

Entwicklung einer neuen EZR-Ionenquelle für das Kieler Sonnenwindlabor

Dissertation

zur Erlangung des Doktorgrades
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Christian-Albrechts-Universität
zu Kiel

vorgelegt von

Michael Stalder

Kiel
Dezember 2008

Referent: _____

Koreferent: _____

Tag der mündlichen Prüfung : _____

Zum Druck genehmigt : _____

Der Dekan

Zusammenfassung

Das Kieler Sonnenwindlabor bietet neue Möglichkeiten bei der Kalibration von Weltrauminstrumenten mit hoch geladenen Ionen von volatilen und refraktären Elementen. Der zur Verfügung stehende Energiebereich der Ionen umfasst kalte bis suprathermale Teilchenpopulationen der Heliosphäre (wenige eV/q bis 450 keV/q). Dadurch werden auf Sonnenwind ausgerichtete Experimente mit suprathermalen Ionen möglich. Die im Rahmen dieser Arbeit entwickelte und aufgebaute neue EZR-Ionenquelle und die m/q-Selektion im Sektormagneten bilden zusammen die Kernkomponenten des neuen Labors.

Bei der Entwicklung der EZR-Ionenquelle wurde der Schwerpunkt auf die Untersuchung der Einschlussmechanismen für die Elektronen und Ionen in einer Minimum-B-Feld Konfiguration gelegt. Ein theoretisch hergeleitetes Modell für den Ionen-transport zeigt gute Übereinstimmung mit Messresultaten. Die abgeleiteten Vorhersagen für den Einschluss der hoch geladenen Ionen stehen im Widerspruch zum Potentialbarrieren-Modell.

Die entwickelte und gebaute Kieler-EZR-Ionenquelle ist für die Produktion hoch geladener Ionen optimiert. Das Permanentmagnet-System bietet mit der Plateau B-Feld-Struktur und dem radialen Plasmaeinschluss durch einen Hexapol- oder einen Dodekapol-Magneten neue Möglichkeiten in der EZR-Quellenforschung. Durch die verstellbaren Eisenscheiben ist es das erste Mal gelungen, für ein Permanentmagnet-System die Resonanzfrequenz von $f = 10$ GHz bis $f = 14$ GHz anzupassen. Die Leistungsfähigkeit der Kieler-EZR-Quelle konnte wegen technischer Schwierigkeiten noch nicht umfassend untersucht werden. Die höchsten nachgewiesenen Ladungszustände in den gemessenen Ladungszustandsverteilungen liegen bei fünf. Der niedrige mittlere Ladungszustand wird durch den noch hohen Neutralgasdruck gut erklärt.

Die ionenoptischen Eigenschaften des für die m/q-Selektion erforderlichen Sektormagneten wurden berechnet. Ladungszustands-Messungen zeigen, dass die für einen guten Kalibrationsbetrieb geforderte m/q-Auflösung von $\frac{m/q}{\Delta m/q} > 100$ erreicht wurde und die Selektion sehr stabil funktioniert.

Mit der entwickelten eindimensionalen Multifluid-Plasmasimulation für EZR-Quellen gelang es, charakteristische Abhängigkeiten der Ladungszustandsverteilung für den extrahierten Ionenstrahl nachzubilden. Für jede Ionenflüssigkeit wurde ein Dichte- und Geschwindigkeitsverlauf entlang der Symmetrieachse berechnet. Eine eingehende Betrachtung der Elektronenbewegung im magnetischen Spiegel führte zu einfachen Merkmalen für die Unterscheidung der kalten, elektrostatisch gefangenen und der heißen, magnetisch gefangenen Elektronenpopulationen. Mit der Driftnäherung für ein stark reibunggekoppeltes Multifluid-Plasma wurde ein neues Modell für den ladungsabhängigen Ioneneinschluss in einer EZR-Quelle entwickelt.

Abstract

The solar wind laboratory in Kiel offers new possibilities in calibrating instruments for space observations which detect highly charged ions of volatile and refractive elements. It includes cold up to suprathermal ions of the heliosphere (few eV/q up to 450 keV/q). The laboratory allows experiments with suprathermal ions with solar wind composition.

The central components of the laboratory are the new ECR ion source and the m/q-selection in the sector magnet. While developing the ECR ion source, the focus was on examining the mechanisms of confining the electrons and ions in a minimum B-field configuration. A theoretical model for the transport of ions corresponds well with observed results. The prediction for the confinement of highly charged ions is contradictory to the potential barrier model.

The ECR ion source in Kiel was developed, built, and optimised for the production of highly charged ions. The permanent magnet system with the plateau B-field structure and the radial plasma confinement by a hexapole or a dodekapole magnet offers new possibilities in research on ECR ion sources. For the first time, it became possible to tune the resonance frequency for a permanent magnet system from $f = 10$ GHz up to $f = 14$ GHz by using adjustable iron discs. Because of technical problems, the output of the Kiel-ECR source could not be examined in detail yet. The highest observed charge state is five. The average charge-state is low because the neutral gas pressure is still high.

The ion-optical characteristics of the required sector magnet were calculated for the m/q selection. Measurements of charge-states showed that the required m/q resolution of $\frac{m/q}{\Delta m/q} > 100$ was reached. The selection of particles worked very reliably.

The developed multi-fluid plasma simulation for ECR sources makes it possible to reproduce the characteristics of the charge-state distribution for the extracted ion beam. For every simulated liquid of ions a distribution of density and velocity has been calculated along the symmetry axis. A closer view on the movements of electrons in a magnetic mirror shows simple characteristics to discriminate cold electrostatically trapped ions from hot magnetically trapped ions. A new model for the charge-related confinement of ions in an ECR source has been developed by drift approximation for a friction-coupled multi-fluid plasma.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Das Kieler Sonnenwindlabor	3
3	EZR-Ionenquellen	5
3.1	Theorie der EZR-Ionenquelle	7
3.1.1	EZR-Plasma	9
3.1.2	EZR-Plasma-Einschluss	19
3.1.3	Magnetischer Einschluss	21
3.1.4	EZR-Heizung	32
3.2	Entwicklung des Permanent-Magnetsystems	35
3.3	Die Kieler-EZR-Quelle	39
3.3.1	Vergleich der B-Feldsimulation mit Messungen	46
3.3.2	Permanentmagnet-Optimierung	48
3.4	Messung der Ladungszustands-Verteilung	52
4	Eindimensionale Multifluid-Plasmasimulation	55
4.1	Aufstellen des gekoppelten Gleichungssystems	57
4.2	Driftnäherung für die Multifluid-Simulation	63
4.3	Resultate der Multifluid-Simulation	65
4.4	Diskussion und Einordnung der Simulationsergebnisse	71
5	Ionenoptik und m/q-Selektion	73
5.1	Extraktion	74
5.1.1	Simulation der Extraktion zusammen mit Messresultaten	75
5.2	m/q-Selektion	79
5.2.1	Theorie der m/q-Selektion	80
5.2.2	Simulation der m/q-Selektion	82
5.2.3	Messung der m/q-Selektion	88
6	Diskussion und Ausblick	91

Kapitel 1

Einleitung

Ziel der wissenschaftlichen Arbeit der AG Extraterrestrik der CAU zu Kiel ist das verbesserte Verständnis der Quellen von Teilchenpopulationen in der Heliosphäre, der Prozesse, welche die Teilchen beeinflussen, wie auch die Auswirkungen der Teilchen in der Heliosphäre und auf der Erde. Dazu werden Zusammensetzung, Geschwindigkeits-, Energie-, und Richtungsverteilung sowie die zeitliche Variabilität dieser Teilchenpopulationen untersucht. Daraus lassen sich Rückschlüsse ziehen über Quellen, Beschleunigungs- und Transportprozesse, die Struktur der Heliosphäre, wie auch über die Modulation durch die Heliosphäre und die Abschirmung durch das irdische Magnetfeld.

Die Messung der Teilcheneigenschaften wird in den meisten Fällen mit Instrumenten auf Satelliten durchgeführt. Für die Entwicklung und Kalibrierung der Weltrauminstrumente wird das Kieler Sonnenwindlabor aufgebaut. Die Kalibrationsaufgaben erfordern Ionen von volatilen und refraktären Stoffen mit niedrigen bis suprathermalen Energien. Angestrebt werden hohe Ladungszustände wie sie im Sonnenwind vorkommen.

Die Aufgabenstellung für diese Doktorarbeit bestand darin, das Kieler-Sonnenwindlabor zu planen, Kernkomponenten der Anlage zu entwickeln und den Aufbau der Anlage zu begleiten. Die erforderlichen Arbeiten umfassten dadurch viele technische Abklärungen, die Organisation und Betreuung der mechanischen und elektrischen Fertigungsarbeiten in den institutseigenen Werkstätten aber auch die Berechnungen des für den Betrieb des Sonnenwindlabors erforderlichen Strahlenschutzantrages. Der Schwerpunkt der geleisteten Arbeit liegt aber in der Entwicklung und dem Aufbau der Kieler-EZR-Ionenquelle mit dem System zur m/q -Selektion der für die Kalibration verwendeten Ionen. Dieser Bereich wird mit der vorliegenden Arbeit vorgestellt.

Die zentrale Fragestellung dieser Arbeit ergibt sich aus den Anforderungen an die Kieler-EZR-Quelle. Trotz geringem Bauraum und kleiner zur Verfügung stehen-

der Leistung für die EZR-Quelle sollen hoch geladene Ionen erzeugt werden. Es geht um die Erarbeitung der erforderlichen theoretischen Grundlagen, ihre effiziente technische Umsetzung und die Frage, wie ein optimaler Plasmaeinschluss für die Produktion hoch geladener Ionen in einer Permanentmagnet-EZR-Ionenquelle realisiert werden kann.

Die vorliegende Arbeit gliedert sich in fünf Teile. Abschnitt zwei stellt die grundsätzlichen Merkmale und Ziele des Kieler Sonnenwindlabors zusammen mit den sich daraus ergebenden Anforderungen an die technische Umsetzung vor.

Im Abschnitt drei werden die theoretischen Grundlagen der EZR-Quelle zusammengestellt und im Hinblick auf die Produktion hoch geladener Ionen erörtert. Aufbauend auf den bekannten Entwurfsregeln für EZR-Quellen wird ein Anforderungsprofil für die Neuentwicklung der Kieler-EZR-Quelle erarbeitet und die technisch umgesetzte Lösung vorgestellt (Abschnitt 3.2). Die wichtigsten konzeptionellen Entschiede sind die Wahl eines Plateau-B-Feldverlaufes und die Möglichkeit für den radialen Plasmaeinschluss einen Hexapol oder einen Dodekapol einzusetzen. Der erfolgreiche Aufbau der Permanentmagnet-Struktur wird durch B-Feldmessungen dokumentiert.

Durch die entwickelte Multifluid-Simulation wird das Verständnis der physikalischen Vorgänge bei der Produktion und dem Einschluss der hoch geladenen Ionen vertieft (Abschnitt 4). Eine theoretische Analyse der durch Druckgradienten getriebenen Flüssigkeitsströmungen führt auf Resultate, die dem Potentialbarrieren-Modell für hoch geladene Ionen widersprechen.

Die m/q -Selektion im Sektormagneten mit den Eintritts- und Austrittsblenden ist das wichtigste Diagnostikinstrument in der EZR-Quellenentwicklung und bildet gleichzeitig die Verbindung zum Einsatz der Quelle im Sonnenwindlabor. In Abschnitt 5 werden die Grundlagen der magnetischen m/q -Selektion vorgestellt und mit Simulationen verglichen. Messresultate bestätigen die vom EZR-Plasma und der Extraktion unabhängige hohe m/q -Auflösung im Sektormagneten.

Die Arbeit schließt mit einer Diskussion der erzielten Resultate und einem Ausblick auf weiterführende Entwicklungsaufgaben und mögliche vertiefende Forschungsfragen.

Kapitel 2

Das Kieler Sonnenwindlabor

Das Kieler-Sonnenwindlabor bietet neue Möglichkeiten bei der Kalibration von Weltrauminstrumenten mit Ionen von volatilen und refraktären Elementen. Der zur Verfügung stehende Energiebereich der Ionen reicht von wenigen eV bis zu suprathermalen Energien. Angestrebt wird ein Kalibrationsbetrieb mit möglichst hoch geladenen Ionen wie sie auch im Sonnenwind, durch die Wechselwirkung der Ionen in der heißen Korona der Sonne, vorkommen.

In diesem Abschnitt werden der Aufbau und die wichtigsten geforderten Leistungsmerkmale des Kieler Sonnenwindlabors in tabellarischer Form vorgestellt. Die perspektivische Abbildung 2.1 des Sonnenwindlabors ermöglicht es den Weg der Ionen von der Produktion bis zum Experimentierplatz nachzuvollziehen. Die Lage der wichtigsten Komponenten ist in der Abbildung hervorgehoben.

- Die Produktion der hoch geladenen Ionen von volatilen und refraktären Elementen geschieht in einer EZR-Ionenquelle auf der Hochspannungsplattform. Die refraktären Elemente werden in einem Mikroofen verdampft.
- Der Sektormagnet ermöglicht eine Trennung der einzelnen Ionen und Ladungszustände. Die erreichte m/q -Auflösung beträgt $\frac{m/q}{\Delta m/q} > 100$ und ermöglicht damit die Kalibration mit im Ionenstrahl seltenen m/q -Zuständen ohne m/q -Verunreinigungen.
- Die Ionen mit dem ausgewählten m/q -Ladungszustand werden durch die Potentialdifferenz zwischen der Hochspannungsplattform und dem auf Erdpotential liegenden Faradaykäfig auf Energien von wenigen eV/q bis zu 450 keV/q beschleunigt.
- Nach einer Driftstrecke stehen die Ionen in der Instrumenten-Vakuumkammer als paralleler Strahl mit homogener räumlicher Intensitätsverteilung für die Experimente zur Verfügung.

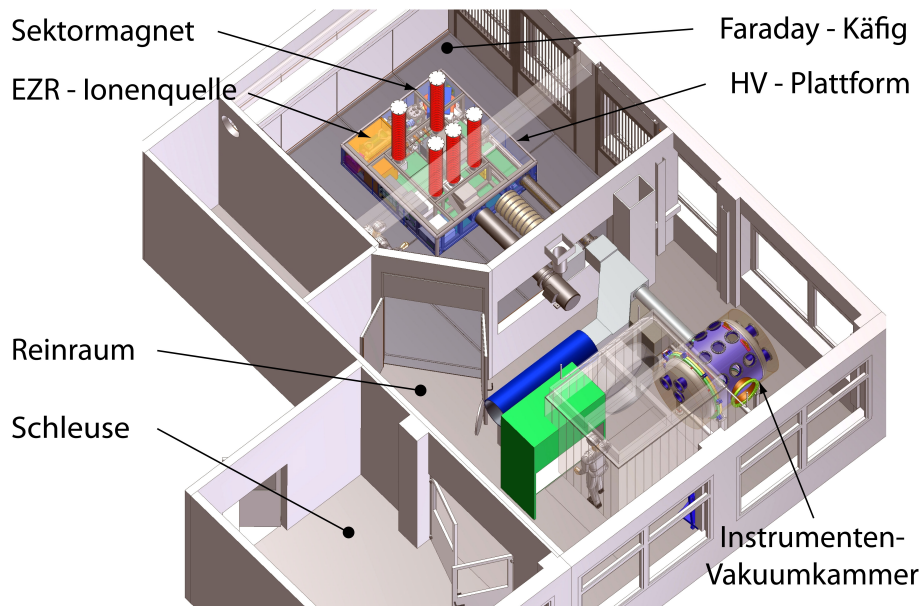


Abbildung 2.1: Perspektivische Ansicht des Kieler Sonnenwindlabors. Die in der EZR-Ionenquelle erzeugten Ionen werden im Sektormagneten selektiert. Die Energie der Ionen wird durch die Potentialdifferenz zwischen der Hochspannungsplattform und dem Faradaykäfig eingestellt. In der Instrumenten-Vakuumkammer stehen die Ionen für Experimente und die Kalibrierung von Weltrauminstrumenten zur Verfügung.

- Die zu kalibrierenden Weltrauminstrumente werden in der Vakuumkammer durch einen vier Achsen Bewegungstisch relativ zum Ionenstrahl positioniert.
- Die Instrumenten-Vakuumkammer befindet sich in einem Reinraum, der die durch den Bau von Weltrauminstrumenten bedingten Anforderungen erfüllt.

Das Kieler Sonnenwindlabor bietet durch den abgedeckten suprathermalen Energiebereich in Kombination mit den zur Verfügung stehenden hohen Ladungszuständen neue Möglichkeiten für die Entwicklung von Weltrauminstrumenten.

Der Umbau des Labors in die Schleuse, den Reinraum und den Faradaykäfig ist weitgehend beendet. Die in dieser Arbeit besprochenen Kernkomponenten der Anlage, die EZR-Quelle und der Sektormagnet, befinden sich im Testbetrieb. Der Kalibrationsbetrieb des Kieler Sonnenwindlabors kann voraussichtlich im Jahr 2010 aufgenommen werden.

Kapitel 3

EZR-Ionenquellen

Die **Elektron-Zyclotron-Resonanz** Ionenquelle (EZR)¹ wurde in den siebziger Jahren in der Arbeitsgruppe von *Geller* [1965] entwickelt. An einer für Fusionsexperimente ausgelegten magnetischen Spiegelmaschine mit EZR-Elektronen-Heizung beobachtete *Geller* [1996] ein Plasma mit heißen, anisotrop verteilten ($v_{\perp}/v_{\parallel} \gg 1$) Elektronen und kalten, isotrop verteilten Ionen. Ein erstes einfaches Extraktionssystem zeigte sehr hohe Ionen- und Elektronenströme. Der Durchbruch bei der Produktion von hochgeladenen Ionen gelang, als die Einschlußzeit der Ionen durch die neu entwickelte Minimum-B Magnetfeld Konfiguration um mehrere Größenordnungen auf $\tau_i = 10^{-2}$ s gesteigert wurde. In der SUPERMAFIOS Quelle wurde das Minimum-B-Feld Konzept das erste Mal, und mit großem Erfolg, umgesetzt [*Geller*, 1996].

Heute sind die EZR-Ionenquellen in vielen Anwendungsgebieten, insbesondere bei Beschleunigern für schwere Ionen, zum Standard geworden. Durch die erreichbaren hohen Ladungszustände kann oft auf einen Folien- oder Gasstripper verzichtet werden. Dies führt zu kleineren Beschleunigungsstufen. Die Vorteile und die Funktionsweise der modernen EZR-Ionenquellen werden im Abschnitt 3.1 ausführlich diskutiert. Hier folgt ein Blick auf die Leistungsfähigkeit der verschiedenen, heute sich im Betrieb befindlichen, EZR-Ionenquellen.

Je nach Anforderung werden im Wesentlichen drei Typen von EZR-Quellen, die sich in der Art wie das Magnetfeld erzeugt wird unterscheiden, eingesetzt. In der Standard-EZR-Ionenquelle wird das axiale magnetische Spiegelfeld mit zwei Spulen erzeugt. Dem axialen Magnetfeld wird das tangential-radiale Feld einer Permanentmagnet-Hexapol Struktur überlagert, um den Minimum-B-Feld Einschluss zu erreichen. Weit verbreitet sind Ionenquellen vom CAPRIS-Typ. Die Quelle der Gruppe von *Hitz et al.* [1996] ist in Abbildung 3.1 gezeigt. Die erreichten Spiegelfeldstärken von $B_{\max} = 1.4$ T erlauben einen Betrieb bei einer Frequenz f_r von $f_r = 10..14$ GHz. Die erforderliche Leistung P_e für die Spulen des Magnetsystems ist bei diesen Quel-

¹Die Abkürzungen ECR und ECRIS beziehen sich auf die im englische gebräuchliche Notation Electron Cyclotron Resonance Ion Source.

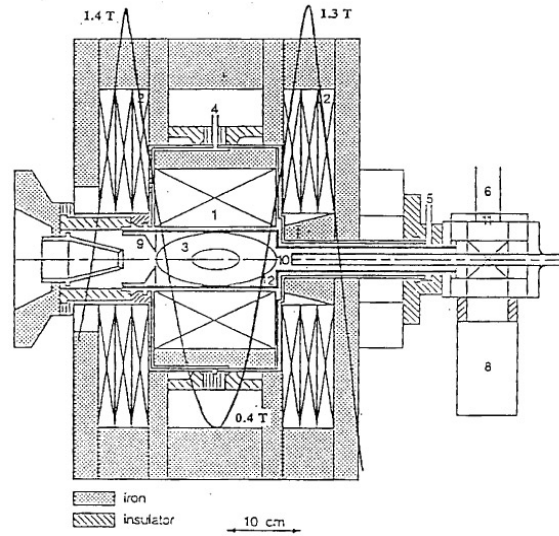


Abbildung 3.1: CAPRICE-EZR-Ionenquelle. Das B-Feld wird durch zwei Axialspulen (2) und den Permanentmagnet-Hexapol (1) erzeugt [Geller, 1996; Hitz et al., 1996].

len mit $P_e > 100$ kW hoch. Entsprechende Netzgeräte, die Kühlung und der Energieverbrauch im laufenden Betrieb führen zu hohen Anschaffungs- und Betriebskosten. Liegt die EZR-Quelle zudem auf einer Hochspannungsplattform, wie dies bei der Anlage in Kiel (siehe Abschnitt 2) der Fall ist, wird die erforderliche Potentialtrennung bei der hohen Leistung sehr aufwändig. In den letzten Jahren wurde daher intensiv daran gearbeitet, das erforderliche B-Feld durch ein Permanent-Magnetsystem zu erzeugen (siehe Abschnitt 3.2).

Die Permanentmagnet-EZR-Quellen liefern heute für die meisten Ionen und ihre Ladungszustände ähnlich intensive Ströme wie die Standard-EZR-Quellen. Bei den meisten Permanentmagnet-Quellen kann das Magnetfeld nicht verändert werden, was das Optimieren der Quelle im Betrieb und die Entwicklung neuer Quellen schwierig macht. In dieser Arbeit wird eine neue Permanentmagnet-EZR-Quelle vorgestellt und mit ähnlichen Quellen verglichen (siehe Abschnitt 3.2).

Die EZR-Quellen der letzten Generation sind mit supraleitenden Magnetspulen sowohl für das axiale, wie auch für das radiale Feld ausgerüstet. Quellen wie die VENUS [Leitner et al., 2001] arbeiten bei Frequenzen bis zu $f_r = 28$ GHz mit axialen Spiegelfeldstärken von $B_{\max} = 4$ T. Neben der B-Feldstärke wurde bei den supraleitenden Quellen auch die Dimension der Plasmakammer im Vergleich zu den Standard-Quellen um etwa einen Faktor Zwei vergrößert (Abbildung 3.2) und beträgt nun bei VENUS $d = 15$ cm. Die technologischen Anforderungen für die kryogenkühlten supraleitenden Spulen bei $T = 4$ K und die erforderlichen Mikrowellenverstärker mit $f_r = 28$ GHz sind sehr groß. Ein Vergleich der mit den verschiedenen

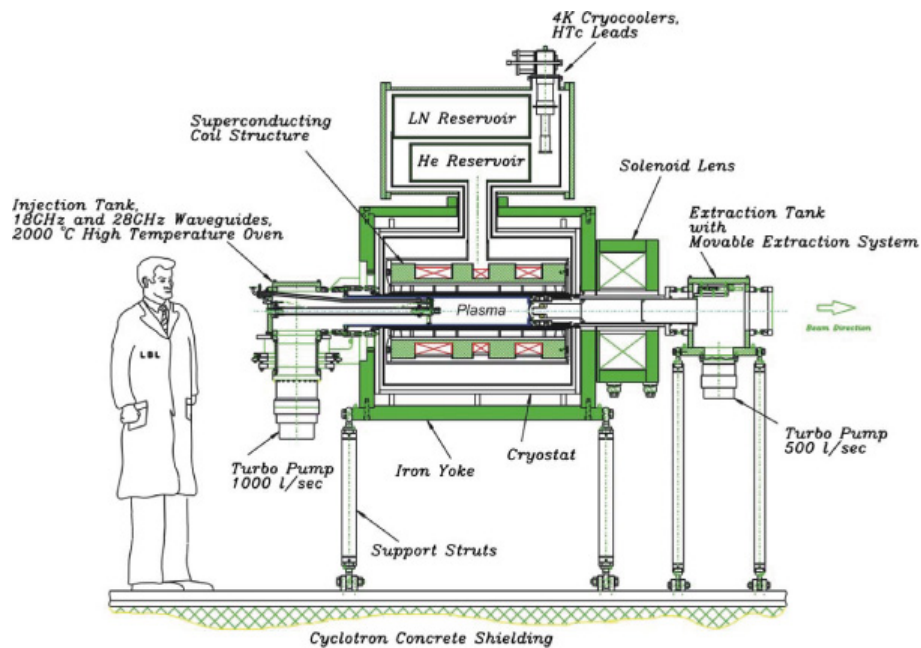


Abbildung 3.2: Schnitt durch die supraleitende VENUS EZR-Ionenquelle [Leyneis et al., 2004]

Quellen erreichten Ströme findet sich in der Graphik 3.3. Es ist ersichtlich, dass die mit den supraleitenden Quellen erreichten Strahlintensitäten für hoch geladene Ionen etwa eine Größenordnung über den Werten für konventionelle Quellen liegen.

3.1 Theorie der EZR-Ionenquelle

Das Funktionsprinzip der EZR-Ionenquelle wird hier einführend anhand der Graphik 3.4 erklärt. In einem starken magnetischen Spiegel mit Minimum-B-Feld Konfiguration (siehe Abschnitt 3.1.3) wird ein Plasma eingeschlossen. Die Einschlussmechanismen (siehe Abschnitt 3.1.2) sind dabei je nach Plasmadichte und Region in der EZR-Quelle sehr unterschiedlich. Das elektrische Feld einer in die Plasmakammer eingestrahlten Mikrowelle heizt die Elektronen im EZR-Plasma. Die Heizung (siehe Abschnitt 3.1.4) geschieht während der Zeit, in der sich die um das B-Feld gyrierenden Elektronen mit der elektromagnetischen Welle in Resonanz befinden, und so von dieser Energie aufnehmen können. Dabei bewegen sich die Elektronen während vielen Gyrationen um die Feldlinien nahezu stoßfrei, wie im Abschnitt 3.1.1 durch die Diskussion der Plasma-Parameter gezeigt wird, während die kalten Ionen im Zentrum der Ionenquelle stark stoßbehaftet sind und daher keine Gyrationbewegungen ausführen. Die Ionisation erfolgt schrittweise vom Neutralgas zu

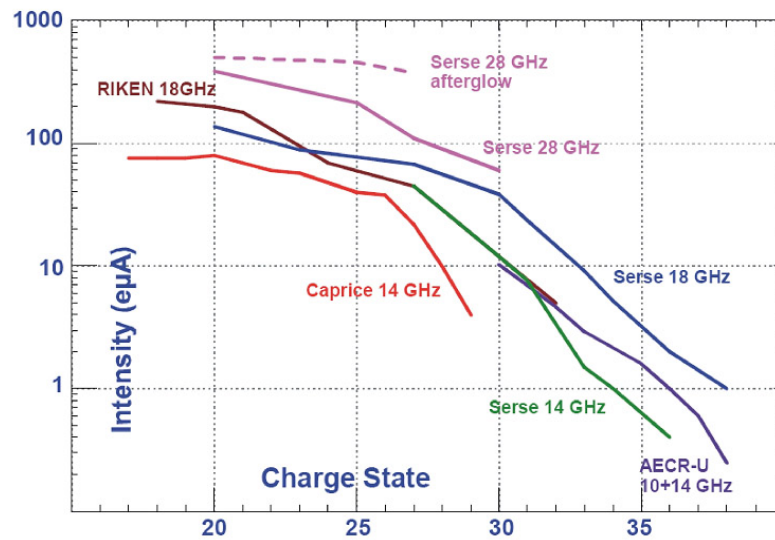


Abbildung 3.3: Xenon Ladungsverteilung im Ionenstrahl für verschiedene EZR-Ionenquellen [Gammino *et al.*, 2001]. Das Magnetfeld der SERSE-EZR-Quelle wird durch supraleitende Magnetspulen erzeugt.

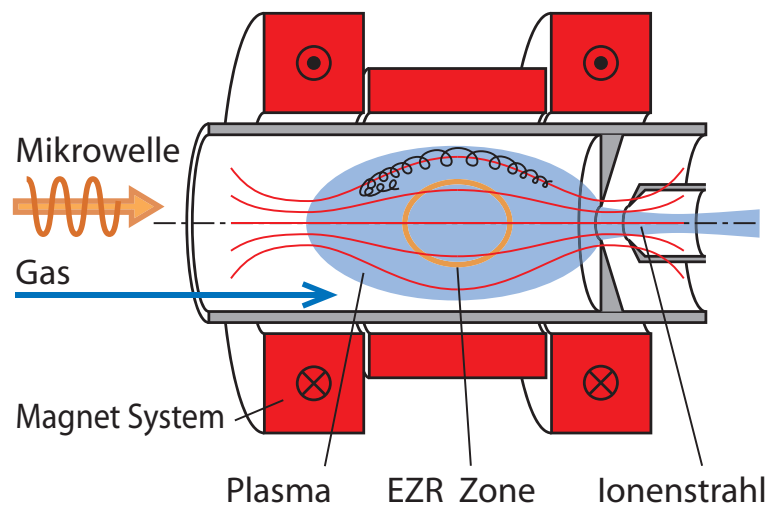


Abbildung 3.4: Schema einer EZR-Ionenquelle. Das Plasma (blau) wird durch das B-Felde (rote Linien) des Magnetsystems (rot) eingeschlossen und durch die Mikrowelle geheizt.

den höchsten Ladungszuständen. Die erreichbaren Ladungszustände hängen dabei entscheidend von der Elektronendichte, ihrer Temperatur und der erreichten Einschussdauer der Ionen im Plasma ab. Schließlich werden die Ionen, die in Richtung der Extraktionsöffnung aus dem Plasma verloren gehen, durch das in der Extraktion anliegende elektrostatische Feld zu einem Ionenstrahl beschleunigt. Die Extraktion und die Selektion der für die Kalibrierung benötigten Ionen wird im Abschnitt 5 dargestellt.

3.1.1 EZR-Plasma

In einer EZR-Quelle werden die freien Elektronen durch die Mikrowellenheizung beschleunigt und ionisieren die Neutralgasatome zu einem Plasma. Zur Zündung reichen die wenigen im Neutralgas vorhandenen Elektronen, die primär durch kosmische Strahlung erzeugt werden². Der Ionisationsgrad beschreibt das Verhältnis der Neutralteilchendichte n_0 zu der über alle Ladungszustandsdichten n_z summierten Dichte der Ionen $n_+ = \sum n_z$, und liegt für die EZR-Plasmen bei $n_+/(n_0+n_+) \approx 0.9$, wie Simulationen von *Vitt* [2002] zeigen. Die Simulationen der Ionenverteilung von *Vitt* [2002] zusammen mit den Simulationen der Elektronenverteilung von *Heinen* [2002] geben im Moment das umfassendste Bild vom Plasma in einer EZR-Quelle. In den Abbildungen 3.5 und 3.6 werden Resultate der Simulationen von *Vitt* [2002] gezeigt. Eine ausführlichere Diskussion der einzelnen Dichteverteilungen folgt im Abschnitt 3.1.2. Die von *Vitt* [2002] simulierte ECRIS3-Quelle weist viele Ähnlichkeiten mit der in dieser Arbeit vorgestellten EZR-Quelle auf und hat die Entwicklung derselben maßgeblich beeinflusst. In den folgenden Abschnitten werden die für das Verständnis der EZR-Plasmen wichtigsten Wechselwirkungen diskutiert. Stoß- und Transportprozesse spielen für den Einschluss der Elektronen und Ionen eine große Rolle. Als Maß für die Wichtigkeit der Stoßprozesse dient die Zeit τ_{90} , die es im Mittel dauert bis ein Teilchen um 90° abgelenkt wird. Die Ionisation und der Ladungsaustausch (charge exchange, CX) von Atomen/Ionen wird mit den dazugehörigen Zeiten t_{EII} und t_{CX} beschrieben. Schließlich müssen für die Berechnung der Ionen- und Elektronentemperatur die Energieübertragungszeiten t_E zwischen den Teilchenpopulationen bestimmt werden.

Impulsübertrag durch Coulomb-Stöße

Die lokale elektrostatische Wechselwirkung zwischen den geladenen Teilchen, den Ionen und Elektronen, kann durch Stöße im Coulombfeld derselben beschrieben werden³. Unterschieden werden Einzelstöße mit großer Winkelablenkung, die Coulomb-

²Der durch die thermische Bewegung der Teilchen bestimmte Ionisationsgrad wird durch die Saha Formel [*Stroth*, 2002] beschrieben und erreicht bei Raumtemperatur $n_+/n_0 \approx 10^{-120}$.

³Die im Plasma wirkende Debye-Abschirmung der Teilchen wird für die hier gemachten Abschätzungen nicht berücksichtigt.

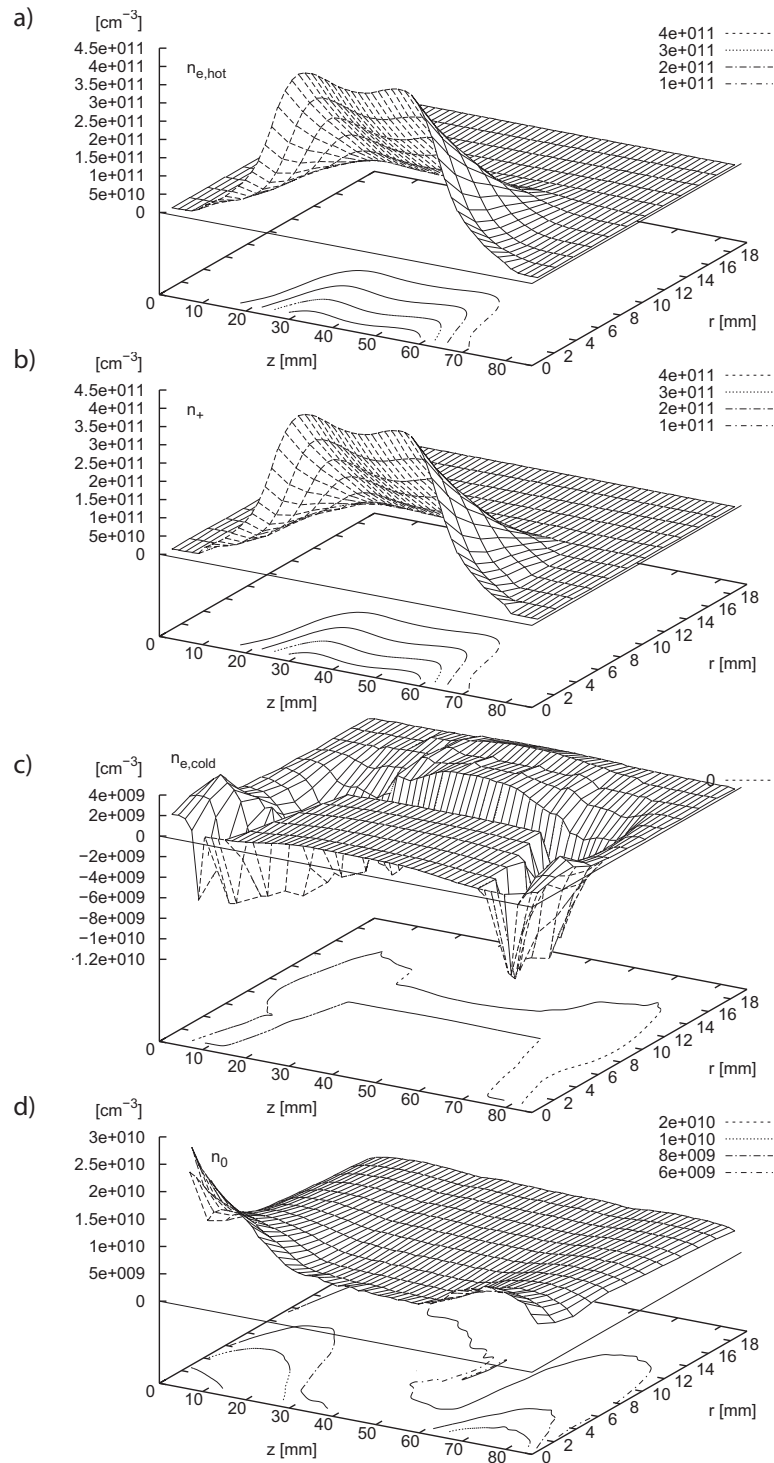


Abbildung 3.5: Plasma Simulations-Resultate von *Vitt* [2002] für Schnitte entlang der Symmetrieachse. Gezeigt sind die Dichteverteilungen von a) den heißen Elektronen, b) der Summe der Ionen, c) den kalten Elektronen und d) den neutralen Ar-Atomen.

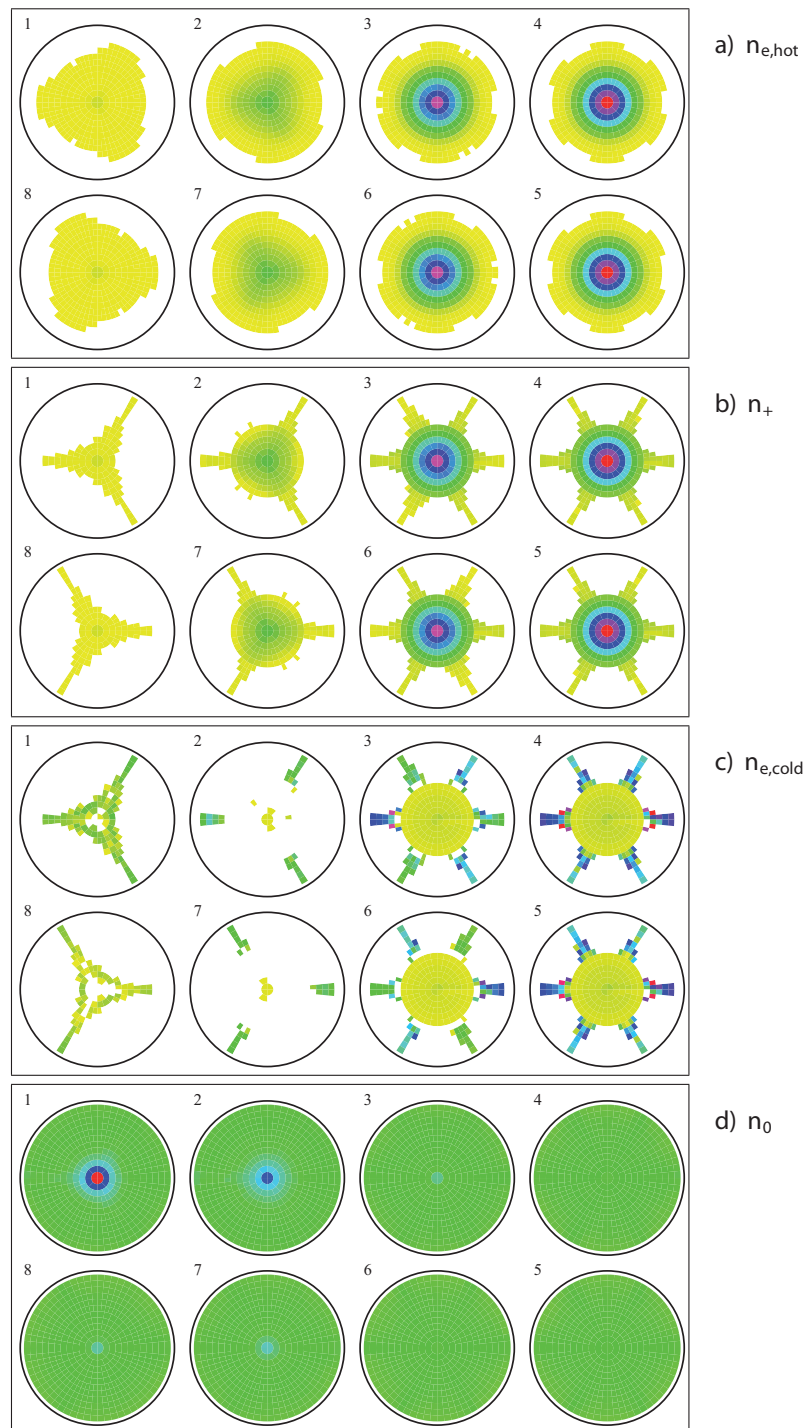


Abbildung 3.6: Plasma Simulations-Resultate von *Vitt* [2002] für Schnitte rechtwinklig zur Symmetrieachse. Gezeigt sind die Dichteverteilungen von a) den heißen Elektronen, b) der Summe der Ionen, c) den kalten Elektronen und d) den neutralen Ar-Atomen.

Stöße und die kumulative Wirkung vieler Kleinwinkelstöße, den SPITZER-Stößen.

