

**Weiterentwicklungen und Untersuchungen
an einer „herkömmlichen“ 14 GHz und
verschiedenen „vollpermanenten“ 9-10.5 GHz
Elektron–Zyklotron–Resonanz (EZR)–Ionenquellen**

**Inauguraldissertation zur
Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Justus–Liebig–Universität Gießen**

vorgelegt von

Frank Brötz

aus Elz

Institut für Kernphysik
Strahlencentrum der Justus-Liebig-Universität Gießen
Juli 2000

D 26

Dekan:	Prof. Dr. Albrecht Beutelspacher
I. Berichterstatter:	Prof. Dr. Erhard Salzborn
II. Berichterstatter:	Prof. Dr. Volker Metag

Tag der mündlichen Prüfung: 1. September 2000

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung	1
1 Einleitung	3
2 Prinzipielle Funktionsweise einer EZR-Ionenquelle	5
3 Physikalische Grundlagen	8
3.1 Grundlagen und Basisgrößen der Plasmaphysik	8
3.1.1 Plasmadichte und Temperatur	8
3.1.2 Debye-Länge und Quasineutralität	9
3.1.3 Plasma- und Zyklotronfrequenz	11
3.1.4 Teilchenstöße	12
3.2 Ionisation durch Elektronenstoß	15
3.2.1 Einfachionisation	15
3.2.2 Erzeugung hochgeladener Ionen durch sukzessive Einfachionisation	17
3.3 Ladungsaustausch in Ion-Atom-Stößen	19
3.4 Wellenausbreitung in Plasmen	20
3.4.1 Wellenausbreitung in unmagnetisierten Plasmen	22
3.4.2 Wellenausbreitung in magnetisierten Plasmen	25
3.5 Elektron-Zyklotron-Resonanz — Erzeugung hoher Elektronenenergien .	34
3.6 Plasmaeinschluss und Teilchenverluste	36
3.6.1 Magnetischer Plasmaeinschluss	37
3.6.2 Elektrostatischer Einschluss der Plasma-Ionen	44
3.6.3 Teilchenverluste durch Diffusion und Plasmainstabilitäten	47
3.7 Extraktion positiver Ionen aus EZR-Plasmen	50
3.7.1 Raumladungsbegrenzte Ionenextraktion	50
3.7.2 Klassische Extraktionsgeometrien	52
3.7.3 Strahlqualität und Emittanz eines Ionenstrahls	53

4	Steigerung der Leistungsfähigkeit einer ECRIS	56
4.1	Erhöhung der Elektronendichte	56
4.1.1	Bedampfung der Plasmakammerwand	56
4.1.2	Verwendung einer biased disk	57
4.2	Verbesserung des magnetischen Einschlusses	57
4.3	Erhöhung der Betriebsfrequenz	58
4.4	Betrieb mit zwei Frequenzen	58
4.5	Mischgaseffekt	59
4.6	Afterglow-Effekt	60
5	Die Gießener 14 GHz EZR-Ionenquelle	62
5.1	Motivation	62
5.2	Der alte mechanische Aufbau der 14 GHz Ionenquelle	64
5.2.1	Die Mikrowelleneinkopplung	64
5.2.2	Die Plasmakammer mit den Magnetfeldkomponenten	66
5.2.3	Der Aufbau des Extraktionssystems	68
5.3	Status quo des vorhandenen Ionenquellenaufbaus	69
5.4	Weiterentwicklung und Umbau der 14 GHz EZR-Ionenquelle	72
5.4.1	Optimierung der HF-Einkopplung	72
5.4.2	Verbesserung des magnetischen Einschlusses	73
5.4.3	Einbau einer biased disk	76
5.4.4	Design eines neuen Extraktionssystems	76
5.4.5	Aluminiumbedampfung der Plasmakammer	77
5.5	Experimentelle Ergebnisse mit dem neuen Aufbau	80
5.5.1	Erste Testmessungen	80
5.5.2	Optimierung des neuen Aufbaus und der Betriebsparameter	81
5.5.3	Ergebnisse	84
5.5.4	Ausblick	87

6	Vollpermanente EZR–Ionenquellen	90
6.1	Motivation	90
6.2	Ionenquellen–Teststand	91
6.3	Aufbau einer flat–field EZR–Ionenquelle	92
6.3.1	Physikalische Grundidee und Computersimulationen	92
6.3.2	Der mechanische Ionenquellenaufbau	92
6.3.3	Das Mikrowellensystem	94
6.3.4	Das Magnetsystem	94
6.3.5	Experimentelle Ergebnisse	97
6.4	Aufbau einer high–B EZR–Ionenquelle	100
6.4.1	Der mechanische Ionenquellenaufbau	100
6.4.2	Experimentelle Ergebnisse	101
6.5	Optimierung der HF–Einkopplung	103
6.6	Aufbau einer multi–mode EZR–Ionenquelle	110
6.6.1	Der mechanische Ionenquellenaufbau und das Mikrowellensystem	110
6.6.2	Das Magnetsystem	110
6.6.3	Experimentelle Ergebnisse	111
6.7	Ausblick	115
7	Erzeugung metallischer Ionen mit der MIVOC–Technik	118
7.1	Erzeugung von Ionenstrahlen fester Elemente	118
7.2	Die MIVOC–Technik	119
7.2.1	Physikalische Grundbetrachtungen zur MIVOC–Technik	121
7.2.2	Aufbau des MIVOC–Systems	122
7.3	Testmessungen mit Hilfe eines Massenspektrometers	122
7.4	Produktion von Eisen–Ionen in einer vollpermanenten EZR–Ionenquelle .	123
7.5	Ausblick	124
	Anhang	125
	Abbildungsverzeichnis	125
	Tabellenverzeichnis	130
	Literaturverzeichnis	131

Zusammenfassung

Gegenstand der vorliegenden Arbeit war die Weiterentwicklung und Optimierung einer herkömmlichen 14 GHz EZR-Ionenquelle sowie dreier sogenannter vollpermanenter EZR-Ionenquellen, bei denen das für den Plasmaeinschluss benötigte Magnetfeld ausschließlich über Permanentmagnete erzeugt wird. Weiterhin wurde im Rahmen dieser Arbeit erstmals im Gießener Institut für Kernphysik an einer ECRIS die MIVOC-Technik zur Erzeugung von metallischen Ionen angewendet.

Nach der Vorstellung der prinzipiellen Funktionsweise einer EZR-Ionenquelle und einer Beschreibung des theoretischen Hintergrundes mit den Schwerpunkten Elektronenstoßionisation, Wellenausbreitung in Plasmen, Heizung freier Elektronen, magnetischer Plasmaeinschluss sowie Ionenextraktion werden einzelne Techniken zur Steigerung der Leistungsfähigkeit von EZR-Ionenquellen vorgestellt und diskutiert. Basierend auf diesem Hintergrund werden dann die einzelnen Schritte zur Optimierung der jeweiligen Ionenquelle beschrieben, die sich wie folgt zusammenfassend darstellen lassen:

1. Die Gießener 14 GHz EZR-Ionenquelle, die die am Elektronenstoßexperiment befindliche 10 GHz EZR-Ionenquelle in nächster Zeit ersetzen wird, um die Experimente zur Messung von Wirkungsquerschnitten zu Ionen mit höherem Primärladungszustand hin erweitern zu können, bleibt im internationalen Vergleich hinsichtlich ihrer Leistungsfähigkeit zurück. Aus diesem Grund wurden eine Vielzahl von Verbesserungen vorgenommen. Die Mikrowelleneinkopplung wurde auf eine 2-Frequenz-Geometrie umgestellt, wodurch die beiden Hohlleiter außerhalb der Symmetrieachse der Ionenquelle angeordnet wurden und dadurch eine unerwünschte Heizung dieser Rechteckrohre durch die sich auf den Verlustlinien bewegenden Plasmateilchen nicht mehr auftritt. Der magnetische Plasmaeinschluss wurde durch einen zusätzlichen Eisen-Plug auf der Seite der HF-Einkopplung sowie eine Verlängerung des Eisenrückchlusses auf der Extraktionsseite der Ionenquelle verbessert. Das Extraktionssystem wurde auf eine *Accel-Decel*-Geometrie umgebaut, und durch eine *baised disk* sowie eine Aluminiumbedampfung der Plasmakammer bzw. ein eingesetztes Aluminiumrohr konnte die Elektronendichte im Plasma erhöht und die Plasmapotentialverteilung optimiert werden.

Die Verbesserungen resultierten in einer erheblichen Steigerung der extrahierten Ionenströme und der Verschiebung der Schwerpunkte der Ladungszustandsverteilungen zu höheren Ladungszuständen hin. So konnte beispielsweise der höchste Peak eines Sauerstoff-Spektrums beim Ladungszustand $q = 6$ beobachtet werden und insgesamt ein Strom von ca. 200 e μ A an O⁶⁺-Ionen bei 10 kV Beschleunigungsspannung aus der 14 GHz ECRIS extrahiert werden, was etwa eine Steigerung um einen Faktor 3 gegenüber dem alten Ionenquellenaufbau entspricht. Eine Testmessung mit der 2-Frequenz-Heizung lieferte bisher allerdings nicht den gewünschten Effekt.

2. Neben der Optimierung der 14 GHz EZR-Ionenquelle wurden drei vollpermanente EZR-Ionenquellen, wie sie auf Hochspannungsterminals mit begrenztem Raumangebot und geringer zur Verfügung stehender elektrischer Leistung eingesetzt werden, weiterentwickelt.
 - (a) Es wurde eine *flat-field* Ionenquelle mit einem flachen Magnetfeldminimum gebaut, um den Einfluss eines größeren Resonanzvolumens im achsennahen Bereich der Ionenquelle auf die extrahierbaren Ionenströme zu untersuchen. Die Leistungsfähigkeit der Ionenquelle konnte dadurch um etwa einen Faktor 2 gesteigert werden.
 - (b) Im Gegensatz dazu wurde eine *high-B* ECRIS gebaut. Diese zeichnet sich durch ein extrem tiefes Magnetfeldminimum, große Magnetfeldmaxima und daher einem großen magnetischen Spiegelverhältnis aus. Mit Hilfe dieser Magnetfeldkonfiguration konnte eine weitere Verbesserung der Leistungsfähigkeit erzielt werden. Untersuchungen zur Mikrowelleneinkopplung ergaben, dass die Technik der HF-Einspeisung keinen großen Einfluss auf die extrahierbaren Ionenströme und die erforderlichen Mikrowellenleistungen hat. Die eingestrahlte Frequenz ist allerdings von großer Bedeutung für diese beiden Punkte. Da bei optimaler Betriebsfrequenz Leistungen von unter 100 Watt ausreichend sind, ist der Einsatz eines Festkörper-Mikrowellengenerators in dieser Leistungsklasse möglich.
 - (c) Um die Untersuchungen zur Leistungsfähigkeit der vollpermanenten EZR-Ionenquellen zu vervollständigen, wurde eine zweite *multi-mode* ECRIS gebaut. Die im Rahmen der Dissertation von Trassl [Tra-99] entwickelte ECRIS wurde zur Produktion von metallischen Ionen im Gießener Ion-Ion-Stoßexperiment eingesetzt und konnte daher nicht intensiv getestet werden. Bei der zweiten Version dieses Ionenquellentyps kam nun erstmalig ein Festkörper-Mikrowellensystem zum Einsatz, wodurch eine extrem genaue Frequenzeinstellung bis im 1 MHz-Bereich möglich ist. Die *multi-mode* Ionenquelle liefert zusammen mit der *high-B* ECRIS, insbesondere im Mischgasbetrieb, die höchsten Ionenströme.
3. Um eine Alternative zur Produktion von metallischen Ionen in Hochtemperaturöfen oder durch die *insertion technique* zu haben, wurde an einer ECRIS erstmals in Gießen die MIVOC-Technik angewendet. Hierbei wurde Ferrocen als metallorganische Verbindung eingesetzt. Es konnten Ladungszustände des Eisens bis hin zu $q = 13$ nachgewiesen werden.

1 Einleitung

Ionenquellen werden in vielen Bereichen der Physik sowie bei zahlreichen technischen Anwendungen eingesetzt. Bei der Produktion von positiven Ionen, insbesondere in hohen Ladungszuständen, haben in den letzten Jahren die **Elektron-Zyklotron-Resonanz (EZR)**-Ionenquellen, die auch mit **ECRIS (Electron Cyclotron Resonance Ion Sources)** abgekürzt werden, eine herausragende Stellung eingenommen, da sie einen kontinuierlichen Strom mit hoher Intensität an hochgeladenen Ionen produzieren. Extrem hohe Ladungszustände können mit einer Elektronenstrahl-Ionenquelle (**EBIS — Electron Beam Ion Source**) erzeugt werden (bis zu U^{92+}), aber dieser Quellentyp liefert nur geringe Intensitäten und arbeitet nur im Pulsbetrieb. So dienen Elektron-Zyklotron-Resonanz-Ionenquellen bei der Produktion von mittleren bis hohen Ladungszuständen im Bereich der physikalischen Grundlagenforschung als Injektoren für Beschleuniger (Zyklotrons, Synchrotrons, Linearbeschleuniger) der Kern- und Hochenergiephysik, sowie als direkte Lieferanten von Ionenstrahlen in der Atom- und Oberflächenphysik. Auf technischem Gebiet verwendet man EZR-Ionenquellen beispielsweise für die Oberflächenreinigung, das Strukturieren von Oberflächen (Ionenstrahl-Ätzen) oder die Ionenstrahl-assistierte Beschichtung. Für die letztgenannten Anwendungen ist es allerdings ausreichend, hohe Ströme an niedrig geladenen Ionen zu verwenden.

Ergänzt man die grundlegende Anforderung an eine Ionenquelle, hohe Strahlintensitäten bei niedrigem Materialaufwand bereitzustellen, um Aspekte wie eine lange Lebensdauer, große Flexibilität bzgl. der verwendbaren Elemente, gute Reproduzierbarkeit und stabile Ionenströme, so zeichnen sich Elektron-Zyklotron-Resonanz-Ionenquellen ganz besonders aus. Man kann in Quellen dieses Typs im Prinzip Ionen aller Elemente erzeugen. Es werden keine Verschleißteile wie etwa Kathoden benötigt, und da die Quellen bei Gasdrücken zwischen 10^{-4} mbar und 10^{-6} mbar arbeiten, ist eine Betriebsdauer — selbst bei Zufuhr von zu verdampfenden bzw. zu sputternden Materialien wie etwa Metallen — von mehreren Tagen bis hin zu Wochen zu realisieren. Der Materialverbrauch ist so gering (typisch: einige mg/h), dass EZR-Ionenquellen auch für die Erzeugung von Ionenstrahlen seltener und teurer Elemente sehr gut geeignet sind.

Die Ursprünge der Entwicklung von Elektron-Zyklotron-Resonanz-Ionenquellen liegen in der Fusionsforschung der sechziger Jahre. Bereits 1965 erkannte Ard [Ard-65], dass durch Mikrowellen geheizte und einen einfachen magnetischen Spiegel eingeschlossene Elektronen zur Ionenerzeugung genutzt werden können. Im Jahr 1972 wurde dann erstmals über eine Ionenquelle mit einem EZR-Heizmechanismus berichtet [Ber-72, Bli-72], ehe 1975 Geller den Basistyp heutiger EZR Ionenquellen, die **SUPERMAFIOS**, entwickelte und baute [Bri-75]. Eine Zusammenfassung der Geschichte der ECRIS lässt sich beispielsweise bei [Gel-96] finden.

Am Institut für Kernphysik der Justus-Liebig-Universität Gießen werden EZR-Ionenquellen in den Experimentaufbauten zur Untersuchung atomarer Stoßprozesse eingesetzt. Dabei handelt es sich um *crossed beams*-Experimente, wobei zum einen Elektron-Ion-Stoßprozesse und zum anderen Ion-Ion-Stoßprozesse untersucht werden. Um den unter-

schiedlichen Anforderungen dieser Experimente gerecht zu werden, wurden zwei Entwicklungsrichtungen beim Bau der verwendeten EZR-Ionenquellen eingeschlagen: Einerseits ist man an sehr leistungsfähigen Quellen mit größtmöglichen Intensitäten für sowohl niedrige als auch hohe Ladungszustände interessiert. Andererseits werden sehr kleine, kompakte Quellen mit geringer elektrischer Leistungsaufnahme und ausreichenden Stromintensitäten benötigt.

Im zuerst genannten Zusammenhang wurde eine 5 GHz [Lie-88], eine 10 GHz [Lie-92] und zuletzt eine 14 GHz Elektron-Zyklotron-Resonanz-Ionenquelle [Sch-95] mit beachtlicher Leistungsfähigkeit entwickelt und gebaut. Diese Ionenquellen sind allerdings sehr groß (Länge ≈ 1 m; Durchmesser ≈ 80 cm) und bringen hohe Anschaffungskosten mit sich. Zudem weisen diese Ionenquellen einen hohen Energieverbrauch von typischerweise 100 kW auf. Die 14 GHz EZR-Ionenquelle wird in nächster Zeit die am Elektronenstoßexperiment befindliche 10 GHz EZR-Ionenquelle ersetzen, um die Messungen von Wirkungsquerschnitten für die Elektronenstoßionisation von Ionen zu höheren Ladungszuständen hin zu erweitern.

Aufgrund der Tatsache der hohen Leistungsaufnahme und der Größe entstand eine zweite Richtung der ECRIS-Entwicklung. Ziel hierbei war bzw. ist es, ausreichende Intensitäten hochgeladener Ionen auch mit kleinen und einfachen EZR-Ionenquellen zu erreichen, deren Magnetfeldkonfiguration ausschließlich von Permanentmagneten erzeugt wird. Dies ermöglicht den Einsatz auf Hochspannungsterminals — in unserem Institut beispielsweise auf einem 200 kV-Terminal im Ion-Ion-Stoßexperiment —, wo nur wenig Platz und eine begrenzte elektrische Leistung zur Verfügung stehen. Am Institut für Kernphysik in Gießen sind bereits drei Typen dieser kompakten Ionenquellenart entwickelt worden [Lie-92, Sch-95, Tra-99].

Obwohl die beschriebenen, sowohl herkömmlichen und als auch kompakten Elektron-Zyklotron-Resonanz-Ionenquellen unserer Arbeitsgruppe bereits in zahlreichen Testläufen und Einsätzen ihre Leistungsfähigkeit bewiesen haben, ist man an weiteren Verbesserungen und Messdaten an Testaufbauten interessiert. Zu den Verbesserungen zählt außer der Steigerung der Strahlströme und einer Erhöhung der extrahierbaren Ladungszustände durch verschiedene Verfahren und Umbaumaßnahmen eine zur Ofen- bzw. Sputtertechnik alternative Methode zur Erzeugung von Ionen metallischer Elemente. Mit Hilfe von zusätzlichen Messdaten an Testaufbauten ist man möglicherweise in der Lage, weitergehende Aussagen bzgl. der Funktionsweise von EZR-Ionenquellen zu treffen und damit diesen Ionenquellentyp weiter zu optimieren.

2 Prinzipielle Funktionsweise einer EZR–Ionenquelle

Bei einer EZR–Ionenquelle, deren grundlegendes Funktionsprinzip in Abbildung 2.1 dargestellt ist, handelt es sich um eine Heißplasma–Ionenquelle. Sie ist in der Lage, relativ hohe Intensitäten hochgeladener Ionen (A^{q+} mit $q=1\dots n$) zu erzeugen.

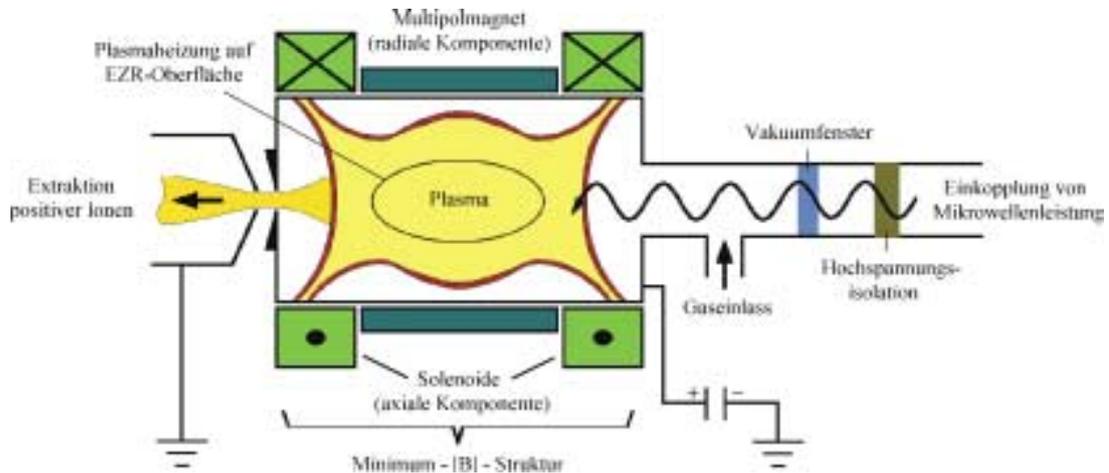


Abbildung 2.1: Prinzipieller Aufbau einer Elektron–Zyklotron–Resonanz–Ionenquelle

Die ECRIS lässt sich grundlegend wie folgt charakterisieren: Elektronen gyrieren aufgrund der Lorentzkraft mit der Zyklotronfrequenz ω_{Zyk} um die Magnetfeldlinien eines statischen Magnetfeldes. Strahlt man eine Mikrowelle der Frequenz ω_{HF} in dieses Gebiet ein, so wird den Elektronen durch die Wechselwirkung mit dem elektrischen Feldanteil des Hochfrequenzfeldes Energie zugeführt. In Abhängigkeit von der Phasenlage des elektrischen Feldvektors zur tangentialen Bahngeschwindigkeit der Elektronenkreisbahn bzw. –spiralbahn werden die Elektronen entweder beschleunigt oder abgebremst. Ist die EZR–Bedingung

$$\omega_{HF} = \omega_{Zyk} = \frac{e}{m_e} B \quad (2.1)$$

erfüllt, wobei hier mit e die Elementarladung, mit m_e die Elektronenmasse und mit B die magnetische Induktion bezeichnet wurden, bleibt die Phasenlage der beiden gerade beschriebenen Komponenten für eine relativ lange Zeit erhalten, und es kann ein sehr effektiver Energieübertrag der eingekoppelten Mikrowelle auf die Elektronen erfolgen. Man hat es in diesem Fall mit einem resonanten Heizprozess zu tun.

Der Prozess der Wechselwirkung zwischen Hochfrequenzwelle und Elektronen vollzieht sich innerhalb einer Vakuumkammer, deren Restgasdruck typischerweise im Bereich von 10^{-7} – 10^{-8} mbar liegt. Aus diesem Grund wird auf der Seite der Mikrowelleneinkopplung ein Hohlleiter–Vakuumfenster eingesetzt, was ermöglicht, das Hochfrequenzsystem unter normalen Bedingungen, d.h. bei Luftdruck, zu betreiben. Durch das Vakuum ist gewährleistet, dass der Ladungsaustausch zwischen Ionen und Neutralteilchen minimiert und die

mittlere freie Weglänge der Elektronen so groß wird, dass diese genügend Energie aus dem HF-Feld aufnehmen und somit Atome und niedrig geladene Ionen durch sukzessive Stoßionisation in hohe Ladungszustände versetzen können. Die Ionen unterliegen aufgrund ihrer großen Masse nicht der Resonanzbedingung, bleiben somit thermisch und sind dem Beschuss heißer Plasma-Elektronen ausgesetzt.

Um die Elektron-Zyklotron-Resonanz ausnutzen zu können, muss die magnetische Resonanzinduktion B_{EZR} innerhalb der Plasma- bzw. Vakuumkammer erzeugt werden. In der Praxis wird dieses Resonanzmagnetfeld auf einer geschlossenen Oberfläche, die eine eiförmige Struktur — im Spezialfall die eines Ellipsoids — aufweist, realisiert. Die verwendete Feldkonfiguration wird Minimum-B-Struktur genannt und zeichnet sich dadurch aus, dass die Feldstärke vom geometrischen Mittelpunkt aus nach allen Richtungen ansteigt. Erreicht wird dies durch einen zweikomponentigen Aufbau: In axialer Richtung wird das Feld von zwei Solenoidspulen hervorgerufen, die als resultierende Feldkonfiguration eine sogenannte magnetische Flasche erzeugen. Zwischen den Maxima dieser Feldform werden die Plasma-Elektronen longitudinal eingeschlossen. Die transversale oder auch radiale Feldkomponente wird durch einen Multipolmagneten — in der Regel ein Hexapol — erzeugt. Die Feldstärke nimmt hier von der Symmetrieachse zum Rand radial nach außen hin zu.

Mit Hilfe dieser Magnetfeldkonfiguration sind Elektroneneinschlusszeiten im Bereich von 10^{-2} s erreichbar. Mit einem ausschließlichen axialen Einschluss sind diese Zeiten um etwa einen Faktor 50 geringer [Gel-96]. Die relativ lange Verweildauer im Plasma ist erforderlich, da die Elektronen die Resonanzzone mehrfach durchlaufen müssen, um die für die Ionisation in hohe Ladungszustände benötigten Stoßenergien zu erreichen. Nach Jongen [Jon-85] gewinnen die Elektronen beim jeweiligen Passieren der Resonanzzone Energien von ca. 1–2 keV. Insgesamt sind Energien von einigen 100 keV möglich, was auch experimentell durch röntgenspektroskopische Messungen bereits mehrfach bestätigt wurde (z.B. [Lie-88], [Run-98]).

Dieser gerade beschriebene magnetische Plasmaeinschluss ist nicht vollkommen. Elektronen können dem Plasma entkommen, und durch die Bedingung der Quasineutralität verlassen auch Ionen das Plasma. Durch eine kleine Öffnung auf der Achse, die man als Extraktionsblende bezeichnet, werden diese extrahiert, wobei in den meisten Fällen die gesamte Ionenquelle auf positivem Hochspannungspotential liegt und die Ionen folglich gegen eine auf Erdpotential liegende Extraktionselektrode, die auch als Pullerelektrode bezeichnet wird, beschleunigt werden. Weitere Strahlführungselemente sowie ein Analysemagnet zum Selektieren der gewünschten Ionensorte ermöglichen dann den spezifischen Einsatz in dem gewünschten Anwendungsbereich bzw. Experiment.

Die extrahierbaren Ladungsspektren und die absoluten Strahlströme werden von der Dichte, der Zusammensetzung und der Temperaturverteilung des Plasmas, der Magnetfeldkonfiguration sowie der Einkopplung und der Frequenz der HF-Welle bestimmt. Hinzu kommt die angelegte Hochspannung und die Geometrie des Extraktionsbereichs. Die erstgenannten Punkte zeigen auf, dass die Physik von EZR-Ionenquellen eng mit der

Plasmaphysik verbunden ist. Daher sollen im folgenden die plasmaphysikalischen Grundlagen näher behandelt und die einzelnen Komponenten und Arbeitsmechanismen von Elektron-Zyklotron-Resonanz-Ionenquellen detailliert betrachtet werden. In diesem Zusammenhang ist anzumerken, dass z.T. die physikalischen Phänomene und das genaue Verhalten dieses Ionenquellentyps bis heute nicht vollständig verstanden sind. Die verschiedenen Theorien stützen sich auf Vereinfachungen des vorliegenden Sachverhalts. Als wichtige Begriffe sind hier das kalte Plasma-Modell oder die Einzelteilchentheorie zu nennen. Sie werden in den folgenden Kapiteln besondere Berücksichtigung finden.

3 Physikalische Grundlagen

3.1 Grundlagen und Basisgrößen der Plasmaphysik

3.1.1 Plasmadichte und Temperatur

Der Plasmazustand beinhaltet drei verschiedene Teilchensorten: Elektronen, Ionen und Neutralteilchen (Atome, Moleküle). In einem räumlich begrenzten Plasmavolumen ist daher eine bestimmte Anzahl der jeweiligen Teilchensorte vorhanden. Daraus lässt sich die Plasmadichte als einer der wichtigsten Parameter zur Beschreibung eines Plasmas berechnen. Analog zu den unterschiedlichen Teilchenarten differenziert man zwischen der Dichte der Plasma-Elektronen n_e , der Dichte der Plasma-Ionen n_i und der Dichte der Neutralteilchen n_0 . Findet man in der Literatur nur den Begriff Plasmadichte, so ist damit im allgemeinen die Elektronendichte gemeint.

Aus den einzelnen Teilchendichten kann eine weitere wichtige Größe errechnet werden, der Ionisationsgrad x . Er ist definiert über die Beziehung

$$x = \frac{n_i}{n_i + n_0} \quad , \quad (3.1)$$

d.h. über das Verhältnis der Ionendichte zur Summe der Ionen- und Neutralteilchendichte. Liegen im Plasma nicht nur einfach geladene Ionen vor, wie das in vielen Fällen und auch bei EZR-Plasmen der Fall ist, so ergibt sich die resultierende Ionendichte n_i aus den einzelnen Ionendichten $n_{i,q}$ im Ladungszustand q zu

$$n_i = \sum_q n_{i,q} \quad . \quad (3.2)$$

Das Plasma als Ganzes ist quasineutral mit $n_e = n_i$. In kleinen Raumbereichen der Größenordnung einer Debye-Länge (s. Kapitel 3.1.2) treten allerdings Abweichungen von der Quasineutralität auf, was mit Abschirmeffekten zusammen hängt.

In einem Zustand, den man — wie gerade erläutert — als Plasma kennzeichnet, stoßen die Teilchen miteinander. Betrachtet man eine gegenüber der mittleren Zeit zwischen zwei Stößen relativ lange Zeitdauer, so befindet sich das Plasma nahe dem Gleichgewichtszustand, woraus sich folgende Konsequenz ergibt: Die Gesetze der statistischen Gleichgewichtsmechanik können angewendet werden, und man erhält auf diese Weise eine gute Approximation für die Geschwindigkeitsverteilung der einzelnen Teilchensorten.

Die unterschiedlichen Geschwindigkeiten der Teilchen können mit Hilfe der Verteilungsfunktion $f(\vec{v}, \vec{r})$ beschrieben werden. Hier wurde mit \vec{v} der Geschwindigkeitsvektor und mit \vec{r} der Ortsvektor bezeichnet. Die Funktion $f(\vec{v}, \vec{r})$ stellt eine Phasenraumdichte im insgesamt 6-dimensionalen Geschwindigkeits- und Ortsraum dar. Über die im folgenden angegebene Normierungsbeziehung für die jeweilige Teilchendichte (hier allgemein mit n bezeichnet)

$$\int f(\vec{v}, \vec{r}) dv_x dv_y dv_z = n \quad (3.3)$$

ergibt sich für den Fall, dass keine äußeren Kräfte wirken, die bekannte Maxwell-Verteilung f_M :

$$f_M = n \left(\frac{m}{2\pi KT} \right)^{3/2} e^{-\frac{m(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)}{2KT}} \quad (3.4)$$

In dieser Beziehung bezeichnet m die Teilchenmasse, K die Boltzmann-Konstante und T die Temperatur. Da es auf dem Gebiet der Plasmaphysik üblich ist, direkt mit Energieeinheiten zu arbeiten, wird häufig die folgende Beziehung benutzt:

$$11600 \text{ K} = 1 \text{ eV} \quad (3.5)$$

Die Temperaturen der einzelnen Teilchen im Plasma werden somit in eV ausgedrückt. Dabei entspricht 1 eV der Energie $1.6 \cdot 10^{-19}$ J. Die mittlere kinetische Energie W eines Teilchens in einer Maxwell-Verteilung ist durch die Beziehung

$$W = \frac{3}{2} KT \quad (3.6)$$

gegeben, wobei jedem der drei Raumfreiheitsgrade die Energie $KT/2$ zukommt.

Die Abbildung 3.1 gibt einen Überblick über die Größenordnungen der Energien und Dichten von in der Natur vorkommenden sowie künstlich im Labor erzeugten Plasmen.

Häufig haben die einzelnen Teilchensorten im Plasma unterschiedliche Geschwindigkeitsverteilungen und somit unterschiedliche Temperaturen. Ursache sind unterschiedliche Stoßraten zwischen beispielsweise Elektronen untereinander, Ionen untereinander oder zwischen Elektronen und Ionen. Man gibt daher eine Elektronentemperatur T_e und eine Ionentemperatur T_i an. In EZR-Plasmen werden die Elektronen durch die Wechselwirkung mit der Mikrowelle geheizt, während die Ionen thermisch bleiben. In magnetisierten Plasmen kann es aufgrund der Lorentzkraft auch für eine Teilchensorte zu zwei unterschiedlichen Geschwindigkeitsverteilungen und daher zu unterschiedlichen Temperaturen parallel und senkrecht zum Magnetfeld kommen (T_{\parallel} und T_{\perp}).

3.1.2 Debye-Länge und Quasineutralität

Eine fundamentale Eigenschaft des Plasmazustandes ist das Abschirmverhalten bzgl. von außen eingebrachten Ladungen bzw. äußerer Potentiale. Bringt man zwei planare Elektroden, die mit den beiden Polen einer Gleichspannungsquelle verbunden sind, in ein Plasma, so bildet sich dort eine neutralisierende Ladungswolke aus, die die Ladung der jeweiligen Elektrode abschirmt. Voraussetzung für eine perfekte Abschirmung ist ein kaltes Plasma

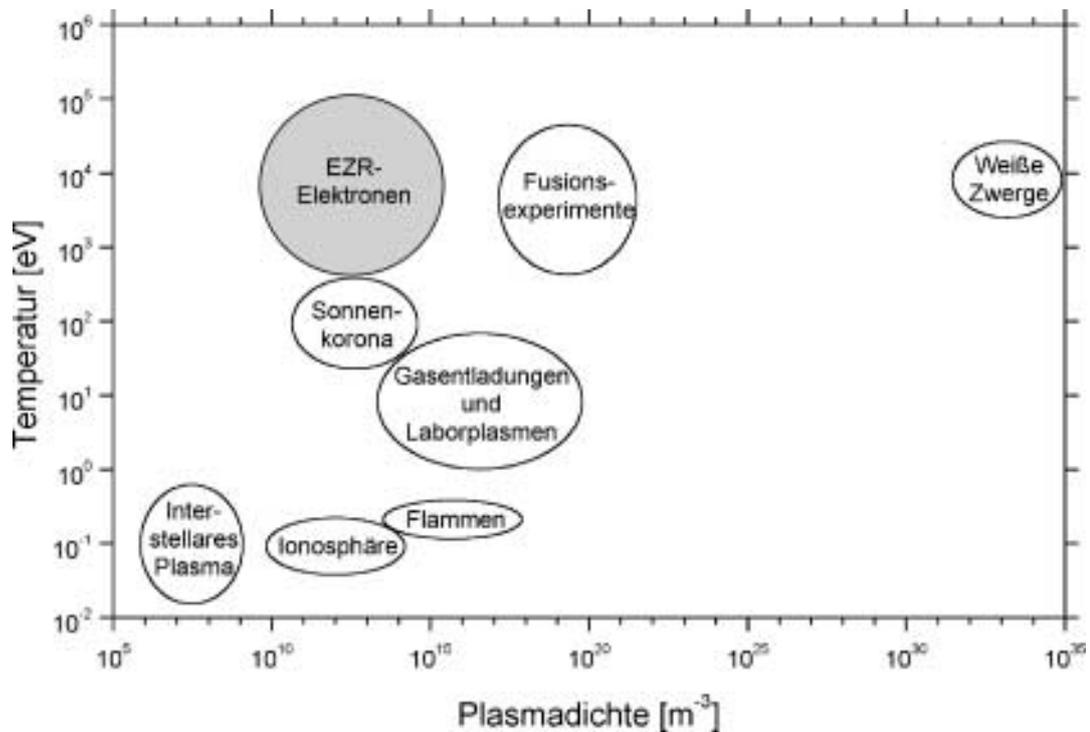


Abbildung 3.1: Überblick über verschiedene Arten von Plasmen [Bro-89, Gol-95]

ohne thermische Teilchenbewegung. In diesem Fall wäre außerhalb der ladungskompensierenden Wolke kein elektrisches Feld mehr vorhanden. Bei Vorhandensein einer endlichen Teilchentemperatur haben die Teilchen am Rand der Ladungswolke genügend Energie, um dem Potentialwall zu entkommen. Es bildet sich dann eine Randschicht aus, auf deren Begrenzung die potentielle Energie in etwa gleich der thermischen Teilchenenergie ist. Die Abschirmung ist in diesem Fall nicht perfekt.

Die Berechnung der Debye-Länge λ_D , der Plasmakennggröße, die das beschriebene Abschirmverhalten beschreibt, ergibt folgenden Zusammenhang (ϵ_0 bezeichnet die Dielektrizitätskonstante):

$$\lambda_D = \left(\frac{\epsilon_0 K T_e}{n e^2} \right)^{1/2} \quad (3.7)$$

Mit Hilfe der Maxwell-Verteilung aus Gleichung 3.4, Berücksichtigung der potentiellen Energie $e\Phi$ und der Randbedingung für die Teilchendichten, ergibt sich das bekannte Potentialverhalten:

$$\Phi = \Phi_0 \exp(-|d|/\lambda_D) \quad (3.8)$$

Mit Φ_0 wurde das Potential der Elektrode bezeichnet, mit d der Abstand von der Elektrode.

Die Debye-Länge ist ein Maß für die Dicke der Abschirmschicht. Mit Hilfe dieser Größe lassen sich zwei Definitionen für den Plasmazustand ableiten:

- $\lambda_D \ll L$ L : Dimension des Plasmas
- $N_D = n_e \frac{4}{3} \pi \lambda_D^3 \gg 1$ N_D : Anzahl der Elektronen in der Debye-Kugel

Nur wenn diese beiden Bedingungen erfüllt sind, spricht man von einem „echten“ Plasma. Insgesamt liegt Quasineutralität vor, wobei Abweichungen in kleinen „Debye-Bereichen“ im Zusammenhang mit Abschirmungseffekten auftreten.

3.1.3 Plasma- und Zyklotronfrequenz

Oszillationen der Plasmateilchen spielen in Bezug auf das Verständnis des Verhaltens von EZR-Ionenquellen eine wichtige Rolle. Bevor in Kapitel 3.4 näher auf die einzelnen Schwingungsmoden im Zusammenhang mit der Wechselwirkung zwischen extern erzeugten elektromagnetischen Wellen und den Plasmateilchen eingegangen wird, sollen an dieser Stelle bereits die beiden fundamentalen Plasmakenngrößen hinsichtlich des Schwingungsverhaltens von Plasmen eingeführt werden.

Betrachtet man das Plasma als quasineutrales Gebilde mit positiven Ionen und Elektronen, und liegt der Fall vor, dass Abweichungen von der Quasineutralität in kleinen Bereichen auftreten, so ziehen diese den Aufbau elektrischer Felder und daher rücktreibende Kräfte mit sich. Da man die Ionen mit ihrer relativ großen Masse als ruhend ansehen kann, werden die Elektronen zu ihrer ursprünglichen Position hin beschleunigt und führen Schwingungen einer charakteristischen Frequenz um diese als Ruhelage anzusehende Position aus. Diese Frequenz, mit der die Elektronen schwingen, bezeichnet man als Elektronen-Plasmakreisfrequenz $\omega_{P,e}$ oder meist nur als Plasmafrequenz ω_P . Sie ist gegeben durch die Beziehung

$$\omega_{P,e} = \omega_P = \sqrt{\frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_e}} \quad . \quad (3.9)$$

Es ist leicht zu erkennen, dass die Plasmakreisfrequenz allein von der Elektronendichte im Plasma abhängt. Man kann sie somit auch in folgender Form schreiben:

$$f_{P,e} = \frac{\omega_{P,e}}{2\pi} = 9000 \sqrt{n_e} \text{ Hz} \quad [n_e] = \text{cm}^{-3} \quad (3.10)$$

In Anwesenheit eines äußeren, konstanten magnetischen Feldes tritt als weitere wichtige Plasmakenngröße die Zyklotronkreisfrequenz ω_{Zyk} auf. Geladene Teilchen kreisen mit dieser Frequenz um die magnetischen Feldlinien. Die Zyklotronkreisfrequenz der Elektronen ist, wie in Gleichung 2.1 bereits angegeben, über die folgende Beziehung definiert:

$$\omega_{Zyk,e} = \frac{eB}{m_e} \quad (3.11)$$

Anders geschrieben lautet die Beziehung

$$f_{Zyk,e} = \frac{\omega_{Zyk}}{2\pi} = 2.8 B \text{ GHz} \quad [B] = \text{kG} \quad . \quad (3.12)$$

Für eine magnetische Induktion von $B = 5.04 \text{ kG}$ beträgt die Zyklotronkreisfrequenz für Elektronen $\omega_{Zyk,e} = 88 \text{ GHz}$ und die Elektron-Zyklotronfrequenz $f_{Zyk,e} = 14 \text{ GHz}$.

Natürlich können auch die Ionen im Plasma schwingen. Die entsprechenden charakteristischen Frequenzen liegen bei ihnen aufgrund der deutlich größeren Masse typischerweise im kHz-Bereich.

3.1.4 Teilchenstöße

Die im Plasma vorhandenen Teilchen befinden sich in ständiger Bewegung und stoßen daher miteinander. Die Ionen und Elektronen als geladene Partikel erzeugen in ihrer Umgebung elektrische Felder, weshalb man Stöße zwischen diesen Teilchen als Coulombstöße bezeichnet. Durch einen möglichen Stoß, aber auch durch die Ablenkung im Feld eines geladenen Teilchens wird Energie zwischen den einzelnen beteiligten Komponenten ausgetauscht. Wird dabei soviel Energie übertragen, dass ein oder mehrere Elektronen einen Atom- bzw. Ionverbund verlassen, hat man es mit Ionisation zu tun.

Weiterhin treten in Plasmen Ladungsaustausch- und Rekombinationsprozesse auf. Hat ein Stoß lediglich eine Neuverteilung der Impulse zur Folge, spricht man von einem elastischen Prozess. Auf Ladungsaustauschprozesse wird in Kap. 3.3 noch näher eingegangen. Die Rekombinationsprozesse haben aufgrund der hohen Elektronenenergien in einem EZR-Plasma keine große Bedeutung und werden daher — genau wie die Streuprozesse — im weiteren nicht näher behandelt.

Allgemein hängt die Wahrscheinlichkeit P für einen bestimmten Reaktionskanal beim Stoß des Teilchens A mit Teilchen B vom Wirkungsquerschnitt σ für den betrachteten Reaktionskanal, der Relativgeschwindigkeit v , der Dichte der Stoßpartner n_{SP} und der Zeit t ab [Shi-96]:

$$P = \sigma v n_{SP} \Delta t \quad (3.13)$$

Der Wirkungsquerschnitt ist also verantwortlich für die Größe der Reaktionswahrscheinlichkeit der betrachteten Reaktion. Er entspricht einer Fläche, die das einfallende Teilchen treffen muss, damit eine Stoßreaktion abläuft. Die Größe $\langle \sigma v \rangle$ bezeichnet man als Ratenkoeffizient. Da man es in einem Plasma mit Geschwindigkeitsverteilungen zu tun hat, und weiterhin der Wirkungsquerschnitt eine Funktion der Relativgeschwindigkeit v ist,

berechnet sich der Ratenkoeffizient R als die messbare Größe über ein gemittelttes Produkt [Gol-95]:

$$R = \langle \sigma(v) v \rangle = \frac{1}{n} \int f(v) \sigma(v) v d^3v \quad (3.14)$$

Um nun in einer EZR-Ionenquelle eine ausreichende Anzahl hochgeladener Ionen zu erzeugen, sollte ein Geschwindigkeitsverteilung angestrebt werden, die für die entsprechenden Wirkungsquerschnitte der Elektronenstoßionisation einen möglichst großen Ratenkoeffizienten ergibt.

Im Zusammenhang mit dem Wirkungsquerschnitt stehen zwei weitere wichtige Größen zur Beschreibung von Stoßprozessen: die mittlere freie Weglänge l und die Stoßfrequenz ν . Erstgenannte Größe wird über folgende Beziehung definiert [Jan-92]:

$$l = \frac{1}{n \sigma} \quad (3.15)$$

Das bedeutet eine kleine mittlere freie Weglänge für große Dichten und große Wirkungsquerschnitte.

Nähert sich ein anderes Teilchen mit der schon eingeführten Relativgeschwindigkeit v dem Targetteilchen, benötigt es eine gewisse Zeit τ , um genau eine mittlere freie Weglänge zurückzulegen. Den Kehrwert dieser Zeit bezeichnet man als Stoßfrequenz ν . Sie ergibt sich über die Beziehung

$$l = v \tau \quad (3.16)$$

zu

$$\nu = n \sigma v \quad . \quad (3.17)$$

Für EZR-Ionenquellen ist diese Größe von besonderer Bedeutung, da sie als Vergleichsgröße in Bezug auf die Plasmafrequenz ω_P , die Zyklotronfrequenz ω_{Zyk} oder die Frequenz von extern erzeugten und das Plasma durchdringenden Wellen ω_{HF} dient. Betrachtet man spezielle Prozesse bei Stößen wie etwa die Ionisation oder Rekombination, so kann man eine selektive Aufteilung der Stoßfrequenz in die Anteile Ionisationsstoßfrequenz oder Rekombinationsstoßfrequenz vornehmen. In Abbildung 3.2 ist als Beispiel die totale Ionisationsstoßfrequenz ν_i (Berücksichtigung der Ionen in allen möglichen Ladungszuständen) in verschiedenen Gasen gegen die Elektronenenergie aufgetragen. Die Datenpunkte wurden von Geller et al. gemessen, die Kurven aus den jeweiligen Wirkungsquerschnitten berechnet [Gel-68].

Interessiert man sich für den Anteil der Ionen in einem Plasma, so lässt sich mit Hilfe der bereits eingeführten Stoßquerschnitte eine Ratengleichung für die Ionendichte $n_{i,q}$ in einem bestimmten Ladungszustand q angeben:

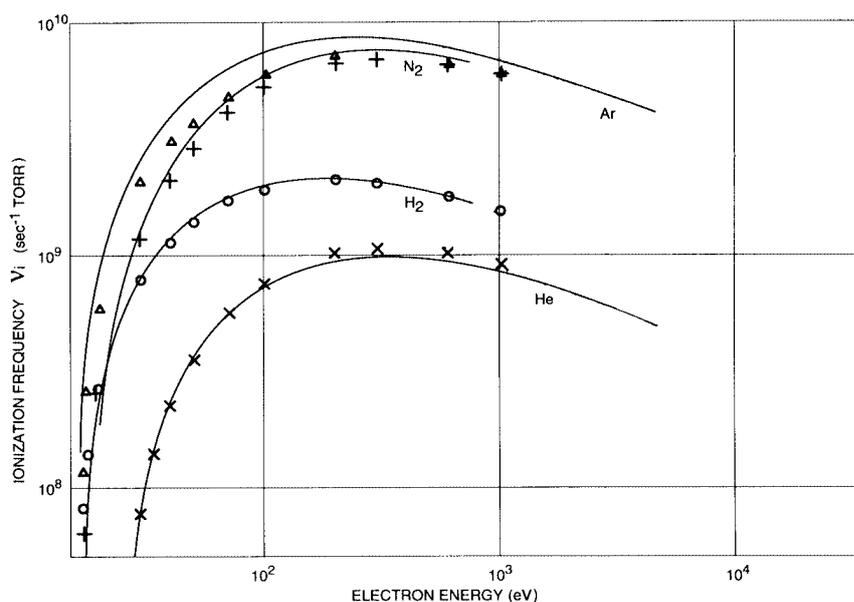


Abbildung 3.2: Totale Stoßfrequenzen für die Ionisation in den Gasen Wasserstoff, Helium, Stickstoff und Argon [Gel-68]

$$\begin{aligned} \frac{dn_{i,q}}{dt} = & n_e \langle \sigma_{q-1,q} v_e \rangle n_{i,q-1} + n_0 \langle \sigma_{q+1,q} v_i \rangle n_{i,q+1} - n_0 \langle \sigma_{q,q-1} v_i \rangle n_{i,q} - \\ & n_e \langle \sigma_{q,q+1} v_e \rangle n_{i,q} - \frac{n_{i,q}}{\tau} \end{aligned} \quad (3.18)$$

Die ersten beiden Terme beschreiben die Produktion von q -fach geladenen Ionen über Elektronenstoßionisation von $q-1$ nach q und Ladungsaustauschreaktionen von $q+1$ nach q , die nächsten beiden Terme sind die entsprechenden Verluste über Ladungsaustausch von q nach $q-1$ und Ionisation von q nach $q+1$. Der letzte Term beschreibt Verluste durch Diffusion an die Plasmakammerwand. In dieser Formel sind nur die Terme vorhanden, die für die Produktion von Ionen eine bedeutende Rolle spielen, d.h. nur die Prozesse mit einem ausreichend großen Wirkungsquerschnitt wurden berücksichtigt (siehe folgende Kapitel). Interessiert man sich für alle Ladungszustände der Ionen in einem Plasma, so muss man für jeden Ladungszustand q nach obigem Beispiel eine Ratengleichung aufstellen, dort alle Prozesse mit großen Wirkungsquerschnitten berücksichtigen (alle theoretisch möglichen Prozesse einzubeziehen ist viel zu aufwendig bzw. nicht realisierbar) und eine sogenannte Ladungszustandsverteilung für das Plasma berechnen, aus der der relative Anteil der einzelnen Ladungszustände extrahierbar ist.

In EZR-Plasmen sind aufgrund der Tatsache, dass die Ionen thermisch vorliegen und die Elektronen auf hohe Energien beschleunigt werden, die Elektronenstoßprozesse von herausragender Bedeutung. Durch Elektronenstoßionisation werden Ionen in hohen Ladungszuständen erzeugt. Aus diesem Grund wird im folgenden Kapitel ausführlich auf die Elektronenstoßionisation eingegangen. Die Ion-Ion-Stoßprozesse sind aufgrund der geringen Relativenergien der Stoßpartner bzgl. der zu überwindenden Energie der Cou-

lombbarriere vernachlässigbar. Weiterhin sind Ladungsaustauschreaktionen von hochgeladenen Ionen mit Neutralteilchen von Bedeutung. Auch auf diese wird im Verlauf dieses Kapitels noch näher eingegangen.

3.2 Ionisation durch Elektronenstoß

Das Ziel bei der Verwendung einer EZR-Ionenquelle ist, Ionen möglichst hoher Ladungszustände zu erzeugen. Dazu werden, wie bereits beschrieben, die Elektronen auf hohe Energien beschleunigt. Die beim Ionisationsprozess frei werdenden Elektronen können dann ebenfalls beschleunigt werden und zur Produktion weiterer Ionen beitragen. Natürlich gibt es auch Reaktionskanäle bei Elektronenstoßprozessen, die nicht zur Ionisation führen.

Die allgemeine Bedingung, die erfüllt sein muss, um einen Ionisationsprozess stattfinden zu lassen, ergibt sich aus der Tatsache, dass die Energie des stoßenden Elektrons E_e größer als das Ionisationspotential Φ_1 des ersten, äußersten Hüllenelektrons sein muss:

$$E_e > \Phi_1 \quad (3.19)$$

Demnach gibt es eine untere Ionisationsschwelle. Um ein oder mehrere Elektronen der atomaren Unterschalen zu ionisieren, sind höhere Energien erforderlich.

Die Energie der freien Elektronen im Plasma wird durch eine Verteilungsfunktion beschrieben, das Mittel liegt bei einer Energie von $3KT_e/2$. Zur Gewährleistung einer möglichst großen Zahl von Ionisationsprozessen sollte das Plasma eine hohe Elektronendichte und eine für die Produktion der entsprechenden Ladungszustände ausreichend hohe Elektronentemperatur aufweisen.

3.2.1 Einfachionisation

Die Anfänge der Berechnung von Wirkungsquerschnitten für die Elektronenstoßionisation von Ionen gehen auf Thompson [Tho-12] zurück. Im Bereich der Einfachionisation ist die gebräuchlichste Formel zur Abschätzung von direkten Ionisationsquerschnitten allerdings die semiempirische Formel von Lotz [Lot-67, Lot-68]:

$$\sigma_{q-1,q}(E_e) = \sum_i a_i h_i \frac{\ln(E_e/\Phi_i)}{E_e \Phi_i} \{1 - b_i \exp[-c_i(E_e/\Phi_i - 1)]\} \quad (3.20)$$

- E_e : Energie des Projektilelektrons
- Φ_i : Ionisationspotential
- h_i : Anzahl der Elektronen in der i-ten Unterschale
- a_i, b_i, c_i : empirisch ermittelte Parameter

Die Parameter a_i , b_i und c_i liegen für Ionen in niedrigen Ordnungszahlen Z in tabellierter Form vor [Lot-69, Lot-70]. Für Targets mit $Z < 30$ wird $a_i = 4.5 \cdot 10^{-14} \text{ cm}^2$ sowie $b_i = c_i = 0$ gesetzt. Der relative Fehler wird von Lotz zu ca. +40 bis -30 Prozent angegeben.

In den Abbildungen 3.3 und 3.4 werden als Beispiel die Wirkungsquerschnitte zur Einfach-Elektronenstoßionisation von Sauerstoff im atomaren Grundzustand und dem Zustand mit der Ladung $q = 6$ dargestellt. Zu beachten ist der Unterschied in den Größenordnungen der Querschnitte, der einen Faktor 2500 ausmacht. Dies und die wesentliche höhere Einsatzschwelle für den Ionisationsprozess ist der Hauptgrund dafür, dass es trotz ausreichender Elektronenenergien sehr schwierig ist, Ionen in sehr hohe Ladungszustände zu versetzen. Weiterhin ist zu erkennen, dass mit zunehmender Elektronenenergie die Ionisationswahrscheinlichkeit von der Einsatzschwelle bis zu einem Maximum ansteigt. Dieses Maximum liegt ungefähr bei dem dreifachen der Ionisationsschwelle Φ_i des entsprechenden Ions. Für größere Energien fällt der Querschnitt exponentiell ab. Außerdem ist anzumerken, dass man den Wirkungsquerschnitten keine systematische Überschreitung der Werte durch die in der Lotz-Formel nicht berücksichtigten Anteile der indirekten Ionisationsprozesse entnehmen kann. Für Elemente mit höherer Kernladung stimmt die Lotz-Formel nicht mehr so gut, d.h. es können größere Abweichungen zu den Messwerten auftreten. Für die Praxis allerdings ist der semiempirische Ansatz von Lotz zur Abschätzung von Wirkungsquerschnitten der Einfachionisation von ausreichender Genauigkeit.

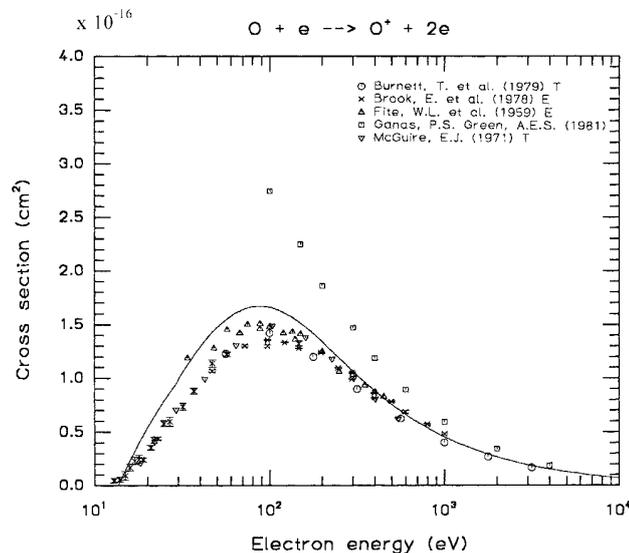


Abbildung 3.3: Wirkungsquerschnitt für die Einfachionisation von Sauerstoff im atomaren Grundzustand durch Elektronenstoß als Funktion der Elektronenenergie

— Lotz-Formel [Taw-87]

In den letzten Jahren sind quantenmechanische Berechnungen der Elektronenstoßionisation wie etwa störungstheoretische Rechnungen in **C**oulomb **B**orn **A**pproximation (CBA)

oder **D**istorted **W**ave **B**orn **A**pproximation (DWBA) weit vorangekommen, allerdings beschränken sich diese überwiegend auf die Einfachionisation, da bei dieser lediglich drei geladene Teilchen im Ausgangskanal, die miteinander wechselwirken, berücksichtigt werden müssen (schon dieses 3-Körper-Problem ist nicht exakt berechenbar).

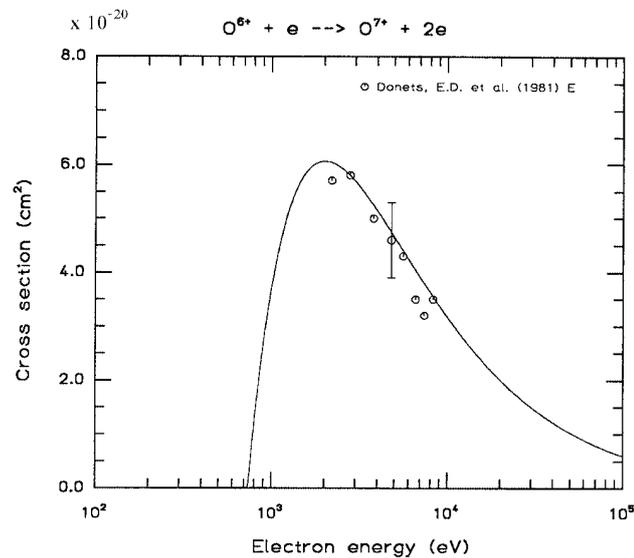


Abbildung 3.4: Wirkungsquerschnitt für die Einfachionisation von Sauerstoff-Ionen im Ladungszustand $q = 6$ durch Elektronenstoß als Funktion der Elektronenenergie
 — Lotz-Formel [Taw-87]

Im weiteren Teil dieser Arbeit wird auf die Mehrfachionisation von Ionen durch Elektronenstoß nicht näher eingegangen, da die Wirkungsquerschnitte typischerweise mindestens eine Größenordnung unterhalb der Einfachionisation liegen und daher für den Ionisationsprozess im allgemeinen und somit auch für EZR-Ionenquellen von untergeordneter Bedeutung sind.

3.2.2 Erzeugung hochgeladener Ionen durch sukzessive Einfachionisation

Wie gerade erläutert, kann man davon ausgehen, dass hochgeladene Ionen in EZR-Plasmen überwiegend durch sukzessive Elektronenstoß-Einfachionisation und nicht durch Mehrfachionisationsprozesse erzeugt werden. Unter dieser Voraussetzung lässt sich eine algebraische Bedingung für die Erzeugung von Ionen in hohen Ladungszuständen angeben, wie im folgenden dargestellt ist.

