

ZUR PHYSIK  
DER RADIOFREQUENZ-  
IONENTRIEBWERKE

AM BEISPIEL  
DER ELEKTRISCHEN CHARAKTERISIERUNG  
VON RIT-2 UND RIT-4

Inaugural-Dissertation  
zur Erlangung des Doktorgrades  
des Fachbereichs Physik  
der Justus-Liebig-Universität Giessen

vorgelegt von  
**Danny Kirmse**  
aus Sonneberg/Thür.

Giessen, März 2011

*Alles ist Wechselwirkung.*

Alexander von Humboldt

*Verstehen bedeutet vereinfachen.*

aus „Die Wellen ersticken den Wind“

Von Arkadi und Boris Strugatzki

*Ich möchte lieber eine einzige Ursache begreifen  
als der König von Persien sein.*

Demokrit von Abdera

# Vorwort

Schon seit über vier Jahrzehnten werden elektrische Antriebe entwickelt, gebaut und erforscht. Diese Aktivitäten führten im Laufe der Zeit zu einer wahren Fülle an verschiedenen Arten von elektrischen Antrieben und einer grossen Bandbreite an Unterarten. Speziell die von Professor Horst Løb an der Universität Gießen entwickelten Radiofrequenz-Ionentriebwerke (RIT) mit der ihnen zu Grunde liegenden nahezu erosionsfreien Entladung bieten gute Voraussetzungen, um gerade als langfristige Weltraumantriebe genutzt zu werden. Dabei standen im Fokus der bisherigen Entwicklung Radiofrequenz-Ionentriebwerke, die in einem Schubbereich um hundert Milli-Newton arbeiten. Genutzt wird diese Art von Triebwerken als Antrieb sowohl für die Bahn-Regulierung (orbit control) als auch für die Lage-Regulierung (attitude control). In jüngster Zeit jedoch rückte eine andere Art von Weltraummissionen ins Zentrum des wissenschaftlichen Interesses. Es handelt sich dabei um Analyse- oder Detektionsmissionen, deren Funktion auf mehrere Raumfahrzeuge, einem sogenannten Cluster, verteilt ist. Der gesamte Cluster agiert also wie eine einzige Raumsonde. Aus diesem Grund ist es immens wichtig, dass die einzelnen Komponenten des Clusters im Raum völlig lagestabil zueinander gehalten werden können. Realisiert wird dieser Zustand durch ein Triebwerkssystem, das in der Lage sein muss, selbst kleinste Störungen zu kompensieren. Es sind Triebwerke von Nöten, die in extrem niedrigen Schubbereichen arbeiten können; genauer gesagt im Mikro-Newton Bereich.

Zu diesem Zweck wurde durch Miniaturisierung eine neue Generation von Radiofrequenz-Ionentriebwerken entwickelt, die in der Lage sind, genau diese Anforderung zu erfüllen. Ziel und Inhalt dieser Arbeit ist es, die im Rahmen des Miniaturisierungsprozesses entstandenen Triebwerke RIT-2 und RIT-4 elektrisch zu charakterisieren und eventuell zu optimieren. Dabei war die zentrale experimentelle Zielsetzung, die Untersuchung des Triebwerks so realitätsnah wie möglich zu gestalten. Zu diesem Zweck wurden die Triebwerke ausschliesslich an Hand der Werte charakterisiert, die auch während des normalen Betriebs zu messen sind. Es handelt sich dabei um die Daten der Versorgung des Triebwerks. Diese Werte sind stets präsent, so auch während des Einsatzes im Weltraum. Ausschliesslich auf deren Grundlage zu charakterisieren heisst, das Triebwerk so anwendungsbezogen wie möglich zu beschreiben.

---

Ein weiterer Aspekt, der zu einem zentralen Punkt in dieser Arbeit wurde, ist die theoretische Betrachtung der physikalischen Prozesse. Ziel dabei war es, die Betrachtung auf den einfachst möglichen Grundannahmen aufzubauen, um so einen Einblick in die elementaren, mikroskopischen Mechanismen zu erhalten. Ausgangspunkt und einzige Annahme der Betrachtung war ausschliesslich die Existenz geladener Teilchen und der von ihnen ausgehenden elektrischen Felder. Des weiteren sollte sich die Betrachtung streng an die Kausalität von Ursache und Wirkung halten. Gerade in Bezug auf die Erregerspule bedeutet dies, dass ein Konzept direkter Wechselwirkung das der eingekoppelten Leistung ersetzt. Also die in der Spule oszillierenden Elektronen induzieren im Plasma ein Feld, diesem Feld folgen die Elektronen des Plasmas. Die sich bewegenden Elektronen des Plasmas wiederum erzeugen ein Feld, welches auf die Elektronen der Spule wirkt. Diese gegenseitige Wechselwirkung bestimmt bestimmt allein auf der Grundlage von Ladung und Feld das Verhalten der Erregerspule. Auf diese Weise war es möglich, die mikroskopischen Mechanismen des RIT qualitativ nachvollziehen und verstehen zu können.

Das Kapitel 1 bietet zunächst eine kurze Einführung in die allgemeine Problematik elektrischer Antriebe. In ihm wird ein kurzer Einblick in die Möglichkeiten der Steuerung eines Raumfahrzeuges gegeben, die in Frage kommenden Schubmanöver werden vorgestellt, um so die elektrischen Antriebe an Hand ihrer Verwendbarkeit einordnen zu können. Ausserdem wurden die elektrischen Antriebe auch auf der Grundlage des Wirkprinzips mit anderen Triebwerkstypen verglichen. Im Anschluss daran wird ein Überblick über die einzelnen Typen elektrischer Antriebe gegeben, um dann speziell auf die Radiofrequenz-Triebwerke einzugehen. Die diese Arbeit motivierenden Niedrigschub-Missionen werden am Ende des Kapitels beschrieben.

Die komplette Thematik des experimentellen Aufbaus steht im Mittelpunkt des Kapitel 2. Zu Beginn werden die Rahmenbedingungen des Experiments beschrieben und die Mittel ihrer Umsetzung. Im zweiten Teil steht dann das Triebwerk selbst im Zentrum des Interesses. Beginnend vom detaillierten Aufbau von RIT-2 und RIT-4, über Funktion und Material der einzelnen Bauteile bis hin zu Art und Wirkungsweise der Versorgung des Triebwerks wird ein kompletter Überblick der experimentellen Belange gegeben.

Von zentraler Bedeutung ist das Kapitel 3, denn dieses beinhaltet die theoretischen Überlegungen. Basierend auf fundamentalen Grundannahmen sollen die mikroskopischen Mechanismen, die im RIT ablaufen, nachvollzogen und verstanden werden, um dann auf dieser Basis die makroskopische Verhalten erklärbar zu machen.

Im Kapitel 4 wird auf der Grundlage der gegenseitigen Wechselwirkung von Spule und Plasma ein Modell vorgestellt. Dieses Modell ist in der Lage, die Effizienz einer Radiofrequenz-Entladung an Hand an der Spule ermittelter Messwerte zu

---

beurteilen. Für das RIT bedeutet dies, dass damit auch die Effizienz der Schuberzeugung ermittelt werden kann.

Das Kapitel 5 beinhaltet die Auswertung der elektrischen Charakterisierung der Triebwerke RIT-2 und RIT-4.

Einen kleinen Exkurs aus der eigentlichen Zielsetzung dieser Arbeit bietet Kapitel 6. Hier wird aus den bisherigen theoretischen Überlegungen das Konzept eines Triebwerks hergeleitet, welches den Energieaufwand zur Ionenproduktion optimiert. Ausserdem wird auf die technologische Umsetzung eingegangen.

In Kapitel 7 schliesslich wird ein Ausblick auf zukünftige Arbeit sowohl in Theorie als auch in Experiment gegeben. Das schliesst einerseits die Vollendung des hier vorgeschlagenen Modells ein. Andererseits werden die Probleme bei der Realisierung des Triebwerksprototyps aus Kapitel 6 besprochen und Ansätze zu deren Lösung vorgeschlagen.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1	Schubverhalten elektrischer Antriebe im Vergleich mit chemischen Antrieben . . . . .	1
1.2	Arten elektrischer Antriebe . . . . .	7
1.2.1	Elektrothermische Triebwerke . . . . .	7
1.2.2	Elektrostatische Triebwerke . . . . .	9
1.2.3	Magnetoplasmadynamische Triebwerke . . . . .	14
1.3	Das Radiofrequenz-Ionentriebwerk(RIT) . . . . .	16
1.3.1	Aufbau und Funktionsweise . . . . .	18
1.3.2	Ionenerzeugung . . . . .	18
1.3.3	Extraktion . . . . .	22
1.3.4	Von der Ringentladung zum Ionentriebwerk . . . . .	24
1.4	Niedrigschub-Missionen . . . . .	31
<b>2</b>	<b>Experimentelle Methoden</b>	<b>39</b>
2.1	Vakuum-Testkammer Big Mac . . . . .	39
2.2	Radiofrequenz-Triebwerke RIT-2 und RIT-4 . . . . .	44
2.2.1	Die Elektrotechnik des RIT . . . . .	50
2.2.2	Der Frequenzgenerator . . . . .	52
2.2.3	Die elektrische Versorgung . . . . .	55
2.2.4	Die Gasversorgung . . . . .	59

<b>3</b>	<b>Zur Physik des RIT</b>	<b>61</b>
3.1	Eigenschaften des Plasmas . . . . .	62
3.1.1	Partikeltemperaturen . . . . .	62
3.1.2	Ionenextraktion und Quasineutralität . . . . .	65
3.1.3	Ionisation im elektrischen Wechselfeld . . . . .	75
3.2	Spule und Plasma . . . . .	82
3.2.1	Eindringtiefe . . . . .	82
3.2.2	Proximity-Effekt . . . . .	85
3.2.3	Gegeninduktion von Spule und Plasma . . . . .	86
<b>4</b>	<b>Analytisches Modell</b>	<b>95</b>
4.1	Induktive Kopplung von Spule und Plasma . . . . .	96
4.1.1	Systematische Vorbetrachtungen . . . . .	96
4.1.2	Qualitative Betrachtung der Gegeninduktion von Spule und Plasma . . . . .	101
4.1.3	Quantitative Berechnung der Gegeninduktion von Spule und Plasma . . . . .	105
4.2	Anwendung des analytischen Modells . . . . .	110
<b>5</b>	<b>Experimentelle Ergebnisse</b>	<b>117</b>
5.1	RIT-4 . . . . .	119
5.1.1	Frequenz: 1 Megahertz . . . . .	119
5.1.2	Frequenz: 2 Megahertz . . . . .	128
5.1.3	Frequenz: 3 Megahertz . . . . .	134
5.1.4	Frequenzvergleich . . . . .	140
5.2	RIT-2 . . . . .	153
5.2.1	Frequenz: 1,64 Megahertz . . . . .	153
5.2.2	Frequenz: 3,13 Megahertz . . . . .	162
5.2.3	Frequenzvergleich . . . . .	170
<b>6</b>	<b>Konzept eines längenoptimierten Triebwerks mit Ferritkern im Induktionskreis</b>	<b>179</b>

<b>7 Ausblick</b>	<b>185</b>
7.1 Analytischer Ausblick . . . . .	185
7.2 Konzeptioneller Ausblick . . . . .	186
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>189</b>



# Kapitel 1

## Einleitung

### 1.1 Schubverhalten elektrischer Antriebe im Vergleich mit chemischen Antrieben

Alle bis heute in der Raumfahrt verwendeten Antriebssysteme verbindet eine Gemeinsamkeit; nämlich das physikalische Grundprinzip: der Rückstoss. Die als Treibstoff dienenden Teilchen werden beschleunigt und aus dem Raumfahrzeug ausgestossen. Wegen des Prinzips der Impulserhaltung wird dadurch das Raumfahrzeug in die entgegengesetzte Richtung beschleunigt angetrieben. Unterschieden aber werden die Antriebssysteme nach der Art ihres Treibstoffes und der Weise wie dieser beschleunigt wird. Und gerade im Vergleich mit den in der Raumfahrt allgegenwärtigen chemischen Antrieben zeigen sich die speziellen Eigenarten und Vorteile elektrischer Antriebe.

Chemische Antriebe sind eine Vortriebsart, welche die Raumfahrt seit ihren Anfängen bis in die Gegenwart dominiert. Wie der Name schon sagt liefern chemische Reaktionen die für die Beschleunigung der Treibstoffteilchen notwendige Energie. In der Reaktionskammer findet eine exotherme Reaktion statt. Die freiwerdende Wärme ist gleichbedeutend mit einer Erhöhung der kinetischen Energie der Treibstoffteilchen. Der resultierend ansteigende Druck lässt die Teilchen beschleunigt aus dem Triebwerk ausströmen, und sorgt so für Vortrieb. Die Antriebsenergie wird also im Treibstoff selbst mitgeführt. Das ist zwar auf den ersten Blick ein Vorteil, da keine weitere Mechanismen zur Energiezufuhr mitgeführt

## *1.1. SCHUBVERHALTEN ELEKTRISCHER ANTRIEBE IM VERGLEICH MIT CHEMISCHEN ANTRIEBEN*

---

werden müssen. Bei genauerem Hinsehen erweist sich aber genau dieser Umstand als der grösste Nachteil chemischer Antriebe. Denn dadurch ist die Antriebsenergie limitiert. Das Raumfahrzeug kann nicht mit höherer Energie angetrieben werden, als der die im Treibstoff gespeichert ist, und durch die exotherme Reaktion frei wird.

Bei elektrischen Antrieben hingegen ist der Treibstoff selbst energiearm, und muss zunächst erst einmal in die Lage versetzt werden, Energie von Aussen aufnehmen zu können. Grundlegend für die Funktion ist hier, dass der Treibstoff in einen elektrisch leitenden Zustand überführt wird; also in ein Plasma umgewandelt wird. Dies geschieht durch extern angelegte elektrische Felder, die durch Ladungstrennung den neutralen Treibstoff ionisieren. Da die Treibstoffteilchen nun elektrisch geladen sind, können sie durch elektrische und magnetische Felder beeinflusst und dadurch auch beschleunigt werden.

Elektrische Antriebe sind also gezwungen, einen externen Mechanismus mitzuführen, der die Antriebsenergie zuführt. Dies ist natürlich einerseits ein Nachteil, da dieser Umstand zusätzliches Gewicht bedeutet. Andererseits ist dies aber auch der herausragendste Vorteil gegenüber den chemischen Triebwerken. Denn dadurch unterliegt die Antriebsenergie keinen Beschränkungen. Theoretisch kann von Aussen eine beliebig grosse Menge an Energie zugeführt werden, die dann zum Antrieb des Raumfahrzeuges genutzt werden kann. Ein weiterer Vorteil elektrischer Triebwerke ist ihre Kontrollierbarkeit. Während chemische Reaktionen, wenn sie einmal angestossen sind, unkontrolliert ablaufen; können elektrische Antriebe anhand der extern einstellbaren elektrischen Parameter sehr fein dosiert werden.

Aus diesen Charakteristika der beiden Antriebsarten erwächst das ihnen typische Schubverhalten. Ein chemisches Triebwerk setzt wegen der lawinenartig ablaufenden exothermen Reaktion in kurzen Zeiten sehr viele beschleunigte Teilchen frei. Jedoch sind diese Teilchen aber in ihrer Ausstosseschwindigkeit beschränkt wegen der Limitation der inneren Energie.

Bei elektrischen Antrieben dagegen ist die Produktion von ausgestossenen Treibstoffteilchen stark beschränkt. Einmal ist eine effiziente elektrische Ionisation bisher nur in weniger dichten Medien möglich, womit schon einmal prinzipiell das Reservoir an Treibstoffteilchen beschränkt ist. Zweitens wechselwirken die gela-

### 1.1. SCHUBVERHALTEN ELEKTRISCHER ANTRIEBE IM VERGLEICH MIT CHEMISCHEN ANTRIEBEN

---

denen ausgestossenen Teilchen auch untereinander, wodurch der Strom emittierter Teilchen limitiert wird. Typisch für elektrische Antriebe ist darum eine nur geringe Zahl an für den Vortrieb verantwortlichen Teilchen, die jedoch mit hoher Geschwindigkeit ausgestossen werden. Zudem ist der Teilchenausstoss nicht zeitlich beschränkt, sondern kann über beliebig lange Zeiten aufrecht erhalten werden.

Ein sich im Weltraum bewegender Flugkörper wird dadurch gesteuert, dass ein Triebwerk einen Schub erzeugt, welcher dann auf das gesamte Fahrzeug einwirkt. Wie oben beschrieben beruht dieser Schub auf der Rückstosswirkung der vom Triebwerk ausgestossenen Teilchen. Dabei berechnet sich der Schub ( $F$ ) als die Kraft, die die Treibstoffmasse  $m$  erzeugt, wenn sie mit der Beschleunigung  $a$  ausgestossen wird.

$$F = m \cdot a \quad (1.1)$$

Da wie schon erwähnt ein chemisches Triebwerk eine immens grössere Masse an Treibstoff ausstösst als ein elektrisches Triebwerk, ist auch sein Schub um Grössenordnungen höher als der elektrischer Antriebe.

$$F_{chemisch} \gg F_{elektrisch} \quad (1.2)$$

Um ein Raumfahrzeug hinsichtlich Richtung und Geschwindigkeit zu steuern, wird dessen Ausgangsimpuls mit einem zusätzlichen Steuerimpuls überlagert, um so als Summe einen neuen Impuls des Fahrzeuges zu erhalten. Diesen zusätzlichen Steuerimpuls liefert ein Triebwerk.

$$\vec{p}_{neu} = \vec{p}_{alt} + \vec{p}_{steuer} \quad (1.3)$$

Der Steuerimpuls  $p_{steuer}$  berechnet sich dabei als Produkt des vom Triebwerk erzeugten Schubes  $F$  und der Zeit  $t$ , während der dieser Schub  $F$  aufgebracht wird.

$$p = F \cdot t \quad (1.4)$$

## 1.1. SCHUBVERHALTEN ELEKTRISCHER ANTRIEBE IM VERGLEICH MIT CHEMISCHEN ANTRIEBEN

---

Aus dieser Tatsache resultiert das unterschiedliche Schubverhalten von chemischen und elektrischen Antrieben. Die mit hohen Schüben arbeitenden chemischen Antriebe entfalten in kleinen Zeiten grosse Kräfte. Es wird also ein kurzer Schub erzeugt, der über die Zeit genommen als Impuls am Raumfahrzeug wirkt. Ein sehr typisches Beispiel für diese Art von Manövern sind die energieoptimierten Hohmann-Übergänge. Es handelt sich hier um ein Manöver, das darauf abzielt, ein Fahrzeug von einer Kreisbahn  $r_1$  auf eine höher gelegene Kreisbahn  $r_2$  zu befördern.

Der energiesparendste Übergang ist dabei eine Ellipse, welche tangential an den beiden Kreisbahnen  $r_1$  und  $r_2$  anliegt. Eine auf der Bahn  $r_1$  kreisende Raumsonde erzeugt dabei einen Schub, mit Hilfe dessen sich die Bahn der Sonde in eine Ellipse wandelt; wobei der gemeinsame Punkt von  $r_1$  und Ellipse das Perigäum der Ellipse darstellt. Die Sonde läuft auf der Ellipse bis zum Apogäum. Dort bringt ein weiterer Schubstoss das Raumfahrzeug wiederum auf eine Kreisbahn  $r_2$ , die dann um die Längsachse der Ellipse minus dem Radius der inneren Bahn höher liegt (Abb. 1.1). Die Schubphase eines chemischen Triebwerkes ist dabei so kurz, dass sie gegenüber der Umlaufzeit vernachlässigt werden kann. Ausserdem überlagert der heftige Schubstoss in der kurzen Zeit seiner Wirkung alle anderen am Fahrzeug angreifenden Kräfte. Der Schubstoss kann damit als instantan betrachtet werden, und die Ausgangsbewegung des Fahrzeuges als kräftefrei. Bahnmechanisch ergeben sich gerade aus diesen Vereinfachungen die für impulsive (hier chemische) Antriebe typischen Hohmann-Übergänge; das heisst Kreisbahnen und Ellipsen gehen ohne Anpassphase ineinander über.

Komplett anders verhalten sich unter bahnmechanischer Sicht die elektrischen Antriebe. Während chemische Triebwerke kurze Schübe mit sehr hohen Werten liefern, zeigen die elektrischen Antriebe eine komplett gegenteilige Charakteristika. Wegen der Limitierung der möglichen Anzahl der ausgestossenen Partikel, ist trotz der hohen Ausstosseschwindigkeit der Schub sehr gering. Andererseits bietet das elektrische Triebwerk wegen seiner exakt regulierbaren und stets kontrollierbaren Funktionalität einen über lange Zeit stabil dosierbaren Schub. Dieser Eigenschaft muss auch bahnmechanisch Rechnung getragen werden. Die Zeit, die solch ein Triebwerk mit Schub auf eine Raumsonde einwirkt, kann nun nicht mehr gegen die Umlaufzeit der Sonde vernachlässigt werden. Zugleich dominiert der Triebwerksschub nicht mehr alle anderen an der Sonde angreifenden Kräfte.

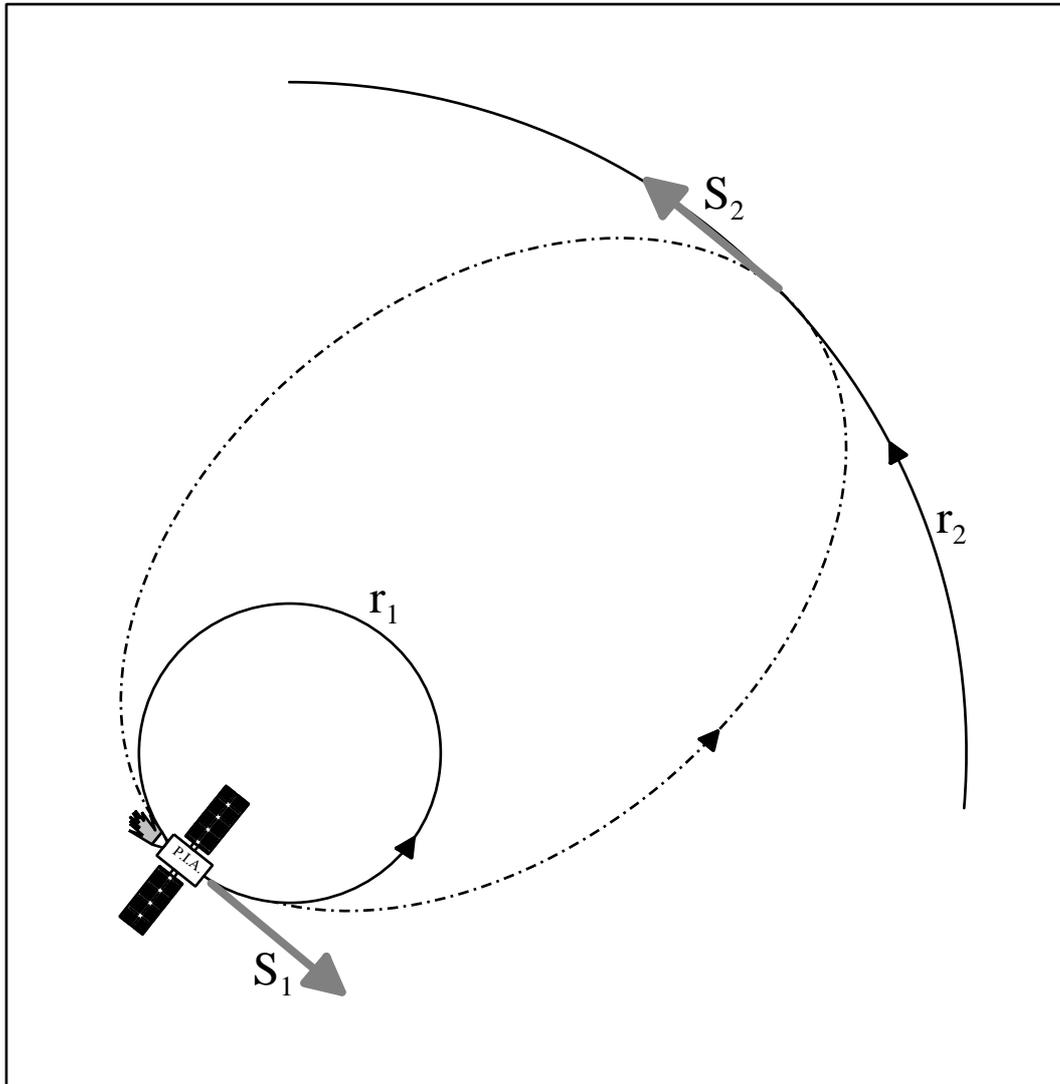


Abb. 1.1: Hohmann-Übergang einer Raumsonde mit impulsivem Antrieb. Mit den Schüben  $S_1$  im Perigäum und  $S_2$  im Apogäum der Hohmann-Ellipse.

Manöver von Raumfahrzeugen mit elektrischen Antrieben sind deshalb langwierige Phasen der Überlagerung des kräftemässigen Ausgangszustandes der Sonde mit dem vom Triebwerk erzeugten Schub. Wenn man wiederum den Übergang von einer inneren Kreisbahn  $r_1$  auf eine höhere Kreisbahn  $r_2$  betrachtet, so ergibt sich damit für die Form der Übergangsbahn eine Spirale; das Manöver selbst wird Aufspiralen genannt (Abb. 1.2).

Die sich auf der inneren Kreisbahn  $r_1$  befindende Raumsonde aktiviert an einem bestimmten Punkt dieser Bahn ihr elektrisches Triebwerk. Von diesem Moment an

## 1.1. SCHUBVERHALTEN ELEKTRISCHER ANTRIEBE IM VERGLEICH MIT CHEMISCHEN ANTRIEBEN

---

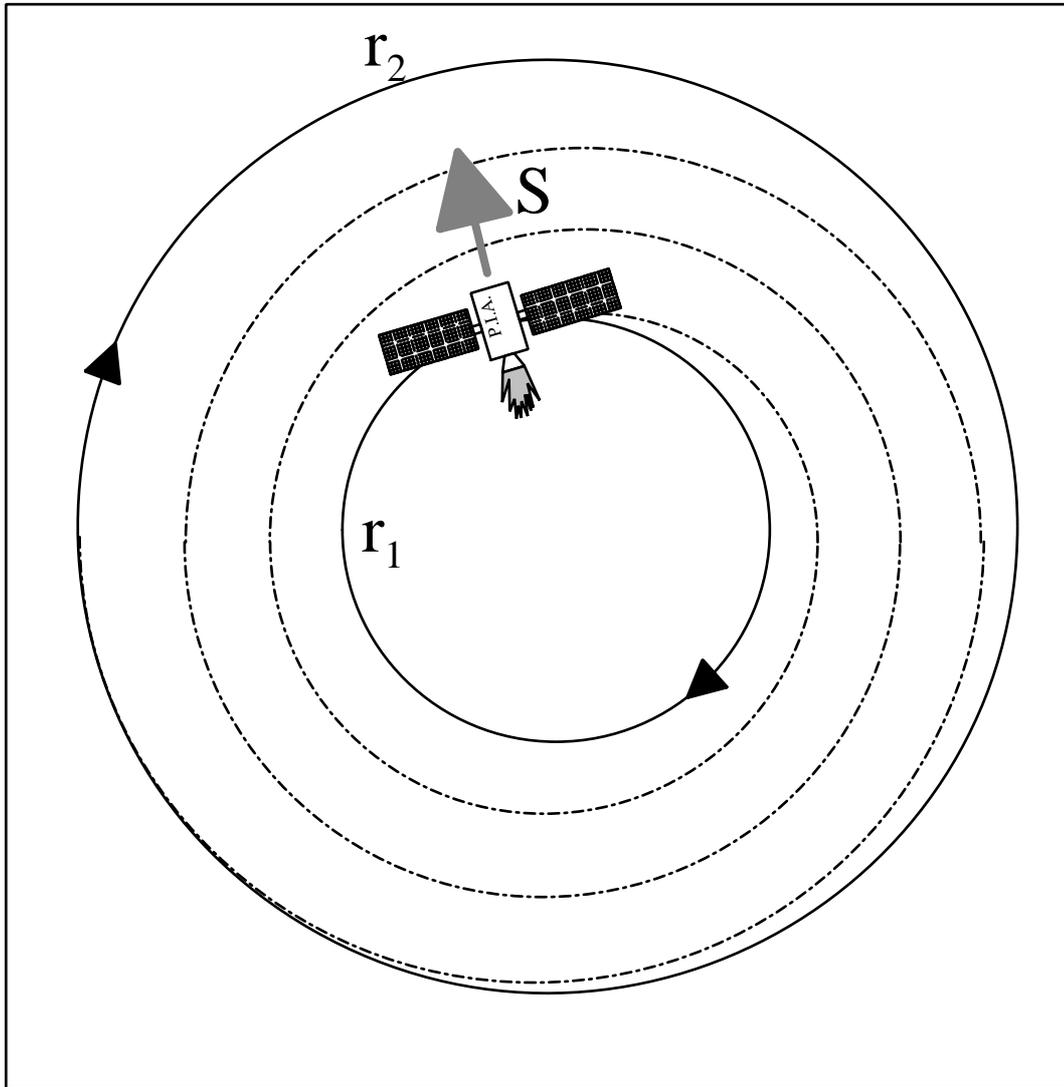


Abb. 1.2: Aufspiralen einer Raumsonde mit kontinuierlichen Antrieb.

wird der ursprüngliche Bahnimpuls der Sonde mit dem vom Triebwerk erzeugten Schub überlagert. Spiralförmig schraubt sich nun die Sonde bei jeder Umdrehung ein Stück höher im Bahnradius. Wenn jetzt das Raumfahrzeug den Radius der angestrebten höheren Kreisbahn  $r_2$  erreicht hat, werden die Triebwerke ausgeschaltet und das Fahrzeug bewegt sich auf der erreichten höheren Kreisbahn  $r_2$  weiter.

An dieser Stelle wurde bewusst nur sehr oberflächlich auf die Gesetzmässigkeiten der Bahnmechanik eingegangen. Sollten doch hier nur elektrische und chemische Triebwerke anhand ihrer bahnmekanischen Charakteristika verglichen werden.

Für ein tieferes Verständnis speziell der mathematischen Herleitungen der oben beschriebenen Bahnmanöver sei darum an die einschlägige Literatur wie z. B. [Mes04] oder [Ste04] verwiesen. Eine allgemeinverständliche Darstellung findet sich in [Wit82].

## 1.2 Arten elektrischer Antriebe

Im Laufe der letzten Jahrzehnte hat sich eine wahre Vielfalt an verschiedenen Arten elektrischer Antriebe etabliert. Und gerade in den letzten Jahren sind durch Modifikation und Verbesserung viele neue Unterarten entstanden. Eine präzise Klassifikation dieser Antriebe fällt recht schwer, da es nicht gerade wenige Charaktermerkmale gibt, nach denen die Triebwerke klassifiziert werden können und sich die so eingeteilten Klassen gegenseitig überschneiden. Beispiele für solche Charaktermerkmale sind unter Anderem der Mechanismus der Einspeisung der elektrischen Energie, die Art der zur Schuberzeugung verwendeten Teilchen oder auch der Mechanismus der Teilchenextraktion.

Im Folgenden wird durch die Beschränkung auf jeweils ein Wesensmerkmal als Klassifikationsmittel eine Einteilung geschaffen, die zumindest eine Übersicht der wichtigsten elektrischen Antriebe bietet. Dies geht naturgemäss auf Kosten der Vergleichbarkeit, da nicht mehr zwangsläufig das gleiche Merkmal zur Klassifikation und Einteilung verwandt wurde. Zumindest ist so ein anschaulicher Überblick der elektrischen Antriebe möglich.

### 1.2.1 Elektrothermische Triebwerke

Diese Triebwerksart verdankt ihren Namen der Umwandlung der von Aussen eingespeisten elektrischen Energie in thermische. Beim elektrothermischen Triebwerk handelt es sich dem Wirkprinzip nach um ein Bindeglied zwischen elektrischen und chemischen Antrieben. So wird einerseits von Aussen dem Triebwerk elektrische Energie zugeführt. Andererseits ist aber der eigentliche Vorgang zur Schuberzeugung rein chemischer Natur.

Das Wirkprinzip des elektrothermischen Antriebs besteht in einer Steigerung des begrenzten Energiegehalts chemischer Treibstoffe. Dazu wird ein elektrischer

Strom im Triebwerk erzeugt. Die fließenden elektrisch geladenen Teilchen geben ihre kinetische Energie über Stöße an die neutralen Teilchen des Treibstoffes ab. Gerichtete Bewegung wird in stochastisch-thermische umgewandelt; elektrische Energie wandelt sich in thermische um. Und diese erhöhte thermische Energie sorgt dann bei der Entspannung des Treibstoffgases durch die Düse für höhere Ausströmgeschwindigkeiten und damit für einen höheren Schub. Abhängig vom Mechanismus der Stromerzeugung im Triebwerk unterscheidet man zwei Arten elektrothermischer Antriebe.

### Widerstandsbeheizte Triebwerke

Bei dieser Antriebsart wird in einem sich im Triebwerk befindlichen, elektrisch leitenden Draht Stromfluss erzeugt. Durch das stossbedingte Freiwerden Joulescher Wärme heizt sich der Draht auf. Die neutralen Teilchen des Treibstoffes übernehmen beim Kontakt mit der Drahtoberfläche die Kinetik des Atomgitters des Drahts und heizen sich dadurch ihrerseits auf (Abb. 1.3). Dies führt zu einer Erhöhung der thermischen Energie des Treibstoffes und damit zu erhöhten Austrittsgeschwindigkeiten.

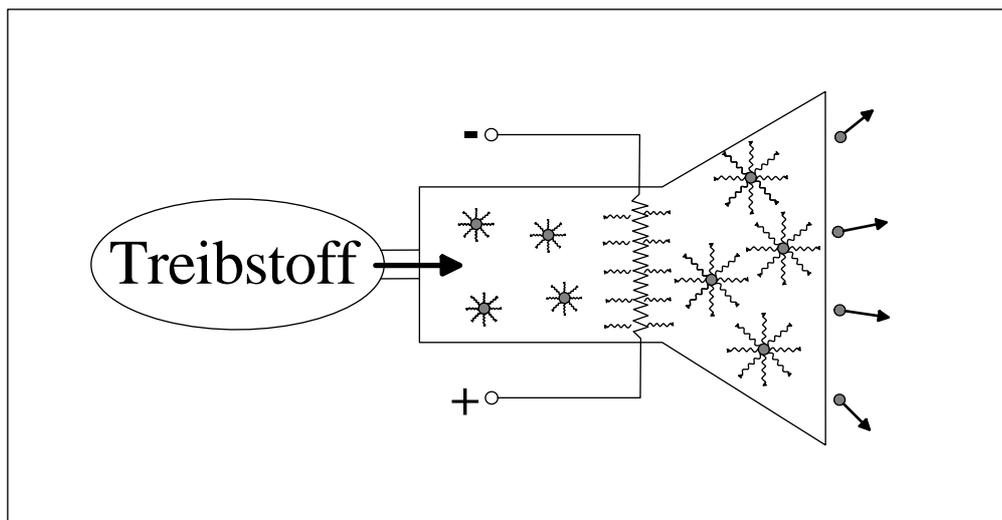


Abb. 1.3: *Prinzip des widerstandsbeheizten Triebwerkes. Das Treibstoffgas wird durch einen sich im Triebwerk befindlichen stromdurchflossenen Draht aufgeheizt.*

### Thermische Lichtbogentriebwerke

Das Lichtbogentriebwerk funktioniert nach dem gleichen Prinzip wie widerstandsbeheizte Triebwerke; nur das hier anstatt eines Drahtes ein Lichtbogen verwendet wird, um den Treibstoff aufzuheizen. Der Lichtbogen ist dabei die Manifestation einer Gleichstromentladung zwischen Kathode und Anode. Die Kathode besteht aus einem kegelförmig zulaufenden Zylinder, welcher auf der der Austrittsdüse gegenüberliegenden Seite in die Triebwerkskammer ragt. Als Anode dient typischerweise die Innenseite der Expansionsdüse. Zwischen Kathode und Anode wird eine Potentialdifferenz angelegt, welche zunächst für die Ionisation des im Entladungsraum vorhanden Gases führt und daraufhin zu einem Stromfluss zwischen Kathode und Anode. Dieser Strom produziert wiederum Joulsche Wärme welche das Treibstoffgas aufheizt und so über den Anstieg der thermischen Energie die Ausstossgeschwindigkeit erhöht (Abb. 1.4).

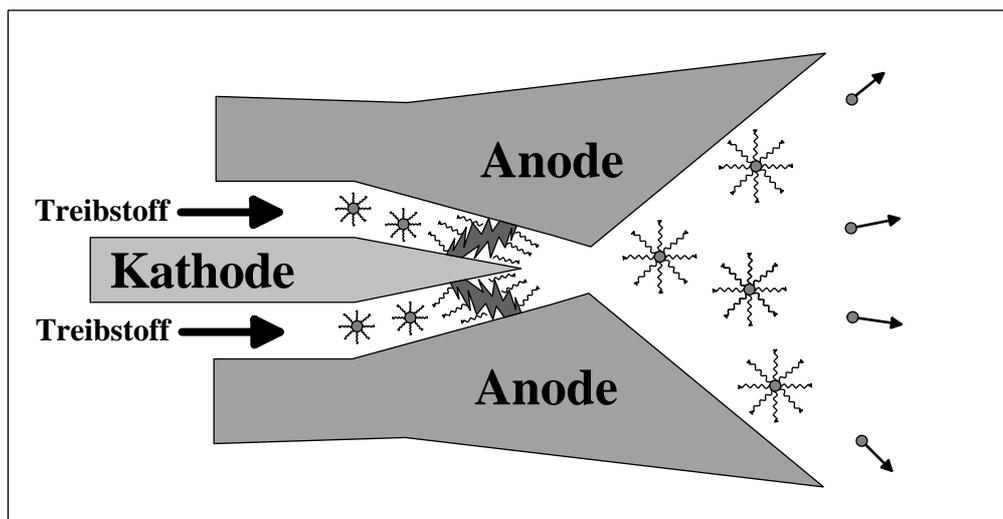


Abb. 1.4: Prinzip des thermischen Lichtbogentriebwerks. Ein zwischen Kathode und Anode gezündeter Lichtbogen heizt das Treibstoffgas auf.

### 1.2.2 Elektrostatische Triebwerke

Benannt sind diese Triebwerke nach der Art und Weise der Extraktion der schuberzeugenden elektrisch geladenen Teilchen. Elektrostatische Triebwerke erzeugen ihren Schub indem an der Austrittsöffnung elektrostatische Felder anliegen,

die durch ihre Kraftwirkung geladene Teilchen beschleunigt aus dem Triebwerk austreten lassen. Natürlich muss dafür das elektrische Feld in das Treibstoffgas einkoppeln können, um so auf die Gasteilchen einzuwirken.

Für elektrostatische Antriebe ist es darum essentiell, dass das Treibstoffgas in einen elektrisch aktiven Zustand umgewandelt, also ionisiert wird. Erreicht wird dieses durch das Anlegen elektrischer Felder, unter deren Wirkung dann Elektronen beschleunigt werden und mit Neutralteilchen stossen. Dieses sorgt für einen Impulsübertrag auf die Valenzelektronen der Hülle und im Idealfall wird eines von ihnen entfernt. Natürlich gilt dies nur für den Fall positiver Ionisation. Somit besteht das vormals neutrale Treibstoffgas jetzt aus elektrisch geladenen Teilchen (positive Ionen und Elektronen) und die elektrostatischen Extraktionsfelder können ihre beschleunigende Wirkung verrichten. Je nach Art und Weise wie das Treibstoffgas ionisiert wird, werden die elektrostatischen Triebwerke in Unterklassen eingeteilt.

Diese Triebwerksart wird häufig auch als Ionentriebwerk bezeichnet. Der Grund dafür ist, dass im Unterschied zu den weiter unten beschriebenen nur eine Spezies der geladenen Teilchen zur Schuberzeugung extrahiert wird. Diese unipolare Extraktion beruht darauf, dass das elektrostatische Feld am Triebwerksaustritt nur auf eine Ladungsspezies nach aussen beschleunigend wirkt; in diesem Fall sind dies die positiv geladenen Ionen.

### **Radiofrequenz- Ionentriebwerke (RIT)**

Das Radiofrequenz- Ionentriebwerk (RIT) wurde in den sechziger Jahren von Professor Horst Löh an der Universität Giessen entwickelt. Beim RIT wird das zur Ionisierung des Treibstoffgases nötige elektrische Feld durch eine Spule erzeugt (Abb. 6.2). Die Spule ist dabei integrierter Bestandteil eines Hochfrequenz-Schwingkreises. Der somit in der Spule fliessende hochfrequente Strom bedingt im Entladungsgefäss ein oszillierendes axiales Magnetfeld, welches dann wiederum verantwortlich für ein radiales elektrisches Feld ist.

Das elektrische Feld greift an die Elektronen im Inneren des Reaktionsgefässes an und zwingt sie ihrerseits in eine radiale Schwingbewegung. Stossen diese Elektronen mit Neutralteilchen, so können sie diese ionisieren und halten so den Plasmazustand des Treibstoffgases aufrecht. Dabei befindet sich die Erregerspule aus-

serhalb des Reaktors, welcher das Plasma beinhaltet. Die Spule ist so keinerlei erodierender Wirkung seitens des Plasmas ausgesetzt. Und dieser Umstand ist der Grund dafür, dass die Radiofrequenz-Ionentriebwerke in Sachen Lebensdauer anderen elektrischen Antrieben deutlich überlegen sind.

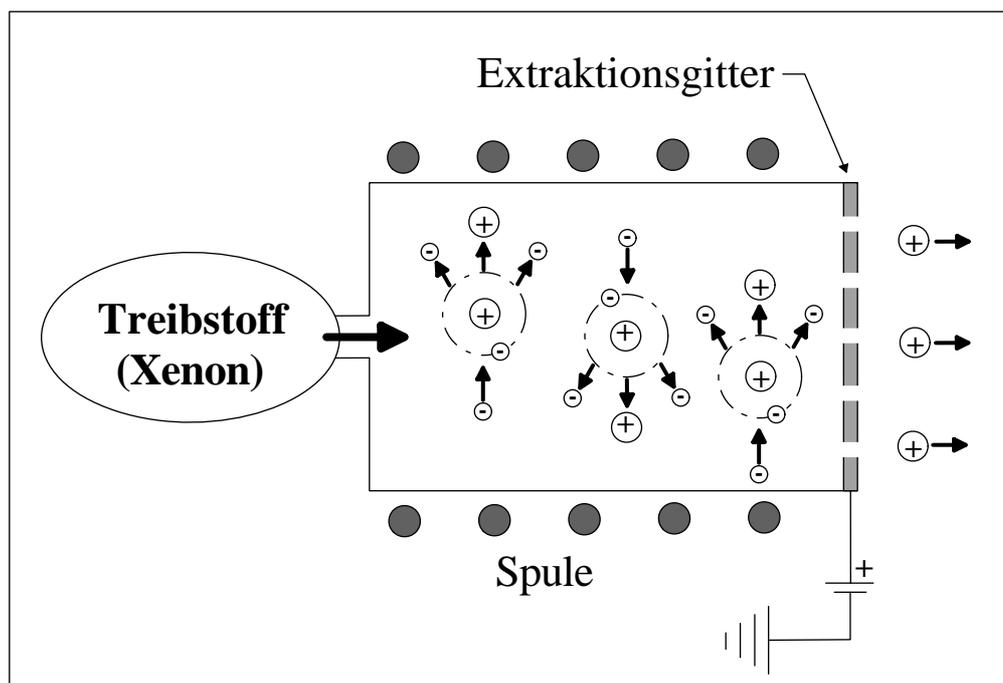


Abb. 1.5: Prinzip des Radiofrequenz- Ionentriebwerks (vereinfacht dargestellt). Das Treibstoffgas wird durch das elektrodynamische Feld der aussen liegenden Spule ionisiert, und anschliessend vom elektrostatischen Feld des Extraktionsgitters beschleunigt ausgestossen.

Die Austrittsöffnung eines RIT wird von einem Gitter gebildet. Das von diesem Gitter ausgehende elektrostatische Feld greift an die geladenen Teilchen des Plasmas an, und beschleunigt dadurch die positiven Ionen durch die Gitterlöcher.

Die herausragendste Eigenschaft des RIT beruht also auf der Tatsache, dass sich die felderzeugenden Elektroden ausserhalb des mit Plasma gefüllten Reaktionsgefässes befinden. Somit ist eine erodierende Wirkung auf die Elektroden ausgeschlossen und die Lebensdauer dadurch nicht limitiert. Lediglich die Sputter-Abtragung am Extraktionsgitter begrenzt über lange Zeiten die Funktionalität.

### Kaufman- Triebwerke

Diese Triebwerksart wurde nach ihrem Erfinder Professor Kaufman (USA) benannt. Das zur Schuberzeugung notwendige Plasma wird in diesem Fall durch eine Gleichstromentladung erzeugt (Abb. 1.6). Zu diesem Zweck befindet sich an der Rückseite des Triebwerks eine Kathode und an der Wand des Plasmagefässes eine Anode. Das zwischen Kathode und Anode wirkende elektrostatische Feld verursacht durch Elektronenstoss die Ionisierung des Antriebsgases.

Zusätzlich sind ausserhalb des Reaktionsgefässes Permanentmagnete angebracht. Das äussere Magnetfeld wirkt nun zusammen mit dem elektrostatischen Feld der Entladung, und nach den Gesetzmässigkeiten von Lorentz werden die geladenen Teilchen abgelenkt und so von der Wand ferngehalten. Dieser Effekt minimiert die Rekombinationsprozesse an der Wand und erhöht so die Ionenausbeute.

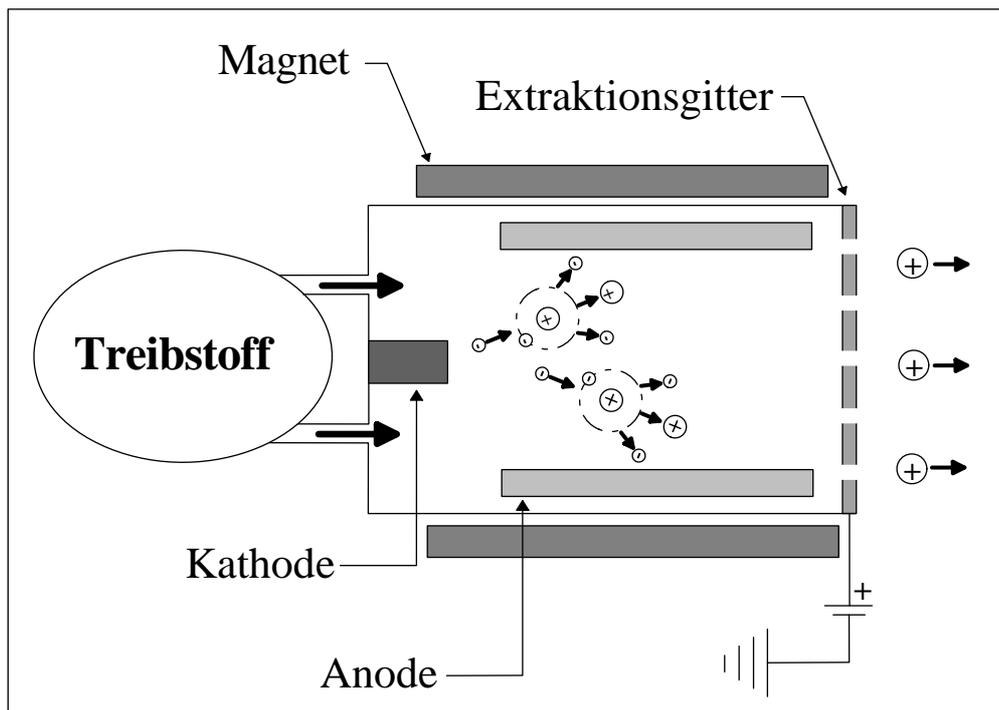


Abb. 1.6: Prinzip des Kaufman-Triebwerks. Die Ionen werden durch eine statische Entladung zwischen Kathode und Anode produziert, und durch Permanentmagnete von der Wand ferngehalten.

Im Gegensatz zum Radiofrequenz-Ionentriebwerk befinden sich beim Kaufman-

Triebwerk die felderzeugenden Elektroden innerhalb des Reaktors. Die Elektroden sind somit ungeschützt dem Plasma ausgesetzt. Dies führt einerseits zu Ätzprozessen des Plasmas an den Elektroden, zugleich treffen die im Feld zwischen Kathode und Anode beschleunigten Ladungen auf die ungeschützten Elektroden, wodurch es durch Sputter-Abtragung zu einem weiteren Erosionsprozess kommt. Die zur Ionisation nötigen Elektroden sind somit beim Kaufman- Triebwerk der stärkste limitierende Faktor.

Ähnlich wie beim Radiofrequenz-Ionentriebwerk passiert auch hier die eigentliche Schuberzeugung mit Hilfe eines elektrostatischen Feldes, welches von einem Extraktionsgitter erzeugt wird.

### **Feldemissions-Triebwerke**

Im Gegensatz zu den anderen beiden elektrostatischen Antriebsarten sind beim Feldemissions-Triebwerk die Ionenproduktion und die beschleunigte Ionenextraktion keine entkoppelten und voneinander unabhängigen Prozesse. Die zur Ionisierung des Treibstoffes dienende Elektrode ist zugleich die Anode zur Beschleunigung der schuberzeugenden Ionen.

Als Treibstoff von Feldemissions- Triebwerken dient häufig Cäsium, ein metallisches Element der ersten Hauptgruppe. Das eine Valenzelektron wird beim Cäsium durch fünf vollbesetzte Elektronenschalen vom Kernpotential abgeschirmt. Aus diesem Grund erfährt das Valenzelektron nur eine geringe Bindungskraft an den Atomrumpf, und ist darum vergleichsweise leicht zu ionisieren.

Zentraler Bestandteil des Feldemissions-Triebwerks ist eine sich auf der Mittellachse befindliche hohle Metallnadel, durch welche das Treibstoffgas ins Triebwerk strömt (Abb. 1.7). Wegen der Enge der vom Treibstoff durchströmten Kanüle fließt der komplette Cäsiumstrom stets sehr dicht an der Elektrodenwand vorbei, und ist darum aufgrund des geringen Abstandes einem sehr starken elektrischen Feld ausgesetzt. Dadurch wird die Feldionisation des Cäsiums ausgelöst, und die so erhaltenen positiven Ionen werden anschliessend von der ebenfalls positiven Elektrode aus dem Triebwerk hinausbeschleunigt.

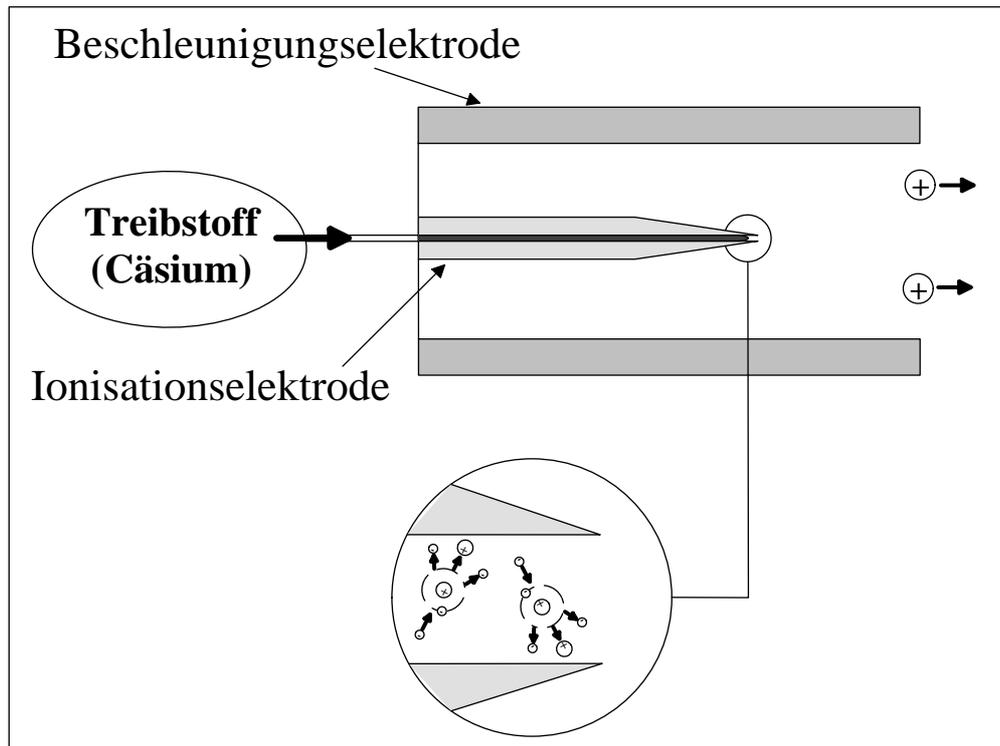


Abb. 1.7: Prinzip des Feldemissions-Triebwerks. Im Inneren einer kanülenartigen Ionisationselektrode wird der Treibstoff ionisiert, und anschliessend im Feld einer Beschleunigerelektrode extrahiert.

### 1.2.3 Magnetoplasmadynamische Triebwerke

Im Gegensatz zu den im letzten Abschnitt beschriebenen Triebwerkstypen werden hier keine statischen sondern dynamische elektromagnetische Felder benutzt, um geladenen Teilchen zur Schuberzeugung zu beschleunigen. Es spielt zwar auch die auf Stossereignissen basierende Ohmsche Aufheizung eine gewisse Rolle, jedoch überwiegt bei dieser Triebwerksart eindeutig die direkte Einwirkung elektromagnetischer Kräfte auf die geladenen Teilchen; um diese so zu beschleunigen.

#### Eigenfeldtriebwerke

Der Plasmaerzeugung dient hier ein Lichtbogen, der zwischen einer Kathode und einer Anode brennt. Diese mit der Ionisation in Zusammenhang stehende Erscheinung des Lichtbogens stellt natürlich zugleich auch einen elektrischen Strom dar, welcher in seiner Umgebung ein Magnetfeld bewirkt. Nach den Gesetzen von

Lorentz erfährt nun ein radialer Anteil des Lichtbogenstroms eine Kraftwirkung in axialer Richtung; und kann so der Schuberzeugung dienen.

Da bei diesem Triebwerkstyp das selbst-induzierte Eigenmagnetfeld des triebwerksinternen Lichtbogenstroms zur Beschleunigung genutzt wird, resultiert daraus die Bezeichnung Eigenfeldtriebwerk.

### **Fremdfeldtriebwerk**

Beim Fremdfeldbeschleuniger wird nicht nur das vom Lichtbogen selbst-induzierte Magnetfeld benutzt, sondern darüber hinaus auch noch ein von aussen einwirkendes externes Magnetfeld. Zu diesem Zweck ist das Reaktionsgefäss mit Permanentmagneten bzw. Magnetspulen umgeben. Diese erzeugen ein zusätzliches Magnetfeld, welches die axiale Beschleunigung der im Triebwerk strömenden Ionen und damit den Schub des Triebwerks erhöht.

Weil bei diesem Triebwerk zusätzlich zum selbst-erzeugten Magnetfeld auch noch ein externes, also fremdes Magnetfeld wirkt, wird diese Triebwerksart Fremdfeldtriebwerk genannt.

### **Hall-Ionentriebwerk**

Das Hall-Ionentriebwerk hat insofern eine Sonderstellung, als dass es nach seinen physikalischen Mechanismen sowohl den elektrostatischen als auch den magnetoplasmadynamischen Triebwerken zugeordnet werden kann. Es stellt als in gewisser Weise eine Mischform beider Triebwerkstypen dar.

Der Ionenproduktion dient ein axial ausgerichtetes elektrisches Feld (Abb. 1.8). Wie beim magnetoplasmadynamischen Triebwerk (Fremdfeldtriebwerk) erzeugen ein triebwerksintern angebrachter Eisenkern und eine Feldspule ein im Reaktionsraum wirkendes radiales Magnetfeld. Nur dient hier dieses Magnetfeld nicht der Treibstoffbeschleunigung. Sondern die im axialen elektrischen Feld beschleunigten Elektronen werden wegen der Lorentzkraft durch dieses Magnetfeld auf eine gyrierende Bahn gezwungen, so dass sie mehrere Kreisbahnen im Triebwerk umlaufen, bevor sie das elektrische Feld hinausbeschleunigt hat. Die so elektrodynamisch verlängerten Bahnen der Elektronen bieten naturgemäss eine weitaus höhere Effizienz des Ionisierens.

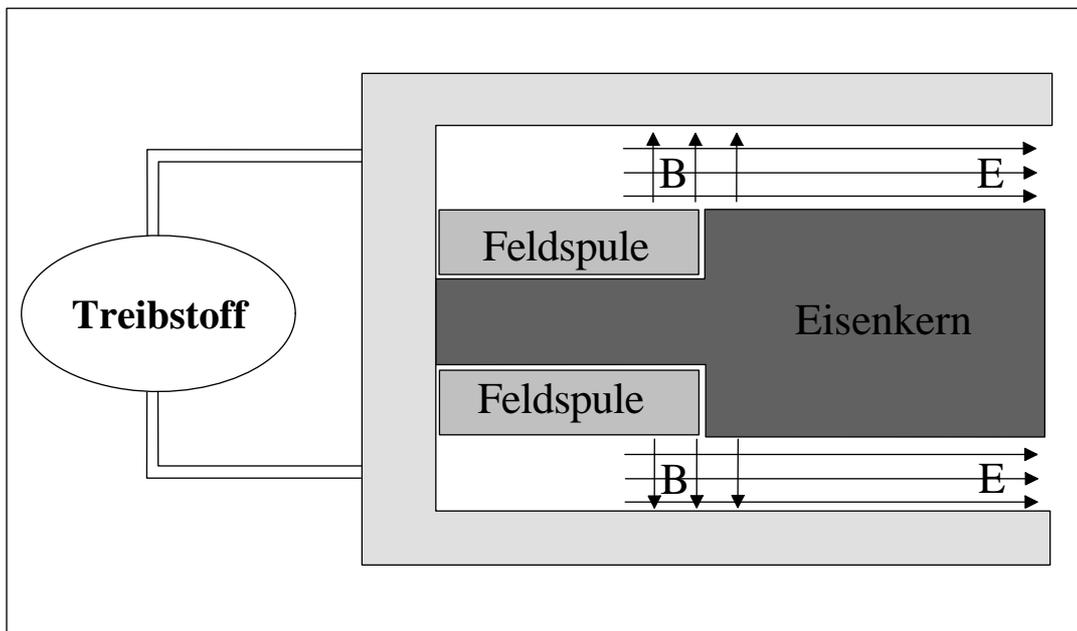


Abb. 1.8: *Prinzip des Hall-Ionentriebwerks. Während ein axiales elektrisches Feld der eigentlichen Ionisation dient, wird in einem dazu senkrecht verlaufenden und von einer zentral gelagerten Feldspule erzeugten Magnetfeld die Bahn der ionisierenden Elektronen künstlich verlängert.*

Die weit schwereren Ionen erfahren durch das Magnetfeld im Gegensatz zu den Elektronen kaum eine gyrierende Wirkung, so dass sie weitgehend ungestört vom elektrostatischen Feld aus dem Triebwerk hinaus beschleunigt werden können. Dieser Vorgang zur Schuberzeugung ist andererseits wiederum typisch für elektrostatische Triebwerke.

## 1.3 Das Radiofrequenz-Ionentriebwerk(RIT)

Der grundlegende Mechanismus bei diesem Triebwerkstyp, also die Art und Weise mit der die zur Schuberzeugung genutzten Ionen produziert werden, ist die induktive Ringentladung. Dieses Prinzip der Erzeugung eines elektromagnetischen Feldes bietet den Vorteil, dass die Elektroden nicht in direktem Kontakt mit dem ionisierenden Gas sein müssen. Ionisierte und dadurch geladene Teilchen, welche im elektrischen Feld eine beschleunigende Kraft erfahren, können nun nicht mehr auf die Elektroden treffen und diese durch Sputtern erodieren.

Aber nicht nur die Elektroden sind hier frei von Erosion, vielmehr ist durch das Wesen der induktiven Entladung kein Triebwerksteil der erodierenden Wirkung durch einschlagende geladene Teilchen ausgesetzt. Denn die durch die Erreger-  
spule erzeugten elektrischen Felder, welche den Elektronen die nötige kinetische Ionisationsenergie verleihen, sind quellenfreie Wirbelfelder. Das heisst, die elektrischen Feldlinien sind in sich geschlossene Kreise, die an keinem Punkt die radialsymmetrische Innenwandung des Triebwerks schneiden bzw. darin enden. Somit werden keine Ladungen in Richtung Innenwand beschleunigt und es ist prinzipiell ausgeschlossen, dass geladene Teilchen während des Ionisationsprozesses auf die Innenwand der Plasmakammer treffen und diese angreifen.

Es bleibt also festzuhalten, dass sich im Inneren der Ionisationskammer keine Bauteile, speziell auch nicht die erregende Elektrode befinden. Ausserdem ist durch die Art der Entladung ausgeschlossen, dass geladene Teilchen die Innenwand der Kammer angreifen. Und diese daraus resultierende Erosionsfreiheit der induktiven Entladung ist der wesentlichste und wichtigste Vorteil, den die Radiofrequenz-Triebwerke bieten. Denn dieser Umstand befähigt sie, gerade bei langfristigen Weltraummissionen als Antrieb zu dienen, und da während der gesamten Missionsdauer unbeeinträchtigte Funktionalität zu gewährleisten.

Ein weiter Vorteil der Radiofrequenz-Triebwerke im Bezug auf ihre Anwendung im Weltraum ergibt sich aus der Art des Treibstoffs. Verwendung findet hier das Edelgas Xenon. Wegen seiner mit acht Valenzelektronen voll besetzten äusseren Schale ist das Xenon weder durch Aufnahme noch durch Abgabe von Elektronen bestrebt, seine Elektronenkonfiguration zu ändern. Chemische Reaktionen, die dazu dienen, Bindungen zum Zwecke des Elektronenaustauschs mit anderen Elementen einzugehen, sind dem Xenon darum fremd. Und da es keine chemischen Bindungen eingeht, kann es auch nicht die chemische Struktur anderer Materialien verändern und diese so erodieren.

Diese Eigenschaft des Xenons ist für wissenschaftliche Missionen im Weltraum von immenser Wichtigkeit. Denn würde der ausgestossene Treibstoff den Satelliten und speziell die sich darauf befindlichen wissenschaftlichen Geräte chemisch erodieren, so würde dieser Umstand den wissenschaftlichen Betrieb der Sonde beeinträchtigen bzw. ganz verhindern. Ein weiterer Aspekt, der für die Verwendung von Xenon als Treibstoff spricht, ist seine Masse. Über den Rückstoss geht die Masse der Treibstoffteilchen direkt in den Schubgewinn ein. Da Xenon, abgese-

hen vom radioaktiven Radon das schwerste aller Edelgase ist, bietet es das ideale Verhältnis von einem Minimum an chemischer Reaktivität und einem Maximum an Teilchenmasse.

#### 1.3.1 Aufbau und Funktionsweise

Wie schon der Name elektrischer Antrieb andeutet, wird bei dieser Triebwerksart elektrische Energie in gerichteten Schub umgewandelt. Das ganze geschieht nach dem für konventionelle Triebwerke üblichen Prinzip: Energie wird an einen Treibstoff übertragen, diese Energie wirkt beschleunigend auf die Teilchen des Treibstoffs und der beschleunigt aus dem Triebwerk ausgestossene Treibstoff ist verantwortlich für einen Schub in die Gegenrichtung. Um jedoch einem Treibstoff durch elektrische Felder Energie zuführen zu können, ist die Voraussetzung, dass der Treibstoff aus geladenen Teilchen besteht, in welche elektrische Felder einkoppeln können.

Demzufolge besteht ein elektrisches Triebwerk aus zwei voneinander unabhängigen Subsystemen. Das eine ist das Ionisations-System (Abb. 1.9), welches das mitgeführte neutrale Treibstoffgas in einen elektrisch leitenden Zustand überführt; dem Plasma. Die so gebildeten elektrisch geladenen Teilchen können in der Folge nun für die Schuberzeugung genutzt werden. Dies geschieht durch das Extraktions-System (Abb. 1.11), welches geladene Teilchen aus dem Plasma extrahiert und diese dann beschleunigt aus dem Triebwerk ausstösst.

