

Lars Hupe

**Aufbau und Untersuchung einer
Hochleistungs-
Plateau-Elektron-Zyklotron-Resonanz-Ionenquelle
zur Erzeugung intensiver Strahlen hochgeladener
Ionen**

2005

Experimentelle Physik

**Aufbau und Untersuchung einer
Hochleistungs-
Plateau-Elektron-Zyklotron-Resonanz-Ionenquelle
zur Erzeugung intensiver Strahlen hochgeladener
Ionen**

Inaugural-Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaften im Fachbereich Physik
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Westfälischen Wilhelms-Universität Münster

vorgelegt von
Lars Hupe, geb. Müller
aus Münster

- 2005 -

Dekan:	Prof. Dr. G. Münster
Erster Gutachter:	Prof. Dr. H. J. Andrä
Zweiter Gutachter:	Priv.-Doz. Dr. A. Khoukaz

Tag der mündlichen Prüfung: 24.11.2005

Tag der Promotion: 24.11.2005

Inhaltsverzeichnis

Inhaltsverzeichnis	5
Kapitel 1: Einleitung	9
1.1 Kurzdarstellung	9
1.2 Einführung in das Thema	10
1.3 Aufbau der Arbeit	14
Kapitel 2: Prinzip der Elektron-Zyklotron-Resonanz-Ionenquellen	15
2.1 Ionisation in EZR-Ionenquellen	16
2.2 Elektronen in EZR-Ionenquellen	18
2.2.1 EZR-Heizung	18
2.2.2 Magnetische Spiegel.	21
2.2.3 Standardquelle oder Plateauquelle.	26
2.2.4 Methoden zur Erhöhung der Elektronendichte	32
2.3 Ionen in EZR-Ionenquellen	35
2.3.1 Einschluss der Ionen.	35
2.3.2 Der Mischgaseffekt	36
2.3.3 Beeinflussung der Ladungszustandsverteilung	37
2.3.4 Extraktion der Ionen.	39
2.3.5 Gepulste Extraktion	42
Kapitel 3: Die Ionenquelle PECRIS 5	49
3.1 Statisches Magnetfeld	49
3.1.1 Erzeugung des Hexapolfeldes	49
3.1.2 Erzeugung des axialen Magnetfeldes	52
3.1.3 Resonanzvolumen und magnetischer Einschluss	54
3.2 Vakuumapparatur	58
3.3 Mikrowellensystem	62
3.3.1 Erzeugung der Mikrowellenfrequenzen	62
3.3.2 Hohlraummoden der Plasmakammer	64
3.3.3 Optimierung der Hohlraummoden in der Plasmakammer.	67

3.4	Kühlung	71
3.5	Extraktions- und Strahlführungssystem	73
3.5.1	Extraktion der Ionen	73
3.5.2	Messung des Ionenstroms	76
3.5.3	Überschläge im Extraktionsbereich	80
3.6	Steuerungs- und Messsystem der Quelle	82
Kapitel 4: Ergebnisse des Normalbetriebs der PECRIS 5.		87
4.1	Optimierung der Ionenströme	87
4.1.1	Notwendigkeit das Plasma auf experimentellem Weg zu optimieren . . .	87
4.1.2	Optimale Heizung des Plasma.	89
4.1.3	Optimale Produktion und Extraktion einzelner Ladungszustände	92
4.2	Verbesserung der Ionenproduktion durch Sekundärelektronen	95
4.2.1	Beschichtung der Plasmakammer mit Siliziumoxid	97
4.2.2	Aluminiumoxidplättchen auf der Plasmaelektrode	99
4.3	Injektion von langsamen Elektronen	101
4.3.1	Konstruktion des Injektionssystems.	101
4.3.2	Experimente zur Injektion von Elektronen in die PECRIS 5	104
4.4	Röntgenemissionsmessungen an der PECRIS 5	107
4.4.1	Motivation	107
4.4.2	Messungen.	109
4.5	Erzielte Ionenströme	111
4.5.1	Produktion von intensiven Argon-Ionenstrahlen	111
4.5.2	Produktion von Xenon-Ionen	115
4.6	Einsatz eines Bleiofens mit gerichtetem Atomstrahl	116
4.6.1	Anforderungen an den Bleiofen	116
4.6.2	Konstruktion des Ofens	117
4.6.3	Quellenbetrieb mit dem Ofen	120
Kapitel 5: Anwendung der PUMAEX-Technik an der PECRIS 5		123
5.1	Situation der PUMAEX-Technik	123
5.2	Einbau der PUMAEX-Technik in die PECRIS 5	124
5.2.1	Erzeugung von Strompulsen in der PUMAEX-Spule.	124
5.2.2	Magnetfeld der PUMAEX-Spule	128
5.2.3	Die PUMAEX-Spule	135
5.2.4	Messung der Ionenstrom-Pulse	137
5.3	Ergebnisse des PUMAEX-Betriebs	138
5.3.1	Form der PUMAEX-Pulse	138
5.3.2	Optimierung des PUMAEX-Betriebs	140
5.3.3	Steigerung der Ionenströme gegenüber dem Normalbetrieb	142
5.3.4	Auswirkung der Variation der Extraktionsspannung	144
5.3.5	PUMAEX-Pulse verschiedener Ladungszustände	149

5.3.6	PUMAEX-Pulse bei verschiedenen Magnetfeldöffnungen	153
Kapitel 6: Ionen-Zyklotron-Resonanz-Heizung in der PECRIS 5		161
6.1	Ziele der IZR-Heizung	161
6.1.1	IZR-Heizung zur Verbesserung von EZR-Ionenquellen.	161
6.1.2	IZR-Heizung zur kontrollierten Kernfusion in einem magnetischen Trog	162
6.2	Realisierung der IZRH in der PECRIS 5	163
6.2.1	Konstruktion der IZRH-Elektroden	163
6.2.2	Erzeugung der Wechselspannung an den IZRH-Elektroden	167
6.2.3	Einfluss der IZRH-Elektroden auf die heiße Elektronenverteilung . . .	170
6.3	Experimente zur IZR-Heizung	173
6.3.1	Einstellung des EZR-Plasmas für die IZRH-Experimente	173
6.3.2	IZR-Heizung von Argonionen.	175
6.3.3	IZR-Heizung von Wasserstoff- und Heliumionen.	181
Kapitel 7: Zusammenfassung		187
Anhang A: Elektrische Felder ausgewählter Hohlraummoden		193
Anhang B: Flugzeit der Ionen		197
Anhang C: Akzeptanzbereich der Ionenstrommessung		199
Anhang D: Dichte des in die PECRIS 5 injizierten Elektronenstrahls.		203
Anhang E: Abschirmung von Röntgenstrahlung in Blei.		205
Anhang F: Ablenkung des Ionenstrahls im PUMAEX-Puls		207
Literaturverzeichnis		211

Kapitel 1:

Einleitung

1.1 Kurzdarstellung

Diese Arbeit stellt die 18 GHz EZR-Ionenquelle PECRIS 5¹ vor, die weltweit die erste Hochleistungs-Plateau-EZR-Ionenquelle darstellt. Durch ein homogenes Magnetfeld, Plateau genannt, kann im Zentrum des Plasmas ein großes EZR-Resonanzvolumen geschaffen werden. Dies führt erstens zu einer intensiveren EZR-Heizung und damit zu höheren Elektronendichten und -energien. Zweitens wird durch das Plateau die höchste Ionendichte auf der Achse der Plasmakammer erzeugt, und somit die Extrahierbarkeit der Ionen gegenüber einer Standard-EZR-Ionenquelle verbessert.

Mit der PECRIS 5 wird demonstriert, dass mit dem Konzept des magnetischen Plateaus sehr hohe Ströme hochgeladener Ionen produziert werden können. Mit einer Mikrowellenleistung von nur 500 W wurden Ionenströme von 1 mA Ar^{8+} und 6,8 μA Ar^{16+} erreicht. Mit einem Plasma aus natürlichem Xenon wurde ein Strom von 90 μA Xe^{20+} erzeugt. Zum Erreichen dieser Ströme wurde die Plasmakammer zuvor durch ein Silan-Sauerstoff-Plasma mit einer dünnen Schicht Siliziumoxid bedampft.

Zur Erzeugung von kurzen, intensiven Ionenstrompulsen zur Synchrotroninjektion wird an der PECRIS 5 die PUMAEX-Technik eingesetzt. Dabei wird das Magnetfeld auf der Extraktionsseite der Plasmakammer kurzzeitig reduziert, so dass der magnetische Einschluss des Plasmas gezielt an der Extraktionsseite geöffnet wird. Mit der PUMAEX-Technik konnten in einem Zeitraum von 50 μs mittlere Ionenströme von 240 μA Ar^{14+} und 49 μA Ar^{16+} erzeugt werden. Es konnte eine gute Stabilität der Pulse erreicht werden mit einer Schwankung der Pulshöhe unter 5 %.

1. Plateau-Electron-Cyclotron-Resonance-Ion-Source 5

Um mit der PECRIS 5 Bleiionen zu produzieren, wurde ein Ofen konstruiert, in dem Blei verdampft werden kann und in einem auf den Plasmakern gerichteten Atomstrahl dem EZR-Plasma zugeführt werden kann.

An der PECRIS 5 wurden Experimente mit der Injektion eines langsamen, intensiven Elektronenstrahls zur Erhöhung der Elektronendichte im Plasma durchgeführt und in der PECRIS 5 entstehende Röntgenstrahlung mit Energien bis zu 2 MeV beobachtet. In der PECRIS 5 wurde außerdem versucht, durch eine IZR-Heizung analog zur EZR-Heizung der Elektronen den Ionen des Plasmas Rotationsenergie zuzuführen, um ihren Einschluss zu verbessern. Dadurch konnten die Ströme sehr hoch geladener Argonionen stark erhöht werden, allerdings konnten nur Versuche bei geringer Mikrowellenleistung und daher kleinen Strömen hochgeladener Ionen gemacht werden.

1.2 Einführung in das Thema

Ionenstrahlen werden in vielen verschiedenen Bereichen eingesetzt, sowohl in Forschungsanwendungen als auch in technischen Anwendungen. In der Oberflächenphysik und bei der Herstellung von Mikroelektronik werden sie zum Reinigen, Abtragen und Beschichten von Oberflächen sowie zur Dotierung von Halbleitern verwendet. In der Medizin werden sie zur hochpräzisen Bestrahlung von Tumoren benutzt. Diese Technik ist so erfolgreich, dass Ionenbeschleuniger speziell für medizinische Behandlungen gebaut wurden bzw. werden [HHM+00,EBD+03]. In der Kern- und Elementarteilchenphysik werden Atomkerne mit Ionen beschossen oder zwei Ionenstrahlen mit immer höheren Energien zur Kollision gebracht, um die Struktur der Materie zu erforschen

Für dieses breite Anwendungsspektrum wurde eine große Zahl verschiedener Ionenquellen entwickelt. Für die Bearbeitung von Oberflächen mit niederenergetischen Ionen stehen Gleichstrom- oder Radiofrequenzplasmen zur Verfügung, mit denen große Flächen gleichzeitig gesäubert oder beschichtet werden können [Roth01]. Für viele Anwendungen werden Ionen in Beschleunigern, zum Beispiel Radiofrequenz-Quadrupolen, Zyklotrons oder Synchrotrons, auf die benötigte hohe Energie gebracht. An Beschleunigern werden oft Penning-Ionenquellen eingesetzt, die sehr hohe Ionenströme liefern allerdings nur bei geringer Ionenladung [SBE+96]. Im Gegensatz dazu liefern Elektronenstrahl-Ionenquellen (EBIT/S²) sehr hohe Ladungszustände, auch von sehr schweren Elementen können wasserstoffähnliche Ionen erzeugt werden. Elektronenstrahl-Ionenquellen liefern aber nur einzelne Ionenstimpulse mit geringer Stromstärke und Wiederholungsrate [KLZ02]. Die Elektron-Zyklotron-Ionenquellen (ECRIS³) stellen einen Mittelweg dar. Zwar erreichen sie bei weitem nicht die Ströme von Penning-Quellen bei niedrigen Ladungszuständen und nicht die mit Elektronenstrahl-Ionenquellen verfügbaren höchsten Ladungszustände, dafür können sie bei mittleren bis hohen

2. Engl.: Electron beam ion trap/source

3. Engl.: Electron Cyclotron ion source

Ladungszuständen um mehrere Größenordnungen höhere Ionenströme im Dauerstrich-Betrieb erzeugen. Bei der Beschleunigung von Ionen ist zumeist ein möglichst hoher Ladungszustand erwünscht, da die mit einem Beschleuniger erreichbare Endenergie von der Ionenladung abhängt. Gleichzeitig wird eine hohe Strahlintensität verlangt, um ausreichende Reaktionsraten in den Anwendungen zu erhalten. EZR-Ionenquellen werden daher an Beschleunigern zur Erzeugung von mittleren bis schweren Ionen häufig eingesetzt. Ein wesentlicher Vorteil von EZR-Ionenquellen ist, dass sie im Gegensatz zu Penning- und Elektronenstrahl-Quellen keine heißen Kathoden verwenden. Sie können ohne Unterbrechung einen über Wochen konstanten Ionenstrahl liefern. Für Anwendungen mit niederenergetischen Ionen sind EZR-Ionenquellen ebenfalls interessant, da sie einen Ionenstrahl mit hoher Energieschärfe erzeugen.

Die ersten EZR-Ionenquellen wurden ab 1965 aus Experimenten zur kontrollierten Kernfusion entwickelt [Gel02]. In einem statischen Magnetfeld wird Elektronen durch ein Mikrowellenfeld, dessen Frequenz mit der Zyklotronfrequenz der Elektronen übereinstimmt, Energie zugeführt. Diese Elektronen können dann durch Stoßionisation Atome eines Gases ionisieren. Das entstehende Plasma wurde zunächst in axialer Richtung, später auch in radialer Richtung, durch magnetische Spiegelfelder eingeschlossen. Ausführlich beschrieben werden EZR-Ionenquellen und ihre Entwicklung von R. Geller [Gel96]. Zunächst führte die Entwicklung zu einer Verkleinerung der Plasmakammern und damit des am Anfang gewaltigen Energieverbrauchs von 3,5 MW für die Erzeugung des statischen Magnetfeldes. Am Ende dieser Entwicklung stehen heute verschiedene EZR-Ionenquellen, deren Magnetfeld vollständig durch Permanentmagnete erzeugt werden [SBM98, MKS+02]. Hauptziel der Entwicklungsarbeit war und ist das Erreichen von höheren Ladungszuständen und Ionenströmen. Dieses Ziel konnte vor allem durch immer höhere Magnetfelder und Mikrowellenfrequenzen verwirklicht werden, die zu höheren Plasmadichten führen. Möglich wurde diese Entwicklung durch technische Fortschritte bei der Erzeugung von Magnetfeldern, vor allem die Entdeckung von Permanentmagneten mit höheren Remanenzmagnetisierungen und die Verbesserung der Supraleitungstechnik. Zur Zeit wird am LBL⁴ die supraleitende EZR-Ionenquellen VENUS⁵ in Betrieb genommen, die mit einem Magnetfeld bis zu 4 T und einer Mikrowellenfrequenzen bis zu 28 GHz arbeitet [LAD+03].

Neben diesem technischen Fortschritt wurden spezielle Methoden zur Erhöhung der Ionenströme entdeckt, zum Beispiel die Beschichtung der Plasmakammerwände mit Aluminiumoxid, der Einsatz von Biased-Discs und Mischgasen. Um Ionen von nicht gasförmigen Elementen zu erzeugen, wurden verschiedene Methoden für die Zufuhr dieser Elemente in das EZR-Plasma entwickelt. Hier sind die MIVOC Technik zu nennen [KÄN94], bei der die gewünschten Elemente in gasförmige Verbindungen überführt werden, Öfen, in denen die Elemente bei Temperaturen bis zu 2000°C verdampft werden [LBI+02], und das direkte Heranbringen eines festen Stoffes an das EZR-Plasma, der dann durch den Beschuss von Plasmateilchen abgetragen⁶ wird. Durch diese Techniken ist es heute möglich, in EZR-

4. Lawrence Berkeley Laboratory, Berkeley, CA, USA.

5. Engl.: Verstile ECR ion source for nuclear science.

Ionenquellen Ionen von einem großen Teil der festen Elemente zu erzeugen. Auch an der Erzeugung von Ionen radioaktiver Isotope wird gearbeitet [WLL+99]. Außerdem wird versucht, die EZR-Heizung durch eine Vergrößerung der Resonanzzone zu verbessern, dazu werden mehrere Mikrowellenfrequenzen in die Plasmakammer eingestrahlt [Xie98] und/oder ein homogenes Magnetfeld, auch Plateau genannt, im Zentrum der Plasmakammer geschaffen [LAB+03].

Die Weiterentwicklung der EZR-Ionenquellen wird vor allem durch die Anforderungen der für Experimente der Kern- und Elementarteilchenphysik eingesetzten Beschleuniger vorangetrieben. Zum Erreichen von immer höheren Teilchenenergien und Strahlintensitäten werden vor allem bei schweren Ionen immer höhere Ladungszustände und Ionenströme benötigt [HH96]. Für den im Bau befindlichen LHC⁷ am CERN⁸ wird zur Zeit eine Ionenquelle gesucht, die einen Strom von 1 mA von Pb²⁷⁺-Ionen liefern kann [TBC+02]. Wie bei den meisten anderen modernen Beschleunigern werden im LHC nur kurze Ionenpulse beschleunigt. Der oben genannte Ionenstrom wird nur über einen Zeitraum von etwa 100 µs benötigt.

Im normalen, kontinuierlichen Betrieb einer EZR-Ionenquelle werden nur die wenigen Ionen, die den Plasmaeinschluss überwinden konnten, extrahiert. Im Zentrum des Plasmas ist ein Reservoir von hochgeladenen Ionen vorhanden, das wegen des Plasmaeinschlusses normalerweise nicht extrahiert wird. Dieses Reservoir kann durch spezielle Extraktionstechniken zur Erzeugung von kurzen, intensiven Ionenpulse für die Injektion in Ionenbeschleunigern nutzbar gemacht werden. Eine Möglichkeit stellt dabei der Afterglow-Effekt dar [MBB+90,Sor92]. Da der Plasmaeinschluss in einer EZR-Ionenquelle durch die Heizung der Elektronen aufrecht erhalten wird, entleert sich das Ionenreservoir nach dem Abschalten der Mikrowelle und es kann oft ein kurzzeitiger Anstieg des Ionenstroms beobachtet werden. Die Länge und Höhe des Ionenpulses kann dabei nicht direkt beeinflusst werden, sondern hängt vor allem von der Stoßrate der Elektronen im Plasma ab, deren Energieverlust durch Stöße zur Abnahme des Plasmaeinschlusses führt. Es kann nur ein kleiner Teil des Ionenreservoirs genutzt werden, da die Ionen beim Wegfall des Plasmaeinschlusses entlang aller Magnetfeldlinien, die aus dem Plasma herausführen, auseinander fliegen. Der Afterglow-Effekt wird bereits erfolgreich zur Steigerung der zur Injektion in Beschleuniger verfügbaren Ionenströme eingesetzt [HL96]. Einen direkteren Einfluss auf die Ionenpulse ermöglichen Techniken, die durch gepulste Magnetfelder den Einschluss des Plasmas gezielt auf der Extraktionsseite der Ionenquelle öffnen. Durch die gezielte Öffnung wird auch ein größerer Teil des Ionenreservoirs nutzbar gemacht. Die PuMa⁹-Technik erhöht durch eine zusätzliche Spule in einem kurzen Zeitraum das Magnetfeld im Zentrum der Plasmakammer, um den Einschluss auf der Extraktionsseite zu öffnen [Müh95]. Der Einsatz dieser Technik erfordert jedoch einen größeren Umbau einer EZR-Ionenquelle, der die erreichbaren Ionenströme reduziert. Die PUMAEX¹⁰-Technik öffnet dagegen den magnetischen Einschluss einer EZR-

6. Engl.: Sputtering

7. Engl.: Large Hadron Collider

8. Franz.: Centre Européen pour la Recherche Nucléaire

9. Engl.: Pulsed Magnetic

10. Engl.: PULsed MAGnetic EXtraction

Ionenquelle, indem das Magnetfeld auf der Extraktionsseite durch eine zusätzliche Spule abgesenkt wird [Mül00,MHO+02]. Für diese Technik genügen kleinere Modifikationen an einer EZR-Ionenquelle.

Im Institut für Kernphysik in Münster (IKP) wurde 1994 mit der Entwicklung und dem Bau von EZR-Ionenquellen begonnen [Ada94, Stü95], um Ionenstrahlen für Experimente zur Wechselwirkung von niederenergetischen, hochgeladenen Ionen mit Festkörperoberflächen zur Verfügung zu stellen [Duc99,Mro01]. Parallel dazu wurden Simulationen zunächst der geheizten Elektronen [Leo95, Hei97, HVA99, HRO99 Hei02, HVA02] und später auch der Ionen des EZR-Plasmas [Vit02] entwickelt, die zu einem besseren Verständnis der EZR-Ionenquellen führen und so die Quellenentwicklung unterstützen sollten. Das Magnetfeld der im IKP entwickelten EZR-Ionenquelle ECRIS 1 wird vollständig von Permanentmagneten erzeugt, was zu einer kostengünstigen und kompakten Konstruktion führt, allerdings mit einem relativ schwachen magnetischen Einschluss [Vit96]. Bei einer Mikrowellenfrequenz von 6,7 GHz konnte aber bereits ein Ionenstrom von 6 μA Ar^{8+} erzeugt werden. Mit der ECRIS 2 wurde durch verbesserte Permanentmagnete ein erheblich besserer magnetischer Einschluss realisiert, was aber zu einer drastischen Verschlechterung der Ionenströme führte. Nur 0,84 μA Ar^{8+} können mit der ECRIS 2 erreicht werden. Die Simulation der geheizten Elektronen zeigte, dass die EZR-Heizung durch die große Steigung des Magnetfeldes vom Zentrum zu den Wänden der Plasmakammer, die zu einer sehr kleinen Resonanzzone der EZR-Heizung führte, wesentlich schwächer war. Daher wurde die ECRIS 2 zur PECRIS 3 umgebaut, indem das Magnetfeld im Zentrum der Quelle so angehoben wurde, dass auf der Achse ein Bereich mit konstanter Magnetfeldstärke entstand, das magnetische Plateau [Rüth97]. Mit dem dadurch erzeugten großen Resonanzvolumen konnten wesentlich höhere Ionenströme erzielt werden. Ionenströme bis zu 47 μA Ar^{8+} , bei Anwendung der PUMAEX-Technik sogar Pulse mit 150 μA Ar^{8+} [Mül00], können mit der PECRIS 3 bei einer Mikrowellenleistung von höchstens 30 W erzeugt werden. Um die Anpassung des magnetischen Plateaus an die Mikrowellenfrequenz zu erleichtern, wurde die PECRIS 4 gebaut, deren axiales Feld durch Spulen erzeugt wird. Außerdem wurde in der PECRIS 4 die radiale Ausdehnung des magnetischen Plateaus vergrößert, indem ein magnetisches Oktupolfeld statt des sonst üblichen Hexapolfeldes für die radialen Spiegelfelder verwendet wurde. Die Ergebnisse blieben aber enttäuschend, nur wenige Mikroampere Ar^{8+} konnten erzeugt werden.

Die hervorragenden Ergebnisse der PECRIS 3 führten zu dem Entschluss, das Plateau-Konzept in einer großen EZR-Ionenquelle mit einer hohen Mikrowellenfrequenz von 18 GHz anzuwenden, um die Leistungsfähigkeit des magnetischen Plateaus zu demonstrieren. Die PECRIS 5 wurde im Hinblick auf ein sehr langes magnetisches Plateau auf der Achse der Quelle, einen guten magnetischen Einschluss und einen sehr geringen Restgasdruck in der Plasmakammer entworfen. Durch den Einsatz der PUMAEX-Technik sollte versucht werden, den für den LHC benötigten Ionenstrom von 1 mA Pb^{27+} zu erzeugen. Während des Aufbaus und Betriebs der PECRIS 5 entstanden am Institut für Kernphysik bereits fünf Diplomarbeiten [Alb03,Kah04,Now02,Täs02,Wol02].

1.3 Aufbau der Arbeit

Das folgende Kapitel gibt einen Überblick über die Funktionsweise der EZR-Ionenquellen, dabei wird auf die Besonderheiten der PECRIS 5, das Plateau-Konzept und die PUMAEX-Technik, eingegangen.

Das dritte Kapitel der Arbeit stellt ausführlich die Ionenquelle PECRIS 5 vor, bestehend aus Magnetstruktur, Vakuumapparatur, Mikrowellenerzeugung sowie Extraktions- und Strahlführungssystem.

Im vierten Kapitel wird der Betrieb der PECRIS 5 zur Erzeugung kontinuierlicher Ionenstrahlen mit hoher Ionenladung beschrieben. Zunächst wird darin die Optimierung des Plasmas für die Produktion bestimmter Ladungszustände und besonders die Einstellung eines stabilen Plasmazustandes mit EZR-Heizung im Plateau erläutert. Als Methoden zur Verbesserung der Ionenströme werden die Beschichtung der Plasmakammer mit Siliziumoxid und die Injektion von langsamen Elektronen vorgestellt. Außerdem werden Messungen der in der PECRIS 5 entstehenden Röntgenstrahlung vorgestellt. Die erreichten Ionenströme im Betrieb mit Argon und natürlichem, nicht isotonenangereichertem Xenon werden in Bezug zu den an anderen Hochleistungs-EZR-Ionenquellen erzeugten Strömen gesetzt. Am Ende des Kapitels wird ein Ofen für die Zufuhr von Bleiatomen in das EZR-Plasma vorgestellt, der einen geringen Bleiverbrauch aufweist und sich durch einen auf den Plasmakern gerichteten Atomstrahl mit kleinem Öffnungswinkel auszeichnet.

Das fünfte Kapitel der Arbeit beschreibt die Erzeugung von kurzen, intensiven Ionenstropmpulsen an der PECRIS 5 durch die PUMAEX-Technik. Zunächst wird die Konstruktion der PUMAEX-Spule, mit der der magnetische Einschluss des Plasmas geöffnet wird, dargestellt. Anschließend werden Form, Höhe und Stabilität der erzeugten Pulse beschrieben. Außerdem wird die Abhängigkeit der Pulse von dem beobachteten Ladungszustand und der Öffnung des magnetischen Einschlusses untersucht.

Das Thema des sechsten Kapitels ist die Ionen-Zyklotron-Resonanzheizung, die zu einem verbesserten Einschluss der Ionen und dadurch zu höheren Strömen sehr hoch geladener Ionen führen soll. Mit der IZR-Heizung wird auch die kontrollierte Kernfusion in einem magnetischen Trog wieder ins Blickfeld der Forschung genommen. Nach der Beschreibung des Aufbaus zur Erzeugung des elektrischen IZRH-Feldes folgt die Beschreibung der IZR-Heizung in einem Argonplasma, mit der die extrahierten Ionenströme hoher Ladungszustände gesteigert wurden. Das Kapitels wird abgeschlossen von der Untersuchung der IZR-Heizung in Wasserstoff- und Heliumplasmen, bei der eine starke Wirkung der IZR-Heizung auf die Plasmen und eine Energieerhöhung der Ionen beobachtet werden konnte.

In dem abschließenden siebten Kapitel werden die Ergebnisse der Arbeit zusammengefasst.

Kapitel 2:

Prinzip der

Elektron-Zyklotron-Resonanz-

Ionenquellen

In diesem Kapitel soll ein Überblick über die Funktionsweise von EZR-Ionenquellen gegeben und die wichtigsten Zusammenhänge erläutert werden ohne aber alle Details zu erläutern. Eine ausführliche Einführung in die Grundlagen von EZR-Ionenquellen findet sich in der dieser Arbeit vorausgegangenen Diplomarbeit [Mül00]. Weiterhin werden in diesem Kapitel Methoden und Überlegungen zur Verbesserung der Ionenströme vorgestellt, die über das Grundprinzip der EZR-Ionenquellen hinausgehen.

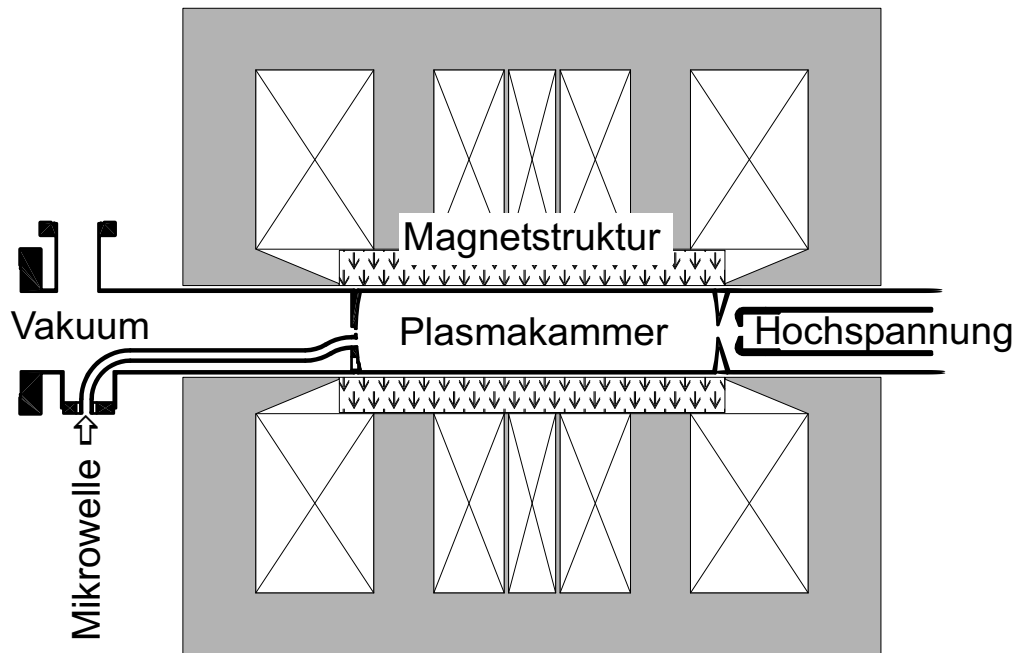


Abbildung 2.1: Prinzipieller Aufbau einer EZR-Ionenquelle. Die Magnetstruktur erzeugt einen magnetischen Trog, mit dem das Plasma, in dem die Ionisation stattfindet, in der Plasmakammer eingeschlossen wird. Die Plasmakammer wird evakuiert. Dem Plasma wird durch eine Mikrowelle die zur Ionisation notwendige Energie zugeführt. Eine Hochspannung erzeugt ein elektrisches Feld, von dem Ionen aus der Plasmakammer herausgezogen und zu einem Ionenstrahl geformt werden.

