

Entwicklung und physikalische Charakterisierung einer kompakten Elektronenquelle mit kapazitiver Radiofrequenz-Entladung zur Strahlneutralisation von Ionenantrieben

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

vorgelegt von
Stefan Weis
aus Würzburg

Gießen, Dezember 2006

Dekan: Prof. Dr. Bernd Baumann

1. Berichterstatter: Prof. Dr. Karl-H. Schartner

2. Berichterstatter: Prof. Dr. Alfred Müller

Tag der mündliche Prüfung: 22.Dezember 2006

Das dieser Arbeit zugrunde liegende Vorhaben wurde mit Mitteln des Bundesministeriums für Wirtschaft und Technologie unter dem Förderkennzeichen 50 JR 0142 gefördert. Die Verantwortung für den Inhalt der Veröffentlichung liegt beim Autor.

Inhaltsverzeichnis

| | | |
|-----------|--|-----------|
| . | Abkürzungen, Konstanten und Symbole | vi |
| 1. | Einleitung | 1 |
| 1.1. | Ionenantriebe | 2 |
| 1.2. | Neutralisatoren | 3 |
| 1.3. | Übersicht über bisherige Arbeiten | 5 |
| 1.4. | Projektidee | 8 |
| 1.5. | Lösungsstrategie | 8 |
| 2. | Plasmatheorie | 9 |
| 2.1. | Ungestörtes Plasma | 9 |
| 2.2. | Plasmarandschicht | 10 |
| 2.2.1. | Kollisionsfreie Randschicht | 10 |
| 2.2.2. | Vorschicht | 12 |
| 2.2.3. | Plasmaerzeugung | 12 |
| 2.2.4. | Plasmarandschicht im RF-Feld | 13 |
| 2.3. | Energieverteilungen | 14 |
| 2.3.1. | Maxwell-Boltzmann-Verteilung | 15 |
| 2.3.2. | Margenau-Verteilung, Druyvesteyn-Verteilung | 16 |
| 2.3.3. | Koronagleichgewicht | 17 |
| 2.4. | Ionisations- und Anregungsprozesse im Plasma | 17 |
| 2.5. | Stoßquerschnitte von Elektronen | 19 |
| 2.6. | Betrachtung der Dimensionen | 24 |
| 2.7. | Plasma im Magnetfeld | 24 |
| 3. | Diagnostiktheorie | 27 |
| 3.1. | Langmuir-Sonden | 27 |
| 3.1.1. | Zylindersonde mit kollisionsfreier Randschicht | 28 |
| 3.1.2. | Doppelsonden | 29 |
| 3.1.3. | Isotrope nicht-maxwellsche Elektronenenergieverteilungen | 31 |
| 3.1.4. | Anisotrope gerichtete Elektronenenergieverteilungen | 32 |
| 3.1.5. | Langmuirmessungen in RF-Feldern | 32 |
| 3.1.6. | Magnetfelder und weitere Störfaktoren | 35 |
| 3.1.7. | Auswertung von Einzelsonden-Langmuirkennlinien | 36 |
| 3.2. | Emissionsspektroskopie | 38 |
| 3.2.1. | Energieniveaus im Xenon | 38 |
| 3.2.2. | Emissionsquerschnitte und Ratenkoeffizienten ausgewählter Linien | 40 |
| 3.2.3. | Linienverhältnisse | 45 |
| 4. | Aufbau der Elektronenquelle | 50 |
| 4.1. | Basistyp | 50 |
| 4.2. | Modifikationen | 54 |
| 4.2.1. | Blendendurchmesser | 54 |

| | | |
|-----------|---|-----------|
| 4.2.2. | Mikrodüsengaseinlass | 55 |
| 4.2.3. | Dickere Elektroden | 55 |
| 4.2.4. | Graphitelektroden | 55 |
| 4.2.5. | Zentralelektrode | 57 |
| 4.2.6. | Magnetsystem | 57 |
| 4.3. | Magnetfeldsimulation | 57 |
| 4.4. | Weitere Realisierungen kapazitiver Quellen | 62 |
| 4.4.1. | Quelle mit einer Wolframnadel in der Blende | 62 |
| 4.4.2. | Longitudinalquelle | 63 |
| 4.4.3. | Longitudinalquelle mit Magnetfeld | 64 |
| 4.4.4. | Dipolquelle mit longitudinalem Magnetfeld | 66 |
| 4.4.5. | Dipolquelle mit Quadrupolmagnetfeld | 66 |
| 5. | Experimenteller Aufbau | 69 |
| 5.1. | Pumpstände | 69 |
| 5.1.1. | P2000 | 69 |
| 5.1.2. | Big Mac | 70 |
| 5.2. | Messaufbau und Datenaufnahme | 72 |
| 5.2.1. | Gasversorgung | 72 |
| 5.2.2. | Vakuumdurchführung | 75 |
| 5.2.3. | Versuchsanordnung und Extraktionstarget | 77 |
| 5.2.4. | Hochspannungsversorgung | 78 |
| 5.2.5. | RF-Versorgung | 79 |
| 5.2.6. | Datenaufnahme | 81 |
| 5.3. | Arbeiten zur Langmuirdiagnostik | 83 |
| 5.3.1. | Langmuirsondentreiber 1 und 2 | 83 |
| 5.3.2. | RF-Kompensation | 85 |
| 5.3.3. | Datenaufnahme Langmuirdiagnostik | 86 |
| 5.3.4. | Positioniereinrichtung | 87 |
| 5.3.5. | Aufbau von Sonden | 88 |
| 5.4. | Arbeiten zur Emissionsspektroskopie | 89 |
| 5.5. | Messaufbau zur Messung des Magnetfeldes | 92 |
| 6. | Experimentelle Messungen | 93 |
| 6.1. | Magnetfeldverteilung | 93 |
| 6.2. | Extraktionskurven | 100 |
| 6.2.1. | Messungen an Argon | 100 |
| 6.2.2. | Untersuchungen mit Gasjet | 101 |
| 6.2.3. | Messungen an Xenon mit isolierten RF-Elektroden | 101 |
| 6.2.4. | Messungen an Xenon mit isolierten RF-Elektroden und AlNiCo-Magnetfeld | 111 |
| 6.2.5. | Messungen an Xenon mit RF-Elektroden aus Graphit | 111 |
| 6.2.6. | Messungen an Xenon mit RF-Elektroden aus Graphit und Zentralelektrode | 119 |
| 6.2.7. | Messungen an Xenon mit isolierten RF-Elektroden und Zentralelektrode | 128 |
| 6.3. | Langmuirsondenmessungen | 140 |

| | | |
|-----------|--|------------|
| 6.3.1. | Doppelsondenmessungen mit Argon | 140 |
| 6.3.2. | Einzelsondenmessungen mit Argon | 142 |
| 6.3.3. | Vergleich mit vorangegangenen Arbeiten | 148 |
| 6.4. | Optik (Visuell - Kamera) | 149 |
| 6.4.1. | Kein Magnetsystem: | 149 |
| 6.4.2. | AlNiCo-Magnetsystem: | 154 |
| 6.4.3. | FeBNd-Magnetsystem: | 156 |
| 6.4.4. | Vergleich der Magnetsysteme | 159 |
| 6.5. | Spektroskopie | 161 |
| 7. | Simulationen und Modelle | 169 |
| 7.1. | Trajektorien | 169 |
| 7.2. | Randschichtsimulation - Plasmapotential und Extraktion | 173 |
| 7.2.1. | Simulation von Langmuirsondenkennlinien | 175 |
| 7.2.2. | Resultate und Voraussagen | 177 |
| 7.3. | Erweitertes elektrisches Modell | 180 |
| 8. | Diskussion der Messungen | 182 |
| 8.1. | Betrachtung der Elektronenproduktion und Elektronenverluste | 183 |
| 8.1.1. | Betrachtung der Elektronenextraktion | 185 |
| 8.1.2. | Betrachtung der Ionendissipation | 186 |
| 8.1.3. | Summe der Beiträge | 187 |
| 8.2. | Eignung als Neutralisator | 188 |
| 8.2.1. | Weltraumeinsatz | 188 |
| 8.2.2. | Terrestrisch | 189 |
| 9. | Zusammenfassung und Ausblick | 190 |
| . | Literaturverzeichnis | 192 |
| . | Danksagung | 195 |
| A. | Anhang | 197 |
| A.1. | Formelsammlung | 197 |
| A.2. | Stoffeigenschaften und Spezifikationen | 200 |
| A.3. | Kalibrationen und Simulationen | 202 |
| A.4. | Weitere Messungen | 208 |
| A.5. | Geräteschemata | 212 |
| A.6. | Errata: | 213 |

Abkürzungen

| | |
|----------------|--|
| AC | Alternating Current (Wechselstrom) |
| AD | Analog-Digital |
| ADDA | Kombination aus AD und DA |
| CCD | Charge Coupled Device |
| DA | Digital-Analog |
| DC | Direct Current (Gleichstrom) |
| DCDC-Konverter | Gleichstromspannungswandler |
| EEDF | Electron Energy Distribution Function |
| FIFO | First In - First Out |
| GFK | Glas-Faser verstärkter Kunststoff |
| HET | Halleffekt-Triebwerk |
| HV | High Voltage (Hochspannung) |
| MFC | Massenfluss-Controller |
| PID-Regler | Regler mit Proportional-, Integral- und Differentialanteil |
| RF | Radiofrequenz |
| RFG | Radiofrequenz Generator |
| RIT | Radiofrequenzionentriebwerk |
| PLL | Phase locked Loop |
| SHV | Steckersystem für Hochspannung |
| VUV | Vakuumultraviolett |

Konstanten und Symbole

| | | |
|---------------|--|---|
| e | $= 1,602 \cdot 10^{-19} As$ | Elementarladung |
| m_e | $= 9,109 \cdot 10^{-31} kg$ | Elektronenmasse |
| k_B | $= 1,38 \cdot 10^{-23} JK^{-1}$ | Boltzmannkonstante |
| ϵ_0 | $= 8,854 \cdot 10^{-12} \frac{As}{Vm}$ | Elektrische Feldkonstante |
| ϵ_r | 1 | relative Permittivität |
| n_e | m^{-3} | Elektronendichte |
| n_i | m^{-3} | Ionendichte |
| T_e | K | Elektronentemperatur |
| T_i | K | Ionentemperatur |
| T_g | K | Neutralteilchentemperatur |
| U_e | V | Elektronentemperatur in Spannungseinheiten |
| m_i | kg | Ionenmasse |
| m_0 | kg | Neutralteilchenmasse |
| u_B | $m \cdot s^{-1}$ | Bohmgeschwindigkeit |
| σ | $S \cdot m^{-1}$ | Leitfähigkeit |
| ρ | Ωm | spezifische Leitfähigkeit |
| σ | m^{-2} | Wirkungsquerschnitt |
| σ_m | m^{-2} | Wirkungsquerschnitt für elastischen Stoß |
| σ_x | m^{-2} | Wirkungsquerschnitt für Prozess x |
| σ_0 | m^{-2} | totaler Wirkungsquerschnitt aller Prozesse |
| ν | Hz | Stoßfrequenz |
| ν_m | Hz | Stoßfrequenz für elastische Stöße |
| E_e | eV | Elektronenenergie |
| E_{ion} | eV | Ionisationsenergie |
| E_{ex} | eV | effektive Anregungsenergie |
| λ_D | m | Debyelänge |
| λ_i | m | Freie Weglänge für Ionen im Neutralgas |
| λ_e | m | Freie Weglänge für Elektronen im Neutralgas |
| ω | Hz | Anregungskreisfrequenz |
| f | Hz | Anregungsfrequenz |
| ω_{Pi} | Hz | Langmuirfrequenz Ionen |
| ω_{Pe} | Hz | Langmuirfrequenz Elektronen |
| ω_C | Hz | Zyklotron-Frequenz |
| r_L | m | Lamouirradius |
| v_{gc} | $m \cdot s^{-1}$ | $E \times B$ -Driftgeschwindigkeit |
| c_i | $m \cdot s^{-1}$ | Ionenschallgeschwindigkeit |
| j | $\frac{A}{cm^2}$ | Stromdichte |
| I_e | mA | Elektronenstrom |
| I_{e0} | mA | Elektronensättigungsstrom |
| j_{e0} | $\frac{A}{cm^2}$ | Elektronensättigungsstromdichte |
| I_i | mA | Ionenstrom |
| I_{i0} | mA | Ionensättigungsstrom |
| ϕ_p | V | Plasmapotential |

| | | |
|---------------|-------------------------|--|
| ϕ_f | V | Floatingpotential |
| V_s | V | Sondenpotential |
| V^* | V | virtuelles Plasmapotential |
| A_p | mm^2 | Sondenfläche |
| $f_e(v)$ | | Elektronengeschwindigkeitsverteilungsfunktion |
| $f_e(E)$ | | Elektronenenergieverteilungsfunktion energienormiert |
| $g_e(U)$ | | Elektronenenergieverteilungsfunktion spannungsnormiert |
| U_ω | V | Störspannung |
| U_0 | V | Spannungsamplitude, Störampitude |
| $u(U_\omega)$ | V^{-1} | Spannungsdichtefunktion der Störspannung |
| I_ω | A | RF gestörter Langmuirstrom |
| J_0 | | Besselfunktion |
| J_v | $J \cdot m^{-3} s^{-1}$ | Linienintensität als Energiestromdichte |
| R_x | $\frac{m^3}{s}$ | Ratenkoeffizient (x als Platzhalter für Prozess) |
| r_x | s^{-1} | totale Rate (x als Platzhalter für Prozess) |
| p_x | $J \cdot m^{-3} s^{-1}$ | spezifischer Energieaustrag (x als Platzhalter für Prozess) |
| U_{RF} | V | RF-Amplitude |
| P_{RF} | W | RF-Leistung |
| R_{RF} | Ω | Quellenimpedanz |
| Q | $sccm$ | Massenfluss ($1 sccm \equiv 0,103 mg/s$ Xe) |
| E_{th} | eV | Schwellenenergie |
| η | 1 | elektronentemperaturnormierte Sondenspannung |
| ξ | 1 | Sondengeometrieparameter |
| $I(\eta)$ | A | simulierte Sondenstrom |

1 Einleitung

Zur Neutralisation von Ionenstrahlen aus Ionentriebwerken und Halleffekt-Triebwerken als Antriebssystem für Satelliten werden üblicherweise Hohlkathoden-Neutralisatoren mit geheiztem Insert verwendet. Die Lebensdauer dieser Elektronenquellen ist jedoch durch Erschöpfung des Inserts limitiert und wird durch zu hohe Inserttemperatur oder Ausfall des Insettheizers drastisch verkürzt. Sauerstoff- und Wasserverunreinigungen im Xe-Treibstoff oder Fehlbehandlung vor und während des Starts können das Insertmaterial passivieren. Weiterhin benötigt das Insert eine relativ hohe Betriebstemperatur und muss vor der Extraktion aufgeheizt werden, was ein schnelles Ein- und Ausschalten unmöglich macht. Daher sind insertfreie Elektronenquellen von großem Interesse.

Im Rahmen dieser Arbeit wird eine Elektronenquelle entwickelt, die anstatt eines Inserts zur Elektronenemission Elektronen aus einer kapazitiv gekoppelten Radiofrequenz-Entladung (RF-Entladung) extrahiert; eine induktive Kopplung wäre prinzipiell auch möglich. Durch Ionisation werden Elektronen und Ionen erzeugt. Die Elektronen werden extrahiert, die Ionen gelangen durch Diffusionsprozesse auf die Wände, werden dort neutralisiert und stehen wieder zur Ionisation zur Verfügung.

Kapazitive Entladungen sind zur Materialbearbeitung weit verbreitet und gut verstanden. Sie werden dort eingesetzt, wo durch eine hohe Elektronentemperatur hohe Ionenenergien beispielsweise zum Sputtern oder Ätzen benötigt werden. Der Einsatz einer kapazitiven Entladung als Elektronenquelle hingegen ist nur theoretisch untersucht und nicht erfolgreich realisiert worden.

Für einen kapazitiv gekoppelten Neutralisator lassen sich bereits im Vorfeld Probleme erkennen. Das spezifische Energie-Budget für den Elektronenerzeugungsprozess ist aufgrund der zusätzlich erforderlichen Ionisationsprozesse mindestens 12W/A höher als für Plasma-Brücken-Neutralisatoren. Die gewünschte kleine Baugröße erfordert kleine mittlere freie Weglängen für Elektronen, was bedeutet, dass der Druck im Entladungsraum nicht zu klein sein darf. Die Extraktionsöffnung ist daher durch den Gasverbrauch limitiert. Weiterhin weisen kapazitive Entladungen im allgemeinen niedrige Plasmadichten aufgrund hoher Elektronenverluste auf die RF-Elektroden auf, die Diffusion von Elektronen durch die Extraktionsöffnung wird also nur unzureichende Elektronenströme liefern.

Daher muss eine gute kapazitive Geometrie deutlich höhere Plasmadichten als in üblichen kapazitiven Plasmen erzielen können, die Elektronenverluste auf die RF-Elektroden vermeiden und bei niedrigen Flüssen arbeiten. Weiterhin ist problematisch, dass die Extraktion von Elektronen die Elektronenökonomie der Entladung schwächt und die Entladung zum Oszillieren neigen kann. Vor diesem Hintergrund ist eine neue Entladungsgeometrie zu entwickeln, die durch Kombination von magnetischen und elektrischen Multipolfeldern den Problemen kapazitiver Entladungen zu begegnen versucht.

1.1. Ionenantriebe

Der Schub eines Triebwerks z.B. auf Satelliten ist das Produkt aus ausgestoßener Masse pro Zeit und Treibstoffausstoßgeschwindigkeit. Für ein benötigtes festes Antriebsvermögen ist daher die Menge des benötigten Treibstoffes umgekehrt proportional zur Strahlgeschwindigkeit. Elektrische Antriebe, insbesondere Ionenantriebe, ermöglichen eine Strahlgeschwindigkeit weit über Geschwindigkeiten, die mit chemischen Antrieben erreicht werden können. Sie sind daher für Anwendungen auf Satelliten prädestiniert, wo über lange Zeit (Jahre) kleinere Schübe z.B. zur Bahn- und Lageregelung bei niedrigstem Treibstoffverbrauch benötigt werden, oder als Hauptantrieb für Interplanetarmissionen mit hohem Antriebsbedarf.

Zu den elektrischen Triebwerken zählen neben den Ionenantrieben die elektrothermischen Triebwerke, die ein Gas elektrisch erhitzen und zur Schuberzeugung durch eine Düse expandieren (Resistojet, Arcjet) sowie die elektromagnetischen Triebwerke magnetoplasma-dynamisches Triebwerk (MPD) und gepulstes Plasma-Triebwerk (PPT), die durch gekreuzte elektrische und magnetische Felder eine Kraft auf ein Plasma erzeugen.

Unabhängig von der technischen Realisierung gilt für Ionenantriebe, dass ein Treibstoff ionisiert wird und die erzeugten Ionen dann elektrisch beschleunigt und ausgestoßen werden, so dass eine Rückstoßkraft erzeugt wird. Für jede Mission ergibt sich nun unter Berücksichtigung von Treibstoffmasse, benötigter Solarzellenleistung, Triebwerksgröße und -typ eine optimale Treibstoffausstoßgeschwindigkeit, bei der die Gesamtmasse aller Komponenten inklusive Treibstoff minimal wird. Bei Ionenantrieben ist deswegen ein leicht ionisierbarer Treibstoff mit Atommassen von 100amu und mehr vorteilhaft, weswegen vorzugsweise das Edelgas Xenon (früher auch Quecksilberdampf) Verwendung findet.

Man unterscheidet Ionenantriebe in Gitter-Triebwerke und gitterfreie Triebwerke. Bei gitterfreien Triebwerken wird fast immer die Ionisation des Treibstoffs und die Beschleunigung der Ionen kombiniert, wodurch diese prinzipiell einfacher im Aufbau sind. Bei Gittertriebwerken erfolgt zunächst die Erzeugung von Ionen in einem Plasma und anschließend die elektrische Beschleunigung mit Hilfe eines Extraktionsgitters, wodurch Ionenausstoßgeschwindigkeit und Ionenstrom unabhängig voneinander sehr genau steuerbar werden und die höchsten Ionenausstoßgeschwindigkeiten¹ überhaupt realisiert werden können. In Tabelle 1.1 sind wichtige Ionenantriebwerkstypen aufgelistet und eingruppiert. Allen diesen Triebwerken ist gemeinsam, dass sie Ionen einer Ladungspolarität ausstoßen und sich somit der Satellit entgegengesetzt aufladen würde. Um dieses Problem zu umgehen, muss man zusätzlich Ladungsträger der entgegengesetzten Polarität emittieren, den Triebwerksstrahl also neutralisieren. In den aufgeführten Triebwerken werden positive Ionen erzeugt und beschleunigt, so dass zur Neutralisation Elektronenquellen verwendet werden können, sogenannte Neutralisatoren.

In Abb. 1.1 ist schematisch die Beschaltung eines Ionenantriebwerks (hier RF-Ionenantriebwerk, kurz RIT) mit einem Neutralisator gezeigt. Nach der Ionenerzeugung werden diese

¹Zur Strahlheizung von Fusionsplasmen werden dem RIT-Prinzip sehr ähnliche Ionenquellen benutzt, die Strahlleistungen über 20MW und Beschleunigungsspannungen zwischen 100kV und 1MV erreichen können.

| Triebwerkstyp | Ionisation | Beschleunigung |
|---|---|----------------------------------|
| SPT, HET (Halleffekt-Triebwerk) | Magnetisch unterstützte DC-Entladung | E-Feld innerhalb DC-Entladung |
| HEMP (hocheffizientes Mehrmagnet- feldstufen-Triebwerk) | Magnetisch unterstützte DC-Entladung | E-Feld innerhalb DC-Entladung |
| FEEP (Feldeffekt-Triebwerk) | Feldemission | E-Feld in Blendensystem |
| EIT (Kaufman-Triebwerk) | Elektronenstoß / DC-Entladung | E-Feld zwischen Gittern |
| RIT (RF-Ionentriebwerk) | Radio-Frequenz- Entladung | E-Feld zwischen Gittern |

Tabelle 1.1.: Triebwerkstypen

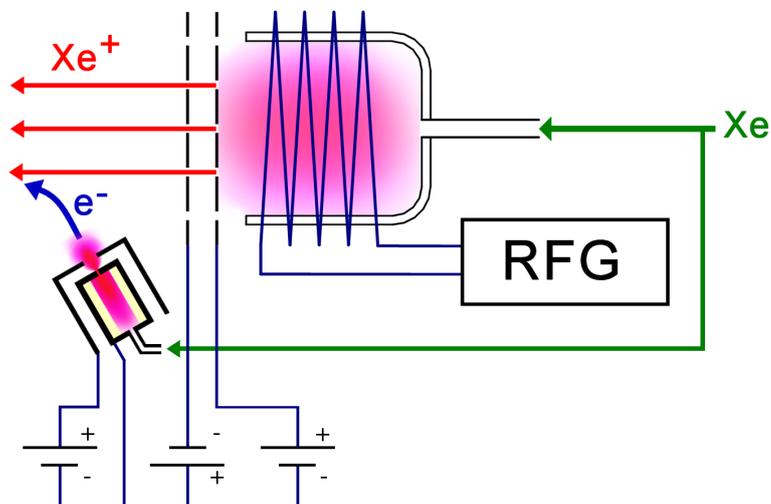


Abbildung 1.1.: Funktionsskizze eines elektrischen Antriebs auf Basis eines RF-Ionentriebwerks (RIT). RFG: Radio-Frequenz-Generator

mit dem Extraktionssystem beschleunigt und ausgestoßen. Die im Plasma zurückbleibenden Elektronen gelangen auf das plasmaseitige, innere Gitter und werden über die Spannungsversorgung in den Neutralisator geleitet. Dieser emittiert die Elektronen in den Ionenstrahl und schließt so den Stromkreis. Eine direkte Verbindung des Stromkreises zur Satellitenmasse ist nicht erforderlich, nur bedingt sinnvoll und wird daher nicht gezeichnet.

1.2. Neutralisatoren

Je nach Anwendungsfall und Strombedarf kommen zur Strahlneutralisation von Ionentriebwerken mehrere Neutralisatorkonzepte in Frage:

Glühdraht:

Ein hoch-schmelzender Draht wird elektrisch so weit geheizt, dass Elektronen aufgrund der hohen Temperatur (typisch 2600K-3000K) den Draht verlassen und durch ein elektrisches Feld vom Draht weg beschleunigt werden können. Der maximal emittierbare Strom wird durch die Richardson-Gleichung (siehe Anhang A.1.2) beschrieben. Dieser Neutralisator ist preiswert in der Herstellung (Glühbirne), aufgrund des Materialabtrages durch Sublimation und Sputtern in einem Plasma aber in der Lebensdauer auf wenige 100 Std. begrenzt. Er findet Einsatz z.B. bei Materialbearbeitungsquellen und zur Erprobung von Laborprototypen.

Thermionische Kathode:

Aus einer vorzugsweise konkav gewölbten, geheizten Oberfläche wird durch ein mit einer Zugblende angelegtes elektrisches Feld ein Elektronenstrom extrahiert. Die geheizte Oberfläche ist vorzugsweise mit einem Niedertemperaturinsert z.B. Erdalkali-Oxid-Insert versehen, das die Extraktion von Elektronenstromdichten von $j > 1 \frac{A}{cm^2}$ bei Temperaturen um 1000K erlaubt. Eine Gasversorgung wird nicht benötigt. Aufgrund der auftretenden Raumladungsbegrenzung werden hohe Spannungsdifferenzen zur effizienten Extraktion großer Ströme notwendig. Eine Abbremsung der Elektronen nach der Extraktion auf geringere Geschwindigkeiten mit Energierückgewinnung ist prinzipiell möglich, jedoch durch Raumladungseffekte begrenzt. Problematisch ist das Abdampfen des Insertmaterials durch den im Vergleich zum Plasmabrücken-Neutralisator relativ großen Extraktionskanal, was die Betriebstemperatur zugunsten der Lebensdauer begrenzt. Technisch interessant für Ionenantriebe erscheint der Einsatz für Elektronenströme bis 20mA bei einer kinetischen Restenergie² der Elektronen von mindestens 20eV.

Plasmabrückenneutralisator ohne Insert:

Zwischen zwei Blenden wird eine Plasmaentladung bis in eine innere Kammer hinein gezündet, die als Leiter für Elektronen von innen nach außen fungiert (Siehe Abb. 1.2). Die Elektronen werden sowohl aus der heißen Oberfläche der Kammer emittiert als auch durch Stöße in der Plasmabrücke erzeugt. Maßgeblich ist hier, dass zwischen den zwei Blenden genügend Gasdruck aufgebaut wird, um die notwendige Plasmadichte³ zu erreichen, und dass die Oberfläche die notwendige Temperatur hat, um den erforderlichen Elektronenstrom zu liefern. Man macht sich hier zwei Effekte zu nutze: Erstens erzeugt der Kontakt des Plasmas mit der Oberfläche sehr hohe elektrische Feldstärken in der direkten Oberflächennähe, die große Ströme aus der Oberfläche extrahieren können. Zweitens verhindert der Hohlkathodeneffekt die Absorption der Elektronen auf den Wänden durch Reflexion der Elektronen in der Plasmarandschicht, was

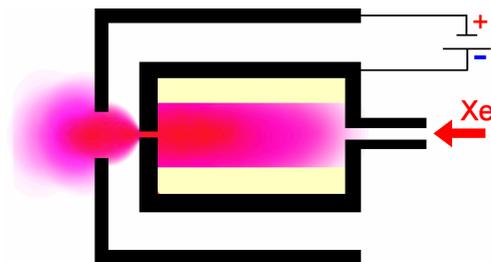


Abbildung 1.2.: Prinzip eines Plasmabrücken-Neutralisators (hier mit Insert).

²Die Extraktion ist raumladungsbegrenzt und erschwert höhere Ströme.

³Gilt insbesondere beim Zünden.

innerhalb der Kammer zu höheren Elektronendichten führt. Man benötigt jedoch sehr hohe Temperaturen, um genügend Elektronen emittieren zu können. Daher kommen hochschmelzende Materialien wie Tantal und Wolfram zum Einsatz, die jedoch der hohen Elektronenausstrittsarbeit⁴ wegen Temperaturen über 2500K benötigen. Dadurch ist die Lebensdauer bedingt durch Materialabtrag und Zyklenfestigkeit begrenzt, sowie die Einschaltgeschwindigkeit limitiert. Der Störanfälligkeit wegen werden diese Neutralisatoren nur terrestrisch eingesetzt.

Plasmabrückenneutralisator mit Niedertemperaturinsert:

Das Funktionsprinzip ist identisch dem Plasmabrücken-Neutralisator, jedoch wird die Austrittsarbeit durch ein Erdalkali-Oxid-Insert z.B. BaO bis unter 1eV reduziert. Dadurch kann die Betriebstemperatur auf 1200K-1400K gesenkt und die Lebensdauer auf 10000h und mehr gesteigert werden. Neutralisatoren für Ströme zwischen ca. 1A-40A sind technisch realisiert und werden derzeit für viele Triebwerkskonzepte benutzt. Fehlbehandlung wie zu hohe Betriebstemperatur oder Exposition gegenüber Wasser oder Sauerstoff führen jedoch zu massiven Einbußen in der Lebensdauer. Man benötigt weiterhin wie beim insertfreien Plasmabrückenneutralisator eine Gasversorgung zur Unterhaltung der Plasmabrücke und ist in der Einschaltgeschwindigkeit limitiert. Der Plasmabrückenneutralisator wurde von Groh [Gro 73] in Zusammenarbeit mit der damaligen AEG-Telefunken entwickelt und beschrieben. Die weitere Kommerzialisierung wurde dann unter AEG-Telefunken betrieben. Später wurde die Neutralisatorsparte aus AEG-Telefunken ausgelagert und für lange Zeit nicht mehr weiterentwickelt. Die Nachfolgefirma Thales Energy Devices der AEG-Telefunken hat vor kurzem nun wieder mit der Weiterentwicklung begonnen und hat derzeit einen neuen Plasmabrückenneutralisator im Markt.⁵

1.3. Übersicht über bisherige Arbeiten

Die nachfolgende Übersicht soll die für diese Arbeit relevanten Aspekte bisheriger Untersuchungen der gießener und anderer Arbeitsgruppen an RF-Entladungen aufzeigen.

Gießener Arbeitsgruppe

K. Wüst [Wü 90]

1990 wurde von Wüst eine Dissertation vorgelegt, die kapazitive RF-Entladungen systematisch studiert. Innerhalb von quaderförmigen Entladungsgefäßen wurden kapazitive Entladungen im Druckbereich 0,02 bis 4mbar und im Leistungsbereich bis 20W bei Edelgasen untersucht. Dabei wurden die Plasmaparameter Elektronentemperatur und Elektronendichte mit einer Langmuir-Einzelsonde erfasst und diese mit elektrischen Parametern wie RF-Leistung und RF-Amplitude korreliert. Eine Elektronenextraktion wurde hierbei nicht versucht. Weiterhin wurde eine Leistungsbilanz erstellt, die drei Verlustmechanismen identifiziert und quantifiziert, nämlich die Abbremsung von Elektronen aufgrund von

⁴ W_A : Tantal: 4,13eV, Wolfram: 4,53eV, Osmium 4,8eV. Bei $T = 2650K$ wird eine Stromdichte von $1A/cm^2$ und eine Abdampftrate von $8 \cdot 10^{-9} \frac{g}{cm^2 \cdot s}$ bei Wolfram erreicht [St 98].

⁵[Gro 73] und persönliche Mitteilungen H.P.Harmann.

elastischen und inelastischen Stößen mit dem Neutralgas und Wandverluste. Für sehr kleine Elektronenenergien ($< E_{kin} > < 1eV$) dominiert der elastische Streuprozess. Die unelastischen Prozesse Anregung und Ionisation gewinnen je nach Elektronenenergie unterschiedliche Gewichte, wobei die Anregung ein reiner Verlustmechanismus, die Ionisation jedoch zur Unterhaltung des Plasmas notwendig ist. Zur Extraktion von Ladungsträgern ist eine möglichst hohe Plasmadichte wünschenswert, die bei höheren Drücken und hoher Atommasse erreicht wird, da die Wandverluste an Anteil verlieren. Dagegen sinkt die Elektronentemperatur mit dem Druck, wodurch insbesondere die Ionisation anteilig weniger wird. Darüber hinaus hat er eine kapazitiv unterstützte Gleichstromentladung mit Plasmabrücke untersucht. Hierbei waren Elektronenströme extrahierbar bis $300mA$ bei Zugspannungen von $300V$.

Wüst schlägt für Elektronenquellen leichte Gase vor, da die Ionenstromdichte $\sim \sqrt{\frac{m_e}{m_i}}$ mit kleinerer Ionenmasse steigt, und empfiehlt Wasserstoff, da die Ionisationsenergie für Helium sehr groß ist. Weiterhin schlägt er Untersuchungen an kapazitiven Entladungen mit überlagertem orthogonalen Magnetfeld vor.

H. Leiter [Lei 94]

1994 wurde von Leiter eine Diplomarbeit vorgelegt, in der analog zur induktiven RF-Ionen-Materialbearbeitungsquelle RIM10 eine kapazitive Ionenquelle entwickelt wird. Diese Quelle wurde im Druckbereich $0,01$ bis $0,2mbar$ und im Leistungsbereich bis $250W$ charakterisiert. Der typische Extraktionsstrom liegt bei $50W - 100W$ bei $100\mu A$, maximal $300\mu A$. Im Vergleich mit der RIM10 Quelle unterliegt damit die kapazitive Quelle durch einen um den Faktor 100 höheren Gasverbrauch sowie höheren Leistungsbedarf. Letzterer wird jedoch auf die noch ungenügende Optimierung der kapazitiven Quelle zurückgeführt. Eine Verdoppelung der Arbeitsfrequenz von $10MHz$ auf $20MHz$ konnte den Leistungsbedarf nur unwesentlich senken, lediglich die Plasmaimpedanz wurde signifikant niedriger. Als Problem wird der im Vergleich zur induktiven Quellen wesentlich höhere Arbeitsdruck (mind. zwei Größenordnungen) genannt, der durch Überlagerung von Magnetfeldern gesenkt werden könnte. Ein Multipolmagnetfeld zum Plasmaconfinement wird als Stand der Technik bei Industrieanlagen erwähnt.

Im theoretischen Teil werden verschiedene Mechanismen zur Energieaufnahme der Elektronen beschrieben, die sich über den Vergleich von freier Weglänge, Energieaufnahme pro Weglänge und Elektrodenabstand voneinander abgrenzen, nämlich direkte Ionisation, Waveriding-Mode und Multipactor-Effekt.

U. Hartung [Har 95]

Basierend auf der RIM10 entwickelte 1995 Hartung die RF-Elektronenquelle REN10 im Rahmen einer Diplomarbeit. Im Gegensatz zur RIM10 wird bei der REN10 eine Einlochblende als Extraktionssystem verwendet. Außerdem ist an der Rückwand des Entladungsraumes gegenüber der Extraktionsöffnung ein Ionenauffänger aus Graphit montiert, welcher aus bis zu 8 sternförmig auf die Grundplatte montierten Dreiecken besteht. Die gesamte wirksame Oberfläche dieses Auffängers wird mit $A = 134cm^2$ angegeben und ist ein limitierender Faktor für den extrahierbaren Elektronenstrom. Er findet als optimale Extraktionsgeometrie eine Graphitblende mit kreisförmige Blendenöffnung von $5mm$. Vergrößerung der Öffnung oder der Anzahl der Öffnungen erhöht den Gasverbrauch und

erhöht den Strom nur unwesentlich. Der extrahierbare Strom wächst unterlinear mit der eingekoppelten RF-Leistung und wächst allgemein mit dem Gasfluss sowie der Zugspannung, wobei er bei letzterer einen Sättigungsstrom approximiert. Ferner gibt es einen Modussprung mit Ansteigen der Zugspannung, bei dem sich der Strom um den Faktor 3 erhöht. Der maximal extrahierbare Strom liegt bei ca. 3A bei einem Gasfluss von 5sccm Argon und 500W RF-Leistung. Es ergibt sich dabei ein spezifischer Energieverbrauch von 260W/A. Der Gasnutzungsfaktor liegt bei $8,36 \frac{\text{Elektronen}}{\text{Argonatom}}$. Der Druck in der Quelle wurde nicht gemessen, obgleich die Messergebnisse eher auf eine Druckabhängigkeit im Gegensatz zu einer Massenflussabhängigkeit hindeuten.

Andere Arbeitsgruppen

Ben W. Longmier und Noah Hershkowitz [Lon 05]

präsentierten auf der IEPC 2005 einen induktiv gespeisten RF-Neutralisator mit einer Stromfähigkeit von bis zu 3,75A beim Betrieb mit einem Massenfluss von 14sccm Argon. Der Aufbau besteht aus einem zylinderförmigen Entladungsgefäß aus Pyrex mit einem eingelegten Aluminiumrohr als Ionenfänger. Dieser ist geeignet geschlitzt um mit einer um das Pyrexrohr angeordneten RF-Spule betrieben bei 22MHz im Entladungsgefäß eine Entladung zu unterhalten. Die eine Seite des Pyrexrohrs ist mit einem Gaseinlass versehen, die andere mit einer Extraktionsblende. Die Extraktionsöffnung hat einen Durchmesser von 5,6mm. Durch einen Permanentmagnetring wird ein nahezu koaxiales Magnetfeld erzeugt, das in Extraktionsrichtung expandiert und den Gasverbrauch sowie die Extraktionseigenschaften verbessert. Es wurde bei einer RF-Leistung von 340W und einem Gasausnutzungsfaktor von $12 \frac{\text{Elektronen}}{\text{Argonatom}}$ ein Elektronenstrom von 1,2A extrahiert. Zur Extraktion höherer Ströme wurde wesentlich mehr Gas benötigt. Bei den hier verwendeten Gasflüssen muss man jedoch beim verwendeten Pumpsystem (Diffusionspumpe) davon ausgehen, dass ein hoher Druck im Rezipienten die Extraktionseigenschaften und den Gasausnutzungsfaktor besser erscheinen lässt. Unter Weltraumbedingungen werden diese ungünstiger ausfallen. Der spezifische Energieverbrauch ist mit 280W/A vergleichbar zu den Ergebnissen von U. Hartung. Als strombegrenzende Größen werden die Plasmadichte und die Ionenfängerfläche angegeben.

IOM-Leipzig:⁶

Derzeit wird am Institut für Oberflächenmodifikation Leipzig ein induktiver RF-Neutralisator entwickelt. Dieser soll kompakt und weltraumtauglich sein, was auf die zuvor dargestellten Quellen nicht zutrifft. Obwohl das Projekt erst begonnen wurde, konnten bereits Elektronenströme über 1A bei RF-Leistungen über 300W extrahiert werden. Der spezifische Energiebedarf liegt um 300W/A und ist ebenfalls vergleichbar mit den zuvor beschriebenen Induktivquellen.

Darüber hinaus wird die Möglichkeit zur Neutralisation durch abwechselnde Extraktion von Ionen und Elektronen durch schnelles Umpolen der Hochspannung aus einem Ionentriebwerk untersucht.

⁶Ergebnisse wurden auf der IEPC 2005 als Poster und auf dem 3. Electric Propulsion Workshop 2006 in Lampoldshausen als Vortrag präsentiert.

1.4. Projektidee

Man kann nun versuchen, genügend Elektronen in einer RF-Entladung, die das Insert einer Hohlkathode ersetzt, zu produzieren. Die Elektronen müssen dann durch ein elektrisches Feld extrahiert werden. Für eine effiziente Gasausnutzung muss jedes Xe-Atom, das der Elektronenquelle zugeführt wird, mehrfach ionisiert und durch Kontakt mit den Gefäßwandungen wieder neutralisiert werden. Die Ionen gelangen durch Diffusionsprozesse auf die Wand, nehmen ein Elektron auf und stehen als Neutralgas wieder zur Ionisation zur Verfügung.

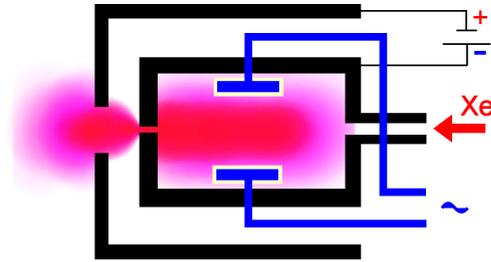


Abbildung 1.3.: Prinzip eines kapazitiven Neutralisators

Prinzipiell kann die RF-Entladung induktiv oder kapazitiv betrieben werden. In einer induktiven Entladung werden Elektronen durch ein induziertes zirkulares E-Feld beschleunigt. In einer kapazitiven Entladung, die im Rahmen dieser Arbeit untersucht wird, wird das elektrische Feld zur Beschleunigung der Elektronen direkt durch die angelegte RF-Spannung aufgebaut.

Obleich dieses Prinzip verlockend einfach klingt, gibt es doch verschiedene Charakteristika, die inhärent ungünstig für die Entwicklung einer effizienten kapazitiv betriebenen RF-Elektronenquelle sind: Die freie Weglänge der Elektronen soll deutlich kleiner sein, als der Abstand der RF-Elektroden, was eine untere Schranke für den Druck in der Quelle darstellt. Kapazitive Entladungen weisen gewöhnlich niedrige Plasmadichten auf, wodurch eine große Blendenöffnung zur Extraktion hoher Ströme notwendig wird. Jedoch ist die Blendengröße in Hinblick auf den steigenden Gasverbrauch limitiert. Daher müssen die Elektronen wie im Plasma-Brücken-Neutralisator über eine Plasmabrücke von Innen nach Außen geleitet werden, was eine hinreichend hohe Plasmadichte im Bereich der Extraktionsöffnung voraussetzt. Weiterhin bewirkt die kapazitive Kopplung ein hohes positives Plasmapotential und hohe Diffusionsraten von Elektronen und Ionen auf die Elektroden und damit hohe Elektronenverluste.

1.5. Lösungsstrategie

Es wird ein zylindrischer Aufbau analog der Abb. 1.3 mit innenliegenden RF-Elektroden gewählt. Die RF-Elektroden werden jedoch nicht planar angeordnet, sondern in einer Hexapolanordnung (Siehe auch Kap. 4). Durch die Kombination mit einem magnetischen Hexapolfeld, sollen der Druckbedarf gesenkt und die Plasmadichte erhöht werden. Die Cusp-Struktur des magnetischen Multipolfeldes soll die Elektronenverluste auf die RF-Elektroden reduzieren und gleichzeitig die Elektronenextraktion nicht behindern.

2 Plasmatheorie

Plasma ist ein Zustand freier geladener Teilchen, die sich in zufällige Richtungen bewegen, dabei aber im Durchschnitt elektrisch neutral bleibt. Der Parameterbereich für Plasmen ist groß. Die Dichten und die Durchschnittsenergien der Teilchen können über viele Größenordnungen variieren. Man beschränkt sich daher bei der Beschreibung der Eigenschaften von Plasmen auf Teilbereiche. Die Darstellung hier wird sich vorwiegend auf dünnere Plasmen ($n_e = 10^{15} \dots 10^{18} m^{-3}$) beschränken, die für Elektronen eine deutlich höhere Energie als für Ionen und Gasmolekeln aufweisen, also nicht im thermischen Gleichgewicht sind. Solche Plasmen sind in der Regel in Kontakt zu Oberflächen z.B. zur Begrenzung oder Erzeugung des Plasmas. Daher unterscheidet man das ungestörte Plasma (Bulk) und die Plasmarandschicht (zwischen Bulk und Oberfläche), die eine elementare Rolle für technische Plasmen spielt, da sie einerseits nicht vermeidbar ist und andererseits den Wirkungsbereich vieler nutzbarer Prozesse darstellt. Eigenschaften und Anwendungen von Plasmen sind in zahlreichen Monographien beschrieben von denen an dieser Stelle [Che 74, Fr 04, Lb 05] genannt werden.

2.1. Ungestörtes Plasma

Die wichtigste Eigenschaft des Plasmabulks ist die Raumladungsneutralität. Jede Störung dieser Neutralität wird zu einer verstärkten Diffusion von Elektronen oder Ionen führen, die diese Störung kompensiert. Elektrische Felder werden so vom Plasma abgeschirmt. Das Potential einer Punktladung im Plasma ist nicht mehr $\sim \frac{1}{r}$ sondern $\sim \frac{1}{r} \cdot e^{-\frac{r}{\lambda_D}}$. Die charakteristische Länge

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T}{2e^2 n_e}} \quad (2.1)$$

wird als Debyelänge¹ bezeichnet und beschreibt die Eindringtiefe elektrischer Felder in das Plasma.

Zweitens ist die gute elektrische Leitfähigkeit des Plasmas zu nennen, die für schwach ionisierte Plasmen mit $\sigma \sim n_e \cdot \frac{1}{n_0}$ proportional zur Elektronendichte n_e und reziprok proportional der Neutralgasdichte n_0 ist. (siehe Anhang Gl. A.1) [St 98, Kap. 18.1]

Bei genügend hohen Teilchenenergien werden die Gasmolekeln und Ionen durch Stöße elektronisch angeregt und emittieren Photonen. Das Plasma wird dadurch optisch beobachtbar.

¹Für die Formel wird vorausgesetzt, dass die Elektronen einer Maxwell-Boltzmann-Verteilung genügen, es somit eine Elektronentemperatur gibt und dass $T_e \gg T_i$ (Ionentemperatur).

2.2. Plasmarandschicht

Setzt man eine Oberfläche einem Plasma aus, so wird auf diese Oberfläche ein Teilchenstrom bestehend aus Elektronen, Ionen und Gasmolekeln aufgrund der zufälligen Bewegungen der Teilchen einströmen. Weiterhin werden Teilchen nur in der Gegenrichtung aus der Oberfläche ausströmen, wenn sie dort entweder aus dem Oberflächenmaterial austreten oder dort reflektiert wurden. Elektronen und Ionen können sich auf die Oberfläche anlagern und diese aufladen oder neutralisieren. Man nehme nun an, dass ein Rückstrom geladener Teilchen nicht existiert. Es entsteht automatisch ein Konzentrationsgefälle, welches durch eine Teilchendrift, die **ambipolare Diffusion**, beschrieben wird. Eine Betrachtung der Diffusionsströme ergibt, dass wegen der höheren Durchschnittsgeschwindigkeit der Elektronen, der Elektronendiffusionsstrom den Ionendiffusionsstrom um Größenordnungen überwiegt. Die Oberfläche wird sich daher relativ zum Plasma so stark negativ aufladen bis der Elektronenstrom durch das elektrische Feld so weit retardiert wird, dass der Nettostrom Null wird. Wie bereits beim ungestörten Plasma erwähnt, wird das Plasma auf dieses elektrische Feld reagieren und die Dichte der positiven Ionen wird die der Elektronen überwiegen, so dass sich vor der Oberfläche eine positive Raumladungszone ausbildet, die die negative Ladung der Oberfläche kompensiert.

2.2.1. Kollisionsfreie Randschicht

Für eine Beschreibung der Randschicht sind der elektrische Potentialverlauf sowie die Ionen- und Elektronendichte als Funktion des Abstandes von der Oberfläche zu betrachten (Nach [Che 74]). Wir wollen wieder nur einen Teilbereich des möglichen Parameter-raumes betrachten und schränken durch Annahmen ein:

- Es gibt Elektronen und ausschließlich einfach positiv geladene Ionen einer Teilchensorte (z.B. Xenonionen) sowie die Gasmolekeln zu den Ionen.
- Die Elektronen seien energetisch Maxwell-Boltzmann-verteilt mit der Elektronentemperatur T_e .
- Die Ionen seien „kalt“ $T_i = 0$ (sog. Kaltionenapproximation).
- Die Elektronen und Ionen stoßen nicht im Bereich der Randschicht (kollisionsfrei - niedriger Druck). Es gibt daher dort auch keine Ionisation, d.h. Elektronen- und Ionenstrom durch die Randschicht sind überall konstant.

Weiterhin sei das Potential an der Randschichtkante² $\Phi(x = 0) = 0$ (siehe Abb. 2.1). Die Geschwindigkeit der Ionen sei an der Stelle $x = 0$ u_s , die Elektronen- und Ionendichte an dieser Stelle $n_{es} = n_{is}$ identisch. Die Energieerhaltung der Ionen liefert

$$\frac{1}{2}m_i u_s^2(x) = \frac{1}{2}m_i u - e\Phi(x), \quad (2.2)$$

²Die Wahl der Nullpunkte für die Position x und das Potential Φ ist willkürlich, führt aber zu einer kompakten Schreibweise.

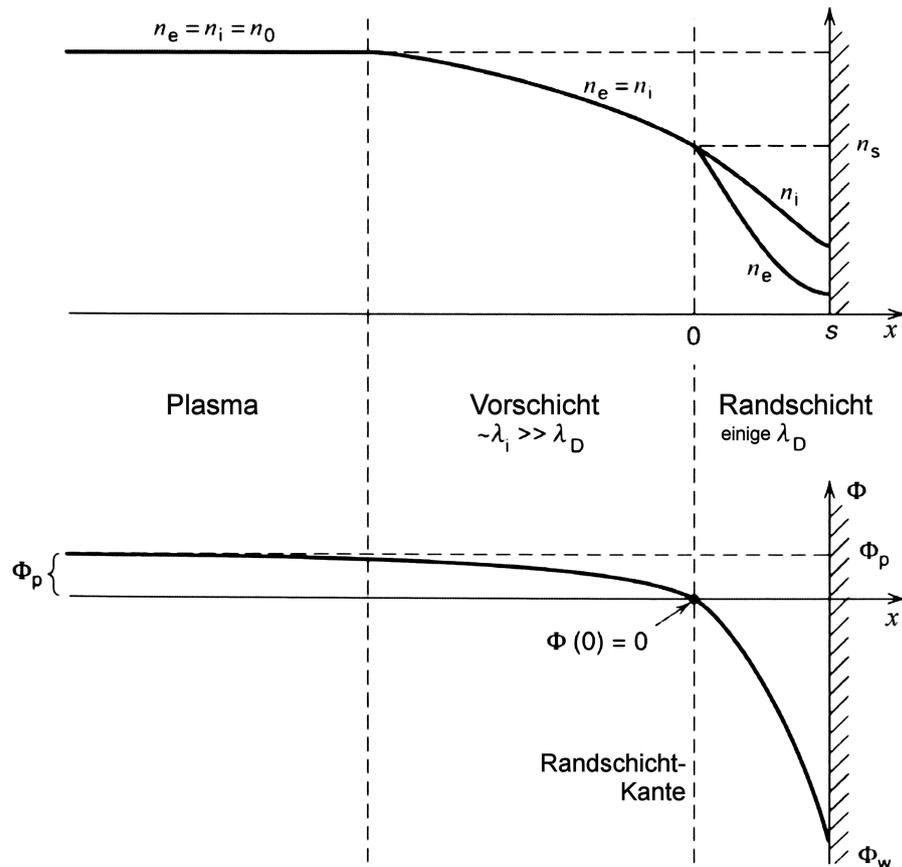


Abbildung 2.1.: Qualitatives Verhalten der Randschicht und der Vorsicht bei Wandkontakt. (Abb. ähnlich [Lb 05])

die Kontinuitätsgleichung des Ionenflusses:

$$n_i(x) \cdot u(x) = n_{is} \cdot u_s \quad (2.3)$$

Mit der Boltzmannrelation

$$n_e(x) = n_{es} e^{\frac{e\Phi(x)}{k_B T}} \quad (2.4)$$

und der Poissongleichung ergibt sich schließlich eine Differentialgleichung für den Potentialverlauf:

$$\frac{d^2\Phi}{dx^2} = \frac{en_s}{\epsilon_0} \left[e^{\frac{e\Phi}{k_B T}} - \sqrt{1 - \frac{2e\Phi}{m_i u}} \right] \quad (2.5)$$

Die Lösung muss numerisch erfolgen (siehe auch Kap. 7.2.1), man findet jedoch, dass eine physikalisch sinnvolle Lösung nur für eine genügend große Anfangsgeschwindigkeit der Ionen existiert und erhält das **Bohmsche-Schichtkriterium**:

$$u_s \geq u_B = \sqrt{\frac{k_B T_e}{m_i}} \quad (2.6)$$

Die Ionen müssen also davor mindestens die Ionenschallgeschwindigkeit u_B erreichen. Die Energie dafür gewinnen sie in der Vorsicht.

2.2.2. Vorschicht

Das Plasma erfüllt hier zwar die Quasineutralität ($n_e = n_i$), es muss aber einen zumindest schwachen elektrischen Potentialgradienten geben, der die Ionen auf die Bohm-Geschwindigkeit beschleunigt. Der notwendige Potentialunterschied innerhalb einer kollisionsfreien Vorschicht ist

$$\frac{1}{2}m_i u_B^2 = e\Phi_p \quad (2.7)$$

$$\Phi_p = \frac{k_B T_e}{2e} \quad (2.8)$$

Für ein Plasma mit Stößen wurde der Potentialverlauf $\Phi(x)$ von Riemann³ genähert mit:

$$\frac{x}{\lambda_i} = \frac{1}{2} \left(1 - e^{\frac{2e\Phi_p}{k_B T_e}} - \frac{2e\Phi_p}{k_B T_e} \right) \quad (2.9)$$

Hier ist λ_i die mittlere freie Weglänge für Ionen-Neutralgasstöße. Das Dichteverhältnis zwischen Bulkplasma (n_b) und Randschichtkante (n_s) ermittelt sich mit der Boltzmann Relation⁴ dann zu:

$$n_s = n_b e^{\frac{e\Phi_p}{k_B T_e}} \approx 0,61 \cdot n_b \quad (2.10)$$

Die Plasmadichte nimmt also in der Vorschicht zur Randschicht bereits ab. Die Vorschicht ist ein wenig größer als die mittlere freie Weglänge für Ionen-Neutralgasstöße (nach [Lb 05] s.170-172). Dieser Aspekt wird im weiteren Verlauf noch Bedeutung erhalten, da in dieser Arbeit mit kompakten, räumlich so stark begrenzten Plasmen gearbeitet wird, dass λ_i im Bereich der Gefäßdimensionen oder darüber liegt. Das Plasma besteht dann nur aus Vorschicht und Randschicht.

2.2.3. Plasmaerzeugung

Es gibt mehrere Möglichkeiten, den Elektronen und Molekeln die notwendige Energie zur Zündung und Unterhaltung eines Plasmas zuzuführen. Zum einen ist da die Erhöhung der Gastemperatur bis zum Erreichen des Plasmazustands zu nennen, z.B. in einer Flamme oder in der Schockwelle eines Wiedereintrittskörpers. Zum anderen kann man Elektronen über ein elektrisches Feld direkt beschleunigen und sie so auf eine genügend große Energie zur Ionisation bringen. Je nach Frequenz ω der verwendeten Felder unterscheidet man Gleichstromentladungen (inklusive niederfrequenter AC-Entladungen⁵), RF-Entladungen und Mikrowellenentladungen. Es sollen hier nur RF-Entladungen genauer beschrieben werden⁶.

³aus [Lb 05]: Riemann, K-U. (1991), J. Phys. D: Appl. Phys. 24, 493.

⁴Planare Vorschicht mit Kollisionen ohne Ionisationen.

⁵ $\omega < 10\text{kHz}$ Die Entladung wird dann ständig ein und ausgeschaltet.

⁶ Eine Beschreibung von Gleichstromentladungen findet sich in vielen Plasmalehrbüchern z.B. [Fr 04] Kapitel 2.

RF-Entladungen erlauben mit steigender Frequenz die Zündung von Plasmen bei niedrigeren Drücken. Hierbei ist die elastische Streuung von Elektronen an Molekeln ein wichtiger Prozess, da dadurch die in Feldrichtung gerichtete Bewegung der Elektronen zerstört und in alle Raumrichtungen verteilt wird. Erst hierdurch ist besonders für hohe Frequenzen eine genügende Energieaufnahme der Elektronen bis über die Ionisationsenergie möglich, da sie ansonsten vom oszillierenden Feld wieder abgebremst würden. Andererseits bremst ein zu hoher Druck die Elektronen auch ab. Aufgrund dessen ist der Vergleich der Stoßfrequenz für elastische Streuung

$$\nu_m = \sigma_m \cdot v_e \cdot n_0 \quad (2.11)$$

mit der Anregungsfrequenz ω sinnvoll. Betrachtet man die Abhängigkeit der Durchbruchfeldstärke vom Gasdruck, so findet man ein Minimum für $\nu_m = \omega$.

Ist $\nu_m \gg \omega$ (hoher Gasdruck) so steigt die Durchbruchfeldstärke etwa linear mit dem Druck an, da die Stoßrate und damit der Energieverlust proportional zum Druck ist.

Für den Fall eines niedrigen Druckes, also $\nu_m \ll \omega$ sinkt die Wahrscheinlichkeit, dass ein Elektron dem Feld Energie entnimmt. Deswegen muss bei sinkendem Gasdruck das Feld entsprechend erhöht werden [Fr 04].

Eine weitere Aufteilung ergibt sich aus dem Vergleich der Langmuirfrequenzen für Elektronen und Ionen.

$$\omega_{pe} = \sqrt{\frac{e^2 n_e}{\epsilon_0 m_e}} \quad (2.12)$$

$$\omega_{pi} = \sqrt{\frac{e^2 n_e}{\epsilon_0 m_i}} \quad (2.13)$$

Die Langmuirfrequenz ist die Frequenz von Plasmaschwingungen der Elektronen bzw. der Ionen. Werden elektrische Felder in das Plasma eingekoppelt, so können nur die Ladungsträger dem Feld folgen (und somit Energie aufnehmen), deren Langmuirfrequenz höher als die Anregungsfrequenz ist. Ist die Frequenz für alle Ladungsträger zu hoch, so wird keine Energie aufgenommen⁷, ist sie größer als ω_{pi} so können nur Elektronen Energie aufnehmen, die Ionen „sehen“ ein zeitlich gemitteltes Feld.

2.2.4. Plasmarandschicht im RF-Feld

Bei kapazitiven RF-Entladungen werden die elektrischen Wechselfelder durch Elektroden erzeugt. Spannungszustände der Elektroden bewirken dann oszillierende Ströme. Wie bereits zuvor erwähnt, laden sich aufgrund der stark unterschiedlichen Massen von Elektronen und Ionen dem Plasma exponierte Oberflächen negativ auf, die Beweglichkeit der Elektronen ist deutlich höher. Daher wird auch der Großteil des Stromes von den Elektronen getragen. Zu diesem Effekt kommt in kapazitiven Entladungen eine zusätzliche Verstärkung der negativen Aufladung durch die eingekoppelten Wechselfelder hinzu.

⁷Das Plasma ist für elektromagnetische Wellen über ω_{pe} transparent. Für $n_e = 10^{17} m^{-3}$ ergibt sich für $\omega_{pe} \approx 18 GHz$.

Elektronen können die Elektrode nur erreichen, wenn diese gegenüber dem Plasma positiv geladen ist. Ansonsten bildet sich eine elektronenfreie Randschicht aus, an der die Elektronen wieder ins Plasma zurückreflektiert werden, und deren Dicke in Abhängigkeit von der Elektrodenspannung oszilliert. Der Strom teilt sich hier auf den Ionenstrom und einen Verschiebungsstrom auf. Andererseits wird der Strom von Ionen auf eine solche Elektrode nur für positive Elektrodenpotentiale gegenüber dem Plasma versiegt. Ist die Elektrodenoberfläche elektrisch isoliert oder die Elektrode über einen Kondensator elektrisch an die RF-Quelle angekoppelt, so wird sich das Durchschnittspotential der Elektrodenoberfläche so einstellen, dass der Nettostrom auf die Oberfläche Null wird, es wird dann deutlich negativer im Vergleich zum Plasmapotential ohne RF-Feld. Der Elektronenstrom ist dann nur für einen sehr kurzen Zeitraum innerhalb einer Periode ungleich Null, der Ionenstrom dagegen fast immer größer Null. Liegt die Anregungsfrequenz weiterhin über der Ionenplasmafrequenz ($\omega > \omega_{pi}$) so können die Ionen dem elektrischen Wechselfeld nicht folgen und der Ionenstrom wird zeitlich konstant größer null. Der elektrische Verschiebungsstrom ist dann der dominierende Anteil der Randschichtströme. Man hat dann einen zeitlich konstanten Ionenstrom, einen oszillierenden Verschiebungsstrom und kurze Impulse im Elektronenstrom, die im zeitlichen Mittel dem Ionenstrom äquivalent sind.

In räumlich begrenzten Plasmen überwiegen die Verluste durch die ambipolare Diffusion bei weitem die Rekombinationsverluste, besonders bei niedrigen Drücken. Zum Unterhalten des Plasmas müssen diese zumindest kompensiert werden.

Für kapazitive RF-Entladungen gibt es drei Mechanismen, die den Elektronen Energie zuführen können:

Erstens können wie bei DC-Entladungen auf die Elektrode auftreffende Ionen dort Sekundärelektronen⁸ auslösen, die in der Randschicht beschleunigt werden und ionisieren können. Zweitens können die Elektronen, wie in Abschnitt 2.2.3 beschrieben, im elektrischen Wechselfeld Energie aufnehmen und letztendlich ionisieren (auch ohmsche Heizung). Drittens können Elektronen in der größer werdenden Randschicht beim Reflektieren Energie aufnehmen (stochastische Heizung) [Fr 04].

2.3. Energieverteilungen

Die Elektronenenergieverteilung (EEDF) lässt sich für Plasmen, die durch binäre Stöße dominiert werden, durch Lösen der Boltzmann-Gleichung bestimmen. Die Boltzmann-Gleichung ist eine Kontinuitätsgleichung von Gewinn und Verlust im Phasenraum (Die Lösung wird in [Fr 04, Anhang] vorgeführt, hier Auszüge). Für bestimmte Spezialfälle lassen sich Lösungen angeben.

⁸Sekundärelektronenemission ist meist ein eher untergeordneter Prozess. Die Gesamtausbeute γ für Xenonionen auf Eisen bei Energien unter $1,5\text{keV}$ ist beispielsweise $\gamma = 0,015$, für Kohlenstoff $\gamma = 0$ [Bar 79].

2.3.1. Maxwell-Boltzmann-Verteilung

Für den Fall einer vollständigen Thermalisierung der Elektronen bei verschwindendem elektrischen Feld ergibt sich für die EEDF die Maxwell-Boltzmann-Energieverteilung:

$$f(v) = 4\pi v^2 \left(\frac{m_e}{2\pi k_B T_e} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{m_e v^2}{2k_B T_e}} \quad (2.14)$$

$$f(E) = 2 \sqrt{\frac{E}{\pi (k_B T_e)^3}} \cdot e^{-\frac{E}{k_B T_e}} \quad (2.15)$$

Ist das Plasma im **vollständigen thermodynamischen Gleichgewicht**, so ist die Gas- und Ionentemperatur T_g identisch der Elektronentemperatur T_e . In diesem Fall wird die Besetzung der angeregten elektronischen Zustände der Gasmolekeln und Ionen der Boltzmann-Verteilung ([St 98] Kap. 18.1) genügen:

$$\frac{n_j}{n} = \frac{g_j}{g_0} e^{-\frac{E_j}{k_B T}} \quad (2.16)$$

| | |
|-------|--|
| n_j | Teilchendichte im j -ten Zustand |
| n | Gesamtteilchendichte |
| g_j | statistisches Gewicht des angeregten Zustandes j |
| g_0 | statistisches Gewicht des Grundzustandes |
| E_j | Anregungsenergie des j -ten angeregten Zustandes |
| k_B | Boltzmann-Konstante |
| T | Plasmatemperatur |

Die elektromagnetische Strahlung entspricht dann der Hohlraumstrahlung (Schwarzkörper). Reale Plasmen weichen jedoch meist vom vollständigen thermodynamischen Gleichgewicht ab.

Im **lokalen thermodynamischen Gleichgewicht** gilt das Strahlungsgleichgewicht nicht mehr. Bei genügend hoher Elektronenkonzentration ($n_e > 10^{23} m^{-3}$) überwiegen die Stoßprozesse die Absorptions- und Emissionsprozesse, so dass Gleichung 2.16 nach wie vor gilt mit $T = T_m$. Es existieren dann zwei Temperaturen, die Materietemperatur T_m und die Strahlungstemperatur T_s . [St 98]

Für nicht thermalisierte Plasmen (was auf die meisten Laborplasmen zutrifft, da zur Unterhaltung des Plasmas die Verluste der ambipolaren Diffusion kompensiert werden müssen und somit Energie zugeführt wird) weisen die Elektronen eine viel höhere mittlere Energie als die Ionen und Gasmolekeln auf. Man unterscheidet dann die Gas- und Ionen-Temperatur T_g und die Elektronentemperatur T_e , wenn die EEDF einer Maxwell-Boltzmann-Verteilung entspricht. Die Definition einer Strahlungstemperatur ist nicht mehr sinnvoll.

2.3.2. Margenau-Verteilung, Druyvesteyn-Verteilung

Bei der Anwesenheit nur kleiner elektrischer Wechselfelder und niedrigerer Elektronenkonzentrationen lässt sich die Margenau-Verteilung ableiten [Fr 04]:

$$f = C \cdot e^{-\int_0^v \left(\frac{m_e v_m}{k_B T_g + \frac{e^2 E_{eff} M}{3m_e v_m^2}} \right) dv} \quad (2.17)$$

Hierbei ist E_{eff} die effektive elektrische Feldstärke des Feldes mit der Kreisfrequenz ω und v_m die Stoßfrequenz der Elektronen, C ist eine Konstante, die über die Normierung von f bestimmt wird.

Unter der Annahme $\omega^2 \ll v_m^2$ sowie $v_m = \frac{N}{V} \sigma(v) v = \text{const}$, also $\sigma(v) \sim \frac{1}{v}$ ergibt sich eine der Maxwell-Boltzmann-Verteilung äquivalente Verteilung; es ist aber $k_B T_g$ in der Maxwell-Boltzmann-Verteilung durch $\frac{e^2 E_{eff}^2 M}{6m_e v_m^2}$ zu ersetzen.

Ist der Streuquerschnitt dagegen unabhängig von der Geschwindigkeit der Elektronen, wird $v_m = \frac{N}{V} \sigma_m v$ somit linear von der Elektronengeschwindigkeit und dem Druck abhängig. Es ergibt sich dann die **Druyvesteyn-Verteilung**:

$$f = C \cdot e^{-\frac{6m_e N \sigma_m^2}{2e^2 E_{eff}^2 M} (m_e v^2)^2} \quad (2.18)$$

$$= C \cdot e^{-b \left(\frac{E}{\langle E \rangle} \right)^2} \quad (2.19)$$

Im Verhältnis zur Maxwell-Boltzmann-Verteilung sind bei gleicher mittlerer Energie $\langle E \rangle$ deutlich weniger schnelle Elektronen vorhanden. Die Druyvesteyn-Verteilung beschreibt also das Verhalten von Elektronen in einem elektrischen niederfrequenten Feld, die durch elastische Stöße mit Molekeln Energie austauschen mit einem energieunabhängigem Streuquerschnitt σ_m . Die inelastischen Stöße sind hierbei vernachlässigt. Werden diese berücksichtigt, erhält man Verteilungsfunktionen, die zwischen der Druyvesteyn-Verteilung und der Maxwell-Boltzmann-Verteilung liegen. Beide Verteilungsfunktionen lassen sich aus einer generischen Verteilungsfunktion erzeugen:

$$f(E) = a \sqrt{E} e^{-b \left(\frac{E}{\langle E \rangle} \right)^x} \quad (2.20)$$

| | b | x |
|------------------------------|---------------|-----|
| Maxwell-Boltzmann-Verteilung | $\frac{3}{2}$ | 1 |
| Druyvesteyn-Verteilung | 0,54 | 2 |

2.3.3. Koronagleichgewicht

Für den Fall eines dünnen Plasmas wird die Rückreaktion des Prozesses



sehr unwahrscheinlich, da hierfür ein Dreierstoß (Dreierstoßrekombination) notwendig ist. Die dominierende Rekombinationsreaktion ist dann die Strahlungsrekombination



und wir erhalten ein nicht-thermisches Plasma. Der Vergleich der Reaktionsraten ergibt für die Dreierstoßrekombination (2.21) $r \sim n_e^2 \cdot n^+$, für die Strahlungsrekombination (2.22) nur $r \sim n_e \cdot n^+$, während der inverse Prozess, die Photoionisation, für abnehmende Dichten wegen der großen freien Weglänge der Photonen immer unwahrscheinlicher wird. Bei geringer Dichte wird also die Ionisation hauptsächlich durch Stoßionisation, die Rekombination durch Strahlungsrekombination geschehen. Die dabei entstehenden Photonen verlassen in der Regel das Plasma, ohne reabsorbiert zu werden.

Neben dem Ionisationsgleichgewicht versteht man unter Korona-Gleichgewicht auch noch das analoge Strahlungsgleichgewicht: Mit sinkender Dichte nimmt auch die Wahrscheinlichkeit für die Stoßabregung ab, während die spontane Emission als Abregungsmechanismus unabhängig von der Dichte ist. Somit stellt sich für die Strahlung ein Gleichgewicht zwischen Stoßanregung und spontaner Emission ein. [Zom 02]

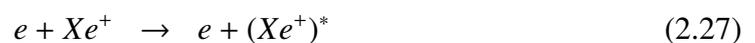
2.4. Ionisations- und Anregungsprozesse im Plasma

Werden Elektronen genügend schnell im Plasma oder der Plasmarandschicht beschleunigt, so können diese Neutralgas ionisieren, Ionen weiter ionisieren oder Moleküle dissoziieren. Die für mehratomige Gase notwendige Betrachtung der Dissoziationsprozesse soll hier aber nicht dargestellt werden. Weiterhin sollen die Bedingungen des Korona-Gleichgewichts (siehe 2.3.3) gelten. Zur Betrachtung wird im folgenden Xenon gewählt, die Beschreibung ist auch für andere Edelgase gültig. Die grundlegenden Ionisierungsprozesse sind dann:



⋮

Der Ionisationsprozess tritt hierbei in Konkurrenz zu Anregungsprozessen, welche bei geringeren kinetischen Energien der Elektronen dominieren.

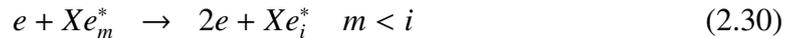


⋮

Für die Ionisation von Xe^0 kommt darüber hinaus noch die Ionisation aus einem angeregten Zustand in Frage; Xenon weist 2 metastabile Niveaus ($6s_2, 6s'_0$) auf, die optisch⁹ nicht in den Grundzustand ($5p_0^6$) zerfallen können (Siehe hierzu das Grottrian Diagramm Abb. 3.7). Sind diese metastabilen Niveaus besetzt, genügt eine Energiezufuhr von $3eV$ zur Ionisation:

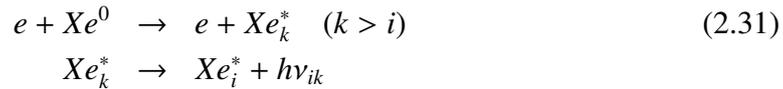


Auch hier tritt die Anregung wieder in Konkurrenz zur Ionisation; bereits relativ langsame (unter ein eV) Elektronen tragen zur Anregung bei:



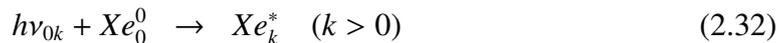
Diese Prozesse stellen die Haupt-Verlust-Mechanismen für die kinetische Energie der Elektronen dar. Letztendlich wird die gesamte in das Plasma eingebrachte Energie, die nicht über Elektronen- oder Ionendiffusion auf Wände „verbraucht“ wird, in diesen Prozessen umgesetzt.

Zu den Anregungsprozessen ist weiterhin als wichtiger Prozess der Kaskadenübergang zu nennen:



Das bedeutet, dass das jeweilige Energieniveau i nicht nur durch Elektronenstoß aus dem Grundzustand „bevölkert“ werden kann, sondern auch durch Abregungsprozesse aus höher liegenden Energieniveaus sowie durch Anregung aus metastabilen Niveaus.

Photonen, deren Energie zur Anregung aus besetzten Energieniveaus (Grundzustandsniveau) geeignet ist, werden vom Gas reabsorbiert. Daher können alle Photonen aus Übergängen in den Grundzustand reabsorbiert werden:



Das gilt analog für Photonen, die Übergängen aus entsprechenden metastabilen Niveaus zugeordnet sind, falls diese genügend besetzt sind. Bei optischen Messverfahren und Anwendungen ist der Aspekt der Reabsorption entsprechend zu berücksichtigen.

Sind genügend schnelle Ionen vorhanden wird darüber hinaus die Anregung durch Ionen-Neutralteilchen Stoß relevant:



⁹Dipolübergang

2.5. Stoßquerschnitte von Elektronen

Neben den Prozessen Anregung (Gl. 2.26) und Ionisation (Gl. 2.23) führt die elastische Streuung mit Impulsübertrag der Elektronen an neutralen Atomen zur Abbremsung der Elektronen. Abbildung 2.2 zeigt die Wirkungsquerschnitte dieser drei Prozesse in Argon als Funktion der Elektronenenergie (aus [Lb 05] S. 73). Abbildung 2.3 zeigt diese Querschnitte analog für Xenon nach tabellierten Querschnitten aus [Hay 03]. Der Querschnitt für die Anregung ist die Summe von Einzelquerschnitten die Fehler von 30-50% aufweisen. Die Fehler für Ionisation und elastische Streuung liegen bei 5%.

Für quantitative Aussagen über die Ionisationsrate oder die Anregungsrate, ist eine Betrachtung der jeweiligen Ratenkoeffizienten notwendig. Diese werden durch Faltung der Wirkungsquerschnitte¹⁰ $\sigma_x(E_e)$ mit der EEDF $f_e(E_e)$ und Gewichtung mit der Elektronengeschwindigkeit u_e gewonnen:

$$R_x = \int_0^{\infty} f_e(E_e) \cdot u_e \cdot \sigma_x(E_e) \cdot dE_e \quad (2.34)$$

Abbildung 2.4 und 2.5 zeigen die Ratenkoeffizienten der einzelnen Prozesse als Funktion der Elektronentemperatur¹¹ für Argon und Xenon. Durch Multiplikation mit der Neutralteilchendichte n_0 und der Elektronendichte n_e gewinnt man die spezifische Anregungsrate bzw. Ionisierungsrate:

$$J_{ex} = n_0 n_e R_{ex} \quad (2.35)$$

$$J_{ion} = n_0 n_e R_{ion} \quad (2.36)$$

Nach Multiplikation mit dem Entladungsvolumen V ergibt sich die totale Anregungsrate bzw. Ionisierungsrate:

$$r_{ex} = V n_0 n_e R_{ex} \quad (2.37)$$

$$r_{ion} = V n_0 n_e R_{ion} \quad (2.38)$$

Alternativ gewinnt man durch Multiplikation von J_x mit der Anregungs- bzw. Ionisationsenergie E_x den spezifischen Energieverbrauch aus dem Plasma.

$$p_x = n_0 n_e R_x E_x \quad (2.39)$$

Hierbei ist E_{ion} die Ionisationsenergie, E_{ex} eine effektive Anregungsenergie. Für die elastische Streuung lässt sich analog zu Gleichung 2.39 angeben:

$$p_{el} = n_0 n_e R_{el} \frac{3m_e}{m_0} k_B T_e \quad (2.40)$$

mit M als Neutralteilchenmasse (aus [Lb 05] S 78-82).

¹⁰ x steht als Platzhalter für Anregung (ex), Ionisation (ion) oder elastische Streuung (el).

¹¹für Maxwellverteilung.

Mit dem Entladungsvolumen V ergibt sich der totale Energieverbrauch der Anregung oder Ionisation:

$$P_x = Vn_0n_eR_xE_x \quad (2.41)$$

Bildet man die Summe über die p_x , so erhält man den totalen spezifischen Energieaustrag:

$$\begin{aligned} p_{tot} &= p_{el} + p_{ex} + p_{ion} \\ &= n_0n_e (R_{ion}E_{ion} + R_{ex}E_{ex} + R_{el}\frac{3m_e}{m_0}k_B T_e) \end{aligned} \quad (2.42)$$

Normiert man p_{tot} auf die spezifische Ionisationsrate J_{ion} , so erhält man die zur Erzeugung eines Elektron-Ionenpaares notwendige Energie [Lb 05]:

$$E_c = \frac{R_{ion}E_{ion} + R_{ex}E_{ex} + R_{el}\frac{3m_e}{m_0}k_B T_e}{R_{ion}} \quad (2.43)$$

Abbildung 2.6 zeigt E_c für Argon (aus [Lb 05] S. 82), Abbildung 2.7 zeigt E_c sowie die einzelnen Anteile aus elastischer Streuung, Anregung und Ionisation für Xenon. Man erkennt, dass der Anteil aus der elastischen Streuung nur für Elektronentemperaturen unterhalb $1eV$ relevant ist. Mit abnehmender Elektronentemperatur nimmt der Anteil der Energieverluste durch Anregung im Vergleich zur Ionisation immer weiter zu. Basierend auf dieser Betrachtung sind hohe Elektronentemperaturen vorteilhaft. Hier sind jedoch die Diffusionsverluste geladener Teilchen nicht berücksichtigt, die mit zunehmender Elektronentemperatur auch wachsen.

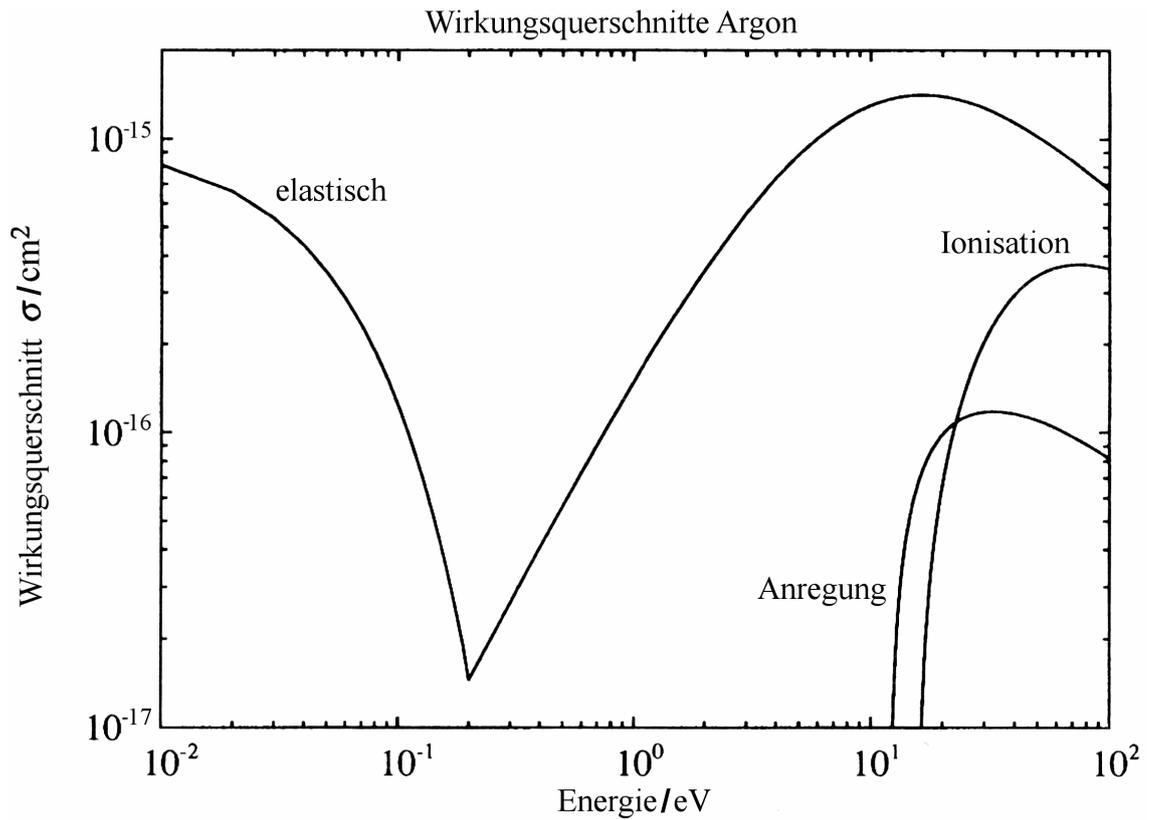


Abbildung 2.2.: Wirkungsquerschnitte für Elektronen auf Argon (Abb. aus [Lb 05]).

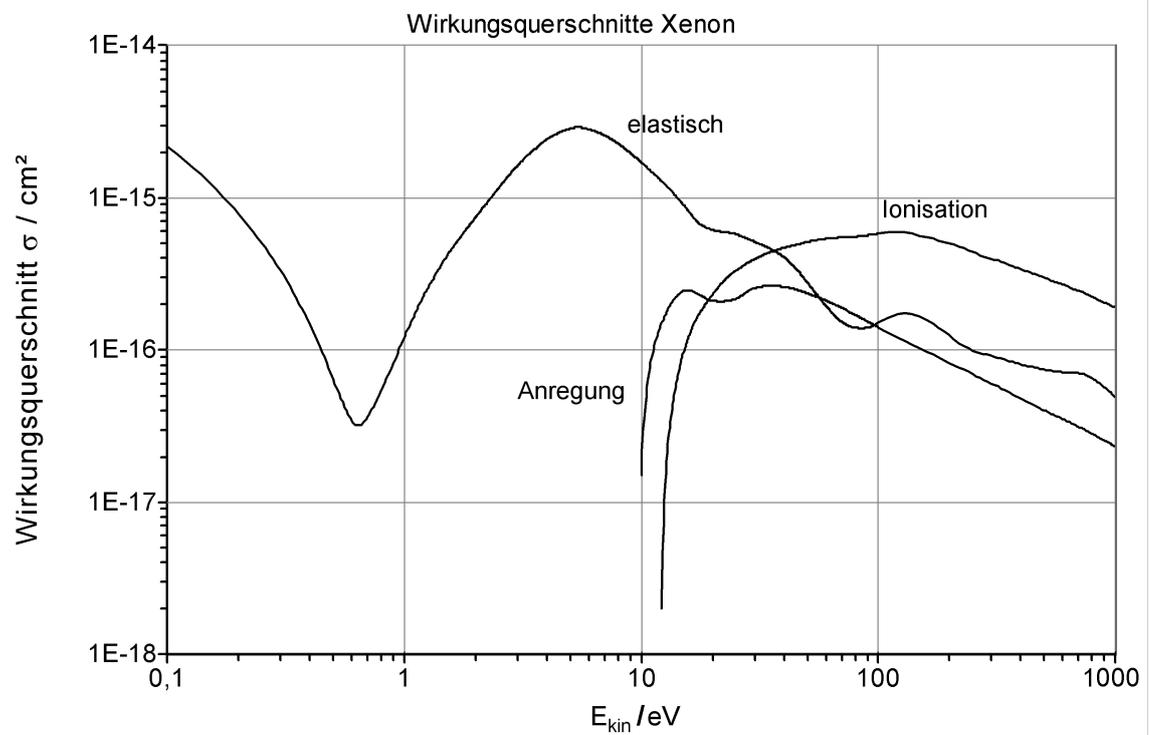


Abbildung 2.3.: Wirkungsquerschnitte für Elektronen auf Xenon (nach Tabellen aus [Hay 03]).

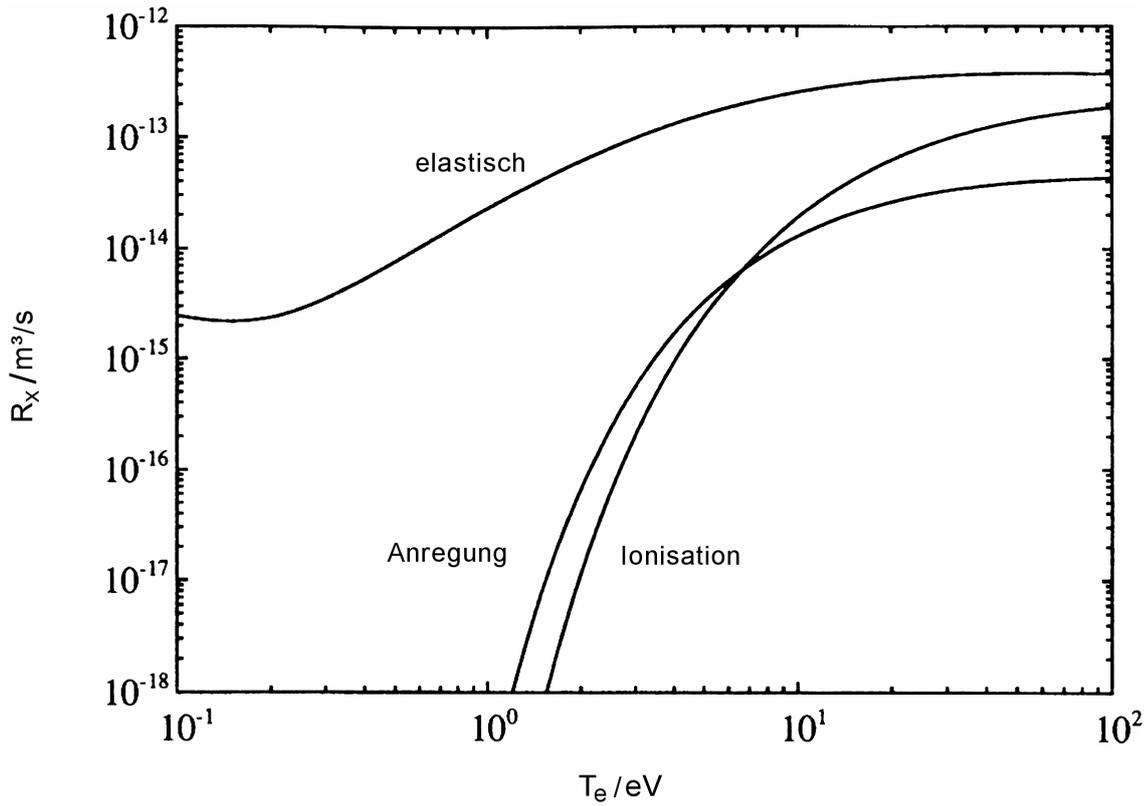


Abbildung 2.4.: Ratenkoeffizienten für Elektronenstöße auf Argon bei Maxwellverteilung (Abb. aus [Lb 05]).

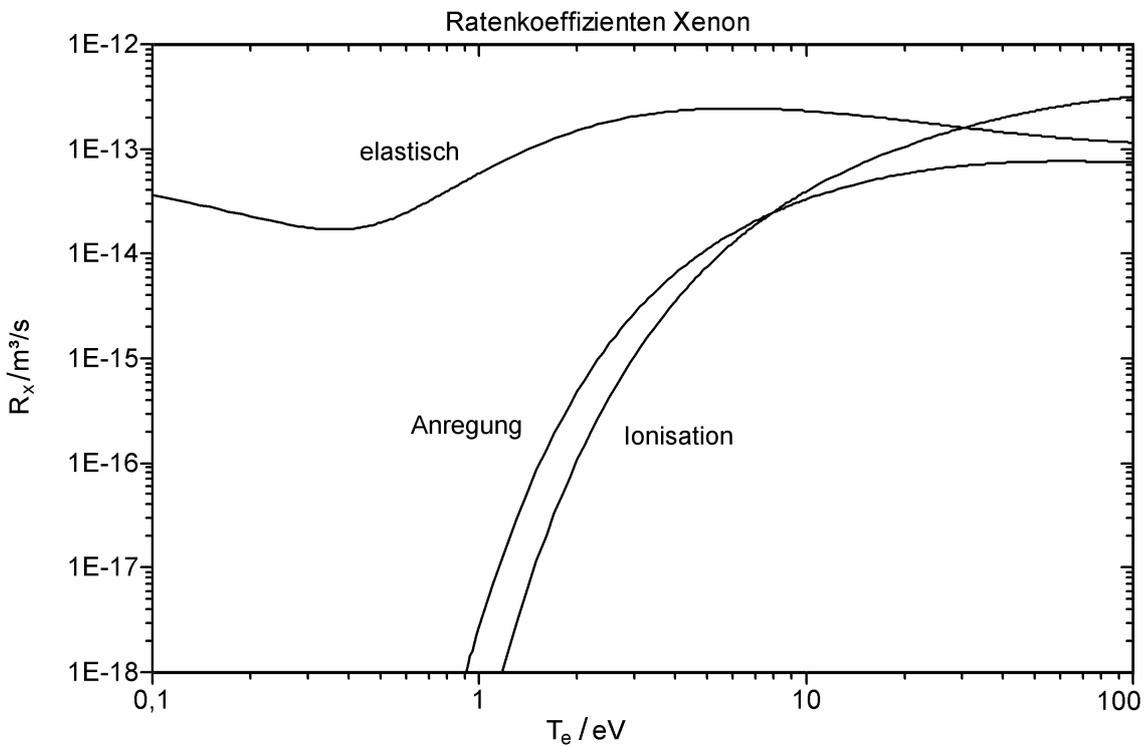


Abbildung 2.5.: Ratenkoeffizienten für Elektronenstöße auf Xenon bei Maxwellverteilung.

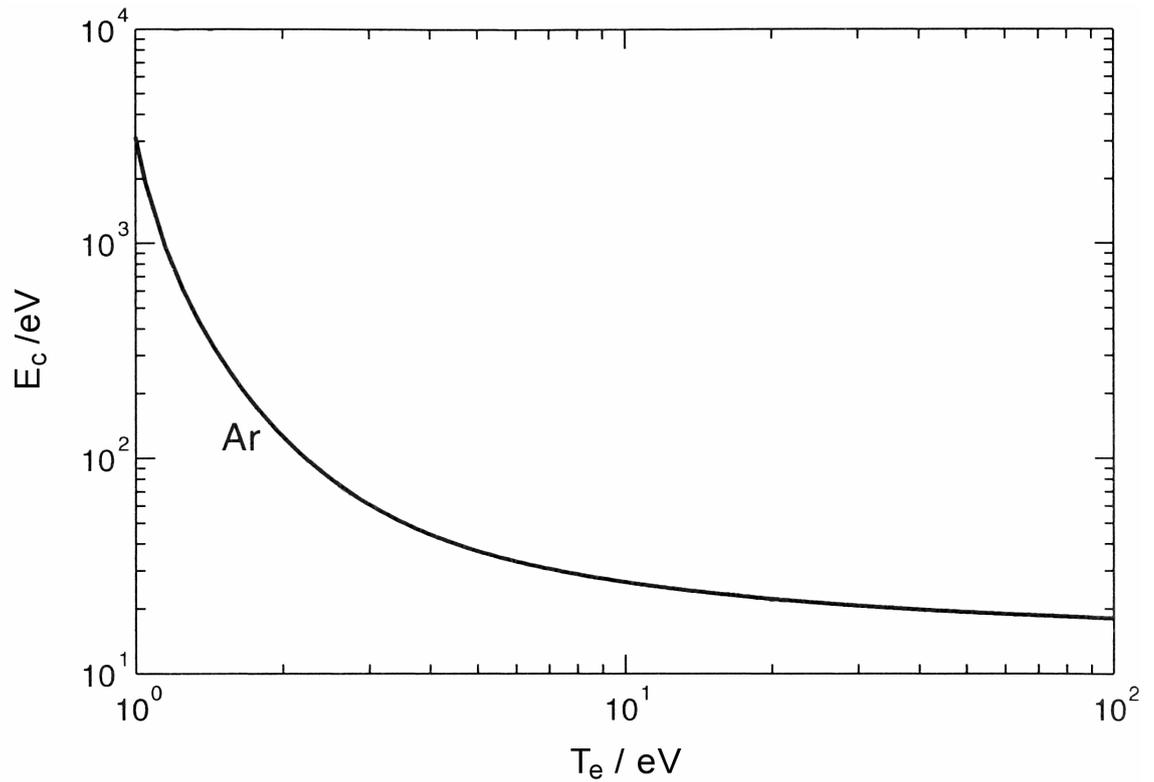


Abbildung 2.6.: Effektive Ionisierungsenergie zur Erzeugung eines Elektronen-Ionenpaares in Argon bei Maxwell-Verteilung (Abb. aus [Lb 05]).

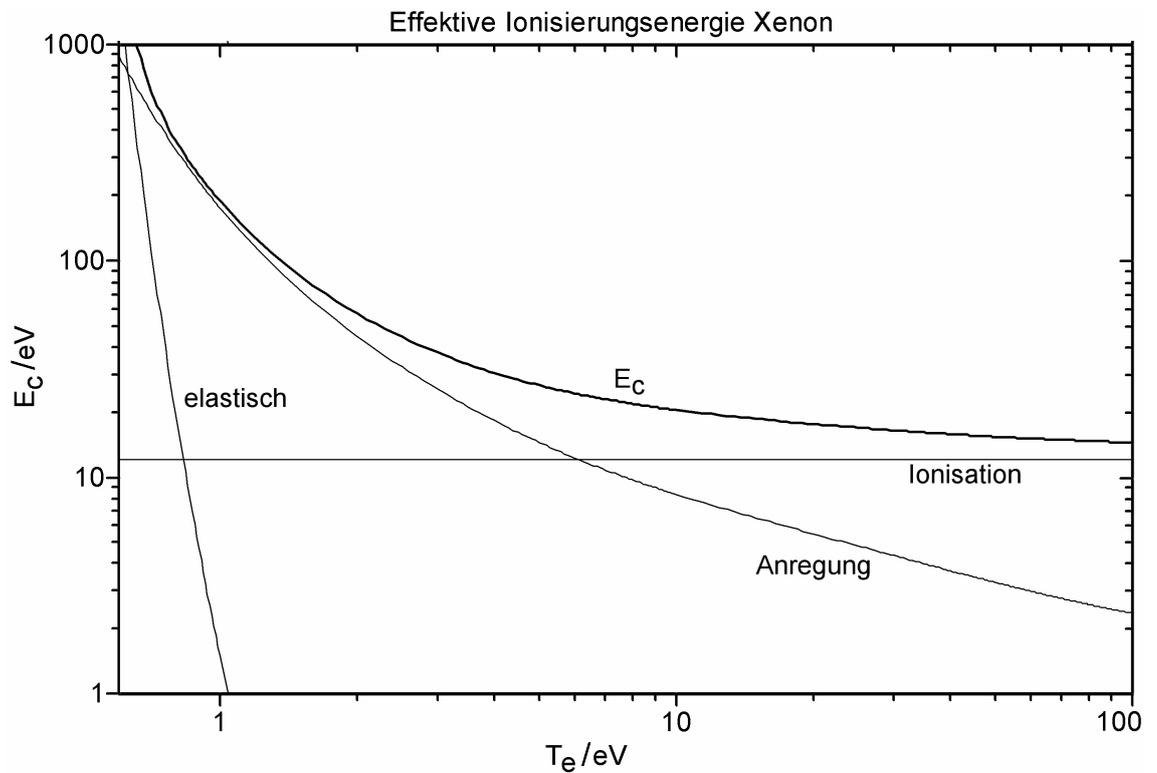


Abbildung 2.7.: Effektive Ionisierungsenergie zur Erzeugung eines Elektronen-Ionenpaares in Xenon bei Maxwell-Verteilung.

2.6. Betrachtung der Dimensionen

Neben der Betrachtung der effektiven Ionisationsenergie E_c ist eine Betrachtung der Diffusionsverluste aus dem Plasma wichtig. Insbesondere werden in räumlich begrenzten Plasmen durch die ambipolare Diffusion auf Wände und Elektroden bei abnehmenden Gefäßdimensionen die Ladungsträgerverluste immer gravierender. Neben den Betrachtungen in Abschnitt 2.2.3 ist bei kleinen Elektrodenabständen in RF-Entladungen relevant, dass die Elektronen innerhalb einer RF-Periode die Elektroden erreichen können. Die notwendige Durchbruchfeldstärke und die RF-Leistung müssen dann deutlich größer sein, um das Plasma zu zünden und eine bestimmte Plasmadichte zu erreichen. Hieraus ergeben sich für den Fall eines Elektrodenabstands von 1cm folgende Anforderungen für einen optimalen Betrieb:

1. Freie Weglänge der Elektronen $\lambda_e = \frac{1}{\sigma_m n_0} < 1\text{cm}$.
2. $\omega = \nu_m$

Die erste Bedingung führt zu einem Minimaldruck

$$\begin{aligned} p_{min} &= n_0 k_B T_g \\ &= \frac{k_B T_g}{\sigma_m \lambda_e} \end{aligned} \quad (2.44)$$

Bei Einsetzen geeigneter Werte für Xenon, $\sigma_m(10\text{eV}) = 2 \cdot 10^{-15}\text{cm}^2$, $T_g = 300\text{K}$ ergibt sich $p_{min} = 2\text{Pa} = 0,02\text{mbar}$.

Zur Betrachtung von ν_m erhält man durch Kombination von Gl.2.11 und Gl.2.34

$$\nu_m = n_0 R_e \quad (2.45)$$

Nach Einsetzen von $R_e(5\text{eV}) = 2,5 \cdot 10^{-12} \frac{\text{m}^3}{\text{s}}$, und $n_0 = p_{min} \frac{1}{k_B T_g} = 4,8 \cdot 10^{20} \text{m}^{-3}$ ergibt für $\nu_m = 120\text{MHz}$. Die Betriebsfrequenz $f = \frac{\omega}{2\pi}$ wäre mit $19,2\text{MHz}$ dann optimal.

Aus diesen Betrachtungen folgt unter anderem, dass mit einer zunehmenden Miniaturisierung eine Druckerhöhung und damit eine Erhöhung der Betriebsfrequenz notwendig wird. Dieser Problematik kann durch den Einsatz von Magnetfeldern begegnet und der notwendige Betriebsdruck gesenkt werden.

2.7. Plasma im Magnetfeld

Bei Anwesenheit von Magnetfeldern werden die Vorgänge im Plasma komplizierter. Hier werden die wichtigsten Effekte kurz beschrieben. Eine umfassendere Abhandlung findet sich in [Che 74] (Auszüge im Folgenden).

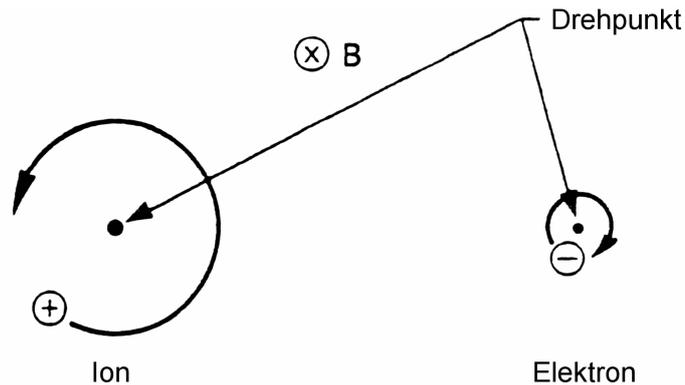


Abbildung 2.8.: Larmor-Gyration im Magnetfeld (Abb. aus [Che 74]).

Bei Anwesenheit eines Magnetfeldes (und Abwesenheit eines elektrischen Feldes) werden geladene Teilchen aufgrund der Lorentzkraft eine Bewegung auf Kreis- oder Schraubenbahnen vollführen mit den Magnetfeldlinien als Rotationsachse. Diese Bewegung nennt man Gyration. Die Frequenz dieser Rotationsbewegung ist unabhängig von der Teilchengeschwindigkeit, die sogenannte Zyklotron-Frequenz:

$$\omega_c = \frac{|q|B}{m} \quad (2.46)$$

Diese ist für Elektronen und Ionen unterschiedlich. Es sind die entsprechenden Massen einzusetzen. Koppelt man ein elektrisches Feld mit genau dieser Frequenz ein, so liegt Resonanz vor und die entsprechenden Teilchen können dem Feld mehr und mehr Energie entnehmen (Zyklotron-Resonanz). Da man ggf. das Magnetfeld ändern kann, kann auch ω_c an eine fixe Anregungsfrequenz¹² angepasst werden.

Der Radius der Kreisbahn (oder projizierten Kreisbahn bei einer Schraubenbahn) wächst proportional mit der projizierten Bahngeschwindigkeit und ist definiert als Larmor-Radius:

$$r_L = \frac{v_{\perp}}{\omega_c} = \frac{mv_{\perp}}{|q|B} \quad (2.47)$$

¹²Für Elektronen kann ω_c mit moderaten Magnetfeldstärken in den Mikrowellenbereich gelegt werden (Mikrowellenentladung). Beispiel: Bei $B = 10mT$ beträgt $\omega_c = 1,75GHz$.

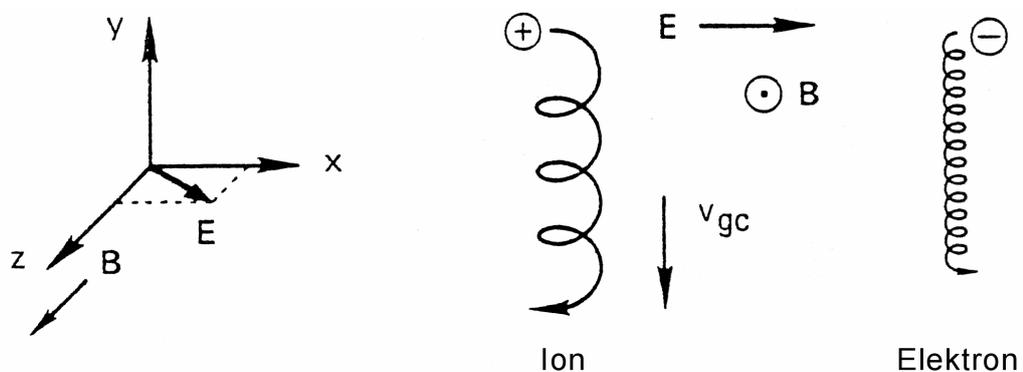


Abbildung 2.9.: $\vec{E} \times \vec{B}$ -Drift geladener Teilchen (Abb. aus [Che 74]).

Ist zusätzlich ein dem Magnetfeld orthogonales elektrisches Feld vorhanden, so werden geladene Teilchen zunächst vom elektrischen Feld beschleunigt dann jedoch vom Magnetfeld entsprechend abgelenkt und wieder im elektrischen Feld abgebremst, und das ganze beginnt von neuem. Hierbei vollführen die Teilchen im Mittel eine Driftbewegung orthogonal zu elektrischem und magnetischem Feld, wobei die Ladungsträger unabhängig vom Vorzeichen der Ladung in die gleiche Richtung driften, sogar mit identischen Driftgeschwindigkeiten:

$$\vec{v}_{gc} = \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{B^2}$$

Ein Plasma wird in solch einer Feldkonfiguration als Ganzes driften. In der Realität ist diese idealisierte Bewegung bei anderen Startbedingungen in der Form der Trajektorie unterschiedlich und kann mit anderen Bewegungen¹³ überlagert sein. Für den Spezialfall einer Bewegung, die in Betrag und Richtung genau identisch zu \vec{v}_{gc} ist, liegen die Bedingungen eines sog. Wienfilters vor und die Teilchen bewegen sich konstant mit \vec{v}_{gc} .