Beide Subsysteme werden separat voneinander betrieben und elektrisch versorgt. Beim Radiofrequenz-Ionentriebwerk erfolgt die Ionisation auf elektrodynamischen Wege durch ein hochfrequentes Wechselfeld, welches von einer Erreger- spule induktiv erzeugt wird. Im Gegensatz dazu werden die geladenen Teilchen, in diesem Fall sind dies positive Ionen, elektrostatisch durch ein System geladener Gitter extrahiert.

#### 1.3.2 Ionenerzeugung

Die Umwandlung des neutralen Treibstoffgases in die für den Antrieb nötigen geladenen Teilchen geschieht bei diesem Triebwerkstyp durch Stossionisation. Das heisst ein geladenes Teilchen wird in einem elektrischen Feld beschleunigt,

### 1.3. DAS RADIOFREQUENZ-IONENTRIEBWERK(RIT)

stösst mit einem neutralen Teilchen, wodurch dessen Elektronenkonfiguration so geändert wird, dass daraus ein geladenes Ion entsteht. Wegen der Trägheit der jeweiligen Teilchenmasse, werden bei dieser speziellen Entladung, der sogenannten Radiofrequenz-Entladung, ausschliesslich die Elektronen durch die Wirkung des elektrischen Feldes beschleunigt. Ein Elektron trifft dabei auf die äussere Hülle des neutralen Gasatoms, überträgt seinen Bewegungsimpuls auf diese und stösst dabei ein Valenzelektron aus der Hülle des Atoms (Abb. 1.10).

Essentiell dabei ist, dass die durch die Beschleunigung vom Elektron aufgenommene kinetische Energie mindestens so gross ist, wie die zur Ionisation benötigte; und zur Ionisation müssen stets die Bindungskräfte des positiven Kernpotentials überwunden werden.

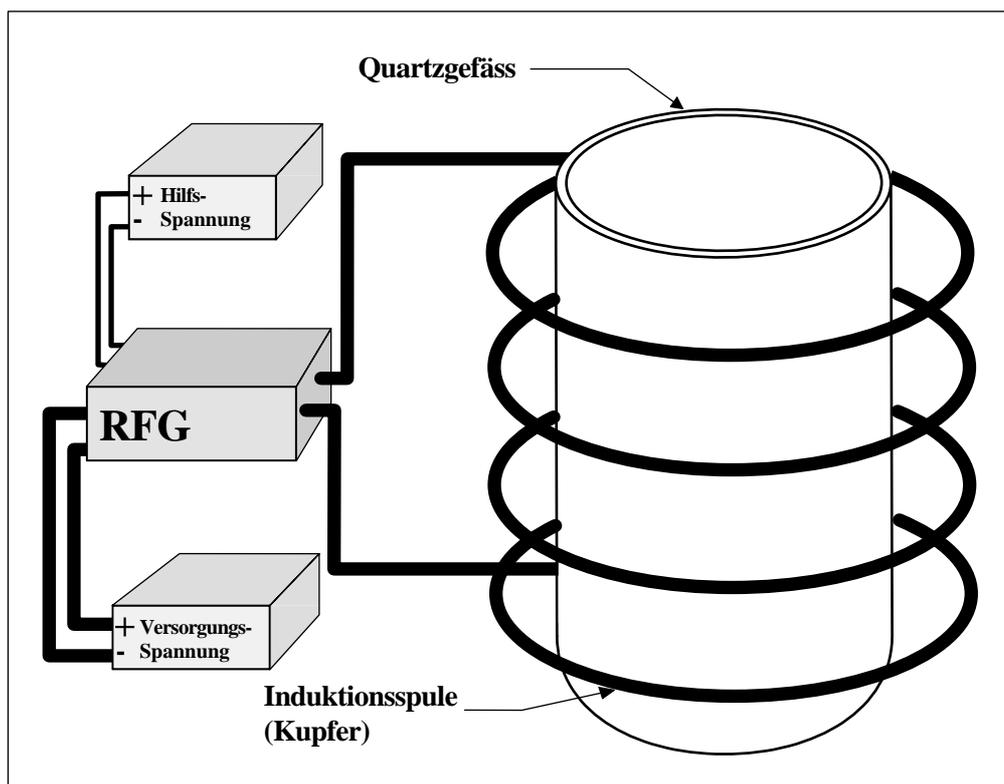


Abb. 1.9: Das Ionisations-System eines RIT. Der Radiofrequenz-Generator(RFG) bildet zusammen mit der Induktionsspule einen elektrischen Schwingkreis, so dass in der Spule ein sinusförmiger Oszillations-Strom generiert wird. Der RFG wandelt eine angelegte Gleichspannung(Versorgungsspannung) in ein Rechtecksignal um, welches dann durch Resonanz im Schwingkreis zum Sinus wird. Für die Versorgung der Elektronik des RFG wird zusätzlich eine Hilfsspannung angelegt.

### 1.3. DAS RADIOFREQUENZ-IONENTRIEBWERK(RIT)

---

Da sich nach jedem einfach ionisierenden Stoss die Anzahl der Elektronen verdoppelt, wächst die Effizienz einer Entladung lawinenartig an. Man spricht auch vom elektrischen Durchbruch oder Durchschlag, da mit der Anzahl der Ladungsträger auch die elektrische Leitfähigkeit während der Ionisation rapide ansteigt.

Es fällt auf, dass zum Auslösen einer stossbedingten Entladung bereits vor der eigentlichen Ionisation Elektronen vorhanden sein müssen, in die das elektrische Feld einkoppeln kann und welche so zum Zwecke der Ionisation beschleunigt werden; denn eine direkte Feldionisation eines an das Kernpotential gebundenen Elektrons ist mit derart schwachen elektrischen Feldern ausgeschlossen. Woher diese freien Elektronen kommen ist noch nicht restlos geklärt. Es wird jedoch angenommen das entweder kosmische Strahlung oder auf der Erdoberfläche allgegenwärtig vorkommende natürliche Radioaktivität die Atome eines neutralen Gases beeinflusst. Diese Beeinflussung ist zwar gering, aber gross genug, um mit einer statistischen Wahrscheinlichkeit einen kleinen Bruchteil des Gases zu ionisieren. Und genau dieser geringe Prozentsatz an freien Elektronen in einem sonst neutralen Gas agiert unter dem Einfluss elektrischer Felder, und ist somit für den Beginn des Durchschlag eines neutralen Gases verantwortlich.

Nach Durchschlag und Ionisation geht das neutrale Gas in ein elektrisch leitendes Plasma über, welches aus Elektronen und positiven Ionenrümpfen besteht. Dieser Zustand stellt wegen der attraktiven Coulomb-Wechselwirkung zwischen den beiden Teilchenspezies keinen Gleichgewichtszustand dar, im Gegenteil ist das Plasma bestrebt, durch Rekombination wieder in den neutralen Zustand überzugehen. Um dies zu verhindern, muss dass von Aussen angelegte elektrische Feld stetig weiter unterhalten werden. Erzeugt wird das in sich geschlossene elektrische Wirbelfeld durch die Induktionswirkung einer von hochfrequent oszillierendem Strom durchflossenen Erregerspule. Diese Spule stellt die induktive Komponente eines elektrischen Schwingkreises dar, der im resonanten Betrieb in der Spule einen harmonischen sinusförmigen Strom fliessen lässt.

Um die optimale induktive Wirkung der Erregerspule für die Ionisation des Neutralgases zu nutzen, ist das als Ionisationskammer dienende Quartzgefäss zentral im Inneren der Spule platziert. Neben dem Vorteil, dass im Spuleninneren die magnetische Feldliniendichte am Grössten ist und damit auch die vom zeitabhängigen Magnetfeld erzeugte elektrische Wirbelfeldstärke, bietet diese Konfiguration darüber hinaus eine völlige Erosionsfreiheit der Erregerelektrode, da die Wand des

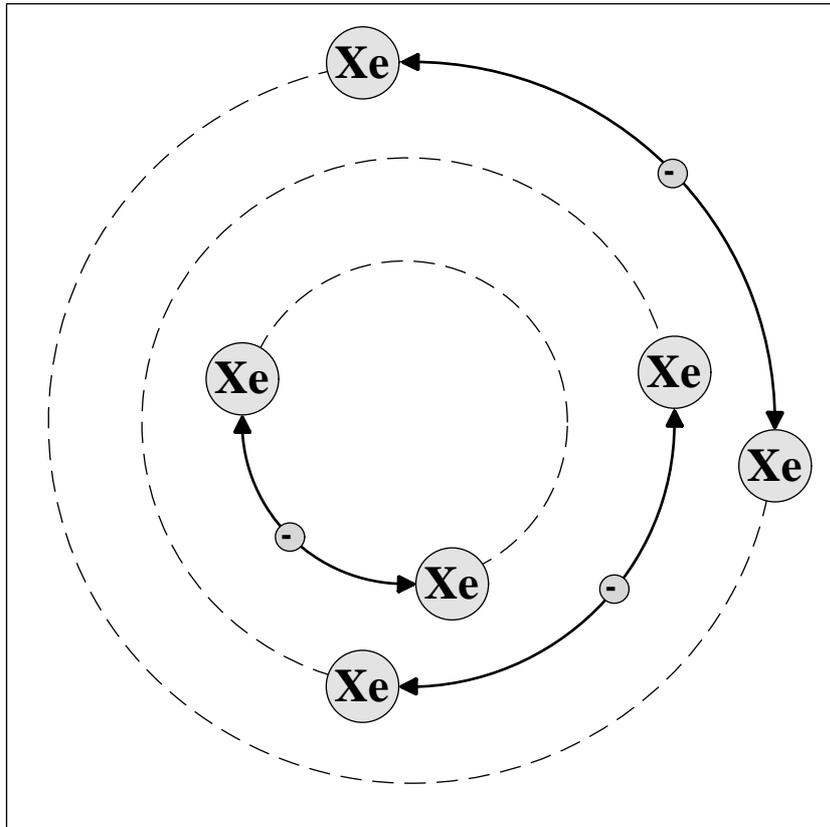


Abb. 1.10: Darstellung des von der Induktionsspule erzeugten kreisförmigen elektrischen Wirbelfeldes(Draufsicht). Die Elektronen oszillieren im Wechselfeld und stossen so beschleunigt mit den neutralen Xenon-Atomen.

Quartzgefässes die Elektrode vor der erodierenden Wirkung des Plasmas schützt.

Der Schwingkreis wird von einem Frequenzgenerator betrieben, welcher den Kreis zur Resonanz bringt und damit harmonische elektrische Schwingungen auslöst. Im Frequenzgenerator wird eine von Aussen angelegte Gleichspannung über elektronische Schaltungen in ein Rechtecksignal umgewandelt, welches dann bei Resonanz im Schwingkreis in eine harmonischen Sinusschwingung übergeht. Dabei wird die Versorgungsspannung von einer Gleichspannungsquelle geliefert, welche mit dem Frequenzgenerator verbunden ist. Ausserdem ist noch eine zusätzliche Hilfsspannung(Gleichspannung) nötig, um die elektronischen Schaltungen im Frequenzgenerator zu unterhalten. In dem von der Erregerspule im Quarzgefäss induzierten Wirbelfeld werden die freien Elektronen mit sinusförmiger Feldstärke beschleunigt, bis diese schliesslich mit einem neutralen Gasatom stossen.

Die im elektrischen Feld aufgenommene kinetische Energie wird impulsiv an das Atom übertragen. Ist die kinetische Energie mindestens so gross wie die zur Ionisation nötige, so wird ein Valenzelektron aus der Atomhülle entfernt. Aus dem neutralen Atom bilden sich ein freies Elektron und ein positiv geladenes Ion.

#### 1.3.3 Extraktion

Durch Ionisieren wurde das vorher neutrale Treibstoff-Gas in den Plasmazustand umgewandelt und kann somit elektrisch manipuliert werden. Die Teilchen des Treibstoffs besitzen also jetzt eine Ladung und damit die Eigenschaft, auf elektrische Felder zu reagieren. Ein geeignet angelegtes elektrisches Feld koppelt in die geladenen Teilchen ein, beschleunigt diese so aus dem Triebwerk hinaus und erzeugt auf diesem Wege einen gerichteten Schub. Durch die Extraktion ist der Funktionszyklus des elektrischen Antriebs, nämlich die Umwandlung von elektrischer Energie in Schubkraft abgeschlossen.

Ein Radiofrequenz-Ionentriebwerk ist ein sogenanntes gegriddetes System, was bedeutet, dass die Extraktion durch leitende Gitter hindurch erfolgt, die mit einer elektrischen Spannung belegt wurden, und so die Quelle eines elektrostatischen Feldes sind.

Das Material für die Extraktionsgitter muss einerseits elektrisch leitend sein, um von einer externen Spannungsquelle homogen Ladungen aufbringen zu können, welche dann als Quelle für das extrahierende elektrostatische Feld fungieren. Andererseits müssen die Gitter möglichst sputterresistent sein, das heisst, auftreffende geladene Teilchen dürfen das Gitter möglichst wenig durch Erosion schädigen. Als Material eignet sich darum z. B. Molybdän oder Graphit besonders. In den Gittern befinden sich Bohrungen, durch welche die im elektrostatischen Feld beschleunigten Teilchen hindurch aus dem Triebwerk austreten können.

Die Polarität des vom Extraktionsgitter ausgehenden elektrischen Feldes ist so gewählt, dass die positiv geladenen Ionen des Plasmas zur Schuberzeugung genutzt werden. Grund dafür ist die wesentlich grössere Masse der Ionen gegenüber der der Elektronen, wodurch die ausgestossene und nach dem Rückstossprinzip für den Schub verantwortliche Masse ebenfalls maximiert ist.

Im Regelfall besteht ein Extraktionssystem aus jeweils zwei Extraktionsgittern.

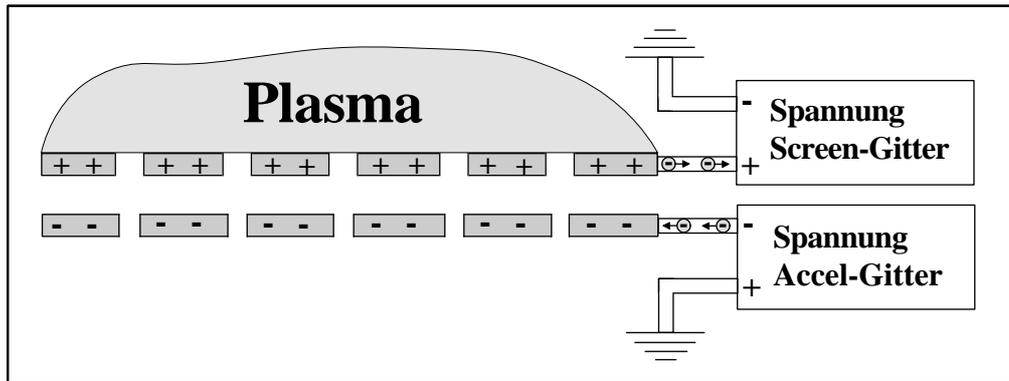


Abb. 1.11: *Spannungsversorgung des Extraktions-Gittersystems. Durch Regulation der Elektronendichte des jeweiligen Gitters werden diese mit einer positiven bzw. negativen Spannung belegt. Das Screen wird damit Quelle eines positiven und das Accel Quelle eines negativen elektrostatischen Feldes.*

Das zum Triebwerksinneren gerichtete und direkt mit dem Plasma in Kontakt stehende heisst Screen-Gitter oder Plasmagitter. Vom Screen-Gitter geht ein positives elektrisches Feld aus. Die ebenfalls positiv geladenen Ionen, welche durch das Gitter aus dem Triebwerk extrahiert wurden, werden somit im statischen Feld des Gitters vom Triebwerk weg beschleunigt. Das Screen-Gitter ist also allein für die Schuberzeugung verantwortlich.

Vor dem Screen-Gitter nach Aussen angeordnet befindet sich das Accel-Gitter oder Beschleunigungsgitter. Im Gegensatz zum Screen-Gitter ist das Accel-Gitter Quelle eines negativen elektrischen Feldes. Die Löcher des Accel-Gitters sind deckungsgleich zu denen des Screen-Gitters, und fungieren als elektrostatische Linsen, welche die aus den Löchern des Screen-Gitters austretenden Ionen fokussieren. Zur Schuberzeugung leistet das Accel-Gitter keinen Beitrag, denn bei seinem Weg in Schubrichtung durch das Accel-Gitter in den freien Raum hinaus wird das positive Ion durch das attraktive negative Feld des Gitters zunächst zusätzlich beschleunigt; nach dem Durchtritt jedoch im selben Mass abgebremst (Abb. 1.12). Die Beschleunigungswirkung des Accel-Gitters auf das austretende Ion hebt sich also auf, und verleiht dem extrahierten Ion keinen zusätzlichen Schub.

Die beiden Gitter des Extraktionssystems sind jeweils einzeln an eine separate Spannungsquelle angeschlossen. Das Screen-Gitter ist mit dem positiven Ausgang einer Spannungsquelle verbunden, welcher in der Lage ist, dem Material des

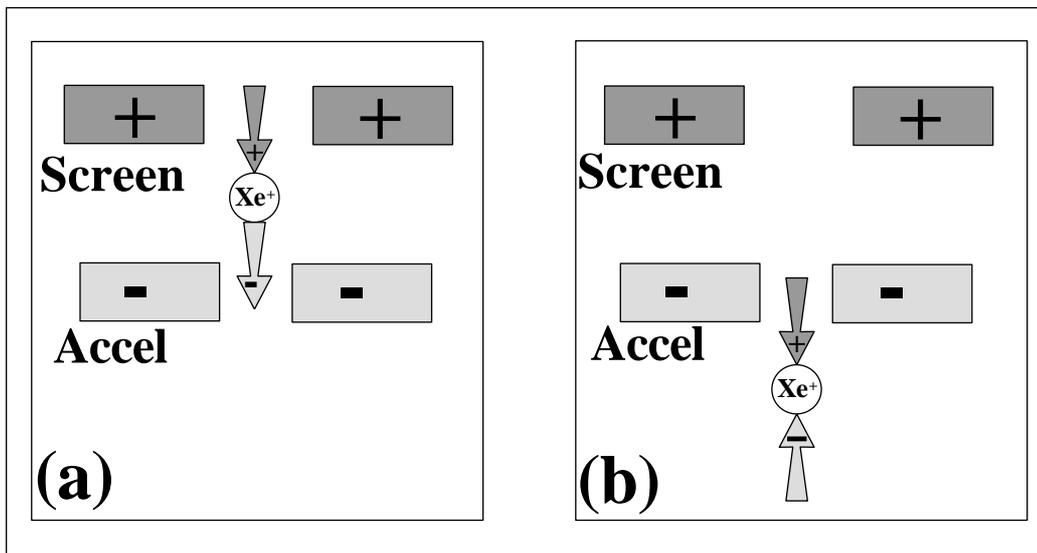


Abb. 1.12: Darstellung der Wirkung der von den Gittern ausgehenden elektrostatischen Feldern auf ein extrahiertes positives Xenon-Ion. Befindet sich das Ion zwischen Screen und Accel(a), sind die Wirkungen beider Gitter gleichgerichtet; nämlich vom Triebwerk weg. Hat das Ion das Accel passiert(b), so wird es vom Screen weiterhin vom Triebwerk weg gestossen, jedoch vom Accel zum Triebwerk hin gezogen, die Wirkungen beider Gitter sind entgegengerichtet. Während der Extraktion hebt sich also die Wirkung des Accel auf das Ion auf und es trägt somit nicht zur Schuberzeugung bei.

Gitters Elektronen zu entziehen. Die im Gitter verbleibenden überschüssigen positiven Ladungen erzeugen in der Folge das für die Extraktion benötigte positive Feld.

Dagegen ist das Accel-Gitter mit dem negativen Ausgang einer Spannungsquelle verbunden. Durch diesen können Elektronen in das Gittermaterial eingebracht werden, welche dann das für die Fokussierung nötige negative elektrostatische Feld erzeugen.

### 1.3.4 Von der Ringentladung zum Ionentriebwerk

Die induktive Ringentladung ist eine Technologie, welche seit über hundert Jahren bekannt ist und seitdem ausgiebig physikalisch untersucht wurde. Als Erster beobachtete Wilhelm Hittorf 1884, dass sich in einem mit Gas gefüllten Gefäß, das von einer wechselstromdurchflossenen Spule umgeben ist, eine elektrische

Entladung ausbildet [Hit84].

Nach dem Vergleich der Farbe des von der Entladung emittierten Lichts mit der Emission der damals schon gut untersuchten positiven Säule einer Gleichspannungsentladung vermutete er, dass die identische Farbe auf identische physikalische Prozesse hindeutet. Hittorf gilt damit als Entdecker der elektrodenlosen Entladung, welche auch oft als Ringentladung bezeichnet wird. Der Grund für die Namensgebung ist die Form der Entladung, welche auf das geschlossene Wesen der induzierten Wirbelfelder und die endliche Eindringtiefe der induzierten Felder ins Plasma zurückgeht. In der Folgezeit wurde viel experimentelle Arbeit geleistet (z. B. [Leh92], [Bra31], [Mie28]), während der theoretische Charakter der elektrodenlosen Entladung lange unklar blieb.

Die erste grundlegende Arbeit zur Theorie der Ringentladung kam 1927 von dem bereits durch die Entdeckung des Elektrons berühmt gewordenen J.J. Thomson [Tom27]. Er war der Ansicht, dass durch Induktion im Gas auftretende elektromagnetische Felder für die Ionisation des Gases verantwortlich wären. Die Spule erzeugt ein Magnetfeld, welches durch seine periodische Variation die Ursache für ein elektrisches Wirbelfeld ist, dass die Elektronen auf Kreisbahnen zwingt.

Thomsons Arbeit kann als Grundstein der physikalischen Betrachtung induktiver Entladungen angesehen werden, obwohl seine Thesen zu Beginn nicht unumstritten waren. So postulierten etwa Townsend und Donaldson einen alternativen Ansatz, um die Ringentladung zu erklären [Tow28]. Die Basis ihres Ansatzes waren die sich im Spulenmaterial befindenden Elektronen und deren elektrostatische Felder.

Damit sahen also sowohl Thomson, als auch Townsend und Donaldson die Ursache der Entladung in den Spulenelektronen. Nur sah Thomson die Dynamik dieser Elektronen, also die Bewegung der Elektronen und die damit verbundene Ausbildung eines Magnetfeldes als den Wirkungsmechanismus der Spule. Dem gegenüber war die Ausgangssituation für Townsend und Donaldson eine statische, nicht die Bewegung und die daraus resultierende Feldänderung bewirkten die Entladung, sondern die von den Elektronen ausgehenden elektrostatischen Felder.

Diese Kontroverse konnte erst von MacKinnon beigelegt werden [Mac29]. Er beschrieb beide Ansichten, also sowohl die dynamische als auch die statische als die

### 1.3. DAS RADIOFREQUENZ-IONENTRIEBWERK(RIT)

---

zwei Komponenten ein und desselben Prozesses. Die Spulenelektronen erzeugen einerseits durch ihre Oszillation ein elektromagnetisches Feld. Andererseits aber auch, wegen dem in der Spule vorhandenen und den elektrischen Strom auslösenden Potentialgefälle, erzeugt die dafür verantwortliche resultierende Ladung des Spulendrahtes ein elektrostatisches Feld. Beide Felder sind beim Entladungsprozess nebeneinander existent und sind damit beide für die Ionisation verantwortlich.

In der ersten theoretischen Behandlung der induktiven Gasentladung im Jahre 1927 ging Thomson von den am meisten naheliegenden und zugänglichen physikalischen Gegebenheiten aus, um so einen einfachen und direkten Zugang zum Mechanismus der Entladung zu bekommen. Er nahm die Erregerspule als ideale Spule an, berechnete auf dieser Basis das von der Spule im Vakuum erzeugte Feld und ermittelte so, welche Beschleunigung ein einzelnes Elektron im Feld der Spule erfährt. In diesem Modell ist zwar unter Anderem speziell die Wirkung der Ladungen des Plasmas auf die Spule nicht berücksichtigt, trotzdem (bzw. gerade deswegen) arbeitet es den der Entladung zu Grunde liegenden Mechanismus klar und direkt heraus; nämlich den Zusammenhang des von der Spule induktiv erzeugten Feldes und der Stossionisation der Elektronen mit neutralen Gasteilchen.

Damit schuf Thomson den konzeptionellen Rahmen der Theorie der Induktiventladung. Darauf aufbauend und unter der sukzessiven Hinzunahme weiterer physikalischer Konzepte, die die Eigenschaften der Entladung konkretisieren sollten, wurde die Theorie stetig erweitert und so der Realität des Experiments immer weiter angenähert [Hen71].

Ein erster grosser Schritt war, die Dynamik der Teilchen des Plasmas vollständig zu berücksichtigen. War in Thomsons Modell noch die einzige Teilchenbewegung die der im elektrischen Feld beschleunigten Elektronen, so wurde jetzt auch die nicht feldinduzierte Bewegung der Teilchen mit einbezogen. Dies wurde möglich, indem die Ein-Teilchen Annahme von Thomson durch eine ganzheitliche Viel-Teilchen Betrachtung des Plasmas ersetzt wurde. Auch die nicht direkt an der Ionisation beteiligten Teilchen wechselwirken damit jetzt untereinander, stossen miteinander und übertragen Impuls.

Als Ergebnis erweitert sich die physikalische Betrachtung der Entladung um eine stochastische Diffusionsbewegung zusätzlich zu der gerichteten und vom äusse-

ren Feld induzierten Driftbewegung [Eck62]. Diese Diffusion muss bei der Dynamik der Plasmaausbreitung berücksichtigt werden [Wai69]. Ausserdem erwachsen dieser komplexen Betrachtung des Plasmas als wechselwirkendes Ganzes weitere Konsequenzen für die theoretische Beschreibung der Entladung. Die nun nicht mehr nur den Wirbelfeldern folgende Bewegung der geladenen Teilchen ist verantwortlich für Ladungsströme, welche mit dem Plasma in Kontakt stehende Objekte, insbesondere die Wand des Entladungsgefässes, aufzuladen vermag.

Die Möglichkeit der Aufladung der Reaktorwand durch Teilchenströme aus dem Plasma führte zu einem weiteren Konzept, dem in der Folge viel Beachtung geschenkt wurde; der Plasma-Wand-Wechselwirkung und der damit verbundenen Ausbildung von Schichten innerhalb des Plasmas. Die Wände des Entladungsgefässes laden sich auf und werden damit selbst zu Quellen elektrostatischer Felder, welche wiederum auf die Teilchen des Plasmas einwirken [Boh49]. Die statischen Felder wirken selektiv auf Ladungen unterschiedlicher Polarität, wodurch Zonen unterschiedlicher resultierender Ladungsdichte im Plasma geschaffen werden [Mil97], [Bar04]. Diese Plasma-Randschichten runden die physikalische Theorie der Induktiventladung hinsichtlich der Begrenzung des Plasmas ab.

Eine weitere sehr sinnvolle Überlegung ist die Analogie zwischen Hochfrequenz-Plasma und Metall [Fre68]. Wegen der hochfrequenten Oszillation des ionisierenden Feldes werden in diesem ausschliesslich die Elektronen beschleunigt, während die Ionen zu träge sind, um dem schnell variierenden Feld zu folgen. Diese Situation drängt förmlich den Vergleich mit dem Metall auf. Auch beim Metall reagieren ausschliesslich Elektronen auf angelegte elektrische Felder, da die Ionen ortsfest in einem Gitter gebunden sind. Es wäre darum naheliegend, eine Verwandtschaft im Verhalten von Plasma und Metall zu erwarten. Ausserdem ist gerade das elektrische Verhalten von Metallen gut erforscht, und eine Übernahme von Konzepten aus der Theorie der Metalle in die des Plasmas sollte zu einem Erkenntnisgewinn um die Mechanismen im Hochfrequenz-Plasma führen.

Ein Beispiel, wie die Analogie zum Metall beim Plasma zu neuen Erkenntnissen führte, ist die endliche Eindringtiefe. Beim Metall ist die endliche Eindringtiefe und der damit verbundene Skin-Effekt seit langem bekannt und untersucht. Ein Vergleich der Ausgangssituation liess den Schluss zu, dass auch beim Hochfrequenz-Plasma die elektrischen Wechselfelder mit zunehmender Eindringtiefe ins Plasma zunehmend abgeschwächt werden. Speziell für die

### 1.3. DAS RADIOFREQUENZ-IONENTRIEBWERK(RIT)

---

radialsymmetrisch-zylindrische Konfiguration von Erregerspule und Ionisationsgefäß ergibt sich eine räumlich begrenzte Ionisationszone in Form eines Hohlzylinders. Nur innerhalb dieses Zylinders sorgen die induzierten Wirbelfelder für eine Entladung, da weiter zum Zentrum hin diese Felder auf Grund der endlichen Eindringtiefe nicht mehr existent sind.

Aber auch in Bezug auf die felderzeugende Spule gab es Bestrebungen, die physikalische Beschreibung vom Idealbild weg und näher zur realen Situation hin zu entwickeln, um so die Theorie dem Experiment mehr anzupassen. Im allgemeinen wird der Ansatz von Thomson als grundlegende Theorie der Ringentladung angesehen. Jedoch werden dabei die von den Spulenelektronen ausgehenden elektrostatischen Felder vernachlässigt. Auf diesen Umstand wies bereits MacKinnon 1929 hin [Mac29]. Damit ist die rein induktive Betrachtung der Spule eine Idealisierung. Um dem tatsächlichen Verhalten der Spule mit der Theorie näher zu kommen, müssen sowohl die von der Spule ausgehenden elektromagnetischen Felder als auch die elektrostatischen Felder berücksichtigt werden.

Die Spule besteht aus einem Kupferdraht, an den eine Spannung angelegt wird und im Resultat ein Strom fließt. Im Idealbild wird allein der in der Spule resultierend fließende Strom betrachtet, dieser erzeugt ein Magnetfeld und schlussendlich, wegen der Oszillation desselben, das ionisierende elektrische Feld. In der Realität ist aber nicht nur der fließende Strom, sondern auch die angelegte Spannung zu beachten. Als Spannung wird bei einem Leiter ein Energiegewinn bezeichnet, den ein Elektron in einem elektrischen Feld erfährt.

Die Existenz einer Spulenspannung setzt also voraus, dass von Spulenende zu Spulenende ein resultierendes elektrisches Feld existiert, welches dann zusätzlich und neben dem induzierten Wirbelfeld auf die geladenen Teilchen im Plasma wirkt. Bei der Beschreibung des Verhaltens der geladenen Teilchen im Plasma muss jetzt also das von der Spule ausgehende Feld in zwei Komponenten zerlegt werden; dem induktiven Anteil, welcher vom Strom in der Spule erzeugt wird und der kapazitiven Komponente, welche auf die den Spulenstrom verursachende Spannung bzw. Feld zurückgeht. Im Sprachgebrauch der Induktiventladung wird der induktive Anteil als H-Mode und der kapazitive Teil als E-Mode bezeichnet. Auf der Basis dieser realistischen Betrachtung des von der Spule erzeugten Feldes wurden zahlreiche Untersuchungen zur Intensität beider Feldkomponenten während einer Entladung und speziell in Abhängigkeit von den Entladungspara-

metern angestellt [Kor96], [Tur99].

Voranehend wurden einzelne physikalische Konzepte vorgestellt, die das Grundprinzip der induktiven Entladung erweitern sollten, um damit Stück für Stück die Theorie der Realität anzupassen. Daneben wurden aber auch globale Konzepte untersucht, die die Entladung als Ganzes näher beleuchten [Lis92]. Ausserdem sollte die globale Betrachtung einen Rahmen bilden, innerhalb dessen die einzelnen Komponenten einer Theorie funktionieren mussten. Vor allem die Erhaltungsgrössen Energie und Teilchenzahl bilden ein effizientes Kriterium, welches die einzelnen Komponenten der Theorie in ihrer Gesamtheit stets erfüllen müssen. Sowohl die in das Triebwerk eingespeiste Energie und die in der Ionisation umgesetzte Energie, als auch die dem Triebwerk zugeführte Anzahl an Neutralteilchen und die vom Triebwerk emittierte Zahl an geladenen Teilchen muss erhalten bleiben. Auf dieser Grundlage beruhen eine ganze Reihe von Modellen, die die Ringentladung als Ganzes beschreiben.

Ein sehr technisiertes Gesamtmodell der induktiven Entladung ist das sogenannte Transformator-Modell [Den90], [Pie92], [Gud97]. Bei diesem werden sämtliche Komponenten der Entladung als makroskopische, passiv-elektrische Bauteile aufgefasst und definiert; Widerstände, Spulen und Kondensatoren. Das Verhalten dieser einzelnen Bauteile ist wohl verstanden, und auf dieser Basis kann dann das Gesamtverhalten der Entladung simuliert und nachvollzogen werden. Dieses Modell ist jedoch rein als technisches Werkzeug zu verstehen, mit Hilfe dessen experimentell ermittelte Daten unterlegt werden können. Ursächliche Physik kann damit nicht betrieben werden, da die unterste Ebene dieses Modells aus makroskopischen Bauteilen besteht. Ein Vordringen bis in die mikroskopischen Ursachen und Mechanismen der Entladung ist damit schon von Vorne herein ausgeschlossen. Vor allem schon deswegen, weil das Plasma bei diesem Modell nicht als Ansammlung geladener Teilchen verstanden wird, sondern es wird, ganz nach dem Charakter seiner makroskopischen physikalischen Wirkung, als Spule mit einer Windung aufgefasst.

Völlig im Gegensatz zum anwendungsorientierten Transformator-Modell stehen die innerhalb dieser Arbeit vorgenommenen Betrachtungen. Das Transformator-Modell liefert mit einer oberflächlichen Theorie eine einfach nachvollziehbare Simulation von Messwerten. Die Zielsetzung dieser Arbeit hingegen ist, zu versuchen, rein auf axiomatische erste Prinzipien aufzubauen. Es sollen ausschliesslich

### 1.3. DAS RADIOFREQUENZ-IONENTRIEBWERK(RIT)

---

die einfachst möglichen Grundlagen verwendet werden, ohne weitere Annahmen zu treffen. Die theoretische Betrachtung beruht ausschliesslich auf der Tatsache der Existenz geladener Teilchen und der von ihnen ausgehenden elektrischen Felder, ohne statistische Hilfsmittel und ohne makroskopisch-elektrische Vereinfachungen.

Der Vorteil dieses Vorgehens ist die Möglichkeit der Beschreibung des fundamental-ursächlichen Teilchenverhaltens. Der Nachteil ist, dass durch den Verzicht auf statistische Vereinfachungen eine Simulation des Gesamtsystems erschwert wird. Die einzige dieser Betrachtung zu Grunde liegende Annahme ist die strenge Kausalität von Ursache und Wirkung. An die Spule wird ein elektrisches Wechselfeld angelegt, das Feld bewirkt die oszillierende Bewegung der Elektronen in der Spule. Die von den Spulenelektronen ausgehenden Felder ändern ebenso zyklisch wie ihre Quellen ihre Richtung. Diese Feldänderung bewirkt einen oszillierenden kreisförmigen Strom an Elektronen im Plasma und die Feldänderung dieser bewegten Elektronen im Plasma wiederum beeinflusst die Elektronen in der Spule. Die an der Spule gemessenen elektrischen Grössen sind also das Resultat der Überlagerung der an der Spule anliegenden Spannung und der von den Wirbelströmen im Plasma erzeugten Wirkung auf die Spulenelektronen. Diese Kausalitätskette ersetzt in der vorliegenden Arbeit das Konzept der von der Spule emittierten und vom Plasma absorbierten Leistung.

Im Laufe der Jahrzehnte wurde einerseits, wie gezeigt, die Theorie der elektrodenlosen Entladung weiter verfeinert und konkretisiert, andererseits wurden aber auch auf der Grundlage dieses Prinzips zahlreiche technische Anwendungen geschaffen [Bou85], [Hop92]. Unter anderem wurde die Möglichkeit, geladene Atomrumpfe aus der Entladung zu extrahieren, dafür genutzt, Ionenquellen zu konstruieren. Zunächst dienten die extrahierten Ionen ausschliesslich dazu, auf Materialien gelenkt, diese zu bearbeiten. Auch Professor Horst Löb beschäftigte sich im Rahmen seiner wissenschaftlichen Arbeit an der Universität Giessen mit der Untersuchung von induktiven Ionenquellen [Loe61]. Er erkannte, dass die extrahierten Ionen einen auf die Quelle wirkenden Rückstoss erzeugen.

Mit dieser Erkenntnis war die Idee des Radiofrequenz-Ionentriebwerks geboren, welches Professor Löb in der Folgezeit entwickelte, baute und untersuchte [Loe62], [Loe67]. Die Vorteile, die die elektrodenlose Induktiventladung als Grundprinzip eines Weltraumtriebwerks bot, waren offenkundig; wegen der prinzipiell erosi-

onslosen Form der Ionisation war es geradezu prädestiniert für die Anwendung im Weltraum, wo der Austausch erodierter Teile praktisch ausgeschlossen ist. Mit dem Radiofrequenz-Ionentriebwerk war damit eine Antriebsform geschaffen worden, die durch ihre Langlebigkeit eine echte Alternative zu den klassischen impulsiven Antrieben im Weltraum bot.

## 1.4 Niedrigschub-Missionen

Radiofrequenz-Ionentriebwerke wurden bisher stets für die Anwendung als Steuertriebwerke von Raumfahrzeugen konzipiert, entwickelt und gebaut. Die Steuerung eines Raumfahrzeuges umfaßt zwei grundsätzliche Aufgabenstellungen; einerseits die Korrektur bzw. das Aufrechterhalten der Bahn und andererseits die Kontrolle und Beeinflussung der Lage des Fahrzeugs im Raum. Sie sind darum ausgelegt, einen Schub zu liefern, der diesen Aufgaben genügt. Berücksichtigt man Masse und Trägheit einer typischen Sonde, so liegt diese Schubanforderung im Bereich von einigen wenigen bis zu einigen hundert Millinewton. Missionen dieser Art bestehen aus einer einzigen Sonde, so daß die Bahn- und Lageregulierung die einzigen Steuermanöver sind, die für diese Missionen benötigt werden.

In jüngster Zeit ist jedoch eine neue Art von Raumfahrtmission in den Fokus des wissenschaftlichen Interesses gerückt. Diese Missionen sind darauf ausgelegt, dass mehrere Raumsonden, ein sogenannter Cluster, interagieren und so eine gemeinsame Aufgabe erfüllen. Das gesamte Cluster fungiert genaugenommen wie ein einziges Raumfahrzeug. Die das Cluster bildenden Einzelsatelliten sind also nicht mehr autonom, sondern nur Teil eines Systems und haben als solche auch ihre feste räumliche Position innerhalb des Clusters. Und genau hier liegt die grundlegende Besonderheit dieser neuen Raummissionen; die einzelnen Satelliten des Clusters müssen zueinander exakt ortsfest gehalten werden. Zwar arbeiten solche Systeme grundsätzlich in resultierend kräftefreien Bereichen des Sonnensystems, weil sonst auftretende Gravitationskräfte und daraus resultierende Gezeitenkräfte ein akkurat ortsfestes Ausrichten der Satelliten schon von vorneherein unmöglich machen würden.

Diese resultierend kräftefreien Stellen, an denen sich die anziehende Gravitation und die Fliehkräfte des Systems aufheben, heissen Lagrange-Punkte und berech-

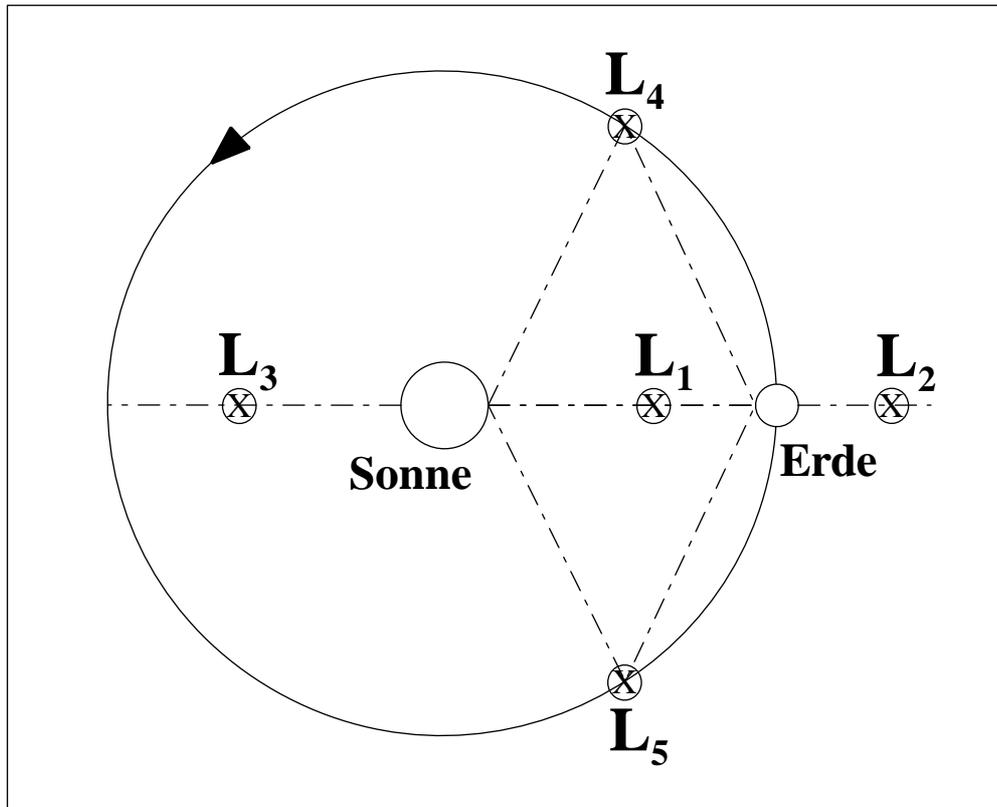


Abb. 1.13: Schema der Verteilung der fünf Lagrange-Punkte in dem Drei-Körper-System von Sonne, Erde und Probemasse. Die beiden stabilen Punkte  $L_4$  und  $L_5$  befinden sich auf der Umlaufbahn der Erde um die Sonne.  $L_3$  liegt auf der Verbindungslinie von Erde und Sonne; ebenso wie die wegen ihrer Erdnähe für die Raumfahrt relevanten Punkte  $L_1$  und  $L_2$ .

nen sich aus dem Drei-Körper-Problem einer grossen zentralen Masse, die von einer kleineren Masse umkreist wird und einer Probemasse, die sich in diesem System bewegt (Abb. 1.13). Die Lagrange-Punkte, von denen es insgesamt fünf gibt ( $L_1..L_5$ ) stellen die Gleichgewichtslagen des Systems aus drei Körpern dar; bzw. bezeichnen sie die Nullstellen der Auftragung des entsprechenden Potentials. Während die ersten drei Punkte instabil sind, bilden nur  $L_4$  und  $L_5$  stabile Gleichgewichtslagen; so findet man z. B. im Jupiter-Sonne-System die Trojaner-Asteroiden in der Nähe dieser Punkte.  $L_4$  und  $L_5$  befinden sich auf der Umlaufbahn der kleineren Masse um die grössere; und zwar in Laufrichtung gesehen davor und dahinter, so dass die beiden Punkte jeweils verbunden mit den Massen zwei gleichseitige Dreiecke bilden (Abb. 1.13).

Im Drei-Körper-System von Sonne, Erde und Sonde sind speziell die beiden Punkte  $L_1$  und  $L_2$  für die Raumfahrt interessant. Denn sie sind mit einem Abstand von  $1,493 \cdot 10^6 km$  bzw.  $1,502 \cdot 10^6 km$  [Ste04] einerseits weit genug von der Erde entfernt, um Störungen durch das Erdmagnetfeld auszuschliessen, aber andererseits immer noch nahe genug, um für die heutige irdische Raumfahrt in überschaubaren Zeiten erreichbar zu sein.  $L_4$  und  $L_5$  wären zwar wegen ihrer Stabilität prinzipiell geeigneter für die ortsfeste Positionierung von Raumsonden, jedoch sind sie mit einem Abstand von  $149,6 \cdot 10^6 km$  ziemlich genau hundertmal weiter entfernt von der Erde als  $L_1$  und  $L_2$ , was sich signifikant nachteilig auf die benötigte Reisezeit auswirken würde. Die beiden Lagrange-Punkte  $L_1$  und  $L_2$  liegen auf der Verbindungslinie von Sonne und Erde, und zwar beiderseits der Erdposition. Der Punkt  $L_3$  befindet sich in diesem System am weitesten von der Erde entfernt, er liegt ebenfalls auf der Verbindungslinie von Sonne und Erde jenseits der Sonne.

Aber auch an diesen kräftefreien Plätzen im Sonnensystem existieren externe Einflüsse, die die Position der Einzelsonden stören könnten. In erster Linie sind dies interplanetare Teilchen, wie zum Beispiel der aus Protonen bestehende Sonnenwind, die auf die Satelliten aufschlagen und durch Impulsübertrag deren Ausrichtung beeinflussen können; zwar nur geringfügig aber doch in einem Maß, der die Wirkungsweise des Clusters beeinträchtigen würde. Um diese Störungen zu kompensieren sind Triebwerke erforderlich, die in der Lage sind, sehr niedrige Schubwerte zu liefern. Selbst wenn nur einige wenige Protonen den Satelliten treffen, müssen diese Triebwerke den zur Kompensation erforderlichen Gegenschub liefern.

Es gibt zwei Missionstypen, die den Einsatz eines Satelliten-Clusters erforderlich machen. Einmal sind dies Weltraumteleskope ähnlich dem terrestrischen „Very Large Telescope“ in Chile. Bei diesem Teleskoptyp liefern mehrere Einzelteleskope parallel optische Informationen, welchen dann zu einem Gesamtbild zusammengesetzt werden; mit entsprechend höherer Auflösung. Wird so ein Teleskop im Weltraum eingesetzt, so muß auch hier, wie bei seinen irdischen Verwandten, auf einen exakt gleichbleibenden Abstand der einzelnen Teleskope untereinander geachtet werden. Ansonsten wäre es unmöglich, aus den optischen Einzelinformationen ein Gesamtbild zusammensetzen und das Teleskop ist so arbeitsunfähig.

Ein Beispiel für diese Art von Weltraumteleskopen ist „Darwin“, dessen Aufgabe

es ist, in den tiefen des Weltraums nach extrasolaren erdähnlichen Planeten zu suchen. „Darwin“ besteht aus fünf einzelnen Satelliten, von denen vier Infrarot-Teleskope sind, die nach dem Prinzip der Nulling-Interferometrie in entfernten Sonnensystemen nach Planeten suchen (Abb. 1.14). Dabei wird das in den vier Teleskopsatelliten aufgefangene Sternenlicht in einem fünften zentralen Satelliten zur Überlagerung gebracht. Unter normalen Umständen würde das Licht des selbstleuchtenden Zentralgestirns das reflektierte Licht eines eventuellen Planeten bei weitem überstrahlen, und die Beobachtung des Planeten unmöglich machen. Durch destruktive Interferenz des Zentralsterns wird dessen Lichtintensität vermindert, wogegen der geringfügig ausserhalb der Beobachtungssachse stehende Planet wegen dem damit resultierenden Laufwegunterschied nicht destruktiv interferiert und darum sichtbar bleibt.

Durch das Nulling-Verfahren kann also der Planet im Infrarot-Bereich untersucht werden, und so über die Analyse der Gaszusammensetzung der Atmosphäre über die Erdähnlichkeit entschieden werden. Voraussetzung für die Funktion des „Darwin“-Teleskops ist der akkurate Formationsflug und der auf den Bruchteil der Wellenlänge des beobachteten Lichts regelbare Abstand der einzelnen Satelliten.

Eine zweite Anwendung für Satelliten-Cluster sind im Weltraum arbeitende Interferometer, wie sie zum Beispiel beim Nachweis von Gravitationswellen verwendet werden. Wie bei der Elektrodynamik durch beschleunigte Ladungen elektromagnetische Wellen erzeugt werden, nimmt man auf der Grundlage der Einsteinschen Feldgleichungen an, dass beschleunigte Massen Gravitationswellen erzeugen. Da die Gravitation vierzig Größenordnungen kleiner ist als die elektromagnetische Kraft, werden darum auch die Gravitationswellen entsprechend schwer zu detektieren sein. Signifikante Gravitationswellen werden zum Beispiel von Supernovae oder rotierenden Schwarzen Löchern erzeugt. Eine weitere Quelle gravitativer Wellen sind schnell umeinander kreisende Doppelsternsysteme, wobei im Idealfall zumindest einer der beiden Partner ein Neutronenstern ist.

Eine Möglichkeit, um Gravitationswellen zu detektieren, ist zum Beispiel das Interferometer, bei dem Laserstrahlen über lange Strecken laufen, reflektiert und zur Interferenz gebracht werden. Gravitationswellen als Störungen der Raum-Zeit-Krümmung beeinflussen die relativen Abstände im Interferometer und können so am Interferenzmuster abgelesen werden. Auf der Erde installierte Interferometer haben aber den Nachteil nur begrenzter möglicher Lauflängen des Laserstrahls,

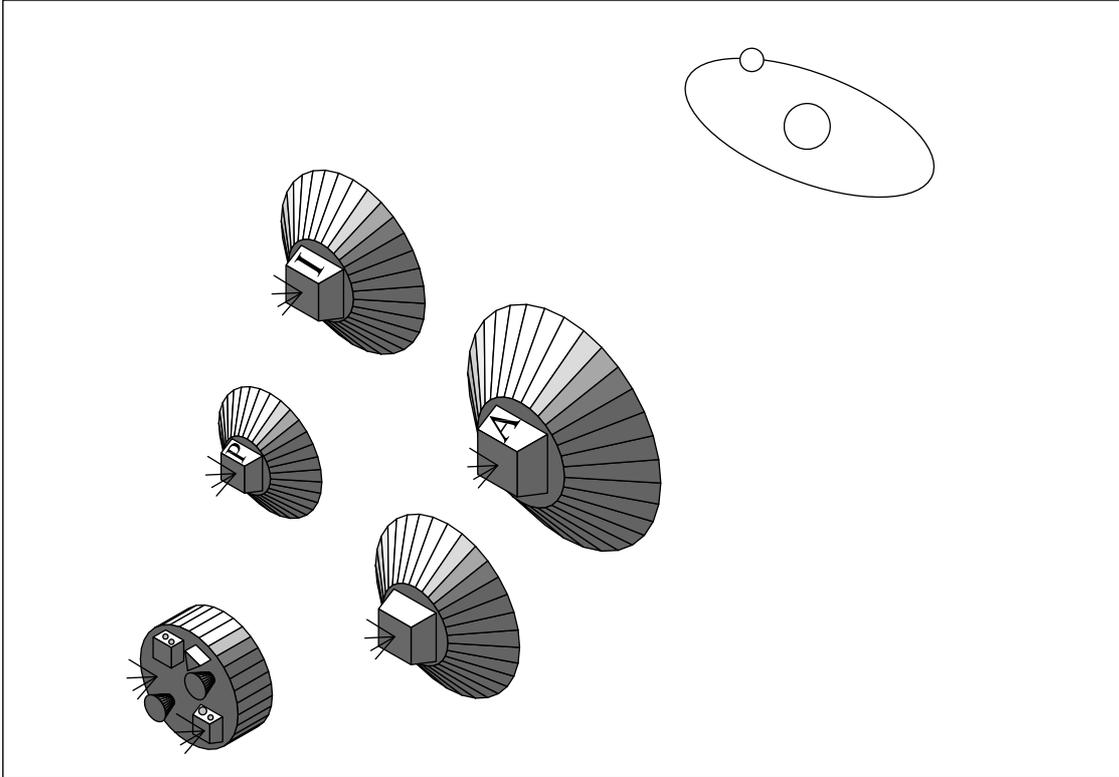


Abb. 1.14: Das Weltraumteleskop „Darwin“ auf der Suche nach extrasolaren, erdähnlichen Planeten. Es besteht aus vier Teleskopsatelliten und einem Hauptsatellit.

zum Beispiel „LIGO“ (Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory) mit einer Armlänge von vier Kilometern. Interferometer mit weitaus grösseren Armlängen wären im Weltraum zu realisieren.

Zu diesem Zweck ist das Weltrauminterferometer „LISA“ (Laser Interferometer Space Antenna) geplant worden und für den Einsatz einige Millionen Kilometer von der Erde entfernt in einem Lagrange-Punkt vorgesehen. Es besteht aus drei Satelliten, die zusammen ein gleichseitiges Dreieck darstellen, welches eine Seitenlänge von fünf Millionen Kilometern aufweist (Abb. 1.15). Dabei bilden die Seiten des Dreiecks die Arme des Interferometers. Die die einzelnen Satelliten verbindenden Laser-Strahlen werden überlagert und geben durch das so entstehende Interferenzmuster eine Aussage über die relativen Armlängen des Interferometers bzw. deren Änderung. Um die äusserst geringfügigen Auswirkungen der Gravitationswellen überhaupt detektierbar zu machen, ist es von essentieller Wichtigkeit, den Abstand der Satelliten untereinander absolut konstant zu halten, damit die

#### 1.4. NIEDRIGSCHUB-MISSIONEN

---

Interferenzerscheinung, die aus der Änderung der relativen Armlänge resultiert, ausschliesslich den Gravitationswellen zugeordnet werden können.

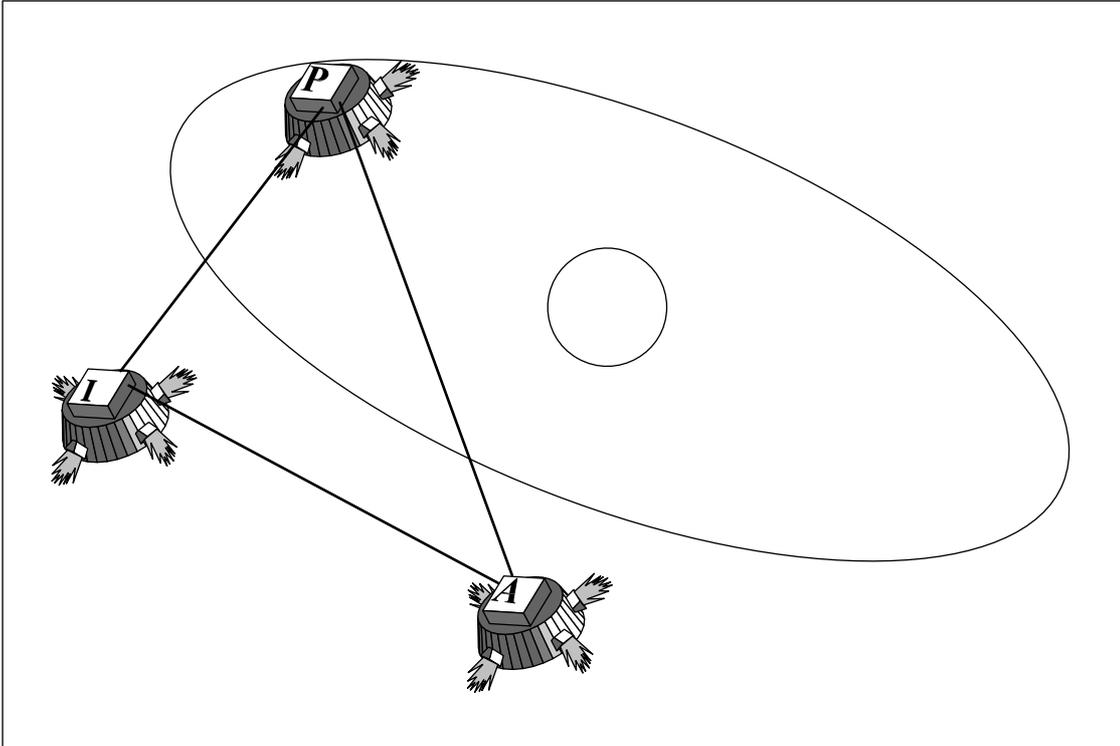


Abb. 1.15: Das Weltraum-Laserinterferometer „LISA“, bestehend aus drei Raumsonden, die ein gleichseitiges Dreieck mit exakt fester Seitenlänge bilden, umkreist die Sonne mit der Aufgabe Gravitationswellen zu detektieren.

Für die Art von Niedrigschub-Missionen, für die es elementar wichtig ist, daß mehrere Einzelsatelliten eines Clusters auf konstantem Abstand gehalten werden, ist eine Antriebsmöglichkeit erforderlich, welche auch noch so kleine Störungen des Abstandes zu kompensieren vermag. Da Radiofrequenz-Ionentriebwerke unbestreitbare Vorteile beim Betrieb von kosmischen Langzeitexperimenten aufweisen, ist es darum naheliegend, zu versuchen durch Modifikationen den Bau von RITs mit derart niedrigem Schubniveau anzustreben [Loe04]. Im Rahmen dieses Vorhabens wurden die in dieser Arbeit untersuchten Triebwerke RIT-2 und RIT-4 entwickelt.

Diese beiden Triebwerke sind für Schübe in der Grössenordnung von Mikronewton konzipiert, und erfüllen damit genau die Anforderungen der oben beschriebenen Niedrigschub-Missionen. Nach der Entwicklung und Konstruktion der zwei

Mikronewton-Triebwerke wurden diese ausführlich getestet und experimentell untersucht [Fei05a], [Fei05b], [Fei07]. Die dadurch ermittelten Daten, die bereits die effiziente Arbeit im angestrebten Schubbereich bewiesen, bilden die experimentelle Grundlage dieser Arbeit.

#### 1.4. NIEDRIGSCHUB-MISSIONEN

---

# Kapitel 2

## Experimentelle Methoden

### 2.1 Vakuum-Testkammer Big Mac

Die elektrischen Antriebe im Allgemeinen und damit natürlich auch die Radiofrequenz-Ionentriebwerke im Besonderen sind eine Antriebsart, die (bisher) ausschliesslich für den Betrieb im freien Weltraum geeignet ist. Ein Grund hierfür ist einerseits der extrem geringe Schub, den Ionentriebe zu leisten vermögen. Um durch das Triebwerk überhaupt eine signifikante Wirkung zu erzielen, ist es zwingend notwendig dieses im ansonsten kräftefreien Zustand zu betreiben. Natürlich ist damit lediglich ein resultierend kräftefreier Zustand gemeint wie zum Beispiel ein Orbit um die Erde.

Der zweite Grund ergibt sich direkt aus der Funktionsweise der Ionentriebwerke. Wie bereits ausführlich dargestellt, wird zunächst ein Treibstoffgas ionisiert und anschliessend durch elektrische Felder beschleunigt. Für den Ionisationsprozess ist der Druck des Gases ein wichtiger Parameter, da er direkt ausschlaggebend ist für das Wesen der Gasentladung und damit für die Konzeption und Auslegung des von Aussen angelegten elektrischen Radiofrequenz-Feldes. Die Möglichkeit, den Druck im Triebwerksinneren exakt einstellen zu können, ist somit essentiell wichtig für das Funktionieren des Ionentriebwerks. Ausserdem würden andere Gasspezies als das Treibstoffgas die Ionisation empfindlich stören. Denn andere Gassorten haben andere Ionisations- bzw. Anregungsenergien, wodurch die Optimierung der Einkopplung elektrischer Energie in den Treibstoff erschwert werden würde.

Ein Triebwerk ist jedoch prinzipiell ein gegen die Umgebung nicht abgeschlossenes System, sondern durch die Ausströmöffnung stets mit der Umgebung verbunden. Darum kann aus den oben genannten Gründen ein elektrisches Ionen-triebwerk nur funktionieren, wenn es nicht von einer störenden Gasatmosphäre umgeben ist; mit anderen Worten kann es also nur im Vakuum arbeiten. Im weitgehend gasfreien Weltraum als Arbeitsumgebung, für den diese Triebwerke konzipiert sind, stellt das naturgemäss kein Problem dar. Diesem Umstand muss aber natürlich auch bei der experimentellen Untersuchung Rechnung getragen werden. Das heisst auch im Labor kann ein Ionen-triebwerk nur im Vakuum betrieben werden.

Ein beträchtlicher Teil des experimentellen Aufwandes muss somit darauf konzentriert werden, ein Laborvakuum zu schaffen, das den Bedingungen im Weltraum gleichkommt. In der Umsetzung bringt dies eine Reihe von Problemen mit sich. Zum Einen muss natürlich erst einmal ein Vakuum dieser Grössenordnung durch Pumpen realisiert werden, was umso schieriger erscheint, wenn man die nötige Grösse einer derartigen Testkammer bedenkt, die ausser dem Triebwerk selbst auch allen Versorgungs- und Messsystemen Platz bieten muss. Besonders kritisch ist dabei die Isolierung gegen die Erdatmosphäre, was einerseits aus dem beträchtlichen Druckunterschied zwischen Kammerinneren und Umgebung und andererseits aus der grossen Oberfläche der Testkammer resultiert, denn eine grosse Fläche bietet auch stets viele Möglichkeiten für Gaslecks.

Ein weiterer kritischer Aspekt, vielleicht sogar der kritischste, sind die Durchführungen der Vakuumkammer. Um ein Ionen-triebwerk im Inneren einer evakuierten Testkammer betreiben zu können, ist es selbstverständlich unerlässlich, das Triebwerk von Aussen zu versorgen; dass heisst sowohl mit Treibstoff als auch mit der für Ionisation und Extraktion notwendigen elektrischen Energie. Diese Versorgung erfolgt über Durchführungen durch die Aussenwand der Vakuumkammer, welche dann kritische Schwachstellen bei der Vakuumisolation darstellen und deren Abdichtung besondere Sorgfalt erfordert.

Auch die vom Triebwerk emittierten Ionen stellen beim experimentellen Laboraufbau ein nicht zu unterschätzendes Problem dar. Sie treten nämlich mit einer relativ hohen Geschwindigkeit aus dem Triebwerk aus und können beim Auftreffen auf die Wand diese schädigen. Ionen, die mit ausreichend Energie auf eine feste Oberfläche treffen, führen dort zu Sputterprozessen, Material wird

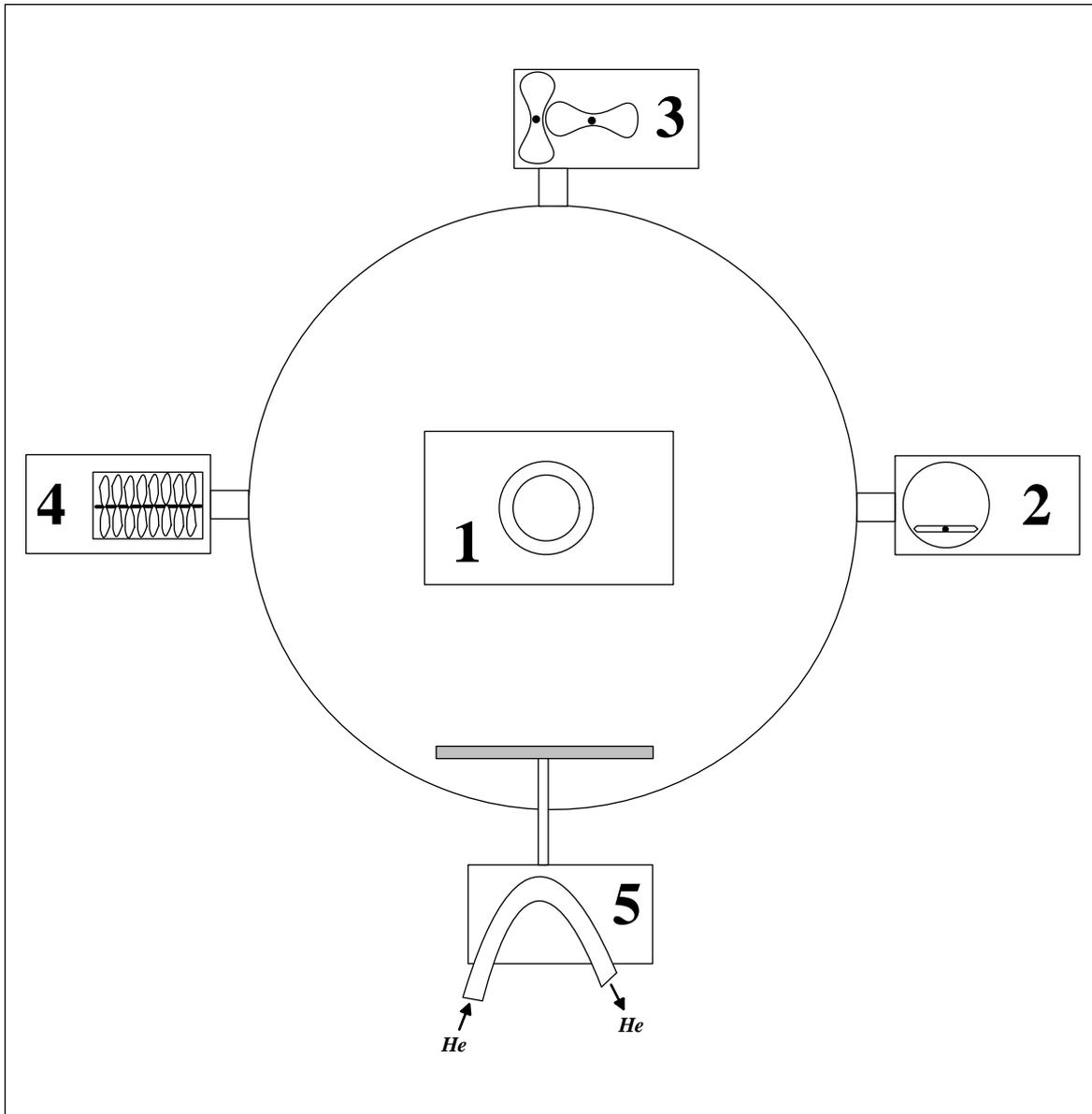


Abb. 2.1: Schema der Vakuum-Testkammer „Big Mac“ mit den verwendeten Pumpenarten: 1-Triebwerk, 2-Drehschieberpumpe, 3-Rootspumpe, 4-Turbomolekularpumpe, 5-Kryopumpe

durch Zerstäubung abgetragen und die Wand geschwächt bis hin zur kompletten Zerstörung. Um dies bei der Testkammer zu unterbinden gibt es zwei verschiedene Strategien. Einmal wird die Vakuumkammer möglichst gross gebaut, vor allem in der Achse, in der das Triebwerk strahlt. Dadurch muss der Triebwerksstrahl eine längere Strecke bis zur Wand zurücklegen, und wegen der Strahlaufweitung

verringert sich damit die auftreffende Ionendichte pro Wandfläche. Allerdings ist diese Maßnahme wiederum ein Grund für die Größe der Testkammer, was dann natürlich wieder in die Problematik der Vakuumerzeugung eingeht.

