

Dissertation

Charakterisierung molekularer
Treibstoffe für den Einsatz in
Hochfrequenz-Ionentriebwerken

Characterization of molecular
propellants for radio-frequency
ion-thrusters

Patrick Dietz

Charakterisierung molekularer Treibstoffe für den Einsatz in Hochfrequenz-Ionentriebwerken

Characterization of molecular propellants for radio-frequency ion-thrusters

Inauguraldissertation zur Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaften Dr. rer. nat.

am I. Physikalischen Institut der
Justus-Liebig-Universität Gießen

Patrick Dietz

21. Februar 2023

Dekan: Prof. Dr. Kai-Thomas Brinkmann

1. Gutachter: Prof. Dr. Peter J. Klar

2. Gutachter: Prof. Dr. Hans J. Leiter

Kurzzusammenfassung

Seit einigen Jahren werden zunehmend elektrische Satelliten-Triebwerke genutzt und dieser Trend wird sich voraussichtlich noch verstärken. Dadurch kommt es zu einer Verknappung und Verteuerung des aktuell hauptsächlich als Treibstoff für elektrostatische Ionentriebwerke genutzten Xenons. Im Rahmen dieser Dissertation werden alternative Treibstoffe untersucht. Insbesondere werden Moleküle als Treibstoff für Ionentriebwerke untersucht. Dazu werden zum einen allgemeine Abhängigkeiten bei Verwendung molekularer statt atomarer Treibstoffe untersucht, etwa den Einfluss der Dissoziation auf Eigenschaften eines RF-Plasmas, sowie die daraus resultierenden Effekte auf Kenndaten eines Triebwerks oder eines Neutralisators. Als Vertreter der diatomaren Moleküle wurde das Halogen Iod theoretisch als auch experimentell sowohl als Treibstoff eines RIT als auch eines HF-Neutralisators untersucht. Als Vertreter komplexerer Moleküle wurde der Diamantoid Adamantan untersucht. Hierbei wurden sowohl Messungen mit einem RIT vorgenommen, als auch Beiträge zur Messung des Elektronenstoßionisationswirkungsquerschnittes geleistet. Es wird weiterhin eine Strategie erarbeitet, mit der zukünftig anwendungsspezifisch optimale molekulare Treibstoffe in einem iterativen Prozess gefunden werden können. Dadurch soll eine Beschleunigung der Suche anwendungsspezifisch idealer Treibstoffe ermöglicht werden, und dadurch langfristig die Nutzbarkeit von Ionentriebwerken in deutlich größerem Umfang als bislang ermöglicht werden.

Abstract

For several years, electric satellite thrusters have been increasingly used, and this trend is expected to intensify. As a result, xenon, which is currently used mainly as a fuel for electrostatic ion thrusters, is becoming scarcer and more expensive. In this context, alternative propellants are investigated in this dissertation. In this work, molecules are investigated as propellant for ion thrusters. For this purpose, general dependencies when using molecular instead of atomic propellants are investigated, such as the influence of dissociation on properties of an RF plasma, as well as the resulting effects on characteristics of an ion thruster or a neutralizer. As a representative of the di-atomic molecules, the halogen iodine was investigated theoretically as well as experimentally, both as a fuel of an RIT and an RF neutralizer. As a representative of more complex molecules, the diamantoid adamantane was investigated. Measurements were made with an RIT as well as contributions to the measurement of the electron impact ionization cross section. Furthermore, a strategy is being developed to find application-specific optimal molecular propellants in an iterative process. This will enable the possibility to accelerate the search for application-specific ideal propellants and thus, in the long term, enable the usability of ion thrusters on a much larger scale than before.

Inhaltsverzeichnis

| | | |
|----------|---|-----------|
| 1 | Motivation | 1 |
| 2 | Grundlegende Überlegungen | 9 |
| 2.1 | Klassifizierung molekularer Treibstoffe | 9 |
| 2.2 | Berechnung typischer Triebwerks-Kenngrößen bei Verwendung molekularer Treibstoffe | 11 |
| 2.3 | Auswirkung der Molekül-Zerfälle im speziellen Fall eines RIT | 15 |
| 2.4 | Diagnostik von molekularen Plasmen und Ionenstrahlen . . | 21 |
| 2.5 | Leistungsbedarf bei Verwendung nicht gasförmiger Treibstoffe | 26 |
| 2.6 | Strömungsarten | 30 |
| 3 | Experimental-Aufbauten | 35 |
| 3.1 | Testanlage iPott | 35 |
| 3.2 | Messaufbau für die Charakterisierung des Triebwerks | 36 |
| 3.3 | Messaufbau für die Charakterisierung des Neutralisators . . | 40 |
| 3.4 | Kalibrierung der Massenflüsse | 42 |
| 3.5 | Messung von Wirkungsquerschnitten mit Hilfe von Flugzeit-spektrometrie | 47 |
| 3.5.1 | Flugzeit und Optimierung der Auflösung | 52 |
| 3.5.2 | Nachweis der Ionen | 55 |
| 4 | Messungen mit Iod und Simulation mittels eines globalen Modells | 57 |
| 4.1 | Simulation mittels eines globalen Modells | 57 |
| 4.2 | Betrieb des RIM-10 mit Iod | 74 |
| 4.2.1 | Performance-Mapping | 75 |
| 4.2.2 | Massenspektrometrie | 79 |

| | | |
|----------|---|------------|
| 4.2.3 | Optische Emissionsspektroskopie | 82 |
| 4.3 | HF-Neutralisator | 85 |
| 5 | Messungen mit Diamantoiden | 99 |
| 5.1 | Betrieb des RIM-10 mit Adamantan | 99 |
| 5.1.1 | Performance | 100 |
| 5.1.2 | Massenspektrometrie | 106 |
| 5.2 | Flugzeitspektrometrie und Vergleich der Resultate mit Mes- sergebnissen des Strahls eines RITs | 111 |
| 6 | Zusammenfassung und Ausblick | 119 |

Abbildungsverzeichnis

| | | |
|------|--|----|
| 2.1 | Schematische Darstellung eines RIT. | 15 |
| 2.2 | IGUN-Simulation atomare und molekulare Iod-Ionen. . . . | 18 |
| 2.3 | IGUN-Simulation: Variation der Spannung am Abschirmgitter. | 19 |
| 2.4 | Floating-Potential in Abhängigkeit von der Plasmazusammensetzung. | 24 |
| 2.5 | Nötige Reservoir-Heizleistung in Abhängigkeit der Treibstoff-Dichte. | 27 |
| 2.6 | Verhältnis der Strahlleistung Heizleistung für verschiedene Massenwirkungsgrade in Abhängigkeit des Massenflusses. | 29 |
| 2.7 | Knudsen-Zahl in Abhängigkeit des Xenon-Drucks. | 31 |
| 3.1 | Experimenteller Aufbau an der Testanlage iPott. | 37 |
| 3.2 | Respons-Korrektur. | 38 |
| 3.3 | GUI der Triebwerkssteuerung. | 41 |
| 3.4 | Einfluss der gewählten Gasleitungs-Dimensionierung auf die Flussregelung. | 43 |
| 3.5 | Verifikation und Kalibrierung des Massenflusses von Adamantan und Iod. | 44 |
| 3.6 | Abhängigkeit des Flusses vom Staudruck vor einer Blende | 46 |
| 3.7 | Elektrisches und logisches Setup-Zero-B | 48 |
| 3.8 | Abgleich von zwei Drucksensoren | 50 |
| 3.9 | Geometrisch bedingte Einflüsse auf das Auflösungsvermögen eines einfachen TOF-Spektrometers. | 54 |
| 3.10 | Intensitätsverteilung auf MCP-Detektor | 56 |

| | | |
|------|--|----|
| 4.1 | Plasmaparameter und Ionendichten-Verhältnisse eines Iod-Plasmas in Abhängigkeit der RFG-Leistung. | 64 |
| 4.2 | Verhältnis der Dichte positiver Iod-Ionen als Funktion der Elektronentemperatur | 65 |
| 4.3 | Plasmaparameter und Ionendichten-Verhältnisse eines Iod-Plasmas in Abhängigkeit der RFG-Leistung und der Gittergeometrie. | 68 |
| 4.4 | Plasmaparameter und Ionendichten-Verhältnisse eines Iod-Plasmas in Abhängigkeit des eingelassenen Massenflusses. | 70 |
| 4.5 | Simulierte Performance-Kurven eines mit mit Iod betriebenen RIM-10 mit 241 Extraktionsbohrungen. | 71 |
| 4.6 | Verhältnis der Dichte des neutralen Iod-Moleküls I_2 und des neutralen Iod-Atoms I als Funktion des Massenflusses. | 72 |
| 4.7 | Einfluss von γ und β_g auf eine Performance-Kurve. | 73 |
| 4.8 | Experimenteller Performance-Vergleich von Iod und Xenon sowie zwei exemplarische Massenspektren. | 75 |
| 4.9 | Verlustströme am Beschleunigungsgitter eines RIM-10 für Xenon und Iod. | 78 |
| 4.10 | Experimentell ermittelter relativer Anteil von den drei häufigsten Ionenspezies in Iod-Plasma in Abhängigkeit der RFG-Eingangleistung und des Massenflusses. | 80 |
| 4.11 | Übersichtsspektrum des emittierten Ionenstrahls bei Verwendung von Titangittern | 81 |
| 4.12 | Exemplarisches optisches Emissionsspektrum des Iodplasmas im RIM-10 | 83 |
| 4.13 | Verhältnisse der Intensität von Linien und Banden entlang einer Performance-Kurve | 84 |
| 4.14 | Schema des HF-Neutralisators | 86 |
| 4.15 | Performance-Kurve des HF-Neutralisators für die drei Treibstoffe Iod, Xenon und Krypton | 88 |
| 4.16 | Einfluss der Neutralisator-Kenndaten | 91 |
| 4.17 | Gemessene und simulierte Performance-Kurve des HF-Neutralisators. | 93 |

| | | |
|------|--|-----|
| 4.18 | Gemessene und simulierte Performance-Kurve des HF-Neutralisators in Abhängigkeit der Strömungsart. | 94 |
| 4.19 | Simulierter Kollektorstrom mit Xenon und Iod als Funktion des Blendendurchmessers. | 96 |
| 5.1 | Performance-Vergleich von Xenon und Adamantan. | 100 |
| 5.2 | Einfluss der Wirkungsquerschnitte für elastische und ionisierende Stöße auf die Performance eines RIT. | 102 |
| 5.3 | Einfluss der dissoziativen Ionisation auf die Partialdrücke der neutralen Spezies. | 103 |
| 5.4 | Massen-Spektrum eines mit Adamantan betriebenen RIM-10. | 107 |
| 5.5 | Abhängigkeit der Zusammensetzung des Ionenstrahls eines mit Adamantan betriebenen RIM-10 von Massenfluss und RFG-Leistung | 108 |
| 5.6 | Emissions-Spektrum eines mit Adamantan betriebenen RIM-10. | 110 |
| 5.7 | Vergleich der auf Basis von TOF-Experimenten berechneten Plasmazusammensetzung und der aus dem Strahl eines RIT ermittelten Plasmazusammensetzung. | 112 |
| 5.8 | Fragmentierungspfade des Adamantanions sowie Einfluss einer mehrstufigen dissoziativen Ionisation auf die Plasmazusammensetzung. | 114 |
| 5.9 | TOF-Spektren mit Adamantan und 1-Fluoro-Adamantan bei je vier Elektronenergien. | 116 |
| 6.1 | Strategie zum Finden geeigneter Treibstoffe. | 120 |

Symbolverzeichnis

| | |
|-----------------|--|
| α_k | Divergenzwinkel der k -ten Ionenspezies. |
| $\bar{\lambda}$ | Mittlere freie Weglänge. |
| \bar{c} | Mittlere thermische Geschwindigkeit. |
| β_I | Neu ermittelte Transparenz des Gittersystems für Ionen nach Abgleich mit IGUN. |
| β_g | Transmissionswahrscheinlichkeit des Gittersystem für Neutralgas. |
| β_1 | Effektive Transparenz des Gittersystems für Ionen. |
| ΔS_1 | Flugstrecke vom Entstehungsort des Ions zur geerdeten Blende. |
| ΔS_2 | Flugstrecke des Ions von der geerdeten Blende bis Detektor. |
| \dot{m} | Eingelassener Massenfluss. |
| ϵ | Emissionskoeffizient. |
| η | Dynamische Viskosität. |
| η_{el} | Elektrischer Wirkungsgrad. |
| η_m | Massenwirkungsgrad. |
| $\eta_{div,k}$ | Divergenzwirkungsgrad der k -ten Ionenspezies |
| γ | Rekombinationskoeffizient von zwei I-Atomen zu I_2 . |

| | |
|-----------------------|--|
| Γ_e | Flächenstromdichte der Elektronen |
| κ | Isentropen-Exponent. |
| κ_{Gas} | Wärmeleitfähigkeit eines Gases. |
| Λ_0 | Wärmediffusionslänge. |
| λ_e | Mittlere freie WEglänge eines Elektrons |
| $\nu_{n,e}$ | Effektive Stoßfrequenz von Elektronen und Neutralgas. |
| ω_{pi} | Ionenplasmafrequenz. |
| Φ_f | Floating-Potential. |
| Φ_P | Plasmapotential |
| Φ_{RS} | Randschichtpotential |
| Φ_{Rs} | Randschichtpotential. |
| Ψ | Auslassfunktion. |
| ρ | Dichte des Treibstoffs. |
| σ | Stefan-Boltzmann-Konstante. |
| $\sigma(E)$ | Energieabhängiger Wirkungsquerschnitt. |
| \vec{F}_k | Partial-Schub. |
| \vec{F} | Schub. |
| A | Innenoberfläche eines HF-Ionentriebwerks oder eines HF-Neutralisators. |
| A_{grid_i} | Effektive offene Fläche des Gitters für Ionen. |
| $A_{\text{wall}1}$ | Mantelfläche des Entladungsgefäßes. |
| $A_{\text{wall}2}$ | Stirnfläche des Entladungsgefäßes. |

- $A_{\text{Reservoir,min}}$ Minimale Oberfläche des Reservoirs.
- $A_{\text{Reservoir}}$ Oberfläche des Reservoirs.
- A_0 Blendenquerschnitt.
- A_g Effektive Austrittsfläche für Neutralgas
- C_{Extrakt} Extraktionskosten eines HF-Neutralisators.
- E_{min} Minimale Energie um einen Stoßprozess auszulösen.
- $f(E)$ Elektronenenergie-Verteilung.
- f_{HF} An die Spule angelegte Hochfrequenz.
- $g_0 = 9.80665 \text{ m s}^{-2}$ Erdbeschleunigung.
- h_L Verhältnis der Ionendichte an der Randschichtkante und der Ionendichte im Hauptplasma von einer ebenen Wand.
- h_R Verhältnis der Ionendichte an der Randschichtkante und der Ionendichte im Hauptplasma von einer zylindrischen Wand.
- I_{IGUN} Von IGUN bestimmter Strahlstrom.
- $I_{\text{Kollektor}}$ Vom Kollektor absorbierter Strom.
- I_{Spule} Strom durch die Spule.
- I_{Sp} (Gewichts-)spezifischer Impuls.
- $I_{\text{Strahl,GM}}$ Vom globalen Modell bestimmter Strahlstrom.
- I_k Strahlstrom der k -ten Ionenspezies.
- K_{chex} Ratenkoeffizient für den Ladungsaustausch zwischen I^- und I_2^+
- K_{dissatt} Ratenkoeffizient für eine dissoziative Anlagerung eines Elektrons.
- K_{dissiz} Ratenkoeffizient für dissoziative Ionisation des Iod-Moleküls.

| | |
|--|--|
| K_{diss} | Ratenkoeffizient für die Dissoziation von I_2 in zwei I-Atome. |
| K_{el} | Ratenkoeffizient für elastische Stöße. |
| K_{inI_2} | Ratenkoeffizient für Stöße von I_2 mit Ionen. |
| K_{inI} | Ratenkoeffizient für Stöße von I mit Ionen. |
| K_{ionrec} | Ratenkoeffizient der Rekombination von I^- und I^+ zu I_2 . |
| $K_{\text{iZ}_{\text{I}_2}}$ | Ratenkoeffizient für die Ionisation des Iod-Moleküls. |
| $K_{\text{iZ}_{\text{I}}}$ | Ratenkoeffizient für die Ionisation des Iod-Atoms. |
| $k_{\text{B}} = 1.3807 \cdot 10^{-23} \text{ JK}^{-1}$ | Boltzmann-Konstante. |
| L | Charakteristischen Ausdehnung eines durchströmten Körpers. |
| m_{min} | Mindestmassenfluss für die Extraktion eines definierten Strahlstroms. |
| m_k | Masse der k -ten Ionenspezies . |
| n_e | Elektronendichte. |
| n_j | Dichte negativ geladenen Ionenspezies j . |
| n_k | Ionendichte der Ionenspezies k . |
| p | Druck. |
| p_1 | Eingangs-Druck. |
| p_2 | Ausgangs-Druck. |
| P_{abs} | Vom Plasma absorbierte Leistung. |
| P_{Gesamt} | Gesamt-Transmissionswahrscheinlichkeit. |
| P_{Heizung} | Heizleistung. |
| P_{loss} | Verlustleistung im Plasma. |

P_{Spez} (Schub-)spezifische Leistung.
 P_{Spule} Ohmsche Verlust-Leistung der Spule.
 P_{Strahl} Strahlleistung.
 P_{Total} Totale für den Betrieb eines Triebwerks genutzte Leistung.
 $P_{\text{Versorgung}}$ Leistung die nicht zur Beschleunigung der Ionen aufgewendet wird.
 P_{Kanal} Transmissionswahrscheinlichkeit durch einen Kanal eines 3-Gitter-Systems.
 Q pV-Fluss.
 Q_0 Eingelassener Teilchenfluss.
 q_k El. Ladung der k -ten Ionenspezies.
 R_{Spule} Ohmscher Widerstand der Spule.
 t_1 Flugzeit vom Entstehungsort des Ions zur geerdeten Blende.
 t_2 Flugzeit des Ions von der geerdeten Blende bis Detektor.
 T_{g0} Temperatur des Entladungsgefäßes.
 T_{g} Neutralgastemperatur.
 t_{TOF} Gesamtflugzeit.
 t_{Mission} Dauer der Mission.
 $T_{\text{Reservoir}}$ Temperatur des Reservoirs.
 T_{Umgebung} Temperatur der Umgebung des Reservoirs.
 T_{Screen} Transparenz des Abschirmgitters.
 U_{Eff} Effektive Beschleunigungsspannung der Ionen.

- $U_{\text{Kollektor}}$ An den Kollektor angelegte Spannung.
- U_{Screen} Am Abschirmgitter angelegte Spannung.
- v_{I_2} Mittlere thermische Geschwindigkeit von I_2 .
- $v_{\text{B},k}$ Bohm-Geschwindigkeit der Ionenspezies k .
- $v_{\text{e,th}}$ Mittlere thermische Geschwindigkeit der Elektronen.
- Kn Knudsen-Zahl.

1 Motivation

Seit einigen Jahren hat die Bedeutung von elektrischen Satelliten-Antrieben deutlich zugenommen, etwa durch das im Jahr 2012 eingeführte All-EP-Konzept der Firma Boeing [54, 55]. Zuvor wurden nur sehr wenige Raumfahrzeuge mit elektrischen Antrieben ausgestattet, elektrische Antriebe waren eher eine Nischenanwendung [42] und wurden primär für wissenschaftliche Missionen eingesetzt, in jüngerer Zeit etwa für die Missionen MICROSCOPE [96] und GOCE [99] und jüngst BepiColombo [19] oder es handelte sich um Missionen, die hauptsächlich dem Test der Triebwerks-Technologie dienten. Zum letzten Typ von Missionen zählt zum Beispiel EURECA [7, 8], in der erstmals der Betrieb eines Hochfrequenz-Ionentriebwerks unter Welt-raumbedingungen demonstriert wurde. Dadurch, dass vermehrt kommerzielle Missionen, insbesondere Mega-Konstellation, auf elektrische Triebwerke zugreifen, nimmt die Relevanz gut verfügbarer und möglichst kostengünstiger Treibstoffe zu. Dies wird sehr deutlich wenn man die enorme Zunahme der mit elektrischen Triebwerken ausgestatteten Satelliten in den letzten Jahren betrachtet. Wurden von 1964 bis 2018 weniger als 600 solcher Satelliten in einen Orbit gebracht [55], wurden allein für die Mega-Konstellation Starlink in den letzten zwei Jahren mit etwa 1500 mehr als doppelt so viele Satelliten in den Orbit gebracht. Dies ist um so bemerkenswerter, da die Satelliten dieser Konstellation hauptsächlich im erdnahen Orbit (engl. low earth orbit, LEO) eingesetzt werden. In diesen Orbits wurden bis 2018 nur rund 170 mit elektrischen Triebwerken ausgestattete Satelliten genutzt. Ebenfalls im LEO befinden sich die aktuell rund 180 Satelliten der OneWeb-Konstellation. Alleine diese Konstellation hätte also, ohne Starlink, schon zu einer Verdopplung der durch EP betriebenen Satelliten im

erdnahen Orbit geführt. Bis vor wenigen Jahren wurde für die Mehrheit der elektrischen Triebwerke hauptsächlich das Edelgas Xenon genutzt, welches die genannten Kriterien in einem expandierenden Markt nicht abdecken kann. In der Pionier-Zeit elektrischer Triebwerke wurden Cäsium Cs [25, 87] und Quecksilber Hg [25, 57, 58] als Treibstoffe genutzt. Diese gelten mittlerweile aufgrund ihrer Toxizität und, insbesondere im Fall von Cäsium, chemischen Reaktivität allerdings als ungeeignet. Weiterhin können sie metallene Schichten ausbilden, welche zu Kurzschlüssen führen können. Gegenüber dem bisher eingesetzten Xenon dürfen durch alternative Treibstoffe keine signifikanten Effizienz-Einbußen entstehen. Zum einen muss der Verbrauch an Treibstoff ähnlich gering bleiben, ansonsten wird einer der wichtigsten Vorteile von elektrischen gegenüber chemischen Triebwerken reduziert oder ist gar nicht mehr gegeben; und zum anderen muss sich die nötige elektrische Leistung in einem akzeptablen Rahmen bewegen. Dazu sollte zum einen eine gute Ionisierbarkeit, also eine geringe Ionisierungsenergie und ein großer Elektronenstoßionisationswirkungsquerschnitt gegeben sein und zumindest in den meisten kommerziellen Anwendungen (Lageregelung, Aufspiralen etc.) eine hohe Masse des Treibstoff-Atoms oder Moleküls vorliegen. Weiterhin sollte der Treibstoff möglichst dicht gelagert werden können, um schwere Treibstoff-Tanks zu vermeiden, die die verfügbare Nutzlast reduzieren würden. Daher bieten sich hinsichtlich der Lagerung ähnliche schwere Gase wie Xenon oder insbesondere Feststoffe an. Allerdings sind bei der Wahl von Feststoffen solche mit hohem Dampfdruck bei moderaten Temperaturen vorzuziehen, da die Heizleistung die Gesamteffizienz reduziert und die thermische Last des Satelliten erhöht. Ein weiteres Kriterium ist die Vermeidung von Beeinträchtigungen von Satelliten-Komponenten, etwa durch eine metallene Beschichtung oder Korrosion. Über physikalisch-technische Aspekte hinaus sollte der verwendete Treibstoff keine hohe Toxizität besitzen.

Betrachtet man die atomaren Kandidaten im Periodensystem der Elemente, dann erkennt man schnell, dass kein atomarer Treibstoff alle Kriterien erfüllt. Einige Beispiele werden hierzu in der Folge diskutiert. Ein nahe-

liegender atomarer Kandidat ist das Edelgas Krypton, welches auch schon kommerziell Anwendung findet. Dieses ist wesentlich günstiger und etwa zehnmal verfügbarer als Xenon, wird allerdings wie auch Xenon bei der Luftverflüssigung nur als Sekundärprodukt gewonnen. Ansonsten besitzt es eine Vielzahl von Nachteilen. Die Masse liegt mit 83.8 u bei etwa 64 % der Xenon-Masse, die Ionisierungsenergie beträgt 14 eV statt 12.13 eV. Aufgrund der geringeren Masse wird weiterhin die Lagerung erheblich erschwert, da die Dichte erheblich geringer ist [29].

Lagert man Krypton und Xenon jeweils bei 20 MPa und 300 K, liegt die Dichte von Xenon bei rund 2100 kg m^{-3} und von Krypton bei etwa 1200 kg m^{-3} . Nimmt man einen kugelförmigen Tank an, ist die Oberfläche des Krypton-Tanks um einen Faktor 1.45 größer und damit steigt bei gleicher Wandstärke auch die Masse des Tanks um mindestens den gleichen Faktor. Um den genannten Faktor nimmt die Masse des Tanks gerade dann zu; wenn seine Wandstärke vernachlässigbar klein gegen seinen Durchmesser ist; ansonsten erhöht sich die Masse noch stärker. Dennoch hat Krypton als Treibstoff in jüngster Zeit erheblich an Bedeutung gewonnen. Seit 2019 wurden durch SpaceX für die Satelliten-Konstellation Starlink rund 1500 Satelliten in den Orbit gebracht, etwa 12000 sind geplant. Die installierten Hall-Triebwerke nutzen das im Vergleich zu Xenon günstigere und in größeren Mengen produzierte Gas Krypton. Da beide Edelgase im gleichen Prozess, dem Linde-Prozess, gewonnen werden, dürfte die relative Produktionsmenge von Xenon und Krypton ähnlich zu ihrem Anteils-Verhältnis in Luft sein, welches in etwa acht beträgt. Nach Angaben der deutschen Rohstoffagentur (DERA) lag 2019 die weltweite Produktionsmenge an Xenon bei etwa 12.5 Millionen Litern, dies entspricht 69 t, und für Krypton bei etwa 130 Millionen Litern bzw. 456 t, was die zuvor getroffene Vermutung im wesentlichen bestätigt [26]. An dieser Stelle wurde angenommen, dass die Volumen-Angaben des DERA sich auf eine Temperatur von 15°C und einen Druck 1000 hPa und die entsprechende Dichte beziehen. Für Xenon war die Nachfrage im selben Jahr um ungefähr 0.5 Millionen Liter höher als die produzierte Menge. Für Krypton war die Nachfrage dagegen signifikant

geringer als die geförderte Menge, die Differenz betrug ungefähr 20 Millionen Liter. Für Krypton wird auch in den nächsten Jahren erwartet, dass die Produktion die Nachfrage übersteigt, womit zunächst keine signifikante Preissteigerung zu erwarten ist. Allerdings ist diese Einschätzung insbesondere durch die Mega-Konstellation Starlink zu hinterfragen. Weiterhin ist anzumerken, dass die direkten Treibstoff-Kosten besonders bei Tests eine Rolle spielen, im Vergleich zu den Kosten des Raketenstarts sind sie eher gering, auch wenn deren Kosten gegenwärtig etwa durch SpaceX stark reduziert wurden. Die Auswahl von Krypton für die Starlink-Konstellation dürfte primär eine Entscheidung im Hinblick auf die Verfügbarkeit gewesen sein. Als Beispiel für die Verfügbarkeit wird ein Triebwerk mit einem, über die Missionsdauer gemittelten, Schub von 20 mN und einem spezifischen Impuls von 1500 s betrachtet. Für eine Operationsdauer von einem Jahr verbraucht dieses Triebwerk 43 kg des Treibstoffs. Mit der gesamten jährlichen Produktion an Xenon lassen sich theoretisch 1600 dieser Triebwerke betreiben, was deutlich weniger ist als die Anzahl der alleine für Starlink vorgesehenen Satelliten. Mit Krypton ist man auf eine betreibbare Anzahl solcher Triebwerke von maximal 10600 beschränkt. Dies zeigt, dass derzeit der Betrieb mehrerer 1000 Satelliten-Triebwerke mit Xenon nur bei einem geringen Schubbedarf, also deutlich geringer als die zuvor genannten 20 mN und/oder einem deutlich höheren spezifischen Impuls überhaupt realisierbar ist. Auch bei der Verwendung von Krypton wäre ein kontinuierlicher Betrieb von 12000 solcher Triebwerke, wie für Starlink vorgesehen, nicht möglich; wenn auch knapp. Dass die für Starlink eingesetzten Hall-Triebwerke erheblich weniger Krypton benötigen als das beispielhaft angenommene Triebwerk mit 20 mN Schub und 1500 s spezifischen Impuls, kann bezweifelt werden. Hall-Triebwerke in einem ähnlichen Schub-Bereich (Etwa SPT-50 [76] oder BHT-100/BHT-200 [44]) besitzen einen ähnlichen bis eher geringeren spezifischen Impuls. Hall-Triebwerke mit erheblich kleinerem Schub sind eher exotisch. Daher wird voraussichtlich auch Krypton auf absehbare Zeit zu knapp werden und ist daher voraussichtlich eher eine mittelfristige, aber keine langfristige Option zu Xenon.

Leichte Atome wie etwa Wasserstoff, Helium oder Lithium besitzen für die Mehrheit von Missions-Szenarien eine zu geringe Masse, um hinreichend Schub bei vertretbarem Leistungsbedarf zu liefern, und weiterhin sind Wasserstoff und Helium die Gase mit der geringsten Dichte unter Normalbedingungen und damit aufwendig zu lagern. Allerdings ist Lithium von Brophy *et al.* als Treibstoff für gegitterte Ionentriebwerke mit einem besonders hohen spezifischen Impuls untersucht worden [14], was allerdings eine wissenschaftliche Nischen-Anwendung darstellt. Bismut, welches in Tests als Treibstoff für Hall-Triebwerke genutzt wurde [41, 62, 95], ließe sich als Feststoff mit einer atomaren Masse von 209 u und der dadurch hohen Dichte in relativ kleinen und somit leichten Tanks lagern. Weiterhin ist eine hohe Schubausbeute pro Strahlleistung zu erwarten. Nachteilig ist jedoch der Siedepunkt von rund 1800 K, der eine hohe Heizleistung zur Überführung in die Gasphase erfordert [97]. Der mit dem hohen Siedepunkt verknüpfte geringe Dampfdruck macht eine Anlagerung des Metalls an Satelliten-Komponenten oder Triebwerksbauteilen wahrscheinlich, was etwa zu Kurzschlüssen und damit zu einem Totalverlust der Mission führen kann.

Aufgrund der beschränkten Anzahl an atomaren Kandidaten werden in der vorliegenden Arbeit molekulare Treibstoffe untersucht. Einige molekulare Treibstoffe wurden schon in den letzten Jahrzehnten getestet, etwa Fullerene [66, 78], Wasser [63–65, 85] oder im Rahmen von atmosphärenatmenden Triebwerken N_2 und O_2 für erdnahe Orbits (Low earth orbits, LEO) [18, 30, 59, 103] und Kohlendioxid in Mars-Orbits [30, 48, 103]. Wasser wird nicht nur direkt als molekularer Treibstoff untersucht, eine weitere Nutzungsmöglichkeit besteht darin, das Molekül zu dissoziieren und Sauerstoff als Treibstoff eines Triebwerks und den Wasserstoff zum Betrieb einer Hohlkathode zu nutzen, wobei der Wasserstoff zusätzlich entweder für eine Brennstoffzelle oder als Treibstoff für ein Kaltgas-Triebwerk genutzt werden könnte [83]. Eine Publikation von Schwertheim und Knoll [82], die ein Hall-Triebwerk mit Sauerstoff betrieben haben, zeigt allerdings eine geringe Effizienz des mit Sauerstoff betriebenen HET unter 2.5 %. An dieser Stelle ist also noch eine Weiterentwicklung nötig, die die Effizienz erheblich ver-

bessert. Es muss weiterhin noch gezeigt werden, ob etwa die Hohlkathode hinreichend effizient mit Wasserstoff zu betreiben ist und keine erhebliche Verringerung ihrer Lebenszeit durch den vom Triebwerk ausgestoßenen Sauerstoff gegeben ist. Dass Hohlkathoden mit LaB_6 -Insert prinzipiell mit Wasserstoff betrieben werden können wurde schon gezeigt [31, 32], allerdings für sehr hohe Elektronenströme im Bereich einiger 100 A. Es ist nicht zwingend daraus abzuleiten, dass bei erheblich geringeren Elektronenströmen die Entladung stabil ist. Zusätzlich erhöhte sich der Druck in der Testkammer bei einem Betrieb der Kathode mit Wasserstoff statt Argon um etwa ein bis zwei Größenordnungen, was darauf hinweist, dass die nötigen Flussraten zum Betrieb einer Hohlkathode mit Wasserstoff erheblich größer sind als etwa mit Argon. Weiterhin muss gezeigt werden, dass der durch das Triebwerk ausgestoßene Sauerstoff nicht langfristig zu einer Vergiftung des Kathoden-Inserts oder zur Oxidation anderer Bauteile der Hohlkathode führt.

Ein weiterer molekularer Treibstoff, der auch im Rahmen dieser Arbeit untersucht wird, ist das Halogen I_2 . I_2 wurde schon als Treibstoff für Hall-Triebwerke getestet und hinsichtlich seiner Performance als mit Xenon vergleichbar befunden [93, 94]. Interessant in Bezug auf die Verfügbarkeit des Halogens ist dessen Fördermenge. Nach Angaben des USGS (United States Geological Survey) liegt die totale Fördermenge von unreinem I_2 bei 28,000 t weltweit (mit Ausnahme der Produktion der USA, die nicht angegeben wird, sowie Staaten wie Iran und China, deren Daten schwierig zu erhalten sind), was erheblich mehr als die geförderte Menge von Xenon als auch Krypton ist.

Ziel dieser Arbeit ist zum einen zwei molekulare Treibstoffe, Adamantan $\text{C}_{10}\text{H}_{16}$ und Iod I_2 , auf ihre Eignung als Treibstoff für Hochfrequenz-Ionen-triebwerke und den zugehörigen Neutralisator zu prüfen. Zu diesem Zweck werden zum einen experimentelle Untersuchungen durchgeführt und zur Vertiefung des Verständnisses eine globale Modellierung der Plasmen vorgenommen. Weiterhin wird eine Strategie entwickelt, um zukünftig auf die Anwendung zugeschnittene molekulare Treibstoffe systematisch finden zu

können. Die vorliegende Dissertation ist wie folgt gegliedert: In Kapitel 2 werden theoretische Grundlagen bei der Nutzung molekularer, und weiterhin nicht gasförmiger, Treibstoffe dargelegt. In Kapitel 3 werden die Experimental-Aufbauten erläutert. Kapitel 4 beschäftigt sich mit dem Halogen Iod. Es werden sowohl experimentelle Resultate, als auch solche aus globalen Simulations-Modellen für ein Triebwerk des RIT-Typs sowie einen HF-Neutralisator vorgestellt. In Kapitel 5 werden die Ergebnisse von Messungen mit Diamantoiden dargelegt. Kapitel 6 fasst die Resultate dieser Arbeit zusammen und gibt einen Ausblick.

2 Grundlegende Überlegungen

2.1 Klassifizierung molekularer Treibstoffe

Da im wesentlichen unendlich viele Moleküle existieren, ist die Wahrscheinlichkeit durch eine systematische Suche zumindest nahezu ideale Treibstoffe für verschiedene Applikationen zu finden, höher als bei atomaren Treibstoffen. Aufgrund der großen Anzahl von Molekülen ist es sinnvoll, eine Unterteilung in verschiedene Gruppen vorzunehmen. An dieser Stelle wird die in [23] vorgenommene Klassifizierung erweitert. Grundlage für die Klassifizierung ist zum einen die Anzahl der Konstituenten des Moleküls. Für diatomare Moleküle liegen nur einstufige Dissoziations-Prozesse vor, für größere Moleküle können auch mehrstufige Prozesse auftreten. Zum anderen ist die Masse der enthaltenen Atome dafür entscheidend, ob ein durch einen Stoß induzierter Zerfall akzeptabel ist oder vermieden werden muss. Es werden an dieser Stelle vier Typen des Zerfalls unterschieden:

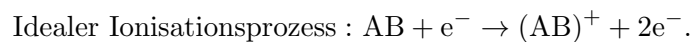
1. Dissoziation: Zerfall des Moleküls in mindestens zwei neutrale Moleküle oder Atome. Die Dissoziation führt zu einer Erhöhung der Neutralgasdichte im Entladungsgefäß.
2. Dissoziative Ionisation: Zusätzlich zur Dissoziation wird ein Produkt des Stoßes positiv geladen.
3. Fragmentierung: Ein Ion zerfällt durch einen Elektronenstoß oder einen Stoß mit Neutralgas.
4. Dissoziatives Attachment: Das Molekül zerfällt, wobei ein Produkt des Stoßes negativ geladen wird.

Alle Prozesse führen letztlich dazu, dass Moleküle oder Atome mit geringerer Masse als das ursprüngliche Molekül aus dem Triebwerk extrahiert werden. Dies sorgt grundsätzlich für eine höhere benötigte Strahlleistung bei gleichem Schub, was in Abschnitt 2.2 genauer erläutert wird.

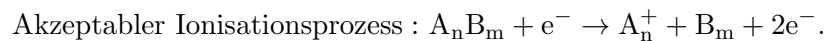
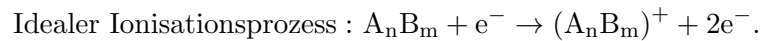
- Gruppe A1: Diatomare Moleküle A_2 , die ausschließlich schwere Atome A enthalten (beispielsweise I_2).



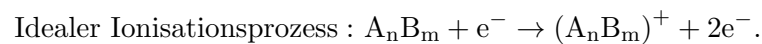
- Gruppe A2: Diatomare Moleküle AB, die mindestens ein leichtes Atom B enthalten (beispielsweise HI).



- Gruppe B1: Komplexere Moleküle A_nB_m die hauptsächlich oder ausschließlich schwere Atome A enthalten (ein Beispiel ist Iodoform CHI_3).



- Gruppe B2: Komplexere Moleküle A_nB_m die hauptsächlich oder ausschließlich leichte Atome enthalten (etwa die Klasse der Diamantoide oder auch das Aromat Naphthalin C_8H_8).



Unter schweren Atomen werden in diesem Zusammenhang alle Atome verstanden, die nicht wesentlich leichter als Xenon sind. Eine scharfe Grenze kann hier nicht angegeben werden. Für Moleküle der Gruppe A1 ist eine

Fragmentierung oder dissoziative Ionisation des Moleküls hinsichtlich der notwendigen Strahlleistung akzeptabel. Für Moleküle aus der Gruppe A2 gilt dies nur dann, wenn zum einen die beiden Atome eine erheblich unterschiedliche Masse besitzen und zum anderen die leichtere Spezies das Triebwerk hauptsächlich neutral verlässt. Für Moleküle aus Gruppe B1 gilt prinzipiell Ähnliches wie für solche aus Gruppe A2. Für Moleküle der Gruppe B2 ist insbesondere eine dissoziative Ionisation und eine Fragmentierung der Ionen unbedingt zu vermeiden.

2.2 Berechnung typischer Triebwerks-Kenngrößen bei Verwendung molekularer Treibstoffe

Wichtige Kenngrößen eines elektrischen Triebwerks sind unter anderem dessen Schub \vec{F} , spezifischer Impuls I_{Sp} sowie der Massenwirkungsgrad η_{m} und der elektrische Wirkungsgrad η_{el} . Die Bestimmung einiger dieser Kenngrößen erfordert für molekulare Gase einen erhöhten Aufwand. Allgemein ist der Schub \vec{F} als zeitliche Änderung des Impulses definiert. Es gilt also für jedes Triebwerk zunächst:

$$\vec{F} = -\dot{m} \cdot \vec{v}. \quad (2.2.1)$$

Hierbei ist \dot{m} der das Triebwerk verlassende Massenfluss und \vec{v} die über alle extrahierten Spezies gemittelte Geschwindigkeit der ausgestoßenen Teilchen. Das negative Vorzeichen beschreibt, dass der Schub als Folge der Impulserhaltung in entgegengesetzter Richtung zum Geschwindigkeitsvektor der ausgestoßenen Teilchen wirkt. Im Falle eines Ionentriebwerks ist der Schub der Ionen auf Grund der um etwa zwei Größenordnungen höheren Austrittsgeschwindigkeit typischerweise erheblich höher als der durch neutrale Spezies erzielte Schub. Daher wird in der Folge nur noch der durch elektrostatische Beschleunigung erzielte Schub betrachtet. Der Gesamt-Ionen-Schub lässt sich als Summe der Schübe der einzelnen Ionenspezies bestim-

men:

$$\vec{F} = \sum_{i=1}^N \vec{F}_k. \quad (2.2.2)$$

Die Beträge der Partial-Schübe F_k lassen sich in Analogie des Schubes für atomare Gase ermitteln:

$$F_k = I_k \cdot \sqrt{\frac{2U_{\text{Eff}}m_k}{q_k}} \cdot \eta_{\text{div},k}, \quad (2.2.3)$$

wobei I_k der Strahlstrom, m_k die Masse, q_k die Ladung und $\eta_{\text{div},k}$ den Divergenzwirkungsgrad der Spezies k darstellen. Der Divergenzwirkungsgrad berücksichtigt, dass nur die axiale Komponente des Teilchenimpulses zum Schub beiträgt. Der Divergenzwirkungsgrad errechnet sich entsprechend aus dem Cosinus des Divergenz-Winkels α_k . Eine übliche Konvention ist, dass 95 % des gesamten Strahlstroms, etwa mit einem Faraday-Scanner vermessen, innerhalb dieses Halbwinkels liegt [37, 79]. Allerdings werden häufig auch andere Winkel angegeben, etwa diesen der 90 % des Strahls beinhaltet. Ein Standard scheint sich noch nicht etabliert zu haben. Insbesondere für molekulare Gase müsste man streng genommen für jede Spezies einzeln das Strahlprofil vermessen, da zunächst unklar ist, ob alle Spezies die gleichen Trajektorien besitzen. Die effektive Beschleunigungsspannung ist die mittlere von den Ionen erfahrene Beschleunigungsspannung. Im Falle eines gegitterten Ionentriebwerks setzt sich diese aus der Summe aus des Potentials am Abschirmgitter (engl. screen grid) und des Potentialgefälles in der Plasmarandschicht zusammen. Aus Glg. (2.2.3) ist ersichtlich, dass bei festem Strahlstrom und ebenso fixer Beschleunigungsspannung ein hohes Masse zu Ladungs-Verhältnis grundsätzlich vorteilhaft ist, um möglichst viel Schub pro für die Beschleunigung eingesetzter elektrischer Leistung zu erzielen. Entsprechend ist eine dissoziative Ionisation molekularer Treibstoffe oder eine Fragmentierung der Ionen möglichst zu vermeiden.

Allerdings muss bei der Anwendung gegitterter Ionentriebwerke beachtet werden, dass durch die Raumladungsbegrenzung der maximal extrahierbare

Strom mit steigender Ionenmasse sinkt, da $I \propto \sqrt{m^{-1}}$ gilt [28, 33]. Dadurch ist ein Vergleich unterschiedlicher Treibstoffe nur beschränkt bei gleichem Strahlstrom und identischen Gitterspannungen im Experiment möglich und in der Theorie nur bedingt sinnvoll.