Definiert man die Elektronenstromdichte j_e durch die Beziehung

$$j_e = e n_e v_e \quad , \quad (3.21)$$

wobei mit v_e die Elektronengeschwindigkeit bezeichnet ist, lässt sich der wichtigste quantitative Parameter zur Beschreibung der Stoßionisation errechnen. Er wird Ionisationsfaktor I genannt und folgendermaßen definiert:

$$I = j_e \tau_i \quad (3.22)$$

τ_i : Einschlusszeit der Ionen im Plasma/Stoßgebiet

Die Einheit des Ionisationsfaktors ist cm^{-2} . Ist nun die Ioneneinschlusszeit τ_i größer als die Durchschnittszeit für einen Ionisationsprozess durch Elektronenstoß, so folgt, dass im Mittel alle Ionen des Plasmas im Ladungszustand q in den Ladungszustand $q+1$ gebracht werden, wenn die Bedingung

$$j_e \tau_i \geq [\sigma_{q,q+1}]^{-1} \quad (3.23)$$

erfüllt ist [Shi-96]. Diese Bedingung determiniert die benötigten Plasmaparameter n_e , v_e bzw. T_e und τ_i zur Produktion hochgeladener Ionen und ähnelt sehr dem bekannten Lawson-Kriterium der Fusionsforschung [Sch-93]. Geht man vom Atom als neutralem Teilchen aus, ist ein Ionisationsfaktor von mindestens

$$I = j_e \tau_i \geq \sum_{q=0}^g [\sigma_{q,q+1}]^{-1} \quad (3.24)$$

erforderlich, um ein g -fach geladenes Ion zu erzeugen. Betrachtet man als Beispiel den Wirkungsquerschnitt aus Abbildung 3.4 für die Einfachionisation von Sauerstoff im Ladungszustand $q = 6$, so ergibt sich für eine Elektronenenergie von 1000 eV ein Querschnitt von $4 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$ und folglich ein Ionisationsfaktor von $2.5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-2}$. Unter der Annahme einer typischen Einschlusszeit von $\tau_i = 10^{-3} \text{ s}$ fixiert dieser Wert die Elektronenstromdichte für die Produktion von O^{7+} -Ionen auf einen Wert von $2.5 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Bei diesem Beispiel wurden alle Wirkungsquerschnitte der niedrigeren Ladungszustände (wie etwa $\sigma_{2,3}$) vernachlässigt.

Um die zum Erreichen eines bestimmten Ionisationsfaktors benötigten Werte abschätzen zu können, bedient man sich bei den Wirkungsquerschnitten der oben angegebenen Formel 3.20 von Lotz. So hat Donets für die Elemente Neon, Argon, Krypton, Xenon und Uran die in Abbildung 3.5 dargestellten Werte berechnet.

Durch den Ionisationsfaktor als plasmaspezifische Größe lassen sich als Bedingungen für ein Plasma mit möglichst hoher Produktionsrate an mehrfach geladenen Ionen eine hohe Elektronenenergie, eine hohe Elektronendichte und eine große Einschlusszeit der Ionen extrahieren. Wichtig ist insbesondere die Verknüpfung der hohen Energie der Elektronen mit deren Dichte, da eine hohe Dichte bei einer niedrigen Temperatur große Rekombinationsraten zur Folge hätte und die Produktion hochgeladener Ionen kaum möglich wäre.

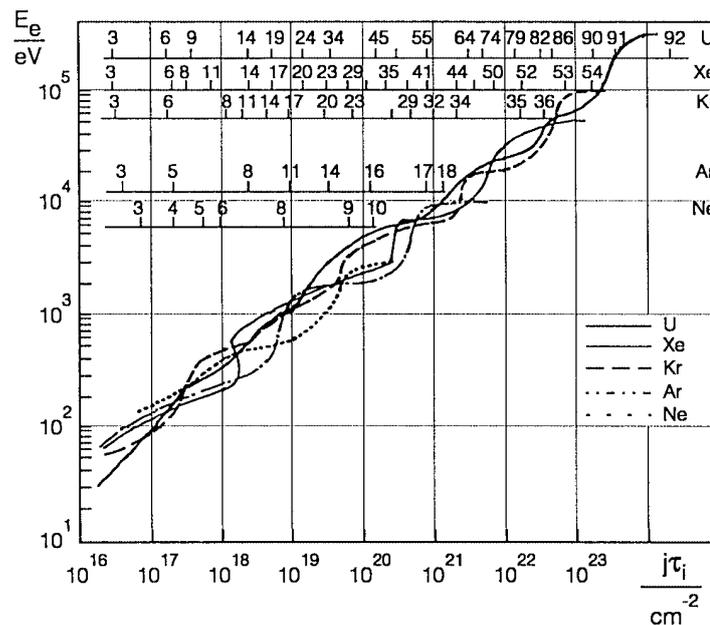


Abbildung 3.5: Berechnete Werte für den Ionisationsfaktor für die Produktion der angegebenen Ionen in verschiedenen Ladungszuständen bei gegebenen Elektronenenergien [Don-82]

Folgende, im Lehrbuch von Geller [Gel-96] aufgeführte Tabelle 3.1 enthält Richtwerte der gerade erläuterten Parameter ($n_e \tau_i$ in der Einheit $\text{cm}^{-3} \text{s}$). Sie dient als abschließender Überblick über dieses Kapitel und zeigt, dass außer den Plasmaparametern natürlich noch die Kernladung Z der gewünschten Ionenspezies in die Betrachtungen einfließt. Will man einem schweren Ion sehr viele Elektronen entreißen, werden extrem hohe Stoß- und damit Elektronenenergien benötigt.

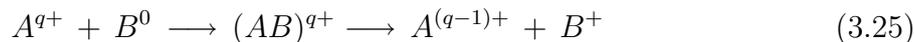
$n_e/n_0 \geq 1$	$n_e \tau_i \sim 10^8$	$T_e \leq 0.1 \text{ keV}$	hochgeladene, leichte Ionen
$n_e/n_0 \geq 1$	$n_e \tau_i \sim 10^{10}$	$T_e \leq 5 \text{ keV}$	nackte, leichte Ionen
$n_e/n_0 \gg 1$	$n_e \tau_i \sim 10^{13}$	$T_e \leq 100 \text{ keV}$	nackte, schwere Ionen

Tabelle 3.1: Bedingungen zur Erzeugung von Ionen in einem EZR-Plasma [Gel-96]

3.3 Ladungsaustausch in Ion-Atom-Stößen

Die Ion-Atom-Stöße spielen — ebenso wie die Ion-Elektron-Stöße — in EZR-Plasmen eine große Rolle. Das äußert sich in den entsprechend großen Wirkungsquerschnitten für die Ladungsaustauschprozesse, wie folgende Betrachtungen zeigen.

In einem Plasma stoßen aufgrund der fehlenden elektrostatischen Abstoßung neutrale Teilchen sehr häufig mit Ionen. Da beide Teilchensorten nicht durch die eingestrahlte Mikrowelle geheizt werden und daher als thermische, d.h. langsame, Komponenten im Plasma vorhanden sind, bildet sich bei einem Stoß zunächst ein Quasimolekül aus, das dann in zwei Ionen auseinander fallen kann [Gel-96]:



Der Ladungsaustauschprozess gewinnt dann an Bedeutung, wenn die Relativgeschwindigkeit v_{rel} der beiden Stoßpartner kleiner als die Elektronen–Orbitalgeschwindigkeit bei einem Einfang in ein Energieniveau des Ions ist:

$$v_{rel} \ll v_0 \sqrt{q} \quad (3.26)$$

v_0 ist die Orbitalgeschwindigkeit des Elektrons im Wasserstoffatom und hat einen Wert von etwa $2 \cdot 10^6$ m/s. Natürlich ist es auch möglich, mehr als nur ein Elektron beim Ladungsaustausch zu übertragen. Zum Abschätzen der Größenordnung der entsprechenden Wirkungsquerschnitte des einfachen Ladungsaustausches σ_{ex}^1 wird oft die empirische Formel von Müller und Salzborn [Mül-77, Mül-79] verwendet:

$$\sigma_{ex}^1 = 1.43 \cdot 10^{-12} q^{1.17} \Phi_0^{-2.76} \text{ cm}^2 \quad (3.27)$$

Mit Φ_0 wurde das Ionisationspotential des neutralen Stoßpartners bezeichnet.

Im typischen Energiebereich der Ionen in einer EZR–Ionenquelle sind die Ladungsaustauschprozesse im Prinzip unabhängig von der Energie. Als Größenordnung für einen Ladungsaustausch–Wirkungsquerschnitt ergibt obige Formel für den Stoß zwischen einem O^{6+} –Ion und einem Stickstoff–Restgasmolekül einen Wert von etwa $7 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2$. Dieser Wert ist groß gegenüber den Wirkungsquerschnitten für die Elektronenstoßionisation, die Ionen in hohen Ladungszuständen generiert. Diese Tatsache impliziert, dass ein Hauptziel sein muss, in einer Elektron–Zyklotron–Resonanz–Ionenquelle einen hohen Ionisationsgrad und somit einen niedrigen Neutralgasanteil zu erreichen. Nur so ist es möglich, die Ladungsaustauschprozesse weitgehend zu unterdrücken und sich die Stoßionisation durch Elektronen als den dominanten Prozess im Plasma zu Nutze zu machen.

Da in EZR–Ionenquellen hohe Elektronentemperaturen vorherrschen, ist die Bedingung nach einem hohen Ionisationsgrad erfüllt. Wie man durch eine vereinfachte Gleichgewichtsbetrachtung, in der als Produktionsprozess nur die Elektronen– bzw. Ionenerzeugung durch Elektronenstoßionisation und als Verlustprozess die radiative Rekombination von Ionen mit Elektronen erlaubt sind, zeigen kann, ist bereits für ein Wasserstoffplasma mit einer mittleren Elektronentemperatur von ca. 2 eV das Plasma weitgehend voll ionisiert [Gol-95]. Dieses Konzept lässt sich auch auf alle anderen Plasmen erweitern.

3.4 Wellenausbreitung in Plasmen

Um im Plasma einer EZR–Ionenquelle hohe Elektronenenergien zu erreichen, müssen diese durch die bekannte Resonanz mit der Mikrowelle erzeugt werden. In diesem Zusammenhang spielt die Umwandlung elektromagnetischer Energie der eingestrahlten Hochfrequenz

in kinetische Energie der Plasma-Elektronen eine herausragende Rolle. In diesem Kapitel soll daher auf die folgenden, zentralen Punkte eingegangen werden:

- Wie breiten sich elektromagnetische Wellen in magnetisch eingeschlossenen Plasma aus? Was passiert mit der extern erzeugten Mikrowelle beim Eintritt in den ionisierten Gaszustand?
- Welche internen Wellenmoden können in einem Plasma entstehen?
- Durch welche Prozesse wird Energie von elektromagnetischen Wellen auf Plasmateilchen übertragen?

Grundsätzlich unterscheidet man bei Schwingungsformen des Plasmas zwischen Ionen- und Elektronenschwingungen, zwischen Eigenschwingungen des Plasmas, d.h. internen Schwingungen, und extern durch einen äußeren HF-Sender erzeugten, das Plasma durchdringenden Wellen. Im Fall einer äußeren Ankopplung ist die Frequenz extern vorgegeben. Weiterhin ist von Bedeutung, ob ein äußeres magnetisches Feld \vec{B}_0 vorhanden ist, und ob der Plasmazustand mit dem Einzelteilchenmodell oder mit dem kollektiven Flüssigkeitsmodell beschrieben werden kann. Für dieses Kapitel wird das zuletzt genannte Modell Verwendung finden, wogegen im folgenden Kapitel über den magnetischen Einschluss Einzelteilchenbetrachtungen im Vordergrund stehen. Letztendlich ist keine exakte und gleichzeitig umfassende Beschreibung aller einzelnen Tatbestände möglich, so dass ein direkter kausaler Zusammenhang mit den aus einer Elektron-Zyklotron-Resonanz-Ionenquelle extrahierten Ionenströmen weiterhin ungeklärt bleibt.

Da es sich bei einem durch eine Minimum-B-Struktur (vgl. Kapitel 2 und Kapitel 3.6) eingeschlossenem EZR-Plasma um ein sehr komplexes System handelt, müssen für eine theoretische Behandlung folgende, vereinfachende Annahmen gemacht werden:

- die Dopplerverschiebung bei Absorption der Welle durch Plasmateilchen wird vernachlässigt; sie liegt für Elektronen in der Größenordnung von 10 kHz und somit deutlich unter den betrachteten HF-Frequenzen im GHz-Bereich.
- nur die elektrische Komponente der Mikrowelle \vec{E}_{HF} wechselwirkt mit den Plasma-Elektronen, während die magnetische Feldkomponente \vec{B}_{HF} gegenüber dem statischen Magnetfeld \vec{B}_0 vernachlässigt werden kann.
- es wird nur das statische axiale Magnetfeld betrachtet; das Multipolfeld kann aufgrund seiner Komplexität nicht berücksichtigt werden.
- die Ionen wechselwirken nicht mit der eingestrahlten Mikrowelle, da sie aufgrund der erheblich größeren Masse wesentlich träger als die Elektronen sind und bei den erzeugten magnetischen Feldern keiner Resonanz unterliegen.

- die Beschreibung der Plasmawellenmoden erfolgt im sogenannten kalten Plasmamodell; hierbei wird angenommen, dass die Elektronentemperatur T_e des Plasmas sehr klein ist ($T_e \approx 0$).
- die den Plasmazustand beschreibenden Gleichungen werden linearisiert, was nur für nicht zu starke HF-Felder möglich ist.

Zu den genannten Punkten kommt hinzu, dass man eine homogene Plasmadichte voraussetzt und davon ausgeht, dass eine Ankopplung von Mikrowellen exakt parallel bzw. senkrecht zum statischen Magnetfeld möglich ist. Dies ist sicherlich nicht bzw. nur in einem sehr begrenzten Gebiet gegeben. Letztendlich geht es darum, das grundsätzliche Verhalten beim Zusammenspiel von einem magnetisch eingeschlossenem Plasma und der Mikrowelle zu beschreiben. Hier kommen Begriffe wie Reflexion, Absorption und Umwandlung von Wellentypen ins Spiel. Aus Gründen der Vollständigkeit und zur näheren Erläuterung der bereits eingeführten Größe Plasmafrequenz ω_P wird zunächst der Fall der Wellentypen in einem unmagnetisierten Plasma betrachtet.

3.4.1 Wellenausbreitung in unmagnetisierten Plasmen

3.4.1.1 Elektrostatische Wellen in unmagnetisierten Plasmen

Tritt in einem Plasma ein lokaler Ladungsüberschuss als mikroskopische Abweichung von der Quasineutralität auf, wirken rücktreibende elektrische Kräfte auf die Elektronen, und es gilt die folgende Bewegungsgleichung:

$$m_e \ddot{x} = -eE_x = -\frac{n_e e^2 \Delta x}{\epsilon_0} \quad (3.28)$$

Mit Δx wurde hier die Auslenkung aus der Ruhelage bezeichnet, mit E_x das rücktreibende elektrische Feld. Durch Lösen dieser Gleichung ergibt sich eine Schwingung mit der bekannten Plasmafrequenz ω_P :

$$\omega_P = \sqrt{\frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_e}} \quad (3.29)$$

Man bezeichnet diese Schwingungsmode als Langmuir-Schwingung. Aufgrund der großen Masse folgen die Ionen nicht dieser Bewegung. Streng genommen ist eine Ausbreitung dieses Wellentyps nicht möglich, da die Gruppengeschwindigkeit $d\omega/dk$ verschwindet. Durch thermische Bewegungen der Plasmateilchen, wie sie im Realfall vorliegen, ist eine Ausbreitung allerdings gegeben [Che-84].

Durch Strömungsvorgänge aufgrund thermischer Bewegungen der Plasma-Elektronen können interne Plasmawellen angeregt werden, die man als Bohm-Gross-Wellen mit der Kreisfrequenz ω_{BG} bezeichnet. Als Dispersionsrelation ergibt sich für diesen Fall

$$\omega_{BG} = \omega_P + \frac{3}{2} k^2 v_{t,e}^2 \quad (3.30)$$

oder in anderer Form geschrieben

$$\frac{d\omega}{dk} = \frac{3}{2} v_{t,e}^2 \frac{k}{\omega} \quad , \quad (3.31)$$

wobei hier mit k die Wellenzahl ($k = 2\pi/\lambda$) und mit $v_{t,e}$ die thermische Elektronengeschwindigkeit abgekürzt wurde.

Die mittlere thermische Driftgeschwindigkeit der behandelten Elektronenströmung ist gegeben durch die Beziehung

$$v_{t,e}^2 = \frac{2 K T_e}{m_e} \quad . \quad (3.32)$$

Folgende Abbildung 3.6 zeigt die Bohm–Gross–Dispersionsrelation. Man erkennt, dass es keine Langmuir–Oszillationen für Frequenzen unterhalb der Plasmafrequenz gibt, und dass die Bohm–Gross–Wellen nur aufgrund der thermischen Bewegung möglich sind. Sowohl bei der Langmuir–Schwingung als auch bei der auf der thermischen Driftbewegung bedingten Plasmaoszillation handelt es sich um elektrostatische Wellen, d.h. die Welle hat nur einen elektrischen, aber keinen magnetischen Feldvektor.

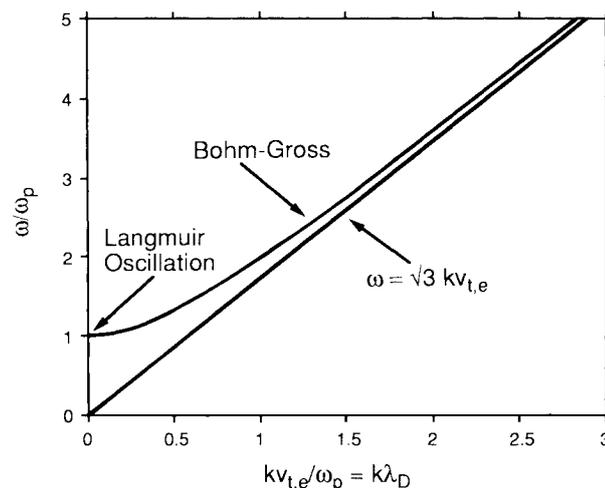


Abbildung 3.6: Bohm–Gross–Dispersionsrelation für hochfrequente elektrostatische Langmuir–Elektronenwellen in einem unmagnetisierten Plasma [Gol-95]

3.4.1.2 Elektromagnetische Wellen in unmagnetisierten Plasmen

Äußere elektromagnetische Felder können in Plasmen ohne äußeres Magnetfeld eindringen und sich dort ausbreiten. Für Wellen dieser Art gilt eine Dispersionsrelation in der folgenden Form:

$$\omega^2 = \omega_P^2 + c^2 k^2 \quad (3.33)$$

Diese Beziehung ähnelt stark der Dispersionsrelation von elektromagnetischen Wellen im Vakuum. In Abbildung 3.7 ist sie als Diagramm in Anlehnung an die vorangegangene Abbildung dargestellt.

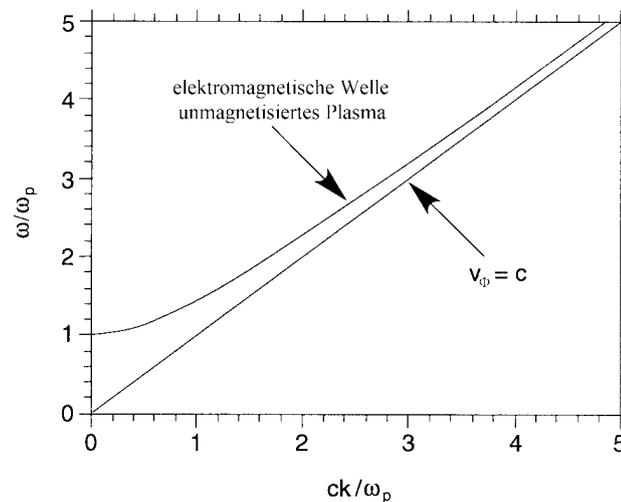


Abbildung 3.7: Dispersionsrelation für elektromagnetische Wellen in einem unmagnetisierten Plasma [Gol-95]

Der elektrische Feldvektor steht hier senkrecht auf der Ausbreitungsrichtung. Man hat es somit mit einer ebenen Welle zu tun. Die Dispersionsrelation aus Gleichung 3.33 gilt weiterhin für Plasmen mit schwachem äußeren Feld \vec{B}_0 und für elektromagnetische Wellen mit einer parallelen Ausrichtung des elektrischen Feldvektors \vec{E}_{HF} bezüglich \vec{B}_0 . Alle anderen Fälle mit einem überlagerten konstanten Magnetfeld werden im nächsten Kapitel näher behandelt.

Betrachtet man die Phasengeschwindigkeit v_Φ der ins Plasma eingestrahlten Wellen, so ist diese größer als die Lichtgeschwindigkeit:

$$v_\Phi^2 = \frac{\omega^2}{k^2} = c^2 + \frac{\omega_P^2}{k^2} \geq c^2 \quad (3.34)$$

Die Gruppengeschwindigkeit v_G als Transportmittel der Information ist natürlich kleiner als die Vakuumlichtgeschwindigkeit und ergibt sich zu

$$v_G = \frac{d\omega}{dk} = \frac{c^2}{v_\Phi} \leq c \quad . \quad (3.35)$$

Die in Gleichung 3.33 angegebene Dispersionsrelation beinhaltet das wichtige Phänomen des *Cutoffs*. Wellen mit der Eigenschaft $\omega \leq \omega_P$ können sich in einem Plasma mit einer der Plasmafrequenz entsprechenden Dichte nicht ausbreiten. Für eine extern fest gegebene Frequenz ω_{HF} muss bei steigender Plasmadichte k^2 gegen Null gehen. Eine Wellenausbreitung ist dann nicht mehr möglich. Zu dichte Plasmen reflektieren somit die eingespeisten Wellen. Man bezeichnet sie daher als undurchsichtig.

Aus der hier erläuterten Tatsache des *Cutoffs* folgt, dass man bei Erhöhung der Elektronendichte in einem Plasma nach den Ausführungen in Kapitel 3.2.2 über den Ionisationsfaktor auch die Frequenz der eingestrahlten Mikrowelle erhöhen muss, um eine Ausbreitung im Plasma und damit eine Heizung der Elektronen zu gewährleisten.

In einem Plasma ohne äußeres Magnetfeld existiert auch eine Schwingungsmode der Ionen. Auf eine Darstellung wird im Rahmen dieser Arbeit allerdings verzichtet.

3.4.2 Wellenausbreitung in magnetisierten Plasmen

3.4.2.1 Elektrostatische Wellen in magnetisierten Plasmen

Hat man es mit der Situation $\vec{k} \parallel E_{HF}$ zu tun, wobei mit \vec{k} der Wellenvektor bezeichnet wurde, erhält man longitudinale, elektrostatische Elektronenwellen mit einer Frequenz, die man als obere Hybridresonanz ω_{oH} bezeichnet.

$$\omega_{oH}^2 = \omega_P^2 + \omega_{Zyk}^2 \quad (3.36)$$

Die Frequenz ω_{Zyk} ist die schon eingeführte Zyklotronfrequenz der Elektronen um das statische Magnetfeld \vec{B}_0 . Elektronen, die sich senkrecht zum B-Feld bewegen, schwingen mit dieser Frequenz, während sie in Richtung des B-Feldes mit der Plasmafrequenz ω_P oszillieren.

Die Gruppengeschwindigkeit dieser elektrostatischen Wellen ist wie bei der Langmuir-Schwingung gleich Null. Aus dem gleichen Grund wie dort beschrieben (thermische Bewegung mit Streufeldern) ist jedoch eine Ausbreitung gegeben.

Betrachtet man die Wellenausbreitung in einem willkürlichen Winkel θ bzgl. der Magnetfeldrichtung, so kann man ein Aufsplitten in die beiden Komponenten parallel und senkrecht zu \vec{B}_0 vornehmen und es gibt zwei Wellenmoden im Plasma: zum einen die Langmuir-Schwingung und zum anderen die obere Hybridresonanz. In Abbildung 3.8 ist die ω - k_z -Dispersionsrelation aufgetragen. k_x wurde dabei festgehalten, und k_z aus dem Einfallswinkel berechnet, der wie folgt definiert ist:

$$\frac{k_x}{k_z} = \tan \theta \quad (3.37)$$

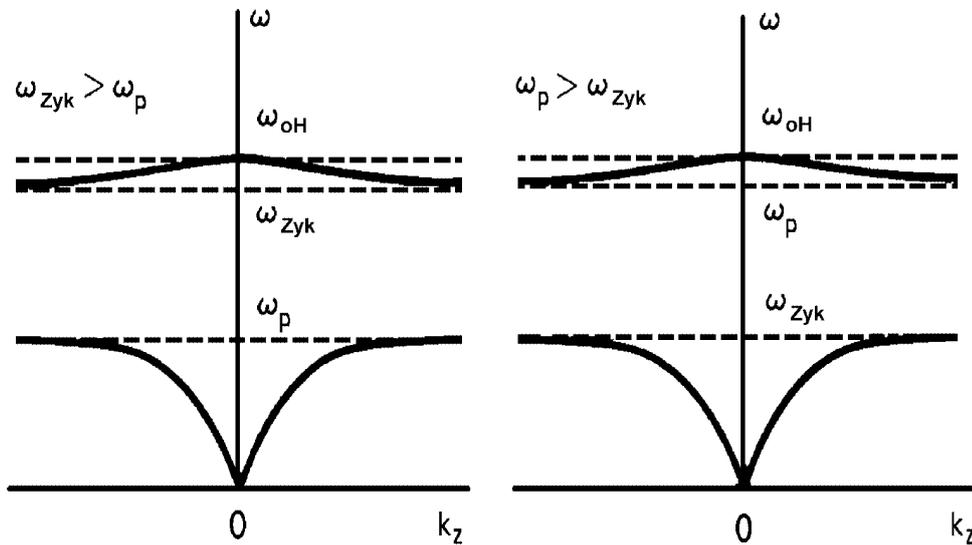


Abbildung 3.8: Dispersionskurven für elektrostatische Elektronenwellen in einem magnetisierten Plasma [Che-84]

Für große k_z hat man eine Welle parallel zu \vec{B}_0 , und eine der angeregten Plasmawellen bewegt sich mit der Plasmafrequenz, die andere mit der Zyklotronfrequenz. Kleine k_z hingegen beschreiben die Ausbreitung senkrecht zum statischen Magnetfeld, d.h. es handelt sich um den in diesem Unterkapitel beschriebenen Fall.

Dieses beschriebene Phänomen wurde erstmals von Trivelpiece und Gould analytisch berechnet und experimentell nachgewiesen [Tri-59]. Mit Hilfe der oberen Hybridresonanz ist es also möglich, Energie auf die Plasma-Elektronen zu übertragen.

Es existiert auch eine untere Hybridresonanz. Da es sich hier allerdings wieder um eine Ionenschwingungsform handelt, wird diese nicht weiter erläutert.

3.4.2.2 Elektromagnetische Wellen in magnetisierten Plasmen

Koppelt man elektromagnetische Wellen — im Fall von EZR-Ionenquellen Mikrowellen im GHz-Bereich — an das magnetische Plasma an, sind eine Vielzahl von Wellenmoden möglich. Wichtig in diesem Zusammenhang ist die Frage, ob eine radiale oder axiale Mikrowelleneinspeisung zur Plasmaheizung zu favorisieren ist, d.h. ob relativ zum angenommenen, statischen axialen Magnetfeld eine parallele oder senkrechte Einkopplung der Mikrowelle zu bevorzugen ist. Dieser Aspekt wird in Abbildung 3.9 verdeutlicht.

Um den Formalismus der verschiedenen Wellenmoden übersichtlich darzustellen, bedient man sich der Dispersionsrelation des kalten Plasmas. Diese wird ausführlich in [Che-84]

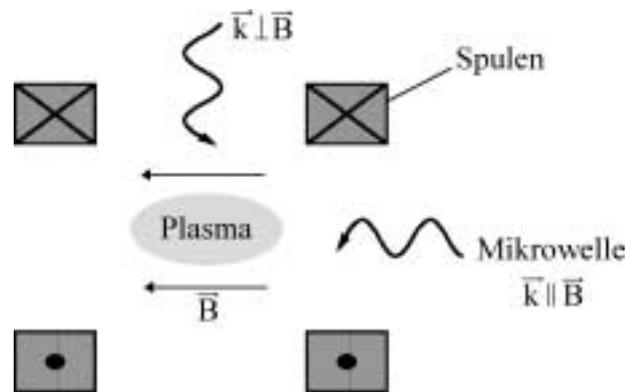


Abbildung 3.9: Ausbreitung elektromagnetischer Wellen bzgl. einem in axialer Richtung magnetisiertem Plasma

oder [Gol-95] hergeleitet. Im Rahmen dieser Arbeit soll daher auf die Herleitung verzichtet werden.

Es ergibt sich folgende, sehr nützliche Gleichung, aus der sich alle Wellenmoden ableiten lassen:

$$\tan^2\theta = \frac{-P(n^2 - R)(n^2 - L)}{(Sn^2 - RL)(n^2 - P)} \quad (3.38)$$

In dieser Gleichung wurden folgende Abkürzungen verwendet:

- θ : Winkel zwischen Magnetfeld und Wellenvektor \vec{k}
- P : $1 - (\omega_p^2)/(\omega^2)$
- n : Brechungsindex
- R : $1 - (\omega_p^2 \omega) / [\omega^2 (\omega - \omega_{zyk})]$
- L : $1 - (\omega_p^2 \omega) / [\omega^2 (\omega + \omega_{zyk})]$
- S : $(R + L)/2$

Der in der Gleichung vorhandene Brechungsindex ergibt sich aus der Beziehung

$$n = \frac{c}{v_\Phi} = \frac{ck}{\omega} \quad (3.39)$$

Anhand der in Gleichung 3.38 angegebenen Dispersionsrelation lassen sich nun die einzelnen Wellenmoden untersuchen.

a) Wellen parallel zum statischen Magnetfeld \vec{B}_0

Eine Ausbreitung in Richtung des Magnetfeldes bedeutet $\theta = 0^\circ$, d.h. als Wellentypen kommen diejenigen in Frage, bei denen der Zähler in Gleichung 3.38 verschwindet. Als Lösung ergeben sich folgende, in der Tabelle 3.2 zusammen gefasste Schwingungsmoden:

$P = 0$	Langmuir-Welle Elektronen-Plasmawelle	$\vec{E}_{HF} \parallel \vec{B}_0$
$n^2 = R$	R-Welle (rechts-zirkular polarisierte Welle)	$\vec{E}_{HF} \perp \vec{B}_0$
$n^2 = L$	L-Welle (links-zirkular polarisierte Welle)	$\vec{E}_{HF} \perp \vec{B}_0$

Tabelle 3.2: Wellenmoden bei Ausbreitung der Mikrowelle in Richtung des B -Feldes

Die erste Lösung ist die schon bekannte elektrostatische Langmuir-Oszillation, deren Gruppengeschwindigkeit Null ist. Hier schwingt der elektrische Feldvektor \vec{E} parallel zum statischen Magnetfeld.

Die beiden anderen Lösungen stellen zirkular polarisierte Wellen dar, deren Drehsinn entgegengesetzt ist. Bei der rechts-zirkular polarisierten R-Welle rotiert der elektrische Feldvektor in der gleichen Richtung wie die Elektronen, bei der links-zirkular polarisierten L-Welle gilt der gleiche Drehsinn wie der der Ionen.

In der Abbildung 3.10 sind die beiden beschriebenen Wellentypen schematisch dargestellt.

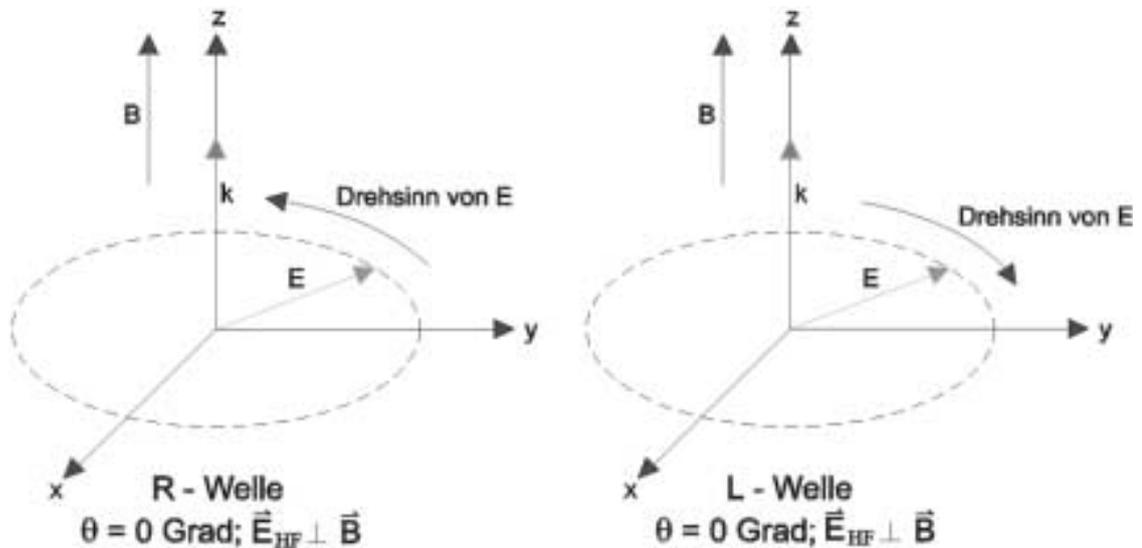


Abbildung 3.10: Ausbreitung der zirkular polarisierten L- und R-Welle in einem in axialer Richtung magnetisierten Plasma

Als Dispersionsrelationen für die R- bzw. L-Welle ergeben sich folgende Gleichungen:

$$n^2 = \frac{c^2 k^2}{\omega^2} = 1 - \frac{\omega_P^2}{\omega(\omega - \omega_{Zyk})} \quad \text{R-Welle} \quad (3.40)$$

$$n^2 = \frac{c^2 k^2}{\omega^2} = 1 - \frac{\omega_P^2}{\omega(\omega + \omega_{Zyk})} \quad \text{L-Welle} \quad (3.41)$$

Die beiden Komponenten des jeweiligen elektrischen Feldvektors laufen somit mit einer Phasendifferenz von $\pi/2$ um das Magnetfeld, besitzen aber die gleiche Amplitude. Da in der Relation aus Gleichung 3.41 ein k^2 -Term enthalten ist, kann die Ausbreitung dieser Wellentypen sowohl in Richtung des Magnetfeldes als auch in entgegengesetzter Richtung erfolgen, was auch bedeutet, dass sowohl die vorwärts als auch die rückwärts laufende Welle die gleiche Polarisation aufweist.

In den Abbildungen 3.11 und 3.12 sind die beiden Dispersionsrelationen jeweils in einem Diagramm dargestellt.

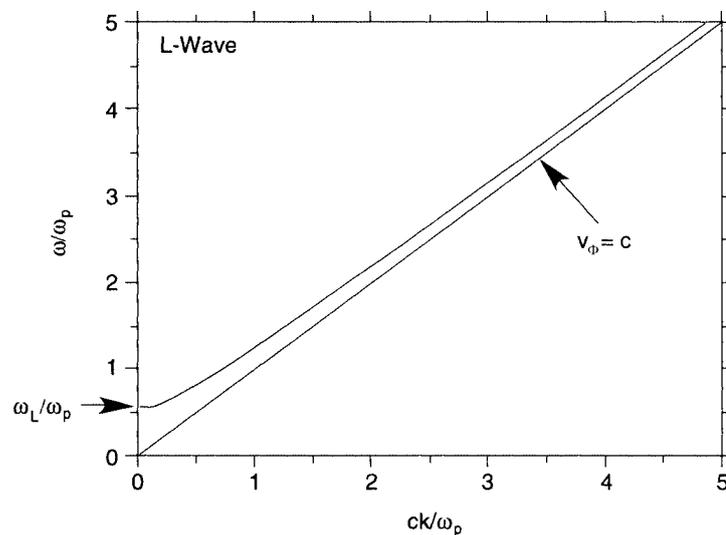


Abbildung 3.11: Dispersionsrelation für L-Wellen in einem magnetisierten Plasma [Gol-95]

Die L-Welle zeigt einen recht einfachen Verlauf. Für das Verhältnis $\omega_{Zyk}^2/\omega_P^2$ wurde als Wert 2 angenommen. Natürlich kann dieser Wert sonst — in Abhängigkeit vom Feld B_0 und der Plasmadichte n_e — davon abweichen. Die Welle hat eine Phasengeschwindigkeit, die größer als die Lichtgeschwindigkeit ist, und zeigt für eine Frequenz ω_L ein *Cutoff*-Verhalten. Darauf wird in Abschnitt c) dieses Kapitels noch näher eingegangen. Der Frequenz ω_{Zyk} kommt im Fall der L-Welle keine besondere Bedeutung zu. Dies war auch nicht zu erwarten, da die Elektronen sich im Rechtsdreh Sinn um die magnetischen Feldlinien bewegen, und daher keine Resonanz für die linkszirkular polarisierte L-Welle zu erwarten ist.

Das Dispersionsverhalten der R-Welle zeigt ein komplizierteres Verhalten, was mit der Resonanz bei der Frequenz ω_{zyk} zusammen hängt. Hier wurde ebenfalls angenommen, dass gilt: $\omega_{Zyk}^2/\omega_P^2 = 2$. Man erkennt auch in diesem Diagramm ein *Cutoff*-Verhalten, diesmal bei einer Frequenz, die als ω_R bezeichnet wurde. Die Resonanz bei ω_{Zyk} drückt

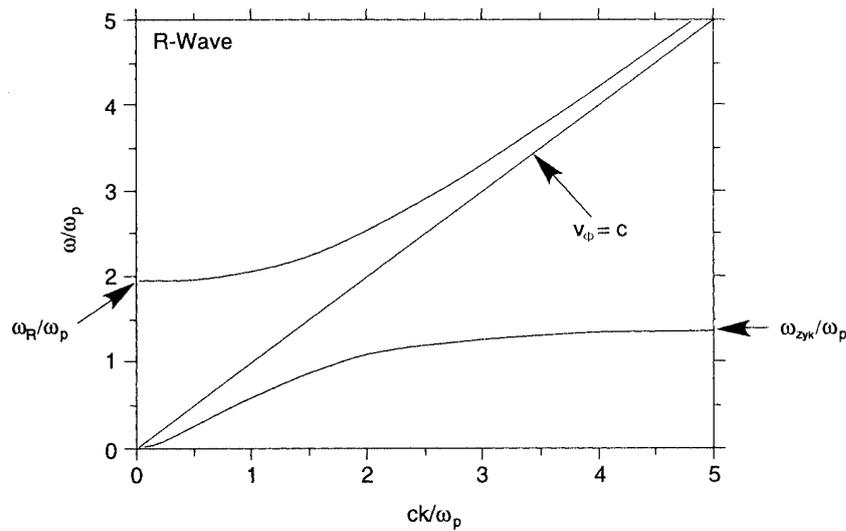


Abbildung 3.12: Dispersionsrelation für R-Wellen in einem magnetisierten Plasma [Gol-95]

sich darin aus, dass ω/k gegen Null bzw. n gegen Unendlich geht. Eine interessante Besonderheit der R-Welle tritt im Bereich $\omega \leq \omega_{Zyk}$ auf. Diesen niederfrequenten Bereich der rechtszirkular polarisierten Welle nennt man *Whistler mode*. An der Grenze dieser niederfrequenten Region liegt mit $\omega = \omega_{Zyk}$ eine Resonanz vor. Somit sind Wellen dieser Frequenzen bzw. dieses Frequenzbandes für die Plasmaheizung von Bedeutung.

b) Wellen senkrecht zum statischen Magnetfeld \vec{B}_0

Für die Ausbreitung von Wellen unter dem Winkel $\theta = 90^\circ$ verschwindet der Nenner in der Dispersionsgleichung 3.38. Somit existieren für diesen Fall zwei Lösungen, wie in Tabelle 3.3 angegeben.

$n^2 = P$	O-Welle (ordinary wave)	$\vec{E} \parallel \vec{B}_0$
$n^2 = RL/S$	X-Welle (extraordinary wave)	$\vec{E} \perp \vec{B}_0$

Tabelle 3.3: Wellenmoden bei senkrechtem Einfall in das magnetisierte Plasma [Gol-95]

Bei der ersten Lösung (O-Welle) handelt sich um einen Wellentyp, dessen elektrischer Feldvektor \vec{E}_{HF} parallel zum Magnetfeld orientiert ist, d.h. für dessen Wellendynamik das B-Feld keine Rolle spielt. Die Elektronen bewegen sich so, als wäre kein äußeres Feld vorhanden. Somit ist die Lösung die gleiche wie in einem unmagnetisierten Plasma, d.h. dieser Wellentyp ist ausbreitungsfähig für $\omega \geq \omega_P$. Entsprechend gilt die Dispersionsbeziehung nach Gleichung 3.33.

Die X-Welle stellt einen komplizierteren Wellentyp dar. Der Vektor der Polarisation des elektrischen Feldes — in diesem Fall eine elliptische Polarisation — liegt hier in einer Ebene senkrecht zum Magnetfeld. Deshalb hat das elektrische Feld eine Komponente in Ausbreitungsrichtung.

Als Dispersionsrelation ergibt sich für diesen Wellentyp folgende Beziehung:

$$n^2 = \frac{c^2 k^2}{\omega^2} = 1 - \frac{\omega_P^2 (\omega^2 - \omega_P^2)}{\omega^2 (\omega^2 - \omega_{oH}^2)} \quad \text{X-Welle} \quad (3.42)$$

Hier taucht wieder die schon bekannte obere Hybridresonanz ω_{oH} auf. Das bedeutet, dass außer der Plasmadichte auch die Stärke des äußeren Magnetfeldes die Ausbreitungsbedingung für diesen Wellentyp beeinflusst. Ein Diagramm der Beziehung in Gleichung 3.42 ist in Abbildung 3.13 dargestellt.

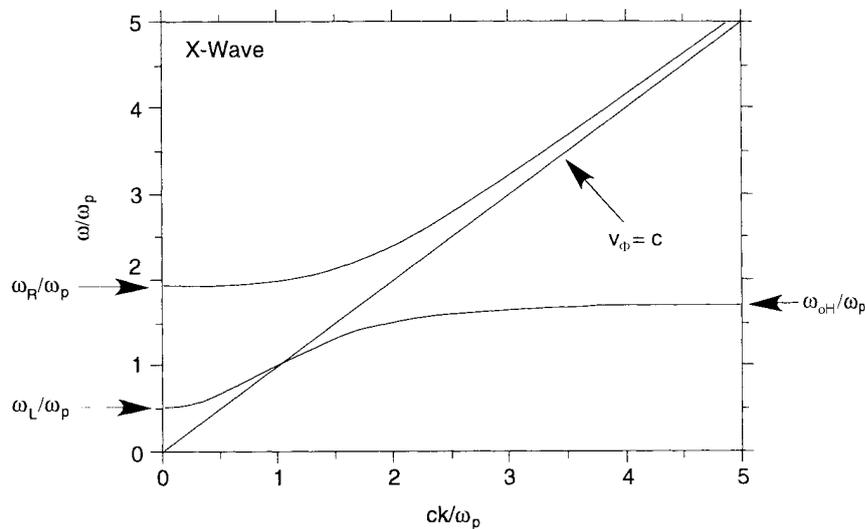


Abbildung 3.13: Dispersionsrelation für X-Wellen in einem magnetisierten Plasma [Gol-95]

Liegt die Frequenz ω sehr nahe an der Hybridresonanz ω_{oH} , so schwingt der E-Vektor rein parallel zum statischen Magnetfeld. Man hat es dann wieder mit einer elektrostatischen Wellenform zu tun.

In Abbildung 3.13 ist zu erkennen, dass eine Wellenausbreitung der X-Welle nur für $\omega_L \leq \omega \leq \omega_{oH}$ sowie $\omega \geq \omega_R$ möglich ist.

c) Absorption, Resonanz — Reflexion, Cut-off

Es gibt in Abhängigkeit von der verwendeten Frequenz bzw. der Plasmafrequenz Fälle, bei denen der Brechungsindex gegen Unendlich strebt. Man spricht dann von einer Resonanz zwischen Plasma und Mikrowelle, d.h. die Welle wird absorbiert und ihre Energie in

kinetische Energie der Plasma-Elektronen umgewandelt. Die Wellenlänge dieser Wellen geht gegen Null.

Die folgende Tabelle 3.4 zeigt eine Übersicht, unter welchen Bedingungen bei den gerade erläuterten Wellenmoden Resonanzen auftreten.

Wellentyp	Resonanzbedingung
Langmuir-Welle	$\omega = \omega_P$
L-Welle	keine Resonanz für $\omega \geq 0$
R-Welle	$\omega = \omega_{Zyk}$
O-Welle	$\omega = 0$
X-Welle	$\omega = \omega_{oH}$

Tabelle 3.4: Übersicht über die Resonanzbedingungen der verschiedenen Wellentypen

Wie man der Tabelle entnehmen kann, eignen sich für einen resonanten Energieübertrag von der eingestrahlten Hochfrequenz auf die Elektronen des magnetisch eingeschlossenen Plasmas die R- und die X-Welle. Die L-Welle hat keine Resonanz, die O-Welle nur eine bei der Frequenz Null, und bei der Langmuir-Oszillation ist die Phasengeschwindigkeit gleich Null.

Da in praktisch allen existierenden EZR-Ionenquellen die Mikrowelle axial, d.h. parallel zum magnetischen Spiegelfeld, eingekoppelt wird, kommt der R-Welle die größte Bedeutung zu. Wellen mit der Frequenz ω_{Zyk} stehen somit in Resonanz mit der Elektronenkreisbewegung um die Magnetfeldlinien und können ihre Energie auf die Plasmateilchen übertragen.

Um den realen Vorgängen der HF-Einkopplung in ein durch eine axiale magnetische Flasche eingeschlossenes Plasma gerecht zu werden, muss man folgende Überlegung einbeziehen: EZR-Ionenquellen arbeiten in der Regel mit einer festen Frequenz (z.B. 14 GHz), die nicht variiert werden kann. Über den Strom durch die Solenoidspulen kann nun die magnetische Feldstärke und somit die Zyklotronfrequenz ω_{Zyk} angepasst werden. Da das durch die Spulen erzeugte Feld nicht homogen ist, sondern von der Spulenmitte in Richtung des geometrischen Mittelpunktes abnimmt (siehe auch Kapitel 3.6), müssen die Mikrowellen von einem Gebiet hoher magnetischer Induktion zu dem Resonanzgebiet vordringen. In diesem Bereich mit erhöhter Feldstärke sind alle vom Magnetfeld abhängigen Frequenzen wie ω_{Zyk} und ω_R zu höheren Werten hin verschoben. In Richtung des Magnetfeldminimums in der Mitte zwischen den Solenoidspulen nehmen sie dann langsam ab. Das bedeutet, dass die Bedingungen für den *Whistler mode* erfüllt sind und die R-Welle bis zu dem Punkt in das Plasma eindringen kann, an dem die Resonanzbedingung

$$\omega = \omega_{Zyk} \quad (3.43)$$

erfüllt ist.

Die in EZR-Ionenquellen eingesetzten Antennen (entweder Hohlleiter- oder Koaxialantennen) enden in der Regel ungefähr in der Mitte des vorderen Solenoiden. Dadurch ist die gerade beschriebene Randbedingung bzgl. der Ausbreitung erfüllt. Dies ist aber nicht zwingend erforderlich, selbst bei einer Positionierung der Mikrowellenantenne vor der ersten Spule und einer Abstrahlung in ein Gebiet steigender Feldstärke. Es erfolgt keine Wellenreflexion, da sich die Antenne meist nicht so weit außerhalb befindet und die Bedingung $\omega \leq \omega_{Zyk}$ noch erfüllt ist. Die gewünschte Resonanzabsorption kann also erfolgen.

Im Gegensatz zu dem Fall, bei dem der Brechungsindex gegen Unendlich und die Wellenlänge im Plasma gegen Null strebt, gibt es auch das andere Extremum, d.h. den Fall, dass der Brechungsindex verschwindet und die Wellenlänge gegen Unendlich geht. Diese Situation bezeichnet man als *Cutoff*. Die Welle ist unter diesen Bedingungen nicht mehr ausbreitungsfähig und erfährt eine Totalreflexion.

In Tabelle 3.5 sind die *Cutoff*-Frequenzen für die in diesem Kapitel betrachteten Wellenmoden angegeben.

Wellentyp	<i>Cutoff</i> -Bedingung
L-Welle	$\omega_{L,Cutoff} = 0.5 \left(-\omega_{Zyk} + \sqrt{\omega_{Zyk}^2 + 4\omega_P^2} \right)$
R-Welle	$\omega_{R,Cutoff} = 0.5 \left(+\omega_{Zyk} + \sqrt{\omega_{Zyk}^2 + 4\omega_P^2} \right)$
X-Welle	$\omega_{X1,Cutoff} = \omega_{L,Cutoff}; \omega_{X2,Cutoff} = \omega_{R,Cutoff}$
O-Welle	$\omega = \omega_P$

Tabelle 3.5: *Cutoff*-Bedingungen für die verschiedenen, beschriebenen Wellentypen

Dieser Tabelle ist zu entnehmen, dass die X-Welle zwei *Cutoff*-Frequenzen besitzt, die den Reflexionsbedingungen für die L- und R-Welle gleich sind. Die O-Welle besitzt als Grenzfrequenz die Plasmafrequenz.

Als Zusammenfassung dieses Kapitels lässt sich festhalten, dass zur effizienten Heizung eines magnetisch eingeschlossenen Plasmas die R-Welle im *Whistler mode* verantwortlich ist. Somit werden die Mikrowellen aus einem Gebiet hoher magnetischer Induktion axial in das Plasma eingestrahlt und können durch die Resonanz im Gebiet mit $\omega = \omega_{Zyk}$ ihre Energie an die Plasma-Elektronen übertragen. Da bei einer EZR-Ionenquelle mit Minimum-B-Struktur allerdings ein reines Axialfeld nur auf der Achse vorhanden ist, kommt in der Realität sicherlich auch der X-Welle eine Bedeutung bei der Plasmaheizung zu. Abweichend von der Achse treten Feldkomponenten des Hexapols in Erscheinung, die

radialer Natur sind und daher senkrecht zur Richtung der eingekoppelten Hochfrequenz verlaufen. Letztendlich ist anzumerken, dass eine exakte Beschreibung der Vorgänge kaum zu realisieren ist, da sich durch den magnetischen Multipol das zu beschreibende System als äußerst komplex darstellt.

3.5 Elektron–Zyklotron–Resonanz — Erzeugung hoher Elektronenenergien

Um Ionen in hohe Ladungszustände zu versetzen, müssen die Elektronen beim Stoß entsprechend hohe Energien besitzen, um den Atomen und Ionen eine große Zahl von Elektronen, im Extremfall sogar alle Elektronen, zu entreißen. Gerade für die Innerschalen–Ionisationsprozesse (K–Schale) sind Energien bis zu mehreren hundert keV erforderlich. Geht man von Werten für die eingekoppelte Mikrowellenleistung von vielen auf der Welt betriebenen EZR–Ionenquellen als Basis aus, so weiß man, dass im Frequenzbereich zwischen 2.45 GHz und 18 GHz die eingespeisten Leistungen im Bereich von 1 kW liegen. Dies entspricht elektrischen Feldstärken von bis zu 100 V/cm. Es folgt, dass es einen sehr effizienten Energieübertrag der Mikrowelle auf die Elektronen geben muss, da in röntgenspektroskopischen Messungen, z.B. am Institut für Kernphysik in Gießen und am Institut für Kernphysik in Frankfurt, Energien bis zu 600 keV [Lie-88] bzw. bis zu 1 MeV [Run-98] beobachtet wurden. Dies kann zum einen über einen sehr langen, durch eine konstante Phasenbeziehung zwischen HF–Welle und Elektronenbewegung resonanten Heizprozess erfolgen, zum anderen über ein wiederholtes Durchqueren der Heizzone. Sicherlich kommt beiden genannten Punkten eine große Bedeutung zu.

In Abbildung 3.14 ist der Tatbestand der Phasenbeziehung zwischen einer zirkular polarisierten Mikrowelle und der kreisförmigen Zyklotronbewegung der Plasma–Elektronen schematisch dargestellt.

Die Elektronen, die sich im magnetischen Spiegelfeld bewegen, erfahren durch die Mikrowelle eine resonante Beschleunigung auf der EZR–Oberfläche, die in Abhängigkeit von der Phasenlage zwischen Bahngeschwindigkeitsvektor und elektrischem Feldvektor auch eine Abbremsung sein kann. Es wird Energie auf die Elektronen übertragen. Aufgrund der Anfangsenergie der Teilchen ist der Netto–Energieübertrag auf die Elektronen positiv und so erreicht im Mittel zumindest ein Teil sehr hohe Energien. Nach einer Betrachtung von [Jon-85] liegt der Energiegewinn beim Durchlaufen der Resonanzzone im Bereich von 1-2 keV, da sich die Elektronen durch das stark inhomogene Magnetfeld nicht lange im Resonanzbereich aufhalten bzw. durch Stöße mit anderen Plasmateilchen von dort entfernt werden.

Um den Heizprozess detaillierter zu untersuchen, wurden in der Vergangenheit mehrere Modelle und Theorien entwickelt, aber nur teilweise mit Resultaten, die die beobachteten experimentellen Effekte erklären können. Bis zum heutigen Tage ist keine etablierte Theorie der EZR–Heizung vorhanden, da die meisten Plasmatheorien nur lineare Effek-

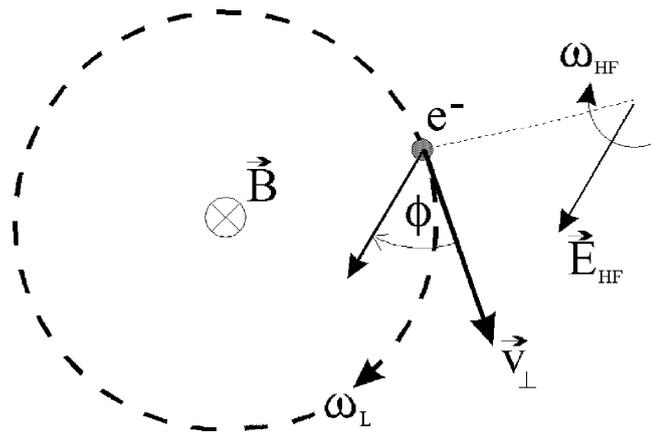


Abbildung 3.14: Schematische Darstellung der Phasenlage Φ des zirkular polarisierten, elektrischen Feldvektors \vec{E}_{HF} zur transversalen Geschwindigkeit \vec{v}_{\perp} der Larmorbewegung des Elektrons um das Magnetfeld \vec{B} mit der Frequenz ω_L

te berücksichtigen und die Plasmen als isotherm und stoßfrei annehmen. Diese Punkte müssten aber für eine geschlossene Theorie einbezogen werden.

Um an dieser Stelle zumindest eine Abschätzung der maximal erreichbaren Energien in einer EZR-Ionenquelle zu geben, wird eine theoretische Beschreibung von [Eld-72] gewählt. In diesem nichtrelativistischen Modell eines EZR-Plasmas im magnetischen Doppelspiegelfeld erhält man als zum Magnetfeld transversalen Energiezuwachs der Elektronen folgende Beziehung:

$$\frac{d}{dt} \langle n_e m_e v_{\perp}^2 \rangle = \frac{1}{3} \omega_P^2 \frac{E^2}{L} \frac{d\omega_{Zyk}}{ds} \Big|_{\omega_{Zyk}(s)=\omega} \quad (3.44)$$

In dieser Gleichung wurde mit L der Abstand der beiden EZR-Heizzonen im Spiegelfeld und mit s die Position auf der axialen Feldlinie bezeichnet. Mit Hilfe dieser Gleichung 3.44 und der Annahme, dass 2/3 der Energie des elektrischen Feldes in transversalen Anteilen zum B-Feld und 1/3 in longitudinalen Anteilen steckt (Gleichverteilung der Energie auf die drei Raumfreiheitsgrade), konnte der Energiegewinn eines einzelnen Elektrons in einer 10 GHz ECRIS für eine elektrische Feldstärke von 20 V/cm, einer dreifach höheren Plasmadichte in der Resonanzzone als im restlichen Plasma und einem Gradienten $d\omega_{Zyk}/ds$ von $0.13 \text{ cm}^{-1} \text{ s}^{-1}$ an der Stelle der Resonanz abgeschätzt werden [Lie-92]:

$$\frac{d}{dt} \langle m_e v_{\perp}^2 / 2 \rangle \simeq 6.3 \cdot 10^7 \text{ eV/s} \quad (3.45)$$

Nimmt man nun eine Einschlusszeit der Elektronen von 5 ms im Plasma an, so ergibt sich eine Energie von 315 keV. Wie bereits erwähnt, beweisen experimentelle röntgenspektroskopische Messungen an der Gießener 10 GHz und der Frankfurter 14 GHz EZR-Ionenquelle die Richtigkeit der Größenordnung.

Letztendlich bleibt festzuhalten, dass mit der EZR-Heizung eine effektive Methode zum Erzeugen hochenergetischer Elektronen zur Verfügung steht, die noch nicht vollständig verstanden ist.

3.6 Plasmaeinschluss und Teilchenverluste

Im Kapitel 3.2 über die Elektronenstoßionisation wurde bereits erläutert, dass zum Erzeugen hochgeladener Ionen sowohl hohe Energien erforderlich sind als auch lange Einschlusszeiten der Ionen erreicht werden müssen. Da die Ionen nicht von der Mikrowelle geheizt werden und daher thermisch sind, kann ihre Wechselwirkung mit den äußeren Magnetfeldern vernachlässigt werden. Somit erfolgt der Einschluss der Ionen nicht über magnetische Spiegelfelder, sondern durch die Potentialverhältnisse bzw. durch die Raumladung der Elektronen. Es müssen daher Anstrengungen unternommen werden, die Elektronenverluste aus dem Plasma so weit wie möglich zu begrenzen, um auch für die Ionen einen guten Einschluss zu haben. Auf die Potentialverhältnisse in Plasmen wird im nächsten Kapitel noch ausführlich eingegangen.