Ein weiteres adäquates Mittel die Sputterwirkung auf die Wand zu verhindern, ist der Einbau eines Targets in die Testkammer. Das Target hat die Aufgabe die beschleunigten Ionen vor ihrem Auftreffen auf die Wand abzufangen. Zu diesem Zweck sind sowohl Material als auch Form des Targets abgestimmt. Als Material wird meist Graphit verwendet, da dieses in der Lage ist, Beschuss mit hochenergetischen Ionen relativ unbeschadet zu überstehen. Die atomare Struktur des Graphit reagiert im Vergleich zu anderen Materialien weit weniger auf das Eindringen hochenergetischer Ionen mit der Ausbildung interner Kaskaden, welche dann zur Zerstäubung der Oberfläche führen würden. Es kommt zwar auch hier zur Materialabtragung, aber in einem weit erträglicherem Maß als bei anderen Materialien. Ausserdem ist das Target meist in einem Winkel von fünfundvierzig Grad zur Achse des Ionenstrahls angebracht, eventuell reflektierte Ionen oder abgetragenes Targetmaterial wird so vom Triebwerk weg gelenkt.

An der Universität Giessen stehen für die Untersuchung der Radiofrequenz-Ionentriebwerke zwei Testkammern zur Verfügung; der Grossraumtank „Jumbo“ und die kleinere Testkammer „Big Mac“. Für die im Rahmen dieser Arbeit gemachten Untersuchungen und Messungen wurde der Vakuumtank „Big Mac“ verwendet. Bei diesem handelt es sich um einen aus Edelstahl gefertigten und ungefähr einen Meter tiefen Zylinder mit einem Durchmesser von rund anderthalb Metern. Der „Big Mac“ lässt sich über seinen gesamten Durchmesser öffnen, so dass ein bequemer Ein- und Ausbau des Triebwerks möglich ist. Er besitzt ausserdem eine Reihe Flansche verschiedener Größe, über die sowohl das Pumpsystem angeschlossen ist, als auch die Versorgung des Triebwerks erfolgt.

Für die Vakuumerzeugung sorgt ein mehrstufiges Pumpsystem bestehend vier verschiedenen Pumpentypen Abb. 2.1. Zunächst entzieht ein zweistufiges Vorvakuumsystem dem Tank den Grossteil der darin befindlichen Luft. Eine Drehschieberpumpe beginnt ihre Arbeit bei Atmosphärendruck ( $\sim 10^3 \text{ mbar}$ ), verdichtet durch ihre rotierenden Schieber die Luft und expandiert sie durch ein Ventil aus dem Tank hinaus. Bei ungefähr  $10^{-1} \text{ mbar}$  springt eine Rootspumpe an, und unterstützt die Drehschieberpumpe bei der Erzeugung des Vorvakuums. In einer Rootspumpe befinden sich zwei Rotoren, die sich gegeneinander drehen aber da-

bei nicht berühren. Die Rotoren verdrängen durch ihre Drehbewegung die Luft aus dem Inneren des Tankes nach aussen. Da die Rotoren weder untereinander noch mit der Wand in Kontakt stehen, können sie sich wegen der fehlenden Reibung extrem schnell drehen. Durch die hohe Geschwindigkeit wird eine enorm hohe Saugleistung erzielt. Der Nachteil ist allerdings, dass Rootspumpen erst bei schon erzeugten niedrigen Drücken betrieben werden können, da ansonsten wegen der hohen Geschwindigkeit der Rotoren und der daraus resultierenden Luftreibung sich die Pumpe schnell aufheizen würde.

Bei einem Druck von rund  $10^{-3}mbar$  beginnt mit dem Hochlaufen einer Turbo- Molekularpumpe die nächste Stufe der Vakuumerzeugung. Eine Turbo-Molekularpumpe besteht aus einem magnetisch gelagerten und so reibungsfreien Rotor, welcher eine Vielzahl von versetzt hintereinander angebrachten und schräg angestellten Rotorblättern besitzt. Wegen seiner Reibungsfreiheit erreicht der Rotor sehr hohe Umdrehungszahlen, und die angestellten Rotorblätter befördern die verbliebenen wenigen Luftmoleküle mit hoher Effizienz nach Draussen, wo sie dann von einer Drehschieberpumpe abgesaugt werden. Augenscheinlich kann eine Turbo-Molekularpumpe nur bei sehr niedrigen Drücken arbeiten, da zuviel Luft sowohl thermisch als auch mechanisch eine verheerende Wirkung auf den schnell drehenden Rotor hätte. Eine Turbo-Molekularpumpe erzielt im Tankinneren Drücke von ungefähr  $10^{-5}mbar$ . In diesem Druckbereich sind mechanische Pumpen nicht mehr in der Lage, den Druck noch weiter abzusenken.

Um trotzdem den Tank noch weiter zu evakuieren, wird nun als vierte und letzte Stufe eine Cryopumpe verwendet. Eine Cryopumpe erzeugt im eigentlichen Sinn keine Saugleistung, da sie kein Gas von innen nach aussen befördert, sondern lediglich Gas im Innenraum bindet, damit dieses nicht mehr zum Druck beitragen kann. Ein Kompressor verflüssigt zunächst Helium, welches anschliessend durch die Cryopumpe gepumpt wird. Die Cryopumpe ist mit einem Kupferblech verbunden, welches sich im Inneren des Tanks befindet. Durch das flüssige Helium wird die Kupferplatte auf  $20K$  bis  $30K$  abgekühlt. Einzelne Luftmoleküle, welche an die kalte Kupferplatte stossen, geben so ihre thermische Energie ab, welche von dem sehr gut wärmeleitenden Kupfer effizient abgeführt wird. Die statistische Bewegung der Moleküle wird so gehemmt und ihr Beitrag zum Druck damit abgesenkt. Im Idealfall frieren die Moleküle sogar an der Platte fest. Ausserdem wird auf die gleiche Art und Weise das vom Triebwerk ausgestossene Xenon von

den Kupferplatten gebunden, so dass auch während sich das Triebwerk in Betrieb befindet, und dadurch Xenon in den Vakuum-Tank eingebracht wird, der Druck konstant gehalten werden kann. Durch das Binden von Gasteilchen wird der Druck im Tank durch die Cryopumpe weiter bis auf rund  $10^{-7} \text{ mbar}$  abgesenkt. Bei einem derart niedrigen Druck ist gewährleistet, dass die Funktion des Triebwerks von den sich noch im Vakuum-Tank befindlichen Gasteilchen nicht beeinträchtigt wird.

Natürlich ist die Aufnahmefähigkeit der kupfernen Kühlplatten begrenzt. Die festfrierenden Gasteilchen bedecken das sehr gut wärmeleitende Kupfer. Die Kühlplatten verlieren so ihre Fähigkeit, Wärme effizient abzuleiten, und sind dann nicht mehr in der Lage, ihre gas-kühlende Funktion aufrechtzuerhalten. Darum müssen die Kühlplatten in regelmässigen Abständen regeneriert werden. Bei der Regeneration wird das Triebwerk abgeschaltet und die Kühlplatten werden aufgeheizt. Das festgefrorene Gas dampft von den Platten ab, und wird daraufhin von den Turbomolekularpumpen aus dem Vakuum-Tank befördert.

## 2.2 Radiofrequenz-Triebwerke RIT-2 und RIT-4

Seit Jahrzehnten werden an der Universität Giessen Radiofrequenz-Ionentriebwerke für Raumfahrtmissionen entwickelt, gebaut und erforscht. Die Aufgabe dieser Triebwerke ist es, den Schub für Manöver der Bahn- und Lageregelung zu liefern. Nun ist aber zum Spektrum der für elektrische Antriebe relevanten Raumfahrtmissionen in neuerer Zeit eine weitere Anwendung im Mikronewton-Bereich hinzugekommen (siehe 1.4). Diese Art der Missionen erfordert jedoch einen Schubbereich, für den herkömmliche RIT-Manövertriebwerke völlig überdimensioniert sind. Es ergab sich also die Aufgabe, die sich bereits in der Raumfahrt bewährten RIT für die nunmehr angestrebten niedrigen Schübe umzukonzipieren.

Eine vermeintlich simple Verkleinerung eines Triebwerks bringt jedoch eine ganze Reihe von Problemen mit sich, so daß die angestrebte Miniaturisierung der RIT eine sowohl wissenschaftliche wie auch technologische Herausforderung darstellt. Um diese Schwierigkeiten zu verdeutlichen, muss man sich den logischen

Weg anschauen, der zu einer Verminderung des Triebwerkschubs führt. Ein RIT dazu zu bringen weniger Schub zu erzeugen, ist im Prinzip sehr leicht; man muß lediglich dafür sorgen, daß das Triebwerk weniger Ionen ausstößt.

Die einfachste Methode dies zu erreichen ist, die Anzahl der Löcher im Extraktionsgitter zu reduzieren. Also kann auch ein herkömmliches RIT mit geeigneter Anzahl an Extraktionslöchern einen Schub im Mikronewton-Bereich erzeugen. Natürlich muß aber auch weiterhin im gesamten Ionisationsgefäß die Plasmaproduktion aufrecht erhalten werden. Es wird also nur ein kleiner Bruchteil der im Ionisationsgefäß produzierten Ionen genutzt werden. Ein unnützer Energieaufwand wäre die Folge, um Treibstoffgas zu ionisieren, welches überhaupt nicht für die Schuberzeugung benötigt wird. Energieeffizienz ist aber gerade in der Raumfahrt mit ihren begrenzten nutzbaren Ressourcen ein Hauptkriterium. Um diese Effizienz zu gewährleisten, ist eine Verkleinerung der Ionisationskammer unerlässlich.

Als Resume gilt damit: Jedes Triebwerk kann im Mikronewton-Schubbereich betrieben werden, aber nur die effiziente Minimierung des für den Betrieb notwendigen Energieaufwandes bestimmt seine Tauglichkeit für Raumfahrtmissionen.

Die Verkleinerung des Ionisationsgefäßes bedeutet aber gleichzeitig, dass auch die das Gefäß umgebende Spule verkleinert werden muss, was eine deutliche Änderung der Eigenschaften des von der Spule induzierten elektrischen Wechselfeldes zur Folge hat. Dieser Änderung müssen dann auch alle anderen für die Ionisation relevanten Parameter angeglichen werden; vor allem der Druck des Neutralgases muß auf die Stärke des angelegten Feldes abgestimmt werden. Andererseits muß für eine effiziente Ionisation dann auch wieder die Frequenz des Erregerfeldes nach Vorgabe des Gasdrucks gewählt werden. Und genau dieses Einstellen des schmalen Optimums, innerhalb dessen die Ionisation betrieben werden kann, stellt die eigentliche Herausforderung bei der Entwicklung eines Mikronewton-RIT dar.

## 2.2. RADIOFREQUENZ-TRIEBWERKE RIT-2 UND RIT-4

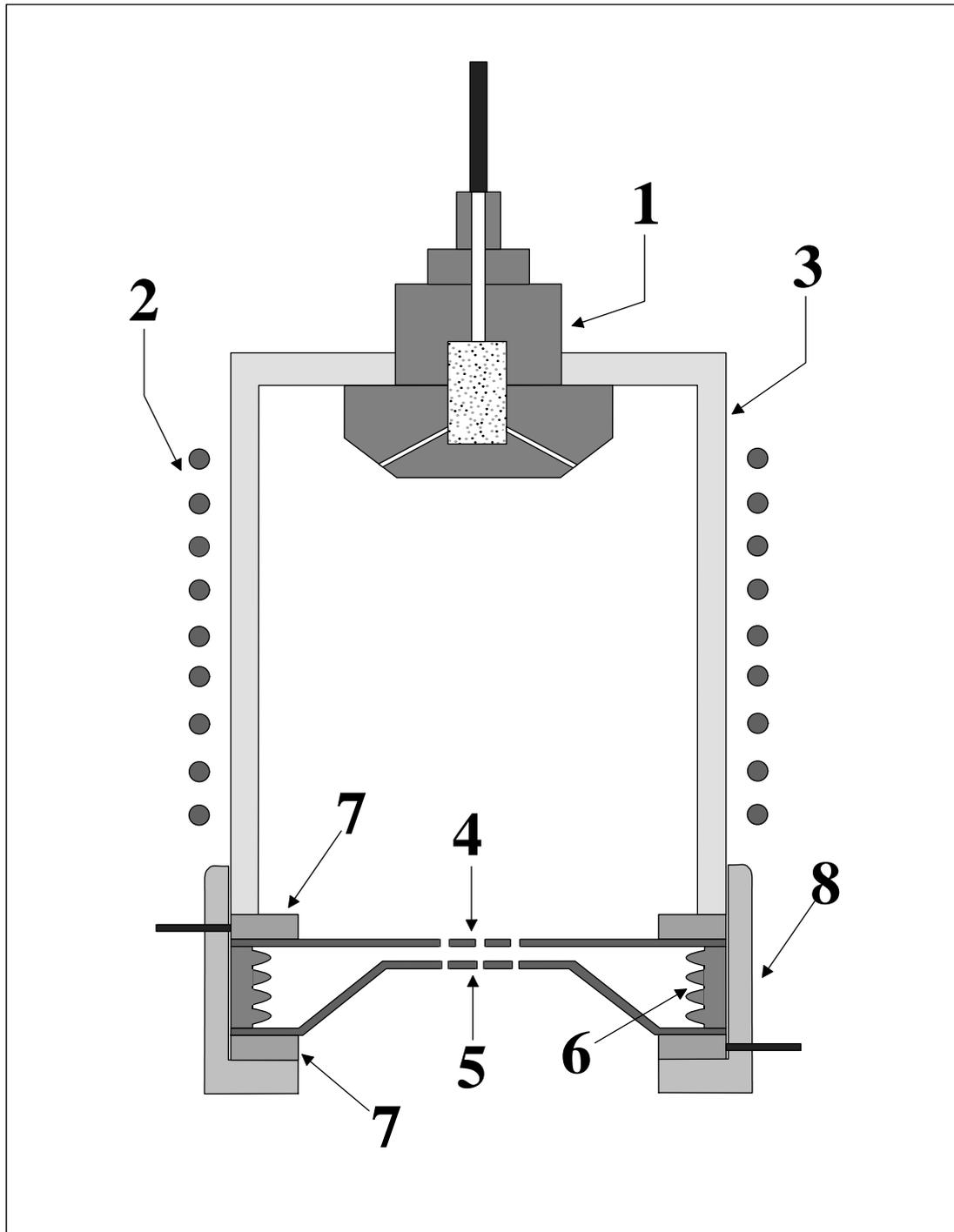


Abb. 2.2: Aufbau, Bestandteile und Materialien von RIT-2 bzw. RIT-4  
1-Gaseinlass(Macor mit Sand gefüllt), 2-Induktionsspule(Kupfer), 3-Entladungsgefäß(Quartzglas), 4-Plasmagitter(Molybdän), 5-Beschleunigungsgitter(Graphit), 6-Gitterabstandshalter(Macor), 7-Kontaktieringe(Titan), 8-Aufnahme des Extraktionssystems(Stenan)

Die geringe Anzahl an Extraktionslöchern führt noch zu einer weiteren eher technologischen Schwierigkeit. Die Kontinuität des Gasflusses erfordert es, daß der verminderte Gasauslass am Triebwerk auch einen reduzierten Gaseinlass bedingt. Die geringen, aber trotzdem noch variierbaren Gasflüsse, mit denen das Triebwerk so versorgt werden muss, stellen hohe Anforderungen an die technische Auslegung der Gaszuführung.

Als Resultat dieses Miniaturisierungsprozesses wurden zwei Triebwerks-Prototypen entwickelt und gebaut; das RIT-4 und das RIT-2 (Abb. 2.2). Beide Triebwerke wurden so konzipiert, um mit effizientem Energieverbrauch Schübe im Mikronewton-Bereich zu erzeugen. Wobei das grössere RIT-4 potentiell mit alternativen Gittersystemen mit grösserer Lochanzahl auch in einem höheren Schubbereich betrieben werden kann. Bei der Nomenklatur bezieht sich die 2 bzw. die 4 jeweils auf den Durchmesser des Extraktionsgefässes; welcher dann entweder 2cm oder 4cm beträgt.

Die Funktionsweise dieser Mikronewton-RIT ist prinzipiell identisch mit den Vorgängern der RIT-Serie. Der triebwerksinterne Gaseinlaß wird aus Macor gefertigt, einem elektrisch isolierendem Keramikwerkstoff. Im Gaseinlass befindet sich eine zylindrische Kammer, in die das Neutralgas zunächst von Aussen einströmt. Diese Kammer ist mit feinem Sand angefüllt. Der Sand fungiert als Strömungswiderstand, der zu einer lokalen Druckerhöhung im Gasfluss führt. Damit wird eine Erhöhung der elektrischen Durchbruchfestigkeit erreicht. Das wegen seiner Leitfähigkeit stets auf Extraktionspotential liegende Plasma und die geerdeten Versorgungsleitungen der Gaszuführung weisen ein deutliches Potentialgefälle auf. Das resultierende elektrostatische Feld kann potentiell zu Gasentladungen innerhalb des Gaseinlasses führen; was natürlich vermieden werden muß, da sonst ein Kurzschluss und der Zusammenbruch der Extraktionsspannung die Folge ist. Elektrische Entladungen sind aber bei vorgegebenem elektrischen Feld nur in einem schmalen Druckoptimum möglich (vgl. z. B. [Wie76]). Durch den Strömungswiderstand des Sandes wird der Druck soweit aus diesem Optimum herausgeführt, dass damit elektrostatische Entladungen unterbunden werden können.

Endgültig in die Ionisationskammer gelangt das Neutralgas über drei Bohrungen im Gaseinlaß, die im 120° Winkel voneinander entfernt liegen und so das Gas in der Kammer optimal verteilen. Die drei Bohrungen sind in einem 45° Winkel zur Mittelachse geführt, um so den Weg im Triebwerksinneren zu verlängern und

## 2.2. RADIOFREQUENZ-TRIEBWERKE RIT-2 UND RIT-4

---

damit die Effizienz der Ionisierung zu erhöhen. Denn Ionisation ist ein statistischer Prozess; um so länger Neutralgasteilchen sich im Bereich des Erregerfeldes befinden, desto wahrscheinlicher wird ihre Ionisation.

Das Entladungsgefäß selbst wird aus Quarzglas hergestellt. Quarzglas eignet sich wegen seiner Eigenschaften bestens für die speziellen Anforderungen einer Ionisationskammer für Radiofrequenz-Triebwerke. Da Erregerelektrode und Plasma durch das Entladungsgefäß voneinander getrennt sind, hat die niedrige Dielektrizität von Quarzglas eine essentielle Bedeutung für die Funktionalität. Denn würde das Material der Ionisationskammer auf die elektromagnetische Anregung durch die Spule reagieren, so würde das innerhalb der Entladungskammer resultierende Feld dadurch geschwächt und eine Ionisation so erschwert bzw. verhindert. Ein weiterer Aspekt ist die thermische Beständigkeit von Quarzglas, da durch Joulesche Widerstandswärme im Triebwerksinneren durchaus Temperaturen von bis zu  $400^{\circ}\text{C}$  herrschen können. Und nicht zuletzt rundet die Widerstandsfähigkeit von Quarzglas gegen die Einwirkung von Plasma die Eignung als Material für die Ionisationskammer ab.

Umgeben ist die Ionisationskammer von der Induktionsspule, die als Erregerelektrode fungiert, die sich somit ausserhalb der Einwirkung des Plasmas befindet. Die Spule besteht aus Kupferdraht mit einem Durchmesser von 2mm (RIT-4) bzw. 1,5mm (RIT-2). Der Durchmesser des Kupferdrahtes sollte nicht zu klein gewählt werden, da sonst die widerstandsbedingte Aufheizung einen für die Funktion des Triebwerks kritischen Wert erreichen würde. Vor allem weil der Draht von hochfrequentem Strom durchflossen wird, und wegen des Skin-Effektes nur in den äusseren Drahtbereichen elektrische Leitung stattfindet. Sowohl die Induktionsspule von RIT-2 als auch die von RIT-4 sind in jeweils neun Windungen aufgewickelt. Bei dieser Triebwerksklasse haben sich neun Windungen für eine optimale Konfiguration des Erregerfeldes bewährt. Es ist zu beachten, dass die einzelnen Windungen nicht in leitenden Kontakt zueinander treten, da andernfalls auftretende Kurzschlüsse, die Induktionswirkung der Spule verhindern würden. Erreicht wird dies entweder durch räumliche Trennung der Windungen oder durch eine isolierende Beschichtung des Drahtes.

An der Austrittsöffnung des Ionisationsgefäßes, also gegenüber dem Gaseinlass, ist das Extraktionssystem angebracht. Bei beiden Triebwerken besteht das Extraktionssystem jeweils aus zwei einzelnen Gittern; dem sich mit dem Plasma

in Kontakt befindlichen inneren Screen-Gitter und dem äusseren Accel-Gitter. Üblich sind auch die Bezeichnungen Plasmagitter für das Screen-Gitter bzw. Beschleunigungsgitter für das Accel-Gitter. Das Screen-Gitter besteht aus Molybdän, während das Accel-Gitter aus Graphit gefertigt ist. Beide Materialien sind bekannt für ihre Widerstandsfähigkeit gegen Plasmaerosion. Für den in dieser Arbeit untersuchten Niedrigrschubtrieb haben beide Gitter jeweils sieben zentrisch im Gitter liegende Extraktionslöcher. Da bei der Extraktion der Ionen hohe statische Spannungen zum Einsatz kommen (bis zu 2000V), ist die elektrische Isolation des Extraktionssystems von besonderer Wichtigkeit.

Beide Gitter befinden sich innerhalb eines topfförmigen Rings aus Stenon, was die elektrische Isolierung des Gittersystems nach aussen gewährleisten soll. Untereinander sind die Gitter durch einen Ring aus Macor isoliert, der als Abstandshalter zwischen beiden Gittern dient. Dieser Ring aus Macor ist an seiner Innenseite mit einem sägezahnartigen Relief versehen. Dadurch wird die Oberfläche der Ringinnenseite künstlich vergrössert. Der elektrische Durchschlag durch sich an der Ringinnenseite angelagerte Fremdstoffe wird so durch den längeren und unterbrochenen Entladungsweg unterdrückt. Zusätzlich ist das Screen-Gitter getopft, es wurde also in einer topfförmigen, am oberen Rand mit einer Krempe versehenen Form gefertigt, wobei sich die Löcher auf dem Topfboden befinden und die Krempe auf dem Macor-Abstandsring liegt.

Diese getopfte Form erlaubt es, daß sich die Löcher der beiden Gitter zwar bis auf Millimeter-Abstand nahekomen können, aber gleichzeitig die kritischen weil miteinander verbundenen Teile der Gitter weit voneinander entfernt liegen. So können die mechanisch nötigen Abstandshalter zwischen den Gittern breit genug dimensioniert werden, was ihrer isolierenden Wirkung zu Gute kommt. In direktem Kontakt zu den Gittern befindet sich je ein Ring aus Titan. In diesen Ring sind Kontakthülsen eingeschraubt, so dass der Ring von außen elektrisch versorgt werden kann als grossflächiger elektrischer Kontakt des Gitters dient, über den die Extraktionsspannung niederohmig angelegt werden kann.

Zu guter Letzt ist es noch immens wichtig, daß Neutralgas an dem unkontrollierten Ausströmen aus dem Ionisationsgefäss zu hindern. Zu diesem Zweck sind an allen Kontaktstellen zwischen den Bauteilen, an denen potentiell Gas ausströmen könnte, flexible Dichtringe aus Silikon angebracht. Es ist allerdings sinnvoll, die Dichtringe so dünn wie möglich zu fertigen, damit sie dem Plasma wenig

Angriffsfläche bieten. Silikon ist nämlich erosionsanfällig gegen Plasma, und so aberodierte Rückstände des Silikon können die Funktionalität des Triebwerks beeinträchtigen.

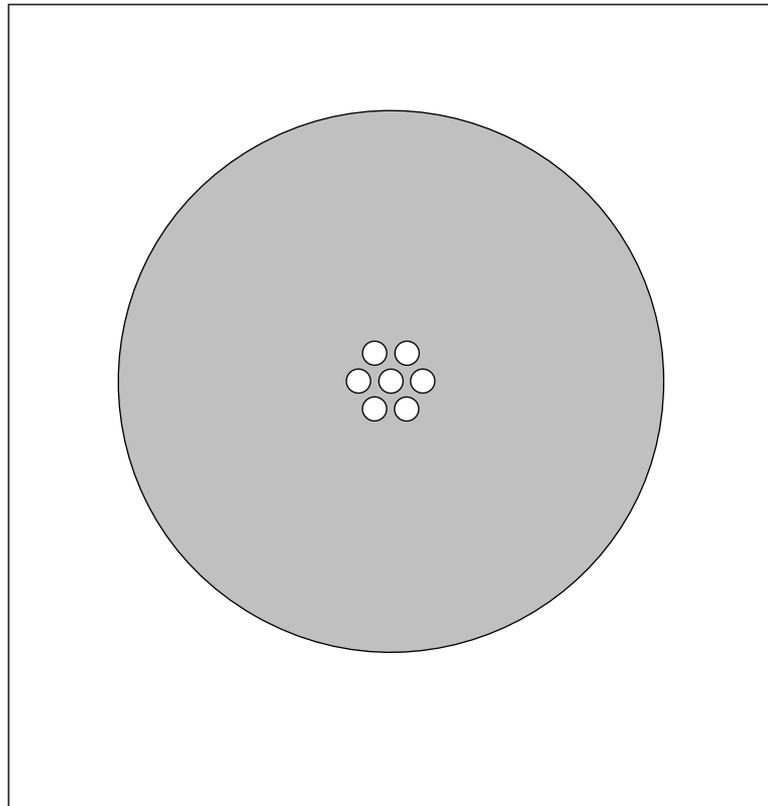


Abb. 2.3: Anordnung der Extraktionslöcher eines Gitters mit sieben Öffnungen.

Bei sämtlichen Bauteilen des Triebwerks ist eine hohe Reinheit der Materialien und eine geringe Neigung zum Ausgasen obligatorisch, da jegliche Fremdstoffe die Güte des Vakuums und den Mechanismus der Gasentladung empfindlich stören würden.

### 2.2.1 Die Elektrotechnik des RIT

Da sich das Triebwerk im Inneren einer evakuierten Vakuumkammer befindet, muss die elektrische Versorgung über gasdichte Durchführungen erfolgen. Neben den industriell gefertigten Durchführungen, die in einen Blindflansch eingeschraubt werden, ist es eine gängige Methode, eine Scheibe aus Plexiglas zu

durchbohren, und in diese Bohrungen metallische Stifte vakuumtauglich einzugleben. Die Stifte werden dann beidseitig an Sub-D Stecker angeschlossen. Sowohl Blindflansch als auch Plexiglasscheibe sind über einen Klammerflansch mit dem Vakuumtank verbunden.

Ein Radiofrequenz- Iontriebwerk funktioniert prinzipiell auf der Basis zweier voneinander unabhängiger elektrischer Systeme. Und zwar einmal das für die Ionisation des Treibstoff sorgende elektrische System und das den Schub erzeugende Extraktionssystem. Nach ihrem elektrischen Wirkungsprinzip sind diese beiden Systeme vollkommen unterschiedlich; während die Extraktion statisch ist, basiert die Ionisation auf dynamischen Vorgängen.

Durch die Kraftwirkung des von den Gittern des Extraktionssystems ausgehenden elektrostatischen Feldes werden aus dem Plasma des Entladungsgefäßes Ionen extrahiert. Die diese elektrostatischen Felder erzeugenden Ladungen müssen von aussen auf die Gitter aufgebracht werden. Zu diesem Zweck sind die Gitter an sich ausserhalb des Tanks befindliche Spannungsquellen angeschlossen, welche durch Ladungstrennung die felderzeugenden Ladungsträger liefern. Ein Ausgang der Spannungsquelle ist dabei mit dem Gitter verbunden und der Zweite geerdet, so dass die Potentialdifferenz zwischen Gitter und Erde die resultierende Gitterspannung liefert. Jede Spannungsquelle besitzt zwei Ausgänge, welche praktisch Fortsetzungen ihrer ladungstrennenden Wirkung darstellen; der negative Ausgang emittiert Elektronen und der positive Ausgang absorbiert Elektronen.

Das Screen-Gitter ist mit dem positiven Ausgang einer Spannungsquelle verbunden, so dass Elektronen vom Gitter abgezogen werden, woraus ein positives elektrostatisches Feld des Screen-Gitters resultiert. Das Beschleunigungsgitter wird dagegen an den negativen Ausgang einer zweiten Spannungsquelle angeschlossen, womit durch die zusätzlich aufbrachten Elektronen ein negatives elektrostatisches Feld des Gitters resultiert. Die jeweils freien Ausgänge der beiden Spannungsquellen werden geerdet, um so einen neutralen Referenzpunkt zur Festlegung der Extraktionsspannungen zu schaffen.

Durch Wechselwirkungen während der Extraktion, wie Absorption und Emission von Elektronen, ist die Anzahl der Ladungsträger auf den Gittern ständiger Änderung unterworfen. Um dies zu kompensieren und ein stets konstantes statische Feld zu gewährleisten, werden von der Spannungsquelle ständig La-

dungsträger nachgeführt; es fließt ein Strom über die Gitter. Die das positive Screen-Gitter versorgende Spannungsquelle liefert Spannungswerte in einem Bereich von  $0V - 2000V$ . Der Nachführungsstrom ist dabei limitiert auf  $40mA$ . Für das Beschleunigungsgitter stehen Spannungswerte von  $0V - 1000V$  zur Verfügung mit einer Stromobergrenze von  $10mA$ .

Im Gegensatz zum Extraktionssystem benötigt das Ionisationssystem eine dynamische Stromversorgung, da die hier auftretenden induktiven elektrischen Felder zeitlich variable Magnetfelder erfordern, welche wiederum nur von zeitlich variablen elektrischen Strömen erzeugt werden. Die Grundlage hierfür ist ein durch die Spule fließender harmonischer und sinusförmiger Strom. Dieser wird von einem sich ebenfalls im Vakuumtank befindlichen Radiofrequenz-Generator (RFG) erzeugt. Dieser RFG muß wiederum von ausserhalb des Tanks elektrisch versorgt werden. Die Elektronik des RFG benötigt zunächst eine Hilfsspannung von  $12V$ , welche eine entsprechend dimensionierte Spannungsquelle liefert. Die Hauptversorgung wird von einer Spannungsquelle aufgebracht, welche Spannung im Bereich von  $0V - 30V$  und Ströme von  $0A - 3A$  produziert. Der Radiofrequenz-Generator wandelt diese angelegten statischen Spannungen und Ströme in harmonische und sinusförmige Ströme um, welche dann die Erregerspule durchfließen.

### 2.2.2 Der Frequenzgenerator

Wie bereits oben angedeutet, hat der Radiofrequenz-Generator (RFG) die Aufgabe, aus der von aussen angelegten Gleichspannung eine für die induktiven Vorgänge zur Plasmaerzeugung notwendigen Wechselspannung umzuwandeln. Im ersten Schritt wird dabei über eine komplexe Anordnung von Transistoren und Operationsverstärkern eine rechteckförmige Spannung erzeugt. Um diese Elektronik zu betreiben wird eine Versorgungsspannung von  $12V$  angelegt. Die erhaltene Rechteckspannung wird dann einem elektrischen Schwingkreis aufgeprägt. Ein elektrischer Schwingkreis besteht aus einem Kondensator, einer Spule und dem obligatorischen Widerstand eines realen Stromkreises (Abb. 2.4).

Ein Kondensator hat die Eigenschaft aufgebrachte Ladungen getrennt zu halten, so den Stromfluss zu unterbinden und zwischen den getrennten Ladungen ein elektrostatisches Feld aufzubauen. Dieses Feld ist proportional der Anzahl der ungleichnamigen und getrennten Ladungen im Kondensator. Die Spule besteht

aus einem gewundenen Kupferdraht welcher von elektrischem Strom durchflossen wird. Das sich um einen stromdurchflossenen Leiter bildende Magnetfeld überlagert im Spulenninneren zu einer homogenen Anordnung magnetischer Feldlinien parallel zur Spulenchse.

Während sich so im Kondensator Energie in Form eines elektrostatischen Feldes speichern lässt, erzeugt in der Spule der dynamische Stromfluss ein magnetisches Feld als Energiespeicher. Die Energie im Kondensator erreicht ihr Maximum, wenn der elektrische Strom im Schwingkreis zum Erliegen kommt, also alle Ladungsträger auf den Kondensator aufgebracht sind. Die Spannung die aus dem Potentialgefälle der getrennten Ladungen im Kondensator resultiert, bringt nun den elektrischen Strom im Kreis wieder zum fließen. Der vom Kondensator abfließende Strom hat offensichtlich die entgegengesetzte Richtung wie der vorangegangene Stromfluss auf den Kondensator.

Im Gegensatz zum Kondensator erreicht die Energie in der Spule ihr Maximum, wenn auch der im Schwingkreis fließende Strom seinen maximalen Wert annimmt. In dem Masse, wie das Potentialgefälle im Kondensator abgebaut wird, kommt auch der elektrische Strom zum Erliegen. Die darauf zurückzuführende Änderung des Magnetfelds in der Spule verursacht eine Induktionswirkung, welche den Strom weiterhin auch ohne vom Kondensator anliegende Spannung fließen lässt. Diese Trägheit des Stroms ist dafür verantwortlich, dass sich der Kondensator wieder mit umgekehrtem Vorzeichen auflädt. Im Kondensator bildet sich wiederum ein elektrostatisches Feld, welches einen Stromfluss diesmal in umgekehrter Richtung antreibt.

Das Resultat dieser Vorgänge ist ein harmonischer Vorgang, der unbestreitbar die Züge einer Pendelbewegung aufweist: eine von einem Potential abgeleitete Kraft treibt das Pendel an, das Pendel erreicht sein Maximum an Bewegung wenn das Potential gerade abgebaut ist, die Trägheit des Pendels bedingt eine Fortführung der Bewegung auch ohne antreibende Kraft, das Pendel baut erneut ein Potential auf und vermindert zeitgleich seine Bewegung, die vom neuen Potential abgeleitete Kraft treibt das Pendel in die entgegengesetzte Richtung an und der Prozess startet von neuem. Beim elektrischen Schwingkreis ist es der elektrische Strom, oder genauer gesagt sind es die Elektronen, die ihrem Verhalten nach als Pendel fungieren.

## 2.2. RADIOFREQUENZ-TRIEBWERKE RIT-2 UND RIT-4

---

Damit übernimmt die elektrostatische Feldenergie des Kondensators die Rolle der potentiellen Energie eines klassischen harmonischen Oszillators. Der vom Feld des Kondensators verursachte elektrische Strom ist in seiner Intensität direkt proportional zum in der Spule erzeugten Magnetfeld. Die magnetische Feldenergie hat somit die Charakteristik einer kinetischen Energie im Oszillator. Die sich gegenläufig auf- und abbauenden elektrostatischen und magnetischen Energien machen den Schwingkreis zu einem klassischen Oszillator mit dem elektrischen Strom als oszillierende Grösse.

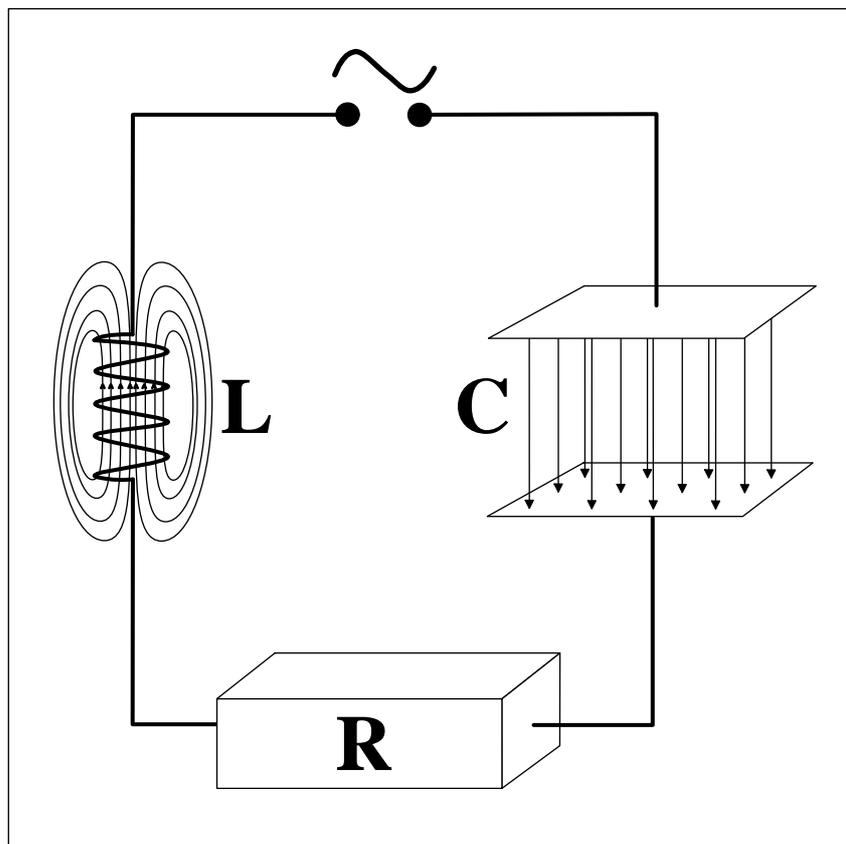


Abb. 2.4: Prinzip des elektrischen Schwingkreis. Die Kapazität  $C$  des Kondensators, die Induktivität  $L$  der Spule und der Leitungswiderstand  $R$  bestimmen das Oszillationsverhalten.

Um die Oszillation des Stroms im Schwingkreis berechnen zu können, ist es erforderlich, die Werte der beiden Energieformen zu kennen. Das Mass für die im Kondensator speicherbare elektrostatische Energie ist die Kapazität  $C$ . Die Induktivität  $L$  dagegen gibt an, wieviel magnetische Energie sich in der Spule speichern lässt. Nach der Thomsonschen Formel ergibt sich aus diesen beiden

Werten die Frequenz  $\nu$ , mit der der Strom im Schwingkreis oszilliert:

$$\nu = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}} \quad (2.1)$$

Beim Radiofrequenz- Iontriebwerk bilden Induktionsspule und RFG zusammen solch einen Schwingkreis. Die Kondensatoren befinden sich im Inneren des RFG Die an den RFG angeschlossene Induktionsspule des Triebwerks bildet auf Grund der elektrischen Oszillation ein alternierendes magnetisches Feld aus, und liefert so die Energie um das sich im Spuleninneren befindliche Neutralgas zu Ionisieren.

Bei den hier vorliegenden Untersuchungen wurde der Generator RFG-40-BB002 der Firma Apcon verwendet. Dieser RFG ist in der Lage Frequenzen von  $950kHz - 4,5MHz$  zu erzeugen, sein Stromlimit liegt dabei bei  $3A$ . Zum Schutz vor thermischer Beschädigung wird der RFG auf eine Kupferplatte aufgeschraubt, die von einer mäanderförmigen Kühlung durchzogen ist. Der RFG verfügt über steckbare Kondensator-Module mit unterschiedlichen Kapazitätswerten, was ein schnelles Ändern der Kapazität des Schwingkreises und damit der Betriebsfrequenz des Triebwerks ermöglicht. Beim Anschluss des Triebwerks an den RFG ist darauf zu achten, dass das sogenannte „heisse“ Ende, also der Ausgang des RFG der auf hohem Potential liegt und gegen den geerdeten „kalten“ Ausgang schwingt, an das dem Extraktionsgitter entgegengesetzten Ende der Spule angeschlossen wird. Dieses Vorgehen unterstützt die Ionisation, da durch das erhöhte Potential am Spulenende eine zusätzliche kapazitive Einkopplung erfolgt.

### 2.2.3 Die elektrische Versorgung

Aus elektrischer Sicht besteht das Radiofrequenz-Iontriebwerk aus zwei separaten und voneinander völlig unabhängigen Subsystemen (Abb. 2.5). Das ist einerseits das Ionisations-System, welches das neutrale Treibstoff-Gas in den aus elektrisch geladenen Partikeln bestehenden Plasmazustand überführt, um so die Umwandlung von elektrischer Energie in gerichteten Schub zu ermöglichen. Das zweite System ist das Extraktions-System. Dieses ist im eigentlichen Sinn für das für ein Triebwerk typische Verhalten verantwortlich, indem es elektrische Felder generiert, die in die nun geladenen Teilchen des Treibstoffs einkoppeln. Im elek-

## 2.2. RADIOFREQUENZ-TRIEBWERKE RIT-2 UND RIT-4

---

trischen Feld werden die geladenen Treibstoffteilchen beschleunigt und aus dem Triebwerk ausgestossen. Dieser Prozess erzeugt schlussendlich einen gerichteten Schub in die Gegenrichtung des Teilchenausstosses.

Speziell beim Radiofrequenz-Ionentriebwerk erfolgt die Ionisation des Treibstoffs mittels hochfrequenter Wechselfelder. Eine Erregerspule, die um das aus Quarz bestehende Entladungsgefäss gewunden ist, erzeugt in dessen Inneren ein radial-symmetrisches Wirbelfeld, welches harmonisch sinusförmig oszilliert. Unter dem Einfluss dieses Wirbelfeldes beginnen die freien Elektronen zu oszillieren und stossen in Folge dieser Bewegung mit den neutralen Gasatomen, welche durch den durch Stoss übertragenen Impuls ionisiert werden. Ausser der Spule sind der Radiofrequenz-Generator(RFG) und zwei Gleichspannungsquellen die weiteren Bestandteile des Ionisations-Systems.

Im RFG befindet sich eine Kondensator-Bank, welche in Verbindung mit der Erregerspule einen elektrischen Schwingkreis bildet, der in Resonanz für einen sinusförmig schwingenden Strom in der Spule verantwortlich ist. Dieser Strom wiederum induziert im Entladungsgefäss das ionisierende Wirbelfeld. Zunächst wird an den RFG eine Versorgungsspannung(Gleichspannung) angelegt, die dann elektronisch in ein Rechteck-Signal umgewandelt wird. Das Rechteck-Signal erzwingt die Schwingung des elektrischen Schwingkreises, und in Resonanz geht das Rechteck in einen Sinus über. Um die Elektronik des RFG zu betreiben, wird dieser zusätzlich von einer Hilfsspannung(Gleichspannung) versorgt.

Bei den beiden Triebwerken RIT-2 und RIT-4 bewegen sich die Betriebsparameter der elektrischen Versorgung des Ionisations-Systems in einem äquivalenten Bereich. Darum können für die Ionisations-Systeme beider Triebwerke die selben Spannungsquellen verwendet werden. Die Versorgungsspannung wird von einer Niederspannungsquelle geliefert, die in der Lage ist, bis zu 100V Spannung zur Verfügung zu stellen. Für die Hilfsspannung in Höhe von 12V, die die Elektronik des RFG betreibt, sorgt eine weitere Niederspannungsquelle. Der RFG ist ausgelegt für Spannungen bis zu 50V und Ströme von höchstens 3A.

Diese Grenzwerte sind bei der Einstellung der Versorgungsspannung unbedingt zu beachten, um eine Beschädigung des RFG zu verhindern. Der RFG kann mit verschiedenen Kondensator-Bänken betrieben werden, um so die Einstellung diverser Frequenzen des in der Spule oszillierenden Stromes zu ermöglichen. Op-

timiert ist die elektronische Struktur des RFG dabei auf einen Frequenzbereich von  $950\text{kHz}$  bis  $4,5\text{MHz}$ .

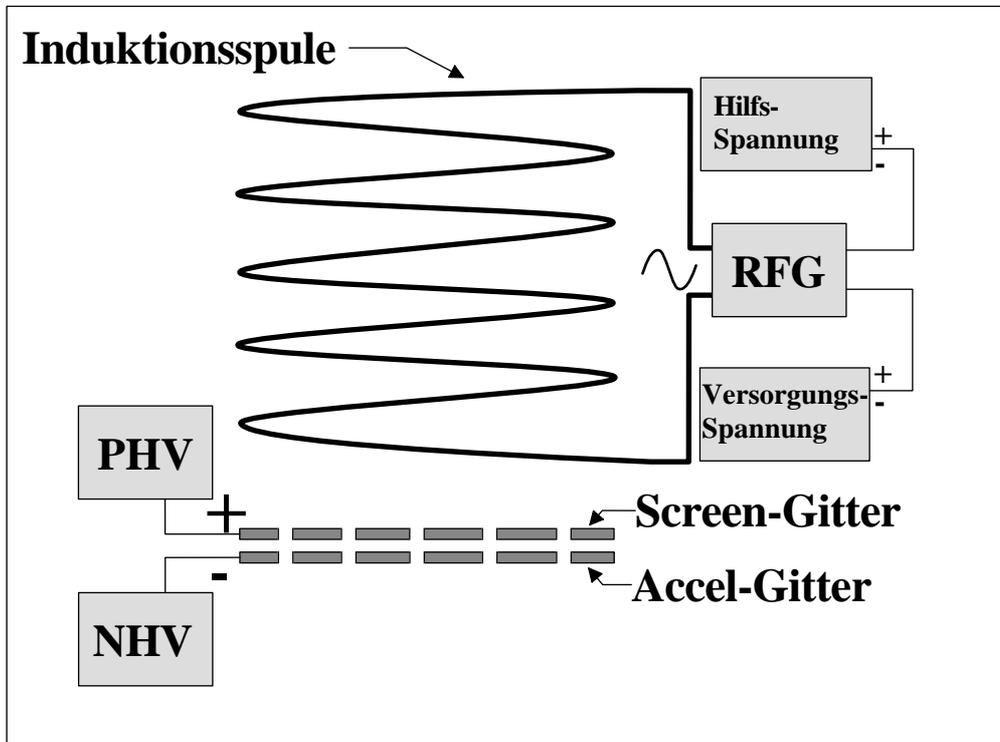


Abb. 2.5: Schema der aus zwei separaten Subsystemen bestehenden elektrischen Versorgung eines Radiofrequenz-Iontriebwerks. Das Ionisations-System besteht aus Erregerspule und RFG, sowie den beiden den RFG versorgenden Niederspannungsquellen. Das Extraktions-System bilden zwei Gitter (Screen und Accel) und die beiden die Gitter versorgenden Hochspannungsquellen (PHV-Positive High Voltage und NHV-Negative High Voltage).

Die eigentliche Schuberzeugung des Triebwerks geschieht durch das Extraktions-System. In diesem wird den nun geladenen Teilchen des Treibstoffs mittels elektrischer Felder Energie zugeführt, welche durch den Ausstoss der Teilchen aus dem Triebwerk in Schub umgesetzt wird. Die Extraktion geschieht beim Radiofrequenz-Iontriebwerk durch die Öffnungen eines Gitters, welches aus elektrisch leitendem Material besteht und so homogen mit einer elektrischen Ladung belegt werden kann. Die Extraktionsgitter werden so zu Quellen elektrostatischer Felder, die in die geladenen Teilchen des Treibstoffs einkoppeln. Die Teilchen, in diesem Fall positive Ionen, werden unter der Wirkung der Felder zunächst aus dem Plasma extrahiert, und anschliessend beschleunigt vom Trieb-

werk fort gestossen. Um ein Gitter zu einer Quelle eines elektrostatischen Feldes zu machen, ist die Voraussetzung, dass die Gitter eine resultierende elektrische Ladung tragen.

In einem massiven elektrischen Leiter, wie ihn das Material des Gitters darstellt, fungieren ausschliesslich die Elektronen als bewegliche Ladungsträger. Um also die resultierende Ladung eines Gitters zu verändern, müssen Elektronen entweder in das Gittermaterial eingebracht werden bzw. diesem entzogen werden. Zu diesem Zweck wird die jeweilige Elektronenkonzentration im Gitter von Spannungsquellen reguliert. Das Screen-Gitter ist an den positiven Ausgang einer Spannungsquelle angeschlossen, durch den dem Gitter Elektronen entzogen werden können. Im Ergebnis wird das Screen mit einer positiven Spannung belegt bzw. Quelle eines positiven elektrostatischen Feldes.

Der negative Ausgang einer Spannungsquelle ist dagegen in der Lage, Elektronen abzugeben, und sorgt so, mit dem Accel-Gitter verbunden, dort für eine negative Spannung bzw. ein negatives elektrostatisches Feld. Die jeweils nicht mit einem Gitter verbundenen Ausgänge der beiden Spannungsquellen sind geerdet, und damit durch die Verbindung mit dem grossen Elektronenreservoir stets elektrisch neutral eingestellt. Damit ist sichergestellt, dass sich die Angabe der Spannungen der einzelnen Gitter jeweils auf das neutrale Erdpotential bezieht und so die Stärke der elektrostatischen Felder exakt eingestellt werden kann. Das Erdpotential wird hier, wie allgemein in der Elektrotechnik üblich, als neutral angenommen, obwohl es in Wahrheit leicht negativ geladen ist.

Das Vorzeichen des an das jeweilige Gitter angeschlossenem Ausgangs der Spannungsquelle ist essentiell, denn das Vorzeichen ist in diesem Fall die Angabe, in welche Richtung Elektronen ausschliesslich fliessen können; nur der positive Ausgang kann Elektronen absorbieren und nur der negative Ausgang Elektronen emittieren. Grund dafür ist der auf dem Prinzip der Ladungstrennung beruhende Aufbau einer Spannungsquelle. Falsch angeschlossen wären die Spannungsquellen nicht in der Lage, die Gitter zu Quellen eines elektrischen Feldes der benötigten Polarität zu machen.

Bei den Triebwerken RIT-2 und RIT-4 werden sowohl das Screen-Gitter als auch das Accel-Gitter jeweils separat von einer Hochspannungsquelle versorgt. Die an das Screen-Gitter angelegte positive Spannung (PHV) liegt typischerweise

in einem Bereich von 0V bis 2000V. Das Accel-Gitter wird mit einer negativen Spannung (NHV) versorgt, die im Experiment in einem Bereich von 0V bis 500V liegt.

Die Spannungsquellen des Ionisations-Systems und des Extraktions-Systems werden allerdings nicht allein zur elektrischen Versorgung der beiden Systeme genutzt. Darüber hinaus werden die von den Spannungsquellen gelieferten Ströme und Spannungen messtechnisch erfasst und dazu genutzt, den Betrieb des Triebwerks zu charakterisieren. Speziell die Daten des Ionisations-Systems sind ein wichtiger Anhaltspunkt, anhand dessen die Effizienz der Ionisation beurteilt werden kann. Darüber hinaus, da die am Ionisations-System erfassten Daten aber auch ein Indikator für die bei der Ionisation ablaufenden physikalischen Prozesse sind, kann auf deren Basis die Physik der Ionisation und des Plasmas analysiert werden.

#### 2.2.4 Die Gasversorgung

Betrieben werden die beiden Triebwerke RIT-2 und RIT-4 mit dem Edelgas Xenon als Treibstoff. Das Xenon ist ausserhalb des Vakuumtanks in einer Druckgasflasche gelagert, von welcher es durch Swedge Lock Röhren zum Triebwerk geleitet wird.

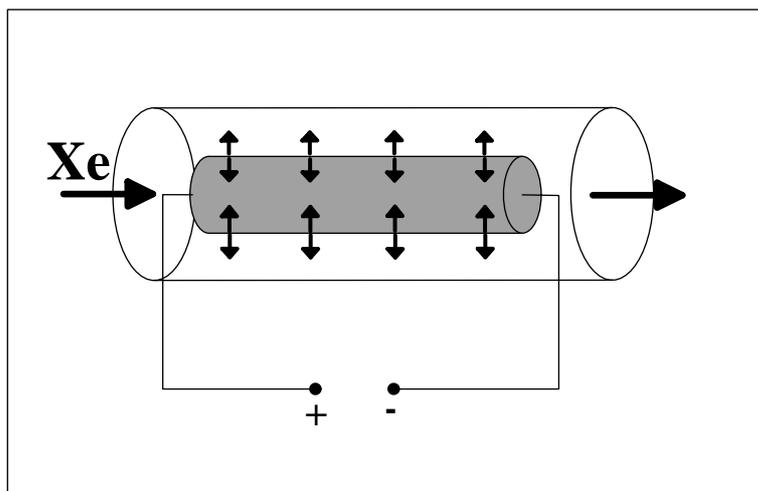


Abb. 2.6: Prinzip der Gasfluss-Regulierung. Durch thermische Ausdehnung eines Strömungswiderstandes wird der Querschnitt der Gasleitung beeinflusst.

## 2.2. RADIOFREQUENZ-TRIEBWERKE RIT-2 UND RIT-4

---

Zur exakten Dosierbarkeit des im Triebwerk ionisierten Gases ist noch ausserhalb des Tanks ein Massenfluss-Regler angebracht. Er funktioniert auf Basis der thermischen Ausdehnung und Kontraktion (Abb. 2.6). In einem vom einströmenden Gas durchflossenen Röhrchen innerhalb des Reglers befindet sich ein zylindrischer Strömungswiderstand, an den ein variabler elektrischer Strom angelegt werden kann. Je nach Stromstärke wird durch die Joulesche Wärme des elektrischen Widerstands der Zylinder aufgeheizt. Bei Erwärmung dehnt sich der Zylinder aus, kühlt er ab verringert sich sein Volumen wieder. Dadurch kann durch Variation der Stromstärke der effektive Durchmesser des gasführenden Röhrchens eingestellt werden. Es ist somit möglich, die ins Triebwerk zur Ionisation einströmende Gasmenge elektrisch exakt zu regeln.

# Kapitel 3

## Zur Physik des RIT

Um die Wirkungsweise des Radiofrequenz-Ionentriebwerks zu verstehen und nachvollziehen zu können, ist es erforderlich, die einzelnen ablaufenden physikalischen Prozesse zu verstehen. Nur wenn die Physik der einzelnen Komponenten verstanden ist, lässt sich daraus das Arbeitsprinzip des Gesamtsystems RIT ableiten.

In den folgenden Überlegungen soll versucht werden, die grundlegenden mikroskopischen Mechanismen nachzuvollziehen, und so zu verstehen. Dabei wird Wert darauf gelegt, keine bereits etablierten Konzepte und Näherungen zu verwenden. Im Gegenteil werden ausschliesslich First Principles verwendet: die Existenz von Ladungen und den von ihnen erzeugten elektrischen Feldern; und der darauf basierenden Wechselwirkung zwischen geladenen Teilchen. Auf diesen Grundannahmen aufbauend soll sich dann das makroskopische, experimentell beobachtbare Verhalten der Einzelkomponenten ergeben. Von zentralem Interesse ist das Verständnis der mikroskopischen Mechanismen, welche im Folgenden diskutiert werden, und die darauf basierende Herleitung der qualitativen makroskopischen Prozesse des RIT. Darum werden bewusst die einfachst möglichen Grundannahmen verwendet und auf statistische Näherungen verzichtet, um so die qualitativen Beschreibungen der Prozesse herauszuarbeiten. Denn grundlegendes Verständnis basiert stets auf axiomatischen Annahmen.

## 3.1 Eigenschaften des Plasmas

Bei der physikalischen Betrachtung eines Plasmas wird dieses zumeist als ideales Gebilde angenommen, welches sich sowohl im thermischen wie auch im elektrischen Gleichgewicht befindet. Diese Äquilibrien machen es möglich, das Plasma mit den Werkzeugen der statistischen Mathematik behandeln zu können. Damit wird wie bei allen Objekten der Physik, die aus einer auf direktem Wege nicht mehr erfassbaren Anzahl an Elementarteilen bestehen, die analytische Behandlung stark vereinfacht. Zum Beispiel bei Gasen oder eben auch bei Plasmen können so mit Hilfe der Statistik makroskopische Kenngrößen wie Temperatur oder auch die elektrischen Eigenschaften aus den mikroskopischen Bedingungen abgeleitet werden.

Ganz anders verhält es sich mit realen Laborplasmen. Speziell die elektrisch ionisierten Plasmen, wozu auch das Radiofrequenz-Plasma zählt, unterscheiden sich wesentlich vom idealen Plasma. Für die Ionisation sind hier extern angelegte elektrische Felder verantwortlich. Da aber auch die Elementarbestandteile des Plasmas geladen sind, sorgen die externen Felder nicht nur für die Ionisation, sondern beeinflussen dann auch das Plasma selbst. Und wegen der auf das Plasma ausgeübten Kraftwirkung verhält sich ein reales Plasma anders als das von Aussen ungestörte und nur auf innerer Wechselwirkung der Bestandteile beruhende ideale Plasma.

### 3.1.1 Partikeltemperaturen

Jede Art von Plasma besteht grundsätzlich aus drei verschiedenen Teilchenspezies. Einerseits sind dies die neutralen Atome bzw. Moleküle des Gases, welches durch Ionisation in den Plasmazustand überführt wird. Beim Ionisieren werden dann Valenzelektronen gegen das Feld des Kernpotentials aus der Atomhülle entfernt; es entstehen so freie Elektronen und die nun geladenen Atomrümpfe, die Ionen. In einem Plasma sind diese drei Teilchenarten in unterschiedlich vorkommenden Konzentrationen enthalten. Das Spektrum reicht dabei von schwach ionisiert bis zu vollständig ionisiert, wenn der Anteil der neutralen Anteile des Plasmas gegen null geht. Dieses Mischungsverhältnis ist ein wesentlicher Faktor, welcher das physikalische Verhalten des Plasmas bestimmt.

Wie bei einem Gas haben auch die Bestandteile eines Plasmas die Möglichkeit, sich frei bewegen zu können. Dabei ist die Kinetik der Bestandteile bestimmt von stossbedingtem Impulsüberträgen durch die Teilchen die das Plasma begrenzen (Wand) und der Plasmateilchen untereinander. Die Stösse bremsen schnelle Teilchen ab und beschleunigen langsame. Das Ergebnis ist ein homogenes Gleichgewicht der Bewegung und somit der kinetischen Energie. Makroskopisch wird diesem Zustand des Bewegungsgleichgewichts der Parameter Temperatur zugeordnet.

$$T_{Wand} = T_{Plasma} \quad (3.1)$$

Bei einem Gas haben sämtliche Bestandteile die gleiche Masse, selbst bei mehrkomponentigen Gasen unterscheiden sich die Massen der einzelnen Komponenten nicht signifikant. Ein Gleichgewicht der kinetischen Energien resultiert somit auch in einem Gleichgewicht der Teilchengeschwindigkeiten. Bei einem Plasma stellt sich eine komplett andere Situation dar. Zwar sind Neutralatome und Ionen ungefähr gleich schwer, jedoch sind die Elektronen um Grössenordnungen leichter als die anderen beiden Spezies. Ein Elektron ist beispielsweise fast dreihunderttausend mal leichter als ein Xenonatom.

Im thermischen Gleichgewicht haben im Plasma alle Teilchen die gleiche Temperatur. Und damit auch die gleiche mittlere kinetische Energie.

$$T_{Neutral} = T_{Ion} = T_{Elektron} \quad (3.2)$$

$$kT \sim mv^2 \quad (3.3)$$

$$m_{Neutral}v_{Neutral}^2 = m_{Ion}v_{Ion}^2 = m_{Elektron}v_{Elektron}^2 \quad (3.4)$$

Da jedoch die Elektronenmasse um Grössenordnungen kleiner ist als die Masse der Neutralteilchen bzw. der Ionen, ist die Geschwindigkeit der Elektronen proportional grösser als die der beiden schwereren Teilchensorten.

$$m_{Elektron} \ll m_{Ion}, m_{Neutral} \quad (3.5)$$

### 3.1. EIGENSCHAFTEN DES PLASMAS

---

$$v_{Elektron} \gg v_{Ion}, v_{Neutral} \quad (3.6)$$

Im thermischen Gleichgewicht sind also alle Teilchentemperaturen identisch, aber die Teilchengeschwindigkeit der Elektronen ist weit höher als die aller anderen Komponenten. Soweit die Situation beim idealen Plasma.

Beim realen Radiofrequenz-Plasma müssen zur Beschreibung der Teilchenbewegung zusätzlich die externen wirkenden elektrischen Felder berücksichtigt werden. Das ionisierende Feld eines RIT ändert mit einer Frequenz im Bereich um ein Megahertz sein Vorzeichen. Die im Plasma existierenden Ionen sind zwar prinzipiell geladen, werden aber trotzdem vom externen elektrischen Feld nicht beeinflusst. Denn die Ionen sind zu schwer, und damit zu träge, um einer derart hochfrequenten Richtungsänderung der Kraftwirkung zu folgen. Die neutralen Teilchen bleiben sowieso unbeeinflusst von elektrischen Feldern. Das heisst Ionen und Neutralteilchen erfahren im externen Feld keine Kraftwirkung und unterliegen auch im RF-Plasma ausschliesslich den thermisch-stochastischen Gesetzmässigkeiten der Bewegung. Im Gegensatz dazu werden die leichten Elektronen durch die Wirkung des elektrischen Feldes beschleunigt. Die Geschwindigkeit eines Elektrons im RF-Plasma setzt sich somit aus zwei Komponenten zusammen. Einmal ist dies die thermisch-stochastische Komponente, und zum anderen eine gerichtete Driftbewegung, für die das elektrische Feld verantwortlich ist.

$$v_{Elektron} = v_{thermisch} + v_{Drift} \quad (3.7)$$

Der thermische Geschwindigkeitsanteil kann seinem stochastischen Wesen nach mit einer Temperatur in Beziehung gebracht werden. Dem gegenüber ist die Driftgeschwindigkeit in ihrer Intensität abhängig von der Stärke des an sie angreifenden und beschleunigenden elektrischen Feldes.

$$v_{thermisch}^2 \sim T_{Elektron} \quad (3.8)$$

$$v_{Drift} \sim E_{extern} \quad (3.9)$$

Das hat weitreichende Folgen für die physikalische Behandlung des

---

Radiofrequenz-Plasmas. Wäre die Teilchenbewegung im Plasma ausschliesslich stossbedingt und damit stochastisch, so wäre die Anwendung der Maxwellschen Verteilungsfunktion zur statistischen Behandlung legitim. Beim RF-Plasma jedoch sind ausser den stochastischen Geschwindigkeiten darüber hinaus auch noch die vom externen elektrischen Feld erzeugte Driftgeschwindigkeit zu berücksichtigen. Der Formalismus der Maxwell-Verteilung berücksichtigt rein die inneren Wechselwirkungen, um auf deren Grundlage eine mittlere Teilchengeschwindigkeit zu ermitteln. Aus diesem Grund liefert die Maxwell-Verteilung, angewandt auf ein RF-Plasma, fehlerhafte theoretische Voraussagen über die Geschwindigkeit der sich im Plasma bewegendenden Elektronen.