Die Zweiteilchenstöße lassen sich am einfachsten im Schwerpunktssystem betrachten. Das Problem reduziert sich hier auf den Stoß eines Teilchens mit dem Schwerpunkt. Das Teilchen bewegt sich vor dem Stoß auf einer Geraden. Die orthogonale Distanz dieser Geraden zum Schwerpunkt wird als Stoßparameter b bezeichnet. Für den Stoßparameter b gilt in Abhängigkeit vom Ablenkungswinkel Φ :

$$b = \frac{z_1 z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0 \mu_r u^2} \frac{\cos \Phi/2}{\sin \Phi/2}. \quad (3.1)$$

Dabei sind z_1, z_2 die Ladungszahl der stoßenden Teilchen, $u = v_1 - v_2$ ist die Relativgeschwindigkeit, $\mu_r = m_1 m_2 / (m_1 + m_2)$ die reduzierte Masse. Wählt man $\Phi = 90^\circ$ als Maß für die große Ablenkung der Teilchen bei den Einzelstößen, ergibt sich nach Gleichung 3.1 der Stoßparameter b_{90} und damit verbunden der Wirkungsquerschnitt σ_{90} für Großwinkelstöße zu

$$\sigma_{90} = \pi b_{90}^2 = \frac{z_1^2 z_2^2 e^4}{16\pi\epsilon_0^2 \mu_r^2 u^4}. \quad (3.2)$$

Für die Stoßrate, die inverse Zeit τ_{90} zwischen zwei Stößen, eines Teilchens beim Flug durch eine Teilchenpopulation der Dichte n_2 folgt damit

$$\tau_{90}^{-1} = \sigma_{90} u n_2 = \frac{z_1^2 z_2^2 e^4 n_2}{16\pi\epsilon_0^2 \mu_r^2 u^3}. \quad (3.3)$$

Für Stöße von Elektronen an Ionen liefert

$$\tau_{90}^{-1} = \sigma_{90} u n_+ = \frac{z_+^2 e^4 n_+}{16\pi\epsilon_0^2 m_e^2 u^3} \quad (3.4)$$

sinnvolle Werte, da die Relativgeschwindigkeit u der Teilchen bei etwa gleicher Temperatur von den Elektronen dominiert wird und das Schwerpunktssystem durch das Massenverhältnis der Elektron und Ion praktisch ruht. Dadurch bleibt das 90° -Stoßkriterium für die Elektronen auch im Laborsystem gültig.

Die bis dahin betrachteten Großwinkelstöße werden nun mit der kollektiven Wirkung der Kleinwinkelstöße verglichen. Die im Plasma wirkende Abschirmung des Coulombpotentials außerhalb des Debye Radius λ_D führt zum Stoßquerschnitt für Kleinwinkelstöße.

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 T}{e^2 n}} \quad (3.5)$$

Für den Debye-Radius wurde von einem Plasma der Temperatur T mit einfach ionisierten Atomen und einer Dichte n ausgegangen⁴. Der Coulomb-Logarithmus

⁴Da es sich hier nur um eine Größenabschätzung handelt wird auf die Berücksichtigung der unterschiedlichen Temperaturen von Elektronen T_e und den z -fach geladenen Ionen T_i im weiteren verzichtet. Der Debye Radius würde im beschriebenen Fall die Form $\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{e^2 n} \frac{1}{\frac{1}{T_e} + \frac{z}{T_i}}}$ annehmen.

$\ln \Lambda$ liefert das Verhältnis der Klein- und Großwinkel-Stoßhäufigkeit.

$$\ln \Lambda = \ln \frac{\lambda_D^2 - b_{90}^2}{b_{90}^2} \quad (3.6)$$

Mit den in EZR-Quellen typischen Werten für die Plasmadichte $n_e = 10^{17} \text{ m}^{-3}$ und einer kalten Elektronenpopulation $T_e \approx 10 \text{ eV}$ folgt für den Coulomb-Logarithmus $\ln \Lambda \approx 18$. Kleinwinkelstöße sind also um über fünf Größenordnungen häufiger als die Großwinkelstöße. *Spitzer* [1956] hat gezeigt, dass die kumulative Wirkung der Kleinwinkelstöße die geladenen Teilchen in normalen Laborplasmen um zwei Größenordnungen effektiver streut als die Großwinkelstöße. Dazu wurden die kleinen Winkelveränderungen als Diffusionsprozess im Winkelraum behandelt. Für ein Teilchen der Ladung z_1 , der Masse m_1 und der Energie $3/2 k T_1$, das sich in einer maxwellverteilten Teilchenpopulation z_2, m_2, T_2 bewegt, liefert die Integration über alle Stoßkombinationen mit der aus der Geschwindigkeit folgenden Stoßrate die mittlere quadratische Winkelablenkung $\frac{d}{dt} \langle \tau^2 \rangle$ pro Zeit. Für eine mittlere Ablenkung $\tau_{\text{kum}} = 90^\circ$ folgt die charakteristische Zeit τ^{ei} für Elektronen der Energie $3/2 k T_e$, die an kalten Ionen stoßen, und die Zeiten τ^{ee} , τ^{ii} für die Stöße der Elektronen respektive Ionen der Temperatur T_e, T_i unter sich.

$$\tau^{ei} = \sqrt{3^3 m_e} (kT)^{3/2} \frac{2 \pi \epsilon_0^2}{z_i^2 n_i e^4 \ln \Lambda} \quad (3.7)$$

$$\tau^{ee} = \sqrt{\pi^3 m_e} (kT)^{3/2} \frac{12 \epsilon_0^2}{n_e e^4 \ln \Lambda} \quad (3.8)$$

$$\tau^{ii} = \sqrt{2 \pi^3 \mu} (kT)^{3/2} \frac{12 \epsilon_0^2}{z_1^2 z_2^2 n_2 e^4 \ln \Lambda} \quad (3.9)$$

Für die Ablenkung der Ionen spielen die Stöße mit Elektronen durch das Massenverhältnis $m_i/m_e \approx 1836$ eine vernachlässigbare Rolle.

Die in diesem Abschnitt eingeführten Stoßzeiten liefern mit der mittleren Geschwindigkeit \bar{v} der Teilchen Informationen über die mittlere freie Weglänge $l = \bar{v} t_{12}$. Ein Vergleich der mittleren freien Weglänge der Elektronen mit dem Umfang einer Gyrationbewegung zeigt, wie stark die EZR-Heizung durch die Stöße gestört wird. Für die Ionen liefert die Stoßfrequenz mit der mittleren freien Weglänge Anhaltspunkte für die Beurteilung der Diffusionsprozesse. Schließlich wird der Einschluss der Elektronen in der Minimum-B-Feld Magnetkonfiguration durch die Stoßzeit der Elektronen und durch die Streuung an der Mikrowelle (siehe Abschnitt 3.1.4) bestimmt.

Energieübertrag durch Coulomb-Stöße

Wie im vorhergehenden Abschnitt gezeigt, dominieren die Kleinwinkelstöße die Wechselwirkung zwischen geladenen Teilchen. Für die Energieübertragung von einer heißen, maxwellverteilten Testteilchenpopulation der Ladung z_1 , der Masse m_1 und der

Temperatur T_1 auf eine zweite Teilchenpopulation mit $\{z_2, m_2, T_2\}$ und der Dichte⁵ n gilt nach *Spitzer* [1956]:

$$\left\langle \frac{\partial E}{\partial t} \right\rangle = \frac{3}{2} k \frac{T_2 - T_1}{\tau_E} \quad (3.10)$$

$$\tau_E^{12} = \left(\frac{4\pi\epsilon_0}{e^2} \right)^2 \frac{3m_1m_2}{8\sqrt{2\pi}z_1^2z_2^2n_2 \ln \Lambda} \left(\frac{kT_1}{m_1} + \frac{kT_2}{m_2} \right)^{3/2}. \quad (3.11)$$

Dabei ist τ_E^{12} die Energierelaxationszeit der Test- Teilchenpopulation 1 an der Teilchenpopulation 2. Für die Energierelaxationszeiten τ_E^{ei} , τ_E^{ie} zwischen den Elektronen und den Ionen spielt die Iontemperatur fast kein Rolle. Gleichung 3.11 wird zu

$$\tau_E^{ei} = \left(\frac{4\pi\epsilon_0}{e^2} \right)^2 \frac{3m_i (kT_e)^{3/2}}{8\sqrt{2\pi}m_e z_i^2 n_i \ln \Lambda}. \quad (3.12)$$

$$\tau_E^{ie} = \tau_E^{ei} \frac{n_i}{n_e}. \quad (3.13)$$

Für den Energieaustausch zwischen zwei Elektronen- oder Ionenpopulationen der gleichen Masse gilt:

$$\tau_E^{ee} = \left(\frac{4\pi\epsilon_0}{e^2} \right)^2 \frac{3m_e^{1/2} (k\bar{T}_e)^{3/2}}{4\sqrt{\pi}n_2 \ln \Lambda} \quad (3.14)$$

$$\tau_E^{ii} = \left(\frac{4\pi\epsilon_0}{e^2} \right)^2 \frac{3m_i^{1/2} (k\bar{T}_i)^{3/2}}{4\sqrt{\pi}z_1^2z_2^2n_2 \ln \Lambda}. \quad (3.15)$$

wobei \bar{T}_e , \bar{T}_i hier die mittleren Temperatur der beiden Populationen ist.

Ionisation, Ladungsaustausch und Rekombination

In EZR-Plasmen erweisen sich die Elektronstoßionisation (electron impact ionisation, EII) und der Ladungsaustausch (charge exchange, CX) der Ionen mit dem Neutralgas als die dominierenden ladungsändernden Prozesse. Die Ionisation durch Photonen, wie auch die Rekombinationsprozesse⁶ spielen eine sehr untergeordnete Rolle [*Vitt*, 2002; *Geller*, 1996] und werden deshalb hier nicht diskutiert.

⁵In der Herleitung der Relaxationszeit wird von einer kleinen Testpopulation ausgegangen die mit einem Hintergrundplasma der Dichte n stößt. In EZR-Plasmen stoßen viele Teilchenpopulationen etwa gleicher Dichte aneinander. Für die Energierelaxationszeiten, die nur für Abschätzungen benutzt wird, werden hier Testpopulationen durch Populationen ersetzt. Für die Relaxationszeit τ_E^{12} von Population 1 der Dichte n_1 an Population 2 der Dichte n_2 und die Relaxationszeit τ_E^{21} der Population 2 an Population 1 gilt $\tau_E^{12}/n_1 = \tau_E^{21}/n_2$.

⁶Bei den Rekombinationsprozessen wird zwischen der „Strahlenden Rekombination“, der „Dielektrischen Rekombination“ und der „Drei-Körper-Stoß-Rekombination“ unterschieden.

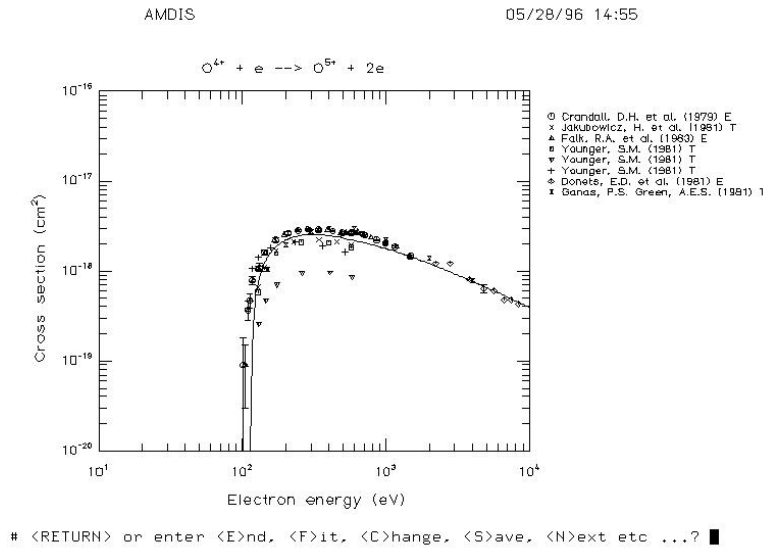
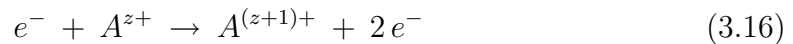


Abbildung 3.7: S-EII einzel- Ionisationsquerschnitte für $O^{4+} \rightarrow O^{5+}$. Gezeigt sind Messresultate mit der nach Lotz [1967] angepassten Funktion.

Bei der einfach Elektronenstoßionisation (single electron impact ionization S-EII) wird beim Stoß eines Elektrons mit einem Atom oder Ion so viel Energie auf ein Hüllenelektron übertragen, dass dieses die Hülle verlässt und sich die Ladung des Atoms/Ions erhöht.



Der Ionisationsprozess kann direkt oder über einen angeregten Zustand mit anschließender Autoionisation (AUGER-Prozess) stattfinden. Bei quantenmechanischen Berechnungen wird meist nur die direkte Ionisation berücksichtigt, welche bei einfacher Ionisation auch die dominierende Rolle spielt. Gemessen werden die totalen Ionisationsquerschnitte σ wodurch die quantenmechanischen Rechnungen eher zu kleine Werte liefern [Crandall, 1981].

Ein Beispiel für den gemessenen energieabhängigen S-EII- Ionisationsquerschnitt von $O^{4+} \rightarrow O^{5+}$ ist in Abbildung⁷ 3.7 gezeigt. Der Ionisationsquerschnitt steigt für Elektronen-Energien E_e größer als die minimale Ionisationsenergie I_z eines Atomes A_z der Ladung z in den nächst höheren Ladungszustand A_{z+1} , bis zu etwa der zweifachen Ionisationsenergie an [Shevelko et al., 2005], und fällt danach, sich asymptotisch der Bethe-Bloch Theorie für hochenergetische Elektronen nähernd, mit $\ln(E_e) / E_e$

⁷Die Abbildung wurde von der Homepage der „International Atomic Energy Agency Nuclear Data Section/Atomic and Molecular Data Unit Vienna, Austria“ entnommen (<http://www-amdis.iaea.org/>).

ab. Die semiempirische Formel von *Lotz* [1967]

$$\sigma = \sum_k a_k q_k \frac{\ln(E_e/I_{z,k})}{E_e I_{z,k}} (1 - b_k \exp(-c_k(E_e/I - 1))) \quad (3.17)$$

mit den ermittelten Parametern und Ionisationspotentialen [*Lotz*, 1968b, a] beschreibt die gemessenen S-EII- Ionisationsquerschnitte für die meisten Ionen und ihre Ladungszustände mit guter Genauigkeit⁸. Die Summation läuft über alle von Elektronen besetzten Unterschalen, wobei q_k die Anzahl der in der k -ten Unterschale vorhandenen Elektronen ist. $I_{z,k}$ beschreibt die minimale Ionisationsenergie und $\{a_k, b_k, c_k\}$ sind drei frei wählbare Konstanten⁹. In neueren Arbeiten wird auch oft auf die Formel von *Younger* [1981] zurückgegriffen, um die Ionisationsquerschnitte anzupassen. Die Autoionisation und die Resonante-Ionisation können für einzelne Ionen und Ladungszustände eine wichtige Rolle spielen. *Bogatu et al.* [2002] hat für die Simulation von EZR-Plasmen die Ionisationsquerschnitte für Argon aller Ladungszustände mit der Formel von *Younger* [1981] nach den neusten verfügbaren Messwerten gefittet. Für den Übergang von $Ar^{7+} \rightarrow Ar^{8+}$ trägt die Autoionisation über die Hälfte zum Ionisationsquerschnitt bei. In den folgenden Betrachtungen wird hauptsächlich der energieabhängige Verlauf der Ionisationsquerschnitte benutzt, den die Lotz-Formel, unabhängig von den für die Anpassung der Konstanten benutzten maximalen Ionisationsquerschnitten gut wiedergibt.

In Abbildung 3.8 sind die durch *Lotz* [1968b] gefitteten¹⁰ Ionisationsquerschnitte σ zusammen mit den Ionisationsraten S und der mittleren Ionisationsenergie E_{ion} , für die Argonladungszustände $\{Ar..Ar^{17+}\}$ in Abhängigkeit von der Elektronenergie gezeigt. Die maximalen Ionisationsquerschnitte σ_{max} verhalten sich indirekt proportional zum Quadrat $\sigma_{\text{max}} \approx 1/I_z^2$ der minimalen Ionisationsenergie I_z im jeweiligen Ladungszustand z [*Shevelko et al.*, 2005]. Wird der Ionisationsquerschnitt mit der Geschwindigkeit des Elektrons multipliziert, folgt die Ionisationsrate pro Dichte der zu ionisierenden Atom/Ionen Population.

$$S = \sigma v = \sigma \sqrt{\frac{2 E_e}{m_e}} \approx \frac{\ln(E_e)}{\sqrt{E_e}} \quad (3.18)$$

Für Elektronenenergien $E_e \gg I_z$ verhält sich die Ionisationsrate wie $S \approx \frac{\ln(E_e)}{\sqrt{E_e}}$. Die sonst übliche Faltung mit einer maxwellverteilten Elektronenpopulation wird hier unterlassen, um einen direkten Vergleich der Ionisationsraten von niedrig- und hochenergetischen Elektronen zu ermöglichen. Schließlich wird der Nutzen eines Elektrons durch die während seiner Lebensdauer τ^{ei} ausgeführten Ionisationsprozesse

⁸Die Abweichungen zu den gemessenen Ionisationsquerschnitten liegen im Bereich von 30% [*Shevelko et al.*, 2005].

⁹Dabei sind b_k und c_k Konstanten, mit denen die Form des Ionisationsquerschnittes angepasst werden kann. Für hochgeladenen Ionen gilt $a_k \approx 4.5 * 10^{-14} \text{cm}^2$ und $b_k = 0, c_k = 0$. [*Lotz*, 1968b]

¹⁰Es sind also nur experimentelle Resultate bis 1968 berücksichtigt.

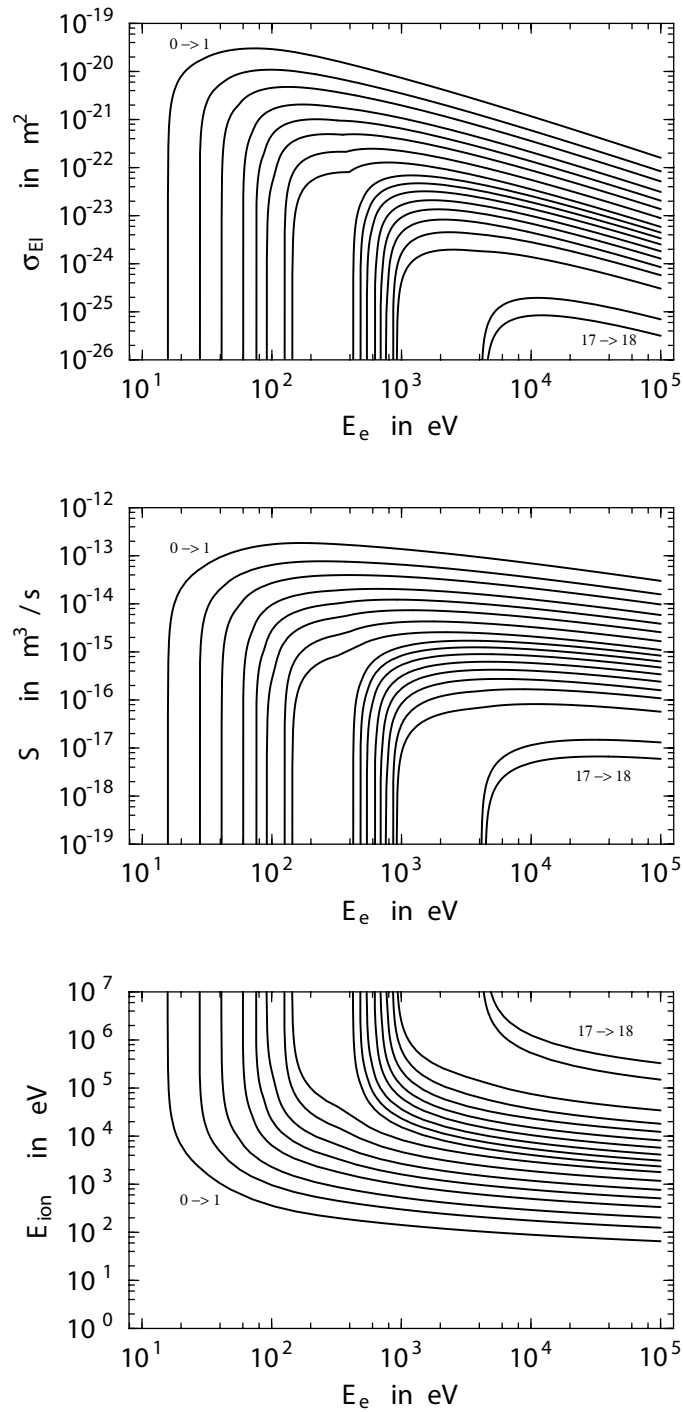


Abbildung 3.8: S-EII Einzel-Ionisationsquerschnitte für die Argonladungszustände $\{Ar \dots Ar^{17+}\}$. Zu den Ionisationsquerschnitten σ sind die Ionisationsraten S und die mittleren Ionisationsenergien E_{ion} gezeigt.

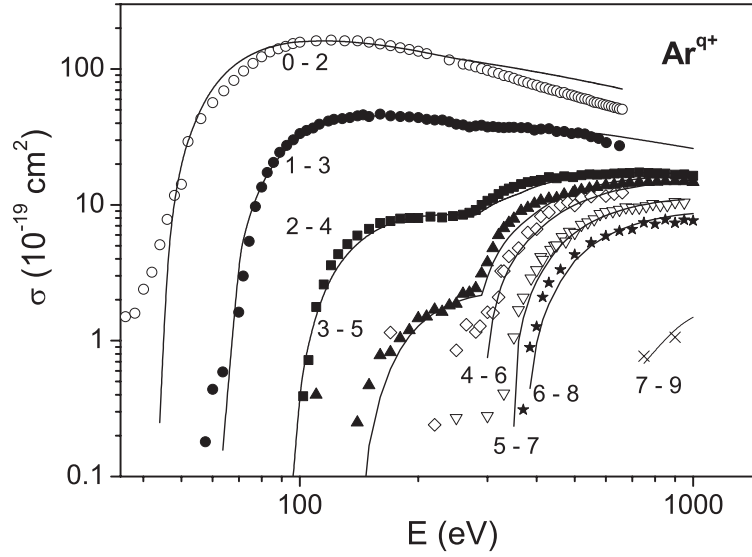


Abbildung 3.9: Zweifach Ionisationsquerschnitte für Ar . Gezeigt sind Messwerte und gefittete Kurven von *Shevelko et al.* [2005].

mit dem von der Mikrowelle für die Beschleunigung des Elektrons E_e benötigten Energie verglichen. Daraus folgt die mittlere benötigte Ionisationsenergie E_{ion} in Abhängigkeit von der Elektronenenergie E_e .

$$E_{\text{ion}} = \frac{E_e}{\sigma v \tau^{ei}} \approx \frac{1}{\ln(E_e)} \quad (3.19)$$

Für die Lebensdauer wurde die Elektron-Ion-Stoßzeit $\tau^{ei} \approx E_e^{3/2}$ (Gleichung 3.7) für eine $\theta = 90^\circ$ Ablenkung benutzt. Für hohe Energien fällt die mittlere Ionisationsenergie mit $\frac{1}{\ln(E)}$ ab. Aus Abbildung 3.8 mit dem in den Gleichungen 3.19-3.18 beschriebenen Verhalten kann der Nutzen der niedrig- und hochenergetischen Elektronen im Plasma diskutiert werden. Geht es darum, hochgeladene Ionen zu erzeugen, sind Elektronen mit hoher Energie sowohl bezüglich der Ionisationsrate als auch der benötigten mittleren Ionisationsenergie E_{ion} für die Erzeugung eines Ions vorteilhaft. Die Elektronendichte ist durch das Eindringen der Mikrowelle ins Plasma beschränkt. Eine hohe Ionisationsrate des Elektrons führt bei gleicher Elektronendichte zu höheren mittleren Ladungszuständen im Plasma.

Die Wirkungsquerschnitte für Zweifach- und Mehrfachionisation durch einen Elektronenstoß sind im Vergleich zu der Einfachionisation klein. In Abbildung 3.9 sind zweifach Ionisationsquerschnitte mit gefitteten Kurven nach *Shevelko et al.* [2005] gezeigt. Die Autoionisation und resonante Prozesse spielen bei der Mehrfachionisation eine zunehmende Rolle, wie *Shevelko et al.* [2005] ausführt. Trotz der im Vergleich zur Einfachionisation kleinen Wirkungsquerschnitte spielt die Zweifachionisation bei der Simulation von Ladungsverteilungen in einem EZR-Plasma für die

hohen Ladungszustände eine nicht zu vernachlässigende Rolle. *Bogatu et al.* [2002] zeigen dies durch den Vergleich von experimentell ermittelten Ladungsverteilungen mit Simulationen. Der Effekt ist besonders bei den Ladungszuständen ausgeprägt, für welche die Autoionisation bereits einen maßgeblichen Anteil am einfachen Ionsstaionsquerschnitt hat.

3.1.2 EZR-Plasma-Einschluss

Durch die unterschiedlichen Einschlussmechanismen ist es sinnvoll, drei Teilchenpopulationen des Plasmas, die hochenergetischen Elektronen, die Ionen und die niederenergetischen Elektronen, getrennt zu untersuchen¹¹. Dies erfolgt insbesondere, da die Kopplung der so abgegrenzten Populationen weitgehend einseitig beschrieben werden kann. Nach der Charakterisierung der Teilchenpopulationen folgt eine Diskussion des aus Stabilitätsgründen für einen effizienten Plasmaeinschluss erforderlichen Minimum-B-Feld Konzeptes.

Im Plasma der EZR-Quellen, die zur Produktion hochgeladener Ionen dienen, existiert eine Population hochenergetischer, nicht maxwellverteilter Elektronen. Nach Simulationen von *Heinen* [2002] wird die hochenergetische Elektronenpopulation am besten durch eine exponentiell abfallende Häufigkeitsverteilung wiedergegeben. Die Elektronen werden über elektrische Felder der Mikrowelle geheizt und sind über Spiegelkräfte, verursacht durch die minimum B-Feld Konfiguration, eingeschlossen. Heiße Elektronen, die auf die Plasmakammerwände auftreffen, erzeugen harte Röntgen-Bremsstrahlung, deren Messung Rückschlüsse auf das Elektronenspektrum ermöglicht [*Xie*, 1998; *Nakagawa and Yano*, 2000; *Filippov et al.*, 2001].

Die mittlere Energie der maxwellverteilten Ionen T_i beträgt in EZR-Quellen etwa 1 eV. Die Energie- und Impulsrelaxationszeiten der Ionen, beschrieben in den Gleichungen 3.15 und 3.9, sind im Vergleich zu der nach *Shirkov et al.* [2001] und *Vondrasek et al.* [2002] ermittelten charakteristischen Einschlußzeit der Ionen klein. Die Ionen befinden sich im thermodynamischen Gleichgewicht und sind stoßdominiert. Die Energie der Ionen kann über die Linienverbreiterung bei spektroskopischen Messungen der von den Plasmaionen emittierten Photonen [*Sadeghi et al.*, 1991] oder direkte Messungen der Energieverteilung bei Experimenten mit sehr niedriger Endenergie der extrahierten Ionen [*Maunoury et al.*, 2002; *Vitt*, 2002] bestimmt werden. Auf gleiche Größenordnungen für T_i kommt man über die Energiebilanz. Die Energieübertragung P_{ei} der heißen Elektronen an die Ionen nach Gleichung 3.13 wird dabei mit der mittleren Einschlußzeit τ_i der Ionen verglichen und führt auf die

¹¹Die Unterteilung des EZR- Plasmas in die beschriebenen Komponenten wird von vielen Autoren benutzt [*Dougar-Jabon et al.*, 2002; *Shirkov*, 2006; *Edgell et al.*, 2002; *Douysset et al.*, 2000]. Die Wechselwirkungsmechanismen zwischen den Plasma Komponenten werden jedoch zum Teil unterschiedlich beschrieben.

Ionentemperatur $T_i = \frac{P_{ei} \cdot \tau_i}{k}$. Dabei ist k die Boltzmann-Konstante. Die mittlere Einschusszeit der Ionen ist aus Experimenten mit gepulster Neutralteilchen-Injektion¹² bekannt und beträgt einige Millisekunden.

Die kalte Elektronenpopulation hat eine Temperatur von $T_{ek} \approx 20..50$ eV. Die Elektronentemperatur wurde von *Kenez et al.* [2002] und *Muramatsu et al.* [2002] durch Messungen mit Langmuirsonden ermittelt. Ein weiterer indirekter Hinweis auf die Temperatur der kalten Elektronen ist das Plasmapotential. Die gemessenen Plasmapotentialwerte liegen im Bereich von $U_{\text{Plasma}} \approx 10..50$ eV [Xie and Leyneis, 1994]. Durch den Spannungsabfall in der Randschicht wird ein Teil der kalten Elektronenpopulation elektrostatisch im Plasma gefangen, so dass der Elektronenfluß auf die Wände dem Ionenfluß entspricht. Damit die Verluste der kalten Elektronenpopulation durch das Plasmapotential geregelt werden können, muss die kinetische Energie der Elektronen kT_{ek} die gleiche Größenordnung wie das Plasmapotential haben. Die mittlere freie Weglänge $l = \tau^{ei} v_e$ der kalten Elektronen erreicht bereits bei einer Energie von wenigen eV die charakteristische Länge der EZR-Plasmakammer von $l_{\text{Plasma}} = 140$ mm (siehe 3.7). Die kalten Elektronen sind daher auch magnetisch gebunden. Der wesentliche Unterschied zu den heißen Elektronen ist die Wechselwirkung mit dem Plasmapotential. Die Elektronen entstehen durch Ionisation oder als Sekundärelektronen an der Plasmakammer. Durch den Impulsübertrag bei der Ionisation beträgt die Primärenergie der Elektronen einige eV [Dörner et al., 2002]. Die Sekundärelektronen von der Plasmawand werden zusätzlich mit dem Plasmapotential beschleunigt.

Mit den für die einzelnen Plasmapopulationen bestimmten Eigenschaften können nun die Wechselwirkungsmechanismen untersucht werden. Durch das große thermische Ungleichgewicht zwischen den heißen Elektronen mit mittleren Energien von einigen keV und den Ionen sind die hochenergetischen nahezu stoßfreien¹³ Elektronen nicht durch kollektive Plasma Phänomene beeinflusst. Die Verteilung der heißen Elektronen wird durch die Bewegung im Magnetfeld 3.1.3 und die Mikrowellenheizung bestimmt. Die Energie der kalten Elektronen ist gegenüber den Ionen hoch, so dass die elektrischen Felder im Plasma, abgesehen von der Randschicht, praktisch nur den Ionentransport beeinflussen. Die Ionen sind im Zentrum des Plasmas stoßbehaftet und können als Flüssigkeit behandelt werden [Edgell et al., 2002; Vitt, 2002]. Ihre Dichteverteilung wird durch die heißen und kalten Elektronen vorgegeben. Die im Abschnitt 3.1.3 hergeleitete Dichteabnahme der Elektronen im magnetischen Spiegel führt über den Druckgradienten der Ionenflüssigkeit zur Beschleunigung der Ionen. Nach Edgell et al. [2002] verhindert ein elektrischer Potentialanstieg vom Zentrum zum Rand des Plasmas, dass der Ionentransport aus dem Zentrum die

¹²Gleichzeitig zur gepulsten Neutralteilcheninjektion wird die extrahierte Ladungszustandsverteilung zeitaufgelöst gemessen. Der Vergleich mit Simulationen führt dann auf die mittleren Einschusszeiten [Shirkov et al., 2001; Vondrasek et al., 2002].

¹³Der Einfluss der Stöße auf die Bahn der Elektronen wird in Abschnitt 3.1.1 diskutiert.

Produktion übersteigt. Übersteigt die Elektronen- und Ionendichte einen kritischen Wert¹⁴, wird die Mikrowelle abgeschirmt und die Elektronenheizung wird weniger effizient. Zudem steigt die Streuung der Elektronen proportional zur Dichte und quadratisch mit dem Ladungszustand der Ionen. Die beiden Mechanismen begrenzen die Plasmadichte. Damit ergibt sich ein abgeschlossenes System für den Plasmaeinschluss.

Eine weitere Fragestellung betrifft die Stabilität des gewählten Einschlusskonzeptes. In einem einfachen, zylindersymmetrischen magnetischen Spiegel fällt die B-Feldstärke im Zentrum der Quelle, wo die B-Feldstärke entlang der Symmetrieachse in beide Richtungen ansteigt, radial ab. Dies folgt aus der Divergenzfreiheit des magnetischen Feldes. Im Zentrum einer einfachen Spiegel-EZR-Quelle würde in radialer Richtung sowohl die Dichte wie auch der B-Feldbetrag abnehmen. In einer solchen Konfiguration kann sich eine Austauschinstabilität ausbilden¹⁵ [*Stroth*, 2002; *Geller*, 1996]. Standardmäßig wird bei den hier besprochenen EZR-Quellen dem axialen Spiegelfeld das radial-tangentiale Feld eines Hexapolmagneten überlagert (siehe Abbildung 3.19). Für das kombinierte Feld steigt der Betrag der B-Feldstärke vom Zentrum in alle Richtungen an was zum Namen Minimum-B-Feld Konzept geführt hat [*Geller*, 1996].

3.1.3 Magnetischer Einschluss

Wie im Abschnitt 3.1.2 über den Plasmaeinschluss erläutert, spielt der magnetische Einschluss der Elektronen in der EZR-Ionenquelle eine zentrale Rolle. In diesem Abschnitt wird die Bahn eines geladenen Teilchens im magnetischen Spiegel und die daraus folgende Dichteverteilung im Plasma hergeleitet.

Elektronenbahn im magnetischen Spiegel

Die Bahn der Elektronen ist in den EZR-Quellen durch das starke Magnetfeld bestimmt. Die Elektronen gyrieren um die Feldlinien. In Abbildung 3.10 ist eine Elektronenbahn schematisch dargestellt. Läuft ein Elektron in einen magnetischen Spiegel, verzögert die entgegen dem B-Feldgradienten wirkende Komponente der Lorenzkraft $F_{\parallel} = q v_t B_r$ die Geschwindigkeit v_{\parallel} entlang der B-Feldlinie. Gleichzeitig wird die Tangentialgeschwindigkeit durch $F_t = q v_{\parallel} B_r$ vergrößert, so dass die im statischen Magnetfeld geforderte Energieerhaltung erfüllt ist. Ändert sich die B-Feldstärke über einen Gyrationradius $\rho = \frac{m v}{q B}$ nur langsam, $\rho |\nabla B| \ll B$, sind das magnetische Moment μ und damit auch der von einer Elektronenbahn eingeschlossene magnetische

¹⁴Ein Anhaltspunkt liefert die Elektronendichte für die die Plasmafrequenz der Mikrowellenfrequenz entspricht

¹⁵Eine etwas detaillierte Diskussion der Bedingungen für eine Austauschinstabilität gibt *Goldston and Rutherford* [1998].

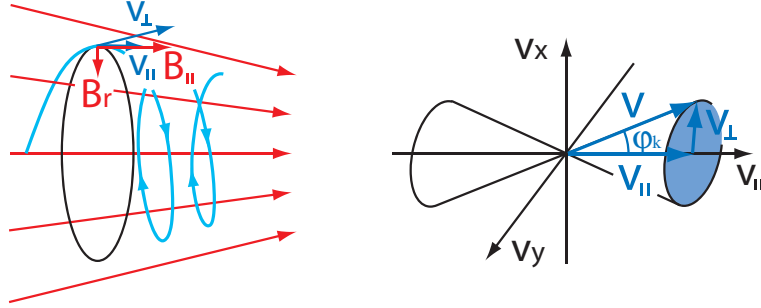


Abbildung 3.10: Elektronen im magnetischen Spiegel. Für die Spiegelkräfte sind die Tangentialgeschwindigkeit v_{\perp} und die radiale B-Feldkomponente B_r maßgeblich. Elektronen, deren Geschwindigkeitsvektor im blau markierten Verlustkegel liegt (links), sind durch den magnetischen Spiegel nicht gefangen.

Fluss Φ Erhaltungsgrößen [Cap, 1994; Woods, 2004].

$$\mu = \frac{q^2}{2\pi m} \phi = \frac{\frac{1}{2} m v_{\perp}^2}{B} \quad (3.20)$$

Für den Neigungswinkel (oder aus dem Englischen den „Pitchwinkel“) φ zwischen der Feldlinie und der Teilchenbahn gilt:

$$\tan \varphi = \frac{v_{\perp}}{v_{\parallel}}. \quad (3.21)$$

Mit dem magnetischen Moment (siehe Gleichung 3.20) folgt für den Pitchwinkel in Abhängigkeit von der B-Feldstärke

$$\frac{\sin^2 \varphi}{B} = \text{konst.} \quad (3.22)$$

Steigt das B-Feld entlang der Elektronenbahn genügend stark an, verzögert sich die Parallelgeschwindigkeit v_{\parallel} auf Null, was einem Pitchwinkel von $\varphi = \pi/2$ entspricht, und das Elektron wird reflektiert. Mit der in Abbildung 3.11 gezeigten maximalen B-Feldstärke B_{\max} in den Spiegelpunkten berechnet sich der kritische Winkel φ_k , für den die Elektronen noch in der magnetischen Flasche gefangen sind.

$$\frac{\sin^2 \varphi_k}{B} = \frac{\sin^2 (\pi/2)}{B_{\max}} \quad (3.23)$$

$$\sin \varphi_k = \sqrt{\frac{B}{B_{\max}}} \quad (3.24)$$

Das Spiegelverhältnis $R_{Sp} = B_{\max}/B_0$ zwischen der minimalen Feldstärke B_0 im Bereich der EZR-Resonanz und der maximalen Feldstärke B_{\max} in den Spiegelpunkten

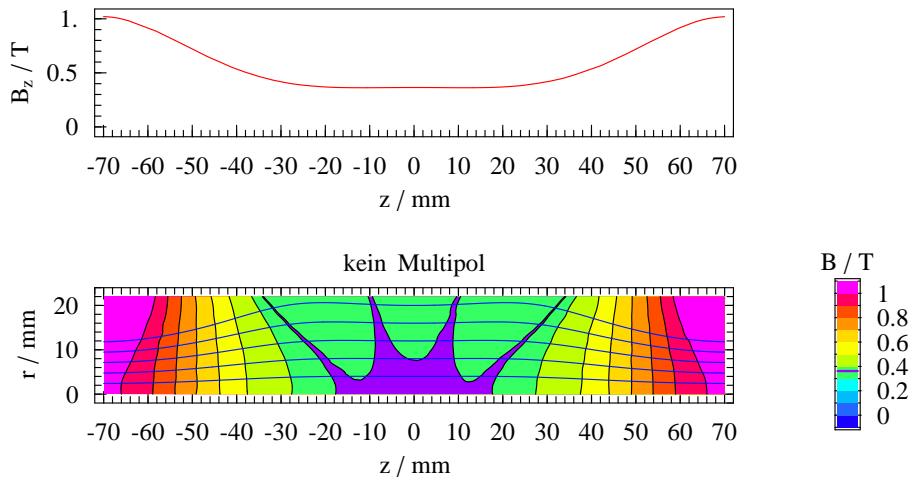


Abbildung 3.11: B-Feld in der magnetischen Flasche. Die Achsiale Magnetfeldstärke B_z steigt von der Mitte zu den Spiegelpunkten an (oben). Für einen Schnitt in der rz -Ebene sind Feldlinien und der Betrag der B-Feldstärke gezeigt.

gibt Auskunft über die Einschlussqualität im magnetischen Spiegel. Das optimale Spiegelverhältnis wurde von *Gammino et al.* [2001] und *Hitz et al.* [2002c, a] in Messreihen bestimmt und liegt für die Produktion hochgeladener Ionen bei $R_{Sp} \approx 3$. Eine detaillierte Diskussion der Einflussgrößen beim Magnetischen Einschluss der Elektronen folgt im Abschnitt 3.2.

Ortsabhängige Dichte im magnetischen Spiegel

Die ortsabhängige Dichte $n(z)$ der Elektronen im magnetischen Spiegel kann über die Verteilung der Elektronen im Pitchwinkelphasenraum $n(\varphi)$ am Punkt minimaler B-Feldstärke berechnet werden¹⁶. Mit der Betrachtung der Dichteverteilung $n(\varphi)$ im Pitchwinkelphasenraum soll der Dichteverlauf $n(z)$ der im Abschnitt 3.1.2 über den Plasmaeinschluss eingeführten Populationen diskutiert werden. Es geht dabei um den Unterschied zwischen den heißen, magnetisch eingeschlossenen Elektronen und den kalten Elektronen, für die das Plasmapotential eine wichtige Rolle spielt. Der Vergleich der populationsabhängigen Dichteverläufe mit Simulationen von *Heinen* [2002] und *Edgell et al.* [2002] ermöglicht schließlich eine Diskussion der Bedeutung der heißen und kalten Elektronen und der gemachten Abgrenzung.

