Entwicklung und Aufbau eines Radiofrequenzgenerators zur Versorgung und elektrischen Charakterisierung induktiv-gekoppelter Plasmen in Radiofrequenz-Ionentriebwerken

Inaugural-Dissertation

zur Erlangung des Doktorgrades
Dr. rer. nat.
am I. Physikalischen Institut des Fachbereichs 07
der Justus-Liebig-Universität Gießen

vorgelegt von

Jens Simon

aus Marburg/Lahn

Gießen, den 5. Oktober 2016

Dekan:	Prof. Dr. Bernhard Mühlherr
Erstgutachter:	Prof. Dr. Peter J. Klar
Zweitgutachter:	Prof. Dr. Uwe Probst

Tag der Disputation: 30. September 2016

Kurzzusammenfassung

In dieser Arbeit wird die Entwicklung und der Prototypenaufbau eines Radiofrequenzgenerators zur Versorgung induktiv-gekoppelter Plasmen in Radiofrequenz-Ionentriebwerken vorgestellt. Mithilfe eines resonanten Schaltungskonzepts ist der entwickelte Generator in der Lage, in einem Frequenzstellbereich von 500 kHz bis 3,5 MHz sinusförmige Ausgangsströme zu erzeugen. Bei Nutzung geeigneter Kühlungsmaßnahmen sind Ausgangsleistungen bis in den Kilowatt-Bereich möglich.

Um die in das Plasma eingekoppelte Leistung zu maximieren, muss sich der Generator kontinuierlich auf die veränderlichen Entladungsbedingungen abstimmen. Dazu kommt ein eigens entwickelter Regelalgorithmus zum Einsatz. Entgegen gängiger Steuerungskonzepte für Hochfrequenzanwendungen – welche typischerweise auf analoger Schaltungstechnik beruhen – findet hier eine digitale Implementierung der Regelung auf FPGA-Basis Anwendung. Dadurch kann die Radiofrequenzerzeugung im laufendem Betrieb innerhalb weniger Schwingungsperioden auf veränderte Lastbedingungen eingestellt und eine zuverlässige Versorgung der induktivgekoppelten Entladung gewährleistet werden. Darüber hinaus besteht die Möglichkeit, die vom Generator abgegebene Leistung ohne Wirkungsgradverringerung hochdynamisch anzupassen. Hiermit lässt sich der vom Triebwerk erzeugte Schub binnen Mikrosekunden variieren – eine Eigenschaft die vor allem für Missionen mit hochgenauen Lageregelungsanforderungen interessant erscheint. Zudem ist durch die hohe Flexibilität einer digitalen Realisierung eine kontinuierliche Anpassung und Erweiterung der Regelungs- und Steuerungsfunktionen möglich.

Die Funktionalität des Prototypenaufbaus wird anhand der Versorgung eines RIM-4 Triebwerks verifiziert. Ferner kann so eine elektrische Charakterisierung des Triebwerks – abhängig vom Arbeitspunkt der induktiv-gekoppelten Gasentladung und der Konfiguration des Generators – erfolgen. Dabei hat sich gezeigt, dass die Wahl der Betriebsfrequenz besonders bei hohen Gasmassenflüssen einen entscheidenden Einfluss auf den Leistungsbedarf des Triebwerks hat. Für die elektrische Effizienz des Triebwerk-Gesamtkonzepts spielt der Wirkungsgrad der Radiofrequenzerzeugung und -übertragung in die Induktionsspule des Triebwerks eine maßgebliche Rolle. Im direkten Vergleich mit einem konventionellen, analog geregelten Radiofrequenzgenerator konnten die Vorteile der digital implementierten Regelung durch eine höhere Effizienz der Radiofrequenzerzeugung unter Beweis gestellt werden. Zudem kann mithilfe der experimentell gewonnen Erkenntnisse für alle Betriebsbereiche des Triebwerks die jeweils optimale Generatorkonfiguration identifiziert werden.

Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand im Rahmen meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Fachbereich Elektro- und Informationstechnik der Technischen Hochschule Mittelhessen und des I. Physikalischen Instituts der Justus-Liebig-Universität Gießen im Forschungsprojekt LOEWE-RITSAT[1].

LOEWE, Akronym für ***L**andes-**O**ffensive zur **E**ntwicklung **W**issenschaftlich-ökonomischer **E**xzellenz*, ist ein Programm zur Forschungsförderung des Landes Hessen und bietet eine mehrjährige Anschub-Finanzierung langfristig zu etablierender Forschungsstrukturen mit dem Ziel, die Strukturbildung und Vernetzung von Hochschulen und außeruniversitären Forschungseinrichtungen voranzutreiben sowie die Kooperation zwischen Universitäten und Fachhochschulen zu stärken.

Der Projektschwerpunkt RITSAT befasste sich mit Ionenantrieben für die Raumfahrt. In diesem Kontext wurde die Forschung und Entwicklung von Radiofrequenz-Ionentriebwerken (RIT) durch das Land Hessen gefördert. Diese Triebwerke wurden schon in den 1960er Jahren an der Justus-Liebig-Universität von Professor Horst Löb entwickelt und sind seitdem kontinuierlich Gegenstand universitärer Forschungsarbeit [4, 12, 23, 24, 26, 33, 37, 48, 51, 54, 56–64, 74, 103, 104]. Neben ihrer eigentlichen Bestimmung für die Raumfahrt eignen sie sich auch zur Nutzung als Ionenquellen für terrestrische Applikationen und kommen beispielsweise in der Materialbearbeitung zur Beschichtung oder Reinigung von Oberflächen sowie zur Heizung von Fusionsplasmen zum Einsatz [27–29]. Des Weiteren trägt die Forschung auf diesem Gebiet zu einer Erweiterung des Grundlagenwissens in der Plasmaphysik bei, welches beispielsweise in der Medizin zur plasmaunterstützten Wundheilung angewandt werden kann.

Seit nunmehr annähernd 20 Jahren wird die RIT-Technologie auch kommerziell eingesetzt. Dabei erfolgt die Entwicklung nach ökonomischen Gesichtspunkten vornehmlich durch die Firma Airbus D&S (ehemals Astrium) [65–71].

Im Gegensatz zu chemischen Triebwerkskonzepten lassen sich mit elektrischen Triebwerken, wie dem Radiofrequenz-Ionentriebwerk, nur geringe Schübe erzeugen, wodurch sie für den Transport von Raumsonden oder Satelliten ins All denkbar ungeeignet sind. Jedoch zeichnen sich elektrische Triebwerke durch eine wesentlich effizientere Treibstoffausnutzung und präzise Schubsteuerung aus und sind somit prädestiniert zur Lage- und Bahnstabilisierung von Satelliten im Weltraum [72, 79]. Verglichen mit anderen elektrischen Triebwerkskonzepten, wie sie in Kap. 2.2 vorgestellt werden, bietet die RIT-Technologie eine hohe Effizienz der Treibstoffausnutzung, was nicht zuletzt unter wirtschaftlichen Aspekten vorteilhaft erscheint [32]. Dieser Vorteil wird allerdings durch eine die Lebensdauer betreffende Einschränkung erkauft: Die RIT-Technologie nutzt zur Schuberzeugung eine Gitteranordnung, durch deren Extraktionskanäle Ionen beschleunigt werden. Bei diesem Vorgang treffen aber immer auch Ionen auf die Gitter, wodurch diese materialabhängig erodiert werden. Dies ist insbesondere in Bezug auf Langzeitanwendungen der Triebwerke kritisch: Ist die zeitliche Dauer für eine Mission von sekundärer Bedeutung, kommen sie durch ihren hohen Treibstoffmassenwirkungsgrad prinzipiell

[1] `http://www.proloewe.de/ritsat`

auch als Antrieb für interplanetare Missionen oder den Spiralflug zu höheren Satellitenorbits in Frage [47]. Letzteres konnte die RIT-Technologie eindrucksvoll durch die Rettung der ***A****dvanced* ***R****elay and* ***T****echnology* ***Mis****sion* (ARTEMIS) in 2001 belegen. Die Ariane-5-Trägerrakete sollte den ARTEMIS-Satellit in eine geostationäre Transferbahn bringen (Apogäum in ca. 36.000 km Höhe). Durch einen Funktionsfehler in der Trägerrakete wurde der Satellit aber in einer Transferbahn wesentlich geringerer Höhe ausgesetzt. Mithilfe seines Apogäumsmotors, der eigentlich für das Erreichen eines geostationären Orbits vorgesehen war, konnte er noch auf eine Kreisbahn in 31.000 km Höhe angehoben werden. ARTEMIS war zu Testzwecken mit vier neuartigen elektrischen Triebwerken, darunter zwei RIT, ausgestattet. Durch Umprogrammierung war es den Ingenieuren der ESA[2] möglich, mit den treibstoffeffizienten elektrischen Triebwerken kontinuierlich Schub zu erzeugen und so die verbliebene Höhendifferenz im Spiralflug innerhalb eines Jahres zu bewältigen, wodurch die kostenintensive Mission gerettet werden konnte.

Um die RIT-Technologie weiter zu optimieren, ist es unerlässlich, dass durch Vernetzung von Forschung und Industrie eine gemeinsame Basis geschaffen wird. So können die Erkenntnisse aus der Grundlagenforschung für die Entwicklung von Prototypen genutzt werden und die Ergebnisse aus deren Validierung wiederum der Grundlagenforschung zur Verfügung gestellt werden. Nur durch diese Rückkopplung kann ein nachhaltiger Optimierungsprozess gelingen.

Des Weiteren ist für den kommerziellen Erfolg eine ganzheitliche Betrachtungsweise des Triebwerkskonzepts essentiell. Um die einzelnen Komponenten besser aufeinander abzustimmen und ein optimiertes Gesamtsystem zu erhalten, ist insbesondere eine Miteinbeziehung der peripheren Ansteuer- und Regelungselektronik notwendig.

Als Kooperationspartner im RITSAT-Projekt verstand sich die Technische Hochschule Mittelhessen mit ihrer ingenieurstechnischen Expertise als Bindeglied zwischen Universität und Industrie und ist auf Basis ihrer anwendungsbezogenen Forschung weiter in die Entwicklung und Optimierung des RIT-Gesamtsystems eingebunden. Durch die in RITSAT vertraglich vereinbarte Zusammenarbeit mit dem Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt (DLR) in Göttingen und der Firma Airbus D&S ist die Verstetigung der Grundlagenforschung zu Ionenantrieben auch nach Auslaufen der LOEWE-Förderung gesichert worden. Im Rahmen kooperativer Promotionsprojekte und der Einführung des interdisziplinären Studiengangs *Physik und Technologie für Raumfahrtanwendungen* bleibt auch die Technische Hochschule Mittelhessen in die Entwicklung elektronischer Komponenten eingebunden.

Hierauf Bezug nehmend stellt diese Arbeit mit der Entwicklung eines speziell auf die Triebwerksparameter abgestimmten Radiofrequenzgenerators (RFG) einen Teil dieses Optimierungsprozesses dar und trägt zur Attraktivitätssteigerung des RIT-Gesamtsystems bei. Die Dissertation ist in sechs Kapitel gegliedert. Kapitel 1 gibt eine Einführung in die Thematik und zeigt die Fragestellung und Motivation für diese Arbeit auf. Ferner wird die Vernetzung mit anderen Arbeiten innerhalb des zugehörigen RITSAT-Projektbereichs kurz erläutert.

Kapitel 2 beinhaltet eine Übersicht elektrischer Triebwerkskonzepte und der zugrundeliegenden physikalischen Prinzipien. Darauf folgt eine detaillierte Erläuterung des Radiofrequenz-Ionentriebwerks, gegliedert nach Triebwerksaufbau, Wirkungsweise der Plasmaerzeugung und Ionenextraktion sowie der Beschreibung der elektrischen Eigenschaften des Triebwerks, welche für die Entwicklung eines Radiofrequenzgenerators maßgeblich sind.

Die elektrotechnischen Grundlagen zur Entwicklung und zum Aufbau des Generators werden in Kapitel 3 behandelt. Dazu zählen unter anderem Bauelemente und Wechselrichtertopologien der Leistungselektronik sowie deren kritische Eigenschaften bezogen auf die Betriebsstabilität.

[2] European Space Agency

Es werden Schaltungskonzepte zur Verlustminimierung und Effizienzsteigerung vorgestellt und die Bedeutung der Leitungslänge zur Triebwerksanbindung herausgestellt.

Kapitel 4 stellt das entwickelte Generatorkonzept vor, untergliedert nach Schaltungs- und Regelungskonzept. Die Funktionalität der Regelung wurde zunächst in einer Simulationsumgebung validiert, bevor der experimentelle Aufbau des Generators erfolgte.

Nach der Präsentation des Hardwareaufbaus zeigt Kapitel 5 die experimentelle Verifikation des Generators sowie die Untersuchung in unterschiedlichen Triebwerks-Arbeitspunkten und bei diversen Parametervariationen. Dazu wurde zunächst eine separate Überprüfung des Regelungskonzepts vorgenommen, gefolgt von der Versorgung eines Gießener RIM-4 Radiofrequenz-Ionentriebwerks durch den entwickelten Radiofrequenzgenerator. Die experimentelle Verifikation erfolgte durch die Aufnahme von Performance-Mappings. Des Weiteren dienten diese zur Evaluation in unterschiedlichen Triebwerks-Arbeitspunkten und bei Variation der Generator-Last-Konfiguration.

Ferner wird eine Möglichkeit zur adäquaten Bestimmung der Hochfrequenzleistung am Triebwerk vorgestellt. Abschließend werden die Messergebnisse diskutiert und zur Generatorcharakterisierung und Festlegung einer optimalen Lastkonfiguration sowie eines optimalen Betriebsbereichs genutzt.

Kapitel 6 fasst die Ergebnisse der Arbeit zusammen und gibt einen Ausblick über weitere Untersuchungen und Optimierungsansätze für nachfolgende Arbeiten.

Inhaltsverzeichnis

Kurzzusammenfassung **iii**

Vorwort **v**

Nomenklatur **xi**

1 Einleitung **1**

2 Grundlagen elektrischer Antriebe **5**
2.1 Kenngrößen von Raketenantrieben 5
2.2 Prinzip elektrischer Triebwerkskonzepte 8
2.2.1 Elektrothermische Triebwerke 12
2.2.2 Magnetoplasmadynamische Triebwerke 13
2.2.3 Elektrostatische Triebwerke 15
2.3 Das Radiofrequenz-Ionentriebwerk 18
2.3.1 Konzept und Aufbau 19
2.3.2 Plasmaphysikalische Zusammenhänge 21
2.3.3 Induktive Energieeinkopplung 26
2.3.4 Schuberzeugung 35

3 Leistungselektronische Grundlagen **41**
3.1 Bauelemente der Leistungselektronik 42
3.2 Topologien für Umrichter 43
3.3 Konzepte zur Verlustleistungsminimierung 49
3.3.1 Verluste bei Halbleiterbauelementen 49
3.3.2 Schaltentlastungsnetzwerke 51
3.3.3 Resonantes Schalten 53
3.4 Schwingkreiswechselrichter 55
3.4.1 Prinzip und Schwingkreisgleichungen 55
3.4.2 Topologieformen 58
3.4.3 Steuerung 64
3.5 Effizienzbetrachtung und Impedanztransformation 66

4 Das Generatorkonzept **75**
4.1 Schaltungskonzept 76
4.1.1 Topologieauswahl und Konfiguration 76
4.1.2 Modularer Aufbau 78
4.1.3 Stabilität der Brückenschaltung 82
4.1.4 Einfluss der Lastanbindung 86

4.2 Regelungskonzept 91
4.2.1 Der Regelalgorithmus 92
4.2.2 Simulative Untersuchung 99
4.2.3 FPGA-Implementierung 104
4.3 Hardwareaufbau 106

5 Experimentelle Untersuchung 111
5.1 Verifikation des Regelungskonzepts 111
5.2 Versorgung des Gießener RIM-4 Triebwerks 116
5.3 Leistungsmessung im Hochfrequenzbereich 125
5.3.1 Messverfahren 127
5.3.2 RF-Leistungsmessung am Gießener RIM-10 Triebwerk 128
5.4 Diskussion der Messergebnisse 133

6 Zusammenfassung und Ausblick 135

Anhang I
A.1 Dimensionierung der Strommesswandler I
A.2 Weitere Messungen am RIM-4 Triebwerk IV
A.2.1 Variation der Strahlleistung IV
A.2.2 Variation der Betriebsfrequenz VI
A.2.3 Variation der RF-Zuleitungslänge VII

Literatur- und Quellenverzeichnis IX

Abbildungsverzeichnis XVII

Tabellenverzeichnis XIX

Eidesstattliche Erklärung XXI

Danksagung XXIII

Publikationen und Konferenzteilnahmen XXV

Nomenklatur

A, A: Fläche in m^2

B, B: Magnetische Flussdichte in T

C: Kapazität in F

c_0: Vakuum-Lichtgeschwindigkeit in $\mathrm{m\,s^{-1}}$

D, D: Elektrische Flussdichte in $\mathrm{A\,s\,m^{-2}}$

D: Dämpfungsgrad

d: Durchmesser in m

d: Tastgrad

e: Einheitsvektor

E, E: Elektrische Feldstärke in $\mathrm{V\,m^{-1}}$

E: Energie in $\mathrm{W\,s^{-1}}$

e: Elementarladung in A s

F, F: Schubkraft in N

f: Signalfrequenz in Hz

g_0: Erdbeschleunigung in $\mathrm{m\,s^{-2}}$

H, H: Magnetische Feldstärke in $\mathrm{A\,m^{-1}}$

$\hat{I}$: Amplitude des Wechselstromes in A

I: Effektivwert des Wechselstromes in A

I: Gleichstrom in A

I: Impuls in $\mathrm{kg\,m\,s^{-1}}$

i: Zeitlicher Verlauf des Stromes in A

I_m: Massenspezifischer Impuls in $\mathrm{m\,s^{-1}}$

I_sp: Spezifischer Impuls in s

J, J: Stromdichte in $\mathrm{A\,m^{-2}}$

k: Impedanztransformationsfaktor

k: Perveanz in $\mathrm{A\,V^{-\frac{3}{2}}}$

k_b: Boltzmann-Konstante in $\mathrm{J\,K^{-1}}$

L: Induktivität in H

l: Länge in m

$\dot{m}$: Massenfluss in $\mathrm{kg\,s^{-1}}$

M: Gegeninduktivität in H

m: Masse in kg

N: Anzahl

n: Ladungsträgerdichte in $\mathrm{m^{-3}}$

P: Leistung in W

p: Druck in Pa

Q: Blindleistung in V A r

Q: Schwingkreisgüte

R: Ohm'scher Widerstand in Ω

S: Poyntingvektor in $\mathrm{W\,m^{-2}}$

s: Länge in m

T: Periodendauer in s

T: Temperatur in K

t: Zeit in s

$\hat{U}$: Amplitude der Wechselspannung in V

U: Effektivwert der Wechselspannung in V

U: Gleichspannung in V

u: Zeitlicher Verlauf der Spannung in V

v, v: Geschwindigkeit in $\mathrm{m\,s^{-1}}$

W: Magnetische Energie in J

w: Energiedichte in $\mathrm{J\,m^{-3}}$

X: Reaktanz in Ω

Z: Impedanz in Ω

α: Leitungsdämpfung in $\mathrm{dB\,m^{-1}}$

γ: Teilchenfluss in $\mathrm{s^{-1}}$

δ: Abklingkonstante in $\mathrm{s^{-1}}$

δ: Skineindringtiefe in m

ϵ_0: Elektrische Feldkonstante in $\mathrm{N\,m^{-1}}$

ϵ_r: Relative Permittivität

η: Wirkungsgrad

κ: Elektrische Leitfähigkeit in $\mathrm{S\,m^{-1}}$

λ: Mittlere freie Weglänge in m

λ: Wellenlänge in m

μ_r: Relative Permeabilität

ν: Kollisionsfrequenz in $\mathrm{s^{-1}}$

ρ: Dichte in $\mathrm{kg\,m^{-3}}$

φ: Phasenwinkel in rad

σ: Stoßquerschnitt in $\mathrm{m^2}$

τ: Zeitkonstante in s

Φ: Potential in V

χ: Ionisationsgrad

ω: Kreisfrequenz in $\mathrm{s^{-1}}$

Kapitel 1

Einleitung

Zum Einsatz von elektrischen Triebwerken sind neben dem eigentlichen Triebwerk auch eine Reihe elektronischer Geräte zur Ansteuerung und Regelung erforderlich, die mit ihren Eigenschaften wie Größe, Gewicht und elektrischem Wirkungsgrad die Leistungsdaten des Triebwerkkonzepts wesentlich beeinflussen. Welche Zusatzgeräte benötigt werden, hängt dabei vom jeweiligen Triebwerkstyp ab. In dieser Hinsicht befasst sich die an den Fachbereich Elektro- und Informationstechnik der Technischen Hochschule Mittelhessen (THM) angegliederte Arbeitsgruppe (AG) *Ionenantriebe für die Raumfahrt*[1] mit der Entwicklung und Optimierung von Peripheriegeräten zum Betrieb von Radiofrequenz-Ionentriebwerken (RIT). Ziel dabei ist, im universitären Umfeld ein Triebwerk-Gesamtsystem entwickeln und betreiben zu können und somit eine ganzheitliche Betrachtungsweise des RIT-Konzepts zu ermöglichen. Nur auf diesem Weg ist eine effektive Optimierung der einzelnen Teilkomponenten möglich, da diese starke wechselseitige Abhängigkeiten aufweisen, welche allein durch eine holistische Anschauung identifiziert und bewertet werden können.

Die Weltraumtauglichkeit der einzelnen Komponenten sowie des eigentlichen Triebwerks stellt dabei explizit keine Anforderung an das universitäre Umfeld dar, sondern ist unter anderem Aufgabe der angeschlossenen Industriepartner. An den Hochschulen sollen vielmehr grundlegende Konzeptoptimierungen erarbeitet und untersucht werden. In dieser Hinsicht sind für die an der THM zu entwickelnde elektronische Peripherie vor allem Optimierungsansätze bezüglich des elektrischen Wirkungsgrades, der Effizienz der RIT-typischen induktiven Einkopplung sowie der Präzision und Dynamik der Schubregelung zu identifizieren und zu verifizieren.

Neben der EMV-technischen Analyse von Triebwerk und angeschlossener Peripherie – welche zum Ziel hat, die Gesamtstruktur für einen möglichst geringen Störeinfluss auf andere Satellitensubsysteme zu optimieren [3] – wird in der an der THM ansässigen AG ein System zur Schubregelung des Triebwerks entwickelt und aufgebaut [112]. Abbildung 1.1 zeigt den Aufbau des Triebwerk-Gesamtsystems, bestehend aus RIT und peripherer Elektronik zur Regelung des Ionenstrahlstromes (engl.: *ion beam current*) I_b bzw. des generierten Schubes. Eine genaue Erläuterung der Zusammenhänge wird in Kap. 2.3 gegeben. Der Ionenstrahlstrom kann prinzipiell über vier Stelleingriffe variiert werden, wobei diese triebwerksintern starke Verkopplungen aufweisen und einen zum Teil nichtlinearen Einfluss auf den Schub besitzen. Diese Eigenschaften müssen bei der Konzeptionierung eines Strahlstromreglers (engl.: *beam current controller*, BCC) Berücksichtigung finden. Ziel ist es, ein hinsichtlich Präzision und Einschwingdauer optimiertes Regelungskonzept zu entwickeln. Dazu können erweiterte Regelkreisstrukturen wie Störgrößenaufschaltungen, kaskadierte Regelkreise sowie Kompensations- oder Zustandsregler zum Einsatz kommen [25, 75]. Darüber hinaus spielt die Charakteristik der Stellglieder (Aktuatoren) ebenfalls eine entscheidende Rolle für die Reglerkonzeptionierung und Leistungsdaten des Gesamtsystems.

[1] `http://www.thm.de/ei/forschung/projekte/ionenantriebe-fuer-die-raumfahrt/einleitung`

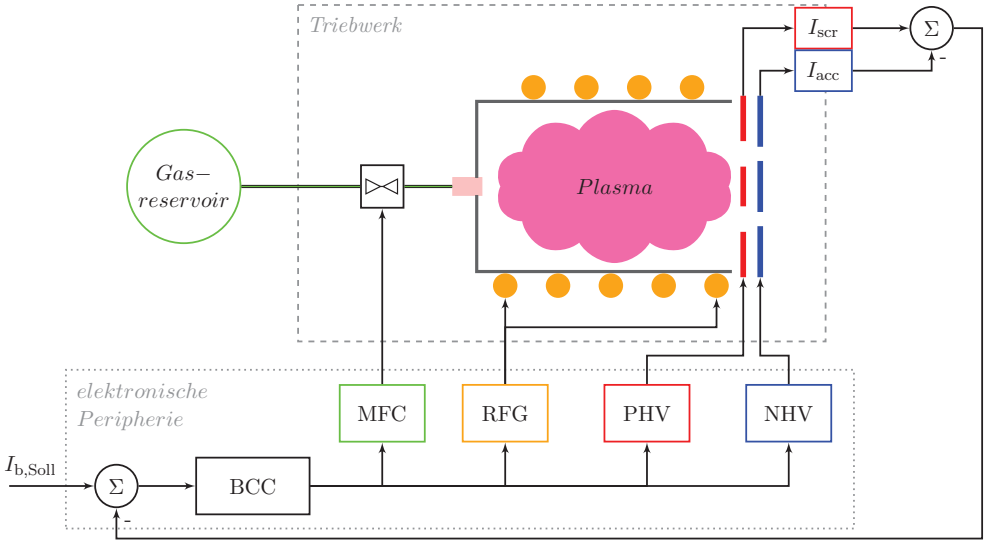


Abbildung 1.1: *Triebwerk-Gesamtsystem mit externer Elektronik zur Schubregelung*

Um eine adäquate elektrische und systemtechnische Beschreibung von RIT zu ermöglichen, wurde an der THM ein selbstkonsistentes numerisches 3D-Simulationsmodell des Triebwerks entwickelt und verifiziert [107, 108]. Die mathematische Beschreibung der Plasmaerzeugung durch die induktive Energieeinkopplung in das Triebwerk sowie der Schuberzeugung durch die Ionenextraktion ermöglicht die Charakterisierung des Triebwerks durch eine elektrische Impedanz Z_{tw} als Last aus der Sicht des Radiofrequenzgenerators (RFG) (vgl. Kap. 2.3.3). Zudem können mithilfe des Modells die triebwerksinternen Verkopplungen der Stellgrößen für diskrete Eingangsparametersätze (Triebwerk-Arbeitspunkte) evaluiert werden. Die Ergebnisse dienen als Referenz für die regelungstechnische Identifikation des Triebwerks und werden bei der Konzeptionierung von erweiterten Regelkreisstrukturen Beachtung finden. Aufgrund der dreidimensionalen Modellierung können darüber hinaus auch neue Triebwerkgeometrien untersucht werden, wodurch das Triebwerkdesign auf einen hohen Wirkungsgrad der Schuberzeugung hin optimiert werden kann, ohne in regelmäßigen Abständen neue Prototypen aufbauen und untersuchen zu müssen.

Der Wirkungsgrad des Triebwerks berechnet sich als Produkt aus Massen- η_{m} und elektrischem Wirkungsgrad η_{el} zu

$$\eta_{\mathrm{RIT}} = \eta_{\mathrm{m}}\,\eta_{\mathrm{el}}, \tag{1.1}$$

wobei η_{m} die Effizienz der Treibstoffausnutzung und η_{el} die Effizienz der induktiven Einkopplung zur Plasmaerzeugung sowie der Ionenextraktion zur Schuberzeugung beschreibt.

Für eine ganzheitliche Betrachtung des elektrischen Wirkungsgrades η_{el} müssen bei dessen Berechnung auch die Effizienzen des RFGs η_{RFG} und der Hochspannungsnetzteile PHV (engl.: *positive high voltage*) sowie NHV (engl.: *negative high voltage*) η_{HV} berücksichtigt werden. η_{RFG} mindert die Effizienz der Plasmaerzeugung um die Verluste der Radiofrequenz (RF)-Erzeugung und -Übertragung, während η_{HV} den Wirkungsgrad der Ionenextraktion einschränkt (vgl. Kap. 2.3).

Die Erhöhung von η_{RIT} durch Entwicklung optimierter Triebwerkdesigns ist nicht Bestandteil dieser Arbeit. Vielmehr nutzt diese Arbeit die Ergebnisse der Triebwerksmodellierung zur

Entwicklung eines speziell auf die Triebwerksparameter abgestimmten RFGs, welcher als Stellglied einen Teil der Regelungsstruktur des Strahlstromreglers aus Abb. 1.1 repräsentiert und somit einen Beitrag zu dessen Entwicklung liefert. Zudem hat der RFG einen maßgeblichen Einfluss auf den Gesamtwirkungsgrad des Triebwerkkonzepts.

Die Motivation besteht nun zum einen darin, eine möglichst verlustarme RF-Erzeugung sowie eine optimierte Energieübertragung in das Ionentriebwerk sicherzustellen. Zum anderen soll eine hochdynamische Anpassung der RF-Erzeugung auf veränderte Lastbedingungen gewährleistet werden.

Das Erzielen hoher Wirkungsgrade ist schon aufgrund der auf einem Satelliten begrenzt zur Verfügung stehende elektrische Energie erstrebenswert. Hinzu kommt, dass bei jedem Energieumformungsprozess unweigerlich Verlustleistung entsteht, welche in Wärme umgesetzt wird. Diese muss abgeführt werden, um ein Überhitzen der Leistungselemente zu verhindern. Durch die Abwesenheit von Materie ist die Wärmeabführung im Weltraum jedoch hochproblematisch und kann nur über Wärmestrahlung erfolgen. Für die Abfuhr größerer Wärmeenergien durch Strahlung sind Radiatoren notwendig, die sich allerdings durch ein nicht unerhebliches Eigengewicht negativ auf die Systemmasse des Satelliten auswirken. Daher ist ein hoher elektrischer Wirkungsgrad aller Peripheriegeräte von wesentlicher Bedeutung.

Für die zuverlässige Versorgung eines induktiv-gekoppelten Plasmas ist eine präzise Abstimmung des RFGs auf die Triebwerkslast erforderlich. Zu diesem Zweck ist die genaue Kenntnis der Triebwerksimpedanz Z_{tw} und ihrer Reaktion auf Arbeitspunktverschiebungen bzw. Stellgrößenanpasssungen entscheidend. Das entwickelte Triebwerksmodell dient als Basis zur quantitativen Bestimmung der Triebwerksimpedanz für diskrete Arbeitspunkte. Um darüber hinaus auch dynamisch einen stabilen Betrieb der Plasmaentladung zu gewährleisten, ist eine schnelle Anpassung an eine veränderte Triebwerkslast erforderlich.

Im gängigen Betriebsbereich von RIT kann die Triebwerksimpedanz in erster Näherung als ohmsch-induktive Last beschrieben werden (vgl. Kap. 2.3.3) [15] und hängt neben der Einstellung von RFG und der Hochspannungsnetzteile auch von der durch den Massenflussregler (engl.: *mass flow controller*, MFC) zugeführten Treibstoffmenge ab:

$$Z_{\mathrm{tw}} = f\left(\mathrm{MFC}, \mathrm{RFG}, \mathrm{PHV}, \mathrm{NHV}\right) \approx R_{\mathrm{tw}} + \mathrm{i}\,\omega_{\mathrm{RF}}\,L_{\mathrm{tw}} \tag{1.2}$$

Durch die Ergänzung einer Kapazität kann mit geringem Aufwand ein elektrisch schwingfähiger Lastkreis aufgebaut werden, der eine verlustarme Übertragung des benötigten RF-Wechselsignals ermöglicht. Abbildung 1.2 zeigt dies am Beispiel eines Reihenschwingkreises. Die Schwingungsdifferentialgleichung ist gegeben durch

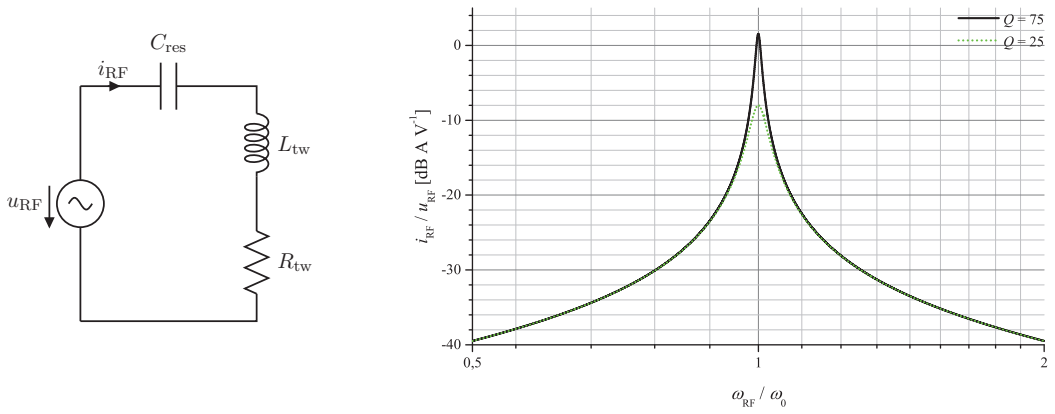
$$\frac{\mathrm{d}^2\, i_{\mathrm{RF}}}{\mathrm{d}\, t^2} + 2\delta\,\frac{\mathrm{d}\, i_{\mathrm{RF}}}{\mathrm{d}\, t} + \omega_0^2\, i_{\mathrm{RF}} = u_{\mathrm{RF}} = \hat{U}_{\mathrm{RF}}\,\sin\left(\omega_{\mathrm{RF}}\, t\right), \tag{1.3}$$

mit der Abklingkonstante $\delta = R_{\mathrm{tw}}/2L_{\mathrm{tw}}$ und der Resonanzfrequenz $\omega_0 = 1/\sqrt{L_{\mathrm{tw}}C_{\mathrm{res}}}$.

Im Resonanzfall (Anregung mit $\omega_{\mathrm{RF}} = \omega_0$) schwingt der Laststrom mit der maximalen Verstärkung abhängig von der Schwingkreisgüte $Q = \omega_0/2\delta$ und die Effizienz der Übertragung wird maximiert. Die Schwingkreischarakteristik, gegeben durch Q bzw. δ und ω_0, ist primär durch die Triebwerkslast bestimmt und erfordert eine hochdynamische Regelung der RF-Erzeugung, um die maximale Energieübertragung auch dynamisch aufrecht zu erhalten.

Der Wirkungsgrad der RF-Erzeugung wird in erster Linie durch die Verluste an den Leistungsschaltern bestimmt und ist definiert als

$$\eta_{\mathrm{RFG}} = \frac{P_{\mathrm{RF}}}{P_{\mathrm{DC}}} = \frac{P_{\mathrm{RF}}}{P_{\mathrm{RF}} + P_{\mathrm{v}}}, \tag{1.4}$$



(a) (b)

Abbildung 1.2: *Ersatzschaltbild (a) und Amplitudengang (b) für die RF-Einkopplung in die Induktionsspule des Triebwerks mittels Reihenschwingkreiskonfiguration*

mit der abgegebenen RF-Ausgangsleistung P_{RF}, der zugeführten DC-Eingangsleistung P_{DC} und der Verlustleistung P_{v}. Bei Verwendung von langen RF-Zuleitungen zum Triebwerk können die RF-Übertragungsverluste nicht vernachlässigt werden, sondern erhöhen zusätzlich die Verlustleistung P_{v} (vgl. Kap. 4.1.4).

Um auch für hohe Ausgangsleistungen – wie sie für den Betrieb von größeren RITs erforderlich sind – eine effiziente Erzeugung zu garantieren, kommen als RF-Generator prinzipiell nur schaltende Verstärker, vielmehr Umrichter, in Betracht. Welche Leistungsschalter dabei zum Einsatz kommen können, hängt primär von der Höhe der zu übertragenden Leistung, der geforderten Ausgangsfrequenz sowie der Realisierungsform als selbst- oder fremdgeführter Umrichter ab.

Grundsätzlich sind alle leistungselektronischen Schalter verlustbehaftet. Die Verluste können in erster Linie nach Durchlass- und Schaltverlusten unterschieden werden. Dabei hängen die einzelnen Anteile sowie die Höhe der Gesamtverluste von Art und Aufbau der Schalter ab. Während die Durchlassverluste mit der Höhe des Durchlasswiderstandes steigen, sind die Schaltverluste primär von der schalterspezifisch erforderlichen Schaltdauer sowie der Anzahl an Schaltvorgängen pro Zeiteinheit, also der Schaltfrequenz, abhängig. Da die maximal tolerierbare Verlustleistung im Bauelement begrenzt ist, werden sowohl Ausgangsleistung P_{RF} als auch -frequenz ω_{RF} durch die Verluste limitiert. Um bei gleichbleibender Ausgangsleistung dennoch höhere Frequenzen zu ermöglichen, existieren diverse Ansätze, die Leistung während des Schaltvorgangs zu minimieren [5, 9, 22, 88, 92, 99, 114]. Durch geeignete Ansteuerverfahren kann beispielsweise die Schwingkreischarakteristik aus Abb. 1.2 vorteilhaft genutzt werden, wodurch eine verlustarme RF-Erzeugung ermöglicht wird (vgl. Kap. 3.4.3).

Um darüber hinaus der Anforderung einer hochdynamischen Anpassung der RF-Erzeugung an veränderte Lastbedingungen gerecht zu werden, wird zur Implementierung des entwickelten Regelalgorithmus ein neuartiges Konzept ausgewählt. Statt – wie für Anwendungen im Hochfrequenzbereich bisher üblich – eine auf analoger Schaltungstechnik beruhende Regelungsplattform zu verwenden, wird bewusst eine digitale Implementierung auf Basis eines *Field Programmable Gate Array* (FPGA) gewählt. Dieses zunächst umständlich erscheinende Steuerungskonzept bietet einige entscheidende Vorteile gegenüber gängigen Implementierungen, welche in Kap. 4.2.3 erläutert werden.

Kapitel 2

Grundlagen elektrischer Antriebe

Für den erfolgreichen Betrieb eines Satelliten sind nicht nur Triebwerke für die Beförderung in die Umlaufbahn erforderlich. Nach Erreichen des Zielorbits ist eine richtungsvariable Schuberzeugung mittels Steuertriebwerken unerlässlich, um den Satelliten durch Korrekturmanöver aktiv in seiner Lage- und Bahn zu stabilisieren. Verglichen mit den Antriebskräften beim Raketenstart sind im Weltraum nur sehr geringe Schübe erforderlich, jedoch müssen diese präzise dosierbar sein und während der gesamten Betriebsdauer des Satelliten zur Verfügung stehen. Aufgrund dessen stellt die dafür notwendige Treibstoffmasse der Steuertriebwerke einen nicht unerheblichen Anteil des Startgewichts dar. In dieser Hinsicht bildet die Masseneffizienz der Treibstoffausnutzung durch die Steuertriebwerke einen entscheidenden Faktor für die maximale Betriebsdauer und die Wirtschaftlichkeit eines Satelliten.

Im Vergleich zu chemischen erzeugen elektrische Triebwerke sehr hohe Strahlgeschwindigkeiten und benötigen somit für die gleiche Schubenergie wesentlich weniger Treibstoffmasse. Bei Nutzung elektrischer Steuerantriebe ermöglicht die bessere Masseneffizienz eine bedeutende Reduktion der Startmasse, womit die Kosten eines Satellitenstarts durch Verwendung kleinerer Trägerraketen verringert werden können.

In den vergangenen 20 Jahren ist der Anteil elektrischer Antriebe in Satellitenapplikationen kontinuierlich gestiegen. Insbesondere für die Lage- und Bahnstabilisierung von geostationären Kommunikationssatelliten bieten elektrische Triebwerke eine attraktive Alternative zu chemisch-basierten Systemen. Neben der Verwendung als Steuerantrieb finden sie auch zunehmend für andere Missionsklassen Beachtung: Durch ihre hohe Masseneffizienz kommen elektrische Triebwerke prinzipiell auch für das Aufspiralen zu höher gelegenen Satellitenorbits und als Primärantrieb für Weltraummissionen in Frage.

In diesem Kapitel werden die physikalischen Grundlagen elektrischer Antriebe erläutert und relevante Kenngrößen zur Bewertung ihrer Eigenschaften eingeführt. Die unterschiedlichen Triebwerkskonzepte werden nach Funktionsprinzipien untergliedert vorgestellt und können anhand der Kenngrößen verglichen werden. Darauf folgt eine detaillierte Erläuterung des Radiofrequenz-Ionentriebwerks, gegliedert nach Triebwerksaufbau sowie Wirkungsweise von Plasmaerzeugung und Ionenextraktion. Besonderes Augenmerk liegt dabei auf den elektrischen Eigenschaften des Triebwerks und den Einflüssen des Betriebspunktes auf die Triebwerksimpedanz, welche für die Entwicklung eines Radiofrequenzgenerators berücksichtigt werden müssen.

2.1 Kenngrößen von Raketenantrieben

Im Folgenden wird die komplexe Amplitude zur Darstellung sinusförmiger, zeitabhängiger Größen verwendet. Der Phasor eines Spannungsverlaufs ergibt sich zu $\tilde{U} = \hat{U} \exp(\mathrm{i}\varphi)$, mit der Amplitude $\hat{U}$, der komplexen Einheit i und der Phase φ. Kleinbuchstaben hingegen kennzeichnen

den zeitlichen Verlauf gemäß $u(t) = \mathrm{Re}\left\{\tilde{U}\exp(\mathrm{i}\omega t)\right\}$, mit der Zeit t und der Kreisfrequenz ω. Vektoren werden durch fettgedruckte, aufrecht geschriebene Größen dargestellt.

Grundsätzlich erzeugen Raketenantriebe eine Schubkraft F, indem entgegengesetzt zur gewünschten Bewegungsrichtung der Rakete bzw. des Raumfahrzeugs Massepartikel ausgestoßen werden. Abbildung 2.1 verdeutlicht die Zusammenhänge der einzelnen Größen und ihre vektoriellen Abhängigkeiten. Unter der Annahme einer konstanten Strahlgeschwindigkeit des ausgestoßenen Treibstoffs $|\mathbf{v}_\mathrm{s}| = \text{const.}$ kann die von einem Triebwerk erzeugte Schubkraft nach

$$\mathbf{F} = -\frac{\mathrm{d}m}{\mathrm{d}t}\,\mathbf{v}_\mathrm{s} - (p_\mathrm{e} - p_0)\,\mathbf{A}_\mathrm{e} \tag{2.1}$$

berechnet werden [32, 72, 79].

Dabei steht dm für die Massenänderung der Rakete bzw. des Raumflugkörpers infolge des Treibstoffausstoßes, p_e für den Druck an der Austrittsfläche $\mathbf{A}_\mathrm{e}$ des Triebwerks und p_0 für den Umgebungsdruck. Elektrische Triebwerke arbeiten typischerweise mit einem niedrigen Entladungsdruck p_e und sind für hohe Austrittsgeschwindigkeiten v_s optimiert. Aus diesem Grund kann der Druckterm zur Berechnung der Schubkraft in guter Näherung vernachlässigt werden [107] und die Schubgleichung vereinfacht sich zu

$$\mathbf{F} = -\dot{m}\,\mathbf{v}_\mathrm{s}. \tag{2.2}$$

Da lediglich die axiale Komponente der Strahlgeschwindigkeit zur Erzeugung von Schub beiträgt [79], findet nur die zur Düsenaustrittsfläche normal stehende Geschwindigkeitskomponente als effektive Austrittsgeschwindigkeit $v_\mathrm{s,eff} = \mathbf{v}_\mathrm{s} \cdot \mathbf{e}_z$ Anwendung, wobei $\mathbf{e}_z$ den Einheitsvektor in Schubrichtung bezeichnet. Etwaige radiale Strahlgeschwindigkeitskomponenten, die aufgrund einer divergenten Düsenform bzw. Extraktion entstehen, eliminieren sich aus Symmetriegründen idealerweise gegenseitig. Unter Berücksichtigung der vektoriellen Zusammenhänge aus Abb. 2.1 ergibt sich in skalarer Schreibweise:

$$F = |\mathbf{F}| = -\,\dot{m}\,v_\mathrm{s,eff} \tag{2.3}$$

Im Folgenden wird zur Veranschaulichung der eindimensionale Zusammenhang genutzt. Daher findet fortan der Betrag Anwendung, wenn mit der Schubkraft gerechnet wird.

Aus Gl. (2.3) ist sofort ersichtlich, dass bei einer höheren Strahlgeschwindigkeit $v_\mathrm{s,eff}$ weniger Treibstoff pro Zeiteinheit, respektive ein geringerer Massenfluss $\dot{m}$, benötigt wird, um die gleiche Schubkraft F zu erzeugen.

Konventionelle Raketenantriebe setzen die im Treibstoff chemisch gebundene Energie in kinetische um. Dabei ist die maximal erreichbare Strahlgeschwindigkeit durch den Energiegehalt des Treibstoffs auf $4000 \ldots 5000\,\mathrm{m\,s^{-1}}$ begrenzt [79]. Ferner gilt für chemische Antriebe, dass eine hohe Strahlgeschwindigkeit immer auch mit einer hohen Brennkammertemperatur einhergeht. In dieser Hinsicht bildet die thermische Belastung einen weiteren Limitierungsfaktor für die maximal erreichbare Strahlgeschwindigkeit [64].

Elektrische Antriebe überwinden diese Einschränkungen, indem die Energiequelle zur Erzeugung der kinetischen Energie von der Treibstoffversorgung separiert wird. Durch die Einkopplung elektrischer Energie können zehn- bis zwanzigfach höhere Strahlgeschwindigkeiten erzeugt werden [64], womit die Masseneffizienz der Treibstoffausnutzung enorm gesteigert werden kann. In diesem Fall wird $v_\mathrm{s,max}$ lediglich durch die auf Raumfahrzeugen begrenzt zur Verfügung stehende elektrische Leistung limitiert.

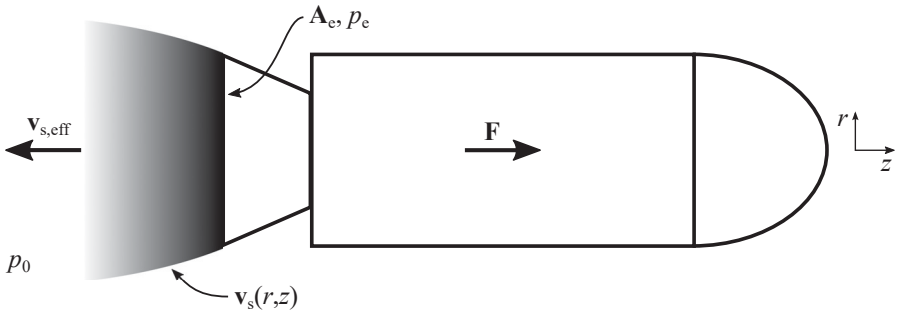


Abbildung 2.1: *Schemaskizze einer Rakete mit den relevanten Vektorgrößen*

Unterschiedliche Antriebssysteme können bezüglich ihrer Masseneffizienz anhand des massenspezifischen Impulses bewertet werden [72]. Dieser setzt den Impuls einer Rakete I_r in Relation zu ihrer Masse m_r und ist eine wichtige Größe für die Beurteilung einer Mission [79]:

$$I_\mathrm{m} = \frac{I_\mathrm{r}}{m_\mathrm{r}} = \int \frac{F}{m_\mathrm{r}} \mathrm{d}t \tag{2.4}$$

Im Fall einer konstanten Schubkraft F über der Antriebszeit T entspricht der massenspezifische Impuls der effektiven Strahlgeschwindigkeit:

$$I_\mathrm{m} = \frac{F\,T}{m_\mathrm{r}} = \frac{F\,\mathrm{d}t}{\mathrm{d}m_\mathrm{r}} = \frac{F}{\dot{m}} = v_\mathrm{s,eff} \tag{2.5}$$

Anschaulich gesprochen entspricht ein massenspezifischer Impuls von $1000\,\mathrm{m\,s^{-1}}$ einem Triebwerk, das eine Sekunde lang einen Schub von 1000 N liefert und dabei 1 kg Treibstoff verbraucht.

Zum Vergleich von Antriebssystemen in der Raketentechnik hat sich jedoch der gewichtsspezifische Impuls I_sp durchgesetzt [32, 64, 72, 79, 108]. Dieser bewertet die Effizienz der Treibstoffausnutzung durch das Triebwerk, indem der vom Treibstoff erzeugte Impuls I_t in Relation zu dessen Masse und der Erdbeschleunigung g_0 gesetzt wird:

$$I_\mathrm{sp} = \frac{I_\mathrm{t}}{m_\mathrm{t}\,g_0} = \frac{F}{\dot{m}\,g_0} = \frac{v_\mathrm{s,eff}}{g_0} \tag{2.6}$$

Der Bezug auf die Erdbeschleunigung führt zu der ungewöhnlichen Einheit Sekunde, die allerdings den Vorteil bietet, in allen Einheitensystemen den gleichen Zahlenwert zu liefern. Aus diesem Grund hat sich der gewichtsspezifische Impuls weltweit als Vergleichsparameter für die Masseneffizienz von Antriebssystemen etabliert [107]. Chemische Antriebssysteme sind typischerweise auf gewichtsspezifische Impulse von $400 \ldots 500\,\mathrm{s}$ begrenzt, während elektrische Antriebe in der Praxis durchaus 4000 s erreichen können [32].

Ein weiterer elementarer Zusammenhang für die mathematische Beschreibung des Raketenflugs ist durch die Raketengrundgleichung

$$\Delta\, v_{1\to 2} = v_\mathrm{s,eff} \ln\left(\frac{m_1}{m_2}\right), \tag{2.7}$$

mit den Indizes 1 und 2 für den Anfangs- und den Endpunkt einer Antriebsphase gegeben [79]. Mithilfe dieser Gleichung kann das Antriebsvermögen einer Rakete, respektive ihr Geschwindigkeitszuwachs $\Delta\, v$, bestimmt werden, sofern die Strahlgeschwindigkeit und die Raketenmasse

vor und nach der Antriebsphase bekannt sind. Als gängige Größe zur Beschreibung der benötigten Energie für die Überwindung eines Gravitationspotentials hat sich in der Raumfahrt die kosmische Fluchtgeschwindigkeit etabliert [72]. Durch Einsetzen des jeweils benötigten Geschwindigkeitszuwachses Δv kann mit der Raketengrundgleichung somit auch die erforderliche Treibstoffmasse zum Verlassen des Gravitationsfeldes eines bestimmten Himmelskörpers oder zum Aufstieg in einen höheren Orbit berechnet werden. Die Herleitung der Raketengrundgleichung erfolgt über die Impulserhaltung und Massenbilanz einer Rakete unter der vereinfachenden Annahme eines schwerefreien Raumes und kann in Ref. 79 nachgelesen werden. Satelliten fliegen aber nie gänzlich schwerefrei, sondern bewegen sich auf Keplerbahnen um Himmelskörper. Beträgt die Antriebsdauer nur einen kleinen Teil der Umlaufperiode eines Raumfahrzeugs, kann der erzielte Geschwindigkeitszuwachs Δv in sehr guter Näherung vektoriell zur Bahngeschwindigkeit addiert werden [79]. Da elektrische Antriebe – wenn auch mit sehr hohen I_{sp} – nur sehr geringe Schübe liefern, kann diese Näherung bei Nutzung eines elektrischen Primärantriebs nicht angewendet werden und es muss unter Berücksichtigung aller wirkenden Kräfte für die Dauer der Schuberzeugung über die Flugbahn integriert werden.

2.2 Prinzip elektrischer Triebwerkskonzepte

Im Allgemeinen umfasst der Begriff *elektrische Antriebe* jede Antriebstechnik, die dem Treibstoff elektrische Energie zuführt, um die Strahlgeschwindigkeit v_{s} der austretenden Massepartikel zu erhöhen. Verglichen mit konventionellen Antrieben zeichnen sich elektrische Triebwerke durch einen wesentlich geringeren Massenstrom $\dot{m}$ aus und ermöglichen Δv-Werte, die mit chemischen Antrieben so nicht erreicht werden können. Dadurch lässt sich das Antriebsvermögen bei gleichzeitiger Verringerung der erforderlichen Treibstoffmasse steigern. Nachteilig ist jedoch das äußerst geringe Schubniveau (µN . . . N), auch in Bezug zu ihrer Strukturmasse [79]. Chemische Antriebe lassen sich hingegen problemlos auch zu höheren Schüben bis in den Kilonewton-Bereich skalieren. In dieser Hinsicht sind elektrische Antriebe für Raketenstarts denkbar ungeeignet, da ihre Schubkraft nicht annähernd ausreicht, um die Erdanziehungskraft zu überwinden [72]. Außerhalb der Atmosphäre bilden sie jedoch – aufgrund des hohen I_{sp} – eine Alternative zu konventionellen Triebwerken und können sowohl als Primärantrieb als auch zur Lage- und Bahnregelung des Raumfahrzeugs vorteilhaft genutzt werden.

Für die Einbringung der elektrischen Energie existieren unterschiedliche Konzepte: Während der in Kap. 2.2.1 vorgestellte *Resistojet* elektrische Energie lediglich zum thermischen Aufheizen des Treibstoffs verwendet, werden bei den in Kap. 2.2.2 und 2.2.3 vorgestellten Triebwerken elektrische oder elektromagnetische Felder zur Energieeinkopplung genutzt. Durch elektromagnetische Volumenkräfte wird dem Treibstoff eine so hohe Energie zugeführt, dass er ionisiert und sich ein Plasma bildet. Zur Schuberzeugung wird der ionisierte Treibstoff wiederum durch elektromagnetische Kräfte auf sehr hohe Geschwindigkeiten beschleunigt und aus dem Triebwerk extrahiert. Daher werden diese Triebwerke auch als *Plasmaantriebe* bezeichnet [79].

Prinzipiell kommen für die Bewertung von elektrischen Triebwerken viele Kenngrößen in Betracht. In erster Linie finden der erzeugte Schub F, der gewichtsspezifische Impuls I_{sp} und die Effizienz η_{tw} als makroskopische Vergleichsgrößen Anwendung. Diese setzen die Triebwerksperformance in Relation zur benötigten Treibstoffmasse m_{t} und dem Antriebsvermögen, welches sich im erzielten Geschwindigkeitszuwachs Δv ausdrückt. Die allgemeine Form der Schubkraft aus Gl. (2.3) kann für Plasmaantriebe wie folgt beschrieben werden:

$$F = \dot{m}\, v_{\mathrm{s,eff}} = \dot{m}_{\mathrm{i}}\, \bar{v}_{\mathrm{i,eff}} + \dot{m}_{\mathrm{n}}\, \bar{v}_{\mathrm{n,eff}} \tag{2.8}$$

Der Treibstoffmassenfluss aus dem Triebwerk setzt sich zusammen aus dem Anteil elektrisch geladener Teilchen (Ionen) $\dot{m}_\mathrm{i}$ und dem neutraler Teilchen $\dot{m}_\mathrm{n}$. Elektronen können aufgrund ihrer wesentlich niedrigeren Masse generell vernachlässigt werden. Während die Ionen durch die elektromagnetischen Kräfte eine hohe mittlere Geschwindigkeit $\bar{v}_\mathrm{i}$ im Bereich von km/s aufweisen, sehen die neutralen Partikel keine elektromagnetischen Felder und verlassen das Triebwerk mit der mittleren thermischen Geschwindigkeit $\bar{v}_\mathrm{n}$. Für die Berechnung der Schubkraft sind abermals nur die axialen Geschwindigkeitskomponenten von Belang ($v_\mathrm{eff} = \mathbf{v} \cdot \mathbf{e}_\mathrm{z}$). Da im Allgemeinen gilt $\bar{v}_\mathrm{i} \gg \bar{v}_\mathrm{n}$ und für typische Treibstoffe $m_\mathrm{Ion} \approx m_\mathrm{Atom}$ angenommen werden kann [32], ist der neutrale Schubanteil gegenüber dem der Ionen zu vernachlässigen. Zudem ist die Anzahl Ionen, die das Triebwerk pro Zeiteinheit verlässt, wesentlich größer als die der Neutralgaspartikel, sodass gilt $\dot{m}_\mathrm{i} \gg \dot{m}_\mathrm{n}$ und die Schubkraft vereinfacht sich zu

$$F \approx \dot{m}_\mathrm{i}\, \bar{v}_\mathrm{i,eff}. \tag{2.9}$$

In dieser Hinsicht ergibt sich der gewichtsspezifische Impuls aus Gl. (2.6) zu

$$I_\mathrm{sp} \approx \frac{\bar{v}_\mathrm{i,eff}}{g_0}. \tag{2.10}$$

Für elektrische Antriebe muss die Effizienz nach dem Massenwirkungsgrad der Treibstoffausnutzung η_m und dem Wirkungsgrad der elektrischen Energieeinkopplung η_el differenziert betrachtet werden:

$$\eta_\mathrm{tw} = \eta_\mathrm{m}\, \eta_\mathrm{el} \tag{2.11}$$

Der Massenwirkungsgrad setzt den Anteil ionisierter Teilchen, die das Triebwerk pro Zeiteinheit verlassen, in Bezug zu dem gesamten Massenfluss aus dem Triebwerk:

$$\eta_\mathrm{m} = \frac{\dot{m}_\mathrm{i}}{\dot{m}_\mathrm{i} + \dot{m}_\mathrm{n}} \tag{2.12}$$

Während der neutrale Anteil bei der Schubkraftberechnung aufgrund der niedrigen Strahlgeschwindigkeit $\bar{v}_\mathrm{n}$ nicht berücksichtigt werden muss, ist der Massenfluss $\dot{m}_\mathrm{n}$ als Treibstoffverlust anzusehen und bei der Berechnung der Masseneffizienz nicht zu vernachlässigen. Jedes Teilchen, welches das Triebwerk im neutralen Zustand verlässt, trägt nicht zum Schub bei und ist für die Ionisation verloren. Mit der Vereinfachung $m_\mathrm{Ion} \approx m_\mathrm{Atom}$ kann der Massenwirkungsgrad auch über die Teilchenflüsse γ_i und γ_n ausgedrückt werden:

$$\eta_\mathrm{m} = \frac{\gamma_\mathrm{i}\, m_\mathrm{Ion}}{\gamma_\mathrm{i}\, m_\mathrm{Ion} + \gamma_\mathrm{n}\, m_\mathrm{Atom}} \approx \frac{\gamma_\mathrm{i}}{\gamma_\mathrm{i} + \gamma_\mathrm{n}} \tag{2.13}$$

Der elektrische Wirkungsgrad setzt die Strahlleistung P_s in Bezug zu der gesamten elektrischen Leistungsaufnahme des Triebwerks:

$$\eta_\mathrm{el} = \frac{P_\mathrm{s}}{P_\mathrm{ges}} = \frac{P_\mathrm{s}}{P_\mathrm{s} + P_\mathrm{v}} \tag{2.14}$$

P_v vereint alle Leistungsanteile, die nicht zur Erhöhung der Strahlleistung beitragen. Dazu zählen neben typischen Verlustquellen, wie ohmschen Leitungsverlusten, auch die Leistung zur Ionisation des Treibstoffs [64]. Für die ganzheitliche Betrachtung eines Triebwerkssystems und

für den Vergleich verschiedener Triebwerkskonzepte untereinander muss an dieser Stelle zusätzlich auch der elektrische Wirkungsgrad der jeweils erforderlichen Peripherie berücksichtigt werden.

Die Strahlleistung kann über die kinetische Energie des ausgestoßenen Treibstoffs ausgedrückt werden und ergibt sich für eine konstant angenommene Strahlgeschwindigkeit unter Vernachlässigung des thermischen Energieanteils der extrahierten Atome zu

$$P_\mathrm{s} = \frac{\mathrm{d}\,(E_\mathrm{i,kin} + E_\mathrm{n,kin})}{\mathrm{d}\,t} \approx \frac{\mathrm{d}\,E_\mathrm{i,kin}}{\mathrm{d}\,t} = \frac{\dot{m}_\mathrm{i}\,\bar{v}_\mathrm{i,eff}^2}{2}. \tag{2.15}$$

Durch Einsetzen von Gl. (2.9) erhält man:

$$P_\mathrm{s} \approx \frac{F^2}{2\dot{m}_\mathrm{i}} \tag{2.16}$$

Als weitere Bewertungsgröße für elektrische Triebwerke kann die spezifische Leistungsaufnahme P_sp eingeführt werden. Diese setzt die elektrische Leistungsaufnahme P_ges in Relation zu dem erzeugten Schub und ist ein Maß für die arbeitspunktabhängige elektrische Effizienz eines Triebwerks:

$$P_\mathrm{sp} = \frac{P_\mathrm{ges}}{F} \tag{2.17}$$

Durch Umformung und Einsetzen von Gl. (2.14), (2.16), (2.9) und (2.10) ergibt sich:

$$P_\mathrm{sp} = \frac{P_\mathrm{s}}{\eta_\mathrm{el}\,F} \approx \frac{F}{2\,\eta_\mathrm{el}\,\dot{m}_\mathrm{i}} = \frac{\bar{v}_\mathrm{i,eff}}{2\,\eta_\mathrm{el}} = \frac{I_\mathrm{sp}\,g_0}{2\,\eta_\mathrm{el}} \tag{2.18}$$

Dieser Zusammenhang ist für alle elektrischen Triebwerksarten gültig. Man erkennt, dass die erforderliche elektrische Leistung für eine bestimmte Schubkraft mit dem gewichtsspezifischen Impuls bzw. mit der Strahlgeschwindigkeit zunimmt. Anschaulich bedeutet dies, dass der Bedarf an elektrischer Energie steigt, wenn der gleiche Schub mit einer geringeren Treibstoffmasse – respektive einem höheren Massenwirkungsgrad – erzielt werden soll. Ferner ist die spezifische Leistung – auch bei optimaler Ausnutzung der elektrischen Energie ($\eta_\mathrm{el} = 1$) – auf die halbe Strahlgeschwindigkeit begrenzt. Für die Planung einer Mission bedeutet dies, dass eine Maximierung des gewichtsspezifischen Impulses nicht zwangsläufig auch die optimale Triebwerksabstimmung darstellt. Vielmehr hängt der missionstechnisch günstigste gewichtsspezifische Impuls von der auf dem Raumfahrzeug zur Verfügung stehenden elektrischen Energie und Treibstoffmenge sowie dem geforderten Schub in Verbindung mit den Leistungsdaten des verwendeten Triebwerkstyps ab. Ferner spielt auch die erzeugte Verlustleistung in Form von Wärme eine wichtige Rolle, da sich ihre Abführung im Weltraum problematisch darstellt [32]. Eine analytische Herangehensweise an diese Aufgabenstellung wird in den Referenzen 11 und 103 aufgezeigt.

Darüber hinaus muss die Verwendung elektrischer Antriebe schon in der Missionsplanung entscheidend berücksichtigt werden. Durch das charakteristisch niedrige Schubniveau kann die Antriebsdauer gegenüber der Umlaufperiode des Raumfahrzeugs nicht vernachlässigt werden, wie es bei chemischen Antrieben typischerweise der Fall ist. Infolgedessen ist der *Hohmann-Transfer* als energetisch günstigster Übergang zwischen zwei Umlaufbahnen [72] mit elektrischen Triebwerken nicht möglich [79]. Stattdessen ist ein energetisch und zeitlich aufwändigeres *Aufspiralen* erforderlich [48], wie es bei der im Vorwort erläuterten Mission ARTEMIS der Fall

Tabelle 2.1: *Leistungsdaten gängiger Triebwerkskonzepte nach den Referenzen 32, 39, 72, 79 und 115*

Triebwerk	Typ	F [N]	P_{ges} [kW]	I_{sp} [s]	η_{tw}
Feststoff	chemisch	1 ... 1000 k	-	150 ... 225	-
Flüssig-Monergol	chemisch	0,1 ... 100	-	150 ... 225	-
Flüssig-Diergol	chemisch	0,1 ... 1000 k	-	300 ... 450	-
Kaltgas	Druckgradient	0,01 ... 100	-	50 ... 75	-
Resistojet	elektrothermisch	0,1 ... 0,5	0,5 ... 1	≈ 300	0,65 ... 0,85
Arcjet	elektrothermisch	0,1 ... 5	0,9 ... 2,2	500 ... 700	0,25 ... 0,45
Eigenfeld-MPD	magnetoplasma-dynamisch	10 ... 100	100 ... 1 k	≈ 5000	0,4 ... 0,5
Fremdfeld-MPD	magnetoplasma-dynamisch	≈ 100 m	1 ... 100	≈ 1300	$\approx 0{,}2$
PPT	magnetoplasma-dynamisch	100 µ ... 10 m	< 200	850 ... 1200	0,07 ... 0,13
Hall-Triebwerk	magnetoplasma-dynamisch	20 m ... 1	1,5 ... 4,5	1500 ... 2000	0,3 ... 0,6
FEEP	elektrostatisch	0,1 µ ... 5 m	0,05 ... 0,3	100 ... 10000	$> 0{,}8$
Kaufman-Triebwerk	elektrostatisch	20 m ... 0,6	0,5 ... 7	2000 ... 4000	$\approx 0{,}6$
RIT	elektrostatisch	50 µ ... 200 m	0,05 ... 2	2000 ... 4000	bis 0,9

war. Für die obligatorische Kalkulation der Flugbahn hinsichtlich niedriger Schubenergien bei vertretbarer Flugdauer sind unkonventionelle Optimierungsstrategien anzuwenden, die zu völlig andersartigen Flugbahnen führen, als sie sich bei Verwendung von chemischen Antrieben ergeben würden. Nichtsdestotrotz bieten elektrische Antriebe durch ihren hohen spezifischen Impuls einen nachhaltigen Mehrwert, der sich vor allem in den vergleichsweise niedrigen Treibstoffkosten für zeitintensive Missionen widerspiegelt.

Elektrische Triebwerke werden typischerweise hinsichtlich der angewandten Methode zur Schuberzeugung charakterisiert. In dieser Hinsicht lassen sich die gängigen Triebwerkskonzepte, welche im Folgenden kurz vorgestellt werden, in die drei Kategorien, *elektrothermische*, *magnetoplasmadynamische* und *elektrostatische Triebwerke*, einteilen. Neben den hier erwähnten gibt es noch eine ganze Reihe weiterführender Triebwerkskonzepte[1], die elektrische Energie zur Schuberzeugung nutzen und sich zum Teil noch im Entwicklungsstadium befinden [32]. Tabelle 2.1 zeigt eine Übersicht der Leistungsdaten gängiger elektrischer Triebwerkskonzepte [32, 39, 72, 79, 115]. Zum Vergleich sind auch konventionelle Antriebe und Kaltgastriebwerke aufgelistet. Letztere erzeugen Schub, indem Gas aus einem Druckbehälter über Düsen entspannt wird.

[1] Beispiele hierfür sind *HEMP*, *VASIMR*, *NEXIS* und *HELICON*

2.2.1 Elektrothermische Triebwerke

Elektrothermische Triebwerke erhöhen die Enthalpie des Treibstoffs durch Zuführung von elektrischer Energie. Damit stellen sie prinzipiell nur eine Erweiterung des chemischen Antriebskonzepts dar. Ihre Schuberzeugung basiert in erster Linie auf der chemischen Reaktion des Treibstoff, die dessen enthaltene Energie in Wärme umwandelt und der anschließenden thermischen Expansion in einer Düse, bei der diese Wärme in eine gerichtete kinetische Energie der Treibstoffteilchen umgesetzt wird [79]. Daher treffen die in Kap. 2.2 aufgestellten Zusammenhänge für Schub und gewichtsspezifischen Impuls hier nicht zu und ihre Kenngrößen berechnen sich anhand der Gleichungen aus Kap. 2.1.

Durch die Zufuhr elektrischer Energie wird der Treibstoff zusätzlich aufgeheizt, respektive die Abgastemperatur erhöht, womit die Austrittsgeschwindigkeit und Masseneffizienz gesteigert werden können. Nichtsdestotrotz hängt die maximal erreichbare Austrittsgeschwindigkeit von der spezifischen Energie des Treibstoffs ab und die Erhöhung des gewichtsspezifischen Impulses durch die zusätzliche Energieeinkopplung ist begrenzt.

Elektrothermische Triebwerke können nach Art der Energieeinkopplung zu *Resistojet* und *Arcjet* unterschieden werden. Insbesondere die Firma *Aerojet* war maßgeblich an deren Entwicklung beteiligt [1, 98]. Für einen tieferen Einstieg in die Thematik bieten sich die Referenzen 46 und 89 an.

Resistojet

Bei einem Resistojet wird der Treibstoff durch einen widerstandsbeheizten Bereich geleitet, bevor die gerichtete Expansion in einer Düse erfolgt. Die elektrische Energie wird in Form von Wärme vom Widerstandskörper an den Treibstoff abgegeben. Durch diese Enthalpieerhöhung kann die Strahlgeschwindigkeit der Treibstoffpartikel gesteigert werden. Dabei existieren diverse Konzepte für die Ausführung des Widerstandskörpers [46, 79].

Die Vorteile des Resistojets liegen in der Einfachheit und Zuverlässigkeit des Gesamtsystems. Zum Betrieb der Widerstandsheizung wird im einfachsten Fall lediglich eine Spannungsquelle benötigt. Dabei kann Gleich- oder Wechselspannung zum Einsatz kommen. Zudem erlaubt das chemische Basisprinzip Schubdichten bis annähernd in den Newton-Bereich. In diesem Fall sind allerdings auch aktive Kühlungsmaßnahmen erforderlich.

Da die elektrische Energie vollständig in Wärme umgesetzt wird, sind zudem hohe elektrische Wirkungsgrade erzielbar. Nachteilig ist allerdings der – für elektrische Triebwerke – verhältnismäßig niedrige gewichtsspezifische Impuls von typischerweise $I_{\mathrm{sp}} \leq 500\,\mathrm{s}$ [32]. Aus diesem Grund werden sie heute nur im Bereich kleiner elektrischer Leistungen genutzt [39].

Arcjet

Ein elektrothermisches Lichtbogentriebwerk (Arcjet) erzeugt durch eine hohe Potentialdifferenz einen elektrischen Überschlag (thermischer Lichtbogen) im Triebwerk. Ein Lichtbogen stellt eine selbstständige Gasentladung zwischen zwei Elektroden (Anode und Kathode) dar, in der der Treibstoff stark aufgeheizt wird ($\approx 5000\,\mathrm{K}$) und ionisiert.

Verglichen mit der Widerstandsheizung ermöglicht das Lichtbogenprinzip eine effektivere Energieeinkopplung, allerdings sind die Stromstärken im Lichtbogen beim Arcjet gering, sodass der Ionisationsgrad des Treibstoffs äußerst niedrig ist [32, 79]. Auch hier erfolgt die Heizung des Treibstoffs in erster Linie über ohmsche Wärmezufuhr, bevor dieser in die Austrittsdüse gelangt und expandiert.

Genauso wie für den Resistojet kommen prinzipiell alle Treibstoffe in Frage, die auch in konventionellen Triebwerken eingesetzt werden können. Allerdings erfordert die Gasentladung einen besonderen Schutz der Kathode bei Verwendung von reaktiven Treibstoffen [79].

Zur Unterhaltung der Gasentladung ist eine Hochspannungsquelle erforderlich. Für einen Schub von 300 mN benötigt der Arcjet zudem eine elektrische Leistung von $1 \ldots 2$ kW [72]. Auf der Grundlage von ohmschen Heizprozessen bleibt der erzielbare gewichtsspezifische Impuls bei moderaten Wirkungsgraden von $\eta_{\mathrm{tw}} \approx 0{,}3$ auf $I_{\mathrm{sp}} \leq 700$ s begrenzt.

2.2.2 Magnetoplasmadynamische Triebwerke

Magnetoplasmadynamische Triebwerke (MPD) nutzen prinzipiell den gleichen Aufbau wie der Arcjet. Zwischen einer trichterförmigen Anode und einer stabförmigen Kathode im Innern wird durch eine Potentialdifferenz ein Lichtbogen erzeugt, der den Treibstoff aufheizt und ionisiert. Im Gegensatz zum Arcjet ist der Stromfluss der Entladung allerdings so groß, dass ein signifikanter Anteil des Treibstoffs ionisiert wird. In dieser Hinsicht sorgen vorrangig die elektromagnetischen Kräfte auf die geladenen Treibstoffpartikel für Schub. Die ohmsche Aufheizung kann nicht vernachlässigt werden, ist aber für die Schuberzeugung nur von sekundärer Bedeutung [32, 79]. Daher zählen MPDs zu den Plasmaantrieben. Als Treibstoffe werden typischerweise Argon, Lithium und Wasserstoff genutzt [39].

Bei magnetoplasmadynamischen Triebwerken muss zwischen *Eigenfeld-*, *Fremdfeldbeschleuniger* und *Hall-Triebwerken* unterschieden werden. MPDs sind Gegenstand aktueller Forschungsarbeiten am Institut für Raumfahrtsysteme der Universität Stuttgart (IRS). Weitere Informationen können den Referenzen 2 und 46 entnommen werden.

Eigenfeld-MPD

Der Eigenfeldbeschleuniger nutzt das durch den Lichtbogenstrom induzierte Magnetfeld zur Beschleunigung der Ladungsträger. Die geometrische Anordnung von Anode und Kathode erzeugt eine axiale Lichtbogenstromkomponente, welche, gemäß dem Durchflutungsgesetz, ein azimutales Magnetfeld erzeugt. Freie Ladungsträger werden in diesem Bereich durch die Lorentzkraft in Schubrichtung beschleunigt. Mit Eigenfeld-MPDs lassen sich sehr hohe spezifische Impulse erreichen. Durch die Verkopplung von Ladungsträgererzeugung und der Erzeugung des Magnetfelds für die Extraktion über den Lichtbogenstrom müssen sie jedoch mit sehr hoher Leistung betrieben werden, um einen vergleichsweise effizienten Betrieb zu gewährleisten [32]. Bei kleinen elektrischen Leistungen ist der entstehende Lichtbogenstrom zu schwach, um wirksam zur Schuberzeugung beizutragen. Unter diesen Umständen können die Ladungsträger nicht auf hohe Strahlgeschwindigkeiten beschleunigt werden und der überwiegende Teil des Triebwerksschubes würde aus der ohmschen Aufheizung des Treibstoffes im Lichtbogen resultieren. Aus diesem Grund lassen sich Eigenfeld-MPDs nur im Leistungsbereich oberhalb von 100 kW betreiben. In der Raumfahrt kommen sie praktisch nicht zum Einsatz, da in dieser Leistungsklasse (noch) keine brauchbaren Energiequellen verfügbar sind [39].

Fremdfeld-MPD

Beim Fremdfeld-MPD wird dem Magnetfeld des Lichtbogenstromes ein externes, idealerweise axiales Magnetfeld überlagert, wodurch ein azimutaler Ringstrom induziert wird. Dieser bildet gemeinsam mit dem aufgeprägten Magnetfeld eine Lorentzkraft in Strömungsrichtung aus. Damit kann der Fremdfeldbeschleuniger mit kleineren elektrischen Leistungen als das

Eigenfeld-MPD betrieben werden, ohne dabei auf die enormen Strahlgeschwindigkeiten durch die elektromagnetischen Kräfte auf die ionisierten Treibstoffpartikel verzichten zu müssen. Während die ohmsche Heizung auch hier nur einen sekundären Beitrag zur Schuberzeugung liefert, kann der Einfluss des Eigenfeldes gegenüber dem extern aufgeprägten Magnetfeld vernachlässigt werden.

MPDs sind grundsätzlich komplex in ihrem Aufbau und benötigen regenerative Kühlungsmechanismen, um die erforderlichen elektrischen Leistungen umsetzen zu können. Beim Fremdfeldbeschleuniger müssen zudem der Ionisationsgrad und Druck des Treibstoffs auf die Stärke des externen Magnetfeldes abgestimmt sein, damit sich eine Lorentzkraftkomponente in Strömungsrichtung einstellt [79].

PPT

Der *Pulsed Plasma Thruster* (PPT), auch *instationäres MPD* (iMPD) genannt, bietet eine weitere Möglichkeit, die Leistungsaufnahme von MPDs zu verringern. Dadurch kommt die erforderliche elektrische Leistung mit $< 200\,\mathrm{W}$ in den Bereich, der auf Raumfahrzeugen realisierbar ist. Ein weiterer Vorteil dieses Prinzips ist die Möglichkeit, Feststoffe als Treibstoff zu verwenden [32]. Üblicherweise kommt dabei Teflon[2] zum Einsatz, welches zwischen zwei Elektroden positioniert wird. Durch eine pulsartige Lichtbogenentladung entlang der Treibstoffoberfläche wird dieser ablatiert, dissoziiert und ionisiert. Dabei erzeugt die schnelle zeitliche Änderung des Entladungsstromes ein starkes Magnetfeld. Die während des Pulses entstandenen Ladungsträger werden bei Interaktion mit diesem Feld durch die Lorentzkraft in Strömungsrichtung beschleunigt und erzeugen Schub. Über die Wiederholungsfrequenz der Entladungspulse kann der erzeugte Schub gesteuert werden. Die Pulsentladung erfordert eine Kapazität zur Vorhaltung der elektrischen Energie und die maximale Pulsdauer – und damit der maximale Schub – ist durch die Größe der Kapazität begrenzt.

PPTs erzeugen nur geringe Schübe und arbeiten zudem nicht besonders effizient, da bei der Ablation des Treibstoffs viel Energie in Form von Wärme an die Strukturmasse des Triebwerks und des Raumfahrzeugs verloren wird [2]. Ihr größter Vorteil liegt in der Bereitstellung sehr kleiner Impulsbits bei relativ hohen gewichtsspezifischen Impulsen. Damit sind sie prädestiniert für die Korrektur von Driftbewegungen und Störmomenten auf kleineren Satelliten [39].

Hall-Triebwerk

Hall-Triebwerke besitzen, wie der Fremdfeldbeschleuniger auch, ein extern aufgeprägtes Magnetfeld. Da dieses lediglich für die Ionisation des Treibstoffs und nicht für dessen Extraktion genutzt wird, werden Hall-Triebwerke gelegentlich auch als *elektrostatische Triebwerke* bezeichnet [32]. Nichtsdestotrotz wird auch ihr Funktionsprinzip erst durch die Ausbildung einer Lorentzkraft ermöglicht [79]. Aus diesem Grund werden sie hier den *magnetoplasmadynamischen Triebwerken* zugeordnet.

Die Entladung wird in einem ringförmigen Beschleunigungskanal erzeugt, der von einem konzentrischen Magnetsystem umgeben ist. Es können sowohl elektrische Spulen als auch Permanentmagnete zum Einsatz kommen. Diese bilden ein radiales Magnetfeld im Kanal aus. Am Kanalgrund liegt die Anode, die mit der außerhalb angebrachten Kathode bei Anlegen einer Spannung ein elektrisches Feld in axialer Kanalrichtung erzeugt [79]. Werden nun Elektronen von der Kathode emittiert, so wirkt auf diese die Coulombkraft und beschleunigt sie

[2] PTFE: Polytetrafluorethylen

in Richtung der Anode. Aufgrund der Orthogonalität von Magnetfeld und elektrischem Feld im Beschleunigungskanal werden die Elektronen durch die Lorentzkraft in azimutaler Richtung abgelenkt und beschreiben Gyrationsbahnen. Ist das Verhältnis von Magnetfeldstärke zu Entladungsdruck richtig gewählt, bewegen sich die Elektronen auf annähernd kreisförmigen Bahnen in dem ringförmigen Beschleunigungskanal und benötigen sehr lange, bis sie die Anode am Kanalgrund erreichen – und damit für die Ionisation verloren sind. Auf ihrem Weg dorthin ionisieren sie durch Stöße die Treibstoffatome, die nahe der Anode in den Beschleunigungskanal eingebracht werden. Die dabei entstehenden positiven Ionen werden durch das axiale elektrische Feld aus dem Kanal beschleunigt und erzeugen somit Schub. Im Gegensatz zu den Elektronen hat das radiale Magnetfeld dabei kaum Einfluss, da die Ionen eine wesentlich höhere Masse, respektive eine niedrigere Gyrationsfrequenz aufweisen [79]. Dementsprechend legen sie nur einen kleinen Teil ihrer Gyrationsbahn zurück, bevor sie das Triebwerk verlassen.

Eine negative Aufladung des Triebwerks durch die Extraktion positiver Ladungsträger wird unterbunden, indem ein Teil der von der Kathode emittierten Elektronen zur Neutralisation des positiv geladenen Ionenstrahls dient.

Im Vergleich zu den elektrostatischen Gitterionentriebwerken, wie sie im folgenden Abschnitt vorgestellt werden, weist der Abgasstrahl der Hall-Triebwerke einen ungünstigen Divergenzwinkel von $\approx 45\,^\circ$ auf [110], wodurch die axiale Geschwindigkeitskomponente $v_{\mathrm{i,eff}}$ und damit der erzeugte Schub F erheblich verringert werden. Dem entgegen ist der Aufbau eines Hall-Triebwerks einfacher und der Betrieb erfordert wesentlich weniger Peripherieelektronik, als beispielsweise Gitterionentriebwerke [32]. Bei einer elektrischen Leistungsaufnahme von 1500 W und einem gewichtsspezifischen Impuls von 1600 s liefert ein Hall-Triebwerk ca. 80 mN Schub. Hall-Triebwerke kamen schon bei diversen Weltraummissionen zum Einsatz. Ein Beispiel bildet die Sonde *SMART-1* der ESA (2003 bis 2006), die durch ein Hall-Triebwerk erfolgreich in eine Mondumlaufbahn gebracht wurde [72].

2.2.3 Elektrostatische Triebwerke

In elektrostatischen Triebwerken wird – mit Ausnahme von *Feldemissionstriebwerken* oder *Kolloidemittern* – ein Gas mittels elektrischer Felder ionisiert. Aus diesem Plasma werden die positiv geladenen Ionen durch elektrostatische Felder mit Spannungen im Kilovolt-Bereich auf sehr hohe Geschwindigkeiten beschleunigt und in Schubrichtung aus dem Triebwerk extrahiert. Ihren Namen verdanken diese Triebwerke dem angewandten elektrostatischen Extraktionsprinzip. Zur Plasmaerzeugung kommen hingegen verschiedene Methoden zum Einsatz, wodurch sich die einzelnen Triebwerkstypen unterscheiden.

Wie MPDs zählen auch elektrostatische Triebwerke zu den Plasmaantrieben, jedoch wird der Schub bei ihnen rein elektrostatisch erzeugt und ohmsche Heizprozesse spielen keine Rolle. Diese Extraktionsmethode ermöglicht eine nahezu verlustfreie Umsetzung der elektrischen in kinetische Energie [64]. In dieser Hinsicht hängt die elektrische Effizienz des Triebwerks maßgeblich von dem Wirkungsgrad der Plasmaerzeugung zur Ionenbereitstellung ab.

Die Austrittsgeschwindigkeit der Ionen kann über die Höhe der Extraktionsspannung beeinflusst werden, wodurch sich äußerst hohe gewichtsspezifische Impulse erreichen lassen. Ein weiterer Vorteil der elektrostatischen Triebwerke besteht in der Separation von Plasma- und Schuberzeugung. Während diese beiden Prozesse bei MPDs im Allgemeinen miteinander verkoppelt sind, können sie bei elektrostatischen Antrieben weitestgehend getrennt voneinander betrachtet und gesteuert werden.

Als Treibstoffe eignen sich prinzipiell inerte Gase[3], die bei hohem Molekulargewicht ein vergleichsweise niedriges Ionisationspotential[4] und einen hohen Wirkungsquerschnitt für die Ionisation aufweisen, während der Wirkungsquerschnitt für anregende Stöße[5] gering sein sollte. Ebenso spielt deren Lagerungsfähigkeit eine wichtige Rolle. Auch hier bilden Feldemissionstriebwerke und Kolloidemitter mit flüssigen Treibstoffen eine Ausnahme.

Elektrostatische Triebwerke erreichen mit 60 . . . 90 % die höchste Effizienz aller elektrischen Antriebe. Da im Allgemeinen nur positive Ladungsträger extrahiert werden[6] bedürfen sie einer aktiven Strahlneutralisation, um ein negatives Aufladen des Triebwerks – bzw. des Raumflugkörpers auf dem sie montiert sind – zu verhindern.