Es macht eigentlich bei den Elektronen des RF-Plasmas überhaupt wenig Sinn von einer Temperatur zu reden, zumindest in Bezug auf die Gesamtbewegung des Elektrons. Denn Temperatur ist ein rein stochastischer Begriff. Die Bewegung des Elektrons weist jedoch auch eine gerichtete Driftkomponente auf, für die der Begriff Temperatur nicht anwendbar ist. Speziell die Temperatur der Elektronen im RF-Plasma als hoch zu bezeichnen, ist fragwürdig, da die Hauptkomponente der Bewegung der Elektronen in diesem elektrischen Plasma eben nicht thermisch ist.

#### 3.1.2 Ionenextraktion und Quasineutralität

Beim Radiofrequenz-Ionentriebwerk werden für die Erzeugung eines Schubes positiv geladene Ionen ausgestossen. Das RIT ist ein sogenanntes gegriddetes System, das heisst, die Ionen werden in einem elektrostatischen Feld beschleunigt, welches wiederum von einem elektrisch geladenen Gitter (Grid) verursacht wird. Im elektrotechnischen Vokabular wird in der Regel der Begriff Spannung anstatt Feld verwendet. Auch beim Extraktionsgitter eines RIT ist die elektrische Spannung, auf der das Gitter liegt, der charakterisierende Parameter. Die Spannung ist eine energetische Grösse, und man versteht darunter den Energiegewinn, den eine gleichnamige Probeladung erfährt, wenn sie vom Gitter entfernt wird (bzw. aufgebracht wird bei ungleichnamiger Ladung). Die Energieänderung der Probeladung beruht dabei auf der Kraftwirkung des elektrostatischen Feldes des Gitters. Der elektrotechnische Energiebegriff der Spannung ist damit verknüpft mit dem physikalischen Begriff des elektrostatischen Feldes.

$$U \sim E \text{ (für homogenes elektrisches Feld)} \quad (3.10)$$

Die Grösse der Gitterspannung ist damit ein Mass für die Stärke des vom Gitter ausgehenden elektrostatischen Feldes. In dem speziellen Fall der Ionenextraktion beim RIT ist das Extraktionsgitter die Quelle eines elektrostatischen positiven Feldes; wobei positives Feld als kurzfassendes Synonym zu verstehen ist, für ein Feld das eine attraktive Wirkung auf ein negativ geladenes Teilchen ausübt.

Eine der grundlegenden Tatsachen der Physik ist diese, dass ein statisches elektrisches Feld stets auf einer Ladung als Quelle beruht. Für das positive Feld des Gitters muss darum eine positive Ladung als Quelle vorhanden sein. Ein Festkörper, wie das Material des Gitters, ist von Natur aus neutral. Durch Verbinden des Gitters mit dem positiven Ausgang einer Spannungsquelle können dem Gitter Elektronen entzogen werden. Dadurch bildet sich im Gitter ein Überschuss an positiven Ladungsträgern, die dann als Quelle für das positive elektrostatische Feld fungieren.

Die Stärke des Feldes hängt dabei von der Anzahl, oder genauer von der Dichte  $n$  der Quellladungen ab. Beim hier vorliegenden Fall, in dem zwei ungleichnamige Ladungsspezies existieren, ist die Differenz aus beiden, also der Ladungsüberschuss, das Mass für die Stärke des Feldes.

$$E \sim (n_+ - n_-)q ; \text{ für } n_+ > n_- \quad (3.11)$$

Essentiell wichtig für das Verständnis des Mechanismus der Ionenextraktion ist es, die Wechselwirkung von Gitter und Plasma nachzuvollziehen (Abb. 3.1). Im Plasma werden Ionen und Elektronen, also positive und negative Ladungsträger, völlig symmetrisch gebildet. Das elektrostatische Feld des positiv geladenen Gitters wirkt auf die das Plasma bildenden Ladungsträger, mit denen das Gitter in direktem Kontakt steht. Als Folge werden die Elektronen vom Gitter angezogen und die Ionen davon abgestossen. Die freien Elektronen treffen auf das Gitter und werden vom Material des Gitters absorbiert und abgeleitet. Wird von der freien Beweglichkeit der Ionen im Plasma abgesehen, so ist dieser Mechanismus analog zu verstehen wie der Kontakt zweier metallischer Leiter. Das Gitter entzieht dem Plasma Elektronen, bis sich, wenn dieser Vorgang in sein Gleichgewicht relaxiert

ist, also durch die Verteilung der Ladungsträger keine resultierenden elektrischen Felder mehr wirken, im Plasma derselbe positive Ladungsüberschuss einstellt wie im Gitter. Somit breitet sich die resultierende Ladungsträgerkonzentration, also die Differenz aus der Ionendichte  $n_+$  und der Elektronendichte  $n_-$ , des Gitters auf das gesamte Plasma aus, und das Plasma liegt daher auf dem selben elektrischen Potential wie das Gitter.

$$(n_+ - n_-)_{Gitter} = (n_+ - n_-)_{Plasma} \quad (3.12)$$

Das mit einer Spannung versorgte Gitter ist durch seine Wirkung auf das Plasma also verantwortlich für ein Ungleichgewicht von positiven und negativen Ladungen. Das Plasma als Ganzes ist damit nunmehr eine makroskopische Feldquelle, und wird nicht mehr aus hinreichender Distanz als neutral wahrgenommen. Für ein Plasma, aus dem elektrostatisch extrahiert wird, gilt daher nicht mehr die ideale Plasmaeigenschaft der Quasineutralität.

### 3.1. EIGENSCHAFTEN DES PLASMAS

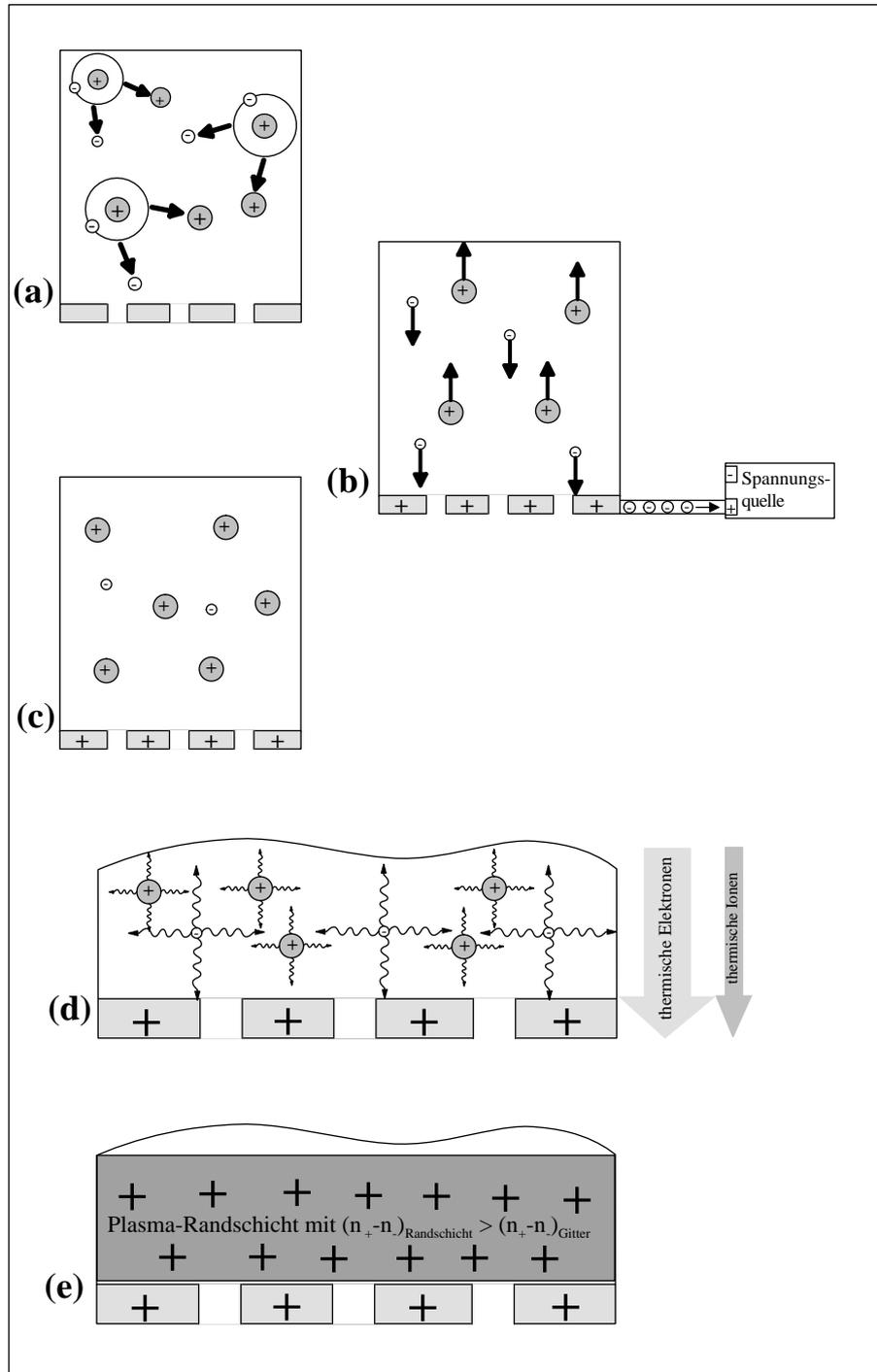


Abb. 3.1: Stadien des Plasmaverhaltens unter dem Einfluss des Plasmagitters. (a) Ionisation. (b) Positiv geladenes Gitter stösst Ionen ab und zieht Elektronen an. (c) Gitter absorbiert Elektronen. Plasma strebt gleichen Ionenüberschuss wie Gitter an. (d) Elektronenstrom aufs Gitter grösser als Ionenstrom, wegen höherer thermischer Geschwindigkeit. (e) Plasmarandschicht am Gitter, die höher positiv geladen ist, durch deren Wirkung Ionen aus dem Plasma extrahiert werden.

Als Folge davon existiert keine energetische Differenz mehr zwischen Plasma und Gitter, bzw. es wirkt kein resultierendes elektrisches Feld mehr. Und wo kein resultierendes Feld ist, da wirken auch keine Kräfte auf Ladungsträger, welche so ortsfest relaxieren. In diesem Szenario existiert also auch keine physikalische Begründung für die Ionenextraktion. Da diese jedoch offensichtlich ist, kann die Formulierung des Extraktionsmechanismus noch nicht vollständig sein.

In den vorangegangenen Betrachtungen wurde bisher eine wesentlich Tatsache nicht berücksichtigt; nämlich daß die das Plasma bildenden Ladungsträger auch einer stossbedingten thermischen Bewegung unterliegen. Und genau diese thermischen Eigenschaften und die damit verbundenen thermischen Geschwindigkeitskomponenten der Ladungsträger sind die eigentliche Ursache für die Ionenextraktion, und vervollständigen so die Formulierung der physikalischen Mechanismen. Die thermische Energie von Ionen und Elektronen wird als identisch angenommen. Da jedoch die Ionen eine weitaus grössere Masse als die Elektronen besitzen, ist die thermische Geschwindigkeit der Elektronen um dieses Verhältnis höher als die der Ionen.

Ausschlaggebend ist im Zusammenhang mit der Ionenextraktion die Geschwindigkeitskomponente der thermischen Bewegung, welche in Richtung auf das Extraktionsgitter zeigt. Wegen dieser ist trotz des elektrischen Kräftegleichgewichts zwischen Schicht und Gitter ein Strom an Elektronen und Ionen auf das Extraktionsgitter existent. Der Elektronenstrom, also die Anzahl an Elektronen, die pro Zeit auf das Gitter treffen, ist wegen dem Verhältnis der thermischen Geschwindigkeit höher als der thermische Strom an positiven Ionen. Einer an das Gitter angrenzenden Plasmaschicht werden so effektiv Elektronen entzogen. Die auf das Gitter treffenden Elektronen werden von diesem absorbiert und zur Spannungsquelle abgeleitet, so daß das elektrische Potential des Gitters konstant gehalten wird.

Diese durch die Auswirkung der thermischen Bewegung der Plasmarandschicht am Gitter zusätzlich entzogenen Elektronen sind der Grund dafür, dass die Randschicht eine höhere positive Überschussladung ( $n_{diff,Schicht}$ ) aufweist als das Gitter ( $n_{diff,Gitter}$ ) (Gl. (3.13)). Aus diesem Ladungsungleichgewicht von Randschicht und Gitter resultiert ein elektrisches Feld, das von der Randschicht auf das Gitter gerichtet ist und beschleunigend auf positive Ladungen wirkt. Die Energie, die ein Ion in diesem Feld gewinnt wird allgemein als Plasmapotential

### 3.1. EIGENSCHAFTEN DES PLASMAS

---

$U_{Plasma}$  bezeichnet. Das Plasmapotential ist also eine direkte Auswirkung der höheren thermischen Geschwindigkeit der Elektronen (Gl. (3.14)). Es muss dabei beachtet werden, dass das Plasmapotential nicht in Bezug auf einen elektrisch neutralen Nullpunkt steht, sondern stets bezüglich des Gitterpotentials betrachtet wird; die Plasmarandschicht hat also ein elektrisches Potential, das um das Plasmapotential höher als das Gitterpotential liegt.

$$n_{Ion,Schicht} - n_{Elektron,Schicht} = n_{diff,Schicht} > n_{diff,Gitter} = n_{Ion,Gitter} - n_{Elektron,Gitter} \quad (3.13)$$

$$v_{therm,Elektron} - v_{therm,Ion} \sim n_{diff,Schicht} - n_{diff,Gitter} \sim U_{Plasma} \quad (3.14)$$

Das auf den thermischen Eigenschaften der Plasmakomponenten beruhende elektrostatische Feld ist letztendlich Ursache für die Kraftwirkung, welche für die Extraktion von Ionen verantwortlich ist. Von der positiven Überschussladung der Randschicht wird ein stärkeres statisches Feld erzeugt als vom positiven Ladungsüberschuss des Gitters, wodurch Ionen aus der Randschicht in Richtung Extraktionsgitter beschleunigt werden. Nun ist das Extraktionsgitter jedoch keine homogene Feldquelle. Denn nur das ladungstragende leitende Material des Gitters erzeugt ein elektrostatisches Feld. In diesem Kontext erscheinen die Extraktionslöcher im Gitter als Senken des elektrostatischen Feldes, also als Orte die im Gegensatz zum massiven Gitter keine abstossende Wirkung auf die positiven Ionen haben und damit die Vorzugsrichtung der aus der Randschicht beschleunigten Ionen festlegen. Die resultierende Kraftwirkung, also die Überlagerung aus dem von der Plasmarandschicht erzeugten Feld und jenem vom Gitter erzeugten, lassen die positiv ionisierten Ionen an den Löchern im Extraktionsgitter aus dem Triebwerk austreten (Abb. 3.2).

Sind die positiven Ionen durch die Extraktionslöcher aus dem Triebwerk ausgetreten, so werden diese nun zusätzlich durch die elektrostatische Wirkung des Gitters beschleunigt. Vor der Extraktion sind die Wirkrichtungen der elektrostatischen Felder von Gitter und Randschicht einander entgegengerichtet, und nur weil das Feld der Randschicht stärker ist, kommt es überhaupt zu einer effektiven Wirkung. Nach der Extraktion greifen die elektrostatischen Felder von Gitter und

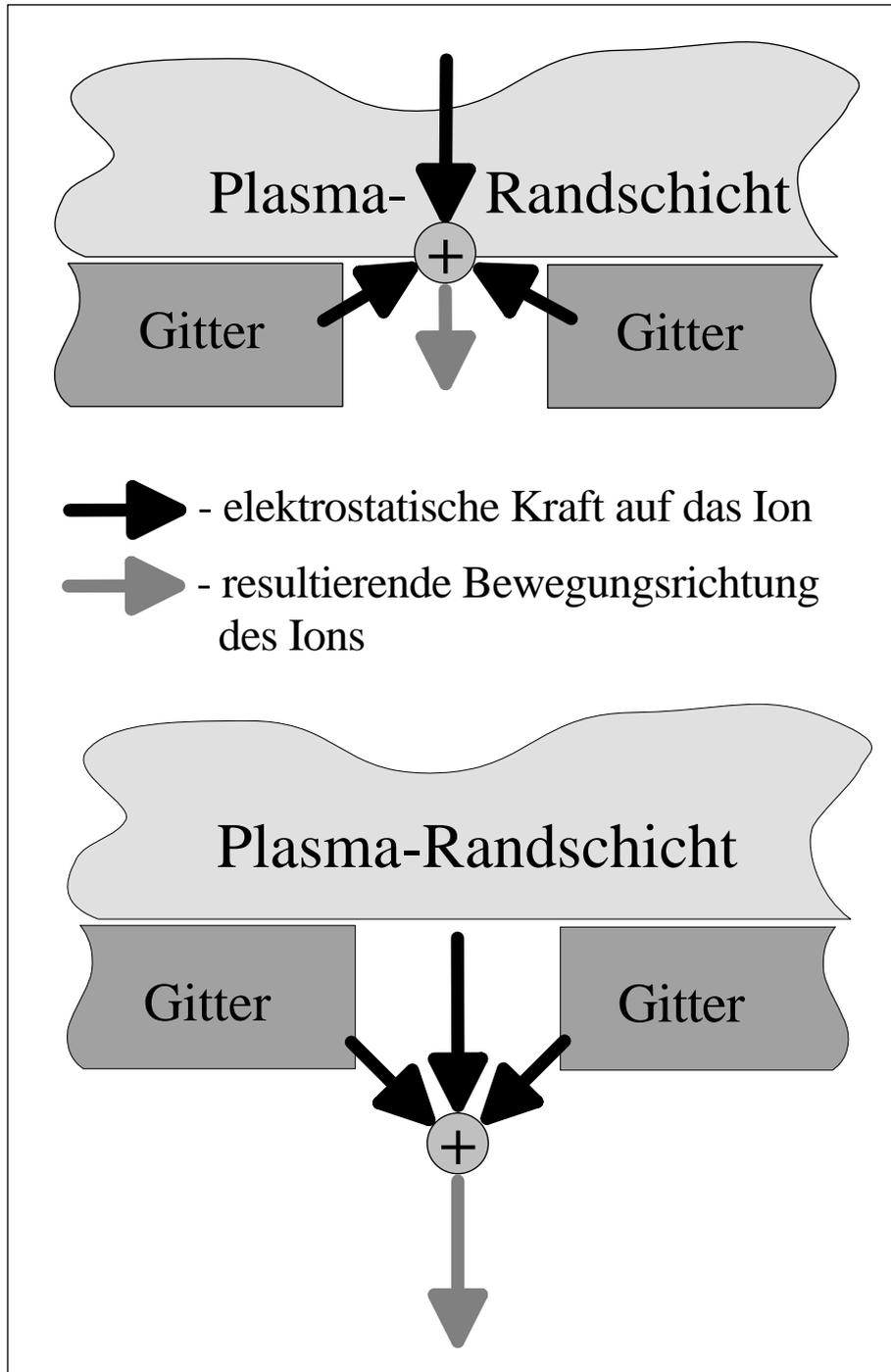


Abb. 3.2: Schema der Extraktion eines Ions. Das positive Ion wird zunächst vom Feld der Plasma-Randschicht aus dem Plasma extrahiert, und nach dem Durchgang durch das Gitter zusätzlich vom Feld des Gitters beschleunigt.

### 3.1. EIGENSCHAFTEN DES PLASMAS

---

Randschicht in gleicher Weise an das Ion an. Das Ion wird mit vereinten Kräften vom Triebwerk weg beschleunigt. Das vom Gitter ausgehende Feld stellt somit die schuberzeugende Komponente des Triebwerks dar.

Aus energetischer Sicht ergibt sich dabei die Situation, daß die einem Ion mit der Masse  $m$  verliehene kinetische Bewegungsenergie der Energie entspricht, die das Ion im elektrostatischen Feld des Extraktionssystems aufnimmt.

$$\frac{1}{2}mv^2 = E_{kin} \equiv E_{elektr} = eU \quad (3.15)$$

$$v = \sqrt{\frac{2eU}{m}} \quad (3.16)$$

Die aus der kinetischen Energie durch umformen ermittelte Geschwindigkeit  $v$  lässt sich durch Multiplikation mit der Masse  $m$  in einen Impuls überführen.

$$mv = \sqrt{2meU} \quad (3.17)$$

Die Geschwindigkeit  $v$  des Ions nimmt unter der beschleunigenden Wirkung eines elektrostatischen Feldes zu, wobei diese Geschwindigkeitszunahme mit der Zeit  $t$  konstant ist. Für die stetige und zeitlich konstante Geschwindigkeitszunahme gilt die Formel  $a = \frac{v}{t}$ .

$$m\frac{v}{t} = ma = \frac{\sqrt{2meU}}{t} = f \quad (3.18)$$

Damit ergibt sich formal der Ausdruck für eine Kraft im Newtonschen Sinne. Die so erhaltene Kraft  $f$  versteht sich als die Kraft, welche vom Extraktionssystem auf ein einzelnes Ion ausgeübt wird. Wenn  $f$  die Kraft ist, um ein Ion zu beschleunigen, dann ist  $F = Nf$  offensichtlich die Kraft, die nötig ist, um  $N$  Ionen adäquat zu beschleunigen.

$$F = \frac{N\sqrt{2meU}}{t} \quad (3.19)$$

Eine Vereinfachung dieser Formel ergibt sich aus der Einführung der physikalischen Grösse des elektrischen Stroms. Wenn eine Menge  $N$  an elektrischen La-

dungen  $e$  in einer bestimmten Zeit  $t$  an einem festen Beobachter vorüberfließt, so definiert dies den elektrischen Strom  $I$ .

$$I = \frac{Ne}{t} \quad (3.20)$$

Gl. (3.19) eingesetzt in Gl. (3.20) liefert einen Ausdruck, der die auf die extrahierten Ionen wirkende Kraft  $F$  in Abhängigkeit vom Ionenstrom  $I$  und der beschleunigenden Spannung  $U$  zeigt. Beide Größen sind elektrisch messbar, und der neu erhaltene Ausdruck stellt so einen Bezug zum Experiment her.

$$F = \sqrt{\frac{2mU}{e}} I \quad (3.21)$$

Letztendlich bleibt zu klären, wie das für das Ion relevante elektrische Potential  $U$  zu interpretieren ist. Als Potential ist die Energie definiert, die ein Ladungsträger in einem elektrischen Feld gewinnt. Das extrahierte Ion stammt aus der Plasmarandschicht, demnach ist der positive Ladungsüberschuss in selbiger die Quelle für das elektrische Feld. Bekanntlich ist wegen der thermischen Eigenschaften die Differenz zwischen positiven und negativen Ladungen in der Randschicht höher als im Gitter, und das resultierende Feld sorgt bei einem Ion auf dem Weg von der Randschicht zum Gitter für einen Energiegewinn in Höhe des Plasmapotentials  $U_{Plasma}$ . Nach der Extraktion erfährt das Ion durch das vom Gitter erzeugte Feld eine zusätzlicher Beschleunigung, was einem zusätzlichen Energiegewinn von  $U_{Gitter}$  entspricht. Demzufolge ist der Gesamtenergiegewinn des extrahierten Ions gleich der Summe aus  $U_{Plasma}$  und  $U_{Gitter}$ .

$$U = U_{Plasma} + U_{Gitter} \quad (3.22)$$

$$F = \sqrt{\frac{2m(U_{Plasma} + U_{Gitter})}{e}} I \quad (3.23)$$

Nach dem Newtonschen Prinzip von Aktion gleich Reaktion erfährt das Triebwerk durch den Ausstoss von Ionen mit der Gesamtkraft  $F$  einen Schub gleichen Betrags aber in entgegengesetzter Richtung. Die Kraft  $F$  gibt also den vom Triebwerk erzeugten Schub an.

### 3.1. EIGENSCHAFTEN DES PLASMAS

---

Um die Betrachtung der extrahierten Ionen abzuschliessen, muss nun noch berücksichtigt werden, dass nicht einzelne Ionen extrahiert werden, sondern ein ganzer Strom an miteinander wechselwirkenden Teilchen. Da die positiven Ionen für sich genommen wieder elektrische Feldquellen darstellen, muss darum auch die Wechselwirkung der extrahierten Ionen untereinander berücksichtigt werden. Die repulsiven elektrischen Kräfte der Ionen limitieren den Abstand, den die Ionen zueinander einnehmen können. Damit ist auch die Dichte des extrahierten Ionenstroms beschränkt. Die schon aus dem Triebwerk extrahierten Ionen wirken mit ihrem Feld auf die Ionen ein, die gerade extrahiert werden. Und dieses rückwirkende Feld ist umso grösser, je dichter der Strom an Ionen ist. Ausserdem wirkt das rückwirkende Feld des Ionenstroms kompensierend auf das schuberzeugende Feld des Extraktionssystems.

Also je höher die Stromdichte desto stärker wird die beschleunigende Wirkung des Extraktionsfeldes kompensiert. Aus diesem Grund stehen das erzeugende Feld bzw. die Spannung und der resultierende Teilchenstrom nicht im direkt proportionalen Verhältnis wie beim, die stossbeschränkte metallische Leitung beschreibenden, Ohmschen Gesetz. In diesem Fall ist der Strom raumladungsbeschränkt. Das bedeutet, dass vom Strom selber eine kompensierende Wirkung ausgeht, die von der Dichte des Stroms abhängt. Da jedoch die Stromdichte wiederum vom erzeugenden Feld abhängt, ist der Leitungsmechanismus des Ionenstroms ein selbstlimitierender Prozess, welche darum eine ganz spezifische, im Child-Gesetz formulierte, Strom-Spannungs-Charakteristik aufweist (Gl. (3.25)). Das Extraktionsfeld kompensiert sich über den Strom quasi selber, wobei die Höhe der Kompensation von der Feldstärke abhängt. Damit ergibt sich eine Strom-Spannungs-Charakteristik in der die Spannung schneller ansteigen muss als der Strom, um diesen selbstlimitierenden Effekt Rechnung zu tragen.

$$I \sim U^{\frac{3}{2}} \quad (3.24)$$

Die der Schuberzeugung dienenden Ionen werden aus dem im Entladungsgefäss erzeugten Plasma extrahiert. Je mehr Atome dort ionisiert werden, desto mehr Ionen liegen pro Volumeneinheit vor und als Resultat desto mehr Ionen können aus dem Plasma extrahiert werden. Die Intensität des extrahierten Ionenstroms und damit des Schubs ist also direkt proportional zur Ionendichte im Entladun-

gesgefäss; die Effizienz der Entladung bestimmt den Schub. Bei der Ionisation werden aber ausser den Ionen auch Elektronen gebildet. Die Anzahl der Elektronen im Entladungsgefäss ist also über die Anzahl der Ionen direkt proportional zum durch extrahierte Ionen erzeugten Schub. Die Elektronen im Plasma werden vom äusseren Feld beeinflusst und bilden Teilchenströme aus. Die Detektion der Intensität dieser Elektronenströme sollte somit eine Aussage über die Effizienz des Triebwerks bei der Schuberzeugung liefern. Diese Tatsache bildet die Grundlage und Motivation zum in dieser Arbeit hergeleiteten analytischen Modell (siehe 4).

### 3.1.3 Ionisation im elektrischen Wechselfeld

Um ein neutrales Gas zu ionisieren existieren zwei grundsätzlich unterschiedliche Methoden; nämlich die stochastische und die gerichtete. Beim thermischen Ionisieren wird Wärmeenergie auf das Gas übertragen. Mikroskopisch gesehen werden schnelle Teilchen mit den Gasteilchen in Kontakt gebracht, die dann über Stoss und Impulsübertrag ihre Kinetik an das Gas übertragen. Die Gasteilchen werden so stetig schneller, und stossen darum mit immer höherer kinetischer Energie. Wenn diese Energie gross genug ist, so werden durch die Stosswirkung Valenzelektronen vom Atomrumpf abgetrennt und das Atom so ionisiert. Der thermische Ionisationsprozess beruht auf einer Teilchenbewegung, die bezüglich Richtung und Betrag stochastisch ist.

Bei der zweiten Methode der Ionisation handelt es sich um einen gerichteten Prozess. Ein angelegtes elektrisches Feld koppelt in geladene Teilchen ein. Die geladenen Teilchen werden durch das Feld soweit beschleunigt, bis ihre kinetische Energie ausreicht, um durch Stoss mit Neutralteilchen diese zu Ionisieren. Da hier die kinetische Stossenergie nicht primär thermisch ist, werden elektrisch-ionisierte Plasmen auch als kalte Plasmen bezeichnet.

Durch das angelegte elektrische Feld wird den ionisierend wirkenden Teilchen stets eine bestimmte Bewegungsrichtung aufgezwungen, wegen diesem Zwang dominiert letztendlich trotz der Stösse zwischen den Teilchen immer die gerichtete Bewegung. Im Gegensatz dazu existieren bei der thermischen Ionisation keinerlei äussere Zwänge. Die Bewegung der Teilchen ist damit einzig und allein durch deren interne gegenseitige Wechselwirkung bestimmt. Stoss und Impulsübertrag sorgen für eine rein stochastische Charakteristik der Teilchenbewegung.

### 3.1. EIGENSCHAFTEN DES PLASMAS

---

Offensichtlich ist die Voraussetzung für die elektrische Ionisation, im Gegensatz zur thermischen, daß bereits vor der eigentlichen Ionisation geladene Teilchen vorhanden sind. Eine Möglichkeit ist zum Beispiel, aus einem metallischen Leiter durch Aufbringen der Austrittsarbeit Elektronen ins Neutralgas zu bringen, wo sie dann ionisierend wirken können.

Radiofrequenz-Plasmen zeichnen sich aber gerade dadurch aus, daß keine Elektroden mit dem Plasma in Kontakt kommen. Darum müssen Elektronen von Aussen in das Neutralgas eingebracht werden. Eine Möglichkeit ist, eine elektrostatische Entladung zu zünden, zum Beispiel an auf positiver Hochspannung liegenden Plasmagitter, und die so erzeugten Elektronen zu nutzen, um mit ihnen die RF-Entladung zu zünden. Möglich ist auch, die in jedem Neutralgas zu einem geringen Anteil natürlich vorkommenden freien Elektronen zu nutzen. Allgemein wird angenommen, daß der Grund für die Existenz dieser freien Elektronen eine schwache Vorionisation durch natürliche Radioaktivität oder kosmische Strahlung ist.

Der ursächliche Mechanismus, der die Ionisation bedingt, ist die Bewegung von Ladungsträgern (Elektronen) im Inneren der Erregerspule. Da Spule und Entladungsraum räumlich getrennt sind, kommt es nicht zum direkten Kontakt und eventuell Stoss zwischen Spulenelektronen und Neutralgas. Es ist also rein die Feldwirkung der sich spulenintern bewegenden Elektronen, die für die Ionisation verantwortlich ist. Durch das an die Spule angelegte, harmonisch-alternierende elektrische Feld werden die Elektronen in der Spule zu einer harmonischen Schwingbewegung angeregt. Damit ändert auch das elektrische Feld des schwingenden Spulenelektrons harmonisch in Betrag und Richtung. Das Resultat davon ist ein elektrisches Wechselfeld, welches auf die Teilchen im Inneren des Entladungsgefäßes wirkt. Wegen der Symmetrie der Erregerspule hat das Wechselfeld eine radiale Ausrichtung.

Mikroskopisch ist die Ursache des von der Spule erzeugten Feldes auf die Elektronen im Spulenmaterial zurückzuführen und dem von jedem einzelnen Elektron ausgehenden elektrischen Feld; ein Elektron reagiert auf den Einfluss elektrischer Felder, das vom Elektron ausgehende Feld wiederum beeinflusst andere Ladungen. Also die axiomatische Dualität der Elektroneneigenschaften, einerseits die Fähigkeit der Einkopplung elektrischer Felder und andererseits die der Erzeugung elektrischer Felder bedingen die Eigenschaften einer Spule.

Die Spulenelektronen werden durch ein an die Spulenden angelegtes Feld in Bewegung versetzt. Die Elektronen ändern auf Grund ihrer Bewegung ständig ihren Aufenthaltsort mit der Zeit. Als Folge davon ändern die von den Elektronen ausgehenden Felder genauso stet ihren Ausgangspunkt und damit ihre Richtung. Diese fortwährende Richtungsänderung der Felder der Spulenelektronen übt auf alle sich ausserhalb der Spule befindlichen Ladungen eine Wirkung aus.

Bei einer induktiven Hochfrequenz-Entladung ist die Elektrode eine radialsymmetrisch gewundene Spule, an welche eine harmonisch oszillierende Spannung angelegt wird. Die Spulenelektronen oszillieren dadurch, und unterliegen so einer ständig beschleunigten Bewegung. Die von diesen Elektronen ausgehenden Felder ändern damit genauso beschleunigt ihren Ursprungspunkt demzufolge ihre Richtung. Ausserdem sind sie radialsymmetrisch angeordnet. Das Ergebnis dieser beschleunigten Richtungsänderung und der radialen Symmetrie ist eine resultierende Wirkung, die Ladungen ausserhalb der Spule auf eine Kreisbahn zwingt. Makroskopisch äussert sich dieser Mechanismus in der Tatsache, dass ein in eine Spule durchfliessender Wechselstrom im Raum, der von der Spule eingeschlossen wird, ein geschlossenes, radiales elektrisches Wirbelfeld erzeugt.

Dieses im Entladungsgefäss gebildete hochfrequente Wirbelfeld beschleunigt nun die Elektronen im Entladungsgefäss zu einer Schwingbewegung. Die Ionen erweisen sich als zu träge, um dem schnell veränderlichen Feld folgen zu können. Im Wirbelfeld nehmen die Elektronen durch die Erhöhung ihrer Geschwindigkeit kinetische Energie auf. Innerhalb des Entladungsgefäss befinden sich ausserdem noch neutrale Gasatome, mit denen die sich beschleunigt bewegenden Elektronen zwangsläufig stossen. Ist die im elektrischen Wirbelfeld aufgenommene Energie genauso gross oder grösser wie die zur Ionisation des Atoms nötige Energie, so wird durch Impulsübertrag des beschleunigten Elektrons auf die Elektronenschale des Atoms einem Valenzelektron genug Impuls verliehen, um die Elektronenschale verlassen zu können; das Atom wurde damit ionisiert, und übrig bleibt ein positiv geladenes Ion und ein Elektron.

Die Dichte der Neutralteilchen, genauer gesagt deren räumlicher Abstand ist dabei ausschlaggebend für die Ausbildung der Entladung. Ist der Abstand zwischen den neutralen Gasatomen zu klein, so kann auf der Strecke bis zum Stoss mit einem Atom vom ionisierenden Elektron nicht genug Energie aufgenommen werden, um die Ionisation zu vollbringen.

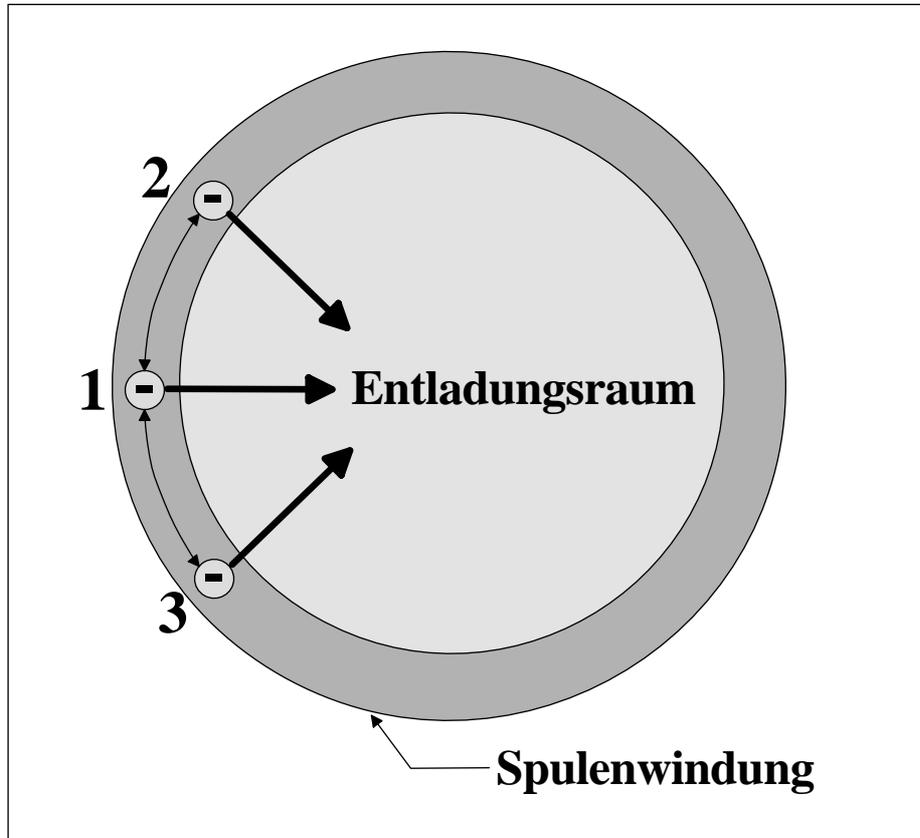


Abb. 3.3: Schema der elektrischen Wirkung eines in der Spule schwingenden Elektrons. Das Spulenelektron oszilliert harmonisch zwischen den Orten 1, 2, und 3. Damit oszilliert der Ausgangspunkt des vom Spulenelektron ausgehenden elektrischen Feldes zwischen diesen Orten. Daraus ergibt sich eine zeitabhängige Richtungsänderung des Feldes des Spulenelektrons. Die Summe der Wirkungen aller in der Spule oszillierenden Elektronen resultiert in einem radialen Wirbelfeld im von der Spule eingeschlossenen Raum.

Die Elektronen oszillieren harmonisch, sind also damit räumlich in ihrer Bewegung auf die durch Wellenlänge und Frequenz vorgegebene Periodizität des sie beschleunigenden elektrischen Wirbelfeldes beschränkt. Das Feld ändert mit einer Frequenz  $\nu$  seine Wirkungsrichtung. Zwischen diesen Richtungswechseln liegen demzufolge Zeitintervalle, in denen das Feld eine konstante Wirkrichtung aufweist. Andererseits breitet sich das elektrische Feld mit der endlichen Geschwindigkeit des Lichts  $c$  aus. Das Feld wird sich also während des Zeitintervalls mit konstanter Richtung über eine bestimmte Strecke ausbreiten; diese Strecke wird als Wellenlänge  $\lambda$  bezeichnet. Da wie gezeigt die Länge des Zeitintervalls of-

fensichtlich umgekehrt proportional zur Frequenz des Richtungswechsels ist, und während des Zeitintervalls sich die als Wellenlänge bezeichnete Ausbreitung des elektrischen Feldes von der Ausbreitungsgeschwindigkeit abhängt, ergibt sich eine Abhängigkeit der drei genannten Grössen.

$$c = \nu \cdot \lambda \tag{3.25}$$

Und nur innerhalb des Zeitintervalls, in dem das elektrische Feld eine konstante Richtung aufweist, wird auch das vom Feld beeinflusste Elektron in eine konstante Richtung beschleunigt. Durch den Wechsel der Wirkrichtung des Feldes wird damit auch das Elektron zu einer Richtungsumkehr gezwungen. Das Elektron ist so auf eine bestimmte Strecke limitiert, die es sich in eine Richtung bewegen kann.

Ist dann andererseits der Abstand zwischen den neutralen Atomen zu gross, so werden die Elektronen während ihres Bewegungszyklus nicht auf ein Neutralteilchen treffen, und es kommt hier genausowenig zur Ionisation. Die Dichte der Neutralteilchen ist also einer der wesentlichsten Parameter der hochfrequenten Entladung, welcher nur innerhalb eines engen Optimums eine Ionisation gewährleistet.

Dass das im Spulendraht schwingende Elektron die Ursache für das erzeugte Wirbelfeld und damit der Wirkung auf die Elektronen im Plasma ist, ist eine offensichtliche und logische Schlussfolgerung aus der makroskopischen Beobachtung. Der genaue mikroskopische Mechanismus, mit dem die Übermittlung dieser Wirkung erfolgt liegt jedoch noch im Unklaren. Das von Maxwell eingeführte Konstrukt des magnetischen Feldes liefert zwar mit hinreichender Genauigkeit eine Aussage über die makroskopische Wirkung bewegter Ladungen [Max73]. Jedoch lässt sich mit diesem Formalismus keine Aussage über die grundlegende mikroskopische Ursache der Wirkung bzw. ihrer Übermittlung treffen.

Um die Wende vom neunzehnten zum zwanzigsten Jahrhundert wurden verschiedene Ätherkonzepte vorgeschlagen [Whi10]. Der Äther wurde dabei als Medium der Übertragung elektrischer Wirkung verstanden. Genaue Kenntnis des übertragenden Mediums hätte natürlich gleichzeitig Einsicht in den ursächlichen Mechanismus der Übertragung bedeutet. Leider konnte kein theoretisches Konzept gefunden werden, welches alle experimentellen Beobachtungen erklären konnte(z. B.

[Fiz51], [Mic87]). Und als schliesslich Einstein 1905 einen Zugang fand, der die gemachten Annahmen mit dem Experiment in Einklang brachte, ohne auf den Mechanismus der Übertragung eingehen zu müssen, wurden alle Bemühungen eine Äther-Theorie zu finden, schlagartig eingestellt, und der nicht-ursächliche Formalismus der Maxwellschen Elektrodynamik setzte sich durch. Einstein hatte in genialer Weise Ursache und Wirkung miteinander verknüpft, ohne auf einen übertragenden Mechanismus eingehen zu müssen, indem er die Konstanz der Lichtgeschwindigkeit nicht mehr als Eigenschaft des Äthers annahm, sondern als Axiom seiner Theorie postulierte [Ein05]. Aber Einstein verlor nie aus den Augen, dass für eine wirklich fundamentale Beschreibung der Physik die genaue Kenntnis der mikroskopischen Mechanismen der Wechselwirkung, und damit des Äthers als übertragendes Medium, unerlässlich sei [Ein20]. In seiner späteren Arbeit gab er der Raum-Zeit mit den von ihm gefundenen Eigenschaften die Rolle dieses Äthers.

In jüngster Zeit gab es eine Reihe von Ansätzen, die wieder den rein elektrischen Charakter der Übertragung in den Vordergrund stellten. Diese Ansätze basieren auf quantenmechanischen Ansichten und speziell der Quantenfeldtheorie. Es wurde erkannt, dass der leere Raum eine Struktur aufweist, das sogenannte Quantenvakuum (auch Grundzustand des Quantenfeldes oder Nullpunkts-Schwingung genannt). Diesem Quantenvakuum werden elektrische Eigenschaften zugeschrieben, und somit die Fähigkeit mit Ladungen wechselzuwirken. Damit ist das Quantenvakuum eine Möglichkeit, die Übertragung elektrischer Wirkung im leeren Raum erklärbar zu machen.

Die Suche nach der Theorie eines Äthers war vor etwa hundert Jahren aufgegeben worden, da zu dieser Zeit keine physikalischen Konzepte vorhanden waren, die einen mit der Beobachtung übereinstimmenden Äther beschreiben konnten. Ausserdem umging Einstein mit seiner Speziellen Relativitätstheorie geschickt die Notwendigkeit eines Äthers. Die Prinzipien der Quantenmechanik angewandt auf den leeren Raum lieferten dann die Grundlage für einen erneuten Versuch, einen Äther einzuführen, dessen Existenz für die ursächliche Beschreibung der elektrischen Wechselwirkungen unumgänglich ist.

Paul Dirac war der erste, der nach langer Zeit wieder die Ursache der elektrischen Wechselwirkung, und nicht deren blossere Berechenbarkeit zum Ziel seiner Überlegungen machte [Dir51], [Dir54]. Er war auf der Suche nach den mikroskopischen

Mechanismen, also der wahren Physik der Elektrodynamik, und stellte die zwingende Notwendigkeit eines Äthers als übertragendes Medium fest. Damit legte er den Grundstein der Idee eines Äthers, der auf der modernen Auffassung des subatomaren Raums beruht. Einer der vielversprechendsten Ansätze, welcher auf dem Quantenvakuum basiert, ist die Stochastische Elektrodynamik (SED) (z. B. [Boy75], [Pen96], [Hai94]).

Aber unabhängig von der fundamentalen mikroskopischen Ursache, so lässt sich doch klar vom Experiment ableiten, dass die beschleunigte Bewegung von Elektronen in einer Spule im von der Spule eingeschlossenen Raum ein elektrisches Wirbelfeld generiert. Diese qualitative Aussage bildet die Grundlage der hier gemachten Überlegungen.

Nach der Ionisation des Neutralgases werden dann auch die geladenen Bestandteile des Plasmas von der Wirkung des von der Spule ausgehenden Feldes beeinflusst, wobei wie gesagt die Ionen zu träge sind, um zu folgen. Also bilden die Elektronen im Plasma ihrerseits einen oszillierenden Teilchenstrom aus. Nach den selben Gesetzmässigkeiten nach denen die Elektronen der Spule ein Wirbelfeld erzeugen, verursachen nun auch die beschleunigt schwingenden Elektronen im Plasma ein elektrisches Wirbelfeld; und dieses beeinflusst insbesondere die Spule, bzw. die Spulenelektronen. Die Spulenelektronen unterliegen also einer kombinierten Wirkung von angelegtem Feld und dem Wirbelfeld, welches von den Plasmaelektronen ausgeht. Das vom Plasma ausgehende Wirbelfeld ist direkt proportional zur Anzahl der im Plasma fliessenden Elektronen, und damit zur Plasmadichte. Durch die Analyse des makroskopischen Verhaltens der Spule wird diese zu einem Detektor, der angibt, wie effizient die Entladung im Ionisationsgefäss Ionen produziert. Der makroskopische Prozess, der die Wirkung von in einem Leiter fliessenden Elektronen auf Ladungen ausserhalb des Leiters bezeichnet, wird Induktion genannt.

Nach den in 3.2.1 gemachten Betrachtungen über die endliche Eindringtiefe eines elektrischen Wechselfeldes in das Plasma, ist das Erregerfeld nur bis zu einer endlichen Tiefe in der Lage zu ionisieren. Aus der radialen Symmetrie der Spule ergibt sich ein Bereich in der Form eines Hohlzylinders, innerhalb dessen das Feld der Spule über Elektronenstoss ionisiert. Und nur innerhalb dieses Hohlzylinders wird Plasma produziert. Aber durch thermische Bewegung und daraus resultierender Diffusion werden die im Hohlzylinder erzeugten geladenen Teilchen

auch im Rest, und speziell im feldfreien Inneren des Entladungsgefäßes verteilt. Es existiert ein stetiger Diffusionsstrom an Ionen und Elektronen vom Ort der Plasmaproduktion in den Innenbereich des Gefäßes. Die Diffusion richtet sich dabei nach dem Fickschen Gesetz, und macht also den Partialdruck-Unterschied der geladenen Teilchen zwischen Hohlzylinder und Innenbereich für den Diffusionsstrom verantwortlich.

## 3.2 Spule und Plasma

Eine weitere Annahme, ausser der Existenz von Ladungen und Feldern, die dieser Betrachtung zu Grunde gelegt sein soll, ist die strenge Kausalität von Ursache und Wirkung. Gerade in Bezug auf die Erregerspule ergibt sich damit das Konzept einer direkten Wechselwirkung der Elektronen der Spule mit den Elektronen des Plasmas. Von dieser direkten Wechselwirkung soll dann das Verhalten der Spule während der Entladung abgeleitet werden. Einerseits ist diese Betrachtungsweise physikalisch plausibler als das eher elektrotechnische Konzept der Einkopplung von Leistung, und andererseits soll durch die Reduktion auf direkte Wechselwirkungen ein tieferes Verständnis der mikroskopischen Mechanismen erzielt werden.

### 3.2.1 Eindringtiefe

Nach der Ionisation des Neutralgases werden auch die geladenen Bestandteile des Plasmas vom Feld der Spulenelektronen beeinflusst. Das von den harmonisch schwingenden Spulenelektronen ausgehende elektrische Feld erzeugt im Plasma ebenfalls ein Wechselfeld, welches die Elektronen des Plasmas in Schwingung versetzt; die Ionen des Plasmas sind zu träge, um dem RF-Wechselfeld folgen zu können. Dieser Vorgang wird als Induktion bezeichnet.

Die nun im Plasma zum Schwingen angeregten Elektronen erzeugen auch ihrerseits wieder ein harmonisches Wechselfeld. Denn die Eigenschaft der Ladung des Elektrons bedingt nicht nur, dass ein Elektron auf ein elektrisches Feld reagiert; darüber hinaus ist jedes Elektron auch selbst wieder Quelle eines elektrischen Feldes. Die elektrischen Wirkungen der schwingenden Spulenelektronen einerseits und der angeregten Elektronen im Plasma andererseits überlagern einander.

Die grundlegende Regel der Induktion ist das Lenzsche Gesetz. Dieses besagt, dass ein induzierter Strom seiner Ursache stets entgegenwirkt. Das bedeutet für diesen konkreten Fall, dass das von den Spulenelektronen erzeugte Wechselfeld und das von den angeregten Plasmaelektronen erzeugte einander entgegengerichtet sind. Das bedeutet, dass das von der Spule erzeugte Feld durch die Wirkung der im Plasma angeregten Elektronen geschwächt wird. Umso tiefer das elektromagnetische Feld der Spule ins Plasma eindringt, desto mehr Elektronen sind an der Kompensationswirkung beteiligt, und desto stärker wird das Spulenfeld geschwächt. Ab einer gewissen Eindringtiefe wird das Spulenfeld komplett kompensiert. Von dieser Tiefe an übt die Spule keine resultierende Wirkung mehr auf das Plasma aus.

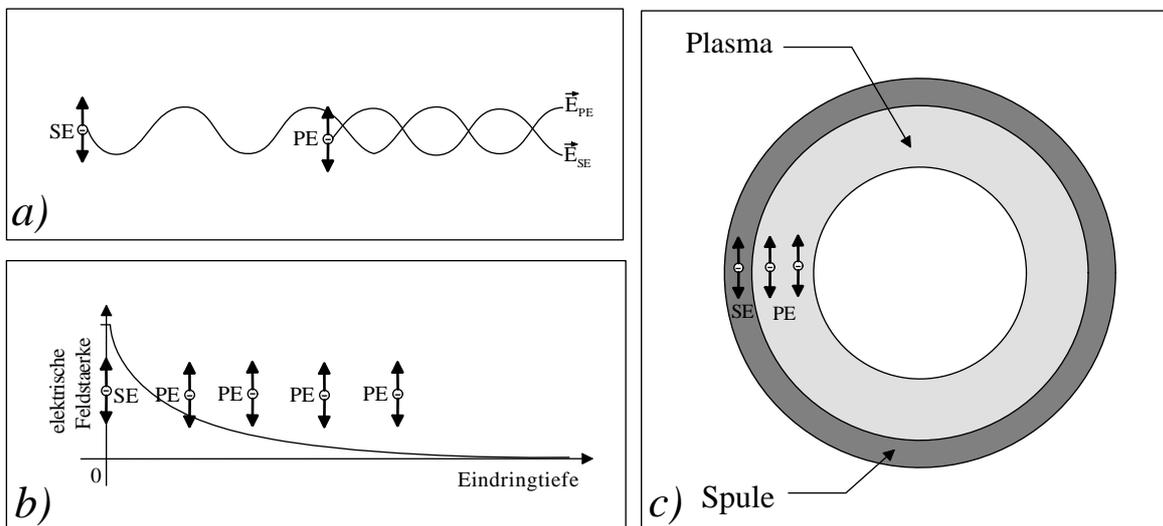


Abb. 3.4: Schematische Herleitung der endlichen Eindringtiefe ins Plasma. (a) Grundlegender Mechanismus: Das Feld  $E_{PE}$  des im Plasma angeregten Elektronen (PE) wirkt kompensierend auf das Feld  $E_{SE}$  des anregenden Spulenelektronen (SE). (b) Je tiefer das Feld der Spule ins Plasma eindringt, desto mehr Elektronen werden angeregt und desto höher ist die Kompensationswirkung. (c) Das Feld der Spule wirkt ausschliesslich in einem hohlzylindrischen Bereich innerhalb der Spule (Draufsicht)

Wegen der radialen Symmetrie der Spulenanordnung ergibt sich ein Bereich in Form eines Hohlzylinders innerhalb dessen die elektrische Wirkung der Spule im Plasma spürbar ist. Es kann also davon ausgegangen werden, dass nur in diesem Bereich Ionisation stattfindet, während innerhalb dieses Hohlzylinders kein resultierendes Feld vorhanden ist, das ionisierend wirken kann. Also werden

### 3.2. SPULE UND PLASMA

---

nur in diesem Hohlzylinder freie Elektronen und Ionen produziert, welche sich dann nach den Gesetzen der Diffusion über das Volumen der Entladungskammer verteilen.

Die absolute Stärke eines von einem harmonisch schwingenden Elektron induzierten Wechselfeldes hängt von der Frequenz dieses Elektrons ab. Umso hochfrequenter das Erregerelektron schwingt, desto stärker ist das induzierte Feld. Die liegt darin begründet, dass ein höher-frequent schwingendes Teilchen damit auch einer stärkeren Beschleunigung unterliegt und die Stärke eines induzierten Feldes wiederum von der Beschleunigung des felderzeugenden geladenen Teilchens abhängt. Wenn aber nun die Spule bei höheren Frequenzen ein stärkeres Feld induziert, dann ist damit auch die die Plasmaelektronen zum Schwingen anregende Wirkung grösser. Die Plasmaelektronen schwingen also jetzt nicht nur mit höherer Frequenz sondern auch unter der Wirkung eines stärkeren elektrischen Feldes. Und obwohl jetzt eine mit höherer Frequenz betriebene Erregerspule im Plasma ein stärkeres Feld erzeugt, unterliegt dieses einer überproportional höheren Dämpfung, so dass insgesamt die Eindringtiefe mit steigender Frequenz kleiner wird. Die Schicht im Plasma, in der die Erregerspule zur Wirkung kommt wird also mit zunehmender Frequenz kleiner und kleiner.

Ein zweites Kriterium für die Eindringtiefe ist die im Plasma vorhandene Elektronendichte  $n_E$ . Um die phänomenologische Betrachtung zu erleichtern, wird im folgenden angenommen, dass die Elektronen frei und ohne Stoss-Ereignisse schwingen können. Wird unter dieser Annahme die Elektronenkonzentration erhöht, so steigt damit auch die Dichte von Feld-Quellen, die das Spulenfeld kompensieren. Das ins Plasma eindringende Feld der Spule wird also stärker kompensiert und die Eindringtiefe verringert sich dementsprechend. Natürlich sind dieser Betrachtung Grenzen gesetzt. Die Elektronendichte im Plasma lässt sich nicht beliebig erhöhen, ohne ab einem gewissen Punkt die Stoss-Prozesse berücksichtigen zu müssen. Und sobald die Plasmaelektronen nicht mehr frei schwingen können, ist der Zusammenhang zwischen der Dichte der Elektronen und dem von ihnen erzeugten Kompensationsfeld weitaus komplizierter.

Natürlich wirken die harmonisch schwingenden Plasmaelektronen auch auf die Elektronen der Erregerspule zurück. Diese gegenseitige Wechselwirkung von Spulen- und Plasmaelektronen wird gegenseitige oder Gegeninduktion genannt.

### 3.2.2 Proximity-Effekt

Wie im vorangegangenen Abschnitt beschrieben wurde, wechselwirken die im Spulendraht oszillierenden Elektronen mit den freien Elektronen im Plasma. Die Plasmaelektronen sind jedoch nicht die einzigen freien Elektronen im Wirkungsbereich der Spule. Denn natürlich sind vor allen Dingen die Elektronen des Spulenmaterials selbst nicht nur Träger des Spulenstroms sondern werden auch von elektrischen Feldern beeinflusst; das gilt insbesondere für das von der Spule selbst erzeugte Wechselfeld. Die spezielle Geometrie der Spule legt deshalb nahe, dass sich die einzelnen Windungen bzw. die in ihnen fließenden Ströme gegenseitig beeinflussen. Im Folgenden soll diese Beeinflussung kurz betrachtet werden.

Das von sich bewegenden Ladungen erzeugte elektrodynamische Feld beruht in seiner Wirkung auf dem statischen Feld der Ladung plus dem sich wegen der Bewegung ständig ändernden Ausgangspunkt dieses Feldes. Um die Wirkung von zwei stromführenden Windungen einer Spule aufeinander herzuleiten, muss zunächst geklärt werden, welche Wirkung die oszillierenden Elektronen des Spulenstroms auf ihre Umgebung ausüben. Es wurde bereits ausgeführt, dass eine Zylinderspule mit radialer Symmetrie ein ebenfalls radialsymmetrisches elektrisches Wirbelfeld erzeugt. Dieses Wirbelfeld ist die effektive Überlagerung der von den einzelnen Windungen induzierten Wirbelfelder. Bisher war nur das effektive Feld im Innenraum der Spule für die Betrachtung interessant, aber natürlich ist die Feldwirkung einer Windung wegen der Richtungsunabhängigkeit des vom Spulenelektron erzeugten Feldes in der gesamten Umgebung der Windung spürbar. Und speziell wird also das von einer Windung ausgehende elektrodynamische Feld die benachbarten Windungen beeinflussen.

Nach der Lenzschen Regel wirkt jeder induzierte Strom seiner Ursache entgegen. Mit anderen Worten ist also das induzierte Feld dem Feld, welches die induzierend wirkenden Elektronen antreibt, genau entgegengerichtet. Für die Windung einer Spule bedeutet dies, dass das in ihrer Umgebung erzeugte Wirbelfeld und das die Elektronen in der Windung beschleunigende Feld zu gleichen Zeiten entgegengesetzte Wirkrichtungen aufweisen. Es bleibt zu klären, in welcher Art dieses Wirbelfeld die benachbarten Windungen beeinflusst.

Aus der Lenzschen Regel und der quasistationären Näherung ergibt sich, dass in jeder Windung das anliegende Wechselfeld und das von einer Nachbarwindung

induzierte Wirbelfeld zueinander antiparallel ausgerichtet sind, und kompensieren so einander. Jede Windung erzeugt also in den ihr benachbarten Windungen ein den Elektronenstrom abbremsendes Feld.

Der zweite Ansatz geht analog zu der in diesem Kapitel vorgenommenen Betrachtung der Wechselwirkung von Spule und Plasma. Die in den Windungen einer Spule oszillierenden Elektronen verursachen in ihrer Umgebung ringförmig geschlossene elektrische Felder. Hier interessant ist, dass speziell natürlich auch jede Windung einer Spule somit auch in den ihr benachbarten Windungen solche elektrischen Wirbelfelder erzeugt. Aus dem Lenzschen Gesetz, dass ein induzierter Strom stets seiner Ursache entgegenwirkt, kann dann hergeleitet werden, dass das induzierte Wirbelfeld immer eine entgegengesetzte Richtung wie das den Spulenstrom erzeugende elektrische Feld hat. Wegen der quasistationären Näherung wird damit von einer Windung in ihrer Nachbarwindung ein elektrisches Feld induziert, das exakt kompensierend auf das an der Spule selbst anliegende Feld wirkt. Das Maß der Kompensation hängt dabei nach dem Gesetz von Coulomb vom Abstand der beiden Windungen ab.

#### 3.2.3 Gegeninduktion von Spule und Plasma

Bei der folgenden Diskussion wurde von der Forderung, ausnahmslos nur Ladungen und Felder in die Betrachtung einzubeziehen, abgewichen. An dieser Stelle sollen die makroskopischen Begriffe Strom und Spannung die mikroskopischen Begriffe Ladung und Feld ersetzen. Damit soll erreicht werden, dass die gemachten Erkenntnisse direkt auf die makroskopischen Parameter eines RIT anwendbar sind. Trotzdem wurde auch hier versucht, stets auf die mikroskopischen Ursachen hinzuweisen.

Es liegt in der Natur der Sache, daß statische Probleme weitaus einfacher handhabbar sind als dynamische. Das hier untersuchte RF-Plasma ist jedoch ein zeitabhängiges und damit dynamisches System, was prinzipiell die Anwendung des kompletten Satzes der Maxwell'schen Gleichungen nach sich zieht. Um die elektrodynamische Wechselwirkung der Erregerspule mit dem Plasma trotzdem in vereinfachter statischer Beschreibung behandeln zu können, sind im Vorfeld einige nähernde Annahmen zu machen.

Das elektromagnetische Feld breitet sich mit der Lichtgeschwindigkeit  $c$  aus. Der Kupferdraht, der die Erregerspule bildet, hat eine Länge von um einen Meter. Damit breitet sich das angelegte elektrische Feld in rund  $10^{-8}s$  über die gesamte Länge der Spule aus. Es liegt also nahe, die Ausbreitung des elektromagnetischen Feldes als instantan anzunehmen. Mit dieser Näherung kann auch der elektrische Strom in der Spule als konstant angenommen werden; er ändert sich zwar mit der Zeit, ist jedoch zu jedem Zeitpunkt konstant. Diese Annahme für langsamveränderliche Felder wird als quasistationäre Näherung bezeichnet. Und durch die dadurch geschaffene Voraussetzung zumindest temporär-punktuell konstanter Ströme, ist es jetzt möglich, den weitaus einfacheren Formalismus der Magnetostatik zu verwenden.

Nach den Regeln der Magnetostatik erzeugt ein Strom  $I$ , der eine kreisförmige Leiterschleife durchfließt die magnetische Induktion  $B$ . Fließt in einem elektrischen Leiter ein Ladungsstrom, so wird jede sich bewegende Ladung stets von den elektrischen Feldern aller an diesem Strom beteiligten bewegten Ladungen des Leiters beeinflusst. Auf dieser mikroskopischen Tatsache, daß die durch die Bewegung elektrischer Ladungen definierte Feldänderung andere bewegte Ladungen beeinflusst, gründet sich die makroskopische Erscheinung der Induktion. Insbesondere beruht die Eigenschaft der Induktivität eines Leiters auf der Tatsache der Wechselwirkung jedes geladenen und bewegten Teilchens dieses Leiters mit jedem anderen am elektrischen Strom im Leiter beteiligten. Die Leitereigenschaft Induktivität ist also eine direkte Folge des Phänomens Induktion. Die eben gemachten mikroskopischen Betrachtungen dienen rein dem Verständnis des Phänomens Induktion. Um das makroskopische Verhalten von Leitergebilden zu beschreiben, ist es zweckmäßiger, nicht die direkte elektrische Wirkung von bewegten Ladungen aufeinander zu berücksichtigen, sondern statt dessen den abstrakten Formalismus des Magnetfeldes bzw. der magnetischen Induktion im Rahmen der Magnetostatik zu verwenden. Somit erhält man eine zwar ursachenfreie jedoch die Phänomenologie voll erfassende Theorie elektrischer Ströme (siehe z. B. [Gre91], [Fey01]).

Es ist offensichtlich, dass die Intensität der magnetischen Induktion einmal von der Anzahl der an der Wechselwirkung beteiligten Teilchen abhängig ist, und zweitens von der Anordnung der stromtragenden Ladungen zueinander; also von der Symmetrie des Leiters. Im speziellen Fall eines kreisförmigen, gewunde-

### 3.2. SPULE UND PLASMA

---

nen Leiters(Spule) ist die Induktion  $B$  im von der Spule umschlossenen Gebiet abhängig von der Anzahl der Windungen  $N$  und der Länge  $l$  der Spule.

$$B = \frac{\mu_0 N I}{l} \quad (3.26)$$

Die magnetische Induktion ist eine differentielle, ortsabhängig definierte Grösse, die die Wirkung eines stromdurchflossenen Leitergebildes auf den von ihm eingeschlossenen Innenraum beschreibt.

Um umgekehrt die Wirkung eines magnetisch aktiven Raums auf das ihn umgebende Leitergebilde zu beschreiben, wird die absolute Grösse des magnetischen Flusses eingeführt. Der magnetische Fluss  $\Phi$  ist die magnetische Induktion  $B$  in einem von einem Leiter umgebenen Gebiet bezogen auf die Gesamtfläche  $A$  die vom Leiter eingeschlossen wird. Bei einer Zylinderspule ist die vom Leiter eingeschlossene Fläche ein Kreis mit dem Radius  $r$ . Ausserdem muss bei einer aus mehreren Windungen bestehenden Spule berücksichtigt werden, dass jede der  $N$  Windungen eine eigene Fläche  $A$  umschliesst, welche bei der Bestimmung des Gesamtflusses aufzusummieren sind.