¹⁶Dabei wird vorausgesetzt, dass nur ein Minimum existiert, und damit alle Elektronen an diesem Punkt vorbeikommen.

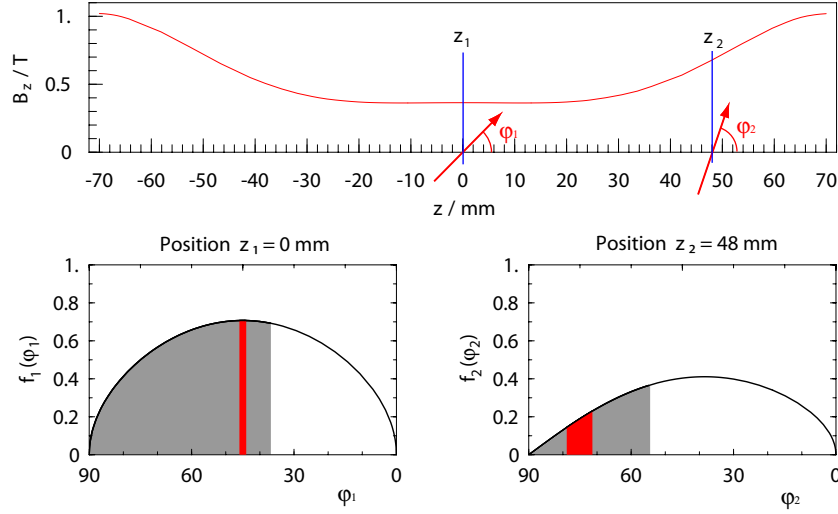


Abbildung 3.12: Magnetfeldstärke und Elektronen-Verteilungsfunktionen. Die Elektronenverteilung ist an zwei Stellen im magnetischen Spiegel gezeigt.

Die Verteilung $f_1(\varphi_1)$ gibt abhängig vom Pitchwinkel φ_1 die Häufigkeit aller in einer Flussröhre¹⁷ vorhandenen Elektronen an der Stelle mit minimalem B-Feld an. Für die Umrechnung auf die Verteilung $f_2(\varphi_2)$ an einem beliebigen Punkt z_2 im magnetischen Spiegel wird der Satz von Liouville über die Erhaltung vom Phasenraum benutzt. Es gilt

$$f_1(\varphi_1) d\varphi_1 = f_2(\varphi_{2(\varphi_1)}) d\varphi_2, \quad (3.25)$$

wobei für die Umrechnung der Pitchwinkel die Beziehung 3.22 für Teilchen im magnetischen Spiegel verwendet wird.

$$\varphi_{2(\varphi_1)} = \arcsin \left(\sin(\varphi_1) \sqrt{\frac{B_2(z)}{B_1}} \right) \quad (3.26)$$

$$\varphi_{1(\varphi_2)} = \arcsin \left(\sin(\varphi_2) \sqrt{\frac{B_1}{B_2(z)}} \right) \quad (3.27)$$

Die Verteilungsfunktionen $f_1(\varphi_1)$ und $f_2(\varphi_2)$ sind mit der Magnetfeldstärke in Abbildung 3.12 dargestellt. Die Produkte $f_1(\varphi_1) d\varphi_1$ und $f_2(\varphi_2) d\varphi_2$ sind rot hinterlegt und zeigen die in Gleichung 3.25 geforderte Flächenkonstanz. Die Ableitung $\frac{\partial \varphi_1}{\partial \varphi_2}$ beträgt

$$\frac{\partial \varphi_1}{\partial \varphi_2} = \frac{\sqrt{\frac{B_1}{B_2(z)} \cos(\varphi_2)}}{\sqrt{1 - \frac{B_1}{B_2(z)} \sin^2(\varphi_2)}} = \sqrt{\frac{B_1}{B_2(z)} \frac{\cos(\varphi_2)}{\cos(\varphi_{1(\varphi_2)})}}. \quad (3.28)$$

¹⁷Die Einheit der Verteilungsfunktion $f(\varphi)$ ist damit $\frac{1}{m^2 T rad}$.

Damit ist der Zusammenhang zwischen den Verteilungsfunktionen bestimmt.

$$f_2(\varphi_2) = f_1(\varphi_{1(\varphi_2)}) \sqrt{\frac{B_1}{B_2(z)}} \frac{\cos(\varphi_2)}{\cos(\varphi_{1(\varphi_2)})}. \quad (3.29)$$

Für die weitere Rechnung ist es hilfreich die Flussröhre in z-Richtung zu diskretisieren. Dies entspricht einem Übergang von der Teilchenzahl in der Flussröhre $f(\varphi)$ auf die Teilchendichte $n^*(\varphi)$ an einem Punkt z . Die Teilchendichte $n_1^*(\varphi_1)$ am Punkt minimaler B-Feldstärke und an einem Punkt 2 im magnetischen Spiegel $n_2^*(\varphi_{2(\varphi_1)})$ berechnet sich mit:

$$n_1^*(\varphi_1) = f_1(\varphi_1) \frac{1/v_z(\varphi_1)}{T(\varphi_1)} B_1 = f_1(\varphi_1) \frac{1}{v \cos(\varphi_1) T(\varphi_1)} B_1 \quad (3.30)$$

$$\begin{aligned} n_2^*(\varphi_2) &= f_2(\varphi_2) \frac{1/v_z(\varphi_2)}{T(\varphi_{1(\varphi_2)})} B_2(z) \\ &= f_1(\varphi_{1(\varphi_2)}) \frac{\partial \varphi_1}{\partial \varphi_2} \frac{1}{v \cos(\varphi_2) T(\varphi_{1(\varphi_2)})} B_2(z) \\ &= f_1(\varphi_{1(\varphi_2)}) \sqrt{\frac{B_1}{B_2(z)}} \frac{\cos(\varphi_2)}{\cos(\varphi_{1(\varphi_2)})} \frac{1}{v \cos(\varphi_2) T(\varphi_{1(\varphi_2)})} B_2(z) \end{aligned} \quad (3.31)$$

$$T(\varphi_1) = \int \frac{dz}{v \cos(\varphi_{1(\varphi_2)})}. \quad (3.32)$$

Für die Umrechnung wird die Teilchenzahl in der Flussröhre durch die für einen Umlauf im magnetischen Spiegel benötigte Zeit T geteilt, und mit der zur Aufenthaltsdauer im Punkt z proportionalen Größe $1/v_z$ multipliziert. Der Übergang von der Normierung auf den magnetischen Fluss in der Flussröhre auf die Volumennormierung erfolgt durch die Multiplikation mit der B-Feldstärke. Der Zusammenhang zwischen den Teilchendichten $n_2^*(\varphi_2)$ und $n_1^*(\varphi_{1(\varphi_2)})$ wird aus den Gleichungen 3.30 und 3.31 berechnet¹⁸.

$$\frac{n_2^*(\varphi_2)}{n_1^*(\varphi_{1(\varphi_2)})} = \sqrt{\frac{B_2(z)}{B_1}} \quad (3.33)$$

Das Dichteverhältnis ist unabhängig von der eingeführten Umlaufzeit T im magnetischen Spiegel.

Wir betrachten nun eine im Punkt 1 isotrop verteilte Teilchenpopulation. Für die pitchwinkelabhängige Dichteverteilung folgt wegen dem mit dem Pitchwinkel wachsenden Phasenraum

$$n_1^*(\varphi_1) = \sin(\varphi_1). \quad (3.34)$$

¹⁸Zum gleichen Resultat gelangt man über die Bilanzierung des Teilchenflusses in der Flussröhre. Es gilt, $n_1^*(\varphi_{1(\varphi_2)}) v \cos(\varphi_{1(\varphi_2)}) A_1 d\varphi_1 = n_2^*(\varphi_2) v \cos(\varphi_2) d\varphi_2 A_2$, was auf Gleichung 3.33 führt. Das Verhältnis der Flächen $A_1/A_2 = B_2(z)/B_1$ folgt aus der Erhaltung des magnetischen Flusses φ in der Flussröhre.

Die Umrechnung auf einen Punkt 2 zeigt, dass die isotrope Verteilung erhalten bleibt.

$$\begin{aligned}
 n_2^*(\varphi_2) &= n_1^*(\varphi_1(\varphi_2)) \sqrt{\frac{B_2(z)}{B_1}} \\
 &= \sin\left(\arcsin\left(\sin(\varphi_2) \sqrt{\frac{B_1}{B_2(z)}}\right)\right) \sqrt{\frac{B_2(z)}{B_1}} \\
 &= \sin(\varphi_2)
 \end{aligned} \tag{3.35}$$

Dieser Umstand ist für die weitere Rechnung sehr hilfreich. Die Transformation beliebiger Verteilungsfunktionen lässt sich damit anschaulich verstehen.

Für eine isotrope Dichteverteilung $n_1^*(\varphi)$ der magnetisch eingeschlossenen Elektronen gilt die in Gleichung 3.34 eingeführte Sinus-Verteilung. Für alle Winkel $\varphi < \varphi_{krit}$ sind die Elektronen magnetisch nicht gefangen. Die Dichteverteilung wird für diesen Fall auf Null gesetzt.

$$n_1^*(\varphi_1) = \begin{cases} \sin(\varphi_1) & : \varphi_1 \geq \varphi_{krit} \\ 0 & : \varphi_1 < \varphi_{krit} \end{cases} \tag{3.36}$$

Die Dichte entlang der z-Achse ist damit nur noch eine Funktion von der B-Feldstärke. In Abbildung 3.13 ist der Dichtebeitrag der magnetisch gefangenen Elektronen in der Kieler EZR-Quelle für die gewählte Dichteverteilung im Pitchwinkelraum blau punktiert dargestellt. Die Dichte $n(z)$ ergibt sich aus der Integration von $n_2^*(\varphi_2)$ über den Pitchwinkel. Für die bei einem Grenzwert φ_g auf Null abfallende Verteilung (Gleichung 3.36) folgt:

$$n(z) = \int_{\varphi_{1g}}^{\pi/2} n_2^*(\varphi_2) d\varphi = \sqrt{1 - \sin^2 \varphi_{1g} \frac{B_2(z)}{B_1}}. \tag{3.37}$$

Die Dichtefunktion $n(z)$ ist nur im Bereich des magnetischen Spiegels definiert, den die Elektronen erreichen, bevor sie reflektiert werden. Daraus folgt die Randbedingung

$$\sin^2 \varphi_{1g} \frac{B_2(z)}{B_1} < 1 \tag{3.38}$$

für die maximale Feldstärke und damit die maximale z-Position. Für den Spezialfall, dass der Grenzwinkel φ_{1g} gerade dem kritischen Winkel, für den die Elektronen im Spiegel gefangen sind, entspricht, gilt mit der maximalen B-Feldstärke B_{max} die einfache Beziehung

$$n(z) = \sqrt{1 - \frac{B_2(z)}{B_{max}}}. \tag{3.39}$$

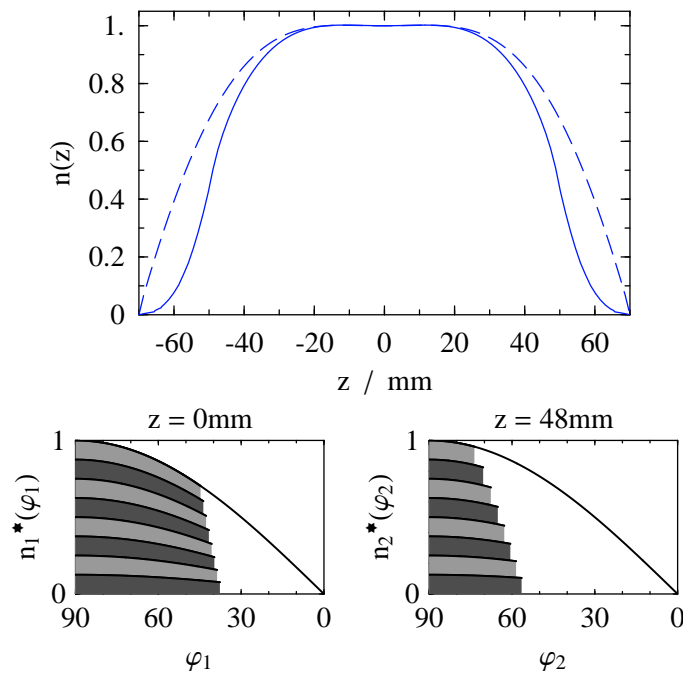


Abbildung 3.13: Ortsabhängige Dichte $n(z)$ mit den pitchwinkelabhängigen Dichteverteilungen $n_1^*(\varphi_1)$, $n_2^*(\varphi_2)$ im magnetischen Spiegel. Blau punktiert ist die Dichte $n(z)$ für eine isotrope, beim kritischen Winkel auf Null abfallende Dichteverteilung $n_1^*(\varphi_1)$ gezeigt. Blau durchgezogen ist die Dichte $n(z)$ für die gezeigte Verteilung $n_1^*(\varphi_1)$ und ihre Transformierte $n_2^*(\varphi_2)$ mit zum kritischen Winkel hin kontinuierlich abfallender Dichte dargestellt.

Die Erweiterung auf beliebige Dichteverteilungs-Funktionen $n_1^*(\varphi_1)$ kann durch die Summation von Sinus-Verteilungen mit unterschiedlichen Grenzwinkeln φ_{1gi} erreicht werden.

$$n_1^*(\varphi_1) = \sum_i \begin{cases} k_i \sin(\varphi_1) & : \varphi_1 \geq \varphi_{ig} \\ 0 & : \varphi_1 < \varphi_{ig} \end{cases} \quad (3.40)$$

$$n(z) = \sum_i \begin{cases} k_i \sqrt{1 - \sin^2 \varphi_{ig} \frac{B_2(z)}{B_1}} & : \sin^2 \varphi_{ig} \frac{B_2(z)}{B_1} < 1 \\ 0 & : \sin^2 \varphi_{ig} \frac{B_2(z)}{B_1} \geq 1 \end{cases} \quad (3.41)$$

Ein Beispiel für eine so zusammengesetzte Dichteverteilung mit zum kritischen Winkel hin abfallender Intensität ist in Abbildung 3.13 gezeigt. Die einzelnen Sinus-Verteilungen mit unterschiedlichen Grenzwinkeln sind hell und dunkelgrau schattiert. Die Transformation der Verteilung beschränkt sich auf das Umrechnen der Grenzwinkel in Abhängigkeit von der B-Feldstärke. Der berechnete Dichteverlauf $n(z)$ stimmt qualitativ gut mit numerischen Simulationen von *Heinen* [2002] und *Edgell et al.* [2002] überein.

Die Dichte der magnetisch gefangenen Elektronen sinkt im Punkt maximaler Feldstärke auf Null. Die in den Simulationen und im Experiment nicht verschwindende Dichte im Spiegelpunkt stammt damit von Elektronen, die durch die elektrostatischen Felder in der Plasmarandschicht gefangen sind. Nach Abschnitt 3.1.2 wurde diese Population als kalte Elektronen bezeichnet, da eine wirksame elektrostatische Wechselwirkung nur bei mit dem Plasmapotential vergleichbaren Energien möglich ist. Für die Betrachtung der Dichte $n(z)$ der kalten Elektronen wird von der Dichteverteilung $n_1^*(\varphi_1)$ im magnetischen Spiegelpunkt ausgegangen. Es sind hier beliebige Dichteverteilungen möglich. Für die Transformation zu niedrigeren Magnetfeldern in Richtung der Mitte des magnetischen Spiegels wird wie bei den hochenergetischen Elektronen vorgegangen. Der Pitchwinkel φ_1 verkleinert sich für alle niedrigenergetischen Elektronen mit abnehmender B-Feldstärke. Dadurch löst sich die Verteilungsfunktion zur Mitte des Spiegels hin, wie in Abbildung 3.14 gezeigt, an der linken Seite ab. Dieser Effekt tritt bei den hochenergetischen Elektronen nicht auf, weil an jedem Punkt im Spiegel Teilchen reflektiert werden. Die zusätzlichen Elektronen tauchen in der Transformation als Quellterm bei $\varphi_2 = 90^\circ$ auf. Für alle im Spiegelpunkt vorgegebenen Verteilungen $n_1^*(\varphi_1)$ elektrostatisch gefangener Elektronen sinkt die Dichte mit sinkender B-Feldstärke. Elektronen mit kleinem Pitchwinkel im Spiegelpunkt bewegen sich mit annähernd konstanter Geschwindigkeit entlang der z-Achse. Die in der Abbildung 3.14 gezeigte Dichteabnahme folgt aus der zu $1/B$ proportionalen Zunahme der Flussröhrenfläche. Für Elektronen mit großem Pitchwinkel wird die Dichteabnahme in der Mitte des magnetischen Spiegels zusätzlich durch die mit sinkender B-Feldstärke ansteigenden v_z Geschwindigkeit verstärkt.

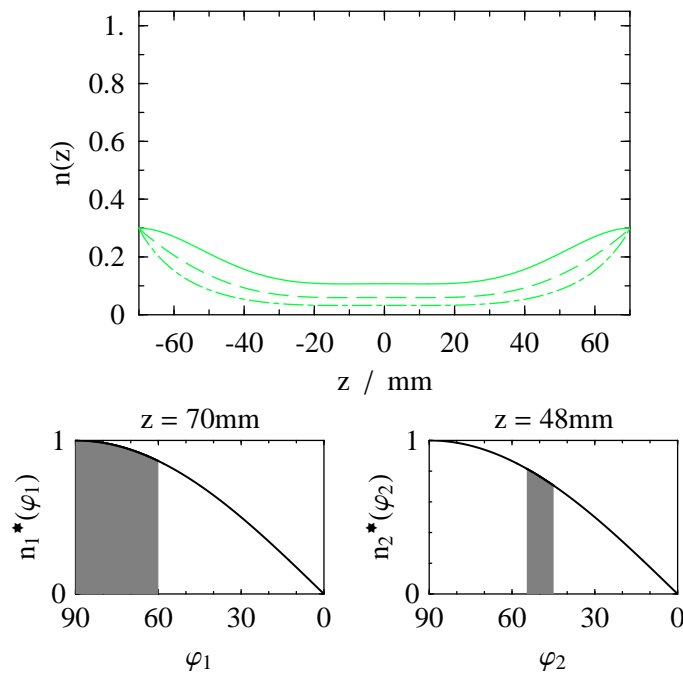


Abbildung 3.14: Ortsabhängige Dichte $n(z)$ der kalten Elektronen im magnetischen Spiegel mit den Pitchwinkel abhängigen Dichteverteilungen $n_1^*(\varphi_1)$, $n_2^*(\varphi_2)$. Die Dichten²⁰ $n(z)$ sind für Elektronen mit kleinen (durchgezogen), und isotrop verteiltem (punktirt) Pitchwinkel im Spiegelpunkt gezeigt. Für Elektronen mit großem Pitchwinkel (strichpunktirt) im Spiegelpunkt sind zusätzlich die Dichteverteilungen an zwei z -Positionen im magnetischen Spiegel dargestellt.

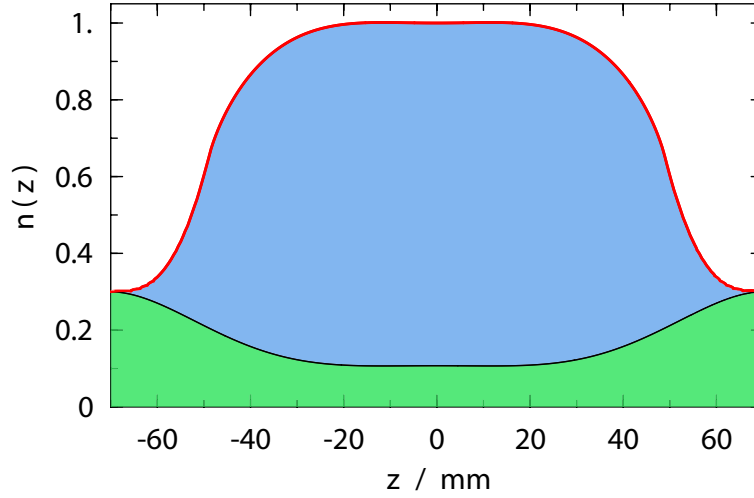


Abbildung 3.15: Heiße und kalte Elektronen im magnetischen Spiegel. Der Anteil der heißen, magnetisch gefangenen (blau hinterlegt), und der kalten, elektrostatisch gefangenen (grün hinterlegt) Elektronen ist mit der Gesamtdichte $n(z)$ (rot) gezeigt.

Die Kombination der so definierten kalten und heißen Elektronenverteilungen liefert alle wichtigen Merkmale der numerischen Simulationsergebnisse.

In einem nächsten Schritt wird die Umlaufzeit T der Elektronen im magnetischen Spiegel berechnet. Der dazu erforderliche B-Feldstärkenverlauf im magnetischen Spiegel ist in der Abbildung 3.16 gezeigt. Zusätzlich zum B-Feldstärkenverlauf $B_{\text{EZR}}(z)$ der Kieler EZR-Quelle (rot) ist eine quadratische $B_{\text{quad}}(z)$ (blau) und eine kubische $B_{\text{kub}}(z)$ (grün) Näherung des B-Feldminimums eingezeichnet²¹. Der B-Feldverlauf der Kieler EZR-Quelle ist ebenfalls durch ein Polynom mit geraden Potenzen angepasst. Für die Angabe der Funktionen wird die im Spiegelpunkt auf Eins reduzierte Länge $z_r = z/L = z/70$ benutzt. Die Qualität des magnetischen Einschlusses wird über das Spiegelverhältnis $R = B_{\text{max}}/B_1$ angegeben.

$$B_{\text{EZR}}(z_r) = 0.364 - 0.151 z_r^2 + 2.870 z_r^4 - 2.689 z_r^6 + 0.625 z_r^8 \quad (3.42)$$

$$B_{\text{quad}}(z_r) = B_1 + (B_{\text{max}} - B_1) z_r^2 = B_1 (1 + (R - 1) z_r^2) \quad (3.43)$$

$$= 0.364 + 0.755 z_r^2 \quad (3.44)$$

$$B_{\text{kub}}(z_r) = B_1 + (B_{\text{max}} - B_1) z_r^4 = B_1 (1 + (R - 1) z_r^4) \quad (3.45)$$

$$= 0.364 + 1.027 z_r^4 \quad (3.46)$$

Für die quadratische und die kubische Näherung kann die Umlaufzeit der Elektronen analytisch berechnet werden. Damit ist eine Einordnung der numerischen Resultate für die Kieler EZR-Quelle möglich. Wird die Umlaufzeit T auf die Geschwindigkeit

²¹Beide Näherungen sind beim Punkt $z = 60$ mm an das B-Feld der Kieler-EZR angepasst.

des Elektrons v und die Länge von der Mitte bis zum Spiegelpunkt $L = 70$ mm des magnetischen Spiegels bezogen, gilt für reduzierte Umlaufzeit T^* :

$$T(\varphi_1) = \frac{4L}{v} T^*(\varphi_1) \quad (3.47)$$

$$T_{\text{EZR}}(\varphi_1) = 4 \int_0^{z_{sp}} \frac{dz}{v \cos(\varphi_2(\varphi_1, z))} \quad (3.48)$$

$$T_{\text{EZR}}^*(\varphi_1) = \int_0^{z_{r\ sp}} \frac{dz_r}{\cos(\varphi_2(\varphi_1, z_r))} = \int_0^{z_{r\ sp}} \frac{dz_r}{\sqrt{1 - \sin^2(\varphi_1) \frac{B_2(z_r)}{B_1}}} \quad (3.49)$$

und für die quadratische und kubische Feldnäherung (Gleichungen 3.43 und 3.45) :

$$T_{\text{quad}}^*(\varphi_1) = \int_0^{z_{r\ sp}} \frac{dz_r}{\cos(\varphi_2(\varphi_1, z_r))} = \frac{\pi}{2\sqrt{R-1} \sin(\varphi_1)} \quad (3.50)$$

$$T_{\text{kub}}^*(\varphi_1) = \int_0^{z_{r\ sp}} \frac{dz_r}{\cos(\varphi_2(\varphi_1, z_r))} = \frac{1.311}{(R-1)^{1/4} \sqrt{\sin(\varphi_1) \cos(\varphi_1)}} \quad (3.51)$$

Die Integration läuft bis zum Punkt z_{sp} , bei dem die Elektronen gespiegelt werden. Mit der Spiegelbedingung $\varphi_2 = 90^\circ$ folgt aus Gleichung 3.23 für den Pitchwinkel im magnetischen Spiegel und den B-Feldgleichungen 3.43 und 3.45 für den Spiegelpunkt:

$$z_{r\ sp\ quad}(\varphi_1) = \left(\frac{1}{\tan^2(\varphi_1) (R-1)} \right)^{1/2} \quad (3.52)$$

$$z_{r\ sp\ kub}(\varphi_1) = \left(\frac{1}{\tan^2(\varphi_1) (R-1)} \right)^{1/4} \quad (3.53)$$

Die Umlaufdauer der Elektronen ist für die verschiedene Magnetfeldanpassungen in Abbildung 3.16 gezeigt. Ein Teilchen das sich parallel zur z-Achse bewegt, benötigt bei der gewählten Normierung für die doppelte Distanz zwischen den Spiegelmaxima, also $4L$, die Zeit $T^* = 1$ (siehe Gleichung 3.47). Die Umlaufzeit der Kieler-EZR-Quelle lässt sich durch die kubische B-Feldnäherung gut wiedergeben.

Mit der Periodendauer kann auch die in der Flussröhre vorhandene Teilchenzahl $f_1(\varphi_1)$ in Abhängigkeit vom Pitchwinkel berechnet werden. In der Abbildung 3.16 ist die Gesamtteilchenzahl für eine isotrope Dichteverteilung $n_1^*(\varphi_1)$ auf die Spiegellänge normiert dargestellt. Die gezeigte Größe $f_1(\varphi_1) / (4L n_1^*(\varphi_1))$ entspricht dabei einer gemittelten Länge in Spiegellängen L . Die Teilchenzahl dN in einer Flussröhre der Fläche dA , der B-Feldstärke B in einem Pitchwinkelsegment $d\varphi$ ergibt damit

$$dN = 4L \frac{f_1(\varphi_1)}{4L n_1^*(\varphi_1)} n_1^*(\varphi_1) B dA d\varphi = f_1(\varphi_1) B dA d\varphi \quad (3.54)$$

Ein wesentlicher Unterschied der Plateau B-Feldkonfiguration im Vergleich zum konventionellen parabelförmigem B-Feldminimum zeigt sich bei der höheren Teilchenzahl mit großen Pitchwinkeln. Dies ist eine Folge der räumlichen Ausdehnung des

fast mit dem Minimum identischen B-Feldes im Plateau.

Simulationsresultate der ortsabhängigen Dichte $n(z)$ lassen sich durch die eingeführten Transformationen weitgehend auf den B-Feldverlauf im magnetischen Spiegel reduzieren. Die vorgenommene Unterteilung der Elektronen in eine kalte und eine heiße Population kann durch die unterschiedlichen Dichteverläufe zur Interpretation von Simulationsresultaten oder Messungen benutzt werden. Eigenschaften der Pitchwinkelverteilung $n_1^*(\varphi_1)$ zeigen sich an charakteristischen Stellen vom ortsabhängigen Dichteverlauf. So führt die in Abbildung 3.13 gezeigte Dichteabnahme zum kritischen Winkel φ_{krit} hin zu einer flach auslaufenden Dichte $n(z)$ im Spiegelpunkt. Die angenommene Dichteabnahme zum kritischen Winkel stellt dabei die durch Streuung der Elektronen verursachte Diffusion im Pitchwinkelraum dar.

3.1.4 EZR-Heizung

Der Prozess der Elektron-Zyklotron-Heizung, der für die hier behandelte Quellenart namensgebend ist, kann in zwei Aspekte aufgeteilt werden. Da ist einerseits die Wechselwirkung einer gegebenen elektromagnetischen Welle mit einem Elektron und andererseits die Beschreibung der Ausbreitung der elektromagnetischen Welle im Plasma mit Dichtegradienten und stark inhomogenem B-Feldverlauf. Die Einzelteilchen-Beschreibung macht dabei wenig Schwierigkeiten. Für die Wellenausbreitung im inhomogenen Plasma mit einer Plasmakammergröße von nur wenigen Wellenlängen ist bis jetzt im Rahmen der EZR-Forschung kein Lösungsansatz gefunden worden. Alle Bestrebungen laufen jedoch auf numerische Simulationen hinaus.

Für die Berechnung der Elektronenheizung bei bekanntem elektromagnetischem Feld werden die Elektronenbahnen in der EZR-Quelle durch numerische Integration berechnet oder die Heizung wird als statistischer Prozess behandelt. Für die elektromagnetische Welle wird meist von den Hohlraummoden ohne Plasma ausgegangen.

Bei der Einzeltrajektorien Simulation werden alle zeitlichen, für die Elektronenheizung relevanten, Phasenverschiebungen zwischen dem gyrierenden Elektron und der elektromagnetischen Welle durch die numerische Simulation direkt berücksichtigt [Heinen, 2002; Shirkov, 2006]. Solche Particle-in-Cell Simulationen sind sehr rechenintensiv, liefern aber eine dreidimensionale Verteilung der Elektronendichte und der Elektronenenergiedichte.

Bei der statistischen Heizung wird der Energiegewinn bei einem Resonanzdurchgang für alle Phasenwinkel des Elektrons zur Welle gemittelt. Damit kann ein Heizterm und ein Diffusionsterm für die Elektronenverteilung abgeleitet werden. Die Heizung und die Streuung der Elektronen an der elektromagnetischen Welle werden nun als Transportphänomen im Phasenraum der Elektronenverteilung behandelt [Erukhimov and Semenov, 2004; Girard et al., 1998; Edgell et al., 2002]. Geller

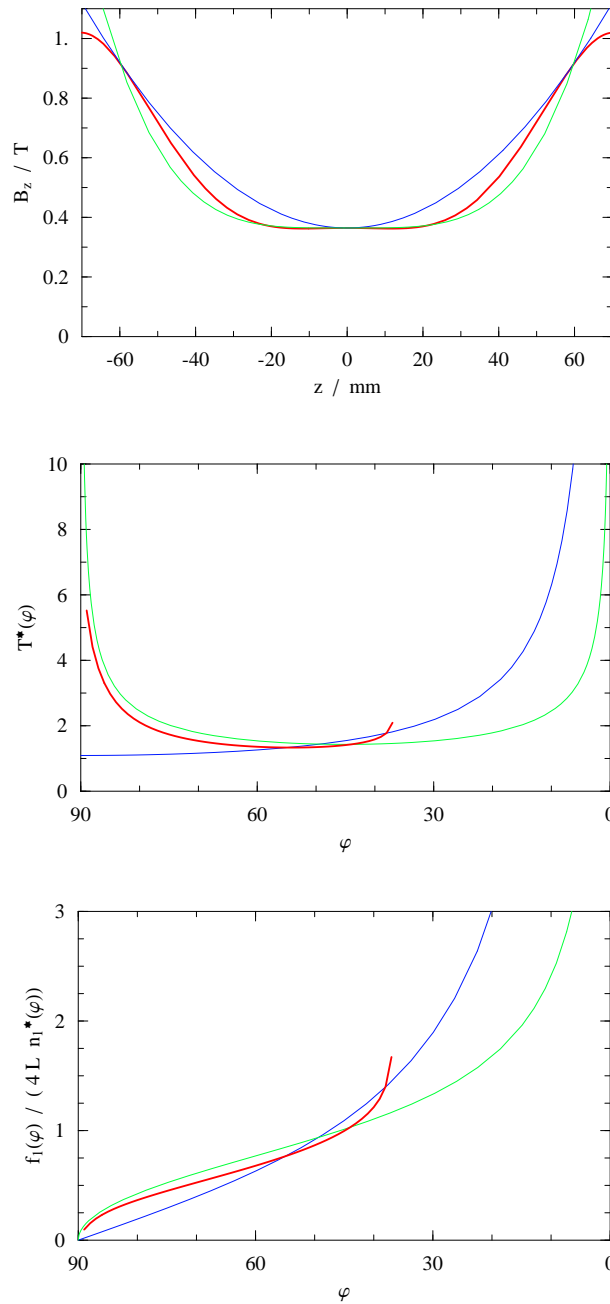


Abbildung 3.16: B-Feld B_z , Periodendauer $T^*(\varphi)$ und die reduzierte Spiegelänge. Die Teilchenzahl in einer Fussröhre ist durch das Produkt der Teilchendichte $n_1^*(\varphi)$ im Zentrum mit der reduzierten Länge $\frac{f_1(\varphi)}{4L n_1^*(\varphi)}$, der Flussröhrenfläche dA und der B-Feldstärke B gegeben. Resultate für die Kieler-EZR-Quelle (rot) sind zusammen mit der quadratischen (blau) und kubischen (grün) Näherung gezeigt.

[1996] stellt verschiedene Heizmodelle vor. Allen gemeinsam ist, dass sich der mittlere Energiegewinn beim Durchqueren der EZR-Zone proportional mit der elektrischen Feldstärke und indirekt proportional zum Magnetfeldgradienten entlang der B-Feldlinie, um die das Teilchen gyriert, verhält. Die gute Elektronenheizung bei kleinem B-Feld-Gradienten ist mit ein Grund für das Plateau-EZR-Konzept.

Die Unsicherheit über die angenommenen Wellenausbreitung bleibt für alle Modelle bestehen. Da die Elektronenverteilung für die im Abschnitt 4 über Plasmasimulation aus Resultaten von *Edgell et al.* [2002] übernommen wird, liegt der Schwerpunkt der Elektronen-Populationsbeschreibung bei der räumlichen Dichteverteilung (siehe Abschnitt 3.1.3)

Auf die Diskussion der verschiedenen räumlich ausgedehnten Plasmawellen im homogenen B-Feld wird hier wegen der geringen Übereinstimmung mit der Situation in der EZR-Plasmakammer verzichtet.

3.2 Entwicklung des Permanent-Magnetsystems

Das Konzept für den magnetischen Einschluss (Abschnitt 3.1.3) der Elektronen steht bei der Entwicklung einer neuen EZR-Ionenquelle an erster Stelle. Alle wichtigen Leistungsmerkmale einer EZR-Quelle werden durch den B-Feldverlauf in der Plasmakammer entscheidend beeinflusst [Hitz *et al.*, 2002c; Gammino *et al.*, 2001]. Der Einsatzbereich der Kieler EZR-Ionenquelle im Kalibrationslabor führt zu folgenden Anforderungen an die EZR-Quelle²²:

- Produktion hoch geladener Ionen
- Ionen von volatilen und refraktären Stoffen
- stabiler Betrieb über mehrere Stunden
- geringe Leistungsaufnahme und kleiner Platzbedarf

Maßgebend für die Optimierung der Magnetstruktur ist das Ziel, hoch geladene Ionen zu produzieren. Die restlichen Punkte stellen dabei technische Randbedingungen an die gewählte Lösung dar. Im Folgenden werden die technischen Randbedingungen erläutert und die gewählte Lösung vorgestellt. Der Schwerpunkt des Abschnittes liegt dann in der Diskussion der hauptsächlich aus Experimenten bekannten Anforderungen an die Magnetfeld-Konfiguration.

Die EZR-Ionenquelle erreicht im Betrieb eine sehr lange Standzeit ohne Wartung bei hoher Stabilität und erfüllt damit alle Anforderungen an Zuverlässigkeit im Einsatz als Kalibrierquelle²³ [Geller, 1996]. Eine detaillierte Diskussion der Wahl einer EZR-Ionenquelle für die Sonnenwind-Kalibration findet sich bei Marti [1997]. Zur Produktion von Metallionen wird meist ein Hochtemperaturofen mit einem Durchmesser von $D_O \approx 16$ mm stirnseitig in der Plasmakammer montiert [Leherissier *et al.*, 2002; Lang *et al.*, 2000]. Beim Einbau eines Hochtemperaturofens muss die Plasmakammer einen minimalen Durchmesser von $D_{PI} \approx 25$ mm aufweisen²⁴. Zusätzlich zum Hochtemperaturofen muss auch die Mikrowellenzuführung von der Injektionsseite²⁵ erfolgen. Der Durchmesser der Plasmakammer wird im Zusammenhang mit dem magnetischen Einschluss noch ausführlicher diskutiert. Der Hochtemperaturofen gibt

²²Der Einsatzbereich und die gestellten Anforderungen an die Kieler EZR-Quelle werden im Abschnitt 2 eingeführt. Die Masse-pro-Ladungstrennung wird im Abschnitt 5 diskutiert.

²³Muramatsu *et al.* [2005] beschreibt die Anwendung einer EZR-Quelle in der Krebstherapie mit einem Teilchenbeschleuniger. Die Strahlintensität ändert sich über achtzig Stunden um nur fünf Prozent.

²⁴Die kleinste EZR Quelle mit Hochtemperaturofen wurde von Schlapp *et al.* [1995] und Trassl *et al.* [1997] gebaut. Die Mikrowelle wird hier über eine Koaxialleitung ins Plasma geführt.

²⁵Die der Extraktion gegenüberliegenden axiale Begrenzung der Plasmakammer wird hier Injektionsseite genannt.

zusammen mit der Mikrowelleneinkoppelung eine untere Grenze von $D_{Pl} > 25$ mm vor. Die Platzierung der EZR Quelle auf der Hochspannungsplattform mit einer Spannung von bis zu $U_{HV} = 450$ kV macht den Betrieb einer konventionellen EZR-Quelle mit Spulen, und einer benötigten Leistung von $P \approx 100$ kW, schwierig. Zudem ist durch die geringe Raumhöhe in Verbindung mit dem erforderlichen Isolationsabstand der Hochspannungsplattform zu den Außenwänden das verfügbare Einbauvolumen auf der Hochspannungsplattform auf $H = 0.6$ m begrenzt. Eine konventionelle EZR-Quelle mit den erforderlichen Netzgeräten wäre platzmässig auf der Hochspannungsplattform im Sonnenwindlabor nicht unterzubringen. Die Wahl fällt daher auf eine Permanent-Magnetstruktur.

Aus der EZR-Entwicklung der letzten zwanzig Jahre wurden von verschiedenen Autoren [Geller, 1989, 1996; Gammino and Ciavola, 1996; Girard et al., 1998] Gesetzmässigkeiten für die Leistungsvorhersage in Abhängigkeit von Kernparametern aufgestellt, die scaling laws. Dabei geht es um die Beschreibung des für einen Ladungszustand $\{m, q\}$ extrahieren Ionenstromes I_q und des mittleren Ladungszustandes $\langle q \rangle$ in Abhängigkeit von der maximalen B-Feldstärke B_{\max} und der Mikrowellenfrequenz ω . Nach Geller [1996] gelten folgende Skalierungsgesetze:

$$\langle q \rangle \sim \ln(\omega^3) \quad (3.55)$$

$$\langle q \rangle \sim \ln(B_{\max}) \quad (3.56)$$

$$I_q \sim \omega^2/m. \quad (3.57)$$

Die Skalierungsgesetze gelten für EZR Quellen mit gutem Teilcheneinschluss und damit hohem Spiegelverhältnis²⁶ $R = B_{\max}/B_{\text{EZR}} \geq 2$ in alle Richtungen (high B-mod concept). Die Skalierungsgesetze sind aus Simulationen der Ladungszustandsverteilung in EZR Quellen abgeleitet. Der mittlere Ladungszustand $\langle q \rangle$ verhält sich proportional zum Logarithmus des Produktes aus der Elektronendichte n_e , der Mikrowellenfrequenz ω und der Ioneneinschlusszeit τ_i .

$$\langle q \rangle \sim \ln(n_e \omega \tau_i) \quad (3.58)$$

Mit der Bedingung, dass die Mikrowelle gut ins Plasma eindringen kann, also die Mikrowellenfrequenz ω kleiner gleich der Plasmafrequenz ist, folgt für die Elektronendichte $n_e \sim \omega^2$. Die Ioneneinschlusszeit τ_i wird von Geller [1996] proportional zum Spiegelverhältnis R und indirekt proportional zur Geschwindigkeit $v \sim m^{-1}$ angenommen²⁷. Da die minimale B-Feldstärke an die EZR-Frequenz gekoppelt ist, folgen

²⁶Für das Spiegelverhältnis wird die Maximale B-Feldstärke B_{\max} zur Resonanzfeldstärke B_{EZR} in Beziehung gesetzt. Als untere Frequenz wird dabei wegen ihrer zentralen Bedeutung die EZR B-Feldstärke anstelle der minimalen Feldstärke benutzt [Geller, 1996].