Der spezifische Impuls ist definiert als Schub pro eingelassenem Massenfluss und ist demnach ein Parameter zur Beschreibung der Effizienz der Treibstoffnutzung. Betrachtet man erneut Glg. (2.2.1), wird klar dass der spezifische Impuls der mittleren Geschwindigkeit der extrahierten Teilchen entspricht. Um Vergleichbarkeit zwischen metrischen und anglo-amerikanischen Angaben zu gewährleisten, wird zusätzlich durch die Erdbeschleunigung auf der Erdoberfläche geteilt, so dass der I_{Sp} in Sekunden angegeben wird. Insgesamt ergibt sich somit:

$$I_{\text{Sp}} = \frac{F}{\dot{m}g_0}. \quad (2.2.4)$$

Der erzielbare spezifische Impuls bei fester Beschleunigungsspannung nimmt mit steigendem Masse zu Ladungs-Verhältnis ab. Der maximal erzielbare Strahlstrom für eine Ionenspezies k lässt sich auf Grund der Massenerhaltung als $I = \dot{m}_k \cdot q_k \cdot m_k^{-1}$ bestimmen. Einsetzen in Glg. (2.2.3) zeigt, dass der erzielbare Schub bei festem Massenfluss und damit der spezifische Impuls proportional zur Wurzel des Ladungs- zu Massenverhältnisses steigt. Dies kann durch die höhere Austrittsgeschwindigkeit bei höheren Ladungs zu Massen-Verhältnissen erklärt werden. Allerdings steigt durch den höheren Strahlstrom zwangsläufig die aufzubringende Strahlleistung linear an, die spezifische Leistung $P_{\text{Spez}} = P_{\text{Total}} \cdot F^{-1}$ wächst mit $P_{\text{Spez}} \propto \sqrt{q_k m_k^{-1}}$. Hierbei ist P_{Total} die Summe aus Strahlleistung P_{Strahl} und Versorgungsleistung $P_{\text{Versorgung}}$. Unter der Versorgungsleistung werden alle zum Betrieb des Triebwerk nötigen Leistungen, die nicht der Beschleunigung der Ionen dienen, verstanden. Dazu gehört im Speziellen bei der Verwendung von Feststoffen oder Flüssigkeiten auch die Leistung, um das Reservoir zur Versorgung des Triebwerks auf der notwendigen Temperatur zur Sublimation bzw. Verdampfung zu halten. Auf diesen Aspekt wird in Abschnitt 2.5 genauer eingegangen. Das günstigste Masse zu Ladungs-

Verhältnis ist grundsätzlich anwendungsspezifisch. Generell anzustreben ist allerdings ein möglichst großer Quotient aus spezifischem Impuls und spezifischer Leistung, also ein hoher Wirkungsgrad η . Dieser setzt sich aus mehreren Teil-Wirkungsgraden zusammen. Der Massenwirkungsgrad η_m wird definiert als:

$$\eta_m = \frac{\dot{m}_i}{\dot{m}}. \quad (2.2.5)$$

\dot{m}_i ist der Massenfluss aller Ionenspezies die aus dem Triebwerk beschleunigt werden. Diese Definition ist sinnvoll, da aufgrund der erheblich geringeren Austrittsgeschwindigkeit neutrale Teilchen bei gleichem Massenfluss wesentlich geringere Schübe als Ionen liefern. Im Unterschied zu atomaren Gasen kann für molekulare Gase der Massenfluss der Ionen nicht ohne Weiteres aus dem Strahlstrom bestimmt werden, da hierzu das mittlere Masse zu Ladungs-Verhältnis der extrahierten Ionen bekannt sein muss.

Ein besonders hoher Massenwirkungsgrad kann eine deutlich erhöhte Gesamtleistungsaufnahme erfordern, im Falle eines Hochfrequenzionentriebwerks (engl. radio-frequency ion-thruster, RIT) etwa bedingt durch die notwendige Leistung des HF-Generators. Dieses Verhalten lässt sich mit einer Abnahme des elektrischen Wirkungsgrades η_{el} beschreiben, der entsprechend als

$$\eta_{el} = \frac{P_{\text{Strahl}}}{P_{\text{Total}}} \quad (2.2.6)$$

definiert wird. Eine kurze Herleitung ergibt:

$$P_{\text{Spez}} = \frac{U_{\text{Screen}} I_{\text{Sp}} g_0}{2U_{\text{Eff}} \eta}. \quad (2.2.7)$$

Im Falle von gegitterten Ionentriebwerken gilt typischerweise $U_{\text{Screen}} \approx U_{\text{Eff}}$, wodurch sich Glg. (2.2.7) vereinfacht zu:

$$P_{\text{Spez}} = \frac{I_{\text{Sp}} g_0}{2\eta}. \quad (2.2.8)$$

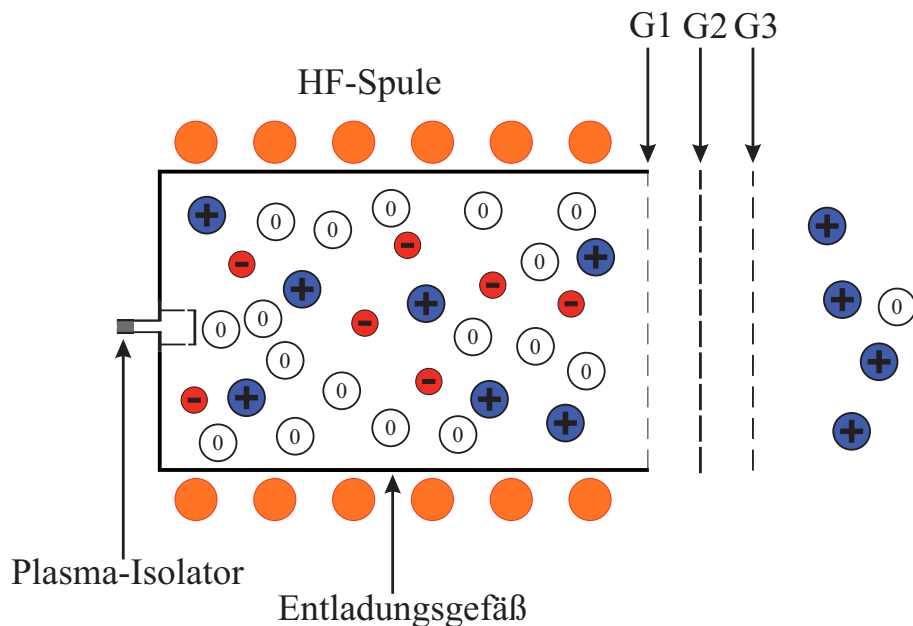


Abb. 2.1: Schematische Darstellung eines RIT. G1 ist das Abschirmgitter, G2 ist das Beschleunigungsgitter und G3 das optionale Abbremsgitter (engl. deceleration grid). An den Gaseinlass ist ein Plasma-Isolator angebracht, welcher das Potential der Gaszuleitung von dem des HF-Plasmas im Triebwerk trennt.

2.3 Auswirkung der Molekül-Zerfälle im speziellen Fall eines RIT

Während die im vorherigen Abschnitt betrachteten Zusammenhänge für alle Triebwerke gelten, deren Schuberzeugung auf einer elektrostatischen Beschleunigung von Ionen beruht, sollen an dieser Stelle Effekte betrachtet werden, die im Falle der im Rahmen dieser Arbeit genutzten RITs von besonderer Bedeutung sind. Ein RIT besteht im Wesentlichen aus einem dielektrischen Gefäß, einer um dieses Gefäß gewickelte Spule sowie einer Anordnung von typischerweise zwei bis drei Gittern, welche an Ausgangsseite des Gefäßes angebracht sind. Die Spule wird mit einem Strom mit einer Frequenz von einigen hundert kHz bis zu wenigen MHz versorgt. Dadurch

entsteht ein Magnetfeld und nach dem Induktionsgesetz ein elektrisches Feld. Dieses elektrische Feld beschleunigt Elektronen, die bei ausreichender Energie verschiedene elastische und inelastische Stoß-Prozesse bewirken. Gewünscht ist dabei die Ionisation des Treibstoffs. Unerwünscht, aber nicht vollständig vermeidbar, ist eine Anregung der Treibstoff-Atome oder -Moleküle. Falls die angeregten Elektronen in einen niedrigeren energetischen Zustand fallen, ohne dass es durch einen weiteren Elektronenstoß zur Ionisation kommt, ist dieser Prozess als Verlustkanal zu betrachten. Weiterhin führen die emittierten Photonen zu einer Aufheizung des Entladungsgefäßes sowie der Gitter [1, 2]. Im Fall der hier im Fokus stehenden molekularen Treibstoffe, sind weiterhin weitere Prozesse möglich, welche zuvor in Abschnitt 2.1 erläutert wurden. Die im Plasma vorhandenen Ionen-Spezies werden über das Gittersystem aus dem Plasma extrahiert. Dazu wird das mit dem Plasma in Kontakt stehende Abschirmgitter auf ein positives Potential von einigen hundert V bis zu wenigen kV gelegt. Damit bestimmt sich, zusammen mit der Ladung der Ionen, im Wesentlichen die Energie der extrahierten Ionen. Das, entlang der Strahltrajektorie gesehen, hinter dem Abschirmgitter befindliche Beschleunigungsgitter liegt dagegen auf einem negativen Potential von typischerweise wenigen hundert V. Die angelegte Spannung dient zum einen dazu die Ionen auf möglichst parallele Trajektorien zu fokussieren. Weiterhin verhindert dieses Potential, dass Elektronen, hauptsächlich jene die der Neutralisator emittiert, auf das Abschirmgitter beschleunigt werden. Erreichen Elektronen das Abschirmgitter, entspricht der Strom der vom Gitter über das damit verbundene Netzteil abfließt nicht mehr dem Ionenstrom durch dieses Gitter. Stattdessen wird ein zu großer Strom festgestellt. Dadurch wird der Strahlstrom falsch bestimmt, was letztlich die Regelung des Schubs zumindest verfälscht und, in extremen Fällen, zum Ausfall des Triebwerks führen kann. Dieser Effekt wird als electron backstreaming (EBS) bezeichnet. Ein weiteres, hinter das Beschleunigungsgitter platziertes Gitter, welches sich typischerweise auf dem Potential des Triebwerksgehäuses befindet, kann, unter anderem, dazu beitragen das EBS zu reduzieren. Weiterhin wird generell die Wahr-

scheinlichkeit geringer, dass zurückströmende Ionen oder durch Sputtern entstehende Teilchen die, für die Funktion des RIT essentiellen, zwei Gitter erreichen. Eine Anlagerung von gesputtertem Material kann, abhängig von der Leitfähigkeit, zu Kurzschlüssen oder Aufladungseffekten führen. Zurückströmende Ionen können die Gitter des Triebwerks beschädigen und können zu dessen Ausfall führen. Rückströmende Ionen treten durch einen Ladungsaustausch (engl. charge exchange CEX) der extrahierten Ionen und der neutralen Atome auf. Durch diesen Prozess entsteht im resonanten Fall ein thermisches Ion und ein neutrales Teilchen mit der gleichen Energie, die zuvor das Ion besaß. Das langsame Ion wird dadurch auf das Beschleunigungsgitter beschleunigt und beschädigt dieses durch Sputtern. Dieser Effekt wird vielfach in der Literatur beschrieben [17, 33, 60]. Da innerhalb des Gittersystems die Neutralgasdichte ähnlich hoch wie im Entladungsgefäß ist und damit um mehrere Größenordnungen höher als in einer geeignet dimensionierten Vakuum-Kammer oder gar im Weltraum ist, ist hauptsächlich eine Erosion der Gitter durch CEX-Ionen, die im Gittersystem oder in dessen unmittelbaren Umgebung entstehen, zu erwarten. Das dritte Gitter erhöht durch seinen Strömungswiderstand den Druck unmittelbar hinter dem Beschleunigungsgitter, was CEX-Prozesse in diesem Bereich wahrscheinlicher macht. Dadurch ist nicht klar, ob das dritte Gitter letztlich zu einer Abnahme oder eine Zunahme des Stroms an CEX-Ionen auf das Beschleunigungsgitter führt. Durch Sputtern außerhalb des Triebwerks entstehende Teilchen sind kaum beim Betrieb des Triebwerks auf einem Satelliten in signifikanten Mengen zu erwarten. Dadurch erklärt sich auch, warum kommerziell angebotene gegitterte Ionentriebwerke, typischerweise auf ein drittes Gitter verzichten [51, 70, 72].

Die Fokussierung der Ionen im Gittersystem ist dessen Kernaufgabe. Insbesondere bei relativ geringem Leistungsangebot, wie es für Satellitenanwendungen typisch ist, bietet es sich an, an das Abschirmgitter eine möglichst geringe Spannung anzulegen. Allerdings ist dies auf Grund der Raumladungsbegrenzung bei allen gegitterten Ionentriebwerken nur eingeschränkt möglich. Die Raumladungsbegrenzung hängt explizit von der Ionenmasse

ab [28, 33, 34]. Dadurch ist die Kenntnis der mittleren Masse der extrahierten Ionen wichtig, um mit dem Gittersystem eine geeignete Ionenoptik designen zu können.

Exemplarisch wird dies mit einer, in Abb. 2.2 gezeigten, IGUN-Simulation verdeutlicht. Eine detaillierte Beschreibung der Simulationssoftware IGUN kann Referenz 11 entnommen werden. Die Simulation wurde für Iod vorgenommen, da dessen Eignung als Treibstoff für Ionentriebwerke des RIT-Typs ausführlich experimentell auch mit Simulationen untersucht wurde. Hierbei handelt es sich um Grenzfälle, da stets ein nicht vernachlässigbarer Anteil atomarer als auch molekularer Ionen zu erwarten ist. Mit steigendem Anteil des molekularen Iods muss die Spannung zwischen dem Abschirmgitter und Beschleunigungsgitter erhöht werden, was das Resultat der IGUN-Simulation in Abb. 2.3 untermauert. Mit Hinblick auf die Leistungsaufnahme ist es sinnvoll, dies durch eine Erhöhung der Spannung des Beschleunigungsgitters zu erreichen. Allerdings kann sich dies nachteilig

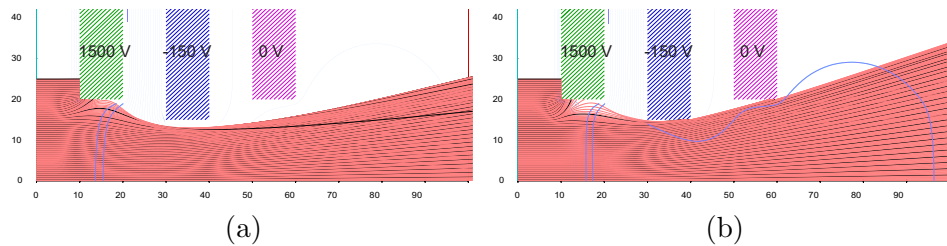


Abb. 2.2: IGUN-Ionenoptik-Simulation für Iod für eine Extraktion von 100 mA Strahlstrom mit dem RIM-10. a) Zeigt das Ergebnis für atomare Ionen I^+ und b) für molekulare Ionen I_2^+ . Es zeigt sich deutlich, dass im Falle des molekularen Iods eine raumladungsbegrenzte Extraktion und somit eine Unterfokussierung vorliegt, während der Strahl für atomare Ionen gerade noch hinreichend fokussiert wird. Die Einheit der Achsenbeschriftung ist 0.1 mm.

lig auf die Lebenszeit des Gitters auswirken. Durch Ladungsaustausch von neutralem Molekülen oder Atomen und Ionen entstehen im Gittersystem langsame Ionen und schnelle Neutralteilchen. Erstere treffen so mit hoher

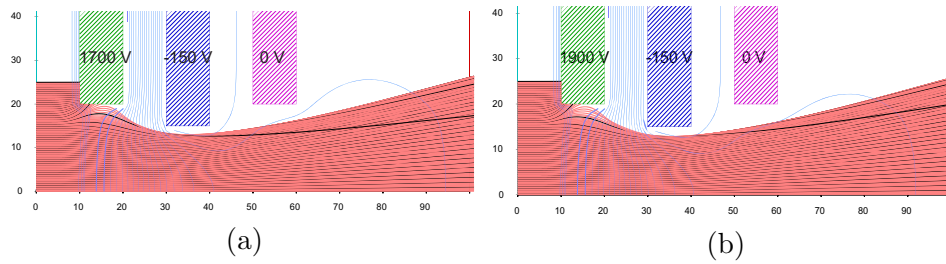


Abb. 2.3: IGUN-Ionenoptik-Simulation für eine Extraktion von 100 mA Strahlstrom mit dem RIM-10. a) zeigt das Resultat für 1.7 kV Spannung am Abschirmgitter, wobei jeweils 50 % des Stromes von I_2^+ und I^+ beigetragen wird. b) zeigt das Resultat für 1.9 kV Spannung am Abschirmgitter falls der Strahl ausschließlich aus I_2^+ besteht. In beiden Fällen genügt die Spannung gerade, um einen direkten Beschuss des zweiten und dritten Gitters zu vermeiden. Die Einheit der Achsenbeschriftung ist 0.1 mm.

Wahrscheinlichkeit auf das Beschleunigungsgitter und beschädigen dieses durch Sputtern. Mit einer erhöhten Spannung am Beschleunigungsgitter ist mit einer signifikanten Erhöhung der Sputterausbeute durch diese Ionen zu rechnen. Allerdings muss einschränkend erwähnt werden, dass diese Betrachtung nur für jene Ladungsaustauschionen, die hinter dem Beschleunigungsgitter oder gerade im Extraktionskanal entstehen, gültig ist. Entstehen sie stattdessen zwischen Abschirmgitter und Beschleunigungsgitter, wirkt sich auch das Potential am Abschirmgitter auf die Energie aus, mit der die entstandenen Ionen auf das Beschleunigungsgitter treffen.

Ein weiterer wichtiger Aspekt bei Verwendung eines RIT ist eine möglichst optimale Einkopplung der Hochfrequenzanregung in das Plasma. Dazu sollte die HF-Frequenz f_{HF} ähnlich groß wie die effektive Stoßfrequenz $\nu_{n,e}$ von Elektronen und Neutralgas sein [42]. Diese hängt wiederum von der Neutralgasdichte und den von der Elektronentemperatur abhängigen Ratenkoeffizienten für alle relevanten Stoßprozesse ab. Relevant sind alle elastischen und inelastischen Stöße (Ionisation, dissoziative Ionisation, Dissoziation, Anregung). Durch die Vielzahl von möglichen Stößen ist die Berechnung einer optimalen Einkopplungsfrequenz, insbesondere bei Verwendung komplexer

Moleküle der Klassen B1 und B2, erheblich aufwendiger als für atomare Gase. Weiterhin beeinflusst die Wahl der Hochfrequenz nicht nur die Effizienz der Leistungseinkopplung ins Plasma, sondern spielt auch eine erhebliche Rolle bei peripheren Verlusten, also etwa ohmschen Verlusten in der Spule und Kabeln oder Wirbelstromverlusten im Gehäuse des Triebwerks. Dabei spielen periphere Verluste eine besonders große Rolle, wenn ein hoher Massenwirkungsgrad gefordert ist, da dort besonders hohe Spulenströme nötig sind. Diesen Trend verdeutlichen die von Reeh *et al.* veröffentlichten Simulationsergebnisse [73]. Ausgereifte elektrische Triebwerke werden in aller Regel mit einem relativ hohen Massenwirkungsgrad betrieben, somit sind periphere Verluste von herausragender Bedeutung. Bei hohen Massenwirkungsgraden und somit geringen Neutralgasdichten ist die freie Weglänge für Elektronen-Neutralgasstöße so hoch, dass die Ionisierungsenergie innerhalb weniger Stöße, das heißt im Extremfall ohne Stoß, erreicht werden muss. Dies bedingt eine hohe induzierte elektrische Feldstärke. Diese ist wiederum linear vom Spulenstrom und der Windungszahl abhängig. Die ohmschen Verluste in der Spule ergeben sich mit $P_{\text{Spule}} = R_{\text{Spule}} \cdot I_{\text{Spule}}^2$. Prinzipiell lässt sich der nötige Spulenstrom durch eine Erhöhung der Windungszahl verringern. Dies ist allerdings nur eingeschränkt möglich und hilfreich. Durch eine Steigerung der Windungszahl steigt allerdings die Spulenlänge und damit ihr ohmscher Widerstand. Weiterhin muss eventuell der Querschnitt des Spulendrahts reduziert werden um die höhere Windungszahl zu realisieren. Dadurch steigt der ohmsche Widerstand der Spule zusätzlich an und somit steigen die ohmschen Verluste. Eine Möglichkeit die Windungszahl signifikant zu erhöhen, ohne eine Verkleinerung des Drahtquerschnitts in Kauf nehmen zu müssen, ist die Nutzung einer bifilar gewickelten Spule [98, 100]. Diese Art der Spule kompensiert zusätzlich axiale Feldkomponenten, die sich mit einer klassischen Spule aus deren Steigung ergeben. Neben technischen Maßnahmen hängt die nötige elektrische Feldstärke von den Wirkungsquerschnitten für elastische Stöße und dem Wirkungsquerschnitt für ionisierende Stöße ab, da diese die effektive mittlere freie Weglänge maßgeblich bestimmen. Je größer diese Querschnitte sind, desto geringer kann, bei identischer

Neutralgasdichte, die elektrische Feldstärke sein. Die Wirkungsquerschnitte beeinflussen also nicht nur die unmittelbaren Verluste durch inelastische Stöße im Plasma, sondern wirken sich auch maßgeblich auf äußere Verlustkanäle aus. Insofern ist eine, nicht auf reine Empirie gestützte, Optimierung eines RIT stets immer nur durch eine gleichzeitige Betrachtung der inneren Verluste im Plasma und der peripheren Verluste sinnvoll möglich.

2.4 Diagnostik von molekularen Plasmen und Ionenstrahlen

Alleine schon auf Grund der komplizierteren Berechnung der Schübe gewinnt die Strahldiagnostik bei Verwendung molekularer Treibstoffe erheblich an Bedeutung. Ohne Kenntnisse über die Impulsverteilung der Ionen lässt sich der Schub nur noch durch eine direkte Messung mittels einer Schubwaage erfassen. Da allerdings auch deren Messungen stets signifikante Fehler aufweisen können, häufig über 10 % [71, 81], ist ein Abgleich mit Ergebnissen der Strahldiagnostik unabdingbar. Grundsätzlich lässt sich die Impulsverteilung des Strahls mit einem Dipolmagneten bestimmen. Eine weitere Möglichkeit ist die Verwendung eines Wienschen Geschwindigkeitsfilters, welcher auch als ExB-Sonde bekannt ist und häufig zur Analyse des Strahls elektrischer Triebwerke genutzt wird [27, 36, 84]. Ist die Energieverteilung der Ionen im Strahl hinreichend schmal, können Ionen unterschiedlicher Masse zu Ladungs-Verhältnisse prinzipiell eindeutig unterschieden werden und somit aus der Geschwindigkeitsverteilung auf die Impulsverteilung geschlossen werden. Die Geschwindigkeit der Ionen hängt unter anderem von Potentialen im Plasma ab, u.a. vom Floatingpotential. Dieses wird nun für den Fall molekularer Gase bestimmt, wobei Randschicht-Oszillationen zunächst nicht betrachtet werden. Die Herleitung wird für die, an dieser Stelle äquivalenten, Fälle eines dissoziierenden Moleküls oder einer Mischung von atomaren Gasen vorgenommen. Zunächst werden keine negativ oder mehrfach positiv geladenen Ionen berücksichtigt. In Analogie

zur Herleitung für atomare Gase wird folgender Ansatz gewählt:

$$\sum_{k=1}^N n_k v_{B,k} = 0.25 \cdot n_e \cdot v_{e,\text{th}} \cdot \exp\left(-\frac{e\Phi_f}{k_B T_e}\right). \quad (2.4.1)$$

n_k ist die Dichte der verschiedenen Ionenspezies im Hauptplasma, $v_{B,k}$ deren jeweilige Bohmgeschwindigkeit, n_e die Elektronendichte, $v_{e,\text{th}}$ die mittlere thermische Geschwindigkeit der Elektronen, $k_B = 1.3807 \cdot 10^{-23} \text{J K}^{-1}$ die Boltzmann-Konstante, T_e die Elektronentemperatur und Φ_f das Floating-Potential.

Die Bohmgeschwindigkeit $v_{B,k}$ ist definiert als:

$$v_{B,k} = \sqrt{\frac{k_B T_e}{m_k}}. \quad (2.4.2)$$

Die mittlere thermische Geschwindigkeit der Elektronen ist, unter Annahme einer Maxwell-Boltzmann-Verteilung, gegeben als:

$$v_{e,\text{th}} = \sqrt{\frac{8k_B T_e}{\pi m_e}}. \quad (2.4.3)$$

Zur Vereinfachung wird die Bohmgeschwindigkeit der verschiedenen Ionenspezies durch die Bohmgeschwindigkeit des schwersten Ions mit dem Index 1 ausgedrückt:

$$v_{B,k} = \sqrt{\frac{m_k}{m_1}} \cdot v_{B,1} = \sqrt{\frac{m_k}{m_1}} \cdot \sqrt{\frac{k_B T_e}{m_1}}. \quad (2.4.4)$$

Damit folgt nach kurzer Rechnung für das Floatingpotential:

$$\Phi_f = -\frac{k_B T_e}{e} \cdot \ln\left(\frac{1}{m_1} \sqrt{\frac{2m_e \pi}{n_e} \sum_{k=1}^N m_k n_k}\right). \quad (2.4.5)$$

Im Grenzfall $N = 1$ ergibt sich unter Berücksichtigung der Quasineutralität, also $n_e = n_1$ wieder das Floatingpotential für atomare Gase:

$$\Phi_f = -\frac{k_B T_e}{e} \cdot \ln \left(\sqrt{\frac{2m_e \pi}{m_1}} \right). \quad (2.4.6)$$

Dies bedeutet, dass für eine präzise Bestimmung der Elektronentemperatur aus dem Floating-Potential (ermittelbar mittels RPA-Diagnostik oder Langmuir-Sonden) die Dichte oder zumindest die relative Dichte der verschiedenen Ionenspezies bekannt sein muss. Abb. 2.4 zeigt die Abhängigkeit von der Zusammensetzung für den vergleichsweise einfachen Fall des diatomaren Gases Iod. Berücksichtigt werden hier die Spezies I^+ und I_2^+ . Wenn ein kleiner Anteil negativer Ionen vorliegt, gilt grundsätzlich noch das hergeleitete Floatingpotential, da die Geschwindigkeit der negativen Ionen zu niedrig ist, um das repulsive Randschichtpotential zu überwinden. Beachtet werden muss allerdings, dass die Elektronendichte nicht mehr der Summe der Dichten der positiven Ionen entspricht. Stattdessen gilt dann:

$$n_e = \sum_{k=1}^N n_k - \sum_{j=1}^M n_j. \quad (2.4.7)$$

n_j sind hierbei die Dichten der negativ geladenen Ionenspezies und n_k die Dichten der positiv geladenen Ionenspezies. Bei einem signifikanten Anteil negativ geladener Ionen ist die Elektronendichte geringer als die Dichte positiv geladener Ionen, wodurch das Floatingpotential bei identischer Elektronentemperatur geringer ausfällt. Im Umkehrschluss bedeutet dies, dass man aus dem Floatingpotential eine zu geringe Elektronentemperatur bestimmt, wenn man negative Ionen vernachlässigt. Pandey und Karkari geben einen allgemeineren Ansatz an, mit dem das Floatingpotential in Anwesenheit negativer Ionen bestimmt werden kann [68].

In der Herleitung des Floatingpotentials wurde noch nicht betrachtet, dass durch eine Wechselwirkung des Hochfrequenzfeldes mit der Randschicht sowie mit den Ionen und Elektronen entweder eine Verschiebung oder Modu-

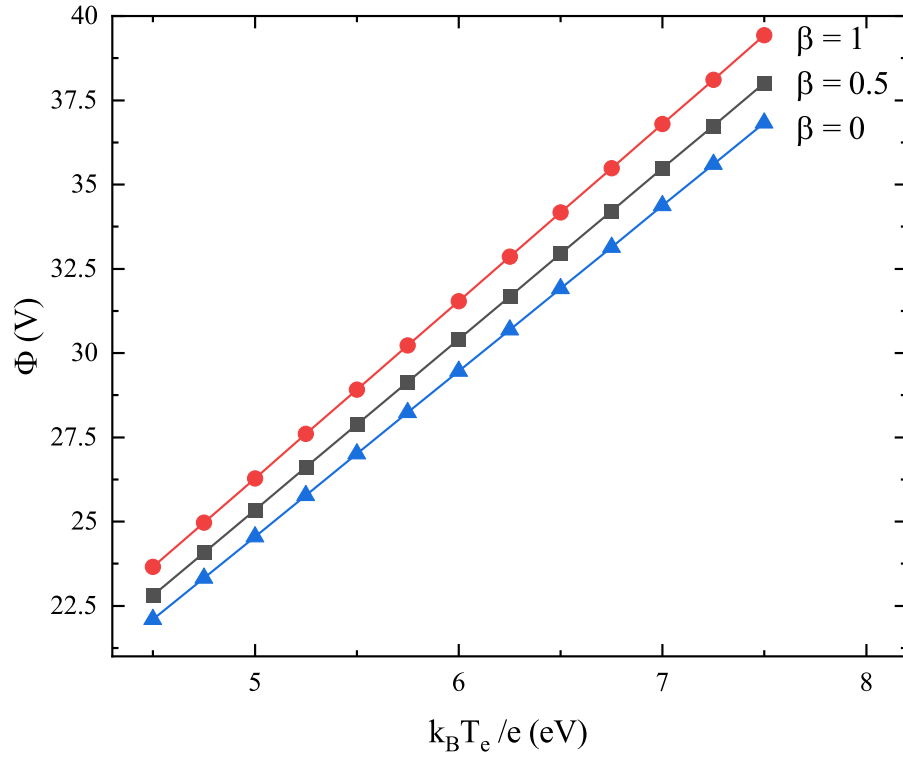


Abb. 2.4: Floating-Potential eines Iod-Plasmas in Abhängigkeit der Elektronentemperatur für drei unterschiedliche Anteile des molekularen Iods. Bei $\beta = 0$ liegen ausschließlich molekulare Ionen vor, bei $\beta = 1$ ausschließlich atomare Ionen.

lation des Floatingpotentials vorliegen kann [16]. Ob und auf welche Weise das Floatingpotential modifiziert wird, hängt wesentlich davon ab, ob die Ionen der Feldänderung folgen können. Dies wiederum lässt sich aus der Ionenplasmafrequenz und einen Vergleich mit der HF-Frequenz ermitteln. Die Ionenplasmafrequenz bestimmt sich in Abhängigkeit der Ionendichte n_i und Ionenmasse m_i mit [16]:

$$\omega_{pi} = \sqrt{\frac{n_i e^2}{m_i \epsilon_0}}. \quad (2.4.8)$$

$\epsilon_0 = 8.854 \cdot 10^{-12} \text{ As} \cdot \text{Vm}^{-1}$ ist die Permittivität des Vakuums. Bei einer, für RITs üblichen, Ionendichte von 10^{17} m^{-3} ergibt sich so für ein Xenon-Plasma eine Ionenplasmafrequenz von $\omega_{\text{pi}} = 3.65 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$. Für ein atomares Iod-Ion oder das Adamantan-Ion ergeben sich auf Grund der ähnlichen Masse von 126.9 u respektive 136.2 u zu Xenon-Ionen vergleichbare Frequenzen, während die Frequenz für ein molekulares Iod-Ion etwa 10^7 s^{-1} geringer ist. Die verwendete HF-Frequenz f_{HF} lag in den vorgenommenen Experimenten in etwa zwischen 1 MHz und 2 MHz und die HF-Kreisfrequenz ω_{HF} entsprechend bei etwa 10^7 s^{-1} . Daraus folgt wiederum, dass bei der hier zunächst beispielhaften Ionendichte die Ionenplasmafrequenz etwas höher als die HF-Kreisfrequenz ist, aber keineswegs deutlich größer. In diesem Fall ist nach Chabert und Braithwaite mit einer bimodalen Struktur der Ionenenergieverteilung zu rechnen, was auch von Köhler [50] in Messungen mit einem Gegenfeldanalysator bestätigt wurde. Gegenfeldanalysatoren sind vielfach in der Literatur beschrieben [45, 77, 102]. Bei um eine Größenordnung geringeren Ionendichten von 10^{16} m^{-3} sind beide Frequenzen sehr ähnlich. In diesem Fall können sich nach Chabert und Braithwaite erheblich modulierte Verteilungen des Floatingpotentials mit einer Vielzahl von Peaks ergeben. Insofern ist es denkbar, dass sich bei molekularen Plasmen in RITs signifikant unterschiedliche Ionenenergieverteilungen für die einzelnen Ionenspezies ergeben, da diese unterschiedliche Ionenplasmafrequenzen besitzen. Durch eine Modifikation des Floatingpotentials durch die an die Spule angelegte Hochfrequenz, kann eine Bestimmung der Elektronentemperatur nicht unerhebliche Ungenauigkeiten aufweisen, da diese nur mit dem nicht durch die Hochfrequenz modifizierten „DC-Floatingpotential“ zusammenhängt und dieses nicht zwangsweise gut aus der Ionenenergieverteilung zu ermitteln ist. Einer Mehrfach-Peak-Struktur der Ionenenergieverteilung mehrere Elektronentemperaturen zuzuordnen ist nicht korrekt, da diese Struktur nicht ursächlich mit der Elektronentemperatur zusammenhängt. Allerdings kann zusätzlich eine zeitlich oszillierende Elektronentemperatur ebenfalls zu einer Verbreiterung und Unterstrukturierung der Ionenenergieverteilung führen. Soll-

ten beide „Störungen“ gleichzeitig auftreten, ist die Analyse der Resultate schwierig, da die beiden Effekte, zumindest durch eine Messung alleine mit dem Gegenfeldanalysator, kaum unterscheidbar sein dürften.

2.5 Leistungsbedarf bei Verwendung nicht gasförmiger Treibstoffe

Ein konzeptioneller Nachteil der Verwendung nicht gasförmiger Treibstoffe ist die notwendige Heizleistung P_{Heizung} . Es soll nun zunächst abgeschätzt werden, wie groß diese Leistung im Vergleich zur Strahlleistung ist, falls man sämtlichen Treibstoff in einem Reservoir lagert und somit stets den gesamten Treibstoff beheizt. Dazu wird von einem kugelförmigen Tank ausgegangen, der thermisch vom Satellit so gut isoliert ist, dass sich die abgegebene Wärme des Reservoirs im Wesentlichen auf Wärmestrahlung beschränkt. Im Gleichgewicht entspricht die nötige Heizleistung der nach dem Stefan-Boltzmann-Gesetz abgestrahlten Leistung:

$$P_{\text{Heizung}} = P_{\text{Strahlung}} = \epsilon \sigma A_{\text{Reservoir}} (T_{\text{Reservoir}}^4 - T_{\text{Umgebung}}^4) \quad (2.5.1)$$

Hierbei ist ϵ der Emissionskoeffizient, σ die Stefan-Boltzmann-Konstante, $A_{\text{Reservoir}}$ die Oberfläche und $T_{\text{Reservoir}}$ die Temperatur des Reservoirs und T_{Umgebung} die Temperatur der Umgebung. Während die Temperatur des Reservoirs während einer Mission festgehalten werden könnte, ändert sich die Umgebungstemperatur ständig. Für die folgende Abschätzung wird die Temperatur der Umgebung auf 200 K festgelegt.

Die Mindestoberfläche $A_{\text{Reservoir,min}}$ des kugelförmigen Reservoirs ergibt sich in Abhängigkeit von der Treibstoffdichte ρ , vom Massenfluss \dot{m} und der Missionsdauer t_{Mission} zu:

$$A_{\text{Reservoir,min}} = 4\pi \left(\frac{3 \dot{m} t_{\text{Mission}}}{4\rho\pi} \right)^{2/3}. \quad (2.5.2)$$

Als Beispiel wird nun eine Missionsdauer von fünf Jahren bei einem Massenfluss von 1 mgs^{-1} für drei verschiedene Treibstoffdichten betrachtet. Der Emissionskoeffizient wird mit 0.2 angesetzt. Das Resultat ist in Abb. 2.5 dargestellt. Gut erkennbar ist, dass eine hohe Treibstoffdichte auch auf Grund der nötigen Heizleistung erhebliche Vorteile bringt. Als Vergleich wird nun die Strahlleistung eines mit Iod betriebenen elektrischen Triebwerks bestimmt. Iod besitzt eine Dichte von 4940 kgm^{-3} , daher ist die

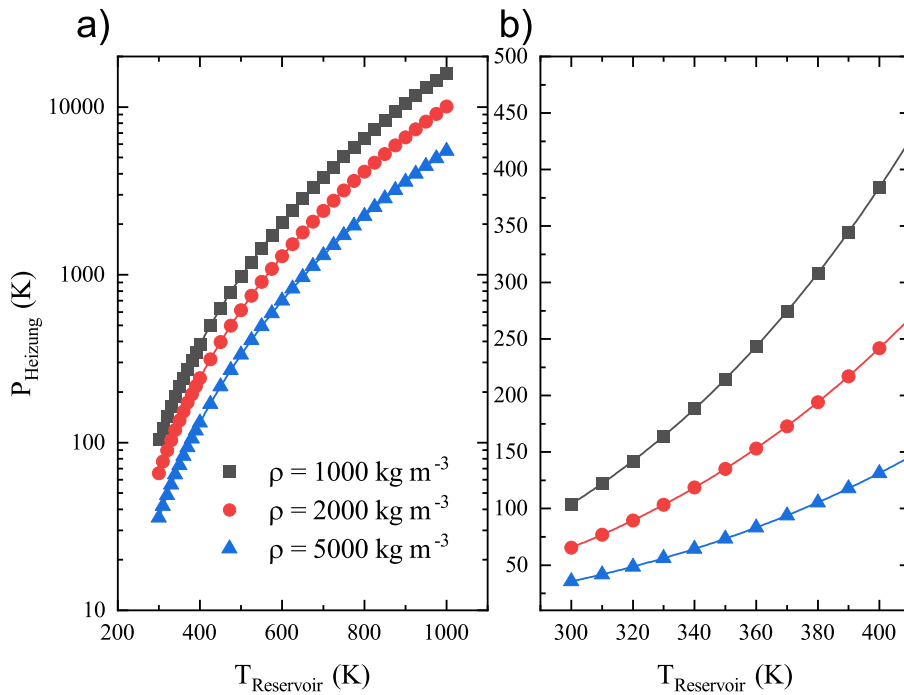


Abb. 2.5: Nötige Heizleistung im Gleichgewichtszustand für drei Treibstoffdichten als Funktion der Reservoir-Temperatur. a) Übersicht in logarithmischer Darstellung. b) Bereich geringerer Temperaturen, die für das sublimieren der in dieser Arbeit untersuchten Treibstoffe ausreichend sind.

nötige Heizleistung ähnlich wie im Fall der in Abb. 2.5 dargestellten Kurve mit dreieckigen Symbolen. Als mittlere Masse der emittierten Ionen wird 160 u angenommen, der Massenwirkungsgrad betrage 0.7. Der Strahlstrom beläuft sich so auf 0.42 A . Ein Hall-Triebwerk mit einer Anodenspannung

von 300 V besitzt so eine Strahlleistung von 126 W, ein gegittertes Ionentriebwerk mit einer Extraktion-Spannung von 1500 V eine Strahlleistung von 630 W. Hall-Triebwerke sind in der Literatur vielfach beschrieben und werden an dieser Stelle nicht weiter erläutert [12, 33]. Insbesondere für das Hall-Triebwerk verschlechtert sich die elektrische Effizienz erheblich. Bei einer Reservoir-Temperatur von 350 K beträgt in der betrachteten Konfiguration die Heizleistung 74 W und ist somit nicht wesentlich geringer als die Strahlleistung. Im Falle des gegitterten Ionentriebwerks spielt die anfallende Heizleistung eine geringere Rolle. Aus Glg. (2.5.2) geht hervor, dass die nötige Oberfläche des Reservoirs und damit die Heizleistung mit $\dot{m}^{2/3}$ steigt. Der Strahlstrom und die Strahlleistung wachsen bei festem Massenwirkungsgrad dagegen linear mit dem Massenfluss an. Entsprechend ist das Verhältnis aus Strahlleistung und Heizleistung proportional zur dritten Wurzel des Massenflusses. Somit sind nicht gasförmige Treibstoffe hinsichtlich der elektrischen Effizienz konzeptionell besser für Missionen mit hohem Treibstoffbedarf respektive großen Schüben geeignet. Dieser Zusammenhang ist für Iod in Abb. 2.6 dargestellt. Insbesondere für Anwendungen mit geringem Antriebsbedarf sollte im Sinne der elektrischen Effizienz ein Flussregelungs-Design gewählt werden, bei dem nicht das gesamte Reservoir geheizt werden muss. Eine Alternative könnte sein, geringe Mengen des Treibstoff zu fördern und anschließend in einem sehr viel kleineren Behälter zu verdampfen. Ein entsprechendes Konzept wurde von Paganucci *et al.* [67] vorgestellt, bei dem eine zwischen zwei Platten befestigte Feder festes Iod in einen ringartigen Sublimator presst. Eine weitere Reduzierung der Heizleistung ist beim Einsatz sublimierender Treibstoffe insbesondere für Triebwerkscluster möglich. Das Reservoir könnte zwischen den Triebwerken platziert werden. Dadurch steigt die Umgebungstemperatur an, was den Bedarf an Heizleistung entsprechend Glg. (2.5.1) reduzieren würde. Beträgt die Sublimationstemperatur 350 K, halbiert eine Erhöhung der Umgebungstemperatur von 200 K auf 300 K den Bedarf an Heizleistung. Bei Verwendung zu sublimierender oder zu verdampfender Treibstoffe wirkt sich eine Erhöhung des Massenwirkungsgrades nicht zwangsläufig negativ auf den

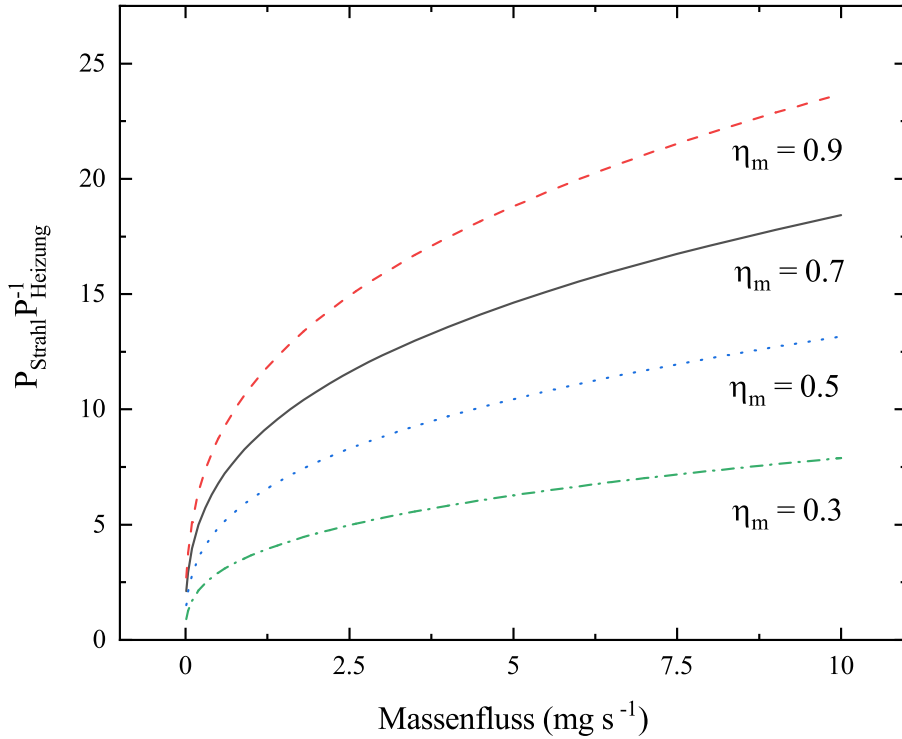


Abb. 2.6: Verhältnis aus Strahlleistung und Heizleistung als Funktion des Massenflusses. Als Parameter wird der Massenwirkungsgrad genutzt. Alle weiteren Größen, mit Ausnahme der Dichte des Treibstoffs, wurden genauso wie für die in Abb. 2.5 gezeigte Berechnung gewählt.

elektrischen Wirkungsgrad aus. Unter Umständen kann sogar das Gegenteil der Fall sein. Dadurch, dass mit einem höheren Massenwirkungsgrad, bei festem Massenfluss, die Strahlleistung ansteigt, reduziert sich der Anteil der Heizleistung an der Gesamtleistung. Insofern ist das Konzept, das gesamte Reservoir zu heizen, am ehesten noch bei einer Kombination aus gleichzeitig hohem Schub, und damit letztlich hohem Bedarf an Massenfluss, sowie hohem Massenwirkungsgrad sinnvoll anwendbar. Für Missionen mit geringem Antriebsbedarf sollten elaboriertere Ansätze gewählt werden, etwa das von Paganucci *et al.* [67] vorgestellte Konzept oder etwa eine Segmentierung des Tanks, so dass nur ein Teil geheizt werden muss. Dabei ist darauf zu achten,

dass der zugehörige Mechanismus eine möglichst geringe Masse besitzt. Gerade bei einer Anwendung auf Nanosatelliten mit einer Gesamtmasse von nur wenigen kg spielt dies eine entscheidende Rolle.