Für die Elektronen, die — wie schon erläutert — sehr oft die Resonanzzone durchlaufen müssen, um hohe Energien zu erreichen, ist ein sehr effektiver magnetischer Einschluss erforderlich. Allerdings darf der Einschluss nicht so realisiert sein, dass er wirklich „perfekt“ ist. Zumindest in axialer Richtung muss ein Verlassen des Plasmavolumens möglich sein, so dass auch Ionen in dieser Richtung extrahiert werden können. Es wird daher eine sogenannte offene Magnetfeldkonfiguration eingesetzt, wie sie in Abbildung 3.15 schematisch dargestellt ist.

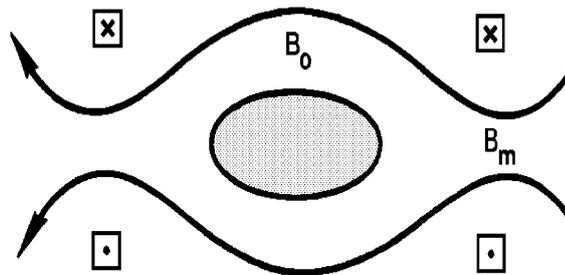


Abbildung 3.15: Prinzipielle Darstellung der offenen axialen Magnetfeldstruktur einer EZR-Ionenquelle

An dieser Stelle stellt sich wieder die Frage, ob für die Beschreibung von Teilchenbewegungen und Teilchenverlusten in magnetisierten Plasmen Einzelteilchen- oder Kollektivmodelle anzuwenden sind. Diese Frage ist für Ionenquellen mit EZR-Plasmen, die in Abhängigkeit vom gewünschten und daher auf maximale Extraktion optimierten Ladungszustand betrieben werden, schwer zu beantworten. So stehen bei der Wechselwirkung von geladenen Teilchen mit dem Magnetfeld Einzelteilchenbetrachtungen im Vordergrund, während bei der Behandlung von Teilchenverlusten aufgrund von Diffusion und Instabilitäten kollektive Vorgänge die Basis bilden.

3.6.1 Magnetischer Plasmaeinschluss

Die nachfolgenden Betrachtungen zu Bewegungen von geladenen Teilchen in Magnetfeldern gelten sowohl für Ionen als auch für Elektronen. Aus den erläuterten Gründen (die Ionen bleiben thermisch und treten daher kaum in Wechselwirkung mit dem Magnetfeld) interessiert an dieser Stelle aber primär der Einschluss hochenergetischer Elektronen.

3.6.1.1 Gyrationbewegung

Die lineare Bewegungsgleichung für ein Elektron in einem elektrischen und magnetischen Feld ist gegeben durch die Lorentz-Kraft F_L :

$$m \ddot{\vec{r}} = \vec{F}_L = e \left(\vec{E} + \dot{\vec{r}} \times \vec{B} \right) \quad (3.46)$$

Nimmt man $\vec{E} = 0$ und ein rein axiales Magnetfeld mit $\vec{B} = B_z \vec{e}_z$ an, so ergibt sich als Bewegung die bekannte Gyration um die Magnetfeldlinien mit der Zyklotronfrequenz ω_{Zyk} und dem Larmorradius r_L , auch Gyrationradius genannt. Das um die Fläche F rotierende Elektron bewirkt ein magnetisches Dipolmoment μ_e , das durch folgende Beziehung gegeben ist:

$$\mu_e = I \cdot F = \frac{1}{2} \frac{m_e v_{\perp}^2}{B} = \frac{E_{\perp}}{B} \quad (3.47)$$

Für geringe Änderungen des Magnetfeldgradienten ist im zeitlichen Mittel einer Gyrationperiode das magnetische Moment μ_e eine Konstante der Bewegung.

3.6.1.2 Die $\vec{E} \times \vec{B}$ -Drift

In Plasmen können durch Dichte- bzw. Temperaturgradienten oder die Einstrahlung eines HF-Feldes von außen elektrische Felder hervorgerufen werden, die eine Störung für die Gyrationbewegung bewirken. Nimmt man also zu dem statischen, homogenen Magnetfeld noch ein homogenes elektrisches Feld \vec{E} hinzu, so folgt aus der Lösung der Bewegungsgleichung, dass zu der Gyrationbewegung zusätzlich eine sogenannte $\vec{E} \times \vec{B}$ -Drift auftritt, wobei sich folgende Beziehung für die Driftgeschwindigkeit $\vec{v}_{\vec{E} \times \vec{B}}$ ergibt [Che-84]:

$$\vec{v}_{\vec{E} \times \vec{B}} = \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{B^2} \quad (3.48)$$

In Abbildung 3.16 ist eine schematische Darstellung der $\vec{E} \times \vec{B}$ -Driftbewegung gezeigt. Sie kommt dadurch zustande, dass auf einer Teilstrecke der Gyrationbewegung das Teilchen beschleunigt und auf der entgegengesetzten Teilstrecke abgebremst wird. Die mit

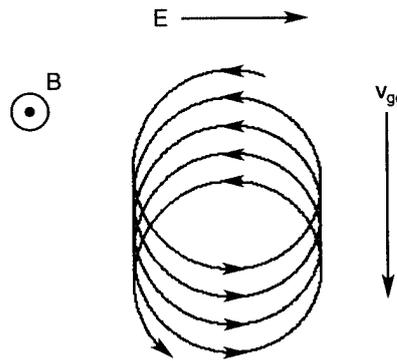


Abbildung 3.16: Drift der Gyrationsschwerachse in senkrecht gekreuztem elektrischem und magnetischen Feld mit $\vec{E} \perp \vec{B}$ [Gol-95]; v_{gc} : Driftgeschwindigkeit des Gyrationsschwerachs (gyration center)

der Geschwindigkeitsänderung einhergehende Änderung der Lorentzkraft kann als Zusatz einer potentiellen Energie gesehen werden, die die Ursache der Driftbewegung darstellt.

Da die Größe $\vec{v}_{\vec{E} \times \vec{B}}$ unabhängig von der Ladung, der Masse und der Teilchengeschwindigkeit ist, bewegt sich das komplette Plasma mit derselben Driftgeschwindigkeit. Durch die reziproke Abhängigkeit vom Magnetfeld kann über eine Erhöhung der magnetischen Induktion dieser Bewegung entgegengewirkt werden.

3.6.1.3 Die Polarisations-Drift

Bei Einstrahlung eines äußeren elektrischen Wechselfeldes, wie im Falle einer ECRIS, tritt eine weitere Driftbewegung auf, die man als Polarisationsdrift bezeichnet. Diese Drift entsteht durch die Änderung der Richtung des elektrischen Feldes und kommt daher nur am Anfang bzw. Ende einer Halbperiode des Wechselfeldes zum Tragen. Es ergibt sich folgende Gleichung für die Polarisations-Driftgeschwindigkeit \vec{v}_P :

$$\vec{v}_P = \frac{1}{\omega_{Zyk} B} \frac{d\vec{E}}{dt} \quad (3.49)$$

3.6.1.4 Die $\vec{\nabla}B$ -Drift

Reale Plasmen weisen ein inhomogenes Magnetfeld (Spiegelfeld) auf, das gekrümmte Feldlinien beinhaltet. Von außen wird zusätzlich ein zeitlich veränderliches Mikrowellenfeld eingespeist, das die Bewegung der Elektronen beeinflusst. Es liegt daher insgesamt ein komplizierterer Sachverhalt vor als bisher behandelt. Zunächst betrachten wir den Fall einer Bewegung in einem inhomogenen Magnetfeld. In diesem sowie auch in den folgenden Fällen wird die Annahme gemacht, dass das Verhältnis von Gyrationradius zur typischen Längeneinheit der Magnetfeldänderung klein und damit die Inhomogenität relativ gering ist.

Nimmt man nur den Fall exakt gerader Feldlinien, erhält man aus der Lösung der Bewegungsgleichung die sogenannte $\vec{\nabla}B$ -Drift. Die Driftgeschwindigkeit ergibt sich aus folgender Gleichung:

$$\vec{v}_{\vec{\nabla}B} = \pm \frac{1}{2} v_{\perp} r_L \frac{\vec{B} \times \vec{\nabla}B}{B^2} \quad (3.50)$$

Diese Driftbewegung des Gyrationenzentrums ist abhängig von der Ladung (Vorzeichen) und führt daher zu elektrischen Feldern und Strömen im Plasma. Auch die Größe dieser Driftgeschwindigkeit kann durch eine Erhöhung des Magnetfeldes reduziert werden. In Abbildung 3.17 ist diese Art von Drift schematisch dargestellt.

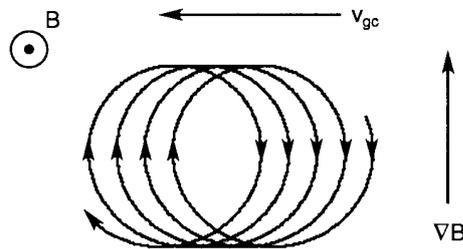


Abbildung 3.17: Drift der Gyrationsschse in einem inhomogenen Magnetfeld mit $\vec{\nabla}B \perp \vec{B}$ [Gol-95]

Nimmt man anstatt der geraden Magnetfeldlinien gekrümmte Feldlinien mit einem konstanten Krümmungsradius r_K an, ergibt sich als Driftgeschwindigkeit \vec{v}_K infolge der Magnetfeldkrümmung

$$\vec{v}_K = \frac{m_e v_{\parallel}}{e B^2} \frac{\vec{r}_K \times \vec{B}}{r_K^2} \quad (3.51)$$

Unter der Annahme eines wirbelfreien Magnetfeldes bzw. einer abnehmenden magnetischen Induktion bei wachsendem Krümmungsradius vereinfacht sich die gegebene Beziehung zu folgendem Ausdruck [Che-84]:

$$\vec{v}_K = \pm v_{\parallel} r_L \frac{\vec{B} \times \vec{\nabla}B}{B^2} \quad (3.52)$$

Man erkennt die Ähnlichkeit zu Gleichung 3.50, der $\vec{\nabla}B$ -Drift, und kann nun die Vektorsumme angeben:

$$\vec{v}_K + \vec{v}_{\vec{\nabla}B} = \pm \frac{1}{2} r_L \frac{\vec{B} \times \vec{\nabla}B}{B^2} (2v_{\parallel} + v_{\perp}) \quad (3.53)$$

Alle bisher beschriebenen Drifteffekte führen zu Verlusten bei den eingeschlossenen Elektronen. Stark gekrümmte Feldlinien hoher magnetischer Induktion bewirken eine Verlangsamung der Driftbewegungen der Gyrationachsen.

Im folgenden wird nun der wichtige Spezialfall des magnetischen Spiegels näher betrachtet.

3.6.1.5 Der magnetische Spiegel

Die für diesen Fall erforderliche Magnetfeldkonfiguration wird auf der Achse zwischen zwei stromdurchflossenen Spulen oder zwei radial magnetisierten Ringmagneten, wie sie bei EZR-Ionenquellen verwendet werden, erzeugt. Das B -Feld hat nun einen Gradienten in Feldrichtung. Nimmt man wiederum eine im Verhältnis zum Gyrationradius kleine charakteristische Längeneinheit des Magnetfeldgradienten an, ist das magnetische Moment des gyrierenden Teilchens eine Konstante der Bewegung. Hinzu kommt bei Abwesenheit von elektrischen Feldern die Erhaltung der Gesamtenergie:

$$E_{e,gesamt} = \frac{1}{2}m_e (v_{\parallel}^2 + v_{\perp}^2) = \frac{m_e v_{\parallel}^2}{2} + \mu_e B \quad (3.54)$$

Da sich die gyrierenden Teilchen des Plasmas diamagnetisch verhalten und die erzeugten Magnetfelder dem Gradienten des äußeren Magnetfeldes entgegengerichtet sind, variieren die Geschwindigkeitskomponenten des Teilchens. Die Kraft auf das gyrierende Elektron \vec{F}_e ergibt sich aus folgender Beziehung:

$$\vec{F}_e = -\mu_e \vec{\nabla} B \quad (3.55)$$

Die Variation der beiden Geschwindigkeitskomponenten v_{\parallel} bzw. v_{\perp} hängt davon ab, ob sich das Elektron von einem Gebiet geringerer magnetischer Feldstärke in ein Gebiet hoher Feldstärke bewegt oder umgekehrt. Für den Fall einer ansteigenden Induktion nimmt v_{\parallel} ab. Das Teilchen wird also bei seiner Bewegung in Richtung des Magnetfeldes langsamer und kann bei ausreichend hohem Feld reflektiert werden. Dabei kehrt es seine Bewegungsrichtung um und wandert nun in Richtung abnehmender magnetischer Induktion. Voraussetzung für die Reflexion ist, dass die Komponente v_{\perp} von Null verschieden ist, d.h. das Elektron muss eine Gyrationbewegung ausführen. Zudem muss ein ausreichend hohes Magnetfeld als Spiegel vorhanden sein.

In Form von Gleichungen kann der gerade beschriebene Sachverhalt folgendermaßen ausgedrückt werden: Die Energieerhaltung liefert die Beziehung

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{m_e v_{\parallel}^2}{2} + \mu_e B \right) = 0 \quad . \quad (3.56)$$

Falls B ansteigt, muss also v_{\parallel} abnehmen. Der Einschluss ist gewährleistet, so lange die folgende Bedingung erfüllt ist:

$$\frac{v_0^2}{v_{0,\perp}^2} \leq \frac{B_{max}}{B_{min}} \equiv C \quad (3.57)$$

Hierbei wurde angenommen, dass sich das Teilchen anfangs in der Mitte des Spiegels mit der magnetischen Induktion B_{min} befindet und dort die Geschwindigkeitskomponenten $v_{0,\perp}$ und $v_{0,\parallel}$ senkrecht bzw. parallel zum Magnetfeld aufweist. Mit C wurde das Spiegelverhältnis B_{max}/B_{min} bezeichnet. Betrachtet man die Verhältnisse im Geschwindigkeitsraum, so kann mit Hilfe der eingeführten Geschwindigkeiten der Öffnungswinkel θ des sogenannten Verlustkegels angegeben werden [Che-84]:

$$\sin^2 \theta = \frac{v_{0,\perp}^2}{v_0^2} = \frac{1}{C} \quad (3.58)$$

In Abbildung 3.18 ist der Verlustkegel schematisch dargestellt.

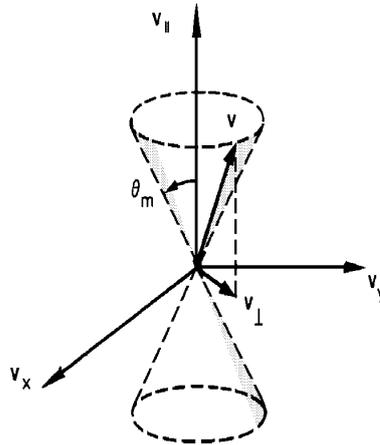


Abbildung 3.18: Verlustkegel im Geschwindigkeitsraum beim Einschluss eines Teilchens in einem magnetischen Spiegelfeld [Che-84]

Man erkennt, dass der Winkel θ einen Mindestwert θ_m annehmen muss, damit das gyrierende Teilchen noch reflektiert wird. Für kleinere Winkel θ kann das nicht mehr erreicht werden; das Teilchen geht durch den Verlustkegel verloren. Der Winkel θ_m stellt somit eine charakteristische Größe für die Güte eines magnetischen Spiegelfeldes dar. Aus den Gleichungen 3.57 und 3.58 ergibt sich die Beziehung:

$$\sin^2 \theta_m = \frac{B_{min}}{B_{max}} = \frac{1}{C} \quad (3.59)$$

Die gerade vorgenommenen Betrachtungen bzgl. der Verhältnisse im Geschwindigkeitsraum sind für in einem magnetischen Spiegel eingeschlossene Teilchen, die durch ein Gebiet mit einer resonanten EZR-Heizung hindurch laufen, etwas zu modifizieren. Ein Teilchen, das aufgrund seiner beiden Geschwindigkeitskomponenten v_{\perp} bzw. v_{\parallel} dem Plasma durch

den Verlustkegel verloren ginge, gewinnt beim Durchlaufen der EZR-Zone Energie, d.h. seine transversale Geschwindigkeitskomponente wird größer. Daher ist es für dieses Teilchen nicht möglich, in den Verlustkegel zu gelangen; es bleibt weiterhin im magnetischen Spiegel eingeschlossen. In Abbildung 3.19 ist dieser Sachverhalt schematisch dargestellt.

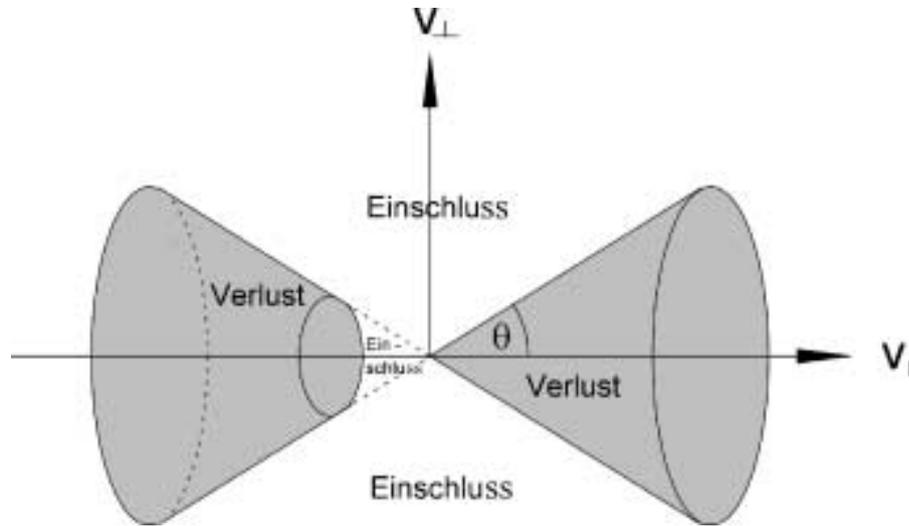


Abbildung 3.19: Vergleich der Verlustkegel im Geschwindigkeitsraum beim Einschluss eines Teilchens in einem magnetischen Spiegelfeld ohne (rechts) und mit (links) EZR-Heizung [Gel-96]

Die Beziehung, wie sie in Gleichung 3.59 angegeben wurde, ist für Plasmen mit internen Potentialdifferenzen, die ebenfalls durch das Vorhandensein der Resonanzzonen oder die Drift- bzw. Diffusionsprozesse (siehe folgende Kapitel) hervorgerufen werden, zu modifizieren. Nach [Leh-64] ergibt sich dann die folgende Gleichung für den relativen Öffnungswinkel θ_{eff} des Verlustkegels:

$$\sin^2 \theta_{eff} = \frac{1}{C - 2e(U_0 - U_{B_{max}})/m_e v_{\perp}^2} \quad (3.60)$$

Die Größen U_0 und $U_{B_{max}}$ bedeuten hierbei das elektrische Potential in der Mittelebene des Spiegels bzw. am Ort der maximalen magnetischen Induktion.

Das Spiegelverhältnis B_{max}/B_{min} sollte für eine EZR-Ionenquelle mindestens in der Größenordnung von $C = 2$ liegen. Die leistungsfähigsten der momentan im Einsatz befindlichen EZR-Ionenquellen arbeiten allerdings — zumindest auf der Seite der Mikrowelleneinkopplung — mit einem Spiegelverhältnis von $C = 3$ und besser [Xie-97]. Dies entspricht einem Öffnungswinkel θ_m des magnetischen Spiegels von 35° .

In der folgenden Abbildung sind die Bewegungsformen der Elektronen im magnetischen Doppelspiegelfeld (Gyrationsbewegung, $\vec{\nabla}B \perp \vec{B}$ -Drift und $\vec{\nabla}B \parallel \vec{B}$ -Drift) nochmals zusammenfassend dargestellt.

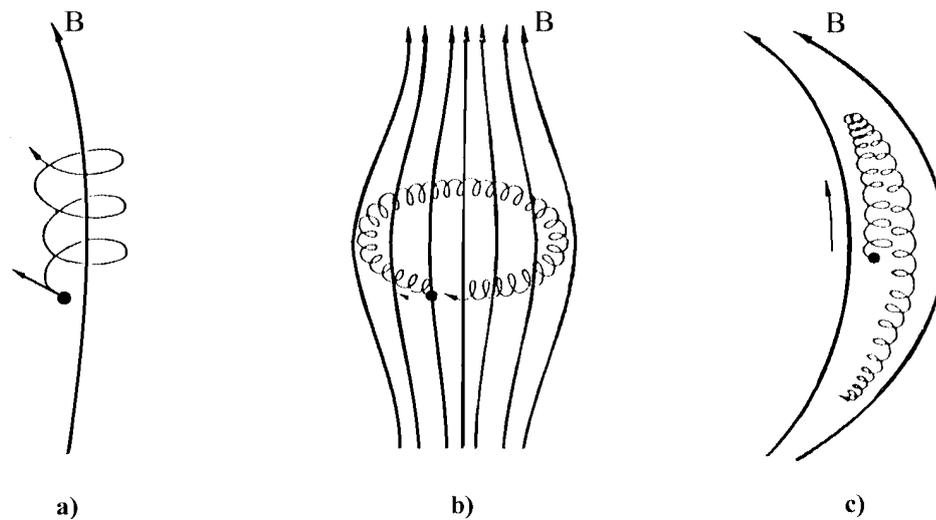


Abbildung 3.20: Mögliche Bewegungsformen geladener Teilchen in einem magnetischen Spiegelfeld: a) Gyrationbewegung; b) $\vec{v} \perp \vec{B}$ -Drift; c) $\vec{v} \parallel \vec{B}$ -Drift (Reflexion im Spiegelfeld) [Leh-64]

Bisher wurde nur der axiale magnetische Einschluss betrachtet. Ein solches System ist allerdings instabil. Die Krümmung der magnetischen Feldlinien resultiert in einer Driftbewegung radial nach außen und führt so zu Plasmainstabilitäten. Aus diesem Grund bedient man sich bei EZR-Ionenquellen zusätzlich zum magnetischen Spiegelfeld einer radialen Magnetfeldstruktur, die zwischen den beiden Feldmaxima des Spiegels angeordnet ist und durch einen magnetischen Multipol hervorgerufen wird. Man erzeugt auf diese Art und Weise die bereits in Kapitel 2 beschriebene Minimum-B-Struktur. Die magnetischen Feldlinien sind nun zum Plasma hin gekrümmt, und Störungen an der Plasmarand-schicht werden stark unterdrückt [Tay-63, Tay-64]. So können Einschlusszeiten von mehr als 10^{-3} s erreicht werden. Das ist eine Steigerung um etwa einen Faktor 50 gegenüber einer magnetischen Konstellation ohne Multipolmagneten.

Als Multipolmagnet wird bei EZR-Ionenquellen in der Regel ein Hexapol verwendet. Dieser Typ eines Permanentmagneten hat sich als optimal erwiesen und stellt einen Kompromiss bzgl. zweier Anforderungen dar:

- Die r-Abhängigkeit eines Multipols der Ordnung n folgt einer Parabel der Ordnung $n - 1$; daher sollte ein Multipol hoher Ordnung Verwendung finden, damit ein guter Einschluss gewährleistet ist.
- Die Ordnung des Multipols darf nicht zu hoch sein, da ansonsten die magnetische Induktion im Innern der Plasmakammer bei gleicher Geometrie des Multipolmagneten und gleichen Polschuhfeldstärken zu stark absinkt. Dies kann dazu führen, dass die EZR-Resonanzzone außerhalb der Plasmakammer liegt.

Betrachtet man nun alle Komponenten des magnetischen Einschlusses, d.h. das von den Solenoidspulen erzeugte magnetische Spiegelfeld samt der radialen Feldanteile an den

Enden sowie den Hexapol mit seinen Axialfeldanteilen an den Rändern, erhält man für eine typische Spiegelfeldkonfiguration mit überlagertem Hexapolfeld der Gießener 14 GHz EZR-Ionenquelle für den Azimuthalwinkel $\Phi = 0^\circ$ der zylinderförmigen Anordnung ein Gesamtmagnetfeld, wie es in der folgenden Abbildung 3.21 dargestellt ist. Der Hexapol erstreckt sich dabei über den z -Bereich von 20 cm bis 40 cm.

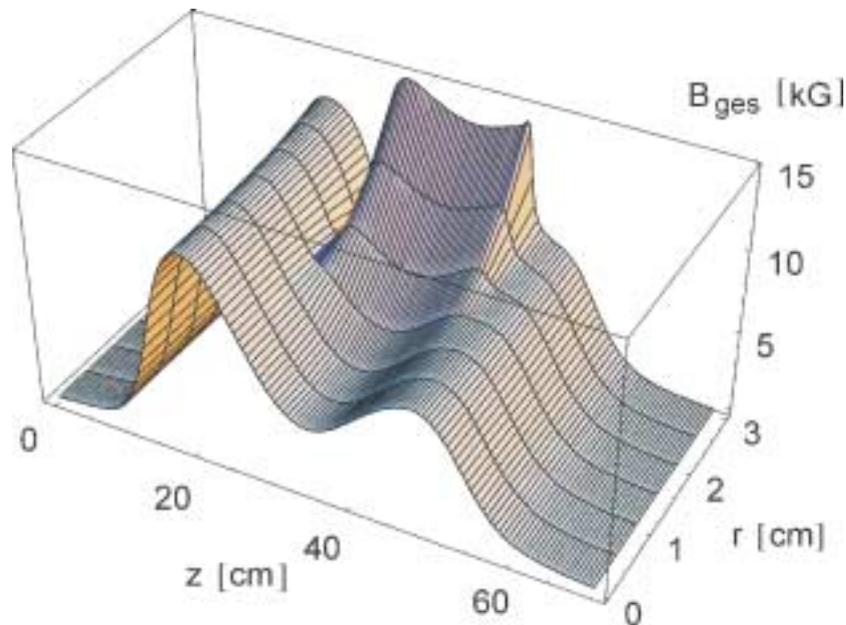


Abbildung 3.21: Darstellung eines typischen Gesamtmagnetfeldes der Gießener 14 GHz EZR-Ionenquelle für den Azimuthalwinkel $\Phi = 0^\circ$

Man erkennt, dass für den Fall etwa gleich starker Spulen- und Hexapolfelder sich diese in Teilbereichen nahezu kompensieren können. Ein zu starker radialer Einschluss schwächt den axialen Einschluss auf einer Seite der magnetischen Flasche. Die radialen Feldanteile der Spulen verstärken oder schwächen die Radialfelder des Hexapols. So entstehen an beiden Enden der zylindrischen Gesamtgeometrie Verlustflächen in Form einer Dreiecksstruktur, die gegeneinander um 60° gedreht sind. Die im Zentrum liegenden Flächen gleicher Magnetfeldstärke sind Ellipsoide. In Abbildung 3.22 wird dieser Zusammenhang grafisch veranschaulicht.

Man muss also beim Bau einer Elektron-Zyklotron-Resonanz-Ionenquelle darauf achten, einen nicht zu starken Hexapol zu verwenden, da dieser die Maxima des magnetischen Spiegelfeldes erniedrigt. Dadurch wird der Einschluss der Plasmateilchen drastisch verschlechtert und die Produktion hoher Ladungszustände stark verringert. Für die vollpermanente Gießener 2.45 GHz ECRIS und eine 14 GHz ECRIS vom Typ „Caprice“ wurde dies schon experimentell nachgewiesen [Eve-95, Dre-99].

3.6.2 Elektrostatischer Einschluss der Plasma-Ionen

Wie bereits erwähnt, sind die Ionen in EZR-Plasmen thermisch, so dass die Wechselwirkung mit dem Magnetfeld keine bedeutende Rolle spielt. Die Ionen werden durch die

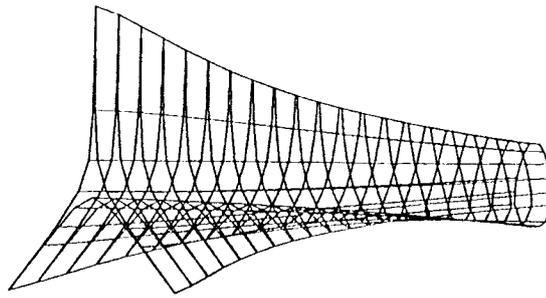


Abbildung 3.22: Magnetische Flussflächen für eine Konfiguration aus einem axialen Spiegelfeld mit überlagertem Hexapolfeld [Mel-90]

sich ausbildende Plasmapotentialverteilung eingeschlossen. Deren Ursache ist die Existenz starker Elektronendichte- und temperaturgradienten, die durch die lokal begrenzte Mikrowellenheizung auf der EZR-Oberfläche und die Magnetfeldkonfiguration hervorgerufen werden. Da ein Teil der Elektronen durch die HF-Heizung auf hohe Energien gebracht wird, muss man von mindestens zwei getrennten Elektronenenergieverteilungen ausgehen, d.h. einer niederenergetischen Komponente mit kleinen Einschlusszeiten und einer „heißen“ Komponente im Gebiet der Resonanzoberfläche. Das sich einstellende Plasmapotential wird im wesentlichen durch die Elektronen- und Ionenverluste aus dem Plasma bestimmt. Es bildet sich eine Potentialverteilung aus, wie sie in Abbildung 3.23 entlang der Symmetrieachse z gezeigt ist.

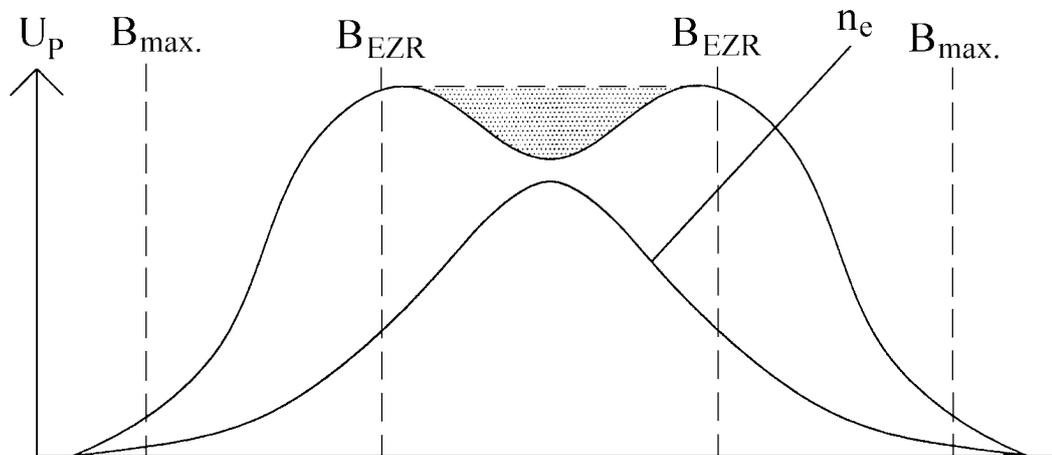


Abbildung 3.23: Potential- und Elektronendichteverteilung entlang der Achse des magnetischen Spiegels [Pet-88]

Man erkennt in der Mitte eine Potentialmulde, in der die hochgeladenen Ionen besonders gut eingeschlossen werden. Experimentelle Untersuchungen zur radialen Plasmapotentialverteilung weisen eine ähnliche Struktur auf [Gol-90]. Nicht geklärt ist allerdings die Frage, ob die Elektronendichte im Zentrum der Entladung (Potentialkern oder *core plasma*) so groß werden kann, dass sich dort sogar ein negatives Potential ausbilden kann.

Die Bedingungen für den Ioneneinschluss hängen außer von den beschriebenen Potenti-

alverhältnissen sehr stark von der Ionenenergie und folglich von den Heizprozessen im Plasma ab. Hier kann man die folgenden Prozesse nennen:

- Coulomb–Streuung an Elektronen
- Ladungsaustauschprozesse
- Ionenkühlung durch Verluste energiereicher Ionen aus dem Plasma ($E_i > \text{Potentialbarriere } U$)

Den Prozess der Coulomb–Streuung kann man als zeitliche Entwicklung der Iontemperatur $T_{i,q}$ folgendermaßen beschreiben [Shi-96]:

$$\frac{dT_{i,q}}{dt} = \frac{4\sqrt{2\pi} n_e q^2 r_L^2 m_e^2 c^4 \sqrt{m_e}}{m_i A \sqrt{T_e}} L_C \quad (3.61)$$

A : Atommassenzahl

L_C : Coulomb–Logarithmus

Der Coulomb–Logarithmus L_C ist eine charakteristische Plasmakenngröße, die das Verhältnis von Plasmatemperatur zu Elektronendichte beinhaltet, und liegt für die überwiegende Zahl an EZR–Plasmen zwischen 10 und 15 [Shi-96].

Dem Ladungsaustausch kommt im Zusammenhang mit der Iontemperatur nur eine geringe Bedeutung zu. Die Kühlung der Ionen durch Verluste aus dem Plasma ist allerdings von großer Bedeutung. Niedriggeladene Ionen, die dem Plasmaeinschluss leichter verloren gehen können, nehmen die durch Stöße übertragene Energie mit und kühlen so die im Plasma verbleibenden Ionen. Da die Zeitspanne zwischen Stößen im Bereich von μs liegt und somit charakteristische Zeiten bis zum Einstellen eines Gleichgewichtszustandes — im Gegensatz zu den Einschlusszeiten der Ionen im Plasma, die bis zu ms betragen — in der gleichen Größenordnung liegen, kann man für die Ionenenergieverteilung eine stationäre Maxwell–Boltzmann–Verteilung annehmen, wie sie in der folgenden Abbildung 3.24 gezeigt ist [Shi-96]. Es sind dort zusätzlich für verschiedene Ladungszustände Werte für die Ionenenergie eingezeichnet, die zur Überwindung einer Potentialbarriere der Höhe U im Plasma (vgl. Abbildung 3.23) notwendig sind.

In Abbildung 3.25 ist die Tatsache der verschiedenen Potentialtopftiefen für Ionen der gleichen Temperatur T_i in den einzelnen Ladungszuständen nochmals veranschaulicht.

Anhand der beiden Graphen kann man ersehen, dass es für höher geladene Ionen schwieriger ist, den Potentialtopf zu verlassen als für niedrig geladene Ionen. Somit folgt das Auftreten eines höheren Ladungsschwerpunktes im Plasma im Gegensatz zu dem der verlorengehenden und z.T. dann extrahierten Ionen. Dieser Tatbestand erklärt den sogenannten „Afterglow–Effekt“, wo durch Abschalten der HF–Heizung das Plasma zusammenbricht und daher die Ioneneinschlussbedingung durch die Potentialverteilung nicht mehr erfüllt wird. Auf diesen Punkt wird im folgenden Kapitel 4 über die Möglichkeiten zur Steigerung der extrahierten Strahlströme an hochgeladenen Ionen noch näher eingegangen.

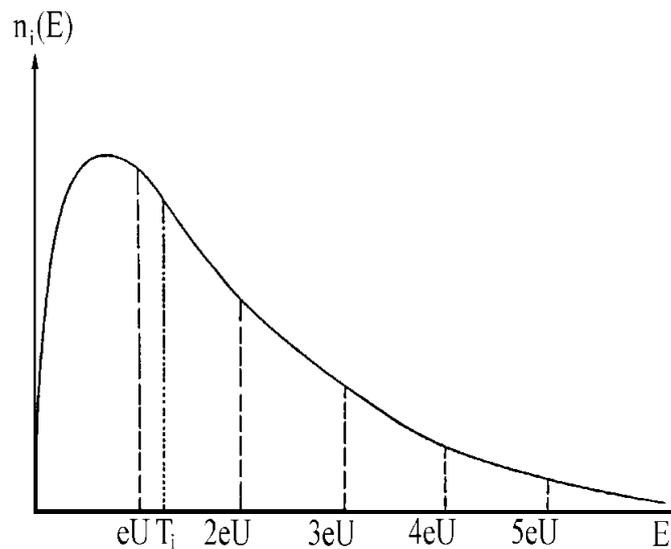


Abbildung 3.24: Maxwell-Boltzmann-Verteilung der Iontemperatur T_i mit den Potentialbarrieren der verschiedenen Ladungszustände q [Shi-92]

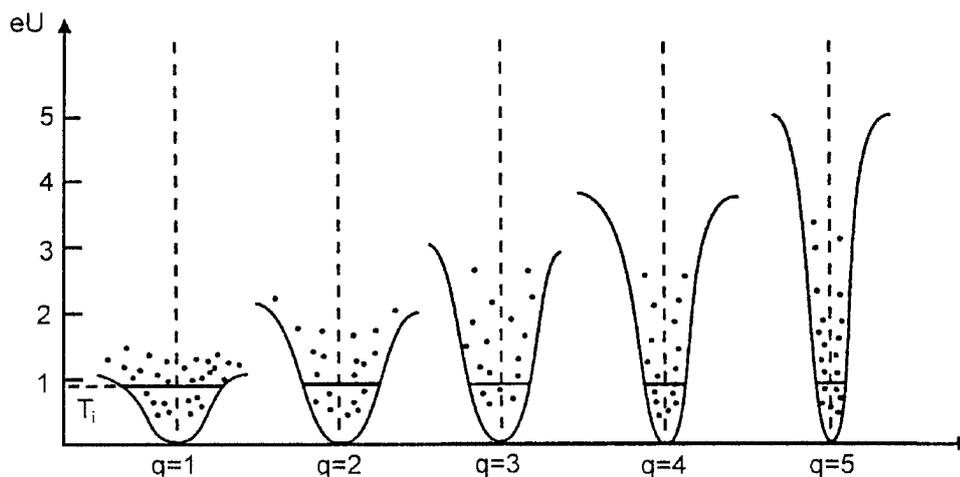


Abbildung 3.25: Potentialtopftiefen für Ionen der Temperatur T_i in verschiedenen Ladungszuständen q in einem Potential U

3.6.3 Teilchenverluste durch Diffusion und Plasmainstabilitäten

3.6.3.1 Diffusionsprozesse

In Plasmen treten Stöße zwischen den einzelnen Komponenten auf, die Streuprozesse zur Folge haben. Man muss bei der Behandlung der Diffusion zwischen schwach ionisierten Plasmen, bei denen Stöße zwischen Neutralteilchen und Elektronen dominieren, und vollständig ionisierten Plasmen mit fast ausschließlichen Coulomb-Kollisionen zwischen geladenen Partikeln unterscheiden. Die Verhältnisse in einer EZR-Ionenquelle stellen einen Mischzustand dieser beiden Extremfälle dar und hängen von den Betriebsparametern der

Ionenquelle, insbesondere vom Gasdruck, ab. Das Plasma wird im folgenden über das Flüssigkeitsmodell beschrieben. Zunächst wird der Vollständigkeit halber die Diffusion in einem unmagnetisierten Plasma dargestellt.

a) Diffusion in unmagnetisierten Plasmen

Für diesen Fall ergibt sich die wichtigste Größe zur Beschreibung der Diffusionseigenschaften eines Plasmas, der Diffusionskoeffizient D , zu

$$D = \frac{KT_j}{m_j\nu_j} \quad . \quad (3.62)$$

mit den Bezeichnungen

- m_j : jeweilige Teilchenmasse
- T_j : Temperatur des betreffenden Plasmateilchens
- ν_j : Stoßfrequenz des jeweiligen Teilchens

b) Diffusion in schwach ionisierten, magnetisierten Plasmen

Durch das äußere Feld treten Lorentzkräfte auf, was zu einer Anisotropie des Diffusionskoeffizienten führt. Aus diesem Grund wird nun ein Koeffizient senkrecht zum magnetischen Feld eingeführt, im weiteren als D_{\perp} bezeichnet.

$$D_{\perp} = \frac{D}{1 + \omega_{Zyk}^2 \tau^2} \quad (3.63)$$

Die Größe τ ist hierbei die bereits eingeführte mittlere Zeit zwischen zwei Stößen. Für das Produkt $\omega_{Zyk}\tau$ kann auch folgendes geschrieben werden:

$$\omega_{Zyk}\tau = \omega_{Zyk}/\nu = \mu B \quad (3.64)$$

Setzt man die Gleichungen 3.62 und 3.64 in Gleichung 3.63 ein, so erkennt man, dass sich die Rolle der Stoßfrequenz ν bei Diffusion in einem unmagnetisierten Plasma im Gegensatz zum magnetisierten Plasma umgekehrt hat: der Diffusionskoeffizient ist in unmagnetischen Plasmen antiproportional zur Stoßfrequenz, in magnetischen Plasmen proportional.

In zweistufigen EZR-Ionenquellen ist die Diffusion von Teilchen entlang der magnetischen Feldlinien aus der ersten Stufe in die zweite Hauptstufe der Ionenquelle erwünscht und notwendig. Hierbei spielen die gerade eingeführten Größen eine gewichtige Rolle, worauf an dieser Stelle aber nicht näher eingegangen werden soll.

c) Diffusion in vollständig ionisierten, magnetisierten Plasmen

Dies ist der am schwierigsten zu behandelnde Fall. Man muss zunächst zwischen Stößen gleicher Teilchen (z.B. Elektron–Elektron–Stöße) und Stößen verschiedenartiger Teilchen unterscheiden. Der erste Fall gibt keinen Anlass zu Diffusionsvorgängen, da sich der Schwerpunkt der Gyrationen durch den Stoß nicht ändert [Che-84]. Im zweiten Fall sieht das anders aus: Hier werden beide Gyrationen in die gleiche Richtung versetzt, was Diffusionsvorgänge zur Folge hat. Dabei ist allerdings die große Massendifferenz der beiden Teilchensorten zu beachten. Die Ionen diffundieren daher als Folge zahlreicher Kollisionen mit Plasma–Elektronen.

Eine analytische Betrachtung des vorliegenden Sachverhalts resultiert in folgender Gleichung [Che-84]:

$$D_{\perp} = \frac{\eta_{\perp} n (KT_i + KT_e)}{B^2} \quad (3.65)$$

Die Größe η_{\perp} bezeichnet den sogenannten spezifischen Widerstand des Plasmas senkrecht zu den Magnetfeldlinien.

Der experimentelle Nachweis der angegebenen $1/B^2$ –Abhängigkeit ist sehr schwierig. Bohm et al. erhielten aus verschiedenen Experimenten als semiempirische Formel eher eine $1/B$ –Abhängigkeit [Che-84]. Festzuhalten bleibt allerdings, dass zur Unterdrückung von Diffusionsvorgängen in Plasmen und damit auch in EZR–Ionenquellen hohe Magnetfelder erforderlich sind.

3.6.3.2 Plasma–Instabilitäten

Abschließend sollen in diesem Kapitel noch einige Aspekte bzgl. des Auftretens von Plasma–Instabilitäten angesprochen werden, die ebenfalls in Teilchenverlusten aus dem Plasma resultieren.

Durch das Anlegen äußerer Felder oder das interne Auftreten von Teilchenbewegungen, das zu elektrischen und magnetischen Feldern führt, treten Verluste aus dem Plasma und somit Instabilitäten auf. Die bei EZR–Ionenquellen verwendete Minimum–B–Struktur unterdrückt zwar makroskopische Plasma–Instabilitäten, aber aufgrund der Gradienten innerhalb des Plasmavolumens treten Mikroinstabilitäten auf, die zwar nicht zum Erlöschen des Plasmas führen, aber zumindest die Erzeugung von Ionen in hohen Ladungszuständen beeinträchtigen können. So ist etwa der Übertrag kinetischer Energie auf Plasma–Ionen möglich, was die Ioneneinschlusszeit herabsetzt.

Speziell für EZR–Plasmen ist die sogenannte Verlustkegel– oder modifizierte Harris–Instabilität von Bedeutung [Gol-90], die in Plasmen mit magnetischen Spiegeln auftritt und den kinetischen Instabilitäten zuzuordnen ist. Sie hat ihre Ursache in den Abweichungen der thermodynamischen Geschwindigkeitsverteilungen von der meist idealisiert

angenommenen Maxwell-Verteilung. Als Beispiel lässt sich die Diskrepanz von T_{\parallel} und T_{\perp} in magnetisierten Plasmen anführen.

Auch der Diamagnetismus des Plasmas, der einem äußeren magnetischen Feld entgegenwirkt, kann Ursache von Störungen und damit von Instabilitäten sein. Pu und Halverson postulierten die auf diese Art erzeugten Mikroinstabilitäten, die zur Klasse der Strömungsinstabilitäten gezählt werden [Pu-90] und die besonders bei Plasmen mit einer EZR-Heizzone zu beobachten sind. Sie führen zu starken Fluktuationen im extrahierten Ionenstrom.

3.7 Extraktion positiver Ionen aus EZR-Plasmen

Nachdem in den vorangegangenen Abschnitten die Prozesse und Bedingungen zur Erzeugung hochgeladener Ionen in EZR-Plasmen im Vordergrund standen, soll zum Abschluss dieses Kapitels noch auf die Extraktion positiv geladener Ionen aus einer Plasma-Ionenquelle eingegangen werden. Ihr kommt im Zusammenhang mit der Strahlformierung eine ähnlich große Bedeutung zu wie der Ionenproduktion.

Im allgemeinen extrahiert man Ionen durch Anlegen einer Hochspannung zwischen dem als Ionenreservoir dienenden EZR-Plasma und einer sogenannten Zieh- oder Pullerelektrode, die mit einem Loch in der Mitte versehen ist. Um das Plasmagebiet vom Extraktionsgebiet zu trennen, verwendet man in den meisten Fällen eine sogenannte Extraktionselektrode. Dadurch wird die Extraktionsgeometrie bis auf die Form des Plasmas in der Apertur (Plasmameniskus), von welcher die Ionen emittiert werden, genau festgelegt.

Das Extraktionssystem insgesamt sollte variabel aufgebaut sein, so dass man es auf Ionenstrahlen aller Elemente in verschiedenen Ladungszuständen optimieren kann. Die Strahlintensität und -qualität wird durch die Plasmaparameter wie z.B. Iontemperatur, Dichte usw., das vorhandene Magnetfeld im Extraktionsgebiet, die Geometrie des Beschleunigungsbereichs und die angelegte elektrische Feldstärke bestimmt. Der formierte Ionenstrahl selbst wird charakterisiert durch die Strahlenergie, die Stromstärke, die Strahlform sowie die Strahldivergenz. Diese Parameter gilt es je nach der gewünschten Anwendung bzw. dem Einsatz im Experiment zu optimieren.

3.7.1 Raumladungsbegrenzte Ionenextraktion

Im Extraktionsgebiet der EZR-Ionenquelle wirkt außer dem elektrischen Beschleunigungsfeld auch die Raumladung des Ionenstrahls, die zu einer Aufweitung führt.

Die maximale Ionenstromdichte j_R , die unter raumladungsbegrenzten Bedingungen aus einer ebenen Fläche extrahiert werden kann, wird durch das Gesetz von Child-Langmuir [Chi-11, Lan-31] beschrieben:

$$j_R = 1.72 \left(\frac{q}{A} \right)^{1/2} \frac{U_B^{3/2}}{d^2} \quad \left[\frac{\text{mA}}{\text{cm}^2} \right] \quad (3.66)$$

Dabei bezeichnet d den Abstand zwischen Extraktions- und Pullerelektrode.

Diese Beziehung ist allerdings nur dann gültig, wenn das Plasma in der Lage ist, eine genügend große Anzahl an Ionen zur Extraktion zur Verfügung zu stellen, d.h. die Iondichte des Plasmas spielt in diesem Zusammenhang eine entscheidende Rolle.

Die Stromdichte j_P , die vom Plasma zur Verfügung gestellt werden kann, ist durch folgende Beziehung gegeben [Boh-49]:

$$j_P = 4.91 \cdot 10^{-13} n_i \left(\frac{q}{A} \right)^{1/2} T_i^{1/2} \quad \left[\frac{\text{mA}}{\text{cm}^2} \right] \quad (3.67)$$

Um im allgemeinen einen parallelen Ionenstrahl aus einer Plasma-Ionenquelle ohne Berücksichtigung der Raumladung zu extrahieren, muss die Ionen emittierende Fläche eben sein. Dafür ist folgende Beziehung zu erfüllen: $j_R \approx j_P$. Bezieht man die Raumladung mit ein, wird durch das Verhältnis j_P/j_R die Form des Plasmameniskus und damit die Fokussierungseigenschaft des als Linse wirkenden Meniskus bestimmt. Es können folgende drei Ausprägungen der Ionen emittierenden Fläche auftreten, wie sie in Abbildung 3.26 dargestellt sind.

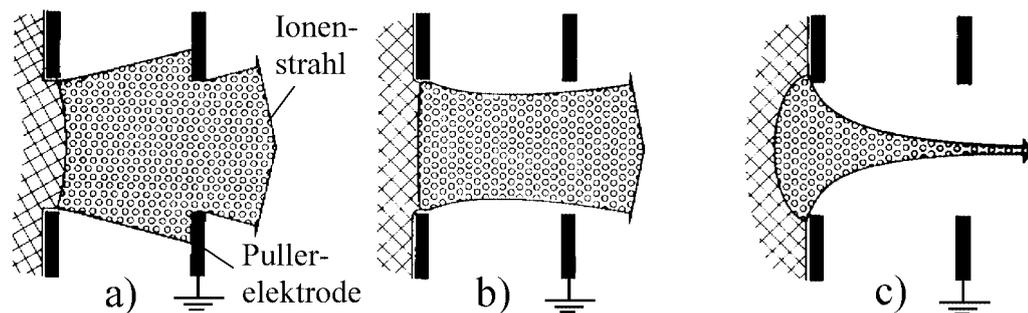


Abbildung 3.26: Mögliche Ausprägungen des Plasmameniskus [Bro-89]

- a) $j_P > j_R$: konvexer Plasmameniskus
- b) $j_P \approx j_R$: ebener Plasmameniskus
- c) $j_P < j_R$: konkaver Plasmameniskus

Für EZR-Ionenquellen gilt in der Regel $j_P \leq j_R$, d.h. der extrahierte Ionenstrom ist durch die Produktion der entsprechenden Ionen im Plasma begrenzt. Es liegt dann ein konkaver Meniskus vor, der unter Berücksichtigung der Raumladung mit Hilfe der Betriebsparameter der Ionenquelle so einzustellen ist, dass eine leichte Fokussierung des extrahierten Ionenstrahls erreicht, eine Überfokussierung allerdings verhindert wird. Durch weitere ionenoptische Elemente wie elektrostatische Einzellinsen oder Quadrupole erfolgt dann die Anpassung des extrahierten Ionenstrahls an das weitergehende Strahlführungssystem.

Aufgrund der Ausbildung eines sternförmigen Plasmas im Extraktionsbereich der Ionenquelle (vgl. Kapitel 3.6.1) sollte die Aperturöffnung der Extraktionselektrode genau der

Fläche des Sternzentrums entsprechen. Die äußeren achsenfernen Bereiche sind mit großen transversalen Impulskomponenten, deren Ursprung in den starken Magnetfeldern liegt, bzgl. der Extraktionsrichtung behaftet und gingen bei einer Extraktion aus der Ionenquelle überwiegend verloren.

3.7.2 Klassische Extraktionsgeometrien

Zur Extraktion verwendet man Systeme aus zwei (Extraktions- und Pullerelektrode) oder mehreren Elektroden. Sie formen das elektrische Beschleunigungsfeld und haben damit großen Einfluss auf den Ionenstrahl. In der Praxis findet man verschiedene Konzeptionen für den Aufbau des Extraktionsbereichs von Ionenquellen.

a) Pierce-Geometrie

Aus analytischen Betrachtungen der Elektronenextraktion, die in der sogenannten Pierce-Geometrie als optimale Konfiguration der Elektrodenformen resultiert [Pie-54], kann für Ionenquellen eine Quasi-Pierce-Geometrie eingesetzt werden, wie sie in der folgenden Abbildung 3.27 dargestellt ist. Typisch ist der Winkel von $\alpha = 67.5^\circ$ der äußeren Fläche der Extraktionselektrode gegen die Strahlachse. Die dadurch gekrümmten elektrischen Feldlinien sollen die raumladungsbedingte Aufweitung des Ionenstrahls kompensieren.

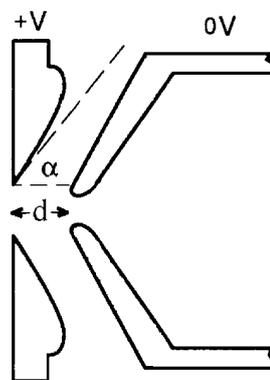


Abbildung 3.27: Quasi-Pierce-Extraktionsgeometrie für eine Ionenquelle [Gel-96]

b) Accel-Decel-Extraktionssystem

Durch die Extraktion von Ionen aus einer Quelle können durch Stöße mit den Restgasatomen Elektronen erzeugt werden, die zur Raumladungskompensation des Ionenstrahls beitragen. Dafür muss allerdings ein Zurücklaufen der Elektronen zur Ionenquelle aufgrund des elektrischen Beschleunigungsfeldes verhindert werden. Die Abschirmung kann elektrostatisch durch eine sogenannte *Accel-Decel*-Extraktionsgeometrie erreicht werden, deren Potentialverlauf in Abbildung 3.28 dargestellt ist.

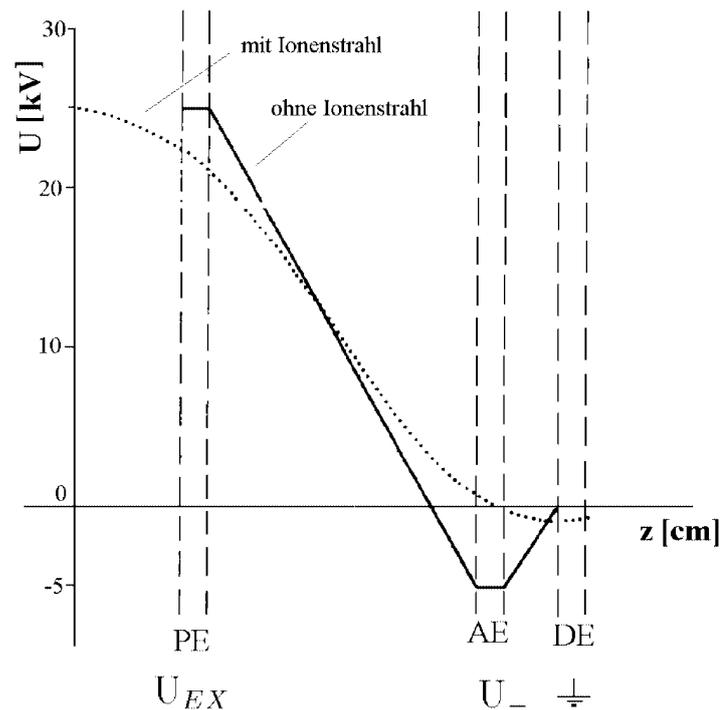


Abbildung 3.28: Potentialverhältnisse eines Accel-Decel-Extraktionssystems mit Plasmaelektrode (PE), Accel-Elektrode (AE) und Decel-Elektrode (DE) [Bro-89]

c) Mehrloch-Extraktion

Um die extrahierte Stromstärke zu erhöhen, ist es ineffektiv, die Aperturgröße zu steigern, da in diesem Fall die Debye-Länge immer näher in die Größenordnung des Lochdurchmessers kommt. Das Plasma wird dann das Loch durchdringen und eine kontrollierte Extraktion von Ionen ist nicht mehr möglich. Abhilfe kann hier ein Mehrloch-Extraktionssystem schaffen. Solange die Ionenstromdichte j_P des Plasmas groß genug ist, skaliert der extrahierte Ionenstrom mit der Anzahl der Extraktionsöffnungen. Es wird allerdings ein Ionenstrahl mit relativ großem Durchmesser und meist recht großen Strahldivergenzen erzeugt [Gel-96].

3.7.3 Strahlqualität und Emittanz eines Ionenstrahls

Um die Frage des weiter gehenden Strahltransports nach der Extraktion aus dem Plasma der Ionenquelle beantworten zu können, muss angemerkt werden, dass nur leicht konvergente bzw. parallele Strahlen gut transportiert werden können. Die Größe, die ein Maß für die Divergenz oder Parallelität des Ionenstrahls darstellt, ist die Emittanz. Entkoppelt man den 6-dimensionalen Phasenraum $[x, y, z, p_x, p_y, p_z]$, der vom Ionenstrahl aufgespannt wird, in 2-dimensionale Unterräume $[x, p_x]$, $[y, p_y]$ und $[z, p_z]$, so ist die Emittanz ϵ als die Fläche eines zur Strahlrichtung transversalen Unterraums $[x, p_x]$ bzw. $[y, p_y]$ bestimmt. Die Einheit ergibt sich zu π mm mrad.

Experimentell wird zur Bestimmung der Emittanz außer dem Ort x nicht der schwer zugängliche Impuls p_x , sondern der Winkel

$$\frac{p_x}{p_z} = \tan \alpha \approx \alpha \quad \text{für} \quad p_z \gg p_x \quad (3.68)$$

gemessen. Üblicherweise findet hier als Messprinzip die sogenannte Schlitz–Draht–Methode Anwendung [Ros-61, Paw-98]. Nach Aufnahme und Auswertung der Daten kann die Phasenraumellipse in einem zweidimensionalen Unterraum angegeben werden. Es gilt: ϵ ist die Ellipsenfläche, die — nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate berechnet — alle Punkte des Phasenraums einschließt. Da durch das Auftreten von Randeffekten nichtlinearer Felder die Einbeziehung aller Phasenraumpunkte — d.h. auch einigen im Phasenraum weit außen liegenden Punkte — nicht unbedingt sinnvoll für die weitere Betrachtung zum Strahltransport ist, wird häufig eine 90 %-Emittanz für den Ionenstrahl angegeben, wo nur 90 Prozent der Strahlintensität Berücksichtigung findet.

Da Ionen hoher Ladung stärker beschleunigt werden als Ionen niedriger Ladung, weisen diese eine geringere Emittanz auf. Das resultierende Gesamtprofil der Emittanz eines Ionenstrahls mit verschiedenen Ladungszuständen — wie bei EZR–Ionenquellen der Fall — ergibt sich als Überlagerung der einzelnen Emittanzen. Bei fest vorgegebener Beschleunigungsspannung kann durch Variation der *Accel*-Spannung bzw. des Abstandes von Extraktions– und Pullerelektrode eine Optimierung auf einen ausgesuchten Ladungszustand vorgenommen werden.