²⁷Dabei wird die für alle Ionen gleiche Temperatur T_i vorausgesetzt.

aus den gemachten Annahmen die Skalierungsgesetze für den mittleren Ladungszustand $\langle q \rangle$. Der extrahierte Ionenstrom verhält sich proportional zur Ionendichte n_i und indirekt proportional zur Ioneneinschlusszeit τ_i .

$$I_q \sim n_i/\tau_i \quad (3.59)$$

Die Skalierungsgesetze haben sich beim Übergang zur dritten Generation der EZR-Quellen mit supraleitenden Spulen, B-Feldstärken im Bereich von $B_{max} \approx 4$ T und einer maximalen Mikrowellenfrequenz von $\omega = 28$ GHz bestätigt [Leitner et al., 2006; Zaho et al., 2006; Efremov et al., 2006; Tetsuro et al., 2000; Thuillier et al., 2002]. Einen Einblick in die Dichte der Ladungszustände in einer CAPRICE EZR-Quelle liefern spektroskopische Messungen von Douysset et al. [2000]. Der Vergleich der extrahierten Ströme I_q liefert die nicht direkt messbaren Ioneneinschlusszeiten.

Aus den Skalierungsgesetzen folgt für die Kieler EZR-Ionenquelle, dass die Mikrowellenfrequenz ω möglichst hoch gewählt werden muss. Limitierend werden hier die physikalischen Grenzen für die B-Feldstärke bei der Entwicklung einer Permanentmagnet-Struktur (siehe Abschnitt 3.3.2). Voraussetzung für die Gültigkeit der Skalierungsgesetze ist dass die EZR Quelle im high B-mode läuft. Das Spiegelverhältnis $R = B_{max}/B_{EZR} \geq 2$ muss in jede Richtung größer als zwei sein. Gammino et al. [2001] und Hitz et al. [2002c, a] haben durch ausführliche Messungen optimale Verhältnisse der maximal B-Feldstärken an den Spiegelpunkten B_{inj} und B_{ext} und radial an der Plasmakammerwand B_{rad} zur Resonanzfeldstärke B_{EZR} ermittelt. Die Messungen wurden an verschiedenen EZR Quellen²⁸ bei Frequenzen zwischen 10 GHz bis 28 GHz durchgeführt. Daraus folgen:

- das optimale Verhältnis der Spiegelfeldstärke auf der Injektionsseite der EZR-Quelle zur Resonanzfeldstärke beträgt $R_1 = B_{inj}/B_{EZR} = 4$
- das optimale Verhältnis der Spiegelfeldstärke auf der Extraktionsseite der EZR-Quelle zur Resonanzfeldstärke beträgt $R_2 = B_{ext}/B_{EZR} = 1.8$
- das optimale Verhältnis der minimalen Feldstärke an der Plasmakammerwand zur Resonanzfeldstärke beträgt $B_{rad}/B_{EZR} = 2$
- das optimale Verhältnis der minimalen Feldstärke im Zentrum der EZR-Quelle zur Resonanzfeldstärke beträgt $B_{min}/B_{EZR} = 0.4$

Alle Messungen wurden für EZR-Quellen mit parabolischem B-Feldverlauf in der Nähe der Resonanzzone durchgeführt. Die Angabe über die minimale B-Feldstärke B_{min} folgt aus dem Bestreben, das Resonanzvolumen der Mikrowelle zu maximieren.

²⁸Untersucht wurde sowohl die mit supraleitenden Spulen ausgestattete SERSE Quelle wie auch konventionelle Quellen (MSU, CAPRICE, RIEKEN, ACER)

Die Frage nach der optimalen Mikrowelleneinkopplung ist für die Entwicklung der Kieler EZR-Quelle maßgeblich. Neben der konventionellen Lösung mit parabolischem B-Feldverlauf im Bereich der Resonanzzone wurde von *Alton and Smithe* [1994] und zeitgleich von *Andrä*²⁹ das Konzept der Plateau EZR-Quelle entwickelt. Bei den Plateau EZR-Quellen ist die B-Feldstärke im Zentrum der Quelle annähernd konstant, so dass die Resonanzbedingung³⁰ für die Elektronenheizung in einem möglichst großen Volumen erfüllt ist. Zudem folgt aus dem Plateau-Feldverlauf ein kleiner B-Feldgradient im Resonanzbereich der Elektronen was zu einer effizienten Mikrowellenheizung führt (siehe Abschnitt 3.1.4). *Heinen et al.* [1998] hat die gemessenen Ladungszustandsverteilungen für eine konventionelle EZR-Quelle (ECRIS I) und eine Plateau-EZR-Quelle (ECRIS III) gleicher Größe und mit identischem Spiegelverhältnis $R_2 = B_{\text{ext}}/B_{\text{EZR}} \approx 2.4$ verglichen. Für die mittleren und hohen Ladungszustände eines Argonplasmas liegen die extrahierten Ströme der Plateau-EZR-Quelle um mehr als eine Größenordnung über den aus der konventionellen Quelle extrahierten Strömen. Die von *Heinen et al.* [1998, 1999a, b] durchgeführten PCI-Simulationen der Elektronenheizung zeigen, dass die mittlere Energie der Elektronen durch den Plateau-EZR-Verlauf deutlich erhöht wird. Die dadurch gesteigerte Ionisationsrate führt zu höheren mittleren Ladungszuständen. Ein Vergleich von verschiedenen kleinen EZR Quellen mit einem Permanent-Magnetsystem, insbesondere der NANOGUN-Quelle zeigt dass die von *Heinen et al.* [1998] entwickelte ECRIS III-Quelle trotz der niedrigen Frequenz von $f = 6.4$ GHz grosse Ströme für hochgeladene Ionen liefert. Auf Grund der hohen Leistungsfähigkeit der ECRIS III-Quelle wurde die PECRIS V-Plateau-EZR-Quelle³¹ mit einer Mikrowellenfrequenz von $f = 18$ GHz entwickelt [*Hupe*, 2005]. Die Leistungsfähigkeit des Plateau-Konzeptes wurde auch für die PECRIS V-Quelle klar bestätigt *Hupe* [2005]. Eine weitere Plateau-EZR-Quellen wurden von *Broetz et al.* [2001] bei $f = 10$ GHz mit einer baugleichen konventionellen EZR-Quelle verglichen. Auch hier hat sich das Plateau-Konzept bei der Produktion hochgeladener Ionen als Vorteilhaft erwiesen. *Liu et al.* [1998] vergleicht die Leistungsfähigkeit bei $f = 6.4$ GHz mit dem gleichen Resultat. Aufgrund der bestehenden Messungen haben wir uns entscheiden ein Permanentmagnet-System zu entwickeln mit dem ein Plateau-EZR-Betrieb möglich ist.

²⁹In der Gruppe von *Andrä* wurden mehrere Plateau-EZR-Quellen entwickelt [*Vitt*, 1996; *Heinen et al.*, 1998; *Hupe*, 2005].

³⁰*Vitt* [2002] definiert die Resonanzzone durch die von einem Elektron bei gegebenem B-Feld gewonnene Energie im Vergleich zum maximal möglichen Energiegewinn. Daraus folgt für die B-Feldstärke $\Delta B / B \approx 0.5\%$.

³¹Das Magnetfeld der PECRIS V-EZR-Quelle wird durch konventionelle Spulen erzeugt. Der Plasmakammerdurchmesser beträgt $D = 75$ mm und die Distanz zwischen den Spiegelpunkten $L = 300$ mm.

Die Wahl der Mikrowellenfrequenz ist durch den Einsatz eines Permanentmagnet-Systems nach oben begrenzt. Aus den Skalierungsgesetzen (siehe die Gleichungen 3.55 und 3.57) ist klar, dass die Mikrowellenfrequenz für die Produktion hochgeladener Ionen so hoch wie möglich gewählt werden muss. Gleichzeitig muss für das Minimum-B-Feld Konzept das minimale Spiegelverhältnis von $R = B_{\text{ext}}/B_{\text{EZR}} \approx B_{\text{rad}}/B_{\text{EZR}} = 2$ eingehalten werden.

Die ‘‘SuperNanogun‘‘-EZR-Quelle ist mit dem extrahierten Strom von $I_{\text{extr}} > 1 \mu\text{A}$ für Ar^{+14} eine der leistungsfähigsten Permanentmagnet-EZR-Quellen [Sortais et al., 1998]. Mit einer Frequenz von $f = 14.5 \text{ GHz}$, einem Plasmakammerdurchmesser von $D = 44 \text{ mm}$ und einer Distanz zwischen den Spiegelpunkten von $L = 150 \text{ mm}$ sind Eckpunkte der technisch machbaren Konzepte gegeben. Das erreichte Spiegelverhältnis beträgt $B_{\text{max}} = 1.1 \text{ T}$. Yamazaki et al. [2002] beschreibt eine Permanentmagnet-EZR-Quelle mit einem Plasmakammerdurchmesser von $D = 32 \text{ mm}$ und einer Frequenz von $f = 14.5 \text{ GHz}$. Für die Quelle waren nur Testergebnisse mit kleinen extrahierten Strömen verfügbar. Das Spiegelverhältnis beträgt $B_{\text{max}} = 1.0 \text{ T}$. Daneben existiert eine Reihe kleinerer Permanentmagnet-EZR-Quellen [Trassl et al., 1997, 1999; Muramatsu et al., 2000; Broetz et al., 2001; Takeshita et al., 2002] die bei $f = 10 \text{ GHz}$ betrieben werden und für die Entwicklung unserer Quelle mitberücksichtigt wurden. Insbesondere haben wir die Qualität der Magnetfeldsimulation mit dem ‘‘Finite Element Method Magnetics‘‘ (FEMM) Code [Meeker, 2002] durch Nachsimulation den Vergleich mit publiziert B-Feld Messresultaten überprüft.

Die hier vorgestellten Skalierungsgesetzen zusammen mit den Leistungsmerkmalen der Permanentmagnet-EZR-Quelle dienen als Grundlage für die Entwicklung der Kieler-EZR-Quelle.

3.3 Die Kieler-EZR-Quelle

Die Kieler-EZR-Quelle muss die durch den geplanten Kalibrationsbetrieb gestellten Anforderungen erfüllen. Gleichzeitig bietet sich durch die Neuentwicklung die Möglichkeit im Rahmen dieser Arbeit an der EZR-Quellenforschung mitzuarbeiten. Mit den im gewählten und im Anschluss vorgestellten Konstruktionskriterien wird in erster Linie versucht eine auf die Produktion hoher Ladungszustände optimierte EZR-Quelle zu entwickeln. Gleichzeitig soll die EZR-Permanentmagnet-Struktur die Möglichkeit bieten, neue Plasmaeinschluss-Konzepte zu untersuchen. Als Ausgangs- und Zielpunkt des Entwicklungsprozesses wurden die folgenden Kriterien festgelegt:

- der magnetische Einschluss wird durch ein Permanentmagnet-System realisiert
- die Mikrowellen- Resonanzfrequenz beträgt minimal $f = 10 \text{ GHz}$ und kann nach Möglichkeit bis auf $f = 14 \text{ GHz}$ erhöht werden
- der magnetische Einschluss erfüllt das Minimum-B-Feld Konzept

- die B-Feldstärke verläuft in der Resonanzzone flach (Plateau-EZR-Quelle)
- die Form und Stärke des Resonanz B-Feldes sind einstellbar
- der radiale Einschluss geschieht wahlweise durch einen Hexapol- oder einen Dodekapol-Magnetsystem³²

Die von *Alton and Smithe* [1994] vorgeschlagene Idee, einen höheren Multipol-Magneten für den radialen Einschluss einzusetzen, wird hier das erste Mal experimentell umgesetzt.

Durch einen im Abschnitt 3.3.2 vorgestellten analytischen Optimierungsansatz wurden mögliche Permanentmagnet-Systeme ohne Eisen untersucht. Es hat sich gezeigt, dass die Realisierung des Plateau-Magnetfeldes bei gleichzeitig hoher Spiegel-feldstärke nur durch den Einsatz, von den B-Feldverlauf formenden Eisenscheiben, möglich ist. Im Anschluss werden die simulierte B-Feldstärken das Magnetsystem der Kieler-EZR-Quelle mit den Messungen verglichen.

Das Permanentmagnet-System der Kieler-EZR-Quelle besteht aus zwei großen³³ radial magnetisierten Spiegel-Magnetringen (siehe Abbildung 3.17; Ring 1 und Ring 3) zur Erzeugung des Spiegelfeldes. Richtung Zentrum der EZR-Quelle liegen vor jedem Spiegel-Magnetring zwei Eisenscheiben die einen magnetischen Rückschluss bilden. Die durch die Spiegelmagneten im Zentrum der EZR-Quelle verursachte Magnetfeldstärke wird durch die Eisenscheiben deutlich verkleinert während sich das Spiegel-B-Feld erhöht. Der Beitrag der einzelnen Magnetringe, und der Einfluss der Eisenscheiben auf die axiale B-Feldstärke ist in Abbildung 3.18 gezeigt. Mit dem Axial-Magnetring³⁴ (Ring 2) wird das B-Feld im Zentrum angehoben. Die so gewählte Konfiguration der Magnetringe mit den Eisenscheiben führt auf den geforderten Plateau-B-Feldverlauf im Zentrum der EZR-Quelle. Die Eisenscheiben und der Axial-Magnetring können über je zwei Spindeln axial verstellt werden. Damit ist es möglich den B-Feldverlauf entlang der Symmetrieachse zu verändern. Die Eisenscheiben {4, 5} wie {6, 7} bilden je eine Einheit. Die B-Feldstärke wie auch der B-Feldstärkeverlauf im Zentrum der lassen sich in einem weiten Bereich verändern.

³²Mit Dodekapol-Magnet wird hier ein zwölfacher Multipol, also ein ein zylindrisch um die Plasmakammer aufgebautes Magnetsystem für das bei einem polaren Umlauf die radiale Magnetisierungsrichtung zwölf wechselt.

³³Die Spiegelmagnet-Ringe sind aus sechzehn radial magnetisierten Segmenten aufgebaut. Der Außendurchmesser der Ringe beträgt $D_a = 240$ mm, die Breite $B = 100$ mm und der Innendurchmesser $D_i = 50$ mm. Als Magnetmaterial wurde VACCODYM HR633 der Firma Vacuumschmelze verwendet. Die Masse jedes Spiegel-Magnetringes beträgt $m \approx 30$ kg.

³⁴der Axial-Magnetringe ist aus zwölf axial magnetisierten Segmenten aufgebaut. Der Außendurchmesser der Ringe beträgt $D_a = 160$ mm, die Breite $B = 40$ mm und der Innendurchmesser $D_i = 90$ mm. Als Magnetmaterial wurde VACCODYM HR633 der Firma Vacuumschmelze verwendet.

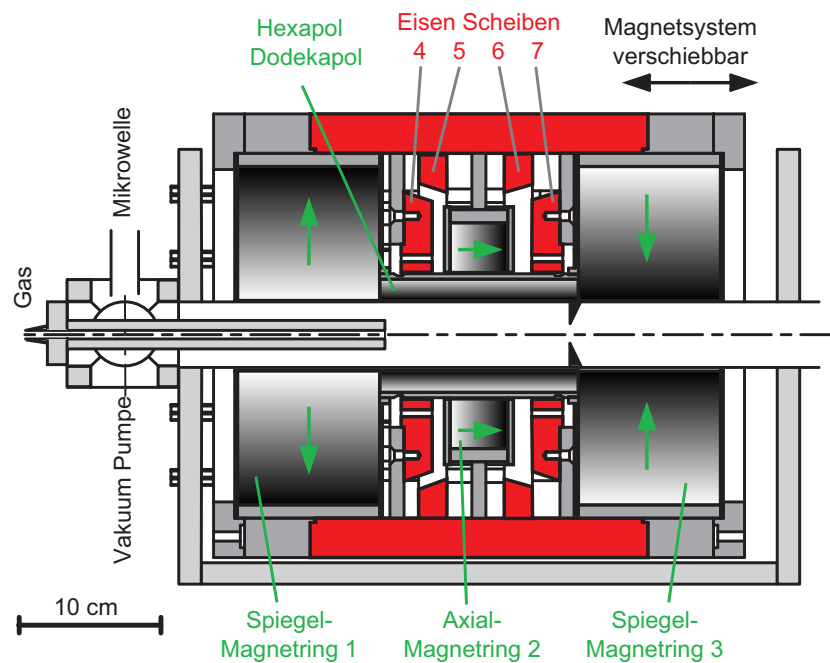


Abbildung 3.17: Kiel-EZR-Quelle. Das axiale B-Feld wird durch die beiden Spiegel-Magnetringe {1, 3} aufgebaut. Die Eisenscheiben {4, 5} und {6, 7} bilden jeweils den magnetischen Rückschluss für die Spiegel-Magnetringe. Der Axial-Magnetring 2 formt den Plateau-B-Feldverlauf im Zentrum der Quelle. Der radiale Einschluss wird wahlweise durch einen Hexapol- oder Dodekapol-Magneten erreicht.

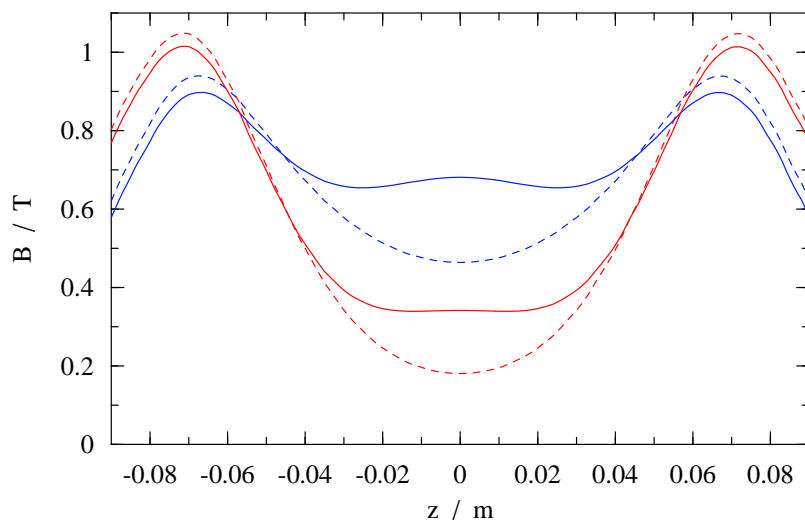


Abbildung 3.18: B-Feldstärke für verschiedene Einschlusskonzepte. Das B-Feld ist für die Spiegel-Magnetringe (blau punktiert), alle Magnetringe (blau), die Spiegel-Magnetringe mit Eisenscheiben (rot punktiert) und die komplette Kieler-EZR-Quelle (rot) gezeigt.

Die Form der Eisenscheiben wurde so optimiert, dass eine durch Verschiebung der mittleren Scheiben $\{5, 6\}$ Richtung Zentrum entstehende Trennung von den äußeren Scheiben $\{4, 7\}$, die B-Feldstärke und damit auch die Resonanzfrequenz im Zentrum der EZR-Quelle erhöht. Der Luftspalt zwischen den Scheiben $\{4, 5\}$ und $\{6, 7\}$ wird vergrößert, und dadurch der magnetische Rückschluss der das B-Feld der Spiegelmagneten vom Zentrum der Quelle abschirmt, verschlechtert. Verschiebt man dagegen die Scheiben $\{4, 5\}$ wie $\{6, 7\}$ jeweils gemeinsam Richtung Zentrum der Quelle wird der Verlauf der B-Feldstärke im Resonanzbereich beeinflusst. Je weiter die Scheiben Richtung Zentrum verschoben werden, desto weniger wird das B-Feld der Spiegelmagnet-Ringe abgeschirmt, während gleichzeitig die Eisen Scheiben nun verstärkt den magnetischen Fluss des Axial-Magnetringes über das äußere zylindrische Eisen Joch kurzschließen. Dadurch verformt sich der B-Feldverlauf im Zentrum tendenziell vom Plateau-Verlauf Richtung konventionell quadratischer Form. Die Resonanzfeldstärke bleibt dabei in erster Näherung konstant.

Das wahlweise durch den Hexapol oder Dodekapol erzeugte radial-tangentiale B-Feld für den radialen Plasmaeinschluss wird in der Abbildung 3.19 dargestellt. Für die Multipolmagnete wurde die bei EZR-Quellen übliche Halbachstruktur gewählt³⁵ [Halbach, 1980]. Die Multipolmagnete sind aus vierundzwanzig Segmenten aufge-

³⁵In neueren Konzepten wird die radiale B-Feldstärke zusätzlich durch dünne Eiseneinlagen zwischen den Permanentmagnet-Segmenten erhöht [Suominen et al., 2007].

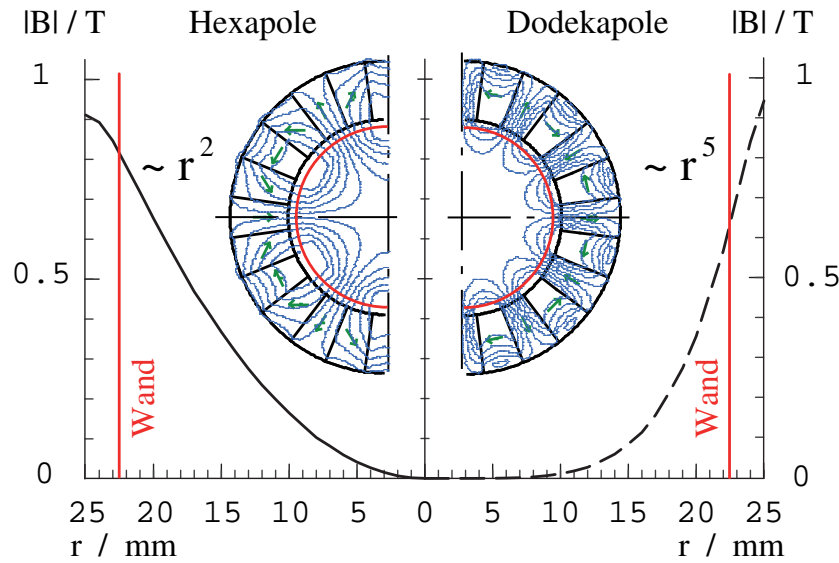


Abbildung 3.19: Hexapol und Dodekapol B-Feldverlauf. Die Abbildung zeigt den Betrag der B-Feldstärke abhängig vom Abstand zur Symmetrieachse. Zusätzlich sind für den Hexapol (links) und den Dodekapol (rechts) die Magnetisierungsrichtung und die Feldlinien dargestellt.

baut³⁶. Die Magnetisierungsrichtung ändert sich beim Hexapol um $\Delta\theta = 45^\circ$ und für den Dodekapol um $\Delta\theta = 90^\circ$ pro Segment. Der Außendurchmesser und damit auch die an der Plasmakammeroberfläche erreichte B-Feldstärke des Multipol-Magnetsystems sind durch die Eisenscheiben begrenzt. Eine wirksame für die Plateau-Feldform Spiegelfeldabschirmung vom Zentrum der EZR Quelle ist nur möglich, wenn die Eisenscheiben nahe an die Symmetrieachse herangezogen werden. Die an der Oberfläche errichtete Feldstärke beträgt für den Hexapol $B_{\max} = 0.8 \text{ T}$ und für den Dodekapol $B_{\max} = 0.6 \text{ T}$. Nach *Halbach* [1980] gilt für den Betrag der B-Feldstärke:

$$|B| \sim r^{\frac{N-2}{2}}. \quad (3.60)$$

Für den Hexapol wächst die B-Feldstärke also proportional zum Radius im Quadrat, während für den Dodekapol der Radius in der fünften Potenz eingeht. Während die B-Feldstärken an der inneren Oberfläche des Hexapols oder Dodekapols nahezu gleich sind, führt die unterschiedliche radiale Abhängigkeit der Feldstärken an der inneren Plasmakammerwand zum beschriebenen kleineren Feld für den Dodekapol (siehe Abbildung 3.19).

³⁶Die Länge des Multipols entspricht mit $L_m = 140 \text{ mm}$ der Distanz zwischen den B-Feldmaxima an den Spiegelpunkten. Der Innendurchmesser beträgt $D_i = 50 \text{ mm}$ und der Aussendurchmesser $D_a = 80 \text{ mm}$. Als Material wurde VACCODYM HR677 verwendet.

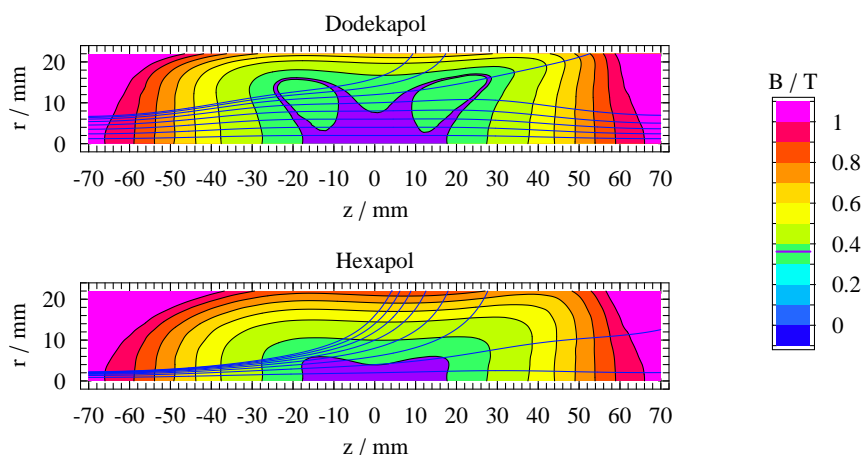


Abbildung 3.20: B-Feldstärke in der Kieler-EZR-Quelle. Die B-Feldstärke ist für die überlagerten Felder Spiegel- und Axial-Magnetringe mit dem Hexapol (unten) oder dem Dodekapol (oben) gezeigt. Feldlinien illustrieren den B-Feldverlauf in der Quelle und zeigen den primär axialen Einschluss im Dodekapolsystem. Die Resonanzzone ist violett eingezeichnet.

Die Überlagerung der primäre axialen, durch die Spiegel-Magnetringe und den Axial-Magnetring erzeugten B-Felder mit dem Hexapol- oder Dodekapolfeld ist in Abbildung 3.20 mit Feldlinien gezeigt. Die B-Feldstärke steigt vom Zentrum der Quelle her in jeder Richtung an, was den stabilen Plasmaeinschluss ermöglicht (siehe Abschnitt 3.1.2). Abbildung 3.21 zeigt eine Flussröhre für den Einschluss mit einem Hexapol und einem Dodekapol. Die Flussröhre wird durch einen Kreis auf der zur Symmetrieachse senkrechtstehenden Ebene im Zentrum der Quelle definiert. Für das Hexapol-Einschlusskonzept nimmt die Flussröhre die bekannte, von einem Kreis im Zentrum zum spitzwinkligen dreizackigen Stern am rand der Quelle auslaufende Form an. Dabei sind die beiden Sterne an den Spiegelpunkten gegeneinander gedreht. Nahezu alle Feldlinien verlaufen durch die mit r^2 rasch wachsende B-Feldstärke des Hexapols von einem der axialen Spiegelpunkte zu einem an der Plasmakammerwand liegenden radialen Spiegelpunkt. Die Situation ist in Abbildung 3.21 oben für einen Startradius von $r = 5$ mm und in der Mitte für $r = 10$ mm mit verstärkter Flussröhrenverzerrung dargestellt. Im Vergleich dazu zeigt die Flussröhre beim Einsatz des Dodekapols eine nahezu zylindersymmetrische Form. In Abbildung 3.21 unten ist die Flussröhre für das Magnetsystem mit Dodekapol von einem Radius $r = 10$ mm aus gezeigt. Der Elektroneneinschluss findet nun für fast das Ganze Plasmavolumen in axialer Richtung statt. Mit dem Dodekapol wird ein geometrisch

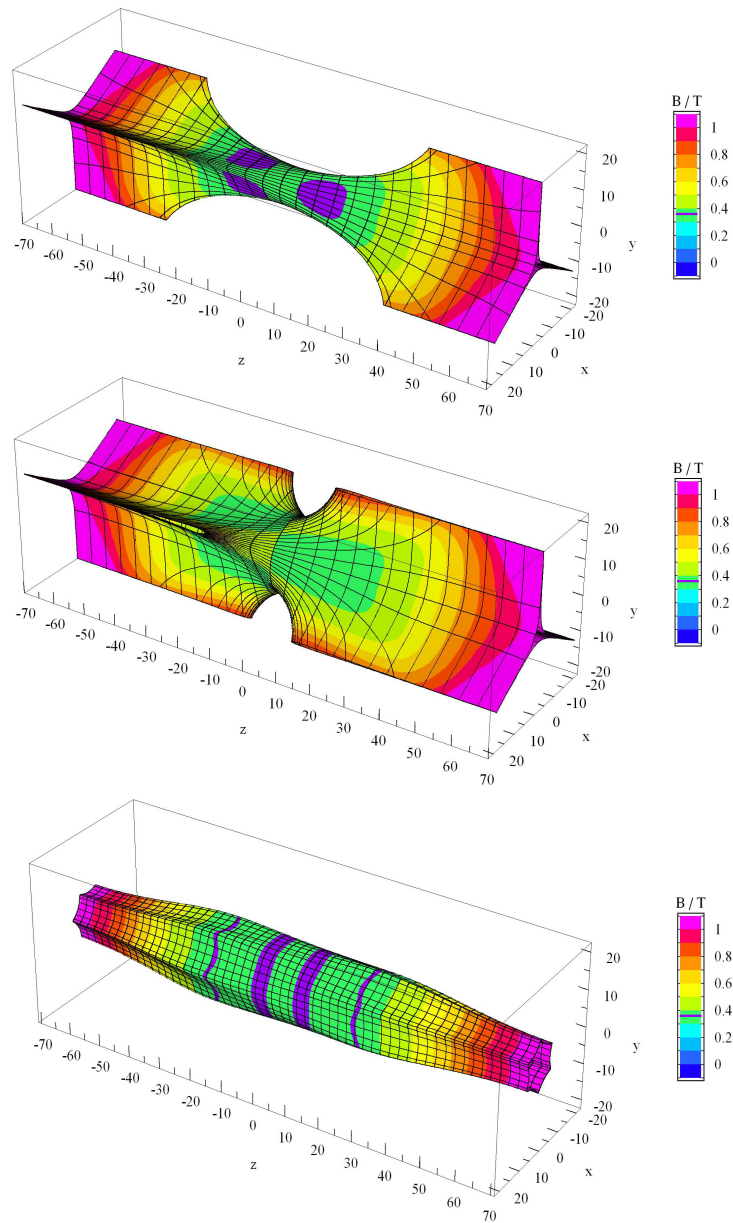


Abbildung 3.21: Flussröhren in der Kieler-EZR-Quelle. Die Flussröhren werden durch die Feldlinien die durch einen Kreis in der x - y -Ebene im Zentrum der EZR-Quelle laufen aufgespannt. Flussröhren für das Hexapol-System sind für den definierenden Radius von $r = 5$ mm (oben) und $r = 10$ mm (mitte) mit der B -Feldstärke (Farbskalierung mit Resonanzzone), den Feldlinien und den Querschnittslinien zur Verdeutlichung der Flussröhrenform gezeigt. Die Flussröhre für den Dodekapoleinchluss (unten) zeigt bei einem Radius von $r = 10$ mm im Vergleich zur Hexapol-Flussröhre (mitte) kaum Abweichungen von der zylindersymmetrischen Form. Für das Dodekapol-System ist der Einschluss primär axial.

neues Einschlusskonzept realisiert. Betrachtet man die EZR-Zone, so dehnt sie sich beim Dodekapol über den ganzen zentralen Bereich aus, wie in der Abbildung 3.20 zu sehen ist. Dagegen werden beim Hexapoleinschluss die außerhalb der Flussröhre mit einem Radius von $r = 10$ mm nicht geheizt. Der heiße Elektronen einschließende Bereich grenzt Richtung Extraktion direkt an den kalten Randbereich. Das Plasma in der Hexapol-Struktur ist durch die komplizierte geometrische Struktur nur schwer zu verstehen. Gerade Effekte wie der ambipolare Transport oder alle Driften und die Diffusion wurden bis jetzt nicht untersucht. Mit dem Dodekapol System steht das erste Mal ein zylindersymmetrisches System zur Verfügung, das durch zweidimensionale Simulationen erfasst werden kann. So darf auch davon ausgegangen werden dass die im Abschnitt 4 vorgestellten eindimensionalen Multifluid-Plasmasimulationen das Dodekapol System gut annähern, während die Hexapol Konfiguration nur sehr unbefriedigend wiedergegeben wird.

Die beschriebenen B-Feldkonfigurationen der Kieler-EZR-Quelle bieten besonders mit dem radialen Dodekapoleinschluss neue Möglichkeiten in der EZR-Forschung. Ein experimenteller Vergleich der Konzepte steht im Moment noch aus. Die Kieler-EZR-Quelle kann bis zu Frequenzen von $f = 14$ GHz mit gutem Elektroneneinschluss betrieben werden. Mit den verstellbaren Eisenscheiben wurde das erste Mal eine Permanentmagnet-Struktur mit über weite Bereiche verstellbarem B-Feldverlauf ohne Umbau realisiert. Die im nächsten Abschnitt vorgestellten Messresultate zeigen eine gute Übereinstimmung zwischen den gemachten Simulationen und den gemessenen B-Feldstärken. Die Leistungsmerkmale der Kieler-EZR-Quelle konnten wegen verschiedenen technischen Problemen noch nicht ausführlich untersucht werden (siehe Abschnitt 3.4).

3.3.1 Vergleich der B-Feldsimulation mit Messungen

Die Magnetfeldsimulationen, wie auch die beschriebenen B-Feldveränderungen in Abhängigkeit von der Position der Eisenscheiben, wurden durch Messungen am aufgebauten Kieler-EZR-Permanentmagnet-System überprüft. Die Messergebnisse sind zusammen mit den Simulationsresultaten für das ganze Spiegelfeld bei zwei Resonanzfeldstärken in Abbildung 3.22 (oben) gezeigt. Messungen bei einer Resonanzfrequenz von $f \approx 10$ GHz und $f \approx 13.5$ GHz zeigen den durch die Eisenscheiben unterschiedlich geformten B-Feldverlauf im Resonanzbereich (Abbildung 3.22 unten). Die B-Feldmessungen stimmen sehr gut mit den Simulationsresultaten überein. Die Abweichung liegen überall in der Toleranz des Permanentmagnet-Materials. Der bei $f = 10$ GHz in den Messresultaten gegenüber den Simulationen angehobene B-Feldverlauf im Plateaubereich deutet darauf hin, dass die für den Spiegel-Feldrückschluss relevante Sättigungsfeldstärke der Eisenscheiben in den Simulationen leicht überschätzt wurde. Durch die Messungen des B-Feldverlaufes im Resonanzbereich

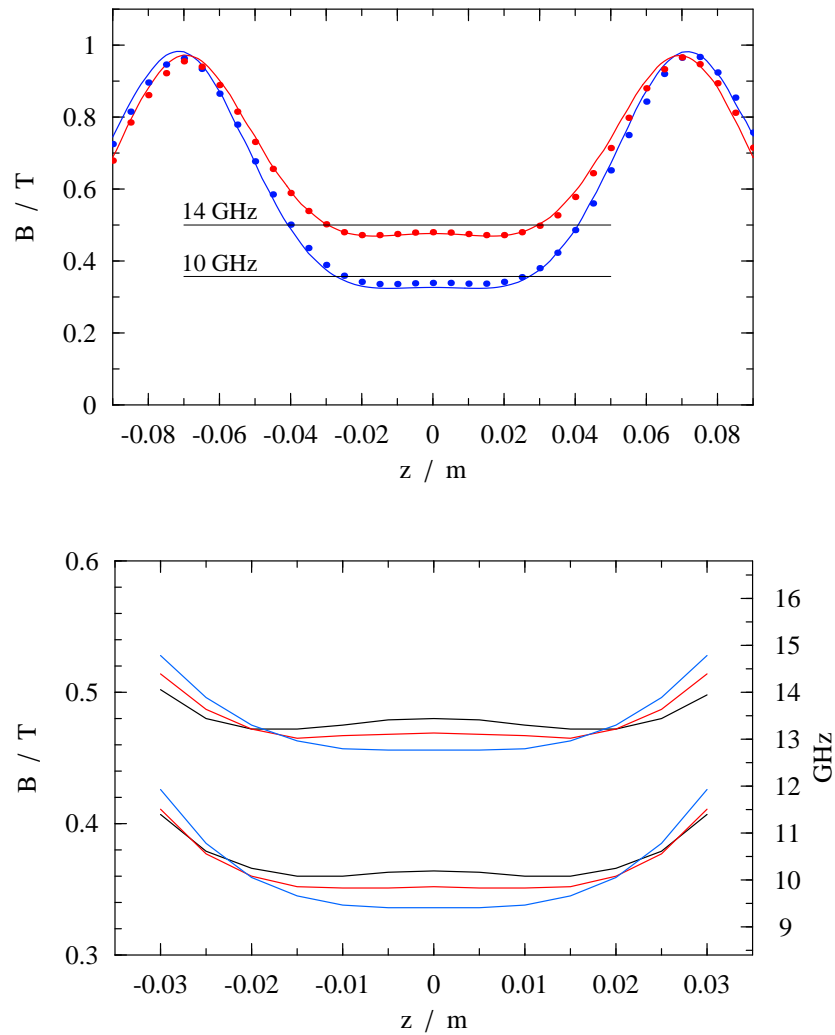


Abbildung 3.22: Vergleich der gemessenen und simulierten B-Feldstärken. Für zwei Frequenzen wird die simulierte axiale B-Feldstärken (durchgezogene Linie) mit Messresultaten (Punkte) verglichen (Abbildung oben). Durch die Lage der Eisenscheiben kann der B-Feldstärkeverlauf im Resonanzbereich geformt werden. Gezeigt sind Messungen bei $f \approx 10$ GHz und $f \approx 13.5$ GHz (Abbildung unten).

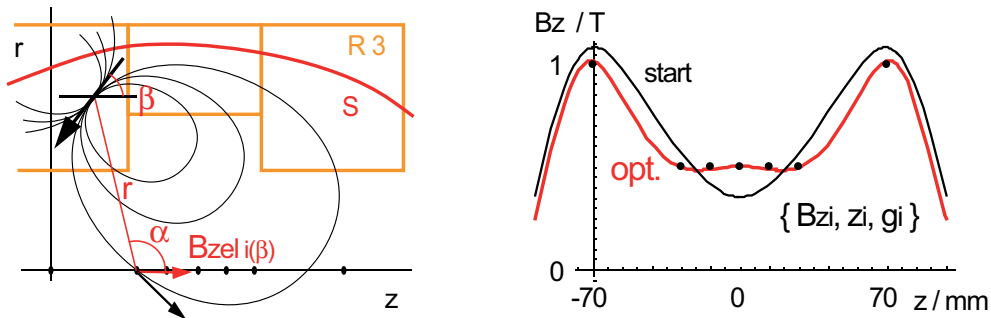


Abbildung 3.23: Schema für die Optimierung der Permanentmagnet-Struktur. Der von einem ringförmigen Elementarmagneten auf der Zylinderachse erzeugte B-Feldbetrag hängt vom Magnetisierungsrichtung und der Distanz des Dipols zum Messpunkt ab. Die Optimierung läuft über die Gewichtung einzelner Stützpunkte. Gezeigt ist auch die Entwicklung des B-Feldverlaufes von der Startverteilung bis zur optimierten Verteilung (rot).

wird gezeigt, dass es möglich ist, das B-Feld in der Resonanzzone sowohl mit negativer wie auch mit positiver Krümmung zu formen.

3.3.2 Permanentmagnet-Optimierung

Im Rahmen einer Vorstudie zur Kieler-EZR-Quelle wurde untersucht wie ein Permanentmagnet-System bei vorgegebenen B-Feldstärkenverlauf entlang der Symmetrieachse mit möglichst wenig Permanentmagnet-Material realisiert werden kann³⁷. Die entwickelte Optimierungsroutine wird zusammen mit einer exemplarischen Lösung vorgestellt und diskutiert.