In diesem speziellen Fall wird der magnetische Fluss innerhalb der Spule von der Spule selbst erzeugt. Gl. (3.26) kann somit in Gl. (3.27) eingesetzt werden.

$$\Phi = N A B = \frac{\mu_0 N^2 A I}{l} \quad (3.27)$$

$A = \pi r^2$  für kreisförmige Leiter;  $r$ -Spulenradius

$$\Phi = \frac{\pi \mu_0 N^2 r^2 I}{l} \quad (3.28)$$

Das Faradaysche Induktionsgesetz besagt nun, dass wenn der eine Leiterschleife durchfliessende magnetische Fluss nicht konstant ist, sondern sich mit der Zeit ändert, in der Leiterschleife eine Potentialdifferenz erzeugt wird. Diese induzierte Spannung und das damit verbundene elektrische Feld besitzt, anders als das statische, von Ladungen bzw. Ladungsverteilungen direkt verursachte Feld, weder Quellen noch Senken. Ein solches geschlossene und nicht von Quellen ausgehendes Feld wird als Wirbelfeld bezeichnet.

Anhand dieser Betrachtung können prinzipiell zwei Arten von elektrischen Feldern unterschieden werden. Einmal sind dies die statischen, oft auch als kapazitiv bezeichneten Felder und andererseits die dynamischen bzw. induktiven Felder.

Allerdings ist diese Unterscheidung nicht kategorisch sondern nur phänomenologisch, es sind also nicht wirklich zwei unterschiedliche Feldarten, sie äussern sich nur unterschiedlich. Denn auch das dynamische Feld beruht letztendlich auf dem statischen plus den Effekten, die aus der Bewegung der geladenen Quelle resultiert. Ein induziertes Feld ist somit die Wirkung, die mit der Bewegung einer Ladung und der daraus resultierenden Änderung des Feldes der Ladung verbunden ist.

Am einfachsten lässt sich die Situation vom Blickwinkel eines Beobachters aus beschreiben. Bewegt sich eine Ladung ausschliesslich auf der Verbindungslinie zwischen Ladung und Beobachter, also ändert sich für den Beobachter nur die Stärke des Feldes nie aber dessen Richtung, so wird das Szenario als elektrostatisch bezeichnet. Die Bezeichnung statisch ist dabei irreführend, da natürlich auch in diesem Szenario eine beschleunigte Bewegung entlang der Feldlinien stattfindet. Wenn sich jedoch die Ladung mit einer von Null verschiedenen Komponente senkrecht zur Verbindungslinie bewegt, der Beobachter also eine absolute Bewegung der Ladung und damit eine Änderung der Richtung des elektrischen Feldes wahrnimmt, so resultieren daraus Effekte, die als Magnetismus bezeichnet werden und das Szenario ist elektrodynamisch.

Damit ist zwar die qualitative Ursache des Elektromagnetismus klar, aber die grundlegende mikroskopische Theorie, die die Erscheinung des Magnetismus erklären würde liegt zur Zeit noch im Unklaren. Es existieren zwar verschiedene Ansätze, wobei konkret der speziell-relativistische zu nennen wäre, aber der exakte Mechanismus, wie bewegte Ladungen aufeinander einwirken, erfordert es, zunächst die Struktur des Raums und die daraus resultierenden Mechanismen der elektrischen Feldübertragung zu verstehen. Kandidaten, die zum Verständnis führen könnten, sind vor allem Theorien, die die quantenmechanische Struktur des Raums, das sogenannte Quantenvakuum berücksichtigen. Zu nennen wäre da z. B. die von Timothy Boyer entwickelte Stochastische Elektrodynamik (SED) [Boy75], [Pen96], [Hai94].

Die obigen Betrachtungen wurden natürlich nur der Vollständigkeit halber ge-

### 3.2. SPULE UND PLASMA

---

macht. Für die Beschreibung des Problems der Induktion von Spulen ist die Kenntnis der mikroskopischen Mechanismen nicht nötig. Es genügt die Phänomenologie von sich bewegenden Ladungen hinreichend ableitbar zu machen. Es ist also ausreichend, die von der Struktur her hydrodynamische Maxwellsche Theorie anzuwenden, welche die mikroskopische Granularität der Ladung nicht berücksichtigt, sondern nur makroskopische geladene Körper und elektrischer Ströme; bekanntlich wurde der atomistische Charakter der Elektrizität erst von Hendrik Antoon Lorentz eingeführt. Und diese Maxwellsche Theorie, bzw. das in ihr enthaltene Faradaysche Gesetz, besagt, dass die Grösse der mit einem Wirbelfeld erzeugten Induktionsspannung direkt proportional zu der zeitlichen Änderung des magnetischen Flusses ist. Genau genommen wird durch Induktion in der Leiterschleife ein elektrisches Feld erzeugt. Die induzierte Spannung gibt den Wert für die Energie an, die ein geladenes Teilchen beim durchlaufen der Leiterschleife im induzierten elektrischen Feld gewinnt. Durchläuft das Teilchen die N Leiterschleifen einer Zylinderspule, so gewinnt es dabei die N-fache Energie.

$$U_{Ind} = -N\dot{\Phi} \quad (3.29)$$

Das negative Vorzeichen auf der rechten Seite der Gleichung resultiert aus der Lenzschen Regel, wonach jede induzierte Spannung ihrer Ursache entgegenwirkt. Auch ohne die Lenzsche Regel ist das negative Vorzeichen intuitiv einsichtig, denn ohne dieses würde die induzierte Spannung den elektrischen Strom des Leiters zusätzlich anwachsen lassen, was wiederum die induzierte Spannung erhöhen würde; und so weiter. Das Resultat wäre ein unkontrolliertes, unbegrenztes und vor allem unphysikalisches Anwachsen von Strom und Spannung bis ins Unendliche. Wird in diese Formel für die Induktionsspannung der Ausdruck für den magnetischen Fluss eingesetzt, so wird offensichtlich, dass die Grösse der induzierten Spannung abhängig ist von der Intensität der zeitlichen Änderung des in der Spule fliessenden elektrischen Stroms.

$$U_{Ind} = \frac{\pi\mu_0 N^2 r^2}{l} \dot{I} \quad (3.30)$$

Bei nur einer einzelnen Spule ist die Problematik übersichtlich. Eine Spule erzeugt in ihrem Inneren einen magnetischen Fluss. Ändert sich dieser Fluss, so

wird in der Spule eine Spannung induziert, die der angelegten Spannung entgegenwirkt. Dieser Prozess wird als Selbstinduktion bezeichnet.

Komplexer wird die Situation, wenn ein System aus mehreren Spulen betrachtet wird, denn hier kommt es zur sogenannten Gegeninduktion. Eine Spule wird von einem elektrischen Strom durchflossen und erzeugt einen magnetischen Fluss. Durchdringt dieser Fluss eine andere Spule, so wird in dieser eine Spannung induziert. Der daraus resultierende Strom erzeugt wiederum einen magnetischen Fluss. Kurz gesagt müssen bei dieser Konstellation sämtliche einen magnetischen Fluss erzeugenden Spulen und sämtliche von einem magnetischen Fluss durchdrungenen Leiterschleifen berücksichtigt werden.

Betrachtet soll hier nur der einfachste und für die Problematik dieser Arbeit relevante Fall werden, bei dem sich eine zweite Spule zentrisch im Innenraum einer stromdurchflossenen Spule befindet (siehe Abb. 3.5).

Die äussere Spule mit dem Radius  $r_2$  und der Windungszahl  $N_2$  wird von einem zeitabhängigen Strom  $I_2$  durchflossen. Sie erzeugt damit die magnetische Induktion  $B_2$ . Beide Spulen haben die identische Länge  $l$ .

$$B_2 = \frac{\mu_0 N_2}{l} I_2 \quad (3.31)$$

Durch diese magnetische Induktion  $B_2$  entsteht in dem von der inneren Spule mit dem Radius  $r_1$  eingeschlossenen Gebiet ein magnetischer Fluss  $\Phi_2$ .

$$\Phi_2 = \frac{\pi \mu_0 N_2 r_1^2}{l} I_2 \quad (3.32)$$

Dieser zeitlich veränderliche magnetische Fluss  $\Phi_2$  induziert in der inneren Spule mit der Windungszahl  $N_1$  die Induktionsspannung  $U_1$ , welche dann in der inneren Spule den elektrischen Strom  $I_1$  verursacht.

$$U_1 = N_1 \dot{\Phi}_2 = \frac{\pi \mu_0 N_1 N_2 r_1^2}{l} \dot{I}_2 \quad (3.33)$$

$$I_1 = \frac{U_1}{R} \quad (3.34)$$

Ist auch  $I_2$  zeitabhängig, so erzeugt diese die magnetische Induktion  $B_1$  und da-

---



Abb. 3.5: Schema zweier sich ineinander befindlicher Spulen, wobei der äusseren ein externer Strom aufgeprägt ist. Diese Konstellation dient als Ausgangspunkt zu den Betrachtungen der Gegeninduktion.

mit im Innenraum der äusseren Spule den zeitlich variablen Fluss  $\Phi_1$  verursacht, was wiederum in der äusseren Spule eine Spannung  $U_2$  induziert.

$$B_1 = \frac{\mu_0 N_1}{l} I_1 \quad (3.35)$$

$$\Phi_1 = \frac{\pi\mu_0 N_1 r_1^2}{l} I_1 \quad (3.36)$$

$$U_2 = N_2 \dot{\Phi}_1 = \frac{\pi\mu_0 N_1 N_2 r_1^2}{l} \dot{I}_1 \quad (3.37)$$

In der äusseren Spule wirken nunmehr nominell zwei unterschiedliche Spannungen bzw. elektrische Felder. Und zwar ist das einmal die an die Spule angelegte Spannung und die durch die Gegeninduktion mit der inneren Spule erzeugte Induktionsspannung. Nach der Lenzschen Regel sind diese beiden Felder einander gegengerichtet; die induktive Wirkung der inneren Spule erzeugt also ein elektrisches Gegenfeld, welches das an die äussere Spule angelegte Feld kompensiert und abschwächt. Im Gleichgewicht, also nach dem Einschwingen des Systems, ist eine Überlagerung aus angelegter Spannung  $U_{\text{angelegt}}$  und induzierter Spannung  $U_2$  verantwortlich für den Stromfluss  $I_2$  in der äusseren Spule.

$$I_2 = \frac{U_{\text{res}}}{R_{\text{Spule}}} \quad (3.38)$$

$$U_{\text{res}} = U_{\text{angelegt}} + U_2 \quad (3.39)$$

Wie in 3.2.1 ausgeführt wurde, resultiert aus der endlichen Eindringtiefe des anregenden elektrischen Wechselfeldes ins Plasma eine Schicht in Form eines hohlen Zylinders, in der das Feld der Anregerspule einen Strom von Ladungsträgern verursacht. Dieser stromführende Hohlzylinder stellt im Prinzip eine Leiterschleife dar, und kann als solche in den oben hergeleiteten Formalismus der Gegeninduktion eingebaut werden.



# Kapitel 4

## Analytisches Modell

Die hier gemachten Betrachtungen zielen auf ein Modell ab, dass nur an Hand des Verhaltens der Erregerspule Aussagen über die Eigenschaften des Plasmas liefern kann. Im Folgenden soll die Grundlage eines solchen Modells erarbeitet werden; nämlich eine qualitative Beschreibung der Wechselwirkung von Spule und Plasma.

Das vorgeschlagene Modell beruht auf der simplen und fundamentalen Tatsache, dass geladene Teilchen miteinander wechselwirken. In jedem makroskopischen System geladener Teilchen wirkt jedes Teilchen durch sein Feld auf jedes andere. Andererseits ist auch die Bewegung jedes geladenen Teilchens bestimmt von den elektrischen Feldern aller anderen geladenen Teilchen. Im vorliegenden Fall ist das makroskopische System realisiert durch das Triebwerk mit seinen sämtlichen Komponenten; also insbesondere Spule, Gehäuse und elektrische Versorgung. Der andere wesentliche Bestandteil des Systems ist das Plasma, welches mit seinen Ladungsträgern in den Prozess gegenseitiger Wechselwirkung involviert ist. Als Ladungsträger im betrachteten System kommen aufgrund der hohen Frequenz der Feldrichtungsänderung nur die leichten Elektronen in Frage.

Die von Aussen am System gemessenen elektrischen Grössen beschreiben den makroskopischen Zustand als Resultat der im System herrschenden mikroskopischen Wechselwirkungen. Die Messwerte bezeichnen somit die resultierende und von aussen beobachtbare Überlagerung der Wirkung aller beteiligten Ladungen. Gelingt es den Anteil des Plasmas an diesem Gleichgewicht zu ermitteln, so kann man daraus die Charakteristik des Plasmas ableiten. Speziell die Interaktion von

Spule und Plasma spielt dabei eine entscheidende Rolle. Die harmonisch bewegten Elektronen der Spule sind die Ursache für ein zeitlich-veränderliches Feld. Dieses Feld wirkt auf die Ladungsträger des Plasmas, wodurch jene dem Feld folgend bewegt werden. Auch diese Bewegung von Ladungen erzeugt wiederum ein Feld; welches offensichtlich von der elektrischen Charakteristik des Plasmas abhängt. Und dieses Feld wirkt auf die Elektronen in der Spule. Das messbare elektrische Verhalten der Spule ist somit bestimmt aus der Überlagerung des an die Spule angelegten Feldes und dem Feld, dass als Rückwirkung aus dem Plasma auf die Spule einwirkt. Durch die Ermittlung des Anteils des Plasmas an dieser Überlagerung lassen sich Aussagen über die elektrischen Eigenschaften des Plasmas treffen.

## 4.1 Induktive Kopplung von Spule und Plasma

### 4.1.1 Systematische Vorbetrachtungen

Um den Anteil des Plasmas am System wechselwirkender Elektronen ermitteln zu können, muss natürlich im Vorfeld bekannt sein, welchen Beitrag alle anderen Komponenten des Systems, bzw. die Elektronen dieser Komponenten am Gleichgewicht der Wechselwirkungen haben.

Makroskopisch äussert sich der Zustand des Systems durch die elektrischen Grössen Spannung und Strom. An das Triebwerkssystem wird von Aussen die Spannung  $U$  angelegt; mit anderen Worten wird das System einem äusseren Feld ausgesetzt. Unter dem Einfluss dieses Feldes bewegen sich die Elektronen des Systems; es stellt sich das oben beschriebene Gleichgewicht von Wirkung und Rückwirkung ein. Das Ergebnis dieses Gleichgewichts ist ein im System fließender Strom  $J$ . Sowohl Spannung  $U$  als auch Strom  $J$  können experimentell bestimmt werden. Es liegt daher nahe, den durch Strom und Spannung definierten Widerstand als Parameter des Systems zu wählen.

Gemessen werden hier natürlich die den RFG betreibende Gleichspannung bzw. Gleichstrom. Diese Werte stellen die Maximalwerte der vom RFG erzeugten Wechselfeldspannung dar. Und da das Verhältnis zwischen den Maxima das gleiche ist wie zwischen Spannung und Strom zu jeder Zeit, können auch die Maxima

der Wechselspannung bzw. die Gleichspannungswerte zur Berechnung des Widerstands verwandt werden.

Zwischen dem Widerstand des Triebwerksystems ohne Plasma  $R_{ohnePlasma}$  und dem Widerstand des Systems mit gezündetem Plasma  $R_{mitPlasma}$  besteht ein deutlicher Unterschied. Ermittelt wird dieser Unterschied durch Aufnahme der am System anliegenden Spannung und dem daraus resultierenden Strom mit und ohne Plasma. Nach dem Ohmschen Gesetz wird daraus der Widerstand des Systems errechnet.

$$R_{mitPlasma} \neq R_{ohnePlasma} \quad (4.1)$$

Offensichtlich bedingt das gezündete Plasma im Triebwerkssystem eine Änderung des Gesamtwiderstandes. Es muss also einen Mechanismus geben, mit dem das Plasma den gemessenen Widerstand des Systems beeinflusst. Eine Analyse aller aufgenommenen Messwerte zeigt, dass der Widerstand des Systems mit Plasma ( $R_{mitPlasma}$ ) stets grösser ist, als der Widerstand ohne Plasma ( $R_{ohnePlasma}$ ).

$$R_{mitPlasma} > R_{ohnePlasma} \quad (4.2)$$

Nach dem Ohmschen Gesetz ist der Widerstand das Verhältnis von angelegter Spannung zu resultierendem Strom. Um einen Strom  $I$  zu erzeugen ist demnach in einem System mit gezündetem Plasma eine höhere Spannung nötig als in einem System ohne Plasma.

$$R_{mitPlasma} \cdot I = U_{mitPlasma} > U_{ohnePlasma} = R_{ohnePlasma} \cdot I \quad (4.3)$$

Das bedeutet, dass bei Anwesenheit von Plasma im Triebwerkssystem eine zusätzliche Spannung  $U'$  benötigt wird, um einen Strom  $I$  zu bedingen.

$$U_{mitPlasma} = U_{ohnePlasma} + U' \quad (4.4)$$

Um den Beitrag des Plasmas zum Gesamtwiderstand zu bestimmen, ist es zunächst wichtig, den Widerstand des Systems ohne Plasma ( $R_{ohnePlasma}$ ) zu ermitteln. Aus diesem Grund wird zunächst die  $U - I$  - Kennlinie ohne Plas-

#### 4.1. INDUKTIVE KOPPLUNG VON SPULE UND PLASMA

---

ma aufgenommen. Damit wird dann der Widerstand des Systems ohne Plasma bestimmt, zu welchem alle anderen Komponenten des Systems einen Beitrag liefern; der ohmsche Anteil der Leitung, der kapazitive Anteil des Schwingkreises und der induktive Anteil der Spule ohne Plasma, sowie induktive Anteile sämtlicher metallischer Teile des Gehäuses. Dies alles sind feste Grössen, die auch nach Einschalten des Plasmas unverändert bleiben. Damit kann dann mit Hilfe des Ohmschen Gesetzes die Spannung ermittelt werden, die an das System ohne Plasma angelegt werden muss, um den Strom  $I$  zu erzeugen.

$$U_{\text{ohnePlasma}} = R_{\text{ohnePlasma}} \cdot I \quad (4.5)$$

Das essentielle Problem ist nun, mit welchem Mechanismus die Anwesenheit des Plasmas einen um die zusätzliche Spannung  $U'$  erhöhten Spannungsabfall über das System erfordert. Alle Änderungen des Widerstands nach Zünden des Plasmas basieren auf der Wechselwirkung von Spule und Plasma. Die Spule induziert im Plasma eine ringförmige Wechsellspannung. Die Elektronen des Plasmas, die dem radialen Feld folgend sich bewegen, induzieren wiederum in der Spule eine Spannung  $U_{\text{Induktion}}$ . In Abb. 4.1 ist dieser Vorgang der gegenseitigen Induktion von Spule und Plasma schematisch dargestellt. Bei dieser Darstellung wurde Wert darauf gelegt, dass Verhältnis von Stromrichtung und Richtung von Magnetfeld und elektrischem Feld originalgetreu wiederzugeben. Es ist darum schon in diesem Schema zu erkennen, dass als Ergebnis des Prozesses der gegenseitigen Induktion in der Spule eine Spannung erzeugt wird, die dem ursprünglichen Stromfluss entgegengerichtet ist. Massgeblich dafür ist die Richtung des den Stromfluss radial umgebenden Magnetfelds, denn diese ist verantwortlich für den Richtungssinn der induzierten Wirbelspannung. Während im Innenbereich eines kreisförmigen Stromflusses die Induktionsspannung dem Stromfluss gleichgerichtet ist, wird im Aussenbereich eine Induktionsspannung erzeugt, die dem Stromfluss entgegengerichtet ist; bildlich nachvollziehbar wird dies wie gesagt in Abb. 4.1. Dass in der Spule eine Spannung resultiert, welche dem Spulenstrom entgegengerichtet ist, beruht auf der grundlegenden Tatsache, dass kreisförmige Ströme grundsätzlich in ihrem Innenraum eine Wirbelspannung induzieren, welche dem Richtungssinn des Spulenstromes gleichgerichtet ist, während die im Aussenraum induzierte Spannung dem Spulenstrom entgegengerichtet ist.

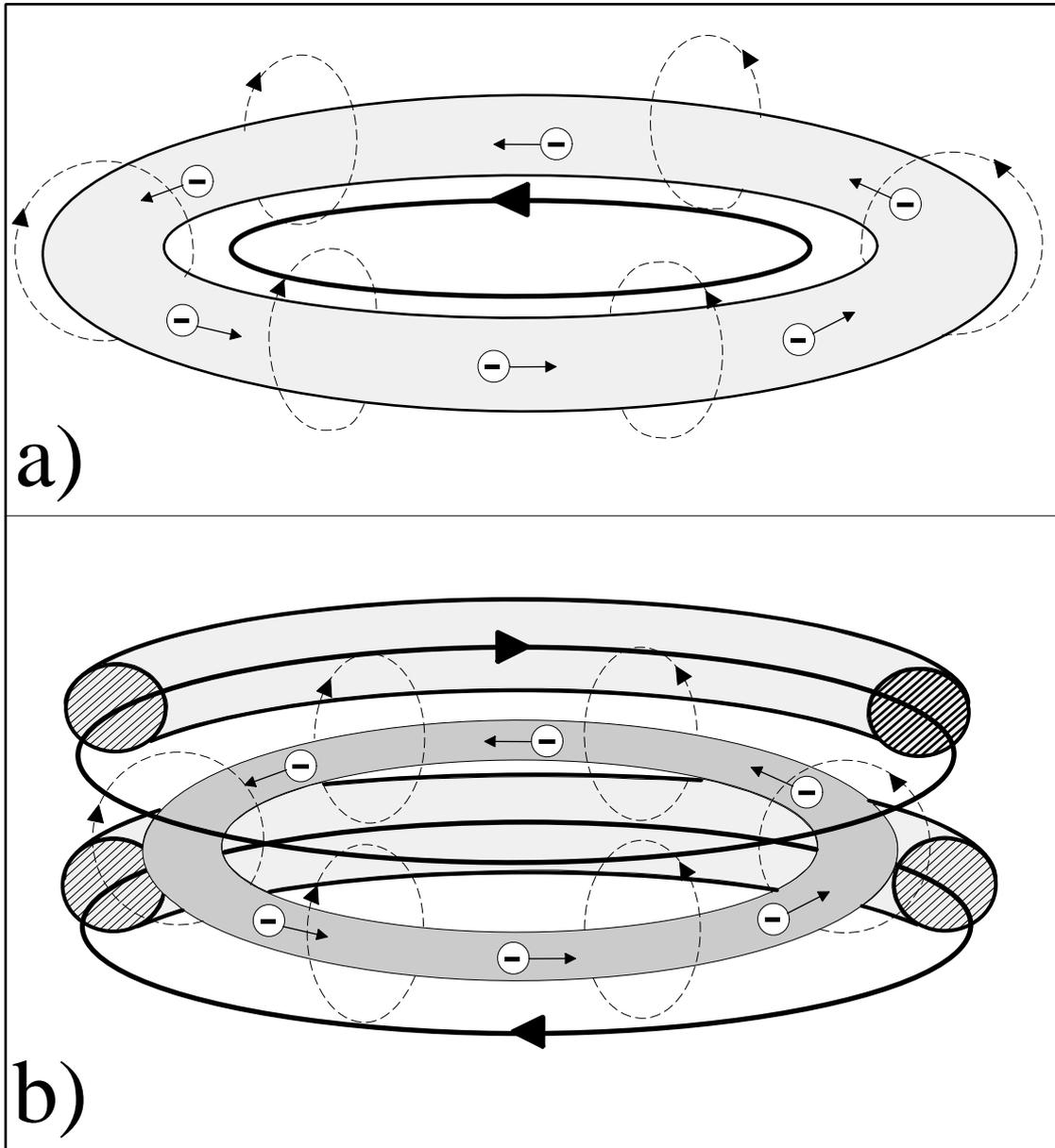


Abb. 4.1: Schema der Wechselwirkung von Spule und Plasma. (a) Der Elektronenstrom in der Spulenwindung induziert im Innenraum der Windung eine Wirbelspannung. (b) Der ringförmige Elektronenstrom im Plasma (grau) induziert in den Spulenwindungen eine der ursprünglichen Stromrichtung entgegengerichtete Wirbelspannung. (Magnetfeld-gestrichelte Linie; elektrisches Feld-durchgezogene Linie; Pfeile geben die jeweilige Feldrichtung an)

Das Wesen einer Induktionsspannung ist, dass sie ihrer Ursache entgegenwirkt (Lenzsche Regel). Die Ursache ist in diesem Fall die ans System angelegte Span-

#### 4.1. INDUKTIVE KOPPLUNG VON SPULE UND PLASMA

---

nung. Die induzierte Spannung wirkt also der ans Triebwerkssystem angelegten Spannung entgegen. Damit im System der gleiche Strom  $I$  fließt mit und ohne anwesendem Plasma muss darum bei gezündetem Plasma die Induktionsspannung kompensiert werden. Dies geschieht durch eine Erhöhung der angelegten Spannung um die zusätzlich induzierte Spannung  $U'$ .

$$U' = -U_{\text{Induktion}} \quad (4.6)$$

Anders ausgedrückt kann auch davon gesprochen werden, dass von der Bewegung der Elektronen im Plasma in der Spule ein Gegenfeld induziert wird, welches auf die Elektronen der Spule wirkt. Massgeblich für die Bewegung der Elektronen in der Spule sind nun beide Felder; das extern an die Spule angelegte Feld und das vom Plasma induzierte Gegenfeld. Dieses Gegenfeld muss durch eine Erhöhung des externen Feldes kompensiert werden, um auf die Elektronen der Spule die gleiche resultierende Wirkung auszuüben wie ohne Plasma.

Einsetzen von Gl. (4.5) und Gl. (4.6) in Gl. (4.4) liefert eine Gleichung, die es ermöglicht, die vom Plasma induzierte Spannung  $U_{\text{Induktion}}$  auf der Grundlage der experimentell ermittelten Strom- und Spannungswerte des Systems mit und ohne Plasma zu berechnen.

$$U_{\text{mitPlasma}} = R_{\text{ohnePlasma}} \cdot I - U_{\text{Induktion}} \quad (4.7)$$

Die Spannung ( $U_{\text{mitPlasma}}$ ) und der Strom ( $I$ ) mit Plasma bzw. der Widerstand ( $R_{\text{ohnePlasma}}$ ) ohne Plasma können experimentell ermittelt werden. Somit ist es möglich, mit Gl. (4.7) einen Wert für die vom Plasma in der Spule induzierte Spannung ( $U_{\text{Induktion}}$ ) anzugeben. Die Grösse dieser Induktionsspannung wird wiederum wesentlich von den Eigenschaften und dem Verhalten des Plasmas abhängen. Es ist also möglich aus der vom Plasma erzeugten Induktionsspannung die Charakteristik des Plasmas abzuleiten. Ausschlaggebend für eine solche Ableitung ist die Kenntnis der Wechselwirkung zwischen Spule und Plasma.

### 4.1.2 Qualitative Betrachtung der Gegeninduktion von Spule und Plasma

Der bei einem Radiofrequenz-Ionentriebwerk zur Zündung und Unterhaltung des Plasmas massgebliche Prozess ist die induktive Kopplung; also das Feld, das von einer harmonischen Stromänderung erzeugt wird. Aus diesem Grund wird im Triebwerksstromkreis eine harmonische Wechselspannung erzeugt. Dazu wird eine Gleichspannung und ein Gleichstrom von Aussen an den Triebwerkskreis angelegt. Ein Radiofrequenzgenerator (RFG) variiert die angelegte Gleichspannung  $U_0$  harmonisch zwischen  $U_0$  und  $-U_0$ ; wobei das Vorzeichen die Richtung des Feldes bzw. des erzeugten Stroms zeigt. Das Ergebnis ist ein im Triebwerkskreis fliessender sinusförmiger Strom.

In 4.1.1 wurde festgestellt, dass speziell die Interaktion von Spule und Plasma einen Ansatz für die Untersuchung der Charakteristik des Plasmas bietet. Aus diesem Grund wird im folgenden diese Wechselwirkung von Spule und Plasma phänomenologisch für die Bedingungen untersucht, wie sie im Triebwerkssystem herrschen. Ein harmonischer Strom oszilliert im gesamten Kreis der Triebwerksversorgung. Und ebendieser sinusförmige Strom  $I$  fliesst darum auch in der für die induktive Kopplung ins Plasma verantwortlichen Spule.

$$I = I_0 \cdot \sin(2\pi ft) \quad (4.8)$$

Nach dem Ohmschen Gesetz ist für das Fliessen eines Stroms stets ein Potentialgefälle, also eine Spannung verantwortlich. Damit kann man die Spannung  $\bar{U}$  berechnen, die anliegen muss, um in der Spule den Strom  $I$  zu verursachen. Die Bestimmung der Spannung  $\bar{U}$  erfolgte auf Basis des rein spuleninternen Widerstands. Die Spannung  $\bar{U}$  ist also die hypothetische Spannung, die erforderlich wäre, in der Spule ohne die Anwesenheit von Plasma den Strom  $I$  zu erzeugen. Der Induktionsprozess spielt hier noch keine Rolle.

$$\bar{U} = \bar{U}_0 \cdot \sin(2\pi ft) \quad (4.9)$$

Gemäss den Gesetzen der Induktion bewirkt ein mit der Zeit veränderlicher Strom in seiner Umgebung eine Spannung. Dabei ist die Intensität der induzier-

#### 4.1. INDUKTIVE KOPPLUNG VON SPULE UND PLASMA

---

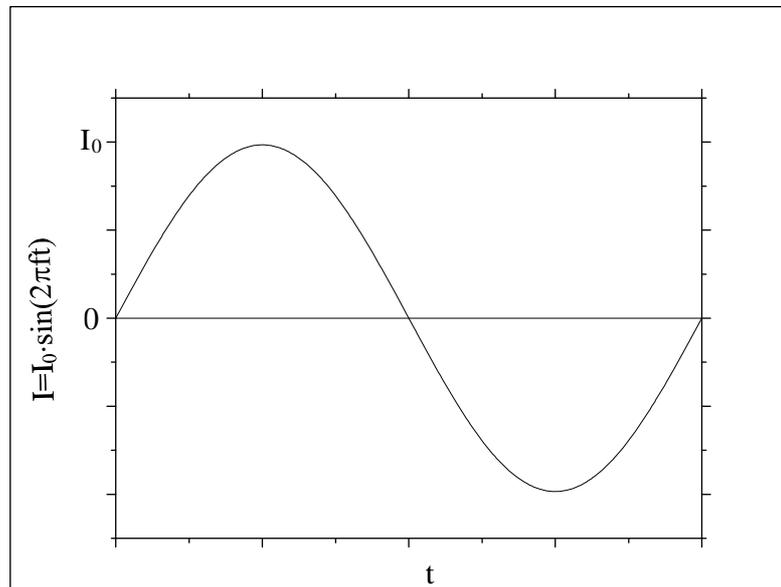


Abb. 4.2: Strom  $I$  in der Spule

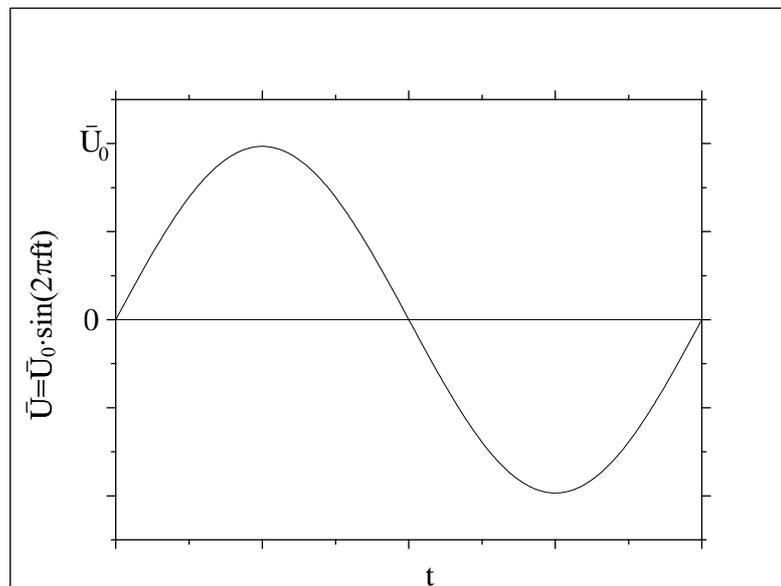


Abb. 4.3: Im System ohne Plasma zur Erzeugung eines Stroms  $I$  nötige Spannung  $\bar{U}$

ten Spannung direkt proportional der Rapidität der Stromänderung. Bei einem harmonisch oszillierendem Strom ist die Frequenz das Mass für die Schnelligkeit

---

#### 4.1. INDUKTIVE KOPPLUNG VON SPULE UND PLASMA

---

der Stromänderung. Demnach muss die Frequenz auch ein Mass für die Grösse der induzierten Spannung sein. Das Lenzsche Gesetz besagt ausserdem, dass die induzierte Spannung entgegengerichtet ist der den Strom erzeugenden Spannung.

$$-\frac{dI}{dt} \sim U_{PI} = -U_{PI,0} \cdot \cos(2\pi ft) \quad (4.10)$$

Da der induzierende Strom  $I$  sinusförmig in der Zeit ist, und sich die Induktionsspannung  $U_{PI}$  durch die Ableitung des Stroms nach der Zeit ergibt, hat diese Spannung einen cosinusförmigen Verlauf. Das negative Vorzeichen ergibt sich daraus, dass die induzierte Spannung dem sie erregenden Strom entgegengerichtet ist.

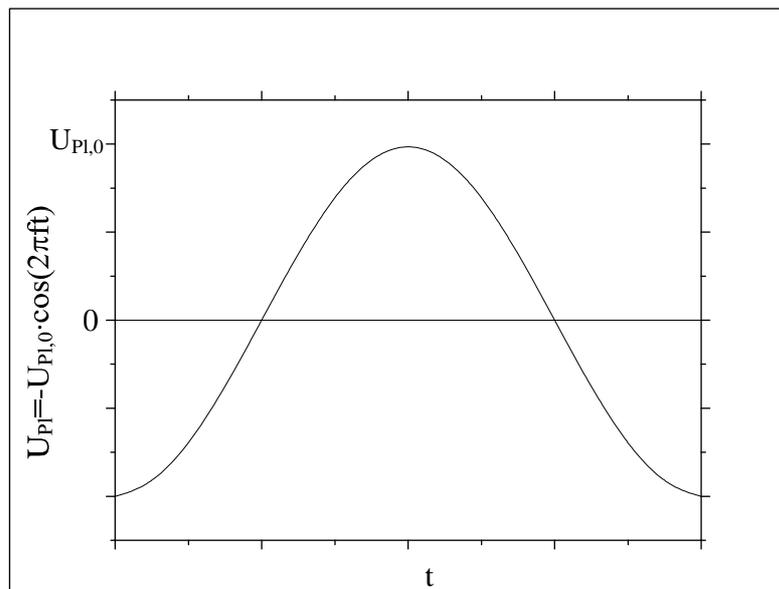


Abb. 4.4: Von der Spule im Plasma induzierte Spannung  $U_{Plasma}$

Die induzierte Spannung  $U_{PI}$  äussert sich im Plasma als azimuthales elektrisches Feld. Dieses wirkt auf die Ladungsträger des Plasmas, welche sich daraufhin dem Feld folgend bewegen. Als Summe dieser Bewegung resultiert im Plasma ein ebenfalls cosinusförmigen Strom  $I_{PI}$ .

Wegen der Periodizität der erzeugenden Spannung ändert sich der cosinusförmige Strom  $I_{PI}$  im Plasma ebenfalls mit der Zeit. Natürlich gelten auch für den Strom  $I_{PI}$  die Gesetze der Induktion. Das heisst, dass die Änderung des Stroms

#### 4.1. INDUKTIVE KOPPLUNG VON SPULE UND PLASMA

---

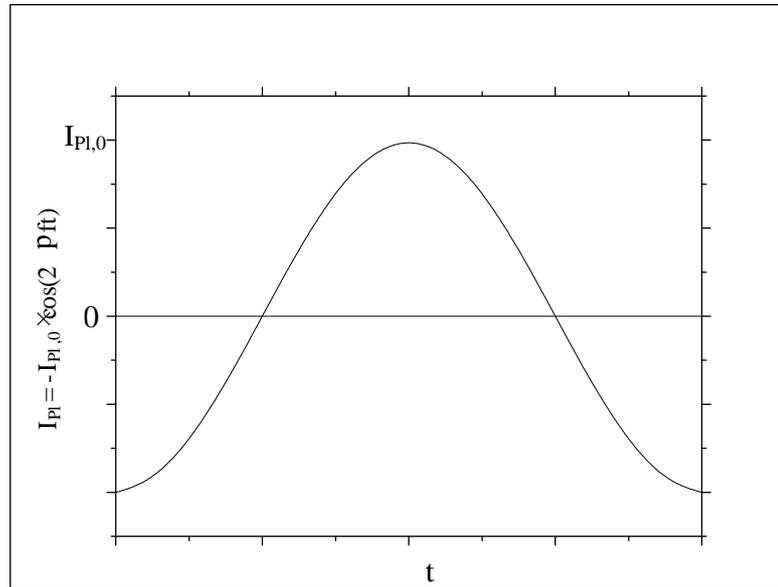


Abb. 4.5: Durch die Spannung  $U_{Plasma}$  im Plasma erzeugter Strom  $I_{Plasma}$

im Plasma in seiner Umgebung eine Spannung induziert. Durch diesen Vorgang wird in der das Plasma umgebenden Spule die Induktionsspannung  $U_{Sp}$  erzeugt.

$$-\frac{dI_{Pl}}{dt} \sim U_{Sp} = -U_{Sp,0} \cdot \sin(\omega t) \quad (4.11)$$

Die oben hergeleiteten qualitativen Prinzipien der Gegeninduktion zeigen also, dass eine sinusförmige an eine Spule (welche ein Plasma umschliesst) angelegte Spannung eine zusätzliche durch Gegeninduktion hervorgerufene Spannung in der Spule erzeugt. Diese vom Plasma in der Spule induzierte Spannung  $U_{Sp}$  ( $U_{Sp} = U_{Induktion}$ ) addiert sich mit der von Aussen angelegten Spannung  $U$ . Ein Vergleich von Abb. 4.3 mit Abb. 4.6 zeigt, dass die induzierte Spannung  $U_{Induktion}$  der angelegten Spannung  $U$  entgegengerichtet ist. Die angelegte Spannung  $U$  wird also von der induzierten Spannung  $U_{Induktion}$  geschwächt. Diese Wirkung der gegenseitigen Induktion von Spule und Plasma muss durch eine Erhöhung der von Aussen angelegten Spannung kompensiert werden, um einen gegebenen Strom in der Spule zu gewährleisten. Die qualitative Analyse der Gegeninduktion von Spule und Plasma bestätigt also nochmal die schon in 4.1.1 gewonnen Erkenntnisse.

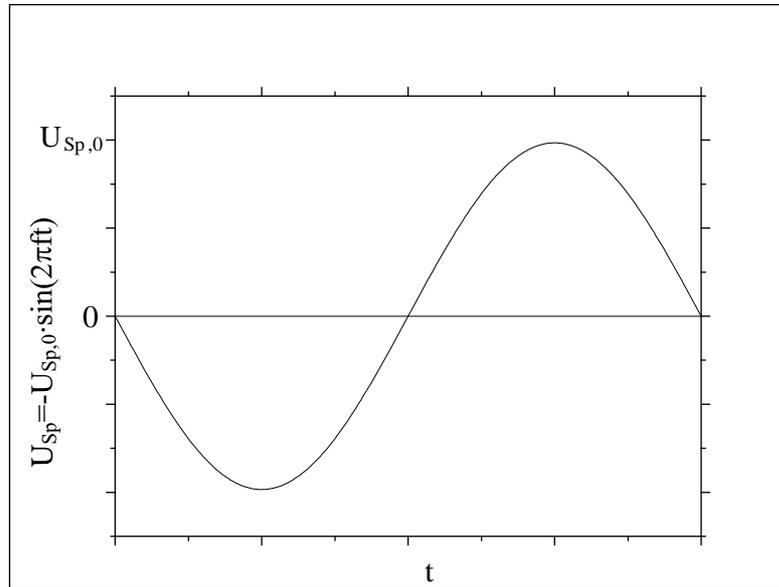


Abb. 4.6: Vom Plasma in der Spule erzeugte Induktionsspannung  $U_{Spule}$

### 4.1.3 Quantitative Berechnung der Gegeninduktion von Spule und Plasma

Während im vorangegangenen Abschnitt die phänomenologische Tatsache besprochen wurde, dass sich ändernde Ströme Induktionsspannungen erzeugen, soll hier der auf dem Konstrukt des Magnetfeldes basierende Mechanismus hinter dieser Beobachtung eingeführt werden. Jeder Strom von Elektronen in einem metallischen Leiter erzeugt in seiner Umgebung ein magnetisches Feld. Speziell verursacht ein Strom durch eine aus einem metallischen Leiter bestehenden Leiterschleife in der Fläche die die Leiterschleife einschliesst ein Magnetfeld. Der Vektor des Magnetfeldes steht dabei senkrecht auf der von der Leiterschleife umschlossenen Fläche.

Auch eine Windung einer Spule stellt prinzipiell eine Leiterschleife dar. Wobei durch die radiale Symmetrie der Windung das Magnetfeld in der Leiterschleife ein homogenes ist. Die Spule selbst ist eine Hintereinanderschaltung von  $N$  Windungen, deren Magnetfelder sich addieren. Daraus lässt sich das Magnetfeld einer Spule ( $B$ ) berechnen.

$$B = \frac{1}{\epsilon_0 c^2} \cdot \frac{N}{l} \cdot I \quad (4.12)$$

Das gesamte eine Kreisfläche  $A$  mit dem Radius  $r$  durchdringende magnetische Feld wird auch als Fluss des magnetischen Feldes bezeichnet; oder kurz als magnetischer Fluss  $\Phi$ .

$$\Phi = A \cdot B = \pi \cdot r^2 \cdot B = \frac{\pi r^2}{\epsilon_0 c^2} \cdot \frac{N}{l} \cdot I \quad (4.13)$$

Das Induktionsgesetz besagt nun, dass wenn sich der magnetische Fluss durch eine Fläche ändert, dann wird in einer diese Fläche begrenzenden Leiterschleife eine Spannung induziert. Bei einer Spule wird diese Spannung in jeder Windung induziert, so dass sich die Gesamtspannung als Summe der Einzelspannungen in allen  $\bar{N}$  Windungen berechnet.

$$U = -\bar{N} \cdot \frac{d\Phi}{dt} = -\frac{\pi r^2}{\epsilon_0 c^2} \cdot \frac{\bar{N}N}{l} \cdot \frac{dI}{dt} \quad (4.14)$$

Die Formel Gl. (4.14) stellt damit faktisch die Verknüpfung von Ursache und Wirkung der Induktion dar. Speziell in diesem Fall ist die Ursache ein Strom  $I$ , welcher durch eine Spule mit  $N$  Windungen fließt. Die Wirkung ist die in einer Spule mit  $\bar{N}$  Windungen induzierte Spannung  $U$ . Die Verknüpfung erfolgt hier in Unkenntnis des genauen mikroskopischen Mechanismus mit Hilfe des Konstrukts Magnetfeld. Das Magnetfeld wird dabei als Eigenschaft eines von einem Leiter umschlossenen Raumgebietes definiert, welche einerseits vom Leiter erzeugt wird, andererseits aber auch auf den Leiter wirkt.

Es wurde festgestellt, dass das elektromagnetische Feld der Spule nur eine begrenzte Eindringtiefe in das von ihr umschlossene Plasma besitzt. Und nur in einer von der Eindringtiefe begrenzten Schicht wird von der Spule ein azimuthales elektrisches Feld induziert. Dieses kreisförmige Feld ist die Ursache für die das Plasma erzeugende Entladung. Es kann also davon ausgegangen werden, dass die Produktion von Plasma ausschliesslich in dieser Schicht stattfindet.

Eine weitere Folge der endlichen Eindringtiefe des elektromagnetischen Feldes in das Plasma ist, dass nur in dieser von der Eindringtiefe begrenzten Schicht

von der Spule eine Spannung ins Plasma induziert wird. Damit wird nur in der Schicht ein vom einem elektrischen Feld bedingter Driftstrom fließen.

Obwohl natürlich durch Thermik und Diffusion bedingt der gesamte Entladungsraum vom erzeugten Plasma erfüllt ist, wird ein mit der Spule interagierender elektrischer Driftstrom ausschliesslich in der von der Eindringtiefe begrenzten Schicht fließen. Diese Schicht kann modellhaft als räumlich begrenzter, elektrisch leitender Hohlzylinder betrachtet werden, welcher sich innerhalb der Spule befindet. Dieser Hohlzylinder stellt prinzipiell eine Spule mit nur einer Windung dar. Mit diesem Modell können dann die Prinzipien der Gegeninduktion zwischen einer Spule mit  $N$  Windungen und einer von dieser umschlossenen gleichlangen Spule mit nur einer Windung angewandt werden.

In der das Plasma umschliessenden Spule des Triebwerkes fliesst ein harmonischer Strom  $I$ .

$$I_{Sp} = I_{Sp,0} \cdot \sin(2\pi ft) \quad (4.15)$$

$$\frac{dI_{Sp}}{dt} = 2\pi f I_{Sp,0} \cdot \cos(2\pi ft) \quad (4.16)$$

Daraus lässt sich das Magnetfeld der Triebwerksspule berechnen.

$$B = \frac{1}{\epsilon_0 c^2} \cdot \frac{N}{l} \cdot I_{Sp,0} \cdot \sin(2\pi ft) \quad (4.17)$$

Die von der Eindringtiefe begrenzte Schicht aus leitendem Plasma umschliesst eine Fläche  $A_{Pl}$ , welche vom magnetischen Feld der Triebwerksspule durchdrungen ist. Für diese Fläche  $A_{Pl}$  kann jetzt der sie durchdringende magnetische Fluss berechnet werden.

$$\Phi = A_{Pl} \cdot B = \pi \cdot r_{Pl}^2 \cdot B = \frac{\pi r_{Pl}^2}{\epsilon_0 c^2} \cdot \frac{N}{l} \cdot I_0 \cdot \sin(2\pi ft) \quad (4.18)$$

Da sich dieser von einem harmonischen Strom erzeugte magnetische Fluss durch die Fläche  $A_{Pl}$  mit der Zeit ändert, wird in der diese Fläche begrenzenden leitenden Plasmaschicht, welche für sich eine einzelne Windung bildet ( $\bar{N} = 1$ ), eine Spannung induziert.

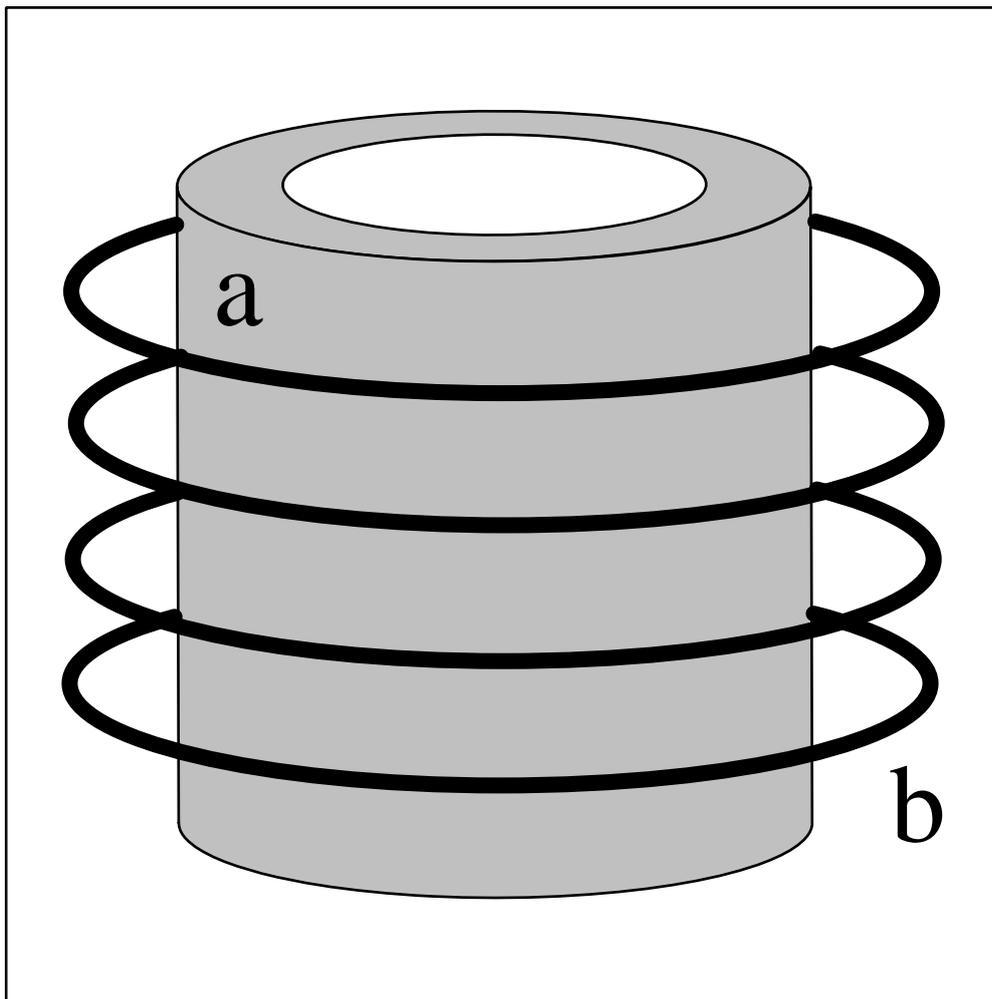


Abb. 4.7: Modell der von der Spule (b) durch die begrenzte Eindringtiefe gebildeten Plasmaschicht (a).

$$U_{Pl} = -\frac{\pi r_{Pl}^2}{\epsilon_0 c^2} \cdot \frac{N}{l} \cdot 2\pi f I_{Sp,0} \cdot \cos(2\pi ft) \quad (4.19)$$

Die Induktionsspannung bedingt nach dem Ohmschen Gesetz in der Plasmaschicht einen Strom.

$$I_{Pl} = -I_{Pl,0} \cdot \cos(2\pi ft) \quad (4.20)$$

$$\frac{dI_{Pl}}{dt} = 2\pi f I_{Pl,0} \cdot \sin(2\pi ft) \quad (4.21)$$

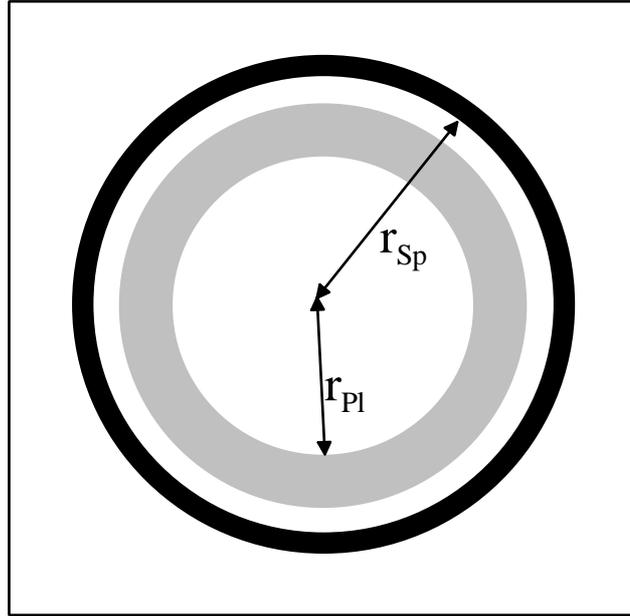


Abb. 4.8: Draufsicht auf die Anordnung von Spule und Plasma, mit der von der Plasmaschicht umschlossenen Fläche  $A_{Pl}$  mit dem Radius  $r_{Pl}$ , und der von der Spule umschlossenen Fläche  $A_{Sp}$  mit dem Radius  $r_{Sp}$ .

Da wie oben gezeigt auch dieser Strom ein harmonischer ist, erzeugt er in der von der Plasmaschicht begrenzten Fläche  $A_{Pl}$  einen sich mit der Zeit ändernden magnetischen Fluss, welcher auch von der Spule umschlossen ist. Dieser Umstand ist wiederum verantwortlich für die Induktion einer Spannung in der Spule.

$$U = -\frac{dI_{PL}}{dt} = -\frac{\pi r_{Pl}^2}{\epsilon_0 c^2} \cdot \frac{N}{l} \cdot 2\pi f I_{0,Pl} \cdot \sin(2\pi ft) = U_{Induktion} \quad (4.22)$$

Aus der in die Plasmaschicht induzierten Spannung lässt sich das azimutale elektrische Feld bestimmen, welches auf die Elektronen des Plasmas wirkt. Ausserdem ist der Strom  $I_{Pl}$  ein Mass für Anzahl und Dynamik der Elektronen des Plasmas. Der Zusammenhang zwischen wirkendem Feld und resultierendem Strom ist abhängig von den Bedingungen, die im Plasma vorherrschen. Und diesen im Plasma resultierenden und von der Spule detektierten Strom von der Plasma-seite aus zu untersuchen und herzuleiten, würde Einblicke in diese Bedingungen bringen.

Um den im Plasma fliessenden und durch Induktion auf die Spule wirkenden Strom zu analysieren, muss dies auf der Grundlage der strukturellen Gegeben-

heiten im Plasma gemacht werden. Da die trägen Ionen dem hochfrequenten Wechselfeld nicht folgen können, besteht der im Plasma fließende Strom ausschliesslich aus Elektronen. Die Ionen können, zumindest in Bezug auf die Wirkung des Induktionsfeldes, als unbeweglich angesehen werden. Auf dieser Grundlage bietet sich an, dass Plasma als Analog zum Metall zu betrachten. Mit dieser Analogie ist es naheliegend, das Plasma durch die Drude-Theorie der Metalle zu beschreiben [Ash01]. Diese Theorie stützt sich auf die Existenz von frei beweglichen Elektronen und ortsfest gebundenen positiven Atomrümpfen, und liefert davon ausgehend Aussagen über das elektrische Verhalten. Die Drude-Theorie stellt damit ein sinnvolles Werkzeug dar, um den von der Spule detektierten Elektronenstrom im Plasma auch von der Plasmaseite aus herzuleiten. Die oben gemachte Herleitung dieses Stroms an Hand seiner induktiven Wirkung auf die Spule kann dann die plasmaseitige Herleitung verifizieren. Die Drude-Theorie liefert so Aussagen über Eigenschaften des Plasmas.

Die Drude-Theorie kann also die hier hergeleitete Wechselwirkung von Spule und Plasma als Grundlage eines Modells vervollständigen, und damit durch Messung an der Spule eine Aussage über das Plasma ermöglichen.

## 4.2 Anwendung des analytischen Modells

Um die oben in diesem Kapitel gemachten Betrachtungen und Herleitungen zur Wechselwirkung von Spule und Plasma konkret auf ein Radiofrequenz-Iontriebwerk anwenden zu können, muss zunächst der Widerstand des Induktionskreises des Triebwerks ohne die Anwesenheit von Plasma bestimmt werden. Dazu wird die Neutralgas-Zufuhr ins Triebwerk geschlossen, um die Ausbildung eines Plasmas zu verhindern, und anschliessend an den RFG eine Spannung angelegt. Der daraus resultierende Strom im Induktionskreis wird aufgenommen und zusammen mit der angelegten Spannung kann so der Widerstand des Kreises ohne Plasma bestimmt werden. Der Widerstand wird dabei unter anderem von der induktiven Wirkung und Rückwirkung aller im Triebwerk vorhandenen freien Ladungsträger, ohne Plasma, bestimmt. Die Intensität dieser Wirkung hängt von der Frequenz des die Induktion verursachenden Spulenstroms ab. Es ist also zu erwarten, dass der im Induktionskreis festgestellte Widerstand von der Frequenz der Spulenspannung abhängt.

In Abb. 4.9, Abb. 4.10 und Abb. 4.11 wurde der Widerstand im Induktionskreis für das Triebwerke RIT-4 für alle verwendeten Betriebsfrequenzen bestimmt. Anhand der Strom- und Spannungswerte der RFG-Versorgung wurde eine U-I-Kennlinie des Triebwerks ohne Plasma aufgenommen. Anschliessend wurden diese Werte linear angefitet, um so die Steigung der Kennlinie zu erhalten; diese Steigung ist identisch mit dem gesuchten Widerstand.

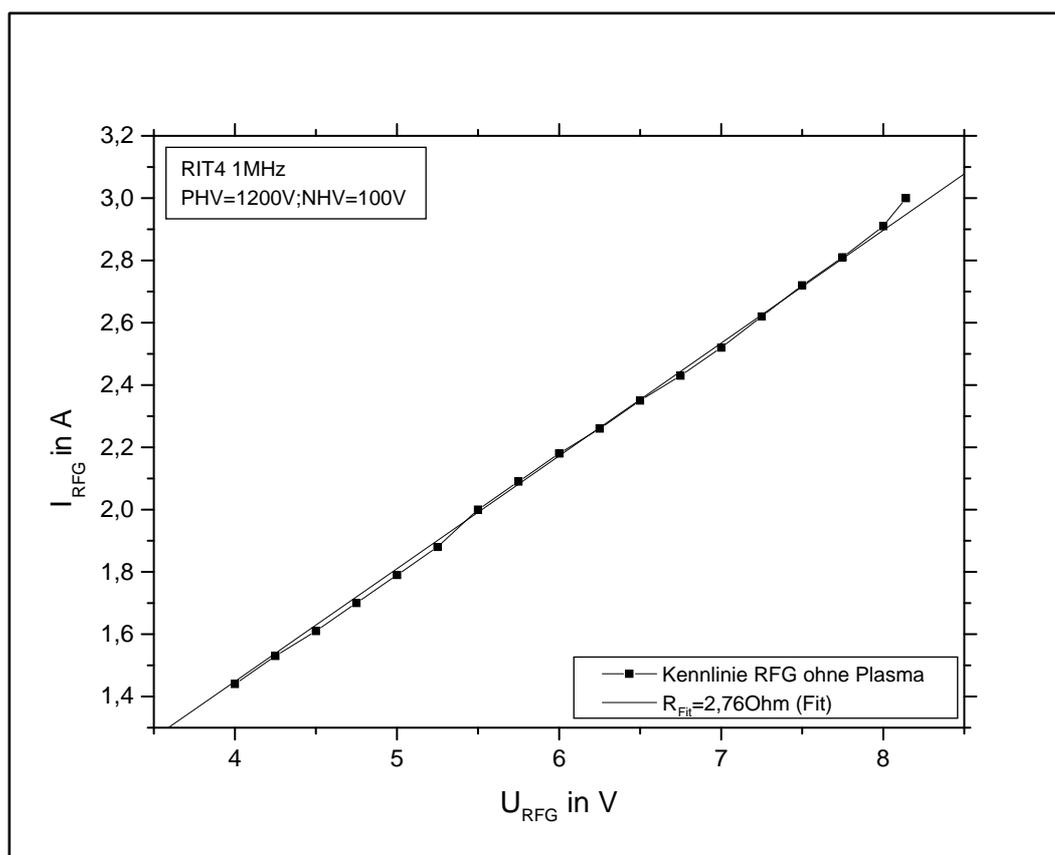


Abb. 4.9: Kennlinie des RFG von RIT-4 bei einer Betriebsfrequenz von 1MHz ohne Plasma. RFG-Strom( $I_{RFG}$ ) gegen RFG-Spannung( $U_{RFG}$ ) aufgetragen und zur Bestimmung des Widerstands( $R$ ) linear angefitet.  $R = 2,76\Omega$

Für das Triebwerk RIT-4 bei den drei verschiedenen Betriebsfrequenzen ermittelte Widerstände ohne Plasma:

- $f = 1MHz \longrightarrow R = 2,76\Omega$
- $f = 2MHz \longrightarrow R = 3,87\Omega$

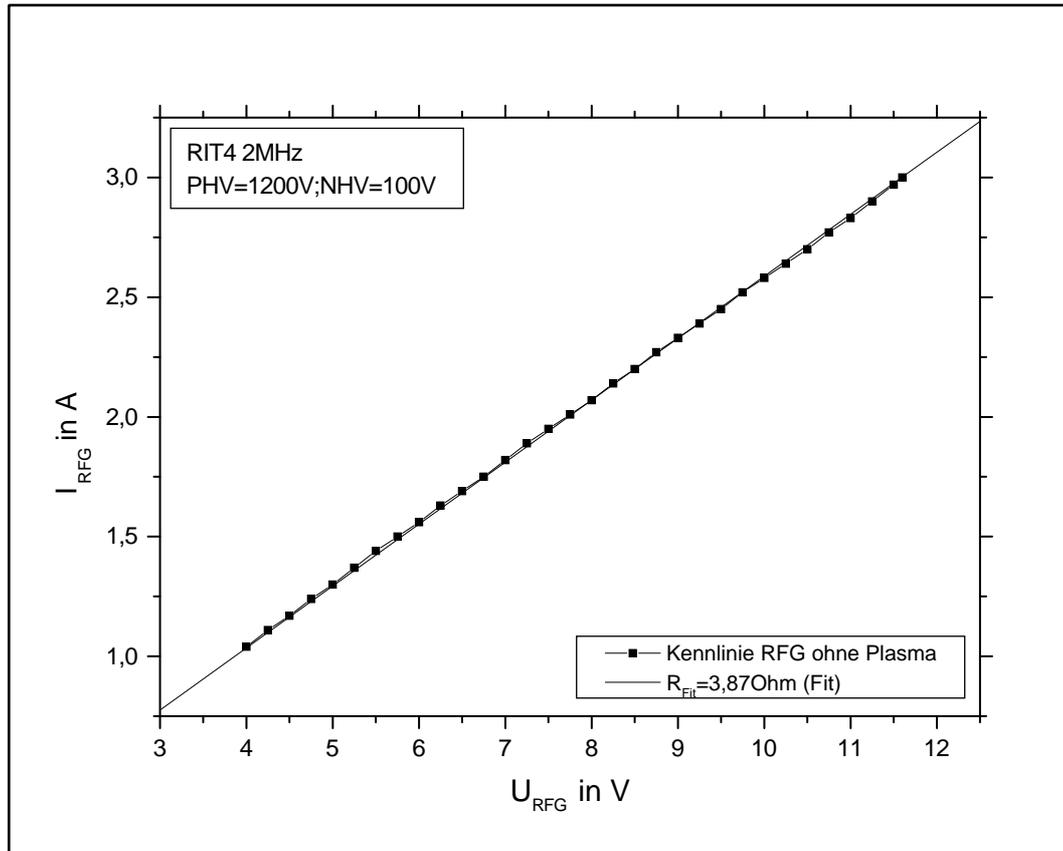


Abb. 4.10: Kennlinie des RFG von RIT-4 bei einer Betriebsfrequenz von 2MHz ohne Plasma. RFG-Strom( $I_{RFG}$ ) gegen RFG-Spannung( $U_{RFG}$ ) aufgetragen und zur Bestimmung des Widerstands( $R$ ) linear angefitet.  $R = 3,87\text{Ohm}$

- $f = 3\text{MHz} \rightarrow R = 5,02\text{Ohm}$

Es ist an dieser Stelle möglich, da für verschiedene Betriebsfrequenzen der Widerstand im Induktionskreis ermittelt wurde, die Abhängigkeit des Widerstands von der Frequenz zu verdeutlichen; in Abb. 4.12 ist diese Abhängigkeit aufgetragen. Es zeigt sich hier, dass der Widerstand im Induktionskreis linear von der Frequenz abhängig ist.