Abhängig von dem angewandten Prinzip zur Plasmaerzeugung kann zwischen *Feldemissionstriebwerken*, *Kaufman-Triebwerken* und *Radiofrequenz-Ionentriebwerken* unterschieden werden. Letztere werden in Kap. 2.3 detailliert erläutert.

Feldemissionstriebwerk

Im Gegensatz zu den weiteren hier vorgestellten elektrostatischen Triebwerkskonzepten nutzen Feldemissionstriebwerke (FEEP) kein inertes Gas, sondern ein flüssiges Metall[7] als Treibstoff. Zur Schuberzeugung wird der Treibstoff durch sehr feine Kapillarstrukturen – beispielsweise Nadeln oder Schlitze – mit Durchmessern im µm-Bereich geleitet [72]. Am Ende einer Kapillare bildet er eine freie Oberfläche, die als Emitter fungiert. In unmittelbarer Nähe des Emitters ist eine Beschleunigungselektrode positioniert. Durch Anlegen einer Spannung im 10 kV-Bereich wird ein starkes elektrostatisches Feld zwischen Emitter und Beschleunigungselektrode erzeugt und der Treibstoff ionisiert durch das Prinzip der *Feldverdampfung*[8] [38]. Das Zusammenspiel der Treibstoff-Oberflächenspannung am Emitter und der elektrischen Kraft führt zu einer Deformation der Flüssigkeitsoberfläche und zur Ausbildung sogenannter *Taylor-Kegel* [105]. Bei Überschreiten einer kritischen Feldstärke wird die Kegelstruktur instabil und es löst sich ein feiner Flüssigkeitsfaden hochgradig positiv geladenen Treibstoffs ab, der unmittelbar nach der Emission in ein Spray aus feinen Tropfen – bzw. einzelnen Ionen – zerfällt (*Elektrospray-Ionisation*) [72, 76].

FEEPs zeichnen sich durch extrem niedrige Schubkräfte im Bereich von 0,1 µN . . . 5 mN bei äußerst hohen gewichtsspezifischen Impulsen von ≈ 6000 s aus. Diese einzigartige Kombination prädestiniert sie zur Nutzung als Aktuator für eine extrem genaue Lageregelung, die vorwiegend für spezielle wissenschaftliche Missionen erforderlich ist. Zudem lässt sich der erzeugte Schub über eine Modulation der angelegten Extraktionsspannung extrem genau steuern. Durch ihren besonders niedrigen Schubbereich konkurrieren sie nicht mit den anderen

[3] im Allgemeinen können auch reaktive Elemente zum Einsatz kommen [20], wodurch allerdings besondere Schutzmaßnahmen erforderlich sind, um lebensdauerverkürzende Auswirkungen auf Triebwerkskomponenten zu minimieren

[4] das Ionisationspotential wird typischerweise in der Einheit Volt angegeben und entspricht der Beschleunigungsspannung, der ein Elektron ausgesetzt sein muss, um ausreichend kinetische Energie für einen ionisierenden Stoß aufzunehmen

[5] der Wirkungsquerschnitt trifft eine Aussage über die Wahrscheinlichkeit, dass ein einfallendes Teilchen mit einem anderen Teilchen stößt und dabei ein bestimmter Prozess wie z. B. Ionisation, Anregung oder Streuung stattfindet

[6] bei Verwendung bestimmter Treibstoffe, wie beispielsweise Iod, können auch negative Ionen extrahiert werden. In diesem Fall kann auf eine aktive Strahlneutralisation verzichtet werden

[7] typischerweise Indium oder Cäsium [32]

[8] in Analogie zur Feldemission der Elektronen die Ablösung von Atomen oder Molekülen von einer Oberfläche durch sehr hohe elektrische Feldstärken

hier vorgestellten elektrostatischen Triebwerkskonzepten, sondern bilden vielmehr eine eigene Anwendungsklasse.

Für den Betrieb ist im einfachsten Fall lediglich eine Hochspannungsquelle erforderlich. Zudem entfällt bei Nutzung eines flüssigen Metalls als Treibstoff der Drucktank zur Treibstofflagerung, wie er bei der Verwendung von Gasen typischerweise erforderlich ist. Die Ionenerzeugung ist bei FEEP wiederum direkt an die Extraktion gekoppelt und zur Strahlneutralisation erfordern sie – wie die anderen elektrostatischen Konzepte auch – eine externe Elektronenquelle.

Als Alternative zu flüssigen Metallen kommen auch ionische Salze als Treibstoff in Frage [43]. Auf diese Weise können durch Umpolung der Extraktionsspannung auch negativ geladene Ionen extrahiert werden und die aktive Strahlneutralisation kann entfallen.

Kaufman-Triebwerk

Kaufman-Triebwerke sind den im folgenden Kapitel vorgestellten Radiofrequenz-Ionentriebwerken ähnlich und unterscheiden sich in erster Linie nur in der Art der Plasmaerzeugung. Bei Kaufman-Triebwerken wird eine Gleichspannungs-Lichtbogenentladung genutzt, um mittels Elektronenstoßionisation ein Plasma zu erzeugen. In einem axialsymmetrischen Entladungsgefäß wird zwischen einer zylinderförmigen Anode an der Mantelfläche des Entladungsgefäßes[9] und einer radial zentrierten Kathode[10] eine Gleichspannung angelegt. Die von der Kathode emittierten Elektronen bewegen sich in Richtung der Anode und stoßen auf ihrem Weg dorthin mit neutralen Gasatomen. Reicht ihre kinetische Energie aus, ionisieren sie die Treibstoffpartikel, wodurch neben Ionen für die Extraktion auch weitere Elektronen für die Ionisation frei werden.

Die Plasmaerzeugung stellt bei Kaufman-Triebwerken eine *nicht-selbstständige Entladung* dar, für deren Unterhaltung eine permanente Zuführung von Elektronen durch thermische Emission an der Kathode erforderlich ist. Dies erfordert eine hohe Kathodentemperatur und stellt eine thermische Belastung für das Triebwerk dar [64].

Um die Effizienz der Plasmaerzeugung zu erhöhen, ist das Entladungsgefäß – ähnlich dem Prinzip bei Hall-Triebwerken – von einer Magnetanordnung umgeben, welche ein stark divergentes axiales Magnetfeld im Inneren des Entladungsgefäßes erzeugt. Dieses zwingt die Elektronen auf Gyrationsbahnen und hemmt sie somit in ihrer Bewegung zur Anode [32]. Damit steigt die Aufenthaltsdauer der Elektronen im Plasma, bevor sie durch Erreichen der Anode für die Entladung verloren sind. Diese Modifikation schränkt allerdings den Stellbereich der Entladungsparameter ein: Um eine effizienzsteigernde Wirkung auf die Plasmaerzeugung zu gewährleisten, muss die Entladung auf die angelegte Magnetfeldstärke abgestimmt sein. In dieser Hinsicht ist eine Variation des erzeugten Schubs nur eingeschränkt möglich [64].

Die Entwicklung der Kaufman-Triebwerke begann bereits in den 1960er Jahren und wurde vorwiegend durch das *NASA Lewis Research Center* und das *Hughes Research Laboratory* vorangetrieben [39]. Seit 1972 ist dieser Triebwerkstyp flugfähig und wurde von da an von diversen Institutionen weiterentwickelt und in zahlreichen Missionen eingesetzt[11].

Obwohl das Prinzip der Gleichspannungsentladung eine Vielzahl an Spannungsversorgungen benötigt [32], ist das Konzept technisch immer noch einfacher aufgebaut als die Hochfrequenz-

[9] alternativ kann auch die *Screen*-Elektrode des Extraktionssystems (vgl. Kap. 2.3) als Anode der Gleichspannungsentladung dienen

[10] in der Regel am Gaseinlass angeordnet

[11] einige Beispiele sind die Missionen *SERT I* (USA), *SERT II* (USA), *ETS-III* (Japan), *Deep Space I* (USA) und *Dawn* (USA)

entladung der Radiofrequenz-Ionentriebwerke (vgl. Kap. 2.3). Ferner konnte der elektrische Wirkungsgrad der Plasmaerzeugung durch die Optimierung und Innovation der verwendeten Magnetanordnungen kontinuierlich verbessert werden[12]. Vor diesem Hintergrund wurden die Kaufman-Triebwerke den Radiofrequenz-Ionentriebwerken in der Vergangenheit im Allgemeinen vorgezogen, obgleich sie auch eine ganze Reihe entscheidender Nachteile aufweisen [64]. So erfordert der Betrieb einer Gleichspannungsentladung eine Elektronenquelle, die innerhalb des Plasmas positioniert sein muss. Damit ist diese dem Einschlag positiv geladener Ionen ausgesetzt. Darüber hinaus bewirkt die Geometrie des divergenten Magnetfelds zur Effizienzsteigerung, dass die Plasmadichte vor der Kathode ihr Maximum erreicht, während sie im Bereich der Extraktionsöffnung des Triebwerks niedriger ist. Um die Kathode zu schützen, wird sie typischerweise mit einer Blende versehen. Nichtsdestotrotz ist auch diese anfällig für den Ioneneinschlag und schlussendlich bildet das Ionenbombardement der Kathode die lebensdauerbegrenzende Größe der Kaufman-Triebwerke [32, 64].

Der Ionenstrom auf die Kathode kann reduziert werden, indem die Ladungsträgerdichte des erzeugten Plasmas limitiert wird. Diese ist jedoch gemeinsam mit der Temperatur der Elektronen im Plasma maßgeblich für den maximal extrahierbaren Ionenstrom und damit für den erzeugten Schub verantwortlich. In dieser Hinsicht bildet der maximal tolerierbare Ionenstrom auf die Kathode immer einen Kompromiss zwischen erzielbarer Schubleistung und Lebensdauer der Kaufman-Triebwerke.

Darüber hinaus wird in der DC-Entladung neben einfach geladenen Ionen charakteristischerweise auch ein signifikanter Anteil höherer Ionisationszustände erzeugt [64]. Diese führen – neben einer Verringerung des Schubwirkungsgrades η_{tw} – vor allem zu einer Erosion des Extraktionssystems, da die Fokussierung des Abgasstrahls immer nur auf Ionen eines bestimmten Ladungszustandes optimiert sein kann. Eine genaue Erläuterung des Extraktionsprinzips von Gitterionentriebwerken wird in Kap. 2.3.4 gegeben.

Ein weiterer systemtechnischer Nachteil ist durch das Zusammenspiel der Gleichspannungsentladung zur Plasmaerzeugung und der elektrostatischen Ionenextraktion zur Schuberzeugung gegeben. Über das Plasma ist die Kathode potentialmäßig mit dem Extraktionssystem verbunden[13] und liegt somit gegenüber dem Triebwerksgehäuse auf dem Hochspannungspotential der Extraktionsspannung (kV-Bereich). Aus diesem Grund muss die Elektronik zur Versorgung der Gleichspannungsentladung gegenüber dem Triebwerksgehäuse hochspannungsfest aufgebaut sein [64].

2.3 Das Radiofrequenz-Ionentriebwerk

Die zuvor beschriebene Methode der Plasmaerzeugung mittels Gleichspannungsentladung und thermischer Elektronenemission zur Stoßionisation des Treibstoffs erfordert grundsätzlich die Anordnung der Elektronenquelle im Entladungsgefäß. Dies stellt nicht nur hohe Anforderungen an die Entladungselektronik, sondern bildet auch die lebensdauerbegrenzende Größe für das gesamte Triebwerkskonzept. Um diesen essentiellen Nachteil der Plasmaerzeugung zu eliminieren, ist eine Methode zur Ionenbereitstellung erforderlich, die ohne Kontakt zwischen Elektroden und Plasma auskommt [32].

Radiofrequenz-Ionentriebwerke (RIT) nutzen eine induktiv-gekoppelte Hochfrequenzentla-

[12] neben der stark divergenten axialen Magnetfeldstruktur kommen unter anderem auch sogenannte *cusp*- und *ring-cusp* Strukturen zum Einsatz [32]

[13] durch die Anwesenheit freier Ladungsträger im Plasma kann dieses statisch als Leiter angesehen werden

dung, um ein Plasma zu erzeugen. Eine um das Entladungsgefäß gewundene Spule wird mit einer elektrischen Wechselspannung beaufschlagt. Durch elektromagnetische Kopplung wird im Inneren des Entladungsgefäßes ein quellenfreies elektrisches Rotationsfeld erzeugt, welches die Elektronen auf geschlossenen Bahnen beschleunigt und so die Elektronenstoßionisation des Treibstoffs ermöglicht. Durch die Anordnung der Entladungsspule außerhalb des Plasmas entfällt der erosive Einfluss der Plasmaumgebung auf die Elektrode und die lebensdauerbegrenzende Wirkung der Ionenerzeugung kann unterbunden werden.

Zudem bildet das durch die induktiv-gekoppelte Hochfrequenzentladung erzeugte Plasma eine *selbsttätige Entladung*, zu deren Erhalt – wenn erst einmal gezündet – keine permanente Elektronenzufuhr erforderlich ist.

Radiofrequenz-Ionentriebwerke zeichnen sich durch vergleichsweise sehr gute Performancedaten aus – wie aus Tab. 2.1 ersichtlich ist – und bieten obendrein eine einfache Online-Bestimmung des erzeugten Schubes, wie in Kap. 2.3.4 dargelegt wird.

2.3.1 Konzept und Aufbau

Für den Betrieb von RIT sind im Wesentlichen zwei Prozesse erforderlich, die weitestgehend entkoppelt voneinander betrachtet werden können. Dabei handelt es sich um die *Plasmaerzeugung* und die *Ionenextraktion*. Erstere dient zur Bereitstellung von Ionen und findet im *Plasmagenerator* – bestehend aus dem Entladungsgefäß, umschlossen von der Entladungsspule – statt. Das *Extraktionssystem* zur Schuberzeugung nutzt eine Gitteranordnung, welche durch Anlegen unterschiedlicher Potentiale mit einem elektrostatischen Feld beaufschlagt wird, in dem die positiv geladenen Ionen beschleunigt werden.

Abbildung 2.2 zeigt den prinzipiellen Aufbau des RIT-Gesamtsystems im Schnittbild mit den für den Betrieb erforderlichen Peripheriekomponenten. Über den Massenflussregler[14] (MFC) wird die in das Entladungsgefäß einzulassende Gasmenge des atomaren Treibstoffs – respektive dessen Massenfluss $\dot{m}_0$ – reguliert. Als Treibstoff kommt gewöhnlicherweise Xenon zum Einsatz, da es inert ist und bei einem vertretbaren Ionisationspotential ein hohes Molekulargewicht bietet[15]. Jedoch erfordern gasförmige Treibstoffe einen Drucktank als Treibstoffreservoir.

Die Entladungsspule des Plasmagenerators wird vom Radiofrequenzgenerator (RFG) mit einem hochfrequenten Wechselstrom $\tilde{I}_{\mathrm{coil}}$ versorgt, welcher ein azimutales elektrisches Feld im Entladungsgefäß hervorruft und die Stellgröße der in das Plasma eingekoppelten elektrischen Leistung P_{pl} bildet. Die Form des Entladungsgefäßes ist prinzipiell frei wählbar, wobei rotationssymmetrische Anordnungen Vorteile für die Ionenextraktion aufweisen. An der Austrittsöffnung in Schubrichtung ist eine möglichst große planare Oberfläche für das Extraktionssystem erforderlich. In dieser Hinsicht bildet der Plasmagenerator im einfachsten Fall einen Zylinder.

Um die Wandverluste des Plasmas gering zu halten, ist generell ein großes Volumen zu Oberflächen-Verhältnis anzustreben [32]. In der Vergangenheit wurden diverse Geometrien untersucht, wobei sich eine hemisphärische Form als vielversprechend erwiesen hat [64]. RIT mit hemisphärischen Plasmageneratoren wurden in den letzten Jahren bereits bis zur Flugtauglichkeit entwickelt [21, 87].

Zur Extraktion der Ionen aus dem Plasma und deren Beschleunigung für die Schuberzeugung dient das Extraktionssystem an der Stirnseite des Plasmagenerators. Dieses besteht im einfachsten Fall aus zwei hintereinanderliegenden Gittern, an die konstante Hochspannungen

[14] engl.: mass flow controller

[15] aufgrund des hohen Preises und der geringen Verfügbarkeit von Xenon wird zunehmend nach alternativen Treibstoffen gesucht. Beispiele hierfür sind Argon oder Iod [20, 34]

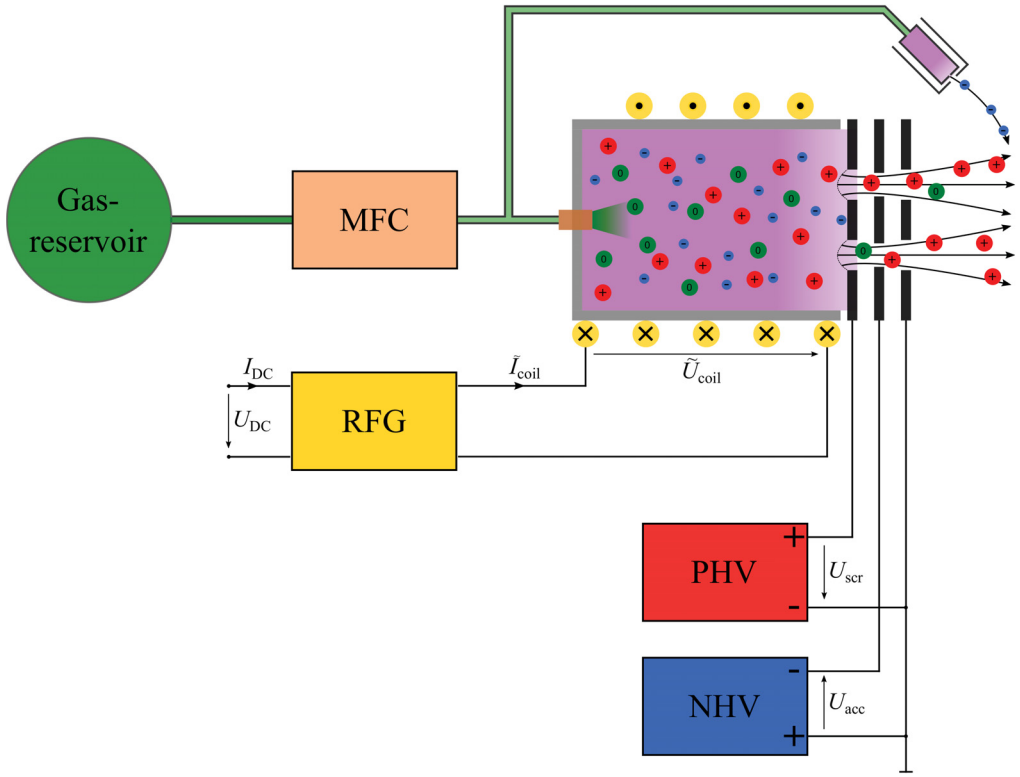
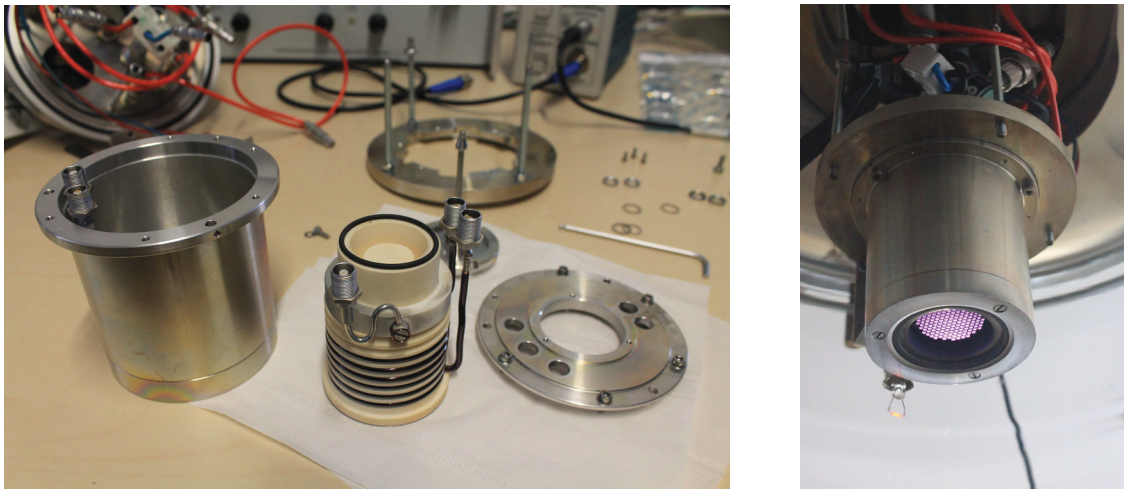


Abbildung 2.2: *Prinzipieller Aufbau des RIT-Antriebssystems mit Peripheriekomponenten*

angelegt werden. In Abb. 2.2 ist ein Extraktionssystem mit drei Gittern gezeigt. Die Gitteröffnungen sind zueinander ausgerichtet, sodass sich sogenannte Extraktionskanäle (auch *Beamlets* genannt) bilden, durch die die Ionen aus dem Triebwerk beschleunigt werden. Die Anordnung der Gitter zueinander ist zum Zwecke der Übersichtlichkeit nicht maßstabsgetreu. Auch verfügen typische Extraktionssysteme über sehr viele Extraktionskanäle. Die Summe der extrahierten Ionen aller Beamlets bildet den Ionenstrahl des Triebwerks. Das dem Plasma zugewandte Gitter ist auf eine positive Hochspannung (engl.: *positive high voltage*, PHV) gelegt. Da es mit dem Plasma in Berührung steht, wird es auch als *Plasmagrenzanker* oder *Screen-Grid* bezeichnet. Dementsprechend lautet die Bezeichnung der angelegten Spannung U_{scr}. Aus dem selben Grund ist es auch möglich, eine separate Elektrode – beispielsweise den metallischen Körper des Gaseinlasses – an anderer Stelle in das Plasma einzubringen und auf PHV-Potential zu legen: Durch die Leitfähigkeit des Plasmas stellt sich das statische PHV-Potential auch am Plasmagrenzanker ein [64]. Das zweite Gitter dient zur Beschleunigung und Fokussierung der Ionen und wird als *Accelerator-Grid* – die zugehörige Spannung sinngemäß als U_{acc} – bezeichnet. Es ist mit einer (bezogen auf Triebwerksmasse) negativen Hochspannung (engl.: *negative high voltage*, NHV) beaufschlagt. Das in Abb. 2.2 gezeigte dritte Gitter ist optional und dient der Abschirmung des negativen Potentials des zweiten Gitters gegenüber dem freien Raum. Es liegt potentialmäßig auf Triebwerksmasse.

Abbildung 2.3 zeigt ein RIM-4 Triebwerk im zerlegten Zustand und im Betrieb. Das keramische Entladungsgefäß ist mit der Induktionsspule umwickelt und befindet sich in einem Aluminiumgehäuse. Die RIM-Serie der an der JLU entwickelten Radiofrequenz-Ionentriebwerke wird zur Materialbearbeitung eingesetzt und unterscheidet sich von der RIT-Serie prinzipiell



(a) (b)

Abbildung 2.3: *RIM-4 Triebwerk im zerlegten Zustand (a) und im Betrieb (b)*

nur durch eine reduzierte Anzahl an Extraktionskanälen bei vergrößertem Kanaldurchmesser. Die Ziffer bezeichnet den Durchmesser des Extraktionssystems in cm.

Zur Neutralisation des positiv geladenen Ionenstrahls[16] ist eine Elektronenquelle erforderlich. Der Neutralisator emittiert einen Elektronenstrom äquivalent zur Ladung des Ionenstrahls, der den Ionen außerhalb des Triebwerks beigemischt wird und so die Strahlladung neutralisiert. Ohne diese Maßnahme würde sich das Triebwerk bzw. der Raumflugkörper, auf dem es montiert ist, infolge der permanenten Ionenextraktion negativ aufladen, was zu einem Versiegen der Extraktion und dem Zurückkehren der bereits emittierten Ionen führen würde. Folglich könnte kein Schub mehr erzeugt werden. Für den Laborbetrieb reicht eine beheizte Glühwendel, wie sie in Abb. 2.3 (b) zu erkennen ist, als Neutralisator aus. Der Betrieb im Weltraum erfordert hingegen eine hohe Reliabilität. Aus diesem Grund kommen typischerweise Plasmabrückenneutralisatoren zum Einsatz, die einer eigenen Gasversorgung und elektrischen Energieeinkopplung bedürfen. Letztere ist aus Gründen der Übersichtlichkeit in Abb. 2.2 nicht dargestellt. Detaillierte Informationen zu den unterschiedlichen Konzepten für Strahlneutralisatoren und deren Aufbau sind in Ref. 109 zu finden.

Der Neutralisator erfüllt noch einen weiteren wichtigen Zweck beim Zünden der selbstständigen Plasmaentladung im Triebwerk: Im ungezündeten Zustand reicht die Anzahl der freien Elektronen im Entladungsgefäß oftmals nicht aus, um die Entladung in Gang zu bringen. Indem die Hochspannung am Accelerator-Grid kurzzeitig umgepolt wird, können die vom Neutralisator emittierten Elektronen in das Entladungsgefäß gezogen werden und stehen dort zur Ionisation des atomaren Treibstoffs zur Verfügung. Ist die Entladung erst einmal gezündet, erhält sie sich selbst und es ist keine weitere Elektronenzufuhr von außerhalb erforderlich.

2.3.2 Plasmaphysikalische Zusammenhänge

Für die allgemeine Beschreibung eines Plasmas ist die mikroskopische Betrachtung der im Plasma ablaufenden Prozesse erforderlich, die auf der kinetischen Gastheorie aufbaut [15, 73].

[16] die standardmäßig in RIT erzeugten Plasmen enthalten lediglich positiv geladene Ionen

Die Energie der Teilchen im Plasma muss mittels Verteilungsfunktionen orts- und zeitaufgelöst berechnet werden, um eine adäquate Aussage über die inneren Vorgänge zu erhalten und somit Rückschlüsse auf etwaige Inhomogenitäten des Plasmas und ihre Auswirkungen zuzulassen.

Die orts- und zeitaufgelöste Beschreibung des Plasmas in RIT ist jedoch nicht Bestandteil der vorliegenden Arbeit. Vielmehr soll hier eine elektrische Charakterisierung des Triebwerks als Last – aus Sicht des Radiofrequenzgenerators – ermöglicht werden. Zu diesem Zweck ist eine makroskopische bzw. integrale Betrachtung des Plasmas als homogenes Kontinuum weitestgehend ausreichend. Im Folgenden soll ein Überblick über die physikalischen Zusammenhänge in induktiv-gekoppelten Plasmen gegeben werden. Für eine detaillierte Beschreibung der im Plasma ablaufenden Prozesse sei an dieser Stelle auf die Referenzen 37 und 107 verwiesen.

Bei einem Plasma handelt es sich im Allgemeinen um ein (teilweise) ionisiertes Gas oder Gasgemisch, das neben Elektronen und einfach- oder mehrfach-geladenen Ionen auch aus neutralen Atomen bzw. Molekülen besteht. Plasmen werden üblicherweise anhand vorherrschender Eigenschaften wie dem Entladungsdruck p, der Temperatur der Ladungsträger T_e und T_i sowie dem Ionisationsgrad χ klassifiziert. Der Ionisationsgrad ist definiert als

$$\chi = \frac{n_\mathrm{e}}{n_\mathrm{e} + n_\mathrm{n}}, \tag{2.19}$$

mit der Elektronendichte n_e und der Neutralgasdichte n_n.

Makroskopisch betrachtet verhalten sich Plasmen grundsätzlich quasineutral, da die Anzahl positiver und negativer Ladungen im Plasma nahezu identisch sind. Unter der Annahme ausnahmslos einfach-positiv geladener Ionen kann die Quasineutralität durch die Äquivalenz von Ionen- und Elektronendichte ausgedrückt werden [107]:

$$n_\mathrm{e} \approx n_\mathrm{i} \tag{2.20}$$

Mikroskopisch treten durch die punktförmig anzunehmenden Ladungen im Plasma Abweichungen von der Quasineutralität auf. Die *Debye-Länge*

$$\lambda_\mathrm{De} = \sqrt{\frac{\epsilon_0 \, k_\mathrm{b} \, T_\mathrm{e}}{e^2 \, n_\mathrm{e}}}, \tag{2.21}$$

gibt die Länge an, auf der sich die Ladungen im Plasma gegenseitig abschirmen[17] und bildet ein charakteristisches Maß für die Gültigkeitsbegrenzung der Quasineutralitätsannahme, mit der elektrischen Feldkonstante ϵ_0 und der Boltzmann-Konstante k_b.

Das in RIT erzeugte Plasma lässt sich als *schwach-ionisiertes, nicht-thermisches Niederdruckplasma* charakterisieren und zeichnet sich durch folgende Merkmale aus [73, 107]:

- Das Plasma wird idealerweise ausschließlich durch die induktive Einkopplung elektrischer Energie unterhalten
- Nur ein geringer Teil der Gasteilchen befindet sich in elektrisch geladenen Zuständen ($\chi << 1$; typischerweise 0,1 … 5 %)
- Atome, Elektronen und einfach-positiv geladene Ionen sind die dominanten Spezies im Plasma

[17] die Debye-Länge ist definiert als die Länge, auf der das Potential einer lokalen Überschussladung auf das 1/e - Fache ($\approx 37\,\%$) abgeklungen ist

- Elektron-Atom Stöße sind essentiell für den Erhalt des Plasmas und gegenüber allen anderen Stoßprozessen dominant
- Die Elektronentemperatur T_e im Plasma liegt signifikant über der der Ionen T_i
- Ladungsträgerrekombinationen an den angrenzenden Oberflächen sind maßgeblich für die Entladungsverluste verantwortlich. Bei großem Volumen zu Oberflächen-Verhältnis des Entladungsgefäßes dominieren zunehmend die Verluste durch Anregung von elektronischen Übergängen

Die freien Elektronen im Entladungsgefäß bewegen sich auf den Feldlinien des induktiv eingekoppelten elektrischen Rotationsfeldes und werden dabei beschleunigt. Treffen sie auf ein Atom, kommt es zur Kollision, welche elastisch – durch Impulsübertrag – oder inelastisch – durch Umwandlung der kinetischen Energie in innere Energie – ablaufen kann. Ist die Energie – respektive Geschwindigkeit oder Temperatur – des Elektrons vor dem Stoß ausreichend groß, kann dieser inelastisch zur Anregung oder zur Ionisation des Atoms führen. Bei jedem ionisierenden Stoß[18] wird neben einem positiv geladenen Ion auch ein weiteres freies Elektron erzeugt, welches wiederum im elektrischen Feld beschleunigt wird und prinzipiell für die Ionisation weiterer Atome – und somit für die Entladungserhaltung – zur Verfügung steht. Der Stoßquerschnitt σ bietet ein Maß für die Wahrscheinlichkeit, mit der ein bestimmter Stoßprozess auftritt und kann als Stoßquerschnittsfläche der Atome in einem bestimmten Gebiet aufgefasst werden [15]. Über die Anzahl der Atome in diesem Gebiet – respektive der Atomdichte n_n – wird die mittlere freie Weglänge λ der Elektronen zwischen zwei Stößen nach

$$\lambda = \frac{1}{n_\mathrm{n}\,\sigma} \tag{2.22}$$

berechnet [107].

Durch die Öffnungen im Extraktionssystem des Triebwerks kann das eingeleitete atomare Gas zeitgleich mit thermischer Geschwindigkeit entweichen, weshalb sich im Entladungsgefäß kein hoher Druck aufbaut. Niederdruckplasmen weisen infolge der niedrigen Atomdichte n_n in Relation zur Debye-Länge λ_De eine große mittlere freie Weglänge auf. Dies hat zur Konsequenz, dass den Elektronen zwischen zwei Stößen verhältnismäßig viel Zeit bleibt, um Energie aus dem elektrischen Feld aufzunehmen. Nimmt man eine konstante bzw. mittlere Geschwindigkeit $\bar{v}_\mathrm{e}$ der Elektronen an, ergibt sich die Kollisionsfrequenz ν für die plasmaerhaltenden Elektron-Atom Stöße zu

$$\nu = \frac{\bar{v}_\mathrm{e}}{\lambda} = n_\mathrm{n}\,\sigma_\mathrm{i}\,\bar{v}_\mathrm{e}, \tag{2.23}$$

mit dem Stoßquerschnitt σ_i für ionisierende Stöße.

Für eine adäquate Berechnung ist es allerdings erforderlich, auch die Stoßquerschnitte für anregende und elastische Elektron-Atom Stöße zu berücksichtigen, da diese den Elektronen Energie entziehen, ohne zum Plasmaerhalt beizutragen [107]. In dieser Hinsicht ergeben sich eine effektive mittlere freie Weglänge λ_eff und Kollisionsfrequenz ν_eff.

Ein weiteres Phänomen, welches abhängig vom Betriebspunkt der Entladung berücksichtigt werden muss, bildet die anomale elektrische Heizung des Plasmas, auch bekannt als *stochastisches Aufheizen*. Dabei handelt es sich nicht um einen Stoßprozess, sondern um einen direkten

[18] an dieser Stelle wird vorausgesetzt, dass die hier genutzten RF-Plasmen ausschließlich einfach-positiv geladene Ionen enthalten (elektropositive Plasmen)

Energiegewinn der Elektronen im Plasma. Hochenergetische Elektronen sind imstande, den Einzugsbereich des induzierten elektrischen Feldes in einer Zeit zu durchqueren, die kürzer als die halbe RF-Periode[19] ist. Auf diese Weise sind sie in der Lage, dem elektrischen Feld Energie zu entziehen, welche sich über eine RF-Periode nicht ausgleicht. Weiterführende Erläuterungen zum stochastischen Heizen und den Betriebsbereichen, in denen dieses vorwiegend auftritt, sind in den Referenzen 15, 37, 73 und 107 zu finden.

Stöße zwischen geladenen Teilchen können nach Ref. 15 in erster Näherung vernachlässigt werden. Das charakteristische Leuchten der Gasentladung wird lediglich durch angeregte Atome verursacht, die durch Photoemmision wieder in den Grundzustand übergehen [73]. Dies hat zur Konsequenz, dass die Elektronenstoßionisation den entscheidenden Mechanismus zur Ionenerzeugung in RIT darstellt und für die Plasmaerhaltung substanziell wichtig ist. Darüber hinaus impliziert diese Aussage, dass im Plasma selbst faktisch keine Rekombination stattfindet und die Ladungsträger lediglich durch Verlassen des Plasmagebiets für die Entladung verloren gehen. Berechnungen mit dem in Ref. 107 vorgestellten Modell haben ergeben, dass die Entladungsverluste durch elastische und anregende Stöße in typischen Betriebsbereichen deutlich niedriger als die Wandverluste liegen. Dies lässt sich anschaulich dadurch erklären, dass der Energieverlust pro elastischem oder anregendem Elektron-Atom Stoß niedriger als für den ionisierenden ist und die Elektronen danach – im Gegensatz zum Verlust an der Gefäßwand – weiterhin für die Entladungserhaltung zur Verfügung stehen. Aus diesem Grund ist die Ladungsträgerrekombination an der Gefäßoberfläche für gängige RIT-Geometrien maßgeblich für die Entladungsverluste verantwortlich und ein großes Volumen zu Oberflächen-Verhältnis des Entladungsgefäßes ist anzustreben. Sind die Wandverluste durch optimierte Gefäßgeometrien minimiert, gewinnt jedoch die Anregung von elektronischen Übergängen im Plasma zunehmend an Bedeutung und kann für die Berechnung der Entladungsverluste nicht mehr ohne weiteres vernachlässigt werden.

Die Elektronen in elektrisch geheizten Niederdruckplasmen weisen typischerweise mittlere kinetische Energien von 1 bis 10 eV auf und gehorchen näherungsweise einer Maxwell-Boltzmann Geschwindigkeitsverteilung [107]. Da die Ionisationspotentiale gängiger Treibstoffe wie Xenon oder Argon oberhalb dieses Bereichs liegen [73], ist generell nur ein hoch energetischer Bruchteil der Elektronenverteilung überhaupt in der Lage, den Treibstoff zu ionisieren und zur Aufrechterhaltung der Entladung beizutragen.

Die in RIT genutzten RF-Plasmen werden durch ein Wechselfeld mit Frequenzen im oberen Kilohertz- bzw. im einstelligen Megahertz-Bereich erzeugt. Analog zur Schwingung mechanischer Systeme lässt sich auch die Oszillation der Ladungsträger im Plasma über eine Schwingungsgleichung beschreiben [91]. Die Auslenkung der Elektronen um die Strecke s bewirkt eine Kraft $F = m_\mathrm{e}\,\ddot{s}$, proportional zu ihrer Masse m_e. Zeitgleich stellt sich durch ihre elektrische Ladung eine Rückstellkraft $F = -e\,E$ ein, wobei E die elektrische Feldstärke bezeichnet. Für eine eindimensionale Betrachtung ergibt sich die Newton'sche Bewegungsgleichung zu

$$m_\mathrm{e}\,\frac{\mathrm{d}^2 s}{\mathrm{d}\,t^2} = -e\,E\,(s) = -\frac{e^2\,n_\mathrm{e}}{\epsilon_0}\,s. \tag{2.24}$$

Gemäß der ungedämpften Schwingungsgleichung $\ddot{s} = -\omega_0^2\,s$ kann aus Gl. (2.24) die Plasma-

[19] das im Entladungsgefäß induzierte elektrische Wirbelfeld schwingt harmonisch mit der RF-Periodendauer des Stromes in der Induktionsspule. Daher kommt es nach der halben RF-Periode zu einer Feldumkehr und die elektrischen Kräfte heben sich im Mittel, bezogen auf eine RF-Periode, auf

frequenz der Elektronen zu

$$\omega_{\mathrm{pe}} = \sqrt{\frac{e^2\, n_{\mathrm{e}}}{\epsilon_0\, m_{\mathrm{e}}}} \tag{2.25}$$

bestimmt werden.

Die Elektronenplasmafrequenz ist bedeutsam für die Absorption der eingekoppelten Leistung. Nur elektrische Felder mit Frequenzen unterhalb ω_{pe} sind in der Lage, die Elektronen auszulenken und so zum Erhalt des Plasmas beizutragen. Bei Anregung mit $\omega_{\mathrm{RF}} > \omega_{\mathrm{pe}}$ können die Elektronen dem Feld nicht mehr folgen und das Plasma würde erlöschen. Analog lässt sich mit Gl. (2.20) auch eine Ionenplasmafrequenz definieren:

$$\omega_{\mathrm{pi}} = \sqrt{\frac{e^2\, n_{\mathrm{e}}}{\epsilon_0\, m_{\mathrm{i}}}} \tag{2.26}$$

Im gängigen Betriebsbereich von RIT liegen Plasmadichten von $n_{\mathrm{e}} \approx 5 \cdot 10^{16} \ldots 5 \cdot 10^{18}\,\mathrm{m}^{-3}$ vor [107]. Demzufolge ergibt sich bei Verwendung von Xenon als Treibstoff eine Ionenplasmafrequenz von $\omega_{\mathrm{pi}} \approx 25 \cdot 10^6 \ldots 258 \cdot 10^6\,\mathrm{s}^{-1}$. Typische Frequenzen für die RF-Einkopplung liegen im Bereich von $\omega_{\mathrm{RF}} = 2\,\pi \cdot 700\,\mathrm{kHz} \ldots 2\,\pi \cdot 2\,\mathrm{MHz}$. Dies impliziert, dass die Ionen ebenfalls durch das eingekoppelte elektrische Feld beschleunigt werden müssten. Löst man Gl. (2.24) für Ionen ergibt sich für deren maximale Auslenkung

$$s_{\mathrm{max,\,i}} = \frac{e\,E}{m_{\mathrm{i}}\,\omega_{\mathrm{RF}}^2} \approx 0{,}56\,\mu\mathrm{m}, \tag{2.27}$$

mit einer typischen azimutalen elektrischen Feldstärke von $E = |\tilde{\mathbf{E}}| = 120\,\mathrm{V\,m}^{-1}$ im Entladungsgefäß und $\omega_{\mathrm{RF}} = 2\,\pi \cdot 2\,\mathrm{MHz}$ [107]. Die Auslenkung der Elektronen liegt um das Massenverhältnis $m_{\mathrm{i}}/m_{\mathrm{e}} \approx 2{,}4 \cdot 10^5$ höher. Daher können die Ionen, aufgrund ihrer Massenträgheit, als statisch angenommen werden und befinden sich näherungsweise im thermischen Gleichgewicht mit den Atomen ($T_{\mathrm{i}} \approx T_{\mathrm{n}}$), deren Temperatur T_{n} – von den eingekoppelten elektrischen Feldern unbeeindruckt – der Wandtemperatur des Entladungsgefäßes entspricht [14, 17, 40, 73].

Da im Plasmavolumen positive und negative Ladungen zu gleichen Teilen erzeugt werden und nach Gl. (2.20) Quasineutralität gelten muss, führt die wesentlich höhere Mobilität der Elektronen dazu, dass diese schneller an die Gefäßwand verloren gehen [15, 73]. Infolgedessen bildet sich eine Raumladungszone zwischen Plasmavolumen und Gefäßwand – die sogenannte *Randschicht* – in der die Quasineutralitätsannahme ihre Gültigkeit verliert. Durch die Raumladung liegt das Plasma potentialmäßig höher als das Entladungsgefäß. Diese Potentialbarriere kann nur von Elektronen überwunden werden, die eine entsprechend hohe kinetische Energie beim Eintritt in die Randschicht aufweisen. Ionen hingegen werden in der Raumladungszone vom Plasmavolumen weg beschleunigt. Typische Randschichtpotentiale Φ_{pl} in RIT liegen im Bereich $10 \ldots 40\,\mathrm{V}$ und sind maßgeblich von den inneren Plasmaparametern n_{e}, T_{e} und χ abhängig. Dies gilt ebenso für die Dicke der Randschicht l_{rs}, die sich in der Größenordnung einiger Debye-Längen bewegt [15, 73]. Die Ausprägung der Randschicht spielt eine entscheidende Rolle für die Ionenextraktion zur Schuberzeugung und wird in Kap. 2.3.4 aufgegriffen. Eine detaillierte Beschreibung der Randschicht – insbesondere der Potentialverläufe und Dichteprofile sowie deren physikalischen Herleitung – ist in den Referenzen 15 und 73 gegeben.

2.3.3 Induktive Energieeinkopplung

Zur Erhaltung eines RF-Niederdruckplasmas ist die Einkopplung elektrischer Energie erforderlich. Bei RIT erfolgt dies über eine Induktionsspule, die mit einem elektrischen Wechselsignal – erzeugt durch den RFG – beaufschlagt wird, wie in Abb. 2.4 (a) gezeigt ist. Als vereinfachende Annahme kann bei RIT grundsätzlich davon ausgegangen werden, dass die Frequenz des Wechselsignals hinreichend gering ist, um im relevanten Raumgebiet – hier der Länge der abgewickelten Induktionsspule mit Zuleitung – von einer homogenen Strombedeckung ausgehen zu können. In dieser Hinsicht kann die Ausprägung eines Verschiebungsstromes gegenüber dem Leitungsstrom in der Spule vernachlässigt werden. Anders ausgedrückt ist die abgestrahlte Leistung der Induktionsspule – sprich ihre Senderwirkung – marginal und es treten praktisch keine Wellenphänomene auf. Ob ein solches, als quasi-stationär bezeichnetes, Verhalten vorliegt, hängt von der Relation zwischen Wellenlänge der auftretenden elektrischen Signale λ und der maximalen geometrischen Ausdehnung $l_{\max}$ im relevanten Raumgebiet ab [45]. Es existiert keine allgemein definierte Grenze, allerdings kann ein quasi-stationäres Verhalten in guter Näherung vorausgesetzt werden, wenn gilt

$$10\, l_{\max} \leqslant \lambda = \frac{c_0}{f\,\sqrt{\mu_\mathrm{r}\,\epsilon_\mathrm{r}}}, \tag{2.28}$$

mit der Signalwellenlänge λ, der Vakuum-Lichtgeschwindigkeit c_0, der Signalfrequenz f, der relativen Permittivität ϵ_r und der relativen Permeabilität μ_r im relevanten Raumgebiet.

Um eine effiziente Plasmaerhaltung zu gewährleisten, ist ein harmonischer Stromverlauf[20] in der Entladungsspule anzustreben. Dies ist mit Verwendung des in Kap. 1 erläuterten Schwingkreiskonzepts näherungsweise der Fall. Für eine RIT-typische Signalfrequenz von $f = 2\,\mathrm{MHz}$ ergibt sich die maximale Länge einer Kupferspule mit Zuleitung für die Annahme quasi-stationärer Felder zu $l_{\max} \leqslant 10\,\mathrm{m}$ und liegt damit noch über den in der Praxis vorkommenden Längen.

Zur Abstimmung des RFG auf das Triebwerk ist die Charakterisierung der Entladung als elektrische Last erforderlich. Nur so kann eine effiziente RF Erzeugung und Übertragung in die Induktionsspule sowie eine effektive Einkopplung in das Plasma erzielt werden. Im Folgenden wird die Entladung mithilfe von elektromagnetischen Feldern und den Zusammenhängen der Elektrodynamik beschrieben. Anschließend erfolgt eine Modellierung der RIT-typischen induktiven Einkopplung.

Der Wechselstrom $\tilde{I}_\mathrm{coil}$ in der Spule, respektive die Stromdichte $\tilde{\mathbf{J}}$ in der Spulenquerschnittsfläche $\mathbf{A}$, erzeugt gemäß des Durchflutungsgesetzes im quasi-stationären Regime ein sich zeitlich änderndes Magnetfeld $\tilde{\mathbf{H}}$ im Entladungsgefäß [45]

$$\nabla \times \tilde{\mathbf{H}} = \tilde{\mathbf{J}}. \tag{2.29}$$

Stromdichte und Strom sind über folgende Beziehung miteinander verknüpft:

$$\tilde{I} = \iint_A \tilde{\mathbf{J}} \cdot \mathrm{d}\mathbf{A} \tag{2.30}$$

Das Magnetfeld induziert, gemäß dem Induktionsgesetz [45], wiederum ein elektrisches Feld

$$\nabla \times \tilde{\mathbf{E}} = -\frac{\partial\, \tilde{\mathbf{B}}}{\partial\, t}, \tag{2.31}$$

[20] als harmonisch wird eine Schwingung bezeichnet, deren Verlauf durch eine Sinusfunktion beschrieben werden kann, respektive ein Signalverlauf, welcher sich spektral nur aus einer bestimmten Frequenz f_RF und Wellenlänge λ_RF zusammensetzt

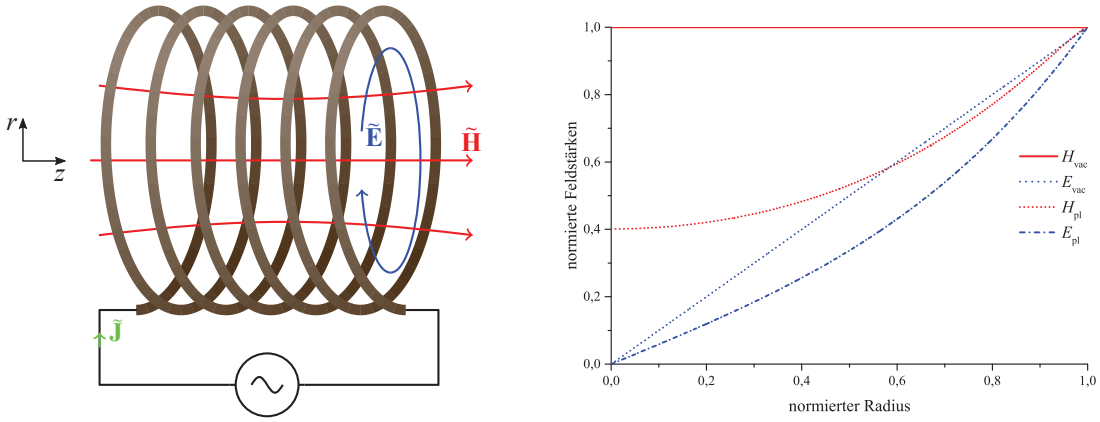


Abbildung 2.4: *Induktionsspule mit aufgeprägten elektromagnetischen Feldern (a) und den idealisierten Feldverläufen im Inneren (b) für Vakuum und unter homogenen Plasmabedingungen*

mit der magnetischen Flussdichte $\tilde{\mathbf{B}} = \mu_0\,\mu_\mathrm{r}\,\tilde{\mathbf{H}}$.

Für langgestreckte Spulen, mit großer axialer Länge, bezogen auf den Durchmesser bei hinreichend geringer Spulensteigung, existieren analytische Lösungen der elektromagnetischen Felder im Spuleninneren. Die Magnetfeldstärke kann dort als homogen angenommen werden und weist, unter Vernachlässigung von Randeffekten, lediglich eine axiale Komponente $\tilde{\mathbf{H}} = \tilde{H}_z \cdot \mathbf{e}_z$ auf, wobei $\mathbf{e}_z$ den Einheitsvektor in z-Richtung bezeichnet. Dieses Magnetfeld induziert ein rein azimutales elektrisches Wirbelfeld $\tilde{\mathbf{E}} = \tilde{E}_\theta \cdot \mathbf{e}_\theta$. Liegt im Inneren der Spule kein Plasma vor bzw. verrichten die elektromagnetischen Felder keine Arbeit, so ist die magnetische Feldstärke über den Spulenradius konstant, während das elektrische Feld zur Mitte hin abklingt, wie in Abb. 2.4 (b) zu sehen ist. Versorgt die Induktionsspule ein Plasma, so beschleunigt das elektrische Wirbelfeld die freien Elektronen in azimutaler Richtung, welche mit Atomen stoßen und dem Feld somit Energie zur Erhaltung der Entladung entziehen. Dieses Verhalten kann mit der Newton'schen Bewegungsgleichung aus Gl. (2.24) durch Hinzufügen eines Dämpfungsterms für die Elektron-Atom Stöße beschrieben werden:

$$m_\mathrm{e}\,\frac{\mathrm{d}^2 s}{\mathrm{d}\,t^2} + m_\mathrm{e}\,\nu_\mathrm{eff}\,\frac{\mathrm{d}s}{\mathrm{d}\,t} + \frac{e^2\,n_\mathrm{e}}{\epsilon_0}\,s = 0 \tag{2.32}$$

Gemäß der gedämpften Schwingungsgleichung $\ddot{s} + 2\,\delta\,\dot{s} + \omega_0^2\,s = 0$ ergibt sich zusätzlich zur Resonanzfrequenz $\omega_0 = \omega_\mathrm{pe}$ die Abklingkonstante der Schwingung zu $\delta = \nu_\mathrm{eff}$.

Die Stromdichte im Plasma ist über das differentielle ohmsche Gesetz mit dem elektrischen Feld verknüpft [45],

$$\tilde{\mathbf{J}}_\mathrm{pl} = \kappa_\mathrm{pl}\,\tilde{\mathbf{E}}_\mathrm{pl} = \mathrm{i}\,\omega_\mathrm{RF}\,\epsilon_0\epsilon_\mathrm{r,pl}\,\tilde{\mathbf{E}}_\mathrm{pl}, \tag{2.33}$$

mit der komplexen und im allgemeinen Fall ortsabhängigen Plasmaleitfähigkeit κ_pl und der relativen Permittivität des Plasmas $\epsilon_\mathrm{r,pl}$, die auch als relative dielektrische Plasmaleitfähigkeit bezeichnet werden kann. Diese Größen beschreiben die Felddurchlässigkeit – und damit das elektrische Verhalten – des Plasmas, welches je nach Betriebspunkt der Entladung eher als Stromleiter oder als Dielektrikum – und dementsprechend als Wellenleiter – charakterisiert

werden kann. Im quasi-stationären Regime ergibt sich die relative Permittivität des Plasmas zu [73, 107]

$$\epsilon_{\mathrm{r,pl}} \approx -\frac{\omega_{\mathrm{pe}}^2}{\omega_{\mathrm{RF}}\left(\omega_{\mathrm{RF}} - \mathrm{i}\nu_{\mathrm{eff}}\right)}, \tag{2.34}$$

wobei die Ortsabhängigkeit für den allgemeinen Fall durch eine lokal definierte Elektronenplasmafrequenz und effektive Stoßfrequenz gegeben ist. Der elektrische Charakter der Entladung hängt nun maßgeblich von dem Verhältnis von Stoßfrequenz zu Anregungskreisfrequenz ab.

Der Elektronenstrom $\tilde{I}_{\mathrm{pl}}$ im Plasma, respektive die Stromdichte $\tilde{\mathbf{J}}_{\mathrm{pl}}$, wirkt dem erregenden Strom in der Induktionsspule gemäß der Lenz'schen Regel entgegen und erzeugt wiederum selbst ein elektromagnetisches Feld, welches die extern aufgeprägten Wechselfelder abschwächt. Dieser Mechanismus wird als Skin-Effekt bezeichnet [45]. Für eindimensionale Betrachtungen, wie es für die idealisierte langgestreckte Spule möglich ist, lässt sich die Skineindringtiefe δ als charakteristisches Dämpfungsmaß der extern aufgeprägten Wechselfelder definieren[21]. Zugleich begrenzt die Skineindringtiefe auch den Bereich, in dem der Elektronenstrom im Plasma fließt, da er durch die extern aufgeprägten Wechselfelder verursacht wird. Im Plasma berechnet sich die Skineindringtiefe nach Ref. 73 zu

$$\delta = -\frac{c_0}{\omega_{\mathrm{RF}}\,\mathrm{Im}\left\{\sqrt{\epsilon_{\mathrm{r,pl}}}\right\}}. \tag{2.35}$$

In dieser Hinsicht hat die Wahl der Anregungsfrequenz, in Relation zur Stoßfrequenz, einen großen Einfluss auf die Skineindringtiefe und somit auf die Effizienz der Entladung. Zudem hängt δ maßgeblich von der vorherrschenden Elektronendichte im Plasma ab [15]. Eine Herleitung der Zusammenhänge für Leitfähigkeit und Permittivität im Plasma sowie des Skin-Effekts ist in Ref. 107 gegeben.

Abhängig von dem Verhältnis zwischen effektiver Stoßfrequenz ν_{eff} und Anregungskreisfrequenz ω_{RF} der externen Felder lässt sich der Ausdruck vereinfachen. Für sogenannte *kollisionsbehaftete Plasmen* mit $\nu_{\mathrm{eff}} \gg \omega_{\mathrm{RF}}$ kann das Plasma in erster Linie als Stromleiter charakterisiert werden und die Skineindringtiefe ergibt sich zu [15, 73, 107]

$$\delta \approx \sqrt{\frac{2}{\omega_{\mathrm{RF}}\,\mu_0\,\mathrm{Re}\left\{\kappa_{\mathrm{pl}}\right\}}}. \tag{2.36}$$

Die Leitfähigkeit des Plasmas κ_{pl} hängt über die Stoßfrequenz ν_{eff} unter anderem von den internen Plasmaparametern T_{e}, n_{e} und n_{n} sowie der Anregungskreisfrequenz ω_{RF} ab. Damit ist die Skineindringtiefe von kollisionsbehafteten Plasmen stark vom Arbeitspunkt des Plasmas abhängig.

Für *kollisionsfreie Plasmen* mit $\nu_{\mathrm{eff}} \ll \omega_{\mathrm{RF}}$ folgt hingegen [15, 73, 107]

$$\delta \approx \frac{c_0}{\omega_{\mathrm{pe}}}. \tag{2.37}$$

In diesem Betriebsbereich verhält sich das Plasma eher wie ein Wellenleiter und eine Charakterisierung als Dielektrikum erscheint angebracht. Die Energieeinkopplung zur Entladungserhaltung erfolgt hier maßgeblich durch anomale elektrische Heizung der Elektronen (stochastisches Aufheizen) [15, 73].

[21] die Skineindringtiefe ist definiert als die Länge, bei welcher die Feldamplitude auf das 1/e - Fache ($\approx 37\,\%$) abgeklungen ist

Um hinsichtlich der Volumenheizung im Plasma eine möglichst effiziente Energieeinkopplung zu garantieren, sollte die Skineindringtiefe den Radius der Spule nicht wesentlich unterschreiten. In diesem Fall kann näherungsweise das gesamte Plasmavolumen elektrisch geheizt werden und das Volumen zu Oberflächen-Verhältnis des Entladungsgefäßes wird optimal ausgenutzt [15]. Ferner hängt die eingekoppelte Leistung aber auch von der Qualität der induktiven Kopplung zwischen dem Strom in der Entladungsspule und dem Strom im Plasma ab. Diese wird maximal, wenn der Strom im Plasma möglichst dicht an der Entladungsspule fließt und so näherungsweise das gesamte axiale Magnetfeld im Innenbereich der Entladungsspule aus Abb. 2.4 umschließt. Dies ist nur bei äußerst niedrigen Skineindringtiefen der Fall und steht der Volumenheizung somit entgegen.

Darüber hinaus sollte die Frequenz f_{RF} der extern aufgeprägten elektromagnetischen Wechselfelder in einem bestimmten Verhältnis zur effektiven Stoßfrequenz der Elektronen im Plasma stehen, um eine effiziente Nutzung der eingekoppelten Leistung zur Entladungserhaltung sicherzustellen. In dieser Hinsicht ist in erster Näherung ein Verhältnis von $f_{\mathrm{RF}} \approx \nu_{\mathrm{eff}}/2$ anzustreben, damit die Elektronen im Durchschnitt einmal pro RF-Halbperiode mit einem Atom stoßen. Dieser Betriebspunkt ermöglicht es den Elektronen, die maximale Energie aus dem elektrischen Wirbelfeld zu entnehmen, bevor dieses sein Vorzeichen ändert. Zugleich wird damit auch die Energie pro Stoß maximiert, wodurch die Wahrscheinlichkeit für ionisierende Stöße gesteigert werden kann.

Aus elektrotechnischer Sicht muss zudem beachtet werden, dass auch der Strom in der Entladungsspule dem Skin-Effekt unterliegt und die ohmschen Verluste in Spule und Zuleitung im relevanten Frequenzbereich mit $\sqrt{\omega_{\mathrm{RF}}}$ ansteigen. Des Weiteren kommt es auch in umgebenden Metallteilen zu Wirbelstromverlusten, die vor allem bei relativ dünnen Plasmen mit niedriger Neutralgasdichte n_{n} bei gleichzeitig hohem Ionisationsgrad χ nicht zu vernachlässigen sind [107].

Darüber hinaus weist auch der Wirkungsgrad der Elektronik eine Frequenzabhängigkeit auf, welche die Verluste mit der Frequenz ansteigen lässt, wie in Kap. 3 erläutert wird. Zudem hängt der Wirkungsgrad der Elektronik maßgeblich von der Höhe des Entladungswiderstands in Relation zu den ohmschen Verlusten in Spule und Zuleitung ab. In dieser Hinsicht stellt die Wahl der Anregungsfrequenz für eine effiziente Entladungserhaltung immer einen Kompromiss dar und erfordert eine Abwägung aller oben genannten Effekte.

Bei den bisher erläuterten Zusammenhängen wurde eine langgestreckte Spule mit vernachlässigbaren Randeffekten vorausgesetzt, um eine eindimensionale Beschreibung der auftretenden Phänomene zu ermöglichen. Reale Entladungsspulen für RIT sind jedoch typischerweise kurze Spulen, auf die die getroffenen Vereinfachungen der elektromagnetischen Feldverläufe im Spuleninnenraum nicht zutreffen. In dieser Hinsicht ist mit einem inhomogenen Verlauf der Magnetfeldstärke über den Spulenradius und einer dementsprechenden Beeinflussung des elektrischen Feldes zu rechnen. Durch die Spulensteigung kommt es zudem zu einer azimutalen Feldabhängigkeit, wodurch das Magnetfeld eine radiale Komponente und das elektrische Feld eine axiale Komponente beinhalten. Ferner treten durch Randeffekte divergente Feldverformungen an den Stirnseiten der Entladungsspule auf. Für die adäquate Beschreibung der inhomogenen Feldverläufe realer Spulengeometrien ist eine numerische Triebwerksmodellierung erforderlich, wie sie beispielsweise in den Referenzen 37 und 107 vorgestellt wird. Dennoch erscheint die eindimensionale Näherung sinnvoll, um die prinzipiellen Zusammenhänge der induktiven Einkopplung erläutern zu können.

Um aus elektrotechnischer Sicht eine effiziente RF Erzeugung und Übertragung in die Entladungsspule sicherzustellen, ist die Kenntnis der elektrischen Impedanz des Plasmas Z_{pl} erfor-

derlich. Diese kann für harmonische Felder im Allgemeinen mithilfe des Satzes von Poynting über die Energiebilanz bestimmt werden [45]:

$$\frac{1}{2}\,\tilde{U}\,\tilde{I}^{*} = \frac{1}{2}\iiint_{V} \mathrm{Re}\left\{\tilde{\mathbf{E}}\,\tilde{\mathbf{J}}^{*}\right\}\,\mathrm{d}V + \mathrm{i}\,\omega \iiint_{V} (w_\mathrm{e} - w_\mathrm{m})\,\mathrm{d}V + \oiint_{A} \tilde{\mathbf{S}}\,\mathbf{n}\,\mathrm{d}\mathbf{A} \tag{2.38}$$

Dabei wird die elektromagnetische Energiedichte mit $w_\mathrm{em} = w_\mathrm{e} - w_\mathrm{m} = 1/4\left(\tilde{\mathbf{E}}\,\tilde{\mathbf{D}}^{*} - \tilde{\mathbf{B}}\,\tilde{\mathbf{H}}^{*}\right)$ und die Strahlungsleistungsdichte mit dem Poynting'schen Vektor $\tilde{\mathbf{S}} = 1/2\left(\tilde{\mathbf{E}} \times \tilde{\mathbf{H}}^{*}\right)$ bezeichnet. $\mathbf{n}$ kennzeichnet den Normalenvektor der Fläche $\mathbf{A}$, als Oberfläche des Volumens V.

Der Satz von Poynting besagt, dass die in das Volumen eingekoppelte Scheinleistung der Summe aus der dort umgesetzten Joule'schen Wärme, der Änderung der elektromagnetischen Energiedichte und dem Energiestrom aus dem Volumen in Form von Strahlungsleistung an der Oberfläche entspricht.

Die allgemeine Berechnung ermöglicht eine lokale Beschreibung der Leistungsdeposition im Plasma, in Gestalt der Beschleunigung von Elektronen und deren Stöße mit anderen Spezies und erfordert Kenntnis über die dreidimensionalen elektromagnetischen Felder – welche mithilfe von numerischen Modellen bestimmt werden können. Zur Ermittlung der Plasmaimpedanz und deren Verwendung in einem elektrotechnischen Ersatzschaltbild ist allerdings eine globale Beschreibung der im Plasma deponierten Leistung P_pl ausreichend. Diese lässt sich rechnerisch durch eine Volumenintegration bestimmen:

$$P_\mathrm{pl} = \frac{1}{2}\iiint_{V} \mathrm{Re}\left\{\tilde{\mathbf{E}}_\mathrm{pl}\,\tilde{\mathbf{J}}^{*}_\mathrm{pl}\right\}\,\mathrm{d}V \tag{2.39}$$

Mit Gl. (2.30) kann der integrale Strom $\tilde{I}_\mathrm{pl}$ im Plasma ermittelt werden und der ohmsche Widerstand des Plasmas R_pl berechnet sich zu

$$R_\mathrm{pl} = \frac{2\,P_\mathrm{pl}}{|\tilde{I}_\mathrm{pl}|^2}. \tag{2.40}$$

Daneben weist das Plasma eine intrinsische Induktivität auf, die physikalisch als die Massenträgheit der beschleunigten Elektronen erklärt werden kann. Dieser Effekt führt zu einer zusätzlichen Phasenverschiebung zwischen dem extern aufgeprägten elektrischen Feld und dem Strom im Plasma. Die Induktivität des Plasmas L_pl berechnet sich den Referenzen 15 und 73 nach zu

$$L_\mathrm{pl} = \frac{R_\mathrm{pl}}{\nu_\mathrm{eff}}. \tag{2.41}$$

Mit der ermittelten Impedanz $Z_\mathrm{pl} = R_\mathrm{pl} + \mathrm{i}\,\omega_\mathrm{RF}\,L_\mathrm{pl}$ ist eine physikalisch vollständige Beschreibung des globalen Plasmas aus elektrotechnischer Sicht gegeben. Allerdings findet die Kopplung zur Entladungsspule dort noch keine Berücksichtigung.

Z_pl hängt stark von den internen Plasmaparametern T_e, n_e und n_n sowie der Anregungskreisfrequenz ω_RF ab. In dieser Hinsicht muss eine geeignete Elektronik zur RF Erzeugung und Übertragung in die Induktionsspule in der Lage sein, sich schnell auf geänderte Entladungsbedingungen einzustellen, um ein transientes Absinken der RF Leistung – und das damit einhergehende Erlöschen des Plasmas – zu unterbinden. Entsprechende Konzepte werden in Kap. 3 und 4 vorgestellt.

Zur Modellierung der Einkopplung – und damit der schaltungstechnischen Verknüpfung von Induktionsspule und Plasma – bietet sich aufgrund der induktiven Natur der Entladungsspule

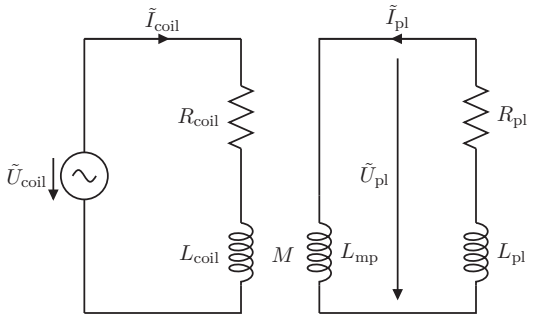


Abbildung 2.5: *Transformatormodell zur Beschreibung der induktiven Einkopplung im elektrischen Ersatzschaltbild*

ein Transformatormodell an, wie es unter anderem in den Referenzen 15, 86 und 107 Verwendung findet.

Abbildung 2.5 zeigt die Modellierung der induktiven Einkopplung mittels Transformator. Die primärseitigen Elemente R_{coil} und L_{coil} repräsentieren die elektrischen Parameter der Entladungsspule, welche mit dem elektrischen Wechselstrom $\tilde{I}_{\mathrm{coil}}$ beaufschlagt wird. Die Sekundärseite des Transformators modelliert das globale Plasma, welches über einen Luftkern und die Gegeninduktivität M mit der Entladungsspule auf der Primärseite verkoppelt ist. Der räumlich ausgedehnte Stromfluss im Plasma wird stellvertretend durch den integralen Strom $\tilde{I}_{\mathrm{pl}}$ modelliert, welcher in einer einzigen Sekundärwindung durch die Elemente R_{pl} und L_{pl} der globalen Plasmaimpedanz fließt. Diese Art der Modellierung erlaubt keine lokale Betrachtung der Entladung, was aber für die Ermittlung der globalen elektrischen Charakteristik auch nicht erforderlich ist.

Der Stromfluss im Plasma erzeugt wiederum ein elektromagnetisches Feld, welches dem erregenden entgegenwirkt und über die Gegeninduktivität M auch auf den Strom in der Entladungsspule zurückwirkt. Diese Selbstinduktivität des Plasmas L_{mp} stellt die induktive Verkopplung zum Primärkreis dar und hängt maßgeblich von der geometrischen Ausprägung des Stromflusses im Plasma, respektive der Skineindringtiefe, ab [15]. Die Berechnung kann – unter Zuhilfenahme numerischer Modelle – über die Differenz zwischen der magnetischen Energie ohne Plasma $W_{\mathrm{m},0}$ und der mit Plasma W_{m} erfolgen [107]:

$$L_{\mathrm{mp}} = \frac{2\,(W_{\mathrm{m},0} - W_{\mathrm{m}})}{|\tilde{I}_{\mathrm{pl}}|^2} \tag{2.42}$$

Mithilfe der Transformator- und der Schaltungstheorie lässt sich das Modell der Einkopplung aus Abb. 2.5 vereinfachen [45]. Dazu werden zunächst die Kirchhoff'schen Maschengleichungen am Transformator aufgestellt:

$$\tilde{U}_{\mathrm{coil}} = (R_{\mathrm{coil}} + \mathrm{i}\,\omega_{\mathrm{RF}}\,L_{\mathrm{coil}})\,\tilde{I}_{\mathrm{coil}} + \mathrm{i}\,\omega_{\mathrm{RF}}\,M\,\tilde{I}_{\mathrm{pl}} \tag{2.43}$$

$$\tilde{U}_{\mathrm{pl}} = -\,(R_{\mathrm{pl}} + \mathrm{i}\,\omega_{\mathrm{RF}}\,L_{\mathrm{pl}})\,\tilde{I}_{\mathrm{pl}} \tag{2.44}$$

$$= \mathrm{i}\,\omega_{\mathrm{RF}}\,L_{\mathrm{mp}}\,\tilde{I}_{\mathrm{pl}} + \mathrm{i}\,\omega_{\mathrm{RF}}\,M\,\tilde{I}_{\mathrm{coil}} \tag{2.45}$$

Ziel ist es, zur Beschreibung eine einfache ohmsch-induktive Reihenschaltung zu finden, die mit der Spannung $\tilde{U}_{\mathrm{coil}}$ versorgt wird und den Spulenstrom $\tilde{I}_{\mathrm{coil}}$ fließen lässt

$$\tilde{U}_{\mathrm{coil}} = Z_{\mathrm{c+pl}}\,\tilde{I}_{\mathrm{coil}} = (R_{\mathrm{c+pl}} + \mathrm{i}\,\omega_{\mathrm{RF}}\,L_{\mathrm{c+pl}})\,\tilde{I}_{\mathrm{coil}}, \tag{2.46}$$

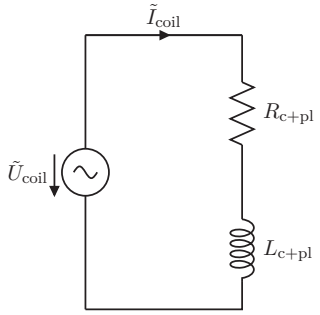


Abbildung 2.6: *Vereinfachtes Transformatormodell zur Beschreibung der induktiv-gekoppelten Entladung als ohmsch-induktive Last des RFG*

wie in Abb. 2.6 gezeigt ist.

Durch Gleichsetzen von Gl. (2.44) mit Gl. (2.45) und Einsetzen von Gl. (2.41) ergibt sich eine Beziehung für den Betrag der Gegeninduktivität $|M|$

$$|M| = \left| \frac{|\tilde{I}_{\mathrm{pl}}|}{\tilde{I}_{\mathrm{coil}}} \left(\mathrm{i} \frac{R_{\mathrm{pl}}}{\omega_{\mathrm{RF}}} - \left(L_{\mathrm{mp}} + \frac{R_{\mathrm{pl}}}{\nu_{\mathrm{eff}}} \right) \right) \right|. \tag{2.47}$$

M ist im Allgemeinen eine komplexe Größe – verursacht durch die ohmsch-induktive Belastung des Transformators. Für die Impedanztransformation der Sekundärseite auf die Primärseite muss allerdings mit dem Betrag von M gerechnet werden [15]. Durch Auflösen nach $|\tilde{I}_{\mathrm{pl}}|/\tilde{I}_{\mathrm{coil}}$ und Einsetzen in Gl. (2.43) sowie Gleichsetzen mit Gl. (2.46) ergibt sich die gesuchte Impedanz zu

$$Z_{\mathrm{c+pl}} = Z_{\mathrm{coil}} + \frac{\omega_{\mathrm{RF}}^2 \, |M|^2}{Z_{\mathrm{pl}}}, \tag{2.48}$$

mit

$$R_{\mathrm{c+pl}} = R_{\mathrm{coil}} + R_{\mathrm{pl,eq}} = R_{\mathrm{coil}} + R_{\mathrm{pl}} \frac{|\tilde{I}_{\mathrm{pl}}|^2}{\tilde{I}_{\mathrm{coil}}^2} \tag{2.49}$$

$$L_{\mathrm{c+pl}} = L_{\mathrm{coil}} - L_{\mathrm{pl,eq}} = L_{\mathrm{coil}} - \left(L_{\mathrm{mp}} + \frac{R_{\mathrm{pl}}}{\nu_{\mathrm{eff}}} \right) \frac{|\tilde{I}_{\mathrm{pl}}|^2}{\tilde{I}_{\mathrm{coil}}^2}. \tag{2.50}$$

Dabei beschreibt $R_{\mathrm{pl,eq}}$ den äquivalenten Serienwiderstand des Plasmas als Anteil des in Abb. 2.6 gezeigten Widerstandes $R_{\mathrm{c+pl}}$. Die auf die Primärseite transformierte Plasmainduktivität $L_{\mathrm{pl,eq}}$ hingegen mindert die Induktivität der Entladungsspule, was, anschaulich gesprochen, auf die Feldabschwächung im Spuleninnenbereich zurückzuführen ist (vgl. Abb. 2.4).

$R_{\mathrm{pl,eq}}$ hängt über die Plasmaleitfähigkeit κ_{pl} stark von dem Verhältnis zwischen effektiver Stoßfrequenz ν_{eff} und Anregungskreisfrequenz ω_{RF} – und damit von der Charakteristik der Entladung – ab (vgl. Gl. (2.34)). ν_{eff} ist wiederum eine Funktion der Neutralgasdichte n_{n} und der Elektronentemperatur T_{e} im Plasma (vgl. Gl. (2.23)). Durch die geringen Ionisationsgrade in Niederdruckplasmen ist die Neutralgasdichte in erster Linie durch den Gasmassenfluss in das Entladungsgefäß bestimmt. Demnach hängt der äquivalente Serienwiderstand des Plasmas vom Neutralgasdruck in der Entladung ab, welcher sich abhängig von der eingelassenen Gasmenge $\dot{m}_0$ einstellt. Darüber hinaus ist κ_{pl} über die Elektronenplasmafrequenz ω_{pe} (vgl.

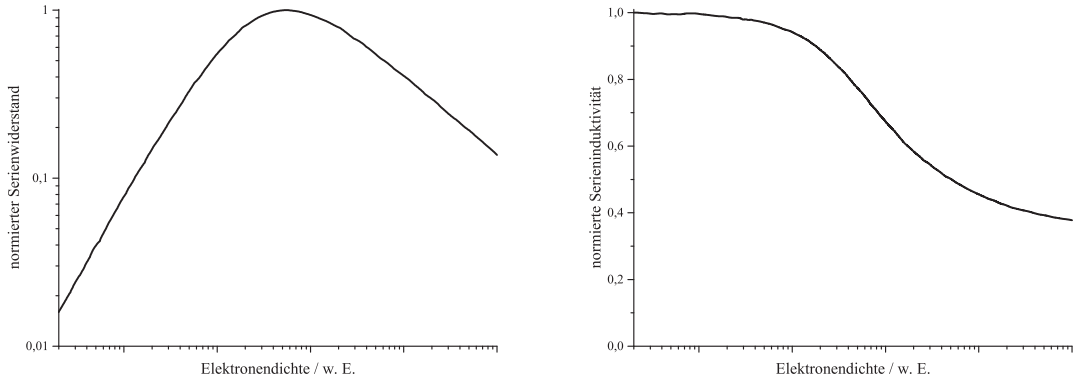


Abbildung 2.7: *Normierte Serienimpedanz Z_{c+pl} mit dem resistiven Anteil R_{c+pl} (a) und dem induktiven Anteil L_{c+pl} (b) in Abhängigkeit von der Ladungsträgerdichte n_e für ein konstantes Verhältnis $\nu_{eff}/\omega_{RF} = 10$ und eine konstante Impedanz Z_{coil} der Entladungsspule nach Ref. 15*

Gl. (2.25)) linear von der Ladungsträgerdichte n_e abhängig, welche somit auch den äquivalenten Serienwiderstand des Plasmas beeinflusst [107].

Abb. 2.7 (a) zeigt den theoretischen Verlauf von $R_\mathrm{c+pl}$, aufgetragen über der Ladungsträgerdichte n_e für ein konstantes Verhältnis $\nu_\mathrm{eff}/\omega_\mathrm{RF} = 10$ und eine konstante Impedanz Z_coil der Entladungsspule [15]. Da der Widerstand der Entladungsspule R_coil hier als unveränderlich angenommen wird, bildet der Verlauf von $R_\mathrm{c+pl}$ die Abhängigkeit des äquivalenten Serienwiderstands des Plasmas $R_\mathrm{pl,eq}$ ab.

Für niedrige Ladungsträgerdichten steigt der äquivalente Serienwiderstand des Plasmas zunächst linear an, verursacht durch die gleichermaßen linear anwachsende Leitfähigkeit des Plasmas. Zu höheren Ladungsträgerdichten hin macht sich zunehmend der Skin-Effekt bemerkbar, durch den das geheizte Plasmavolumen – respektive der Bereich, in dem ein Strom im Plasma fließt – beschränkt wird. Dieser Effekt kompensiert die Erhöhung der Plasmaleitfähigkeit vollständig, da die Skineindringtiefe gemäß Gl. (2.37) selbst von der Plasmaleitfähigkeit abhängt. Für höhere Ladungsträgerdichten fällt der äquivalente Serienwiderstand des Plasmas mit $n_\mathrm{e}^{-1/2}$ ab. In dieser Hinsicht ergibt sich ein optimaler Betriebspunkt, in dem $R_\mathrm{pl,eq}$ und die ins Plasma eingekoppelte Leistung gegenüber den ohmschen Verlusten in der Entladungsspule und Zuleitung maximiert werden. Die Lage und Ausprägung dieses Maximums hängt maßgeblich vom Entladungsdruck und dem Verhältnis $\nu_\mathrm{eff}/\omega_\mathrm{RF}$ ab [15]. Somit kann der optimale Betriebspunkt der Entladung durch die Wahl der Anregungskreisfrequenz ω_RF in gewissen Grenzen beeinflusst werden.

Der Einfluss des Plasmas auf die Induktivität der Entladungsspule hängt in erster Linie von der Elektronendichte und der Ausprägung des Stromflusses im Plasma, ergo des Skin-Effekts, ab. Bei niedrigen Ladungsträgerdichten kann $L_\mathrm{pl,eq}$ gegenüber L_coil vernachlässigt werden. In diesem Betriebsbereich erfolgt die Energieeinkopplung in das Plasma allerdings nicht ausschließlich induktiv und es müssen auch kapazitive Einkopplungspfade betrachtet werden [15, 73, 107]. Daher kann dieser Betriebsbereich durch das Transformatormodell nur unzureichend abgebildet werden. Mit höheren Ladungsträgerdichten wächst der Einfluss des Plasmas jedoch an und die resultierende Induktivität $L_\mathrm{c+pl}$ sinkt ab, wie Abb. 2.7 (b) zeigt [15]. Zu sehr hohen Ladungsträgerdichten hin begrenzt der Skin-Effekt den Stromfluss und somit

auch die Verringerung der resultierenden Induktivität. Eine anschauliche Herleitung der äquivalenten Serienimpedanz des Plasmas $Z_{\mathrm{pl,eq}}$ in Abhängigkeit von den Entladungseigenschaften ist in den Referenzen 15 und 73 gegeben.

$Z_{\mathrm{c+pl}}$ beschreibt das Radiofrequenz-Ionentriebwerk als ohmsch-induktive Last für einen bestimmten Betriebspunkt. Dies ist die Last, die der RFG sieht und auf die er abgestimmt werden muss. Im Gegensatz zu gewöhnlichen elektrischen Lasten beeinflusst das Plasma sowohl den ohmschen als auch den induktiven Lastteil, je nach Arbeitspunkt der Entladung. Dabei kann sich der ohmsche Anteil gegenüber dem Widerstand der Spule nur vergrößern. Aus effizienztechnischer Sicht stellt R_{coil} einen Verlustterm dar, der gegenüber dem Plasmawiderstand möglichst klein sein muss, um eine effiziente Einkopplung zu gewährleisten.

Die Induktivität der Entladungsspule wird hingegen durch das Plasma verringert. Bei Verwendung des in Kap. 1 vorgestellten Schwingkreiskonzepts führt dies zu einer Änderung der Resonanzfrequenz $\omega_0 = \omega_{\mathrm{RF}}$ im Reihenschwingkreis, die wiederum die Charakteristik der Entladung – und damit auch den äquivalenten Serienwiderstand des Plasmas – beeinflusst. Darüber hinaus muss der RFG in der Lage sein, die Anregungsfrequenzänderung möglichst schnell nachzuführen, um die Energieeinkopplung an die geänderten Entladungsbedingungen anzupassen und ein transientes Abfallen der ins Plasma eingekoppelten Leistung zu verhindern.

Parasitäre kapazitive Kopplungseffekte, wie sie in der Praxis bei sehr niedrigen Ladungsträgerdichten n_{e} – hervorgerufen durch einen niedrigen Strom $\tilde{I}_{\mathrm{coil}}$ in der Induktionsspule bzw. eine geringe Entladungsleistung P_{pl} – zwischen Entladungsspule und Plasma auftreten [50], können mit diesem Modell nicht abgebildet werden. Es hat sich jedoch gezeigt, dass die globale Impedanz induktiv-gekoppelter Plasmen im gängigen Betriebsbereich von RIT mit einer induktiven Kopplung gut nachgebildet werden kann [15, 32, 73, 86, 107]. Insbesondere die Tatsache, dass elektrische Triebwerke – um Treibstoff einzusparen – typischerweise mit hohen Masseneffizienzen η_{m} betrieben werden, begünstigt diese Annahme. In diesem Betriebsbereich sind vergleichsweise große Entladungsleistungen erforderlich, wodurch parasitäre kapazitive Kopplungseffekte vernachlässigbar sind.

Neben parasitären Kopplungseffekten beinhaltet die reale Einkopplung jedoch noch eine inhärente Kapazität, die sich durch die Charakteristik der Plasmarandschicht zwischen Plasma und Entladungsgefäßwand einstellt. Um auch diesen Effekt zu berücksichtigen, bietet sich eine Berechnung der resultierenden Impedanz über die Energiebilanz aus Gl. (2.38) an. Dazu muss die rechte Seite des Satz von Poynting im Plasmavolumen gelöst werden. Dies kann wiederum nur mit numerischen Simulationsmodellen erfolgen [37, 107]. Der resultierende ohmsche Widerstand entspricht dabei dem mit dem Transformatormodell ermittelten Wert [15]

$$R_{\mathrm{ind}} = R_{\mathrm{pl,eq}} = R_{\mathrm{pl}} \frac{|\tilde{I}_{\mathrm{pl}}|^2}{\tilde{I}_{\mathrm{coil}}^2}, \tag{2.51}$$

während sich die Reaktanz zu

$$X_{\mathrm{ind}} = \frac{1}{|\tilde{I}_{\mathrm{c}}|^2} \left(4\,\omega_{\mathrm{RF}} \iiint_V \mathrm{Re}\left\{ w_{\mathrm{m}} - w_{\mathrm{e}} \right\} \mathrm{d}V - \iiint_V \mathrm{Im}\left\{ \tilde{\mathbf{E}}_{\mathrm{pl}}\, \tilde{\mathbf{J}}_{\mathrm{pl}}^{*} \right\} \mathrm{d}V \right) \mathrel{\hat{=}} \omega_{\mathrm{RF}}\, L_{\mathrm{ind}} \tag{2.52}$$

berechnet [107]. Die Abweichung der Induktivität kann durch die Tatsache erklärt werden, dass bei dieser Berechnung auch die elektrische Leistungsdichte w_{e} Berücksichtigung findet. Die resultierende Impedanz ergibt sich in diesem Fall zu

$$Z_{\mathrm{c+pl}} = Z_{\mathrm{coil}} + Z_{\mathrm{ind}} = R_{\mathrm{coil}} + R_{\mathrm{ind}} + \mathrm{i}\,\omega_{\mathrm{RF}} \left(L_{\mathrm{coil}} - L_{\mathrm{ind}} \right). \tag{2.53}$$

Alternativ zu der Bestimmung mittels nummerischer Modellierung kann die äquivalente Serienimpedanz des Plasmas auch experimentell ermittelt werden, allerdings ist dies mit einem sehr hohen messtechnischen Aufwand verbunden. Das Vorgehen zur experimentellen Ermittlung der an der Entladungsspule umgesetzten Leistung wird in Kap. 5.3 beschrieben.