Für Permanentmagnet-Systeme ohne Eisen ergibt sich das B-Feld durch Superposition der B-Feldbeiträge der einzelnen Elementarmagnet-Volumina. Die Voraussetzung für die Superposition ist, dass die Permeabilitätskonstante μ aller Materialien identisch, also im Zusammenhang mit Luft $\mu = 1$ ist. Für die diskutierten Seltenerd-Dauermagnete liegt die Permeabilität nahe bei eins, so dass Superposition ohne Fehler möglich ist. Das Magnetsystem wird in kleine Volumina diskretisiert und jedes Elementarvolumen durch ein Dipolfeld genähert. Die Betrachtung beschränkt sich hier auf zylindersymmetrische Permanentmagnet-System mit denen das Spiegelfeld erzeugt wird. Die Multipolfelder werden dabei nicht berücksichtigt. Untersucht wird das B-Feld entlang der Symmetrieachse. Die radiale Feldstärke verschwindet wegen der Zylindersymmetrie. Die Situation ist in Abbildung 3.23 schematisch dargestellt. Für den axialen B-Feldbetrag $B_{z\,el\,i}(\beta)$ eines elementaren Dipolmagneten im Punkt

³⁷Die Fragestellung besitzt in Anbetracht der Materialkosten von etwa 1000 Euro pro Kilogramm verarbeiteten Permanentmagnet-Material einige Relevanz

z_i auf der Symmetrieachse gilt in Abhängigkeit von der Distanz r und dem Winkel α zum Dipolmagneten und seiner Ausrichtung zur Symmetrieachse β :

$$B_{z\,eli}(\beta) \sim \frac{1}{r^3} \left((1 - 3 \sin^2(\alpha)) \cos(\beta) - 3 \cos(\alpha) \sin(\alpha) \sin(\beta) \right). \quad (3.61)$$

Die Optimierungsaufgabe wird durch die an den Stellen z_i vorgegeben B-Feldstärken B_{z_i} mit der Einschränkung der für Permanentmagnete zur Verfügung stehenden Regionen $R_1 \dots R_i$ formuliert. Ein Elementarmagnet erzeugt nun in jedem Kontrollpunkt z_i einen B-Feldbeitrag. Die Summe über das gesamte Magnetsystem soll dabei gerade dem vorgegebenen B-Feldbetrag entsprechen. Für die Optimierung werden folgende Bedingungen eingeführt:

- der B-Feldbeitrag zu eines Dipolmagneten zum Kontrollpunkt z_i wird mit g_i gewichtet.
- der einzelne Dipolmagnet wird so ausgerichtet, dass die Summe der gewichteten B-Feldbeiträge ψ über alle Kontrollpunkte z_i maximal wird
- je höher die Summe der gewichteten B-Feldbeiträge ψ ausfällt, desto wertvoller ist ein Dipolmagnet. Die äußere Kante des Magnetsystems wird dadurch definiert, dass nur Elementardipol-Magneten mit einem minimalen Betrag $\psi > K$ für die gewichtete Summe berücksichtigt werden

Die Optimierung läuft nun darauf hinaus, iterativ die Gewichte g_i so zu ändern, dass die Gesamt-B-Feldstärke die vorgegebenen Werten erreicht. Dies bedeutet, bei zu hohem Gesamt-B-Feldbetrag in einem Punkt z_i wird das Gewicht g_i verkleinert, andernfalls vergrößert. Die so formulierten Bedingungen lassen sich in den folgenden Gleichungen ausdrücken:

$$\psi = \sum B_{z\,eli}(\beta) g_i \quad (3.62)$$

$$\partial_\beta \psi \Big|_{\beta_{opt}} = 0 \quad (3.63)$$

$$\psi > K \quad (3.64)$$

Die optimale Ausrichtung β_{opt} der Elementar-Magnete kann analytisch berechnet werde. Die Summation über das Magnetvolumen läuft jeweils bis zum kritischen Wert K der gewichteten Summe ψ so dass die mittlere B-Feldstärke über die Kontrollpunkte erfüllt ist. In Abbildung 3.23 ist links der B-Feldverlauf am Anfang einer Optimierung (schwarz) und am Ende der durchgeführten Optimierung (rot) mit den vorgegebenen B-Feldstärken (schwarze Punkte) gezeigt. Abbildung 3.24 zeigt die dazugehörigen Elementarmagnete mit ihrer Ausrichtung (weiß hinterlegt, oben) aus drei Regionen die dem möglichen Bauvolumen in einer EZR-Quelle entsprechen. Der Wert ψ der einzelnen Elementarmagnete ist als Contourplot gezeigt und sinkt mit

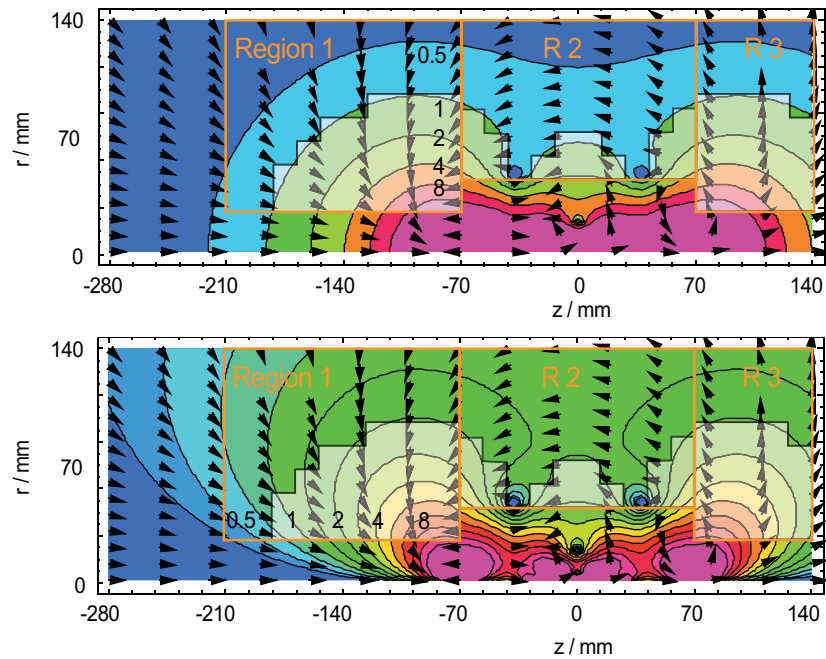


Abbildung 3.24: Optimierung der Permanentmagnet-Struktur. Oben ist die Wirksamkeit der Elementar- Magnetvolumina und ihre Magnetisierungsrichtung gezeigt. Unten ist die Wirksamkeit mit dem Volumen multipliziert was auf den gewichteten Beitrag zum B-Feldverlauf führt. Weiß hinterlegt sind die zur Erzeugung des B-Feldes ausgewählten Bereiche aus den Regionen 1 .. 3 gezeigt.

zunehmendem Abstand von der Symmetrieachse. Die äußere Kante liegt hier bei einem Wert von $\psi = 1$. Die untere Abbildung zeigt den Wert eines Elementarmagneten multipliziert mit der Fläche eines Kreisringes. Also ein gewichteter B-Feldstärkebeitrag pro Querschnittsfläche.

Mit dem so formulierten Optimierungsalgorithmus lassen sich die von anderen Gruppen gewählten Permanentmagnet-Konfigurationen reproduzieren. Die gemachten Betrachtungen liefern allgemeine Einsichten über die Wirkung der einzelnen Elementarmagnet-Volumina.

Vor der Entscheidung, Eisenscheiben in das Kieler-EZR-Magnetsystem zu integrieren, wurde ein reines Permanentmagnet-System entworfen und mit den Magnethersteller Firmen besprochen. Die komplexe ermittelte optimale Magnetstruktur war trotz Vereinfachung nach Einschätzung der Spezialisten nicht realisierbar. Es wurde im Weiteren darauf verzichtet abzuklären ob es sich bei der aufgestellten Formulierung tatsächlich um ein Optimum Kriterium handelt. Mit dem Bau der Kieler-EZR-Quelle mit Eisenscheiben musste auf numerische Simulationen und intuitive Optimierung gewechselt werden. Die grundsätzlichen gewonnenen Erkenntnisse aus der hier beschriebenen Arbeit haben den weiteren Entwicklungsprozess jedoch maßgeblich unterstützt.

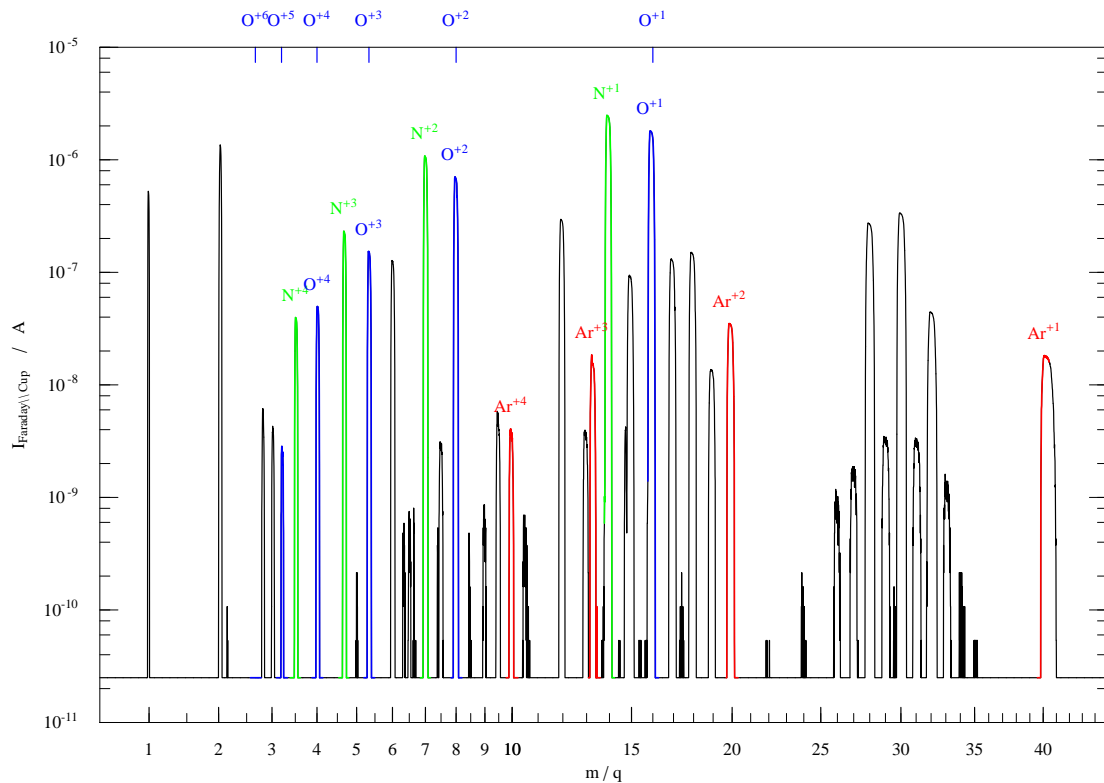


Abbildung 3.25: Gemessenes Ladungszustands-Spektrum. Das Ladungszustands-Spektrum zeigt durch den hohen Restgasdruck primär Stickstoff und Sauerstoff. Die einzelnen m/q -Zustände sind sauber getrennt. Die Rauschpegelunterdrückung zwischen den Peaks beträgt minimal fünf Größenordnungen.

3.4 Messung der Ladungszustands-Verteilung

Die aus einer EZR-Quelle extrahierten Ionenströme werden durch den Sektormagneten in die einzelnen Ladungszustände aufgeteilt. Die gemessene Ladungszustands-Verteilung gibt Aufschluss über die Leistungsfähigkeit der EZR-Quelle. Der oft, so auch bei der Kieler-EZR-Quelle, unbekannte Transmissionskoeffizient der einzelnen Ladungszustände von der Plasmaelektrode bis zu den Austrittsblenden nach der m/q -Selektion erschwert die Beurteilung der Quellenleistung.

In Abbildung 3.25 wird eine der ersten gemessenen Ladungszustands-Verteilungen für die Kieler-EZR-Quelle gezeigt. Die Leistungsfähigkeit der Kieler-EZR-Quelle, und insbesondere ein Vergleich der verschiedenen Einschlusskonzepte konnten bis jetzt wegen einer Reihe technischer Probleme noch nicht ausführlich untersucht werden. Eine Diskussion der technischen Probleme folgt am Ende des Abschnittes.

Das Ladungszustands-Spektrum zeigt die von der Kieler-EZR-Quelle extrahierten Ionenströme. Der gemessene Druck in der Plasmakammer betrug bei der Mes-

sung $P=5 \cdot 10^{-6}$ mbar wovon der Partialdruck durch Argon nur wenige Prozent ausmachte. Die Mikrowelle wurde bei einer Frequenz von $f=10$ GHz mit einer Leistung von $P=20$ W betrieben. Durch den hohen Restgasdruck finden sich in der Ladungszustands-Verteilung entsprechend der Zusammensetzung der Luft primär Stickstoff- und Sauerstoffionen. Die einzelnen Peaks der Ladungszustände sind sauber getrennt. Der gemessene Strom fällt zwischen den Peaks bis auf die Nachweisgrenze der Strommessung von $I_{min}=25$ pA ab. Der mittlere gemessene Ladungszustand ist für alle Ionen niedrig. Maximal werden fünffach geladene Ionen nachgewiesen. Ein Vergleich mit der im Abschnitt 4 über Plasmasimulation gemachten Parameterstudie³⁸ zeigt, dass bei einem Neutralgasdruck von $P=5 \cdot 10^{-6}$ mbar keine hoch geladenen Ionen im Plasma vorkommen. Die Rekombinationsrate für hoch geladene Ionen überwiegt bei hohem Neutralgasdruck gegenüber der Produktionsrate durch die Elektronen. Es ist daher absolut notwendig, dass der Restgasdruck in der Kieler-EZR-Quelle um mindestens eine Größenordnung reduziert wird.

Neben dem hohen Restgasdruck hat sich die an der Quellenoberfläche gemessene γ -Strahlenexposition als für den Betrieb limitierend erwiesen. Mikrowellenleistungen von über $P=30$ W führen zu einer unerlaubt hohen Strahlenexposition. Die durch hochenergetische Elektronen beim Auftreffen auf die Plasmakammerwand emittierten γ -Strahlen durchdringen das im Mittel über 80 mm starke Permanentmagnet-System. Eine erste Abschirmung mit 5 mm Blei war nur bedingt erfolgreich. An schwer zugänglichen Stellen wurde die Abschirmung labyrinthartig ausgeführt, so dass die Plasmakammeroberfläche von keiner Stelle außerhalb des Hochspannungskäfigs der EZR-Quelle aus zu sehen ist. In den Bereichen mit labyrinthartiger Abschirmung blieb die Strahlenexposition jedoch hoch, was vermutlich auf Comptonstreuung der hochenergetischen γ -Strahlung zurückzuführen ist. Die hochenergetische γ -Strahlung belegt zwar die Existenz der für die Ionisation benötigten hochenergetischen Elektronen im Plasma, macht aber eine zusätzliche geschlossene Bleiabschirmung für den weiteren Betrieb erforderlich. Zur Verbesserung des Restgasdruckes wurde bereits eine zusätzliche Turbopumpe mit einer Saugleistung von 40 l/s an der Injektionsseite der EZR-Quelle angeschlossen. Der erreichte Restgasdruck hat sich dadurch ohne Plasma auf $P=2 \cdot 10^{-6}$ mbar verbessert. Weitere Schritte, so das sukzessive Ersetzen aller nicht vakuumspezifizierten Materialien und eine intensive Lecksuche sind in Arbeit.

³⁸(siehe Abbildung 4.6)

Kapitel 4

Eindimensionale Multifluid-Plasmasimulation

Die Simulation des Plasmas soll helfen, die physikalischen Vorgänge in einer EZR-Quelle besser zu verstehen. Die für Messungen nur schwer zugänglichen Plasmaeigenschaften werden durch die Simulation mit den messbaren, extrahierten Strömen verknüpft. Neben grundlegenden Einsichten über die Einschlussmechanismen steht dabei vor allem die Optimierung der Kieler EZR-Quelle für die Produktion hoch geladener Ionen im Vordergrund.

In den letzten Jahren wurden in verschiedenen EZR-Gruppen Plasmasimulationsmodelle entwickelt. Die Schwerpunkte der physikalischen Modellierung liegen in den einzelnen Modellen sehr unterschiedlich. Die Modelle unterscheiden sich hauptsächlich in der Behandlung der Elektronenheizung durch die Mikrowelle und dem Elektronen- und Ioneneinschluss im Magnetsystem. Die hier vorgestellten eindimensionalen Multifluid-Plasmasimulationen werden durch eine kurze Übersichtsdarstellung der bestehenden Simulationsmodelle eingeordnet.

In den ersten Simulationen wurde das Plasma ohne räumliche Auflösung mit angenommener Elektronenverteilung abgebildet [Geller, 1989; Shirkov, 1992; Shirkov and Zschornack, 1995]. Bei diesen globalen Bilanzmodellen sind die Einschlusszeit der Ionen τ_i und der Elektronen τ_e von theoretischen Ansätze aus der Fusionsforschung abgeleitet. Als wesentliche Erweiterung wurde von Girard *et al.* [1998, 2002] und Edgell *et al.* [1999] zusätzlich die Wechselwirkung der Mikrowelle mit den Elektronen eingeführt. Die Geschwindigkeits- und Pitchwinkelabhängige Elektronenverteilung $f_e(v_e, \varphi_e)$ wird durch einen Fokker-Planck-Code simuliert. Die Mikrowellenheizung ist durch einen linearisierten Transportterm modelliert. Für den Ioneneinschluss wird die Streuung an den Ionen und der Mikrowelle durch eine Diffusion im Pitchwinkelraum berücksichtigt. Durch Parameterstudien von Girard

et al. [2002] konnten wichtige Zusammenhänge zwischen der extrahierten Ladungszustandsverteilung, der Mikrowellenleistung, dem Neutralgasdruck und den Plasmaparametern geklärt werden. Ein Vergleich mit ersten spektroskopischen Messungen der Ladungszustandsverteilung in einer EZR-Quelle durch *Douysset et al.* [2000] zeigt gute Übereinstimmung. Die weitere Entwicklung der Simulationsmodelle unterscheidet sich hauptsächlich in der Art, wie die Mikrowellenwechselwirkung mit den Elektronen implementiert wird. Während *Girard et al.* [1998] und *Erukhimov and Semenov* [2001, 2004, 2006] die Absorption der Mikrowelle im Plasma von der Flüssigkeitstheorie des Plasmas her beleuchten, geht eine Reihe von Autoren¹ zu Einzelteilchensimulationen der Mikrowellenheizung über. Die Elektronenbewegung wird unter Berücksichtigung der elektrischen und magnetischen Felder der Mikrowelle und dem statischen Spiegel-B-Feld berechnet. Für die Mikrowellenfelder wird angenommen, dass die Mikrowelle in einem Plasma mit unter kritischer Dichte als stehende Welle in einem Hohlkörperresonator behandelt werden kann. Die ersten, von *Heinen et al.* [1998, 1999a, b] mit einer dreidimensionalen “Particle in Cell“(PIC) Simulation ermittelten Dichteverteilungen stimmen gut mit den orts aufgelösten spektroskopischen Messungen der Ionendichteverteilungen durch *Grübling et al.* [2002] überein. Aufbauend auf die durch *Heinen* [2002] errechneten Elektronendichteverteilungen hat *Vitt* [2002] Simulationen der Ionendichteverteilung ausgeführt (siehe Abbildung 3.5 und 3.6). Die Quasineutralität des Plasmas wird bei *Vitt* [2002] durch vorgegebene ladungszustandsabhängige Einschlusszeiten in den einzelnen simulierten Zellen erreicht.

Neben den beschriebenen PIC Modellen wurde von *Edgell et al.* [2002] das eindimensionale Multifluid Modell GEM² entwickelt³. Die Flüssigkeiten werden in einer zylindersymmetrischen Flussröhre entlang der Symmetrieachse der EZR-Quelle simuliert. Die Quasineutralität des Plasmas wird durch ein selbstkonsistent berechnetes axiales elektrisches Feld, das die Beschleunigung der Flüssigkeiten beeinflusst, erreicht. Wegen der kleinen mittleren freien Weglängen der Ionen wird davon ausgegangen, dass alle Ionenpopulationen die gleich axiale Geschwindigkeit haben. Über eine globale Energiebilanzgleichung wird die wegen der großen Wärmeleitung im Plasma als konstant angenommene Temperatur der Ionen ermittelt. Der Vergleich der simulierten extrahierten Ströme mit Messungen [*Edgell et al.*, 2002] zeigt eine gute Übereinstimmung. Die beschriebenen PIC Modelle und die Multifluid Modelle unterscheiden sich wesentlich in der Art, wie die Mikrowelleneinkopplung angenommen wird. Beide Methoden bilden wichtige Einflussgrößen auf die extrahierten Ströme gut nach, so dass noch nicht geklärt ist, welcher Ansatz der Mikrowellenbe-

¹Neben *Heinen* [2002] haben auch von *Dougar-Jabon et al.* [2002], *Shirkov* [2006] und *Biri et al.* [2007] 3D PIC Simulationen der Elektronenverteilung und Heizung in EZR-Quellen entwickelt.

²(the Generalized EZR Multifluid ion source Modeling code)

³*Kim et al.* [2006] und *Zhao et al.* [2007] beschreiben die Erweiterung von GEM auf zwei Dimensionen.

handlung richtig ist. Bis jetzt gibt es keinen Simulationscode bei dem die Wechselwirkung der Mikrowelle mit dem Plasma selbstkonsistent berücksichtigt wird. Die Fluidsimulationen eignen sich besser, um Parameterstudien durchzuführen, da die Simulationszeit mit einigen Minuten [Girard et al., 2004] im Vergleich zu den PIC Simulationen mit einem Zeitbedarf von etwa einem Tag [Vitt, 2002] sehr gering ist. Damit sind die wichtigsten Modelle für die EZR-Plasmasimulation mit ihren physikalischen Ansätzen, den Vor- und Nachteilen kurz erläutert. Im Weiteren wird das entwickelte Simulationsmodell vorgestellt und mit Resultaten des ähnlichen GEM Codes verglichen. Der Schwerpunkt der Betrachtung liegt auf dem Einfluss der eingeführten individuellen Strömungsgeschwindigkeiten für die einzelnen Ionenspezies. Die Diskussion der daraus entstehenden Änderungen in den extrahierten Strömen stellt ein zentrales Resultat der gemachten Simulationen dar. Für die Verteilung der Druckkräfte auf die einzelnen Flüssigkeiten wird ein Modellansatz vorgeschlagen. Mit den gemachten Annahmen kann schließlich eine E-Feldabhängige analytische Drifterweiterung der einzelnen Flüssigkeitgeschwindigkeiten zur im GEM Modell verwendeten mittleren Geschwindigkeit abgeleitet werden.

4.1 Aufstellen des gekoppelten Gleichungssystems

Bei der hier vorgestellten 1D Multifluid-EZR-Plasmasimulation stehen die Produktions- und speziell die Transportprozesse in einem Mehrflüssigkeitsplasma entlang der Symmetrieachse im Vordergrund. Die für die Produktion und räumliche Dichteverteilung wichtige Elektronenverteilung wird im Unterschied zu dem sonst ähnlichen Modell im GEM Code nicht durch die Wechselwirkung mit der Mikrowelle ermittelt. Für einen Punkt in der EZR-Quelle wird die Elektronenverteilung im Pitchwinkelraum $n_e^*(\varphi)$ aus den Simulationsresultaten von Edgell et al. [2002] angepasst. Mit den im Abschnitt 3.1.3 eingeführten Gesetzmäßigkeiten über die ortsabhängige Dichteverteilung $n_e(z)$ einer im Pitchwinkelraum gegebenen Elektronenverteilung $n_e^*(\varphi)$ kann für die Simulation eine ortsabhängige Produktionsrate bestimmt werden. Die bei der hohen Wärmeleitfähigkeit im Plasma vorausgesetzte gemeinsame, räumlich konstante Iontemperatur T_i beeinflusst maßgeblich die Stärke der elektrostatischen Felder und die Reibungskopplung zwischen den Ionenflüssigkeiten. Die Iontemperatur wird nicht über ein globales Heizmodell an die Elektronenverteilung angebunden. Dadurch lassen sich Effekte wie die diskutierte Ionenkühlung durch Gasmixing [Melin et al., 1999] in Parameterstudien untersuchen⁴.

Für die eindimensionale Simulation des Multifluidplasmas in der EZR-Quelle wird die Kontinuitätsgleichung und die Impulsgleichung für jede Ionenflüssigkeit

⁴Eine Anbindung der Iontemperatur an die Elektronenheizung ist durch iterative Wiederholung der Simulation, wie sie Vitt [2002] vorschlägt, problemlos möglich

gelöst. Für die Kontinuitätsgleichung der Ionenspezies i mit der Masse m_i und dem Ladungszustand z_i gilt:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} n_i(z, t) &= -\frac{1}{A(z)} \frac{\partial}{\partial z} (A(z) n_i(z, t) u_i(z, t)) + Q_i(z, t) \\ \frac{\partial}{\partial t} n_i(z, t) &= -\frac{1}{A(z)} \frac{\partial}{\partial z} (A(z) n_i(z, t) u_i(z, t)) \\ &\quad + S_{i-1}(z, t) n_e(z, t) n_{i-1}(z, t) - S_i(z, t) n_e(z, t) n_i(z, t) \\ &\quad - R_i n_0 n_i(z, t) + R_{i+1} n_0 n_{i+1}(z, t) \end{aligned} \quad (4.1)$$

Die Fläche $A(z)$ bezieht sich auf eine Flussröhre entlang der Symmetrieachse z der EZR-Quelle. Durch die Erhaltung des magnetischen Flusses ist die Fläche indirekt proportional zur B-Feldstärke,

$$A(z) \sim \frac{1}{B(z)}. \quad (4.2)$$

Der Quellterm Q_i berücksichtigt ladungsändernde Prozesse. Der Produktionsterm S_i ergibt sich aus der Mittelung des energieabhängigen Ionisationsquerschnittes $\sigma_{EI}(E_e)$ über das normierte Elektronenspektrum $f_e(v_e)$.

$$S_i = \int \sigma_{EI}(E_e) v_e f_e(v_e) dv_e \quad \left| \quad \int f_e(v_e) dv_e = 1 \quad (4.3)$$

In der Simulation werden keine chemischen Prozesse berücksichtigt. Die ladungsändernden Prozesse sind deshalb nur zwischen den einzelnen Ladungszuständen einer Ionenart berechnet. Mit der in Abschnitt 3.1.3 eingeführten Unterscheidung der kalten $n_{e k}$ und heißen $n_{e h}$ Elektronenpopulation und der Herleitung der ortsabhängigen Dichten aus den Pitchwinkelverteilungen gilt für den Produktionsterm:

$$S_i(z, t) n_e(z, t) = S_{i k} n_{e k}(z, t) + S_{i h} n_{e h}(z, t). \quad (4.4)$$

Dabei wird vorausgesetzt, dass die Pitchwinkelverteilung der kalten und der heißen Elektronen (siehe Gleichung 3.37) nicht energieabhängig ist. Die Ionisationsraten $S_{i k}$ und $S_{i h}$ können dann unabhängig vom Ort und der Zeit integriert werden. In Abbildung 4.1 sind die in der Simulation verwendeten Ionisationsquerschnitte und die Ionisationsraten für Sauerstoffionen gezeigt. Für die kalten Elektronen wurde eine Maxwellverteilung mit einer mittleren Energie von $\bar{T}_{e k} = 50$ eV zur Berechnung der Ionisationsrate verwendet. Für die heißen Elektronen wird eine Temperatur von $\bar{T}_{e h} = 5$ keV angenommen. Die bei den verwendeten Temperaturen ermittelten Ionisationsraten sind für die Sauerstoff Ladungszustände in Abbildung 4.1 eingetragen. Die ortsabhängige Dichteverteilung der magnetisch eingeschlossenen, heißen Elektronen $n_{e h}(z)$ ist im Zentrum der EZR-Quelle maximal und sinkt im Spiegelpunkt

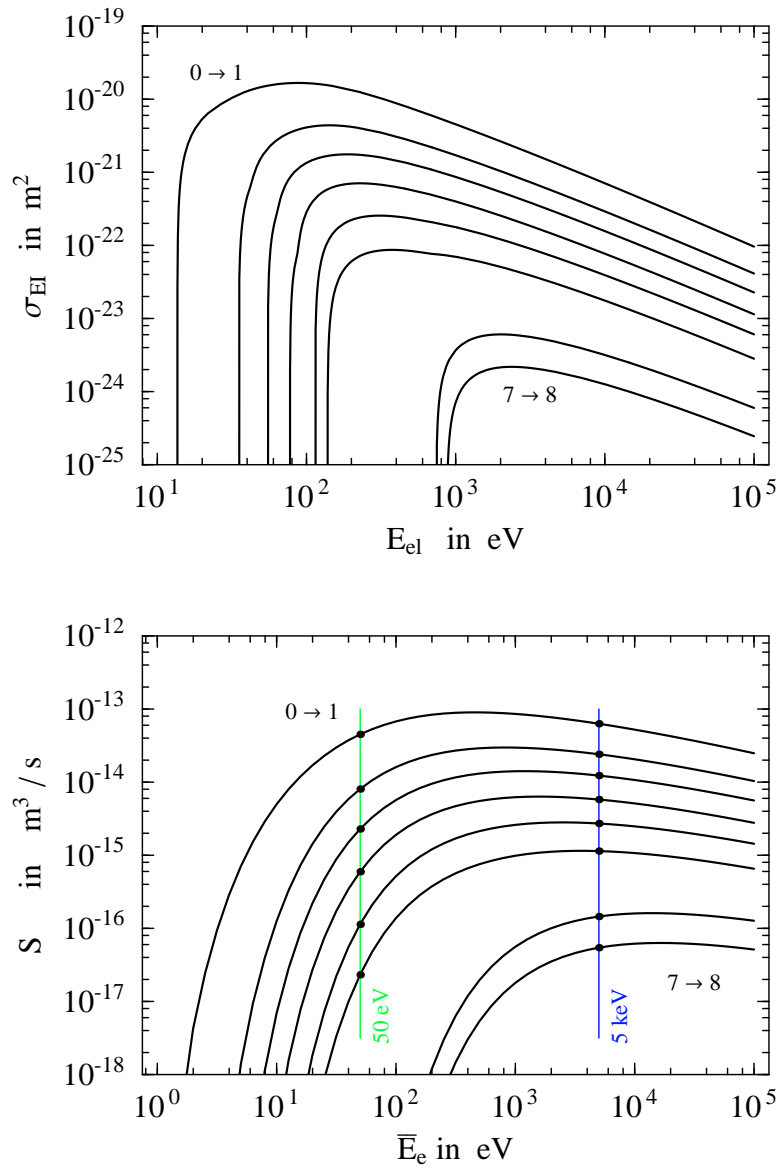


Abbildung 4.1: Ionisationsquerschnitt σ_{EII} und Ionisationsrate S für die Ladungszustände von Sauerstoffionen. Die Ionisationsraten der einzelnen Ladungszustände sind für maxwellverteilte Elektronenverteilungen berechnet.

auf Null ab. Die Dichte der kalten durch das Plasmapotential gefangenen Elektronen $n_{eh}(z)$ steigt zu den Spiegelpunkten hin an. Beide Dichteverteilungen sind in Abbildung 3.15 für die Kieler EZR-Quelle gezeigt.

Der dominante Prozess beim Elektroneneinfang eines Ions ist der Ladungsaustausch mit dem Neutralgas der Dichte n_0 . Die Dichte des Neutralgases wird als ortsunabhängig angenommen. Eine ortsabhängige Simulation ist durch den radialen Neutralgasteilchenfluss von der Plasmakammerwand schwierig. Solange die durch die Ionisation bedingte mittlere freie Weglänge

$$L_N \approx \tau v = \frac{1}{S n_e} v_0 \quad (4.5)$$

der von der Plasmakammerwand kommenden Neutralgasteilchen mit dem Durchmesser der Kammer vergleichbar ist, bleibt der Fehler durch die konstante Neutralgasdichte akzeptabel. Bei einem Durchmesser von $D = 50$ mm und einer Elektronendichte $n_e = 2 \cdot 10^{17} \text{cm}^{-3}$ ist die aufgestellte Bedingung gerade erfüllt. Der in dichteren Plasmen auftretende Effekt der Neutralgasverarmung [Geller, 1996; Vitt, 2002] im Zentrum der EZR-Quelle kann nicht abgebildet werden. Für die Ladungsaustausch-Querschnitte $\sigma_{z \rightarrow z-1}$ wird die empirische Formel von Müller and Salzborn [1977] benutzt.

$$\sigma_{z \rightarrow z-1} = A_k z^{\alpha_k} I^{\beta_k} \quad \text{in } \text{m}^2 \quad (4.6)$$

Dabei ist z die Ladungszahl des Ions und I das Ionisationspotential des neutralen Teilchens in eV. Die verwendeten Fitkonstanten betragen, $A_k = (1.43 \pm 0.76) 10^{-16} \text{m}^2$, $\alpha_k = (1.17 \pm 0.09)$ und $\beta_k = -(2.76 \pm 0.19)$. Für die Rekombinationsrate ergibt sich mit der mittleren Ionentemperatur T_i

$$R_i = v_i \sigma_{z \rightarrow z-1} = \sqrt{\frac{2kT_i}{m_i}} \sigma_{z \rightarrow z-1}. \quad (4.7)$$

Damit sind alle für die Kontinuitätsgleichung erforderlichen Größen bestimmt.

Die Impulsgleichung wird für jede Ionenspezies der Masse m_i und der Ladung z_i individuell aufgestellt. Die einzelnen Flüssigkeiten $\{i, j\}$ sind über die Reibungsterme $R_{i,j}$ stark gekoppelt.

$$\begin{aligned} m_i n_i(z, t) \frac{\partial}{\partial t} u_i(z, t) &= - \frac{m_i}{A(z)} \frac{\partial}{\partial x} (A(z) n_i(z, t) u_i^2(z, t)) \\ &\quad - \frac{\partial}{\partial x} P_i - q z_i n_i(z, t) \frac{\partial}{\partial x} U \\ &\quad + m_i \sum_j Q_j(z, t) (u_j(z, t) - u_i(z, t)) \\ &\quad + \sum_j R_{i,j} n_i(z, t) n_j(z, t) z_i^2 z_j^2 (u_j(z, t) - u_i(z, t)) \end{aligned} \quad (4.8)$$

Dabei ist $\frac{\partial}{\partial x} P_i$ die auf die Flüssigkeit i wirkende Volumenkraft, die durch die Druckgradienten der einzelnen Flüssigkeiten verursacht wird. Die elektrostatischen Kräfte $q z_i n_i(z, t) \frac{\partial}{\partial x} U$ erzwingen die Quasineutralität des Plasmas. Der Impulseintrag der Produktions- und Verlustterme $\sum_j Q_j(z, t) (u_j(z, t) - u_i(z, t))$ wird durch die Geschwindigkeitsdifferenz $(u_j(z, t) - u_i(z, t))$ zur betrachteten Flüssigkeit berücksichtigt⁵.

Mit der konstant angenommenen Iontemperatur T_i reduziert sich der Druckgradient auf den Dichtegradienten der einzelnen Flüssigkeiten.

$$\frac{\partial}{\partial x} P_i = \frac{\partial}{\partial x} (n_i(z, t) k T_i) = k T_i \frac{\partial}{\partial x} n_i(z, t) \quad (4.9)$$

In Abschnitt 3.1.1 wird gezeigt, dass die Ionen im Plasma stoßdominiert sind⁶. Die mittlere freie Weglänge der Ionen ist damit im Vergleich zu charakteristischen Längen der Druck- und Dichteänderung im Plasma klein, was eine Voraussetzung für die Flüssigkeitsmodellierung des Plasmas ist. Nach Gleichung 3.9, verhält sich der Impulsübertrag zwischen einem Ion der Ladung z_1 und einer maxwellverteilten Ionenpopulation der Ladung z_2 proportional zum Quadrat der Ladungen und indirekt proportional zur Wurzel der reduzierte Masse μ ,

$$\frac{\partial}{\partial t} (m_i u_i(z, t)) \sim \frac{z_i^2 z_j^2}{\sqrt{\mu_{i,j}}}. \quad (4.10)$$

Die Summe der Druckgradienten aller Flüssigkeiten entspricht einer Volumenkraft, die proportional zu den Wechselwirkungsquerschnitten und der Häufigkeit der Ionspezies aufgeteilt wird. Für den auf jede Flüssigkeit wirkenden Druckgradienten gilt:

$$\frac{\partial}{\partial x} P_i = n_i(z, t) z_i^2 \sum_k \frac{k T_i \frac{\partial}{\partial x} n_k(z, t) \frac{1}{\sqrt{\mu_{k,i}}}}{\sum_j \frac{n_j(z, t) z_j^2}{\sqrt{\mu_{k,j}}}}. \quad (4.11)$$

Für eine Simulation mit einer Ionenart vereinfacht sich Gleichung 4.11, weil die Mittelung über die verschiedenen reduzierten Massen $\mu_{i,j}$ entfällt.

$$\frac{\partial}{\partial x} P_i = \frac{n_i(z, t) z_i^2}{\sum_j n_j(z, t) z_j^2} \sum_j k T_i \frac{\partial}{\partial x} n_j(z, t) \quad (4.12)$$

⁵Dabei wurde der Produktionsterm $m_i \frac{\partial}{\partial t} n_i(z, t) u_i(z, t)$ von der Impulsableitung $m_i \frac{\partial}{\partial t} (n_i(z, t) u_i(z, t)) = m_i \frac{\partial}{\partial t} n_i(z, t) u_i(z, t) + m_i n_i(z, t) \frac{\partial}{\partial t} u_i(z, t)$ von der linken auf die rechte Seite der Gleichung gebracht und taucht in Form der Geschwindigkeitsdifferenzen auf.

⁶An den Rändern der Simulation, wo die Dichten stark abnehmen, steigt die freie Weglänge der Ionen an, so dass die Flüssigkeitsbeschreibung fraglich wird [Vitt, 2002].

In dieser Form kann die zum Quadrat des Ladungszustandes proportionale Mittelung vor den über alle Flüssigkeiten summierten Gesamt-Druckgradienten geschrieben werden. Ein Vergleich mit der Impulsgleichung 4.8 für die einzelnen Flüssigkeiten zeigt, dass die durch den Druckgradienten bewirkte Beschleunigung quadratisch mit der Ladung z_i wächst.

Im Abschnitt 3.1.2 über den Plasmaeinschluss wurde gezeigt, dass die Elektronendichteverteilung durch den magnetischen Einschluss der Elektronen vorgegeben ist. Das elektrische Feld erzwingt über den Ionentransport die Quasineutralität des Plasmas. Das elektrische Feld E wird als Ableitung des elektrischen Potentials U in die Impulsgleichung eingeführt. Für das elektrische Potential $U(z, t)$ muss die eindimensionale Laplace-Gleichung gelöst werden.

$$\frac{\partial}{\partial x} U(z, t) = -E(z, t) \quad (4.13)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} E(z, t) = -\frac{\partial^2}{\partial^2 x} U(z, t) = \frac{1}{\epsilon} \rho(z, t) = \frac{1}{\epsilon} \left(\sum_j n_j(z, t) - n_e(z, t) \right) \quad (4.14)$$

Die Bestimmung der zwei erforderlichen Randwerte wird durch die Plasmagrenzschicht erschwert. In den hier vorgestellten Simulationen wird von einer axialsymmetrischen Quelle ausgegangen. Das elektrische Feld verschwindet damit im Zentrum der simulierten EZR-Quelle ($E(0, t) = 0$).

Für die zur Geschwindigkeitsdifferenz und dem Quellterm Q proportionale Beschleunigung respektive Verzögerung der Flüssigkeit gilt die Diskussion der Quellterme für die Kontinuitätsgleichung. Die Geschwindigkeit der Neutralgasatome wird dabei wegen der kleinen thermischen Energie und der isotropen Richtungsverteilung mit Null eingesetzt.

Die Herleitung des Reibungsterms zwischen zwei maxwellverteilten Ionenflüssigkeiten verläuft sehr ähnlich wie die Rechnung für die elektrische Leitfähigkeit [Stroth, 2002; Woods, 2004]. Für die Reibungskraft zwischen Ionen $\{m_1, z_1, T_1\}$ einer Flüssigkeit der Dichte n_1 und einer zweiten Ionenflüssigkeit $\{m_2, z_2, T_2\}$ der Dichte n_2 gilt:

$$F^* = -\frac{32 \pi^{1/2} \ln \Lambda n_1 n_2}{6 \mu_{1,2}} \left(\frac{q^2 z_i z_j}{4 \pi \epsilon_0} \right)^2 \frac{\beta_1^3 \beta_2^3}{(\beta_1^2 + \beta_2^2)^{3/2}} \Delta v. \quad (4.15)$$

Die Reibungskraft F^* ist in erster Näherung proportional zur Relativgeschwindigkeit Δv zwischen den Flüssigkeiten⁷, den Dichten $\{n_1, n_2\}$ und dem Quadrat der

⁷Die angegebene Gleichung 4.15 gilt nur, wenn die Geschwindigkeit Δv im Vergleich zu den mittleren thermischen Geschwindigkeiten der Flüssigkeiten klein ist.