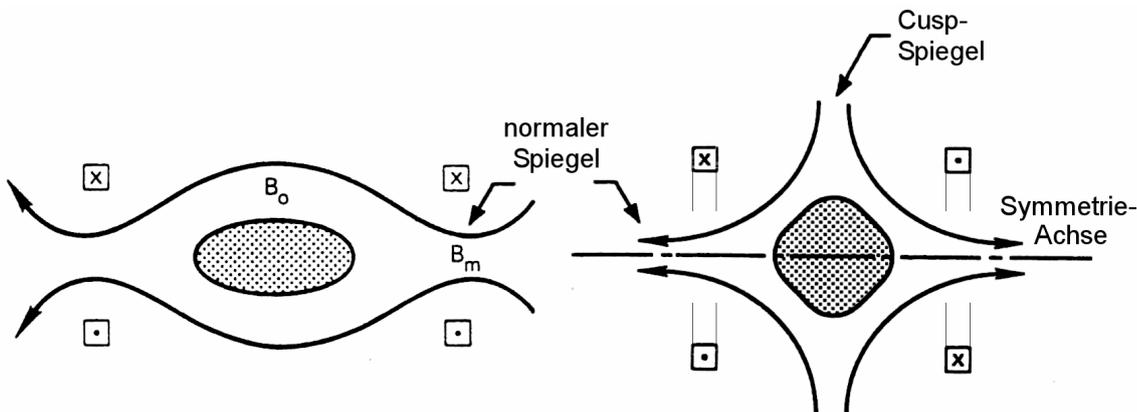


Abbildung 2.10.: Plasmaconfinement mit magnetischen Spiegeln (Abb. aus [Che 74]).

In divergenten Magnetfeldern werden geladene Teilchen unter bestimmten Bedingungen reflektiert. Weiterhin ist Plasma diamagnetisch und wird daher in Bereiche schwächerer Feldstärke gedrängt. Aufgrund dessen kann man Plasma magnetisch einschließen (siehe Abbildung 2.10). Hierbei ist zu beachten, dass der Einschluss (Confinement) unter bestimmten Bedingungen nicht wirksam ist und die Teilchen entweichen können. Details hierzu in [Che 74]. Ein solches Confinement wählt man immer dann, wenn man Diffusionsverluste der Teilchen auf Wände und Einbauten vermeiden oder Reduzieren möchte.

Zuletzt sei erwähnt, dass die Beweglichkeit der Elektronen senkrecht zu den Magnetfeldlinien im Vergleich mit den Ionen deutlich reduziert wird. Zur Beschreibung der Elektronenbewegung werden dann Stoßvorgänge maßgeblich. Da die Larmor-Radien für Ionen meist deutlich größer als die Gefäßdimensionen sind, kann man für diese die Magnetfelder vernachlässigen.

¹³Z.B. Bewegung in \vec{B} -Richtung.

3 Diagnostiktheorie

Die Optimierung der Entladung und Geometrie setzt eine gute Kenntnis der Plasmaparameter wie Elektronentemperatur, Ionen- und Neutralgasdichte voraus. Um diese zu messen, wurden diverse Plasmadiagnostikmethoden entwickelt und aufgebaut. Elektronentemperatur und Plasmadichte wurden mittels Langmuir-Sonden gemessen. Die RF-Amplitude wurde oszilloskopisch sowie analog gemessen. Der Quellen-Innendruck wurde mittels üblicher Totaldruckgeber gemessen. Angesichts der störenden Effekte der elektrischen Wechselfelder sowie der permanenten magnetischen Felder wurde der Aufbau eines emissions-spektroskopischen Diagnostiksystems durchgeführt.

3.1. Langmuir-Sonden

Mit einer in das Plasma eingebrachten Sonde, z.B. einem Draht oder einer leitfähigen Fläche wird durch Variieren des Sondenpotentials V_s in Bezug auf das Plasmapotential ϕ_p eine Kennlinie des Stromes ermittelt. Je nach Spannung dieser Sonden wird der Elektronen- oder Ionen-Strom auf die Sonde durch die Gegenspannung entsprechend retardiert oder verstärkt. Man betrachte hierzu zunächst den Elektronenstrom $I_e(V)$ und den Ionenstrom $I_i(V)$ für eine Einzelsonde separat. Für den Fall einer isotropen Maxwell-Energieverteilung der Elektronen, was äquivalent einer thermalisierten Energieverteilung mit der Elektronentemperatur T_e ist, ergibt sich für I_e ohne Berücksichtigung einer Randschichtvergrößerung ([Lb 05] S. 185 ff.):

$$I_e = \begin{cases} I_{e0} e^{\frac{e(V_s - \phi_p)}{k_B T_e}} & V_s \leq \phi_p \\ I_{e0} & V_s > \phi_p \end{cases} \quad (3.1)$$

$$\text{mit } I_{e0} = en_e A_p \sqrt{\frac{k_B T_e}{2\pi m_e}}$$

n_e Elektronendichte

A_p Oberfläche der Sonde

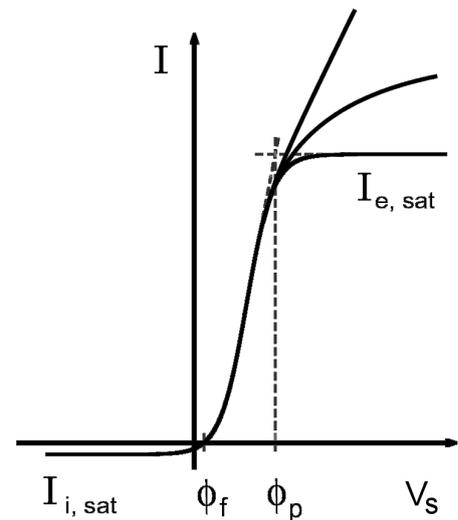


Abbildung 3.1.: Schema der Sondenkennlinie. Je nach Sondengeometrie verläuft der Elektronensättigungsstrom $I_{e, \text{sat}}$ unterschiedlich steil.

Hierbei ist I_{e0} der Elektronenanlaufstrom bei $V_s = \phi_p$, also ohne retardierende Gegenspannung. Für $V_s < \phi_p$ wird dann der entsprechende Anteil der Elektronen, die zu langsam sind, aufgrund der Gegenspannung reflektiert. Der Strom auf die Sonde nimmt daher ab. Für $V_s > \phi_p$ bleibt $I_e = I_{e0}$ in erster Näherung. Der Ionenstrom ist analog zu behandeln,

das Vorzeichen in der Exponentialfunktion muss dann invertiert werden. Da in üblichen Niederdruckplasmen die Ionentemperatur $T_i \approx 300\text{K} \ll T_e$ deutlich kleiner als die Elektronentemperatur ist, und somit der gesamte beschriebene Kennlinienverlauf in einem Intervall deutlich kleiner 1V liegt, ist diese Beschreibung (Gl. 3.1) jedoch wenig hilfreich. Weiterhin werden die Ionen in der Debyeschicht bis zur maximal möglichen Geschwindigkeit beschleunigt (sog. Bohm-Kriterium); diese ist die Ionenschallgeschwindigkeit c_i . Man geht daher von einer Stufenfunktion aus:

$$I_i = \begin{cases} I_{i0} & V_s < \phi_p \\ 0 & V_s > \phi_p \end{cases} \quad (3.2)$$

$$\begin{aligned} I_{i0} &= -en_i A_p c_i && \text{Ionensättigungsstrom} \\ c_i &= \frac{-en_i A_p c_i}{\gamma} = \sqrt{\gamma \frac{k_B T_i + k_B T_e}{m_i}} \approx \sqrt{\gamma \frac{k_B T_e}{m_i}} && \text{Ionenschallgeschwindigkeit} \\ &&& \text{Adiabatenkoeffizient} \end{aligned}$$

Die resultierende Kennlinie der Sonde ist dann $I(V) = I_e(V_s) + I_i(V_s)$. Das Potential am Nulldurchgang $I(\phi_f) = 0$ wird als Floatingpotential bezeichnet. Mit Gl. 3.2 kann die Ionendichte¹ ermittelt werden, nach Bestimmung des Ionensättigungsstroms im Bereich der Kennlinie, für den $|I_e| \ll |I_i|$ gilt.

Obenstehende Beschreibung berücksichtigt jedoch nicht die Vergrößerung der effektiven Sondenoberfläche durch Vergrößern der Randschichtdicke und ist daher nur für planare Sonden direkt anwendbar, da hier eine Erhöhung der Randschichtdicke nicht zu einer solchen Oberflächenvergrößerung führt.

3.1.1. Zylindersonde mit kollisionsfreier Randschicht

In der Literatur ([Lb 05] s. 191 ff.) findet sich eine Betrachtung der effektiven Sondenoberfläche in Abhängigkeit der Randschichtdicke für den Fall einer langen Zylindersonde mit dem Durchmesser d und der Länge l unter Vernachlässigung von Stößen in der Randschicht und bei hohen Potentialdifferenzen ($e|U| \gg k_B T_e$). Zunächst sei die Ionenenergieverteilung isotrop im Bereich der Randschicht, dann ergibt sich für den Ionensättigungsstrom

$$I_{i0} = -en_i l d \cdot \sqrt{\frac{2e|U|}{m_i}} \quad (3.3)$$

mit $U = V_s - \phi_p$

Der Elektronensättigungsstrom lässt sich analog beschreiben, die Ionenmasse muss dann entsprechend ersetzt werden ($m_i \rightarrow m_e$), das Vorzeichen auch. Der Sättigungsstrom hängt nicht von T_e oder T_i ab. Trägt man den Sättigungsstrom² I^2 gegen U auf, sollte man eine Gerade erhalten, aus deren Steigung sich mit Gl.3.3 die Dichte n ableiten lässt.

¹Und aufgrund der Quasineutralität des Plasmas damit auch die Elektronendichte.

²Für Ionen I_i , n_i und Elektronen I_e , n_e

Unter der extremen Annahme (erreichbar bei sehr kleinen Drücken) einer nicht isotropen Energieverteilung der Ionen, welche parallel zur Randschicht mit T_i thermalisiert sind und orthogonal zu ihr die Bohm-Geschwindigkeit $u_b = \sqrt{\frac{kT_e}{m_i}}$ erreichen, ergibt sich:

$$I_i = - \sqrt{\frac{2\pi T_e}{T_i}} en_i l d \cdot \sqrt{\frac{2e|U|}{m_i}} \quad (3.4)$$

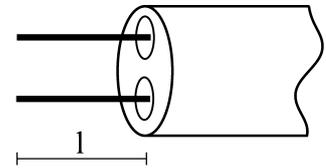
Die Gleichung 3.3 wird also um den Faktor $\sqrt{\frac{2\pi T_e}{T_i}} \gg 1$ erweitert. Die Realität ist dann je nach Anisotropie irgendwo „dazwischen“ zu suchen. Eine bessere Approximation des Ionenstromes gelingt mit einer Potenzfunktion:

$$I_{i0} = -en_i A_p \sqrt{\frac{k_B T_e}{2\pi m_i}} \cdot a \left(\frac{e|U|}{k_B T_e} \right)^b \quad (3.5)$$

Die Bestimmung der Koeffizienten a , b erfolgt numerisch nach einer Theorie von Chen [Che 74] ($T_i = 0$, Kaltionenapproximation). In der Praxis wird man diese aus dem Ionen-sättigungsast einer gemessenen Langmuir-Kennlinie gewinnen (Siehe auch Kap. 7.2.1).

3.1.2. Doppelsonden

Werden zwei meistens gleich große Sonden differentiell betrieben, spricht man von Doppelsonden. Ein möglicher Aufbau besteht aus zwei parallelen Sondendrähten, die durch ein keramisches Doppellochrohr elektrisch voneinander und dem Plasma isoliert werden; ein Stück der Drähte ragt aus diesem Keramikträger heraus und stellt die Sondenfläche dar.



Man beschreibt solch eine Sonde durch Kombination zweier Einzelsondenkennlinien (aus [Lb 05] s. 195ff):

Abbildung 3.2.:
Doppelsonde

$$\begin{aligned} I_{e1} &= A_1 j_{e0} e^{\frac{U_1}{U_e}} \\ I_{e2} &= A_2 j_{e0} e^{\frac{U_2}{U_e}} \\ \text{mit } U_e &= \frac{k_B T_e}{e}, \quad U_{1,2} = V_{1,2} - \phi_p, \quad j_{e0} = en_e \sqrt{\frac{k_B T_e}{2\pi m_e}} \end{aligned} \quad (3.6)$$

Mit den beiden Randbedingungen:

1. kein Nettostrom auf das Sondensystem (floatender Betrieb)³:

$$I_{i1} + I_{i2} + I_{e1} + I_{e2} = 0 \quad (3.7)$$

und 2. der Definition des Schleifenstroms:

$$I = I_{i1} + I_{e1} = -I_{i2} - I_{e2} \quad (3.8)$$

³Der Ionensättigungsstrom ist hier negativ definiert

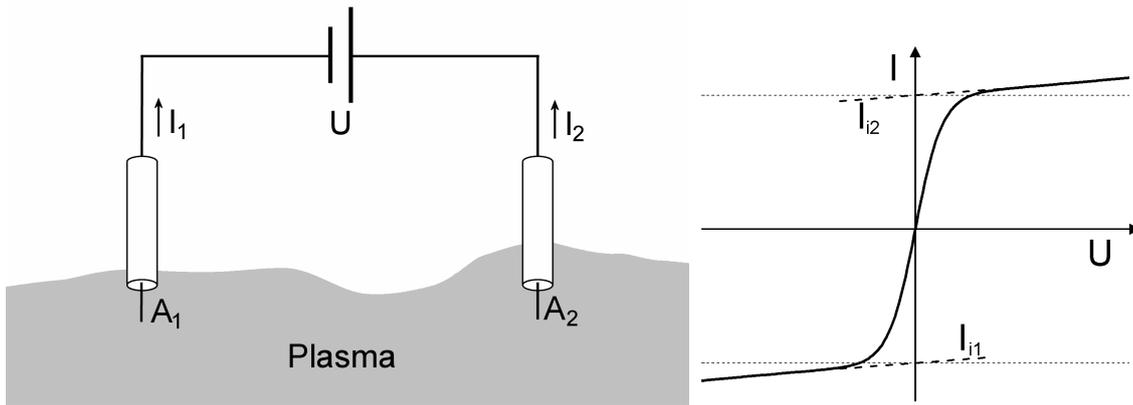


Abbildung 3.3.: Schema der Doppelsondenmessung

sowie

$$U = U_1 - U_2 = V_1 - V_2$$

ergibt sich:

$$\frac{I - I_{i1}}{-I - I_{i2}} = \frac{A_1}{A_2} e^{\frac{U}{U_e}} \quad (3.9)$$

Ist die Fläche $A_1 = A_2$ und somit $I_i = -I_{i1} = -I_{i2} = en_i A_{1,2} c_i$, dann vereinfacht sich Gl. 3.9 zu

$$I = I_i \tanh\left(\frac{U}{2U_e}\right) \quad (3.10)$$

womit sich T_e und n_i durch Anpassen von Gl. 3.10 an die experimentelle Kurve bestimmen lässt.

In der Realität wird der Ionensättigungsstrom jedoch nicht konstant, sondern eine Funktion des Sondenpotentials sein, wie zuvor bereits beschrieben. Man muss daher den Ionensättigungsstrom in den Bereich $-3 < \frac{U}{2U_e} < 3$ extrapolieren. Im einfachsten Fall wird Gl. 3.10 um einen Linearterm $a \cdot U$ erweitert:

$$I = I_i \tanh\left(\frac{U}{2U_e}\right) + a \cdot U \quad (3.11)$$

Eine genauere Beschreibung des Ionensättigungsstroms wird mit Hilfe Gl. 3.5 erreicht:

$$I = I_i \tanh\left(\frac{U}{2U_e}\right) + a \cdot (U \cdot (|U| + U_{pl})^b) \quad (3.12)$$

mit $U_{pl} = \phi_p - \phi_f$

wodurch 2 weitere Parameter hinzukommen. Gleichung 3.11 wird aber in der Regel genügen.

Doppelsonden haben den Vorteil, dass sie kein Referenzpotential zum Plasma benötigen und die Messung nur durch die lokalen Plasmaparameter beeinflusst wird. Man kann die Plasmadichte aus dem Ionensättigungsstrom bestimmen sowie für maxwell-verteilte Elektronen die Elektronentemperatur. Viele Plasmen weisen jedoch keine Maxwell-Verteilung der Elektronen auf. Hier bestimmt dann der Hochenergieast der EEDF die Form der Kennlinie und somit die gemessene Elektronentemperatur.

3.1.3. Isotrope nicht-maxwellsche Elektronenenergieverteilungen

Für den Fall einer beliebigen isotropen Elektronengeschwindigkeitsverteilungsfunktion $f_e(v)$, ergibt sich für den Elektronenstrom auf die Sonde (nach [Lb 05] s. 189-191):

$$I_e(U) = eA \int_{-\infty}^{\infty} dv_x \int_{-\infty}^{\infty} dv_y \int_{v_{min}}^{\infty} v_z f_e(v) dv_z$$

mit $v_{min} = \left(\frac{2eU}{m_e}\right)^{\frac{1}{2}}$, $v = \left(\frac{2eU'}{m_e}\right)^{\frac{1}{2}}$

Durch Transformation in Kugelkoordinaten und Integration über θ und ϕ folgt:

$$\begin{aligned} I_e &= \pi a A \int_{v_{min}}^{\infty} dv v^3 \left(1 - \frac{v_{min}^2}{v^2}\right) f_e(v) \\ &= \frac{2\pi e^3}{m_e^2} A \int_U^{\infty} dU' U' \left(\left(1 - \frac{U}{U'}\right) \cdot f_e(v(U'))\right) \end{aligned}$$

mit $v = \left(\frac{2eU'}{m_e}\right)^{\frac{1}{2}}$

Zweifache Differentiation nach U ergibt:

$$\frac{d^2 I}{dU^2} = \frac{2\pi e^3}{m_e^2} A f_e(v(U))$$

Die Geschwindigkeitsverteilungsfunktion $f(v)$ hängt über

$$g_e(U) dU = 4\pi v^2 f_e(v(U)) dv \quad (3.13)$$

mit der EEDF $g_e(U)$ zusammen. Die Elektronenenergieverteilungsfunktion⁴ lässt sich somit aus der zweiten Ableitung der Sondenkennlinie nach der Sondenspannung⁵ gewinnen:

$$g_e(U) = \frac{2m}{e^2 A} \sqrt{\frac{2eU}{m_e}} \frac{d^2 I}{dU^2} \quad (3.14)$$

⁴Hier direkt in der gemessenen Einheit U .

⁵Zu beachten ist, dass U hier die Gegenspannung darstellt, also für Elektronen $U = \phi_p - V_s$ zu setzen ist. Für Ionen würde entsprechend $U = V_s - \phi_p$ gelten.

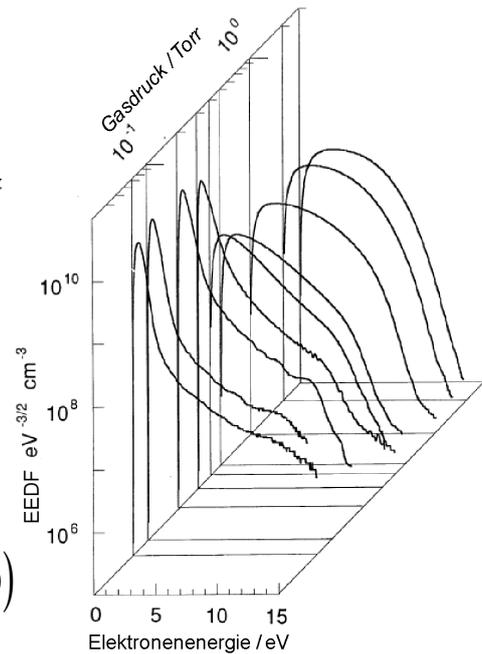


Abbildung 3.4.: Elektronen-Energie-Verteilungs-Funktion einer kapazitiven Argon-Entladung (13,56MHz) [God 90]

3.1.4. Anisotrope gerichtete Elektronenenergieverteilungen

Analog zur vorigen Ableitung lässt sich der Fall einer anisotropen gerichteten Elektronenenergieverteilung betrachten. Die Elektronengeschwindigkeitsverteilungsdichte $f_e(\vec{v})$ sei separierbar in $f_{ex}(v_x) \cdot f_{ey}(v_y) \cdot f_{ez}(v_z)$ (z.B. in x,y,z thermalisiert und in z mit addierter konstanter Geschwindigkeitskomponente), dann ergibt sich analog:

$$I_e = eA \int_{-\infty}^{\infty} f_{ex}(v_x) dv_x \int_{-\infty}^{\infty} f_{ey}(v_y) dv_y \int_{v_{min}}^{\infty} v_z f_{ez}(v_z) dv_z \quad (3.15)$$

$$= eAF_x F_y \int_{v_{min}}^{\infty} v_z f_{ez}(v_z) dv_z$$

$$= \frac{e^2}{m_e} AF_x F_y \int_U^{\infty} f_{ez}(v(U')) dU'$$

$$\frac{dI_e}{dU} = -\frac{e^2}{m_e} AF_x F_y f_{ez}(v(U)) \quad (3.16)$$

Aufgrund der Normierungsbedingungen

$$\begin{aligned} n_e &= \iiint f_e(v) dv \\ n_e &= \int_0^{\infty} g_{ez}(U) dU \\ g_{ez}(U) dU &= F_x F_y f_{ez}(v_z) dv_z \end{aligned} \quad (3.17)$$

lassen sich $F_x F_y$ eliminieren und es ergibt sich damit für eine eindimensionale Elektronenenergieverteilung

$$g_{ez}(U) = -\frac{1}{Ae \sqrt{\frac{2eU}{m_e}}} \cdot \frac{dI}{dU} \quad (3.18)$$

Die eindimensionale Elektronenenergieverteilung ist also aus der ersten Ableitung ermittelbar.

Für diese Betrachtung ist $\vec{A} \parallel \vec{e}_z$ notwendig, was in der Regel nur für eine Planarsonde erfüllbar ist. Die Einzelterme $f_{ex} \dots f_{ez}$ müssen weiterhin separierbar sein.

3.1.5. Langmuirmessungen in RF-Feldern

Die Oszillation des Plasmapotentials V_p in RF gespeisten Plasmen (insbesondere kapazitive Plasmen) führt zu Veränderungen der gemessenen Langmuirkennlinie verglichen mit der ungestört ermittelten Kennlinie (vgl. auch [Sab 88]). Wir gehen hierzu von einer ungestörten Kennlinie $I_u(U)$ aus, die durch die Oszillation des Plasmapotentials $U_\omega(t)$ mit Periodendauer T gegenüber dem Sondenpotential beeinflusst wird. Es ergibt sich dann für die gestörte Kennlinie:

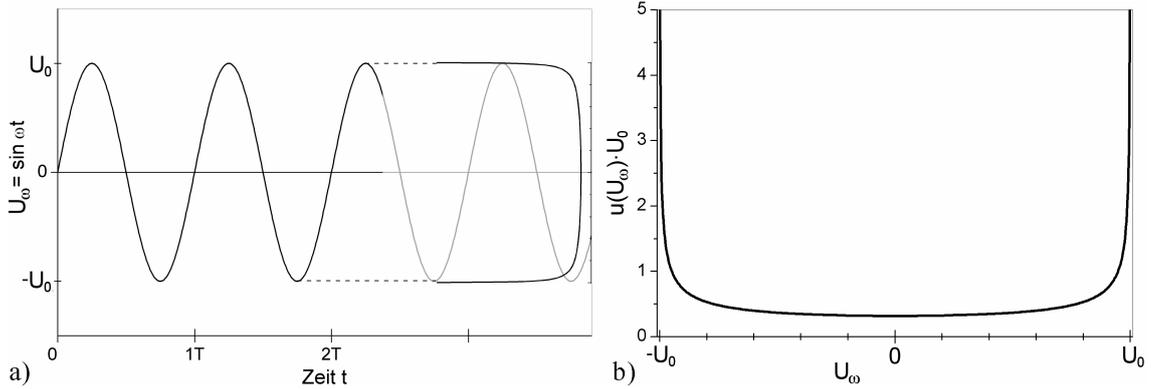


Abbildung 3.5.: a) Harmonische Störung b) $u(U_\omega)$ für harmonische Störung

$$\begin{aligned}
 I_\omega(U, t) &= I_u(U + U_\omega(t)) \\
 \langle I_\omega(U) \rangle &= \frac{1}{T} \int_0^T I_u(U + U_\omega(t)) dt
 \end{aligned} \quad (3.19)$$

Mit der Spannungsdichtefunktion $u(U_\omega)$, die der Normierung $1 = \int_{-\infty}^{\infty} u dU_\omega$ genüge, lässt sich Gl. 3.19 substituieren zu

$$\langle I_\omega(U) \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} u(U_\omega) \cdot I_u(U + U_\omega) dU_\omega, \quad (3.20)$$

wodurch die zeitliche Mittelung in eine Faltung überführt wird. Die Spannungsdichtefunktion ist dann wie folgt definiert:

$$u(U_\omega) = \frac{1}{T} \sum_{k=1}^n \left| \operatorname{Re} \frac{dt}{dU_\omega} \right| \quad (3.21)$$

Hierbei ist zu beachten, dass über alle stückweise monoton steigenden oder fallenden Intervalle $k = 1 \dots n$ in $\frac{dU_\omega}{dt}$ innerhalb einer Periode zu summieren ist.

Für eine harmonische Störung $U_\omega(t) = U_0 \sin \omega t$ ergibt sich

$$\begin{aligned}
 \frac{dU_\omega}{dt} &= U_0 \omega \cos \omega t \\
 \text{mit } \cos \omega t &= \sqrt{1 - \sin^2 \omega t} \\
 \frac{dU_\omega}{dt} &= \omega \sqrt{U_0^2 - U_\omega^2}, \quad n = 2
 \end{aligned} \quad (3.22)$$

$$\begin{aligned}
 u(U_\omega) &= \begin{cases} \frac{1}{T} \cdot \frac{2}{\omega \sqrt{U_0^2 - U_\omega^2}} & U_\omega^2 \leq U_0^2 \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \\
 \text{mit } \omega T &= 2\pi \\
 &= \begin{cases} \frac{1}{\pi \sqrt{U_0^2 - U_\omega^2}} & U_\omega^2 \leq U_0^2 \\ 0 & \text{sonst.} \end{cases}
 \end{aligned} \quad (3.23)$$

Diese Spannungsdichtefunktion weist zwei „Häufungspunkte“ auf. Die aus der Faltung resultierende Kennlinie ist dann die Addition zweier Langmuir-Kennlinien und eines

Restterms R :

$$\langle I_\omega \rangle (U) \approx \frac{c}{2} I_\omega(U - U_0) + \frac{c}{2} I_\omega(U + U_0) + R(U, U_0), \quad c < 1 \quad (3.24)$$

Je nach Stärke der Störung kann die Kennlinie noch ausgewertet werden. Ein Maß hierfür ist $\frac{U_\omega}{U_e}$; für Werte größer 10 ist eine Auswertung jedoch kaum noch möglich, da der Restterm dann dominiert. Man muss dann zunächst versuchen, durch geeignete elektronische Kompensationsmaßnahmen die Störampplitude zu reduzieren.

3.1.5.1. Rückfaltung der Kennlinie

Ein allgemeiner Lösungsansatz ergibt sich aus dem Faltungssatz, welcher besagt, dass die Fouriertransformierte $\mathcal{F}(h) = \mathcal{F}(f * g)$ einer Faltung zweier Funktionen $h = f * g$ gleich dem Produkt der Fouriertransformierten der beiden Funktionen $\mathcal{F}(f) \cdot \mathcal{F}(g) = \mathcal{F}(h)$ ist. Man könnte also versuchen durch $\mathcal{F}(f) = \frac{\mathcal{F}(h)}{\mathcal{F}(g)}$ die ursprüngliche Funktion f zu rekonstruieren. Dies wird jedoch nur gelingen, wenn $\frac{1}{\mathcal{F}(g)}$ nirgends singular wird, also ($\mathcal{F}(g) \neq 0$) gilt; die Information über Frequenzkomponenten für ($\mathcal{F}(g) = 0$) ist in jedem Fall unwiederbringbar verloren. Eine Modifikation von $\mathcal{F}(g') = \frac{1}{\mathcal{F}(g)}$ um ($\mathcal{F}(g) \neq 0$) zu erzwingen führt jedoch zwangsläufig zu einer Glättung der rückgefalteten Funktion. Darüber hinaus wird das Rauschen des Messsignals die Rückfaltung weiter erschweren.

Die Fouriertransformierte der Gl. 3.23 ergibt eine Besselfunktion nullter Ordnung

$$\mathcal{F}(u(U_\omega))(\nu) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} J_0(U_0 \cdot \nu), \quad (3.25)$$

welche bereits durch die periodisch auftretenden Nullstellen (siehe Abb. 3.6a) für eine direkte Rückfaltung ungeeignet ist. Die Funktion konvergiert darüber hinaus für $\nu \rightarrow \infty$ gegen Null; das Fourierintegral über den Kehrwert wird daher nicht konvergieren.

Aus dem Faltungssatz folgt jedoch auch, dass sich die ursprüngliche Funktion⁶ durch eine erneute Faltung $f = h * g'$ ähnlich einem Schärfungsfilter mit einer zu findenden Funktion g' (ein für das Beispiel geeignetes Filter zur Rückfaltung zeigt Abb. 3.6b) näherungsweise rekonstruieren lässt:

$$I(U) \approx \int_{-\infty}^{\infty} g'(U_\omega) \cdot \langle I_u \rangle (U + U_\omega) dU_\omega \quad (3.26)$$

Die Funktion $g'(U_\omega)$ ist gerade und setzt sich periodisch in U_ω fort. Man benötigt daher viel „Rand“ zur Rückfaltung eines „Kernbereiches“.

Ein weiterer Weg führt über die diskretisierte Funktion f , die mit der Matrix G in die ebenfalls diskrete Funktion⁷ h überführt wird:

$$h = G \cdot f \quad (3.27)$$

⁶Genauer gesagt kann der Kernbereich der Funktion rekonstruiert werden; eine Rekonstruktion des Randbereiches ist unmöglich.

⁷ h ist automatisch diskret, da diese Funktion gemessen wird.

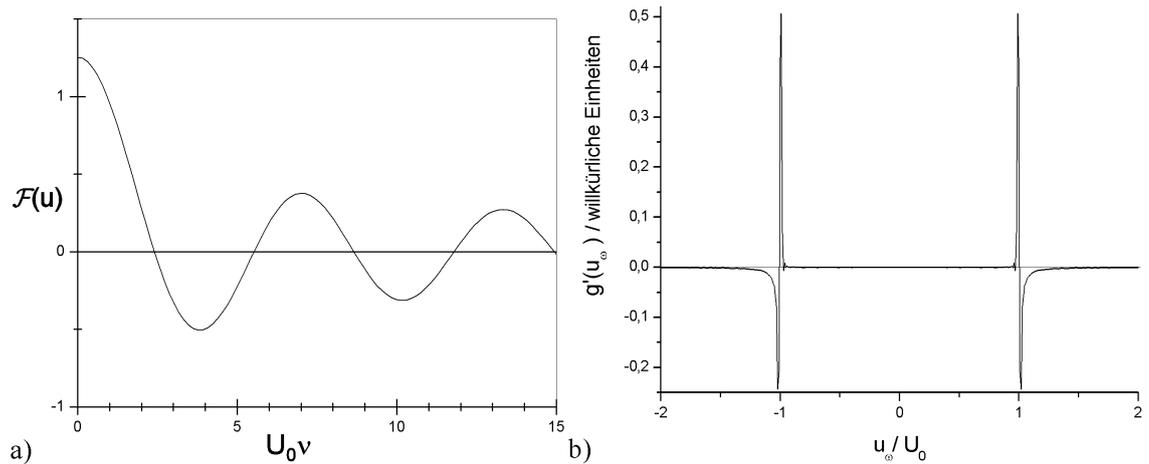


Abbildung 3.6.: a) Fouriertransformierte der Spannungsdichtefunktion einer harmonischen Störung b) Schärfungsfilter zur Rückfaltung g'

Die Matrix kann leicht aus g erzeugt werden. Man muss nun die Matrix G invertieren,⁸ um f zu erhalten; dieser Schritt stellt hingegen einen größeren numerischen Aufwand dar. Ist die Störung klein, so wird die Matrix G nur dünn besetzt sein, der Aufwand entsprechend geringer. Darüber hinaus kann es sinnvoll sein, die zur Auswertung der Kennlinie erforderlichen Ableitungen 1. und 2. Ordnung durch optimierte Filter oder Matrizen direkt zu gewinnen. Eine bisher außer acht gelassene Randbedingung ist darüber hinaus die genaue Kenntnis der Spannungsdichtefunktion, die bei Anwesenheit von Oberwellen weitere Häufungspunkte aufweisen wird. Ist diese nicht genau genug bestimmbar, so werden die darauf basierenden Verfahren keine brauchbaren Resultate liefern. Für diesen Fall bieten sich zwei Wege an; zum einen eine sog. blinde Rückfaltung⁹ (blind deconvolution), bei der iterativ versucht wird, die Spannungsdichtefunktion zu rekonstruieren und dann die eigentliche Funktion zurückzufalten, oder zweitens die klassischen Auswerteverfahren geeignet zu modifizieren (siehe nächste Seiten).

3.1.6. Magnetfelder und weitere Störfaktoren

Wie im vorigen Kapitel beschrieben, beeinflussen magnetische Felder die Bewegung insbesondere der leichten Elektronen. Die Theorie der Langmuirsonde bei Anwesenheit von magnetischen Feldern ist umfangreich und vielschichtig und soll hier nicht abgebildet werden. Hier sei auf [Hud 65, Kapitel 4] verwiesen.

In der Regel führt das magnetische Feld zu einer Vergrößerung der effektiven Sondenfläche für die Elektronen und setzt die Beweglichkeit der Elektronen im Vergleich mit

⁸Es gibt jedoch auch iterative numerische Verfahren, die versuchen den bei der Messung aufgenommenen Rauschanteil möglichst wenig zu verstärken. Man muss hier ein Kompromiss zwischen Detailreichtum und Signal-Rauschverhältnis finden. Hierzu sei auf die Literatur zur Bildbearbeitung astronomischer Aufnahmen hingewiesen.

⁹Hierzu gibt es verschiedene Algorithmen in der Bildbearbeitung, die z.B. zur Bildverbesserung von astronomischen Aufnahmen eingesetzt werden und auch freie Software (z.B. Unshake (c) M.D. Cahill 2003).

den Ionen herab. Dieser Umstand führt dann zu Problemen bei der Bestimmung der Plasmadichte n_e aus den Elektronenströmen. Weiterhin verbietet die Anisotropie der Elektronenbeweglichkeit die Annahme einer isotropen Elektronen-Energie-Verteilungsfunktion, welche aber Voraussetzung zur Gewinnung der EEDF aus der zweiten Ableitung der Langmuirkennlinie ist. Für Magnetfeldstärken kleiner 10 Gauß ist eine Auswertung aber noch möglich.

Ein weiterer Störfaktor ist die Kontamination der Sondenoberfläche durch Oxidation, Öle und Sputterdepositionen. Diese führen zu unterschiedlichen Elektronenaustrittsarbeiten und können für den Fall einer isolierenden oder halbleitenden Schicht die Sondenmessung durch Verkleinerung der effektiven Oberfläche, hinzufügen resistiver Elemente und Hysteresen beeinträchtigen. Es ist daher notwendig, den Sondendraht zunächst durch Glühen¹⁰ (z.B. durch Extraktion eines genügend großen Elektronensättigungsstroms) von Oberflächenbelägen zu befreien. Gegebenenfalls ist weiterhin zwischen jeder Messung die Sondenspannung im Bereich des Ionensättigungsastes zu wählen, um die Oberfläche durch Sputtern zu reinigen.

3.1.7. Auswertung von Einzelsonden-Langmuirkennlinien

3.1.7.1. Auswertung ohne RF-Beeinflussung

Einzelsondenkennlinien, die nicht durch RF-Einflüsse verfälscht sind, werden wie folgt ausgewertet:

Das Plasmapotential ϕ_p wird aus dem Maximum der ersten, bzw. dem Nulldurchgang der 2. Ableitung der Sondenkennlinie nach der Sondenvorspannung bestimmt. Da der Elektronenanlaufstrom bei einer Maxwell-Verteilung der Elektronenenergie eine Exponentialfunktion

$$I_e(U) = I_{e0} e^{\frac{U}{U_e}} \quad \text{für } U \leq 0 \quad (3.28)$$

I_{e0} Thermischer Elektronenstrom, der im Plasmapotential gesammelt wird

U Sondenvorspannung bezogen auf Plasmapotential

U_e Elektronentemperatur in Spannungseinheiten

mit $U_e = \frac{k_B T_e}{e}$

ist, kann die Elektronentemperatur aus dem Anstieg von $\ln(i_{e,ret}(U))$ nahe des Plasmapotentials für $U < 0$ bestimmt werden. Bei der Ermittlung des Elektronenanlaufstroms aus dem gemessenen Gesamtsondenstrom muss der Ionensättigungsstrom berücksichtigt werden. Die Elektronendichte wird aus dem thermischen Elektronenstrom

$$I_{e0} = A_p n_e \sqrt{\frac{e U_e}{2\pi m_e}} \quad (3.29)$$

¹⁰Daher sind hierzu hochschmelzende Materialien geeignet.

bestimmt (A_p : Sondenoberfläche, m_e : Elektronenmasse), der näherungsweise durch den Sondenstrom im Plasmapotential gegeben ist. Bei einer beliebigen Elektronenenergieverteilungsfunktion ist deren Isotropteil proportional der 2. Ableitung $I'' = \frac{d^2 i(U)}{dU^2}$ der Sondenkennlinie nach der Sondenvorspannung:

$$\frac{g(-U)}{\sqrt{-U}} = \frac{2^{\frac{3}{2}} m_e^{\frac{1}{2}}}{e^{\frac{3}{2}} n_e A_p} \frac{d^2 I(U)}{dU^2} \quad \text{für } U \leq 0 \quad (3.30)$$

Durch Integration von $I'' U^{\frac{1}{2}}$ wird n_e erhalten. Das Verhältnis der Integrale über $I'' U^{\frac{3}{2}}$ und $I'' U^{\frac{1}{2}}$ gibt die mittlere Energie:

$$U_e = \frac{\int_0^{\infty} I'' U^{\frac{3}{2}} dU}{\int_0^{\infty} I'' U^{\frac{1}{2}} dU} \quad (3.31)$$

Der Nullpunkt für diese Integrationen bzw. der Energieskala in Gl. 3.30 ist das Plasmapotential ϕ_p .

3.1.7.2. Auswertung unter Berücksichtigung der RF-Beeinflussung

Der Einfluss der Schwankungen des Plasmapotentials auf die Sondenmessung wird anhand der Form der zweiten Ableitung der Sondenkennlinien beurteilt (vgl. Abschnitt 3.1.5 und [Sab 88]; aus [Han 05, Han 06]). Je stärker dieser Einfluss ist, desto größer ist der Abstand der Hauptextrema der Ableitung. Dieser Abstand ist etwa so groß wie die doppelte Amplitude U_0 des die Sondenmessung störenden HF-Signals:

$$U_0 \approx \frac{1}{2}(U(I''_{min}) - U(I''_{max})) \quad (3.32)$$

Das Plasmapotential findet man in der Mitte zwischen den Hauptextrema der 2. Ableitung:

$$\phi_p \approx \frac{1}{2}(U(I''_{min}) + U(I''_{max})) \quad (3.33)$$

Die Elektronentemperatur findet man weiterhin aus dem Anstieg von $\ln(I_e(U))$, jedoch nur bis zu der Stelle, an der die zweite Ableitung der Kennlinie ihr Hauptmaximum aufweist ($U < U(I''_{max})$). Als Nullpunkt für die Auswertung der zweiten Ableitung bei Maxwellverteilung dient nicht mehr das Plasmapotential ϕ_p , sondern ein virtuelles Plasmapotential V^* , das sich bei harmonischen Störungen $U_0 \cos(\omega t)$ der Sondenvorspannung zu

$$V^* = \phi_p - U_e \ln(I_0(\frac{U_0}{U_e})) \quad (3.34)$$

ergibt (I_0 : modifizierte Besselfunktion nullter Ordnung). Wenn die nach Gl. 3.32 bestimmte Amplitude der im Sondenkreis wirksamen Potentialschwankung nicht größer als $U_e = \frac{k_B T_e}{e}$ ist, dann kann die Kennlinie ausgewertet werden, als wäre sie in einer DC-Entladung gemessen worden. Beträgt U_0 bis zu $5U_e$, so können bei Vorliegen einer

Maxwellverteilung der Elektronenenergie aber noch gute Schätzwerte für die Plasmaparameter durch die Anwendung obiger Methoden gewonnen werden. Bei Nicht-Maxwell-Verteilung gelten noch die Gl.3.32 und 3.33, aber die Verwendung des virtuellen Potentials V^* nach Gl. 3.34 ist nur noch bedingt sinnvoll, da hier der Elektronenanlaufteil der Kennlinie und ihre Ableitung nicht mehr als Ganzes verschoben werden. Bei nicht zu großer Stör-Amplitude U_0 kann V^* bestimmt werden, indem U_e formal für $U < U(i''_{max})$ bestimmt wird.

3.2. Emissionsspektroskopie

Einen weiteren Zugang zu Plasmaparametern stellt die Emissionsspektroskopie dar. Die Intensität verschiedener emittierter Wellenlängen ist prinzipiell abhängig von den Teilchendichten,¹¹ Elektronendichte und Elektronenenergie. Um aus gemessenen Linienintensitäten Aussagen über diese Parameter treffen zu können, ist eine genaue Kenntnis der Emissionsquerschnitte der einzelnen Linien für verschiedene Prozesse erforderlich. Zumeist wird man nicht um eine Modellierung herum kommen. Eine umfangreiche Modellierung wurde durch [Kar 04] für ein HET mit dem Ziel durchgeführt, intensive Linien zur Bestimmung der Elektronentemperatur zu finden und aus Linienintensitätsverhältnissen nahe beieinanderliegender Linien diese abzuleiten. Die in [Kar 04] erstellte Modellierung¹² ist jedoch hier nicht direkt anwendbar, da sie von der Anwesenheit schneller Ionen (300eV) ausgeht. Die Sensitivität der beschriebenen Linienverhältnisse gegenüber der Elektronentemperatur beruht sogar auf der Ionenpräsenz. Im Folgenden soll eine geeignete Modellierung für die hier entwickelte Elektronenquelle gefunden werden.

3.2.1. Energieniveaus im Xenon

Abbildung 3.7 zeigt das Thermschema von Xenon I mit einigen ausgewählten optischen Übergängen.¹³ Alle Übergänge in den Grundzustand $5p^6(J = 0)$ weisen Photonenenergien von $8eV$ und größer auf, liegen damit im VUV-Bereich und sind nicht einfach spektroskopierbar. Diese Übergänge sind weiterhin aufgrund der Reabsorption im Neutralgas zur Emissionsspektroskopie ungeeignet. Besser geeignet sind Übergänge von np Zuständen in die $6s$ Zustände, da die p Zustände nicht in den Grundzustand zerfallen können und somit über s oder d Zustände zerfallen müssen. Übergänge von $6p$ nach $6s$ sind im Entladungsspektrum sehr intensiv und bei Wellenlängen zwischen $750 - 900nm$ gut spektroskopierbar. Es gibt in Xenon zwei verschiedene Core-Konfigurationen ($6s, 6s'$), so dass es insgesamt vier $6s$ Zustände gibt. Zwei davon ($6s(J = 2), 6s'(J = 0)$) können wegen $\Delta J \neq -1, 1$ optisch¹⁴ nicht nach $5p$ zerfallen und sind daher metastabil. Besonders vorteilhaft sind Übergänge aus Niveaus, die in Elektronenstoßanregung aus metastabilen

¹¹Neutralgas-Dichte, Ionendichte, mehrfach-ionisierte-Ionendichte, metastabile Atome, Fremdgase, Erosionsmaterial...

¹²Ein Beispiel für eine erfolgreiche Anwendung dieser Modellierung ist [Som 06].

¹³Xe I entspricht Xe^0 , Xe II Xe^{+1} , Xe III Xe^{2+} , ...

¹⁴Gilt nur wenn bei Anfangs- oder Endzustand $J = 0$ ist. Ansonsten gilt $\Delta J = -1, 0, 1$.

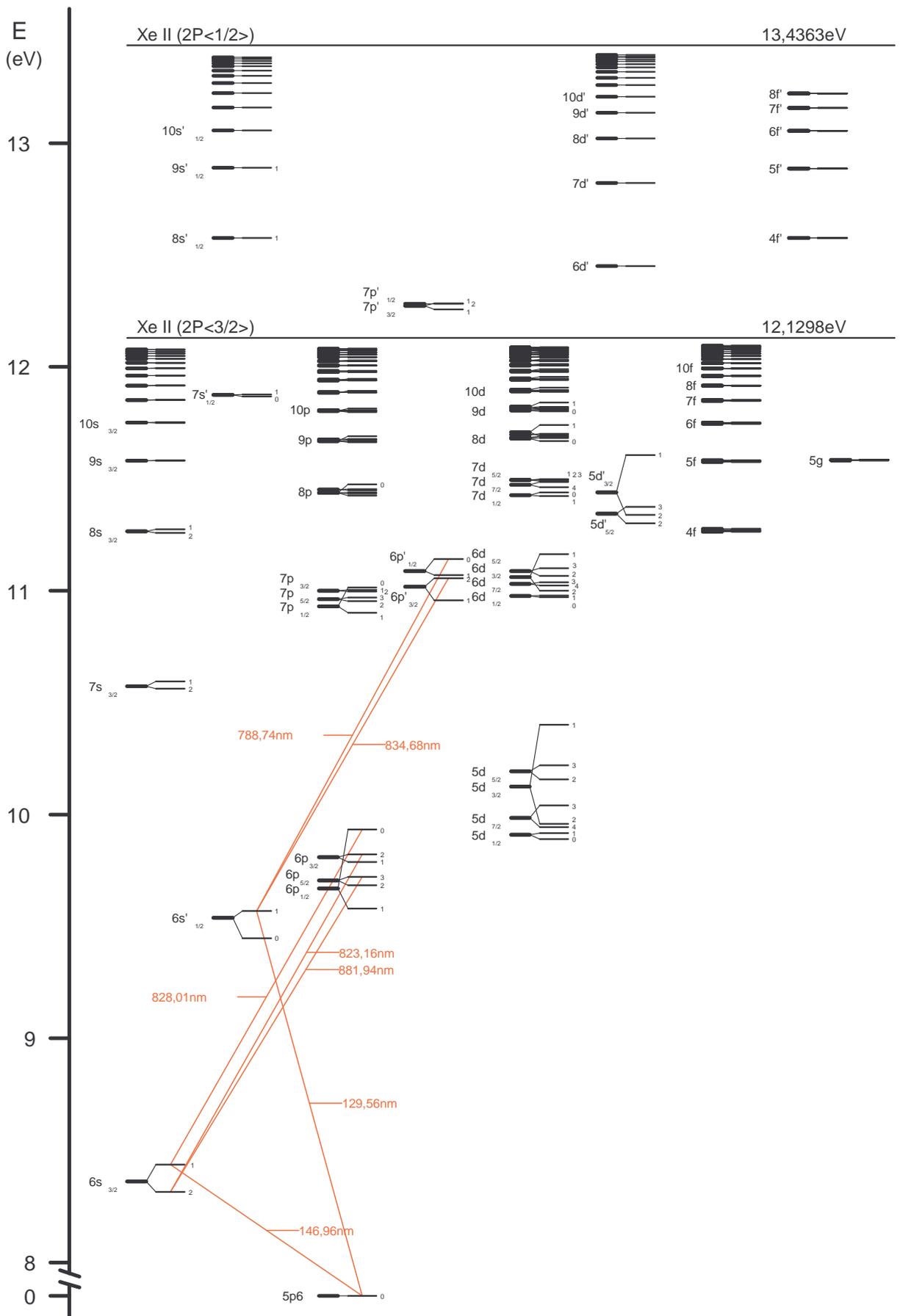


Abbildung 3.7.: Grotrian-Diagramm Xenon I

Niveaus nur über vergleichsweise schwache optisch verbotene Übergänge bevölkert werden können. Die Messung der Elektronentemperatur wird dann weniger durch metastabile Atome verkompliziert. Die Übergänge mit den Wellenlängen 834,68nm, 828,01nm und 788,74nm sind daher erst für Elektronenenergien größer $8eV$ sensitiv. Im Gegensatz dazu werden die Übergänge mit den Wellenlängen 823,16nm und 881,94nm auch durch Elektronenstoßanregung aus den metastabilen Niveaus gespeist (besonders 881,94nm) und speisen eben diese Niveaus auch wieder. Diese Linien sind bei mittleren Elektronenenergien sensitiv und können zur Bestimmung des Anteils metastabiler Atome - im Folgenden auch Metastabilanteil genannt - verwendet werden. Sind diese beiden Linien besonders intensiv, deutet dies auf einen hohen Anteil metastabil besetzter Xenonatome hin.

Sind im zu untersuchenden Plasma weiterhin schnelle Ionen in nennenswertem Umfang ($> 1\%$ vom Neutralgas) vorhanden, so ist die Anregung durch Ionenstoß zu modellieren. Hierzu zählt auch die Anregung durch Ionenstoß aus metastabilen Niveaus.

3.2.2. Emissionsquerschnitte und Ratenkoeffizienten ausgewählter Linien

Abbildung 3.8 zeigt die Emissionsquerschnitte der zuvor genannten Linien (entnommen aus [Kar 04]). Diese berücksichtigen die Besetzung der jeweiligen Energieniveaus durch Kaskadenprozesse sowie die möglichen Verzweigungswege. Hierzu sei bemerkt, dass die Emissionsquerschnitte in Abb. 3.8 für einen Druck von $1mTorr$ angegeben wurden. Bei höheren Drücken wird insbesondere durch aus Resonanzabsorption gespeiste Kaskadenprozesse eine Veränderung der Energieabhängigkeit der Querschnitte auftreten (siehe hierzu [Fon 98]). Für höhere Drücke wird das im Folgenden zu entwickelnde Modell daher versagen. Man muss dann die Resonanzabsorption mit in die Modellierung einbeziehen. Dazu ist die Kenntnis aller Anregungsquerschnitte sowie der Verzweigungsverhältnisse erforderlich um die Kaskadenprozesse entsprechend abbilden zu können. Weiterhin ist dann entweder eine ortsabhängige Simulation der Reabsorption basierend auf der Entladungsgeometrie durchzuführen oder sind aus einer großen Anzahl von Linienintensitäten die unbekanntenen Reabsorptionsraten zu rekonstruieren. Dies soll hier nicht versucht werden.

Die Emissionsquerschnitte der Linien mit den Wellenlängen 828nm und 788,74nm verhalten sich in ihrer Energieabhängigkeit sehr ähnlich, steigen langsam an und erreichen erst bei höheren Energien ($30eV$) ihr Maximum, um dann wieder langsam abzufallen. Dagegen hat der Anregungsquerschnitt für die Linie mit der Wellenlänge 881,94nm bei niedrigen Energien ($18eV$) ein Maximum und fällt dann schnell ab. Eine Mischung der Charakteristika zeigen die Querschnitte der Linien mit den Wellenlängen 823nm und 834,68nm. Einem raschen Ansteigen folgt ein fast plateauartigen Verlauf.

Abbildung 3.9 zeigt für die genannten Linien die gerechneten Querschnitte für Anregung aus metastabil besetzten Niveaus. In der oberen Bildhälfte sind die Anregungsquerschnitte optisch verbotener Übergänge gezeigt. Diese fallen nach einem Maximum nahe der energetischen Schwelle rascher ab, als die in der untere Bildhälfte gezeigten Anregungsquerschnitte optisch erlaubter Übergänge.

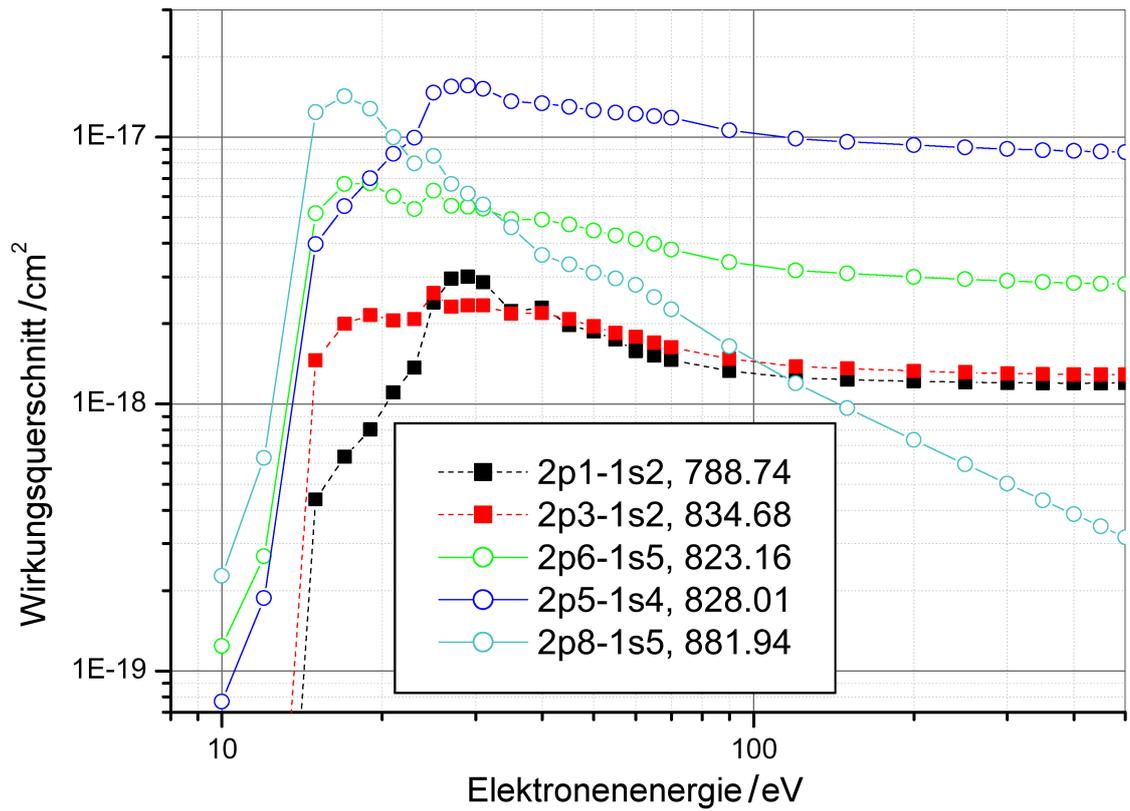


Abbildung 3.8.: Emissionsquerschnitt ausgewählter Linien (aus [Kar 04]).

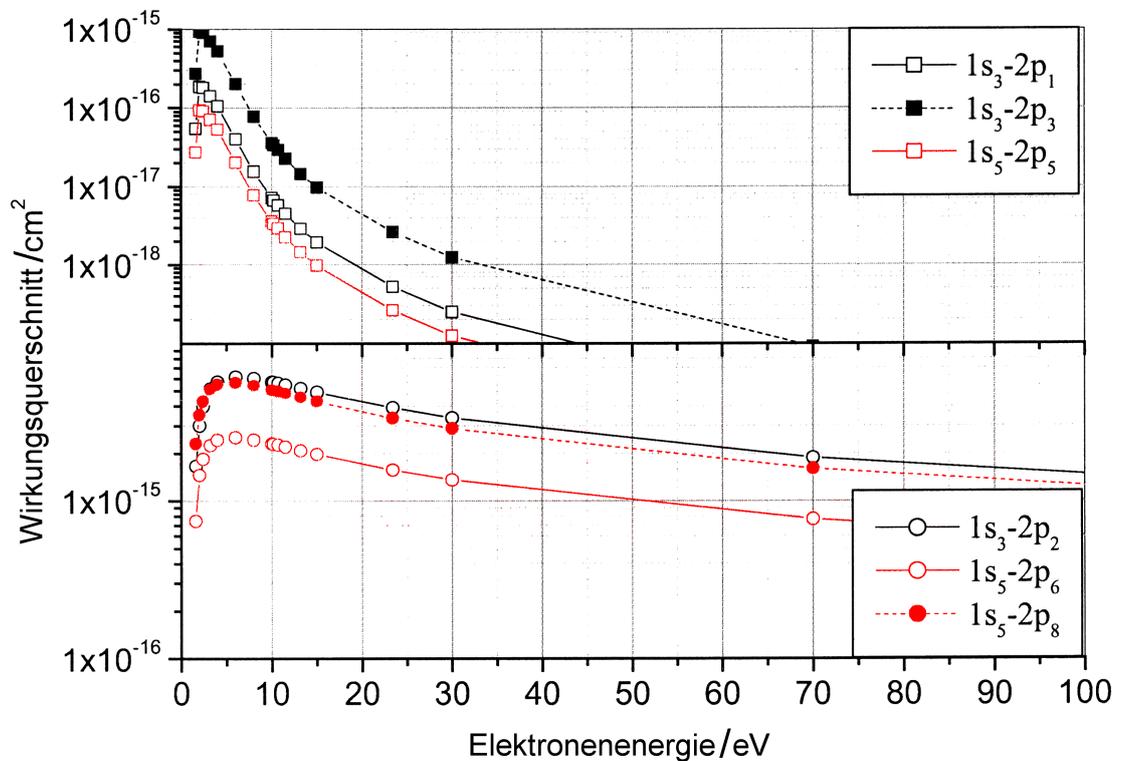


Abbildung 3.9.: Emissionsquerschnitte aus metastabilen Niveaus (aus [Kar 04]).

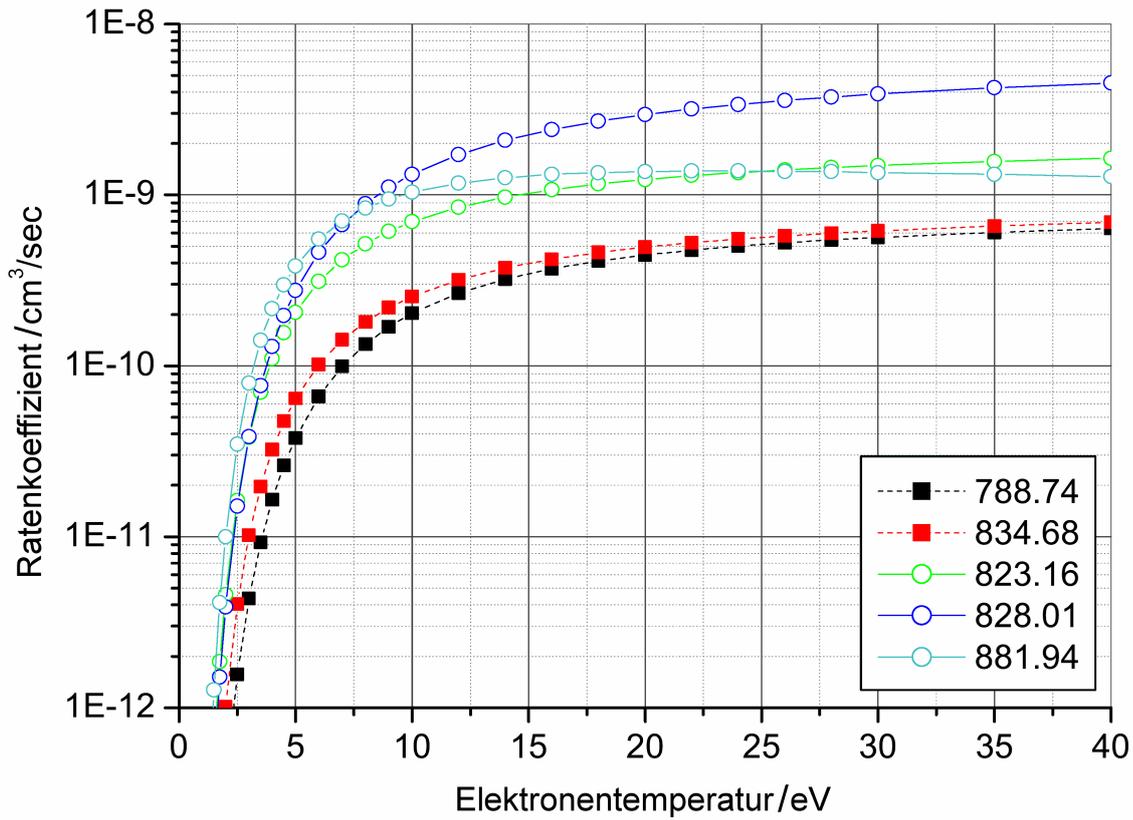


Abbildung 3.10.: Ratenkoeffizienten ausgewählter Linien bei Maxwellverteilung (aus [Kar 04]).

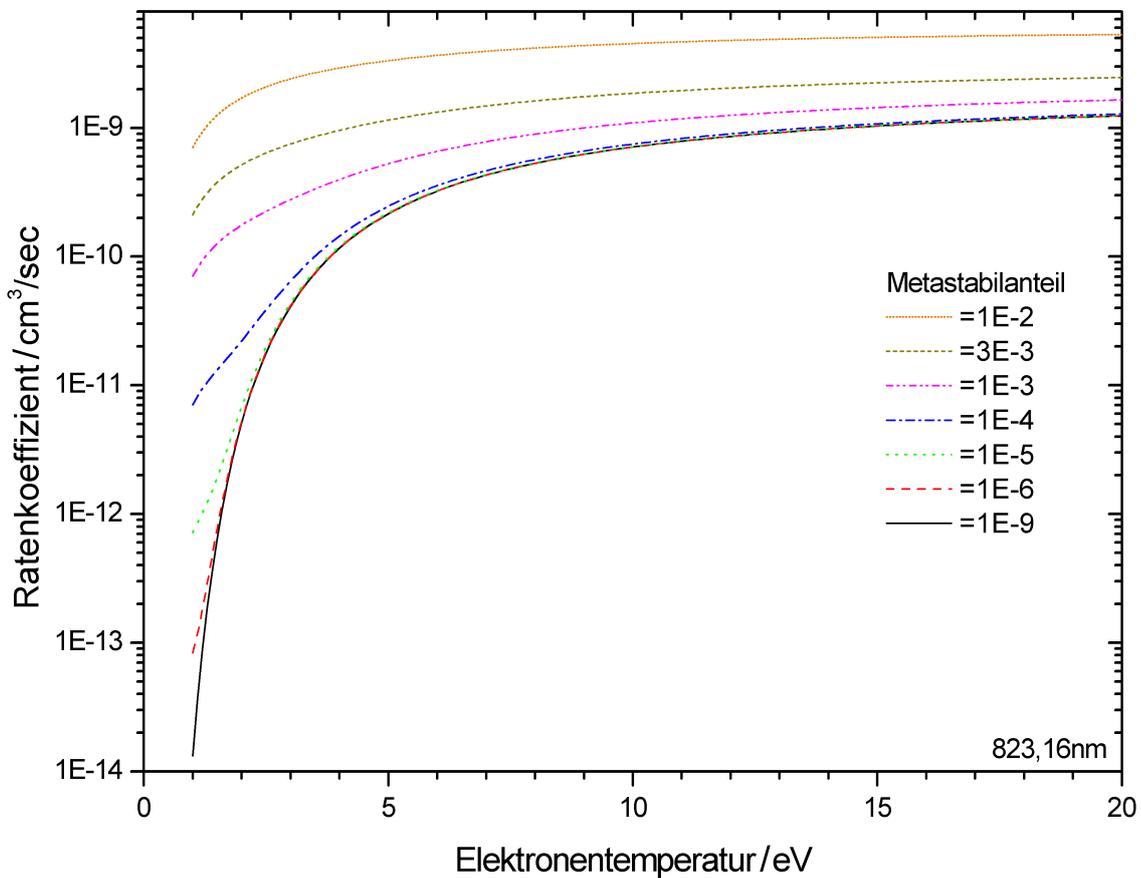


Abbildung 3.11.: Ratenkoeffizient der 823nm Linie bei Maxwellverteilung und variiertem Metastabilanteil.

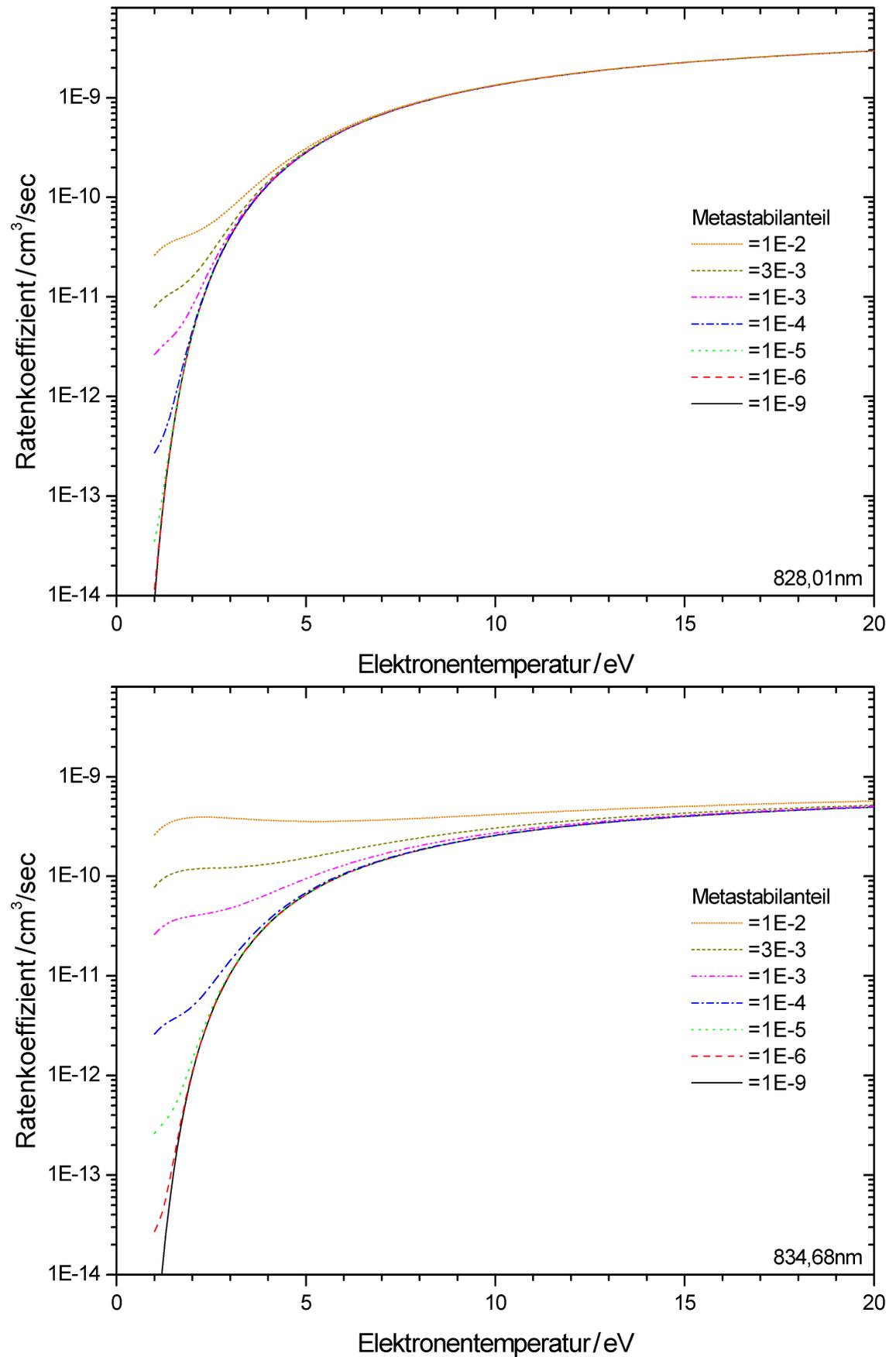


Abbildung 3.12.: Ratenkoeffizienten ausgewählter Linien bei Maxwellverteilung und variiertem Metastabilanteil (oben 828,01nm, unten 834,68nm).

Durch Faltung der Querschnitte mit der EEDF erhält man die Ratenkoeffizienten für Anregung durch Elektronenstoß aus dem Grundzustand

$$R_{ve0} = \int_0^{\infty} f_e(E_e) \cdot u_e \cdot \sigma_{ve0}(E_e) \cdot dE_e \quad (3.35)$$

Die Intensität einer Linie ist nach [Kar 04] aus den Anteilen Elektronenstoßanregung aus dem Grundzustand, Elektronenstoßanregung aus metastabilen Niveaus und Ionenstoßanregung zusammengesetzt. Sie kann durch Faltung der Emissionsquerschnitte mit der Elektronen- oder Ionenenergieverteilung bestimmt werden. Unter Berücksichtigung der jeweiligen Teilchendichten findet man für die Linienintensität¹⁵:

$$J_\nu = \frac{h\nu_{ji}}{4\pi} \left(n_e \int_0^{\infty} f_e(E_e) \cdot u_e \cdot (n_0 \sigma_{ve0}(E_e) + n_m \sigma_{vem}(E_e)) \cdot dE_e + n_i \int_0^{\infty} f_i(E_i) \cdot u_i \cdot n_0 \sigma_{vi}(E_i) \cdot dE_i \right) \quad (3.36)$$

$$= \frac{h\nu_{ji}}{4\pi} n_0 n \left(R_{ve0} + \frac{n_m}{n_0} R_{vem} + \frac{n_i}{n_e} R_{vi} \right) \quad (3.37)$$

Die Ratenkoeffizienten R_{ve0} , R_{vem} , R_{vi} in Gleichung 3.37 werden durch Integration in Gleichung 3.36 bestimmt. Ohne Ionenanteil und für einen fixen Metastabilanteil wird die Linienintensität proportional einem gemeinsamen Ratenkoeffizienten $R_\nu(T_e, \frac{n_m}{n_0})$:

$$J_\nu = \frac{h\nu_{ji}}{4\pi} n_0 n_e R_\nu(T_e, \frac{n_m}{n_0}) \quad (3.38)$$

Abbildung 3.10 zeigt R_{ve0} für eine Maxwellverteilung der Elektronen.

Abbildungen 3.11 und 3.12 zeigen R_ν für drei nahe beieinanderliegende Linien mit den Wellenlängen 823,16nm, 828,01nm und 834,68nm als Funktion der Elektronentemperatur mit dem Metastabilanteil als Parameter. Wie nach der Diskussion der Übergänge zu erwarten war, reagiert der Ratenkoeffizient der Linie mit $\lambda = 823,16nm$ deutlich auf eine Erhöhung des Metastabilanteils. Die Linie $\lambda = 828nm$ zeigt sich dagegen wenig sensitiv auf eine Erhöhung des Metastabilanteils. Etwas weniger robust ist die Linie mit $\lambda = 834,68nm$, die besonders bei niedrigen Elektronentemperaturen durch die Erhöhung des Metastabilanteils intensiver wird. Bei höheren Elektronentemperaturen ist aber erst bei sehr hohen Metastabilanteilen (10^{-3} und höher) eine signifikante Beeinträchtigung zu erkennen. Damit sollten die Linien der Wellenlängen 834,68nm und 828nm auch bei Anwesenheit von Metastabilen zur Bestimmung der Elektronentemperatur geeignet sein. Mit der Linie mit $\lambda = 823,16nm$ kann eine Abschätzung des Metastabilanteils versucht werden.

¹⁵Energienormiert: $J = [Jm^{-3}s^{-1}]$. Zur Normierung auf die Photonenzahl ist $h\nu_{ji}$ wegzulassen.

3.2.3. Linienverhältnisse

Besonders vorteilhaft ist die Verwendung von Intensitätsverhältnissen nahe beieinander liegender Linien, da dann die Wellenlängenabhängigkeiten der Transmission und der Sensitivität des Spektroskopiesystems im Intensitätsverhältnis zweier Linien weitgehend verschwinden. Abbildung 3.13 zeigt zwei Intensitätsverhältnisse als Funktion der Elektronentemperatur mit dem Metastabilanteil als Parameter. Man erkennt, dass die beiden Intensitätsverhältnisse beim Fehlen von Atomen im metastabilen Zustand unterschiedlich auf Änderungen der Elektronentemperatur reagieren. Insofern würde die Messung beider Verhältnisse zur Bestimmung der Elektronentemperatur eine Konsistenzprüfung ermöglichen. Abbildung 3.13 macht aber deutlich, dass selbst ein geringer Anteil von metastabilen Atomen beide Verhältnisse als Funktion der Elektronentemperatur, allerdings in unterschiedlicher Weise, ändert.

Bei Berücksichtigung der Metastabileanteile und der Messung beider Linienverhältnisse können prinzipiell sowohl der Metastabilanteil als auch die Elektronentemperatur bestimmt werden.

Die dazu auszuwertenden Parameterfelder, die auf Daten wie in Abbildung 3.13 beruhen, sind in den Abbildungen 3.14 und 3.15 für eine Maxwellverteilung gezeigt. Aus Abbildung 3.14 kann man die Elektronentemperatur entnehmen und aus Abbildung 3.15 den Anteil metastabiler Atome.

Es ist jedoch empfehlenswert, die Linien mit den Wellenlängen 788,74nm und 881,94nm mit einzubeziehen, insbesondere wenn die Intensitätsverhältnisse Mehrdeutigkeiten zulassen. Abbildungen 3.16 und 3.17 stellen den gleichen Parametersatz für eine angenommene Druyvesteyn-Verteilung und die Abbildungen 3.18 und 3.19 für eine angenommene Gauß-Verteilung dar. Vergleicht man die Kurven der Abb. 3.14 für $\langle E \rangle = 2k_B T_e$ mit den Kurven für die gleiche mittlere Energie in Abb. 3.16 und 3.18, so stellt man für die Druyvesteyn-Verteilung und die Maxwell-Verteilung fast keinen Unterschied fest, jedoch bei Annahme einer Gauß-Verteilung gegenüber einer Maxwell-Verteilung. Das Gleiche gilt für die Metastabilanteile.

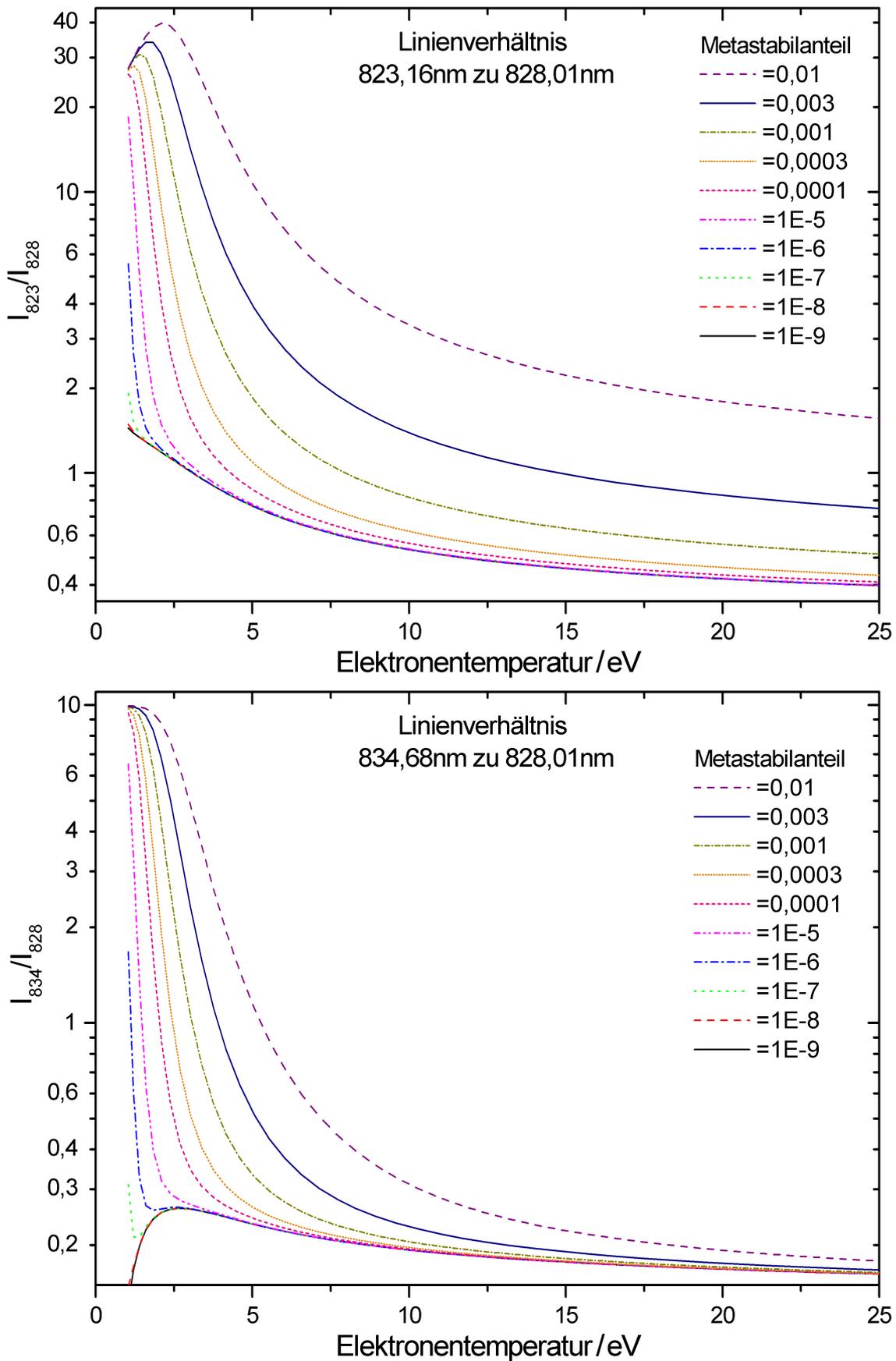


Abbildung 3.13.: Intensitätsverhältnis der Linien 823,16nm/828,01nm (oben) und 834,68nm / 828,01nm (unten) als Funktion der Elektronentemperatur für verschiedene Metastabilanteile.

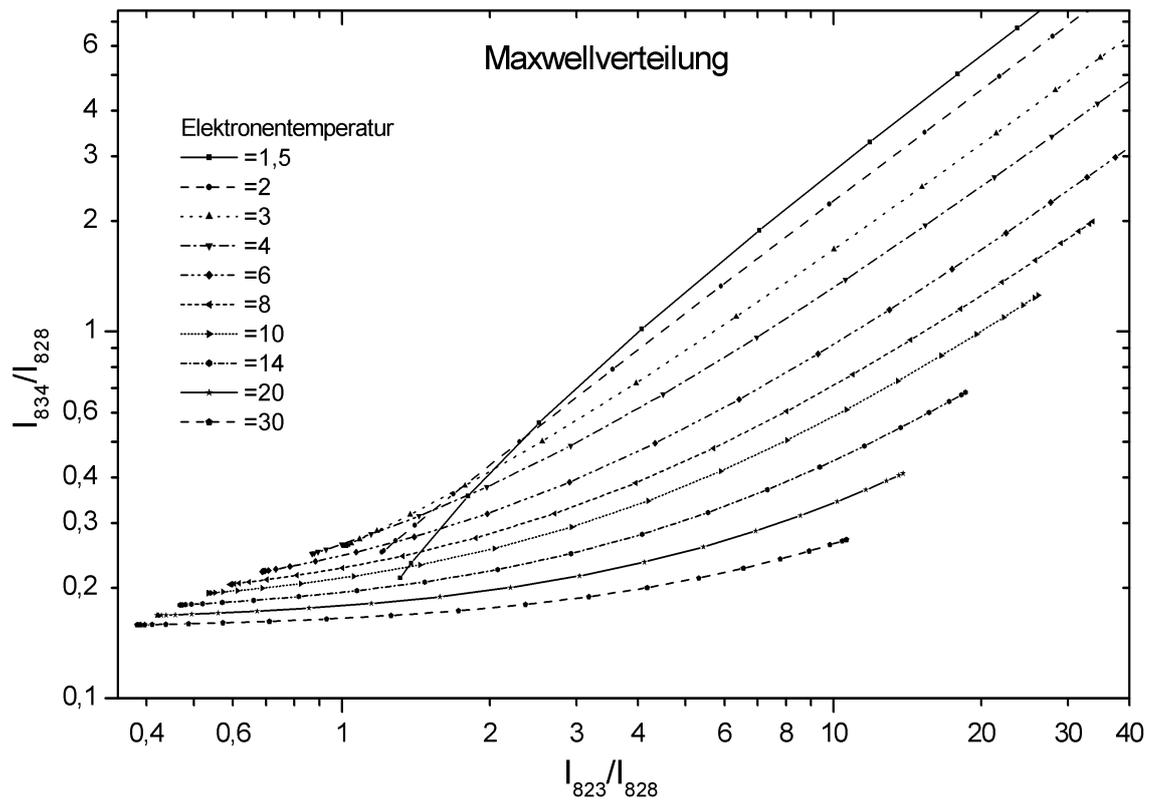


Abbildung 3.14.: Maxwellverteilung - Elektronentemperatur als Parameter der Intensitätsverhältnisse der Linien 823nm, 828nm, 834nm bei variablem Metastabilanteil

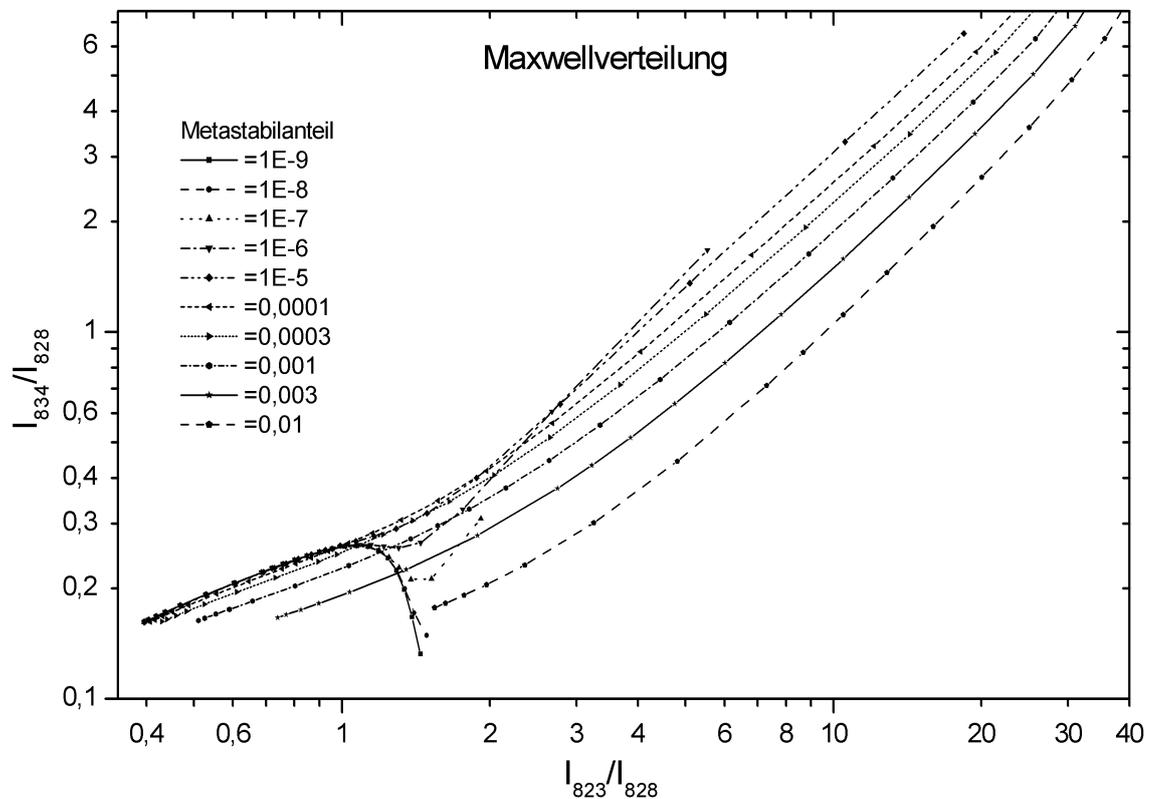


Abbildung 3.15.: Maxwellverteilung - Metastabilanteil als Parameter der Intensitätsverhältnisse der Linien 823nm, 828nm, 834nm bei variabler Elektronentemperatur.

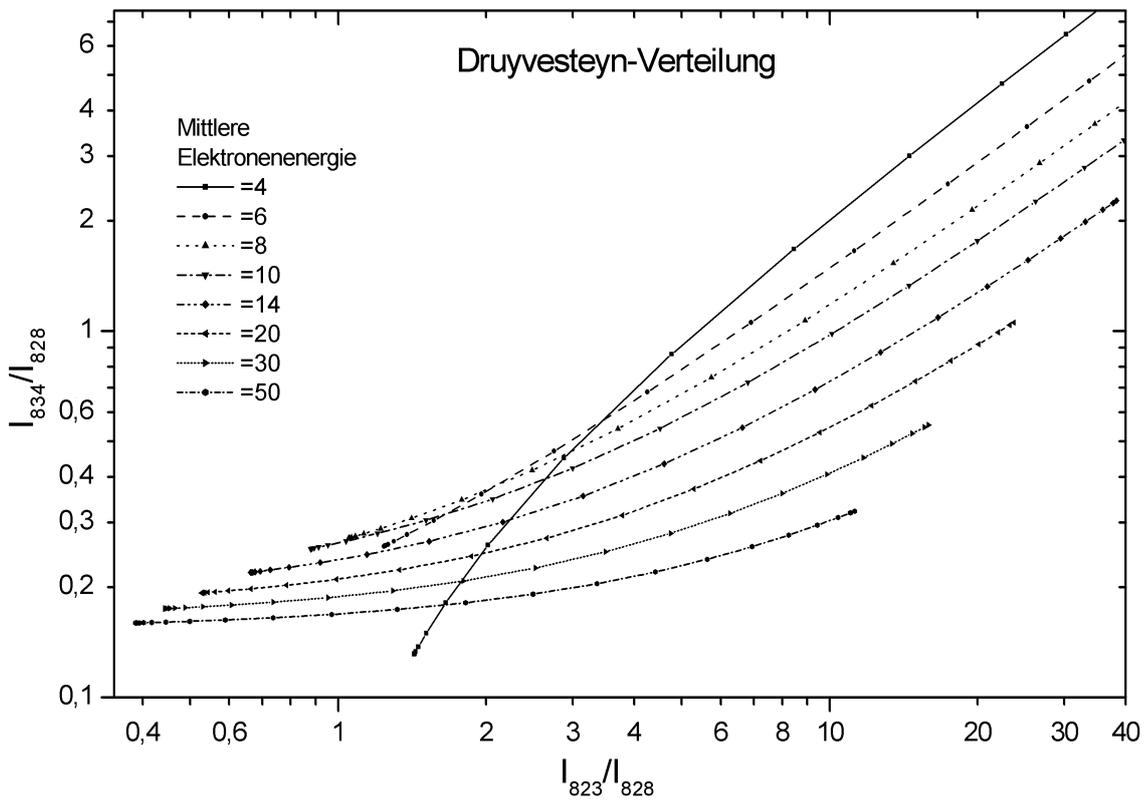


Abbildung 3.16.: Druyvesteyn-Verteilung - Mittlere Elektronenenergie als Parameter der Intensitätsverhältnisse der Linien 823nm, 828nm, 834nm bei variablem Metastabilanteil

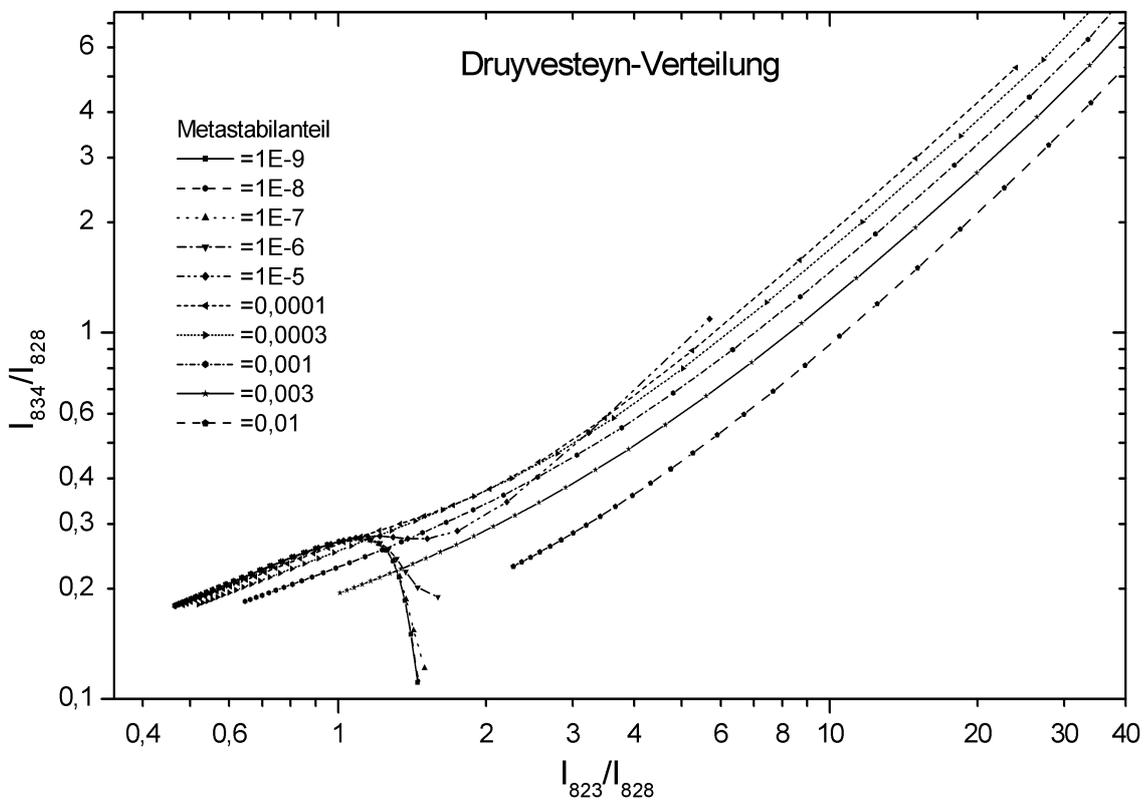


Abbildung 3.17.: Druyvesteyn-Verteilung - Metastabilanteil als Parameter der Intensitätsverhältnisse der Linien 823nm, 828nm, 834nm bei variabler mittlerer Elektronenenergie.

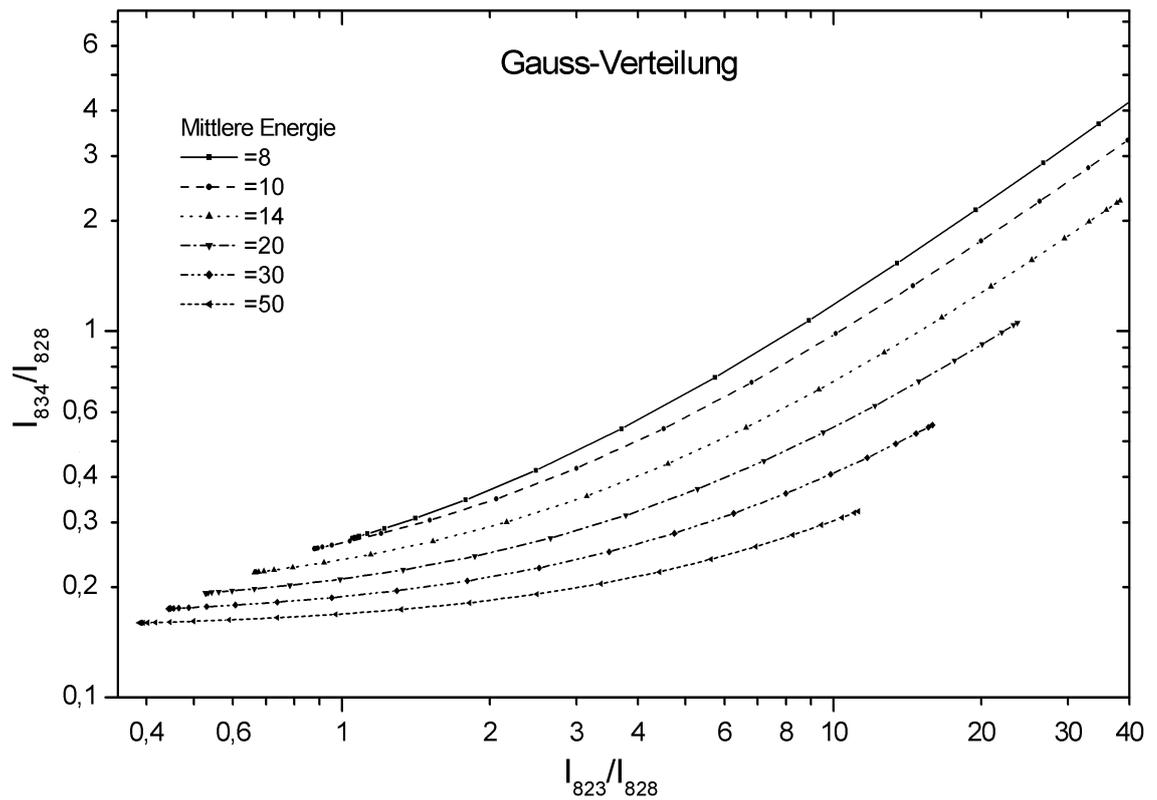


Abbildung 3.18.: Gaußverteilung ($\sigma = 5eV$) - Mittlere Elektronenenergie als Parameter der Intensitätsverhältnisse der Linien 823nm, 828nm, 834nm bei variablem Metastabilanteil

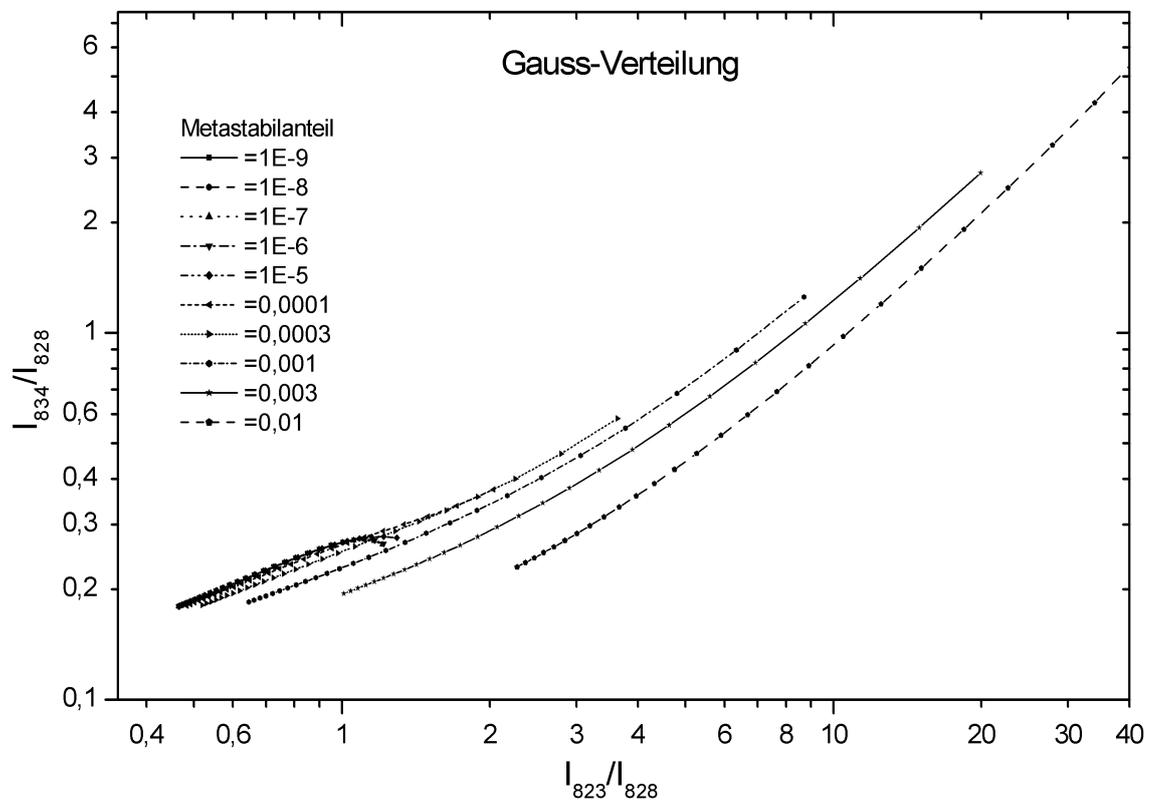


Abbildung 3.19.: Gaußverteilung ($\sigma = 5eV$) - Metastabilanteil als Parameter der Intensitätsverhältnisse der Linien 823nm, 828nm, 834nm bei variabler mittlerer Elektronenenergie.

4 Aufbau der Elektronenquelle

Ein primäres Entwicklungsziel der Elektronenquelle ist, dass diese klein und kompakt sein soll. Aufgrund der freien Weglänge für Elektronen muss der Druck in solchen kleinen Entladungsgeometrien hoch sein. Hohe Drücke können jedoch nur begrenzt eine Lösung darstellen, da dies im Sinne der Gaseffizienz eine sehr kleine Extraktionsöffnung voraussetzen würde, was wiederum die benötigte Plasmadichte stark heraufsetzen dürfte. Weiterhin werden bei kleinen Dimensionen hohe elektrische Felder zur Unterhaltung einer geeigneten Entladung notwendig, die in Folge zu hohen Elektronenverlusten führen. Durch ein zum elektrischen Feld orthogonal angeordnetes Magnetfeld lassen sich die Elektronenverluste auf die Elektroden und die Wände senken und die effektiven freien Weglängen¹ der Elektronen reduzieren. Eine weitere wichtige Maßnahme ist die Senkung der RF-Amplitude durch Verringerung der Quellenimpedanz. Dies wurde durch Optimierung der Entladung mittels einer Hexapolgeometrie erreicht. Diese Geometrie erlaubt die Einkoppelung der gleichen RF-Leistung bei geringerer RF-Amplitude.

4.1. Basistyp

Die Grundkonfiguration der Quelle ist in Abbildung 4.1 dargestellt. In einen Edelstahlzylinder mit 35mm Außendurchmesser und 28mm Innendurchmesser werden sechs mit Alu-

¹Alternativ kann man auch sagen, dass die Flugbahn der Elektronen verlängert wird.

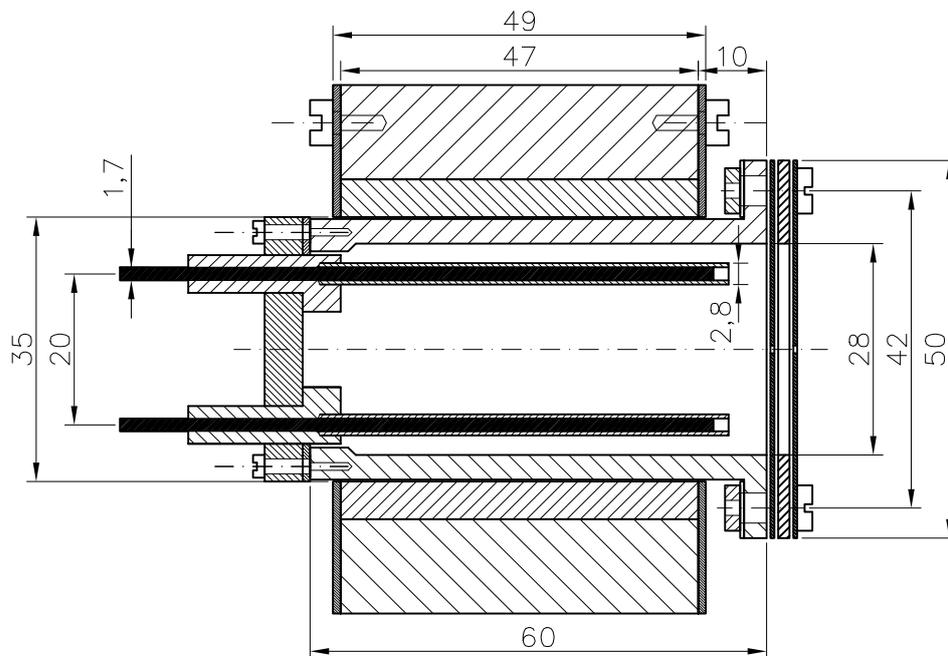


Abbildung 4.1.: Längsschnitt der Quelle

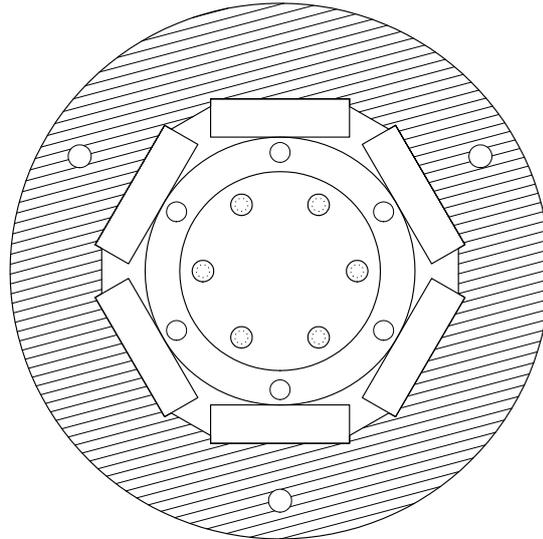


Abbildung 4.2.: Querschnitt der Quelle mit FeBNd-Magnetsystem

miniumoxidrohren umgebene Wolframelektroden eingebracht (Maße siehe Zeichnung). Eine zylindrische Deckplatte trägt keramische Isolationskörper aus Stenan, welche die Elektroden fassen und mit der Platte keramisch verklebt sind (siehe Abb. 4.4). Die Verwendung des gut bearbeitbaren keramischen Werkstoffs Makor an dieser Stelle ist aufgrund der hohen elektrischen Feldstärken nicht empfehlenswert. Die Stirnflächen der Aluminiumoxidrohre sind mit dem gleichen Keramikkleber verschlossen. Die andere Seite des Zylinders trägt ein Blendensystem bestehend aus einer inneren Blende aus einem Kohlefaserverbundwerkstoff und einer äußeren Blende aus Graphit. Beide Blenden werden durch zylindrische Distanzstücke aus Aluminiumoxid voneinander isoliert. Die innere Blende hat eine Dicke von 0,3mm sowie ein Zentralloch von 3mm Durchmesser (Body-Blende). Die äußere Blende hat eine Dicke von 1mm und ein Zentrallochdurchmesser von 8mm. Die zueinander zeigenden Seiten der Blenden sind zur Verbesserung der Durchschlagsfestigkeit geschliffen und poliert. Ein von außen aufgelegter Edelstahlring (vgl. Abb. 4.3) dient zur Kontaktierung der äußeren Blende, nachfolgend auch Keeper genannt. Zwischen den Blenden und den Stirnflächen der Elektroden sollte ein Abstand von einigen Millimetern nicht unterschritten werden, da das keramische Klebermaterial bei Erwärmung leitfähig wird, dann elektrisch durchschlägt und sich an dieser Stelle bis zur Weißglut weiter erhitzt. Die Energie dazu wird der RF-Versorgung entnommen und steht zur Einkopplung ins Plasma nicht mehr zur Verfügung. Sowohl die innere Blende als auch die Deckplatte mit den Elektroden werden mit einer Graphitdichtung (0,3mm Dicke) auf den Zylinder aufgeschraubt. Die Halteschrauben für die Elektrodenplatte werden auch zur Montage eines Haltewinkels benutzt, auf dem nahe der Schrauben ein Pt100-Temperatursensor angebracht ist. Dieser Winkel wird ferner zur elektrischen Kontaktierung genutzt. Der Wärmeübergang wird durch eine Graphitfolie zwischen Deckplatte und Halter verbessert.