Die induktiv-gekoppelte Entladung bildet ein selbstkonsistentes System, bei dem sich alle Plasmaparameter, wie die Elektronendichte und -temperatur, der Ionisationsgrad und die effektive Stoßfrequenz sowie die Skineindringtiefe, abhängig vom Betriebspunkt der Entladung einstellen. Aus elektrotechnischer Sicht entspricht dies einer Last, die eine Abhängigkeit von den Stellgrößen des Systems aufweist. Neben der RF-Leistung P_{RF} kann die Lastimpedanz bei RIT auch über den Treibstoffmassenfluss $\dot{m}_0$ in das Entladungsgefäß sowie durch die Spannungen U_{scr} und U_{acc} am Extraktionssystem beeinflusst werden. Letzteres wird im folgenden Kapitel erläutert.

2.3.4 Schuberzeugung

Zur Erzeugung von Schub werden Ionen aus dem Plasma extrahiert und mittels starker elektrostatischer Felder auf sehr hohe Geschwindigkeiten beschleunigt. Das bereits in Kap. 2.3.1 erläuterte Extraktionssystem besteht im einfachsten Fall aus zwei zueinander ausgerichteten Gittern, dem Screen-Grid (auch als erstes Gitter oder Plasmagrenzanker bezeichnet) und dem Accelerator-Grid (auch als zweites Gitter oder Beschleunigungsgitter bezeichnet), die mit den statischen Hochspannungen U_{scr} und U_{acc} beaufschlagt werden. Das dem Plasma zugewandte Screen-Grid wird durch PHV mit einer positiven Hochspannung im kV-Bereich versorgt. Dies dient dazu, das Plasma gegenüber Masse bzw. dem freien Raum auf ein hohes Potential zu legen und bestimmt die potentielle Energie der Ionen, die beim Verlassen des Triebwerks in kinetische Energie umgewandelt wird. In dieser Hinsicht wird die Spannung U_{scr} auch als Strahlspannung bezeichnet. Das Accelerator-Grid wird durch NHV mit einer, auf Masse bezogen, negativen Spannung versorgt und dient zur Fokussierung des Ionenstrahls. Ferner hindert die negative Spannung freie Elektronen im Außenbereich am Eindringen in das Triebwerk. Dieser Vorgang wird als *electron-backstreaming* bezeichnet [32].

Abbildung 2.8 zeigt den Extraktionsvorgang an einem Beamlet für ein Dreigittersystem. Das optionale dritte Gitter liegt auf Masse und dient der Abschirmung des elektrischen Feldes in den freien Raum, wodurch prinzipiell höhere Extraktionsspannungen ermöglicht werden, wie im Folgenden erläutert wird.

Genauso wie zwischen dem quasineutralen Plasma und der Gefäßwand bildet sich auch zum Screen-Grid hin eine Plasmarandschicht aus. Ionen gelangen durch thermische und ambipolare Diffusion aus dem Plasma in diese Raumladungszone, wo sie durch das Randschichtpotential Φ_{pl} vom Plasma weg in den Einzugsbereich des Extraktionssystems beschleunigt werden. Elektronen hingegen werden von dem Randschichtpotential zurück in das Plasma reflektiert. Lediglich ein hochenergetischer Bruchteil der Elektronen ist in der Lage, die Randschicht zu durchqueren [64]. Für die kinetische Energie dieser Elektronen muss bei Eintritt in die Randschicht gelten:

$$\frac{m_{\mathrm{e}}}{2}\, v_{\mathrm{e}}^2 \overset{!}{\geq} e\, \Phi_{\mathrm{pl}} \tag{2.54}$$

Elektronen, die diese Potentialbarriere im Bereich des Extraktionssystems überwunden haben, werden typischerweise vom Plasmagrenzanker eingefangen. Somit kann der Extraktionsbereich in guter Näherung als unipolar angenommen werden [64]. Um die Quasineutralitätsbedingung

im Plasma zu erfüllen, müssen die Elektronen- und Ionenflüsse aus dem Plasma im zeitlichen Mittel gleich sein. Daher kann die Anzahl der Ionen, die das Plasma zum Eintritt in das Extraktionssystem verlassen, über den äquivalenten Elektronenstrom am Plasmagrenzanker I_{scr} bestimmt werden.

Ionen, die in den Einzugsbereich des Extraktionssystems eintreten, werden durch das elektrische Feld zwischen dem Screen-Grid und dem Accelerator-Grid beschleunigt. Die Beschleunigungsspannung, die die Ionen extrahiert, berechnet sich zu

$$U_{\mathrm{ex}} = U_{\mathrm{scr}} + U_{\mathrm{acc}} + \Phi_{\mathrm{pl}} \tag{2.55}$$

und beinhaltet neben der Spannung zwischen den beiden Gittern auch das Randschichtpotential. Gegenüber den Gitterspannungen kann Φ_{pl} aber in guter Näherung vernachlässigt werden. Im Extraktionskanal werden die Ionen entlang der Feldlinien des elektrostatischen Feldes zwischen den Extraktionsgittern beschleunigt. Dieses Feld weist im Kanalbereich Inhomogenitäten auf, die durch die Gitteröffnungen verursacht werden. In den Extraktionsöffnungen kommt es zu einer Feldverkrümmung, die die Flugbahn der beschleunigten Ladungsträger und damit ihre Fokussierung beeinflusst, wie in Abb. 2.8 (a) zu sehen ist. Die geometrische Anordnung der Gitter (Durchmesser der Extraktionsöffnungen und Gitterabstände) ist gemeinsam mit den angelegten Gitterspannungen für die Fokussierung verantwortlich. In dieser Hinsicht kann das Extraktionssystem als Ionenoptik aufgefasst werden, die den Ionenstrahl wie eine Linse fokussiert. Auf der plasmazugewandten Seite wird die Feldverkrümmung als *Plasmameniskus* bezeichnet. Die Krümmung des Plasmameniskus ist, neben der Höhe der Extraktionsspannung, auch von der Ausformung der Plasmarandschicht bzw. von der Höhe des Plasmapotentials abhängig. In dieser Hinsicht hat auch die Charakteristik der Entladung, respektive die Elektronendichte n_{e}, -temperatur T_{e} und die Neutralgasdichte n_{n}, einen Einfluss auf die Fokussierung des Ionenstrahls. Um in jedem Betriebspunkt eine optimale Fokussierung sicherzustellen, muss die Extraktionsspannung auf den Arbeitspunkt der Entladung abgestimmt werden.

Die Zahl der Ionen, die in die Plasmarandschicht diffundieren, ist durch die Ergiebigkeit des Plasmas bestimmt und hängt von der Ladungsträgerdichte n_{e} und der Elektronentemperatur T_{e} ab [64, 107]. Um den Ionenstrom aus dem Triebwerk zu steigern, reicht es allerdings nicht aus, lediglich die Plasmaergiebigkeit zu erhöhen. Durch den unipolaren Ladungstransport im Extraktionskanal, ist die Stromdichte in diesem Bereich raumladungsbegrenzt [32, 64, 107]. Die Ursache liegt darin begründet, dass die ausschließlich positiven, bewegten Ladungen im Extraktionskanal das elektrische Feld zwischen den Gittern abschirmen. Ohne dieses Feld findet jedoch überhaupt keine Extraktion statt und der Ionenstrom aus dem Triebwerk käme zum Erliegen. Eine anschauliche Herleitung der Raumladungsbegrenzung wird in den Referenzen 64 und 107 gegeben.

Die maximal mögliche extrahierbare Ionenstromdichte J_{i} berechnet sich nach dem Child-Langmuir Raumladungsgesetz zu [73]

$$J_{\mathrm{i}} = \frac{4\epsilon_0}{9}\sqrt{\frac{2e}{m_{\mathrm{i}}}}\frac{U_{\mathrm{ex}}^{\frac{3}{2}}}{l^2}, \tag{2.56}$$

mit der Beschleunigungsstrecke l, auf der die Extraktionsspannung U_{ex} auf die Ionen einwirkt.

Die Ionenstromdichte ist selbst bei einem unendlich ergiebigen Plasma begrenzt, da die Spannung zwischen Plasmagrenzanker und Beschleunigungsgitter nicht beliebig erhöht werden kann. Wird die druckabhängige Durchschlagsfestigkeit überschritten, kommt es zu Funkenschlag an den Gittern, wodurch diese beschädigt werden können.

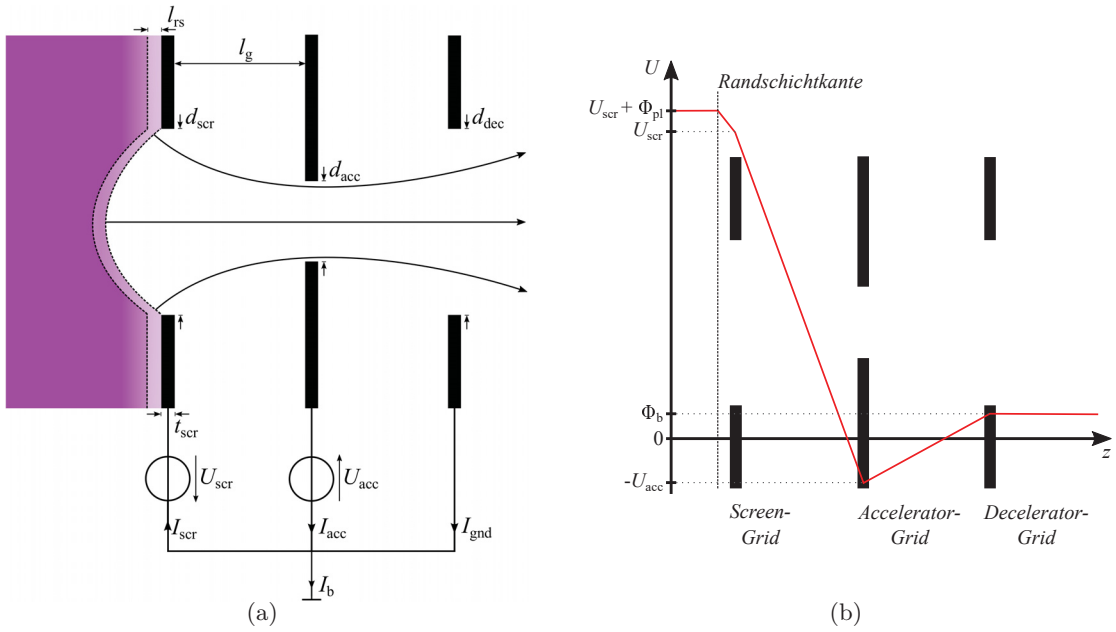


Abbildung 2.8: *Ionenextraktion an einem Dreigittersystem für einen Extraktionskanal (a) mit dem zugehörigen Potentialverlauf (b)*

Durch die Wölbung des Plasmameniskus umfasst die Beschleunigungsstrecke l nicht nur den Abstand zwischen den Gittern l_g, sondern beginnt schon an der Randschichtkante und beinhaltet somit auch die Dicke des Screen-Grids t_{scr} und den Radius des Meniskus. Ferner wird bei der Herleitung des Child-Langmuir Raumladungsgesetzes vorausgesetzt, dass die Ladungsträger bei Eintritt in die Beschleunigungsstrecke keine kinetische Energie aufweisen. Dies ist hier nicht der Fall, da die Ionen ja bereits in der Randschicht l_{rs} durch das Potential Φ_{pl} beschleunigt wurden. Zur Berücksichtigung dieser Effekte lässt sich eine effektive Beschleunigungsstrecke l_{eff} definieren [107].

Für runde Extraktionsaperturen, wie sie bei RIT typischerweise zur Anwendung kommen, berechnet sich der gesamte Ionenstrahlstrom zu [32]

$$I_b = \frac{N_g \pi d_{scr}^2 \epsilon_0}{9} \sqrt{\frac{2e}{m_i}} \frac{U_{ex}^{\frac{3}{2}}}{l_{eff}^2}, \tag{2.57}$$

mit der Anzahl der Extraktionsöffnungen N_g und deren Screen-Grid Durchmesser d_{scr}.

Diese Berechnung berücksichtigt allerdings keine Strahlverluste durch Defokussierung, wie sie am realen Extraktionssystem auftreten. Ist die Extraktionsspannung nicht auf die Entladungsbedingungen abgestimmt, kommt es zu einer Über- oder Unterfokussierung des Ionenstrahls im Extraktionskanal, welche mit einem veränderten Krümmungsradius des Plasmameniskus einhergeht [32]. In diesem Fall schlägt ein Teil der extrahierten Ionen auf dem Beschleunigungsgitter ein, anstatt das Triebwerk zu verlassen. Diese werden als *Direct-Impingement Partikel* bezeichnet [64]. Die Anzahl der einschlagenden Ionen kann über den Elektronenstrom I_{acc} auf das Gitter ermittelt werden, da jedes Ion dort durch die Aufnahme eines Elektrons neutralisiert wird. Die kinetische Energie dieser Ionen ist für die Schuberzeugung verloren. Zudem erodieren sie das Beschleunigungsgitter und verkürzen somit die Lebensdauer des Triebwerks. In dieser Hinsicht ist eine Minimierung des Stromes I_{acc} anzustreben.

Neben dem direkten Einschlag von Strahlionen existiert noch ein weiterer Mechanismus, der zur Erosion des Beschleunigungsgitters führt: Durch die Extraktionsöffnungen treten immer auch neutrale Gaspartikel mit thermischer Geschwindigkeit aus dem Triebwerk aus. Im Extraktionskanal kommt es zur Kollision mit den wesentlich schnelleren Strahlionen, wodurch die Partikel ionisiert werden können. Diese sogenannten *Charge-Exchange Partikel* sputtern zusätzlich das negativ vorgespannte Beschleunigungsgitter, abhängig von der Höhe der angelegten Spannung U_{acc} und der genauen Position im Extraktionskanal, an der sie ionisiert wurden [32, 64]. Zudem ist dieser Effekt immer präsent, da sich der Neutralgasfluss aus dem Triebwerk nicht unterbinden lässt. Daher fließt immer ein kleiner Strom I_{acc} auf das Beschleunigungsgitter, der unter optimalen Betriebsbedingungen im Promillebereich des Strahlstromes I_{b} liegt [64]. In dieser Hinsicht bildet die Gittererosion die lebensdauerbegrenzende Größe der Radiofrequenz-Ionentriebwerke.

Eine Möglichkeit, die Erosion des Beschleunigungsgitters zu mindern, ist die Verwendung eines dritten Gitters[22], welches auf Masse gelegt wird, wie in Abb. 2.8 gezeigt ist. Durch die abschirmende Wirkung können höhere Beschleunigungsspannungen U_{acc} realisiert werden, ohne dass bereits extrahierte Ionen wieder zurück zum zweiten Gitter gelangen und dieses beschädigen. Dadurch lässt sich die Extraktionsspannung U_{ex} unabhängig von der Strahlspannung U_{scr} steigern und der Ionenstrom I_{b} kann – bei ausreichend ergiebigem Plasma – erhöht werden. Allerdings werden die positiv geladenen Ionen auf ihrem Weg vom zweiten zum dritten Gitter wieder abgebremst, wie am Potentialverlauf in Abb. 2.8 (b) zu sehen ist. Dabei kennzeichnet Φ_{b} das Raumladungspotential des unipolaren Ionenstrahls im freien Raum. Das insgesamt auf die Ionen wirkende Potential – und damit ihre kinetische Energie beim Verlassen des Triebwerks – wird nach wie vor durch die Strahlspannung U_{scr} am ersten Gitter bestimmt. Weiterhin sorgt der Abbremsvorgang für eine verbesserte Fokussierung des Ionenstrahls und somit für eine Minimierung der Gittererosion durch Direct-Impingement Partikel [107]. Dem entgegen steigt jedoch die Gittererosion durch Charge-Exchange Partikel mit dem Erhöhen der Beschleunigungsspannung an. In dieser Hinsicht muss immer ein Kompromiss zwischen Lebensdauer und zu erzeugendem Schub gefunden werden [32].

Die Effizienz von Extraktionssystemen kann anhand der Perveanz k bewertet werden. Diese setzt den extrahierten Ionenstrom in Bezug zu der angelegten Extraktionsspannung und berechnet sich zu

$$k = \frac{I_{\mathrm{b}}}{U_{\mathrm{ex}}^{\frac{3}{2}}}. \tag{2.58}$$

Gemäß Gl. (2.57) kann die Perveanz gesteigert werden, indem die Anzahl der Extraktionskanäle erhöht wird. Um die Gittertransparenz konstant zu halten – und damit einer Erhöhung der Neutralgasverluste vorzubeugen – muss gleichzeitig der Lochdurchmesser d_{scr} im Screen-Grid verringert werden. Dies erfordert jedoch eine Reduktion des Gitterabstands l_{g}, um die Fokussierung der Ionenoptik beizubehalten. Eine Verringerung von l_{g} ist aber insofern kritisch, als dass die Durchschlagsfestigkeit abgesenkt wird und somit die maximal zulässige Extraktionsspannung begrenzt werden muss. In dieser Hinsicht kann zwar die Perveanz des Extraktionssystems gesteigert werden, allerdings geht diese Maßnahme zu Lasten des maximal erreichbaren spezifischen Impulses I_{sp}. Ein hochperveantes Extraktionssystem zeichnet sich prinzipiell durch ein dünnes Screen-Grid aus, um die effektive Beschleunigungsstrecke l_{eff} möglichst kurz zu halten. Die minimale Stärke des Plasmagrenzankers t_{scr} ist jedoch durch die mechanische Stabilität des

[22] oft als *Decelerator-Grid* bezeichnet

Gitters begrenzt. Eine tiefgreifende Beschreibung der Physik von Extraktionsgittersystemen wird in Ref. 64 gegeben.

Der eigentliche Ionenstrahlstrom I_b, der das Triebwerk verlässt, kann messtechnisch relativ einfach zu

$$I_\mathrm{b} = I_\mathrm{scr} - I_\mathrm{acc} - I_\mathrm{gnd} \tag{2.59}$$

bestimmt werden. Durch den Strom I_gnd werden auch die Ionen berücksichtigt, die durch etwaige Defokussierung auf das dritte Gitter treffen.

Dieses einfache Messprinzip ermöglicht es, im laufenden Betrieb eine Aussage über den erzeugten Schub zu treffen, welcher sich nach Gl. (2.9) über den Massenfluss der Ionen $\dot{m}_\mathrm{i}$ und ihre mittlere Austrittsgeschwindigkeit $\bar{v}_\mathrm{i,eff}$ in axialer Richtung bestimmen lässt. Für die für RIT in guter Näherung gültige Annahme ausschließlich einfach positiv geladener Ionen im Triebwerksstrahl [32, 64, 107], kann der Massenfluss über folgende Beziehung aus dem Ionenstrahlstrom berechnet werden:

$$\dot{m}_\mathrm{i} = \frac{I_\mathrm{b}\, m_\mathrm{i}}{e} \tag{2.60}$$

Die mittlere Geschwindigkeit der Ionen ergibt sich über die Energieerhaltung zu

$$\bar{v}_\mathrm{i} = \sqrt{\frac{2\, e\, U_\mathrm{scr}}{m_\mathrm{i}}}. \tag{2.61}$$

Für die Berechnung des erzeugten Schubes ist die effektive Strahlgeschwindigkeit in axialer Richtung entscheidend. Diese kann durch die Einführung der Effizienzfaktoren η_hom und η_div aus der mittleren Strahlgeschwindigkeit berechnet werden:

$$\bar{v}_\mathrm{i,eff} = \eta_\mathrm{hom}\, \eta_\mathrm{div}\, \bar{v}_\mathrm{i} = \eta_\mathrm{hom}\, \eta_\mathrm{div} \sqrt{\frac{2\, e\, U_\mathrm{scr}}{m_\mathrm{i}}} \tag{2.62}$$

Damit folgt für den erzeugten Schub nach Gl. (2.9) im allgemeinen Fall:

$$F \approx \eta_\mathrm{hom}\, \eta_\mathrm{div}\, I_\mathrm{b} \sqrt{\frac{2\, m_\mathrm{i}\, U_\mathrm{scr}}{e}} \tag{2.63}$$

Der Homogenitätswirkungsgrad η_hom gewichtet etwaige Strahldefokussierungen durch Inhomogenitäten in der Plasmadichte an der Extraktionsöffnung. Durch die Charakteristik der induktiven Einkopplung kommt es, abhängig vom Entladungsdruck, zu unterschiedlichen Plasmadichten entlang der radialen Achse [37]. Dadurch ergeben sich unterschiedliche Plasmamenisken an den Extraktionskanälen, abhängig von ihrer radialen Position. In der Folge kann die Fokussierung des Ionenstrahls durch Anpassung der Extraktionsspannung nicht gleichzeitig für alle Beamlets optimiert werden und es kommt zu zusätzlichen Verlusten durch teilweise Defokussierung. Die Plasmadichteunterschiede sind im gängigen Betriebsbereich von RIT jedoch gering, sodass die Inhomogenitätsverluste typischerweise unter 2 % liegen und der Homogenitätsfaktor in erster Näherung vernachlässigt werden kann ($\eta_\mathrm{hom} \approx 1$) [64].

Der Divergenzwirkungsgrad η_div setzt die mittlere Geschwindigkeit der Ionen in Bezug zu ihrer effektiven bzw. axialen Geschwindigkeit in Schubrichtung. Da nur die Geschwindigkeitskomponente in axialer Richtung Schub erzeugt, ist ein möglichst kleiner Divergenzwinkel des

Ionenstrahls anzustreben. Dieser ergibt sich durch die Ionenoptik des Gittersystems und liegt bei RIT typischerweise im Bereich von $10 \ldots 20\,^\circ$ [36]. Für eine geringe Divergenz ist zudem eine effektive Strahlneutralisation wichtig [36, 109].

Bei den folgenden Betrachtungen wird auch der Divergenzwirkungsgrad der Einfachheit halber vernachlässigt ($\eta_{\mathrm{div}} \approx 1$). In Relation zu anderen elektrischen Antriebskonzepten, wie beispielsweise dem Hall-Triebwerk, ist dies auch in guter Näherung zulässig. Damit ergibt sich die Strahlleistung aus Gl. (2.16) zu

$$P_{\mathrm{s}} \approx I_{\mathrm{b}}\, U_{\mathrm{scr}} \tag{2.64}$$

und kann ebenfalls im laufenden Betrieb über einfach messbare Größen berechnet werden.

Die elektrische Effizienz der Radiofrequenz-Ionentriebwerke lässt sich unter Einbeziehung des realen Extraktionssystems zu

$$\eta_{\mathrm{el}} = \frac{P_{\mathrm{s}}}{P_{\mathrm{s,supply}} + P_{\mathrm{DC}}} = \frac{I_{\mathrm{b}}\, U_{\mathrm{scr}}}{(I_{\mathrm{scr}}\, U_{\mathrm{scr}} + I_{\mathrm{acc}}\, U_{\mathrm{acc}}) + P_{\mathrm{DC}}} \tag{2.65}$$

berechnen, wobei P_{DC} die Eingangsleistung des RFGs bezeichnet (vgl. Abb. 2.2).

Für die Effizienz der induktiven Einkopplung zur Plasmaerhaltung ist die an der Induktionsspule umgesetzte Leistung P_{RF} maßgebend. In dieser Hinsicht stellt auch der RFG als Erzeuger der Leistung P_{RF} einen Teil des Triebwerksystems dar und muss in die Effizienzbetrachtung einbezogen werden. Mit der an der Entladungsspule umgesetzten Leistung als Ausgangsleistung lässt sich der RFG-Wirkungsgrad zu

$$\eta_{\mathrm{RFG}} = \frac{P_{\mathrm{RF}}}{P_{\mathrm{DC}}} \tag{2.66}$$

bestimmen und enthält in dieser Definition neben den eigentlichen Generatorverlusten auch die in der RF-Zuleitung umgesetzte Leistung.

Daneben mindert der Wirkungsgrad der Hochspannungsnetzteile PHV und NHV η_{HV} die Effizienz der Schuberzeugung. Die Optimierung der Ionenextraktion sowie der dazugehörigen Netzteile ist jedoch nicht Bestandteil dieser Arbeit. Aus diesem Grund wird η_{HV} bei der Berechnung des elektrischen Triebwerkwirkungsgrades nicht weiter betrachtet.

Damit ergibt sich die elektrische Effizienz des Gesamt-Triebwerkkonzepts zu

$$\eta_{\mathrm{el}} = \frac{P_{\mathrm{s}}}{P_{\mathrm{s,supply}} + P_{\mathrm{RF}}\, \eta_{\mathrm{RFG}}^{-1}}. \tag{2.67}$$

Die separate Ermittlung und Bewertung des RFG-Wirkungsgrads erscheint insofern sinnvoll, als dass dieser unter anderem von der Höhe des äquivalenten Plasmawiderstands aus Abb. 2.7 (a) abhängt, wie in Kap. 5.3 erläutert wird. In dieser Hinsicht stellt die Optimierung von η_{RFG} eine eigene Qualität dar, die unabhängig von der in Kap. 2.3.3 beschriebenen Optimierung der induktiven Energieeinkopplung in das Plasma betrachtet werden muss.

Eine Methode zur experimentellen Ermittlung der an der Entladungsspule umgesetzten Leistung P_{RF} wird in Kap. 5.3 vorgestellt.

Kapitel 3

Leistungselektronische Grundlagen

Hochfrequenz-Generatoren werden bereits seit Jahrzehnten für die unterschiedlichsten Industrieanwendungen sowie in der elektronischen Mess- und Testtechnik eingesetzt. Sie erzeugen Frequenzen von einigen Kilohertz (Audiobereich) bis hin zu Gigahertz (Mikrowellenbereich). Dabei unterscheidet sich ihr Aufbau abhängig von der jeweiligen Anwendung: In der Messtechnik werden beispielsweise Generatoren mit verhältnismäßig kleinen Leistungen im unteren Watt-Bereich, jedoch sehr hohen Frequenzen bis in den Gigahertz-Bereich, benötigt. Das Augenmerk liegt bei dieser Geräteklasse auf der Genauigkeit der erzeugten Frequenz sowie einem möglichst niedrigen Phasenrauschen. Aufgrund der geringen Ausgangsleistungen spielt die Effizienz eine untergeordnete Rolle und es kommen Linearverstärkerstufen mit vergleichsweise niedrigen Wirkungsgraden zum Einsatz, um die primären Anforderungen bestmöglich erfüllen zu können.

Ist hingegen eine hohe Ausgangsleistung gefragt, spielt die Effizienz eine maßgebliche Rolle, um hohe Verlustleistungen und deren problematische Abführung zu vermeiden. Aus diesem Grund kommen hier vorzugsweise schaltende Hochfrequenz-Generatoren zum Einsatz, bei denen durch schnelle Umschaltvorgänge zwischen diskreten Schaltzuständen die Durchlassverluste der leistungselektronischen Bauteile bedeutend verringert werden. Allerdings erzeugen die Schaltvorgänge Oberschwingungen, welche wiederum durch geeignete Filtermaßnahmen unterdrückt werden müssen.

Für die zuverlässige Versorgung des induktiv-gekoppelten Plasmas in RIT ist sowohl eine hohe Frequenz im Megahertz-Bereich als auch eine hohe Leistung bis in den Kilowatt-Bereich erforderlich. Ferner muss das erzeugte RF-Signal schnell auf veränderliche Lastbedingungen abgestimmt werden, damit ein transientes Absinken der eingekoppelten Leistung verhindert wird. Um diesen Anforderungen gerecht zu werden, ist ein effizientes Konzept der Hochfrequenz-Erzeugung essentiell. Des Weiteren kann die gewünschte Ausgangsfrequenz bei dieser Leistungsvorgabe praktisch nur durch Entlastung der Schaltvorgänge realisiert werden. Um darüber hinaus die spontanen Laständerungen sicher zu beherrschen, ist ein hochdynamisches Regelungskonzept erforderlich.

In diesem Kapitel werden die grundlegenden elektrotechnischen Zusammenhänge für die Entwicklung eines RFGs behandelt. Nach einem Überblick über das Portfolio an Leistungsschaltern und ihren Eigenschaften sowie den möglichen Schaltungstopologien folgt eine Übersicht über Methoden zur Verlustleistungsminimierung bei der RF-Erzeugung. Anschließend wird das Konzept des Schwingkreiswechselrichters vorgestellt, welches die Erkenntnisse aus den vorherigen Kapiteln nutzt. Eine mögliche schaltungstechnische Umsetzung zur Versorgung von RIT wird aufgezeigt und hinsichtlich ihrer Charakteristika analysiert.

Um auch kleinere Triebwerke effizient versorgen zu können, wird die Methode der Impedanztransformation vorgestellt.

3.1 Bauelemente der Leistungselektronik

Bis in die 1960er Jahre wurden in der Leistungselektronik weitestgehend noch Elektronenröhren als Schalter eingesetzt. Sie zeichnen sich durch eine aufwendige Ansteuerung, sehr hohe Verluste und kurze Wartungsintervalle aus. Heutzutage werden sie lediglich noch in Randbereichen genutzt, beispielsweise zum Aufbau von Magnetrons, die extrem hohe Frequenzen im Gigahertz-Bereich erzeugen. Im unteren Frequenzbereich wurden sie durch Thyristoren abgelöst. Diese können zwar je nach Ausführung sehr hohe Leistungen bis in den Megawatt-Bereich übertragen, weisen allerdings den entscheidenden Nachteil auf, dass sie nicht gesteuert abgeschaltet werden können [111]. Dadurch sind sie nur in fremdgeführten Umrichtern (vgl. Kap. 3.2) einsetzbar, bei denen die Schaltung die leistungselektronischen Ventile zwangskommutiert [88]. Thyristoren eignen sich leistungsabhängig nur für Schaltfrequenzen bis maximal 20 kHz und werden vornehmlich in netz- oder lastgeführten Umrichtern eingesetzt, bei denen keine abschaltbaren Bauelemente erforderlich sind.

Der *Gate Turn-off*-Thyristor (GTO) kann im Gegensatz zum konventionellen Thyristor auch gesteuert abgeschaltet werden. Dies wird jedoch nur durch eine wesentlich komplexere Ansteuerschaltung erreicht. Darüber hinaus sind die Durchlassverluste etwas größer und die Schaltgeschwindigkeiten sind so moderat, dass lediglich Schaltfrequenzen bis maximal 1 kHz möglich sind. Anwendung findet der GTO-Thyristor heutzutage in Hochleistungsantrieben im Megawatt-Bereich, die keine hohen Regeldynamiken erfordern. Eine konsequente Weiterentwicklung des GTOs bildet der *Integrated Gate-commutated*-Thyristor (IGCT). Hier wird die Ansteuerung direkt in das Bauelement integriert, um eine möglichst niederinduktive Anbindung zur Optimierung der Schaltvorgänge zu erzielen [88]. Dieser Vorteil gegenüber dem GTO wird jedoch durch einen erheblichen Mehraufwand bei der Fertigung erkauft.

Ein Schaltelement für höhere Frequenzen bildet der Bipolar-Transistor, der durch den Transport beider Ladungsträgertypen einen niedrigen Durchlasswiderstand besitzt. Im Gegensatz zu den zuvor behandelten Bauelementen erfolgt die Ansteuerung jedoch über einen Strom der in der Leitphase des Schalters aufrecht erhalten werden muss und mit circa 10 % des Laststromes eine erhebliche Ansteuerleistung darstellen kann. Aus diesem Grund sind Bipolar-Transistoren im Bereich der Leistungselektronik nicht mehr gebräuchlich.

Der *Metall-Oxid-Halbleiter-Feldeffekttransistor* (MOSFET) ist im Gegensatz zu den zuvor erwähnten Ventilen ein spannungsgesteuertes Bauelement, womit eine verlustarme Ansteuerung ermöglicht wird. Durch die geringen Schalt- und Treiberverluste können MOSFETs auch mit Frequenzen bis in den Megahertz-Bereich betrieben werden [111]. Im Gegensatz zum Bipolar-Transistor ist der MOSFET ein unipolares Bauelement. Dies äußert sich in einem höheren Durchlasswiderstand $R_{\mathrm{DS\ ON}}$ [88]. Um die Leitverluste dennoch niedrig zu halten, können MOSFETs in Parallelschaltung betrieben werden. Dies erfordert allerdings ein synchrones Schalten aller Module. Daher müssen diese von dem selben Treiber versorgt werden, womit die erforderliche Treiberleistung ansteigt. Der MOSFET besitzt bauartbedingt eine Inversdiode, die ihn entgegen der Energieflussrichtung zur Last überbrückt. Somit ist er nur in einer Richtung sperrfähig. Durch ihre niedrigen Schaltverluste sind MOSFETs vor allem für Hochfrequenzanwendungen prädestiniert.

Der *Insulated-Gate Bipolar Transistor* (IGBT) vereinigt die Vorteile des MOSFETs mit denen des Bipolar-Transistors. Im Leistungszweig fließen – wie beim Bipolar-Transistor auch – Ladungsträger beider Polaritäten. Dabei besitzt der IGBT das verlustarme Ansteuerverhalten des MOSFETs. Daraus resultieren gute Durchlasseigenschaften bei geringen Ansteuerleistungen. Des Weiteren können IGBTs bei vergleichbaren Chipflächen für wesentlich höhere Span-

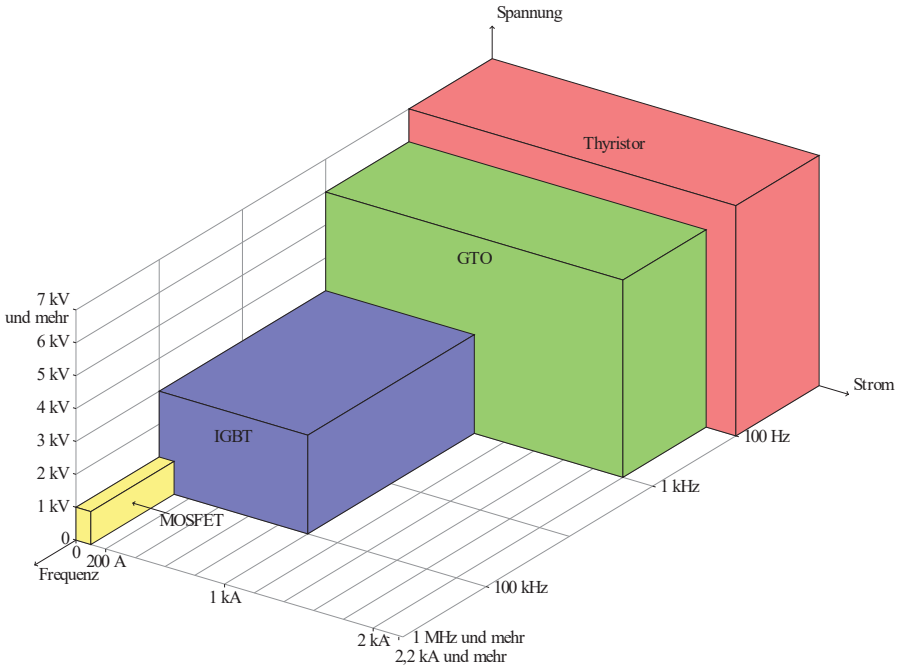


Abbildung 3.1: *Übersicht der gebräuchlichen Leistungshalbleiterbauelemente mit typischen Strömen, Sperrspannungen und Schaltfrequenzen nach Ref. 13*

nungen und Ströme dimensioniert werden. Durch den bipolaren Ladungstransport sind die Schaltzeiten gegenüber denen des MOSFETs allerdings begrenzt: Beim Abschalten müssen zunächst die Minoritätsladungsträger durch Rekombination aus dem Kanalbereich abgeführt werden. Dies führt zu höheren Schaltverlusten und begrenzt die minimal mögliche Schaltdauer [111]. Mit IGBTs sind heutzutage Schaltfrequenzen bis 100 kHz möglich. Sie werden vornehmlich in der Antriebstechnik im Kilowatt-Bereich eingesetzt, wo Schaltfrequenzen im Kilohertz-Bereich üblich sind. Abbildung 3.1 gibt eine Übersicht über die Leistungshalbleiterbauelemente und ihre maximalen Ströme, Sperrspannungen und Schaltfrequenzen.

Wenn auch alle anderen Leistungsschalter höhere Ströme und Spannungen gestatten, sind nur MOSFETs in der Lage, die zur Versorgung von RIT geforderte Ausgangsfrequenz zu erzeugen. Aus diesem Grund kommen prinzipiell nur MOSFETs zum Aufbau eines RFGs in Frage. Die benötigten Sperrspannungen und Ströme werden primär durch die verwendete Schaltungstopologie bestimmt und müssen die Limitierungen des MOSFETs berücksichtigen.

3.2 Topologien für Umrichter

Umrichter dienen zum Umformen elektrischer Energie zwischen Gleich- (DC) und Wechselstromsystemen (AC) unter Verwendung von Leistungshalbleitern als Schalter. Dabei sind grundsätzlich vier Kategorien der Energieumformung zu unterscheiden [92]:

- *Gleichrichten* ist die Umformung von Wechselstrom in Gleichstrom mit dem Energiefluss AC $\Longrightarrow$ DC
- *Wechselrichten* ist die Umformung von Gleichstrom in Wechselstrom mit dem Energiefluss DC $\Longrightarrow$ AC

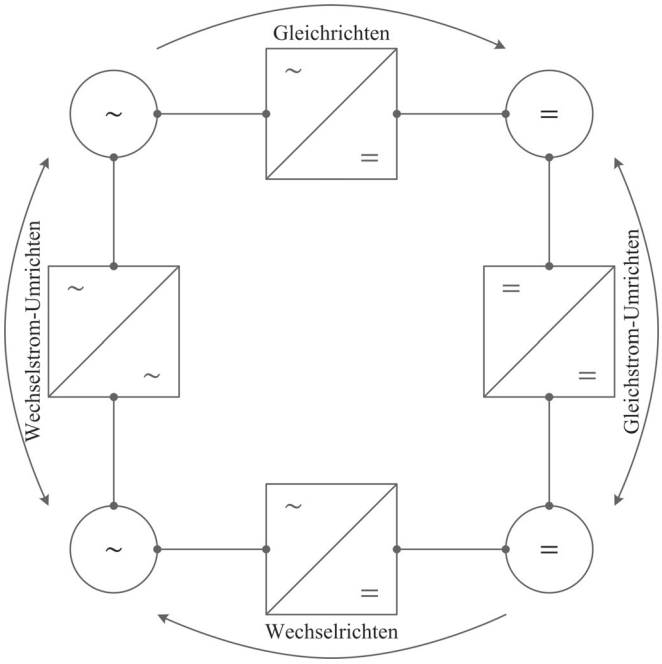


Abbildung 3.2: *Grundfunktionen der Energieumformung mit Stromrichtern*

- *Gleichstrom-Umrichten* ist die Umformung eines Gleichstromes bestimmter Spannung U_{DC1} und Polarität P_1 in einen anderen Gleichstrom U_{DC2}, P_2. Der Energietransport kann in beide Richtungen erfolgen.

- *Wechselstrom-Umrichten* ist die Umformung eines Wechselstromsystems mit bestimmter Spannung U_1, Frequenz f_1 und Phasenlage φ_1 in ein anderes Wechselstromsystem U_2, f_2, φ_2. Der Energiefluss ist auch hier in beide Richtungen möglich.

Die möglichen Umformungen sind in Abbildung 3.2 dargestellt. Da der in dieser Arbeit entwickelte RFG aus einem Gleichspannungssystem gespeist wird, werden im Folgenden lediglich Topologien für die Energieumformung des einphasigen Wechselrichtens betrachtet.

Des Weiteren ist die Anzahl an realisierbaren Steuerverfahren durch die geforderte Ausgangsfrequenz im Megahertz-Bereich begrenzt. Bei der Ansteuerung der Leistungsschalter mit der Ausgangsfrequenz des Wechselrichters[1] entsteht im Allgemeinen ein relativ hoher Anteil an Oberschwingungen im Laststrom. Um diesen zu verringern, bieten sich komplexere Steuerverfahren wie die *sinusförmige Pulsweitenmodulation* (PWM) an. Diese setzen jedoch allesamt voraus, dass die Leistungsschalter mit einer Taktfrequenz, die wesentlich größer als die Ausgangsfrequenz ist, angesteuert werden. Für die geforderte Ausgangsfrequenz ist dies mit den in Kap. 3.1 vorgestellten Leistungshalbleiterbauelementen jedoch nicht möglich. Daher werden im Folgenden nur Steuerverfahren betrachtet, die Schaltfrequenzen im Bereich der zu erzeugenden Ausgangsfrequenz nutzen. Eine Übersicht über weiterführende Steuerverfahren wird in Ref. 88 gegeben.

Bei der Ansteuerung der Ventile können Wechselrichter nach last- bzw. fremd- und selbstgeführten Konzepten unterschieden werden. Lastgeführte Wechselrichter nutzen die Lastspannung oder den -strom zur Steuerung der Leistungsschalter. Nimmt man die Einschränkung in

[1] dieses Steuerverfahren wird als Grundfrequenztaktung (GFT) bezeichnet

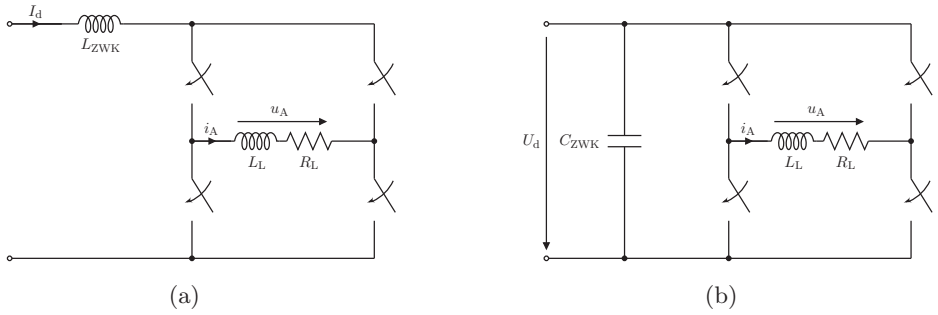


Abbildung 3.3: *Zwischenkreiskonfigurationen für stromeinprägende Wechselrichter (a) und für spannungseinprägende Wechselrichter (b) am Beispiel eines Vollbrückenwechselrichters mit ohmsch-induktiver Last*

Kauf, lediglich den Einschaltzeitpunkt der Ventile zu steuern, so können nicht abschaltbare Ventile, die im Strom- bzw. Spannungsnulldurchgang selbsttätig löschen, zum Einsatz kommen. Dies erfordert allerdings eine spezielle Lastkonfiguration, wie sie beispielsweise von einer Synchronmaschine geliefert wird [99].

Selbstgeführte Wechselrichter nutzen eigens erzeugte Steuersignale zum Einschalten und Abschalten der Leistungsschalter. Damit sind der Steuerung alle Freiheitsgrade gegeben, allerdings bedarf dieses Konzept abschaltbarer Ventile und erfordert eine komplexere Ansteuerung.

Grundsätzlich können alle Wechselrichtertopologien nach zwei Konfigurationen unterschieden werden:

- *Stromeinprägende Wechselrichter* (IWR) mit einer Induktivität als Energiespeicher im Zwischenkreis (ZWK)
- *Spannungseinprägende Wechselrichter* (UWR) mit einer Kapazität als Energiespeicher im ZWK

Abbildung 3.3 zeigt die beiden Konfigurationen am Beispiel eines Vollbrückenwechselrichters. Der stromeinprägende Wechselrichter speist einen Strom in die Last ein und benötigt daher rückwärtssperrfähige Ventile, die in der Leitphase des jeweils anderen Schalters die Zwischenkreisspannung sperren können. Aus diesem Grund kommen vorrangig Thyristoren als Leistungsschalter in Frage. MOSFETs und IGBTs sind nur durch eine zusätzliche Seriendiode für die Konfiguration des IWR nutzbar, was sich allerdings in einer Erhöhung der Leitverluste niederschlägt. Durch die Verwendbarkeit von nicht abschaltbaren Ventilen bietet sich der IWR in erster Linie für die Nutzung in lastgeführten Systemen an [99]. Die Drossel im Zwischenkreis wird benötigt, um einen Strom in die Last einprägen zu können, da elektrische Energieversorgungen typischerweise den Charakter einer Spannungsquelle aufweisen. Die Drossel wird mit Spannungsänderungen $\mathrm{d}U/\mathrm{d}t$ im Bereich der Schaltfrequenz der Leistungsschalter betrieben. Die für den RFG geforderte Ausgangsfrequenz im Megahertz-Bereich und die benötigte Zwischenkreisspannung würden einen relativ großen Drosselkern erfordern, wodurch das Verhältnis von gespeicherter Energie zu Gewicht sowie zu Baugröße und Kosten nicht mehr mit dem von Kondensatoren als ZWK-Energiespeicher konkurrieren könnte. Ferner müssten die für die geforderten Ausgangsfrequenzen geeigneten Halbleiter durch zusätzliche Seriendioden rückwärtssperrfähig aufgebaut werden. Darüber hinaus entstehen durch die Stromeinprägung höhere Schaltverluste, verglichen mit spannungseinprägenden Wechselrichtern.

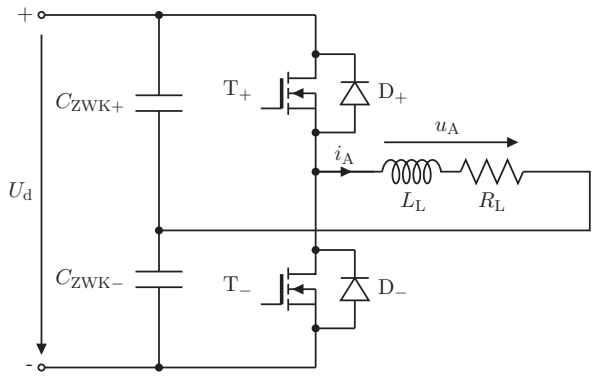


Abbildung 3.4: *Zweiquadrantensteller (2QS) mit Stromumkehr, Gleichspannungszwischenkreis und ohmsch-induktiver Last*

Aus diesen Gründen wird der IWR als ungeeignet für die zu behandelnde Aufgabenstellung eingestuft und im Folgenden nicht weiter betrachtet. Die Wechselrichterart und das Schaltverhalten von Leistungshalbleiterbauelementen in stromeinprägenden Wechselrichtern wird in den Referenzen 19, 35 und 44 umfassend untersucht.

Der spannungseinprägende Wechselrichter nutzt eine quasi konstante Spannungsquelle als Zwischenkreis zur Versorgung der Last. Aus diesem Grund werden keine rückwärtssperrfähigen Ventile benötigt, allerdings müssen diese in beide Richtungen Strom führen können bzw. um parallele Inversdioden ergänzt werden. Man spricht von strombidirektionalen Schaltern. Daher bieten sich für den UWR MOSFETs oder IGBTs zur Nutzung als Leistungsschalter an.

Die im Folgenden vorgestellten Topologien für einphasige Wechselrichter werden am Beispiel der Konfiguration mit Gleichspannungs-Zwischenkreis erläutert. Prinzipiell bieten sich zwei Topologien zur Nutzung als Hochfrequenz-Generator an:

- *Zweiquadrantensteller* (2QS) mit Stromumkehr als einphasiger Wechselrichter
- *Vierquadrantensteller* (4QS) als einphasiger Wechselrichter

Abbildung 3.4 zeigt die Topologie des 2QS mit Stromumkehr unter Nutzung von MOSFETs als Leistungsschalter mit Gleichspannungszwischenkreis. Die beiden Kondensatoren $C_{\mathrm{ZWK+}}$ und $C_{\mathrm{ZWK-}}$ dienen der Spannungsglättung im Zwischenkreis und zur Aufteilung der Eingangsspannung des Wechselrichters. Die zwei Leistungsschalter T_+ und T_- bilden gemeinsam mit den separat gezeichneten Freilaufdioden D_+ und D_- den Wechselrichter in Halbbrückenkonfiguration. Die ohmsch-induktive Last (R_L und L_L) ist an den Wechselrichter und den Zwischenkreismittelpunkt angeschlossen, der durch die Serienschaltung der beiden Kondensatoren entsteht. Dadurch wird der Wechselrichter mit der halben Zwischenkreisspannung $U_\mathrm{d}/2$ versorgt. Generell darf immer nur einer der beiden Schalter leitend sein, um Kurzschlüsse zu vermeiden. Im Umschaltvorgang wird dies durch das Einfügen einer Verriegelungszeit T_Lock zwischen dem Aus- und dem Einschaltvorgang sichergestellt. In dieser Zeit sind beide Schalter gesperrt. Damit ergeben sich insgesamt vier mögliche Leitzustände (LZ), die in Abb. 3.5 gezeigt sind.

In der folgenden idealisierten Betrachtung werden die induktive Lastkomponente L_L sowie der Umschaltvorgang zwischen den Schaltern vernachlässigt und nur die beiden Leitzustände

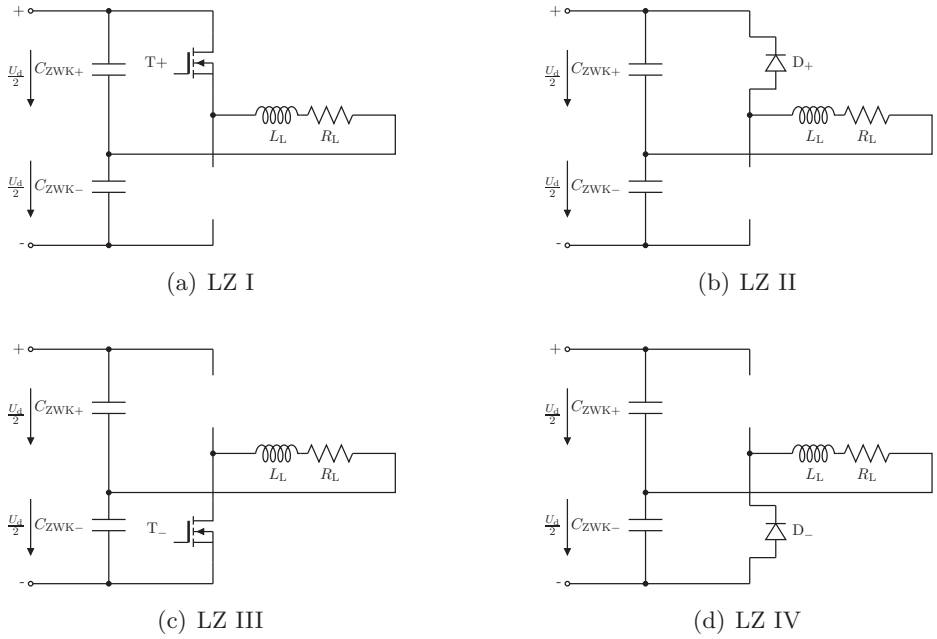


Abbildung 3.5: *Leitzustände des Zweiquadrantenstellers (2QS) mit Stromumkehr aus Abb. 3.4*

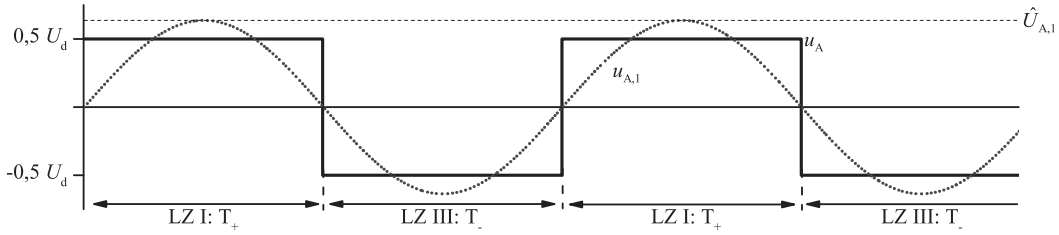


Abbildung 3.6: *Zeitverlauf der idealisierten Lastspannung am Zweiquadrantensteller (2QS) mit Stromumkehr aus Abb. 3.4*

LZ I und LZ III betrachtet, in denen jeweils einer der beiden Schalter eingeschaltet ist. Die Last wird mit der halben Zwischenkreisspannung versorgt, wobei sich deren Vorzeichen beim Leitzustandswechsel umkehrt. Durch gleiche Leitdauern für beide Schalter ergibt sich an der Last eine rechteckförmige Wechselspannung:

$$u_A = \pm\frac{U_d}{2} \tag{3.1}$$

Abbildung 3.6 zeigt den Zeitverlauf der Lastspannung u_A des 2QS mit Stromumkehr und ihrer Grundschwingungskomponenten $u_{A,1}$. Die rechteckförmige Lastspannung beinhaltet neben der Grundschwingungskomponente auch Oberschwingungen, die nicht zum Leistungsumsatz beitragen. Die Grundschwingung hat dieselbe Frequenz wie die Rechteckspannung und ihre Amplitude ergibt sich in der idealisierten Betrachtung für das Steuerverfahren der Grundfrequenztaktung nach Ref. 88 zu

$$\hat{U}_{A,1} = \frac{2}{\pi}\,U_d. \tag{3.2}$$

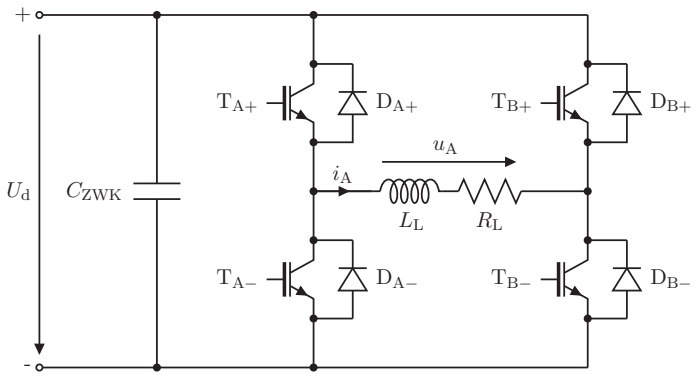


Abbildung 3.7: *Vierquadrantensteller (4QS) mit spannungseinprägendem Zwischenkreis und ohmsch-induktiver Last*

Demnach kann die Amplitude der Ausgangsspannung allein durch die Eingangsspannung des Wechselrichters bzw. durch die Zwischenkreisspannung des Umrichters beeinflusst werden. Durch Variation der Schaltfrequenz f_s kann lediglich die Frequenz der Ausgangsspannung verändert werden. Aufgrund der kapazitiven Charakteristik des Zwischenkreises ist die Anpassung der Zwischenkreisspannung ein relativ träger Prozess, verglichen mit der Variation der Ausgangsfrequenz. Daher kann der 2QS mit Grundfrequenztaktung nur sinnvoll für Anwendungen eingesetzt werden, die keine schnelle Leistungsregelung erfordern.

Ferner kann der 2QS nur mit einem Gleichspannungszwischenkreis in UWR-Konfiguration betrieben werden. Ein IWR würde eine stets geschlossene Masche vom Zwischenkreis zur Last voraussetzen, um den eingeprägten Strom zu führen.

Abbildung 3.7 zeigt die Topologie des Vierquadrantenstellers mit IGBTs als Leistungsschalter und spannungseinprägendem Zwischenkreis. Der 4QS wird aus zwei Halbbrücken gebildet, zwischen denen die ohmsch-induktive Last angeschlossen ist. Damit kann der beim 2QS benötigte kapazitive Spannungsteiler im Zwischenkreis entfallen. Der Wechselrichter wird mit der vollen Zwischenkreisspannung U_d betrieben. Durch die zweite Halbbrücke stehen mit $\mathrm{T_{A+}}$, $\mathrm{T_{A-}}$, $\mathrm{T_{B+}}$ und $\mathrm{T_{B-}}$ insgesamt vier Schalter zur Verfügung. Um an der Last eine Wechselspannung zu erzeugen, werden die Ventile $\mathrm{T_{A+}}$ und $\mathrm{T_{B-}}$ sowie $\mathrm{T_{A-}}$ und $\mathrm{T_{B+}}$ zusammen geschaltet. In der idealisierten Betrachtung, unter Vernachlässigung der Umschaltvorgänge, ergeben sich für die Grundfrequenztaktung wiederum zwei Leitzustände, in denen die Lastspannung das Vorzeichen ändert. Durch jeweils gleiche Leitdauern für beide Schalterpaare ergibt sich an der Last eine rechteckförmige Wechselspannung ohne Gleichanteil:

$$u_\mathrm{A} = \pm U_\mathrm{d} \tag{3.3}$$

Abbildung 3.8 zeigt den Zeitverlauf der Lastspannung u_A und ihrer Grundschwingungskomponenten $u_\mathrm{A,1}$. Die Amplitude der Grundschwingungskomponente in Grundfrequenztaktung ergibt sich in der idealisierten Betrachtung nach Ref. 88 zu

$$\hat{U}_\mathrm{A,1} = \frac{4}{\pi} U_\mathrm{d}. \tag{3.4}$$

Damit hat die Lastspannung den doppelten Wert, verglichen mit der zuvor vorgestellten Halbbrückenkonfiguration des 2QS mit Stromumkehr. Dies wird mit dem Preis einer komplexeren

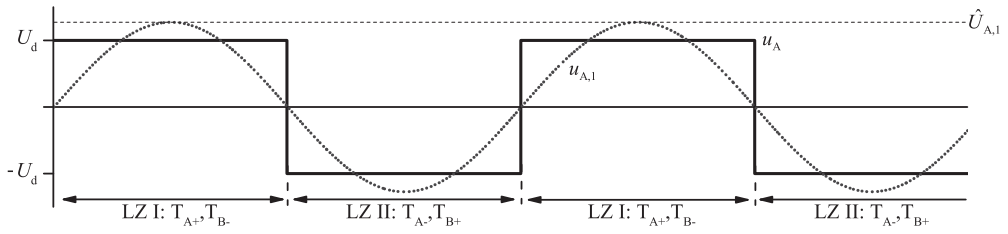


Abbildung 3.8: *Zeitverlauf der idealisierten Lastspannung am Vierquadrantensteller (4QS) aus Abb. 3.7*

Ansteuerung durch zwei zusätzliche Schalter sowie dem damit einhergehenden höheren Siliziumbedarf erkauft. Für den Betrieb mit Grundfrequenztaktung kann die Amplitude ebenfalls nur über die Höhe der Zwischenkreisspannung U_d beeinflusst werden.

Um alle Freiheitsgrade der Ansteuerung auszunutzen, können die beiden Halbbrücken auch unabhängig voneinander geschaltet werden, ohne dabei die Schaltfrequenz erhöhen zu müssen. Es ergeben sich vier weitere Leitzustände, in denen allerdings keine Energie vom Zwischenkreis zur Last übertragen wird. Man spricht von *Freilaufzuständen*. Abbildung 3.9 zeigt alle acht Leitzustände, die mit dem 4QS als Wechselrichter möglich sind. Durch die Schaltung der Freilaufpfade kann die Ausgangsspannung neben $+U_\mathrm{d}$ und $-U_\mathrm{d}$ auch den Wert Null annehmen. Damit besteht die Möglichkeit, neben der Ausgangsfrequenz auch die Amplitude der Ausgangsspannung zu regeln. Allerdings tritt der maximale Leistungsumsatz bei Auslassung der Freilaufpfade auf und entspricht somit dem bei Grundfrequenztaktung (GFT).

3.3 Konzepte zur Verlustleistungsminimierung

Um die korrekte Funktion von Leistungsschaltern in jedem Betriebspunkt sicherzustellen, ist es notwendig, die im Datenblatt vorgeschriebene maximale Verlustleistung nicht zu überschreiten und die entstehende Abwärme durch geeignete Kühlungsmechanismen von der Halbleiter-Sperrschicht abzuführen. Die in einem Umrichter entstehende Verlustleistung wirkt daher limitierend auf die maximal übertragbare Leistung.

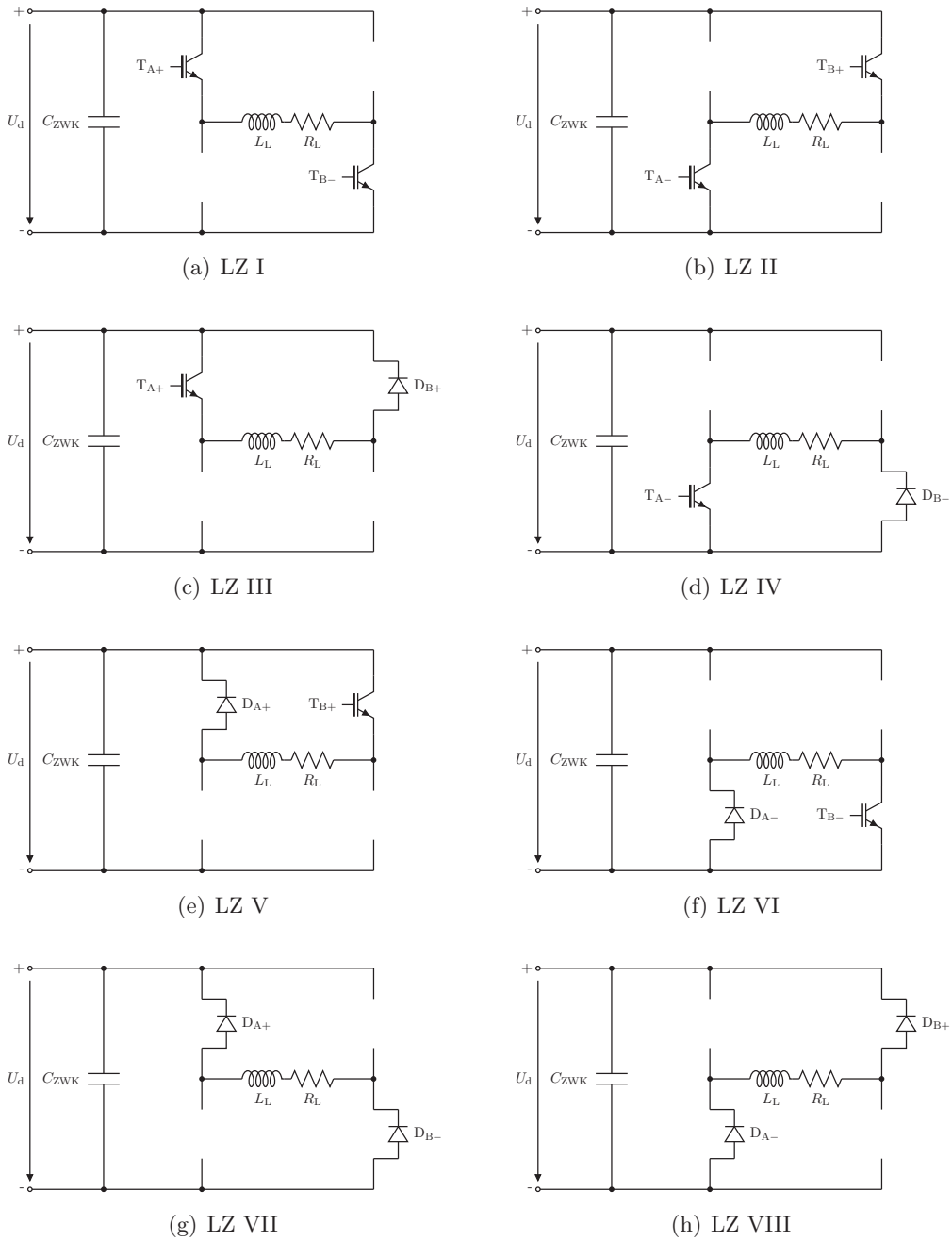
3.3.1 Verluste bei Halbleiterbauelementen

Grundsätzlich lassen sich die Verluste an Bauelementen der Leistungselektronik wie folgt unterteilen [88]:

- Ansteuerverluste
- Durchlassverluste
- Schaltverluste
- Sperrverluste

Mit Ausnahme der nicht mehr gebräuchlichen Bipolar-Transistoren erfordern alle in Kap. 3.1 vorgestellten Leistungsschalter lediglich einen kurzen Steuer-Stromimpuls geringer Energie. Daher sind die Ansteuerverluste im Allgemeinen gegenüber den anderen Verlustarten zu vernachlässigen. Nach Ref. 88 können in der Regel auch die Sperrverluste vernachlässigt werden.

Bisher wurden die Umschaltvorgänge bzw. die Ein- und Ausschaltvorgänge der Ventile als ideal betrachtet. In der Praxis gilt jedoch, dass Ein- sowie Ausschaltvorgänge eine endliche Zeitdauer T_EV bzw. T_AV in Anspruch nehmen, in der die Spannung über dem Schalter und



(a) LZ I (b) LZ II

(c) LZ III (d) LZ IV

(e) LZ V (f) LZ VI

(g) LZ VII (h) LZ VIII

Abbildung 3.9: *Leitzustände des Vierquadrantenstellers (4QS) aus Abb. 3.7*

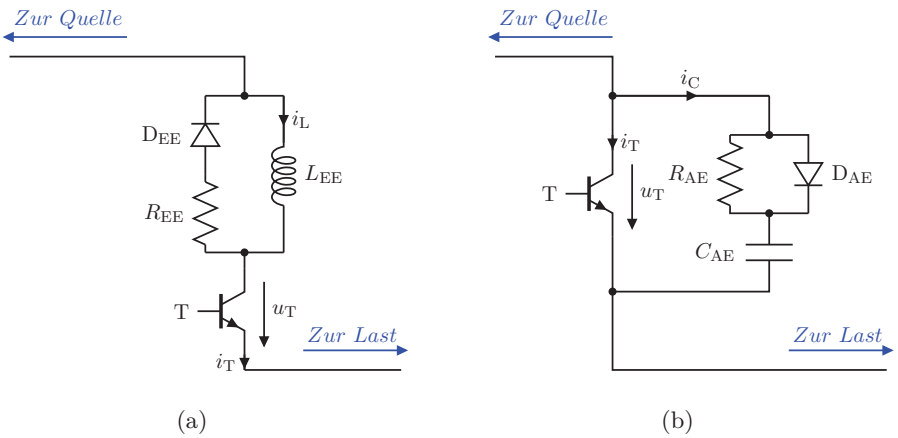


Abbildung 3.10: *Ein- (a) und Ausschaltentlastungsnetzwerk (b) für den Schalter T*

der Strom durch den Schalter von Null verschieden sind. Abhängig von deren Höhe und der Zeitdauer ergeben sich Schaltverluste, die wiederum in Ein- und Ausschaltverluste unterteilt werden können. Generell gilt: Bei niedrigen Schaltfrequenzen überwiegen die Durchlassverluste gegenüber den Schaltverlusten. Geht man jedoch zu hohen Schaltfrequenzen über, dominieren die Schaltverluste. Bei MOSFETs und IGBTs sind sie proportional zur Schaltfrequenz. Daher wird sowohl die maximal übertragbare Leistung als auch die maximal mögliche Schaltfrequenz durch die entstehende Verlustleistung begrenzt.

Da der in dieser Arbeit entwickelte RFG Ausgangsfrequenzen im Megahertz-Bereich erzeugen soll, wird im Folgenden nur auf Konzepte zur Minimierung der Schaltverluste bei Leistungstransistoren eingegangen. Durchlassverluste lassen sich im Allgemeinen durch Absenken der Stromdichte in der Sperrschicht minimieren. Dies kann durch größere Schalter oder die Parallelschaltung mehrerer Schalter erzielt werden, wobei nicht alle Leistungstransistoren ohne weiteres parallel betrieben werden können. Generell weisen Leistungshalbleiterbauelemente mit bipolarem Ladungstransport die besten Durchlasseigenschaften auf (vgl. Kap. 3.1).

3.3.2 Schaltentlastungsnetzwerke

Schaltverluste können zum einen durch möglichst kurze Schaltdauern und zum anderen durch möglichst geringe Spannungen und Ströme während des Schaltvorgangs minimiert werden. Schaltdauern sind im Allgemeinen bauartbedingt. Hier weisen MOSFETs aufgrund des unipolaren Ladungstransports die besten Werte auf (vgl. Kap. 3.1). Beim regulären Betrieb von Umrichtern ohne Schaltentlastungen spricht man von *harten Schaltvorgängen*. Diese zeichnen sich dadurch aus, dass zu Beginn eines Einschaltvorgangs die volle Betriebsspannung über dem Schalter anliegt und beim Einleiten eines Ausschaltvorgangs der volle Laststrom abgeschaltet werden muss. Von *weichem Schalten* spricht man hingegen, wenn die Spannung über dem Schalter während des Einschaltvorgangs oder der Strom durch den Schalter während des Ausschaltvorgangs minimiert werden. Hierzu kommen Schaltentlastungsnetzwerke[2] mit energiespeichernden Elementen zum Einsatz. Abbildung 3.10 zeigt Entlastungsnetzwerke für den Schalter T, ohne dessen Verwendung in einer bestimmten Topologie darzustellen.

[2] auch *Snubber-Netzwerke* genannt

Die Stromform innerhalb der Schaltvorgänge kann nach Ref. 82 stark vereinfacht als linear angenommen werden. Sie hängt unter anderem von den inneren Eigenschaften des Leistungshalbleiterbauelements ab.

Ziel der Einschaltentlastung, bestehend aus den Elementen L_{EE}, R_{EE} und D_{EE}, ist, die Spannung u_{T} während der Stromanstiegszeit im Einschaltvorgang gering zu halten. Als energiespeicherndes Element kommt hier die Induktivität L_{EE} in Reihenschaltung zum Schalter T zum Einsatz. Durch die differentielle Beziehung zwischen Strom und Spannung wird während des Stromanstiegs im Einschaltvorgang über der Induktivität eine Spannung u_{L} abfallen und der Spannungsabfall über dem Schalter um

$$u_{\mathrm{L}} = L_{\mathrm{EE}} \frac{\mathrm{d}i_{\mathrm{L}}}{\mathrm{d}t} \tag{3.5}$$

verringert. Dadurch wird die Spannung u_{T} während des Stromanstiegs begrenzt und der Schalter entlastet. Um allerdings dauerhaft als Einschaltentlastung zu wirken, muss die nach dem Einschaltvorgang in L_{EE} gespeicherte Energie W_{EE} bis zum nächsten Einschaltvorgang abgebaut werden. Dazu dient der Widerstand R_{EE}. Im Ausschaltvorgang sinkt der Strom durch den Schalter linear ab und die Energie W_{EE} kann im Widerstand R_{EE} umgesetzt werden. Die Diode D_{EE} sperrt den Widerstand für Ströme aus der Quelle. Die Zeitkonstante für den Abbau der Energie W_{EE} ergibt sich zu:

$$\tau_{\mathrm{L}} = \frac{L_{\mathrm{EE}}}{R_{\mathrm{EE}}} \tag{3.6}$$

Um sicherzustellen, dass der Strom während des Ausschaltvorgangs sicher abklingen kann, sollte die Zeitdauer des Ausschaltvorgangs nach Ref. 82 wie folgt definiert sein:

$$T_{\mathrm{AV}} \geq 2{,}5 \cdot \tau_{\mathrm{L}} \tag{3.7}$$

Damit ergibt sich eine entscheidende Einschränkung der Einschaltentlastung: Die bauartbedingte Ausschaltzeit T_{AV} kann durch Auswahl geeigneter Leistungsschalter nicht beliebig minimiert werden. Ferner muss die Induktivität L_{EE} hinreichend groß dimensioniert werden, um im Hauptstromkreis eine wirksame Entlastung zu liefern. Dies führt zwangsläufig zu großen Abmessungen und hohem Gewicht.

Die Aufgabe der Ausschaltentlastung – bestehend aus C_{AE}, R_{AE} und D_{AE} – besteht darin, die Spannung u_{T} in der Stromfallzeit während des Ausschaltvorgangs möglichst gering zu halten. Dazu kommt eine Kapazität parallel zum Schalter T zum Einsatz. Solange der Schalter leitet, ist der Kondensator entladen. Während des Ausschaltvorgangs nimmt der Strom i_{T} näherungsweise linear ab. Gleichzeitig steigt die Spannung über dem Schalter und dementsprechend auch über C_{AE} an:

$$i_{\mathrm{C}}(t) = C_{\mathrm{AE}} \frac{\mathrm{d}u_{\mathrm{C}}}{\mathrm{d}t} = C_{\mathrm{AE}} \frac{\mathrm{d}u_{\mathrm{T}}}{\mathrm{d}t} \tag{3.8}$$

$$u_{\mathrm{T}}(t) = \frac{1}{C_{\mathrm{AE}}} \int i_{\mathrm{C}}(t) \cdot \mathrm{d}t \tag{3.9}$$

Über die differentiellen Zusammenhänge an der Kapazität hängt die Spannung aber von der Stromänderung ab und kann somit durch Dimensionierung der Kapazität beeinflusst werden. Wie die Induktivität der Einschaltentlastung muss auch die Kapazität der Ausschaltentlastung vor dem nächsten Ausschaltvorgang entladen sein, um eine dauerhafte Schaltentlastung zu

gewährleisten. Im Gegensatz zur Einschaltentlastung steht dafür die gesamte Leitdauer T_{EIN} zur Verfügung. Sobald der Schalter T wieder einen Stromfluss zulässt, wird der Kondensator über den Widerstand R_{AE} entladen. Die Zeitkonstante für diesen Vorgang ergibt sich zu:

$$\tau_{\mathrm{C}} = R_{\mathrm{AE}}\, C_{\mathrm{AE}} \tag{3.10}$$

Um sicherzustellen, dass die Kapazität bis zum nächsten Ausschaltvorgang hinreichend entladen ist, sollte die Leitdauer T_{EIN} wie folgt definiert sein [82]:

$$T_{\mathrm{EIN}} \geq 2{,}5 \cdot \tau_{\mathrm{C}} \tag{3.11}$$

Damit ergibt sich eine entscheidende Einschränkung: Die maximale Schaltfrequenz $f_{\mathrm{s,max}}$ ist durch die Ausschaltentlastung limitiert.

Abschließend zeigt sich, dass Schaltentlastungsnetzwerke neben den Kosten und der eingeschränkten Ausfallsicherheit durch zusätzliche Bauteile noch einige weitere wesentliche Einschränkungen mit sich bringen. Neben der Begrenzung der minimalen Ausschaltzeit T_{AV} wird auch die maximal erreichbare Schaltfrequenz $f_{\mathrm{s,max}}$ limitiert. Des Weiteren erhöhen Entlastungsnetzwerke nicht den Wirkungsgrad und damit die Effizienz einer Schaltung, da die Verluste lediglich aus den Leistungsschaltern heraus in externe Widerstände verlagert werden. Ihr Vorteil besteht darin, dass die Topologie des Leistungsteils erhalten bleibt und keine Einschränkungen bezüglich der Auswahl von Ein- und Ausschaltzeitpunkten zu treffen sind.

3.3.3 Resonantes Schalten

In diesem Abschnitt wird ein Verfahren vorgestellt, das unter Inkaufnahme von Einschränkungen in der Auswahl eines Steuerverfahrens den Wirkungsgrad einer Schaltung durch Minimierung der Schaltverluste erhöht. Dabei wird bewusst auf einen Freiheitsgrad, entweder die freie Wahl des Einschalt- oder die des Ausschaltzeitpunkts der Leistungsschalter, verzichtet. Durch geeignete Ergänzung der Topologie wird ein elektrischer Schwingkreis aufgebaut, der den Strom durch den Schalter oder die Spannung über dem Schalter in Schwingung versetzt. Der fest vorzugebende Schaltvorgang wird nun an den Nulldurchgang der Schwingung gekoppelt und erfolgt somit entweder nahezu stromlos oder nahezu spannungsfrei. Durch Abstimmung der Schaltfrequenz auf die Resonanzfrequenz des Schwingkreises kann auch der frei wählbare Schaltvorgang bei geringen Strömen bzw. Spannungen nahe des Nulldurchgangs erfolgen. Damit ist auch dieser Schaltvorgang stark entlastet [82].

Im Gegensatz zu den Entlastungsnetzwerken beinhaltet die Schaltung mindestens zwei energiespeichernde Elemente, die einen Schwingkreis formen. Die Energie pendelt dabei zwischen den speichernden Elementen hin und her, anstatt nach jedem Schaltvorgang in einem externen Widerstand in Wärme umgesetzt zu werden. Grundsätzlich können zwei Arten des resonanten Schaltens unterschieden werden:

- *Stromloses Ausschalten* (Zero Current Switching, ZCS)
- *Spannungsfreies Einschalten* (Zero Voltage Switching, ZVS)

Abbildung 3.11 zeigt die jeweilige Schaltungskonfiguration für das stromlose Ausschalten und das spannungsfreie Einschalten unter Verwendung von MOSFETs als Schaltelemente, ohne die gesamte Topologie darzustellen.

Beim *stromlosen Ausschalten* wird der Zeitpunkt des Abschaltvorgangs durch den Schwingkreis vorgegeben. Es liegt eine Induktivität L_{r} in Reihe zum Schalter, die mit einer Kapazität

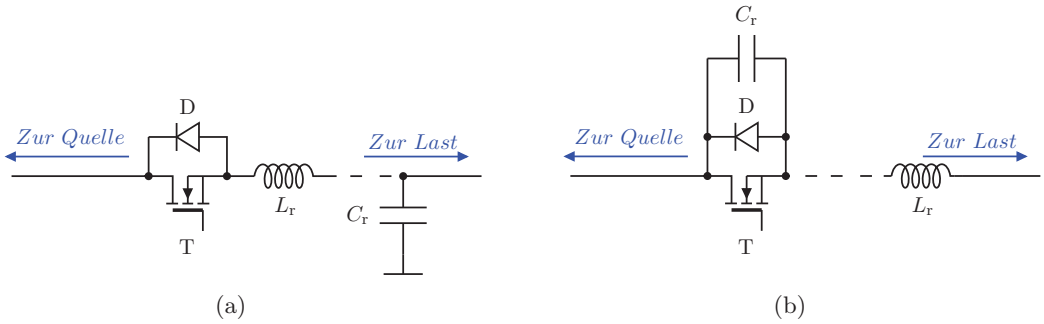


Abbildung 3.11: *Schaltungskonfigurationen für stromloses Ausschalten (ZCS) (a) und spannungsfreies Einschalten (ZVS) (b)*

in der Topologie einen Schwingkreis bildet. Dadurch wird der Strom durch die Induktivität, welcher gleichzeitig auch durch den Schalter T fließt, in Schwingung versetzt. Generell gilt beim stromlosen Ausschalten: Mit dem Schließen des Schalters muss ein Schwingkreis entstehen. In der positiven Halbwelle wird der Strom durch den Schalter fließen, während die negative Halbwelle von der Inversdiode D übernommen wird. Der Schalter kann verlustlos ausgeschaltet werden, sobald der Strom im Schalter zu Null wird. Sinkt der Strom wiederum in der Diode zu Null, wird diese sperren und die zuvor an der Induktivität anliegende Spannung u_L tritt spontan als Blockierspannung u_T am Schalter auf. Daher kann der Einschaltvorgang nicht verlustfrei erfolgen. Allerdings wirkt die Induktivität in Reihe als Einschaltentlastung, da sie den Stromanstieg begrenzt bzw. einen Teil der Spannung übernimmt (vgl. Kap. 3.3.2). Während der Zeitdauer T_{AUS}, in der der Schalter ausgeschaltet ist, wird die in L_r gespeicherte Energie in die Kapazität C_r fließen, mit der sie den Schwingkreis bildet [82]. Daher gilt für das stromlose Ausschalten, dass der Ausschaltvorgang verlustlos erfolgt und der Einschaltvorgang stark entlastet ist.

Beim *spannungsfreien Einschalten* wird der Einschaltzeitpunkt des Leistungsschalters vom Schwingkreis festgelegt. Eine parallel zum Ventil angeordnete Kapazität C_r bildet mit einer Induktivität in der Schaltung einen Schwingkreis. Generell gilt beim spannungsfreien Einschalten: Mit dem Öffnen des Schalters muss ein Schwingkreis entstehen. Ausgangspunkt ist in diesem Fall die Sperrphase T_{AUS} des Schalters. Sobald der Kondensator entladen ist, führt die Inversdiode den negativen Strom und schließt den Schalter kurz. In dieser Phase kann der Schalter verlustlos eingeschaltet werden. Beim Öffnen des Schalters wird der Strom durch die Kapazität C_r übernommen, welche gleichzeitig den Spannungsanstieg begrenzt (vgl. Kap. 3.3.2) und somit auch als Ausschaltentlastung dient [82]. Daher gilt für das spannungsfreie Einschalten, dass der Einschaltvorgang verlustlos erfolgt und der Ausschaltvorgang stark entlastet ist.

Generell kann das Prinzip des resonanten Schaltens in zwei Topologieformen zum Einsatz kommen [82]:

- Quasi-Resonanz-Wandler
- Resonanz-Wandler

Bei *Quasi-Resonanz-Wandlern* wird durch das Schalten des Ventils eine Schwingung angestoßen, die nach einer Schwingungsperiode beendet ist. Darauf folgt eine Pause bis zum nächsten schwingungsanstoßenden Schaltvorgang. Folglich liegt die Resonanzfrequenz über

der Schaltfrequenz. Durch Variation der Pausendauer zwischen zwei Schaltvorgängen kann der Mittelwert der Ausgangsspannung angepasst werden. Dieses Steuerverfahren wird als *Pulsfrequenzsteuerung* bezeichnet. Da Quasi-Resonanz-Wandler keine sinusförmige Ausgangsgrößen liefern, sondern vielmehr zum Aufbau verlustarmer Gleichspannungswandler dienen, wird im Folgenden nicht weiter auf sie eingegangen. Eine detaillierte Übersicht über Funktion und Anwendung wird in den Referenzen 82 und 92 gegeben.

Im Gegensatz zu Quasi-Resonanz-Wandlern werden die Schwingkreiselemente bei *Resonanz-Wandlern* in die Spannungsübertragung einbezogen. Ein Beispiel für einen Resonanz-Wandler ist der Schwingkreiswechselrichter, der im folgenden Abschnitt eingeführt wird.

Abschließend lässt sich feststellen, dass sowohl beim resonanten Schalten als auch beim entlasteten Schalten, verglichen mit dem harten Schalten, höhere Spannungen und Ströme auftreten und beide Schaltentlastungsverfahren zusätzlicher Bauteile bedürfen. Jedoch entstehen durch resonantes Schalten keine prinzipiellen Einschränkungen hinsichtlich der Schaltdauern oder der Schaltfrequenz. Ferner erzeugt resonantes Schalten eine Effizienzsteigerung der gesamten Topologie, da die Verluste nicht bloß an anderer Stelle in Wärme umgesetzt werden, sondern als Blindleistung zwischen den reaktiven Elementen wechselseitig ausgetauscht werden. Diese Wirkungsgradoptimierung wird allerdings durch Einschränkungen in der Ansteuerung erkauft. Steuerverfahren wie die PWM, bei denen beide Schaltzeitpunkte frei gewählt werden müssen, können nicht angewendet werden.

3.4 Schwingkreiswechselrichter

Schwingkreiswechselrichter werden zum Wechselrichten eingesetzt, wenn anwendungsbezogen hohe Leistungen oder hohe Frequenzen erforderlich sind. Dabei wird das Prinzip des resonanten Schaltens genutzt, um die Schaltverluste in den Leistungshalbleiterbauelementen zu minimieren (vgl. Kap. 3.3.3). Somit steigt der Wirkungsgrad des Umrichters und es kann folglich eine Leistung übertragen werden, die bei hart-schaltenden Umrichtern zu thermischen Problemen führen und die Ventile auf Dauer überlasten würde. Des Weiteren kann durch das Reduzieren der Schaltverlustenergien bei gleicher Strombelastung der Schalter eine höhere Ausgangsfrequenz erzielt werden [82, 111]. Allen Schwingkreiswechselrichtertypen ist gemein, dass sie durch Formung eines Resonanzkreises den Laststrom und die Lastspannung in Schwingung versetzen und so das in Kap. 3.3.3 beschriebene spannungsfreie Einschalten (ZVS) oder stromlose Ausschalten (ZCS) bei nahezu sinusförmigem Verlauf der jeweiligen Ausgangsgröße ermöglichen. Damit eignen sich Schwingkreiswechselrichter besonders für Lasten mit reaktiver Komponente, wie es bei der induktiven Energieeinkopplung in RIT der Fall ist (vgl. Kap. 2.3.3). Durch Ergänzung der jeweils gegensinnigen Reaktanz kann der Blindanteil der Last kompensiert werden. So entsteht ein Schwingkreis durch Hinzufügen von nur einem zusätzlichen Bauelement. Um den Resonanzkreis immer mit einer reinen Wechselgröße anzuregen, werden Schwingkreiswechselrichter mit einem konstanten Tastgrad $d = 0{,}5$ betrieben.