Mit Hilfe der Formel Gl. (4.7) und des oben ermittelten Widerstands( $R_{ohnePlasma}$ ) ohne Plasma kann aus den im Betrieb des Triebwerks aufgenommenen RFG-Versorgungsspannung( $U_{mitPlasma}$ ) und RFG-Versorgungsstrom( $I$ ) die vom Plasma in die Spule induzierte Gegenspannung( $U_{Induktion}$ ) bestimmt werden. Die Höhe dieser Gegenspan-

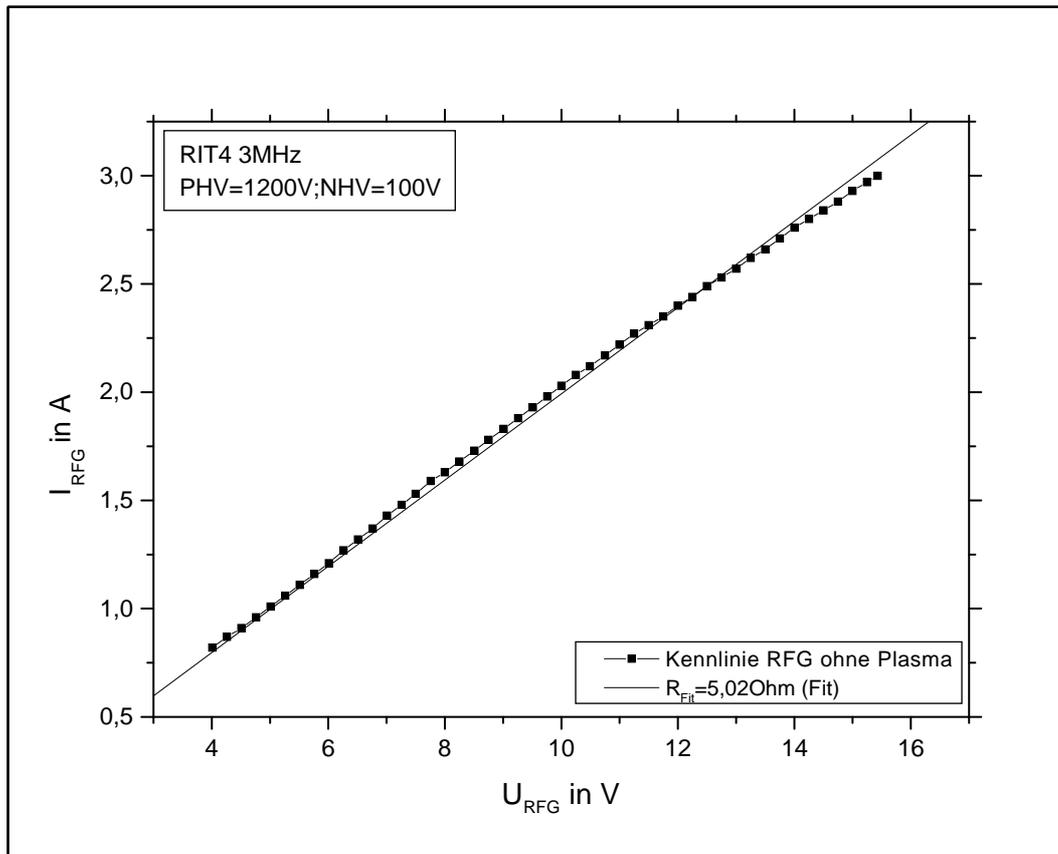


Abb. 4.11: Kennlinie des RFG von RIT-4 bei einer Betriebsfrequenz von 3MHz ohne Plasma. RFG-Strom( $I_{RFG}$ ) gegen RFG-Spannung( $U_{RFG}$ ) aufgetragen und zur Bestimmung des Widerstands( $R$ ) linear angefitet.  $R = 5,02 \text{ Ohm}$

nung ist bestimmt von der Schnelligkeit der Stromänderung, also letztendlich von der Frequenz der Anregungsspannung, und von der Höhe des Stromes im Plasma selbst. Unter Berücksichtigung der Anregungsfrequenz kann also schon an dieser Stelle anhand der ermittelten Gegenspannung in der Spule eine Aussage über die Güte des Plasmas getroffen werden; denn ohne Zweifel ist die Höhe des Stroms im Plasma abhängig von Anzahl und Dichte der Ladungsträger im Plasma. Die Höhe der in der Spule induzierten Gegenspannung erlaubt also schon eine Bewertung der absoluten Anzahl an im Entladungsgefäß produzierten Ionen und, in Verbindung mit dem zugeführten Neutralgas-Strom, eine Aussage über die Ionisationsrate.

Weitergehend kann die vom Wirbelstrom im Plasma erzeugte Spannung in der Spule auch als Grundlage einer tiefergehenden Modellierung des produzierten

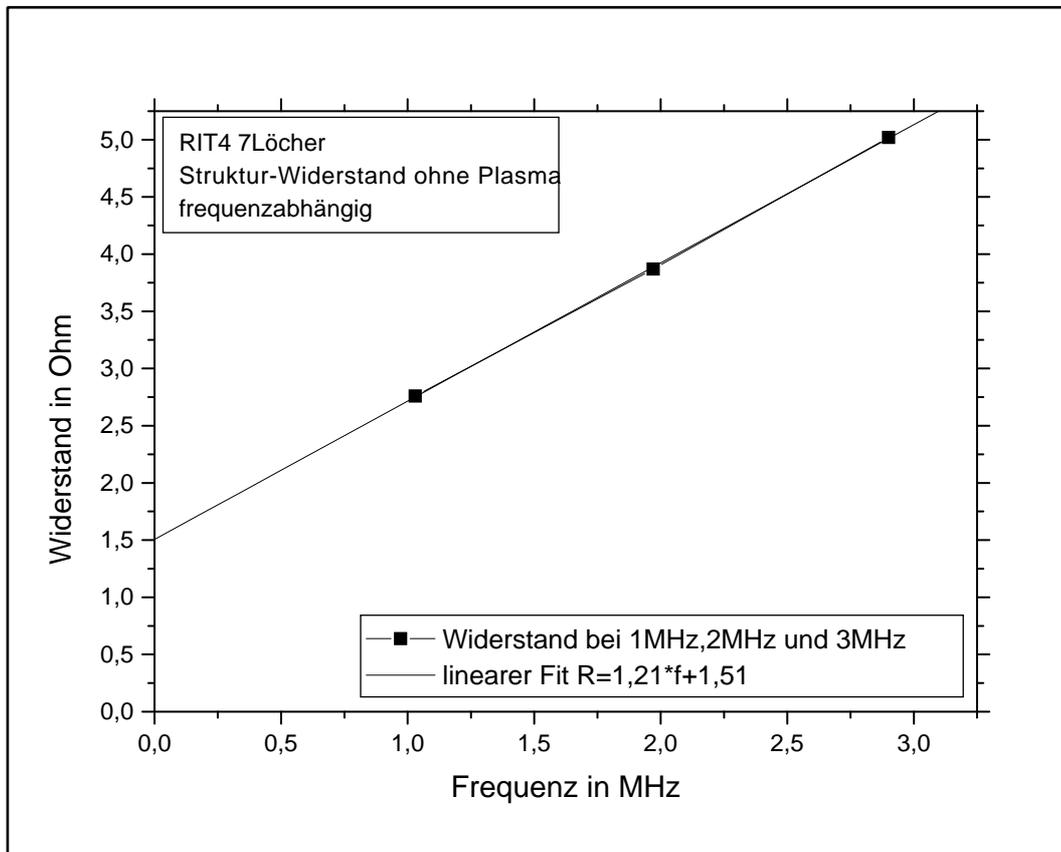


Abb. 4.12: Frequenzabhängigkeit des Widerstands im Induktionskreis. Ermittelte Widerstände bei den Betriebsfrequenzen 1MHz, 2MHz und 3MHz gegen die Frequenz  $f$  aufgetragen.  $R = 1,21 \cdot f + 1,51$

Plasmas genutzt werden, aus der sich dann wichtige Plasmaparameter ableiten lassen. Man kennt einerseits die Spannung, die den Wirbelstrom im Plasma bedingt. Andererseits kann man über die Grösse der in der Spule induzierten Gegenspannung ( $U_{\text{Induktion}}$ ) auf die Grösse des Wirbelstromes ( $I_{\text{Pl}}$ ) selbst rückschliessen (siehe Gl. (4.22)). Kennt man also Ursache (Wirbelfeld im Plasma) und Wirkung (Wirbelstrom im Plasma) so kann man daraus auf die Eigenschaften des beeinflussten Mediums (Plasma) schliessen; anders gesagt, kennt man Frage an ein System und darauffolgende Antwort dieses Systems, so liefert das Erkenntnis über das System. Nach diesem Grundprinzip funktioniert im übrigen prinzipiell jedes Experiment. In diesem Fall kann man auf Grundlage dieses Prinzips auf die innere Struktur des Plasmas schliessen, denn Grössen wie Ladungsträgerzahl bzw. Ladungsträgerdichte und Beweglichkeit dieser Ladungsträger bestimmen

letztendlich in welcher Form und Intensität das Plasma durch Stromfluss auf ein extern angelegtes elektrisches Feld reagiert.

Das im Plasma erzeugte elektrische Feld ist ein in hoher Frequenz oszillierendes. Die, verglichen mit den Elektronen, sehr schweren Ionen können dieser schnellen Richtungsänderung des elektrischen Feldes nicht folgen, und es kann sich somit kein aus Ionen bestehender Wirbelstrom im Plasma etablieren; ausschliesslich elektronische Wirbelströme bilden sich aus. Es liegt darum nahe, die Ähnlichkeit des Plasmas unter hochfrequenten Bedingungen mit einem Metall auszunutzen und zu Grunde zu legen, um auf dieser Basis das bei Metallen übliche Drude-Modell zu verwenden. Das Drude-Modell ist eine von Paul Drude 1900 entwickelte Idealisierung, mit deren Hilfe einfache elektronische Eigenschaften eines Metalls hergeleitet werden sollen. Die Grundannahme dabei ist, dass die positiven Ionen einen unbeweglichen Hintergrund bilden, und sich die Elektronen vor diesem Hintergrund frei bewegen können; Zustände wie sie bei einem Plasma unter der Einwirkung eines hochfrequenten elektrischen Feldes näherungsweise gegeben sind. Aus der Anzahl der Elektronen und ihrer mittleren Geschwindigkeit, welche wiederum aus ihrer Beweglichkeit abgeleitet wird, kann die Stromdichte abgeleitet werden.

Jetzt, da in der Drude-Theorie ein Modell für die Struktur des Plasmas gefunden wurde, kann mit der rekursiven Herleitung der Plasmaeigenschaften begonnen werden. Man geht dabei umgekehrt wie in der klassischen Anwendung der Drude-Theorie vor. Beim Plasma ist durch die oben gemachten Betrachtungen der Strom im Plasma und die diesen Strom erzeugende Spannung bekannt. Gesucht ist jetzt die Anzahl an Elektronen und deren Beweglichkeit, welche mit diesen makroskopischen Werten vereinbar sind. Damit ist es jetzt möglich, aus den so hergeleiteten Elektroneneigenschaften auf Plasmaeigenschaften zu schliessen.

Der bekannte plasma-interne Strom lässt direkte Rückschlüsse auf die Anzahl der am Strom beteiligten Elektronen zu. Nach Ermittlung der Eindringtiefe des elektrischen Feldes ins Plasma kann die Dicke der stromführenden Schicht im Plasma festgestellt werden, und so die Elektronendichte aus der Anzahl der am Strom beteiligten Elektronen bestimmt werden. Unter Berücksichtigung des Ionisationsprozesses kann so auch die Ionendichte bestimmt werden. Und aus der Kenntnis der den Strom im Plasma verursachenden Spannung lassen sich Aussagen über die Beweglichkeit der Teilchen, und damit auch über die dafür ver-

#### 4.2. ANWENDUNG DES ANALYTISCHEN MODELLS

---

antwortlichen Streuprozesse ableiten; denn die in einem leitenden Medium ablaufenden Streuungen bestimmen die Grösse des von einem angelegten elektrischen Feld verursachten Stroms.

Das hier vorgeschlagene analytische Modell ist zum einen in der Lage, die vom plasma-internen Wirbelstrom in der Spule induzierte Spannung als Mass für die Elektronenzahl und damit letztlich für die Ionendichte zu liefern. Andererseits kann auch weiterführend der genaue für diese induzierte Spannung verantwortliche Strom im Plasma ermittelt werden, und dieser als Indikator für eine Modellierung der Plasmaeigenschaften verwendet werden.

# Kapitel 5

## Experimentelle Ergebnisse

Neben den oben gemachten eher theoretischen Betrachtungen beinhaltet diese Arbeit auch einen experimentellen Teil. In diesem steht die elektrische Charakterisierung der Triebwerke RIT-2 und RIT-4 im Mittelpunkt. Zur Durchführung der experimentellen Untersuchungen wurden die beiden Triebwerke wie in 2 beschrieben kontaktiert und in eine Vakuumtestkammer eingebaut. Dabei war die Absicht, die Charakterisierung so realitätsnah wie möglich durchzuführen. Darum wurde bewusst auf sekundäre Messmethoden verzichtet und es wurden ausschließlich die Parameter der Triebwerkskontaktierung als Messwerte verwendet. Damit wurde erreicht, dass das Triebwerk ausschliesslich anhand von Messgrößen charakterisiert wurde, die auch beim realen Betrieb im Weltraum anfallen. Im Einzelnen sind dies der Massenfluss an Neutralgas, der zur Ionisierung in das Triebwerk geleitet wird, und die eingestellten Werte der elektrischen Versorgung des Triebwerks; also Strom und Spannung mit denen der die Erregerspule versorgende Radiofrequenzgenerator betrieben wird und die Spannungen welche an den beiden Gittern des Extraktionssystem anliegen inklusive des durch die Ionenextraktion verursachten Gitterstroms.

Die Charakterisierung der beiden Radiofrequenz-Triebwerke RIT-2 und RIT-4 erfolgte stets nach einem festen Schema, um eine Systematik der gemessenen Werte zu gewährleisten. Durch den Einbau einer vorher mit Kondensatoren gewünschter Stärke bestückten Kondensatorbank in den Radiofrequenz-Generator wurde im Schwingkreis des Triebwerks die Kapazität festgelegt, und damit gezielt eine Resonanz-Frequenz eingestellt. Für diese festgelegte Frequenz wurde jeweils ein

---

vollständiger Messzyklus durchgeführt. Innerhalb dieses Zyklus wurde ein fester Massenfluss an Xenon eingestellt. Pro eingestelltem Massenfluss wurde dann die Betriebsspannung des RFG äquidistant durchvariiert. Die Variation erfolgt dabei über den ganzen Betriebsbereich; das heisst im gesamten Bereich, in dem die Entladung aufrecht erhalten werden kann. Demzufolge wurde das Triebwerk auch in für den späteren Einsatz uneffizienten Bereichen betrieben; Sinn dieser Messung war keine Optimierung sondern eine Charakterisierung. Messtechnisch aufgenommen wurden die an den beiden Gittern anfallenden Ströme und Spannungen, Strom und Spannung des RFG, sowie der Xenon-Massenfluss; ausserdem wird die Frequenz der Anregung von einem Oszilloskop erfasst. Dieser Messvorgang wurde für mehrere äquidistant eingestellte Massenflüsse wiederholt.

## 5.1 RIT-4

Der folgende Abschnitt beinhaltet die Ergebnisse der experimentellen Untersuchung des Radiofrequenz-Triebwerks RIT-4. Während des Betriebs in der Testanlage war das Triebwerk mit einem Extraktionssystem ausgestattet, welches sieben Extraktionsöffnungen besass.

### 5.1.1 Frequenz: 1 Megahertz

Am Radiofrequenz-Generator wurde eine Frequenz von 1MHz eingestellt. Während der gesamten Messung wurde, um eine vergleichbare Systematik zu ermöglichen, die Spannung am inneren Screen-Gitter konstant auf 1200V und die am äusseren Accel-Gitter auf 100V gehalten. Der eingestellte Massenfluss wurde im Bereich von 0,10sccm bis 1,00sccm und in Schritten von 0,10sccm durchvariiert. In Bezug auf den Massenfluss wurde mehr Wert auf einen möglichst breiten Wertebereich gelegt, um einen umfassenden Überblick über das Triebwerksverhalten zu liefern, und darum wurde die Messung auch nicht auf den optimalen Betriebsbereich des Triebwerks beschränkt. Das Triebwerk wurde auch bei Masseflüssen betrieben, bei denen die Ionisation stark behindert war; das Triebwerk wurde also zwangsläufig auch in Bereichen eines völlig ineffizienten Betriebs untersucht.

Über die Spannungsquelle, die der Versorgung des Screen-Gitters gilt, wurde der Strom in diesem Gitter gemessen ( $I_{PHV}$ ). Dieser Strom steht in direktem Zusammenhang, mit der Anzahl der aus dem Plasma extrahierten Ionen. Denn wie in Kapitel 3 beschrieben wurde, geht die Extraktion positiver Ionen aus dem Plasma mit einem, über dem Screen-Gitter abfließenden, Elektronenstrom einher. Dieser Elektronenstrom kann dann an der Versorgungs-Spannungsquelle abgelesen werden, und wird als Maß für die Anzahl der extrahierten Ionen betrachtet. Damit kann der Strom extrahierter Ionen (bzw. der gleichwertige  $I_{PHV}$ ) ins Verhältnis gesetzt werden zur Leistung, die an der Erregerspule zur Ionisation aufgewandt wird ( $P_{RFG}$ ); siehe Abb. 5.1.

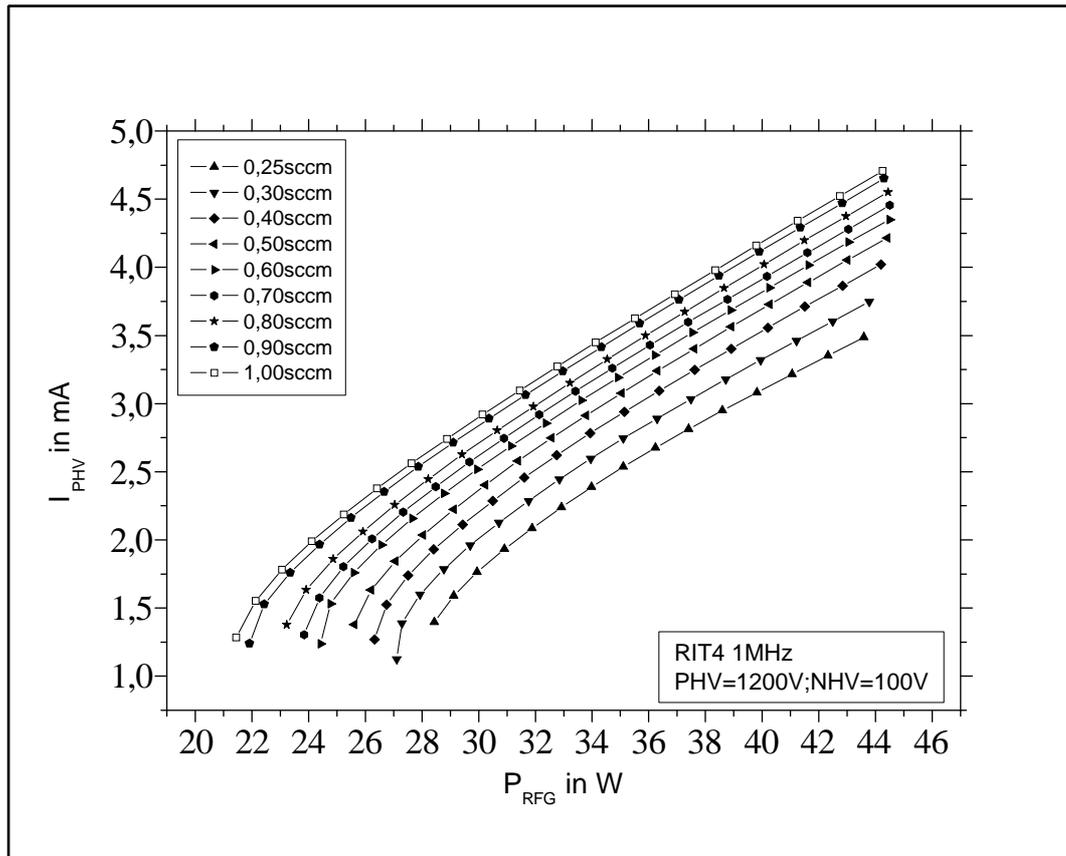


Abb. 5.1: Strom im Screen-Gitter ( $I_{PHV}$ ) in mA als Funktion der am RFG aufgewandten Leistung ( $P_{RFG}$ ) in W. RIT-4 mit 7 Extraktionslöchern, bei einer Frequenz von 1MHz, der Screen-Spannung ( $U_{PHV}$ ) von 1200V bzw. der Accel-Spannung ( $U_{NHV}$ ) von 100V und einem variierenden Xenon-Fluss in sccm betrieben.

An der Spannungsquelle, die das Accel-Gitter versorgt, wurde der Strom über dieses Gitter ermittelt ( $I_{NHV}$ ). Dieser Strom bezeichnet einen Verluststrom, der zustande kommt, wenn aus dem Plasma extrahierte Ionen auf das Accel-Gitter treffen, anstatt durch die Löcher des Accel-Gitters aus dem Triebwerk auszutreten. Mangelnde bzw. schlechte Fokussierung ist für diesen Verluststrom verantwortlich. In Abb. 5.2 wurde dieser Verluststrom  $I_{NHV}$  mit der die Spule versorgenden Leistung  $P_{RFG}$  in Beziehung gesetzt.

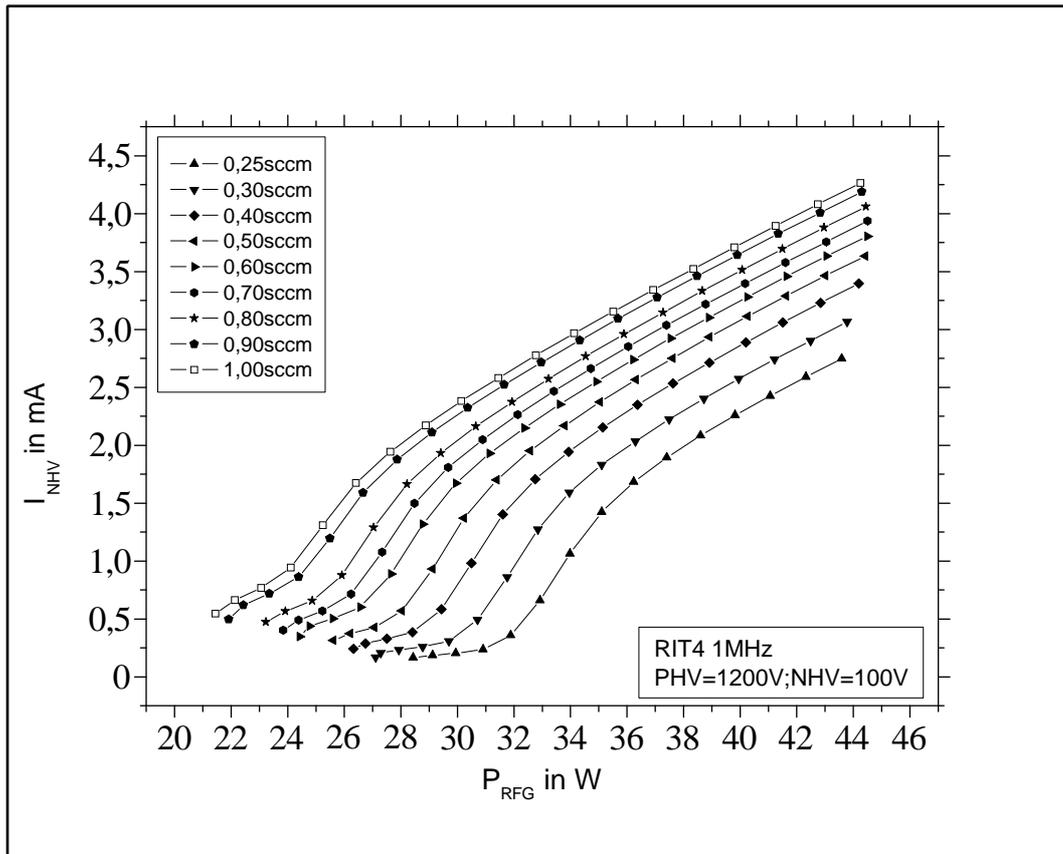


Abb. 5.2: Strom im Accel-Gitter ( $I_{NHV}$ ) in mA als Funktion der am RFG aufgewandten Leistung ( $P_{RFG}$ ) in W. RIT-4 mit 7 Extraktionslöchern, bei einer Frequenz von 1 MHz, der Screen-Spannung ( $U_{PHV}$ ) von 1200 V bzw. der Accel-Spannung ( $U_{NHV}$ ) von 100 V und einem variierenden Xenon-Fluss in sccm betrieben.

Die Ionen, welche durch die Gitterspannung am Screen aus dem Plasma extrahiert werden, und danach nicht mit dem Accel-Gitter kollidieren, treten aus dem Triebwerk aus und erzeugen so einen Schub auf das Triebwerk in Gegenrichtung des Austritts. Der Verluststrom ( $I_{NHV}$ ) wird also von dem aus dem Plasma extrahierten Strom ( $I_{PHV}$ ) abgezogen. Der so erhaltene Stromwert ( $I_{Beam}$ ) bezeichnet den Strom an Ionen, der tatsächlich aus dem Triebwerk austritt.

$$I_{PHV} - I_{NHV} = I_{Beam} \quad (5.1)$$

In Abb. 5.3 wurde der Strom an tatsächlich das Triebwerk verlassenden Ionen  $I_{Beam}$  als Funktion der Leistung  $P_{RFG}$ , die an der Erregerspule aufgewandt wird, aufgetragen.

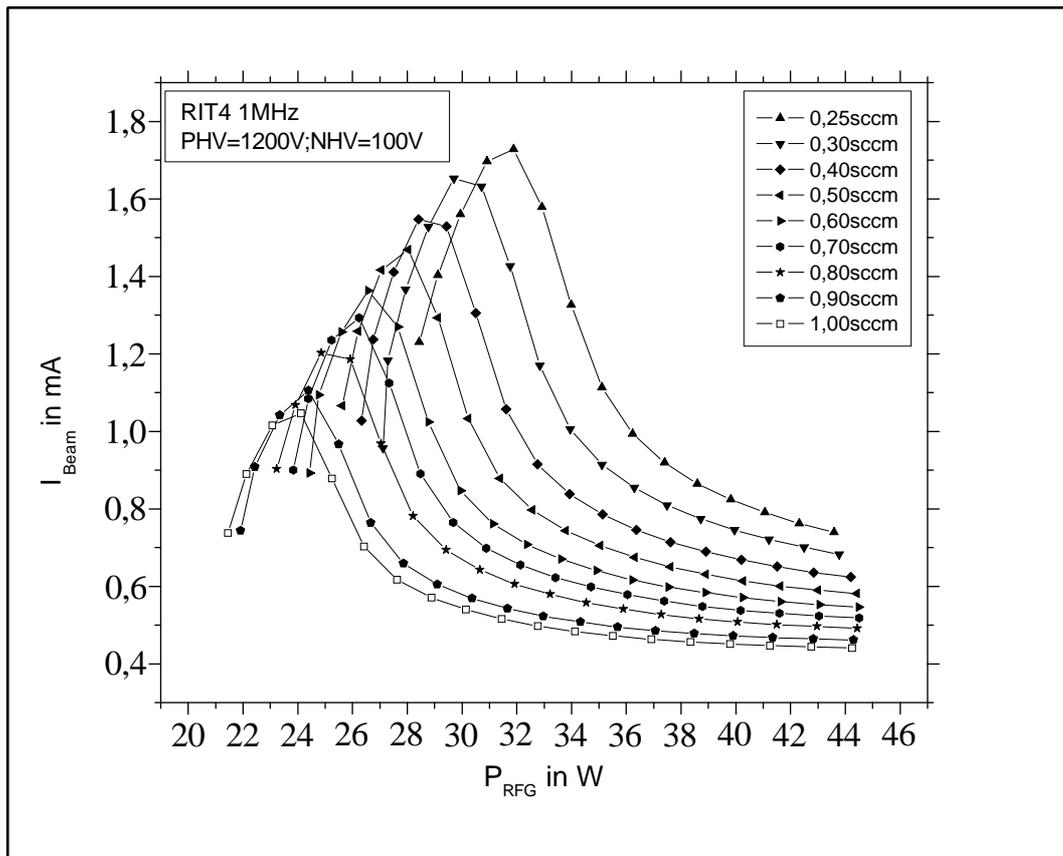


Abb. 5.3: Extrahierter Strom ( $I_{Beam}$ ) in mA als Funktion der am RFG aufgewandten Leistung ( $P_{RFG}$ ) in W. RIT-4 mit 7 Extraktionslöchern, bei einer Frequenz von 1MHz, der Screen-Spannung ( $U_{PHV}$ ) von 1200V bzw. der Accel-Spannung ( $U_{NHV}$ ) von 100V und einem variierenden Xenon-Fluss in sccm betrieben.

Um den vom Triebwerk erzeugten Schub zu ermitteln, muss die in 3.1.2 hergeleitete Formel Gl. (5.2) verwendet werden.

$$F = \sqrt{\frac{2m(U_{Plasma} + U_{Gitter})}{e}} I \quad (5.2)$$

Diese Formel basiert auf der Rückstosswirkung der aus dem Triebwerk beschleunigt austretenden Ionen. Die Anzahl an Ionen, welche aus dem Triebwerk austreten, wird, wie oben gezeigt, durch den Strom  $I_{Beam}$  angezeigt. Um die auf der Rückstosswirkung beruhende Schubkraft zu berechnen muss also der Strom an austretenden Ionen ( $I_{Beam}$ ) in Gl. (5.2) eingesetzt werden. Die Beschleunigung der Ionen erfolgt durch ein elektrostatisches Feld, welches die Ionen vom Triebwerk weg beschleunigt. Die Wirkung dieses Feldes beruht auf der abstossenden Wirkung, die das geladene Plasma und das positiv geladene Screen-Gitter auf die extrahierten Ionen ausübt. Die Stärke dieses elektrostatischen Feldes wird durch den Energiegewinn eines Ions in diesem Feld festgelegt. In der Elektrizitätslehre wird dieser Energiegewinn mit der physikalischen Grösse der Spannung ( $U$ ) gleichgesetzt.

Offensichtlich muss in die Formel der Stromwert ( $I_{Beam}$ ) für die tatsächlich extrahierten Ionen eingesetzt werden ( $I = I_{Beam}$ ); für die Beschleunigung der extrahierten Ionen ist die Screen-Spannung verantwortlich, zu der das Plasma-Potential addiert wird.

In Abb. 5.4 wird der so errechnete Schub des Triebwerks gegen die über die Erregerspule eingekoppelte Leistung aufgetragen.

Alle im Zuge dieser Charakterisierung ausgewerteten Daten bezogen sich stets auf die Leistung ( $P_{RFG}$ ) des RFG, also dem Produkt aus der am RFG angelegten Spannung ( $U_{RFG}$ ) und dem im Schwingkreis (und damit speziell in der Erregerspule) fliessenden Strom ( $I_{RFG}$ ). Beide Werte wurden jeweils an der elektrischen Versorgung des RFG ermittelt. Damit sollte die Abhängigkeit der Anzahl der vom Triebwerk extrahierten Ionen, und des darauf basierenden Schubverhaltens des Triebwerks, von der für die Ionisation aufgewendeten Energie gezeigt werden. Die Darstellung dieser Abhängigkeit wurde durch die Konstanz der Spannungen am Extraktionssystem ermöglicht.

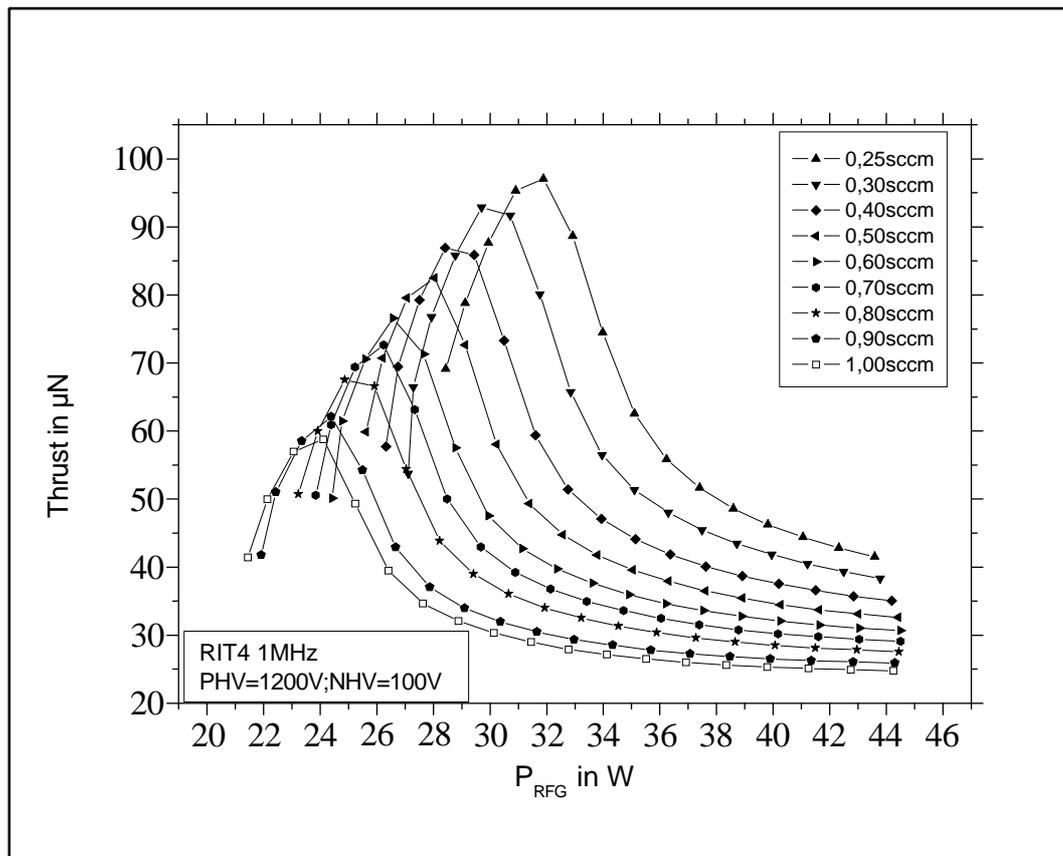


Abb. 5.4: Erzeugter Schub in  $\mu\text{N}$  als Funktion der am RFG aufgewandten Leistung ( $P_{\text{RFG}}$ ) in W. RIT-4 mit 7 Extraktionslöchern, bei einer Frequenz von 1 MHz, der Screen-Spannung ( $U_{\text{PHV}}$ ) von 1200 V bzw. der Accel-Spannung ( $U_{\text{NHV}}$ ) von 100 V und einem variierenden Xenon-Fluss in sccm betrieben.

### 5.1.2 Frequenz: 2 Megahertz

Durch Umbau der sich im Schwingkreis des RFG befindlichen Kondensatorbank wurde eine Resonanzfrequenz von 2MHz eingestellt. Das Extraktionssystem besitzt sieben Löcher, und die Spannungen von Screen-Gitter bzw. Accel-Gitter sind fest bei 1200V bzw. 100V eingestellt. Der Massenfluss wurde im Bereich von 0,10sccm bis 1,00sccm und in Schritten von 0,10sccm durchvariiert.

Die aus dem Plasma extrahierten Ionen, und die daraus resultierende Änderung der Ladungsverhältnisse im Plasma bewirken einen Elektronenstrom auf das Screen-Gitter. An der Spannungsquelle, die dieses Gitter versorgt, wird der Strom an Elektronen im Screen-Gitter gemessen ( $I_{PHV}$ ). Dieser Strom wurde in Abb. 5.5 gegen die am RFG aufgebrauchte Leistung aufgetragen.

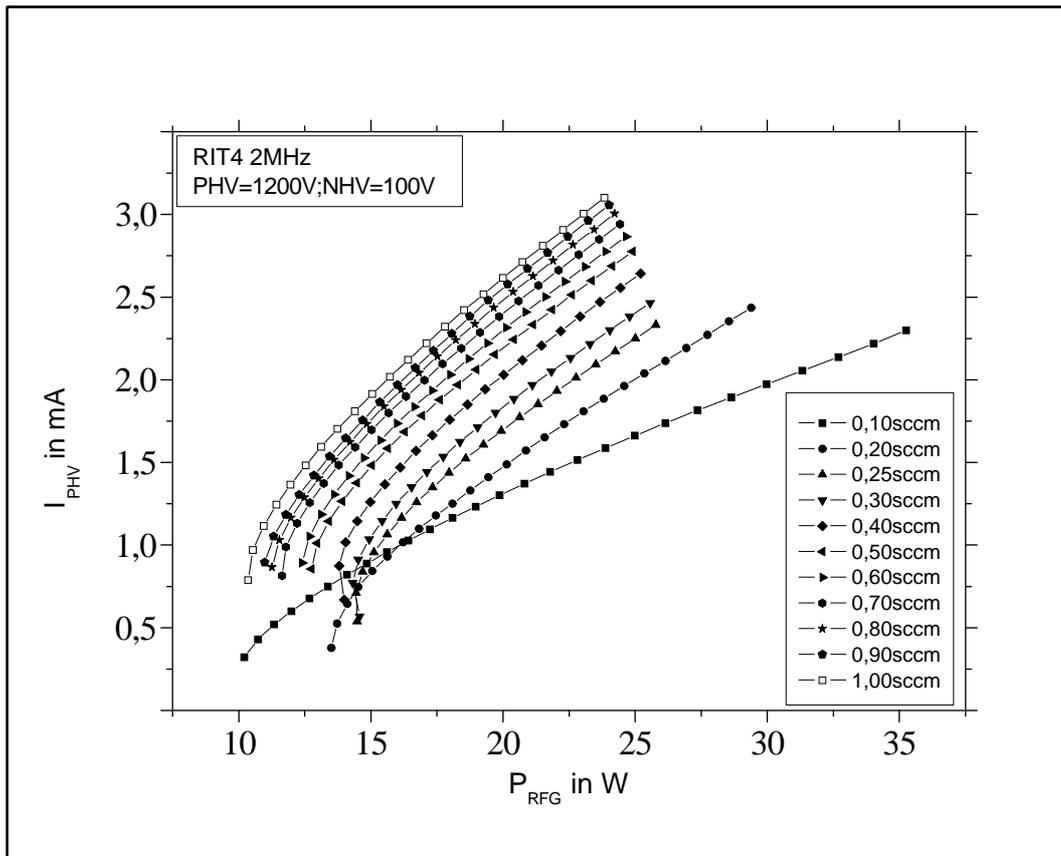


Abb. 5.5: Strom im Screen-Gitter ( $I_{PHV}$ ) in mA als Funktion der am RFG aufgewandten Leistung ( $P_{RFG}$ ) in W. RIT-4 mit 7 Extraktionslöchern, bei einer Frequenz von 2 MHz, der Screen-Spannung ( $U_{PHV}$ ) von 1200 V bzw. der Accel-Spannung ( $U_{NHV}$ ) von 100 V und einem variierenden Xenon-Fluss in sccm betrieben.

Die vom Screen-Gitter aus dem Plasma extrahierten Ionen müssen, bevor sie das Triebwerk zur Schuberzeugung verlassen können, auch die Löcher im Accel-Gitter passieren. Ionen, denen dies mangels ausreichender Fokussierung nicht gelingt, kollidieren mit dem Accel-Gitter und verursachen dadurch einen Nachführungsstrom, wobei Elektronen von der das Accel-Gitter versorgenden Spannungsquelle an das Gitter abgegeben werden. Dieser Strom wird als  $I_{NHV}$  bezeichnet und ist in Abb. 5.6 gegen die Leistung am RFG aufgetragen.

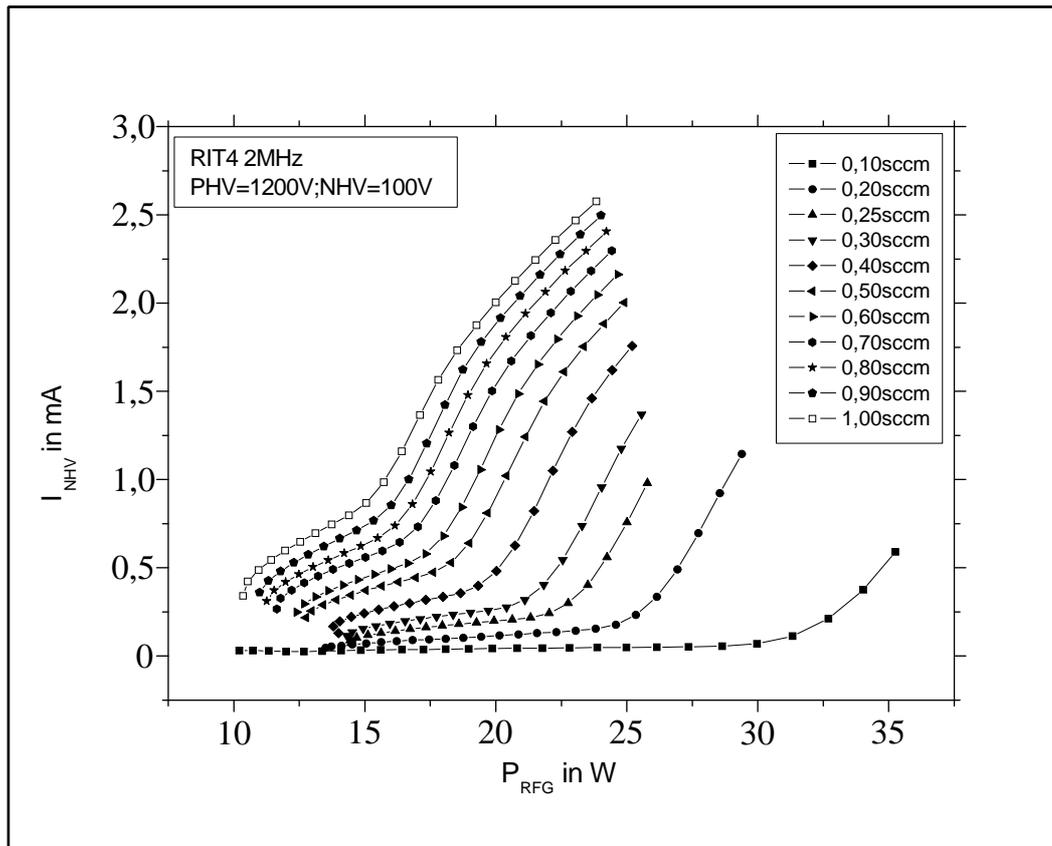


Abb. 5.6: Strom im Accel-Gitter ( $I_{NHV}$ ) in mA als Funktion der am RFG aufgewandten Leistung ( $P_{RFG}$ ) in W. RIT-4 mit 7 Extraktionslöchern, bei einer Frequenz von 2 MHz, der Screen-Spannung ( $U_{PHV}$ ) von 1200 V bzw. der Accel-Spannung ( $U_{NHV}$ ) von 100 V und einem variierenden Xenon-Fluss in sccm betrieben.

Der vom Strom der extrahierten Ionen( $I_{PHV}$ ) abgezogene Ionenstrom( $I_{NHV}$ ), welcher mit dem Accel-Gitter kollidiert, ergibt den das Triebwerk tatsächlich verlassenden Ionenstrom  $I_{Beam}$ . Diese vom Triebwerk wegbeschleunigten Ionen ergeben, eingesetzt in Gl. (5.2), den vom Triebwerk erzeugten Schub. In Abb. 5.7 ist dieser Schub gegen die Leistung am RFG aufgetragen.

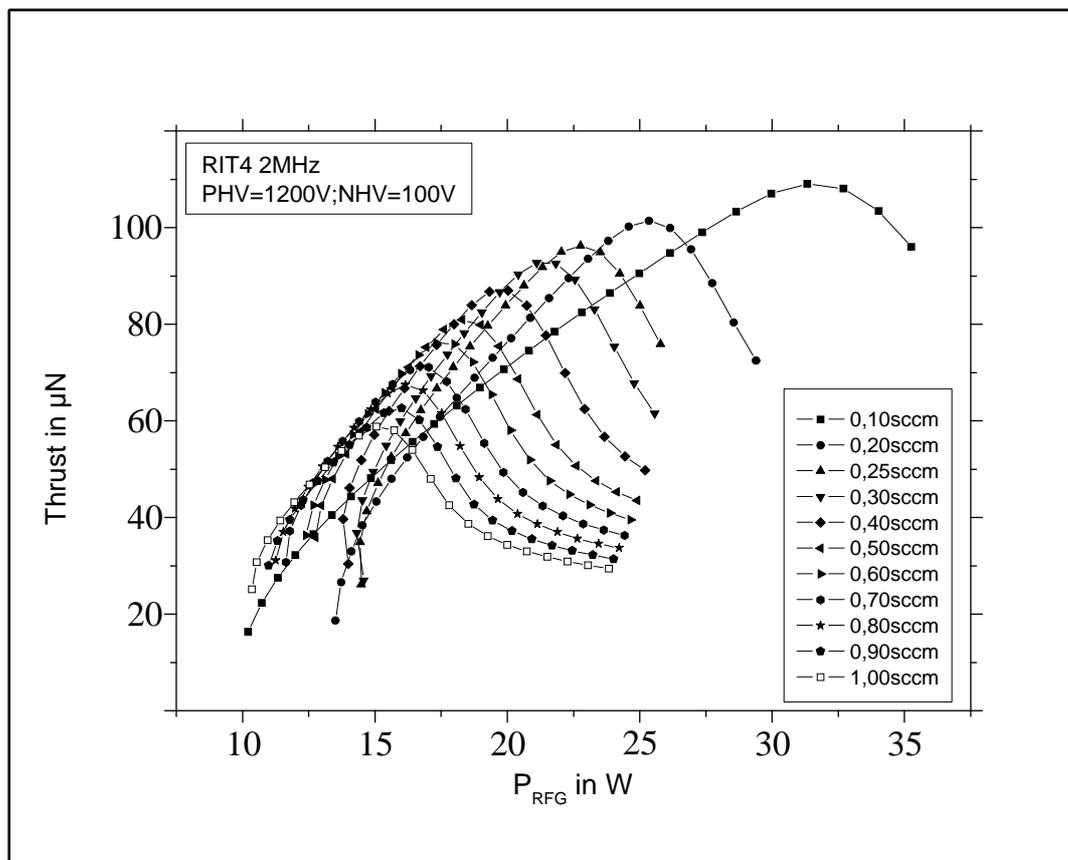


Abb. 5.7: Erzeugter Schub in  $\mu\text{N}$  als Funktion der am RFG aufgewandten Leistung ( $P_{\text{RFG}}$ ) in W. RIT-4 mit 7 Extraktionslöchern, bei einer Frequenz von 2MHz, der Screen-Spannung ( $U_{\text{PHV}}$ ) von 1200V bzw. der Accel-Spannung ( $U_{\text{NHV}}$ ) von 100V und einem variierenden Xenon-Fluss in sccm betrieben.

### 5.1.3 Frequenz: 3 Megahertz

Durch einen Umbau der sich im RFG befindlichen Kondensatorbank wird erreicht, dass sich im elektrischen Schwingkreis, zu welchem die Erregerspule des Triebwerks gehört, eine Resonanzfrequenz von 3MHz einstellt. Das Extraktionssystem des Triebwerk besitzt auch hier wiederum sieben Extraktionslöcher. Während der gesamten Messung waren die Spannungen am Screen-Gitter und am Accel-Gitter konstant auf 1200V bzw. 100V eingestellt. Der Massefluss an Neutralgas wurde in einem Bereich von 0,10sccm bis 1,00sccm in Schritten von 0,10sccm verändert.

In Abb. 5.8 ist der Strom an Ionen( $I_{PHV}$ ), der aus dem Plasma in der Entladungskammer extrahiert wird, gegen die Leistung, welche dem RFG zugeführt wird, aufgetragen.

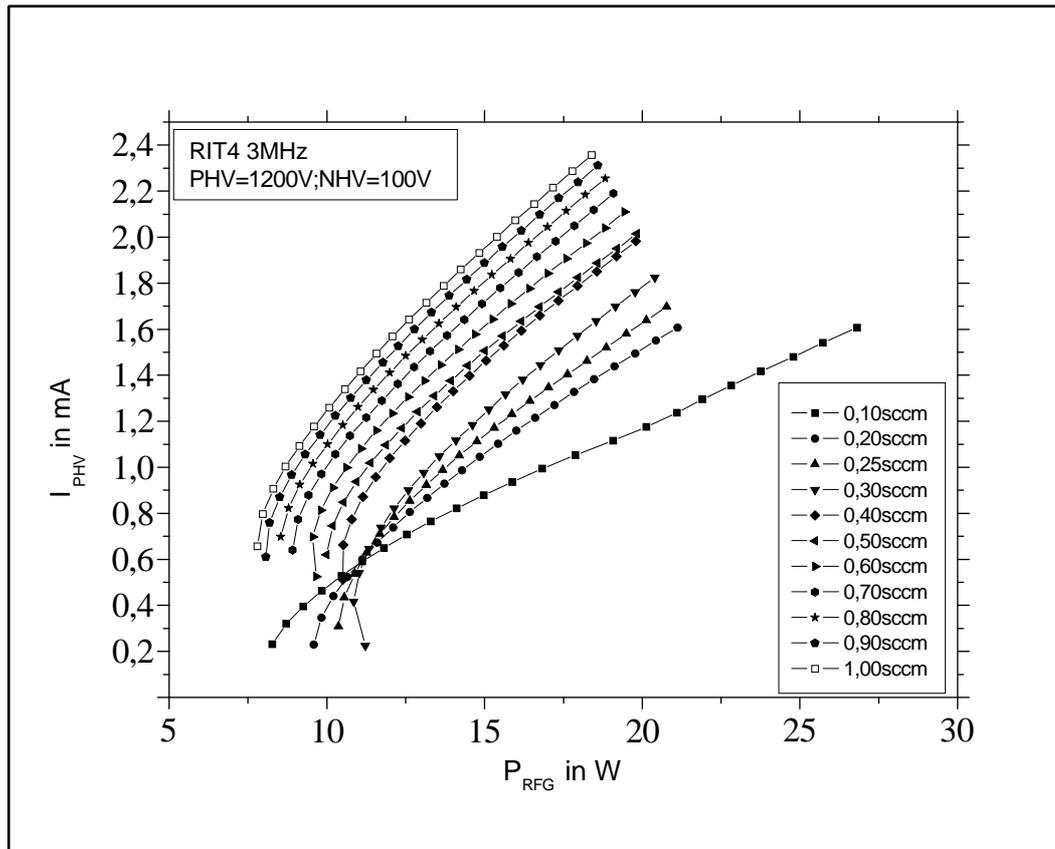


Abb. 5.8: Strom im Screen-Gitter ( $I_{PHV}$ ) in mA als Funktion der am RFG aufgewandten Leistung ( $P_{RFG}$ ) in W. RIT-4 mit 7 Extraktionslöchern, bei einer Frequenz von 3 MHz, der Screen-Spannung ( $U_{PHV}$ ) von 1200 V bzw. der Accel-Spannung ( $U_{NHV}$ ) von 100 V und einem variierenden Xenon-Fluss in sccm betrieben.

Die Ionen, welche nach der Extraktion mit dem Accel-Gitter kollidieren, bzw. der von diesen Ionen verursachte Strom ( $I_{NHV}$ ), welcher mit dem Strom an kollidierenden Ionen gleichgesetzt werden kann, ist in Abb. 5.9 gegen die RFG-Leistung aufgetragen.

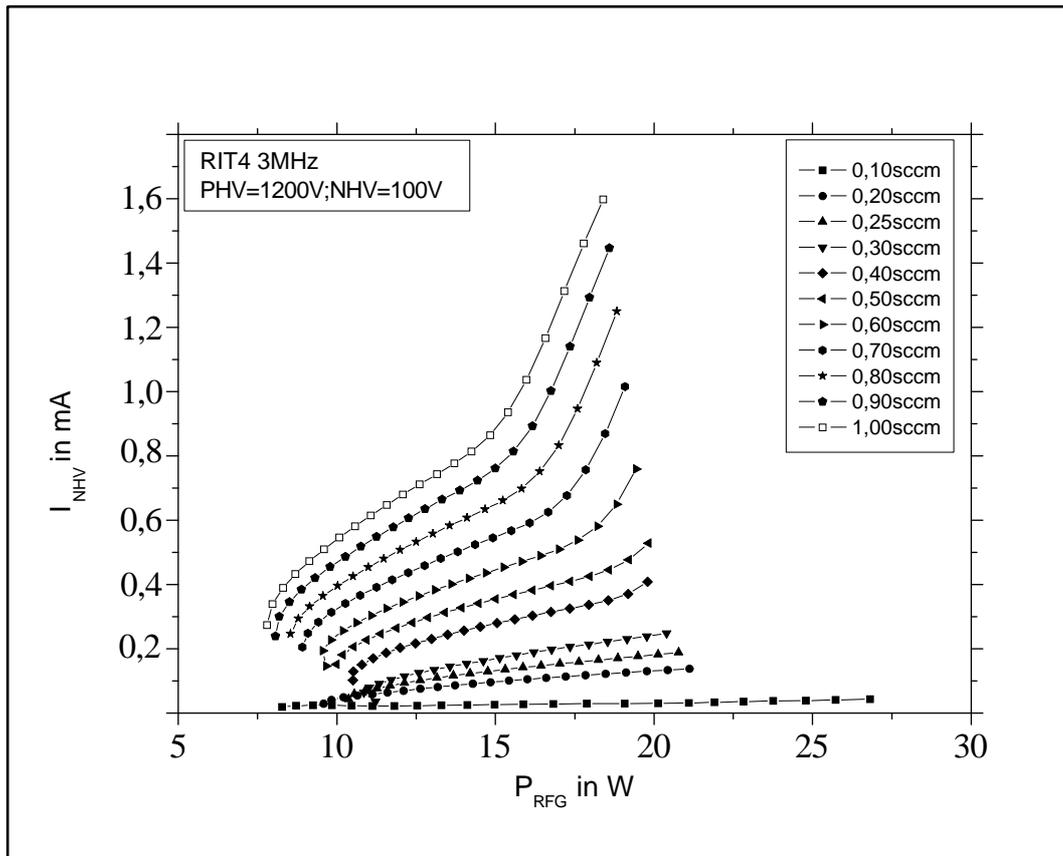


Abb. 5.9: Strom im Accel-Gitter ( $I_{NHV}$ ) in mA als Funktion der am RFG aufgewandten Leistung ( $P_{RFG}$ ) in W. RIT-4 mit 7 Extraktionslöchern, bei einer Frequenz von 3 MHz, der Screen-Spannung ( $U_{PHV}$ ) von 1200 V bzw. der Accel-Spannung ( $U_{NHV}$ ) von 100 V und einem variierenden Xenon-Fluss in sccm betrieben.

### 5.1. RIT-4

---

Der Schub, der vom Triebwerk erzeugt wird und auf den vom Triebwerk wegbeschleunigten Ionen( $I_{Beam}$ ) beruht, ist in Abb. 5.10 in Abhängigkeit von der Leistung, die an der Erregerspule aufgebracht wird, aufgetragen.

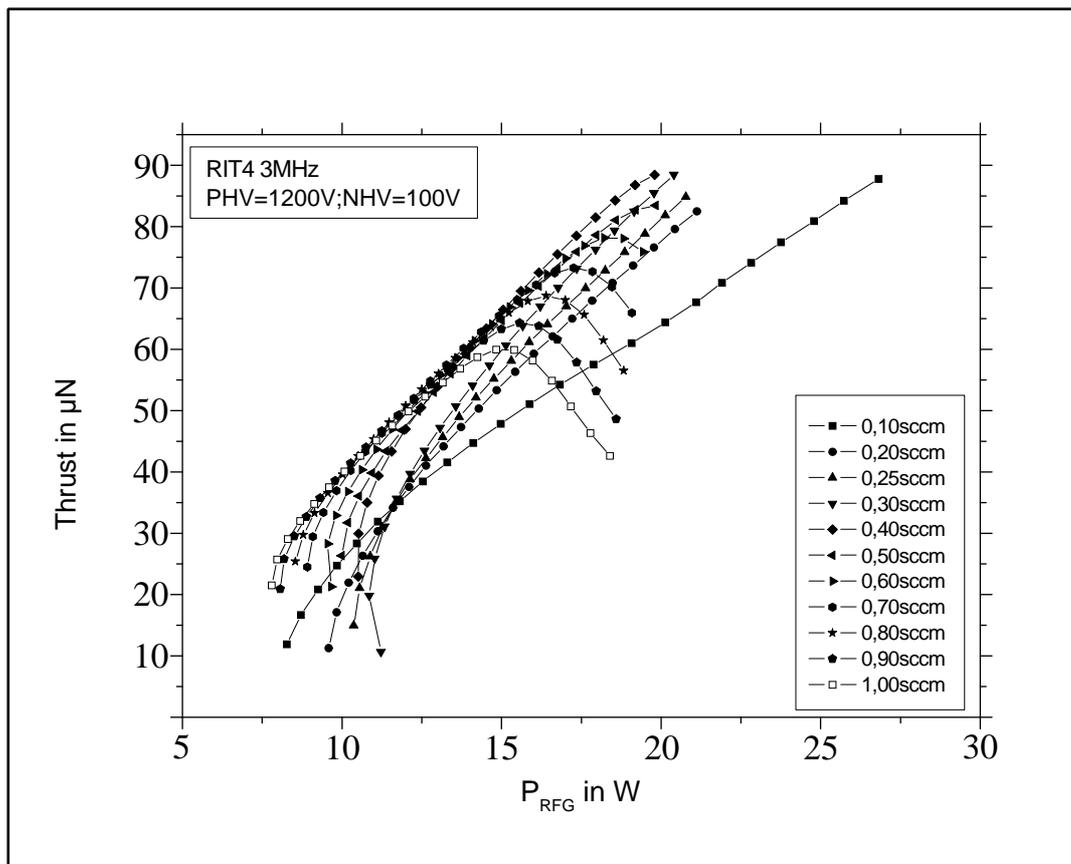


Abb. 5.10: Erzeugter Schub in  $\mu\text{N}$  als Funktion der am RFG aufgewandten Leistung ( $P_{\text{RFG}}$ ) in W. RIT-4 mit 7 Extraktionslöchern, bei einer Frequenz von 3MHz, der Screen-Spannung ( $U_{\text{PHV}}$ ) von 1200V bzw. der Accel-Spannung ( $U_{\text{NHV}}$ ) von 100V und einem variierenden Xenon-Fluss in sccm betrieben.

#### 5.1.4 Frequenzvergleich

Bis hierher verlief die Darstellung der Auswertung der durch die elektrische Charakterisierung des RIT-4 gewonnenen Messwerte nach einem festen Schema; für die einzelnen Frequenzen, mit denen der RFG betrieben wurde, wurden die Messungen anhand der verschiedenen, der Entladung zugeführten Neutralgas-Ströme, einander gegenübergestellt. Dies zielte darauf ab, den Einfluss der Neutralgaszufuhr auf die Menge der aus dem Plasma extrahierten Ionen bzw. auf die Grösse des durch sie erzeugten Schubs zu bewerten.

Nun ist es aber darüber hinaus auch sehr sinnvoll, für die einzelnen eingestellten Neutralgasflüsse jeweils die verschiedenen Betriebsfrequenzen des RFG miteinander zu vergleichen. Gerade für die Ermittlung einer optimalen Frequenz für den späteren Betrieb des Triebwerks ist diese Art der Auftragung zweckmässig.

Das von der Spule erzeugte induktive Wechselfeld wirkt direkt auf die freien Elektronen innerhalb des Entladungsgefässes ein, welche dann durch Stösse für die Ionisation des Neutralgases verantwortlich sind. Die Spule versetzt also die freien Elektronen im Entladungsgefässes in Schwingung. Und die Frequenz des durch die Spule fliessenden Stromes ist somit direkt verantwortlich für die Schwingungsfrequenz der stossenden Elektronen. Zugleich ist aber auch die Frequenz der schwingenden Elektronen wiederum massgeblich für den Ablauf der Ionisation, da sie ein Mass ist für die Häufigkeit der ionisierenden Stösse und der freien Weglänge der Elektronen. Es ist daher zu erwarten, dass die Effizienz der Entladung eine Abhängigkeit von der Betriebsfrequenz aufweist. Die Effizienz der Entladung, also die Anzahl der produzierten Ionen, ist andererseits ursächlich bestimmend für die Zahl an Ionen, welche aus dem Plasma extrahiert werden können, und äussert sich darum in der Grösse des vom Screen-Gitter extrahierten Ionenstroms  $I_{PHV}$ . Der extrahierte Ionenstrom ( $I_{PHV}$ ) wird also abhängig sein von der Betriebsfrequenz des RFG.

Das RIT-4 wurde während der Charakterisierung mit drei verschiedenen Frequenzen betrieben (1MHz, 2MHz und 3MHz). In Abb. 5.11 bis Abb. 5.21 sind diese drei Betriebsfrequenzen miteinander verglichen worden, indem jeweils für einen fest eingestellten Neutralgasfluss der Strom an extrahierten Ionen ( $I_{PHV}$ ), der sich bei den einzelnen Frequenzen ergibt, gegen die RFG-Leistung aufgetragen wurde. Der Gasfluss wurde dabei in einem Bereich von 0,10sccm bis 1,00sccm

und in Schritten von 0,10sccm eingestellt. Allerdings war bei den kleinsten Gasflüssen(0,10sccm und 0,20sccm) die Entladung bei 1MHz Betriebsfrequenz nicht permanent aufrechtzuhalten, so dass in Abb. 5.11 und Abb. 5.12 nur zwei Frequenzen verglichen werden konnten.

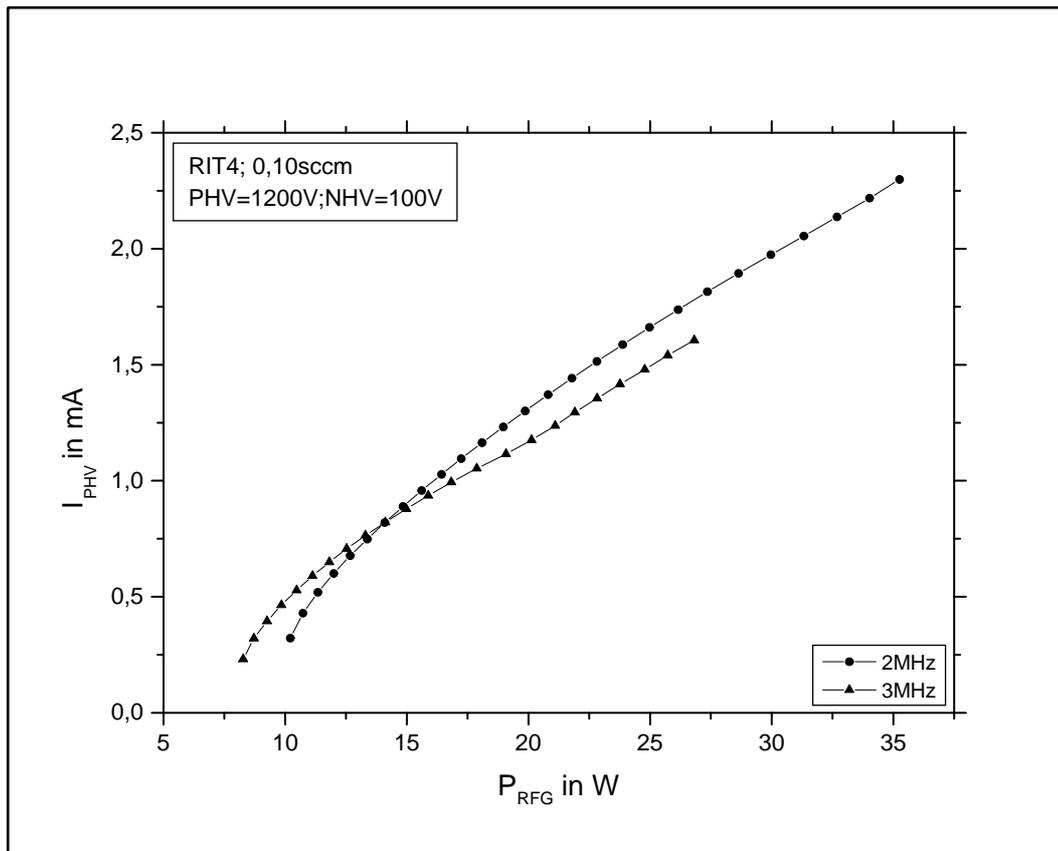


Abb. 5.11: Aus dem Plasma extrahierter Ionenstrom ( $I_{PHV}$ ) in mA als Funktion der am RFG aufgewandten Leistung ( $P_{RFG}$ ) in W. Vergleich der drei verschiedenen, am RIT-4 eingesetzten Betriebs-Frequenzen bei einem Xenon-Fluss von 0,10sccm, einer Screen-Spannung ( $U_{PHV}$ ) von 1200V bzw. Accel-Spannung ( $U_{NHV}$ ) von 100V.