Um den Zylinder befindet sich das Magnetsystem, welches aus einem Weicheisenzylinder besteht, der im Innenraum sechseckförmig bearbeitet wurde, um sechs quaderförmige

ge Permanentmagnete aufzunehmen (siehe Abb. 4.2). Sechs FeBNd-Permanentmagneten werden so angeordnet, dass die Magnetisierungsrichtung abwechselnd radial nach innen oder außen zeigt und sich ein magnetisches Hexapolfeld ergibt. Eine weitere mechanische Befestigung ist eigentlich nicht mehr erforderlich, da die Magnete selbst haften; aus thermischen Gründen werden die Magnete aber mit dem Weicheisenzyylinder verklebt. Zur coaxialen Anordnung des Weicheisenzyinders um den Entladungszyylinder dienen zwei Aluminiumscheiben (1mm Dicke), die, nachdem sie auf die beiden Stirnflächen des Magnetsystems aufgeschraubt wurden, zentriert ausgedreht wurden. Nachdem der Magnetzyylinder auf den Entladungszyylinder geschoben wurde sind beide Zylinder so genau coaxial, dass zwischen den Magneten und dem inneren Zylinder ein Zwischenraum von $200\mu\text{m}$ nicht unterschritten wird. Das Magnetsystem ist so nur schwach thermisch angekoppelt. Im Betrieb stellte sich heraus, dass sich trotzdem das Magnetsystem zu sehr erhitzte. Daher wurde es mit einer Wasserkühlung versehen (siehe Abb. 4.3). Die Temperatur wird mit einem Pt100-Sensor erfasst. Die magnetische Feldverteilung wurde sowohl simuliert (Abbildung 7.1) als auch gemessen; die gemessene Feldverteilung ist in Kapitel 7.1 dargestellt.

Die Wolframelektroden werden über versilberte Kupferdrähte mit vercrimpten Steckern kontaktiert. Hierbei werden die Elektroden abwechselnd an zwei Anschlüsse der RF-Durchführung angeschlossen (siehe hierzu auch Kap. 5.2.5.1). Hierdurch ergibt sich bei Versorgung mit einer symmetrischen RF-Hochspannung ein elektrisches Hexapolfeld (Feldverteilung siehe Abbildung 7.1), das um 30 Grad zum magnetischen Hexapolfeld gedreht ist. Im Innenbereich des Entladungszyinders sind dadurch die elektrischen und magnetischen Felder orthogonal. Im Randbereich dagegen verlaufen die Felder fast parallel.

Durch die Bindung der Elektronen an die Magnetfeldlinien wird die Beweglichkeit der Elektronen senkrecht zu den Magnetfeldlinien reduziert, so dass eine Diffusion von Elektronen auf die RF-Elektroden vermieden wird und der notwendige Betriebsdruck gesenkt wird.

Als Gaseinlass wird ein zusätzlicher Ring zwischen den Elektrodenhalter und den Entladungszyylinder montiert. Dies ist im Längsschnitt nicht zu sehen, jedoch in Abbildung 4.3. In diesen Ring sind zwei $1/8$ -Swagelockrohre eingeschweißt. Eines davon wird mit der Gasversorgung verbunden, das andere mit einem externen Drucksensor, über den der Quellendruck bestimmt wird.

Die Abbildung 4.4 zeigt das zuvor beschriebene System der sechs mit Aluminiumoxid ummantelten Wolframelektroden nach Betrieb in der Quelle. Diese war vor der Aufnahme mit einem Einbau aus Aluminium betrieben worden, der den Entladungsraum verkürzen sollte. Dieser Einbau wurde durch den direkten Kontakt zu den intensivsten Entladungsbereichen stark abgetragen. Dadurch ist im vorderen Bereich die zum Zentrum gewandte Seite zwar durch Sputtern² gereinigt, die Außenseite jedoch geschwärzt und teilweise metallisiert. Der Bereich weiter zum Deckel hin wurde dabei abgedeckt. Das Bild in diesem rückwärtigen Bereich entspricht dem Bild nach Betrieb ohne den Aluminiumeinbau. Die Elektroden werden ohne diesen Einbau vollständig von Verunreinigungen befreit.

²Sputterraten für 400eV Xe^+ sind in [Wod 86] angegeben. Die Sputterrate für Aluminium ist etwas niedriger als die von Eisen, Kohlenstoff hat die niedrigste Sputterrate.

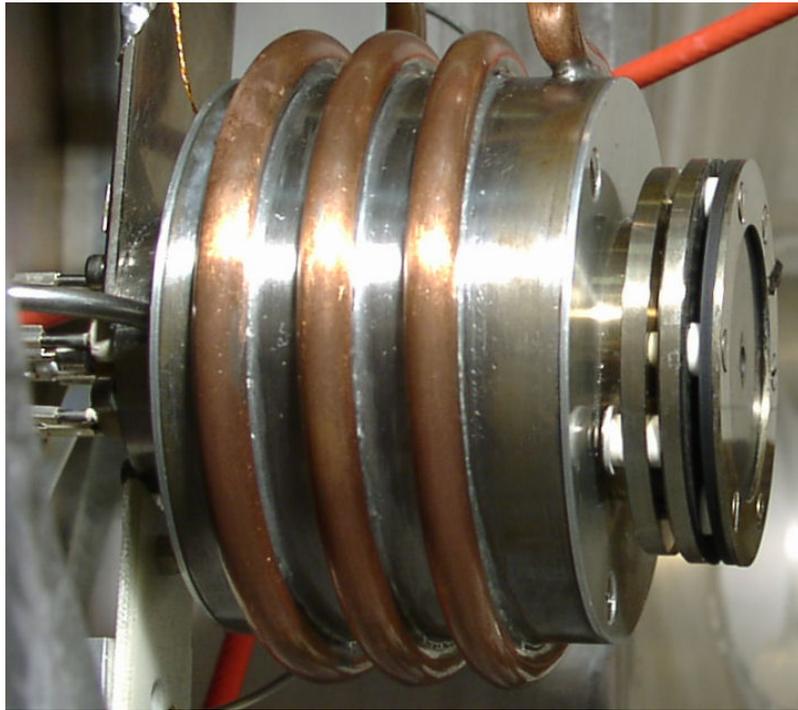


Abbildung 4.3.: Zusammengesetzte Quelle mit wassergekühltem Magnetsystem und Extraktionssystem aus Graphit

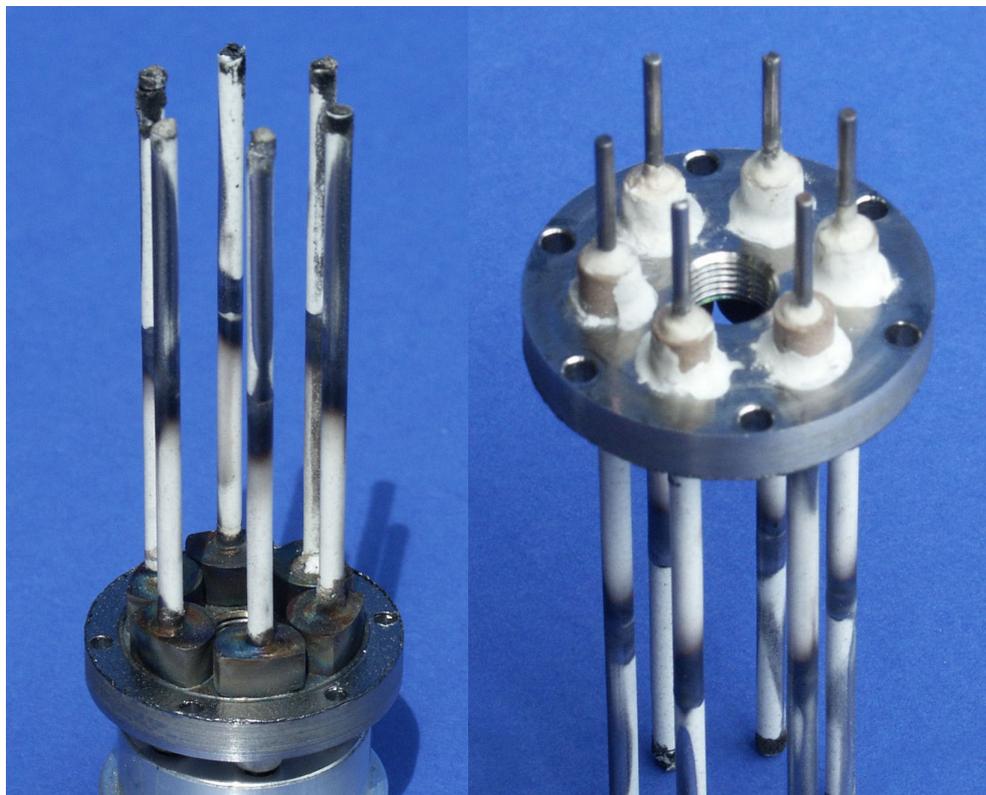


Abbildung 4.4.: Elektrodensystem nach Betrieb

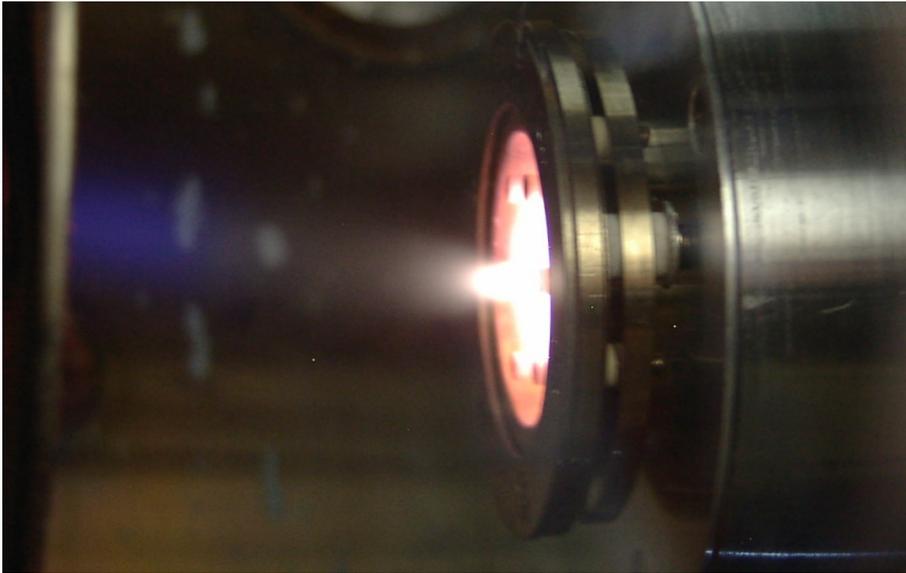


Abbildung 4.5.: Quelle in Betrieb im Pumpstand P2000

Abbildung 4.5 zeigt die Quelle im Betrieb im Pumpstand P2000. Das Magnetsystem ist noch ohne Wasserkühlung, die Graphitblende ist durch eine Glimmerblende ersetzt worden, um die Entladung während der Extraktion beobachten zu können. Weiterhin ist die Plasmabrücke zu erkennen, die sich bis zum Target (links im Bild) erstreckt.

4.2. Modifikationen

4.2.1. Blendendurchmesser

Ein variierbarer geometrischer Parameter ist der Extraktionsblendendurchmesser. Hierzu wurden Blenden mit verschiedenen Bohrungsdurchmessern gefertigt. Body-Blenden mit den Durchmessern 0,7mm, 1mm, 2mm, 3mm und 6mm wurden installiert und getestet.

Es ist zu erwarten, dass die Entladungseigenschaften im Wesentlichen vom Druck innerhalb der Quelle abhängig sind. Daher ist bei einer Variation der Öffnungsgröße der Massenfluss entsprechend zu skalieren. Der Massenfluss hat jedoch einen direkten Einfluss auf den Druck im unmittelbaren Außenbereich der Quelle und bestimmt so die Eigenschaften der Plasmabrücke mit.

Dieses Verhalten zeigt sich auch bei experimentellen Messungen (siehe hierzu den Vergleich zweier Blendendurchmesser in Kapitel 6.2.3.1.). Wird die Body-Blende zu klein gewählt, so wird die Zündung einer Plasmabrücke immer schwieriger und der Parameterraum in dem ein Elektronenextraktionsbetrieb möglich ist immer kleiner. Weiterhin wird eine höhere Zündspannung zum Initiieren der Plasmabrücke benötigt. Beim Blendendurchmesser 1mm war eine Extraktion noch möglich. Für die Charakterisierung der Quelle wurde ein Blendendurchmesser von 3mm gewählt.

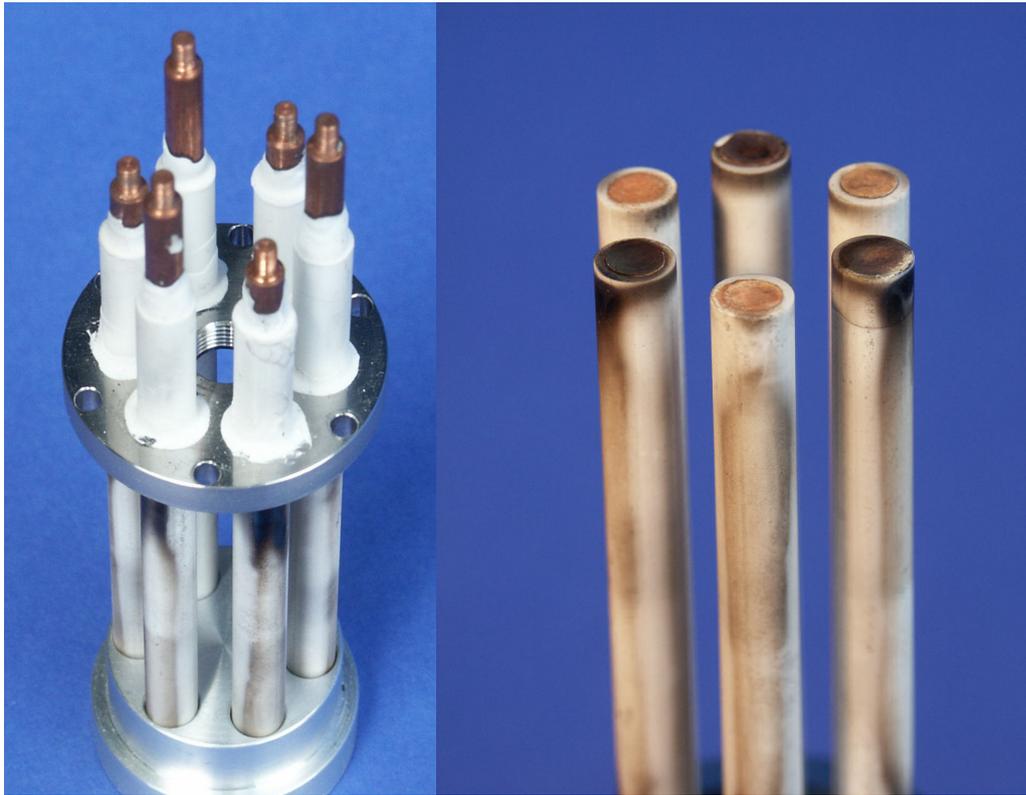


Abbildung 4.7.: Elektrodensystem aus dickeren Elektroden, umhüllt mit Aluminiumoxid.
(nach Betrieb)



Abbildung 4.8.: Graphitelektroden nach 10h Betrieb mit 20W RF-Leistung



Abbildung 4.9.: Zentralelektrode aus Graphit

des Elektrodenhalters etwa einen halben Zentimeter aus den Bohrungen heraus und sind entsprechend keramisch verklebt. Im Inneren sind 6 zylindrische Graphitstäbe mit einem Durchmesser von 4mm so eingeklebt, dass sie in eingebautem Zustand 5mm vor der inneren Extraktionsblende enden.

4.2.5. Zentralelektrode

Abbildung 4.9 zeigt eine Elektrode aus Graphit, die in die Zentralbohrung der zuvor geschilderten Elektrodenhalter montiert werden kann. Eine Edelstahlhülse trägt ein Aluminiumoxidrohr in dem ein Graphitstab eingeklebt ist. Nicht zu sehen sind zwei exzentrische Bohrungen auf der Außenseite der Edelstahlhülse, die zum Befestigen und späteren Lösen der Verschraubung dienen. Abbildung 4.10 zeigt die installierte Zentralelektrode im Basis-Elektrodensystem.

4.2.6. Magnetsystem

Als letzten variierten Parameter ist das Magnetsystem zu nennen. Hierzu wurde der in Abbildung 4.11 gezeigte Aufbau mit AlNiCo-Magneten gefertigt. AlNiCo als Magnetwerkstoff hat eine hohe Temperaturfestigkeit und ist bis 500°C stabil in den magnetischen Eigenschaften. Daher ist eine Kühlung des Magnetsystems über Strahlung kein Problem. Es lassen sich jedoch nur wesentlich geringere magnetische Feldstärken als mit FeBNd erreichen. Im Gegenfeldbetrieb entmagnetisieren sich die Magnete darüber hinaus.

Die einzelnen Permanentmagnete sind in ein geschlitztes Aluminiumrohr eingesetzt und verklebt. Ein Eisenrohr um die Magnete dient zur Feldverstärkung und magnetischen Abschirmung. Dieser Aufbau wird dann anstelle des FeBNd-Magnetsystems über den Entladungszylinder geschoben und fixiert. Die gemessene Feldverteilung dieses Magnetsystems ist in Kapitel 7.1 dargestellt.

4.3. Magnetfeldsimulation

Die Magnetfelder verschiedener Permanentmagnetaufbauten wurden mit „Maxwell“, einem Finiteelementprogramm, zur Ermittlung der erreichbaren Feldstärken und zur Optimierung der Geometrie berechnet. Die Felder der verwendeten Konfigurationen

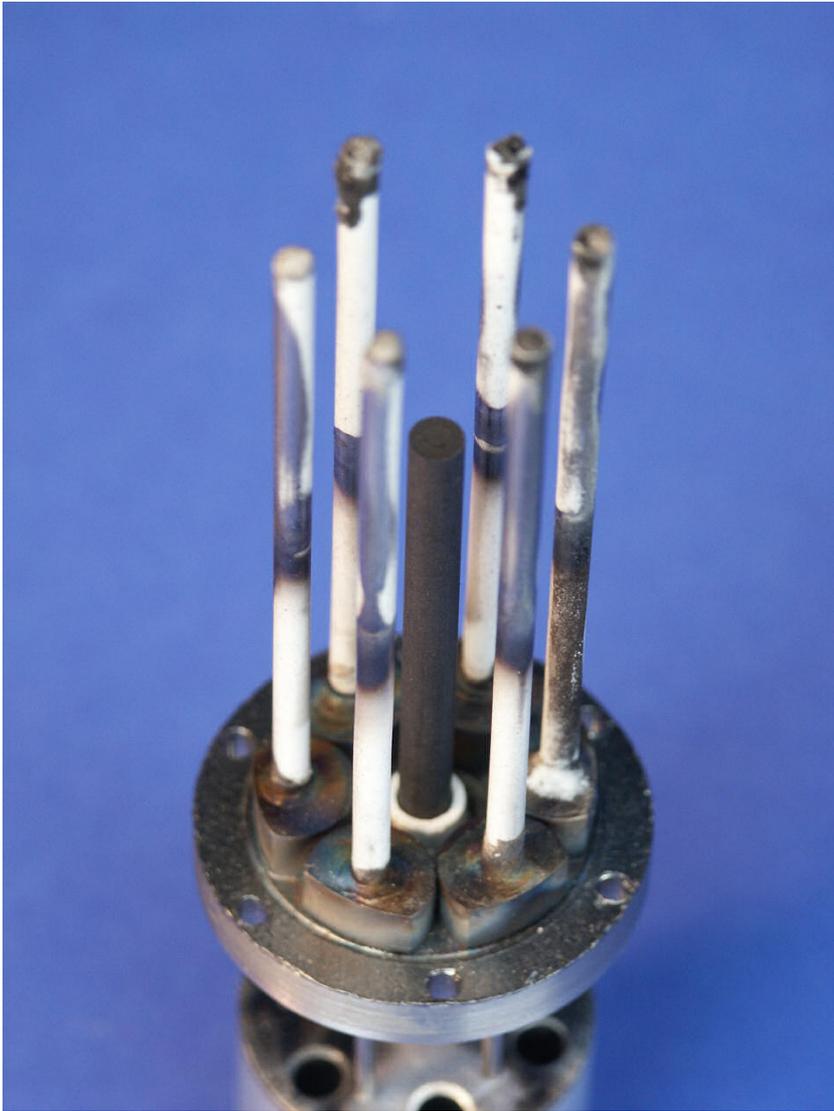


Abbildung 4.10.: Elektrodensystem mit eingebauter Zentralelektrode

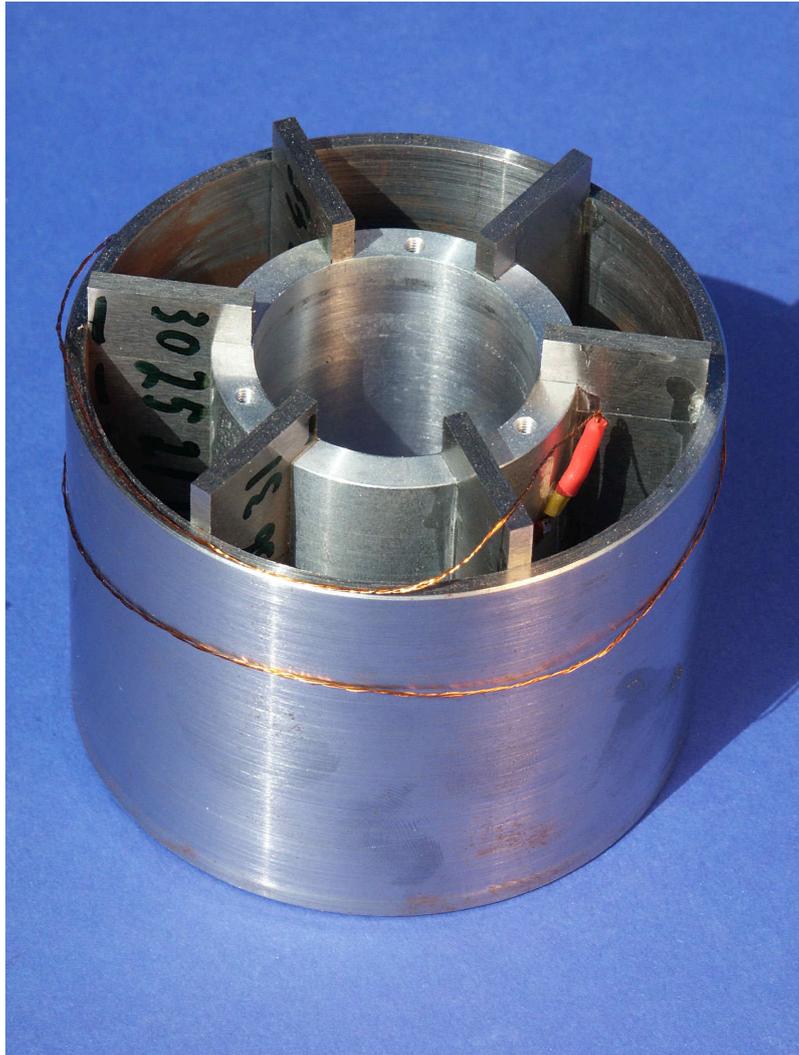


Abbildung 4.11.: Magnetsystem aufgebaut mit AlNiCo-Magneten

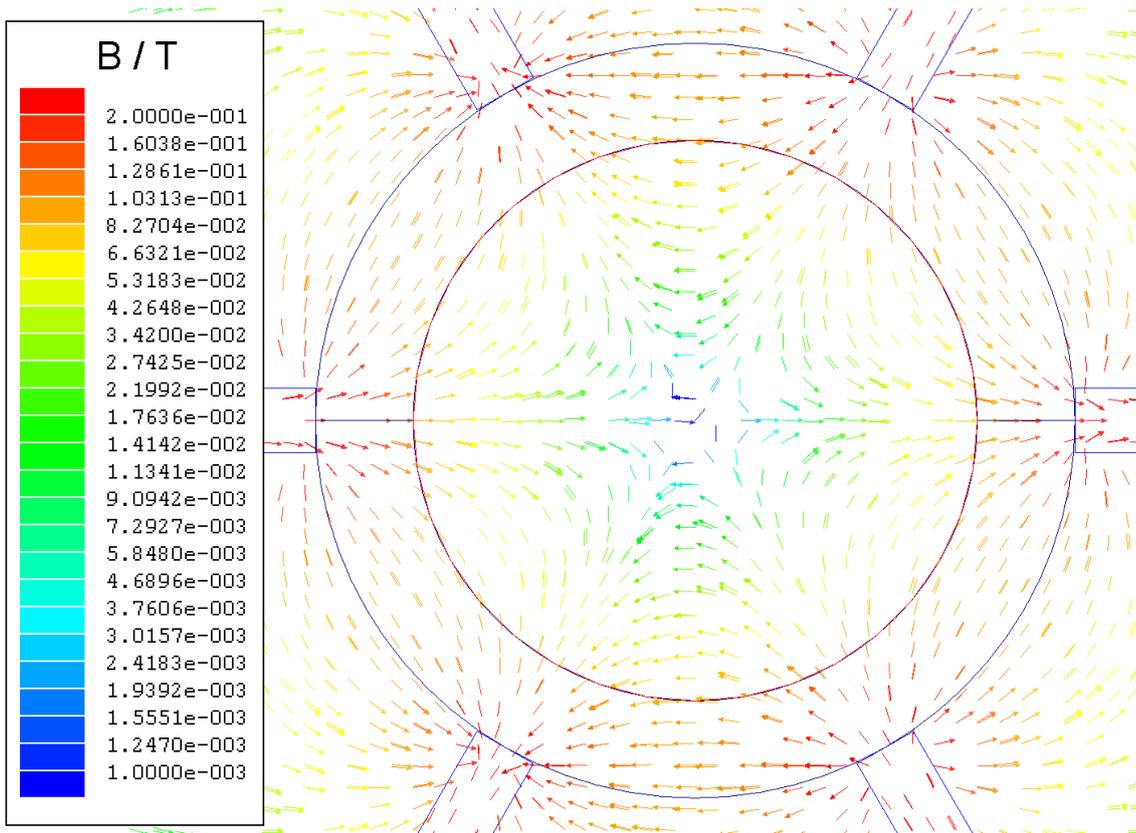


Abbildung 4.12.: Magnetfeldsimulation des AlNiCo-Aufbaus

AlNiCo³ und FeBNd sind in Abbildung 4.12 und Abbildung 4.13 dargestellt. Während das Feld der AlNiCo-Konfiguration auf der Gefäßwand etwa $80mT$ und zwischen den RF-Elektrode etwa $40mT$ erreicht, sind diese Feldstärken bei der FeBNd-Konfiguration mit $450mT$ auf der Wand und $220mT$ zwischen den Elektroden deutlich stärker. Das Feld der AlNiCo-Konfiguration ist im Bereich der Wand etwas divergenter, da die einzelnen Magnete im Vergleich zur FeBNd-Konfiguration schmaler sind. Der Effekt wird stärker, wenn das Entladungsgefäß dünnwandiger gewählt wird.

Eine wesentlich verbesserte Konfiguration zeigt Abbildung 4.14. Das Magnetfeld wird durch Flussanker konzentriert, so dass auf der Oberfläche der Wand Magnetfelder im Bereich von $1T$ erzeugt werden können. Problematisch ist hierbei, dass die Magneten im Gegenfeld betrieben werden. Man muss daher auf Magnetwerkstoffe zurückgreifen, die magnetisch hart sind, vorzugsweise CoSm-Werkstoffe, da diese eine Temperaturfestigkeit bis über $200^{\circ}C$ erreichen. Die Simulation wurde für einen FeBNd-Werkstoff gerechnet, da solche Magnete im Allgemeinen preiswerter zu beschaffen sind und vergleichbare Feldstärken erreichen.

³Die Namensgebung bezieht sich auf den verwendeten Magnetwerkstoff. Man unterscheidet drei verschiedene Werkstoffgruppen:

1. FeBNd - (hohes Energieprodukt, rel. preiswert, niedrige Betriebstemperatur bis ca $60^{\circ}C$)
2. CoSm - (hohes Energieprodukt, magnetisch härter als FeBNd, teuer, Temperaturen bis über $200^{\circ}C$)
3. AlNiCo - (niedriges Energieprodukt, etwas teurer, Magnetfeld temperaturunabhängig bis $500^{\circ}C$)

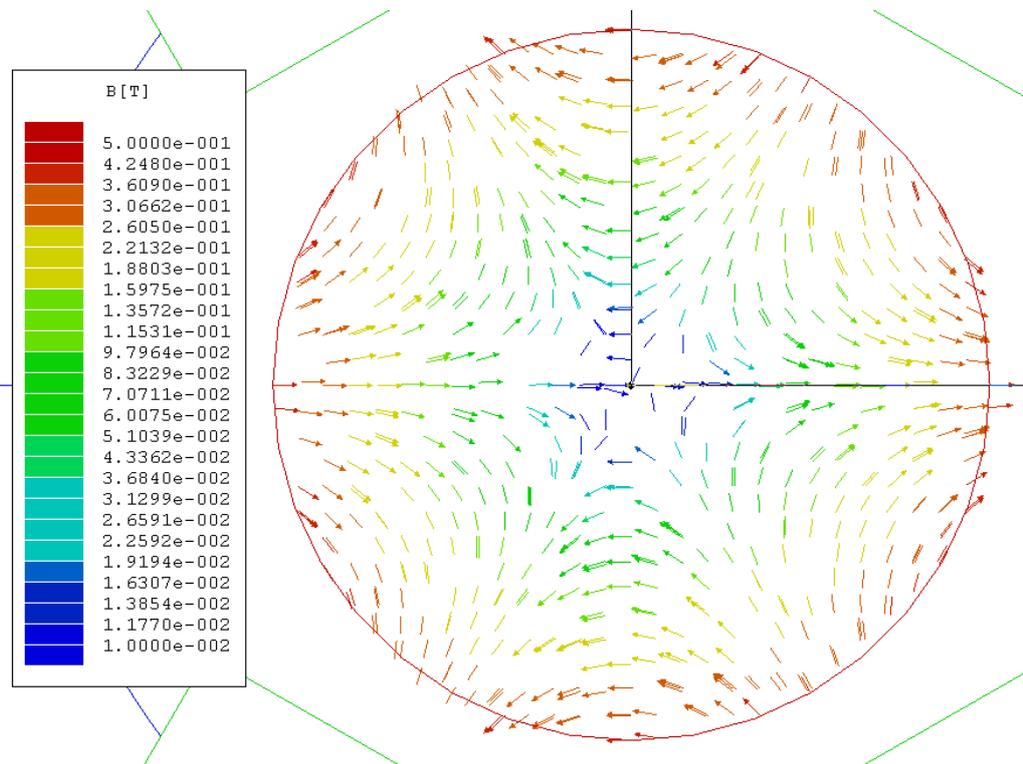


Abbildung 4.13.: Magnetfeldsimulation des FeBNd-Aufbaus

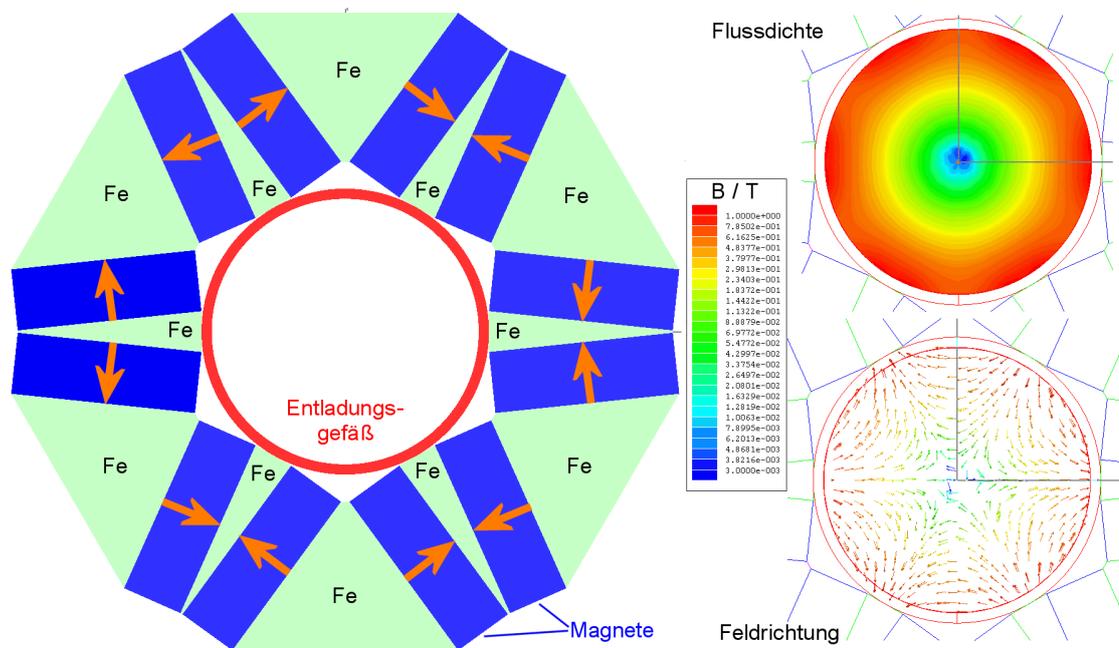


Abbildung 4.14.: Magnetfeldsimulation eines Hochfeld-Aufbaus mit Feldverstärkung

4.4. Weitere Realisierungen kapazitiver Quellen

Der zuvor dargestellten Konfiguration gingen diverse andere Quellenaufbauten voraus, die im Folgenden kurz beschrieben und diskutiert werden. Alle Versuche an diesen Quellen wurden im Pumpstand P2000 durchgeführt (siehe Kapitel 5.1.1). Als Betriebsgas diente Argon. Durch den hohen Hintergrunddruck bei hohen Gasflüssen sind die hier geschilderten Ergebnisse in Hinblick auf Koppelspannungen und maximale Ströme verfälscht und nur bedingt vergleichbar. Weiterhin treten parasitäre DC-Entladungen auf, wodurch die Entladungen instabil werden oder zu hohe Ströme gemessen werden können.

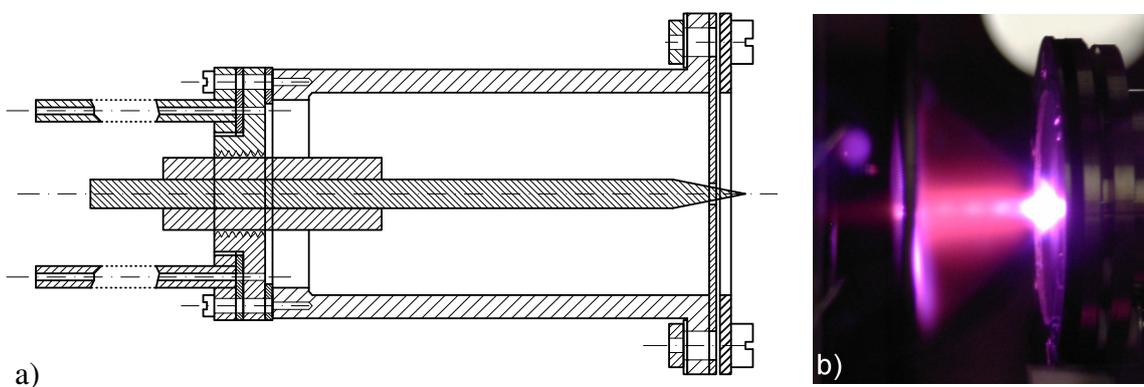


Abbildung 4.15.: a) Aufbau der Quelle mit Wolframnadel b) in Betrieb

4.4.1. Quelle mit einer Wolframnadel in der Blende

Auf der Achse eines Entladungszylinders ist eine angespitzte Wolframelektrode so angeordnet, dass diese Elektrode die Öffnung in der Extraktionsblende teilweise verschließt (siehe Abb. 4.15). Diese Blende ist auf der Stirnseite des Entladungsgefäßes montiert und verschließt dieses dicht. Ein keramischer Isolator aus Stenan ist in die rückwärtige Deckelplatte geschraubt, in diesen ist die Elektrode eingeklebt. Über zwei $\frac{1}{8}$ ''-Swagelockrohre wird Gas eingelassen und der Quelldruck gemessen. Diese Anordnung wurde gewählt, um ein hohes elektrisches Feld auf engem Raum zu erzielen und so ein kompaktes Plasma hoher Dichte zu erzeugen, aus dem ein hoher Elektronenstrom extrahiert werden kann.

Die Quelle konnte gezündet und betrieben werden, jedoch mit extremen Gasverbrauch aufgrund des hohen benötigten Quelldrucks von mindestens 10mbar. Weiterhin wurde die Blendenöffnung stark erodiert ($1\text{mm}/h$). Der Versuch wurde daher aufgegeben.

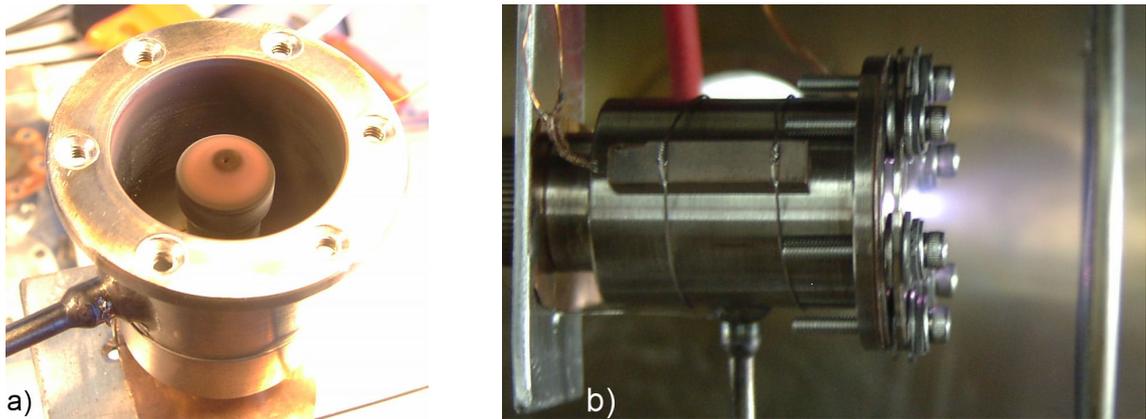


Abbildung 4.16.: a) Innenansicht der Quelle b) in Betrieb

4.4.2. Longitudinalquelle

Abbildung 4.16 zeigt eine Quelle aus Vorversuchen durchgeführt von H.Leiter (siehe Kapitel 1.3), bei der eine RF-Entladung zwischen einer zentralen Elektrode und der Extraktionselektrode gezündet wird (Longitudinalrichtung). Die Zentralelektrode dient gleichzeitig als Gaseinlass. Dazu ist koaxial ein Kanal in die Elektrode gebohrt durch den das Betriebsgas eingelassen wird. Dieser Aufbau ist in ein Keramikrohr (Makor) eingeklebt, dass in den Quellenzylinder eingeschraubt wird. Dieses Keramikrohr dient gleichzeitig zur elektrischen Isolierung der Gaszufuhr gegenüber der RF-Elektrode. Eine exzentrische Bohrung in dem Keramikrohr dient zur Durchführung der RF-Zuleitung. Das Ziel dieses Aufbaus ist wiederum eine hohe Plasmadichte vor der Extraktionsöffnung zu erzielen, unterstützt durch eine hohe Neutralteilchendichte durch den Gas-Jet aus der Elektrodenbohrung.

Im Betrieb zeigte sich ein schlechtes Zündverhalten, ein hoher Gasbedarf sowie Erosionen am Blendensystem und der Zentralelektrode. Nach der Zündung erwärmt sich die Elektrode bis zur Rotglut. Der extrahierbare Strom nimmt dabei zu und bleibt nach Abschalten der RF-Versorgung unverändert bestehen. Diese Quelle ist somit kein RF-Neutralisator.

Ein Durchschlag des Isolators machte eine Neukonstruktion des Gaseinlasses erforderlich. Zwischen der RF-Durchführung und dem Einschraubgewinde wurde das Keramikmaterial so weit zerstört, dass es leitfähig wurde sowie abplatzte. Die neue Konstruktion trennt RF-Isolator und Gas-Isolator und vermeidet den Werkstoff Makor durch Ersatz mit Stenan⁴ (siehe Abbildung 4.17). Als RF-Durchführung dient ein Rohr aus Stenan mit Außengewinde zum Einschrauben (links im Bild). Die Gasisolationsstrecke wird mit einem Keramikrohr und Quarzsandfüllung realisiert (rechts im Bild). Dieser RF-Elektrodengaseinlass konnte dauerhaft ohne weitere Ausfälle bis zur Rotglut des Elektrodenkopfes betrieben werden. Dahingegen erwärmt sich die Extraktionsblende aus Edel-

⁴Makor bietet den Vorteil einer maßhaltigen spanenden Bearbeitung, weist jedoch schlechte elektrische Eigenschaften auf. Stenan hat bessere elektrische Eigenschaften, lässt sich auch spanend bearbeiten, gewinnt aber erst nach einem Brennvorgang seine endgültige Festigkeit und schrumpft dabei um 1-10%, je nach Brennvorgang.

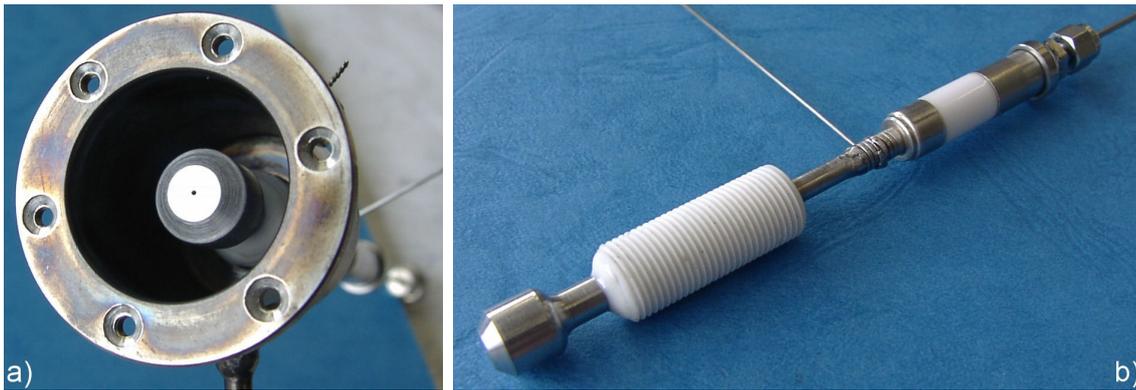


Abbildung 4.17.: a) Innenansicht der Quelle b) Zentralelektrode mit Gaseinlass

stahl so stark, dass sie punktuell aufschmilzt. Eine Charakterisierung war daher unmöglich, da sich die Quelle zu schnell veränderte. Nach den Arbeiten an dieser Quelle wurden alle weiteren Extraktionsblenden aus Graphit oder Kohlfaserverbundwerkstoffen gefertigt.

4.4.3. Longitudinalquelle mit Magnetfeld

Abbildung 4.18 zeigt die zuvor beschriebene Longitudinalquelle im Zentrum eines Elektromagneten. Das Magnetfeld im Zentrum erreicht bei einem Spulenstrom von 10A etwa 60mT. Ein Betrieb ist jedoch nur für kurze Zeit möglich, da der Magnet sich sonst zu stark erwärmt und das Isolationsmaterial des Drahtes verdampft. Im Bereich der Extraktionsblende sind Glasfasern zur spektroskopischen Untersuchung im Extraktionskanal montiert.

Durch das Magnetfeld wird die Zündfähigkeit entscheidend verbessert. Die Impedanz der Entladung verringert sich deutlich. An dieser Stelle sei auf das Konzept des Zylinderkondensators mit longitudinalem Magnetfeld verwiesen. Durch die $E \times B$ -Bedingung driftet das Plasma in tangentialer Richtung, wird in Rotation versetzt und kann zusätzlich Energie aufnehmen. Der Zylinderkondensator gewinnt virtuell ein höheres ϵ_r .

Der Gasjet erweist sich hier als nutzlos. Aus der koaxialen Blendenöffnung kann nur ein unwesentlicher Strom extrahiert werden. Eine exzentrische Öffnung sollte besser nutzbar sein, dies wurde jedoch nicht untersucht. Der ungleichmäßige Betrieb der Quelle macht die gemessenen spektroskopischen Daten außerdem nicht auswertbar.

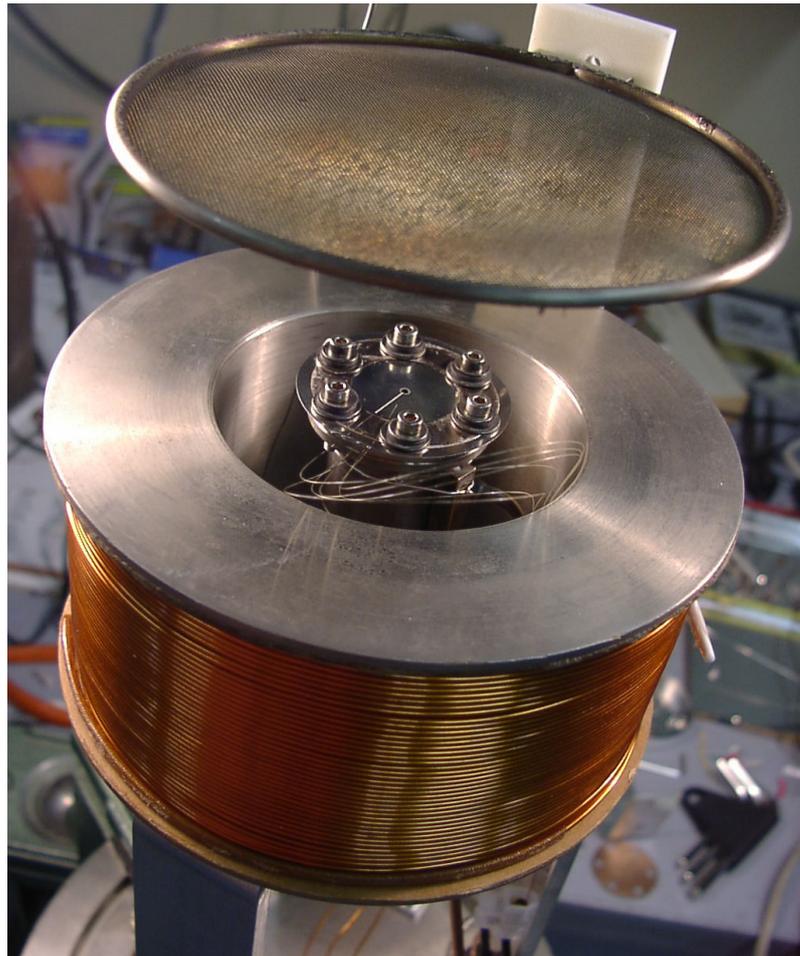


Abbildung 4.18.: Longitudinalquelle in Elektromagnet

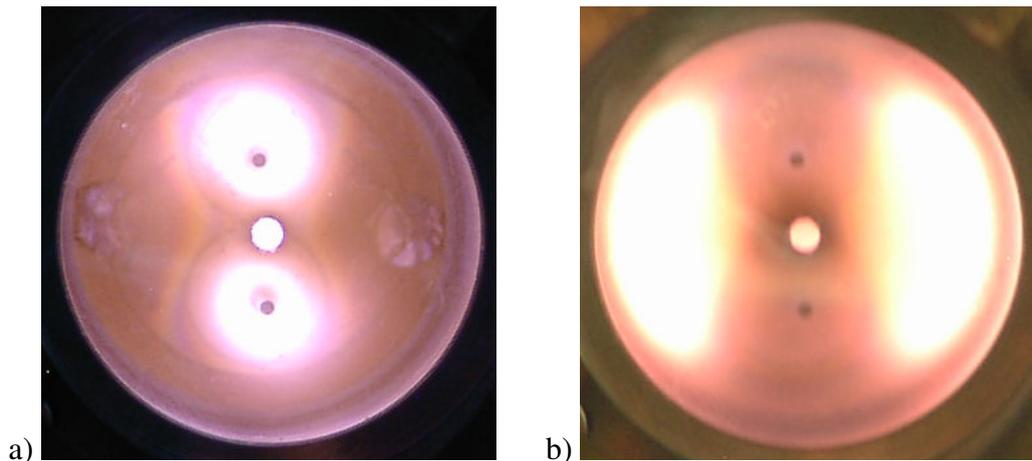


Abbildung 4.19.: Betrieb der Dipolquelle mit longitudinalem Magnetfeld.
 a) Hoher Druck b) Niedriger Druck; der vertikale dunkle Balken wird durch aufgesputtertes Elektrodenmaterial verursacht.

4.4.4. Dipolquelle mit longitudinalem Magnetfeld

Wird die Zentralelektrode durch eine Dipolanordnung von zwei RF-Elektroden ersetzt (Entladungsbild siehe Abb. 4.19), so kann aus einer kapazitiv gespeisten RF-Entladung ein Strom von maximal 60mA extrahiert werden. Mit zunehmendem Magnetfeld steigt der extrahierbare Strom an (siehe Diagramm 4.20). Ein niedriger Druck in der Quelle erhöht die Stromfähigkeit ebenfalls bis bei zu niedrigem Druck kaum noch Elektronen extrahierbar sind. Bei hohem Druck konzentriert sich die Entladung um die RF-Elektroden. Bei niedrigeren Drücken erstreckt sie sich auf den gesamten Zylinderinnenraum.

4.4.5. Dipolquelle mit Quadrupolmagnetfeld

Die Beobachtung, dass eine Erhöhung der magnetischen Feldstärke den extrahierbaren Strom erhöht, motiviert weitere Magnetfelderhöhung. Die elektrische Dipolanordnung wird hierzu um zwei Permanentmagnete erweitert, die durch antiparallele Anordnung ein Quadrupolmagnetfeld erzeugen. Abbildung 4.21 zeigt diese Anordnung. Links im Bild a) ist die Gaszufuhr sowie die Durchführung der RF-Elektroden zu sehen. Das Bild b) zeigt das Elektrodensystem nach Betrieb. Die Aluminiumoxidrohre, die die Elektroden isolieren sind durch Sputtern metallisiert. Es sind keine unmetallisierten Stellen vorhanden. Im Entladungsgefäß zeigen sich an den entsprechenden Stellen der Permanentmagnete Erosionsspuren. Abbildung 4.22 zeigt den extrahierten Elektronenstrom als Funktion des Quellendrucks mit der Targetspannung als Parameter. Die RF-Leistung liegt bei 4W. Erst bei sehr hohen Zugspannungen (350V) lassen sich signifikante Ströme extrahieren, was mit einem nicht unwesentlichen DC-Anteil an der Entladung erklärbar ist. Dagegen spricht aber, dass die Entladung sofort bei Ausschalten der RF-Versorgung erlischt.

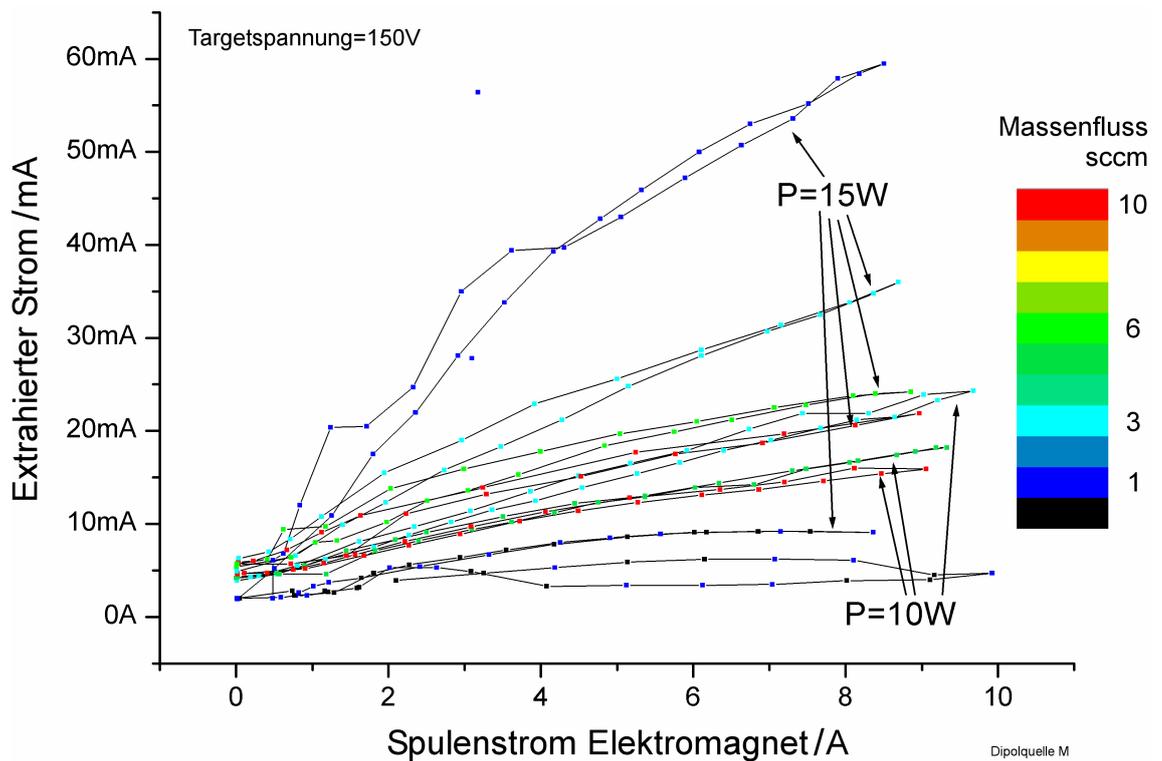


Abbildung 4.20.: Dipolquelle mit longitudinale Magnetfeld - Extrahierter Elektronenstrom als Funktion des Elektromagnetstroms (Feldstärke) mit dem Massenfluss als Parameter.

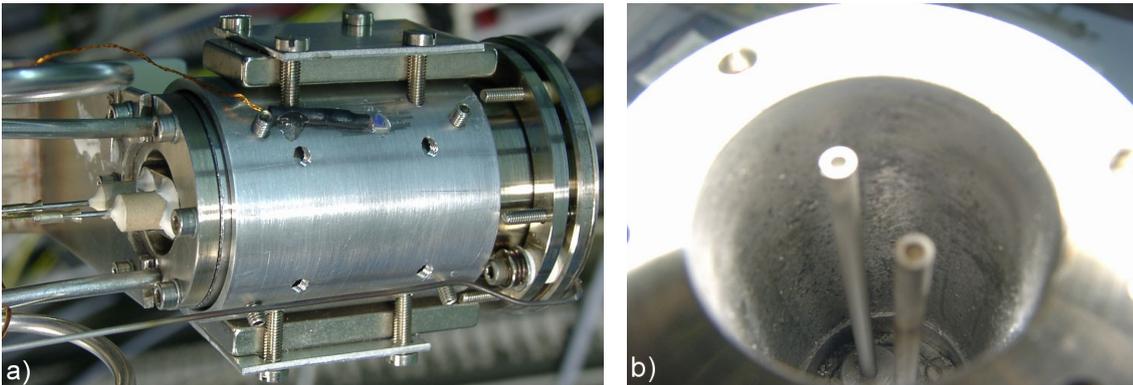


Abbildung 4.21.: a) Außenansicht der Dipolquelle. Die Magnete sind gegeneinander magnetisiert und formen ein Quadrupolfeld. b) Innenansicht

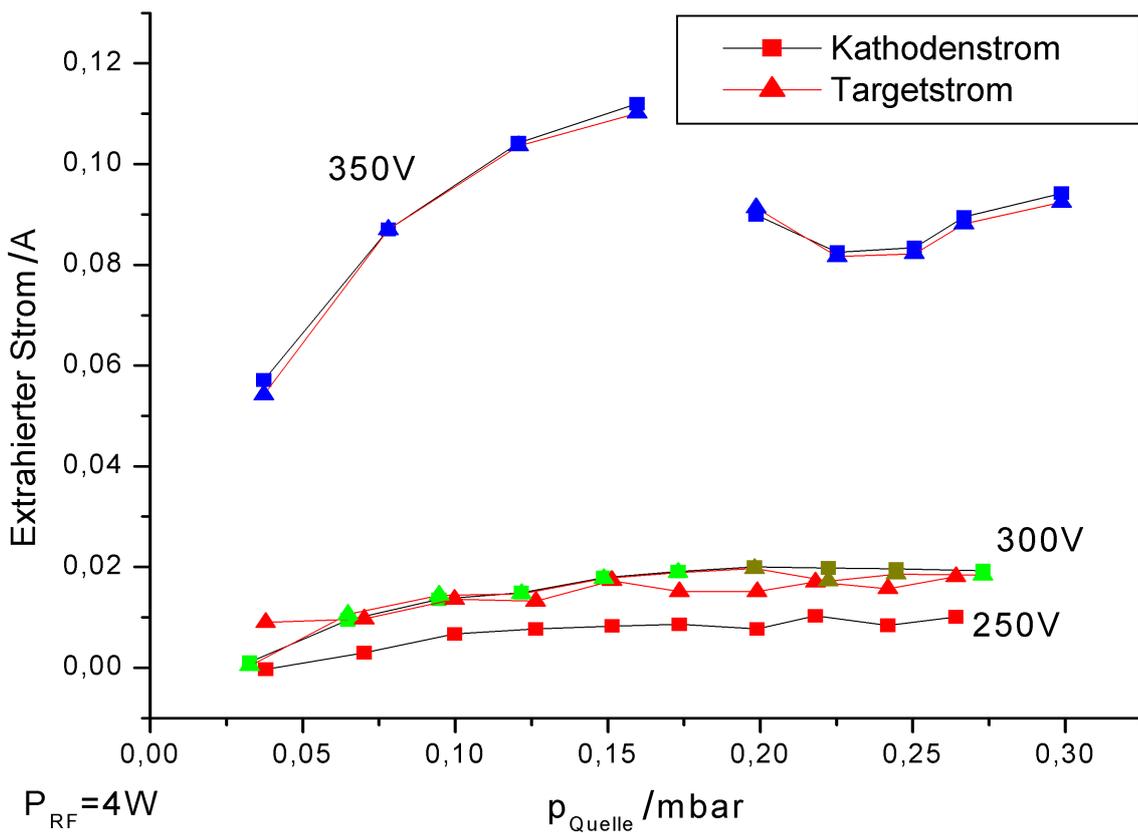


Abbildung 4.22.: Extrahierter Elektronenstrom als Funktion des Quellendruckes mit der Targetspannung als Parameter (Dipolquelle mit Quadrupolmagnetfeld).

Rezipienten abgekoppelt und an die Öldiffusionspumpe angekoppelt, sowie der Schieber V1 zwischen Öldiffusionspumpe und Rezipient geöffnet wird. Neben den zwei Druckmessröhren, die zum automatischen Betrieb des Pumpstandes verwendet werden, ist eine weitere Druckmessröhre G1, ausgeführt als Pirani-Kaltkathoden-Kombination, für die Datenaufnahme montiert. Ein wassergekühltes Baffel B ist zwischen Rezipient und Öldiffusionspumpe geschaltet, um die Ölrückströmung in den Rezipienten zu unterbinden. Die effektive Saugleistung reduziert sich dadurch auf ca. 1000l/s . Zum Betrieb der Öldiffusionspumpe wird ein Silikonöl verwendet, wodurch die Sauerstoffempfindlichkeit des Öls deutlich geringer als bei Betrieb mit mineralischen Ölen ist. Die Öldiffusionspumpe kann daher bereits bei relativ hohen Drücken von $0,1\text{mbar}$ zugeschaltet werden. Der Pumpstand erreicht so innerhalb einer halben Stunde einen Druck von $2 \cdot 10^{-5}\text{mbar}$. Er ist deswegen besonders zum Test von geometrischen Modifikationen geeignet. Ein Enddruck des Vakuumsystems von $5 \cdot 10^{-6}\text{mbar}$ wird erreicht. Für höhere Gaslasten ist der Pumpstand jedoch nicht geeignet, da der Druck dann zu groß wird (bis über $1 \cdot 10^{-4}\text{mbar}$) und Messungen der Entladungscharakteristika verfälscht werden. Eigenschaften der Plasma-brücke sind nur eingeschränkt untersuchbar. Frühere Arbeiten an Quellen z.B. [Har 95] erwähnen weiterhin Probleme aufgrund eines zu hohen Partialdrucks von Öldämpfen.

Für visuelle und spektroskopische Untersuchungen ermöglichen vier Fenster optischen Zugang sowohl koaxial als auch senkrecht zur Elektronenquelle. Weiterhin wurde ein elektrisch verfahrbarer Tisch im Vakuumtank installiert, der mikroprozessorgestützt in Extraktionsrichtung verfahren werden kann. Er dient zur Aufnahme unterschiedlicher Sonden, z.B. Langmuirsonden, oder einer Kamera. Weiterhin kann der Abstand des Extraktionstargets automatisiert variiert werden.

5.1.2. Big Mac

Der Pumpstand Big Mac besitzt eine Vakuumkammer mit einem Volumen von 2m^3 . Er wird mit einer $35\text{m}^3/\text{h}$ Drehschieberpumpe (P1) und zwei Turbomolekularpumpen (P2, P3) mit Holweckstufe mit einer Gesamtsaugleistung von 750l/s betrieben (Abb. 5.2). Zum Unterbinden der Ölrückströmung aus der Drehschieberpumpe durch die Turbomolekularpumpen P2 und P3 hindurch in den Rezipienten wird ein Rohrbogen (B) am Saugstutzen der Drehschieberpumpe P1 auf Kühlwassertemperatur gekühlt. Der Partialdruck des Drehschieberöls (siehe Abschnitt A.2.1) im Vorvakuumast wird so auf $2 \cdot 10^{-5}\text{mbar}$ abgesenkt. Durch die nachgeschaltete Zeolithfalle A wird der Partialdruck für Öle im Vorvakuum für die Turbomolekularpumpen weiter abgesenkt,¹ jedoch verringert sich die Saugleistung der Drehschieberpumpe hierdurch auf ca. die Hälfte. Der Druck im Rezipienten wird wie bei P2000 mit einer Kompaktmessröhre (Pirani-Kaltkathoden-Kombination) G1 erfasst und der Messwert an die Datenaufnahme weitergeleitet. Zum raschen Evakuieren des Rezipienten kann zusätzlich eine $35\text{m}^3/\text{h}$ Drehschieberpumpe (P4) in Kombination mit einer $270\text{m}^3/\text{h}$ Wälzkolbenpumpe (P5) zugeschaltet werden. Hierdurch kann der Rezipient innerhalb einer Stunde auf einen Druck von $1 \cdot 10^{-4}\text{mbar}$ evakuiert werden. Innerhalb eines Tages wird ein Druck von $1 \cdot 10^{-5}\text{mbar}$ erreicht. Dann können zwei

¹Die Zeolithfalle A muss in regelmäßigen Abständen durch Ausheizen regeneriert werden, vorzugsweise während Umbauphasen im Rezipienten. Laut Datenblatt der Falle genügt eine einstündige Ausheizphase bei laufender Vorpumpe. Die Ventile zu den Pumpen P2 und P3 sind hierbei zu schließen.

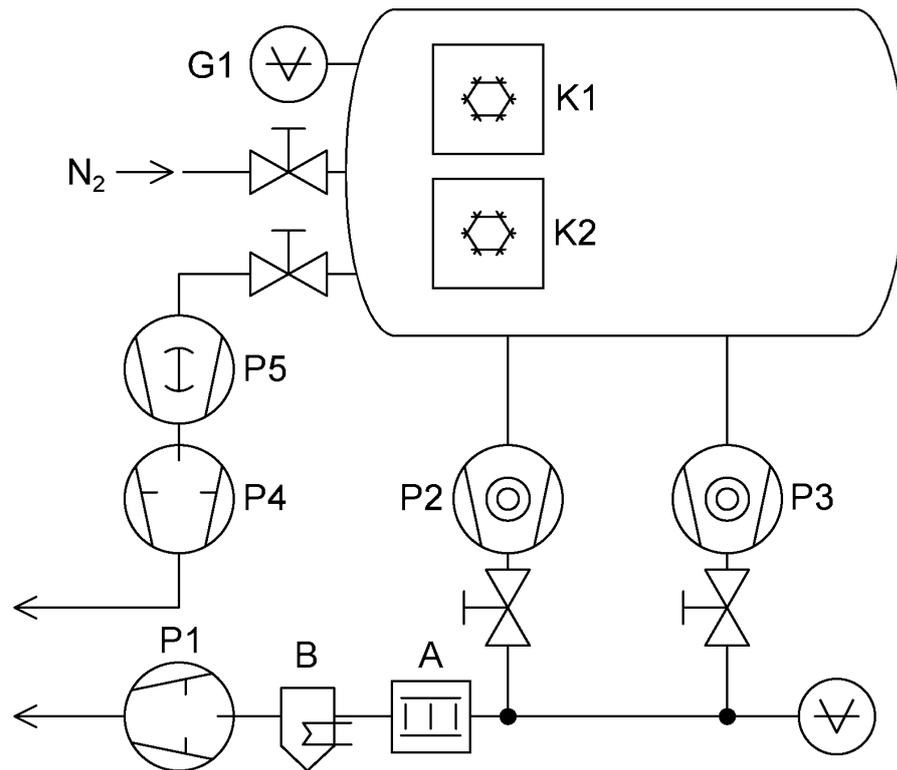


Abbildung 5.2.: Schema des Vakuumsystems Big Mac.



Abbildung 5.3.: Foto des Pumpstands Big Mac.

Kaltflächen (K1, K2) in Betrieb genommen werden, die durch Abkühlen auf unter 50K Xenon ausfrieren. Hierbei wird eine Saugleistung von 24000l/s für Xenon erreicht.² Mit Kaltflächen wird ein Basisdruck von $1 \cdot 10^{-7} \text{ mbar}$ erreicht, der auch beim Betrieb des Neutralisators nicht über $8 \cdot 10^{-6} \text{ mbar}$ steigt. Soll der Rezipient für nur kurze Zeit geöffnet werden, so kann durch Belüften mit Stickstoff die Belegung der Oberflächen des Rezipienten mit Wasser verringert werden. Wird innerhalb weniger Stunden wieder evakuiert, so beschleunigt sich der Abpumpvorgang.

Dieser Pumpstand ist daher geeignet zur Charakterisierung der Neutralisatoreigenschaften, besonders bei hohen Massenflüssen, wo der ansonsten ansteigende Hintergrunddruck das Verhalten der Plasmabrücke drastisch beeinflusst.

5.2. Messaufbau und Datenaufnahme

5.2.1. Gasversorgung

5.2.1.1. Aufbau

An beiden Pumpständen wurde das gleiche Gasversorgungssystem verwendet. Dieses wurde sukzessive erweitert bis zum endgültigen Aufbau. Diesen Aufbau zeigt Abbildung 5.4. Aus einer Druckgasflasche werden die Massenflusscontroller MFC1 und MFC2 mit Xenon versorgt (Vordruck 0,5mbar). MFC3 ist für andere Gase vorgesehen und wird entweder aus einer weiteren Druckgasflasche (Ar, CH₄) oder aus Versorgungsleitungen (Luft, N₂) mit Gas versorgt. Die Ventile V1 bis V3 dienen zur Auswahl der benötigten Flowcontroller. Gasmischungen sind so möglich. Direkt vor der Vakuumdurchführung ist ein Absperrventil V4 montiert, um Umbauten am Gasversorgungssystem zu ermöglichen, ohne den Rezipienten belüften zu müssen. Weiterhin wird es im Spülbetrieb geschlossen. Die Ventile V5, V7, V8 ermöglichen die Evakuierung des gesamten Systems. Vor Inbetriebnahme sollte das gesamte System evakuiert oder gespült werden, um Fremdgase zu vermeiden³. Der gesamte Aufbau wurde zunächst mit $1/8''$ -Swagelock Verbindern und Rohren erstellt. Zur Reduktion der Totvolumina wurden im Bereich unterhalb der Massenflusscontroller die Leitungslängen verkürzt sowie der Leitungsdurchmesser der Leitung vor und nach V4 bis direkt zum Neutralisator auf $1/16''$ reduziert. Ein Piranidrucksensor G2 ist außerhalb des Rezipienten montiert und innerhalb über einen $1/8''$ -Schlauch mit der Quelle verbunden. Anhand des Staudrucks an der Extraktionsblende kann die Antwortzeit auf eine Massenflussänderung im Quellendruck ermittelt werden.

²Hierzu ist zu bemerken, dass die Kaltflächen neben Xenon auch Wasser, Kohlendioxid und Öle mit hoher Saugleistung ausfrieren. Bei Betrieb ohne Absorber und Holweckstufen (andere Turbomolekularpumpe) wird trotz laufender Pumpen P2 und P3 Öl aus dem Vorvakuumsystem auf den Kaltflächen ausgefroren. Dieses wird beim Aufheizen der Kaltflächen auf andere gekühlte Einbauten (z.B. Magnetsystem) umverteilt.

³Bei teuren Gasen nur evakuiert.

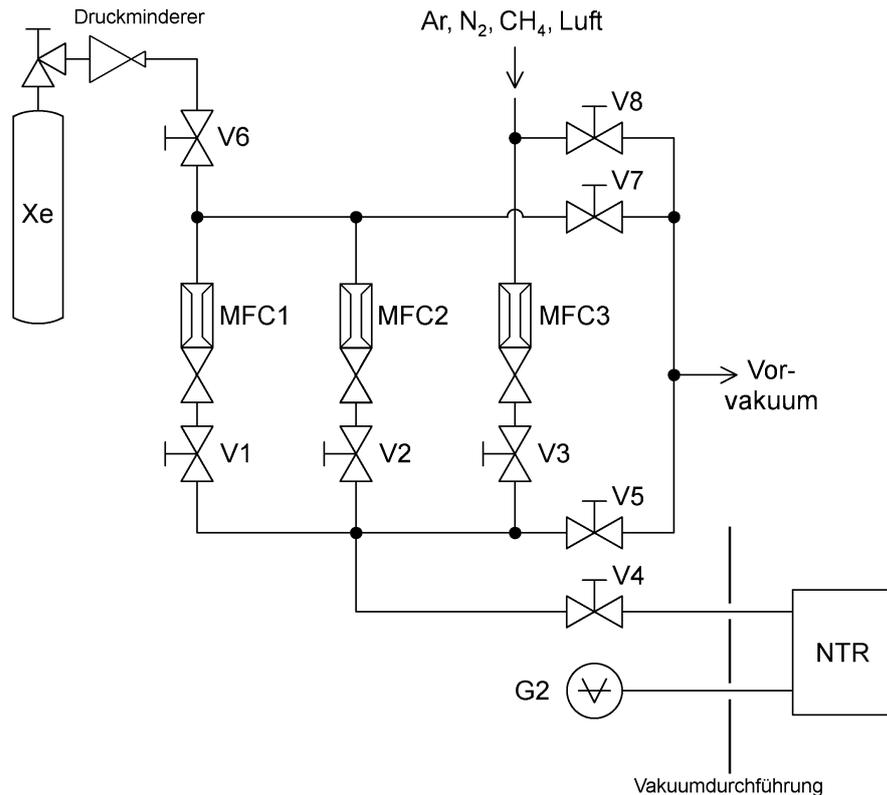


Abbildung 5.4.: Gasversorgungssystem

5.2.1.2. Eingesetzte Flowcontroller

Zu den zwei anfangs benutzten analogen Massenflusscontrollern der Firma Tylan FC-260 mit den Messbereichen 5sccm für Xenon bzw. 10sccm für N_2 wurde ein digitaler Massenflusscontroller der Firma Bronkhorst mit einem Messbereich von 1,5sccm für Xenon ergänzt (die Angaben beziehen sich auf den maximalen genau messbaren Massenfluss, der minimale regelbare Massenfluss liegt meist bei 1-3% des maximalen Flusses.). Beide Controllervarianten sind aus einer Massenflussmesszelle, einem PID-Regler und einem Ventil aufgebaut, wobei das Ventil in Strömungsrichtung des Gases hinter der Messzelle⁴ angeordnet ist. Alle verwendeten Massenflusscontroller messen eine Gasströmung über den Wärmetransport durch Konvektion in einer Kapillare und sind daher auf die Wärmekapazität des vorgesehenen Gases kalibriert. Bei entsprechender Berücksichtigung der Korrekturfaktoren können auch andere Gase als vorgesehen verwendet werden.⁵ Das Messprinzip bedingt jedoch relativ lange Reaktionszeiten der Messzelle im Bereich von bis zu 15 sek. Der digitale Massenflusscontroller berücksichtigt daher auch die zeitliche Ableitung des Messsignals um diese Zeit auf ca. 3 Sekunden zu verkürzen.

Die Massenflusscontroller FC-260 sind mit elektrothermischen Ventilen ausgestattet, die bei Erwärmung schließen. Sie weisen daher an sich Reaktionszeiten zum Öffnen im Be-

⁴Diese Anordnung ist erforderlich, da die Messzelle nur für Drücke oberhalb 0,5bar absolut zuverlässig arbeitet. Weiterhin beeinflussen und stören Druckschwankungen erheblich die Messung.

⁵Bei chemischer Eignung der Dichtungsmaterialien für das jeweilige Gas. Edel- und Inertgase sind bedenkenlich.

reich 15-30 Sekunden auf. Weiterhin schließen die Ventile nicht vollständig, sondern weisen einen Restgasfluss auf. Dieser Restgasfluss liegt aber unterhalb 0,1sccm und ist in hohem Maße vom verwendeten Vordruck abhängig. Weiterhin kann durch Begrenzung des Ventilheizstroms der Anpressdruck auf die Dichtfläche des Ventilsitzes zu gering sein, um vollständig dicht zu schließen. Dies ist aber aufgrund der Regeleigenschaften der Massenflusscontroller erforderlich, um eine befriedigende Regelgeschwindigkeit und Regelstabilität zu erreichen.

Der digitale Massenflusscontroller ist mit einem elektromagnetisch öffnenden Ventil ausgestattet. Auch hier gibt es einen Restgasfluss bei geschlossenem Ventil. Dieser wächst ebenfalls mit dem Vordruck. Daher wird der Vordruck möglichst niedrig gewählt.

Bei allen Massenflusscontrollern driftet der Nullpunkt der Flussmessung mit dem Vordruck und der Umgebungstemperatur. Daher ist es sinnvoll diese kontinuierlich mit Spannung zu versorgen und vor Messungen den Nullpunkt neu zu kalibrieren. Dazu werden die Ventile V1 bis V3 geschlossen und zunächst der maximale Massenfluss als Sollwert vorgegeben. Dadurch gleicht sich der Druck vor und nach dem Massenflusscontroller an, der Fluss versiegt schließlich. Der bei diesen Bedingungen vom MFC abgegebene Messwert wird als Nullpunkt gesetzt. Der Proportionalitätsfaktor zwischen Messsignal und tatsächlichem Massenfluss unterliegt weniger stark den Umgebungsbedingungen. Er wird in der Regel im Werk kalibriert und dann nicht mehr verändert.

5.2.1.3. Aufbau zur Kalibration von Flowcontrollern

Zur Kalibration von Massenflusscontrollern im Bereich von 1sccm, das entspricht bei Xenon 0,1mg/s, ist erheblicher Aufwand erforderlich. Hier ist zu beachten, dass das Rohrsystem der Gasversorgung bei unachtsamem Zusammenbau Leckraten von bis zu 10% und mehr dieses Flusses aufweisen kann. Zur Kalibration ist eine maximale Leckrate von 1% zu unterschreiten, also 0,01sccm oder $1 \cdot 10^{-3} \text{ mg/s}$. Weiterhin benötigt man entweder eine entsprechend genaue Referenzmesszelle oder man muss die Flussmessung auf andere Messgrößen zurückführen. Hier bieten sich drei Verfahren an. Erstens kann die Druckerhöhung über die Zeit eines bekannten Volumens bestimmt werden. Aus der Steigung kann man dann über die Gasgleichung den Massenfluss berechnen. Zweitens kann das Gas in einem umgedrehten, mit Wasser gefüllten Messzylinder aufgefangen werden. Drittens kann man das Gewicht des Gases in einem festen Volumen messen. Hier wurde die dritte Methode realisiert (siehe Abbildung 5.5). Ein bekanntes Probevolumen mit dem Inhalt 1l, das evakuiert werden kann ohne signifikant deformiert zu werden, ist auf einer Waage montiert. Über eine dünne hochflexible Leitung kann das Volumen gefüllt oder geleert werden. Der ganze Aufbau wird zur Vermeidung von Luftbewegungen eingehaust. Es ist wichtig, dass das Volumen des Probekörpers einige Größenordnungen⁶ größer ist, als das des übrigen Rohrnetzes, da der Druck im System ansteigt und ansonsten zu viel Gas außerhalb des Probevolumens verbleibt. Bei zu großem Rohrnetzinhalt ist das Volumen entsprechend zu korrigieren.

⁶Möglichst 2 oder mehr Größenordnungen. Bei 1l Probenvolumen sind das 10ml Rohrnetzinhalt. Bei $1/8$ " Swagelock Rohr entspricht dies einer Rohrlänge von 1m.

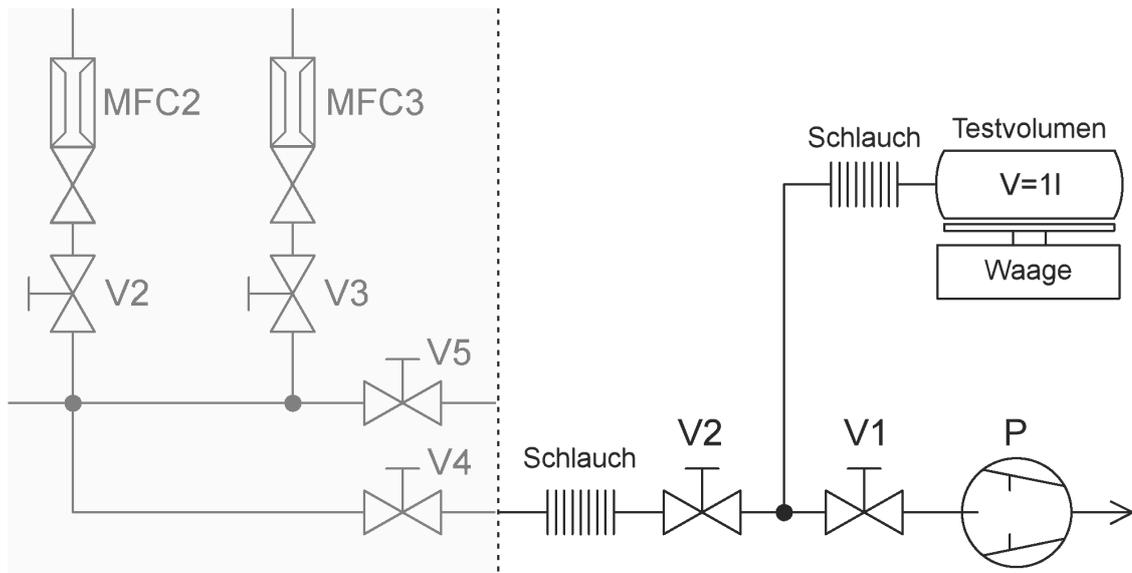


Abbildung 5.5.: Aufbau zur Kalibration von Massenflusscontrollern.

Zur Bestimmung des Gasflusses durch einen Flowcontroller wird dieser Aufbau statt der zu betreibenden Quelle an das Gasversorgungssystem angeschlossen. Die Ventile V1 und V2 werden geöffnet bis das Testvolumen evakuiert ist. Das Ventil V1 wird dann geschlossen. Nach einer kurzen Wartezeit zur Stabilisierung der Druckverhältnisse wird der Wägewert der Waage computergestützt über die Zeit erfasst. Aus der Steigung der aufgenommenen Kurve gewinnt man dann direkt den Massenfluss z.B. in mg/s. Der kritische Punkt dieser Methode ist der notwendige Dynamikbereich der Waage, der mit einer Auflösung von 1mg bei 200g Messbereich mit 200.000 sehr hoch ist. Jegliche Änderung der Umgebungsbedingungen wie Luftdruck und Temperatur führt zu Messfehlern und ist zu vermeiden.

Mit diesem Aufbau konnte die Leckrate des Gasversorgungssystems bestimmt und so weit gesenkt werden, bis die Leckrate nicht mehr messbar war (kleiner 0,01sccm oder $1 \cdot 10^{-3} \text{ mg/s}$). Aus diesem Fehler ergibt sich ein absoluter Fehler von maximal 0,01sccm bei der Bestimmung der Flussrate. Weiterhin wurde zu den beiden mit Xenon betriebenen Massenflusscontrollern eine Verifikation der Werkskalibrierung durchgeführt. Die Kalibrierkurven sind im Anhang A.3.1 gezeigt. Der digitale Massenflusscontroller erreicht die vom Hersteller spezifizierte absolute Genauigkeit von 1% des maximalen Massenflusses. Der Tylan Massenflusscontroller ist für kleine Flüsse ebenfalls innerhalb dieser 1% Grenze, jedoch steigt der tatsächliche Fluss oberhalb 2 sccm deutlich überlinear an. Die Flusswerte sind daher bei hohen Flüssen entsprechend zu korrigieren.

5.2.2. Vakuumdurchführung

Abbildung 5.6 zeigt den Versorgungsflansch von außen, der auch als mechanischer Träger der Elektronenquelle dient. Alle für den Betrieb der Quelle notwendigen Zuleitungen werden hier durchgeführt (siehe auch das vereinfachte Aufbauschema Abb. 5.8).

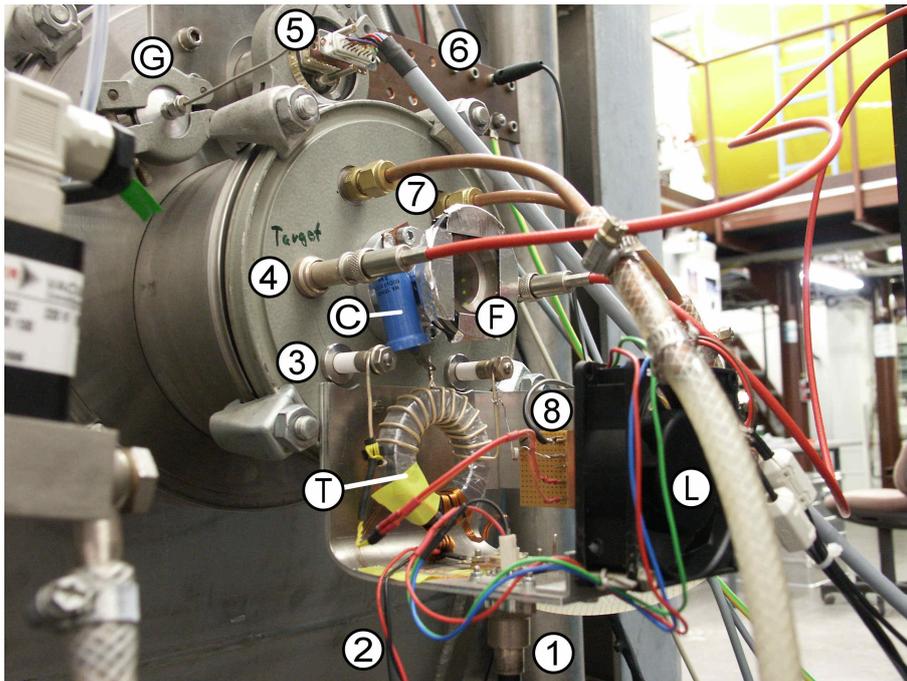


Abbildung 5.6.: Versorgungsflansch mit Vakuumdurchführungen.

1: RF-Zuleitung, 2: Koppeltrafo, T: RF-Transformator, 3: RF-HV-Durchführung, C: Biaskondensator, 4: Extraktionsspannung, G: Gaszuleitung, 5: Temperatursensoren, 6: Masseschiene, 7: Kühlwasser, F: Fenster, 8: RF-Amplitudensensor, L: Lüfter

Der Transformator T zur Impedanzwandlung und Erzeugung der notwendigen hohen RF-Amplituden ist direkt mit den Hochspannungs-RF-Durchführungen 3 verbunden. Die Messelektronik 8 zur Bestimmung der Strom und Spannungsamplitude greift über einen Kondensator (0,5pF) und einen Stromtransformator die jeweiligen Größen ab und erzeugt durch Gleichrichtung eine amplitudenproportionale Ausgangsspannung. Über einen Koppeltrafo 2 kann potentialfrei ein Stromsignal auf der Primärseite des RF-Transformators abgenommen werden. Der Kondensator C dient zur Erdung im RF-Bereich der Mittelpunktsanzapfung des Transformators. Das mittlere Elektrodenpotential kann hier gemessen oder beeinflusst werden. Der Lüfter L dient zur Kühlung des RF-Transformators bei Betrieb mit ungenügender Impedanzanpassung. Die von der Gasversorgung kommende $1/16$ '' Swagelock-Leitung wird bei G ins Vakuum durchgeführt, die Leitungen der Temperatursensoren bei 5. Über zwei SHV-Durchführungen 4 wird die Spannungsversorgung des Extraktionstargets sowie der Keeperblende realisiert. Über das Fenster F kann die Rückseite des Neutralisators beobachtet werden. Wird in der Rückwand des Neutralisators ein weiteres Fenster montiert, so kann das Plasma im Innern der Quelle auch mit nichttransparenten Blenden beobachtet und spektroskopiert werden. Statt des Fensters F wurde weiterhin ein Manipulator zur Aufnahme einer kompensierten Langmuirsonde montiert. Die Sonde konnte so durch die Rückwand in die Quelle gefahren werden (siehe auch Abschnitt 5.3.2). Der bereits erwähnte Drucksensor zur Messung des Drucks im Entladungsvolumen ist auch auf diesem Flansch unterhalb der Masseschiene 6 montiert, aber im Bild nicht zu sehen. Aufgrund des Messprinzips ergibt sich eine gasartabhängige

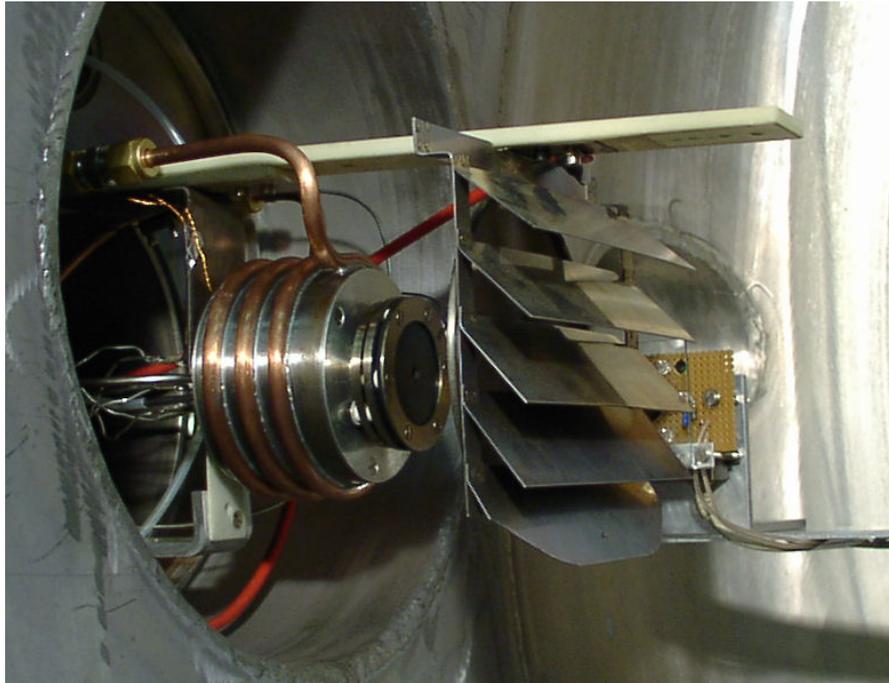


Abbildung 5.7.: Aufbau auf der Vakuumseite des Versorgungsflansches. Elektronenquelle mit Extraktionstarget. Im Hintergrund Kamera mit LED-Beleuchtung.

Abweichung der Druckmessung; die entsprechenden Kalibrierfaktoren sind im Anhang A.2.2 angegeben. Die bei Dauerbetrieb notwendige Kühlung des Magnetsystems wurde durch Wasserkühlung 7 realisiert. Bei Wasserkühlung des Magnetsystems ergibt sich die Notwendigkeit, das Neutralisatorgehäuse auf Massepotential zu legen. Weitere zeitweilig notwendige Versorgungsleitungen wurden durch Ersetzen des Fensters F durch eine Durchführung realisiert.

5.2.3. Versuchsanordnung und Extraktionstarget

Auf der Innenseite des Flansches (Abb. 5.7) ist die Elektronenquelle sowie das Target (rechts im Bild) auf einem GFRK-Stab (glasfaserverstärkter Kunststoff) befestigt. In regelmäßigen Abständen gebohrte Löcher erlauben rasche (Abstands-)Änderungen des Aufbaus. Das Target besteht aus einem Edelstahlgitter (1mm Maschenweite) sowie in Chevronanordnung platzierten Edelstahlplatten. Dadurch ist das elektrische Feld vor dem Target homogen, es werden alle Elektronen aus der Quelle absorbiert, die das Gitter passieren (wichtig zur Unterdrückung parasitärer Entladungen im Raum hinter dem Target) und der Gasrückfluss vom Target zur Quelle ist niedrig.

Die Versuchsanordnung ist in Abbildung 5.8 vereinfacht gezeigt. Alle Spannungen und Ströme der Elektroden und Blenden werden unabhängig von den verwendeten Netzteilen erfasst, die Aufbauten zur Spannungs- und Strommessung sind im Schema jedoch nicht gezeigt (siehe auch Abschnitt 5.2.6 - Datenaufnahme). Die Elektronenquelle wird über das Gasversorgungssystem mit Gas z.B. Xenon versorgt. Mit einem RF-

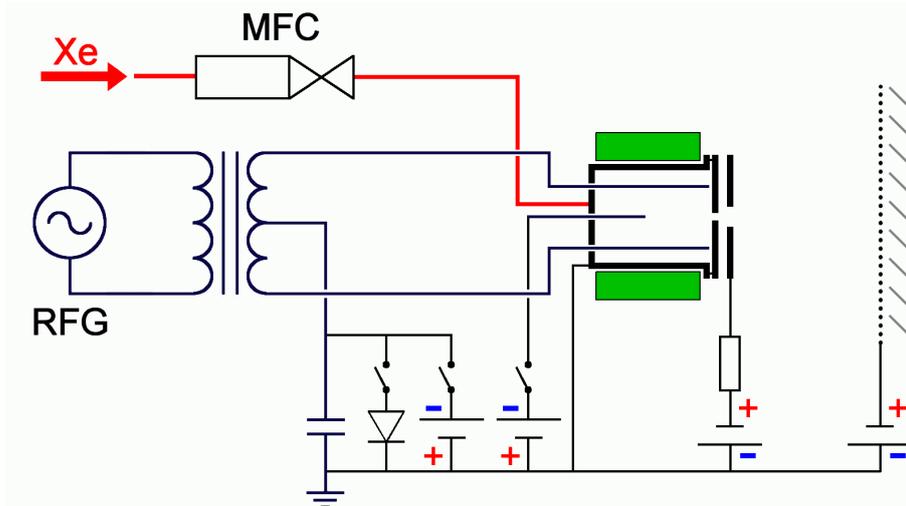


Abbildung 5.8.: Vereinfachtes Aufbauschema.

Transformator wird die benötigte symmetrische RF-Hochspannung erzeugt. Am Biaspunkt (Mittelpunktsanzapfung) kann die mittlere Spannung der RF-Elektroden gemessen oder mit einem Netzteil verändert werden. Ein Hochspannungsnetzteil versorgt das Extraktionstarget (rechts). Nicht gezeigt ist ein Filter, das zwischen Target und Netzteil geschaltet ist. Die äußere der beiden Extraktionsblenden (die Keeperblende) wird über einen hochohmigen Widerstand ($10M\Omega$) auf ca. 300V gelegt, um die Plasmabrücke zu zünden. Im Betrieb bricht die Spannung zusammen. Das Netzteil kann dann ausgeschaltet werden.

5.2.4. Hochspannungsversorgung

Zur Versorgung der Keeperblende wird ein Hochspannungsnetzteil der Firma FUG (2mA, 3kV positiv) verwendet. Die Versorgung des Targets wird mit einem Rhode-und-Schwarz Netzteil (400mA, 1500V positiv) realisiert. Zur Verbesserung des Regelverhaltens des Netzteils sowie zur Unterdrückung von HF-Einstreuungen ist in die Zuleitung zum Target ein Filter geschaltet (siehe Abb. 5.9). Dieses stellt einen Tiefpass dar, welcher Stromoszillationen oberhalb $1MHz$ absorbiert und oberhalb $10kHz$ die Rückwirkung auf das

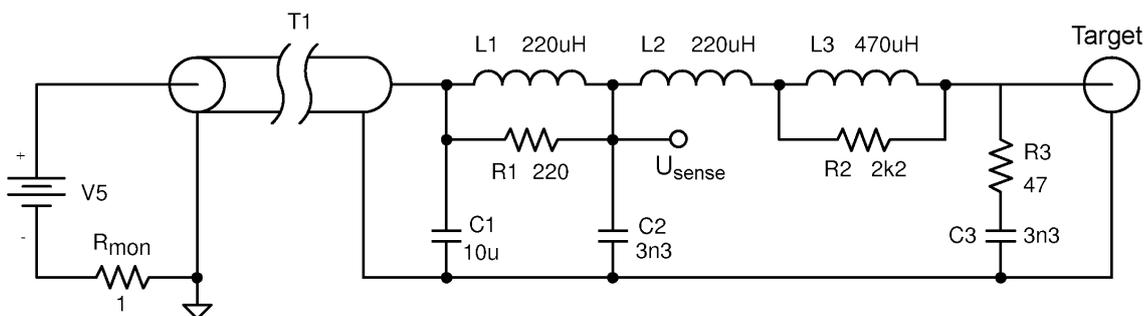


Abbildung 5.9.: Filter zwischen Netzteil und Extraktionstarget.

Netzteil unterdrückt. Durch die Terminierung der Targetzuleitung mit C3 und R3 kann mit einem Tastkopf der Hochfrequenzanteil des Targetstroms mit einer Spannungsmessung bestimmt werden. An der Stelle U_{Sense} wird die geglättete Targetspannung gemessen. Als drittes wird ein FUG Netzteil (100mA, 2kV negativ) bei Bedarf an den Biaspunkt (Mittelpunktsanzapfung) des Transformators gelegt. Dadurch kann bei nicht isolierten RF-Elektroden zusätzlich der auf diese Elektroden auftreffende Elektronenstrom retardiert werden. Für weitere Versuche wurden 3 Rhode-und-Schwarz Netzteile (5A, 100V) verwendet, um z.B. eine zusätzliche Zentralelektrode zu versorgen.

5.2.5. RF-Versorgung

5.2.5.1. Trafosystem, Impedanzanpassung

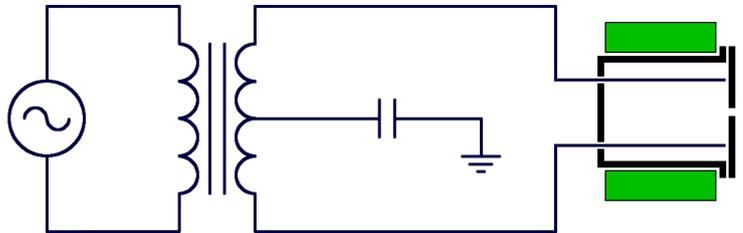


Abbildung 5.10.: Einsatz eines Transformators zur Impedanzanpassung

Der symmetrische Aufbau der Quelle bedingt die Notwendigkeit einer symmetrischen RF-Hochspannung. Es werden also zwei RF-Hochspannungssignale benötigt, die zueinander amplitudeninvers sind. Weiterhin muss das Signal eines Frequenzgenerators an die Quellenimpedanz angepasst werden, um einen möglichst vollständigen Leistungsübertrag zu gewährleisten. Klassischerweise würde man mit einer Matchbox diese Impedanztransformation realisieren. Die Quellenimpedanz liegt jedoch (teilweise deutlich) über $20k\Omega$, so dass eine erhebliche Impedanzanpassung erforderlich wird, welche zu hohen Verlusten in solchen Matchboxen führt. Daher wurde hierfür ein Ringkerntransformator verwendet, wie in Abbildung 5.10 gezeigt. Das Windungszahlverhältnis beträgt 2:12 (oder 2:6 von der Mittelpunktsanzapfung gesehen). Die Reduktion der Quellenimpedanz um einen Faktor 6 genügt aber bei weitem nicht. Daher wird zusätzlich die Resonanz des Transformators in Kombination mit der Quellenkapazität und den Streukapazitäten genutzt, um bei der Resonanzfrequenz eine Spannungsüberhöhung zu erzielen. Zum einen wird so eine große Spannungsamplitude erzeugt, die zur Zündung des Plasmas führt. Nach dem Zünden wird der Schwingkreis vom leitfähigen Plasma bedämpft, welches dadurch Leistung gewinnt. Die Spannungsamplitude geht hierdurch aber zurück. Ist das Plasma jedoch nicht gezündet, so wird ein Großteil der RF-Leistung in den Frequenzgenerator reflektiert, der andere Teil heizt den Transformator auf. Dieser Betriebszustand ist im Dauerbetrieb zu vermeiden. Eine Erhöhung der sekundärseitigen Windungszahl des Transformators verringert die Resonanzfrequenz, da Impedanz und Streukapazitäten größer werden und führt dadurch insgesamt nicht zu höheren Spannungsamplituden. Eine Reduktion der Quellenimpedanz ist der bessere Weg.

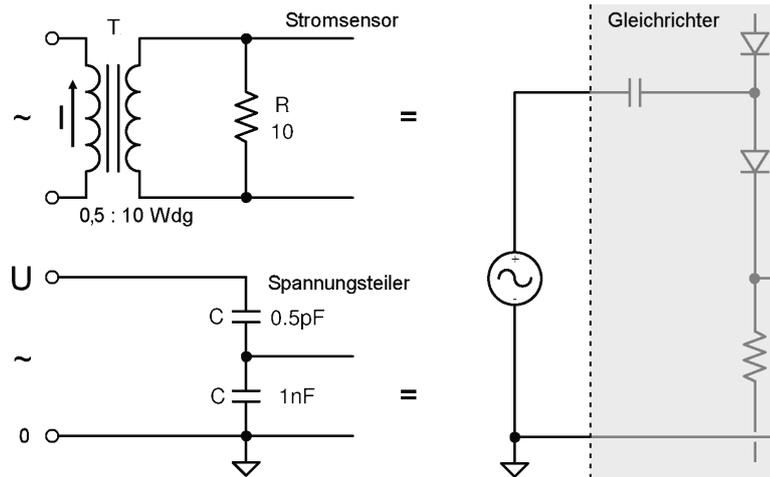


Abbildung 5.11.: Strom- und Spannungssensor für RF-Gleichrichter

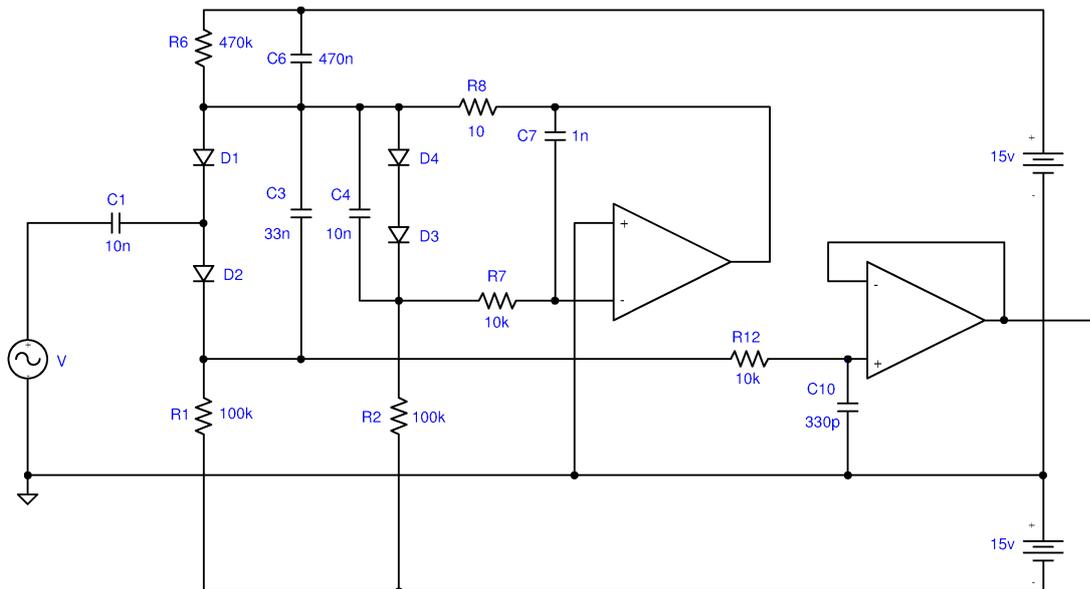


Abbildung 5.12.: Schaltplan: 1-Kanal RF-Gleichrichter

5.2.5.2. RF-Gleichrichter zur Amplitudenmessung

Amplitude von Strom und Spannung auf der Sekundärseite des Transformators werden mit einer Gleichrichterschaltung erfasst. Dazu wird zur Strommessung ein Transformator als Stromsensor und zur Spannungsmessung ein kapazitiver Spannungsteiler verwendet, wie in Abb. 5.11 gezeigt. Das nun entsprechend vorbereitete und impedanztransformierte Signal mit Spannungsamplituden kleiner 10V kann einer Gleichrichterschaltung (siehe Abb. 5.12) zugeführt werden. Diese kompensiert Temperatureffekte der Dioden und ermöglicht die Amplitudenbestimmung über einen weiten Frequenzbereich (Antwortfunktion siehe Anhang A.3.2). Das erzeugte Gleichspannungssignal wird der Datenaufnahme zugeführt.