3.4.1 Prinzip und Schwingkreisgleichungen

Allgemein können die hier zu betrachtenden Schwingungen elektrischer Systeme als *harmonische Schwingung mit linearer Dämpfung* aufgefasst werden und durch eine *homogene lineare gewöhnliche Differentialgleichung 2. Ordnung* ausgedrückt werden:

$$\ddot{s} + 2\delta \cdot \dot{s} + \omega_0^2 \cdot s = 0 \tag{3.12}$$

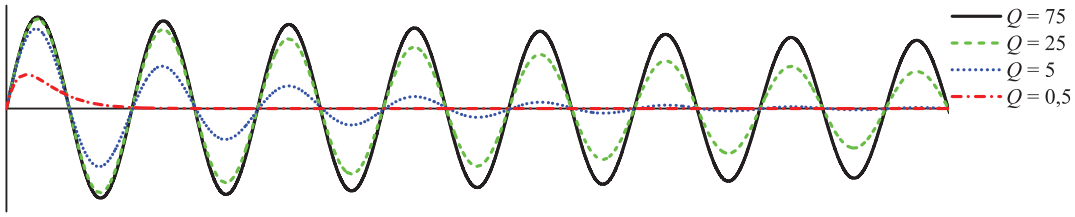


Abbildung 3.12: *Schwingverhalten von Systemen unterschiedlicher Güte*

Dabei beschreibt ω_0 die Resonanz-Kreisfrequenz und δ die Dämpfungskonstante.

Die Resonanzfrequenz ist für elektrische Schwingkreise wie folgt definiert:

$$f_0 = \frac{\omega_0}{2\pi} = \frac{1}{2\pi\sqrt{L_{\mathrm{res}}\,C_{\mathrm{res}}}} \tag{3.13}$$

L_{res} und C_{res} repräsentieren die im Schwingkreis wirksame Induktivität und Kapazität. Für eine genaue Betrachtung müssen an dieser Stelle auch die parasitären Komponenten aller im Leistungskreis vorhandenen Bauelemente mit berücksichtigt werden.

Die Dämpfungskonstante δ kann alternativ auch über den Dämpfungsgrad D oder die Kreisgüte Q ausgedrückt werden:

$$\delta = \omega_0\, D = \frac{\omega_0}{2\,Q} \tag{3.14}$$

Q, D und δ sind Maße für die Schwingfähigkeit eines Systems. Schwach gedämpfte Systeme zeichnen sich durch eine hohe Kreisgüte sowie einen niedrigen Dämpfungsgrad und eine niedrige Dämpfungskonstante aus, während sich die Parameter von stark gedämpften Systemen gegensinnig verhalten. Abbildung 3.12 illustriert beispielhaft die Schwingfähigkeit von Systemen unterschiedlicher Güte.

Elektrische Schwingkreise können in Serien- oder Parallelkonfiguration aufgebaut werden. Abhängig von der Konfiguration unterscheiden sich das Übertragungsverhalten und die Zusammenhänge zwischen den Kenngrößen und den elektrischen Parametern des Resonanzkreises. Beim Serienschwingkreis führt der Strom i_{L}, angeregt durch die äußere Spannung u_{A}, eine gedämpfte Schwingung mit der Resonanzfrequenz f_0 aus. Beim Parallelschwingkreis führt die Spannung $u_{\mathrm{C}} = u_{\mathrm{L}}$, angeregt durch einen äußeren Strom i_{A}, eine gedämpfte Schwingung mit der Resonanzfrequenz aus. Abbildung 3.13 zeigt die möglichen Konfigurationen und den jeweils zugehörigen Impedanzverlauf, normiert auf die Resonanzkreisfrequenz ω_0 und den Resonanzwiderstand $Z_{\mathrm{r}} = R$.

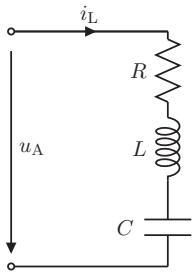
Für den Reihenschwingkreis gelten die folgenden Zusammenhänge:

$$\delta_{\mathrm{RS}} = \frac{R}{2L} \tag{3.15}$$

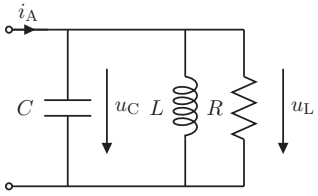
$$D_{\mathrm{RS}} = \frac{R}{2}\sqrt{\frac{C}{L}} = \frac{R}{2Z_0} \tag{3.16}$$

$$Q_{\mathrm{RS}} = \frac{1}{R}\sqrt{\frac{L}{C}} = \frac{Z_0}{R}, \tag{3.17}$$

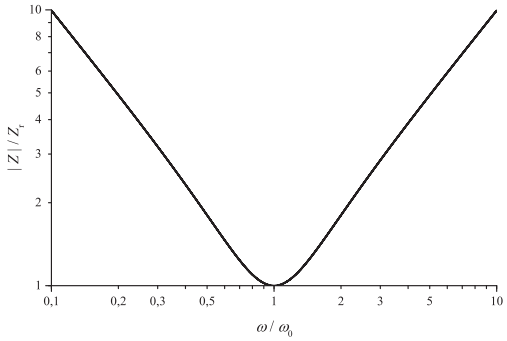
mit Z_0 als Kennwiderstand des Schwingkreises.



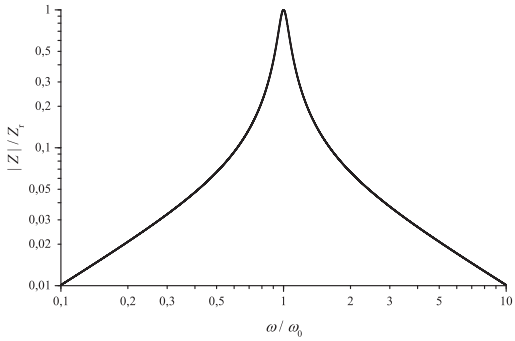
(a) Reihenschwingkreiskonfiguration



(b) Parallelschwingkreiskonfiguration



(c) Impedanzverlauf am Reihenschwingkreis



(d) Impedanzverlauf am Parallelschwingkreis

Abbildung 3.13: *Mögliche Schwingkreiskonfigurationen (a,b) und deren Impedanzverläufe (c,d)*

In Resonanz tritt an den reaktiven Bauelementen des Reihenschwingkreises eine Spannung auf, die um die Güte als Vorfaktor höher als die Eingangsspannung liegt:

$$\hat{U}_{\mathrm{L,RS}} = \hat{U}_{\mathrm{C,RS}} = Q_{\mathrm{RS}}\, u_{\mathrm{A,max}} \tag{3.18}$$

Dieses Phänomen wird als *Spannungsüberhöhung* bezeichnet.

Für den Parallelschwingkreis ergeben sich die Schwingkreisparameter wie folgt:

$$\delta_{\mathrm{PS}} = \frac{1}{2\,R\,C} \tag{3.19}$$

$$D_{\mathrm{PS}} = \frac{1}{2R}\sqrt{\frac{L}{C}} = \frac{Z_0}{2R} \tag{3.20}$$

$$Q_{\mathrm{PS}} = R\sqrt{\frac{C}{L}} = \frac{R}{Z_0} \tag{3.21}$$

Hier liegt in Resonanz eine *Stromüberhöhung*, gemäß

$$\hat{I}_{\mathrm{L,PS}} = \hat{I}_{\mathrm{C,PS}} = Q_{\mathrm{PS}}\, i_{\mathrm{A,max}}, \tag{3.22}$$

vor.

Vergleicht man die Parameter so wird deutlich, dass sich die beiden Konfigurationen unterschiedlich verhalten. Beim Serienschwingkreis wächst die Dämpfung mit Erhöhung der ohmschen oder Verringerung der induktiven Komponente an, während dies beim Parallelschwingkreis durch eine Verringerung der ohmschen oder der kapazitiven Komponente erreicht wird.

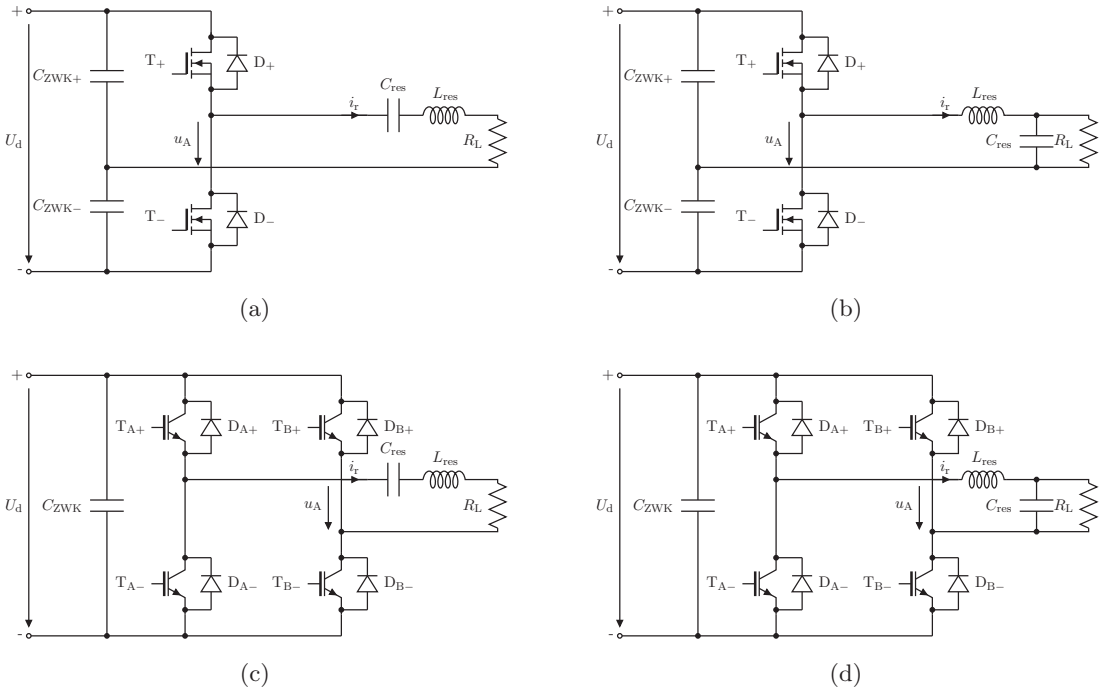


Abbildung 3.14: *Mögliche Schwingkreiswechselrichtertopologien mit Gleichspannungszwischenkreis zur Versorgung der ohmschen Last R_L*

Diese Abhängigkeitsverhältnisse müssen beim Entwurf einer Regelung zum Ausgleich von Lastschwankungen Beachtung finden.

3.4.2 Topologieformen

Aus den in Kap. 3.2 genannten Gründen wird im Folgenden nur auf spannungseinprägende Wechselrichtertopologien (UWR) eingegangen. In dieser Hinsicht ist für den Schwingkreiswechselrichter lediglich die Reihenschwingkreiskonfiguration von Belang, da die Nutzung eines Parallelschwingkreises eine Stromeinprägung voraussetzen würde (vgl. Kap. 3.4.1). Mit diesen Einschränkungen ergeben sich die in Abb. 3.14 gezeigten Topologien für Schwingkreiswechselrichter mit Gleichspannungszwischenkreis.

Alle hier gezeigten Topologien versorgen die rein ohmsche Last R_L. Beinhaltet die Last hingegen auch eine induktiven Komponente – wie es durch die Entladungsspule bei RIT der Fall ist – so kann diese in den Resonanzkreis absorbiert werden und die Schwingkreisinduktivität L_res (teilweise) ersetzen. Im Optimalfall ist somit lediglich die Resonanzkapazität C_res als zusätzliches Bauelement im Leistungskreis erforderlich. Dies wirkt sich positiv auf die Effizienz der RF-Übertragung aus, da sich Kapazitäten – im Gegensatz zu Induktivitäten – durch Mehrschichtkeramikkondensatoren äußerst verlustarm realisieren lassen. Die Absorption der Lastinduktivität in den Resonanzkreis ist allerdings lediglich bei den Topologien aus Abb. 3.14 (a) und (c) ohne weiteres möglich. Bei den anderen beiden Topologien müssten zusätzliche reaktive Komponenten im Lastkreis eingefügt werden, was zu einem komplexeren Übertragungsverhalten und erhöhten Verlusten führen würde. Aus diesem Grund werden im Folgenden nur die Topologien aus Abb. 3.14 (a) und (c) betrachtet.

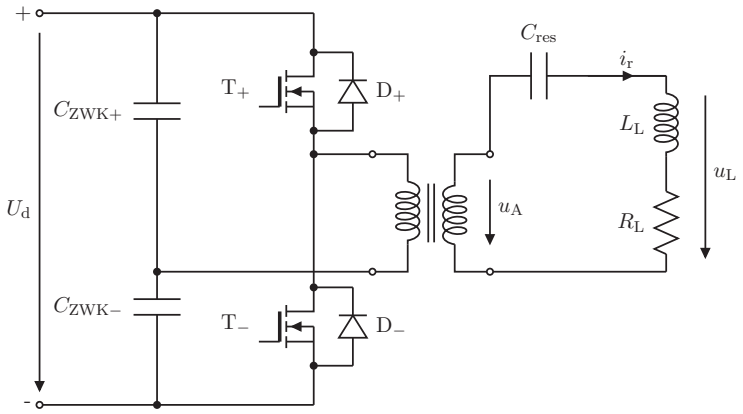


Abbildung 3.15: *Schaltungsbeispiel für einen Schwingkreiswechselrichter mit Trenntransformator zur Ausgangsspannungserhöhung*

Neben den in Abb. 3.14 gezeigten Grundformen sind auch Mischformen aus Reihen- und Parallelschwingkreis mit mehr als zwei Energiespeichern möglich. Mithilfe dieser *Impedanztransformationsnetzwerke* kann über die Auswahl der Schwingkreisparameter neben der Resonanzfrequenz ω_0 auch die Güte Q beeinflusst werden. Die Methodik der *Impedanztransformation* wird in Kap. 3.5 vorgestellt.

Die Nutzung des Vollbrückenwechselrichters aus Abb. 3.14 (c) ermöglicht es, im Vergleich zur Halbbrückenkonfiguration aus Abb. 3.14 (a), den Schwingkreis mit der doppelten Eingangsspannung anzuregen. Allerdings verdoppeln sich mit der Anzahl der Leistungsschalter auch die Schaltverluste sowie die Anzahl der benötigten Ansteuersignale, womit auch die Komplexität der Steuerung ansteigt.

Erfordert die Last eine höhere Spannung als mit den jeweiligen Wechselrichterventilen erreicht werden kann, können alle Topologien alternativ auch um einen Anpasstransformator im Lastkreis ergänzt werden. Abbildung 3.15 zeigt dies am Beispiel des Serienschwingkreiswechselrichters in Halbbrückenkonfiguration. Durch den Einsatz eines Transformators können auch Wechselrichterventile mit begrenzter Sperrfähigkeit verwendet werden, da die Höhe der Ausgangsspannung über den Transformator angepasst werden kann. Des Weiteren sind Wechselrichter und Last galvanisch getrennt. Dies erhöht die Betriebssicherheit, insbesondere bei kurzschlussanfälligen Lasten. Allerdings vergrößert ein Anpasstransformator im Lastkreis den Aufbau erheblich und erzeugt zudem zusätzliche Verluste.

Die in Abbildung 3.14 (a) gezeigte Halbbrückenkonfiguration kann alternativ auch ohne kapazitiven Spannungsteiler im Zwischenkreis realisiert werden, wie in Abb. 3.16 gezeigt ist. In diesem Fall wird die Last lediglich während der Leitdauer des Schalters T_+ mit Energie versorgt und die Ausgangsspannung bildet, bezogen auf eine Periode T_s, eine Mischgröße:

$$u_\mathrm{A} = \pm\frac{U_\mathrm{d}}{2} + \frac{U_\mathrm{d}}{2} \tag{3.23}$$

Die in der Last umgesetzte Leistung hängt vom Strom i_r im Resonanzkreis ab. Dieser ist durch den differentiellen Zusammenhang zwischen Strom und Spannung an der Kapazität aus Gl. (3.8) gegeben und hängt von der Spannungsänderung am Resonanzkondensator C_res ab.

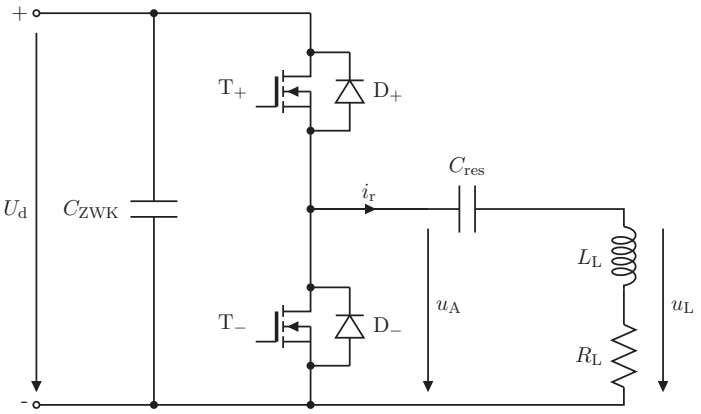


Abbildung 3.16: *Unipolarer Halbbrückenwechselrichter mit Reihenschwingkreiskonfiguration*

Daher hat der Gleichanteil in der versorgenden Spannung keine Auswirkung auf die an der Last umgesetzte Leistung und der Resonanzkreis kann auch mit einer unipolaren Spannung versorgt werden. Der Gleichanteil zeigt sich lediglich in einem Offset der Spannung am Resonanzkondensator. In typischen Betriebsbereichen nahe der Resonanzfrequenz ist dieser Offset allerdings vernachlässigbar klein gegenüber der Resonanzüberhöhung der Kondensatorspannung und muss bei dessen Auslegung nicht berücksichtigt werden.

Um im Folgenden die Funktionsweise des Serienschwingkreiswechselrichters mit Reihenschwingkreis, Halbbrückenkonfiguration und unipolarer Versorgung aus Abb. 3.16 zu erläutern, werden die Ventile als ideal angenommen. In der Praxis erfordert allerdings jeder Schaltvorgang eine endlichen Zeitdauer und kann nicht instantan erfolgen. Ferner wird die Zwischenkreisspannung als ideal geglättet und somit konstant angenommen. Je nach Richtung von Laststrom i_r und Lastspannung u_L ergeben sich vier Leitzustände für die Ventile T_+, D_+, T_- und D_-. Diese sind in Abb. 3.17 dargestellt. In LZ I ist der Schalter T_+ aktiv und der Strom i_r ist positiv. In LZ II kann T_+ zwar geschlossen sein, jedoch ist der Strom i_r durch die Schwingkreischarakteristik negativ, respektive ändert seine Richtung, und wird dementsprechend von der Diode D_+ geführt. Dadurch ändert auch die Lastspannung u_L ihr Vorzeichen. Die Spannung u_C ändert, abhängig von der Phasenlage des Stromes, erst während des Leitzustandes II ihr Vorzeichen. In LZ III ist T_- aktiv und der Strom i_r ist weiterhin negativ. In LZ IV kann T_- zwar geschlossen sein, jedoch ändert der Strom i_r durch die Schwingkreischarakteristik abermals sein Vorzeichen und wird dementsprechend von der Diode D_- geführt. Die Spannung u_C verhält sich analog zu LZ II.

Abhängig von der gewählten Schaltfrequenz f_s und deren Verhältnis zur Resonanzfrequenz f_0 lassen sich folgende Betriebsarten unterscheiden [82]:

- Für $f_\mathrm{s} < f_0$: *Unterresonanter Betrieb*
  - Für $f_\mathrm{s} < f_0/2$: *Lückbetrieb*
- Für $f_\mathrm{s} > f_0$: *Überresonanter Betrieb*

Der Lückbetrieb stellt einen Sonderfall des unterresonanten Betriebes dar, bei dem zwischen den einzelnen Schwingvorgängen eine Pausenzeit liegt und die Ausgangsspannung entsprechend

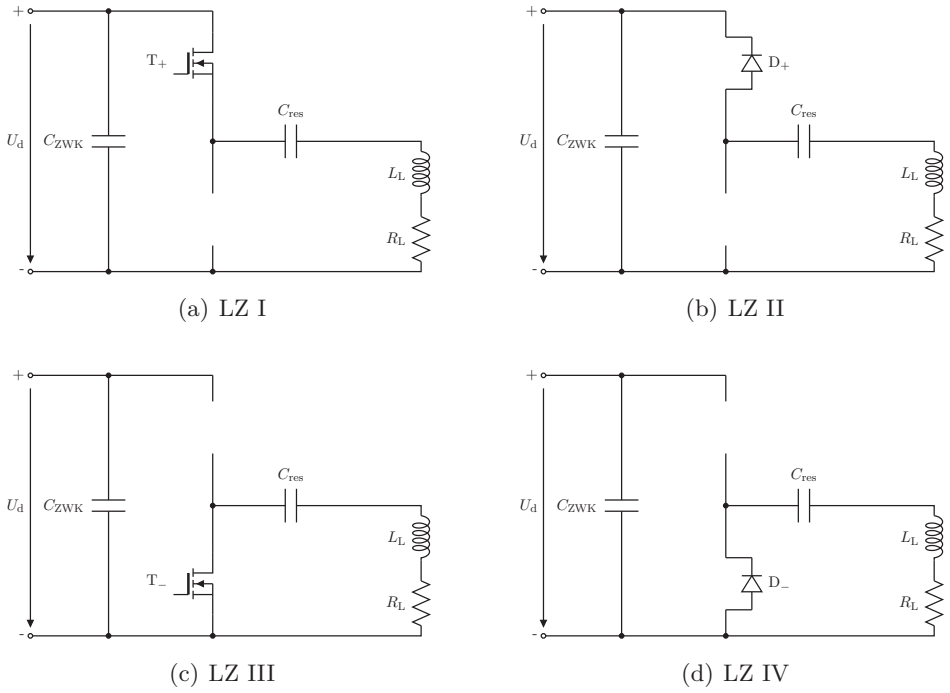


Abbildung 3.17: *Leitzustände des Serienschwingkreiswechselrichters in unipolarer Halbbrückenkonfiguration aus Abb. 3.16*

der Steuerung beim quasi-resonanten Schalten (vgl. Kap. 3.3.2) über die Pausendauer variiert werden kann. Allerdings kommt es bei dieser Betriebsart zu nicht sinusförmigen Strom- und Spannungsverläufen an der Last. Daher wird der Lückbetrieb von Schwingkreiswechselrichtern als ungeeignet für die zu behandelnde Aufgabenstellung eingestuft und hier nicht weiter betrachtet.

Die Resonanzfrequenz f_0 ist nach Gl. (3.13) durch die Wahl der Schwingkreisparameter C_res und L_res bzw. L_L vorgegeben. Abbildung 3.18 zeigt die Zeitverläufe von Laststrom und -spannung für den unterresonanten Betrieb im eingeschwungenen Zustand.

Im unterresonanten Betrieb wird der Schwingkreiswechselrichter mit einer Schaltperiodendauer T_s angesteuert, die größer ist als die Periodendauer T_0, mit der der Resonanzkreis eine freie Schwingung ausführt. Somit ändert der Schwingkreisstrom i_r sein Vorzeichen vor Ablauf der halben Schaltperiode $T_\mathrm{s}/2$ und kommutiert auf die antiparallele Diode des jeweils leitenden Schalters. Dies geschieht bei folgenden Leitzustandsübergängen:

- LZ I $\Longrightarrow$ LZ II
- LZ III $\Longrightarrow$ LZ IV

Dadurch können die Schalter stromlos ausgeschaltet werden (ZCS), während lediglich die Flussspannung der jeweiligen Diode über ihnen anliegt und der Ausschaltvorgang erfolgt näherungsweise verlustfrei. Beim darauffolgenden Einschaltvorgang des jeweils anderen Schalters liegt jedoch die volle Zwischenkreisspannung U_d über diesem an und der Laststrom muss von der Freilaufdiode auf den Schalter kommutieren. Zusätzlich treten beim Abschalten der Dioden Rückstromspitzen auf, die die Einschaltverluste weiter erhöhen [99]. Dies geschieht bei

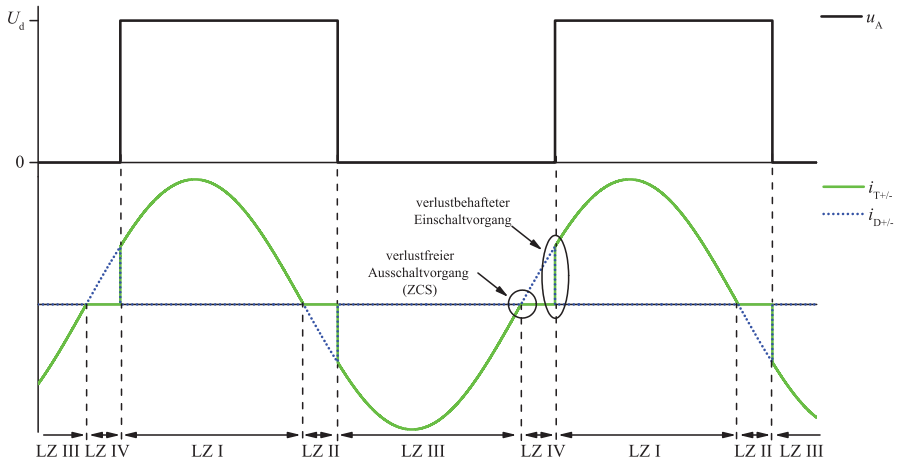


Abbildung 3.18: *Zeitverläufe am Serienschwingkreiswechselrichter aus Abb. 3.16 im unterresonanten Betrieb*

folgenden Leitzustandsübergängen:

- LZ II $\Longrightarrow$ LZ III
- LZ IV $\Longrightarrow$ LZ I

Der Strom eilt der Spannung voraus. Daher verhält sich der Reihenschwingkreiswechselrichter in dieser Betriebsart kapazitiv. Wird die Schaltperiode T_s im unterresonanten Betrieb verringert, nähert sich die Schaltfrequenz f_s der Resonanzfrequenz f_0 des Schwingkreises an. Die Leitdauer der Freilaufdioden D_+ und D_- wird verkürzt. Der Einschaltvorgang der Ventile T_+ und T_- erfolgt früher und liegt näher am Stromnulldurchgang. Damit sinken die Einschaltverluste und die übertragene Leistung P_out steigt an. Das Maximum der Ausgangsleistung wird erreicht, wenn die Leitdauer der Freilaufdioden gegen Null geht. In diesem Fall entspricht die Schaltfrequenz f_s der Resonanzfrequenz f_0. Ein- und Ausschaltvorgänge von T_+ und T_- müssten instantan und zum selben Zeitpunkt erfolgen. Dieser Zustand kann in der Praxis nicht erreicht werden, da die Ein- und Ausschaltvorgänge jeweils eine endliche Zeitdauer in Anspruch nehmen. Um einen Kurzschluss durch das gleichzeitige Leiten beider Schalter im Umschaltvorgang ausschließen zu können, wird eine Verriegelungszeit T_Lock eingefügt (vgl. Kap. 3.2), wodurch eine Mindestleitdauer der Freilaufdioden vorgegeben ist. Um das verlustfreie Ausschalten (ZCS) im unterresonanten Betrieb zu gewährleisten, muss die maximale Schaltfrequenz der Leistungsschalter abhängig von der Verriegelungszeit begrenzt werden:

$$f_\mathrm{s,ZCS} \overset{!}{<} \frac{1}{T_0 + 2\,T_\mathrm{Lock}} \tag{3.24}$$

Werden die Ventile mit einer Schaltfrequenz größer der Resonanzfrequenz angesteuert, so spricht man von überresonantem Betrieb. Abbildung 3.19 zeigt die Zeitverläufe von Laststrom und -spannung für den überresonanten Betrieb im eingeschwungenen Zustand. In dieser Betriebsart eilt der Strom der Spannung hinterher. Daher verhält sich die Last induktiv. Der Schwingkreisstrom i_r ändert sein Vorzeichen erst nach Ablauf der halben Schaltperiode $T_\mathrm{s}/2$. Damit ändert sich die Reihenfolge der Leitzustände und der Abschaltvorgang von T_+ und T_- erfolgt vor dem Stromnulldurchgang. Dies erfordert abschaltbare Leistungstransistoren und

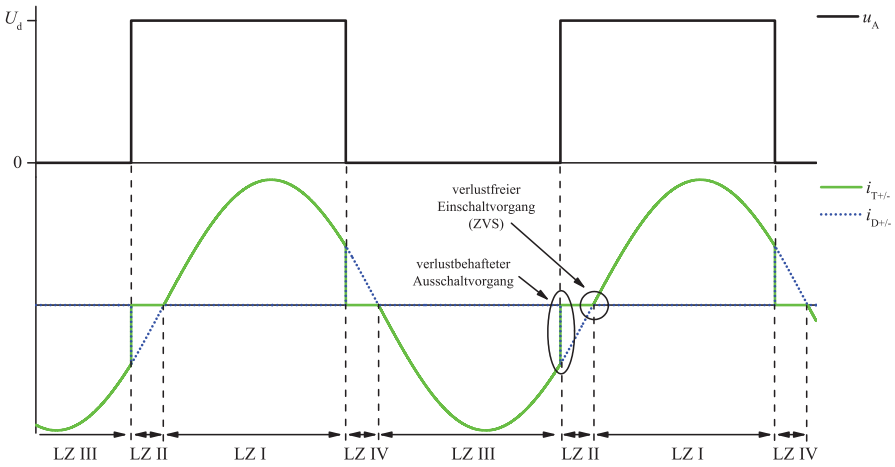


Abbildung 3.19: *Zeitverläufe am Serienschwingkreiswechselrichter aus Abb. 3.16 im überresonanten Betrieb*

es treten, abhängig vom Momentanwert des Stromes, Ausschaltverluste auf. Durch den fehlenden Stromzweig beim Abschalten des Ventils kommutiert der Schwingkreisstrom i_r auf die antiparallele Diode des jeweils anderen Schalters. Dies geschieht bei folgenden Leitzustandsübergängen:

- LZ I $\Longrightarrow$ LZ IV
- LZ III $\Longrightarrow$ LZ II

Dadurch kann der zuvor deaktivierte Schalter wiederum nahezu spannungsfrei eingeschaltet werden (ZVS), da lediglich die Diodenflussspannung über ihm anliegt.

Dies geschieht bei folgenden Leitzustandsübergängen:

- LZ IV $\Longrightarrow$ LZ III
- LZ II $\Longrightarrow$ LZ I

Im überresonanten Betrieb ist das Regelverhalten des Wechselrichters gegensinnig zum unterresonanten Betrieb. Wird die Schaltperiode T_s vergrößert, nähert sich die Schaltfrequenz f_s der Resonanzfrequenz f_0 des Schwingkreises an. Der Ausschaltvorgang der Ventile T_+ und T_- erfolgt später und damit näher am Stromnulldurchgang, wodurch die Ausschaltverluste sinken und die Ausgangsleistung P_{out} ansteigt. Um das verlustfreie Einschalten (ZVS) im überresonanten Betrieb sicherzustellen, muss die minimale Schaltfrequenz der Leistungsschalter abhängig von der Verriegelungszeit begrenzt werden:

$$f_{s,ZVS} \overset{!}{>} \frac{1}{T_0 - 2\,T_{Lock}} \tag{3.25}$$

Im überresonanten Betrieb treten bei den Abschaltvorgängen der Dioden keine Rückstromspitzen auf, da zu diesen Zeitpunkten keine Änderung der Stromrichtung erzwungen wird. Daher sind die Schaltverluste insgesamt geringer als bei unterresonantem Betrieb. Zudem sind keine schnell schaltenden Dioden erforderlich [100].

3.4.3 Steuerung

Bei Schwingkreiswechselrichtern wird die Ausgangsfrequenz, mit der die eigentliche Last versorgt wird, durch die Schaltfrequenz der Leistungstransistoren vorgegeben. Diese sollte wiederum möglichst nahe bei der Resonanzfrequenz f_0 des Schwingkreises liegen, um das zuvor beschriebene, verlustarme resonante Schaltverhalten sicherzustellen. Der Laststrom in Reihenschwingkreiskonfiguration kann, unabhängig von der Form der anregenden Spannung, in Betriebsbereichen nahe der Resonanzfrequenz in sehr guter Näherung als sinusförmig bezeichnet werden [82]:

$$i_\mathrm{r} \approx \hat{I}_\mathrm{r} \sin\left(\omega_\mathrm{s}\, t + \varphi\right) = \mathrm{Re}\left\{\tilde{I} \exp\left(\mathrm{i}\,\omega_\mathrm{s}\, t\right)\right\} \tag{3.26}$$

Dies ist auch aus Abb. 3.18 und 3.19 ersichtlich. Daher ist es für die regelungstechnische Betrachtung ausreichend, lediglich die Grundschwingung $\tilde{U}_{\mathrm{A},1}$ der rechteckförmigen Anregungsspannung zu betrachten.

Die in Kapitel 3.2 angesprochene Problematik der entstehenden Oberwellen bei hart schaltenden Umrichtern in Grundfrequenztaktung tritt bei Schwingkreiswechselrichtern nur in stark abgeschwächter Form in Erscheinung, da diese durch die verhältnismäßig starke Filterwirkung des Schwingkreises gedämpft werden, wie aus Abb. 3.20 ersichtlich ist. Die erste Oberschwingung $\tilde{U}_{\mathrm{A},3}$, die in der rechteckförmigen Anregungsspannung enthalten ist, schwingt mit der Kreisfrequenz $3\,\omega_\mathrm{s}$. Diese wird im Ausgangsstrom stark gedämpft, während die Grundschwingung ω_s, vorausgesetzt sie liegt nahe der Resonanzkreisfrequenz ω_0, durch die Resonanzüberhöhung verstärkt wird.

Unter Nutzung der Spannungsgrundschwingung $\tilde{U}_{\mathrm{A},1}$ als Eingangsgröße ergeben sich für die Lastspannung $\tilde{U}_\mathrm{L}$ und den Laststrom $\tilde{I}_\mathrm{r}$ als Ausgangsgrößen mit dem Serienschwingkreiswechselrichter die in Abbildung 3.20 gezeigten Übertragungsverhalten und die entsprechenden Übertragungsfunktionen zu

$$G_{U_\mathrm{L}}(s) = \frac{U_\mathrm{L}}{U_{\mathrm{A},1}} = \frac{L_\mathrm{L}\, C_\mathrm{res} \cdot s^2 + R_\mathrm{L}\, C_\mathrm{res} \cdot s}{L_\mathrm{L}\, C_\mathrm{res} \cdot s^2 + R_\mathrm{L}\, C_\mathrm{res} \cdot s + 1} \tag{3.27}$$

$$G_{I_\mathrm{r}}(s) = \frac{I_\mathrm{r}}{U_{\mathrm{A},1}} = \frac{C_\mathrm{res} \cdot s}{L_\mathrm{L}\, C_\mathrm{res} \cdot s^2 + R_\mathrm{L}\, C_\mathrm{res} \cdot s + 1}, \tag{3.28}$$

mit dem komplexen Frequenzparameter der Laplace-Transformation $s = \sigma + \mathrm{i}\,\omega$.

Die Stromübertragungsfunktion weist ein differenzierendes und ein proportionales Übertragungsverhalten mit Verzögerung 2. Ordnung auf. Regelungstechnisch kann dies durch die Reihenschaltung eines *PT2*-Gliedes und eines *D*-Gliedes beschrieben werden [25, 75]. Dadurch ergibt sich das gewünschte Bandpassverhalten für den Lastrom (vgl. Abb. 3.20 (c)). Die Spannungsübertragungsfunktion kann aus der Reihenschaltung eines PT2-Gliedes mit der Parallelschaltung mehrerer D-Glieder aufgebaut werden. Im Gegensatz zur Stromübertragungsfunktion weist sie Hochpassverhalten auf, wodurch die Lastspannung prinzipiell oberschwingungsbehafteter als der Strom ist (vgl. Abb. 3.20 (b)). Beide Übertragungsfunktionen beschreiben das Verhältnis der jeweiligen Ausgangsgröße zur Eingangsspannung $\tilde{U}_{\mathrm{A},1}$ und beinhalten die Schwingungsdifferentialgleichung aus Gl. (3.12) im Frequenzbereich, aus welcher sich die Dämpfungsparameter des Reihenschwingkreises nach Gl. (3.15) - (3.17) extrahieren lassen. Abbildung 3.20 (b) und (c) zeigen die Amplitudengänge für Strom und Spannung an der Last bei zwei unterschiedlichen Schwingkreisgüten. Der RFG wird hier durch eine ideale Wechselspannungsquelle ohne Innenwiderstand modelliert. Für eine Effizienzbetrachtung, wie sie in Kap. 3.5 erfolgt, ist diese Vereinfachung jedoch nicht zulässig.

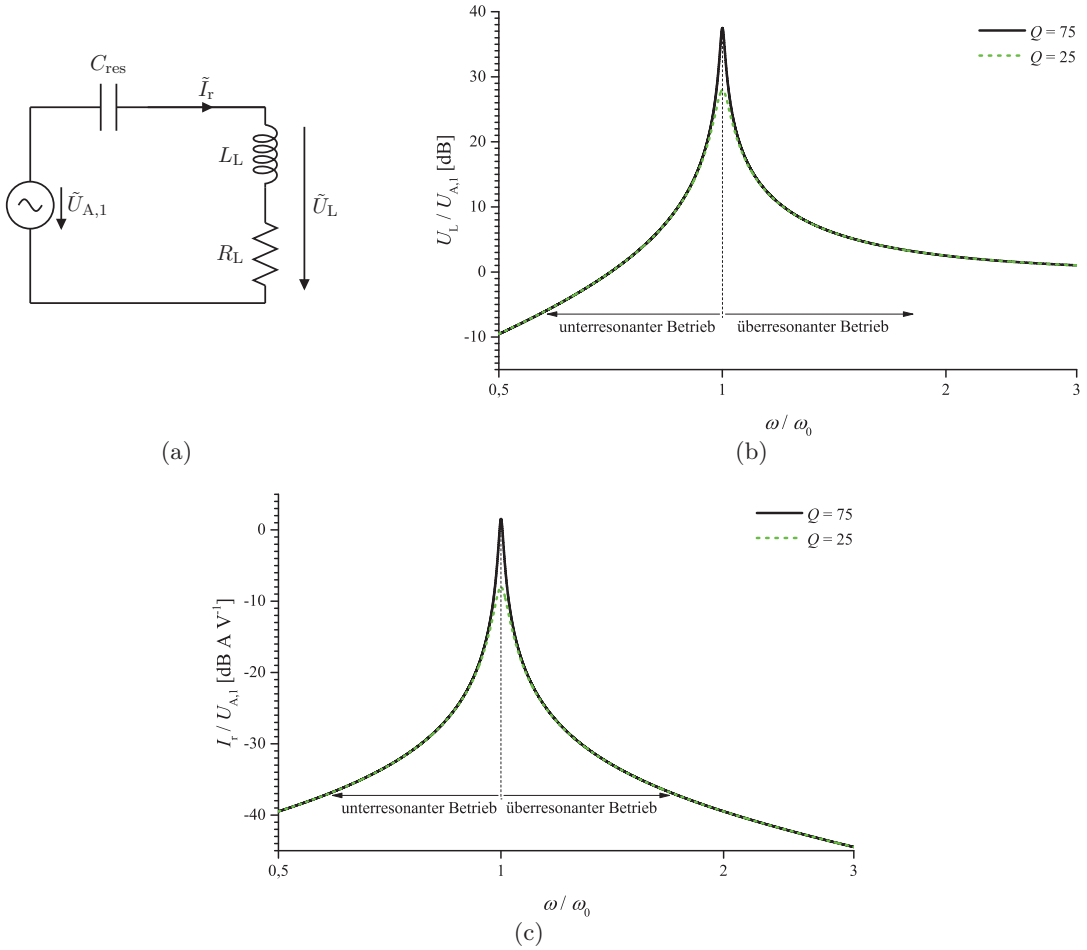


Abbildung 3.20: *Ersatzschaltbild (a) und Übertragungsverhalten für Spannung (b) und Strom (c) des Serienschwingkreiswechselrichters in Reihenschwingkreiskonfiguration mit idealisierter Brückenspannung*

Der Amplitudengang der Lastspannung wird typischerweise in der logarithmischen relativen Maßeinheit dB angegeben. In Resonanz ($\omega_s = \omega_0$) ist die Spannungsüberhöhung des Reihenschwingkreises nach Gl. (3.18) ersichtlich. Für die Beurteilung der Effizienz der RF-Einkopplung mit Reihenschwingkreiskonfiguration ist jedoch die Betrachtung des Laststromes günstiger. Zudem dient dieser üblicherweise als Eingangsgröße bei der numerischen Modellierung von RIT [107]. Da der Amplitudengang des Stromes ebenfalls auf die Eingangsspannung $\tilde{U}_{A,1}$ bezogen wird, ergibt sich jedoch keine relative Maßeinheit, sondern der Pegel dB A V^{-1}.

Aus den Amplitudenverläufen ist die jeweilige Abhängigkeit von der Frequenz der Eingangsspannung ersichtlich. Im unterresonanten Betrieb kann die Ausgangsspannung bzw. der Ausgangsstrom, respektive die Leistung P_{out}, durch Erhöhen der Schaltfrequenz vergrößert werden. Im überresonanten Betrieb kehrt sich der Zusammenhang um. Dabei ist zu beachten, dass der Bereich um die Resonanzfrequenz durch die Verriegelungszeit begrenzt ist und zur Gewährleistung des jeweils verlustfreien Schaltvorgangs nur in den Grenzen gegeben durch Gl. (3.24) und (3.25) eingestellt werden darf. Demnach gibt es in jedem Betriebsbereich eine Schaltfre-

quenz, bei der die Schaltverluste minimal sind und die maximal mögliche Leistung $P_{\mathrm{out,max}}$ übertragen wird. Die Höhe der übertragenen Leistung hängt dabei von der Güte Q ab. Eine Verringerung der ohmschen Last R_{L} bewirkt beim Serienschwingkreiswechselrichter eine Minderung der Schwingkreisdämpfung D. Der Strom im Schwingkreis steigt an und dementsprechend auch die Verluste in der gesamten Schaltung. Im Kurzschlussfall würde es, bedingt durch die äußerst niedrige Dämpfung, zu sehr hohen Strömen kommen, die die Leistungstransistoren zerstören können. Daher ist der Serienschwingkreiswechselrichter nicht kurzschlussfest und erfordert eine aktive Begrenzung des Laststromes. Demgegenüber steigt die Schwingkreisdämpfung bei Erhöhung der ohmschen Last oder vorhandener Verlustwiderstände an. Damit sinkt die Schwingkreisgüte und somit die Schwingfähigkeit des Systems sowie die Spannungsüberhöhung an der ohmsch-induktiven Last.

Allen Schwingkreiswechselrichtertypen ist gemein, dass sie durch die Sinusform der Ausgangsgrößen im Vergleich zu hart-schaltenden Wandlern höhere Momentanwerte für Spannungen und Ströme im Lastkreis tolerieren müssen. Zudem steigen die Schaltverluste an, je höher die Differenz zwischen Schaltfrequenz und Resonanzfrequenz ist. Zur Minimierung der Verluste bei gleichzeitiger Maximierung der Ausgangsleistung muss eine Frequenzregelung dafür sorgen, dass die Schaltfrequenz im unter- bzw. überresonanten Betrieb auf die nach Gl. (3.24) bzw. (3.25) mögliche Grenze an die Resonanzfrequenz angenähert wird.

Sofern keine hohe Regeldynamik erforderlich ist, kann eine Variation der Ausgangsleistung ohne Verringerung des Wirkungsgrades über das in Kap. 3.2 vorgestellte Anpassen der Zwischenkreisspannung vorgenommen werden. Bei Nutzung einer Vollbrückentopologie kann die Leistungsregelung auch durch das unabhängige Schalten der beiden Halbbrücken erfolgen (vgl. Kap. 3.2). Dies ermöglicht zudem hohe Regeldynamiken, da das Schalten der Freilaufpfade durch einfaches Auslassen von Ansteuersignalen erfolgen kann.

3.5 Effizienzbetrachtung und Impedanztransformation

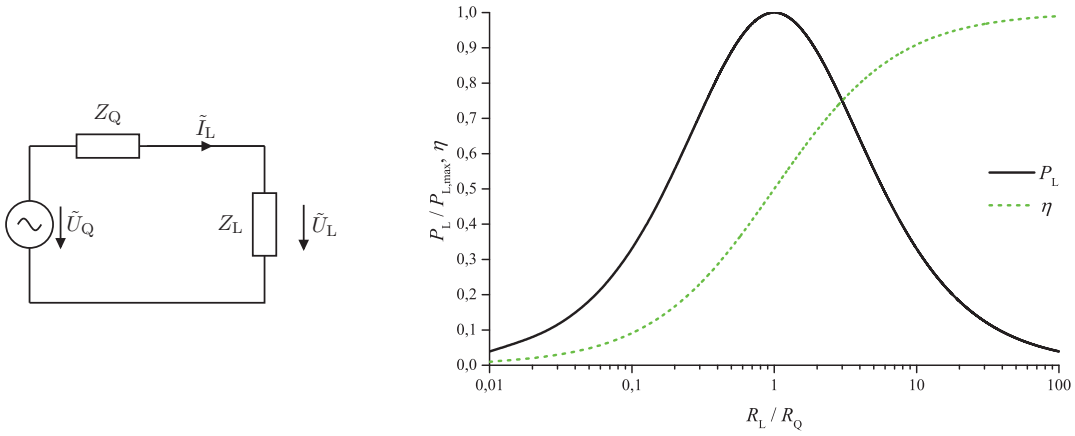
Bei der bisherigen Betrachtung wurden die erläuterten Brückentopologien als ideale Spannungsquellen angenommen. Jedoch weist jeder Leistungsschalter einen nicht zu vernachlässigenden Durchlasswiderstand sowie parasitäre Induktivitäten und Kapazitäten auf. Diese bilden eine Generator-Ausgangsimpedanz, die für eine effiziente Lastversorgung berücksichtigt werden muss.

In der Hochfrequenztechnik ist es oftmals erforderlich, die Eingangsimpedanz einer Laststufe Z_{L} und die Ausgangsimpedanz einer Hochfrequenzquelle Z_{Q} aufeinander abzustimmen, um ein Maximum der von der Quelle erzeugten Energie zur Last zu übertragen. Dazu muss die Lastimpedanz der konjugiert komplexen Quellenimpedanz entsprechen [49, 78]:

$$Z_{\mathrm{Q}} = Z_{\mathrm{L}}^{*} \tag{3.29}$$

Diese Abstimmung wird als *Impedanz-* oder *Leistungsanpassung* bezeichnet. Der Wirkungsgrad ist dabei zweitrangig und beträgt bei maximaler Leistung $P_{\mathrm{L,max}}$ an der Last lediglich $\eta = 50\,\%$. Dagegen spielt die Effizienz in der Leistungselektronik eine maßgebliche Rolle und die Minimierung der Verluste steht im Vordergrund. Abbildung 3.21 illustriert die Zusammenhänge für die Effizienz η und die Leistung P_{L} an der Last.

Der Wirkungsgrad einer elektrischen Schaltung hängt – vorausgesetzt alle wirksamen Reaktanzen kompensieren sich nach Gl. (3.29) – maßgeblich von dem Verhältnis des Lastwiderstands $R_{\mathrm{L}} = \mathrm{Re}\{Z_{\mathrm{L}}\}$ zu den ohmschen Verlustwiderständen in der Schaltung ab. Diese werden



(a) (b)

Abbildung 3.21: *Ersatzschaltbild (a) und Übertragungsverhalten (b) einer Wechselspannungsversorgung in Abhängigkeit von dem Verhältnis der ohmschen Widerstände bei ausgewogener Bilanz der Reaktanzen*

primär durch die Schalt- und Durchlassverluste der leistungselektronischen Schalter, als Teil der Ausgangsimpedanz des Generators Z_{Gen}, bestimmt (vgl. Kap. 3.3.1). Daneben spielt auch die Anbindung der Last eine entscheidende Rolle: Bei Verwendung von langen Zuleitungen können die Übertragungsverluste nicht vernachlässigt werden und mindern zusätzlich die Effizienz (vgl. Kap. 4.1.4):

$$\mathrm{Re}\{Z_{\mathrm{Q}}\} = R_{\mathrm{Q}} = \mathrm{Re}\{Z_{\mathrm{Gen}}\} + R'\,l = R_{\mathrm{Gen}} + R'\,l, \tag{3.30}$$

mit dem ohmschen Widerstandsbelag der Übertragungsleitung R' und der Leitungslänge l. Der Einfluss der Lastanbindung wird in Kap. 4.1.4 untersucht.

Um einen möglichst hohen Wirkungsgrad zu erzielen, muss der ohmsche Lastwiderstand wesentlich größer als die Summe der Verlustwiderstände sein,

$$R_{\mathrm{L}} \gg R_{\mathrm{Q}} \tag{3.31}$$

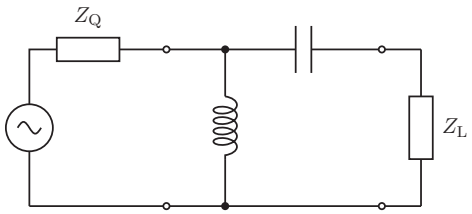
und die Reaktanzen von Generator und Last müssen sich kompensieren:

$$\mathrm{Im}\{Z_{\mathrm{L}}\} = -\mathrm{Im}\{Z_{\mathrm{Q}}\} \tag{3.32}$$

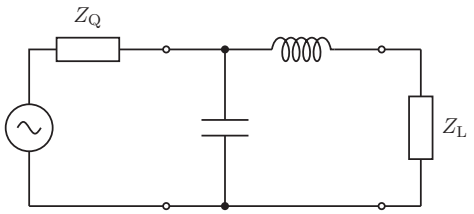
Diese Abstimmung wird als *Spannungsanpassung* bezeichnet [49, 78].

Daneben erzeugen schaltende Generatoren durch abruptes Ein- und Ausschalten einer Spannung Oberschwingungen, die an der Last unerwünscht sind und die es durch geeignete Filtermaßnahmen zu unterdrücken gilt. Ferner kann auch ein Abblocken von DC-Spannungskomponenten erforderlich sein[3] (vgl. Kap 3.4.2). Bei dem in Abb. 3.16 gezeigten Schaltungskonzept wird dies durch den lastseitigen Reihenschwingkreis erzielt. Vereinfacht ausgedrückt blockt der Kondensator C_{res} die DC-Komponente der Spannung ab und die Lastinduktivität L_{L} dämpft etwaige Oberschwingungen im Strom.

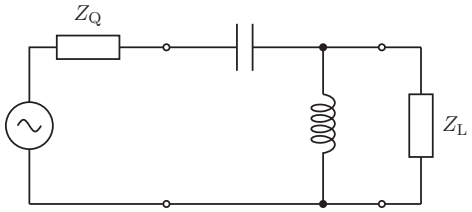
[3] bei RIT sind DC Spannungskomponenten an der Entladungsspule unerwünscht, da diese kein elektrisches Feld in das Entladungsgefäß einkoppeln und somit nicht zum Erhalt des Plasmas beitragen (vgl Kap. 2.3.3)



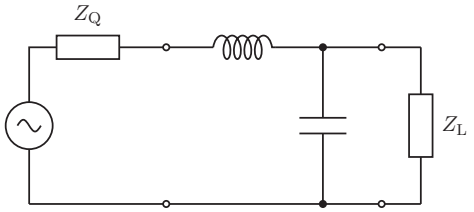
(a) Hochpass-Konfiguration zur Erhöhung der ohmschen Last



(b) Tiefpass-Konfiguration zur Erhöhung der ohmschen Last



(c) Hochpass-Konfiguration zur Verringerung der ohmschen Last



(d) Tiefpass-Konfiguration zur Verringerung der ohmschen Last

Abbildung 3.22: *Resonanztransformator-Konfigurationen zur Impedanztransformation einer ohmschen Last aus der Sicht der Hochfrequenzquelle*

Die bei der Versorgung von RIT typischerweise sehr hohen Güten der ohmsch-induktiven Entladungsspule von $Q_\mathrm{L} \approx 25 \ldots 75$ stellen eine vergleichsweise sehr gute Filterwirkung des Schwingkreises sicher, wodurch der RFG näherungsweise als eine sinusförmige Spannungsquelle mit der Frequenz der Grundschwingungskomponente $\tilde{U}_{\mathrm{A},1}$ betrachtet werden kann (vgl. Kap. 3.4.3). Liegt der äquivalente ohmsche Widerstand des Plasmas als Lastwiderstand des Generators (vgl. Kap. 2.3.3) allerdings in der selben Größenordnung wie die Verlustwiderstände in der Schaltung oder sogar darunter[4], so kann mit dem Reihenschwingkreiswechselrichter kein hoher Wirkungsgrad erzielt werden. In diesem Fall ist eine Impedanztransformation erforderlich, um die Last aus der Sicht des Generators vergrößert erscheinen zu lassen und den verlustbringenden Stromfluss im Generator zu verringern.

Zu diesem Zweck kann im einfachsten Fall ein *Resonanztransformator*[5], bestehend aus einer Induktivität und einer Kapazität, zum Einsatz kommen. Abbildung 3.22 illustriert die möglichen Konfigurationen zur Impedanztransformation der Lastimpedanz auf die Impedanz der Quelle [10].

Zur Erhöhung der ohmschen Lastkomponente aus Sicht der Wechselspannungsquelle – wie es im Falle kleiner Entladungswiderstände bei RIT gewünscht ist – können die Konfigurationen aus Abb. 3.22 (a) und (b) zum Einsatz kommen. Je nach Anordnung der Reaktanzen kann mit dem Resonanztransformator entweder ein Hochpass- oder ein Tiefpassverhalten erzeugt werden. Durch Auslegung der induktiven und der kapazitiven Reaktanz wird die Schaltung

[4] dies ist typischerweise bei kleinen Triebwerken der Fall, die ein geringes Entladungsgefäßvolumen aufweisen. Dadurch sinkt die absolute Anzahl der freien Elektronen, die durch das im Entladungsgefäß induzierte elektrische Feld beschleunigt werden und die vom Plasma absorbierte Leistung P_pl fällt geringer aus. Dementsprechend weist das Plasma einen geringeren äquivalenten Widerstand $R_\mathrm{pl,eq}$ auf

[5] auch als *Boucherot-Schaltung* oder L-Netzwerk bezeichnet

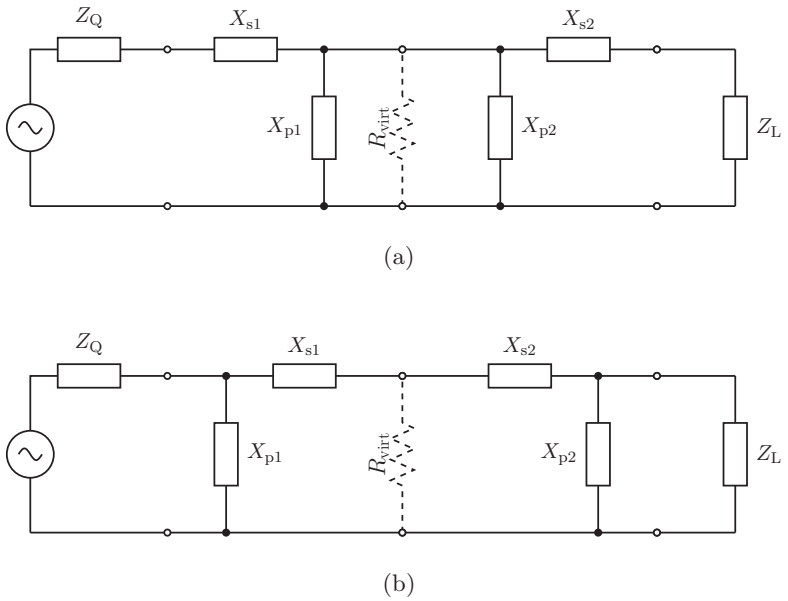


Abbildung 3.23: *T- (a) und Π- (b) Impedanztransformationsnetzwerke mit unabhängig einstellbarer Güte*

auf eine bestimmte Betriebsfrequenz abgestimmt. Bei dieser Frequenz erscheint die Last R_L aus Sicht der Wechselspannungsquelle um einen vorzugebenden Faktor k vergrößert. Etwaige reaktive Lastkomponenten können unter Umständen in das Netzwerk absorbiert oder müssen durch zusätzliche gegensätzliche Reaktanzen kompensiert werden. In dieser Hinsicht würde sich zur Absorption der Entladungsspule bei RIT die Konfiguration aus Abb. 3.22 (b) anbieten. Wird die induktive Komponente des Resonanztransformators durch die Lastinduktivität gebildet, wäre lediglich die parallele Kapazität als separates Bauelement zu realisieren. Mit diesem Vorgehen ist jedoch die Güte der Schaltung durch die Lastgüte vorgegeben ($Q = Q_L$). Bei dem einfachen Resonanztransformator hängt der Impedanztransformationsfaktor k von der Güte ab und kann daher bei vollständiger Absorption der Lastinduktivität nicht mehr beeinflusst werden [10]:

$$k \approx Q_L^2 + 1 = \left(\frac{\omega_0 L_L}{R_L}\right)^2 + 1 \tag{3.33}$$

Für RIT-typische Lastgüten würden sich sehr hohe Transformationsfaktoren ergeben, womit zwar prinzipiell hohe Effizienzen erreichbar wären, jedoch die in der Last umgesetzte Leistung massiv absinken würde (vgl. Abb. 3.21 (b)). In diesem Fall wäre eine äußerst hohe Eingangsspannung erforderlich, um das Plasma zu erhalten. Darüber hinaus ist eine Unterdrückung von DC-Komponenten bei gleichzeitiger Dämpfung von Oberschwingungen mit dem einfachen Resonanztransformator nicht möglich. Aus diesen Gründen ist der einfache Resonanztransformator zur Impedanztransformation bei RIT als ungeeignet einzustufen.

Eine Möglichkeit den Transformationsfaktor bei Absorption der Lastreaktanz frei wählen zu können, ist durch die Nutzung sogenannter *Impedanztransformationsnetzwerke* mit drei (oder mehr) Elementen gegeben [10]. Diese bestehen im Prinzip aus einer Reihenschaltung zweier entgegengesetzt zueinander ausgerichteter Resonanztransformatoren. Abbildung 3.23 zeigt die

möglichen Konfigurationen, wobei die einzelnen Reaktanzen als allgemeine Impedanzen dargestellt sind. Jeder Resonanztransformator besteht aus einer seriellen Reaktanz X_s und einer parallelen Reaktanz X_p, und kann aus den in Abb. 3.22 gezeigten Konfigurationen aufgebaut werden. Die beiden Modelle verdanken ihre Namen der Anordnung der einzelnen Elemente, die an die Buchstaben *T* bzw. *Π* erinnern. Die Auslegung erfolgt analog zu der von einfachen Resonanztransformatoren, wobei hier ein Resonanztransformator die Quellen- und ein weiterer die Lastimpedanz auf einen virtuellen Widerstand R_virt zwischen den beiden Resonanztransformatoren abstimmt. Dabei eignet sich das T-Netzwerk aus Abb. 3.23 (b) besonders zur Abstimmung von kleinen Impedanzen, wenn eine hohe Güte gefordert ist [10] – wie es bei der Versorgung von RIT der Fall ist. Zudem kann hier die Lastinduktivität als Komponente X_s2 vollständig in das Impedanztransformationsnetzwerk absorbiert werden, womit sich der Aufbau vereinfacht und Verluste durch parasitäre Widerstände reduziert werden können. In diesem Fall besteht der lastseitige Resonanztransformator aus der in Abb. 3.22 (b) gezeigten Konfiguration und weist Tiefpassverhalten auf. Indem für den quellenseitigen Resonanztransformator die Konfiguration aus Abb. 3.22 (c) gewählt wird, kann mit dem Impedanztransformationsnetzwerk ein Bandpassverhalten mit hoher Güte erzielt werden.

Zur Auslegung des T-Netzwerks für RIT wird zunächst die Güte Q_2 des lastseitigen Resonanztransformators bestimmt. Diese ist durch die vollständige Absorption der Lastreaktanz ($X_\mathrm{s2} = \omega_0 L_\mathrm{c+pl}$) durch

$$Q_2 = \frac{X_\mathrm{s2}}{R_\mathrm{L}} = Q_\mathrm{L} = \frac{\omega_0 L_\mathrm{c+pl}}{R_\mathrm{c+pl}} \tag{3.34}$$

gegeben. Mit dieser kann wiederum der virtuelle Widerstand R_virt zwischen den beiden Resonanztransformatoren und damit auch die kapazitive Reaktanz X_p2 bestimmt werden [10]:

$$R_\mathrm{virt} = \left(Q_\mathrm{L}^2 + 1\right) R_\mathrm{L} = \left(Q_\mathrm{L}^2 + 1\right) R_\mathrm{c+pl} \tag{3.35}$$

$$X_\mathrm{p2} = \frac{R_\mathrm{virt}}{Q_\mathrm{L}} \tag{3.36}$$

Für die Auslegung des quellenseitigen Resonanztransformators wird nun nicht, wie bei der Leistungsanpassung üblich, der Innenwiderstand der Hochfrequenzquelle $R_\mathrm{Q} = \mathrm{Re}\{Z_\mathrm{Q}\}$ genutzt, da hier keine Maximierung der Ausgangsleistung erfolgen soll. Vielmehr soll der Lastwiderstand $R_\mathrm{L} = R_\mathrm{c+pl}$ aus der Sicht des RFGs vergrößert erscheinen, um einen effizienteren Betrieb zu ermöglichen. In dieser Hinsicht wird der resultierende Widerstand durch den vorher festzulegenden Transformationsfaktor k bestimmt:

$$R_\mathrm{L+} = k\, R_\mathrm{L} = k\, R_\mathrm{c+pl} \tag{3.37}$$

Analog zur Auslegung des lastseitigen Resonanztransformators lassen sich nun die kapazitive Serienreaktanz und die induktive Parallelreaktanz sowie die Güte des quellenseitigen Resonanztransformators berechnen [10]:

$$Q_1 = \sqrt{\frac{R_\mathrm{virt}}{k\, R_\mathrm{L}} - 1} = \sqrt{\frac{R_\mathrm{virt}}{k\, R_\mathrm{c+pl}} - 1} \tag{3.38}$$

$$X_\mathrm{s1} = Q_1\, R_\mathrm{L+} = Q_1\, k\, R_\mathrm{L} = Q_1\, k\, R_\mathrm{c+pl} \tag{3.39}$$

$$X_\mathrm{p1} = \frac{R_\mathrm{virt}}{Q_1} \tag{3.40}$$

Die Güte des Gesamtsystems ergibt sich zu [10]:

$$Q_\mathrm{t} \approx \frac{Q_1\,Q_2}{Q_1 + Q_2} \tag{3.41}$$

Abschließend lassen sich die beiden Parallelreaktanzen X_p1 und X_p2 zu einer Komponente X_p vereinfachen. Für RIT-typische Lastparameter und Auslegungen auf Betriebsfrequenzen im Megahertz-Bereich mit einstelligen Transformationsfaktoren resultiert aus dieser Vereinfachung eine kapazitive Reaktanz. Die benötigten Kapazitätswerte berechnen sich zu

$$C_\mathrm{res1} = \frac{1}{\omega_0\,X_\mathrm{s1}} \tag{3.42}$$

$$C_\mathrm{res2} = \frac{1}{\omega_0\,X_\mathrm{p}} \tag{3.43}$$

und liegen in der Regel im einstelligen Nanofarad-Bereich. Diese Kapazitäten lassen sich hardwaretechnisch mit hochspannungsfesten Keramikvielschicht-Chipkondensatoren[6] äußerst einfach und verlustarm realisieren. Filterinduktivitäten im geforderten Frequenzbereich könnten hingegen nur mit nicht vernachlässigbaren ohmschen Widerstandswerten aufgebaut werden.

Abbildung 3.24 zeigt das Ersatzschaltbild für die Versorgung mit der Reihenschwingkreiskonfiguration (a) und mit dem T-Impedanztransformationsnetzwerk (b) sowie die resultierende Güte (c), abhängig vom gewählten Transformationsfaktor für unterschiedliche Verhältnisse der ohmschen Last- und Verlustwiderstände. Für eine effizienztechnische Betrachtung der Versorgung von RIT kann die Ausgangsimpedanz des RFGs durch einen ohmschen Widerstand modelliert werden ($Z_\mathrm{Gen} \approx R_\mathrm{Gen}$). Etwaige parasitäre Ausgangsinduktivitäten und -kapazitäten können gegenüber den reaktiven Komponenten des Schwingkreises bzw. des Anpassnetzwerkes in erster Näherung vernachlässigt werden.

Für $k = 1$ findet keine Impedanztransformation statt und die Schaltungskonfiguration entspricht dem Reihenschwingkreiskonzept aus Abb. 3.24 (a). Mit wachsendem Transformationsfaktor steigt zwar die Effizienz, allerdings nimmt die Güte – und damit auch die Resonanzüberhöhung der Lastspannung (vgl. Gl. (3.18)) – rapide ab. Um eine bestimmte Leistung P_L an der Last zu erzeugen, wären immer höhere Eingangsspannungswerte erforderlich. Zudem sinkt mit der Güte auch die Filterwirkung auf Oberschwingungen in der Eingangsspannung. In dieser Hinsicht muss für den einzustellenden Transformationsfaktor ein Kompromiss zwischen Effizienz und Güte gefunden werden. Für RIT-typische Lastparameter reichen einstellige Transformationsfaktoren gemeinhin aus, um bei annehmbarer Güte eine hohe Effizienz zu erzielen.

Abbildung 3.25 zeigt das Übertragungsverhalten für die Versorgung von RIT mit konventioneller Reihenschwingkreiskonfiguration und mit Impedanzanpassung für einen Transformationsfaktor von $k = 4$ und eine Resonanzfrequenz von $f_0 = 2\,\mathrm{MHz}$ mit RIT-typischen Lastparametern. Es wurde ein Widerstandsverhältnis von $R_\mathrm{c+pl}/R_\mathrm{Gen} = 2$ angenommen.

Zur Veranschaulichung der effizienzsteigernden Wirkung der Impedanztransformation ist hier der Amplitudengang der Ausgangsströme, bezogen auf die Eingangsspannung, gezeigt. In Resonanz liegt der Strom $\tilde{I}_\mathrm{r}$ im Reihenschwingkreis zwar absolut höher als der Laststrom $\tilde{I}_\mathrm{L}$ bei Verwendung des Impedanztransformationsnetzwerkes. Allerdings fließt dieser Strom sowohl durch die Last als auch durch die Leistungshalbleiterbauelemente des RFGs. Dementsprechend

[6] engl.: Multi Layer Ceramic Capacitor (MLCC)

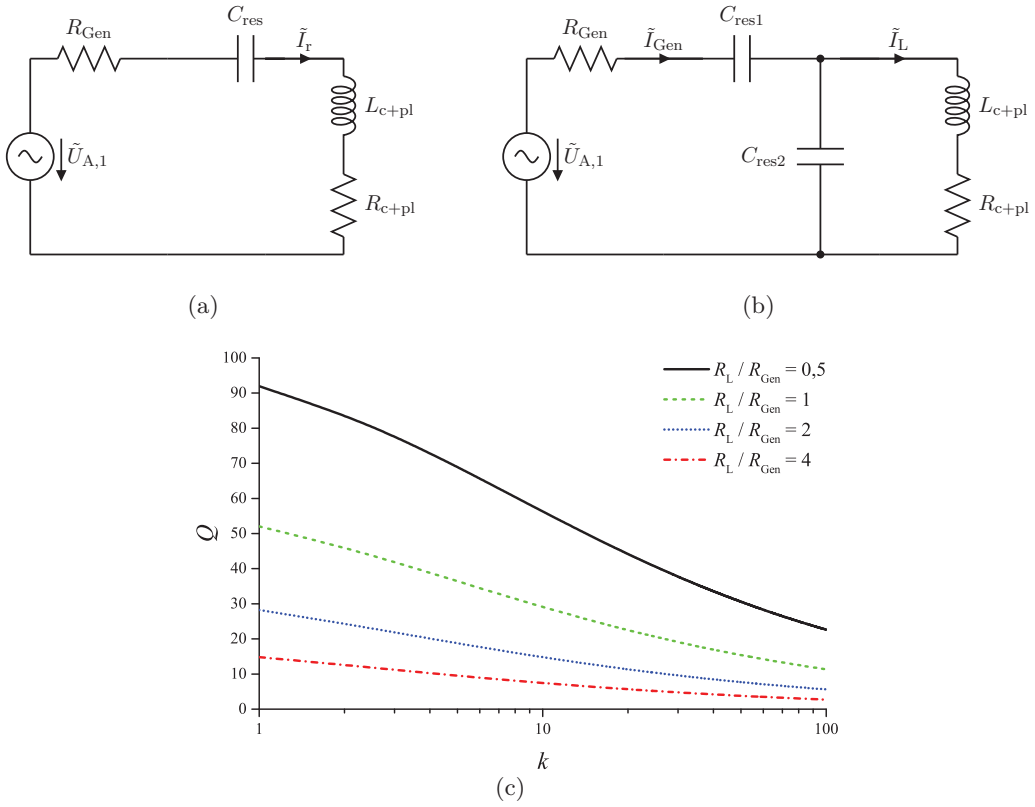


Abbildung 3.24: *Ersatzschaltbild der Reihenschwingkreiskonfiguration (a) und der Impedanztransformation (b) sowie Güte der Übertragung (c) als Funktion des Transformationsfaktors für unterschiedliche Verhältnisse der ohmschen Last- und Verlustwiderstände*

hängt die Effizienz bei Verwendung des Reihenschwingkreiskonzepts allein vom Verhältnis der Widerstände ab:

$$\eta_{RS} = \frac{R_{c+pl}}{R_{c+pl} + R_{Gen}} \tag{3.44}$$

Bei Nutzung der Impedanzanpassung aus Abb. 3.25 (b) fließt im Generator ein niedrigerer Strom als in der Last ($I_{Gen} < I_L$). Dadurch kann die Effizienz η_{IT} bedeutend gesteigert werden:

$$\eta_{IT} = \frac{R_{c+pl}\,\tilde{I}_L^2}{R_{c+pl}\,\tilde{I}_L^2 + R_{Gen}\,\tilde{I}_{Gen}^2} \tag{3.45}$$

Abbildung 3.26 zeigt die Effizienz und die an der Last umgesetzte Leistung für die Reihenschwingkreiskonfiguration und das Impedanztransformationsnetzwerk mit $k = 2; 4$ und 6 bei RIT-typischen Lastparametern. Anschaulich gesprochen verschiebt die Impedanztransformation das Wirkungsgradmaximum aus Abb. 3.21 (b) hin zu kleineren Widerstandsverhältnissen. Gleichzeitig sinkt die an der Last umgesetzte Leistung. Soll mit dem Impedanztransformationsnetzwerk in der Last die gleiche Leistung P_L wie mit dem Reihenschwingkreis umgesetzt werden, so ist eine höhere Eingangsspannung $\tilde{U}_{A,1}$ erforderlich.

Bei der bisherigen Betrachtung wurde eine konstante Last $Z_L = Z_{c+pl}$ angenommen. Wie in Kap. 2.3.3 erläutert wurde, ändert sich bei RIT jedoch sowohl die ohmsche R_{c+pl} als auch die

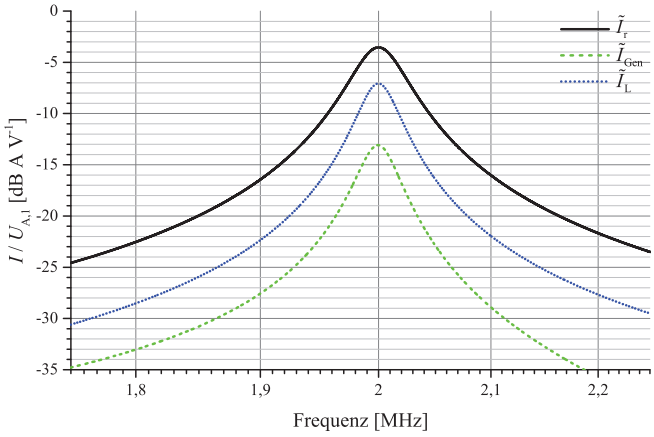


Abbildung 3.25: *Übertragungsverhalten der RIT-Versorgung mit Reihenschwingkreiskonfiguration und T-Impedanztransformationsnetzwerk für $k = 4$ und $f_0 = 2\,MHz$ mit RIT-typischen Lastparametern*

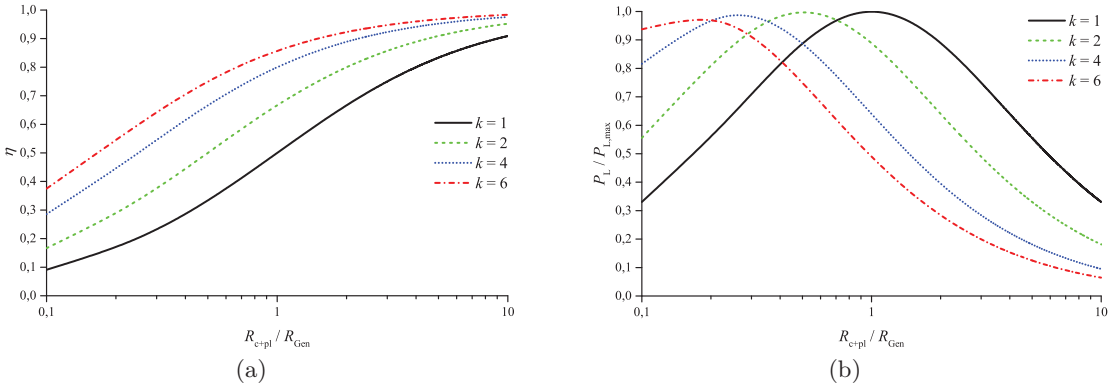
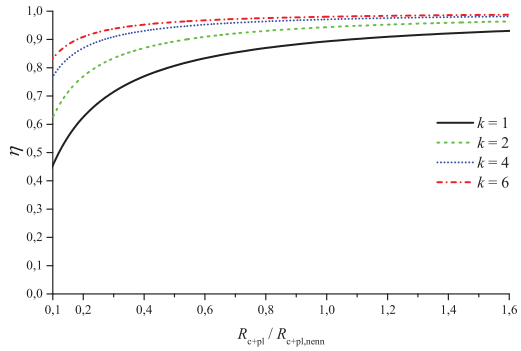


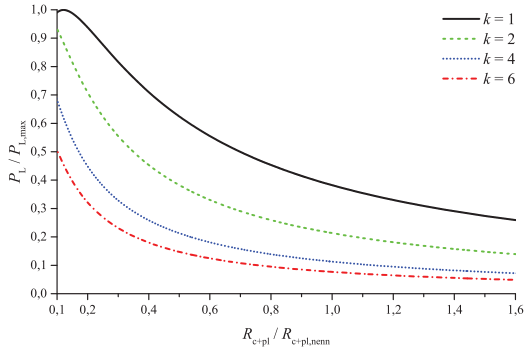
Abbildung 3.26: *Effizienz (a) und an der Last umgesetzte Leistung (b) für die Reihenschwingkreiskonfiguration und das Impedanztransformationsnetzwerk aus Abb. 3.24 mit RIT-typischen Lastparametern in Abhängigkeit von dem Verhältnis der ohmschen Last- und Verlustwiderstände*

induktive Lastkomponente L_{c+pl}, abhängig vom Betriebspunkt des Plasmas. Das Impedanztransformationsnetzwerk kann allerdings lediglich auf einen Lastparametersatz hin ausgelegt werden. Numerische Triebwerksimulationen sowie Messungen haben ergeben, dass sich die ohmsche Lastkomponente R_{c+pl} für große RIT im Betrieb – je nach Extraktionsstrom I_b – um bis zu $\pm 60\,\%$ ihres Nennwertes[7] ändern kann, während der Widerstand der Entladungsspule R_{coil} als ohmscher Lastwiderstand im ungezündeten Fall typischerweise lediglich $\approx 10\,\%$ des Nennwerts beträgt. Die Induktivität L_{c+pl} kann bei gezündetem Plasma für hohe Extraktionsströme auf bis zu 60 % der Entladungsspuleninduktivität L_{coil} abfallen. Abbildung 3.27 zeigt die Effizienz und die Leistung an der Last bei Änderung der ohmschen und induktiven Lastkomponente. Die Auslegung des Impedanztransformationsnetzwerkes erfolgte auf den Nennwert des Widerstands $R_{c+pl} \approx 8{,}4\,R_{Gen}$ und die Induktivität der Entladungsspule L_{coil}.

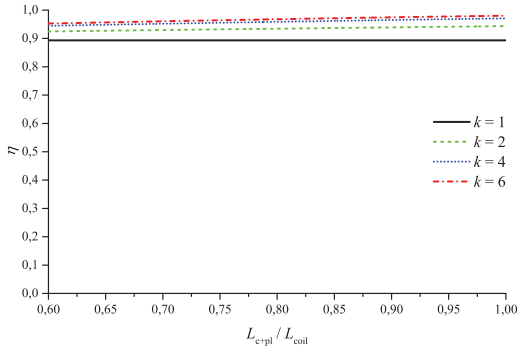
[7] der Nennwert des ohmschen Lastwiderstands wurde hier sinnvollerweise in die Mitte des Stellbereichs von R_{c+pl} im gezündeten Betrieb gelegt



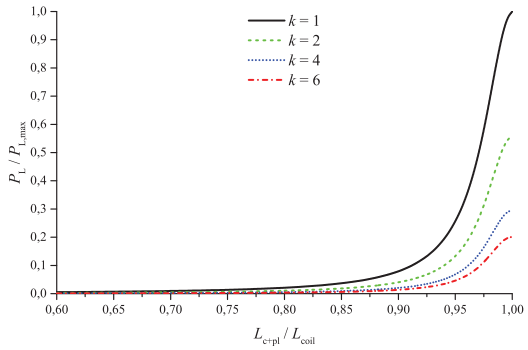
(a) Effizienzverlauf bei Änderung der ohmschen Lastkomponente



(b) Leistung an der Last bei Änderung der ohmschen Lastkomponente



(c) Effizienzverlauf bei Änderung der induktiven Lastkomponente



(d) Leistung an der Last bei Änderung der induktiven Lastkomponente

Abbildung 3.27: *Effizienz (a, c) und an der Last umgesetzte Leistung (b, d) für die Reihenschwingkreiskonfiguration und das Impedanztransformationsnetzwerk mit* $R_{c+pl}/R_{Gen} \approx 8{,}4$ *bei Änderung der ohmschen und der induktiven Lastkomponente*

Die Änderung der ohmschen Last bewirkt keine qualitative Veränderung des Verlaufs von Effizienz und Leistung an der Last (vgl. Abb. 3.26). Zudem ist durch die Wahl eines geeigneten Transformationsfaktors k im gesamten Stellbereich eine effiziente Versorgung möglich. Lediglich im ungezündeten Zustand steigen die Verluste im Generator massiv an. Dies ist allerdings als unproblematisch anzusehen, da dieser Betriebszustand gewöhnlich nur von kurzer Dauer ist.

Die Änderung der induktiven Lastkomponente bewirkt eine Variation der Resonanzfrequenz der Schaltung. Wird die Frequenz der Eingangsspannung $\tilde{U}_{A,1}$ nicht der Resonanzfrequenz nachgeführt, fällt die Leistung an der Last massiv ab, wie in Abb. 3.27 (d) zu sehen ist. Die Effizienz bleibt hingegen nahezu unverändert.

Um ein transientes Absinken der eingekoppelten Leistung – und das damit einhergehende Erlöschen des Plasmas – zu verhindern, ist sowohl bei Nutzung der Reihenschwingkreiskonfiguration als auch mit der Impedanzanpassung für den RFG eine hochdynamische Frequenzregelung erforderlich, welche die Schaltfrequenz der Leistungstransistoren möglichst zügig an die Resonanzfrequenz der Schaltung angleicht und somit eine rasche Abstimmung des RFGs auf geänderte Entladungsbedingungen erlaubt.

Kapitel 4

Das Generatorkonzept

Um zugleich eine hohe RF-Leistung im dreistelligen Watt-Bereich und eine variable Ausgangsfrequenz im einstelligen Megahertz-Bereich zu erzeugen, muss der entwickelte Generator eine möglichst verlustarme RF-Erzeugung gewährleisten. Dazu ist die Nutzung von schaltverlustreduzierenden Maßnahmen essentiell.

Um darüber hinaus möglichst sinusförmige Lastströme und -spannungen zu generieren, reicht es nicht aus, die Schalterspannungen und -ströme lediglich im Schaltvorgang in Schwingung zu versetzen, wie es durch Schaltentlastungsnetzwerke oder quasi-resonantes Schalten erreicht wird (vgl. Kap. 3.3.2 und 3.3.3). Zur Erzeugung von sinusförmigen Ausgangsgrößen ist es vielmehr notwendig, die reaktiven Elemente der Schaltentlastung in die Energieübertragung zu integrieren. Daher wird für die schaltungstechnische Realisierung das in Kap. 3.4 vorgestellte Konzept des Schwingkreiswechselrichters ausgewählt.

Im Gegensatz zu herkömmlichen RF-Generatoren, die mit einer festen Ausgangsfrequenz arbeiten, muss sich der entwickelte RFG auf die Lastimpedanz des Triebwerks einstellen: Um die veränderlichen Entladungsbedingungen hochdynamisch kompensieren zu können, kommt ein eigens entwickeltes Ansteuerverfahren zum Einsatz. Durch eine digitale Realisierung ist diese Steuerung in der Lage, die RF-Erzeugung im laufenden Betrieb innerhalb weniger RF-Zyklen auf veränderte Lastbedingungen einzustellen und so eine substanzielle Reduktion der Ausgangsleistung im Einregelungsvorgang zu unterbinden.

Des Weiteren ist eine selbstständige Anlaufsteuerung implementiert, welche durch manuelle Parametervorwahl flexibel auf unterschiedliche Lastsituationen, respektive RIT-Typen, einstellbar ist. Ferner kann mit dem ausgewählten Schaltungskonzept auch die RF-Ausgangsleistung hochdynamisch variiert werden, ohne dabei die Effizienz der RF-Erzeugung zu verringern.

In diesem Kapitel wird die schaltungs- und regelungstechnische Umsetzung des entwickelten Generatorkonzepts vorgestellt. Zunächst erfolgt die Auswahl einer geeigneten Topologie und Konfiguration des Wechselrichters, welche mithilfe der in Kap. 3 gewonnenen Erkenntnisse begründet wird. Im Anschluss wird die modulare Umsetzung des Schaltungskonzepts anhand der einzelnen Schaltungsfunktionen erläutert. Dabei wird im Besonderen auf die Stabilitätsproblematik der Wechselrichterbrücke und den Einfluss der Lastanbindung auf die Effizienz der RF-Übertragung eingegangen. Daran anschließend wird der entwickelte Regelungsalgorithmus vorgestellt und in seinen einzelnen Funktionen erläutert. Die Vorteile der digitalen Implementierung auf FPGA-Basis werden aufgezeigt, gefolgt von einer Beschreibung der Integration in das ausgewählte Schaltungskonzept. Abschließend wird die Funktionalität des Regelungskonzepts in einer Schaltungssimulationsumgebung validiert, bevor der schaltungstechnische Aufbau des RFGs präsentiert wird.

Der hier beschriebene Generator wurde mit einer vereinfachten Ausführung von Schaltungs- und Regelungskonzept in den Referenzen 95 und 96 in kurzer und prägnanter Form vorgestellt.