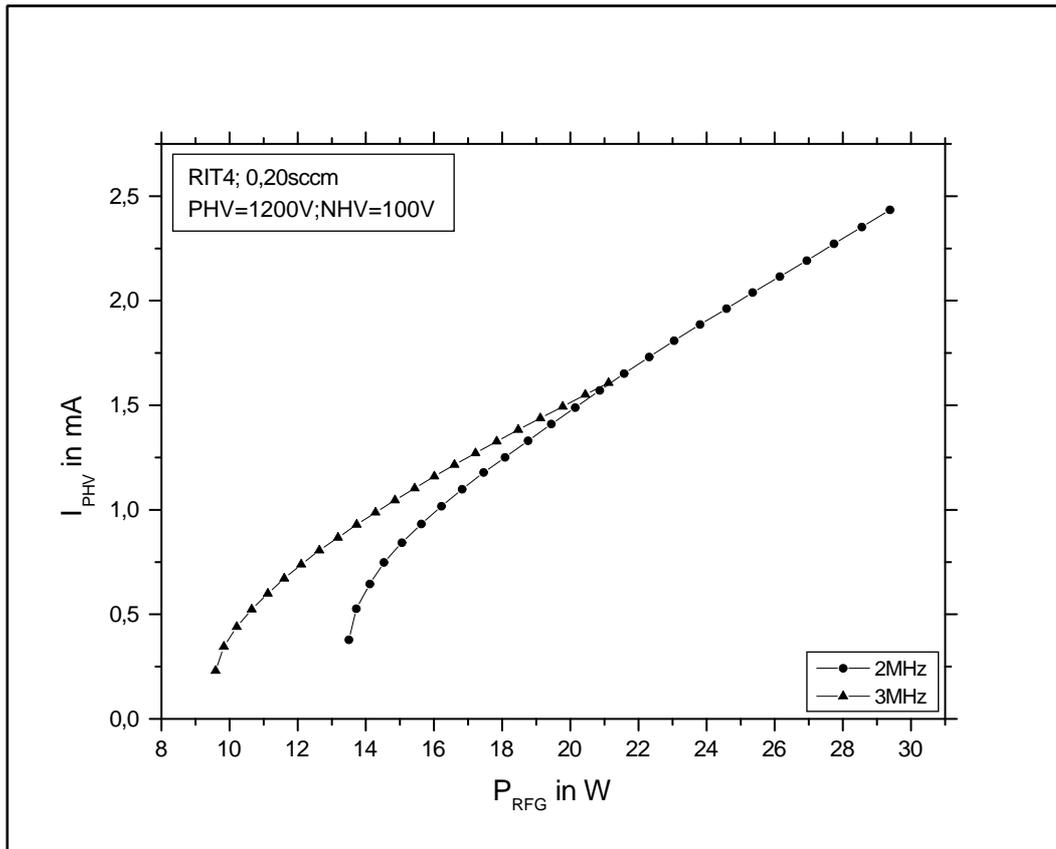


Abb. 5.12: Aus dem Plasma extrahierter Ionenstrom ( $I_{PHV}$ ) in mA als Funktion der am RFG aufgewandten Leistung ( $P_{RFG}$ ) in W. Vergleich der drei verschiedenen, am RIT-4 eingesetzten Betriebs-Frequenzen bei einem Xenon-Fluss von 0,20sccm, einer Screen-Spannung ( $U_{PHV}$ ) von 1200V bzw. Accel-Spannung ( $U_{NHV}$ ) von 100V.

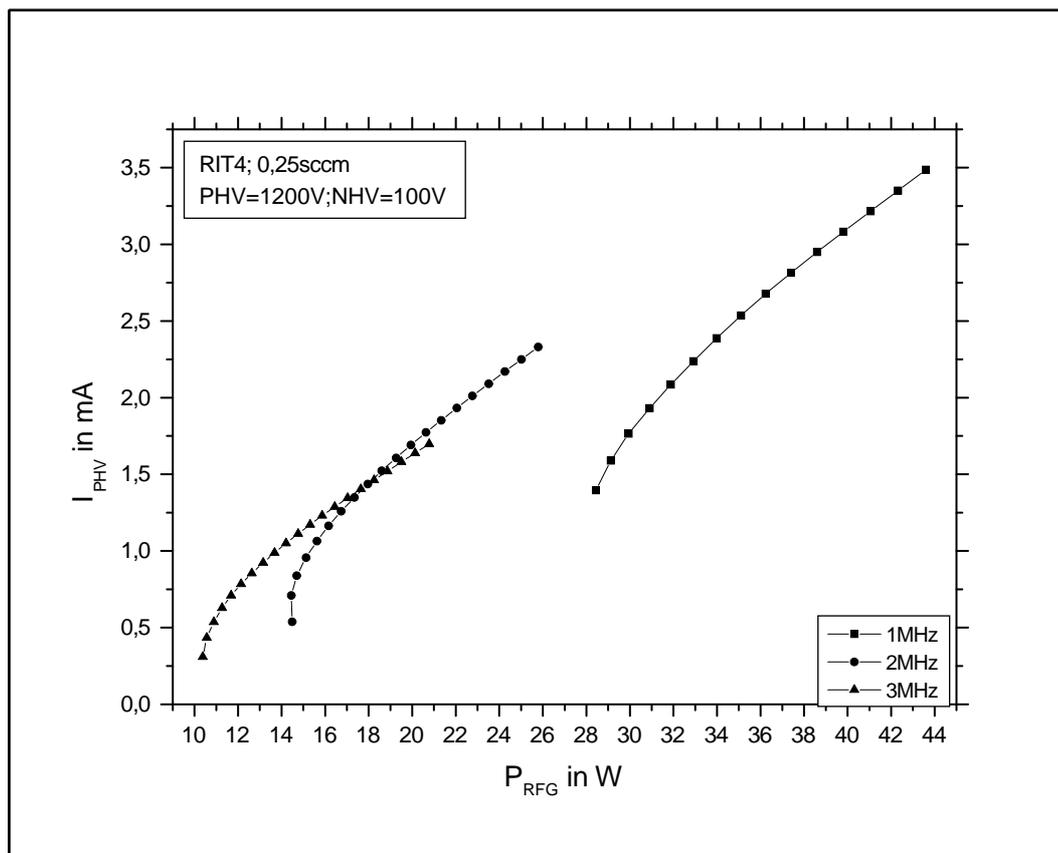


Abb. 5.13: Aus dem Plasma extrahierter Ionenstrom ( $I_{PHV}$ ) in mA als Funktion der am RFG aufgewandten Leistung ( $P_{RFG}$ ) in W. Vergleich der drei verschiedenen, am RIT-4 eingesetzten Betriebs-Frequenzen bei einem Xenon-Fluss von 0,25sccm, einer Screen-Spannung ( $U_{PHV}$ ) von 1200V bzw. Accel-Spannung ( $U_{NHV}$ ) von 100V.

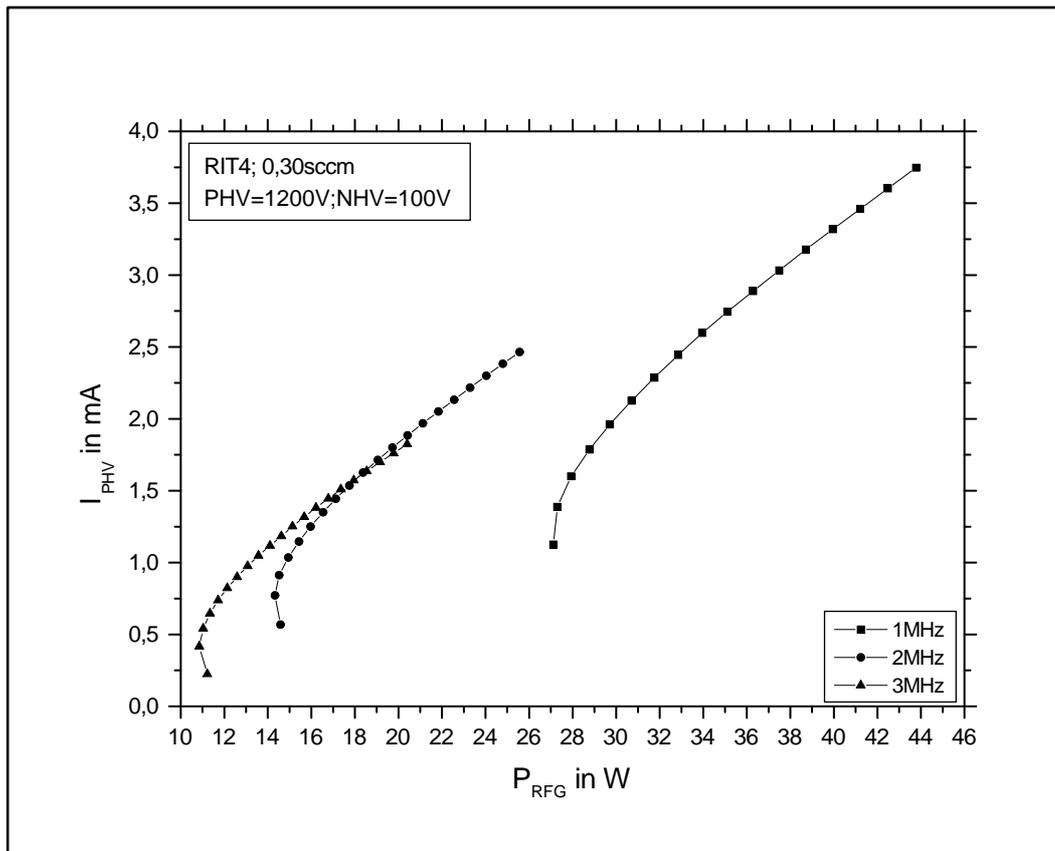


Abb. 5.14: Aus dem Plasma extrahierter Ionenstrom ( $I_{PHV}$ ) in mA als Funktion der am RFG aufgewandten Leistung ( $P_{RFG}$ ) in W. Vergleich der drei verschiedenen, am RIT-4 eingesetzten Betriebs-Frequenzen bei einem Xenon-Fluss von 0,30sccm, einer Screen-Spannung ( $U_{PHV}$ ) von 1200V bzw. Accel-Spannung ( $U_{NHV}$ ) von 100V.

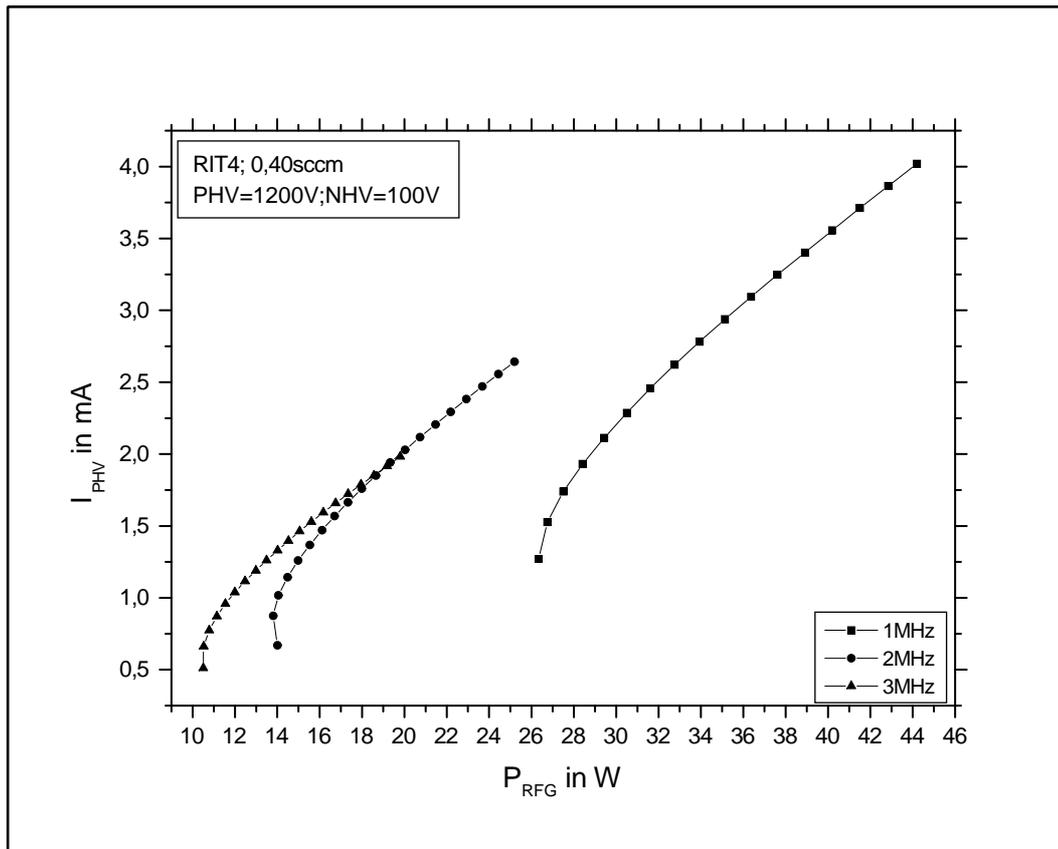


Abb. 5.15: Aus dem Plasma extrahierter Ionenstrom ( $I_{PHV}$ ) in mA als Funktion der am RFG aufgewandten Leistung ( $P_{RFG}$ ) in W. Vergleich der drei verschiedenen, am RIT-4 eingesetzten Betriebs-Frequenzen bei einem Xenon-Fluss von 0,40sccm, einer Screen-Spannung ( $U_{PHV}$ ) von 1200V bzw. Accel-Spannung ( $U_{NHV}$ ) von 100V.

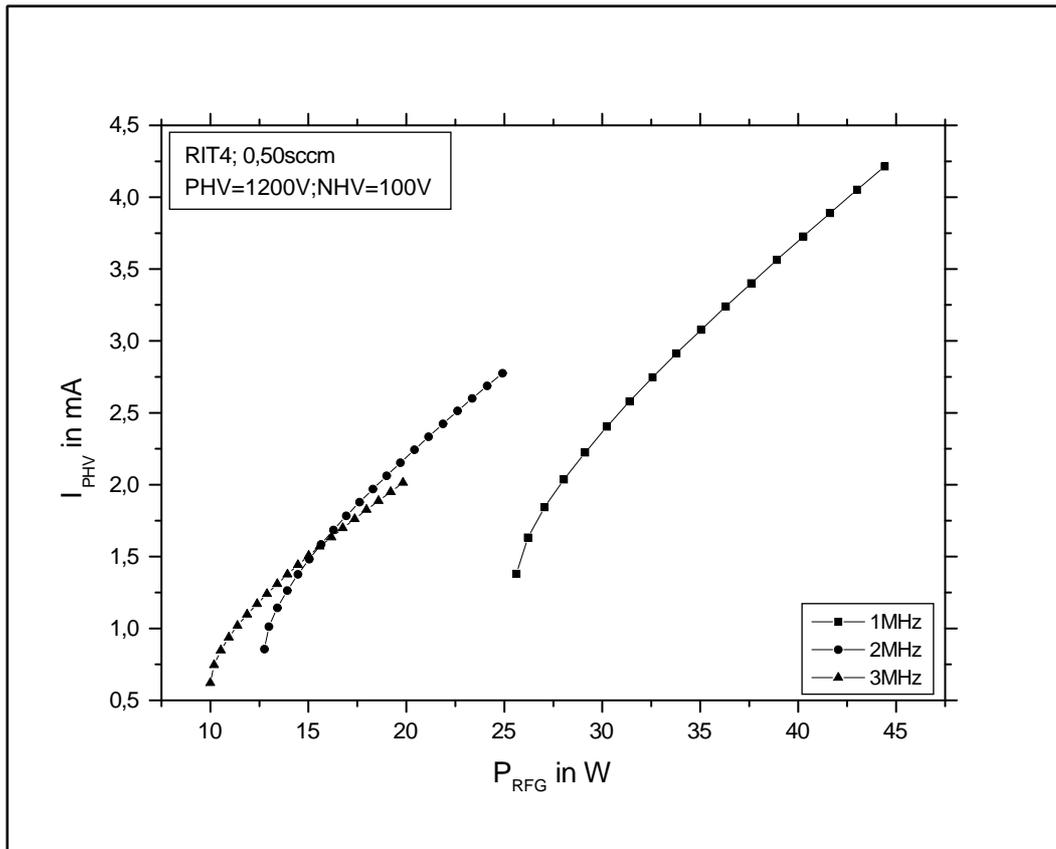


Abb. 5.16: Aus dem Plasma extrahierter Ionenstrom ( $I_{PHV}$ ) in mA als Funktion der am RFG aufgewandten Leistung ( $P_{RFG}$ ) in W. Vergleich der drei verschiedenen, am RIT-4 eingesetzten Betriebs-Frequenzen bei einem Xenon-Fluss von 0,50sccm, einer Screen-Spannung ( $U_{PHV}$ ) von 1200V bzw. Accel-Spannung ( $U_{NHV}$ ) von 100V.

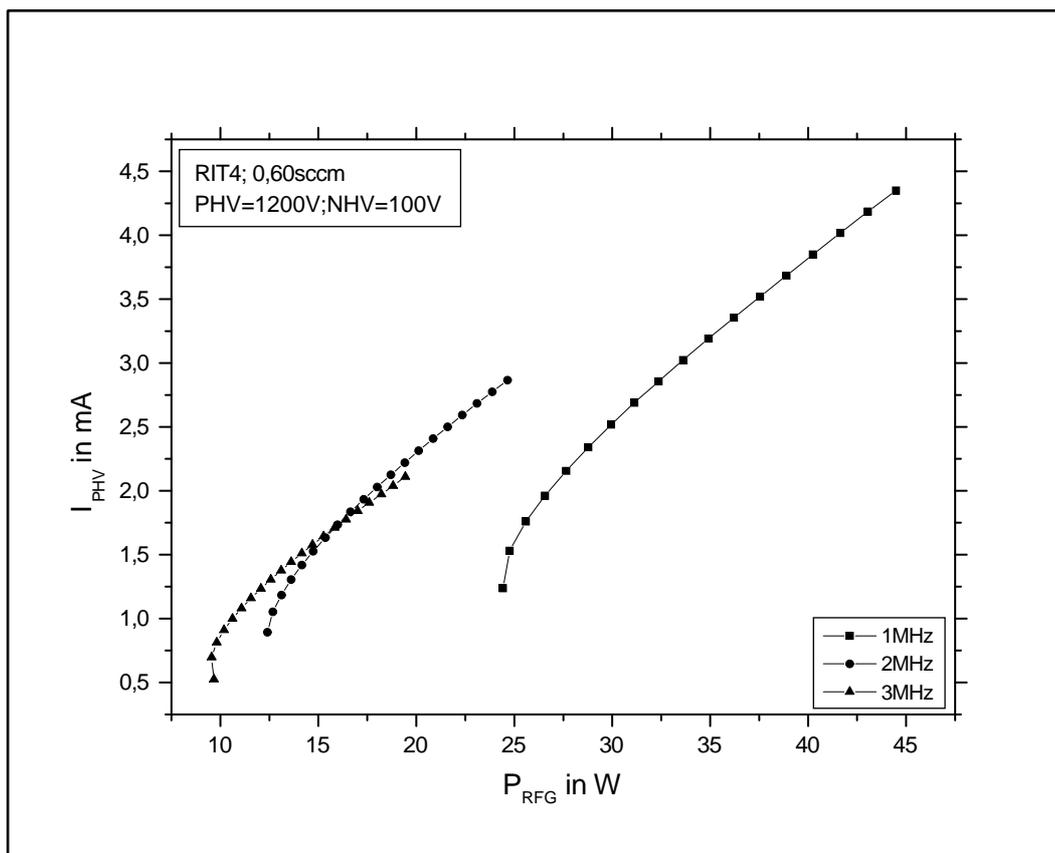


Abb. 5.17: Aus dem Plasma extrahierter Ionenstrom ( $I_{PHV}$ ) in mA als Funktion der am RFG aufgewandten Leistung ( $P_{RFG}$ ) in W. Vergleich der drei verschiedenen, am RIT-4 eingesetzten Betriebs-Frequenzen bei einem Xenon-Fluss von 0,60sccm, einer Screen-Spannung ( $U_{PHV}$ ) von 1200V bzw. Accel-Spannung ( $U_{NHV}$ ) von 100V.

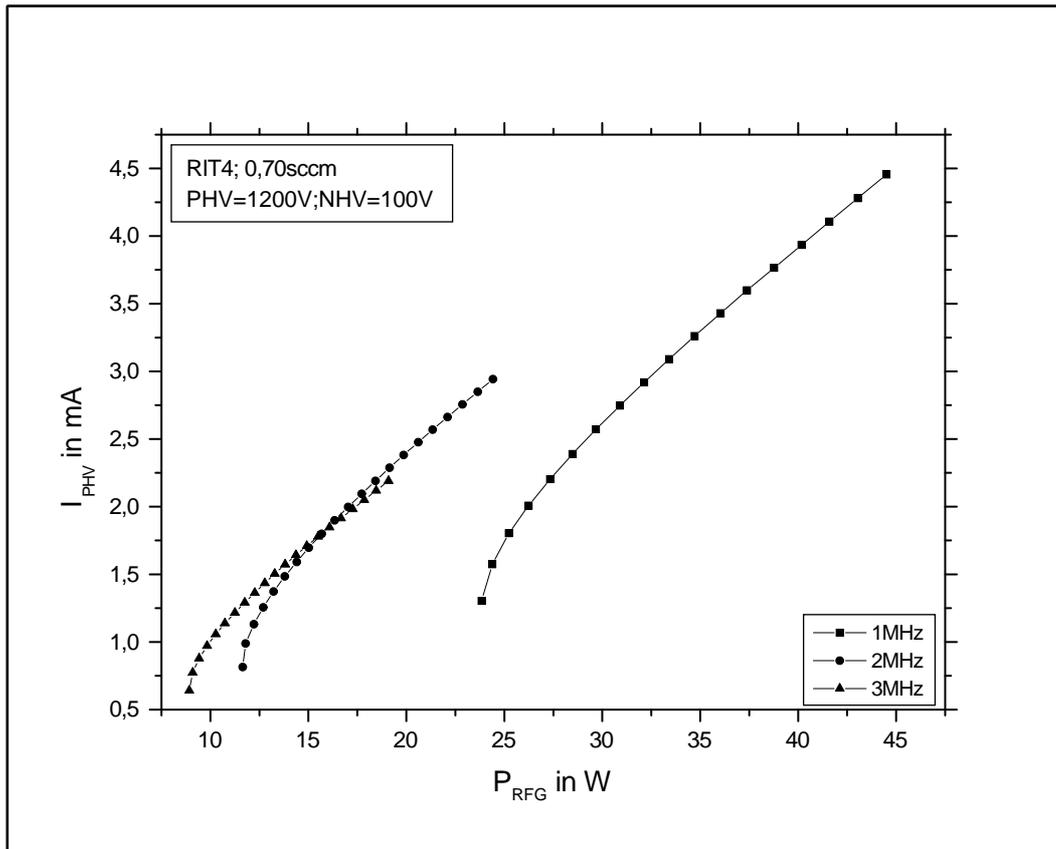


Abb. 5.18: Aus dem Plasma extrahierter Ionenstrom ( $I_{PHV}$ ) in mA als Funktion der am RFG aufgewandten Leistung ( $P_{RFG}$ ) in W. Vergleich der drei verschiedenen, am RIT-4 eingesetzten Betriebs-Frequenzen bei einem Xenon-Fluss von 0,70sccm, einer Screen-Spannung ( $U_{PHV}$ ) von 1200V bzw. Accel-Spannung ( $U_{NHV}$ ) von 100V.

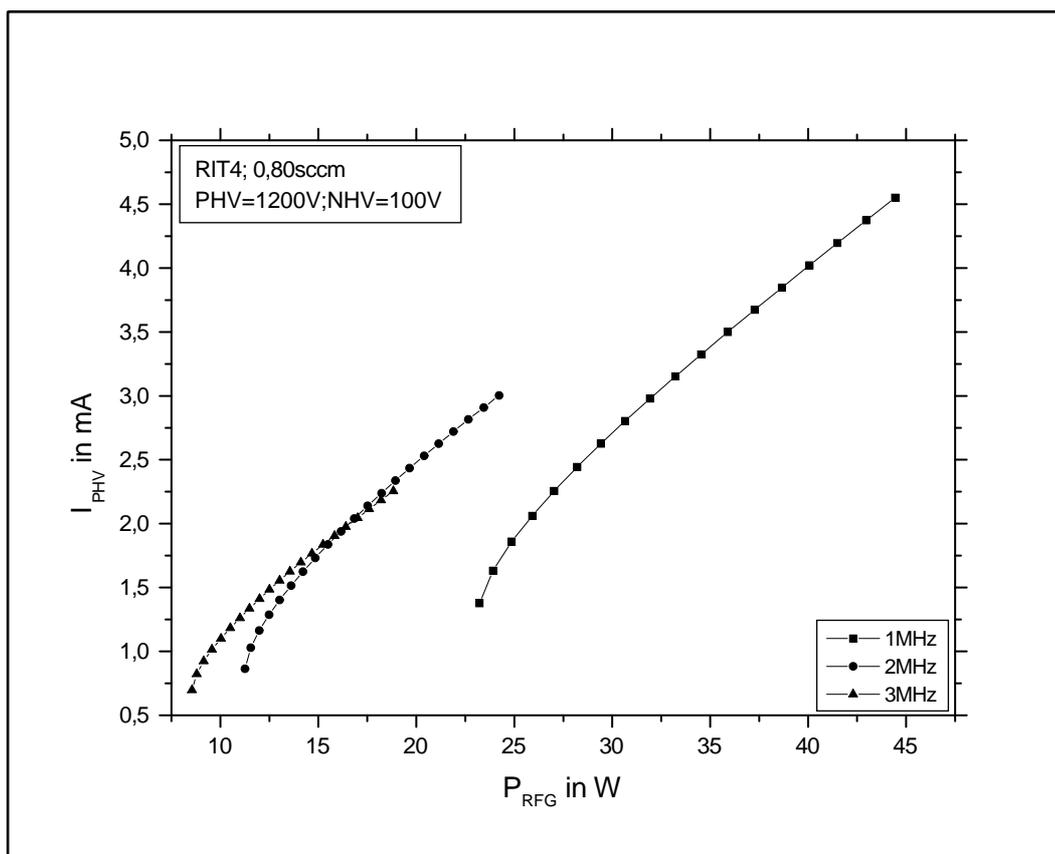


Abb. 5.19: Aus dem Plasma extrahierter Ionenstrom ( $I_{PHV}$ ) in mA als Funktion der am RFG aufgewandten Leistung ( $P_{RFG}$ ) in W. Vergleich der drei verschiedenen, am RIT-4 eingesetzten Betriebs-Frequenzen bei einem Xenon-Fluss von 0,80sccm, einer Screen-Spannung ( $U_{PHV}$ ) von 1200V bzw. Accel-Spannung ( $U_{NHV}$ ) von 100V.

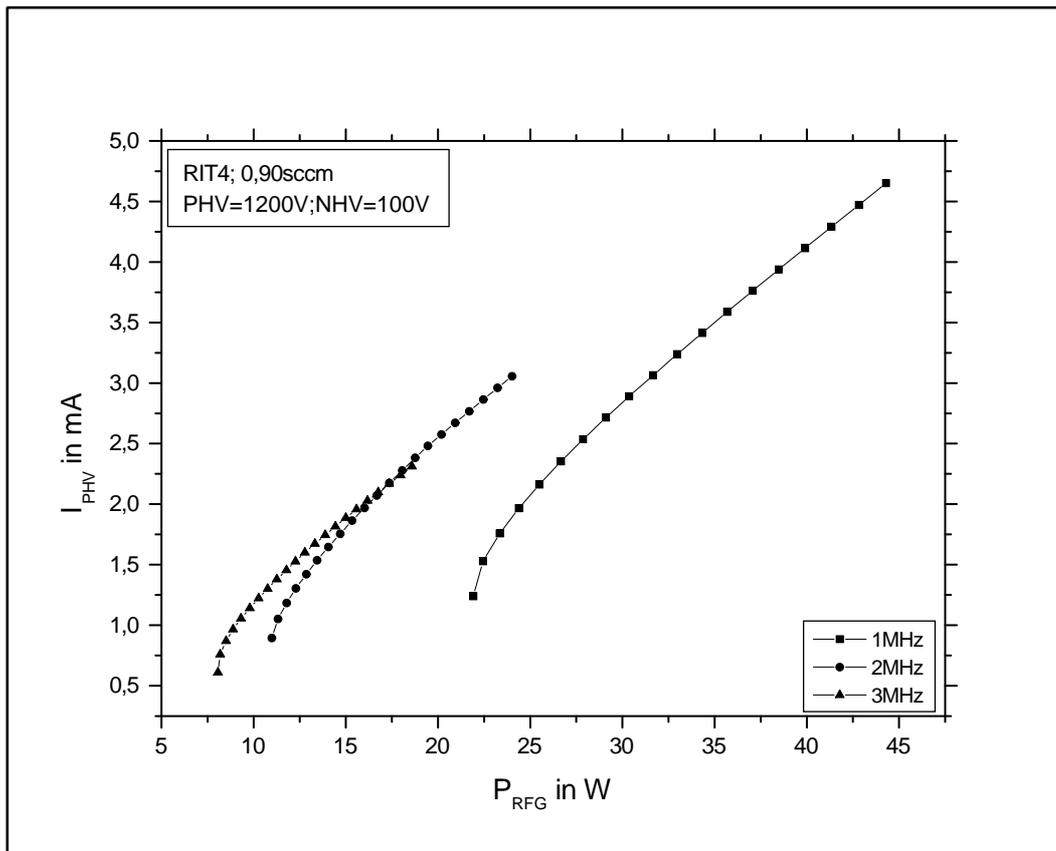


Abb. 5.20: Aus dem Plasma extrahierter Ionenstrom ( $I_{PHV}$ ) in mA als Funktion der am RFG aufgewandten Leistung ( $P_{RFG}$ ) in W. Vergleich der drei verschiedenen, am RIT-4 eingesetzten Betriebs-Frequenzen bei einem Xenon-Fluss von 0,90sccm, einer Screen-Spannung ( $U_{PHV}$ ) von 1200V bzw. Accel-Spannung ( $U_{NHV}$ ) von 100V.

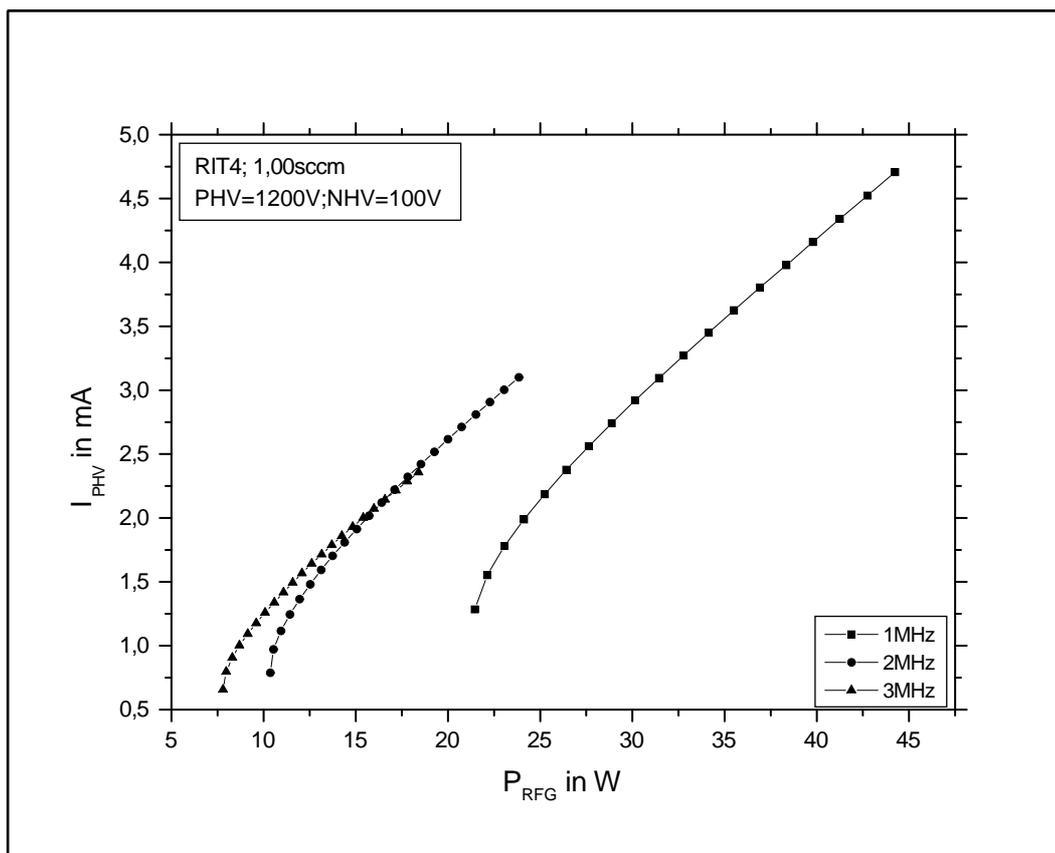


Abb. 5.21: Aus dem Plasma extrahierter Ionenstrom ( $I_{PHV}$ ) in mA als Funktion der am RFG aufgewandten Leistung ( $P_{RFG}$ ) in W. Vergleich der drei verschiedenen, am RIT-4 eingesetzten Betriebs-Frequenzen bei einem Xenon-Fluss von 1,00sccm, einer Screen-Spannung ( $U_{PHV}$ ) von 1200V bzw. Accel-Spannung ( $U_{NHV}$ ) von 100V.

## 5.2 RIT-2

Wie in 2 eingehend beschrieben wurde, sind zum Zweck der Realisierung eines Schubbereichs in der Grössenordnung von Mikronewton durch Miniaturisierung zwei Triebwerks-Prototypen konzipiert, entwickelt und gebaut worden. Die elektrische Charakterisierung des grösseren von beiden, welches nach dem Durchmesser der Entladungskammer den Namen RIT-4 trägt, wurde im ersten Teil dieses Kapitels dargestellt.

Auch das RIT-2 wurde im Rahmen dieser Arbeit elektrisch vermessen, und jetzt im zweiten Teil des Kapitels werden die Ergebnisse dieser Messungen vorgestellt.

Das Extraktionssystem von RIT-2 ist weitgehend, abgesehen von der dem Durchmesser der Entladungskammer geschuldeten Dimensionierung, identisch mit dem System des RIT-4. Auch hier werden die Ionen durch sieben Extraktionslöcher extrahiert.

### 5.2.1 Frequenz: 1,64 Megahertz

Der Einbau einer vorbereiteten Kondensatorbank in den RFG erzeugte in Verbindung mit der Erregerspule des Triebwerks eine Resonanzfrequenz von 1,64MHz. Wie bei der Untersuchung von RIT-4 wurden auch hier die Extraktionsspannungen konstant gehalten; das Screen-Gitter auf 1200V und das Accel-Gitter auf 100V. Der Massenfluss wurde über einen Bereich von 0,03sccm bis 0,10sccm in Schritten von 0,01sccm variiert.

Aus dem Plasma, welches durch induktive Entladung in der Ionisationskammer gebildet wird, werden Ionen extrahiert, und verursachen einen vom Betrag her gleichgrossen Strom an Elektronen auf das Screen-Gitter. Dieser Strom ( $I_{PHV}$ ) wurde an der das Gitter versorgenden Spannungsquelle abgelesen und in Abb. 5.22 gegen die Leistung am RFG aufgetragen.

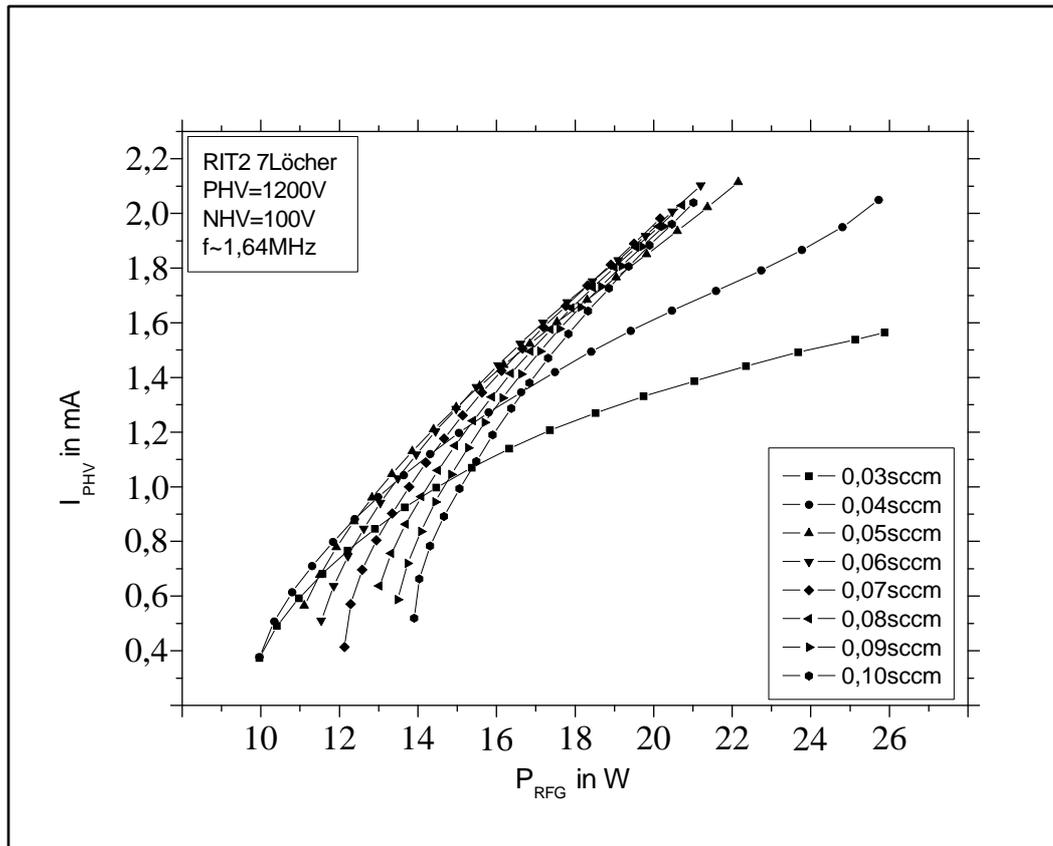


Abb. 5.22: Strom im Screen-Gitter ( $I_{PHV}$ ) in mA als Funktion der am RFG aufgewandten Leistung ( $P_{RFG}$ ) in W. RIT-2 mit 7 Extraktionslöchern, bei einer Frequenz von 1,64 MHz, der Screen-Spannung ( $U_{PHV}$ ) von 1200 V bzw. der Accel-Spannung ( $U_{NHV}$ ) von 100 V und einem variierenden Xenon-Fluss in sccm betrieben.

Auf Grund mangelnder Fokussierung kann es vorkommen, dass Ionen nach dem Passieren des Screen-Gitters auf das Accel-Gitter prallen und dort einen Stromfluss verursachen. Dieser Strom im Accel-Gitter( $I_{NHV}$ ) wird in Abb. 5.23 gegen die RFG-Leistung aufgetragen.

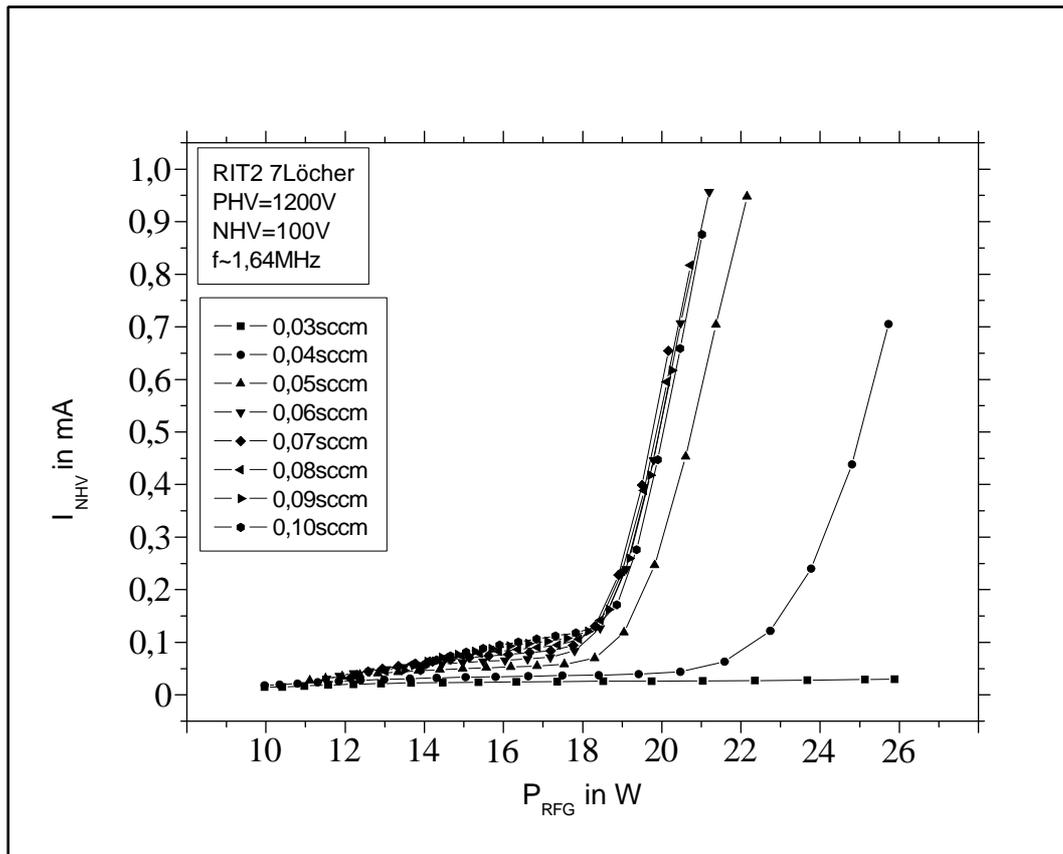


Abb. 5.23: Strom im Accel-Gitter ( $I_{NHV}$ ) in mA als Funktion der am RFG aufgewandten Leistung ( $P_{RFG}$ ) in W. RIT-2 mit 7 Extraktionslöchern, bei einer Frequenz von 1,64 MHz, der Screen-Spannung ( $U_{PHV}$ ) von 1200 V bzw. der Accel-Spannung ( $U_{NHV}$ ) von 100 V und einem variierenden Xenon-Fluss in sccm betrieben.

Auch bei der Charakterisierung von RIT-2 wurden wiederum die beiden an den Gittern gemessenen Stromwerte  $I_{PHV}$  und  $I_{NHV}$  aufgenommen. Durch Bildung der Differenz aus beiden Strömen wurde der tatsächlich aus dem Triebwerk austretende Ionenstrom ( $I_{Beam}$ ) ermittelt. Das Verhalten dieses schuberzeugenden Ionenstroms in Abhängigkeit von der am RFG aufgewandten Leistung ist in Abb. 5.24 dargestellt.

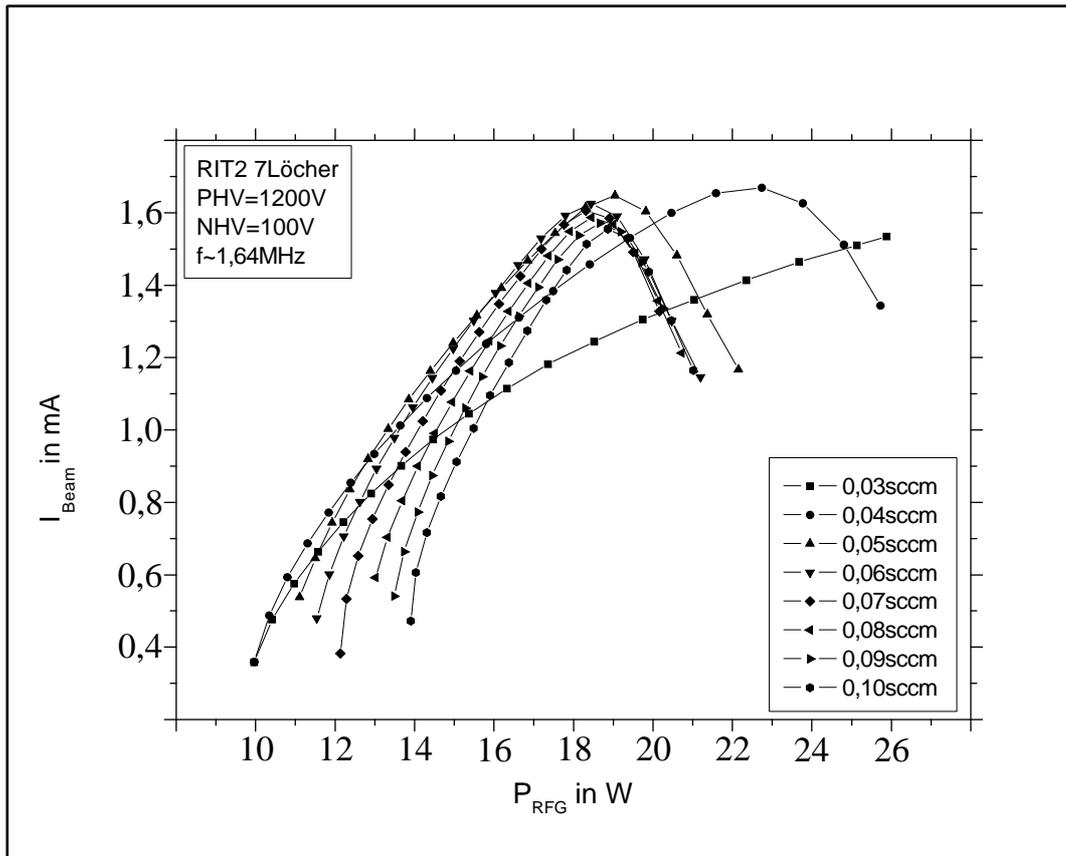


Abb. 5.24: Extrahierter Strom ( $I_{Beam}$ ) in mA als Funktion der am RFG aufgewandten Leistung ( $P_{RFG}$ ) in W. RIT-2 mit 7 Extraktionslöchern, bei einer Frequenz von 1,64MHz, der Screen-Spannung ( $U_{PHV}$ ) von 1200V bzw. der Accel-Spannung ( $U_{NHV}$ ) von 100V und einem variierenden Xenon-Fluss in sccm betrieben.

## 5.2. RIT-2

---

Wenn der das Triebwerk verlassende Ionenstrom( $I_{Beam}$ ) als Stromwert in Gl. (5.2) eingesetzt wird, so ergibt sich daraus der Schub, welcher vom Triebwerk erzeugt wird. In Abb. 5.25 ist dieser Schub gegen die RFG-Leistung aufgetragen.

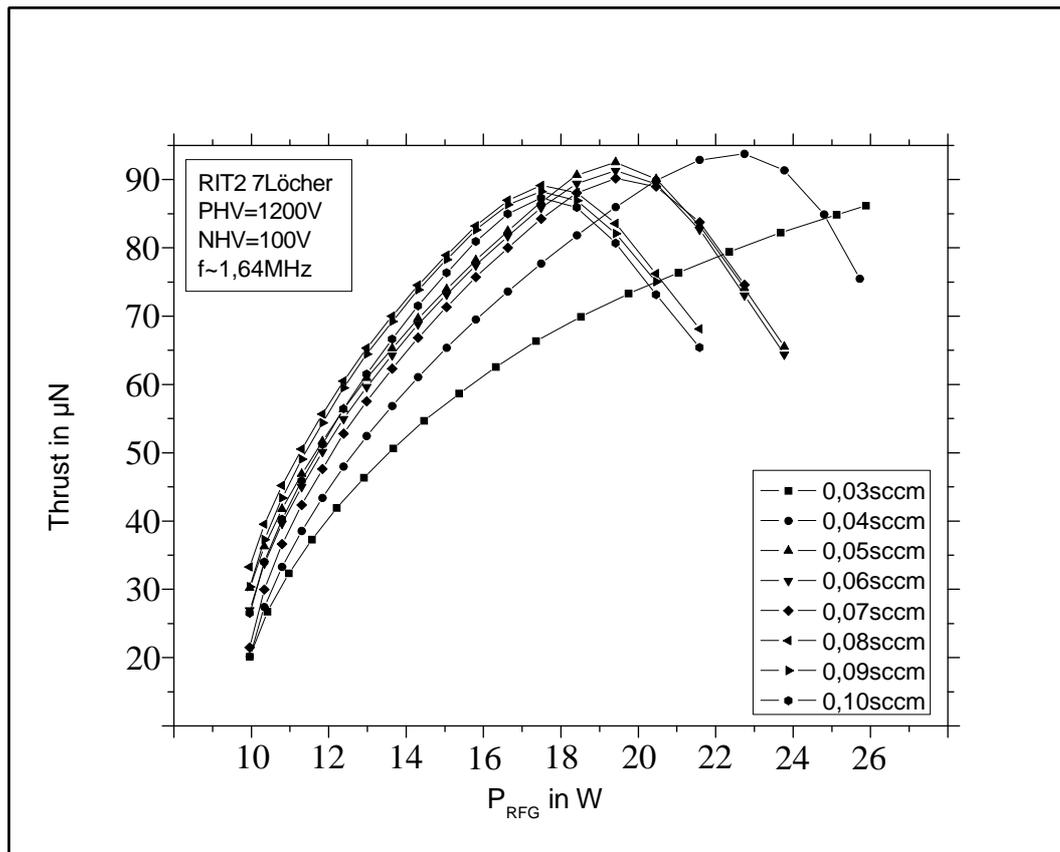


Abb. 5.25: Erzeugter Schub in  $\mu\text{N}$  als Funktion der am RFG aufgewandten Leistung ( $P_{RFG}$ ) in W. RIT-2 mit 7 Extraktionslöchern, bei einer Frequenz von 1,64MHz, der Screen-Spannung ( $U_{PHV}$ ) von 1200V bzw. der Accel-Spannung ( $U_{NHV}$ ) von 100V und einem variierenden Xenon-Fluss in sccm betrieben.

### 5.2.2 Frequenz: 3,13 Megahertz

Der RFG des RIT-2 wurde nun so umgebaut, dass sich eine Resonanzfrequenz des Schwingkreises von 3,13MHz ergab.  $U_{PHV}$  und  $U_{NHV}$  wurden konstant auf 1200V bzw. 100V gehalten, und der Massenfluss über einen Bereich von 0,03sccm bis 0,10sccm in Schritten von 0,01sccm variiert.

Abb. 5.26 zeigt den aus dem Plasma extrahierten Strom an Ionen( $I_{PHV}$ ) in Abhängigkeit von der RFG-Leistung.

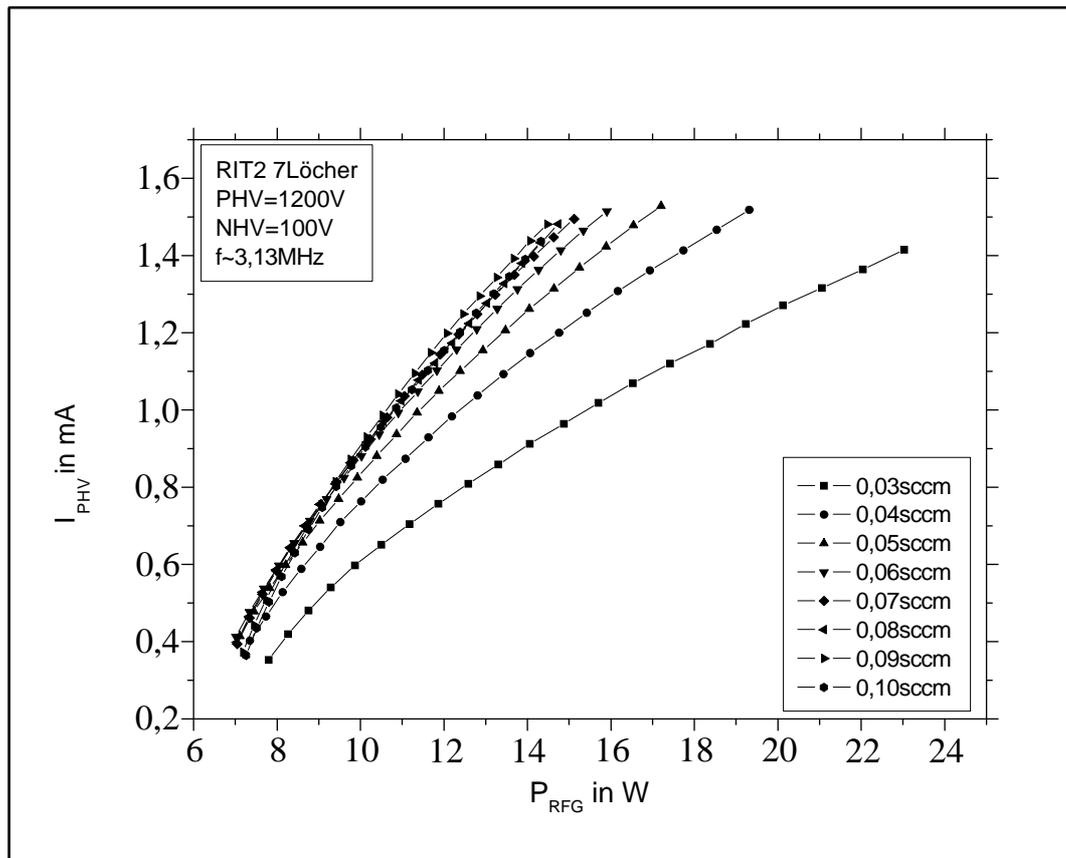


Abb. 5.26: Strom im Screen-Gitter ( $I_{PHV}$ ) in mA als Funktion der am RFG aufgewandten Leistung ( $P_{RFG}$ ) in W. RIT-2 mit 7 Extraktionslöchern, bei einer Frequenz von 3,13MHz, der Screen-Spannung ( $U_{PHV}$ ) von 1200V bzw. der Accel-Spannung ( $U_{NHV}$ ) von 100V und einem variierenden Xenon-Fluss in sccm betrieben.

Mangelnde Fokussierung des extrahierten Ionenstroms führt zur Kollision von Ionen mit dem Accel-Gitter, was wiederum einen Stromfluss im Accel-Gitter verursacht. Dieser Stromfluss( $I_{NHV}$ ) wurde in Abb. 5.27 gegen die am RFG aufgebraachte Leistung aufgetragen.

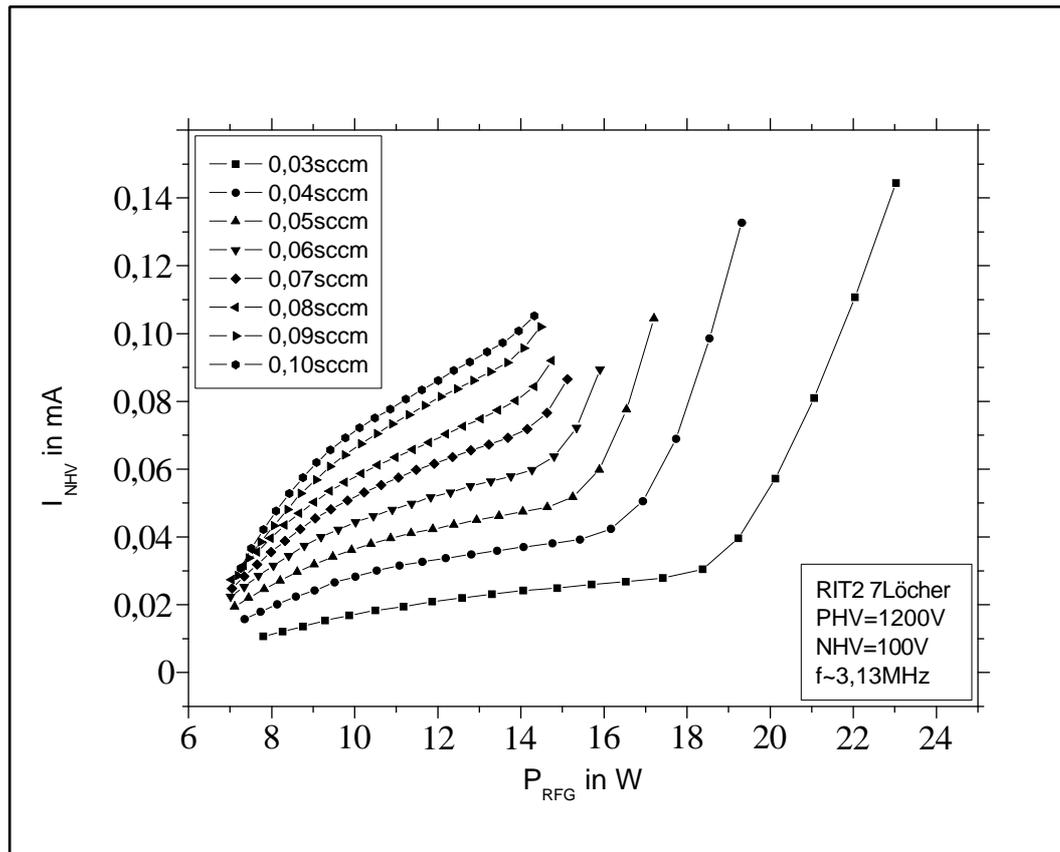


Abb. 5.27: Strom im Accel-Gitter ( $I_{NHV}$ ) in mA als Funktion der am RFG aufgewandten Leistung ( $P_{RFG}$ ) in W. RIT-2 mit 7 Extraktionslöchern, bei einer Frequenz von 3,13 MHz, der Screen-Spannung ( $U_{PHV}$ ) von 1200 V bzw. der Accel-Spannung ( $U_{NHV}$ ) von 100 V und einem variierenden Xenon-Fluss in sccm betrieben.

Der aus dem Plasma extrahierte Strom an Ionen  $I_{PHV}$  minus dem mit dem Accel-Gitter kollidierenden Ionenstrom  $I_{NHV}$  ergibt den Strom an Ionen, welcher das Triebwerk tatsächlich verlässt und auf diesem Wege einen Schub erzeugt. Dieser schuberzeugende Ionenstrom ist in Abb. 5.28 gegen die zur Ionenproduktion an der Erregerspule aufgewandte Leistung aufgetragen.

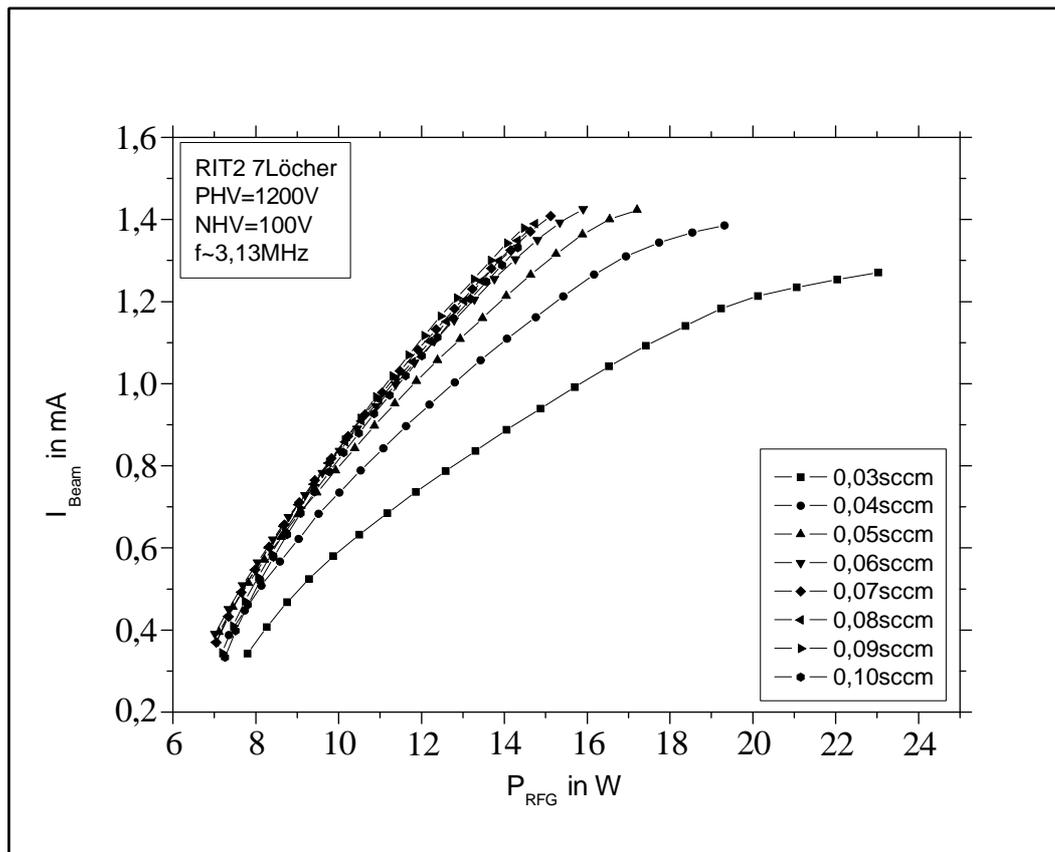


Abb. 5.28: Extrahierter Strom ( $I_{Beam}$ ) in mA als Funktion der am RFG aufgewandten Leistung ( $P_{RFG}$ ) in W. RIT-2 mit 7 Extraktionslöchern, bei einer Frequenz von 3,13MHz, der Screen-Spannung ( $U_{PHV}$ ) von 1200V bzw. der Accel-Spannung ( $U_{NHV}$ ) von 100V und einem variierenden Xenon-Fluss in sccm betrieben.

## 5.2. RIT-2

---

In Abb. 5.29 ist gegen die RFG-Leistung der Schub aufgetragen, welcher durch die tatsächlich aus dem Triebwerk austretenden Ionen erzeugt wird und durch die Formel Gl. (5.2) errechnet wurde.

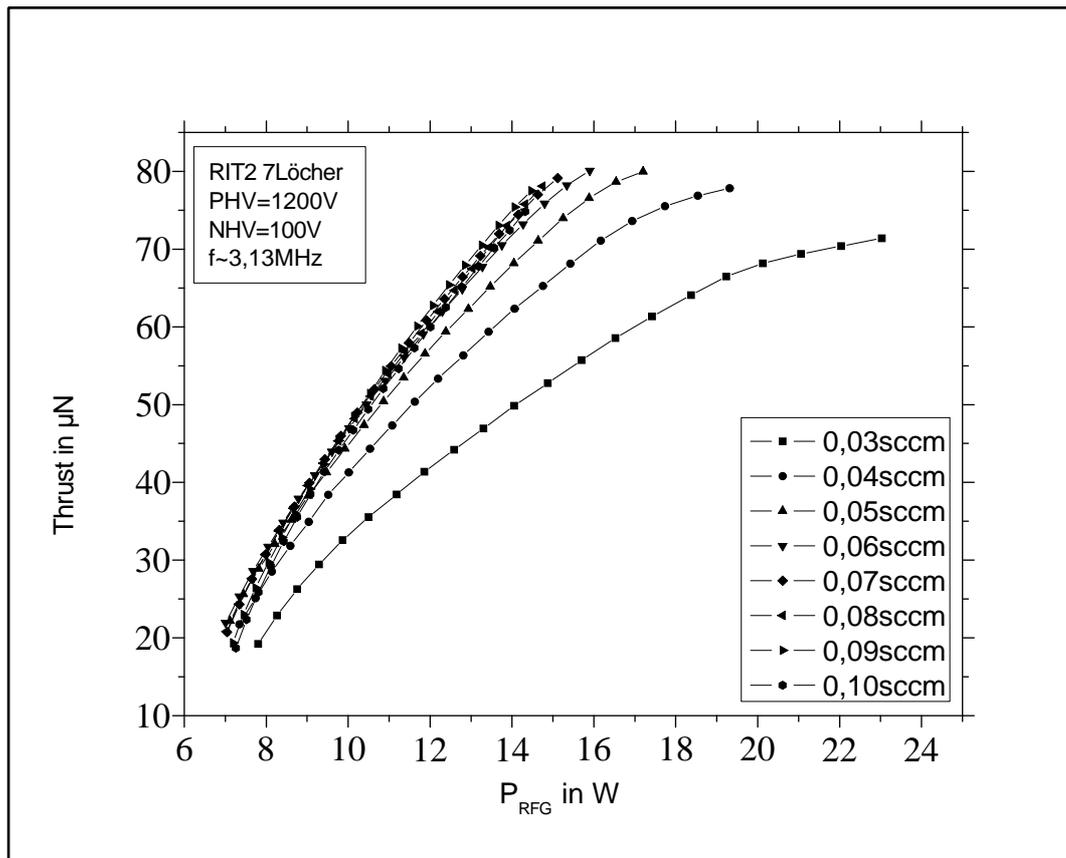


Abb. 5.29: Erzeugter Schub in  $\mu\text{N}$  als Funktion der am RFG aufgewandten Leistung ( $P_{\text{RFG}}$ ) in W. RIT-2 mit 7 Extraktionslöchern, bei einer Frequenz von 3,13MHz, der Screen-Spannung ( $U_{\text{PHV}}$ ) von 1200V bzw. der Accel-Spannung ( $U_{\text{NHV}}$ ) von 100V und einem variierenden Xenon-Fluss in sccm betrieben.