Die Emittanz von EZR–Ionenquellen ist primär durch die starken Magnetfelder im Extraktionsbereich und die Größe des Extraktionsloches bestimmt. Nach [Kra-85] gilt folgende Zahlenwertgleichung für die Emittanz:

$$\epsilon = 3.46 \cdot 10^4 \frac{\sqrt{q} B_{Ex} r_{EL}^2}{\sqrt{U_{Ex}}} \quad [\pi \text{ mm mrad}] \quad (3.69)$$

Hier wurde mit U_{Ex} die Extraktionsspannung, mit B_{Ex} das Magnetfeld im Extraktionsbereich und mit r_{EL} der Radius des Extraktionsloches bezeichnet. Die geometrische Form des Extraktionssystems ist dabei nicht berücksichtigt.

Interessiert man sich außer für die Emittanzfläche noch für die Dichteverteilung innerhalb des betrachteten Phasenraums, so muss man auf die sogenannte rms–Emittanz zurückgreifen, die die zweiten Momente der Phasenraumverteilung mit einbezieht. Zum Vergleichen der Emittanzen von Ionenstrahlen unterschiedlicher Energie bzw. Ladungszustände wird die normierte Emittanz ϵ_n verwendet, die folgendermaßen definiert ist [Bro-89]:

$$\epsilon_n = \beta \gamma \epsilon \quad \text{mit} \quad \beta = v/c; \quad \gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2} \quad (3.70)$$

Als letzte Größe im Zusammenhang mit der Strahlqualität soll die Brillianz G erwähnt werden, die eine Art „Leuchtdichte“ darstellt. Sie ist ein erweitertes Maß für die Güte eines

Ionenstrahls und über die Beziehung von Ionenstrom I zu den transversalen Emittanzen ϵ_x und ϵ_y definiert [Rie-93]:

$$G = \frac{I}{\epsilon_x \epsilon_y} \quad (3.71)$$

Nachdem in diesem Kapitel detailliert auf alle grundlegenden Bereiche, die für das Verständnis von EZR-Ionenquellen wichtig sind, eingegangen wurde, sollen nun im folgenden Kapitel Techniken zur Steigerung der Leistungsfähigkeit dieses Ionenquellentyps vorgestellt werden.

4 Steigerung der Leistungsfähigkeit einer ECRIS

Ausgehend von den Betrachtungen im letzten Kapitel (im besonderen in Kapitel 3.2.2 über den Ionisationsfaktor) lassen sich als Bedingungen für eine Optimierung von EZR-Ionenquellen hinsichtlich der Steigerung der extrahierbaren Ladungszustände und der Erhöhung der Ionenströme für die verschiedenen Ladungszustände die folgenden Punkte nennen:

- hohe Elektronendichten
- hohe Elektronenenergien
- lange Ioneneinschlusszeiten

Im folgenden soll auf einzelne Techniken eingegangen werden, die sich positiv auf die genannten Punkte auswirken.

4.1 Erhöhung der Elektronendichte

Um Ladungsaustauschprozesse durch Ion-Atom-Stöße in EZR-Plasmen zu verhindern, ist es hilfreich, den Neutralgasfluss in das System zu verringern. Diese Vorgehensweise erniedrigt allerdings die Zahl der Teilchen, die für die Ionisation im Plasma zur Verfügung stehen. Somit führt die Verringerung des Neutralgasflusses zu einer Sättigung der Elektronendichte. Um dieser Tatsache entgegenzuwirken und genügend Elektronen für die EZR-Heizung zur Verfügung zu stellen, sind interne und externe Elektronendonatoren sehr hilfreich.

4.1.1 Bedampfung der Plasmakammerwand

Beim sogenannten *wall coating*-Effekt nutzt man aus, dass verschiedene Materialien, die man auf die Plasmakammerwand aufbringt, hohe Sekundärelektronenkoeffizienten aufweisen. Als Beispiele lassen sich SiO_2 oder Al_2O_3 nennen, die die Entladung mit kalten Elektronen versorgen.

Ein ähnlicher Effekt kann erzielt werden, indem man z.B. bei Verwendung einer Plasmakammer aus Aluminium die Ionenquelle vor Produktion der gewünschten Ionensorte eine möglichst lange Zeit mit Sauerstoff betreibt. Hierbei wird die Produktion von Aluminiumoxid auf den Wandungen des Entladungsraumes gefördert.

4.1.2 Verwendung einer biased disk

Bei mehreren EZR-Ionenquellen wurde festgestellt, dass der Einsatz einer gegenüber der Ionenquelle auf negatives Potential gelegten, kleinen Elektrode — die sogenannte *biased disk*, die sich meist auf der Achse der Ionenquelle möglichst dicht am Plasma befindet — die Produktion von Ionenströmen insbesondere hoher Ladungszustände positiv beeinflusst [Mel-90, Cam-92, Mat-94]. Obwohl die genaue Funktionsweise dieser Methode noch nicht in allen Details verstanden ist, kann man die folgenden Aspekte zur Erklärung des *biased disk*-Effektes heranziehen:

- Durch Anbringen der *biased disk* werden Ionen auf die Oberfläche beschleunigt und lösen dort Sekundärelektronen aus, die ins Plasma gelangen und dort beschleunigt werden können.
- Die negative Spannung der *biased disk* fungiert als Repeller für Plasma-Elektronen.
- Durch Anlegen der negativen Spannung wird die Plasmapotentialverteilung in positiver Art und Weise beeinflusst; z.B. ist eine Absenkung des Plasmapotentials bzw. der Potentialmulde in der Mitte des Plasmas (vgl. Kapitel 3.6.2) oder ein Einfluss auf die Potentialverhältnisse im Extraktionsbereich denkbar/möglich.

Erste Indizien für den letztgenannten Punkt liefern Ergebnisse zeitaufgelöster Messungen, die im letzten Jahr an der Frankfurter 14 GHz EZR-Ionenquelle durchgeführt worden sind [Sti-99].

Der Einfluss auf den extrahierbaren Ionenstrom ist vor allem von der Position der *biased disk* und der angelegten Spannung abhängig. Als Steigerungsraten der Ströme konnten Faktoren zwischen 2 und 10 gegenüber dem Betrieb der Ionenquelle ohne *biased disk* beobachtet werden [Xie-94]. Ähnlich gute Ergebnisse lieferte der Einbau einer Elektronenkanone [Lyn-90, Hey-94].

4.2 Verbesserung des magnetischen Einschlusses

Wie im Kapitel über das magnetische Spiegelverhältnis bereits beschrieben, hängt der Öffnungswinkel des magnetischen Verlustkegels vom Verhältnis B_{max} zu B_{min} ab. Da die Größe B_{min} nach unten durch die Resonanzfeldstärke B_{EZR} beschränkt ist, kann ein besserer Einschluss der schnellen Plasma-Elektronen nur durch ein höheres Magnetfeld B_{max} an den Enden der magnetischen Flasche erreicht werden. Da die Spulenströme durch das verwendete Hochstromnetzgerät bzw. die Permanentmagnete durch die Stärke des verwendeten Materials begrenzt sind, kann der Einsatz von ferromagnetischem Material hilfreich sein. Durch die Verwendung eines speziellen Weicheisens wird die maximale magnetische Feldstärke weiter erhöht. Erreicht werden kann dies beispielsweise durch den Einsatz eines Eisenrückschlusses um die Spulen oder einen Eisen-Plug auf der Achse innerhalb der Plasmakammer.

Geller versuchte vor ca. 10 Jahren, die Optimierung von EZR-Ionenquellen durch empirische Skalierungsgesetze zu beschreiben [Ge-90a, Ge-90b]. Der Forderung nach einem hohen Spiegelverhältnis wurde dabei durch die folgende Beziehung Rechnung getragen:

$$q_{opt} \propto \log B^{1.5} \quad (4.1)$$

Hierbei wurden folgende Abkürzungen verwendet:

$$\begin{aligned} q_{opt} &: \text{maximal erreichbarer Ladungsschwerpunkt} \\ B &: \text{Magnetfeld } B \approx 0.5 (B_{min} + B_{max}) \end{aligned}$$

Allgemein lässt sich zu den Skalierungsgesetzen anmerken, dass sie tendenziell sicherlich anerkannt sind, die mathematische Exaktheit der angegebenen Gesetzmäßigkeiten allerdings in Frage gestellt werden muss, da zu viele Parameter beim Vergleich von EZR-Ionenquellen zu berücksichtigen sind und viele Größen direkt oder indirekt miteinander in Relation stehen.

4.3 Erhöhung der Betriebsfrequenz

Durch eine Erhöhung der magnetischen Feldstärken ist es möglich, auch für höhere Frequenzen ein ausreichendes Spiegelverhältnis bereitzustellen. Die Empirie hat gezeigt, dass durch höhere Frequenzen sowohl der Ladungsschwerpunkt q_{opt} als auch die extrahierten Ströme erhöht werden können. Geller gibt für diesen Zusammenhang die folgenden zwei Skalierungsgesetze an:

$$\begin{aligned} q_{opt} &\propto \log \omega^{3.5} \\ I_q &\propto \omega^2 \end{aligned} \quad (4.2)$$

Mit I_q wurde hierbei der Ionenstrom von q_{opt} bezeichnet. Man kann erkennen, dass einer Frequenzerhöhung eine sehr große Bedeutung zukommt. Dies hat sich in den Anwendungen und Aufbauten von EZR-Ionenquellen bestätigt und resultiert darin, dass sich momentan am Lawrence Berkeley National Laboratory in den USA eine große, mit supraleitenden Spulen bestückte 28 GHz EZR-Ionenquelle im Aufbau befindet [Lei-99].

4.4 Betrieb mit zwei Frequenzen

Wie bereits in Kapitel 3 beschrieben, werden Elektronen im Resonanzgebiet auf hohe Energien beschleunigt. Wählt man eine magnetische Feldkonfiguration, deren Minimum hinreichend klein ist, kann durch Einstrahlung einer niedrigeren Frequenz eine zweite Resonanzoberfläche zur Heizung der Plasma-Elektronen beitragen. Dieser Sachverhalt ist schematisch in der Abbildung 4.1 dargestellt.

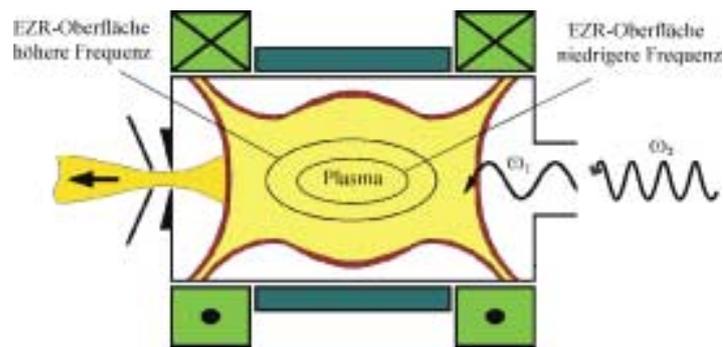


Abbildung 4.1: Prinzip einer EZR-Plasmaheizung mit zwei Frequenzen

Bisher durchgeführte Testmessungen (z.B. [Xie-95]) zeigen eine deutliche Erhöhung der extrahierbaren Ionenströme insbesondere der höchsten betrachteten Ladungszustände.

Diese Tatsache legt natürlich nahe, weitere Frequenzen in den Entladungsraum einzustrahlen. Das Problem hierbei ist allerdings das begrenzte Raumangebot. Eine Anordnung von drei Hohlleitern auf einer Querschnittsfläche von typischerweise 40 cm^2 ist gerade noch möglich. Da eine größere Plasmakammer und damit eine größere Querschnittsfläche eine Vergrößerung der inneren Spulendurchmesser und damit eine Absenkung der magnetischen Feldmaxima zur Folge hätte, ist eine Ausweitung auf eine Einkopplung von vier Frequenzen nicht mehr möglich. Als Ausweg bleibt nur die Verwendung einer koaxialen Mikrowelleneinkopplung oder die Einstrahlung von nahe beisammen liegenden Frequenzen, die in einem Hohlleiter transportiert werden können. Der letztgenannte Punkt beinhaltet nicht die Heizung auf zwei oder mehreren Resonanzoberflächen, sondern die Möglichkeit, ein großes Resonanzvolumen zu erzeugen. Der Einfluss auf die extrahierbaren Ionenströme muss für diesen Fall noch detailliert untersucht werden.

4.5 Mischgaseffekt

Schon seit Mitte der achtziger Jahre ist bekannt, dass die Beimischung eines leichteren Hilfsgases (Elementes) zum eigentlich zu ionisierenden Element die extrahierten Ionenströme ansteigen lässt. Für diesen sogenannten Mischgaseffekt existieren mehrere Erklärungsansätze, wobei den beiden im folgenden genannten die größte Bedeutung zukommt.

Zum ersten besitzt das leichtere Element eine geringere Masse und eine geringere Temperatur, wodurch ihm durch Stöße mit den schwereren Plasmapartikeln Energie übertragen wird. Die leichteren Ionen sind aufgrund der niedrigeren Ladungszustände durch das Plasmapotential nicht so gut eingeschlossen und können daher das Plasma leichter verlassen, wodurch dem Ionenreservoir Energie entzogen wird. Das zu ionisierende Element wird gekühlt und besitzt somit eine längere Verweildauer im Plasma, was zum Auftreten höherer Ladungszustände führt. Entscheidend für diesen Effekt ist, dass die Zeit zum Einstellen des energetischen Gleichgewichts im Bereich von μs liegt, während sich die Einschlusszei-

ten im Plasma im Bereich von ms bewegen [Shi-93]. Zum zweiten fungiert das Hilfselement als Elektronendonator und erhöht somit die Elektronendichte im Plasmavolumen.

In der Praxis werden in der Regel Massenverhältnisse von $A_P/A_M = 3-5$ (A_P : Massenzahl Prozessgas; A_M : Massenzahl Mischgas) verwendet, wobei bei den Volumenverhältnissen die Tendenz zu erkennen ist, dass für die Optimierung auf höhere Ladungszustände ein immer größerer Mischgasanteil erforderlich ist. Typische Volumenverhältnisse liegen im Bereich von $V_M/V_P = 5 - 10$.

Als Beispiel für den Mischgaseffekt sei auf die Ergebnisse in den Kapiteln 6.4.2 und 6.6.3 verwiesen, wo an vollpermanenten EZR-Ionenquellen Ströme von Sauerstoff- und Argon-Ionen jeweils mit und ohne Beimischung eines Hilfsgases gemessen wurden.

4.6 Afterglow-Effekt

Die Ionenquellen am Gießener Institut für Kernphysik werden in der Regel im kontinuierlichen Modus betrieben. Der Vollständigkeit halber soll aber noch auf den *Afterglow*-Effekt eingegangen werden, der zur Leistungssteigerung von EZR-Ionenquellen bei gepulsten Ionenstrahlen, wie sie zur Injektion in Beschleuniger und Speicherringe benötigt werden, verwendet wird.

Wie in Kapitel 3.6.2 beschrieben, weist die Ladungszustandsverteilung eines mittels Elektron-Zyklotron-Resonanz geheizten, magnetisch eingeschlossenen Plasmas einen höheren Ladungsschwerpunkt auf als der extrahierte Ionenstrahl. Dies basiert auf dem elektrostatischen Einschluss der hochgeladenen Ionen durch die Plasmapotentialverteilung. Wenn nun die Mikrowelleninjektion abgeschaltet wird, werden die Elektronen nicht weiter geheizt und gehen dem Plasma verloren, was zum Zusammenbruch der Potentialverteilung führt. Als Folge können nun auch die hochgeladenen Ionen, die bisher gut eingeschlossen waren, das Plasma verlassen und als Ionenstrahlpuls extrahiert werden. Durch darauf folgendes, erneutes Einschalten der Mikrowellenleistung werden dann wieder Elektronen geheizt und hochgeladene Ionen erzeugt usw.

Die Abbildungen 4.2 und 4.3 zeigen ein typisches Beispiel für den Anstieg eines Ionenpulses nach Ausschalten der HF-Leistung sowie die Verschiebung der Ladungszustandsverteilung zu höheren Ladungszuständen hin.

Typische Pulsdauern liegen im Bereich von $200 \mu\text{s}$ bis 10 ms, wobei diese von der Optimierung der makroskopischen Ionenquellenparameter hinsichtlich des *Afterglow*-Pulses abhängen. Wichtig ist hier nicht ausschließlich die Intensität der Ionenströme, sondern auch die über einen langen Zeitraum gleichmäßige reproduzierbare Extraktion der Ionenpulse.

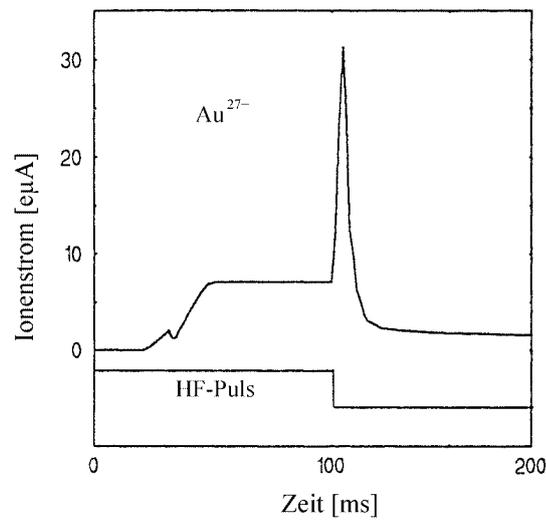


Abbildung 4.2: Typischer Afterglow-Ionenpuls am Beispiel von Au^{27+} aus einer EZR-Ionenquelle [Mel-94]

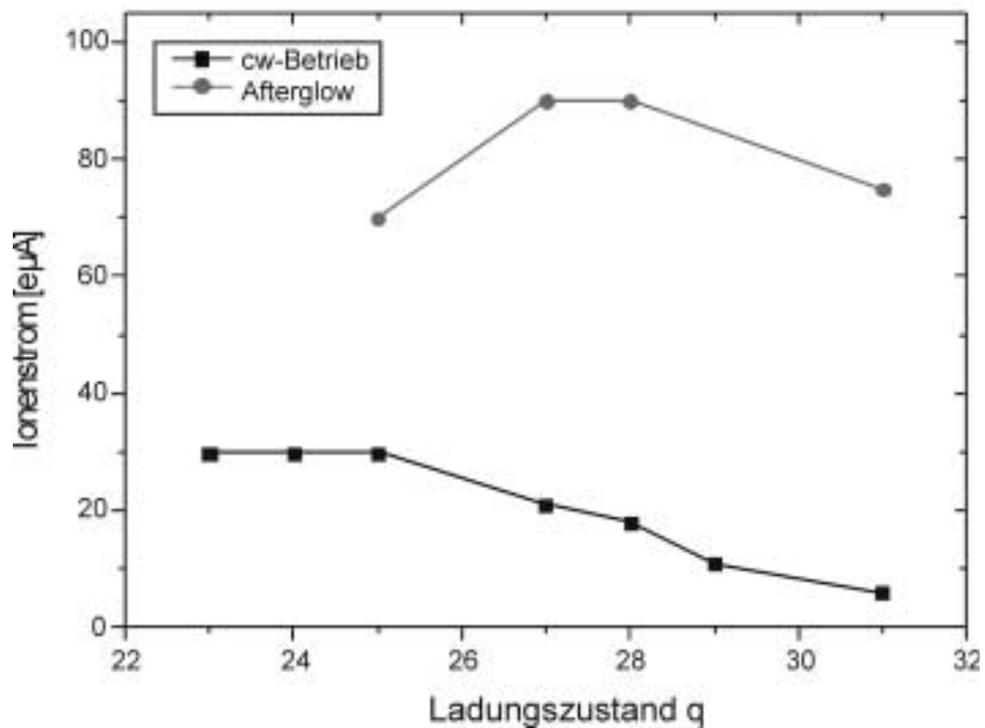


Abbildung 4.3: Gemessene Verschiebung der Ionenströme von Blei zu einem höheren Ladungsschwerpunkt bei Betrieb einer EZR-Ionenquelle im Afterglow-Modus [Sor-91]

5 Die Gießener 14 GHz EZR-Ionenquelle

5.1 Motivation

Am Institut für Kernphysik werden seit vielen Jahren Stoßprozesse zwischen Elektronen und Ionen untersucht, die im Ausgangskanal eine Ionisation des Targetions aufweisen. Diese Art der atomaren Wechselwirkung, d.h. die Elektronenstoßionisation, ist für das grundlegende Verständnis von Prozessen in Plasmen von großer Bedeutung. Die in Stoßexperimenten ermittelten Wirkungsquerschnitte dienen somit zum einen als Datenbasis für die Beschreibung von Prozessen in den Atmosphären der Sterne sowie weiterer Bereiche der Astrophysik, und zum anderen zur Simulation und Modellierung von Laborplasmen. In diesem Zusammenhang spielt die Entwicklung eines thermonuklearen Fusionsreaktors als mögliche zukünftige Energiequelle eine große Rolle. Mit Hilfe experimentell bestimmter Ionisationsquerschnitte versucht man, die räumliche und zeitliche Entwicklung der Ladungszustandsverteilung von Verunreinigungionen, die durch Sputterprozesse an den metallischen Reaktorwänden in das magnetisch eingeschlossene Fusionsplasma gelangen, vorherzusagen.

Das Gießener *crossed beams*-Experiment zur Messung von Wirkungsquerschnitten für die Elektronenstoßionisation von Ionen ist in Abbildung 5.1 dargestellt. Hier wird ein Ionenstrahl mit einer Energie von maximal 20 keV mal Ladungszustand mit einem Elektronenstrahl der maximalen Energie von 1 keV (bei Verwendung einer Hochstromkanone) bzw. 6.5 keV (bei Verwendung einer Hochenergiekanone) unter einem Kreuzungswinkel von 90° zur Wechselwirkung gebracht. Die Reaktionsprodukte werden durch einen Magneten vom Primärstrahl getrennt und in einem Einzelteilchendetektor nachgewiesen. Eine genaue Darstellung des Versuchsaufbaus und der verwendeten Bauteile wird beispielsweise in [Ste-98] gegeben.

Die benötigten Ionen werden in diesem Experiment in einer 10 GHz Elektron-Zyklotron-Resonanz Ionenquelle erzeugt, anschließend beschleunigt und durch ein nachfolgendes Strahlführungssystem mit verschiedenen ionenoptischen Elementen der Wechselwirkungszone zugeführt. Zunächst wurde an diesem Experiment eine 5 GHz ECRIS und seit 1991 eine 10 GHz ECRIS eingesetzt [Lie-92]. Um nun die durchgeführten Messungen zu höheren Ladungszuständen hin zu erweitern und die Intensität der Ionenströme gegenüber der momentan im Einsatz befindlichen 10 GHz Elektron-Zyklotron-Resonanz-Ionenquelle zu steigern, wurde im Rahmen einer Dissertation die Gießener 14 GHz EZR-Ionenquelle entwickelt [Sch-95]. Diese hat, wie Abbildung 5.2 zeigt, bis jetzt nicht die gewünschte Leistungsfähigkeit erreicht und sollte jetzt weiter verbessert sowie auf einen Umbau an das Elektronenstoßexperiment vorbereitet werden.

Es sind zahlreiche Tests mit unterschiedlichen Mikrowelleneinkopplungen, einem veränderten Gesamtmagnetfeld, zwei zusätzlichen Sekundärelektronendonatoren und einer neuen Extraktionsgeometrie durchgeführt worden. Diese Umbauten mit den darauf folgenden Testmessungen werden in den Kapiteln 5.4 und 5.5 beschrieben. Im folgenden soll daher

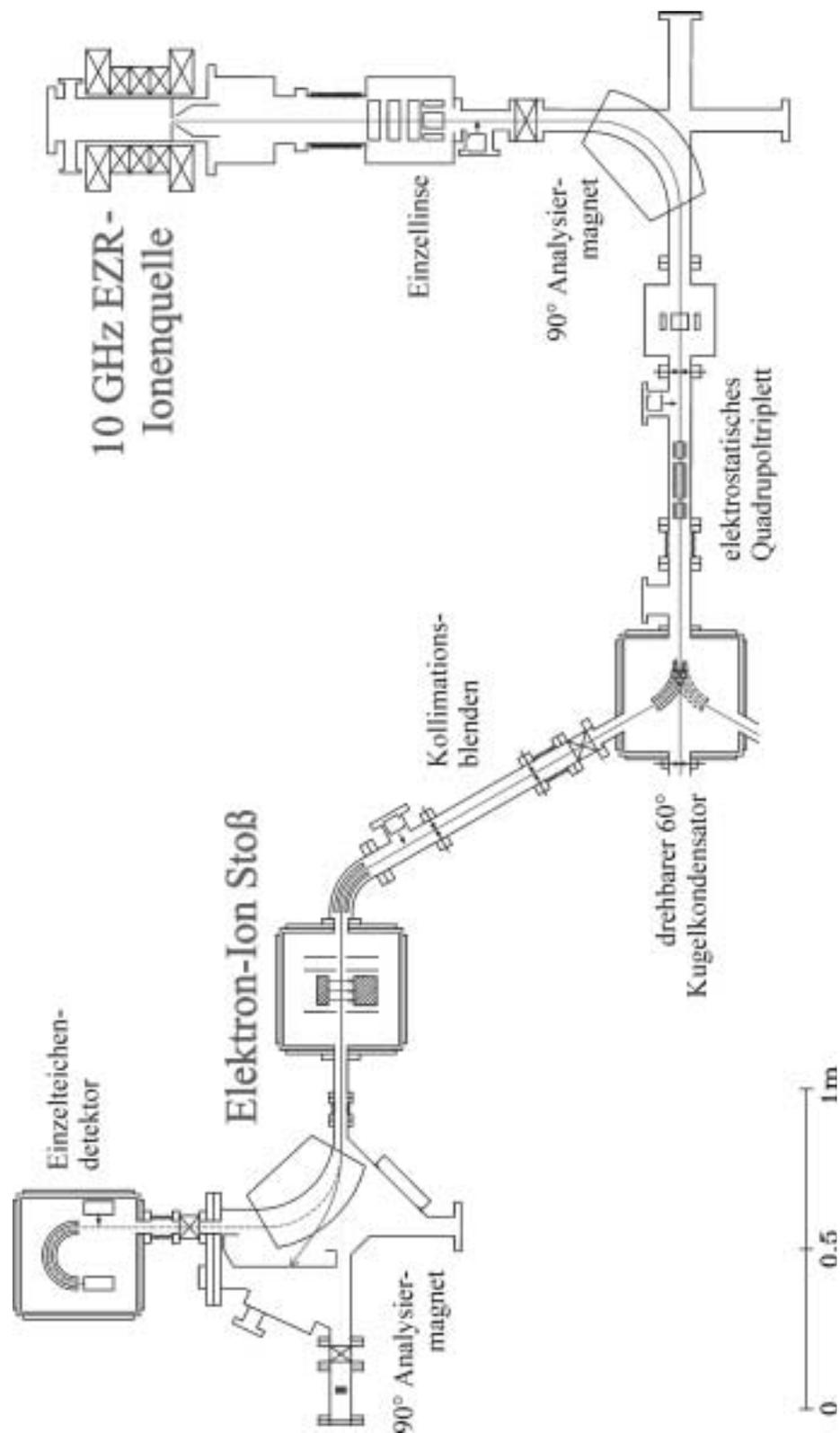


Abbildung 5.1: Übersicht über das Gießener Elektron-Ion-Stoßexperiment mit 10 GHz EZR-Ionenquelle [Ste-98]

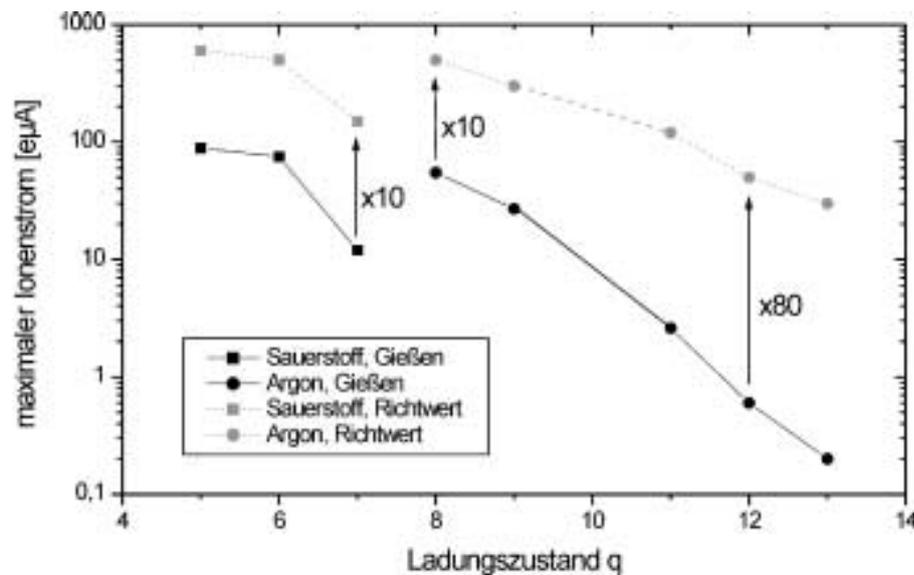


Abbildung 5.2: Vergleich der Leistungsfähigkeit der Gießener 14 GHz ECRIS zu Durchschnittswerten anderer existierender 14 GHz EZR-Ionenquellen

der Aufbau der in [Sch-95] ausführlich charakterisierten 14 GHz Elektron-Zyklotron-Resonanz-Ionenquelle nochmals kurz vorgestellt werden. Dadurch ist ein direkter Vergleich mit den geänderten und getesteten Baugruppen möglich.

5.2 Der alte mechanische Aufbau der 14 GHz Ionenquelle

In Abbildung 5.3 ist die von Schlapp entwickelte 14 GHz ECRIS dargestellt. Man untergliedert den Aufbau sinnvollerweise in drei Baugruppen: die Mikrowelleneinkopplung, die Plasmakammer mit den Magnetfeldkomponenten und den Extraktionsbereich. Im folgenden werden die einzelnen Bereiche genauer charakterisiert.

5.2.1 Die Mikrowelleneinkopplung

Die zur Elektronenheizung im EZR-Plasma benötigte Mikrowellenleistung wird in einer 14 GHz Sendereinheit der Firma VARIAN erzeugt. Hauptelement dieses HF-Systems ist ein Klystron mit einer Ausgangsleistung von 2.2 kW im cw-Betrieb. Die Leistung wird über einen Vorverstärker und PIN-Modulator geregelt, und mit dem dahinter geschalteten Klystron wird eine Gesamtverstärkung von 80 dB erzielt. Die Erzeugung der Mikrowelle wird von einem Halbleiterschwinger mit einer Ausgangsleistung von 34 mW übernommen. Zwei nach dem Ausgang des Klystrons eingebaute Zirkulatoren schützen das Verstärkersystem vor reflektierter Leistung. Mit Hilfe von Dioden-Koppelgliedern lässt sich die hin- und rücklaufende Leistung im Hohlleitersystem messen und während des Betriebs der Ionenquelle überwachen. Abbildung 5.4 zeigt das gerade beschriebene Mikrowellensystem.

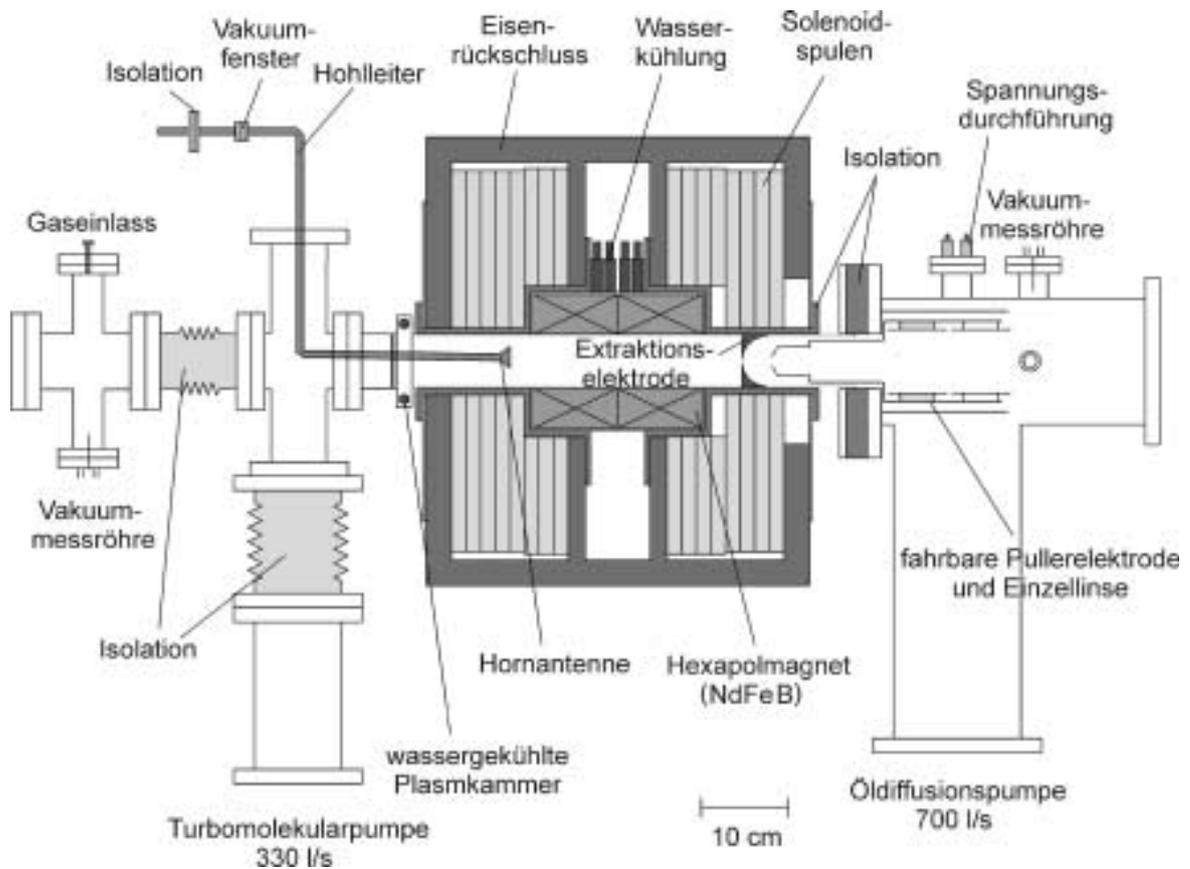


Abbildung 5.3: Aufbau der von Schlapp entwickelten 14 GHz EZR-Ionenquelle [Sch-95]

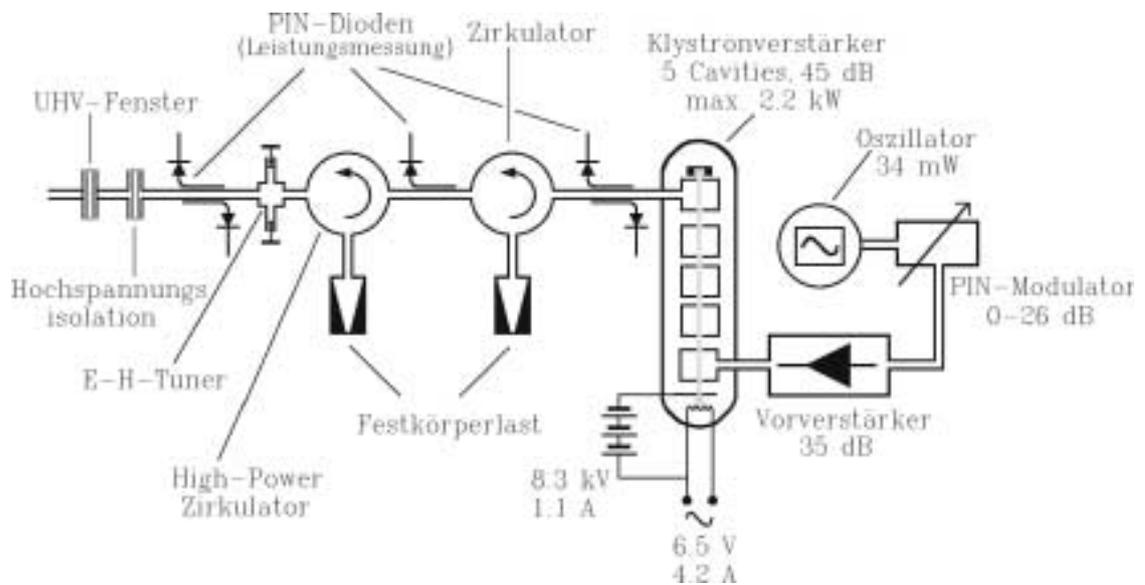


Abbildung 5.4: Übersicht des 14 GHz Hochfrequenzsystems

Die Weiterleitung der Mikrowelle erfolgt bei diesem Aufbau der Ionenquelle durch Ku-Band Hohlleiter in standardisierter Ausführung, wobei als abschließendes Antennensystem ein sogenannter H-Sektor Hornstrahler eingesetzt wird, der in einem CF-63 Kreuzstück gehalten und vakuumdicht eingelötet ist. Die Einkopplung erfolgt — wie in Abbildung 5.3 zu sehen — von oben, so dass noch ein 90°-Hohlleiterbogen eingebaut ist. Ein Vakuumfenster und die Hochspannungsisolation durch eine 2 mm dünne Teflonscheibe komplettieren die HF-Einkopplung.

5.2.2 Die Plasmakammer mit den Magnetfeldkomponenten

Als Plasmakammer dient ein ca. 30 cm langes doppelwandiges Edelstahl-/Messingrohr, welches durch eingearbeitete Wasserkanäle gekühlt wird und somit den auf der Kammer gehaltenen Hexapolmagneten vor Temperaturen von über 40°C schützt. Der Innendurchmesser der Plasmakammer beträgt 60 mm. Um die Kammer und den Multipolmagneten, die auf Hochspannungspotential liegen, elektrisch von den darauf angebrachten Solenoidspulen zu isolieren, werden insgesamt 6 aus dem Kunststoff RCH1000 gefertigte Rohrstücke auf der Plasmakammer montiert.

Der für den radialen Magnetfeldeinschluss benötigte Multipolmagnet wird durch einen in der Mitte der Plasmakammer angebrachten Hexapol realisiert. Dieser ist aus zwei 9.5 cm langen Einzelstücken zusammengeklebt und mit dem auftragenden Klebstoff und der Schutzlackierung insgesamt ca. 19.4 cm lang. Der Innendurchmesser beträgt 65 mm, der Außendurchmesser 165 mm. Es handelt sich um einen sogenannten Halbach-Hexapolmagneten aus 24 trapezförmigen Segmenten, deren Magnetisierungsrichtung jeweils 45° gegeneinander gedreht ist [Hal-80]. Durch diesen Aufbau wird das Magnetfeld außerhalb des Magneten sehr stark abgeschwächt und innerhalb verstärkt. Abbildung 5.5 zeigt den Querschnitt des verwendeten Hexapolmagneten mit den Magnetisierungsrichtungen und das zwischen zwei Polen, d.h. entlang der eingezeichneten Geraden, gemessene radiale Magnetfeld im Innern des Permanentmagneten.

Als Magnetwerkstoffe wurden VACODYM 362 HR (Segmente II und III) und VACODYM 400 HR (Segment I) verwendet. Das zuerst genannte Material besitzt eine Remanenz B_R von 13.3 kG und eine Koerzitivfeldstärke H_{cB} von 1280 kA/m, das als zweites genannte Material eine Remanenz von B_R von 11.5 kG und eine Koerzitivfeldstärke H_{cB} von 1920 kA/m. Der Grund für die Verwendung zweier verschiedener Materialien liegt im segmentförmigen Aufbau des Permanentmagneten. Die magnetische Induktion im Innern des Magneten ist im Bereich von Segmenten der Kennzahl I der primären Magnetisierung entgegengerichtet und mit bis zu 14 kG größer als die Remanenz des Materials, so dass einer Entmagnetisierung der Elemente durch Verwendung eines Materials mit niedrigerer Remanenz, aber höherer Koerzitivfeldstärke entgegengewirkt werden muss. Am inneren Rand der Plasmakammer ergibt sich durch Verwendung des beschriebenen Hexapolmagneten ein radiales Magnetfeld von 12 kG.

Der axiale Magnetfeldeinschluss wird über die Verwendung von drei Solenoidspulenordnungen erreicht. Als Stromversorgung für die Spulen steht ein thyristorgesteuertes

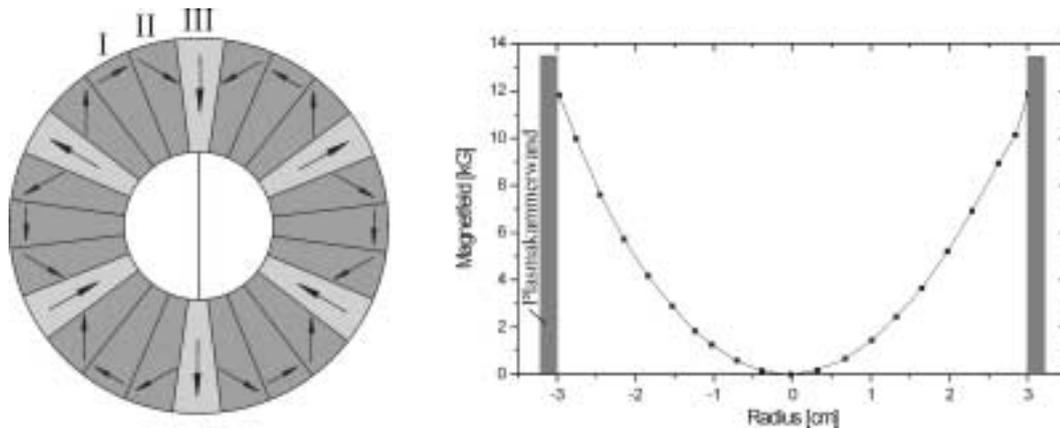


Abbildung 5.5: Halbach-Hexapol mit 24 Segmenten und das gemessene magnetische Radialfeld von Pol zu Pol

Hochstromnetzgerät der Firma BRUKER mit 3×600 A bei maximal 70 V zur Verfügung. Die Spulen sind in einem Weicheisenrückschluss integriert, der die magnetische Induktion steigert, den magnetischen Feldverlauf bestimmt bzw. beeinflusst und die dünnwandige Plasmakammer vor einer übergroßen mechanischen Belastung schützt.

Die Spule auf der Seite der HF-Einkopplung besteht aus fünf, in Reihe geschalteten, doppellagigen Scheibenspulen, die auf der Extraktionsseite aus vier Spulen. Alle Spulen besitzen 44 Windungen und einen Innendurchmesser von 80 mm sowie ein Außendurchmesser von 445 mm. Die Dicke beträgt ca. 18 mm. In der Mitte zwischen den beiden Spulenpaaren, die die beiden Magnetfeldmaxima der magnetischen Flasche erzeugen, befinden sich als „getrenntes“ Spulenpaar über dem Hexapolmagneten drei Spulen auf der Seite der Mikrowelleneinkopplung und vier auf der Extraktionsseite. Mit Hilfe dieser Solenoiden, die im Gegensatz zu den äußeren Solenoidspulen einen Innendurchmesser von 180 mm aufweisen, wird das magnetische Feldminimum beeinflusst.

Die Spulen sind in einem Weicheisenrückschluss, wie er in Abbildung 5.6 zu sehen ist, gehalten. Die jeweiligen Eisenplatten haben eine Dicke von 28 mm und sind aus ARMCO — einer speziellen Weicheisenlegierung zum Einsatz in magnetischen Feldumgebungen — gefertigt.

In Abbildung 5.6 ist das axiale Magnetfeld auf der Symmetrieachse der Gießener 14 GHz EZR-Ionenquelle für ehemals typische Werte des Hochstromnetzgerätes bei Optimierung auf hohe Ladungszustände dargestellt (Spulenströme: 600 A, 480 A, 360 A). Neben den Messwerten ist auch eine Computersimulation mit dem Programm POISSON [Sup-96] eingezeichnet. Man erkennt die sehr gute Übereinstimmung zwischen Messung und Simulation. Daher werden im folgenden bei den Änderungen der Magnetfeldkonfiguration in den gezeigten Graphen des axialen Feldverlaufs ausschließlich die errechneten Werte dargestellt bzw. angegeben.

Die Spulen werden durch einen Wasser-Hochdruckkreislauf gekühlt, damit ihr Widerstand nicht zu sehr ansteigt und der Hexapol keiner großen thermischen Belastung ausgesetzt

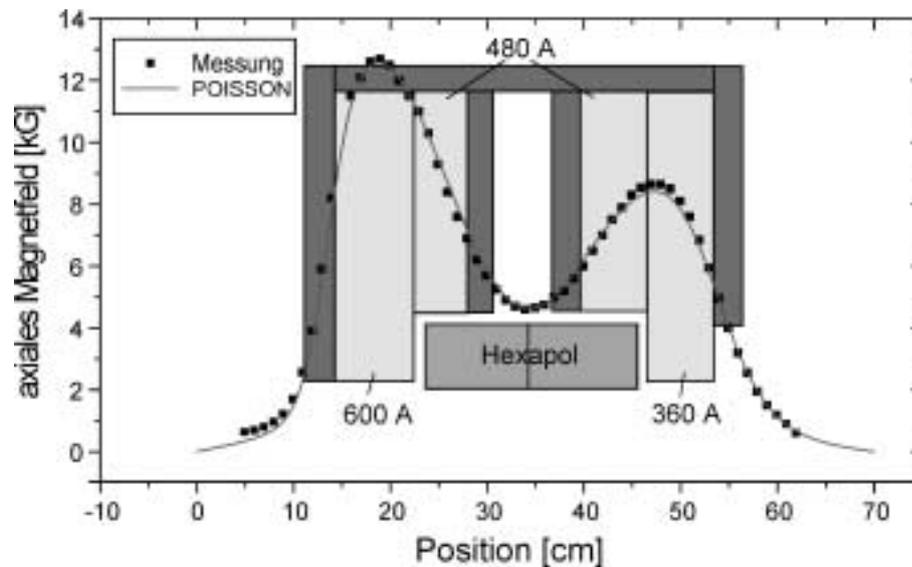


Abbildung 5.6: Axiales Magnetfeld auf der Achse der 14 GHz EZR-Ionenquelle bei typischen Spulenströmen von 600 A / 480 A / 360 A

ist.

5.2.3 Der Aufbau des Extraktionssystems

Das im Rahmen der Dissertation von Schlapp [Sch-95] entwickelte, variabel aufgebaute Extraktionssystem der 14 GHz EZR-Ionenquelle ist in Abbildung 5.7 dargestellt. Es wurde mit Hilfe von Computersimulationen mit dem Programm IGUN [Bec-90] konstruiert. Es handelte sich zunächst um ein *Accel-Decel*-Extraktionssystem, das allerdings auf eine herkömmliche Geometrie mit einer geerdeten Pullerelektrode umgebaut wurde, da es viele Probleme mit Hochspannungsüberschlägen durch die nahe an der Plasmakammer liegende *Accel*-Elektrode gab.

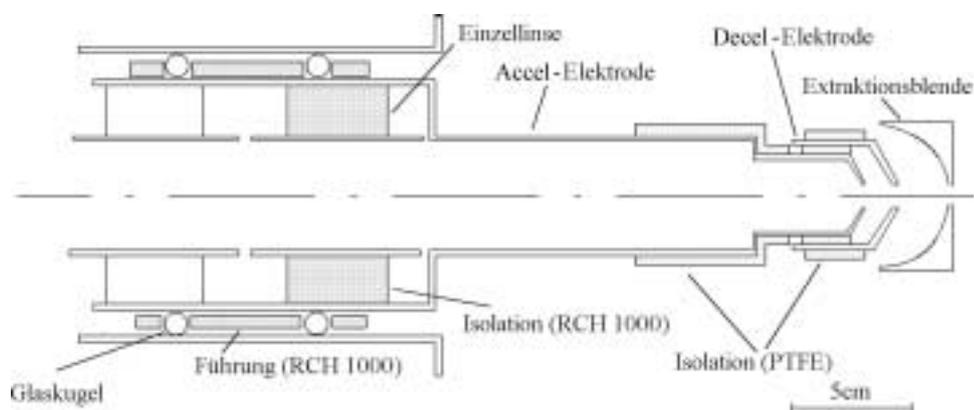


Abbildung 5.7: Schematische Darstellung des alten Extraktionssystems der Giebener 14 GHz EZR-Ionenquelle

In das Extraktionssystem ist, wie in Abbildung 5.7 zu erkennen, eine Einzellinse zur Fokussierung des Ionenstrahls integriert. Für die erste Extraktionselektrode– bzw. blende wurde eine sphärische Geometrie mit einem Lochdurchmesser von 8 mm und einem Radius von 29 mm gewählt. Die darauf folgende Elektrode weist ein Lochdurchmesser von 10 mm auf. Das gesamte System ist mit acht Glaskugeln in einer Führung aus RCH1000 Kunststoff gelagert und fahrbar montiert, wobei der gesamte Fahrweg ca. 60 mm beträgt. Die Halterung des Extraktionssystem wurde in einem NW 150 PN–Kreuzstück realisiert, an dem am unteren Ende eine Öldiffusionspumpe mit einer Saugleistung von 700 l/s montiert ist.

5.3 Status quo des vorhandenen Ionenquellenaufbaus

Die 14 GHz EZR–Ionenquelle war einige Zeit lang nicht in Betrieb, so dass zunächst einige Testläufe mit Argon und Sauerstoff als Betriebsgase durchgeführt wurden. Diese beiden Gase fanden auch im folgenden fast ausschließlich Verwendung, wobei meistens Sauerstoff für den Betrieb vorgezogen wurde. Für die Produktion von Argon– und Sauerstoff–Ionen gibt es eine sehr große Zahl an Vergleichsdaten, die Gase sind sehr kostengünstig und die Wandungen der Plasmakammer werden nicht mit Ablagerungen, wie sie z.B. beim Betrieb der Ionenquelle mit Kohlenstoff auftreten, belastet, wodurch die Produktion von hochgeladenen Ionen bekanntermaßen stark beeinträchtigt wird.

Für die Untersuchungen bzgl. der extrahierbaren Ionenströme und die Aufnahme der Ladungszustandsverteilungen stand der in Abbildung 5.8 schematisch dargestellte Ionenquellen–Teststand zur Verfügung. Die 14 GHz EZR–Ionenquelle ist über ein Übergangsstück und einen Wellbalg an einen 90°–Analysemagneten angeflanscht. In dem Übergangsstück befindet sich eine Einzellinse zur Fokussierung des Ionenstrahls auf die Eintrittsöffnung des Sektormagneten. Weiterhin dient ein magnetischer Steerer dazu, eine fehlerhafte vertikale Strahllage durch Ablenkung des Strahls nach oben bzw. unten zu korrigieren. Nach der Trennung der Ionen nach ihrem Masse–zu–Ladungs–Verhältnis im Analysemagneten wird der Ionenstrom in einem Faraday–Cup (Durchmesser: 2 cm) nachgewiesen.

In den Abbildungen 5.9 und 5.10 sind zwei Beispiele für Ladungszustandsverteilungen gezeigt, wie sie zu Beginn der Testphase mit einer Extraktionsspannung von 10 kV aus der 14 GHz EZR–Ionenquelle extrahiert werden konnten. Wie bereits im letzten Unterkapitel erwähnt, wurde direkt gegen die auf Erdpotential liegende Pullerelektrode beschleunigt, d.h. eine *Accel–Decel*–Anordnung wurde nicht verwendet. Die Datenaufnahme, die Steuerung des Analysemagneten sowie die Darstellung der erhaltenen Spektren wird bei den Messungen am Teststand von einem Standard–PC übernommen.

Man erkennt die in der Plasmakammer noch vorhandenen Verunreinigungen anhand der nennenswerten Anteile von Kohlenstoff- und Wasser–Ionen, die die Leistungsfähigkeit der Ionenquelle begrenzen. Weiterhin sind neben den Sauerstoffpeaks, die in den Spektren farblich unterlegt sind, noch Restgas–Ionen von Stickstoff vorhanden. Da auch nach einigen Betriebstagen die Anteile der Stickstoff–Ionen in der Ladungszustandsverteilung nicht

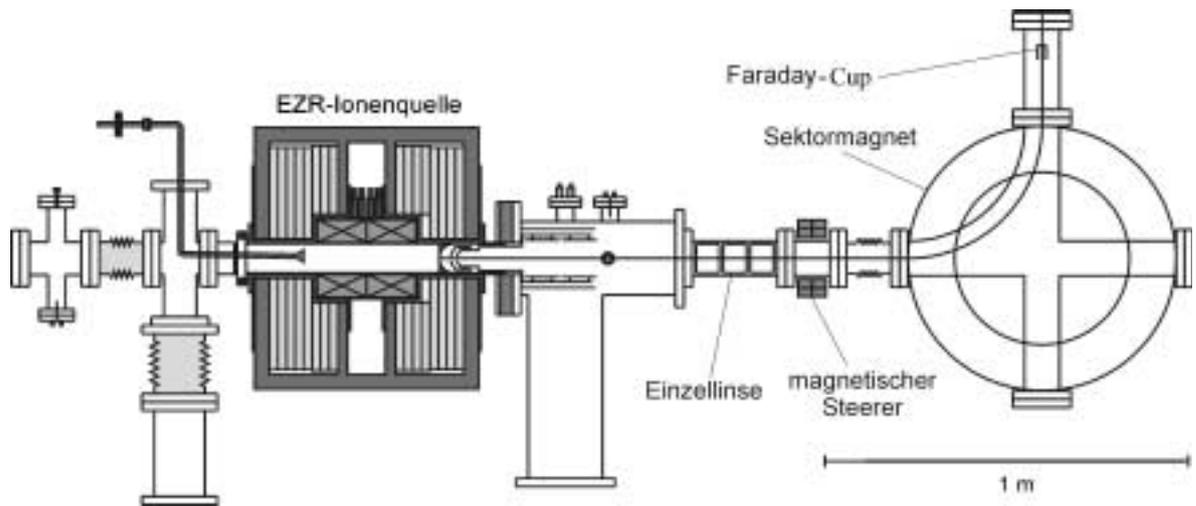


Abbildung 5.8: Schematischer Aufbau des 14 GHz Ionenquellen-Teststands

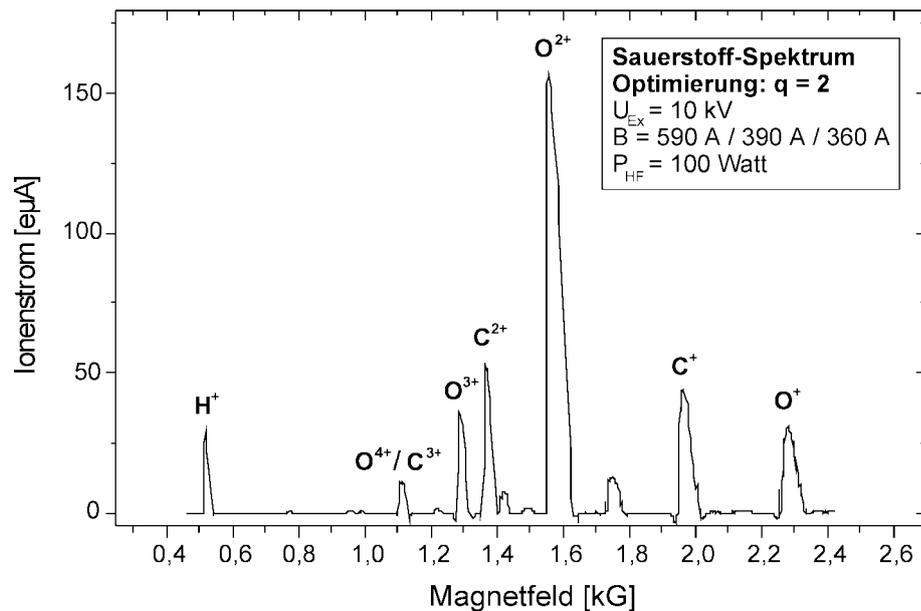


Abbildung 5.9: Erste aufgenommene Ladungszustandsverteilung der 14 GHz EZR-Ionenquelle mit Sauerstoff als Prozessgas und Optimierung auf den Ladungszustand $q=2$

verschwanden, wurde die Ionenquelle auf Vakuummlecks überprüft. Es stellte sich heraus, dass eine der Öldiffusionspumpen nicht den Ansprüchen für ein Hochvakuum entsprach. Sie wurde später — genau wie die zweite verwendete Öldiffusionspumpe — durch eine Turbomolekularpumpe mit einer Saugleistung von 520 l/s ersetzt. Dadurch konnte der Restgasdruck um etwa einen Faktor zwei auf ca. $5 \cdot 10^{-8}$ mbar reduziert werden.

Anhand der in den gezeigten Spektren angegeben sowie den weiteren makroskopischen Betriebsparametern konnte man außer dem Auftreten der Verunreinigungs-Ionen folgende

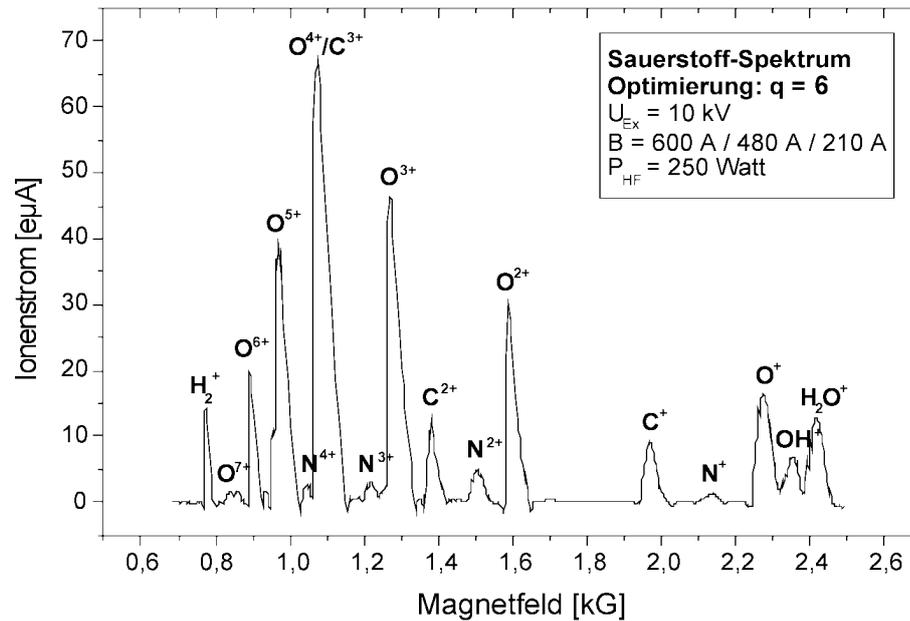


Abbildung 5.10: Zweite aufgenommene Ladungszustandsverteilung der 14 GHz EZR-Ionenquelle mit Sauerstoff als Prozessgas und Optimierung auf den Ladungszustand $q=6$

Schwierigkeiten bzgl. eines optimalen Betriebs feststellen:

- Die absolut gemessenen Ionenströme waren weit von den bereits erreichten und vor allem von den Zielvorgaben aus Abbildung 5.2 entfernt.
- Die Teile der Mikrowelleneinkopplung wurden bei längerem Betrieb und Leistungen über 200 Watt sehr heiß, was auch merklich am Druckmessgerät auf der Seite der HF-Einkopplung festgestellt werden konnte.
- Der Strom durch die Solenoidspule auf der Extraktionsseite musste bei der Optimierung auf hohe Ladungszustände immer weiter reduziert werden; der Strom durch die beiden über dem Hexapol liegenden Spulenpaare musste dabei gleichzeitig erhöht werden.
- Das fahrbare Extraktionssystem konnte nur ruckartig bewegt werden; weiterhin musste wegen einer fehlenden Fernsteuerung bei jeder neuen Justage der Ionenquellenbetrieb eingestellt werden, wodurch eine fortlaufende Optimierung auf verschiedene Ladungszustände nicht möglich war.
- Am stirnseitigen Ende der Plasmakammer auf der Seite der Mikrowelleneinkopplung waren starke Spuren von auftreffenden Ionen erkennbar.