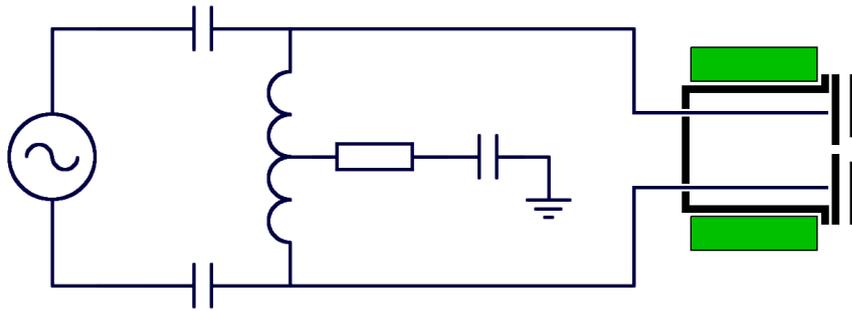


Abbildung 5.13.: Einsatz eines Serienschwingkreises zur Impedanzanpassung. Der Frequenzgenerator wird mit der Resonanzfrequenz des Schwingkreises betrieben.

5.2.5.3. PLL-Frequenzgenerator

Möchte man auf den eingesetzten Transformator verzichten, so bietet sich eine Schaltung wie in Abbildung 5.13 gezeigt an. Die beiden Kondensatoren, die mit dem Frequenzgenerator verbunden sind, bilden mit der Spule einen Serienschwingkreis. Durch Resonanzüberhöhung (Güte größer 30!) wird die zum Betrieb notwendige HV-RF-Spannung erzeugt. Beide Kondensatoren müssen möglichst gleiche Kapazitätswerte aufweisen und im RF-Bereich hochspannungsfest sein. Die hohe Quellenimpedanz zwingt zur Wahl großer Induktivitäten in Kombination mit möglichst kleinen Kapazitäten, um hohe Spannungsamplituden zu erzielen. Die Kapazität der Quelle an sich stellt aber eine untere Schranke für die Schwingkreiskapazitäten dar. Deren Kapazität sollte größer als die Quellenkapazität sein. Weiterhin müssen die Streukapazitäten beider Zuleitungen zur Quelle möglichst gleich sein, was z.B. durch symmetrische Kabelführung gelingt.

Da der Serienschwingkreis eine relativ scharfe Resonanz aufweist, ist ein Frequenzgenerator mit automatischer phasenlagenbasierter Frequenzanpassung sehr vorteilhaft. Ein solcher Frequenzgenerator auf PLL-Basis⁷ wurde im Rahmen dieser Arbeit für den Frequenzbereich $1\text{MHz} - 19\text{MHz}$ entwickelt und implementiert und an kapazitiven Plasmen erprobt. Die Voruntersuchungen zur Langmuirdiagnostik in RF-Plasmen wurden in diesen Plasmen durchgeführt. Ein weiterer vakuumgeeigneter Prototyp wurde für den Betrieb eines RIT-4 Triebwerks angepasst und verwendet. Die verfügbare RF-Leistung ist jedoch zu niedrig (max. 30W) und wurde für die hier beschriebene Quelle daher nicht verwendet.

5.2.6. Datenaufnahme

Abbildung 5.14 zeigt das Geräteschema der Neutralisatorversorgung sowie die Verbindungen der Geräte untereinander. Die Datenaufnahme besteht im Kern aus einem Industrie-PC sowie einer in Delphi geschriebenen Datenaufnahmesoftware. Mit einer 12-

⁷Phase-Locked-Loop, durch Vergleich der Phasenlagen von Strom und Spannung kann die Anregungsfrequenz der Resonanzfrequenz angepasst werden.

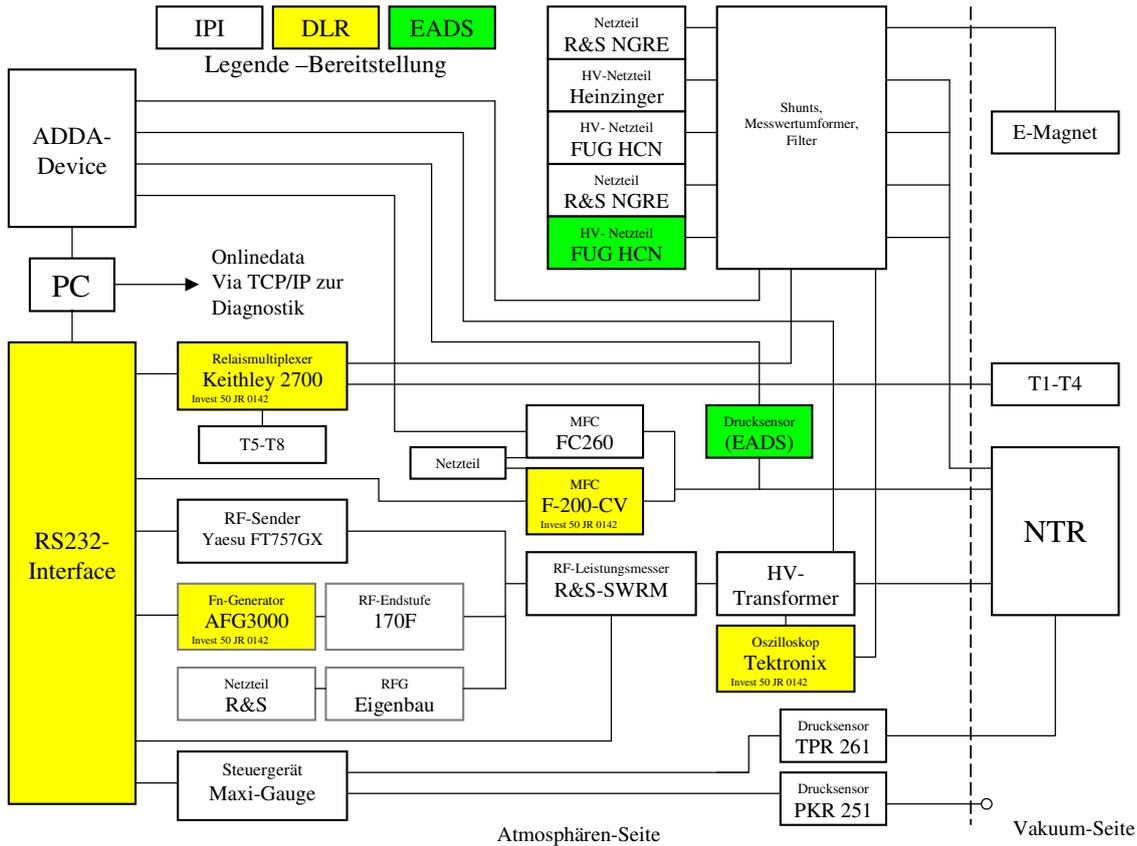


Abbildung 5.14.: Geräteschema der Neutralisatorversorgung

Bit ADDA-Wandlerkarte und entsprechenden Mess- und Impedanzwandlern werden alle Spannungen und Ströme (Target, Keeper, Zentralstift, RF-Bias, Magnetstrom, RF-Amplitude) erfasst. Weiterhin wird der analoge Massenflusscontroller (Sollwert, Istwert) angesteuert sowie zeitweise ein Drucksensor in der Gasversorgung. Ein weiterer Massenflusscontroller (Bronkhorst) wird über eine RS232 Schnittstelle angesteuert. Redundant werden die Ströme von Target, Keeper, Zentralstift und RF-Bias über präzise Messwiderstände (1%) mit einem Mehrstellenmessgerät (Keithley 2700) erfasst. Dieses Messgerät erfasst mit Pt100-Sensoren im 4-Leiterbetrieb⁸ unter anderem die Quelltemperatur, Magnettemperatur, Ringkerntemperatur. Zur Bestimmung der RF-Leistung ist zwischen RF-Sender und Transformator ein Leistungsmesser integriert, der die Messwerte über eine serielle Schnittstelle (RS232) liefert. Die Frequenz des RF-Senders wird ebenfalls über eine serielle Schnittstelle erfasst und programmiert. Die Leistung des Senders kann mit einem analogen Signal aus der ADDA-Wandlerkarte justiert werden, muss aber wegen temperaturabhängigen Leistungsschwankungen des RF-Senders ständig nachgeregelt werden, was die Datenaufnahmesoftware realisiert. Der Druck in Quelle und Vakuumtank wird ebenfalls seriell vom Steuergerät der Vakuummesszellen ausgelesen oder über TCP-IP von der Pumpstandsteuerungssoftware Big Mac angefordert. Im Bild nicht gezeigt ist ein Positioniergerät für einen Linearantrieb im Pumpstand P2000, welches über eine

⁸Der Vier-Leiterbetrieb ist notwendig, um die Einflüsse von Einstrahlungen der Hochfrequenz auf die Messung zu minimieren.

RS232-Schnittstelle programmiert und ausgelesen wird.

Die Datenaufnahmesoftware stellt PID-Regler für RF-Leistung, Quelledruck und 2 Massenflüsse zur Verfügung. Über eine Skriptfunktionalität können Messzyklen programmiert und automatische und halbautomatische Parametrisierungen durchgeführt werden. Alle Messgrößen werden in einer Log-Datei abgelegt. Eine weitere Datei wird mit einzelnen Datenpunkten - initiiert durch Knopfdruck oder einen Skriptbefehl - gefüllt. Weiterhin werden die Quellenparameter über eine TCP-IP-Schnittstelle zur Fernüberwachung und Übernahme in andere Diagnoseprogramme zur Verfügung gestellt.

Im Bild sind ebenfalls zwei alternative RF-Versorgungen gezeigt. Zum einen eine Versorgung mit Funktionsgenerator und einer RF-Endstufe (flexibel in Leistung und Frequenzbereich), zum anderen mit dem zuvor erwähnten PLL-geregelten Frequenzgenerator (kompakt, leistungsbeschränkt). Diese Alternativen waren notwendig, da der RF-Sender im Betrieb beschädigt wurde und mit einem endgültigen Ausfall zu rechnen war.

5.3. Arbeiten zur Langmuirdiagnostik

Zur Ermittlung der Plasmaparameter wurden Einzel- und Doppelsondenmessungen durchgeführt. Hierzu wurde neben jeweils einer Verstärkerelektronik für Einzel- und Doppelsondenbetrieb eine geeignete Datenaufnahme sowie eine elektromechanische Positioniereinrichtung inklusive elektronischer Positionssteuerung aufgebaut. Die Langmuir-Datenaufnahmesoftware bettet die Quellenparameter aus der Quellen-Datenaufnahme automatisch in die Datenfiles mit ein. Nachdem die Langmuirmessungen anfangs zu wenig vertrauenswürdig erschienen, wurde in Kooperation mit dem INP-Greifswald eine Messkampagne mit RF-kompensierten Einzelsonden durchgeführt.

5.3.1. Langmuirsondentreiber 1 und 2

Für Einzelssondenmessungen wurde ein Sondentreiber (siehe Abb. 5.15) aufgebaut, der programmiert über eine analoge Eingangsspannung einen bestimmten Spannungswert anfährt. Als Ausgangssignale werden Strom und Spannung analog zurückgeliefert. Hierbei wurde eine galvanische Trennung des Sondenkreises mit Optokopplern mit Ausnahme der Spannungsmessung realisiert. Durch Verwendung von Hochspannungstransistoren steht ein großer Ausgangsspannungsbereich von $-700V$ bis $+700V$ zur Verfügung. Der maximale Sondenstrom liegt um $5mA$. Die Antwortzeit der Treiberstufe auf eine programmierte Spannungsänderung liegt im Bereich einiger Millisekunden, wodurch die Aufnahme einer Langmuirkurve schnellstens mit einigen Herz erfolgen kann. Weiterhin liegt die Dynamik der Strommessung bei knapp drei Größenordnungen ohne Wahlmöglichkeit des Messbereichs.

Für Doppelsondenmessungen wurde ein weiterer Langmuirsondentreiber aufgebaut, der ähnlich zum ersten Aufbau eine analog programmierbare Ausgangsspannung anfährt (siehe Abb. 5.16). Die Treiberstufe hat hierbei einen Ausgangsspannungsbereich von $\pm 100V$

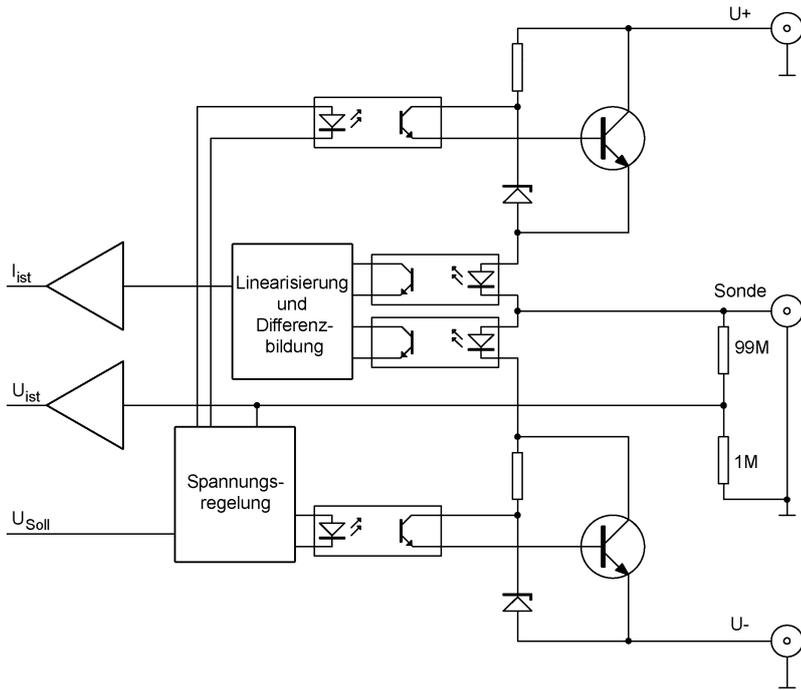


Abbildung 5.15.: Vereinfachtes Schaltbild Langmuirsondentreiber 1

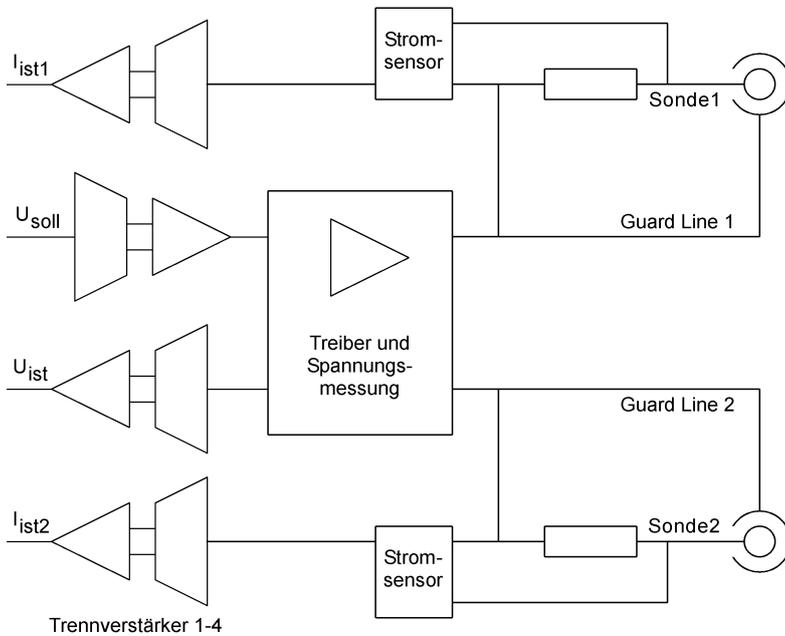


Abbildung 5.16.: Vereinfachtes Schaltbild Langmuirsondentreiber 2

bei max. 5mA Sondenstrom. Zur Erkennung von Störeffekten erfolgt die Strommessung in beiden Sondenzuleitungen. Idealerweise sind die gemessenen Ströme identisch. Durch Trennverstärker werden die Stellgröße (Spannung) und die Messgrößen (Spannung, Strom Sonde 1, Strom Sonde 2) galvanisch entkoppelt. Dadurch können Sondenmessungen mit Floatingpotentials im Bereich von $-1500\text{V}..1500\text{V}$ durchgeführt werden. Zur Kompensation der Kabelkapazitäten wird die Sondenzuleitung triaxial ausgeführt. Um die Sondenzuleitung liegt ein innerer Schirm, der auf das Potential der jeweiligen Sondenzuleitung unter Umgehung der Strommessung gelegt wird. Ein äußerer Schirm wird auf Gehäusemasse gelegt. Für den Betrieb als Einzelsondentreiber kann weiterhin einer der beiden Sondenäste mit Erde verbunden werden. Der Strommessbereich des anderen Astes ist in Stufen wählbar. Die dynamischen Eigenschaften des Langmuirsondentreiber 2 sind gegenüber dem ersten Langmuirsondentreiber wesentlich verbessert. Durch Verwenden von schnellen Trennverstärkern mit 100kHz Grenzfrequenz zusammen mit einer optimierten Ausgangsstufe gelingt das Anfahren eines Messpunktes innerhalb von ca. $25\mu\text{s}$. Die Linearität der Strommessung⁹ sowie der Messbereich sind weiterhin verbessert. Die Stromversorgung der Treiberstufe und der Stromsensoren erfolgt mit kapazitätsarmen DCDC-Konvertern, da herkömmliche Transformatoren aufgrund hoher Streukapazitäten zu Netzbrummen und ähnlichen Störungen führen würden. Die gesamte Streukapazität gegen Masse oder Netz liegt im Bereich von wenigen 100pF . In diesem Zusammenhang sei erwähnt, dass eine Wiederholfrequenz von 50Hz zur Aufnahme von Langmuirkurven nicht empfehlenswert ist, da solche Störungen dann nicht mehr erkannt werden können. Zu bemerken ist weiterhin, dass die Langmuirtreiber nicht in der Lage sind, die zum Glühen des Sondendrahtes (Reinigung der Oberfläche vor der Messung) nötigen hohen Ströme zu liefern. Hierzu wurde das Netzteil des Extraktionstarget verwendet (max. 1500V , 400mA). Ohne Reinigung des Sondendrahtes werden meist keine verwertbaren Langmuirkurven gemessen, diese ist daher unbedingt erforderlich.

5.3.2. RF-Kompensation

Bei Sondenmessungen in HF-Entladungen führt die Schwankung des Plasmapotentials zum Fließen eines HF-Stromes im Sondenkreis, der an der nichtlinearen Sondenkennlinie gleichgerichtet wird und dadurch die Sondenkennlinie verfälscht. Beispielsweise wird das

⁹Die Linearisierung der Strommessung mit Optokopplern versagt bei sehr kleinen Strömen und limitiert daher die Dynamik und Messgenauigkeit.

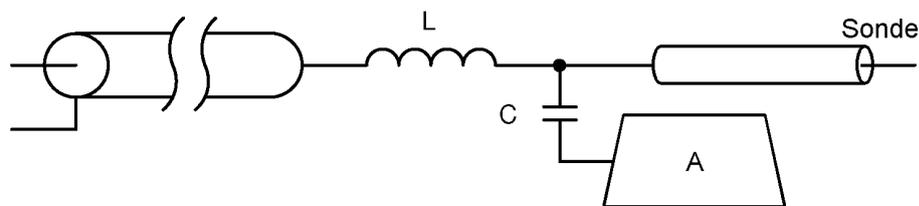


Abbildung 5.17.: HF-Kompensation mit Induktivität L und zusätzlichem HF-Bias über eine Kollektorfläche A .

Floatingpotential der Sonde (der Nulldurchgang der Kennlinie) zu negativeren Sondenvorspannungen hin verschoben und die Elektronentemperatur wird als zu groß ermittelt. Durch eine sogenannte HF-Kompensation wird versucht, die Sondenspitze dem veränderlichen Plasmapotential folgen zu lassen. Solche Kompensationsmaßnahmen wurden im vorliegenden Falle bei den Sonden 1 bis 3 angewendet, die durch die geerdete, metallische Deckfläche des Entladungsgefäßes in den Entladungsraum geführt wurden, da hier der HF-Strom in der Durchführung von der Sondenzuleitung zur Masse fließt (siehe Kapitel 4 und Abb. 5.10). Wie in Abbildung 5.17 gezeigt wird eine schmalbandige passive Kompensation mittels HF-Drosseln (Erhöhung der Impedanz zwischen Sonde und Masse) und floatende Kompensationselektroden (Verringerung der Impedanz zwischen Sonde und Plasma) verwendet, die im Entladungsraum in der Nähe der Sondenspitze platziert ist. Als Fausformel gilt: Eine Kompensationsmaßnahme ist um so wirkungsvoller, je weiter sie das Flotingpotential zu positiven Sondenspannungen hin verschiebt.

5.3.3. Datenaufnahme Langmuirdiagnostik

Beide Langmuirsondentreiber verwenden für die Programmierung der Ausgangsspannung wahlweise einen Funktionsgenerator oder den DA-Wandlungsausgang eines ADDA-Wandler-Moduls. Die Digitalisierung der Messgrößen wird ebenfalls mit diesem Modul durchgeführt (siehe Abb. 5.18). Vier Kanäle können simultan mit einer Abtastrate von 100kHz bei einer Auflösung von 12-Bit erfasst werden. Über einen FIFO-Speicher werden die Daten gepuffert und über eine USB-Schnittstelle an einen PC übertragen. Zeitgleich kann über einen DA-Wandler eine tabellierte Kurve ausgegeben werden. Leider sind beide Vorgänge nicht aufeinander synchronisiert. Bessere Resultate sind mit einem externen Funktionsgenerator möglich, der mit dem Triggersignal der AD-Wandlung synchronisiert.

Zur Positionierung von Sonden und Target wurde im Pumpstand P2000 ein Linearantrieb montiert. Dieser wird über einen DC-Motor mit optischen Inkrementalgeber positioniert. Die Ansterelektronik hierzu wurde basierend auf einem Mikroprozessorderivat der 8051-Familie aufgebaut und ist über eine RS232-Schnittstelle mit dem Datenaufnahme-PC verbunden.

Zur Datenaufnahme wurde unter Delphi ein Programm geschrieben, welches für alle aufgebauten Langmuirtreiber benutzt wurde. Alle Kanäle werden in Steigung und Offset korrigiert und als U_t -Diagramm sowie als U_i -Diagramm angezeigt. Weiterhin kann der Effekt

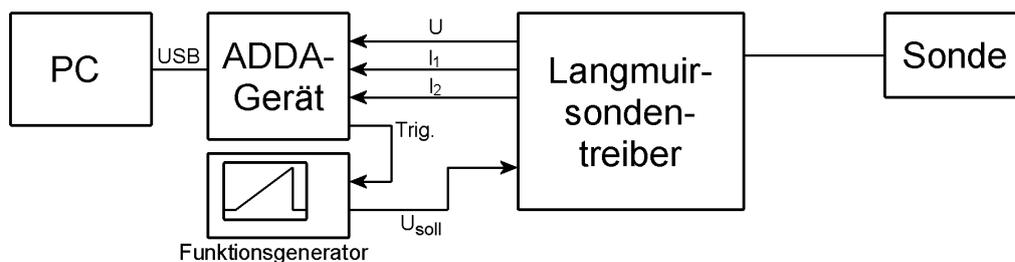


Abbildung 5.18.: Blockbild der Datenaufnahme

einer Leitungskapazität auf die Strommessung kompensiert werden. Bei Doppelsondenmessungen werden automatisch die Elektronentemperatur und Elektronendichte durch Approximieren der Datenpunkte mit der theoretischen Doppelsondenkennlinie (siehe Gl. 3.11) ermittelt und über eine TCP-IP-Schnittstelle extern zugänglich gemacht. Über die TCP-IP-Schnittstelle der Quellendatenaufnahme werden die aktuellen Quellenparameter ermittelt und mit ins Datenfile eingebunden. Weiterhin wird die Position des Linearantriebs erfasst und ebenfalls in das Datenfile eingebettet.

5.3.4. Positioniereinrichtung

Abbildung 5.19 zeigt den vertikalen Linearantrieb zum Verfahren der Langmuirsonden, bestückt mit Sonde 4 (siehe nächsten Abschnitt). Dieser Antrieb ist auf einem weiteren Antrieb, der sich in Longitudinalrichtung verfahren lässt (Z-Richtung) montiert. Der Antrieb in Z-Richtung wird von einem Mikroprozessor gesteuert und ermöglicht eine Positionierung mit Genauigkeiten besser $100\mu\text{m}$. Die Langmuirsonde kann dadurch in die Quelle durch die Extraktionsblende eingefahren werden. Der Antrieb in Y-Richtung dient zur manuellen Ausrichtung vor der Messung. Eine Ausrichtung ist jedoch erst möglich, nachdem das Vakuumssystem evakuiert wurde, da die Gummidichtungen des Montageflansches nachgeben, und muss daher ferngesteuert möglich sein. Für Versuchszwecke wurde ein weiterer Antrieb zum Rotieren von Doppelsonden entlang ihrer Längsachse montiert. Dies ist sinnvoll, um Einflüsse der Magnetfelder auf die Messungen zu untersuchen. Auf der Quellenachse konnten hiermit keine signifikanten Veränderungen festgestellt werden; das Magnetfeld ist hier deutlich schwächer als in den Randbereichen des Entladungszylinders.

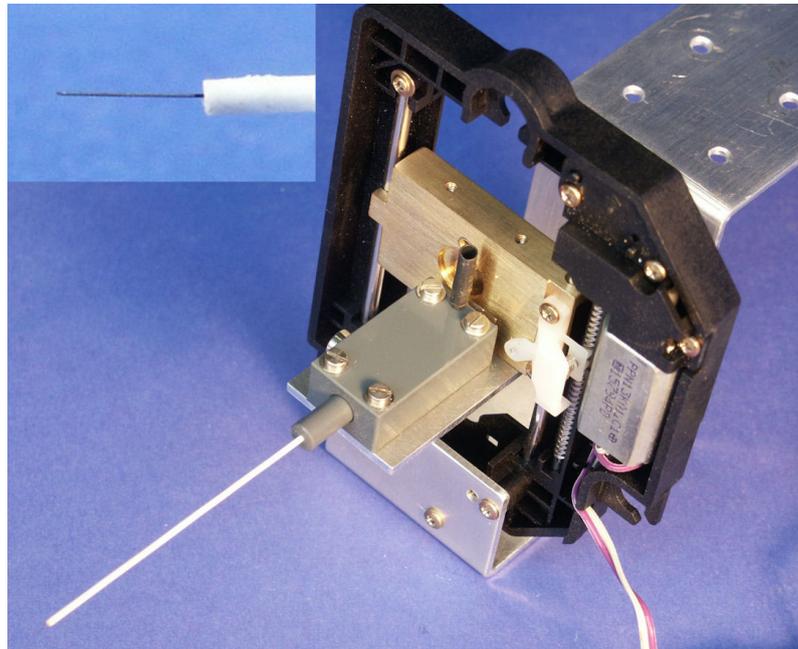


Abbildung 5.19.: Vertikaler Verfahrensantrieb (Y-Richtung) für Langmuirsonden, im Bild mit Sonde 4

5.3.5. Aufbau von Sonden

Die Sonden sind aus Wolfram gefertigt und haben eine Länge von 4mm mit einem Durchmesser von $0,1\text{mm}$. Bei der Messkampagne wurden vier Sonden verwendet, von denen Sonde 2 und 4 am häufigsten zum Einsatz kamen:

Sonde 1 (kompensiert) Induktivität $1200\mu\text{H}$ (maximale Impedanz bei 16MHz , bei $13,56\text{MHz} > 100\text{k}\Omega$, $C_{\text{streu}} = 0,08\text{pF}$), metallische Hülse um Sondenzuleitung nahe der Sondenspitze ($1,5\text{pF}$ gegen Plasma) gegen Plasma isoliert, eingeführt durch die metallische, geerdete Zylinderdeckfläche (HF-Zuführungsseite, siehe Abb. 5.10 und 4.1).

Sonde 2 (kompensiert) 2 Induktivitäten in Reihe (etwa je $100\mu\text{H}$, maximale Impedanz bei $13,56\text{MHz}$), ohne Kompensationshülse, eingeführt durch die metallische, geerdete Zylinderdeckfläche (HF-Zuführungsseite, siehe Abb. 5.10 und 4.1).

Sonde 3 (kompensiert, nur Test, Ergebnisse ähnlich mit Sonde 2) 2 Induktivitäten in Reihe (etwa je $100\mu\text{H}$, maximale Impedanz bei $13,56\text{MHz}$), Kompensationshülse außen (nicht isoliert gegen Plasma, 1nF gegen Sondendraht), eingeführt durch die metallische, geerdete Zylinderdeckfläche (HF-Zuführungsseite, siehe Abb. 5.10 und 4.1). Abbildung 5.20a zeigt die kompensierte Sonde 3 mit Sondenschaft (Keramik, Außendurchmesser 7mm), freier Kompensationselektrode (Außendurchmesser 5mm), Sondendrahthalterung (Keramik) und Sondenspitze (Wolfram, Durchmesser $0,1\text{mm}$, Länge 4mm) (von links nach rechts). Abbildung 5.20b zeigt eine ähnliche Sonde ohne Schaft und Spitze (Länge des Einbaus 35mm). Rechts ist die HF-Drossel zu sehen. Abbildung 5.21 zeigt die ganze Sonde mit Sondenschaft und mechanischer Befestigung. Die Sonden 1 und 2 wurden ebenfalls in diesem Sondenschaft verwendet.

Sonde 4 (unkompensiert) Diese Sonde besteht im wesentlichen aus einem Keramikröhrchen mit 1mm Außendurchmesser und 8cm Länge. Es wird von einem zylindrischen Kunststoffträger gehalten, welcher als Stecker fungiert und so die elektrische Kontaktierung realisiert. Ein Wolframdraht ist innerhalb dieses Röhrchens geführt und dient als Sondendraht. Der Träger wird am Y-Z-Tisch montiert, so dass die Sonde in die Quelle eingefahren und auch in der Höhe justiert werden kann (siehe Abb. 5.19).

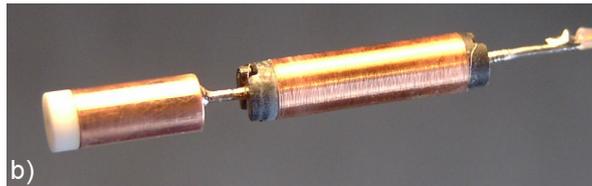
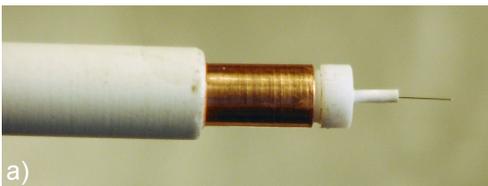


Abbildung 5.20.: a) Aufbau einer kompensierten Sonde

b): Kompensierte Sonde ohne Schaft und ohne Spitze



Abbildung 5.21.: Langmuirsonde 1-3 (hier in der Konfiguration 3) zum Einschrauben in Verfahrensdurchführung.

Die unkompenzierte Sonde 4 wurde durch eine nichtleitende Quarzplatte eingeführt. Daher ist die Kapazität gegen Masse klein. Zumindest bei einer Sondenposition konnten mit dieser Sonde Kennlinien gemessen werden, die relativ wenig verfälscht waren. Die aus diesen Kennlinien ermittelten Plasmaparameter stimmten gut mit den Parametern überein, die am selben Ort mittels kompensierter Sonde gemessen wurden, die durch die gegenüberliegende leitende Deckfläche des Entladungsgefäßes geführt worden waren.

5.4. Arbeiten zur Emissionsspektroskopie

Das verwendete Gitterspektrometersystem ist in einer Diplomarbeit [Ms 03] sowie in [Ms 04] eingehend beschrieben und wird hier nur grob erläutert. Als Spektrometer dient ein modifizierter Leiss-Monochromator, der mit einem 1024x255 Pixel CCD-Detektor gekoppelt ist. Hierdurch können im abbildenden Betrieb mehrere Spektren simultan erfasst werden. Der Wellenlängenantrieb des Spektrometers ist über einen Schrittmotor verfahrbar und wird vom Spektroskopierechner gesteuert. Die Wellenlängenzuordnung $\lambda(p, k)$ der aufgenommenen Spektren ist eine Funktion von Monochromatorposition p und der Kanalzahl k des CCD-Detektors und wurde durch eine kubisch-quadratische Funktion approximiert:

$$\begin{aligned}
 x &= p - p_0 \\
 \lambda(p, k) &= b_1 \cdot x + b_2 \cdot x^2 + b_3 \cdot x^3 + d(x) \cdot k + e(x) \cdot k \\
 d(x) &= d_0 + d_1 \cdot x + d_2 x^2 + d_3 \cdot x^3 \\
 e(x) &= e_0 + e_1 \cdot x + e_2 x^2 + e_3 \cdot x^3
 \end{aligned} \tag{5.1}$$

Die 12 Parameter lassen sich durch nicht lineare Approximation der Wellenlängenpositionen bekannter Emissionslinien bestimmen, p_0 ist die Position der nullten Ordnung. Die Parameter sind im Anhang Abschnitt A.3.4 tabelliert. Erst mit diesem komplexeren Ansatz gelang eine zufriedenstellende Beschreibung der Wellenlängenabhängigkeit ohne für jede Monochromatorposition eine Wellenlängenkalibrierung durchzuführen. Im Eintrittspalt des Monochromators ist ein Glasfaserarray wie in Abb. 5.22 gezeigt so angeordnet, dass sich eine Fokalebene auf der Detektorfläche ergibt und die einzelnen Glasfaserenden abgebildet werden. Hierdurch kann das Spektrum für jede einzelne Glasfaser getrennt simultan erfasst werden. 16 Quarzglasfasern sind mit einem Abstand von $300\mu\text{m}$ (Mitte-Mitte) auf einem Träger platziert und verklebt. Der Träger hat dazu eine geätzte Gitterstruktur um die Fasern aufzunehmen. Die Stirnseite der Anordnung ist optisch poliert. Die

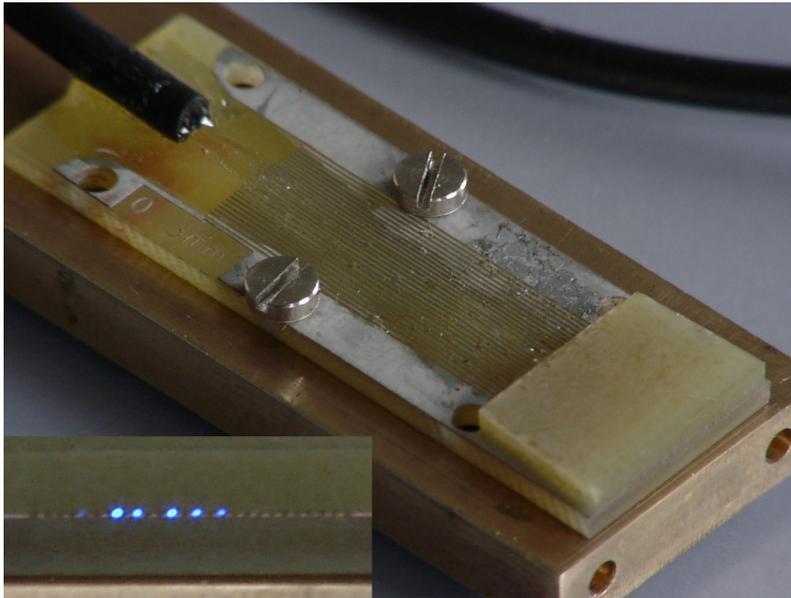


Abbildung 5.22.: Aufbau eines Faserarrays

Fasern werden in einem Mantelschlauch geführt, um sie vor Beschädigung zu schützen. Das andere Ende der Glasfasern ist ebenfalls in einem solchen Halter eingebettet. Dieses wird im Bild der Entladung geeignet angeordnet (siehe Abb. 5.23).

Für die spektroskopischen Messungen an der Quelle wurde das Blendensystem durch eine Quarzglasblende mit einer 2mm Zentralbohrung ersetzt. Durch ein Suprasil-Vakuumfenster wird mit einer Quarzlinse ein Bild der Entladung in der Ebene der Faserenden erzeugt. Durch Verändern der Position der Fasern im Entladungsbild können verschiedene Bereiche der Entladung getrennt untersucht werden. Ist das Array beweglich angeordnet, kann bildgebend ein Spektrum abgerastert werden, wobei jeder Bildpunkt ein Spektrum oder Teilspektrum repräsentiert (siehe [Ms 04] hierzu). Zwei verschiedene verwendete Faseranordnungen sind in Abbildung 5.24 gezeigt. Es wurde eine radiale Anordnung (rot) sowie eine tangentielle (grün) verwendet, im Bild mit Fasernummer dargestellt.

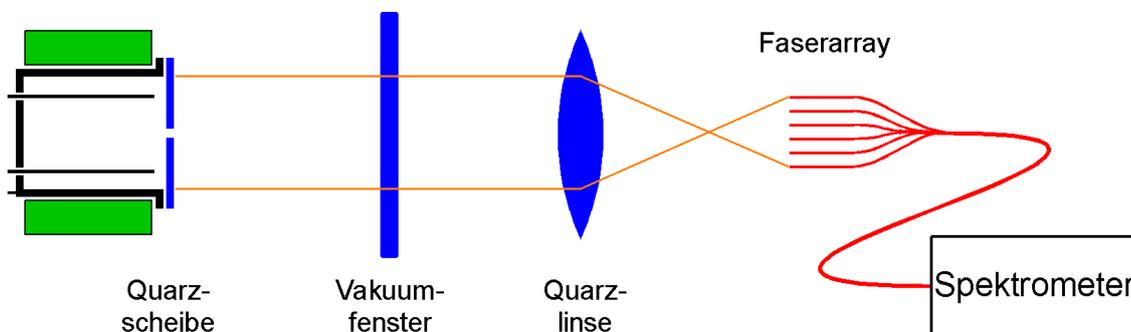


Abbildung 5.23.: Schematischer Aufbau zur Spektroskopie. Das Faserarray wird im Bild der Quelle positioniert.

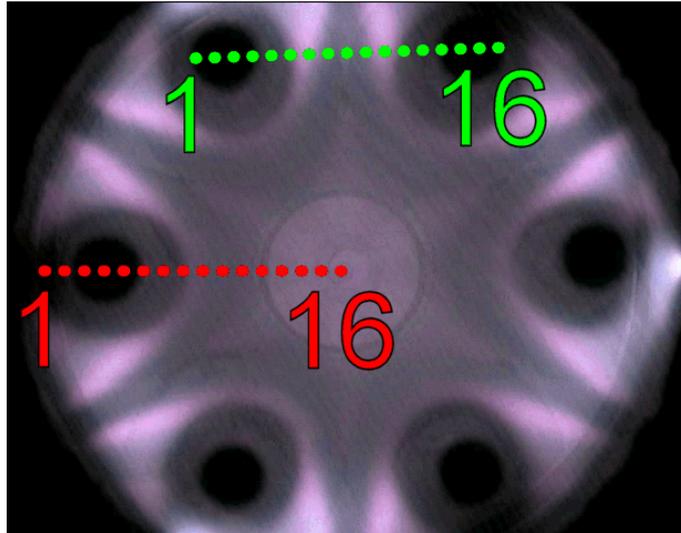


Abbildung 5.24.: Positionierung der Fasern in der Abbildung der Entladung.
rot: radiale Anordnung; grün: tangentielle Anordnung

Die Transmissions- und Sensitivitätskalibrierung als Funktion der Wellenlänge wird mit einem Kontinuumspektrum aus einer Halogenlampe bei 3400K sowie einer Wolframbandlampe bei 2600K ermittelt. Dazu wird das Faserarray homogen mit dem Licht der Lichtquelle beleuchtet oder an Stelle der Quelle eine matte Fläche, die diffus beleuchtet wird, platziert. Eine solche Transmissionskorrektur ist sowohl wellenlängenabhängig als auch faserabhängig notwendig, zumal die Fasern in der Transmission um einen Faktor 4 variieren.¹⁰ Durch Verwenden einer einzelnen langen Faser, welche dann in entsprechende Stücke geteilt wird, sollten die Transmissionsunterschiede reduzierbar sein. Dennoch bleibt das Problem, die Stirnfläche optimal zu polieren. Hier können durch Kratzer und Riefen immer noch Transmissionsunterschiede auftreten.

Um die großen auftretenden Datenmengen zu bewältigen, wurde ein Auswerteprogramm geschrieben, welches in den jeweils aufgenommenen Einzelspektren die Linienposition lokalisiert und durch Integration die Linienintensität bestimmt. Die Transmissionskorrektur wird automatisch durchgeführt sowie die Belichtungszeit herausgerechnet, so dass Spektren mit verschiedenen Monochromatorpositionen vergleichbar werden. Die Intensitätswerte oder Intensitätsverhältnisse werden anschließend mit den Quellenparametern korreliert dargestellt.

¹⁰Die Fasern sind einem Bündel Einzelfasern entnommen. Diese stammen nicht notwendigerweise von einem einzelnen Faserstück.

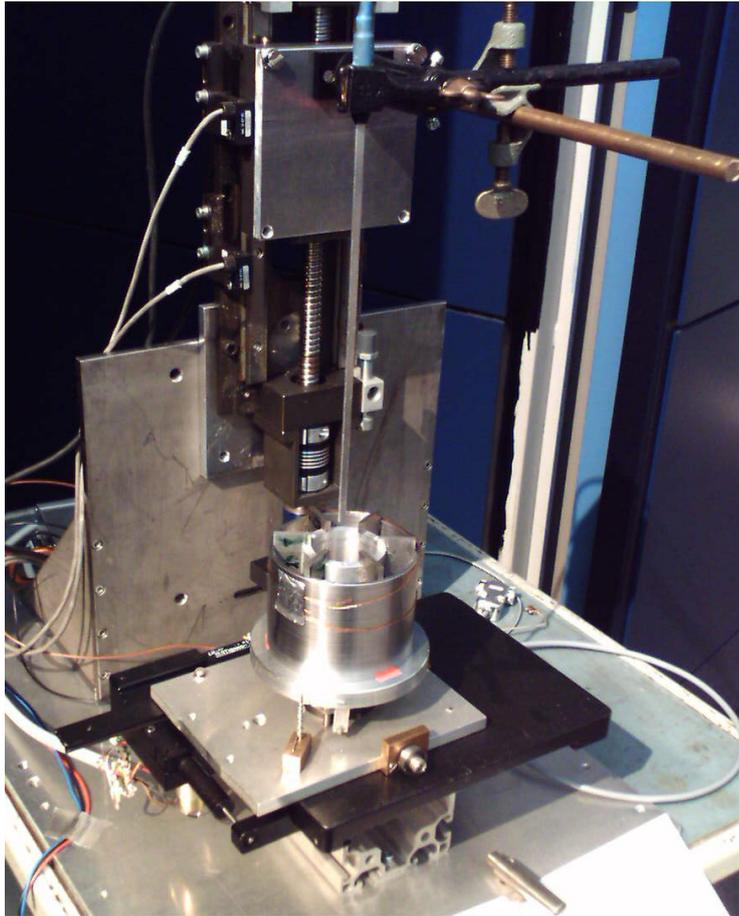


Abbildung 5.25.: Messaufbau zur Bestimmung der Feldstärkeverteilung

5.5. Messaufbau zur Messung des Magnetfeldes

Abbildung 5.25 zeigt den Messaufbau zur Bestimmung der radialen und azimuthalen Feldstärkeverteilung der verwendeten Permanentmagnetfeldsysteme. Auf einem elektrisch angetriebenem 2-Achsen Messmikroskopoptisch (XY-Ebene) befindet sich ein Drehteller, welcher mittels eines Schrittmotors aktuiert wird. Durch Stützringe wird das Magnetfeldsystem auf dem Drehteller zentriert (dritte Achse). Die vierte (Z-)Achse wird mit einem Servoantrieb realisiert und nimmt über einen Ausleger eine transversale Magnetfeldsonde auf, welche in das Magnetfeldsystem parallel zur Drehachse eingefahren werden kann. Die Positionierung der ersten drei Achsen erfolgt mittels eines Mikrocontrollers. Für die Z-Achse wird die Positionierelektronik der Langmuirdiagnostik verwendet. Beide Einheiten sind über eine RS232 Schnittstelle mit einem PC verbunden. Das Steuergerät zur Magnetfeldsonde ist ebenfalls über RS232 angekoppelt. Die Positionierbarkeit der drei Linear-Achsen ist kleiner $10\mu\text{m}$, welche für das Gesamtsystem aufgrund der Durchbiegung des Auslegers jedoch nicht erreicht wird. Der Drehteller lässt sich auf $0,45^\circ$ positionieren. Da die sensitive Fläche der Magnetfeldsonde etwa 1mm^2 groß ist und somit die räumliche Auflösung begrenzt wird, ist die Positioniergenauigkeit mehr als ausreichend. Der Aufbau bietet somit die Möglichkeit die radiale und azimuthalen Feldkomponente für verschiedene Radien und Eintauchtiefen (Z-Komponente) automatisiert zu bestimmen.

6 Experimentelle Messungen

6.1 Magnetfeldverteilung

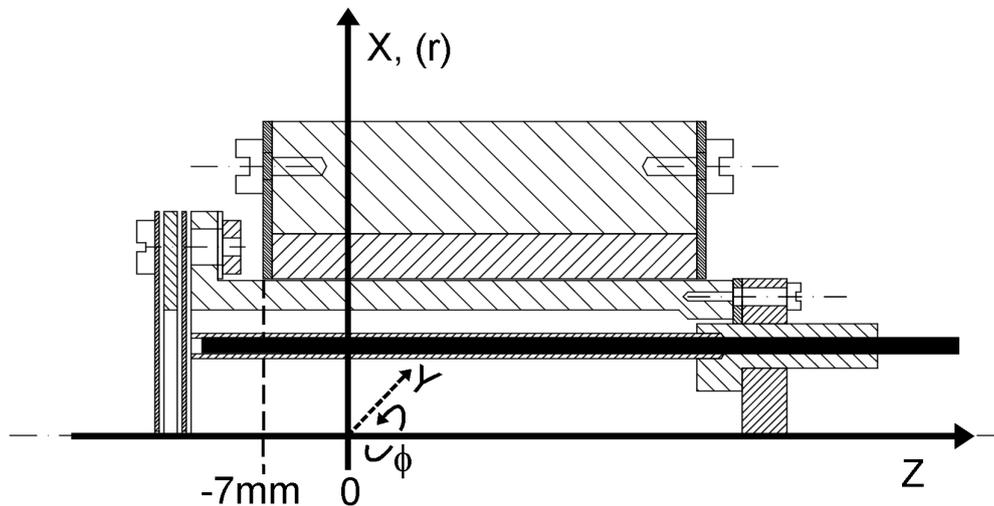


Abbildung 6.1.: Koordinatensystem der Magnetfeldmessung

Zur Bestimmung des Magnetfeldes der AlNiCo- und der FeBNd-Konfiguration wurde das in Abbildung 6.1 gezeigte Koordinatensystem gewählt. Der Versatz von 7mm zur vorderen Kante des Magnetsystems resultiert aus der maximalen Eintauchtiefe der Magnetfeld-Sonde, welche bei $z = 0\text{mm}$ erreicht ist. Das Magnetsystem erstreckt sich daher von $z = -7\text{mm}$ bis $z = 40\text{mm}$ (FeBNd) bzw. $z = 61\text{mm}$ (AlNiCo). Es gibt jeweils eine Spiegelebene bei $z = 16,5\text{mm}$ (FeBNd) bzw. $z = 27\text{mm}$ (AlNiCo). Auf eine zweite Messung von der anderen Seite wurde aufgrund dieser Symmetrie verzichtet.

Beide Magnetfeldsysteme zeigen das erwartete Hexapolfeld. Die großflächigen Magnetpole des FeBNd-Systems führen jedoch zu Abweichungen vom idealen Hexapolfeld. Der Azimutalanteil ist dadurch immer größer als der Radialanteil. Der Betrag der Feldstärke oszilliert daher stärker als beim AlNiCo-System, welches aufgrund der schmalen Magnetpole sehr gut die Hexapolsymmetrie erfüllt. Die absoluten Feldstärken der beiden Konfigurationen unterscheiden sich jedoch stark, die Feldstärke in Elektrodennähe ($r = 10\text{mm}$) beträgt für FeBNd ca. $0,2\text{T}$, für AlNiCo ca. 27mT . Für konstanten Radius und Winkel ist die Feldstärke im Zentrum des Magnetsystems konstant und fällt bei Verlassen des Magnetsystemes mit einem näherungsweise sigmoidalen¹ Funktionsverlauf ab, mit einer Halbwertsbreite $dx = 4\text{mm}$. Die Feldstärke als Funktion des Radius zeigt eine quadratische Abhängigkeit und erreicht auf der Wand ($r = 14\text{mm}$) $0,42\text{T}$ für FeBNd.

¹ $B = B_0 \frac{1}{1 + e^{-\frac{(x-x_c)}{dx}}}$

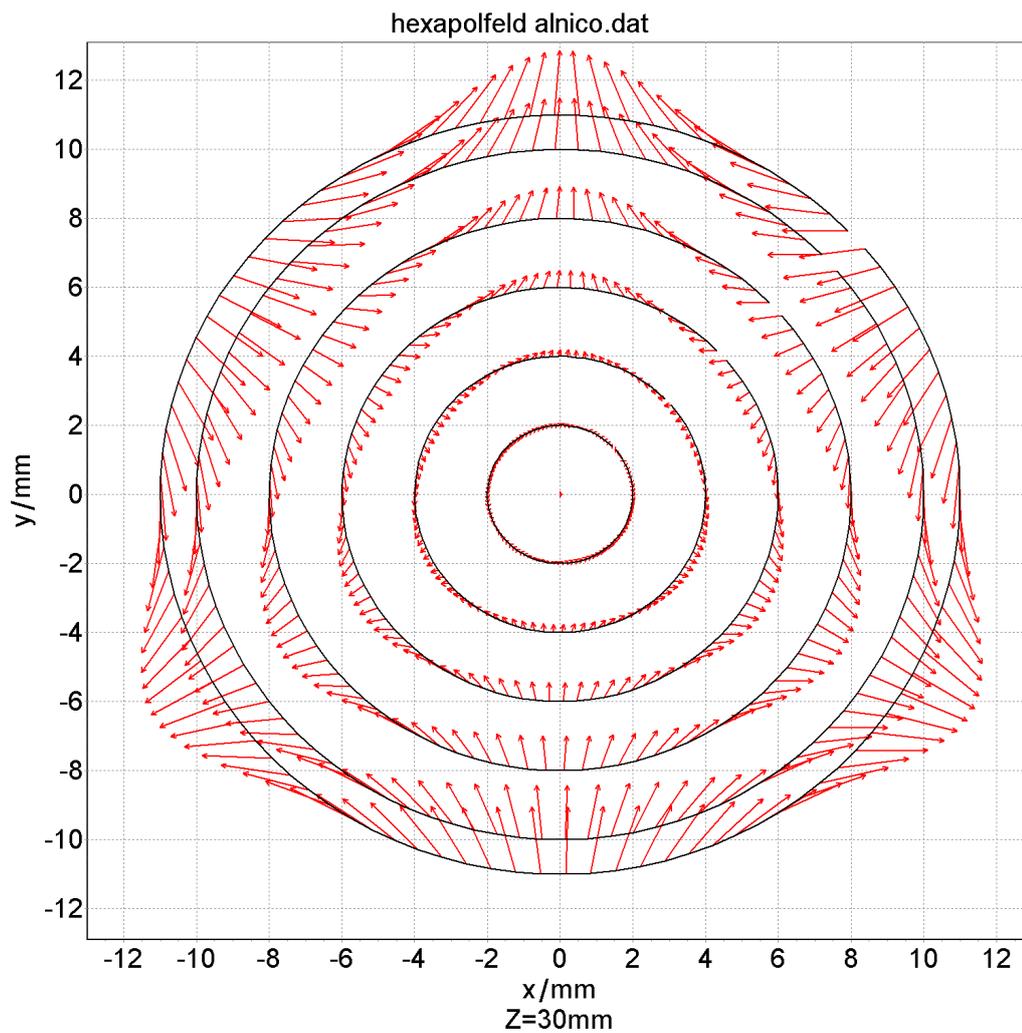


Abbildung 6.2.: XY-Schnitt der magnetischen Feldverteilung für $Z = 30\text{mm}$ (Zentralbereich) des AlNiCo-Magnetsystems

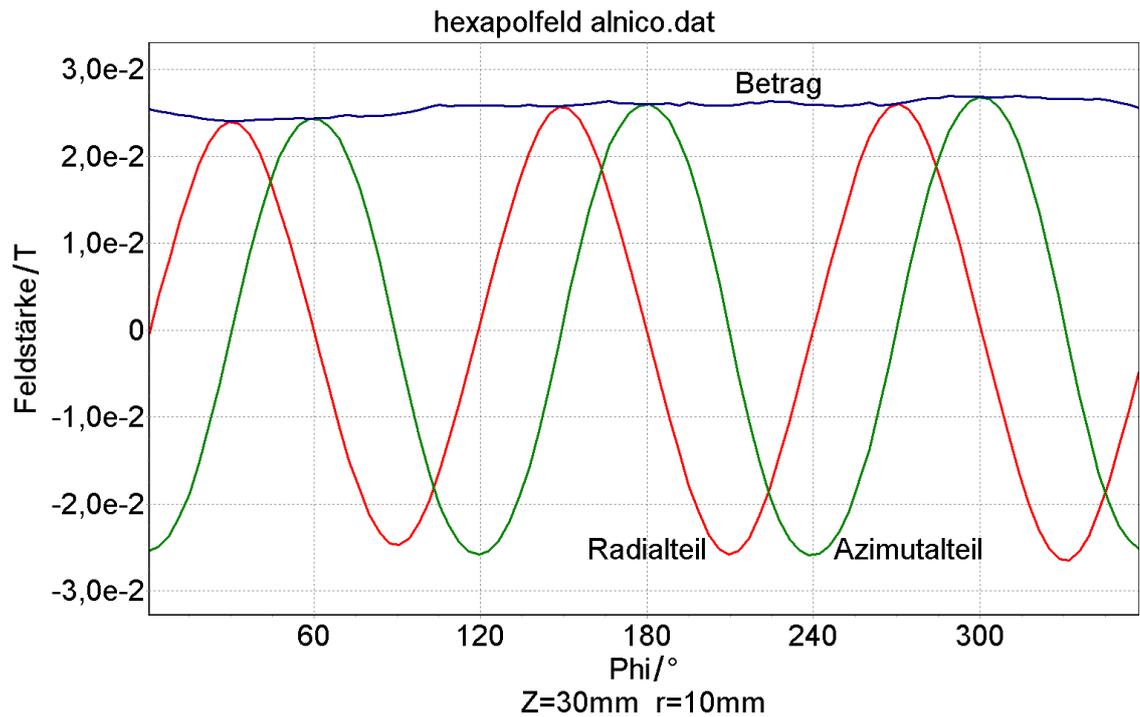


Abbildung 6.3.: Magnetischer Feldstärkeverlauf als Funktion des Drehwinkels für $r = 10\text{mm}$ (Teilkreis der Elektroden) und $Z = 30\text{mm}$ (Zentralbereich) des AlNiCo-Magnetsystems.

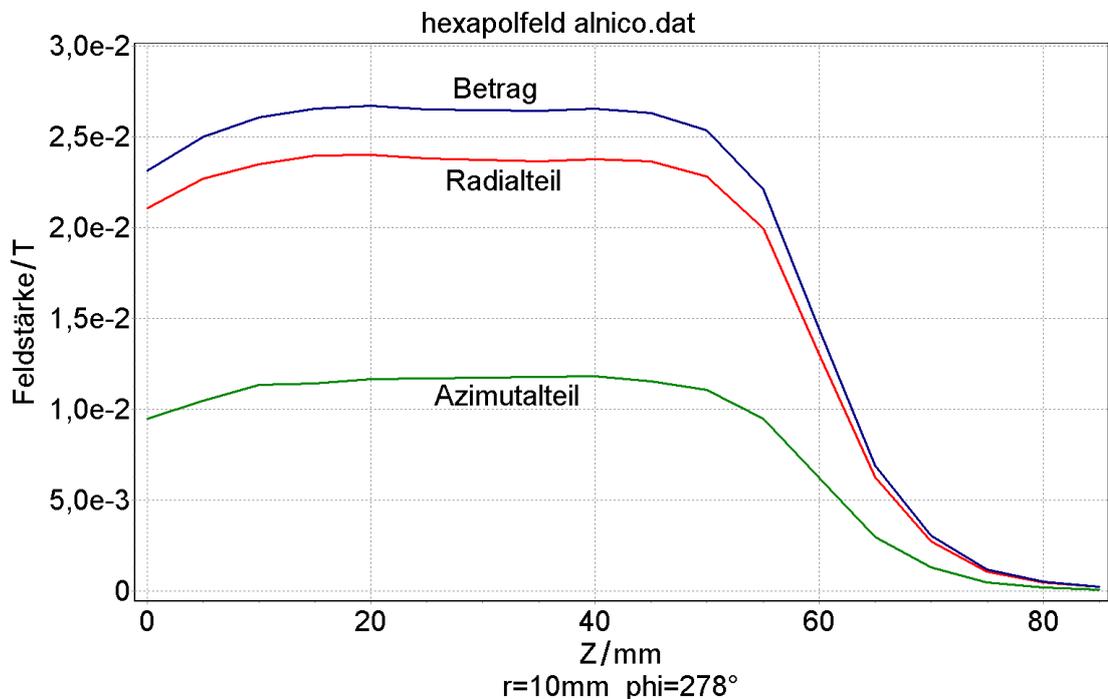


Abbildung 6.4.: Magnetischer Feldstärkeverlauf als Funktion der Tiefe (Z-Achse) für $r = 10\text{mm}$ (Teilkreis der Elektroden) und $\phi = 278^\circ$ des AlNiCo-Magnetsystems.

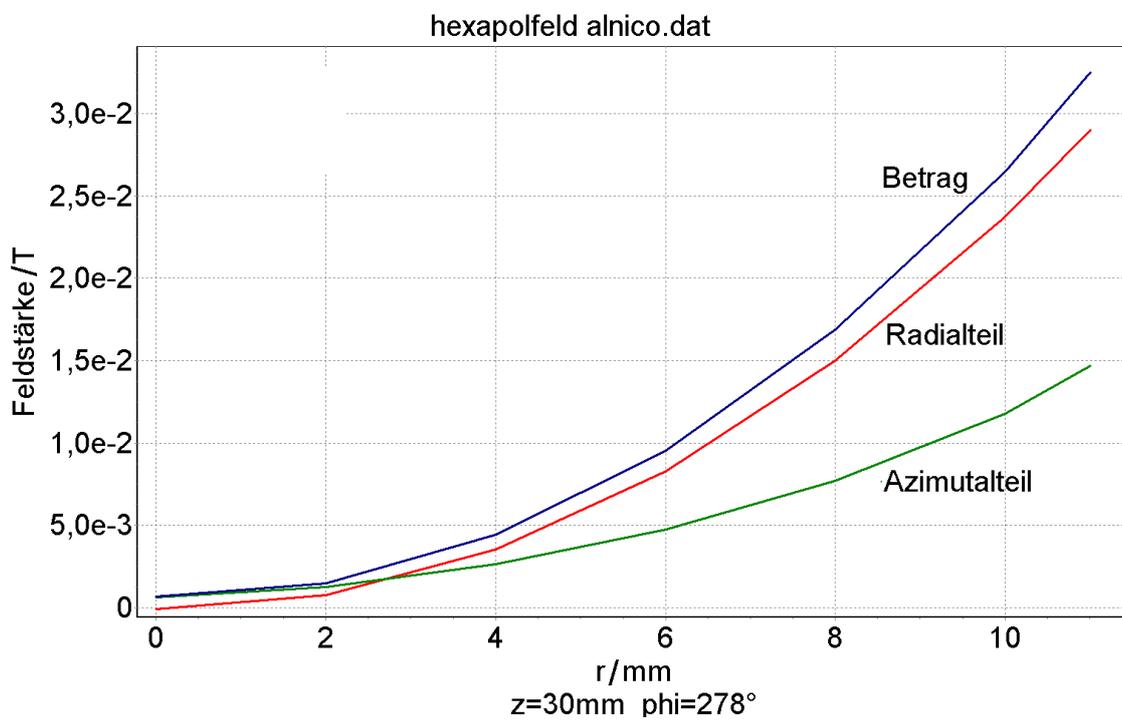


Abbildung 6.5.: Magnetischer Feldstärkeverlauf als Funktion des Radius für $Z = 30\text{mm}$ (Zentralbereich) und $\phi = 278^\circ$ des AlNiCo-Magnetsystems.

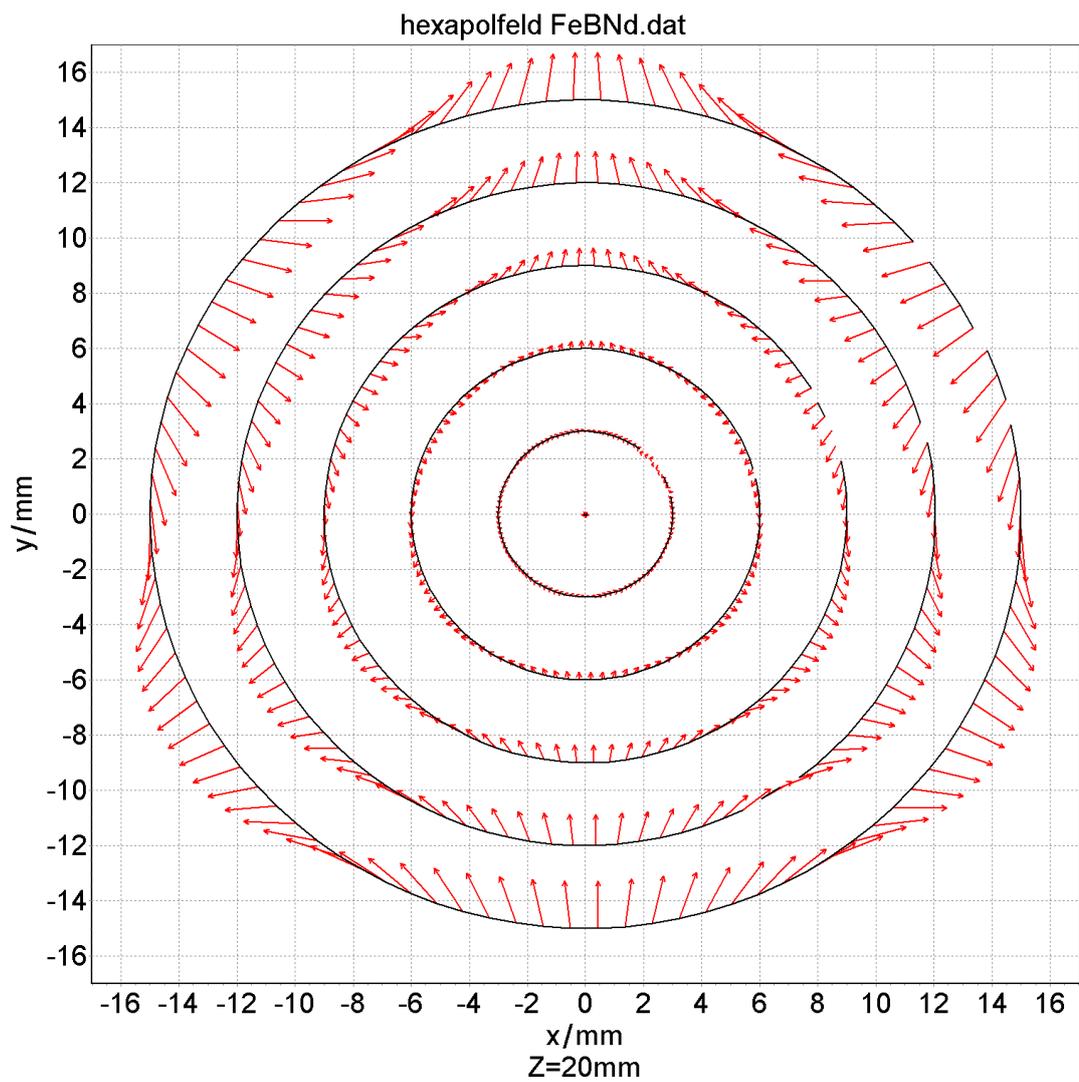


Abbildung 6.6.: XY-Schnitt der magnetischen Feldverteilung für $Z = 20\text{mm}$ (Zentralbereich) des FeBNd-Magnetsystems

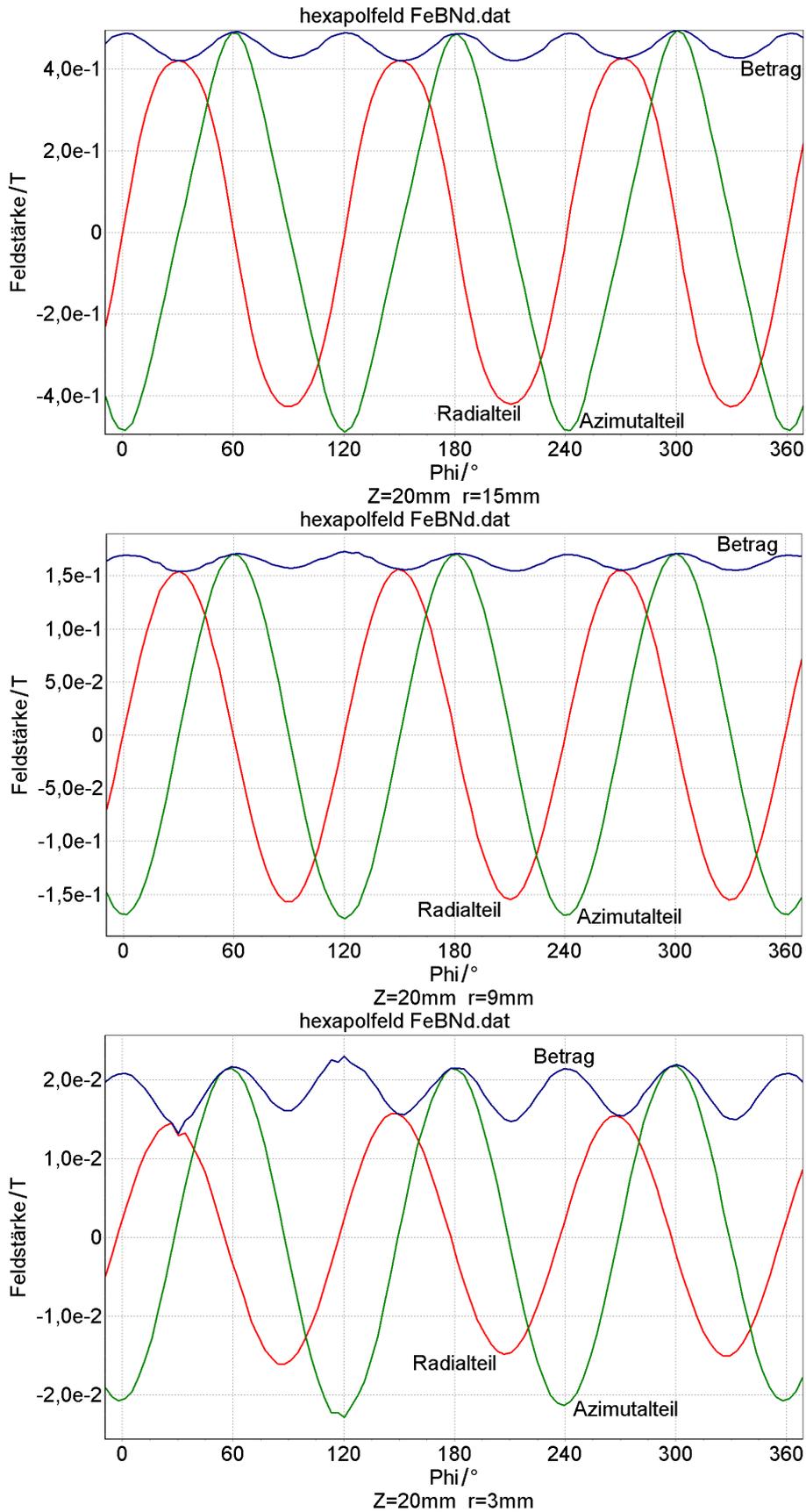


Abbildung 6.7.: Magnetischer Feldstärkeverlauf als Funktion des Drehwinkels für $r = 15\text{mm}..3\text{mm}$ und $Z = 20\text{mm}$ (Zentralbereich) des FeBNd-Magnetsystems.

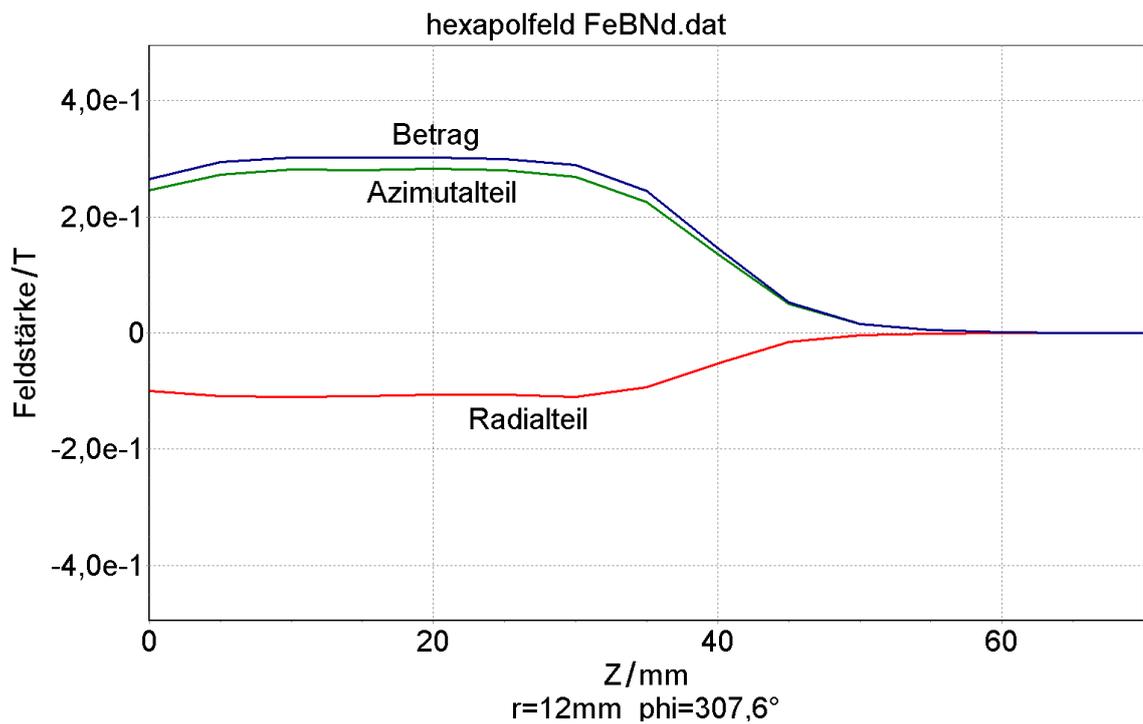


Abbildung 6.8.: Magnetischer Feldstärkeverlauf als Funktion der Tiefe (Z-Achse) für $r = 12\text{mm}$ (Teilkreis der Elektroden) und $\phi = 307^\circ$ des FeBNd-Magnetsystems.

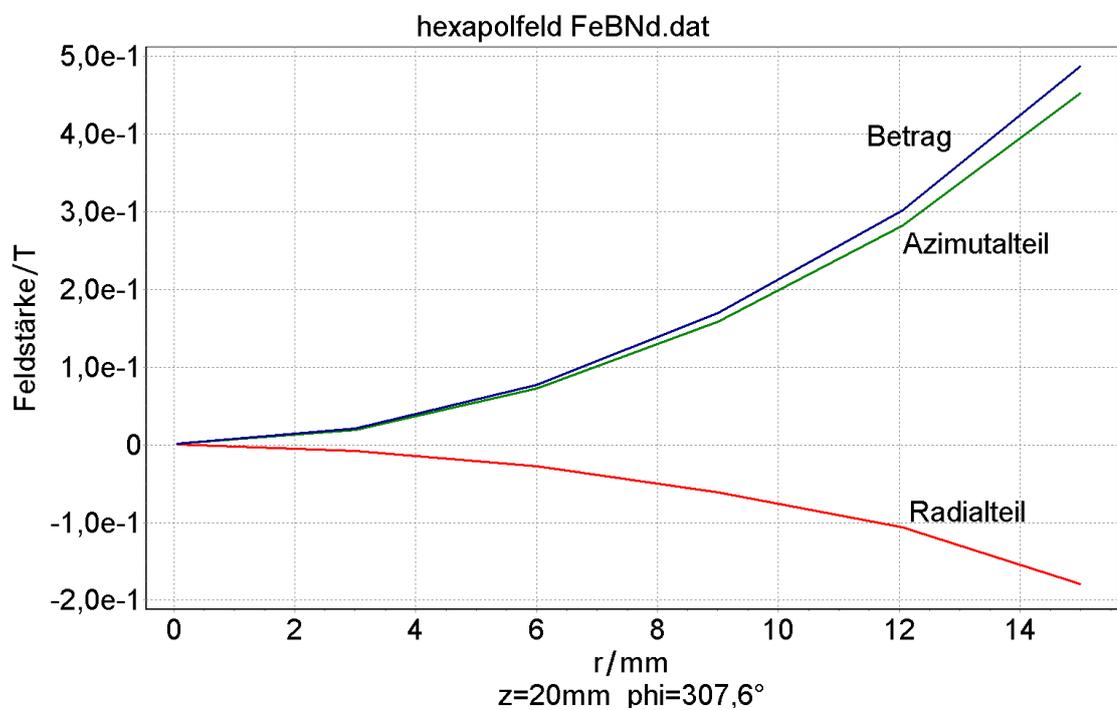


Abbildung 6.9.: Magnetischer Feldstärkeverlauf als Funktion des Radius für $Z = 20\text{mm}$ (Zentralbereich) und $\phi = 307^\circ$ des FeBNd-Magnetsystems.

6.2. Extraktionskurven

6.2.1. Messungen an Argon

Die Messungen bis zur Erprobung eines stabil laufenden Prototypen wurden aus Kostengründen mit dem Edelgas Argon im Pumpstand P2000 durchgeführt. Abbildung 6.10 zeigt das Aufbauschema für die im Folgenden gezeigten Messungen (Details hierzu siehe im Kapitel 5.2.3.).

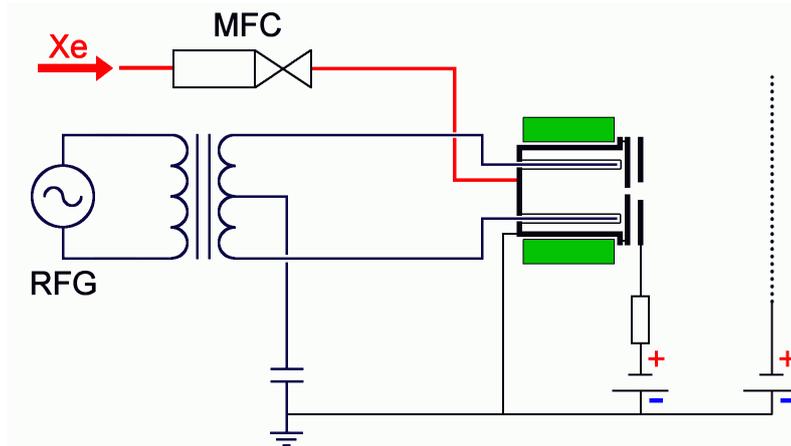


Abbildung 6.10.: Vereinfachtes Aufbauschema

Abbildung 6.11 zeigt den extrahierten Elektronenstrom (linke Achse) und die RF-Amplitude (rechte Achse) als Funktion der eingekoppelten RF-Leistung. Die Targetspannung wurde hierbei auf $90V$ gesetzt. Der Argonfluss war mit $10sccm$ recht hoch, so dass der Quellendruck $0,34mbar$ betrug. Zwei Punkte der RF-Amplitude sind fehlerhaft und wurden interpoliert (ohne Füllung). Für kleine Leistungen ist der extrahierte Strom proportional der RF-Leistung. Ab etwa $10W$ wird der Anstieg geringer, um ab etwa $25W$ mit der gleichen Steigung weiter zu wachsen. Aus der gemessenen RF-Amplitude und der eingekoppelten RF-Leistung ergibt sich für den Widerstand unter Berücksichtigung, dass die RF-Spannung symmetrisch vorliegt:

$$R_{RF} = \frac{2 \cdot U_{RF}^2}{P_{RF}} \quad (6.1)$$

Bei der maximalen Leistung ergibt sich dann für die Quellenimpedanz $R_{RF} = 40k\Omega$.

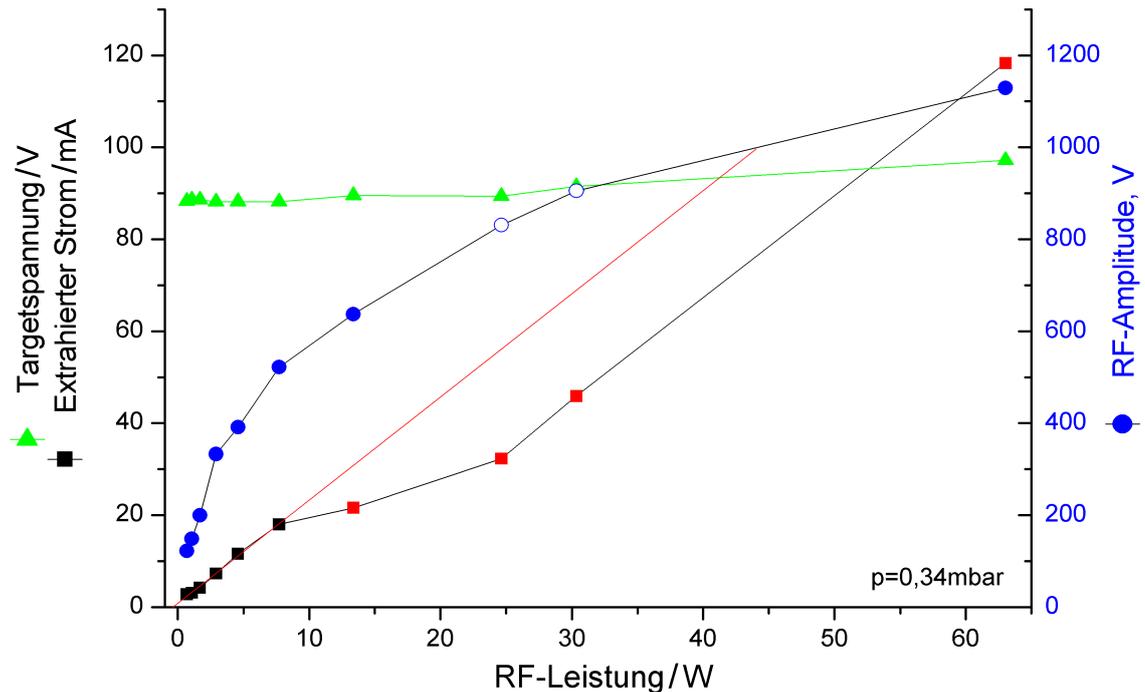


Abbildung 6.11.: Extrahierter Elektronenstrom, RF-Amplitude als Funktion der RF-Leistung. Arbeitsgas: Argon 0,34mbar Targetspannung 90V.

6.2.2. Untersuchungen mit Gasjet

Die Versuche mit einem koaxialen Gasjet durch die Quelle und die Extraktionsblende zeigen keine Unterschiede der Charakteristika für identische Quellendrücke. Zum Erreichen eines bestimmten Quellendruckes ist jedoch ein höherer Gasstrom erforderlich, da ein Teil des Gases direkt durch das Blendensystem gelangt. Lediglich die Plasmabrücke im Außenbereich wird vom nun höheren lokalen Druck außerhalb des Extraktionssystems beeinflusst, wodurch die Koppelspannung der Plasmabrücke geringer wird und eine bessere Brennstabilität erreicht wird. Der gleiche Effekt ist beim Betrieb an einer Ionenquelle zu erwarten, wenn genügend Umladungsionen in die Plasmabrücke eindiffundieren, wodurch die Leitfähigkeit der Plasmabrücke erhöht wird.

6.2.3. Messungen an Xenon mit isolierten RF-Elektroden

Die Messungen mit Xenon wurden alle im Pumpstand Big Mac durchgeführt. Das Aufbauschema ist unverändert (siehe Abb. 6.10). Für diese Blendenöffnung und dem Arbeitsgas Xenon ist im Anhang die Abhängigkeit des Quellendruckes vom Massenfluss gezeigt (siehe Abb. A.10). Ohne Nullpunktfehler des Massenflusscontrollers ergibt sich ein linearer Zusammenhang zwischen Massenfluss Q und Druck p zu $p = 0,0615 \frac{\text{mbar}}{\text{sccm}} \cdot Q$.

Abbildung 6.12 zeigt den extrahierten Elektronenstrom (linke Achse) und die RF-Amplitude (rechte Achse) als Funktion der eingekoppelten RF-Leistung. Die Targetspannung wurde hierbei auf 190V gesetzt, der Xenonfluss auf 2sccm. Der gemessene Quellendruck beträgt bei diesem Fluss 0,044mbar. Im Gegensatz zur Messung mit Argon zeigt sich

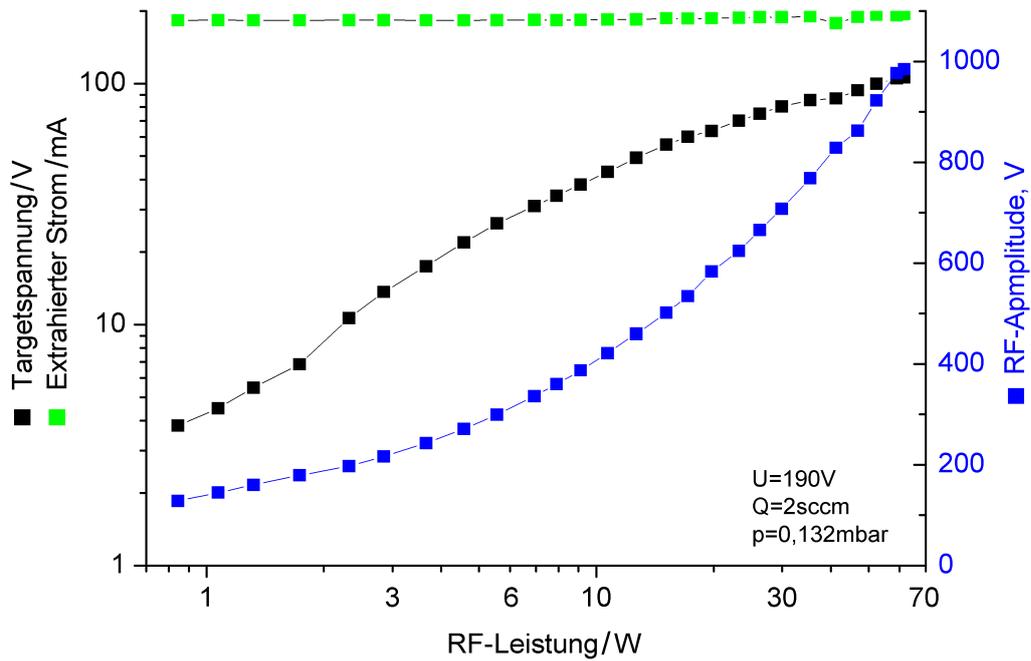


Abbildung 6.12.: Extrahierter Strom, RF-Amplitude als Funktion der RF-Leistung bei konstanter Targetspannung (190V), Massenfluss (2sccm) und Quellendruck (0,132mbar).

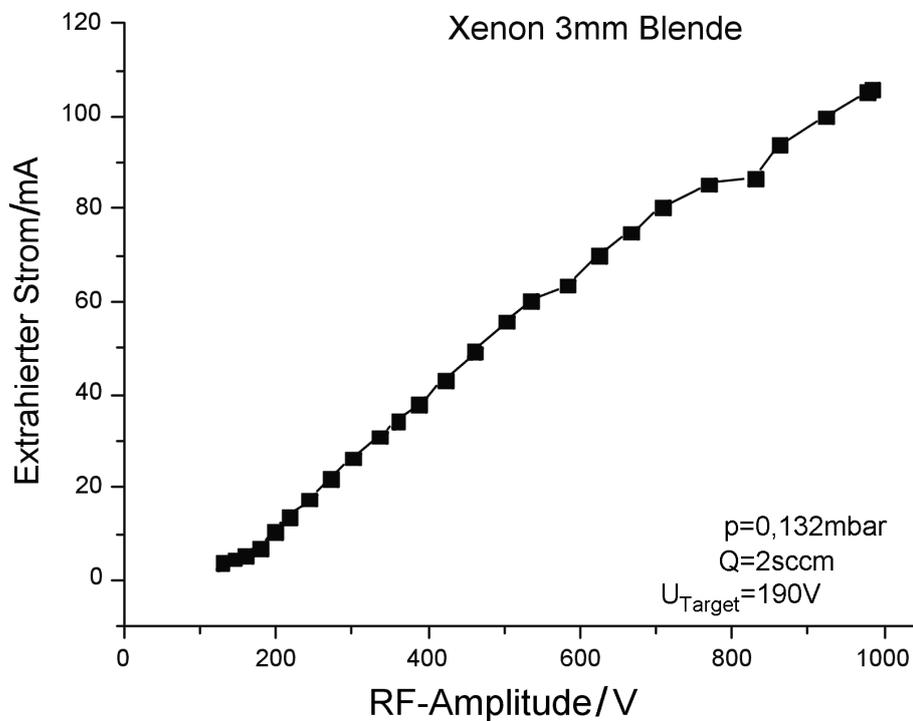


Abbildung 6.13.: Extrahierter Strom als Funktion der RF-Amplitude.

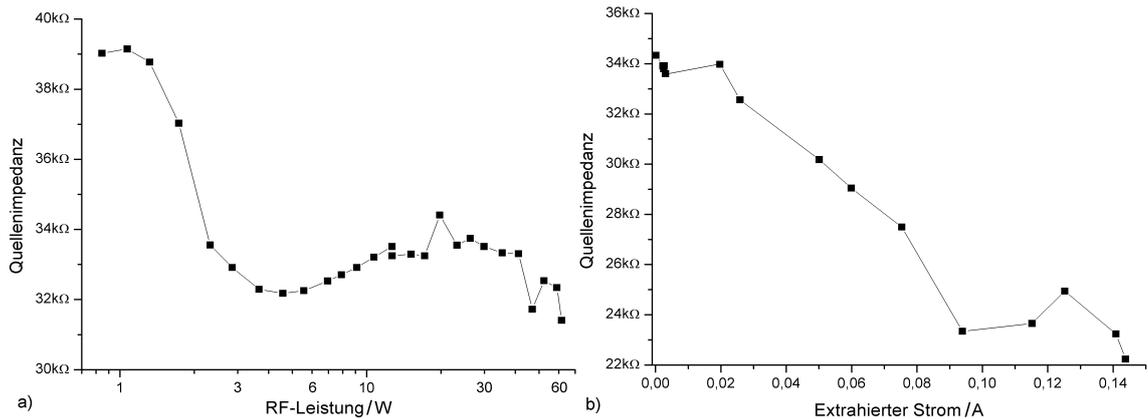


Abbildung 6.14.: a) Quellenimpedanz als Funktion der RF-Leistung ermittelt aus Abb. 6.12 b) als Funktion des extrahierten Stromes (Betriebsdaten wie in Abb. 6.15).

bei Xenon eine lineare Abhängigkeit des extrahierten Stromes von der RF-Amplitude (siehe Abb. 6.13). Der Proportionalitätsfaktor ist hier etwa $0,12\text{mA/V}$. Abbildung 6.14a zeigt die Impedanz der Quelle als Funktion der RF-Leistung. Für kleine Leistungen liegt die Impedanz bei $39\text{k}\Omega$, fällt bei einer RF-Leistung von etwa 2W auf $32\text{k}\Omega$ ab mit einem Minimum bei etwa 4W und steigt dann leicht mit zunehmender RF-Leistung an. Die Impedanz ist also niedriger im Vergleich zur Messung mit Argon. Dies kann einerseits an den höheren Ionisations- und Anregungsenergien von Argon im Vergleich mit Xenon liegen (siehe Kap. 2.5) als auch am niedrigeren Druck in der Quelle beim Betrieb mit Xenon. Wird bei einer festen RF-Leistung ein Elektronenstrom extrahiert, so sinkt die Quellenimpedanz linear mit dem extrahierten Strom ab (siehe Abb. 6.14b).

Die zu Abbildung 6.14b zugehörige Extraktionscharakteristik des extrahierten Elektronenstroms als Funktion der Targetspannung ist in Abbildung 6.15 gezeigt mit festen Betriebswerten für RF-Leistung (40W) und Massenfluss ($0,5\text{sccm}$). Der Druck in der Quelle beträgt dabei $0,042\text{mbar}$. Es treten zwei Betriebsmoden auf, nämlich ein Diffusionsmodus und ein Plasmabrückenmodus. Beim Diffusionsmodus verlassen bei niedrigen Zugspannungen Elektronenströme bis etwa 2mA die Quelle. Aus der Extraktionsöffnung ragt eine etwa 1mm dicke nadelförmige Plasmaspitze, deren Länge mit der Zugspannung variiert. Eine Plasmabrücke ist nicht erkennbar. Wird die Zugspannung weiter gesteigert, so springt die Entladung in den Plasmabrückenmodus. Die Plasmaspitze fächert nun von der Extraktionsöffnung weg auf und ist intensiver in der Entladung. Diese Erscheinung ist mit dem Plume-Modus konventioneller Plasmabrückenneutralisatoren vergleichbar. In diesem Modus steigt der extrahierte Elektronenstrom bei fast konstanter Targetspannung an bis bei etwa 120mA eine Sättigung erreicht wird und eine Steigerung der Targetspannung nicht mehr zu einer signifikanten Erhöhung des Elektronenstroms führt. Abbildung 6.16a zeigt hierzu den Gesamtleistungsbedarf als Funktion des extrahierten Stromes. Dieser wird bei kleinen Strömen durch die gewählte RF-Leistung dominiert, steigt dann mit dem Strom linear an und wächst ab etwa 120mA überproportional an, da die Zugspannung stark ansteigt. Der spezifische Leistungsbedarf zeigt daher zwischen 100mA und 120mA ein Minimum von ca. 550W/A (siehe Abb. 6.16b). Zu bemerken ist hierzu, dass für kleinere Ströme die RF-Leistung reduziert werden kann und dann der spezifische Leistungsbedarf sinkt.

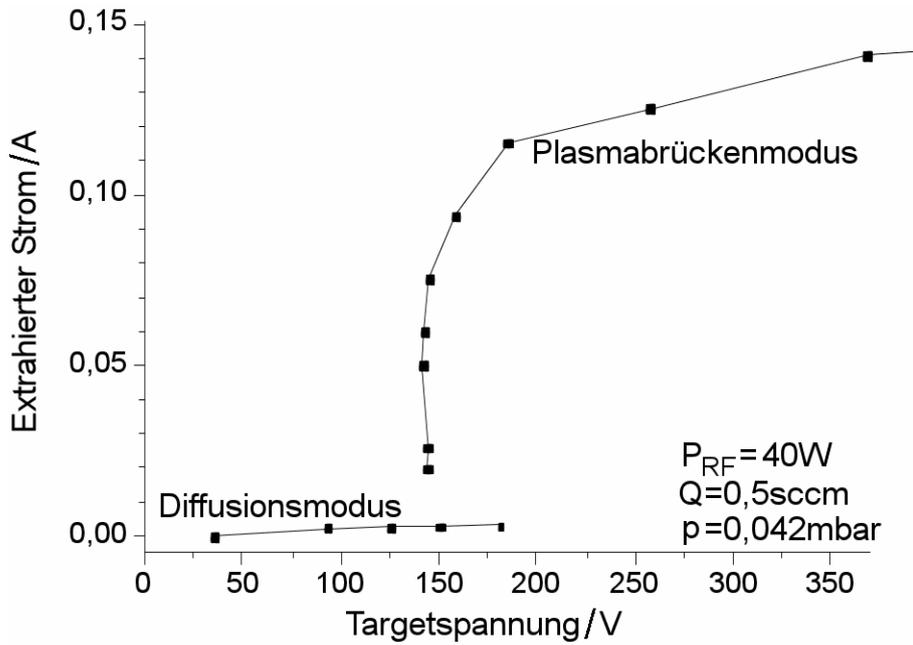


Abbildung 6.15.: Extrahierter Elektronenstrom als Funktion der Targetspannung bei konstanter RF-Leistung. Es treten zwei Betriebsmoden auf.

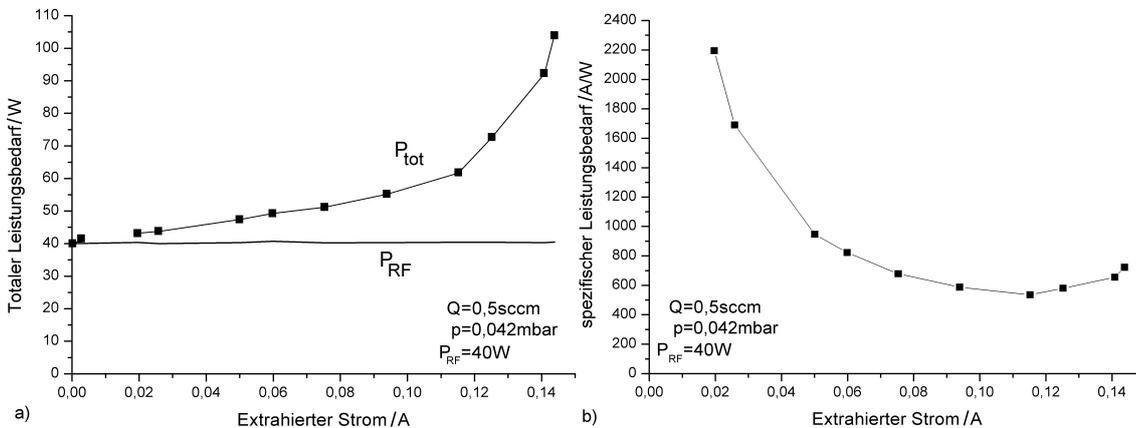


Abbildung 6.16.: a) Gesamtleistungsbedarf und b) spezifischer Leistungsbedarf als Funktion des extrahierten Stromes.

Abbildung 6.17 zeigt ähnlich wie in Abbildung 6.15 den extrahierten Strom als Funktion der Targetspannung mit dem Massenfluss als Parameter. Für niedrigere Flüsse als $0,5sccm$ (zuvor beschriebene Kurve) gelingt eine Extraktion von Elektronen erst bei sehr hohen Targetspannungen (Kurven $0,3$ und $0,2sccm$). Die erreichbaren maximalen Ströme sind außerdem geringer. Bei Erhöhen des Massenflusses geht der Sättigungsstrom auch zurück (für $1sccm$ noch schwach, für $2sccm$ und $3sccm$ stärker). Die sog. Koppelspannung des spannungskonstanten Bereiches sinkt dagegen mit Erhöhung des Massenflusses. Dadurch kann zwischen $0,5sccm$ und $1sccm$ der maximale Strom extrahiert werden. Zu diesem Zeitpunkt führte eine Erhöhung der Targetspannung zum Verlöschen der Quelle, da bei den hohen Spannungen auftretende parasitäre Entladungen im Targetbereich

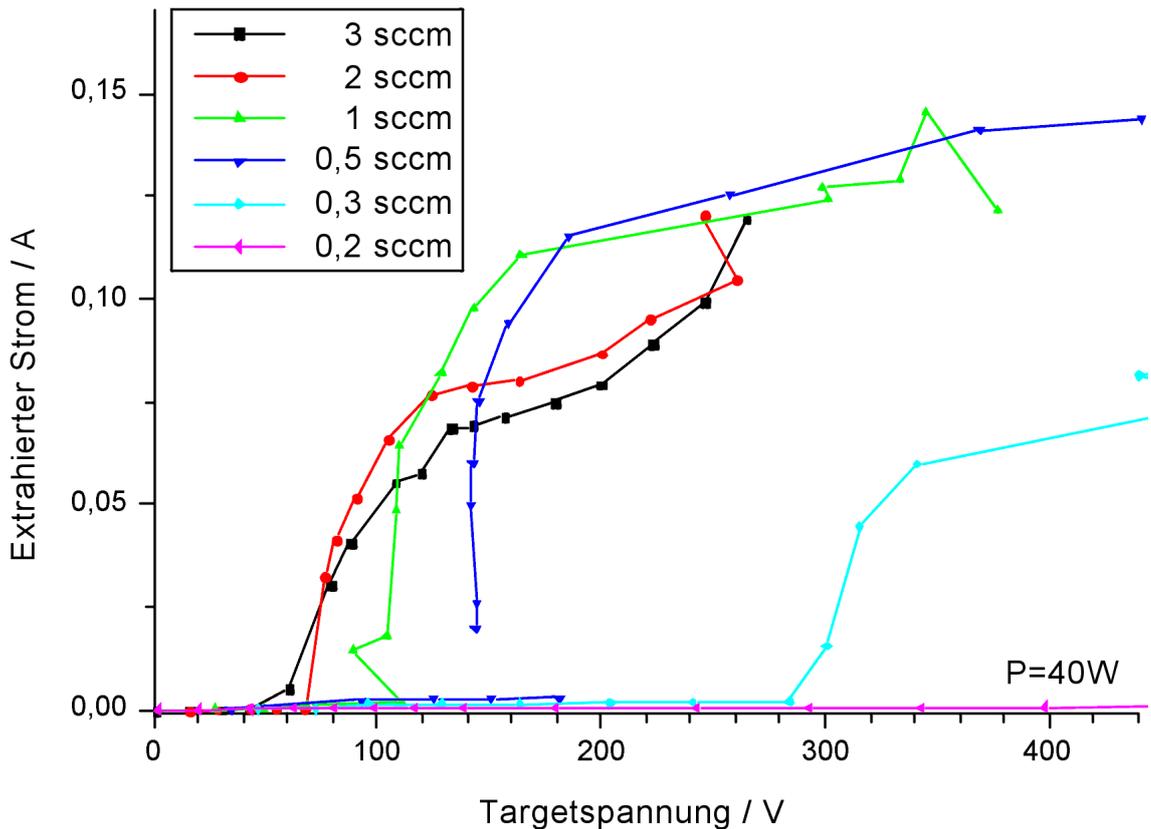


Abbildung 6.17.: Extrahierter Elektronenstrom als Funktion der Targetspannung bei konstanter RF-Leistung mit dem Massenfluss als Parameter.

zum Verlöschen der Quelle führen. Durch Entfernen von Spitzen und Kanten sowie Polieren des Targets in einer Argon-DC-Entladung konnte die Spannungsfestigkeit wesentlich verbessert werden.

Umfassende Parameterfelder sind in Abbildung 6.18 gezeigt. Für vier verschiedene Massenflüsse ($0,15\text{ sccm}$ - 1 sccm) ist die zur Extraktion eines vorgegebenen Elektronenstroms (Parameter) notwendige Targetspannung als Funktion der RF-Leistung dargestellt. Die in den Diagrammen angegebenen Drücke sind $0,021\text{ mbar}$, $0,026\text{ mbar}$, $0,036\text{ mbar}$, $0,069\text{ mbar}$. Die zuvor erwähnten Abhängigkeiten vom Massenfluss lassen sich hier auch erkennen. Jedoch zeigt sich, dass zum Erreichen eines bestimmten Elektronenstroms nicht die maximale RF-Leistung optimal ist, sondern eine geringere Leistung die Targetspannung minimiert. Der spezifische Leistungsbedarf ist dann entsprechend geringer. Dieses Verhalten eines Leistungsoptimums wird mit abnehmendem Massenfluss immer ausgeprägter.