2.6 Strömungsarten

Im weiteren Verlauf dieser Arbeit spielen verschiedene Arten von Strömungen eine wichtige Rolle. Dies betrifft insbesondere die Regelung eines Gasflusses und die Berechnung des Neutralgasdruckes in der Entladung eines Triebwerks oder Neutralisators. Eine erste, grobe, Einteilung von Strömungsarten kann anhand der sogenannten Knudsen-Zahl Kn vorgenommen werden. Diese bestimmt sich aus dem Verhältnis der mittleren freien Weglänge $\bar{\lambda}$ und der charakteristischen Ausdehnung des durchströmten Körpers L [47]:

$$\text{Kn} = \frac{\bar{\lambda}}{L} = \frac{\pi}{4} \cdot \frac{\bar{c}\eta}{pL}. \quad (2.6.1)$$

η ist die dynamische Viskosität, \bar{c} die mittlere thermische Geschwindigkeit und p der Druck. Ist die mittlere freie Weglänge $\bar{\lambda}$ bis zu einem Stoß mit einem weiteren Atom oder Molekül groß gegen die charakteristische Ausdehnung des durchströmten Behälters oder Rohres L spricht man von einer molekularen Strömung. Sind $\bar{\lambda}$ und L ähnlich groß, es treten also beide Typen von Stößen ähnlich häufig auf, spricht man von einer Übergangsströmung. Stoßen die Neutralgas-Moleküle oder Atome im wesentlichen nur untereinander und treffen kaum auf die Wände, spricht man von einer viskosen Strömung. Die Grenzen zwischen den Strömungsarten sind fließend und werden von verschiedenen Autoren unterschiedlich definiert. Nach [47] liegt der Übergangsbereich für $0.5 > \text{Kn} > 0.01$ vor, höhere Knudsen-Zahlen als 0.5 werden einer molekularen Strömung und kleinere Knudsen-Zahlen als 0.01 einer viskosen Strömung zugeordnet. Laut Referenz 56 ist dagegen eine (freie) molekulare Strömung erst gegeben, wenn die freie Weglänge ein Vielfaches der charakteristischen Länge beträgt. Abb. 2.7 zeigt die Knudsen-Zahl in Abhängigkeit des Drucks. Die Viskosität von Xenon wurde aus der

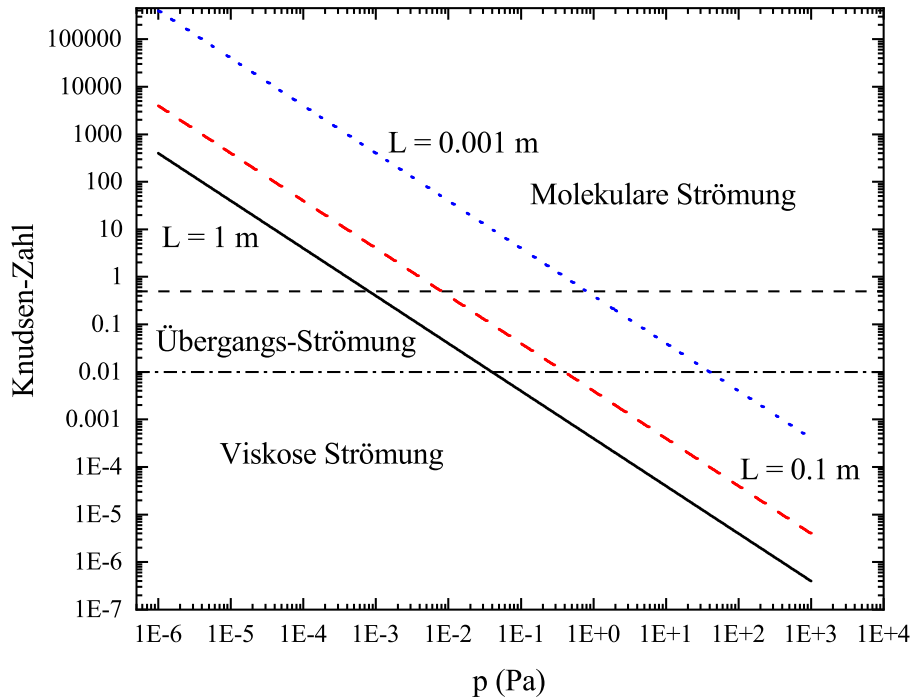


Abb. 2.7: Knudsen-Zahl Kn in Abhängigkeit des Drucks für drei charakteristische Längen L bei Verwendung von Xenon und einer Temperatur von 298.15 K. Die horizontalen Linien grenzen die verschiedenen Strömungsbereiche ab.

Veröffentlichung von Kestin *et al.* entnommen [49] und beträgt bei 298.15 K $23.08 \mu\text{Pa}\cdot\text{s}$. Erhöht sich die charakteristische Länge L , verschiebt sich der Übergang zwischen den Strömungsbereichen in Richtung kleinerer Drücke. Für eine Vakuumkammer von 1 m Durchmesser, der Durchmesser wird als charakteristische Länge angenommen, liegt eine molekulare Strömung vor, wenn der Druck kleiner als $8 \cdot 10^{-4} \text{ Pa}$ ist. Oberhalb eines Drucks von $4 \cdot 10^{-2} \text{ Pa}$ ist die Strömung viskos. Für eine Gaszuleitung von einigen mm bis maximal etwa einem cm Durchmesser, verschieben sich diese Übergänge erheblich, für einen Rohrdurchmesser von 4 mm liegt beispielsweise erst für einen Druck oberhalb 20 Pa eine viskose Strömung vor. Die berechneten Werte gelten für das Edelgas Xenon. Für die in dieser Arbeit untersuchten

molekularen Treibstoffe ist es deutlich schwieriger die Knudsen-Zahl zu bestimmen, da entweder die Viskosität nicht bekannt ist oder, nach partieller Dissoziation im Plasma des Triebwerks oder Neutralisators, ein Gasgemisch vorliegt. Dennoch sollten sich die für Xenon berechneten Werte auch für die in dieser Arbeit untersuchten molekularen Treibstoffe Iod und Adamantan als Abschätzung verwenden lassen, zumal die Übergänge zwischen der Strömungsarten ohnehin keinen festen Grenzen unterliegen, sondern vom konkreten Aufbau abhängen. So konnte beispielsweise etwa von Volkmar [98] gezeigt werden, dass sich trotz einer Knudsen-Zahl deutlich größer als eins, das Neutralgas im Plasma eines RIM-4 sich näherungsweise als viskose Strömung modellieren lässt.

Viskose Strömungen können in weitere Unterarten eingeteilt werden. In langen Rohrleitungen (das heißt lang gegen ihren Durchmesser) ohne signifikante Änderungen des Querschnitts liegt je nach Reynolds-Zahl eine laminare oder turbulente Strömung vor. Für nähere Details zur Reynolds-Zahl sei auf Quelle 47 pp. 87 ff. verwiesen. Für alle in der dieser Arbeit genutzten Gaszuleitungen ist auf Grund der kleinen Flüsse von einer laminaren Strömung auszugehen. Liegt in einer Rohrleitung eine starke Verjüngung (etwa Reduzierung des Durchmessers um eine Größenordnung) vor, ist lokal eine gasdynamische Strömung gegeben. Im speziellen Fall einer Blende, über deren Länge der Druck stark abfällt, ist die Strömung typischerweise verblockt, in diesem Fall entspricht die Strömungsgeschwindigkeit gerade der Schallgeschwindigkeit des Gases. In dieser Arbeit ist insbesondere die Abhängigkeit des Gasflusses Q von geometrischen Größen, einigen physikalischen Eigenschaften der Gase sowie des Drucks von besonderer Relevanz. Für eine molekulare Strömung gilt allgemein [47]:

$$Q = \frac{\bar{c}}{4} \cdot A_1 \cdot (p_1 - p_2) \cdot P_{\text{Gesamt}}. \quad (2.6.2)$$

Q ist der Fluss durch ein Bauteil oder eine Serienschaltung von Bauteilen. p_1 der Druck am Eingang, p_2 der Druck am Ausgang des Bauteils, P_{Gesamt} die Transmissionswahrscheinlichkeit durch die Anordnung der Bauteile und

$\bar{c} = (8k_{\text{B}}T_g / (\pi m))^{0.5}$ ist die mittlere thermische Geschwindigkeit. k_{B} ist die Boltzmann-Konstante, T_g ist die Temperatur des Gases und m die Masse des Gasmoleküls bzw. des Gasatoms.

Im Fall einer viskosen, laminaren Strömung berechnet sich der Fluss Q durch ein Rohr mit:

$$Q = \frac{\pi d^4}{256\eta l} \cdot (p_1^2 - p_2^2). \quad (2.6.3)$$

d ist der Durchmesser des Rohres und l dessen Länge. Ein wichtiger Unterschied zur molekularen Strömung, aber auch zum Fluss einer Flüssigkeit beschrieben nach dem Hagen-Poiseuille-Gesetz, ist die quadratische statt lineare Abhängigkeit vom Druck. Dies erklärt sich durch die Kompressibilität des Gases. Die Berechnung des Flusses durch eine Blende bei verblockter Strömung wird in Abschnitt 3.3 erläutert.

3 Experimental-Aufbauten

3.1 Testanlage iPott

Sämtliche Experimente mit Triebwerken oder dem HF-Neutralistor (RFN) wurden im Rahmen dieser Arbeit an der Testanlage iPott durchgeführt. Die Kammer besteht aus einem 0.68 m hohen Edelstahlzylinder von 1 m Durchmesser. Zur Evakuierung werden drei verschiedene Pumpentypen genutzt. Bis zu einem Druck von einigen 10 Pa wird die Kammer durch eine zweistufige Drehschieberpumpe von $32 \text{ m}^3 \text{ h}^{-1}$ Saugvermögen evakuiert. Ab dem genannten Druckbereich wird das weitere Abpumpen durch eine Turbomolekularpumpe vorgenommen. Für Iod wird ein korrosionsbeständiges Modell HiPace 1500C von Pfeiffer Vacuum mit 1400 ls^{-1} , für Diamantoide eine konventionelle Turbopumpe TMH-2200 mit 2200 ls^{-1} Saugvermögen genutzt. Die Angabe des Saugvermögens bezieht sich in beiden Fällen auf N_2 . Der erreichte Basisdruck liegt typischerweise im mittleren bis hohen 10^{-5} Pa -Bereich. Um auch bei Gasflüssen von einigen sccm einen Druck von höchstens wenigen 10^{-3} Pa beizubehalten wird eine Kryopumpe mit 0.24 m^2 Fläche genutzt. Ihr Saugvermögen S beträgt für Xenon etwa $13,000 \text{ ls}^{-1}$, für Gase anderer Masse m_x kann das Saugvermögen unter Annahme eines vernachlässigbar geringen Dampfdrucks mit

$$S = 13,000 \text{ ls}^{-1} \sqrt{m_{\text{Xenon}} m_x^{-1}} \quad (3.1.1)$$

bestimmt werden. Für molekulare Gase hängt das effektive Saugvermögen also stark von der Dissoziation im Triebwerk und Rekombinationseffekten im Vakuumtank ab. Entsprechend schwierig gestaltet sich auch eine akkura-

te Vorhersage als auch Messung des Kammerdrucks. Im Falle des diatomaren Iods beträgt der maximale Vorhersage-Fehler durch den unbekanntem Dissoziationsgrad rund 40 %. Für Iod ist auf Grund seiner Reaktivität und seines, im Vergleich etwa zu Edelgasen, geringen Dampfdrucks weiterhin damit zu rechnen, dass ein nennenswertes Saugvermögen durch Sorption auftreten kann. Für Diamantoide ist keine Berechnung des zu erwarteten Drucks ohne Kenntnisse über die Dissoziation exakt. Zum Beispiel kann das leichteste Dissoziations-Produkt, atomarer Wasserstoff, von der installierten Kryopumpe nicht gebunden werden, da die Kaltfläche bestenfalls eine Temperatur von 20 K erreichen kann. Allerdings sind ca. 3.5 K nötig, um H_2 zu binden [47].

3.2 Messaufbau für die Charakterisierung des Triebwerks

In Abb. 3.1 ist schematisch der grundlegende Aufbau an der Testanlage iPott für alle Untersuchungen mit RITs dargestellt. Die hauptsächlich genutzten Diagnostiken sind die Massenspektrometrie und die optische Emissionsspektroskopie. Weiterhin können mittels einer PSCU (engl. Power Supply Control Unit) Performance-Daten der Ionenquellen mit unterschiedlichen Treibstoffen aufgenommen werden.

Das Massenspektrometer besteht aus einem doppelfokussierenden Dipol-Magneten zur Separation der Ionen nach ihrem Impuls, zwei Schlitzblenden zur Reduzierung der transversalen Strahlkomponenten zur Verbesserung der Massenauflösung $\Delta m m^{-1}$, sowie einem Faraday-Becher als Detektor. Zur Strommessung wird ein Pico-Ampèremeter des Typs Picoammeter 6485 der Firma Keithley genutzt. Das typische Rauschen liegt bei wenigen 10 fA. Im Vergleich dazu liegen die Peak-Ströme des dominanten Peaks im Spektrum in der Regel bei einigen 100 nA. Dadurch können auch Spezies mit äußerst geringem Anteil am Strahl nachgewiesen werden. Dies gilt allerdings nur mit weitgehend geöffneten Schlitzblenden. Schließt man sukzessive die

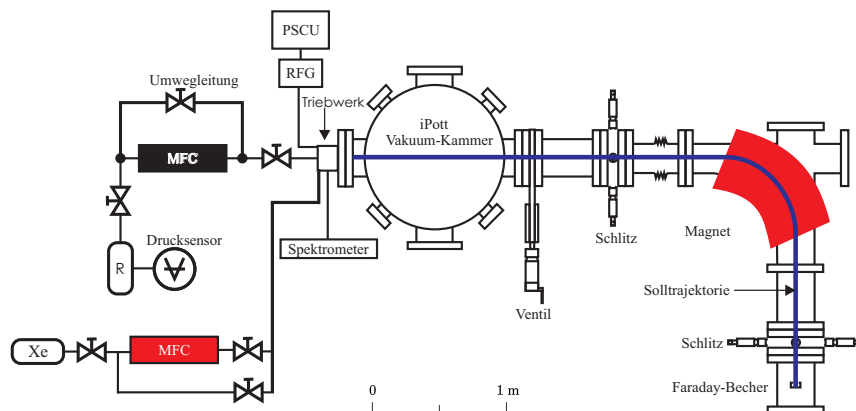


Abb. 3.1: Experimenteller Aufbau für alle durchgeführten Messungen dieser Arbeit mit Triebwerken [23]. Die Abbildung wurde gegenüber der Abbildung aus der zitierten Referenz leicht erweitert. Die wesentlichen Bestandteile des Aufbaus sind die Vakuumanlage, das aus dem Magnet, den beiden Schlitzen und dem Faraday-Becher bestehende Massenpektrometer, das Spektrometer für die optische Emissionsspektroskopie sowie das Triebwerk und dessen Versorgung. Die Versorgung des Triebwerks unterteilt sich in eine Treibstoff-Versorgung für zu sublimierende Treibstoffe, eine Treibstoffversorgung für Xenon sowie die Steuereinheit des Triebwerks (PSCU, engl. Power Supply Control Unit) inklusive des Hochfrequenzgenerators (RFG).

Schlitze, sinkt die Intensität durch das Abschneiden transversaler Komponenten deutlich. Allerdings ist der Gewinn an Auflösung auf Grund des nicht monoenergetischen Strahls sehr gering. Die relativ breite Energieverteilung von einigen 10 eV resultiert u.a aus der Oszillation der Plasma-Randschicht [50]. Auf Grund der ohnehin durch den Ionenstrahl selbst beschränkten Auflösung wurden bei den Messungen die Schlitzblenden soweit wie möglich geöffnet, da die sonst nur geringfügig bessere Auflösung mit einem Informationsverlust über Spezies geringer Intensität erkaufte würde.

Während die Massenspektrometrie sehr nützlich zur Untersuchung der Ionspezies ist, liefert sie keine Informationen über nicht geladene Atome und Moleküle. Aus diesem Grund werden optische Emissionsspektren des Plasmas aufgenommen. Dadurch lässt sich erkennen, welche Spezies zu signifikanten Teilen im Plasma neutral vorliegen. Rückschlüsse auf absolute

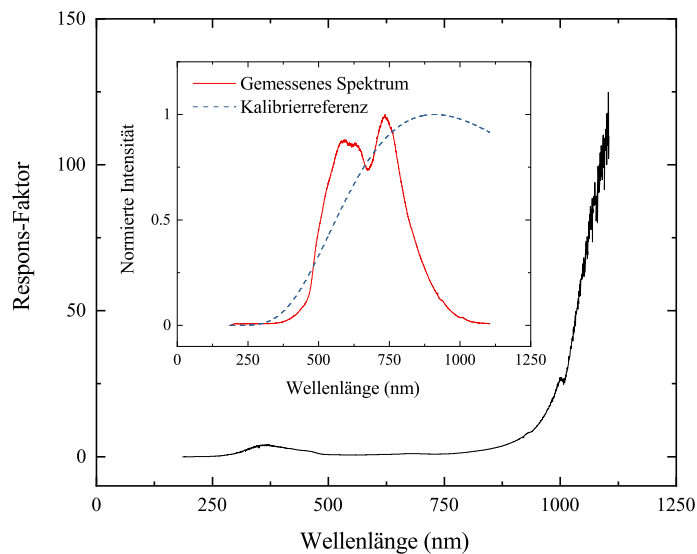


Abb. 3.2: Ergebnis der durchgeführten Respons-Korrektur mit der Kalibrierlampe. Eingebettet sind das gemessene Spektrum und das Referenz-Spektrum der Lampe.

Neutralgasdichten sind allerdings schwer zu ziehen. Als Spektrometer dient in der Regel ein Modell von Ocean Optics, Typ HR2000+. Detektiert werden können Wellenlängen von 200 nm bis 1100 nm, also vom nahen UV- bis in den nahen IR-Bereich. Der kleinste auflösbare Wellenlängenunterschied liegt bei rund 0.45 nm. Das Spektrometer besitzt eine stark von der Wellenlänge abhängige Nachweisempfindlichkeit, insbesondere die Intensitäten von Übergängen von mehr als etwa 900 nm sind mit dem Spektrometer kaum noch detektierbar. Daher wurde mit Hilfe einer kalibrierten Wolfram-Band-Lampe eine Respons-Korrektur durchgeführt, deren Ergebnis in Abb. 3.2 dargestellt ist.

In der für die Steuerung der Triebwerke genutzten PSCU sind ein PC sowie Niederspannungs- und Hochspannungsnetzteile des Herstellers FUG eingebaut. An die Gitter kann eine Spannung von je ± 3500 V durch Modelle

des Typs HCP 350-3500 (Abschirmgitter, max. 100 mA) bzw. HCP 140-3500 (Beschleunigungsgitter, max. 40 mA) angelegt werden. Die Eingangsleistung des RFG wird durch ein NTN-350-65 bereitgestellt, das maximal 65 V und einen Strom von 5 A bereitstellen kann. Die Netzteile können über ein Ethernet-Interface angesteuert werden. Zum Zeitpunkt der Experimente stand eine schon in Delphi programmierte Software für die Steuerung des Triebwerks zur Verfügung [50], die sowohl eine quasi-manuelle Steuerung der Netzteile ermöglicht als auch einen einfachen Strahlstromregler enthält. Nachfolgend wurde eine in Labview implementierte Software entwickelt. Diese beinhaltet eine semi-automatische Zündung des Triebwerks für Edelgase. Dazu wird Gas mittels eines MFC der Firma Bronkhorst eingelassen und vordefinierte Spannungen an die Gitter angelegt. Der RFG wird so angesteuert, dass sich das Netzteil in der Strombegrenzung befindet. Lässt der Benutzer nun über ein zum MFC parallel geschaltetes Ventil kurzzeitig vergleichsweise viel Gas ein („Druckstoß“) kommt es zu Überschlügen am Gaseinlass oder Gitter und das Plasma wird gezündet. In diesem Moment ändert sich die Impedanz des Gesamtsystems aus Triebwerksspule und Plasma stark und das RFG-Netzteil befindet sich in der Spannungsbegrenzung statt der Strombegrenzung. Ist dieser Zustand eingetreten, werden die Gitterspannungen nicht mehr angelegt und das Triebwerk in einen vordefinierten Standby-Zustand versetzt. Diese Erkennung benötigt weniger als 100 ms Zeit, so dass eine Beschädigung der Gitter gegenüber einer manuellen Zündung stark minimiert wird. Sollte diese halbautomatische Prozedur nicht zur Zündung führen, kann die Prozedur abgebrochen werden und eine quasi-manuelle Zündung vorgenommen werden. Ist das Triebwerk gezündet, kann die Extraktion angeschaltet werden und ein PID-Regler¹ zur Regelung des Strahlstroms genutzt werden. Weiterhin werden nach der Zündung alle wichtigen Daten in einer .txt-Datei geloggt und mit einem Zeitstempel mit einer Auflösung von einer ms gespeichert. Sollte es zu einer permanenten (d.h. mindestens zehn konsekutive Iterationen des Steuerungsprogramms, ca. 2 s) Fehlfokussierung des Triebwerksstrahls kommen, wird die Extrakti-

¹PID: **P**roportional **I**ntegral **D**ifferential

on automatisch abgeschaltet, um eine Beschädigung des Gittersystems zu vermeiden. Der Strahl wird dann als fehlfokussiert beurteilt, wenn mehr als 5% des Strahlstroms auf das zweite Gitter fällt. Da die PSCU für verschiedene Triebwerke des RIT-Typs genutzt werden können soll, müssen einige Parameter, etwa in der Zündsequenz, anpassbar sein. Dazu steht ein einfaches Labview-Programm bereit, mit dem eine Konfigurationsdatei im .txt-Format erstellt wird. Diese wird vor Start der Zündsequenz eingelesen. Für Quellen des Typ RIM-10 und RIM-4 liegen fertige Konfigurationen vor, die auch weniger erfahrenen Nutzern eine vergleichsweise einfache Bedienung dieser Quellen ermöglichen. Ein Teil der Bedieneroberfläche des Triebwerkssteuerung ist in Abb. 3.3 dargestellt.

3.3 Messaufbau für die Charakterisierung des Neutralisators

Zusätzlich zu Untersuchungen an Triebwerken wurde ein Prototyp eines HF-Neutralisators (RFN, engl. radio-frequency neutralizer) getestet. Hier wurden allein die Performance-Daten des RFN evaluiert. Der Aufbau beschränkt sich in diesem Fall auf eine Flussregelung für Iod und Edelgase sowie eine PSCU zur Steuerung und Überwachung des Neutralisators.

Die größte Herausforderung besteht hier in der Flussregelung und der Kalibrierung des Iodflusses, da hier Flüsse im Bereich von $10 \mu\text{gs}^{-1}$ eingestellt werden müssen, was derzeit kein kommerziell erhältlicher Massenfluss-Regler realisieren kann. Daher wurde eine eigene Regeleinheit aufgebaut. Dazu wird mittels einer Blende in der Zuleitung ein Staudruck erzeugt. Der Fluss durch die Blende hängt, solange eine verblockte Strömung vorliegt, linear vom Druck vor der Blende ab. Eine verblockte Strömung entsteht, wenn die Fläche der Blende erheblich kleiner als vor und hinter ihr ist und dadurch die Strömung mit Schallgeschwindigkeit fließt. Der Fluss kann wie folgt berechnet werden [47]:

$$Q = 0.86 \cdot A_0 \cdot \sqrt{\pi/4} \cdot p_1 \cdot \bar{c} \cdot \Psi \quad (3.3.1)$$

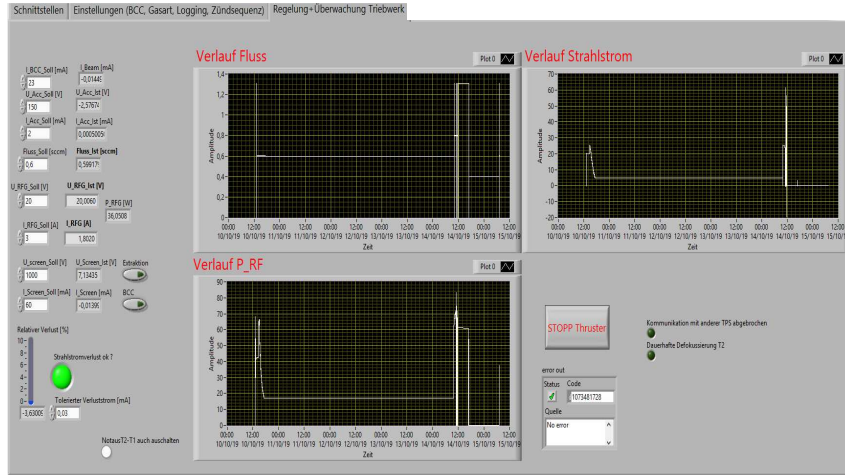


Abb. 3.3: GUI (Graphical User Interface) der Triebwerkssteuerung. Die Programm-GUI unterteilt sich in drei Reiter. Im, von links gesehen, ersten Reiter werden die Schnittstellen für die in der PSCU verbauten Netzteile eingestellt. Der mittlere Reiter beinhaltet mehrere Funktionen. In diesem Reiter wird vor dem Zünden des Triebwerks die zu regelnde Gasart ausgewählt. Weiterhin lassen sich die Regler-Parameter des PID basierten Strahlstromreglers anpassen. Zusätzlich lässt sich das Intervall angeben, in dem die Daten geloggt werden sollen und im Falle eines Fehlschlages die halb-automatische Zündung abbrechen. Im dritten, hier dargestellten, Reiter befindet sich die Benutzeroberfläche, die nach dem Zünden des Triebwerks genutzt wird.

wobei A_0 den Blendenquerschnitt, \bar{c} die mittlere thermische Geschwindigkeit des Gases und Ψ die Auslassfunktion darstellt. Letztere kann unter der Annahme einer verblockten Strömung mit

$$\Psi = \sqrt{\frac{\kappa}{2} \cdot \left(\frac{2}{\kappa + 1} \right)^{\frac{\kappa + 1}{\kappa - 1}}} \quad (3.3.2)$$

berechnet werden. Die Auslassfunktion hängt ausschließlich vom Isentropen-Exponenten κ ab. Für einatomare Gase, wie etwa Xenon, beträgt dieser $5/3$, für diatomare Gase wie Iod oder Stickstoff $7/5$ und für vielatomare Gase etwa 1.1 . In diesem Zusammenhang wird bei Diamantoiden von mehrato-

migen Gasen ausgegangen. Für die experimentelle Umsetzung wurde eine Edelstahl-Blende mit einem Lochdurchmesser von nominell 150 μm auf ein Ende eines Rohres von 7 mm Innendurchmesser geschweißt. Weiterhin wurde mittels eines T-Stückes ein kapazitiver Druck-Sensor vom Typ Baratron 631D vor die Blende eingebaut. Nach einer Kalibrierung kann der Druck dazu verwendet werden, um den aktuellen Fluss zu bestimmen. Auf die Kalibrierungs-Prozedur wird in Abschnitt 3.4 näher eingegangen.

3.4 Kalibrierung der Massenflüsse

Erste Experimente zeigten, dass auf Grund der geringen Dampfdrücke sowohl der Diamantoiden als auch des Iods und den damit verknüpften Regelungsprinzipien unbedingt auf mögliche Einflüsse der Ausgangsleitung auf die Regelung eines MFCs geachtet werden muss. Abb. 3.4 zeigt, dass der anfallende Druck in der Testanlage iPott bei der gleichen Einstellung eines MFCs vom Typ 1150c erheblich mit der genutzten Zuleitung variiert. Daraus folgt, dass auch der geregelte Fluss auf Ausgangsseite des Massenflussreglers abhängig von der genutzten Gaszuleitung ist. Der Grund hierfür liegt darin, dass der MFC auf dem gleichen Prinzip wie die eigens konzipierte Regelung aus Abschnitt 3.3 beruht. Ist der Durchmesser der Leitung hinter dem MFC nicht wesentlich größer als der Blendendurchmesser, dann wird der zur Regelung gemessene Staudruck bei einem geringeren Fluss erreicht. Daher sollte die während der Kalibrierung genutzte Verrohrung möglichst ähnlich zu der am Triebwerk bzw. Neutralisator verbauten sein. Weiterhin sind die bei Verwendung von Xenon als Isolator genutzten Gaswiderstände schlecht in Verbindung mit Diamantoiden oder Iod zu verwenden, da ihr geringer Leitwert bei den geringen Dampfdrücken von wenigen kPa den maximalen Fluss stark begrenzt.

Die Kalibrierverfahren der Gasregelung für Adamantan bzw. Iod basierten jeweils auf Wägungen. Im Falle von Adamantan wurde ein Plenum hinter dem MFC (Typ MKS 1150c) angeschlossen und dieses vor und nach dem Einlass von Adamantan gewogen. Um dauerhaft auf Ausgangsseite

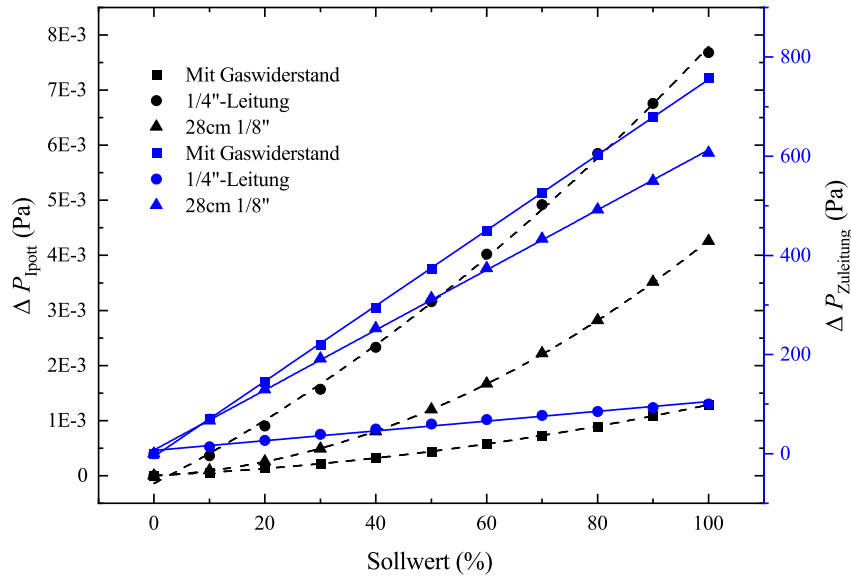


Abb. 3.4: Abhängigkeit der Regelung eines MKS 1150c-MFC von der Dimensionierung der Ausgangsleitung. Als Testgas diente Luft. Es sind der Druckanstieg im Rezipienten der Testanlage iPott (schwarze Symbole und gestrichelte Linien) sowie in der Zuleitung zwischen Vakuumtank und Massenflussregler (blaue Symbole und durchgehende Linien) als Funktion des gesetzten Fluss-Wertes dargestellt. Die Messungen wurde mit verschiedenen Leitungsstücken und einem mit Quarzsand gefüllten Gaswiderstand als Engstelle durchgeführt.

des MFCs einen hinreichend geringen Staudruck sicherzustellen, musste das Plenum weiterhin dauerhaft evakuiert werden. Um dennoch zuverlässig das Adamantan im Plenum zu binden, wurde dieses mit flüssigem Stickstoff auf rund 80 K gekühlt. Ein Nachteil dieses Verfahrens liegt darin, dass durch den flüssigen Stickstoff auf der Außenseite des Plenums Wasser angefroren wurde, dass vor der Wägung zunächst wieder entfernt werden musste. Weiterhin stellt der Temperaturgradient zwischen der Ausgangsleitung des MFCs und dem Plenum von etwa 300 K eine Herausforderung dar. Stellt sich dieser Übergang nicht an der richtigen Stelle ein, kann leicht ein erheblicher Teil des Adamantans außerhalb des Plenums resublimieren, wodurch ein zu geringer Massenfluss nachgewiesen wird. Trotz dieser Schwierigkei-

ten konnte der vom Hersteller vorhergesagte Adamantan-Fluss im Rahmen der Fehlerbalken von Vorhersage und Experiment verifiziert werden. Das Ergebnis des Wägeexperiments ist in Abb. 3.5 a) gezeigt.

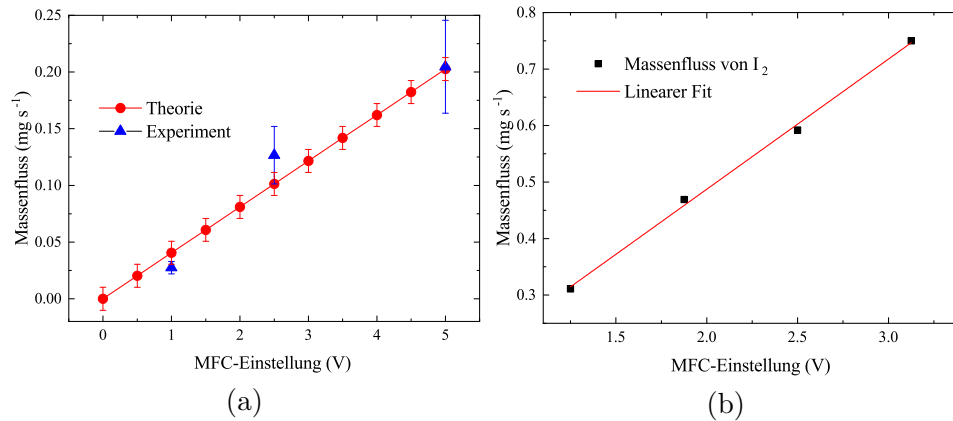


Abb. 3.5: a) Verifikation des Massenflusses von Adamantan. Im Rahmen der Fehlerbalken entspricht der experimentell nachgewiesene Fluss der Vorhersage des Herstellers [23]. Der theoretische, vom Hersteller bestimmte, Fluss wurde hierbei angefitet. b) Kalibrierung des Iod-Massenflusses [43].

Auf Grund der Erfahrungen aus diesem Experiment wurden für die Kalibrierung mit Iod einige Änderungen vorgenommen. Statt Iod in ein Plenum einzulassen und dieses zu wägen, wird das Reservoir gewogen. Somit kann die Kalibrierung mit dem für den Betrieb des Triebwerks vorgesehenen Aufbau kalibriert werden. Weiterhin entfällt der starke Temperatur-Gradient. Diese Variante konnte mit dem Adamantan-Setup nicht durchgeführt werden, da das zunächst vorgesehene Reservoir die Belastbarkeit aller verfügbaren Feinwaagen deutlich überschritt. Die Wägungen mit Iod wurden im Rahmen der Bachelor-Thesis von Daniel Zschätzsch durchgeführt. Das Ergebnis ist in Abb. 3.5 b) dargestellt und zeigt die erwartete Linearität. Als Waage wurde in beiden Wägeexperimenten ein Modell der Firma Kern mit einer Auflösung von 10 mg und einer maximalen Belastbarkeit von 2.4 kg genutzt. Für Flüsse im Bereich oberhalb von etwa $50 \mu\text{gs}^{-1}$ ist die Waage gut geeignet, da so innerhalb maximal rund 6 h eine hinreichend große

Massenänderungen von 1 g erreicht wird. Für den Neutralisator mussten allerdings Flüsse bis in den Bereich $5 \mu\text{gs}^{-1}$ kalibriert werden, was Messzeiten von mehreren Tagen für jeden zu kalibrierenden Massenfluss erfordern würde.

Daher musste für die Kalibrierung solch geringer Flüsse eine alternative Methode genutzt werden. Hierzu wurde das in Abschnitt 3.3 beschriebene Regelement aus Blende und Drucksensor an einem Vakuum-Teststand montiert und mit einem Massenfluss-Regler der Firma Bronkhorst definierte Flüsse an Stickstoff eingelassen. Damit lässt sich der Staudruck vor der Blende als Funktion des Flusses ermitteln. Im untersuchten Bereich liegt, wie in Abb. 3.6, mit einem korrigierten Bestimmtheitsmaß von 0.99957 eine sehr gute Linearität vor. Um aus der Fit-Gerade für Stickstoff N_2 den Fluss von Iod I_2 bestimmen zu können, muss diese nur mit dem Verhältnis der thermischen Geschwindigkeiten von I_2 und N_2 multipliziert werden, da es sich in beiden Fällen um zweiatomige Gase handelt. Als Umrechnungsfaktor kann somit $\alpha = \sqrt{m_{\text{N}_2} T_{\text{I}_2} \cdot (m_{\text{I}_2} T_{\text{N}_2})^{-1}}$ genutzt werden. Nach einer Konvertierung des pV-Flusses mit der Einheit sccm in einen Massenfluss der Einheit μgs^{-1} ergibt sich:

$$\dot{m} (\mu\text{gs}^{-1}) = -1.2 \mu\text{gs}^{-1} + 0.031 \mu\text{g (Pas)}^{-1} \cdot p_1(\text{Pa}). \quad (3.4.1)$$

Die Ursache für den signifikanten negativen Offset ist ein Strömungsübergang von verblockter Strömung zu molekularer Strömung bei zu geringen Drücken bzw. Flüssen. Daher sollte die Kurve nicht zu kleineren Drücken als etwa 100 Pa extrapoliert werden. Eine Extrapolation zu höheren Drücken sollte dagegen unproblematisch sein, da auch in diesem Bereich eine verblockte Strömung gegeben ist.

Die PSCU für den Neutralisator besteht aus einem PC sowie Netzteilen der Firma FUG. Die Netzteile werden vom PC aus über ein Ethernet-Interface gesteuert. Das Netzteil für die Leistungsversorgung des RFG kann bis zu 125 V und 5 A bereitstellen. Für Kollektor und Anode stehen je ein Netzteil mit einer maximalen Spannung ± 200 V und einem Höchststrom von

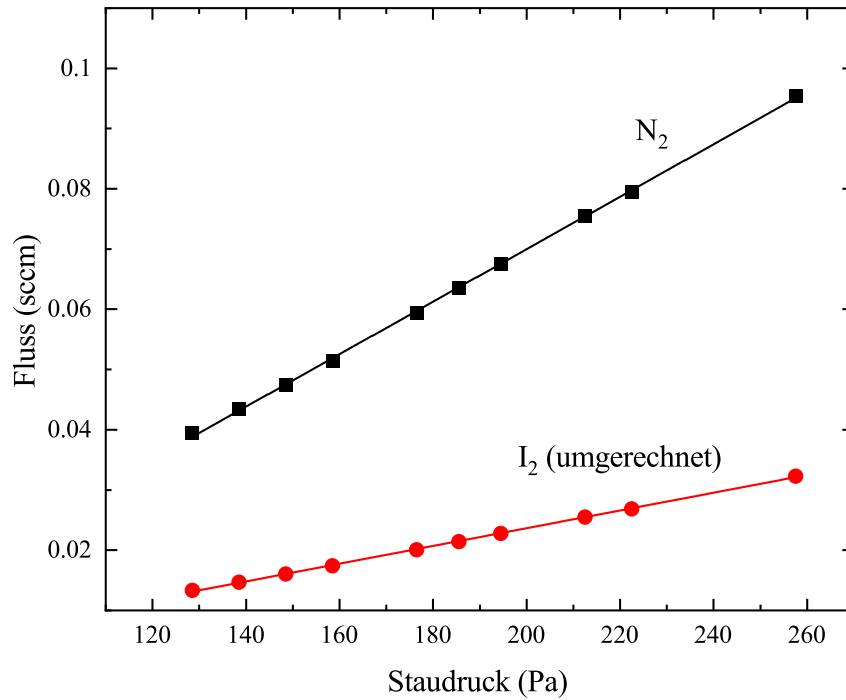


Abb. 3.6: Abhängigkeit des Flusses vom Staudruck vor einer Blende von nominell 150 μm Durchmesser. Als Testgas diente N_2 . Weiterhin ist der daraus ermittelte Zusammenhang vom Druck vor der Blende und dem Fluss von I_2 dargestellt.

$\pm 1.5 \text{ A}$ bereit. Die Netzteile für RFG und Kollektor können mit einem Labview basierten Programm gesteuert werden. Es wurden zwei PID-Regler implementiert. Mit diesen kann entweder die RFG-Eingangsleistung oder der vom Kollektor absorbierte Ionenstrom reguliert werden. Dadurch kann innerhalb weniger Sekunden der gewünschte Operationspunkt angesteuert werden. Die PID-Parameter können in-situ angepasst werden, um ein für die aktuellen Anforderungen optimales Regelverhalten zu erreichen.

3.5 Messung von Wirkungsquerschnitten mit Hilfe von Flugzeitspektrometrie

Insbesondere bei Nutzung von Treibstoffen der Klassen B1 und B2 ist mit einer hohen Komplexität der Entladung zu rechnen. Weiterhin kann der Aufwand, um ein Triebwerk, oder auch einen Neutralisator, mit einem neuartigen Treibstoff zu betreiben, erheblich sein, sowohl zeitlich als auch finanziell, da unter Umständen sowohl das Triebwerk als auch der gesamte Aufbau (Tankanlage, Flusststeuerung etc.) angepasst werden müssen. Um so wichtiger ist es, zukünftig in der Lage zu sein, Kandidaten schneller auf ihre Einsetzbarkeit zu überprüfen. Wichtig ist es hier auch die nötige Treibstoffmenge zur Untersuchung gering zu halten, da neuartige, chemisch modifizierte Stoffe, typischerweise zunächst nicht in größeren Mengen verfügbar sind.

Von elementarer Bedeutung für die Plasmaeigenschaften sind die absoluten Wirkungsquerschnitte für Stöße zwischen Neutralgas und Elektronen. Das aktuelle Setup erlaubt die Messung der Wirkungsquerschnitte für Ionisation sowie dissoziative Ionisation. Der Messaufbau orientiert sich hierbei an dem von Straub *et al.* vorgestellten Setup [89–92].

Die elektrische und logische Verschaltung des Aufbaus zur Messung eines Flugzeitspektrums ist in Abb. 3.7 dargestellt. Die Elektronenkanone emittiert mit einer Pulsfrequenz von wenigen kHz Elektronen in ein Gastarget. Der für diesen Puls genutzte Pulsgenerator (AVTECH AVR-E2-C Pulse Generator) übergibt weiterhin ein TTL (Transistor-Transistor-Logik)-Startsignal an einen Gate & Delay-Generator (Gate & Delay Generator 1). Dieser gibt wiederum zwei Signale aus. Ein Signal dient als Startsignal für einen zweiten Gate & Delay-Generator, der wiederum verzögert ein Startsignal an einen HV-Pulsgenerator (DEI PVX-4130±6 kV Pulse-Generator) übergibt und ein Startsignal an einen time to pulse height converter (TPHC) übergibt. Auf die Aufgabe des TPHC wird im Folgenden eingegangen. Der HV-Pulsgenerator legt einen Hochspannungspuls an eine Platte an und beschleunigt damit entstandene Ionen in Richtung eines MCP-Detektors. Das

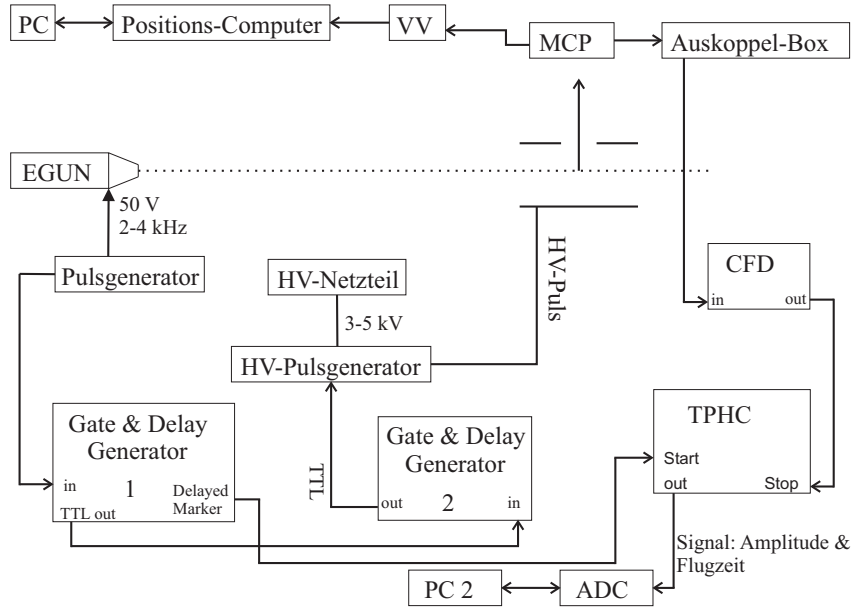


Abb. 3.7: Elektrische und logische Verschaltung des Aufbaus zur Flugzeitmessung.

Signal des MCP-Detektors, der Detektor wird in Unterabschnitt 3.5.2 genauer erläutert, wird mehrfach verwendet. Zum einen lässt sich mittels eines Vorverstärkers und eines Positions-Computers (Surface Science Laboratories 2401 Position Computer) die zweidimensionale räumliche Verteilung der detektierten Ionen darstellen. Das Signal des Position-Computers wird mit einem PC mit DAQ (engl. data acquisition)-Karte ausgelesen. In einem zweiten Pfad wird über eine Auskoppel-Box das Signal an einen constant fraction discriminator (CFD) weitergeleitet. Dieser Diskriminator splittet das Signal zunächst auf. Eines der Signale wird verzögert und das zweite invertiert sowie verstärkt. Der Nulldurchgang des Summensignals wird als zeitlich scharfes Stoppsignal (Größenordnung weniger 10 ps) an den TPHC gesendet. Die Funktionsweise des CFD wurde aus Referenz [53] entnommen. Die Verzögerung zwischen diesem Stoppsignal und dem durch das Gate & Delay Generator 2 erzeugte Startsignal bestimmt die Flugzeit des zuletzt erzeugten und detektierten Ions. Der TPHC wandelt dieses Zeitsignal in

ein analoges Signal. Dieses wird über einen Analog-Digital Wandler (ADC) an PC 2 übergeben, der dieses Signal registriert und entsprechend des ADC-Signals einem Kanal zuweist. Die Anzahl der Kanäle ist einstellbar, typisch sind 10 Bit bzw. 1024 Kanäle. Dadurch kann ein Flugzeitspektrum aufgenommen werden. Bei hinreichender zeitlicher Auflösung, hierauf wird in Unterabschnitt 3.5.1 tiefer eingegangen, kann unter Berücksichtigung der Ansprechwahrscheinlichkeit des MCP Detektors, die Anzahl der erzeugten Ionen verschiedener Spezies N_i bestimmt werden. Diese ist wiederum eine elementare Größe zur Bestimmung des Wirkungsquerschnitts.