Das zuletzt genannte Problem konnte ohne größere Mühe beseitigt werden. Da man davon ausgehen konnte, dass die Rückstände auf dem Stirnflansch durch eine zusätzliche Gasentladung im vorderen Kreuzstück zustande kamen, da dort sowohl reflektierte HF-Leistung,

magnetische Randfelder der Solenoidspulen sowie Hochspannung zwischen der auf positives Potential gelegten Plasmakammer und dem auf Erdpotential befindlichen Gaseinlass- und Druckmesssystem vorhanden sind, wurde durch den Einbau eines Trenntransformators ermöglicht, Gaseinlass und Druckmessung ebenfalls auf positivem Hochspannungspotential zu betreiben. In mehreren anschließenden Testläufen konnten dann keine Spuren einer zusätzlichen Entladung mehr auf dem Stirnflansch nachgewiesen werden.

Die vier zuerst genannten Punkte sowie die vorgegebenen Ionenströme gaben nun allerdings Anlass dazu, die einzelnen Baugruppen der Ionenquelle zu modifizieren. Dabei sollten auch die bekannten Verfahren zur Steigerung der Leistungsfähigkeit von EZR-Ionenquellen, die in Kapitel 4 eingehend diskutiert wurden, Berücksichtigung finden.

5.4 Weiterentwicklung und Umbau der 14 GHz EZR-Ionenquelle

5.4.1 Optimierung der HF-Einkopplung

In Kapitel 3.6 über den magnetischen Plasmaeinschluss wurde erläutert, dass an den beiden stirnseitigen Enden der Minimum-B-Struktur Verlustflächen in Form von Dreiecken auftreten, die durch die Überlagerung von Hexapolfeld und den radialen Magnetfeldanteilen der Solenoidspulen zustande kommen. Um zu gewährleisten, dass nicht die Elektronen, die das Plasma durch die dreiecksförmige Verlustfläche verlassen, geheizt werden, sondern die HF-Heizleistung die im Plasmavolumen befindlichen Elektronen beschleunigt, wurde der 14 GHz Hohlleiter außerhalb der Symmetrieachse angeordnet. Die Lage wurde so gewählt, dass die Querschnittsfläche des Wellenleiters genau zwischen zwei Spitzen des Plasmadreiecks liegt, damit es keinerlei Überlapp gibt. Dieser Tatbestand ist in Abbildung 5.11 schematisch verdeutlicht.

Die Mikrowelle wird bei der geänderten HF-Einkopplung durch einen vakuumdicht in den CF-63 Stirnflansch eingelöteten Hohlleiter dem Plasma zugeführt. Außerhalb der Plasmakammer befindet sich ein 90°-Hohlleiterbogen mit dem erforderlichen Vakuumfenster, so dass dieses optisch vor dem Plasma versteckt ist und somit vor einer schnellen Bedampfung geschützt wird. Das vorher eingesetzte H-Sektorhorn am Ende des Hohlleiters innerhalb der Plasmakammer musste aus Platzgründen entfernt werden, wodurch mit größeren Reflektionsverlusten von Mikrowellenleistung zu rechnen war. Im Betrieb zeigte sich allerdings eine ausreichend gute Anpassung der Hochfrequenzeinkopplung an das Gesamtsystem, was durch die Temperatur der Festkörperlast des Hochleistungszirkulators als Maß für die reflektierte Leistung überprüft wurde.

Um die in Kapitel 4.4 beschriebene Technik der 2-Frequenz-Einkopplung zur Leistungssteigerung der EZR-Ionenquelle einsetzen zu können, wurde zusätzlich ein um 120° gedrehter 10 GHz Hohlleiter in den Stirnflansch eingelötet und ebenfalls außerhalb des Plasmadreiecks angeordnet.

Da der Lochkreis des CF 63 Flansches und damit die Orientierung der beiden Hohlleiter relativ zum Hexapolmagneten, der die dreiecksförmige Verlustfläche hervorruft, vorge-

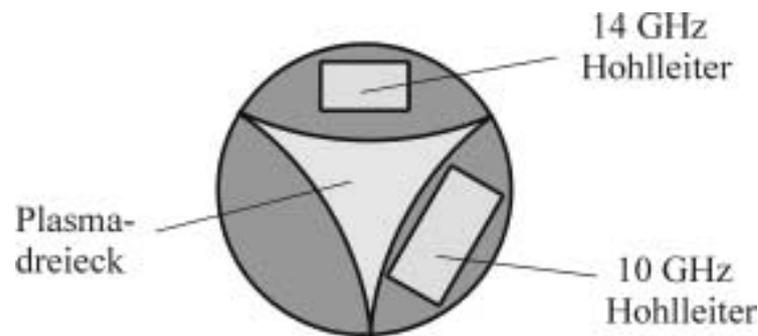


Abbildung 5.11: Anordnung des 10 GHz und 14 GHz-Hohlleiters bzgl. der dreiecksförmigen Verlustfläche des magnetisch eingeschlossenen Plasmas

geben ist, wurde eine Möglichkeit gesucht, den Hexapol ohne Demontage des gesamten Magnetsystems zu drehen. Dies wurde dadurch erreicht, dass der Hexapol fest in den Kühlwassermantel, der durch die Schlauchanschlüsse von außen zugänglich ist, eingesetzt wurde. Durch Bewegen dieser Anschlüsse lässt sich der Multipolmagnet um ca. 10 Grad in beiden Richtungen drehen und somit die richtige Orientierung zwischen den Hohlleitern und dem Plasmadreieck erreichen.

Das im vorletzten Kapitel 5.3 beschriebene Problem des starken Aufheizens des Hohlleitersystems und die damit verbundenen Druckerhöhung konnte durch die Änderung der Mikrowelleninjektionsgeometrie beseitigt werden. Bei typischen HF-Betriebsleistungen von ca. 500 Watt war kaum noch eine Erwärmung der Hohlleiter außerhalb der Plasmakammer feststellbar.

5.4.2 Verbesserung des magnetischen Einschlusses

Ein optimaler Magnetfeldeinschluss ist ein entscheidender Parameter für die Leistungsfähigkeit einer EZR-Ionenquelle. Das in Kapitel 5.3 beschriebene Problem mit einem sehr niedrigen Spulenstrom auf der Extraktionsseite der Ionenquelle und damit einem geringen Spiegelfeld impliziert eine für die Produktion hochgeladener Ionen ungünstige Magnetfeldkonfiguration. Wie Messungen und Computersimulationen mit dem Programm POISSON [Sup-96] zeigen, liegt das extraktionsseitige, axiale magnetische Feldmaximum ca. 3.5 cm außerhalb des Hexapolmagneten (vgl. Abbildung 5.6). Durch die Erhöhung des Stroms, der durch die mittleren Spulen fließt, und eine gleichzeitige Erniedrigung des Stroms durch die Solenoiden auf der Extraktionsseite wird eine Verschiebung des zweiten axialen Magnetfeldmaximums in Richtung des Hexapols erreicht. Es scheint daher nicht nur die absolute Höhe des Magnetfeldes eine wichtige Rolle zu spielen, sondern gleichermaßen die richtige Position der Maxima bzgl. des Hexapols.

Das Ziel bestand nun darin, die magnetische Feldkonfiguration unter Berücksichtigung der begrenzten Maximalströme des vorhandenen Hochstromnetzgerätes zu optimieren. Dazu wurden die folgenden Schritte unternommen:

- Die extraktionsseitigen Solenoidspulen zur Erzeugung des magnetischen Spiegels wurden durch Spulen mit den gleichen geometrischen Abmessungen wie die über dem Hexapolmagneten ersetzt.
- Der entstandene Zwischenraum wurde mit Weicheisen einer geeigneten Form aufgefüllt und damit der Eisenrückschluss in Richtung des Hexapols verlängert.
- Auf der Seite der Mikrowelleneinkopplung wurde ebenfalls der Eisenrückschluss in Richtung des Multipols verlängert; hierfür wurde ein zusätzlicher Eisen-Plug auf der Achse der Ionenquelle innerhalb der Plasmakammer montiert.

Der zusätzliche Eisen-Plug auf der Seite der HF-Einkopplung ist zylinderförmig und hat eine Länge von 15 cm bei einem Durchmesser von 57 mm. Er sorgt für eine Erhöhung des magnetischen Spiegelfeldes, das bei einem Spulenstrom von 600 A einen Wert von ca. 15 kG erreicht und damit das Spiegelverhältnis B_{max}/B_{min} auf $C \approx 3$ vergrößert. Die axiale Lage dieses verlängerten Teils des Eisenrückschlusses ist über eine Wellbalg-Fahrmimik variierbar, was in erster Linie dazu dient, die Position der vor dem Eisen-Plug montierten *biased disk* (siehe Kapitel 4.1.2) bzgl. des Plasmas zu verändern und damit zu optimieren. Gleichzeitig kann damit allerdings auch das extraktionsseitige Magnetfeldmaximum in Richtung des Hexapols bewegt werden.

Der Fahrweg wurde so begrenzt, dass der Eisen-Plug einen ausreichenden Abstand von 2 cm vom Hexapol besitzt. Dies soll einerseits eine übermäßige thermische Belastung des Eisen-Plugs mit der montierten *biased disk* verhindern sowie gewährleisten, dass die Kräfte des Hexapols auf den Weicheisenzylinder ausreichend schwach sind, um die Funktionalität der Fahrmimik zu erhalten.

In den Eisen-Plug, der mit Hilfe einer 12 mm dicken Stange aus Edelstahl gehalten wird, sind rechteckige Kanäle eingefräst, durch die die beiden Hohlleiterantennen gesteckt sind. Weiterhin sind noch eine Wasserkühlung und eine Öffnung für die Spannungszufuhr der *biased disk* vorhanden. Abbildung 5.12 zeigt das kombinierte System aus verlängertem Eisenrückschluss, Hohlleiterantennen und *biased disk*.

In Abbildung 5.13 ist der neue magnetfeldbestimmende Teil der 14 GHz EZR-Ionenquelle dargestellt. Der verlängerte Eisenrückschluss auf der Extraktionsseite ist mit den Weicheisenplatten der Stirnseite verschraubt. Aufgrund der Schräge ist zusätzlich ein Edelstahlzylinder notwendig, der die Spulen symmetrisch zur Achse der Ionenquelle zentriert. In der Grafik eingezeichnet ist zusätzlich ein typisches axiales Magnetfeld, wie es später bei der Optimierung auf hohe Ladungszustände eingestellt wurde.

Zur Erzeugung dieses axialen Magnetfeldes wurden Ströme von 600 A, 210 A und 600 A verwendet. Man erkennt deutlich die nach innen verschobenen, erhöhten Magnetfeldmaxima, wie sie für die Produktion von Ionen in hohen Ladungszuständen benötigt werden. Auf beiden Seiten ist die Höhe des zu Verfügung stehenden Magnetfeldes durch den begrenzten Strom des Netzgerätes limitiert.

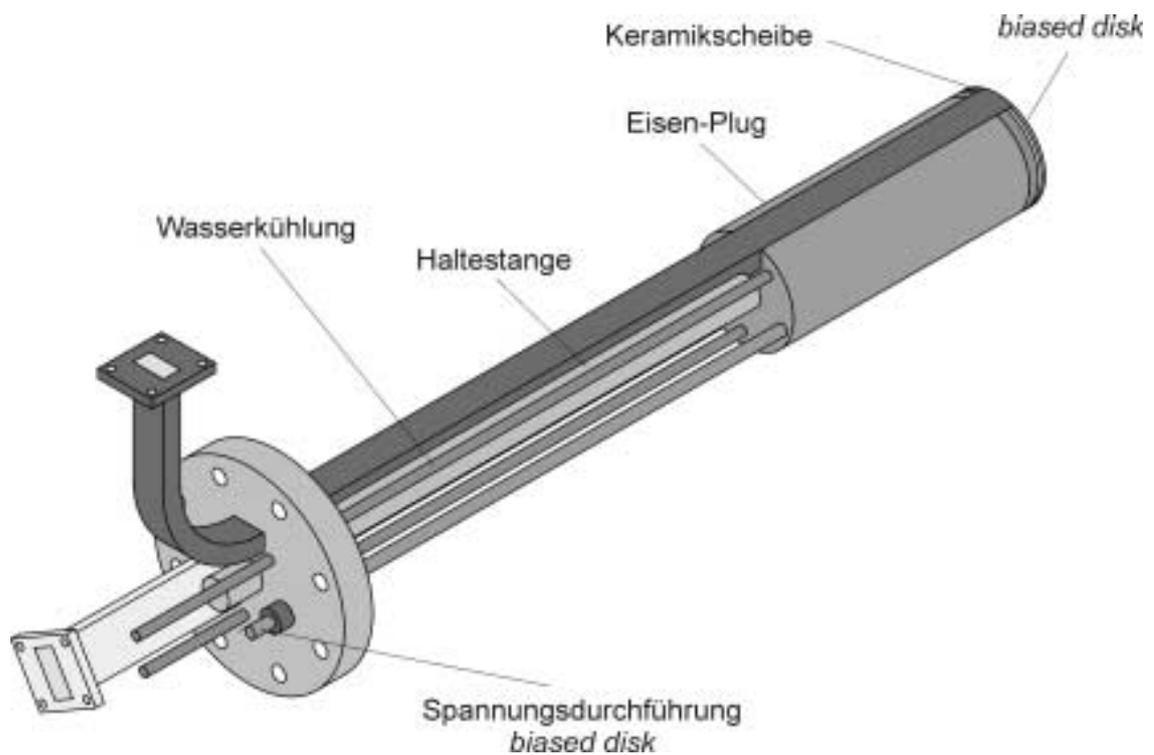


Abbildung 5.12: Darstellung des kombinierten Systems aus 2-Frequenzeinkopplung, *biased disk* und Eisen-Plug

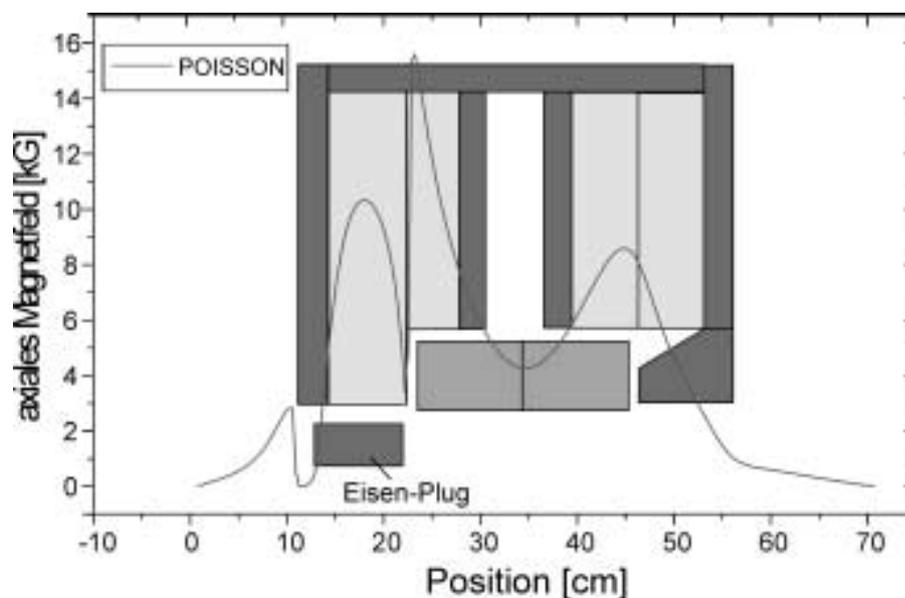


Abbildung 5.13: Darstellung des neuen Eisenrückschlusses und eines typischen axialen Magnetfeldes bei Optimierung auf hohe Ladungszustände (Spulenströme: 600 A / 210 A / 600 A)

5.4.3 Einbau einer biased disk

Um die Leistungsfähigkeit der Ionenquelle weiter zu steigern, wurde mit der Optimierung der Magnetfeldkonfiguration gleichzeitig eine *biased disk* eingebaut. Als Material wurde eine 1.5 mm dicke Aluminiumscheibe mit einem Durchmesser von 55 mm verwendet. Die elektrische Isolierung gegenüber dem auf Ionenquellenpotential befindlichen Eisen-Plug wird über eine 1 mm dicke Bornitridscheibe (Durchmesser: 53 mm) erreicht. Bornitrid zeichnet sich gegenüber anderen temperaturfesten, elektrischen isolierenden Keramiken durch eine recht gute Wärmeleitfähigkeit aus. Gleichzeitig ist eine Bearbeitung des Materials in einer herkömmlichen mechanischen Werkstatt, wie sie im Institut für Kernphysik vorhanden ist, möglich.

Um die Möglichkeit zu besitzen, die Aluminiumscheibe bei übermäßiger thermischer Belastung zu kühlen, wurde zwischen der Keramikscheibe und dem Eisen-Plug ein Kühlwassersystem installiert, das allerdings im späteren Betrieb nicht verwendet wurde. Die elektrische Kontaktierung erfolgt über einen dünnen Edelstahldraht, der mit Hilfe eines Keramikröhrchens durch den Eisen-Plug geführt ist. Der Kontakt zum Netzgerät nach außen wird über eine herkömmliche Vakuumdurchführung im Stirnflansch vorgenommen. Es ergibt sich somit insgesamt der bereits in Abbildung 5.12 grafisch veranschaulichte Aufbau.

Es wurde besonders darauf geachtet, die Keramikscheibe optisch vor dem Plasma zu verstecken, damit keine Bedampfung auftreten kann, die die Isoliereigenschaft des Materials zunichte machen könnte. Die beiden Hohlleiterantennen schließen bündig mit der Oberfläche der Aluminiumscheibe ab und sind durch ausreichend große Ausfräsungen in der *disk* vor einer elektrischen Kontaktierung mit der Scheibe geschützt.

5.4.4 Design eines neuen Extraktionssystems

Zunächst wurde eine Fernsteuerung für das Extraktionssystem entwickelt. Über eine komplexe Zahnradanordnung mit zwei Endabschaltern, einem 24 V Gleichstrommotor und einem 2π -Potentiometer und ist der kombinierte Pullerelektroden- und Einzellinsenaufbau fernsteuerbar, wobei die genaue Position an einer Anzeige abgelesen werden kann. Der Fahrweg wurde auf etwa 75 mm vergrößert.

Um die ionenoptischen Vorteile einer *Accel-Decel*-Anordnung auszunutzen, wurde die Spitze der Pullerelektrode durch einen Ring aus MARCOR (hitzebeständige vakuungeeignete Keramik) elektrisch vom darauf folgenden, auf Erdpotential befindlichen ersten Teil der Einzellinse getrennt. Mit Hilfe eines dünnen Drahtes aus Edelstahl wird durch ein durch die gesamte Anordnung geführtes Keramikröhrchen die Kontaktierung dieser ersten, später auf negatives Potential gelegten *Accel*-Elektrode gewährleistet. Um den MARCOR-Ring vor einer Bedampfung zu schützen, wurde die *Accel*-Elektrode mit einem Ring versehen, der die Isolierung optisch vor dem Plasma versteckt.

Abbildung 5.14 zeigt das neue Extraktionssystem.

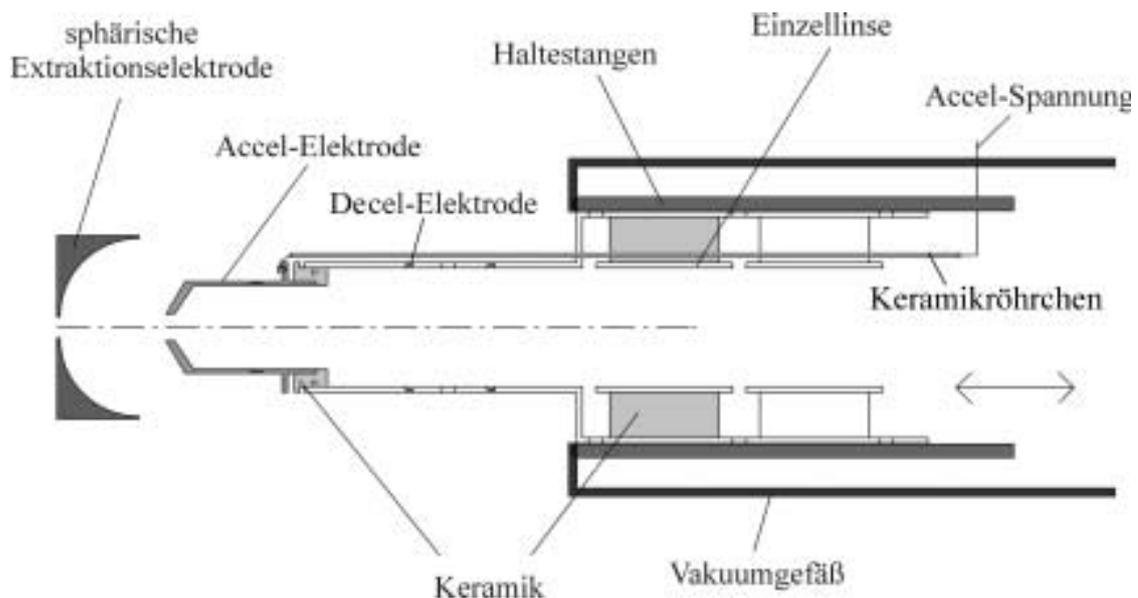


Abbildung 5.14: Schematische Darstellung des neuen Accel-Decel-Extraktionssystems

Die Anordnung der Einzellinse und die Geometrie der Extraktionselektrode, die jetzt aus Aluminium besteht, wurde von dem alten Extraktionssystem aus Abbildung 5.7 übernommen. Um eine annähernd reibungsfreie, gleitende Bewegung des Extraktionssystems ohne Rucken zu ermöglichen, wurden die Glaskugeln entfernt. Der Zylinder mit integrierter Einzellinse und aufgesetzter *Accel*-Elektrode wird nun über vier Stangen aus Edelstahl geführt. Um eine möglichst hohe Saugleistung im Extraktionsgebiet sicherzustellen, wurde in den Edelstahlzylinder eine große Zahl von Löchern gebohrt, die die Evakuierung des inneren Teils des Linsensystems fördern sollen. Letztlich wurde das gesamte NW 150 PN-Kreuzstück mit dem integrierten Extraktionssystem bzgl. der Symmetrieachse der Ionenquelle neu ausgerichtet und justiert.

5.4.5 Aluminiumbedampfung der Plasmakammer

Zunächst muss erwähnt werden, dass außer einer Bedampfung der Plasmakammer mit einem Material, welches eine große Sekundärelektronenausbeute aufweist, natürlich auch die Verwendung einer direkt aus diesem Material gefertigten Plasmakammer möglich ist. Allerdings hat diese Methode den Nachteil, dass sich die Fertigung selbst als sehr schwierig erweist. Da überwiegend Aluminium für dieses Vorhaben Verwendung findet und dieses sehr schwierig zu schweißen ist, konnte die Fertigung in unserer mechanischen Werkstatt nicht durchgeführt werden. Aus diesem Grunde wurde auf das im folgenden beschriebene Verdampfungsverfahren zurückgegriffen.

Zum Aufdampfen der Aluminiumschicht wurde ein Aufbau verwendet, wie er in Abbildung 5.15 schematisch dargestellt ist.

Vier in Reihe angebrachte Wolfram-Heizspulen mit einer Länge von ca. 10 cm, einem Außendurchmesser von 13 mm und einem Innendurchmesser von 8 mm dampfen den auf-

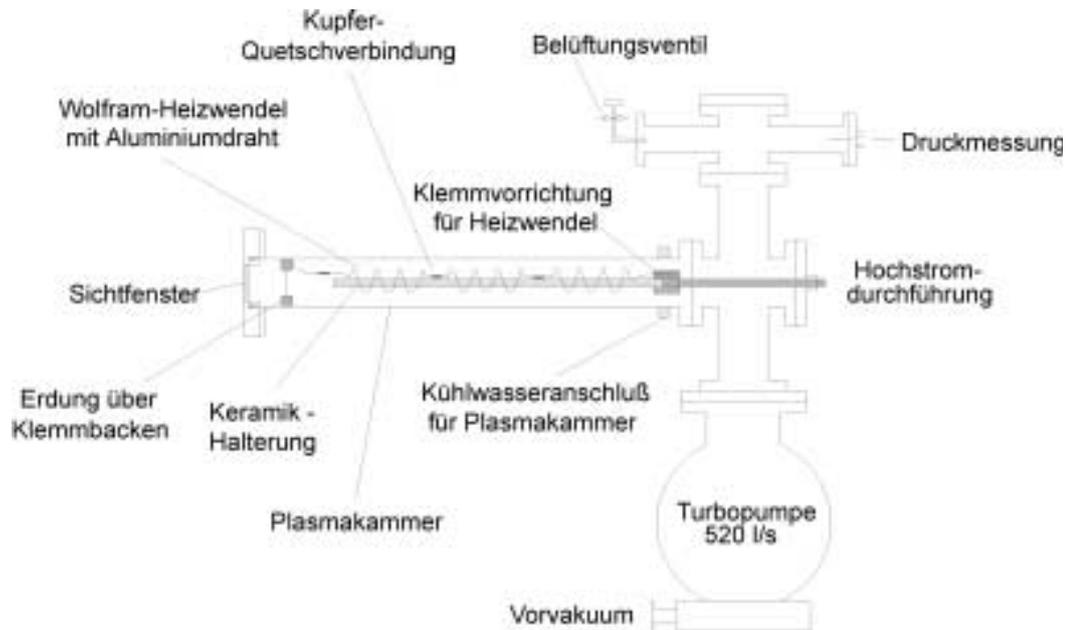


Abbildung 5.15: *Verwendeter Aufbau zum Aufdampfen von Aluminium auf die Plasmakammer*

gewickelten Aluminiumdraht auf die Plasmakammerwand. Jede einzelne dieser Heizspulen hat 5.5 Windungen und wurde durch zweifach-verdrillten Wolframdraht (2x3 Drähte) der Stärke 0.6 mm gewickelt. Als Gesamtdrahtdurchmesser ergibt sich etwa 2.5 mm. Da die Plasmakammer eine Länge von 60 cm hat, der Hexapol aber nur 20 cm lang ist und dies die Plasmaausdehnung begrenzt, wird durch die beschriebene Reihenanzordnung der Heizwendeln ein ausreichender Bereich der Plasmakammer bedampft.

Die Wolfram-Spulen werden auf einer Aluminiumoxid-Keramikstange mit einem Durchmesser von 5 mm gehaltert und mit Hilfe von gequetschten Kupferhülsen verbunden. Die Haltestange dient gleichzeitig als temperaturbeständiger Isolator, so dass der Strom allein durch die Wendeln fließen muss. Von der letzten Wendel aus wird ein Kupferdraht der Stärke 8 mm zu einer Klemmvorrichtung aus Aluminium geführt, die den Stromkreis über die Plasmakammer schließt. Auf der anderen Seite wurde eine herkömmliche Hochstromdurchführung verwendet.

Der Aluminiumdraht mit einer Reinheit von 99.95 % wird um die einzelnen Windungen gewickelt, wobei darauf zu achten ist, dass der Draht nicht zu viel Spiel hat und dann beim Schmelzen herunterläuft. Das Ziel ist, den Draht beim Erreichen einer ausreichend hohen Temperatur zwischen die verdrillten Wolframdrähte fließen zu lassen, um von dort eine in allen Richtungen homogene Abdampfung zu gewährleisten. Insgesamt wird für alle vier Wendeln etwa 1 m Draht vom Durchmesser 1 mm verwendet, was ca. 2 g Aluminium entspricht.

Um den Prozess beobachten zu können, wird am Ende der Plasmakammer ein Glasflansch als Sichtfenster verwendet. Dieser ist unbedingt erforderlich, da nur so eine Kontrolle der Vorgänge in der Kammer möglich ist. Gleichzeitig dient das Schauglas selbst als Bedamp-

fungsobjekt, d.h. ist auf ihm eine Aluminiumschicht vorhanden, war die Bedampfung erfolgreich und die Heizung der Wolframwendeln kann abgeschaltet werden.

Ein weiterer, sehr wichtiger Punkt im Zusammenhang mit der Aluminiumbedampfung ist die Vorbehandlung der Plasmakammer. Damit das aufgedampfte Material auch gut an der Kammerwand haftet, muss diese sehr sauber sein. Da das in unserer Quelle verwendete Plasmarohr schon längere Zeit im Einsatz war und in der Ionenquelle außer Gasen auch schon Metalle wie z.B. Eisen verwendet wurden, war diese sehr stark verschmutzt. Daher musste sie in der mechanischen Werkstatt zuerst mit Hilfe von Schmirgelpapier innen abgeschliffen werden, wurde dann in ein Sandstrahlgebläse gebracht und letztlich mehrmals durch Aceton-getränkte Tücher innen ausgeputzt. Ohne diese aufwendige Vorbehandlung ist eine effektive Bedampfung nicht möglich.

Nach dem Einbau der Wolfram-Heizspulen, dem Herstellen der elektrischen Verbindungen und dem Verschließen der Kammer wird diese evakuiert. Dazu wurde eine 520 l/s, magnetgelagerte Turbomolekularpumpe verwendet. Die Verwendung von Öldiffusionspumpen ist aufgrund der Verunreinigung des Vakuums und der Plasmakammerwände durch Öldämpfe nicht empfehlenswert. Für einen schnellen und sauberen Bedampfungsprozess ist ein Enddruck im Bereich von 10^{-7} mbar erforderlich. Die Plasmakammer wurde während des Heizens mit Wasser gekühlt, um zum einen eine übermäßige thermische Belastung der Kammer und damit des Viton-Dichtrings am Ende der Kammer zu vermeiden, und zum anderen den Restgasdruck während des Bedampfungsprozesses möglichst niedrig zu halten.

Der Bedampfungsprozess selbst wurde gestartet, indem der Heizstrom zunächst auf 15 A und anschließend auf 22.5 A eingestellt wurde. An dieser Stelle steigt der Druck in der Kammer schon stark an, da der Ausgasvorgang der Bauteile im Vakuum einsetzt. Es wurde allerdings darauf geachtet, dass der Druck nie den Bereich von 10^{-5} mbar erreicht. Nach ca. einer Stunde wurde dann der Strom auf 30 A erhöht und nach einer weiteren halben Stunde in Schritten von 3 A alle 15 Minuten weiter vergrößert, jedoch immer mit der Randbedingung eines entsprechend geringen Druckbereichs.

Bei einem Strom von ca. 30 A beginnen die Heizwendeln zu glühen, bei ca. 50 A das Aluminium zu schmelzen und in die Zwischenräume der verdrillten Heizwendeln zu fließen. Dies ist für eine räumlich homogene Bedampfung und das Verhindern des Heruntertropfens sehr wichtig. Mit der Temperatur steigt allmählich die Spannung immer weiter bis zu einer Heizleistung von etwa 650 Watt an. Hier beginnt die Bedampfungsphase. Bei einem Strom von 57 A und einer Spannung von 13 V war dann eine Aluminiumabscheidung auf dem Sichtfenster zu erkennen. Nach 10 Minuten Wartezeit wurde anschließend der Strom um weitere 1.5 A erhöht und nochmals 5 Minuten gewartet. Dann wurde die Heizung ausgeschaltet und das System kühlte sich langsam ab. Nach einer halben Stunde wurde das Belüftungsventil geschaltet und die Kammer mit Sauerstoff belüftet. Dies fördert die Bildung einer Aluminiumoxidschicht.

Nach dem Öffnen war auf der Kammerwand eine foliendünne Schicht zu erkennen, die man durch leichtes Kratzen ablösen kann. An einer Stelle blätterte das Aluminium etwas von

der Wand, doch dieser Bereich lag außerhalb des vom Hexapol vorgegebenen Plasmabereichs und sollte daher keine große Rolle spielen. Wie sich nachträglich herausstellte, war die Ursache für das Ablösen eine zu heiß gewordene Kupferquetschverbindung, die selbst als Abdampfquelle von Material diente und beim Aufdampfen auf die Aluminiumschicht diese wieder von der Wand ablöste. An den Enden der Wolfram-Heizwendeln, die mit dieser Quetschverbindung verbunden waren, konnte man Rückstände von flüssig gewordenem und verlaufenem Kupfer erkennen. Diese Tatsache zeigt, dass man die benötigte Heizleistung recht genau einstellen muss und den Strom nicht beliebig bis zu einem angenommenen Grenzwert (z.B. 60 A) erhöhen sollte. Die Verbindungen und daher die einzelnen Widerstände der Bedampfungsteile sind nicht genau gleich, wodurch Temperaturdifferenzen im Bedampfungssystem auftreten. Dieser Punkt muss bei einem Aufdampfprozess Berücksichtigung finden.

5.5 Experimentelle Ergebnisse mit dem neuen Aufbau

5.5.1 Erste Testmessungen

Nach dem Zusammenbau der 14 GHz EZR-Ionenquelle wurden zunächst die richtige magnetische Feldkonfiguration mit Hilfe einer Hall-Sonde sowie die einzelnen, verbesserten Subsysteme wie *Accel-Decel-Extraktion* und *biased disk* auf Funktionalität überprüft. Anschließend wurde an dem in Kapitel 5.3 erläuterten Teststand als erstes die in Abbildung 5.20 dargestellte Ladungszustandsverteilung für Sauerstoff aufgenommen, die auf die Produktion des Ladungszustandes $q = 5$ optimiert wurde. Grundsätzlich wurde auch im folgenden auf die Optimierung niedrigerer Ladungszustände als $q = 5$ verzichtet.

Bei der Aufnahme dieses Spektrums wurde die *disk* nicht mit dem Netzgerät verbunden, d.h. sie wurde als *floating disk* betrieben. Der Druck betrug ca. $2 \cdot 10^{-6}$ mbar bei Messung am Kreuzstück der Mikrowellenankopplung, wobei anzumerken ist, dass die Anzeige sehr stark mit den Randfeldern der Solenoidspulen variiert und daher sicherlich nicht der richtige Wert für den Gasdruck in der Ionenquelle angezeigt wird. Die fahrbare Mimik mit Eisen-Plug, Hohlleitern und *disk* befand sich bei der Messung relativ weit innerhalb der Plasmakammer. Der Abstand zwischen Eisen-Plug und dem Anfang des Hexapols betrug ca. 4 cm.

Man erkennt, dass im Gegensatz zu dem typischen, in Abbildung 5.10 gezeigten Spektrum mit dem alten Ionenquellenaufbau nun der höchste Sauerstoffpeak im Bereich von $q=5$ bzw. $q=6$ auftritt, da von der im Peak $q=4$ vorhandenen Intensität noch der Anteil an Kohlenstoff-Ionen abgezogen werden muss. Im Rahmen der Dissertation von Schlapp [Sch-95] war bei Messungen ein Ladungsschwerpunkt von $q=5$ für Sauerstoff als Prozessgas zwar ebenfalls schon möglich, aber die Ionenströme waren deutlich geringer. Weiterhin war es aus bisher nicht ersichtlichen Gründen nach der relativ langen Zeit, in der die Ionenquelle nicht in Betrieb genommen wurde, nicht mehr möglich, die besten Ergebnisse zu reproduzieren, wie ein Vergleich von Abbildung 5.10 mit einem in [Sch-95] dargestellten Spektrum zeigt.

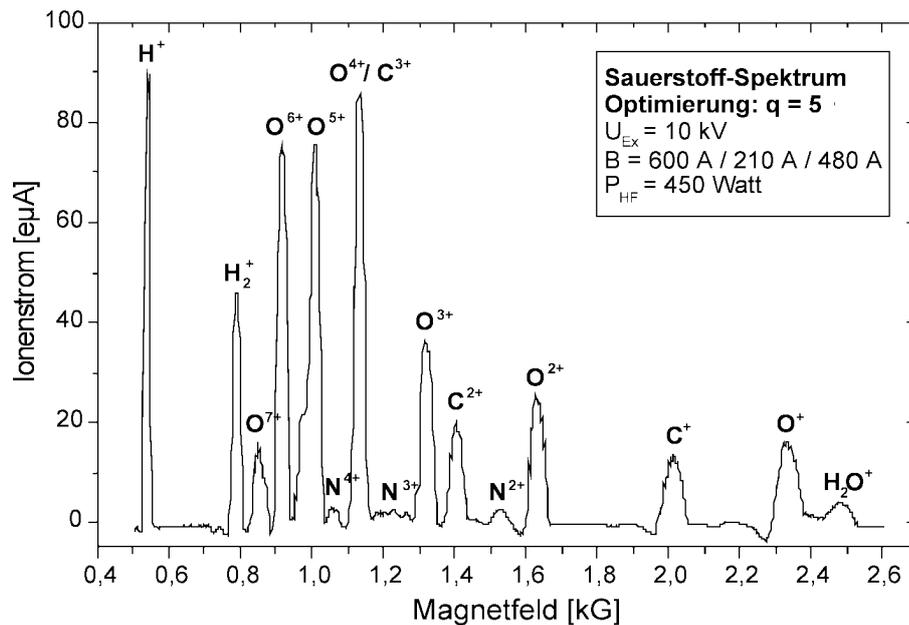


Abbildung 5.16: Erste Ladungszustandsverteilung für Sauerstoff mit dem neuen Aufbau der Gießener 14 GHz EZR-Ionenquelle optimiert auf den Ladungszustand $q = 5$

In dem Spektrum 5.16 ist allerdings der Anteil an Restgas-Ionen noch relativ hoch. Auffallend ist die hohe Intensität an Wasserstoff im Spektrum, die auf starke Rückstände von Wasser in der Plasmakammer schließen lässt. Das eingestellte Magnetfeld mit einem hohen Strom durch die beiden äußeren Solenoiden war nun so, wie man es für die Optimierung auf hohe Ladungszustände erwartet. Zudem war es möglich, dem Plasma Leistungen bis ca. 800 Watt zuzuführen, ohne die Betriebsstabilität zu beeinträchtigen.

5.5.2 Optimierung des neuen Aufbaus und der Betriebsparameter

Um die Leistungsfähigkeit der 14 GHz ECRIS zu untersuchen, mussten die optimalen Betriebsbedingungen bzgl. der Position von Eisen-Plug bzw. *biased disk* und Extraktions- und Pullerelektrode, sowie des *Accel-Decel*-Spannungsverhältnisses und der *biased disk*-Spannung ermittelt werden.

Zunächst wurde die Position des Extraktionsloches in das extraktionsseitige Magnetfeldmaximum verschoben. Dies scheint die beste Position zu sein, wie durch Messungen an den „vollpermanenten“ EZR-Ionenquellen bestätigt wurde (siehe Kapitel 6.3.5). Es wurde dann während der Optimierung auf verschiedene, hohe Ladungszustände von Sauerstoff die Position der Pullerelektrode variiert. Abbildung 5.17 zeigt die relativen Änderungen eines bei 10 kV extrahierten O^{6+} -Ionenstrahls bei unterschiedlichen Abständen der Extraktions- zur Pullerelektrode. Die Spannung an der *Accel*-Elektrode wurde dabei konstant auf -3 kV gehalten, die Einzellinsenspannung auf maximalen Ionenstrom nachgeregelt.

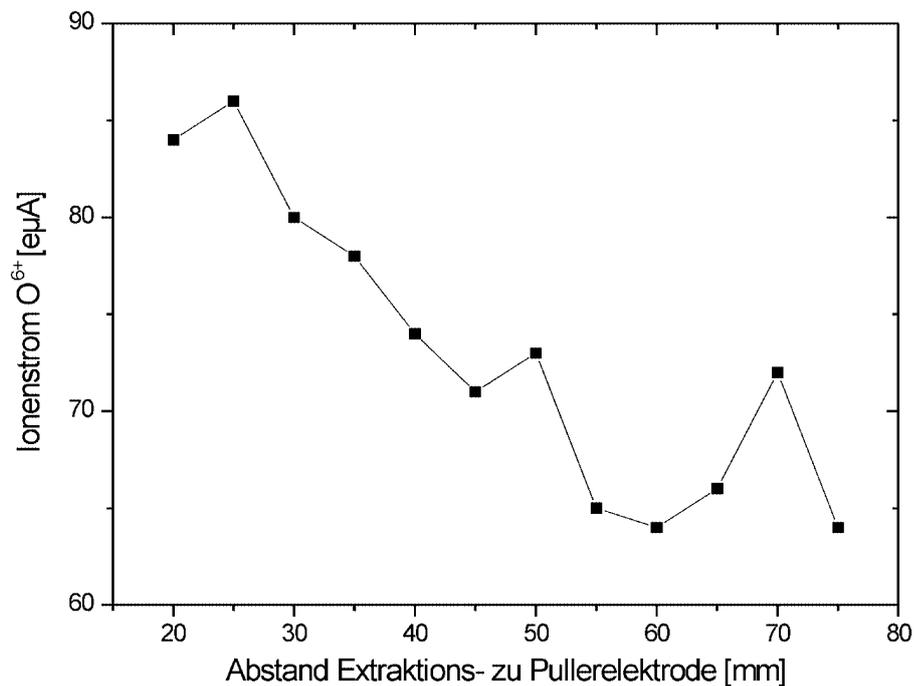


Abbildung 5.17: *Abhängigkeit eines extrahierten O⁶⁺-Ionenstrahls von der Position der Pullerelektrode*

Man erkennt deutlich eine abfallende Tendenz zu größeren Abständen hin mit drei kleinen, relativen Maxima bei den Abständen von 25 mm, 50 mm und 70 mm. Insgesamt sind die Auswirkungen auf der Ionenstrahl mit ca. 20 Prozent allerdings recht gering. Mit einer Nachoptimierung der anderen Parameter wie Linsenspannungen und Magnetfeld konnte der Effekt der Positionsabhängigkeit der Pullerelektrode sogar auf 15 Prozent reduziert werden. Wie sich später herausstellte, scheint es allerdings gewisse Positionen zu geben, wo das Zünden einer unerwünschten, zusätzlichen Entladung im Extraktionsbereich auftritt. Das gilt es natürlich zu vermeiden. Ansonsten wurden in den überwiegenden Fällen bei Optimierung auf verschiedene Ionen in unterschiedlichen Ladungszuständen meist Abstände zwischen 20 und 35 mm eingestellt.

Testmessungen mit verschiedenen *Accel*-Spannungen zeigten, dass -3 kV als die durch das verwendete Netzgerät begrenzte, maximal verfügbare Spannung die optimale Einstellung war. Kleinere Spannungen (z.B. -2 kV) führten i.a. zu reduzierten Ionenströmen. Der Einfluss der eingestellten Spannung auf den extrahierten Ionenstrom lag auch hier im Bereich von 10–20 Prozent. Ebenfalls in der selben Größenordnung lag der Effekt des magnetischen Steuerers, mit dem die vertikale Strahlage des Ionenstrahls korrigiert werden kann.

Als nächstes wurde der Einfluss der Position des Eisen-*Plugs* auf der Achse der Ionenquelle getestet. Die *biased disk* wurde dabei wieder auf fließendem Potential betrieben. In Abbildung 5.18 ist das Verhalten eines O⁶⁺-Ionenstrahls gezeigt. Dazu muss angemerkt werden, dass für die Änderung der Position des Eisen-*Plugs* die Ionenquelle jedes mal außer Betrieb gesetzt werden musste, da die Fahrmitik auf dem Hochspannungspotential

der Ionenquelle liegt.

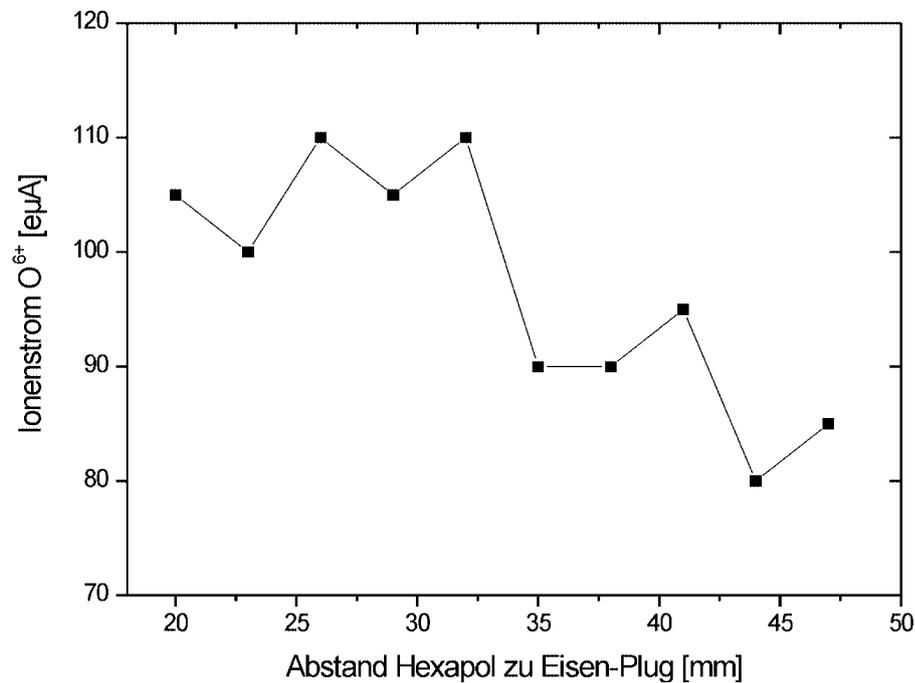


Abbildung 5.18: Abhängigkeit des O^{6+} -Ionenstrahls von Position des Eisen-Plugs innerhalb der Plasmakammer

Man sieht, dass der Abstand zwischen Hexapole und Eisen-Plug keine sehr kritische Größe darstellt, aber sich eine Position recht weit in der Plasmakammer auf den extrahierten Ionenstrom am günstigsten auswirkt. Dieses Ergebnis wurde auch später mit angelegter Spannung an der *biased disk* und mit Argon als Prozessgas bestätigt. Für die meisten im weiteren Verlauf dieser Arbeit gezeigten Ladungszustandsverteilungen wurde ein Abstand von 2.5 cm zwischen Eisen-Plug und Hexapole eingestellt.

Um den Einfluss der *biased disk* zu untersuchen, wurden nun Ionenströme in verschiedenen Ladungszuständen in Abhängigkeit der Betriebsart der *disk* gemessen, d.h. es wurde getestet, wie groß der Effekt ist, wenn die Aluminiumscheibe einmal auf Ionenquellenpotential und dann auf Fließpotential betrieben wird. Es stellte sich heraus, dass die Ionenströme bei einem *floating disk*-Betriebsmodus um etwa 20 Prozent höher sind, was auch zu erwarten war, da sich hier ein gegenüber dem Ionenquellenpotential negatives Gleichgewichtspotential einstellen kann.

Nun wurde die *biased disk* mit einem Netzgerät verbunden und die Abhängigkeit des Ionenstroms von der *disk*-Spannung (negativ) gemessen. Abbildung 5.19 zeigt ein typisches Verhalten des Ionenstroms bei Erhöhung der angelegten Spannung an der Aluminiumscheibe.

Für andere Ladungszustände sieht die Spannungsabhängigkeit ähnlich aus. Je nach Optimierung der Ionenquellenparameter, Position des Eisen-Plugs bzw. verwendetem Prozess-

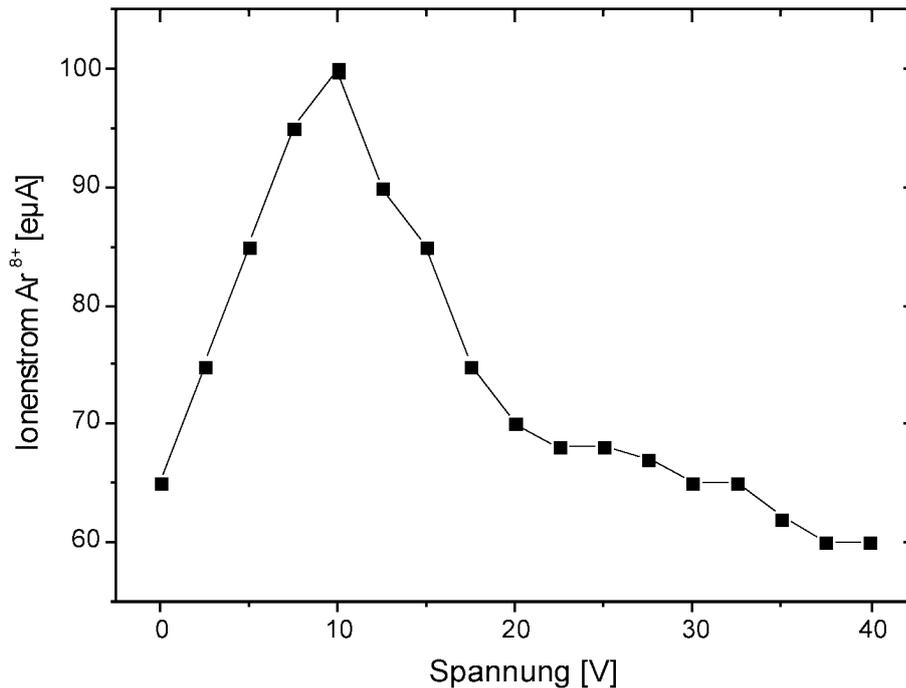


Abbildung 5.19: Abhängigkeit eines Ar^{8+} -Ionenstrahls von der an der *biased disk* angelegten Spannung

gas lag das Optimum des extrahierten Ionenstrahls bei Spannungen zwischen -8 V und -20 V, in Ausnahmefällen bis -40 V. Die elektrischen Ströme auf die *biased disk* bewegten sich im Bereich von 0.2 bis 0.4 mA.

5.5.3 Ergebnisse

Nachdem die Ionenquellenparameter optimiert waren, wurde die Ionenquelle über mehrere Wochen täglich in Betrieb genommen und versucht, möglichst hohe Ströme an hochgeladenen Ionen zu extrahieren bzw. Ladungszustandsverteilungen mit einem hohen Ladungsschwerpunkt zu erhalten. Dabei fanden — wie bereits am Anfang des Kapitels erwähnt — ausschließlich Sauerstoff und Argon Verwendung. Nachdem es anfangs etwas schwierig war, einen stabilen Betriebsmodus einzustellen und über einen längeren Zeitraum hohe Ionenströme zu erreichen, wurde dies mit zunehmender Betriebsdauer leichter und der Anteil an Restgas- und Verunreinigungs-Ionen verschwand immer mehr.

In der folgenden Abbildung 5.20 ist ein typisches Spektrum für Sauerstoff dargestellt, das auf den Ladungszustand $q = 6$ optimiert wurde.

Wie deutlich zu erkennen ist, liegt in diesem Spektrum die größte Intensität — im Gegensatz zu dem in Abbildung 5.10 gezeigten Spektrum — im O^{6+} -Peak vor. Es konnte ein Strom von ca. 225 eµA an O^{6+} -Ionen extrahiert werden. Die verwendete HF-Leistung war 400 Watt, die Spannung an der *biased disk* betrug -9.5 V.

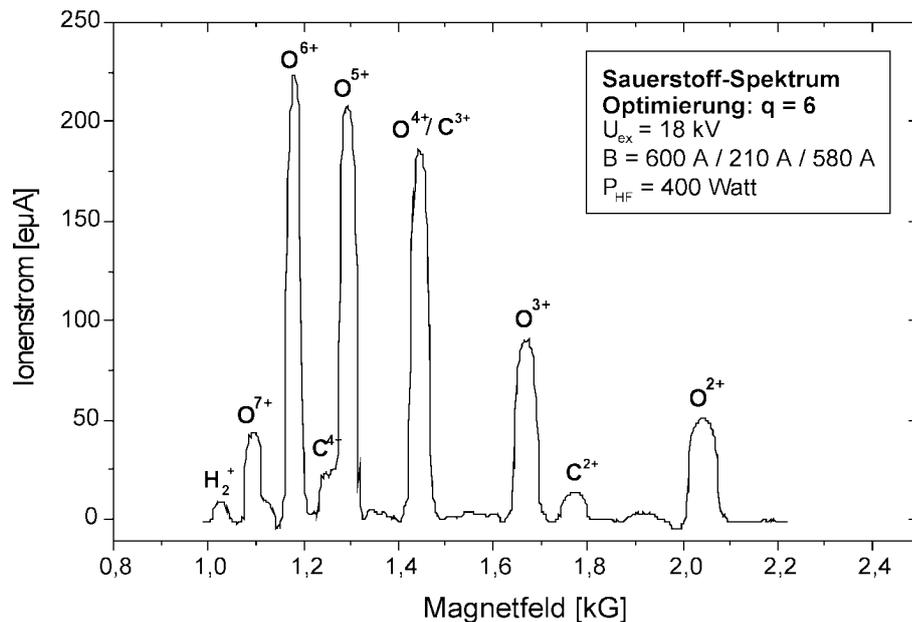


Abbildung 5.20: Sauerstoff-Spektrum der 14 GHz EZR-Ionenquelle, optimiert auf den Ladungszustand $q = 6$ bei einer Beschleunigungsspannung von 18 kV

Wie aus empirischen Erfahrungen mit EZR-Ionenquellen bekannt ist, kann der Ionenstrom durch eine Erhöhung der Extraktionsspannung weiter gesteigert werden, da für den typischerweise verwendeten Wert von 10 kV noch nicht die Sättigungsstromdichte aus dem Plasma erreicht ist. Normiert man den bei einer Beschleunigungsspannung von 10 kV erhaltenen Ionenstrom auf den Wert 1, so ergibt sich bei Erhöhung der Ziehspannung das in Abbildung 5.21 dargestellte, typische Verhalten des Ionenstroms.

Man erkennt das Ansteigen des Ionenstroms mit der Beschleunigungsspannung im betrachteten Bereich, ein Sättigungsverhalten lässt sich nicht ablesen. Daraus folgt, dass durch eine weitere Steigerung der Beschleunigungsspannung noch höhere Ströme an Ionen zu erreichen sind. Dies konnte allerdings trotz Verwendung eines 35 kV-Netzgerätes nicht nachgewiesen werden, da es ab Spannungen größer 18 kV zu Überschlügen im Extraktionsbereich kam.

In Abbildung 5.22 ist eine Ladungszustandsverteilung für Argon als Betriebsgas bei Optimierung auf den Ladungszustand $q = 11$ gezeigt. Man erkennt einen Ladungsschwerpunkt bei $q = 9$, was mit dem alten Aufbau der Ionenquelle niemals erreicht wurde.

Nach einigen Monaten Betriebsdauer wurden die extrahierten Ionenströme weniger, was darauf schließen ließ, dass die Aluminiumbedampfung der Plasmakammer langsam abspottet war. Um nicht nochmals einen Bedampfungsprozess durchführen zu müssen, wurde in die Plasmakammer ein geschlitztes Aluminiumrohr eingeführt, das durch die Spannkraft des Materials einen guten Kontakt zur wassergekühlten Plasmakammer aufwies. Mit Hilfe dieser Anordnung konnte das in Abbildung 5.23 gezeigte Sauerstoff-Spektrum aufgenommen werden.