### 5.2.3 Frequenzvergleich

Die im vorherigen Abschnitt gemachte Darstellung der Messwerte der Charakterisierung von RIT-2 diente dem Zweck, für die einzelnen Frequenzen, mit denen RIT-2 betrieben wurde, die Auswirkung verschieden hoher Flüsse an Neutralgas auf die Charakteristik der Entladung und damit letztendlich auf das Triebwerksverhalten zu ermitteln und zu veranschaulichen. Um aber auch eine Aussage darüber treffen zu können, welche Frequenz für den späteren Betrieb des Triebwerks am effektivsten ist, ist eine Auftragsung sinnvoll, bei der die verwendeten Frequenzen einander gegenübergestellt werden können. Die Effizienz der Entladung kann am ehesten anhand der Zahl der extrahierten Ionen beurteilt werden. Also wird dieser Strom extrahierter Ionen ( $I_{PHV}$ ) für einen fest eingestellten Neutralgas-Fluss und für jede der eingestellten Betriebsfrequenzen miteinander verglichen.

Das RIT-2 wurde während der Charakterisierung mit zwei verschiedenen Frequenzen betrieben (1,64MHz und 3,13MHz). In Abb. 5.30 bis Abb. 5.37 sind diese zwei Betriebsfrequenzen miteinander verglichen worden, indem jeweils für einen fest eingestellten Neutralgasfluss der Strom an extrahierten Ionen ( $I_{PHV}$ ), der sich bei den einzelnen Frequenzen ergibt, gegen die RFG-Leistung aufgetragen wurde. Der Gasfluss wurde dabei in einem Bereich von 0,03sccm bis 0,10sccm und in Schritten von 0,01sccm eingestellt.

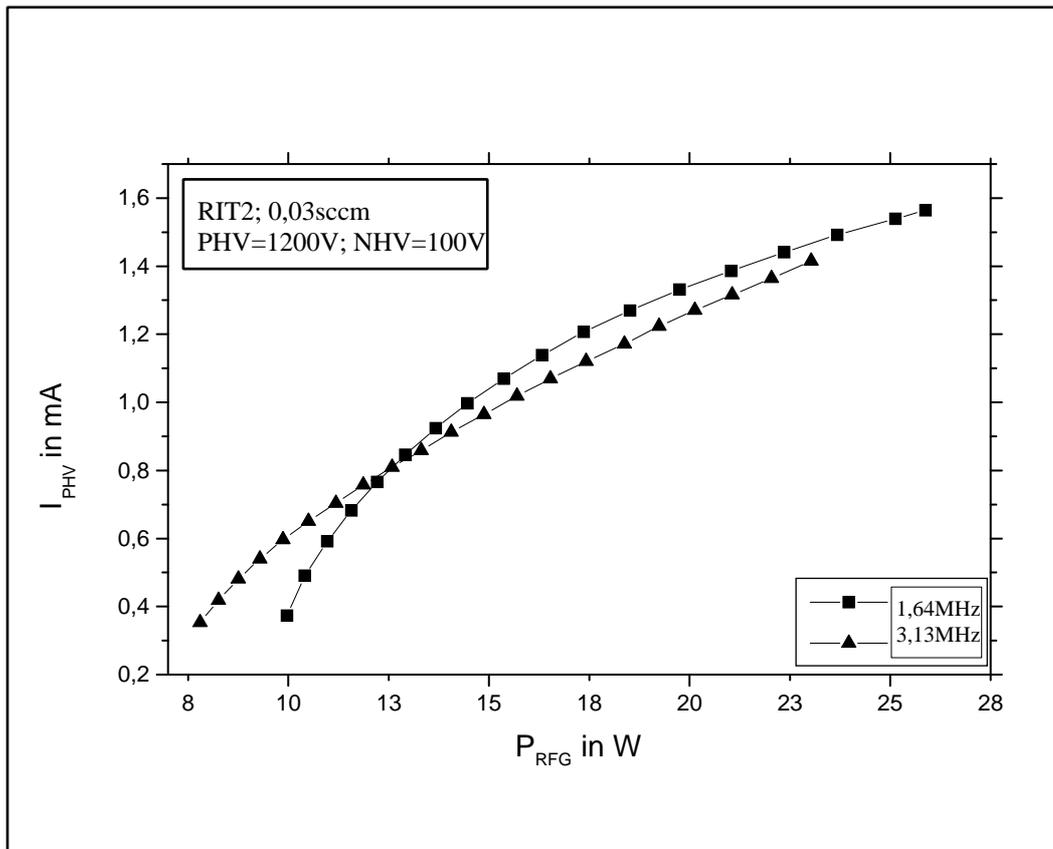


Abb. 5.30: Aus dem Plasma extrahierter Ionenstrom ( $I_{PHV}$ ) in mA als Funktion der am RFG aufgewandten Leistung ( $P_{RFG}$ ) in W. Vergleich der zwei verschiedenen, am RIT-2 eingesetzten Betriebs-Frequenzen bei einem Xenon-Fluss von 0,03sccm, einer Screen-Spannung ( $U_{PHV}$ ) von 1200V bzw. Accel-Spannung ( $U_{NHV}$ ) von 100V.

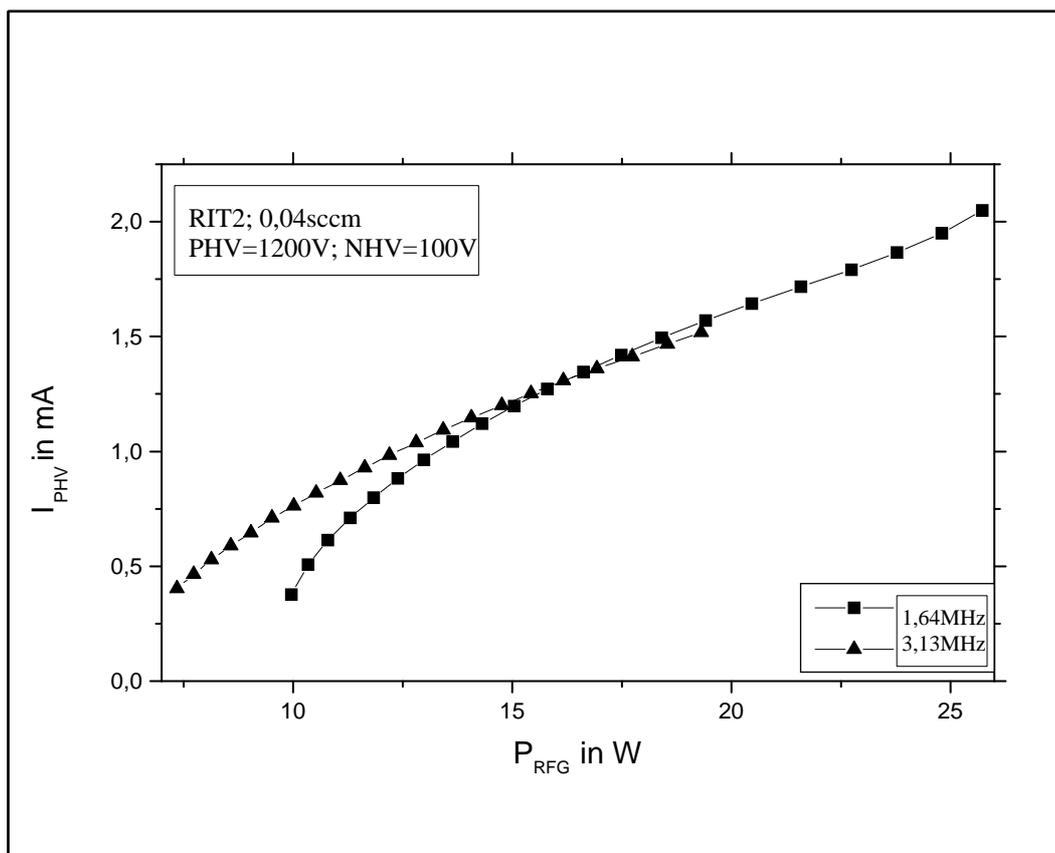


Abb. 5.31: Aus dem Plasma extrahierter Ionenstrom ( $I_{PHV}$ ) in mA als Funktion der am RFG aufgewandten Leistung ( $P_{RFG}$ ) in W. Vergleich der zwei verschiedenen, am RIT-2 eingesetzten Betriebs-Frequenzen bei einem Xenon-Fluss von 0,04sccm, einer Screen-Spannung ( $U_{PHV}$ ) von 1200V bzw. Accel-Spannung ( $U_{NHV}$ ) von 100V.

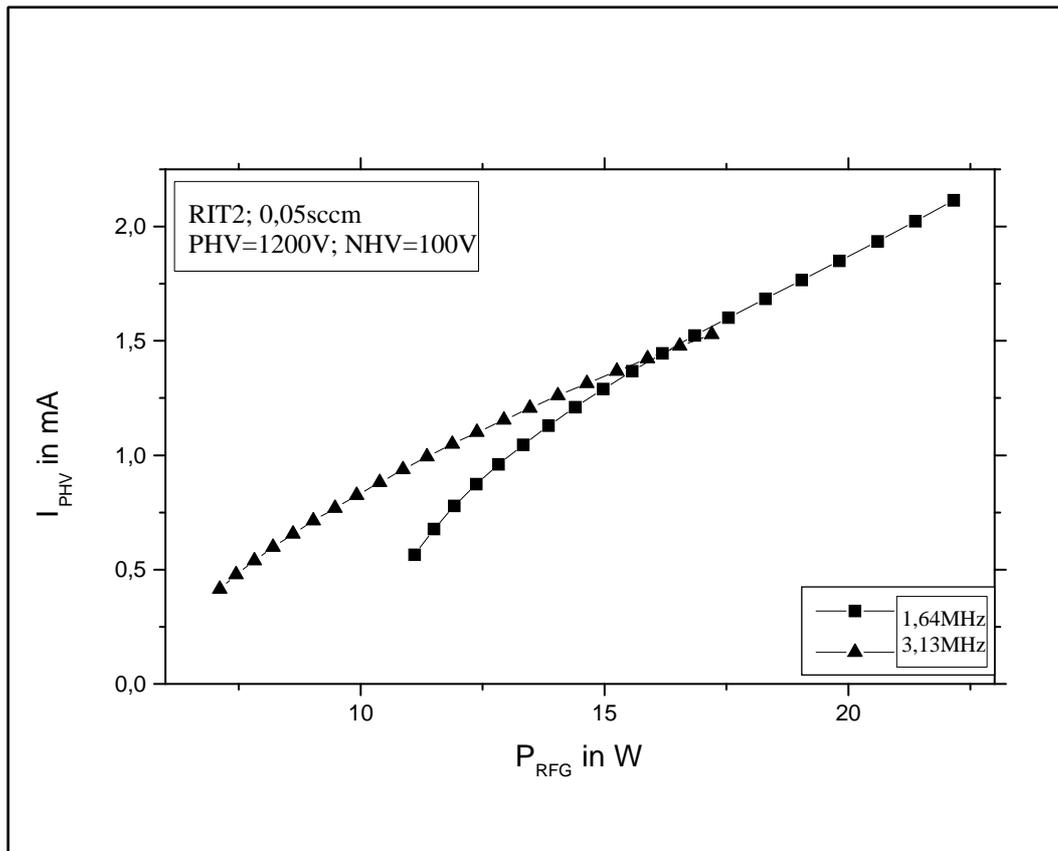


Abb. 5.32: Aus dem Plasma extrahierter Ionenstrom ( $I_{PHV}$ ) in mA als Funktion der am RFG aufgewandten Leistung ( $P_{RFG}$ ) in W. Vergleich der zwei verschiedenen, am RIT-2 eingesetzten Betriebs-Frequenzen bei einem Xenon-Fluss von 0,05sccm, einer Screen-Spannung ( $U_{PHV}$ ) von 1200V bzw. Accel-Spannung ( $U_{NHV}$ ) von 100V.

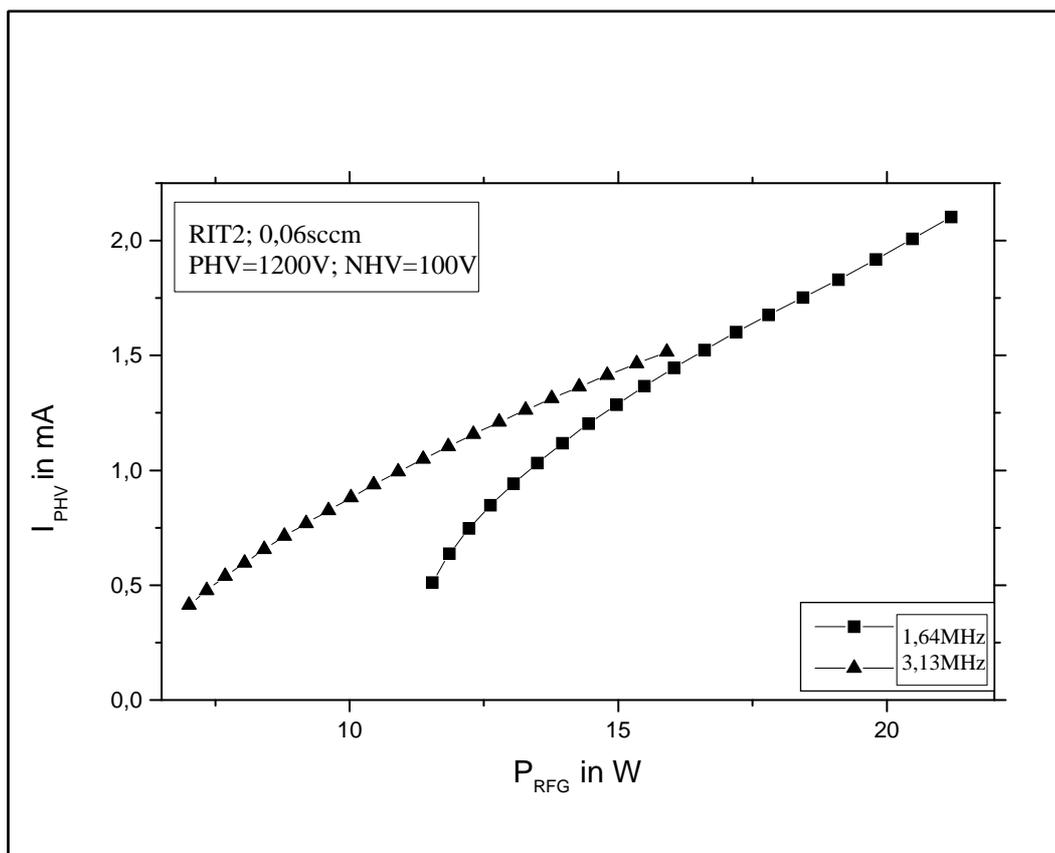


Abb. 5.33: Aus dem Plasma extrahierter Ionenstrom ( $I_{PHV}$ ) in mA als Funktion der am RFG aufgewandten Leistung ( $P_{RFG}$ ) in W. Vergleich der zwei verschiedenen, am RIT-2 eingesetzten Betriebs-Frequenzen bei einem Xenon-Fluss von 0,06sccm, einer Screen-Spannung ( $U_{PHV}$ ) von 1200V bzw. Accel-Spannung ( $U_{NHV}$ ) von 100V.

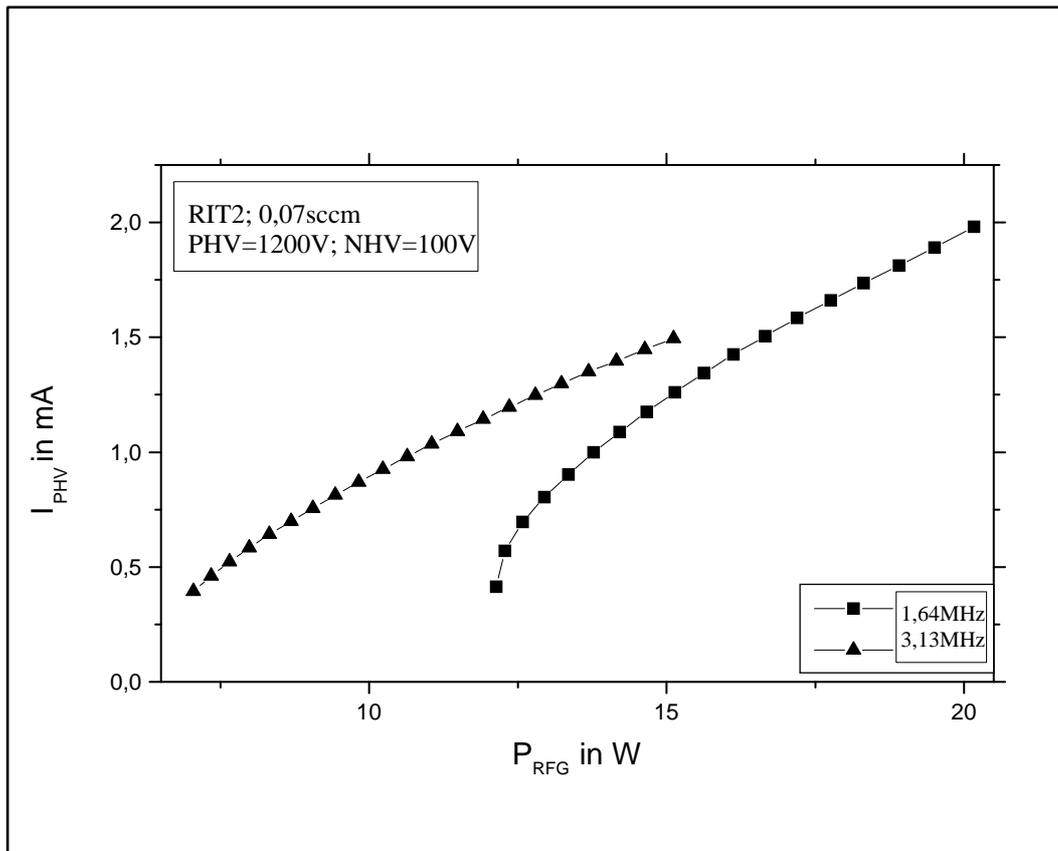


Abb. 5.34: Aus dem Plasma extrahierter Ionenstrom ( $I_{PHV}$ ) in mA als Funktion der am RFG aufgewandten Leistung ( $P_{RFG}$ ) in W. Vergleich der zwei verschiedenen, am RIT-2 eingesetzten Betriebs-Frequenzen bei einem Xenon-Fluss von 0,07sccm, einer Screen-Spannung ( $U_{PHV}$ ) von 1200V bzw. Accel-Spannung ( $U_{NHV}$ ) von 100V.

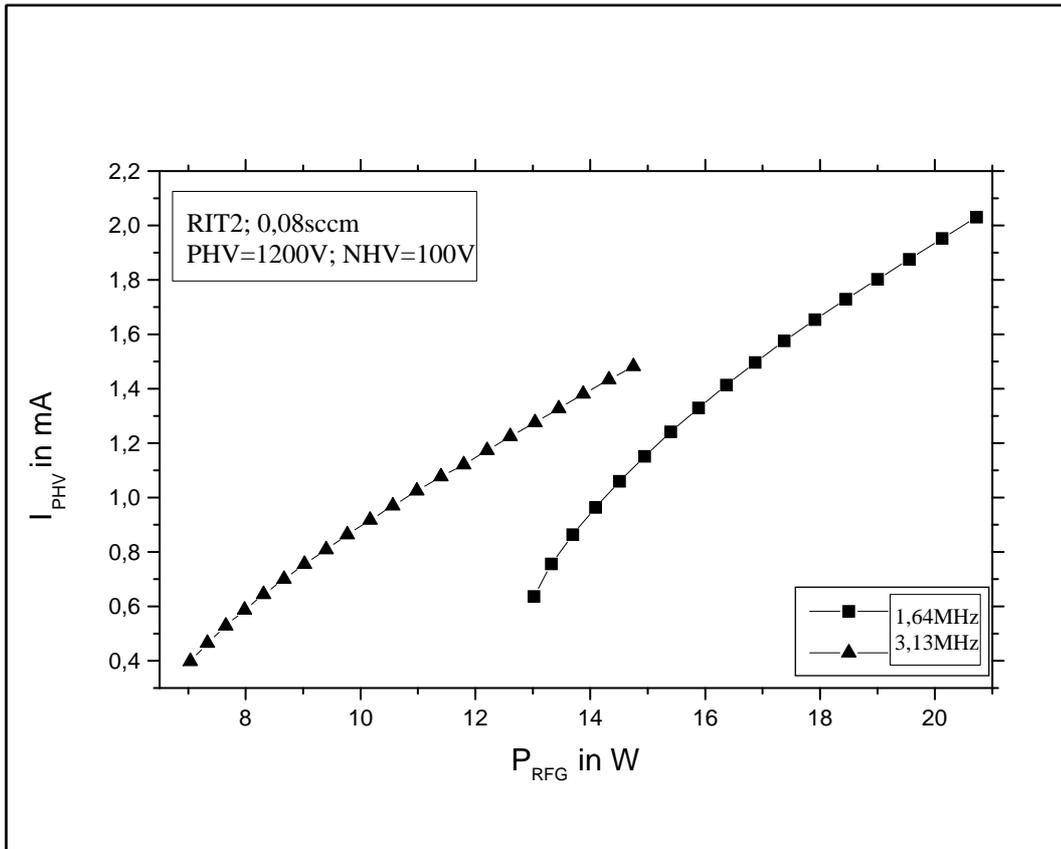


Abb. 5.35: Aus dem Plasma extrahierter Ionenstrom ( $I_{PHV}$ ) in mA als Funktion der am RFG aufgewandten Leistung ( $P_{RFG}$ ) in W. Vergleich der zwei verschiedenen, am RIT-2 eingesetzten Betriebs-Frequenzen bei einem Xenon-Fluss von 0,08sccm, einer Screen-Spannung ( $U_{PHV}$ ) von 1200V bzw. Accel-Spannung ( $U_{NHV}$ ) von 100V.

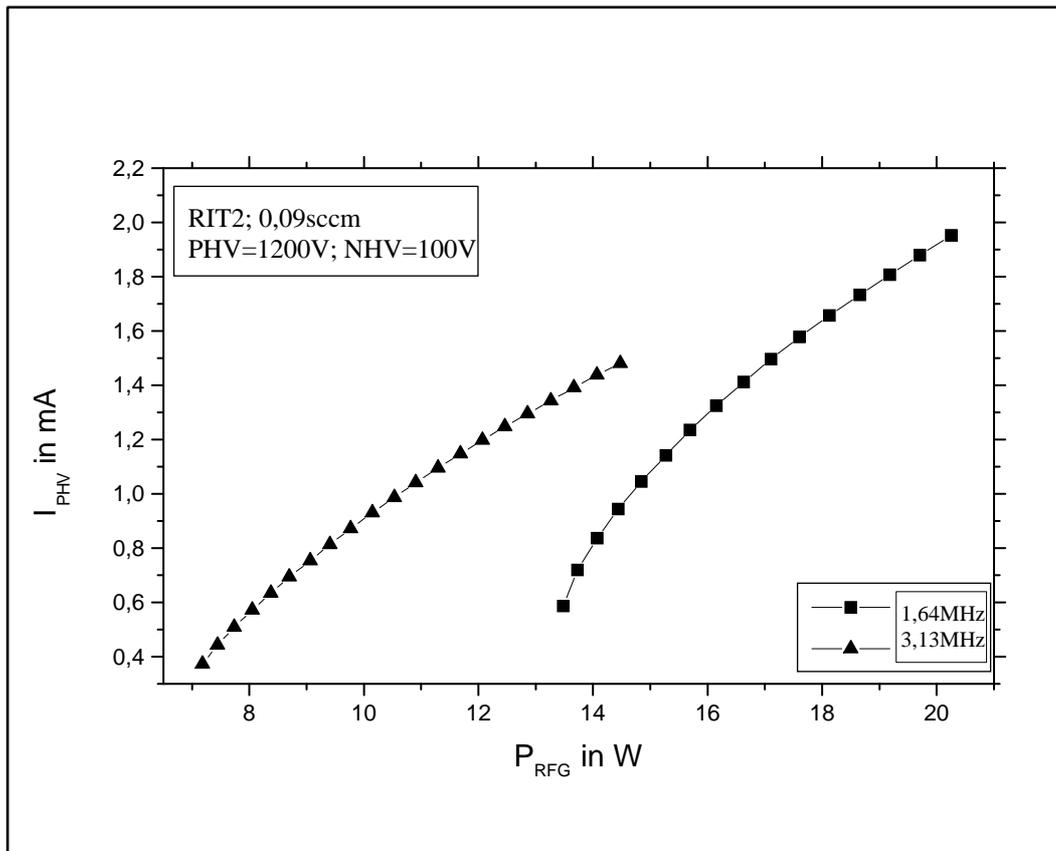


Abb. 5.36: Aus dem Plasma extrahierter Ionenstrom ( $I_{PHV}$ ) in mA als Funktion der am RFG aufgewandten Leistung ( $P_{RFG}$ ) in W. Vergleich der zwei verschiedenen, am RIT-2 eingesetzten Betriebs-Frequenzen bei einem Xenon-Fluss von 0,09sccm, einer Screen-Spannung ( $U_{PHV}$ ) von 1200V bzw. Accel-Spannung ( $U_{NHV}$ ) von 100V.

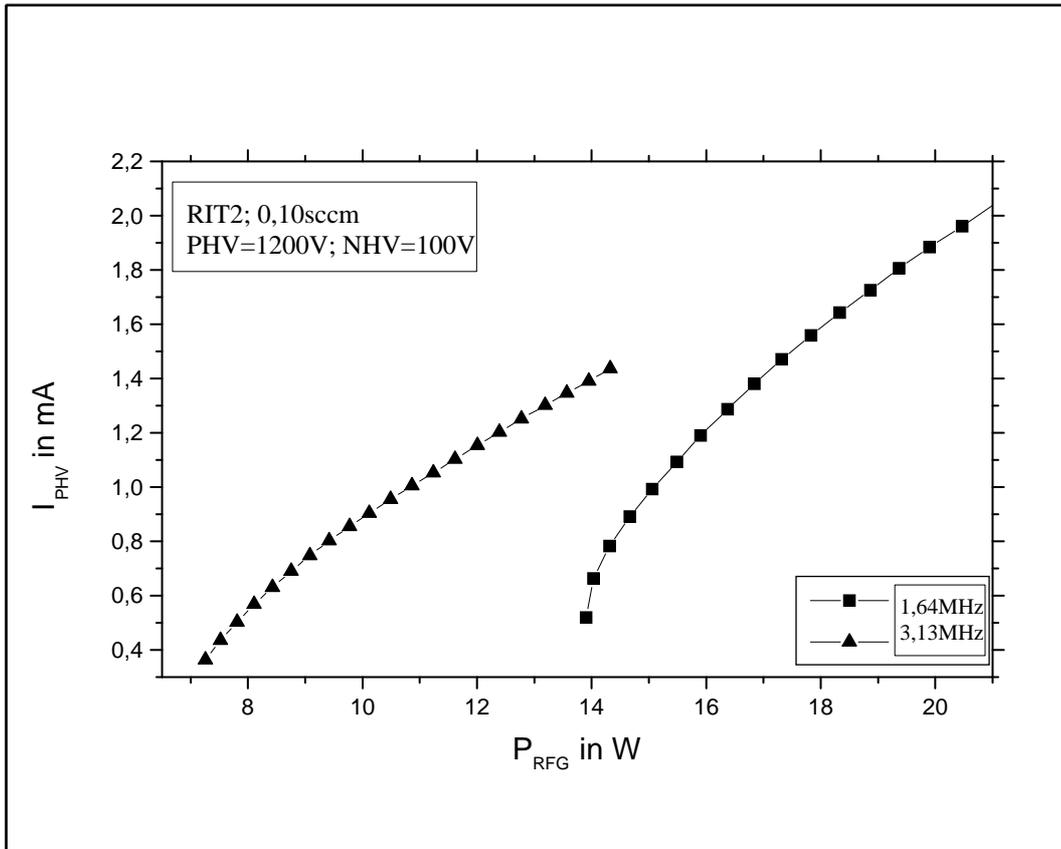


Abb. 5.37: Aus dem Plasma extrahierter Ionenstrom ( $I_{PHV}$ ) in mA als Funktion der am RFG aufgewandten Leistung ( $P_{RFG}$ ) in W. Vergleich der zwei verschiedenen, am RIT-2 eingesetzten Betriebs-Frequenzen bei einem Xenon-Fluss von 0,10sccm, einer Screen-Spannung ( $U_{PHV}$ ) von 1200V bzw. Accel-Spannung ( $U_{NHV}$ ) von 100V.

## Kapitel 6

# Konzept eines längenoptimierten Triebwerks mit Ferritkern im Induktionskreis

Die in dieser Arbeit untersuchten Triebwerke RIT-2 und RIT-4 besitzen beide ein zylinderförmiges Entladungsgefäß, bei dem die Länge den Durchmesser übertrifft. Diese Tatsache ist voll und ganz der Spulengeometrie geschuldet, da die für die Ionisation nötige induktive Feldstärke eine minimale Anzahl an Windungen und der den Spulenwiderstand erhöhende Proximity-Effekt wiederum einen Mindestabstand der einzelnen Windungen erfordert. Außerdem darf die Dicke des Kupferdrahtes, aus welchem die Spulenwindungen gebildet werden, einen gewissen Durchmesser nicht unterschreiten, da sonst die Joulsche Wärme des Spulenstroms zu einer gefährlichen Aufheizung des Triebwerks führt. Die Zylinderspule kann also, um optimal zu arbeiten, eine Minimalhöhe nicht unterschreiten; und das von der Spule umgebene Entladungsgefäß wiederum muss, um eine optimale induktive Einkopplung in das Plasma zu gewährleisten, eine identische Höhe wie die Spule aufweisen. Mit diesen Anforderungen ist automatisch für ein Entladungsgefäß einer zylindrischen Spule eine Mindesthöhe vorgegeben.

Es wurde aber andererseits auch innerhalb dieser Arbeit abgeleitet, dass zu der schuberzeugenden Ionenextraktion ausschliesslich Ionen aus einer sich direkt am Gitter befindlichen Grenzschicht beitragen. Das sich im gesamten restlichen Volumen des Entladungsgefässes befindliche Plasma trägt nicht direkt zur Ionenex-

---

traktion bei, trotzdem muss Energie aufgebracht werden, um es zu erzeugen und zu erhalten. Das bedeutet, dass ein Grossteil der Energie, die zur Unterhaltung der Entladung aufgebracht werden muss, verschwendet ist. Der effizienteste Fall tritt dann ein, wenn Ionen ausschliesslich in der Extraktionszone in Gitternähe erzeugt werden, also alle produzierten Ionen direkt in die Extraktion eingehen.

Aus diesen Tatsachen ergibt sich, dass es die Effizienz des Triebwerks erhöhen wird, den nicht zur Extraktion genutzten, aber mit Plasma angefüllten, Raum des Ionisationsgefässes so weit wie möglich zu verkleinern. Die energetisch günstigste Kosten-Nutzen-Bilanz des Triebwerks ergibt sich diesbezüglich für den Grenzfall, dass ausschliesslich dort ein Plasma unterhalten wird, wo auch Ionen zur Schuberzeugung extrahiert werden; und das ist nur in unmittelbarer Nähe des Extraktionsgitters der Fall. Für die klassische zylindrische Anordnung ist wegen dem Platzbedarf der Anregerspule eine derartige Höhenreduktion nicht möglich. Es ist also notwendig, um die Ionenproduktionskosten durch die Vermeidung von ungenutzt erzeugtem Plasma zu senken, ein neues Konzept einer Triebwerkskonfiguration zu entwickeln. Basieren soll auch das neue Triebwerk weiterhin auf der induktiven elektrischen Einkopplung als Ionisationsmechanismus. Da jedoch die Höhe des Ionisationsgefässes reduziert werden soll, erscheint es als sinnvoll, die Erregerspule nicht mehr an der Seite sondern an dem dem Extraktionssystem gegenüberliegenden Ende des Gefässes zu platzieren. Somit ist die Spule von Vorneherein als Limit für die Höhenreduktion des Entladungsgefässes ausgeschaltet.

Die Spule wird hierbei mehrlagig gewickelt, um den nunmehr begrenzten Platz für die Spule auszugleichen und trotzdem eine ausreichende Anzahl an Windungen zu schaffen, in denen induktiv wirkende Ladungsträger in der Spule für die Felderzeugung ausreichender Zahl fließen können. Die wesentlichste Neuerung im Vergleich zum klassischen RIT-Konzept ist die Verwendung eines Ferrit-Topfkerns, in welchem die mehrlagig gewickelte Spule platziert ist. Ferrit ist ein Material, bei dem Eisenpartikel in eine isolierende Keramikmasse eingebettet sind, und in dieser Konfiguration zu einer festen Struktur zusammengebacken wurden (siehe Abb. 6.1). Die frei beweglichen Elektronen der Eisenpartikel können sich so zwar unter der Wirkung von elektrischen Feldern bewegen, jedoch ist diese Bewegung durch das isolierende Hintergrundmaterial begrenzt. Es ist also lediglich möglich, die Eisenelektronen elektrisch zum Schwingen anzuregen, ein makroskopischer gerichteter Elektronenstrom im Ferritmaterial ist durch die Iso-

---

lierung unterbunden. Dadurch werden Wirbelströme und die damit verbundene Erzeugung Joulescher Wärme verhindert. Ferrit erweist sich aus diesem Grund als idealer Werkstoff, die induktive Wirkung bewegter Ladungsträger zu übertragen, ohne dabei selbst auf die Induktion zu reagieren.

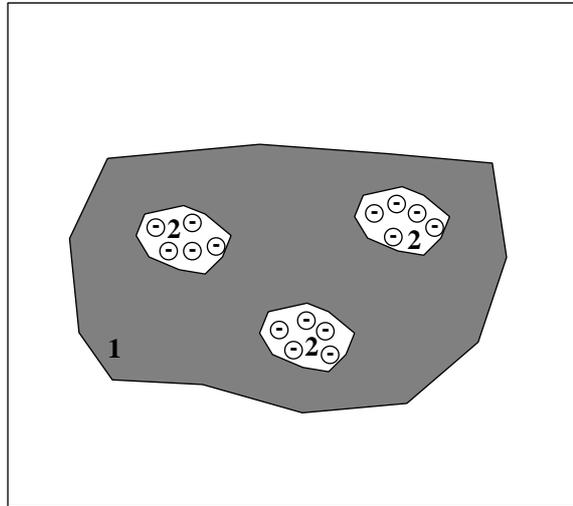


Abb. 6.1: *Innere Struktur des Ferrit-Materials. In eine elektrisch isolierende Keramikmasse(1) sind Eisenteilchen(2) eingebackten. Die freien Elektronen des Eisens können sich durch die Wirkung eines elektrischen Feldes nur innerhalb der Eisenteilchen, aber nicht im Isolationsmaterial bewegen.*

Der Ferrit-Kern hat in diesem Fall die Form eines Topfes mit einer zylinderförmigen Erhebung im Zentrum des Topfes. Im Raum zwischen Topfaussenwand und Mittelzylinder kann nun die mehrlagige Erregerspule untergebracht werden (siehe Abb. 6.2). Das Ferrit reagiert auf die induktive Wirkung der Spule und wird so zum Leiter des von der Spule erzeugten zeitabhängigen magnetischen Flusses. Der magnetische Fluss ist dabei geschlossen von der Wand des Topfes über seinen Boden bis in den Mittelzylinder. Am offenen Ende des Topfes, an dem das Ferritmaterial unterbrochen ist, ist auf Grund der Kontinuitätsbedingung der magnetische Fluss durch den freien Raum geführt, um so einen geschlossenen Kreis zu gewährleisten. Platziert man jetzt die Ionisationskammer so, dass sie vom magnetischen Fluss des Topfkerns durchdrungen ist, so ist die gesamte von der Erregerspule erzeugte Induktionsleistung im Ionisationsgefäß konzentriert. Neben dieser Bündelung der Spulenenergie in das Ionisationsgefäß erfüllt der Ferrit-Kern noch einen nützlichen Nebeneffekt. Da der Ferrit-Kern die induktive Leistung der Spule aufnimmt und ausschliesslich im Ionisationsgefäß freisetzt,

---

wird die restliche Umgebung, besonders der sich hinter dem Triebwerk befindliche Satellit mit seinen eventuell elektrisch empfindlichen Komponenten, von der induktiven Wirkung der Erregerspule abgeschirmt.

Der Ferrit-Kern erfüllt also, neben seiner elektromagnetischen Schutzfunktion für den Satelliten, die Aufgabe, die ionisierende Wirkung einer Erregerspule, die sich gegenüber dem Extraktionssystem befindet, also quasi von oben in ein Ionisationsgefäß einzukoppeln. Dadurch ist die Höhe des Ionisationsgefäßes im Gegensatz zum klassischen RIT-Typ nicht mehr von der Länge der Erregerspule abhängig. Die Höhe des Gefäßes kann somit verkürzt werden, ohne die Funktion des Triebwerks zu beeinträchtigen. Mit dieser Konfiguration kann der effektive Raum, in der die Plasmaproduktion stattfindet, so weit verkleinert werden, bis im Idealfall nur noch in einem Bereich in unmittelbarer Gitternähe Plasma produziert wird, aus dem auch tatsächlich Ionen direkt extrahiert werden.

Der nächste Schritt auf dem Weg, die Plasmaproduktion der Ionenextraktion anzupassen, ist es, auch die Neutralgas-Zufuhr dahingehend zu optimieren. Es ist sinnvoll, das zu ionisierende Neutralgas direkt in die reduzierte Entladungszone unmittelbar am Extraktionsgitter einzubringen. Aus diesem Grund wurde das klassische Konzept eines einzelnen zentralen und dem Extraktionsgitter gegenüber liegenden Gaseinlasses aufgegeben. Statt dessen erfolgt die Gaszufuhr nun via eines Gaseinlass-Rings, das heißt eines aus Metall gefertigten Rings mit dem Durchmesser des Ionisationsgefäßes. Der Ring besitzt einen Gasanschluss an der Aussenseite, über den er mit dem Neutralgas-Reservoir kontaktiert ist. Ausserdem ist er hohl, um eine gleichmäßige Ausbreitung des Gases in seinem Inneren zu gewährleisten. An seiner Innenseite ist der Ring mit acht symmetrisch angeordneten Bohrungen versehen, durch die das Neutralgas möglichst homogen in das Ionisationsgefäß strömen kann. Der Gaseinlass-Ring ist zwischen Ionisationsgefäß und Extraktionsgitter eingebaut. Dadurch kann das Neutralgas direkt in den Entladungsraum unmittelbar am Gitter eingebracht werden. Die acht Einlassöffnungen des Rings sind dabei möglichst klein zu dimensionieren, um damit die Ausströmgeschwindigkeit zu erhöhen und so durch die Formierung einer Art von Jet das Neutralgas möglichst lange im Entladungsraum zu halten. Mit dieser Massnahme wird potentiell die Ionisationsausbeute erhöht und zeitgleich der Neutralgas-Verlust vermindert.

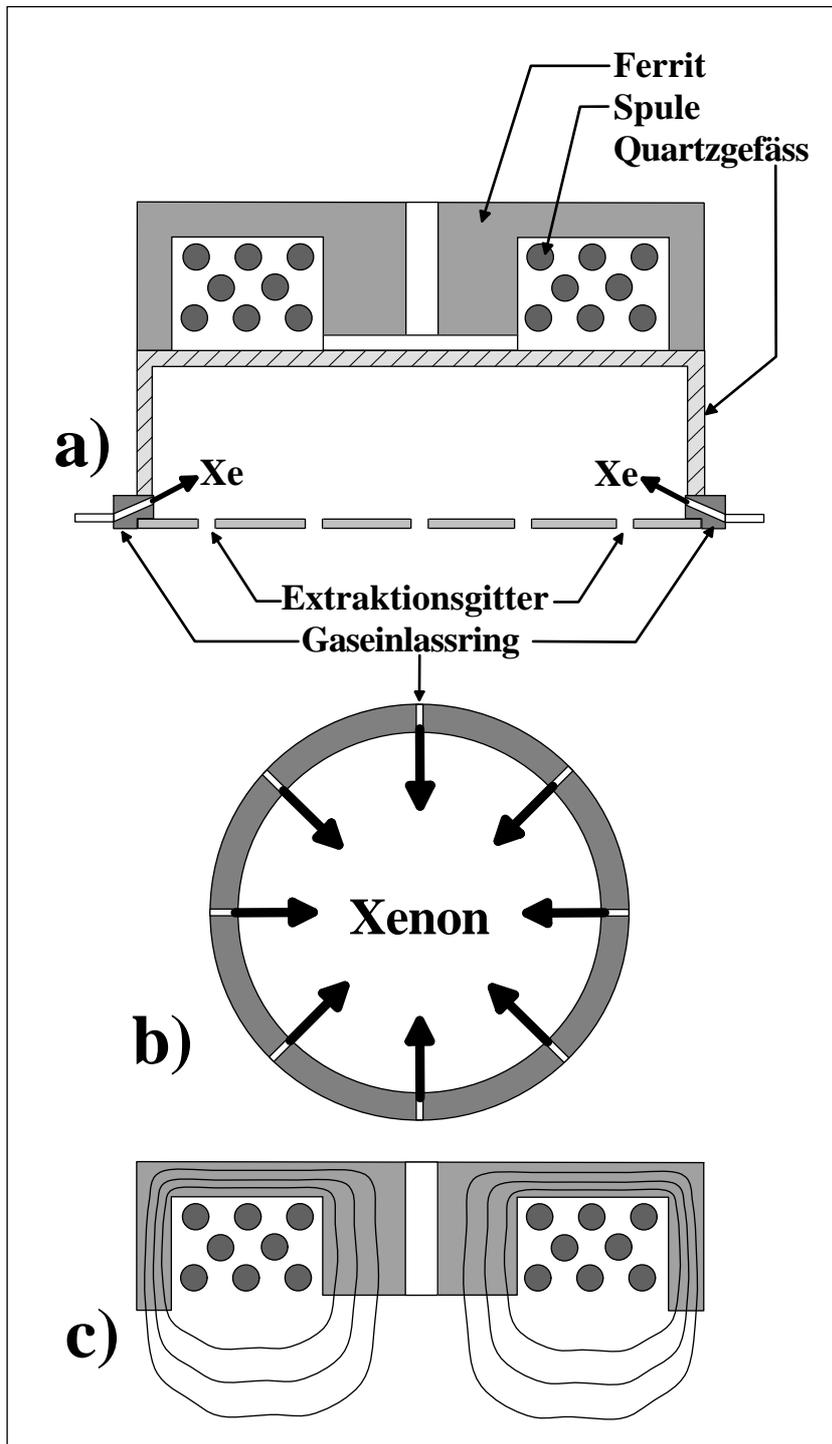


Abb. 6.2: Schema einer alternativen Konfiguration eines RIT-Triebwerks mit Ferritkern. (a) Skizze der Bestandteile des Ferrit-Triebwerks im Querschnitt. (b) Prinzip des Gaseinlasses durch einen Gaseinlass-Ring in der Draufsicht. (c) Schema des elektromagnetischen Feldverlaufs einer Spule in einem Ferrit-Topfkern.

---

Dies stellt eine sehr spezifische Problematik für diesen Triebwerkstyp dar. Denn durch das hier stark verkürzte Entladungsgefäß ergibt sich die Gefahr, dass das Neutralgas zu schnell durch die Extraktionslöcher ausströmt, ohne davor in einer genügend hohen Rate ionisiert worden zu sein. Es muss daher das Ziel des Gaseinlass-Systems sein, dass Neutralgas so lange wie möglich im Entladungsgefäß zu halten.

Auf der Grundlage dieser Betrachtungen wurde ein Prototyp konzipiert, entwickelt und auch gebaut. Jedoch zeigten sich beim Test Probleme mit den thermischen Eigenschaften der nun mehrlagigen Spule. Die Spule heizte sich im Ferrit-Kern unkontrolliert auf, bis der der elektrischen Isolation dienende Lack der thermischen Beanspruchung erlag und abschmolz. Da bei diesem Spulentyp die einzelnen Spulenlagen zueinander Kontakt haben, ist aber die elektrische Isolation essentiell wichtig für die Funktionalität. Als Resultat kam es beim Test regelmässig nach kurzer Zeit zu Kurzschlüssen innerhalb der Spule. Dieses Problem konnte innerhalb der vorliegenden Arbeit nicht mehr in den Griff bekommen werden, so dass leider keine aussagekräftigen Messergebnisse am Prototyp des Ferrit-Triebwerks vorliegen. Sollten diese Schwierigkeiten jedoch behoben sein, so bietet diese neuartige Triebwerks-Konfiguration mit Ferrit-Kern sicherlich die sowohl wissenschaftlich als auch technologisch vielversprechende Möglichkeit, die Entladungszone auf die tatsächlichen Erfordernisse der Ionenextraktion zu optimieren, und so die energetischen Ionenproduktionskosten auf die tatsächlich nötigen zu senken.

# Kapitel 7

## Ausblick

### 7.1 Analytischer Ausblick

Wie bereits im Vorwort erwähnt, stehen im Blickpunkt dieser Arbeit ausschließlich Messwerte, wie sie auch im praktischen Gebrauch des Triebwerks anfallen. Zugleich wurden im Rahmen dieser Arbeit diverse physikalische Grundlagenbetrachtungen gemacht, die zum Verständnis der im RIT-Triebwerk ablaufenden Prozesse beitragen sollen. Die so gewonnen theoretischen Erkenntnisse und Einsichten sind ein geeignetes Fundament, um aufbauend darauf ein Modell zu entwickeln, welches die Wirkungsweise des Triebwerks beschreibt und dadurch in der Lage ist, das Verhalten des Triebwerks zu simulieren. Ein solches Modell ist dann in der Lage, die Betriebsparameter eines Triebwerks zu ermitteln, und so effizienten praktischen Einsatz zu gewährleisten.

Um ein solches auf theoretischen Betrachtungen basierendes Modell jedoch zu verifizieren, ist eine Vielzahl weiterer Messverfahren notwendig, die sowohl Rahmen als auch Zielsetzung dieser Arbeit gesprengt hätten. Vor allem optische und Sondenmessungen werden dazu beitragen die Erkenntnisse des elektrodynamischen Modells mit den tatsächlichen Gegebenheiten im Plasma vergleichen zu können. Auf diesem Weg kann das Modell sozusagen geeicht werden, um dann genaue Vorhersagen des Triebwerksverhaltens zu liefern.

Die in 4 gemachten Betrachtungen zur Herleitung eines induktiv auf die Spule wirkenden Elektronenstroms im Plasma und die Modellierung des Plasmas auf

der Grundlage der Drude-Theorie ist die Basis eines geschlossenen Modells der Wechselwirkung von Spule und Plasma. Auf Grundlage dieses Modells können dann rein an Hand der Messung des Verhaltens der Spule Aussagen getroffen werden über die Parameter des vorliegenden Plasmas. Um ein derartiges Modell zu vollenden, ist es einerseits nötig, eine theoretische Beschreibung des Plasma auf Grundlage der Drude-Theorie zu erarbeiten. Andererseits sind aber auch die oben genannten Messungen von Nöten, denn nur auf Grundlage zusätzlicher optischer und Sondenmessungen ist eine Verifikation des Modells möglich.

## 7.2 Konzeptioneller Ausblick

Im ersten Teil dieses Ausblicks wurde angeregt, dass durch eine tiefgreifende Analyse der Wechselwirkung zwischen Spule und Plasma die Möglichkeit herausgearbeitet wird, nur an Hand der Betriebsparameter des Triebwerks und ohne weitergehende Messungen eine Aussage über Charakteristik und Verhalten des Plasmas treffen zu können. So kann die Effizienz des Triebwerks auch während des Betriebs ermittelt und verbessert werden. Diese Analyse bezieht sich auf eine Zylinderspule, die ein ebenfalls zylindrisches Entladungsgefäß umgibt. Also kann mit einer derart analytischen Behandlung ausschliesslich der klassische RIT-Typus charakterisiert werden.

Der Steigerung der Effizienz eines klassischen RIT sind jedoch Grenzen gesetzt. Auch mit optimaler Einstellung der Entladung ist es unvermeidbar, bedingt durch die von der Zylinderspule vorgegebenen Grösse des Entladungsgefässes, dass weitaus mehr Plasma erzeugt und unterhalten wird, als für die schuberzeugende Ionenextraktion tatsächlich nötig ist. Die einzige Möglichkeit, die energetischen Ionenproduktionskosten zu senken, ist, das Konzept einer zylindrischen Anregungsspule fallenzulassen. Mit einer Erregerspule, welche auf der Grundfläche des zylindrischen Entladungsgefässes aufgesetzt ist, ist die Höhe dieses Zylindergefässes frei wählbar. Damit kann das Entladungsgefäß beliebig in seiner Höhe reduziert werden, so dass der Raum, aus dem keine Extraktion stattfindet, stark reduziert werden kann; bis im Optimum nur noch in Gitternähe Plasma produziert wird.

Auf der Grundlage dieser Idee wurde ein Triebwerksprototyp konzipiert und ge-

baut (siehe 6). Während des experimentellen Tests ergaben sich jedoch Probleme, da sich die jetzt auf sehr begrenzten Raum untergebrachte Spule unkontrolliert aufheizte und so schon nach relativ kurzer Zeit durch thermisch bedingten Kurzschluss nicht mehr funktionierte. Im Rahmen dieser Arbeit konnte das Problem leider nicht mehr in den Griff bekommen werden.

Grundsätzlich ist aber die Idee, durch eine Verkürzung des Entladungsgefäßes die Ionenproduktion dort stattfinden zu lassen, wo auch direkt Ionen zur Schuberzeugung extrahiert werden, durchaus ein Ansatz, der weiterverfolgt werden sollte. Ist doch auf dieser Basis ein Triebwerk realisierbar, welches die Möglichkeit bietet, den Energieaufwand für die Ionenproduktion exakt auf die für die Extraktion notwendige Ionenanzahl zu beschränken; und somit vom Blickwinkel der Ionisierung das Äusserste an Effizienz mit einem Triebwerk zu erreichen.

Für die Zukunft dieses Triebwerkskonzepts ist es sicherlich essentiell wichtig, die thermische Problematik der Erregerspule zu lösen. Die eine Möglichkeit ist, die Aufheizung der Spule zu akzeptieren, und die einzelnen sich berührenden Windungen so hitzebeständig elektrisch zu isolieren, dass es nicht mehr zu einem Abschmelzen der Isolierung und einem daraus resultierenden Kurzschluss kommen kann. Besser wäre allerdings, die Aufheizung der Spule zu reduzieren, da eine zu starke Wärmeentwicklung generell beim späteren Einsatz des Triebwerks zum Problem werden kann. Der Weg dahin sind Versuchsreihen, anhand derer die optimale Windungsanzahl und -dicke ermittelt werden kann, bei denen die Wärmeentwicklung im Betrieb minimal wird. Ist die unkontrollierte Wärmeentwicklung kein die Funktion limitierender Faktor mehr, kann damit begonnen werden, die induktive Einkopplung der sich im Ferritkern befindlichen Spule in das Entladungsgefäß zu optimieren. Gleichzeitig dazu muss auch die optimale Länge des Entladungsgefäßes bestimmt werden. Dabei ist darauf zu achten, dass einerseits der Neutralgas-Verlust nicht zu hoch ist, denn durch das jetzt verkürzte Entladungsgefäß ist damit zu rechnen, dass das Neutralgas durch die Extraktionslöcher ausströmt, bevor eine effiziente Ionisationsrate erreicht wurde. In 6 wurde zu diesem Thema bereits vorgeschlagen, das Neutralgas senkrecht zur Extraktionsrichtung einströmen zu lassen, um so das Neutralgas lange genug im Entladungsgefäß zu halten, damit eine genügend hohe Ionisationsrate erreicht werden kann. Andererseits soll das Entladungsgefäß aber so weit wie möglich verkürzt werden, um die energetischen Ionenproduktionskosten so niedrig wie

## 7.2. KONZEPTIONELLER AUSBLICK

---

möglich zu halten; da dies ja schliesslich Sinn und Zweck dieses Triebwerkskonzepts ist.

Alles in allem wird noch einige Arbeit zu leisten sein, um aus diesem Konzept ein voll funktionsfähiges und einsatzbereites Triebwerk zu entwickeln. Es bietet sich aber hier die Möglichkeit, die energetische Effizienz der Ionenproduktion auf ein Optimum zu verbessern, und so ein RIT-Triebwerk zu erhalten, welches mit deutlich weniger elektrischer Leistung betrieben werden kann. Gerade angesichts der begrenzten Ressourcen beim Betrieb im Weltraum ist dies eine verlockende Aussicht und sollte zukünftige Forschungsaktivität auf diesem Gebiet rechtfertigen.

# Literaturverzeichnis

- [Ash01] N.W. Ashcroft, N.D. Mermin: Festkörperphysik; Oldenbourg Verlag München Wien (2001)
- [Bar04] E.V. Barnat, G.A. Hebner: Electric fields in a sheath near a metal-dielectric interface; Appl. Phys. Lett., vol.85, no.16 (2004)
- [Boh49] D. Bohm: in The Characteristics of Electrical Discharges in Magnetic Fields; edited by A. Guthrie and R.K. Wakerling, McGraw-Hill, New York, p.77 (1949)
- [Boy75] T.H. Boyer: Random electrodynamics: The theory of classical electrodynamics with classical electromagnetic zero-point radiation; Phys. Rev. D, vol.11, no.4 (1975)
- [Bou85] M.I. Boulos: The inductively coupled R.F. (radio frequency) plasma; Pure & Appl. Chem., Vol.57, No.9, pp.1321-1352 (1985)
- [Bra31] C.J. Brasefield: High-frequency discharges in mercury, helium, and neon; Phys. Rev., vol.37, pp.82-86 (1931)
- [Den90] J.W. Denneman: Determination of electromagnetic properties of low-pressure electrodeless inductive discharges; J. Phys. D: Appl. Phys. 23, pp.293-298 (1990)
- [Dir51] P.A.M. Dirac: Is there an Aether? ; Nature, vol.168, p.906 (1951)
- [Dir54] P.A.M. Dirac: Quantum Mechanics and the Aether; The Scientific Monthly, März, pp.142-146 (1954)

- [Eck62] H.U. Eckert: Diffusion Theory of the Electrodeless Ring Discharge; Journal of Applied Physics, Vol.33, No.9, pp.2780-2788 (1962)
- [Ein05] A. Einstein: Zur Elektrodynamik bewegter Körper; Annalen der Physik 17, pp.891-921 (1905)
- [Ein20] A. Einstein: Äther und Relativitäts-Theorie; Vortrag gehalten an der Universität Leiden, Verlag Springer (1920)
- [Fei05a] D. Feili, H.W. Löb, K.-H. Schartner, St. Weis, D. Kirmse, B.K. Meyer, R. Killinger, H. Müller, D.M. DiCara: Performance Mapping of new  $\mu$ N-RITs at Giessen; IEPC-2005-252, 29th Intern. Electric Propulsion Conference, Princeton (2005)
- [Fei05b] D. Feili, H.W. Löb, K.-H. Schartner, St. Weis, D. Kirmse, B.K. Meyer: Testing of new  $\mu$ N-RITs at Giessen; 41st AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference, Tucson (2005)
- [Fei06] D. Feili, D. Kirmse, H.W. Löb, B.K. Meyer, K.-H. Schartner, St. Weis: Recent Results of the RIT Milli- and Microthrusters Performance Mapping (2006)
- [Fei07] D. Feili, D.M. DiCara, H.J. Leiter, J.G. DelAmo, H.W. Löb, St. Weis, D. Kirmse, P.E. Frigot, M. Orlandi, H. Müller, B.K. Meyer: The  $\mu$ NRIT-4 Ion Engine: a first step towards a European mini-Ion Engine System Development; IEPC-2007-218, 30th Intern. Electric Propulsion Conference, Florence, Italy (2007)
- [Fey01] R.P. Feynman, R.B. Leighton, M. Sands: Vorlesungen über Physik Band 2: Elektromagnetismus und Struktur der Materie; Auflage 3, Oldenbourg Verlag München Wien (2001)
- [Fiz51] A. Fizeau; C. R. Ac. Sci. Paris 33, p.349 (1851)
- [Fre68] M.P. Freeman, J.D. Chase: Energy-transfer mechanism and typical operating characteristics for the thermal rf-plasma generator; J. Appl. Phys., vol.39, no.1 (1968)
- [Gre91] W. Greiner: Theoretische Physik Band 3: Klassische Elektrodynamik; Auflage 5, Verlag Harri Deutsch Frankfurt (1991)

- [Gud97] J.T. Gudmundsson, M.A. Lieberman: Magnetic induction and plasma impedance in a cylindrical inductive discharge; *Plasma Sources Sci. Technol.* 6, pp.540-550 (1997)
- [Hai94] B. Haisch, A. Rueda, H.E. Puthoff: Inertia as a zero-point-field Lorentz force; *Phys. Rev. A*, 49, pp.678-694 (1994)
- [Hen71] B.B. Henriksen, D.R. Keefer, M.H. Clarkson: Electromagnetic Field in Electrodeless Discharge; *J. Appl. Phys.*, vol.42, no.13 (1971)
- [Hit84] W. Hittorf: Ueber die Electricitätsleitung der Gase; *Ann. Phys.* 21, no.1, pp.90-139 (1884)
- [Hop92] J. Hopwood: Review of inductively coupled plasmas for plasma processing; *Plasma Sources Sci. Technol.* 1, 109-116 (1992)
- [Kor96] U. Kortshagen, N.D. Gibson, J.E. Lawler: On the E-H mode transition in RF inductive discharges; *J. Phys. D: Appl. Phys.* 29, pp.1224-1236 (1996)
- [Leh92] O. Lehrmann: Ueber das Entladungspotentialgefälle; *Ann. Phys.*, vol.47, no.11, pp.426-439 (1892)
- [Lis92] G.C. Lister, M. Cox: Modelling of inductively coupled discharges; *Plasma Sources Sci. Technol.* 1, 67 (1992)
- [Loe61] H.W. Löb: Energieverteilung der Argon-, Helium und Wasserstoffatome aus einer Hochfrequenzquellenquelle; *Z. Naturforschung* 16a, 1, pp67 (1961)
- [Loe62] H.W. Löb: Ein Elektrostatisches Raketentriebwerk mit Hochfrequenzquellenquelle; *Astronautica Acta* Vol.VIII, Fasc 1, pp49 (1962)
- [Loe67] H.W. Löb, J. Freisinger: Ionenraketen; Verlag Vieweg (1967)
- [Loe04] H.W. Löb, K.-H. Schartner, St. Weis, D. Feili, B.K. Meyer: Development of RIT-Microthrusters; IAC-04-S.4.04, Intern. Astron. Congress, Vancouver (2002)

- [Loe05] H.W. Löb, K.-H. Schartner, B.K. Meyer, D. Feili, St. Weis, D. Kirmse: Forty years of Giessen EP-Activities and the recent RIT-Microthrusters Development; IEPC-2005-031, 29th Intern. Electric Propulsion Conference, Princeton (2005)
- [Mac29] K.A. MacKinnon: On the origin of the electrodeless discharge; Phil. Mag., vol.8, no.52, pp.605-617 (1929)
- [Max73] J.C. Maxwell: Treatise on Electricity and Magnetism; Clarendon Press, Oxford (1873)
- [Mes04] E. Messerschmid und S. Fasoulas: Raumfahrtsysteme - Eine Einführung mit Übungen und Lösungen; Springer Verlag (2004)
- [Mic87] A.A. Michelson, E.W. Morley; Am. J. Sci. 34, p.333 (1887)
- [Mie28] G. Mierdel: Untersuchungen über den elektrodenlosen Ringstrom; Ann. Phys., vol.85, no.5, pp.612-640 (1928)
- [Mil97] P.A. Miller, M.E. Riley: Dynamics of collisionless rf plasma sheaths; J. Appl. Phys. 82, vol.8 (1997)
- [Pen96] L. DeLaPena, M. Cetto: The Quantum Dice: An Introduction to Stochastic Electrodynamics; Verlag Kluwer, New York (1996)
- [Pie92] R.B. Piejak, V.A. Godyak, B.M. Alexandrovich: A simple analysis of an inductive RF discharge; Plasma Sources Sci. Technol. 1, pp.179-186 (1992)
- [Ren86] P. Rennert, H. Schmiedel, Ch. Weißmantel (alle Hrsg.): Kleine Enzyklopädie Physik; VEB Bibliographisches Institut Leipzig (1986)
- [Ste04] W. Steiner und M. Schagerl: Raumflugmechanik - Dynamik und Steuerung von Raumfahrzeugen; Springer Verlag (2004)
- [Tom27] J.J. Thomson: The electrodeless discharge through gases; Phil. Mag., vol.4, no.25, pp.1128-1140 (1927)
- [Tow28] I.S. Townsend, R.H. Donaldson: Electrodeless discharges; Phil. Mag., vol.5, no.27, pp.617 (1928)

- [Tur99] M.M. Turner, M.A. Lieberman: Hysteresis and the E-to-H transition in radiofrequency inductive discharges; Plasma Source Sci. Technol. 8, pp.313-324 (1999)
- [Wai69] G. Waidmann: Plasmaausbreitung in einer induktiven Hochfrequenzentladung; Z. Physik 218, pp.298-307 (1969)
- [Whi10] E.T. Whittaker: A History of the Theories of Aether and Electricity; Dublin University Press Series, Dublin (1910)
- [Wie76] K. Wiesemann: Einführung in die Gaselektronik; Teubner Studienbücher (1976)
- [Wit82] H. Wittbrodt, H. Mielke, G. Narimanow und J. Saizew (alle Hrsg.): Weltraum und Erde 3 - Planetenforschung mit Raumsonden; transpress VEB Verlag für Verkehrswesen, Berlin (1982)



# *Danksagung*

*An der Stelle möchte ich allen danken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. All jene, die sich hier übergangen fühlen, mögen das meinem Gedächtnis zuschreiben und nicht der Missachtung ihres Beitrages. Im Einzelnen danke ich:*

- *Prof. Dr. B. K. Meyer für die Möglichkeit der Anfertigung dieser Dissertation an seinem Lehrstuhl.*
- *Prof. Dr. H. Löb für die Übernahme der Betreuung dieser Dissertation und dem teilhaben lassen am immensen Erfahrungsschatz des Vaters der RIT.*
- *Dr. D. Feili für die intensive Betreuung und Unterstützung beim Anfertigen dieser Arbeit, sein organisatorisches Talent und seine Bemühungen, die Ionentriebwerke aus Giessen nach Vorne zu bringen.*
- *dem Deutschen Luft- und Raumfahrtzentrum und besonders H. Meusemann für die Förderung dieser Arbeit.*
- *Dr. St. Weis für die mehr als nötige Unterstützung bei allen experimentellen Belangen und die stete Diskussionsbereitschaft.*
- *H. Müller und A. Weigel für die Bereitstellung der hervorragend arbeitenden Radiofrequenz-Generatoren, und für die ergiebige Diskussion rund um die Technologie der Entladung.*
- *U. Bachmann und G. Trylat für die Herstellung des ultra-hohen Vakuums, ohne das kein Experiment möglich gewesen wäre.*
- *P. Schneider und dem Rest der mechanischen Werkstatt für die intensive Zusammenarbeit beim Finden konzeptioneller Lösungen und der handwerklichen Umsetzung derselben.*
- *dem Rest der Ionentriebwerksgruppe, also St. Bonnet, M. Bachmann, P. Gille, R. Henrich, B. Lotz und O. Weller für die Herstellung eines guten sozialen Klimas, die Versorgung mit Kaffee und genügend Ablenkung, was so manche Auswertung erträglicher machte.*

- *Prof. Dr. K.-H. Schartner und Prof. Dr. Hasselkamp für anregende Gespräche mit zwei sehr erfahrenen Physikern am Rande des Tagesgeschäfts.*
- *H. Walbott für die Rückzugsmöglichkeit, den Kaffee und die angenehmen Gespräche, die vom tristen Alltag ablenkten.*
- *Dr. M. Laube für die langen Donnerstagabende, die so viel zum Erkennen der wahren Physik beitrugen, und die moralische Unterstützung beim zu-Ende-bringen dieser Dissertation.*
- *E. Stolze, ohne dessen, auch geistige, Unterstützung diese Arbeit nicht möglich gewesen wäre!*
- *Meinen Eltern und meinem Bruder Sören für die Erduldung und Unterstützung bei meinem eher länglichen Bildungsweg.*
- *Meinen beiden Musen Ulrike und Pia-Sophie für die Inspiration zur Schaffung dieser Arbeit, und der Ablenkung um nicht daran zu verzweifeln.*