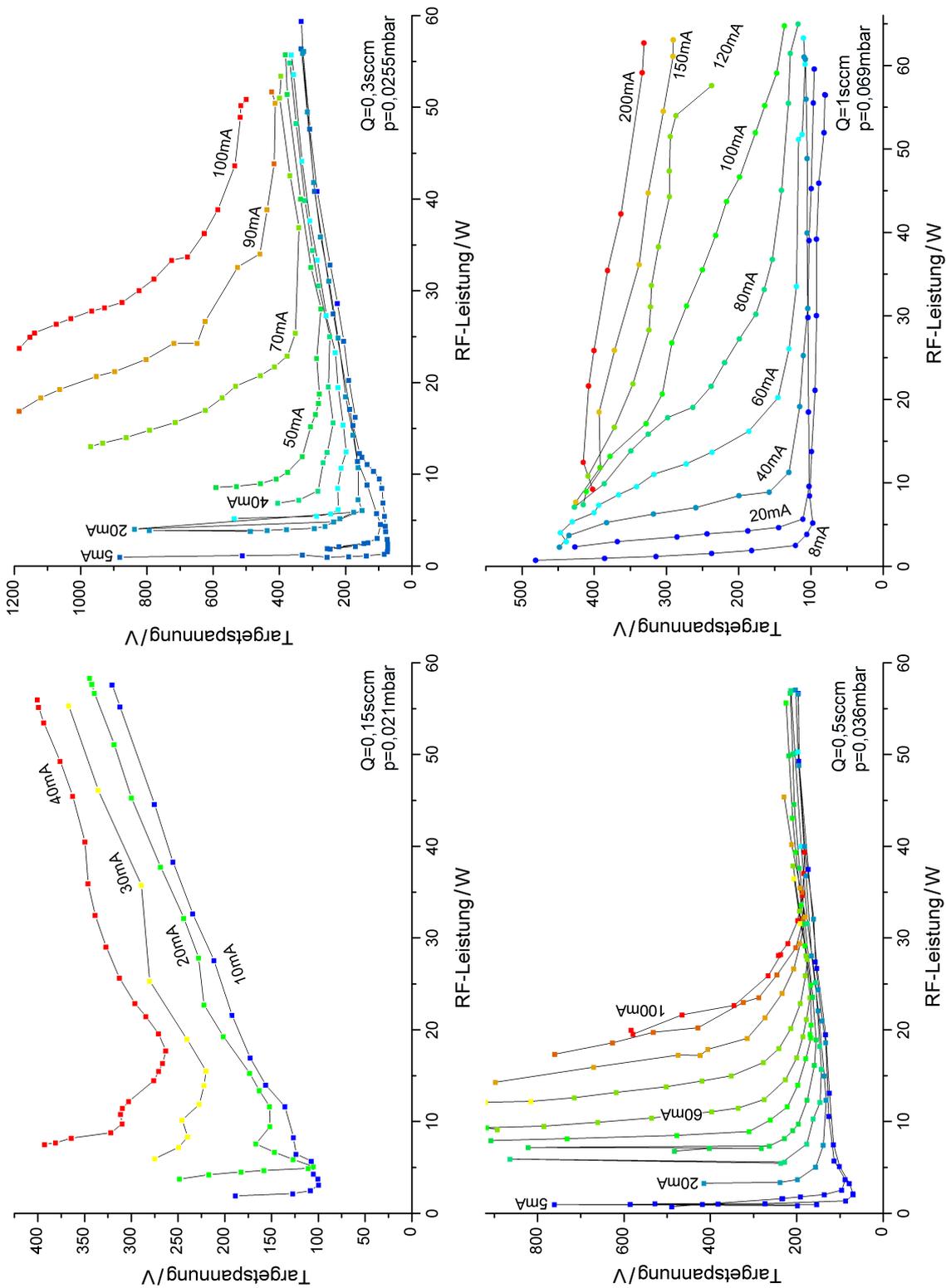


Abbildung 6.18.: Zur Extraktion eines Elektronenstroms notwendige Targetspannung als Funktion der RF-Leistung mit dem Elektronenstrom als Parameter.

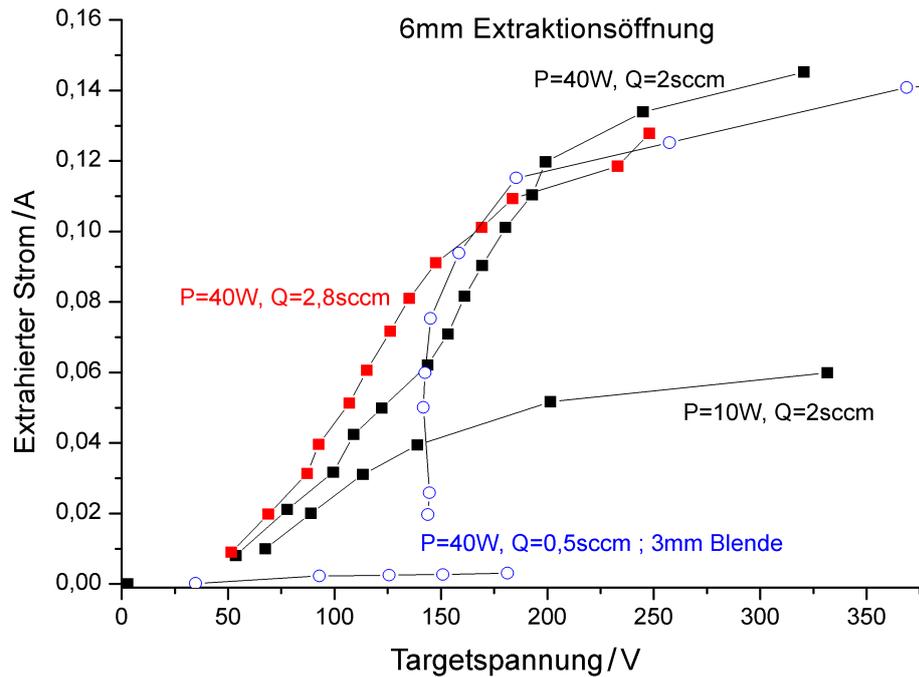


Abbildung 6.19.: Extrahierter Elektronenstrom als Funktion der Targetspannung mit RF-Leistung und Massenfluss als Parameter. Die äquivalente Kurve mit 3mm Blende ist mit hohlen Kreisen dargestellt.

6.2.3.1. Größere Blendenöffnung

Für den Fall, dass die Extraktionsöffnung den extrahierbaren Strom limitiert, sollte eine Vergrößerung des Öffnungsdurchmessers zu einer Vergrößerung des Stromes führen. Abbildung 6.19 zeigt Extraktionskurven mit einer 6mm Blendenöffnung für einen Massenfluss von 2 sccm und 2,8 sccm. Bei 2 sccm wird der gleiche Quellendruck erreicht wie bei der zum Vergleich angegebenen Kurve für eine 3mm Blende und einem Massenfluss von 0,5 sccm. Die Kurven für 40W RF-Leistung liegen bei hohen Targetspannungen ähnlich der Vergleichskurve. Bei niedrigen Targetspannungen dagegen verläuft der Anstieg des extrahierten Stromes mit der Targetspannung wesentlich weniger abrupt. Der Plasmabrückenmodus wird bereits bei einer Targetspannung von ca 50V erreicht. Damit ist deutlich, dass die Extraktionsöffnung nicht das begrenzende Element der Entladung darstellt. Lediglich der Druck im Außenbereich wird durch den nun höheren Massenfluss auch größer sein und die Eigenschaften der Plasmabrücke entsprechend verändern.

6.2.3.2. Andere Gase

Abbildung 6.20 zeigt die Targetspannung für die Extraktion von 100mA als Funktion des Zumischungsanteils von Methan. Hierbei wurde eine RF-Leistung von 40W sowie ein totaler Massenfluss von 0,7 sccm gewählt. Kleine Mengen Methan verändern die UI-Kennlinie kaum, bei größeren Anteilen steigt die Zugspannung extrem an. Eine Erklärung hierfür ist einerseits in der höheren Beweglichkeit von Methan zu suchen, wodurch der

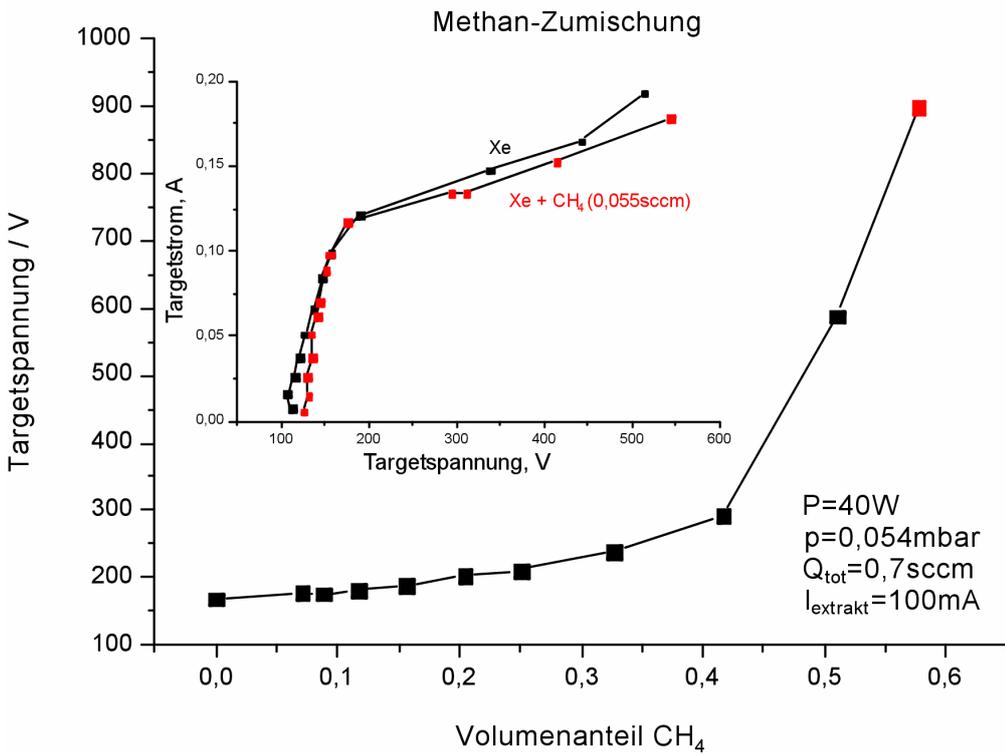


Abbildung 6.20.: Zur Extraktion eines festen Elektronenstroms (0, 1A) notwendige Targetspannung als Funktion des Methananteils. Kleine Mengen Methan verändern die UI-Kennlinie kaum (siehe Inset).

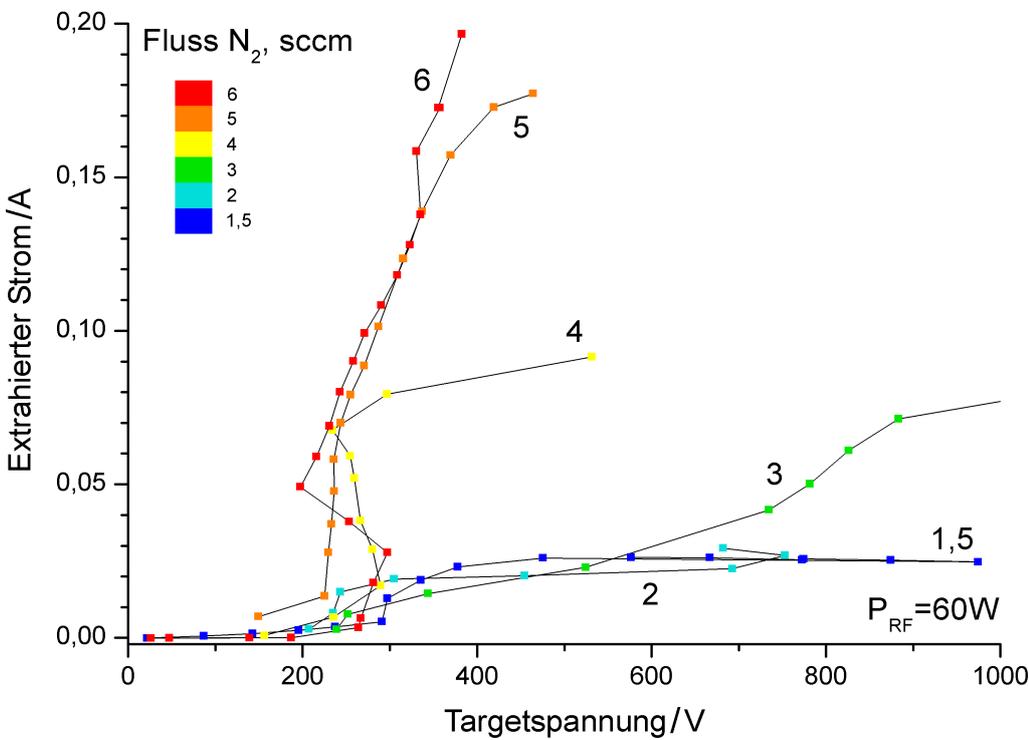


Abbildung 6.21.: Extrahierter Elektronenstrom als Funktion der Targetspannung für verschiedene Massenflüsse.

Druck in der Quelle mit zunehmendem Methananteil abnimmt, andererseits auch die höhere Ionisationsenergie von Methan (etwa $2eV$ höher als Xenon).

Abbildung 6.21 zeigt die UI-Kennlinien der Extraktionskurven für verschiedene Massenflüsse mit dem Betriebsgas Stickstoff. Wird der Massenfluss ausreichend groß gewählt (mind. 5mal größer als im Betrieb mit Xenon), so lassen sich Ströme bis $200mA$ bei Targetspannungen unter $400V$ erreichen. Das Äquivalent zur Xenon-Vergleichskurve ($40W$, $0,5sccm$, $3mm$ Blende) ist bei einem Stickstoffmassenfluss zwischen $4sccm$ und $5sccm$ zu suchen. Die Zündfähigkeit war schlechter als beim Betrieb mit Xenon. Die RF-Leistung wurde daher bei dieser Messung auf $60W$ gesetzt. Die Koppelspannungen zur Extraktion sind hierdurch erhöht gegenüber Messungen bei $40W$.

6.2.3.3. Dickere Elektroden

Der Betrieb der Quelle mit dickeren ($\varnothing 4mm$), mit Aluminiumoxidrohren ($\varnothing 6mm$) isolierten Elektroden war möglich, zeigte jedoch überhaupt nur bei höheren Betriebsdrücken einen stabilen Betrieb. Die Impedanz der Quelle in dieser Modifikation ist niedriger, ebenso die Resonanzfrequenz aufgrund der höheren Quellenkapazität. Die Zündung erfolgte nicht selbsttätig, aber durch Druckstoß. Bei Elektronenextraktion können nur wenige mA extrahiert werden bevor durch weitere Steigerung der Extraktionsspannung die Quelle in einem instabilen Betrieb verlöscht. Der Versuch die Stromfähigkeit durch hohe Leistungseinkopplung zu steigern, führt ebenfalls zum Verlöschen. Aufgrund dieser Eigenschaften wurde eine Parametrisierung dieser Geometrie im Elektronenextraktionsbetrieb nicht unternommen.

Das ungünstige Verhalten der Quelle mit dickeren Elektroden lässt sich erklären, wenn man annimmt, dass der Bereich unmittelbar um die Elektroden den wesentlichen Ionisationsbereich darstellt. In der Ausführung mit dickeren Elektroden nehmen die Elektroden sowie die diese umgebende Randschicht dann einen Teil des ehemaligen Ionisationsbereiches ein. Das Verlöschen bei zu hoher Leistungseinkopplung stützt diese Annahme, da die Randschichtdicke RF-Amplitudenabhängig ist.

6.2.3.4. Ionenextraktion

Der Betrieb zur Ionenextraktion war hingegen stabil möglich. Abbildung 6.22 zeigt den extrahierten Ionenstrom als Funktion der RF-Leistung bei verschiedenen Massenflüssen. Hierbei wurde die Targetspannung fest auf $-1150V$ gewählt, die Keeperblendenspannung auf $-500V$. Der extrahierte Strom wächst näherungsweise proportional zur RF-Spannungsamplitude (Siehe Inset Abb. 6.22). Wird die Targetspannung variiert, so zeigt sich eine Abhängigkeit des Extraktionsstroms von der Targetspannung ähnlich dem Langmuir-Child-Gesetz. Bei hohem extrahierten Strom kann die eingekoppelte RF-Leistung erhöht werden, ohne ein Verlöschen zu provozieren, was als Verbesserung der Elektronenökonomie durch Extraktion der Ionen interpretiert wird.

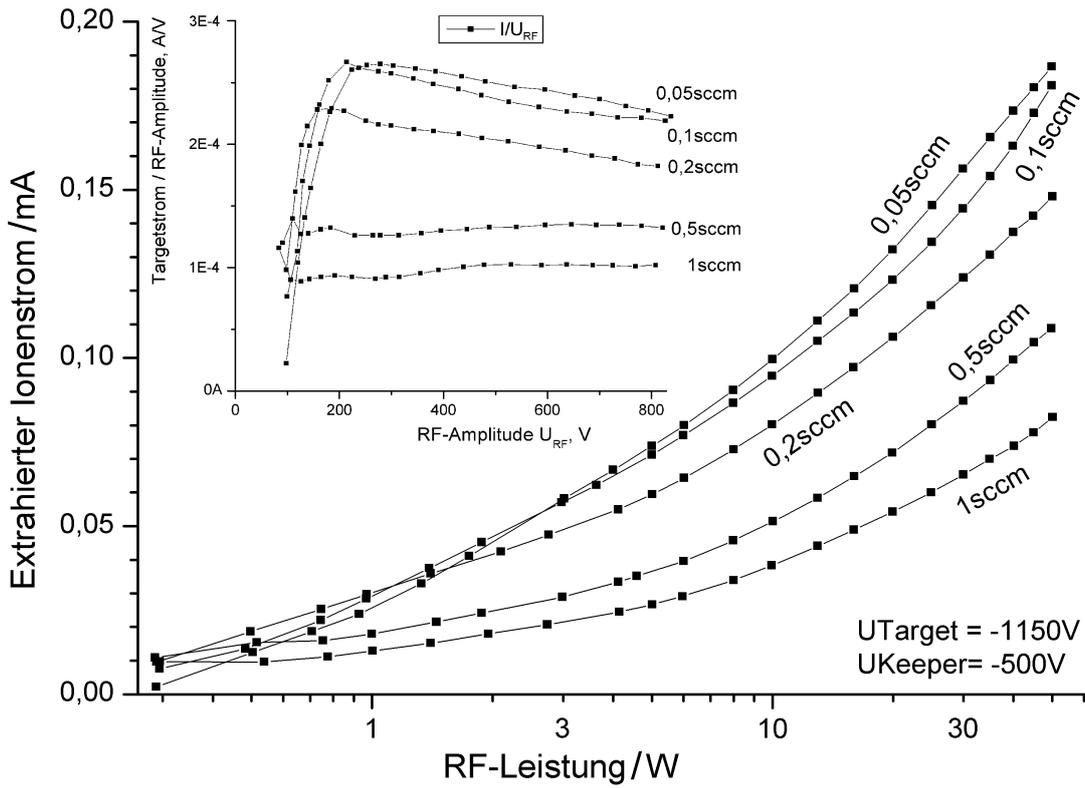


Abbildung 6.22.: Extrahierter Ionenstrom als Funktion der RF-Leistung bei verschiedenen Massenflüssen.

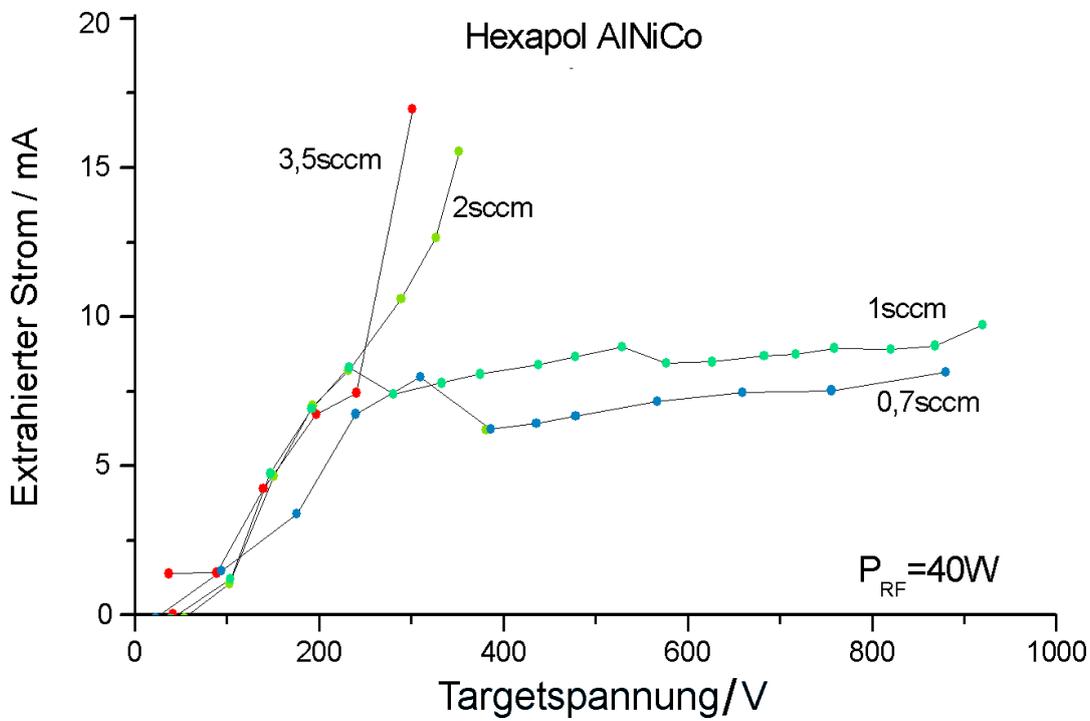


Abbildung 6.23.: Extrahierter Elektronenstrom als Funktion der Targetspannung bei verschiedenen Massenflüssen.

6.2.4. Messungen an Xenon mit isolierten RF-Elektroden und AlNiCo-Magnetfeld

Vorversuche legten nahe, dass die Feldstärken des zuvor verwendete FeBNd-Magnetsystem eventuell zu stark sein könnten. Das Parameterfeld mit einem schwächeren aus AlNiCo-Magnete aufgebautem Magnetsystem ist in Abbildung 6.23 gezeigt. Der extrahierte Strom ist gegen die Targetspannung aufgetragen mit dem Massenfluss als Parameter. Bei einer RF-Leistung von 40W lassen sich jedoch nur Ströme von max 15mA extrahieren im Vergleich zu 120mA, die mit dem FeBNd-System erzielbar waren. Der optimale Massenfluss für Ströme bis 8mA liegt hier bei 1sccm, da sich die Kurven für die Massenflüsse 1sccm bis 3sccm unterhalb 250V kaum unterscheiden und der Gasbedarf minimiert bleibt. Das Magnetsystem ist damit sowohl vom Gasbedarf, der Koppelspannung und dem extrahierbaren Strom ungünstiger als das zuvor verwendete FeBNd-System. Siehe hierzu auch Abschnitt 6.4, wo die Druckabhängigkeit der Helligkeitsverteilung und Intensität der Entladung für verschiedenen Magnetsysteme untersucht wird.

6.2.5. Messungen an Xenon mit RF-Elektroden aus Graphit

Durch den Einsatz von Graphitelektroden ($\varnothing 4mm$) wird das Oberflächenpotential der RF-Elektroden zugänglich. Weiterhin kann durch aktive Veränderung der RF-Biasspannung (DC-Anteil der RF-Elektroden spannung) die Stromfähigkeit der Quelle gesteigert werden. Abbildung 6.24 zeigt das vereinfachte Aufbauschema mit dem hierzu notwendigen Netzteil.

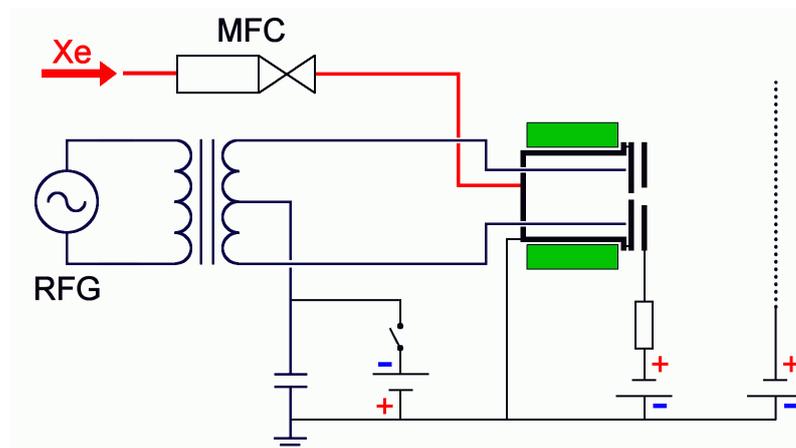


Abbildung 6.24.: Vereinfachtes Aufbauschema

In Abbildung 6.25 ist die Abhängigkeit der RF-Biasspannung von der RF-Leistung mit dem Massenfluss als Parameter ohne Extraktion dargestellt. Die Kurven sind weitgehend identisch. Die RF-Biasspannung wird mit zunehmender RF-Leistung negativer. Leistungen größer 40W sind nicht erreichbar, da die Entladung verlöscht. Diese Begrenzung, die bei den dickeren isolierten Elektroden noch stärker auftritt, könnte, wie zuvor bereits

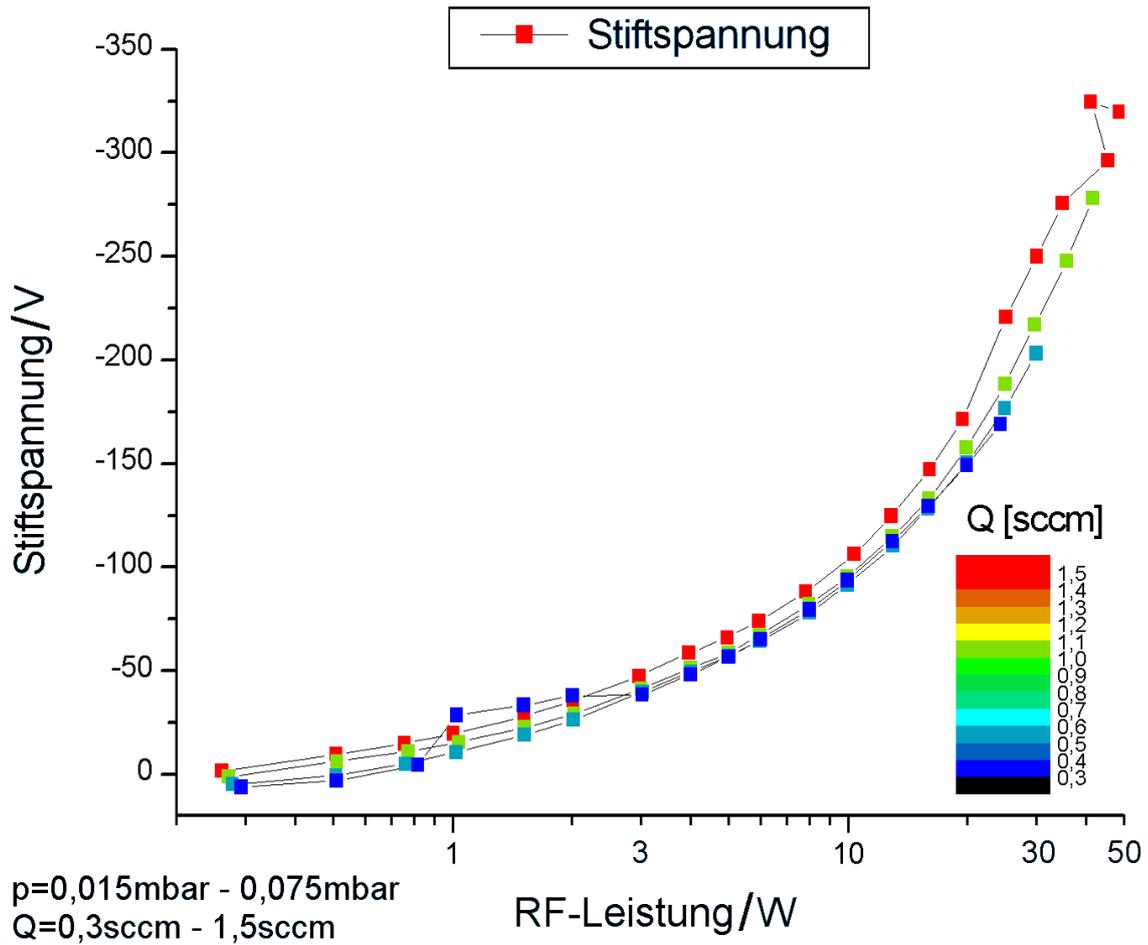


Abbildung 6.25.: RF-Biasspannung als Funktion der eingekoppelten RF-Leistung mit dem Massenfluss als Parameter.

erwähnt, darauf zurückzuführen sein, dass der Ionisationsbereich durch Vergrößern der Elektroden verkleinert wird. Dabei wird die Hauptionisationszone teilweise entfernt.

Die RF-Biasspannung (unten) und die Keeperspannung (oben) als Funktion der Targetspannung bei Elektronenextraktion sind in Abbildung 6.26 bei verschiedenen Massenflüssen gezeigt. Da bei einer RF-Leistung von 40W nicht immer ein stabiler Betriebspunkt erreicht wird, sind Kurven für 10W angegeben. Zum Vergleich ist die Targetspannung als Gerade eingezeichnet. Die RF-Biasspannung ist für kleine Targetspannungen (keine Extraktion) weitgehend identisch mit dem in Abbildung 6.25 gezeigten Wert. Ab einer bestimmten Targetspannung steigt die RF-Biasspannung proportional mit der Targetspannung an. Eine Ausnahme bildet hierzu die Kurve für $0,3\text{ sccm}$. Der Anstieg ist geringer, bei über 300V steigt die RF-Biasspannung sprunghaft an und bleibt danach konstant. Dies könnte durch eine unzureichend aufgebaute Plasmabrücke verursacht werden. Der zunächst parabelförmige Anstieg der $0,5\text{ sccm}$ Kurve kann damit auch erklärt werden. Bei entsprechend hohen Strömen ist der Widerstand der Plasmabrücke geringer und die Kurve approximiert dann die $0,7\text{ sccm}$ Kurve. Das Keeperpotential verhält sich insgesamt sehr ähnlich dem RF-Bias wenn man ein Spannungsoffset subtrahiert. Dies ist ein Hinweis auf ein Ansteigen des Plasmapotentials während der Extraktion proportional zur Targetspannung, da beide Potentiale über das Plasmapotential gekoppelt sind.

Abbildung 6.27 zeigt der Abbildung 6.26 entsprechenden extrahierten Strom als Funktion der Targetspannung. Zunächst tritt ab einer bestimmten Targetspannung ein starker Anstieg wie bei den Messungen an isolierten Elektroden auf. Ab einem bestimmten Strom tritt eine Sättigung auf (Ausnahme $0,3\text{ sccm}$). Bei $0,3\text{ sccm}$ ist die Leitfähigkeit der Plasmabrücke ungenügend, der extrahierte Strom steigt mit Zunahme des Massenflusses an, erreicht bei 1 sccm sein Maximum und geht für $1,5\text{ sccm}$ wieder leicht zurück. Die Koppelspannung sinkt dabei kontinuierlich. Demnach erscheint ein Betrieb zwischen $0,7\text{ sccm}$ und 1 sccm optimal, da bei niedrigen Flüssen die Plasmabrücke nicht genügend ausgebildet ist.

Wird die RF-Biasspannung künstlich abgesenkt, z.B. mit einem Netzteil, so wird der Elektronenstrom auf die RF-Elektroden aus dem Plasma reduziert. In Abbildung 6.28 ist der extrahierte Strom sowie der RF-Biasstrom als Funktion der RF-Biasspannung für verschiedene Targetspannungen gezeigt. Die RF-Leistung wurde zu 20W gewählt, der Massenfluss zu $0,5\text{ sccm}$; es ergibt sich damit ein Quellendruck von $0,027\text{ mbar}$. Für einen RF-Biasstrom von Null ergeben die Werte für den extrahierten Strom die Extraktionscharakteristik. Demnach steigt der extrahierte Elektronenstrom zwischen 150V und 300V Targetspannung bis zum Sättigungsstrom von ca 70 mA an. Zu jedem dieser Punkte gehört dann ein entsprechender Satz von RF-Biasstrom und Targetstrom. Unter Absenkung der RF-Biasspannung wird der RF-Biasstrom vergrößert, in gleichem Maße (oder leicht überproportional) steigt der extrahierte Elektronenstrom an, bis bei einer zu starken Absenkung die Entladung verlöscht. Die Kurve des RF-Biasstroms gegen die RF-Biasspannung repräsentiert hierbei den Bereich der Langmuirkurve der RF-Elektroden gegen das Plasma im Bereich zwischen Floatingpotential (RF-Biasstrom= 0) und Ionensättigungsast.

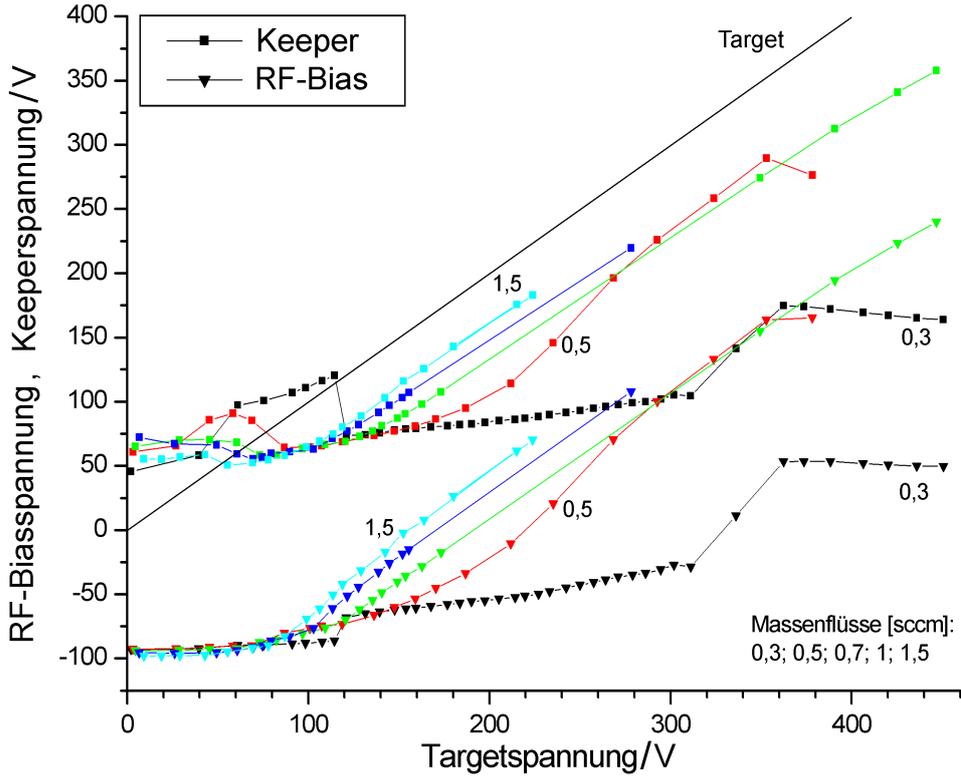


Abbildung 6.26.: Keeperspannung und RF-Biasspannung als Funktion der Targetspannung bei verschiedenen Massenflüssen (0,3 sccm – 1,5 sccm) und einer RF-Leistung von 10W.

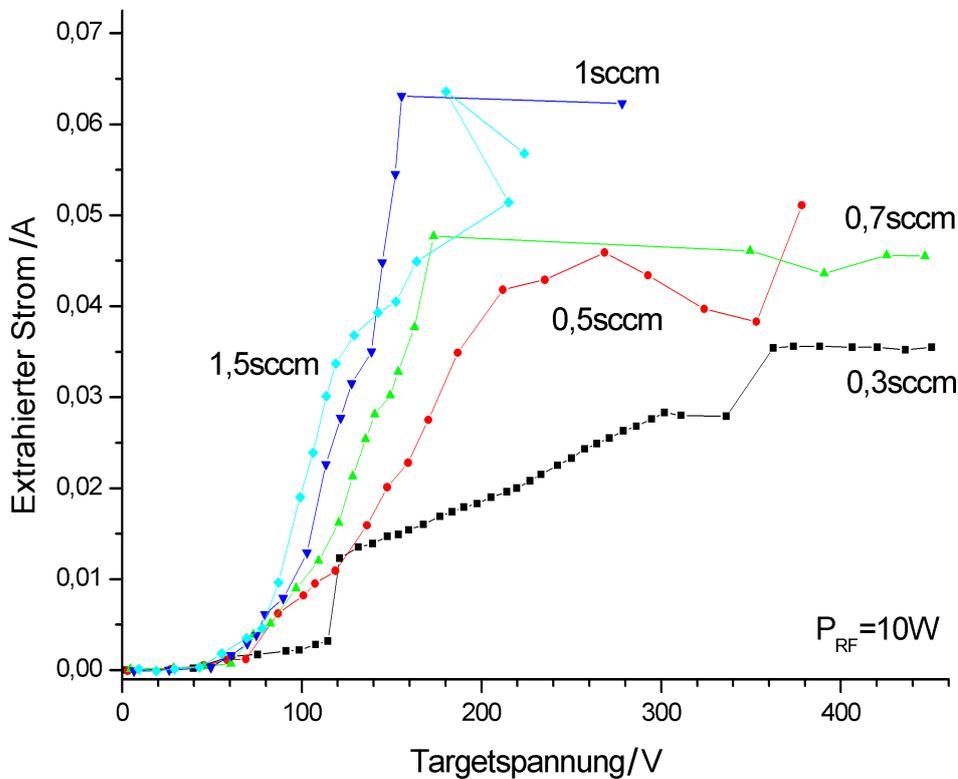


Abbildung 6.27.: Extrahierter Strom als Funktion der Targetspannung bei verschiedenen Massenflüssen bei konstanter RF-Leistung von 10W.

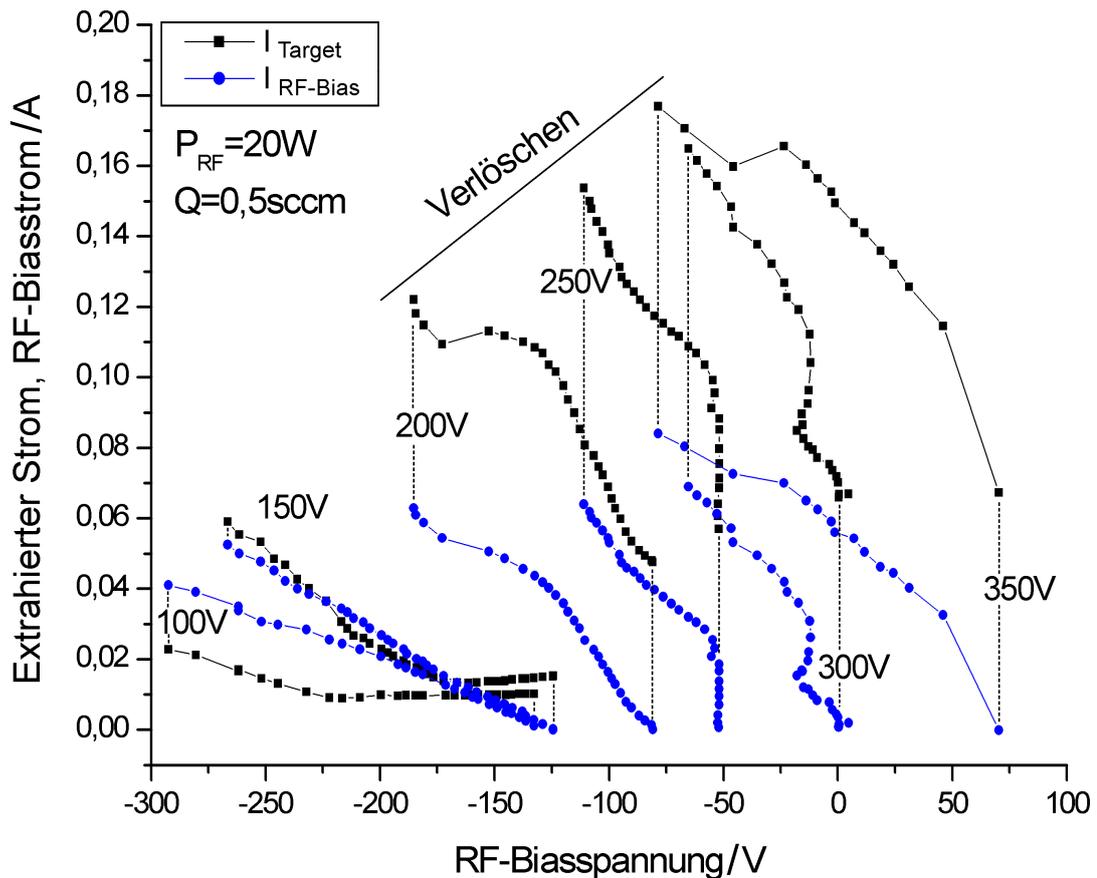


Abbildung 6.28.: Extrahierter Strom (I_{Target}) und RF-Biasstrom ($I_{\text{RF-Bias}}$) als Funktion der RF-Biasspannung bei jeweils konstanter Targetspannung als Parameter. RF-Leistung 20W, Massenfluss Xenon 0,5sccm, Druck 0,027mbar.

Durch die Oszillation des Elektrodenpotentials ergibt sich eine veränderte UI-Kennlinie (Siehe Abb. 6.29). Die Kennlinie ist flacher und das Floatingpotential verschiebt sich ins Negative. Wählt man die RF-Biasspannung so, dass die negativste Einzelkennlinie (ganz linke dünnere Kurve) für diese Biasspannung fast vollständig im Ionensättigungsstromast liegt, so gelangt nur noch ein minimaler Anteil an Elektronen auf die RF-Elektroden. Der Ionenstrom bleibt bestehen. Wird das Biaspotential zu negativ gewählt, so vergrößert sich die Randschicht um die Elektroden unnötigerweise und führt im Extremfall zu einer so starken Verarmung der Ionisationszone an Elektronen, dass die Entladung erlischt.

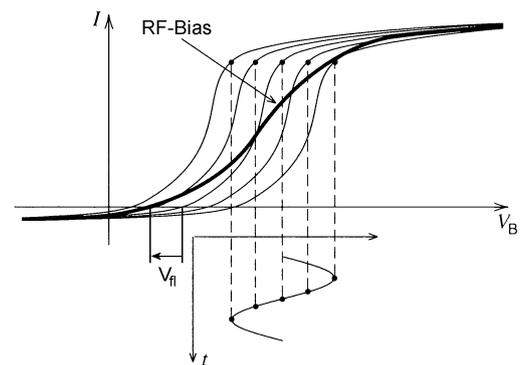


Abbildung 6.29.: Effektive UI-Kennlinie des RF-Biaspunktes. (Abb. ähnlich aus [Lb 05])

Abbildung 6.30 zeigt für die 250V Kurven aus Abbildung 6.28 den totalen Leistungsbedarf sowie die einzelnen Summanden als Funktion des RF-Biasstroms. Der zunächst dominante Anteil am totalen Leistungsbedarf ist die RF-Leistung, die einen Sockel von 20W darstellt. Mit zunehmendem Biasstrom (der extrahierte Strom ist ca. 60mA höher) steigt auch die über das Targetnetzteil zugeführte Leistung mit der Zunahme des extrahierten Stromes an, erreicht ca 38W und überwiegt daher die RF-Leistung um einen Faktor 2. Die zum Absenken der RF-Biasspannung notwendige Leistung bleibt gering. Zum Vergleich sei hier nochmals erwähnt, dass zur Extraktion bei gleicher Targetspannung und gleichem Massenfluss eine RF-Leistung von über 40W erforderlich ist. Die Unterdrückung des Elektronenstroms auf die leitfähigen RF-Elektroden bietet somit die Möglichkeit einerseits durch Reduzieren der Elektronenverluste den extrahierbaren Strom zu steigern und andererseits einen Teil der notwendigen RF-Leistung durch DC-Leistung zu substituieren. Dies macht sich auch in einer Erhöhung der Quellenimpedanz bemerkbar (siehe Abb. 6.31). Je stärker der Elektronenstrom auf die RF-Elektroden unterdrückt wird, desto größer wird die Quellenimpedanz. Dies wird als eine Verarmung der Ionisationszone an Elektronen interpretiert.

Trägt man den totalen Leistungsbedarf wie in Abbildung 6.30 als Funktion des RF-Biasstroms auf und normiert auf den extrahierten Elektronenstrom, so erhält man Abbildung 6.32. Bei kleinen Targetspannungen (100V, 150V) dominiert die RF-Sockelleistung bei kleinen Elektronenströmen, wodurch der spezifische Leistungsbedarf extreme Werte von über 1000W/A annimmt. Da der extrahierte Elektronenstrom mit zunehmender Targetspannung dann ansteigt, gelangt man zu niedrigeren spezifischen Leistungen für alle höheren Targetspannungen, wobei ein Minimum für Targetspannungen zwischen 200V und 250V zu erkennen ist. Mit zunehmendem RF-Biasstrom wird durch die Zunahme des extrahierten Stromes der totale spezifische Leistungsbedarf abgesenkt und erreicht 430W/A (für 250V Targetspannung).

Abbildung 6.33 zeigt die gleiche Grafik jedoch nach Normierung des RF-Biasstroms auf den gesamten extrahierten Elektronenstrom. In dieser Zeichnung wird erkennbar, dass der minimale spezifische Leistungsbedarf für einen RF-Biasstromanteil am Gesamtstrom zwischen 40% und 50% erreicht wird. Eine weitere Erhöhung dieses Anteils führt zum Verlöschen der Entladung durch Elektronenverarmung der Ionisationszone. Daraus kann man folgern, dass die Plasmadichte im Bereich der RF-Elektroden und des Quellengehäuses ähnlich ist, da die maximalen Ionenströme etwa die Oberflächenverhältnisse der Wand (600cm^2) und der RF-Elektroden (450cm^2) widerspiegeln.

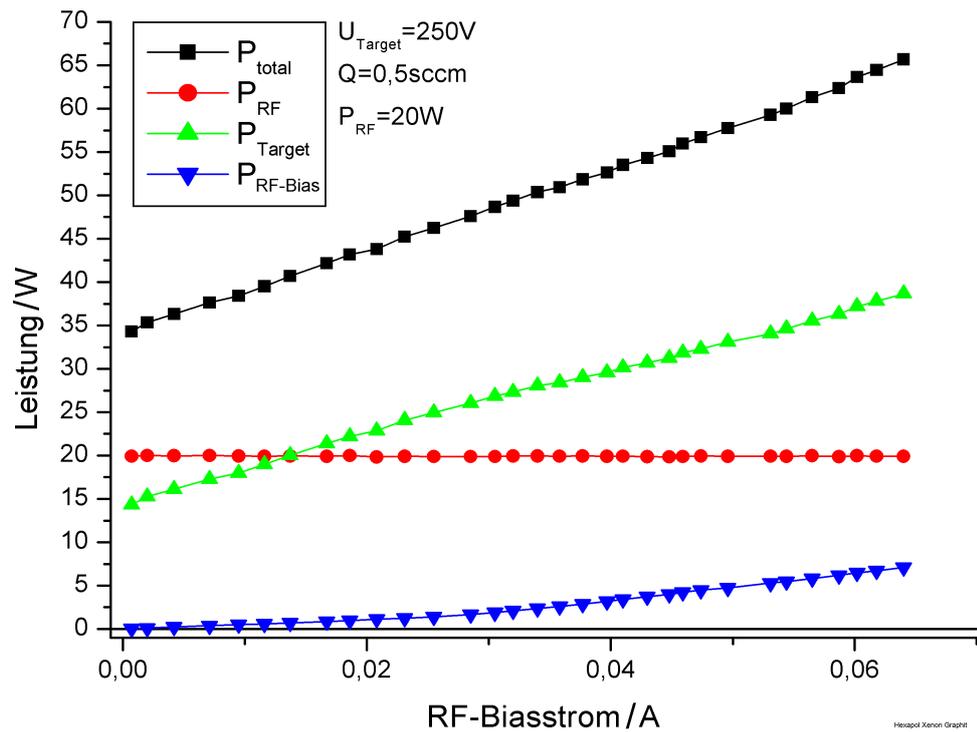


Abbildung 6.30.: Totaler Leistungsbedarf sowie Summanden als Funktion des RF-Biasstroms bei 250V Targetspannung. Der extrahierte Elektronenstrom ist etwa 60mA höher.

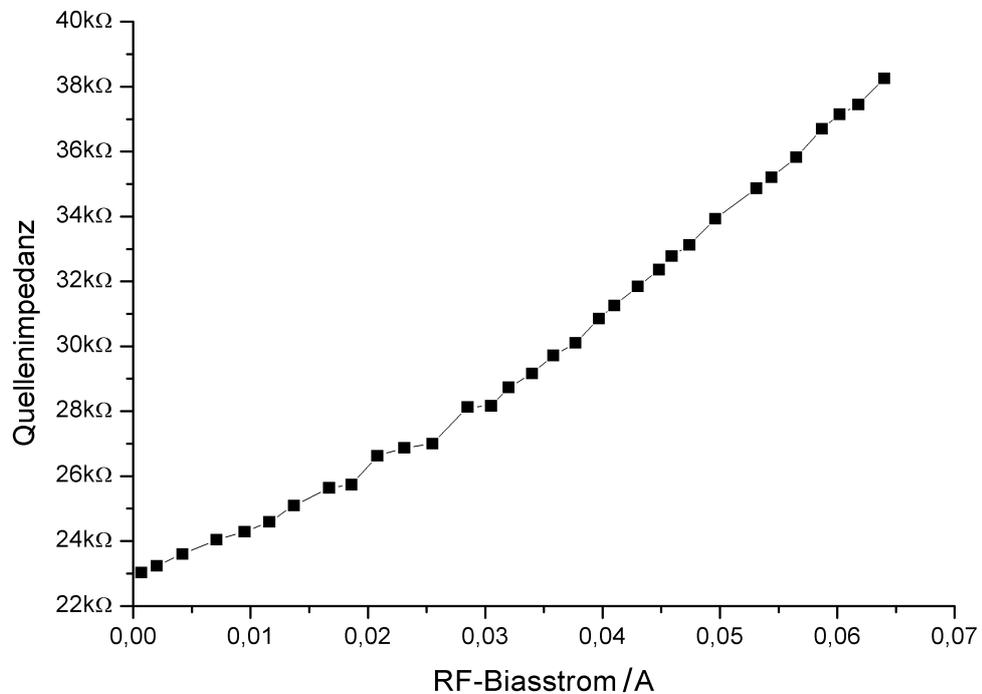


Abbildung 6.31.: Veränderung der Quellenimpedanz durch Absenken des RF-Biaspotentials und Erhöhen des RF-Biasstroms.

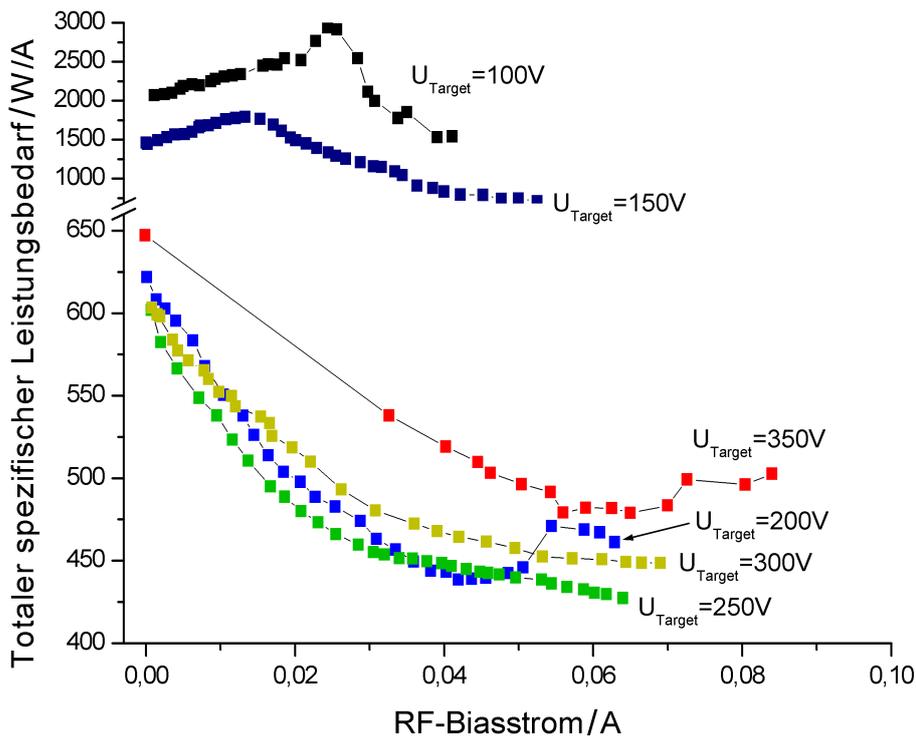


Abbildung 6.32.: Totaler spezifischer Leistungsbedarf als Funktion des RF-Biasstroms bei verschiedenen Targetspannungen.

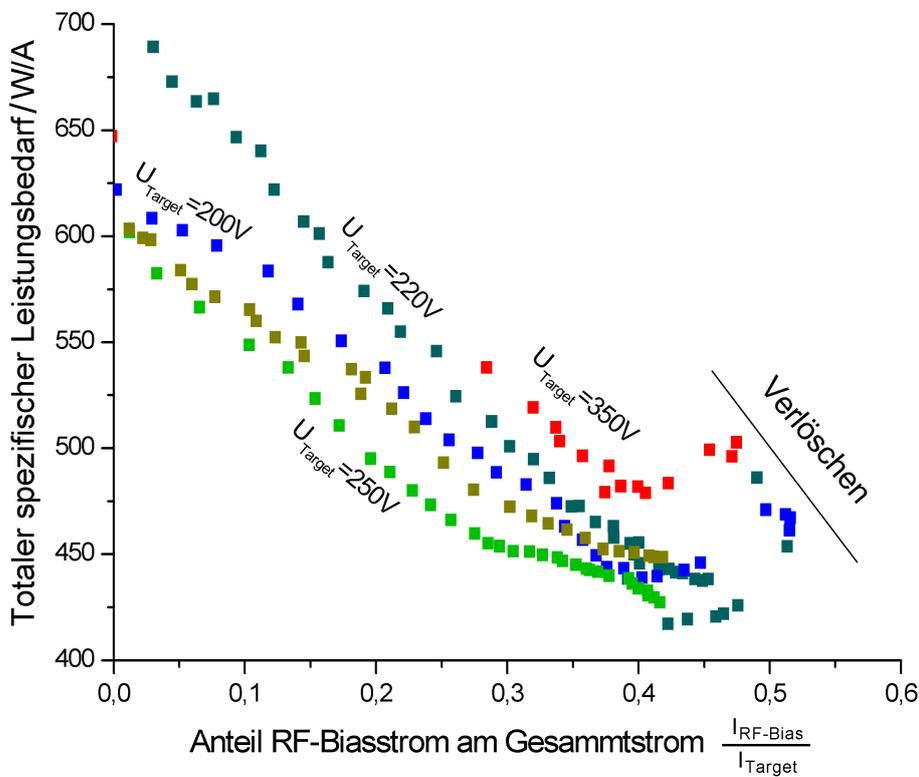


Abbildung 6.33.: Totaler spezifischer Leistungsbedarf als Funktion des RF-Biasstromanteils am Gesamtstrom bei verschiedenen Targetspannungen.

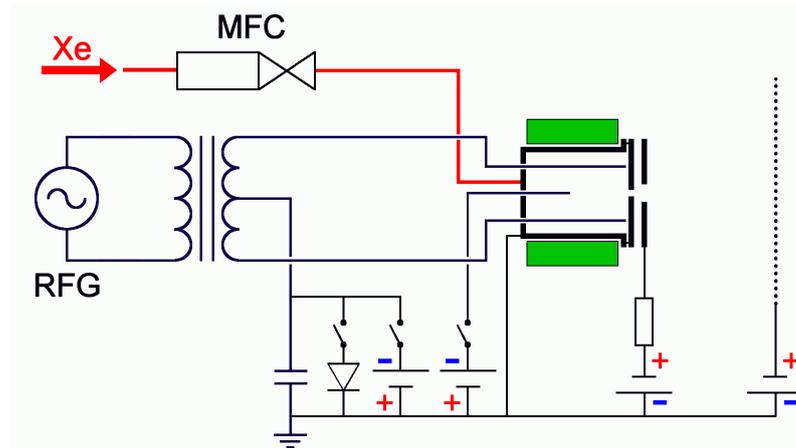


Abbildung 6.34.: Vereinfachtes Aufbauschema

6.2.6. Messungen an Xenon mit RF-Elektroden aus Graphit und Zentralelektrode

Zu dem zuvor beschriebenen Aufbau wird eine zentrale Graphitelektrode in Form eines Stiftes ($\varnothing 4\text{mm}$ Länge 40mm) hinzugefügt (Siehe Abb. 6.34). Diese wird einerseits stromlos (floatend) betrieben, um Hinweise auf das Plasmapotential zu erhalten, und geerdet oder mit Netzteil, um die Stromfähigkeit der Quelle zu steigern.

Ausgehend von der Vermutung, dass unter Extraktionsbedingungen die Zentralelektrode durch negatives Vorspannen als Ionenfänger fungiert, sind in Abbildung 6.35 der extrahierte Elektronenstrom und der Strom auf die Zentralelektrode als Funktion der Zentralelektrodenspannung dargestellt. Die Targetspannung nimmt in der Bildfolge von oben nach unten zu. Bei einer Targetspannung von 0V wird kein Strom extrahiert, der Stiftstrom nimmt mit negativer werdendem Potential zu und sättigt schließlich. Dieses Verhalten entspricht dem erwarteten. Wird die Stiftspannung zu negativ gewählt erlischt die Entladung. Mit zunehmender Targetspannung ist ein anderer Effekt zu bemerken (siehe besonders das Bild zur Targetspannung von 250V). Bei einer Stiftspannung nahe 0V kann ein für die Zugspannung erwarteter Elektronenstrom extrahiert werden. Es ist weiterhin ein Nettoionenstrom auf die Zentralelektrode festzustellen. Mit negativer werdender Zentralelektrodenspannung verändert sich der Elektronenstrom kaum. Dann tritt ein abrupter Rückgang der beider Ströme ein. Der Strom auf die Zentralelektrode geht deutlich zurück. Dieses Verhalten ist ähnlich dem eines Verarmungsosfets. Die Vergrößerung der Randschicht um die Elektrode führt zu einer Verarmung an Elektronen in diesem Bereich. Dadurch wird der Zentralbereich der Quelle hochohmig, eventuell berühren sich auch die Randschichten von RF-Elektroden und Zentralelektrode, so dass die Entladung gestört wird.

Abbildung 6.36 zeigt die Spannungen aller Quelleneinbauten, nämlich Keeperspannung, Zentralstift und RF-Bias, als Funktion der Targetspannung bei einer RF-Leistung von 20W , einem Massenfluss von $0,5\text{sccm}$ und einem Queldruck von $0,027\text{mbar}$. Zur Orientierung ist auch die Targetspannung gezeichnet. Das Bild darunter (Abb. 6.37) stellt den

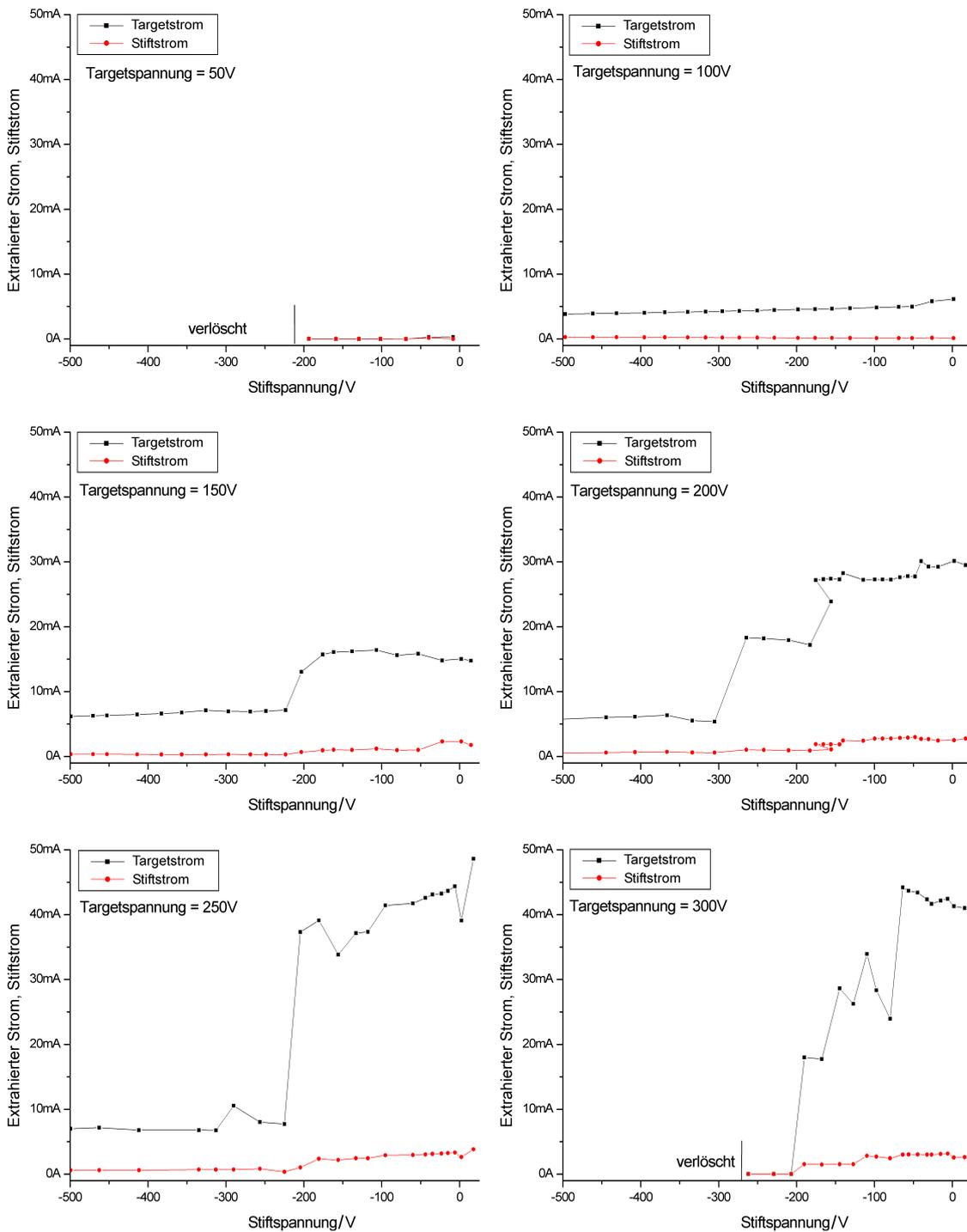


Abbildung 6.35.: Einfluss der Spannung der Zentralelektrode auf den extrahierten Elektronenstrom und den Stiftstrom (Ionenstrom) bei verschiedenen Targetspannungen, einem Druck von $0,027\text{mbar}$ und einer RF-Leistung von 20W

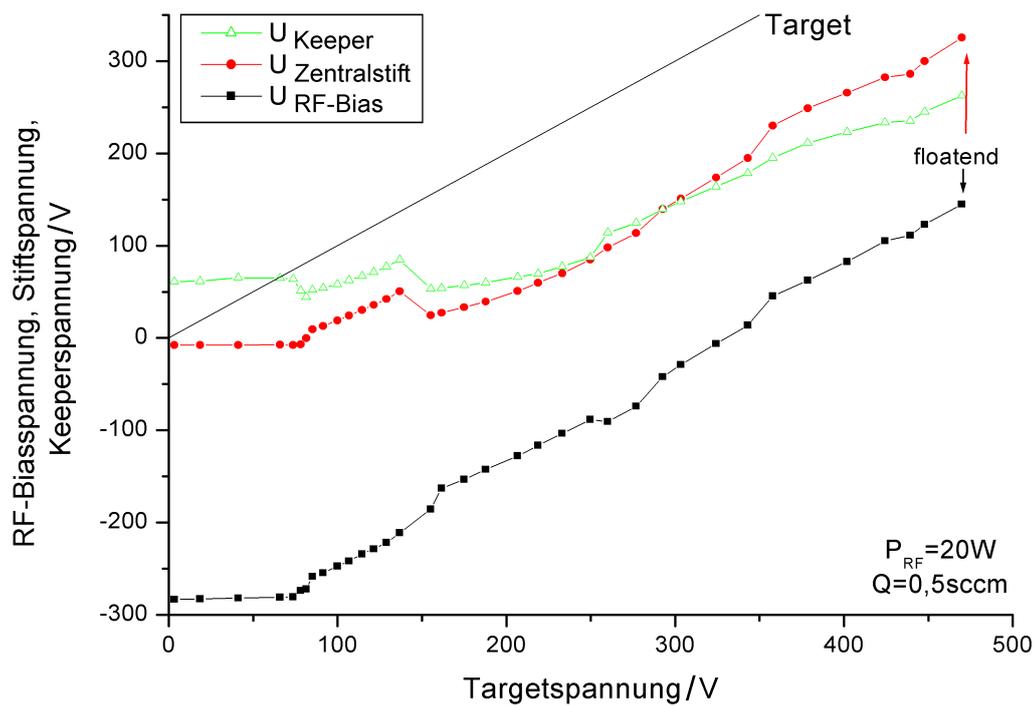


Abbildung 6.36.: Spannungsverläufe der mittleren Elektrodenpotentiale als Funktion der Targetspannung bei floatender RF-Biasspannung.

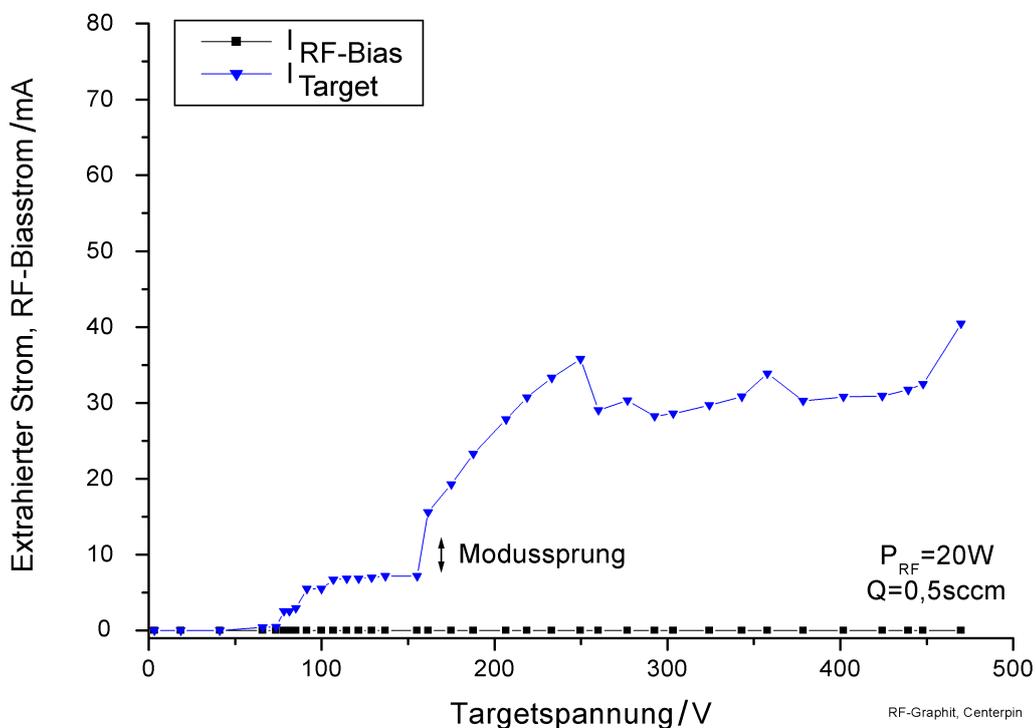


Abbildung 6.37.: Extrahierter Strom (I_{Target}) und RF-Biasstrom ($I_{CenterTap}$) als Funktion der Targetspannung bei floatender RF-Biasspannung.

extrahierten Elektronenstrom sowie den RF-Biasstrom dar. Der RF-Bias ist zunächst floating und daher stromlos. Man erkennt, dass ab einer Targetspannung von etwa 80V die Quelle Elektronen emittiert. Dabei geht die Keeperspannung etwas zurück, Zentralstiftspannung und RF-Biasspannung steigen gleichermaßen an. Von diesem Punkt an steigt die RF-Biasspannung proportional zur Targetspannung an. Im extrahierten Strom ist bei etwa 150V ein Modussprung zu erkennen, in dem der Strom sich verdoppelt. Keeperspannung und Stiftspannung fallen beide um etwa 20V ab. Dieser Spannungshub ist auf den nun größeren Spannungsabfall in der Plasmabrücke durch den Sprunghaft höheren extrahierten Strom zurückzuführen. RF-Bias und Stiftspannung sind im weiteren Verlauf parallel. Da beide Spannungen über das Plasmapotential gekoppelt sind wird das so interpretiert, dass das Plasmapotential mit Erreichen des Sättigungsstroms parallel zur Targetspannung wächst.

Die Zentralstiftspannung stellt eine untere Schranke für das Plasmapotential² in der Quellenmitte dar, wobei die Spannungsdifferenz von Plasmapotential und dem Floatingpotential sich bei Kenntnis der Elektronentemperatur³ mit

$$\Delta U = \frac{k_B T_e}{e} \frac{1}{2} \ln \frac{m_i}{m_e} \quad (6.2)$$

abschätzen lässt (siehe hierzu auch Kapitel 7.2, Kapitel 3.1 und Abbildung 6.62). Für Xenon gilt $\frac{1}{2} \ln \frac{m_i}{m_e} = 6,2$.

Die Messungen deren Ergebnisse in den Abbildungen 6.36 und 6.37 dargestellt sind, wurden nach Einbau einer Diode zwischen Mittelanzapfung und Masse wiederholt. Damit wird die Spannung zwischen den beiden Punkten begrenzt. Die Kurven sind in den Abbildungen 6.38 und 6.39 dargestellt und sind bis die RF-Biasspannung 0V erreicht identisch den zuvor gezeigten. Danach steigt der RF-Biasstrom rasch mit der Targetspannung an und in gleicher Weise wächst der extrahierte Elektronenstrom. Sowohl die Zentralstiftspannung als auch die Keeperspannung wachsen zunächst weiter, beim letzten Datenpunkt scheint eine Sättigung erreicht zu werden. Dies kann einerseits am größeren Spannungsabfall in der Plasmabrücke durch den fast doppelt so hohen Elektronenstrom liegen oder durch den bereits gestörten Entladungszustand im Bereich der RF-Elektroden. Eine weitere Steigerung der Targetspannung lässt die Entladung instabil werden, wodurch sie schließlich verlöscht.

Da mit dem Zentralstiftpotential das Plasmapotential abschätzbar ist, kann aus der Differenz von Targetspannung und Stiftspannung auf den Spannungsabfall in der Plasmabrücke geschlossen werden. In Abbildung 6.40 ist die Differenz von Targetspannung und Stiftspannung als Funktion des extrahierten Stromes dargestellt. Der anfängliche Anstieg von 0V auf 80V für verschwindenden Strom ist auf die noch nicht ausgebildete Plasmabrücke zurückzuführen. Das Keeperpotential stellt das für Elektronen attraktivste Element dar. Diese Punkte sind daher belanglos. Die Differenzspannung bleibt dann im Weiteren bei ca 80V. Es liegt nahe, dass die Plasmabrücke erst bei Strömen über 5mA etabliert ist zumal die Keeperspannung in diesem Bereich einbricht. Mit dem Modussprung in der Entladung

²Das Floatingpotential liegt unter dem Plasmapotential wenn die negativen Ladungsträger schneller als die positiven sind, was hier gegeben ist.

³Unter der Voraussetzung, dass die Elektronenenergien maxwellverteilt sind.

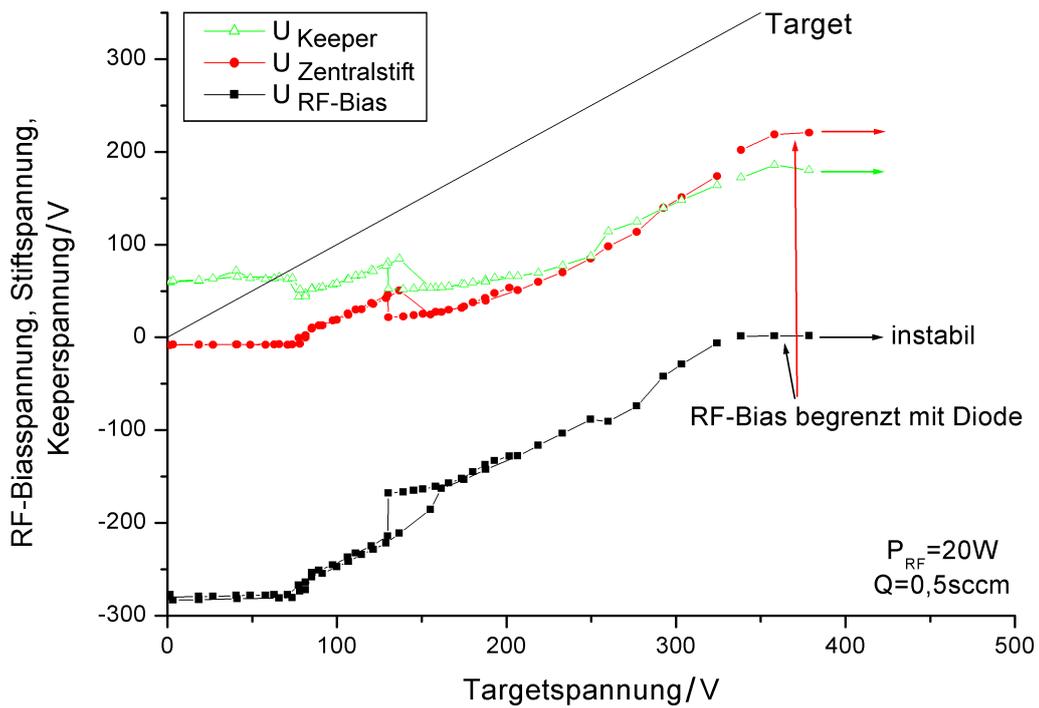


Abbildung 6.38.: Spannungsverläufe der mittleren Elektrodenpotentiale als Funktion der Targetspannung mit RF-Biasbegrenzung (zur Erhöhung der Stromfähigkeit).

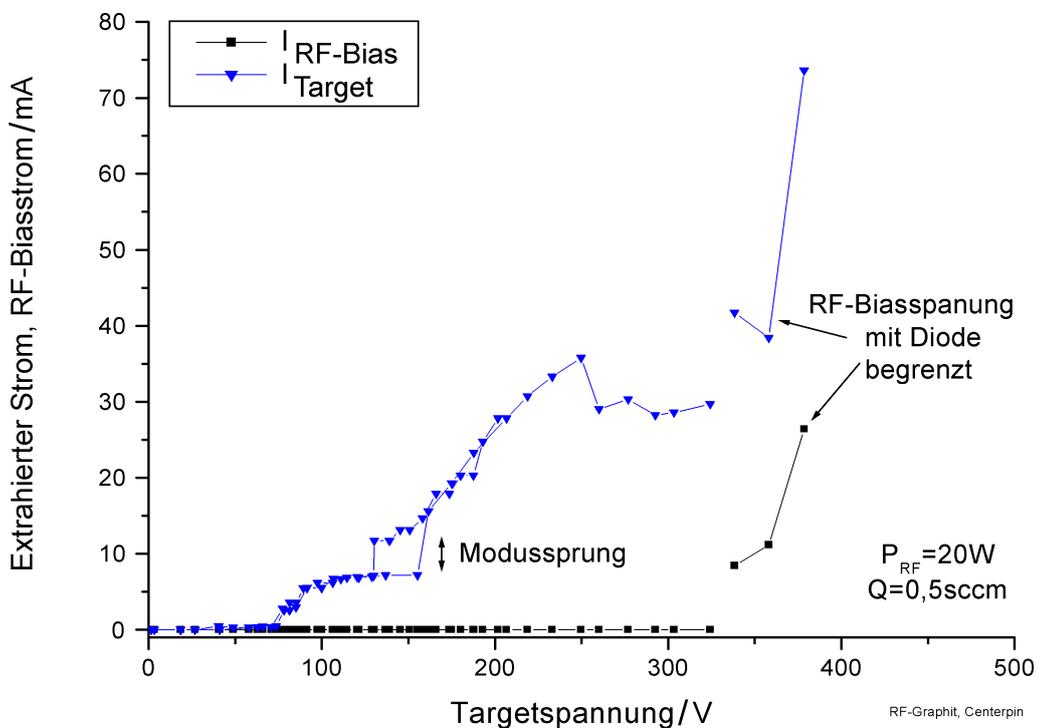


Abbildung 6.39.: Extrahierter Strom (I_{Target}) und RF-Biasstrom ($I_{CenterTap}$) als Funktion der Targetspannung mit RF-Biasbegrenzung (zur Erhöhung der Stromfähigkeit).

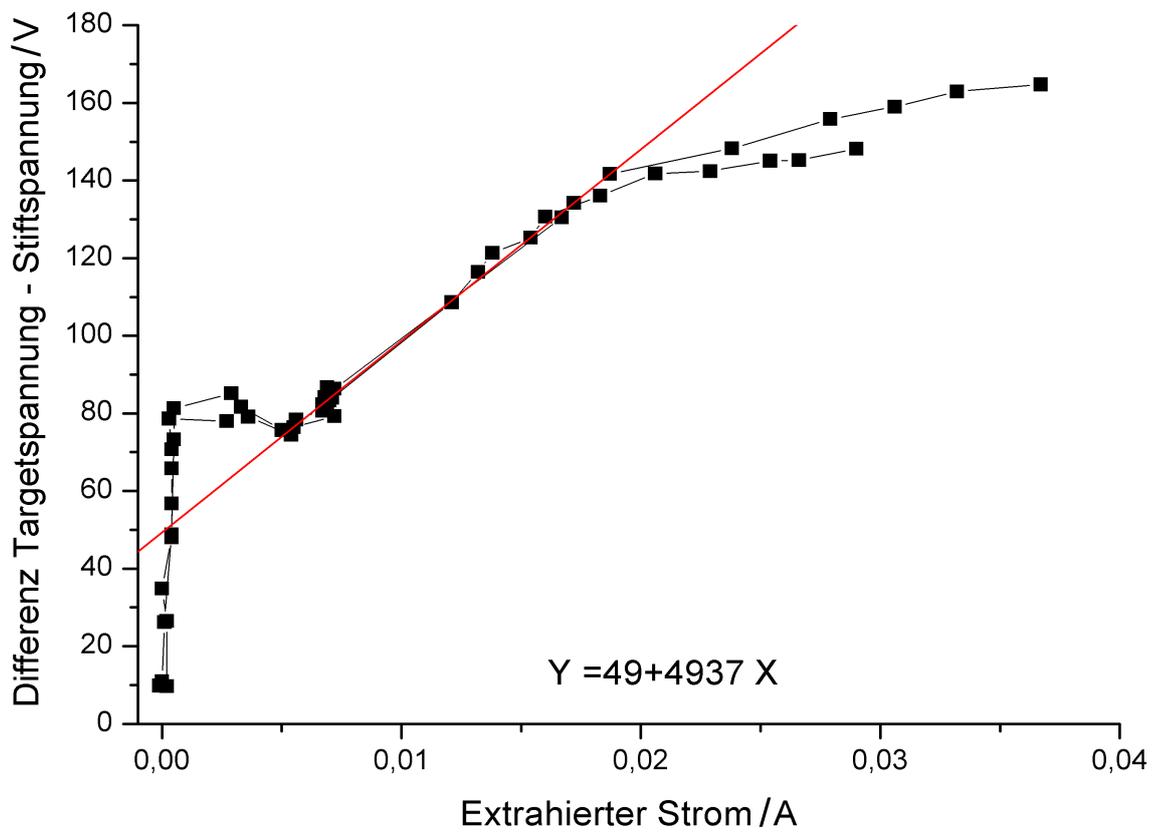


Abbildung 6.40.: Differenz von Targetspannung und Stiftspannung gegen den Extrahierten Strom.

steigt die Spannungsdifferenz sowie der Strom an, die Lücke in den Daten entsteht durch den Modussprung. Der weitere Bereich hat eine ohmsche Charakteristik mit einem berechneten Widerstand von $5k\Omega$. Mit weiter zunehmendem Strom scheint der Widerstand der Plasmabrücke abzunehmen.

Wird unter gleichen Entladungsbedingungen die Zentralelektrode geerdet (Siehe Abb. 6.41), so gibt es einen Bereich der Targetspannung der zum Erlöschen der Entladung führt (zwischen 40V und 100V). Das Floatingpotential der Zentralelektrode ist bei dieser RF-Leistung bei etwa $-15V$, wodurch die Zentralelektrode durch das Erden vermehrt Elektronen sammelt. Bei genügend hoher Targetspannung ist das Floatingpotential der Zentralelektrode positiv und die geerdete Zentralelektrode wird damit zum Ionenfänger. Der Grund für das Verlöschen bleibt aber unklar. Unter der Annahme, dass das Plasmapotential mit der Targetspannung wächst, folgt, dass die Erhöhung des Plasmapotentials nicht zu einem erhöhten Strom auf den Zentralstift führt. Die Funktion des Ionenfängers wird somit nicht erfüllt, ja wirkt in der Geometrie mit RF-Elektroden aus Graphit sogar behindernd.

Eine Messung bei einem höheren Massenfluss von $0,8sccm$ und geringerer RF-Leistung von 10W zeigen die Abbildungen 6.42 und 6.43. Durch die Limitierung der RF-Biasspannung wird bei einer Targetspannung von 285V ein maximaler Elektronenstrom von $105mA$ erreicht, was einen spezifische Leistungsbedarf von $380W/A$ ergibt. Bei höheren Targetspannungen wird die Entladung instabil und erlischt. Wichtig bei dieser Abbildung ist, dass trotz der Begrenzung der RF-Biasspannung das Floatingpotential der Zentralelektrode linear mit der Targetspannung wächst, obwohl die RF-Biasspannung fast 100V abgesenkt wurde. Insgesamt kommt man zu folgenden Schlussfolgerungen:

1. Das Plasmapotential wird bei bestehender Plasmabrücke durch die Targetspannung maßgeblich beeinflusst und ist an dieses gekoppelt.
2. In der Plasmabrücke fällt nur ein kleinerer Teil der DC-Leistung an.
3. Bei Extraktionsbedingungen bilden sich hohe Differenzspannungen zwischen Plasmapotential und Ionenfängern aus. Die DC-Leistung wird hier anfallen und in die Beschleunigung von Ionen transformiert.

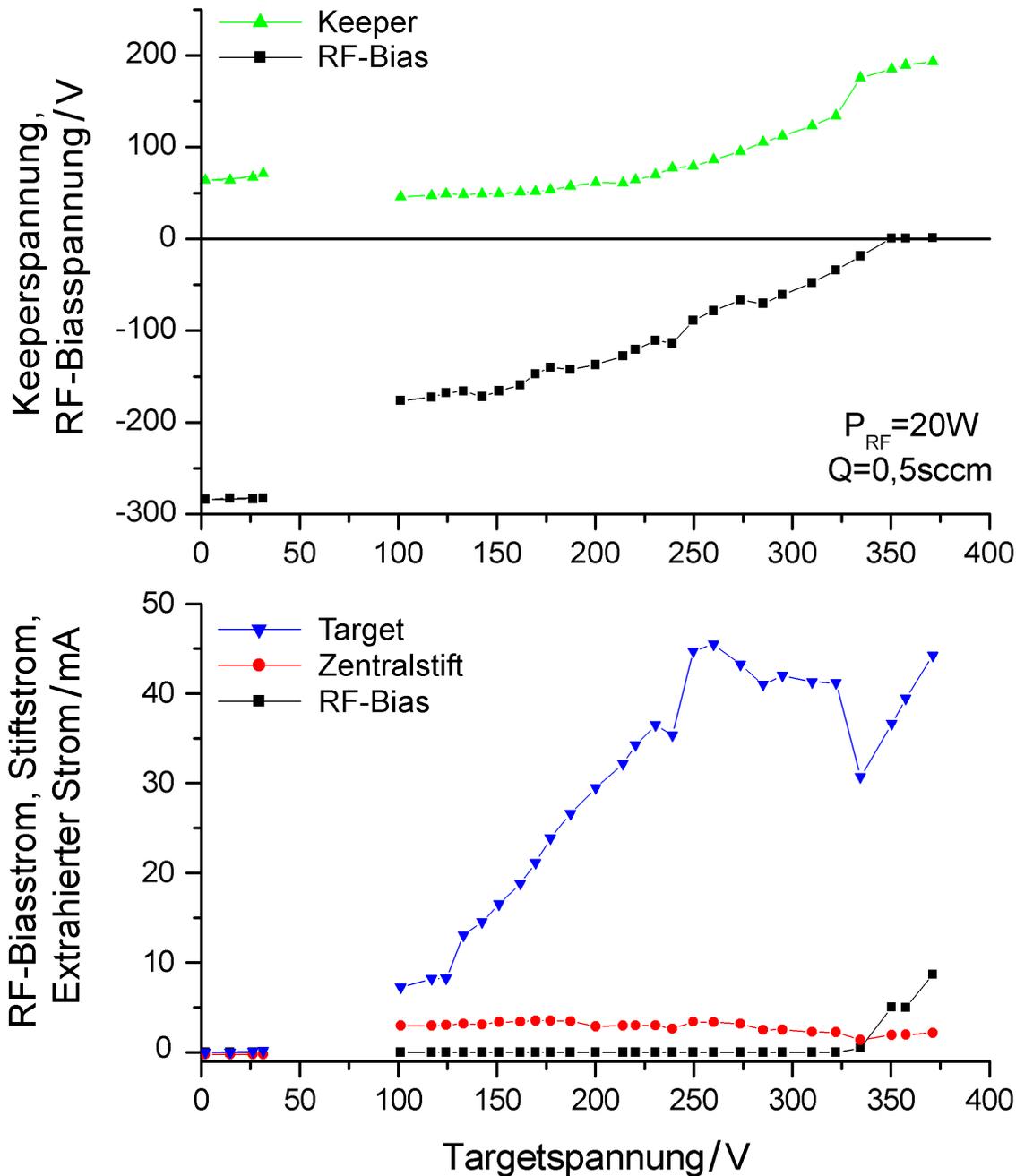


Abbildung 6.41.: oben) Keeperspannung und RF-Biasspannung ($U_{CenterTap}$) als Funktion der Targetspannung bei geerdeter Zentralelektrode. unten) dazugehörige Ströme von Extraktionstarget, Zentralelektrode und RF-Bias. RF-Leistung 20W, Massenfluss Xenon 0,5sccm. Im Bereich zwischen 40V und 100V Targetspannung verlöscht die Entladung.

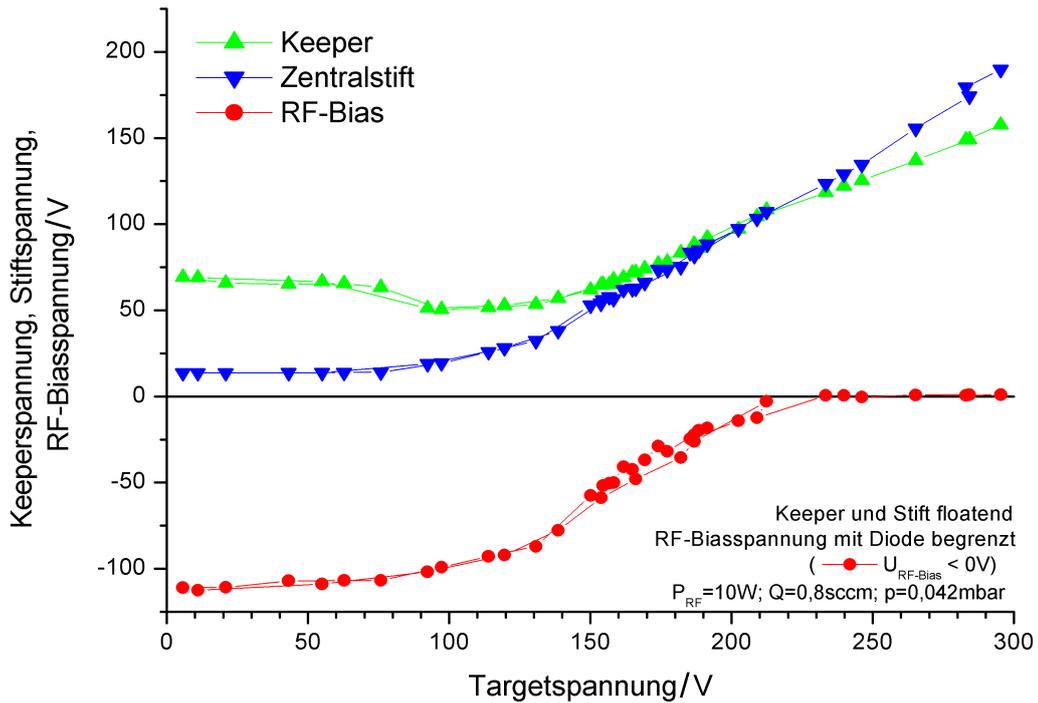


Abbildung 6.42.: Keeperspannung, Zentralelektroden-Spannung und RF-Biasspannung als Funktion der Targetspannung. Sowohl Keeper als auch Zentralelektrode sind stromlos, also floatend. RF-Bias ist mit Diode in der Spannung begrenzt.

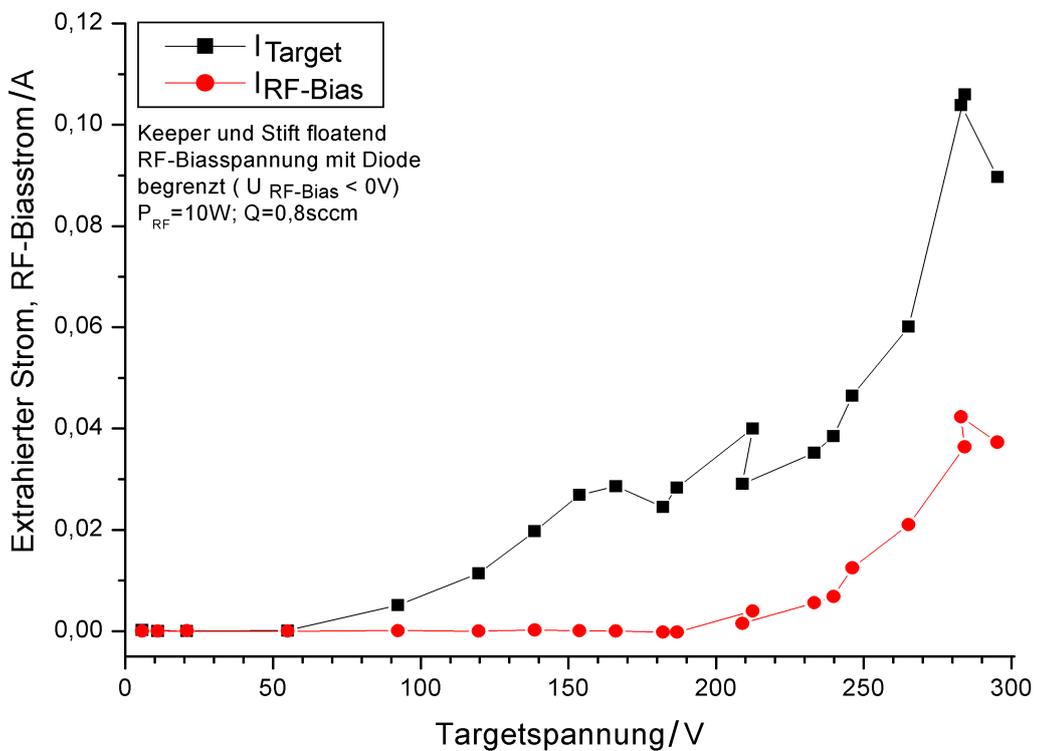


Abbildung 6.43.: Extrahierter Strom (I_{Target}) und RF-Biasstrom ($I_{CenterTap}$) als Funktion der Targetspannung. Sowohl Keeper als auch Zentralelektrode sind stromlos, also floatend. RF-Bias ist mit Diode in der Spannung begrenzt, daher steigt der Strom bei hohen Targetspannungen an und erhöht den Gesamtstrom.

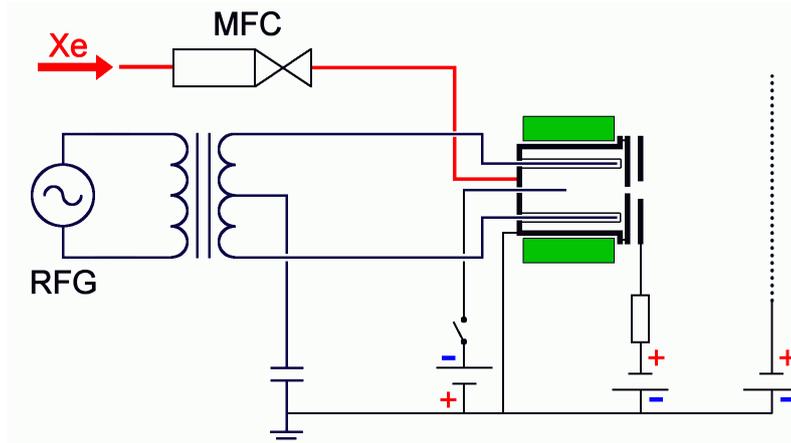


Abbildung 6.44.: Vereinfachtes Aufbauschema

6.2.7. Messungen an Xenon mit isolierten RF-Elektroden und Zentralelektrode

Im Gegensatz zu den Messungen an den RF-Elektroden aus Graphit zeigen Messungen an den isolierten dünnen RF-Elektroden mit der Zentralelektrode (Aufbau siehe 6.44) keine Begrenzung der RF-Leistung durch Verlöschen der Quelle. Weiterhin sind die extrahierbaren Ströme mit den schmalen Elektroden höher und vergleichbar mit dem Aufbau ohne Zentralelektrode.

Abbildung 6.45 zeigt den extrahierten Elektronenstrom als Funktion der RF-Spannung bei verschiedenen Targetspannungen. Die Zentralelektrode ist dabei floatend (hohle Kreise) oder geerdet (ausgefüllte Kreise) wodurch sich der extrahierte Strom um ca 5mA erhöht. Für verschiedene Targetspannungen liegen die Kurven zunächst übereinander und wachsen proportional mit der RF-Leistung. Dann wächst der Strom nur noch schwächer an, erreicht ein Maximum und fällt schließlich. Der maximale Strom bei konstanter Targetspannung wird daher nicht bei maximaler RF-Leistung erreicht, sondern bei einer niedrigeren Leistung. Wählt man aus allen diesen Datenpunkten die Punkte des minimalen spezifischen Leistungsbedarfs für einen extrahierten Strom aus, so ergeben sich die Optimumkurven in Abbildung 6.48. Zum Vergleich sind diese Punkte schwarz in Abbildung 6.45 eingezeichnet. Der minimale spezifische Leistungsbedarf fällt nicht mit dem jeweils maximalen extrahierbaren Strom zusammen, sondern wird bei niedrigeren Elektronenströmen bzw. RF-Leistungen erreicht.

In Abbildung 6.46 sind für die Messungen mit floatender Zentralelektrode die zugehörigen Elektrodenpotentiale als Funktion der RF-Leistung angegeben. Mit steigender Targetspannung steigt auch das Floatingpotential der Zentralelektrode wie zu erwarten war. Ein Ansteigen der RF-Leistung reduziert hingegen diese Spannung, was mit dem Spannungsabfall in der Plasmabrücke erklärt werden kann.

Abbildung 6.47 zeigt die Differenz von Targetspannung und Stiftspannung als Funktion des extrahierten Stromes für den identischen Kurvensatz. Wie bereits zuvor beschrieben (siehe Seite 122), lässt sich hiermit der Widerstand der Plasmabrücke abschätzen. Nach

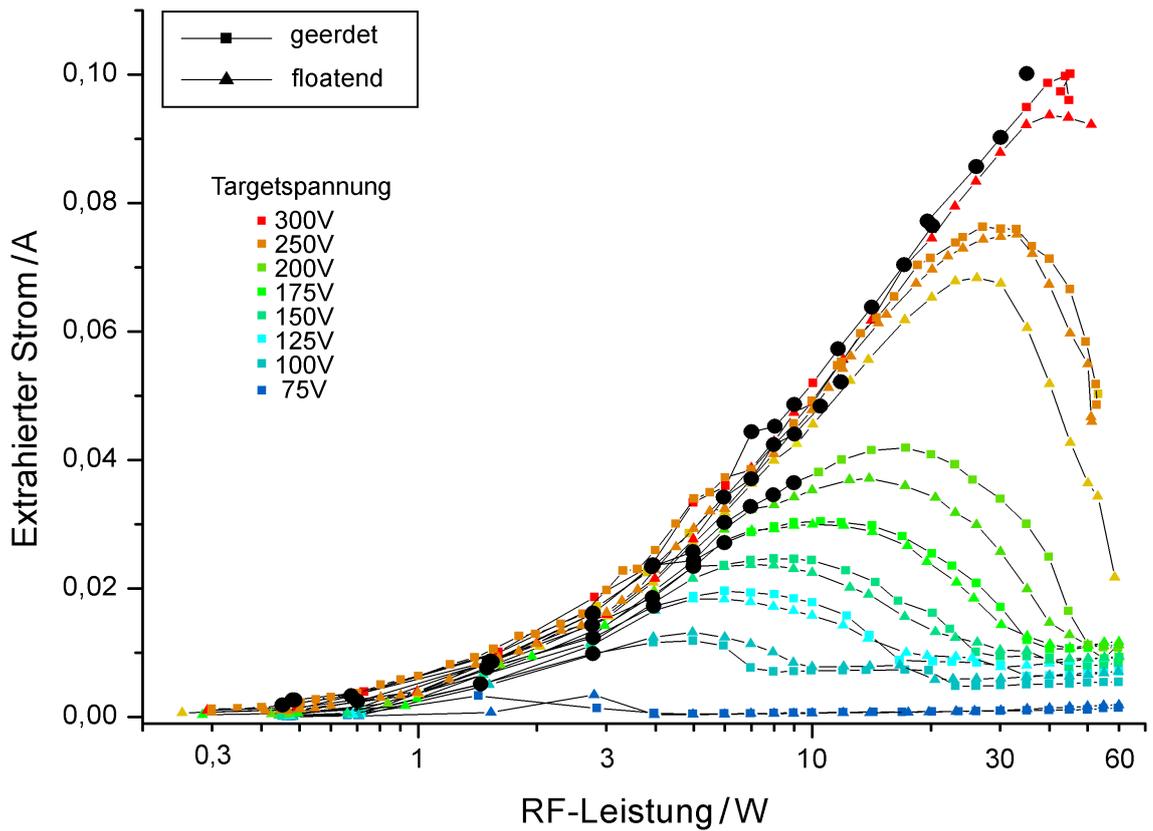


Abbildung 6.45.: Extrahierter Strom als Funktion der RF-Leistung mit der Targetspannung als Parameter jeweils mit geerdeter und floatender Zentralelektrode ($Q = 0,5 \text{ sccm}$, $p = 0,027 \text{ mbar}$). Im geerdeten Betrieb ist der Strom ca. 5 mA höher. Schwarz eingezeichnet die Punkte des minimalen Leistungsbedarfs (siehe Abb. 6.48).

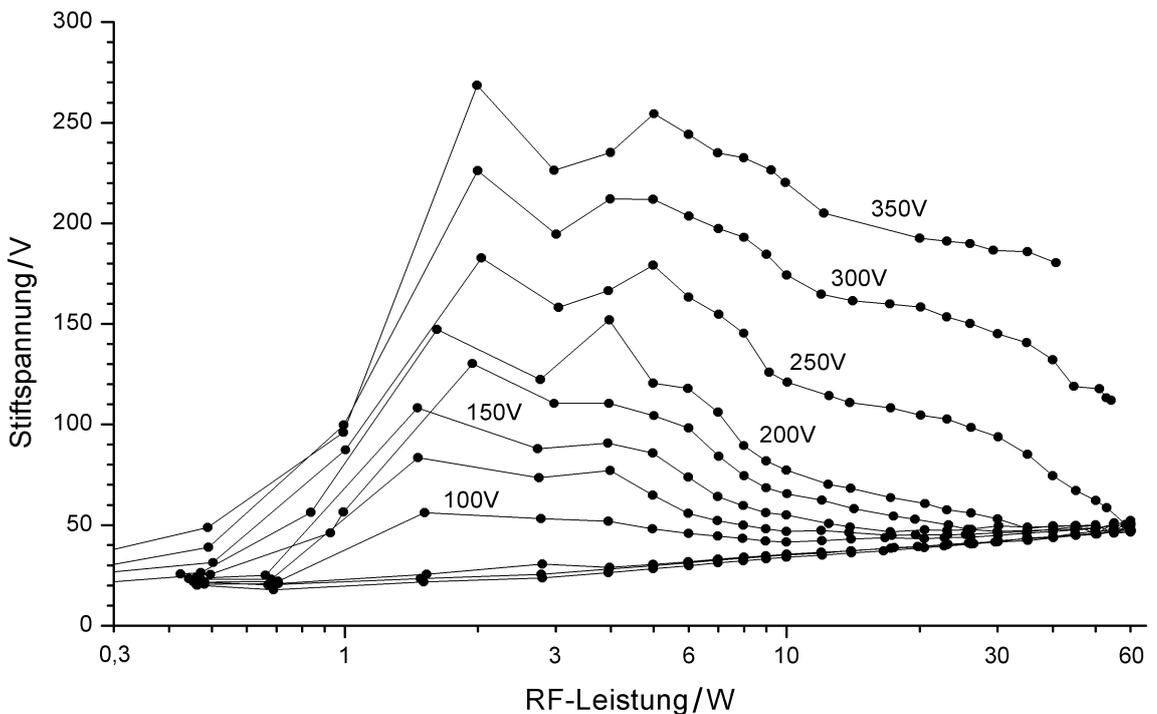


Abbildung 6.46.: Spannung der Zentralelektrode (floatend) als Funktion der RF-Spannung und der Targetspannung. (siehe auch oben)

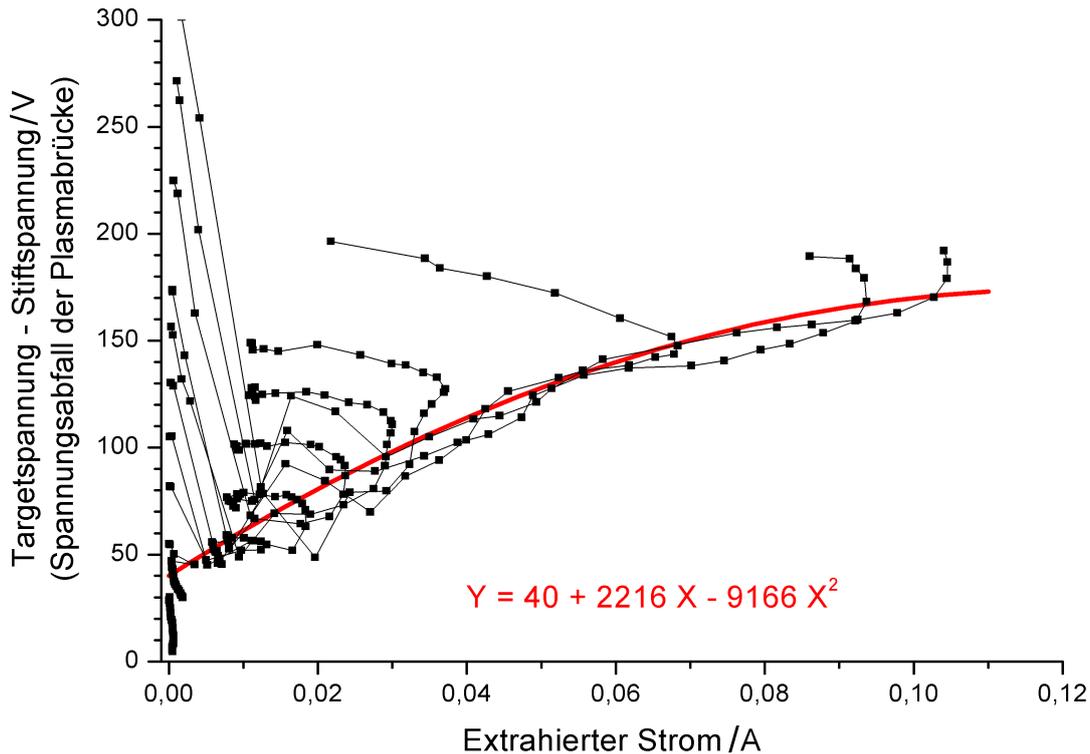


Abbildung 6.47.: Abschätzung des Spannungsabfalls in der Plasmabrücke als Funktion des extrahierten Stromes bei verschiedenen RF-Leistungen. Die Steigung der Sekante vom Achsenabschnitt der roten Kurve bis zu einem Punkt darauf repräsentiert den Widerstand der Plasmabrücke (bei kleinen Strömen $\sim 2k\Omega$).