2.1 Ionisation in EZR-Ionenquellen

In EZR-Ionenquellen werden Ionen durch Elektronenstoßionisation aus den Atomen bzw. Molekülen eines hoch verdünnten Gases gebildet. Das dadurch entstehende Plasma¹¹ wird durch ein komplexes Magnetfeld, einen so genannten magnetischen Trog, von einem zu starken Kontakt mit den Wänden der zylindrischen Plasmakammer abgehalten, an denen die dorthin gelangenden Ionen und Elektronen verloren gehen.

Die zur Ionisation notwendige Energie erhalten die Elektronen des Plasmas aus einem Mikrowellenfeld, das der Plasmakammer über einen geeigneten Wellenleiter zugeführt wird. Durch ein elektrisches Feld wird schließlich ein Teil der erzeugten Ionen kontinuierlich aus der Plasmakammer herausgezogen und so ein Ionenstrahl gebildet, der für Anwendungen zur Verfügung steht.

Zum Zünden des Plasmas einer EZR-Ionenquelle sind keine zusätzlichen Elektroden notwendig. Jedes Gas enthält freie Elektronen, die durch ionisierende Strahlung¹² erzeugt werden. Die Zahl der Elektronen ist bei Raumtemperatur zwar

11. Als Plasma wird ein Gemisch aus neutralen Atomen, Ionen und Elektronen bezeichnet, das folgende Eigenschaften hat:

- a) Makroskopische Neutralität, auch Quasineutralität genannt.
- b) Kollektives Verhalten der Plasmateilchen, z.B. Schwingungen, aufgrund der von den geladenen Teilchen erzeugten mikroskopischen elektrischen Felder im Plasma.

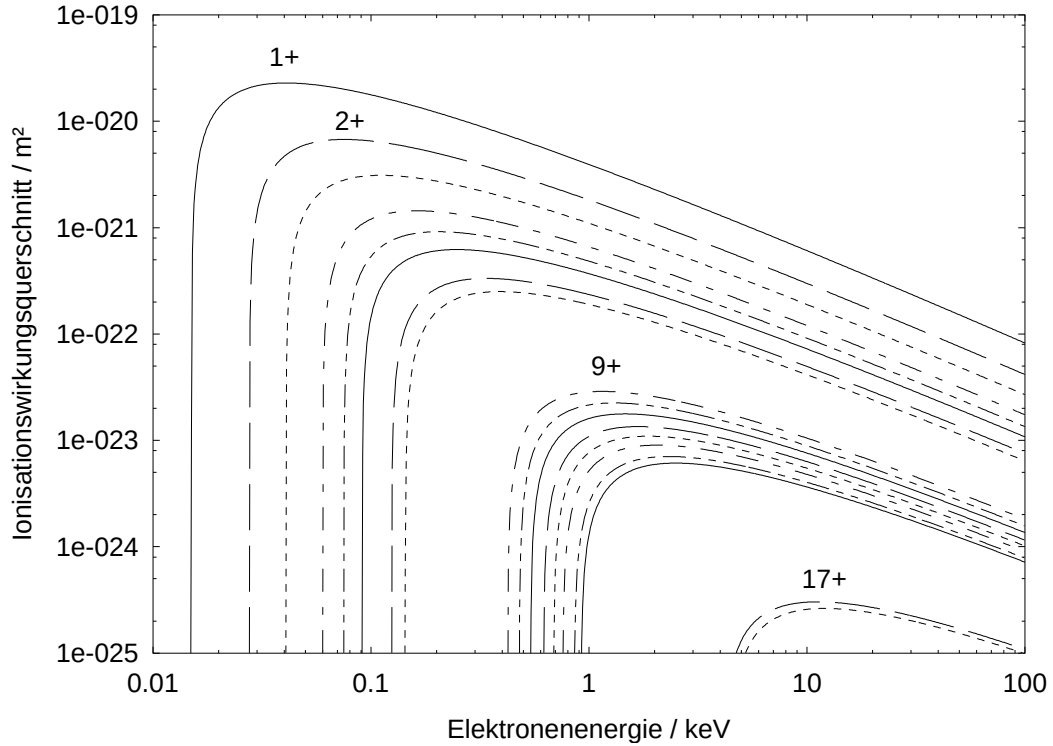


Abbildung 2.2: Wirkungsquerschnitte für die Elektronenstoßionisation von Argon. Bei ausgewählten Kurven ist der erzeugte Ladungszustand angegeben. Die gezeigten Wirkungsquerschnitte wurden nach einer semi-empirischen Formel [MS80] unter Verwendung der Ionisationspotentiale von Argon aus [Wea84] berechnet.

extrem klein, da aber nach dem Einschalten der Mikrowelle bei jeder Ionisation weitere Elektronen entstehen, die selbst wieder Atome ionisieren, kommt es zu einer lawinenartigen Vervielfachung der Elektronen.

Zu einer Elektronenstoßionisation kommt es, wenn ein Elektron bei einem Stoß genügend Energie auf die Hülle des Atoms bzw. Ions überträgt, damit ein oder mehrere Hüllenelektronen abgelöst werden können:



Dabei ist die einfache Ionisation der dominante Prozess, die zweifache Ionisation trägt nur einen kleinen Teil zur Ionenerzeugung in EZR-Ionenquellen bei, drei- und mehrfache Ionisationsprozesse können vernachlässigt werden. Eine ausführliche Diskussion der verschiedenen Ionisationsprozesse findet sich in [Vit02]. Eine Elektronenstoßionisation ist nur möglich, wenn ein Elektron bei einem Stoß mit einem Atom oder Ion mindestens die Ionisationsenergie des getroffenen Teilchens als kinetische Energie mitbringt. Wie in Abbildung 2.2 zu erkennen, ist die Elektronenstoßionisation bei einer Elektronenenergie, die dem Zwei- bis Dreifachen der Ionisationsenergie entspricht, am wahrscheinlichsten, bei größeren Elektronen-

energien nimmt der Wirkungsquerschnitt wieder ab. Dem entsprechend ist in Abbildung 2.2 zu sehen, dass die optimale Elektronenenergie für einen Ionisationsprozess mit der Ladung des zu ionisierenden Atoms bzw. Ions stark ansteigt. Für ein neutrales Argonatom ist der Wirkungsquerschnitt für eine Ionisation etwa bei einer Elektronenenergie von 50 eV am größten, für ein bereits 15-fach geladenes Argonion dagegen ist eine Energie von 2 keV optimal.

Da nur sehr selten mehr als ein Elektron bei einem Ionisationsstoß entfernt wird, entsteht ein hochgeladenes Ion durch sukzessive Ionisation. Das heißt zum Beispiel, ein Ar^{16+} Ion wird aus einem Argonatom durch 16 Stöße mit Elektronen der jeweils über der Ionisationsschwelle liegenden Energie erzeugt, bei denen jeweils ein Hüllenelektron abgelöst wird. Die Wahrscheinlichkeit für jeden Ionisationsstoß hängt dabei von dem Fluss der Elektronen, die auf das Atom bzw. Ion treffen, ab. Die Produktionsrate von hochgeladenen Ionen hängt daher stark von der Dichte und der mittleren Energie der Elektronen im Plasma ab, wobei deren Energie über den ganzen Bereich, in dem die Wirkungsquerschnitte ihre Maxima erreichen, verteilt sein muss. Um eine hohe Elektronendichte zu erreichen, werden die Elektronen in einer EZR-Ionenquelle mit Hilfe eines magnetischen Trops davon abgehalten, an die Wände der Plasmakammer zu gelangen und so verloren zu gehen. Als eine zentrale Zielsetzung bei der Konstruktion einer EZR-Ionenquelle gilt daher das Erreichen eines möglichst guten Einschlusses der Elektronen.

Bei der Betrachtung der Ionen hat die sukzessive Ionisation die Folge, dass sich ein Ion, um einen hohen Ladungszustand zu erreichen, mehrere Millisekunden in der Plasmakammer aufhalten muss ohne an die Wände zu gelangen, an denen es mit Elektronen aus der Wand rekombiniert. Da sich ein Argonatom bei einer kinetischen Energie von 1 eV, in dieser Größenordnung liegt die Energie der Ionen im Plasma einer EZR-Ionenquelle, mit einer Geschwindigkeit von etwa 2 km/s bewegt, ist die Notwendigkeit eines guten Einschlusses der Ionen innerhalb der Plasmakammer offensichtlich.

2.2 Elektronen in EZR-Ionenquellen

2.2.1 EZR-Heizung

In EZR-Ionenquellen wird die Zyklotronbewegung der Elektronen in einem statischen Magnetfeld ausgenutzt, um den Elektronen die zur Stoßionisation notwendige Energie zuzuführen. Die Elektronen rotieren in dem Magnetfeld B mit der Zyklotronfrequenz beziehungsweise der entsprechenden Winkelgeschwindigkeit

$$\omega_z = \frac{e}{m_e} \cdot B \quad (2.2)$$

um die Magnetfeldlinien. Dabei ist m_e die Elektronenmasse und e die Elektronenladung. Das elektrische Feld einer Mikrowelle, dessen Frequenz mit der Zyklotron-

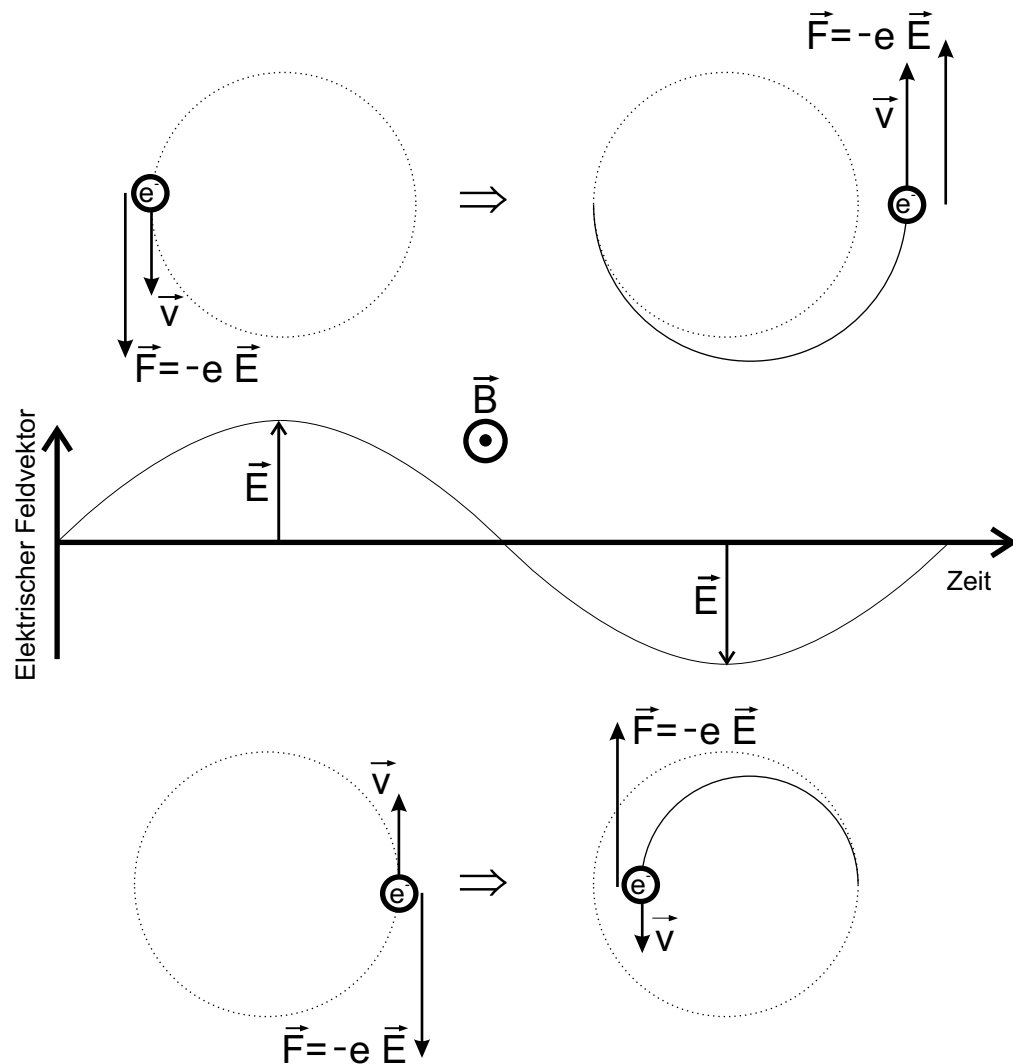


Abbildung 2.3: Prinzip der ECR-Heizung. In der Mitte ist der zeitliche Verlauf des elektrischen Feldvektors des Mikrowellenfeldes in der Resonanzzone gezeigt. Links und rechts sind die daraus resultierenden Kräfte auf die im Magnetfeld $\vec{B}$, das senkrecht zur gezeigten Ebene steht, rotierenden Elektronen zu zwei Zeitpunkten dargestellt. Der elektrische Feldvektor zu diesen Zeitpunkten ist in der Mitte zu sehen. Oben ist das Elektron in Phase mit der Mikrowelle und wird beschleunigt. Unten ist das Elektron in Gegenphase und wird abgebremst. Die Richtung des elektrischen Feldvektors wechselt mit der gleichen Geschwindigkeit wie der Geschwindigkeitsvektor des Elektrons auf seiner Zyklotronbahn, die Phasenlage von Geschwindigkeit des Elektrons und Kraft auf das Elektron bleibt daher von links nach rechts konstant.

frequenz übereinstimmt und das senkrecht zum statischen Magnetfeld steht, kann ein Elektron auf seiner Zyklotronbahn stark beschleunigen, wie in Abbildung 2.3 dargestellt. Die Zyklotronfrequenz ändert sich nur mit dem Magnetfeld, nicht aber mit der kinetischen Energie der Elektronen, im nicht relativistischen Fall zumindest. Die Frequenzen von Mikrowelle und Elektronen stimmen also auch bei steigender Elektronenenergie weiter überein und die Elektronen können auf hohe Energien geheizt werden. Das Übereinstimmen von Zyklotronfrequenz und Mikrowellenfrequenz wird als Elektron-Zyklotron-Resonanz oder kurz ECR bezeichnet und gibt den ECR-Ionenquellen ihren Namen.

Im allgemeinen rotieren die Elektronen nicht nur um die Magnetfeldlinien, sondern bewegen sich auch entlang der Feldlinien, so dass sie sich auf Schraubenbahnen bewegen. In dem inhomogenen Magnetfeld einer EZR-Ionenquelle bewegen sich die Elektronen daher durch Bereiche unterschiedlicher Magnetfeldstärke.

Die vom Magnetfeld abhängige Zyklotronfrequenz stimmt dabei nur an bestimmten Stellen mit der vorgegebenen Mikrowellenfrequenz überein, diese Bereiche der Plasmakammer werden Resonanzzone genannt, der Betrag des Magnetfeldes in der Resonanzzone heißt Resonanzfeldstärke B_{Res} . Ein Elektron, das sich entlang einer Magnetfeldlinie bewegt, kann beim Durchlaufen der Resonanzzone beschleunigt werden, wenn die Phasen von Geschwindigkeit des Elektrons und des elektrischen Feldes der Mikrowelle zueinander wie in Abbildung 2.3 oben dargestellt liegen. Bei entgegengesetzter Phasenlage von Geschwindigkeit und elektrischem Feld wird das Elektron beim Durchgang durch die Resonanzzone wie in Abbildung 2.3 unten gezeigt dagegen abgebremst. Beide Fälle treten gleich häufig auf, da die Phasenlage von Geschwindigkeit und elektrischem Feld bei einem Resonanzdurchgang völlig zufällig ist. Eine Berechnung der Energieänderung einer großen Anzahl von Elektronen bei einem Resonanzdurchgang zeigt aber, dass die Elektronen im Mittel Energie gewinnen, was als stochastisches Heizen bezeichnet wird [Mül00,S.23]. Im Experiment zeigt sich, dass durch die EZR-Heizung Elektronen auf sehr hohe Energien gebracht werden, in der PECRIS 5 wurden Elektronenenergien bis über 1 MeV [Alb03,S.67] beobachtet. Bei einer so großen Energie nimmt die Zyklotronfrequenz der Elektronen durch ihren relativistischen Massenzuwachs ab, die Elektronen können aber bei höheren Magnetfeldern mit der gleichen Mikrowellenfrequenz weiter geheizt werden (vgl. Gleichung 2.2). Die Resonanzzone verschiebt sich also für große Elektronenenergien zu höheren Magnetfeldern. Wie in Abbildung 2.2 zu sehen, sind zur Ionisation nur Energien bis etwa 2 keV sinnvoll. Die energiereicheren Elektronen tragen weniger zur Ionisation bei, sie haben aber eine große Bedeutung für den Einschluss der Ionen.

Die EZR-Heizung kann offensichtlich nur funktionieren, wenn die Mikrowelle sich in dem Plasma ausbreiten kann. Bei einer zu großen Elektronendichte im Plasma kann die Mikrowelle jedoch nicht ins Plasma eindringen, sondern wird vom Plasma reflektiert. Für die maximale Elektronendichte n_c , bei der sich eine benutzte Mikrowellenfrequenz ω_0 ungestört ausbreiten kann, gilt näherungsweise¹³:

$$n_c = \frac{\epsilon_0 \cdot m_e \cdot \omega_0^2}{e^2} \quad (2.3)$$

13. Diese Gleichung gilt für ein kaltes Plasma, in dem alle Plasmateilchen eine verschwindende Energie besitzen, was im Zentrum eines EZR-Plasma für die Elektronen natürlich keineswegs erfüllt ist. Der Außenbereich eines EZR-Plasmas, durch den die Mikrowelle zum Plasmakern vordringen muss ist aber von Elektronen mit geringer Energie dominiert. In einem unmagnetisierten kalten Plasma ist eine Wellenausbreitung oberhalb der angegebenen maximalen oder kritischen Elektronendichte nicht möglich. In einem magnetisierten Plasma gilt die Gleichung nur für einen bestimmten Wellentyp, die so genannte O-Welle [Jan92].

Dabei ist m_e die Elektronenmasse, ϵ_0 die Dielektrizitätskonstante und e die Elektronenladung. Da die Ausbreitung von Wellen in magnetisierten Plasmen sehr komplex ist, gibt die Gleichung 2.3 nur die Größenordnung der erreichbaren Elektronendichte an. Bestimmte Wellentypen können auch bei größerer Elektronendichte ins Plasma eindringen.

Wird in einer EZR-Ionenquelle die in Gleichung 2.3 angegebene Elektronendichte erreicht, so wird die Mikrowelle zumindest zum Teil vom Plasma reflektiert, wodurch die EZR-Heizung schwächer wird und als Folge die Elektronendichte nicht weiter zunimmt. In diesem in der englischen Literatur Cut-Off genannten Effekt liegt der Grund für die Benutzung von immer höheren Mikrowellenfrequenzen in EZR-Ionenquellen. Da nach Gleichung 2.3 die maximale Elektronendichte mit dem Quadrat der Mikrowellenfrequenz steigt, kann durch eine Erhöhung der Mikrowellenfrequenz die Elektronendichte und damit die Ionenproduktion stark verbessert werden. Die Benutzung höchster Mikrowellenfrequenzen wird vor allem durch die dazu benötigten Magnetfelder beschränkt. Bei einer Frequenz von 18 GHz beträgt die Resonanzfeldstärke bereits 0,63 T, und für einen guten Einschluss des Plasmas muss an den Wänden der Plasmakammer etwa die doppelte Magnetfeldstärke erreicht werden. Die Benutzung von Mikrowellenfrequenzen über 20 GHz ist daher ohne supraleitende Magnete nur mit einem verminderten magnetischen Einschluss möglich. Eine solche EZR-Ionenquelle mit schwachem Einschluss aber mit einer sehr hohen Mikrowellenfrequenz von 28 GHz stellt die PHOENIX-Quelle dar [BCG02]. Um die großen Teilchenverluste auszugleichen, wird dort eine sehr hohe Mikrowellenleistung von fast 10 kW verwendet.

2.2.2 Magnetische Spiegel

Um die Elektronen lange im Plasma einer EZR-Ionenquelle festzuhalten, werden vom Zentrum der Plasmakammer zur Plasmakammerwand ansteigende Magnetfelder, so genannte magnetische Spiegel, verwendet. Mit zwei Spulen oder zwei Ringen aus Permanentmagneten, die an den beiden Enden der Plasmakammer platziert werden, wird in der Plasmakammer ein axiales Magnetfeld erzeugt, das zu den Enden der Kammer stärker wird (siehe Abbildung 2.4). Um die Plasmakammer herum wird ein Multipol, meistens ein Hexapol, aus Permanentmagneten oder Spulen gelegt, der ein in radialer Richtung ansteigendes Magnetfeld erzeugt. Die Überlagerung von Axialfeld und Hexapolfeld ergibt ein Magnetfeld, dessen Betrag in Abbildung 2.5 gezeigt ist. In diesem magnetischer Trog wirken wie im Folgenden erläutert auf die geladenen Teilchen des Plasmas an allen Orten Kräfte in Richtung kleineren Magnetfeldes.

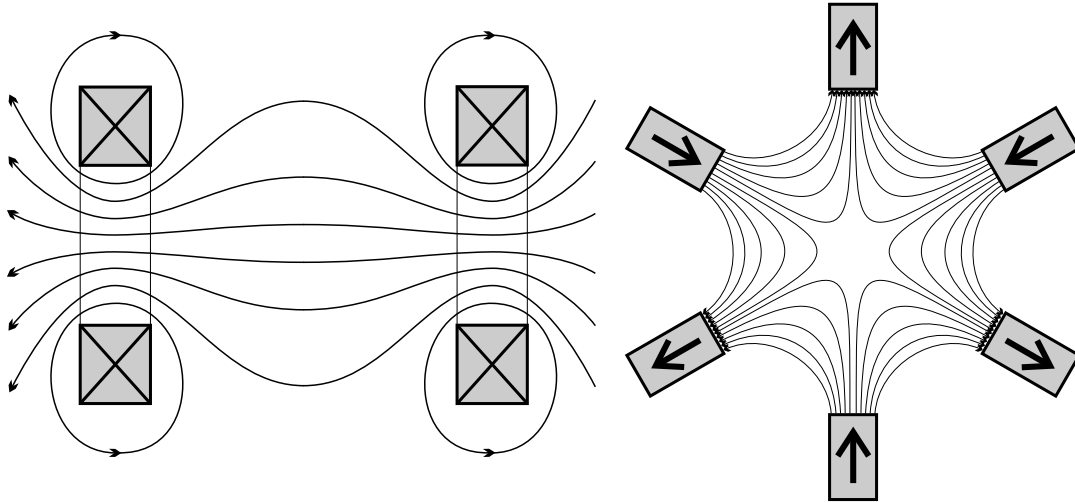


Abbildung 2.4: Axialfeld und Hexapolfeld einer EZR-Ionenquelle.

Links: Feldlinien des von einem Spulenpaar erzeugten Magnetfeldes.

Rechts: Feldlinien des Magnetfeldes, das von einem aus sechs Permanentmagneten bestehenden Hexapol erzeugt wird. Die Pfeile geben die Magnetisierungsrichtungen der Permanentmagnete an.

In einem entlang der Feldlinien ansteigenden Magnetfeld resultiert aus der Lorentzkraft eine Kraft auf ein geladenes Teilchen, die entlang der Feldlinie, um die das Teilchen rotiert, in Richtung kleinerer Feldstärke wirkt. Diese Kraft

$$\vec{F} = \nabla(\vec{\mu} \cdot \vec{B}) \quad (2.4)$$

hängt ab von dem magnetischen Moment $\vec{\mu}$, das aus der Rotation des Teilchens um die Feldlinie resultiert. Der Betrag des magnetischen Moments wiederum ist proportional zur Rotationsenergie des Teilchens. Die Kraft in Richtung kleineren Magnetfeldes, die auf das Teilchen wirkt, nimmt also mit der Rotationsenergie des Teilchens zu. Für den Plasmaeinschluss durch magnetische Spiegel bedeutet dies, dass nur Teilchen mit hoher Rotationsenergie gut eingeschlossen werden. Eine genauere Betrachtung eines Teilchens, das sich gegen die Kraft eines magnetischen Spiegels auf eine Wand zu bewegt, ergibt, dass das Verhältnis von Rotationsenergie und gesamter kinetischer Energie des Teilchens größer sein muss als das Verhältnis von Magnetfeld am Ort des Teilchens und Magnetfeld an der Wand, damit das Teilchen vor der Wand reflektiert wird:

$$\frac{E_{Rotation}}{E_{Gesamt}} > \frac{B}{B_{Wand}} \quad (2.5)$$

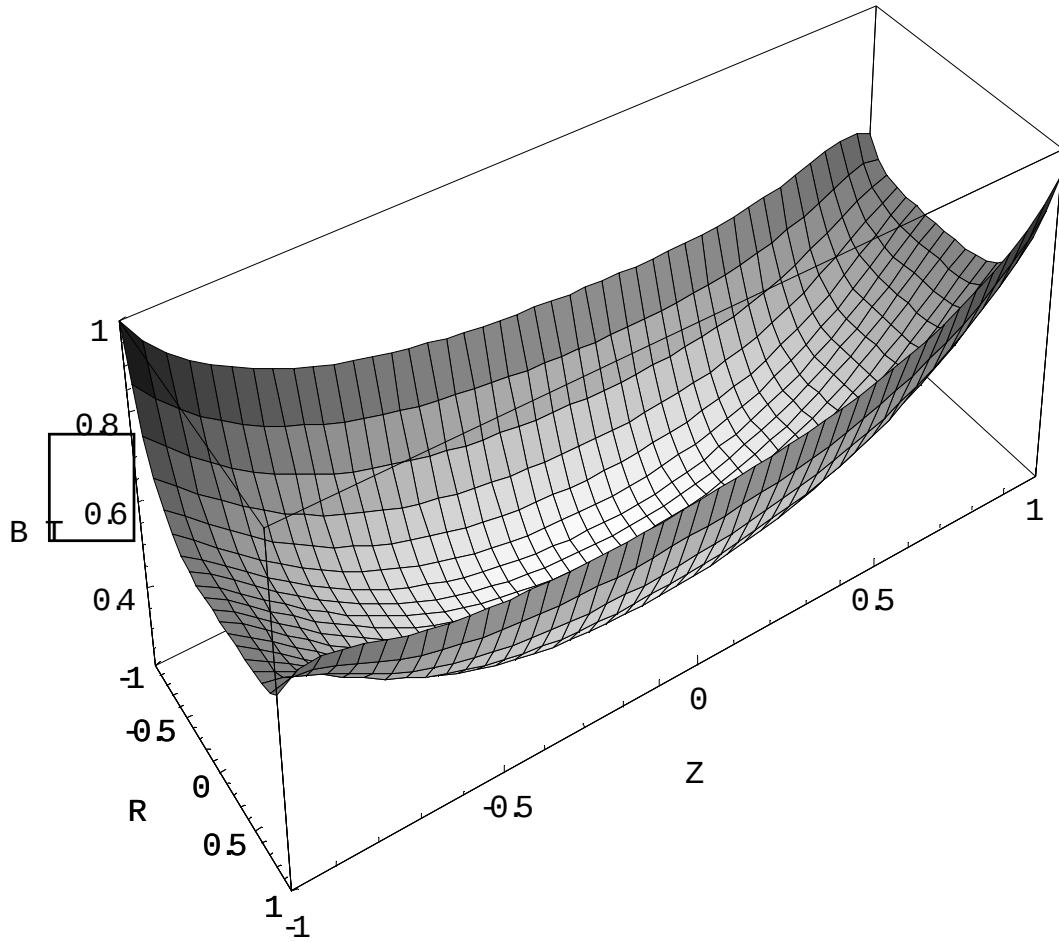


Abbildung 2.5: Magnetischer Trog einer EZR-Ionenquelle. Dargestellt ist der Betrag des Magnetfeldes B in der Plasmakammer. Dabei gibt Z die Position entlang der Achse der Kammer in Einheiten ihrer Länge und R den Abstand von der Achse in Einheiten des Kammerradius an.

Dies ist grafisch in Abbildung 2.6 dargestellt. In dem Verlustbereich ist die Gleichung 2.5 nicht erfüllt, Teilchen in diesem Bereich werden nicht eingeschlossen. Für den Öffnungswinkel des Verlustbereichs θ folgt:

$$\sin\theta = \frac{E_{\text{Rotation}}}{E_{\text{Gesamt}}} = \frac{B}{B_{\text{Wand}}} \quad (2.6)$$

Der Verlustbereich wird auch Verlustkegel genannt, da es sich bei dreidimensionaler Betrachtung der Geschwindigkeitsvektoren um das Innere eines Kegels um die Magnetfeldlinie, um die das Teilchen rotiert, handelt.

Alle Teilchen außerhalb des Verlustbereichs dagegen werden von dem magnetischen Spiegel vor dem Erreichen der Wand reflektiert. Die Größe des Verlustbereichs in Abbildung 2.6 ist typisch für das Zentrum einer EZR-Ionenquelle, da die Felder an der Wand etwa um einen Faktor zwei größer sind als in dem Zentrum. Daher ist ein magnetischer Spiegel kaum geeignet, ein thermisches Plasma mit iso-

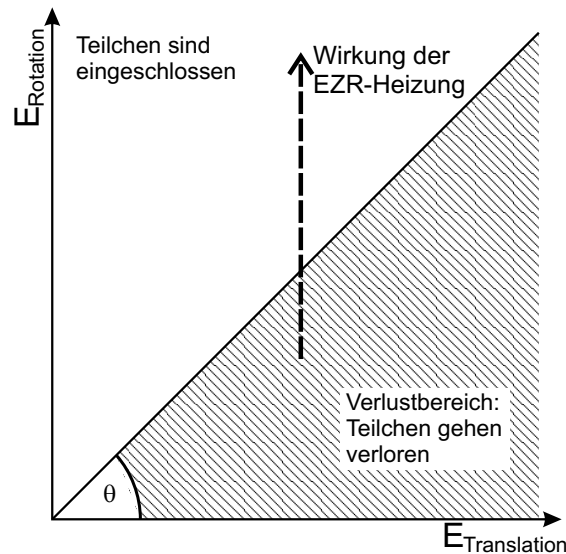


Abbildung 2.6: Verlustbereich eines magnetischen Spiegels. Aufgetragen ist die Rotationsenergie eines Teilchens gegen die Energie seiner Bewegung entlang der Magnetfeldlinie, um die das Teilchen rotiert. Nur Teilchen, die sich außerhalb des schraffierten Bereichs befinden, werden von dem Spiegel reflektiert. Die EZR-Heizung führt den Elektronen in einem EZR-Plasma ausschließlich Rotationsenergie zu. Sie bewegt die Elektronen in dieser Darstellung senkrecht nach oben, aus dem schraffierten Verlustbereich heraus.

tropen Energieverteilung der Elektronen einzuschließen, etwa ein Drittel der Elektronen liegt im Verlustbereich und kann die Plasmakammer direkt verlassen. Durch die in einem thermischen Plasma häufig vorkommenden Stöße der Elektronen untereinander und mit den Ionen gelangt auch der Rest der Elektronen in sehr kurzer Zeit in den Verlustbereich.