4.1 Schaltungskonzept

Bei der schaltungstechnischen Umsetzung wird viel Wert auf einen modularen Aufbau gelegt. Durch Separation der einzelnen Schaltungsfunktionen ist es möglich, diese gesondert zu prüfen und zu optimieren. Alternative Lösungen können durch einfaches Austauschen implementiert werden, ohne das gesamte Generatorkonzept überarbeiten zu müssen. Durch Adaption der Schwingkreiselemente kann der Generator außerdem ohne großen Aufwand auf unterschiedliche Lasten eingestellt werden.

4.1.1 Topologieauswahl und Konfiguration

Bei der Entwicklung des Schaltungskonzepts steht zunächst die Auswahl der geeigneten Leistungsschalter an. Hierbei ist die geforderte Ausgangsleistung unproblematisch, da sie mit allen in Kap. 3.1 vorgestellten Schaltern erzielt werden kann. Es ist vielmehr die erforderliche Ausgangsfrequenz, die die Auswahl stark einschränkt. Um in den Megahertz-Bereich vorzudringen, kommen prinzipiell nur MOSFETs in Frage. Selbst im weich-schaltenden Betrieb sind IGBTs heute noch nicht in der Lage, mit Schaltfrequenzen in diesem Bereich beaufschlagt zu werden, da sie vornehmlich auf Anwendungen in der Antriebstechnik optimiert werden [42].

Bei der Verlustleistungsreduktion spielt neben der Schaltfrequenz auch die Zeitdauer der Schaltvorgänge eine wichtige Rolle. Hier bieten MOSFETS durch ihren bauartbedingt unipolaren Ladungstransport gute Werte. Je kürzer die Schaltdauern T_{EV} und T_{AV} sind, desto kürzer kann die Verriegelungszeit T_{Lock} zur Unterbindung von Kurzschlüssen bemessen werden und desto näher können die Ventile am Stromnulldurchgang geschaltet werden (vgl. Abb. 3.18 und 3.19). Dies spiegelt sich unmittelbar in einer Reduktion der Schaltverluste wider.

Der unipolare Ladungstransport des MOSFETs führt allerdings zu einem verhältnismäßig hohen Durchlasswiderstand $R_{\mathrm{DS\,ON}}$. Für den Betrieb mit Schaltfrequenzen im Megahertz-Bereich sind die Durchlassverluste aber gegenüber den Schaltverlusten zu vernachlässigen und es stehen MOSFETs mit ausreichender Stromtragfähigkeit und angemessenem Sperrvermögen zur Verfügung.

Der aufzubauende Generator soll aus einer Gleichspannungsquelle versorgt werden. Dies entspricht einem Wechselrichter mit Gleichspannungszwischenkreis (UWR), der in Kombination mit strombidirektionalen Schaltern wie MOSFETs verwendet werden kann. Die Verknüpfung von UWR und MOSFETS ist obendrein optimal zur Reduktion der Schaltverluste (vgl. Kap. 3.2). Der Zwischenkreis kann durch eine Kapazität aufgebaut werden, die die Spannung an der Wechselrichterbrücke stabilisiert und in Verbindung mit der Versorgungsquelle eine geeignete Zeitkonstante liefert, um die Zwischenkreisspannung in einer angemessenen Zeit variieren zu können.

Bei der Auswahl der geeigneten Resonanztopologie muss zum einen die gewählte Zwischenkreiskonfiguration und zum anderen der Aufbau der ohmsch-induktiven Last berücksichtigt werden. Der UWR nutzt einen spannungseinprägenden Zwischenkreis, wie er zur Anregung eines Reihenschwingkreises benötigt wird (vgl. Kap. 3.4.1). Ein Parallelschwingkreis benötigt einen Wechselstrom zur Anregung. Dies kann bei Verwendung eines Gleichspannungszwischenkreises nur durch eine zusätzliche induktive Komponente erreicht werden, die dem Schwingkreis vorgeschaltet werden müsste.

Da die Triebwerkslast nicht in ihre ohmschen und induktiven Bestandteile aufgeteilt werden kann, ist es nicht möglich, die Resonanzkapazität C_{res} nur zu dem ohmschen Lastanteil parallel zu schalten und gleichzeitig die erforderliche Resonanzinduktivität L_{res} durch die Lastindukti-

vität $L_{\mathrm{c+pl}}$ zu formen, wie es in Abb. 3.14 (b) und (d) der Fall ist. Daher wäre bei Verwendung dieser Konfigurationen in Verbindung mit einem Gleichspannungszwischenkreis eine zusätzliche Drossel im Lastkreis erforderlich, die wiederum mit Spannungsänderungen im Bereich der Resonanzfrequenz beaufschlagt werden müsste.

Unter Berücksichtigung all dieser Kriterien wird die Resonanzkreiskonfiguration des Reihenschwingkreises ausgewählt. Hier kann die induktive Lastkomponente zum Aufbau des Schwingkreises genutzt werden und am Generatorausgang ist lediglich eine Resonanzkapazität C_{res} erforderlich, wodurch zudem ein kompakter Hardwareaufbau ermöglicht wird. Dementsprechend stehen zur Auswahl der Wechselrichtertopologie die in Kap. 3.2 vorgestellte Halbbrückenkonfiguration als 2QS mit Stromumkehr sowie die Vollbrückenkonfiguration als 4QS zur Verfügung.

Mit der Vollbrücke lässt sich die anregende Spannung $\tilde{U}_{\mathrm{A,1}}$ gegenüber der Halbbrücke verdoppeln, respektive kann mit der halben Eingangsspannung U_{d} die gleiche Ausgangsleistung erzeugt werden. Zusätzlich ist eine schnelle Regelung der Ausgangsleistung über das Schalten von Freilaufpfaden möglich. Unter Berücksichtigung der Einhaltung einer Verriegelungszeit T_{Lock} für den sicheren Umschaltvorgang wird die Ansteuerung aber vor allem beim unterschiedlichen Takten der beiden Halbbrücken zur Leistungsregelung wesentlich komplexer als bei der Halbbrückenkonfiguration. Zudem bietet die Vollbrücke keine Effizienzsteigerung.

Da die Anregung des Resonanzkreises zur Versorgung von RIT – je nach Triebwerksmodell und extrahiertem Ionenstrom I_{b} – lediglich Spannungen im Bereich von $10 \ldots 150\,\mathrm{V}$ erfordert, ist die Höhe der DC-Eingangsspannung U_{d} als unkritisch anzusehen und es wird zugunsten der unkomplizierten Ansteuerung des 2QS mit Stromumkehr auf die Spannungsverdopplung der Vollbrücke verzichtet. Aufgrund der ausreichenden Stromtragfähigkeit und des Sperrvermögens der ausgewählten Leistungsschalter ist die Halbierung der anregenden Spannung zudem als Preis für den minimierten Regelungsaufwand vertretbar. Die Ausgangsleistung kann im stationären Lastfall durch Variation der Zwischenkreisspannung beeinflusst werden. Die Aufrechterhaltung des Leistungspegels bei spontanen Laständerungen kann prinzipiell durch eine hochdynamische Anpassung der Schaltfrequenz sichergestellt werden und es ist keine eigentliche Leistungsregelung erforderlich. Das dazu nötige Regelungskonzept wird in Kapitel 4.2 vorgestellt. Darüber hinaus kann jedoch auch mit der Halbbrückenkonfiguration eine schnelle Anpassung der Ausgangsleistung ohne Wirkungsgradverringerung vorgenommen werden. Dadurch kann beispielsweise der vom Triebwerk erzeugte Schub spontan variiert werden, ohne auf die träge Änderung des Massenflusses $\dot{m}_0$ angewiesen zu sein. Der dazu nötige Algorithmus wird in Kap. 4.2.1 erläutert.

Zudem kann der Wechselrichter bei Nutzung einer Halbbrücke in Verbindung mit einem Serienschwingkreis als unipolare Konfiguration aufgebaut werden – wie in Abb. 3.16 gezeigt ist – ohne die Ausgangsspannung nennenswert zu beeinflussen (vgl. Kap. 3.4.2).

Die Blindleistung im Schwingkreis muss ständig zwischen den reaktiven Bauteilen hin und her schwingen. Da die Resonanzinduktivität durch die induktive Komponente der Last geformt und die Resonanzkapazität im Generator realisiert wird, ist eine kurze Anbindung zwischen Generator und Last anzustreben. Ferner ist es günstig, die Zuleitung zu schirmen, um die Abstrahlung der hochfrequenten Wechselströme zu minimieren. Bei der unipolaren Halbbrückenkonfiguration liegt der Rückleiter der Lastanbindung immer auf dem Bezugspotential des Zwischenkreises. Dennoch sollte ein separater Schirmleiter genutzt werden, damit der Schirm keinen Nutzstrom führen muss, wie in Kap. 4.1.4 erläutert wird.

Abbildung 4.1 zeigt die Konfiguration des RFGs mit Last. Um zur Effizienzsteigerung eine Impedanztransformation vorzunehmen (vgl. Kap 3.5), kann der Resonanzkreis im Generator um die parallele Kapazität C_{res2} erweitert werden. Alternativ kann diese auch direkt an der

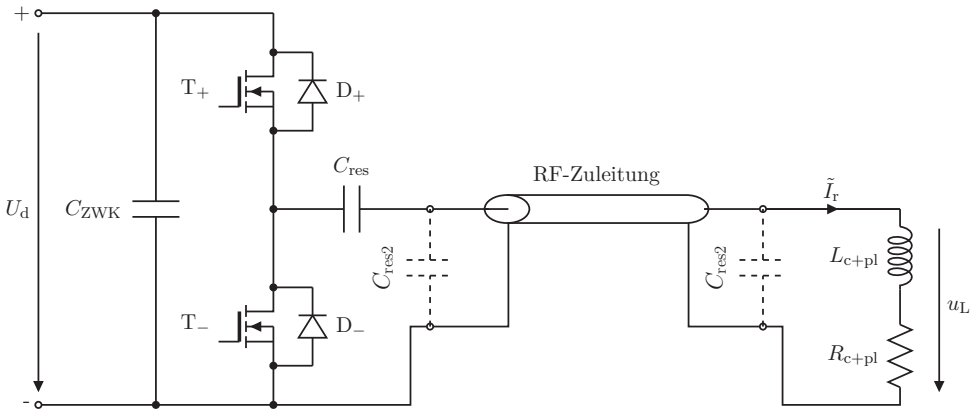


Abbildung 4.1: *Ersatzschaltbild der RFG-Topologie mit Reihenschwingkreiskonfiguration und zwei alternativen Impedanztransformationsvarianten sowie der Anbindung der Triebwerkslast über eine RF-Zuleitung*

Triebwerkslast angeschlossen werden.

Um sowohl den unterresonanten als auch den überresonanten Betrieb zu ermöglichen, wird die Ansteuerung der Ventile T_+ und T_- selbstgeführt realisiert. Da die verwendeten Leistungsschalter abgeschaltet werden können, sind der Steuerung prinzipiell alle Freiheitsgrade gegeben.

Des Weiteren wird auf einen Anpasstransformator im Lastkreis verzichtet, da keine Notwendigkeit besteht, die Ausgangsspannung anzuheben. Zudem würde ein Anpasstransformator den Wirkungsgrad vermindern und einem kompakten Aufbau entgegenstehen.

4.1.2 Modularer Aufbau

Durch einen modularen Aufbau können die einzelnen Funktionen der Schaltung separat getestet und angepasst werden, ohne das Gesamtkonzept überarbeiten zu müssen. Dieses ist nach folgenden Funktionen untergliedert:

- Galvanisch isolierte Treiberstufe
- Resonanzkreis
- Eingangs- & Brückenfilter
- Steuerung
- Temperaturüberwachung
- Leistungsstufe
- Triebwerkslast
- Stromwandler zur Frequenzregelung
- Stromamplitudenüberwachung
- Bedien- & Kontrollterminal

Abbildung 4.2 zeigt das Blockschaltbild des RFG-Schaltungskonzepts. Die DC-Versorgung speist die Leistungsstufe zur Anregung des Resonanzkreises. Die Kleinspannungsversorgung der Treiber und der Steuerung sind zur Wahrung der Übersichtlichkeit nicht dargestellt.

Zum Abblocken von Oberschwingungen – welche bei der RF-Erzeugung mit schaltenden Umrichtern unweigerlich entstehen – wird dem Leistungsteil ein *CLC*-Tiefpass als Eingangsfilter vorgeschaltet. Dieser dient zugleich der Stabilisierung der Brückenspannung im Schalt-

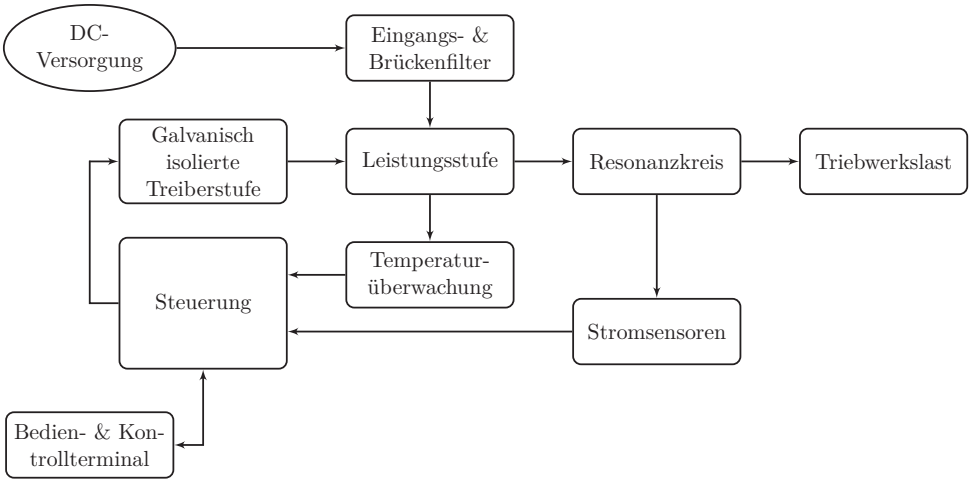


Abbildung 4.2: *Blockschaltbild des RFG-Schaltungskonzepts*

betrieb (vgl. Kap. 4.1.3).

Die Treiberstufe steuert die Ventile im Leistungsteil an. Jeder der beiden Schalter benötigt einen Treiber, wobei T_+ einen High-Side Schalter darstellt, dessen Bezugspotential je nach Schaltzustand floatet. Damit T_+ sicher durchschalten kann, muss das Ansteuersignal dasselbe Bezugspotential aufweisen. Daher wird die Treiberstufe mit einer galvanischen Trennung und separaten Versorgungsspannungen für T_+ und T_- aufgebaut. Eine Übersicht zur Problematik von High-Side Schaltern und ihrer Ansteuerung wird in Ref. 114 gegeben.

Der Leistungsteil besteht aus den beiden Leistungs-MOSFETs T_+ und T_- in Halbbrückenkonfiguration. Ergänzend zu den bauartbedingten Inversdioden der verwendeten Leistungsschalter werden externe Freilaufdioden mit niedriger Reverse-Recovery-Ladung Q_{rr} parallel zu den Ventilen geschaltet. Dies dient zur Verringerung der zusätzlichen Schaltverluste durch die Diodenrückstromspitzen im unterresonanten Betrieb (vgl. Kap. 3.4.2).

Wie in Kapitel 4.1.1 erwähnt, wird die induktive Komponente der Triebwerkslast zur Formung des Resonanzkreises genutzt. Daher ist im Generator im einfachsten Fall lediglich eine Resonanzkapazität erforderlich. Durch Umformung von Gl. (3.13) kann diese unter Vorgabe der gewünschten Ausgangsfrequenz bestimmt werden:

$$C_{\mathrm{res}} = \frac{1}{(2\pi f_0)^2\, L_{\mathrm{c+pl}}} \tag{4.1}$$

Um den Generator auf unterschiedliche Resonanzfrequenzen und induktive Lastkomponenten anpassen zu können, wird die Resonanzkapazität separat realisiert. So kann der Generator durch Austauschen von C_{res} schnell auf die gewünschte Ausgangsfrequenz und verwendete Triebwerkslast abgestimmt werden. Darüber hinaus kann der Resonanzkreis im Generator zu einem Impedanzanpassungsnetzwerk erweitert werden, dessen Auslegung nach dem in Kap. 3.5 beschriebenen Vorgehen erfolgt. Da die Resonanzkapazitäten im Lastkreis liegen, muss deren Anbindung auf maximale Ausgangsspannung und maximalen -strom ausgelegt werden. Dies ist insbesondere durch die dämpfungsabhängige Resonanzüberhöhung der Ausgangsgrößen kritisch (vgl. Kap. 3.4.3).

Die ohmsch-induktive Triebwerkslast soll, wie in Abb. 4.1 gezeigt, über eine geschirmte Zuleitung versorgt werden. Bei langen RF-Zuleitungen müssen die parasitären Leitungseigenschaften bei der Resonanzkreisauslegung berücksichtigt werden (vgl. Kap. 4.1.4). Ferner ist es

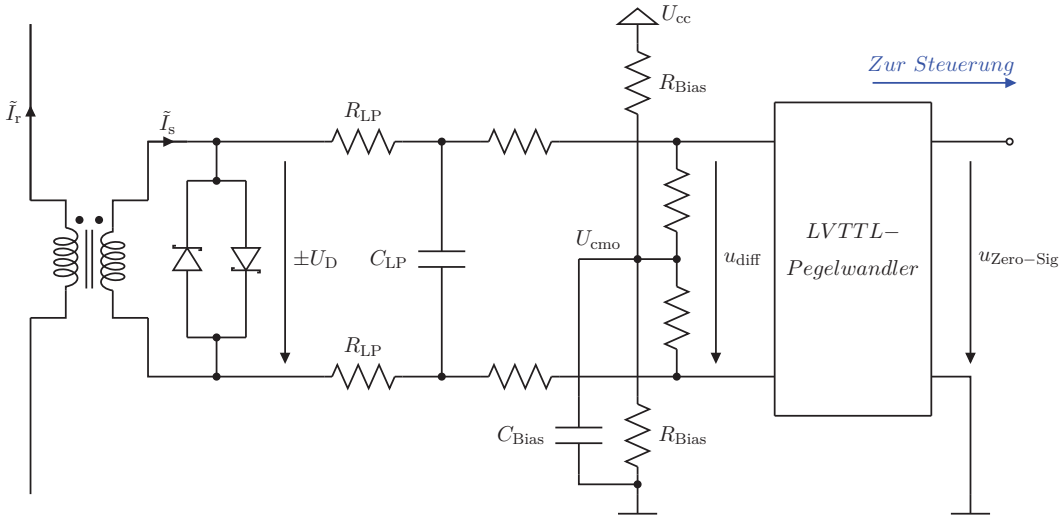


Abbildung 4.3: *Aufbau des Messwandlers zur Stromnulldurchgangserkennung*

günstig, die Leitung möglichst kurz zu dimensionieren, um die Dämpfung zu minimieren und die Effizienz des Generators zu maximieren.

Um die Steuerung des Generators ebenso flexibel wie die Abstimmung des Schwingkreises handhaben zu können, wird sie gleichermaßen separat realisiert. Durch eine universelle Schnittstelle, an die alle zur Steuerung des Generators relevanten Signale herangeführt werden, können alternative Steuerungsplattformen – falls dies durch Änderungen im Regelalgorithmus erforderlich wird – zum Einsatz kommen. Die Implementierung des ausgewählten Steuerungskonzepts wird in Kap. 4.2.3 behandelt.

Zur Bedienung und Überwachung des RFGs dient ein Bedien- und Kontrollterminal, welches an die Steuerung angeschlossen ist. Die Parametrisierung der Regelung erfolgt durch Logiksignale, die beispielsweise über Kippschalter erzeugt werden können. Anhand von in der Steuerung generierten Diagnosesignalen, welche über Oszillogramme und LEDs visualisiert werden, kann die ordnungsgemäße Funktion der RF-Erzeugung überprüft bzw. der Grund einer Fehlfunktion ermittelt werden.

Für den in Kapitel 4.2.1 vorgestellten Regelungsansatz des Generators wird die Resonanzfrequenz f_0 des Lastkreises – bestehend aus dem Resonanzkondensator C_{res} und der Last L_{c+pl} sowie R_{c+pl} – benötigt. Da die Parameter durch Bauteilstreuung und Temperatureinflüsse variieren, wird auch die Resonanzfrequenz nicht konstant sein. Darüber hinaus ändert sich diese rapide bei spontanen Laständerungen. Um die Leistungsschalter auch in diesem Fall mit möglichst niedrigen Schaltverlusten zu betreiben, ist eine aktive Anpassung der Schaltfrequenz und Kenntnis über die genaue Lage der Stromnulldurchgänge erforderlich.

Bei der Reihenschwingkreiskonfiguration schwingt der Strom $\tilde{I}_r$ mit der Resonanzfrequenz f_0 (vgl. Kap. 3.4.1). Durch Ermittlung der Stromnulldurchgänge kann die Phasenlage des Stromes bestimmt werden. Zugleich kann durch Messen der Zeit zwischen den Nulldurchgängen die Periodendauer berechnet werden, womit die Resonanzfrequenz identifiziert ist. Damit ist der Stromnulldurchgang der wichtigste Messwert zur Minimierung der Schaltverluste und seine hochgenaue Erfassung ist essentiell. Abbildung 4.3 zeigt den Aufbau des Messwandlers zur Stromnulldurchgangserkennung.

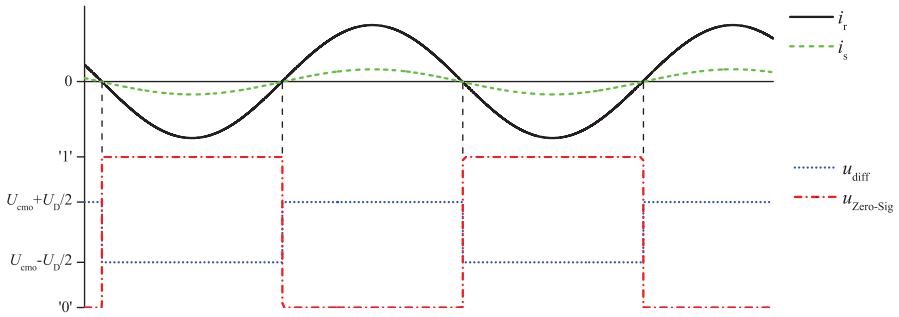


Abbildung 4.4: *Idealisierte Signalverläufe am Messwandler zur Stromnulldurchgangserkennung*

Der Stromsensor besteht aus einem HF-Übertrager, der eine galvanische Trennung zwischen Mess- und Leistungselektronik sicherstellt. Über das Wicklungsverhältnis kann der Sekundärstrom $\tilde{I}_s$, abhängig vom Primärstrom $\tilde{I}_r$, heruntertransformiert werden, so dass dieser von der nachgeschalteten Auswerteelektronik beherrschbar ist. Ähnlich dem Prinzip des in Ref. 102 präsentierten Sensors zur Stromnulldurchgangserkennung wird $\tilde{I}_s$ über zwei antiparallele *Schottky*-Dioden geleitet, wodurch sich der Übertrager sekundärseitig im Quasi-Kurzschluss befindet. Abhängig von der Phasenlage des Primärstromes, wird der Sekundärstrom über eine der beiden Dioden fließen und dort einen Spannungsabfall in Höhe der Diodenflussspannung U_D hervorrufen. Dabei variiert das Vorzeichen der Spannung, abhängig davon, welche Diode gerade leitet. Im Gegensatz zum sinusförmigen Stromfluss $\tilde{I}_s$, zeigt die Spannung an den Dioden einen nahezu rechteckförmigen Signalverlauf, der sich leicht hinsichtlich des Stromnulldurchgangs auswerten lässt. Um hochfrequente elektromagnetische Störungen – wie sie durch Schaltvorgänge im Leistungsteil auftreten können – zu minimieren, wird das differentielle Spannungsmesssignal zunächst tiefpassgefiltert. Über die nachgeschalteten Widerstände wird ein hochohmiger Abschluss des Tiefpassfilters sichergestellt. Anschließend speist das differentielle Spannungsmesssignal einen Pegelwandler, der der Steuerung vorgeschaltet ist. Dieser setzt das differentielle Messsignal u_{diff} in ein *Low-Voltage-TTL*-Signal um, wie es von der Steuerung akzeptiert wird. Für die Umwandlung ist es notwendig, das differentielle Messsignal auf einen definierten Pegel gegenüber Masse zu legen. Dazu wird es über die hochohmigen Widerstände R_{Bias} DC-mäßig vorgespannt. Der Kondensator C_{Bias} dient zur Stabilisierung der Mittelpunktspannung U_{cmo}.

Abbildung 4.4 zeigt die idealisierten Verläufe am Messwandler zur Stromnulldurchgangserkennung. Im Gegensatz zum Stromsignal i_s ist das Spannungssignal u_{diff} rechteckförmig und seine Flanken erfolgen zu den Zeitpunkten der Nulldurchgänge im Primärstrom i_r. Der von den Dioden benötigte Strom kann über das Wicklungsverhältnis eingestellt werden. Um die Nulldurchgänge des Schwingkreisstromes möglichst genau zu bestimmen, sind äußerst schnell schaltende Dioden mit niedriger Reverse-Recovery-Ladung Q_{rr} notwendig. Dies spiegelt sich direkt in der Flankensteilheit des Spannungsmesssignals wider, wenn der Strom i_s im Nulldurchgang auf die jeweils andere Diode kommutiert und die Spannung ihr Vorzeichen ändert. Der benötigte Spannungshub Δu_{diff} kann bei der Auswahl der Dioden über ihre Flussspannung berücksichtigt werden.

Um im Fehlerfall eine thermische Zerstörung der Leistungsstufe zu verhindern, ist diese mit einer Temperaturüberwachung ausgestattet, welche an die Steuerung angeschlossen ist. Übersteigt die Temperatur einen vordefinierten Grenzwert, werden die Leistungsschalter softwaretechnisch gesperrt. Weiterhin meldet die Temperaturüberwachung bereits die Überschreitung einer niedrigeren Temperaturgrenze an die Steuerung, um rechtzeitig geeignete Kühlungs-

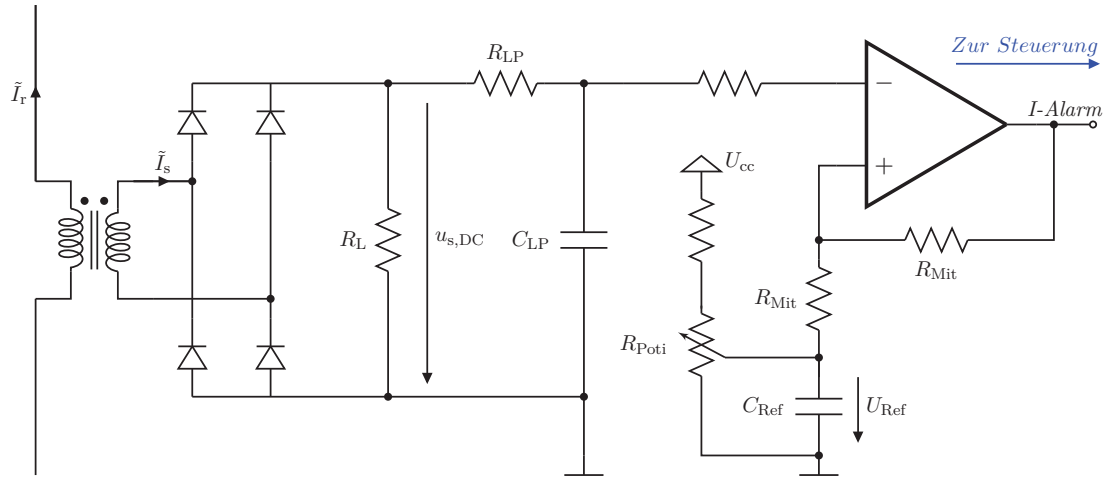


Abbildung 4.5: *Aufbau des Messwandlers zur Stromamplitudenüberwachung*

maßnahmen einleiten zu können. Zu diesem Zweck steht eine Lüfteransteuerung zur Verfügung.

Darüber hinaus verfügt das Schaltungskonzept über eine Stromamplitudenüberwachung, um auch im Kurzschluss- bzw. Überlastungsfall einer Zerstörung der Bauelemente im Leistungsteil vorzubeugen. Abbildung 4.5 zeigt den Aufbau des Messwandlers zur Stromamplitudenüberwachung.

Auch dieser Stromsensor enthält einen HF-Übertrager, um die galvanische Trennung zum Leistungsteil sicherzustellen. Sekundärseitig speist der HF-Übertrager einen Diodengleichrichter, der mit dem niederohmigen Widerstand R_L abgeschlossen ist. Das gleichgerichtete Spannungssignal $u_{s,DC}$ wird zur Glättung tiefpassgefiltert und über einen Komparator mit einer Referenzspannung U_{Ref} verglichen. Liegt ein Überlastungsfall vor, so überschreitet das Messsignal die Referenzspannung und der Komparator löst Alarm aus. Die Höhe der Referenzspannung bzw. der zulässige Primärstrom $\tilde{I}_r$ im Leistungskreis, kann über das Potentiometer R_{Poti} angepasst werden. Der Kondensator C_{Ref} dient zur Stabilisierung der Referenzspannung. Um im Überlastungsfall ein stabiles Schaltverhalten des Komparators sicherzustellen, ist dieser über die Widerstände R_{Mit} schwach mitgekoppelt.

4.1.3 Stabilität der Brückenschaltung

Bei der bisherigen Betrachtung wurde ausnahmslos von einer idealen Halbbrückenkonfiguration ausgegangen und lediglich die diskreten Schaltzustände der Leistungshalbleiterbauelemente T_+ und T_- betrachtet. Für Hochfrequenzanwendungen muss jedoch auch das Schaltverhalten in den transienten Umschaltvorgängen berücksichtigt werden. Hier spielen die parasitären Eigenschaften der Leistungsschalter sowie die des gesamten Leistungskreises eine entscheidende Rolle. Abbildung 4.6 zeigt das Ersatzschaltbild eines Leistungs-MOSFETs mit den wichtigsten parasitären Elementen. Für eine tiefergehende Beschreibung der Funktionsweise von MOSFETs und der physikalischen Ursachen für die parasitären Elemente sei an dieser Stelle auf Ref. 111 verwiesen.

Der Widerstand R_G und die Induktivität L_G modellieren die internen parasitären Elemente des Gate-Anschlusses. Dieser wird von einem Treiber mit der Spannung u_{GS} versorgt, um den Transistor einzuschalten bzw. mit 0 V, um ihn auszuschalten. Damit eine niederohmige Verbin-

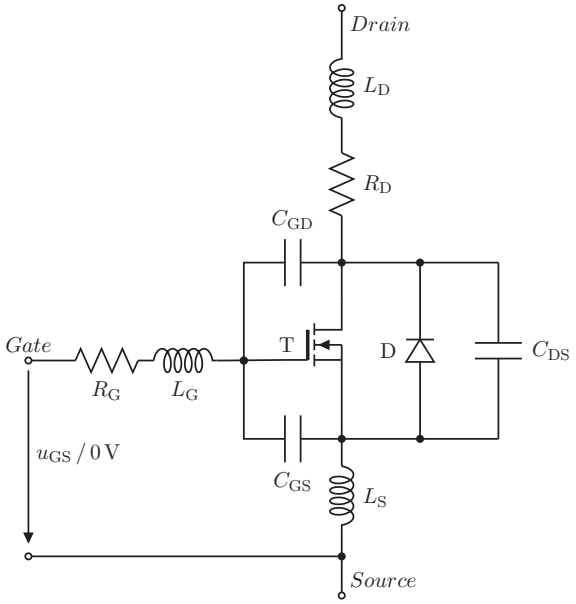


Abbildung 4.6: *Leistungs-MOSFET mit den wichtigsten parasitären Elementen*

dung zwischen Drain und Source aufgebaut wird, muss die Gate-Source-Kapazität C_{GS} auf u_{GS} aufgeladen werden. Die minimale Zeitdauer dieses Umladungsvorgangs wird maßgeblich durch R_G bestimmt. Zusätzlich bildet C_{GS} mit L_G und der Induktivität des Source-Anschluss L_S im Umschaltvorgang einen Reihenschwingkreis aus[1] [93]. Abhängig von der Flankensteilheit der Treiberspannung u_{GS} wird dieser angeregt und versetzt die Steuerspannung an C_{GS} in Schwingung. Um das Schwingverhalten zu verringern, kann der Treiberkreis durch einen externen Gatewiderstand zusätzlich bedämpft werden, allerdings verlängert sich dadurch der Umschaltvorgang [94]. Für einen verlustarmen Betrieb sind jedoch schnelle Ein- und Ausschaltvorgänge essentiell (vgl. Kap. 3.3.2).

Die Source-Induktivität L_S hat noch über einen weiteren Mechanismus Einfluss auf den Treiberkreis: Bei Änderung des Stroms im Leistungskreis wird an den parasitären Induktivitäten L_D und L_S eine Spannung induziert. Die Spannung u_{L_S} wirkt im Umschaltvorgang einer Spannungsänderung an C_{GS} entgegen, wodurch abermals die Dauer der Schaltvorgänge – und somit die Höhe der Schaltverluste – negativ beeinflusst werden. Aus systemtechnischer Sicht stellt dieser Effekt eine Gegenkopplung dar und kann zur Stabilisierung des Gesamtsystems beitragen [93, 111].

Im überresonanten Betrieb des Serienschwingkreiswechselrichters werden im Einschaltvorgang keine abrupten Laststromänderungen erzeugt und die negativen Auswirkungen der Induktivität L_S treten lediglich im Ausschaltvorgang auf (vgl. Kap. 3.4.2). Selbiges gilt in umgekehrter Weise für den unterresonanten Betrieb.

Ein weiterer Koppelpfad zwischen Treiber- und Leistungskreis besteht durch die parasitäre *Miller*-Kapazität C_{GD} zwischen Gate und Drain. Bei einer schnellen Spannungsänderung am Drain-Anschluss – wie sie je nach Betriebsart des Serienresonanzwandlers entweder im Ein- oder im Ausschaltvorgang auftritt – fließt ein Verschiebungsstrom zwischen Gate und Drain. Dieser ist proportional zur Spannungsänderung und zur Kapazität C_{GD}. Letztere hängt jedoch selbst nichtlinear von der Spannung ab [93]. Im Allgemeinen kann der Millereffekt ver-

[1] genau genommen müssen hier auch die parasitären Elemente der Treiberstufe berücksichtigt werden

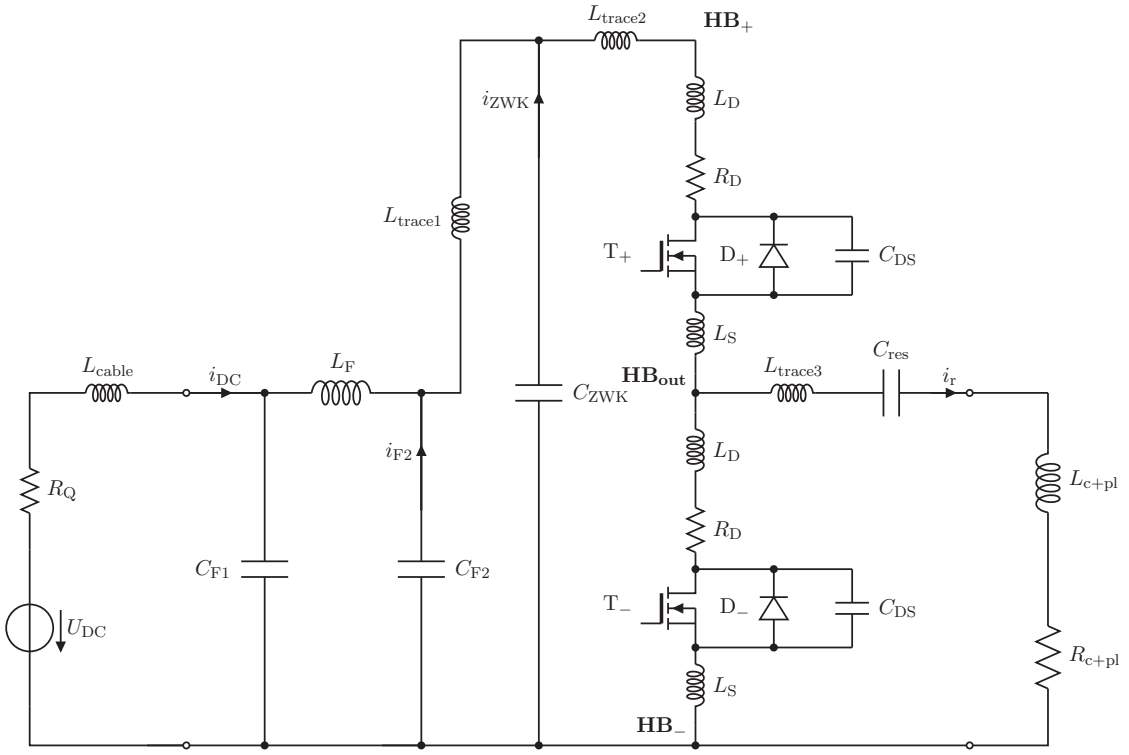


Abbildung 4.7: *Leistungskreis des RFG-Konzepts mit DC-Versorgung, Eingangs- und Brückenfilter sowie der Triebwerkslast mit den wichtigsten parasitären Elementen*

nachlässigt werden, solange die Anstiegszeit der Schaltflanke nicht kleiner als die inhärente Schaltverzögerung des Transistors ist. Bei schnelleren Schaltvorgängen treten hohe Verschiebungsströme auf, welche zu einem starken Aufschwingen der Spannungen an Gate und Drain führen würden [93].

Darüber hinaus hat auch die bauartbedingte Inversdiode D eine parasitäre Speicherladung, welche im Einschaltvorgang zu einer Rückstromspitze führt, falls die Diode zuvor leitend war. Des Weiteren haben L_{D} und L_{S} gemeinsam mit der Sperrschichtkapazität C_{DS} auch negative Auswirkungen auf den Leistungskreis. Während die parasitären Induktivitäten im Einschaltvorgang die Spannung über dem Durchlasswiderstand R_{D} begrenzen, muss C_{DS} hier entladen werden und vergrößert somit die Einschaltverluste (vgl. Kap. 3.3.2). Im Ausschaltvorgang hingegen induzieren L_{D} und L_{S} Schaltüberspannungen, wodurch die Ausschaltverluste und die Spannungsbeanspruchung der Leistungsschalter ansteigen. Zusätzlich kommt es durch die Reihenschaltung von L_{D}, L_{S} und C_{DS} zu unerwünschten hochfrequenten Schwingungen im Lastkreis [111]. In dieser Hinsicht begrenzt die Größe der parasitären Induktivitäten und Kapazitäten die maximal zulässige Schaltfrequenz sowie die minimal mögliche Schaltdauer der Leistungstransistoren und es sind möglichst kleine Werte anzustreben, um einen stabilen und effizienten Betrieb zu ermöglichen.

Neben den internen parasitären Elementen der Leistungsschalter enthält der gesamte Leistungskreis weitere Induktivitäten, die die parasitären Eigenschaften der Aufbau- und Verbindungstechnik widerspiegeln. Als Daumenregel kalkuliert man 1 nH pro mm Leiterbahn oder Bonddraht [93]. Im Gegensatz zu den modulinternen Induktivitäten und Kapazitäten der Leistungsschalter können diese durch entsprechende Layoutmaßnahmen beim Aufbau des RFGs

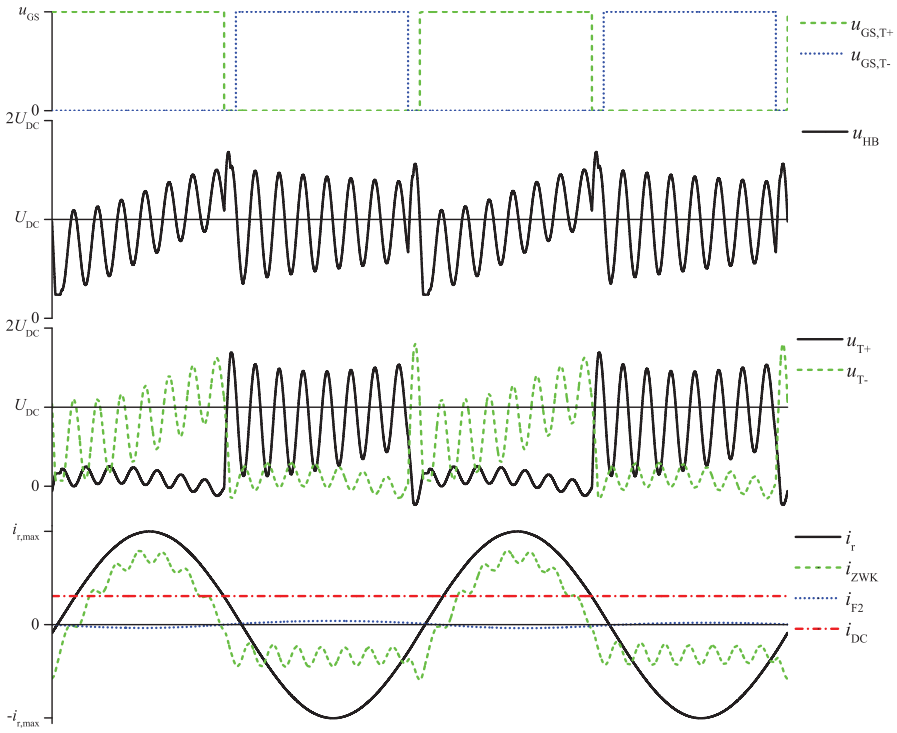


Abbildung 4.8: *Simulierte Strom- und Spannungsverläufe an der Halbbrücke aus Abb. 4.7 im Schaltbetrieb bei 2 MHz mit RIT-typischen Lastparametern und charakteristischen parasitären Bauteilgrößen*

minimiert werden.

Abbildung 4.7 zeigt das Ersatzschaltbild des Leistungskreises mit der DC-Versorgung, dem *CLC*-Eingangsfilter, der Halbbrücke sowie der Triebwerkslast und den wichtigsten parasitären Elementen. Letztere sind durch eine geringere Größe kenntlich gemacht. Der RFG wird von einer Gleichspannungsquelle mit der Spannung U_{DC} versorgt. R_{Q} modelliert den Innenwiderstand dieser Quelle. L_{cable} bildet die Induktivität der DC-Zuleitung nach. Eingangsseitig verfügt das RFG-Schaltungskonzept über einen *CLC*-Tiefpassfilter in Π-Konfiguration (vgl. Kap. 3.5 und 4.1.4), bestehend aus C_{F1}, L_{F} und C_{F2}. Bei dem ausgewählten Konzept wird die Brückenspannung über die Kapazität C_{ZWK} stabilisiert. Diese ist über die Leiterbahninduktivität L_{trace2} mit der Halbbrücke und über L_{trace1} mit dem Eingangsfilter verbunden. Die Halbbrücke wird mit den parasitären Elementen aus Abb. 4.6 modelliert. Die Rückkopplungspfade zum Treiberkreis werden hier nicht betrachtet. L_{trace3} bildet die Leiterbahninduktivität des generatorinternen Lastkreisteils nach. Abbildung 4.8 zeigt die zugehörigen Strom- und Spannungsverläufe für typische Bauteilwerte im Schaltbetrieb mit einer Frequenz von 2 MHz.

In jedem Schaltvorgang werden die Brückenspannung $u_{\mathrm{HB}} = u_{\mathrm{HB_+}} - u_{\mathrm{HB_-}}$ sowie die Schalterspannungen $u_{\mathrm{T+}} = u_{\mathrm{HB_+}} - u_{\mathrm{HB_{out}}}$ und $u_{\mathrm{T-}} = u_{\mathrm{HB_{out}}} - u_{\mathrm{HB_-}}$ (vgl. Abb. 4.7) in Schwingung versetzt, da die Sperrschichtkapazitäten der Leistungshalbleiterbauelemente über die parasitären Induktivitäten umgeladen werden müssen. Neben den hier nicht nachgebildeten Rückwirkungen auf den Treiberkreis kommt es durch die Schwingung der Brückenspannung im Leistungskreis zu einer erheblichen Spannungsüberhöhung an den Ventilen. In dieser Hinsicht begrenzt die Spannungsstabilität der Brückenschaltung die maximal übertragbare Leistung,

bei der die Leistungsschalter (noch) nicht überlastet werden.

Der Laststromverlauf bleibt von der Oberschwingungsproblematik der Spannung weitgehend unberührt, da er durch die Reihenschwingkreiskonfiguration gefiltert wird (vgl. Kap. 3.4.3). Darüber hinaus ist aus Abb. 4.8 ersichtlich, dass die Zwischenkreiskapazität annähernd die gesamte benötigte Ladung zur Speisung der Triebwerkslast in der Einschaltphase von T_+ zur Verfügung stellt. Während T_+ sperrt, wird C_{ZWK} wieder aufgeladen. Zudem werden beinahe alle Oberschwingungen eingangsseitig über C_{ZWK} kurzgeschlossen. Die Filterkapazität C_{F2} liefert nur einen geringen Beitrag und der Eingangsstrom i_{DC} ist nahezu konstant.

Weitere Schaltungssimulationen haben gezeigt, dass sich vor allem die parasitäre Leiterbahninduktivität L_{trace2} in der Zuleitung der Zwischenkreiskapazität kritisch auf die Spannungsstabilität an der Halbbrücke auswirkt. In dieser Hinsicht ist beim Hardwareaufbau des RFG-Schaltungskonzepts eine möglichst niederinduktive Anbindung zwischen C_{ZWK} und der Halbbrücke anzustreben, um auch bei hohen Ausgangsleistungen einen stabilen Schaltbetrieb gewährleisten zu können [18].

4.1.4 Einfluss der Lastanbindung

Bei der bisherigen Betrachtung wurde eine ideale und infinitesimal kurze Anbindung der Triebwerkslast an den RFG angenommen. Da der RFG in der Praxis aus thermischen und mechanischen Gründen jedoch nicht direkt an der Entladungsspule des Triebwerks positioniert werden kann, ist eine endlich ausgedehnte Zuleitung erforderlich, deren parasitäre Elemente die Effizienz der RF-Übertragung verringern und Einfluss auf die Lastabstimmung des Generators nehmen.

Generell weist jeder elektrische Leiter einen Widerstands- R' und einen Induktivitätsbelag L' auf[2]. In ihren elektrischen Eigenschaften beinhaltet eine Leitung, bestehend aus Hin- und Rückleiter, zusätzlich einen Leitwerts- G' und einen Kapazitätsbelag C' parallel zwischen den beiden Leitern. Diese vier Bauelemente verteilen sich gleichmäßig über die gesamte Leitungslänge l_{LA}. Zur Modellierung von elektrischen Übertragungsleitungen eignen sich die in Abb. 4.9 gezeigten längssymmetrischen Modelle. Dabei wird eine Leitung durch die Aneinanderreihung mehrerer Leitungsabschnitte approximiert, die jeweils eine bestimmte Leitungslänge repräsentieren und aus den elektrischen Bauelementen R, L, C und G bestehen. Der Widerstand- und die Induktivität von Hin- und Rückleiter können jeweils zu einem Element zusammengefasst werden. Die beiden Leitungsmodelle sind gleichwertig und verdanken ihre Namen der geometrischen Anordnung der einzelnen Elemente in einem Leitungsabschnitt, die an die Buchstaben T bzw. Π erinnern. Der Approximationsfehler dieser Modellierung sinkt mit steigender Anzahl N der verwendeten Leitungsabschnitte bei gegebener Leitungslänge bzw. mit Verringerung der Leitungslänge, die durch einen Leitungsabschnitt repräsentiert wird. Es existiert keine allgemein definierte Grenze für die maximal zulässige Leitungsabschnittslänge l_{LA}/N, allerdings sollte für eine adäquate Modellierung auf der Länge eines Leitungsabschnitts ein quasi-stationäres Verhalten vorliegen (vgl. Kap. 2.3.3). Dementsprechend hängt die maximale Leitungslänge, die durch einen Leitungsabschnitt modelliert werden kann, von der höchsten im Signal vorkommende Frequenz f_{max} ab und kann nach

$$\frac{l_{LA}}{N} \leqslant \frac{v}{10\, f_{max}} \tag{4.2}$$

[2] der Belag beschreibt die jeweilige elektrische Größe (R, L, C oder G), bezogen auf eine bestimmte Leitungslänge

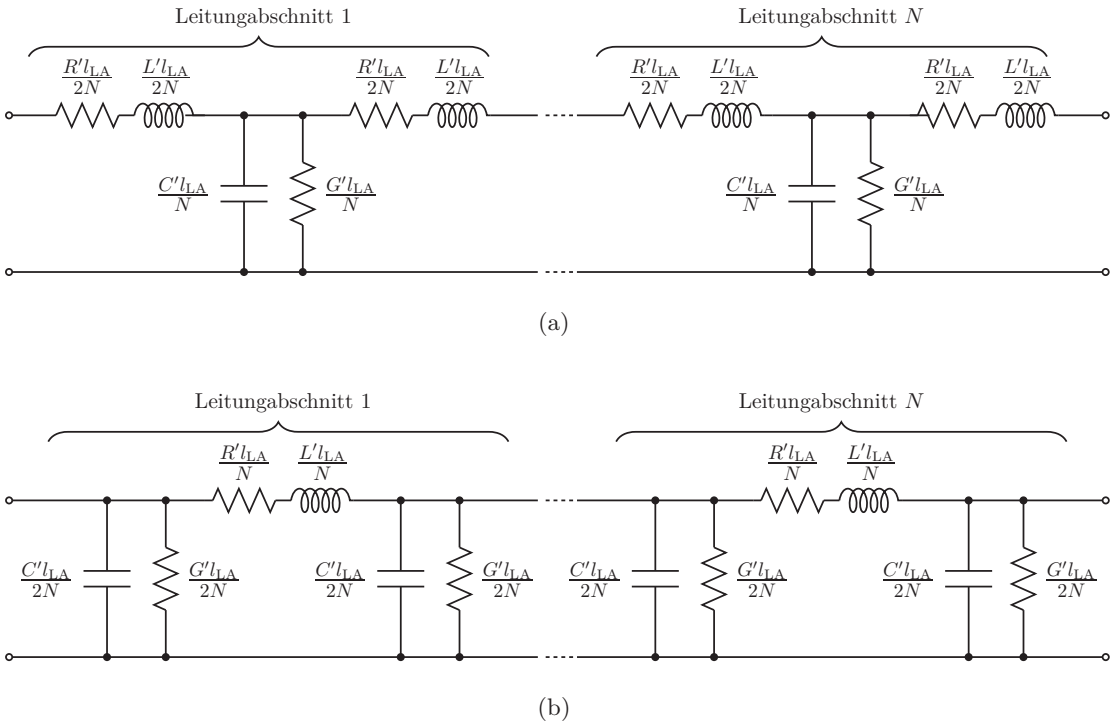


Abbildung 4.9: *T- (a) und Π- (b) Schaltungsimulationsmodelle für einphasige Übertragungsleitungen*

berechnet werden, wobei $v = \sqrt{L'\,C'}^{-1}$ die Ausbreitungsgeschwindigkeit des Signals entlang der Leitung bezeichnet [78, 101].

Mit charakteristischen Leitungsbelägen von $L' = 250\,\mathrm{nH\,m^{-1}}$ und $C' = 100\,\mathrm{pF\,m^{-1}}$ ergibt sich bei einer RIT-typischen Signalfrequenz von $f = 2\,\mathrm{MHz}$ eine maximale Leitungsabschnittslänge von $\approx 10\,\mathrm{m}$. Gängige RF-Übertragungsleitungslängen liegen mit $0{,}25 \ldots 1\,\mathrm{m}$ weit unter dieser Grenze, wodurch die Modellierung der gesamten Zuleitung nach Gl. (4.2) durch einen einzelnen Leitungsabschnitt akzeptabel ist[3]. Des Weiteren impliziert dies, wie schon in Kap. 2.3.3 festgestellt wurde, dass auf der RF-Zuleitung keine Wellenphänomene auftreten. Dementsprechend haben die Ausgangsimpedanz des RFGs und die Lastimpedanz des Triebwerks als Leitungsabschlüsse keinen Einfluss auf das Übertragungsverhalten und der charakteristische Leitungswellenwiderstand für *verlustlose Leitungen*[4] $\left(Z_0 = \sqrt{L'/C'}\right)$ ist lediglich von symbolischer Bedeutung. Zur Charakterisierung der Signalübertragung müssen vielmehr die einzelnen Leitungsbeläge betrachtet werden.

Eine Leitung zur RF-Versorgung von RIT soll sich durch möglichst geringe Verluste auszeichnen und nur einen vernachlässigbaren Einfluss auf die Abstimmung des RFG auf die

[3] in der Leitungslänge l_{LA} muss bei der Versorgung von RIT auch der um die Länge der Entladungsspule geometrisch ausgedehnte, lastseitige Leitungsabschluss Berücksichtigung finden. Dennoch trifft die hier getätigte Annahme zu. Schaltungssimulationen haben zudem ergeben, dass die Unterteilung der Leitung in mehrere Abschnitte keine nennenswerte Änderung des Übertragungsverhaltens erzeugt

[4] die Bezeichnung als verlustlose Leitung ist irreführend: Hiermit ist lediglich gemeint, dass die Leitungsresistanzen wesentlich geringer als die -reaktanzen sind ($R' << \omega L'$ und $G' << \omega C'$). Dies gilt bei ausreichend hoher Frequenz für alle Leitungstypen. Nichtsdestotrotz weist jede Leitung ohmsche Verluste auf, wodurch das zu übertragende Signal gedämpft wird

Triebwerkslast aufweisen. In dieser Hinsicht muss der Ableitwert G möglichst gering und der Leitungswiderstand R wesentlich kleiner als der Lastwiderstand $R_{\mathrm{c+pl}}$ (vgl. Kap. 2.3.3) sein. Zudem sollte die Leitungskapazität C gering sein, da sie parallel zur Last auftritt und diese, abhängig von der Höhe der zu übertragenden Frequenz, kurzschließt.

Zur effizienten Signalübertragung im Megahertz-Bereich kommen prinzipiell geschirmte Kabel mit verdrillten Aderpaaren (*Twisted-pair Kabel*) oder Koaxialkabel in Frage. Durch die Verdrillung der Leiter bei Twisted-pair Kabeln wird die elektromagnetische Abstrahlung reduziert. Zusätzlich kann ein elektrisch leitender Schirm um die Leiter gelegt werden, wodurch Störemissionen weiter verringert werden. Die Schirmung der RF-Zuleitung ist bei der Versorgung von RIT erforderlich, da andernfalls umliegende elektronische Komponenten durch die entstehenden elektromagnetischen Felder im Megahertz-Bereich – bedingt durch die hohen Ströme – empfindlich gestört werden. Darüber hinaus muss eine ausreichend hohe Isolationsfestigkeit zwischen Hin- und Rückleiter gegeben sein, um die im Resonanzkreis auftretende Spannungsüberhöhung zu tolerieren. Aus diesen Gründen ist von ungeschirmten Zweidrahtleitungen zur RF-Übertragung abzusehen.

Kommerziell erhältliche Twisted-pair Kabel sind typischerweise auf die Messsignalübertragung optimiert. Diese Kabel besitzen sehr kleine Leiterquerschnitte, womit sie für die für RIT erforderlichen Ströme ungeeignet sind.

Koaxialleitungen weisen einen rotationssymmetrischen Aufbau auf. Der Außen- bzw. Rückleiter ist als Hohlzylinder ausgeführt und liegt konzentrisch um den Innen- bzw. Hinleiter. Zwischen beiden befindet sich ein Dielektrikum, über dessen Querschnittsfläche und Permittivität der Kapazitätsbelag der Leitung – und damit ihr Wellenwiderstand – beeinflusst werden kann. Wird der Rückleiter mit einem nicht unerheblichen Stromfluss beaufschlagt, wie es bei der Versorgung von RIT der Fall ist, geht seine Schirmwirkung verloren. In diesem Fall kann ein zweiter konzentrischer Leiter isoliert vom Rückleiter aufgebracht werden, um die Schirmung sicherzustellen. Der daraus resultierende Aufbau wird als *Triaxialleitung* bezeichnet. Verglichen mit Twisted-pair Kabeln weisen Triaxialkabel niedrigere Induktivitäts- sowie Kapazitätsbeläge auf und bieten zudem geringe Dämpfungswerte [83, 85]. Der Ableitwertsbelag kann bei diesen Leitungstypen bereits ab einer Signalfrequenz von wenigen Hertz gegenüber dem kapazitiven Leitungsbelag vernachlässigt werden ($G' << \omega C'$) [101]. Der Widerstandsbelag ist im relevanten Frequenzbereich gegenüber dem induktiven Leitungsbelag ebenfalls zu vernachlässigen ($R' << \omega L'$) – womit die RF-Zuleitung in die Kategorie der verlustlosen Leitung einzuordnen ist. Allerdings tritt in einer physikalischen Leitung immer eine Signaldämpfung α auf, auch wenn sie nur sehr gering ist [101]. Bei der verlustlosen Leitung wird diese primär durch den Widerstandsbelag R' hervorgerufen. Dieser hängt in erster Linie vom Leiterquerschnitt und der Skineindringtiefe, respektive der zu übertragenden Frequenz, ab (vgl. Gl. (2.36)). In dieser Hinsicht ist im Megahertz-Bereich ein Leiteraufbau aus verdrillten Einzelleitern sinnvoll, um den effektiven Leitungsquerschnitt zu erhöhen, da die Skineindringtiefe hier typischerweise im Mikrometer-Bereich liegt.

Als charakteristische Parameter einer Triaxialleitung werden im Allgemeinen die frequenzabhängige Signaldämpfung $\alpha = f(f)$ und der Leitungswellenwiderstand Z_0 angegeben. Die Angabe der Dämpfung erfolgt typischerweise als Funktion der Signalfrequenz in dB/100 m. Für verlustfreie Leitungen kann die Dämpfung über folgende Näherung in Beziehung zum Widerstandsbelag gesetzt werden [78, 84, 101]:

$$\alpha_{\mathrm{dB}} \approx 20 \log\left(\frac{R'}{2\,Z_0}\right) \tag{4.3}$$

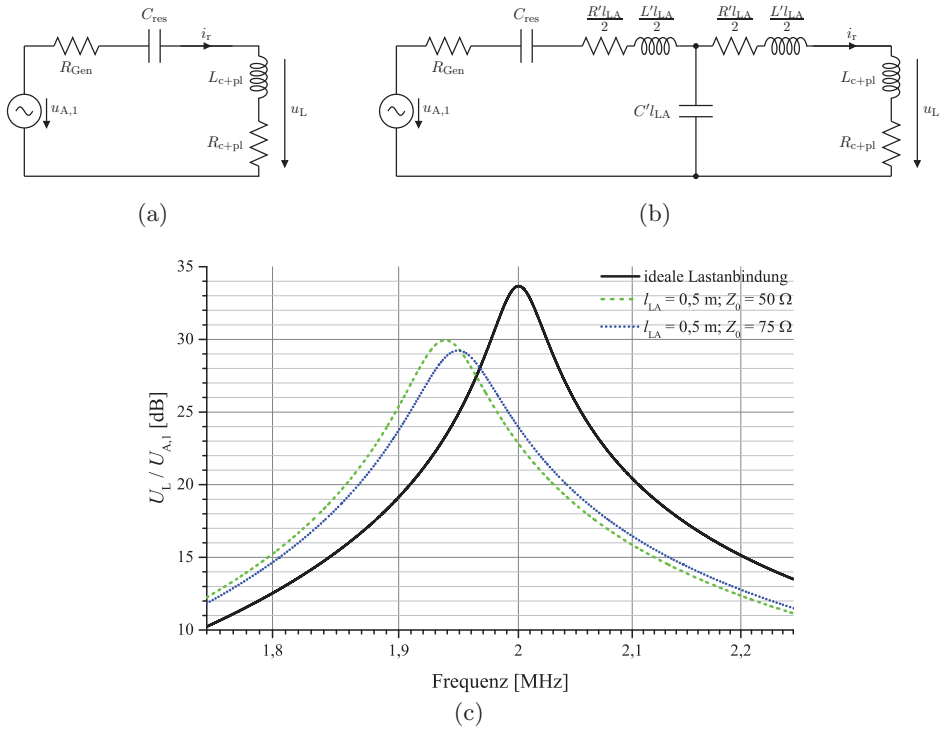


Abbildung 4.10: *Ersatzschaltbild der idealen Lastanbindung ohne Leitung (a) und der Anbindung über eine Zuleitung (b), modelliert durch ein T-Leitungsmodell mit einem Leitungsabschnitt sowie Übertragungsverhalten (c) für eine ideal kurze Anbindung und bei einer Leitungslänge von 0,5 m unter Verwendung eines 50 Ω- und 75 Ω-Triaxialkabels*

Da Z_0 vom geometrischen Aufbau des Kabels abhängig ist, sind kommerziell nur Kabel mit bestimmten Leitungswellenwiderständen, respektive speziellen L'/C'-Verhältnissen, verfügbar. Übliche Kabel besitzen einen Leitungswellenwiderstand von $Z_0 = 50\,\Omega$. Dieser Wert stellt einen Kompromiss zwischen maximal übertragbarer Leistung ($Z_0 \approx 30\,\Omega$) und kleinstmöglicher Dämpfung ($Z_0 \approx 77\,\Omega$) dar[5] [78, 84].

Für die Anwendung als elektrisch kurze RF-Zuleitung ist eine möglichst hohe Effizienz, respektive ein minimaler Widerstandsbelag R', gefragt. Dieser hängt nach Gl. (4.3) von der Dämpfung und dem Wellenwiderstand ab. Neben der standardmäßigen Ausführung mit $Z_0 = 50\,\Omega$ sind auch 75 Ω-Kabel kommerziell erhältlich. Das höhere L'/C'-Verhältnis wird durch ein größeres Verhältnis von Dielektrikums- zu Innenleiterdurchmesser erzielt. Die Leiter müssen jedoch eine möglichst große effektive Querschnittsfläche aufweisen, um einen niedrigen Widerstandsbelag zu ermöglichen. Dies steht bei begrenzten Kabelabmessungen der Verringerung des Kapazitätsbelages entgegen.

Abbildung 4.10 zeigt die Ersatzschaltbilder und das Übertragungsverhalten für eine ideale Lastanbindung ohne Leitung (a) sowie für die Anbindung über eine Leitung, modelliert durch ein T-Leitungsmodell mit einem Leitungsabschnitt (b). Dabei repräsentiert R_{Gen} den Innenwiderstand des RFGs. Das Übertragungsverhalten dieser Konfigurationen wurde mittels

[5] die übertragbare Leistung und die Dämpfung sind Funktionen der Leitungsbeläge, welche wiederum vom geometrischen Aufbau der Leitung abhängen. Diese Abhängigkeit kann für verlustlose Leitungen näherungsweise durch das Verhältnis L'/C' bzw. den Wellenwiderstand Z_0 ausgedrückt werden

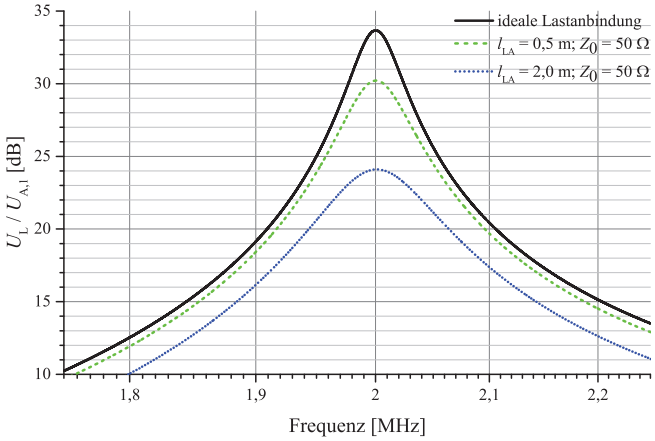


Abbildung 4.11: *Übertragungsverhalten der Lastanbindung über eine ideal-kurze, eine 0,5 m lange und eine 2 m lange Zuleitung mit Frequenzkompensation*

Schaltungssimulation für die Verwendung eines 50 Ω- und eines 75 Ω-Triaxialkabels [6, 85] mit einer Leitungslänge von 0,5 m und RIT-typischen Lastparametern für eine Resonanzfrequenz von $f_0 = 2\,\mathrm{MHz}$ im Frequenzbereich anhand der Amplitudengänge untersucht.

Wie zu erwarten mindert die Verwendung einer Leitung die Amplitude der Lastspannung in Resonanz, verglichen mit der idealen Anbindung. Darüber hinaus ändert sich die Resonanzfrequenz der Schaltung hin zu niedrigeren Werten. Bei Verwendung des 50 Ω-Kabels ist zwar die Resonanzverschiebung – und damit der Einfluss auf die RFG-Abstimmung – größer, allerdings fällt die Signaldämpfung, verglichen mit der 75 Ω-Konfiguration, geringer aus. Dies resultiert aus einem niedrigeren Widerstandsbelag, bedingt durch den geometrischen Aufbau des Kabels. Aus diesem Grund wird im Folgenden lediglich die Konfiguration mit $Z_0 = 50\,\Omega$ betrachtet.

Die Änderung der Resonanzfrequenz kann zudem durch eine Anpassung der Resonanzkapazität C_{res} kompensiert werden. Allerdings kann die Leitung – bedingt durch ihre parallele Ableitkapazität – nicht in den Resonanzkreis absorbiert werden und die Resonanzüberhöhung sinkt mit zunehmender Leitungslänge.

Abbildung 4.11 zeigt den Amplitudengang der Lastanbindung aus Abb. 4.10 (b) mit Kompensation der Resonanzfrequenzänderung. Zum Vergleich ist der Amplitudengang der idealen Anbindung sowie der Anbindung über eine 2 m lange Zuleitung gezeigt. Wie zu erkennen ist, hat die Länge der Zuleitung einen erheblichen Einfluss auf die Effizienz der RF-Übertragung. Dies gilt insbesondere für kleine Lastwiderstände $R_{\mathrm{c+pl}}$, wie sie typischerweise bei Triebwerken mit geringen Entladungsgefäßvolumina auftreten. In dieser Hinsicht ist generell eine möglichst kurze RF-Zuleitung zwischen RFG und Triebwerkslast anzustreben.

Auch bei Nutzung einer Impedanzanpassung hat die Leitungslänge einen erheblichen Einfluss. Um eine große Stromüberhöhung in der Last zu erzeugen, sollte der zusätzliche Anpasskondensator C_{res2} möglichst dicht an der Entladungsspule positioniert werden. Auf diese Weise muss der hohe Laststrom nicht durch die RF-Zuleitung fließen, wodurch die Leitungsverluste vergleichsweise gering gehalten werden. Abbildung 4.12 (a) und (b) zeigen die Ersatzschaltbilder unter Verwendung einer lastseitigen Impedanzanpassung. Das zugehörige Übertragungsverhalten für eine infinitesimal kurze Leitung sowie für Leitungslängen von 0,5 m und 2 m ist in Abb. 4.12 (c) gezeigt. Durch die Zuleitung wird die Resonanzüberhöhung der Lastspannung entschieden verringert. Verglichen mit dem Verhalten der Reihenschwingkreiskonfiguration aus

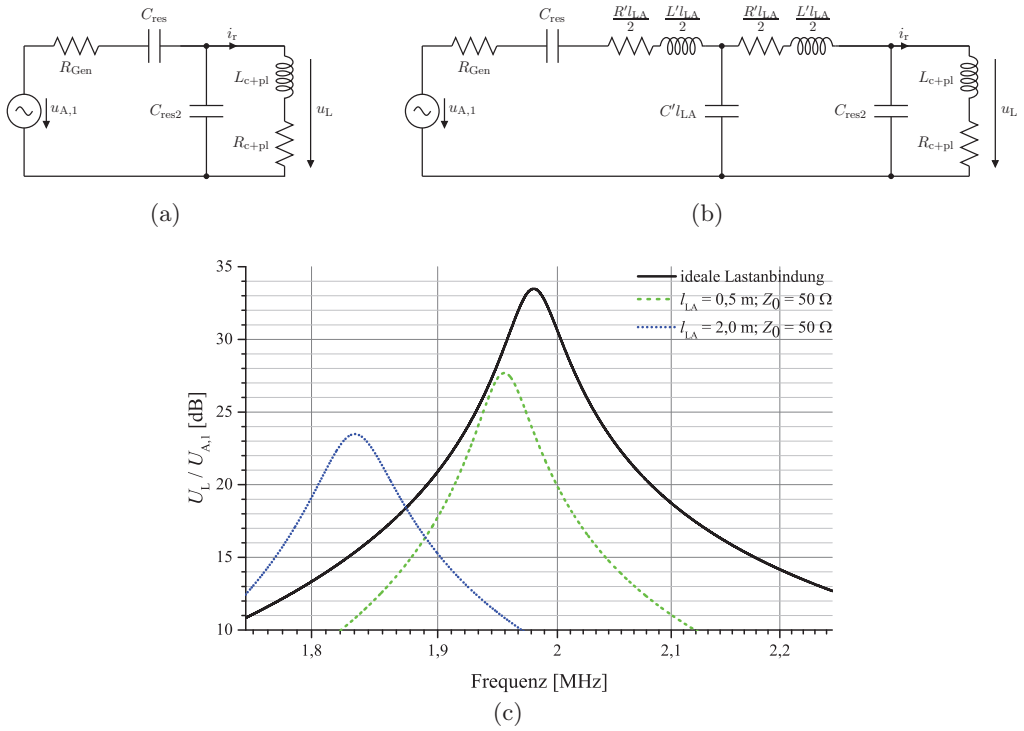


Abbildung 4.12: *Ersatzschaltbild der idealen Lastanbindung ohne Leitung mit Impedanzanpassung (a) und der Anbindung über eine Zuleitung, modelliert durch ein T-Leitungsmodell mit einem Leitungsabschnitt, bei lastseitiger Impedanzanpassung (b) sowie Übertragungsverhalten (c) für eine ideal kurze Lastanbindung und für Leitungslängen von 0,5 m und 2 m*

Abb. 4.10 ist die Resonanzfrequenzverschiebung mit Impedanzanpassung größer. Zudem kann diese nicht ohne eine Effizienzminderung kompensiert werden, da durch eine Änderung der Resonanzkapazität die Abstimmung der Impedanzanpassung beeinträchtigt wird.

4.2 Regelungskonzept

Generell gilt für Schwingkreiswechselrichter, dass die Schaltfrequenz je nach Betriebsart auf die in Gl. (3.24) bzw. (3.25) definierten Grenzen an die Resonanzfrequenz angenähert werden muss, um einen möglichst verlustarmen Betrieb durch resonantes Schalten sicherzustellen (vgl. Kap. 3.4.3). Folglich ist die RF-Erzeugung, unabhängig von der Ausgangsleistung, in jedem Betriebspunkt so effizient wie möglich. Um zudem schnell auf veränderte Entladungsbedingungen im induktiv gekoppelten Plasma, also auf Änderungen der ohmsch-induktiven Schwingkreiskomponenten R_{c+pl} und L_{c+pl}, reagieren zu können, ist eine hochdynamische Anpassung der Schaltfrequenz an die aktuell vorliegende Resonanzfrequenz erforderlich. Dies wird im Folgenden als Frequenzregelung bezeichnet.

Die Regelschleife der Frequenzregelung beinhaltet eine Totzeit T_t. Diese ergibt sich aus der Summe aller innerhalb der Schleife aus Abb. 4.2 wirksamen Laufzeitverzögerungen T_{PD}:

$$T_t = \sum T_{PD} = T_{PD,Treiber} + T_{PD,Leistungsstufe} + T_{PD,Strommesswandler} + T_{PD,Steuerung} \quad (4.4)$$

T_t ist die von der Regelung benötigte Zeitdauer, um auf eine Änderung der Resonanzfrequenz f_0 mit einer Änderung der Schaltfrequenz f_s zu reagieren. Um im stationären Fall einen geregelten Betrieb zu ermöglichen, muss sie kleiner sein als die kleinste zu messende Periodendauer der Schwingung im Resonanzkreis:

$$T_\mathrm{t} \overset{!}{\leq} T_{0,\mathrm{min}} \tag{4.5}$$

Nur so ist sichergestellt, dass auf die ermittelte Periodendauer reagiert werden kann, bevor die nächste Schwingungsperiode abgelaufen ist. Für eine RIT-typische Resonanzfrequenz von 2 MHz beträgt T_0 lediglich 500 ns. Daher ist die Frequenzregelung zeitkritisch und alle Bauelemente innerhalb der Regelschleife müssen hinsichtlich kurzer Laufzeitverzögerungen optimiert sein. Um auch bei spontanen Laständerungen – die mit einer unmittelbaren Änderung der Resonanzfrequenz einhergehen können – den Resonanzfall aufrecht zu erhalten und somit eine nennenswerte Absenkung der Ausgangsleistung zu unterbinden, erfordert die Nachführung der Schaltfrequenz eine hohe Regelgüte.

Für eine maximale Flexibilität des Steuerungskonzepts wird – ähnlich der Implementierung der Schwingkreiswechselrichtersteuerung in Ref. 102 – ein digitaler Ansatz auf FPGA-Basis gewählt. Änderungen im Algorithmus können so durch einfaches Umprogrammieren erfolgen. Selbst ein Austausch der Steuerungsplattform ist ohne eine Umstrukturierung des RFGs möglich. Zudem führt die Diskretisierung der Messwerte mit definierten Signalpegeln zu einem wesentlich höheren Signal-zu-Rauschabstand (SNR) und die Steuerung muss nicht regelmäßig kalibriert werden. Darüber hinaus kann die Kommunikation mit übergeordneten Systemen ohne großen Aufwand über digitale Schnittstellen und standardisierte Protokolle realisiert werden.

4.2.1 Der Regelalgorithmus

Um das verlustarme Schalten der Leistungstransistoren nahe der Nulldurchgänge im Schwingkreisstrom auch bei hochdynamischer Last sicherzustellen, muss neben der Resonanzfrequenz auch die genaue Phasenlage des Stromes bekannt sein. Die Resonanzfrequenz wird durch die Messung der Periodendauer bestimmt, die sich aus aufeinanderfolgenden Stromnulldurchgängen ergibt. Zudem werden die Ansteuersignale von T_+ und T_- so verschoben, dass das Schaltereignis nahe des Stromnulldurchgangs auftritt. Abbildung 4.13 zeigt den vereinfachten Signalflussplan des Algorithmus. Um die Übersichtlichkeit zu wahren, sind lediglich die für die Regelung relevanten Signale gezeigt. Auch die ein- und ausgangsseitige Signalaufbereitung ist nicht dargestellt.

Der Regelalgorithmus kann in folgende Funktionsbereiche untergliedert werden:

1. Einsynchronisierung, Filterung und Flankenerkennung des Messsignals vom Stromnulldurchgangswandler
2. Periodendauerermittlung, -filterung und Anlaufsteuerung
3. Treiberansteuerung, Betriebsüberwachung und Erzeugung von Diagnoseausgaben

Zunächst wird das Messsignal des Stromnulldurchgangswandlers $u_{\mathrm{Zero-Sig}}$ gefiltert, um durch EMV-Störungen sporadisch auftretende fehlerhafte Signalpegel auszusondern. Ferner dient der Eingangsfilter zum Eintakten des asynchronen Messsignals (vgl. Kap. 4.2.3) und stellt die einsynchronisierten Flanken zur Ermittlung der Periodendauer und zur Generierung der Ansteuersignale zur Verfügung. Durch die Filterung wird allerdings eine Laufzeitverzögerung erzeugt,

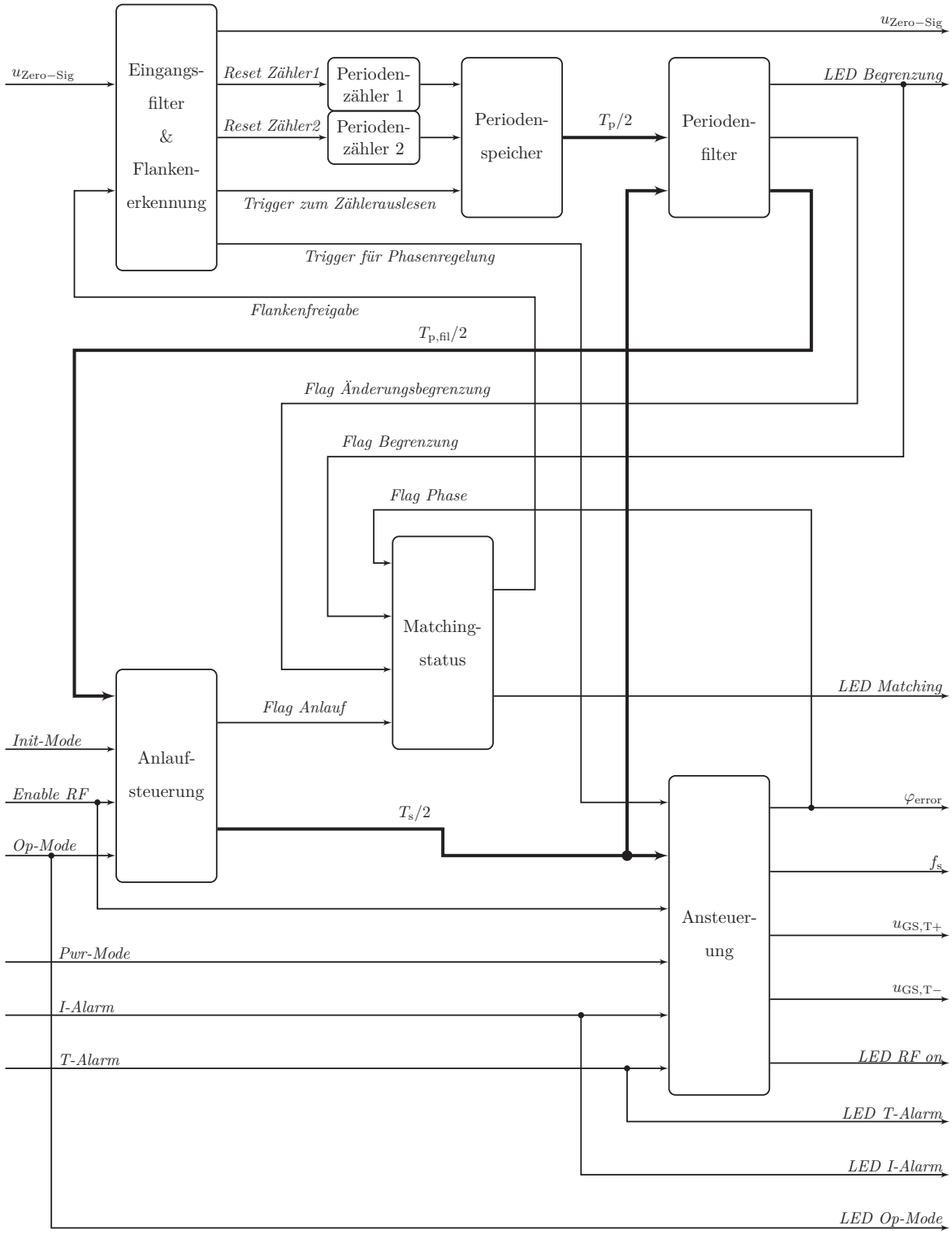


Abbildung 4.13: *Vereinfachter Signalflussplan des Regelalgorithmus*

die bei der Berechnung der Ansteuersignale berücksichtigt werden muss. Um die Frequenzstabilität weiter zu erhöhen, kann das Messsignal zusätzlich auf eine in die Steuerung integrierte Phasenregelschleife (PLL) geführt werden. Durch Ausnutzen der Bandbreitenbegrenzung der PLL können sowohl Störungen des Stromnulldurchgangssensors als auch der Übertragung zur Steuerung ausgefiltert werden. Allerdings verringert sich dadurch die Regeldynamik. Die Funktionsweise der PLL wird in Ref. 8 umfassend erläutert.

Mit dem einsynchronisierten Messsignal wird nun die Periodendauer der Schwingung im Resonanzkreis ermittelt. Dazu wird ein Zähler mit dem FPGA-Systemtakt betrieben und beim Auftreten einer positiven Flanke im Messsignal ausgelesen. Der Zählerstand entspricht der Anzahl an Systemtakten der Periodendauer T_0. Die so ermittelte Periodendauer T_p wird vom Periodenspeicher ausgelesen, bevor der Zähler im nächsten Systemtakt zurückgesetzt wird und mit der Ermittlung der nächsten Periodendauer $T_{\mathrm{p}+1}$ beginnt. Darüber hinaus wird die positive Flanke im Messsignal auch an die Ansteuerung übergeben, um auf die Phasenlage des Schwingkreisstromes reagieren zu können.

Um das Einregelverhalten bei Änderung der Periodendauer zu optimieren, können zusätzlich auch die negativen Flanken im Messsignal genutzt werden. Somit wird die Dauer der Halbperiode ermittelt. Ändert sich die Frequenz der Schwingung im Resonanzkreis, reagiert die Regelung bereits nach Ablauf einer halben Periode durch Änderung der Ansteuersignale – und nicht wie bei Messung der Periodendauer erst nach Ablauf einer ganzen Periode. Dadurch können unterschiedliche Leitdauern für die Ventile T_+ und T_- entstehen, so dass der Tastgrad nicht mehr exakt 0,5 beträgt. Dies ist jedoch unproblematisch, da im Leistungsteil kein Anpasstransformator vorhanden ist, der durch unterschiedliche Spannungszeitflächen in Sättigung geraten könnte. Ein eventuell erzeugter Gleichanteil wird durch die Resonanzkapazität C_res geblockt und hat keine nennenswerte Auswirkung auf den Spannungsverlauf an der Last (vgl. Kap. 3.4.2). Allerdings reduziert sich die maximal tolerierbare Totzeit T_t: Da sich die zu messende Zeitdauer von der Periodendauer T_0 auf $T_0/2$ halbiert, darf in diesem Fall auch die Summe der Laufzeitverzögerungen in der Regelschleife nur noch halb so groß sein:

$$T_\mathrm{t} \overset{!}{\leq} \frac{T_{0,\mathrm{min}}}{2} \tag{4.6}$$

Über eine Mittelwertbildung kann die Genauigkeit der Periodenermittlung erhöht werden. Dazu determiniert der Zähler die Dauer von mehreren Resonanzperioden. Im Periodenspeicher wird diese Dauer auf die Anzahl ermittelter Perioden normiert. Prinzipiell wird die Regeldynamik durch eine Mittelwertbildung verringert. Allerdings haben Messungen ergeben, dass das Plasma in RIT – im Vergleich zur RF-Periodendauer mit der es versorgt wird – relativ träge reagiert und eine Mittelwertbildung über einstellige Periodenanzahlen keinen nennenswerten Einfluss auf die Regeldynamik hat.

Darüber hinaus kann der Dynamikminderung durch die Mittelwertbildung mit einem zweiten Periodenzähler entgegengewirkt werden. Dazu werden die Zähler parallel betrieben und abwechselnd ausgelesen. Der so erzeugte *gleitende Mittelwert* bietet eine Erhöhung der Auflösung ohne die Regeldynamik wesentlich zu verringern.

Für die Ansteuerung der Leistungsschalter ist prinzipiell nur die Halbperiodendauer erforderlich, da sich die Leitdauern von T_+ und T_- nicht unterscheiden müssen (vgl. Kap. 3.4). Daher wird im weiteren Verlauf mit der Halbperiodendauer $T_\mathrm{p}/2$ gerechnet, um durch geringen Ressourcenverbrauch eine möglichst hohe FPGA-Systemtaktfrequenz zu erzielen.