Ladungen $\{z_1^2, z_2^2\}$. Die beiden Größen $\beta_1 = \sqrt{\frac{m_1}{2kT_1}}$ und $\beta_2 = \sqrt{\frac{m_2}{2kT_2}}$ geben die inverse mittlere thermische Geschwindigkeit der Ionenflüssigkeiten an. Dabei ist q die Elementarladung des Elektrons, $\mu_{1,2} = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}$ die reduzierte Masse und k die Boltzmann-Konstante. Für die Diskussion der Massen- und Temperaturabhängigkeit der Reibungskraft wird die in EZR-Quellen für alle Flüssigkeiten gleiche Temperatur der Ionen benutzt.

$$F^* \sim \frac{\mu^{1/2}}{T_i^{3/2}}. \quad (4.16)$$

In der Impulsgleichung der Flüssigkeiten (Gleichung 4.8) wurden die in der Simulation veränderlichen Größen vor die Reibungsterme $R_{i,j}$ geschrieben. Der Reibungsterm hängt von der Temperatur und der reduzierten Masse der beteiligten Ionen ab.

$$F^* = R_{i,j} n_i(z, t) n_j(z, t) z_i^2 z_j^2 (u_j(z, t) - u_i(z, t)) \quad (4.17)$$

$$R_{i,j} = -\frac{32 \pi^{1/2} \ln \Lambda}{6} \left(\frac{q^2}{4 \pi \epsilon_0} \right)^2 \frac{\mu_{i,j}^{1/2}}{T_i^{3/2}} \quad (4.18)$$

Für die im Abschnitt 4.3 vorgestellten Simulationen eines Sauerstoffplasmas wird der Reibungsterm, durch die für alle Flüssigkeitskombinationen gleiche reduzierte Masse, zur Konstanten.

Damit sind die in der Kontinuitäts- und Impulsgleichung auftretenden Terme diskutiert. Für die numerische Lösung des gekoppelten Gleichungssystems wurden die Beschleunigungen der Flüssigkeiten um den Faktor 10^6 verkleinert. Schnelle Prozesse wie die Ionenschallwellen werden nicht mehr abgebildet. Die Zeitkonstanten der durch die Produktionsterme verursachten Dichteänderung und der Geschwindigkeitsänderung erreichen dadurch die gleiche Größenordnung, was die numerische Lösung vereinfacht. Für die Simulationsergebnisse können nur die stationären Lösungen der Dichte- und Geschwindigkeitsverteilungen ausgewertet werden. Dies beschränkt die Simulationsergebnisse auf stationär betriebene EZR-Quellen, was in unserem Fall keine Einschränkung mit sich bringt.

4.2 Driftnäherung für die Multifluid-Simulation

Die im stationären Fall in der Impulsgleichung 4.8 auftretenden einzelnen Terme sind für die Simulation der hier vorgestellten EZR-Quelle sehr unterschiedlich groß. Die bei einer Iontemperatur von $T_i = 1$ eV durch den Druckgradienten $\frac{\partial}{\partial x} P_i$ verursachten Kräfte sind viel größer als die benötigten Kräfte für die Beschleunigung der Flüssigkeiten. Die Druckkräfte werden zum größten Teil durch die elektrostatischen Kräfte $q z_i n_i(z) E(z)$ auf die Flüssigkeiten kompensiert. Über das elektrische Feld wird der Ladungstransport so geregelt, dass die Quasineutralität im Plasma erfüllt

ist. Für die folgenden Betrachtungen werden die Terme für die örtliche Flüssigkeitsbeschleunigung vernachlässigt. Weiter wird nur eine Ionenart in den verschiedenen Ladungszuständen betrachtet. Mit der Gleichung 4.12 für den Druckgradienten $\frac{\partial}{\partial x} P_i$ und der Impulsgleichung 4.8 folgt für die stationären Lösungen ($\frac{\partial}{\partial t} u_i(z, t) = 0$) der Flüssigkeiten:

$$0 = -\frac{\partial}{\partial x} P_i - q z_i n_i(z) \frac{\partial}{\partial x} U + \sum_j R_{i,j} n_i(z) n_j(z) z_i^2 z_j^2 (u_j(z) - u_i(z)) \quad (4.19)$$

$$0 = \frac{n_i(z) z_i^2}{\sum_j n_j(z) z_j^2} \sum_j k T_i \frac{\partial}{\partial x} n_j(z) - q z_i n_i(z) \frac{\partial}{\partial x} U + \sum_j R_{i,j} n_i(z) n_j(z) z_i^2 z_j^2 (u_j(z) - u_i(z)) \quad (4.20)$$

$$0 = \frac{\sum_j k T_i \frac{\partial}{\partial x} n_j(z)}{\sum_j n_j(z) z_j^2} - \frac{q}{z_i} E + R \sum_j n_i(z) z_j^2 (u_j(z) - u_i(z)) \quad (4.21)$$

Der relative Einfluss des elektrischen Feldes E sinkt damit mit steigender Ladungszahl z_i der Ionenflüssigkeit. Dies folgt, weil sowohl die Reibung zwischen den Flüssigkeiten wie auch der Druckterm quadratisch mit der Ladungszahl wachsen. Die einzelnen Flüssigkeitgeschwindigkeiten u_i können relativ zur Schwerpunkts- geschwindigkeit u_s aller Flüssigkeiten aufgelöst werden. Für die Driftgeschwindigkeiten u_{di} gilt:

$$u_{di} = u_i - u_s \quad (4.22)$$

$$\sum u_{dj} n_j = 0 \quad (4.23)$$

$$u_{di} = \frac{E}{R \sum_j n_j z_j^2} \left(\frac{1}{z_i} - \frac{\sum_j \frac{n_j}{z_j}}{\sum_j n_j} \right) \quad (4.24)$$

Aus Gleichung 4.24 ist ersichtlich, dass die Driftgeschwindigkeiten der niedrig geladenen ($z_i < \bar{z}$) Ionenflüssigkeiten in E-Feldrichtung zeigen. Dagegen driften die Ionenflüssigkeiten mit hoher Ladungszahl ($z_i > \bar{z}$) gegen das E-Feld! Aus Gleichung 4.24 folgt für die eingeführte mittlere Ladung:

$$\bar{z} = \frac{\sum_j n_j}{\sum_j \frac{n_j}{z_j}}. \quad (4.25)$$

Die im nächsten Abschnitt gezeigten Resultate stimmen gut mit der hier eingeführten Driftnäherung überein (siehe Abbildung 4.2). Die dem E-Feld proportionale, nach Ladungszuständen abgestufte Driftgeschwindigkeit lässt sich gut erkennen. Es

zeigt sich auch, dass für die im Zentrum der EZR gewählte Elektronendichte von $n_e = 10^{18} \text{ m}^{-3}$ und einer Ionentemperatur von $T_i = 1 \text{ eV}$ die Druckkräfte die lokalen Beschleunigungskräfte klar dominieren, was bei der Herleitung der Driftgleichungen vorausgesetzt wurde. Die Tatsache, dass unter den gemachten Annahmen die hochgeladenen Ionen gegen das E-Feld driften, widerspricht dem Potentialbarrieren-Einschlussmodellen für EZR-Quellen und wird in Abschnitt 4.4 ausführlich diskutiert.

4.3 Resultate der Multifluid-Simulation

Durch Simulationen wurden charakteristische Eigenschaften der Kieler EZR-Quelle für ein Sauerstoffplasma bestimmt. Das gekoppelte Flüssigkeitsgleichungssystem wurde für die Sauerstoff Ladungszustände gelöst. Die zur Berechnung der Flussröhrenfläche $A(z)$ benötigten Magnetfeldstärken $B(z)$ der Kieler EZR-Quelle ist in Abbildung 3.16 gezeigt. Die Distanz zwischen den Spiegelpunkten beträgt $L = 140 \text{ mm}$. Die Simulationen wurden für ein symmetrisches System mit einem numerischen Algorithmus zur Lösung von partiellen Differenzialgleichungs-Systemen des Programmes “Mathematica“ durchgeführt [Wolfram, 2003].

Exemplarisch sind Resultate einer einzelnen Simulation in Abbildung 4.2 gezeigt. Dabei wurde für die Simulation eine Elektronendichteverteilung ohne steile Dichtegradienten verwendet⁸. Die Summe der ortsabhängigen Ionendichten ergibt im stationären Zustand die Elektronendichte. Die Dichteverteilung der einzelnen Ladungszustände fällt für hohe Ladungszustände vom Zentrum zum Rand hin steiler ab als für die niedrig geladenen Ionenflüssigkeiten. Im Spiegelpunkt, dem Extraktionsort, ist die Geschwindigkeit für alle Flüssigkeiten praktisch identisch. Die extrahierten Ströme sind daher direkt proportional zur Dichte der einzelnen Flüssigkeiten im Spiegelpunkt. Die ortsabhängigen Geschwindigkeiten $u_i(z)$ zeigen das im Abschnitt 4.2 hergeleitete ladungszustandsabhängige Driftverhalten der einzelnen Ionenflüssigkeiten um eine mittlere Geschwindigkeit. Einzig in der Nähe der Spiegelpunkte wird durch die abnehmende Dichte für die einfach geladenen Ionen die Trägheit der Ionen im Vergleich zu den Reibungskräften groß genug, damit eine Abweichung von einer Driftlösung sichtbar ist. Die Steigung des abgebildeten Potentials $U(z)$ korreliert gut mit den Driftgeschwindigkeiten. Das ermittelte Potential $U \approx 0.24 \text{ V}$ an den Spiegelpunkten liegt nahe am Potential $U \approx 0.3 \text{ V}$ der von Edgell et al. [2002] vorgestellten Resultate.

Ein Vergleich der über die Länge des EZR-Plasmas gemittelten Dichten \bar{n}_i mit

⁸Steile Dichtegradienten führen mit dem vorhandenen numerischen Algorithmus häufig zu numerischen Instabilitäten und eignen sich deshalb nicht für Parameterstudien.

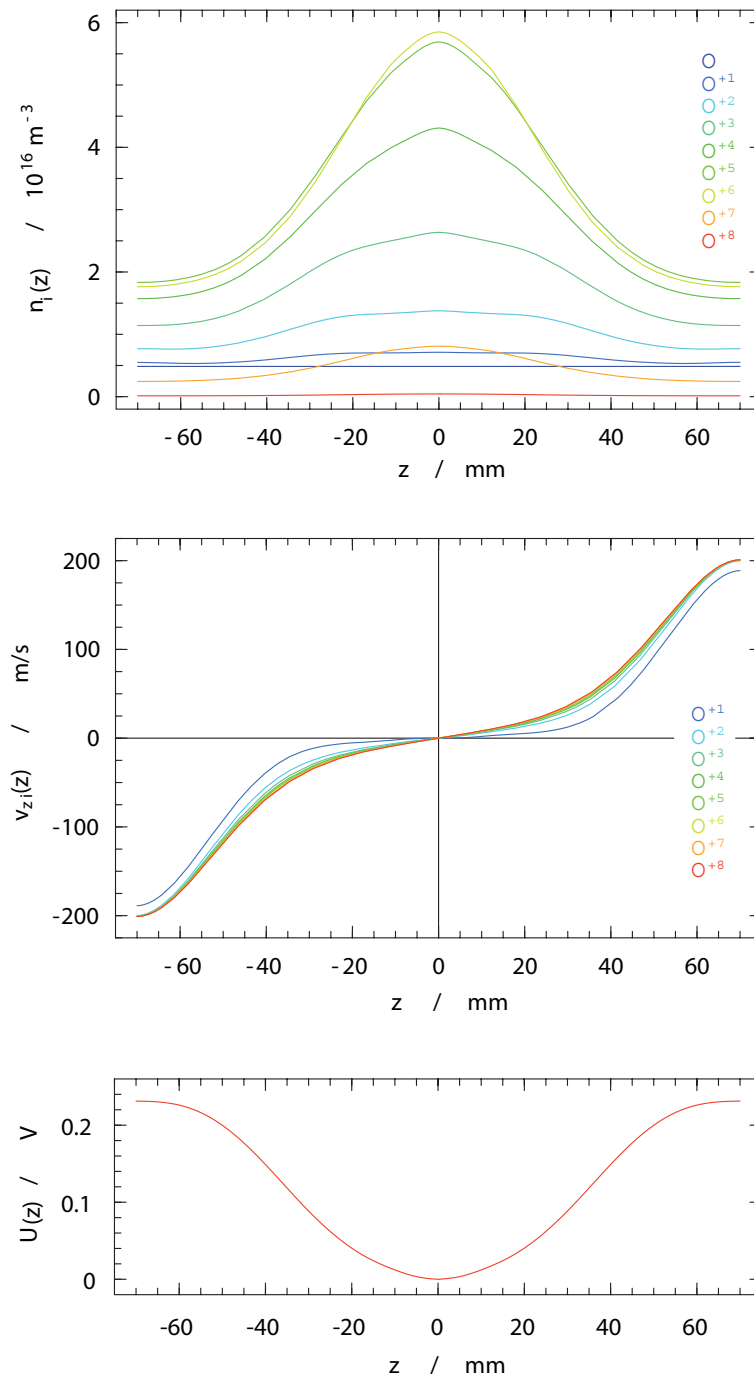


Abbildung 4.2: Dichten, Geschwindigkeiten und Plasmapotential für eine Sauerstoff Multifluid-Plasmasimulation. Bei den Dichten ist der Neutralgasdruck von $n_0 = 2 \cdot 10^{-7} \text{ mbar}$ blau eingezeichnet. Die Elektronendichte beträgt im Zentrum der Quelle $n_e = 10^{18} \text{ m}^{-3}$. Die Beschleunigung der Geschwindigkeiten bei $z \approx \pm 0.03 \text{ m}$ ist eine Folge des B-Feld-Anstiegs und der dadurch kleiner werdenden Fläche der Flussröhre.

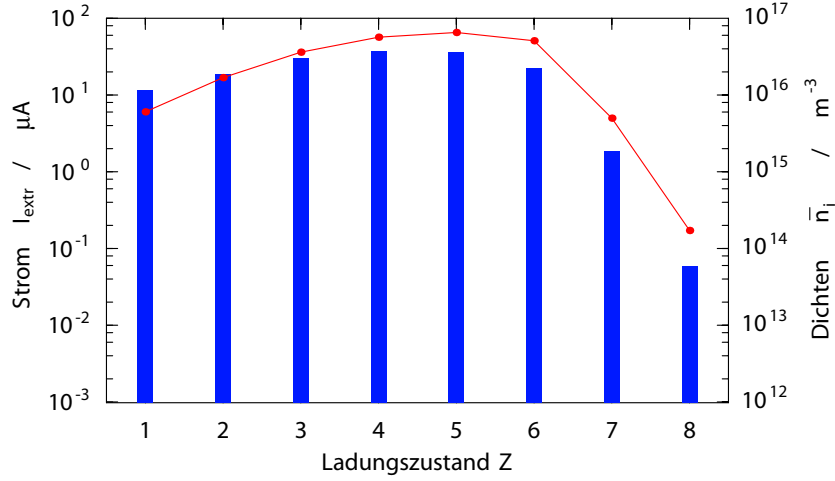


Abbildung 4.3: Mittlere Dichten und extrahierte Ströme für ein Sauerstoffplasma. Die extrahierten Ströme sind rot eingezeichnet und wachsen im Vergleich zu den mittleren Dichten primär durch die Multiplikation mit der Ladung z_i .

den extrahierten Strömen $I_{extr i}$ liefert die von *Douysset et al.* [2000] eingeführte Ioneneinschlusszeit τ_i für jeden Ladungszustand.

$$\tau_i = \frac{L A_{extr}}{2} \frac{q z_i n_i}{I_{extr i}} \quad (4.26)$$

Dabei ist L die Länge des Plasmas und A_{extr} die Fläche der Extraktionsöffnung. Die Division durch den Faktor Zwei folgt aus der Annahme, dass der Ionenstrom entlang der Achse in beide Richtungen gleich groß ist. Für den extrahierten Strom gilt:

$$I_{extr i} = q z_i n_i u_i A_{extr}. \quad (4.27)$$

In Abbildung 4.3 sind die mittleren Dichten zusammen mit den extrahierten Strömen für die Simulation mit der Elektronendichte $n_e = 10^{18} m^{-3}$ und der Neutralgasdichte $n_0 = 2 \cdot 10^{-7}$ mbar gezeigt. Für die Berechnung der Ströme aus der Kieler EZR-Quelle wurde der Extraktions-Durchmesser $D = 4$ mm benutzt.

Der direkte Vergleich von zwei bis auf die angenommene Ionentemperatur gleichen Simulationen zeigt die Bedeutung der modellierten individuellen Geschwindigkeiten u_i . Bei einem Sauerstoffplasma mit der Elektronendichte $n_e = 10^{18} m^{-3}$, der Neutralgasdichte $n_0 = 2 \cdot 10^{-7}$ mbar und einer Ionentemperatur $T_i = 0.4$ eV werden die Driftgeschwindigkeiten vernachlässigbar klein. Im Abschnitt 4.2 wurde gezeigt, dass für die Driftgeschwindigkeit gilt:

$$u_{di} \sim \frac{E}{R} \sim \frac{T_i}{T_i^{-3/2}} \sim T_i^{5/2}. \quad (4.28)$$

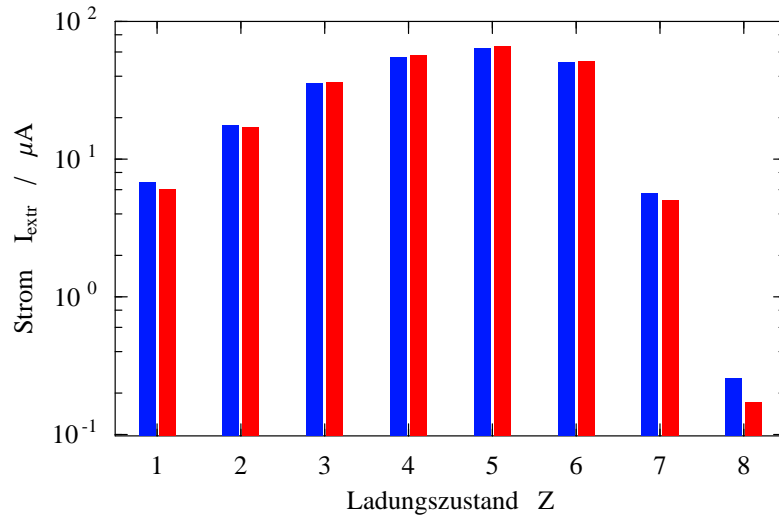


Abbildung 4.4: Ionentemperaturabhängige Ladungszustandsverteilung der extrahierten Ströme. Die Ladungszustandsverteilung der extrahierten Ströme wird für die Ionentemperaturen $T_i = 0.4 \text{ eV}$ (blau) und $T_i = 1 \text{ eV}$ (rot) verglichen.

Bei der Reduktion der Ionentemperatur von $T_i = 1 \text{ eV}$ um Faktor Zweieinhalb werden die Driftgeschwindigkeiten damit zehn mal kleiner. Die Simulation entspricht dann, in der Art, wie der Ionentransport wiedergegeben wird, dem Modell von *Edgell et al.* [2002]. Bei einer kompletten Reibungskopplung der Flüssigkeiten verschwinden zudem auch Unterschiede durch die Modellierung der Druckgradienten. Die Abbildungen 4.4 und 4.5 zeigen die extrahierten Ströme $I_{\text{extr}i}$ und die Ioneneinschlusszeiten τ_i für die unterschiedlich simulierten Ionentemperaturen. Die extrahierten Ströme der hoch geladenen Ionen wie O^{+8} werden ohne die Berücksichtigung der individuellen Flüssigkeitgeschwindigkeiten um etwa einen Faktor Zwei überschätzt. Die gleiche Tendenz, wenn auch weniger ausgeprägt, ist für die einfach geladenen Ionen zu sehen. Gleichzeitig ändert sich der ladungszustandsabhängige Verlauf der Ioneneinschlusszeiten für die beiden Simulationen. Mit zunehmender Ionentemperatur sinkt die Einschlusszeit für die hoch geladenen Ionen, während für die einfach geladenen Ionen die Einschlusszeit leicht steigt. Dies lässt sich dadurch erklären, dass bei kleinerer Temperatur die hoch geladenen Ionen durch die starke Reibung den Transport der niedrig geladenen Ionen aus der Quelle erhöhen. Gleichzeitig wird die Geschwindigkeit der hoch geladenen Ionen dadurch verkleinert und ihre Einschlusszeit erhöht. Nach Gleichung 4.26 verhalten sich die extrahierten Ströme direkt proportional zur mittleren Ionendichte und indirekt proportional zur Ioneneinschlusszeit. *Hitz et al.* [2002b] weist darauf hin, dass für hoch geladene Ionen durch eine Verkürzung der Ioneneinschlusszeit die mittlere Dichte praktisch exponentiell abnimmt. Für die niedrig geladenen Ionen verkleinert sich der Strom mit steigender Temperatur damit wegen der steigenden Einschlusszeit. Für die hoch geladenen Ionen dominiert die durch

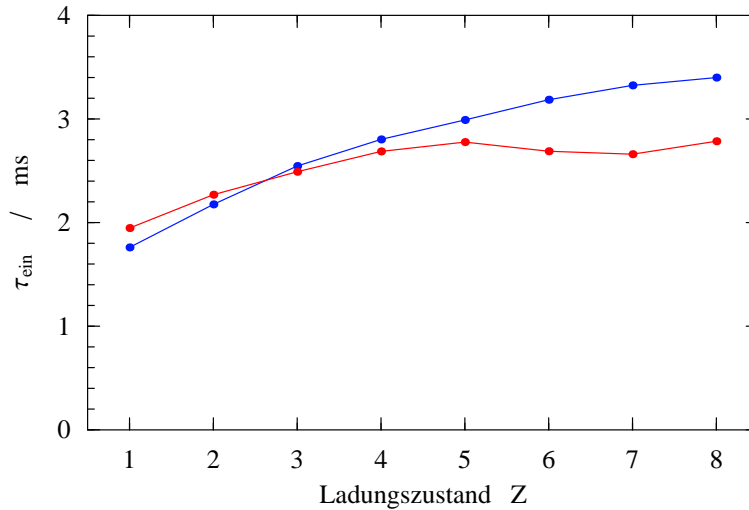


Abbildung 4.5: Iontemperatur abhängige Ioneneinschlusszeiten für die Sauerstoff Ladungszustände. Verglichen werden die Ioneneinschlusszeiten für ein Sauerstoffplasma mit einer Iontemperatur von $T_i = 0.4 \text{ eV}$ (blau) und $T_i = 1 \text{ eV}$ (rot).

die verkürzte Einschlusszeit bewirkte Dichteabnahme den gesteigerten Transport durch die kleinere Einschlusszeit⁹. Durch die Multifluid-Simulation mit individuellen Flüssigkeits-Geschwindigkeiten ist es das erste Mal gelungen ohne Modellannahmen einen direkten Zusammenhang zwischen der Ladungszustandsabhängigen Ioneneinschlusszeit und der Iontemperatur aufzuzeigen. *Douysset et al.* [2000] hat durch den Vergleich von spektroskopischen Messungen der Ladungszustandsdichten in einer EZR-Quelle mit den extrahierten Strömen die Einschlusszeiten für ein Argonplasma experimentell bestimmt. Die Einschlusszeiten betragen $T_i \approx 1 \dots 3 \text{ ms}$ und steigen mit zunehmender Ladungszahl. Die hier durch Simulationen ermittelten Ioneneinschlusszeiten passen qualitativ gut zu den Messungen von *Douysset et al.* [2000], lassen sich aber durch die unterschiedlichen Gase und Quellengeometrien nicht direkt vergleichen.

In einer Parameterstudie wurden die extrahierten Ionenströme in Abhängigkeit des Verhältnisses der Neutralgasdichte¹⁰ n_0 zur Elektronendichte n_e im Zentrum der EZR-Quelle simuliert. Die Resultate der Parameterstudie sind in Abbildung 4.6 gezeigt. Ein Vergleich der simulierten Ladungszustands-Verteilung der extrahierten Ströme mit gemessenen Ladungszustands-Verteilungen führt auf das Verhältnis zwischen der Neutralgasdichte und der Elektronendichte im Plasma. Die Parame-

⁹Die aus globalen Betrachtungen des Plasmas abgeleiteten Gesetzmäßigkeiten müssen mit der neuen Simulationmethode systematisch untersucht werden.

¹⁰Die Neutralgasdichte wird in mbar angegeben. Ein Druck von $2 \cdot 10^{-7} \text{ mbar}$ entspricht bei einer Temperatur von $T = 20, ^\circ\text{C}$ etwa einer Dichte von $5 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-3}$.

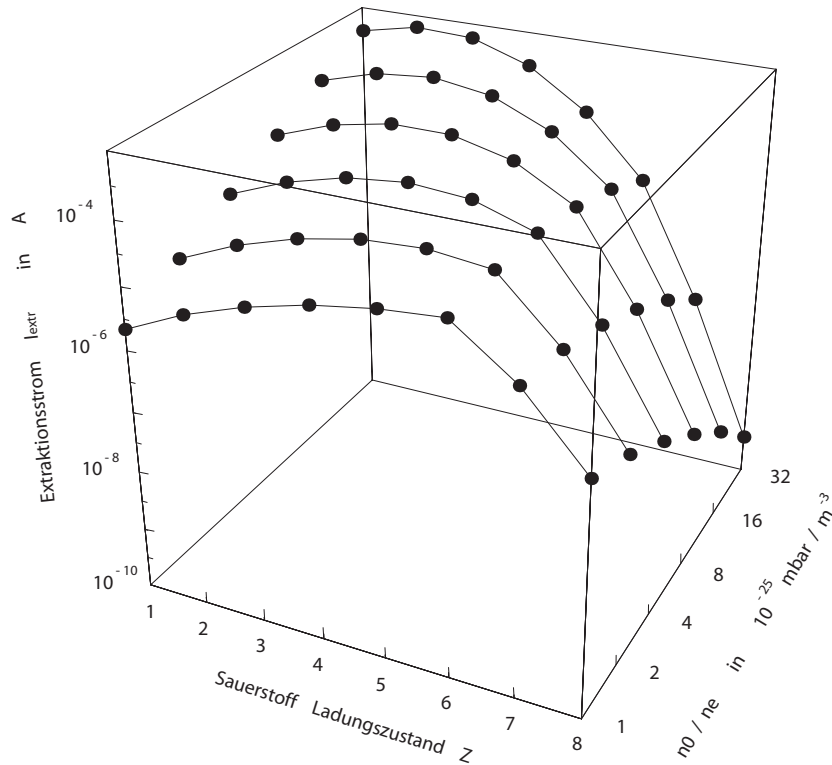


Abbildung 4.6: Ladungszustandsverteilung der extrahierten Ströme als Funktion der Neutralgasdichte. Die extrahierten Ströme sind für ansteigende Verhältnisse der Neutralgasdichten n_0 zur Elektronendichte n_e gezeigt. Die Ströme verhalten sich proportional zur Elektronendichte n_e . Mit größer werdender Neutralgasdichte steigen die Ströme für die niedrig geladenen Ionen im extrahierten Ionenstrahl, während die Ströme für die hoch geladenen Ionen sinken.

terstudie zeigt, dass sich der häufigste Ladungszustand, wie von *Geller* [1996] in den Skalierungsgesetzen beschrieben, mit abnehmender Neutralgasdichte zu höheren Ladungszuständen verschiebt. Für die Produktion von achtfach geladenem Sauerstoff liegt die optimale Neutralgasdichte bei der für die Simulationen verwendeten Elektronendichte von $n_e = 10^{18} \text{ m}^{-3}$ unterhalb von $n_0 < 10^{-7}$ mbar. Der über alle Ladungszustände extrahierte Strom wird dabei sehr klein und liefert trotzdem einen maximalen Strom an achtfach geladenen Sauerstoff-Ionen. Die Ströme der niedrig geladenen Ionen steigen praktisch linear mit der Neutralgasdichte an. Durch die höhere Neutralgasdichte steigen die Geschwindigkeiten. Zusätzlich steigt die Rekombinationsrate, die proportional zur Neutralgasdichte ist. Beide Effekte zusammen erklären die Abnahme der Ströme für die hoch geladenen Ionen bei steigender Neutralgasdichte.

4.4 Diskussion und Einordnung der Simulationsergebnisse

Durch die neu entwickelte Multifluid-Plasmasimulation mit individuellen Fließgeschwindigkeiten für die einzelnen Ionenflüssigkeiten ist es gelungen, neue physikalische Zusammenhänge in der EZR-Quelle sichtbar zu machen. Charakteristische Ladungsverteilungen wurden errechnet und dienen als Anhaltspunkte für die Optimierung der Kieler EZR-Quelle. Ohne Modellannahmen zeigten die Ioneneinschlusszeiten einen direkten Zusammenhang mit der Iontemperatur. Die hergeleitete Driftnäherung ist eine mögliche analytische Erweiterung für einen Simulationscode wie GEM [*Edgell et al.*, 1999, 2002]. Die Driftgeschwindigkeiten können bei gegebenem E-Feld und der Dichtezusammensetzung des Plasmas berechnet und zur Strömungsgeschwindigkeit in Bezug gesetzt werden. Damit ist eine Abschätzung des Einflusses der individuellen Geschwindigkeiten möglich.

Eines von verschiedenen Modellen über den Ioneneinschluss [*Geller*, 1996; *Melin et al.*, 1999] geht davon aus, dass die mit dem Ladungszustand der Ionen steigende Einschlusszeit durch den Einschluss der Ionen in einem elektrostatischen Potentialtopf im Zentrum der EZR-Quelle erklärt werden kann. Der Potentialtopf ist dabei eine Folge der Quasineutralität im Plasma. Durch die konstante thermische Energie der Ionen würde die zu überwindende Potentialbarriere proportional zum Ladungszustand eines Ions wachsen. Die Einschlusszeit des Ions steigt dann exponentiell mit der Ladungszahl an. Die Vorstellung dieses Einschlussmodells steht im Widerspruch zu den im Abschnitt 4.2 hergeleiteten Resultaten der Driftnäherung für die Flüssigkeitgeschwindigkeiten. In der Herleitung der Driftnäherung wurde der Fall behandelt, dass das elektrische Feld die durch den Druckgradienten verletzte Quasineutralität des Plasmas erzwingt. Durch die gewählte Aufteilung der Druck-

kräfte auf die einzelnen Flüssigkeiten werden die hoch geladenen Ionen durch den das elektrische Feld verursachenden Druckgradienten schneller als niedrig geladene Ionen aus einem Potentialtopf heraustransportiert. Die Einschlusszeit für einen Potentialtopf würde also mit zunehmendem Ladungszustand kleiner, was dem eingangs vorgestellten Modell widerspricht. Allgemein lässt sich festhalten, dass für die Multifluid-Simulation auch bei verschwindenden Relativgeschwindigkeiten, also kalten, dichten Plasmen, allein aus den Transport- und Produktionsgleichungen eine linear mit dem Ladungszustand ansteigende Einschlusszeit für die Ionen folgt (siehe Abbildung 4.5). Ein globales Einschlussmodell wird bei den Simulationen nicht benötigt.

Die gemachten Simulationen und analytischen Näherungen sind in verschiedenen Richtungen erfolgreich und zeigen sowohl das bekannte charakteristische Verhalten der EZR-Quellen, wie auch neue Phänomene. Der in der EZR-Modellierung neue Ansatz über die Druckverteilung muss durch eine Literaturrecherche im Bereich der Plasmodellierung oder durch eine elementare Ableitung überprüft werden. Zudem ist die numerische Stabilität des Lösungsalgorithmus noch unbefriedigend. In Zukunft liefert der Vergleich der aus der Kieler-EZR-Quelle extrahierten Ströme mit den Simulationsresultaten eine gute Möglichkeit um die Simulation zu überprüfen. Voraussetzung ist aber, dass zuerst die technischen Probleme bei der EZR-Quelle gelöst werden (vergleiche Abschnitt 3.4). Mit Hilfe der Simulationsresultate sind dann auch Optimierungsvorschläge für den Quellenbetrieb möglich.

Kapitel 5

Ionenoptik und m/q -Selektion

Die in der EZR Quelle erzeugten hoch geladenen Ionen werden in der Extraktion durch ein elektrostatisches Feld zu einem Ionenstrahl beschleunigt. Danach lenkt ein Sektormagnet den Ionenstrahl um 90° ab und selektiert nach den Massepro-Laungszuständen (m/q). Abbildung 5.1 zeigt den hier besprochenen Teil der Ionenoptik schematisch. In diesem Abschnitt werden die Grundlagen für die Dimensionierung der Ionenoptik in der Extraktion und der m/q -Selektion erarbeitet. Die Anwendung zur Kalibration von Instrumenten führt auf drei Hauptkriterien für die Ionenoptik.

- Die m/q -Selektion muss eine gute m/q -Auflösung bei sehr hoher Unterdrückung benachbarter m/q -Zustände gewährleisten.
- Die m/q -Selektion darf nicht durch Schwankungen der Plasma- und Extraktionsregion beeinflusst werden.
- Für die geplante Kalibrationsanwendung ist eine hohe Transmission der seltenen m/q Strahlanteile erforderlich. Andererseits müssen die intensiven m/q Strahlanteile bis zu Faktor 10^9 abgeschwächt werden.

Das gebaute ionenoptische System basiert auf der konsequenten Entkoppelung der gestellten Aufgaben. Die Extraktion liefert einen möglichst intensiven, gut fokussierten Ionenstrahl. Der Sektormagnet mit den Eintrittsblenden¹, den Divergenzblenden und den Austrittsblenden erfüllt alle anderen Anforderungen.

Die fokussierenden Eigenschaften des elektrostatischen Feldes und des magnetischen Streufeldes der EZR-Permanetmagnetstruktur in der Extraktion werden in

¹Alle Blenden sind in der auf die Ionenbahn senkrecht stehenden Ebene in x - und y -Richtung einstellbar.

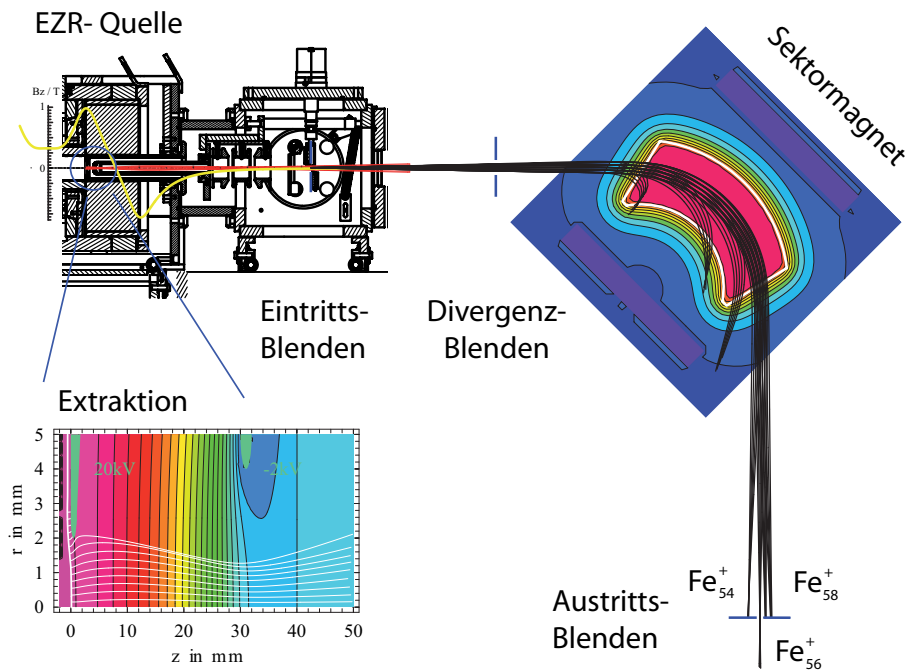


Abbildung 5.1: Schema der Ionenoptik. Das elektrostatische Feld in der Extraktion formt den Ionenstrahl (rot). Die m/q -Selektion erfolgt im Sektormagneten einschließlich der Eintritts- und Austrittsblenden. Im Sektormagneten ist der Ionenstrahl (schwarz) für verschiedene m/q Verhältnisse dargestellt.

Abschnitt 5.1 untersucht. Das elektrostatische Feld ergibt sich aus der selbstkonsistenten Lösung der Teilchenbewegung unter Berücksichtigung der Ladung im Ionenstrahl und der sich einstellenden Form der Plasmagrenzschicht. Im Abschnitten 5.1.1 werden Simulations-Resultate im Vergleich mit gemessenen Ionenstrahlprofilen nach der Extraktion diskutiert.

Der Sektormagnet bildet mit den Eintritts- und Austrittsblenden zusammen die ionenoptische Einheit zur m/q -Selektion der Ionen. Die Lage der Eintritts- und Austrittsblenden ergibt sich aus Ionenbahnsimulationen, die auf den Magnetfeldsimulationen des Sektormagneten aufbauen (Abschnitt 5.2.2). Die gemessenen m/q -Spektren führen dann im Abschnitt 5.2.3 zum Vergleich der erreichten m/q -Auflösung mit den Simulationsresultaten.

5.1 Extraktion

Für die Simulation der Ionenbahnen in der Extraktion muss das mit den Ionen wechselwirkende elektrische und magnetische Feld bekannt sein. Das durch den Ionenstrahl erzeugte Magnetfeld ist bei den aus EZR-Quellen typischerweise ex-

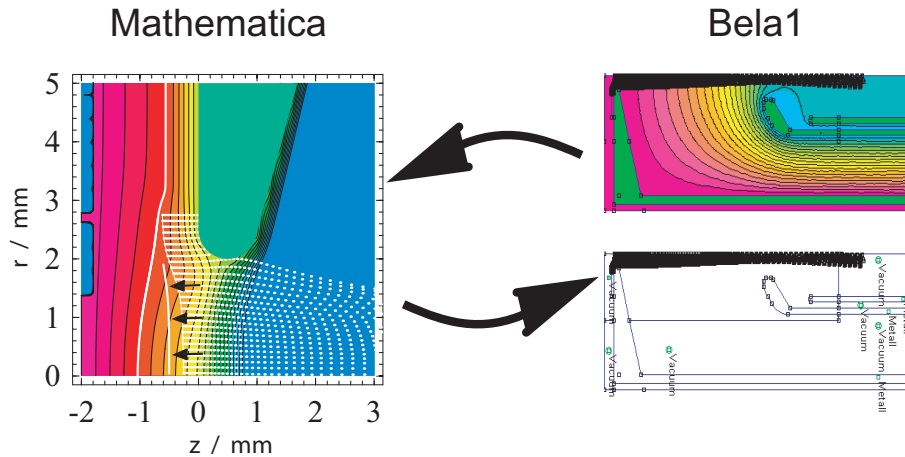


Abbildung 5.2: Selbstkonsistente Extraktions-Simulation. Mit Mathematica werden die neuen Startpositionen der Ionen und die Ionenbahnen im elektrischen Feld berechnet. Zur Berücksichtigung der Raumladung des Ionenstrahls werden die neuen Positionen der Superpartikel an das Elektrostatisches Programm BELA1 übergeben. Mit der Lösung für das berechnete elektrostatische Feld beginnt eine neue Iteration.

trahierten Strömen von wenigen Milliampere gegenüber dem Streufeld der EZR-Magnetstruktur vernachlässigbar. Dagegen dominiert die Raumladung der Ionen das elektrische Feld der Extraktion an der Grenzschicht zum neutralen Plasma. Für das elektrische Feld in der Extraktion muss eine selbstkonsistente Lösung unter Berücksichtigung der Raumladung des Ionenstrahls gefunden werden. Für eine erste Dimensionierung der Extraktion wurde eine Iterationsroutine zur Lösung der gestellten Aufgabe entwickelt, die im Folgenden vorgestellt wird. Für eine detaillierte Untersuchung der Ionenstrahlformation, insbesondere für eine dreidimensionale Simulation, müsste mit kommerzieller Software² oder dem kürzlich von *Todd et al.* [2008] an die Extraktion aus einer EZR-Quelle angepassten freien WARP-Simulationscode gearbeitet werden.

5.1.1 Simulation der Extraktion zusammen mit Messresultaten

Für die hier vorgestellte Simulation wird die Raumladung des Ionenstrahls durch wenige Superpartikel in die Berechnung der elektrostatischen Felder integriert. Der Simulationsablauf ist schematisch in der Abbildung 5.2 gezeigt. Ein zylindersymmetrischer Ionenstrahl wird radial diskretisiert. Für jede radiale Position z_i wird von einem im Extraktionsbereich liegenden Punkt $\{r_i, z_i\}$ die Bahn eines Ions unter

²Das auf die Extraktion aus Ionenquellen spezialisierte Softwarepaket KPOBRA3D [Spädtke, 2002] liefert gute Resultate, kostet aber über zehntausend Euro.

Berücksichtigung der magnetischen und elektrischen Felder in der Extraktion gerechnet³. Für die Ionen wird angenommen, dass sie von der Bohm-Kante der Plasmarandschicht [Stroth, 2002] mit der Hälfte der Elektronentemperatur der kalten Elektronenpopulation emittiert werden. In einem zweiten Schritt werden die Positionen der Ionen trajektorie für regelmäßige Zeitschritte als Raumladungsringe an die elektrostatische Feldberechnung, die hier mit dem freien Programmcode BELA1 [Meeker, 2002] ausgeführt wird, übergeben. Das so ermittelte E-Feld wird mit den Startpositionen der Ionen verglichen. Eine selbstkonsistente Lösung ist gefunden, wenn die Ionenstartpunkte auf dem Potential der Bohm-Kante liegen. Iterativ werden nun die Ionenstartposition jeweils in Richtung der Potentiallinie für das Bohm-Potential verschoben, die neuen stellvertretenden Raumladungspositionen der Ionen gerechnet und an die Elektrostatiksimulation übergeben und daraus ein neues E-Feld bestimmt. Unter geeigneter Wahl der Startparameter konvergiert die Iteration und eine Lösung für das gestellte Problem kann gefunden werden.