Durch die EZR-Heizung wird den Elektronen aber nur Rotationsenergie zugeführt, sie werden in Abbildung 2.6 nach oben aus dem Verlustbereich heraus geheizt. Ist die EZR-Heizung intensiv genug, so bildet sich so eine Population von Elektronen mit hoher Rotationsenergie. Diese Elektronen sind aufgrund ihrer hohen Geschwindigkeit fast stoßfrei, sie erreichen in einer Simulation¹⁴ eine mittlere Lebensdauer im Plasma von über 1 ms und eine mittlere Energie von über 100 keV [Hei02,S.129]. Dabei sind die Teilchen mit hohen Energien am besten eingeschlossen, sie erreichen Lebensdauern von mehreren Millisekunden. Erst das Zusammenwirken von magnetischem Spiegel und intensiver EZR-Heizung führt also zu einem guten Plasmaeinschluss.

14. Bei der in [Hei02] beschriebenen Simulation der geheizten Elektronen in EZR-Ionenquellen handelt es sich um eine Berechnung von Einzeltrajektorien. Dies stellt ein gutes Modell für die geheizten Elektronen im Plasma dar, weil sie aufgrund ihrer mittleren Energie von mehreren keV nur geringe Stoßraten aufweisen und ebenfalls aufgrund ihrer hohen Energie nicht an dem kollektiven Verhalten des Plasmas teilhaben. In der Simulation sind enthalten:

- Das dreidimensionale Magnetfeld aus Axial- und Hexapolfeld
- Das dreidimensionale Mikrowellenfeld
- Die volle dreidimensionale Bewegung (keine „guiding center“ Näherung) der Elektronen aufgrund des statischen Magnetfeldes und des Mikrowellenfeldes
- Ablenkung der Elektronen durch Stöße.

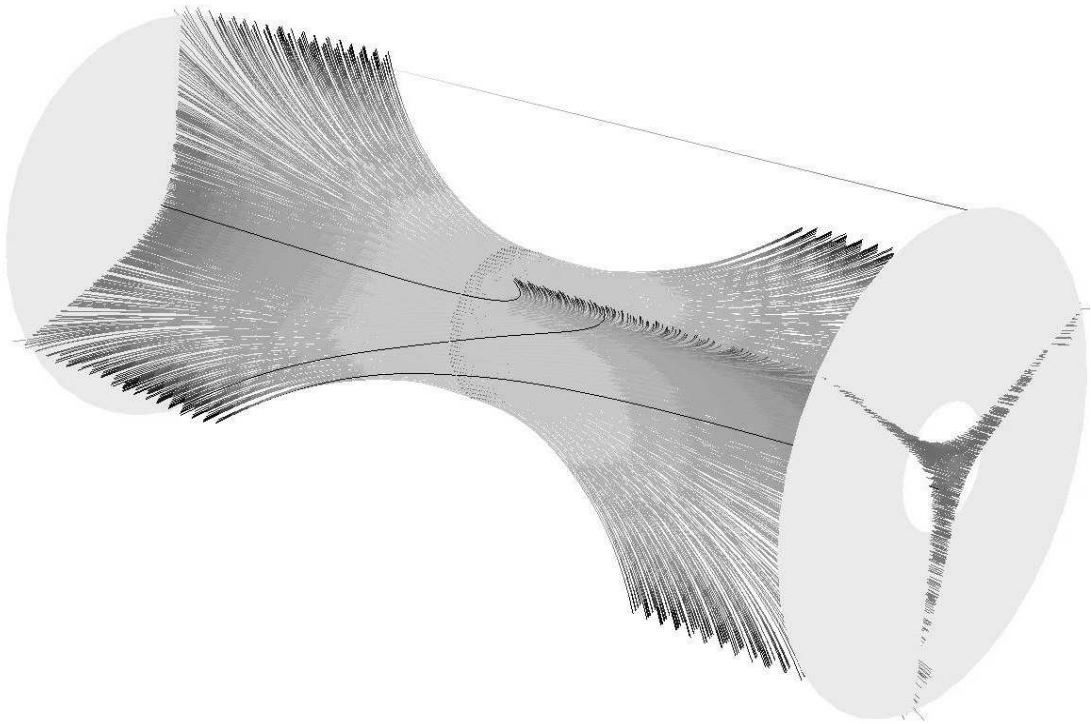


Abbildung 2.7: Feldlinien durch den Plasmakern. Dargestellt sind die Wände an beiden Enden der Plasmakammer. Die Außenwand ist nicht gezeichnet, um den Blick in das Innere der Kammer freizugeben. Der helle Bereich in der vorderen Wand deutet die Öffnung zur Extraktion der Ionen an. Die dargestellten Feldlinien wurden bei der halben Länge der Plasmakammer auf einem äquidistanten Gitter gestartet, wobei nur solche Startpunkte ausgewählt wurden, deren Abstand von der Achse nicht mehr als ein Drittel des Kammerradius beträgt. Die Feldlinien wurden in beide Richtungen bis zu den Kammerwänden verfolgt. Um den sternförmigen Auftreffbereich der Feldlinien auf der vorderen Wand sichtbar zu machen, durchstoßen die Feldlinien die Kammerwand. Zur Verdeutlichung des Feldlinienverlaufs sind drei der äußeren Feldlinien schwarz gezeichnet, die Farbe der übrigen Feldlinien zeigt die Magnetfeldstärke vom Minimum in der Mitte zum Maximum an den Wänden.

Die heißen Elektronen halten sich zum größten Teil im Bereich der Resonanzzone auf, dort entsteht eine wesentlich größere Plasmadichte als im Rest der Plasmakammer. Dieser Bereich hoher Plasmadichte wird oft Plasmakernbereich oder einfach Plasmakern genannt.

Es entkommen nur Elektronen aus dem Plasmakern, die durch Stöße in Richtung einer Magnetfeldlinie abgelenkt werden oder bei einem Durchlaufen der Resonanzzone einen großen Teil ihrer Rotationsenergie verloren haben. Diese Elektronen können entlang einer Feldlinie an eine Wand gelangen, wenn sie nicht zuvor wieder in die Resonanzzone gelangen und aus dem Verlustbereich heraus geheizt werden. Die Verluste aus dem magnetischen Trog bestehen daher vor allem in Elektronen, die eine relativ geringe Energie besitzen und dadurch höhere Stoßraten als die hochenergetischen Elektronen im Plasma aufweisen.

Da die Elektronen aus dem Plasmakern nur entlang der Feldlinien das Plasma verlassen können, treffen sie nur in Bereichen der Plasmakammerwände auf, in denen Feldlinien aus dem Plasmakern durch die Wände stoßen, Abbildung 2.7 zeigt diese Feldlinien. Die Verlustbereiche in denen Elektronen aus dem Plasmakern auftref-

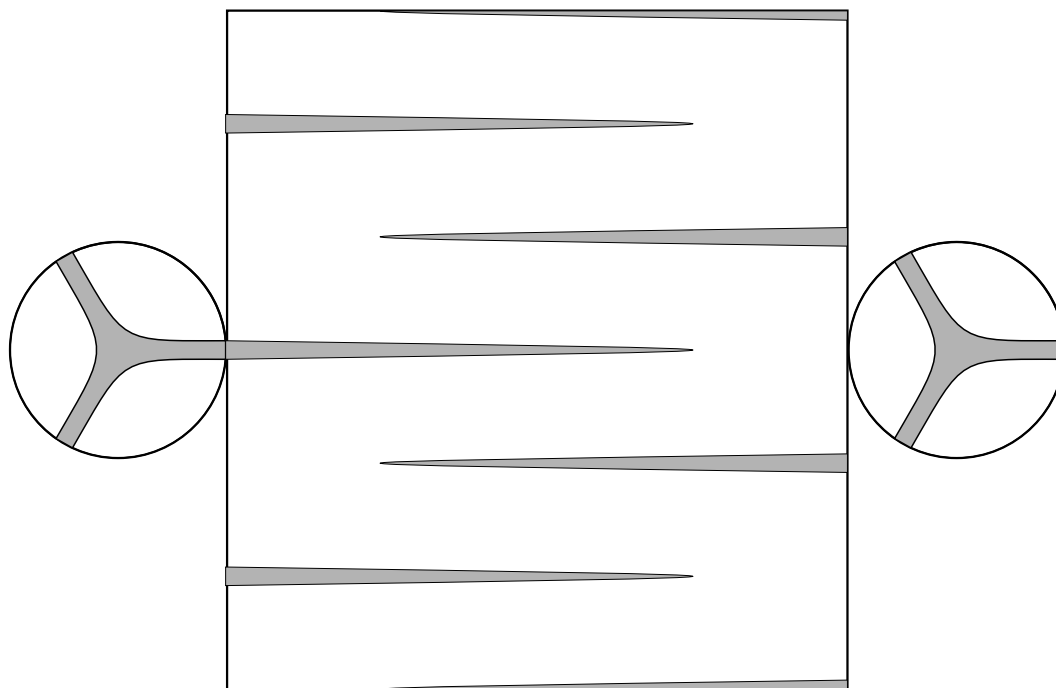


Abbildung 2.8: Verlustflächen des Plasmakerns auf den Wänden der Plasmakammer bei Benutzung eines magnetischen Hexapolfeldes. Links und rechts sind die Wände an beiden Enden der Plasmakammer und dazwischen der abgerollte Außenwand der Plasmakammer dargestellt. Die grauen Bereiche markieren die Flächen auf den Innenwänden der Kammer, auf denen Feldlinien aus dem Plasmakern auftreffen. In diesen Bereichen können Ionen und hochenergetische Elektronen aus dem Plasmakern entkommen und auf die Wände prallen.

fen bestehen, wie in Abbildung 2.8 zu sehen, in zwei dreistrahlig¹⁵ Sternen auf den Wänden an den Enden der Plasmakammer, die um 60° gegeneinander versetzt sind, und deren Strahlen sich auf der Außenwand fortsetzen. Die Länge der Strahlen hängt von der Ausdehnung des Plasmakerns ab.

2.2.3 Standardquelle oder Plateauquelle

In den meisten EZR-Ionenquellen steigt der Betrag des Magnetfeldes von einem Minimum in der Mitte der Plasmakammer in alle Richtungen näherungsweise quadratisch an. Die Resonanzfeldstärke der benutzten Mikrowellenfrequenz liegt dabei etwa 30 % über der minimalen Feldstärke [NAM+96]. Die Resonanzzone hat dann in etwa die Gestalt der Oberfläche eines Rotationsellipsoiden, wie in Abbildung 2.9 zu sehen. Die Elektronen in einer solchen Quelle können nur bei einem Durchgang durch diese Resonanzfläche für eine relativ kurze Zeit Energie aus dem Mikrowellenfeld aufnehmen. Um dennoch eine intensive EZR-Heizung zu erreichen, wird mit großen Mikrowellenleistungen bis zu mehreren kW pro Liter Plasmavolumen gearbeitet.

Um die Heizung der Elektronen zu verbessern, wurde vorgeschlagen, wie in Abbildung 2.10 gezeigt, das Minimum des Axialfeldes so anzuheben, dass im Zentrum der Plasmakammer ein Bereich homogenen Magnetfeldes entsteht, und die

15. Die Zahl der Strahlen ist gleich der halben Ordnung des benutzten Multipols.

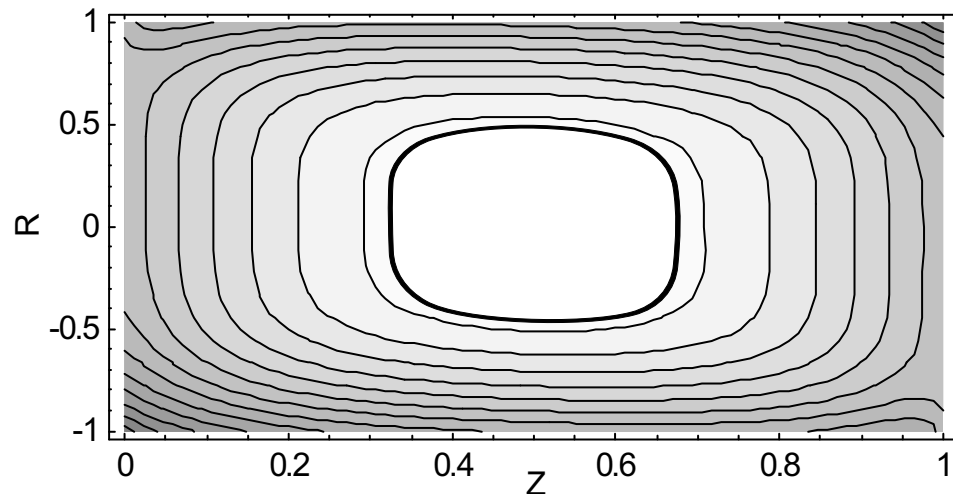


Abbildung 2.9: Resonanzfläche einer Standard-EZR-Ionenquelle. Der Farbverlauf von hell nach dunkel deutet den Betrag des Magnetfeldes vom Minimum zum Maximum des Feldes an. Die schwarze ringförmige Fläche markiert die Resonanzzone, den Bereich, in dem die Magnetfeldstärke um höchstens 1 % von der Resonanzfeldstärke abweicht. z gibt die Position entlang der Achse der Plasmakammer in Einheiten ihrer Länge und R den Abstand von der Achse in Einheiten des Kammerradius an.

Mikrowellenfrequenz so zu wählen, dass dieses Plateau bei der Resonanzfeldstärke liegt [AS94][HRD+98]. Aus der dünnen Resonanzfläche einer Standard-EZR-Ionenquelle wird dadurch ein ausgedehntes Resonanzvolumen, das in Abbildung 2.11 dargestellt ist. Ein Elektron, das sich durch das Plateau bewegt, kann lange Zeit mit der Mikrowelle wechselwirken und so auch bei einer relativ geringen Feldstärke der Mikrowelle stark geheizt werden. Durch den Umbau der Standard-EZR-Ionenquelle ECRIS 2 in eine Plateau-EZR-Ionenquelle, genannt PECRIS 3, konnte eine beachtliche Steigerung der Ströme hochgeladener Ionen erzielt werden. Gleichzeitig sank die benötigte Mikrowellenleistung deutlich [Rüth97,S.88].

Von G. Alton und N. Smithe [AS94] wurde darüber hinaus vorgeschlagen, durch Verwendung eines höheren Multipols auch in radialer Richtung ein ausgedehnteres Plateau zu schaffen. In Abbildung 2.12 ist der Betrag des Magnetfeldes eines Hexapols mit dem eines Dekapols verglichen. Das Dekapolfeld steigt im inneren Bereich nur sehr langsam, dafür ist der Anstieg im Außenbereich sehr steil. Obwohl mit diesem Magnetfeld das Volumen der Resonanzzone, wie in Abbildung 2.13 zu sehen, noch einmal deutlich vergrößert wird, ist dadurch bisher keine überzeugende Steigerung der Ionenströme gelungen. Mit einer der oben genannten PECRIS 3 sehr ähnlichen, jedoch mit einem magnetischen Oktopol ausgestatteten EZR-Ionenquelle, der PECRIS 4, konnten die von der PECRIS 3 erreichten Ströme nicht annähernd erreicht werden.

Eine Ursache für die Verschlechterung der Quellenleistung könnte eine Verschlechterung des Einschlusses von sehr schnellen Elektronen sein, die große Zyklotronradien bis zu einigen Millimetern haben. Die im letzten Abschnitt vorgestellten Kräfte in einem magnetischen Spiegel gelten streng genommen nur, wenn sich das Magnetfeld auf Distanzen in der Größenordnung des Zyklotronradius

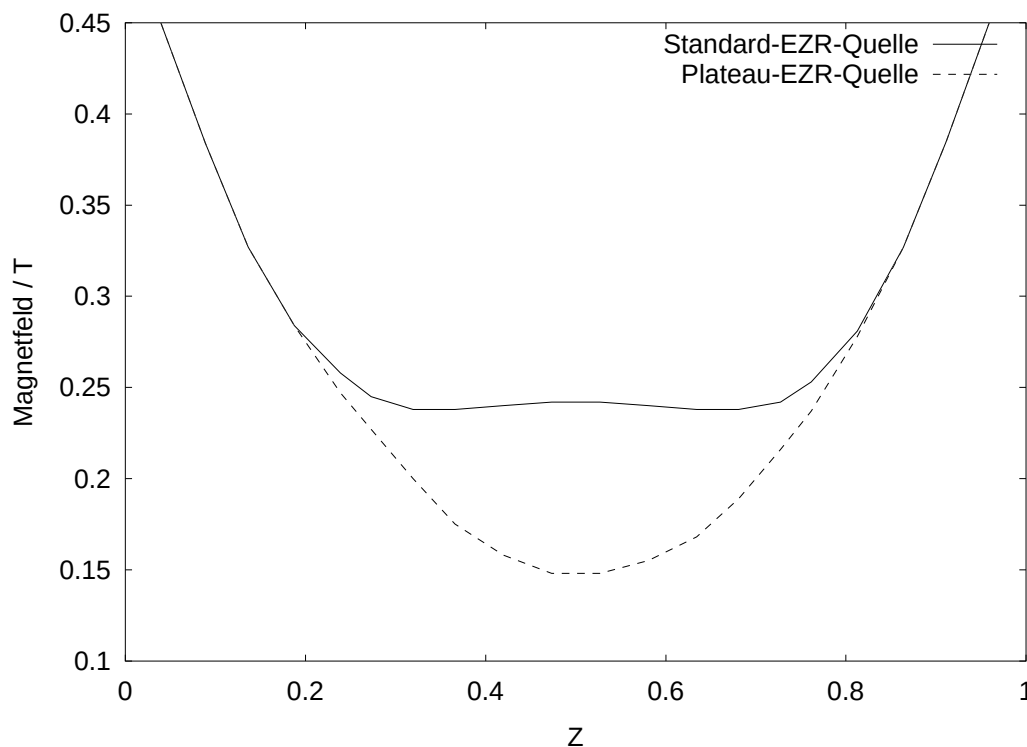


Abbildung 2.10: Anhebung des axialen Magnetfeldes zur Schaffung eines Plateaus. Dargestellt ist der Betrag des Magnetfeldes auf der Achse der Plasmakammer. Z gibt die Position auf der Achse in Einheiten der Länge der Plasmakammer an.

nicht ändert. Eine solche Näherung ist in dem starken Anstieg des Dekapolfeldes im Außenbereich nicht unbedingt zulässig.

Wichtiger für die Quellenleistung ist aber wahrscheinlich, dass durch eine größere radiale Ausdehnung des Plateaus die geheizten Elektronen, die sich wie im letzten Abschnitt beschrieben immer nahe der Resonanzzone aufhalten, weniger stark auf der Achse konzentriert werden. Auf der Achse wird also bei größerer radialer Ausdehnung des Plateaus eine geringere Elektronendichte erreicht.

Nach Messungen von Douysset et al. [DKGB00] ist die Ladungsverteilung im extrahierten Ionenstrahl der Ladungsverteilung im Plasma auf der Achse der Plasmakammer sehr ähnlich. Das legt nahe, dass im wesentlichen Ionen, die sehr dicht an der Achse der Plasmakammer produziert werden, aus der Quelle extrahiert werden können. Folgende Überlegung macht dies verständlich. Die Ionen rotieren außerhalb des Plasmakerns wie die Elektronen um die Magnetfeldlinien, da die Stoßraten in diesem Bereich deutlich geringer sind als die Ionenzyklotronfrequenzen [Vit02,S.100]. Die Ionen können sich daher längs der Feldlinien wesentlich schneller bewegen als quer dazu, was nur durch Stöße oder Driftbewegungen möglich ist. Die Feldlinien nahe der Achse verlaufen im wesentlichen achsenparallel, insbesondere bei der Benutzung eines höheren Multipolfeldes, das nahe der Achse kaum Einfluss hat. Ionen aus radial weiter außen liegenden Bereichen der Plasmakammer gelangen also wesentlich seltener zu der auf der Achse liegenden Extraktionsöffnung als Ionen von der Achse.

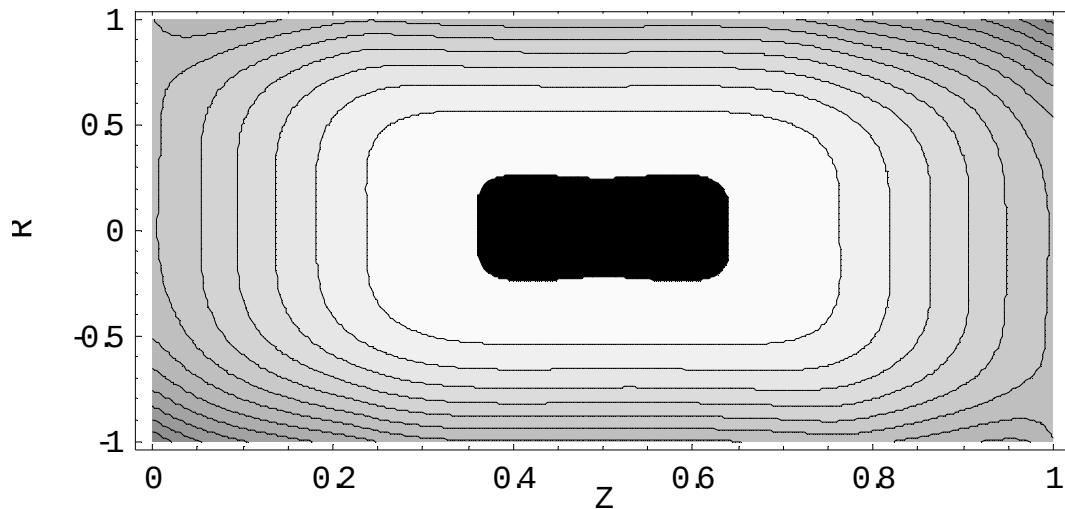


Abbildung 2.11: Resonanzvolumen einer Plateau-EZR-Ionenquelle mit magnetischem Hexapol. Zur Erklärung siehe Abbildung 2.9.

Diese Überlegungen zeigen den zweiten großen Vorteil einer Plateauquelle. Die Resonanzfläche einer Standardquelle schneidet die Achse nur an zwei Punkten. In der bereits erwähnten Simulation der geheizten Elektronen ergibt sich, dass die Bereiche mit der höchsten Elektronendichte fast genau mit der Resonanzzone übereinstimmen (siehe Abbildung 2.14), auf der Achse dagegen ist die Elektronendichte relativ gering. Das Resonanzvolumen einer Plateauquelle dagegen erstreckt sich auf der Achse. Es werden also in einer Plateauquelle viel mehr Ionen auf der Achse produziert als in einer Standardquelle. Beobachtungen der Vakuum-UV-Emissionen von Ionen von P. Grübling et al. bestätigen, dass sich die Ionen in einer Standardquelle vor allem abseits der Achse aufhalten [GHU02]. Während der Vorteil der effektiveren EZR-Heizung im Plateau eventuell durch eine große Mikrowellenleistung kompensiert werden kann, ist dieser Vorteil einer entscheidend günstigeren räumlichen Elektronenverteilung wegen der durch den Cut-Off beschränkten Elektronendichte kaum auszugleichen.

Die Benutzung eines Plateaus, ob mit axialer oder axial-radialer Ausdehnung, bringt auch einige Schwierigkeiten mit sich. In einer Standard-EZR-Ionenquelle ist die Wahl der Mikrowellenfrequenz relativ beliebig, die entsprechende Resonanzfläche sollte nur nicht zu nahe am Minimum des Magnetfeldes liegen, dann ist die Resonanzfläche sehr klein, und nicht zu nahe an den Wänden, dann ist der Einschluss schwach und die Elektronendichte wird sehr weit außen produziert. Eine relativ kleine Änderung der Mikrowellenfrequenz führt aber lediglich zu einer kleinen Verschiebung der Resonanzfläche ohne an ihrer Größe viel zu ändern. Diese Freiheit kann genutzt werden, um die Mikrowellenfrequenz an eine geeignete Hohlraummode anzupassen, um durch die Resonanzüberhöhung eine große Feldstärke der Mikrowelle in der Resonanzfläche zu erreichen [Rüth97].

In einer Plateauquelle muss die Resonanzfeldstärke dagegen auf dem Plateau liegen, bereits bei einer kleinen Veränderung der Mikrowellenfrequenz nach oben wird aus dem Resonanzvolumen eine Resonanzfläche wie in einer Standard-EZR-Ionenquelle, die EZR-Heizung wird also wesentlich schwächer. Bei einer Verschie-

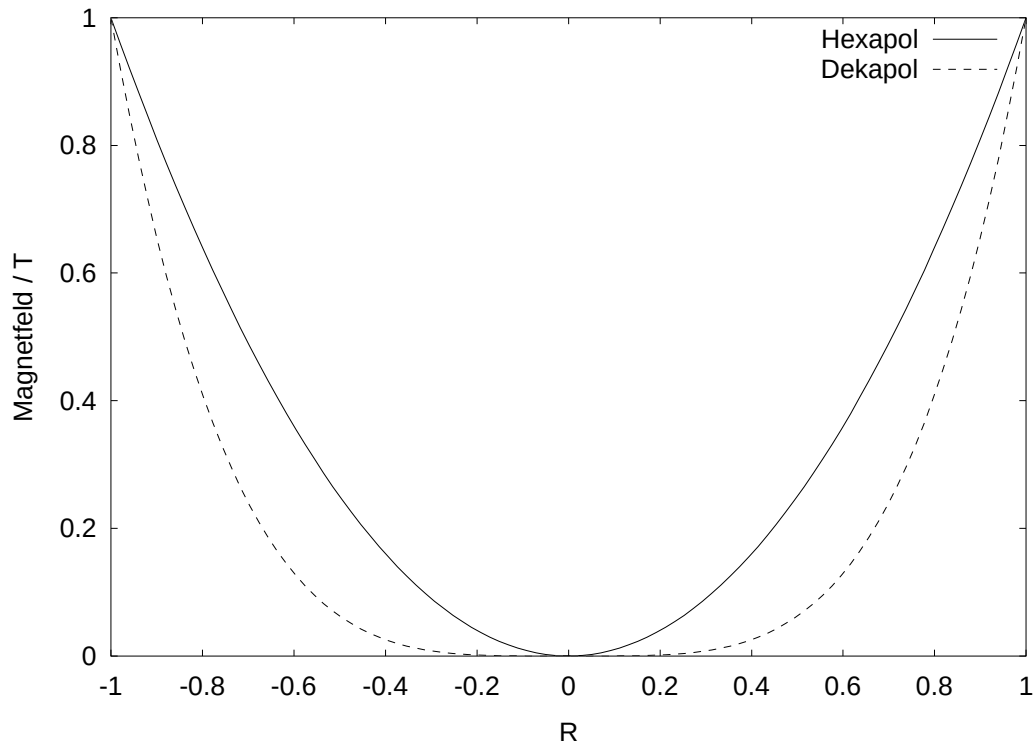


Abbildung 2.12: Radialer Anstieg des Magnetfeldbetrags innerhalb eines magnetischen Hexapols und eines Dekapols. R gibt den Abstand von der Achse der Plasmakammer in Einheiten des Kammerradius an.

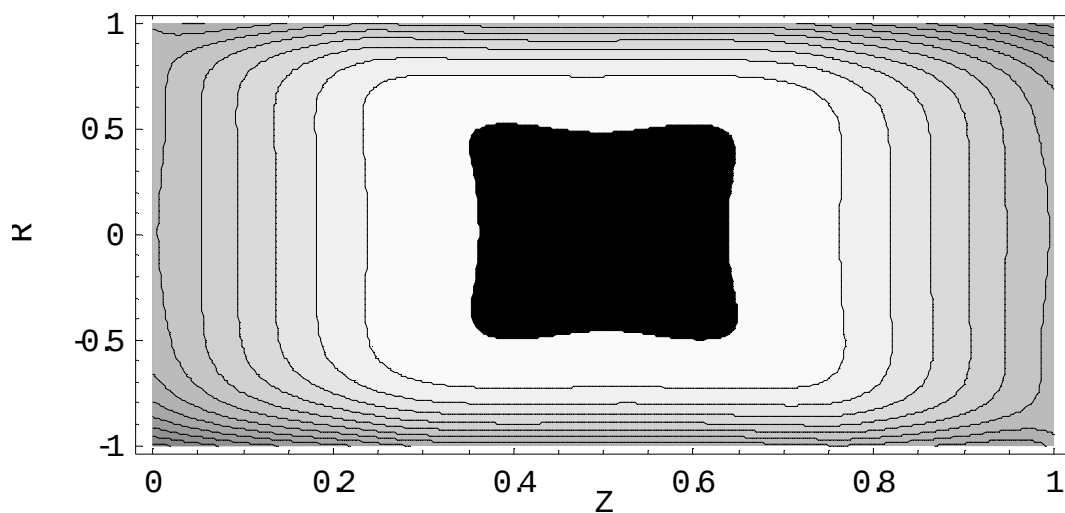


Abbildung 2.13: Resonanzvolumen einer Plateau-EZR-Ionenquelle mit magnetischem Dekapol. Zur Erklärung siehe Abbildung 2.9.

bung der Mikrowellenfrequenz nach unten verschwindet die Resonanzzone sogar völlig. Daher muss, um eine Hohlraummode zu nutzen, das Magnetfeld und die Mikrowellenfrequenz an die Resonanzfrequenz der Hohlraummode angepasst werden. Dies ist schwierig, da die Resonanzfrequenz der Hohlraummode von der Plasmadichte abhängig ist, die sich wiederum bei einer Veränderung der EZR-Heizung ändert. Außerdem kann die Anpassung an die Resonanzfrequenz der Hohlraummode nicht direkt beobachtet werden. Um einen guten Plateaubetrieb zu erreichen,

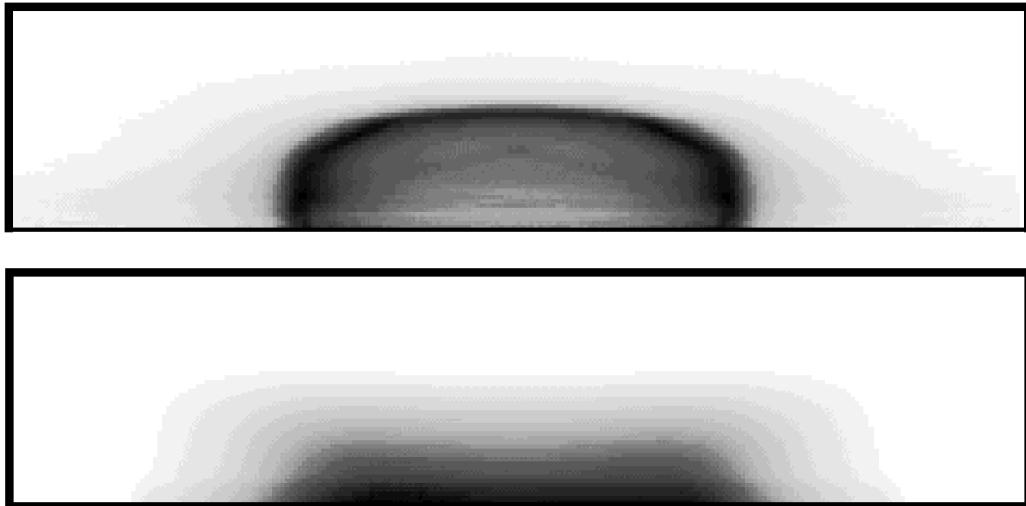


Abbildung 2.14: Simulierte Elektronendichten (aus [Hei02])

Oben: Elektronendichte in einer Standard-EZR-Ionenquelle.