Der Periodenfilter dient zum Aussondern fehlerhafter Halbperiodendauern und zur Begrenzung der Schaltfrequenz. Zunächst erfolgt ein Vergleich von $T_\mathrm{p}/2$ mit einer Obergrenze $T_{\mathrm{p,max}}/2$

und einer Untergrenze $T_{\mathrm{p,min}}/2$. Die obere Begrenzung dient dazu, die maximale Einschaltzeit der Ventile zu limitieren, um ein dauerhaftes Leiten im Fehlerfall zu unterbinden. Die untere Begrenzung schränkt die durch die Steuerung maximal zu erzeugende Schaltfrequenz ein, welche durch die verwendete Hardware limitiert ist. Liegt die ermittelte Halbperiodendauer außerhalb dieser Stellbereichsgrenzen, wird die zuletzt ermittelte Halbperiodendauer weitergegeben. Das Signal *Flag Begrenzung* dient als Indikator für diese Störung. Darüber hinaus erfolgt ein Vergleich mit der aktuell für die Ansteuerung verwendeten Halbperiodendauer $T_{\mathrm{s}}/2$, um die Änderungsrate zu begrenzen. Mit Kenntnis der maximal möglichen Lastdynamik können somit auch fehlerhaft ermittelte Halbperiodendauern aussortiert werden, die innerhalb des Stellbereichs liegen. Diese Störung wird durch das Signal *Flag Änderungsbegrenzung* angezeigt.

Um den Schwingkreiswechselrichter in Betrieb zu nehmen, ist ein Anlaufkonzept notwendig, da zu Beginn im Resonanzkreis keine Schwingung vorhanden ist und der Stromnulldurchgangswandler somit kein Messsignal zur Verfügung stellt. Zum Anstoßen der Schwingung werden die Ventile für eine vordefinierte Periodenanzahl N_{init} mit einer fixen Halbperiodendauer $T_{\mathrm{init}}/2$ angesteuert. Der Resonanzkreis wird auf die Anregung mit Schwingungen der Periodendauer T_0 antworten (vgl. Kap. 3.4.1), die durch den Stromnulldurchgangswandler erfasst werden. In der Anlaufphase werden höhere Schaltverluste in Kauf genommen, da durch die geöffnete Regelschleife nicht sichergestellt werden kann, dass die Leistungsschalter nahe des Stromnulldurchgangs geschaltet werden. Allerdings dauert die Anlaufphase nur wenige Perioden an, sodass diese Verluste zu vernachlässigen sind.

Zum Start des Anlaufvorgangs dient das Freigabesignal *Enable RF*. Bei Aktivierung wird für die Dauer der Anlaufphase die initiale Halbperiodendauer an die Treiberansteuerung übergeben. Gleichzeitig wird durch das Signal *Flag Anlauf* die Weitergabe der einsynchronisierten Flanken (Signal *Trigger für Phasenregelung*) ausgeblendet. Die Phasenregelung ist somit deaktiviert. Nach Ablauf der Anlaufphase wird die gefilterte Halbperiodendauer $T_{\mathrm{p,fil}}/2$ ausgegeben und *Flag Anlauf* zurückgesetzt, wodurch die Treiberansteuerung auf die Phasenlage des Schwingkreisstromes reagiert. Die initiale Halbperiodendauer kann über den Eingabeparameter *Init-Mode* online parametrisiert werden, um immer ein möglichst optimales Einschwingverhalten zu erzielen.

Zu Testzwecken besteht die Möglichkeit, den Generator durch Setzen des Signals *Op-Mode* durchgehend im gesteuerten Betrieb zu halten. In diesem Fall werden die Leistungsschalter dauerhaft mit der initialen Halbperiodendauer angesteuert und die Phasenregelung ist deaktiviert.

Um festzustellen, ob der abgestimmte Betriebszustand erreicht wurde bzw. Bestand hat, werden die Störindikatoren der Periodendauerermittlung und der Treiberansteuerung ausgewertet. Arbeitet der Generator in Resonanz, so wird dies über das Signal *LED Matching* angezeigt. Solange noch kein abgestimmter Zustand erreicht ist, wird zudem die Phasenregelung über das Signal *Flankenfreigabe* deaktiviert.

Die Treiberansteuerung generiert die Signale $u_{\mathrm{GS,T+}}$ und $u_{\mathrm{GS,T-}}$ für die Leistungsschalter und ist durch eine Zustandsmaschine[6] (FSM) realisiert, die in Abb. 4.14 dargestellt ist. Die Theorie der Zustandsautomaten wird in Ref. 41 umfassend erläutert.

Die FSM nutzt insgesamt fünf Zustände. Der Zustand *Idle* dient zur Initialisierung und ist der Ausgangszustand bei Aktivierung der Steuerung. Hier sind beide Gatesignale logisch Null. Durch Setzen des Freigabesignals *Enable RF* wird der aktive Betrieb gestartet und die FSM geht in den Zustand *T+* über. Dies ist der Leitzustand des Leistungsschalters $\mathrm{T_+}$, dement-

[6] engl.: finite state machine

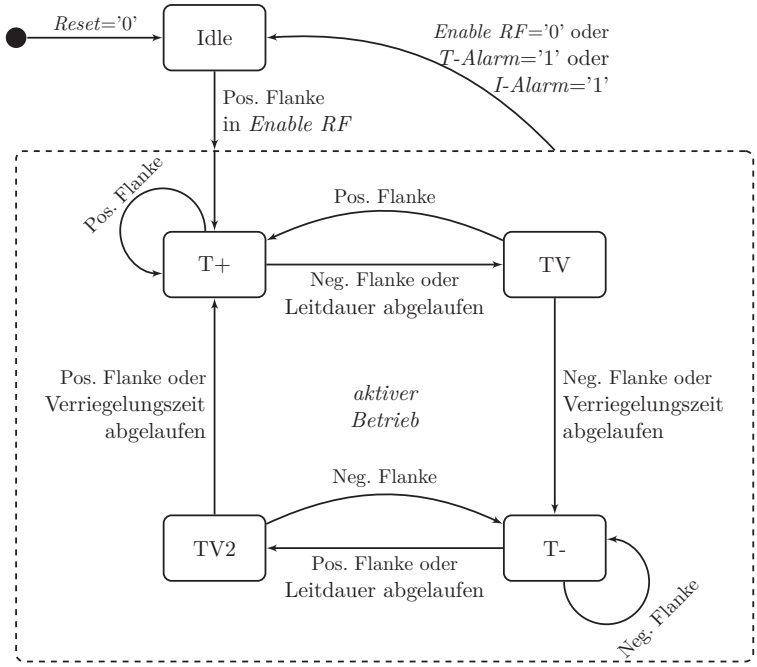


Abbildung 4.14: *Zustandsdiagramm der Ansteuerung*

sprechend ist das Ansteuersignal $u_{\mathrm{GS,T+}}$ aktiv. Die Leitdauer wird abhängig von der Halbperiodendauer am Eingang ermittelt. Um die Leistungshalbleiterbauelemente möglichst nahe am Stromnulldurchgang zu schalten, muss auch die Verriegelungszeit T_{Lock} sowie die Laufzeitverzögerung der gesamten Regelschleife T_{t} für die Leitdauerberechnung berücksichtigt werden. Nach Ablauf der Leitdauer geht die FSM in den Zustand *TV* über, welcher die Verriegelungszeit im Übergang $\mathrm{T_+} \Longrightarrow \mathrm{T_-}$ sicherstellt. Hier sind wiederum beide Gatesignale logisch Null. Im Anschluss an die Verriegelungszeit folgt der Übergang in den Leitzustand des zweiten Schalters $\mathrm{T_-}$. Hier ist das Ausgangssignal $u_{\mathrm{GS,T-}}$ logisch '1' und die Leitdauerberechnung erfolgt analog zum Zustand *T+*. Nach deren Ablauf folgt der Zustand *TV2*, der die Verriegelungszeit im Übergang $\mathrm{T_-} \Longrightarrow \mathrm{T_+}$ sicherstellt. Danach geht die FSM wieder in den Leitzustand *T+* über und beginnt mit dem nächsten Durchlauf. Der aktive Betrieb wird durch das Signal *LED RF on* angezeigt. Darüber hinaus wird die verwendete Schaltfrequenz zu Diagnosezwecken als Rechtecksignal mit der Frequenz f_{s} ausgegeben.

Um das verlustarme Schalten im Stromnulldurchgang auch im hochdynamischen Lastfall sicherzustellen, müssen zusätzlich die Flanken im Messsignal $u_{\mathrm{Zero-Sig}}$ beachtet werden. Dazu ist in der FSM eine Phasenregelung realisiert: Durch Unterscheidung zwischen positiver und negativer Flanke kann die FSM, abhängig vom aktuellen Leitzustand, reagieren. Eine negative Flanke im Messsignal bedeutet, dass der Strom im Schwingkreis von der positiven in die negative Halbwelle übergeht. Zu diesem Zeitpunkt sollte der Schalter $\mathrm{T_-}$ eingeschaltet sein, um den Strom zu führen. Tritt die negative Flanke beispielsweise im Leitzustand *T+* auf, leitet die FSM einen direkten Übergang in den Verriegelungszustand *TV* ein, ohne den Ablauf des Leitdauerzählers abzuwarten. Dadurch wird der Leistungsschalter $\mathrm{T_+}$ sofort ausgeschaltet und $\mathrm{T_-}$ nach Ablauf der Verriegelungszeit aktiviert. Der fehlerhafte Zustand im Stromnulldurchgang wird durch Setzen des Signals φ_{error} kenntlich gemacht. Tritt die negative Flanke hingegen im Leitzustand *T-* auf, wird der Leitdauerzähler zurückgesetzt, um die Leitdauer des

Schalters T_- zu erhöhen. So ist sichergestellt, dass T_- nahe des nächsten Stromnulldurchgangs ausgeschaltet wird.

Tritt an der Leistungsstufe eine zu hohe Temperatur auf (Signal *T-Alarm*) oder übersteigt die Amplitude des Stromes im Leistungskreis einen vordefinierten Grenzwert (Signal *I-Alarm*), geht die FSM aus jedem Zustand in den Initialisierungszustand *Idle* über. Dies ist ebenso bei Zurücknehmen des Freigabesignals *Enable RF* der Fall. Alarm-Ereignisse werden zudem über die Signale *LED T-Alarm* bzw. *LED I-Alarm* angezeigt.

Für die Visualisierung der LED-Signale mit Leuchtdioden ist eine ausgangsseitige Signalaufbereitung erforderlich, da Leuchtdioden im Vergleich zum FPGA-Systemtakt äußerst träge reagieren. Dazu werden die betroffenen Diagnosesignale für eine Zeitdauer von 0,5 s abgeprüft und Störmeldungen aufsummiert. Übersteigt deren Anzahl einen vordefinierten Grenzwert, wird die jeweilige LED angesteuert bzw. deaktiviert.

Die Ausgangsleistung kann ohne Verringerung des Wirkungsgrades durch Variation der DC-Eingangsspannung des RFGs gesteuert werden. Derartige Änderungen sind jedoch nur mit vergleichsweise großer Zeitkonstante möglich, da zunächst die Zwischenkreiskapazität über den Eingangs- und Brückenfilter umgeladen werden muss.

Durch die Nutzung eines digitalen Regelungskonzepts kann die Ausgangsleistung alternativ auch mit dem ausgewählten Halbbrückenkonzept über das Auslassen von Leitdauern hochdynamisch variiert werden, ohne dabei den Wirkungsgrad zu verringern. Somit sind prinzipiell schnelle Änderungen des erzeugten Schubs möglich. Das Anpassen der Ausgangsleistung wird durch das Signal *Pwr-Mode* gesteuert. Bei der ausgewählten unipolaren Halbbrückenkonfiguration (vgl. Abb. 3.16) wird lediglich während der Leitdauer von T_+ Energie von der DC-Quelle zur Last übertragen. Während der übrigen Zustände führt der Resonanzkreis eine freie Schwingung aus. Indem das Ansteuersignal für den Leistungsschalter T_+ nur noch in jedem N-ten Durchlauf der FSM im Leitzustand *T+* aktiviert wird, kann die Ausgangsleistung abgesenkt werden, ohne die Schalt- und Durchlassverluste zu erhöhen. In einem Durchlauf ohne Aktivierung von T_+ führt der Resonanzkreis somit in allen Zuständen eine freie Schwingung aus. Da das Plasma als Last – relativ zur RF-Periodendauer – träge reagiert und der Resonanzkreis typischerweise sehr hohe Güten aufweist, kann die Energieeinkopplung durchaus für mehrere aufeinanderfolgende RF-Perioden deaktiviert werden, ohne dass die Schwingung im Resonanzkreis entscheidend abgeschwächt wird. In dieser Hinsicht bietet der entwickelte RFG die Möglichkeit, die ins Plasma eingekoppelte Leistung hochdynamisch zu variieren und somit schnell Einfluss auf den erzeugten Schub zu nehmen.

Abbildung 4.15 zeigt die Zeitverläufe der Frequenz- und Phasenregelung im stationären Zustand. Mit dem Messsignal $u_{\mathrm{Zero-Sig}}$ werden die Nulldurchgänge des Schwingkreisstromes i_r erfasst. Dabei eilt $u_{\mathrm{Zero-Sig}}$ um die Zeitdauer T_Del nach. Diese repräsentiert die Verzögerung der Messwerterfassung. Um zusätzlich die Laufzeitverzögerungen von Steuerung, Treiber- und Leistungsstufe zu berücksichtigen, müssen die Gatesignale den Nulldurchgängen im Schwingkreisstrom um die Zeitdauer T_Pre voreilen. Daher muss bei der Erzeugung der Ansteuersignale die Summe aus Vorlaufzeit T_Pre und aus Messwertverzögerung T_Del berücksichtigt werden, welche gleichzeitig die Gesamtverzögerung der Regelschleife darstellt:

$$T_\mathrm{Lead} = T_\mathrm{Del} + T_\mathrm{Pre} \mathrel{\hat{=}} T_\mathrm{t} \tag{4.7}$$

Zum Zeitpunkt ① aus Abb. 4.15 erfolgt die Bestimmung der Periodendauer T_p, zum Zeitpunkt ② die der Periodendauer $T_{\mathrm{p}+1}$. Die Generierung der Gatesignale $u_{\mathrm{GS,T+}}$ und $u_{\mathrm{GS,T-}}$ nutzt die jeweils aktuellste Periodendauer. Zum Zeitpunkt ③ beginnt der Leitzustand des

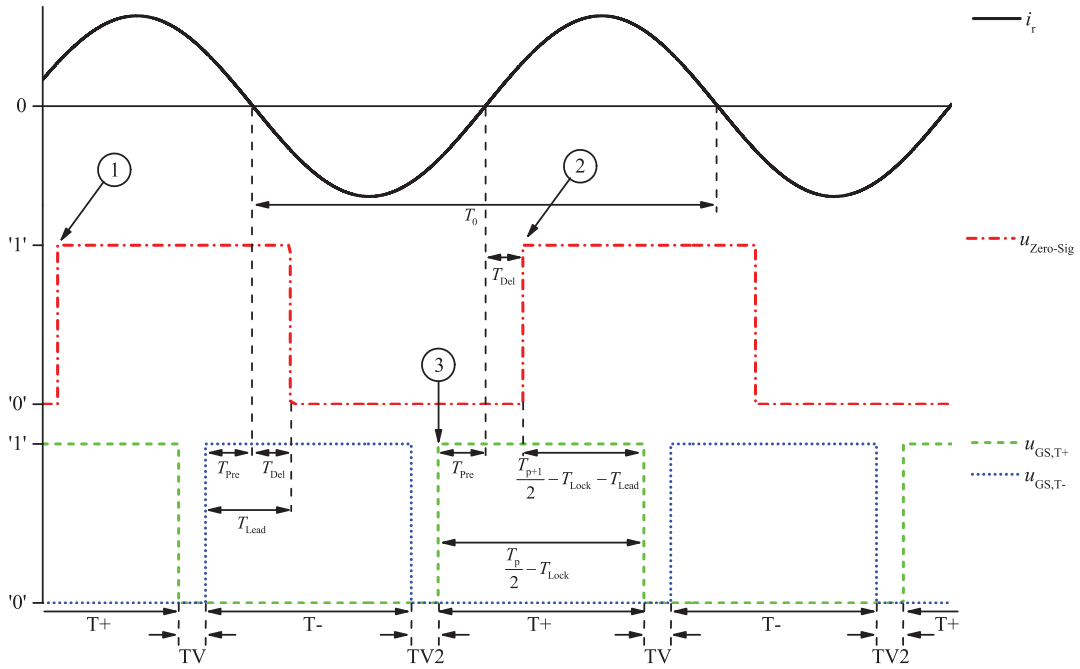


Abbildung 4.15: *Zeitverläufe der Frequenz- und Phasenregelung im stationären Zustand*

Schalters T_+. Für die Berechnung der Leitdauer $T_{\mathrm{EIN\ T+}}$ wird hier die Halbperiodendauer $T_s/2$ verwendet. Um in einer Schwingungsperiode beide Schalter einmal anzusteuern, wird die Leitdauer nach

$$T_{\mathrm{EIN\ T+}} = \frac{T_s}{2} - T_{\mathrm{Lock}} \tag{4.8}$$

ermittelt.

Während der Leitdauer von T_+ wird zum Zeitpunkt ② eine positive Flanke im Messsignal $u_{\mathrm{Zero-Sig}}$ registriert. Da sich die FSM zu diesem Zeitpunkt im Zustand T+ befindet, wird der Leitdauerzähler zurückgesetzt (vgl. Abb. 4.14). Um das Ausschalten von T_+ nahe des Nulldurchgangs sicherzustellen, muss bei der erneuten Berechnung allerdings die Totzeit der Regelschleife berücksichtigt werden. Zudem steht die neue Periodendauer T_{p+1} zur Verfügung und die Leitdauer berechnet sich nun nach

$$T_{\mathrm{EIN\ T+}} = \frac{T_{s+1}}{2} - T_{\mathrm{Lock}} - T_{\mathrm{Lead}}. \tag{4.9}$$

Im hier gezeigten stationären Fall ergibt sich dadurch keine Änderung der verbleibenden Leitdauer. Würde die Periodendauer T_{p+1} von der vorherigen abweichen, so würde durch die Neuberechnung auch die Leitdauer von T_+ angepasst werden.

Für feldgesteuerte Leistungshalbleiterbauelemente gilt in der Regel, dass die Einschaltverluste größer als die Ausschaltverluste sind [82]. Daher liegt der verlustärmste, praktisch mögliche Arbeitspunkt im überresonanten Betrieb an der Grenze zur Resonanzfrequenz aus Gl. (3.25). Um den jeweiligen Leistungsschalter einzuschalten, bevor der Schwingkreisstrom sein Vorzeichen ändert, muss bei der Leitdauerberechnung zusätzlich zur Laufzeitverzögerung der Regelschleife T_t auch der Systemtakt T_{CLK} der Steuerung berücksichtigt werden: Der Systemtakt ist die kleinstmögliche Zeiteinheit innerhalb der Steuerung und gleichzeitig die zeitliche Auflösung

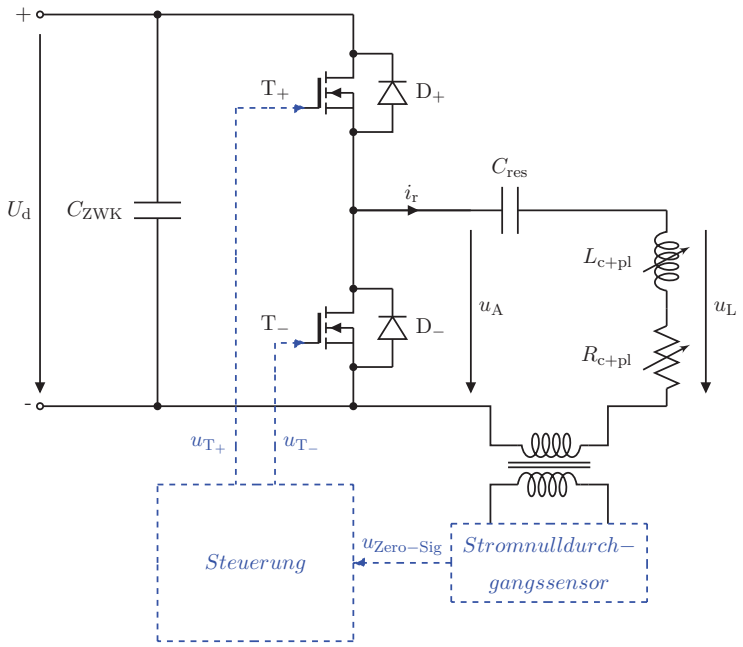


Abbildung 4.16: *Schaltungssimulationsmodell des RFGs mit Leistungs- und Regelkreis*

der Periodendauer T_0. Dementsprechend kann T_0 im ungünstigsten Fall einen Systemtakt kleiner sein als die ermittelte Periodendauer T_p. In diesem Fall erfolgen die Ansteuersignale für die nächste Periode einen Systemtakt zu spät. Gleichzeitig ist T_p dann um die Zeitdauer T_CLK größer als die wahre Schwingungsperiodendauer. Um im stationären Fall auch unter diesen Umständen den überresonanten Betrieb sicherzustellen, müssen daher bei der Generierung der Ansteuersignale zwei zusätzliche Systemtakte berücksichtigt werden.

$$T_\mathrm{Lead} = T_\mathrm{Del} + T_\mathrm{Pre} + 2\,T_\mathrm{CLK} \tag{4.10}$$

Im dynamischen Fall ist der unterresonante Betrieb jedoch keineswegs unterbunden. Verringert sich die Periodendauer $T_{\mathrm{p}+1}$ im Vergleich zur vorherigen, kann die Regelung erst nach Abschluss der Schwingungsperiode darauf reagieren und der Umschaltvorgang erfolgt zu spät. In diesem Fall wird der Schalter T_+ verlustbehaftet nach dem Stromnulldurchgang eingeschaltet. Daher werden die im Schaltungskonzept eingeplanten schnellen Freilaufdioden zur Reduzierung der Schaltverluste im unterresonanten Betrieb benötigt (vgl. Kap. 3.4.2).

4.2.2 Simulative Untersuchung

Die Funktionalität des entwickelten Regelungskonzepts wird zunächst simulativ überprüft. Dazu wurde ein Schaltungssimulationsmodell des Generators aufgebaut, welches neben dem Leistungsteil auch den Regelkreis zur Frequenz- und Phasenregelung beinhaltet. Der entwickelte Regelalgorithmus wurde in *C* programmiert und in das Modell implementiert. Abbildung 4.16 zeigt das Schaltungssimulationsmodell des ausgewählten Generatorkonzepts mit Leistungsteil und Steuerung. Letztere ist blau gestrichelt kenntlich gemacht.

Um eine möglichst realistische Vergleichsbasis zur ausgewählten FPGA-Implementierung zu schaffen, erfolgt die Ausführung der Regelung diskret mit dem angestrebten FPGA-Systemtakt.

Tabelle 4.1: *Konstant gehaltene Simulationsparameter*

f_{CLK}	$f_{\mathrm{s,min}}$	$f_{\mathrm{s,max}}$	f_{init}	N_{init}	T_{Lock}	$T_{\mathrm{t,sim}}$	T_{Lead}	$\Delta T_{\mathrm{p,max}}$	C_{res}
500 MHz	500 kHz	3,5 MHz	1,5 MHz	5	15 ns	60 ns	64 ns	30 ns	1,27 nF

Tabelle 4.2: *Variable Simulationsparameter*

Testreihe	*Pwr-Mode*/%	$R_{\mathrm{c+pl}}/\Omega$	$L_{\mathrm{c+pl}}/\mu\mathrm{H}$	f_0/MHz	Q
1. Einschwingverhalten	100	1	5	2	63
2. Laständerung	100	1	$5 \rightarrow 3$	$2 \rightarrow 2{,}58$	$63 \rightarrow 49$
	100	$1 \rightarrow 2$	$5 \rightarrow 3$	$2 \rightarrow 2{,}58$	$63 \rightarrow 24$
3. Leistungssteuerung	75	1	5	2	63

Neben der Taktfrequenz f_{CLK} können auch alle anderen Parameter und Variablen des Regelalgorithmus (vgl. Kap. 4.2.1) im Modell angepasst werden. Zudem ist die Triebwerkslast variabel ausgeführt, um die Funktionalität insbesondere bei hochdynamischen Laständerungen verifizieren zu können.

Mithilfe des Schaltungssimulationsmodells kann nicht nur die Funktionalität der Regelung selbst geprüft werden, bevor der für eine experimentelle Verifikation erforderliche Hardwareaufbau erfolgen muss. Auch Anpassungen und Erweiterungen des Regelalgorithmus – wie sie durch die FPGA-Implementierung ermöglicht werden (vgl. Kap. 4.2.3) – können zunächst simulativ validiert werden. In dieser Hinsicht stellt das entworfene Schaltungssimulationsmodell ein substanzielles Werkzeug zur Regelalgorithmenentwicklung dar.

Um die grundlegende Funktion der Regelung zu prüfen, werden alle Bauelementen des Leistungskreises ideal modelliert. Die für die Regelung relevante Laufzeitverzögerung der Treiber- und Leistungsstufe sowie des Stromnulldurchgangssensors und der Steuerung selbst, wird durch eine Verzögerung der Ansteuersignale nachgebildet. Die Bewertung der Funktionalität erfolgt anhand der Form des Laststromes i_{r} sowie der relativen Lage der Ansteuersignale u_{T_+} und u_{T_-} zu den Stromnulldurchgängen. Tabelle 4.1 zeigt die Parametrisierung der in der Simulation konstant gehaltenen Größen.

Die Höhe der Zwischenkreisspannung U_{d} ist für die Simulation mit idealen Bauteilen unerheblich, da die absolut umgesetzte Leistung im verlustfreien Modell keine Aussagekraft besitzt. Die Verriegelungszeit T_{Lock} entspricht der mit verfügbaren MOSFETs erreichbaren Schaltdauer. Die simulierte Laufzeitverzögerung $T_{\mathrm{t,sim}}$ ist auf einen realistischen Wert für die Gesamtverzögerung der Regelschleife eingestellt. Die Kompensationszeit T_{Lead} wird etwas größer gewählt, um im stationären Bereich den überresonanten Betrieb sicherzustellen (vgl. Kap. 4.2.3). Die maximal zulässige Änderungsrate der ermittelten Periodendauer $\Delta T_{\mathrm{p,max}}$ wird so festgelegt, dass die größtmögliche Lastdynamik nicht begrenzt wird. Diese tritt typischerweise bei Zündung des Plasmas auf und ist bei der RF-Versorgung mit $f_{\mathrm{s,min}}$ am größten.

Für die Validierung werden Testreihen mit unterschiedlichen Parametervariationen durchgeführt. Tabelle 4.2 zeigt die Einstellung der Parameter für die jeweilige Testreihe.

Zunächst werden das Anlaufverhalten und der stationäre Zustand untersucht. Durch die Wahl der initialen Schaltfrequenz f_{init} erfolgt der Anlauf hier unterresonant. Gleichwohl ist auch ein überresonanter Anlauf möglich. Die erforderliche Resonanzkapazität berechnet sich nach Gl. (4.1). Mit der Resonanzkapazität und den Lastparametern ergibt sich die Güte des

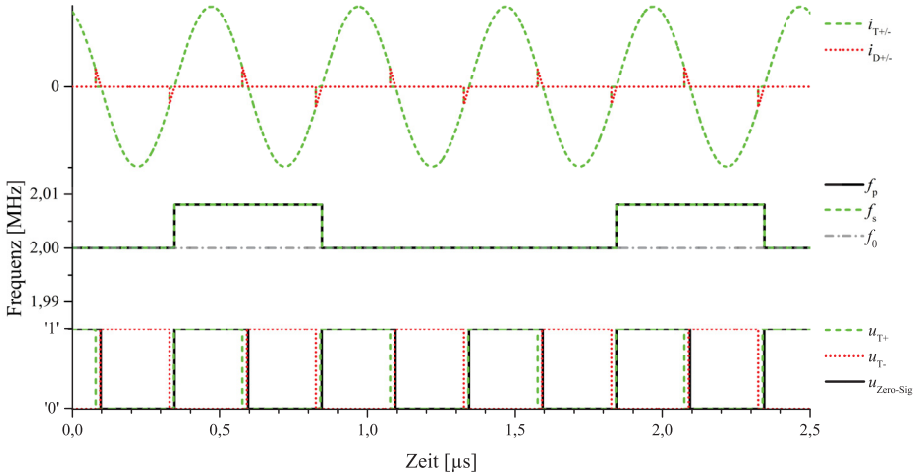


Abbildung 4.17: *Verlauf der Regel- und Stellgrößen für Testreihe 1 im stationären Zustand*

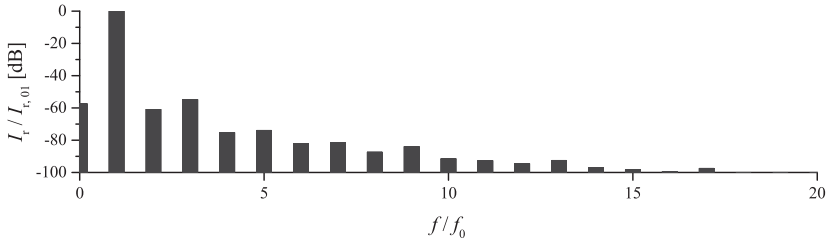


Abbildung 4.18: *Fourier-Transformierte des Schwingkreisstromes im stationären Zustand*

Resonanzkreises nach Gl. (3.17). Abbildung 4.17 zeigt die Verläufe der Testreihe 1 im eingeschwungenen Zustand.

Die Abschaltvorgänge der Leistungsschalter erfolgen jeweils vor dem Nulldurchgang des Messsignals $u_{\mathrm{Zero-Sig}}$. Daher kommutiert der Schwingkreisstrom auf die Freilaufdiode des gesperrten Schalters. Darüber hinaus ist vor dem Stromnulldurchgang noch ausreichend Zeit, um den Umschaltvorgang der Zeitdauer T_{Lock} abzuschließen. Der Generator arbeitet dadurch im verlustarmen überresonanten Betrieb (vgl. Gl. (3.25) und Abb. 3.19). Dies zeigt auch die Darstellung der Schaltfrequenz f_{s}, die aus der ermittelten Periodendauer T_{p} berechnet wird: Durch die leicht überdimensionierte Kompensationszeit T_{Lead} wird die Schaltfrequenz erhöht und liegt über der Resonanzfrequenz f_0. Die Änderung der ermittelten Resonanzfrequenz ist durch die Diskretisierung der Periodendauer mit dem Systemtakt T_{CLK} verursacht. Die wahre Periodendauer T_0 kann um die Zeitdauer des Systemtakts von der ermittelten Periodendauer T_{p} abweichen, ohne dass diese Änderung registriert werden kann.

Der Strom im Schwingkreis kann in sehr guter Näherung als sinusförmig betrachtet werden. Dies bestätigt auch die Analyse seiner Fourier-Transformierten in Abbildung 4.18. Der DC-Anteil wird durch die asymmetrische Versorgung des Resonanzkreises verursacht: Da lediglich während der Leitdauer von T_+ Energie in den Schwingkreis eingebracht wird, fällt die Stromamplitude in der positiven Halbwelle größer aus als in der negativen – in welcher der Resonanzkreis eine freie (gedämpfte) Schwingung ausführt. Nichtsdestotrotz ist der Gleichanteil, genauso wie der größte Oberwellenanteil, mit ca. $-60\,\mathrm{dB}$ bezogen auf den Wert der Grundschwingung vernachlässigbar klein.

Abbildung 4.19 zeigt den Anlaufvorgang für Testreihe 1. Die Anlaufphase ist durch den

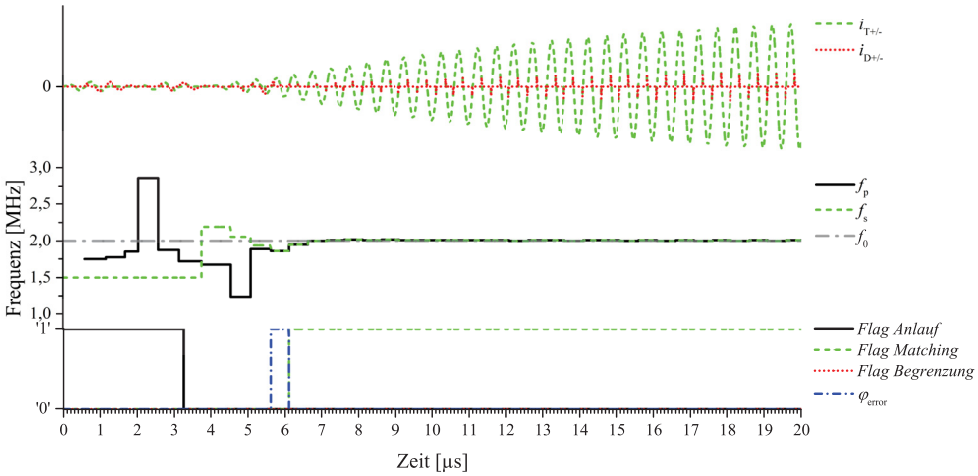


Abbildung 4.19: *Verlauf der Regel- und Stellgrößen für Testreihe 1 im Anlaufvorgang*

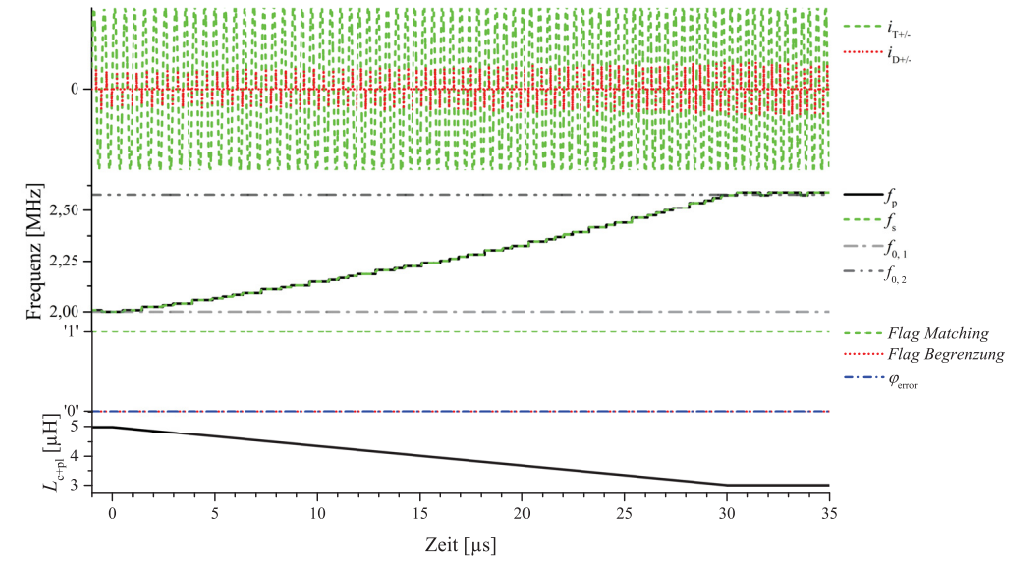
High-Zustand des Signals *Flag Anlauf* gekennzeichnet. In dieser Phase werden die Ventile, ungeachtet der ermittelten Periodendauer f_p, mit der initialen Frequenz f_init angesteuert. Erst nach Abschluss der Anlaufphase wird die Regelschleife geschlossen und mit der nächsten positiven Flanke wird die ermittelte Periodendauer T_p zur Berechnung der Ansteuersignale herangezogen. Im Übergang zum geregelten Betrieb kommt es kurzzeitig zu einem Phasenfehler (Signal φ_error), wodurch der Generator die Leitdauerberechnung der Ansteuersignale anpassen muss (vgl. Kap. 4.2.1). Es zeigt sich, dass die ersten ermittelten Periodendauern noch stark von der eigentlichen Resonanzperiodendauer abweichen. Daher sollte der Parameter N_init ausreichend groß gewählt werden, um einen stabilen Anlaufvorgang sicherzustellen. Bis zum Erreichen des stationären Zustands vergehen in etwa 30 Schwingungsperioden, also $\approx 15\,\mu\mathrm{s}$. Der abgestimmte Zustand – gekennzeichnet durch das Signal *Flag Matching* – ist jedoch schon nach ein paar RF-Zyklen erreicht. Von da an arbeitet der Generator im schaltverlustarmen Betrieb.

Bei Verringerung der induktiven Lastkomponente – wie sie typischerweise bei Zündung des Plasmas auftritt – erhöht sich die Resonanzfrequenz des Schwingkreises nach Gl. (3.13). Die Regelung muss durch Variation der Ansteuersignale die Schaltfrequenz anpassen, um den Quasi-Resonanzfall aufrecht zu erhalten. Darüber hinaus ändert sich auch die Güte Q des Schwingkreises. Dies hat Einfluss auf die Resonanzüberhöhung, ergo die übertragene Leistung (vgl. Abb. 3.20). Bei gleichzeitiger Änderung der ohmschen Lastkomponente fällt die Güteänderung zudem wesentlich drastischer aus. Abbildung 4.20 zeigt die Verläufe für Testreihe 2. Die angegebenen Laständerungen erfolgen jeweils innerhalb von $30\,\mu\mathrm{s}$[7].

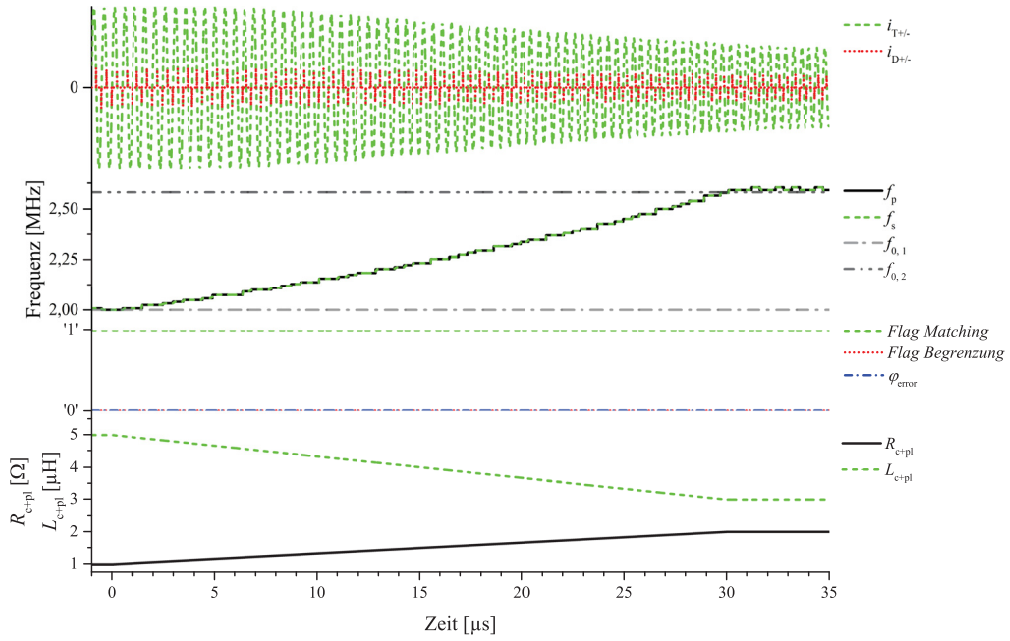
Durch die unmittelbare Anwendung der jeweils neu ermittelten Periodendauer zur Generierung der Ansteuersignale, kann die Schaltfrequenz der Resonanzfrequenz auch während der Laständerung zügig folgen. Dies zeigt sich in der kurzen Zeitdauer bis zum Erreichen des stationären Zustands nach Abschluss der Laständerung.

Die Steigerung der ohmschen Lastkomponente verringert jedoch die Amplitude des Schwingkreisstromes bzw. die Ausgangsleistung. Da der Regelalgorithmus lediglich Änderungen der Resonanzfrequenz nachführt, bleibt die Verringerung der Ausgangsleistung auch nach Ablauf

[7] arbeitsgruppeninterne Messungen haben ergeben, dass die Zündung des Plasmas in kleinen RIT in etwa diese Zeitdauer in Anspruch nimmt



(a)



(b)

Abbildung 4.20: *Verlauf der Regel- und Stellgrößen für Testreihe 2 bei spontaner Änderung der induktiven Lastkomponente (a) sowie der ohmschen und der induktiven Lastkomponente (b)*

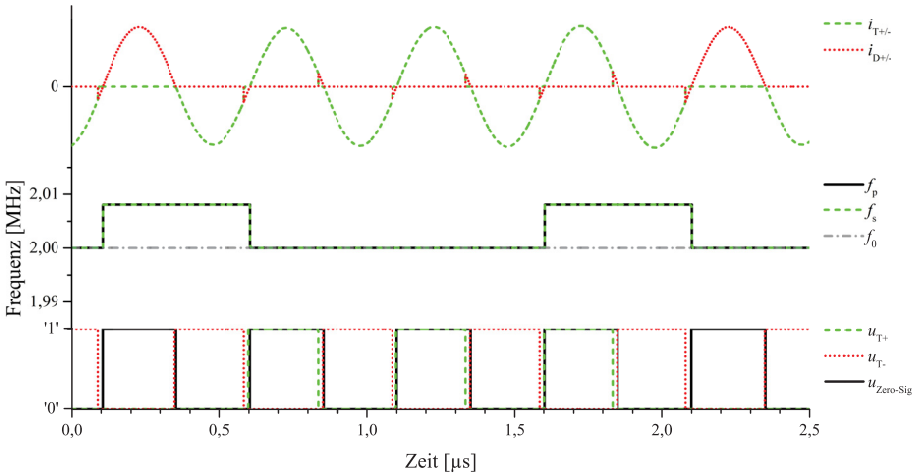


Abbildung 4.21: *Verlauf der Regel- und Stellgrößen für Testreihe 3 unter Nutzung der hochdynamischen Leistungssteuerung*

der Änderung bestehen.

Abbildung 4.21 zeigt die Verläufe bei Nutzung der Regelungsfunktion zur hochdynamischen Leistungssteuerung (Testreihe 3). Durch die Vorgabe des Leistungssteuerungssignals *Pwr-Mode* mit 75 % wird der obere Leistungsschalter T_+ nur noch in drei von vier Perioden aktiviert. In der Periode ohne T_+-Aktivierung verbleibt das Gatesignal $u_{GS,T+}$ logisch Null und der Laststrom fließt in der positiven Halbwelle über die Freilaufdiode D_-. Somit entstehen keine zusätzlichen Schaltverluste. Durch den im Mittel geringeren Energieeintrag sinkt die Stromamplitude und daher auch die in das Plasma eingekoppelte Leistung.

Die simulative Untersuchung hat gezeigt, dass mit dem in Kap. 4.2.1 vorgestellten Regelalgorithmus im stationären Zustand der überresonante Betrieb prinzipiell sichergestellt werden kann. Bei spontaner Laständerung im Mikrosekunden-Bereich erfolgt eine schnelle Ausregelung der Schaltfrequenz. Durch die Nutzung der jeweils aktuellsten Periodendauer werden die Ansteuersignale bei dynamischem Lastverhalten zügig nachgeführt und das verlustarme Schalten ist auch in diesem Fall gewahrt. Der Einfluss der induktiven Lastvariation besteht nur solange, bis die Frequenzregelung die Änderung der Resonanzfrequenz nachgeführt hat. Bei der hier untersuchten Änderung der Lastinduktivität wurde kein nennenswerter Einfluss auf die Ausgangsleistung während der Variation festgestellt. Des Weiteren kann ein selbsttätiger Anlauf durch geeignete Wahl der Initialparameter f_{init} und N_{init} sichergestellt werden.

Um den Einfluss von ohmschen Laständerungen auf die Ausgangsleistung zu kompensieren, ist mit dem in Kap. 4.1 gewählten Schaltungskonzept eine Nachführung der Zwischenkreisspannung U_{d} erforderlich. Eine hochdynamische Verringerung der Ausgangsleistung ohne Erhöhung der Schaltverluste kann alternativ auch über das Auslassen von Leitdauern erfolgen.

4.2.3 FPGA-Implementierung

Bisher wurden bei zeitkritischen Anwendungen, wie der Generierung von Ansteuersignalen im Hochfrequenzbereich, vornehmlich analoge Steuerungskonzepte eingesetzt. Durch die rasant fortschreitende Entwicklung der digitalen Bausteine, können diese jedoch bei steigender Packungsdichte mit immer höheren Taktfrequenzen betrieben werden und kommen somit zunehmend auch für zeitkritische Anwendungen in Betracht [53]. Ihr entscheidender Vorteil ist

die hohe Flexibilität bei Änderungen im Regelalgorithmus. Analoge Systeme bedürfen in diesem Fall einer grundlegenden Umstrukturierung, die in der Regel ein neues Hardwaredesign erfordert. In digitalen Systemen hingegen kann eine Adaption für gewöhnlich durch einfaches Umprogrammieren vorgenommen werden. In dieser Hinsicht erlauben digital-basierte Steuerungen eine kontinuierliche Anpassung und Erweiterung der Regelungsfunktionen.

Kritisch gegenüber einer analogen Realisierung ist allerdings die zeitliche Auflösung durch die Diskretisierung der Messwerte mit dem Systemtakt T_{CLK} sowie die Laufzeitverzögerung der Steuerung $T_{\mathrm{PD,Steuerung}}$. Um bei den geforderten Frequenzen eine adäquate Umsetzung des Regelalgorithmus zu ermöglichen, wird eine FPGA-Plattform gewählt. Im Gegensatz zu anderen digitalen Plattformen, wie Mikro-Controllern (μC) oder digitalen Signalprozessoren (DSP), wird beim FPGA die Funktionsweise und Verschaltung von universellen Blöcken durch die Programmierung von Strukturvorschriften definiert. Der zu programmierende Algorithmus wird in Hardware umgesetzt und die Rechenleistung kann durch Parallelisierung bedeutend gesteigert werden – statt wie bei prozessorbasierten Systemen durch die Wortbreite begrenzt zu sein. Zwar sind die Taktfrequenzen von FPGAs deutlich geringer, jedoch erfordert eine komplexe Berechnung in prozessorbasierten Systemen eine gewisse Anzahl an Systemtakten, während diese bei FPGAs durch die parallele Abarbeitung abgesenkt werden kann. Zudem nimmt die Ausführung eines bestimmten Rechenschemas auf FPGAs immer dieselbe Zeitdauer in Anspruch – sprich sie ist deterministisch – und hängt nicht von der Prozessauslastung ab, wie es bei μCs und DSPs der Fall ist. Folglich lässt sich die Laufzeitverzögerung der Steuerung zur Berechnung der Totzeit der Regelschleife (vgl. Gl. (4.4)) sehr präzise bestimmen. Die genaue Funktionsweise von FPGAs und ihre Vor- und Nachteile gegenüber anderen digitalen Konzepten werden in Ref. 80 beschrieben.

Die Programmierung erfolgt mit einer Hardwarebeschreibungssprache wie *VHDL* oder *Verilog* [90]. Die Umsetzung birgt einige Unterschiede zu gängigen Programmiersprachen wie *C*, bei der einzelne Anweisungen sequentiell abgearbeitet werden. Mit Hardwarebeschreibungssprachen werden physikalische Schaltungen beschrieben, bei denen alle Module gleichzeitig existent sind und simultan arbeiten. Generell dienen Hardwarebeschreibungssprachen zum Aufbau von Laufzeitsimulationen. Um einen in Hardware synthetisierbaren Algorithmus zu erstellen, kann nur auf eine beschränkte Anzahl der Programmierfunktionen zurückgegriffen werden. Des Weiteren ist es notwendig, bei der Programmierung gewisse Richtlinien zu beachten, um eine laufzeitoptimierte Hardwareumsetzung zu ermöglichen. Eine Übersicht der notwendigen Einschränkungen für die Synthese sowie Hinweise zur Optimierung sind in den Referenzen 16, 30, 31 und 77 gegeben.

Ferner ist es zur Vermeidung von ungültigen Signalzuständen in der Logik zwingend erforderlich, alle Eingangssignale auf den FPGA-Systemtakt einzusynchronisieren. Die Problematik des Einlesens asynchroner Signale wird in Ref. 81 umfassend erläutert.

Der in Kapitel 4.2.1 vorgestellte Algorithmus der Frequenz- und Phasenregelung erfordert nur relativ wenig Ressourcen. Entscheidend ist vielmehr eine möglichst hohe Taktfrequenz f_{CLK}, um die Laufzeitverzögerung der Steuerung gering zu halten. Diese ergibt sich mit der Anzahl der vom Algorithmus benötigten Systemtakte $N_{\mathrm{Steuerung}}$ zu

$$T_{\mathrm{PD\,Steuerung}} = \frac{N_{\mathrm{Steuerung}}}{f_{\mathrm{CLK}}} + T_{\mathrm{PD\,I/O-Buffer}}. \tag{4.11}$$

Zusätzlich muss noch die Laufzeit der Ein- und Ausgabepufferspeicher $T_{\mathrm{PD\,I/O-Buffer}}$ berücksichtigt werden.

Darüber hinaus legt der Systemtakt die Genauigkeit fest, mit der die Periodendauer ermittelt und die Leitdauern berechnet werden: Je höher die Taktfrequenz, desto feiner werden diese aufgelöst und desto präziser können die Leistungsschalter am Stromnulldurchgang geschaltet werden. Um bei der Berechnung der Leitdauern eine angemessene Genauigkeit zu gewährleisten, sollte die zeitliche Auflösung mindestens 0,5 % der Periodendauer betragen.

Die ausgewählte FPGA-Plattform kann bei Programmierung mit dem entwickelten Algorithmus zur Frequenz- und Phasenregelung mit einer Taktfrequenz von 500 MHz betrieben werden. Damit können Resonanzfrequenzen bis 2,5 MHz hinreichend genau aufgelöst werden. Durch die Verwendung der gleitenden Mittelwertbildung zur Periodendauerermittlung (vgl. Kap. 4.2.1) kann dieser Wert weiter gesteigert werden. Zu tieferen Frequenzen hin, sprich größeren Periodendauern, ist die Auflösung durch die bei der ausgewählten Taktfrequenz zur Verfügung stehende Registerbreite im FPGA begrenzt. Mit der ausgewählten Steuerungsparametrisierung können mit dem RFG Ausgangsfrequenzen im Bereich von 500 kHz bis 3,5 MHz erzeugt werden. Durch eine Verringerung der Systemtaktfrequenz kann der Stellbereich ohne weiteres zu tieferen Frequenzen hin verschoben werden.

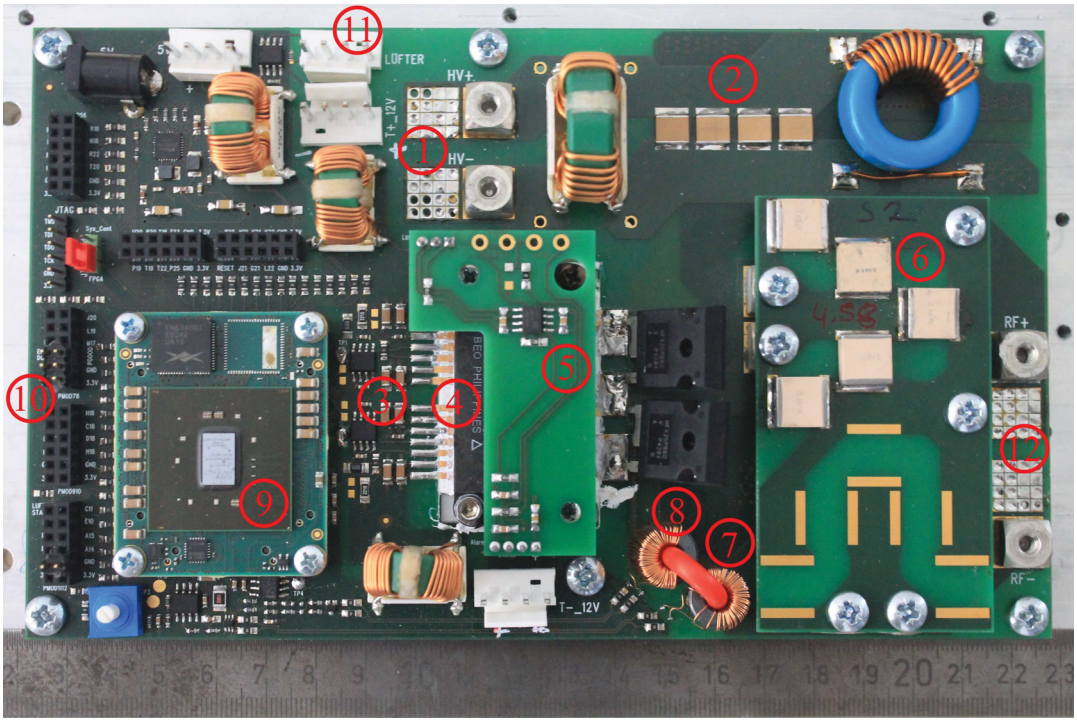
4.3 Hardwareaufbau

Bei dem Hardwareaufbau des entwickelten RFG-Konzepts wird viel Wert auf eine modulare Umsetzung gelegt, wie sie in Kap. 4.1 beschrieben ist. Um darüber hinaus auch einen kompakten Aufbau zu ermöglichen, sind die Steuerung sowie die Resonanzkapazitäten auf separaten Platinen ausgeführt, welche auf die Hauptplatine aufgeschraubt werden. Die benötigten Gleichspannungen zur RF-Erzeugung sowie der Versorgung von Treiber und Steuerung werden extern zur Verfügung gestellt. Um den Einfluss des Schaltbetriebs auf die Boardversorgung möglichst gering zu halten, werden alle Funktionsbereiche der Schaltung separat versorgt und mit stromkompensierten Drosseln versehen. Abbildung 4.22 zeigt den Aufbau der Hauptplatine mit dem Eingangs- und Brückenfilter, der Treiber- und Leistungsstufe, der Temperaturüberwachung sowie den Strommesswandlern und den Zusatzplatinen für Steuerung und Resonanzkapazität.

Um ein Überschwingen der Zwischenkreisspannung und der Spannung an den Leistungsschaltern – verursacht durch den Einfluss parasitärer Induktivitäten im Schaltbetrieb – zu vermeiden, ist eine niederinduktive Anbindung zwischen der Halbbrücke und der Zwischenkreiskapazität essentiell (vgl. Kap 4.1.3). Dazu müssen diese möglichst dicht beieinander liegen. Aus diesem Grund ist C_{ZWK} auf der Platinenunterseite realisiert. Durch die Parallelschaltung mehrerer Keramikvielschichtkondensatoren können zudem die parasitären Bauteileigenschaften reduziert werden.

Die DC-Versorgung der RF-Erzeugung erfolgt über den zuvor erwähnten *CLC*-Tiefpassfilter, der teilweise ebenfalls auf der Platinenunterseite realisiert ist.

Die galvanische Trennung der Steuerung von der Treiberstufe wird durch eine halbleiterbasierte Sperrschicht erzeugt. Die von der Steuerung generierten Ansteuersignale werden analog zur Funktionsweise eines Optokopplers über diese Barriere übertragen, nur wird als Modulator anstatt Licht eine RF-Trägerfrequenz genutzt. Damit können wesentlich geringere Durchlaufverzögerungen realisiert werden, welche wiederum für eine möglichst niedrige Totzeit der Frequenzregelschleife entscheidend sind (vgl. Kap. 4.2.1). Darüber hinaus ist an dieser Stelle eine gute Rauschunterdrückung wichtig, um die Auswirkungen von parasitären Kopplungseffekten im Umschaltvorgang zu minimieren [52]. Durch die unidirektionale Signalübertragung, mit Modulator auf der Primärseite und Demodulator auf der Sekundärseite, sind Rückwirkungen



①	DC-Versorgung	②	Eingangs- & Brückenfilter
③	Galv. Trennung zur Treiberstufe	④	Treiber- & Leistungsstufe
⑤	Temperaturüberwachung	⑥	Resonanzkapazität
⑦	Messwandler zur Stromamplitudenüberwachung	⑧	Messwandler zur Stromnulldurchgangserkennung
⑨	Steuerung	⑩	Schnittstellen zum Bedien- & Kontrollterminal
⑪	Lüfteransteuerung	⑫	Lastanschluss

Abbildung 4.22: *Schaltungsaufbau des RFG-Konzepts mit Eingangs- & Brückenfilter, Treiber- & Leistungsstufe, Temperaturüberwachung sowie den Strommesswandlern und Zusatzplatinen für Steuerung und Resonanzkapazität*

der Schaltvorgänge auf die Steuerung praktisch unterbunden. Um ein einheitliches Laufzeitverhalten zu gewährleisten, werden beide Ansteuerpfade mit der Trennstufe versehen, auch wenn diese prinzipiell nur bei dem High-Side Schalter T_+ zwingend erforderlich ist.

Um auch die Laufzeitverzögerung der Treiber und der Leistungsschalter gering zu halten, wird an dieser Stelle eine integrierte Lösung gewählt. Ferner können so parasitäre Einflüsse des Aufbaus – im Vergleich zur Nutzung diskreter Bauelemente – minimiert werden. Die ausgewählten Leistungsschalter sind mit einer maximalen Spannung von 500 V und einem Strom von 30 A für die geforderte Ausgangsleistung angemessen dimensioniert und bieten ausreichend Reserven. Durch die integrierte Lösung sind Ansteuerflanken von nur 4 ns sowie eine Verriegelungszeit von 15 ns möglich. Damit können, in Verbindung mit einem Resonanzkreis, auch Schaltfrequenzen im unteren zweistelligen Megahertz-Bereich hardwaretechnisch realisiert werden, ohne dabei kritische Schaltverluste zu erzeugen.

Zusätzlich zu den bauartbedingten Inversdioden der Leistungsschalter werden extern zwei schnelle Freilaufdioden mit niedriger Reverse-Recovery Ladung parallel geschaltet, um die Schaltverluste durch die Rückstromspitzen der Inversdioden im unterresonanten Betrieb zu minimieren (vgl. Kap. 3.4.2).

Zur Abführung der Verlustleistung steht eine große Keramikfläche an der Unterseite des Leistungsbausteins zur Verfügung. An dieser Stelle ist die Hauptplatine ausgespart und über eine Wärmeleitbrücke mit der massiven Trägerplatte verbunden, wie in Abb. 4.23 (a) zu sehen ist. Auf der Unterseite der Trägerplatte können unterschiedliche Kühlungskonzepte umgesetzt werden. Abbildung 4.23 (b) zeigt den Hardwareaufbau mit Kühlkörper und aktiver Luftkühlung. Die Lüfter sind an die RFG-interne DC-Versorgung angebunden und werden von der Steuerung, je nach Temperatur der Leistungsstufe, ein- bzw. ausgeschaltet. Hohe Ausgangsleistungen erfordern allerdings stärkere Kühlungsmaßnahmen, beispielsweise eine Wasserkühlung.

Die Temperaturüberwachung ist auf einer separaten Platine über der Treiber- und Leistungsstufe realisiert und verdeckt diese in Abb. 4.22. Über zwei Temperaturschalter wird die Erwärmung der Wärmeleitbrücke dicht an der Leistungsstufe überwacht. Überschreitet diese den Grenzwert des ersten Temperaturschalters wird dies der Steuerung gemeldet und gleichzeitig über einen ausfallsicheren Mechanismus die Lüfteransteuerung aktiviert. Bei Überschreiten der Temperaturgrenze des zweiten Schalters werden die Ansteuersignale der Leistungstransistoren von der Steuerung gesperrt. Ein erneutes Aktivieren ist erst nach Unterschreitung der Temperaturgrenze möglich. Beide Ereignisse werden als Logiksignale ausgegeben und an dem in Abb. 4.23 (b) zu sehenden Bedien- und Kontrollterminal über LEDs visualisiert.

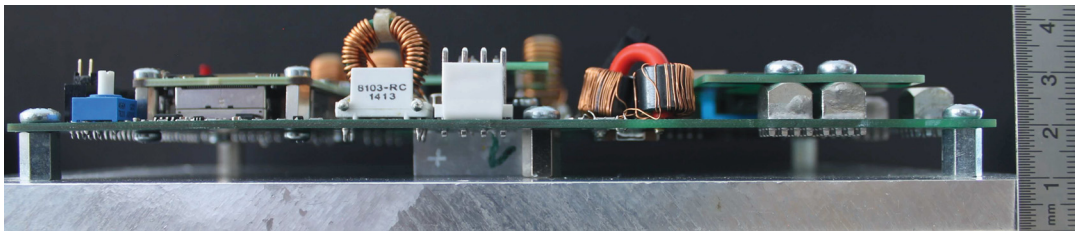
Um den Generator möglichst schnell auf unterschiedliche induktive Lastkomponenten abstimmen zu können, wird die Resonanzkapazität auf einer separaten Platine realisiert, die durch einfaches Umschrauben ausgetauscht werden kann. Auf der Platine können Keramikkondensatoren in Reihe und parallel zur Last montiert werden, wodurch die in Kap. 3.5 beschriebene Impedanztransformation prinzipiell auch im Generator erfolgen kann. Durch den symmetrischen Aufbau der Resonanzplatine ist sichergestellt, dass alle Kondensatoren über nahezu identisch lange Zuleitungspfade angebunden sind und dementsprechend gleichmäßig beansprucht werden.

Die Messwandler zur Stromnulldurchgangserkennung und -amplitudenüberwachung sind nach Abb. 4.3 bzw. 4.5 aufgebaut. Der HF-Übertrager zur galvanischen Trennung zwischen Steuer- und Leistungsteil ist jeweils als Ringkern ausgeführt, welcher vom Laststrom $\tilde{I}_\mathrm{r}$ durchflossen wird, was einer einzigen Primärwindung entspricht. Der Übertragerkern besteht aus dem Ferritmaterial N30, welches für die zu übertragenden Frequenzen im Megahertz-Bereich geeignet ist. Die Berechnung zur Dimensionierung der Strommesswandler ist in Anhang A.1 zu finden.

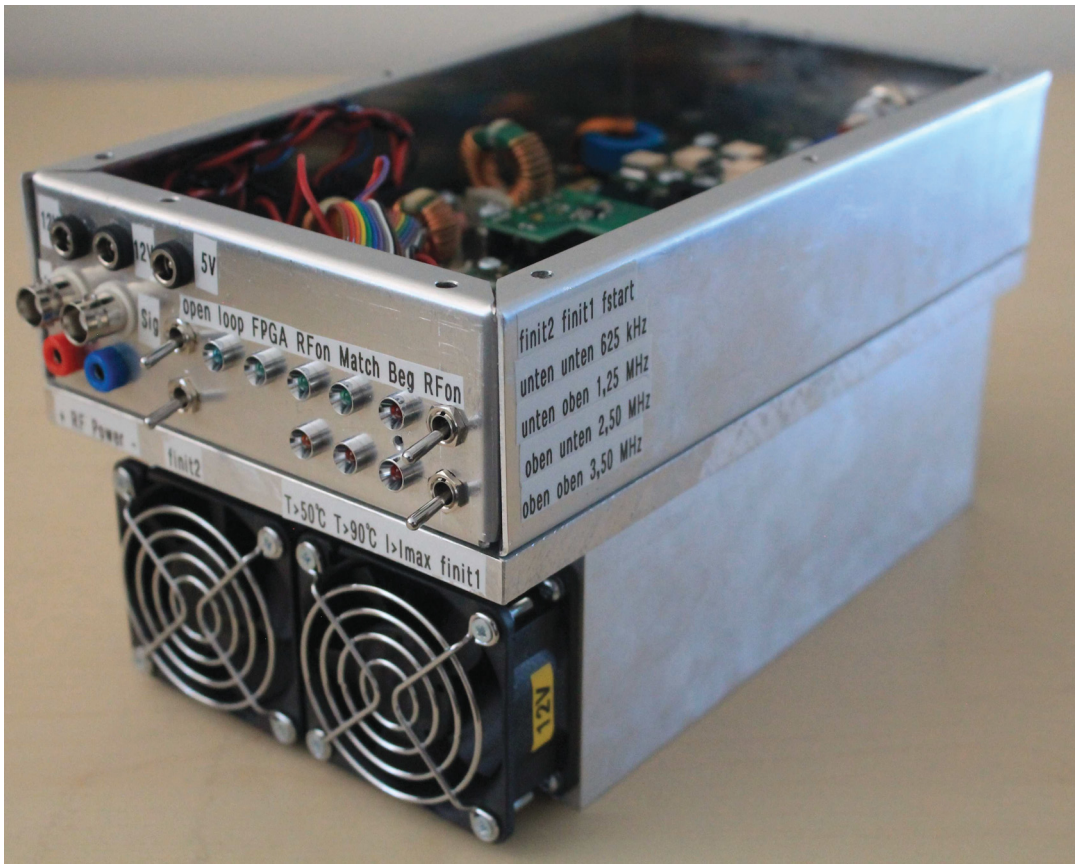
Die nachgeschaltete Pegelwandlerstufe des Stromnulldurchgangssensors akzeptiert differentielle Spannungen bis $u_{\mathrm{diff,max}} = 1\,\mathrm{V}$. Die verwendeten Dioden erzeugen die Nennspannung $U_\mathrm{D} = 0{,}35\,\mathrm{V}$ bei einem Strom von $I_\mathrm{s} \approx 100\,\mathrm{mA}$ bei Raumtemperatur. Bei höheren Temperaturen wird generell ein höherer Strom benötigt, um den gleichen Spannungsabfall an den Dioden zu erzeugen. Daher muss das Wicklungsverhältnis auf den Wert bei Raumtemperatur ausgelegt werden, um den Pegelwandler vor Überspannungen zu schützen.

Die Übertragung des Strommesssignals zur Steuerung ist – genauso wie die Übertragung der Ansteuersignale von der Steuerung zur Treiberstufe – Teil der Frequenzregelschleife. In dieser Hinsicht sind die Signalwege hier so kurz wie möglich gehalten, um die parasitären Eigenschaften der Aufbau- und Verbindungstechnik zu minimieren.

Um den in Kapitel 4.2.3 genannten Anforderungen an die Taktfrequenz gerecht zu wer-



(a) RFG-Seitenansicht ohne Gehäuse



(b) RFG mit Bedien- & Kontrollterminal sowie Lüfterkühlung

Abbildung 4.23: *Hardwareaufbau des RFG-Konzepts mit Gehäuse und Kühlung der Leistungsstufe über die Wärmeleitbrücke (a) und einen Kühlkörper mit aktiver Lüfterkühlung (b)*

den, wird ein FPGA der Firma *Xilinx* vom Typ *Kintex 7 K-70-T* verwendet. Dieser Baustein basiert auf einem 28 nm Fertigungsprozess, womit die Leistungsaufnahme gegenüber Vorgängergenerationen drastisch reduziert ist und eine höhere Performance ermöglicht wird. Durch die flexible Konfiguration der Logikblöcke im FPGA hängt die maximal erreichbare Systemfrequenz von deren Verschaltung ab. Mit dem in Kap. 4.2.1 vorgestellten Algorithmus der Frequenz- und Phasenregelung lässt sich der *K-70-T* mit einem Systemtakt von 500 MHz betreiben und bietet somit eine angemessene Auflösung der minimalen Periodendauer sowie eine vertretbare Laufzeitverzögerung der Steuerung. Neben der internen Verarbeitungszeit müssen für die Laufzeitverzögerung der Steuerung auch die Verzugszeiten der Pufferspeicher an den Ein- und Ausgangspins zum Einlesen bzw. Ausgeben der Signale berücksichtigt werden [113].

Um möglichst einfach auf alternative Steuerungsplattformen umrüsten zu können, befindet sich das FPGA auf einer separaten Platine, die über eine definierte Schnittstelle auf die Hauptplatine aufgesteckt wird. Die Programmierung erfolgt über ein JTAG-Interface, das auf der Hauptplatine platziert ist und zusammen mit den Steuersignalen und der Boardversorgung über die Schnittstelle auf die Steuerplatine geroutet ist.

Die Parametrisierung und Überwachung des RFGs erfolgt über das in Abb. 4.23 (b) zu sehende Bedien- und Kontrollterminal. Für die Eingangsgrößen *Enable RF*, *Init-Mode*, *Op-Mode* und *Pwr-Mode* stehen Kippschalter zur Verfügung. Die Ausgabeparameter des Algorithmus *LED Begrenzung*, *LED Matching*, *LED RF on*, *LED T-Alarm*, *LED I-Alarm* und *LED Op-Mode* werden über die LEDs visualisiert. Zu Diagnosezwecken können die Zeitsignale f_s, φ_error und $u_\mathrm{Zero-Sig}$ oszillographiert werden. Zu deren Abgriff stehen zwei BNC-Buchsen zur Verfügung.

Alternativ kann der RFG auch durch eine übergeordnete Steuerung parametrisiert und überwacht werden, da alle Ein- und Ausgänge der Steuerung kompatibel zu LV-TTL und LV-CMOS Logikpegeln sind.

Um einen Berührungsschutz sicherzustellen und die durch den Schaltbetrieb erzeugten, hochfrequenten elektromagnetischen Felder abzuschirmen, verfügt der Hardwareaufbau über ein vollmetallisches Gehäuse.

Kapitel 5

Experimentelle Untersuchung

Bevor die Versorgung von Radiofrequenz-Ionentriebwerken mit dem entwickelten Generator untersucht wird, erfolgt eine experimentelle Verifikation des Regelungskonzepts. Dazu wird die Steuerung zunächst separat betrieben. Nachdem die Funktionalität im gesteuerten Betrieb überprüft ist, wird die optimale Parametrisierung der Laufzeitkompensation T_{Lead} ermittelt. Deren präzise Auslegung auf die Totzeit der gesamten Regelschleife T_t ist entscheidend, um die Effizienz der RF-Erzeugung durch minimale Schaltverluste zu maximieren. Zu diesem Zweck versorgt der Generator zunächst eine Testlast, die ein gezündetes Triebwerk im stationären Zustand nachbilden soll.

Ferner wird die niederinduktive Anbindung der Zwischenkreiskapazität anhand der Stabilität der Brückenschaltung überprüft und es erfolgt ein Vergleich mit den Ergebnissen aus der simulativen Untersuchung (vgl. Kap. 4.1.3).

Nachdem das Generatorkonzept auch experimentell verifiziert ist, wird der entwickelte RFG zur Versorgung und elektrischen Charakterisierung des in Abb. 2.3 dargestellten Gießener RIM-4 Triebwerks eingesetzt. Dabei wird die Effizienz für unterschiedliche Generatorkonfigurationen evaluiert. Neben einer Variation der Betriebsfrequenz und des vom RIM-4 erzeugten Ionenstrahlstromes erfolgt auch eine Untersuchung zu unterschiedlichen Lastanbindungen (vgl. Kap. 4.1.4) und der in Kap. 3.5 vorgestellten Impedanztransformation. Die Bewertung wird vorrangig anhand der RIT-typischen Performance-Mappings vorgenommen. Diese werden in Kap. 5.2 erläutert. Darüber hinaus wird die Dynamik der Leistungssteuerung durch Auslassung von Leitdauern (vgl. Kap. 4.2.1) anhand der Änderungsrate des Ionenstrahlstromes, respektive des erzeugten Schubes, beurteilt.

Für die Ermittlung des RFG-Wirkungsgrades und zur erweiterten Triebwerkscharakterisierung wurde ein Messverfahren zur Bestimmung der RF-Leistung als Eingangsgröße des Triebwerks entwickelt und in Ref. 97 präsentiert. Dieses wird hier vorgestellt und dient anschließend zur Ermittlung des RFG-Wirkungsgrades sowie der elektrischen Triebwerkeffizienz und des äquivalenten Plasmawiderstandes an einem Gießener RIM-10 Triebwerk.

Abschließend erfolgt eine Diskussion der Messergebnisse.

5.1 Verifikation des Regelungskonzepts

Zur experimentellen Verifikation des Regelungskonzepts wird zunächst nur die FPGA-basierte Implementierung der Steuerung untersucht. Dazu wird der Messwert des Stromnulldurchgangssensors zur Periodenermittlung über ein LV-TTL-Signal durch einen externen Taktgenerator vorgegeben. Der Algorithmus regelt die Erzeugung der Ansteuersignale zwar auf das Strommesssignal $u_{\mathrm{Zero-Sig}}$, jedoch ist die Regelschleife zwischen Stromnulldurchgangssensor und Steuerung aufgetrennt. Zudem werden die ausgegebenen Ansteuersignale nicht an die Treiberstufe weitergeleitet, sondern dienen lediglich zur visuellen Funktionsprüfung. Abbildung 5.1

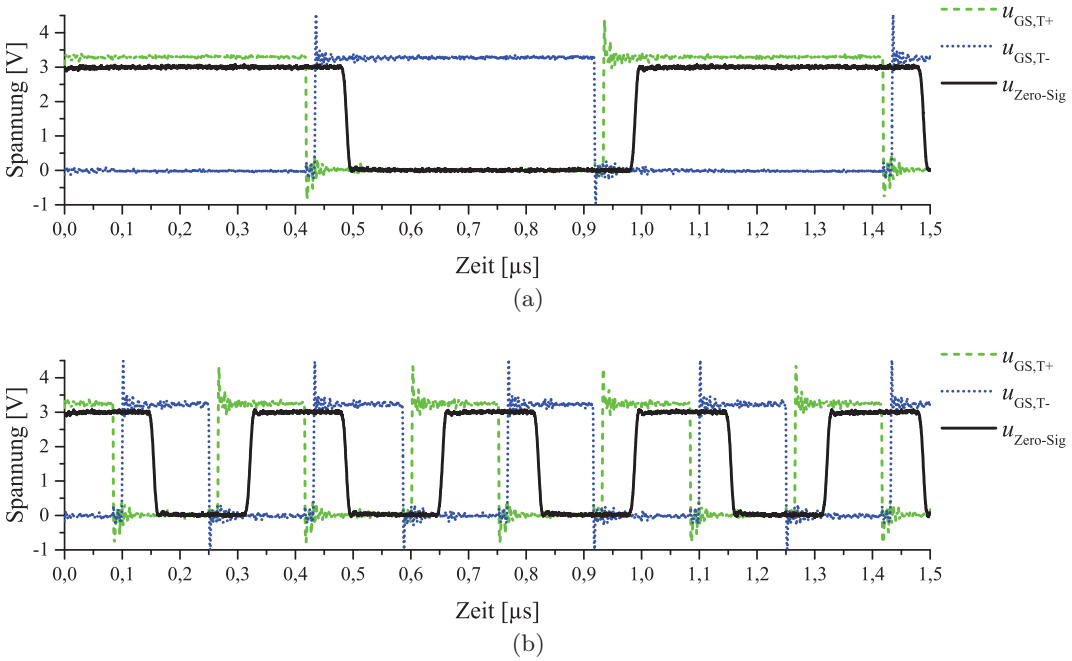


Abbildung 5.1: *Ansteuersignale $u_{GS,T+}$, $u_{GS,T-}$ und Strommesssignal $u_{Zero-Sig}$ des Regelalgorithmus im gesteuerten Betrieb und stationären Zustand mit Schaltfrequenzvorgaben von 1 MHz (a) und 3 MHz (b)*

zeigt die Ansteuersignale im gesteuerten Betrieb für unterschiedliche Schaltfrequenzvorgaben durch den externen Taktgenerator.

Wie zu erkennen ist, stellt die Steuerung die Frequenz und Phasenlage der Ansteuersignale auf das extern vorgegebene Strommesssignal $u_{\mathrm{Zero-Sig}}$ ein. Die Einschaltvorgänge der Ansteuersignale $u_{\mathrm{GS,T+}}$ und $u_{\mathrm{GS,T-}}$ erfolgen vor dem jeweiligen Pegelwechsel im Strommesssignal – also vor dem vermeintlichen Stromnulldurchgang. Dabei ist die Laufzeitkompensation T_{Lead} zur besseren Visualisierung der Zeitdauer zwischen den Ereignissen sehr groß gewählt. Demnach ist das entwickelte Regelungskonzept imstande, den Generator im stationären Zustand im überresonanten Betrieb zu halten und somit die entstehenden Schaltverluste zu minimieren (vgl. Kap. 3.4.2).

Für die weiteren Untersuchungen zur Verifikation des Regelungskonzepts versorgt der Generator eine Luftspule mit einem zusätzlichen Widerstand in Reihe, wie in Abb. 5.2 zu sehen ist. Diese Testlast stellt ein Triebwerk mit gezündetem Plasma im stationären Zustand dar. Indem der Laststrom durch Anpassung der Eingangsspannung U_{DC} für alle Messungen konstant gehalten und der Aufbau im thermisch eingeschwungenen Zustand vermessen wird, kann die Temperaturabhängigkeit der Testlast vernachlässigt werden.

Um den schaltverlustarmen Betrieb sicherzustellen, muss die Steuerung die Leistungsschalter möglichst nahe am Stromnulldurchgang schalten. Dazu ist die genaue Kenntnis der Regelschleifen-Totzeit T_{t} erforderlich. Die Auslegung der Laufzeitkompensation T_{Lead} erfolgt in einem ersten Schritt anhand der Datenblattangaben zur Laufzeitverzögerung der einzelnen Elemente innerhalb der Regelschleife (vgl. Abb. 4.2 und Gl. (4.4)). Ist T_{Lead} zu groß gewählt, erfolgen die Umschaltvorgänge zu früh und die Ausschaltverluste steigen an (vgl. Kap. 3.4.2 und Abb. 5.3 (a)). Da die Auflösung der Periodendauer mit steigender Resonanzfrequenz sinkt, ist

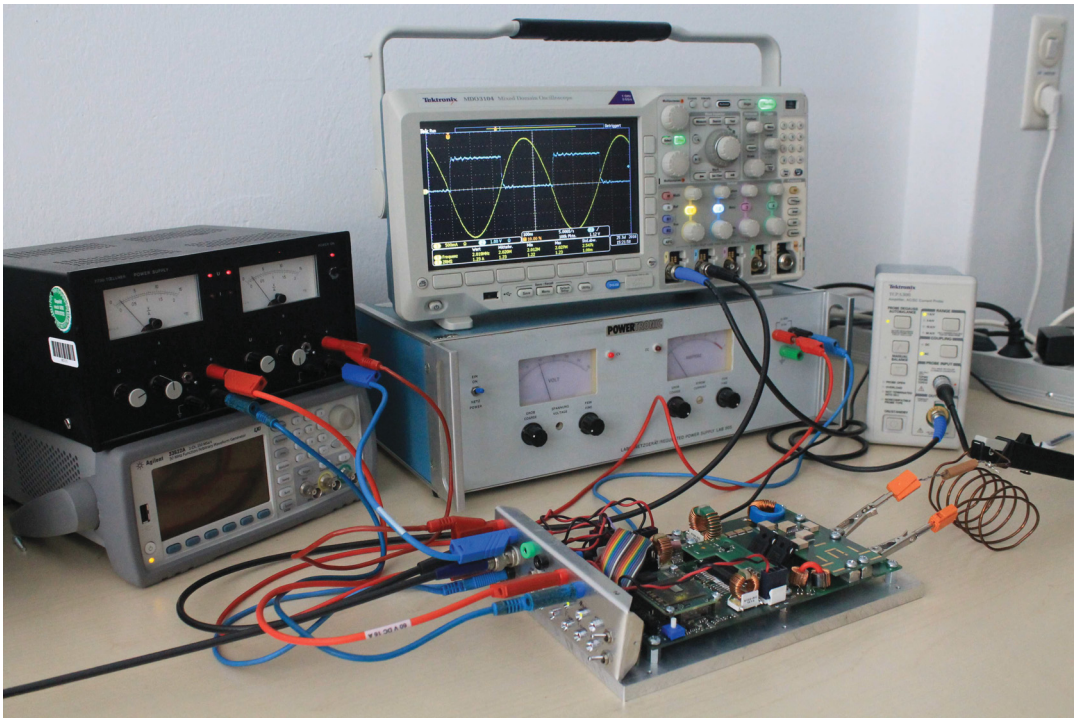


Abbildung 5.2: *Messaufbau zur Verifikation des Regelungskonzepts anhand der Versorgung einer Luftspule mit ohmschem Widerstand in Reihe*

die Steigerung der Ausschaltverluste für große Resonanzfrequenzen am größten. Typischerweise kommen bei der Versorgung von RIT jedoch Frequenzen im Bereich von 0,7 ... 2 MHz zum Einsatz. Daher erfolgt die Ermittlung der Regelschleifen-Totzeit bei einer Resonanzfrequenz von 2 MHz. Wird die Laufzeitkompensation zu klein gewählt, ist der Generator nicht mehr in der Lage, den überresonanten Betrieb sicherzustellen und neben den Ausschaltverlusten treten auch im Einschaltvorgang Verluste auf (vgl. Kap. 3.4.2 und Abb. 5.3 (c)).

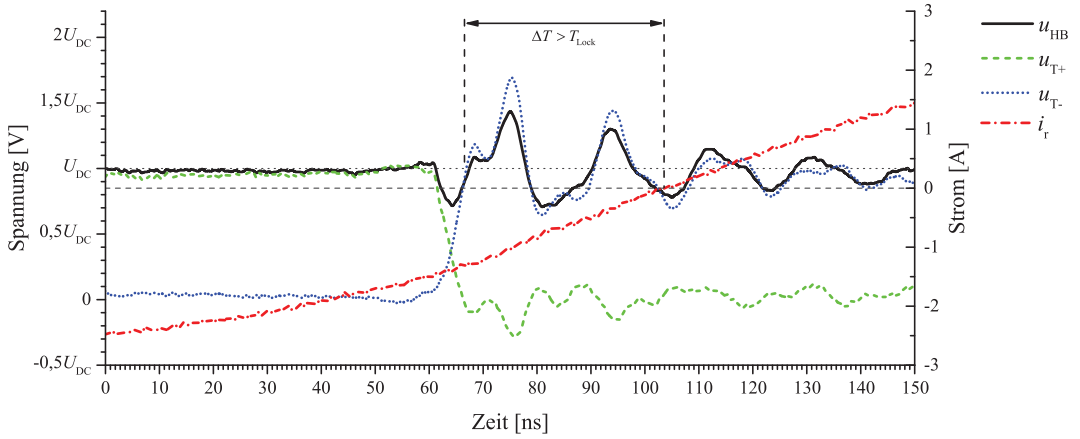
Zur Ermittlung der Kompensationszeit mit den geringsten Schaltverlusten wird der Algorithmus um eine Funktion zur Variation von T_{Lead} im Betrieb erweitert. Dadurch reduziert sich die maximal mögliche Taktfrequenz des FPGAs jedoch von 500 MHz auf 400 MHz und die Auflösung sinkt von 2 ns auf 2,5 ns. Dies muss bei der Auslegung der Laufzeitkompensation berücksichtigt werden.

Abbildung 5.3 zeigt die Schalterspannungen und den Schwingkreisstrom im Umschaltvorgang von T_- auf T_+. Der Schaltzeitpunkt der Leistungstransistoren wird nun für unterschiedliche T_{Lead}-Parametrisierungen anhand der Phasenlage der Schalterspannungen $u_{\mathrm{T}+}$ und $u_{\mathrm{T}-}$ zum Schwingkreisstrom i_{r} evaluiert.