Der Wirkungsquerschnitt bestimmt sich prinzipiell folgendermaßen [74, 75, 89, 91, 92]:

$$\sigma_i = \frac{N_i}{N_e n l}. \quad (3.5.1)$$

N_i ist die Anzahl der erzeugten Ionen der Spezies i und N_e die Zahl der Elektronen, die durch ein Gastarget der Dichte n mit der Wechselwirkungslänge l geschossen wurden. Für eine quantitative Bestimmung der Wirkungsquerschnitte müssen entsprechend die zuvor erwähnten Größen möglichst exakt bestimmt werden, weiterhin muss die Einzelstoßbedingung erfüllt sein. Unter der Einzelstoßbedingung versteht man, dass pro Elektronenpuls maximal ein entstehendes Ion zu erwarten ist. Dazu muss die Dichte des Gastargets hinreichend gering sein, aber gleichzeitig noch groß genug, dass sie zuverlässig bestimmt werden kann. Zur Abschätzung wird die Ionisation von Xenon betrachtet. Das Maximum des Wirkungsquerschnitts liegt bei ca. $5 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2$ [74]. Im realisierten Aufbau beträgt die Wechselwirkungslänge etwa 2.5 cm. Bei einer Pulsdauer von 20 ns und einer während des Pulses quasi konstanten Stromstärke von 100 nA, dies entspricht etwa 12500 Elektronen respektive 2 fC pro Puls, erwartet man bei einem Druck von $2.65 \cdot 10^{-4} \text{ Pa}$ gerade ein Ereignis pro Puls. Dieser Druck kann mit dem hier genutzten, gasartunabhängigen, kapazitiven Drucksensor von MKS Baratron 690A kaum noch gemessen werden. Weiterhin erschwert eine deutliche Drift des Nullpunkts des kapazitiven Sensors über einige Stunden eine präzise Messung der Neutralgasdichte. Um dieses Problem zu beheben,

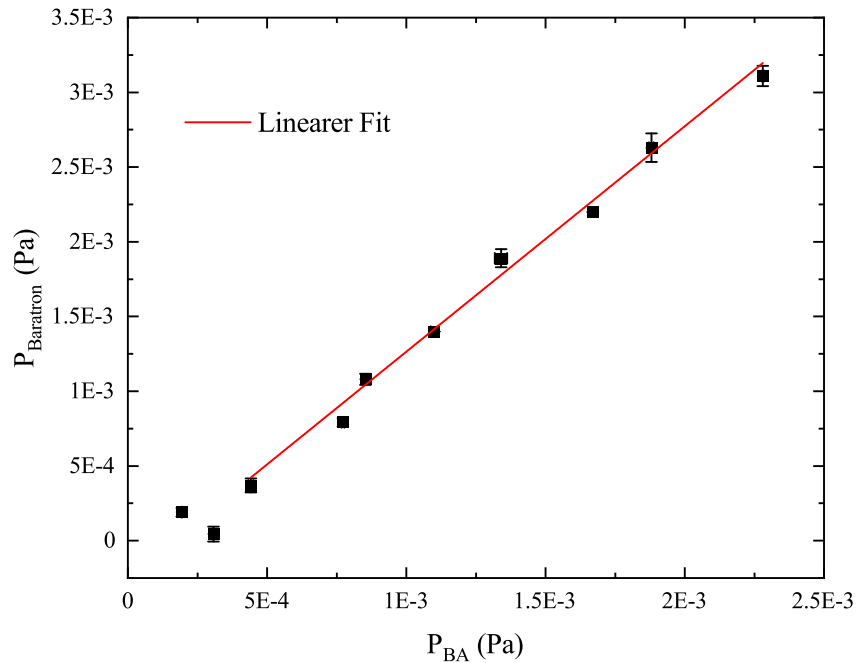


Abb. 3.8: Abgleich der Druckmessung von Adamantan eines Bayard-Alpert-Ionisationsvakuumeters mit dem kapazitiven Drucksensor MKS 690A von MKS.

wird eine grundsätzlich wesentlich ungenaueres, und insbesondere gasartabhängige, Ionisationsvakuumeter des Bayard-Alpert-Prinzips [9] mit dem kapazitiven Sensor abgeglichen. Dazu wird über ein Nadelventil ein Gas eingelassen und für eine hinreichend große Anzahl von Einstellungen der gemessene Druck mit beiden Sensoren erfasst. Für eine hinreichende Statistik beide Sensoren 100 mal ausgelesen und die Drücke gemittelt. Damit lässt sich eine Korrektur-Kurve bestimmen. Das Resultat eines solchen Abgleichs ist exemplarisch in Abb. 3.8 dargestellt. Dadurch kann der Bayard-Alpert-Sensor für die Druckmessung über längere Zeitskalen genutzt werden. Der Vorteil liegt in einer wesentlich besseren Langzeitstabilität der Druckmessung mittels des Bayard-Alpert-Verfahrens gegenüber der kapazitiven Messung. Da der Abgleich zwischen den Drucksensoren aufgrund der Drift des kapazitiven Sensors die größten Fehler im untersten Druckbereich

erwarten lassen, ist es an dieser Stelle sinnvoll den Druck etwas zu erhöhen und den von der Elektronenkanone in das Gastarget emittierten Strom zu reduzieren. Dies kann entweder durch die Anpassung von Parametern der Elektronenkanone, wie etwa den Heizstrom des Filaments, oder durch eine oder mehrere Blenden realisiert werden. Die Blenden haben zusätzlich zur Reduzierung des effektiven Elektronenstroms eine kollimierende Wirkung. Ein möglichst schmaler Elektronenstrahl ist essenziell, um ein hinreichend gut aufgelöstes Flugzeitspektrum messen zu können. Hierauf wird im Folgenden noch genauer eingegangen.

Insbesondere auf Grund der kurzen Pulsdauer bietet sich hier keine direkte Messung des Stroms sondern eine integrale Messung durch eine Ladungsakkumulation an. Dies wird mit einem Elektrometer des Typs 6517B der Firma Keithley realisiert. Dieses besitzt eine Auflösung von 1 fC und eine Genauigkeit von $0.4\% + 50 \text{ fC}$ im untersten Messbereich bis 2 nC. Die prozentuale Angabe bezieht sich hier auf den Ist-Wert, nicht auf den Messbereich. Das Elektrometer ist an einen Faraday-Becher angeschlossen, der einen, im Vergleich zur erwarteten Breite des Elektronenstrahls von wenigen mm, großen Durchmesser von mehreren cm besitzt. Dadurch kann sichergestellt werden, dass praktisch alle von der Elektronenkanone emittierten Elektronen nachgewiesen werden, zumindest solange diese eine näherungsweise geradlinige Trajektorie zurücklegen. Abweichungen von einer geradlinigen Trajektorie können beispielsweise durch das Erdmagnetfeld auftreten. Die Flussdichte aller Komponenten des Feldes liegt typischerweise bei einigen $10 \mu\text{T}$. Nimmt man eine Flussdichte von $50 \mu\text{T}$ an, wird ein Elektron mit einer kin. Energie von 10 eV auf einer, der translatorischen Bewegung überlagerten, Kreisbahn mit einem Larmor-Radius von 21.3 cm gezwungen. Dieser Radius ist ähnlich groß wie der Abstand zwischen Elektronenkanone und Faraday-Becher und nur etwa eine Größenordnung größer als die Wechselwirkungszone. So kann zum einem nicht mehr sichergestellt werden, dass alle Elektronen vom Faraday-Cup nachgewiesen werden können, weiterhin erhöht sich die effektive Breite des Strahls erheblich. Um diese Herausforderung zu überwinden, können zwei Konzepte verfolgt werden. Dies ist zum einen

eine Kompensation des Feldes und zum anderen die Verdrängung bzw. Ablenkung des Feldes aus der Vakuumkammer. Beide Konzepte wurden kombiniert. Zur Kompensation werden rechteckige Helmholtz-Spulenpaare genutzt. Zur Verdrängung des Feldes wurde die Vakuumkammer aus μ -Metall statt aus Edelstahl gefertigt. Durch die hohe magnetische Suszeptibilität $\mu_r > 10000$ [4] des Materials verläuft das Feld im Wesentlichen außerhalb der würfelförmigen Kammer bzw. innerhalb ihrer Wände parallel zur Wand.

3.5.1 Flugzeit und Optimierung der Auflösung

Die erzeugten Ionen werden von einem an eine Platte angelegten Hochspannungspuls durch eine Blende von 2.5 cm Durchmesser in Richtung eines Detektors beschleunigt. Der Detektor wird im Folgenden noch genauer beschrieben. Die Blende ist Teil einer geerdeten Platte, die sich in einem Abstand $d = 11$ cm von der Platte, an die der Puls angelegt wird, befindet. Letztlich handelt es sich also um eine Beschleunigung im Feld eines Plattenkondensators. Die angelegte Spannung U_{HV} liegt bei wenigen Kilovolt, typischerweise 3.5 kV. Die Flugzeit der Ionen zum Detektor hängt von ihrem Entstehungsort und dem Masse zu Ladungsverhältnis ab. Sollen Ionen mit ähnlichen Masse zu Ladungsverhältnissen durch ihre Flugzeit getrennt werden können, müssen die Ionen möglichst exakt am gleichen Ort entstehen. Der Entstehungsort beeinflusst nicht nur die Länge der Flugstrecke der Ionen zum Detektor, sondern gleichzeitig auch die kinetische Energie, die die Ionen im Feld zwischen den Platten gewinnen. Die Flugzeit t_{TOF} kann als Summe zweier Teilflugzeiten t_1 und t_2 bestimmt werden. Als t_1 wird die Flugzeit vom Entstehungsort bis zum Erreichen der Blende bezeichnet, t_2 ist die Flugzeit von der Blende zum Detektor. Die Flugzeit in der Beschleunigungsstrecke berechnet sich gemäß:

$$t_1 = \Delta S_1 \cdot \sqrt{\frac{2m_i}{\Delta U q_i}}. \quad (3.5.2)$$

ΔS_1 ist die Flugstrecke des Ions vom Entstehungsort bis zur Blende, m_i seine Masse, q_i seine Ladung und ΔU die durchlaufene Potentialdifferenz

von Entstehungsort des Ion bis zur Blende. Letztere ist ihrerseits abhängig vom Entstehungsort des Ions. Entsteht ein Ion in einem Abstand Δx von der gepulsten Platte ergibt sich das durchlaufene Potential als:

$$\Delta U = U_{\text{HV}} \cdot \left(1 - \frac{\Delta x}{d}\right). \quad (3.5.3)$$

Die zweite Flugzeit bestimmt sich mit:

$$t_2 = \frac{\Delta S_2}{\sqrt{\frac{2q_i \Delta U}{m_i}}}. \quad (3.5.4)$$

ΔS_2 ist der Abstand zwischen Blende und Detektor, im aktuellen Aufbau beträgt dieser 44 cm. Zusammengefasst ergibt sich als gesamte Flugzeit:

$$t_{\text{TOF}} = \sqrt{\frac{m_i}{q_i U_{\text{HV}} \cdot \left(1 - \frac{\Delta x}{d}\right)}} \cdot \left(\sqrt{2} \Delta S_1 + \frac{\Delta S_2}{\sqrt{2}}\right). \quad (3.5.5)$$

Dadurch, dass die Flugzeit proportional zur Wurzel des Massen-zu-Ladungsverhältnisses ist, lassen sich leichte Spezies einfacher trennen als schwere, da der relative Flugzeitunterschied höher ausfällt. So benötigt ein einfach geladenes Wasserstoffmolekül H_2^+ die 1.41-fache Zeit eines Protons P, das am gleichen Ort gestartet ist. Dies lässt sich einfach trennen, da die Anforderungen an das Auflösungsvermögen sehr gering sind. Dagegen beträgt das Verhältnis zwischen der Flugzeit eines Adamantan-Ions $\text{C}_{10}\text{H}_{16}^+$ und eines Adamantantyl-Ions $\text{C}_{10}\text{H}_{15}^+$ 1.0037. Der Flugzeitunterschied ist kleiner als ein Prozent, bzw. in absoluten Zahlen in diesem Fall rund 36 ns statt 345 ns bei H_2^+ zu P. Für die Berechnung der Flugzeiten wurde angenommen, dass die Ionen bzw. das Proton jeweils in einem Abstand von 2 cm starten, alle anderen eingesetzten Werte entsprechen den zuvor gemachten Angaben. Nimmt man stattdessen an, dass der Startpunkt 2 mm näher an der gepulsten Platte liegt, verkürzt sich die Flugzeit des Adamantan-Ions um 44 ns, für das Wasserstoff-Molekül dagegen nur um 5.4 ns. In beiden Fällen führt die höhere Energie der Ionen trotz der etwas längeren Flugstrecke zu ei-

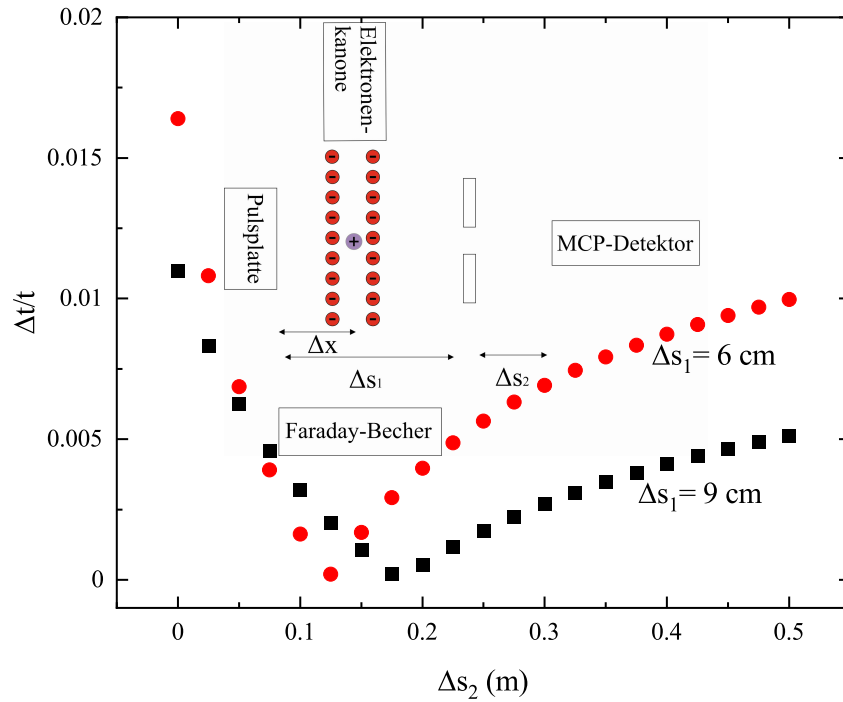


Abb. 3.9: Relativer Flugzeitunterschied für zwei Ionen die in einem 2 mm unterschiedlichen Abstand zur Pulsplatte entstanden sind in Abhängigkeit vom Abstand zwischen Blende und Detektor für zwei unterschiedliche Abstände ΔS_1 zwischen dem Entstehungsort des Ions und der Blende.

ner geringeren Flugzeit. Bei einem Radius des Elektronenstrahls von 2 mm ist keine komplette Separation des Adamantan-Peaks und des Adamantyl-Peaks möglich, während das Signal der Protonen sehr gut vom Signal des Wasserstoffmolekül-Ions getrennt werden kann. Durch eine Anpassung der Flugstrecke zwischen Blende und Detektor lässt sich der Unterschied in der Flugzeit zwischen an unterschiedlichen Orten entstandenen Ionen reduzieren, wie in Abb. 3.9 dargestellt. Es zeigt sich, dass stets ein Optimum des Abstands ΔS_2 vorliegt, dessen Lage jedoch von ΔS_1 abhängig ist. Dadurch, dass der Elektronenstrahl nicht an zwei dedizierten Orten, sondern im gesamten Zwischenraum Ionen erzeugen kann, ist allerdings real ein leichtes Verwaschen dieses Optimums in der Größenordnung der Strahlbreite zu er-

warten. Da diese aber typischerweise deutlich kleiner ist als die gesamte Flugstrecke, ist dieser Effekt in erster Näherung zu vernachlässigen. Um das Adamantyl-Ion und das Adamantan-Ion zuverlässig unterscheiden zu können, sollte $\Delta t/t$ kleiner sein als etwa 10^{-3} . Der Abstand zwischen Target und Detektor sollte dafür zukünftig von den aktuell rund 44 cm auf 16 cm bis 21 cm reduziert werden. Der optimale Abstand ist in Hinblick auf die relative Zeitauflösung unabhängig von der Spannung an der gepulsten Platte sowie von Masse und Ladung der Ionen. Dies ergibt sich daraus, dass die Flugzeit der einzelnen Ionen stets die gleichen Abhängigkeiten von diesen Größen besitzt und sich diese Größen bei der Berechnung des relativen Flugzeitunterschieds heraus kürzen. Allerdings wurde bei der Berechnung von idealen Trajektorien ausgegangen. Fallen diese etwa durch Störfelder dagegen nicht geradlinig aus, sind beispielsweise eher hohe Potentiale an der Pulsplatte und damit kurze Flugzeiten vorteilhaft.

3.5.2 Nachweis der Ionen

Die Ionen werden mit einem positionsempfindlichen MCP (Microchannel Plate)-Detektor nachgewiesen. Dieser besitzt einen aktiven Durchmesser von 25 mm und eine Vielzahl von Mikro-Kanälen mit einem Durchmesser von 10 μm , wobei die Tiefe der Kanäle etwa 400 μm beträgt. Geht man von einer geometrischen Transparenz des Detektors von 60 % aus, sind 3.75 Millionen Kanäle vorhanden. Das Signal wird an einen Vorverstärker weitergeleitet und anschließend von einem Positionscomputer mit einer Auflösung von je 8 Bit entlang zwei zueinander orthogonaler Achsen erfasst, so dass 16 Bit verschiedene Positionen, also 65536, unterschieden werden können. Dessen Signal lässt sich über eine DAQ-Karte mittels LabView erfassen. Die zweidimensionale Intensitätsverteilung der Ionen stellt ein Abbild des Elektronenstrahls dar. Ein Beispiel ist in Abb. 3.10 gezeigt. Aus dessen Breite lässt sich, unter Annahme eines symmetrischen Strahls, dann unter Anderem wieder auf die maximal erreichbare Auflösung des Flugzeitspektrums schließen. Weiterhin kann so die effektive Wechselwirkungslänge des

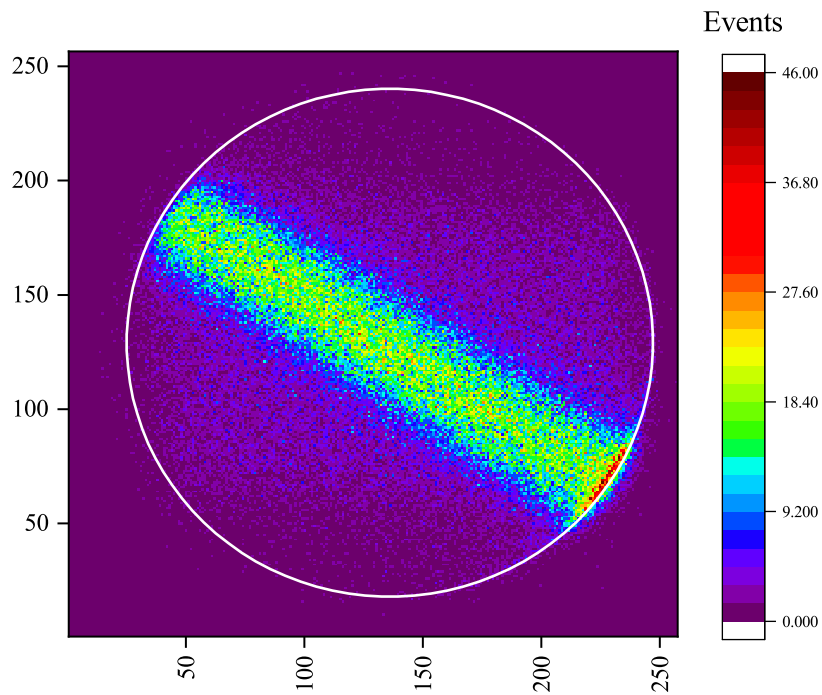


Abb. 3.10: Intensitätsverteilung auf dem MCP-Detektor. Die Achsenbeschriftung bezieht sich auf die die je 8 Bit Kanäle pro Achse. Die Intensitätsverteilung der Ionen spiegelt die Form des Elektronenstrahls wieder. In diesem Fall ist dieser geradlinig, das Erdmagnetfeld ist hier also ausreichend gedämpft bzw. kompensiert worden.

Elektronenstrahls bestimmt werden, welche elementar für die Bestimmung des Wirkungsquerschnitts ist. Im dargestellten Fall ist der Elektronenstrahl geradlinig, so dass die effektive Wechselwirkungslänge im Wesentlichen dem Durchmesser der Blende der geerdeten Platte entspricht.

4 Messungen mit Iod und Simulation mittels eines globalen Modells

In diesem Kapitel werden die Simulations-Ergebnisse sowie die experimentellen Resultate mit dem Treibstoff Iod vorgestellt. Dabei wird sowohl auf die Ergebnisse mit einer Ionenquelle als auch die Resultate mit einem HF-Neutralisator eingegangen. Der Abgleich der experimentellen Daten mit der Simulation dient dazu, die nachgewiesenen Trends mit den Vorgängen im Plasma und Eigenschaften der Quellen zu korrelieren. Daraus lassen sich weiterhin Rückschlüsse für zukünftige Optimierungen von Triebwerken oder HF-Neutralisatoren ziehen.

4.1 Simulation mittels eines globalen Modells

Zur Simulation des Iod-Plasmas wurde das von Grondein *et al.* publizierte globale Modell [35] implementiert und modifiziert. Globale Modelle unterscheiden sich deutlich von anderen Simulationstypen. Ein wesentlicher Unterschied zu Simulationen auf Particle in Cell (PIC)-Basis [13, 40] ist, dass nicht die Bewegungsgleichungen von einzelnen Teilchen gelöst werden und die Felder über die Maxwell-Gleichungen orts aufgelöst berechnet, sondern Annahmen über die Verteilung der Dichten und Temperaturen im Plasma getroffen werden. Der Vorteil dieses Ansatzes ist die im Vergleich sehr kurze Rechendauer in der Größenordnung von Sekunden bis maximal wenigen Stunden statt zumindest wenigen Wochen. Im speziellen Fall des hier genutzten Modells wird eine homogene Verteilung aller Teilchenspezies angenommen. Dadurch ist eine 0D-Modellierung möglich, deren Laufzeit

vollständig entkoppelt von der Systemgröße ist. Ein prinzipieller Nachteil ist, dass zum Beispiel nicht erfasst werden kann, ob es etwa durch eine inhomogene Verteilung der Ionendichten zur einer Reduktion des maximal, ohne Beschädigung der Gitter, extrahierbaren Strahlstroms kommt. Allerdings wäre gerade für molekulare Plasmen auch von PIC-Codes nicht zwangsweise eine sehr präzise Bestimmung der Plasmamparameter zu erwarten, da die Datenlage für die nötigen Eingabeparameter (Wirkungsquerschnitte, Rekombinationswahrscheinlichkeiten etc.) wesentlich schlechter ist als bei der Verwendung atomarer Treibstoffe.

Die Implementierung des globalen Modells wurde vom Master-Studenten Konstantin Keil vorgenommen. Es wird ein Satz von acht gekoppelten, homogenen, Differentialgleichungen gelöst. Als Ergebnis erhält man die Elektronentemperatur T_e , die Neutralgastemperatur T_g sowie sechs Dichten. Es werden die Dichten des neutralen Iod-Moleküls n_{I_2} und Atoms n_I sowie der Elektronen n_e , der positiv geladenen Ionen n_{I^+} und $n_{I_2^+}$ und des negativ geladenen atomaren Ions n_{I^-} bestimmt. Die Dichteprofile von Ionen, Elektronen als auch der neutralen Spezies wird homogen angenommen. Die Differentialgleichungen werden nun angegeben und kurz erläutert. Glg. 4.1.1 dient der Berechnung der Änderung der Elektronendichte.

$$\frac{dn_e}{dt} = K_{iZ_I} n_e n_I + K_{iZ_{I_2}} n_e n_{I_2} + K_{dissiz} n_e n_{I_2} + K_{dissatt} n_e n_{I_2} - \frac{\Gamma_e A_{eff1}}{V}. \quad (4.1.1)$$

K_{iZ_I} ist der Ratenkoeffizient für die Ionisation des Iod-Atoms, $K_{iZ_{I_2}}$ der Ratenkoeffizient für die Ionisation des Moleküls, K_{dissiz} der Ratenkoeffizient für dissoziative Ionisation und $K_{dissatt}$ für eine dissoziative Anlagerung (engl. dissociative attachment) eines Elektrons. Γ_e ist die Flächenstromdichte der Elektronen auf die Gefäßwände sowie auf und durch das Abschirmgitter. A_{eff1} ist die entsprechende effektive Verlustfläche der Elektronen. Es muss beachtet werden, dass die Elektronendichten an der Randschichtkante geringer sind als im Plasmavolumen. Um diesen Umstand zu berücksichtigen, wird die Zylindermantelfläche mit der Funktion h_R und die Stirnflächen mit der Funktion h_L multipliziert. V ist das Gefäßvolumen. Hierbei führen die

den ersten drei Termen entsprechenden Prozesse zu einer Zunahme der Elektronendichte, während die zwei verbleibenden Prozesse zu deren Abnahme führen. Die zweite Ratengleichung bezieht sich auf das negativ geladene Iod-Ion I^- :

$$\frac{dn_{I^-}}{dt} = K_{\text{dissatt}}n_en_{I_2} - K_{\text{ionrec}}n_{I^-}n_{I^+} - K_{\text{chex}}n_{I^-}n_{I_2^+}. \quad (4.1.2)$$

K_{ionrec} ist der Ratenkoeffizient der Rekombination von negativen Iod-Ionen I^- und positiven Iod-Ionen I^+ zu neutralem molekularem Iod I_2 . K_{chex} ist der Ratenkoeffizient für den Ladungsaustausch zwischen dem negativ geladenen Iod-Ion I^- und dem molekularen Iod-Ion I_2^+ . Glg. 4.1.3 ist die Ratengleichung für das neutrale Iod-Molekül.

$$\begin{aligned} \frac{dn_{I_2}}{dt} = & \frac{Q_0}{V} + \frac{1}{2} \left(\frac{1}{4} n_I v_I \frac{A_n}{V} \frac{2\gamma}{\gamma - 1} \right) + K_{\text{ionrec}}n_{I^-}n_{I^+} + K_{\text{chex}}n_{I^-}n_{I_2^+} \\ & + \Gamma_{I_2^+} - K_{\text{dissiz}}n_en_{I_2} - K_{\text{dissatt}}n_en_{I_2} - K_{\text{diss}}n_en_{I_2} \\ & - K_{iZ_I}n_en_I - \frac{1}{4}n_{I_2}v_{I_2} \frac{A_g}{V} \end{aligned} \quad (4.1.3)$$

Hierbei ist K_{diss} der Ratenkoeffizient der Dissoziation des Iod-Moleküls I_2 in zwei neutrale Atome I . A_g ist die effektive Austrittsfläche für Neutralgas, welche sich aus dem Produkt der geometrischen Fläche der Stirnseite des Zylinders und der Transmissionswahrscheinlichkeit β_g des Gittersystems für neutrales Gas ergibt. Q_0 ist der eingelassene Teilchenfluss an molekularem Iod. v_{I_2} ist die mittlere thermische Geschwindigkeit der Iod-Moleküle. γ ist der Rekombinationskoeffizient für atomares Iod an der Wand des Gefäßes. Grondein *et al.* haben angenommen, dass in zwei Prozent der Stöße mit der Wand zwei Iod-Atome zu einem Iod-Molekül rekombinieren. Dieser Wert wurde auch, insofern nicht explizit anders angegeben, für alle Simulationen in der vorliegenden Arbeit genutzt. Allerdings haben neuere Untersuchungen ergeben, dass dieser Wert vermutlich zu konservativ angesetzt wurde und die Rekombinationswahrscheinlichkeit wesentlich größer sein könnte [61]. Eine größere Rekombinationswahrscheinlichkeit würde zu

einem größerem Anteil des molekularen Iods am Neutralgas und letztlich auch zu einer verstärkten Bildung molekularer Ionen führen. Glg. 4.1.4 ist die Ratengleichung für das atomare Iod I:

$$\begin{aligned} \frac{dn_I}{dt} = & K_{\text{dissiz}} n_e n_{I_2} + K_{\text{dissatt}} n_e n_{I_2} + 2K_{\text{diss}} n_e n_{I_2} + \Gamma_{I^+} \left(\frac{A_{\text{effp}}}{V} \right) \\ & + K_{\text{chex}} n_{I^-} n_{I_2^+} - 2K_{iZ_I} n_e n_I - \frac{1}{4} n_I v_I \frac{A_n}{V} \frac{2\gamma}{\gamma-1} - \frac{1}{4} n_I v_I \frac{A_g}{V}. \end{aligned} \quad (4.1.4)$$

Die beiden folgenden Gleichungen Glg. 4.1.5 und Glg. 4.1.6 sind die Ratengleichungen, die beiden positiven Ionenspezies betreffen:

$$\frac{dn_{I^+}}{dt} = K_{iZ_I} n_e n_I + K_{\text{dissiz}} n_e n_{I_2} - K_{\text{ionrec}} n_{I^-} n_{I^+} - \frac{\Gamma_{I^+} A_{\text{eff1}}}{V} \quad (4.1.5)$$

$$\frac{dn_{I_2^+}}{dt} = K_{iZ_{I_2}} n_e n_{I_2} + K_{\text{chex}} n_{I^-} n_{I_2^+} - \frac{\Gamma_{I_2^+} A_{\text{eff1}}}{V}. \quad (4.1.6)$$

Die Temperatur der neutralen Spezies wird auf der Basis der Berücksichtigung von Stößen der neutralen Spezies mit Elektronen und Ionen sowie der Wärmeleitung des Gases zur Gefäßwand bestimmt. Es wird hierbei angenommen, dass alle neutralen Spezies und Ionen die selbe Temperatur besitzen. Aus der Leistungsbilanz folgt:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \left(\frac{3}{2} (n_I + n_{I_2}) e T_g \right) = & 3m_e e (T_e - T_g) n_e \left(\frac{n_{I_2}}{m_{I_2}} + \frac{n_I}{m_I} \right) K_{\text{el}} \\ & + \frac{1}{4} n_e \left(n_{I_2} m_{I_2} u_{B_{I_2}}^2 K_{\text{in}_{I_2}} + n_I m_I u_{B_I}^2 K_{\text{in}_I} \right) \\ & - \kappa_{\text{Gas}} \left(\frac{T_g - T_{g0}}{\Lambda_0} \right) \frac{A}{V}. \end{aligned} \quad (4.1.7)$$

T_g ist die Temperatur des neutralen Gases sowie der Ionen und T_{g0} die Temperatur des Gefäßes. K_{el} ist der Ratenkoeffizient für elastische Stöße von Neutralgas und Elektronen. Grondein *et al.* haben in ihrer Publikation offen gelassen, ob hier der Ratenkoeffizient für das Iod-Atom oder das Molekül verwendet wurde. Für die Implementierung wurde daher die publizierte Glg. 4.1.7 leicht modifiziert. Die Quotienten aus Dichte und Masse

der beiden neutralen Spezies werden mit dem jeweiligen Ratenkoeffizienten für elastische Stöße multipliziert. K_{in_2} und K_{in_1} sind die Ratenkoeffizienten für Stöße zwischen Neutralgas und Ionen. A beschreibt die Innenoberfläche des zylindrischen Gefäßes, wobei in diesem Zusammenhang auch die mit dem Abschirmgitter abgeschlossene Fläche als Kreisfläche mit dem Radius R hinzugezählt wird. $\kappa_{\text{Gas}} = 3.9 \cdot 10^{-3} \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ ist die Wärmeleitfähigkeit von Iod und Λ_0 die Wärmediffusionslänge. Letztere berechnet sich in Abhängigkeit des Gefäßdurchmessers und dessen Länge zu:

$$\Lambda_0 = \left[\left(\frac{2.405}{R} \right)^2 + \left(\frac{\pi}{L} \right)^2 \right]^{-0.5}. \quad (4.1.8)$$

In der letzten Differentialgleichung wird die Energiedichte der Elektronen mit der vom Plasma absorbierten HF-Leistung P_{abs} und der inneren Verlustleistung P_{loss} verknüpft. Verluste in diesem Sinne sind Verluste von Ionen oder Elektronen an der Gefäßwand oder am Abschirmgitter, Anregung, Ionisation, Dissoziation und elastische Stöße zwischen Elektronen und Neutralgas. Sind beide Verluste identisch, ist die Energiedichte der Elektronen im Gleichgewicht. Es ergibt sich:

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{3}{2} e n_e T_e \right) = P_{\text{abs}} - P_{\text{loss}}. \quad (4.1.9)$$

Hierbei berechnet sich P_{loss} zu:

$$\begin{aligned} P_{\text{loss}} = & E_{iZ_1} n_e n_I K_{iZ_1} + E_{iZ_{I_2}} n_e n_{I_2} K_{iZ_{I_2}} + E_{\text{dissiz}} n_e n_{I_2} K_{\text{dissiz}} \\ & + E_{\text{dissatt}} n_e n_{I_2} K_{\text{dissatt}} + E_{\text{diss}} n_e n_{I_2} K_{\text{diss}} + E_{\text{excI}} n_e n_I K_{\text{excI}} \\ & + 3K_{\text{el}} e (T_e - T_g) n_e \left(n_I \frac{m_e}{M_I} + n_{I_2} \frac{m_e}{M_{I_2}} \right) \\ & + 7eT_e (u_{B_1} n_{I^+} + u_{B_{I_2}} n_{I_2^+}) \frac{A_{\text{wall1}} h_R + A_{\text{wall2}} h_L}{V} \\ & + 6eT_e (u_{B_1} n_{I^+} + u_{B_{I_2}} n_{I_2^+}) \frac{A_{\text{gridi}} h_L}{V}. \end{aligned} \quad (4.1.10)$$

A_{wall1} ist die Mantelfläche und A_{wall2} die Fläche der Stirnseite des zylindrischen Entladungsgefäßes. A_{grid_i} ist die effektive offene Fläche des Abschirmgitters für Ionen. Aus den Plasmaparametern kann auf die Kenndaten des Triebwerks, wie etwa den Schub sowie den Massenwirkungsgrad und den elektrischen Wirkungsgrad rückgeschlossen werden.

Das globale Modell erfordert einige triebwerksspezifische Eingabe-Parameter. Dazu gehören die effektive Transparenz des Gittersystem für Neutralgas β_g und Ionen β_I . Für das Neutralgas wird die effektive Transparenz als Produkt der geometrischen Transparenz des Abschirmgitters T_{Screen} und der Transmissionswahrscheinlichkeit P_{Kanal} durch einen Kanal bestimmt. P_{Kanal} kann nach [47] wie folgt bestimmt werden:

$$\frac{1}{A_1} \cdot \left(\frac{1}{P_{\text{Kanal}}} - 1 \right) = \sum_{i=1}^n \frac{1}{A_i} \cdot \left(\frac{1}{P_i} - 1 \right) + \sum_{i=1}^{n-1} \left(\frac{1}{A_{i+1}} - \frac{1}{A_i} \right) \cdot \delta_{i,i+1}. \quad (4.1.11)$$

- A_1 Querschnittsfläche des Eingangs der Anordnung, also einer Apertur des Abschirmgitters.
- A_i Querschnittsfläche des i -ten Bauelements
- P_{Kanal} Gesamtdurchlaufwahrscheinlichkeit
- P_i Durchlaufwahrscheinlichkeit des i -ten Bauelements
- $\delta_{i,i+1}$

$$\delta_{i,i+1} = \begin{cases} 1 & A_{i+1} < A_i \text{ (Querschnittsverjüngung)} \\ 0 & A_{i+1} \geq A_i \text{ (keine Querschnittsverjüngung)} \end{cases} \quad (4.1.12)$$

Für die Berechnung der Transmissionswahrscheinlichkeit werden sowohl die geometrischen Daten der Gitter als auch der Zwischenräume zwischen den Gittern berücksichtigt. Als Querschnittfläche eines Kanals zwischen den Gittern wird die Gesamtfläche des Kreises, in dem alle Aperturen des Abschirmgitters liegen, durch die Anzahl der Aperturen dividiert. Vernachlässigt man die Zwischenräume, bestimmt man systematisch einen zu

hohen Wert für P_{Kanal} respektive β_g und somit einen zu geringen Druck im Entladungsgefäß.

Besonders interessant in Bezug auf die Schubausbeute und Effizienz des Triebwerks ist das Verhältnis der Dichten oder der Ströme der beiden einfach positiv geladenen Ionen. Im günstigsten Fall besteht der Strahl weitgehend aus molekularen Ionen. Hierzu werden Abhängigkeiten von den im Experiment beeinflussbaren Größen wie Massenfluss und RFG-Leistung betrachtet. Weiterhin können im Rahmen des Modells Untersuchungen von Einflüssen des Triebwerksdesign, etwa der Transparenz des Gitters für die Ionen und das Neutralgas, aber auch der Windungszahl der Spule evaluiert werden. Die folgenden Berechnungen in diesem Abschnitt wurden für ein RIM-10 durchgeführt. Das Gittersystem besitzt 241 Extraktions-Kanäle. Der Durchmesser der Aperturen liegt bei je 4 mm im Abschirmgitter und Abbremsgitter. Im Beschleunigungsgitter wurde ein geringerer Durchmesser von 3 mm zum einen zum Zweck der Fokussierung und zum Anderen zur Reduktion der Neutralgasverluste gewählt. Die Abstände und Stärken der drei Gitter betragen je 1 mm. Die geometrische Transparenz des Abschirmgitters beträgt 38.6 %. Die Transmissionswahrscheinlichkeit P_{Kanal} liegt bei 25.2 %, sodass sich insgesamt $\beta_g = 9.73\%$ ergibt. Die Spule besitzt sechs Windungen, das Gefäß ist 5.5 cm lang und besitzt einen, der Bezeichnung der Ionenquelle entsprechenden, Durchmesser von 10 cm. Das von Grondein veröffentlichte Modell [35] lässt offen, mit welcher mittleren Anregungsenergie des Iod-Atoms gerechnet wird. In dieser Arbeit wird mit einer konstanten Anregungsenergie von 5 eV gerechnet. Der genaue Wert ist im Grunde willkürlich. Für eine präzisere Berechnung der Anregungsverluste ist es notwendig, die Wirkungsquerschnitte für die relevanten Anregungsprozesse zu kennen, da in diesem Fall keine mittlere Anregungsenergie angenommen werden muss.

Als erste Untersuchung wurde für verschiedene β_I die RFG-Leistung variiert. Das Ergebnis ist in Abbildung 4.1 a) dargestellt. Unabhängig von der Transparenz des Abschirmgitters zeigen alle Kurven den gleichen prinzipiellen Verlauf. Zunächst steigt mit zunehmender RFG-Leistung der Anteil

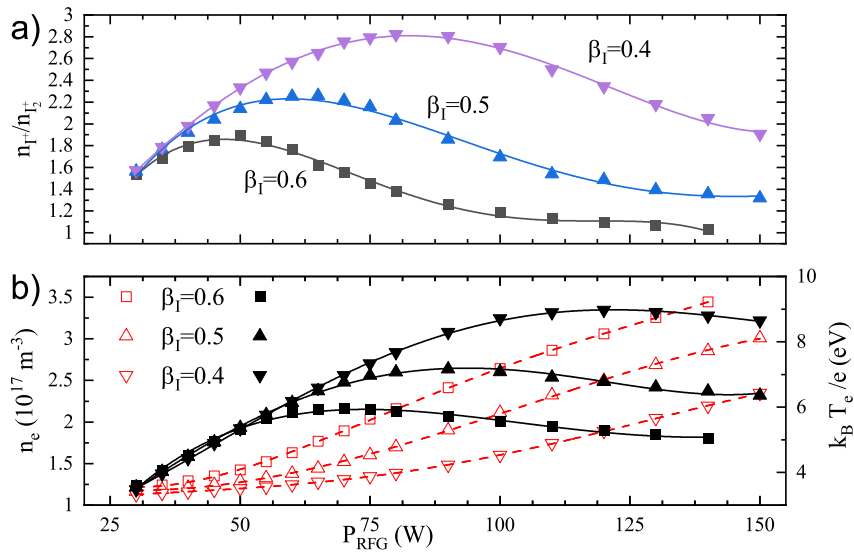


Abb. 4.1: a) Verhältnis der Dichte von I^+ und I_2^+ als Funktion der in die Spule eingekoppelten RFG-Leistung. Weiterhin wurde der Parameter β_I , der die effektive Transparenz des Gitters für alle positiv geladene Ionen-Spezies charakterisiert, variiert, um zu untersuchen, inwiefern der Verlauf vom Optimierungsgrad des Gittersystems abhängt. Der Fluss beträgt 0.25 mg s^{-1} . b) Zugehörige Elektronendichte (Volle Symbole, durchgängige Linie) und Elektronentemperatur (Offene Symbole, gestrichelte Linie)

atomarer Ionen. Ebenso steigt, wie in Abbildung 4.1 b) gezeigt, die Temperatur und Dichte der Elektronen. Das Verhältnis erreicht ein stark von β_I abhängiges Maximum und fällt dann ab. Stellt man, wie in Abb. 4.2 gezeigt, den Verlauf als Funktion der Elektronentemperatur dar, stellt man fest, dass alle Peaks in guter Näherung übereinander liegen. In diesem Sinne beträgt die ungünstigste Elektronentemperatur etwa 4 eV. Erklärt werden kann dies dadurch, dass bei dieser Elektronentemperatur Dissoziationsprozesse im Vergleich zur Ionisation des Moleküls vergleichsweise hohe Ratenkoeffizienten besitzen. Weiterhin begünstigt eine geringe Ionentransparenz die Bildung atomarer Ionen. Die grundlegende Ursache hierfür ist die höhere Elektronendichte bei gleichem Strahlstrom, die insbesondere einen mehrstufigen Prozess zur Bildung atomarer Iod-Ionen begünstigt. Da man

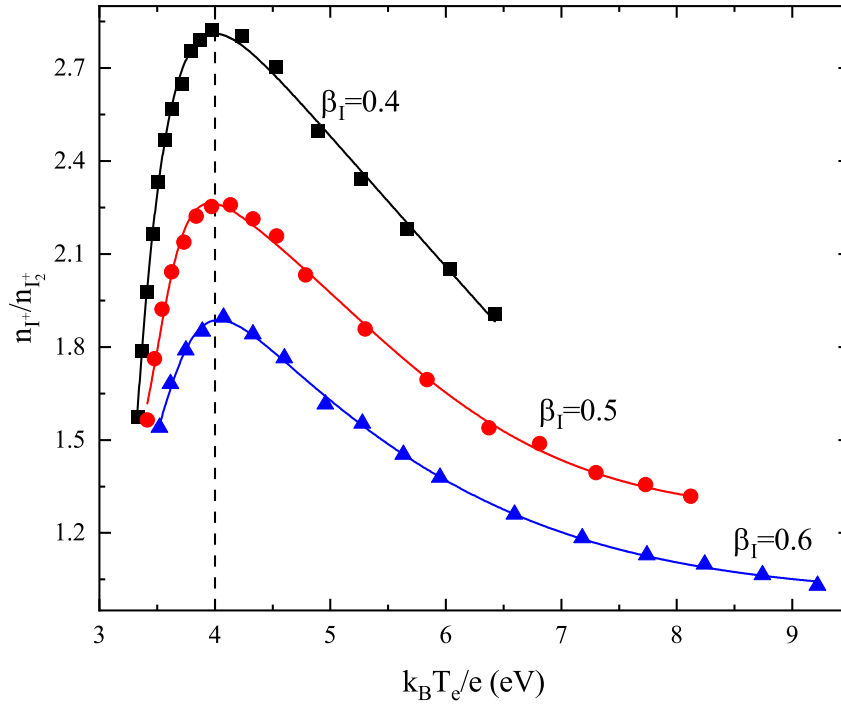


Abb. 4.2: Verhältnis der Dichte positiver Iod-Ionen als Funktion der Elektronentemperatur für drei Transmissionskoeffizienten β_I . Der eingelassene Massenfluss beträgt 0.25 mg s^{-1} , die RFG-Leistung variiert entsprechend Abb. 4.1, wobei die Elektronentemperatur streng monoton mit der RFG-Leistung steigt.

in der Regel ohnehin einen möglichst hohen Wert für β_I anstrebt, um die notwendige Ionendichte und damit auch die RFG-Leistung für einen fest vorgegeben Strahlstrom zu reduzieren, ist diese Abhängigkeit keinesfalls von Nachteil. Der in Abbildung 4.1 b) gezeigte Abfall der Elektronendichte bei relativ hohen RFG-Leistungen mag zunächst seltsam erscheinen. Der Grund für diesen Verlauf liegt darin, dass in diesem Fall der extrahierte Strom nur noch wenig mit einer Erhöhung der RFG-Leistung steigt, jedoch die Elektronentemperatur durch ein weiteres Absinken der Neutralgasdichte erheblich zunimmt. Dadurch muss die Summe der Ionendichten der positiv geladenen Spezies I_2^+ und I^+ abnehmen, da der extrahierte Strom pro-

portional zur Ionendichte und der Wurzel der Elektronentemperatur ist. Dieser Abfall beginnt bei höheren β_I bei geringeren RFG-Leistungen, da der extrahierte Strom bei gleicher RFG-Leistung höher ist. An dieser Stelle muss ergänzt werden, dass eine Berechnung mit einem festem β_I nur prinzipielle Abhängigkeiten zeigen kann. Streng genommen hängt β_I vom Strahlstrom ab, da sich der Plasmameniskus und somit die effektive Extraktionsfläche mit den Plasmaparametern verändert. Dennoch gilt die gezeigte Abhängigkeit grundsätzlich, wenn der Faktor β_I durch eine Änderung der geometrischen Transparenz hervorgerufen wird.