Unten: Elektronendichte in einer Plateau-EZR-Ionenquelle mit Hexapolfeld.

Dargestellt ist jeweils die über alle Azimutalwinkel gemittelte Elektronendichte. Am linken und rechten Rand der Darstellung liegen die Enden der Plasmakammer, unten die Achse der Quelle und oben die Außenwand. Weiß bedeutet, dass keine geheizten Elektronen in diesem Bereich gefunden wurden, Schwarz entspricht dem Maximum der Elektronendichte in dem jeweiligen Bild.

müssen daher wieder Magnetfeld und Mikrowellenfrequenz variiert werden, bis der extrahierte Ionenstrom nicht weiter verbessert werden kann. Diese notwendige Anpassung macht eine Erzeugung der Mikrowellen durch relativ teure Wanderfeldröhren erforderlich, die kontinuierlich veränderbare Frequenzen bereitstellen. Auch bei Standard-EZR-Ionenquellen ist eine Anpassung der Mikrowellenfrequenz an eine geeignete Hohlraummode der Plasmakammer notwendig, gerade bei großen Plasmakammern mit sehr vielen möglichen Mikrowellenmoden wird aber bei fast jeder Frequenz eine Mikrowellenmode angeregt. Für eine Standard-EZR-Ionenquelle können daher im Vergleich zu Wanderfeldröhren leistungsstärkere und kostengünstigere Klystrons oder Gyrotrons verwendet werden.

Die Einstellung des Plateaubetriebs ist bereits bei einer kleinen EZR-Ionenquelle wie der PECRIS 3 eine nicht einfache und zeitaufwändige Aufgabe. In einer großen Quelle mit höherer Elektronendichte und -energie wie der PECRIS 5 kommt eine weitere Schwierigkeit hinzu. Die geheizten Elektronen im Plasma erzeugen durch ihre Rotationsbewegung ein dem statischen Magnetfeld entgegengesetztes Magnetfeld. Durch diesen Diamagnetismus kann das statische Feld bei einer Elektronendichte, wie sie in der PECRIS 5 wahrscheinlich erreicht wird, um mehrere Prozent abgesenkt werden. Dadurch wird im Plateaubetrieb die Anpassung von Magnetfeld und Mikrowellenfrequenz gestört, die Elektronendichte nimmt ab. In Folge nimmt der Diamagnetismus ab, die Anpassung wird wieder besser und der Vorgang beginnt erneut. Der Diamagnetismus führt zu einem sehr unruhigen Quellenbetrieb, bei dem die von der Mikrowellenfrequenz her mögliche maximale Elektronendichte wahrscheinlich nicht oder nur kurzzeitig erreicht wird.

Um dieses Problem zu lösen, können mehrere Mikrowellenfrequenzen benutzt werden. Eine Reihe dicht beieinander liegender Mikrowellenfrequenzen, von

denen die höchste auf oder knapp über dem Plateau liegt, können dafür sorgen, dass auch bei einer Absenkung des Magnetfeldes durch den Diamagnetismus immer eine zum Plateau passende Mikrowellenfrequenz vorhanden ist. Es ist dabei aber kaum möglich alle Frequenzen auf geeignete Hohlraummoden abzustimmen.

Um eine hohe Feldstärke bei jeder Frequenz zu erhalten ist bei dieser Methode daher eine große Gesamtleistung der Mikrowelle erforderlich, die zum einen großen Aufwand benötigt und zum anderen Probleme bei der Kühlung der Plasmakammerwand verursacht. Außerdem wird damit der Vorteil einer Plateau-Quelle, dass aufgrund der verbesserten Heizung weniger Mikrowellenleistung benötigt wird, aufgehoben.

Eine andere Möglichkeit zur Stabilisierung des Plateaubetriebs, die im Betrieb der PECRIS 5 gefunden wurde (siehe Abschnitt 4.1.2), ist die Erzeugung eines stabilen Plasmas mit einer Mikrowellenfrequenz über dem Plateau, ganz so wie in einer Standard-EZR-Ionenquelle. Mit einer zweiten Frequenz, die auf das durch den Diamagnetismus abgesenkte Plateau angepasst wird, kann dann ein stabiler Plateaubetrieb erreicht werden.

2.2.4 Methoden zur Erhöhung der Elektronendichte

Soll mit einer EZR-Ionenquelle ein großer Strom eines sehr hohen Ladungszustandes, zum Beispiel Ar^{16+} , erzeugt werden, so muss der Neutralgasdruck in der Plasmakammer so weit wie möglich reduziert werden. Damit wird wie in Abschnitt 2.3.1 beschreiben die Lebensdauer der Ionen erhöht, die dann durch die sukzessive Ionisation einen höheren Ladungszustand erreichen. Die Neutralgasdichte kann aber nicht beliebig abgesenkt werden. Bei einer zu geringen Neutralgasdichte finden nicht mehr genügend Ionisationsstöße statt, damit die dabei entstehenden Elektronen die Elektronenverluste des Plasmas ausgleichen, und das Plasma erlischt. Bei der Produktion von Ionen mit hohem Ladungszustand herrscht in einer EZR-Ionenquelle also Elektronenmangel.

Bei einer zusätzlichen Zufuhr von Elektronen in das Plasma kann der Neutralgasdruck weiter gesenkt und die Produktion von hochgeladenen Ionen verbessert werden. Daher sind eine Reihe von Methoden einem EZR-Plasma Elektronen zuzuführen entwickelt worden.

In älteren EZR-Ionenquellen wird oft auf einer Seite der Plasmakammer eine weitere Kammer angeschlossen, in der ein zusätzliches EZR-Plasma erzeugt wird (siehe Abbildung 2.15) [GJ82]. Dieses EZR-Plasma befindet sich in einem einfachen axialen magnetischen Spiegelfeld ohne magnetischen Hexapol, es produziert daher nur niedriggeladene Ionen und dient vor allem als Elektronendonator für das Hauptplasma.

In neueren EZR-Ionenquellen wird statt des zusätzliche EZR-Plasmas zumeist eine isolierte metallische Kreisscheibe in der Plasmakammerwand auf der Achse der Kammer eingesetzt [Gel96,S.373][GSD92]. Diese Biased Disk¹⁶ wird auf ein

16. Biased Disk (engl.): (elektrisch) vorgespannte Scheibe

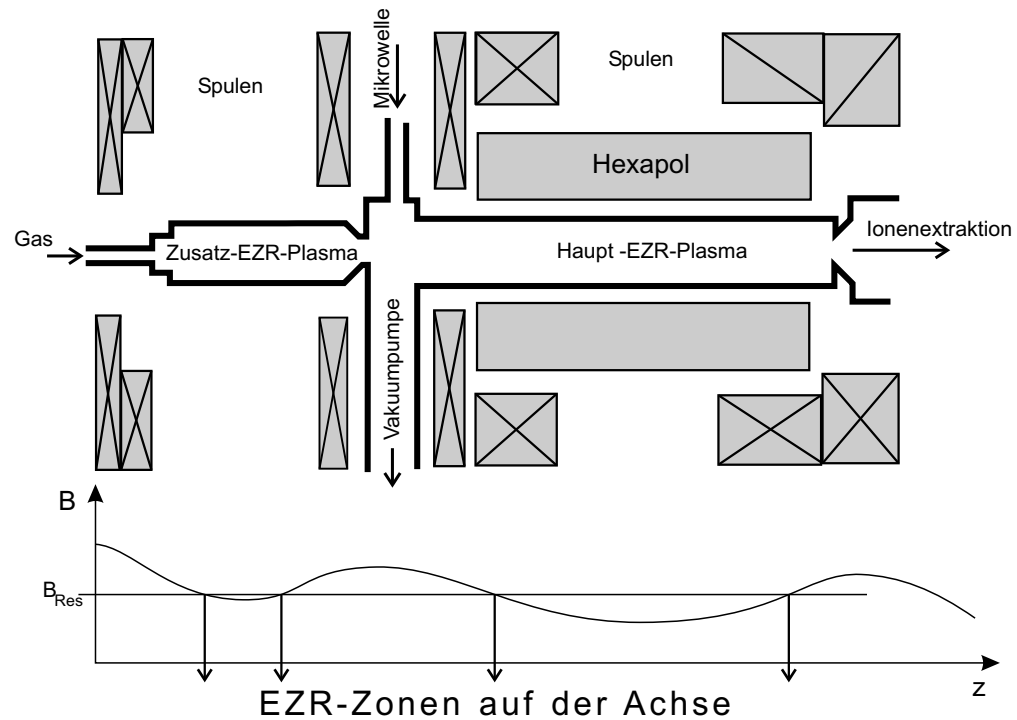


Abbildung 2.15: Oben: Skizze der zweistufigen MICROMAFIOS-Ionenquelle [Gel96].

Unten: Betrag des Magnetfeldes auf der Achse der MICROMAFIOS mit den Schnittpunkten von EZR-Zonen und der Achse.

negatives elektrisches Potential bis zu mehreren hundert Volt gegenüber der Plasmakammer gelegt. Von dem negativen Potential werden zum einen aus dem Plasma kommende Elektronen zurück in das Plasma reflektiert. Zum anderen werden aus dem Plasma entkommene Ionen zur Biased Disk beschleunigt, die beim Auftreffen Sekundärelektronen erzeugen, welche zurück in das Plasma beschleunigt werden. Diese können mit der bei ihrer Beschleunigung gewonnene Energie direkt zur Ionisation beitragen oder bei einem Durchlaufen der Resonanzzone geheizt werden. Durch die Heizung können sie im magnetischen Trog gefangen werden und so die Elektronendichte im Plasma erhöhen. Häufig wird die Biased Disk ohne angelegte Spannung und ohne Erdung betrieben. In diesem Betrieb erhält die Biased Disk durch die auftreffenden Plasmateilchen ebenfalls ein negatives Potential. Dieses sich selbst aufbauende Potential führt oft zu den höchsten Ionenströmen.

Auch die übrigen Wände der Plasmakammer stellen eine Quelle von Sekundärelektronen dar. Diese Sekundärelektronen werden von dem Plasmapotential in der Randschicht des Plasmas auf 10-100 eV beschleunigt und können wie die Elektronen von der Biased Disk die Elektronendichte im Plasma erhöhen. Die Bedeutung Elektronenzufuhr von den Wänden für ein EZR-Plasma zeigt sich zum Beispiel darin, dass in dem EZR-Aufbau ELISA¹⁷ der PTB¹⁸ [GHU99], bei dem die Plasmakammer in axialer Richtung nicht durch Wände begrenzt wird, nur mit großen Schwierigkeiten ein EZR-Plasma gezündet werden kann [GHU99a].

17. ELISA (engl.): Electron cyclotron resonance LIght Source Assembly

18. Physikalisch-Technische Bundesanstalt, Berlin

Die Produktion von Sekundärelektronen kann gesteigert werden durch die Wahl eines Wandmaterials, das beim Auftreffen eines Teilchens besonders viele Sekundärelektronen freigibt, also einen hohen Sekundärelektronenkoeffizienten hat. Sehr hohe Emissionen von Sekundärelektronen weisen Oberflächen aus Silizium-, Aluminium- und Magnesiumoxid auf, für die Sekundärelektronenkoeffizienten von 2-4, 2-9 und 3-15 angegeben werden [Wea84,S.E-357]. Eine Eisenoberfläche hat dagegen einen Sekundärelektronenkoeffizienten von nur 1,3.

Da die verschiedenen Oxide Isolatormaterialien sind, kann sich ihre Oberfläche durch Plasmabeschuss ähnlich wie eine nicht geerdete Biased Disk gegenüber der Plasmakammer aufladen. Dadurch wird die Energie der von der Wand kommenden Sekundärelektronen im Plasma erhöht und sie können auch ohne EZR-Heizung besser zur Ionisation niedriger Ladungszustände beitragen.

Die Vorteile einer Beschichtung der Plasmakammer mit Siliziumoxid [Lyn87] und Aluminiumoxid [Nak91] wurden eher zufällig bei verschiedenen Experimenten mit EZR-Ionenquellen entdeckt. Die Ströme der höchsten Ladungszustände konnten teilweise auf das Zehnfache gesteigert werden. Untersuchungen an der RIKEN 18 GHz EZR-Ionenquelle haben gezeigt, dass auch eine Plasmakammerwand aus Aluminium die Ionenströme der hohen Ladungszustände deutlich erhöht, da Aluminium durch dem Plasma zugesetzten Sauerstoff oxidiert wird und daher immer mit einer dünnen Aluminiumoxidschicht bedeckt ist [NMH+96]. Eine künstliche Beschichtung mit Aluminiumoxid erhöht die Ionenströme noch weiter [KNH+02a]. Die Experimente zeigen, dass die Ionenströme hoher Ladungszustände mit steigendem Sekundärelektronenkoeffizienten der Wand deutlich größer werden. Für die meisten neueren EZR-Ionenquellen werden daher Plasmakammern aus Aluminium verwendet [LLW+01,HCM+02].

Eine intensivere Elektronenzufuhr ist mit aktiven Elektronenquellen, zum Beispiel geheizten Oberflächenkathoden, möglich. Die Injektion von Elektronen aus einer Elektronenkanone in das EZR-Plasma ist allerdings nicht einfach (vgl. Abschnitt 4.3) [Täs02]. Die Elektronen von einer außerhalb der Plasmakammer liegenden Elektronenquelle müssen beim Durchlaufen der Plasmakammer in eine Resonanzzone gelangen und so stark geheizt werden, dass sie den magnetischen Trog nicht auf der anderen Seite der Plasmakammer sofort wieder verlassen. Dazu müssen die Elektronen mit einer geringen kinetischen Energie, möglichst unter 100 eV, injiziert werden. Der Elektronenstrahl muss sehr gut kollimiert sein, was schwer zu realisieren ist, da der mit einer Energie von mehreren keV aus der Elektronenkanone kommende Strahl stark abgebremst werden muss. Die radiale Geschwindigkeitskomponente des Elektronenstrahls wird beim Eintritt in das Magnetfeld der EZR-Ionenquelle in Rotationsgeschwindigkeit umgewandelt. Ein nicht gut genug kollimierter Strahl wird aufgrund seiner zu starken Rotation von dem magnetischen Spiegelfeld an der Außenseite des magnetischen Trogs reflektiert.

Eine nahe am Plasma und damit innerhalb des magnetischen Trogs oder nur knapp außerhalb des Magnetfeldmaximums befindliche Elektronenquelle umgeht dieses Problem zwar weitgehend [XLL+90][OUZ99], sie ist dafür aber dem Beschuss von Plasmateilchen ausgesetzt und hat daher nur eine geringe Lebensdauer.

2.3 Ionen in EZR-Ionenquellen

2.3.1 Einschluss der Ionen

Den Ionen eines EZR-Plasmas wird aufgrund ihrer viel geringeren Zyklotronfrequenz durch das Mikrowellenfeld in der Plasmakammer keine Energie zugeführt. Die Ionen werden daher ausschließlich durch Stöße mit energiereichen Elektronen geheizt. Wegen der großen Massendifferenz wird dabei aber nur sehr wenig Energie übertragen. Die Ionentemperatur in einem EZR-Plasma liegt daher in der Größenordnung von 1 eV [Vit02,S.191] während die Elektronen eine mittlere Energie von mehreren keV besitzen. Die Ionen stoßen untereinander so häufig, dass von einer einzigen Ionentemperatur für die Ionen aller Ladungszustände gesprochen werden kann [Vit02,S.110]. Die geringe Ionenenergie führt zu einer sehr guten Energieschärfe des extrahierten Ionenstrahls, was oft ein Grund für den Einsatz einer EZR-Ionenquelle ist [Mro01].

Für den Einschluss der Ionen bedeutet die fehlende Zufuhr von Rotationsenergie, dass die Ionen nur sehr schlecht vom magnetischen Trog festgehalten werden. Die Ionen werden vielmehr von den im magnetischen Trog eingeschlossenen Elektronen zurückgehalten. Sobald sich in einem Bereich des Plasmas mehr negative als positive Ladungen aufhalten, oder umgekehrt, entsteht aufgrund dieser Ladungsverteilung ein elektrisches Feld, das den Ladungsüberschuss auszugleichen versucht. Dieses Streben eines Plasmas nach makroskopischer Neutralität, auch Quasineutralität genannt, sorgt dafür, dass gleich viele Elektronen und positive Ladungen das Plasma verlassen. Auf die geheizten Elektronen haben die aus der Quasineutralität resultierenden elektrischen Felder einen vernachlässigbaren Einfluss, da die mittlere Energie der Elektronen mit einigen keV wesentlich größer ist als die typischerweise in einem EZR-Plasma entstehenden Potentialdifferenzen, die im Bereich von einigen 10 V liegen [XL94]. Im Plasma baut sich daher eine Ionenverteilung auf, die die Ladung der durch EZR-Heizung und magnetischen Trog vorgegebenen Elektronenverteilung kompensiert. In anderen Worten: Der gute Einschluss der Elektronen in einer EZR-Ionenquelle überträgt sich durch elektrostatische Felder auf die Ionen. Oft wird daher auch von einem elektrostatischen Ioneneinschluss gesprochen.

Hochgeladene Ionen sind besonders stark an die Elektronen gekoppelt und damit auch durch den elektrostatischen Einschluss besser eingeschlossen als niedrig geladene Ionen [Vit02,S.194].

Als Folge der Neutralitätsbedingung verringert sich die Einschlusszeit eines Ions im Plasma bei steigender Ionisationsrate. Da die Elektronendichte im Plasma durch den Cut-Off begrenzt ist, kann auch die Ionendichte einen Maximalwert nicht übersteigen. Bei einer höheren Produktionsrate von Ionen müssen also auch mehr Ionen das Plasma verlassen. Eine höhere Verlustrate bei gleicher Ionendichte wiederum bedeutet eine geringere Einschlusszeit der Ionen.

Die Einschlusszeiten der Ionen im Plasma werden auch durch Stöße der Ionen untereinander beeinflusst. Im Plasmakern sind die Stoßzeiten der Ionen so klein,

dass ein Ion auf dem Weg von der Mitte des Plasmakerns zum Rand des Kerns eine Vielzahl von Stößen ausführt. Die Bewegung der Ionen kann als Diffusion beschrieben werden, da die Zyklotronfrequenz der Ionen wesentlich geringer ist als ihre Stoßrate [Vit02,S.85]. Die Strecke die ein Ion bis zum Rand des Plasmakerns zurücklegen muss wird durch die Stöße wesentlich vergrößert und damit auch die Zeit die es benötigt. Es kann somit von einem stoßbedingten oder diffusiven Einschluss der Ionen gesprochen werden [Vit02,S.86].

Auch der diffusive Einschluss ist für hochgeladene Ionen am besten, da sie die größten Stoßwirkungsquerschnitte haben.

Da bei zunehmender Ionenenergie die Stöße seltener und gleichzeitig die Ionengeschwindigkeit größer wird, nimmt der stoßbedingte Einschluss der Ionen mit steigender Ionentemperatur ab [Vit02,S.187].

2.3.2 Der Mischgaseffekt

Es ist eine noch nicht vollständig verstandene empirische Tatsache, dass die Produktion von hochgeladenen Ionen in einer EZR-Ionenquelle durch die Zufuhr eines Mischgases deutlich gesteigert werden kann. Dieses Mischgas muss einen großen Anteil im Plasma, zum Beispiel 90%, haben. Um einen positiven Effekt zu erzielen, müssen die Atome des Mischgases leichter sein als die zu produzierenden hochgeladenen Ionen. Allerdings sind nicht alle leichten Atome geeignet, Wasserstoff zum Beispiel stört die Produktion hochgeladener Ionen. Ein besonders gut geeignetes Mischgas dagegen ist Sauerstoff. Es gibt eine Vielzahl von Erklärungsversuchen für den Mischgaseffekt [Gel96,S.372]. Die verbreitetste Erklärung liegt in einer Kühlung der zu produzierenden Ionen durch Stöße mit den leichteren Mischgasatomen oder -ionen. Die Kühlung führt zu einer Verbesserung des temperaturabhängigen stoßbedingten Einschlusses der Ionen. Gleichzeitig wird auch der elektrostatische Einschluss der kühleren Ionen durch die Anwesenheit der heißeren und damit schnelleren Mischgasionen verbessert. Denn bei einem Ionenüberschuss im Plasma verlassen zur Wiederherstellung der Neutralität die heißeren Ionen das Plasma schneller. Die Mischgasionen tragen also stärker zum Ausgleich der Elektronenverluste des Plasmas bei.

Diese Erklärung wird durch Messungen der Ionenenergie im extrahierten Ionenstrahl und die Isotopenanomalie gestützt [Gel96,S.373f]. Als Isotopenanomalie wird der Effekt bezeichnet, dass schwerere Isotope eines Elements in einem EZR-Plasma einen höheren mittleren Ladungszustand erreichen als gleichzeitig vorhandene leichtere Isotope. Hier bietet sich als Erklärung die Kühlung der schweren Isotope durch die leichten an.

Die Ionenkühlung kann allerdings nicht erklären, warum Wasserstoff ein besonders schlechtes und Sauerstoff ein besonders gutes Mischgas ist. Vermutlich spielen hier auch chemische Prozesse eine Rolle, es ist wahrscheinlich, dass die Anwesenheit von Sauerstoff die Produktion von Sekundärelektronen an den Wänden steigert. Vor allem bei den heute oft verwendeten Aluminium-Plasmakammern erhöht

Sauerstoff im Plasma die Sekundärelektronenproduktion an den Wänden durch Bildung und Erhaltung einer Aluminiumoxidschicht (vgl. Abschnitt 2.2.4).

2.3.3 Beeinflussung der Ladungszustandsverteilung

Aufgrund des sukzessiven Ionisationsvorgangs sind in einem EZR-Plasma zu jedem Zeitpunkt Ionen einer Vielzahl verschiedener Ladungszustände vorhanden. Genauso enthält der extrahierte Ionenstrahl (vgl. Abschnitt 2.3.4) ein Gemisch verschiedener Ladungszustände.

Die in einem EZR-Plasma vorhandene Ladungszustandsverteilung der Ionen hängt zum einen ab von der Dichte der heißen Elektronen, wodurch die Ionisationsrate bestimmt wird. Zum anderen ist die Aufenthaltsdauer der Ionen im Plasma von entscheidender Bedeutung, da sie bestimmt, wie oft ein bestimmtes Ion von Elektronen in Ionisationsstößen getroffen wird, bevor es das Plasma verlässt.

Bei den meisten Anwendungen des Ionenstrahls einer EZR-Ionenquelle wird ein einzelner Ladungszustand einer bestimmten Ionensorte benötigt. Im Betrieb einer EZR-Ionenquelle muss also die Ladungszustandsverteilung im Plasma und dem extrahierten Ionenstrahl so beeinflusst werden, dass ein möglichst großer Strom des gewünschten Ladungszustandes extrahiert wird.

Die wichtigste Größe dabei ist die Zufuhr des zu ionisierenden Gases, über die der Neutralgasdruck in der Plasmakammer gesteuert wird. Mit dem Neutralgasdruck steigt die Ionisationsrate im Plasma, gleichzeitig verschlechtert sich aber der elektrostatische Einschluss der Ionen (vgl. Abschnitt 2.3.1). Dies führt zu hohen Ionenverlusten des Plasmas. Mit einem hohen Neutralgasdruck können daher sehr hohe Ionenströme erzeugt werden, allerdings nur von niedrigen Ladungszuständen, da die Einschlusszeit der Ionen nicht zur sukzessiven Ionisation von hohen Ladungszuständen ausreicht. Bei einer Verringerung des Gasdrucks nehmen die extrahierten Ströme der niedrigen Ladungszustände aufgrund der kleineren Ionisationsraten stark ab, während die Dichten der höheren Zustände im Plasma und damit auch deren extrahierte Ströme aufgrund der längeren Einschlusszeit der Ionen zunehmen. Dies zeigt sich in der Veränderung der Ladungsverteilung im extrahierten Ionenstrahl wie in Abbildung 2.16 dargestellt. Die absolut erreichbaren Ströme höherer Ladungszustände liegen wegen der geringeren Ionisationsraten weit unter den Strömen niedriger Ladungszustände.

Eine wichtige Methode zur Vergrößerung der Ströme hochgeladener Ionen ist das Zuführen eines Mischgases, vor allem Sauerstoff, zum Plasma (vgl. Abschnitt 2.3.2). Dabei muss der Anteil des Mischgases im Plasma um so höher sein, je höher der gewünschte Ladungszustand ist. Die höchsten Ladungszustände werden bei Mischgasanteilen von 95 % und mehr optimal produziert. Ein möglicher Grund dafür ist, dass die Kühlung der gewünschten Ionen und damit deren Einschlusszeit mit dem Mischgasanteil zunimmt. Ein anderer Grund kann die Erhöhung der Sekundärelektronenproduktion an den Wänden der Kammer durch das Mischgas sein. Die zusätzlichen Sekundärelektronen sind besonders wichtig bei der Produktion der höchsten Ladungszustände wegen des dabei im Plasma

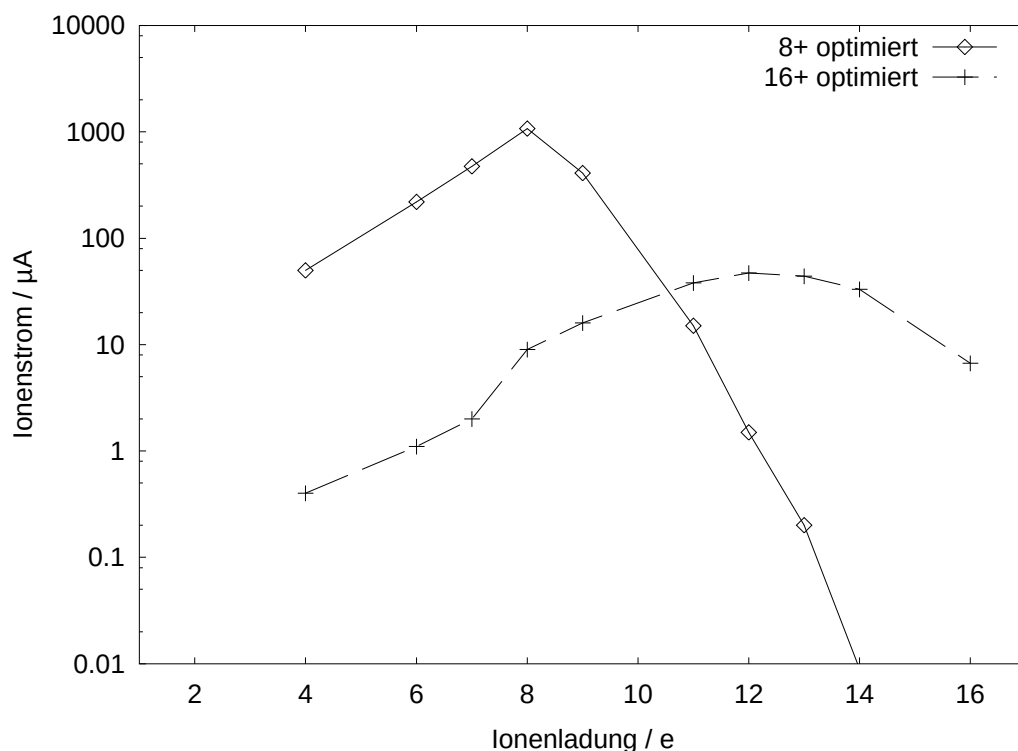


Abbildung 2.16: Veränderung des extrahierten Ladungsspektrums bei Optimierung der Ionenquelle PECRIS 5 für bestimmte Ladungszustände von Argonionen. Bei der Messung der beiden gezeigten Ladungsspektren wurde versucht möglichst viel Ar^{8+} bzw. Ar^{16+} zu produzieren. Die Daten entsprechen den Spektren in Abbildung 4.4 bzw. Abbildung 4.5.

herrschenden Elektronenmangels (vgl. Abschnitt 2.2.4). Für niedrige Ladungszustände dagegen wird besser kein Mischgas zugeführt, da sonst ein Teil der Ionisation auf das Mischgas entfällt und die Ionisationsrate der gewünschten Ionen gesenkt wird.

Die dem Plasma zugeführte Mikrowellenleistung hat ebenfalls Einfluss auf die Ladungszustandsverteilung. Für die Ionisation hoher Ladungszustände von Argonionen zum Beispiel werden Elektronen mit einer Energie von bis zu 20 keV benötigt (vgl. Abbildung 2.2), für die Ionisation niedriger Ladungszustände sind dagegen Elektronen mit weniger als 100 eV am besten geeignet. Zur Produktion hoher Ladungszustände müssen die Elektronen also höhere Energien erreichen.