Bei der Extraktion der Kieler-EZR-Quelle wird das elektrische Feld zwischen der das Plasma begrenzenden mit der EZR-Quelle auf Hochspannung liegenden Plasmaelektrode und der Pullerelektrode aufgebaut. Die Form der Plasmarandschicht, der Bohm-Kante, kann bei gegebenem Ionenstrom und der Ladungsverteilung im Ionenstrahl durch die Extraktionsspannung oder die Distanz zwischen der Plasma- und der Pullerelektrode verändert werden. Da für die m/q-Selektion eine konstante Beschleunigungsspannung von Vorteil ist, kann bei der Kieler-EZR-Quelle die Pullerelektrode über Schrittmotoren verstellt werden. Abbildung 5.3 zeigt den simulierten Ionenstrahl für verschiedene Extraktionspositionen. Der Transport der Ionen wird klar durch die Form der Plasmagrenzschicht bestimmt. Die Wölbung der Plasmagrenzschicht ändert sich mit wachsender Distanz zwischen der Plasma- und der Pullerelektrode von konkav zu konvex. Aus den Simulationsergebnissen wurde die maximale Distanz zwischen Plasma- und Pullerelektrode auf $l = 35\text{mm}$ festgelegt.

Mit dem von Panitzsch [2008] entwickelten Faraday-Cup-Array Detektor wurden Ionenstrahl-Profilemessungen durchgeführt. Der Faraday-Cup-Array besteht aus zweiundvierzig einzelnen Faraday-Cups mit einem aktiven Durchmesser von $D_{Far} = 0.3\text{mm}$. Für eine Profilmessung wird der Sensor einmal durch den Ionenstrahl gefahren. Abbildung 5.4 zeigt die einzelnen gemessenen Ströme über der jeweiligen Öffnungsfläche der einzelnen Faraday-Cups. Die ionenoptische Achse liegt im Koordinatenursprung der gezeigten x-y Ebene. In Abbildung 5.5 wird das Ionenstrahl-Profil für zwei Positionen der Pullerelektrode bei sonst identischen Quelleneinstellungen dargestellt. Wie aus den Simulationsergebnissen erwartet wird, veränderten sich die radiale Ausdehnung und die Intensitätsverteilung durch die unterschiedliche E-Feldstärke in der Extraktionsregion. Der äußere schwarze Kreis mit einem

³Für die Berechnung der Ionenbahn wird ein einfaches Runge-Kutta-Verfahren zweiter Ordnung verwendet.

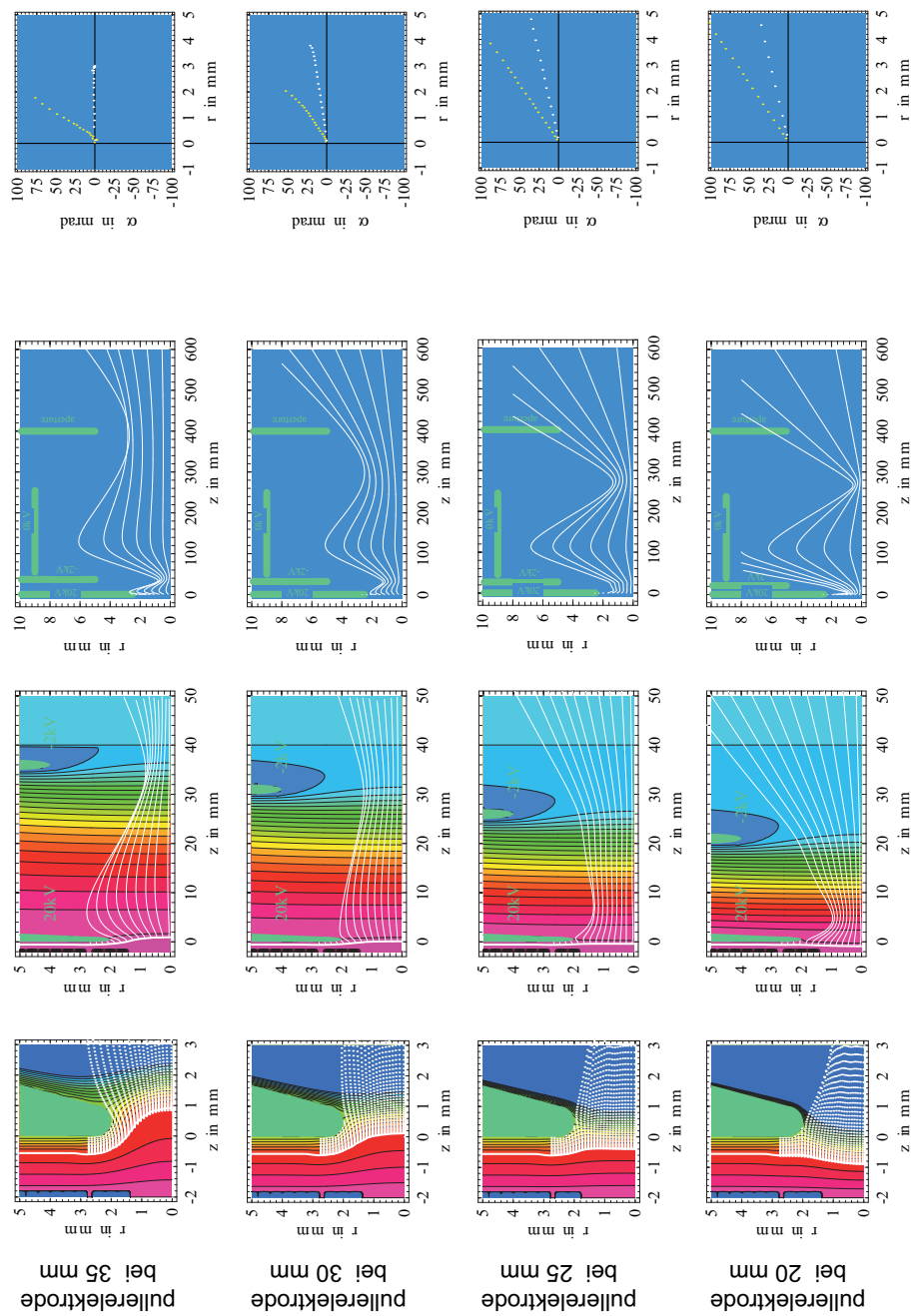


Abbildung 5.3: Resultate für die Extraktionssimulation eines Argon Ionenstrahls. Für verschiedene Positionen der Pullerelektrode werden das Elektrische Feld und die Raumladungs-Superpartikel im Ionenstrahl gezeigt. In der Darstellung der Extraktionszone (Bilder unten) ist die unterschiedliche Wölbung der Plasmagrenzschicht zu sehen.

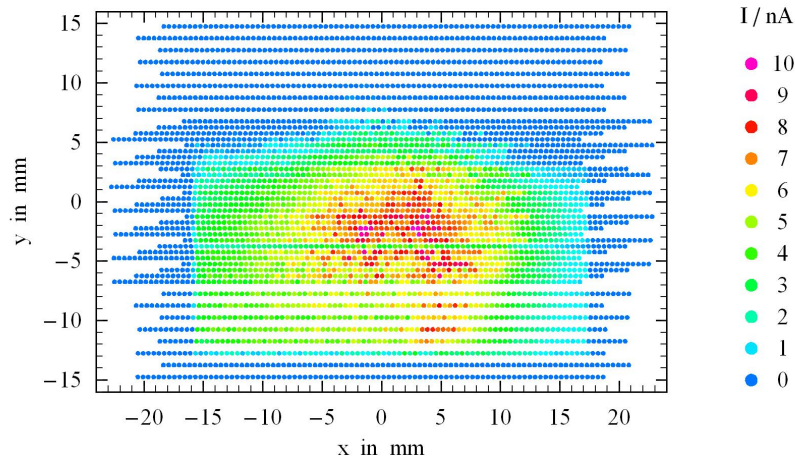


Abbildung 5.4: Ionenstrahl-Profilmessung mit dem Faraday-Cop-Array. Die ortsabhängige Intensität wird durch die Farbskala angegeben. Das Strahlprofil wurde bei einer Distanz $l=0.6$ m nach der Extraktion aufgenommen.

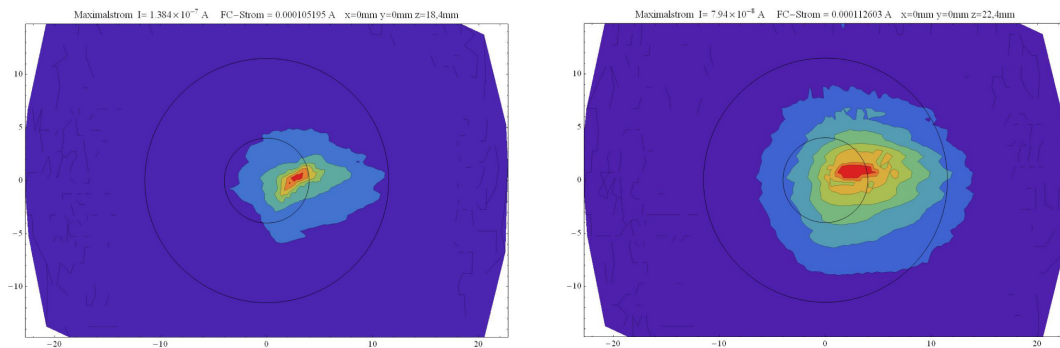


Abbildung 5.5: Ionenstrahl-Profile in Funktion von der Extraktionsdistanz. Die Ionenstrahl-Profile sind für unterschiedliche Positionen l_p der Pullerelektrode gezeigt. Bei einer Distanz von $l_p = 18.4$ mm zwischen Puller- und Plasmaelektrode beträgt der Maximalstrom auf einen kleinen Faraday-Cup $I_{max} = 0.13 \mu\text{A}$ und der Gesamtstrom innerhalb des Durchmessers $D_F = 22$ mm (grosser schwarzer Kreis) $I_F = 105 \mu\text{A}$ (links). Für eine Distanz von $l_p = 22.4$ mm beträgt der Maximalstrom $I_{max} = 0.08 \mu\text{A}$ und der Gesamtstrom $I_F = 112 \mu\text{A}$ (rechts). Der Ionenstrahl hat sich aufgeweitet, die Maximale Stromstärke sinkt, der Gesamtstrom ist jedoch annähernd erhalten.

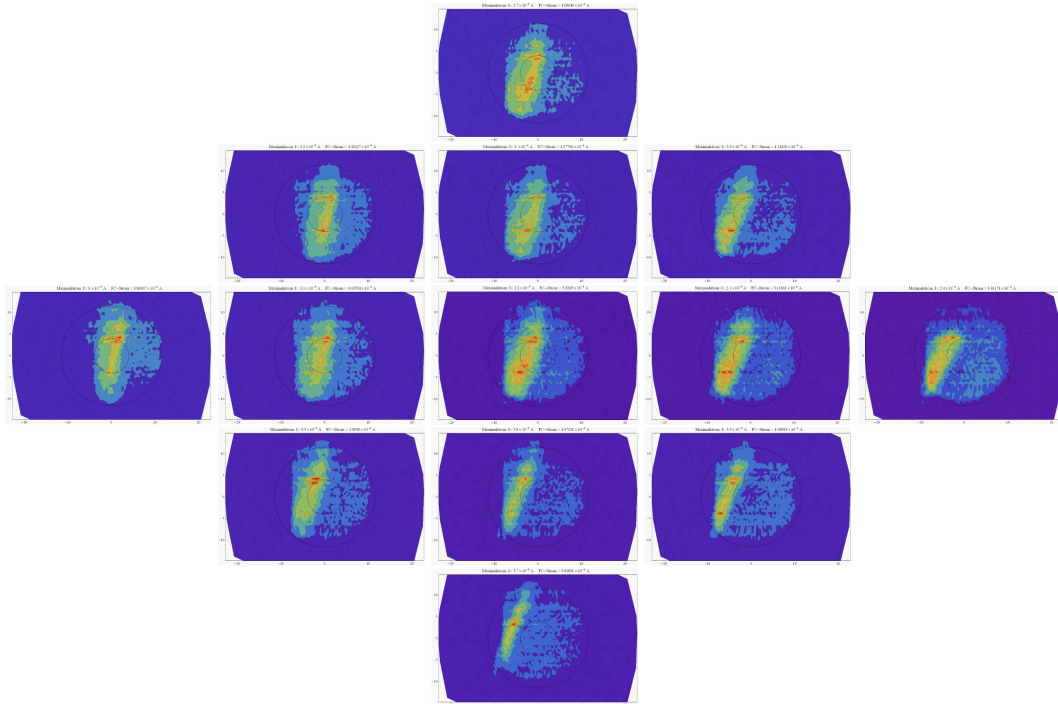


Abbildung 5.6: Ionenoptische Eigenschaften der Extraktion. Abhängig von der radialen Position der Pullerelektrode sind die Ionenstrahl-Profile als Contourplot bei einer Distanz von $l = 0.6$ m gezeigt. Für die gezeigten Bilder wurde die Pullerelektrode in horizontaler (x -Richtung) wie in vertikaler (y -Richtung) jeweils um einen mm pro Bild verstellt.

Durchmesser von $D_F = 22$ mm gibt eine Anhaltspunkt für die Größe der Strahlprofile.

Nebst der axialen Verstellung ist auch eine radiale Positionierung der Pullerelektrode möglich. Experimentell hat sich gezeigt, dass durch radiale Verschiebung der Pullerelektrode die Richtung des extrahierten Ionenstrahls nur wenig beeinflusst wird (siehe Abbildung 5.6).

5.2 m/q -Selektion

Die m/q -Selektion als ionenoptische Einheit besteht aus dem Sektormagneten und den Eintritts- und Austrittsblenden (Abbildung 5.1). Die Divergenzblenden dienen hauptsächlich zur Kontrolle der Strahlintensität. Voraussetzung für eine gute Selektion ist, dass der Sektormagnet den Ionenstrahl von der Eintrittsebene auf die Austrittsebene abbildet. Die fokussierenden Eigenschaften des Sektormagneten in der Selektionsebene (x -Richtung) und der darauf stehenden Ebene (y -Richtung) können

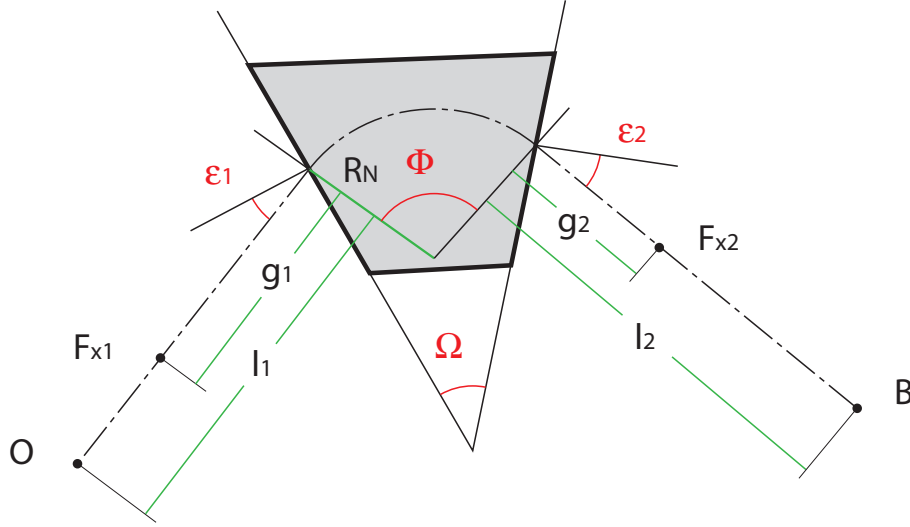


Abbildung 5.7: Schema zur Theorie der m/q -Selektion. Ionen aus dem Objektpunkt O werden durch das B-Feld (grau hinterlegt) in den Bildpunkt B abgebildet.

durch analytische Rechnung abgeschätzt werden. Für eine genaue Berücksichtigung der Streufelder sind Simulationen erforderlich. In den folgenden Abschnitten werden die erforderlichen ionenoptischen Grundlagen erarbeitet sowie die analytischen Resultate mit den Simulationsresultaten und Messergebnissen verglichen.

5.2.1 Theorie der m/q -Selektion

Voraussetzung für eine gute m/q -Selektion ist, dass der aus der Eintrittsebene divergent in den Sektormagneten einlaufende Ionenstrahl auf die Austrittsebene abgebildet wird. Die Abbildungseigenschaften eines magnetischen Sektors werden ausführlich in der Literatur diskutiert⁴ [Eberhardt, 1993]. Für die folgenden Rechnungen wird davon ausgegangen, dass die Magnetfeldstärke an der in Abbildung 5.7 durch einen dicken schwarzen Strich markierten Polschuhgrenze sprunghaft von Null auf den nominalen Wert ansteigt. Die nominale Bahn ist gestrichelt eingezeichnet. Ionen, die parallel in den Magnetfeldsektor einfliegen, werden am Ausgang im Brennpunkt F_{x2} fokussiert. Nach Eberhardt [1993] betragen die Distanzen g_{x2} und entsprechend g_{x1} der Brennpunkte F_{x2} und F_{x1} zur Feldgrenze

$$g_{x1} = R_N \frac{\cos(\epsilon_1) \cos(\phi - \epsilon_2)}{\sin(\phi - \epsilon_1 - \epsilon_2)} \quad (5.1)$$

$$g_{x2} = R_N \frac{\cos(\epsilon_2) \cos(\phi - \epsilon_1)}{\sin(\phi - \epsilon_1 - \epsilon_2)}. \quad (5.2)$$

⁴Zu den benutzen Werken über Ionenoptik gehören auch Budzikiewicz [2005]; Gross [2004]; Glaser [1952]; Septier [1980]; Wollnik [1987].

Dabei ist R_N der nominale Radius der Ionen im B-Feld, ϵ_1 und ϵ_2 sind die Winkel⁵ zwischen der Normalen auf die Polschuhgrenze und der Ionenbahn, und ϕ der Winkel des Bogens der Teilchenbahn unter dem Magnetsektor. Die Brennweite f_x ist auf beiden Seiten des Sektorfeldes identisch.

$$f_x = R_N \frac{\cos(\epsilon_1) \cos(\epsilon_2)}{\sin(\phi - \epsilon_1 - \epsilon_2)} \quad (5.3)$$

Mit den berechneten Größen folgt für die Abbildung in x-Richtung die Linsengleichung

$$(l_{x1} - g_{x1})(l_{x2} - g_{x2}) = f_x^2 \quad (5.4)$$

und für die Vergrößerung γ , das Verhältnis der Bildgröße $|B|$ zur Objektgröße $|O|$,

$$\gamma = \frac{|B|}{|O|} = - \frac{f_x}{(l_{x1} - g_{x1})}. \quad (5.5)$$

Für die Trennung der Masse- pro Ladungszustände m_1/q_1 und m_2/q_2 interessiert die Positionsänderung der Bildpunkte Δx_B in Abhängigkeit der Differenz der Masse- pro-Ladung $\Delta m/q = m/q_2 - m/q_1$. Es gilt:

$$\Delta x_B = \frac{1}{2} \frac{\Delta m/q}{m/q} (R_N(1 - \cos(\phi)) + l_{x2}(\sin(\phi) + (1 - \cos(\phi)) \tan(\epsilon_2))). \quad (5.6)$$

Tritt ein Ionenstrahl nicht senkrecht zur Polschuhkante ins magnetische Sektorfeld ein, wird er durch das Streufeld in y-Richtung fokussiert. Die y-Fokussierung des Ionenstrahls senkrecht zur Selektionsrichtung lässt sich im Unterschied zur x-Fokussierung nur durch die Betrachtung der Streufelder verstehen. Bei einem im Verhältnis zum Polschuhabstand langen geraden Polschuh steht die für die y-Fokussierung relevante B-Feldkomponente senkrecht zum Polschuh. Der Ein- und Austritt in den Polschuh kann durch je eine dünne Linse beschrieben werden. Für die Brennweiten gilt nach *Eberhardt* [1993]

$$f_{yi} = \frac{R_N}{\tan(\epsilon_i)}. \quad (5.7)$$

Bezogen auf Abbildung 5.7 folgt für das kombinierte System der Eintritts- und

⁵Die Winkel ϵ_1 und ϵ_2 sind positiv wenn der Ionenstrahl und das Krümmungszentrum der Ionenbahn auf der gleichen Seite der Normalen liegen.

Austrittslinse⁶

$$g_{y1} = \frac{(f_{y1} - l_{y1}) f_{y2}}{f_{y1} + f_{y2} - l_{y1}} \quad (5.8)$$

$$g_{y2} = \frac{(f_{y2} - l_{y2}) f_{y1}}{f_{y1} + f_{y2} - l_{y2}} \quad (5.9)$$

$$f_y = \frac{f_{y1} f_{y2}}{f_{y1} + f_{y2} - \phi R_N}. \quad (5.10)$$

Die Linsengleichung 5.4 und die Gleichung für die Vergrößerung 5.5 bleiben bis auf die Indizes identisch.

5.2.2 Simulation der m/q-Selektion

Die Simulation der Ionenbahnen im Sektormagneten baut auf dreidimensionale B-Feldsimulationen des Sektormagneten auf. Die B-Feld-Rechnungen werden mit der freien Software Radia⁷ [Elleaume et al., 1997; Chubar et al., 1998] gemacht. Radia berechnet die Wechselwirkung zwischen allen modellierten Elementarvolumen Elementen. Der Außenraum des Modells, die Luft und die äußere Berandung, müssen im Unterschied zu Finit-Element-Methoden (FEM) Simulationsprogrammen nicht definiert werden. Für die Simulation des Sektormagneten wurde das Eisenjoch in etwa 5000 Elementarvolumen unterteilt. Mit der gewählten Segmentierung des Sektormagneten dauert eine Simulation ungefähr eine Stunde. Das von Radia benutzte Modell zusammen mit der Magnetisierung in den Elementarvolumina des Eisenjoches ist in Abbildung 5.8 gezeigt.

Die Ionenbahnen durch den Sektormagneten werden mit einem Runge-Kutta-Verfahren zweiter Ordnung berechnet. Dabei wird davon ausgegangen, dass die Raumladung der Ionen durch an den Ionenstrahl gebundene Elektronen vollständig kompensiert wird. Für die Ablenkung der Ionen sind damit nur die magnetischen Felder im Sektormagneten zu berücksichtigen.

Für die Dimensionierung des Sektormagneten sind die Geschwindigkeit v und das m/q-Verhältnis der Ionen, der Platzbedarf für die Blenden und die für einen linearen Betrieb des Sektormagneten maximale B-Feldstärke von $B_{\max} \approx 0.6 \text{ T}$ zu berücksichtigen. Die mechanische Konstruktion der Eintritts- und Divergenzblenden führt auf eine Grobdimensionierung der Eintrittsdistanz l_E von der Eintrittsblende zur

⁶Eine einführende Darstellung der Abbildung durch dicke Linsen gibt Hering et al. [1997].

⁷Das Softwarepaket Radia kann von der Seite <http://www.esrf.eu/Accelerators/Groups/Insertion-Devices/Software/Radia> heruntergeladen werden. Radia wurde durch das Team der ESRF im Vergleich mit FEM-Simulationsprogrammen und durch Messungen von gebauten Undulatoren ausgiebig getestet. Der Vorteil von Radia besteht in der kurzen Rechenzeit, und der hohen erreichbaren Genauigkeit der Resultate. Als Hauptnachteil wird der mit der Zahl der simulierten Elementarvolumina quadratisch steigende Speicherbedarf genannt.

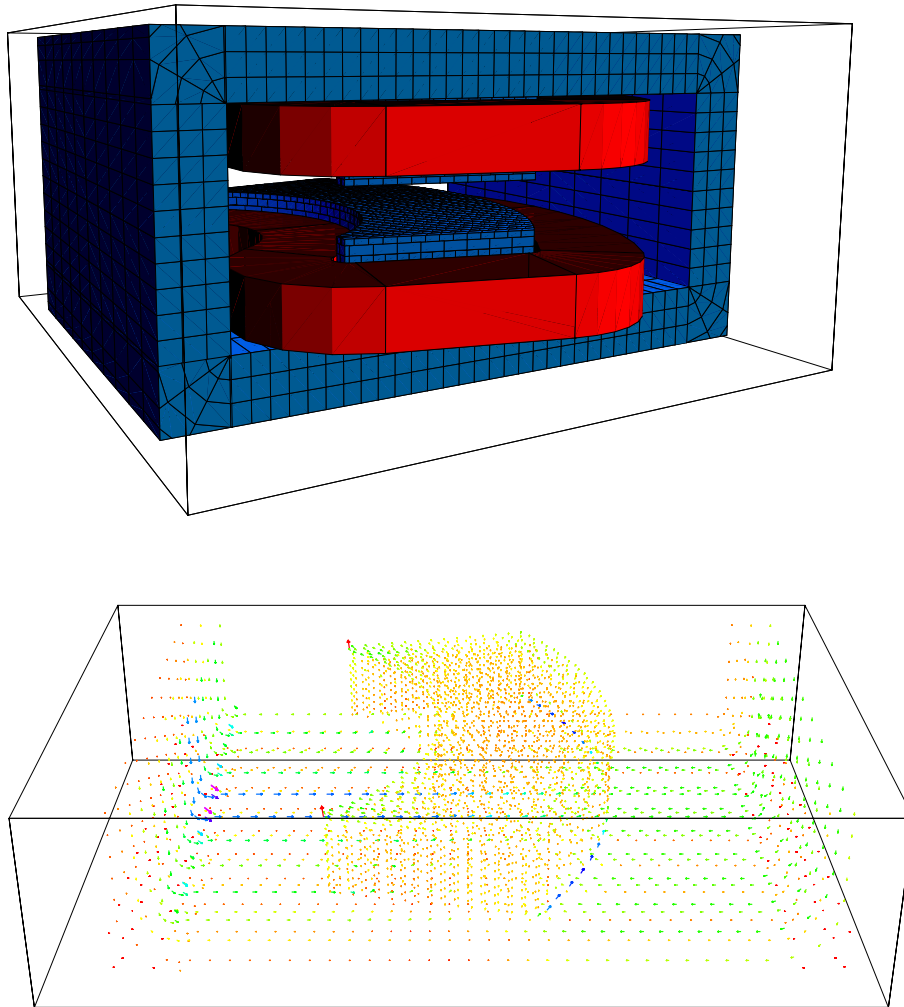


Abbildung 5.8: 3D Magnetfeldberechnung mit Radia. Die in der Simulation verwendeten Elementarvolumina des Eisenjoches (blau) sind mit den Spulen (rot) gezeigt (oben). Die Simulationsergebnisse lassen sich durch die Magnetisierung in den Elementarvolumina darstellen (Vektorplot unten).

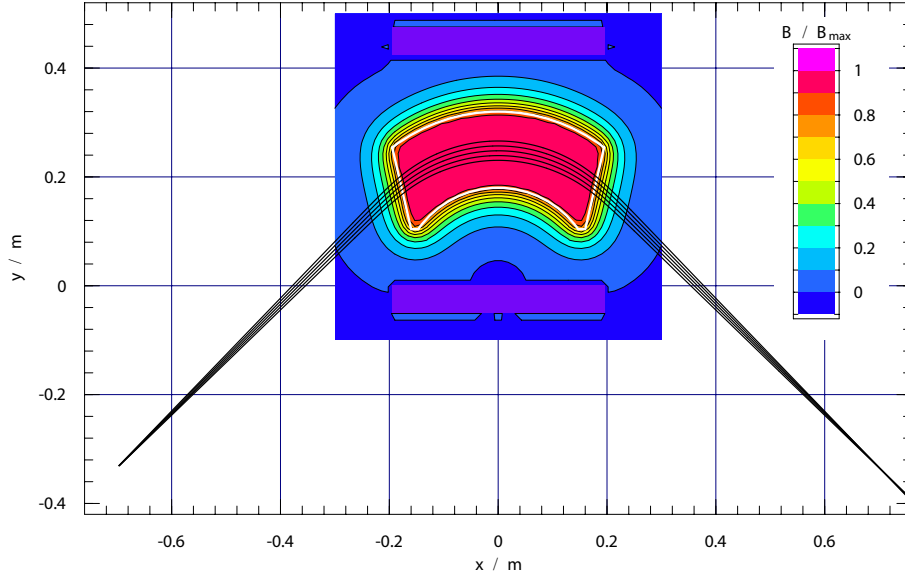


Abbildung 5.9: Magnetfeldstärke im Sektormagneten mit Ionenbahnen. Die Ionenbahnen sind für eine symmetrische Lage der Eintritts- und Austrittsblenden und einen nominalen Radius von $R_N = 280$ mm gezeigt.

Ionenoptischen-Achse nach dem Sektormagneten von $l_E \approx 1$ m. Für einfach geladene Eisenionen ergibt sich bei einer Beschleunigungsspannung $U = 20$ kV ein nominaler Radius von

$$R_N = \sqrt{\frac{2mU}{q}} \frac{1}{B} \approx 250 \text{ mm}. \quad (5.11)$$

Als Ausgangspunkt für die weiteren Untersuchungen der fokussierenden Eigenschaften dient ein Sektormagnet der Firma Danphysik, der bereits an der Uni Münster zur m/q-Selektion nach einer EZR-Quelle eingesetzt war. Der mittlere geometrische Radius beträgt $R = 250$ mm, die Distanz zwischen den Polschuhen ist $h = 40$ mm und die Eintritts- und Austrittswinkel Φ beträgt $\Phi = 32^\circ$.

Für eine symmetrische Lage der Eintritts- und Austrittsblenden gibt sich beim gegebenen Sektormagneten bei einem nominalen Radius⁸ $R_N = 280$ mm eine Eintrittsdistanz von $l_E = 1005$ mm. Die simulierten Ionenbahnen sind mit der B-Feldstärke in der Mitte zwischen den Polschuhen in Abbildung 5.9 gezeigt. Die Trennung der einzelnen Masse-pro-Ladungszustände ist in der Abbildung 5.1 dargestellt. Eisenisotope werden in der Austrittsebene um $\Delta x \approx 10$ mm versetzt abgebildet. Eine Trennung der Eisenisotope ist daher nur für eine Eintritts- und Austrittsschlitzbrei-

⁸Der nominale Radius ist durch die B-Feldstärke B_N im Zentrum des Sektormagneten definiert. Durch das Streufeld außerhalb des Polschuhs ist der nominale Radius für eine 90° -Ablenkung der Ionen größer als der mittlere geometrische Radius.

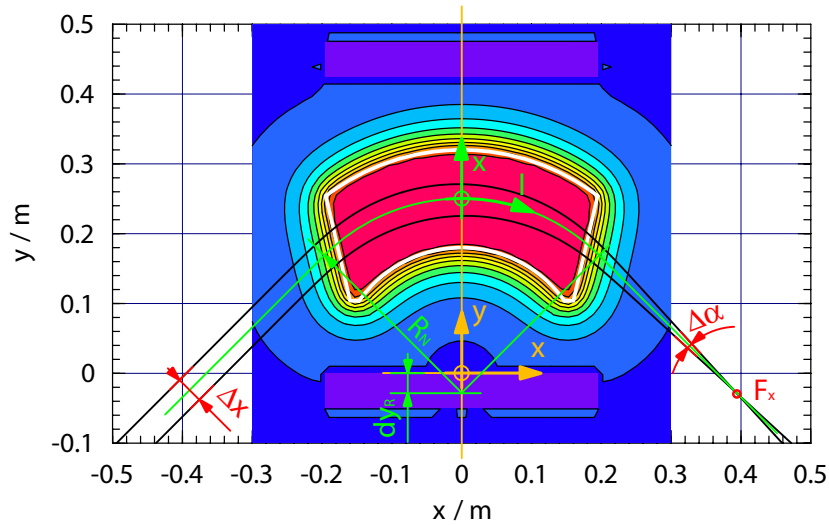


Abbildung 5.10: Simulation der Brennweite f_x . Der Abstand Δx zwischen zwei parallelen Ionenbahnen ergibt mit dem Winkel $\Delta\alpha$ nach dem Sektormagneten die Brennweite f_x . Das neue Koordinatensystem $\{l, x\}$ entlang der nominalen Ionenbahn ist grün eingezeichnet.

te von $x_e = x_a < 5$ mm möglich.

Die ionenoptischen Abbildungseigenschaften des Sektormagneten sind durch die Brennweite f_x und die Lage der Brennpunkte F_x in der m/q -Selektionsrichtung und durch f_y , F_y senkrecht dazu definiert. Mit Hilfe der Theorie der dicken Linsen kann mit den genannten Größen die Ionenbahn durch den Sektormagneten berechnet werden. In Abbildung 5.10 sind die für die Simulation des Brennpunktes in x -Richtung erforderlichen Massen mit den für die Simulation verwendeten Ionenbahnen eingetragen. Zwei vor dem Sektormagneten parallele Ionenbahnen mit einem Abstand Δx schneiden sich nach der Ablenkung durch das B-Feld im Brennpunkt F_x . Die Brennweite f_x folgt aus dem Verhältnis der Winkeldifferenz $\Delta\alpha$ nach dem Sektormagneten zur Distanz Δx .

$$f_x = \frac{\Delta x}{\Delta\alpha} \quad (5.12)$$

Für die Lage der Brennpunkte und die Darstellung der Ionenbahnen wird ein neues Koordinatensystem entlang der nominalen ionenoptischen Bahn eingeführt. Die benutzten Koordinaten sind nun die Länge l entlang der nominalen Bahn, die Abweichung in der Ebene des Sektormagneten x und senkrecht dazu y . Das neue Koordinatensystem ist in Abbildung 5.10 grün eingetragen. Die nominale Bahn setzt

sich dabei aus einem 90° -Bogen mit nominalem Radius, an den sich tangential die Eintritts- und Austritts- Ionenachsen anschliessen, zusammen. Die Anbindung an das im Zentrum der Polschuhkrümmung festgelegte Koordinatensystem (gelb) des Sektormagneten folgt über den nominalen Radius R_N und die Lage des Zentrums dy der nominalen Bahn im Sektormagneten.

Die Brennweiten $\{f_x, f_y\}$ wie auch die Position der Brennpunkte $\{F_x, F_y\}$ wurde für verschiedene Eintritts- und Austrittswinkel ϵ des Polschuhs bestimmt. Für den räumlich doppelfokussierenden Betrieb beträgt der Polschuhwinkel $\epsilon = (28.5 \pm 0.2)^\circ$ und die Eintrittsdistanz $l_E = 860$ mm. Mit einem Polschuhwinkel von $\epsilon = 32^\circ$ ist ein doppelfokussierender Betrieb nicht möglich.

In Abbildung 5.11 sind für die beiden Polschuhwinkel die Ionenbahnen aus einem Punkt in der Eintrittsebene gezeigt. Die Divergenz im Ionenstrahl ist eine Folge der isotrop verteilten Startenergie der Ionen im EZR-Plasma. Für die simulierten Ionenbahnen wurde die radiale thermische Energie $E_{\text{th rad}}$ mit 2.5% der Ionenenergie angenommen. Dies entspricht für einfach geladene Ionen $E_{\text{th rad}} = 1$ eV bei einer Beschleunigungsspannung von $U_{\text{extr}} = 5$ kV, also $E_{\text{kin}} = 5$ keV. Die thermische Energie der Ionen ist für alle Ladungszustände gleich groß, so dass für höher geladene Ionen eine kleinere Divergenz des Ionenstrahls resultiert. Für den Sektormagneten mit einem Polschuhwinkel von $\epsilon = 32^\circ$ wird der Objektpunkt O in der Eintrittsebene in x-Richtung auf die Austrittebene (den Bildpunkt B_x) abgebildet. In y-Richtung liegt die Abbildungsebene (der Bildpunkt B_y) vor der Austrittsebene. Für beide Simulationen ist den Ionen zusätzlich zur durch die thermische Bewegung verursachten Divergenz des Ionenbündels eine tangentiale Geschwindigkeitskomponente überlagert. Der Drehimpuls der Ionen ergibt sich durch die Extraktion aus dem B-Feld der EZR-Quelle (siehe Abschnitt 5.1). Bleibt der Ionenstrahl im zentralen Bereich des Sektormagneten, für den die B-Feldstärke rechtwinklig zur Bahn konstant ist, bleiben die Abbildungseigenschaften unabhängig von der Divergenz und dem gewählten Drehimpuls erhalten. Für den Magneten der EZR Gruppe Münster, mit einer Polschuhbreite von $b = 140$ mm erstreckt sich das homogene Feld über eine Breite von $B_{\text{hom}} \approx 75$ mm.

Mit der gewählten Segmentierung des Eisenjoches wird zwischen den Polschuhen bei der Berechnung der B-Feldstärke eine Genauigkeit von $\Delta B/\bar{B} \approx \pm 0.2\%$ erreicht. Dies ergibt sich aus dem Vergleich der Simulationsresultate für verschiedene Segmentierungen des Eisenjoches. In Abbildung 5.12 ist die B-Feldstärke zwischen den Polschuhen fein aufgelöst gezeigt. Im Zentrum der Polschuhe wird eine konstante B-Feldstärke erwartet. Die punktuellen Abweichungen um $\Delta B/\bar{B} \approx \pm 0.5\%$ zeigen die maximalen Simulationsfehler.

Die Simulationen zeigen, dass der bestehende Sektormagnet der EZR-Gruppe in Münster bei den vorgegebenen räumlichen Einschränkungen eine gute m/q-Selektion

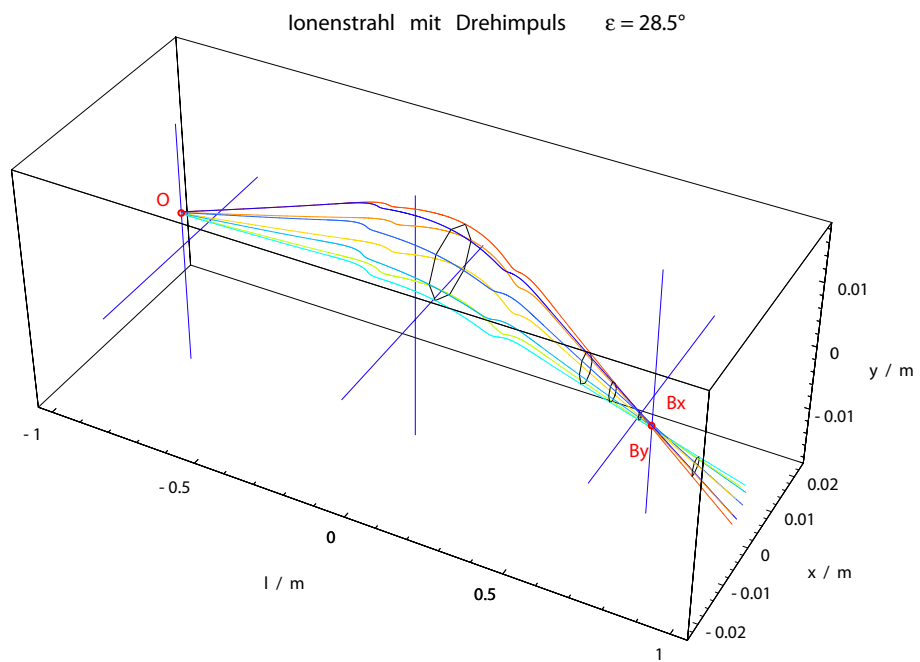
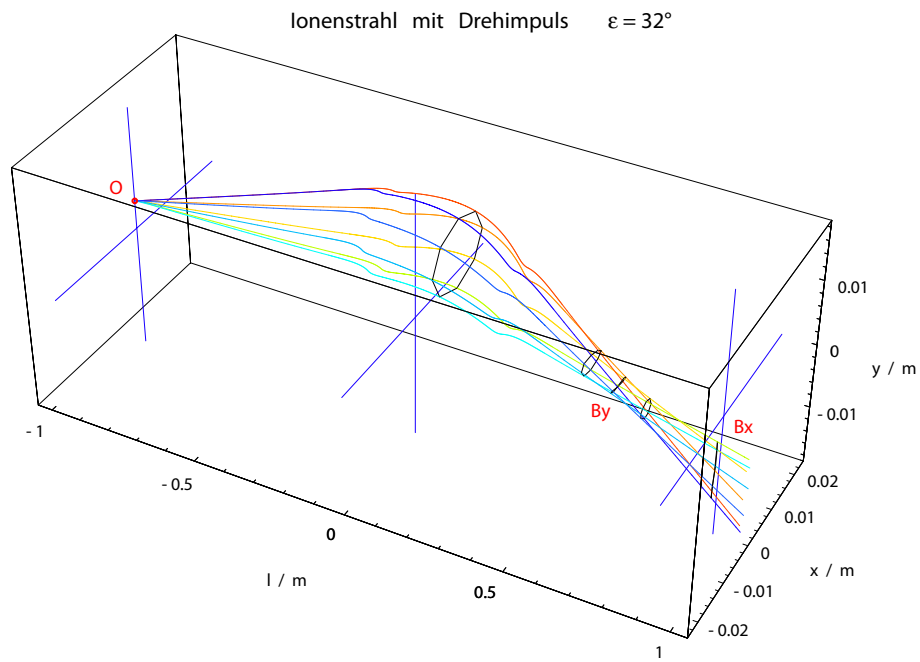


Abbildung 5.11: Abbildungseigenschaften des Sektormagneten. Ein sich aus dem Objektpunkt O divergent ausbreitender Ionenstrahl wird in x - und y -Richtung auf die Bildpunkte Bx und By abgebildet. Die Abbildungseigenschaften sind für die Polschuhwinkel $\epsilon = 32^\circ$ und $\epsilon = 28.5^\circ$ gezeigt.