Dies demonstriert Abbildung 4.3. Es wurde für jeden simulierten Punkt der Transparenzfaktor der Ionen durch einen iterativen Abgleich des aus dem globalen Model ermittelten Extraktionstroms und des mit IGUN bestimmten Extraktionsstroms bestimmt. Dies wird mit Gleichung 4.1.13 beschrieben:

$$\beta_{I'} = \beta_I \cdot \frac{I_{\text{Strahl,GM}}}{I_{\text{IGUN}}}. \quad (4.1.13)$$

$\beta_{I'}$ ist der neu ermittelte Wert für die Transmissionswahrscheinlichkeit der positiv geladenen Ionen nach dem letzten Abgleich mit IGUN, β_I die zuvor für die Simulation mit dem globalen Model genutzte Transmissionswahrscheinlichkeit der Ionen, $I_{\text{Strahl,GM}}$ der vom globalen Model bestimmte Strahlstrom und I_{IGUN} der von IGUN bestimmte Strahlstrom. Der Abgleich führt typischerweise nach etwa vier bis sechs Iterationen zur Konvergenz. Als Kriterium für Konvergenz wurde festgelegt, dass $0.9995 < I_{\text{IGUN}} \cdot I_{\text{Strahl,GM}}^{-1} < 1.0005$ erfüllt sein muss. Engere Grenzen könnten grundsätzlich zu einer noch höheren Präzision beitragen, erhöhen die Rechenzeit aber häufig erheblich, da deutlich mehr Abgleiche des globalen Modells mit IGUN nötig werden. Diese geringe Genauigkeit führt teilweise dazu, dass es nicht zur Konvergenz, sondern zu numerischen Oszillationen kommt. In der Regel ist es in diesem Fall hilfreich den Initialwert von β_I anzupassen. Durch die iterative Bestimmung der Transmissionswahrscheinlichkeit ist eine genauere Simulation möglich.

Der Einfluss des Gittersystems auf die Zusammensetzung der positiv gela-

denen Ionen wird durch einen Vergleich von zwei realen Gittersystemen und weiterhin zwei theoretisch konstruierten Gittersystemen weiter vertieft. Die Geometrie des Gittersystems mit 241 Extraktionskanälen wurde schon zuvor erläutert. Für die weiteren Gitter (Ein real existierendes Gittersystem mit 499 Extraktionskanälen sowie zwei theoretische Konstrukte) ist die Geometrie wie folgt: Der Durchmesser der Aperturen liegt bei je 3.2 mm im Abschirmgitter und Abbremsgitter, im Beschleunigungsgitter bei 2 mm. Der Abstand zwischen dem Abschirmgitter und dem Beschleunigungsgitter liegt bei 1.1 mm, zwischen dem Beschleunigungsgitter und Abbremsgitter 0.8 mm. Das Abschirmgitter besitzt eine Stärke von 0.5 mm, das Beschleunigungsgitter von 1.8 mm und das Abbremsgitter von 1 mm. Unabhängig vom Gittersystem ergibt sich der prinzipiell gleiche Verlauf von $n_{I_2^+} n_{I^+}^{-1}$ in Abhängigkeit von der RFG-Leistung. Zunächst fällt dieses Verhältnis mit steigender RFG-Leistung ab, erreicht ein Minimum und steigt dann wieder an. Das Gittersystem mit der höchsten geometrischen Transparenz von 51 %, jenes mit 499 Extraktionskanälen, zeigt im Hinblick auf die Schubaussbeute das günstigste Verhalten, da der minimale Anteil des molekularen Ions an der Ionendichte aller positiv geladenen Ionen am größten ist. Weiterhin nimmt oberhalb einer RFG-Ausgangsleistung von 50 W der Anteil der molekularen Ionen wieder zu. Prinzipiell ergibt sich auch für die anderen Gitter der qualitativ gleiche Verlauf. Reduziert man die Anzahl der Extraktionskanäle auf 440 Extraktionskanäle, verschiebt sich das Minimum zu einer höheren RFG-Ausgangsleistung von 60 W und weiterhin reduziert sich das Minimum von $n_{I_2^+} n_{I^+}^{-1}$ von 0.37 auf 0.3. Dieser Trend setzt sich bei einer weiteren Reduzierung der Anzahl der Gitterlöcher auf 376 fort, $n_{I_2^+} n_{I^+}^{-1} = 0.224$ bei einer RFG-Leistung von 75 W. Für das Gittersystem mit 241 Extraktionskanälen ergibt sich das Minimum von $n_{I_2^+} n_{I^+}^{-1} = 0.219$ bei einer RFG-Leistung von 95 W. Wichtig ist hierbei zu ergänzen, dass sich bei diesem Gittersystem nicht nur die Anzahl der Extraktionskanäle unterscheidet. Sowohl die Stärke der Gitter und Abstände der Gitter sind unterschiedlich, als auch die Durchmesser der Bohrungen. Die Unterschiede zwischen den Gittersystemen lassen sich mit unterschiedlichen Elektronen-

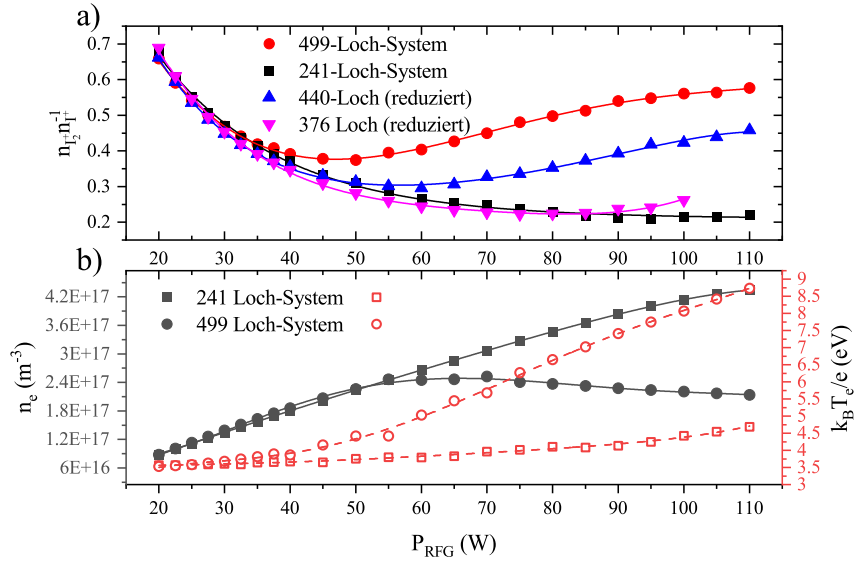


Abb. 4.3: a) Verhältnis der Dichte von I^+ und I_2^+ als Funktion der in die Spule eingekoppelten RFG-Leistung. Die Abhängigkeit wurde für vier verschiedene Gittersysteme simuliert. Das Gitter mit 241 Extraktionskanälen stand für die Experimente zur Verfügung. Das Gittersystem mit 499 Extraktionskanälen wird in der Arbeitsgruppe häufig für verschiedenste Tests verwendet und wurde ursprünglich für den Betrieb mit Atmosphärgasen ausgelegt [59]. Die weiteren Gitter sind theoretische Konstrukte, bei denen die Zahl der Extraktionskanäle reduziert wurde, wobei die sonstige Geometrie (Lochdurchmesser, Gitterabstände, Gitterstärke) beibehalten wurde. In allen Simulationen wurde an das Abschirmgitter 1500 V und an das Beschleunigungsgitter -150 V angelegt. Der Massenfluss beträgt jeweils 0.3 mg s^{-1} . In allen Fällen wurde die RFG-Ausgangsleistung solange erhöht, bis es beinahe zu einer Unterfokussierung des Strahls kam, ähnlich zu Abbildung 2.2 a). b) zeigt die Elektronentemperatur (offene Symbole) und Elektronendichte (ausgefüllte Symbole) die für die Gittersysteme mit 241 bzw. 499 Extraktionsbohrungen simuliert wurden.

dichten sowie Elektronentemperaturen erklären. Deren Abhängigkeit von der RFG-Leistung ist in Abb. 4.3 b) exemplarisch für die beiden real existierenden Gittersysteme gezeigt. Bei kleinen RFG-Leistungen bis etwa 40 W sind die Elektronendichte und Elektronentemperatur für beide Gittersysteme sehr ähnlich und zeigen den qualitativ gleichen Verlauf. Sowohl die Elektronentemperatur als auch die Elektronendichte steigt streng monoton mit der RFG-Leistung. Bei höheren Leistungen unterscheiden sich die Verläufe dieser beiden Plasmaparameter allerdings erheblich, sowohl was den qualitativen Verlauf als auch die absoluten Werte betrifft. Während für das Gittersystem mit 241 Extraktionskanälen sowohl die Elektronendichte und Elektronentemperatur weiterhin streng monoton steigen, gilt dies für das Gittersystem mit 499 Extraktionskanälen nur für die Elektronentemperatur. Die Elektronendichte erreicht ein Maximum bei einer RFG-Leistung von 70 W und fällt dann ab. Generell ist die Elektronendichte mit 241 Extraktionskanälen ab einer RFG-Leistung von 60 W, teils sehr deutlich, höher als mit 499 Extraktionskanälen, während die Elektronentemperatur erheblich geringer ist. Die höhere Elektronendichte erhöht die Rate, mit der das Molekül dissoziiert wird, dadurch steigt die Wahrscheinlichkeit, das Molekül zunächst zu dissoziieren und anschließend eines der beiden oder beide entstehenden Iod-Atome zu ionisieren. Weiterhin begünstigt eine hohe Elektronentemperatur die Ionisation des Moleküls im Vergleich zur Dissoziation, da die notwendige Energie etwa sechsfach höher ist.

In einer weiteren, in Abbildung 4.4 gezeigten, Simulationsreihe wird der eingelassene Massenfluss variiert, wobei die RFG-Ausgangs-Leistung als Parameter verwendet wird. Mit einer Erhöhung des Massenflusses fällt das Verhältnis $n_{I_2^+} n_{I^+}^{-1}$ zunächst ab. Während bei 30 W und 50 W Leistung ein gut erkennbares Minimum erreicht wird, tritt bei den größeren RFG-Ausgangsleistung eher ein Sättigungseffekt ein. Der Verlauf bestätigt, dass hohe Flüsse respektive geringe Elektronentemperaturen zu vermeiden sind und weiterhin eine Erhöhung der Elektronendichte generell zu einem Absinken von $n_{I_2^+} n_{I^+}^{-1}$ führt. Insgesamt lässt sich folgern, dass Iod besonders vorteilhaft bei großen Elektronentemperaturen und eher geringen Elektro-

nendichten respektive Strahlströmen eingesetzt werden kann.

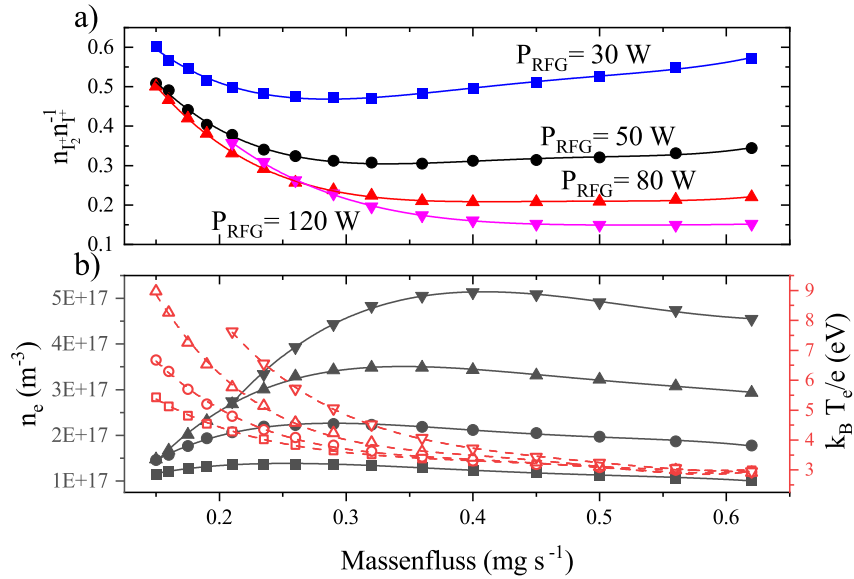


Abb. 4.4: a) Verhältnis der Dichte von I^+ und I_2^+ als Funktion des eingelassenen Flusses. Weiterhin wurde die RFG-Ausgangsleistung variiert, um zu untersuchen, wie sich eine Änderung der Ionendichte bzw. des Strahlstroms auswirkt. b) Zugehörige Elektronendichte (Durchgehende Linie, ausgefüllte Symbole) und Elektronentemperatur (Gestrichelte Linie, offene Symbole).

In experimentellen Charakterisierungen eines Triebwerks werden häufig sogenannte Performance-Kurven als Kennlinien aufgenommen. Der Massenfluss wird variiert und die Eingangsspannung des RFG angepasst, bis der gewünschte Strahlstrom erreicht ist. Im Experiment wird typischerweise der Strahlstrom aus der Differenz der Ströme am Abschirmgitter und Beschleunigungsgitter ermittelt. Im Rahmen des globalen Modells werden keine Verluste am Beschleunigungsgitter berücksichtigt. Dadurch ist der benötigte Strom am Abschirmgitter etwas geringer als im Experiment. Die Eingabeparameter werden möglichst nahe an die experimentellen Daten angepasst. Vorteilhaft an der Simulation einer Performance-Kurve ist, dass sich hier durch den festen Strahlstrom die Transparenz für Ionen β_I zumindest in erster Näherung als konstant angenommen werden kann. Statt die gesamte

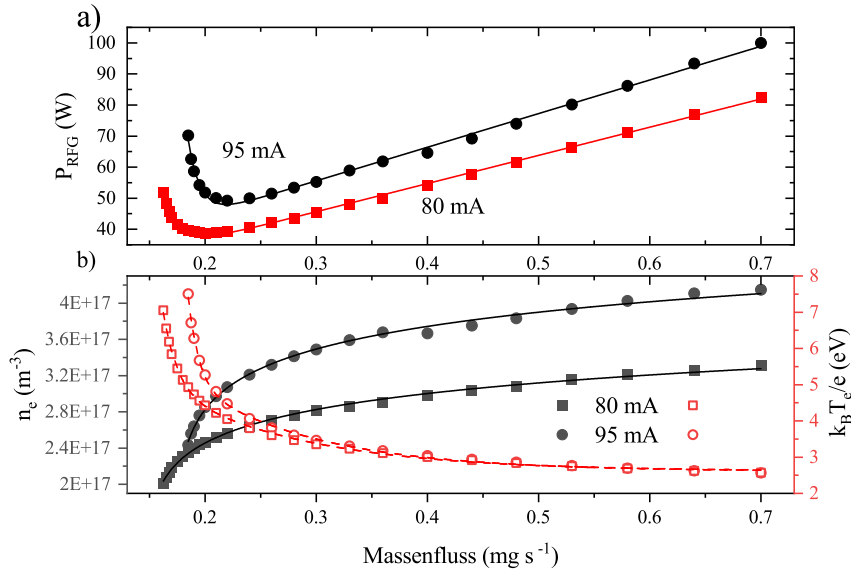


Abb. 4.5: a) Simulierte Performance-Kurven eines RIM-10 mit einem Gittersystem mit 241 Extraktionsbohrungen für zwei Strahlströme. Diese entsprechen dem in Experimenten abgedeckten Bereich [43] und b) dazugehörige Elektronendichte (Ausgefüllte Symbole) und Elektronentemperatur (Offene Symbole). An das Abschirmgitter sind 1500 V und an das Beschleunigungsgitter -150 V angelegt.

Performance-Kurve mit einem variablen β_I zu berechnen, genügt es häufig, in guter Näherung zunächst wenige Punkte zu simulieren und für die weiteren zu simulierenden Arbeitspunkte mit einem Mittelwert von β_I zu arbeiten. Abbildung 4.5 zeigt die berechneten Performance-Kurven für zwei Strahlströme sowie die zugehörigen Plasmamparameter. Zunächst nimmt die benötigte RFG-Leistung ab, da mehr Neutralgas zur Verfügung steht. Dies erhöht die Wahrscheinlichkeit eines Elektrons das Iod-Molekül oder Atom zu ionisieren statt die Wand des Gefäßes zu erreichen. Allerdings steigt nach einem Minimum die benötigte RFG-Leistung wieder erheblich an. Der Grund hierfür liegt in Anregungsverlusten. Im Vergleich zur Ionisation besitzt die Anregung des Atoms nach Grondein [35] unterhalb einer Elektronentemperatur von rund 5 eV einen signifikant höheren Ratenkoeffizienten.

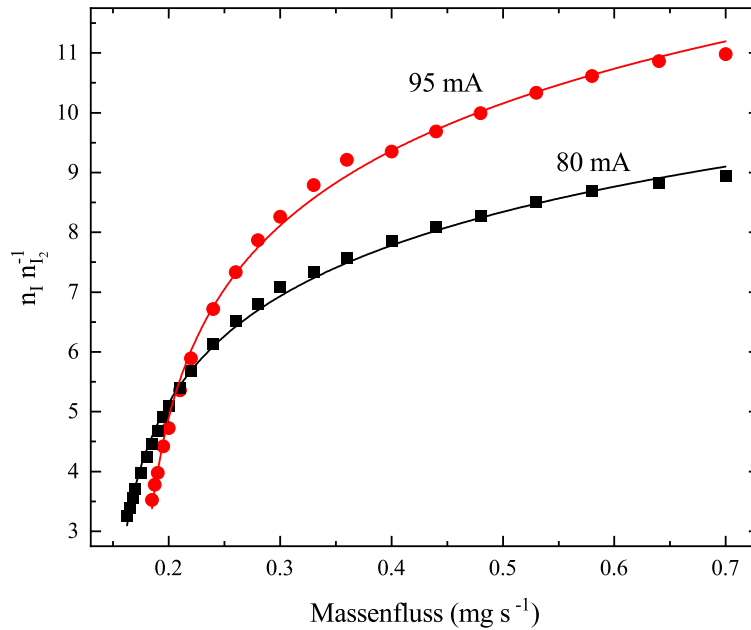


Abb. 4.6: Verhältnis der Dichte des neutralen Iod-Moleküls und des neutralen Iod-Atoms als Funktion des Massenflusses für zwei Strahlströme entsprechend dem in Abb. 4.5 gezeigten Performance-Mapping.

Der Effekt wird weiterhin dadurch verstärkt, dass mit hohen Flüssen und somit geringerer Elektronentemperatur bevorzugt eine Dissoziation statt einer Ionisation des Moleküls stattfindet, siehe Abbildung 4.6. Beim höheren Strahlstrom von 95 mA ist der Anteil des neutralen Atoms oberhalb eines Massenflusses von ca. 0.22 mgs^{-1} höher als bei einem Strahlstrom von 80 mA. Ursächlich hierfür ist die signifikant höhere Elektronendichte, siehe Abbildung 4.5. Bei kleineren Flüssen dreht sich dieser Trend auf Grund der wesentlich höheren Elektronentemperatur beim höheren Strahlstrom um. Dies unterstreicht nochmals, dass bei Verwendung von Iod ein Betrieb bei kleinen Neutralgasdrücken vorteilhaft ist.

Betrachtung von Fehlerquellen An dieser Stelle soll der Einfluss von Abweichungen von nicht präzise bekannten Eingabe-Parametern der Simulation auf die Resultate an Hand zweier Beispiele diskutiert werden. Der

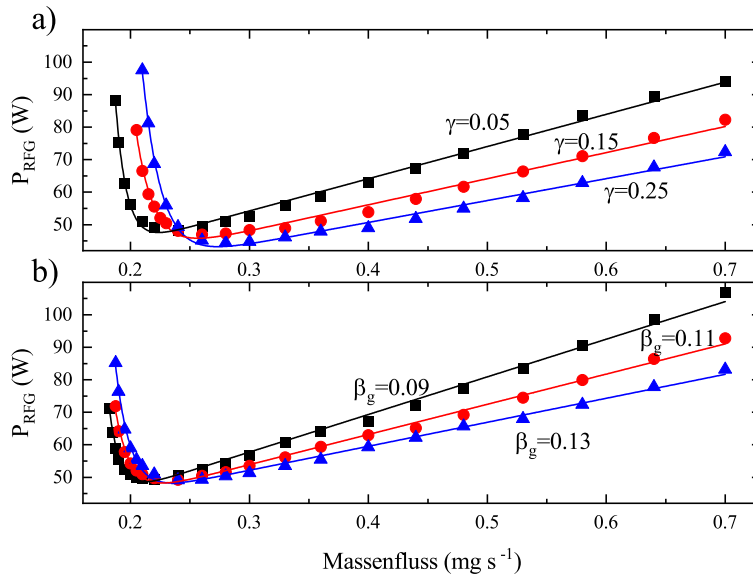


Abb. 4.7: Simulierte Performance-Kurve des RIM-10 mit 241 Extraktionskanälen bei einem Strahlstrom von 95 mA in Abhängigkeit a) des Rekombinationskoeffizienten γ und b) der Transmissionswahrscheinlichkeit des Gittersystems für Neutralgas β_g . Im Fall a) wurde mit $\beta_g=0.0975$ simuliert, während im Fall b) $\gamma=0.02$ gesetzt wurde.

Rekombinationskoeffizient γ zeigt beispielsweise einen erheblichen Einfluss auf den Verlauf einer Performance-Kurve, siehe Abbildung 4.7 a). Je höher der Koeffizient angenommen wird, desto steiler wird die linke Flanke der Performance-Kurve und desto geringer ist auch die minimale RFG-Leistung. Weiterhin verschiebt sich dieses Minimum zu größeren Flüssen. Dies erklärt sich damit, dass das Plasma mit einem höheren Rekombinationskoeffizienten einen höheren Anteil neutraler als auch ionisierter Moleküle enthält. Dadurch treten zum einen geringere Anregungsverluste des Atoms auf, wodurch die geringere Minimalleistung und deren Verschiebung zu höheren Flüssen erklärt werden kann. Die steilere linke Flanke erklärt sich durch den erhöhten Ionenmassenfluss, der die Entladung verlässt. Dadurch fällt der Entladungsdruck stärker ab und die Wandverluste nehmen zu. Eine fehlerhafte Berechnung des Transmissions-Faktors für das Neutralgas, siehe Ab-

bildung 4.7 b), wirkt sich ebenfalls deutlich auf die Form der Performancekurve aus. Bestimmt man den Wert zu hoch, wird der Entladungsdruck unterschätzt. Dadurch wird die Elektronentemperatur zu hoch bestimmt und die Elektronendichte zu gering. Dadurch steigt der molekulare Anteil an Ionen als auch am Neutralgas. Insbesondere die Steigung der rechten Flanke der Performancekurve ändert sich erheblich bei einer Variation von β_g . Je höher β_g ist, desto geringer ist die Steigung, da die Dichte atomaren, neutralen, Iods schwächer mit der Erhöhung des Massenflusses steigt. In der linken Flanke der Kurve zeigt sich wiederum mit einem geringeren β_g eine höhere Effizienz im Sinne der nötigen RFG-Leistung.

Eine weitere Quelle für Unsicherheiten besteht darin, dass mit der verfügbaren Version von IGUN nur die Simulation einer einzelnen Ionenspezies realisiert werden konnte. Um dennoch die Berechnung der Ionoptik für I_2^+ und I^+ durchführen zu können, wurde eine mittlere, über die Ionendichten im Volumenplasma gemittelte Masse des Ions als Eingabeparameter genutzt. Dies entspricht nicht den realen Gegebenheiten, erscheint jedoch als notwendige Näherung gerechtfertigt zu sein.

Eine weitere Unsicherheit ergibt sich aus den von Grondein *et al.* [35] publizierten Ratenkoeffizienten, welche mit der Software Quantemol berechnet wurden. Unsicherheiten von experimentell ermittelten Elektronenstoßionisationswirkungsquerschnitten liegen häufig im Bereich von einigen % bis 10 % [74, 75, 91]. Es erscheint wahrscheinlich, dass die Unsicherheit der berechneten Wirkungsquerschnitte ähnlich groß sind.

4.2 Betrieb des RIM-10 mit Iod

Als Testquelle für die meisten Untersuchungen mit Iod wurde ein RIM-10 genutzt. Die Quelle ist im Unterschied zu einem RIT nicht Performanceoptimiert sondern eher mit der Prämisse einer einfachen Herstellung designt worden. Daher kann an dieser Stelle nicht der für RIT-Triebwerke typische Bereich von Massenwirkungsgraden deutlich oberhalb 50 % erreicht werden. Dennoch können die vorgenommenen Messungen einen vorläufigen

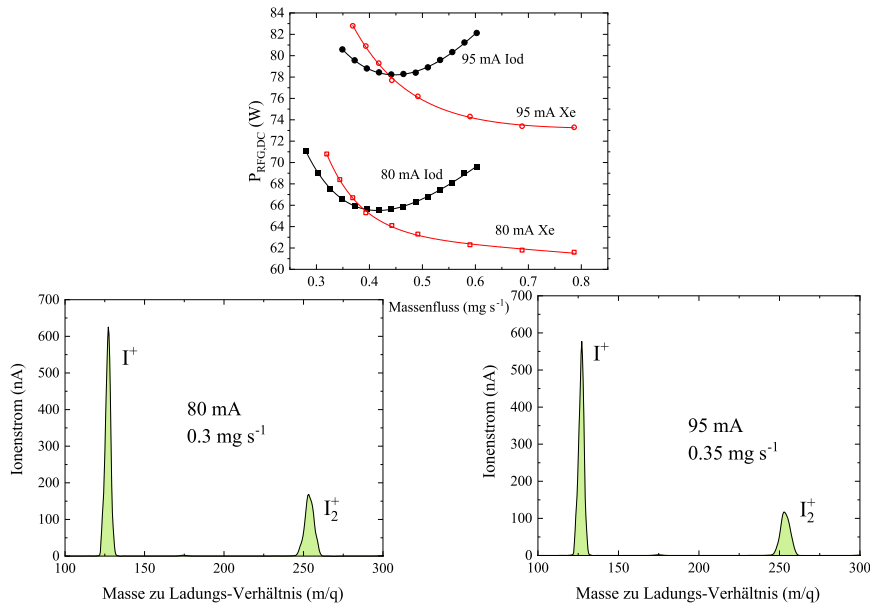


Abb. 4.8: Performance-Vergleich des mit Xenon und Iod [43] betriebenen RIM-10, sowie Massenspektren beim größten und niedrigsten untersuchten Strahlstrom mit dem jeweils geringst möglichen Massenfluss [23].

Rückschluss auf die effektive Performance von Iod liefern und Aufschlüsse über Verlustkanäle im Plasma liefern.

4.2.1 Performance-Mapping

Zum Vergleich der Performance von Iod und Xenon wurden zunächst einige klassische Performance-Kurven eines RIM-10 aufgenommen [43]. Der Massenfluss wird variiert und die Eingangsleistung des RFG gerade so angepasst, dass sich ein vorgegebener Strahlstrom einstellt. Der Strahlstrom wird aus der Differenz des Stroms am Abschirmgitter und des Betrags des Stroms am Beschleunigungsgitter bestimmt. Der Strom am Beschleunigungsgitter liegt typischerweise im Bereich einiger Promille bis weniger Prozent des Strahlstroms. Dieser Verluststrom ist entscheidend für die Lebensdauer des Gitters und damit des Triebwerks bzw. der Quelle.

Der qualitative Verlauf der Performance-Kurve für Iod ähnelt dem Resultat des globalen Modells. Mit Xenon zeigt sich der typische Verlauf. Deutlich unterschiedlich ist jedoch der Massenfluss, bei dem die benötigte RFG-Leistung minimal wird. Für einen Strahlstrom von 80 mA ist dieser für Iod etwa 1.5 mal höher. Ein Grund hierfür kann in der Annahme einer molekularen Strömung des globalen Modells liegen. Ist der Druckgradient zwischen Gefäß und Vakuumkammer so groß, dass der entsprechende Leitwert für eine viskose, laminare, Strömung nicht mehr vernachlässigbar ist, bestimmt das Modell eine zu hohe Neutralgasdichte. Dies verschiebe die theoretische Performance-Kurve systematisch zu kleineren Flüssen. Eine weitere Möglichkeit besteht darin, dass eine größere effektive Transmissionswahrscheinlichkeit vorliegt. Dies könnte etwa dadurch geschehen, dass ein Molekül oder Atom, das das Abschirmgitter durchschritten hat, verschiedene Aperturen des Beschleunigungsgitters durchlaufen kann. Das Gitter ist in weiten Teilen hexagonal angeordnet. Die Mehrheit der Aperturen besitzt also sechs Nachbarn. Selbst wenn die Wahrscheinlichkeit durch diese Aperturen zu gelangen eine Dekade geringer sein sollte als für die zentrale Apertur, betrüge die Gesamt-Transmissionswahrscheinlichkeit für alle Nachbar-Aperturen noch 60 % der Transmissionswahrscheinlichkeit durch die zentrale Apertur. Im Randbereich des Gitters sollte dieser Effekt geringer ausfallen, da es weniger verfügbare Nachbar-Aperturen gibt.

Durch die Messung der Performance-Kurve ist nur ein sehr vorläufiger Vergleich von Iod und Xenon möglich. Durch die, wie das globale Modell nahelegt, signifikant unterschiedliche Masse der Xenon-Ionen und des Gemisches der atomaren und molekularen Iod-Ionen kann sich der Schub deutlich unterscheiden. Weiterhin kann im Falle von Iod der Schub entlang der Performance-Kurve signifikant variieren, da sich die Elektronentemperatur und Elektronendichte ändern und entsprechend die Verhältnisse der Raten für Ionisation und Dissoziation eine Änderung erfahren. Ähnliches gilt für unterschiedliche Strahlströme und damit unterschiedliche Ionendichten. Letzteres verdeutlichen die Massenspektren in Abb. 4.8, die für 95 mA Strahlstrom einen geringeren Anteil molekularer Iod-Ionen zeigen als bei

80 mA. Im nächsten Abschnitt werden die angedeuteten Abhängigkeiten näher untersucht.

Wie eingangs des Unterabschnitts erwähnt, wird auch der Verluststrom am Beschleunigungsgitter während eines Performance-Mappings aufgezeichnet. Dieser Strom ergibt sich aus zwei Prozessen. Zum Einen ist dies eine mögliche Fehlfokussierung der Ionen durch eine ungeeignete Wahl der Potentiale an den Gittern, siehe etwa Abbildung 2.2 b). Dieser Effekt ist prinzipiell vermeidbar. Nicht völlig vermieden werden können jedoch Verlustströme, die durch einen Ladungsaustausch zwischen schnellen Ionen und langsamen Neutralgasteilchen im Gittersystem entstehen. Durch den Ladungsaustausch entstehen schnelle neutrale Atome und Moleküle und langsame Ionen. Während erstere keine Probleme in Hinblick auf die Lebenszeit des Gitters erwarten lassen, werden die langsamen Ionen auf das Beschleunigungsgitter beschleunigt und tragen so zum Verluststrom bei. Darüber hinaus können sie zu Sputterprozessen beitragen. Abbildung 4.9 zeigt die Verlustströme bei der Verwendung von Iod und Xenon entlang einer Performance-Kurve. Bei Betrieb des RIM-10 mit einem Gittersystem mit 241 Extraktionskanälen mit Iod sind die Verlustströme stets geringer als bei Betrieb mit Xenon. Der lineare Anstieg des Verluststroms mit dem Fluss für beide Gase weist darauf hin, dass der Verlust hauptsächlich durch Ladungsaustausch-Ionen entsteht. Dies ist eine Folge der näherungsweise linear steigenden Neutralgasdichte als Funktion des Massenflusses. Daraus lässt sich allerdings nicht unmittelbar ableiten, dass die Lebensdauer des Gitters mit Iod höher als mit Xenon ist. Für Iod ist unklar, wie sich der vom Beschleunigungsgitter absorbierte Strom an Ladungsaustausch-Ionen (CEX-Ionen) zusammensetzt. Es sind prinzipiell vier Prozesse an der Entstehung der Ladungsaustausch-Ionen beteiligt, dies sind ein Ladungsaustausch von I^+ und I, von I^+ und I_2 , von I_2^+ und I_2 sowie von I_2^+ und I. Da die Wirkungsquerschnitte für diese Prozesse nicht bekannt sind, ist es nicht möglich die Zusammensetzung der CEX-Ionen zu bestimmen. Da unterschiedliche Sputterausbeuten durch atomare und molekulare Iod-Ionen zu erwarten sind, ist eine Vorhersage der Abtragsrate ohne eine präzise Kenntnis der Plasmazu-

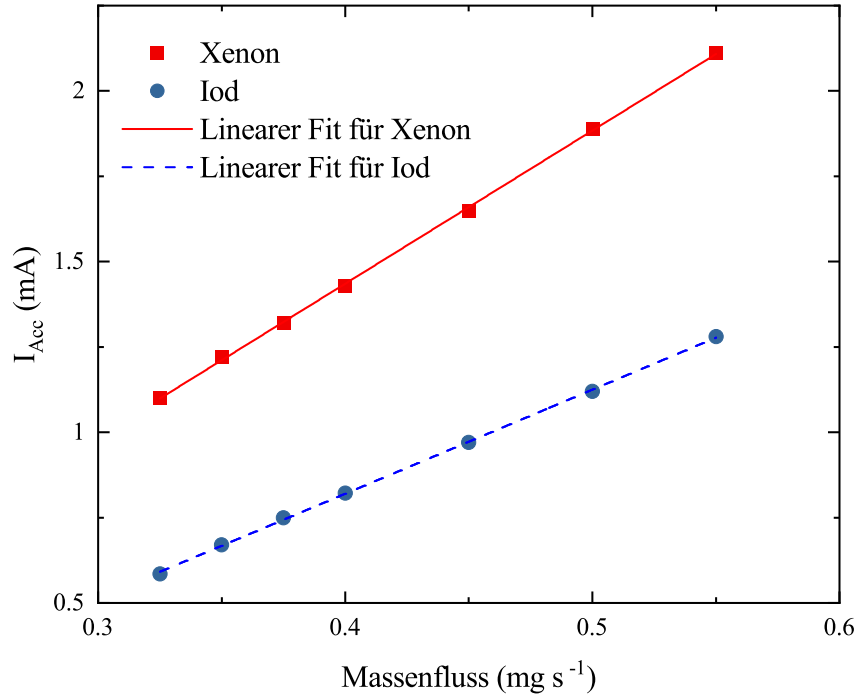


Abb. 4.9: Verlustströme am zweiten Gitter entlang der Performance-Kurve für Iod und Xenon bei einem Strahlstrom von 80 mA.

sammensetzung stark fehlerbehaftet. Häufig wird das Beschleunigungsgitter, bei Betrieb eines RIT mit Xenon, aus Graphit oder anderen auf Kohlenstoff basierten Materialien hergestellt, da eine geringe Sputterrate zu erwarten ist. Die geringe Sputterrate erklärt sich, unter anderem, mit einem großen Unterschied der Masse von Xenon und Kohlenstoff, etwa ein Faktor 11, da dadurch der Energie-Übertrag deutlich kleiner ausfällt, als es bei einer ähnlichen Masse von Targetatom und dem einfallenden Ion zu erwarten wäre [88]. Betrachtet man allein diesen Zusammenhang, ist für I^+ eine ähnliche Sputterausbeute wie mit Xe^+ zu erwarten; während, bei leichten Target-Materialien wie Kohlenstoff, für I_2^+ eine deutlich reduzierte Sputterrate zu erwarten ist. Prinzipiell könnte dies eine lange Lebenszeit des Beschleunigungsgitters begünstigen. Allerdings können bei der Verwendung von Iod, im Unterschied zum inerten Xenon, Beschädigungen des Gitters

durch Korrosion auftreten.

4.2.2 Massenspektrometrie

Zunächst werden die Anteile von drei Ionenspezies (I^+ , I_2^+ und I^{2+}) im Strahl des mit Iod betriebenen RIM-10 in Abhängigkeit von RFG-Leistung und Massenfluss, soweit möglich, unabhängig voneinander untersucht. In Abb. 4.10 a) ist die Abhängigkeit von der RFG-Leistung bei festem Massenfluss dargestellt. Allerdings ist zu beachten, dass hier der Strahlstrom erheblich variiert (zwischen 35 mA und 65 mA) und dadurch eine Überlagerung mit ionenoptischen Effekten, die zu einer Änderung des im globalen Modell genutzten Transparenz-Faktors für Ionen führen können, nicht auszuschließen ist. Tendenziell sollte mit höherem Strahlstrom dieser Transparenzfaktor sinken. Der Massenwirkungsgrad liegt hier zwischen 31 % und 47 %. Im betrachteten Leistungsbereich bzw. Bereich des Massenwirkungsgrades steigt der Anteil von I^+ mit der RFG-Leistung an, bei Leistungen oberhalb 50 W ist der nachgewiesene Strom höher als der des molekularen Ions I_2^+ . Der Trend deckt sich mit den Ergebnissen des globalen Modells. Weiterhin ist ein signifikant wachsender Anteil des zweifach geladenen I^{2+} sichtbar. Es gibt zwei relevante Pfade, um doppelt geladene Iod-Ionen zu erzeugen. Die erste Möglichkeit besteht in der direkten zweifachen Ionisation des Iod-Atoms. Hierfür wird eine hohe Mindest-Energie von über 30 eV benötigt, wodurch die Wahrscheinlichkeit für diesen Prozess vor allem stark von der Elektronentemperatur abhängt. Die zweite Möglichkeit besteht darin, das einfach geladene I^+ erneut zu ionisieren. Dieser Prozess benötigt etwa 10 eV weniger Energie als die direkte zweifache Ionisation, genauer die 1. Ionisierungsenergie von 10.45 eV. Dadurch, dass ein Stoßpartner weniger in dem Prozess involviert ist, ist ein erheblich höherer Wirkungsquerschnitt zu erwarten. Wie häufig dieser zweite Prozess auftritt, hängt erheblich vom Ionisierungsgrad des Plasmas ab, da I^+ als „Saat“ benötigt wird. Mit steigender RFG-Leistung ist eine Erhöhung der Ionendichte und damit des Ionisierungsgrades zu erwarten. Weiterhin führt der größere Extraktionstrom zu

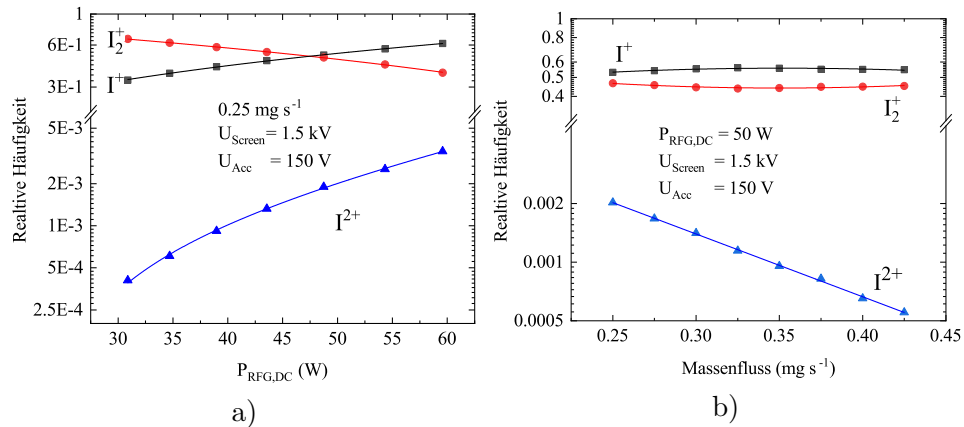


Abb. 4.10: a) Leistungsabhängigkeit der Anteile einfach und zweifach geladener Ionen. Zu beachten ist, dass hier auch der Strahlstrom erheblich ändert (I_{Strahl} hängt hier in guter Näherung linear mit der RFG-Leistung zusammen). Insofern kann eine Überlagerung mit ionenoptischen Effekten nicht ausgeschlossen werden. b) Abhängigkeit der Anteile einfach und zweifach geladener Ionen vom Massenfluss. Im Vergleich zur Variation der RFG-Leistung ändert sich hier der Strahlstrom nur geringfügig, so dass ionenoptische Effekte eine eher untergeordnete Rolle spielen dürften [23].

einer Absenkung der Neutralgasdichte und somit auch zu einer Erhöhung der Elektronentemperatur. Insofern ist prinzipiell zu erwarten, dass beide genannten Prozesse mit einer Steigerung der RFG-Leistung gehäuft auftreten.

In einer zweiten Messreihe wurde die Eingangsleistung des RFG festgehalten und der Massenfluss variiert. Aus Abbildung 4.10 b) ist zu entnehmen, dass im untersuchten Fluss-Bereich kein klarer Trend für das Verhältnis von I^+ und I_2^+ vorliegt. Der Massenwirkungsgrad liegt hier zwischen 26 % und 44 %. In diesem Bereich von Massenwirkungsgraden ergibt sich auch aus dem globalen Modell, dass sich die Anteile der beiden dominanten Ionenspezies kaum ändern. Der Anteil der zweifach geladenen I^{2+} Ionen sinkt deutlich mit der Erhöhung des Massenflusses, ergo einer Abnahme der Elektronentemperatur.

Zusätzlich zu den schon gezeigten, erwarteten Ionen treten im Strahl eine

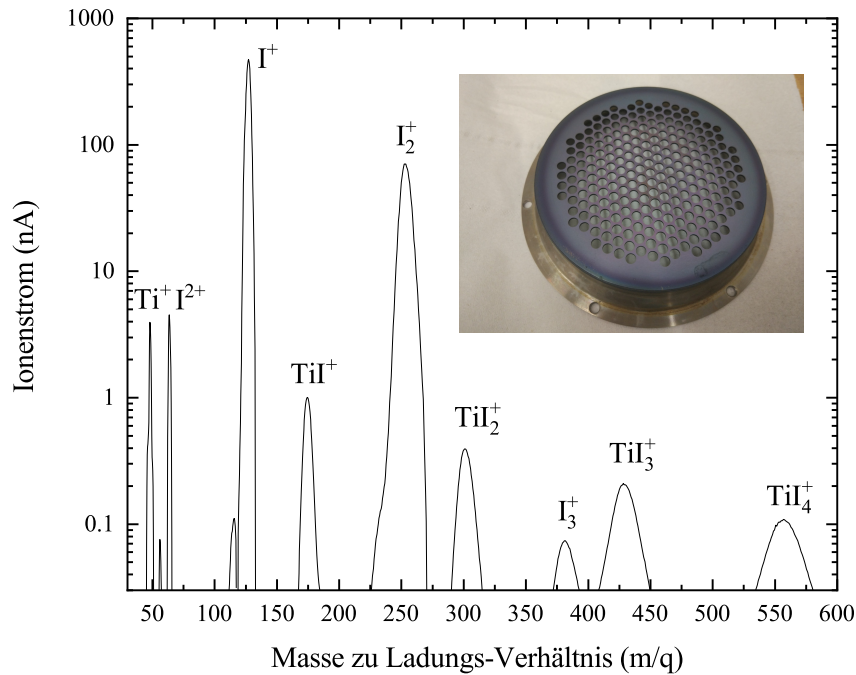


Abb. 4.11: Übersichtsspektrum des emittierten Ionenstrahls bei Verwendung von Titangittern. Das Bild zeigt das Abschirmgitter nach einsetzender Korrosion.