Die mittlere Elektronenenergie im Plasma ist aber nicht nur von der Mikrowellenleistung, sondern auch von der Dichte des Plasmas abhängig. Die Elektronen stoßen bei einer höheren Dichte häufiger, wodurch sich ihr Einschluss im magnetischen Trog verschlechtert. Außerdem führen höhere Ionisationsraten, was gleichbedeutend mit Elektronenproduktionsraten ist, zu höheren Elektronenverlusten, da die Elektronendichte die Cut-Off-Dichte nicht wesentlich übersteigen kann. Die Einschlusszeit der Elektronen ist also bei einer höheren Plasmadichte geringer, und um die gleiche mittlere Elektronenenergie zu erreichen, wird eine intensivere EZR-Heizung benötigt. Als Folge davon nimmt die optimale Mikrowellenleistung oft mit der zugeführten Gasmenge zu.

Die Elektronen hängen noch auf eine zweite Weise mit der Ladungszustandsverteilung zusammen. Der elektrostatische Einschluss der Ionen hängt von dem Ein-

schluss der Elektronen ab. Für die Produktion hoher Ladungszustände muss also der Elektroneneinschluss besonders gut sein, zumal wie schon erwähnt in diesem Fall im Plasma Elektronenmangel herrscht. Prinzipiell nimmt der Einschluss der Elektronen mit der Stärke der EZR-Heizung zu, da sie schneller aus dem Verlustbereich des magnetischen Trops herausgeheizt werden. Die Heizung kann allerdings zu stark sein, dann verschlechtert sich der Einschluss der Elektronen plötzlich. Dies ist anhand einer dramatischen Verschlechterung der Ströme hochgeladener Ionen und einer intensiven Röntgenstrahlung, die von den auf die Wände prallenden hochenergetischen Elektronen erzeugt wird, zu beobachten.

Die aus der Quelle extrahierten Ströme können außerdem auch durch die Veränderung des magnetischen Einschlusses auf der Extraktionsseite der Plasmakammer beeinflusst werden. Für die Erzeugung eines intensiven Ionenstrahls eines niedrigen oder mittleren Ladungszustandes kann das Magnetfeld dort reduziert werden. Dadurch werden die Verluste des Plasmas auf diese Richtung konzentriert und so die Strahlintensität erhöht. Wird dagegen ein Ionenstrahl eines sehr hohen Ladungszustandes gefordert, muss das Magnetfeld auf allen Seiten des magnetischen Trops möglichst hoch sein, um einen möglichst guten Einschluss der Elektronen und Ionen zu erhalten.

2.3.4 Extraktion der Ionen

Um Ionen aus dem Plasma einer EZR-Ionenquelle zu extrahieren und einen Ionenstrahl zu formen, wird in einer der beiden Wände an den Enden der Plasmakammer eine zentrale runde Öffnung ausgespart. Die Wand der Plasmakammer mit dieser Extraktionsöffnung wird als Plasmaelektrode bezeichnet. Außerhalb der Plasmakammer wird gegenüber der Extraktionsöffnung eine Lochblende, Extraktionselektrode genannt, platziert, die gegenüber der Plasmakammer auf negativem elektrischen Potential liegt. In dem Spalt zwischen Plasma- und Extraktionselektrode wird so ein elektrisches Feld erzeugt, das durch die Extraktionsöffnung in die Plasmakammer hineinreicht (siehe Abbildung 2.17).

Wird in der Plasmakammer ein Plasma erzeugt, gibt es in der Nähe der Extraktionsöffnung eine Fläche, die den Bereich des elektrischen Feldes von dem Bereich, in dem das elektrische Feld von dem Plasma vollständig abgeschirmt wird, trennt. Ionen, die bei ihrer Bewegung durch das Plasma zufällig durch diesen Plasmameniskus genannte Fläche treten, werden von dem elektrischen Feld zur Extraktionselektrode beschleunigt. Solche Ionen, die dabei durch die Öffnung in der Extraktionselektrode gelangen, bilden den Ionenstrahl, der für Anwendungen zur Verfügung steht.

Der maximale Strom von Ionen, der so aus dem Plasma extrahiert werden kann, ist zum einen begrenzt durch die abschirmende Raumladung vor dem Meniskus, was von dem Child-Langmuir-Gesetz beschrieben wird [Gel96,S.297ff.]. Der maximale

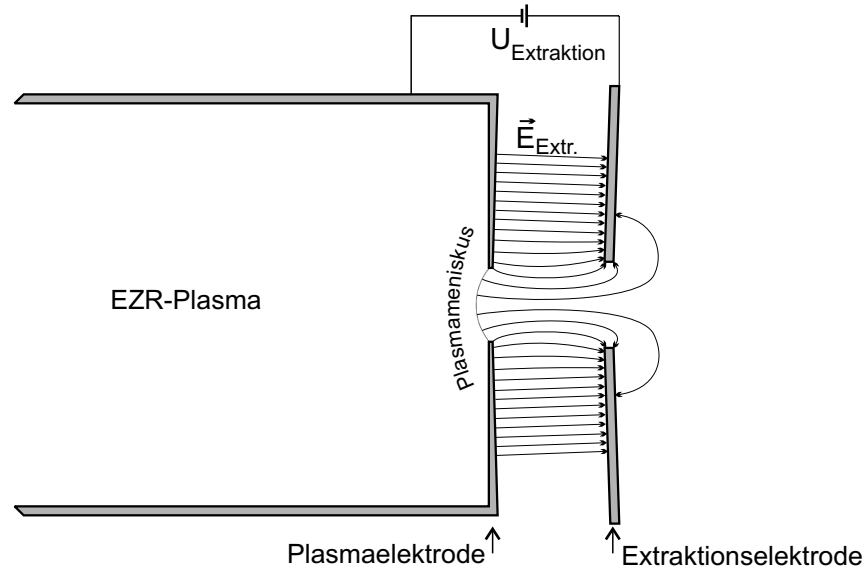


Abbildung 2.17: Extraktion von Ionen aus dem EZR-Plasma. Ionen die bei ihrer zufälligen Bewegung durch das Plasma durch den Plasmameniskus treten, werden von dem Extraktionsfeld beschleunigt. Die Ionen, die dabei durch die Öffnung in der Extraktionselektrode treten, bilden den extrahierten Ionenstrahl.

Strom I_{max} ist dadurch abhängig von der Potentialdifferenz U zwischen dem Plasma und der Extraktionselektrode und dem Abstand a dazwischen:

$$I_{max} \propto \frac{U^{3/2}}{a^2} \quad (2.7)$$

Durch eine Erhöhung der Extraktionsspannung oder Verkleinerung des Abstandes kann der Ionenstrom also erheblich steigen. Zum anderen ist der maximale Ionenstrom aber auch durch das Plasma begrenzt, es treten nicht beliebig viele Ionen aus dem Plasma durch den Meniskus. Wie in Abbildung 2.18 zu sehen, tritt daher bei einer bestimmten Extraktionsspannung abweichend vom Child-Langmuir-Gesetz eine Sättigung des aus dem Plasma extrahierten Stroms ein. Ein von der Plasmadichte abhängiger Strom kann nicht überschritten werden.

Ein großer aus dem Plasma austretender Ionenstrom ist aber noch nicht gleichbedeutend mit einem intensiven nutzbaren Ionenstrahl. Ionen, die auf die Extraktionselektrode und nicht in die Öffnung darin treffen, gehen verloren. Auch der Ionenstrahl, der durch die Öffnung tritt, darf nicht zu divergent sein, damit er weiter transportiert werden kann. Zudem soll der Strahl für viele Anwendungen eine möglichst geringe Emittanz aufweisen. Die Form des Plasmameniskus, von dem die Ionen emittiert werden, ist dabei sehr wichtig.

Die Position und Form des Meniskus hängt von der Dichte des Plasmas, dem Extraktionspotential und dem Abstand zwischen Plasma- und Extraktionselektrode ab. Ein weniger dichtes Plasma schirmt das durch die Extraktionsöffnung in die Plasmakammer hineinreichende Extraktionsfeld $E_{\text{Extr.}}$ weniger stark ab, der Meniskus liegt dann weiter in der Plasmakammer und ist stärker gekrümmt, wie in Abbildung 2.19 gezeigt. Gleiches gilt für ein stärkeres Extraktionsfeld, das durch

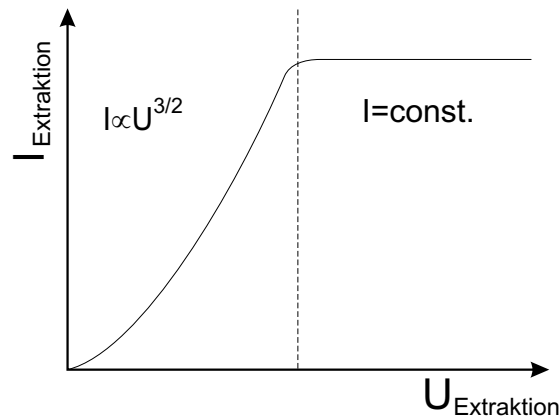


Abbildung 2.18: Abhängigkeit des Ionenstroms von der Extraktionsspannung. Bei geringen Extraktionsspannungen ist der extrahierte Ionenstrom durch die entstehende Raumladung vor dem Plasmameniskus begrenzt und folgt näherungsweise dem Child-Langmuir-Gesetz [Gel96,S.292]. Bei höheren Extraktionsspannungen ist der extrahierte Ionenstrom durch die Zahl der Ionen begrenzt, die aus dem Plasma durch den Plasmameniskus in den Bereich des Extraktionsfeldes treten. Der Strom ist emissionsbegrenzt und daher annähernd unabhängig von der Extraktionsspannung.

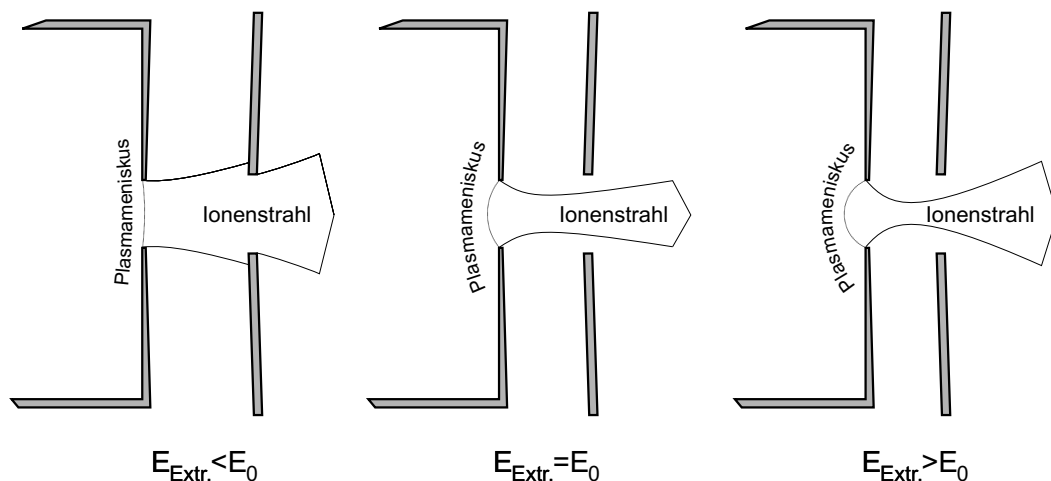


Abbildung 2.19: Fokussierung des Ionenstrahls. Abhängig von der Krümmung des Plasmameniskus wird der Ionenstrahl unterschiedlich stark auf der Achse eingeschnürt. Der links dargestellte Meniskus ist offensichtlich zu schwach gekrümmt, der Ionenstrahl ist dadurch divergent und ein großer Teil der Ionen geht an der Extraktionselektrode verloren. Rechts ist der Meniskus zu stark gekrümmt, so dass der Ionenstrahl so sehr auf der Achse konzentriert wird, dass er von seiner eigenen Raumladung auseinander getrieben wird. Zwar gehen keine Ionen an der Extraktionselektrode verloren, doch der Strahl ist viel divergent als in dem in der Mitte dargestellten optimalen Fall.

eine größere Extraktionsspannung oder einen kleineren Extraktionsabstand erzeugt wird. Bei einem sehr dichten Plasma oder sehr schwachen Feld dagegen kann der Meniskus ohne Krümmung direkt in der Extraktionsöffnung liegen oder sich sogar etwas aus der Plasmakammer herauswölben.

Da der Meniskus gemäß seiner Definition eine Äquipotentialfläche darstellt, werden die Ionen senkrecht von dem Meniskus weg beschleunigt. Je stärker der Meniskus in die Plasmakammer hineingewölbt ist, desto stärker werden die Ionen daher auf die Achse fokussiert (siehe Abbildung 2.19). Der Ionenstrahl sollte aller-

dings im Extraktionsspalt zwischen Plasma- und Extraktionselektrode nicht zu stark eingeschnürt werden, da so die Raumladung im Strahl vergrößert wird, die den Strahl wieder auseinander treibt. Mit zunehmendem elektrischen Feld greift das Feld auch immer stärker durch die Öffnung in der Extraktionselektrode, was einen defokussierenden Effekt auf den Strahl hat.

Sofern das elektrische Feld stark genug ist, damit die Emission der Ionen durch das Plasma und nicht durch die Raumladung begrenzt ist (siehe Abbildung 2.18), gibt es daher einen optimalen Wert für Extraktionspotential und Extraktionsabstand, bei dem der intensivste nutzbare Ionenstrahl erzeugt wird.

Diese Beschreibung der Ionenextraktion ist stark vereinfacht, tatsächlich hat auch das statische Magnetfeld der EZR-Ionenquelle einen Einfluss auf die Extraktion. Der Extraktionsspalt befindet sich im Bereich des stärksten Magnetfeldes auf der Achse der Quelle. Abseits der Achse kommt das Hexapolfeld hinzu. Aufgrund des Feldlinienverlaufs vom Plasmakern zur Extraktionsöffnung ist zusätzlich die Plasmadichte am Meniskus nicht rotationssymmetrisch, sondern zeigt eine dreieckige oder sternförmige Struktur (vgl. Abbildung 2.7), was sich auf die Form des Plasmameniskus überträgt [Spä02].

2.3.5 Gepulste Extraktion

Die im letzten Abschnitt beschriebene kontinuierliche Extraktion von Ionen kann einen über Wochen konstanten Ionenstrahl liefern, was für viele Anwendungen sehr wertvoll ist. Für den Einsatz als Ionenquelle an modernen Teilchenbeschleunigern, die nur einzelne Ionenpakete beschleunigen, ist diese Extraktionstechnik dagegen nicht optimal.

Der im Bau befindlicher LHC am CERN zum Beispiel benötigt Ionenpulse mit einer Länge von wenigen Mikrosekunden [Ale98]. Da bisher keine Ionenquelle in diesem Zeitraum die benötigte Zahl von Ionen liefern kann, um den Beschleuniger zu füllen, werden mehrere Ionenpakete im Beschleuniger überlagert. Diese Mehrfachinjektion¹⁹ führt aber zu hohen Ionenverlusten. Daher wird auch bei der Mehrfachinjektion ein möglichst großer Ionenstrom benötigt, um die Zahl der Ionenpulse, die angesammelt werden müssen, klein zu halten.

Die Idee der gepulsten Extraktionsverfahren für EZR-Ionenquellen ist, die Extraktion der Ionen auf einen kurzen Zeitraum zu konzentrieren und so den Ionenstrom in diesem Zeitfenster zu erhöhen. Die Länge eines Ionenpulses sollte dabei so groß sein, dass daraus genügend Ionenpakete in den Beschleuniger injiziert werden können. Bei einem höheren erreichten Ionenstrom müssen weniger Pakete angesammelt werden und der Puls kann kürzer sein. Für den LHC zum Beispiel wurde geplant aus einem 100 μA hohen und 60 μs langen Puls von Pb^{27+} -Ionen 20 Ionenpakete in den ersten Ringbeschleuniger, den LEIR²⁰, zu injizieren und dort zu überlagern [Ale98]. Die Anforderung an den Ionenstrom wurde inzwischen aller-

19. Engl.: multiturn injection.

20. LEIR: „Low Energy Ion Ring“, früher LEAR: „Low Energy Antiproton Ring“

dings auf 1 mA Pb^{27+} erhöht [TBC+02]. Am einfachsten wäre es, für das LHC-Projekt einen einzelnen aus der Ionenquelle kommenden Puls von nur 5,5 μs Länge zu beschleunigen, der aber einen Strom von mehreren Milliampere aufweisen müsste, was bisher nicht realisierbar ist [Ale98].

Eine gepulste Extraktion aus einer EZR-Ionenquelle ist vielversprechend, da durch das Extraktionsfeld zwischen Plasma und Extraktionselektrode nur Ionen extrahiert werden, die sich in direkter Nähe der Extraktionsöffnung aufhalten. Im Normalbetrieb einer EZR-Ionenquelle gelangt aber nur ein kleiner Teil der im Plasma vorhandenen Ionen dorthin. Zum ersten sind die Ionen, wie in Abschnitt 2.3.1 beschrieben, in dem Plasmakern durch die elektrostatische Kopplung an die Elektronen und durch häufige Stöße eingeschlossen, daher sammelt sich dort eine hohe Ionendichte an. Da die Stärke des Ioneneinschlusses mit dem Ladungszustand der Ionen zunimmt, ist das Verhältnis von der Ionendichte im Plasmakern zum Strom der aus dem Plasma entkommenden Ionen bei hohen Ladungszuständen besonders groß. Dies hat zur Folge, dass der Schwerpunkt der Ladungsverteilung der Ionen im Plasmakern bei einem höheren Ladungszustand liegt als der Ladungsschwerpunkt im extrahierten Ionenstrahl, was von Simulationen [Vit02] und Messungen [DKGB00] bestätigt wird. Im Plasmakern gibt es ein Ionenreservoir, dessen Größe relativ zum jeweiligen extrahierten Ionenstrom mit dem Ladungszustand zunimmt. Gelingt es, dieses Ionenreservoir in kurzer Zeit entleeren, kann während dieser Zeit ein wesentlich größerer Ionenstrom durch das Extraktionsfeld extrahiert werden.

Zum zweiten gelangt bei der kontinuierlichen Extraktion auch nur ein kleiner Teil der aus dem Plasma entweichenden Ionen zur Extraktionsöffnung, da sich die Ionenverluste auf allen Verlustflächen an den Plasmakammerwänden verteilen (vgl. Abbildung 2.8). In einer Simulation der PECRIS 3 zum Beispiel ist der Ionenstrom, der auf die Wände der Plasmakammer trifft, um einen Faktor 30-60 größer als der extrahierte Strom [Vit02,S.153].

Eine bereits an verschiedenen EZR-Ionenquellen erfolgreich eingesetzte Technik, mit der das Reservoir der hochgeladenen Ionen zur Erzeugung intensiver Ionenpulse genutzt werden kann, beruht auf dem Afterglow-Effekt²¹ [Sor92,HL96]. Dieser bei einem plötzlichen Abschalten der Mikrowelle einer EZR-Ionenquelle auftretende Effekt kann zu einem kurzzeitigen starken Anstieg der Ionenströme führen. Nach dem Abschalten der Mikrowelle gelangen die zuvor geheizten Elektronen im Plasma durch Stöße nach und nach in den Verlustbereich des magnetische Spiegelfeldes, aus dem sie jetzt nicht mehr herausgeheizt werden, und treffen auf die Wände der Plasmakammer. Ohne den durch die heißen Elektronen aufgebauten elektrostatischen Einschluss werden die Ionen von ihrer eigenen Raumladung auseinander getrieben. Ein Teil der Ionen gelangt zur Extraktionsöffnung, wird von dem elektrischen Feld extrahiert und ein Ionenstrompuls entsteht, wie der in Abbildung 2.20 gezeigte. Die Länge der Afterglow-Pulse hängt stark von der Stoßrate der Elektronen, der Ladung der Ionen und anderen Plasmaeigenschaften ab, es werden Pulslängen zwischen einigen 100 μs und mehreren Millisekunden beobachtet [Lan96,MHO+02].

21. Afterglow (engl.): Nachleuchten.

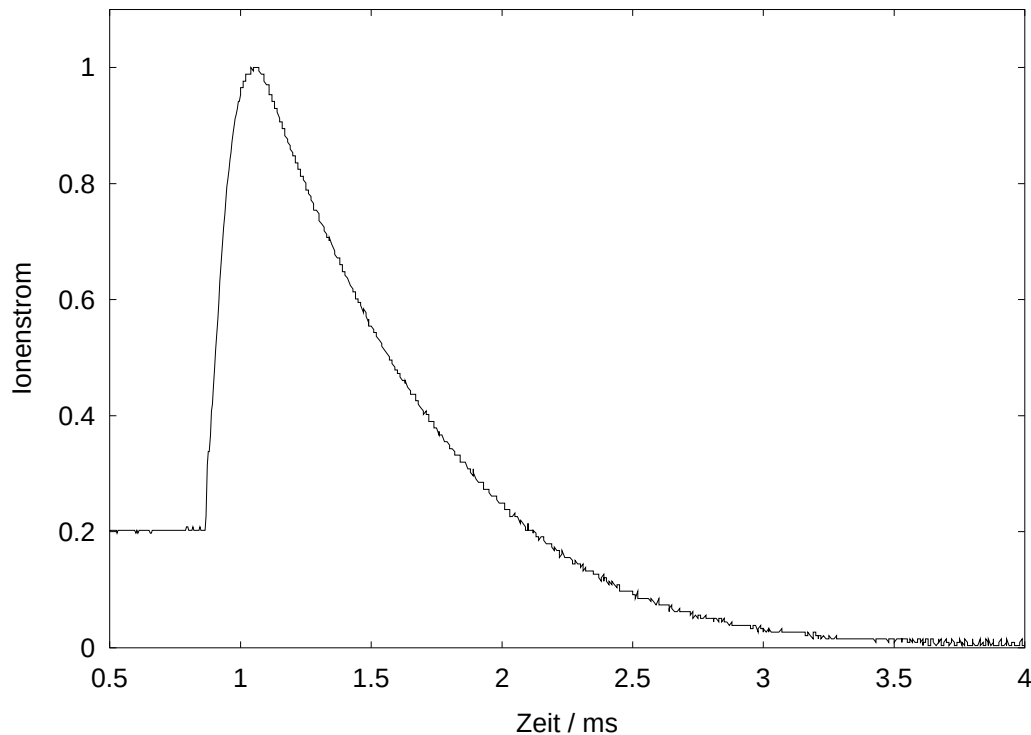


Abbildung 2.20: An der Ionenquelle PECRIS 3 beobachteter Afterglow-Puls von Ar^{9+} . Der Ionenstrom ist auf das Pulsmaximum normiert. Die Mikrowelle wird bei etwa 0,9 ms abgeschaltet.

Die Nachteile dieses Verfahrens bestehen erstens darin, dass die Ionen in Richtung aller Magnetfeldlinien, die aus dem Plasmakern herausführen, auseinander getrieben werden und daher der größte Teil der im Reservoir gespeicherten Ionen an den Wänden der Plasmakammer verloren geht. Zweitens kann die Länge der Pulse nicht direkt beeinflusst werden. Die Zeit, in der das Reservoir entleert wird, hängt vor allem von der Stoßrate der Elektronen ab, die bestimmt, wie schnell die Elektronen in den Verlustbereich des Spiegelfeldes gestreut werden. Bei der Optimierung des Plasmas für die Produktion hoher Ladungszustände führen die hohe Elektronenenergie und die geringe Dichte zu niedrigen Stoßraten der Elektronen. Dadurch entleert sich das Ionenreservoir nur langsam und es entstehen mehrere Millesekunden lange Afterglow-Pulse, wobei der entstehende Ionenstrom entsprechend geringer ist als bei einer schnellen Entleerung.

Ein besser kontrollierbares Verfahren zur Nutzung des Ionenreservoirs stellt die magnetisch gepulste Extraktion dar. Dabei wird kurzzeitig das Magnetfeld der Quelle verändert, so dass der magnetische Einschluss des Plasmas reduziert oder ganz aufgehoben wird. Ohne die rücktreibenden Kräfte des magnetischen Spiegelfeldes verlassen die heißen Elektronen das Plasma aufgrund ihrer hohen Geschwindigkeit sehr schnell und die Ionen folgen wie beim Afterglow-Effekt. Da die Elektronen nicht wie beim Afterglow zuerst durch Stöße in den Verlustbereich des magnetischen Spiegels gestreut werden müssen, erfolgt die Entleerung des Ionenreservoirs viel schneller als beim Afterglow-Effekt und ist nicht von der Dichte des Plasmas abhängig. Da der Einschluss gezielt auf der Extraktionsseite der Plasmakammer geöffnet werden kann, gelangt auch ein größerer Teil der Ionen zur Extraktionsöffnung. Die Schwierigkeit besteht darin, das Magnetfeld sehr schnell

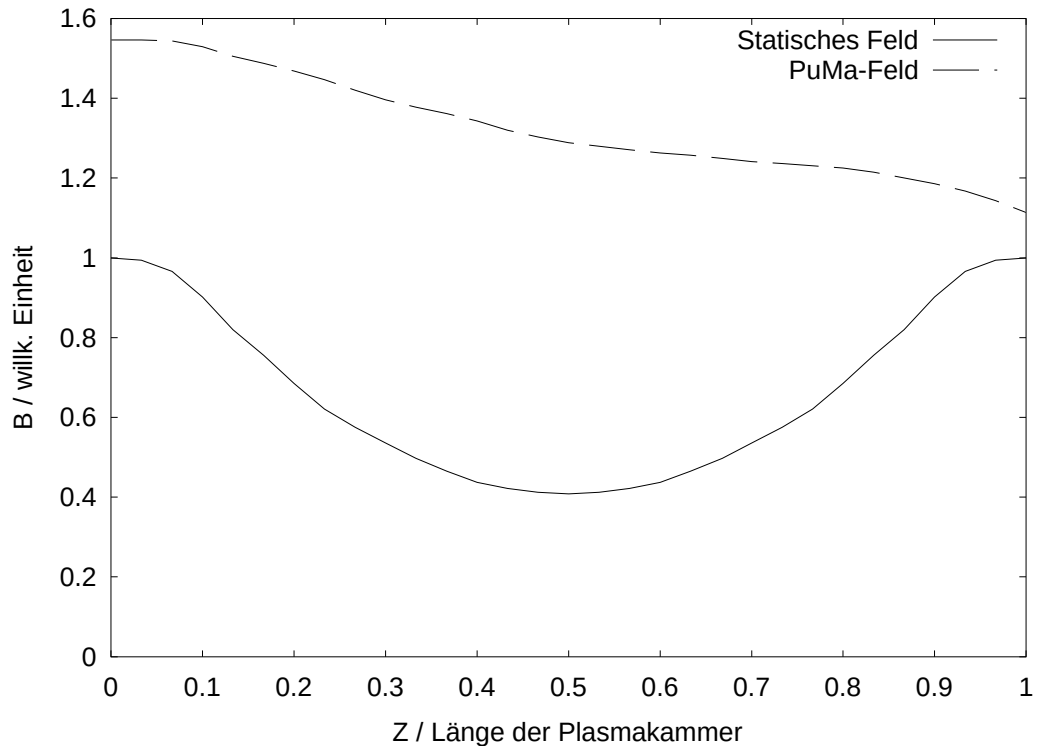


Abbildung 2.21: Prinzip der PuMa-Technik. Dargestellt ist die Veränderung des statischen Magnetfeldes auf der Achse der EZR-Ionenquelle. Das Feld wird angehoben, so dass ein zur Extraktionsseite fallendes Feld entsteht. Dadurch wird der magnetische Einschluss des Plasmas auf dieser Seite aufgehoben. Die linke und rechte Grenze des Graphen fallen mit den Wänden der Plasmakammer zusammen.

zu ändern, damit nicht schon während der Magnetfeldänderung das Ionenreservoir zu einem großen Teil entleert wird, wodurch ein längerer aber nicht so intensiver Ionenpuls extrahiert würde.

Das erste Verfahren zur magnetisch gepulsten Extraktion wurde bei der GSI entwickelt und getestet [Müh95]. Bei diesem PuMa-Verfahren²² wurde die Plasmakammer einer 10 GHz EZR-Ionenquelle²³ auf ihrer ganzen Länge mit einer Spule umgeben, mit der die Magnetfeldstärke im Innern der Kammer kurzzeitig über die Feldstärke an den axialen Wänden gehoben wird. Aus dem magnetischen Trog wird dadurch auf der Achse ein über die ganze Länge der Plasmakammer zur Extraktionsseite hin monoton abnehmendes Magnetfeld (siehe Abbildung 2.21). Der radiale Einschluss des Plasmas bleibt unverändert, da das Multipolfeld bestehen bleibt. Durch das Gefälle des Magnetfeldes werden die Elektronen und damit das ganze Plasma in Richtung Extraktionsöffnung beschleunigt.