Abzug eines Offsets von ca 40V erhält man die UI-Kennlinie der Plasmabrücke. Der Widerstand ist demnach für kleine Ströme etwa $2k\Omega$ und fällt mit zunehmendem Strom noch weiter ab ($1k\Omega$ bei $100mA$)

Die Optimumkurven in Abbildung 6.48 zeigen den gesamten spezifischen Leistungsbedarf, die optimale Targetspannung sowie die optimale RF-Leistung als Funktion des extrahierten Stromes.

Die RF-Leistung steigt zunächst linear mit dem extrahierten Strom an. Ab etwa $60mA$ ist der Anstieg steiler aber immer noch linear.

Die Punkte der optimalen Targetspannung streuen stark. Signifikant ist hierbei, dass mit zunehmendem Elektronenstrom die Targetspannung zunächst linear zunimmt, dann ab $60mA$ nicht mehr oder wesentlich schwächer weiter wächst.

Ab $5mA$ Elektronenstrom bildet der totale spezifische Leistungsbedarf eine Gerade, die mit dem Elektronenstrom anwächst.

Das Auftreten eines Strommaximums (Abbildung 6.45) bei Variation der RF-Leistung führt zu der Vermutung, dass die RF-Leistung neben der gewünschten Elektronenproduktion auch die Verlustmechanismen beeinflusst, wobei die Verlustmechanismen zunächst der Elektronenproduktion unterliegen, dann aber stärker wachsen als diese und schließlich überwiegen.

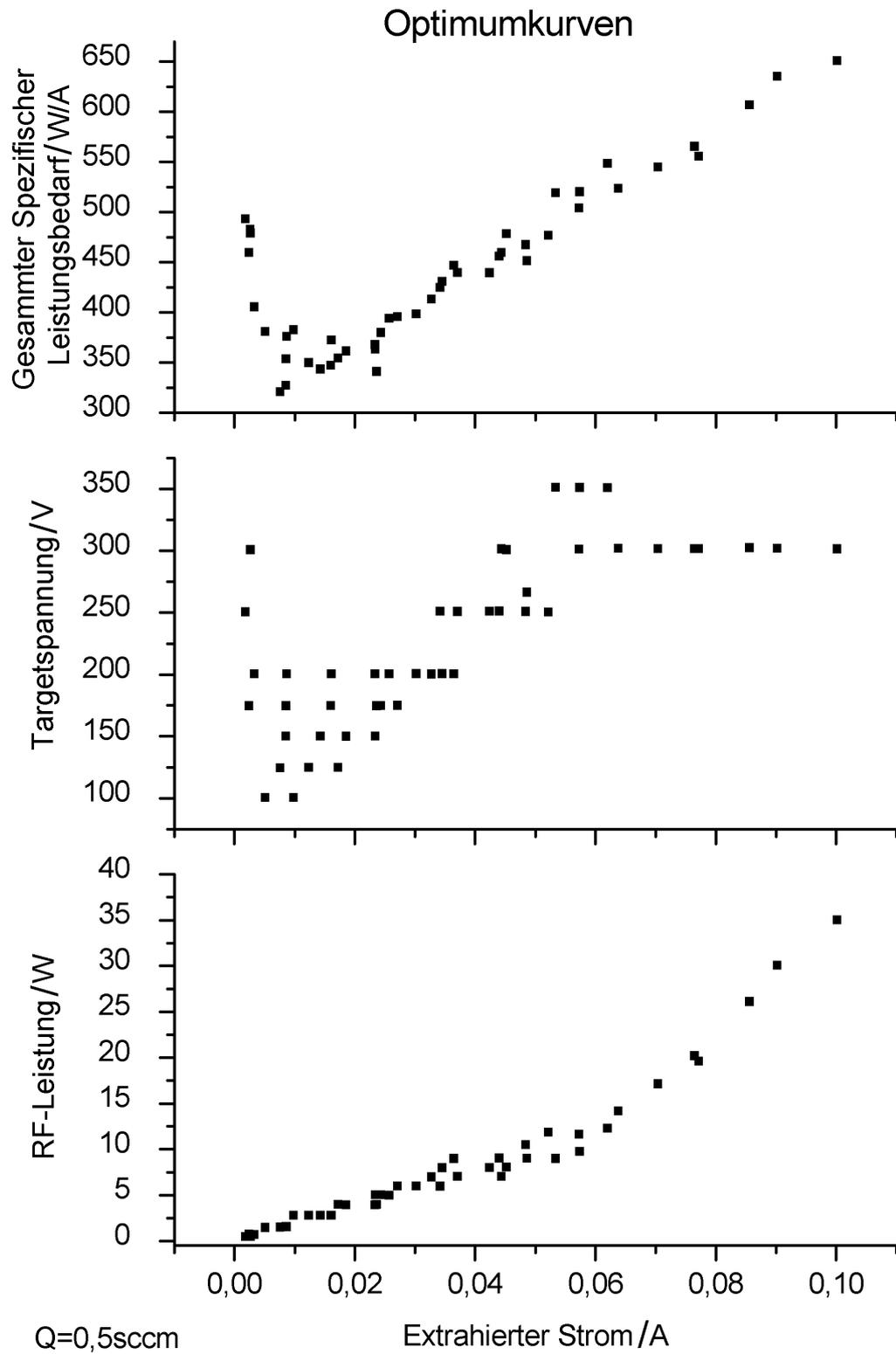


Abbildung 6.48.: Optimalen Betriebsparameter für einen festen Massenfluss und einen vorgegebenen Extraktionsstrom. (Massenfluss 0,5 sccm Xe, Druck 0,027 mbar)

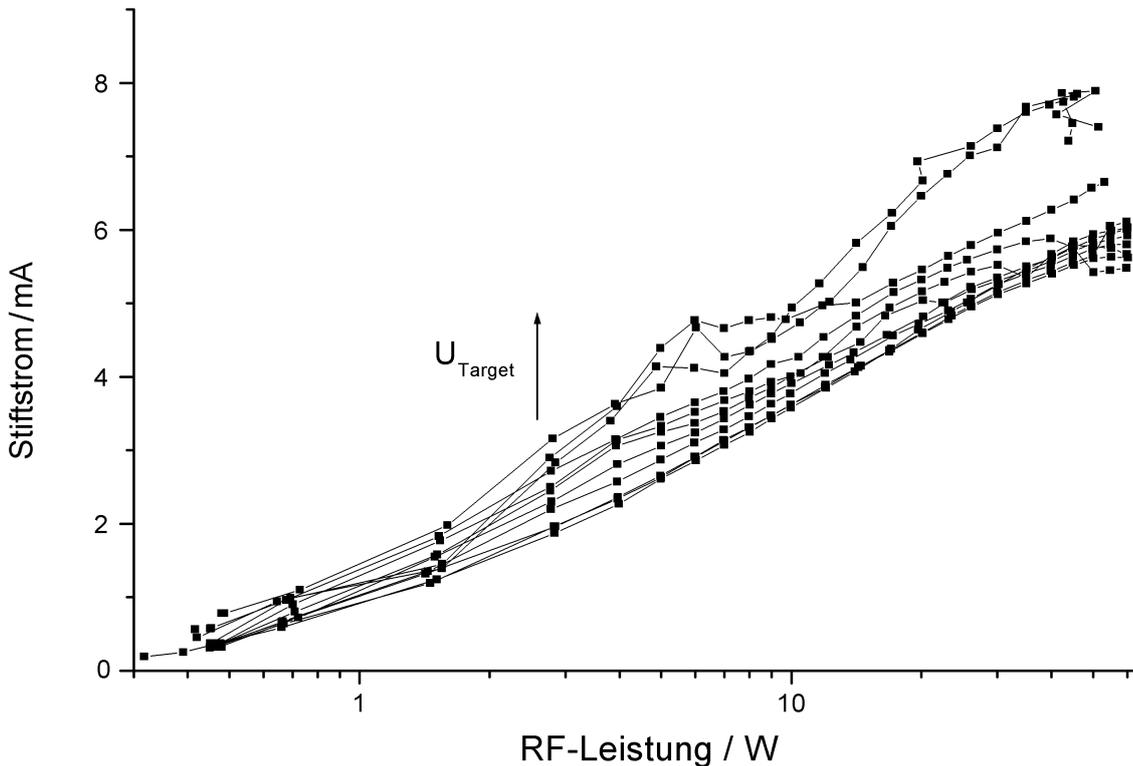


Abbildung 6.49.: Strom auf die Zentralelektrode (geerdet) als Funktion der RF-Leistung mit der Targetspannung als Parameter bei einem Massenfluss von $0,5 \text{ sccm}$.

Trägt man für den Kurvensatz mit geerdeter Zentralelektrode den Stiftstrom, der in diesem Fall ein Ionenstrom ist, gegen die RF-Leistung mit der Targetspannung als Parameter auf, so gelangt man zu Abbildung 6.49. Der Stiftstrom wächst mit der RF-Leistung und steigt außerdem mit wachsender Targetspannung.

Betrachtet man nun die Zentralelektrode als Langmuirsonde, so kann man versuchen aus dem Ionensättigungsstrom eine Plasmadichte abzuleiten. Dazu muss der Arbeitspunkt der Sonde weit genug im Ionensättigungsast liegen. Diese Situation wird für ein genügend hohes Plasmapotential erreicht, da die Langmuirkennlinie dann genügend weit verschoben ist. Damit kann das Ergebnis von Abbildung 6.49 so interpretieren werden, dass die Plasmadichte und damit der Ionensättigungsstrom als Stiftstrom mit der RF-Leistung ansteigt.

Hebt man die Erdungsbedingung des Stiftes auf und variiert die Stiftspannung, so erhält man Abbildung 6.50, die den Stiftstrom als Funktion der Stiftspannung zeigt. Diese kann nach der Langmuirtheorie ausgewertet werden.

Mit Gleichung 3.2 erhält man für eine angenommene Elektronentemperatur von $\frac{k_B T_e}{e} = 10 \text{ eV}$ für die Ionendichte

$$n_i(I_0) = \frac{I_0}{e \cdot A_p \cdot c_i(T_e, m_i)} = I_0 \cdot 3,5 \cdot 10^{18} \frac{1}{\text{A} \cdot \text{m}^3}.$$

Nach Gleichung 3.3 ergibt sich ferner für eine Zylindersonde für die Steigung von I^2

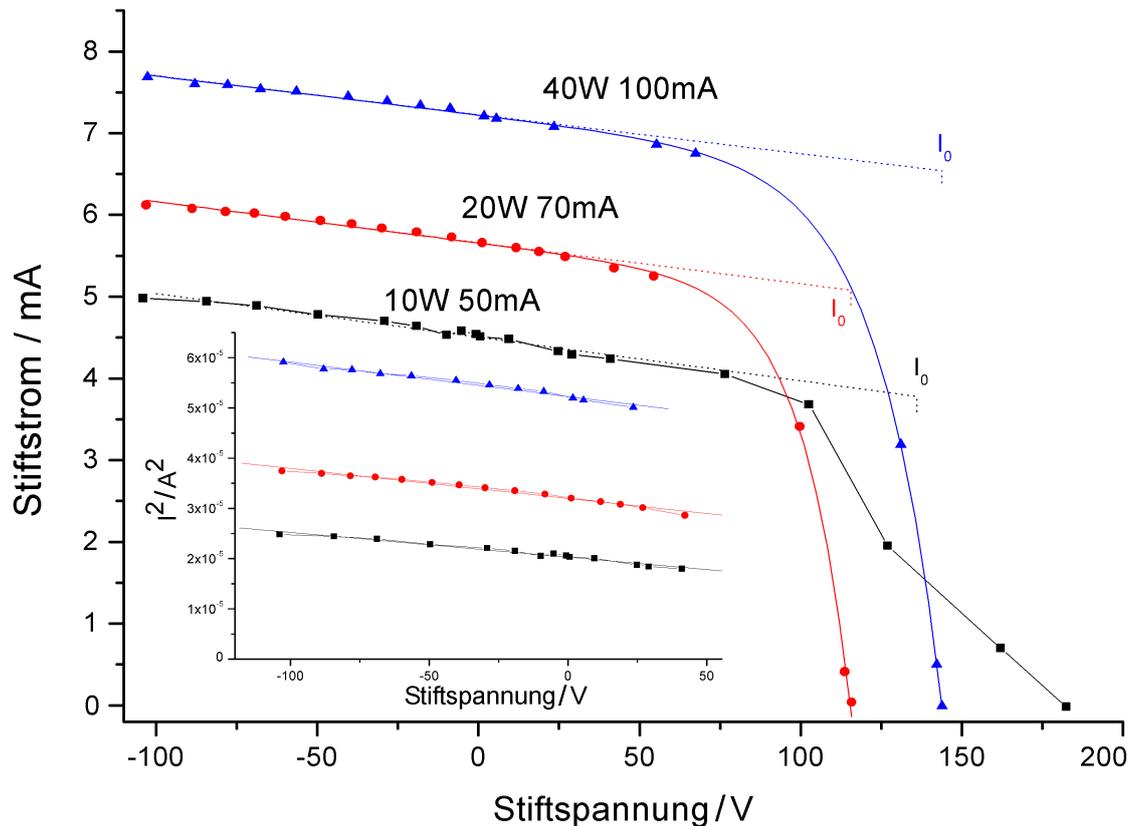


Abbildung 6.50.: Stiftstrom (hier Ionenstrom) als Funktion der Stiftspannung (Abschnitt der Langmuirkurve) bei verschiedenen RF-Leistungen und extrahierten Elektronenströmen. Zu beachten ist, dass die übliche Auftragung invertiert ist. Als Inset ist I^2 gegen die Stiftspannung aufgetragen.

gegen U im Ionensättigungsast für n_i :

$$n_i \left(\frac{\Delta I^2}{\Delta U} \right) = \frac{1}{l \cdot d \cdot e} \sqrt{\frac{m_i}{2e} \cdot \frac{\Delta I^2}{\Delta U}}$$

und so mit beiden Verfahren für die Ionendichten Werte wie folgt:

| P | $\frac{\Delta I^2}{\Delta U}$ | $n_i \left(\frac{\Delta I^2}{\Delta U} \right)$ | I_0 | $n_i(I_0)$ |
|-----|---------------------------------|--|-------|-----------------------------------|
| 10W | $5 \cdot 10^{-8} \frac{A^2}{V}$ | $7 \cdot 10^{15} \frac{1}{m^3}$ | 3,8mA | $1,3 \cdot 10^{16} \frac{1}{m^3}$ |
| 20W | $6 \cdot 10^{-8} \frac{A^2}{V}$ | $7,6 \cdot 10^{15} \frac{1}{m^3}$ | 5,1mA | $1,8 \cdot 10^{16} \frac{1}{m^3}$ |
| 40W | $7 \cdot 10^{-8} \frac{A^2}{V}$ | $8,4 \cdot 10^{15} \frac{1}{m^3}$ | 6,5mA | $2,3 \cdot 10^{16} \frac{1}{m^3}$ |

Die aus beiden Beziehungen ermittelten Werte stimmen innerhalb eines Faktors 2 überein. Innerhalb dieser Spanne ist auch die Messgenauigkeit anzusiedeln. Da die Sonde nicht dünn und nicht unendlich lang ist, was die Gleichung 3.3 voraussetzt, können die Ionendichten aus $n_i \left(\frac{\Delta I^2}{\Delta U} \right)$ durchaus als zu klein bestimmt werden. Weiterhin könnte die Randschicht in ihrer Ausdehnung limitiert sein, so dass die Steigung zu gering bestimmt

wird. Die Werte aus $n_i(I_o)$ sind für eine angenommene Elektronentemperatur von $10eV$ bestimmt worden, so dass allein hierdurch noch ein Faktor 1,5 als Fehler möglich ist.

Die Bestimmung der Plasmadichte ist von großem Gewicht, da aus ihrer Kenntnis der maximal zu erwartende extrahierbare Elektronenstrom, der ja durch den entsprechende Ionenstrom auf die Quellenwand kompensiert werden muss, abschätzbar ist. Unter der Annahme, dass die Plasmadichte in der gesamten Quelle homogen ist, ergibt sich aus $n_i(I_o)$ bei $40W$ RF-Leistung ein Ionensättigungsstrom von $100mA$ auf die Quellenwand. Dieser Wert von $100mA$ stimmt mit dem experimentell ermittelten maximalen Elektronenstrom überein, woraus geschlossen wird, dass die Plasmadichte in der Nähe der ionenabsorbierenden Fläche (Wand) zumindest ähnlich ist oder entsprechend höher bei reduzierter Fläche.

Die Interpretation des Verhaltens des Zentralstifts mit der Langmuirtheorie ermöglicht einen interessanten Zugang zur Frage, ob sich während der Extraktion Quellenparameter, in diesem Fall besonders die Plasmadichte, signifikant ändern. Abbildung 6.51 zeigt, dass der Stiftstrom als Funktion der Targetspannung beim Übergang in den Extraktionsbetrieb (gezeigt im unteren Teil von Abb. 6.51) nur leicht ansteigt. Dies legt nahe, dass sich die Plasmadichte in der Quellenmitte bei Extraktion nicht signifikant ändert. Die Extraktionscharakteristik reproduziert im wesentlichen die bereits in Abbildung 6.15 gezeigten Kurven. Die Koppelspannung ist hingegen etwas höher, der Strom steigt langsamer mit der Targetspannung an. Ob dies eine Folge des Vorhandenseins der Zentralelektrode ist, wurde jedoch nicht weiter verfolgt.

Abbildung 6.52 zeigt für identische Bedingungen die Zentralelektroden spannung bei floatender Elektrode. Auf der Basis der Langmuirtheorie wird damit das Floatingpotential gemessen. Das Floatingpotential ist immer deutlich positiv. Damit ist auch sichergestellt, dass der Stiftstrom in Abbildung 6.51 im Ionensättigungsast gemessen wird.

Variiert man den Quelldruck, so kann anhand der Quellenparameter der mögliche Arbeitsbereich der Quelle ermittelt werden. Abbildung 6.53 zeigt den extrahierten Strom, die Targetspannung und den Stiftstrom als Funktion des Massenflusses. Der Quelldruck ist linear abhängig vom Massenfluss (siehe Abb. A.10). Die RF-Leistung ist auf $40W$ gestellt. Das Netzteil zur Versorgung des Targets ist auf den im Diagramm jeweils angegebenen Strom ($50mA$, $130mA$) begrenzt. Die Spannung ist dabei ebenfalls begrenzt ($340V$, $380V$). Diese Begrenzungen sind notwendig, um einerseits die elektronischen Filter vor Zerstörung zu schützen und andererseits die Quelle in einem stabilen Betriebspunkt zu halten. Zu extreme Parameter führen zu einem ungleichmäßigen Betrieb.

Beide eingestellten Maximalströme werden bei Massenflüssen ab $0,5sccm$ (der Druck ist bei diesem Fluss $p = 0,027mbar$) erreicht. Mit zunehmendem Massenfluss sinkt die Koppelspannung der $50mA$ Kurve ab (mittleres Bild). Dies wird so interpretiert, dass die Stromfähigkeit der Quelle nicht erreicht ist und dieser Betriebspunkt sich im spannungskonstanten Ast der UI-Kennlinie befindet (vergleiche die Massenflussabhängigkeit des Kennlinienfeldes in Abb. 6.17.). Die Kurve zu $130mA$ liegt dagegen immer im stromgesättigten Ast der UI-Kennlinie. Die Konstanz der Koppelspannung für Massenflüsse über $0,5sccm$ zeigt, dass sich die Stromfähigkeit nicht oder nur wenig mit Erhöhen des Druckes ändert.

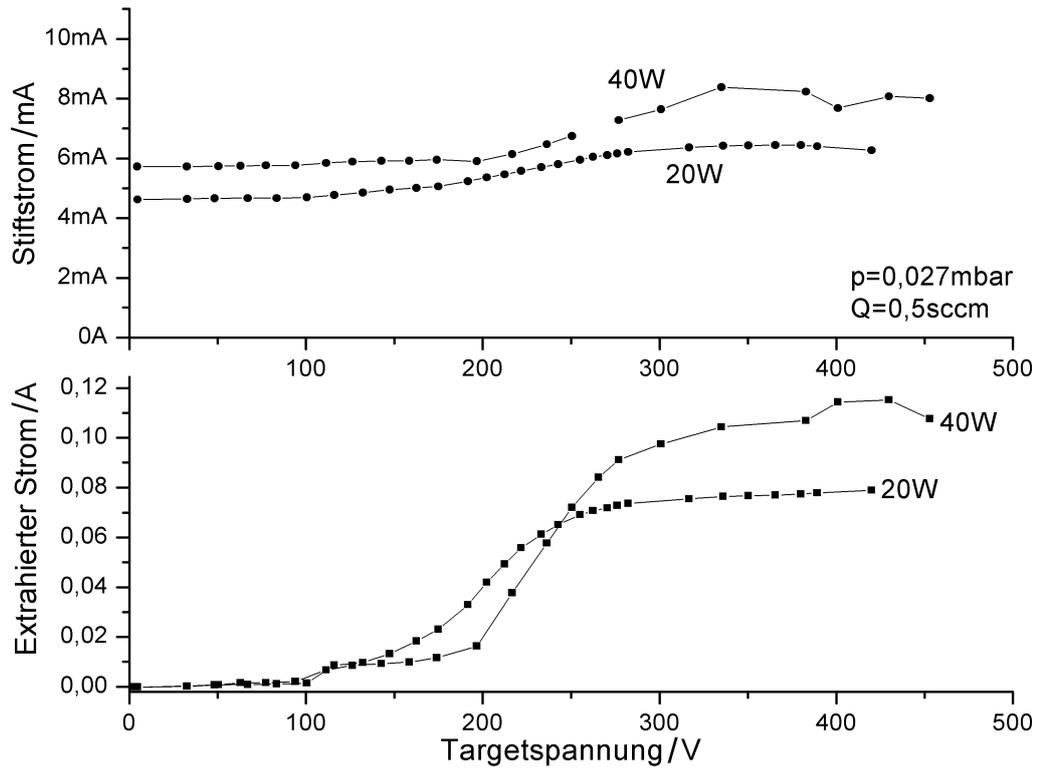


Abbildung 6.51.: Extrahierter Strom und Zentralelektrodenstrom als Funktion der Targetspannung bei zwei RF-Leistungen (20W, 40W) mit geerdeter Zentralelektrode.

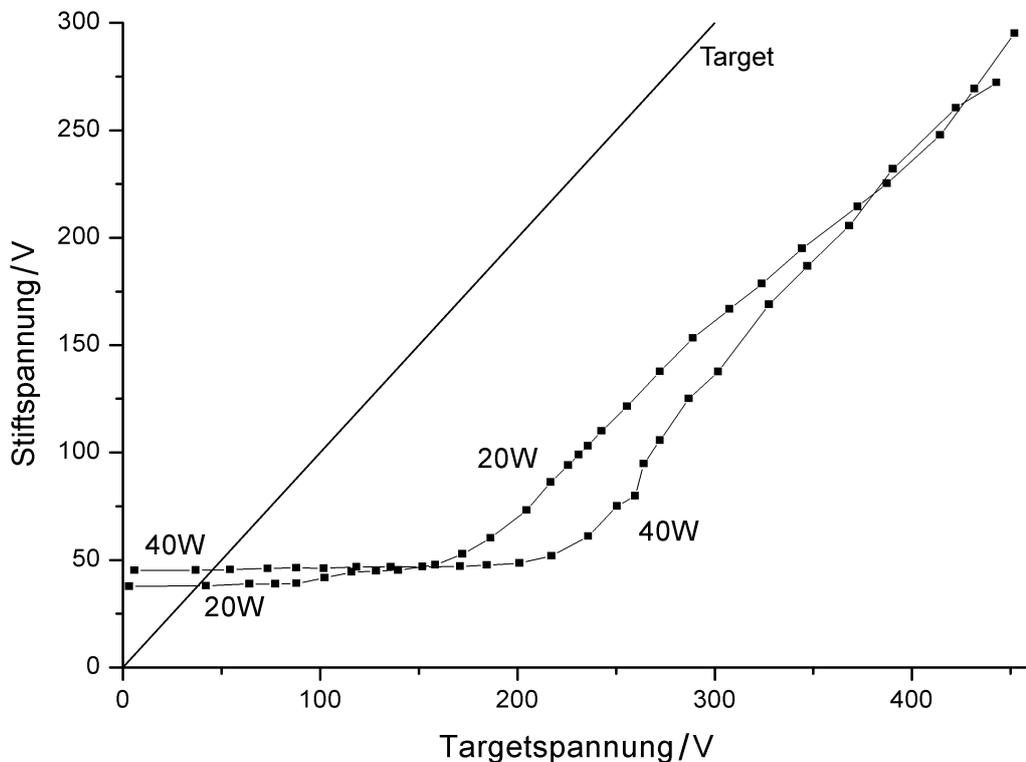


Abbildung 6.52.: Stiftspannung in Abhängigkeit zur Targetspannung bei zwei RF-Leistungen (20W, 40W) mit floatender Zentralelektrode.

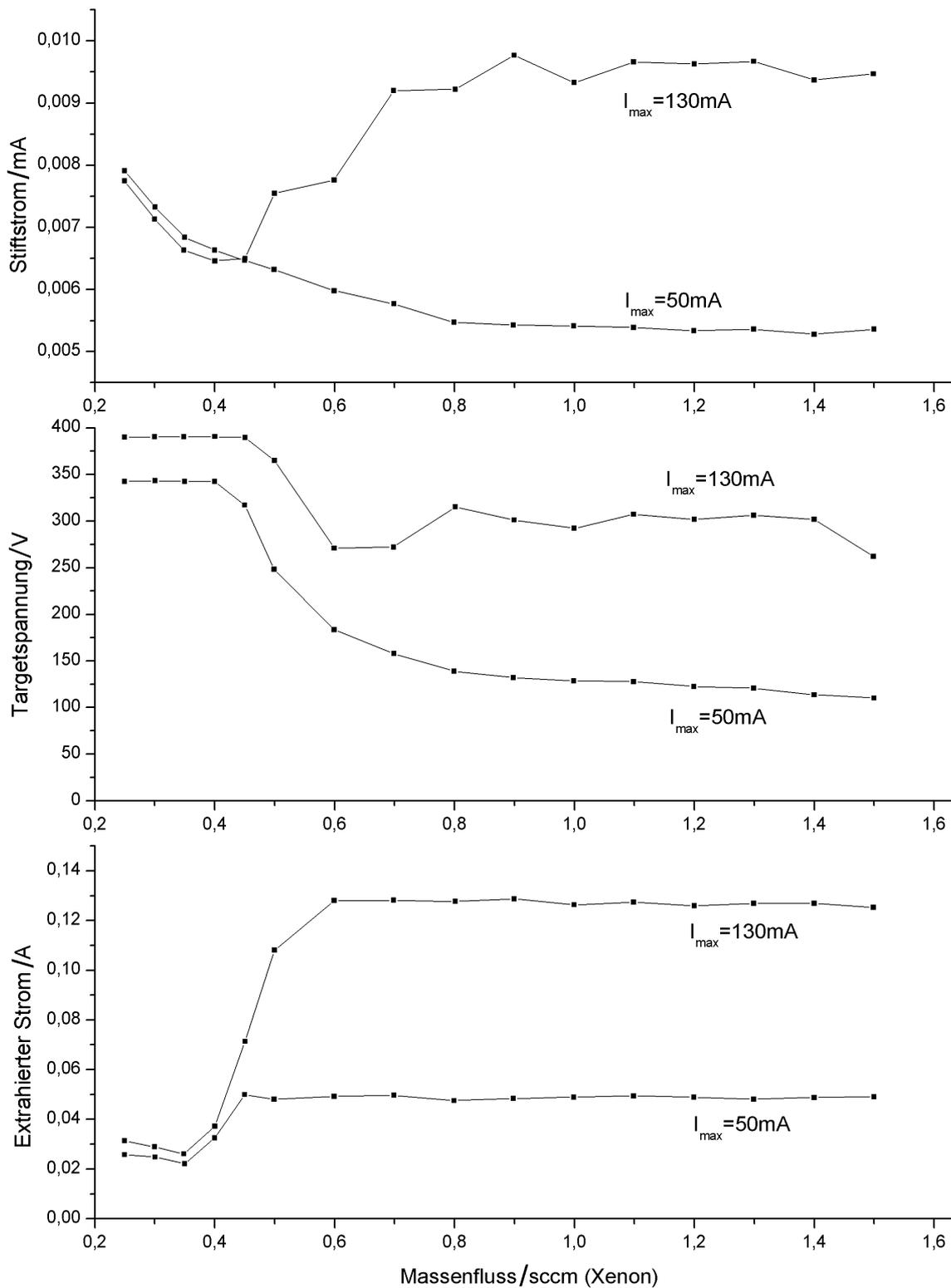


Abbildung 6.53.: Als Funktion des Massenflusses bei zwei verschiedenen maximalen Targetströmen (50mA , 130mA) und fester RF-Leistung (40W): Stifftstrom, Targetspannung und extrahierter Strom. Bei sehr niedrigen Massenflüssen wird der maximale Targetstrom nicht erreicht.

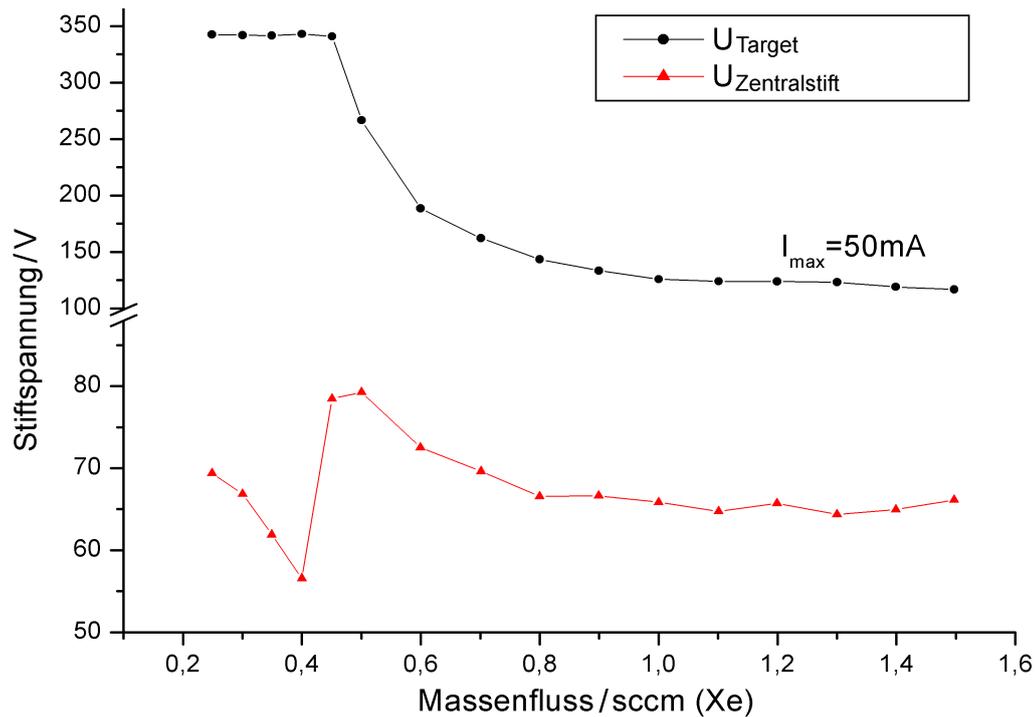


Abbildung 6.54.: Zusammenhang zwischen Stiftspannung und Targetspannung (oben) als Funktion des Massenflusses bei fester RF-Leistung und begrenztem Targetstrom (50mA).

Für Flüsse unter $0,5\text{sccm}$ geht hingegen die Stromfähigkeit stark zurück, was sich in einem Ansteigen der Targetspannung manifestiert. Durch die Spannungsbegrenzung geht der Strom dann zurück, würde aber auch bei höheren Spannungen nicht extrahierbar sein, da die Quelle dann instabil wird. Auffällig ist in diesem Bereich, dass der Ionenstrom auf die Zentralelektrode nun bis ein Drittel des extrahierten Elektronenstromes, im Gegensatz zu $7\% - 11\%$ bei hohen Flüssen, beträgt. Dies könnte darauf hin deuten, dass sich die Entladung mehr im Zentrum konzentriert und weniger Ionen neutralisiert werden können, wodurch die Stromfähigkeit zurückgeht. Andererseits kann aus den gezeigten Kurven auch geschlossen werden, dass die Plasmabrücke bei Massenflüssen unter $0,5\text{sccm}$ nur ungenügend ausgebildet ist und raumladungsbedingt die Extraktion behindert, was von Abbildung 6.54 unterstützt wird.

Es ist die Zentralelektrodenspannung sowie die Targetspannung als Funktion des Massenflusses für eine floatende Zentralelektrode gezeigt. Die Zentralstiftspannung in Abhängigkeit vom Massenfluss zeigt bei kleinen Massenflüssen zunächst unbeeinflusst von der hohen Targetspannung ein Absinken mit zunehmendem Massenfluss. Mit Erreichen des Massenflusses an dem eine effektive Elektronenextraktion einsetzt steigt die Stiftspannung sprunghaft an und geht dann auf den Ausgangswert zurück. Die Plasmabrücke benötigt somit mindestens $0,5\text{sccm}$ Massenfluss Xenon. Die Stromfähigkeit der Quelle ist daher in diesem Bereich nicht ermittelbar.

Zuletzt sei mit Abbildung 6.55 exemplarisch ein Übersichtsdiagramm gezeigt, das alle zum Betrieb der Quelle relevanten Parameter während einiger der zuletzt beschriebenen Charakterisierungen als Funktion der Zeit zeigt. Von oben nach unten sind gezeigt:

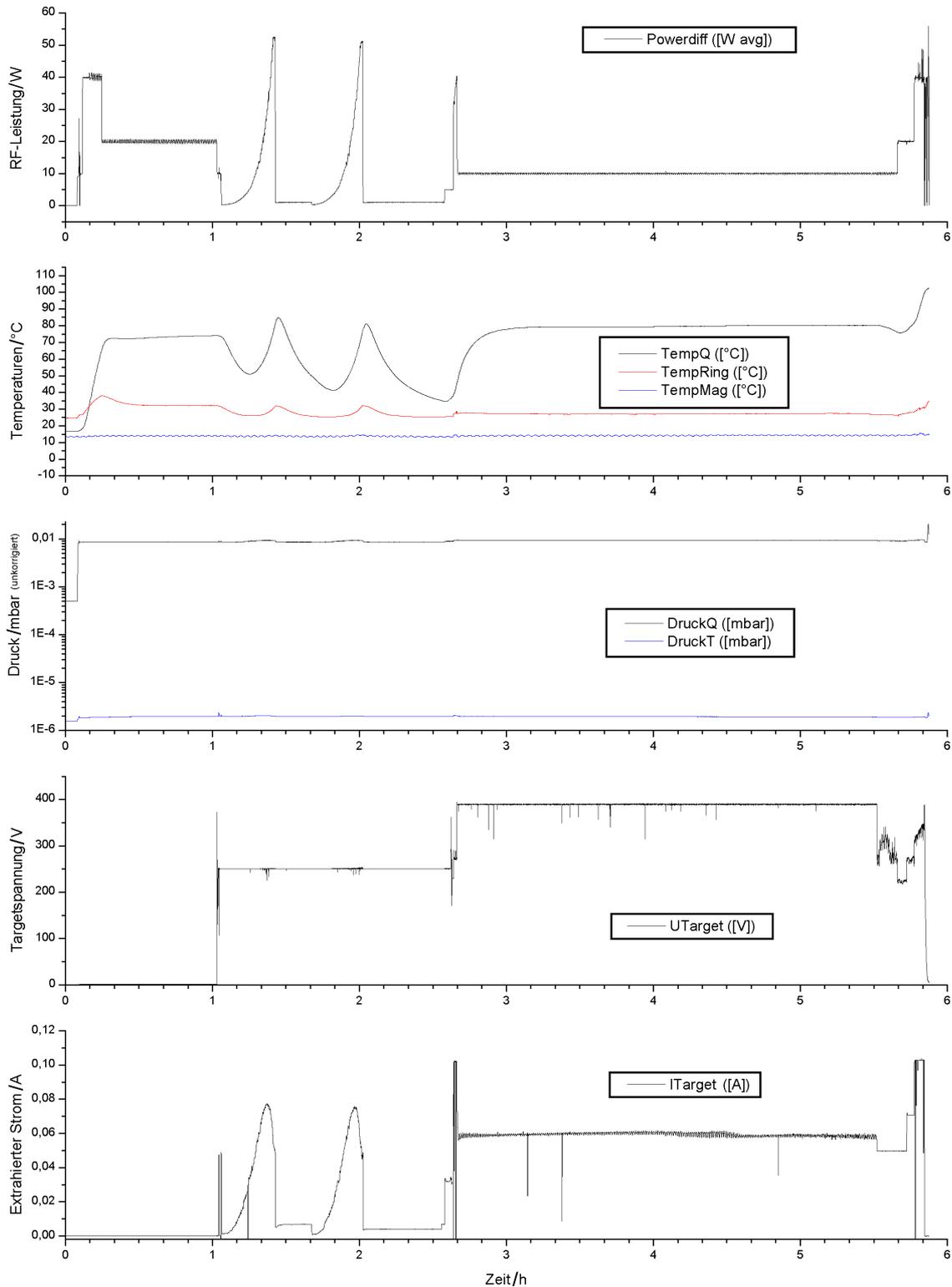


Abbildung 6.55.: Auszug aus der Paramterisierungsmessung. Verschiedene Parameter sind gegen die Zeit aufgetragen. Die Elektronenquelle zeigt über mehrere Stunden Betrieb eine gleichbleibende Stromfähigkeit.

RF-Leistung, Quelltemperatur, Ringkerntemperatur, Magnetsystemtemperatur, Quellendruck, Tankdruck, Targetspannung und Targetstrom. Man erkennt, dass die Quelle je nach RF-Leistung Temperaturen zwischen 70°C und 110°C erreicht. Das Magnetsystem würde ohne Kühlung zerstört werden. Die Temperatur liegt aber im Betriebsbereich von CoSm-Magnetwerkstoffen, so dass ein strahlungsgekühlter Aufbau möglich ist. Weiterhin ist die Konstanz des extrahierten Stromes zu sehen bei konstanter RF-Leistung, Targetspannung und Massenfluss. Über ca. 3 Stunden (2:40 bis 5:30) verändert sich der Strom während des Betriebs kaum, von drei kurzen Einbrüchen abgesehen. Die leichten Oszillationen sind auf Schwankungen der RF-Leistung zurückzuführen, die vom RF-Sender verursacht werden. Die Quelle ist während der gesamten Messdauer nicht erloschen.

6.3. Langmuirsondenmessungen

Die langmuirdiagnostischen Untersuchungen wurden zeitlich vor den Extraktionsversuchen mit Xenon durchgeführt. In dieser Phase wurde die Quelle im Pumpstand P2000 mit Argon betrieben. In mehreren Schritten wurden hierbei abwechselnd die Diagnostikmethoden verbessert und Langmuirmessungen durchgeführt. Es wurden zuerst Doppelsondenmessungen, später Einzelsondenmessungen durchgeführt. Nachdem mit Doppelsondenmessungen Elektronendichte und Temperatur bestimmt werden konnten, hat der unerwartet hohe Wert für die Elektronentemperatur sowie immer noch unerklärte Zeitabhängigkeiten weitere Untersuchungen, vor allem Einzelsondenmessungen zur Neubestimmung der Plasmaparameter und der Elektronen-Energie-Verteilungsfunktion nahegelegt. Hierbei erschweren sowohl die Beeinflussung der Messung durch die RF-Spannung als auch die verwendeten Magnetfelder die Langmuirmessungen. Messungen erscheinen daher nur auf der Z-Achse möglich, wo sowohl die elektrischen, als auch magnetischen Felder schwächer als in den übrigen Bereichen der Quelle sind.

6.3.1. Doppelsondenmessungen mit Argon

Die Messung und Auswertung der Doppelsonden-Langmuirkennlinien erfolgte automatisiert mit der zuvor beschriebenen Datenaufnahme-Hardware und Software. Die Elektronendichte und Temperatur wird hierbei durch Fitten der Doppelsondenkennlinie mit Gl. 3.11 bestimmt, der Ionenstromanteil durch lineare Approximation genähert und entsprechend berücksichtigt.

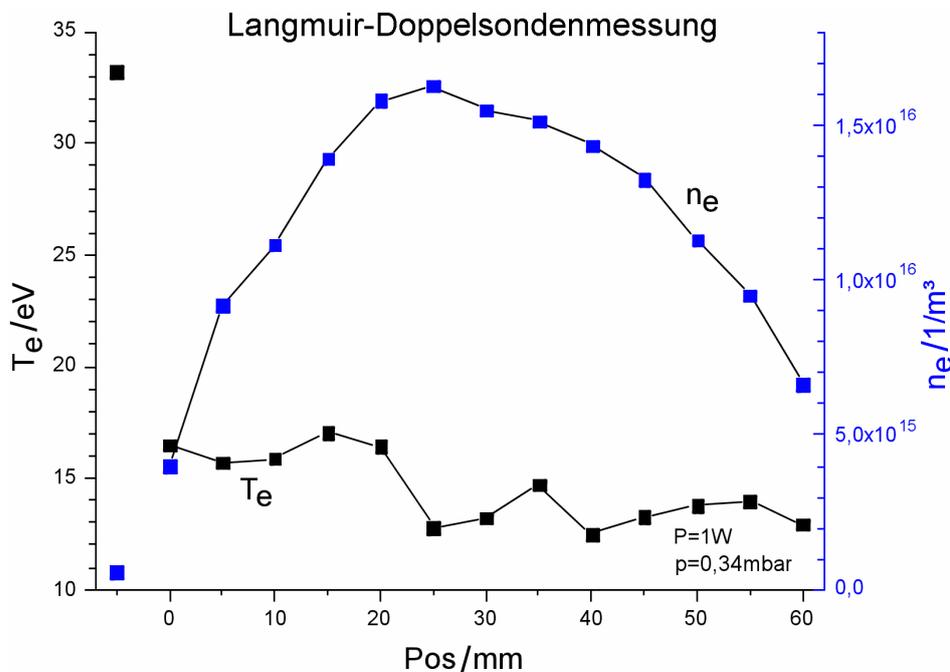


Abbildung 6.56.: Elektronendichte und Temperatur als Funktion der Sondenposition.

Abbildung 6.56 zeigt die ermittelten Plasmaparameter für eine RF-Leistung von 1W bei einem Quelledruck von 0,34mbar als Funktion der Sondenposition. Die Position ist hierbei der Abstand der sensitiven Fläche der Sonde vom Extraktionsloch, durch das die Sonde in die Quelle auf der Z-Achse eingefahren wird. Durch die elektrische Symmetrie der Doppelsonde sollte diese weniger anfällig für RF-Störungen sein. Die hohe gemessene Elektronentemperatur legt jedoch nahe, dass genau diese Annahme nicht zutrifft. Weiterhin ist die Doppelsondenkennlinie nur im Hochenergieast der Elektronenenergieverteilungsfunktion sensitiv. Die Werte für die Elektronendichte sind aufgrund der Wurzelabhängigkeit ($n_e = n_e(\sqrt{T_e})$) weniger unsicher. Ein Faktor von 2 erscheint aber dennoch möglich. Der relative Verlauf der Elektronendichte zeigt im Zentrum des Magnetsystems eine dreifach höhere Elektronendichte als im Bereich der Extraktionsöffnung. Die Dichte nimmt zur Rückwand hin ($pos = 70mm$) dann wieder ab.

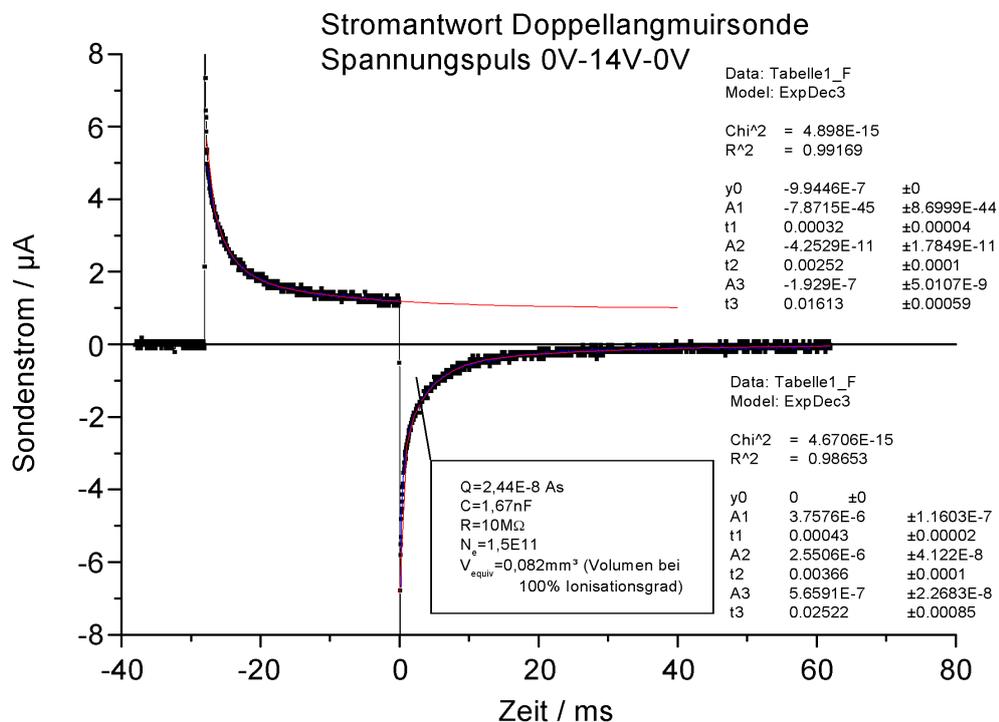


Abbildung 6.57.: Stromantwort der Doppellangmuirsonde auf einen 25ms breiten und 14V hohen rechteckförmigen Spannungspuls.

Abbildung 6.57 zeigt die Stromantwort während einer Doppelsondenmessung in der gezündeten Hexapolquelle auf eine Spannungsrechteckstufe, die zwischen die beiden Sondendrähte angelegt wurde. Das Messsystem war hierbei vollständig galvanisch getrennt. Die Streukapazitäten gegen Masse oder Netz wurden mit 100pF abgeschätzt. Der Strom beider Sondenzuleitungen wurde mit Isolationstrennverstärkern getrennt erfasst und war innerhalb der Auflösung identisch. Das System zeigt als Reaktion auf den Spannungssprung einen „Strompeak“, dessen Zeitkonstante und Höhe jedoch durch die Leitungskapazität nicht erklärt werden kann. Zur Beschreibung des Kurvenverlaufs genügt im übrigen keine einfache Exponentialfunktion oder Hyperbelfunktion. Eine Fitfunktion bestehend aus drei Exponentialfunktionen konnte den Verlauf hinreichend approximieren. Bei

Wiederherstellen der ursprünglichen Spannung tritt das Verhalten invertiert auf. Problematisch an dem beobachteten Verhalten für Sondenmessungen ist die langsame Reaktion des Stromes (ms-Bereich!) auf eine Spannungsveränderung. Das bedeutet, dass je nach gewählter Messgeschwindigkeit unterschiedliche Plasmaparameter bestimmt werden. Dieses Phänomen tritt auch bei Einzelsondenmessungen auf. Eine mögliche Erklärung ist in der Kontamination der Sondenoberfläche zu suchen (vgl. [Tho 70]), die in diesem Zeitfenster auftreten kann und die auch zu Hysteresen der gemessenen Kennlinien führt. Eine Reinigung der Sondenoberfläche unmittelbar vor jeder Messung durch Elektronen oder Ionenbombardierung ist daher notwendig.

6.3.2. Einzelsondenmessungen mit Argon

Aufgrund der zuvor geschilderten Probleme wurden im weiteren Verlauf langmuirdiagnostische Messungen in Zusammenarbeit mit dem INP-Greifswald durchgeführt. Hierbei wurde versucht, die Einflüsse der RF-Störungen zu kompensieren und abzuschätzen. Dazu wurden die kompensierten Sonden 1-3, sowie die unkompensierte Sonde 4 benutzt (siehe Kap. 5.3.5). Weiterhin konnte das bei der Doppelsonde beobachtete Phänomen der Zeitabhängigkeit in den Messungen beobachtet werden. Die Messungen gelangen nur zufriedenstellend, wenn entweder die Messungen genügend schnell oder genügend langsam durchgeführt wurden. Ein Messgeräteeinfluss ist unwahrscheinlich, da drei unabhängige Messsysteme, verschiedene Sonden und Zuleitungen zum Einsatz kamen. Die für die Doppelsondenmessung benutzte Hardware konnte in ihrer Einsatzfähigkeit verifiziert werden. Die gemessenen Kennlinien sind bei Tausch der Hardware und der Sonden identisch.

Die Messungen wurden bei folgenden äußeren Parametern durchgeführt: - Gas: Argon - RF-Frequenz: 12,5 MHz – 17,5 MHz - Leistung: 60 mW – 32 W - Druck: 0,0085 mbar – 0,85 mbar

Das Plasmapotential, die Elektronentemperatur und die Elektronenkonzentration wurden in räumlicher Auflösung längs der Achse der Entladung mittels verschiebbarer Langmuirsonden ermittelt. Dazu wurden die Sonden 1 bis 3 in Richtung der Achse des zylindrischen Entladungsgefäßes orientierte Zylindersonden durch die Deckflächen des Entladungsgefäßes in dessen Achse eingebracht. Die Achse der Entladung erscheint als einziger Ort, an dem in der gegebenen Entladung sinnvoller Weise Sondenmessungen durchgeführt werden können. Erstens sollten sich dort aus Symmetriegründen störende Felder aufheben und zweitens kann in die engen Zwischenräume zwischen den Elektroden und zwischen den Elektroden und dem Zylindermantel des Entladungsgefäßes nur schwer eine Sonde eingebracht werden. Ein weiteres Problem stellen die im Vergleich zur Größe der Entladungskammer großen Abmessungen der Kompensationselemente der Sonde dar, die zwar hinter der Sondenspitze, jedoch noch vor der Durchführung der Sondenzuführung durch die metallische Wand im Entladungsraum angeordnet sein müssen.

Im untersuchten Druckbereich treten in Argon-RF-Entladungen Abweichungen von der Maxwellverteilung der Elektronenenergie auf. Für höhere Drücke sind Verteilungsfunktionen zu erwarten, die gemäß Gl. 3.30 in halblogarithmischer Darstellung eine konvexe Form haben. [God 90, Han 06] Als Beispiel sind in Abb. 6.58 Verteilungen gezeigt, die

bei 0,5mbar und 13,56MHz im Abstand von 30mm von der Quarzextraktionsblende bestimmt wurden. Sie wurden mittels des in Abschnitt 3.1.7 dargestellten Auswerteschemas aus Kennlinien erhalten, die mit Sonde 4 gemessen wurden. Für kleinere Drücke wurden maxwellartige und schwach konkave Verteilungsfunktionen ermittelt.

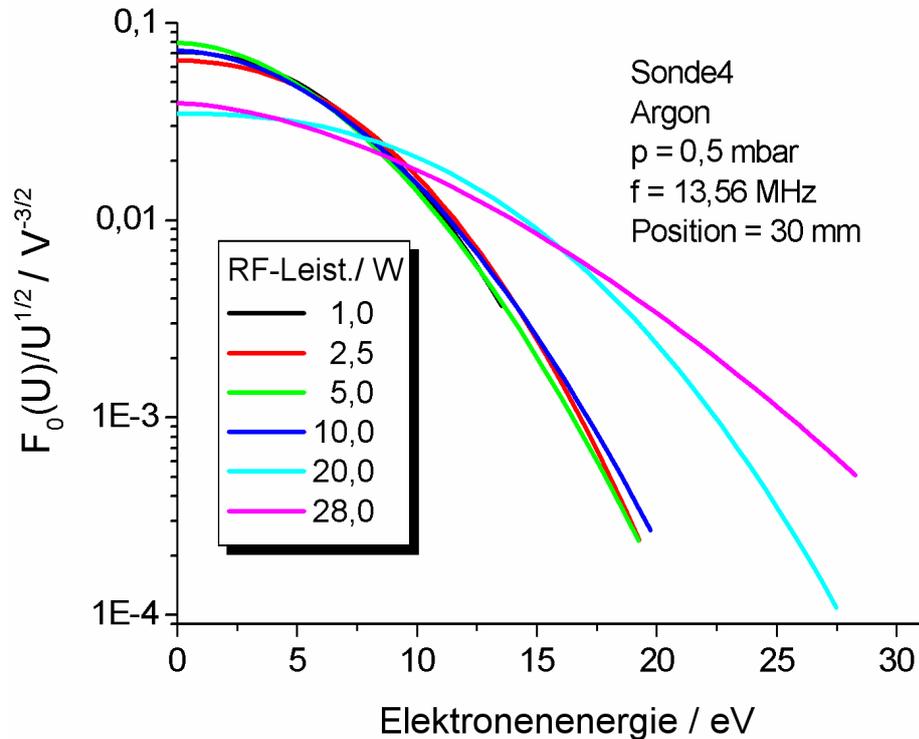


Abbildung 6.58.: Elektronenenergieverteilungsfunktionen bei $p = 0,5\text{mbar}$ und $f = 13,56\text{MHz}$ an der Position 30mm für verschiedene RF-Leistungen.

Die aus den Verteilungen in Abb. 6.58 ermittelten mittleren Elektronenenergien ϵ wurden in eine effektive Elektronentemperatur umgerechnet:

$$U_{e,eff} = \frac{kT_{e,eff}}{e} = \frac{2\epsilon}{3e}$$

Diese kann mit der aus der Langmuirdiagnostik formal ermittelten Elektronentemperatur verglichen werden. Liegt eine Maxwellverteilung der Elektronenenergie vor, so sind beide identisch.

Abb. 6.59 zeigt die zu den Verteilungen in Abb. 6.58 gehörenden effektiven Temperaturen, die formal bei $U = U(i''_{max})$ bestimmten Elektronentemperaturen und die nach Gl. 3.32 bestimmten Amplituden U_0 der RF-Störsignale (grün). Aus Abb. 6.58 geht hervor, dass die Verteilungsfunktionen für 1 bis 10W sehr ähnlich sind. Entsprechend zeigt Abb. 6.59 sehr ähnliche effektive Temperaturen. Diese steigen für $P > 10\text{W}$ aber deutlich an, was sich in den deutlich geänderten Verteilungsfunktionen in Abb. 6.58 widerspiegelt. Da die in Abb. 6.59 ebenfalls gezeigten Störsignalamplituden nicht größer als die doppelten

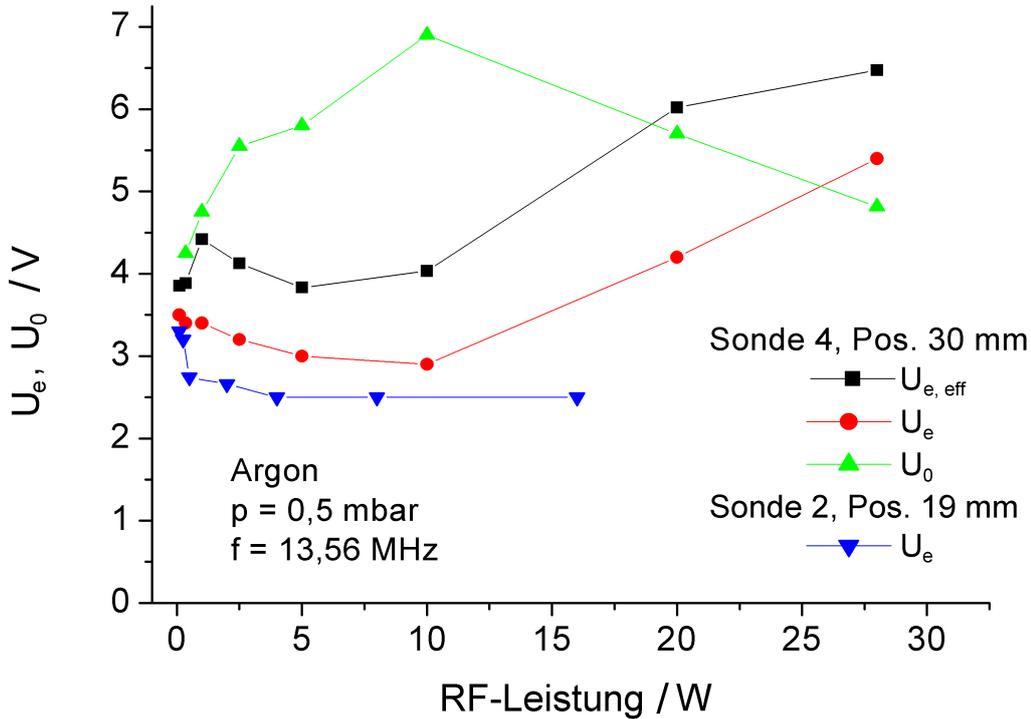


Abbildung 6.59.: Effektive Elektronentemperatur $U_{e,eff}$, formale Elektronentemperatur U_e und Störsignalamplitude U_0 , gemessen mit Sonde 4 bei Position 30mm und Elektronentemperatur gemessen mit Sonde 2 bei Position 19mm als Funktion der RF-Leistung.

effektiven Temperaturen sind, ist es wenig wahrscheinlich, dass es sich hierbei um einen RF-bedingten Messfehler handelt. Wie bei diesem Verteilungsfunktionstyp zu erwarten, sind die formal bestimmten Temperaturen kleiner als die effektiven Temperaturen. Erstere zeigen aber denselben Gang wie letztere. In Abb. 6.59 sind zum Vergleich noch die mit der kompensierten Sonde 2, die durch die metallische Deckplatte eingeführt wurde, an der Position 19mm bestimmten Elektronentemperaturen eingetragen. Diese sind etwas kleiner als die Temperaturen, die mit Sonde 4 an Position 30mm gemessen wurden.

Die ermittelten Elektronendichten, die identisch den Plasmadichten sind, lassen sich als Funktion der RF-Leistung oder alternativ als Funktion der RF-Amplitude darstellen. Abbildung 6.60 zeigt die Elektronendichte als Funktion der RF-Leistung in doppellogarithmischer Darstellung, einmal bestimmt durch Integration der zweiten Ableitung nach Gleichung 3.30 ($U_{e,eff}$) und einmal zum Beispiel mittels der Steigung der logarithmierten Kennlinie ermittelten Elektronentemperatur (U_e). Die mit beiden Auswerteverfahren erhaltenen Elektronendichten stimmen innerhalb eines Faktor 2 überein, die Abhängigkeit von der Leistung ist die gleiche. Die Elektronendichte steigt mit der Leistung an. Eine derartige Abweichung von einem Faktor 2 ist bei den angegebenen komplexen Auswerteverfahren nicht überraschend. Zum Vergleich sind die mit Sonde 2 an der Position 19mm bestimmten Dichten mit eingetragen. Diese sind kleiner als die Dichten an Position 30mm, eventuell da im Entladungsraum an der Position 19mm konstruktionsbedingt eine geringere magnetische Feldstärke vorliegt.

Abbildung 6.61 zeigt die in Abbildung 6.60 dargestellten Elektronendichten als Funkti-

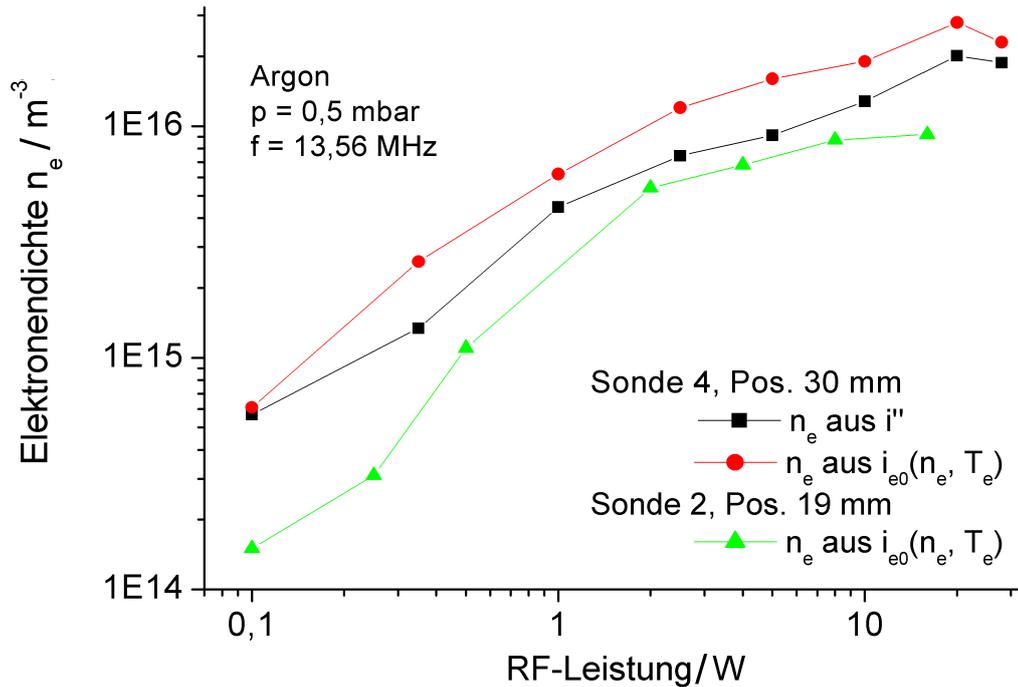


Abbildung 6.60.: Elektronendichte gemessen mit Sonde 4 an Position 30mm (Abstand zur Extraktionsblende) und mit Sonde 2 an Position 19mm bei $p = 0,5 \text{ mbar}$ und $13,56 \text{ MHz}$ an der Position 30mm als Funktion der RF-Leistung

on der Amplitude der das Plasma erzeugenden Spannung jetzt in linearer Darstellung. Die Amplitude wurde aus der Leistung berechnet. Für kleine Amplituden steigt die Elektronendichte linear. Für die höchsten Amplituden tritt eine Sättigung auf. Von Interesse sind die bestimmten Plasmadichten aus dem Blickwinkel einer eventuellen Korrelation mit der Leistungs- oder Amplitudenabhängigkeit der extrahierbaren Ströme, wie sie Abbildung 6.11 zeigt. Daher sind die Werte zusätzlich in Abbildung 6.61 aufgetragen. Man sieht, dass sowohl extrahierter Elektronenstrom als auch die Elektronendichte unterhalb von 4 W linear mit der RF-Amplitude ansteigen. Für höhere Leistungen verstärkt sich der Anstieg des Elektronenstromes, hingegen steigt die Plasmadichte schwächer. Der lineare Anstieg für kleine Leistungen ist nach der Modellvorstellung zu erwarten, das Verhalten für höhere Leistungen hingegen ist nicht direkt einsichtig. Man muss allerdings beachten, dass erstens die gemessenen Plasmadichten im Quellenzentrum bestimmt wurden, der maximale Elektronenstrom jedoch von der Plasmadichte im Wandbereich abhängig ist und zweitens die Plasmadichten nicht bei Extraktionsbedingungen gemessen wurden.

Für die Optimierung der Quellenparameter zur Effizienzsteigerung ist die Kenntnis der Elektronendichte und Elektronentemperatur als Funktion der Dichte mit der RF-Leistung als Parameter wichtig. Zum damaligen Zeitpunkt war das Magnetsystem jedoch noch nicht gekühlt, so dass nur kurzzeitig hohe Leistungen angefahren werden konnten. Eine Parametrisierung bei Leistungen über 1 W wurde daher nicht durchgeführt.

Abbildung 6.62 und 6.63 zeigen die mit Sonde 4 an der Position 30 mm und mit Sonde 2 (kompensiert, durch metallische Deckplatte geführt) an der Position 19 mm bei einer Leistung von 1 W und einer Frequenz von $13,56 \text{ MHz}$ ermittelte Temperatur und Konzen-

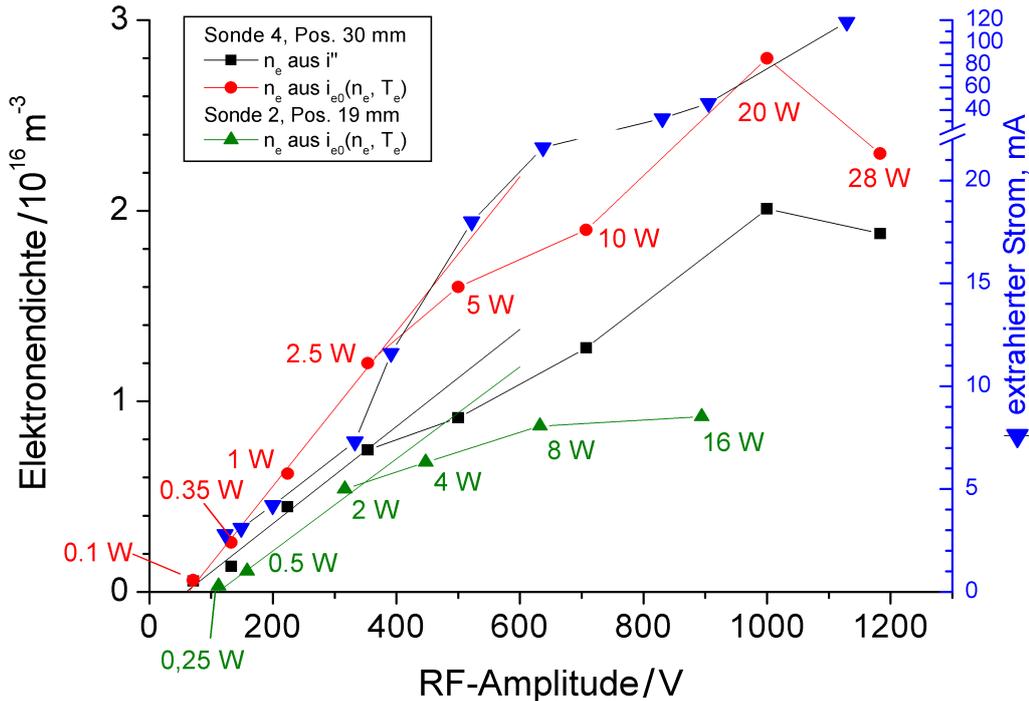


Abbildung 6.61.: Elektronendichte wie in Abb. 6.60 als Funktion der RF-Amplitude

tration der Elektronen als Funktion des Druckes. Für $p = 0,5 \text{ mbar}$ sind die Datenpunkte mit eingezeichnet, die bei $P = 1 \text{ W}$ bei einer Entfernung von 29 mm von der Extraktionsblende mit Sonde 2 ermittelt wurden (entnommen aus Abb. 6.60). Wie man sieht, besteht bei fast gleichen Positionen eine gute Übereinstimmung zwischen den mit beiden Sonden ermittelten Werten. Bei 19 mm ist die Elektronentemperatur im Mittel geringfügig kleiner als bei 30 mm . Die Elektronendichte ist bei 19 mm deutlich kleiner als bei 30 mm . Dies lässt sich mit der konstruktionsbedingt geringeren magnetische Feldstärke an der Position 19 mm erklären. Allerdings unterliegen die mit Sonde 2 bei 19 mm bestimmten Werte wegen eines größeren RF-Einflusses auf die Messung größeren Schwankungen als die mit Sonde 4 bei 30 mm gemessenen Werte.

Abbildung 6.62 zeigt, dass die Elektronentemperatur mit zunehmendem Druck abnimmt. Somit wird bei zunehmendem Druck die Ionisationseffizienz auch abnehmen. Andererseits wird das Plasmapotential entsprechend mit dem Druckanstieg abfallen und die hier-von abhängigen Verluste reduzieren.

In Abbildung 6.63 ist zu erkennen, dass ab einem minimalen Druck die Elektronendichte nicht vom Druck abhängt und konstant ist. Dies deutet darauf hin, dass die Plasmadichte leistungsbegrenzt ist. Die Quelle hat potentiell einen Betriebsdruckbereich von über 2 Größenordnungen.

Zusammenfassend kann festgestellt werden, dass es mit den eingesetzten Mitteln möglich war, Messungen mit der Langmuirsonde in der vorliegenden Entladung vorzunehmen. Allerdings gelangen in keinem Fall Messungen, die weitgehend frei von RF-Störungen waren. Es konnte nicht an jedem Punkt auf der Achse der Entladung hinreichend störungsarm gemessen werden. Durch Modifizierung der für DC-Entladungen üblichen Aus-

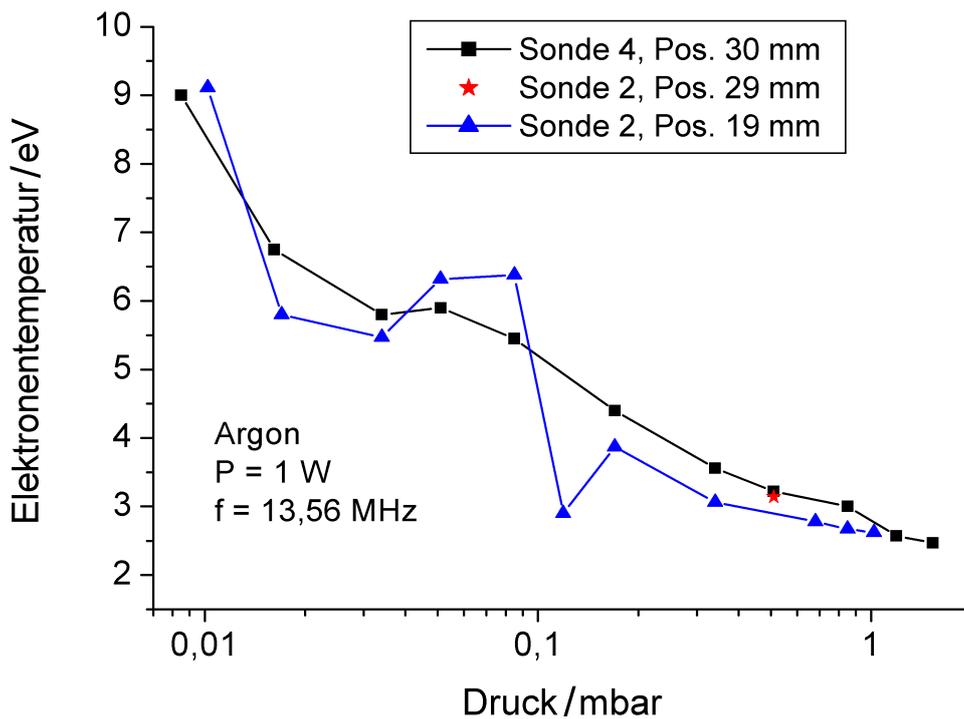


Abbildung 6.62.: Elektronentemperatur gemessen mit Sonde 4 an der Position 30mm und mit Sonde 2 an den Positionen 19mm und 29mm als Funktion des Druckes

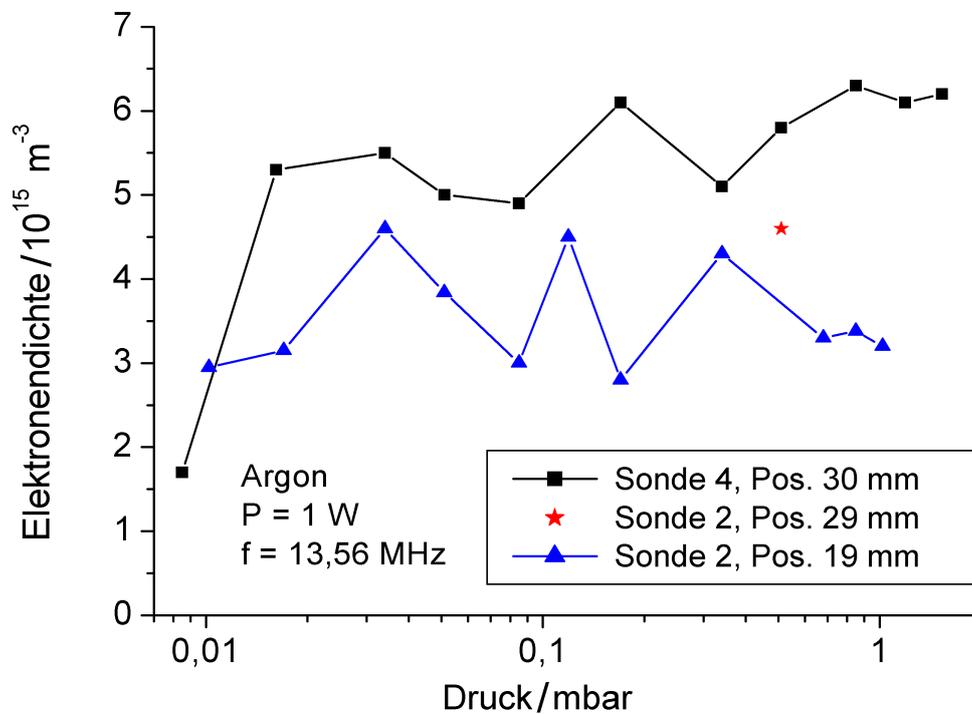


Abbildung 6.63.: Elektronendichte gemessen mit Sonde 4 an der Position 30mm und mit Sonde 2 an den Positionen 19mm und 29mm als Funktion des Druckes

wertung war es aber möglich, für ausgewählte Positionen noch brauchbare Plasmaparameter abzuschätzen. Eine Verbesserung der Situation ist nur durch eine verbesserte RF-Kompensation möglich. Zunächst könnte die passive schmalbandige, auf die Frequenz der das Plasma erzeugenden RF-Spannung abgestimmte Kompensation durch eine passive breitbandige Kompensation ersetzt werden. Damit würden auch RF-Oberschwingungen unterdrückt werden. Allerdings würde damit das Problem der für die vorliegende Entladung relativ großen Kompensationselemente nicht gelöst werden. Wahrscheinlich ist hier eine aktive mehrharmonische Kompensation die beste Wahl. Dabei wird von außen eine RF-Spannung in den Sondenkreis eingespeist, die die ersten Harmonischen des RF-Störsignals in korrekter Amplitude und Phase enthält. In der Literatur wird die aktive Kompensation bis zur dritten Harmonischen beschrieben.

Langmuirmessungen an Xenon der beschriebenen Art wurden nicht durchgeführt. Ein Grund dafür ist, dass der Pumpstand P2000 für Xenon weniger Saugleistung aufweist und damit der parametrisierbare Druckbereich geringer ist. Darüber hinaus wird die Extraktionscharakteristik durch den hohen Hintergrunddruck verfälscht und verbietet daher Langmuirmessungen unter Extraktionsbedingungen. Die zuvor beschriebenen Messungen am Pumpstand Big Mac mit einer Zentralelektrode aus Graphit (siehe Kap. 6.2.7) haben einen Zugang zur Plasmadichte unter Extraktionsbedingungen geliefert. Bei gleicher RF-Leistung stimmen die Plasmadichten für Xenon und Argon nahezu überein. Der Druck bei der Messung an Xenon war jedoch niedriger ($0,027\text{mbar}$) als bei Argon ($0,5\text{mbar}$).

6.3.3. Vergleich mit vorangegangenen Arbeiten

Im Vergleich mit der vorangegangenen Arbeit von Wüst [Wü 90] konnte die Abhängigkeit der Elektronentemperatur vom Quellendruck reproduziert werden. Die Plasmadichte liegt zwar in ähnlichen Größenordnungen, weicht jedoch in ihrer Abhängigkeit vom Druck ab und ist mit $n_e = 2 \cdot 10^{16}\text{m}^{-3}$ einen Faktor 10 geringer als die maximalen Plasmadichten bei Wüst. Es wurde anders als bei Wüst keine mit dem Druck ansteigende Plasmadichte gefunden, sondern nur eine komplexe Abhängigkeit von der RF-Leistung. Der Betriebsdruck der Quelle konnte allerdings bis unterhalb des von Wüst charakterisierten Bereiches verbessert werden. Die RF-Wirkleistung wurde ferner von Wüst mit sehr großen Fehlern aus der gesamten RF-Leistung bestimmt. Daher ist ein Vergleich hier schwierig. Dennoch scheint die neue kompaktere Geometrie durch die Wandverluste größere Teilchenverluste aufzuweisen und damit die Plasmadichte stärker zu begrenzen.

6.4. Optik (Visuell - Kamera)

Durch Austausch des Extraktionssystems gegen eine Quarzglasblende mit Zentralbohrung (2mm) kann das Quelleninnere beobachtet werden. Mit einer für den Vakuumeinsatz modifizierten Web-Cam, die mit einem geeigneten Linsensystem ausgestattet wurde, konnte die Entladung bildfüllend abgebildet werden. Die Kamera ist über einen weiten Wellenlängenbereich sensitiv, insbesondere im nahen Infrarotbereich, so dass auch die besonders intensiven infraroten Wellenlängen sichtbar werden, ja sogar das Entladungsbild bestimmen. Die Farbtreue ist hierbei jedoch beeinträchtigt. Man kann annehmen, dass ein Großteil des detektierbaren⁴ emittierten Lichtes, den vier atomaren Emissionslinien 823,16nm, 828,01nm, 834,68nm und 840,9nm entstammt (siehe Kapitel 3.2). Die Anregungsrate und damit etwa die Lichtintensität ist näherungsweise der Ionisationsrate proportional, so dass helle Bereiche auf hohe Ionisationsraten hinweisen. Für die drei Magnetsystemanordnungen - kein Magnetfeld (Abb. 6.65 und 6.66), schwaches AlNiCo-Magnetsystem und starkes FeBNd-Magnetsystem) sind bei einer oder mehreren RF-Leistungen Variationen des Drucks durchgeführt und das Entladungsbild aufgenommen worden. Gleichzeitig wurden alle Quellenparameter erfasst und nachträglich mit den Videosequenzen synchronisiert und zu einem Bild zusammengefasst. Ausgewählte Standbilder sowie Intensitätsverläufe in bestimmten Bildregionen, ausgewertet durch Addition der digitalisierten Intensitäten mehrerer Pixel, als Funktion des Druckes werden im Folgenden gezeigt.

6.4.1. Kein Magnetsystem:

Abbildung 6.64 zeigt das Entladungsbild ohne Magnetsystem für eine RF-Leistung von 40W (rechts) und 20W (links), wobei der Quelldruck⁵ von oben (0,5mbar) nach unten (0,22mbar) abnimmt. Bei niedrigeren Drücken erlischt die Quelle. Bei hohem Druck und hoher RF-Leistung ist in den Räumen zwischen den RF-Elektroden und im Zentralbereich die höchste Intensität zu bemerken; die Kamera übersteuert in diesem Bereich sogar. Um die RF-Elektroden ist eine Dunkelzone ausgebildet. Mit abnehmendem Druck bzw. RF-Leistung erlöschen die Entladungen in den Zwischenräumen sprunghaft, die Intensität nimmt insgesamt ab. Weiterhin ist mit abnehmendem Druck eine Vergrößerung der Dunkelzonen zu erkennen, in den Zwischenräumen überlappen diese. Dieses Bild wandelt sich mit weiter abnehmendem Druck in eine hexagonale Sternstruktur, wobei die Spitzen von den Elektroden ausgehen und diese berühren. Die höchste Intensität ist dabei im Zentralbereich innerhalb eines konzentrischen Kreises⁶ relativ homogen verteilt. Der Durchmesser des Kreises nimmt mit dem Druck ab, vermutlich da sich die Dunkelzonen vergrößern. Der dunkle Ring in Zentrum der Bilder rührt von der Bohrung in der Quarzglasblende her; dieser erlaubt einen Vergleich der Intensität mit und ohne Blende und somit eine Einschätzung der Sputterdeposition auf der Quarzblende. Die zwei exzentrischen Punkte entstammen von der Gaszufuhr in der rückseitigen Deckelplatte.

⁴Die Emission im UV-Bereich kann ähnlich stark sein, wird jedoch von Glasscheiben absorbiert.

⁵Die Rohdaten sind seitlich neben den Bildern dargestellt. Die korrigierten Quelldrücke sind in der rechten Spalte nochmals aufgeführt. Gasartabhängiger Kalibrierfaktor für Xenon ist 3.

⁶Oder in einem Sechseck mit abgerundeten Ecken.

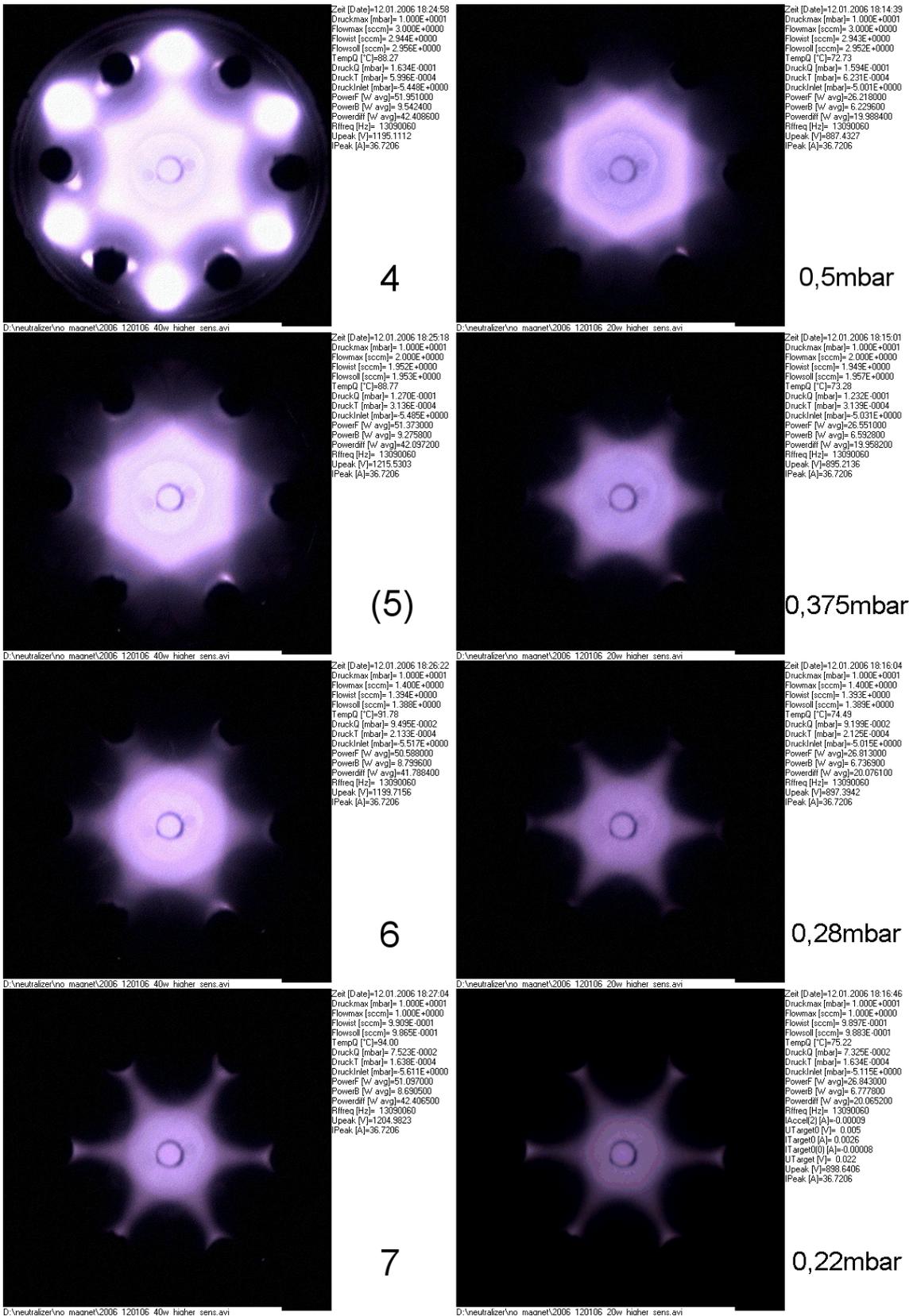


Abbildung 6.64.: Visuelles Bild der Entladung ohne Magnetfeld (hohe Kamerasensitivität). Links 40W, rechts 20W RF-Leistung. Der Druck nimmt von oben nach unten ab.

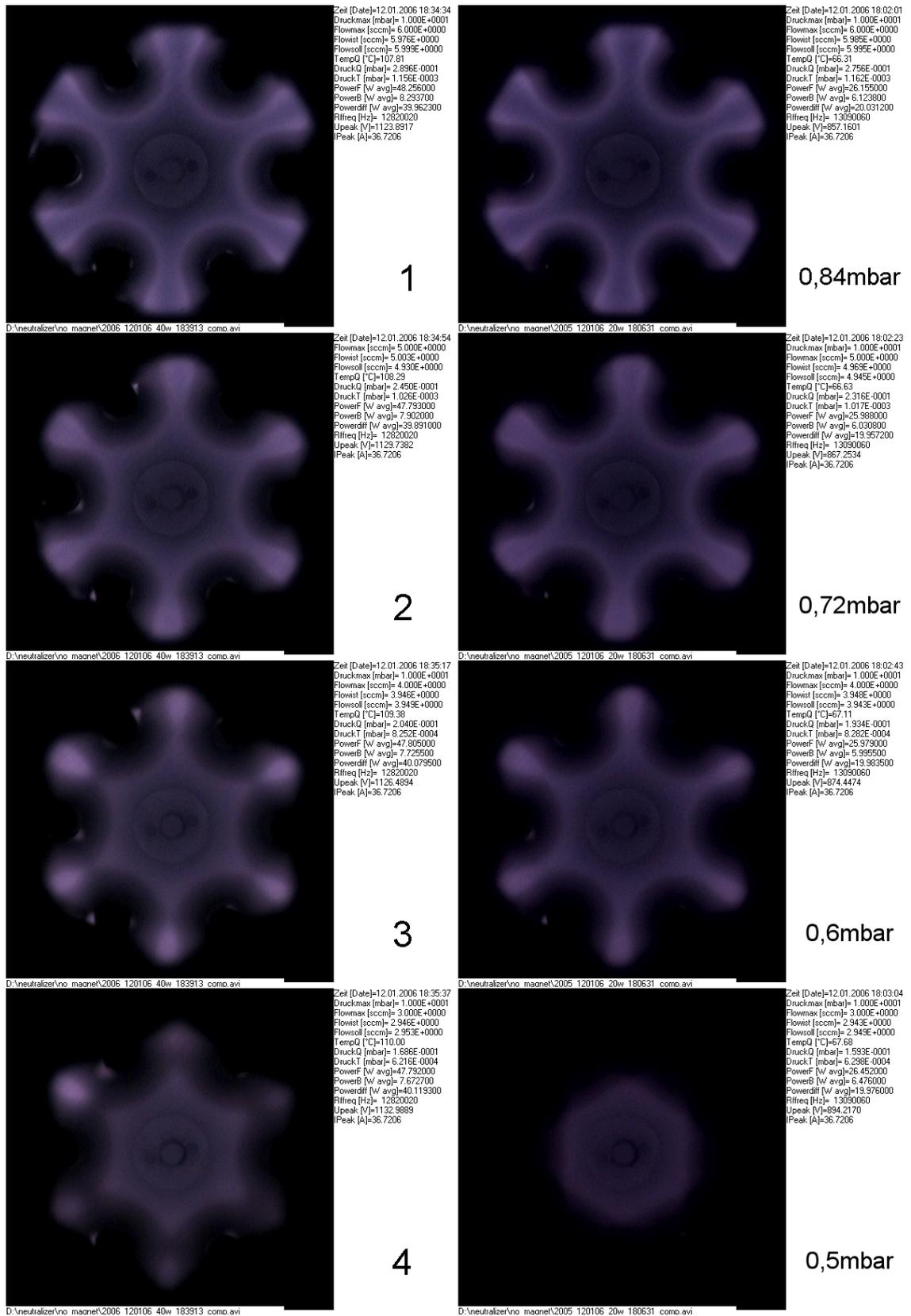


Abbildung 6.65.: Visuelles Bild der Entladung ohne Magnetfeld (normale Kamerasensitivität). Links 40W, rechts 20W RF-Leistung. Der Druck nimmt von oben nach unten ab.

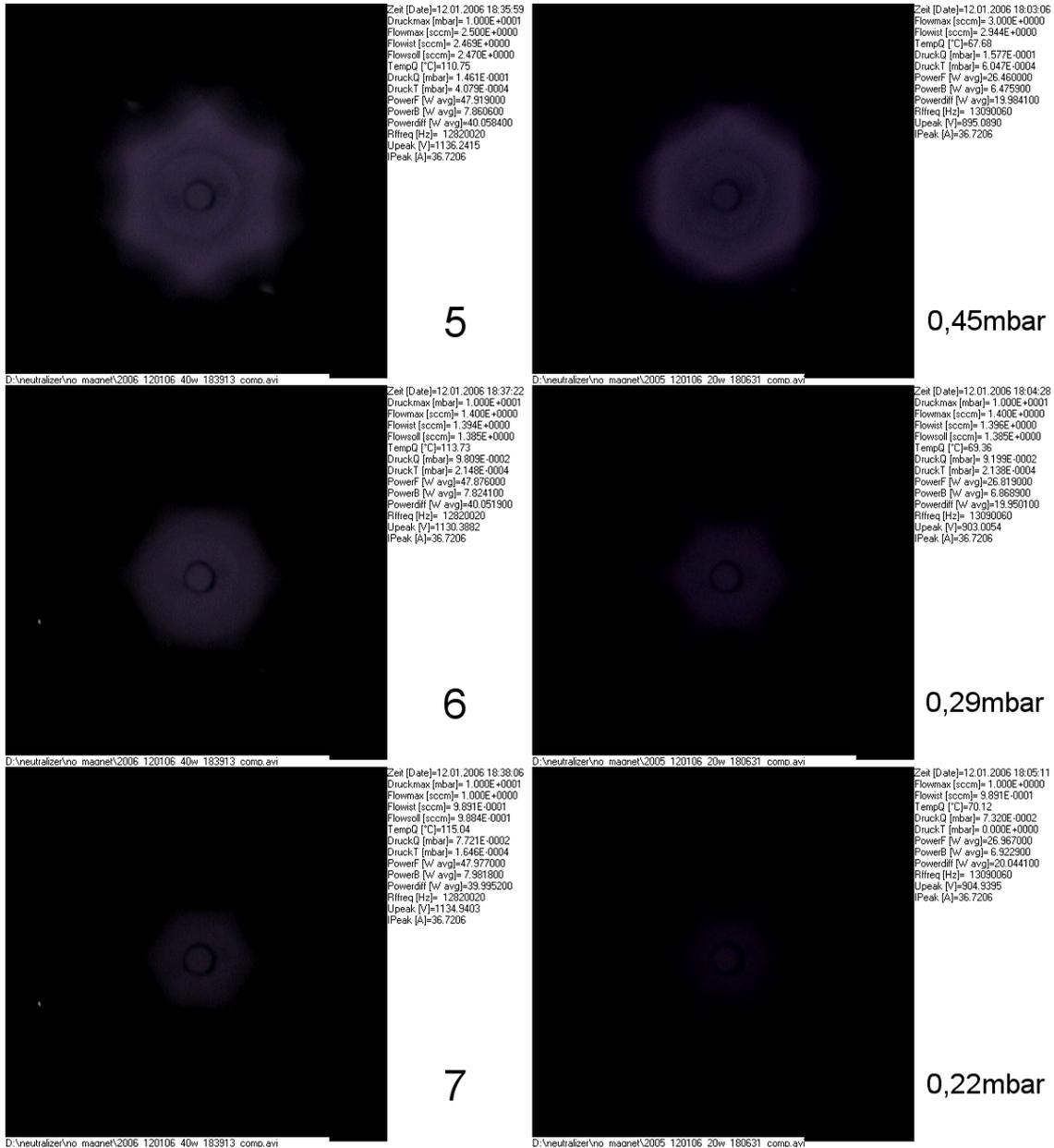


Abbildung 6.66.: Visuelles Bild der Entladung ohne Magnetfeld (normale Kamerasensitivität). Links 40W, rechts 20W. Der Druck nimmt von oben nach unten Ab. (Fortsetzung)

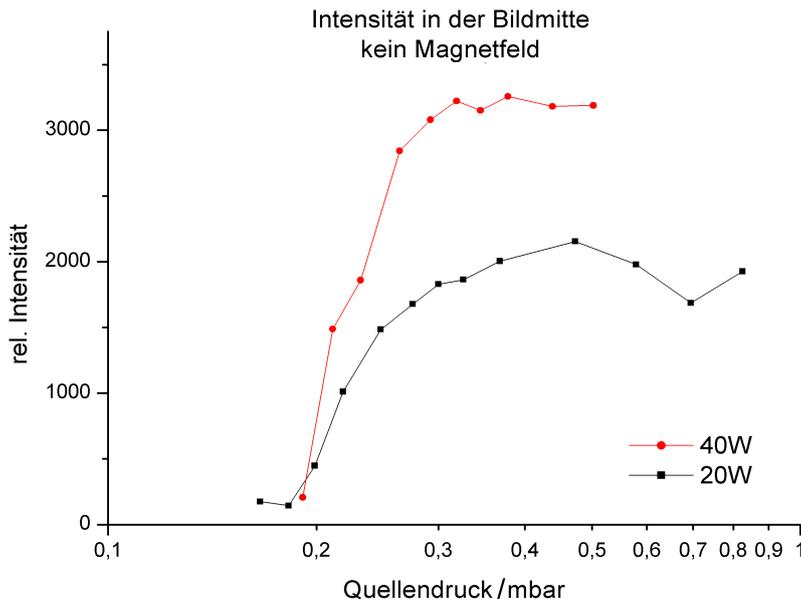


Abbildung 6.67.:
Intensität in der Bildmitte als Funktion des Quellendrucks, ohne Magnetfeld.

Identisch zur vorigen Abbildung zeigen die Abbildungen 6.65 und 6.66 die gleiche Charakterisierung über einen etwas größeren Druckbereich, jedoch bei geringerer Kamerasensitivität. Alle weiteren Abbildungen sowie die Intensitätsauswertungen sind mit dieser reduzierten Kamerasensitivität durchgeführt worden, um ein Übersteuern zu vermeiden. Der Druckbereich ist identisch mit Ausnahme der Reihen 1 bis 3, die bei einem Druck von $0,84\text{mbar}$ bis $0,6\text{mbar}$ aufgenommen wurden. Besonders in Reihe 1 ist eine hellere Randschicht als Grenze zwischen Dunkelzone und Plasma zu erkennen, die den hellsten Bereich des Bildes darstellt. Mit abnehmendem Druck überlappen diese Randschichten und rufen so die hellen Bereiche zwischen den Elektroden hervor. Wird der Druck weiter gesenkt, so berühren sich die Dunkelzonen, die zuvor hellen Bereiche verlieren den Kontakt mit dem zentralen Plasma und verlöschen. Bei weiterer Absenkung des Druckes geht die Intensität so weit zurück, dass keine Details mehr erkennbar sind.

Abbildung 6.67 zeigt für die Anordnung ohne Magnetsystem die Intensität im Zentrum der Entladung mit der RF-Leistung als Parameter (20W schwarz, 40W rot). Für hohe Drücke (über $0,3\text{mbar}$) ist die Intensität wenig druckabhängig, wobei die Intensität der 40W Kurve (3200 Counts) nicht ganz doppelt so hoch wie die 20W Kurve (1900 Counts) ist. Die Intensität nimmt dann mit abnehmendem Druck rasch ab und erreicht bei $0,2\text{mbar}$ fast null. Es ist festzustellen:

- Diese Entladung hat nur bei Drücken über $0,5\text{mbar}$ Kontakt mit dem Quellengehäuse.
- Bei niedrigem Druck haben nur die RF-Elektroden Kontakt zum Plasma.
- Die Dunkelzonen nehmen einen Großteil des Entladungsraumes ein und trennen das Plasma von der Wand.
- Diese Entladung brennt nur bei einem Druck über $0,2\text{mbar}$ und erreicht ihre maximale Intensität bei $0,3\text{mbar}$.
- Die Lichtintensität steigt bei Verdoppelung der RF-Leistung nur um einen Faktor von 1,5.

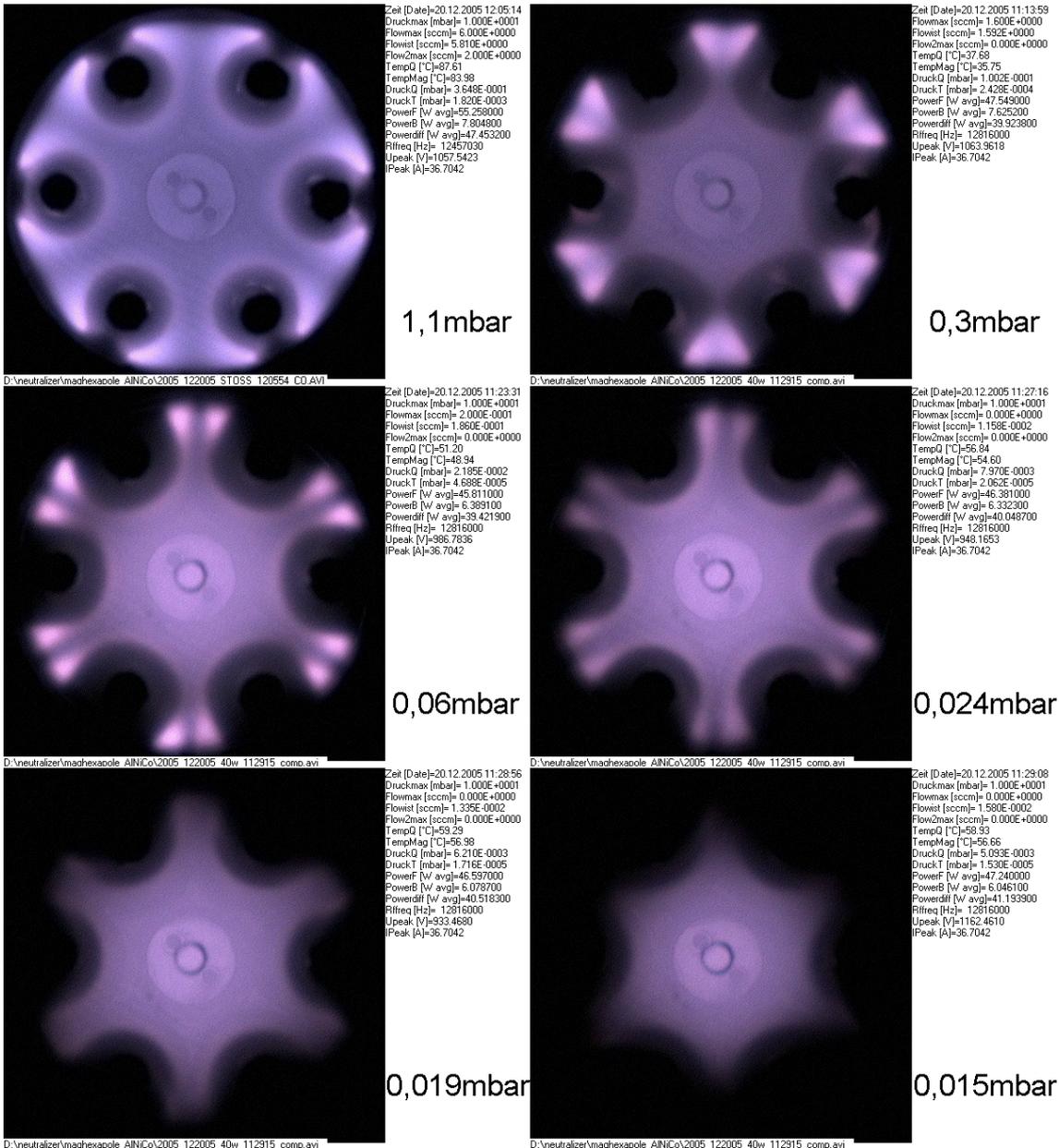


Abbildung 6.68.: Visuelles Bild der Entladung mit schwachem Magnetfeld (AlNiCo). RF-Leistung 40W. Der Druck nimmt von oben links nach unten rechts ab.

6.4.2. AlNiCo-Magnetsystem:

Abbildung 6.68 zeigt das Bild der Entladung mit dem AlNiCo-Magnetsystem bei einer RF-Leistung von 40W und variiertem Druck. Hierbei nimmt der Druck von oben-rechts (1,1 mbar) über oben-links (0,3 mbar) über mitte-rechts (0,06 mbar) usw. bis unten-rechts (0,015 mbar) ab. Bei hohem Druck ist kreisförmig um die Elektroden die Dunkelzone erkennbar, die sich mit abnehmendem Druck nur leicht vergrößert. Die größte Helligkeit ist in der Randschicht zwischen Plasma und Dunkelzone zu finden, wobei der wandnahe Bereich besonders intensiv leuchtet. Diese stärkere Intensität dürfte auf das Magnetfeld zurückzuführen sein; am Rand ist die magnetische Feldstärke maximal. Mit abnehmendem

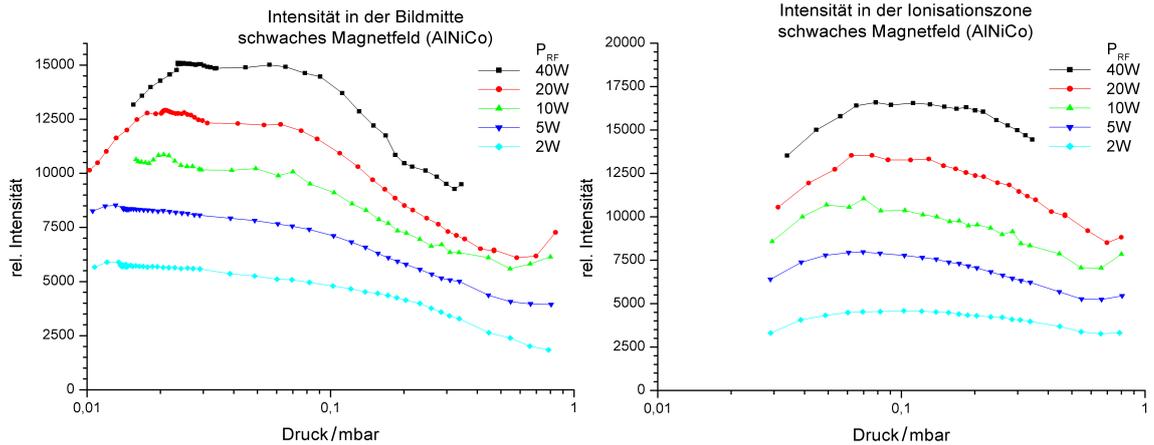


Abbildung 6.69.: Intensität in der Bildmitte(links) und in der Ionisationszone (rechts) als Funktion des Quellendrucks, AlNiCo-Magnetfeldsystem.