Vielzahl zunächst nicht erwarteter Ionen auf. Abbildung 4.11 zeigt sowohl Titan-Ionen als auch Ionen von vier Titan-Iodiden sowie I_3^+ , dabei nimmt die relative Häufigkeit der Iodide mit steigendem Anteil an Iod ab. Das Auftreten von Titan-Iodiden erklärt die Verschmutzung des Entladungsgefäßes. Diese ließ sich, wie bei Titan-Iodiden zu erwarten, nicht mit organischen Lösungsmitteln wie Aceton oder Ethanol, jedoch mit destilliertem Wasser lösen. Ein Ausbau des Triebwerks und Reinigung des Gefäßes beschleunigte allerdings den Prozess der Korrosion. Durch jegliche weitere Exposition der Titan-Gitter an feuchter Luft erhöht sich die Korrosions-Geschwindigkeit. Besonders deutlich zeigt das Abschirmgitter Anzeichen von Korrosion, siehe Abbildung 4.11. Auf Grund der beobachteten Korrosion wurden daraufhin Gitter aus Graphit verwendet. Im Rahmen des Umbaus wurde weiterhin ein neuwertiger Gaseinlass aus Titan installiert. Ein Gaseinlass aus Gra-

phit hatte sich zuvor als mechanisch nicht hinreichend stabil erwiesen. In diesem Fall konnten weder Titan noch Titan-Iodide nachgewiesen werden. Eine problematische Korrosion des Titans scheint erst dann vorzuliegen, wenn es nach Kontakt mit Iod erneut in Kontakt mit feuchter Luft gerät. Daher sind Titan-Komponenten nur dann sinnvoll einzusetzen, wenn sie nach der ersten Exposition an Iod im Hochvakuum verbleiben.

4.2.3 Optische Emissionsspektroskopie

Zusätzlich zur Massenspektrometrie wurde zur Analyse der Neutralgaszusammensetzung das von angeregten Atomen und Molekülen emittierte Spektrum im RIM-10 Entladungsgefäß während des Betriebs untersucht. Ein Beispiel hierfür zeigt Abb. 4.12. Das Spektrum wurde für einen Extraktionsstrom von 80 mA aufgenommen. Mit dem verwendeten Fluss von 0.4 mg s^{-1} liegt man in der Performance-Kurve nahe am Leistungsminimum. Insbesondere im Bereich von ca. 350 nm bis 850 nm ist deutlich ein Bandenspektrum des molekularen Halogens erkennbar. Eine präzise Modellierung des Iod-Plasmas müsste die Anregung des molekularen Iods also berücksichtigen. Allerdings sind die notwendigen Wirkungsquerschnitte nicht hinreichend bekannt. Entsprechend konnte das von Grondein publizierte Model [35] in dieser Hinsicht leider nicht adäquat erweitert werden. Im Bereich des nahen Infrarot (IR) finden sich die intensivsten, von neutralem atomaren Iod emittierten Linien. Allerdings ist die Intensität dieser Linien deutlich geringer als die einiger emittierter Linien von Xenon-Plasmen. Im Vergleich zu Messungen mit Iod kann bei Xenon die Integrationszeit am Detektor des Spektrometers erheblich reduziert werden. Dies scheint zunächst im Widerspruch zu den vom globalen Model vorhergesagten erheblichen Leistungsverlusten durch Anregung des Iod-Atoms zu stehen. Hier ist zunächst einmal zu beachten, dass nicht die gesamte Anregungsenergie in strahlende Rekombinationen umgesetzt werden muss. Es gibt auch konkurrierende nicht strahlende Prozesse, so dass ein Vergleich absoluter Intensitäten in den Spektren nicht notwendigerweise aussagekräftig in Hinblick auf die Stärke

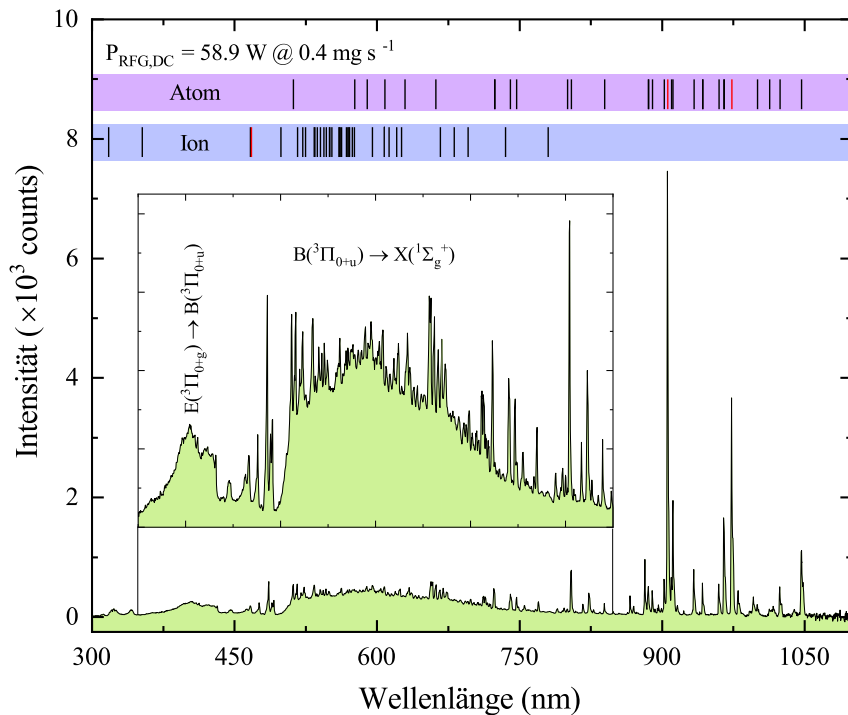


Abb. 4.12: Exemplarisches optisches Emissionsspektrum [23].

der Anregungsverluste ist. Darüber hinaus liegen laut NIST die Iod-Linien mit den größten relativen Intensitäten im Wellenlängen-Bereich unterhalb 200 nm. Die Transmission des Quarz-Gefäßes ist hier allerdings überaus gering, ebenso ist das Spektrometer nur für Wellenlängen größer als 200 nm einsetzbar. Daher ist die Aussagekraft der vermessenen Spektren in Hinblick auf Leistungsverluste durch Anregung leider eingeschränkt.

Eine Übersicht einiger Intensitätsverhältnisse neutraler und geladener Spezies entlang einer Performance-Kurve ist in Abb. 4.13 dargestellt. Das Verhältnis der zwei ausgewählten Linien von 973.17 nm respektive 905.83 nm des neutralen Iod-Atoms zeigt keinen klaren Trend. Beide Übergänge münden im gleichen Endzustand. Da entsprechend auch die zuvor angeregten Zustände energetisch nur um 96 meV getrennt sind, erscheint eine geringe Abhängigkeit vom Gasfluss und damit von der Elektronentemperatur plausibel zu sein.

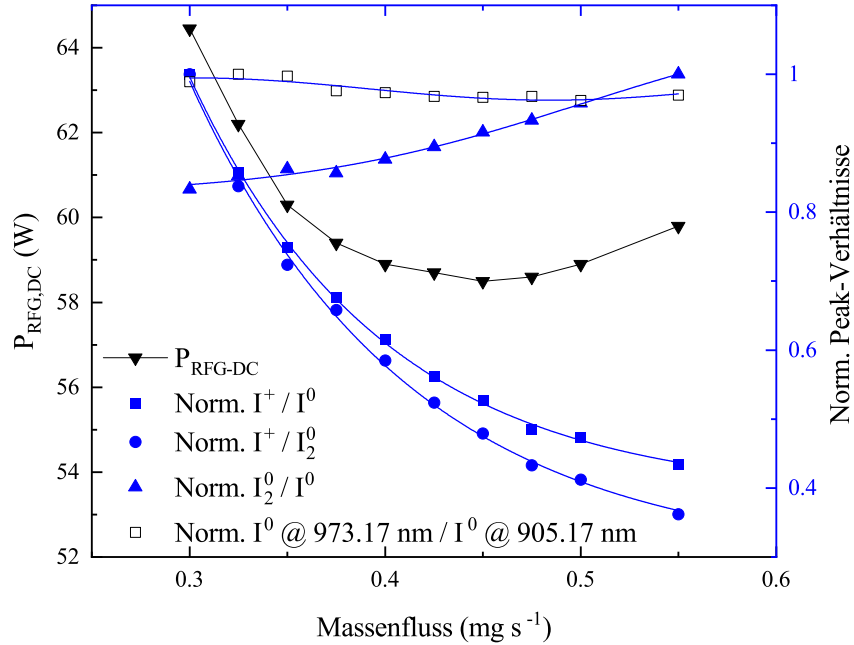


Abb. 4.13: Verhältnisse der Intensität von Linien und Banden entlang einer Performance-Kurve [23].

Allerdings muss eingeschränkt werden, dass diese Argumentation nur dann sinnvoll ist, wenn die beiden angeregten Zustände hauptsächlich aus dem gleichen Zustand bevölkert werden, etwa aus dem Grundzustand. Wäre die Anregungsenergie sehr unterschiedlich, wäre eine signifikante Abhängigkeit von der Elektronentemperatur zu erwarten. Für weitere Vergleiche wurde die Linie mit der Wellenlänge von 905.83 nm verwendet, da sie insbesondere vor der Respons-Korrektur eine erheblich höhere Intensität aufweist und somit statistische Fehler geringer sind. Zwischen den Linien des Ions und denen der beiden neutralen Spezies zeigt sich ein klarer Trend. Die relative Intensität des Ions nimmt mit steigendem Fluss signifikant ab. Dies kann dadurch erklärt werden, dass die Ionendichte sich bei konstantem Strom nur leicht erhöhen muss, um die geringere Elektronentemperatur zu kompensieren ($j \propto n_i T_e^{0.5}$). Die Neutralgasdichten beider neutralen Spezies steigen in guter Näherung linear und somit sinkt der Ionisierungsgrad.

Allerdings lässt sich aus dem Trend der Verhältnisse einzelner Linien respektive Banden nicht immer schließen, dass auch der gleiche Trend für die Dichte-Verhältnisse der beteiligten Spezies vorliegt. Dies zeigt sich hier gut am Beispiel des Verhältnisses der hier betrachteten Vibrationsbande im Bereich 640 nm – 650 nm und der Referenz-Linie für einen atomaren Übergang. Aus deren Verhältnis in Abb. 4.13 könnte man vermuten, dass die relative Dichte des neutralen Iod-Atoms mit zunehmenden Fluss sinkt. Dies widerspricht allerdings diametral den Resultaten des globalen Modells. Eine mögliche Erklärung ist ein unterschiedlicher Verlauf des Wirkungsquerschnitts bzw. des Ratenkoeffizienten für die Anregung der Zustände sowie der Übergangsmatrixelemente zwischen den Zuständen in Abhängigkeit von Elektronenenergie respektive Elektronentemperatur. Schwingungen können schon bei sehr geringen Energien angeregt werden, das Wasserstoffmolekül etwa ab 0.52 eV^1 , während atomare, elektronische Zustände häufig erst mit Energien nahe der Ionisierungsenergie bevölkert werden können. Daher erscheint es plausibel, dass die Schwingungsanregung der Iod-Moleküle bei geringen Elektronentemperaturen dominant auftritt.

4.3 HF-Neutralisator

Zusätzlich zur Operation einer Ionenquelle wurde auch eine Elektronenquelle mit Iod betrieben. Hierfür wurde ein HF-Neutralisator (HFN) genutzt. Ein Schema dieses Neutralisator-Typs ist in Abbildung 4.14 gezeigt. Im Wesentlichen ist der Neutralisator ein modifiziertes RIT. Im Unterschied zum Triebwerk werden im Entladungsgefäß mittels eines oder mehrerer elektrisch leitfähiger, negativ vorgespannter Kollektoren Ionen als Strom absorbiert. Durch eine Blende wird ein Elektronenstrom vom gleichen Betrag emittiert, da andernfalls die Ladungserhaltung nicht gegeben wäre. Um den HFN ohne Triebwerk testen zu können, wird zusätzlich eine positiv vorgespannte externe Anode installiert, typischerweise etwa 5 cm von der Blende des HFN entfernt. Der Neutralisator kann in zwei unterschiedlichen Modi betrieben

¹Biagi Datenbank, www.lxcat.net, erhalten am 11.10.2019.

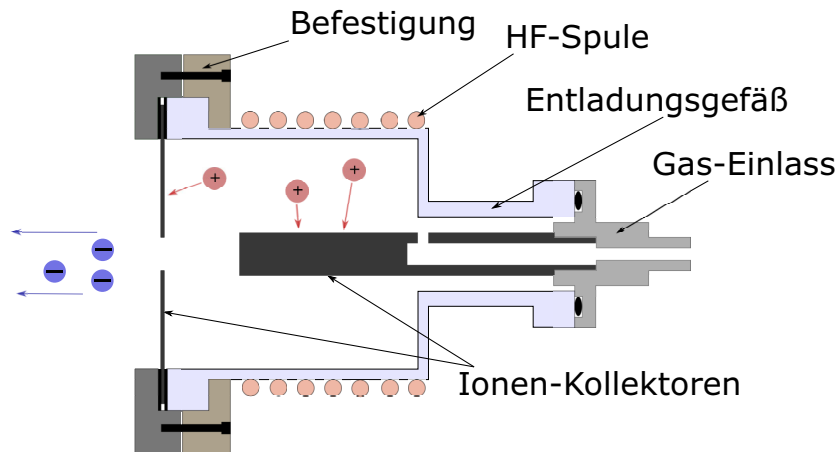


Abb. 4.14: Schematische Darstellung des HFN [21]. In Analogie zum RIT wird um das Gefäß eine HF-Spule gewickelt. Im Unterschied zum Triebwerk ist kein Gittersystem sondern eine einfache Blende verbaut, die hier gleichzeitig als einer der Ionen-Kollektoren benutzt wird.

werden. Der für die Anwendung bevorzugte Modus ist der sogenannte Plas-mabrücken-Modus. Dieser ist daran zu erkennen, dass sich Änderungen an der Anodenspannung deutlich auf den vom Kollektor absorbierten Ionen-strom auswirken. Ist diese Kopplung nicht gegeben wird in dieser Arbeit der Begriff des Diffusions-Modus verwendet. Der Vorteil des Brückenmodus in Verbindung mit einem Triebwerk liegt darin, dass eine selbstregulieren-de Neutralisation gegeben ist, während im Diffusionsmodus der emittierte Elektronenstrom des Neutralisators wie auch der Strahlstrom des Triebwerk reguliert werden müssten, was die Komplexität der Flug-Elektronik letzt-lich erheblich erhöhen würde. Welcher Modus auftritt, hängt zum einen von Betriebsparametern des HF-Neutralisators, etwa dem eingelassenen Fluss, aber auch erheblich von der Geometrie der Neutralisator-Blende und des Kollektors bzw. der Kollektoren [5, 6, 39], als auch von der Anordnung von Triebwerk und Neutralisator ab.

Der im Rahmen dieser Arbeit genutzte HF-Neutralisator basiert auf einem RIT-4. Das nahezu zylindrische Gefäß, nahe dem Anschluss des Gaseinlasses ist es leicht konvex, besitzt einen Innendurchmesser von etwa 40 mm und ist

35 mm lang. Der kleinste regelbare Fluss mit einem kommerziell verfügbaren Massenflussregler von MKS, Typ 1150c, liegt bei $50 \mu\text{gs}^{-1}$. Durch die Nutzung einer Blende von 6 mm Durchmesser konnte der HF-Neutralisator erfolgreich stabil mit Iod betrieben werden [10]. Dieser Durchmesser ist wesentlich größer, als die in der Literatur üblichen Abmessungen [38, 46]. Dies bestätigt die Erkenntnis aus dem Betrieb des Triebwerks mit dem Halogen, dass geringe Neutralgasdichten notwendig sind, um exzessive Verluste durch Anregung zu vermeiden. Der Fluss ist allerdings trotz des relativ großen Blendendurchmessers deutlich größer als optimal. Eine Erhöhung des Flusses gegenüber dem Minimalwert führt streng monoton zur Erhöhung der nötigen RFG-Eingangsleistung.

Als Lösung wurde das in Abschnitt 3.3 beschriebene Regelungsprinzip entwickelt, das wesentlich geringere Flüsse ermöglicht. Mit Hilfe dieses Flussregelungsverfahrens konnte für einen Extraktionsstrom von 200 mA gezeigt werden, dass mit dem genutzten Design des HF-Neutralisators, mit Iod ähnliche RFG-Eingangsleistungen wie mit Xenon benötigt werden, solange der Massenfluss unterhalb etwa $12 \mu\text{gs}^{-1}$ liegt. Darüber hinaus ist aus Abb. 4.15 ersichtlich, dass mit einem weiteren alternativen Treibstoff, Krypton, signifikant höhere RFG-Leistungen benötigt werden. Dies erklärt sich mit wesentlich kleineren Wirkungsquerschnitten von Krypton gegenüber Xenon als auch Iod, insbesondere für Elektronenstoßionisation. Für alle Treibstoffe ermöglicht der Prototyp eines HF-Neutralisators einen Betrieb mit sehr geringen Flüssen. Dazu sei der folgende Vergleich angeführt: Um mit einem Triebwerk einen äquivalenten Ionenstrom I_i extrahieren zu können, ergibt sich der Mindestmassenfluss \dot{m}_{\min} unter Annahme einfach geladener Ionen aus der Massenerhaltung zu:

$$\dot{m}_{\min} = \frac{I_i}{e} \cdot m_i. \quad (4.3.1)$$

Für Xenon erhält man bei einem Strahlstrom von 200 mA als minimalen

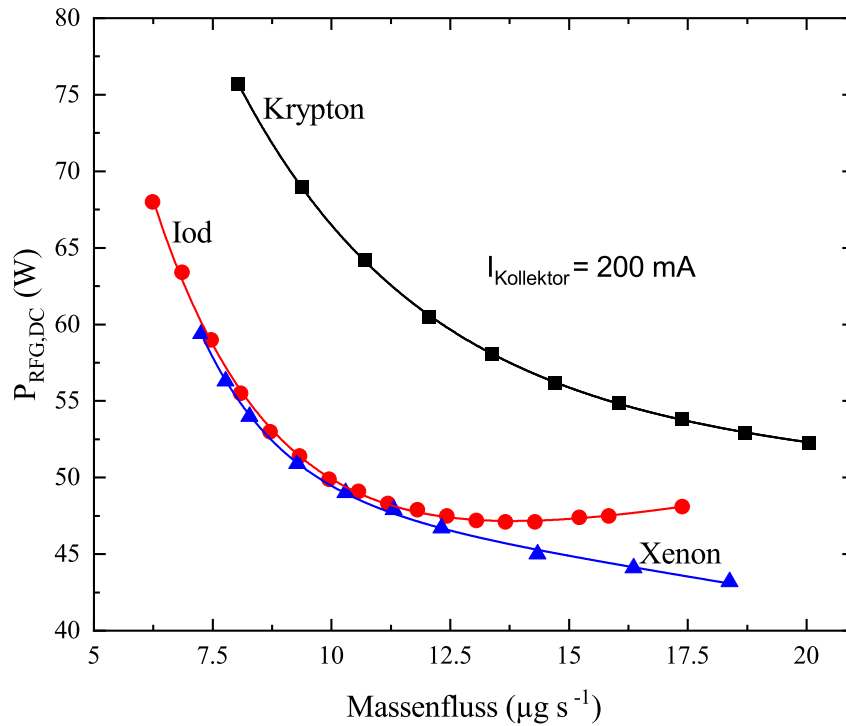


Abb. 4.15: Performance-Kurve des HF-Neutralisators für die drei Treibstoffe Iod, Xenon und Krypton [21]. Die Kollektoren wurden auf ein Potential von -30 V gelegt.

Fluss $272\ \mu\text{gs}^{-1}$, für Krypton $174\ \mu\text{gs}^{-1}$ und für Iod je nach Grad der Dissoziation $263\ \mu\text{gs}^{-1}$ bis $526\ \mu\text{gs}^{-1}$. Damit wird klar, dass für die Neutralisation des Strahls selbst mit dem bisherigen Prototypen nur wenige Prozent des Gesamtmassenflusses für den Neutralisator benötigt werden. Für den Neutralisator sind dadurch, dass Elektronen statt Ionen extrahiert werden und die Ionen im Idealfall im Neutralisator als Arbeitsmedium, das immer wieder am Kollektor neutralisiert würde, verbleiben, wesentlich geringere Mindestmassenflüsse nötig. Vergleicht man die pro Zeiteinheit eingelassene Anzahl an Molekülen respektive Atomen mit der der extrahierten Elektronen ist also letztere wesentlich höher. Für einen Massenfluss von $10\ \mu\text{gs}^{-1}$ ergibt sich ein Teilchenfluss von $2.37 \cdot 10^{16}\ \text{s}^{-1}$ Iod-Molekülen respektive

$4.75 \cdot 10^{16} \text{ s}^{-1}$ Iod-Atomen. Für die Elektronen ergibt sich dagegen bei einem Extraktionsstrom von 200 mA ein wesentlich höherer Elektronenfluss von $1.25 \cdot 10^{18} \text{ s}^{-1}$. Dies ist nur dadurch möglich, dass die eingelassenen Moleküle respektive Atome mehrmals ionisiert werden und immer wieder an den Kollektoren rekombinieren, bevor sie den Neutralisator verlassen. Der Quotient aus beiden Flüssen wird als Gasnutzungsfaktor (engl. gas utilization factor) bezeichnet. Für Iod liegt dieser Faktor entlang der in Abb. 4.15 dargestellten Kurve zwischen 15 und 42 wenn man ausschließlich atomare Ionen annimmt und beim doppelten Wert wenn man ausschließlich molekulare Ionen annimmt.

Im Vergleich zu den bei höheren Extraktionströmen hauptsächlich verwendeten Hohlkathoden ist der nötige Fluss des HF-Neutralisator-Prototypen hervorragend. So wurde von Pedrini *et al.* ein Hohlkathoden-Neutralisator für den Bereich von 300 mA bis 1 A vorgestellt [69], der auch beim geringsten Extraktionsstrom einen Mindestfluss von $78 \mu\text{gs}^{-1}$ Xenon erfordert. Dies entspricht einem Gasnutzungsfaktor von nur 5.2 und ist damit etwa drei bis zehn-mal kleiner als bei dem hier vorgestellten HF-Neutralisator. Generell sind Hohlkathoden-Neutralisatoren nur schwer effizient im Bereich von 100 mA Elektronenstrom oder gar darunter einsetzbar [52]. Dies verdeutlicht, dass der hier untersuchte Neutralisator-Typ über das Feld der alternativen Treibstoffe hinaus ein interessantes Konzept als Alternative zu Hohlkathoden-Neutralisatoren darstellt.

Eine relative Schwäche des genutzten HF-Neutralisators ist sein Leistungsbedarf. Zum Vergleich mit anderen Neutralisatoren dienen die Extraktionskosten C_{Extrakt} , die definiert werden als:

$$C_{\text{Extrakt}} = \frac{P_{\text{RFG,DC}} + I_{\text{Kollektor}} \cdot U_{\text{Kollektor}}}{I_{\text{Kollektor}}}. \quad (4.3.2)$$

$I_{\text{Kollektor}}$ ist der vom Kollektor absorbierte Strom und $U_{\text{Kollektor}}$ die an den Kollektor angelegte Spannung. Für die gezeigte Performance-Kurve mit Iod ergeben sich Extraktionskosten zwischen 265 WA^{-1} und 370 WA^{-1} . Zum Vergleich werden einige Zahlenwerte aus der Literatur herangezogen:

gen. Hatakeyama *et al.* konnten mit einem mit Xenon betriebenen HF-Neutralisator bei einem Extraktionsstrom von 1.5 A Extraktionskosten von 93 WA^{-1} erreichen, wobei der Gasnutzungsfaktor 10.6 betrug [38]. Allerdings ist hier zum einen die Gasausnutzung weniger effizient und weiterhin der Strom deutlich höher, was die Vergleichbarkeit einschränkt. Vergleichbarer in Hinblick auf den Extraktionsstrom sind die Ergebnisse von Scholze und Spemann, die für 200 mA Extraktionsstrom Extraktionskosten von etwa 145 WA^{-1} erzielen konnten [80]. Allerdings wurde hierfür ein Fluss von 1 sccm Xenon genutzt, was $98 \mu\text{gs}^{-1}$ entspricht, womit der Gasnutzungsfaktor bei 2.8 liegt und damit erheblich geringer ist als bei dem in dieser Arbeit untersuchten HF-Neutralisator. Dies relativiert die scheinbar hohen Extraktionskosten deutlich. Weiterhin ist zu berücksichtigen, dass der in den Neutralisator eingelassene Massenfluss den spezifischen Impuls des Gesamtsystems aus Neutralisator und Triebwerk beeinflusst. Benötigt der Neutralisator zum Beispiel 10 % des gesamten Massenflusses, reduziert sich der spezifische Impuls des Gesamtsystems aus Neutralisator und Triebwerk auf etwa 90 % des spezifischen Impulses des Triebwerks beispielsweise auf 2700 s statt 3000 s, da der Neutralisator nur vernachlässigbar zum Schub beiträgt. Möchte man insgesamt wieder den spezifischen Impuls von 3000 s erreichen, muss man gemäß Glg. (2.2.8) unter Annahme einer konstanten Effizienz des Triebwerks die Strahlleistung des Triebwerks um den Faktor $1/0.9 = 1.11$ steigern. Entsprechend ist es möglich, dass ein Neutralisator mit etwas erhöhten Extraktionskosten, jedoch geringerem Bedarf an Massenfluss, insgesamt die nötige Leistung für das System aus Triebwerk und Neutralisator nicht steigert, sondern eventuell sogar senkt. Dieser Zusammenhang ist in Abb. 4.16 für vier unterschiedliche spezifische Impulse des Systems aus Neutralisator und Triebwerk dargestellt. Generell steigt der Leistungsbedarf des Systems sowohl durch eine Steigerung der Extraktionskosten des Neutralisators als auch durch einen erhöhten Massenflussbedarf des Neutralisators im Verhältnis zum Triebwerk. Für den kleinsten betrachteten spezifischen Impuls von 1500 s ist ein Neutralisator mit geringen Extraktionskosten besonders vorteilhaft. Nutzt man einen Neutralisator mit $C_{\text{Extrakt}} = 100 \text{ WA}^{-1}$

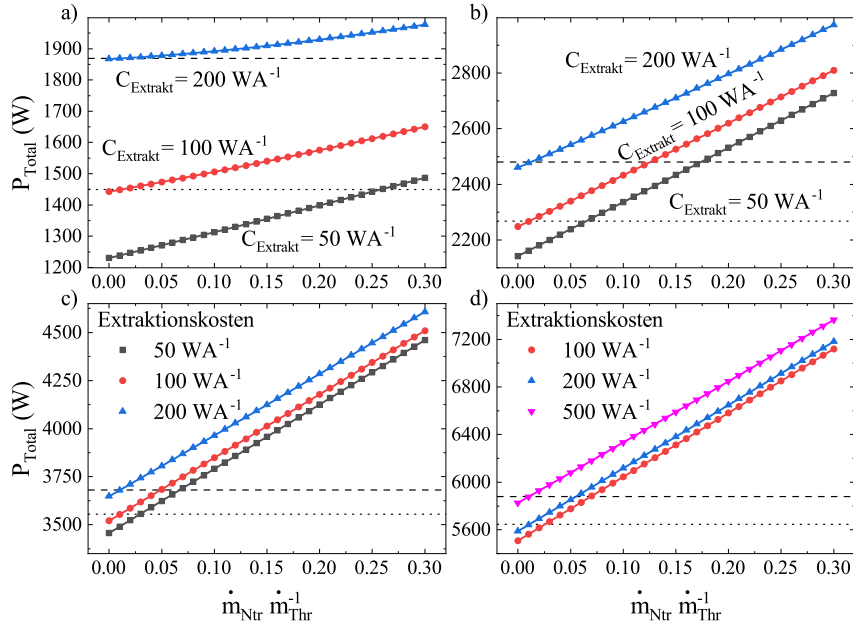


Abb. 4.16: Gesamtleistungsaufnahme von Triebwerk und Neutralisator als Funktion des Verhältnisses des Massenflusses des Neutralisators \dot{m}_{Ntr} und des Massenflusses des Triebwerks \dot{m}_{Thr} für drei Extraktionskosten des Neutralisators. Die Abhängigkeit für vier spezifische Impulse des Gesamtsystems aus Triebwerk und Neutralisator dargestellt: a) $I_{\text{sp,ges}} = 1500 \text{ s}$, b) $I_{\text{sp,ges}} = 3000 \text{ s}$, c) $I_{\text{sp,ges}} = 5000 \text{ s}$ und d) $I_{\text{sp,ges}} = 8000 \text{ s}$. Der Schub beträgt in allen Fällen 100 mN.

und verbraucht dieser 1% des Massenflusses des Triebwerks, hätte dies nur Vorteile gegenüber einem Neutralisator mit $C_{\text{Extrakt}} = 50 \text{ WA}^{-1}$, wenn letzterer über 25% des Massenflusses des Triebwerks benötigt. Beim größten betrachteten spezifischen Impuls von 8000 s ist dagegen der Massenflussbedarf des Neutralisators wesentlich wichtiger für Gesamtleistungsaufnahme des Systems. Benötigt ein Neutralisator mit $C_{\text{Extrakt}} = 500 \text{ WA}^{-1}$ 1% des Massenflusses des Triebwerks, ist die Gesamtleistungsaufnahme vergleichbar zu einem Neutralisator mit $C_{\text{Extrakt}} = 100 \text{ WA}^{-1}$, wenn dieser 7% des Massenflusses des Triebwerks benötigt.

Für die zukünftige Optimierung des HF-Neutralisators wurden in Zusam-

menarbeit mit dem Master-Studenten Konstantin Keil Modifikationen der globalen Modelle von Chabert *et al.* [15] respektive Grondein *et al.* [35]. vorgenommen, sodass auch der HF-Neutralisator simuliert werden kann. Der Transparenz-Faktor der Ionenextraktion wird im Modell dazu auf 0 gesetzt, während der Transparenz-Faktor für Neutralgas grundsätzlich analog zum Triebwerk bestimmt werden kann. Dessen Berechnung vereinfacht sich allerdings wesentlich, da nur eine einfache Blende statt eines Gittersystems genutzt wird. Für die in dieser Arbeit genutzte Blende von 6 mm Durchmesser und 1 mm Stärke erhält man $\beta_g = 0.0193$. Der Extraktionsstrom wurde in einem ersten Ansatz aus der Stromdichte j_{RS} in die Randschicht, unter Annahme eines homogenen Plasmas, und der Gesamtfläche der eingebauten Kollektoren ermittelt. Damit ergab sich zunächst das in Abb. 4.17 gezeigte Performance-Mapping: Insgesamt unterschätzt die Simulation den Bedarf an RFG-Leistung, wobei zu ergänzen ist, dass in der Simulation die Ausgangsleistung statt der Eingangsleistung des Generators dargestellt ist. Der Wirkungsgrad des genutzten RFG, bereitgestellt von der Technischen Hochschule Mittelhessen, ist leider nicht bekannt, zumal eine Abhängigkeit von der Last zu vermuten ist. Eine detaillierte Beschreibung dieses RFG-Typs kann aus Referenz [86] entnommen werden; wobei der RFG zum Betrieb des HF-Neutralisators gegenüber dem in der Publikation vorgestellten Modell noch weiterentwickelt wurde. Dennoch wird hier zunächst davon ausgegangen, dass die unterschiedliche Kurvenform hauptsächlich einer falschen Annahme der Modellierung geschuldet ist. Bei kleinen Flüssen unterhalb der Minimalleistung verläuft die simulierte Kurve zu flach, während bei Massenflüssen ab etwa $10 \mu\text{gs}^{-1}$ die Steigung sogar zu groß erscheint. Die ermittelten Neutralgasdichten liegen im Bereich einiger 10^{19} m^{-3} . Diese Dichten sind vermutlich zu hoch, um in guter Näherung durch eine molekulare Strömung beschrieben zu werden. Daher wurde die Berechnung des Neutralgasflusses aus dem Neutralisator modifiziert [22]. Zusätzlich zum Neutralgasverlust durch eine rein statistische, molekulare Strömung werden auch Verluste durch eine Kontinuums-Strömung berücksichtigt. Die genutzte Blende besitzt einen deutlich größeren Durchmesser als ihre Dicke,

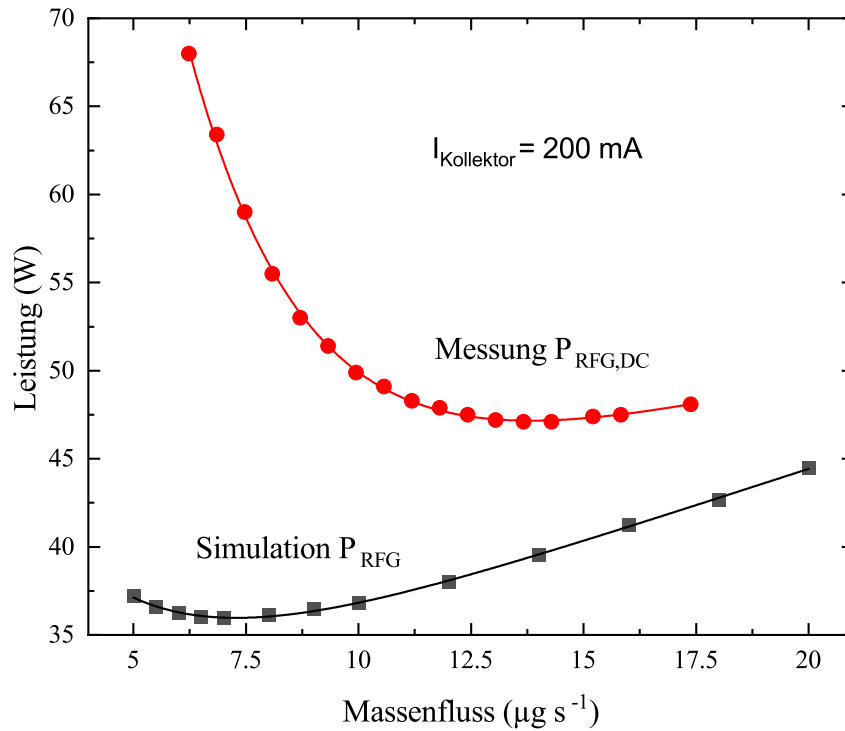


Abb. 4.17: Gemessene und simulierte Performance-Kurve des HF-Neutralisators für einen Kollektorstrom von 200 mA.

sodass eine Modellierung des viskosen Anteils als laminare Rohrströmung nicht sinnvoll erscheint. Weiterhin müssten für diese Betrachtung die Viskositäten von molekularem Iod und atomarem Iod im betrachteten Dichtebereich bekannt sein. Stattdessen wird das viskose Regime durch eine, mit einem Gewichtungsfaktor α reduzierte, verblockte Strömung repräsentiert. Der dazugehörige Fluss wird im Wesentlichen mittels Gleichung 3.3.1 ermittelt und lediglich noch mit dem Faktor α multipliziert. Das Simulationsergebnis nach der Anpassung der Neutralgasverlust-Berechnung ist in Abb. 4.18 dargestellt. Mit wachsendem Gewichtungsfaktor α wird die linke Flanke steiler und die rechte Flanke flacher. Völlig nachbilden lässt sich die experimentelle Kurve dennoch nicht. Die Gründe hierfür sind vielfältiger Natur. Auf mikroskopischer Ebene spielt die Anregungsenergie des Atoms,

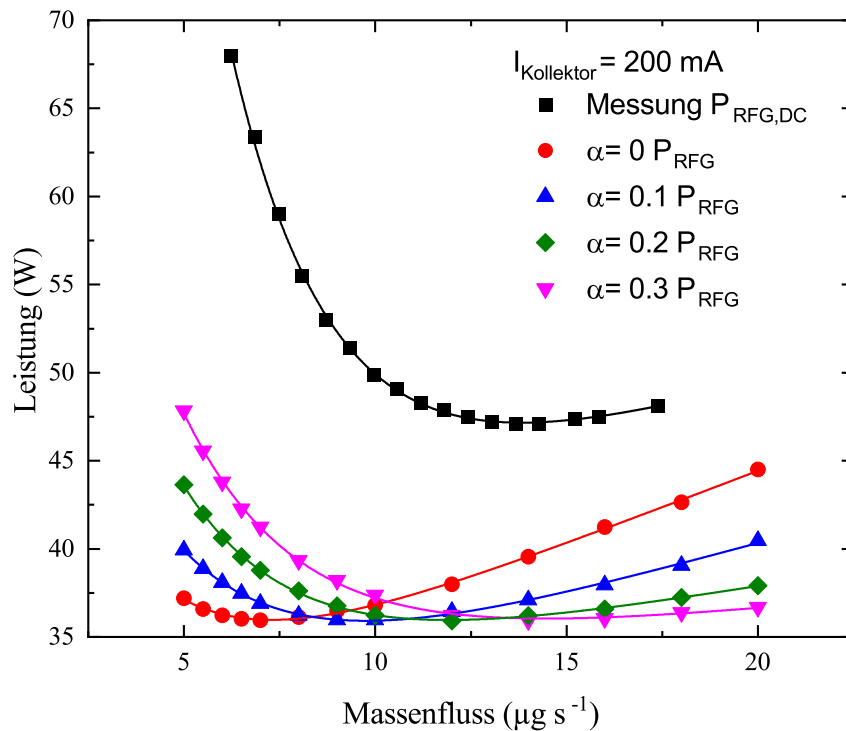


Abb. 4.18: Gemessene und simulierte Performance-Kurve des HF-Neutralisators. Die Simulation wurde für vier Gewichtungsfaktoren der verblockten Strömung durchgeführt.

aber etwa auch die radiale wie auch axiale Dichteverteilung der Ionen im Plasma eine wesentliche Rolle für den Kurvenverlauf. Weiterhin wurden viele periphere Verlustkanäle, wie der Wirkungsgrad des RFG sowie ohmsche Verluste in Kabeln und Wirbelstromverluste im Gehäuse als auch in den Kollektoren nicht berücksichtigt.

Eine weitere Fehlerquelle liegt wie auch bei der Simulation des Triebwerks, in einer Unsicherheit des Rekombinationskoeffizienten γ . Weiterhin kann nicht ausgeschlossen werden, dass einige Ionen durch die Blende transmittiert werden. Dies führt zu einem Absenken der Neutralgasdichte und kann prinzipiell ebenso die Abweichung von Simulation und Experiment erklären. Auch Ionenströme die hinsichtlich der Neutralisation im Vergleich zum Elek-

tronenstrom vernachlässigbar klein sind, ändern die Neutralgasdichte auf Grund der Massenerhaltung wesentlich. So entspricht einem Ionenstrom von 1 mA I^+ ein Massenfluss von $1.32 \mu\text{gs}^{-1}$. Bei einem eingelassenen Massenfluss von $5 \mu\text{gs}^{-1}$ würde in diesem Fall also über ein Viertel des Massenflusses als Ion extrahiert; entsprechend stark sinkt die Neutralgasdichte. Zukünftig könnte beispielsweise ein Faraday-Becher mit Elektronenrepeller genutzt werden um zu überprüfen, ob aus dem Neutralisator Ionen in relevanter Menge emittiert werden. Wenn dies der Fall sein sollte, muss die Modellierung angepasst werden. Interessant könnte dies aber auch in Hinblick darauf sein, dass in diesem Fall auch der Neutralisator einen Schub beiträgt, der deutlich über dem reinen Neutralgasschub liegen dürfte. Dies ist einerseits zunächst positiv in Hinblick auf den spezifischen Impuls des Gesamtsystems von Triebwerk und Neutralisator. Allerdings müsste diese Eigenschaft des Neutralisators zukünftig auch bei der Installation auf einem Satelliten berücksichtigt werden, da der Neutralisator sonst zu unerwünschten Drehmomenten führen und somit die Lage des Satelliten beeinflussen könnte.

Trotz der Unsicherheiten ist das implementierte Modell sehr hilfreich für zukünftige Optimierungen, da sich etwa Auswirkungen von Geometrieänderungen, wie ein geänderter Blendendurchmesser oder eine andere Dimensionierung des Entladungsgefäßes, so innerhalb einiger Stunden, statt experimentell innerhalb einiger Monate bis Jahre, ermitteln lassen. In diesem Zeitrahmen ist nicht nur die reine Simulationsdauer, sondern auch die Auswertung der Daten etc. enthalten. Da für die Berechnungen ein gewöhnlicher Büro-PC genügt, ist auch der Kostenfaktor IT unerheblich.

Ein Ansatz zur Optimierung der Neutralisator-Performance ist die Anpassung der Blendengröße. Eine entsprechende Simulation zeigt Abb. 4.19. Beim Betrieb mit Xenon ist im simulierten Bereich ein möglichst kleiner Querschnitt der Blende vorteilhaft. Mit Xenon überwiegen hier die Vorteile einer erhöhten Neutralgasdichte. Mit Iod dagegen ergibt sich dagegen unter Annahme einer molekularen Strömung der optimale Durchmesser gerade bei den im Experiment genutzten 6 mm. Berücksichtigt man vis-

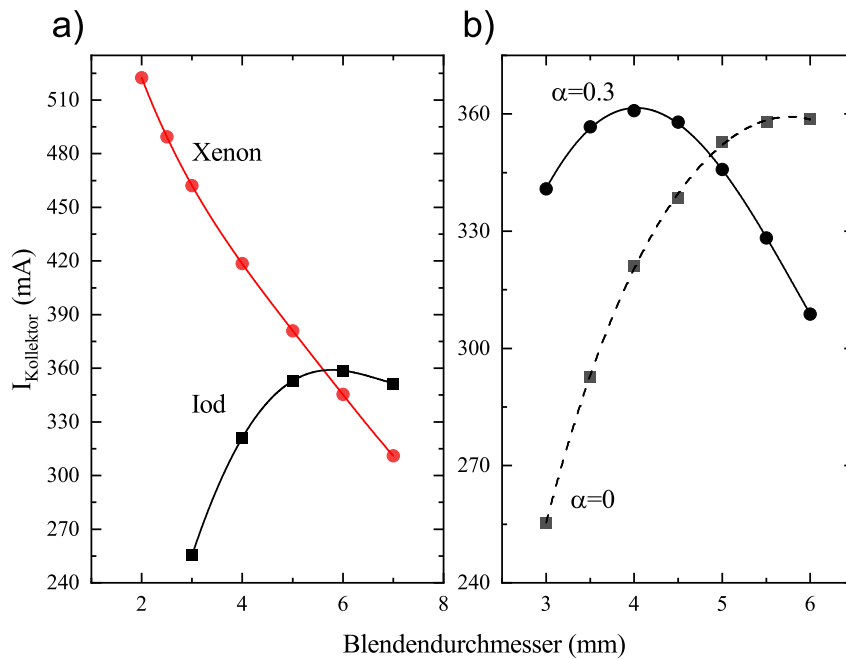


Abb. 4.19: a) Simulierter Kollektorstrom mit Xenon und Iod als Funktion des Blendendurchmessers unter Annahme einer molekularen Strömung. b) Kollektorstrom von Iod in Abhängigkeit des Blendendurchmessers mit und ohne Berücksichtigung des Einflusses einer viskosen Strömung. In beiden Fällen wurde die Ausgangsleistung des RFG mit 50 W als auch der Massenfluss mit $10 \mu\text{gs}^{-1}$ festgehalten [22].

kose Strömungsanteile verschiebt sich das Optimum in Richtung kleinerer Durchmesser. Allerdings ist hierbei zu ergänzen, dass eine akkurate Modellierung an dieser Stelle schwierig ist, da eine Änderung der Strömungsart mit dem Blendendurchmesser zu vermuten ist. Daher sollte die gezeigte Abhängigkeit in der Zukunft experimentell überprüft werden. Zukünftig ist ein Neudesign des HF-Neutralisator hinsichtlich seiner Miniaturisierung geplant. Eine wichtige Rolle bei der Miniaturisierung spielt die Geometrie des Kollektors. Verkleinert man den Durchmesser des Entladungsgefäßes, nimmt die Oberfläche eines zylindrischen Kollektors linear mit dem Durchmesser ab, während die Fläche eines kreisförmigen Kollektors quadratisch

mit dem Durchmesser abnimmt. Dadurch skaliert grundsätzlich ein zylindrischer Kollektor besser bei Miniaturisierung.