Dieses Verfahren ist jedoch mit einem großen Aufwand verbunden. Um Platz für die große Spule zu schaffen, wurde der radiale Plasmaeinschluss durch einen Dekapol statt des üblichen Hexapols realisiert. Der Dekapol hat bei fast gleicher Feldstärke einen kleineren Außendurchmesser, so dass um den Dekapol herum die zusätzliche PuMa-Spule gelegt werden konnte. Dieser Umbau führte zu einem

22. PuMa (engl.): Pulsed Magnetic.

23. Eine MINIMAFIOS-Quelle sehr ähnlich der in Abbildung 2.15 gezeigten MICROMAFIOS-Quelle.

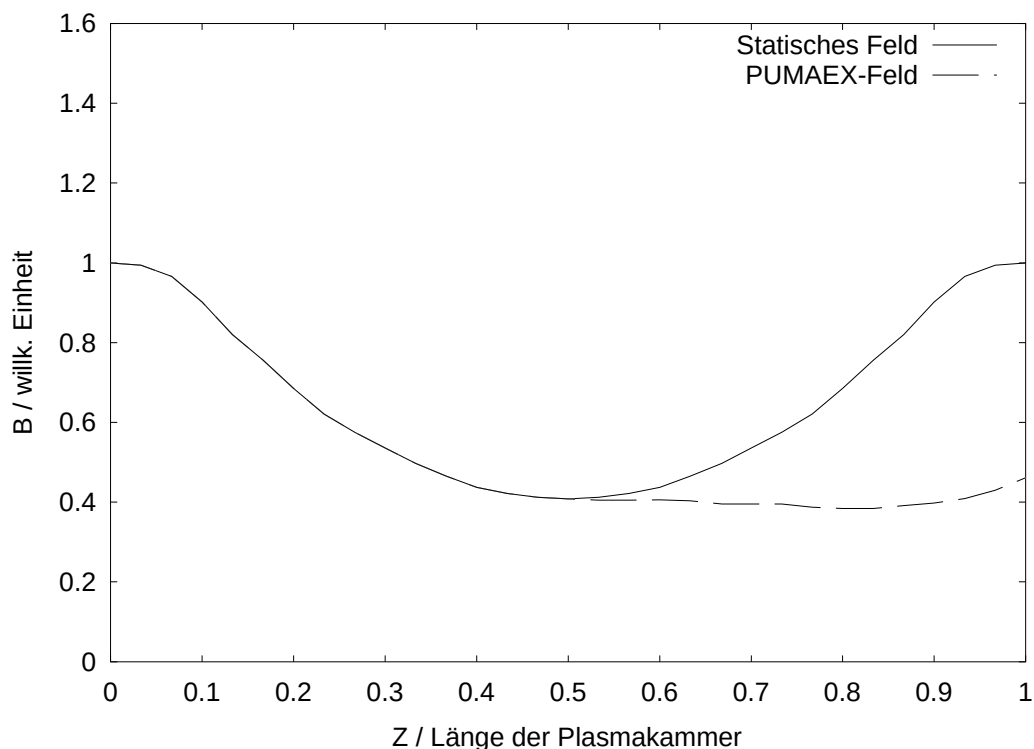


Abbildung 2.22: Prinzip der PUMAEX-Technik. Dargestellt ist die Veränderung des statischen Magnetfeldes auf der Achse der EZR-Ionenquelle. Auf der Extraktionsseite (rechts) wird das Feld abgesenkt. Dadurch wird der magnetische Einschluss des Plasmas auf dieser Seite stark reduziert oder aufgehoben. Die linke und rechte Grenze des Graphen fallen mit den Wänden der Plasmakammer zusammen.

schwächeren Einschluss des Plasmas und minderte die Leistungsfähigkeit der Quelle erheblich (vgl. Abschnitt 2.2.3). Obwohl mit dem Verfahren stabile Ionenpulse mit großer Stromüberhöhung gegenüber der kontinuierlichen Extraktion erzeugt werden konnten, blieben die absoluten Ströme mit maximal $90 \mu\text{A O}^{6+}$ im Pulsmaximum enttäuschend. Die PuMa-Pulse waren allerdings weit intensiver als die gefundenen Afterglow-Pulse, die nur $20 \mu\text{A O}^{6+}$ erreichten.

Ein anderes Konzept zur magnetisch gepulsten Extraktion wurde am IKP in Münster entwickelt und an der PECRIS 3 getestet [Mül00]. Bei dieser PUMAEX-Technik²⁴ wird mit einer zum Teil in eine hohle Plasmaelektrode zum Teil auf den vorderen Teil der Plasmakammer gewickelten Spule ein Gegenfeld zum statischen Magnetfeld erzeugt. Das gesamte Magnetfeld steigt dann von der Mitte der Plasmakammer bis zur Extraktionsöffnung nicht oder nur wenig an (siehe Abbildung 2.22). Der außerhalb der Plasmakammer weiter bestehende Anstieg des Magnetfeldes ist ohne Bedeutung für den Einschluss, da die elektrische Kraft des Extraktionsfeldes auf die Ionen wesentlich größer ist als die Kraft des magnetischen Spiegels. Die Spule kann bei der PUMAEX-Technik wesentlich kleiner gebaut werden als bei der PuMa-Technik, da erstens das Feld nur in einem Teil der Plasmakammer verändert wird und zweitens die Spule durch den Einbau in die Plasmaelektrode einen kleineren Durchmesser besitzt. Das Magnetfeld wird so

24. PUMAEX (engl.): Pulsed MAGnetic EXtraction.

gezielt nur in dem Bereich der Plasmakammer, in dem der magnetische Einschluss geöffnet werden soll, verändert. Das von der Spule zu erzeugende Feld enthält daher eine wesentlich geringere Gesamtenergie.

Auf leistungsmindernde Quellenumbauten wie bei der PuMa-Technik konnte daher fast verzichtet werden. Nur die Wahl des Materials der Plasmakammerwände wird durch die PUMAEX-Technik eingeschränkt. Die PUMAEX-Spule befindet sich außerhalb der Plasmakammer. Durch die plötzliche Veränderung des Magnetfeldes werden Wirbelströme in den Wänden der Kammer induziert, welche einen Teil des von der Spule erzeugten Magnetfeldes aus dem Innern der Plasmakammer abschirmen. Diese werden zugunsten der einfacheren Konstruktion einer nicht im Vakuum liegenden Spule in Kauf genommen. Um die Wirbelströme klein zu halten, muss die Plasmakammer aus einem Material mit geringer elektrischer Leitfähigkeit, wie zum Beispiel Edelstahl, gebaut werden. Eine Plasmakammer aus Aluminium, die die Sekundärelektronenproduktion verbessert oder eine Kammer aus Kupfer, mit der höhere Mikrowellenfeldstärken erreicht werden könnten, kann nicht benutzt werden. Diese Nachteile können aber durch eine Beschichtung und Polieren der Innenwände der Plasmakammer ausgeglichen werden. Bei den PUMAEX-Experimenten an der PECRIS 3 wurde eine Plasmakammer aus Edelstahl verwendet, in der die Wirbelströme vernachlässigt werden konnten [Mül00,S.69].

Bei der PECRIS 3 wurde sowohl die Afterglow- als auch die PUMAEX-Technik zur Erzeugung von Ionenpulsen getestet. Mit der PUMAEX-Technik konnten geringfügig höhere Strompulse erzielt werden. Der nur geringe Unterschied ist wohl damit zu erklären, dass die PECRIS 3 mit relativ hohem Gasdruck betrieben wird und daher die Stoßraten der Elektronen groß sind, was zu kurzen und intensiven Afterglowpulsen führt. Die Anstiegszeiten der Afterglowpulse bei den mittleren und hohen Ladungszuständen lagen bei 200 μs oder weniger und damit in der gleichen Größenordnung wie die Zeit die bei der PUMAEX-Technik für das Öffnen des Einschlusses benötigt wird [Mül00,S.85]. Die Afterglow-Technik funktioniert in der PECRIS 3 demnach sehr gut, die Vorteile der PUMAEX-Technik kommen erst bei Quellen mit geringeren Stoßraten zur Geltung, in denen der Afterglow-Effekt langsamere und dadurch nicht so intensive Ionenpulse erzeugt, wofür die PECRIS 5 ein gutes Beispiel ist.

Kapitel 3:

Die Ionenquelle

PECRIS 5

3.1 Statisches Magnetfeld

Das Magnetfeld der PECRIS 5 wurde besonders im Hinblick auf zwei verschiedene Kriterien entworfen. Zum einen sollte an den Wänden der Plasmakammer ein möglichst hohes Magnetfeld erreicht werden, um einen guten Plasmaeinschluss zu erhalten. Zum anderen sollte im Zentrum der Plasmakammer ein in axialer Richtung sehr langes Plateau entstehen.

Das Magnetfeld im Bereich des Plateaus sollte während des Betriebs der Quelle verändert werden können, um eine Anpassung des Plateaus an die Mikrowellenfrequenz zu ermöglichen. Zusätzlich muss der Einschluss auf der Extraktionsseite im Betrieb verändert werden können, um die Ionenextraktion zu optimieren. Dies soll möglichst ohne Änderung des Magnetfeldes im Plateau möglich sein, damit die Anpassung von Magnetfeld und Mikrowellenfrequenzen nicht gestört wird.

3.1.1 Erzeugung des Hexapolfeldes

Da die Benutzung eines Multipolfeldes mit einer höheren Ordnung für den radialen Einschluss des Plasmas und die damit verbundene Vergrößerung des Plateaus wie in Abschnitt 2.2.3 beschrieben einen negativen Einfluss auf die Quellenleistung hat, wird in der PECRIS 5 wie in den meisten EZR-Ionenquellen ein magnetisches Hexapolfeld benutzt.

Zwischen der Plasmakammer und den Spulen zur Erzeugung des axialen Magnetfeldes darf kein zu großer radialer Abstand sein, da der Energiebedarf für die Axi-

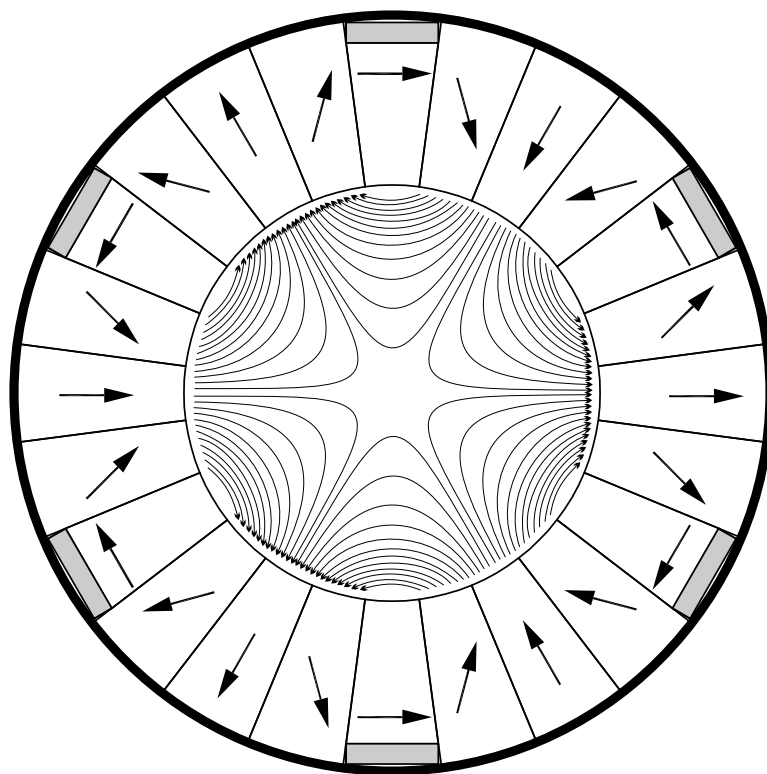


Abbildung 3.1: Querschnitt durch den Hexapol. Die Pfeile geben die Magnetisierungsrichtungen der einzelnen Permanentmagneten an. Der umgebende Aluminiumzylinder ist schwarz, die Titanstäbe für den Zusammenbau grau gezeichnet. Zur Orientierung sind im Innern die Feldlinien des erzeugten Magnetfeldes skizziert.

alfelderzeugung zu hoch würde. Es kommen für die Erzeugung des Hexapolfeldes deshalb nur Permanentmagnete oder supraleitende Spulen in Frage, normalleitende Spulen benötigten zuviel Platz. Das Hexapolfeld hat kaum Einfluss auf das Plateau, da auf der Achse der Betrag des Hexapolfeldes Null ist. Nur die radiale Ausdehnung des Plateaus hängt geringfügig von der Stärke des Hexapolfeldes ab. Daher muss das Hexapolfeld nicht im Betrieb der Quelle angepasst werden.

Wie in Abbildung 3.1 zu sehen, wird das Hexapolfeld von einem Ring aus 24 Permanentmagneten erzeugt, der um die Plasmakammer herum liegt. Sechs Permanentmagnete sind abwechselnd radial nach innen und außen magnetisiert. Zwischen diesen Polsegmenten liegen jeweils drei weitere Segmente, so dass ein geschlossener Ring von Permanentmagneten entsteht. Die Magnetisierungsrichtungen dieser zusätzlichen Segmente sind so angeordnet, dass die Magnetisierung sich von Magnet zu Magnet langsam von einem Pol zum nächsten dreht. Durch dieses geschlossene Halbach-Design [Hal80] kann bei gleichem radialen Platzbedarf ein wesentlich stärkeres Hexapolfeld erzeugt werden als nur durch sechs Polsegmente. Die Permanentmagnete werden in einen 0,5 mm dicken Aluminiumhohlzylinder geschoben und miteinander verklebt. Der Aluminiumzylinder verbleibt um den Permanentmagnetring, um ihn zu stabilisieren. Der Innenradius des Hexapols beträgt 41 mm, der Außenradius 75 mm.

Da die beim Zusammenbau der einzelnen Permanentmagnete auftretenden großen Kräfte von der mit dem Bau des Hexapols beauftragten Firma nicht beherrscht

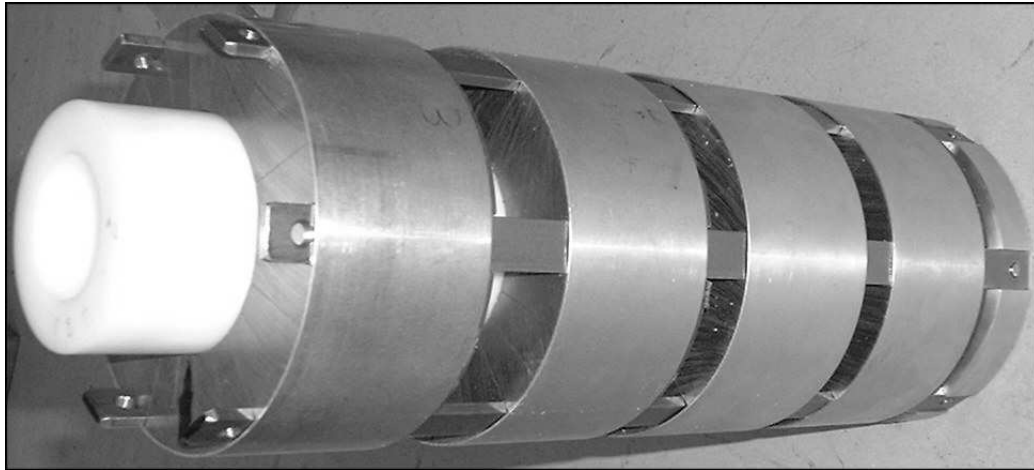


Abbildung 3.2: Zusammenbau des Hexapols. Vier der fünf Teilstücke des Hexapols sind bereits auf den Titanschienen aufgereiht. Das weiße Kunststoffrohr dient während des Zusammenbaus dazu, die Teilstücke in einer Linie zu halten, es wird nach dem Verschrauben des zweiten Aluminiumringes herausgezogen.

werden konnten, wurde der insgesamt 360 mm lange Hexapol in fünf 72 mm langen Teilstücken gefertigt und anschließend in einem Käfig aus sechs Titanstangen und zwei Aluminiumringen zusammengebaut. Dazu wurden die Titanstangen, wie in Abbildung 3.2 zu sehen, an einem der Aluminiumringe befestigt und die Teilstücke des Hexapols aufeinander gestapelt, wobei die Titanstangen als Führungsschienen benutzt wurden. Jeder vierte Permanentmagnet musste etwas gekürzt werden, um Platz für die Titanstäbe zu schaffen. Diese Aussparungen reduzieren nach Berechnungen mit dem Programm MAFIA²⁵ [CST99] die Feldstärke des Hexapols nur unmerklich. Anschließend müssen die einzelnen Segmente gegen eine abstoßende Kraft von etwa 5000 N zusammengepresst und dann mit dem zweiten Aluminiumring, der wie der erste Ring mit den Enden der Titanstäbe verschraubt wird, fixiert werden.

Um ein möglichst starkes Hexapolfeld zu erzeugen, wird ein Permanentmagnetmaterial aus Neodym, Eisen und Bor²⁶ mit einer sehr großen Remanenzmagnetisierung von 1,39 T verwendet. Dieses Material hat wie alle Materialien mit hoher Remanenz den Nachteil, dass seine magnetische Härte mit steigender Temperatur stark abnimmt. Die maximale Betriebstemperatur wird vom Hersteller mit 100 °C angegeben, bei starken der Magnetisierungsrichtung entgegengesetzten Magnetfeldern nimmt die Magnetisierung des Materials aber schon bei wesentlich geringeren Temperaturen deutlich ab. Das stellt vor allem in den inneren Bereichen der Permanentmagnetsegmente mit den Aussparungen eine Gefahr dar, nach Berechnungen mit MAFIA erzeugen die umliegenden Segmente hier ein Gegenfeld zur Magnetisierung von über 1 T, dort sind daher schon bei 60 °C Verluste der Magne-

25. MAFIA steht für Lösung der MAxwellschen Gleichungen mit dem Finite Integration Algorithmus.

Es wurde bei der Konstruktion der PECRIS 5 vor allem für dreidimensionale Berechnungen des statischen Magnetfeldes eingesetzt. Weitere Anwendungen bestanden in der Berechnung des Magnetfeldes der PUMAEX-Spule und der Mikrowelleneinkopplung in die Plasmakammer.

26. N4862 von Magnetic Component Engineering (UK), <http://www.mceproducts.com>.

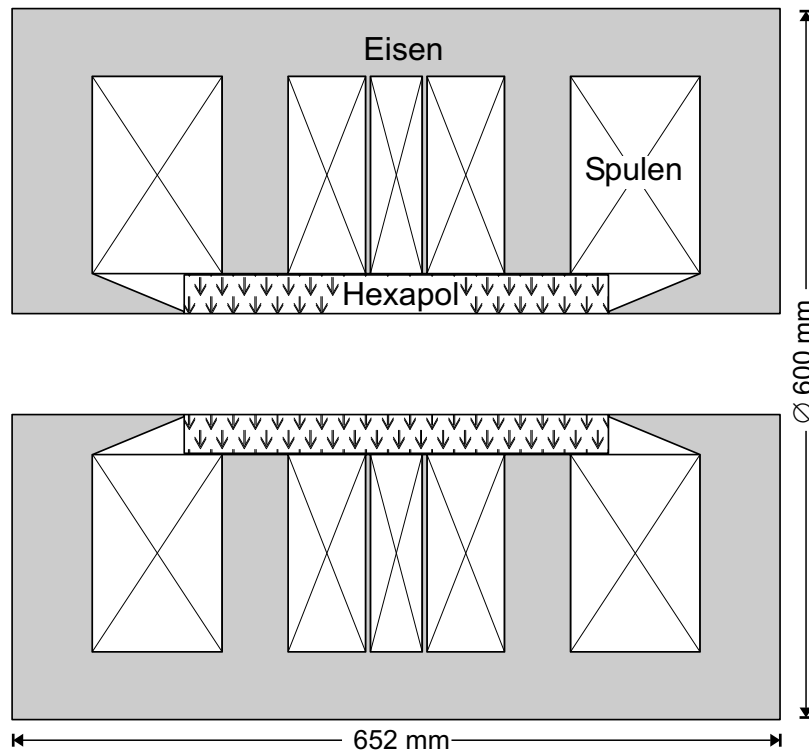


Abbildung 3.3: Längsschnitt durch die Magnetstruktur der PECRIS 5.

tisierung möglich. Da der Hexapol direkt die vom Plasma aufgeheizte Plasmakammer umgibt, macht die Temperaturempfindlichkeit eine sehr gute Kühlung und Temperaturüberwachung der Plasmakammer notwendig (vgl. Abschnitt 3.4).

Die gemessene radiale Feldstärke des Hexapols in 3,9 mm Abstand direkt vor den Polsegmenten beträgt im Mittel 1,11 T. Die Feldstärken an den einzelnen Polen der fünf Ringe weichen dabei bis zu $\pm 5\%$ von dem Mittelwert ab. Die dadurch entstehende Asymmetrie des Hexapolfeldes führt zu einer Konzentration der Teilchenverluste auf die Bereiche schwachen Feldes. Dadurch besteht an diesen Stellen eine erhöhte Gefahr der Überhitzung.

3.1.2 Erzeugung des axialen Magnetfeldes

Das axiale Magnetfeld der PECRIS 5 wird wegen der erforderlichen Anpassbarkeit im Betrieb und der höheren erreichbaren Feldstärken nicht mit Permanentmagneten, sondern mit Spulen erzeugt. Es werden wie in Abbildung 3.3 zu sehen fünf Spulen verwendet, deren Ströme separat steuerbar sind. Die Spulen sind aus 18 einzelnen Modulen²⁷ mit jeweils 30 Windungen aufgebaut, die aus Kupferrohren mit einem Innendurchmesser von 6,5 mm und einem quadratischen Außenquerschnitt von 10 mm Kantenlänge gewickelt sind. Die Module sind zur Kühlung parallel an den Hochdruck-Wasser-Kühlkreislauf der Quelle (vgl. Abschnitt 3.4) angeschlossen und werden elektrisch in Serie zu den fünf dargestellten Spulen kombiniert. Die zentrale Spule besteht aus zwei, die beiden anderen inneren Spu-

27. „double pancakes“ von SIGMAPHI, Vannes, Frankreich

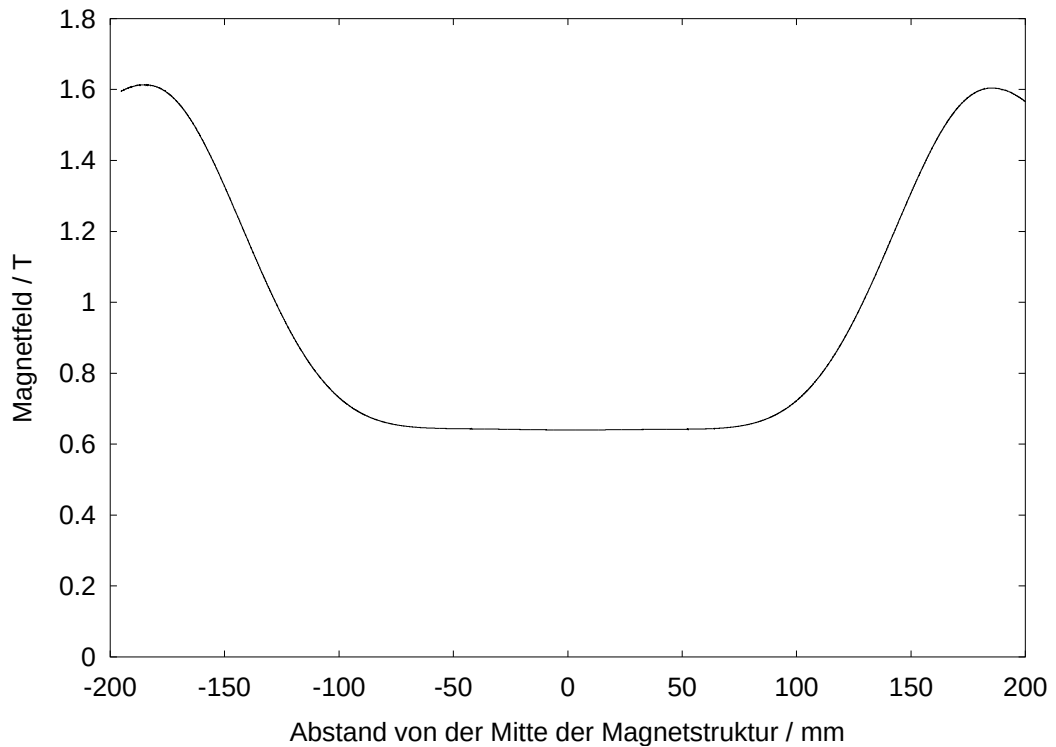


Abbildung 3.4: Magnetfeld auf der Achse der PECRIS 5 bei dem maximalen Strom von 1200 A in den beiden äußeren Spulen. Die Ströme in den drei mittleren Spulen betragen 520 A, 110 A und 520 A. Zur Magnetfeldmessung wurde ein digitales Teslameter (Group3 DTM141-11 + MPT-141-3m) mit einer Genauigkeit von 0.03 % verwendet.

len aus drei und die beiden äußeren Spulen aus fünf Modulen. In der zentralen Spule kann durch drei parallel geschaltete Netzgeräte²⁸ ein Strom von 600 A erzeugt werden, in den beiden anderen inneren Spulen durch drei beziehungsweise 4 parallel geschaltete Netzgeräte²⁸ ein Strom von 600 A bzw. 800 A. Für die innere Spule auf der Extraktionsseite wurde ein Netzgerät mehr vorgesehen, um die unten beschriebene Absenkung des Plateaus beim Reduzieren des magnetischen Einschlusses auf der Extraktionsseite ausgleichen zu können. Die äußeren Spulen werden jeweils von drei parallel geschalteten Netzgeräten²⁹ mit einem Strom von bis zu 1200 A versorgt.

Die beiden äußeren Spulen erzeugen an den Enden der Plasmakammer, wie in Abbildung 3.4 zu sehen, magnetische Spiegel (vgl. Abschnitt 2.2.2). Die drei mittleren Spulen werden zur Formung des Plateaus benötigt. Die mittleren Spulen werden von den äußeren durch zwei 55 mm dicke Eisenscheiben getrennt. Damit wird erstens der Einfluss der sehr starken äußeren Spulen auf den mittleren Teil der Plasmakammer reduziert. Das Plateau kann mit den mittleren Spulen relativ unabhängig von den äußeren Spulen geformt werden. Aufgrund des Hexapols ist der Innenradius der Eisenscheibe aber deutlich größer als der der Plasmakammer. Die Trennung der Einflussbereiche von mittleren und äußeren Spulen ist daher nur

28. Delta Elektronika, Niederlande: SM-200 D, 3 kW, 0-15 V, 0-200 A.

29. Controls Regatron: TC.P.20.50.400.5, 60 kW, 0-50 V, 0-400 A.

unvollständig. Eine Veränderung des Magnetfeldes der äußeren Spulen wirkt sich auch auf das Plateau aus, was den Plateaubetrieb der Quelle merkbar erschwert.

Zweitens bilden die Eisenscheiben zusammen mit der außen liegenden Eisenstruktur und dem in die Spule bis zum Hexapol hineinreichenden Eisenstück jeweils eine fast geschlossene Ummantelung um die äußeren Spulen. Diese Eisenjoche werden von dem Feld der äußeren Spulen magnetisiert und schirmen das Feld nach außen ab. In der Öffnung der Joche im Innern der Magnetstruktur tritt das von Eisen und Spule erzeugte Feld hervor und erzeugt an den Enden der Plasmakammer sehr hohe Feldstärken. Das Eisen verstärkt also das Magnetfeld der Spulen und konzentriert es an dem gewünschten Ort. Wichtig für die Feldstärke in der Plasmakammer ist dabei vor allem die Form des in die Spule hineingreifenden Eisenstücks, die daher sorgfältig durch Magnetfeldberechnungen mit dem Programm MAFIA [CST99] optimiert wurde. Die in Abbildung 3.3 zu sehende spitz zulaufende Form erzeugte in diesen Berechnungen die größte Feldstärke auf der Achse der Plasmakammer. Glücklicherweise lässt diese Form Platz für den zunächst nicht vorgesehenen Käfig des Hexapols. In gleicher Weise sind auch die mittleren Spulen von einem Eisenjoch umgeben, wobei hier der feldverstärkende Effekt eine geringere Bedeutung hat, da die benötigten Feldstärken kleiner sind. Dies wird auch sehr deutlich an der für die Felderzeugung benötigten elektrischen Leistung. Während die äußeren Spulen mit einer elektrischen Leistung von 120 kW betrieben werden, brauchen die drei mittleren Spulen zusammen weniger als 20 kW.

Insgesamt wird mit dieser Spulenkonstruktion ein sehr flexibles axiales Magnetfeld geschaffen. Mit Hilfe der drei mittleren Spulen kann ein ebenes Plateau bei Magnetfeldstärken zwischen 0,60 T und 0,64 T und damit ein Resonanzvolumen für beliebige Frequenzen zwischen 17 und 18 GHz erzeugt werden.

3.1.3 Resonanzvolumen und magnetischer Einschluss

Der magnetische Trog der PECRIS 5 aus Spulenfeld und Hexapolfeld ist in Abbildung 3.5 dargestellt. In dem dunkel gezeichneten Bereich im Zentrum, der eine Länge von 160 mm und einen Radius von 10 mm hat, weicht die Feldstärke um weniger als 0,5 % von der Resonanzfeldstärke ab. Unter Verwendung dieses Kriteriums zur Bestimmung der Resonanzzone ergibt sich ein, als zylinderförmig angenommenes, Resonanzvolumen von 50 cm³. In einer vergleichbaren Standard-EZR-Ionenquelle, der ersten RIKEN 18 GHz Quelle hat die Resonanzzone bei gleichem Kriterium eine Länge von 73 mm [NAM+96]. Die Resonanzzone in dieser Quelle hat näherungsweise die Form der Oberfläche eines Rotationsellipsoids mit einem maximalen Radius von etwa 15 mm. Die Dicke der Resonanzzone beträgt etwa 0,8 mm, auf dieser Strecke ändert sich die Magnetfeldstärke auf der Achse im Bereich der Resonanzfeldstärke um etwa 1 %. Damit ergibt sich ein Resonanzvolumen von 4,6 cm³ also etwa ein Zehntel des Resonanzvolumens der PECRIS 5.

Der Vergleich der Ausdehnung der Resonanzzone auf der Achse fällt noch deutlicher zu Gunsten der PECRIS 5 aus. Da die Resonanzoberfläche der RIKEN Quelle

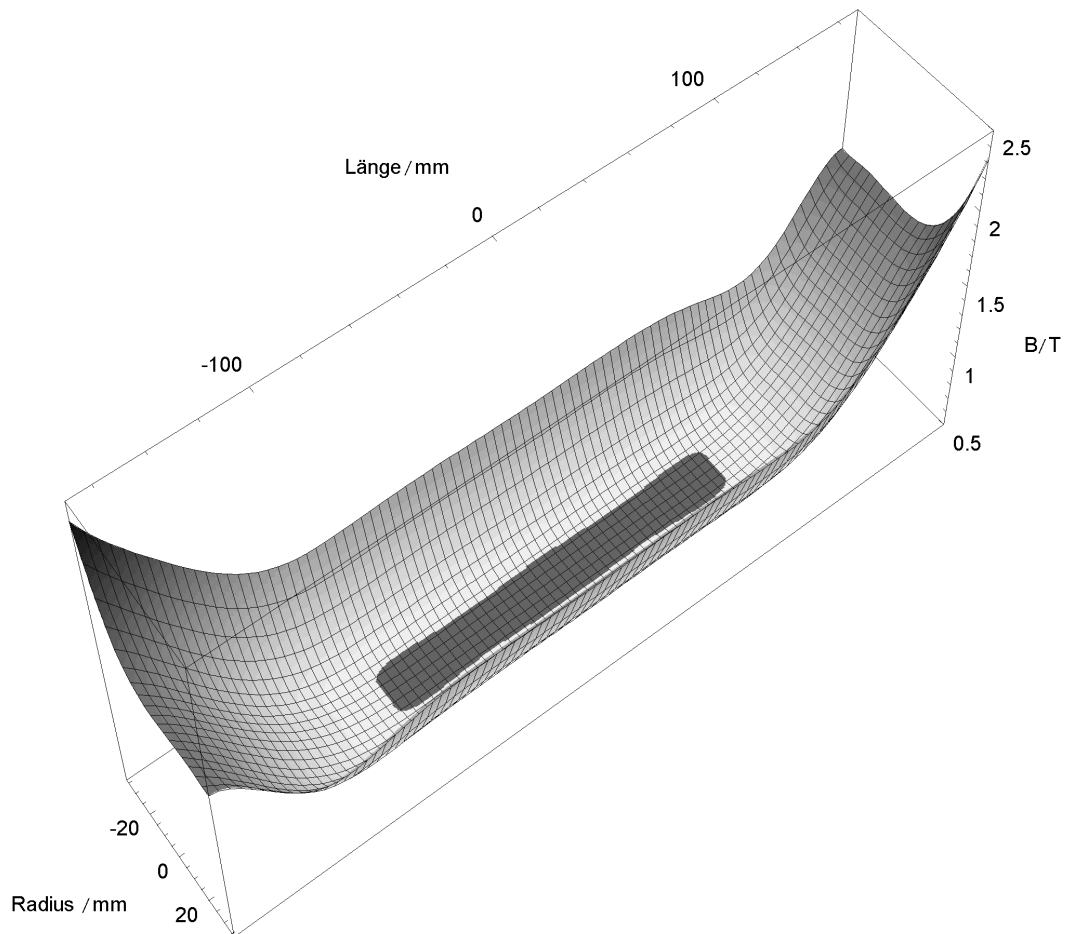


Abbildung 3.5: Magnetischer Trog der PECRIS 5. In dem dunkel gefärbten Bereich im Zentrum weicht die Magnetfeldstärke um höchstens 0,5 % von der Resonanzfeldstärke bei 17,6 GHz ab, für die das Plateau in diesem Fall optimal eingestellt ist.

die Achse nur an zwei Stellen schneidet, kann höchstens von einer Ausdehnung von 2 mm auf der Achse gesprochen werden, wogegen das Plateau der PECRIS 5 80 mal länger ist.