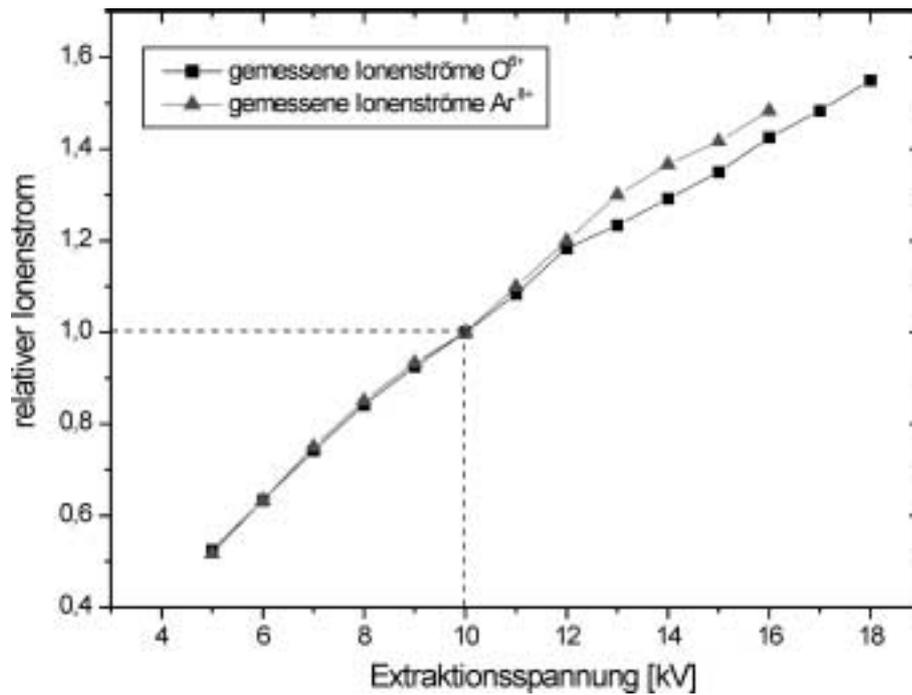


Abbildung 5.21: Abhängigkeit der Sauerstoff- und Argon-Ionenströme von der Extraktionsspannung

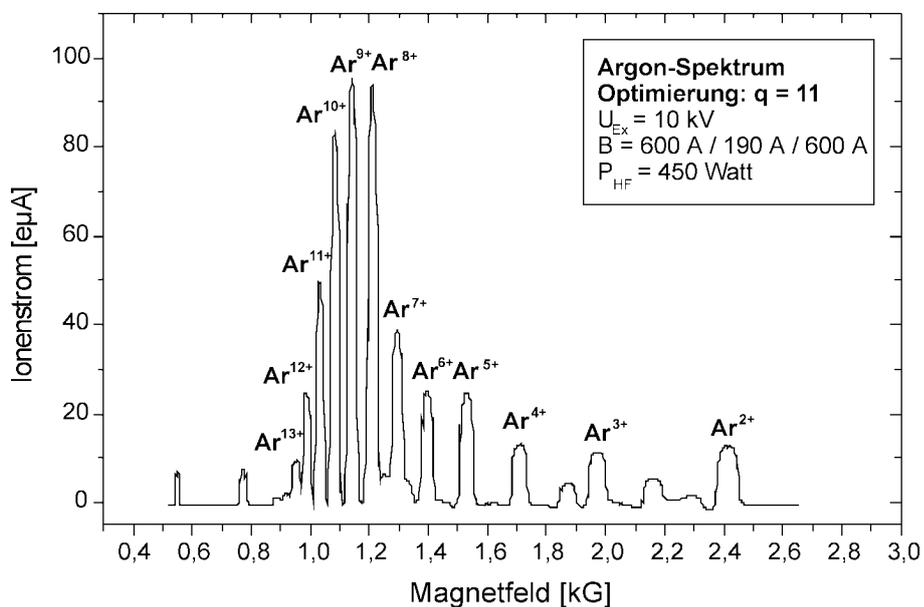


Abbildung 5.22: Argon-Spektrum der 14 GHz EZR-Ionenquelle, optimiert auf den Ladungszustand $q = 11$ bei einer Beschleunigungsspannung von 10 kV

Auffallend beim Betrieb der Ionenquelle mit dem Aluminiumrohr war der hohe Gesamtstrom von 8–9 mA, wovon 1–2 mA auf die Pullerelektrode trafen. Trotzdem konnten die maximalen Ionenströme an hochgeladenen Sauerstoff-Ionen nochmals gesteigert werden.

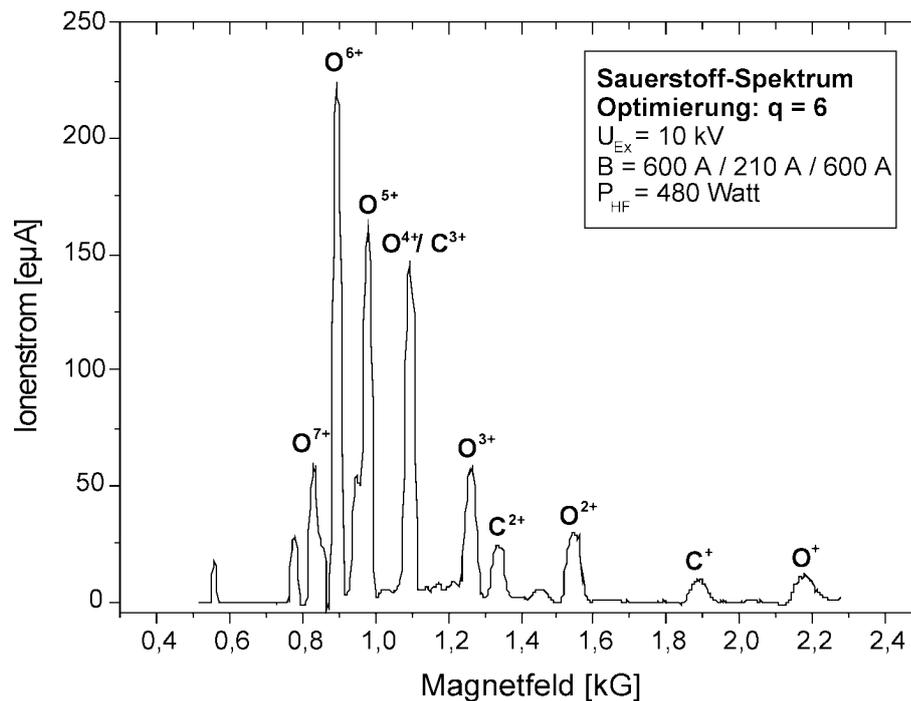


Abbildung 5.23: Sauerstoff-Spektrum der 14 GHz EZR-Ionenquelle mit eingesetztem Aluminiumrohr, optimiert auf den Ladungszustand $q = 6$ bei einer Beschleunigungsspannung von 10 kV

Abschließend gibt die Abbildung 5.24 eine Übersicht über die maximal mit dem neuen Aufbau extrahierten Ionenströme an Sauerstoff und Argon. Um die Werte mit den vorher erreichten und in Abbildung 5.2 als Richtwerte dargestellten Ionenströme vergleichen zu können, sind alle Maximalwerte für eine Beschleunigungsspannung von 10 kV eingezeichnet. Wie in diesem Kapitel beschrieben, können durch eine Erhöhung der Extraktionsspannung die extrahierbaren Ströme weiter gesteigert werden.

Aus der Grafik lässt sich leicht ablesen, dass die Optimierung der Ionenquelle zu deutlich höheren Strömen insbesondere hoher Ladungszustände geführt hat.

5.5.4 Ausblick

Die Richtwerte aus Abbildung 5.2 bzw. 5.24 werden z.T. noch nicht ganz erreicht, allerdings wurden bisher noch keine Messungen im Mischgasbetrieb der ECRIS durchgeführt. Mit Hilfe dieser Technik sollten sich die angestrebten Ströme erzeugen lassen, wie die Steigerungsraten bei Einsatz eines Mischgases an den vollpermanenten 10 GHz EZR-Ionenquellen (vgl. Kapitel 6.30) zeigen. Dies muss allerdings noch verifiziert werden.

Weiterhin sind bisher lediglich die Gase Sauerstoff und Argon untersucht worden. Für die genaue Kenntnis der Leistungsfähigkeit der EZR-Ionenquelle ist es unumgänglich, zunächst schwere gasförmige Elemente wie etwa Xenon zu untersuchen, bevor dann die Produktion von Metall-Ionen in der Ionenquelle getestet werden kann. Es wurde mit

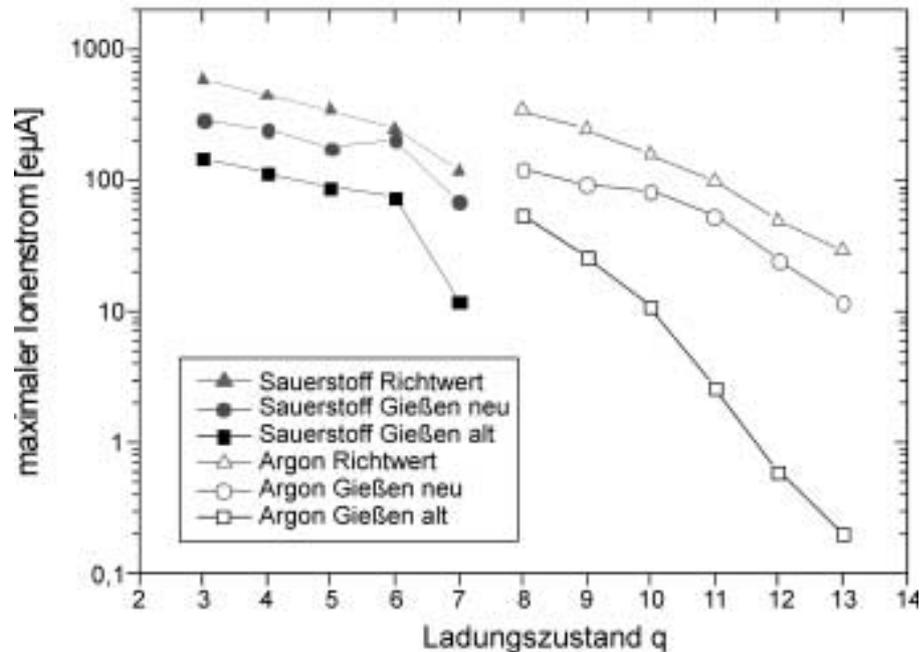


Abbildung 5.24: Vergleich der maximal extrahierten Ionenströme aus der 14GHz ECRIS mit verbessertem Aufbau zu denen des alten Aufbaus und zu den Richtwerten; alle Werte wurden bei einer Extraktionsspannung von 10 kV gemessen.

Xenon als schwerem Edelgas bereits ein Testlauf durchgeführt, allerdings standen leider keine Schlitze zur Kollimation des Strahls zur Verfügung. Die Auflösung war damit auf den Nachweis bis zum Ladungszustand Xe^{15+} (ca. 3 eµA) begrenzt. Die einzelnen Isotope konnten nicht getrennt werden.

Um Ionen von Metallen zu erzeugen, wird in den meisten Fällen die Ofen- oder die Sputtertechnik angewendet. Beide Verfahren setzen allerdings ein Heranbringen des Materials an das Plasma voraus. Da die Plasmakammer durch den Eisen-Plug mit den beiden durchgeführten Hohlleitern zur Stirnseite hin verschlossen ist und für den radialen Plasmaeinschluss ein geschlossener Halbach-Hexapolmagnet verwendet wird, der eine Zufuhr des Metalles von der Seite nicht zulässt, muss eine bisher nicht so geläufige Technik eingesetzt werden (MIVOC-Technik), die in Kapitel 7 beschrieben wird. Sie wurde im Rahmen der Untersuchungen an den vollpermanenten 10 GHz EZR-Ionenquellen getestet, aber an der 14 GHz ECRIS bisher nicht eingesetzt.

In Kapitel 4.4 wurde die 2-Frequenz-Technik zur Steigerung der Leistungsfähigkeit einer EZR-Ionenquelle vorgestellt. Im Rahmen der durchgeführten Untersuchungen am neuen Ionenquellenaufbau standen nur zwei Tage für Testmessungen in dieser Hinsicht zur Verfügung. Trotz Optimierung der ECRIS auf verschiedene Ladungszustände und einem Betrieb mit verschiedenen magnetischen Feldkonfigurationen konnte bei Einstrahlung von 10 GHz als zweiter Mikrowellenfrequenz keine nennenswerte Steigerung der extrahierten Ionenströme erzielt werden. Erwähnenswert ist allerdings die in Abbildung 5.25 dargestell-

te Sauerstoff-Ladungszustandsverteilung mit einer Optimierung auf den Peak $q = 6$, die mit einer recht geringen 10 GHz-Mikrowellenleistung von 160 Watt aufgenommen werden konnte. Man erkennt den niedrigeren Ladungsschwerpunkt bei $q = 4$ im Gegensatz zu den Sauerstoff-Spektren mit Einstrahlung von 14 GHz und höheren Mikrowellenleistungen, bei denen der Ladungsschwerpunkt bei $q = 6$ liegt (vgl. z.B. 5.23).

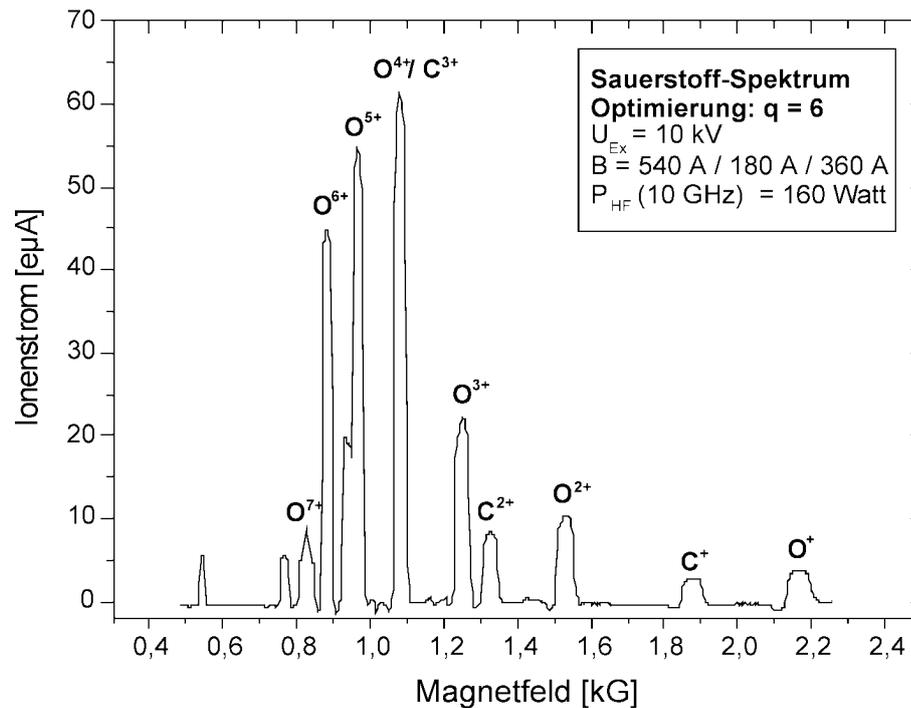


Abbildung 5.25: Sauerstoff-Spektrum der Ionenquelle beim Einspeisen einer Frequenz von 10 GHz und einer HF-Leistung von 160 Watt, optimiert auf den Ladungszustand $q = 6$ bei einer Beschleunigungsspannung von 10 kV

Trotz dieses mit der geringeren Frequenz und HF-Leistung erzielten, erfreulichen Ergebnisses muss weiter nach einem stabilen Betriebsmodus mit zwei Frequenzen und verbesserten Ionenströmen gesucht werden.

Letztlich muss die 14 GHz EZR-Ionenquelle ihre Leistungsfähigkeit beim Einsatz im Experiment zur Elektronenstoßionisation unter Beweis stellen. Dort kann auch festgestellt werden, ob die Emittanz der Ionenquelle ausreichend gering ist, damit ein großer Teil des extrahierten Ionenstroms ohne nennenswerte Verluste durch das aufwendige ionenoptische System der Apparatur transportiert werden kann. Momentan wird gerade die 10 GHz ECRIS am e^- -Stoßexperiment demontiert, so dass zu diesem Punkt innerhalb der nächsten Monate eine Aussage getroffen werden kann.

6 Vollpermanente EZR–Ionenquellen

6.1 Motivation

Wie bereits in der Einleitung erwähnt, werden auf Hochspannungsterminals Ionenquellen in kompakter Bauweise und mit möglichst geringer elektrischer Leistungsaufnahme benötigt. Am Gießener Institut für Kernphysik werden daher seit ca. 10 Jahren vollpermanente EZR–Ionenquellen mit ausschließlicher Verwendung von Permanentmagneten konstruiert und gebaut. Eine Übersicht über die Aktivitäten in diesem Zusammenhang findet sich in [Tra-99].

Im Rahmen dieser Dissertation von Trassl wurden zwei vollpermanente EZR–Ionenquellen entwickelt. Eine der Ionenquellen wurde anschließend auf dem Hochspannungsterminal des Gießener Ion–Ion–Stoßexperimentes eingebaut. Diese Apparatur besteht aus zwei Strahlzweigen, wobei im sogenannten „langsamen“ Strahlzweig eine herkömmliche 5 GHz ECRIS eingesetzt wird. Diese Ionenquelle wird in nächster Zeit ebenfalls durch eine vollpermanente EZR–Ionenquelle ersetzt werden, wobei eine weitere Steigerung der Leistungsfähigkeit erreicht werden soll.

Die bisher in Betrieb genommenen EZR–Ionenquellen arbeiten mit einem frequenzvariablen Magnetron der Firma Litton (Typ L-3463, Frequenz: 8.5 bis 10.5 GHz). Der Nachteil dieser Hochfrequenzröhre besteht darin, dass die Frequenz nicht genau eingestellt werden kann und die Leistung mit der Frequenz stark variiert. Weiterhin ist zur Erzeugung der Mikrowellenleistung ein Hochspannungsnetzgerät mit einer Ausgangsspannung von 4 kV und einem Ausgangsstrom bis zu 200 mA sowie ein Netzgerät zur Bereitstellung der Heizleistung von etwa 95 Watt nötig. Das erstgenannte Netzgerät hat eine beachtliche Größe, ist relativ schwer und verbraucht ca. 1 kW an elektrischer Leistung. Seit einigen Jahren gibt es auf dem Markt Festkörper–Mikrowellengeneratoren, die mit sehr wenig elektrischer Leistung auskommen und keine Hochspannungsversorgung benötigen. Weiterhin lässt sich bei diesen HF–Generatoren die Frequenz sehr genau einstellen. Der Nachteil dieser Geräte ist allerdings ein sehr hoher Preis pro Watt an erzeugter Mikrowellenleistung. Es sollte daher bei der Konstruktion neuer vollpermanenter EZR–Ionenquellen auf eine merkliche Reduzierung der benötigten Mikrowellenleistung geachtet werden. Für das Erreichen dieses Zieles gibt es zwei Ansatzpunkte: Zum einen liefern gemessene Frequenzabhängigkeiten maximale Ionenströme bei einer Frequenz, deren zugehörige magnetische Resonanzinduktion genau dem Minimum der verwendeten axialen Magnetfeldkonfiguration entspricht [Hat-96, Tra-99]. Es muss also untersucht werden, ob durch die Wahl der „richtigen“ Frequenz bzgl. des eingesetzten Magnetfeldes auch die erforderliche HF–Leistung reduziert werden kann. Zum anderen existieren Simulationsrechnungen zu den Vorgängen in einer EZR–Ionenquelle, die ein flaches axiales Magnetfeldminimum zur Erzeugung eines großvolumigen Resonanzvolumens mit optimierter Ionenproduktion favorisieren [Hei-99]. Auch hier müssen Messungen hinsichtlich der benötigten Mikrowellenleistung durchgeführt werden.

Im folgenden wird die Weiterentwicklung von drei vollpermanenten EZR–Ionenquellen

behandelt, wobei als erstes der verwendete Ionenquellen-Teststand und anschließend eine ECRIS mit einem flachen Magnetfeldminimum, in dieser Arbeit mit *flat-field* Ionenquelle bezeichnet, vorgestellt wird.

6.2 Ionenquellen-Teststand

Zur Durchführung der Testmessungen an der im nächsten Kapitel vorgestellten *flat-field* ECRIS sowie den im weiteren Verlauf dieser Arbeit beschriebenen, permanentmagnetischen Ionenquellen stand der im Rahmen der Dissertation von Trassl [Tra-99] aufgebaute Teststand zur Verfügung, der in Abbildung 6.1 schematisch dargestellt ist.

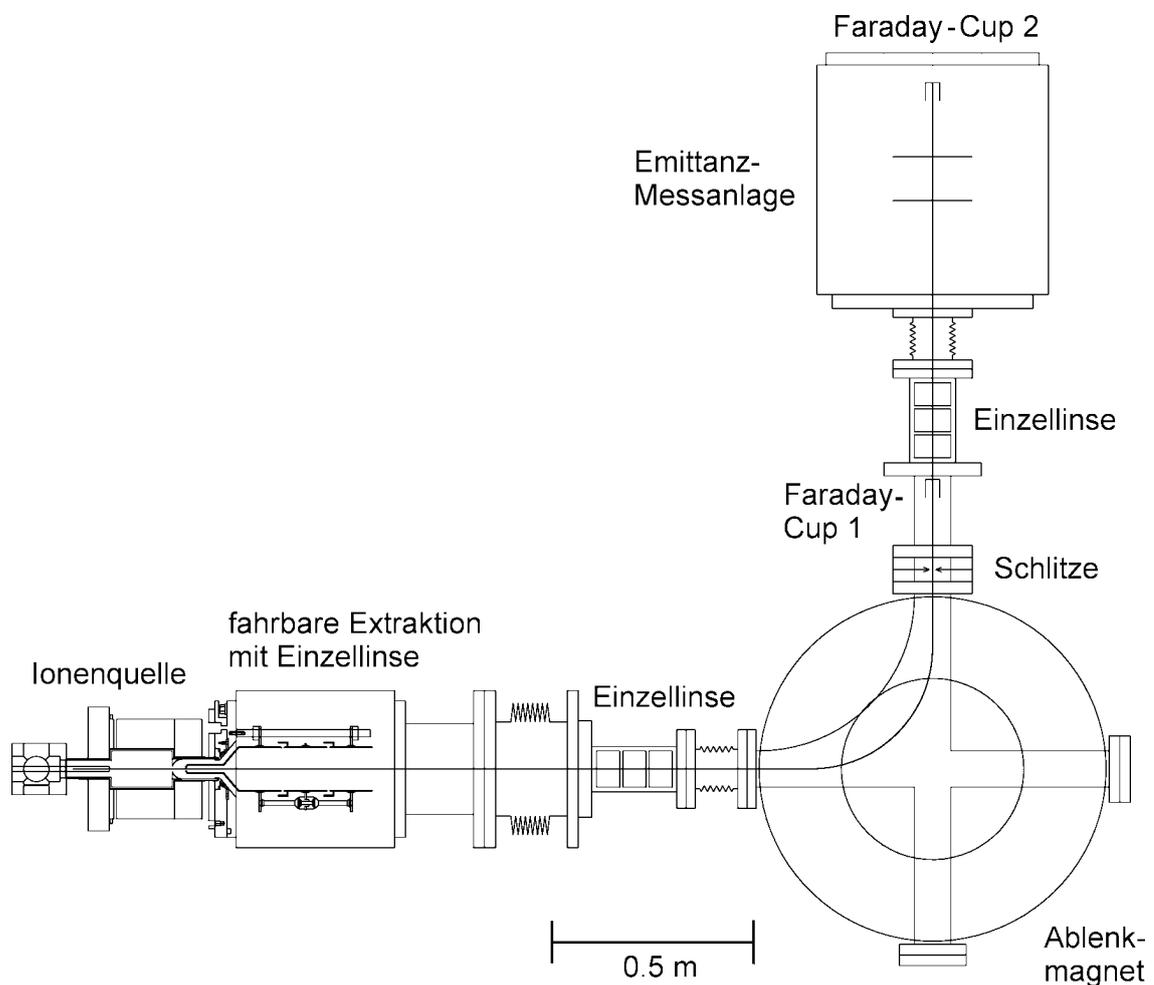


Abbildung 6.1: Schematischer Aufbau des Ionenquellen-Teststands für die Untersuchungen an den vollpermanenten EZR-Ionenquellen

Ähnlich wie beim Aufbau des 14 GHz-Teststands werden die Ionen nach der Extraktion mit Hilfe einer zweiten Einzellinse auf die Eintrittsöffnung eines 90°-Analysemagneten fokussiert und nach ihrem Masse-zu-Ladungs-Verhältnis getrennt. Der Ionenstrom wird dann im Faraday-Cup 1 (Durchmesser: 2 cm) nachgewiesen.

6.3 Aufbau einer flat-field EZR-Ionenquelle

6.3.1 Physikalische Grundidee und Computersimulationen

Wie gerade im Kapitel 6.1 erwähnt, lieferten Messungen der Frequenzabhängigkeit der extrahierten Ionenströme eine optimale Betriebsfrequenz, die dem Minimum des magnetischen Spiegelfeldes entspricht. Wenn man davon ausgeht, dass die hochgeladenen Ionen an den Stellen erzeugt werden, wo sich die hochenergetischen Elektronen befinden, bedeutet das einen Vorteil der Produktion der hohen Ladungszustände auf der Achse des Systems, auf welcher später der Ionenstrahl auch extrahiert wird. Die Leistungsfähigkeit einer ECRIS mit achsennaher Ionenproduktion auf einer kleinen Resonanzoberfläche scheint also höher zu sein als die einer ECRIS mit einer größeren, achsenfernen Resonanzoberfläche.

Schon 1995 beschrieben Alton und Smithe [Alt-95] die Vorteile eines großen axialsymmetrischen Resonanzvolumens. Im letzten Jahr stellte Heinen Computersimulationen der Elektronendynamik in einer EZR-Ionenquelle vor [Hei-99]. Wie Abbildung 6.2 zeigt, ist es möglich, mit Hilfe einer flachen Magnetfeldstruktur eine vielfach höhere Elektronenenergie-dichte im Plasmavolumen zu erhalten, wodurch die Produktion hoher Ladungszustände gefördert wird.

Die Simulationen beinhalten die Dynamik von 10^5 Elektronen in einer bekannten magnetischen Minimum-B-Struktur bei Wechselwirkung mit der Mikrowelle einer bekannten Feldverteilung in der Plasmakammer sowie die Teilchen-Teilchen und Teilchen-Wand Wechselwirkung. Weiterhin ist das Modell vollständig relativistisch. Kollektive Plasmaphänomene wurden vernachlässigt.

Aufgrund der geschilderten Ergebnisse der Frequenzabhängigkeitsmessungen sowie der Computersimulationen wurde eine vollpermanente ECRIS mit flachem Magnetfeldminimum entwickelt, die im folgenden genauer beschrieben wird.

6.3.2 Der mechanische Ionenquellenaufbau

Der mechanische Aufbau der vollpermanenten *flat-field* Ionenquelle ist in Abbildung 6.3 dargestellt. Als Plasmakammer dient ein 20 cm langes Kupferrohr mit einem Innendurchmesser von 25 mm und einem Außendurchmesser von 30 mm. Dieser geringe Durchmesser erlaubt das für den Plasmaeinschluss notwendige Magnetfeld möglichst kostengünstig zu erzeugen. Bei der Plasmakammer handelt es sich um dieselbe Kammer, die auch schon bei der in der Dissertation von Trassl [Tra-99] vorgestellten vollpermanenten Ionenquelle Verwendung gefunden hat. Sie ist wassergekühlt (zum Schutz des Hexapols), und aufgrund der Größe sind die beiden Grundmoden der Mikrowelle darin ausbreitungsfähig. An der Injektionsseite ist sie über ein Zwischenstück mit einem Resonatorwürfel zur Einkopplung der HF-Leistung verschraubt. Dieser Teil der Ionenquelle wird im Kapitel 6.3.3 über das verwendete Mikrowellensystem noch näher beschrieben.

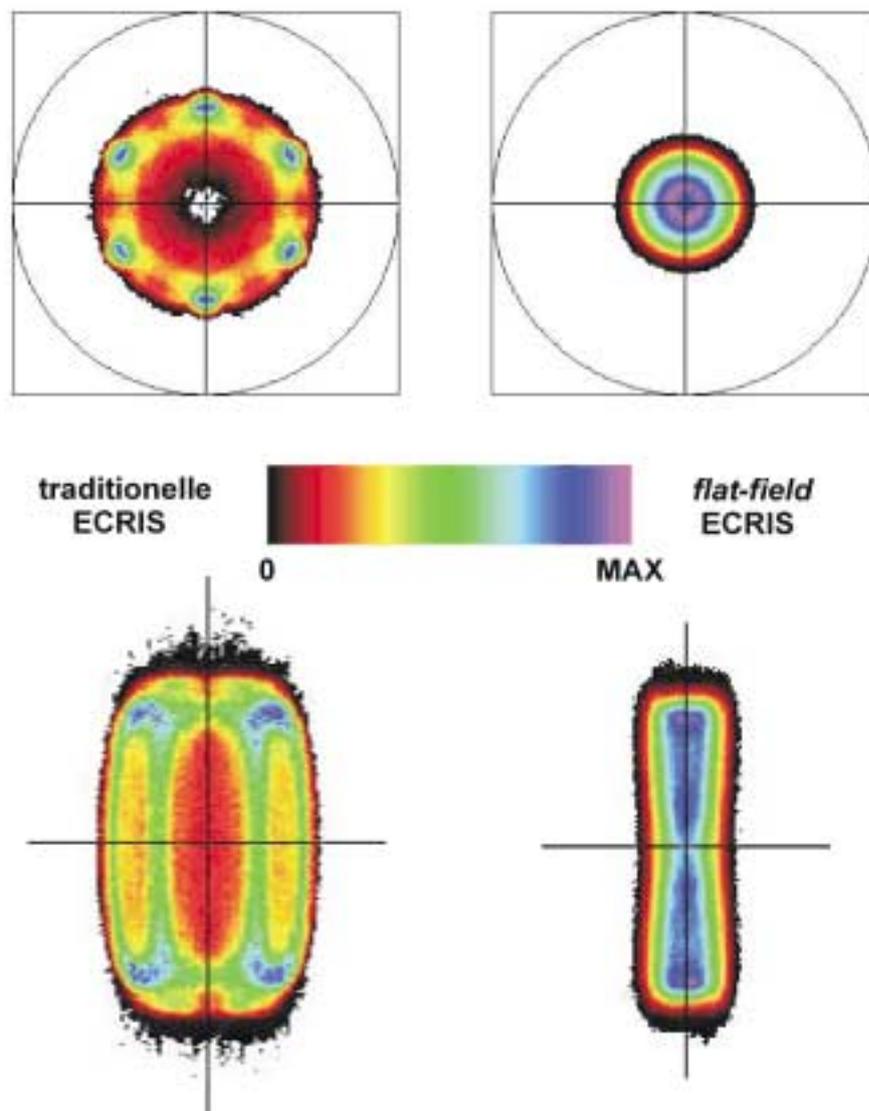


Abbildung 6.2: Simulation der Elektronenenergiedichte einer traditionellen (links) und einer flat-field EZR-Ionenquelle (rechts) [Hei-99]; oben: Querschnitt (Ansicht von vorne), unten: Längsschnitt (Ansicht von oben)

Als Extraktionselektrode dient eine sphärische Extraktionsblende mit einem Lochdurchmesser von 4 mm. Über einen Isolationsflansch aus Kunststoff wird die ECRIS mit dem fahrbaren Extraktionssystem aus Pullerelektrode (Lochdurchmesser: 5 mm) und Einzellinse sowie dem nachfolgenden Strahlführungssystem verbunden. Die gesamte Länge der Ionenquelle ohne HF- und Extraktionssystem beträgt ca. 25 cm, das Gewicht etwa 15 kg.

Das Gaseinlasssystem der Ionenquelle erlaubt die getrennte Regelung eines Arbeits- und eines Mischgases. Aus Gründen der Einfachheit ist es über einer Isolierstück angeflanscht und damit auf Erdpotential gelegt, was die Verwendung eines Trenntransformators überflüssig macht. Die Ionenquelle selbst wird auf positiver Hochspannung betrieben, die typischerweise zwischen 10 und 15 kV beträgt.

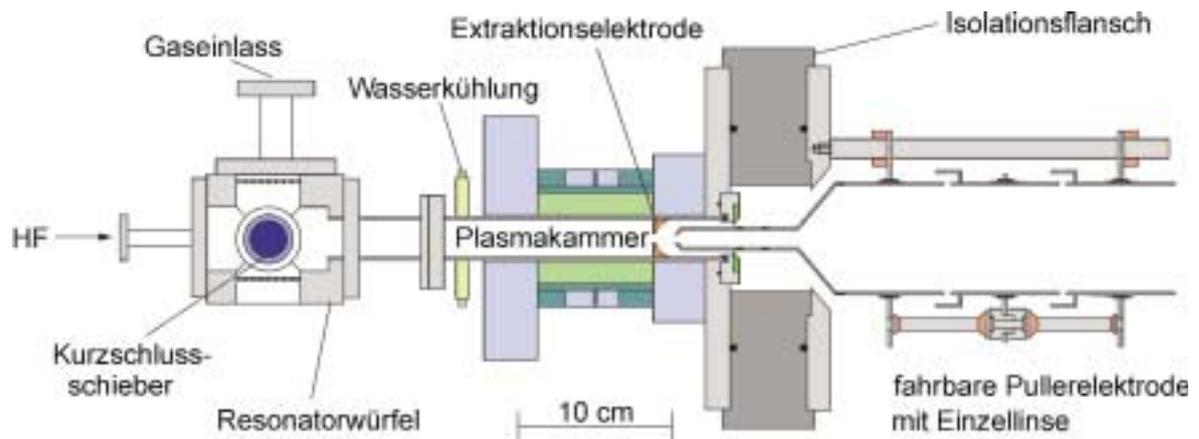


Abbildung 6.3: Schematischer Aufbau der vollpermanenten flat-field EZR-Ionenquelle

6.3.3 Das Mikrowellensystem

Zur Erzeugung der Mikrowelle wird ein Frequenz-durchstimmbares Magnetron mit einer maximalen Ausgangsleistung von 200 Watt verwendet, das bereits kurz in Kapitel 6.1 beschrieben wurde und — wie dort erwähnt — Ausgangsfrequenzen von 8.5 bis 10.5 GHz liefert. Zum Schutz des Magnetrons ist ein Zirkulator in das HF-System eingebaut, der reflektierte Leistung in eine Festkörperlast (Dummy Load) umleitet. Über einen Richtkoppler wird ein Tausendstel der transportierten Mikrowelle ausgekoppelt und damit die Leistung und die eingestellte Frequenz überwacht. Eine 1 mm dünne Teflonscheibe zur galvanischen Trennung des auf Erdpotentials befindlichen Mikrowellensystems von dem auf Hochspannungspotential befindlichen Ionenquellenkörper sowie ein standardisiertes Vakuumfenster komplettieren den ersten Teil des HF-Systems, das in Abbildung 6.4 schematisch dargestellt ist.

Den zweiten Teil des Mikrowellensystems, das für die Anpassung der Mikrowelle an das Plasma verantwortlich ist, übernimmt ein aus Kupfer gefertigter Resonatorwürfel. Bisher wurde mit Hilfe dieses Würfels die Mikrowelle nur koaxial in das Plasma eingekoppelt. Es ist allerdings auch möglich (wie Abbildung 6.3 zeigt), die HF-Leistung direkt in das Plasma einzustrahlen und mit dem am Würfelresonator befindlichen Kurzschlusschieber die Mikrowelle an das Plasma anzupassen sowie das Volumen auf die verwendete Frequenz abzustimmen. Insgesamt ist mit dem verwendeten Aufbau eine reflexionsarme Mikrowelleneinspeisung in das Plasmavolumen möglich.

6.3.4 Das Magnetsystem

Zur Realisierung der hinsichtlich eines flachen Magnetfeldminimums modifizierten magnetischen Minimum-B-Struktur wurden ausschließlich Permanentmagnete aus FeNdB der Firma VACUUMSCHMELZE mit der Bezeichnung VACODYM 400 HR verwendet, einem Material, das auch schon im Halbach-Hexapole der 14 GHz EZR-Ionenquelle ein-

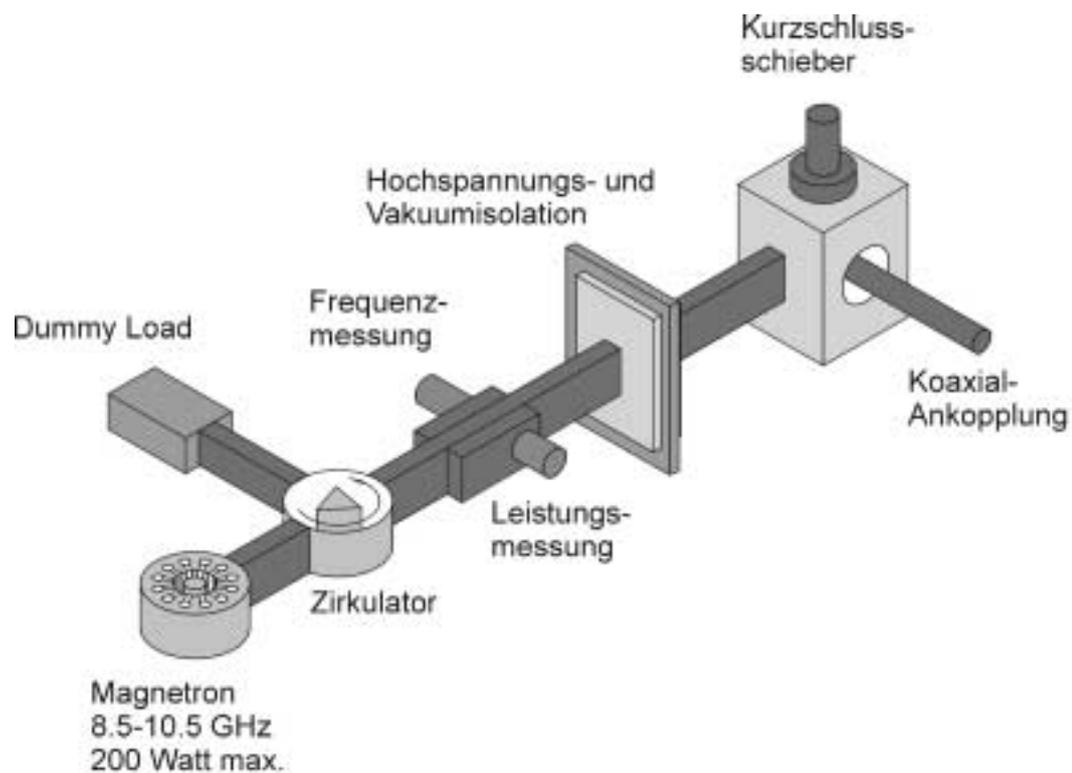


Abbildung 6.4: Schematischer Aufbau des eingesetzten Mikrowellensystems

gesetzt wurde (vgl. Kapitel 5.2.2). Zur Erzeugung des axialen Spiegelfeldes dienen zwei segmentierte Ringmagnete mit einem Innendurchmesser von 30 mm und einer Dicke von 35 mm. Einer der beiden Magnete ist in Richtung der Plasmakammer magnetisiert und hat einen Außendurchmesser von 110 mm, der andere weist eine radial nach außen gerichtete Magnetisierung auf und misst im Durchmesser 160 mm. Um das Minimum zwischen den beiden Maxima des magnetischen Feldes anzuheben, wurden über dem Hexapol zusätzlich zwei Ringmagnete aus dem Magnetwerkstoff VACODYM 335 HR (Remanenz: 12.7 kG; Koerzitivkraft: 980 kA/m) eingebaut, von denen der dem größeren Spiegelmagneten zugewandte ebenfalls nach außen magnetisiert ist und eine Dicke von 18.5 mm aufweist, während der andere eine Magnetisierung zur Plasmakammer hin besitzt und eine Dicke von 14.5 mm hat. Der Innendurchmesser beider Magnete beträgt 68 mm, der Außendurchmesser 90 mm. Da das Feld dieser beiden Zusatzmagnete das Minimum so stark anhub, dass mit dem vorhandenen Magnetron nicht die erforderliche Frequenz von 10.75 GHz zur resonanten Elektronenheizung erreicht werden konnte, wurden die beiden äußeren Magnetringe um 5 mm auseinander gezogen und das Minimum damit nach unten korrigiert. Diese Tatsache sowie die gemessene Magnetfeldstruktur und der Aufbau des Magnetsystems sind in Abbildung 6.5 dargestellt.

In der Grafik sind die beiden, den magnetischen Feldstärken im Minimum entsprechenden, Resonanzfrequenzen eingezeichnet, die sich vor dem Auseinanderziehen und hinterher ergeben haben. Wichtig für die spätere Diskussion bzgl. der Leistungsfähigkeit der Ionenquelle ist, dass durch die Erhöhung des Magnetfeldminimums das Spiegelverhält-

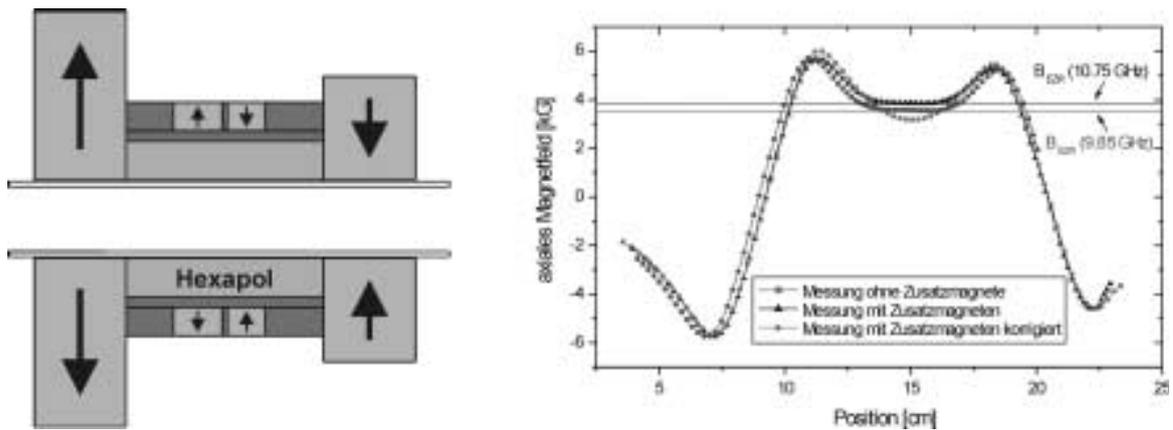


Abbildung 6.5: Aufbau des Magnetsystems der *flat-field* Ionenquelle und der dazugehörige magnetische Feldverlauf auf der Symmetrieachse

nis B_{max}/B_{min} z.B. auf der Seite der Mikrowelleneinkopplung von ca. 1.9 auf etwa 1.6 verringert wird.

Für den radialen Plasmaeinschluss wird — ebenso wie bei der 14 GHz ECRIS sowie den anderen vollpermanenten Ionenquellen — ein Halbach-Hexapol aus 24 Segmenten eingesetzt [Hal-80]. Dieser Multipolmagnet besteht allerdings ausschließlich aus dem Werkstoff VACODYM 400 HR. Er hat einen Außendurchmesser von 59 mm und einen Innendurchmesser von 30 mm. Die Länge beträgt 75 mm. Wie aus Abbildung 6.6 hervorgeht, wird am Rand der Plasmakammer eine radiale magnetische Induktion von etwa 8 kG erreicht.

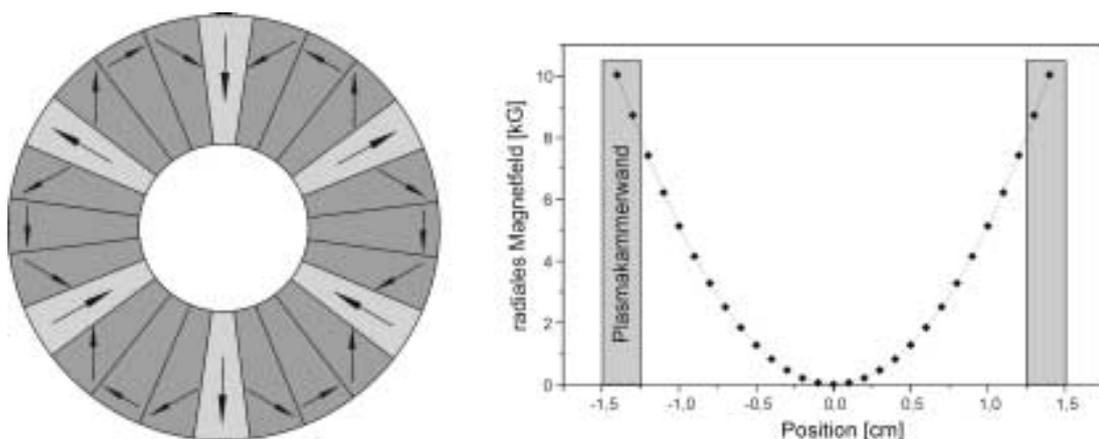


Abbildung 6.6: Darstellung des Hexapolmagneten der *flat-field* Ionenquelle und des radialen magnetischen Feldverlaufs bei der Messung zwischen zwei Polen

6.3.5 Experimentelle Ergebnisse

Mit Hilfe des Ionenquellen-Teststands aus Abbildung 6.1 wurden nun die ersten Messungen an der *flat-field* EZR-Ionenquelle durchgeführt. Dabei stand primär die Frequenzabhängigkeit der extrahierten Ionenströme im Vordergrund.

Zum Vergleich mit den Daten anderer Ionenquellen wurde Argon als Prozessgas gewählt, und es wurden nacheinander die Ladungszustände $q = 3$, $q = 6$ und $q = 9$ untersucht. Abbildung 6.7 zeigt die gemessenen Abhängigkeiten zweier extrahierter Strahlströme von der Frequenz bei konstanter Mikrowellenleistung.

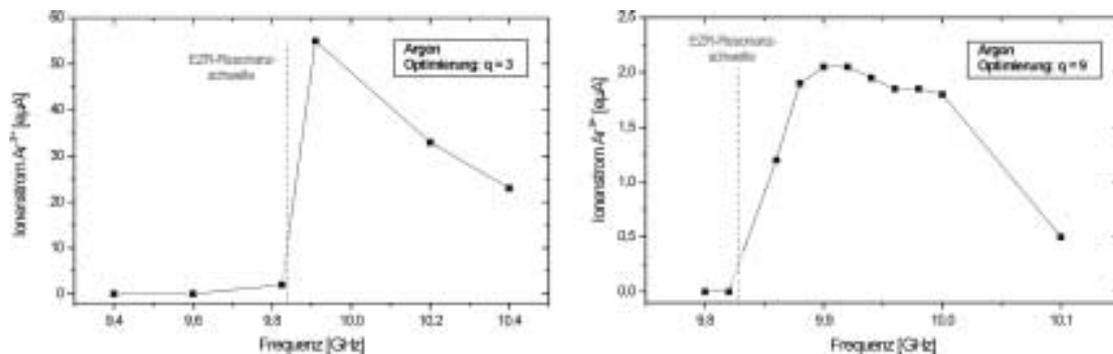


Abbildung 6.7: Abhängigkeit eines extrahierten Ar^{3+} - und Ar^{9+} -Ionenstrahls von der Frequenz der eingespeisten Mikrowelle bei konstanter HF-Leistung

Wie man an den Achsenskalierungen erkennen kann, wurde beim linken Graphen der ganze Frequenzbereich untersucht, während beim rechten Graphen die Messungen in einem kleineren Teilbereich durchgeführt wurden. Als Spanne für die optimale Frequenz ergab sich 9.90 bis 9.95 GHz. Dieses Ergebnis konnte später durch Messungen mit Sauerstoff als Prozessgas bestätigt werden. In diesem Fall ergab sich eine Optimalfrequenz von 9.97 GHz. Deutlich herauszustellen ist das scharfe Abreißen des Ionenstroms bei Frequenzen unterhalb der Resonanzfrequenz der verwendeten Magnetfeldkonfiguration, was auch zu erwarten war.

Um zu untersuchen, ob die gesamte Länge des „Quasiresonators“ einen Einfluss auf die optimale Betriebsfrequenz hat, wurde das Extraktionsloch mehrmals verschoben. Die Magnetanordnung wurde dabei in der gleichen Richtung bewegt, um einen auf dem geänderten Magnetfeld basierenden Effekt auszuschließen. Bei allen Messungen konnte keine Abhängigkeit der eingekoppelten Frequenz von der Länge des Systems beobachtet werden.

Durch den Aufbau mit den über die Plasmakammer geschobenen Ringmagneten konnte relativ einfach eine optimale Position für die Extraktionselektrode bzgl. des verwendeten Magnetfeldes bestimmt werden. Durch Verschieben der Magnetanordnung wurde die Extraktionsposition der Ionen relativ zum Magnetfeldmaximum variiert, während die fahrbare Pullerelektrode jeweils an die veränderten Extraktionsbedingungen angepasst wurde. In Abbildung 6.8 ist ein typisches Beispiel für die Abhängigkeit des extrahierten

Ionenstroms von der relativen Position der Extraktionsblende zum Magnetfeldmaximum dargestellt.

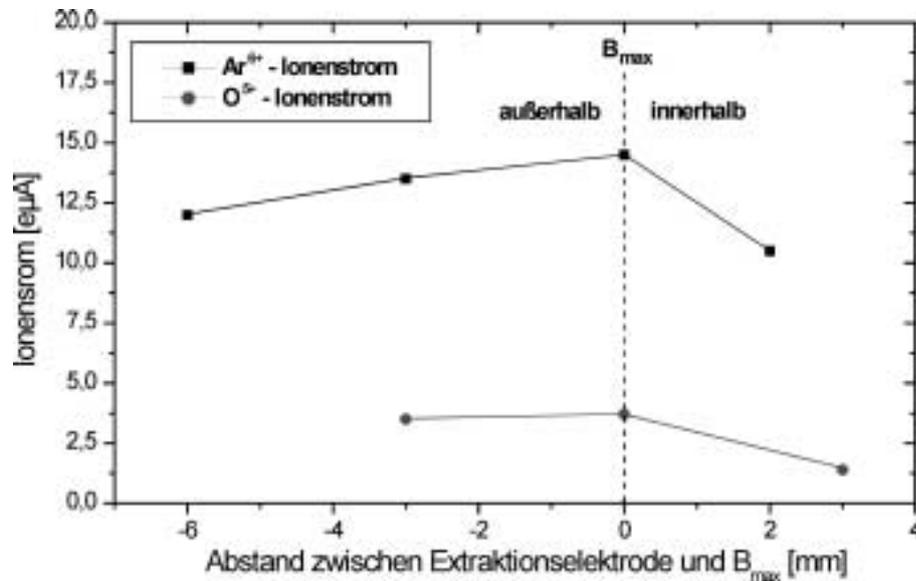


Abbildung 6.8: Abhängigkeit eines Ar^{6+} - und eines O^{5+} -Ionenstrahls vom Abstand zwischen Extraktionselektrode und Magnetfeldmaximum

Man erkennt für die beiden dargestellten Ionenstrahlen ein Maximum für den extrahierten Strom bei Positionierung des Extraktionsloches genau im Punkt mit dem größten axialen Magnetfeld. Befindet sich die Extraktionsblende gegenüber dem Feldmaximum zu weit innerhalb oder außerhalb, nimmt der Ionenstrom ab. Durch weitere Messungen konnte festgestellt werden, dass die Abnahme der Ionenströme bei zu weit innerhalb der Plasmakammer liegender Extraktionselektrode etwas stärker ist als bei zu weit außen liegender, was auch in Abbildung 6.8 zu erkennen ist. Solche Messungen wurden auch für die im nächsten Kapitel vorgestellte, permanentmagnetische Ionenquelle mit großem Spiegelverhältnis durchgeführt, wobei das gleiche Resultat erzielt wurde. Aus diesem Grund wurde bei allen entwickelten EZR-Ionenquellen — so auch bei der 14 GHz ECRIS (vgl. Kapitel 5.5.2) — als Position für die Extraktionselektrode das extraktionsseitige Maximum des axialen Magnetfeldes gewählt.

Um den Einfluss der flachen Magnetfeldstruktur auf die Leistungsfähigkeit der Ionenquelle zu bestimmen, wurden zahlreiche Ladungszustandsverteilungen aufgenommen, von denen hier nur eine in Abbildung 6.9 als Beispiel gezeigt werden soll. Als Prozessgas wurde dabei Argon verwendet. Die Beschleunigungsspannung betrug 10 kV, und die ECRIS wurde auf den Ladungszustand $q = 6$ optimiert. Als höchster, reiner Ladungszustand (Ar^{10+} besitzt dasselbe m/q wie O^{4+}) konnte Ar^{9+} identifiziert werden.

Nun wurden die beiden zusätzlichen Ringmagnete zur Erzeugung des flachen Minimums entfernt und ebenfalls zahlreiche Testmessungen durchgeführt. Auffallend war für diesen Fall, dass sich als optimale Betriebsfrequenzen für mehrere optimierte Ladungszustände

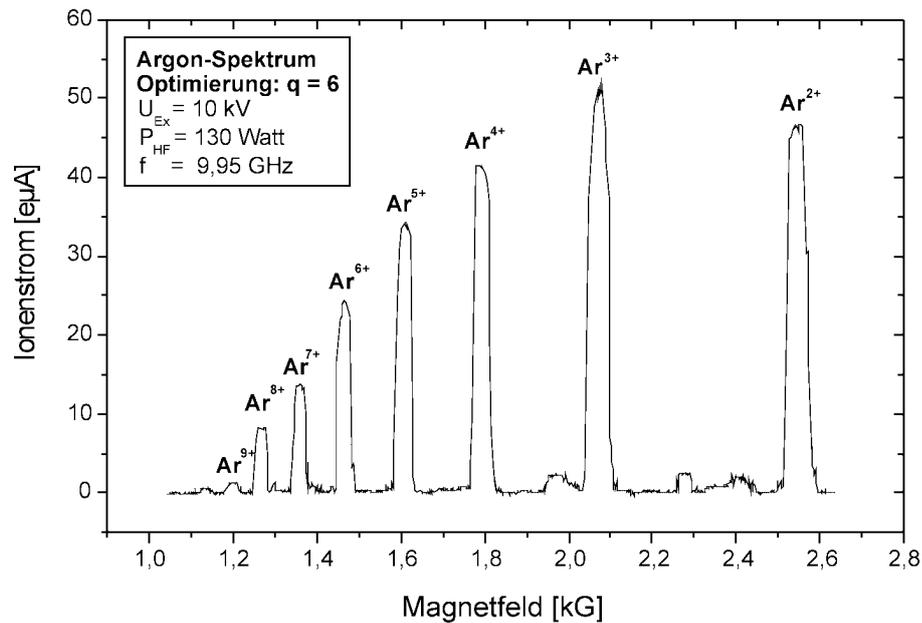


Abbildung 6.9: Ladungszustandsverteilung eines mit der flat-field ECRIS produzierten Argon-Ionenstrahls mit Optimierung auf den Ladungszustand $q = 6$

unterschiedliche Werte ergaben. Dabei wurden die Messungen jeweils sowohl mit konstanter Leistung (soweit das Magnetron das zuließ, da mit der Frequenz auch automatisch die Ausgangsleistung variiert) als auch mit optimierter Leistungseinkopplung durchgeführt. Ein Auftreten eines Maximums bei einer Frequenz, die dem Minimum des Spiegelfeldes entspricht, konnte nicht beobachtet werden. Die Spanne der optimalen Frequenzen lag zwischen 9,6 und 10,4 GHz. Eine Erklärung dafür kann bis jetzt nicht gegeben werden.

Die Übersicht 6.10 zeigt die maximal extrahierten Ionenströme aus der permanentmagnetischen Ionenquelle mit und ohne flache Magnetfeldstruktur. Die Beschleunigungsspannung betrug 10 kV, der Durchmesser des Extraktionsloches war 4 mm.

Wie aus der Grafik 6.10 ersichtlich, beträgt die Leistungssteigerung der EZR-Ionenquelle durch Verwendung der Zusatzmagnete bis zu einem Faktor 2. Diese tritt allerdings nur für Ladungszustände $q > 3$ in Erscheinung. Für die niedrigen Ladungszustände liefern alle, d.h. auch die im folgenden beschriebenen Ionenquellen, praktisch identische Werte der extrahierten Strahlströme.

Um die Daten der flat-field-ECRIS besser einordnen zu können, wurde das Basismodell der vollpermanenten EZR-Ionenquelle dahingehend modifiziert, dass durch zwei zusätzliche Ringmagnete das Spiegelverhältnis wesentlich erhöht wurde. Diese Ionenquelle wird im folgenden näher beschrieben.

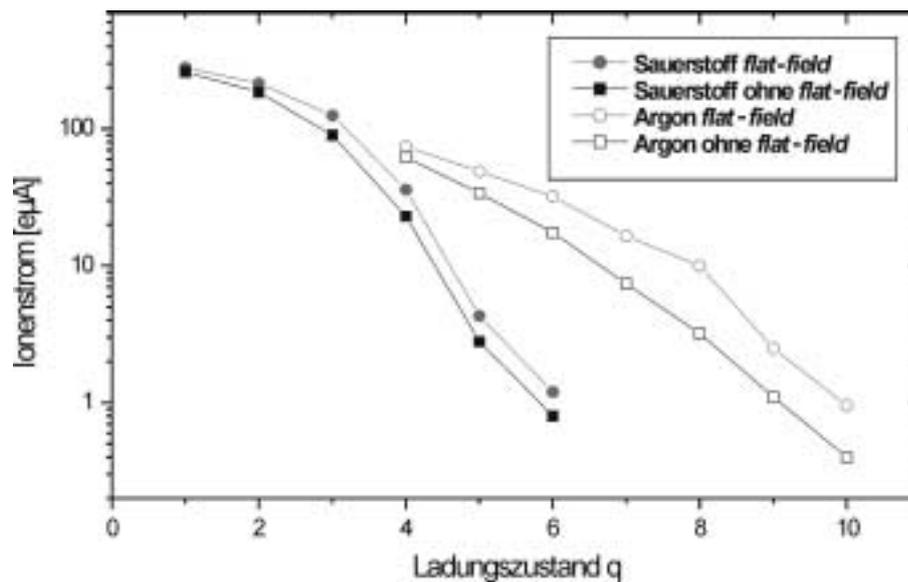


Abbildung 6.10: Maximal extrahierte Ionenströme aus der vollpermanenten EZRIS mit und ohne Zusatzmagnete zur Erzeugung eines flachen Magnetfeldminimums

6.4 Aufbau einer high-B EZR-Ionenquelle

6.4.1 Der mechanische Ionenquellenaufbau

Diese EZR-Ionenquelle, die als *high-B* ECRIS bezeichnet wird, besitzt den gleichen mechanischen Aufbau sowie dasselbe Mikrowellen- und Extraktionssystem wie die gerade beschriebene *flat-field* Ionenquelle. Verändert wurde lediglich das axiale Magnetsystem.

Um einen besonders guten magnetischen Plasmaeinschluss zu gewährleisten, wurde neben den beiden radial magnetisierten Ringmagneten zusätzlich jeweils ein axial magnetisierter Ringmagnet eingebaut. Auf der Seite der HF-Einkopplung wird das Feld durch einen Permanentmagnetring mit einem Außendurchmesser von 160 mm bei einer Dicke von 20 mm verstärkt, während der auf der Extraktionsseite befindliche Magnet einen Außendurchmesser von 110 mm bei der gleichen Dicke aufweist. Beide Magnetringe besitzen einen Innendurchmesser von 60 mm, was die Installation über dem Hexapolmagneten erlaubt, und bestehen aus dem Material VACODYM 400 HR. Es ergibt sich insgesamt der in Abbildung 6.11 gezeigte Aufbau.

Man erkennt am Feldverlauf die hohen Magnetfeldmaxima an den beiden Stirnseiten der Ionenquelle. Das Spiegelverhältnis beträgt auf der Seite der Mikrowelleneinkopplung 2.2 und auf der Extraktionsseite 1.9. Diese Werte ergeben sich durch Verwendung des gemessenen Magnetfeldes. Zum Vergleich ist eine Simulation mit dem Programm PANDIRA [Sup-96] eingezeichnet, die eine recht gute Übereinstimmung mit der Messung zeigt.