Zusammenfassend ist über die Resultate mit Iod zunächst zu sagen, dass sich sowohl ein RIT als auch der HF-Neutralisator mit Iod ähnlich performant wie mit Xenon betreiben lassen. Weiterhin hat sich übergreifend für beide Bauteile ergeben, dass für einen effizienten Betrieb mit Iod relativ geringe Entladungsdrücke anzustreben sind. Andernfalls nimmt die relative Häufigkeit der Dissoziation auf Grund einer zu geringen Elektronentemperatur zu und die Verluste durch eine Anregung des Iod-Atoms steigen erheblich an. Da sowohl RIT-Triebwerke als auch HF-Neutralisatoren im Allgemeinen mit geringen Massenflüssen und somit geringen Entladungsdrücken betrieben werden, ist dies für die Anwendung nicht sonderlich problematisch. Gleichzeitig hat sich generell eine starke Abhängigkeit der relativen Ionendichte von I^+ und I_2^+ von der Elektronendichte ergeben. Je höher die Elektronendichte ist, desto größer ist auch der Anteil des atomaren Ions. Für das Triebwerk können relativ geringe Elektronendichten vorteilhaft sein, da so der Schub pro Strahlstrom höher ausfällt und gleichzeitig weniger Anregungsverluste auftreten. Für den Neutralisator gilt dies so nicht. Die größere Mobilität der atomaren Ionen führt zu einem erhöhten Kollektorstrom und somit Extraktionsstrom des Neutralisators. Dies kann den Nachteil der erhöhten Anregungsverluste zumindest teilweise kompensieren.

5 Messungen mit Diamantoiden

5.1 Betrieb des RIM-10 mit Adamantan

Für Messungen mit dem Diamantoid Adamantan wurde ebenfalls ein RIM-10 verwendet, allerdings in einer anderen Konfiguration als für die Messungen mit dem Halogen Iod. Das Gittersystem besaß statt 241 nur 37 Extraktionsbohrungen. Dies war notwendig, um mit dem maximal verfügbaren Massenfluss von 0.2 mgs^{-1} einen hinreichend großen Neutralgasdruck im Gefäß zu erzielen. Die Spule besaß acht statt sechs Windungen. Durch die höhere Windungszahl fiel der Eingangsstrom des RFG bei gleicher Leistung geringer aus. Bei sechs Windungen wäre aufgrund der Strombegrenzung des RFGs eine erhebliche Verkleinerung des Messbereichs die Folge gewesen. In Analogie zu Iod wurden Performance-Kurven, Massenspektren und optische Emissionsspektren aufgenommen. Allerdings ist der Umfang der Messungen deutlich geringer. Grund hierfür ist der wesentlich instabilere Betrieb des Triebwerks. Nach typischerweise etwa zehn Minuten entstehen primär durch Ablagerungen von amorphem Kohlenstoff im Entladungsgefäß und insbesondere im Gittersystem Instabilitäten. Die Ablagerungen laden sich auf und verursachen Überschläge im Gittersystem. Dadurch bleiben die Potentiale an den Gittern nicht konstant. Dies wiederum sorgt für Änderungen des extrahierten Stroms und beeinflusst die Impulsverteilung der Ionen. Schlussendlich erlischt das Plasmas nach typischerweise etwa dreißig Minuten. Daher war es an dieser Stelle nicht möglich das Triebwerk im thermischen Gleichgewicht zu untersuchen.

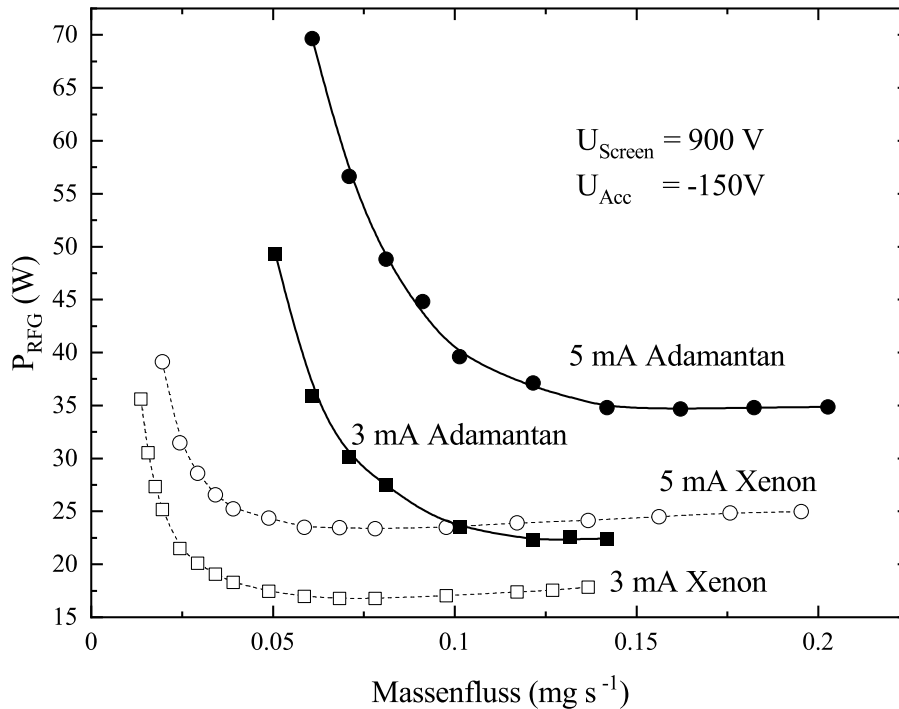


Abb. 5.1: Performance-Vergleich von Xenon und Adamantan für ein RIM-10 mit 37 Extraktionskanälen.

5.1.1 Performance

Abb. 5.1 zeigt die mit Adamantan und Xenon aufgenommenen Performance-Kurven eines RIM-10 mit einem Gittersystem mit 37 Extraktionskanälen und einer Spule mit acht Windungen für zwei Strahlströme. Die Kurvenform ist für Adamantan ähnlich zu der mit Xenon. Allerdings benötigt man mit Adamantan sowohl einen wesentlich höheren Massenfluss als auch eine höhere Eingangsleistung des RFG. Die Ursache könnte in einer dissoziativen Ionisation des Moleküls oder Fragmentierung des Ions liegen. Es erscheint zumindest plausibel zu sein, dass solche Fragmente in aller Regel geringere Wirkungsquerschnitte für elastische Stöße als auch Ionisation besitzen als das intakte, große Adamantan-Molekül. Eine weitere Möglichkeit wäre eine Dissoziation des Adamantans in leichte Fragmente mit ebenfalls ver-

gleichsweise geringen Wirkungsquerschnitten für elastische Stöße und Ionisation, etwa Wasserstoff. Ob die mittlere freie Weglänge der Elektronen λ_e zunimmt oder abnimmt ist nicht klar, da durch die Dissoziation eine Erhöhung der Neutralgasdichte eintritt. Die mittlere freie Weglänge ist für Adamantan nicht bestimmbar, da die nötigen Wirkungsquerschnitte nicht bekannt sind. Daher wird an dieser Stelle die Implementierung des globalen Modells für Xenon modifiziert, um konzeptionelle Abhängigkeiten zu untersuchen. Das ursprüngliche Modell entspricht dem von Chabert *et al.* publizierten Modell [15]. Dazu können die Wirkungsquerschnitte für Ionisation und elastische, impulsübertragende, Stöße jeweils mit einem Faktor multipliziert werden. Entsprechend wird auch der Ratenkoeffizient K , der als Faltungsintegral des energieabhängigen Wirkungsquerschnitt $\sigma(E)$ und der Elektronenenergie-Verteilung bestimmt wird, um den entsprechenden Faktor skaliert. Der Ratenkoeffizient berechnet sich konkret mit:

$$K = \int_{E_{\min}}^{\infty} f(E) \cdot E \cdot \sigma(E) dE. \quad (5.1.1)$$

E_{\min} ist die minimale Energie mit der untersuchte Prozess stattfinden kann, etwa die Ionisationsenergie. Der Einfluss der Wirkungsquerschnitte auf eine simulierte Performance-Kurve ist in Abb. 5.2 dargestellt. Die Reduzierung beider Wirkungsquerschnitte führt zu einem erhöhten Bedarf an RFG-Ausgangsleistung. Allerdings ist keine signifikante Verschiebung der Kurven zu höheren Flüssen erkennbar. Dies spricht dafür, dass die Verschiebung der Adamantan-Performance-Kurve entlang der Abszisse eher auf andere Ursachen, etwa die dissoziative Ionisation zurückzuführen ist. In einem vereinfachten Modell kann der Einfluss der dissoziativen Ionisation auf die Neutralgasdichte abgeschätzt werden. Es wird hierzu ein diatomares Gas betrachtet, bei dem ein Atom der Masse m_A die x -fache Masse des zweiten Atoms der Masse m_B besitzt, wobei $x \geq 1$ gilt. Dieses Gas wird nun in ein Gefäß eingelassen, das auf der gegenüberliegenden Seite eine Blende besitzt, im Grunde also der Situation des HF-Neutralisators entspricht. Das Molekül zerfällt teilweise in das einfach geladene Ion A und das neutrale

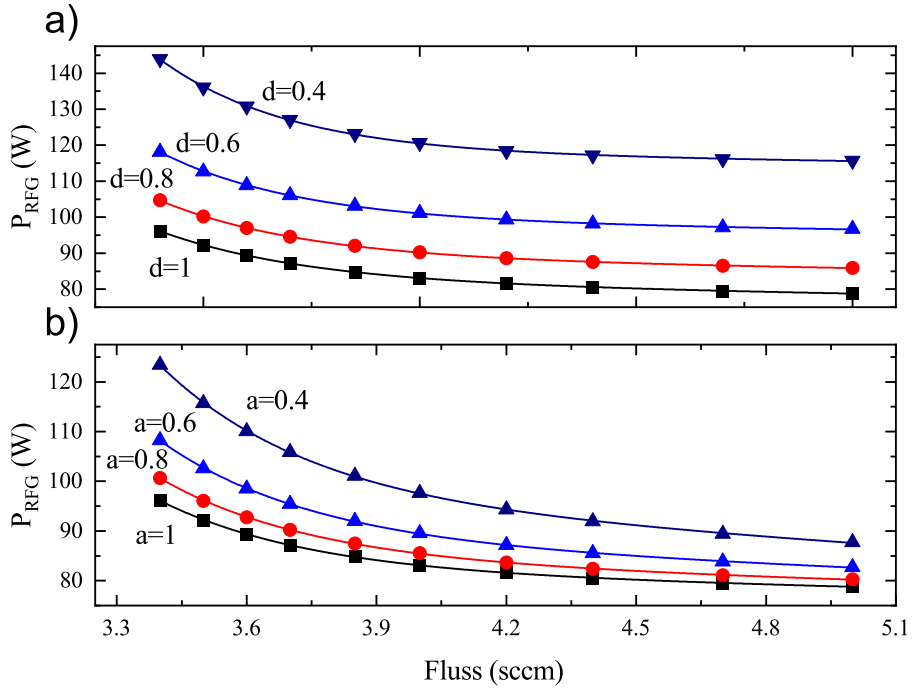


Abb. 5.2: Performance-Kurve eines RIT unter Variation zweier Xenon-Wirkungsquerschnitte. a stellt den Faktor für elastische, impulsübertragende und d für ionisierende Stöße dar.

Atom B, so dass ein Anteil $y \leq 1$ des Massenflusses der neutralen Spezies die Blende noch als Molekül passiert. Der totale Neutralgasdruck p_{Total} bestimmt sich aus der Summe der Partialdrücke p_{AB} und p_B . Die Partialdrücke lassen sich aus dem jeweiligen pV-Fluss Q_i der beiden Spezies und dem Leitwert der Blende bestimmen. Der Leitwert ist dabei proportional zur inversen Quadratwurzel der Masse. Unter Beachtung der Massenerhaltung und der Teilchenerhaltung ergibt sich:

$$\dot{m}'_{AB} = y \cdot \dot{m}_{AB} \cdot (1 - \eta_m) \quad (5.1.2)$$

$$\dot{m}_A = \eta_m \cdot \dot{m}_{AB} \quad (5.1.3)$$

$$\dot{m}_B = \dot{m}_{AB} - (\dot{m}'_{AB} + \dot{m}_A) \quad (5.1.4)$$

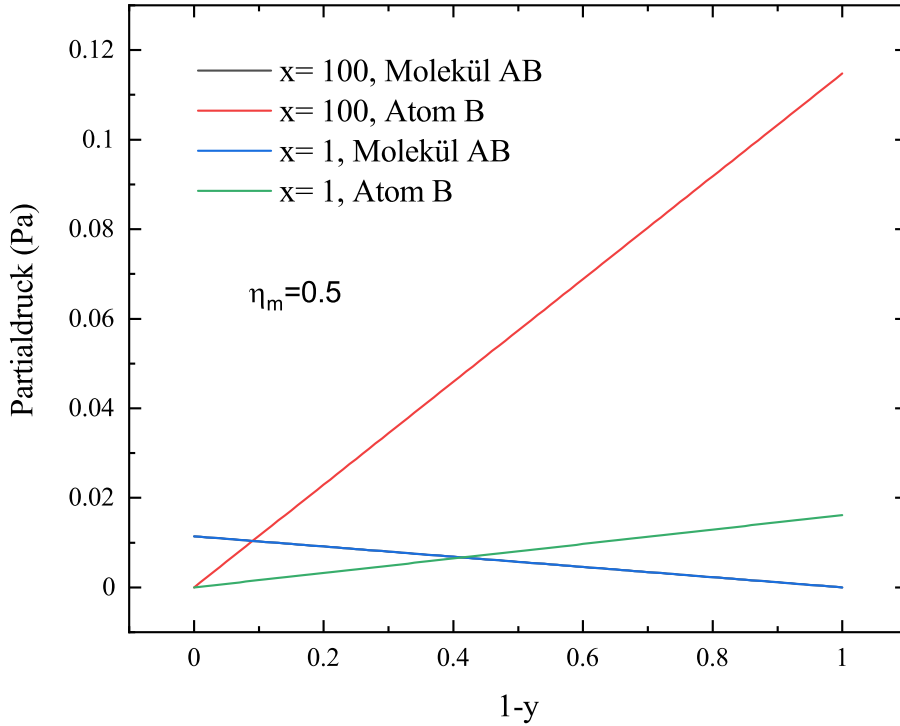


Abb. 5.3: Neutralgasdruck der neutralen Spezies für den Fall dissoziativer Ionisation. Die Berechnung wurde für eine Blende von 0.1 m Durchmesser bei einer Temperatur von 300 K durchgeführt.

\dot{m}_{AB} ist der eingelassene Massenfluss des Moleküls, \dot{m}'_{AB} der die Entladung verlassende Massenfluss des Moleküls, \dot{m}_A des Massenfluss des extrahierten ionischen Fragments und \dot{m}_B der Massenfluss des neutralen Fragments. Um die Drücke respektive Dichten bestimmen zu können, ist es notwendig, die Massenflüsse auf volumetrische Flüsse Q_i umzurechnen. Aus der idealen Gasgleichung und der Definition der Einheit sccm folgt:

$$Q \text{ (sccm)} = \frac{k_B \cdot 273.15 \text{ K} \cdot 60 \text{ s}}{101325 \text{ Pa} \cdot 10^{-6} \text{ m}^3} \cdot \frac{\dot{m}}{m}. \quad (5.1.5)$$

Der Partialdruck p_i der neutralen Spezies bestimmt sich wiederum mit:

$$p_i = \frac{Q_i}{L_i}. \quad (5.1.6)$$

Hierbei ist L_i der Leitwert der Blende für die neutrale Spezies i . Abb. 5.3 zeigt ein exemplarisches Ergebnis der Berechnung der Partialdrücke für einen Massenwirkungsgrad von 0.5. Der Neutralgasdruck des Moleküls ergibt sich dabei als unabhängig vom Faktor x , der die Asymmetrie der Massenverteilung auf die Atome A und B charakterisiert. Dagegen hängt der Partialdruck des Atoms B erheblich von diesem Parameter ab. Die Kurve für $x = 1$ ist der symmetrische Grenzfall, wie er etwa bei der dissoziativen Ionisation von Iod auftritt. Dagegen ähnelt der Fall mit $x = 100$ der dissoziativen Ionisation von Adamantan in ein Wasserstoffatom und ein Adamantylion $C_{10}H_{15}^+$. Je leichter das Atom B ist, desto größer ist bei identischem Massenfluss sein Teilchenfluss, es gilt also $\dot{N} \propto m^{-1}$. Berücksichtigt man, dass der Leitwert der Blende proportional zur Wurzel der inversen Masse ist, nimmt der Druck ebenso mit der Wurzel der Masse ab. Demnach können durch dissoziative Ionisation erhebliche Neutralgasdichten der leichteren Spezies auftreten. Wasserstoff ist beispielsweise nur schlecht zu ionisieren, jedoch sind die Anregungsquerschnitte durchaus beträchtlich [3]. Unter Annahme einer Elektronentemperatur von 7 eV beträgt der Ratenkoeffizient für die Anregung des Wasserstoffatoms $7.6 \cdot 10^{-16} \text{ m}^3\text{s}^{-1}$, was vergleichbar zur Ionisation von Xenon bei einer um 2 eV geringeren Elektronentemperatur ist. Die angenommene Elektronentemperatur stützt sich auf Ergebnisse der Massenspektrometrie. Der Ratenkoeffizient für die Ionisation von Xenon wurde aus den von Rejoub *et al.* veröffentlichten Wirkungsquerschnitten berechnet [74]. Insofern liegt die Vermutung nahe, dass die hohe nötige RFG-Leistung bei Betrieb mit Adamantan zumindest teilweise in der Anregung von Wasserstoff liegt. Dieser Leistungsverlust wird nun exemplarisch für einen Strahlstrom von 5 mA bei einem Massenfluss von 0.1 mgs^{-1} abgeschätzt. Diese Kombination aus Massenfluss und Strahlstrom liegt im experimentell zugänglichen Bereich. Für die weitere Berechnung wird Adamantan stark vereinfacht als quasi-diatomares Molekül behandelt, das in das Adamantylion $C_{10}H_{15}^+$ mit einer Masse von 135 u und ein Wasserstoffatom zerfällt. Dies ist zwar keine exakte Beschreibung der Vorgänge im Adamantan-Plasma, ermöglicht aber zumindest eine, wenn auch stark idea-

lisierte, Beschreibung eines Verlustkanals. Für den Leistungsverlust muss die mittlere Anregungsenergie sowie die Anregungsrate R_{Exc} bekannt sein. Letztere berechnet sich als Produkt der Ratenkoeffizienten, der Dichten der Elektronen und des Wasserstoffs, sowie dem Volumen der Entladung:

$$R_{\text{Exc}} = K_{\text{Exc}} \cdot n_e \cdot n_H \cdot V. \quad (5.1.7)$$

Das Volumen der Entladung entspricht dem Volumen des zylindrischen Gefäßes, im Fall des RIM-10 $4.32 \cdot 10^{-4} \text{ m}^3$. Die Bestimmung der Dichte des Wasserstoffs wird analog zur Berechnung für diatomare Gase durchgeführt. Hierfür wird der Massenwirkungsgrad benötigt. Der Massenfluss der Ionen beträgt bei einem Strahlstrom von 5 mA $7 \mu\text{gs}^{-1}$, der Massenwirkungsgrad beträgt 7% . Die Neutralgasdichte des Wasserstoffs hängt nun noch vom zuvor eingeführten Faktor y ab. Als noch unbekannter Parameter verbleibt die Elektronendichte. Hierzu wird näherungsweise angenommen, dass die Stromdichte j des Strahls auf der Plasma-Seite des Abschirmgitters der Stromdichte in die Randschicht entspricht. Damit ergibt sich [33]:

$$j = 0.61 \cdot n_e \cdot e \cdot \sqrt{\frac{k_B T_e}{m_i}} = \frac{I_{\text{Beam}}}{A_{\text{Extraktion}}}. \quad (5.1.8)$$

Die Extraktionsfläche $A_{\text{Extraktion}}$ wird mit der geometrischen Fläche der Aperturen des Abschirmgitters approximiert. Im Grunde müsste man die jeweilige Fläche des fokussierenden Plasma-Meniskus verwenden, diese ist allerdings kaum bestimmbar, da sie von der genauen Zusammensetzung des Plasmas abhängt. Nimmt man eine Elektronentemperatur von 7 eV an, ergibt sich nach Umstellen von Gleichung 5.1.8 eine Elektronendichte von $4.9 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-3}$. Die angenommene Elektronentemperatur stützt sich auf Ergebnisse der Massenspektrometrie, die im nächsten Unterabschnitt erläutert werden. Nimmt man weiterhin an, dass 1% des Massenflusses der neutralen Spezies von Wasserstoff herrühren, entstehen so Leistungsverluste durch Anregung von atomarem Wasserstoff H von etwa 0.4 W . Dies mag zunächst gering erscheinen. Die Annahme, dass 1% des Massenflusses als

neutraler Wasserstoff das Triebwerk verlässt, ist möglicherweise eher konservativ. Der Anteil des Wasserstoffs am eingelassenem Massenfluss beträgt entsprechend der Summenformel des Adamantans 11.8%. Hinzu kommt, dass es sich um eine Änderung von 0.4 W eingekoppelter Leistung handelt. Abhängig von der Effizienz des RFG und sonstiger peripherer Verlustkanäle, ist auf der Eingangsseite des RFG eine deutlich größere Änderung zu erwarten. Weiterhin handelt sich hier nur um einen aus einer Vielzahl möglicher Verlustkanäle. Trotz der starken Vereinfachungen ist die vorgenommene Berechnung schon relativ komplex. Dies verdeutlicht weiterhin die besondere Bedeutung einer umfangreichen Diagnostik zum Verständnis der mikroskopischen Prozesse im Plasma und der sich daraus ergebenden Konsequenzen für den den Triebwerksbetrieb.

5.1.2 Massenspektrometrie

Die Massenspektrometrie des Ionenstrahls dient wie bereits zuvor erläutert, die relative Intensität der Adamantanionen und der geladenen Dissoziationsprodukte des Diamantoids zu quantifizieren. Ein beispielhaftes, repräsentatives Spektrum ist in Abb. 5.4 gezeigt. Dabei ist gut zu erkennen, dass kein Peak das Spektrum dominiert. Die Flächen der Peaks der $C_6H_x^+$ und $C_7H_x^+$ sind ähnlich groß wie der von $C_{10}H_x^+$. Auch erheblich leichtere Dissoziationsprodukte wie $C_2H_x^+$ besitzen noch einen signifikanten Anteil am Strahl. Nimmt man an, dass es sich hierbei im Wesentlichen nur um einfach geladene Ionen handelt, ergibt sich eine über den Strom gemittelte Masse von 81 u. Für die Schubaussbeute bedeutet dies gegenüber nicht dissoziiertem Adamantan eine Reduktion des Schubes auf rund 77%. Allerdings spiegelt die Verteilung der Ströme nicht die Verteilung der Dichte im Plasma wider. Da leichtere Moleküle eine höhere Mobilität besitzen und somit bei gleicher Dichte ein höherer Strom dieser Ionen die Randschicht erreicht, werden diese etwas überrepräsentiert. Die relative Dichte der $C_2H_x^+$ und der $C_{10}H_x^+$ ist 2.3-mal geringer als das Verhältnis der Ströme der beiden Ionenspezies-Gruppen. Die über die Dichte gemittelte Masse ist entsprechend höher und beträgt

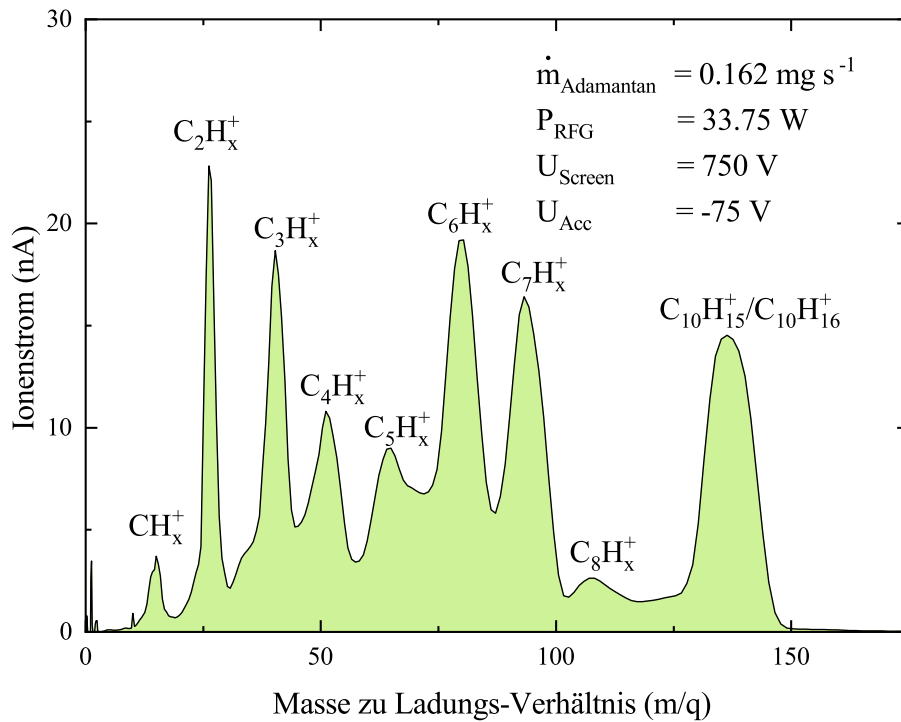


Abb. 5.4: Massen-Spektrum eines mit Adamantan betriebenen RIM-10.

89 u.

Analog zu den Messungen mit Iod wurde auch hier die Zusammensetzung des Ionenstrahls in Abhängigkeit des Flusses und der RFG-Eingangsleistung untersucht. Für eine Änderung des Flusses bei fester RFG-Leistung konnte kein klarer Zusammenhang festgestellt werden, siehe Abb. 5.5 a). Bei der Untersuchung der RFG-Leistungsabhängigkeit wurde das Triebwerk, bedingt durch eine starke Instabilität der Extraktion, ohne angelegte Gitterspannungen gemessen. Im Grunde wurde so die zeitlich gemittelte Impulsverteilung an der Plasmarandschichtkante vermessen. Da so die Peaks der einzelnen Spezies sehr breit sind, konnte nur das Signal der $C_{10}H_x^+$ -Ionen eindeutig zugeordnet werden. Abb. 5.5 b) zeigt die ermittelte Abhängigkeit von der RFG-Leistung. Mit steigender Leistung nimmt der Anteil der schweren Ionen erheblich ab. Da ohne angelegte Gitterspannungen der Massen-

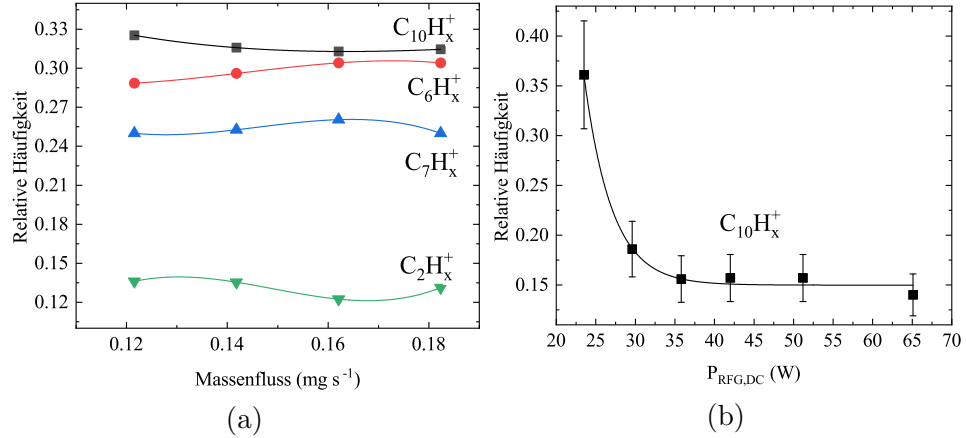


Abb. 5.5: a) Abhängigkeit des Anteils des Stroms der Fragmente am Gesamtstromstrom dieser Ionenspezies-Gruppen vom Fluss. b) Abhängigkeit des Anteils des Stroms des Adamantanions am gesamten nachgewiesenen Ionenstrom von der RFG-Eingangsleistung. Die Abhängigkeit von der Leistung wurde ohne angelegte Extraktionsspannungen untersucht.

fluss der emittierten Ionen erheblich unter dem Massenfluss der neutralen Spezies liegt, kann angenommen werden, dass die Elektronentemperatur nahezu unabhängig von der RFG-Leistung ist, wohingegen die Elektronendichte stark variieren sollte. Die Elektronentemperatur kann mit Hilfe des Massenspektrums bestimmt werden. Die Elektronentemperatur bestimmt sich aus dem Randschichtpotential Φ_{RS} , das sich aus dem Plasmapotential Φ_{P} und dem Floatingpotential Φ_{f} zusammensetzt. Letzteres wurde für molekulare Gase hergeleitet und ist in Gleichung 2.4.5 festgehalten. Das Plasmapotential ist das Potentialgefälle in der Vorschicht der eigentlichen Randschicht. Unter Annahme einer näherungsweise stoßfreien Vorschicht gilt [16, 33]:

$$\Phi_{\text{P}} = \frac{k_{\text{B}}T_{\text{e}}}{2e}. \quad (5.1.9)$$

Dadurch bestimmt sich das Randschicht-Potential Φ_{RS} mit:

$$\Phi_{\text{RS}} = \frac{k_{\text{B}}T_{\text{e}}}{e} \cdot \left[0.5 - \ln \left(\frac{1}{m_1} \sqrt{\frac{2m_{\text{e}}\pi}{n_{\text{e}}} \sum_{i=1}^N m_i n_i} \right) \right]. \quad (5.1.10)$$

Ein einfach geladenes Ion besitzt also, nachdem es die Randschicht durchlaufen hat, eine kinetische Energie von $e\Phi_{\text{RS}}$ und somit einen Impuls von $(2m_i e\Phi_{\text{RS}})^{0.5}$. Nutzt man nun die Identität von Zentripetalkraft und Lorentzkraft im Feld des Dipolmagneten aus, erhält man:

$$\Phi_{\text{RS}} = \frac{eBr^2}{2m_i}. \quad (5.1.11)$$

r ist der Radius der idealen Trajektorie durch das Strahlrohr im Dipolmagneten und B die magnetische Flussdichte. Die Flussdichte wird im Experiment mit einem Gaußmeter vermessen. Dabei kann die Sonde eine zu geringe Flussdichte messen, wenn sie nicht optimal ausgerichtet ist. Dadurch können die ermittelten Randschichtpotentiale und somit die Elektronentemperaturen unterschätzt werden. Als typische Elektronentemperatur wurde für das Adamantan-Plasma 7 eV bestimmt. Eine weitere Unsicherheit bei der Bestimmung der Elektronentemperatur liegt darin, dass, wie von schon in Abschnitt 2.4 erläutert, das Floatingpotential durch die Hochfrequenz beeinflusst werden kann. Da für das Adamantan-Plasma die Ionendichten nur schwer abzuschätzen sind, und somit die Ionen-Plasmafrequenzen unbekannt sind, ist nicht klar, inwiefern das aus den Spektren bestimmte Randschichtpotential vom realen Randschichtpotential abweicht. Insofern sollte der ermittelte Wert mit Vorsicht betrachtet werden, eine Unsicherheit von zumindest ± 1 eV ist realistisch anzunehmen.

Die Abhängigkeit der relativen Ionendichten von der RFG-Leistung und damit von der Elektronendichte ist ein starkes Indiz für mehrstufige Dissoziationsprozesse im Plasma. Dies bekräftigt auch die Hypothese, dass durch dissoziative Ionisation erhebliche Mengen neutraler Spezies mit kleiner Masse entstehen, was letztlich die in Richtung relativ hoher Flüsse verschobene Performance-Kurve erklären könnte.

Dies wird durch das optische Emissionsspektrum in Abb. 5.6 weiter bestätigt, da die Linie mit der deutlich höchsten Intensität die H_α -Linie des neutralen Wasserstoffatoms darstellt. Dies ist wiederum ein Hinweis darauf, dass die Anregung von neutralem Wasserstoff eine wichtige Rolle für die hohe

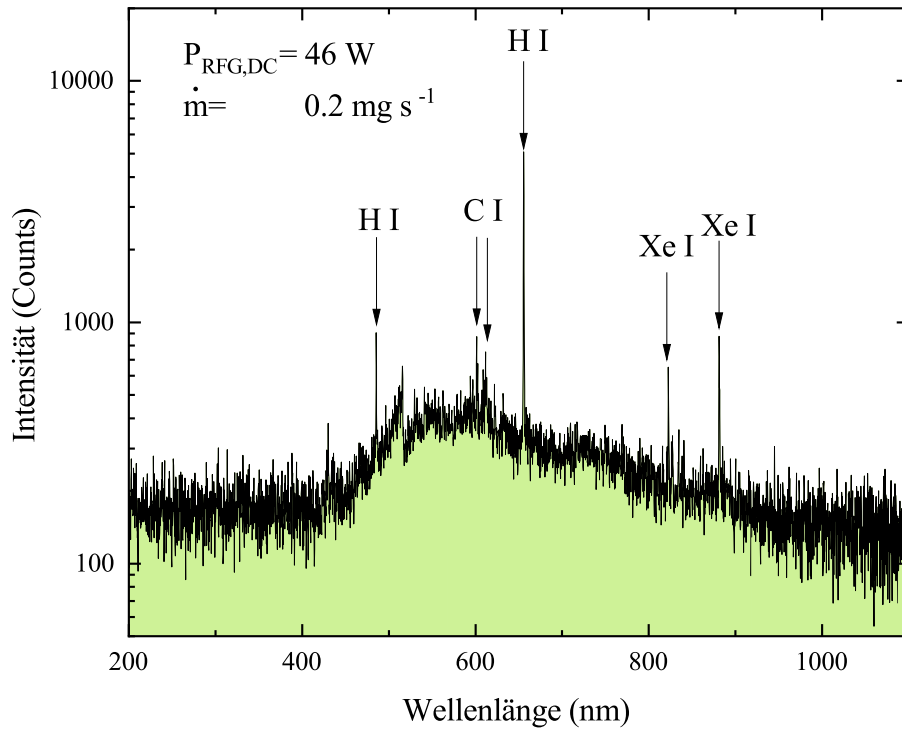


Abb. 5.6: Emissions-Spektrum eines mit Adamantan betriebenen RIM-10.

nötige RFG-Leistung spielt. Allerdings ist die quantitative Genauigkeit des Spektrums gering, da an dieser Stelle keine Responsskorrektur vorgenommen wurde. Das Entladungsgefäß beginnt sich innerhalb weniger Minuten zu beschichten, bis es nach ca. 30 bis 60 Minuten komplett intransparent ist. Da nicht anzunehmen ist, dass die optische Transparenz für alle Wellenlängen gleich abnimmt, müsste die Responsskorrektur in kurzen zeitlichen Intervallen von weniger als einer Minute wiederholt werden. Dieser Zeitraum reicht nicht aus, um das Triebwerk in einen stabilen Zustand zu bringen. Daher wurde hier auf den hohen Aufwand einer vielfachen Wiederholung der Responsskorrektur verzichtet.

5.2 Flugzeitspektrometrie und Vergleich der Resultate mit Messergebnissen des Strahls eines RITs

Insbesondere die Resultate mit Adamantan sind zunächst schwer quantitativ nachvollziehbar, weiterhin kann der Aufwand des Betriebs eines Triebwerks mit einem neuen Treibstoff sehr hoch sein. Daher wurde parallel zu den Messungen am Triebwerk damit begonnen, ein Setup zur Untersuchung der Ionisation und dissoziativen Ionisation alternativer Treibstoffe durch Elektronenstoß mit monoenergetischen Elektronen aufzubauen. Aus den hieraus erhaltenen relativen oder absoluten Wirkungsquerschnitten lässt sich berechnen, welche Verteilung der Ionenspezies in Abhängigkeit von der Elektronentemperatur des Plasmas zu erwarten ist, solange jedes eingelassene Molekül maximal einen ionisierenden, respektive dissoziierenden Stoß mit einem Elektron bis zum Verlassen des Plasmas vollzieht. Um diese Verteilung zu berechnen, muss man, analog zu den Ratengleichungen des globalen Modells für Iod in Abschnitt 4.1, die Raten berechnen, mit der einerseits die Ionenspezies erzeugt werden und andererseits, etwa durch eine weitere Fragmentierung oder Verlassen des Plasma-Volumens, die Rate mit denen diese Ionenspezies aus dem Plasma „verloren gehen“. Zunächst wird die Erzeugung der Ionen betrachtet. Die Rate $R_{C_{10}H_{16}}$ mit der das Adamantan-Ion erzeugt wird berechnet sich mit:

$$R_{C_{10}H_{16}^+} = K_{\text{Ionisation}} \cdot n_e \cdot n_{C_{10}H_{16}} \cdot V. \quad (5.2.1)$$

$n_{C_{10}H_{16}}$ ist die Neutralgasdichte von $C_{10}H_{16}$ und $K_{\text{Ionisation}}$ der Ionisations-Ratenkoeffizient. Entsprechend bestimmt sich die Erzeugungs-Rate $R_{C_xH_y^+}$ für leichtere Ionen, die durch dissoziative Ionisation des Adamantans entstehen, mit:

$$R_{C_xH_y^+} = K_{\text{DissIonisation}} \cdot n_e \cdot n_{C_{10}H_{16}} \cdot V. \quad (5.2.2)$$

$K_{\text{DissIonisation}}$ ist der Ratenkoeffizient für dissoziative Ionisation. Die mit den Gleichungen (5.2.1) und (5.2.2) berechneten Raten unterscheiden sich nur im Ratenkoeffizienten. Entsprechend ist das Verhältnis der Ratenkoeffi-

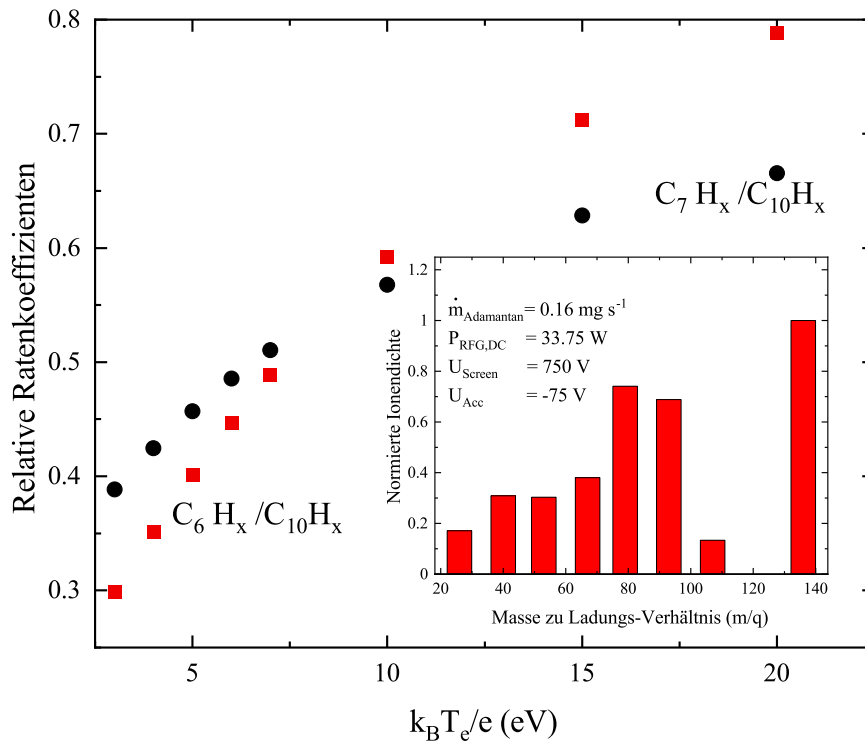


Abb. 5.7: Relative Ratenkoeffizienten der Hauptfragmentkanäle des Adamantans auf Basis der durch das TOF-Experiment ermittelten Wirkungsquerschnitte. Zum Vergleich sind die normierten relativen Ionendichten, die aus der Massenspektroskopie des Ionenstrahls des RIT-10 ermittelt wurden, gezeigt.

zienten identisch mit der Verhältnisse der Raten. Abb. 5.7 zeigt die aus den ermittelten Wirkungsquerschnitten bestimmten relativen Ratenkoeffizienten zur Erzeugung von $C_{10}H_x^+$ und den beiden typischerweise intensivsten Produkten der dissoziativen Ionisation $C_6H_x^+$ und $C_7H_x^+$ sowie die aus den Massenspektren bestimmten relativen Ionendichten. Die Verhältnisse der Ratenkoeffizienten entsprechen nicht der relativen Dichte der entstandenen Ionen. Leichtere Ionen besitzen eine höhere thermische Geschwindigkeit und werden daher schneller und mit größerer Rate die Entladung verlassen, wodurch deren Dichte stärker absinkt als diejenige der schweren Ionen. In

diesem Sinne wäre das Ionendichteverhältnis gegenüber dem Verhältnis der Ratenkoeffizienten etwas größer für die schweren Ionen als für die leichten Ionen.

Real zeigt sich allerdings ein entgegengesetzter Trend. Die beim RIT ermittelten Verhältnisse werden für die Hauptfragmente unter idealisierten Bedingungen, also der Erfüllung der Einzelstoßbedingung wie im TOF-Experiment, erst bei Elektronentemperaturen im Bereich von 15 eV bis 20 eV erreicht, was erheblich höher als die aus den Massenspektren ermittelten 7 eV ist. Dies spricht dafür, dass für eine akurater Beschreibung Mehrfachstöße berücksichtigt werden müssen. Ein erster Ansatz liegt in folgender, wenn auch kruder, Betrachtung: Das Adamantan-Molekül wird nicht nur einmal, sondern bis zu drei mal dissoziativ ionisiert. Dadurch nimmt der Anteil des Adamantan-Ions ab, während der Anteil der schweren Fragmente zunimmt, siehe Abbildung 5.8 b).

Der mehrstufige Zerfall des Adamantan-Moleküls und weiterhin von Nitro-Diamantoiden wurde von Yinon und Bulusu [101] mittels der CID-Methode (Collisional induced dissociation) untersucht und zeigt eine Vielzahl von möglichen, mehrstufigen, Zerfallskanälen. Ein Auszug der Fragmentierungspfade ist in Abb. 5.8 a) gezeigt. Bei diesen Messungen wird das Adamantan-Ion in ein Heliumtarget geschossen. Nach Yinon und Bulusu [101] sollen die Zerfallskanäle vergleichbar mit jenen durch Beschuss mit Elektronen sein. Damit lässt sich auch das signifikante Auftreten von leichten Molekül-Ionen, wie etwa $C_2H_x^+$, erklären, welches in den TOF-Spektren bis zu einer Elektronenenergie von 25 eV nicht vorzufinden ist [23].

Es ist also möglich, dass durch Stöße von Neutralgas und Ionen, also gerade der Situation der CID-Methode, ein signifikanter Anteil der leichten Dissoziationsprodukte bzw. Fragmente entsteht. Eine Untersuchung von Douglas [24] hat den CID-Zerfall von Brombenzol und Chlorbenzol untersucht, ähnliche Untersuchungen wurden von Dawson *et al.* [20] für das Molekül Dimethylmorpholinophosphoramidat vorgenommen. Die vorgenommenen Untersuchungen wurden für Stoßenergien kleiner als 100 eV durchgeführt. Vergleichbare kinetische Energien besitzen die Ionen in der Plasmarandschicht.

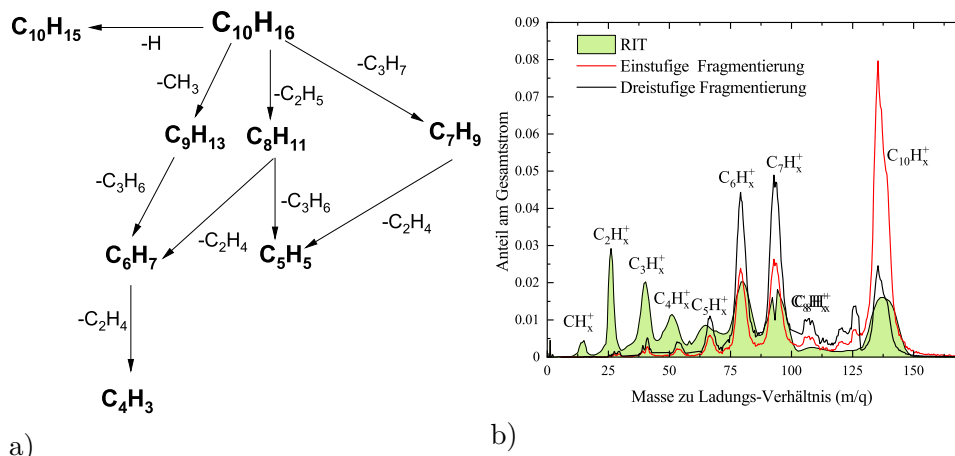


Abb. 5.8: a) Eine Auswahl der von Yinon und Bulusu ermittelten Pfade einer mehrstufigen Fragmentierung des Adamantan-Ions. Fett gedruckt sind die Ionen, die durch die Fragmentierung entstehen, an den Pfeilen ist die (Gesamt-) Summenformel der neutralen Dissoziationsprodukte vermerkt. Hierbei ist anzumerken, dass prinzipiell auch mehrere neutrale Dissoziationsprodukte gleichzeitig entstehen könnte, beispielsweise C_2H_2 und H_2 statt C_2H_4 . b) Berechnung der erwarteten Fragmentverteilung durch eine einfache und eine dreifache dissoziative Ionisation des Adamantans anhand der gemessenen Wirkungsquerschnitte und Vergleich mit einem typischen, mit dem RIM-10 als Ionenquelle aufgenommen, Massenspektrum. In der Berechnung ist nicht berücksichtigt, dass sowohl die ionischen als auch neutralen Dissoziationsprodukte wiederum fragmentiert bzw. dissoziativ ionisiert werden können.