Mit den äußeren Spulen wird auf der Achse ein guter magnetischer Einschluss erreicht. Das maximale Magnetfeld auf der Achse beträgt 1,6 T, das ergibt ein Spiegelverhältnis von etwa 2,5. Zur Bestimmung des Spiegelverhältnis abseits der Achse muss das vollständige Feld von Spulen und Hexapol betrachtet werden. Bei der halben Länge der Plasmakammer beträgt die Feldstärke an der Wand der Plasmakammer etwa 1,2 T, es wird also fast ein Spiegelverhältnis von 2 erreicht. Da das Spulenfeld auch radiale Anteile hat, wird das Magnetfeld an jedem Pol des Hexapols in der einen Hälfte der Plasmakammer abgeschwächt und in der anderen verstärkt, wobei die abgeschwächte und verstärkte Seite von Pol zu Pol wechseln. In Abbildung 3.5 ist hinten rechts und vorne links eine Absenkung des Feldes zu erkennen, die auf diesem Effekt beruht. An den schwächsten Stellen beträgt das Magnetfeld an der Wand der Plasmakammer 1,05 T, was einem Spiegelverhältnis von nur 1,7 entspricht. Leider treffen an jedem Pol auf der abgeschwächten Seite die Feldlinien aus dem Plasmakern auf die Zylinderwand der Plasmakammer (vgl. Abbildung 2.7), die schwächsten Stellen liegen in den Verlustflächen des Plasma-

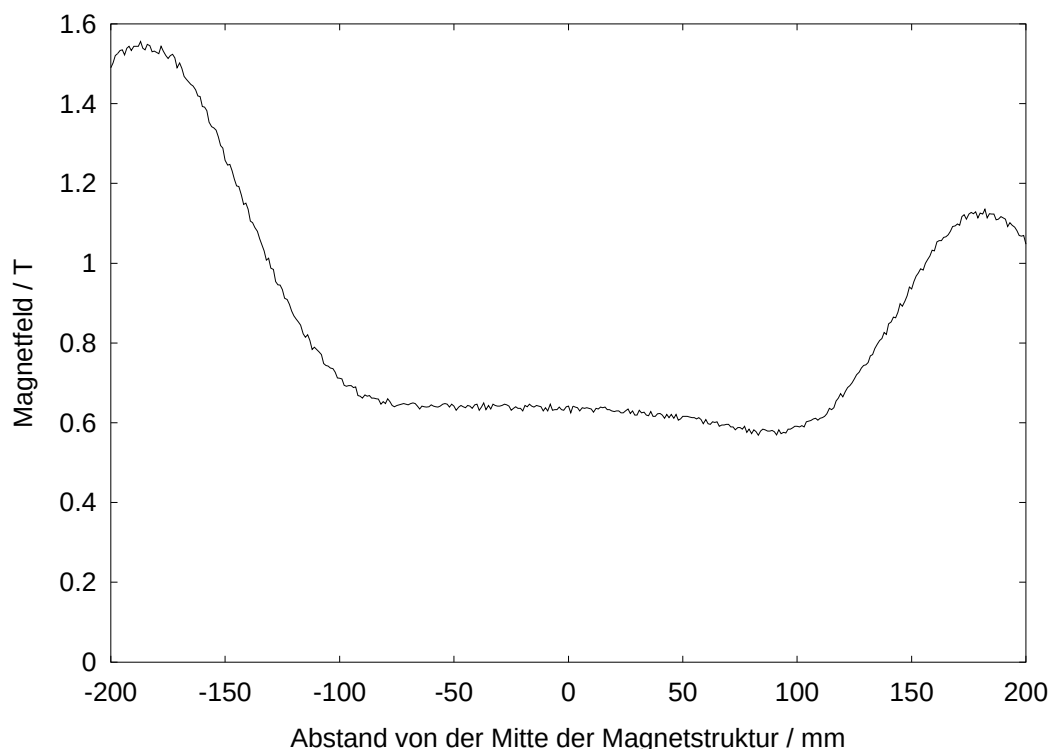


Abbildung 3.6: Magnetfeld auf der Achse der PECRIS 5 bei einem Strom von nur 800 A in der äußeren Spule auf der Extraktionsseite der Quelle. Dadurch wird der Einschluss zwecks einer verbesserten Extraktion reduziert, gleichzeitig wird aber auch das Magnetfeld in einem Teil des Plateaus abgesenkt und das Plateau dadurch um mehr als 50 mm verkürzt. Die hier gezeigte Messung wurde mit einem älteren, ungenaueren Gaussmeter (Bell 620) durchgeführt, als die in Abbildung 3.4 gezeigte, was das deutlich stärkere Rauschen erklärt.

kerns (vgl. Abbildung 2.8 auf Seite 26). Das schlechte Spiegelverhältnis führt also zu einem hohen Teilchenverlust des Plasmakerns in diesem Bereich.

Durch den intensiven Teilchenbeschuss wird die Wand hier stark aufgeheizt und muss gekühlt werden. Die Stellen mit dem schlechtesten Spiegelverhältnis liegen auf der radialen Wand der Plasmakammer etwa 50 mm vom Ende der Kammer entfernt. Die Stellen mit der stärksten Aufheizung liegen 20-30 mm näher am Ende der Plasmakammer, da die Feldlinien aus dem inneren Bereich des Plasmakerns, der die höchste Teilchendichte aufweist, weiter zum Ende der Plasmakammer auf die Wand treffen als die Feldlinien aus den Randbereichen des Plasmakerns. Trotz der Kühlung entstanden in diesem Bereich durch den Plasmabeschuss mehrfach Löcher in der 1,65 mm dicken Stahlwand, was schließlich auch zu einem starken Magnetisierungsverlust des Hexapols geführt hat.

Das Problem der Abschwächung bestimmter Bereiche ist bei der Überlagerung von axialem Feld und Hexapolfeld unvermeidbar. Ein stärkerer Hexapol wäre sehr wünschenswert, um überall ein ähnlich hohes Spiegelverhältnis wie auf der Achse zu erreichen.

Zur Extraktion der Ionen muss das Magnetfeld an der Extraktionsöffnung gezielt etwas reduziert werden. Wie in Abschnitt 2.3.3 beschrieben hängt die Größe der Reduktion vom erwünschten Ladungszustand ab. Eine Verkleinerung des Feldes

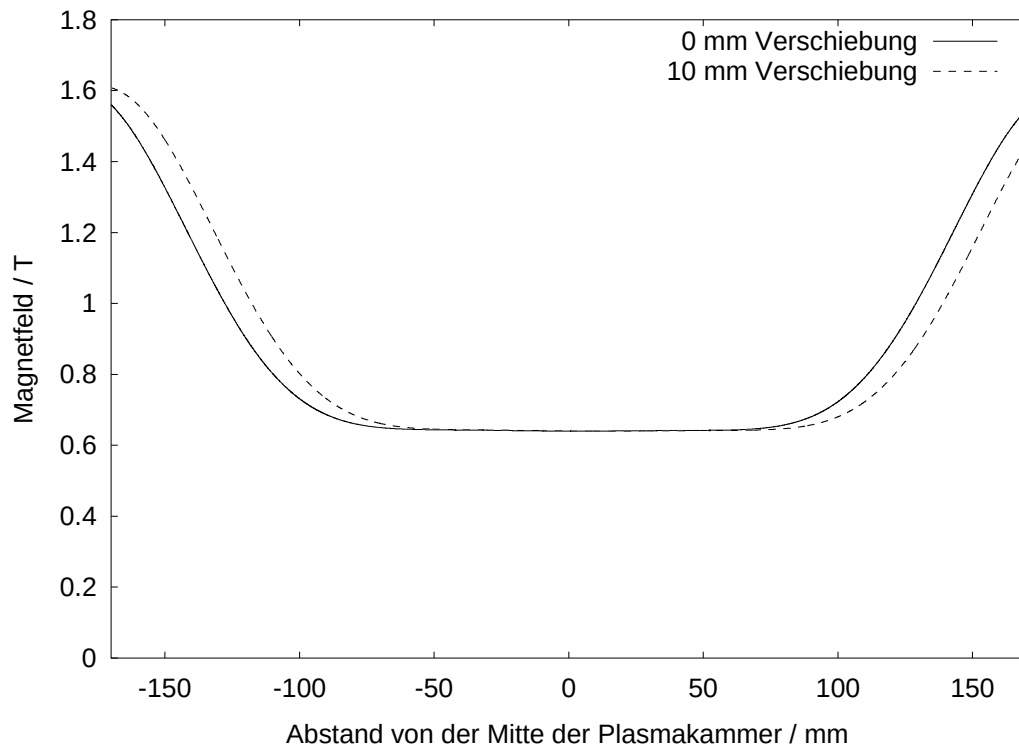


Abbildung 3.7: Verschiebung der Magnetstruktur gegenüber der Plasmakammer in Richtung der Extraktionsseite. Die Enden der 340 mm langen Plasmakammer fallen mit den Grenzen des Graphen zusammen.

kann durch einen kleineren Strom in der äußeren Spule auf der Extraktionsseite der Quelle erreicht werden. Bei einer starken Verkleinerung des Stroms in dieser Spule wird aber auch das Plateau so verformt, dass diese Änderung nicht mit den mittleren Spulen ausgeglichen werden kann (siehe Abbildung 3.6). Schon eine geringe Veränderung des Plateau, die ausgeglichen werden könnte ist sehr unerwünscht, da ein guter Plateaubetrieb schwer zu finden ist (vgl. Abschnitt 2.2.3 und Abschnitt 4.1.2).

Um das Magnetfeld auf der Extraktionsseite ohne Verformung des Plateaus zu ändern, ist die ganze Magnetstruktur gegenüber der Plasmakammer verschiebbar. Wie in Abbildung 3.7 zu sehen, kann durch eine Verschiebung der Magnetstruktur in Richtung der Extraktionsseite das Magnetfeld an der Extraktionsöffnung reduziert werden. Die Verschiebung der Magnetstruktur hat bis zu einem Wert von 15 mm einen weiteren Vorteil. Während das Magnetfeld an der extraktionsseitigen Wand der Plasmakammer mit zunehmender Verschiebung abnimmt, steigt das Feld auf der Injektionsseite an, da die Plasmakammer mit einer Länge von 340 mm kleiner ist als der Abstand der Magnetfeldmaxima auf der Achse, der etwa 370 mm beträgt.

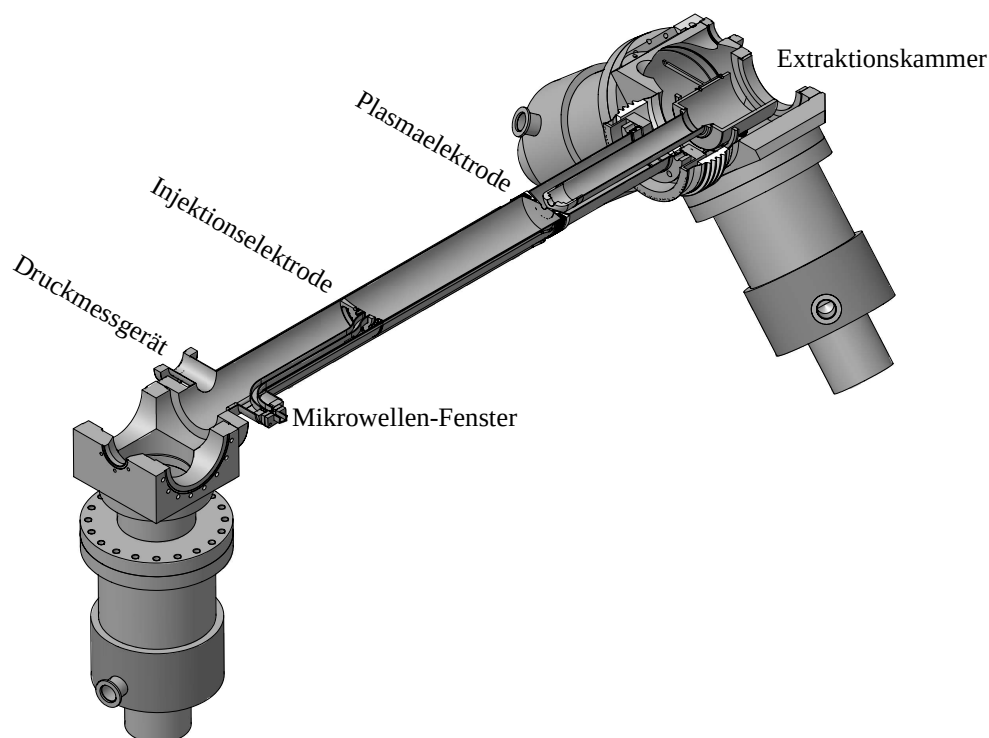


Abbildung 3.8: Längsschnitt durch das Vakuumrohr der PECRIS 5. Rechts vorne ist die Injektionsseite der Quelle mit dem Hohlleiter für die Mikrowellenzufuhr zu sehen. Von den zwei Turbomolekularpumpen auf der Injektionsseite ist nur eine dargestellt, die zweite Pumpe ist gegenüber der dargestellten angeordnet. Auf der Extraktionsseite rechts hinten sind beide an der Extraktionskammer angeschlossenen Pumpen zu sehen.

3.2 Vakuumapparatur

Innerhalb der Magnetstruktur der PECRIS 5 liegt die zylindrische Plasmakammer aus Edelstahl. Um das Magnetfeld des Hexapols möglichst gut für den Plasmaeinschluss zu nutzen, wurde der Innendurchmesser der Kammer mit 72,9 mm so groß wie möglich gewählt. Zwischen der Plasmakammer, deren Außenradius 76,2 mm beträgt, und dem Hexapol bleibt ein Freiraum von 2,9 mm, der für die Kühlung der Kammer (siehe Abschnitt 3.4) und die PUMAEX-Spule (siehe Abschnitt 5.2.3) verwendet wird. An den Enden wird die Plasmakammer ebenfalls durch Wände aus Edelstahl begrenzt, die als Injektions- und Plasmaelektrode bezeichnet werden (siehe Abbildung 3.8). Der Abstand von Injektions und Plasmaelektrode variiert bei den verschiedenen gebauten Plasmakammern zwischen 320 mm und 340 mm. Durch die Injektionselektrode werden dem Plasma die Arbeitsgase, aus deren Atomen das Plasma erzeugt wird, und die Mikrowellenleistung zugeführt. In der Plasmaelektrode ist nur eine zentrale Öffnung, durch die die Ionen extrahiert werden.

Die Arbeitsgase werden über ein dünnes Edelstahlrohr zur Injektionselektrode geführt. Der Zufluss aus zwei Gasflaschen kann über zwei mechanische Ventile³⁰ gesteuert werden. So kann gleichzeitig mit zwei unabhängig voneinander regelbaren Gasen gearbeitet werden. Meistens wird neben dem zu ionisierenden Gas Sau-

erstoff zugeführt, um die Ionenproduktion zu verbessern (vgl. Abschnitt 2.3.1). Die mechanischen Ventile bieten leider nur eine schlecht reproduzierbare Einstellbarkeit der Gasdurchflüsse. Sie wurden wegen ihrer kurzen Ansprechzeit dennoch thermischen Ventilen mit besserer Reproduzierbarkeit vorgezogen.

Wie in Abschnitt 2.3.3 beschrieben, muss für die Produktion von hoch geladenen Ionen der Neutralgasdruck in der Plasmakammer sehr gering sein. Im Betrieb wird in der Plasmakammer ein Druck zwischen 10^{-5} und 10^{-7} mbar erzeugt. Der Restgasdruck in der Kammer, der Druck ohne Zufuhr von Gas durch die Ventile, sollte wesentlich niedriger als 10^{-7} mbar liegen, da die Restgasatome und -ionen im Plasma störende Verunreinigungen darstellen. Alle Bauteile des Vakuumaufbaus sind daher entweder verschweißt oder durch Metalledichtungen³¹ miteinander verbunden. Die einzige Ausnahme stellt das Mikrowellenfenster (siehe Abschnitt 3.3) dar, das mit einem Viton-O-Ring abgedichtet ist.

Zur Erzeugung und Aufrechterhaltung des Vakuums in der Plasmakammer werden vier etwa gleich starke Turbomolekularpumpen mit einer Gesamtsaugleistung von 1400 l/s verwendet, zwei davon auf der Injektions- und zwei auf der Extraktionsseite der Quelle. Das Rohr der Plasmakammerwand wird außerhalb der Injektions- und Plasmaelektrode mit gleichem Durchmesser fortgesetzt bis zu den Pumpenkammern auf beiden Seiten der Magnetstruktur. Durch den großen Durchmesser dieser Verbindung zwischen Plasmakammer und Vakuumpumpen wird ein relativ kleiner Strömungswiderstand erreicht, damit ein möglichst großer Teil der Saugleistung der Vakuumpumpen auf das Plasmakammervolumen wirkt. Aus dem gleichen Grund ist die Injektionselektrode mit 45 Pumpöffnungen versehen (vgl. Abbildung 3.9). Auf die Injektionselektrode kann aber nicht zugunsten eines geringeren Strömungswiderstandes ganz verzichtet werden. Die Wandfläche der Elektrode ist für die Sekundärelektronenproduktion und als Abschluss des Mikrowellenresonators, den die Plasmakammer darstellt (siehe Abschnitt 3.3), sehr wichtig.

Auf der Extraktionsseite kann die Plasmakammer nur durch die Extraktionsöffnung abgepumpt werden. Weitere Öffnungen in der Plasmaelektrode sind nicht vorhanden, da das elektrische Feld zwischen Plasma- und Extraktionselektrode auch durch diese Öffnungen Ionen extrahieren würde. Dadurch würden viele Ionen auf die Extraktionselektrode prallen und die Gefahr von Hochspannungsüberschlägen stiege.

Aufgrund dieser Einschränkungen erreicht tatsächlich nur ein relativ kleiner Teil der Saugleistung die Plasmakammer. B. Albers berechnet in seiner Diplomarbeit, dass die Plasmakammer von der Injektionsseite mit einer Saugleistung von 50 l/s, von der Extraktionsseite mit nur 8 l/s abgepumpt wird [Alb03,S.33ff]. Innerhalb der Magnetstruktur kann aus Platzgründen kein Druckmessgerät installiert werden, der Druck in der Plasmakammer kann daher nicht direkt gemessen werden. Das am nächsten an der Plasmakammer liegende Druckmessgerät³² befindet sich auf der

30. Varian: Variable leak valve model 951-5106.

31. CF-Flansche.

32. Leybold: SKY Smart Sensor IR090 Hot Ion Combi Gauge 120 94.

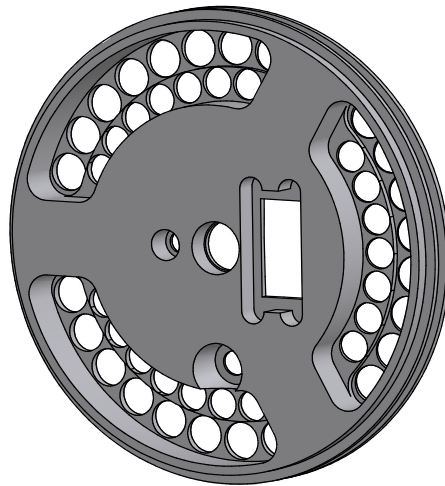


Abbildung 3.9: Ansicht der Injektionselektrode von der dem Plasma abgewandten Seite. Die im Außenbereich in zwei Kreisen angeordneten Pumpöffnungen sind in drei Gruppen unterteilt, damit keine Pumpöffnungen auf der sternförmigen Verlustfläche des Plasmakerns liegen. Um die Pumpöffnungen herum sind insgesamt drei Vertiefungen in die Injektionselektrode geschnitten. Dadurch beträgt die Wandstärke im Bereich der Öffnungen nur etwa 1 mm, was zu einem relativ geringen Strömungswiderstand der Öffnungen führt.

Weiter sind die rechteckige Öffnung für den Mikrowellen-Hohlleiter, die zentrale Öffnung für eine Biased Disk oder zur Elektroneninjektion, die Öffnung für eine Oberflächenkathode links von der zentralen Öffnung und die Öffnung für den Bleiofen unterhalb der zentralen Öffnung zu sehen

Injektionsseite kurz vor der Pumpenkammer. Sofern nicht anders angegeben, sind alle Druckangaben in dieser Arbeit, die sich auf den Quellenbetrieb beziehen, mit diesem Gerät gemessene Werte.

Mit dem gemessenen Druck p_0 kann bei bekanntem Gasfluss G von der Plasmakammer zur Injektionsseite der Druck in der Plasmakammer p_1 berechnet werden [Die58]:

$$p_1 = p_0 + G W \quad (3.1)$$

Dabei ist W der Strömungswiderstand zwischen Plasmakammer und dem Ort der Druckmessung, welcher näherungsweise dem Widerstand zwischen Plasmakammer und Vakuumpumpen auf der Injektionsseite $W = 0,016 \text{ s/l}$ entspricht [Alb03,S.34].

Der Gasfluss von der Plasmakammer zur Injektionsseite kann aus der bekannten Saugleistung S der Vakuumpumpen und dem Druck an den Pumpen abgeschätzt werden. Da der Strömungswiderstand zwischen Druckmessung und Vakuumpum-

pen auf der Injektionsseite klein ist, wird für den Druck an den Pumpen der gemessene Druck p_0 benutzt. Für den Gasfluss durch die Vakuumpumpen gilt:

$$G = p_0 S \quad (3.2)$$

Im Betrieb der Quelle kann angenommen werden, dass der Gasfluss aus der Plasmakammer in Richtung Injektionsseite dem Fluss durch die dortigen Vakuumpumpen entspricht, von den Wänden zwischen Plasmakammer und Vakuumpumpen kommendes Gas kann vernachlässigt werden. Dies gilt nicht mehr, wenn der Plasmakammer kein Gas zugeführt wird. Der Restgasdruck in der Plasmakammer kann daher mit dieser Methode nicht bestimmt werden. Durch Einsetzen von Gleichung 3.2 in Gleichung 3.1 folgt:

$$p_1 = p_0(1 + S W) \quad (3.3)$$

Die Saugleistung der Vakuumpumpen auf der Injektionsseite beträgt 720 l/s, damit hat die Klammer in Gleichung 3.3 für die Injektionsseite der PECRIS 5 einen Wert von 12,52. Der Druck in der Plasmakammer beträgt also etwas mehr als das Zehnfache des auf der Injektionsseite gemessenen Drucks. Dies ist jedoch nur eine grobe Abschätzung, je geringer die Gaszufuhr, desto größer ist der Einfluss der von den Wänden im Injektionsbereich ausgasenden Atome. Der tatsächliche Gasfluss durch die Injektionselektrode ist dadurch geringer als in Gleichung 3.2 berechnet. Der Faktor zwischen gemessenem Druck und Druck in der Plasmakammer wird dadurch bei sehr kleinem Druck immer geringer.

Die Extraktion von Ionen aus dem Plasma stellt ebenfalls ein Abpumpen von Gaspartikeln aus der Plasmakammer dar. Der Einfluss dieser Ionenpumpe auf den Gasdruck zeigt sich daran, dass beim Einschalten der Extraktionsspannung bei brennendem Plasma das Druckmessgerät auf der Injektionsseite einen deutlichen Druckabfall registriert.

Die Pumpen auf der Extraktionsseite haben vor allem die Funktion, den Extraktionsbereich und die Vakuumkammer im anschließenden Separationsmagneten abzupumpen. Auch hier ist ein geringer Restgasdruck wichtig. Zum einen damit zwischen Extraktions- und Plasmaelektrode eine hohe Spannung angelegt werden kann, ohne dass es zu Überschlügen kommen kann. Zum anderen damit der Ionenstrahl nicht durch zu viele Stöße mit Restgasatomen an Intensität verliert. Zur Überwachung des Drucks im Extraktionsbereich ist in der Pumpenkammer ein Druckmessgerät vom gleichen Typ wie auf der Injektionsseite installiert.

Hinter dem Separationsmagneten befindet sich eine weitere durch Turbomolekularpumpen evakuierte Kammer, in der die Ionenströme gemessen werden. Auch hier ist ein Druckmessgerät vorhanden.

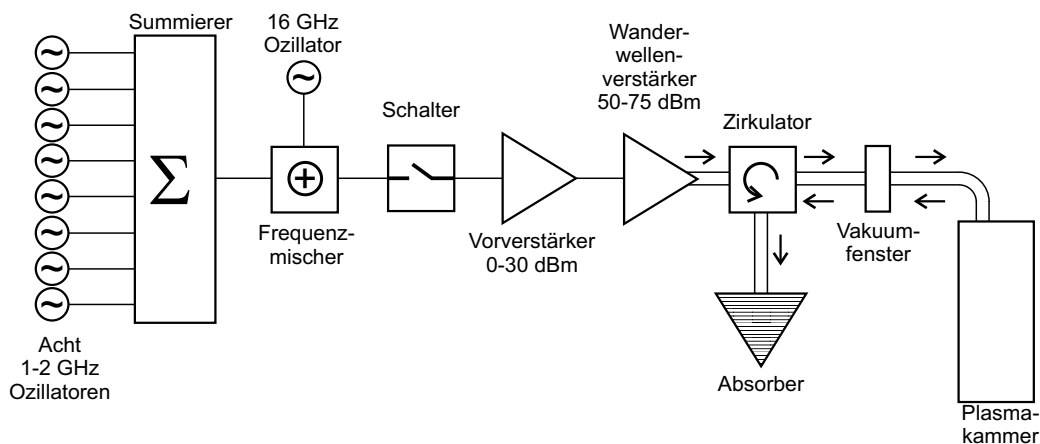


Abbildung 3.10: Schema des Mikrowellensystems der PECRIS 5. Dämpfungsglieder zur Leistungsanpassung und Filter, die die beim Mischen entstehende unerwünschte Frequenzen dämpfen, sind nicht dargestellt.

3.3 Mikrowellensystem

3.3.1 Erzeugung der Mikrowellenfrequenzen

Für die PECRIS 5 sollten bis zu acht einzeln verstellbare Mikrowellenfrequenzen zur EZR-Heizung gleichzeitig zur Verfügung stehen. Zur Frequenzerzeugung werden acht Festkörperoszillatoren³³ verwendet (siehe Abbildung 3.10), die einzeln an- und abgeschaltet werden können und deren Frequenzen jeweils zwischen 1 und 2 GHz variiert werden kann. Diese Frequenzen werden in einem Summierer³⁴, der die Amplituden der ankommenden Mikrowellen addiert, zusammengeführt. In dem folgenden Mischer³⁵ werden die Frequenzen um 16 GHz erhöht, so dass die gewünschten Frequenzen zwischen 17 und 18 GHz entstehen. Sowohl hinter dem Summierer als auch dem Mischer sind Frequenzfilter platziert, die bei den Mischvorgängen entstehende unerwünschte Frequenzen unterdrücken. Der anschließende Schalter³⁶ bietet die Möglichkeit die Mikrowelle sehr schnell abzuschalten, um Ionenstrompulse durch den Afterglow-Effekt zu erzeugen.

Es folgt ein Festkörper-³⁷ und ein Wanderwellenverstärker³⁸ mit einer maximalen Ausgangsleistung von 500 W, wobei sich diese Leistung auf die einzelnen Frequenzen aufteilt. Bis zu diesem Hauptverstärker werden für die Verbindung der einzelnen Bauteile flexible Koaxialleiter³⁹ verwendet. Für alle Verbindungen ab

33. Emhiser Micro-Tech EVCO-04 108/208-00

34. Microwave Communications Laboratories Inc. (MCLI) PS8-3

35. MITEQ DMX0418L

36. Hittite Microwave Corporation HMC221

37. DBS Microwave Inc. DB00-0565

38. DBS 500 Watt Compact Medium Power Amplifier von CPI, Model No. VZU-6995AY.

39. Koaxialleiter und SMA Steckverbindungen.

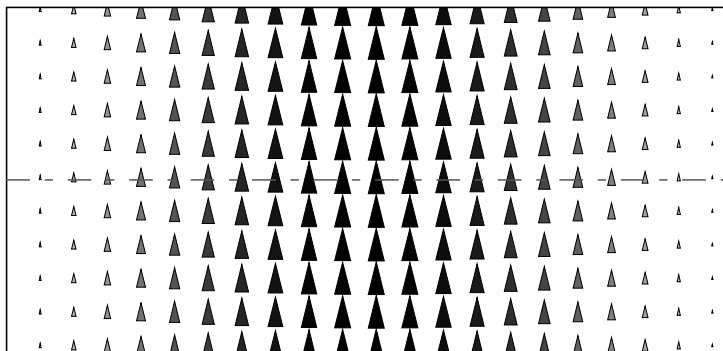


Abbildung 3.11: Elektrisches Feld der H_{01} -Mode in einem Rechteckhohlleiter. Gezeigt ist ein Querschnitt durch den Hohlleiter.

dem Hauptverstärker werden Hohlleiter eingesetzt, die die Mikrowellenleistung verlustärmer als Koaxialleiter transportieren [MG92,S.K6+K25]. Zwischen 17 und 18 GHz ist in den benutzten Rechteckhohlleitern⁴⁰ nur die H_{01} -Mode (Vgl. Abbildung 3.11) ausbreitungsfähig, so dass es zu keiner Konversion in andere Hohlleitermoden kommen kann.