Für den radialen Plasmaeinschluss wurde der bereits in Abbildung 6.6 gezeigte Hexapol verwendet. Nach dem Zusammenbau, der sich durch die Tatsache, dass die zusätzlichen

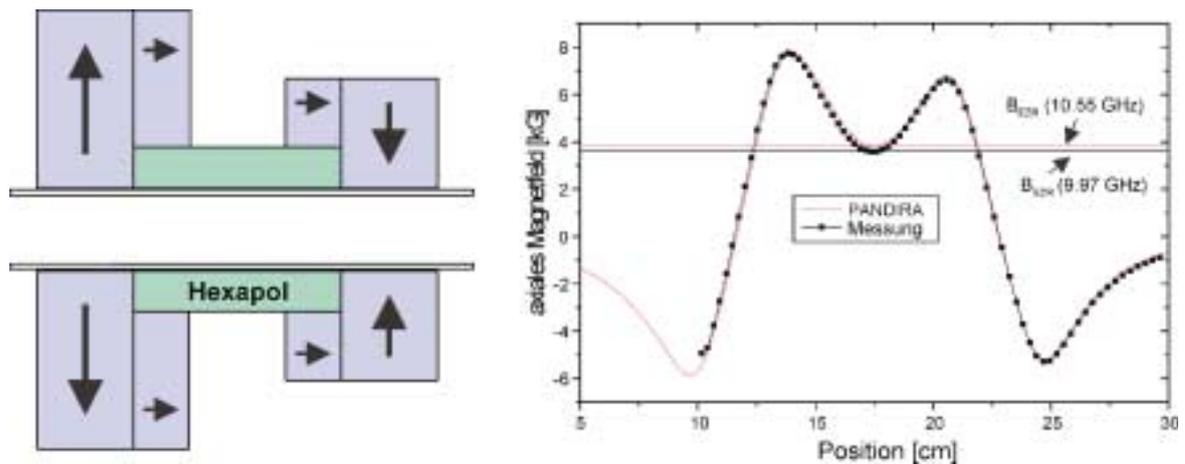


Abbildung 6.11: Aufbau des Magnetsystems der high-B Ionenquelle und der dazugehörige magnetische Feldverlauf

Magnetringe zunächst abgestoßen und ab einer gewissen Entfernung angezogen werden, als recht schwierig erweist, wurde diese ECRIS an den in Abbildung 6.1 gezeigten Teststand angeflanscht und ausgiebig getestet.

6.4.2 Experimentelle Ergebnisse

Zunächst stand wieder die Optimierung der Mikrowellenfrequenz im Vordergrund. In der Dissertation von Trassl ergab sich für die Magnetfeldkonfiguration mit einem Zusatzmagneten eine optimale Betriebsfrequenz von 8.85 GHz, die der Resonanzfrequenz im Minimum des verwendeten Magnetfeldes entsprach. Durch den Einbau des zweiten Zusatzmagneten auf der Seite der HF-Einkopplung wurde dieses Minimum angehoben, was in einer Erhöhung der Optimalfrequenz resultieren sollte. In der Tat lag das Maximum der extrahierten Ionenströme bei einer Frequenz zwischen 10.32 GHz und 10.36 GHz, d.h. in der Nähe des magnetischen Feldminimums. Die Abbildung 6.12 zeigt eine typische, gemessene Frequenzabhängigkeit dieses Ionenquellendesigns.

Man erkennt das relativ deutlich ausgeprägte Maximum bei einer Betriebsfrequenz von 10.35 GHz. Interessant war, dass dieses gemessene Verhalten sowohl mit als auch ohne Optimierung der eingespeisten Mikrowellenleistung, die etwas mit der eingestellten Frequenz variiert, auftrat.

Um zu überprüfen, ob die optimale Betriebsfrequenz mit dem magnetischen Feldminimum korreliert ist, wurden die Ringmagnete ca. 4 mm auseinander gezogen. Für diese Feldkonfiguration wurde die in Abbildung 6.13 dargestellte Frequenzabhängigkeit gemessen. Man erkennt zwei relative Maxima, wobei der höchste Strom bei einer Frequenz von 8.9 GHz liegt, also wieder im Bereich des Magnetfeldminimums.

Bei dieser Ionenquelle wurde auch für einzelne ausgesuchte Ladungszustände die Abhängigkeit der Ionenströme von der Beschleunigungsspannung untersucht. Als Beispiel zeigt die

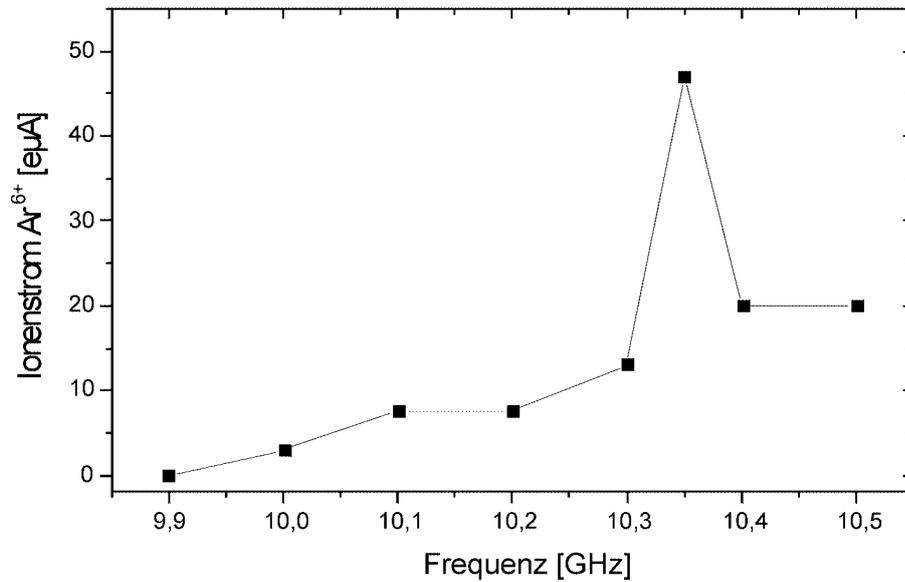


Abbildung 6.12: *Abhängigkeit eines Ar⁶⁺-Ionenstrahls von der Frequenz der eingespeisten Mikrowelle*

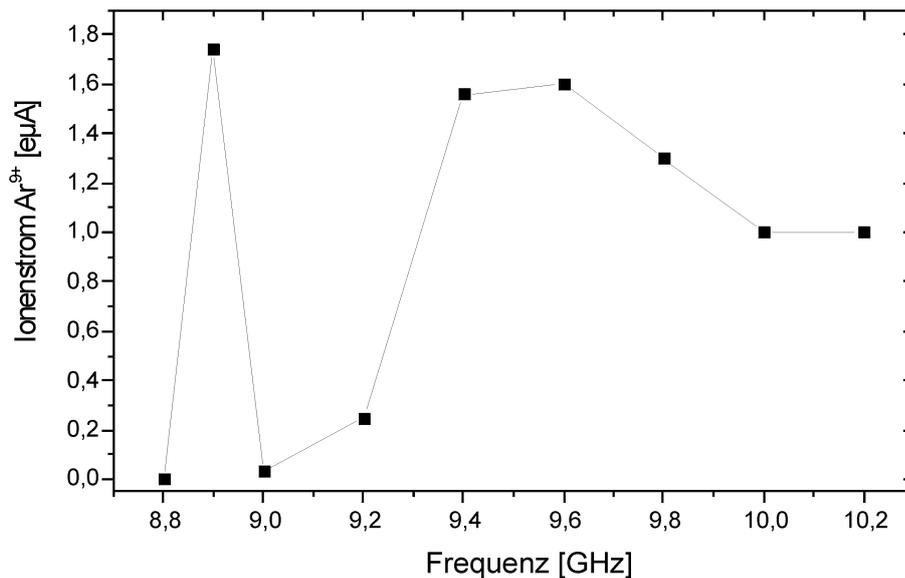


Abbildung 6.13: *Abhängigkeit eines Ar⁹⁺-Ionenstrahls von der Frequenz der eingespeisten Mikrowelle nach dem Vergrößern des Abstands zwischen den Ringmagneten*

Abbildung 6.14 die Abhängigkeit eines Ar⁹⁺-Ionenstrahls von der angelegten Extraktionsspannung.

Analog zu den Messungen an der 14 GHz ECRIS (vgl. Abbildung 5.21) ergibt sich ein Anstieg des extrahierten Ionenstroms im betrachteten Bereich. Durch höhere Spann-

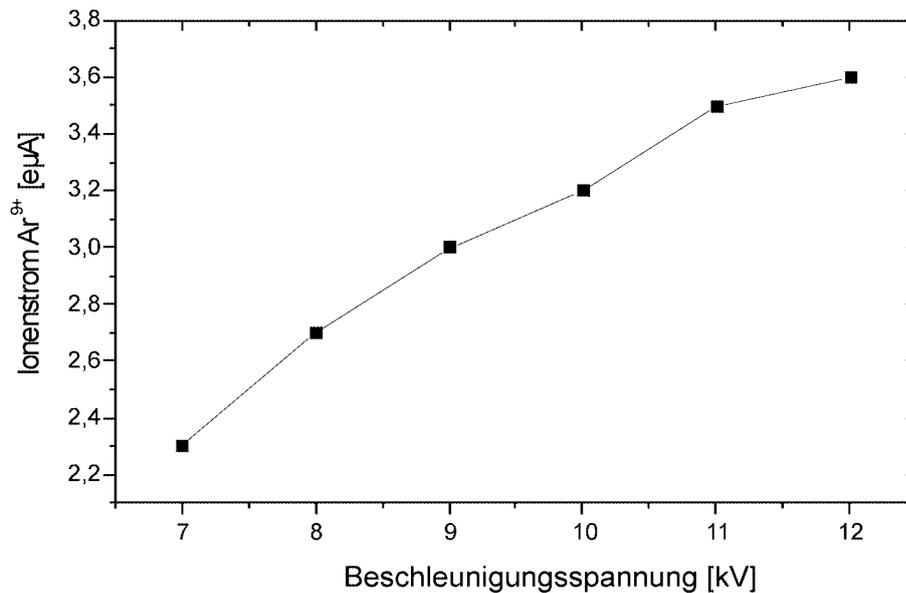


Abbildung 6.14: Abhängigkeit eines Ar^{9+} -Ionenstrahls von der angelegten Extraktionsspannung

gen lassen sich die Strahlströme also weiter steigern. Dieses Ergebnis ist analog zu den Messungen an der 14 GHz ECRIS.

Um die Leistungsfähigkeit dieser Ionenquelle mit der der *flat-field* ECRIS vergleichen zu können, wurden ebenfalls die erhaltenen Maximalströme ermittelt und in Abbildung 6.15 dargestellt. Man erkennt, dass durch das hohe Spiegelverhältnis die extrahierten Ionenströme weiter gesteigert werden konnten. Die flache Magnetfeldstruktur verbesserte zwar auch die Leistungsfähigkeit der permanentmagnetischen ECRIS, allerdings nicht in dem Maße wie ein großes Spiegelfeld.

Abschließend wird in Abbildung 6.16 eine Ladungszustandsverteilung für Argon als Prozessgas dargestellt. Das Spektrum wurde im Mischgasbetrieb mit dem Mischgas Sauerstoff aufgenommen. Die Extraktionsspannung betrug 10 kV. Man erkennt sehr deutlich die relativ hohen Ströme an Ar^{7+} und Ar^{8+} , wobei auffällt, dass der Peak für $q = 8$ etwas höher ist wie der für $q = 9$. Allerdings ist wie bei allen anderen Spektren der vollpermanenten EZR-Ionenquelle der Ladungsschwerpunkt (hier bei Ar^{2+}) sehr niedrig, im besonderen bzgl. der Gießener 14 GHz ECRIS. Hierfür könnten allerdings ionenoptische Randbedingungen verantwortlich sein, denn gemessene Ladungszustandsverteilungen der *multi-mode* ECRIS am Gießener Ion-Ion-Stoßexperiment zeigen einen deutlich höheren Ladungsschwerpunkt für Argon als Prozessgas [Tra-99].

6.5 Optimierung der HF-Einkopplung

Wie bereits in Kapitel 6.1 erwähnt, war ein Ziel bei der Entwicklung der vollpermanenten EZR-Ionenquellen die Reduzierung der benötigten Mikrowellenleistung, um den Ein-

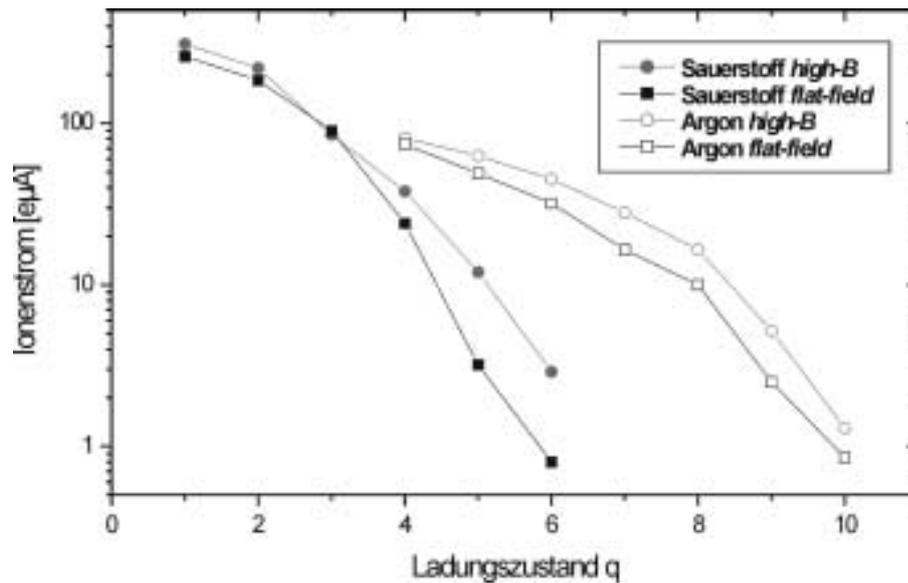


Abbildung 6.15: Vergleich der maximal extrahierten Ionenströme aus der flat-field ECRIS und der high-B ECRIS

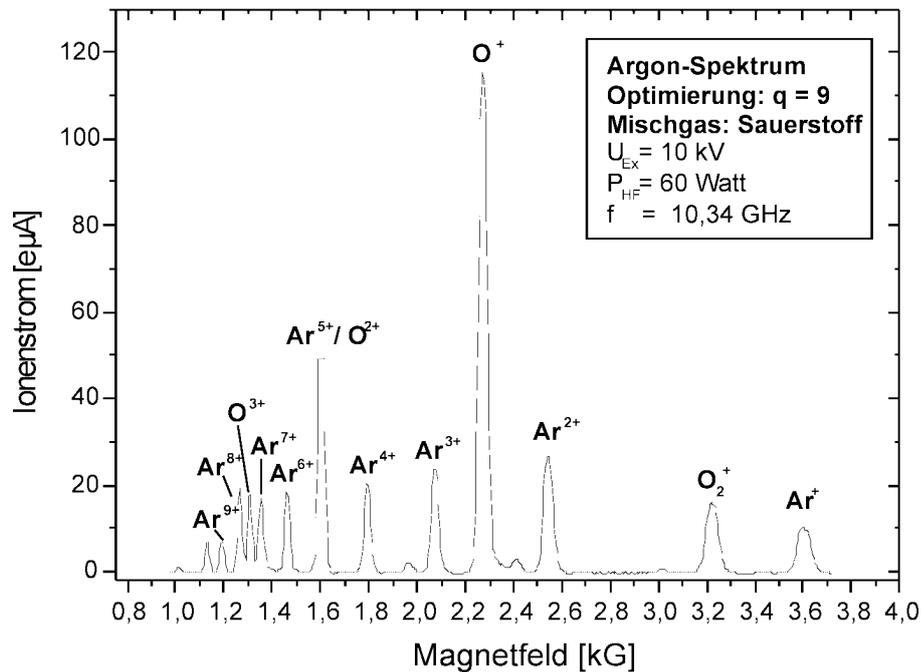


Abbildung 6.16: Ladungszustandsverteilung eines mit der high-B ECRIS produzierten Argon-Ionenstrahls bei Optimierung auf den Ladungszustand $q = 9$ und Sauerstoff als Mischgas

satz eines Festkörper-Mikrowellengenerators zu ermöglichen. Dazu wurde während der Frequenzvariation die erforderliche und die reflektierte Leistung über einen Hohlleiter-Richtkoppler gemessen. Die beiden Diagramme 6.17 und 6.18 zeigen eine typische Mes-

sung an der *flat-field* ECRIS und eine an der *high-B* ECRIS. Die zweite Grafik ist dabei die schon in Abbildung 6.12 gezeigte Frequenzabhängigkeit, erweitert um die Daten zur HF-Leistung. Man erkennt in beiden Abbildungen, dass über die Frequenzvariation nicht nur die Leistungsfähigkeit der Ionenquelle erhöht, sondern auch die benötigte Mikrowellenleistung merklich reduziert werden kann.

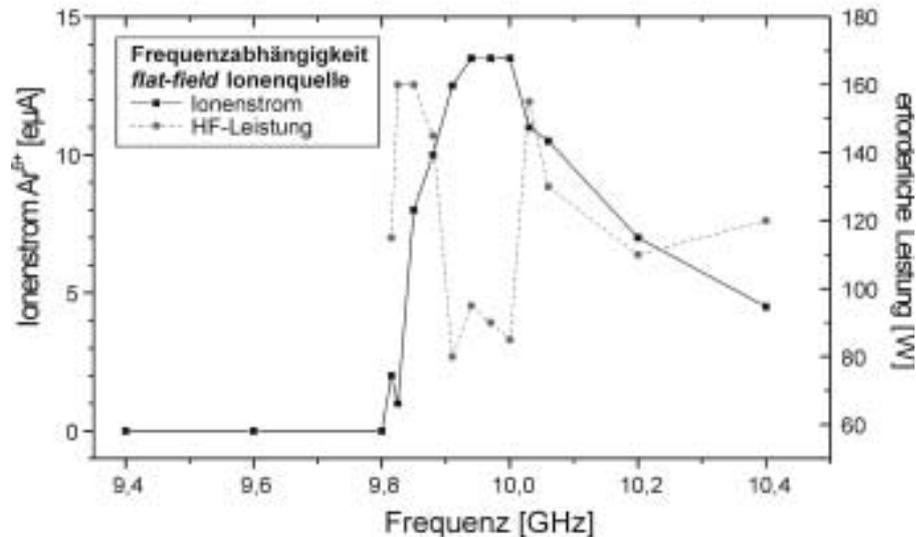


Abbildung 6.17: Gemessene Frequenzabhängigkeit eines Ar^{6+} -Ionenstrahls an der *flat-field* ECRIS mit Angabe der erforderlichen HF-Leistung

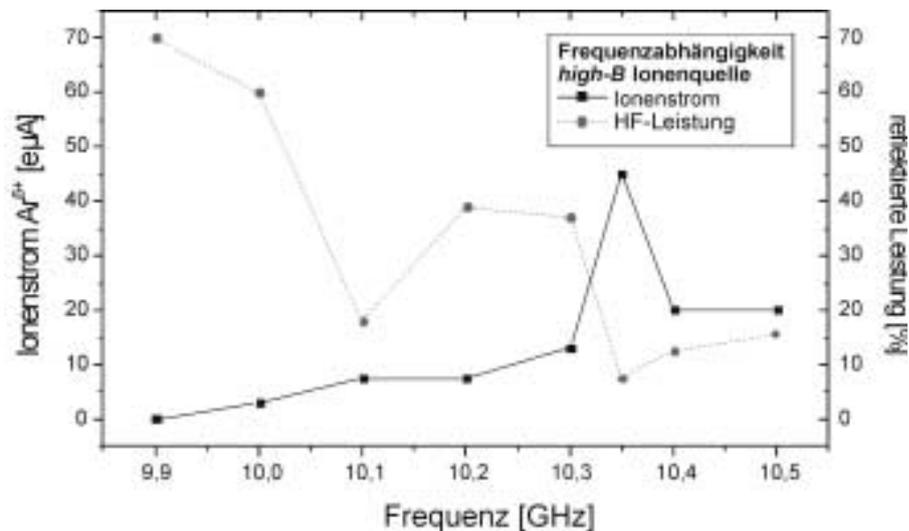


Abbildung 6.18: Gemessene Frequenzabhängigkeit eines Ar^{6+} -Ionenstrahls an der *high-B* ECRIS mit Angabe der reflektierten HF-Leistung

Beide Messungen wurden mit Argon als Prozessgas bei Optimierung auf den Ladungszustand $q = 6$ aufgenommen.

Betrachtet man die absoluten Leistungen, so wurde festgestellt, dass bei optimalen Betriebsbedingungen die EZR-Ionenquelle mit flacher Magnetfeldkonfiguration ca. 20 Prozent höhere HF-Leistungen benötigt als die EZR-Ionenquelle mit hohem Spiegelfeld, wobei die Leistungsfähigkeit der zuletzt genannten — wie in den vorhergehenden Kapiteln 6.3.5 und 6.4.2 dargestellt — besser ist. Es kann also festgehalten werden, dass 100 Watt an Mikrowellenleistung der richtigen Frequenz für die kompakten EZR-Ionenquellen mit der 25 mm als Innendurchmesser messenden Plasmakammer ausreichend sind, wobei sich mit der *high-B* ECRIS die besten Ergebnisse auch schon bei Leistungen von unter 80 Watt erzielen lassen.

Um zu untersuchen, welchen Einfluss die Art der Mikrowelleneinkopplung auf die erforderliche HF-Leistung hat, wurde zunächst der in Abbildung 6.19 gezeigte Testaufbau realisiert.

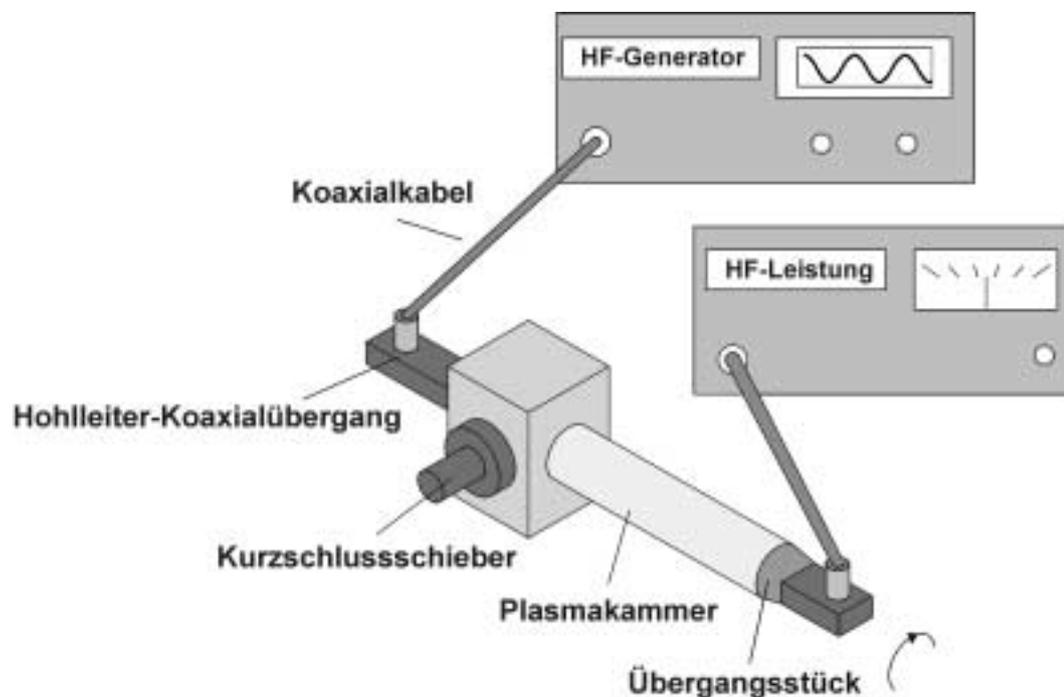


Abbildung 6.19: Testaufbau zur Messung der durch das HF-System transmittierten Mikrowellenleistung

Mit Hilfe eines Frequenzgenerators wurden 10 mW HF-Leistung verschiedener Frequenzen erzeugt und durch das System aus Resonatorwürfel und Plasmakammer geschickt. Mit einem Koaxial-Auskoppelglied und HF-Leistungsmesskopf wurde dann die transmittierte Mikrowellenleistung bestimmt, wobei jeweils mit Hilfe des Kurzschlusschiebers auf die maximale transportierte HF-Leistung optimiert wurde. Für alle möglichen Arten der Mikrowelleneinkopplung, die in Abbildung 6.20 schematisch dargestellt sind, wurde diese Messung durchgeführt. Dabei handelt es sich um eine direkte Einkopplung axial von hinten [a) und b)], eine Einkopplung von oben, d.h. senkrecht zur Achse der Plasmakammer [c)

und d)] sowie eine koaxiale Einkopplung mit einem Innenleiter und der Plasmakammer als Außenleiter [e) und f)].

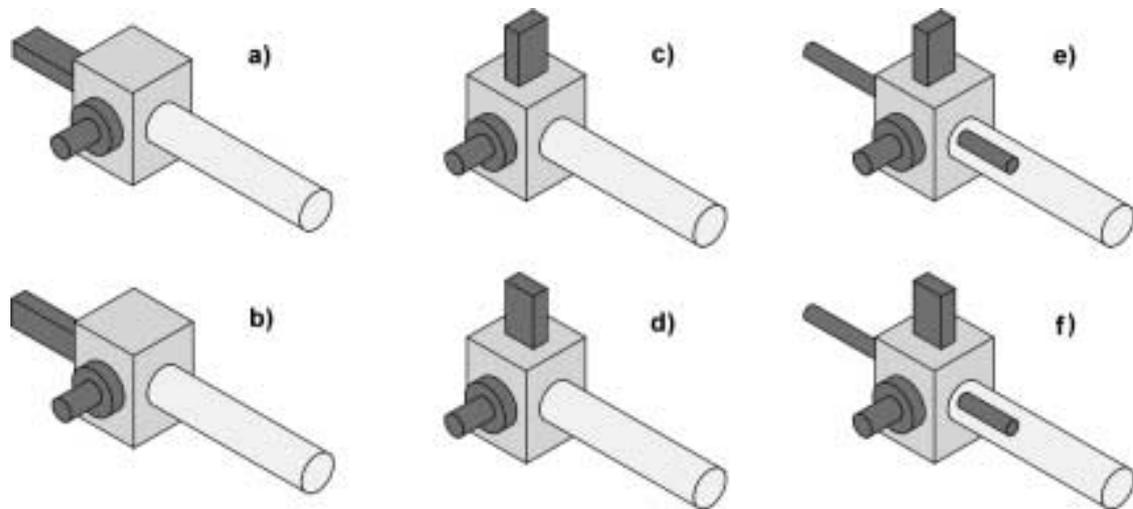


Abbildung 6.20: Übersicht über die verschiedenen Arten der Mikrowellenanpassung an das Plasma

Um nun die Ergebnisse dieser Untersuchungen näher zu erläutern, muss zunächst noch auf die beiden Hohlleiter-Wellenmoden, die in der als Rundhohlleiter zu betrachteten Plasmakammer ausbreitungsfähig sind, sowie auf die Feldverteilung in einer Koaxialleitung eingegangen werden. Man unterscheidet zwischen TM_{mn} -Wellen mit der Komponente $H_z = 0$ und TE_{mn} -Wellen mit der Komponente $E_z = 0$. Die Indizes m bzw. n geben die Anzahl der Halbperioden längs des halben Umfangs bzw. längs des halben Durchmessers an [Peh-84]. Durch die Größe der Plasmakammer wird die Grenzfrequenz bestimmt, oberhalb derer noch eine Ausbreitung der Mikrowelle in der Rundhohlleitung gegeben ist. Für eine Frequenz zwischen 9 und 10.5 GHz, bei der die permanentmagnetischen EZR-Ionenquellen arbeiten, und einem Durchmesser der Plasmakammer von 25 mm sind nur die beiden Grundmoden TE_{11} und TM_{01} , die in der Abbildung 6.21 dargestellt sind, ausbreitungsfähig.

Es stellt sich nun die Frage, inwieweit durch die unterschiedlichen Mikrowelleneinkopplungen aus Abbildung 6.20 die eine oder andere Hohlleitermode angeregt wird, und welche Auswirkungen das auf die benötigte HF-Leistung oder auf den maximal extrahierten Ionenstrom hat. Im folgenden ist die Tabelle 6.1 mit den Messwerten an dem in Abbildung 6.19 gezeigten HF-Testaufbau sowie an der *high-B* ECRIS aufgeführt.

Bei der Angabe \vec{E} parallel oder senkrecht zur Ebene des Kurzschlusschiebers O_{KS} wird davon ausgegangen, dass sich im Rechteckhohlleiter nur die Grundmode ausbreitet, bei der der elektrische Feldvektor parallel zur kleinen Hohlleiterseite steht.

Anhand der Daten in der Tabelle lässt sich ablesen, dass die Ionenströme — bis auf den Wert von $5.1 \mu\text{A}$ an Ar^{9+} -Ionenstrom bei axialer Einstrahlung mit $\vec{E} \perp O_{KS}$ — um

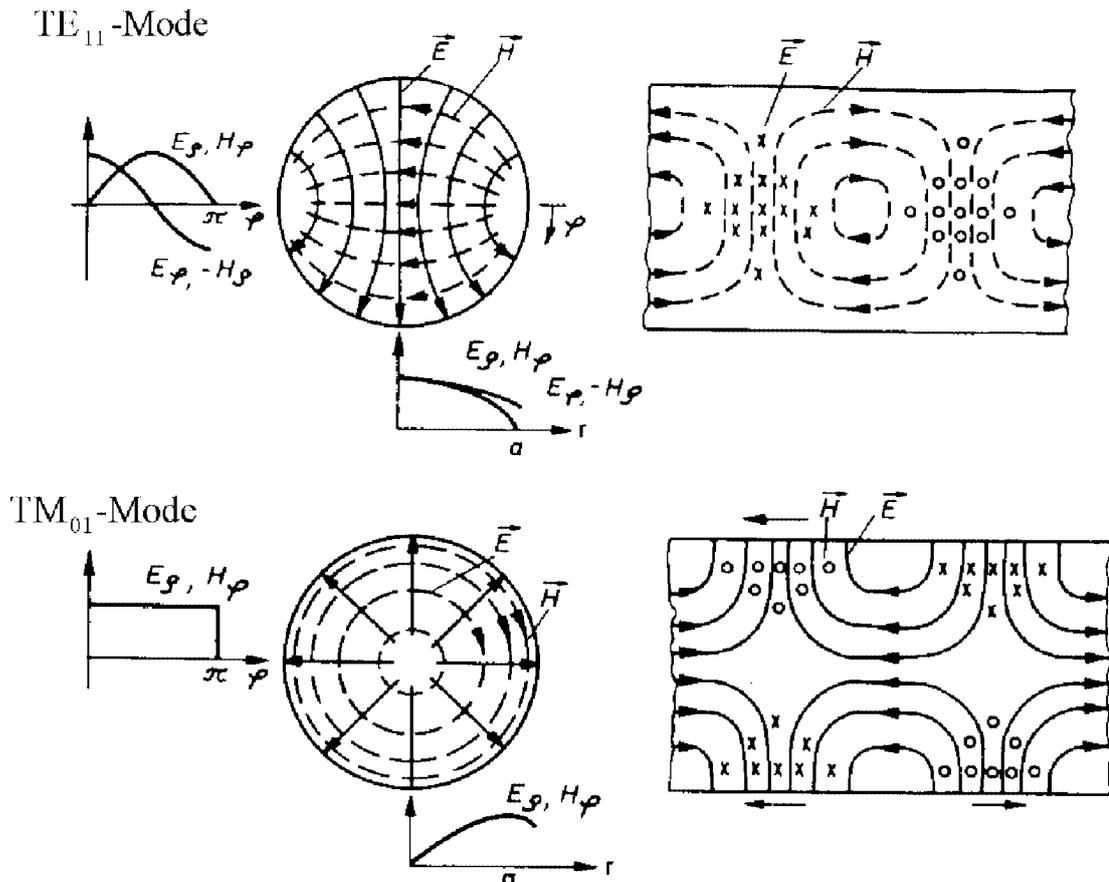


Abbildung 6.21: Feld- und Wandstromverteilung der TE₁₁- und der TM₀₁-Mode in einem Rundhohlleiter

ca. 10 Prozent bzgl. des jeweiligen Mittelwertes der Spalte schwanken, die erforderlichen HF-Leistungen allerdings unterschiedlich sind. Es existiert kein Zusammenhang mit den am HF-Teststand gemessenen Mikrowellenleistungen, die in der zweiten Spalte angegeben sind. So sind z.B. bei einer HF-Einkopplung von oben mit dem elektrischen Feldvektor \vec{E} senkrecht zur z-Achse die gemessenen, transmittierten Leistungen am größten, aber das bewirkt keine Reduzierung der für die Ionenproduktion erforderlichen HF-Leistungen.

Zu diesen Messungen sind einige Anmerkungen zu machen. Es ist fraglich, was man durch das Koaxial-Auskoppelglied überhaupt misst. Es wurde zwar jeweils auf die maximale transmittierte Leistung optimiert, aber der Kurzschlusschieber hat nur einen Fahrweg von ca. 10 mm, und da die Hohlleiterwellenlänge in der runden Plasmakammer schon bei der Grundmode (TE₁₁) etwa um einen Faktor 6 größer ist [Peh-84], kann möglicherweise nicht für jede beliebige Einkopplung das absolute Maximum der transportierten HF-Leistung gefunden werden. Weiterhin wird über ein Übergangsstück zwischen der runden Plasmakammer und dem rechteckigen Koaxialauskoppelglied die Hohlleitermode transformiert, was sicherlich nicht „perfekt“ ist. Zudem arbeiten die Ionenquellen nicht bei einer Frequenz von 10 GHz, wie sie für die Messungen am HF-Testaufbau verwendet wurde. Bei einer abweichenden Frequenz liegt das Maximum der transmittierten Leistung

Mikrowelleneinkopplung	maximale Leistung	Ionenstrom Ar^{6+}	Ionenstrom Ar^{9+}
a) axial, $\vec{E} \parallel O_{KS}$	5.6 mW, 3.2 mW	44 μ A, 105 Watt	3.7 μ A, 70 Watt
b) axial, $\vec{E} \perp O_{KS}$	5.3 mW, 1.6 mW	41 μ A, 60 Watt	5.1 μ A, 60 Watt
c) oben, $\vec{E} \parallel z - Achse$	6.5 mW, 2.6 mW	40 μ A, 90 Watt	3.8 μ A, 60 Watt
d) oben, $\vec{E} \perp z - Achse$	6.9 mW, 5.2 mW	38 μ A, 120 Watt	3.4 μ A, 85 Watt
e) koaxial, $\vec{E} \parallel z - Achse$	5.1 mW, 5.1 mW	38 μ A, 80 Watt	3.3 μ A, 100 Watt
f) koaxial, $\vec{E} \perp z - Achse$	5.2 mW, 2.0 mW	38 μ A, 80 Watt	3.5 μ A, 70 Watt

Tabelle 6.1: Übersicht über die verschiedenen Möglichkeiten der Mikrowelleneinkopplung mit Angabe der am HF-Teststand gemessenen Mikrowellenleistungen bei Einkopplung von 10 mW Mikrowellenleistung und beiden Orientierungen des Leistungsmesskopfes (Drehung um 90 Grad, siehe Pfeil in Abbildung 6.19) sowie die mit der jeweiligen Anordnung an der high-B ECRIS erhaltenen Ionenströme bei Optimierung durch Variation der eingekoppelten HF-Leistung; O_{KS} : Ebene des Kurzschlusschiebers

möglicherweise bei einer anderen Art der HF-Einkopplung. Interessant ist allerdings die Tatsache, dass für die koaxiale Einkopplung mit dem Feldvektor \vec{E} parallel zur z-Achse, d.h. für die Einkopplung e), bei Drehung des der Messung dienenden Koaxialauskoppelgliedes identische Werte von jeweils 5.1 mW für die HF-Leistung gemessen wurden. Nach [Hit-99] wird bei dieser Methode der HF-Einkopplung die TM_{01} -Hohlleitermode angeregt, wo der elektrische Feldvektor radial nach außen steht und somit bei beliebiger Orientierung des Auskoppelgliedes jeweils dieselbe HF-Leistung gemessen werden müsste. Somit kann mit den durchgeführten Messungen diese Aussage bestätigt werden.

Es kann also festgehalten werden, dass durch die unterschiedlichen Ankopplungen der Mikrowelle an die Plasmakammer sowohl verschiedene Hohlleitermoden als auch verschiedene Phasen der jeweiligen Mode erzeugt werden können. Dies scheint allerdings auf die extrahierten Ionenströme keinen Einfluss zu haben. Bzgl. der erforderlichen HF-Leistung ist anzumerken, dass die axiale Einkopplung von hinten mit dem elektrischen Feldvektor \vec{E} senkrecht zur Ebene des Kurzschlusschiebers optimal zu sein scheint. Die erhaltenen Ionenströme bei den recht niedrigen Leistungen von ca. 60 Watt waren auch nach erfolgreichem Umbau der Ionenquelle reproduzierbar. Eine Erklärung dafür kann bis jetzt nicht gegeben werden, da auch bei Durchführung der gleichen Messungen an der in Kapitel 6.6 vorgestellten ECRIS dieses Ergebnis nicht bestätigt werden konnte. Dort hatte die Art der Mikrowelleneinkopplung überhaupt keinen Einfluss auf die extrahierten Ionenströme. Auch die Schwankungsbreite der erforderlichen Mikrowellenleistungen war sehr gering.

Als Fazit dieses Kapitels kann man festhalten, dass der Technik der HF-Einkopplung ei-

ne untergeordnete Bedeutung zukommt, die Betriebsfrequenz aber durch die konstante, von den Permanentmagneten vorgegebene Magnetfeldkonfiguration richtig gewählt werden muss, um optimale Betriebsbedingungen für die EZR-Ionenquelle zu erreichen. Der Einsatz eines frequenzvariablen Festkörper-Mikrowellengenerators mit einer maximalen Ausgangsleistung von 100 Watt ist möglich, da bei der richtigen Frequenzeinstellung HF-Leistungen von deutlich unter 100 Watt für das Erreichen der maximalen Ionenströme ausreichend sind.

6.6 Aufbau einer multi-mode EZR-Ionenquelle

6.6.1 Der mechanische Ionenquellenaufbau und das Mikrowellensystem

Der mechanische Aufbau der *multi-mode* ECRIS entspricht dem in der Dissertation von Trassl [Tra-99] vorgestellten Design. Es findet eine gestufte, mit Wasser gekühlte Plasmakammer Verwendung, die auf der Seite der HF-Einkopplung einen Innendurchmesser von 28 mm, auf der Extraktionsseite von 33 mm und im dazwischen liegenden Hexapolbereich von 60 mm hat. Durch die Vergrößerung des mittleren Plasmakammerbereichs wird sowohl ein größeres Plasmavolumen erreicht als auch die Ausbreitung von höheren Rundhohlleiter-Mikrowellenmoden als den beiden Grundmoden (vgl. Kapitel 6.5) ermöglicht.

Das verwendete Mikrowellensystem ist das von den beiden anderen entwickelten EZR-Ionenquellen bekannte (vgl. Abbildung 6.4), allerdings mit dem Unterschied, dass anstatt des Magnetrons nun ein zwischen 9 und 10.5 GHz frequenzvariables Festkörpersystem der Firma MICROWAVE POWER INC. eingesetzt wurde. Es besteht aus einem durchstimmbaren Oszillator und insgesamt zwölf dahinter geschalteten Halbleitersystemen. Damit können je nach eingestellter Frequenz Ausgangsleistungen bis 120 Watt erreicht werden. Das Festkörpersystem ist über zwei elektrische Regelkreise (0-10 V für die Leistung bzw. 9-10.5 V für die Frequenz) fernsteuerbar und benötigt lediglich eine 220 V Spannungsversorgung. Wichtig ist, dass über die Spannungsstabilität der Ansteuerregelkreise, die 10^{-5} betragen sollte, die Frequenz bis auf die dritte Nachkommastelle genau eingestellt werden kann und somit eine optimale Frequenzeinstellung der ECRIS ermöglicht wird.

Als Extraktionssystem wurde ebenfalls das gleiche wie für die beiden anderen vollpermanenten EZR-Ionenquellen verwendet (vgl. Abbildung 6.3).

6.6.2 Das Magnetsystem

Der Vergleich der Ergebnisse zwischen der *flat-field* und der *high-B* ECRIS hat gezeigt, dass ein hohes Spiegelverhältnis für die Leistungsfähigkeit einer EZR-Ionenquelle sehr wichtig ist. Da die Firma VACUUMSCHMELZE ihre Permanentmagnet-Werkstoffe ständig weiterentwickelt, konnte für die beiden Ringmagnete ein besserer Magnetwerkstoff verwendet werden: VACODYM 510 HR. Dieser hat eine Remanenz von 14.1 kG und eine

Koerzitivfeldstärke von 1040 kA/m. Abbildung 6.22 zeigt das axiale Magnetfeld der Ionenquelle mit der Frequenz, die dem magnetischen Magnetfeldminimum entspricht und einer typischen Betriebsfrequenz, wie sie später bei der Optimierung auf hohe Ladungszustände verwendet wurde. Es ist deutlich die große Abweichung zwischen den beiden Frequenzen zu erkennen, die sich nicht allein auf die Abweichungen zwischen Magnetfeldmessung und -rechnung zurückführen lässt, d.h. für diese Ionenquelle liegt die Optimalfrequenz nicht im Bereich des entsprechenden Magnetfeldminimums.

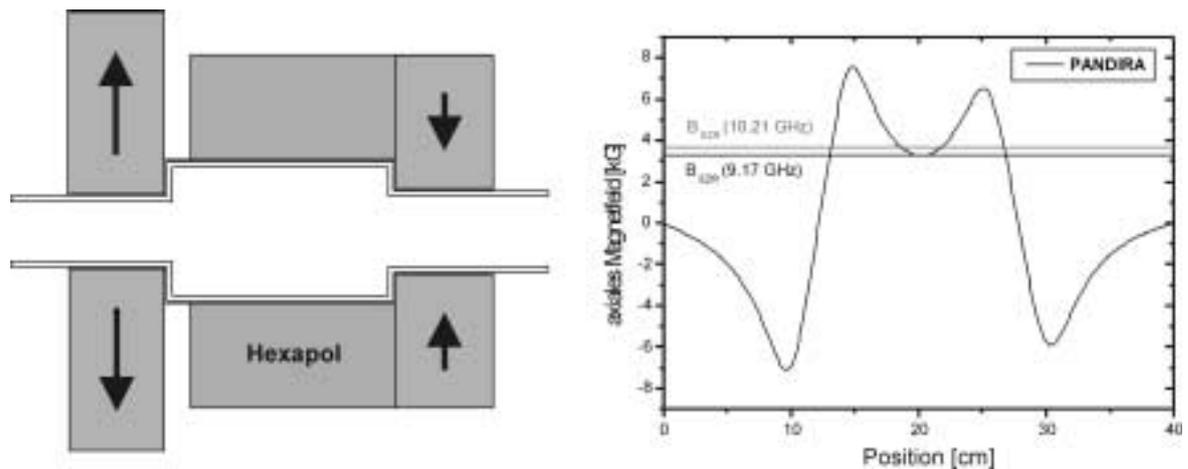


Abbildung 6.22: Aufbau des Magnetsystems der multi-mode Ionenquelle und der dazugehörige axiale Feldverlauf

Die beiden Ringmagnete haben eine Länge von 45 mm bei einem Außendurchmesser von 205 mm auf der Seite der Mikrowelleneinkopplung bzw. 165 mm auf der Extraktionsseite. Die Innendurchmesser betragen 35 mm bzw. 40 mm. Die Magnete liefern eine Magnetfeldkonfiguration mit einem Spiegelverhältnis von 2.3 auf der Gaseinlassseite und von 1.9 auf der Extraktionsseite.

Für den radialen Plasmaeinschluss wurde der gleiche Hexapolmagnet wie bei der 14 GHz ECRIS eingesetzt (vgl. Abbildung 5.5). Dieser hat eine Länge von 9.5 cm und erzeugt am inneren Rand der Plasmakammer eine magnetische Induktion von nahezu 12 kG, was einen sehr starken radialen Plasmaeinschluss darstellt.

6.6.3 Experimentelle Ergebnisse

Die multi-mode EZR-Ionenquelle wurde an dem bereits in Kapitel 6.3.5 vorgestellten Teststand angeflanscht und getestet. Dabei konnte zunächst kaum ein Plasma gezündet werden, da die sehr starken Ringmagnete ein relativ hohes Magnetfeldminimum erzeugt haben, dessen Resonanzfrequenz mit dem verwendeten HF-System nicht erreicht werden konnte (vgl. Kapitel 6.6.1). Folglich wurden die Magnete auseinander gezogen, um das Minimum des Magnetfeldes herabzusetzen. In der im vorigen Kapitel 6.6.2 gezeigten Abbildung 6.22 wurde schon das korrigierte Magnetfeld dargestellt.

Trotzdem waren die Ionenströme weiterhin sehr niedrig, was dadurch zustande kam, dass das Extraktionsloch nach dem Auseinanderziehen der Ringmagnete zu weit innerhalb der Plasmakammer positioniert war. Beim Öffnen der Ionenquelle war auf der Apertur nicht die bekannte Dreiecksstruktur zu erkennen, sondern die Hexapolstruktur (Sechseck). Durch die Korrektur der Position konnte dieses Problem behoben werden.

Um die optimale Betriebsfrequenz für die ECRIS zu erhalten, wurde zunächst wieder die Frequenzabhängigkeit der extrahierten Ionenströme betrachtet. Ausgehend von den Ergebnissen an der *high-B* und anderen vollpermanenten EZR-Ionenquellen sollte die optimale Betriebsfrequenz entsprechend dem magnetischen Feldminimum im Bereich von 9 GHz liegen (die PANDIRA-Rechnungen lieferten für alle EZR-Ionenquellen einen gegenüber der Messung zu hohen Wert für das Magnetfeldminimum, so dass der in Abbildung 6.22 eingezeichnete Wert von 9.17 GHz noch leicht nach unten korrigiert werden muss, um den echten Wert zu erhalten). Dies stellte sich als falsch heraus. Die Abbildungen 6.23 und 6.24 zeigen Messungen des Frequenzverhaltens der *multi-mode* Ionenquelle für Argon als Betriebsgas.

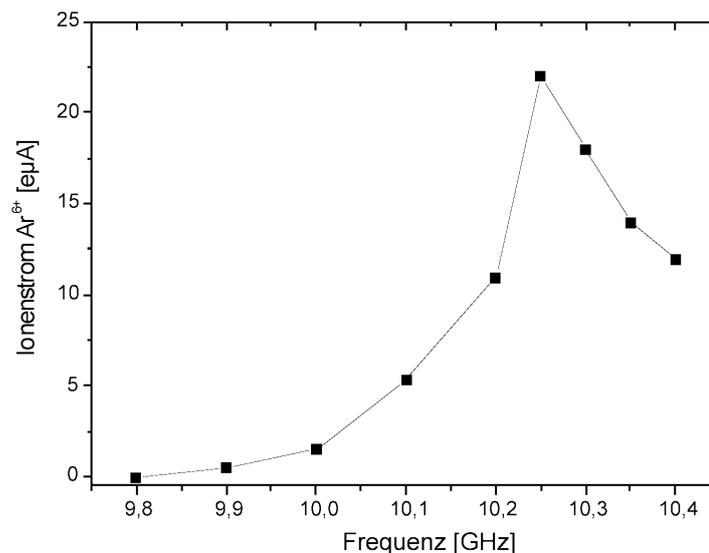


Abbildung 6.23: Abhängigkeit des Ar⁶⁺-Ionenstroms von der Frequenz der eingespeisten Mikrowelle bei einer konstanten HF-Leistung von 60 Watt

Während in Abbildung 6.23 ein großer Frequenzbereich betrachtet wird, zeigt Abbildung 6.24 einen kleinen Bereich mit hoher Auflösung, wie sie erst durch den Einsatz des Mikrowellen-Festkörpersystems ermöglicht wurde. Man erkennt, dass für höhere Ladungszustände der Einstellung der Betriebsfrequenz eine größere Bedeutung zukommt. Interessant ist die Tatsache, dass die optimale Betriebsfrequenz weit von einer dem magnetischen Feldminimum entsprechenden Frequenz entfernt ist. Diese Tatsache wurde auch schon bei der *flat-field* Ionenquelle ohne die beiden Zusatzmagnete für die Erzeugung der flachen Magnetfeldstruktur beobachtet (vgl. Kapitel 6.3.5). Somit kann kein allgemein gültiger Zusammenhang bzgl. der Mikrowellenfrequenz und der verwendeten Magnetfeldkonfigu-

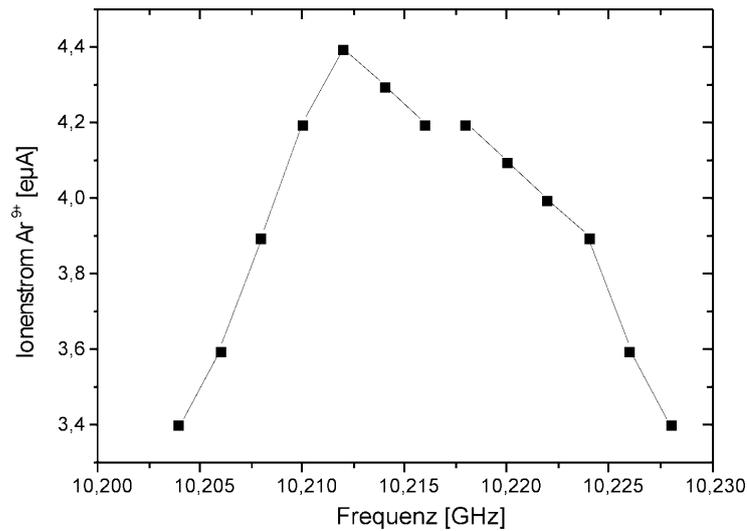


Abbildung 6.24: Abhängigkeit des Ar⁹⁺-Ionenstroms von der Frequenz der eingespeisten Mikrowelle bei einer konstanten HF-Leistung von 60 Watt

ration gefunden werden, d.h. jede EZR-Ionenquelle muss auf ihre Optimalfrequenz hin untersucht werden.

Im folgenden wurden wieder zahlreiche Sauerstoff- und Argonspektren aufgenommen, von denen zwei in den Abbildungen 6.25 und 6.26 gezeigt sind.

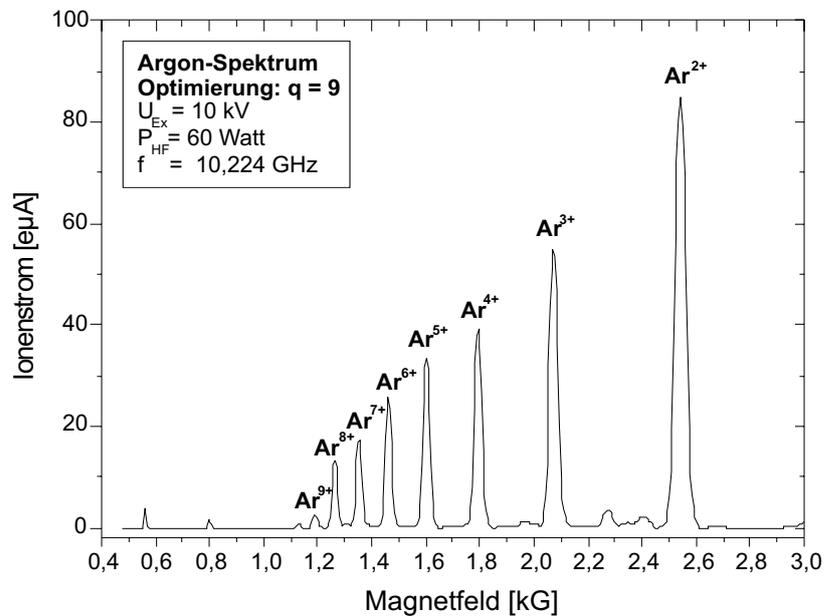


Abbildung 6.25: Ladungszustandsverteilung eines aus der multi-mode ECRIS extrahierten Argon-Ionenstrahls bei Optimierung auf den Ladungszustand $q = 6$

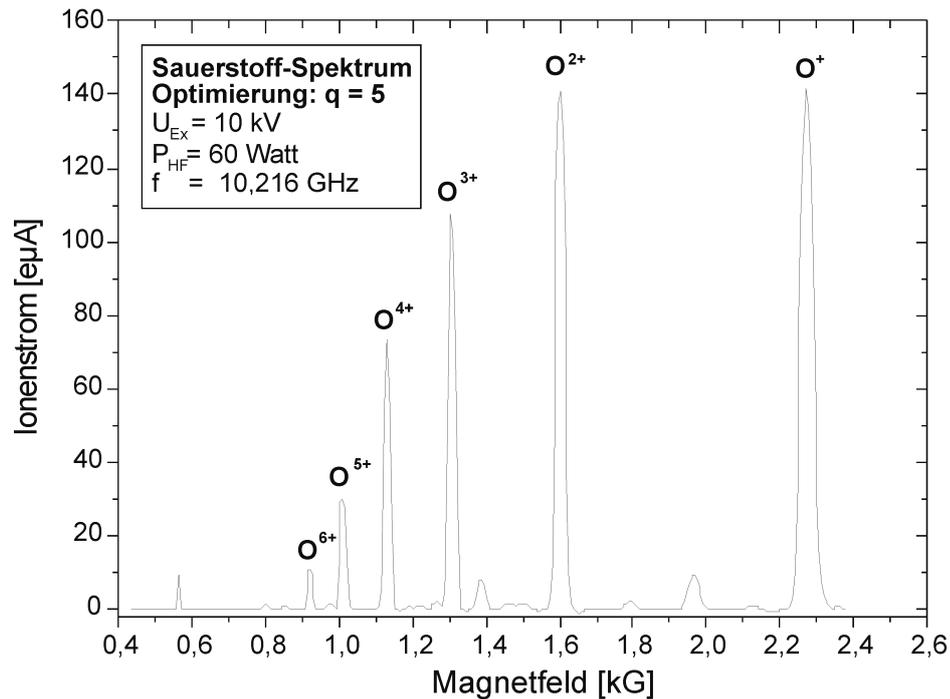


Abbildung 6.26: Ladungszustandsverteilung eines aus der *multi-mode* ECRIS extrahierten Sauerstoff-Ionenstrahls bei Optimierung auf den Ladungszustand $q = 5$

Die Ladungszustandsverteilungen ähneln stark denen, die auch aus der *high-B* ECRIS extrahiert werden konnten. Die maximalen Werte liegen bei Argon in derselben Größenordnung, bei Sauerstoff liegen sie darüber.

Nun wurden verschiedene Spektren im Mischgasbetrieb aufgenommen. Dadurch konnte die Leistungsfähigkeit für die hochgeladenen Ionen weiter erhöht werden, so dass die *multi-mode* ECRIS die beste am Gießener Institut für Kernphysik entwickelte EZR-Ionenquelle darstellt. In den Abbildungen 6.27 und 6.28 sind zwei Mischgasspektren für Argon und Sauerstoff dargestellt.

In den Abbildungen 6.29 und 6.30 sind abschließend alle maximalen Ionenströme der beiden leistungsfähigsten, vollpermanenten EZR-Ionenquellen bei einer Beschleunigungsspannung von 10 kV in Form einer Übersicht dargestellt. Bei den Daten handelt es sich nicht um die einer Ladungszustandsverteilung, sondern für jeden gemessenen Wert wurde die Ionenquelle durch Gasdruck, Frequenz, Mikrowellenleistung und ionenoptische Parameter auf den entsprechenden Ladungszustand optimiert.

Auffallend ist die große Differenz der maximalen Ströme für Sauerstoff-Ionen im Mischgasbetrieb im Gegensatz zu den Argon-Strömen. Auch die Tatsache, dass die Argon-Ionenströme der *multi-mode* ECRIS im Normalbetrieb hinter denen der *high-B* ECRIS zurück bleiben, ist sicherlich erstaunlich und nicht erklärbar. Möglicherweise waren in diesem Fall nicht die optimalen Betriebsparameter eingestellt.

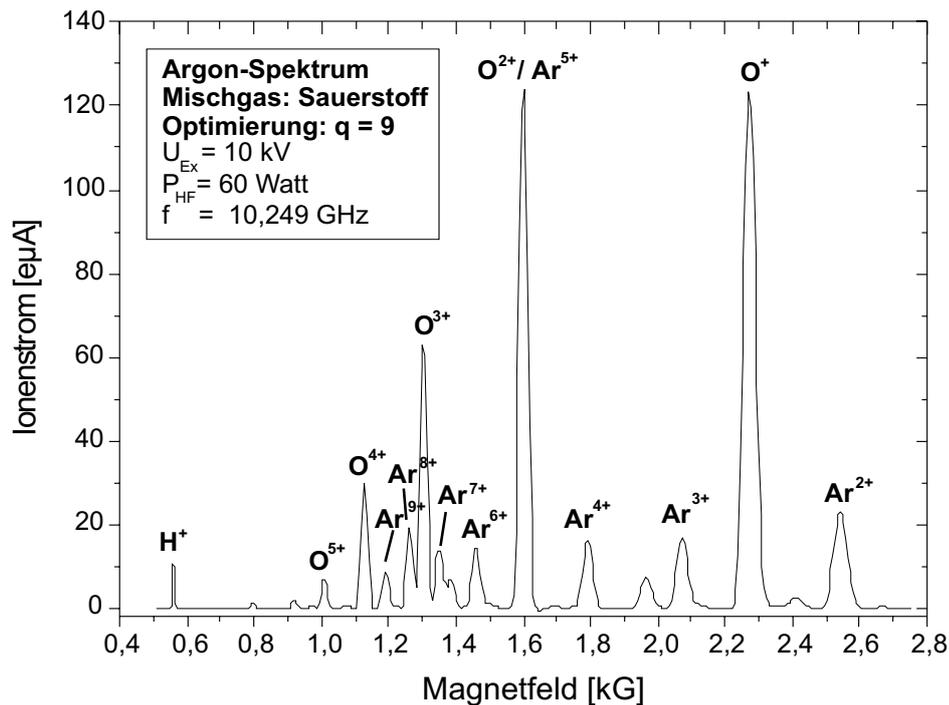


Abbildung 6.27: Argon-Ladungszustandsverteilung der *multi-mode* ECRIS bei 10 kV Extraktionsspannung, Optimierung auf den Ladungszustand $q = 9$ und Sauerstoff als Mischgas

6.7 Ausblick

Die Ergebnisse aus Kapitel 6.3 zeigen, dass eine flache Magnetfeldstruktur die Leistungsfähigkeit einer EZR-Ionenquelle steigert, allerdings scheint einem großen Spiegelverhältnis eine größere Bedeutung zuzukommen. Demnach muss eine ECRIS entwickelt werden, bei der mit zusätzlichen Ringmagneten sowohl ein flaches Magnetfeldminimum als auch ein hohes magnetisches Spiegelverhältnis gewährleistet ist. Da die mittleren Ringmagnete zur Anhebung des Feldminimums gleichzeitig die Maxima herabsetzen, müsste die neue Ionenquelle etwas länger werden, um einen größeren Abstand zwischen den Magneten für das Spiegelfeld und den Zusatzmagneten zu haben. Mit einer solchen EZR-Ionenquelle ist möglicherweise eine weitere Steigerung der extrahierbaren Ionenströme zu erreichen.