Druck wird diese helle Randschicht immer dünner, ferner geht dann bei den niedrigsten Drücken von $0,015\text{mbar}$ der Wandkontakt verloren.

Abbildung 6.69 zeigt die Intensität in der Bildmitte (links) und in der Ionisationszone zwischen den Elektroden (rechts) bei verschiedenen RF-Leistungen (40W schwarz bis 2W cyan). Der Integrationsbereich in der Ionisationszone befindet sich im intensivsten Bereich des zum Druck $0,066\text{mbar}$ gehörenden Teilbildes.

In der Bildmitte ist die Intensität bei hohem Druck am geringsten und steigt mit abnehmendem Druck an. Bei hohen Leistungen wird bei etwa $0,09\text{mbar}$ ein Plateau erreicht, bei niedrigen steigt die Intensität langsam weiter. Unterhalb $0,01\text{mbar}$ erlischt die Entladung. Die Intensität wächst mit dem Logarithmus der Leistung.

In der Ionisationszone gibt es als Funktion des Drucks ein breites Intensitätsmaximum bei $0,075\text{mbar}$. Unterhalb eines Druckes von $0,03\text{mbar}$ wird die Ionisationszone dunkel. Wir erhalten folgende Feststellungen:

- Die RF-Elektroden sind immer vollständig von einer Dunkelzone umgeben.
- Die Entladung hat einen wesentlich vergrößerten Betriebsdruckbereich und brennt im Druckbereich von $0,009\text{mbar}$ bis 1mbar und höher.
- Sie hat bei einem wesentlich geringeren Druck noch Kontakt zur Gefäßwand, die Ionisationszone leuchtet ab einem Druck von $0,03\text{mbar}$ und erreicht ihre maximale Intensität bei ca $0,075\text{mbar}$.
- Die Intensität ist insgesamt höher als ohne Magnetfeld.
- Die Magnetfelder sind nicht im Entladungsbild wiederzuerkennen (vgl. Abb. 4.13 und 7.1)
- Die Lichtintensität wächst mit dem Logarithmus der Leistung.

6.4.3. FeBNd-Magnetsystem:

Abbildung 6.70 und 6.71 zeigen das Entladungsbild der FeBNd-Anordnung. Der Schatten in der Bildmitte rührt von einer in der Extraktionsöffnung positionierten Wolframelektrode her, mit der ein Strom extrahiert werden kann. Weiterhin ist hierbei das Oberwellenspektrum des Extraktionsstroms und damit des Plasmapotentials unter Extraktionsbedingungen gemessen worden (Siehe hierzu Abb. 7.8). Die Bilder auf der rechten Seite zeigen das Entladungsbild mit einem extrahierten Strom von 25mA , auf der linken Seite ohne extrahierten Strom. Der Druck nimmt von Reihe 1 ($0,3\text{mbar}$) nach Reihe 6 ($0,007\text{mbar}$) ab. Subjektiv ist kein Unterschied zwischen den Abbildungen mit und ohne extrahierten Strom zu erkennen.

Um die Elektroden ist wieder eine Dunkelzone vorhanden, die jedoch einen deutlich geringeren Durchmesser im Vergleich zu den anderen Anordnungen aufweist. Ansonsten ist die Entladungskammer vollständig mit einem relativ homogen leuchtenden Plasma gefüllt, mit Ausnahme von Bereichen um die Elektroden, die besonders hohe Lichtintensitäten zeigen. Die Grenze dieser Bereiche verläuft entlang der hyperbelförmigen Magnetfeldlinien des FeBNd-Magnetsystems (vgl. Abb. 7.1, 4.13 und 6.6). Auffällig ist, dass die hellsten Bereiche sich dort befinden, wo E- und B-Feld annähernd parallel sind. Zwischen den Elektroden und der Wand sind besonders helle Spots zu erkennen. Diese Spots

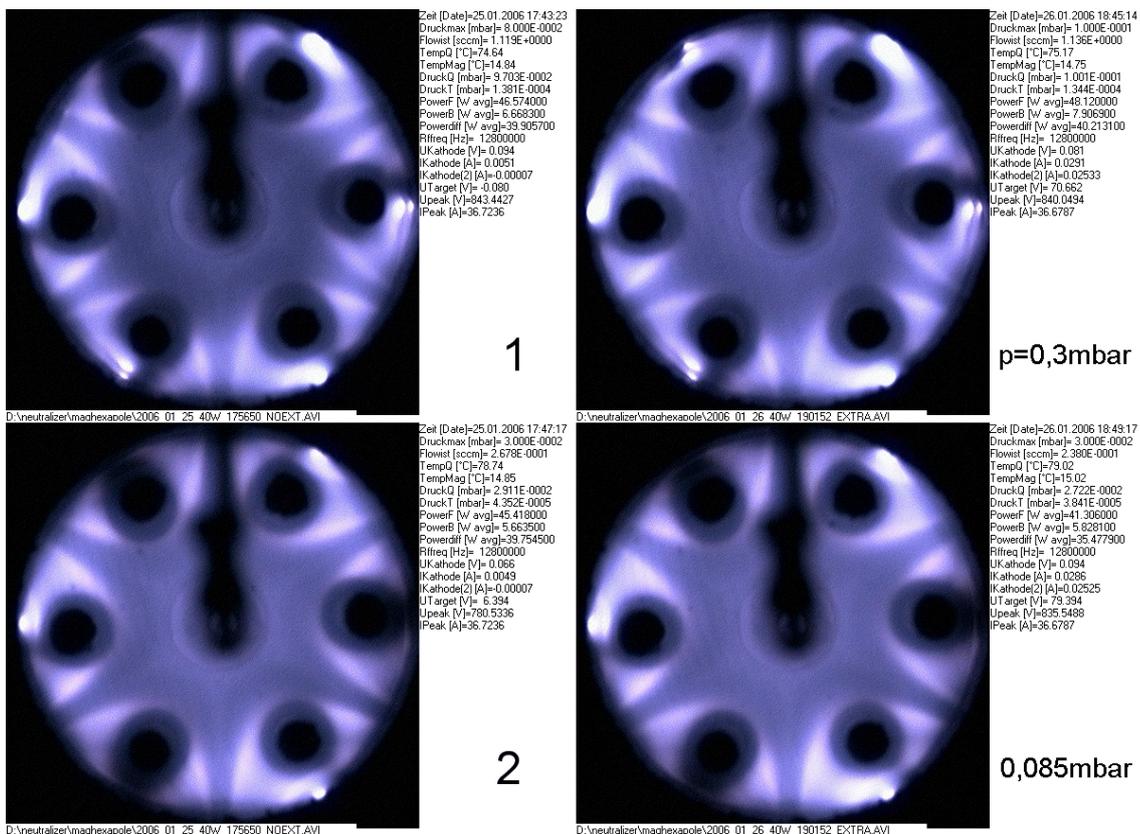


Abbildung 6.70.: Visuelles Bild der Entladung mit starkem Magnetfeld (FeBNd). RF-Leistung 40W. Der Druck nimmt von oben nach unten ab. Rechts mit Extraktion eines Elektronenstroms von 25mA .

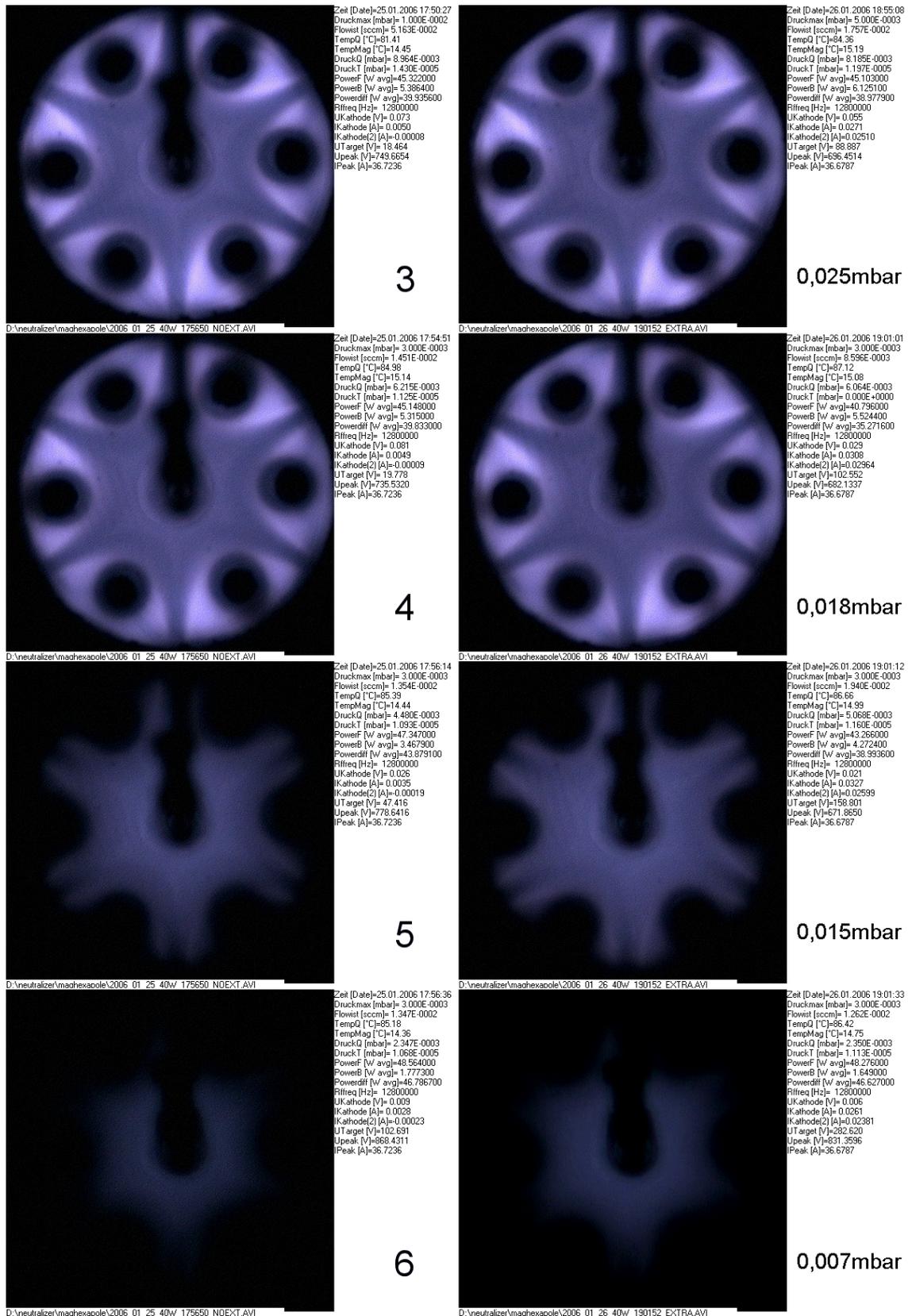


Abbildung 6.71.: Visuelles Bild der Entladung mit starkem Magnetfeld (FeBNd). RF-Leistung 40W. Der Druck nimmt von oben nach unten ab. Rechts mit Extraktion eines Elektronenstroms von 25mA. (Fortsetzung)

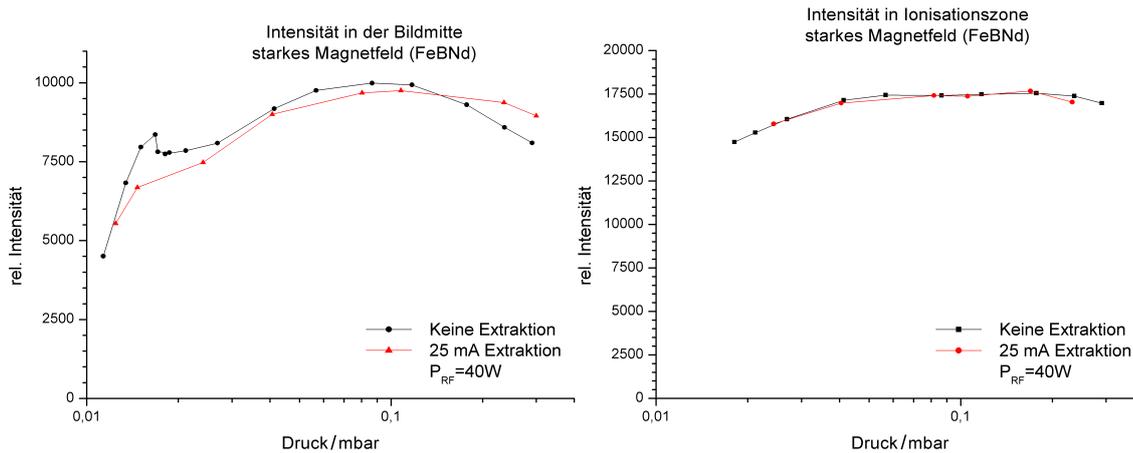


Abbildung 6.72.: Intensität in der Bildmitte(links) und in der Ionisationszone (rechts) als Funktion des Quelldrucks, FeBNd-Magnetfeldsystem.

dürften parasitäre Entladungen sein. Nach Druckveringerung erlöschen diese. Die Größe der Dunkelzone ist über einen weiten Druckbereich weitgehend konstant und wird erst bei sehr niedrigen Drücken so groß, dass die hellen Bereiche verlöschen. Gleichzeitig geht die Stromfähigkeit zurück. Die Hyperbelbereiche werden dabei dunkler und die Extraktionselektroden spannung, um 25mA abzuziehen, steigt gleichzeitig unterhalb 0,015mbar Quellendruck (Reihe 4) von zuvor 70V (Reihe 3) über 100V, 160V auf 280V (Reihe 6). Übrigens ist bei Reihe 3 der Quellendruck (hier 0,027mbar) vergleichbar dem Quellendruck beim Betrieb der Quelle mit der 3mm Extraktionsblende und 0,5sccm Massenfluss Xenon. Aus der Betrachtung der Abbildungen könnte man folgern, dass für eine hohe Stromfähigkeit der Quelle ein Plasma-Wand-Kontakt erforderlich ist.

Abbildung 6.72 zeigt die Intensität in der Bildmitte (links) und der Ionisationszone zwischen den Elektroden (rechts) mit und ohne Extraktion von 25mA Elektronenstrom. Die Intensität in der Bildmitte weist bei einem Druck von 0,09mbar ein breites Intensitätsmaximum auf. Zu niedrigeren und höheren Drücken fällt die Intensität langsam um etwa 20% ab, unterhalb 0,013mbar fällt sie rapide. Bei Extraktion von 25mA verschiebt sich die Position des Maximums zu höheren Drücken (jetzt 0,12mbar) und wird etwas breiter. Die Intensität in der Ionisationszone ist weitgehend unabhängig vom Druck. Lediglich bei Drücken unterhalb 0,04mbar geht sie leicht zurück. Unterhalb 0,018mbar ist die Intensität null, da die Dunkelzone den Bereich dann erreicht hat. Die Kurven mit und ohne Stromextraktion sind deckungsgleich. Insgesamt ist die Intensität in der Ionisationszone etwa doppelt so groß wie im Zentralbereich. Festzustellen ist:

- In der Entladung ist im Randbereich das Magnetfeld wiederzuerkennen.
- Die Dunkelzonen sind wesentlich kleiner.
- Die Entladung hat einen großen Betriebsdruckbereich und brennt im Bereich von 0,013mbar bis 0,4mbar und höher (etwas kleiner als AlNiCo).
- Das Plasma hat über einen weiten Druckbereich Kontakt zum Quellengehäuse.
- Es gibt in Wandnähe große Bereiche mit hoher Leuchtdichte.

- Diese hyperbelförmigen Bereiche sind die intensivsten Leuchtzonen und somit die stärksten Ionisationsbereiche.
- Die Plasmadichte innerhalb dieser Hyperbelbereiche ist mit der Stromfähigkeit bzw. der Koppelspannung korreliert.
- Die Intensität in den Ionisationszonen ist über einen großen Druckbereich (0,018mbar bis 0,3mbar) hoch.
- Bei Extraktion entstehen im Zentralbereich keine großen elektrischen Felder und Elektronendichteunterschiede (Kurven sind deckungsgleich).

6.4.4. Vergleich der Magnetsysteme

Abbildung 6.73 zeigt einen Vergleich der gezeigten Intensitäten als Funktion des Druckes für die verschiedenen Magnetsysteme. Es sind die Intensitäten bei einer RF-Leistung von 40W in der Bildmitte (ausgefüllte) und der Ionisationszone (hohl) gezeigt. Auffällig ist, dass ohne Magnetsystem die Intensität sehr gering bleibt sowie der Betriebsdruck recht hoch ist. Die Intensität in der Bildmitte ist beim AlNiCo-Magnetsystem am höchsten und erreicht für niedrige Drücke fast die Intensität der FeBNd-Konfiguration in der Ionisationszone. Dagegen ist die Intensität in der Ionisationszone für die FeBNd-Konfiguration

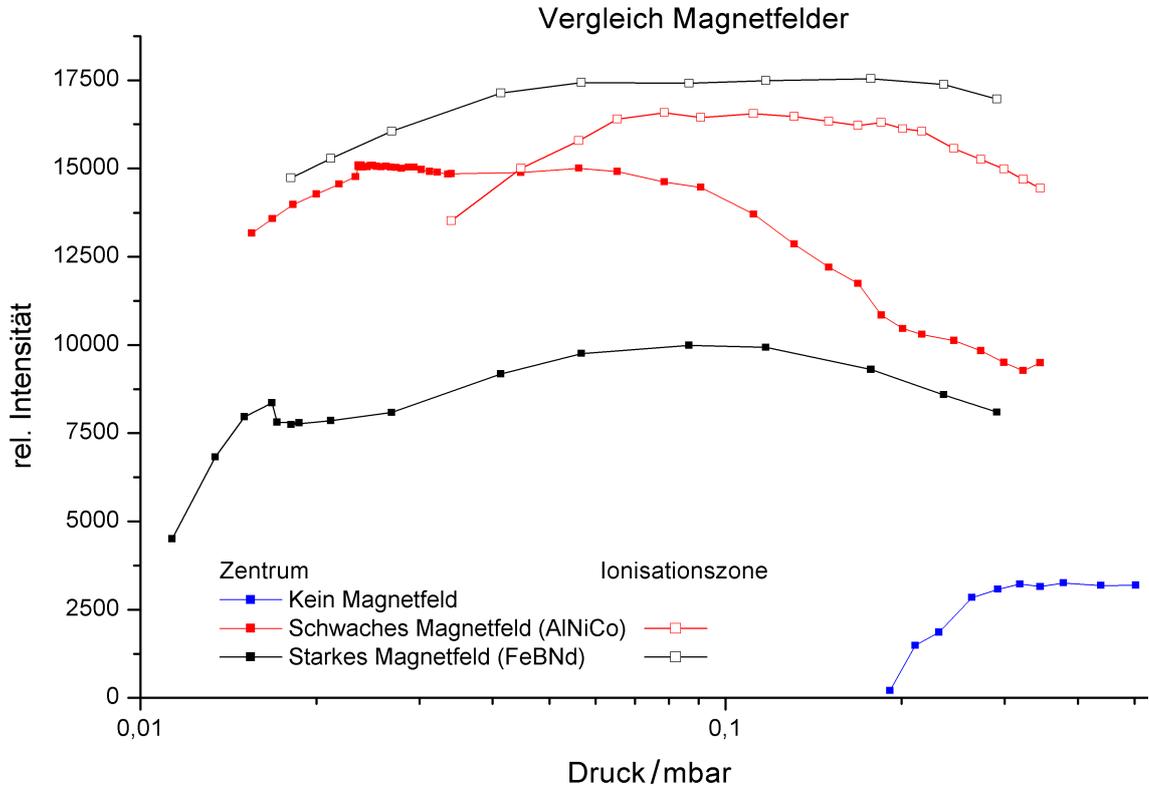


Abbildung 6.73.: Intensitätsverlauf als Funktion des Quelldrucks für verschiedene Magnetsysteme im Zentrum und in der Ionisationszone.

am höchsten, die der AlNiCo-Konfiguration etwas geringer. Die Intensität für die AlNiCo-Konfiguration ist bei hohen Drücken im Randbereich und bei niedrigen Drücken im Zentralbereich am höchsten. Im Gegensatz dazu verlaufen die Intensitäten für die FeBNd-Konfiguration nahezu parallel. Es folgt:

- Durch ein Magnetfeld wird die Ionisationsrate stark erhöht und der Betriebsdruck gesenkt.
- Eine hohe Intensität im Zentralbereich ist zur Extraktion eines hohen Stromes nicht notwendig, vielleicht sogar ungünstig.
- Im AlNiCo-System wird bei niedrigen Drücken der Großteil der RF-Leistung im Zentrum deponiert, bei hohen Drücken ist dieser Anteil immer noch größer als beim FeBNd-System.
- Für das AlNiCo-Magnetfeld scheint ein Betriebsdruck von $0,1\text{mbar}$ bis $0,3\text{mbar}$ optimal zu sein; in Übereinstimmung mit dem Ergebnis, dass zum Extrahieren hoher Ströme hohe Massenflüsse (ca. $2 - 3\text{sccm}$) notwendig waren.
- Bei der FeBNd-Konfiguration ist die Asymmetrie zwischen der Intensität am Rand und im Zentrum am größten. Es wird daher relativ weniger RF-Leistung im Zentrum deponiert.
- Die FeBNd-Konfiguration zeigt über den größten Druckbereich ein konstantes Entladungsbild.

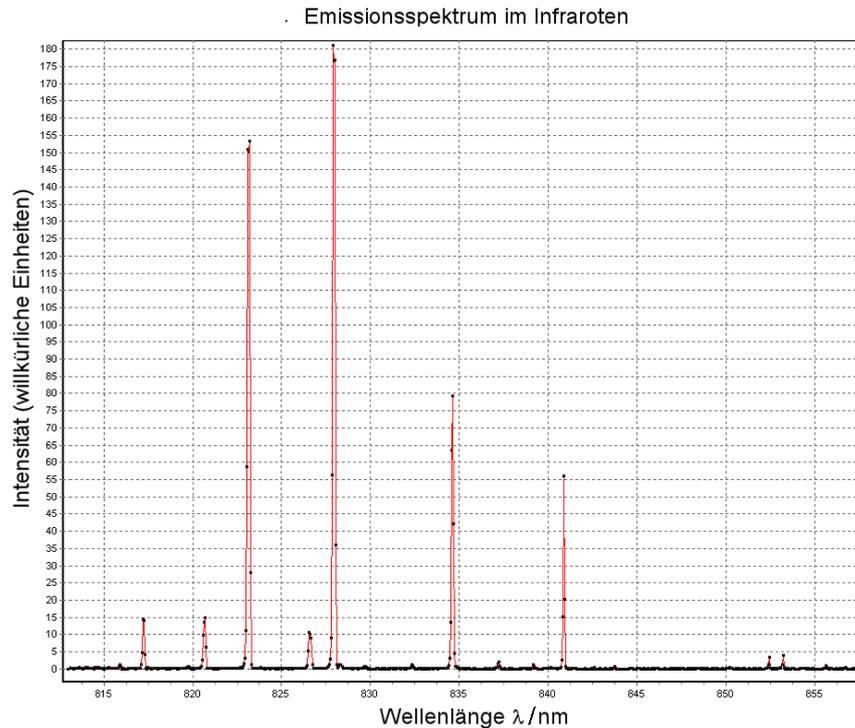


Abbildung 6.74.: Emissionsspektrum im Infraroten der Ionisationszone. 4W RF-Leistung, 0,045mbar Quellendruck.

6.5. Spektroskopie

Messungen an Xenon mit dünnen, isolierten RF-Elektroden

In den Kapiteln 3.2 und 5.4 wurde beschrieben wie das Entladungsbild mit Glasfasern ortsempfindlich aufgenommen und spektroskopisch ausgewertet werden kann. Abbildung 6.74 zeigt exemplarisch das Entladungsspektrum im infraroten Spektralbereich. In diesem Spektralbereich findet man abgesehen vom UV-Bereich die intensivsten Linien (823, 1nm, 828, 0nm, 834, 6nm und 840, 9nm). Deren Intensitäten sind als Funktion des Beobachtungsortes in Abbildung 6.75 transmissionskorrigiert⁷ dargestellt. Aus den relativen Intensitäten der ersten drei Linien kann mit einer geeigneten Modellierung (siehe Kapitel 3) die Elektronentemperatur bestimmt werden.

Die RF-Leistung nimmt in Abbildung 6.75 von oben (1,8W) nach unten (40W) zu, der Druck beträgt 0,25mbar. Die Fasern 1 bis 3 liegen im Bereich der RF-Elektrode, 4 bis 5 in der Dunkelzone, 6 bis 8 in der intensiven Ionisationszone. Die weiteren Fasern führen bis ins Zentrum (Faser 16 - siehe auch Abb. 5.24). Im obersten Bild erkennt man, dass im Bereich der RF-Elektroden die Intensität erwartungsgemäß verschwindet und alle Linien im Bereich der Ionisationszone (Faser 7) ein deutliches Intensitätsmaximum durchlaufen, dem zur Mitte hin ein langsamer Anstieg folgt. Die Intensität im Zentrum (Faser 16) ist dabei etwa halb so hoch wie bei Faserposition 7. Mit zunehmender RF-Leistung

⁷Die Transmission der einzelnen Glasfasern schwankt um einen Faktor von 4.

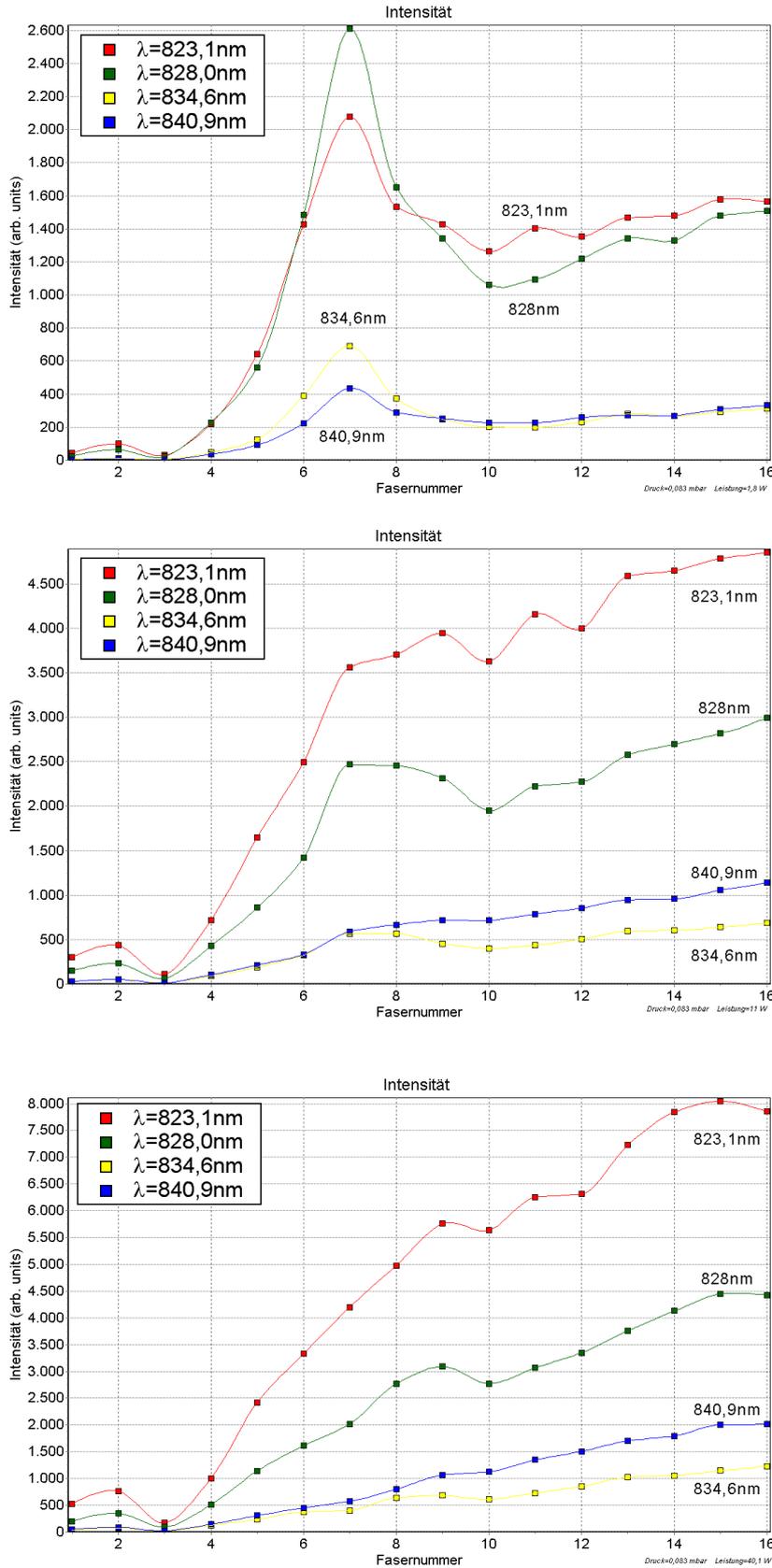


Abbildung 6.75.: Intensität ausgewählter Emissionslinien als Funktion des Ortes (Faser-
nummer) bei 0,25mbar für RF-Leistungen 1,8W (oben), 11W (mitte) und 40W (unten)

verschwindet das Maximum und es entwickelt sich ein mit dem Ort ansteigender Intensitätsverlauf. Die Intensität nimmt dabei als Funktion der Leistung bei Faser 16 etwa um einen Faktor 5 zu. Möglicherweise überdeckt dieser Anstieg den Peak an Faserposition 7. Dies stellt keinen Widerspruch zu den Messungen der visuellen Optik dar, da hier mit Ionisationszone ein anderer Bereich bezeichnet ist, wie aus Abbildung 5.24 ersichtlich ist.

Abbildung 6.76 a und b zeigen die Intensitäten der betrachteten Linien als Funktion der RF-Leistung an den Faserpositionen 7 bzw. 15. Für den Ionisationsbereich (a) verhält sich insbesondere die Linie bei 828nm anders als die drei anderen Linien. An der Position 15, also im Zentrum der Entladung ist das nicht der Fall. Hier steigt die Intensität aller Linien nahezu linear mit der RF-Amplitude an, wie Abbildung 6.76 c zeigt. Die lineare Abhängigkeit mit der RF-Amplitude wurde ebenfalls für den extrahierten Strom in diesem Druckbereich gemessen (siehe Abbildung 6.13) .

Wendet man das in Kapitel 3.2 entwickelte Modell an, so kann formal eine Elektronentemperatur bestimmt werden. Bei der theoretischen Behandlung der spektroskopischen Diagnostik war bereits aufgeführt worden, dass für interpretationsfähige Ergebnisse aus der Auswertung der hier betrachtete Druckbereich mit $0,25\text{mbar}$ viel zu hoch ist.

Für das Quellenzentrum (Fasern 12 bis 16) zeigt Abbildung 6.77, für die Ionisationszone zeigt Abbildung 6.78 die ermittelte Elektronentemperatur als Funktion der RF-Amplitude. Die Kurven sind glatt; in der Ionisationszone steigt nach der Modellierung die Elektronentemperatur linear mit der RF-Amplitude an, in der Quellenmitte fällt sie dagegen mit der RF-Amplitude. Die Abbildungen 6.79 und 6.80 zeigen das Ergebnis der Modellrechnung aus der die Abbildungen 6.77 und 6.78 abgeleitet wurden (siehe Abb. 3.15). Die RF-Leistung ist hierbei farbcodiert, eingezeichnet sind Linien gleicher Elektronentemperatur.

Eine weitere Problematik zeigt Abbildung 6.80. In dieser sind beispielhaft die transmissionskorrigierten und die nicht transmissionskorrigierten Linienvverhältnisse eingetragen. Letztere ergeben in der Modellierung eine wesentlich geringere Elektronentemperatur. Die Fehler bei den hier gezeigten Messungen zur Bestimmung der Intensitätsverhältnisse mit Transmissionskorrektur sind mit 10% abzuschätzen, daraus resultiert ein Fehler für die Bestimmung der Elektronentemperatur von über 25%. Damit wird deutlich, dass eine präzise Kalibration des Spektrometersystems notwendig ist um überhaupt die notwendige Sensitivität zu erreichen.

Betrachtet man weiterhin die Punkteverteilung für Faser 15 (Quellenzentrum) in Abbildung 6.80, so liegen die Datenpunkte für niedrige RF-Leistungen auf der 14eV -Linie und gehen dann für höhere Leistungen auf 8eV zurück. Dies ist ein deutlicher Hinweis, dass sich andere Plasmaparameter ändern müssen, da sonst die deutliche Änderung des Linienvverhältnisses $823,1\text{nm}$ zu $828,0\text{nm}$ entlang der 14eV Linie nicht erklärbar ist. Nach der Modellrechnung steigt mit der Zunahme der RF-Leistung der Anteil metastabil besetzter Zustände zunächst an und geht dann wieder zurück. In dem hier gezeigten Druckbereich ist jedoch auch eine Reabsorption von Photonen denkbar, die zu ähnlichen Einflüssen auf das Linienvverhältnis führen kann. Dies ist in der Modellierung nicht enthalten.

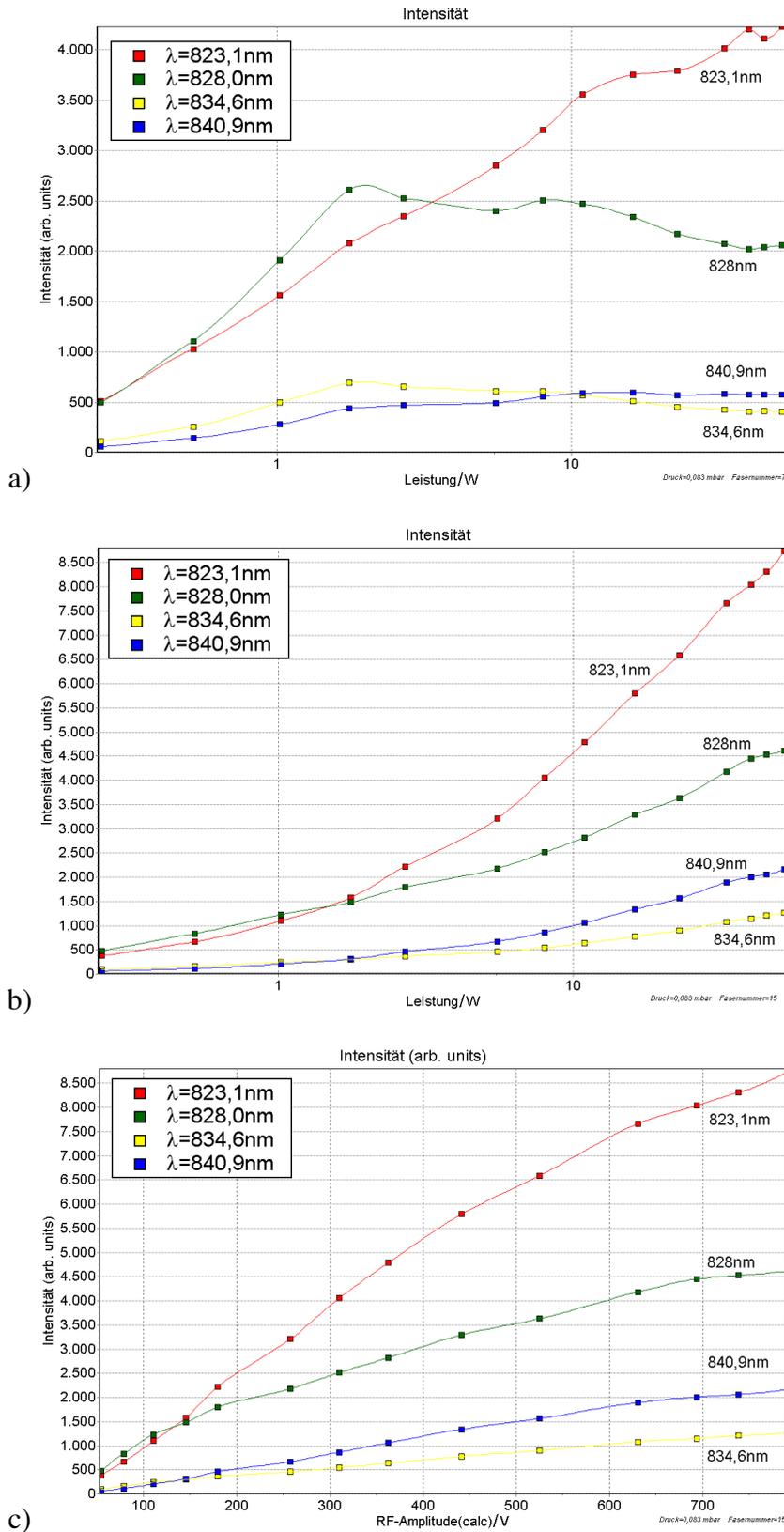


Abbildung 6.76.: Intensität als Funktion der RF-Leistung a) in der Ionisationszone (Faser 7) b) in der Bildmitte (Faser 15) c) als Funktion der RF-Amplitude in der Bildmitte (15).

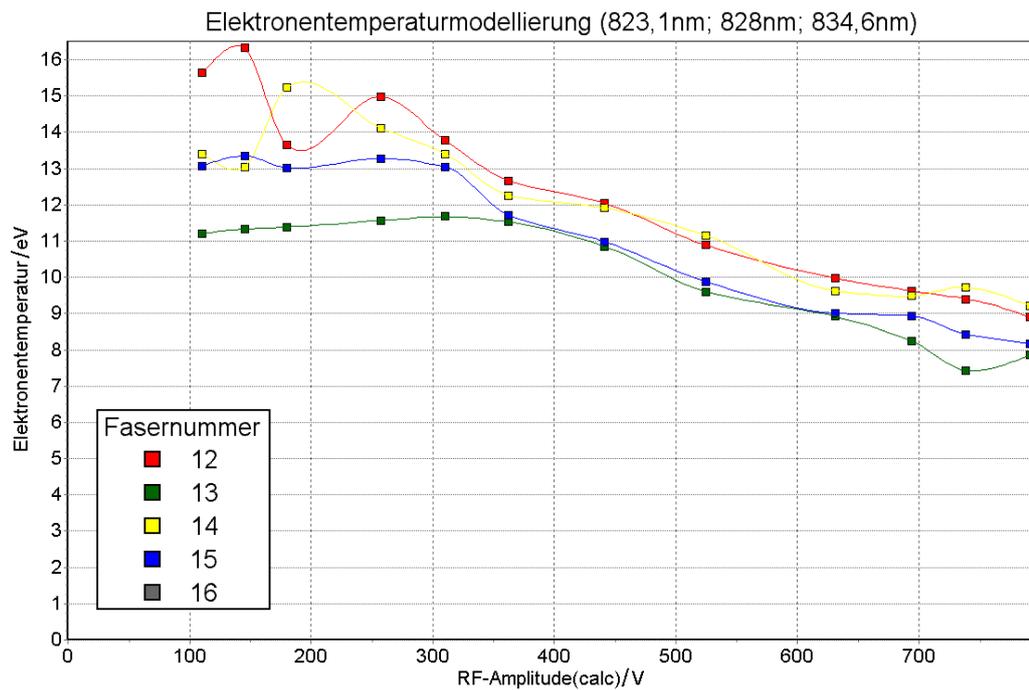


Abbildung 6.77.: Nach der Modellierung ermittelte Elektronentemperatur im Quellenzentrum

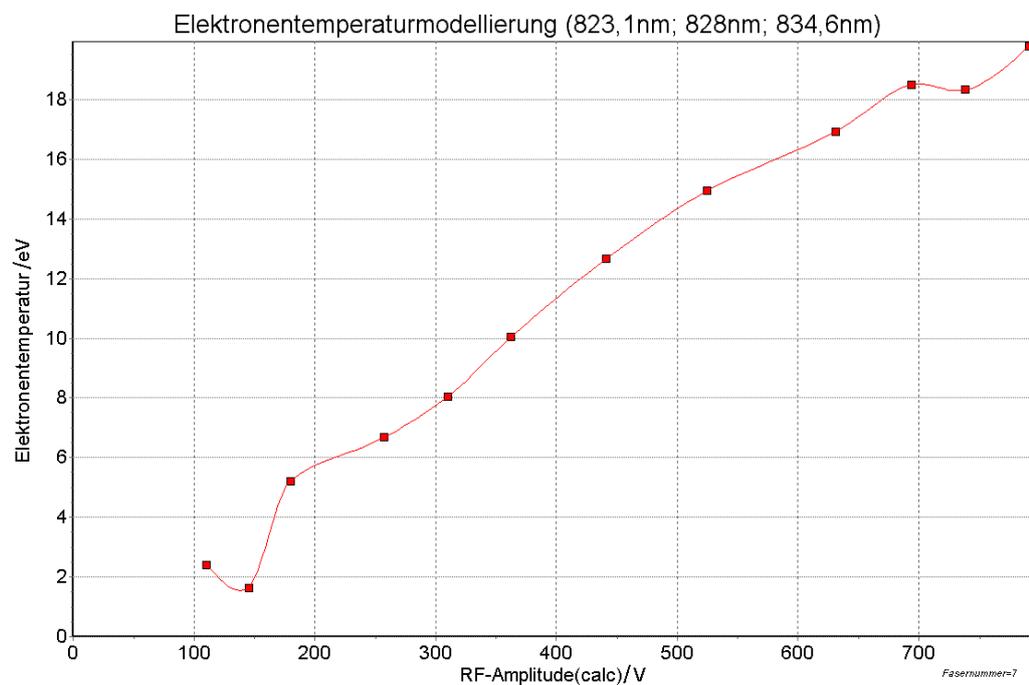


Abbildung 6.78.: Nach der Modellierung ermittelte Elektronentemperatur in der Ionisationszone

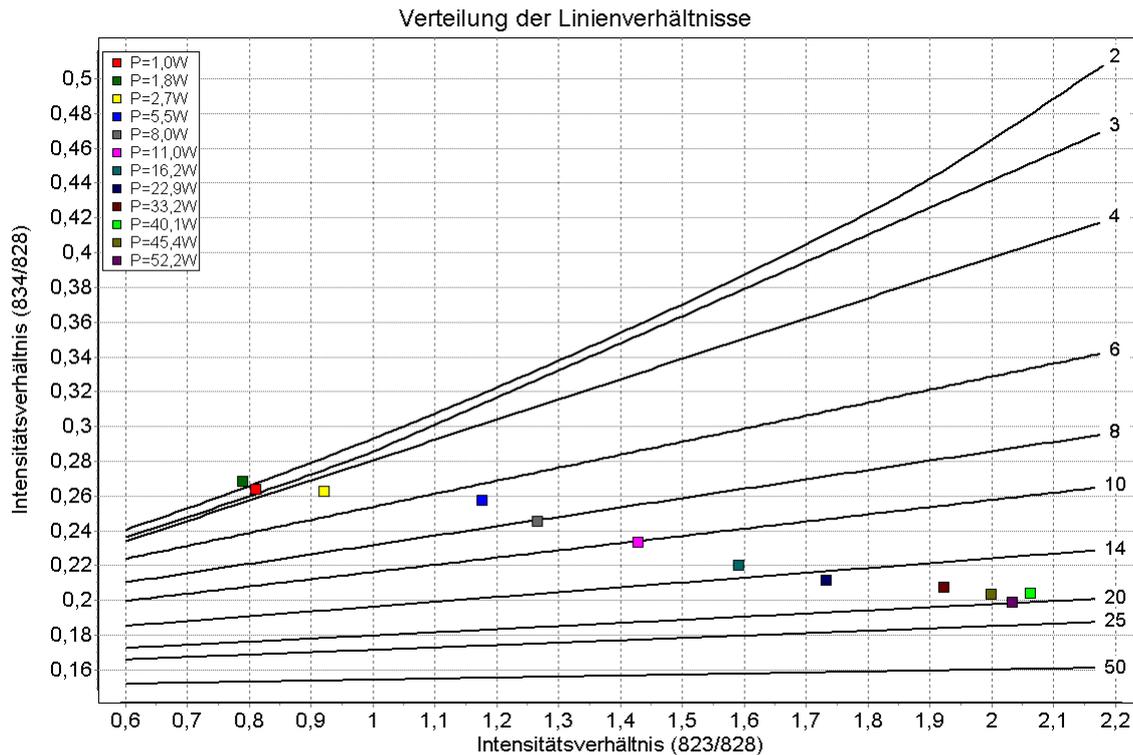


Abbildung 6.79.: Verteilung der Intensitätsverhältnisse sowie Isolinien der Elektronentemperatur bei Variation der RF-Leistung (farbcodiert) für Faserposition 7 (Ionisationszone).

Wendet man sich nun Abbildung 6.81 zu, die statt einer Variation der RF-Leistung eine Variation des Druckes (von $0,045\text{mbar}$ bis $0,7\text{mbar}$) zeigt, so sieht man wiederum einen glatte Verlauf. Die Punkte verlaufen diagonal von links oben nach rechts unten, wobei niedrige Drücke links oben und hohe rechts unten zu finden sind. Der Metastabilenanteil würde laut Modellierung stark zunehmen. Die gleichzeitige Zunahme der Elektronentemperatur mit Zunahme des Druckes ist jedoch in keinem Fall realistisch. Der Wertebereich der Modellierung wird überschritten, die Modellierung ist offensichtlich nicht mehr anwendbar.

Eine koaxiale spektroskopische Messung mit dem regulären Extraktionssystem, also Graphitblenden (innen $\varnothing 3\text{mm}$), und in den RF-Elektrodenhalter eingesetztem Fenster ist in Abbildung 6.82 gezeigt. Die Sichtlinie der Messung liegt dabei auf der Quellenachse und geht durch die Blendenöffnung, wodurch kein von Wänden reflektiertes Licht aufgenommen wird. Hierbei wurden drei verschiedene Massenflüsse gemessen, nämlich $0,3\text{sccm}$, $0,5\text{sccm}$ und $0,7\text{sccm}$; der Quellendruck beträgt dann $0,021\text{mbar}$, $0,033\text{mbar}$ und $0,045\text{mbar}$. Die RF-Leistung ist 40W . Die Drücke sind niedriger als in den vorherigen Beispielen, die ermittelte Elektronentemperatur liegt für alle drei Drücke um 8eV . Diese Ergebnisse sind erstaunlicherweise mit den Einzel-Langmuirsondenmessungen konsistent. Vergleiche hierzu Abbildung 6.62, wo die Elektronentemperatur als Funktion des Druckes gezeigt ist. Dieser Übereinstimmung muss jedoch Zufallscharakter zugeordnet werden, da selbst die im Vergleich mit den vorherigen Abbildungen um einen Faktor 10 geringeren Drücke immer noch weit über den Druckbereich von $0,001\text{mbar}$ liegen, für den die verwendeten Emissionsquerschnitte gültig sind.

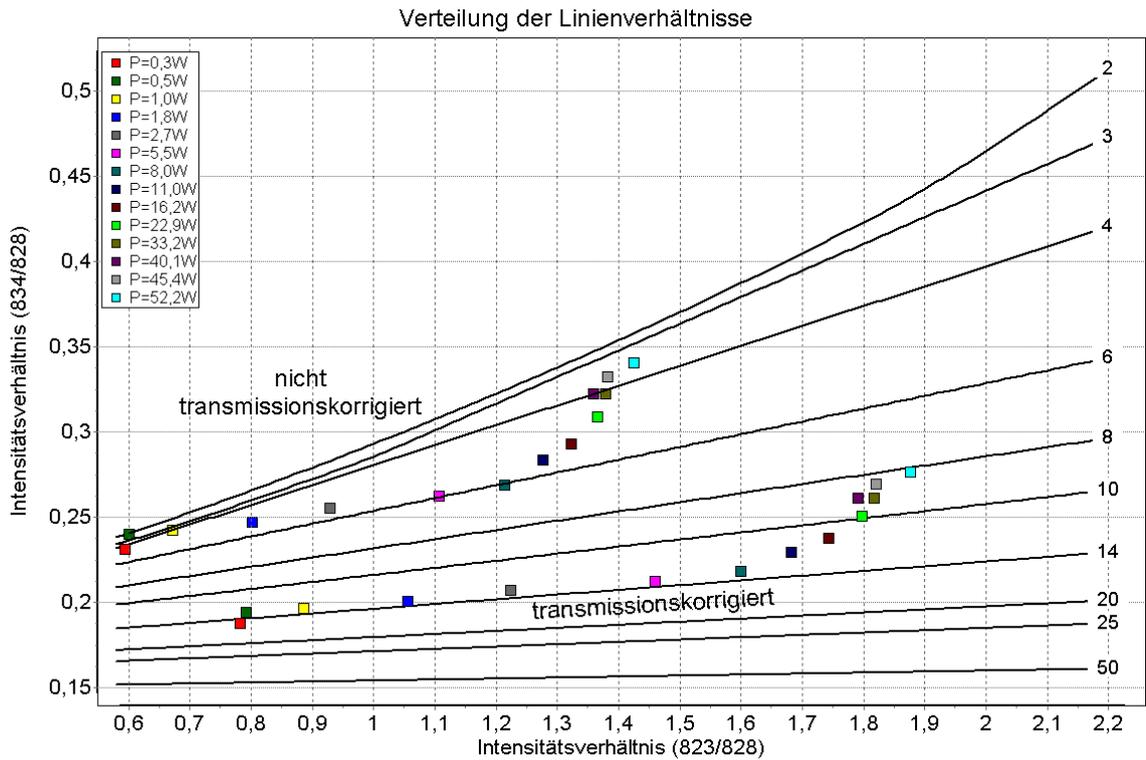


Abbildung 6.80.: Verteilung der Intensitätsverhältnisse sowie Isolinien der Elektronentemperatur bei Variation der RF-Leistung (farbcodiert) für Faserposition 15 (Zentrum) mit und ohne Transmissionskorrektur.

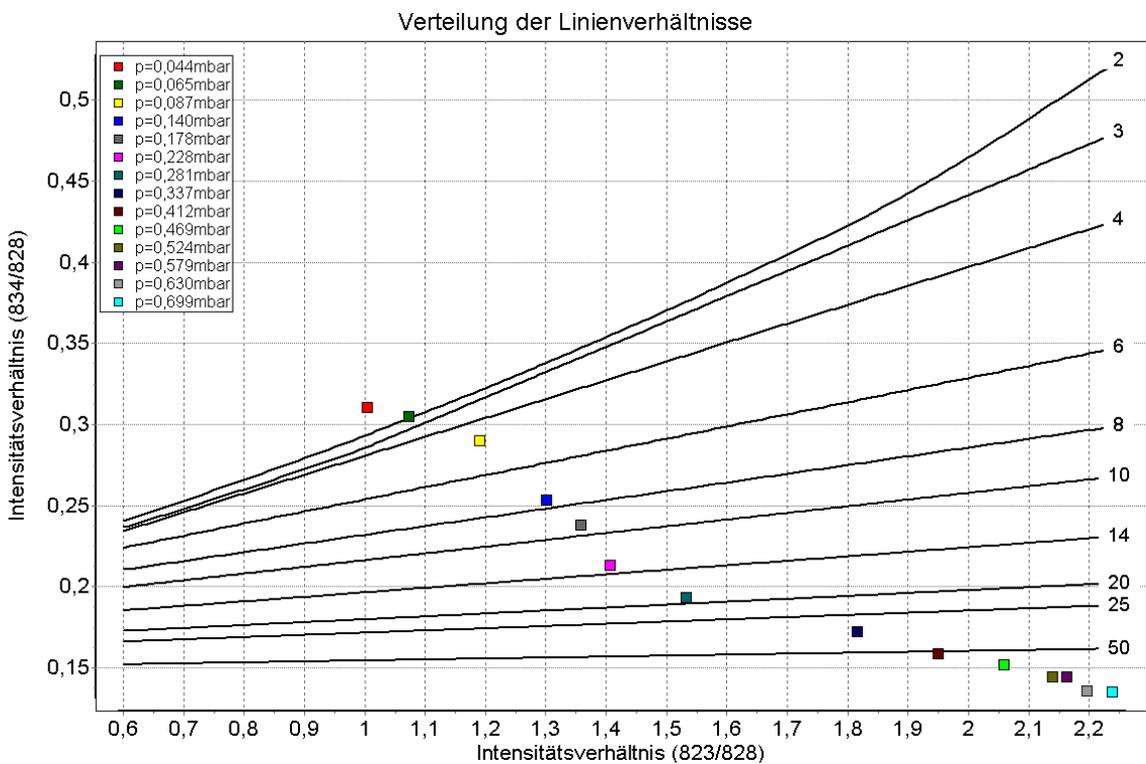


Abbildung 6.81.: Verteilung der Intensitätsverhältnisse sowie Isolinien der Elektronentemperatur bei Variation des Druckes (farbcodiert) für Faserposition 15.

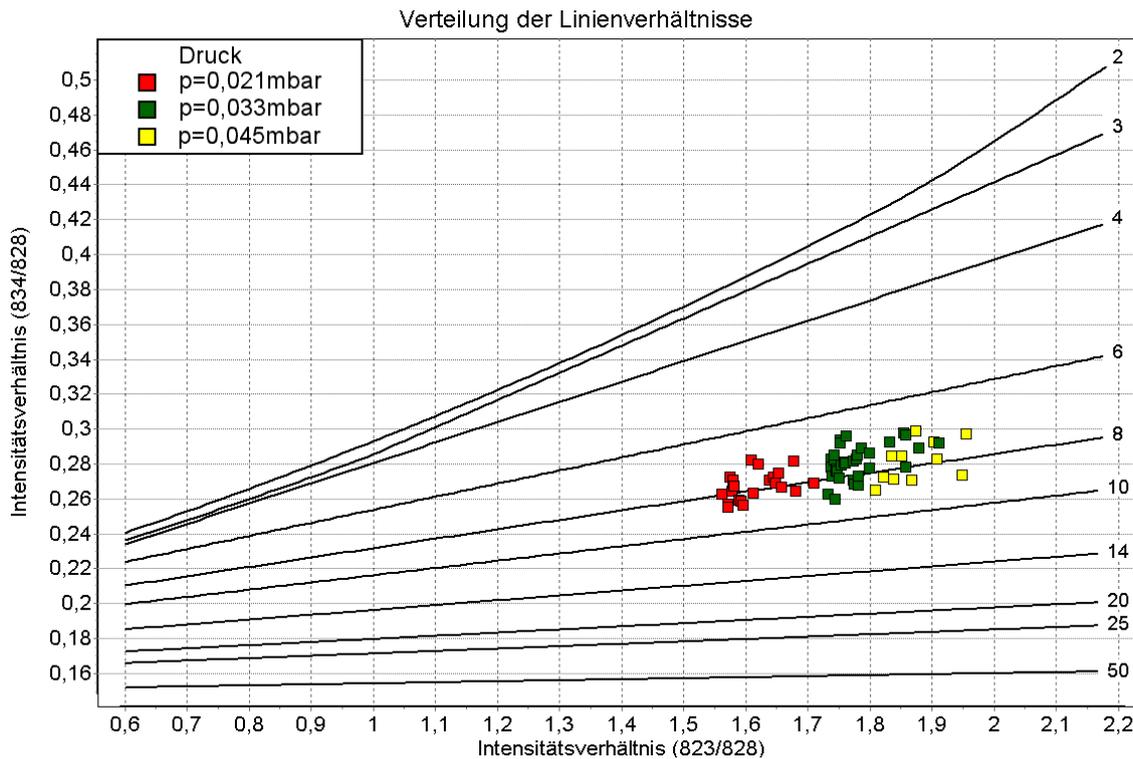


Abbildung 6.82.: Verteilung der Intensitätsverhältnisse sowie Isolinien der Elektronentemperatur bei Variation des Druckes (farbcodiert) spektroskopiert durch ein Fenster in der Quellenrückseite (RF-Elektrodenhalter).

Es ergeben sich somit folgende Schlussfolgerungen:

- Die Intensität im Zentrum bei spektroskopischer Zerlegung ist nahezu proportional zur RF-Amplitude.
- Das Experiment zeigt, dass es Abhängigkeiten der Intensitätsverhältnisse einzelner Linien von der RF-Leistung und dem Quellendruck gibt.
- Die experimentelle Methode ist praktikabel, stellt jedoch hohe Anforderungen an die experimentelle Präzision und erfordert eine umfangreiche Modellierung.
- Die Bestimmung der Elektronentemperatur gelingt bei den hohen Entladungsdrücken nicht zufriedenstellend aufgrund der mangelnden Modelltiefe. Die Elektronentemperatur im Quellenzentrum wird bei Drücken unter $0,05\text{mbar}$ und einer RF-Leistung von 40W formal zu 8eV bestimmt.
- Nach der Modellierung scheint der Metastabilenanteil mit dem Druck anzuwachsen. Dies erschwert die Modellierung zusätzlich.

7 Simulationen und Modelle

7.1. Trajektorien

In einer Einzeltrajektorien-Simulation (SimIon) wurden die Flugbahnen der Elektronen im RF-Feld und Magnetfeld untersucht. Die Simulation umfasst neben der Lösung der räumlichen E- und B-Feldverteilungen (siehe Abb. 7.1) die zeitabhängige Veränderung der Elektrodenpotentiale sowie Elektronen-Neutralgasstöße auf Basis des Billard-Kugel-Modells. Das Billard-Kugel-Modell wird jedoch für Elektronen niedriger Energie ungenaue Streuwinkelverteilungen voraussagen.

Das richtige Modell wäre eigentlich eine Beschreibung auf Basis des Coulombpotentials mit Berücksichtigung von Resonanzerscheinungen¹, die mit Hilfe der Quantenmechanik beschreibbar sind. Es sollte aber wesentlich bessere Resultate als eine simple viskose Dämpfung liefern und wird zumindest qualitative Aussagen zu den Transportprozessen der Elektronen erlauben.

Für die Ermittlung der Stoßrate wird ein totaler Wirkungsquerschnitt (harte Kugel) von $\sigma_0 = 1 \cdot 10^{-19} m^2$ für Elektronen-Neutralgasstöße angenommen (vergleiche auch Abbildung 2.3). Diesem Modell wurde eine einfache Modellierung inelastischer Stöße hinzugefügt. Der totale Wirkungsquerschnitt teilt sich dann in den elastischen Wirkungsquerschnitt σ_{el} und den inelastischen σ_{inel} Wirkungsquerschnitt auf. Liegt die der Radialgeschwindigkeit entsprechende Energie oberhalb einer wählbaren Energieschwelle E_{th} (hier $E_{th} = 10eV$) für Anregung bzw. Ionisation, so wird ein Energieübertrag in Höhe von E_{th} erlaubt und die Radialkomponente der Geschwindigkeit des Elektrons entsprechend reduziert. Dieser Mechanismus modelliert dadurch Anregung und Ionisation. Der simulierte Wirkungsquerschnitt für inelastische Stöße $\sigma_{inel} = \sigma_0(1 - \frac{E_{th}}{E_{kin}})$ nimmt oberhalb der Energieschwelle mit der Elektronenenergie E_{kin} zu und nähert sich für hohe Elektronenenergien σ_0 . Der Wirkungsquerschnitt für elastische Stöße ist unterhalb der Energieschwelle identisch mit σ_0 und nimmt oberhalb der Energieschwelle gemäß $\sigma_{el} = \sigma_0 \frac{E_{th}}{E_{kin}}$ ab. Beim Vergleich mit gemessenen Wirkungsquerschnitten (siehe Abb. 2.3) zeigt sich, dass für Elektronenenergien zwischen $10eV$ und $100eV$ der reale Verlauf des inelastischen Wirkungsquerschnitts recht gut approximiert wird. Über $100eV$ werden die Abweichungen

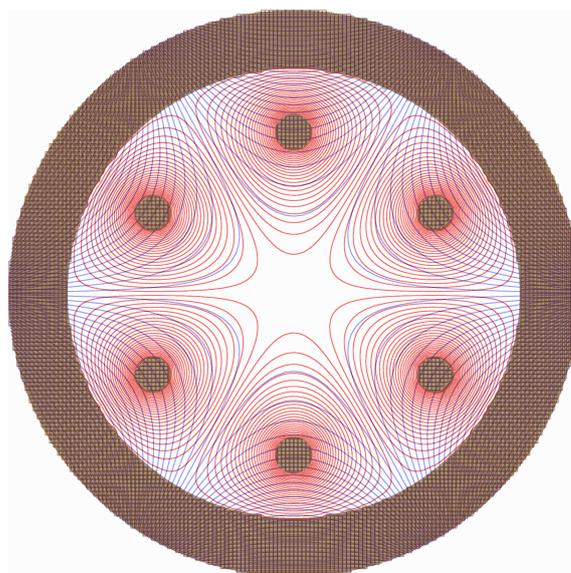


Abbildung 7.1.: Simulation der Felder. Blau die Magnetfeldlinien, rot die Äquipotentiallinien des E-Feldes. Wenn diese parallel sind gilt: $\vec{E} \perp \vec{B}$.

¹Für Edelgase sei hier der Ramsauereffekt erwähnt.

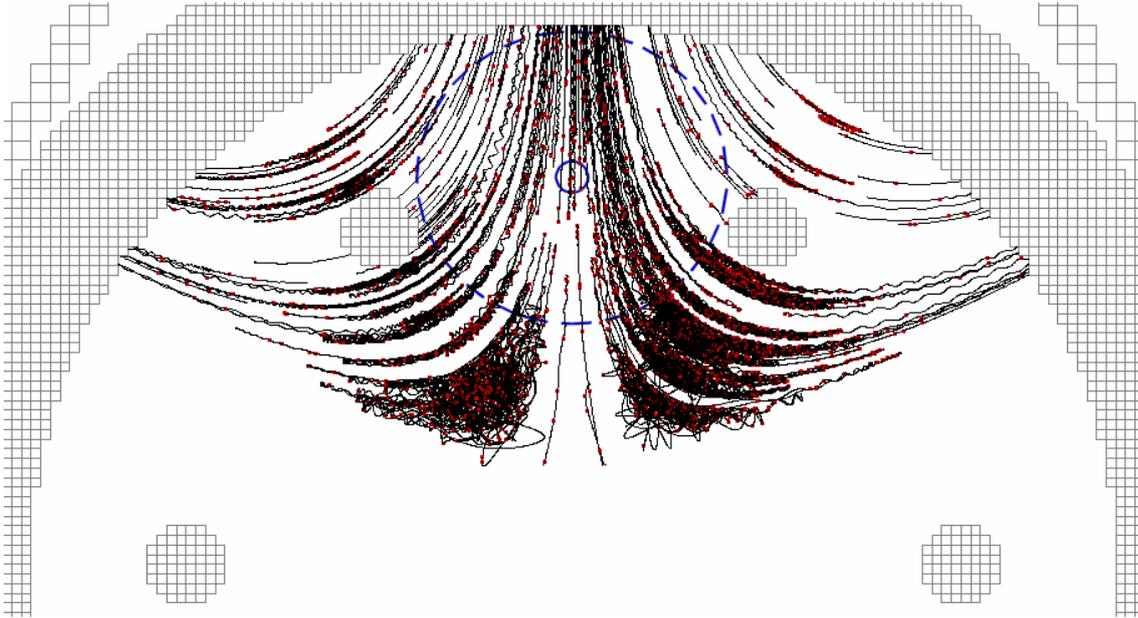


Abbildung 7.2.: Simulation der Elektronenbewegung. Im Bild sind vier der sechs RF-Elektroden eingezeichnet, Teile von zwei Magnetpolen sind in den oberen Ecken erkennbar. Orte von Stößen sind durch Punkte markiert. Die Kreise zeigen den Startort und die 2σ -Umgebung.

größer, da $\sigma_{inel.}$ konstant wird, die gemessenen Querschnitte jedoch abfallen. Der elastische Wirkungsquerschnitt wird von der Modellierung hingegen unterschätzt mit einer Abweichung von bis zu einem Faktor von 3.

Man kann so die Prozesse, die für Start der Entladung relevant sind, wie Elektronenvermehrung und Elektronenlebensdauer der einzelnen gestarteten Elektronen modellieren. Aufgrund der begrenzten Ensemblegröße ist eine Simulation der Elektronenbewegungen im Plasma jedoch nicht möglich. Die Plasmarandschichten können jedoch durch entsprechende Anpassung der Elektrodenpotentiale oder Hinzufügen von transparenten Gittern nachgebildet werden. Zur Simulation der Elektronenextraktion mit der Plasmabrücke wurde im Zentrum der Quelle ein positives Potential von 100V vorgegeben, welches ein attraktives Potential für die Elektronen darstellt. Für eine realistische Simulation müssten in einem rekursiven Verfahren aus Ionen- und Elektronentrajektorien die Ladungsdichteverteilung und daraus die Feldabschirmung des Plasmas berechnet werden, was hier nicht versucht wird.

Abbildung 7.2 zeigt die Trajektorien von Elektronen innerhalb einer RF-Periode, welche im Bereich zwischen den Elektroden bis zur Wand zufällig verteilt und thermalisiert ($k_B T_i = 0,025 eV$) sowie zum Zeitpunkt einer zufälligen Phasenlage starten. Die Startorte der Elektronen sind gaußverteilt. Das Zentrum und die 2σ -Umgebung dieser Verteilung sind im Bild eingezeichnet. Punkte markieren die Positionen von Stößen. Man kann erkennen, dass die Elektronen den magnetischen Feldlinien folgen. Hierbei ist zu beachten, dass aufgrund der Projektion auf die 2-dimensionale Fläche die $E \times B$ -Drift in die Papierebene hinein und heraus nicht sichtbar wird, obgleich sie auftritt.

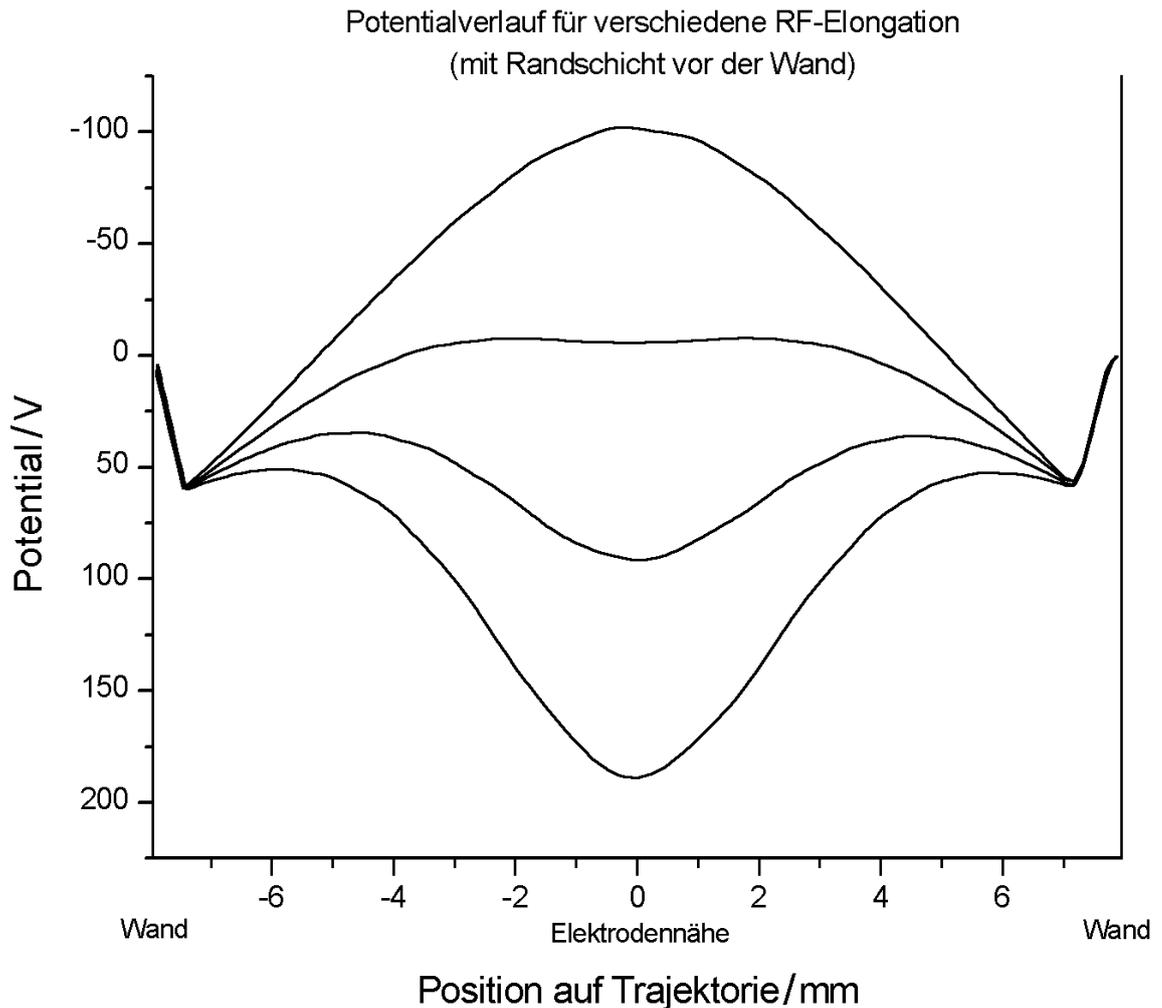


Abbildung 7.3.: Potentialverlauf entlang einer Magnetfeldlinie (Wand - Elektrodennähe - Wand) für verschiedene Elektrodenspannungen.

Wird die Simulation über mehrere RF-Perioden fortgesetzt, so können die Elektronen durch Stöße und bei Anwesenheit eines genügend attraktiven Zentralpotentials ins Zentrum gelangen. Wird ein transparentes Gitter vor der Gehäusewand plaziert, so ändert sich das Bild nur in der Weise, dass die Elektronen dort für genügend kleine Energien reflektiert werden, der Verlauf der Trajekturen wird nicht verändert.

Die Plasmagrenzschicht um die RF-Elektroden ist nicht modelliert worden. Es ist daher auch keine Dunkelzone um die RF-Elektroden beobachtbar. Elektronen, die im Bereich zwischen Wand und Elektroden oszillieren, treffen letztendlich entweder die Wand oder die Elektroden und sind in jedem Fall „verloren“. Aussagen wie groß dieser Verlustbereich tatsächlich ist, sind schwer zu treffen, da hier die Abschirmwirkung des Plasmas entscheidend wird und dieses nicht modelliert wird.

Abbildung 7.3 zeigt für verschiedene Phasenlagen den Potentialverlauf entlang einer Magnetfeldlinie, welche nahe an einer RF-Elektrode vorbeiführt. Die Plasmarrandschicht an der Wand wurde durch eine 60V Stufe nachgebildet. Man kann erkennen, dass je nach RF-Phasenlage sich entweder eine für Elektronen attraktive Potentialmulde in Elektro-

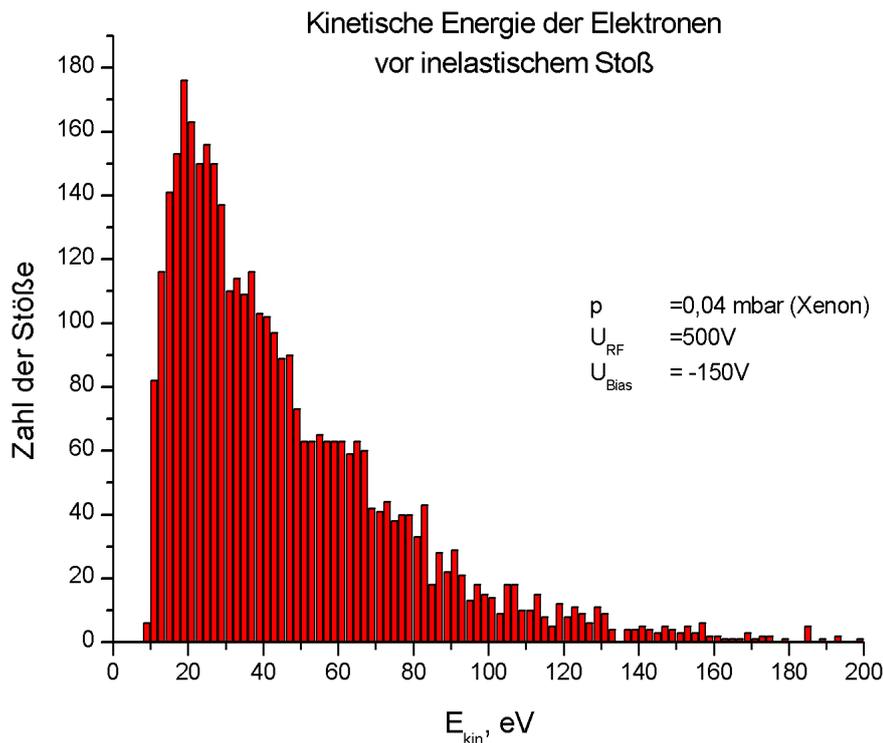


Abbildung 7.4.: Energieverteilung der inelastischen Elektronenstöße

dennähe bildet oder sich eine solche Potentialmulde im Bereich der Wandnähe durch die Plasmarandschicht ausbildet. Da die Simulation zwar die Randschicht, nicht aber die Abschirmwirkung des Plasmas berücksichtigt, ist davon auszugehen, dass der gezeigte Potentialverlauf durch die entlang der Magnetfeldlinien beweglichen Elektronen im Plasma tatsächlich flacher ist.

Die Elektronen oszillieren mehrere RF-Perioden auf diesen Bahnen, verlieren durch Stöße Energie und gewinnen durch das variierende elektrische Feld wieder Energie hinzu. Dabei können sie innerhalb ihrer Lebensdauer viele Male anregen oder ionisieren.

Der Harte-Kugel-Modellierung kann man neben den Trajektorien die Energieverteilung der Elektronen vor inelastischen Stößen entnehmen.

Diese ist in Abbildung 7.4 gezeigt. Nach einem Maximum bei ca. 20eV nimmt die Menge an Elektronen etwa exponentiell ab. Aus der Verteilung kann man ableiten, dass die Elektronen zumindest während des Zündvorgangs genügend Energie zum Ionisieren aufnehmen können. Aufgrund der Abschirmwirkung des Plasmas ist jedoch davon auszugehen, dass die Energieverteilung während des Betriebs weniger Elektronen bei hohen Energien aufweisen wird.

deutlich ab. Weiterhin muss der Kennlinie der Diode ein konstanter Diffusionsstrom überlagert werden um die Kennlinie entsprechend zu verschieben. Bei höheren Frequenzen (das ist bei 13MHz sicher der Fall) müssen die Randschichtkapazitäten hinzugefügt werden, was sich durch Parallelschalten eines Kondensators zu D1-4 modellieren lässt. Diese Herangehensweise ist dann sinnvoll, wenn man Simulationssoftware wie z.B. PSpice² benutzen möchte, die in der Elektrotechnik weite Verbreitung gewonnen hat und zur Simulation kompletter analoger Schaltungen verwendet wird. Man muss dabei auf reale Standardbauteile der Elektronik zurückgreifen. Eine Ableitung der Bauteileigenschaften aus Plasmaparametern wird dann schwierig, jedoch kann man qualitativ studieren, wie sich zum Beispiel elektrische Sonden im Plasma verhalten, dieses stören und von den angelegten RF-Feldern gestört werden.

Wie bereits angedeutet, kann eine Diodenkennlinie das Randschichtverhalten nur begrenzt wiedergeben. Um eine aussagekräftige Modellierung zu erhalten, ist es erforderlich, die Kennlinien der Randschichten mit Hilfe der Langmuirtheorie direkt aus den Plasmaparametern Elektronendichte und Elektronentemperatur unter Berücksichtigung der Randschichtgeometrie abzuleiten. Die Modellierung wird dazu in einem eigenen Programm durchgeführt anstatt z.B. auf PSpice zurückzugreifen.

Für die Ersatzschaltung der Abbildung 7.5 wird das Gleichungssystem gekoppelter Differentialgleichungen³ aufgestellt:

$$I_1 + I_2 + I_3 + I_4 = 0 \quad (7.1)$$

$$I_1 R_1 = U_0 - U_1 - U_{D1}(I_1)$$

$$I_2 R_2 = U_0 - U_{D2}(I_2)$$

$$I_3 R_3 = U_0 - U_3 - U_{D3}(I_3)$$

$$I_4 R_4 = U_0 - U_4 - U_{D4}(I_4)$$

$$\text{mit } I_n = I_e(U_{Dn}) + I_i(\bar{U}_{Dn}) + C_n * \frac{dU_{Dn}}{dt} \quad n = 1..4 \quad (7.2)$$

$$\bar{U}_{Dn} = \langle U_{Dn} \rangle$$

Die Lösung gelingt nur schwer analytisch und wird daher numerisch durchgeführt. Dazu wird Gleichung 7.1 durch Anpassen des Plasmapotentials U_0 erfüllt, wozu wiederum die Ströme $I_1 - I_4$ ermittelt werden müssen, was jeweils durch Lösen von Gleichung 7.2 nach U_{Dn} geschieht. Man benötigt dazu ein schnell konvergierendes Verfahren zum Auffinden der Nullstellen, da der Rechenaufwand quadratisch mit der Schrittzahl des Verfahrens wächst, die Simulation zeitaufgelöst ist und zusätzlich viele Parameter variiert werden

²PSpice Student 9.1 kann von der Firma Orcad unter www.orcad.com bezogen werden.

³Zur Lösung existieren verschiedene etablierte Verfahren und auch Simulation-Programme z.B. PSpice. Daher wird der eigene Lösungsweg nur skizziert. Wichtig ist jedoch die Verwendung geeigneter Langmuirkennlinien, deren Modellierung ansonsten in diesen Programmen realisiert werden muss.

sollen. Da das sehr schnell konvergente Newton-Verfahren nicht immer gegen einen stabilen Grenzwert konvergiert, wurde das etwas langsamere aber garantiert konvergente Regula Falsi Verfahren (siehe Anhang A.1.6) verwendet. Als dritten Schritt muss dann die Zeitabhängigkeit durch Justieren der Spannungen U_1, U_3 , die sich aus den Integralen der Ströme I_1 und I_3 (Elektrodenkapazität) sowie der angelegten RF-Amplituden ergeben, modelliert werden.

7.2.1. Simulation von Langmuirsondenkennlinien

Für Elektronen und Ionen werden Maxwellverteilungen der Energie $k_B T_e$ bzw. $k_B T_i$ vorausgesetzt. Das auf das Plasmapotential ϕ_p bezogene Sondenpotential V_s wird auf das Voltäquivalent U_e der Elektronentemperatur T_e normiert:

$$U_e = \frac{k_B T_e}{e} \quad , \quad \eta = \frac{V_s - \phi_p}{U_e}$$

Der Elektronenstrom I_e wird auf den Elektronenanlaufstrom I_{e0} normiert, der Ionenstrom auf den Strom thermischer Ionen, der beim Plasmapotential $I_{i0} = I_i(\eta = 0)$ gesammelt werden würde, wenn die Ionen die Elektronentemperatur hätten. Es werden kalte Ionen vorausgesetzt, d.h. positive Ionen können die Sonde nur bei negativem Sondenpotential erreichen, es fließt kein Ionenanlaufstrom. Bei maxwellischer Elektronenenergieverteilung ist der Elektronenanlaufstrom eine Exponentialfunktion. Für negative Sondenvorspannungen gilt dann bei einfacher Ionisation und der Abwesenheit negativer Ionen ($n_e = n_i = n$, r_p : Sondenradius)

$$I_e = I_{e0} e^\eta \quad \text{für} \quad \eta \leq 0 \quad (7.3)$$

$$\text{mit} \quad I_{e0} = enA_p \sqrt{\frac{eU_e}{2\pi m_e}}$$

$$I_i = enA_p \sqrt{\frac{eU_e}{2\pi m_i}} I_i(\eta, \xi) \quad (7.4)$$

$$\text{mit} \quad \xi = \frac{r_p}{\lambda_D}$$

$$\text{mit} \quad \lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 U_0}{en}} \quad (\text{Debyelänge})$$

Zur Berechnung des normierten Ionensättigungsstroms $I_i(\eta, \xi)$ auf eine Zylindersonde kann die Theorie von Chen ($T_i = 0$, Kaltionenapproximation, siehe Kap.2.2.1) [Che 74] herangezogen werden. Die Theorie erlaubt nur eine numerische Lösung. Der normierte Ionenstrom liegt als Kurvenschar bezüglich des Parameters ξ vor und kann durch die Funktion $-a(-\eta)^b$ für ($\eta \leq 0$) approximiert werden. In Tabelle 7.1 sind die Werte von a und b für verschiedene Werte von ξ angegeben. [Han 06]

| $\xi = r_p/\lambda_D$ | a | b |
|-----------------------|-------|--------|
| 0,25 | 8,962 | 0,5252 |
| 0,50 | 6,154 | 0,4562 |
| 0,75 | 4,853 | 0,4250 |
| 1,00 | 4,077 | 0,4250 |
| 1,25 | 3,562 | 0,4168 |
| 1,50 | 3,372 | 0,3937 |
| 2,00 | 2,995 | 0,3625 |
| 3,00 | 2,667 | 0,3250 |
| 4,00 | 2,504 | 0,2812 |
| 6,00 | 2,235 | 0,2438 |
| 10,00 | 1,985 | 0,1875 |

Tabelle 7.1.: Funktionsparameter Ionenstrom; numerisch genähert

Zunächst müssen die für die Simulation gewünschten Werte von U_e und n gewählt werden. Daraus ist die Debyelänge zu berechnen. Aus Tabelle 7.1 wird dann ein (a, b) -Paar interpoliert. Für $\eta < 0$ lässt sich so eine physikalisch sinnvolle Kennlinie simulieren.

Zur Berechnung des Elektronensättigungsstroms $\eta > 0$ ist es am einfachsten, die Langmuirtheorie für eine Zylindersonde mit unendlich dicker Sondenschicht ($\lambda_D \rightarrow \infty$ bzw. $\xi \rightarrow 0$) heranzuziehen. Das ist nicht ganz konsistent mit der Berechnung des Ionensättigungsstroms, aber durchaus nicht unüblich. I_e lautet dann

$$I_e = I_{e0} \left(\frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\eta} + e^\eta (1 - \operatorname{erf}(\sqrt{\eta})) \right) \quad \text{für } \eta > 0 \quad (7.5)$$

mit $\operatorname{erf}(z) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^z e^{-t^2} dt$ (Fehlerfunktion)

Dieser Ausdruck lässt sich approximieren mit

$$I_e \approx I_{e0} \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{1 + \eta} \quad \text{für } \eta > 2$$

$$I_e \approx I_{e0} \left(\frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{1 + \eta} - \left(\frac{2}{\sqrt{\pi}} - 1 \right) e^{-\eta} \right) \quad \text{für } \eta > 0$$

Zusammenfassend ist die simulierte Kennlinie also wie folgt zu berechnen:

$$I(\eta) = I_{e0} \begin{cases} e^\eta - \sqrt{\frac{m_e}{m_i}} a(-\eta)^b & \text{für } \eta \leq 0 \\ \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{1 + \eta} - \left(\frac{2}{\sqrt{\pi}} - 1 \right) e^{-\eta} & \text{für } \eta > 0 \end{cases} \quad (7.6)$$

| Parameter | Symbol | Wert |
|-------------------------------------|-------------|-------------------------|
| Elektrodenisolatorkapazität | C_{El} | $4pF$ |
| Wirksame Elektrodenfläche | A_{El} | $1,6cm^2$ |
| Oberfläche Gefäßwand | A_{Wand} | $40cm^2$ |
| Fläche Sonde / Extraktionsöffnung | A_{Ext} | $7mm^2$ |
| RF-Frequenz | ν_{RF} | $12,5MHz$ |
| RF-Amplitude | U_{RF} | $523V$ |
| Elektronentemperatur | T_e | $10eV/k_b$ |
| Elektronendichte | n_e | $1 \cdot 10^{17}m^{-3}$ |
| Randschichtdicke | d_{Sheat} | $5mm$ |
| Widerstand Bulkplasma RF-Elektroden | R_1, R_3 | $7k\Omega$ |
| Widerstand Bulkplasma Gefäßwand | R_2 | 10Ω |

| Messgröße | Symbol | ohne Extraktion | mit Extraktion |
|------------------------------|------------------------|-----------------|----------------|
| RF-Wirkleistung | $P_{RF-Wirk}$ | $19,8W$ | $19,79W$ |
| RF-Blindleistung | $P_{RF-Blind}$ | $0,36W$ | $0,37W$ |
| Leistung Randschicht Gefäß | P_2 | $0,03W$ | $10,35W$ |
| Leistung Sonde | P_4 | $0W$ | $0,79W$ |
| Totale Leistung ⁴ | P_{tot} | $19,8W$ | $30,89W$ |
| Mittleres Plasmapotential | \bar{U}_0 | $61,5V$ | $140V$ |
| Biasspannung RF-Elektroden | \bar{U}_1, \bar{U}_3 | $-156V$ | $-77V$ |
| Floating-Potential Sonde | $U_4(I_4 = 0)$ | $4V$ | - |
| Sondenstrom | $I_4(U_4 = 150V)$ | - | $74mA$ |

Tabelle 7.2.: Liste der Parameter und ermittelter Größen

7.2.2. Resultate und Voraussagen

In der Simulation ist es möglich, durch geeignete Wahl der Plasma-Parameter (n_e , T_e) sowie der Grenzschnittflächenparameter (A_p , C , r_p) beobachtbare Größen und deren Verhalten zu simulieren und reale Werte so zu approximieren. Das sind insbesondere die Erwartungswerte \bar{U}_1 und \bar{U}_3 als Floating-Potential der RF-Elektroden, die dissipierte RF-Leistung, der maximal extrahierbare Strom aus der Quelle sowie dessen Welligkeit. Anzumerken ist ein starker Einfluss des Ionensättigungsstroms für D_1 und D_3 auf das Floating-Potential \bar{U}_1 und \bar{U}_3 . Der Verlauf dieses Stromes ist nicht hinreichend genau bestimmbar, so dass das simulierte Floating-Potential nur relativ ungenau ermittelt wird.

In Tabelle 7.2 sind die gewählten Parameter sowie die aus der Modellierung erhaltenen Größen angegeben, die mit den Messwerten einer Quellenmodifikation mit Elektroden des Durchmessers $4mm$ verglichen werden können. Die in den Plasmarandschichten dissipierte Leistung wird zum Großteil in die Beschleunigung von Ionen auf die jeweilige angrenzende Oberfläche verwendet und manifestiert sich auf dieser durch Sputterprozes-

⁴Ein Teil der RF-Wirkleistung ist auch in P_2 und P_4 enthalten. P_{tot} ist nicht die Summe der obigen Leistungen sondern die gesamte eingebrachte Energie.

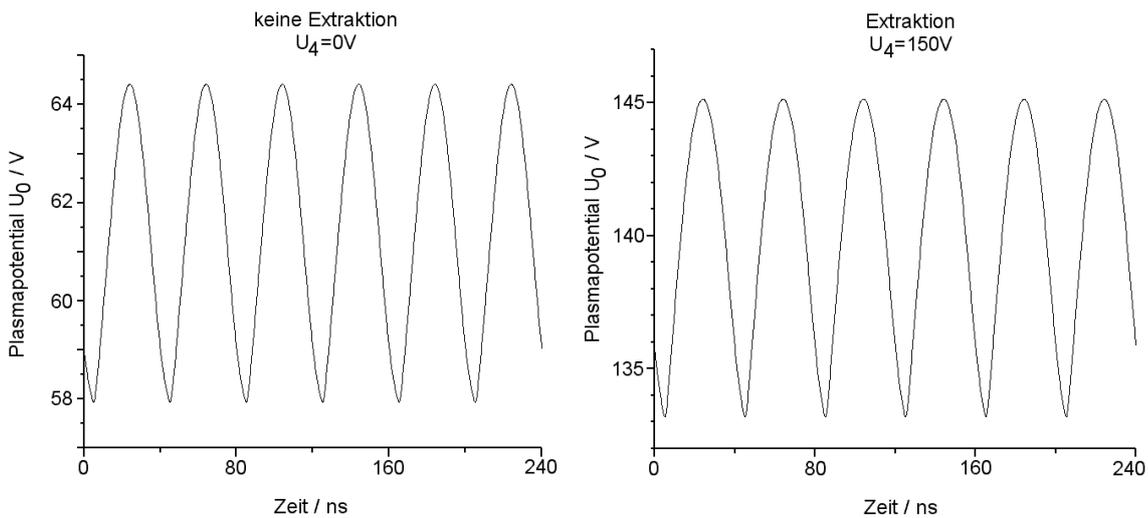


Abbildung 7.6.: Simuliertes Plasmapotential. Links ohne Extraktion, Rechts mit Extraktion ($U_4 = 150V$). Die Periode der Anregungsfrequenz beträgt 80ns bei einer Amplitude von $U_{RF} = 523V$.

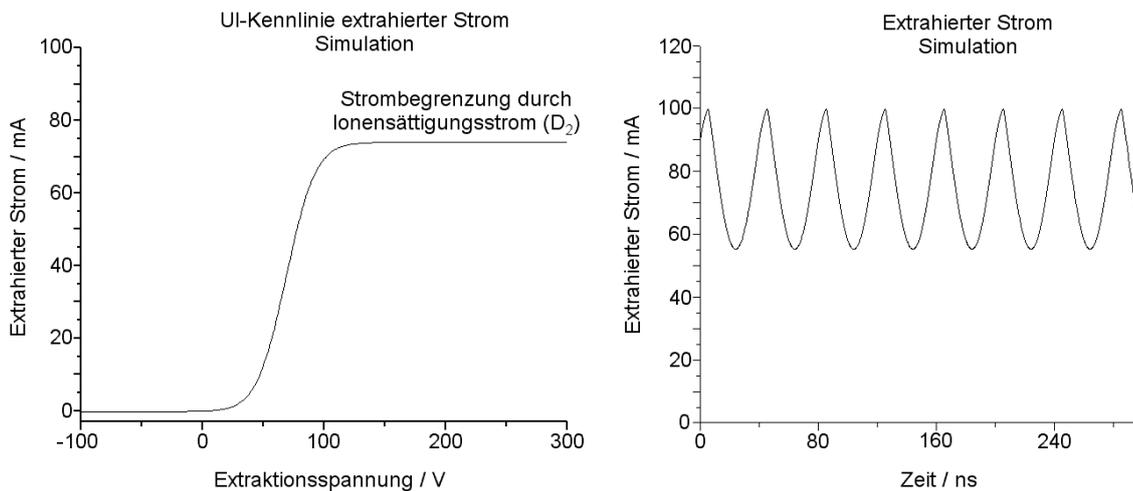


Abbildung 7.7.: Simulierter Extraktionsstrom als Funktion der Extraktionsspannung U_4 und der Zeit

se und Heizung. Ein kleiner Teil geht in die Beschleunigung von Elektronen, die dadurch ionisieren oder anregen können.

Aus der Simulation ergibt sich je nach angelegter RF-Amplitude ein unterschiedlich stark oszillierendes Plasmapotential (Siehe Abb. 7.6), dessen Grundfrequenz das doppelte der Anregungsfrequenz beträgt. Diese Fluktuation hat direkten Einfluss auf den extrahierten Strom, der seinerseits oszilliert (Siehe Abb. 7.7).

Durch Variation von U_4 lässt sich die Extraktionscharakteristik bestimmen. Der extrahierte Strom zeigt für negative Extraktionsspannungen U_4 den Ionensättigungsstrom (man kann also Ionen extrahieren). Weiter zum Positiven wird das Floatingpotential $\phi_F = V_S(I = 0)$ bei etwa 5V erreicht. Daran schließt sich ein für Langmuirsonden typischer exponentieller Anstieg des Elektronenstroms an. Dieser sättigt bis zum Erreichen des Io-

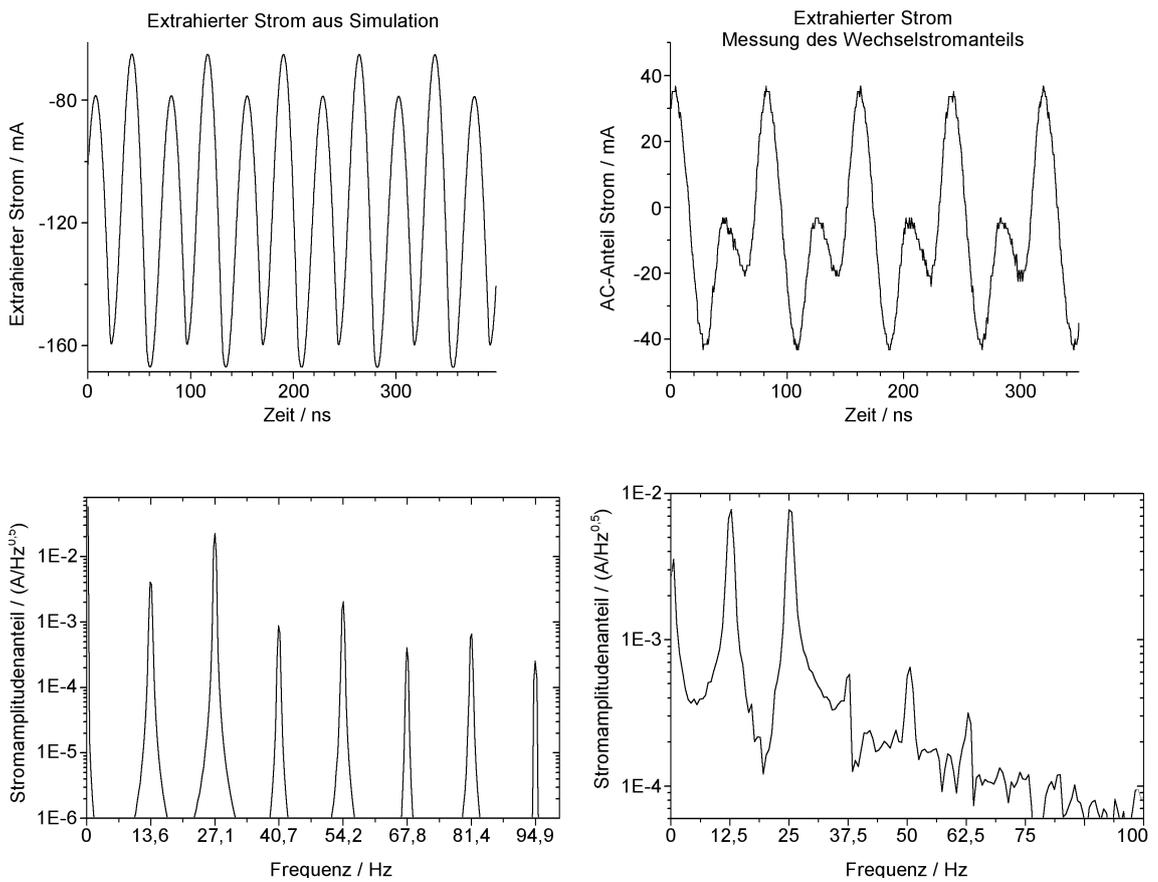


Abbildung 7.8.: Vergleich: gemessener (rechts) mit simulierter (links) Extraktionsstrom.

nensättigungsstrom der Randschicht D_2 , also der leitfähigen Gefäßwand. Die simulierte Kennlinie gilt so aber nur für eine Sonde, die sich an einem Ort hoher Plasmadichte befindet, was insbesondere vor der Extraktionsöffnung nicht unbedingt der Fall ist. Man muss hier beachten, dass Veränderungen der Plasmadichte im Bereich der Extraktionsöffnung nur schlecht simulierbar sind. Insbesondere ist der Effekt der Plasmabrückenbildung nicht modelliert. Aufgrund dessen ist die gemessene Extraktionskennlinie zwar für hohe extrahierte Ströme identisch zur simulierten Kennlinie. Bei niedrigen Strömen weichen diese Kennlinien jedoch voneinander ab.

Die bei vollkommen symmetrischer RF-Einkopplung unterdrückte Grundwelle wird bei einer angenommenen Asymmetrie von z.B. 15% der Amplitude bereits wieder sichtbar wie die Frequenzanalyse links in der Abbildung 7.8 zeigt. Im rechten Teil der Abbildung sind zu Vergleichszwecken die Welligkeit des mit einer Sonde in der Extraktionsöffnung extrahierten Stroms sowie dessen Frequenzanalyse gezeigt. Diese Messungen zeigen ein ähnliches Frequenzspektrum mit nur teilweise unterdrückter Grundfrequenz. Zur Messung des Stromes ist zu sagen, dass hier durchaus frequenzabhängig Phase und Transmission variieren können (siehe Anhang A.3.3) und noch entsprechend korrigiert werden müssen. Die gemessenen Anteile werden daher zu höheren Frequenzen zu schwach wiedergegeben. Auf jeden Fall muss aber eine Asymmetrie der Einkopplung vorliegen. Eine solche Asymmetrie muss nicht notwendigerweise durch den RF-Generator hervorgerufen werden, sondern kann auch in unterschiedlichen Leitungsinduktivitäten und Streukapazitäten auf dem Weg vom RF-Generator zur Quelle begründet sein, ist in jedem Fall aber eher unerwünscht.

7.3. Erweitertes elektrisches Modell

Die beiden zuvor beschriebenen Simulationsansätze erfassen jeweils nur einen Teil des zu modellierenden Systems. Aus dem Trajektorienmodell kann der Einfluss des Magnetfeldes auf die Elektronenbewegung abgeleitet werden, in der elektrischen Simulation werden die Plasmarandschichten und ansatzweise das Bulkplasma simuliert. Ein Ansatz, der diese drei Aspekte geeignet zusammenfasst, wird im Folgenden skizziert.

Man kombiniert die Trajektorien-Simulation mit dem Randschichten Modell und erhält ein erweitertes elektrisches Modell (siehe Abb. 7.9). Dieses trägt der Tatsache Rechnung, dass die Plasmaleitfähigkeit senkrecht zu den Magnetfeldlinien deutlich geringer ist als parallel zu ihnen. Die Elektronen können sich entlang der hyperbelförmigen Magnetfeldlinien auf die Elektrode zu und von ihr weg bewegen und so im Plasma über Raumladungseffekte Potentialunterschiede ausgleichen, wodurch sie Energie gewinnen können. Durch Stöße können sie die Magnetfeldlinien wechseln und bei inelastischen Stößen neue Elektronen erzeugen. Dies wirkt sich elektrisch gesehen wie Widerstände aus. Der spezifische Widerstand ρ entlang dieser Magnetfeldlinien ist wie im Plasmabulk $\rho_{\parallel} \sim \frac{n_0 \cdot \sigma_0}{n_e}$ mit der Neutralteilchendichte n_0 , der Elektronendichte n_e und dem totalen Wirkungsquerschnitt σ_0 für Stöße; quer zu ihnen sollte dagegen $\rho_{\perp} \sim \frac{1}{n_0 \cdot \sigma_0 \cdot n_e}$ werden und es gilt⁵ $\rho_{\parallel} \ll \rho_{\perp}$. Wei-

⁵Zur weiteren Vereinfachung kann möglicherweise $\rho_{\parallel} = 0$ gesetzt werden. Daher sind entlang der Trajektorienrichtung keine Widerstände gezeigt.

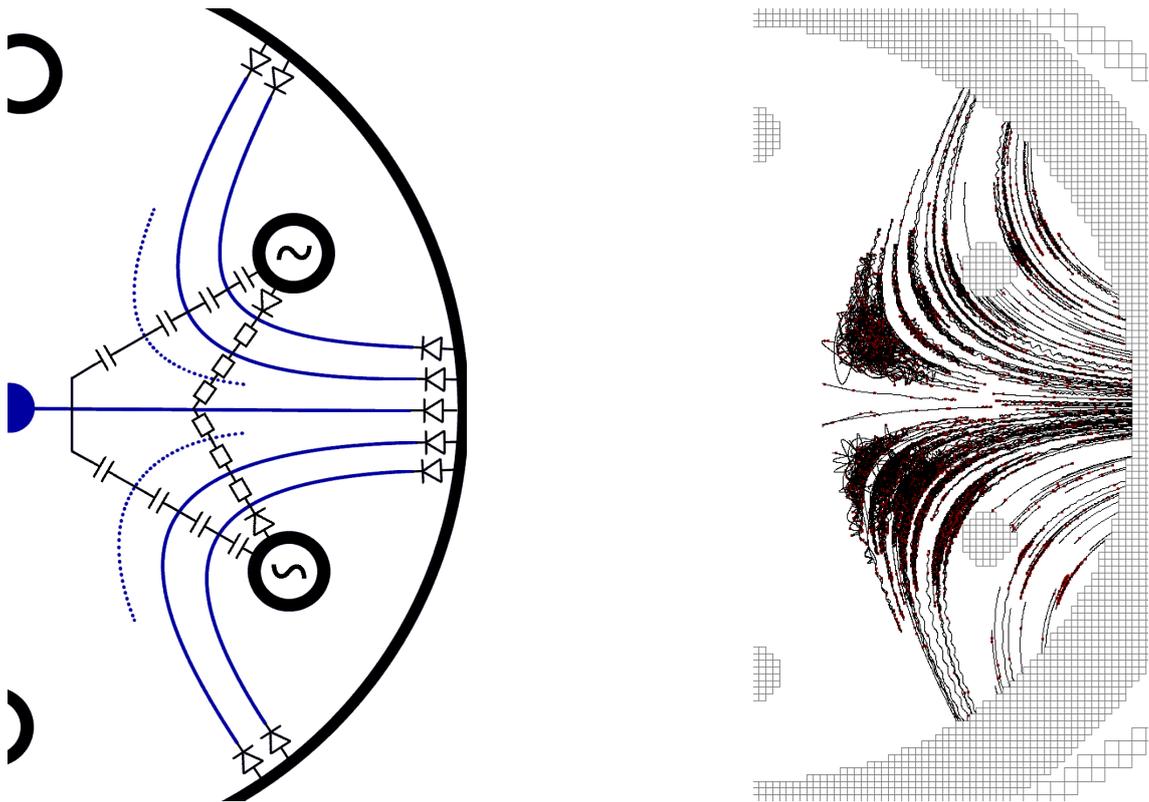


Abbildung 7.9.: Erweitertes elektrisches Modell

terhin sind die durch die hyperbelförmigen Magnetfeldlinien bestimmten Aufenthaltsräume der Elektronen kapazitiv gekoppelt, so dass jede Schicht für die darüberliegende sozusagen die RF-Elektrode darstellt. Die Randschichten werden wie im elektrischen Modell behandelt. Um die Bewegung der trägen Ionen zu beschreiben, ist die zeitlich gemittelte Potentialverteilung zu bestimmen.