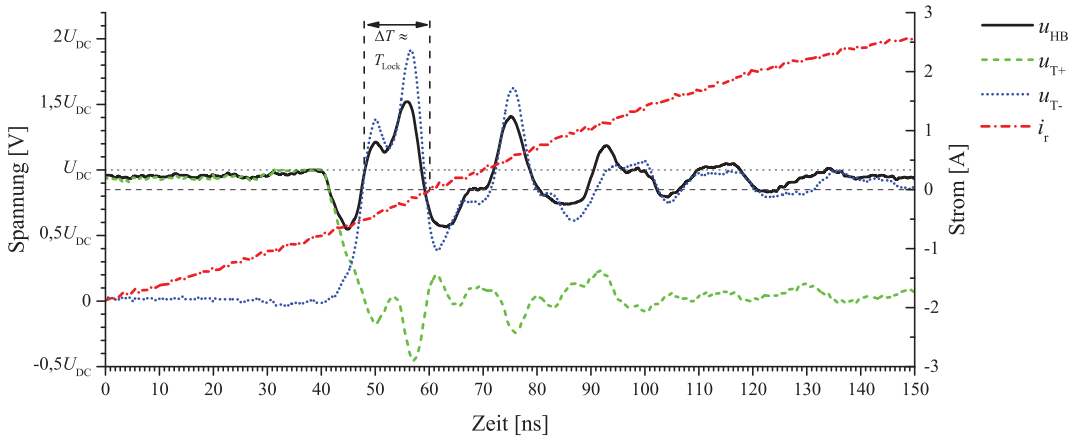
Die messtechnische Ermittlung der Spannung über dem oberen Leistungsschalter T_+ ist problematisch, da sie kein festes Bezugspotential aufweist (vgl. Kap 4.1.2). Für die Darstellung in den folgenden Diagrammen wurde sie rechnerisch mithilfe der leicht zu ermittelnden Brückenspannung u_{HB} bestimmt:

$$u_{\mathrm{T}+} = u_{\mathrm{HB}} - u_{\mathrm{T}-} \tag{5.1}$$

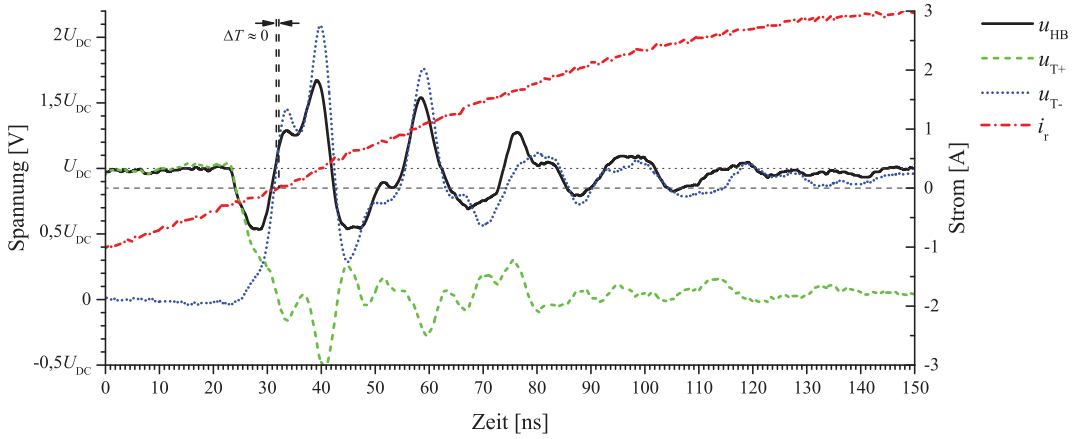
Im überresonanten Betrieb schließt der Strom durch die Diode D_+ die Spannung $u_{\mathrm{T}+}$ bereits im Abschaltvorgang von T_- kurz (vgl. Kap. 3.4.2). Daher kann der Einschaltzeitpunkt



(a) $T_{\mathrm{Lead}} = 120\,\mathrm{ns}$



(b) $T_{\mathrm{Lead}} = 100\,\mathrm{ns}$



(c) $T_{\mathrm{Lead}} = 82,5\,\mathrm{ns}$

Abbildung 5.3: *Spannung an der Halbbrücke und über den Leistungsschaltern sowie Schwingkreisstrom im Umschaltvorgang von T_- auf T_+ zur Ermittlung der optimalen Laufzeitkompensation T_{Lead} mit dem Messaufbau aus Abb. 5.2 bei einer Resonanzfrequenz von $f_0 \approx 2$ MHz*

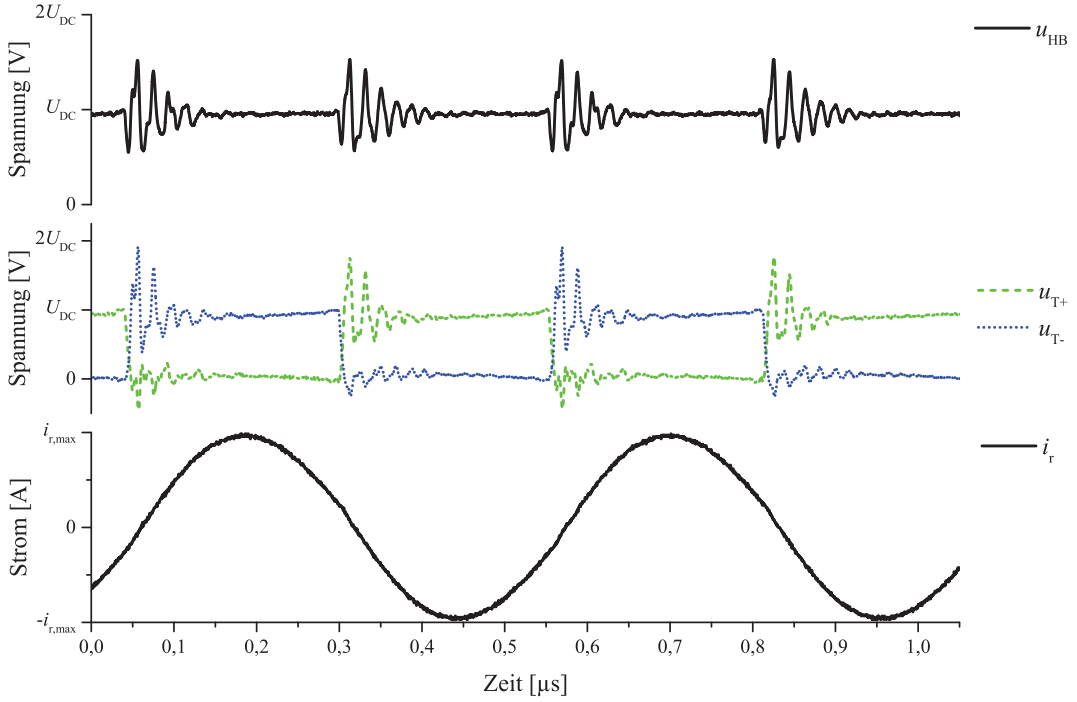


Abbildung 5.4: *Spannungsverläufe an der Halbbrücke im Schaltbetrieb bei 2 MHz mit dem Messaufbau aus Abb. 5.2*

des Leistungsschalters nicht anhand der zugehörigen Spannung ermittelt werden. Allerdings kann die Spannung über dem unteren Leistungsschalter $u_{\mathrm{T}-}$ dazu herangezogen werden: Im Ausschaltvorgang von T_- steigt diese auf u_{HB} an. Der Einschaltvorgang von T_+ erfolgt nun um die Dauer der Verriegelungszeit T_{Lock} später. In dieser Hinsicht bietet die Spannung $u_{\mathrm{T}-}$ eine Aussage über die Phasenlage zwischen dem Einschaltvorgang von T_+ und dem Nulldurchgang des Schwingkreisstromes: Ist die Zeitdauer ΔT zwischen dem Anstieg der Spannung $u_{\mathrm{T}-}$ und dem positiven Nulldurchgang des Stromes i_{r} größer als T_{Lock}, befindet sich der Generator im überresonanten Betrieb (vgl. Abb. 5.3 (a)). Für $\Delta T < T_{\mathrm{Lock}}$ kann der überresonante Betrieb hingegen nicht mehr sichergestellt werden (vgl. Abb. 5.3 (c)). Ziel ist es, ΔT im überresonanten Betrieb möglichst dicht an die Verriegelungszeit heranzuführen, wie Abb. 5.3 (b) zeigt. Durch Variation der Laufzeitkompensation im Betrieb konnte die optimale Einstellung zu $T_{\mathrm{Lead}} = 100\,\mathrm{ns}$ identifiziert werden. Um den überresonanten Betrieb bei stationärem Lastverhalten in jedem Fall sicherzustellen, wird die Laufzeitkompensation für die im Folgenden gezeigten Messungen einen Systemtakt größer gewählt.

Zur Bewertung der Stabilität der Brückenschaltung wird die Spannung an der Brücke und den Leistungsschaltern bei geschlossener Regelschleife untersucht. Aufgrund der Nutzung eines separaten ohmschen Lastwiderstands (vgl. Abb. 5.2), muss die Eingangsleistung jedoch begrenzt werden, um einem Überhitzen der Testlast vorzubeugen. Abbildung 5.4 zeigt die Spannungsverläufe an der Halbbrücke.

Verglichen mit der simulativen Untersuchung aus Abb. 4.8 fallen die Spannungsschwankungen geringer aus und klingen relativ zügig ab. Dies ist durch den optimalen Hardwareaufbau mit einer niederinduktiven Anbindung der Zwischenkreisinduktivität an die Halbbrücke gewährleistet (vgl. Kap. 4.1).

5.2 Versorgung des Gießener RIM-4 Triebwerks

Nachdem die Funktionalität des Regelungskonzepts mit der Testlast experimentell verifiziert wurde, soll die Versorgung und Vermessung von RIT mit dem entwickelten Generator untersucht werden. Die Bewertung erfolgt zum einen mit den in Kap. 4.2 vorgestellten Diagnoseausgaben des Generators und anhand der Form des Laststromes. Zum anderen werden die zur Charakterisierung von RIT typischerweise genutzten *Performance-Mappings* herangezogen. Diese evaluieren die zur Entladungserhaltung benötigte elektrische Leistung, um einen konstanten Ionenstrahlstrom I_b bzw. Schub F zu erzeugen, in Abhängigkeit von der in das Entladungsgefäß eingeleiteten Gasmenge. Letztere wird dabei typischerweise nicht als Massenfluss $\dot{m}_0$, sondern als Volumenstrom $\dot{V}_0$ in der Einheit sccm[1] angegeben. Mit Kenntnis der Dichte des verwendeten Gases unter Normalbedingungen ρ_STP kann zwischen Volumenstrom und Massenfluss umgerechnet werden [7, 107]:

$$\dot{V}_0 = 6 \cdot 10^7 \, \frac{\dot{m}_0}{\rho_\mathrm{STP}} \tag{5.2}$$

Die Extraktionsspannungen U_scr und U_acc werden für die Aufnahme von Performance-Mappings konstant gehalten. Damit hängt die Anzahl der extrahierten Ionen näherungsweise nur von der Plasmaergiebigkeit – oder der Ladungsträgerdichte n_i und der Elektronentemperatur T_e – ab [107]. Jedoch ändern sich mit dem Volumenstrom in das Entladungsgefäß auch die dort herrschenden Bedingungen und somit die Form des Plasmameniskus bzw. die Strahlfokussierung (vgl. Kap. 2.3.4). Anders ausgedrückt hängt die Erosion des zweiten Gitters bzw. der Wirkungsgrad des Extraktionssystems (vgl. Gl. (2.65)) vom Triebwerk-Arbeitspunkt ab. Um die Anzahl der aus dem Triebwerk extrahierten Ionen in jedem Arbeitspunkt zu maximieren, müsste die Strahlfokussierung durch Abstimmung der Spannung U_acc auf den jeweils vorliegenden Plasmameniskus optimiert werden. Damit der Ionenstrahlstrom in jedem Arbeitspunkt konstant bleibt, wird die Änderung der Plasmaergiebigkeit bei der Aufnahme von Performance-Mappings durch Anpassung der eingekoppelten RF-Leistung kompensiert.

Da für Performance-Mappings typischerweise die DC-Eingangsleistung P_DC des RFGs aufgenommen wird, wird hierbei der elektrische Wirkungsgrad des gesamten Triebwerkkonzepts η_el evaluiert (vgl. Gl. (2.65)). Aus diesem Grund ermöglicht die Aufnahme von Performance-Mappings auch eine Bewertung von η_RFG für unterschiedliche RFG-Konfigurationen durch Vergleich der jeweils benötigten Eingangsleistung P_DC für einen bestimmten Volumenstrom $\dot{V}_0$. Jedoch ist zu bedenken, dass durch Änderung der RFG-Konfiguration auch die Eigenschaften der Entladung bzw. ihr Energiebedarf variieren können. Insofern ist die Höhe der benötigten Eingangsleistung auch bei gleichem Volumenstrom nicht zwingend allein durch η_RFG bestimmt.

Abbildung 5.5 zeigt den Messaufbau zur Versorgung und Vermessung des RIM-4 Triebwerks aus Abb. 2.3 mit dem entwickelten Generator. Das Triebwerk befindet sich innerhalb der Vakuumkammer und wird über Durchführungen von der extern positionierten elektronischen Peripherie versorgt. Als Treibstoff kommt Xenon zum Einsatz. Die RF-Übertragung erfolgt über eine 50 Ω-Triaxialleitung. Innerhalb des Rezipienten ist die Leitung zu Messzwecken als Zweidrahtleitung ausgeführt. Die gesamte RF-Zuleitungslänge beläuft sich – soweit nicht anders bezeichnet – auf 0,4 m und die Extraktionsspannungen betragen $U_\mathrm{scr} = 0{,}9\,\mathrm{kV}$ und $U_\mathrm{acc} = 50\,\mathrm{V}$. Im Folgenden werden die zur Erläuterung der Zusammenhänge wichtigsten Messergebnisse präsentiert. Weitere Messungen am RIM-4 Triebwerk sind in Anhang A.2 zu finden.

[1] Standardkubikzentimeter pro Minute nach DIN 1343

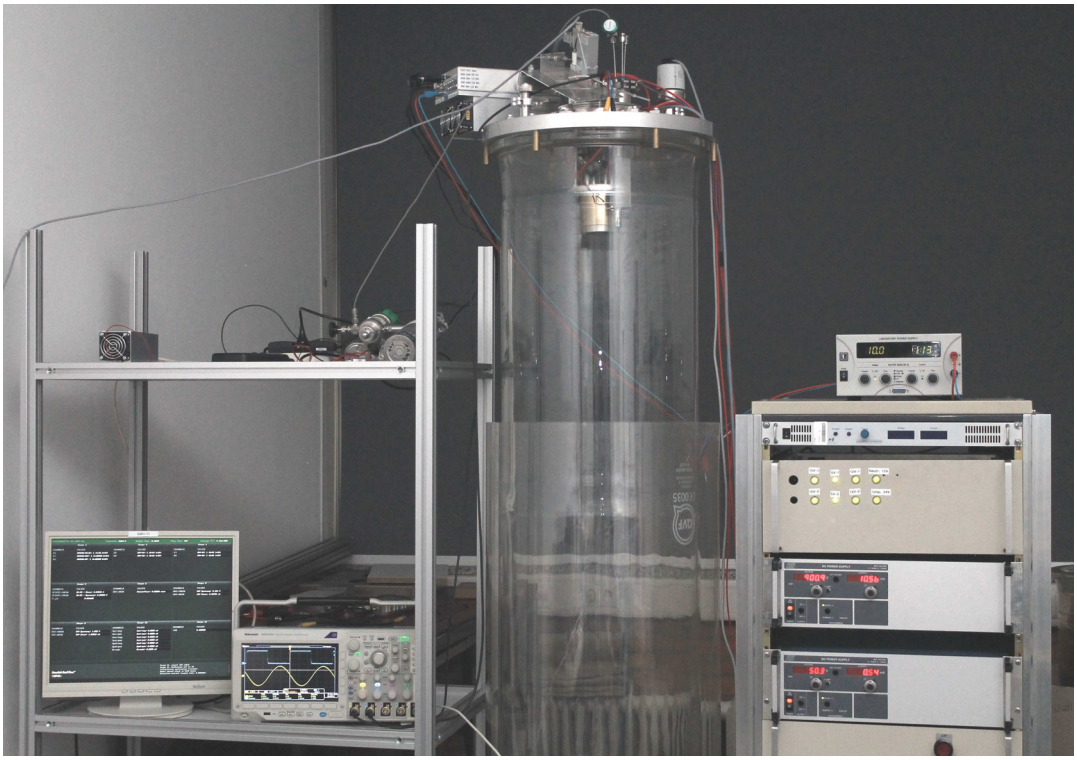


Abbildung 5.5: *Messaufbau zur Versorgung des RIM-4 Triebwerks mit dem entwickelten Generator über eine RF-Zuleitung von 0,4 m Länge*

Abbildung 5.6 zeigt die Vermessung des RIM-4 Triebwerks mit der RFG-Reihenschwingkreiskonfiguration ($k = 1$) bei einer Betriebsfrequenz von $f_{\mathrm{RF}} = 2\,\mathrm{MHz}$ für unterschiedliche Ionenstrahlströme. Alle Verläufe weisen ein für RIT charakteristisches Verhalten auf: Zu kleinen Volumenströmen hin steigt die benötigte Leistung stark an, während sie zu höheren Werten hin mäßig zunimmt. Ein niedriger Volumenstrom hat eine geringe Neutralgasdichte n_{n} im Entladungsgefäß zur Folge. Nach Gl. (2.22) und (2.23) führt dies zu einer großen mittleren freien Weglänge λ bzw. kleinen Stoßfrequenz ν der Elektronen (vgl. Kap. 2.3.2). Demzufolge sinkt die Anzahl der zur Ionisation zur Verfügung stehenden Atome mit dem Volumenstrom und die Ladungsträgerdichte n_{e} bzw. n_{i} fällt ab. Daher sinkt auch der äquivalente Plasmawiderstand $R_{\mathrm{pl,eq}}$ zu kleinen Volumenströmen hin und die Verluste im Generator und in der RF-Zuleitung steigen an (vgl. Kap. 3.5). Um weiterhin eine bestimmte Anzahl an Ionen – festgelegt durch den geforderten Ionenstrahlstrom I_{b} – für die Extraktion zur Verfügung stellen zu können, wächst der Leistungsbedarf stark an, da die Effizienz der Ionisation durch die hohe mittlere freie Weglänge gering ist. Bei einem kritischen Volumenstromwert $\dot{V}_{0\,\mathrm{min}}$ reicht die verbleibende Neutralgasdichte nicht mehr aus und die Entladung erlischt, da nicht genug RF-Leistung bereitgestellt werden kann.

Darüber hinaus steigt auch die mittlere Temperatur der Elektronen T_{e}, bedingt durch die niedrige Kollisionsfrequenz. Die gesteigerte Beweglichkeit führt zu höheren Wandverlusten. Ferner muss berücksichtigt werden, dass die Stoßquerschnitte für ionisierende sowie anregende und elastische Elektron-Atom Stöße von der Elektronentemperatur abhängen [107] und diese somit wiederum Einfluss auf λ und ν hat.

Bedingt durch die niedrige Plasma- und Ladungsträgerdichte bei geringen Volumenströmen

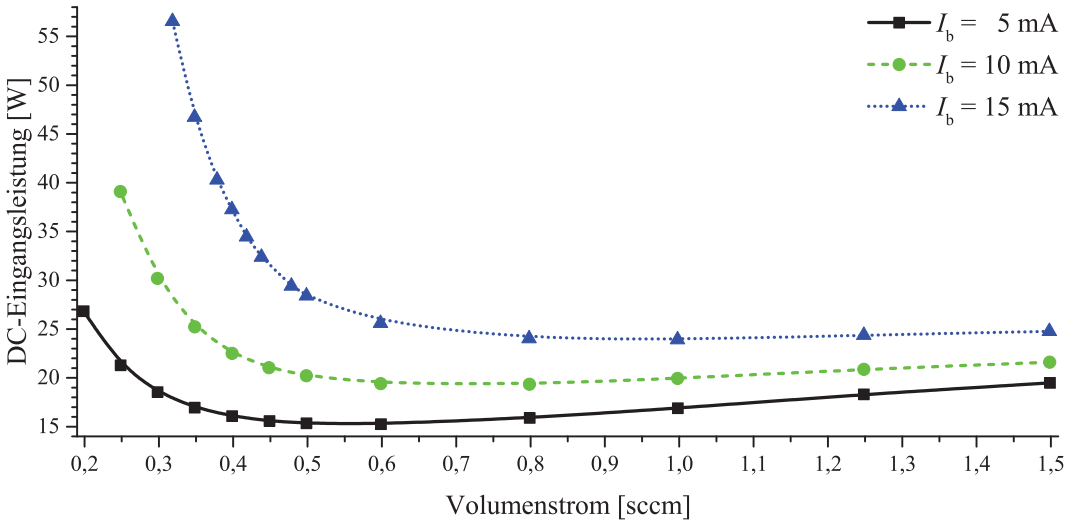


Abbildung 5.6: *Performance-Mapping des RIM-4 Triebwerks bei Versorgung mit dem entwickelten Generator in Reihenschwingkreiskonfiguration mit $f_{RF} \approx 2$ MHz für unterschiedliche Ionenstrahlströme I_b*

sinkt auch die Abschwächung der elektromagnetischen Felder der Induktionsspule durch die Entladung (vgl. Abb. 2.4). Dies führt wiederum zu einer Erhöhung der Wirbelstromverluste in den umgebenden Metallteilen des Triebwerksgehäuses.

Darüber hinaus steigt das Verhältnis $\nu_{\mathrm{eff}}/\omega_{\mathrm{RF}}$ mit sinkendem Volumenstrom und anomale elektrische Heizprozesse gewinnen zunehmend an Bedeutung (vgl. Kap. 2.3.2). Arbeitsgruppeninterne Berechnungen mit dem in Ref. 107 vorgestellten Simulationsmodell haben jedoch ergeben, dass diese bei dem hier untersuchten RIM-4 Triebwerk keinen signifikanten Beitrag leisten.

Die benötigte DC-Eingangsleistung steigt mit dem geforderten Ionenstrahlstrom I_{b}. Zudem verschiebt sich der RIT-typische Verlauf mit zunehmendem I_{b} hin zu höheren Volumenstromwerten. Dies kann anschaulich durch ein Ansteigen der Ladungsträgerdichte erklärt werden: Ein Ionenstrahlstrom von 15 mA erfordert – bei gleichen Extraktionsspannungen – eine höhere Plasmaergiebigkeit als $I_{\mathrm{b}} = 5$ mA. Die kritische Plasmadichte wird für 15 mA bereits bei $\dot{V}_0 \approx 0{,}35$ sccm unterschritten, während das Plasma bei $\dot{V}_0 \approx 0{,}2$ sccm noch ausreichend ergiebig ist, um einen Ionenstrahlstrom von 5 mA zu liefern (vgl. Abb. 5.6). Unterhalb der kritischen Volumenstromwerte kann eine ausreichend hohe Plasmaergiebigkeit nur durch eine unverhältnismäßig hohe elektrische Leistungszufuhr gewährleistet werden.

Zu hohen Volumenströmen hin wächst die Neutralgasdichte n_{n} an. In der Folge sinkt die mittlere freie Weglänge und die Elektron-Atom Stoßfrequenz steigt. Dadurch stellt sich eine geringere mittlere Elektronentemperatur ein, da die Zeitdauer zwischen zwei Stößen für die Elektronen im Mittel nicht ausreicht, um eine hohe Energie aus dem elektrischen Feld zu ziehen. In dieser Hinsicht sinkt die Effizienz der Ionisation, da ein geringerer Anteil der Elektronen die zur Ionisation erforderliche kinetische Energie aufweist (vgl. Kap. 2.3.2).

Der Skineffekt im Plasma tritt im typischen Betriebsbereich des RIM-4 Triebwerks lediglich bei hohen Betriebsfrequenzen in Erscheinung und die Ladungsträgerdichten skalieren mit dem eingelassenen Volumenstrom (vgl. Kap. 2.3.3 und Abb. 2.7) – wie mit dem in Ref. 107 vorgestellten Simulationsmodell ermittelt werden konnte.

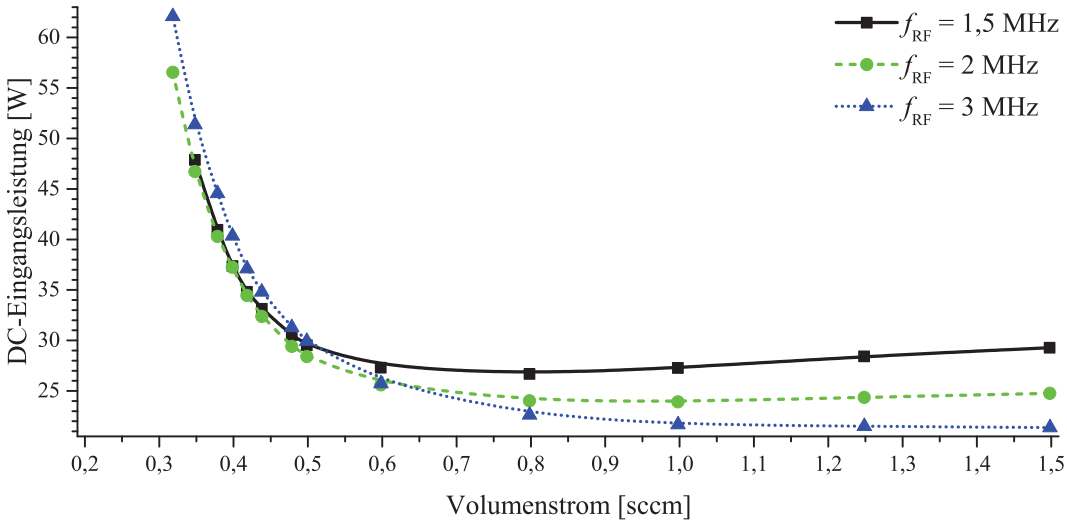


Abbildung 5.7: *Performance-Mapping des RIM-4 Triebwerks bei Versorgung mit dem entwickelten Generator in Reihenschwingkreiskonfiguration mit unterschiedlichen Betriebsfrequenzen f_{RF} für einen Ionenstrahlstrom $I_b = 15\ mA$*

Zwischen den beiden Volumenstromregimen ergibt sich für jeden Verlauf ein Arbeitspunkt, in dem die Entladung für einen bestimmten Ionenstrahlstrom einen minimalen elektrischen Leistungsbedarf aufweist. Die Lage dieses Optimums hängt von der Höhe des geforderten Ionenstrahlstromes – ergo der Plasmaergiebigkeit – ab und kann über die Wahl der Betriebsfrequenz f_{RF} in gewissen Grenzen beeinflusst werden. Abbildung 5.7 zeigt die Vermessung des RIM-4 Triebwerks mit der RFG-Reihenschwingkreiskonfiguration ($k = 1$) für unterschiedliche Betriebsfrequenzen f_{RF} bei einem Ionenstrahlstrom von $I_{\mathrm{b}} = 15\,\mathrm{mA}$.

Während die Wahl der Betriebsfrequenz für niedrige Volumenstromwerte kaum Auswirkungen auf den Leistungsbedarf der Entladung hat, ändert sie diesen bei hoher Plasmadichte signifikant. Die geringere DC-Eingangsleistung beim Betrieb mit hohen Plasmadichten und einer höheren Frequenz f_{RF} kann über das optimierte Verhältnis $\nu_{\mathrm{eff}}/\omega_{\mathrm{RF}}$ erklärt werden (vgl. Kap. 2.3.3): Um den Elektronen bei einer geringeren mittleren freien Weglänge weiterhin ausreichend Energie zum Ionisieren der Atome zu übertragen, ist eine kürzere Periodendauer T_{RF} des elektrischen Wirbelfelds vorteilhaft. Zugleich wird die Lage des optimalen Arbeitspunktes mit steigender Frequenz zu höheren Plasmadichten hin verschoben. Für eine Betriebsfrequenz von $f_{\mathrm{RF}} = 3\,\mathrm{MHz}$ befindet er sich bereits außerhalb des untersuchten Betriebsbereiches (vgl. Abb. 5.7).

Ferner erfordert die Entladung, aufgrund der induktiven Kopplung, bei einer hohen Frequenz einen niedrigen Stromfluss im Resonanzkreis (vgl. Gl. (2.48)). Demnach sinken die Verluste in Generator und RF-Zuleitung. Jedoch wachsen die Verlustwiderstände aufgrund des Skineffekts mit $\sqrt{f_{\mathrm{RF}}}$ an. Ist der äquivalente Plasmawiderstand groß gegenüber den Verlustwiderständen – was im untersuchten Betriebsbereich für hohe Massenflüsse der Fall ist – überwiegt der Effekt der optimierten induktiven Kopplung und der DC-Leistungsbedarf sinkt mit steigender Betriebsfrequenz.

Bei niedrigen Volumenströmen steigt die mittlere Elektronentemperatur durch die geringe Plasmadichte an. Die Wahl der Betriebsfrequenz beeinflusst die Entladungsbedingungen bzw. die benötigte Leistung kaum. Der Leistungsbedarf wird primär durch die zunehmend

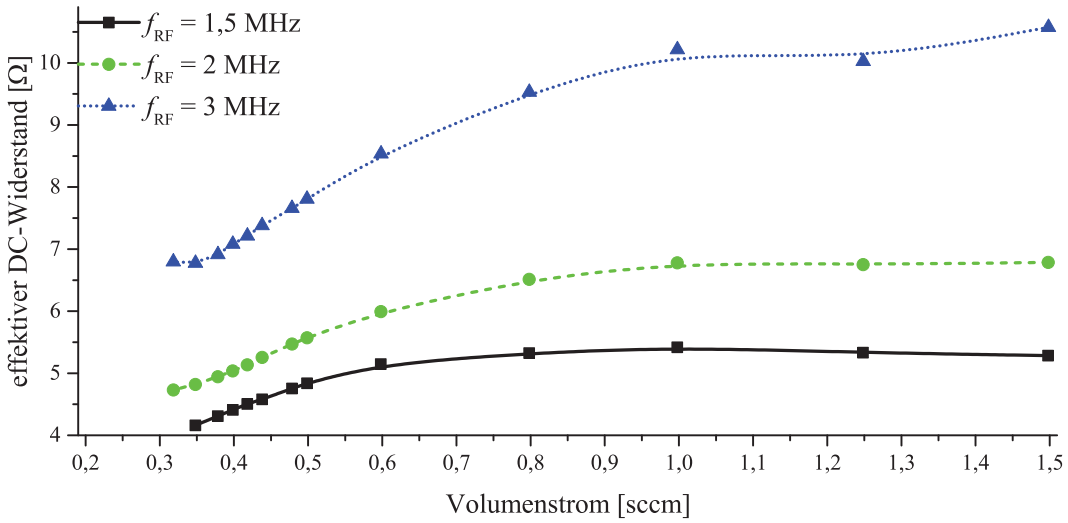


Abbildung 5.8: *Verläufe des effektiven DC-Eingangswiderstandes für die Kennlinien aus Abb. 5.7*

geringere Ladungsträger- und Neutralgasdichte bestimmt. Jedoch sinken die Verluste in Generator und RF-Zuleitung mit kleineren Frequenzen. Durch den verhältnismäßig niedrigen äquivalenten Plasmawiderstand in diesem Betriebsbereich fällt dies insbesondere bei großen RF-Zuleitungslängen ins Gewicht.

Für eine qualitative Betrachtung der schaltungstechnischen Effizienz des RFGs η_{RFG} kann der effektive DC-Widerstand herangezogen werden:

$$R_{\mathrm{DC,eff}} = \frac{P_{\mathrm{DC}}}{I_{\mathrm{DC}}^2} \tag{5.3}$$

Dieser bietet eine Möglichkeit, die Änderung von η_{RFG} anhand der DC-Eingangsgrößen zu bewerten. Die in der Schaltung auftretenden Verlustwiderstände können für eine bestimmte Frequenz im thermisch eingeschwungenen Zustand als konstant angenommen werden. In dieser Hinsicht hängt die Änderung des effektiven DC-Widerstandes ausschließlich vom äquivalenten Plasmawiderstand ab. Dieser kann als relatives Maß für den Wirkungsgrad η_{RFG} betrachtet werden (vgl. Gl. (3.44)). Der äquivalente Plasmawiderstand repräsentiert allerdings nicht nur die Elektronenstoß-Ionisation, sondern alle im Plasma ablaufenden Verlustprozesse – wie beispielsweise elektronische Übergänge oder Wandverluste. Für den optimalen Betriebspunkt der Entladung ist allerdings die Effizienz der Ionisation entscheidend. Aus diesem Grund entspricht der Arbeitspunkt des geringsten DC-Leistungsbedarfs nicht zwingend dem größten äquivalenten Plasmawiderstand.

Darüber hinaus muss auch hier berücksichtigt werden, dass eine Änderung der Plasmadichte bei konstant gehaltenen Extraktionsspannungen die Strahlfokussierung variiert. Diese Beeinflussung des Ionenstrahlstromes muss durch eine Anpassung der eingekoppelten RF-Leistung kompensiert werden, die wiederum auf den effektiven DC-Widerstand rückwirkt. Abbildung 5.8 zeigt die Verläufe der effektiven DC-Eingangswiderstände für die Kennlinien aus Abb. 5.7.

Für alle untersuchten Frequenzen gilt, dass $R_{\mathrm{DC,eff}}$ mit dem Volumenstrom ansteigt[2]. Je höher die Betriebsfrequenz gewählt wird, desto stärker fällt die Änderung aus. Für $f_{\mathrm{RF}} = 1{,}5\,\mathrm{MHz}$ und $f_{\mathrm{RF}} = 2\,\mathrm{MHz}$ liegt der höchste RFG-Wirkungsgrad bereits bei $\dot{V}_0 \approx 1\,\mathrm{sccm}$ vor. Aus

[2]das abweichende Verhalten im Verlauf für $f_{\mathrm{RF}} = 3\,\mathrm{MHz}$ ist mutmaßlich auf Messabweichungen zurückzuführen

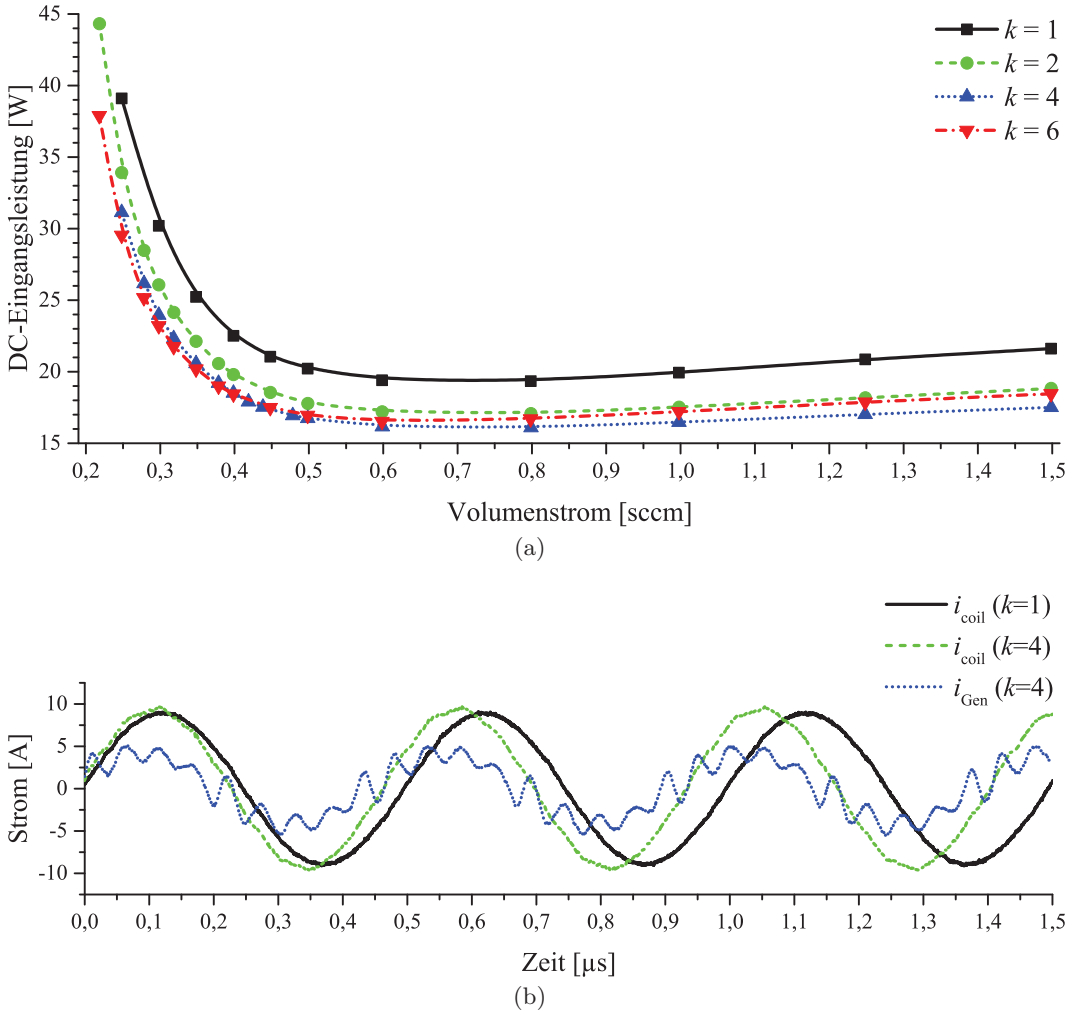


Abbildung 5.9: *Performance-Mapping des RIM-4 Triebwerks (a) und Stromverläufe (b) bei Versorgung mit dem entwickelten Generator unter Nutzung der Impedanztransformation für eine Resonanzfrequenz $f_0 = 2$ MHz und einen Ionenstrahlstrom $I_b = 10$ mA*

Abb. 5.7 ist ersichtlich, dass sich für eine Betriebsfrequenz von 2 MHz bei diesem Wert auch der minimale Leistungsbedarf einstellt. Für $f_{\mathrm{RF}} = 1{,}5$ MHz liegt der optimale Arbeitspunkt hingegen bei einem Volumenstrom von $\approx 0{,}7$ sccm. Diese Abweichung kann anschaulich über die Änderung der Entladungsbedingungen erklärt werden: Durch die Variation der Plasmadichte ändert sich die Effizienz der Ionisation bzw. die Höhe der Entladungsverluste sowie der Wirkungsgrad der Extraktion. In dieser Hinsicht entspricht der maximale äquivalente Plasmawiderstand $R_{\mathrm{pl,eq}}$ – der einen hohen Wirkungsgrad η_{RFG} bewirkt – nicht zwingend dem optimalen Arbeitspunkt des Triebwerks bzw. dem maximalen elektrischen Gesamt-Wirkungsgrad η_{el} (vgl. Kap. 2.3.4). Zudem ändern sich auch die Verlustwiderstände in Generator und Zuleitung mit der Frequenz (vgl. Gl. (2.36)). Bei einer Betriebsfrequenz von 3 MHz liegen beide Effizienzmaxima außerhalb des untersuchten Bereichs.

Abbildung 5.9 zeigt die Vermessung des RIM-4 Triebwerks unter Nutzung der in Kap. 3.5 vorgestellten Impedanztransformation mit unterschiedlichen Transformationsfaktoren k für ei-

ne Resonanzfrequenz von $f_0 = 2\,\mathrm{MHz}$ und einen Ionenstrahlstrom von 10 mA. Zum Vergleich wird auch die Messung mit der Reihenschwingkreiskonfiguration ($k = 1$) dargestellt.

Um eine große Stromüberhöhung in der Last zu erzeugen, sollte die Kapazität C_{res2} möglichst dicht am Triebwerk positioniert werden (vgl. Kap. 4.1.4). Für diese Untersuchung wurde sie jedoch im Generator realisiert. Auf diese Weise ist ein Öffnen der Vakuumkammer zum Umbau nicht erforderlich und die Bedingungen innerhalb des Rezipienten sind für alle Messungen identisch.

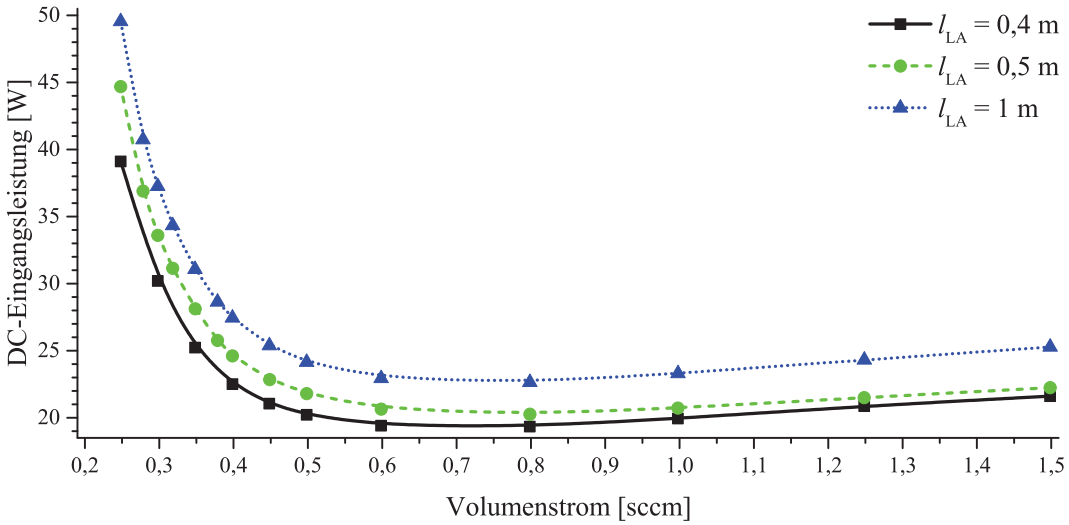
Die Impedanztransformation verbessert prinzipiell die Effizienz der RF-Versorgung, jedoch zeigt sich in Abb. 5.9 (a), dass eine Erhöhung des Transformationsfaktors von $k = 4$ auf $k = 6$ kaum bzw. kein weiteres Absinken der benötigten elektrischen Leistung bewirkt. Der Grund dafür ist aus Abb. 5.9 (b)[3] ersichtlich: Zwar ist der Generatorstrom deutlich kleiner als der Laststrom, jedoch beinhaltet er einen erheblichen Oberschwingungsanteil. Durch die Reihenschaltung von C_{res1} und C_{res2} (vgl. Abb. 3.24) werden die Oberschwingungen der nahezu rechteckförmigen Ausgangsspannung der Halbbrücke im Generatorstrom nicht so unterdrückt, wie es im Laststrom der Fall ist. In dieser Hinsicht ist die in Kap. 3.4.3 getroffene und in Kap. 3.5 angewandte Vereinfachung einer sinusförmigen Ausgangsspannung der Halbbrücke für die Verwendung eines Impedanztransformationsnetzwerkes nicht zulässig.

Die Impedanz der Reihenschaltung von C_{res1} und C_{res2} sinkt mit steigendem Transformationsverhältnis, wodurch der Oberschwingungsanteil im Generatorstrom mit steigendem k zunimmt. Die Strom-Oberwellen erzeugen mit den Oberwellen der näherungsweise rechteckförmigen Spannung zusätzliche Verluste im Generator. Daher steigt die Effizienz mit zunehmendem Transformationsfaktor nicht weiter an und die minimal mögliche DC-Eingangsleistung scheint bereits bei $k = 4$ erreicht zu sein.

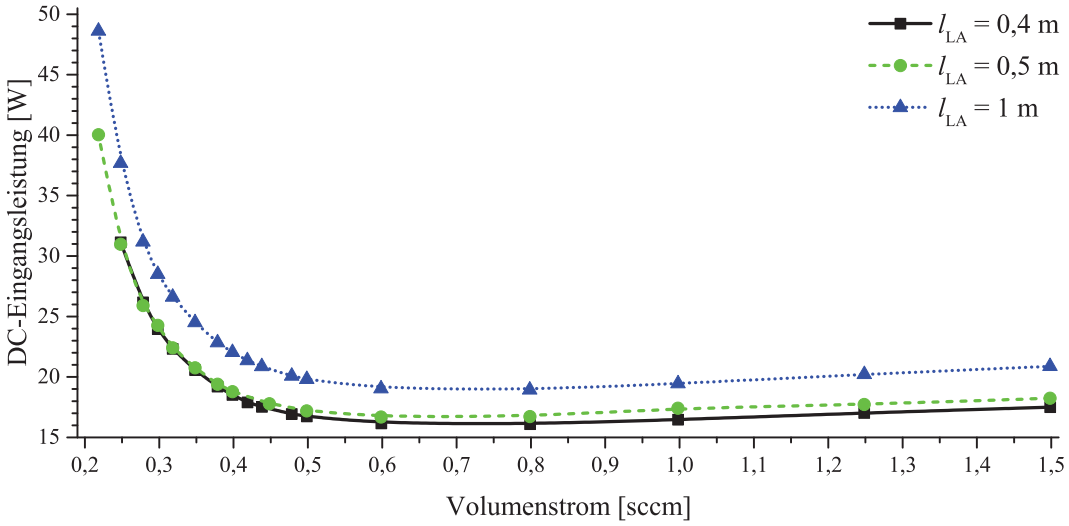
Abbildung 5.10 zeigt die Versorgung des RIM-4 Triebwerks mit dem entwickelten Generator in Reihenschwingkreiskonfiguration (a) und unter Verwendung der Impedanztransformation mit $k = 4$ (b) für unterschiedliche RF-Zuleitungslängen. Wie zu erwarten wächst der Leistungsbedarf mit der Leitungslänge an. Dabei ist die Zunahme insbesondere bei geringen Volumenströmen groß. Dies wird durch den verhältnismäßig niedrigen äquivalenten Plasmawiderstand in diesem Regime verursacht. Dementsprechend wirkt sich eine Erhöhung der Übertragungsverluste viel stärker auf die Effizienz aus (vgl. Gl. (3.44)). In diesem Betriebsbereich zeigt die Impedanzanpassung Vorteile: Während der Leistungsbedarf für hohe Volumenströme mit zunehmender Leitungslänge in vergleichbarem Maße zur Reihenschwingkreiskonfiguration ansteigt, erfordert eine hohe Leitungslänge bei niedrigen Volumenströmen keinen so hohen Leistungszuwachs.

Für eine erweiterte Bewertung des entwickelten Generators wird die Versorgung des RIM-4 Triebwerks durch einen konventionellen, analog geregelten RFG untersucht. Da der Messaufbau ansonsten unverändert bleibt, können die beiden RFGs anhand der benötigten elektrischen Leistung zur Erzeugung des konstant gehaltenen Ionenstrahlstromes direkt verglichen werden. Abbildung 5.11 zeigt das zugehörige Performance-Mapping. Der analog geregelte RFG erzeugt eine Betriebsfrequenz von $\approx 2{,}7\,\mathrm{MHz}$, daher erfolgt der Vergleich mit den Verläufen des entwickelten Generators bei $f_{\mathrm{RF}} = 2\,\mathrm{MHz}$ und $f_{\mathrm{RF}} = 3\,\mathrm{MHz}$ für einen Ionenstrahlstrom $I_{\mathrm{b}} = 10\,\mathrm{mA}$. Im Bereich hoher Volumenströme reiht sich der mit dem konventionell, analog geregelten RFG erforderliche Leistungsbedarf zwischen den beiden Verläufen ein, wie es nach den Erkenntnissen aus Abb. 5.7 zu erwarten ist. Zu niedrigeren Plasmadichten hin – bei denen der Leistungsbe-

[3] die höhere Frequenz der Stromverläufe bei Verwendung der Impedanztransformation ist durch Bauteilstreuungen der genutzten Resonanzkapazitäten verursacht



(a)



(b)

Abbildung 5.10: *Performance-Mapping des RIM-4 Triebwerks bei Versorgung mit dem entwickelten Generator unter Nutzung der Reihenschwingkreiskonfiguration ($k = 1$) (a) und der Impedanztransformation im Generator mit $k = 4$ (b) bei einer Betriebsfrequenz von $f_{RF} = 2$ MHz für verschiedene RF-Zuleitungslängen und einen Ionenstrahlstrom $I_b = 10$ mA*

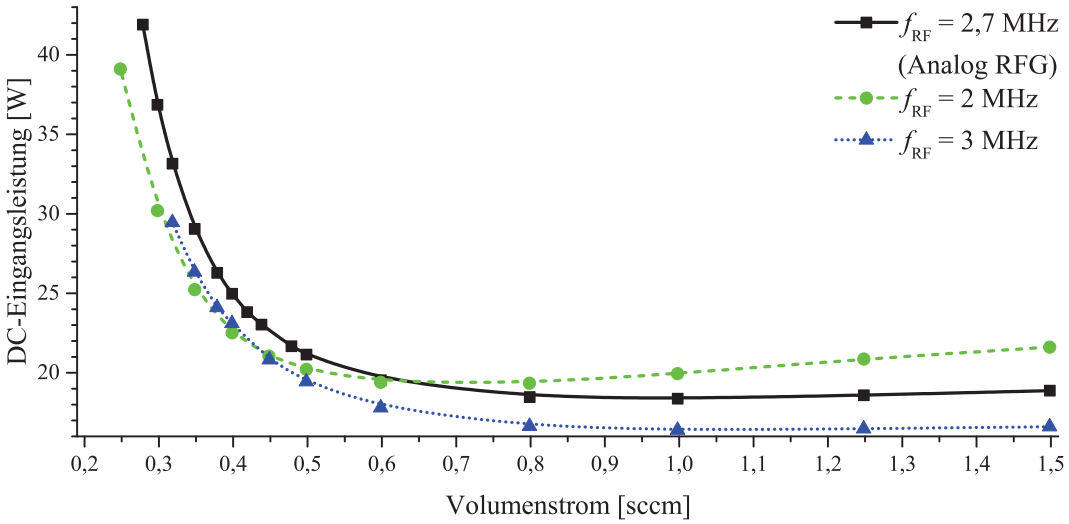


Abbildung 5.11: *Vergleich des entwickelten Generators mit einem konventionellen, analog geregelten RFG anhand der benötigten elektrischen Leistung zur Versorgung des RIM-4 Triebwerks für einen Ionenstrahlstrom $I_b = 10\,mA$*

darf keine bzw. kaum eine Frequenzabhängigkeit aufweist – benötigt der konventionell, analog geregelte RFG allerdings eine höhere DC-Eingangsleistung, um den gleichen Strahlstrom zu erzeugen. Durch den geringen äquivalenten Plasmawiderstand in diesem Betriebsbereich treten Unterschiede in der Generatoreffizienz hier deutlicher in Erscheinung und die Vorteile des entwickelten Schaltungs- und Regelungskonzepts auf Basis der digitalen FPGA-Implementierung kommen zum Vorschein (vgl. Kap. 4.2).

Zur spontanen Variation der RF-Ausgangsleistung wurde der entwickelte Generator mit einer Steuerungsfunktion zur Auslassung von Leitdauern versehen (vgl. Kap. 4.2.1). Abbildung 5.12 zeigt die Verläufe des Frequenz-Diagnosesignals f_s, des RF-Stromes sowie des Stromes am Plasmagrenzanker[4] I_{scr} für einen Volumenstrom von 0,3 sccm bei Nutzung der Regelungsfunktion zur hochdynamischen RF-Leistungssteuerung (vgl. Abb. 4.21). Zum Zeitpunkt $t = 0$ wird durch Vorgabe des Leistungssteuerungssignals *Pwr-Mode* der obere Leistungsschalter T_+ nur noch in sieben von acht RF-Perioden aktiviert. Die Freilaufperioden sind im Frequenz-Diagnosesignal f_s deutlich zu erkennen. Im RF-Strom entstehen durch die Leistungssteuerung unterschiedlich hohe Amplituden: Während der Freilaufperiode klingt die Amplitude ab, um im Verlauf der nächsten sieben Perioden wieder anzusteigen.

Durch die Freilaufperiode sinkt der mittlere Energieeintrag in den Resonanzkreis – und somit auch die in das Plasma eingekoppelte Leistung. Die Ergiebigkeit der Entladung fällt ab, wodurch letztendlich auch der Elektronenstrom aus dem Plasma I_{scr} sinkt. Aufgrund der Quasineutralitätsbedingung nimmt gleichermaßen auch der Ionenstrom aus dem Triebwerk ab (vgl. Kap. 2.3.2). Abbildung 5.12 zeigt, dass diese Änderung – im Vergleich zur Änderung des Leitdauerzyklus im Diagnosesignal f_s – relativ träge geschieht und in etwa 128 RF-Perioden in Anspruch nimmt. Dennoch kann so eine Ionenstrahlstromänderung von ca. 30 % innerhalb

[4] die Ermittlung des Ionenstrahlstromes I_b war mit der genutzten Messelektronik nicht mit ausreichend hoher Dynamik möglich. Aus diesem Grund wird hier der Screen-Grid Strom I_{scr} verwendet. Dieser gibt Auskunft über die Anzahl an Ladungsträgern, die das Plasma verlassen (vgl. Kap. 2.3.4) und bietet somit eine Aussage über die Plasmaergiebigkeit, ohne den Wirkungsgrad des Extraktionssystems miteinzubeziehen

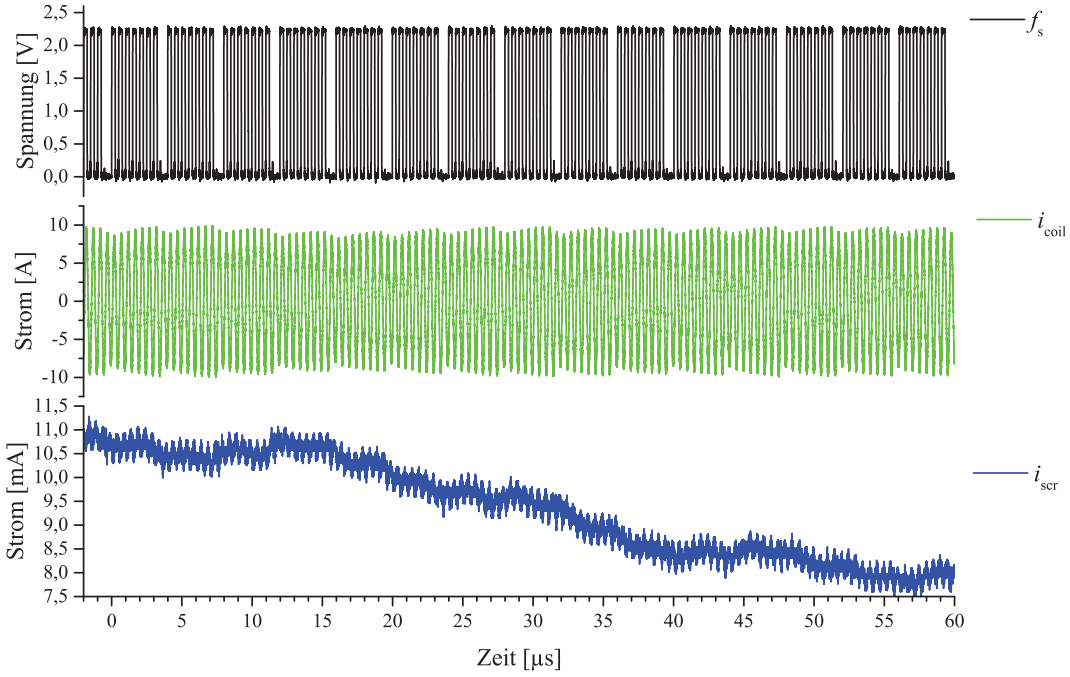


Abbildung 5.12: *Verlauf des Diagnosesignals f_s, des RF-Stromes sowie des Screen-Grid Stromes I_{scr} für die Nutzung der hochdynamischen Leistungssteuerung durch das Auslassen von Leitdauern bei einer Betriebsfrequenz von 2 MHz und einem Triebwerk-Arbeitspunkt von $\dot{V}_0 = 0{,}3$ sccm*

von 60 µs erzielt werden. Diese hohen Änderungsraten sind weder durch Anpassung der DC-Eingangsspannung, noch durch Variation des Volumenstromes möglich. Zugleich bestätigt die Trägheit des Plasmas, dass der verringerte Energieeintrag während der Freilaufperiode keine signifikanten Änderungen der internen Plasmaparameter bewirkt. In dieser Hinsicht stellt die hochdynamische Leistungssteuerung durch das Auslassen von Freilaufpfaden eine probate Methode zur schnellen Anpassung des erzeugten Schubes dar.

5.3 Leistungsmessung im Hochfrequenzbereich

Bei den bisherigen Untersuchungen wurde der Wirkungsgrad des RFGs bei der Versorgung von RIT anhand der benötigten DC-Eingangsleistung P_{DC} zur Erzeugung eines bestimmten Ionenstrahlstromes I_{b} bzw. eines konstanten Schubes F oder einer fixen Strahlleistung P_{s} bewertet (vgl. Kap. 2.3.4). Mit dieser Methode lassen sich allerdings nur relative Änderungen von η_{RFG} für unterschiedliche Konfigurationen der RF-Versorgung vergleichen, da mit den Performance-Mappings lediglich der elektrische Wirkungsgrad des gesamten Triebwerkskonzepts η_{el} erfasst wird (vgl. Gl. (2.67)). Zudem ändert sich der Wirkungsgrad des Extraktionssystems[5] mit dem Volumenstrom $\dot{V}_0$, wodurch ein Vergleich der RFG-Effizienz in unterschiedlichen Triebwerk-Arbeitspunkten nicht direkt möglich ist.

Darüber hinaus ist η_{RFG} stark von der Höhe des äquivalenten Plasmawiderstandes $R_{\mathrm{pl,eq}}$ abhängig (vgl. Kap. 2.3.3 sowie Gl. (3.44) und (3.45)). Daher kann keine pauschale Aussage über

[5] gilt für konstant gehaltene Extraktionsspannungen

den absoluten Wert des RFG-Wirkungsgrades getroffen werden. Vielmehr muss dieser in jedem einzelnen Triebwerk-Arbeitspunkt ermittelt werden. Dazu ist die messtechnische Bestimmung der elektrischen Leistung P_{RF} an der Triebwerksspule erforderlich.

Ferner wird dadurch auch eine erweiterte Triebwerkscharakterisierung möglich: Mit Kenntnis der RF-Leistung an der Entladungsspule und des wirksamen Spulenwiderstandes R_{coil} können die im Plasma umgesetzte Leistung P_{pl} und der äquivalente Plasmawiderstand $R_{\mathrm{pl,eq}}$ berechnet werden. Die akkurate Ermittlung von P_{RF} ist angesichts der hohen Frequenzen und Lastgüten jedoch äußerst anspruchsvoll, wie im Folgenden erläutert wird.

Aufgrund der sich im Betrieb ändernden Lastimpedanz $Z_{\mathrm{c+pl}}$ bzw. des sich ändernden äquivalenten Plasmawiderstandes (vgl. Kap. 2.3.3), ist eine direkte Leistungsmessung nicht möglich. P_{RF} muss vielmehr aus Strom und Spannung an der Triebwerksspule berechnet werden:

$$P_{\mathrm{RF}} = \overline{p}_{\mathrm{RF}} = \overline{u_{\mathrm{coil}}\, i_{\mathrm{coil}}} = \frac{1}{T_0} \int_{T_0} u_{\mathrm{coil}}\, i_{\mathrm{coil}} \cdot \mathrm{d}t \tag{5.4}$$

Für die korrekte Multiplikation der zeitlichen Strom- und Spannungsverläufe müssen diese phasenrichtig erfasst werden. Da Strom- und Spannungssensoren im Allgemeinen unterschiedliche Laufzeitverzögerungen T_{PD} aufweisen und die Frequenz der zu messenden Signale im Megahertz-Bereich liegt, ist dies jedoch besonders kritisch und erfordert eine hochgenaue Abstimmung der Sensoren.

Für sinusförmige Stromverläufe kann P_{RF} alternativ auch aus den Effektivwerten[6] (RMS) von Strom und Spannung berechnet werden:

$$P_{\mathrm{RF}} = \mathrm{Re}\left\{S_{\mathrm{RF}}\right\} = \mathrm{Re}\left\{U_{\mathrm{coil,RMS}}\, I_{\mathrm{coil,RMS}}\right\} = U_{\mathrm{coil,RMS}}\, I_{\mathrm{coil,RMS}}\, \cos\varphi_{\mathrm{U_{01}\to I}} \tag{5.5}$$

Hier bezeichnet S_{RF} die komplexe Scheinleistung und $\varphi_{\mathrm{U_{01}\to I}}$ den Phasenwinkel zwischen der Grundschwingung $U_{\mathrm{coil,01}}$ der im Allgemeinen oberschwingungsbehafteten Spannung (vgl. Kap. 3.4.3) und dem sinusförmigen Strom. Dieser entspricht dem Phasenwinkel der komplexen Last $Z_{\mathrm{c+pl}} = |Z_{\mathrm{c+pl}}|\, \mathrm{e}^{\mathrm{i}\varphi_{\mathrm{U_{01}\to I}}}$.

$\varphi_{\mathrm{U_{01}\to I}}$ kann wiederum aus dem Verhältnis von Reaktanz zu Resistanz bzw. der Lastgüte bestimmt werden:

$$\varphi_{\mathrm{U_{01}\to I}} = \arctan\left(\frac{\omega_0\, L_{\mathrm{c+pl}}}{R_{\mathrm{c+pl}}}\right) = \arctan Q_{\mathrm{L}} \tag{5.6}$$

Für RIT-typische (sehr hohe) Lastgüten ergeben sich Phasenwinkel von annähernd 90 ° und die Wirkleistung im Resonanzkreis ist wesentlich geringer als die Blindleistung $P_{\mathrm{RF}} << Q_{\mathrm{RF}}$. Im Bereich von $\approx 90\,^\circ$ weist die Kosinus-Funktion jedoch ihre größte Steigung auf. Dementsprechend führen bereits kleine Abweichungen im Phasenwinkel $\varphi_{\mathrm{U_{01}\to I}}$ – also in der Kompensation der unterschiedlichen Sensorlaufzeitverzögerungen $T_{\mathrm{PD,sensor}}$ – zu falsch ermittelten Leistungswerten.

Die Berechnung der im Plasma umgesetzten Leistung P_{pl} und des äquivalenten Plasmawiderstandes $R_{\mathrm{pl,eq}}$ kann mithilfe des in Kap. 2.3.3 vorgestellten Triebwerksmodells nach

$$P_{\mathrm{pl}} = P_{\mathrm{RF}} - R_{\mathrm{coil}}\, I^2_{\mathrm{coil,RMS}} \tag{5.7}$$

$$R_{\mathrm{pl,eq}} = \frac{P_{\mathrm{RF}}}{I^2_{\mathrm{coil,RMS}}} - R_{\mathrm{coil}} \tag{5.8}$$

[6] engl.: root mean square

erfolgen und erfordert eine möglichst exakte Kenntnis des Entladungsspulenwiderstandes R_{coil}. Dieser hängt zum einen über die Skineindringtiefe (vgl. Gl. (2.36)) von der Frequenz und zum anderen über die Materialeigenschaften von der Temperatur ab.

Darüber hinaus beinhaltet die nach Gl. (5.7) berechnete Leistung P_{pl} nicht nur die im Plasma umgesetzte Leistung, sondern berücksichtigt sämtliche Anteile, die dem elektromagnetischen Feld der Spule Energie entziehen (vgl. Kap 2.3.3). In dieser Hinsicht werden auch Wirbelstromverluste im Triebwerksgehäuse und den Extraktionsgittern mit erfasst und der nach Gl. (5.8) ermittelte äquivalente Plasmawiderstand fällt zu groß aus.

5.3.1 Messverfahren

Das in Ref. 97 vorgestellte Messverfahren zur Bestimmung der RF-Leistung kann in drei Schritte unterteilt werden. Zunächst wird die Triebwerksimpedanz im ungezündeten Zustand ermittelt. Dieser Schritt erfolgt mit einem RLC-Meter mittels Vierleitermessung, um Messwertverfälschungen durch Leitungs- und Anschlusswiderstände zu minimieren. Wichtig dabei ist, dass die zur Messung verwendete Frequenz der Betriebsfrequenz f_{RF} entspricht, damit der wirksame Spulenwiderstand R_{coil} korrekt ermittelt wird. Darüber hinaus muss das Triebwerk – oder zumindest die Entladungsspule – zuvor auf Betriebstemperatur gebracht werden, um während der Messung einen thermisch eingeschwungenen Zustand zu gewährleisten. Das RLC-Meter liefert neben R_{coil} auch L_{coil} und φ_{coil}. Diese dienen als Referenz zur Kalibrierung der Strom- und Spannungssensoren.

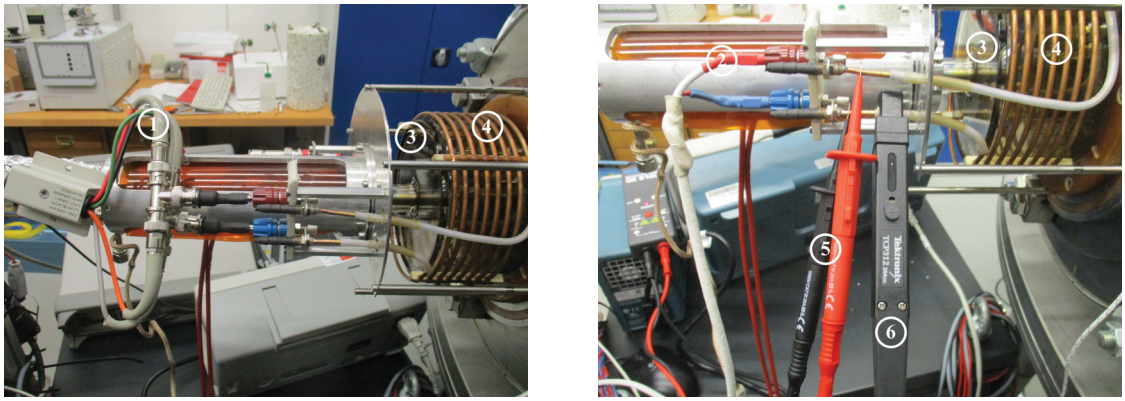
In einem zweiten Schritt wird das Triebwerk durch den RFG versorgt, allerdings ohne Gas in das Entladungsgefäß einzulassen und dementsprechend ohne ein Plasma zu erzeugen. Dadurch ist die Vergleichbarkeit der Triebwerksimpedanz zu den Messergebnissen aus dem ersten Schritt gegeben. Der Strom durch und die Spannung an der Entladungsspule werden nun mittels einer Stromzange und eines Hochspannungsdifferentialtastkopfes gemessen. Da die Spannungsmessung parallel zur Entladungsspule erfolgt, muss der Spannungssensor eine wesentlich größere Eingangsimpedanz als die Entladungsspule aufweisen, um eine nichtinvasive Messung zu gewährleisten [97]. Darüber hinaus ist die frequenzabhängige Abnahme der maximal zulässigen Messspannung[7] gängiger Hochspannungsdifferentialtastköpfe im Megahertz-Bereich kritisch [106].

Zur Ermittlung der RF-Leistung und des Phasenwinkels wird ein Oszilloskop mit ausreichender Bandbreite, Abtastfrequenz und Speichertiefe benötigt [55]. Nachdem die Betriebstemperatur der Entladungsspule erreicht ist, werden die Laufzeiteinstellungen der Sensoren mithilfe der *Deskew-Funktion* am Oszilloskop solange variiert, bis der ermittelte Phasenwinkel dem der RLC-Meter Messung entspricht. Damit sind die Laufzeitverzögerungen der Sensoren im thermisch eingeschwungenen Zustand bei der Betriebsfrequenz f_{RF} identifiziert[8]. Um eine möglichst hohe Messgenauigkeit zu gewährleisten, sollte der Messaufbau bezüglich Sensorpositionen, Kabellängen und Oszilloskopeinstellungen für die Leistungsberechnung nach der Ermittlung der Sensorlaufzeitverzögerungen nicht mehr verändert werden.

Im dritten Schritt wird das Plasma gezündet und die RF-Leistung kann in allen Triebwerk-Arbeitspunkten akkurat ermittelt werden.

[7] üblicherweise als *Voltage-Derating* bezeichnet

[8] Änderungen in der Resonanzfrequenz, wie sie typischerweise nach der Zündung oder Arbeitspunktvariation bei größeren RIT auftreten (vgl. Kap. 3.5), dürfen keine Änderung der Sensorlaufzeitverzögerung T_{PD} nach sich ziehen. Dazu muss der Phasengang der Sensoren im Stellbereich der Resonanzfrequenz konstant sein



(a) (b)

① RLC-Meter Messleitung
② RF-Zuleitung
③ Entladungsgefäß
④ Entladungsspule
⑤ Hochspannungsdifferentialtastkopf
⑥ Stromzange

Abbildung 5.13: *Messaufbau zur Bestimmung der Triebwerksimpedanz mittels RLC-Meter (a) und zur Kalibrierung der Sensorlaufzeiten sowie zur Ermittlung der RF-Leistung am RIM-10 Triebwerk (b)*

5.3.2 RF-Leistungsmessung am Gießener RIM-10 Triebwerk

Die Höhe des RFG-Wirkungsgrades und die Effizienz der RF-Einkopplung sowie deren Abhängigkeit vom Triebwerk-Arbeitspunkt sollen mit dem zuvor vorgestellten Messverfahren an einem RIM-10 Triebwerk bestimmt werden. Zu diesem Zweck werden Messungen mit Variation von lediglich einem Eingangsparameter (Volumenstrom $\dot{V}_0$ oder RFG-Eingangsleistung P_{DC}) durchgeführt. Hierdurch ist der Ionenstrahlstrom bzw. die erzeugte Strahlleistung als Ausgangsparameter – entgegen der Untersuchung am RIM-4 Triebwerk – nicht konstant, sondern ändert sich mit Variation des jeweiligen Eingangsparameters.

Da der entwickelte Generator zum Zeitpunkt der Leistungsmessung nicht zur Verfügung stand, wurde diese stellvertretend mit einem konventionellen, analog geregelten RFG in Reihenschwingkreiskonfiguration durchgeführt. Die Betriebsfrequenz beträgt $f_{\mathrm{RF}} \approx 950\,\mathrm{kHz}$ und die gewählten Extraktionsspannungen belaufen sich auf $U_{\mathrm{scr}} = 1\,\mathrm{kV}$ und $U_{\mathrm{acc}} = 60\,\mathrm{V}$. Als Treibstoff kommt Argon zum Einsatz. Abbildung 5.13 zeigt den Messaufbau zur Bestimmung der Triebwerksimpedanz mit dem RLC-Meter (a) sowie zur Kalibrierung der Strom- und Spannungssensoren und zur eigentlichen Leistungsmessung (b). Im Gegensatz zum Messaufbau aus Abb 5.5 befindet sich das RIM-10 zur Leistungsmessung außerhalb der Vakuumkammer, wodurch der Verkabelungsaufwand und Störeinflüsse minimiert werden. Prinzipiell kann die Leistungsmessung aber auch erfolgen, wenn das Triebwerk innerhalb des Rezipienten positioniert ist.

Beim Anschluss der Messleitungen ist die Nutzung der gleichen Sensorpositionen entscheidend, um eine gute Vergleichbarkeit zwischen Referenz- und Kalibrierungsmessung sicherzustellen. Ferner sollten die Messleitungen generell so kurz wie möglich und verdrillt ausgeführt sein, um Messwertverfälschungen durch die parasitären Eigenschaften der Messleitungen (vgl. Kap. 4.1.4) und die hohe feldgebundene elektromagnetische Störemission der Entladungsspule im Megahertz-Bereich zu minimieren. Zur Kalibrierung der Sensorlaufzeitverzögerung wird die

Verzugszeit der Signale am Oszilloskop variiert, bis der berechnete Phasenverzug dem Phasenwinkel φ_{coil} aus der RLC-Meter Messung entspricht. Dabei ist eine möglichst hohe Abtastrate im Sub-Nanosekunden-Bereich erforderlich, um die Verzugszeit von $\approx T_{\mathrm{RF}}/4$ ausreichend genau auflösen zu können[9]. Die eigentliche Berechnung der RF-Leistung im Oszilloskop erfolgt im Grunde nach Gl. (5.4), womit prinzipiell auch die Leistung von beliebig geformten, periodischen Strom- und Spannungsverläufen ermittelt werden kann. Durch eine gleitende Mittelwertbildung der berechneten Leistungen kann die Genauigkeit weiter erhöht werden.

Die Abbildungen 5.14 und 5.15 zeigen die elektrischen Effizienzen des RFGs η_{RFG} (vgl. Gl. (2.66)), des Triebwerks $\eta_{\mathrm{el,tw}}$ und den äquivalenten Plasmawiderstand $R_{\mathrm{pl,eq}}$ (vgl. Gl. (5.8)) sowie die Eingangsleistung P_{DC}, die gemessene RF-Leistung P_{RF} und die Strahlleistung P_{s} für die Variation des Volumenstromes $\dot{V}_0$ und der RFG-Eingangsleistung P_{DC}.

Der elektrische Wirkungsgrad η_{el} bewertet die Effizienz des Triebwerk-Gesamtsystems (vgl. Gl. (2.65)). Diese beinhaltet zum einen den Wirkungsgrad der RF-Erzeugung, -Übertragung und -Einkopplung in das Plasma und zum anderen den des Extraktionssystems zur Schuberzeugung. Da die Bewertung der Extraktion jedoch nicht Bestandteil dieser Untersuchung ist, wird es als ideal angenommen ($P_{\mathrm{s}} = P_{\mathrm{s,supply}}$). Ferner sollen hier die Effizienzen der RF-Erzeugung und -Übertragung sowie die der induktiven Einkopplung getrennt betrachtet werden. Daher wird zur Evaluation der elektrischen Triebwerkseffizienz der Wirkungsgrad $\eta_{\mathrm{el,tw}}$ eingeführt:

$$\eta_{\mathrm{el,tw}} = \frac{P_{\mathrm{s}}}{P_{\mathrm{s,supply}} + P_{\mathrm{RF}}} = \frac{I_{\mathrm{scr}}\, U_{\mathrm{scr}}}{I_{\mathrm{scr}}\, U_{\mathrm{scr}} + P_{\mathrm{RF}}} \tag{5.9}$$

Die Nutzung der ermittelten RF-Leistung als Eingangsgröße ermöglicht hier eine von der verwendeten RFG-Konfiguration unabhängige Bewertung der induktiven Energieeinkopplung bzw. der Erhaltung des Plasmas.

Aus Abb. 5.14 (a) ist eine starke Abhängigkeit des RFG-Wirkungsgrades vom Volumenstrom ersichtlich. Dies ist in der Änderung des äquivalenten Plasmawiderstandes begründet, der ähnliches Verhalten aufweist. η_{RFG} wird maßgeblich durch das Verhältnis von $R_{\mathrm{pl,eq}}$ zur Summe der Verlustwiderstände – bestehend aus dem Generatorinnenwiderstand R_{Gen}, dem RF-Zuleitungswiderstand $R' \cdot l_{\mathrm{LA}}$ und dem Widerstand der Induktionsspule R_{coil} – bestimmt (vgl. Kap. 3.5). Da die Verlustwiderstände bei konstanter Betriebsfrequenz als unveränderlich anzunehmen sind, tritt der maximale RFG-Wirkungsgrad bei dem größten äquivalenten Plasmawiderstand auf. $R_{\mathrm{pl,eq}}$ steigt zunächst mit dem Volumenstrom an, erreicht ein Maximum und fällt anschließend wieder ab. Der Ionenstrahlstrom bzw. die Strahlleistung beschreibt qualitativ einen ähnlichen Verlauf (vgl. Abb. 5.14 (b)). Dieses Verhalten kann anhand der in Kap. 2.3.3 genannten Zusammenhänge im Plasma erläutert werden. Das Plasma in RIT wird durch Elektronenstoßionisation aufrecht erhalten und der elektrische Charakter der Entladung hängt maßgeblich von dem Verhältnis der Kollisionsfrequenz ν_{eff} zur Frequenz der RF-Versorgung ab [15, 73]. Wird der eingeleitete Volumenstrom bei konstant gehaltener DC-Eingangsleistung variiert, ändert sich der Neutralgasdruck im Entladungsgefäß und dementsprechend auch ν_{eff}. Eine Verringerung von $\dot{V}_0$ führt zu einer niedrigeren Kollisionsfrequenz, während eine Erhöhung die Neutralgasdichte steigert und somit auch ν_{eff}. Um die eingekoppelte Leistung zu maximieren, ist in erster Näherung ein Verhältnis von $\nu_{\mathrm{eff}}/f_{\mathrm{RF}} \approx 2$ anzustreben.

Darüber hinaus bestimmt die Wahl der Betriebsfrequenz – zusammen mit der arbeitspunktabhängigen Plasmaleitfähigkeit – auch die Skineindringtiefe der elektromagnetischen Felder im

[9] aufgrund der hohen induktiven Lastreaktanz – verglichen mit dem Lastwiderstand – eilt der Strom der Spannung um annähernd 90 ° bzw. $T_{\mathrm{RF}}/4$ nach

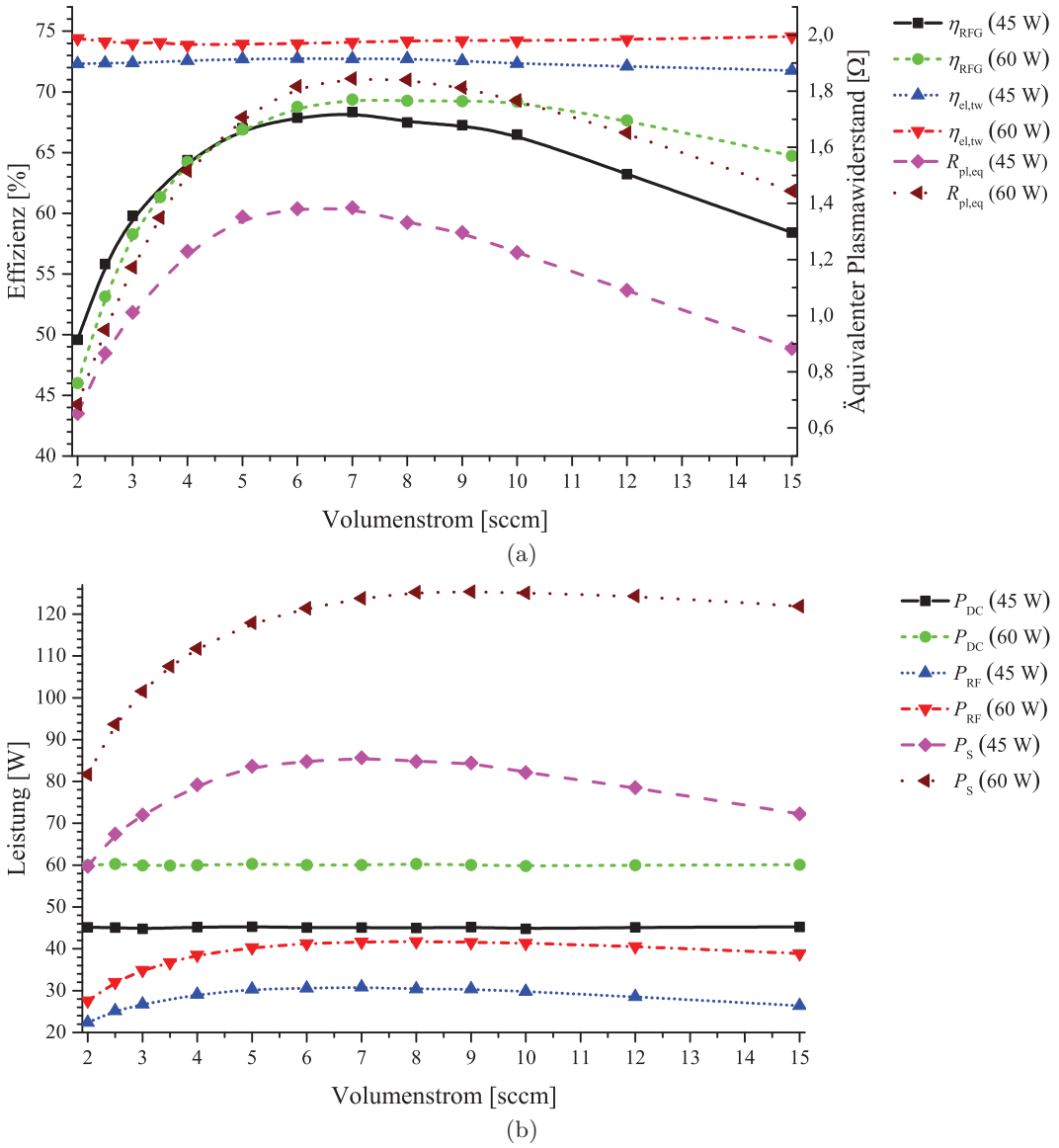


Abbildung 5.14: *Effizienzen η_{RFG}, $\eta_{el,tw}$ und äquivalenter Plasmawiderstand $R_{pl,eq}$ (a) sowie Eingangsleistung, RF-Leistung und Strahlleistung (b) am RIM-10 Triebwerk in Abhängigkeit vom Volumenstrom $\dot{V}_0$ bei einer konstanten Eingangsleistung P_{DC} von 45 W und 60 W*

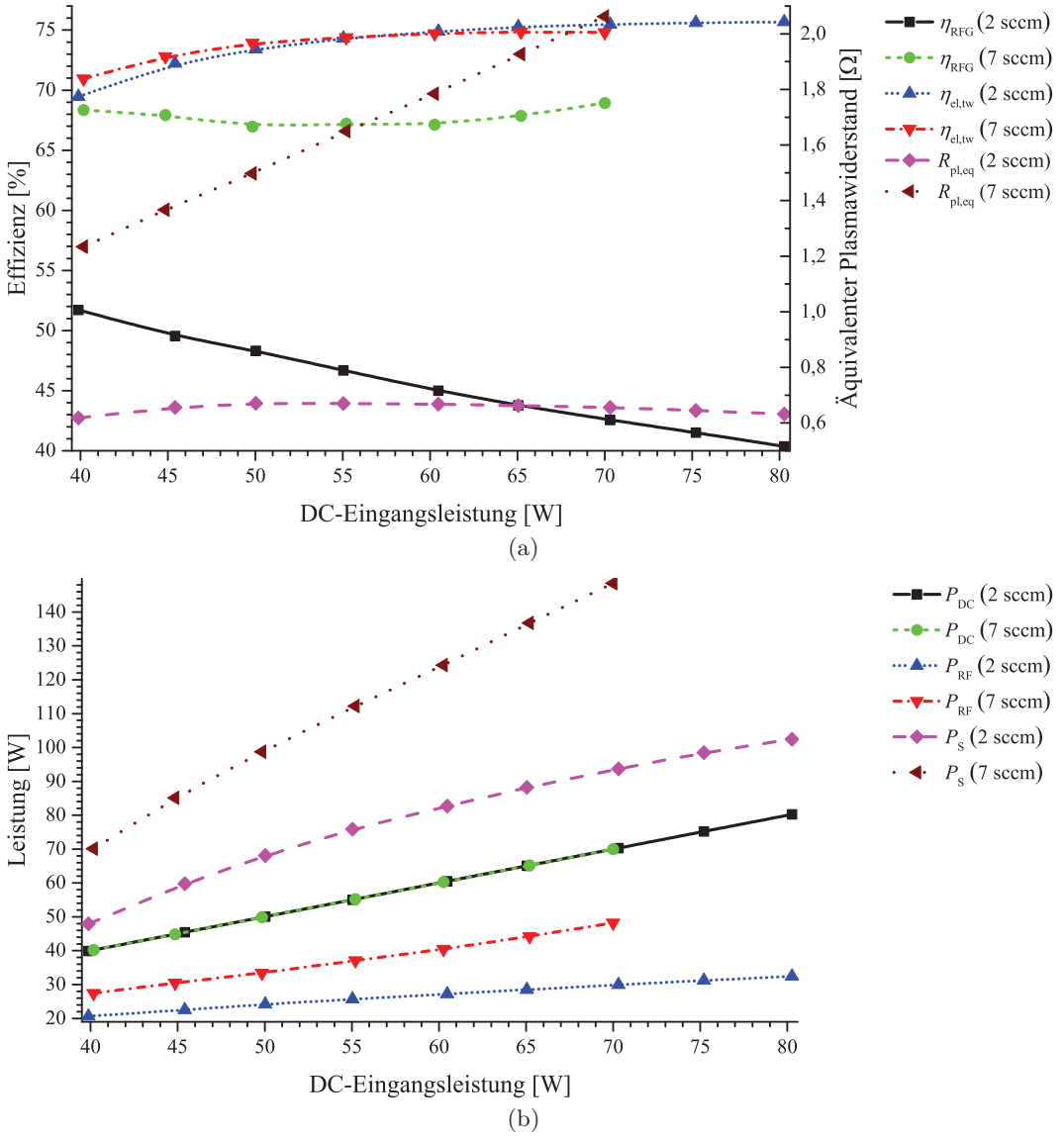


Abbildung 5.15: *Effizienzen η_{RFG}, $\eta_{el,tw}$ und äquivalenter Plasmawiderstand $R_{pl,eq}$ (a) sowie Eingangsleistung, RF-Leistung und Strahlleistung (b) am RIM-10 Triebwerk in Abhängigkeit von der RFG-Eingangsleistung bei einem konstanten Volumenstrom $\dot{V}_0$ von 2 sccm und 7 sccm*

Plasma. Auch dieser Effekt beeinflusst die eingekoppelte Leistung und somit den äquivalenten Plasmawiderstand. Aus der Überlagerung dieser Effekte ergibt sich ein bestimmter Volumenstrom, bei dem der äquivalente Plasmawiderstand und der RFG-Wirkungsgrad – abhängig von der gewählten Frequenz f_{RF} – maximal werden.