Die Wirkungsquerschnitte liegen hier im Bereich einiger hundert Mb bis zu wenigen Gb und sind zumindest ähnlich groß wie Elektronenstoßionisationswirkungsquerschnitte. Nimmt man für das Adamantan-Ion einen (mittleren) Wirkungsquerschnitt von 1 Gb an, ergibt sich für eine Neutralgasdichte von 10^{18} m^{-3} , dies entspricht bei einer Temperatur von 300 K einem Druck von rund 4 mPa, eine mittlere freie Weglänge von 10 m. Der Abstand im Experiment zwischen Ionenquelle und dem Dipolmagneten beträgt etwa 2 m. Unter diesen Annahmen ist damit zu rechnen, dass schon bis zum Eintritt in den Dipolmagneten jedes fünfte Adamantan-Ion durch einen

Stoß mit Neutralgas fragmentiert wurde. Die realen Werte können erheblich abweichen, zumal die Situation mit dem RIT als Ionenquelle wesentlich komplexer als in den zitierten Publikationen ist. Stark unterschiedlich ist insbesondere, dass sich sowohl das Neutralgastarget aus einer Vielzahl von Molekülen und Atomen zusammensetzt und ebenso verschiedene Ionenspezies aus der Quelle extrahiert werden. Im Unterschied zur stoßinduzierten Dissoziation/Fragmentierung sollten die durch Elektronenstoß entstandenen Ionen nur äußerst selten wiederum durch einen Elektronenstoß fragmentiert werden. Die Elektronendichte im Plasma ist typischerweise etwa zwei Größenordnungen geringer als die Neutralgasdichte in der Entladung, bzw. eine Größenordnung unter jener im Vakuumtank. Dadurch wäre die mittlere freie Weglänge bis zu einer Fragmentierung durch einen Elektronenstoß, unter der Annahme ähnlich großer oder kleinerer Wirkungsquerschnitte, mindestens ebenso eine Größenordnung größer und läge daher typischerweise im Bereich einiger hundert Meter bis weniger Kilometer.

Mögliche weitere Quellen für das vermehrte Auftreten von relativ leichten Ionen könnten spontane Zerfälle der schwereren Ionen oder auch Ladungsaustauschreaktionen mit dem Neutralgas sein. Letztere sind im TOF-Experiment im Vergleich zum RIT kaum zu erwarten, da die Neutralgasdichten etwa zwei bis drei Größenordnungen geringer als im Extraktionsgitter des Triebwerks sind.

Dennoch lässt sich auch aus den TOF-Messungen schon schließen, dass mit Adamantan grundsätzlich eine erhebliche dissoziative Ionisation nicht vermeidbar ist. Somit ist diese Analysemethode gut dafür geeignet, zukünftig Kandidaten als Treibstoff für den Betrieb von Ionentriebwerken vorab zu selektieren, so dass man mit dem Triebwerk nur noch jene Kandidaten testen muss, die sich im TOF-Experiment als erheblich stabiler als Adamantan erwiesen haben. Als erster möglicher Kandidat wurde 1-Fluoro-Adamantan überprüft, bei dem ein Wasserstoff-Atom durch das Halogen Fluor substituiert wurde. Es ergibt sich eine signifikant unterschiedliche dissoziative Ionisation im Vergleich zum unmodifizierten Adamantan. Abb. 5.9 zeigt, dass 1-Fluoro-Adamantan tendenziell in weniger Produkte zerfällt. Allerdings

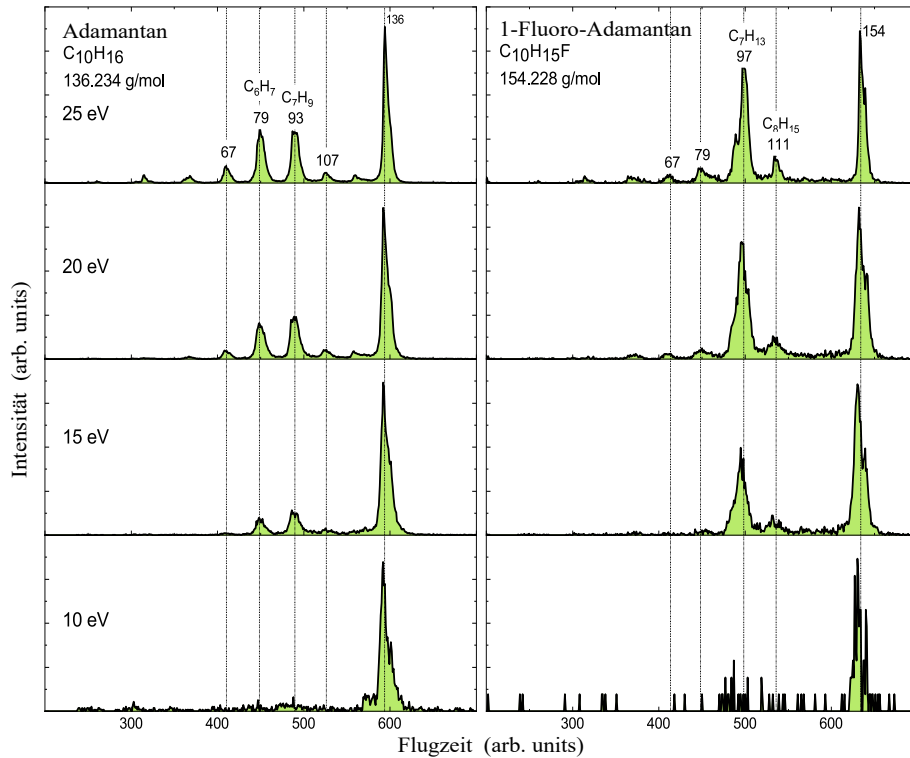


Abb. 5.9: TOF-Spektren mit Adamantan und 1-Fluoro-Adamantan bei je vier Elektronenergien [23].

genügt eine signifikant geringere Energie, um einen deutlichen zweiten Peak zu erzeugen. Dies ist günstiger im Sinne der Komplexität des Plasmas, etwa im Hinblick auf eine Simulation mittels eines globalen Modells, da weniger Prozesse berücksichtigt werden müssen. In diesem Sinne kann eine etwas weniger komplexe Plasmazusammensetzung auch dazu beitragen Prozesse, die etwa zu einem erhöhten Bedarf an HF-Leistung führen, besser zu verstehen. Über die Stabilität des Betriebs eines RIT mit 1-Fluoro-Adamantan können aus den Spektren nur bedingt Aussagen getroffen werden, da es hierzu unabdingbar ist, auch die neutralen Spezies, die durch einstufige oder mehrstufige Dissoziation entstehen, zu kennen. Vermieden werden müssen sämtliche Spezies, die auf Komponenten im Triebwerk bei den vorherrschenden Tem-

peraturen kondensieren oder resublimieren. Solche Spezies würden letztlich entweder zu Aufladungen (Isolatoren) oder zu Kurzschlüssen und einer Reduktion der Einkopplungseffizienz der Hochfrequenz-Anregung führen. Kleinste Mengen solcher Spezies können eventuell dann toleriert werden, wenn die Ablagerungen erst am Ende der Lebenszeit des Triebwerks, z.B. bedingt durch nicht vermeidbare Effekte wie die Erosion der Extraktionsgitter, zu nennenswerten Problemen führen.

6 Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Dissertation wurden Moleküle im Allgemeinen als Treibstoff für Ionentriebwerke untersucht. Es wurden sowohl experimentelle Untersuchungen durchgeführt als auch theoretische Modelle genutzt. Experimentell wurde mit Iod sowohl ein Vertreter der diatomaren Gase als auch mit Adamantan ein Vertreter der wesentlich komplexeren Klasse der Diamantoide im Hinblick auf ihre Eignung als Treibstoff für HF-Ionentriebwerke evaluiert. Das diatomare Iod hat sich als in vielen Aspekten guter Kandidat als Ersatz für Xenon erwiesen. Die Performance ist im anwendungsrelevanten Bereich zumindest mit der von Xenon vergleichbar. Herausforderungen bei Verwendung des Halogens liegen hauptsächlich in der stark erhöhten Reaktivität im Vergleich zu inerten Gasen. Hiervon ist insbesondere die Neutralisation des Strahls betroffen, da die zu diesem Zweck hauptsächlich genutzten Hohlkathoden auf Grund der hohen Betriebstemperatur besonders anfällig sind. Um diese Herausforderung zu bewältigen, wurde ein alternatives Konzept zur Neutralisation, der HF-Neutralisator, eingehend untersucht. Im Rahmen der bisherigen Experimente stellten sich keinerlei durch die Reaktivität des Halogens bedingten Schwierigkeiten beim Betrieb eines HF-Neutralisators heraus. Hinsichtlich der effizienten Treibstoffnutzung des Neutralisators erreicht der Prototyp ähnliche Werte wie andere, mit Xenon betriebene, HF-Neutralisatoren und Hohlkathoden. Die Leistungsbilanz des Prototypen fällt noch ungünstiger als mit gängigen Hohlkathoden aus. Jedoch zeigen Berechnungen mittels globaler Modelle, dass noch signifikante Verbesserungen in diesem Bereich erzielt werden können.

Für Adamantan konnte eine Extraktion von Ionen und somit eine Generierung von Schub gezeigt werden. Allerdings erwies sich die Performance als

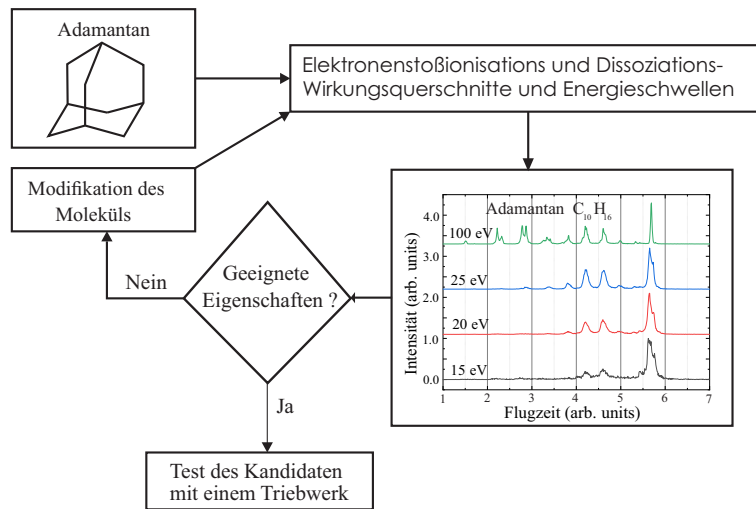


Abb. 6.1: Strategie zum Finden eines geeigneten Treibstoffs. In einem iterativen Verfahren werden die Wirkungsquerschnitte und Energieschwellen für Ionisation und dissoziative Ionisation ermittelt und die Moleküle werden entsprechend der Ergebnisse chemisch modifiziert.

nicht mit Xenon vergleichbar. Ursache hierfür ist die zu geringe Stabilität des Moleküls unter den Bedingungen des Niedertemperaturplasmas. Dies bewirkt zusätzlich zur mäßigen Performance eine geringe Operationsdauer von weniger als einer Stunde.

Adamantan ist in diesem Sinne als Startpunkt einer Weiterentwicklung, komplexer, molekularer Treibstoffe zu verstehen. Modifikationen von Molekülen können gezielt für eine Verbesserung der Eigenschaften als Treibstoff genutzt werden. Der Effekt von Modifikationen, etwa durch Substitution eines Wasserstoffatoms eines Diamantoids, auf Ionisation und diss. Ionisation lässt sich durch eine Messung von Elektronenstoßwirkungsquerschnitten analysieren. Dadurch können zukünftig potentielle Treibstoffkandidaten vorselektiert werden, um die Gesamtzeit der Suche optimaler Treibstoffe zu reduzieren. Abb. 6.1 stellt die Idee dar, zukünftig durch ein iteratives Screening geeignete Kandidaten-Substanzen zu finden. Somit kann zukünftig ein Beitrag zur Suche optimaler Treibstoffe für verschiedene Triebwerke und Missions-Szenarien geleistet werden. Kein Treibstoff ist prinzipiell ideal für

alle Anwendungen geeignet. Für kommerzielle Satellitenanwendungen spielen insbesondere der Preis und die Verfügbarkeit eine herausgestellte Rolle, während diese Faktoren für extraterrestrische, wissenschaftliche Missionen von untergeordneter Rolle sind und beispielsweise ein besonders geringer Treibstoffverbrauch von höherer Relevanz sein kann. Molekulare Treibstoffe werden in Zukunft trotz ihrer Komplexität eine Berechtigung haben und einen Platz finden. Die Ergebnisse der Arbeit zeigen die Komplexität der wissenschaftlichen Fragestellung und inhärenten Herausforderungen bei den Experimenten. Eine direkte Untersuchung der einzelnen Kandidaten durch ein Triebwerk ist zeitaufwändig und teuer. Die entwickelte Idee des Screenings, bei der iterativ die Kandidatensubstanzen modifiziert werden, sodass ein gezieltes Vorselektieren von Kandidatensubstanzen stattfinden kann, stellt einen gangbaren Weg für zukünftige Untersuchungen dar. Die Tür zu diesem Forschungsgebiet ist gerade erst aufgestoßen worden.

Literatur

- [1] V. K. Abgaryan und K. I. Kruglov. „Thermal model of RF ion thrusters and ion sources“. In: *J. Surf. Invest.* 9.6 (2015), S. 1137–1143. DOI: 10.1134/s1027451015060038.
- [2] V. K. Abgaryan, A. B. Nadiradze, A. A. Semenov und A. E. Troshin. „On the Passage of Radiant Fluxes out of Discharge Plasma in Ion Sources through Openings in Ion-Extraction Systems“. In: *J. Surf. Invest.* 13.6 (2019), S. 1054–1060. DOI: 10.1134/s102745101906003x.
- [3] L. L. Alves. *The IST-Lisbon database on LXCat*. J. Phys. Conf. 565, 1. 2014.
- [4] P. Arpaia, P. N. Burrows, M. Buzio, C. Gohil, M. Pentella und D. Schulte. „Magnetic characterization of Mumetal® for passive shielding of stray fields down to the nano-Tesla level“. In: *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A* 988 (2021), S. 164904. DOI: 10.1016/j.nima.2020.164904.
- [5] S. D. Baalrud, N. Hershkowitz und N. Hershkowitz. „Equilibrium states of anodic double layers“. In: *Plasma Sources Sci. Technol.* 18.3 (2009), S. 035002. DOI: 10.1088/0963-0252/18/3/035002.
- [6] S. D. Baalrud, N. Hershkowitz und B. Longmier. „Global nonambipolar flow: Plasma confinement where all electrons are lost to one boundary and all positive ions to another boundary“. In: *Phys. Plasmas* 14.4 (2007), S. 042109. DOI: 10.1063/1.2722262.
- [7] C. Bartoli und G. Saccoccia. „European Electric Propulsion Activities in the Era of Application“. In: *23th International Electric Propulsion Conference, Seattle, Washington, USA*. 1993.

- [8] H. Bassner, H.-P. Berg, R. Kukies und H. Müller. „Flight Test Results of the RITA Experiment on EURECA“. In: *23th International Electric Propulsion Conference, Seattle, Washington, USA*. 1993.
- [9] R. T. Bayard und D. Alpert. „Extension of the Low Pressure Range of the Ionization Gauge“. In: *Rev. Sci. Instrum.* 21.6 (1950), S. 571–572. DOI: 10.1063/1.1745653.
- [10] F. Becker. „Entwicklung und Optimierung eines RF-Neutralisators für den Betrieb mit Iod und Xenon“. Master-Thesis. Justus-Liebig-Universität Giessen, 2019.
- [11] R. Becker und W. B. Herrmannsfeldt. „IGUN-A program for the simulation of positive ion extraction including magnetic fields“. In: *Rev. Sci. Instrum.* 63.4 (1992), S. 2756–2758. DOI: 10.1063/1.1142795.
- [12] J.-P. Boeuf. „Tutorial: Physics and modeling of Hallthrusters“. In: *J Appl Phys* (2017). DOI: 10.1063/1.4972269.
- [13] T. Brandt, R. Schneider, J. Duras, D. Kahnfeld, F. G. Hey, H. Kersten, F. Jansen und C. Braxmaier. „Particle-in-Cell Simulation of a Down-Scaled HEMP Thruster“. In: *Trans. JSASS Aerospace Tech. Japan* 14.ists30 (2016), p. 235–42. DOI: 10.2322/tastj.14.pb_235.
- [14] J. R. Brophy, J. E. Polk und D. M. Goebel. „Development of a 50,000-s, Lithium-fueled, Gridded Ion Thruster“. In: *35th International Electric Propulsion Conference, Atlanta, Georgia, USA*. 2017.
- [15] P. Chabert, J. A. Monreal, J. Bredin, L. Popelier und A. Aanesland. „Global model of a gridded-ion thruster powered by a radiofrequency inductive coil“. In: *Phys. Plasmas* 19.7 (2012), S. 073512. DOI: 10.1063/1.4737114.
- [16] P. Chabert und N. Braithwaite. *Physics of Radio-Frequency Plasmas*. Cambridge University Press, 2009. DOI: 10.1017/cbo9780511974342.

- [17] V. H. Chaplin, J. E. Polk, I. Katz, G. Williams, G. C. Soulas, J. Yim und J. R. Anderson. „3D Simulations of Ion Thruster Accelerator Grid Erosion Accounting for Charge Exchange Ion Space Charge“. In: *2018 Joint Propulsion Conference*. American Institute of Aeronautics und Astronautics, 2018. DOI: 10.2514/6.2018-4812.
- [18] G. Cifali, T. Misuri, P. Rossetti, M. Andrenucci, D. Valentian, D. Feili und B. Lotz. „Experimental characterization of HET and RIT with atmospheric propellants“. In: *32th International Electric Propulsion Conference, Wiesbaden, Deutschland*. 2011.
- [19] S. D. Clark, M. S. Hutchins, I. Rudwan, N. C. Wallace, J. Palencia und H. Gray. „BepiColombo Electric Propulsion Thruster and High Power Electronics Coupling Test Performances“. In: *33th International Electric Propulsion Conference, Washington, D.C, USA*. 2013.
- [20] P. H. Dawson, J. B. French, J. A. Buckley, D. J. Douglas und D. Simmons. „The use of triple quadrupoles for sequential mass spectrometry: 2—A detailed case study“. In: *Org. Mass Spectrom.* 17.5 (1982), S. 212–219. DOI: 10.1002/oms.1210170504.
- [21] P. Dietz, F. Becker, K. Keil, K. Holste und P. J. Klar. „Performance of a rf neutralizer operating with noble gases and iodine“. In: *Eur. Phys. J. AP* (2020). DOI: 10.1051/epjap/2020190213.
- [22] P. Dietz, F. Becker, K. Keil, K. Holste und P. J. Klar. „Tests of an iodine fed RF-neutralizer“. In: *36th International Electric Propulsion Conference, Wien, Österreich*. 2019.
- [23] P. Dietz, W. Gärtner, Q. Koch, P. E. Köhler, Y. Teng, P. R. Schreiner, K. Holste und P. J. Klar. „Molecular propellants for ion thrusters“. In: *Plasma Sources Sci. Technol* (2019). DOI: 10.1088/1361-6595/ab2c6c.

- [24] D. J. Douglas. „Mechanism of the collision-induced dissociation of polyatomic ions studied by triple quadrupole mass spectrometry“. In: *J. Phys. Chem.* 86.2 (1982), S. 185–191. DOI: 10.1021/j100391a011.
- [25] R. A. Dressler, Y.-H. Chiu und D. J. Levandier. „Propellant Alternatives For Ion And Hall Effect Thrusters“. In: *38th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. 2000.
- [26] H. Elsner. „Noble gases – supply really critical?“ Techn. Ber. Deutsche Rohstoffagentur (DERA) an der Bundesanstalt für Geowissenschaften und Rohstoffe (BGR), 2018.
- [27] C. C. Farnell, D. L. Brown, G. M. Willis und R. D. Branam. „Remote Diagnostic Measurements of Hall Thruster Plumes“. In: *31th International Electric Propulsion Conference, Ann Arbor, Michigan, USA*. 2009.
- [28] N. Fazio, S. B. Gabriel und I. O. Golosnoy. „Alternative propellants for gridded ion engines“. In: *Space Propulsion Conference, Sevilla, Spain*. 2018.
- [29] N. Fazio, S. B. Gabriel, I. O. Golosnoy und B. Wollenhaupt. „Mission Cost for Gridded Ion Engines using Alternative Propellants“. In: *36th International Electric Propulsion Conference, Wien, Österreich*. 2019.
- [30] E. Ferrato, V. Giannetti, A. Piragonio, M. Andrenucci und T. Andreussi. „Development Roadmap of SITAEL’s RAM-EP System“. In: *36th International Electric Propulsion Conference, Wien, Österreich*. 2019.
- [31] D. M. Goebel, J. T. Crow und A. T. Forrester. „Lanthanum hexaboride hollow cathode for dense plasma production“. In: *Rev. Sci. Instrum.* 49.4 (1978), S. 469–472. DOI: 10.1063/1.1135436.
- [32] D. M. Goebel, Y. Hirooka und T. A. Sketchley. „Large-area lanthanum hexaboride electron emitter“. In: *Rev. Sci. Instrum.* 56.9 (1985), S. 1717–1722. DOI: 10.1063/1.1138130.

- [33] D. M. Goebel und I. Katz. *Fundamentals of Electric Propulsion*. John Wiley & Sons, Inc., 2008. DOI: 10.1002/9780470436448.
- [34] T. S. Green. „Intense ion beams“. In: *Rep. Prog. Phys.* 37.10 (1974), S. 1257–1344. DOI: 10.1088/0034-4885/37/10/002.
- [35] P. Grondein, T. Lafleur, P. Chabert und A. Aanesland. „Global model of an iodine gridded plasma thruster“. In: *Phys. Plasmas* 23.3 (2016), S. 033514. DOI: 10.1063/1.4944882.
- [36] A. Gurciullo, A. L. Fabris und M. A. Cappelli. „Ion plume investigation of a Hall effect thruster operating with Xe/N₂ and Xe/air mixtures“. In: *J. Journal of Physics D* 52.46 (2019), S. 464003. DOI: 10.1088/1361-6463/ab36c5.
- [37] H.-P. Harmann. „Untersuchung und Modellierung der Ionenstrahlformung großflächiger Ionenquellen mit Hilfe einer beweglichen Faradaysondenzeile“. Diss. Justus-Liebig-Universität Giessen, 2003.
- [38] T. Hatakeyama, M. Irie, H. Watanabe, A. Okutsu, J. Aoyagi und H. Takegahara. „Preliminary Study on Radio Frequency Neutralizer for Ion Engine“. In: *30th International Electric Propulsion Conference, Florence, Italy*. 2007.
- [39] J. He, L. Ma, S. Xue, C. Zhang, L. Duan und Q. Kang. „Study of electron-extraction characteristics of an inductively coupled radio-frequency plasma neutralizer“. In: *Plasma Sci. Technol* 20.2 (2018), S. 025403. DOI: 10.1088/2058-6272/aa89e1.
- [40] R. Henrich. „Development of a plasma simulation tool for Radio Frequency Ion Thrusters“. Diss. Justus-Liebig-Universität Giessen, 2013.
- [41] A. Hepburn und D. B. White. „Preliminary Design of a Single Stage Bismuth SPT Hall Thruster for Small Spacecraft Applications“. In: *AIAA Propulsion and Energy 2019 Forum*. American Institute of Aeronautics und Astronautics, 2019. DOI: 10.2514/6.2019-4164.

- [42] K. Holste, P. Dietz, S. Scharmann, K. Keil, T. Henning, D. Zschätzsch, M. Reitemeyer, B. Nauschütt, F. Kiefer, F. Kunze, J. Zorn, C. Heiliger, N. Joshi, U. Probst, R. Thüringer, C. Volkmar, D. Packan, S. Peterschmitt, K.-T. Brinkmann, H.-G. Zaunick, M. H. Thoma, M. Kretschmer, H. J. Leiter, S. Schippers, K. Hannemann und P. J. Klar. „Ion thrusters for electric propulsion: Scientific issues developing a niche technology into a game changer“. In: *Rev. Sci. Instrum.* 91.6 (2020), S. 061101. DOI: 10.1063/5.0010134.
- [43] K. Holste, W. Gärtner, D. Zschätzsch, S. Scharmann, P. Köhler, P. Dietz und P. J. Klar. „Performance of an iodine-fueled radio-frequency ion-thruster“. In: *Eur. Phys. J. D* 72.1 (2018), S. 9. DOI: 10.1140/epjd/e2017-80498-5.
- [44] P. Hruby, N. Demmons, D. Courtney, M. Tsay, J. Szabo und V. Hruby. „Overview of Busek Electric Propulsion“. In: *36th International Electric Propulsion Conference, Wien, Österreich*. 2019.
- [45] T. Jack. „Plasma diagnostics with a retarding potential analyzer“. In: *IEEE Conference Record - Abstracts. 1996 IEEE International Conference on Plasma Science*. IEEE, 1996. DOI: 10.1109/plasma.1996.550250.
- [46] S. Jahanbakhsh, M. Sartir und M. Celik. „Study of electron current extraction from a radio frequency plasma cathode designed as a neutralizer for ion source applications“. In: *Rev. Sci. Instrum.* 87.2 (2016), 02B922. DOI: 10.1063/1.4935015.
- [47] K. Jousten, Hrsg. *Wutz Handbuch Vakuumtechnik*. Bd. 11. Vieweg & Teubner Verlag, 2012. DOI: 10.1007/978-3-8348-2192-8.
- [48] K. Katsonis, C. Bereguer, J. Gonzales del Amo und C. Stavrinidis. „CO₂ / N₂ Breathing Electric Thrusters for Low Mars Orbits“. In: *6th Space Propulsion Conference, Rome, Italy*. 2016.

- [49] J. Kestin, S. T. Ro und W. A. Wakeham. „Viscosity of the Noble Gases in the Temperature Range 25–700°C“. In: *J. Chem. Phys* 56.8 (1972), S. 4119–4124. DOI: 10.1063/1.1677824.
- [50] P. E. H. Köhler. „Design, Konstruktion und Test eines hochauflösenden Gegenfeldanalysators mit fokussierender Elektrode und hochgelegtem Kollektor“. Diss. Justus-Liebig-Universität Giessen, 2018.
- [51] H. J. Leiter, R. Killinger, H. Bassner, J. Müller und R. Kukies. „27th International Electric Propulsion Conference, Pasadena, California, USA“. In: *Development of the Radio Frequency Ion Thruster RIT XT – A Status Report*. 2001.
- [52] H. J. Leiter, C. Altmann, D. Lauer, M. Rath, F. Becker, D. Feili und J. G. del Amo. „A Nouvelle Neutralization Concept for RIT- μ X Miniaturized Radio Frequency Ion Thruster Systems“. In: *36th International Electric Propulsion Conference, Wien, Österreich*. 2019.
- [53] W. R. Leo. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*. Springer Berlin Heidelberg, 1994. 400 S. ISBN: 978-3-540-57280-0.
- [54] D. R. Lev, G. D. Emsellem und A. K. Hallock. „The Rise of the Electric Age for Satellite Propulsion“. In: *New Space* 5.1 (2017), S. 4–12. DOI: <http://doi.org/10.1089/space.2016.0020>.
- [55] D. R. Lev, R. M. Myers, K. M. Lemmer, J. Kolbeck, H. Koizumi und K. Polzin. „The technological and commercial expansion of electric propulsion“. In: *Acta Astronaut* (2019). DOI: 10.1016/j.actaastro.2019.03.058.
- [56] W. Ley, K. Wittmann und W. Hallmann, Hrsg. *Handbuch der Raumfahrttechnik mit 135 Tabellen*. München: Hanser, 2011. ISBN: 978-3-446-42406-7.
- [57] H. Löb. „Ein elektrostatisches Raketentriebwerk mit Hochfrequenzionenquelle“. In: *Astronautica Acta* (1962).

- [58] H. Löb. „Recent Work on Radio Frequency Ion Thrusters“. In: *J Spacecr Rockets* 8.5 (1971), S. 494–500. DOI: 10.2514/3.59683.
- [59] B. Lotz. „Plasma physical and material physical aspects of the application of atmospheric gases as a propellant for Ion-Thruster of the RIT-Type“. Diss. Justus-Liebig-Universität Giessen, 2013.
- [60] C. Lu, T. Zhang, P. Qiu, J. Chen, Y. Cao und L. Zheng. „Barrel Erosion of Ion Thruster Accelerator Grid Under Different Operating Conditions“. In: *IEEE Trans. Plasma Sci* 46.12 (2018), S. 4065–4077. DOI: 10.1109/tps.2018.2865600.
- [61] F. Marmuse, R. Lucken, C. Drag, J.-P. Booth, A. Bourdon, P. Chabert und A. Aanesland. „Optical and electrical diagnostics in an iodine plasma“. In: *36th International Electric Propulsion Conference, Wien, Österreich*. 2019.
- [62] D. R. Massey. „Development of a direct evaporation bismuth Hall thruster“. Diss. Michigan Technological University, 2008. DOI: 10.37099/mtu.dc.ets/385.
- [63] Y. Nakagawa, H. Koizumi, H. Kawahara und K. Komurasaki. „Performance characterization of a miniature microwave discharge ion thruster operated with water“. In: *Acta Astronaut* 157 (2019), S. 294–299. DOI: 10.1016/j.actaastro.2018.12.031.
- [64] Y. Nakagawa, H. Koizumi, Y. Naito und K. Komurasaki. „Water and xenon ECR ion thruster—comparison in global model and experiment“. In: *Plasma Sources Sci. Technol.* 29.10 (2020), S. 105003. DOI: 10.1088/1361-6595/aba2ac.
- [65] K. Nakamura, Y. Nakagawa, H. Koizumi und Y. Takao. „Numerical Analysis of a Miniature Microwave-discharge Ion Thruster Using Water as the Propellant“. In: *Trans Jpn Soc Aeronaut Space Sci* 61.4 (2018), S. 152–159. DOI: 10.2322/tjsass.61.152.

- [66] Y. Nakayama und H. Takegahara. „Feasibility Study on C60Plasma Application to Ion Thruster“. In: *Jpn. J. Appl. Phys.* 36.Part 1, No. 6A (1997), S. 3721–3725. DOI: 10.1143/jjap.36.3721.
- [67] F. Paganucci, M. M. Saravia, A. Vinci, L. B. A. Ceccarini, G. Pellegrini, T. Andreussi, C. Ducci und D. Pedrini. „I2HET: Development of an Iodine-Fed Hall Effect Thruster“. In: *36th International Electric Propulsion Conference, Wien, Österreich.* 2019.
- [68] A. K. Pandey und S. K. Karkari. „Characteristics of floating potential of a probe in electronegative plasma“. In: *Phys. Plasmas* 24.1 (2017), S. 013507. DOI: 10.1063/1.4973653.
- [69] D. Pedrini, F. Cannelli, R. Hadavandi, C. Ducci, U. Cesari, T. Misuri, M. Andrenucci und F. Paganucci. „Recent Advances in Low-Current Hollow Cathodes at SITAEL“. In: *36th International Electric Propulsion Conference, Wien, Österreich.* 2019.
- [70] J. Perez Luna, R. A. Lewis, N. Park, J. Boshier, F. Guarducci und F. Cannat. „T7 Thruster Design and Performance“. In: *36th International Electric Propulsion Conference, Wien, Österreich.* 2019.
- [71] K. A. Polzin, T. E. Markusic, B. J. Stanojev, A. DeHoyos und B. Spaun. „Thrust stand for electric propulsion performance evaluation“. In: *Rev. Sci. Instrum.* 77.10 (2006), S. 105108. DOI: 10.1063/1.2357315.
- [72] J.-P. Porst, C. Altmann, C. Arnold, J. Kuhmann, C. Syring, H. J. Leiter, M. Berger, A. Soto, F. Herty, F. Scholze, C. Eichhorn und C. Bundesmann. „The RIT 2X propulsion system:current development status“. In: *35th International Electric Propulsion Conference, Atlanta, Georgia, USA.* 2017.
- [73] A. Reeh, U. Probst und P. J. Klar. „Global model of a radio-frequency ion thruster based on a holistic treatment of electron and ion density profiles“. In: *Eur. Phys. J. D* 73.11 (2019). DOI: 10.1140/epjd/e2019-100002-3.

- [74] R. Rejoub, B. G. Lindsay und R. F. Stebbings. „Determination of the absolute partial and total cross sections for electron-impact ionization of the rare gases“. In: *Phys Rev A (Coll Park)* 65.4 (2002). DOI: 10.1103/physreva.65.042713.
- [75] R. Rejoub, B. G. Lindsay und R. F. Stebbings. „Electron-impact ionization of the methyl halides“. In: *J. Chem. Phys* 117.14 (2002), S. 6450–6454. DOI: 10.1063/1.1506152.
- [76] P. Saevets, D. Semenenko, R. Albertoni und G. Scremin. „Development of a Long-Life Low-Power Hall Thruster“. In: *35th International Electric Propulsion Conference, Atlanta, Georgia, USA*. 2017.
- [77] M. Satir, F. Sik, E. Turkoz und M. Celik. „Design of the retarding potential analyzer to be used with BURFIT-80 Ion thruster and validation using PIC-DSMC code“. In: *2015 7th International Conference on Recent Advances in Space Technologies (RAST)*. IEEE, 2015. DOI: 10.1109/rast.2015.7208410.
- [78] C. A. Scharlemann. „Theoretical and experimental investigation of C60-propellant for ion propulsion“. In: *Acta Astronaut* 51.12 (2002), S. 865–872. DOI: 10.1016/s0094-5765(02)00115-7.
- [79] F. Scholze, C. Bundesmann, C. Eichhorn und D. Spemann. „Determination of the Beam Divergence of a Gridded Ion Thruster Using the AEPD Platform“. In: *36th International Electric Propulsion Conference, Wien, Österreich*. 2019.
- [80] F. Scholze und D. Speman. „Design and Performance Test of a RF Plasma Bridge Neutralizer“. In: *36th International Electric Propulsion Conference, Wien, Österreich*. 2019.
- [81] A. Schwertheim, E. R. Azevedo, G. Liu, E. B. Borràs, L. Bianchi und A. Knoll. „Interlaboratory validation of a hanging pendulum thrust balance for electric propulsion testing“. In: *Rev. Sci. Instrum.* 92.3 (2021), S. 034502. DOI: 10.1063/5.0037100.

- [82] A. Schwertheim und A. Knoll. „Low power thrust measurements of the water electrolysis Hall effect thruster“. In: *CEAS Space J* (2021). DOI: 10.1007/s12567-021-00350-y.
- [83] A. Schwertheim und A. Knoll. „The Water Electrolysis Hall Effect Thruster (WET-HET): Paving the Way to Dual Mode Chemical-Electric Water Propulsion“. In: *36th International Electric Propulsion Conference, Wien, Österreich*. 2019.
- [84] F. Scortecci, D. Pagano, C. Bundesmann, C. Eichhorn, F. Scholze, D. Spemann, H. Leiter, H. Kersten, R. Blott, S. Mazouffre, P. J. Klar, D. Feili und J. G. del Amo. „AEPD System as a Standard On-ground Tool for Electric Propulsion Thrusters“. In: *35th International Electric Propulsion Conference, Atlanta, Georgia, USA*. 2017.
- [85] A. J. Sheppard und J. M. Little. „Scaling laws for electrodeless plasma propulsion with water vapor propellant“. In: *Plasma Sources Sci. Technol.* 29.4 (2020), S. 045007. DOI: 10.1088/1361-6595/ab759e.
- [86] J. Simon, U. Probst und P. J. Klar. „Development of a Radio-Frequency Generator for RF Ion Thrusters“. In: *Trans Jpn Soc Aeronaut Space Sci.* 14.ists30 (2016), S. 33–39. DOI: 10.2322/tastj.14.pb_33.
- [87] J. Sovey, V. Rawlin und M. Patterson. „A synopsis of ion propulsion development projects in the United States: SERT I to deep space 1“. In: *35th Joint Propulsion Conference and Exhibit*. 1999.
- [88] C. Steinbrüchel. „A simple formula for low-energy sputtering yields“. In: *Appl. Phys. A Solids and Surfaces* 36.1 (1985), S. 37–42. DOI: 10.1007/bf00616458.
- [89] H. C. Straub, D. Lin, B. G. Lindsay, K. A. Smith und R. F. Stebbings. „Absolute partial cross sections for electron-impact ionization of CH₄ from threshold to 1000 eV“. In: *J. Chem. Phys.* 106.11 (1997), S. 4430–4435. DOI: 10.1063/1.473468.

- [90] H. C. Straub, B. G. Lindsay, K. A. Smith und R. F. Stebbings. „Absolute partial cross sections for electron-impact ionization of H₂O and D₂O from threshold to 1000 eV“. In: *J. Chem. Phys.* 108.1 (1998), S. 109–116. DOI: 10.1063/1.475367.
- [91] H. C. Straub, P. Renault, B. G. Lindsay, K. A. Smith und R. F. Stebbings. „Absolute partial and total cross sections for electron-impact ionization of argon from threshold to 1000 eV“. In: *Phys Rev A (Coll Park)* 52.2 (1995), S. 1115–1124. DOI: 10.1103/physreva.52.1115.
- [92] H. C. Straub, P. Renault, B. G. Lindsay, K. A. Smith und R. F. Stebbings. „Absolute partial cross sections for electron-impact ionization of H₂, N₂, and O₂ from threshold to 1000 eV“. In: *Phys Rev A (Coll Park)* 54.3 (1996), S. 2146–2153. DOI: 10.1103/physreva.54.2146.
- [93] J. Szabo, B. Pote, S. Paintal, M. Robin, A. Hillier, R. D. Branam und R. E. Huffmann. „Performance Evaluation of an Iodine-Vapor Hall Thruster“. In: *J. Propul. Power* 28.4 (2012), S. 848–857. DOI: 10.2514/1.b34291.
- [94] J. Szabo und M. Robin. *Iodine plasma species measurements in a Hall effect thruster plume*. Techn. Ber. OMB No. 0704-0188. Busek Co. Inc., 2013.
- [95] J. Szabo, M. Robin und V. Hruba. „Bismuth Vapor Hall Effect Thruster Performance and Plume Experiments“. In: *35th International Electric Propulsion Conference, Atlanta, Georgia, USA*. 2017.
- [96] P. Touboul und M. Rodrigues. „The MICROSCOPE space mission“. In: *Classical Quantum Gravity* 18.13 (2001), S. 2487–2498. DOI: 10.1088/0264-9381/18/13/311.
- [97] O. Tverdokhlebov und A. Semengin. „Iodine propellant for electric propulsion - To be or not to be“. In: *37th Joint Propulsion Conference and Exhibit*. American Institute of Aeronautics und Astronautics, 2001. DOI: 10.2514/6.2001-3350.

- [98] C. Volkmar. „Selbstkonsistente numerische 1D/3D Hybridmodellierung von Radiofrequenz-Ionentriebwerken“. Diss. Justus Liebig University, 2015.
- [99] N. Wallace, P. Jameson, C. Saunders, M. Fehringer, C. Edwards und R. Floberghagen. „The GOCE Ion Propulsion Assembly – Lessons Learnt from the First 22 Months of Flight Operations“. In: *32th International Electric Propulsion Conference, Wiesbaden, Deutschland*. 2011.
- [100] N. Wolf, P. J. Klar und U. Probst. „System Identification and Beam Current Control of a Radio-Frequency Ion Thruster Applied to Different Types of Coil Geometry“. In: *35th International Electric Propulsion Conference, Atlanta, Georgia, USA*. 2017.
- [101] J. Yinon und S. Bulusu. „Mass spectral fragmentation pathways in nitroadamantanes. A tandem mass spectrometric collisionally induced dissociation study“. In: *J. Mass Spectrom* 21.9 (1986), S. 529–533. DOI: 10.1002/oms.1210210902.
- [102] Z. Zhang, H. Tang, Z. Zhang, J. Wang und S. Cao. „A retarding potential analyzer design for keV-level ion thruster beams“. In: *Rev. Sci. Instrum.* 87.12 (2016), S. 123510. DOI: 10.1063/1.4972345.
- [103] P. Zheng, J. Wu, Y. Zhang und B. Wu. „A Comprehensive Review of Atmosphere-Breathing Electric Propulsion Systems“. In: *Int. J. Aerosp. Eng.* (2020).

Danksagung

An dieser Stelle soll jenen gedankt werden die mir in Laufe meiner Promotion auf die eine oder andere Weise geholfen haben. An erster Stelle sei meinem Betreuer Prof. Peter J. Klar für die überaus ausdauernde Unterstützung und teils bitter nötige Motivation gedankt. Dies betrifft insbesondere sowohl die zu Beginn häufig frustrierenden Versuche ein RIT mit Adamantan zu betreiben als auch die umfangreiche Unterstützung bei der Verfassung meiner ersten Publikation.

Prof. Hans J. Leiter danke für die Übernahme des Zweitgutachtens.

Dr. Kristof Holste möchte ich für die zahlreichen Gespräche über die Überwindung kleinerer und größerer Herausforderungen im Labor danken. Die experimentelle Zusammenarbeit war stets von Vernunft geprägt ohne den Spaß an der Arbeit vermissen zu lassen. Außerdem half mir das ein oder andere kleinere Projekt den anfänglichen Misserfolg mit Adamantan nicht zu sehr auf eigene Unfähigkeit zurückzuführen, wodurch meine Frustration auf einem erträglichen Level verblieb. Weiterhin waren die zahlreichen Diskussionen über technische und/oder atom- und plasmaphysikalische Zusammenhänge für beide Seiten stets hilfreich.

Dr. Waldemar Gärtner und Daniel Zschätzsch möchte ich für die umfangreiche Arbeit beim Aufbau der Flusssteuerung für Iod danken, die ich mit geringem Aufwand für die weiterführenden Experimente mit dem Halogen nutzen konnte.

Konstantin Keil danke ich für die Implementierung der globalen Modelle für Xenon, Krypton und Iod. Insbesondere das Iod-Modell hat viel zum Verständnis beigetragen und zahlreiche Arbeitshypothesen verifiziert oder, zumindest ebenso wichtig, falsifiziert.

Steffen Scharmann danke ich für die Hilfe bei einer Vielzahl von Umbauarbeiten an Experimenten und die kaum noch zählbaren Fahrten zwecks Nahrungsaufnahme.

Felix Becker danke ich für die gemeinsamen Arbeiten am HF-Neutralisator. Benny Nauschütt danke ich für die ständige Diskussionsbereitschaft über eine Vielzahl von physikalischen Themen. Weiterhin danke ich ihm, genauso wie den weiteren Doktoranden Malina Reitemeyer, Daniel Zschätzsch und Felix Kiefer, für das Korrekturlesen.

Udo Bachmann danke ich für die langjährige technische Unterstützung seit Beginn meiner Master-Arbeit.

Den Mitarbeitern der Werkstätten für Feinmechanik und Elektronik danke ich für die Anfertigung zahlreicher Bauteile, wie etwa Triebwerks-Gitter oder Kabel für HF-Generatoren. Dabei konnten sogar für unmöglich gehaltene Bauteile hergestellt werden, insbesondere sei hier ein gewölbtes Graphit-Gitter erwähnt.

Hans-Peter Jorde danke ich für die Unterstützung bei der Rettung von Festplatten, die Bereitstellung diverser Kommunikations-Kabel und sonstige Hilfe im IT-Bereich.

Diese Arbeit wurde maßgeblich vom Bundesministerium für Wirtschaft und Energie im Rahmen der Projekte mit den Projektnummern 50RS1502 und 50RS1709 gefördert.

Meinen Eltern und meinem Bruder danke ich für die langjährige Unterstützung jeglicher Art.

Selbstständigkeitserklärung

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

Ort, Datum

Unterschrift