Die Messungen zur Optimierung der HF-Einkopplung können auch mit Plasma in der als Rundhohlleiter konzipierten Plasmakammer durchgeführt werden. Dazu müsste das Extraktionsloch entfernt und auf der Extraktionsseite der Ionenquelle ein Richtkoppler zur Leistungsmessung eingebaut werden. In Abhängigkeit der Frequenz, der Position des Kurzschlusschiebers und der Technik der HF-Einkopplung könnte dann die im Plasmabereich absorbierte Mikrowellenleistung bestimmt werden. Vielleicht lassen sich dadurch weitere Erkenntnisse zur Optimierung der Mikrowelleneinstrahlung gewinnen.

Durch die Verwendung einer koaxialen Mikrowelleneinkopplung ist man in der Lage, auch in den sehr kompakten Ionenquellen eine *biased disk* zur Steigerung der Leistungsfähig-

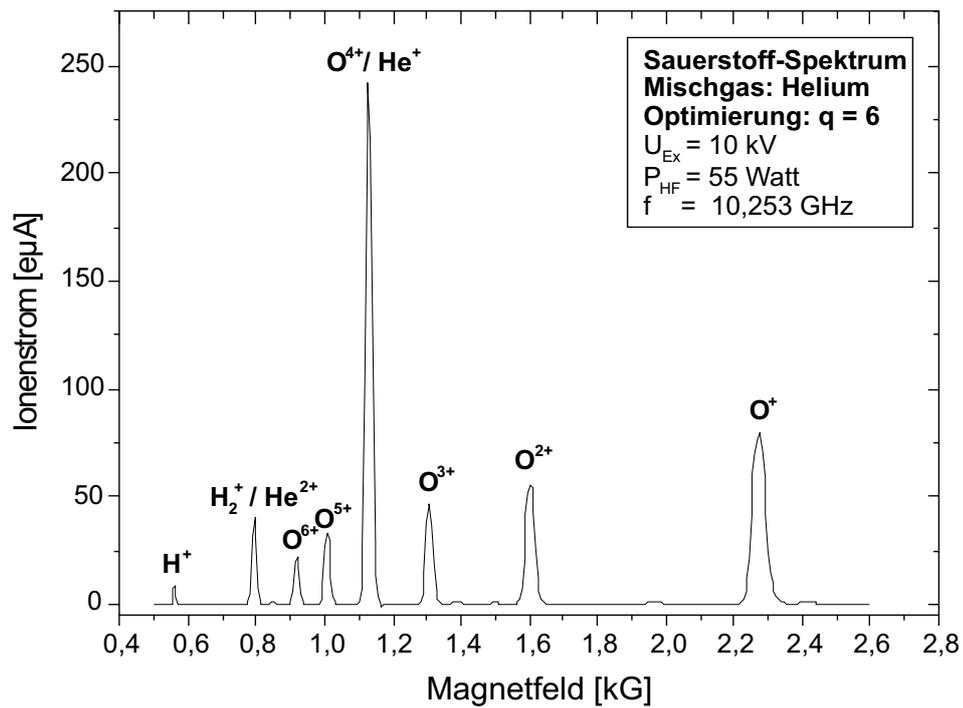


Abbildung 6.28: Sauerstoff-Ladungszustandsverteilung der *multi-mode* EZRIS bei 10 kV Extraktionsspannung, Optimierung auf den Ladungszustand $q = 6$ und Helium als Mischgas

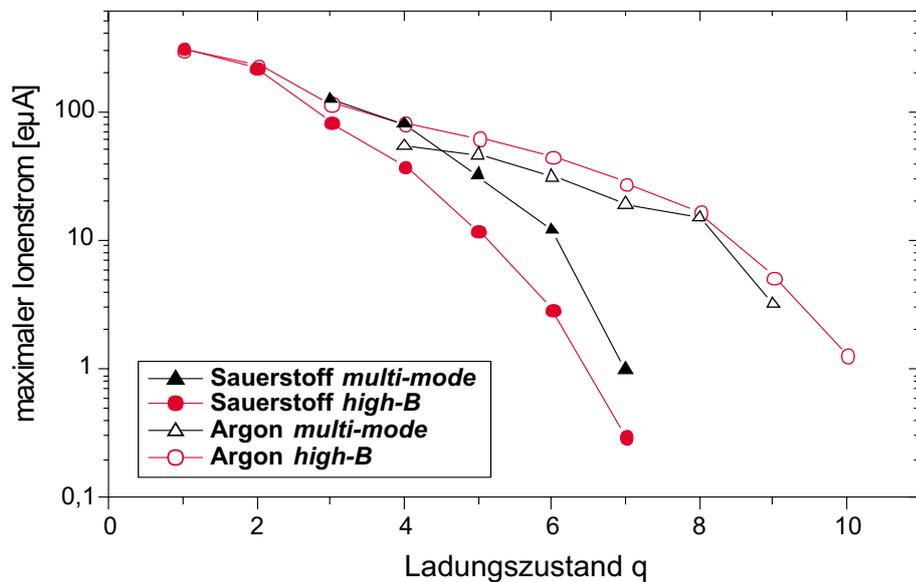


Abbildung 6.29: Übersicht über die aus der *high-B* und der *multi-mode* EZR-Ionenquelle maximal extrahierten Ionenströme bei 10 kV Beschleunigungsspannung

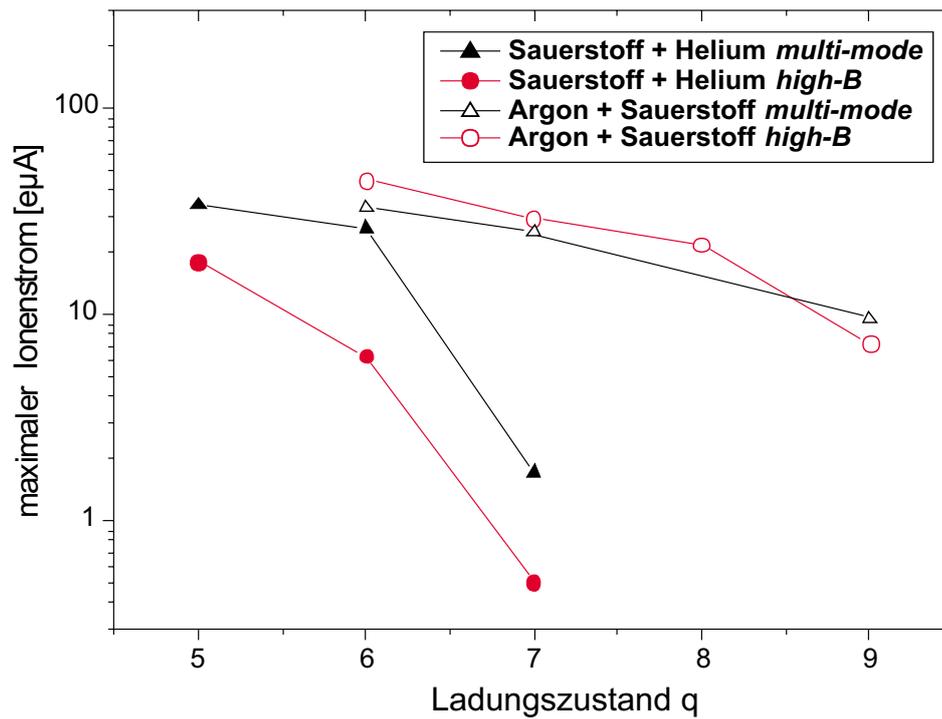


Abbildung 6.30: Übersicht über die aus der *high-B* und der *multi-mode* EZR-Ionenquelle im Mischgasbetrieb maximal extrahierten Ionenströme bei 10 kV Beschleunigungsspannung

keit zu verwenden. Dazu muss der Innenleiter isoliert und auf negatives Potential gelegt werden. Testmessungen dazu stehen noch aus.

Letztlich muss die *multi-mode* ECRIS im niederenergetischen Strahlzweig des Ion-Ion-Stoßexperimentes eingebaut und intensiv getestet werden.

7 Erzeugung metallischer Ionen mit der MIVOC-Technik

7.1 Erzeugung von Ionenstrahlen fester Elemente

Im Zusammenhang mit der Verwendung von Ionenquellen besteht ein großes Interesse daran, möglichst Ionen aller Elemente ohne größere Probleme und Umbaumaßnahmen erzeugen zu können. Häufig ist es erforderlich, Ionen von relativ schweren Elementen — insbesondere von Metallen — zu produzieren, die sich unter normalen Bedingungen, d.h. bei Luftdruck und Zimmertemperatur, nicht im gasförmigen Zustand befinden. Diese müssen unter der Randbedingung des Hochvakuums dem EZR-Plasma zugeführt werden. Die Auswahl einer entsprechenden Methode hängt unter anderem von den Materialeigenschaften des entsprechenden Elements und dem Design der Ionenquelle selbst ab. Prinzipiell unterscheidet man folgende Methoden:

- Bedampfung der Plasmakammerwand
- Zufuhr über einen Hochtemperaturofen
- *insertion technique* (Zufuhr in Drahtform)
- Verwendung gasförmiger Verbindungen

Die erste Methode wurde von Geller et al. [Gel-96] zu Beginn der achtziger Jahre benutzt. In einer ersten Phase wird hier das zu ionisierende Material mittels eines Ofens auf die Plasmakammer aufgedampft. Dies geschieht ohne Zünden des Plasmas, d.h. es handelt es sich um einen reinen Vakuum-Bedampfungsprozess. Hierbei muss darauf geachtet werden, dass sich der vorhandene Hexapol nicht zu stark erwärmt. In der zweiten Phase, die dann im normalen Ionenquellenbetrieb abläuft, wird das Material dann durch Sputterprozesse von der Wand entfernt und ins Plasma gebracht, wo die einzelnen Atome dann ionisiert werden. Eine ähnliche Methode ist die Verwendung eines Rohres, das als Innenrohr für die Plasmakammer konzipiert ist und einfach in diese hineingeschoben wird. Auch hier gelangt das gewünschte Element durch Sputtern ins Plasma.

Die Methode mit einem Hochtemperaturofen wurde in Berkeley entwickelt. Das zu verdampfende Material wird dabei entweder radial oder axial dem Plasma zugeführt. Die Verfahrensweise der radialen Ofenzufuhr ist allerdings nur bei einer offenen Hexapolstruktur möglich. An allen EZR-Ionenquellen im Gießener Institut für Kernphysik wird ein Halbach-Hexapol verwendet (vgl. Kapitel 5.2.2), der einen vollständigen zylindrischen Mantel für die Plasmakammer darstellt, so dass nur die Verwendung eines axial zugeführten Hochtemperaturofens möglich ist.

Die Ofenmethode wurde in vielen Arbeitsgruppen schon erfolgreich eingesetzt. Es können, je nach Konzeption des Ofens, Temperaturen bis zu 2000°C [Wol-95] erreicht werden.

Der Materialverbrauch liegt in der Größenordnung mg/h und ist somit relativ gering. Der Nachteil dieser Methode ist allerdings, dass die Standzeiten der verwendeten Öfen lediglich im Bereich von Tagen bis wenigen Wochen liegen, so dass ein häufiges Öffnen der Plasmakammer zum Nachfüllen von Material erforderlich ist.

Die *insertion technique* ist eine sehr einfache Methode und wurde erstmals von Vernet et al. in Grenoble benutzt [Ver-84]. Sie basiert auf der Tatsache, dass die Plasmateilchen durch ihre kinetische Energie Material von den dem Plasma zugeführten Drähten bzw. Stäben abspalten. Analog der Ofentechnik kann das Material radial oder axial an das Plasma gebracht werden. Die Materialabtragsrate hängt dabei entscheidend vom Ort in der Plasmakammer ab.

Als weitere Möglichkeit, unter Standardbedingungen im Festkörperzustand befindliche Elemente in die Ionenquelle einzubringen, ist die Verwendung entsprechender gasförmiger Verbindungen. Als Beispiel sei hier CO_2 genannt, das häufig zur Erzeugung von Kohlenstoff-Ionen in Elektron-Zyklotron-Resonanz-Ionenquellen Verwendung findet. Dieses Verfahren stellt sicherlich die einfachste Lösung dar, ist aber nicht in allen Fällen möglich, da von einigen Elementen keine gasförmige Verbindungen bei Zimmertemperatur existieren. Desweiteren gibt es Verbindungen, die extrem giftig sind und daher nur in Ausnahmefällen verwendet werden (Beispiel: Wolfram-Hexafluorid WF_6).

Außer den hier behandelten Verfahren existieren noch weitere, bisher nicht so häufig verwendete Verfahren. Hier ist die Laserablationsmethode zu nennen, wo Material innerhalb der Plasmakammer durch Laserbeschuss verdampft wird und somit ins Plasma gelangt [Har-94]. Desweiteren ist es möglich, mit Hilfe einer Elektronenkanone, die auch gleichzeitig als Elektronendonator zur Dichteerhöhung im Plasma dienen kann, Material in einem Vorratstiegel zu beschießen und damit dieses zu verdampfen [Yam-95].

7.2 Die MIVOC-Technik

Zu den beschriebenen Verfahren ist für die Produktion von Metall-Ionen eine Methode entwickelt worden, die man als MIVOC-Technik bezeichnet [Koi-98]. Die Abkürzung MIVOC steht für **M**etal **I**ons from **V**olatile **C**ompounds. Sie wurde schon in einzelnen Ionenquellen erfolgreich eingesetzt und sollte auch an den Gießener EZR-Ionenquellen getestet werden.

Grundlage dieser Methode ist die Verwendung spezieller Metallverbindungen am Gaseinlassventil der Ionenquelle. Es werden Verbindungen verwendet, die unter Normalbedingungen, d.h. bei Zimmertemperatur, einen relativ hohen Dampfdruck aufweisen, sich aber in der festen oder flüssigen Phase befinden. In Frage kommende chemische Stoffe müssen dabei die folgenden Bedingungen erfüllen:

- Die Zusammensetzung der eingesetzten Verbindungen sollte möglichst einfach sein, d.h. sie sollten nur aus zwei oder drei verschiedenen Elementen bestehen und das gewünschte Metall in möglichst großer Anzahl enthalten (schwierig zu realisieren).

- Der Dampfdruck sollte mindestens 10^{-3} mbar betragen, um zu gewährleisten, dass eine ausreichende Menge in das Plasmavolumen, das einen typischen Betriebsdruck im Bereich von 10^{-5} mbar aufweist, hinein diffundiert.
- Die Verbindung darf nicht vor der Diffusion in den Plasmabereich dissoziieren, d.h. das Cracken der Verbindung findet erst im Zündbereich statt, so dass das gewünschte Metall dort ionisiert werden kann; ein Niederschlagen an den Wänden der Plasmakammer, wie es bei der Ofentechnik auftreten kann, wird somit verhindert.
- Die Verbindung sollte auf möglichst einfachem Wege hergestellt werden können und einfach zu handhaben sein (d.h. ungiftig, nicht leichtentzündlich oder auf anderem Wege in Kontakt mit Luft reaktiv); dies wird durch die in Frage kommenden Verbindungen nur teilweise erfüllt.

Beim Einsatz der MIVOC-Technik werden als Verbindungen häufig die Gruppe der Metallocene oder metallische Carbonylverbindungen verwendet. Die Metallocene sind dabei relativ einfach zu handhaben, d.h. sie werden meist nur als gesundheitsschädlich oder leicht giftig deklariert und können zumindest teilweise unter normalen Bedingungen abgefüllt werden (z.T. ist aber auch eine Stickstoffumgebung/Edelgasatmosphäre erforderlich). Die Carbonyle dagegen sind extrem giftig, und bei deren Handhabung ist auf jeden Fall ein Abzug bzw. eine sogenannte *glove box* als Arbeitsumgebung erforderlich. Natürlich müssen entsprechende Schutzmaßnahmen je nach Angabe beachtet werden.

Die Vorteile beim Einsatz der organometallischen Verbindungen am Gaseinlass der Ionenquelle liegen klar auf der Hand:

- Der experimentelle Aufbau ist sehr einfach, kostengünstig und Platz sparend, was auch einen Einsatz auf einem Hochspannungsterminal ermöglicht.
- Es kann der gleiche Aufbau wie bei einem normalen Gaseinlass verwendet werden; ein Umbau der Apparatur ist nicht erforderlich.
- Der Materialverbrauch ist sehr gering und ein Auffüllen wie bei der Ofentechnik ist erst nach einer sehr langen Betriebsdauer erforderlich.

Als Nachteile lassen sich nennen, dass es nicht für alle Metalle diese stabilen metallischen Verbindungen mit den beschriebenen Eigenschaften gibt (z.B. nicht für die Alkali-Metalle), und dass eine Verschmutzung der Plasmakammer mit Kohlenstoff möglich ist. Grundsätzlich tritt das Problem auf, dass die verwendeten Verbindungen zusätzliche, für die Produktion hochgeladener Metall-Ionen überflüssige oder sogar schädliche Elemente enthalten. Allerdings können diese auch gleichzeitig als Mischgas fungieren. Hier sind vor allem Elemente mit Massenzahlen im Bereich von 20 (z.B. Chlor) interessant.

7.2.1 Physikalische Grundbetrachtungen zur MIVOC-Technik

Grundlage der MIVOC-Technik ist der ausreichend hohe Dampfdruck der verwendeten Metallverbindung. Er muss so hoch sein, dass ohne eine zusätzliche Erwärmung genug Material aus der MIVOC-Kammer in die Plasmazone diffundieren kann. Da der typische Druckbereich in einer Elektron-Zyklotron-Resonanz-Ionenquelle bei 10^{-4} bis 10^{-6} mbar liegt, ist die Leckrate durch das Gaseinlassventil sehr niedrig. Je nach optimiertem Ladungszustand im extrahierten Ionenspektrum liegt der Materialfluss in der Größenordnung von 0.1 bis 1 cm³/h (NTP) [Koi-98]. Dies ist die Vorgabe für die Abdampftrate einer bestimmten Menge der in Frage kommenden Verbindung

Um abzuschätzen, ob der Dampfdruck einer Verbindung ausreichend ist, den Materialverbrauch im Bereich von 0.5 cm³/h (Mittelwert des oben genannten Verbrauchs) zu decken, dient folgende Betrachtung: Mit Hilfe des Leitwerts des Gaseinlasssystems, auch Konduktanz genannt, kann der notwendige Dampfdruck einer Verbindung in der MIVOC-Kammer nach folgender Gleichung berechnet werden [Wut-88]:

$$C = \frac{Q}{p_D - p_{EZR}} \approx \frac{Q}{p_D} \quad (7.1)$$

Dabei wurden folgende Abkürzungen verwendet:

C	:	Gesamtkonduktanz des Gaseinlasssystems
Q	:	Gasdurchfluss in mbar l/s
p_{EZR}	:	Betriebsdruck in der ECRIS

Für typische Werte und Betriebsparameter ergibt sich für den erforderlichen Sättigungsdampfdruck:

$$p_D \approx 10^{-3} \text{ mbar} \quad (7.2)$$

Dieser Wert kann als Grenzwert für den minimal erforderlichen Dampfdruck einer MIVOC-Verbindung angesehen werden. Die Eisenverbindung Ferrocen hat einen Dampfdruck von ca. $1.7 \cdot 10^{-3}$ mbar bei Zimmertemperatur, d.h. er ist ausreichend groß, um die Verbindung am Gaseinlass der Ionenquelle einzusetzen (vgl. Ergebnisse in Kapitel 7.4).

Im Rahmen der Dissertation von Koivisto [Koi-98] wurde eine Vielzahl von Experimenten zur Optimierung der MIVOC-Technik durchgeführt: Es wurde die verbrauchte Menge gemessen, verschiedene Größen der MIVOC-Kammer getestet, die optimale und minimale Menge der Verbindung sowie näherungsweise die Zeit zum Erreichen des Sättigungsdampfdrucks bestimmt. Zusammenfassend lässt sich sagen, dass eine minimale Menge in der Größenordnung von 10 mg erforderlich ist, um in der MIVOC-Kammer innerhalb von ca. 10 ms den Sättigungsdampfdruck zu erreichen. Der Materialverbrauch liegt im Bereich

von 1 mg/h, das erforderliche Volumen des Vorratsbehälters sollte 0.1 l nicht unterschreiten. Als optimale Menge werden in Abhängigkeit von der Bodenfläche der eingesetzten MIVOC-Kammer ca. 1 mg/mm² angegeben. Diese Parameter wurden bei der Konzeption und den Tests des Gießener Systems berücksichtigt.

7.2.2 Aufbau des MIVOC-Systems

Wie bereits im vorherigen Kapitel erwähnt, ist einer der Hauptvorteile der MIVOC-Technik der sehr einfache Aufbau. In Abbildung 7.1 ist er prinzipiell dargestellt.

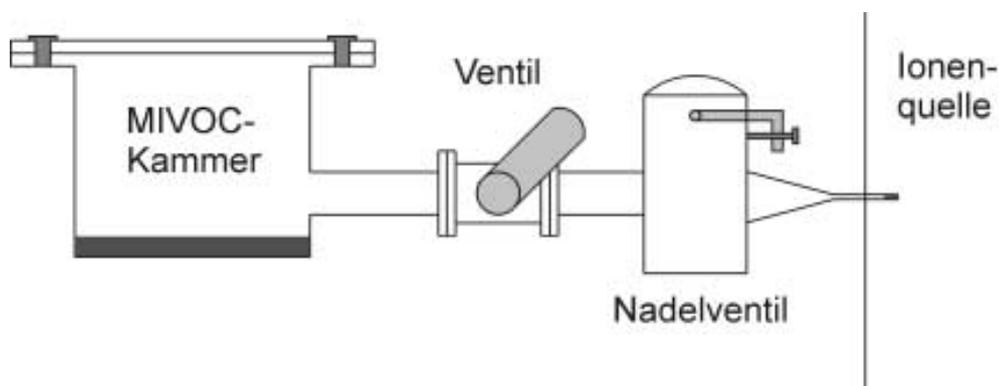


Abbildung 7.1: Schematischer Aufbau des MIVOC-Systems am Gaseinlass der Ionenquelle

Die verwendete Kammer aus Edelstahl hat einen Durchmesser von 5.5 cm und eine Höhe von 4.5 cm. Der Flansch zum Verschließen des MIVOC-Behälters ist aus durchsichtigem Kunststoff gefertigt, damit der Materialverbrauch und die gleichmäßige Verteilung der Substanz über die Bodenfläche kontrolliert werden können. Ansonsten wurde eine Gasleitung mit 12 mm Innendurchmesser verwendet, so dass der Leitwert des Systems überwiegend durch die Konduktanz des Nadelventils begrenzt und damit der komplette Gasfluss reguliert wird. Das Ventil dient dem Verschließen des MIVOC-Behälters nach dem Füllen bzw. dazu, das Pumpen an einem externen Pumpstand zur Verringerung der Wasserkontamination der Verbindung vor dem Einsatz an der Ionenquelle zu ermöglichen (vgl. folgendes Kapitel).

7.3 Testmessungen mit Hilfe eines Massenspektrometers

Zunächst wurde das beschriebene System mit der Verbindung Ferrocen (chemische Formel: $\text{Fe}(\text{C}_5\text{H}_5)_2$) an einem Vakuum-Teststand mit einem herkömmlichen Quadrupol-Massenspektrometer angeflanscht, um zu überprüfen, ob die Konduktanz des an den EZR-Ionenquellen eingesetzten Nadelventils ausreichend groß ist. Abbildung 7.2 zeigt das Ergebnis dieser Messung.

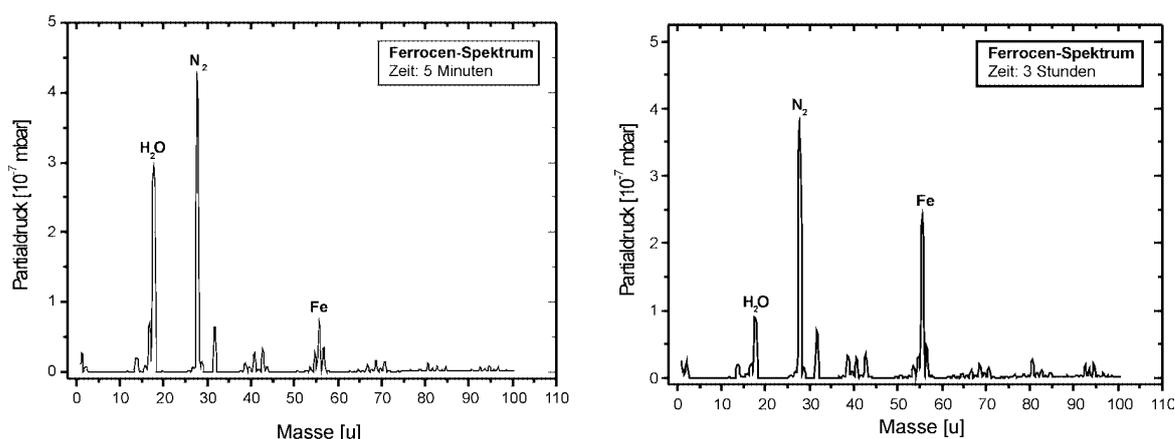


Abbildung 7.2: Massenspektrum von Ferrocen nach 5 Minuten (links) und 3 Stunden (rechts) Pumpdauer

Zunächst ist festzustellen, dass der höchste Peak bei einer Masse von 28 u (N_2) liegt, was durch die Existenz eines Vakuumlecks erklärbar ist. Darauf wurde allerdings nicht weiter Rücksicht genommen. Deutlich zu erkennen ist der große Partialdruck des Wassers nach der kurzen Pumpdauer von 5 Minuten. Dieser hohe Druck nimmt allerdings mit der Zeit immer weiter ab, wie die Höhe des Peaks nach 3 Stunden Pumpdauer zeigt. Gleichzeitig steigt der Partialdruck des Eisens mit $u=56$ an. Diese Erkenntnis der Wasserkontamination der MIVOC-Kammer legt nahe, vor dem Einsatz an der Ionenquelle das MIVOC-System für einige Stunden an einem externen Pumpstand zu evakuieren. Weiterhin fällt auf, dass kein Kohlenstoff zu erkennen ist, sondern nur verschiedene C-H-Ketten. Wichtig ist, dass für die gezeigten Massenspektren das Nadelventil noch nicht ganz geöffnet war, so dass der Leitwert für einen effizienten Einsatz an einer ECRIS sicherlich ausreichend ist.

7.4 Produktion von Eisen-Ionen in einer vollpermanenten EZR-Ionenquelle

Nun wurde der Behälter mit Ferrocen an die *multi-mode* Ionenquelle angeflanscht, um Eisen-Ionen zu produzieren. Es soll an dieser Stelle noch erwähnt werden, dass Ferrocen aus dem Grund verwendet wurde, weil es nicht giftig ist und unter normalen Atmosphärenbedingungen gehandhabt werden kann. Weiterhin ist es eines der kostengünstigsten Metallocene.

Abbildung 7.3 zeigt eine Ladungszustandsverteilung für Eisen, wie sie aus einer vollpermanenten ECRIS (*multi-mode*) extrahiert wurde. Am Gaseinlass der Ionenquelle wurde Ferrocen verwendet.

Es sind deutlich die hohen Peaks der Wasserstoff- und Kohlenstoff-Ionen zu erkennen, die in der organischen Verbindung in großer Zahl vorhanden sind. Insgesamt sind jedoch

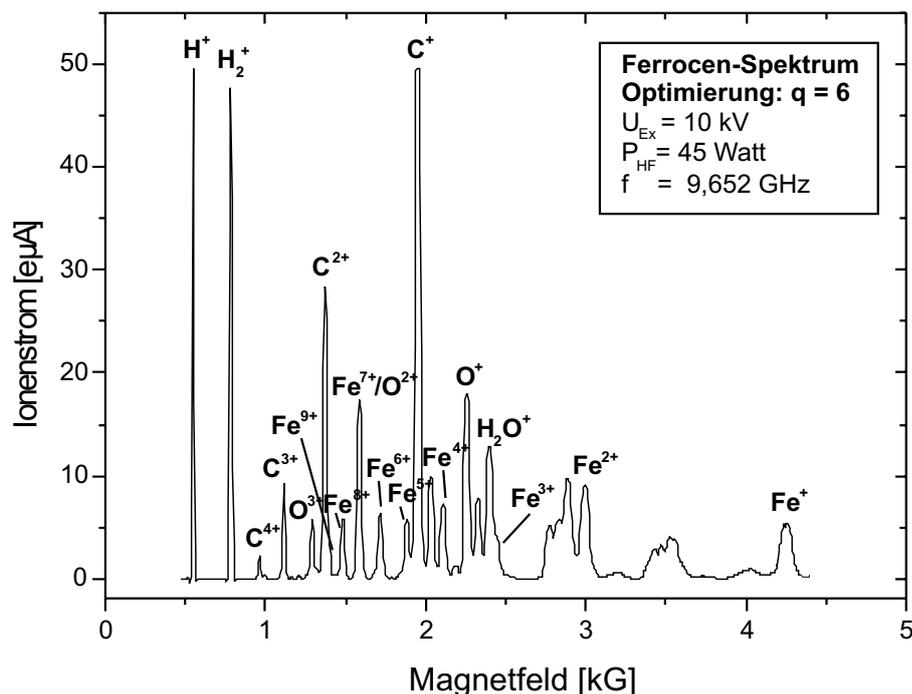


Abbildung 7.3: Ladungszustandsverteilung von Eisen bei Verwendung von Ferrocen, extrahiert aus der vollpermanenten *multi-mode* EZR-Ionenquelle bei einer Beschleunigungsspannung von 10 kV und Optimierung auf den Ladungszustand $q = 6$

auch eine Vielzahl von Eisen-Peaks zu erkennen, deren Intensität im Bereich von einigen $e\mu A$ liegt. Der höchste beobachtbare Ladungszustand ist $q = 13$.

Die erhaltenen Ionenströme konnten durch ein externes Heizband, wodurch die MIVOC-Kammer bis auf ca. $50^{\circ}C$ erwärmt wurde, weiter erhöht werden. So wurden z.B. ca. $20 e\mu A$ an Fe^{6+} -Ionen aus der Ionenquelle extrahiert. Insgesamt hat sich die MIVOC-Technik als sehr anwenderfreundlich erwiesen, da die Ionenströme ohne weitere Optimierung für eine lange Zeit konstant waren.

7.5 Ausblick

Bisher kam nur Ferrocen als eine metallorganische Substanz für die MIVOC-Technik zum Einsatz. Es müssen daher in Zukunft weitere Testmessungen mit anderen Verbindungen durchgeführt werden. Da diese häufig unter Edelgasatmosphäre zu handhaben sind, ist dafür eine funktionsfähige *glove box* zum Füllen der MIVOC-Kammer erforderlich.

Letztlich muss die MIVOC-Technik in einem der beiden Stoßexperimente unserer Arbeitsgruppe getestet werden. Dabei sind insbesondere die Reproduzierbarkeit der Ionenströme nach wiederholtem Ausschalten der entsprechenden Ionenquelle und die Langzeitstabilität von Bedeutung.

Anhang

Verzeichnisse

Abbildungsverzeichnis

2.1	Prinzipieller Aufbau einer Elektron-Zyklotron-Resonanz-Ionenquelle . . .	5
3.1	Überblick über verschiedene Arten von Plasmen	10
3.2	Stoßfrequenzen für die Ionisation in Gasen	14
3.3	Wirkungsquerschnitt für die Einfachionisation von Sauerstoff im atomaren Grundzustand durch Elektronenstoß	16
3.4	Ionisationswirkungsquerschnitt für die Einfachionisation von O^{6+} -Ionen durch Elektronenstoß	17
3.5	Ionisationsfaktor für verschiedene Ionen bei gegebenen Elektronenenergien	19
3.6	Bohm-Gross-Dispersionsrelation für elektrostatische Elektronenwellen . .	23
3.7	Dispersionsrelation für elektromagnetische Wellen in einem unmagnetisierten Plasma	24
3.8	Dispersionskurven für elektrostatische Elektronenwellen in einem magnetisierten Plasma	26
3.9	Ausbreitung elektromagnetischer Wellen bzgl. einem axial magnetisierten Plasma	27
3.10	Ausbreitung der zirkular polarisierten L- und R-Welle in einem axial magnetisierten Plasma	28
3.11	Dispersionsrelation für L-Wellen in einem magnetisierten Plasma	29
3.12	Dispersionsrelation für R-Wellen in einem magnetisierten Plasma	30
3.13	Dispersionsrelation für X-Wellen in einem magnetisierten Plasma	31
3.14	Schematische Darstellung der Heizung eines gyrierenden Elektrons durch eine zirkular polarisierte Welle	35
3.15	Offene axiale Magnetfeldstruktur einer EZR-Ionenquelle	36
3.16	Drift der Gyrationssachse in senkrecht gekreuztem elektrischen und magnetischen Feld	38
3.17	Drift der Gyrationssachse in einem inhomogenen Magnetfeld	39
3.18	Verlustkegel im Geschwindigkeitsraum bei Einschluss in einem magnetischen Spiegelfeld	41

3.19	Vergleich der Verlustkegel im Geschwindigkeitsraum in einem magnetischen Spiegelfeld ohne und mit EZR-Heizung	42
3.20	Bewegungsformen geladener Teilchen in einem magnetischen Spiegelfeld	43
3.21	Darstellung eines typischen Gesamtmagnetfeldes der Gießener 14 GHz EZR-Ionenquelle	44
3.22	Magnetische Flussflächen für eine Konfiguration aus einem axialen Spiegelfeld mit überlagertem Hexapolfeld	45
3.23	Potential- und Elektronendichteverteilung auf der Achse eines magnetischen Spiegels	45
3.24	Maxwell-Boltzmann-Verteilung der Iontemperatur T_i mit Potentialbarrieren	47
3.25	Potentialtopftiefen für Ionen der Temperatur T_i in verschiedenen Ladungszuständen	47
3.26	Mögliche Ausbildungsformen des Plasmameniskus	51
3.27	Quasi-Pierce-Extraktionsgeometrie für eine Ionenquelle	52
3.28	Potentialverhältnisse eines <i>Accel-Decel</i> -Extraktionssystems	53
4.1	Prinzip einer EZR-Plasmaheizung mit zwei Frequenzen	59
4.2	Typischer <i>Afterglow</i> -Ionenpuls am Beispiel von Au^{27+}	61
4.3	Steigerung der Ionenströme von Blei im <i>Afterglow</i> -Modus	61
5.1	Übersicht über das Gießener Elektron-Ion-Stoßexperiment	63
5.2	Vergleich der Leistungsfähigkeit der Gießener 14 GHz ECRIS zu Durchschnittswerten anderer 14 GHz EZR-Ionenquellen	64
5.3	Alter Aufbau der 14 GHz EZR-Ionenquelle	65
5.4	Übersicht des 14 GHz Hochfrequenzsystems	65
5.5	Halbach-Hexapol mit 24 Segmenten und das magnetische Radialfeld von Pol zu Pol	67
5.6	Typisches axiales Magnetfeld auf der Achse der 14 GHz EZR-Ionenquelle	68
5.7	Schematische Darstellung des alten Extraktionssystems der Gießener 14 GHz EZR-Ionenquelle	68
5.8	Schematischer Aufbau des 14 GHz Ionenquellen-Teststands	70
5.9	Erste Ladungszustandsverteilung der alten 14 GHz EZR-Ionenquelle mit Sauerstoff als Prozessgas und Optimierung auf den Ladungszustand $q=2$	70

5.10	Zweite Ladungszustandsverteilung der alten 14 GHz EZR-Ionenquelle mit Sauerstoff als Prozessgas und Optimierung auf den Ladungszustand $q=6$	71
5.11	Anordnung des 10 GHz und 14 GHz-Hohlleiters bzgl. der dreiecksförmigen Verlustfläche des magnetisch eingeschlossenen Plasmas	73
5.12	Darstellung des kombinierten Systems aus 2-Frequenzeinkopplung, <i>biased disk</i> und Eisen-Plug	75
5.13	Darstellung des neuen Eisenrückschlusses und eines typischen axialen Magnetfeldes bei Optimierung auf hohe Ladungszustände	75
5.14	Schematische Darstellung des neuen Extraktionssystems der 14 GHz EZR-Ionenquelle	77
5.15	Verwendeter Aufbau zum Aufdampfen von Aluminium auf die Plasmakammer	78
5.16	Erste Ladungszustandsverteilung für Sauerstoff mit dem neuen Aufbau der Gießener 14 GHz EZR-Ionenquelle optimiert auf den Ladungszustand $q = 5$	81
5.17	Abhängigkeit eines extrahierten O^{6+} -Ionenstrahls von der Position der Pul- lerelektrode	82
5.18	Abhängigkeit des O^{6+} -Ionenstrahls von Position des Eisen- <i>Plugs</i> innerhalb der Plasmakammer	83
5.19	Abhängigkeit eines Ar^{8+} -Ionenstrahls von der an der <i>biased disk</i> angelegten Spannung	84
5.20	Sauerstoff-Spektrum der 14 GHz EZR-Ionenquelle, optimiert auf den La- dungszustand $q = 6$ bei einer Beschleunigungsspannung von 18 kV	85
5.21	Abhängigkeit der Sauerstoff- und Argon-Ionenströme von der Extraktions- spannung	86
5.22	Argon-Spektrum der 14 GHz EZR-Ionenquelle, optimiert auf den Ladungs- zustand $q = 11$ bei einer Beschleunigungsspannung von 10 kV	86
5.23	Sauerstoff-Spektrum der 14 GHz EZR-Ionenquelle mit eingesetztem Alu- miniumrohr, optimiert auf den Ladungszustand $q = 6$ bei einer Beschleuni- gungsspannung von 10 kV	87
5.24	Vergleich der maximal extrahierten Ionenströme aus der 14GHz ECRIS mit verbessertem Aufbau zu denen des alten Aufbaus und zu den Richtwerten	88
5.25	Sauerstoff-Spektrum der Ionenquelle beim Einspeisen einer Frequenz von 10 GHz und einer HF-Leistung von 160 Watt, optimiert auf den Ladungs- zustand $q = 6$ bei einer Beschleunigungsspannung von 10 kV	89
6.1	Schematischer Aufbau des Ionenquellen-Teststands für die vollpermanenten EZR-Ionenquellen	91

6.2	Simulation der Elektronenenergiedichte einer traditionellen (links) und einer <i>flat-field</i> EZR-Ionenquelle (rechts)	93
6.3	Schematischer Aufbau der vollpermanenten <i>flat-field</i> EZR-Ionenquelle	94
6.4	Schematischer Aufbau des 10 GHz Mikrowellensystems	95
6.5	Aufbau des Magnetsystems der <i>flat-field</i> Ionenquelle und der dazugehörige magnetische Feldverlauf auf der Symmetrieachse	96
6.6	Darstellung des Hexapolmagneten der <i>flat-field</i> Ionenquelle und des radialen magnetischen Feldverlaufs zwischen zwei Polen	96
6.7	Abhängigkeit eines extrahierten Ar^{3+} - und Ar^{9+} -Ionenstrahls von der Frequenz der eingespeisten Mikrowelle bei konstanter HF-Leistung	97
6.8	Abhängigkeit eines Ar^{6+} - und eines O^{5+} -Ionenstrahls vom Abstand zwischen Extraktionselektrode und Magnetfeldmaximum	98
6.9	Ladungszustandsverteilung eines mit der <i>flat-field</i> ECRIS produzierten Argon-Ionenstrahls mit Optimierung auf den Ladungszustand $q = 6$	99
6.10	Maximal extrahierte Ionenströme aus der vollpermanenten ECRIS mit und ohne Zusatzmagnete zur Erzeugung eines flachen Magnetfeldminimums	100
6.11	Aufbau des Magnetsystems der <i>high-B</i> Ionenquelle und der dazugehörige magnetische Feldverlauf	101
6.12	Abhängigkeit eines Ar^{6+} -Ionenstrahls von der Frequenz der eingespeisten Mikrowelle	102
6.13	Abhängigkeit eines Ar^{9+} -Ionenstrahls von der Frequenz der eingespeisten Mikrowelle nach dem Vergrößern des Abstands zwischen den Ringmagneten	102
6.14	Abhängigkeit eines Ar^{9+} -Ionenstrahls von der angelegten Extraktionsspannung	103
6.15	Vergleich der maximal extrahierten Ionenströme aus der <i>flat-field</i> ECRIS und der <i>high-B</i> ECRIS	104
6.16	Ladungszustandsverteilung eines mit der <i>high-B</i> ECRIS produzierten Argon-Ionenstrahls bei Optimierung auf den Ladungszustand $q = 9$ und Sauerstoff als Mischgas	104
6.17	Gemessene Frequenzabhängigkeit eines Ar^{6+} -Ionenstrahls an der <i>flat-field</i> ECRIS mit Angabe der erforderlichen HF-Leistung	105
6.18	Gemessene Frequenzabhängigkeit eines Ar^{6+} -Ionenstrahls an der <i>high-B</i> ECRIS mit Angabe der reflektierten HF-Leistung	105
6.19	Testaufbau zur Messung der durch das HF-System transmittierten Mikrowellenleistung	106

6.20	Darstellung der verschiedenen Arten der Mikrowellenanpassung an das Plasma	107
6.21	Feld- und Wandstromverteilung der TE_{11} - und der TM_{01} -Mode in einem Rundhohlleiter	108
6.22	Aufbau des Magnetsystems der <i>multi-mode</i> Ionenquelle und der dazugehörige axiale Feldverlauf	111
6.23	Abhängigkeit des Ar^{6+} -Ionenstroms von der Frequenz der eingespeisten Mikrowelle bei konstanter HF-Leistung	112
6.24	Abhängigkeit des Ar^{9+} -Ionenstroms von der Frequenz der eingespeisten Mikrowelle bei konstanter HF-Leistung	113
6.25	Ladungszustandsverteilung eines aus der <i>multi-mode</i> ECRIS extrahierten Argon-Ionenstrahls bei Optimierung auf den Ladungszustand $q = 6$	113
6.26	Ladungszustandsverteilung eines aus der <i>multi-mode</i> ECRIS extrahierten Sauerstoff-Ionenstrahls bei Optimierung auf den Ladungszustand $q = 5$. .	114
6.27	Argon-Ladungszustandsverteilung der <i>multi-mode</i> ECRIS bei Optimierung auf den Ladungszustand $q = 9$ und Sauerstoff als Mischgas	115
6.28	Sauerstoff-Ladungszustandsverteilung der <i>multi-mode</i> ECRIS bei Optimierung auf den Ladungszustand $q = 6$ und Helium als Mischgas	116
6.29	Übersicht über die aus der <i>high-B</i> und der <i>multi-mode</i> EZR-Ionenquelle maximal extrahierten Ionenströme	116
6.30	Übersicht über die aus der <i>high-B</i> und der <i>multi-mode</i> EZR-Ionenquelle im Mischgasbetrieb maximal extrahierten Ionenströme	117
7.1	Schematischer Aufbau des MIVOC-Systems	122
7.2	Massenspektrum von Ferrocen nach 5 Minuten (links) und 3 Stunden (rechts) Pumpdauer	123
7.3	Ladungszustandsverteilung von Eisen bei Verwendung von Ferrocen, extrahiert aus der vollpermanenten <i>multi-mode</i> EZR-Ionenquelle bei einer Beschleunigungsspannung von 10 kV und Optimierung auf den Ladungszustand $q = 6$	124

Tabellenverzeichnis

3.1	Bedingungen zur Erzeugung von Ionen in EZR-Plasmen	19
3.2	Wellenmoden bei Ausbreitung der Mikrowelle in Richtung des B-Feldes . .	28
3.3	Wellenmoden bei Ausbreitung der Mikrowelle senkrecht zum B-Feld . . .	30
3.4	Übersicht über die Resonanzbedingungen der verschiedenen Wellentypen .	32
3.5	Cutoff-Bedingungen für die verschiedenen Wellentypen	33
6.1	Messwerte zu den verschiedenen Arten der Mikrowelleneinkopplung über den Würfelresonator am 10 GHz Ionenquellen-Teststand	109

Literaturverzeichnis

- Alt-95** G. D. Alton, D. N. Smithe
Proc. of the 12th International Workshop on ECR Ion Sources
RIKEN (Tokyo), Japan (1995) 100
- Ard-65** W. B. Ard, R. A. Dandl, A. C. England, G. M. Haas, N. H. Lazar
Proc. Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research
Vol. II, Culham, UK (1965) 153
- Bec-90** R. Becker
IGUN Code
Nucl. Instr. Meth. **A298** (1990) 13
- Ber-72** K. Bernhardt, K. Wiesemann
Plasma Phys. **14** (1972) 1073
- Bli-72** S. Bliman, R. Geller, W. Hess, B. Jacquot
IEEE Trans. Nucl. Sci. **NS-19** (1972) 200
- Boh-49** D. Bohm
The Characteristics of Electrical Discharges in Magnetic Fields
McGraw Hill, New York 1949
- Bri-75** P. Briand, R. Geller, B. Jacquot, C. Jacquot
Nucl. Instr. Meth. **131** (1975) 407
- Bro-89** I. G. Brown
The Physics and Technology of Ion Sources
John Wiley & Sons Inc., New York 1989
- Cam-92** S. Cammino, J. Sijbring, A. G. Drentje
Rev. Sci. Instr. **63** (1992) 2872
- Che-84** F. F. Chen
Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion
Vol. I, Plenum Press, New York 1984
- Chi-11** C. D. Child
Phys. Rev. **32** (1911) 492
- Don-82** E. D. Donets
Soviet Journal of Particles and Nuclei **13** (1982) 387
- Dre-99** A. G. Drentje
Proc. of the 14th International Workshop on ECR Ion Sources
CERN (Geneve), Switzerland (1999) 94

- Eld-72** O. Eldridge
Phys. Fluids **15** (1972) 676
- Eve-95** G. Evers
Weiterentwicklung einer 2.45 GHz Elektron-Zyklotron-Resonanz (EZR) Ionenquelle
Diplomarbeit, Gießen 1995
- Fis-95** V. Fisher, Y. Ralchenko, A. Goldgirsh, D. Fisher, Y. Maron
J. Phys B: At. Mol. Opt. Phys. **28** (1995) 3027
- Gel-68** R. Geller, J. Hosea
Electron Collision Frequencies (CEA-Euratom)
FC (1968) 459
- Ge-90a** R. Geller
Proc. of the 10th International Workshop on ECR Ion Sources
Oak Ridge National Laboratory, USA (1990) 381
- Ge-90b** R. Geller
Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **40** (1990) 15
- Gel-96** R. Geller
Electron Cyclotron Resonance Ion Sources and ECR Plasmas
Institute of Physics Publishing, Bristol 1996
- Gol-90** K. S. Golovanivsky, G. Melin
Proc. of the 10th International Workshop on ECR Ion Sources
Oak Ridge National Laboratory, USA (1990) 63
- Gol-95** R. J. Goldston
Introduction to Plasma Physics
Institute of Physics Publishing, London 1995
- Gry-65** M. Gryziński
Phys. Rev. A **138** (1965) 336
- Hal-80** K. Halbach
Nucl. Instr. Meth. **169** (1980) 1
- Har-94** R. Harkewicz, J. Stacy, J. Greene, R. C. Pardo
Rev. Sci. Instr. **65** (1994) 1104
- Hat-96** P. Hathiramani
Untersuchungen an einer „vollpermanenten“ 10 GHz EZR Ionenquelle zur Erzeugung mehrfach geladener Ionen
Diplomarbeit, Gießen 1996

- Hei-99** A. Heinen, M. Rütter, H. W. Ortjohann, Ch. Vitt, S. Rhode, H. J. Andrä
Proc. of the 14th International Workshop on ECR Ion Sources
CERN (Geneve), Switzerland (1999) 224
- Hey-94** A. Heyer
*Entwicklung einer Elektronenkanone zur Erhöhung der Elektronendichte
in Elektron-Zyklotron-Resonanz Ionenquellen*
Diplomarbeit, Gießen 1994
- Hit-99** D. Hitz
private Kommunikation
- Jan-92** G. Janzen
Plasmatechnik
Hüthig-Verlag, Heidelberg 1992
- Jon-85** Y. Jongen
Proc. of the 6th International Workshop on ECR Ion Sources
Lawrence Berkeley National Laboratory, USA (1985) 238
- Koi-98** H. Koivisto
The MIVOC Method for the Production of Metal Ion Beams
Dissertation, Jyväskylä, Finland 1998
- Kra-85** W. Krauss-Vogt
*Untersuchungen zur Ionenproduktion und Strahlformierung bei
EZR-Ionenquellen*
Dissertation, Jülich 1985
- Lan-31** I. Langmuir, K. T. Compton
Rev. Mod. Phys. **3** (1931) 251
- Leh-64** B. Lehnert
Dynamics of Charged Particles
North Holland Publishing Company, 1964
- Lei-99** M. A. Leitner, S. A. Lundgren, C. M. Lyneis, C. E. Taylor, D. C. Wutte
Proc. of the 14th International Workshop on ECR Ion Sources
CERN (Geneve), Switzerland (1999) 66
- Lie-88** M. Liehr
*Aufbau und Untersuchung von Elektron-Zyklotron-Resonanz (EZR)
Ionenquellen zur Erzeugung mehrfach geladener Ionen*
Diplomarbeit, Gießen 1988

- Lie-92** M. Liehr
Entwicklung und Aufbau von Elektron-Zyklotron-Resonanz Ionenquellen (ECRIS) mit Mikrowellenfrequenzen von 10 und 2.45 GHz unter spezieller Berücksichtigung der Plasmaheizung mit Verzögerungsleitungen
Dissertation, Gießen 1992
- Lot-67** W. Lotz
Zeitschrift für Physik **206** (1967) 205
- Lot-68** W. Lotz
Zeitschrift für Physik **216** (1968) 241
- Lot-69** W. Lotz
Zeitschrift für Physik **220** (1969) 466
- Lot-70** W. Lotz
Zeitschrift für Physik **232** (1970) 101
- Lyn-90** C. M. Lyneis, Z. Xie, D. J. Clark, R. S. Lam, S. A. Lundgren
Proc. of the 10th International Workshop on ECR Ion Sources
Oak Ridge National Laboratory, USA (1990) 47
- Mat-94** K. Matsumoto
Rev. Sci. Instr. **65** (1994) 1116
- Mel-90** G. Melin et al.
Proc. of the 10th International Workshop on ECR Ion Sources
Oak Ridge National Laboratory, USA (1990) 1
- Mel-94** G. Melin et al.
Rev. Sci. Instr. **65** (1994) 1051
- Mül-77** A. Müller, E. Salzborn
Phys. Lett. **62A** (1977) 391
- Mül-79** A. Müller, E. Salzborn
Phys. Lett. **70A** (1979) 410
- Paw-98** M. Pawlowsky
Aufbau einer computergesteuerten Emittanzmeßanlage zur Strahlprofiluntersuchung an EZR Ionenquellen
Diplomarbeit, Gießen 1998
- Peh-84** E. Pehl
Mikrowellentechnik
Band 1, Hüthig-Verlag, Heidelberg 1984

- Pet-88** C. C. Petty, D. L. Goodman, D. K. Smith, D. L. Smatlak
Proc. of the International Conference on the Physics of multiply charged ions and International Workshop on ECR Ion Sources
Grenoble, Frankreich 1988
- Pie-54** J. R. Pierce
Theory and Design of Electron Beams
Van Nostrand, Toronto 1954
- Pu-90** Y. K. Pu, W. Halverson
Proc. of the 10th International Workshop on ECR Ion Sources
Oak Ridge National Laboratory, USA (1990) 79
- Rie-93** G. Riehl
GSI-Report 93-43, Darmstadt 1993
- Ros-61** P. H. Rose, A. B. Wittkower, R. P. Bastide, A. Galejs
Nucl. Instr. Meth. **14** (1961) 79
- Run-98** S. Runkel
Entwicklung und Aufbau eines Elektronenstrahl-Extraktionssystems für die Frankfurter EZR-Ionenquelle
Diplomarbeit, Frankfurt 1998
- Sch-93** U. Schumacher
Fusionsforschung
Wissenschaftliche Buchgesellschaft, Darmstadt 1993
- Sch-95** M. Schlapp
Entwicklung einer 14 GHz und einer „vollpermanenten“ 10 GHz Elektron-Zyklotron-Resonanz (EZR) Ionenquelle zur Erzeugung hochgeladener Ionen
Dissertation, Gießen 1995
- Shi-92** G. D. Shirkov
Nucl. Instr. Meth. **A322** (1992) 161
- Shi-93** G. D. Shirkov
Plasma Sources Sci. Technol. **2** (1993) 250
- Shi-96** G. D. Shirkov, G. Zschornack
Electron Impact Ion Sources for Highly Charged Ions
Vieweg Verlagsgesellschaft mbH, Braunschweig 1996
- Sor-91** P. Sortais
Rev. Sci. Instr. **63** (1991) 2801

- Ste-98** M. Steidl
Messungen von Wirkungsquerschnitten zur Einfach- und Mehrfachionisation von Aluminium- und Gallium-Ionen durch Elektronenstoß
Dissertation, Gießen 1998
- Sti-99** K. E. Stiebing, O. Hohn, S. Runkel, L. Schmidt, V. Mironov
G. Shirkov, H. Schmidt-Böcking
Phys. Rev. Special Topics: Accelerators and Beams (submitted), 1999
- Sup-96** SUPERFISH Code
Los Alamos National Laboratory, USA (1996) LA-UR-96-1834
- Taw-87** W. Tawara, T. Kato
Atomic Data and Nuclear Data Tables **36** (1987)
- Tay-63** J. B. Taylor
Phys. Fluids **6** (1963) 1529
- Tay-64** J. B. Taylor
Phys. Fluids **7** (1964) 767
- Tho-12** J. J. Thomson
Phil. Mag. **23** (1912) 449
- Tra-99** R. Trassl
Entwicklung „vollpermanenter“ EZR Ionenquellen und Untersuchung des Ladungsaustausches in Stößen zwischen 4-fach geladenen Bismut-Ionen
Dissertation, Gießen 1999
- Tri-59** A. W. Trivelpiece, R. W. Gould
J. Appl. Phys. **30** (1959) 1784
- Ver-84** D. Vernet et al.
Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. **227** (1984) 6
- Wes-98** M. Westermann
Elektronenstoßionisation von Sauerstoff-Ionen
Diplomarbeit, Gießen 1998
- Wol-95** B. Wolf
Handbook of Ion Sources
CRC Press, New York 1995
- Wut-88** M. Wutz, H. Adam, W. Walcher
Theorie und Praxis der Vakuumtechnik
Vieweg Verlagsgesellschaft mbH, Braunschweig 1988

-
- Xie-94** Z. Q. Xie, C. M. Lyneis
Rev. Sci. Instr. **65** (1994) 2947
- Xie-95** Z. Q. Xie, C. M. Lyneis
Proc. of the 12th International Workshop on ECR Ion Sources
RIKEN (Tokyo), Japan (1995) 24
- Xie-97** Z. Q. Xie, C. M. Lyneis
Proc. of the 13th International Workshop on ECR Ion Sources
Texas University, USA (1997) 16
- Yam-95** Y. Yamashita, Y. Isoya, Y. Kaneda
Proc. of the 12th International Workshop on ECR Ion Sources
RIKEN (Tokyo), Japan (1995) 289

Danksagung

Die vorliegende Arbeit wurde am Institut für Kernphysik der Justus–Liebig–Universität Gießen angefertigt.

Ich danke dem Leiter dieser Einrichtung, Herrn Prof. Dr. E. Salzborn, für seine Anregung zu dieser Arbeit und die fortwährende Unterstützung bei ihrer Durchführung.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Dr. R. Trassl und der ehemaligen Mannschaft des Linearbeschleunigers mit Herrn H. J. Schäfer und Herrn G. Zörb unter der Leitung von Herrn Dipl. Phys. W. Arnold, die außerordentlich viel zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen und fortwährend die Experimente mit großem Engagement unterstützt haben.

Desweiteren gilt mein Dank Herrn Dr. D. Hathiramani, Herrn Dipl. Phys. K. Aichele, Herrn Dipl. Phys. A. Schönfeld, Herrn Dipl. Phys. F. A. Scheuermann sowie den anderen und gleichermaßen den ehemaligen wissenschaftlichen Mitarbeitern des Strahlencentrums, die durch eine Vielzahl von Diskussionen und ihre stete Hilfsbereitschaft in großem Maße zum Gelingen dieser Arbeit sowie zu einem ausgesprochen guten Arbeitsklima beigetragen haben.

Ebenfalls danken möchte ich Herrn Dr. M. Schlapp und Herrn Dr. R. Vondrasek für ihre Informationen bzgl. der Weiterentwicklung der 14 GHz EZR–Ionenquelle.

Mein spezieller Dank gilt den Mitarbeitern der mechanischen Werkstatt unter der Leitung von Herrn H. Wißner, die durch die zahlreichen baulichen Weiterentwicklungen an den EZR–Ionenquellen viel zu leisten hatten. Für Probleme war immer ein Ansprechpartner vorhanden. Auch dem ehemaligen Konstrukteur, Herrn W. Schneider, sei für seine Hilfe gedankt.

Schließlich möchte ich mich ganz herzlich bei meiner Mutter für ihre fortwährende Unterstützung und die ständige Motivation während des gesamten Zeitraums der Promotion bedanken.