Die Variation der Eingangsleistung, sprich die Änderung des Schub-Arbeitspunktes, beeinflusst nicht nur die Höhe des Maximums, sondern auch den Volumenstromwert, bei dem dieses auftritt. Generell steigt die RFG-Effizienz mit der elektrischen Leistung. Dies ist durch den größeren äquivalenten Plasmawiderstand begründet.

Die Effizienz der induktiven Energieeinkopplung $\eta_{\mathrm{el,tw}}$ ist nahezu unabhängig vom gewählten Volumenstrom, da die benötigte RF-Leistung in den untersuchten Arbeitspunkten viel geringer als die Strahlleistung ist ($P_{\mathrm{s}} \approx 3\,P_{\mathrm{RF}}$) (vgl. Abb. 5.14 (b) und Gl. (5.9)).

Abbildung 5.15 zeigt die untersuchten Größen für die Variation der DC-Eingangsleistung bei konstantem $\dot{V}_0$. Es wurde ein geringer Volumenstrom von 2 sccm ausgewählt, da RIT typischerweise mit niedrigem Treibstoffverbrauch betrieben werden. Darüber hinaus wurde der Triebwerk-Arbeitspunkt von $\dot{V}_0 = 7$ sccm untersucht, da dieser für die untersuchte Konfiguration die beste RFG-Effizienz bietet (vgl. Abb. 5.14). Für Letzteren konnte die Untersuchung allerdings nur bis zu einer Eingangsleistung von 70 W erfolgen, bedingt durch die Steigerung der Strahlleistung P_{s} bzw. des Gitterstromes I_{scr} und den begrenzten Ausgangsstrom der zur Verfügung stehenden PHV-Versorgung.

Eine Erhöhung der DC-Eingangsleistung bei konstantem Volumenstrom bewirkt eine Steigerung des Ionenstrahlstromes bzw. der Strahlleistung (vgl. Abb. 5.15 (b)). In Analogie zu den in Kap. 5.2 genutzten Performance Mappings entspricht eine solche Steigerung dem Wechsel zu einer Kennlinie für einen höheren Ionenstrahlstrom I_{b}, wobei der Volumenstrom konstant gehalten wird (vgl. Abb. 5.6).

Für $\dot{V}_0 = 7$ sccm steigt $R_{\mathrm{pl,eq}}$ nahezu linear mit der DC-Eingangsleistung an. In ähnlicher Weise steigen auch die Strahlleistung P_{s} und die RF-Leistung P_{RF} (vgl. Abb. 5.15 (b)). Demnach befindet sich dieser Volumenstrom-Arbeitspunkt im Performance Mapping im Bereich eines niedrigen elektrischen Leistungsbedarfs (vgl. Abb. 5.6). Ein Wechsel zu einer Kennlinie für höhere Ionenstrahlströme erfordert zwar eine höhere Eingangsleistung P_{DC}, jedoch wächst die Strahlleistung P_{s} in annähernd gleichem Maße. Dadurch ergeben sich nahezu konstante Wirkungsgrade η_{RFG} und $\eta_{\mathrm{el,tw}}$, wie in Abb. 5.15 (a) zu sehen ist.

Im nicht-optimalen Arbeitspunkt von $\dot{V}_0 = 2$ sccm hingegen hat die DC-Eingangsleistung kaum Einfluss auf $R_{\mathrm{pl,eq}}$ und η_{RFG} ist wesentlich kleiner. Demnach befindet sich dieser Volumenstrom-Arbeitspunkt im Performance Mapping im Bereich eines hohen elektrischen Leistungsbedarfs (vgl. Abb. 5.6). Eine Steigerung der DC-Eingangsleistung führt lediglich zu einem unterproportional starken Anwachsen der Strahlleistung und der RF-Leistung (vgl. Abb. 5.15 (b)). Daher sinkt der RFG-Wirkungsgrad mit Erhöhung der Eingangsleistung. Mit den Erkenntnissen aus Kap. 5.2 lässt sich dieses Verhalten mit der Verschiebung des elektrisch optimalen Betriebspunkts hin zu höheren Volumenstromwerten erklären (vgl. Abb. 5.6): Wird die Strahlleistung erhöht – was hier durch die Steigerung der DC-Leistung bewirkt wird – ist eine höhere Plasmaergiebigkeit erforderlich. Bei konstant gehaltenem $\dot{V}_0$ sinkt dabei der äquivalente Plasmawiderstand und somit auch η_{RFG}. Um den RFG-Wirkungsgrad konstant zu halten, müsste bei steigender Eingangsleistung auch der Volumenstrom erhöht werden.

Die Effizienz der induktiven Energieeinkopplung $\eta_{\mathrm{el,tw}}$ ist wiederum konstant, abgesehen von kleinen DC-Eingangsleistungen. In diesem Regime kommt die (hier vergleichsweise geringe) Strahlleistung zunehmend in den Bereich der benötigten RF-Leistung und letztere hat einen Einfluss auf $\eta_{\mathrm{el,tw}}$.

5.4 Diskussion der Messergebnisse

Mit den in Kap. 5.1 vorgestellten Ergebnissen wird belegt, dass das entwickelte Regelungskonzept in der Lage ist, die Ansteuersignale für die Leistungstransistoren innerhalb des vorgegebenen Frequenzbereichs auf Strommesssignale einzustellen und den Generator somit in Resonanz zu betreiben (vgl. Abb. 5.1). Das verlustarme Schalten im überresonanten Betrieb nach Gl. (3.25) kann durch präzise Auslegung der Laufzeitkompensation T_{Lead} auf die Totzeit der gesamten Regelschleife T_{t} sichergestellt werden (vgl. Gl. (4.4), (4.10) und Abb. 5.3).

Darüber hinaus ist die Stabilität der Brückenschaltung durch eine niederinduktive Anbindung der Zwischenkreiskapazität C_{ZWK} an die Halbbrücke selbst bei Schaltfrequenzen im Megahertz-Bereich gewährleistet (vgl. Abb. 5.4). Zudem sind die Schwankungen der Brückenspannung u_{HB} sowie der Schalterspannungen $u_{\mathrm{T}+}$ und $u_{\mathrm{T}-}$ näherungsweise nur innerhalb der Umschaltvorgänge präsent, während die Leitdauern von relativ konstanten Spannungspegeln gekennzeichnet sind, was für eine gute Dämpfung spricht und einen stabilen Betrieb kennzeichnet.

Die Versorgung des RIM-4 Triebwerks mit dem entwickelten Generator bietet die Möglichkeit zur Effizienzevaluation unterschiedlicher RFG-Konfigurationen sowie Triebwerk-Arbeitspunkte anhand von Performance-Mappings. Dabei hat sich gezeigt, dass die Wahl der RF-Frequenz besonders bei hohen Massenflüssen einen entscheidenden Einfluss auf die elektrische Effizienz η_{el} hat (vgl. Gl. (2.67) und Abb. 5.7). Für niedrige Massenflüsse – sprich hohe Massenwirkungsgrade η_{m} – hingegen hat die Höhe der RF-Frequenz kaum Auswirkungen auf den elektrischen Leistungsbedarf der Entladung. Da der Massenwirkungsgrad oftmals die entscheidende Größe eines elektrischen Antriebssystems bildet (vgl. Kap. 2.2), werden RITs typischerweise mit niedrigen Massenflüssen betrieben. Aus elektrischer Sicht ist dies zwar nicht der optimale Betriebsbereich, jedoch muss die elektrische Energie auch nicht in den Orbit transportiert werden, sondern wird vor Ort generiert. In dieser Hinsicht begrenzt typischerweise die maximal zur Verfügung stehende Leistung P_{DC} den – für einen bestimmten Schub F – maximal erreichbaren Massenwirkungsgrad η_{m}. Damit hängt dieser maßgeblich vom Wirkungsgrad der RF-Erzeugung und Übertragung zur Induktionsspule des Triebwerks ab (vgl. Gl. (2.66)).

Insbesondere der in diesem Betriebsbereich verhältnismäßig kleine äquivalente Plasmawiderstand erschwert eine Maximierung von η_{RFG} und macht besonders kurze RF-Zuleitungslängen und niedrige Generatorinnenwiderstände erforderlich. Bei Entwicklung und Aufbau eines Satelliten konkurriert dieses Bedürfnis allerdings mit einer Reihe weiterer Anforderungen von elektrischer, mechanischer sowie thermischer Natur und kann nicht immer Berücksichtigung finden.

Eine weitere Möglichkeit, den RFG-Wirkungsgrad bei niedrigen Massenflüssen und moderaten Leitungslängen zu erhöhen, bietet die Impedanztransformation (vgl. Abb. 5.10). Ferner sollte die Frequenz für den Betrieb der Entladung im Bereich geringer Plasmadichten immer so niedrig wie möglich gewählt werden, um die Schalt- und Durchlassverluste der Elektronik und Zuleitung zu minimieren.

Im direkten Vergleich mit einem konventionellen, analog geregelten RFG konnte das entwickelte Generatorkonzept die Vorteile der digital implementierten Regelung auf FPGA-Basis durch eine höhere Effizienz der RF-Erzeugung unter Beweis stellen (vgl. Abb. 5.11). Im interessanten Betriebsbereich hoher Massenwirkungsgrade liegt der relative RFG-Wirkungsgrad bis zu 22 % höher, bezogen auf den Wirkungsgrad des konventionell, analog geregelten RFG.

Darüber hinaus eröffnet die flexible Implementierung des Regelalgorithmus die Möglichkeit, die abgegebene RF-Leistung ohne Wirkungsgradverringerung hochdynamisch anzupassen (vgl.

Kap. 4.2.1 und Abb. 5.12). Hiermit lässt sich der Ionenstrahlstrom bzw. der erzeugte Schub, verglichen mit anderen Methoden, äußerst schnell anpassen – eine Fähigkeit die vor allem für Missionen mit hochgenauen Lageregelungsanforderungen interessant erscheint.

Um eine Aussage über die absolute Höhe des RFG-Wirkungsgrades in unterschiedlichen Triebwerk-Arbeitspunkten und unabhängig von der gewählten Betriebsfrequenz treffen zu können, wurde eine Methode zur RF-Leistungsmessung an der Induktionsspule des Triebwerks entwickelt [97]. Gleichzeitig kann so der elektrische Wirkungsgrad der induktiven Energieeinkopplung in das Plasma evaluiert werden. Die Messung der RF-Leistung bei der Versorgung eines RIM-10 Triebwerks bestätigte die starke Abhängigkeit des RFG-Wirkungsgrades vom Arbeitspunkt der Entladung (vgl. Kap. 5.3). Vor allem der eingeleitete Volumenstrom – respektive die Stoßfrequenz der Elektronen – bestimmt den Wert von η_{RFG} (vgl. Abb. 5.14). Gleiches gilt für den äquivalenten Plasmawiderstand $R_{\mathrm{pl,eq}}$. Mit den Erkenntnissen der Frequenzabhängigkeit von $R_{\mathrm{pl,eq}}$ aus Abb. 5.8 sollte sich der Verlauf des äquivalenten Plasmawiderstandes durch Verringerung von f_{RF} zumindest moderat zu höheren Massenwirkungsgraden hin verschieben lassen, um somit auch bei Erhöhung der Eingangsleistung im relevanten Betriebsbereich keinen allzu starken Abfall von η_{RFG} hervorzurufen (vgl. Abb. 5.15).

Kapitel 6

Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurde ein Schaltungs- und Regelungskonzept für einen Radiofrequenzgenerator zur Versorgung induktiv-gekoppelter Plasmen in Radiofrequenz-Ionentriebwerken entwickelt und ein Prototyp aufgebaut. Entgegen gängiger Steuerungskonzepte für Hochfrequenzanwendungen kommt hierbei eine digitale Regelungsplattform auf FPGA-Basis zum Einsatz. Die Realisierung des Regelalgorithmus über Software bietet eine äußerst hohe Flexibilität bei Änderung bzw. Erweiterung des Algorithmus, während durch die hardwaretechnische Umsetzung im FPGA eine kurze und deterministische Verarbeitungszeit gewährleistet ist.

Um die erforderlichen Ausgangsfrequenzen im Megahertz-Bereich zu erzeugen, kommen als Leistungshalbleiterbauelemente prinzipiell nur schnell schaltende Feldeffekttransistoren in Frage (vgl. Kap. 3.1). Darüber hinaus sind schaltverlustleistungsreduzierende Maßnahmen im geforderten Frequenzbereich unverzichtbar, um RF-Ausgangsleistungen bis in den dreistelligen Watt-Bereich erzielen zu können (vgl. Kap. 3.3). Daher wurde das in Kap. 3.4 vorgestellte Schaltungskonzept des Schwingkreiswechselrichters ausgewählt. Durch die Blindleistungskompensation der induktiven Lastkomponente können resonante Schaltentlastungsverfahren – wie das in diesem Fall genutzte spannungsfreie Einschalten (Zero Voltage Switching, ZVS) – zum Einsatz kommen und die dominierenden Schaltverluste bedeutend gesenkt werden. Ferner wird durch die Anordnung der Resonanzkreiselemente ein nahezu sinusförmiger Ausgangsstrom generiert.

Für die Nutzung einer Gleichspannungsversorgung wurde der serienkompensierte Schwingkreiswechselrichter als effektives Konzept identifiziert. Zudem lässt sich mit dieser Konfiguration durch Nutzung der Lastinduktivität zur Formung des Resonanzkreises die Anzahl benötigter Bauelemente im Generator minimieren und die Anforderung eines kompakten Aufbaus erfüllen. Ungünstig ist allerdings, dass diese Topologie nicht kurzschlussfest ist. Um die Anwendungssicherheit vor allem bei länger andauerndem Betrieb zu gewährleisten, wurden Schutzmaßnahmen zur Temperaturüberwachung und Strombegrenzung vorgesehen.

Des Weiteren kann mit der Reihenschwingkreiskonfiguration lediglich die Ausgangsfrequenz des Generators vorgegeben werden. Um auch bei kleinen Entladungswiderständen – wie sie typischerweise bei geringem Entladungsgefäßvolumen und im Triebwerks-Arbeitsbereich hoher Massenwirkungsgrade auftreten – einen großen RFG-Wirkungsgrad sicherzustellen, ist die in Kap. 3.5 beschriebene Impedanztransformation der Triebwerkslast vorteilhaft und im Generator vorgesehen (vgl. Kap. 4.3).

Die Ansteuersignale der Leistungsschalter werden durch einen eigens entwickelten Algorithmus zur Frequenz- und Phasenregelung generiert, welcher zur Minimierung der Schaltverluste den Quasi-Resonanzfall aufrecht erhält (vgl. Kap. 4.2). Durch das Nachführen der Schaltfrequenz und der Phasenlage des Laststromes kann die RF-Erzeugung in wenigen RF-Zyklen auf veränderte Lastbedingungen eingestellt werden und der Wechselrichter wird ständig im effizientesten Arbeitspunkt betrieben. Die digitale Implementierung auf FPGA-Basis mit hoher

Systemtaktfrequenz gewährleistet die genaue Bestimmung der Periodendauer und das präzise Ansteuern der Leistungshalbleiterbauelemente.

Um eine möglichst hohe Flexibilität des Generatorkonzepts sicherzustellen, wurde bei der schaltungstechnischen Umsetzung viel Wert auf einen modularen Aufbau gelegt. So kann der Generator durch einfaches Austauschen der Resonanzkapazität auf unterschiedliche Lasten abgestimmt werden. Ferner kann auch die Steuerung durch alternative Konzepte ersetzt werden, ohne die Mess- und Leistungselektronik modifizieren zu müssen.

Da die Höhe der benötigten DC-Eingangsspannung des Radiofrequenzgenerators zur Versorgung von RIT als unkritisch eingestuft werden kann, wurde der Wechselrichter als Halbbrücke aufgebaut. Die Ausgangsleistung kann durch Variation der Eingangsspannung gesteuert werden. Alternativ bietet das entwickelte Regelungskonzept die Möglichkeit, durch das Auslassen von Leitdauern die Ausgangsleistung hochdynamisch zu variieren. So kann der vom Triebwerk erzeugte Schub schnell angepasst werden, ohne auf die äußerst träge Änderung des Massenflusses oder die Anpassung der DC-Eingangsspannung angewiesen zu sein.

Nach einer simulativen Validierung des Generatorkonzepts erfolgte der Aufbau eines Prototyps. Dessen Funktionalität wurde anhand definierter Testfälle mit einer statischen Last sowie der Versorgung eines RIM-4 Triebwerks experimentell verifiziert. Ferner konnte so auch eine elektrische Charakterisierung des Triebwerks, abhängig vom Arbeitsbereich der induktivgekoppelten Entladung und der Konfiguration des Radiofrequenzgenerators vorgenommen werden (vgl. Kap. 5.2). Dabei hat sich gezeigt, dass der elektrische Leistungsbedarf der Entladung im typischen Betriebsbereich hoher Massenwirkungsgrade, nahezu unabhängig von der gewählten Betriebsfrequenz, massiv ansteigt. Gleichzeitig wird der schaltungstechnische Wirkungsgrad der RF-Erzeugung und Übertragung in die Induktionsspule durch die Änderung der Entladungsbedingungen in diesem Betriebsbereich stark vermindert. Im Hinblick auf die begrenzt zur Verfügung stehende elektrische Leistung auf Satelliten ist der maximal erzielbare Massenwirkungsgrad η_m – für eine bestimmte Schubleistung P_s – somit durch den RFG-Wirkungsgrad η_RFG limitiert. Aus diesem Grund ist die Optimierung von η_RFG ausschlaggebend für die Effizienzmaximierung des RIT-Gesamtkonzepts.

Zur genauen Quantifizierung des RFG-Wirkungsgrades wurde eine Methode zur experimentellen Bestimmung der RF-Leistung als Eingangsgröße des Triebwerks entwickelt und an einem RIM-10 Triebwerk angewendet (vgl. Kap. 5.3). Diese bestätigte die starke Abhängigkeit von η_RFG vom Arbeitspunkt der Entladung. Ferner ist es mit Kenntnis der RF-Leistung an der Induktionsspule möglich, den elektrischen Wirkungsgrad der Schuberzeugung und der induktiven Einkopplung $\eta_\mathrm{el,tw}$ zu quantifizieren. Somit kann eine elektrische Charakterisierung des Triebwerks auch unabhängig vom Radiofrequenzgenerator vorgenommen werden.

Durch die simulative und experimentelle Untersuchung des Schaltungs- und Regelungskonzepts konnte bestätigt werden, dass der entwickelte Generator mittels Nachführung der Frequenz und Phasenlage des Laststromes den überresonanten Betrieb im stationären Zustand in einem Frequenzbereich von 500 kHz bis 3,5 MHz sicherstellen kann. Durch die Phasenregelung, verbunden mit der Messung jeder einzelnen Periodendauer, können auch spontane Laständerungen – wie sie beispielsweise bei der Zündung des Plasmas auftreten – schnell ausgeregelt werden. Auch im hochdynamischen Zustand ist durch die hohe Systemtaktfrequenz der Steuerung gewährleistet, dass die Leistungstransistoren verhältnismäßig nahe am Stromnulldurchgang geschaltet werden, womit die Schaltverluste auch im transienten Bereich überschaubar bleiben.

Um die Funktionalität des Prototyps in jedem Betriebsfall ausreichend bewerten zu können, sind weiterführende Untersuchungen erforderlich. Neben dem länger andauernden Betrieb bei

voller Ausgangsleistung soll auch der Betrieb im Vakuum untersucht werden. Bei Anwendung geeigneter Kühlungsmaßnahmen sind mit dem aufgebauten Schaltungskonzept Ausgangsleistungen bis in den kW-Bereich möglich. Ferner wurde beim Hardwareaufbau durch Auswahl geeigneter Bauteile bereits ein Betrieb unter Vakuumbedingungen vorgesehen.

Darüber hinaus ist eine Optimierung des Schaltungskonzepts sinnvoll: Der aktuelle Prototypenaufbau benötigt neben der DC-Eingangsspannungsversorgung zur Erzeugung des RF-Ausgangssignals noch drei weitere Niedervolt-Gleichspannungsversorgungen zum Betrieb der Steuerung und der beiden Treiber für die Leistungsschalter in Halbbrückenkonfiguration. Mithilfe zusätzlicher Gleichspannungswandler und einer Bootstrap-Schaltung zur Versorgung des High-Side Treibers lassen sich diese zu einer einzigen Hilfsspannungsversorgung zusammenfassen. So kann der elektrische Versorgungsaufwand des RFGs minimiert werden.

Ferner bieten alternative Halbleitermaterialien wie Siliziumcarbid (SiC) oder Galliumnitrid (GaN) ein hohes Potential zur weiteren Steigerung des RFG-Wirkungsgrades im Bereich niedriger Lastwiderstände. Feldeffekttransistoren aus diesen Materialien versprechen wesentlich niedrigere Schalt- und Durchlassverluste.

Die flexible Implementierung auf FPGA-Basis erlaubt eine iterative Weiterentwicklung des Regelungskonzepts. In dieser Hinsicht kann die hochdynamische Leistungssteuerung durch Auslassen von Leitdauern zu einer vollwertigen Leistungsregelung erweitert werden. Wie die experimentelle Untersuchung gezeigt hat, reagiert das Plasma verhältnismäßig träge und ermöglicht somit prinzipiell die Nutzung einer hohen RF-Periodenanzahl als Basis für das Auslassen von Leitdauern (vgl. Kap. 5.2). Dadurch ist eine äußerst feine Auflösung des Regelungsstellbereichs möglich und der Ionenstrahlstrom I_b – respektive der erzeugte Schub F – könnte hochdynamisch ohne eine elektrische Wirkungsgradverringerung auf den von einer übergeordneten Steuereinheit vorzugebenden Sollwert geregelt werden.

Mithilfe des aufgebauten Prototyps konnte die Funktionalität des entwickelten Schaltungs- und Regelungskonzepts grundsätzlich verifiziert werden. Um jedoch als wirkliche Alternative zu etablierten Konzepten wahrgenommen zu werden, ist eine Weiterentwicklung des Generatorkonzepts bis hin zur Weltraumtauglichkeit erforderlich. Dies ist allerdings nicht Aufgabe der auf diesem Gebiet forschenden Hochschulen, sondern muss vielmehr von den angeschlossenen Industriepartnern geleistet werden.

Anhang

Im Folgenden sind detaillierte Rechnungen und ergänzende Messergebnisse aufgeführt, die zum grundlegenden Verständnis nicht zwingend erforderlich sind und den Lesefluss im Hauptteil mindern würden.

A.1 Dimensionierung der Strommesswandler

Die Dimensionierung des HF-Übertragers zur Strommessung kann in drei Schritte unterteilt werden:

- Auswahl des Übertragerkerns
- Bestimmung der Primär- und Sekundärwindungszahl
- Bestimmung der Drahtdurchmesser

Die Auswahl des Kernmaterials erfolgt anhand der zu übertragenden Leistung und Frequenz mittels Kerndatenbüchern [49]. Für Frequenzen im Megahertz-Bereich kommen prinzipiell nur Ferritkerne in Frage. Die maximal zu übertragende Leistung des Stromnulldurchgangssensors entspricht dem Produkt aus dem maximal tolerierbaren Strom und der maximal tolerierbaren Flussspannung der ausgewählten Dioden am sekundärseitigen Abschluss:

$$P_{\max} = U_{\mathrm{D,max}}\, I_{\mathrm{s,max}} = 0{,}6\,\mathrm{V} \cdot 110\,\mathrm{mA} = 66\,\mathrm{mW} \tag{A.1}$$

Mit dieser Leistung und der maximal zu übertragenden Frequenz kann das minimal notwendige Kernvolumen V_{e} mithilfe von Kerndatenbüchern bestimmt werden.

Um den HF-Übertrager in jedem Arbeitspunkt im linearen Bereich zu halten und den Sättigungsbetrieb zu vermeiden, ist eine Begrenzung der magnetischen Flussdichte B beziehungsweise des Flussdichtehubs ΔB im Kern notwendig. Mit gängigen Ferritkernen sollte ein Flussdichtehub von $\Delta B = 0{,}6\,\mathrm{T}$ nicht überschritten werden [49]. Ferner ist es vorteilhaft, den Flussdichtehub zur Minimierung der Ummagnetisierungsverluste gering zu halten. Diese sind bei hohen Frequenzen dominant gegenüber den Wirbelstromverlusten im Kern.

Da mit dem HF-Übertrager des Stromnulldurchgangssensors ein Strom übertragen werden soll, erfolgt die Herleitung der Mindestprimärwindungszahl $N_{1,\min}$ über den Primärstrom I_1, statt über die Primärspannung, wie es in der Literatur gängige Praxis ist.

Zur Herleitung wird das Durchflutungsgesetz benötigt [45]. Nähert man die Permeabilität μ des Kerns im Arbeitsbereich als isotrop und homogen an, so gilt

$$\oint_C \mathbf{B} \cdot \mathrm{d}\mathbf{s} = \mu \iint_A \mathbf{J} \cdot \mathrm{d}\mathbf{A} = \mu\, N\, I, \tag{A.2}$$

mit der vom Strom durchsetzten Fläche $\mathbf{A}$, ihrer Randkurve C, der Stromdichte $\mathbf{J}$ und der Windungszahl N. Setzt man innerhalb des Übertragerkerns eine homogene magnetische Flussdichte voraus, ergibt sich durch Vereinfachung

$$B\, l = \mu\, N\, I, \tag{A.3}$$

mit der mittleren Kernlänge l.

Daraus folgt für die magnetische Flussdichte

$$B = \frac{\mu\, N_1\, I_1}{l}, \tag{A.4}$$

mit der Primärwindungszahl N_1 und dem Primärstrom I_1 des Stromwandlers.

Die Flussdichte B muss, abhängig vom Primärstrom I_1 und der mittleren Kernlänge l begrenzt werden, um den Sättigungsbetrieb zu vermeiden. Die mittlere Kernlänge ergibt sich zusammen mit der relativen Permeabilität aus dem Datenblatt des ausgewählten Kerns. Für die Begrenzung des Flussdichte ist der maximal auftretende Primärstrom und die minimale mittlere Kernlänge entscheidend:

$$B_{\max} = \frac{1}{2}\,\Delta B_{\max} \overset{!}{\geq} \frac{\mu\, N_1\, \hat{I}_{1,\max}}{l_{\min}} \tag{A.5}$$

Damit ergibt sich die minimal notwendige Primärwindungszahl zur Begrenzung des Flussdichtehubs:

$$N_1 \overset{!}{\geq} \frac{\Delta B_{\max}\, l_{\min}}{2\,\mu\, \hat{I}_{1,\max}} \tag{A.6}$$

Die gewünschte Höhe des Sekundärstromes kann durch Variation der Sekundärwindungszahl eingestellt werden:

$$I_2 = I_1\, \frac{N_1}{N_2} \tag{A.7}$$

Im vorgegebenen Frequenzbereich ist damit zu rechnen, dass der Skineffekt die Eindringtiefe des Stromes begrenzt und dadurch die effektive Querschnittsfläche A_{eff} zur Stromleitung verringert:

$$A_{\text{eff}} = \pi \left(\frac{d}{2}\right)^2 - \pi \left(\frac{d}{2} - \delta\right)^2 \tag{A.8}$$

Für eine Frequenz von 2 MHz ergibt sich für Kupferleiter die Skineindringtiefe zu

$$\delta_{\text{CU}} = \sqrt{\frac{2}{\kappa_{\text{CU}}\, \mu_0\, 2\,\pi\, 2\,\text{MHz}}} \approx 45\,\mu\text{m}. \tag{A.9}$$

An dieser Stelle muss auch die Temperaturabhängigkeit der Leitfähigkeit κ_{CU} berücksichtigt werden. Die niedrigste Skineindringtiefe tritt demnach bei tiefen Temperaturen auf.

Der notwendige Leiterquerschnitt $A_{\min}$ wird über die Stromeffektivwerte ermittelt:

$$A_{\min} = \frac{I_{\max}}{J} \tag{A.10}$$

Für Kupferleitungen sollte die Stromdichte J einen Wert von $10\,\text{A}\,\text{mm}^{-2}$ nicht überschreiten.

Bei einem maximalen Primärstrom $I_\mathrm{p} = 15\,\mathrm{A}$ und einem zulässigen Sekundärstrom von 100 mA ergeben sich für Primär- und Sekundärwicklung folgende Querschnitte und Drahtdurchmesser:

$$A_\mathrm{p} = \frac{15\,\mathrm{A}}{J} \approx 1{,}5\,\mathrm{mm}^2 \tag{A.11}$$

$$d_\mathrm{p} = \sqrt{\frac{4\,A_\mathrm{p}}{\pi}} \approx 1{,}38\,\mathrm{mm} \tag{A.12}$$

$$A_\mathrm{s} = \frac{100\,\mathrm{mA}}{J} \approx 0{,}01\,\mathrm{mm}^2 \tag{A.13}$$

$$d_\mathrm{s} = \sqrt{\frac{4\,A_\mathrm{s}}{\pi}} \approx 0{,}12\,\mathrm{mm} \tag{A.14}$$

Die doppelte Skineindringtiefe ist deutlich geringer als der primärseitige Drahtdurchmesser. Auch der sekundärseitige Leiterquerschnitt wird nicht vollständig ausgenutzt. Somit wird die Eindringtiefe des Stromes begrenzt. Um dennoch ausreichend Fläche zur Stromführung zur Verfügung zu stellen, muss die effektive Leiterquerschnittsfläche A_eff der notwendigen Fläche A_min entsprechen.

$$A_\mathrm{min} \stackrel{!}{=} A_\mathrm{eff} = \pi \left(\frac{d}{2}\right)^2 - \pi \left(\frac{d}{2} - \delta\right)^2 \tag{A.15}$$

Damit ergeben sich die erforderlichen Drahtdurchmesser zu

$$d_\mathrm{min} = \frac{A_\mathrm{min}}{\delta\,\pi} + \delta \tag{A.16}$$

$$d_\mathrm{p,min} \approx 10{,}66\,\mathrm{mm} \tag{A.17}$$

$$d_\mathrm{s,min} \approx 0{,}12\,\mathrm{mm}. \tag{A.18}$$

Für den Übertrager wurde ein Ferritkern mit der Materialkennung N30 und einem Kernvolumen V_e von $3079\,\mathrm{mm}^3$ ausgewählt. Die mittlere Kernlänge beträgt 60,07 mm und die Anfangspermeabilität $\mu_\mathrm{i} = 4300$. Damit kann die minimal erforderliche Primärwindungszahl nach Gl. A.6 berechnet werden:

$$N_1 \stackrel{!}{\geq} \frac{0{,}6\,\mathrm{T} \cdot 60{,}07\,\mathrm{mm}}{2 \cdot 4\pi \cdot 10^{-7}\,\mathrm{N\,A^{-2}}\,4300 \cdot 15\,\mathrm{A}\,\sqrt{2}} < 1 \tag{A.19}$$

Nach Gl. A.19 kann der Stromwandler mit nur einer Primärwindung aufgebaut werden, ohne den Kern mit unzulässig hohen Flussdichten zu beaufschlagen. Damit ergibt sich die erforderliche Sekundärwindungszahl nach Gl. A.7 zu $N_2 = 150$.

A.2 Weitere Messungen am RIM-4 Triebwerk

Die folgenden Performance-Mappings zeigen den Leistungsbedarf der Entladung für weitere Variationen der Strahlleistung P_s, der Betriebsfrequenz f_{RF} und der RF-Zuleitungslänge l_{LA}.

A.2.1 Variation der Strahlleistung

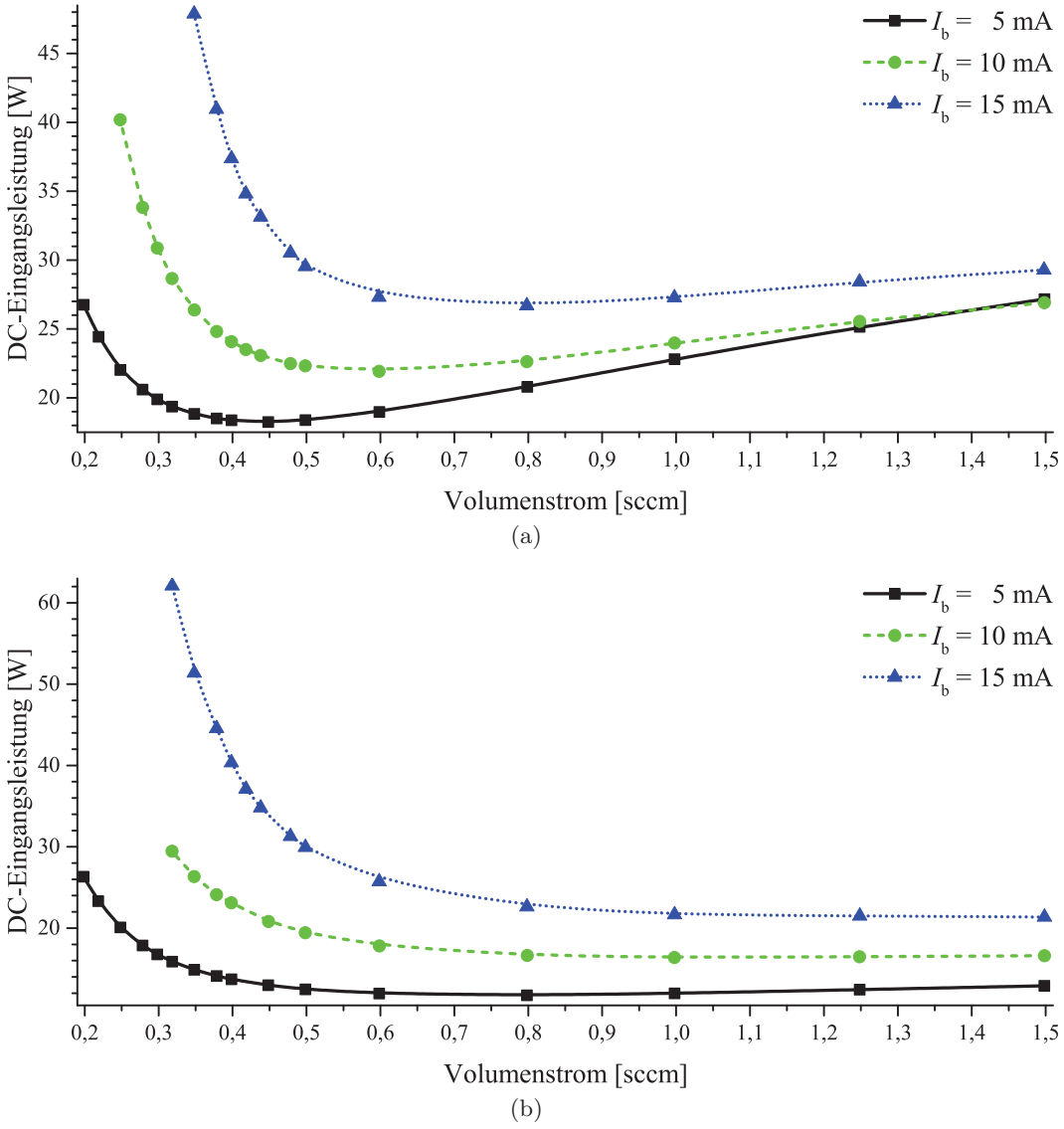
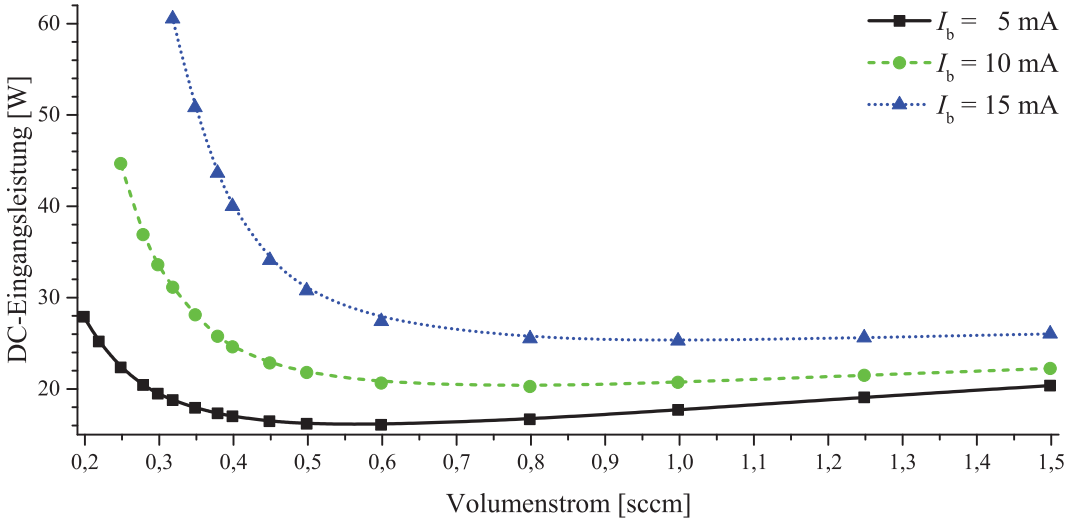
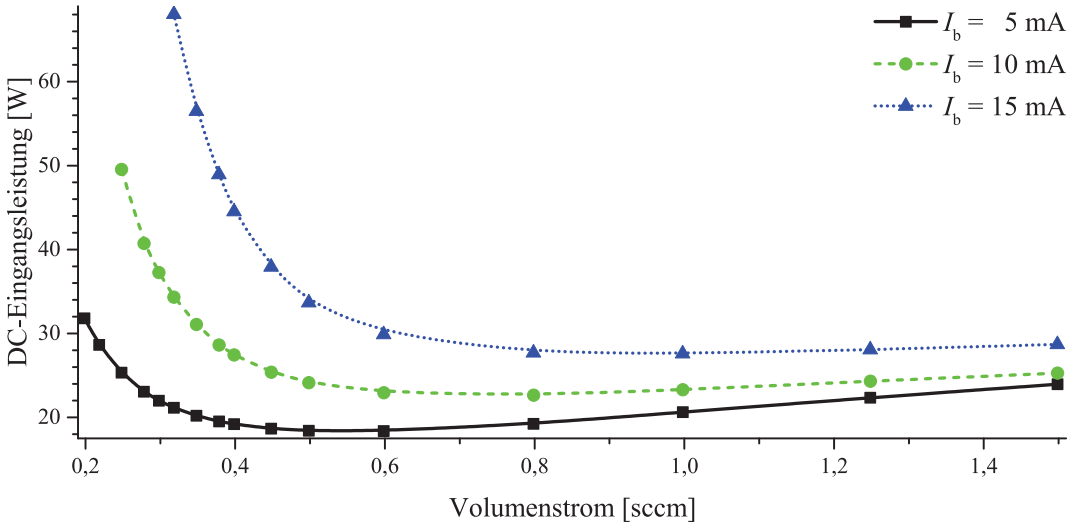


Abbildung A.1: *Performance-Mapping des RIM-4 Triebwerks bei Versorgung mit dem entwickelten Generator in Reihenschwingkreiskonfiguration mit $f_{RF} \approx 1{,}5$ MHz (a) und $f_{RF} \approx 3$ MHz (b) für unterschiedliche Ionenstrahlströme I_b bei einer RF-Zuleitungslänge von 0,4 m*



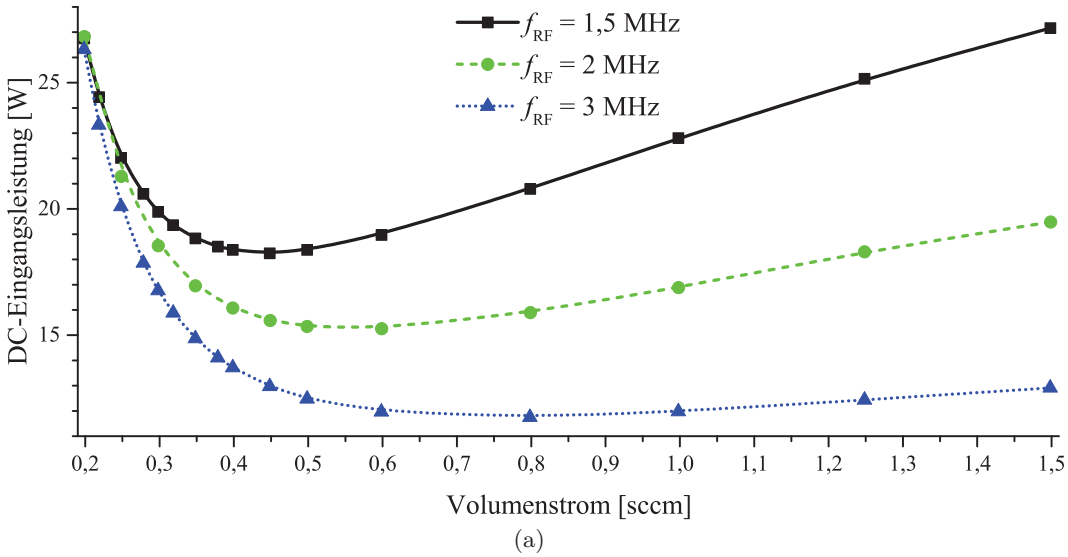
(a)



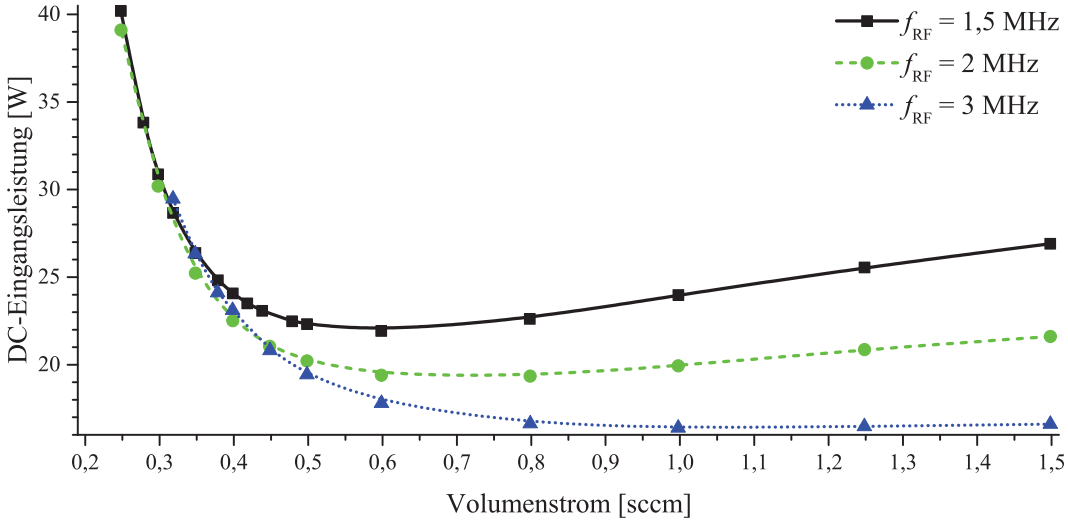
(b)

Abbildung A.2: *Performance-Mapping des RIM-4 Triebwerks bei Versorgung mit dem entwickelten Generator in Reihenschwingkreiskonfiguration mit $f_{RF} \approx 2$ MHz für unterschiedliche Ionenstrahlströme I_b bei einer RF-Zuleitungslänge von 0,5 m (a) und 1 m (b)*

A.2.2 Variation der Betriebsfrequenz



(a)



(b)

Abbildung A.3: *Performance-Mapping des RIM-4 Triebwerks bei Versorgung mit dem entwickelten Generator in Reihenschwingkreiskonfiguration mit unterschiedlichen Betriebsfrequenzen f_{RF} für einen Ionenstrahlstrom von 5 mA (a) und 10 mA (b) bei einer RF-Zuleitungslänge von 0,4 m*

A.2.3 Variation der RF-Zuleitungslänge

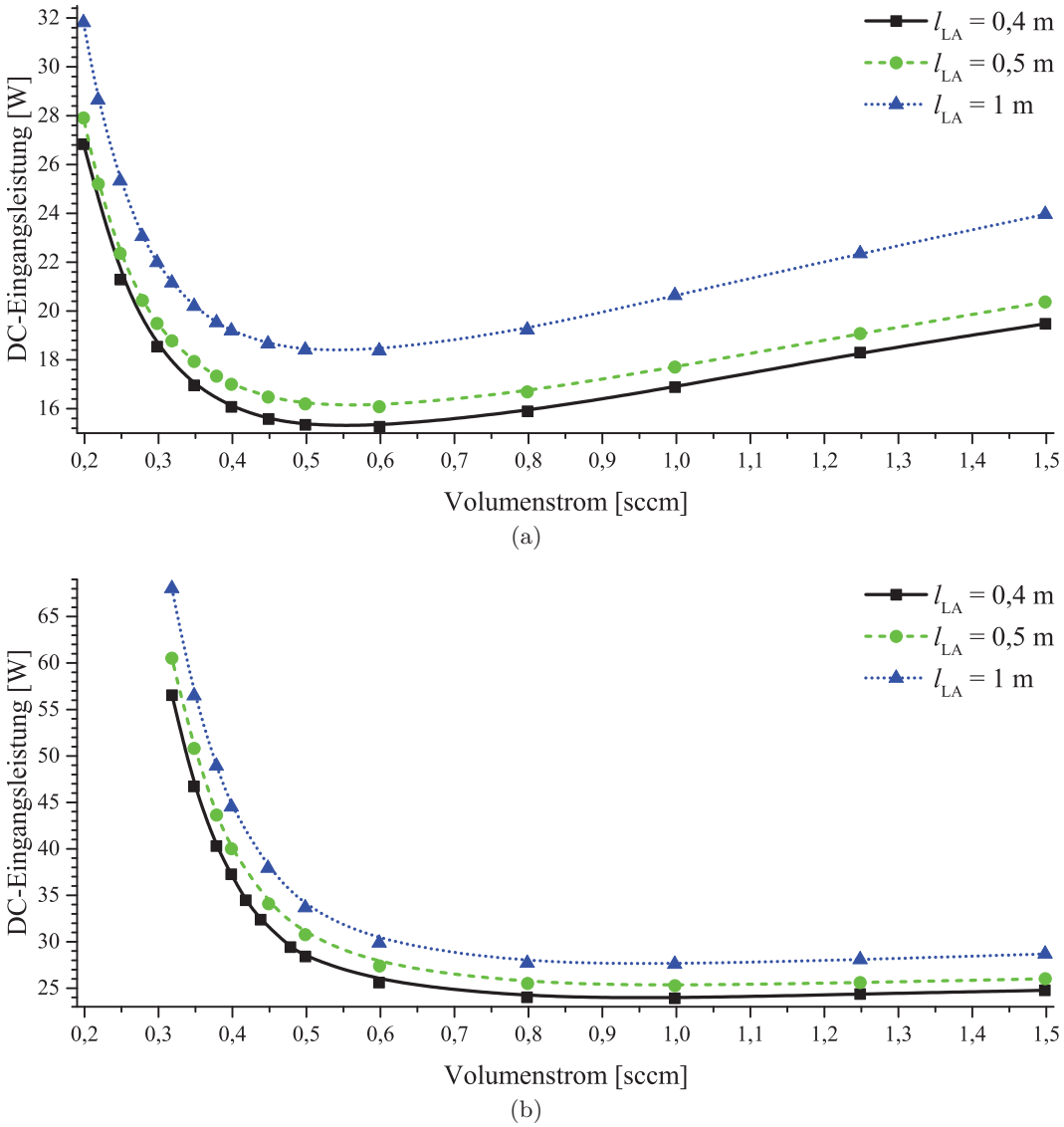


Abbildung A.4: *Performance-Mapping des RIM-4 Triebwerks bei Versorgung mit dem entwickelten Generator in Reihenschwingkreiskonfiguration mit einer Betriebsfrequenzen von $f_{RF} = 2$ MHz für einen Ionenstrahlstrom von 5 mA (a) und 10 mA (b) bei unterschiedlichen RF-Zuleitungslängen*

Literatur- und Quellenverzeichnis

[1] Aerojet: *MR-501B-Electrothermal Hydrazine Thruster (EHT).* Online-Ressource: `http://www.astronautix.com/engines/mr501b.htm`, 2003. – Abgerufen am 19.02.2016

[2] Auweter-Kurtz, M.: *Lichtbogenantriebe für Weltraumaufgaben*, Teubner, 1992

[3] Baruth, T.; Thüringer, R.: Radiated Emission Simulation of a RIT4. In: *Proceedings of the 34th International Electric Propulsion Conference*, 2015

[4] Bassner, H.; Berg, H. P.; Groh, K. H. ; Löb, H.W.: RF-ion engine RIT-35–Operation experience and application possibilities. In: *Proceedings of the 37th International Astronautical Congress*, 1986

[5] Basso, C. P.: *Switch-Mode Power Supplies: SPICE Simulations and Practical Designs*, McGraw-Hill, 2008

[6] Belden Inc.: *Belden 9222 Coax - 50 Ohm Triax.* Online-Ressource: `http://www.belden.com/techdatas/metric/9222.pdf`, 2016. – Abgerufen am 15.05.2016

[7] Bermann, A.: *Vacuum Engineering Calculations, Formulas, and Excercises*, Academic Press Inc, 2012

[8] Best, R. E.: *Phase Locked Loops: Design, Simulation, and Applications*, Mc Graw-Hill Professional, 2007

[9] Billings, K.; Morey, T.: *Switchmode Power Supply Handbook.* 3. Auflage, McGraw-Hill, 2011

[10] Bowick, C.: *RF Circuit Design, Second Edition*, Newnes, 2007

[11] Brewer, G. R.: *Ion Propulsion - Technology and Applications*, Gorden and Breach, 1970

[12] Brophy, J. R.: NASA's Deep Space 1 ion engine. In: *Rev. Sci. Instrum.* 73 (2002), Nr. 2, S. 1071

[13] Buttay, C.: *Unterschiedliche Halbleiterbauelemente und deren maximale Ströme, Spannungen und Schaltfrequenzen.* Online-Ressource: `https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Switches_domain.svg`, . – Abgerufen am 29.07.2016

[14] Chabert, P.; Arancibia Monreal, J.; Bredin, J.; Popelier, L. ; Aanesland, A.: Global model of a gridded-ion thruster powered by a radiofrequency inductive coil. In: *Phys. Plasmas* 19 (2012), Nr. 073512

[15] Chabert, P.; Braithwaite, N.: *Physics of Radio-Frequency Plasmas*, Cambridge University Press, 2011

[16] Chapman, K.: *Get Smart About Reset: Think Local, Not Global. White Paper 272*, Xilinx, 2008

[17] Chen, F. F.: *Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion - Volume 1: Plasma Physics*. 2., Plenum Press, 1984

[18] Choi, G.: *13.56 MHz, Class-D Half Bridge, RF Generator with DRF1400. Application Note 1817*, Microsemi, 2012

[19] Dede, E. et al.: On the design of a high power IGBT series resonant inverter for induction forging applications. In: *Proceedings of the IEEE Africon* (1996)

[20] Dressler, R. A.; Chiu, Y.-H. ; Levandier, D.: Propellant alternatives for ion and Hall effect thrusters. In: *AIAA Paper* 602 (2000), Nr. 2000, S. 2000

[21] Ellerbrock, H.: *Airbus D&S Electric Propulsion Thruster Family*. Online-Ressource: `http://www.space-propulsion.com/brochures/electric-propulsion/electric-propulsion-thrusters.pdf`, . – Abgerufen am 29.02.2016

[22] Erickson, R. W.; Maksimovic, D.: *Fundamentals of Power Electronics*, Kluwer Academic, 2001 (2. Auflage)

[23] Feili, D.; Collingwood, C.; Lotz, B.; Gärtner, W.; Löb, H. W.; Del Amo, J. G. ; Di Cara, D. M.: Ion thrusters for space applications. In: *Proceedings of the 31st International Conference on Phenomena in Ionized Gases*, 2013

[24] Feili, D.; Lotz, B.; Löb, H. W.; Leiter, H. J.; Boss, M.; Braeg, R. ; Di Cara, D. M.: Radio frequency mini ion engines for fine attitude control and formation flying applications. In: *Proceedings of the Second CEAS European Air & Space Conference*, 2009

[25] Föllinger, O.: *Regelungstechnik - Einführung in die Methoden und ihre Anwendung*, Hüthig Verlag Heidelberg, 2008

[26] Freisinger, J.; Groh, K. ; Löb, H. W.: Extraction and acceleration mechanism in RF ion thrusters. In: *Proceedings of the AIAA 7th Electric Propulsion Conference*, 1969

[27] Freisinger, J.; Löb, H. W.: Application of the RF-thruster technique for fusion plasma heating. In: *Proceedings of the JSASS/AIAA/DGLR 17th International Electric Propulsion Conference*, 1984

[28] Freisinger, J.; Löb, H. W.: The neutral particles injectors RIG for fusion reactors. In: *Atomenergie Kerntechnik* 44 (1984), Nr. 1, S. 81–86

[29] Freisinger, J.; Löb, H.W. ; Scharmann, A.: Radiofrequency ion beam source RIM-10 for material processing. In: *Kerntechnik* 51 (1987), S. 125–128

[30] Garrault, P. et al.: *HDL Coding Practises to Accelerate Design Performance. White Paper 231*, Xilinx, 2006

[31] Geissler, R: *Anleitung zu Synthese und Optimierung*, Universität Ulm, Abt. Allg. Elektrotechnik und Mikroelektronik, 1999

[32] Goebel, D. M.; Katz, I.: *Fundamentals of Electric Propulsion: Ion and Hall Thrusters*, Wiley, 2008

[33] Groh, K. H.; Löb, H. W.: Radio-frequency ion thruster activities at Giessen University. In: *Proceedings of the 20th International Symposium on Space Technology and Science*, 1996, S. 178–185

[34] Grondein, P.; Lafleur, T.; Chabert, P. ; Aanesland, A.: Iodine as a propellant for gridded electric space propulsion systems. In: *Proceedings of the 22nd International Symposium on Plasma Chemistry*, 2015

[35] Hammad et al.: A modular IGBT converter system for high frequency induction heating processes. In: *Proceedings of the PCIM Nürnberg* (2002)

[36] Harmann, H.-P.: *Untersuchung und Modellierung der Ionenstrahlformung großflächiger Ionenquellen mit Hilfe einer beweglichen Faradaysondenzeile*, Justus-Liebig-Universität Gießen, Dissertation, 2003

[37] Henrich, R.: *Development of a Plasma Simulation Tool for Radio Frequency Ion Thrusters*, Justus-Liebig-Universität Gießen, Dissertation, 2013

[38] Henzler, M.; Göpel, W.: *Oberflächenphysik des Festkörpers*, Vieweg+Teubner Verlag, 2013 (Teubner Studienbücher Physik)

[39] Herdrich, G.: *Elektrische Triebwerke*. Institut für Raumfahrtsysteme, Universität Stuttgart : Online-Ressource: `http://www.irs.uni-stuttgart.de/forschung/elektrische_raumfahrtantriebe/triebwerke/`, Abgerufen am 19.02.2016

[40] Hippler, R. (Hrsg.); Kersten, H. (Hrsg.); Schmidt, M. (Hrsg.) ; Schoenbach, K. H. (Hrsg.): *Low Temperature Plasmas: Fundamentals, Technologies and Techniques*. 2. Auflage, Wiley-VCH, 2008 (Band 1)

[41] Hopcroft, J. E.: *Einführung in Automatentheorie, Formale Sprachen und Berechenbarkeit*, Pearson Studium, 2011

[42] Hufnagel, M.: *Charakterisierung rückwärtssperrender IGBTs*, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, Masterthesis, 2004

[43] Huhn, K.; Piechotka, M.; Henning, T. ; Klar, P. J.: Investigation of the emission behavior of miniaturized SU-8 based colloid emitters. In: *Proceedings of the 33rd International Electric Propulsion Conference*, 2013

[44] Huth, S; Winternheimer, S.: The switching behavior of an IGBT in zero current switching mode. In: *Proceedings of the fith European Conference on Power Electronics and Applications*, 1993, S. 312–316

[45] Jackson, J. D.: *Classical Electrodynamics*. 3., Wiley, 1998

[46] Jahn, R. G.: *Physics of Electric Propulsion*, Dover Publications, 2006

[47] Killinger, R.; Kukies, R.; Surauer, M.; Tomasetto, A. ; van Holtz, L.: ARTEMIS orbit raising inflight experience with ion propulsion. In: *Acta Astronautica* 53 (2003), Nr. 4, S. 607–621

[48] Kirmse, D.: *Zur Physik der Radiofrequenz-Ionentriebwerke - Am Beispiel der elektrischen Charakterisierung von RIT-2 und RIT-4*, Justus Liebig Universität Gießen, Dissertation, 2011

[49] Kories, R. et al.: *Taschenbuch der Elektrotechnik*, Verlag Harri Deutsch, Frankfurt am Main, 2010

[50] Kortshagen, U. et al.: On the E-H mode transition in RF inductive discharges. In: *J. Phys. D: Appl. Phys.* 29 (1996), Nr. 5, S. 1224

[51] Koschade, S. E.; Pinks, W.; Trojan, F.; Löb, H.W. ; Bassner, H.W.: Development of a flight prototype of the RF-ion thruster RIT 10. In: *Proceedings of the AIAA 9th Electric Propulsion Conference*, 1972

[52] Krausse, G. J. et al.: *DRF Series Design Guide. Application Note 1815*, Microsemi, 2013

[53] Kuwahara, T.; Böhringer, F.; Falke, A.; Eickhoff, J.; Huber, F. ; Röser, H. P.: FPGA-based operational concept and payload data processing for the Flying Laptop satellite. In: *Acta Astronautica* 65 (2009), S. 1616–1627

[54] Lang, H.; Löb, H. W.: Mission capabilities of the RIT-engines. In: *Proceedings of the 10th Electric Propulsion Conference*, 1973

[55] Lashlee, R.; Kasenbacher, P. ; Härter, H.: Entscheidungshilfen für Messtechniker - 10 Kriterien beim Kauf eines Oszilloskopes. In: *Vogel Business Media* (2008)

[56] Löb, H. W.: Ein elektrostatisches Raketentriebwerk mit Hochfrequenzionenquelle. In: *Astronautica Acta VIII* 1 (1962), S. 49

[57] Löb, H. W.: State of the art and recent developments of the radio frequency ion motors. In: *Proceedings of the AIAA 7th Electric Propulsion Conference*, 1969

[58] Löb, H. W.: Recent work on radio frequency ion thrusters. In: *J. Spacecraft Rockets* 8 (1971), Nr. 5, S. 494–500

[59] Löb, H. W.: Electric propulsion technology status and development plans–European programs. In: *J. Spacecraft Rockets* 11 (1974), Nr. 12, S. 821–828

[60] Löb, H. W.: Ionentriebwerke für Satelliten und Raumsonden. In: *Physikalische Blätter* 41 (1985), Nr. 8, S. 292–294

[61] Löb, H. W.; Feili, D.; Popov, G. A.; Obukhov, V. A.; Balashov, V. V.; Mogulkin, A. I.; Murashko, V. M.; Nesterenko, A. N. ; Khartov, S.: Design of high-power high-specific impulse RF-ion thruster. In: *Proceedings of the 32nd International Electric Propulsion Conference*, 2011, S. 1–8

[62] Löb, H. W.; Freisinger, J.: *Ionenraketen*, Vieweg, 1967

[63] Löb, H. W.; Freisinger, J.; Groh, K. H. ; Scharmann, A.: State-of-the-art of the RIT-ion thrusters and their spin-offs. In: *Proceedings of the 39th International Astronautical Congress*, 1988

[64] Leiter, H. J.: *Entwicklung und physikalische Untersuchung eines Hochfrequenz-Ionentriebwerks unter besonderer Berücksichtigung des Extraktionsgittersystems und der Ionisatorform*, Justus-Liebig-Universität Gießen, Dissertation, 2000

[65] Leiter, H. J.; Ellerbrock, H.; Berger, M.; Boss, M.; Feili, D.; Lotz, B. ; Di Cara, D. M.: Development of a miniaturized RF ion engine system for commercial and scientific applications. In: *Proceedings of the AIAA/ASME/SAE/ASEE 47th Joint Propulsion Conference & Exhibit*, 2011

[66] Leiter, H. J.; Killinger, R.; Bassner, H.; Kukies, R. ; Müller, J.: Evaluation of the performance of the advanced 200 mN radio frequency ion thruster RIT XT. In: *Proceedings of the 38th Joint Propulsion Conference*, 2002

[67] Leiter, H. J.; Killinger, R.; Bassner, H.; Müller, J. ; Kukies, R.: Development of the radio frequeny ion thruster RIT XT–A status report. In: *Proceedings of the 27th International Electric Propulsion Conference*, 2001

[68] Leiter, H. J.; Killinger, R.; Bassner, H.; Müller, J.; Kukies, R. ; Fröhlich, T.: Development and performance of the advanced radio frequency ion thruster RIT-XT. In: *Proceedings of the 28th International Electric Propulsion Conference*, 2003

[69] Leiter, H. J.; Killinger, R.; Boss, M.; Braeg, M.; Gollor, M.; Weiss, S.; Feili, D.; Tartz, M.; Neumann, H. ; Di Cara, D. M.: RIT-μX–High precision micro ion propulsion system based on RF-technology. In: *Proceedings of the AIAA 43rd Joint Propulsion Conference*, 2007, S. 5250

[70] Leiter, H. J.; Kukies, R.; Killinger, R.; Bonelli, E.; Scaranzin, S.; Scortecci, F.; Neumann, H. ; Tartz, M.: RIT-22 ion propulsion system: 5,000h endurance test results and life prediction. In: *Proceedings of the 43rd AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit*, 2007

[71] Leiter, H. J.; Löb, H. W. ; Schartner, K.-H.: The RIT 15 ion engines–A survey of the present state of radio frequency ion thruster technology and its future potentiality. In: *Proceedings of the 3rd International Spacecraft Propulsion Conference*, 2000, S. 423

[72] Ley, W. (Hrsg.) et al.: *Handbuch der Raumfahrttechnik*, Carl Hanser Verlag München, 2011

[73] Lieberman, M. A.; Lichtenberg, A. J.: *Principles of Plasma Discharges and Materials Processing*. 2., Wiley-Interscience, 2005

[74] Lotz, B.: *Plasma Physical and Material Physical Aspects of the Application of Atmospheric Gases as a Propellant for Ion-Thruster of the RIT-Type*, Justus-Liebig-Universität Gießen, Dissertation, 2013

[75] Lutz, H.; Wendt, W.: *Taschenbuch der Regelungstechnik*, Verlag Harri Deutsch, Frankfurt am Main, 2010

[76] Marcuccio, S.; Genovese, A. ; Andrenucci, M.: Experimental performance of field emission microthrusters. In: *Journal of Propulsion and Power* 14 (1998), Nr. 5, S. 774–781

[77] Mäder, A: *VHDL Kurzbeschreibung*, Universität Hamburg, Fachbereich Informatik, 1993

[78] Meinke, H.H.; Gundlach, F.W.; Lange, Klaus (Hrsg.); Löcherer, Karl-Heinz (Hrsg.): *Taschenbuch der Hochfrequenztechnik: Grundlagen, Komponenten, Systeme*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1992

[79] Messerschmid, E.; Fasoulas, S.: *Raumfahrtsysteme: Eine Einführung mit Übungen und Lösungen*, Springer, 2010

[80] mikrocontroller.net: *Field Programable Gate Array.* Online-Ressource: `http://www.mikrocontroller.net/articles/FPGA`, . – Abgerufen am 18.02.2015

[81] Miller, Lothar: *Einsynchronisieren asynchroner Signale.* Online-Ressource: `http://www.lothar-miller.de/s9y/archives/41-Einsynchronisieren-von-asynchronen-Signalen.html`, . – Abgerufen am 18.02.2015

[82] Mutschler, P.: Vorlesungsskript "Leistungselektronik II". Technische Universität Darmstadt, 1997

[83] Pasternack Enterprises Inc.: *78 Ohm Flexible RG108 Twinax Cable Single Shielded with Black PVC Jacket.* Online-Ressource: `http://www.pasternack.com/images/ProductPDF/RG108A-U.pdf`, 2013. – Abgerufen am 15.05.2016

[84] Pfeiffer, R.: Vorlesungsskript "Hochfrequenzschaltungen" - Kapitel 4. Universität der Bundeswehr, Fakultät für Elektro- und Informationstechnik, Institut für Mikroelektronik und Schaltungstechnik, München, 2016

[85] PIC Wire & Cable: *PIC L7626TX 75 OHM TRIAXIAL CABLE.* Online-Ressource: `http://www.picwire.com/pdfs/PIC_75_Ohm_Cables/PIC_L7626TX.pdf`, 2015. – Abgerufen am 15.05.2016

[86] Piejak, R. B. et al.: A simple analysis of an inductive RF discharge. In: *Plasma Sources Sci. Technol.* 1 (1992), Nr. 3, 179

[87] Porst, J. P.; Kuhmann, J.; Kukies, R. ; Leiter, H.: Airbus DS 5kW class electric propulsion system based on radio-frequency ion thrusters. In: *Proceedings of the 34th International Electric Propulsion Conference*, 2015

[88] Probst, U.: *Leistungselektronik für Bachelors.* 3. Auflage, Carl Hanser Verlag München, 2015

[89] Regents of the University of Michigan: The Past and Future of Rocket Engine Propulsion. Part II: Electrothermal Systems. – Forschungsbericht

[90] Reichardt, J.; Schwarz, B.: *VHDL-Synthese*, Oldenbourg Verlag München Wien, 2000

[91] Schippers, S.: Vorlesungsskript "Plasmaphysik und Ionenquellen". JLU Gießen, Insitut für Atom- und Molekülphysik, 2012

[92] Schröder, D.: *Leistungselektronische Schaltungen*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2012

[93] Schuler, S.: Treiber-Design - Schwingverhalten von Treiber und Modul vermeiden. In: *Vogel Business Media* (2013)

[94] Schulz, M.; Jansen, U.: Leistungselektronik - Fünf Eigenschaften, die ein IGBT-Treiber nicht haben sollte. In: *Vogel Business Media* (2013)

[95] Simon, J.; Probst, U. ; Klar, P. J.: Development of a Radio-Frequency Generator for RF Ion Thrusters. In: *Proceedings of the 34th International Electric Propulsion Conference*, 2015

[96] Simon, J.; Probst, U. ; Klar, P. J.: Development of a Radio-Frequency Generator for RF Ion Thrusters. In: *Transactions of the Japan Society for Aeronautical and Space Sciences, Aerospace Technology Japan* 14 (2016), Nr. ists30, S. 33–39

[97] Simon, J.; Volkmar, C. ; Probst, U.: High-Precision Power Measurement for Accurate Characterization of RF Ion Thrusters. In: *Proceedings of the 5th Space Propulsion Conference*, 2016 (3124614)

[98] Smith, W. W.; Smith, R. D.; Yano, S. E.; Davies, K.. ; Lichtin, D.: Low Power Hydrazine Arcjet System Flight Qualification. In: *Proceedings of the 22rd AIDAA/AIAA/DGLR/JSASS International Electric Propulsion Conference*, 1991

[99] Specovius, J.: *Grundkurs Leistungselektronik*, Vieweg + Teubner Verlag, 2011

[100] Steigerwald, R. L.: A Comparison of Half-Bridge Resonant Converter Topologies. In: *IEEE Trans. on Power Electronics* (1988)

[101] Steudler, K.: Vorlesungsskript "Übertragungstechnik - Leitungsgebundene Übertragung". Hochschule für Technik und Architektur Bern, Abteilung Elektrotechnik und Elektronik, 2004

[102] Stier, S.: *IGBT-Schwingkreiswechselrichter hoher Leistung und hoher Frequenz in modularer Bauweise*, Technische Universität Darmstadt, Dissertation, 2008

[103] Stuhlinger, E.: *Ion Propulsion for Space Flight*, Mc Graw-Hill, 1964

[104] Stuhlinger, E.: Electric propulsion–Past history and future prospects. In: *Proceedings of the 3rd European Electric Propulsion Conference*, 1974, S. 9–17

[105] Taylor, G. I.: Disintegration of water drops in an electric field. In: *Proceedings of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* 280 (1964), Nr. 1382, S. 383–397

[106] Tektronix: *THDP0100/0200 & TMDP0200 High Voltage Differential Probes Instruction Manual*, Tektronix Inc, 2004

[107] Volkmar, C.: *Selbstkonsistente numerische 1D/3D Hybridmodellierung von Radiofrequenz-Ionentriebwerken*, Justus-Liebig-Universität Gießen, Dissertation, 2015

[108] 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 (2015), Nr. 10, S. 1–17

[109] Weiss, S.: *Entwicklung und physikalische Charakterisierung einer kompakten Elektronenquelle mit kapazitiver Radiofrequenz-Entladung zur Strahlneutralisation von Ionenantrieben*, Justus-Liebig-Universität Gießen, Dissertation, 2006

[110] Welander, B.; Carpenter, C.; de Grys, K.; Hofer, R. R.; Randolph, T. M. ; Manzella, D. H.: Life and operating range extension of the BPT-4000 qualification model hall thruster. In: *AIAA* 5263 (2006)

[111] Wintrich, A. et al.: *Applikationshandbuch Leistungshalbleiter*, ISLE Verlag, 2010

[112] Wolf, N.; Probst, U.: System Identification of a Radio-Frequency Ion Thruster. In: *Proceedings of the 34th International Electric Propulsion Conference*, 2015

[113] Xilinx: *Kintex-7 FPGAs Data Sheet*, Xilinx, Inc., 2014

[114] Zach, F.: *Leistungselektronik Band 1*, Springer Wien New York, 2010

[115] Ziemer, J. K.: Performance of Electrospray Thrusters. In: *Proceedings of the 31th International Electric Propulsion Conference*, 2009

Abbildungsverzeichnis

1.1 Triebwerk-Gesamtsystem 2
1.2 Ersatzschaltbild und Amplitudengang der RF-Einkopplung 4

2.1 Schemaskizze einer Rakete mit den relevanten Vektorgrößen 7
2.2 Prinzipieller Aufbau des RIT-Antriebssystems mit Peripheriekomponenten . 20
2.3 RIM-4 Triebwerk im zerlegten Zustand und im Betrieb 21
2.4 Induktionsspule mit elektromagnetischen Feldverläufen 27
2.5 Transformatormodell zur Beschreibung der induktiven Einkopplung 31
2.6 Vereinfachtes Transformatormodell 32
2.7 Abhängigkeit der Serienimpedanz von der Ladungsträgerdichte 33
2.8 Ionenextraktion an einem Dreigittersystem 37

3.1 Übersicht der gebräuchlichen Leistungshalbleiterbauelemente 43
3.2 Grundfunktionen der Energieumformung mit Stromrichtern 44
3.3 Zwischenkreiskonfigurationen für Wechselrichter 45
3.4 Zweiquadrantensteller mit Stromumkehr 46
3.5 Leitzustände des Zweiquadrantenstellers mit Stromumkehr 47
3.6 Zeitverlauf der Lastspannung am Zweiquadrantensteller mit Stromumkehr . . 47
3.7 Vierquadrantensteller 48
3.8 Zeitverlauf der Lastspannung am Vierquadrantensteller 49
3.9 Leitzustände des Vierquadrantenstellers 50
3.10 Schaltentlastungsnetzwerke 51
3.11 Schaltungskonfigurationen für ZVS und ZCS 54
3.12 Schwingverhalten von Systemen unterschiedlicher Güte 56
3.13 Schwingkreiskonfigurationen und deren Impedanzverlauf 57
3.14 Schwingkreiswechselrichtertopologien mit Gleichspannungszwischenkreis . . . 58
3.15 Schwingkreiswechselrichter mit Trenntransformator 59
3.16 Unipolarer Halbbrückenwechselrichter mit Reihenschwingkreiskonfiguration . 60
3.17 Leitzustände des Serienschwingkreiswechselrichters 61
3.18 Zeitverläufe am Serienschwingkreiswechselrichter im unterresonanten Betrieb 62
3.19 Zeitverläufe am Serienschwingkreiswechselrichter im überresonanten Betrieb . 63
3.20 Ersatzschaltbild und Amplitudengänge des Serienschwingkreiswechselrichters 65
3.21 Effizienz und Leistungsübertragung einer Wechselspannungsversorgung . . . 67
3.22 Resonanztransformator-Konfigurationen 68
3.23 T- und Π-Impedanztransformationsnetzwerke 69
3.24 Ersatzschaltbilder und Güte der Impedanztransformation 72
3.25 Übertragungsverhalten der Impedanzanpassung 73
3.26 Übertragungsverhalten unterschiedlicher Lastkreiskonfigurationen 73
3.27 Übertragungsverhalten der Impedanzanpassung bei Laständerung 74

4.1 Ersatzschaltbild der RFG-Topologie 78
4.2 Blockschaltbild des RFG-Schaltungskonzepts 79
4.3 Aufbau des Messwandlers zur Stromnulldurchgangserkennung 80
4.4 Idealisierte Signalverläufe am Messwandler zur Stromnulldurchgangserkennung 81
4.5 Aufbau des Messwandlers zur Stromamplitudenüberwachung 82
4.6 Leistungs-MOSFET mit den wichtigsten parasitären Elementen 83
4.7 Leistungskreis des RFG-Konzepts mit den wichtigsten parasitären Elementen 84
4.8 Simulierte Strom- und Spannungsverläufe an der Halbbrücke im Schaltbetrieb 85
4.9 T- und Π-Schaltungsimulationsmodelle für einphasige Übertragungsleitungen 87
4.10 Ersatzschaltbilder und Übertragungsverhalten verschiedener Kabeltypen . . . 89
4.11 Übertragungsverhalten unterschiedlich langer Lastanbindungen 90
4.12 Ersatzschaltbilder und Übertragungsverhalten für die Impedanzanpassung . . 91
4.13 Vereinfachter Signalflussplan des Regelalgorithmus 93
4.14 Zustandsdiagramm der Ansteuerung 96
4.15 Zeitverläufe der Frequenz- und Phasenregelung im stationären Zustand . . . 98
4.16 Schaltungssimulationsmodell des RFGs mit Leistungs- und Regelkreis 99
4.17 Verlauf der Regel- und Stellgrößen im stationären Zustand 101
4.18 Fourier-Transformierte des Schwingkreisstromes im stationären Zustand . . . 101
4.19 Verlauf der Regel- und Stellgrößen im Anlaufvorgang 102
4.20 Verlauf der Regel- und Stellgrößen bei spontaner Laständerung 103
4.21 Verlauf der Regel- und Stellgrößen unter Nutzung der Leistungssteuerung . . 104
4.22 Schaltungsaufbau des RFG-Konzepts 107
4.23 Hardwareaufbau des RFG-Schaltungskonzepts 109

5.1 Ansteuersignale und Strommesssignal im gesteuerten Betrieb 112
5.2 Messaufbau zur Verifikation des Regelungskonzepts 113
5.3 Ermittlung der optimalen Laufzeitkompensation 114
5.4 Spannungsverläufe an der Halbbrücke im Schaltbetrieb 115
5.5 Messaufbau zur Versorgung des RIM-4 Triebwerks 117
5.6 Variation des Ionenstrahlstromes in Reihenschwingkreiskonfiguration 118
5.7 Variation der Betriebsfrequenz in Reihenschwingkreiskonfiguration 119
5.8 Effektiver DC-Widerstand bei Variation der Betriebsfrequenz 120
5.9 Versorgung des RIM-4 Triebwerks mit Impedanztransformation 121
5.10 Versorgung des RIM-4 Triebwerks mit unterschiedlichen RF-Zuleitungslängen 123
5.11 Generatorvergleich anhand der Versorgung des RIM-4 Triebwerks 124
5.12 Hochdynamische Leistungssteuerung durch Auslassen von Leitdauern 125
5.13 Messaufbau zur Bestimmung der RF-Leistung am RIM-10 Triebwerk 128
5.14 RF-Leistungsmessung bei Variation des Volumenstromes 130
5.15 RF-Leistungsmessung bei Variation der Eingangsleistung 131

A.1 Weitere Variation des Ionenstrahlstromes in Reihenschwingkreiskonfiguration IV
A.2 Weitere Variation des Ionenstrahlstromes in Reihenschwingkreiskonfiguration V
A.3 Weitere Variation der Betriebsfrequenz in Reihenschwingkreiskonfiguration . VI
A.4 Weitere Variation der RF-Zuleitungslänge in Reihenschwingkreiskonfiguration VII

Tabellenverzeichnis

2.1 Leistungsdaten gängiger Triebwerkskonzepte 11

4.1 Konstant gehaltene Simulationsparameter 100
4.2 Variable Simulationsparameter 100

Eidesstattliche Erklärung

Ich erkläre: Ich habe die vorgelegte Dissertation selbständig 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. 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.

Jens Simon, den 5. Oktober 2016

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich all den Menschen meine Verbundenheit zum Ausdruck bringen, die durch ihre fachliche Expertise und ihren Beistand zum erfolgreichen Abschluss dieser Arbeit beigetragen haben. Ohne ihre Mithilfe wäre die Anfertigung dieser Promotionsschrift niemals zustande gekommen.

Zuallererst möchte ich mich herzlich bei meinem Doktorvater Prof. Dr. Peter J. Klar bedanken, der mit seinem persönlichen Einsatz für die Förderung des Forschungsschwerpunktes im Rahmen der LOEWE Initiative die Finanzierung dieser und weitere Promotionen erst ermöglichte. Seine offene und freundliche Art gab mir die nötige Zuversicht, den beschrittenen Weg fortzuführen, auch wenn mir dieser vor allem zu Beginn nicht immer zielführend erschien. Unsere Dialoge habe ich stets als Ermutigung und Motivation empfunden.

In gleichem Maße gebührt mein Dank Prof. Dr. Uwe Probst, der als mein direkter Betreuer und Zweitgutachter an der Technischen Hochschule Mittelhessen stets ein offenes Ohr für Fragen und Probleme hatte. Vor allem seine umfassenden Kenntnisse auf dem Gebiet der Leistungselektronik halfen mir etliche Male Fehler im schaltungstechnischen Aufbau des Generators zu identifizieren, was mitunter mehrere Wochen in Anspruch nahm und oft bis spät in die Nacht andauerte. Seiner Unterstützung ist es zu verdanken, dass ich dabei nicht zur Verzweiflung getrieben wurde und meine Motivation durch immer neue Inspiration aufrecht erhalten konnte. Die zahlreichen Gespräche auf intellektueller und persönlicher Ebene werden mir immer als bereichernder und konstruktiver Austausch in Erinnerung bleiben. Nicht zuletzt möchte ich auch seine stets freundliche Art betonen, die zu einem kollegialen und umgänglichen Miteinander in der Arbeitsgruppe beigetragen hat.

Für die unzähligen Gespräche und Diskussionen über meine Arbeit, aus denen nicht selten vielversprechende Lösungsansätze für meine Problemstellungen hervorgingen, möchte ich Prof. Dr. Rainer Thüringer, Prof. Dr. Ubbo Ricklefs und Prof. Dr. Jochen Frey danken. Durch seinen plasmaphysikalischen Hintergrund hat mir Prof. Thüringer den Einstieg in die Thematik deutlich erleichtern können. Zudem half mir sein umfangreiches Fachwissen auf dem Gebiet des EMV-gerechten Leiterkartendesigns bei der Optimierung des Prototypenaufbaus. Nicht minder hat mich Prof. Ricklefs mit bereichernden Tipps immer wieder in neue thematische Bahnen gelenkt. Prof. Frey danke ich für das konstruktive Feedback und die Anregungen zur Sensorik des entwickelten Generatorkonzepts.

Meinem Kollegen und Büronachbarn Dr. Chris Volkmar gebührt ein ganz besonderer Dank für seinen langen Atem bei unseren schier unendlich andauernden Diskussionen fachlicher Natur, die entschieden zu meinem grundlegenden Verständnis der Radiofrequenz-Ionentriebwerke beitrugen und nicht selten zu einer Änderung meiner Herangehensweise führten. Das freundschaftliche Verhältnis, dass uns beide verbindet, hat mir gezeigt, worauf es beim wissenschaftlichen Arbeiten wirklich ankommt. Zudem danke ich ihm für das kritische Gegenlesen dieser Arbeit, was ihren fachlichen Anspruch entschieden mitgeprägt hat.

Darüber hinaus möchte ich auch meinen Kollegen Timo Baruth, Niklas Wolf und Andreas Reeh für ihre Diskussionsbeiträge und das kritische Hinterfragen meiner Ergebnisse danken. Zudem gebührt Niklas Wolf und Marc Dörfler ein besonderer Dank für den Betrieb und die

Automation des Triebwerkteststands, wodurch mir die experimentelle Untersuchung erheblich vereinfacht wurde.

Des Weiteren danke ich Manfred Klein und Kevin Semmler für die Unterstützung beim Prototypenaufbau des Generators. Max Ramusak gebührt mein Dank für die Einführung in die Programmierung des eingesetzten FPGAs.

Auch den Kollegen Dr. Kristof Holste, Dr. Martin Becker, Waldemar Gärtner, Peter Köhler und Patrick Dietz möchte ich für die freundliche Zusammenarbeit und die Unterstützung bei meinen experimentellen Untersuchungen im Triebwerkslabor der Justus-Liebig Universität danken. Insbesondere Waldemar Gärtner und Patrick Dietz standen mir jederzeit mit Rat und Tat zur Seite. Auch für die vielen fachlichen Gespräche auf etlichen abendlichen Veranstaltungen sowie unseren gemeinsamen Konferenz- und Workshopbesuchen bin ich sehr dankbar.

Darüber hinaus danke ich auch meinen Eltern und meiner Partnerin Nadine Demper für ihre unglaublich hilfreiche Unterstützung und ihr Verständnis in dieser, für mich so fordernden, Zeit. Wenn ich in Gedanken mal wieder nicht zuhause, sondern auf der Arbeit war, gaben sie mir den nötigen Rückhalt, der mich immer wenn nötig geerdet hat.

Ferner danke ich meiner Schwester Andrea für die Durchsicht dieser Abhandlung.

Diese Arbeit wurde im Rahmen des LOEWE-Schwerpunktes RITSAT durchgeführt, welcher vom Hessischen Ministerium für Wissenschaft und Kunst gefördert wurde.

Publikationen und Konferenzteilnahmen

Journal-Veröffentlichungen

Chris Volkmar, Kristof Holste und Jens Simon "Physik und Technik von Radiofrequenz-Ionentriebwerken", *Vakuum in Forschung und Praxis*, unter Begutachtung, 2016

Jens Simon, Uwe Probst, and Peter J. Klar, "Development of a Radio-Frequency Generator for RF Ion Thrusters", *Transactions of the Japan Society for Aeronautical and Space Sciences, Aerospace Technology Japan* **14**(ists30), pp. 33-39, 2016

Konferenzbeiträge und Workshops

Jens Simon and Uwe Probst, "High-Performance Digital-controlled Radio-Frequency Generator for RF Ion Thrusters", *6th Russian-German Conference on Electric Propulsions and Their Application*, Samara, Russia, 2016
Teilnahme mit Vortrag

Jens Simon, Chris Volkmar, and Uwe Probst, "High-Precision Power Measurement for Accurate Characterization of RF Ion Thrusters", *Proceedings of the 5th Space Propulsion Conference*, Rome, Italy, 2016.
Teilnahme mit Vortrag

Jens Simon und Uwe Probst, "Entwicklung eines Radiofrequenzgenerators für induktiv-gekoppelte Plasmen", *XXIII. Erfahrungsaustausch Oberflächentechnologie mit Plasma- und Ionenstrahlprozessen*, Mühlleiten, 2016.
Teilnahme mit Vortrag

Jens Simon, Uwe Probst, and Peter J. Klar, "Development of a Radio-Frequency Generator for RF Ion Thrusters", *Proceedings of the 34th International Electric Propulsion Conference*, Kobe-Hyogo, Japan, 2015
Teilnahme mit Vortrag

Jens Simon and Uwe Probst, "Theory and Development of a Radio-Frequency Generator for Inductively-Coupled Plasmas", *5th Russian-German Conference on Electric Propulsions and Their Application*, Dresden, 2014
Teilnahme mit Vortrag