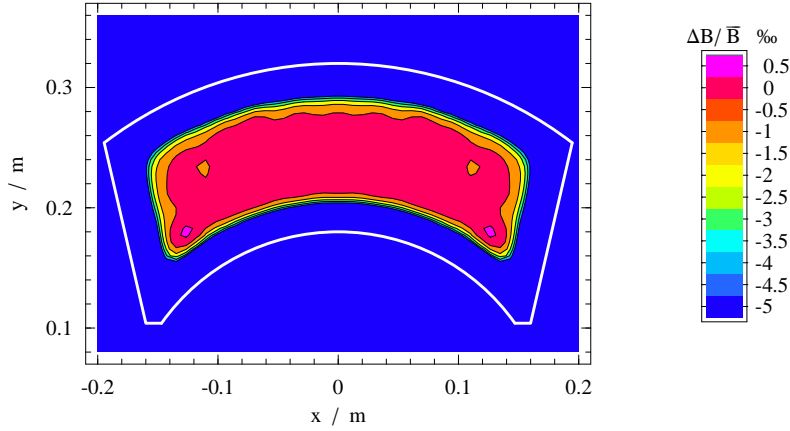


Abbildung 5.12: Fehlerabschätzung der 3D-Magnetfeldberechnung. Die B-Feldstärke in der Mitte zwischen den Polschuhen schwankt je nach Segmentierung des Eisenjoches um $\Delta B/\bar{B} \approx \pm 0,2\%$.

mit fokussierendem Betrieb in x-Richtung ermöglicht. Für die angestrebte doppelte räumliche Fokussierung in x- und y-Richtung wäre ein Sektormagnet mit einem mittleren geometrischen Radius $R=250$ mm, einer Polschuhdistanz von $h=40$ mm und dem Eintritts- und Austrittswinkel $\Phi=(28,5 \pm 0,2)^\circ$ erforderlich. Bei unzureichendem Platz für die Eintritts- und Divergenzblenden könnten die geometrischen Maße und damit die knappe Eintrittsdistanz von $l_E=860$ mm linear vergrößert werden. Die doppelte räumliche Fokussierung dient dazu, die Intensitätsverteilung eines m/q -Zustandes in der Eintrittsebene auf die Austrittseben abzubilden. Diese Anwendung wird erst im Zusammenhang mit Forschungsfragen über das EZR-Plasma relevant und ist für den normalen Betrieb als Kalibrationsquelle nicht erforderlich. Aus den genannten Gründen wurde der gebrauchte Sektormagnet gekauft, und die mechanische Konstruktion der Blendenlage auf diesen angepasst. Optional kann später die doppelte Fokussierende Eigenschaft durch Nacharbeit an den Polschuhen oder mit dem zusätzlichen Einbau eines Quadrupolmagneten realisiert werden.

5.2.3 Messung der m/q -Selektion

Die Auflösung der m/q -Selektion im eingebauten Sektormagneten wird durch ein gemessenes m/q -Spektrum in Abbildung 5.13 aufgezeigt. Am vergrößert abgebildeten Sauerstoffpeak $m/q=16$ ist ersichtlich dass die im Abschnitt 2 geforderte Auflösung von $\frac{m/q}{\Delta m/q} \approx 100$ problemlos erreicht wird. Für die gezeigte Messung wurden die Eintritts- und Austrittsblenden auf jeweils $\Delta x=0,5$ mm eingestellt. Mit der Breite

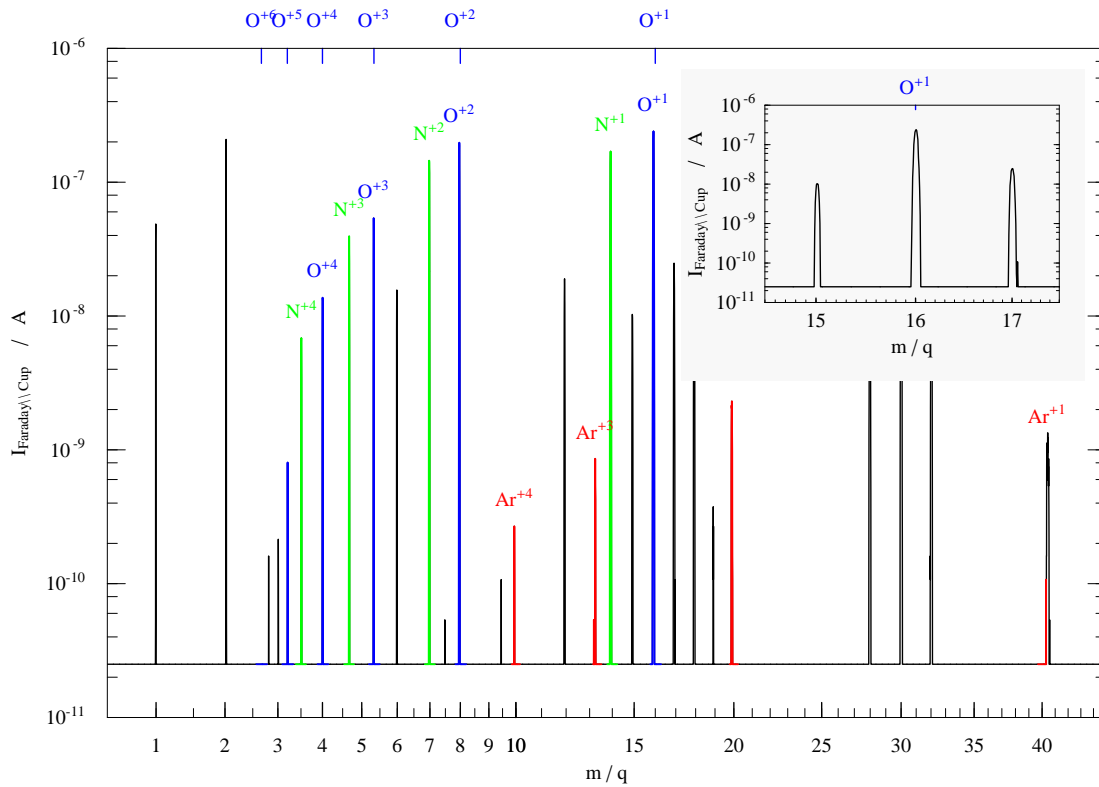


Abbildung 5.13: Auflösungsvermögen der m/q -Selektion im Sektormagneten. Das Gesamtspektrum ist zusammen mit einer Vergrößerung um den Sauerstoffpeak $m/q = 16$ gezeigt. Die Breite des Sauerstoffpeaks von $\Delta m/q \approx 1/10$ führt auf eine Auflösung von $\frac{m/q}{\Delta m/q} \approx 150$. Die Breite der Peaks entspricht im wesentlichen der Breite der Blendenöffnung von $\Delta x = 0.5$ mm.

des Sauerstoffpeaks $\Delta m/q \approx 1/10$ ergibt sich eine Auflösung von

$$\frac{m/q}{\Delta m/q} \approx 150. \quad (5.13)$$

Das gezeigte Spektrum verdeutlicht, dass auch bei einer noch relativ großen Öffnung⁹ der Eintritts- und Austrittsblenden zum Beispiel Ar^{+13} mit einem m/q -Verhältnis von $m/q = 3.077$ vom durch fünffach geladenen Sauerstoff und vierfach geladenen Kohlenstoff häufigen Peak mit $m/q = 3.0$ getrennt werden kann.

Die m/q -Selektion hat sich in allen Messungen als von der Ionenoptik in der Extraktion entkoppelt erwiesen. Wie aus den ionenoptischen Simulationen (vergleiche Abschnitt 5.1.1) der Extraktion ersichtlich ist, verändert sich die Divergenz und der radiale Intensitätsverlauf des extrahierten Ionenstrahls durch die Position der Pullerelektrode oder durch veränderte Plasmamaparameter. Mit dem Einbau der Eintritts- und Austrittsblenden wurde die m/q -Selektion erfolgreich von der Extraktionsionoptik entkoppelt. Durch den linearen Verlauf¹⁰ der Magnetfeldstärke im Sektormagneten mit dem an den Sektormagnetspulen angelegten Strom, können die m/q -Zustände direkt zum eingestellten Spulenstrom zugeordnet werden. Die Sektormagnetposition und damit der nominale Radius der Ionenbahn wurde variiert um den Abbildungspunkt für den selektierten m/q -Zustand auf die Austrittsblende einzustellen. Durch die kleine Divergenz des im Moment aus der Extraktion zur Verfügung stehenden Ionenstrahls von weniger als einem Promill konnte kein Einfluss auf die m/q -Auflösung nachgewiesen werden. Der Sektormagnet wurde auf den nominal gerechneten Wert eingestellt. Die m/q -Selektion erfüllt alle eingangs formulierten Anforderungen (siehe Abschnitt 5) und kann ohne Änderungen im Kalibrationsbetrieb eingesetzt werden.

⁹Die minimale Spaltöffnung die mechanisch noch reproduzierbar ist beträgt $\Delta x = 0.1$ mm.

¹⁰Eine Linearitätsmessung zeigt im Bereich der maximalen Feldstärke durch die beginnenden Sättigungseffekte in den Eisenpolschuhen eine maximale Abweichung von 2.5% vom linearen Verlauf.

Kapitel 6

Diskussion und Ausblick

Von der eingangs gestellten Aufgabe, das Kieler Sonnenwindlabor aufzubauen, konnte ein großer Teil, wenn auch nicht alles geleistet werden. Dafür hat sich die Anlage als zu umfangreich erwiesen. Im Laufe der Entwicklung haben sich im Zusammenhang mit der Fragestellung dieser Arbeit nach dem optimalen Plasmaeinschluss für die Produktion hoch geladener Ionen in einer Permanentmagnet-EZR-Ionenquelle durch die Multifluid-Plasmasimulation neue Lösungsansätze eröffnet. Die Resultate der einzelnen Abschnitte werden hier noch einmal zusammengefasst, zum aktuellen Forschungsstand in Bezug gesetzt und diskutiert.

Wichtige Kernkomponenten für das Kieler Sonnenwindlabor, die EZR-Quelle und die m/q -Selektion mit dem Sektormagneten und den Eintritts- und Austrittsblenden wurden entwickelt, aufgebaut und getestet. Die Arbeiten an der technischen Infrastruktur des Kieler Sonnenwindlabors sind weit fortgeschritten. So wurden der Laborraum zu einem klimatisierten Reinraum der Klasse 10000 umgebaut, alle für die 450 kV Hochspannungsplattform erforderlichen Geräte beschafft, ein Faradaykäfig für die Hochspannungsabschirmung installiert und die Instrumenten-Vakuumkammer entworfen und gebaut. Das Kieler Sonnenwindlabor wird voraussichtlich im Jahr 2010 fertig gestellt und den Kalibrationsbetrieb aufnehmen.

Die Entwicklung und der Aufbau der Kieler-EZR-Ionenquelle wurde erfolgreich abgeschlossen. Erste extrahierte Ionenströme zeigen die Betriebsfähigkeit der Quelle. Anhaltende technische Probleme, vor allem im Bereich der Vakuumtechnik und des Strahlenschutzes haben bis jetzt eine detaillierte Erforschung der Leistungsfähigkeit der EZR-Quelle unmöglich gemacht. Das entworfene und aufgebaute Permanentmagnet-System macht, durch den Plateau-B-Feldverlauf in Kombination mit dem radialen Einschluss durch einen Hexapol- oder Dodekapol-Magneten die Untersuchung von neuen Plasmaeinschlusskonzepten möglich. Mit dem Einsatz der beweglichen Eisenscheiben konnte die erste Permanentmagnet-Struktur mit stark veränderbarem B-Feldverlauf aufgebaut werden. Dadurch ist eine Optimierung der Mikrowellenein-

kopplung möglich und einer der Hauptnachteile der Permanentmagnet-Quellen aufgehoben. Die durchgeführten B-Feldmessungen stimmen sehr gut mit den gemachten Simulationen überein und zeigen, dass alle geforderten Leistungsmerkmale der Permanentmagnet-Struktur erreicht wurden. Eine Einordnung der Leistungsfähigkeit der Kieler-EZR-Quelle, zum Beispiel durch den Vergleich mit der "SuperNanogun"-EZR-Quelle [Sortais *et al.*, 1998], ist bei den noch fehlenden systematischen Untersuchungen zur Zeit nicht möglich. Der noch ausstehende Vergleich des radialen Plasmaeinschlusses für ein Magnetsystem mit einem Hexapol oder einem Dodekapol ist neu in der EZR-Quellenforschung. Der axiale Einschluss mit dem Dodekapol könnte das Verständnis für die Prozesse in einer EZR-Quelle erleichtern und die Produktion hoch geladener Ionen steigern.

Mit der entwickelten eindimensionalen Multifluid-Plasmasimulationen ist es gelungen das grundlegende Verhalten einer EZR-Quelle abzubilden. Als wichtiges, in Zukunft durch Messungen zu überprüfendes Resultat liefern die Simulationen Vorhersagen über das Ladungsspektrum des extrahierten Ionenstrahls. Die gemachten Simulationen zeigen eine gute qualitative Übereinstimmung mit den Resultaten des durch Edgell *et al.* [2002] entwickelten GEM Simulationscodes. Neu wurde in der hier vorgestellten Multifluid-Simulation zusätzlich zu den Dichteverteilungen für jede Ionenflüssigkeit eine eigene Geschwindigkeitsverteilung entlang der Symmetrieachse gerechnet.

In dünnen, heißen Plasmen sind die einzelnen Ionenflüssigkeiten nicht mehr vollständig über die Reibungskräfte gekoppelt und es bildet sich ein differentielles Strömen der Ionenflüssigkeiten gegeneinander aus. Diese Effekte konnten hier das erste Mal untersucht werden. Die Berücksichtigung des differentiellen Strömens verändert die extrahierten Ströme hoch geladener Ionen in den ersten gemachten Untersuchungen um bis zu einen Faktor Zwei. Im Rahmen einer analytischen Rechnung wurde gezeigt, dass für ein durch den Druckgradienten getriebenes Plasma, mit durch die Quasineutralität entstandenem elektrischen Feld sich die hoch geladenen Ionen schneller als mit der mittleren Strömungsgeschwindigkeit gegen das einschließende E-Feld bewegen. Das Resultat ist eine Folge der Verteilung der Summe aller Druckkräfte auf die einzelnen Ionenflüssigkeiten. Der gemachte Ansatz geht von einer zu den Stoßquerschnitten und damit zum Quadrat des Ladungszustandes proportionalen Verteilung der Druckkräfte aus. In der Driftnäherung kann für die Relativgeschwindigkeiten der Ionenflüssigkeiten eine vom E-Feld und den Stoßquerschnitten abhängige analytische Lösung angegeben werden. Der benutzte Ansatz für die Verteilung der Druckkräfte wurde mit verschiedenen Experten der Plasmasimulation diskutiert und liefert physikalisch plausible Resultate. Ein Vergleich mit anderen Multifluid-Simulationen oder eine detailliertere Herleitung stehen jedoch noch aus.

Vom Zentrum des EZR-Plasmas zum Rand hin entsteht durch den von der magnetisch gefangenen Elektronenverteilung vorgegebenen Druckgradienten ein die Io-

nen einschließendes elektrostatisches Potential. Das in der EZR-Theorie gebräuchliche Potentialbarrieren-Modell [Geller, 1996] erklärt die lange Einschlusszeit der hoch geladenen Ionen durch die mit dem Ladungszustand wachsende Potentialhöhe bei gleicher thermischer Energie der Ionen. Das hier vorgeschlagene Modell für die Druckverteilung führt genau auf die gegenteilige Schlussfolgerung. Die hoch geladenen Ionen werden im Vergleich zu Ionen mit niedrigem Ladungszustand aus dem Potentialtopf herausgetrieben. Die mit dem Ladungszustand der Ionen ansteigende Einschlusszeit erklärt sich in der Multifluid-Simulation durch die Produktions- und Transportphänomene; bei dichten Plasmen auch unabhängig vom differentiellen Strömen der Ionenflüssigkeiten.

Die entwickelte Multifluid-Plasmasimulation liefert eine gute Beschreibung des EZR-Plasmaeinschlusses und einen neuen theoretischen Ansatz in der Diskussion des ladungszustandsabhängigen Ioneneinschlusses. Eine Weiterentwicklung der Multifluid-Plasmasimulation scheint im Hinblick auf den Vergleich mit Messresultaten und die Optimierung der EZR-Quelle sinnvoll. In einem nächsten Schritte müssten die Stabilität des numerischen Lösungsalgorithmus verbessert, und die eingeführte Druckverteilung theoretisch begründet werden.

Die entwickelte m/q -Selektion funktioniert sehr zuverlässig. Die geforderte m/q -Auflösung von $\frac{m/q}{\Delta m/q} > 100$ wird problemlos erreicht. Die Selektion ist klar von den ionenoptischen Eigenschaften in der Extraktion entkoppelt was eine wichtige Voraussetzung für einen stabilen Betrieb ist.

Parallel zum weiteren technischen Aufbau des Sonnenwindlabors bieten sich verschiedene Forschungsfragen im Zusammenhang mit der entwickelten EZR-Quelle an. Interessant scheint ein Vergleich der verschiedenen Einschlusskonzepte gekoppelt mit neuen Diagnostik Möglichkeiten wie der Messung der von den hochenergetischen Elektronen erzeugten Bremsstrahlung.

Literaturverzeichnis

- Alton, G. D., and D. Smithe, Design studies for an advanced ECR ion source, *Review of Scientific Instruments*, 65, 775–587, 1994.
- Biri, S., A. Derzsi, E. Fekete, and I. Iván, Upgraded TrapCAD Code, *High Energy Physics and Nuclear Physics*, 31, 165–169, 2007.
- Bogatu, I. N., D. H. Edgell, J. S. Kim, R. C. Pardo, and R. Vondrasek, Argon ionisation cross sections for charge state distribution modeling in electron cyclotron resonance ion source, *Review of Scientific Instruments*, 73(2), 638–640, 2002.
- Broetz, F., R. Trassl, R. W. McCullough, W. Arnold, and E. Salzborn, Design of Compact All-Permanent Magnet Electron Cyclotron Resonance (ECR) Ion Sources for Atomic Physics Experiments, *Physica Scripta*, T92, 278–280, 2001.
- Budzikiewicz, H., *Massenspektrometrie : eine Einführung*, Wiley-VCH Verlag, Weinheim, 2005.
- Cap, F., *Lehrbuch der Plasmaphysik und Magnetohydrodynamik*, Springer, Wien; New York, 1994.
- Chubar, O., P. Elleaume, and J. Chavanne, A 3D Magnetostatics Computer Code for Insertion devices, *J. Synchrotron Rad.*, 5, 481–484, 1998.
- Crandall, D. H., Electron Impact Ionisation of Multicharged Ions, *Physica Scripta*, 23(2), 153–162, 1981.
- Dougar-Jabon, V. D., A. M. Umnov, and D. S. Diaz, Three dimensional simulation of ECR plasma in a minimum-B trap, *Review of Scientific Instruments*, 73(2), 629–631, 2002.
- Douysset, G., H. Khodja, A. Girard, and J. P. Briand, Highly charged ion densities and ion confinement properties in an electron-cyclotron-resonance ion source, *Phys. Rev. E*, 61(3), 3015–3022, 2000.

- Dörner, R., V. Mergel, O. Jagutzki, L. Spielberger, J. Ullrich, R. Moshhammer, and H. Schmidt-Böcking, Cold target recoil ion momentum spectroscopy: a momentum microscope to view atomic collision dynamics, *Physics Reports*, *330*, 95–192, 2002.
- Eberhardt, P., *Massenspektrometrie & Ionenoptik*, Vorlesungsskript, Universität Bern, 1993.
- Edgell, D. H., J. S. Kim, S. K. Wong, R. C. Prado, and R. Vondrasek, Model of charge-state distributions for electron cyclotron resonance ion plasmas, *Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams*, *2*, 123,502, 1999.
- Edgell, D. H., J. Kim, and I. N. Bogatu, Electron cyclotron resonance ion source one-dimensional fluid modeling, *Review of Scientific Instruments*, *73(2)*, 641–643, 2002.
- Efremov, A., et al., Status of the ion source DECRIS-SC, *Review of Scientific Instruments*, *77(3)*, 03A320, 2006.
- Elleau, P., O. Chubar, and J. Chavanne, Computing 3D Magnetic Field from Insertion Devices, *proc. of the PAC97 Conference May 1997*, pp. 3509–3511, 1997.
- Erukhimov, V., and V. Semenov, Two-dimensional numerical model of electron resonance discharge with pointwise mappings, *Review of Scientific Instruments*, *77*, 03A345, 2006.
- Erukhimov, V. L., and V. E. Semenov, Distribution of the Absorbed ECRH Power among the Electrons in a Plasma Heated by an Extraordinary Wave, *Plasma Physics Reports*, *27(11)*, 932–937, 2001.
- Erukhimov, V. L., and V. E. Semenov, 2D modeling of electron distribution function in the ECR ion source, *Review of Scientific Instruments*, *75(5)*, 1417–1419, 2004.
- Filippov, A., M. Kidera, V. Mirnov, T. Nakagawa, and G. Shirkov, Numerical Simulation of Bremsstrahlung Emission from ECR Source in Afterglow Mode, *Physica Scripta*, *T92*, 218–221, 2001.
- Gammino, S., and G. Ciavola, The role of microwave frequency on the high charge states buildup in the ECR ion sources, *Plasma Sources Sci. Technol.*, *5*, 19–27, 1996.
- Gammino, S., G. Ciavola, L. Celona, D. Hitz, A. Girard, and G. Melin, Operation of the SERSE superconducting electron cyclotron resonance ion source at 28 GHz, *Review of Scientific Instruments*, *72(11)*, 4090–4097, 2001.
- Geller, R., Design of permanent multipole magnets with oriented rare earth cobalt material, *Rapport CEN Saclay*, *CEA R 2623*, 1965.

- Geller, R., ECR source scaling concepts, *Accelerator Science and Technology*, 2, 1088–1092, 1989.
- Geller, R., *Electron Cyclotron Resonance Ion Sources and ECR Plasmas*, Institute of Physics Publishing, Bristol and Philadelphia, 1996.
- Girard, A., C. Perret, G. Melin, and C. Lécot, Modeling of electron-cyclotron-resonance ion source and scaling laws, *Review of Scientific Instruments*, 69(2), 1100, 1998.
- Girard, A., K. Serebrennikov, C. Lécot, G. Melin, D. Hitz, and L. Sun, ECRIS modeling, *Proc. 15th Int. Workshop on ECRIS, Jyväskylä, 2002, JYFL Research Report 4/2004*, 2002.
- Girard, A., D. Hitz, G. Melin, K. Serebrennikov, and C. Lécot, Self-consistent modeling of electron cyclotron resonance ion sources, *Review of Scientific Instruments*, 75(5), 1463–1466, 2004.
- Glaser, W., *Grundlagen der Elektronenoptik*, Springer Verlag, Wien, 1952.
- Goldston, R. J., and P. H. Rutherford, *Plasmaphysik*, Vieweg, Braunschweig; Wiesbaden, 1998.
- Grübling, P., J. Hollandt, and G. Ulm, Topography of an electron cyclotron resonance plasma in the vacuum-ultraviolet spectral range, *Review of Scientific Instruments*, 73(2), 614–616, 2002.
- Gross, J. H., *Mass spectrometry : a textbook*, Springer, Berlin, 2004.
- Halbach, K., Design of permanent multipole magnets with oriented rare earth cobalt material, *Nuclear Instruments and Methods*, 169, 1–10, 1980.
- Heinen, A., Untersuchung zum Verhaltens von resonant beschleunigten Elektronen in stationären Elektron-Zyclotron-Resonanz-Plasmen, Ph.D. thesis, Universität Münster, Deutschland, 2002.
- Heinen, A., M. Rüter, J. Ducrée, J. Leuker, J. Mrogenda, H. W. Ortjohann, E. Reckels, C. Vitt, and H. J. Andrä, Successful modeling, design, and test of electron cyclotron resonance ion sources, *Review of Scientific Instruments*, 69(2), 729–731, 1998.
- Heinen, A., M. Rüter, H. W. Ortjohann, C. Vitt, S. Rhode, and H. J. Andrä, Heating and Trapping of Electrons in ECRIS, from Scratch to Afterglow, *Proceedings of the 14th International Workshop on ECR Sources (ECRIS99)*, CERN, Switzerland, 1999a.

- Heinen, A., C. Vitt, and H. J. Andrä, Density and Energy Density Distributions of Electrons in Compact ECRIS, *Physica Scripta*, T80, 517–518, 1999b.
- Hering, E., R. Martin, and M. Stohrer, *Physik für Ingenieure*, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, 1997.
- Hitz, D., F. Bourg, M. Delaunay, P. Ludwig, G. Melin, M. Pontonnier, and T. K. NGuyen, The new 1.2 T–14.5 GHz Caprice source of multicharged ions: Results with metallic elements, *Proceedings of the 6th international conference on ion sources*, 67, 883–885, 1996.
- Hitz, D., D. Cormier, and J. M. Mathonnet, A new room temperature ECR ion source for accelerator facilities, *Proceedings of EPAC 2002, Paris, France*, pp. 1718–1720, 2002a.
- Hitz, D., D. Cormier, J. M. Mathonnet, A. Girard, G. Melin, F. Lansaque, K. Se-rebrenikov, and L. T. Sun, Grenoble Test Source (GTS): a Multipurpose Room Temperature ECRIS, *Proc. 15th Int. Workshop on ECRIS, Jyväskylä, 2002, JYFL Research Report 4/2004*, 1–10, 2002b.
- Hitz, D., A. Girard, G. Melin, S. Gammino, G. Ciavola, and L. Celona, Results and interpretation of high frequency experiment at 28 GHz in ECR ion sources, future prospects, *Review of Scientific Instruments*, 73(2), 509–512, 2002c.
- Hupe, L., Aufbau und Untersuchung einer Hochleistungs- Plateau-Elektron-Zyklotron-Resonanz-Ionenquellen zur Erzeugung intensiver Strahlen hochgeladener Ionen, Ph.D. thesis, Universität Münster, Deutschland, 2005.
- Kenez, L., s. Bieri, A. Valek, T. Nakagawa, K. E. Stiebing, and V. Mironov, Diagnostic research of plasmas generated by a 14.5 GHz ECR ion source using Langmuir-probe, *Review of Scientific Instruments*, 73(2), 617–619, 2002.
- Kim, J. L., C. Liu, D. H. Edgell, and R. Prado, Monte Carlo beam capture and charge breeding simulation, *Review of Scientific Instruments*, 77, 03B106, 2006.
- Lang, R., J. Bossler, H. Schulte, and K. Tinschert, Investigation of different oven types for sample evaporation in the CAPRICE electron cyclotron resonance ion source, *Review of Scientific Instruments*, 71, 651, 2000.
- Leherissier, P., et al., High intensity metallic ion beams from an ECR ion source at GANIL, *Review of Scientific Instruments*, 73(2), 558–560, 2002.
- Leitner, M. A., C. M. Leyneis, D. C. Wutte, C. E. Taylor, and S. R. Abbott, Construction of the Superconducting ECR Ion Source Venus, *Physica Scripta*, T92, 171–173, 2001.

- Leitner, M. A., C. M. Leyneis, D. Todd, and S. Virostek, Status report of the 28 GHz superconducting electron cyclotron resonance ion source VENUS, *Review of Scientific Instruments*, *77(3)*, 03A302, 2006.
- Leyneis, C. M., D. Leitner, S. R. Abbott, R. D. Dwinell, C.S.Silver, and C. Taylor, Results with the superconducting electron cyclotron resonance ion source VENUS, *Review of Scientific Instruments*, *75*, 1389–1393, 2004.
- Liu, Y., G. D. Alton, G. D. Mills, C. A. Reed, and D. L. Haynes, Design aspects of a compact, single-frequency, permanent-magnet electron cyclotron resonance ion source with a large uniformly distributed resonant plasma volume, *Review of Scientific Instruments*, *69(3)*, 1311–1315, 1998.
- Lotz, W., An Empirical Formula for the Electron-Impact Ionization Cross-Section, *Zeitschrift für Plasmaphysik*, *206*, 205–211, 1967.
- Lotz, W., Subshell Binding Energies of Atoms and Ions for Hydrogen to Zinc, *Journal of the Optical Society of America*, *58 (7)*, 915–921, 1968a.
- Lotz, W., Electron-Impact Ionization Cross-Sections and Ionization Rate Coefficients for Atoms and Ions from Hydrogen to Calcium, *Zeitschrift für Plasmaphysik*, *216*, 241–247, 1968b.
- Marti, A., Entwicklung und Aufbau einer Elektron-Zyklotron-Resonanz Ionenquelle, Ph.D. thesis, University of Bern, Switzerland, 1997.
- Maunoury, L., et al., The LIMBE facility and the ARIBE project, *Review of Scientific Instruments*, *73(2)*, 561–563, 2002.
- Meeker, D., Finite Element Method Magnetics FEMM, <http://femm.foster-miller.net>, 2002.
- Melin, G., A. G. Drentje, A. Girard, and D. Hitz, Ion behavior and gas mixing in electron cyclotron resonance plasmas as sources of highly charged ions, *J. Appl. Phys.*, *86(9)*, 1999.
- Müller, A., and E. Salzborn, Scaling of cross sections for multiple electron transfer to highly charged ions colliding with atoms and molecules, *Physica Letters*, *62A(6)*, 391–394, 1977.
- Muramatsu, M., A. Kitagawa, S. Sato, Y. Sato, S. Yamada, T. Hattori, and S. Shibuya, Development of the compact electron cyclotron resonance ion source for heavy-ion therapy, *Review of Scientific Instruments*, *71(2)*, 984–986, 2000.

- Muramatsu, M., et al., Improvement of the compact ECR ion source for medical application, *Proceedings of the 15th International Workshop on ECR Ion Sources. ECRIS02, JYFL Research Report 4/2002*, 2002.
- Muramatsu, M., et al., Development of a compact electron-cyclotron-resonance ion source for high-energy carbon-ion therapy, *Review of Scientific Instruments*, *76*, 113,304, 2005.
- Nakagawa, T., and Y. Yano, Recent performance of japanese electron cyclotron resonance ion sources, *Review of Scientific Instruments*, *71(2)*, 637–642, 2000.
- Panitzsch, L., Entwicklung einer ortsauflösenden Strahldiagnostik mittels Faraday-Cup-Array für das Sonnenwindlabor der Kieler Universität, Master's thesis, Universität Kiel, Deutschland, 2008.
- Sadeghi, N., T. Nakano, T. J. Trevor, and R. A. Gottscho, Ion transport in an electron cyclotron resonance plasma, *J. Appl. Phys.*, *70*, 2552, 1991.
- Schlapp, M., R. W. McCullough, R. Trassl, E. Salzborn, and H.B. Gilbody, An ultra compact 10 GHz Electron-Cyclotron-Resonance Ion Source (ECRIS) for multiply charged ion production, *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res., B* *98*, 525, 1995.
- Septier, A., *Applied Charged Particle Optics*, Academic Press, London ..., 1980.
- Shevelko, V. P., H. Tawara, F. Scheuermann, B. Fabian, A. Müller, and E. Salzborn, Semiempirical formulae for electron-impact double-ionisation cross sections of light positive ions, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, *38*, 525–545, 2005.
- Shirkov, G., Fundamental processes determining the highly charged ion production in ECR ion sources, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, A322*, 161–165, 1992.
- Shirkov, G., Particle-in-cell method for numerical simulation of beam and plasma dynamics, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, A558*, 317–324, 2006.
- Shirkov, G., and G. Zschornack, Fundamental processes determining the highly charged ion production in ECR ion sources, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, B95*, 527–532, 1995.
- Shirkov, G., S. Gammino, and G. C. and L. Celona, Simulation of Laser Ion Loading into ECR Source, *Physica Scripta, T92*, 214–217, 2001.
- Sortais, P., I. Bex, L. M. and T. Lamy, and A. C. C. Villari, General purpose high-performance electron cyclotron resonance ion source for production of multicharged ions, *Review of Scientific Instruments*, *69(2)*, 656–658, 1998.

- Spädtke, P., Simulation of the extraction from an electron cyclotron resonance ion source under the influence of space charge, *Review of Scientific Instruments*, *72(2)*, 607–610, 2002.
- Spitzer, L., *Physics of fully ionized gases*, Interscience Publishers Inc., New York, 1956.
- Stroth, U., *Einführung in die Plasmaphysik*, Vorlesungsskript, Universität Kiel, 2002.
- Suominen, P., T. Ropponen, and H. Koivisto, Modified Multipole Structure for Electron Cyclotron Resonance Ion Sources, *High Energy Physics and Nuclear Physics*, *31*, 142–146, 2007.
- Takeshita, E., M. Sekiguchi, K. Ieki, Y. Ando, and Y. Higurashi, Development of a compact ECR ion source with permanent magnet, *Proceedings of the 15th International Workshop on ECR Ion Sources. ECRIS02, JYFL Research Report 4/2002*, 2002.
- Tetsuro, K., N. Takahide, K. Kawaguchi, and S. M. Lee, Design of electron cyclotron resonance ion source using liquid-helium-free superconducting solenoid coils, *Review of Scientific Instruments*, *71(2)*, 909–911, 2000.
- Thuillier, T., J. L. Bouly, J. C. Curdy, T. Lamy, C. Peaucelle, P. Sole, P. Sortais, J. L. Vieux-Rochaz, and D. Voulot, New xenon results of PHORENIX at 28 GHz, *Proceedings of the 15th International Workshop on ECR Ion Sources. ECRIS02, JYFL Research Report 4/2002*, 2002.
- Todd, D. P., D. S. Leitner, D. Lyneis, and C. M. Grote, Simulation and beamline experiments for the superconducting electron cyclotron resonance ion source VENUS, *Review of Scientific Instruments*, *79(2)*, 02A316, 2008.
- Trassl, R., P. Hathiramani, F. Brötz, J. B. Greenwood, R. W. McCullough, M. Schlapp, and E. Salzborn, Characterization and recent modifications of a compact 10 GHz electron cyclotron resonance (ECR) ion source for atomic experiments, *Physica Scripta*, *T73*, 380, 1997.
- Trassl, R., W. R. Thompson, F. Brötz, M. Paelowsky, R. W. McCullough, and E. Salzborn, Development of a 10 GHz “Multi-Mode“ ECR, Ion Source for the Production of Multiply Charged Ions from Metallic Elements, *Physica Scripta*, *T80*, 504–506, 1999.
- Vitt, C., Realisation einer kompakten 6,8 GHz ECR-Ionenquelle zur Erzeugung hochgeladener Ionen., Master’s thesis, Universität Münster, Deutschland, 1996.

- Vitt, C., Numerische Simulation des Ionenverhaltens in Elektron-Zyklotron-Resonanz-Ionenquellen, Ph.D. thesis, Universität Münster, Deutschland, 2002.
- Vondrasek, R., R. Scott, R. Prado, and D. Edgell, Techniques for the measurement of ionization time in ECR ion sources using a fast sputter sample and fast gas valve, *Review of Scientific Instruments*, *73* (2), 548–551, 2002.
- Wolfram, S., *The Mathematica Book, Fifth Edition*, Wolfram Media, 2003.
- Wollnik, H., *Optics of Charged Particles*, Academic Press, INC., London, 1987.
- Woods, L. C., *Physics of Plasmas*, Wiley-VCH Verlag, Mörlenbach, 2004.
- Xie, Z. Q., Production of highly charged ion beams from electron cyclotron resonance ion sources, *Review of Scientific Instruments*, *69*(2), 625–630, 1998.
- Xie, Z. Q., and C. M. Leyneis, Plasma potentials and performance of the advanced electron resonance ion sources, *Review of Scientific Instruments*, *65*, 2947, 1994.
- Yamazaki, A., M. Fujita, E. Tanaka, T. Shinozuka, T. Yokoi, T. Ozawa, and H. Tanaka, Design of an all-permanent-magnet ECR ion source at the Cyclotron and Radioisotope Center, *Review of Scientific Instruments*, *73*(2), 589–591, 2002.
- Younger, S. M., Electron-impact-ionisation cross sections and rates for highly ionized berylliumlike ions, *Physical Review A*, *24*(3), 1278–1285, 1981.
- Zaho, H. W., et al., Advanced superconducting electron resonance ion source SE-CRAL: Design, construction, and the first result, *Review of Scientific Instruments*, *77*(3), 03A333, 2006.
- Zhao, L., J. S. Kim, and B. Cluggish, 2D extension of GEM (the generalized ECR ion source modeling code), *Proceedings of PAC07, Albuquerque, New Mexico, USA*, pp. 1832–1834, 2007.

Danksagung

Mein herzlicher Dank gilt Herrn Prof. Robert Wimmer-Schweingruber für die Möglichkeit diese Arbeit unter seiner Betreuung anzufertigen. Sein Rat in wissenschaftlichen und technischen Fragen wie auch seine stete Zuversicht ins Gelingen der Arbeit und das gewährte Vertrauen waren mir eine große Unterstützung.

Der Aufbau der Ionenquelle wäre ohne die Arbeit vieler Mitglieder des physikalischen Instituts nicht möglich gewesen. An Erster Stelle möchte ich Frau Christiane Helmke für ihren unermüdlichen Einsatz beim Aufbau der Ionenquelle und die große Bereitschaft, sich auf eine enge Zusammenarbeit einzustellen, danken. Herrn Lars Seimetz danke ich für die konstruktive Entwicklung der mechanischen Komponenten den unbeugsamen Glauben ans Machbare und die weltoffenen Gespräche. Mein Dank gilt Herrn Stefan Kolbe, der die technische Dokumentation der Anlage nach einer Zeit des Wildwuchses und der Eile wieder in geordnete Bahn gebracht hat. Herrn Lauri Panitzsch danke ich für seine Unterstützung bei den Messungen, die geleistete Entwicklungsarbeit beim Aufbau der Diagnostik und die Durchsicht meiner Arbeit.

Zu sehen, wie die entwickelten Konzepte in der Mechanik- und Elektronikwerkstatt umgesetzt wurden, hat mich über die ganze Zeit fasziniert. Ich danke an dieser Stelle Herrn Frank Brach, Herrn Ditmar Ohlendorf, Herrn Timm Krüger, Herrn René Woltmann, Herrn Nils Paetznick, Herrn Ali Talmat und Herrn Horst Schlüter für Ihren großen Einsatz bei der Fertigung der Bauteile für die Ionenquelle. Herrn Prof. Salzborn und den Mitarbeitern seiner Arbeitsgruppe danke ich für Ihre Unterstützung und die gewährte Gastfreundschaft in Giessen.

Mein besonderer Dank gilt den GenossInnen der Dampfziegelei eG für Ihre beständige Unterstützung in den letzten Monaten und die Toleranz während den nicht enden wollenden Abriss- und Aufbauarbeiten auf meine Mitarbeit zu verzichten. Mein herzlicher Dank geht an Ulrich Selle für den Rat mit dem Schreiben der Arbeit einfach zu beginnen und dafür, dass er mich in dieser Zeit begleitet hat.

Meinen Eltern Margrit und Heinrich Stalder-Oehl danke ich sehr für Ihre beständige Anteilnahme, Ihre Unterstützung und die in den Jahren gewachsene Offenheit. Viele Zeichen haben mich auf meinem Weg unterstützt.

Eidesstattliche Versicherung

Hiermit versichere ich an Eides Statt, dass ich die vorliegende Arbeit abgesehen vom Rat meiner akademischen Lehrer ohne fremde Hilfe und lediglich unter der Verwendung der angegebenen Literatur sowie den bekannten Nachschlagewerken der Naturwissenschaften angefertigt habe, und sie nach Inhalt und Form meine eigene ist. Diese Arbeit ist unter Einhaltung der Regeln guter wissenschaftlicher Praxis entstanden.

Des Weiteren versichere ich, dass diese Arbeit weder ganz noch teilweise an anderer Stelle zur Prüfung vorlag. Frühere Promotionsversuche wurden von mir nicht vorgenommen.

Kiel, den

Michael Stalder