Ist das Potential in der Gefäßmitte deutlich positiver als das der Gefäßwand, gelangen die Elektronen nach vielen Stößen in die Mitte, die Ionen werden durch das positive Potential in der Mitte der Quelle auf die Quellenwand oder die RF-Elektroden diffundieren.

Ein Vorteil der beschriebenen Mechanismen ist, dass die rasche Extraktion der Elektronen, die zu Fluktuationen der Entladung oder zu deren Verlöschung führen würde, durch die Magnetfeldkonfiguration vermieden wird. Dies zeigt sich in einem stark reduzierten Betriebsdruck der Quelle im Vergleich zur Quelle ohne Magnetfeld.

In gleicher Weise würde eine Verlagerung der RF-Elektroden weiter nach außen wirken, da dadurch die Elektronen mehr Weg bis zum Zentrum zurücklegen müssen und öfter stoßen können.

8 Diskussion der Messungen

Es ist mit der gezeigten Quellengeometrie gelungen, aus einer rein kapazitiven Entladung Elektronenströme bis zu 180mA bei einem Gasbedarf von $0,5\text{sccm}$ Xenon zu extrahieren, die Quelle zu charakterisieren und die Mechanismen zu untersuchen. Der Leistungsbedarf der Elektronenquelle ist jedoch im Vergleich mit herkömmlichen Plasmabrückenneutralisatoren mehr als eine Größenordnung größer und daher deutlich unterlegen. Es ist bei $0,5\text{sccm}$ Massenfluss ein bester spezifischer Leistungsbedarf von 330W/A für kleine Ströme (20mA) erreicht worden. Für den maximalen Elektronenstrom ist dieser spezifischer Leistungsbedarf jedoch fast doppelt so groß (600W/A). Nachfolgend wird die Aufteilung des Leistungsbedarfs auf einzelne Anteile diskutiert. Aus den aufgenommenen Parametern begleitet von Langmuirdiagnostik, Spektroskopie, visuellen Auswertungen und Simulationen wurden die folgenden Funktionsmechanismen der Elektronenquelle entwickelt:

Nach selbstständigem Zünden der Entladung oszillieren die Elektronen längs der Magnetfeldlinien mit einer überlagerten $E \times B$ -Drift, durch Stöße können sie die Magnetfeldlinien wechseln und bei inelastischen Stößen neue Elektronen erzeugen. Durch das variierende elektrische Feld gewinnen sie wieder Energie. Die Elektronen werden bei nicht zu hohen kinetischen Energien in der Plasmarandschicht der Wand reflektiert. Je nach Phasenlage der RF-Spannung bildet sich eine Potentialmulde in der Nähe der Wand oder (180° verschoben) an der elektrodennähesten Stelle der Bahn. Elektronen, die im Bereich zwischen Wand und Elektroden oszillieren, treffen letztendlich entweder die Wand oder die Elektroden und sind in jedem Fall „verloren“. Elektronen, die dagegen die Elektroden zentrumsnah passieren, driften bedingt durch elastische und inelastische Stöße bei einem attraktiven Zentralpotential in die Quellenmitte. Ionen werden auf die Quellenwand und die RF-Elektroden beschleunigt. Ist die Oberfläche metallisch, so nehmen die Ionen ein Elektron aus dem Leitungsband¹ auf und werden neutralisiert. Die üblicherweise angenommene Feldfreiheit im Plasma ist nicht gegeben, jedoch werden die Potentialgradienten entlang der Magnetfeldlinien mit zunehmender Plasmadichte mehr und mehr reduziert.

Die produzierten Elektronen werden über eine Plasmabrücke nach außen transportiert (extrahiert). Die Plasmabrücke muss jedoch zuerst durch ein elektrisches Feld aufgebaut werden; durch schnelle Elektronen werden im Außenraum Ionen produziert, mit denen sich dann die Plasmabrücke bilden. Über die Plasmabrücke, die die elektrische Verbindung zum Extraktionstarget oder einem Ionenstrahl herstellt, wird weiterhin das elektrische Potential im Zentrum der Quelle angehoben, so dass der Ionenstrom auf die Quellenwand und der Elektronentransport ins Zentrum der Quelle unterstützt wird.

Die Experimente haben gezeigt, dass wir ein Verständnis von plasmaphysikalischen Prozessen in der Quelle und bei der Extraktion von Elektronen benötigen. Diese Prozesse kann man in drei Kategorien einteilen:

¹Prinzipiell gibt es hierbei vier Oberflächenprozesse: 1. Resonanter Ladungsaustausch, 2. Augerneutralisation, 3. Augerabregung und 4. Quasiresonanter Ladungsaustausch, von denen bei Xenonionen und Eisen als Wandmaterial aufgrund der Bänderstruktur des Eisens und der Energieniveaus im Xenon nur der resonante Ladungsaustausch in Frage kommt. [Wod 86, Kapitel 4]

1. Ionisation und Elektronenökonomie
2. Elektronenextraktion und
3. Ionendissipation / Ionenneutralisation.

Um eine Elektronenquelle zu optimieren, muss man die Elektronenproduktion begünstigen, Elektronenverluste minimieren und durch Ausnutzung der Raumladungskompensation durch Ionen die Extraktion begünstigen. Ein speziell für diese Quelle entwickeltes Diagnostikpaket in Verbindung mit Simulationen hat wichtige Aspekte erklären können. Im Folgenden werden diese drei Kategorien näher betrachtet.

8.1. Betrachtung der Elektronenproduktion und Elektronenverluste

Die Zahl der produzierten Elektronen ist vereinfacht gesehen proportional der eingespeisten RF-Leistung dividiert durch die Ionisationsenergie des Gases. Jedoch verkomplizieren die Effizienz der Leistungseinkopplung, der Ionisationswirkungsgrad sowie dabei auftretende Elektronenverluste diesen einfachen Ansatz. Es stellt sich die Frage, welcher Anteil der RF-Leistung tatsächlich für den Ionisationsvorgang verwendet oder statt dessen durch Anregung des Gases oder Beschleunigung von Elektronen oder Ionen auf die RF-Elektroden verbraucht wird oder durch elektrische Verluste entzogen wird. Die Verluste kann man in elektrische Verluste, Energieverluste in nichtionisierenden Prozessen und Partikelverluste unterscheiden.

Die elektrischen Verluste entstehen im wesentlichen im Transformatorsystem, da die Eigenresonanz des Transformators genutzt wird und die größten Blindströme transformatorintern auftreten. Man kann sie abschätzen, indem man die Erwärmung der Quelle mit der des Transformators vergleicht. Man stellt fest, dass sich der Transformator bei guter Abstimmung nur unwesentlich erwärmt (siehe Messung Abb. 6.55) und maximal 10% der Leistung hier verloren gehen; die Erwärmung anderer Bauteile ist vernachlässigbar. Im Folgenden wird daher davon ausgegangen, dass 10% der RF-Leistung hier verbraucht werden.

Um die Energieverluste in nichtionisierenden Prozessen zu charakterisieren, definiert man die effektive Ionisationsenergie. Diese ist unter Berücksichtigung der Verluste durch Anregung und elastische Stöße in Abbildung 2.7 gezeigt. Geht man von einer Elektronentemperatur von $6eV$ aus (siehe Kapitel 6.59), so liegt die effektive Ionisationsenergie bei etwa $25eV$. Man kann auch für etwas niedrigere Elektronentemperaturen auf jeden Fall erwarten, dass mit $40W$ RF-Leistung genügend Elektronen produziert werden können, um über $1A$ Elektronenstrom zu extrahieren. Es ist sogar anzunehmen, dass die Elektronen in Elektrodennähe noch höhere mittlere Energien aufweisen, wie die Trajektorien-simulation nahelegt, wodurch die effektive Ionisationsenergie noch geringer wird. Würde man weiterhin die Reabsorption von Photonen und die Besetzung metastabiler Zustände mitberücksichtigen, so ist diese Energie noch niedriger. Die Verluste durch nichtionisierenden Prozesse können daher die Limitierung des Elektronenstroms nicht erklären.

Somit bleiben als begrenzende Effekte noch Energie- und Teilchenverluste durch Elektronen- und Ionenströme auf die RF-Elektroden und Wände. Die Verluste auf die RF-Elektroden kann man über die folgenden Betrachtungen zur RF-Leistung abschätzen, die Verluste auf die übrigen Wände werden bei der Ionenneutralisation betrachtet.

Aus der Messung mit leitfähigen RF-Elektroden (Abbildung 6.25) ergibt sich eine RF-Biasspannung von $-300V$ bei $40W$ RF-Leistung. Diese wird durch Gleichrichtung der RF-Spannung am Plasma erzeugt. Die Leistung, die dieser Prozess kostet, wird sich größtenteils in der Beschleunigung von Ionen auf die RF-Elektroden manifestieren. Nimmt man weiterhin ein Plasmapotential von $50V$ an, wie Simulationen nahelegen, so ergibt sich in Summe eine mittlere Beschleunigungsspannung für Ionen auf die RF-Elektroden von $350V$.

Der Ionenstrom auf die RF-Elektroden lässt sich nun auf zwei Wegen abschätzen. Erstens erhält man aus Simulationen einen Ionenstrom von $60mA$ bei $40W$ RF-Leistung. Zweitens wird durch negatives Vorspannen der leitfähigen RF-Elektroden (Abbildung 6.28) bei einer RF-Leistung von $20W$ bereits einen Ionensättigungsstrom von $60mA$ erreicht, der Ionenstrom sollte daher bei $40W$ sogar höher sein. Mit einer Abschätzung von $60mA$ Ionenstrom gelangt man nun zu einer Verlustleistung von $21W$, die über diesen Mechanismus der RF-Leistung entzogen und für die Beschleunigung von Ionen auf die RF-Elektroden verwendet wird. Ein weiteres Indiz für die Existenz dieses Leistungsverlusts ist der Anstieg der Quellenimpedanz mit zunehmendem RF-Biasstrom von $22k\Omega$ auf $41k\Omega$ (siehe Abb. 6.31), da der Energieverlust durch den Ionenstrom dann durch DC-Leistung (Bias-Leistung und Target-Leistung) substituiert wird. Liegt der Ionensättigungsstrom höher, so wird auch die Verlustleistung entsprechend höher liegen. Bei einem Ionensättigungsstrom von $85mA$ liegt die Verlustleistung durch Ionen dann bei $30W$.

Zu beachten ist, dass primär ein Elektronenstrom in gleicher Höhe auf die RF-Elektroden fließt, der vom Ionenstrom kompensiert werden muss und einen Verlustmechanismus für Elektronen darstellt. Die Magnetfeldanordnung sollte diese Verluste eigentlich unterdrücken, was jedoch nicht vollständig gelungen ist. Der direkte Leistungsbedarf hierfür liegt bei $2-3W$ RF-Leistung, kann jedoch nur durch Simulation nur schwach markiert. der Randschicht bestimmt werden, wodurch sich große Fehler ergeben. Er ist jedoch in jedem Fall wesentlich kleiner gegenüber den Verlusten durch den Ionenstrom, da der Elektronenstrom nur fließt, wenn das Elektrodenpotential kurzzeitig etwas positiver als das Plasmapotential ist. Indirekt verringert der Elektronenverlust zusätzlich die Ionisationseffizienz, da zunächst erzeugte Elektronen dem Plasma wieder entzogen werden. Dies kann teilweise durch zusätzliches negatives Vorspannen der RF-Elektroden vermieden werden, allerdings nur bei Verwendung leitfähiger Elektroden.

Die spezifischen Elektronenproduktionskosten können nun durch Variation des Ionensättigungsstroms nach oben und nach unten abgeschätzt werden. Abbildung 8.1 zeigt in der linken Hälfte den Fall, dass sich bei einem Elektronenstrom von $120mA$ wie bei der Messung zu Abbildung 6.15 und einem Ionensättigungsstrom auf die RF-Elektroden von $60mA$ ein Leistungsbedarf von $30W$ für die Summe der beschriebenen Leistungsanteile ergibt. Es ist aber durchaus realistisch, dass der Ionensättigungsstrom höher als die für $20W$ RF-Leistung bestimmten $60mA$ ist. Bei Annahme von $85mA$ Ionensättigungsstrom ist die Aufteilung der $40W$ RF-Leistung in Abbildung 6.15 erklärbar wie im rechten Teil

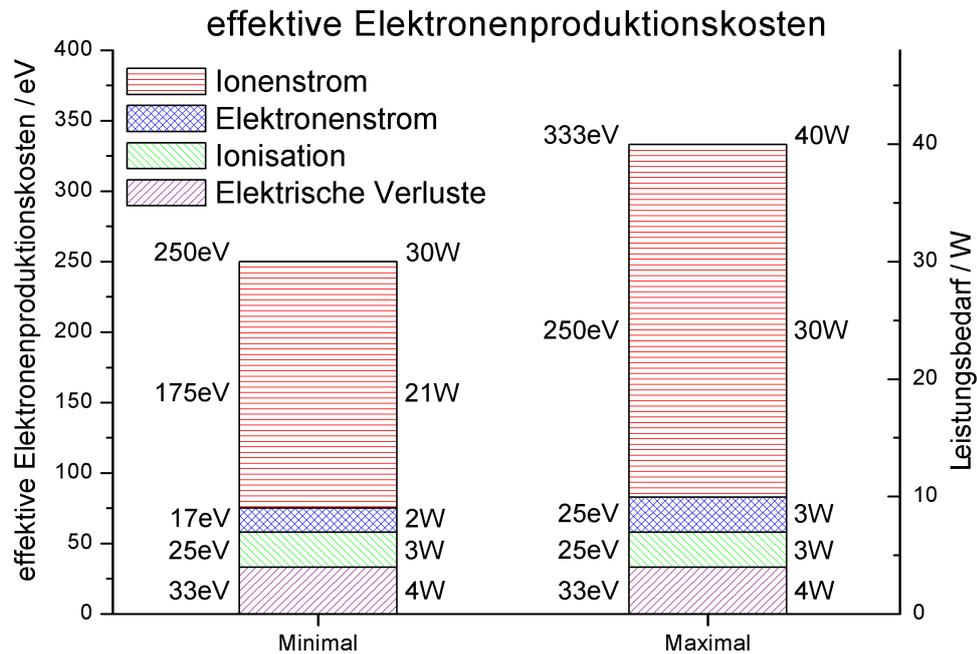


Abbildung 8.1.: Anteile der Elektronenproduktionskosten

der Abbildung 8.1. Aus dieser Leistungsbetrachtung leitet sich rückwirkend eine obere Grenze für den Ionensättigungsstrom ab. Die effektiven Elektronenproduktionskosten betragen für diesen Fall 333eV .

Eine Erhöhung der RF-Leistung vergrößert die Plasmadichte nicht mehr linear (dies würde sich in einem linearen Zusammenhang der Stromfähigkeit mit der RF-Leistung manifestieren). Man findet nur für kleine Leistungen bis 4W solch einen linearen Zusammenhang. Bei RF-Leistungen darüber wächst der extrahierbare Strom mit der RF-Amplitude, bei Leistungen über 40W noch langsamer (siehe Abb. 6.13). Die RF-induzierten Partikelverluste müssen daher überproportional zunehmen, so dass die Plasmadichte und damit der extrahierbare Elektronenstrom für hohe RF-Leistungen nur schwach mit der RF-Leistung wächst. Das Auftreten eines Strommaximums bei konstanter Targetspannung und Variation der RF-Leistung deutet ebenso auf eine starke Zunahme RF-induzierter Verlustmechanismen mit steigender RF-Leistung hin (Abb. 6.45).

8.1.1. Betrachtung der Elektronenextraktion

Die Elektronenextraktion kann man in Teilschritte einteilen, nämlich den Elektronentransport im Innern der Quelle, die Passage der Extraktionsöffnung und die Plasmabrücke im Außenraum. Diese Teilschritte lassen sich über die Potentialverhältnisse innerhalb und außerhalb der Quelle betrachten.

Aus den Abbildungen 6.36 und 6.38 kann man entnehmen, dass die Zentralelektroden- und RF-Biasspannung über die Plasmarandschichten mit dem Plasma gekoppelt sind und

deren Differenz mit zunehmendem extrahierten Elektronenstrom zurückgeht. Diese Spannungsdifferenz ist von der RF-Amplitude abhängig. Ein Rückgang der Quellenimpedanz mit dem extrahierten Strom wie in Abbildung 6.14b gezeigt führt zu einer niedrigeren RF-Amplitude und erklärt damit diese Abnahme. Zuschalten eines RF-Biasstroms (Abb. 6.38) führt nicht zu einer signifikanten Erhöhung dieser Spannungsdifferenz. Damit ist klar, dass eine gute elektrische Verbindung zwischen dem Ionisationsbereich in RF-Elektrodennähe und dem Zentralbereich der Quelle existiert und es hierdurch keine Begrenzung des Stromes gibt.

Eine Begrenzung des Elektronenstroms durch eine zu geringe Größe der Extraktionsblende kann mit Abbildung 6.19 ausgeschlossen werden. Der Elektronensättigungsstrom für identische Quellendrücke bei unterschiedlichen Öffnungsdurchmessern ist gleich und somit nicht davon abhängig. Es besteht jedoch die Möglichkeit, dass bei deutlich höheren Strömen hier eine Begrenzung auftritt. Die Reduktion der Koppelspannung durch eine größere Blendenöffnung für niedrige Ströme hingegen ist der Erhöhung des Außen-druckes zuzuschreiben und der damit verbesserten Leitfähigkeit der Plasmabrücke. Die gute Leitfähigkeit einer Plasmabrücke ist auf die Anwesenheit von genügend positiven Ionen zurückzuführen, die zu einer Raumladungskompensation der in der Brücke transportierten Elektronen führt und so hohe Stromdichten bei kleinen elektrischen Feldern ermöglicht. Diese Ionen müssen durch Ionisationsprozesse in der Plasmabrücke erzeugt werden. Eine Druckerhöhung führt daher zu einer höheren Ionendichte und Leitfähigkeit. Beim Betrieb mit einem Ionentriebwerk können diese auch durch Umladung im Triebwerksstrahl erzeugt werden und von außen eindiffundieren.

Betrachtet man die Abbildungen 6.40 und 6.47 und nimmt ein Plasmapotential² von 40 – 60V über der Zentralstiftspannung an, so gelangt man zu der Aussage, dass der Spannungsunterschied zwischen Target- und Plasmapotential zwar mit dem extrahierten Elektronenstrom anwächst, jedoch nicht über 100V ansteigt. Die Impedanz der Plasmabrücke sinkt demnach mit steigendem Strom. Dies ist mit einer größeren Ionendichte aufgrund einer höheren Stoßrate durch mehr Elektronen erklärbar. Es ergibt sich an dieser Stelle damit ein maximaler spezifischer Leistungsbedarf von 100W/A bei einem Massenfluss von 0,5sccm. Dieser Leistungsbedarf kann durch Erhöhen des Drucks im Außenbereich der Quelle beeinflusst werden (siehe hierzu Abbildung 6.53 und 6.54). Mit zunehmendem Massenfluss, und damit höherem Druck in Extraktionssystemnähe, nähern sich Plasmapotential und Targetpotential immer weiter an; die Plasmabrücke wird immer niederimpedanter. Unterhalb von 0,5sccm Massenfluss hingegen steigt die externe Koppelspannung deutlich (über 250V) an - die Plasmabrücke ist entweder nicht aufgebaut oder hochimpedant. Die Elektronenextraktion begrenzt den Elektronenstrom daher bei geeigneten Massenflüssen nicht; der spezifische Energiebedarf hingegen wird erhöht.

8.1.2. Betrachtung der Ionendissipation

In dem Maße wie die Elektronen extrahiert werden, müssen die Ionen auf die Wände des Entladungsgefäßes gelangen um neutralisiert zu werden. Man erwartet, dass die Differenz

²Mit einer Elektronentemperatur von 8eV und Gleichung 6.2 gelangt man zu $\Delta U = 50V$.

zwischen Plasma- und Wandpotential, die Fläche der Wand, die Ionendichte und die Elektronentemperatur hierbei den Ionenstrom bestimmen. Für eine genügend große Potentialdifferenz wird allein ein Ionensättigungsstrom vorliegen, der darüber hinaus unabhängig von der Elektronentemperatur ist; eine Erhöhung der Potentialdifferenz macht die Rand-schicht dicker, was geometriebedingt jedoch nicht zu einer Vergrößerung der effektiven Oberfläche führt. Der Ionensättigungsstrom ist daher sogar spannungsunabhängig. Bei genügend hoher Spannung wird jedoch durch Sekundärelektronen bzw. DC-Entladung zusätzlich ein Elektronenstrom auftreten, der den extrahierbaren Strom steigert.

Aus Abbildung 6.50 ergibt sich durch Skalierung der Ströme mit den Oberflächenverhältnissen ein Ionensättigungsstrom von ca. 100mA auf die Gefäßwand. Ein weiteres Indiz für die Begrenzung des Ionenstromes ergibt sich über das aus Abbildung 6.36 über das Zentralelektrodenpotential nach unten abschätzbare oder mit Gleichung 6.2 näherbare³ Plasmapotential. Die mit der Targetspannung wachsende Spannungsdifferenz zwischen Plasma- und Wandpotential führt nach Erreichen eines Plateaus nicht mehr zu einer weiteren Zunahme des Elektronenstroms. Somit muss der Elektronenstrom durch den Plasma-Wand-Übergang limitiert sein. Der einzige hierzu geeignete Mechanismus ist die Raumladungsbegrenzung des Ionensättigungsstroms. Eine (durch RF-induzierte Verluste) begrenzte Plasmadichte limitiert hierdurch den Elektronenstrom.

Eine Möglichkeit zur Verbesserung stellt entweder die Vergrößerung der Ionenfängerfläche dar oder eine Erhöhung der Plasmadichte in der Nähe der Gefäßwand: Die Elektronendichte in Wandnähe wurde durch Erhöhen der Magnetfelder gesteigert (Abb. 6.73 die Intensität ist bei konstantem Druck und Elektronentemperatur proportional der Elektronendichte) und die Hauptionisationszone in Wandnähe gebracht.

Energetisch gibt es hier ebenfalls ein unteres Energiebedarfs-limit. Da das Plasmapotential sich so hoch einstellt, dass zumindest ein Teil des Elektronenstroms auf die Quellenwand unterbunden wird (über 50V), die Ionen jedoch mit der Spannungsdifferenz (Plasmapotential - Wand) beschleunigt werden, ist der spezifische Energiebedarf mindestens mit 60W/A abzuschätzen. Realistischer sind jedoch Werte ab 100W/A .

8.1.3. Summe der Beiträge

Aus den Beiträgen Elektronenproduktion (333W/A), Elektronenextraktion (100W/A) und Ionenneutralisation (100W/A) ergibt sich insgesamt ein spezifischer Energiebedarf von 533W/A . Der Beitrag aus der Elektronenproduktion kann bei geeigneter Unterdrückung einer Elektronen- und Ionendiffusion auf die RF-Elektroden deutlich, jedoch bestenfalls auf 25W/A gesenkt werden. Der Widerstand der Plasmabrücke dürfte bei Betrieb mit einem Ionentriebwerk durch die Anwesenheit von Umladungen deutlich reduziert werden. Weiterhin sollte er bei höheren Strömen noch zurückgehen, wofür allerdings Ionisationsprozesse in der Plasmabrücke notwendig wären, wodurch mindestens 13W/A (für Xenon) zu erwarten sind. Für die Ionendissipation bleibt damit der Beitrag von mindestens 60W/A als größter Anteil bestehen. Es ist nicht zu erwarten, dass es gelingt die Elektronentemperatur genügend zu senken, da kapazitive Entladungen hohe Elektronentem-

³Das Plasmapotential ist dann 50V über dem Zentralelektrodenpotential.

peraturen aufweisen. Die theoretische untere Grenze für den spezifischen Leistungsbedarf kann also mit 100W/A abgeschätzt werden.

8.2. Eignung als Neutralisator

8.2.1. Weltraumeinsatz

Wie gerade erläutert ist der spezifische Energiebedarf im Vergleich zu herkömmlichen Plasmabrückenneutralisatoren wesentlich höher. Dies ist bei einem Weltraumeinsatz als Neutralisator nur dann akzeptabel, falls herkömmliche Plasmabrückenneutralisatoren auf keinen Fall benutzt werden können, beispielsweise wenn als Betriebsgas Stickstoff, Sauerstoff oder Kohlendioxid verwendet werden muss, nur sehr kleine Ströme benötigt werden oder das instantane Zünden der Quelle wichtig ist. Weiterhin ist der Ausfall des Inertheizers nicht mehr möglich, da nicht vorhanden. Der hohe Leistungsbedarf ist insofern kritisch, da thermischen Lasten auf die Satellitenstruktur unerwünscht sind und die in der Quelle anfallende Wärme möglichst durch Strahlung abgeführt werden sollte. Durch den Einsatz von CoSm-Magnetwerkstoffen kann die Betriebstemperatur des Magnetsystems auf 200°C gesteigert und so eine Strahlungskühlung mit relativ kleinen Kühlflächen ermöglicht werden. Ferner ist eine Gewichtsreduktion des Magnetankers und des Quellenzylinders möglich. So kann ein Gesamtmasse von 500g unterschritten werden, was im Vergleich mit einem hochoptimierten Plasmabrückenneutralisator immer noch recht hoch aber akzeptabel ist. Die Quelle ist in ihren Abmessungen weiterhin größer als Plasmabrückenneutralisatoren. Eine weitere Vergrößerung ist zu erwarten, wenn die Stromfähigkeit erhöht wird, die nur durch Effizienzsteigerung (Erhöhung der Plasmadichte) oder Vergrößerung der Ionenfängerfläche möglich ist. Zur Lebensdauer können derzeit noch keine quantitativen Aussagen getroffen werden. Die innere Extraktionsblende sowie die RF-Elektroden sind hohen Ionenströmen ausgesetzt und in ihrer Materialstärke begrenzt, wodurch eine Lebensdauerbegrenzung zu erwarten ist. Nach 100 Stunden Betrieb konnte hier allerdings noch keine Dickenreduktion gemessen werden.

Der Gasbedarf ist derzeit durch die Plasmabrücke nach unten limitiert, so dass mindestens $0,5\text{sccm}$ Massenfluss Xenon benötigt werden. Dieser Massenfluss dürfte auch für die Extraktion höherer Ströme ausreichend sein, die durch eine Geometrieänderung erreicht werden kann, so dass noch deutlich höhere Gasausnutzungsfaktoren als derzeit ca. 5 zu erwarten sind.

Für den Betrieb eines solchen Neutralisators ist ein einfaches Gasversorgungssystem ausreichend, da der Massenfluss während des Betriebs nicht verändert werden muss. Zur RF-Versorgung kann ein PLL-synchronisierter⁴ Frequenzgenerator mit Serienschwingkreis verwendet werden wie in Kapitel 5.2.5 beschrieben. Weiterhin wird ein einfaches unregelmäßiges Netzteil für die Keeperzündspannung benötigt. Alternativ kann auch die positive Hochspannungsvorsorgung eines Ionentriebwerks in Kombination mit einem Widerstand hierzu dienen.

⁴PLL = Phase locked Loop

Somit ist die Infrastruktur eines solchen Neutralisators Stand der Technik und verfügbar. Der Neutralisator erfüllt bereits alle primären Entwicklungsvorgaben (Gasartunabhängigkeit, kein Insert, kein Heizer, instantanes Einschalten), müsste hingegen noch thermisch, energetisch und im Gewicht optimiert und für den Weltraumeinsatz angepasst werden.

8.2.2. Terrestrisch

Im Bereich der Materialbearbeitung mit oxidierenden Reaktivgasen erscheint die Nutzung als Elektronenquelle hingegen besonders interessant. Der hohe Energiebedarf ist hier zweitrangig, der Gasbedarf ebenso. Der Neutralisator kann wahlweise mit isolierten RF-Elektroden oder Graphitelektroden gefertigt werden, das Quellengehäuse kann ebenso auch im Material variiert werden, so ist zum Beispiel ein Gehäuse aus Graphit oder Aluminium denkbar. Die Lebensdauer ist dann gegebenenfalls niedriger. Die innere Blende kann auch aus Glas oder keramischen Werkstoffen gefertigt werden, wenn Graphitverunreinigungen vermieden werden müssen, die Keeperfunktion kann neben einer Blendenelektrode auch mit einer Ring- oder Sondenelektrode realisiert werden. Eine Steigerung der Stromfähigkeit durch Vergrößern der Geometrie ist darüber hinaus leichter möglich, so dass Ströme im Amperebereich realisiert werden könnten. Hierzu ist jedoch noch eine weitere Optimierung und Anpassung erforderlich.

9 Zusammenfassung und Ausblick

Das Ziel der Arbeit war Design und Konstruktion einer kompakten Elektronenquelle mit einer kapazitiven RF-Entladung als Neutralisator für Ionentriebwerke sowie die Aufschlüsselung der physikalischen Mechanismen. Es sollten genügend Elektronen in einer RF-Entladung, die das Insert einer Hohlkathode ersetzt, produziert und durch ein elektrisches Feld extrahiert werden. Dieses Ziel wurde durch die Realisierung einer geometrischen Anordnung basierend auf der Kombination eines elektrischen RF-Hexapolfeldes und eines magnetischen Hexapolfeldes erreicht. Damit wird die Elektronenbeweglichkeit anisotrop verringert, wodurch der Betriebsdruck sowie die geometrische Größe der Quelle gegenüber Anordnungen ohne Magnetfeld reduziert werden konnte.

Die Elektronen bewegen sich längs der Magnetfeldlinien mit einer überlagerten $E \times B$ -Drift. Das RF-Feld führt den Elektronen sowohl über stochastische als auch über ohmsche Heizung Energie zu. Durch Stöße können sie die Magnetfeldlinien wechseln und können Energie verlieren. Dabei können sie mehrfach anregen oder ionisieren. Die Elektronen werden dann über eine Plasmabrücke extrahiert, die Ionen durch Transport durch die Plasmarandschicht auf die Quellenwand neutralisiert.

Ein speziell für diese Quelle entwickeltes Diagnostikpaket bestehend aus Langmuirdiagnostik, Emissionsspektroskopie und Oszillographie in Verbindung mit Simulationen der Elektronenbewegung sowie einer elektrischen Simulation der Plasmarandschichten hat wichtige Aspekte wie Plasmaparameter und Mechanismus erklären können. Mit Hilfe eines elektronischen Ersatzschaltbildes basierend auf den Langmuirkennlinien der Plasmarandschichten konnten die zeitabhängigen Verläufe des extrahierten Stroms und des Plasmopotentials simuliert und mit oszillographischen Messungen verglichen werden. Weiterhin lässt sich die Extraktionscharakteristik der Quelle reproduzieren. Ein wesentliches Ergebnis dieser Betrachtung ist, dass der maximal extrahierbare Elektronenstrom durch den Transportprozess von Ionen auf die Quellenwand begrenzt ist und sich nur durch Erhöhen der Plasmadichte oder Vergrößern der Ionenfängerfläche steigern lässt.

Im Bereich der Langmuirdiagnostik wurden neben dem Aufbau von Messverstärkern und einer automatisierten Positioniereinheit miniaturisierte Langmuirsonden zur Messung in kleinen begrenzten Entladungen entwickelt. Trotz der Einflüsse der Magnetfelder und elektrischen Wechselfelder konnten die Plasmaparameter Elektronendichte und Elektronentemperatur an ausgewählten Positionen auf der Achse der Quelle bestimmt werden.

Durch Messungen mit einer koaxialen Zusatzelektrode ist das Plasmapotential abgeschätzt und die Plasmadichte unter Extraktionsbedingungen bestimmt worden. Der Ionensättigungsstrom auf die Elektrode deckt sich nach Skalierung mit dem Oberflächenverhältnis von Elektrode und Quellenwand mit dem extrahierbaren Elektronenstrom.

Aus Messungen mit leitfähigen RF-Elektroden konnten wesentliche Anteile des RF-Leistungsbedarfs separat bestimmt werden.

Im Bereich der Emissionsspektroskopie wurde neben dem Aufbau eines Spektrometersystems eine apparative Technik zur bildgebenden Spektroskopie basierend auf Glasfaserarrays entwickelt. Hierdurch konnten Linienintensitäten bei verschiedenen Quellenparametern orts aufgelöst gemessen werden. Zur Bestimmung der Elektronentemperatur aus

gemessenen Intensitätsverhältnissen bestimmter Emissionslinien wurde eine Modellierung basierend auf Emissionsquerschnitten unter Berücksichtigung metastabil besetzter Zustände durchgeführt. Aufgrund des starken Einflusses des Anteils metastabiler Atome auf Linienintensitätsverhältnisse sind jedoch mindestens zwei Linienintensitätsverhältnisse zur Bestimmung der Elektronentemperatur erforderlich, deren Auswertung dann auch den Anteil metastabiler Atome ergibt. Mit dem entwickelten Modell konnten formal Elektronentemperatur und der Anteil metastabiler Atome bestimmt werden. Für den Druckbereich der hier untersuchten Plasmen ist jedoch eine umfangreichere Modellierung erforderlich, die neben Kaskadenprozessen auch die Resonanzabsorption und den damit verbundenen Strahlungstransport berücksichtigt. Die Anwendung der Emissionsspektroskopie, die eine nichtinvasive Methode darstellt und daher an sich interessant erscheint, entpuppt sich dadurch als komplex und schwierig. Dass sie apparativ durchführbar ist, wird in dieser Arbeit gezeigt. Für den genügend niedrigen Druck in RF-Iontriebwerken scheint sie erfolgsversprechend zu sein.

Mit der entwickelten Quellengeometrie ist es damit erstmalig gelungen, aus einer kompakten rein kapazitiven Entladung Elektronenströme bis zu 180mA bei einem Gasbedarf von $0,5\text{sccm}$ Xenon zu extrahieren. Der Leistungsbedarf der Elektronenquelle ist jedoch im Vergleich zu herkömmlichen Plasmabrückenneutralisatoren um eine Größenordnung höher. Bei $0,5\text{sccm}$ Massenfluss ist für kleine Ströme (20mA) ein bester spezifischer Leistungsbedarf von 330W/A erreicht worden. Für den maximalen Elektronenstrom von 180mA ist dieser jedoch fast doppelt so groß (600W/A). Dieser hohe Leistungsbedarf ist hauptsächlich durch Ionenströme auf die RF-Elektroden begründet.

Über den Gasfluss wird in ähnlichem Maße wie bei Plasmabrückenneutralisatoren die Leitfähigkeit der Plasmabrücke beeinflusst. Der Widerstand der Plasmabrücke konnte experimentell gemessen werden und nimmt mit zunehmendem extrahierten Strom ab. Unter $0,5\text{sccm}$ Massenfluss ist die Plasmabrücke nicht ausgebildet, der Gasbedarf der Quelle ist hierdurch vorgegeben und vergleichbar mit herkömmlichen Plasmabrückenneutralisatoren.

Die Realisierung einer kleinen kapazitiven Elektronenquelle stellt eine wesentliche Leistung dieser Arbeit dar, da kapazitive Entladungen an sich für die Produktion von Elektronen ungeeignet sind. Insbesondere ist die Reduktion der Baugröße kontraproduktiv, da die Entladungsbedingungen mit abnehmender Größe immer ungünstiger werden, was durch Erzeugen geeignet hoher elektrischer und magnetischer Feldstärken überwunden wurde. Dies gelang nur durch die Kombination eines symmetrischen RF-Anpassnetzwerks mit geeignet ausgewählten hochpermeablen Übertragermaterialien.

Für den Weltraumeinsatz erfüllt der Neutralisator bereits alle primären Entwicklungsvorgaben (Gasartunabhängigkeit, kein Insert, kein Heizer, instantanes Einschalten), müsste hingegen noch thermisch, energetisch und im Gewicht optimiert und für den Weltraumeinsatz angepasst werden. Die Energieeffizienz von Plasma-Brücken-Neutralisatoren kann jedoch prinzipiell nicht erreicht werden, man kann aber mit dem höheren Energieeinsatz die Gasartunabhängigkeit "erkaufen". Die terrestrische Nutzung in Iontriebwerkstestanlagen ist bereits jetzt möglich. Wegen der Möglichkeit, Sauerstoff und andere Reaktivgase als Arbeitsgas zu nutzen, erscheint der Einsatz im Bereich der Materialbearbeitung besonders interessant.

Literaturverzeichnis

- [Gro 73] K. Groh: Entwicklung eines Plasmabrückenneutralisators für Hochfrequenzionentriebwerke unter Berücksichtigung der physikalischen Phänomene einer Gasentladungselektronenquelle, Dissertation, Giessen 1973
- [Wü 90] K. Wüst: Untersuchung an kapazitiven Hochfrequenzentladungen in Edelgasen, Dissertation IPI Gießen Feb. 1990
- [Lei 94] H. Leiter: Untersuchungen an einer HF-Ionenquelle mit kapazitiver Anregung, Diplomarbeit IPI Gießen Feb. 1994
- [Har 95] U. Hartung: Untersuchungen an der Hochfrequenz-Elektronenquelle REN10, Diplomarbeit IPI Gießen März 1995
- [Lon 05] B.W. Longmier, N.Hershkowitz: Nonambipolar Electron Source for Neutralization of Ion and Hall Thrusters, IEPC-2005-301 International Electric Propulsion Conference Princeton, NJ(USA) 2005
- [Che 74] F. F. Chen: Introduction to Plasma Physics, Plenum Press New York 1974
- [Fr 04] G. Franz: Niederdruckplasmen und Mikrostrukturtechnik, Springerverlag 2004
- [Lb 05] M.A. Lieberman, Allan J. Lichtenberg: Principles of Plasma Discharges and Materials Processing, Hoboken, NJ 2005
- [Hud 65] R. H. Huddlestone, S. L. Leonard: Plasma diagnostic techniques, New York, 1965
- [Sab 88] H. Sabadil, S. Klagge, M. Kammeyer: Langmuir Probe Measurements of Axial Variation of Plasma Parameters in 27,1 MHz RF Oxygen Planar Discharges, Plasma Chemistry and Plasma Processing Vol 8, No. 4, 1988
- [Tho 70] T. L. Thomas, E.L. Battle: Effects of Contamination on Langmuir Probe Measurements in Glow Discharge Plasmas, Journal of Applied Physics, Vol. 41, No. 8, Jul. 1970
- [Hay 03] M. Hayashi: Bibliography of Electron and Photon Cross Sections with Atoms and Molecules Published in the 20th Century, National Institute for Fusion Science, Toki, Japan, 2003, ISSN 0915-6364
- [Kar 04] G.F. Karabadzha et al.: Studying of Atomic and Molecular Processes in Rarefied Hypervelocity Expanding Flows by Methods of Emissive Spectroscopy, Final Technical Report for ISTC Partner Project #2234p, TSNIIMASH Moskau Feb. 2004
- [Som 06] J. D. Sommerville, L. B. King: An Optical Diagnostic for Xenon Hall Thrusters Including Metastable Contributions, Michigan Technological University, Houghton, MI 49931, USA, AIAA 2006-4823

- [Fon 98] J.T. Fons, Chun C. Lin: Measurement of the cross sections for electron-impact excitation into the $5p^56p$ levels of xenon, Phys. Rev. A, v.58, N6, 1998, pp. 4603-4615
- [Zom 02] H. Zohm, Plasmaphysik, Vorlesung an der LMU München, Wintersemester 2001/2002
- [God 90] V.A. Godyak, R.B. Piejak, Phys. Rev. Lett. 65, 996, 1990
- [Ms 03] S. A. Meiss: Ortsaufgelöste Multiplex-Spektroskopie an Plasmaentladungen unter Verwendung von Lichtwellenleitern und CCD-Detektoren, Diplomarbeit IPI Gießen 2004
- [Ws 04] S. Weis, S. A. Meiß et al.: Optical studies accompanying a performance test of a HEMP-Thruster in the JUMBO test facility, Proceedings of 4th International Space Propulsion Italy October 2004, SP555-weis01, ISBN 92-9092-866-2, ESA Publication Division, ESTEC P.O. Box 299, 2200 AG Noordwijk, the Netherlands
- [Ms 04] S. Weis, S. A. Meiß, et al.: An Imaging Spectroscopy System based on Multi-Fiber Optic for Investigation of Ion- and Plasma Thrusters, Proceedings of 4th International Space Propulsion Conference Italy October 2004, SP555-weis02, ISBN 92-9092-866-2, ESA Publication Division, ESTEC P.O. Box 299, 2200 AG Noordwijk, the Netherlands
- [Ws 05] S. Weis et al.: Development of a capacitively coupled insert-free RF-neutralizer, IEPC-2005-086 International Electric Propulsion Conference Princeton, NJ(USA) 2005
- [St 98] H. Stöcker: Taschenbuch der Physik, Frankfurt Main 1998
- [Br 74] I.N. Bronstein, K.A. Semendjajew: Taschenbuch der Mathematik, Stuttgart Leipzig Moskau 1991
- [Tz 99] U. Tietze, Ch. Schenk: Halbleiter-Schaltungs-Technik; Springer-Verlag Berlin Heidelberg 1999
- [Str 68] A. R. Striganov and N. S. Svenitskii: Tables of Spectral Lines and Ionized Atoms, IFI/Plenum, New York - Washington 1968
- [Wiki 06] Wikipedia: Freie Enzyklopädie, www.wikipedia.org
- [Mi 82] A. R. Miller, Pascal Programme Für Wissenschaftler und Ingenieure, SYBEX-Verlag 1982
- [Han 05] M. Hannemann, persönliche Mitteilungen, INP-Greifswald 2005-2006
- [Han 06] M. Hannemann, R. Wiese, S. Weis et. al., Abschlußbericht zu Langmuirdiagnostischen Messungen „Plasmadiagnostik an Systemen zur Ionenstrahlneutralisation“, INP-Greifswald 2006
- [Wod 86] D.P. Woodruff, T.A. Delchar: Modern techniques of surface science, Cambridge University Press, 1986

- [Bar 79] R.A. Baragiola, E.V. Alonso, J. Ferron und A. Olivia-Florio: Surface Sci. 90, 240 (1979)
- [23] Handbücher zu den verwendeten Geräten
- [24] Datenblätter zu verschiedenen elektronischen Bauteilen

Weitere Hilfsmittel

Programme (incl. Dokumentation): LaTeX, Lyx, PaintShopPro9, Origin, Delphi 7, Ansoft Maxwell 2D (Demo), Pspice Student (Demo), Autocad, SimIon, AndorCCD, RIDE-IDE (8051-Development Tool), Mathematica

Danksagung

Ich möchte an dieser Stelle allen danken, die zum Gelingen dieser Arbeit am I. Physikalischen Institut beigetragen haben, insbesondere:

Herrn Prof. Dr. K.-H. Schartner für die engagierte Betreuung dieser Arbeit.

Herrn Prof. Dr. B. K. Meyer als Institutsdirektor für die fortgesetzte Unterstützung dieser Arbeit.

Herrn Prof. Dr. H. Löb für die Anregung dieser Arbeit und stete Diskussionsbereitschaft.

Herrn Prof. Dr. D. Hasselkamp für die Bereitschaft zu zahlreichen Diskussionen zur Plasmaphysik.

Den Herren Dr. H.-P. Harmann und Dr. D. Feili für ihre stete Bereitschaft zu Diskussionen und Unterstützung.

Den Kollegen des I. Physikalischen Instituts insbesondere Dr. S. Kamer, Dr. B. Zimmermann, Dr. R. Schill, Dr. S. Mickat, S. Meiss, E. W. Schmidt, B. Pfeiffer, D. Kirmse, B. Lotz, G. Trylat, K. Laudenschach sowie Frau H. Höchsmann und Frau H. Walbot für ihre Bereitschaft zu anregenden Diskussionen und unterschiedlichen Hilfestellungen.

Den Kollegen des II. Physikalischen Instituts insbesondere Herrn Dr. W. Pläß für die zur Verfügungstellung der Simulationsumgebung und andere Hilfestellungen.

Den Mitarbeitern der elektronischen Werkstatt insbesondere den Herren T. Nimmerfroh und B. Bellof sowie den Mitarbeitern der mechanischen Werkstatt insbesondere Herrn W. Kuhl für die konstruktive und freundschaftliche Zusammenarbeit.

Den Kollegen der Firma EADS insbesondere Ralf Kukies, Dr. H. Leiter, Dr. R. Killinger, W. Kadnoska für die fachliche Unterstützung im Bereich Satellitensysteme und die Bereitstellung von Geräten und Bauteilen.

Herrn Hans Müller (Fa. Apcon) für stete Diskussionsbereitschaft zu Fragen der RF-Elektronik.

Den Kollegen der Firma Thales Energy Devices Dr. G. Kornfeld und Dr. N. Koch für fachliche Unterstützung im Bereich Plasmabrückenneutralisatoren und Magnetsysteme für Plasmen und weitere fruchtbare Diskussionen.

Den Kollegen am INP-Greifswald vor allem Herrn M. Hannemann für die umfassende fachliche Unterstützung im Bereich der Langmuirdiagnostik und Randschichtsimulation.

Den Kollegen am INP-Greifswald Prof. Dr. H. Kersten und R. Wiese sowie den Kollegen am IOM-Leipzig unter anderen Herrn H. Neumann, M. Scholtze und Dr. M. Tarz für zahlreiche Diskussionen.

Der DLR (Deutsches Zentrum für Luft-und Raumfahrt) danke ich für die finanzielle Unterstützung dieser Arbeit, besonders möchte ich mich bei Herrn H. Meusemann und Frau I. Fitz für die gute Betreuung und Zusammenarbeit bedanken.

Der Firma Schunk Heuchelheim vielen Dank für die zur Verfügung gestellten Graphitelektroden.

Der Firma Fair-Rite Europa für die zur Verfügung gestellten Hochfrequenz-Ringkerne.

Schließlich möchte ich mich bei meinen Freunden und meiner Familie, besonders meinen Eltern für die große Unterstützung und Rückendeckung bedanken.

A Anhang

A.1. Formelsammlung

A.1.1. Elektrische Leitfähigkeit eines Plasmas

$$\sigma = \frac{e^2 n_e \tau_e}{m_e} \quad (\text{A.1})$$

Bei schwach ionisierten Plasmen wird die mittlere Flugzeit durch Stöße zwischen Elektronen und neutralen Teilchen begrenzt. Es ist dann

$$\sigma \sim \frac{n_e}{n_0}$$

| | |
|----------|--|
| e | Elementarladung |
| n_e | Elektronendichte |
| n_0 | Neutralgasdichte |
| τ_e | mittlere Flugzeit zwischen zwei Stößen |
| m_e | Elektronenmasse |

A.1.2. Richardson-Gleichung

Der aus einer geheizten Oberfläche emittierte Elektronenstrom ergibt sich zu:

$$J = AT^2 e^{-\frac{W_A}{k_B T}} \quad (\text{A.2})$$

| | |
|-------|----------------------------|
| J | Stromdichte der Elektronen |
| A | Richardson-Konstante |
| W_A | Austrittsarbeit |
| T | sind |

$$A = \frac{4\pi m k_B^2 e}{h^3} = 1,2 \cdot 10^6 \frac{\text{A}}{\text{m}^2 \text{K}^2}$$

(Aus [St 98])

A.1.3. Feld-Verstärkte thermionische Emission

Der aus einer geheizten Oberfläche emittierte Elektronenstrom kann durch ein starkes elektrisches Feld im Bereich der Oberfläche aufgrund des Schottky-Effekts weiter verstärkt werden. Effektiv wird die Austrittsarbeit durch das E-Feld gesenkt. Für eine Feldstärke $E < 1 \cdot 10^8 \frac{\text{V}}{\text{m}}$ gilt:

$$\begin{aligned} J &= AT^2 e^{-\frac{W_A - \Delta W}{k_B T}} \\ \Delta W &= \sqrt{\frac{eE}{4\pi\epsilon_0}} \end{aligned} \quad (\text{A.3})$$

| | |
|--------------|----------------------------|
| J | Stromdichte der Elektronen |
| A | Richardson-Konstante |
| W_A | Austrittsarbeit |
| ΔW | Austrittsarbeitsreduktion |
| E | Elektrische Feldstärke |
| k_B | Boltzmann-Konstante |
| T | Temperatur |
| ϵ_0 | Elektrische Feldkonstante |

A.1.4. Raumladungsbegrenzter Ionenstrom in der Plasmarandschicht

Mit dem Bohmschen Schichtkriterium, nach dem die Ionen in der Vorschicht auf die Ionenschallgeschwindigkeit

$$c_i = \sqrt{\frac{k_B T_e}{m_i}} \quad (\text{A.4})$$

beschleunigt werden, kann die Ionenstromdichte in der Plasmarandschicht bestimmt werden:

$$j_i = n_i \cdot c_i \cdot q_i$$

| | |
|-------|-------------|
| q_i | Ionenladung |
| n_i | Ionendichte |
| m_i | Ionenmasse |

A.1.5. Child-Langmuir-Schottky-Gleichung

$$j = \frac{4}{9} \left(\frac{2e}{m_i} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{|U|^{\frac{3}{2}}}{4\pi d^2} \quad (\text{A.5})$$

U Spannungsdifferenz zwischen Wand und Plasma
 d Randschichtdicke

(Aus [Che 74] Kap 8.2.4)

Diese Gleichung findet auch bei der Berechnung von Extraktionssystemen mit Plasma-kontakt Anwendung. Die Randschichtdicke d ist dann durch eine geeignete Charakteristische Länge (z.B. Blendenabstand) des Extraktionssystems zu ersetzen.

A.1.6. Regula Falsi

Das Regula Falsi Verfahren¹ ist eine Methode zum numerischen Berechnen von Nullstellen. Es kombiniert Methoden vom Sekantenverfahren und der Bisektion.

Das Regula Falsi Verfahren startet mit zwei Punkten (in der Nähe der Nullstelle) a_0 und b_0 deren Funktionsauswertungen $f(a_0)$, $f(b_0)$ unterschiedliches Vorzeichen haben. In dem Intervall $[a, b]$ sollte sich (für stetiges f) also eine Nullstelle befinden. Nun verkleinert man in mehreren Iterationsritten das Intervall und bekommt so eine immer bessere Näherung für die Nullstelle:

In Schritt k berechnet man

$$c_k = a_{k-1} - \frac{a_{k-1} - b_{k-1}}{f(a_{k-1}) - f(b_{k-1})} f(a_{k-1})$$

Nun wählt man a_k , b_k folgendermaßen:

$$\begin{aligned} a_k = c_k, \quad b_k = b_{k-1} & \quad \text{falls } f(a_{k-1}) \text{ und } f(c_k) \text{ vorzeichengleich} \\ a_k = c_{k-1}, \quad b_k = b_k & \quad \text{falls } f(b_{k-1}) \text{ und } f(c_k) \text{ vorzeichengleich} \end{aligned}$$

Das Sekantenverfahren hat gegenüber dem Newtonverfahren den Vorteil, das die Ableitung der Funktion $f(x)$ nicht berechnet wird und daher auch nicht explizit bekannt sein muss. Es konvergiert jedoch langsamer als das quadratisch konvergente Newtonverfahren aber noch superlinear ($p_{konv} = 1,618$). Beide Verfahren (Newton und Sekanten) müssen jedoch nicht unbedingt gegen eine Nullstelle konvergieren. Das Regula-Falsi-Verfahren sorgt durch den Vorzeichenvergleich der $f(a_{k-1})$, $f(b_{k-1})$, $f(c_k)$ für unbedingte Konvergenz bei superlinearer Konvergenzgeschwindigkeit.

¹Auszüge aus [Mi 82, Br 74, Wiki 06]

A.2. Stoffeigenschaften und Spezifikationen

A.2.1. Dampfdruck Vorvakuumöl

Basierend auf den Herstellerangaben zu zwei Dampfdrücken bei zwei Temperaturen (25°C, 115°C) ergibt sich mit der Clausius-Clapeyron-Gleichung folgender Zusammenhang zwischen Dampfdruck und Temperatur:

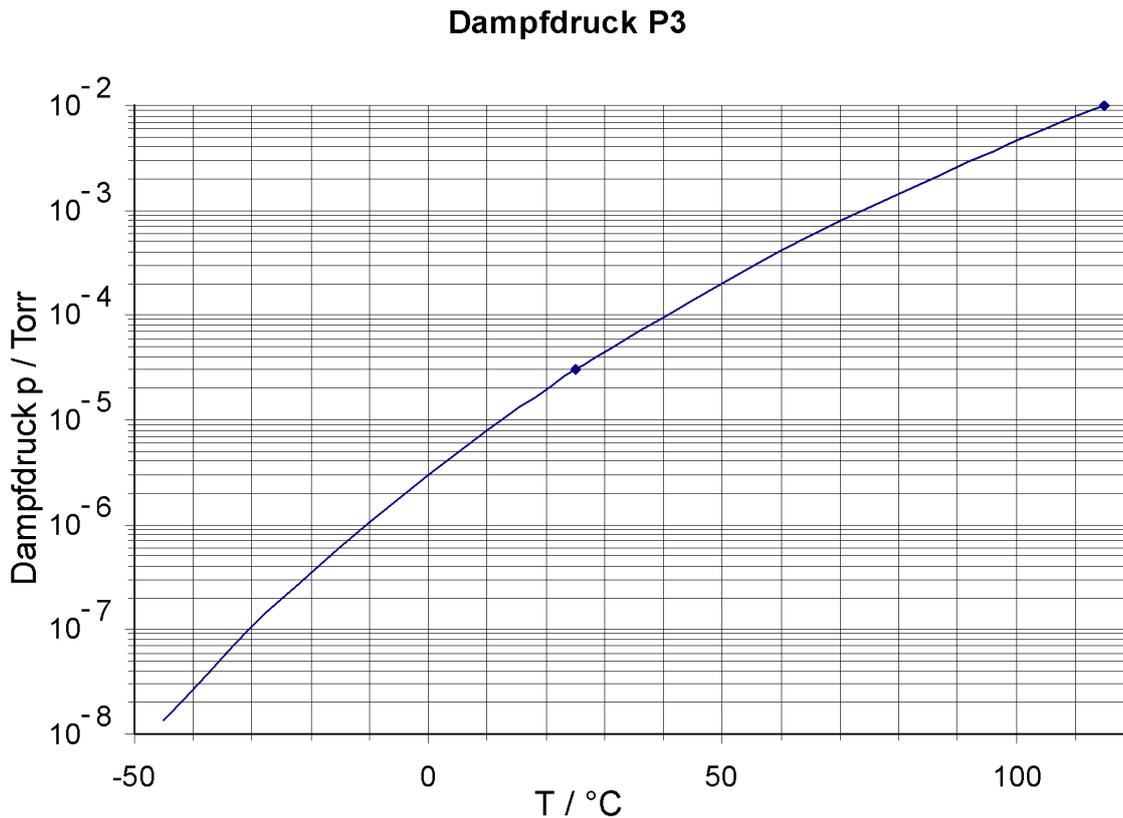


Abbildung A.1.: Dampfdruck Vorvakuumöl

Man muss hierbei beachten, dass die Werte unter 25°C extrapoliert wurden und daher ungenau sind.

Nach einer gewissen Laufzeit der jeweiligen Drehschieberpumpe können sich leichter flüchtige Fraktionen (z.B. Crackprodukte) im Öl aufkonzentrieren, wodurch der hier angegebenen Dampfdruck entsprechend erhöht wird.

A.2.2. Gasartabhängigkeit Pirani Drucksensor

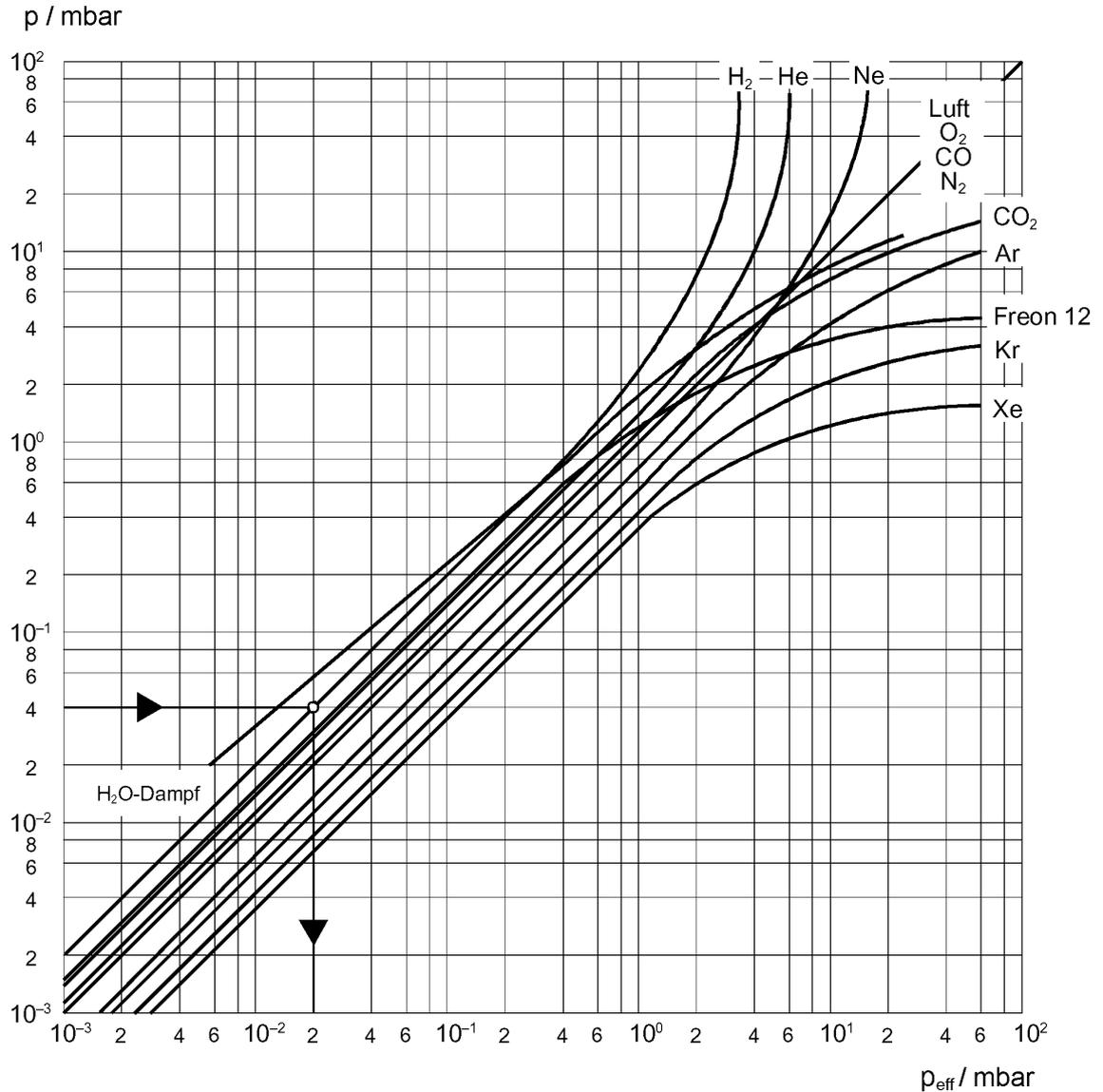


Abbildung A.2.: Diagramm zum Ermitteln des tatsächlichen Druckes in Abhängigkeit der Gasart für Piraniröhren. Die Druckmessung wird auf eine Konvektionsmessung zurückgeführt und ist daher von der Wärmekapazität und der Beweglichkeit des jeweiligen Gases abhängig (Entnommen aus der Betriebsanleitung zur PKR265.).

| Gasart | Kalibrierfaktor |
|--------|-----------------|
| He | 0,8 |
| Ne | 1,4 |
| Ar | 1,7 |
| Kr | 2,4 |
| Xe | 3,0 |

| Gasart | Kalibrierfaktor |
|--|-----------------|
| H ₂ | 0,5 |
| N ₂ , O ₂ , CO, Luft | 1,0 |
| CO ₂ | 0,9 |
| H ₂ O | 0,5 |

Tabelle A.1.: Kalibrierfaktoren für den Druckbereich unter 1mbar (Entnommen aus der Betriebsanleitung zur PKR265.).

A.3. Kalibrationen und Simulationen

A.3.1. Massenflusscontroller

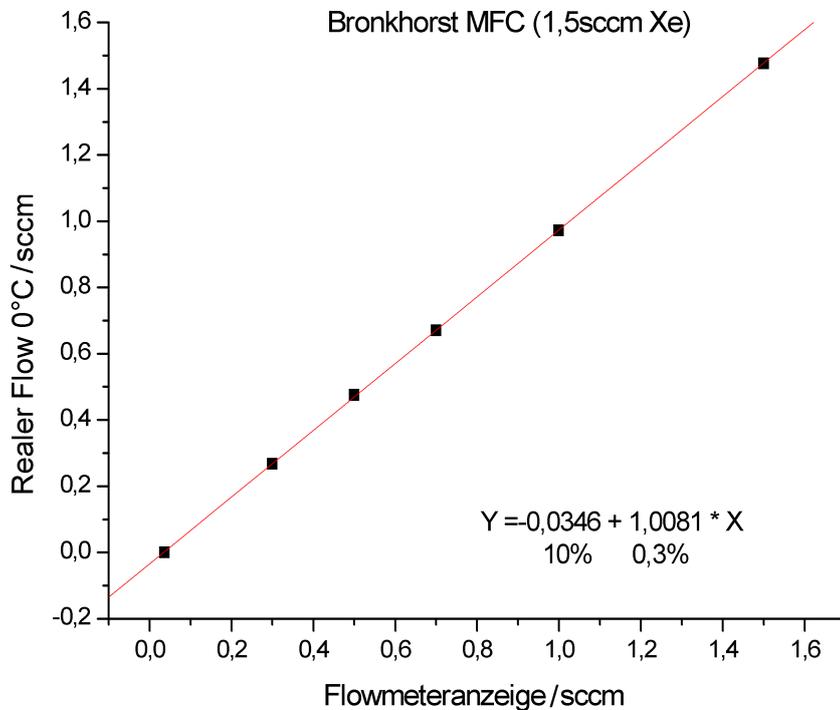


Abbildung A.3.: Kalibrationsfunktion Bronkhorst MFC. Interpolation mit relativen Fehlern der Fit-Parameter.

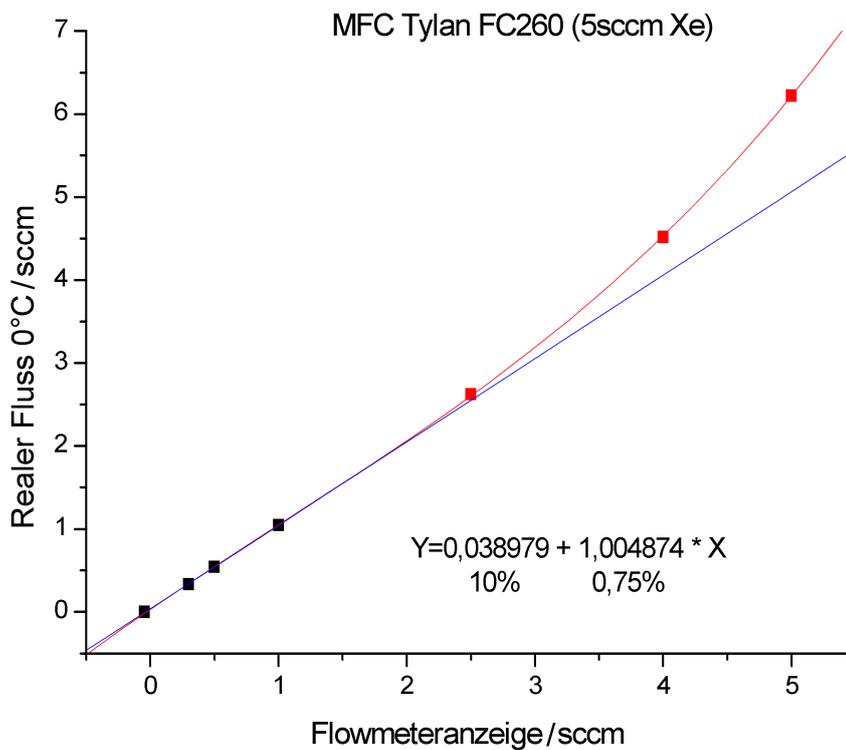


Abbildung A.4.: Kalibrationsfunktion Tylan MFC. Interpolation mit relativen Fehlern der Fit-Parameter.

A.3.2. RF-Gleichrichter

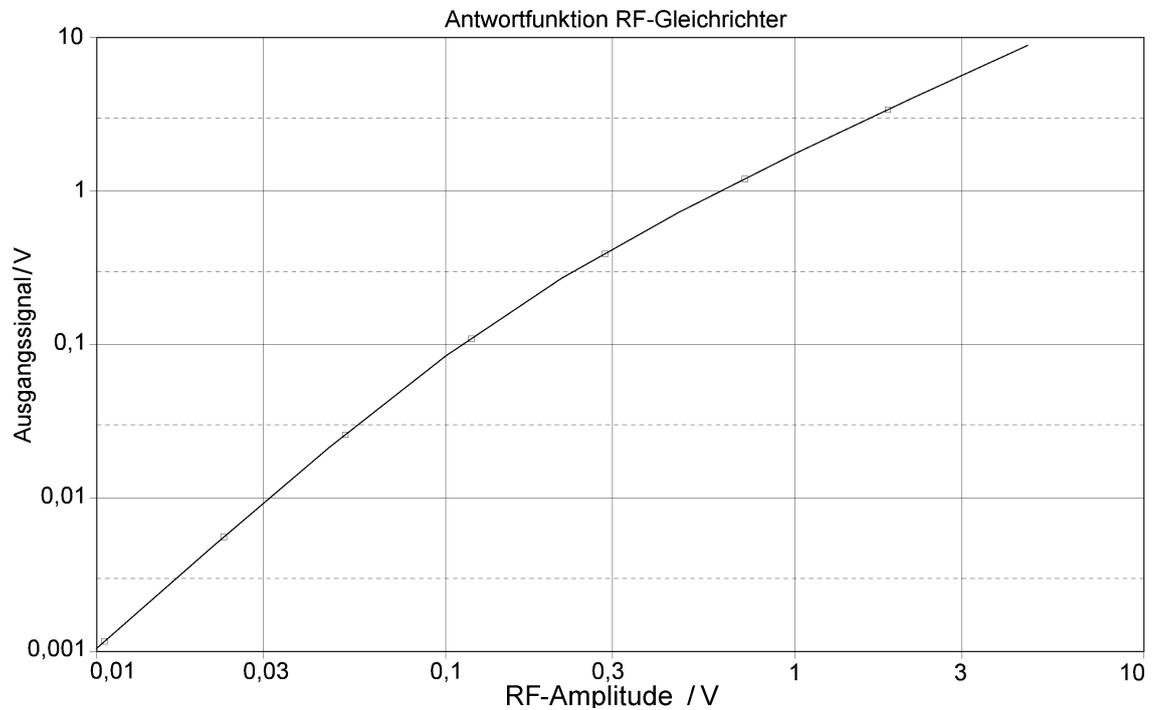


Abbildung A.5.: Simulation der Antwortfunktion des RF-Gleichrichters bei 13MHz. Die Antwortfunktion des Spannungsteilers oder Stromtrafos ist nicht enthalten.

A.3.3. Messaufbau zur zeitaufgelösten Extraktionsstrommessung

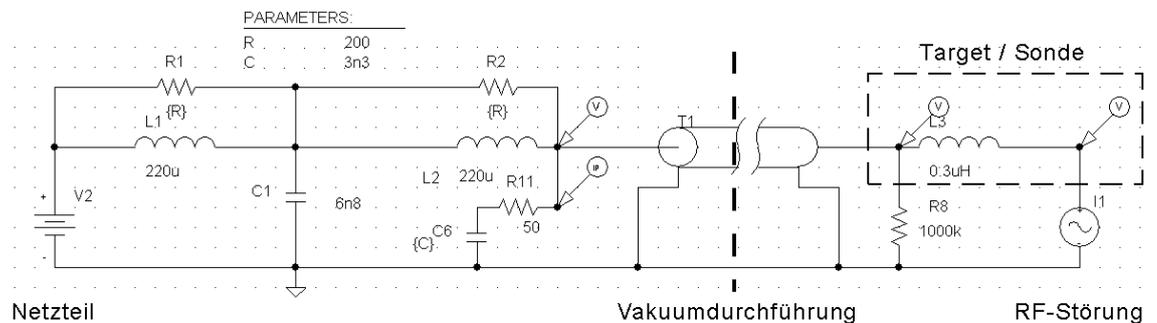


Abbildung A.6.: Aufbau zur HF-Filterung zur Netzteilseite und Welligkeitsmessung des Stromes auf Target und Extraktionssonde. Ersatzschaltbild zum Filter in der Hochspannungsversorgung entsprechend Abbildung 5.9.

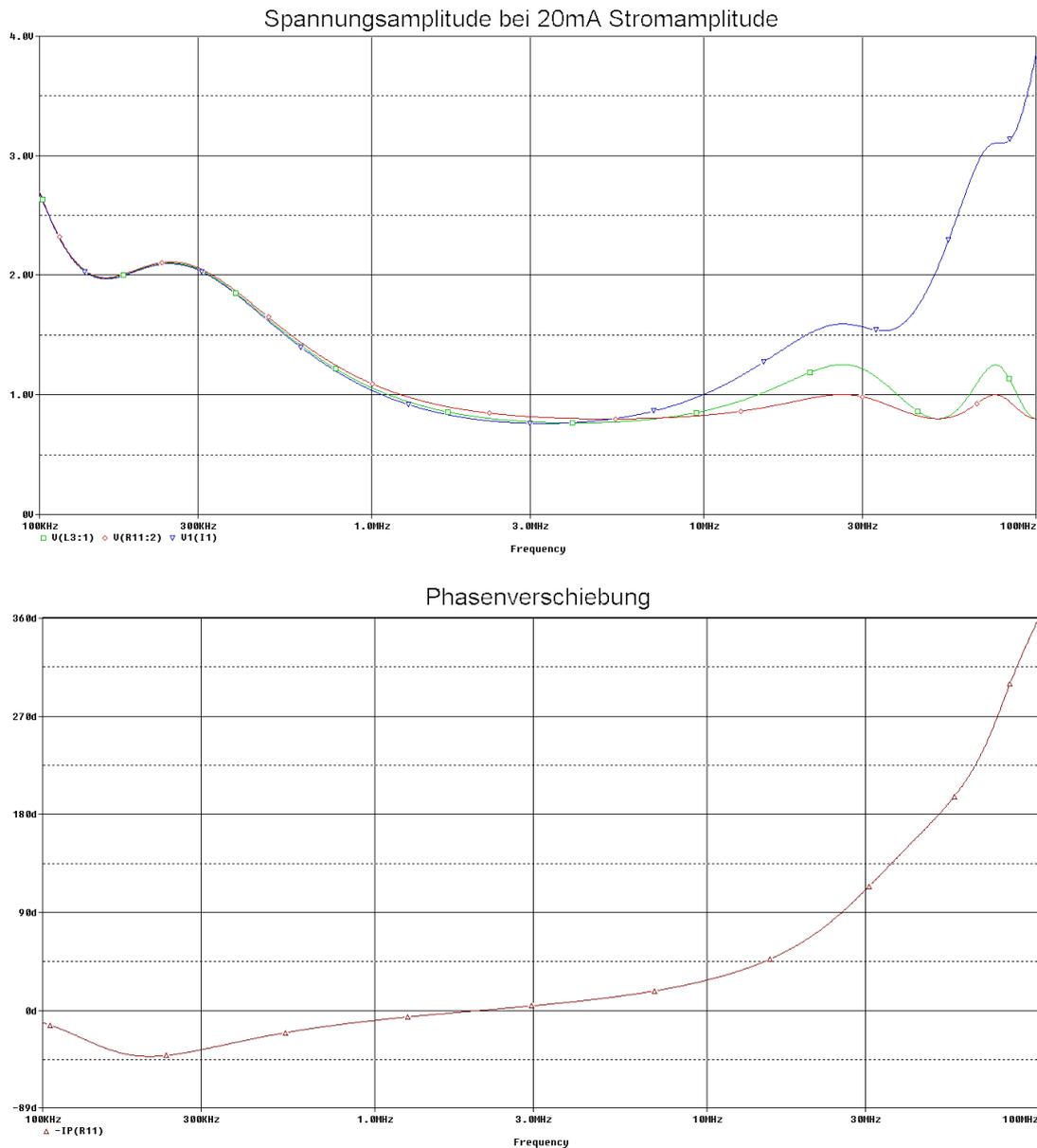


Abbildung A.7.: Simulation der Transmission. Die Spannungsamplitude $V(R11:2)$ wird zur Strommessung erfasst. Zur Spannungsmessung an der Sonde ist das Verhältnis von $V1$ und $V(R11:2)$ als Schwächungsfaktor zu berücksichtigen. Die Überhöhung im Hochfrequenzast rührt von der Kabelinduktivität der Sonde her und ist stark geometrieabhängig. Daher sind Spannungsamplitudenmessungen eher schwierig und immer eine untere Schranke für die tatsächliche Spannungsamplitude. Die Phasenverschiebung nimmt mit zunehmender Frequenz stark zu. Relevant sind die ca 90° Phasenverschiebung zwischen 12,5MHz und 25MHz. Kurvenformen müssen daher erst phasenkorrigiert werden.

A.3.4. Kalibration des Spektrometersystems

Die Wellenlängenzuordnung $\lambda(p, k)$ der aufgenommenen Spektren ist eine Funktion von Monochromatorposition p und der Kanalzahl k des CCD-Detektors und wurde durch eine kubisch-quadratische Funktion approximiert:

$$\begin{aligned} x &= p - p_0 \\ \lambda(p, k) &= b_1 \cdot x + b_2 \cdot x^2 + b_3 \cdot x^3 + d(x) \cdot k + e(x) \cdot k \\ d(x) &= d_0 + d_1 \cdot x + d_2 x^2 + d_3 \cdot x^3 \\ e(x) &= e_0 + e_1 \cdot x + e_2 x^2 + e_3 \cdot x^3 \end{aligned}$$

p und k sind einheitenlos, λ wird in nm angegeben. Die Parameter sind dann wie folgt bestimmt:

| Name | Wert (Einheitenlos) |
|-------|---------------------|
| p_0 | 2258 |
| b_1 | -0,2853 |
| b_2 | -6,776E-7 |
| b_3 | 1,275E-9 |
| d_0 | 0,05335 |
| d_1 | -2,0545E-5 |
| d_2 | -9,768E-9 |
| d_3 | -1,0768E-12 |
| e_0 | -9,103E-5 |
| e_1 | -1,286E-7 |
| e_2 | -6,031E-11 |
| e_3 | -9,138E-15 |

A.3.5. Montecarlosimulation der Gasverteilung

Die Verteilung des eingelassenen Gases in die Quelle wurde mittels einer Einzelteilchen-Montecarlosimulation untersucht. Dazu werden die Teilchentrajektorien von vielen Gaspartikeln ausgewertet. Gas-Gas-Stöße wurden jedoch nicht simuliert. Man gewinnt damit Aussagen über die mittlere Verweildauer im Gefäß sowie die Verteilung der Teilchendichte. Weiterhin kann die Winkelverteilung des die Quelle verlassenden Gases simuliert werden. Hierzu muss sowohl die Winkel-Verteilungsfunktion des eingelassenen Gases vorgegeben werden, als auch die Winkelverteilungsfunktion² mit der ein Teilchen eine Wand nach dem Kontakt mit dieser wieder verlässt. In der Simulation wurde der Effekt eines Gasjets, der durch die Quelle auf das Extraktionsloch der Blende gerichtet ist, untersucht. Erwartungsgemäß verlassen die Teilchen, die das Loch der Blende treffen die Quelle; der Druck in der Quelle ist dann bei gleichem Gasfluss niedriger. Der Druck innerhalb ist bis auf die direkte Nähe der Extraktionsöffnung konstant mit 0,04mbar bei 0,5sccm Xe für den Normalbetrieb (kein Jet), was mit dem gemessenen Quellendruck³ für diesen Massenfluss innerhalb der Messgenauigkeit übereinstimmt.

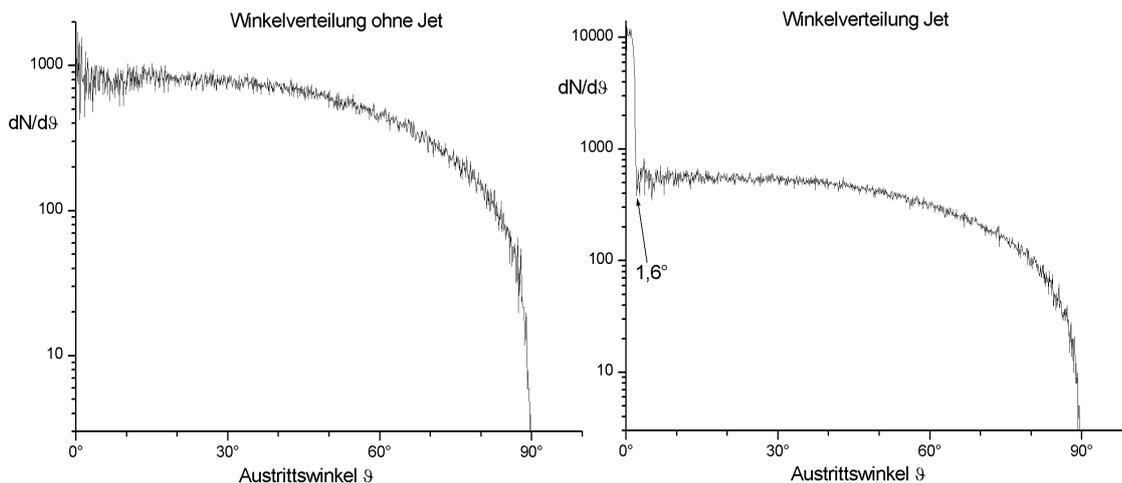


Abbildung A.8.: Simulation der Winkelverteilung links ohne, rechts mit Gasjet.

²Es wurde eine $\cos \theta$ -Verteilung gewählt. Bei uniformer Verteilung ergibt sich der physikalisch unsinnige Effekt einer höheren Teilchendichte nahe der Wände besonders verstärkt in Ecken und Kanten.

³Der korrigierte Quellendruck beträgt bei der Messung zu Abb. 6.15 0,042mbar.

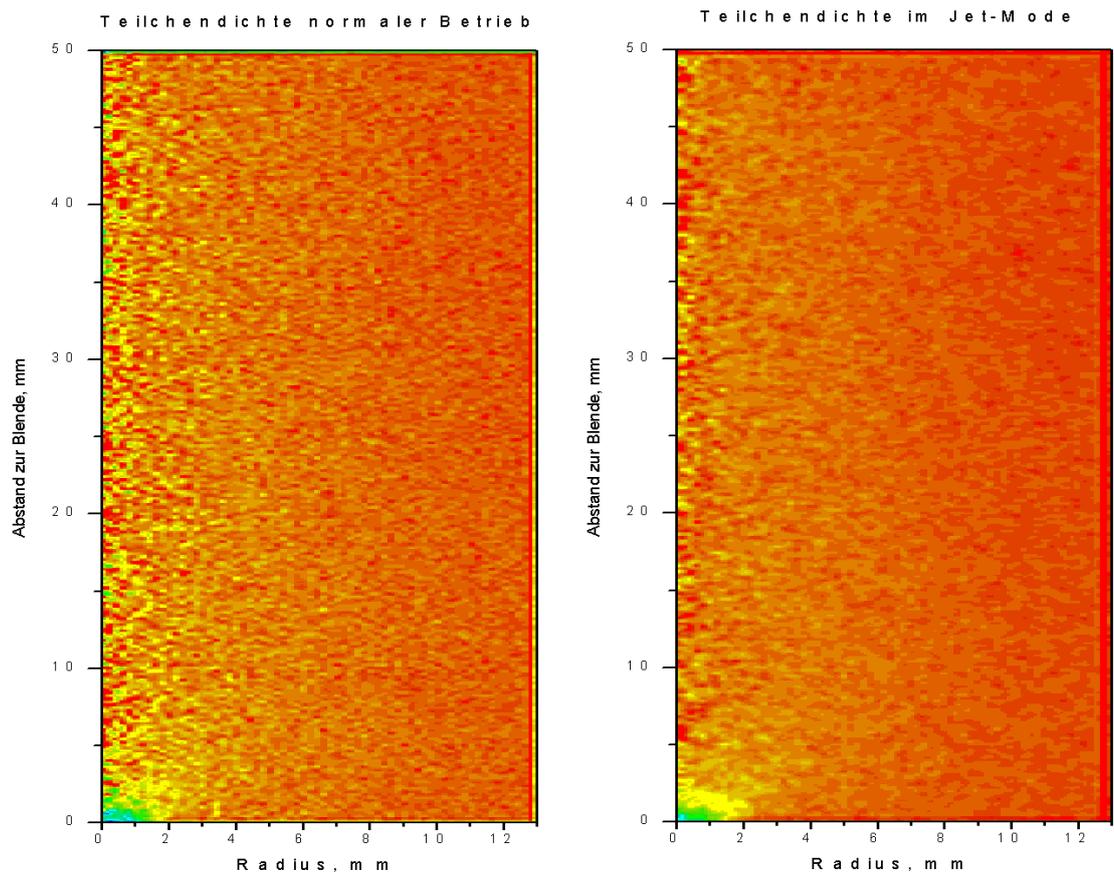


Abbildung A.9.: Simulation der Teilchendichte links ohne, rechts mit Gasjet. Unten links ist jeweils die Extraktionsöffnung. Dort sinkt die Dichte auf die Hälfte des ansonsten konstanten Niveaus.

A.4. Weitere Messungen

A.4.1. Druckabfall der Quelle

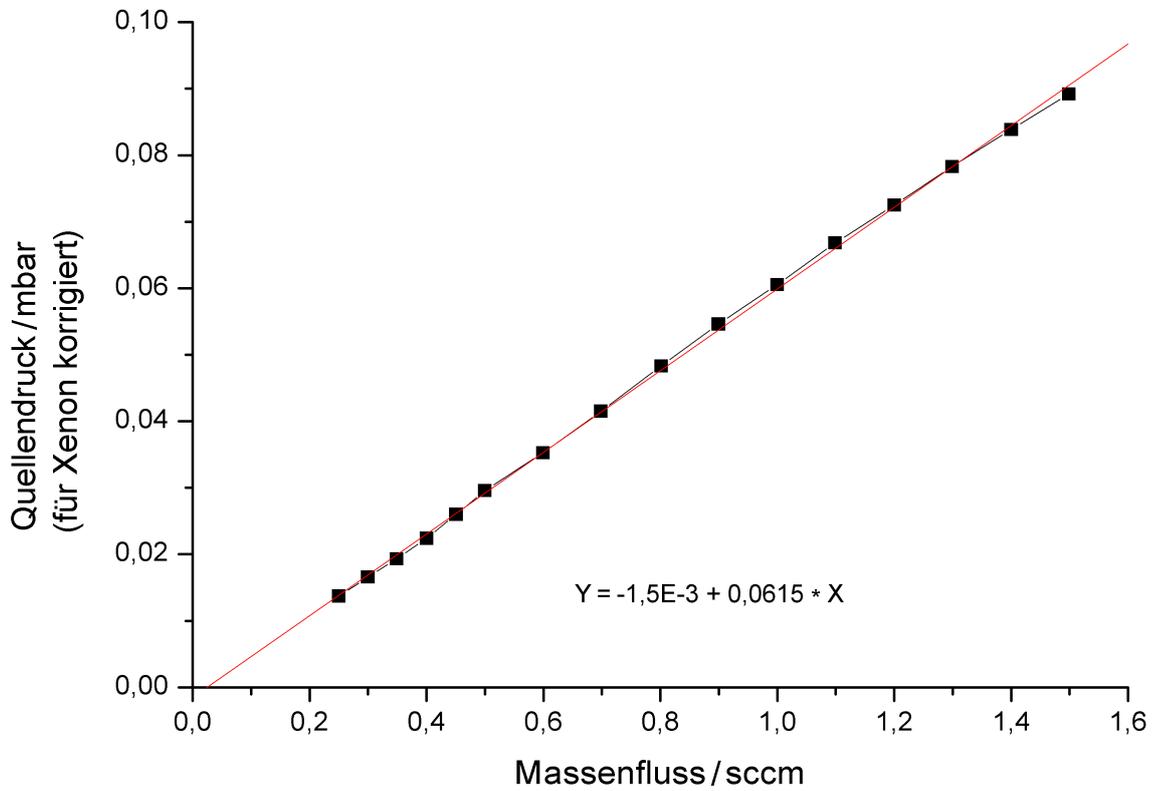


Abbildung A.10.: Quellendruck als Funktion des Massenflusses. Aufgenommen bei Messungen mit 3mm Blende und Bronkhorst MFC.

A.4.2. Spektroskopische Messungen

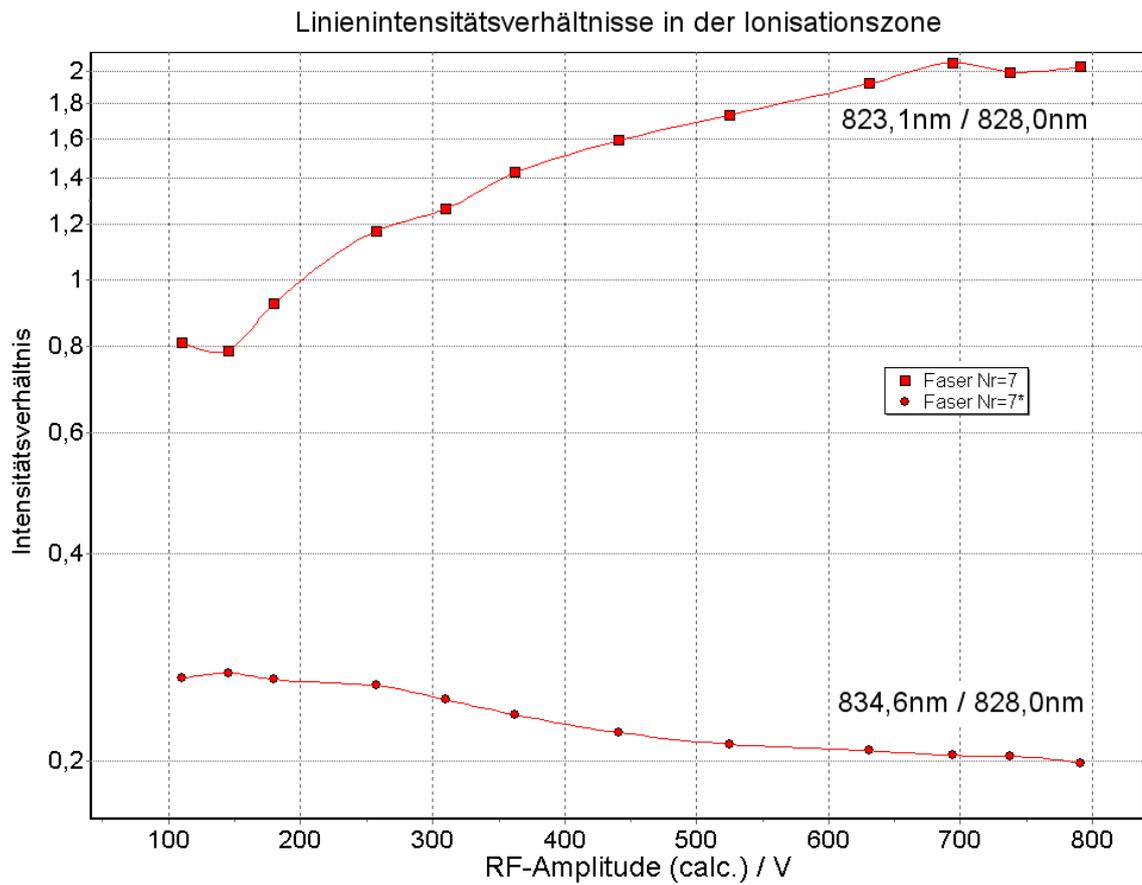


Abbildung A.11.: Linienverhältnisse der Emissionslinien 823,1nm, 828nm und 834,6nm in der Ionisationszone als Funktion der RF-Amplitude (gerechnet).

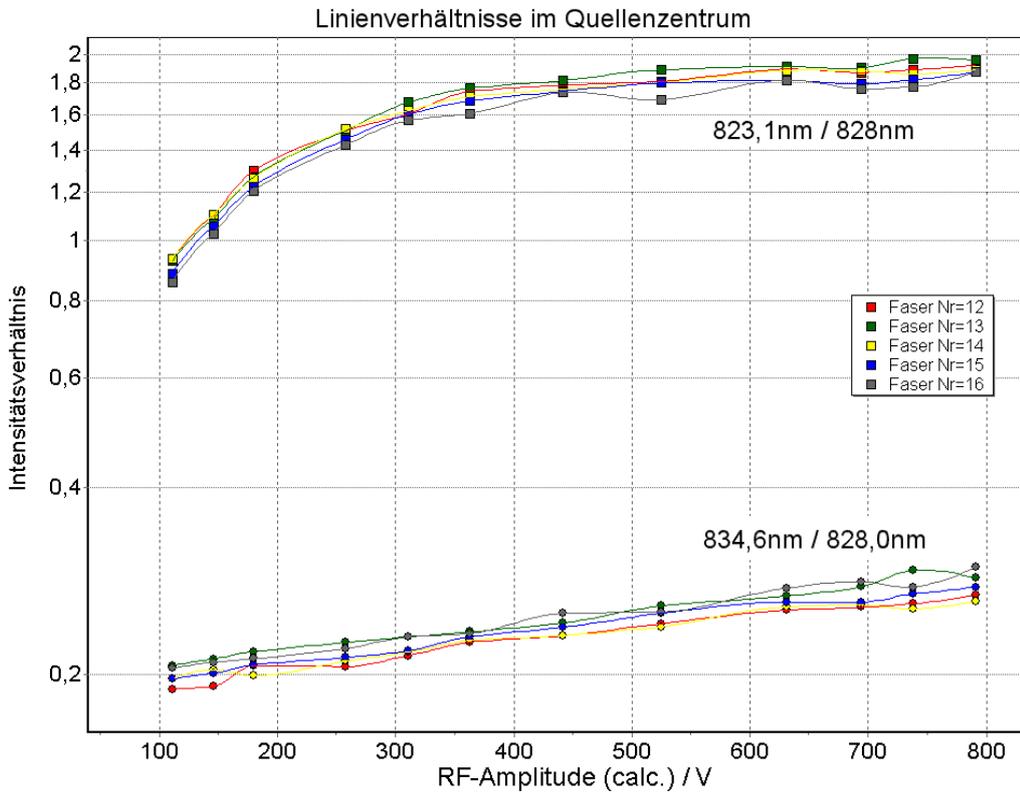


Abbildung A.12.: Linienverhältnisse der Emissionslinien 823,1nm, 828nm und 834,6nm in der Quellenmitte als Funktion der RF-Amplitude (gerechnet).

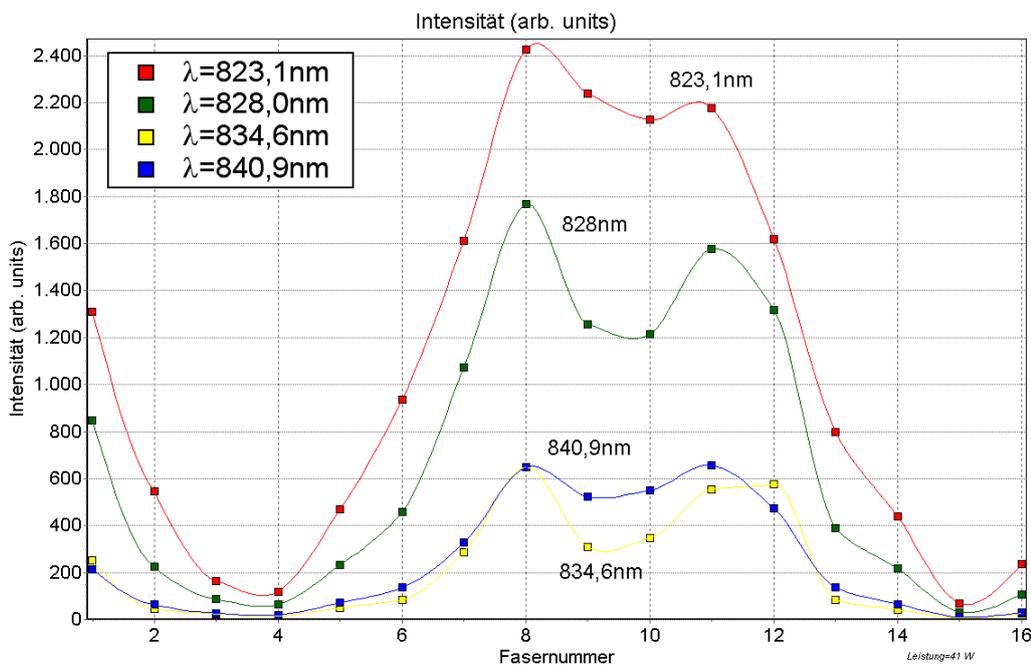


Abbildung A.13.: Transversaler Abbildung zwischen zwei RF-Elektroden. Dargestellt ist die Linienintensität von vier ausgewählten Linien als Funktion des Ortes (Faserposition).

A.4.3. Korrelation von Emissionsspektroskopie und Langmuirdiagnostik am Beispiel DC-Entladung

Am Beispiel einer DC Entladung bei 0,1mbar Xe wurden die Resultate aus Langmuirmessungen und Emissionsspektroskopie verglichen.

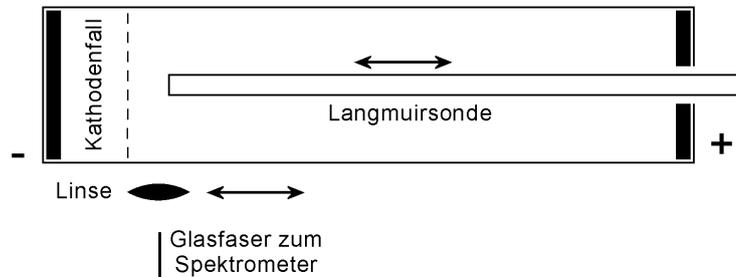


Abbildung A.14.: Schematischer Messaufbau. An der Messposition der Langmuirsonde wird auch das Entladungsspektrum untersucht.

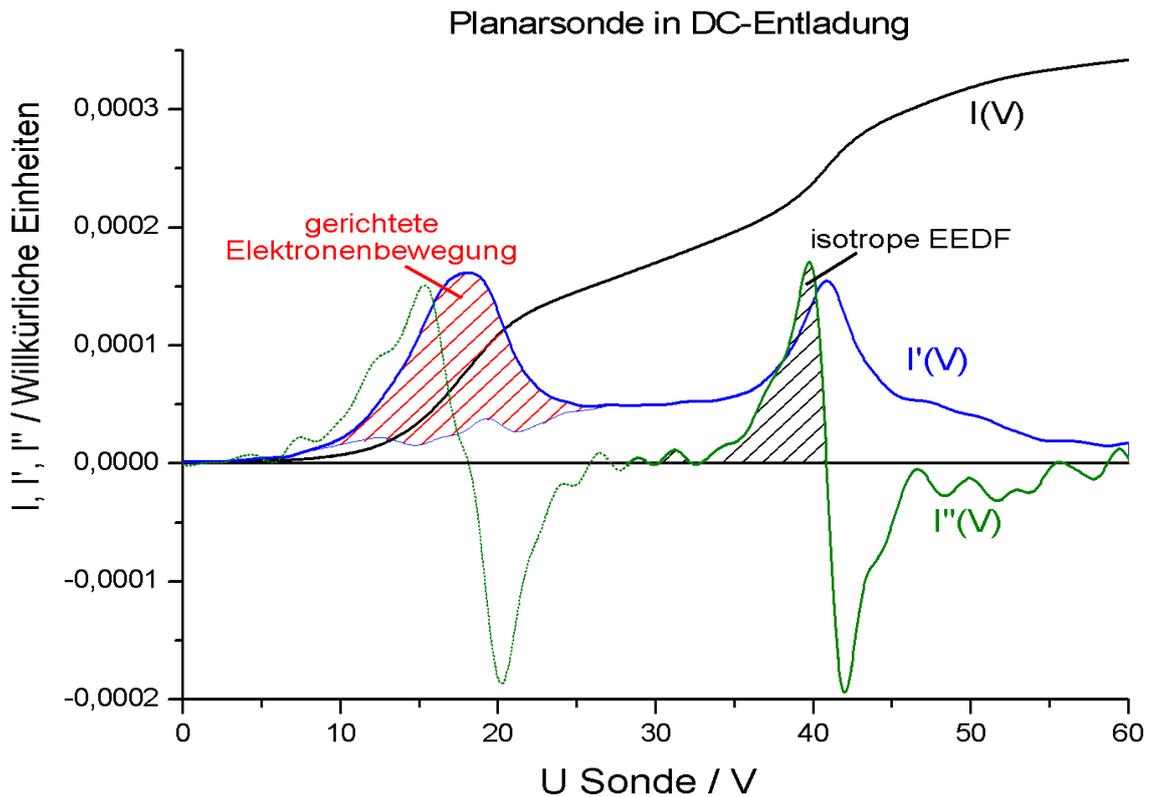


Abbildung A.15.: Bestimmung der Elektronen-Energie-Verteilungs-Funktion mit einer Langmuir-Planar-Einzelsonde. Zusätzlich zu einer isotropen EEDF tritt eine gerichtete Elektronenkomponente auf. Die gesamte EEDF ist daher nicht isotrop!

Wie aus der Abbildung A.15 ersichtlich gibt es zwei Energieverteilungen zu 4eV und ca. 20eV. Aus der Emissionsspektroskopie ergeben sich folgende Linienintensitäten:

| Wellenlänge λ | Intensität |
|-----------------------|------------|
| 823nm | 14000 |
| 828nm | 10000 |
| 834nm | 2300 |
| 881nm | 29000 |
| 788nm | 1550 |

Es ergibt sich damit unter Annahme einer schmalbandigen Elektronenenergieverteilung aus den Emissionsquerschnitten (Abb. 3.8) eine mittlere Elektronenenergie von 16-20eV. Man bestimmt somit die höhere der beiden Elektronenenergien.

A.5. Geräteschemata

Vakuum-Infrastruktur Big Mac - Geräte

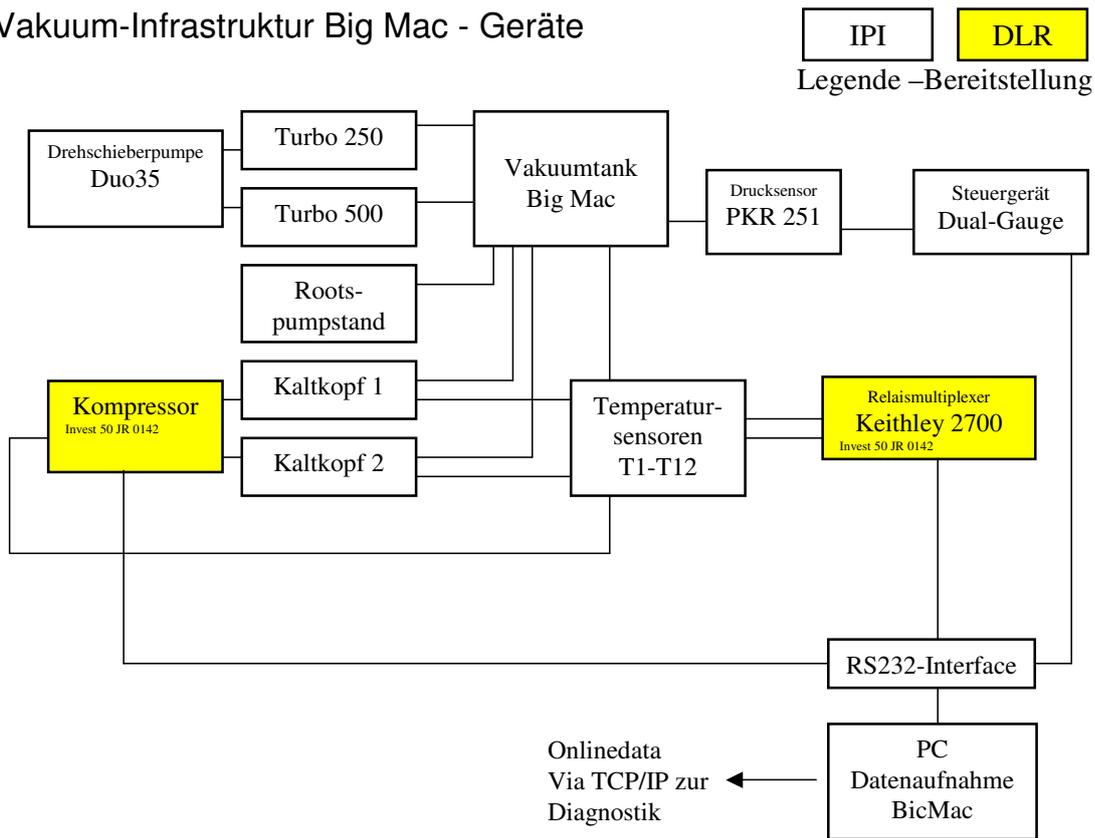


Abbildung A.16.: Geräteschema Vakuumsystem Big Mac

A.6. Errata:

auf Seite 24: Nach Einsetzen von $R_e(5eV) = 2,5 \cdot 10^{-13} \frac{m^3}{s}$, und $n_0 = p_{min} \frac{1}{k_B T_g} = 4,8 \cdot 10^{20} m^{-3}$ ergibt für $\nu_m = 12 MHz$. Die Betriebsfrequenz $f = \frac{\omega}{2\pi}$ wäre mit $1,92 MHz$ dann optimal.