Da das Plasma nicht in jedem Fall die ganze Mikrowellenleistung absorbiert, wird abhängig von der Frequenz und dem Plasmazustand ein mehr oder weniger großer Teil der Mikrowellenleistung reflektiert und läuft in dem Hohlleiter zurück. Da die reflektierte Leistung nicht in den Hauptverstärker gelangen darf, ist vor dem Ausgang des Verstärkers ein Zirkulator eingebaut, der die reflektierte Leistung in einen Absorber umlenkt. Zirkulator und Absorber sind so ausgelegt, dass sie die gesamte Ausgangsleistung des Hauptverstärkers sicher ableiten können.

Das letzte wichtige Bauteil vor der Plasmakammer ist das Vakuumfenster⁴¹, das den belüfteten Teil des Hohlleiters vom evakuieren Teil trennt. Dieses Fenster darf keinem direkten Beschuss von Teilchen aus dem Plasma ausgesetzt sein. Zum einen könnten sich Metallatome, die durch das Plasma von den Wänden der Plasmakammer abgelöst werden, ablagern und so eine leitfähige Beschichtung bilden, was zu einer Reflexion der Mikrowelle am Fenster führte. Zum anderen würde das Fenster eventuell vom Plasma zu stark aufgeheizt. Daher ist das Vakuumfenster ein Stück von der Plasmakammer entfernt hinter einer 90°-Biegung des Hohlleiters platziert (vgl. Abbildung 3.8). Zusätzlich wird das Fenster von außen mit Wasser gekühlt. Das Fenster selbst besteht zwar aus Quarzglas, ist also sehr hitzebeständig, dies gilt aber nicht für den Klebstoff mit dem es befestigt ist.

Die dem Plasma zugeführte Leistung sollte ursprünglich mit dem Vorverstärker gesteuert werden. Es zeigte sich aber im Betrieb der Quelle schnell, dass sich die einzelnen Frequenzen bei der Zusammenmischung gegenseitig beeinflussen. Dadurch ist die Leistung der Frequenzen abhängig von der Lage der Frequenzen zueinander. Es wird daher bei einer bestimmten Einstellung des Vorverstärkers dem Plasma keineswegs eine konstante Leistung zugeführt. Die Leistung schwankt

40. Hohlleiter R140 (WR 62): Innenmaße: 15,8 x 7,9 mm.

41. Firma CPI, Typ VWU-1121.

vielmehr bei Veränderung der Frequenzen. Um dennoch eine frequenzunabhängige Leistung in der Plasmakammer zu erreichen, was sehr wichtig zum Auffinden der besten Hohlraumresonanzen ist, wurde die automatische Leistungsanpassung des Hauptverstärkers benutzt. Diese Leistungssteuerung hat allerdings den Nachteil, dass es bei einer Änderung der Eingangsleistung einige Sekunden dauert, bis die vorgegebene Ausgangsleistung wieder eingestellt ist, was beim Optimieren der Quelle hinderlich ist.

Der größte Mangel des Mikrowellensystems besteht darin, dass die Leistung der einzelnen Frequenzen nicht gesteuert werden kann. Das Leistungsverhältnis der Frequenzen hängt zum einen, wie oben beschrieben, von Effekten bei der Mischung der Frequenzen ab, zum anderen von der Frequenzabhängigkeit des Hauptverstärkers. Die Verstärkung des Hauptverstärkers nimmt unter 17,3 GHz deutlich ab, so dass zum Beispiel bei zwei benutzten Frequenzen mit 17,1 und 17,9 GHz die höhere Frequenz 90 % der Mikrowellenleistung trägt. Bei Benutzung von vielen Frequenzen wird außerdem die Leistung der einzelnen Frequenzen durch die Aufteilung der Gesamtleistung sehr klein.

Wahrscheinlich aus diesen Gründen konnte im Betrieb der Quelle durch das Hinzuschalten von mehr als zwei Frequenzen fast nie eine Verbesserung der Ionenströme erzielt werden. Für den erfolgreichen Einsatz der Multifrequenz-Heizung ist vor allem eine Leistungssteuerung der einzelnen Frequenzen und eventuell auch eine höhere Gesamtleistung der Mikrowelle notwendig.

3.3.2 Hohlraummoden der Plasmakammer

Mit der zugeführten Mikrowelle sollen Hohlraummoden der Plasmakammer angeregt werden, um durch die Resonanzüberhöhung mit der gegebenen Leistung möglichst hohe Feldstärken zu erreichen. Zum Erzeugen einer großen Resonanzüberhöhung muss die Plasmakammer einen Hohlraumresonator mit hoher Güte darstellen.

Dazu müssen erstens die ohmschen Verluste der Ausgleichströme der Hohlraummoden in den Wänden der Plasmakammer klein sein. Dem stehen aber die Anforderungen des PUMAEX-Verfahrens entgegen (siehe Abschnitt 5.2.2), das auf eine geringe Leitfähigkeit der Plasmakammerwände angewiesen ist. Die Plasmakammer wird daher aus Edelstahl gefertigt, das eine relativ geringe Leitfähigkeit hat. Um trotzdem eine hohe Resonatorgüte zu erhalten, ist die Innenseite des Plasmakammerrohres sehr gut poliert⁴². Da die Wandströme der Hohlraummoden aufgrund des Skin-Effektes [MG92,S.B13] in einer nur etwa 1 μm dünnen Schicht⁴³ an der Oberfläche der Wände fließen, wird durch die Glättung der Oberfläche die Länge der Stromwege drastisch verkürzt und so die Resonatorgüte der Plasmakammer verbessert.

42. Durch Elektropolieren.

43. Äquivalente Leitschichtdicke: In dieser Tiefe ist der Strom auf den $\frac{1}{e}$ -ten Teil des Stroms an der Oberfläche gefallen.

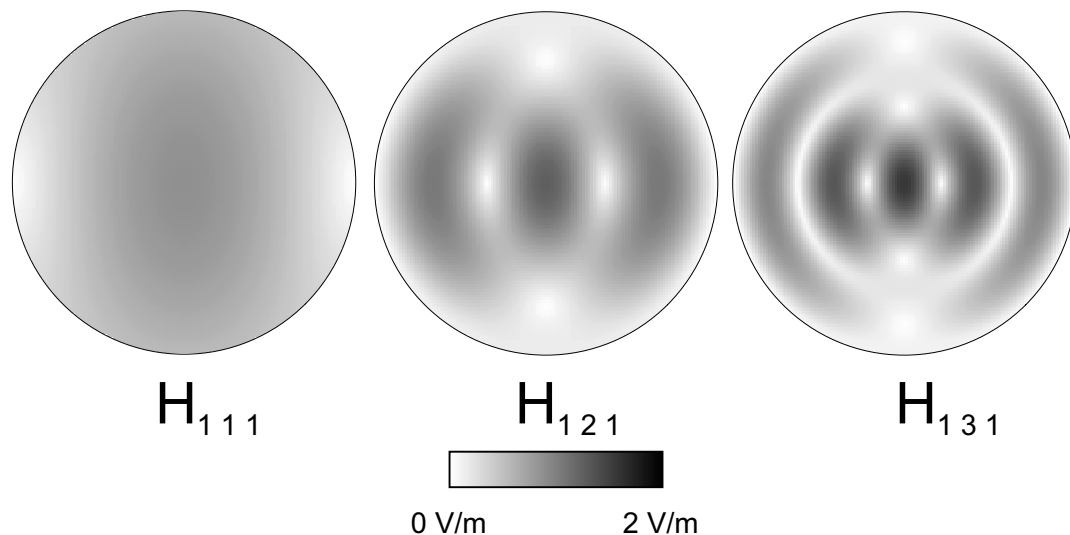


Abbildung 3.12: Elektrische Feldstärke verschiedener $H_{1,R,Z}$ Moden in einer Querschnittsebene durch die Plasmakammer. In dem gesamten Feld jeder Mode ist die gleiche Energie enthalten. Dabei tritt in der $H_{1,1,1}$ -Mode eine maximale Feldstärke von 0,87 V/m, in der $H_{1,2,1}$ -Mode 1,25 V/m und in der $H_{1,3,1}$ -Mode 1,57 V/m auf.

Zweitens verschlechtern Öffnungen in der Plasmakammer, durch die die Mikrowellenfelder austreten können, die Resonatorgüte. Um das zu verhindern, müssen alle notwendigen Öffnungen so klein wie möglich sein, am besten deutlich kleiner als die halbe Wellenlänge ($\lambda[18 \text{ GHz}] = 16,7 \text{ mm}$), und vorzugsweise dort platziert sein, wo nur geringe Wandströme fließen.

Im Gegensatz zu den Monomodens-Plasmakammern ihrer Vorgängerquellen hat die PECRIS 5 aufgrund der größeren Abmessungen der Plasmakammer und der kleineren Wellenlänge der Mikrowelle eine Multimoden-Plasmakammer. Es sind in der Plasmakammer etwa 200 verschiedene Hohlraummoden mit Resonanzfrequenzen zwischen 17 und 18 GHz möglich, aber nur wenige davon eignen sich gut zur EZR-Heizung im Resonanzvolumen der PECRIS 5. Geeignete Hohlraummoden zeichnen sich dadurch aus, dass sie eine hohe elektrische Feldstärke im Bereich des Resonanzvolumens erzeugen. Dabei ist nur der Anteil des elektrischen Feldvektors, der senkrecht zum statischen Magnetfeld steht, von Interesse, denn nur dieser Teil wirkt bei der EZR-Heizung (siehe Abschnitt 2.2.1). Da das Resonanzvolumen auf und in der Nähe der Achse der Kammer liegt und das Magnetfeld dort fast parallel zur Achse ist, sind Hohlraummoden erwünscht, die auf der Achse eine große elektrische Feldstärke senkrecht zur Achse besitzen.

Aus diesem Grund sind H-Moden gegenüber E-Moden zu bevorzugen, da jene im Gegensatz zu E-Moden ausschließlich zur Achse senkrechte Felder aufweisen. Viele E-Moden haben zwar ein elektrisches Feld auf der Achse, jedoch ist dieses zum größten Teil achsenparallel. Besonders geeignet sind $H_{1,R,Z}$ -Moden⁴⁴, da diese als einzige H-Moden direkt auf der Achse eine von Null verschiedene Feld-

44. Die drei Indizes einer Mode geben die Zahl der Feldmaxima in azimuthaler, radialer und axialer Richtung an. Graphische Darstellungen der elektrischen Felder verschiedener Hohlraummoden finden sich in Anhang A.

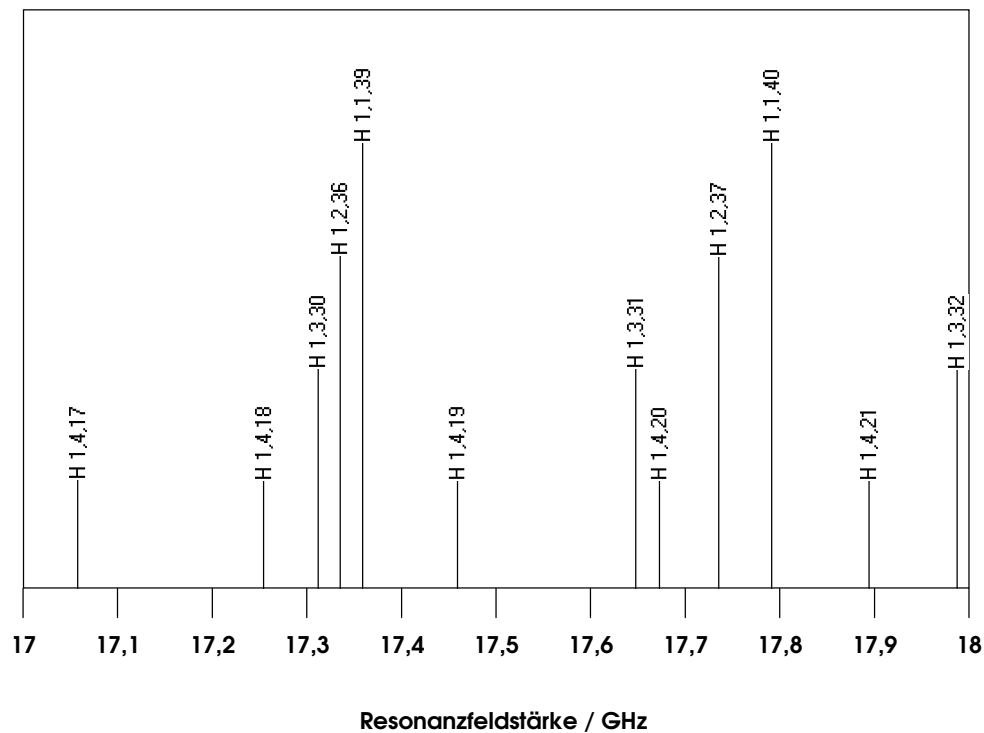


Abbildung 3.13: Resonanzfrequenzen der für die EZR-Heizung im Plateau der PECRIS 5 gut geeignete Moden. Dargestellt sind alle $H_{1,R,Z}$ -Moden mit Resonanzfrequenzen in der Plasmakammer der PECRIS 5 zwischen 17 und 18 GHz. Der Einfluss des Plasmas auf die Moden geht in diese Berechnung der Resonanzfrequenzen nicht ein. Die Höhe der Beschriftungen der einzelnen Frequenzen in Abhängigkeit des radialen Index R dient lediglich der besseren Übersicht.

stärke besitzen. Mit steigendem radialen Index R wird der Bereich hoher elektrischer Feldstärke immer mehr auf bestimmte Bereiche konzentriert, dadurch wird bei gleichem Energieinhalt der Moden die Feldstärke auf der Achse immer größer (siehe Abbildung 3.12). Gleichzeitig wird aber das Feld in anderen Bereichen schwächer, so dass in den radialen Rändern des Plateaubereichs die EZR-Heizung schlechter wird. Es gibt in Simulationen der heißen Elektronen ([And04] mit dem in [Hei02] beschriebenen Verfahren) Hinweise darauf, dass auch in den Randbereichen des Plateaus eine intensive EZR-Heizung wichtig ist, um auch Elektronen mit einer relativistischen Massenzunahme in dem ansteigenden Feld weiter zu heizen und damit gut einzuschließen. Es ist daher schwer zu sagen, ob die Moden mit höherem oder niedrigem R vorteilhafter sind. Es gilt einen auf die Ausdehnung des Plasmakerns abgestimmten Kompromiss zu finden zwischen hoher Feldstärke auf der Achse also möglichst kleinem R und genügender Ausdehnung der Bereiche mit hoher Feldstärke, das heißt größerem R. Diese optimale Mode ist nur experimentell zu bestimmen, da die Ausdehnung des Plasmakerns und die Bedeutung der Heizung der relativistischen Elektronen relativ unsicher ist. Außerdem beeinflusst das Plasma die Hohlraummoden und verzerrt mit seiner inhomogenen Dichteverteilung die Feldstärkeverteilung der Moden, die Feldverteilung der tatsächlichen Moden während des Plasmabetriebs ist somit ebenfalls nicht genau bekannt.

Abbildung 3.13 zeigt alle Resonanzfrequenzen von $H_{1,R,Z}$ in einem idealen Hohlraum mit den Dimensionen der Plasmakammer der PECRIS 5 zwischen 17 und

18 GHz. Die tatsächlichen Resonanzfrequenzen werden durch das Plasma stark beeinflusst, so dass Abbildung 3.13 nur einen ersten Eindruck über die Zahl der Moden liefert. Im Betrieb der PECRIS 5 gilt es, diese Hohlraummoden durch einstrahlen passender Mikrowellenfrequenzen anzuregen, was an einen besonders hohen extrahierten Ionenstrom sichtbar werden sollte.

3.3.3 Optimierung der Hohlraummoden in der Plasmakammer

Dem Übergang von dem Hohlleiter zur Plasmakammer kommt besondere Bedeutung zu bei dem Bemühen möglichst hohe Feldstärken auf der Achse zu erreichen. Ein kontinuierlicher Übergang von dem Rechteckhohlleiter auf die viel größere zylindrische Plasmakammer durch eine langsame Aufweitung und Umformung des Hohlleiters kann zwar bei allen benutzten Frequenzen zu sehr geringen Reflexionen von Mikrowellenleistung in diesem Übergang zurück in den Hohlleiter führen [AL99]. Die Mikrowelle wird jedoch an der gegenüber liegenden Wand der Plasmakammer reflektiert und läuft wiederum fast reflexionsfrei durch den Übergang in den Hohlleiter zurück. Es entsteht dabei eine stehende Welle in der Plasmakammer, nicht aber eine Resonanzüberhöhung. Der Hohlleiter mündet daher ohne vorherige Aufweitung in die Plasmakammer der PECRIS 5. Abhängig von der Mikrowellenfrequenz wird an diesem offenen Hohlleiterende ein mehr oder weniger großer Teil der Mikrowelle reflektiert, es kann aber auch nur ein sehr kleiner Teil der in der Plasmakammer vorhandenen Mikrowellenleistung wieder heraus. So kann eine große Resonanzüberhöhung der Felder in der Kammer erreicht werden.

Die Position der Hohlleiteröffnung in der Injektionselektrode ist entscheidend dafür, welche Hohlraummoden angeregt werden. Es kommt dabei auf die Überlappung der aus dem Hohlleiter austretenden Felder mit den Hohlraummodenfelder an, oder mathematisch formuliert, auf das Skalarprodukt dieser Felder, aufintegriert über die gesamte Plasmakammer [MG92,S.L50]. Dies bedeutet, dass die Hohlleiteröffnung möglichst nahe an Bereichen der Plasmakammer, in denen die erwünschten Moden hohe Feldstärken aufweisen, liegen sollte.

Da Moden auf der Achse angeregt werden sollen, würde die Hohlleiteröffnung am besten auf der Achse positioniert. Die Mitte der Injektionselektrode ist jedoch reserviert für die Injektion von langsamen Elektronen, auf die große Hoffnungen gelegt wurden und alternativ für eine Biased Disk (vgl. Abschnitt 2.2.4 und Abschnitt 4.3).

Um den geeignetsten Platz für die Hohlleiteröffnung abseits der Achse zu finden und die Position und Größe aller Öffnungen in der Plasmakammer zu optimieren, wurde versucht, die Feldstärke der Hohlraumresonanzen auf der Achse zu messen. Für diese Messungen wurde eine Testplasmakammer gebaut, an deren einem Ende eine wenige Millimeter kleine Winkelantenne auf der Achse platziert wurde (siehe Abbildung 3.14). Der zur Achse senkrechte Teil der Antenne wurde parallel zum elektrischen Feldvektor in dem Mikrowellenhohlleiter ausgerichtet (vgl. Abbildung 3.11). Da dieses elektrische Feld die Hohlraummoden in der Plasmakammer anregt, sollten die Moden auf der Achse vor allem elektrische Felder in dieser Richtung aufweisen. Die Wand am anderen Ende konnte ausgetauscht und

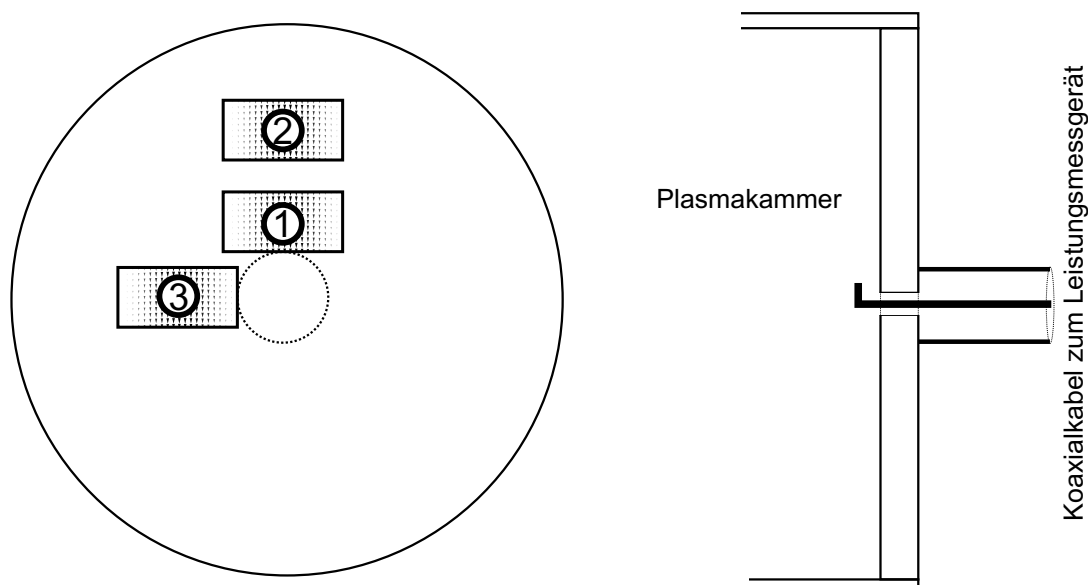


Abbildung 3.14: Links: Getestete Positionen der Hohlleiteröffnung in der Injektionselektrode. Der markierte Bereich in der Mitte war für die Elektroneninjektion reserviert. Rechts: Antenne zur Messung der Feldstärke der Hohlraummoden auf der Achse der Plasmakammer.

so verschiedene Positionen des Hohlleiters, die in Abbildung 3.14 gezeigt sind, getestet werden.

Die von dieser Antenne aufgenommene Mikrowellenleistung wurde mit einem Mikrowellen-Leistungsmessgerät⁴⁵ gemessen und wie in Abbildung 3.15 gegen die eingestrahlte Mikrowellenfrequenz aufgetragen. Zwischen 16,9 und 18,1 GHz werden so eine Reihe von unterschiedlich starken Hohlraumresonanzen sichtbar. Die gemessene Mikrowellenleistung wird dabei als Maß für die elektrische Feldstärke der Hohlraummode auf der Achse benutzt.

Es kann aber mit einer Messung nicht zwischen achsenparallelen und senkrecht zur Achse liegenden Feldern unterschieden werden, da die Antenne notwendiger Weise einen achsenparallelen Teil besitzen muss, um in die Plasmakammer hinein zu reichen. Durch eine zweite Messung mit einer um 90° gedrehten Antenne ist eine Unterscheidung von achsenparallelen und senkrechten Feldern mit Einschränkung möglich. Resonanzen, die in beiden Messungen gleich stark auftreten, müssen vor allem achsenparallele Felder aufweisen⁴⁶. Die Anwesenheit der Antenne stört jedoch die Moden, was dazu führt, dass sich alle Resonanzen beim Drehen der Antenne ändern. Dies macht es schwierig, mit dieser Methode genaue Aussagen über die Art der gemessenen Felder zu machen.

Eine weitere Schwäche der Messmethode liegt darin, dass die Messung sehr nahe an der Wand der Plasmakammer, in der sich die Antenne befindet, stattfindet. Moden mit einer höheren Zahl von Feldmaxima längs der Achse der Quelle, erreichen ihr erstes Maximum näher an der Wand. Die Leistungsmessung findet also bei

45. HP 8481A Power Sensor mit HP 438A Power Meter.

46. Die Moden müssen invariant gegen 90°-Drehungen sein, was nur für Moden mit Null oder einer geraden Zahl als ersten Index der Fall ist. Diese Moden haben kein oder nur ein achsenparalleles elektrisches Feld.

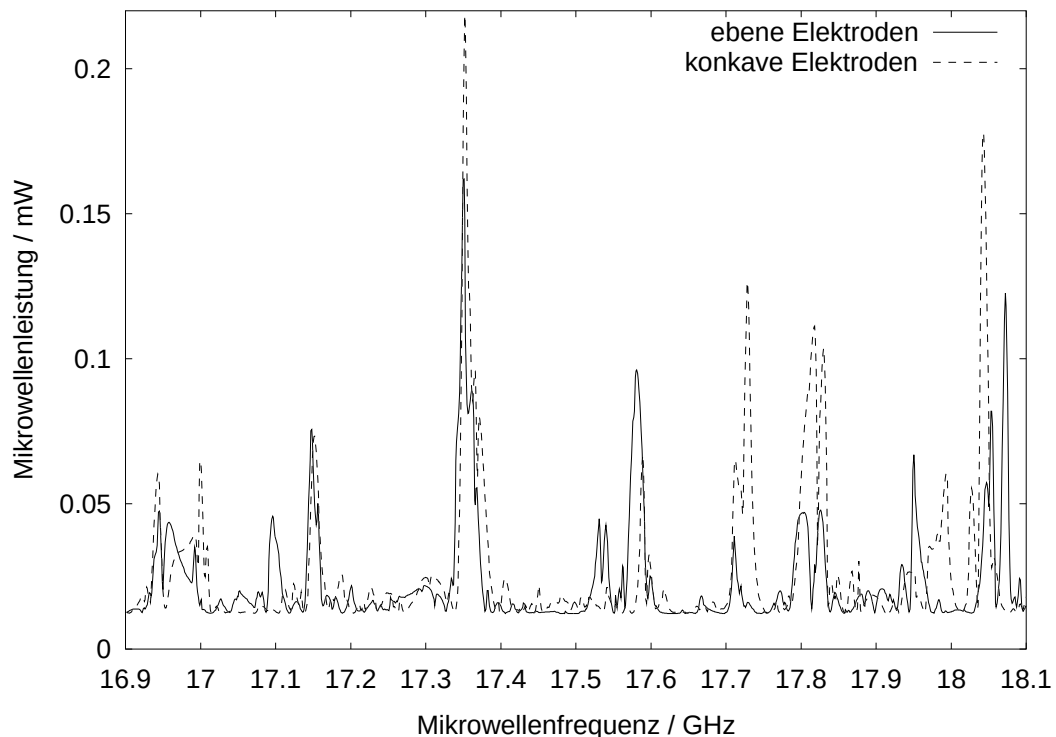


Abbildung 3.15: Gemessene Hohlraumresonanzen in der Plasmakammer. Dargestellt ist die auf der Achse gemessene Mikrowellenleistung gegen die mit konstanter Leistung eingestrahlte Mikrowellenfrequenz. Die Höhe der Resonanzen wird als Maß für die Feldstärke der Mode auf der Achse benutzt. Die beiden Messungen unterscheiden sich nur in der Form der Wände (Elektroden) an beiden Enden der Plasmakammer.

diesen Moden näher an den Stellen maximaler Feldamplitude statt, weshalb bei diesen Moden eine höhere Leistung gemessen wird.

Ein weiteres Problem dieser Messungen besteht darin, dass sie nur ohne Plasma durchgeführt werden können. Eine solche Messung mit Plasma wäre zu aufwändig, da für jeden Aufbau die Plasmakammer neu zusammengeschweißt, in die Magnetstruktur eingebaut und evakuiert werden müsste. Das Plasma wird die mit den Messungen gefundenen Hohlraumresonanzen um bis zu einigen 100 MHz verschieben und aufgrund seiner inhomogenen Dichteverteilung die Resonatorgüte der Plasmakammer für die einzelnen Moden unterschiedlich stark reduzieren.

Die Messungen lassen also nur sehr qualitative Aussagen über die Hohlraummoden zu. Genauere Informationen über die Feldverteilung der Moden könnten durch das Verschieben eines wenige Millimeter kleinen dielektrischen Körpers in der Plasmakammer und das Messen der daraus resultierenden Veränderung der Resonanzfrequenzen gewonnen werden [FPP+98]. Solche Messungen sind aber sehr aufwändig und zudem mit Plasma ebenfalls nicht möglich, es wurde daher darauf verzichtet. Als wesentliches Ergebnis der Messungen wird derjenige Aufbau, mit dem die höchsten Resonanzen gemessen werden, als der beste erachtet. Voraussetzung dabei ist, dass nicht zu wenige Resonanzen vorhanden sind. Mit nur ein oder zwei guten Moden im Frequenzbereich wäre ein Betrieb der Quelle nicht sehr vielversprechend.

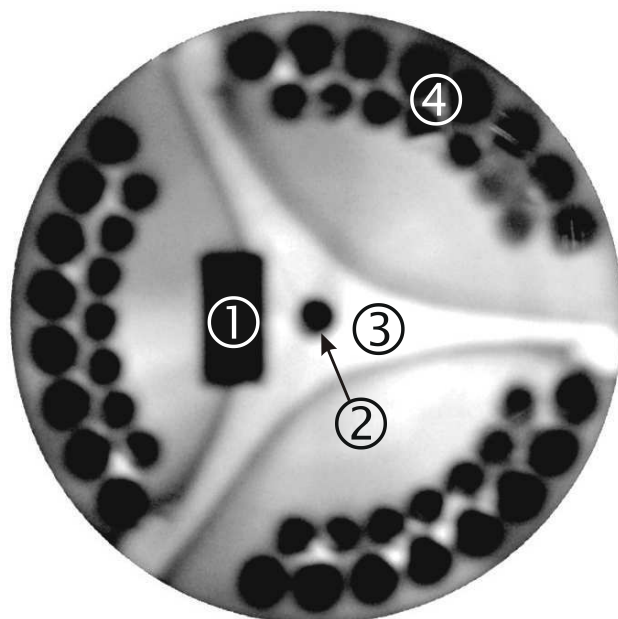


Abbildung 3.16: Foto einer benutzten Injektionselektrode. Gut zu erkennen sind:

1. Der Ausgang des Hohlleiters. Um den Hohlleiter möglichst wenig zu belasten, wurde er zwischen zwei Ausläufern des sternförmigen Verlustbereichs des Plasmakerns platziert.
2. Die zentrale Öffnung für Biased-Disk oder Elektroneninjektion.
3. Der Verlustbereich des Plasmakerns in Form eines dreistrahligigen Sterns, durch den intensiven Teilchenbeschuss wird die Oberfläche hier sauber gehalten und erscheint heller.
4. Die in zwei Kreisen angeordneten Pumplöcher zur Erhöhung der Saugleistung an der Plasmakammer. Im Verlustbereich des Plasmakerns wurde auf Pumplöcher verzichtet, wegen der großen thermischen Belastung in diesem Bereich und da die Wand hier als Sekundärelektronendonator dient. In einem dieser Löcher endet das Rohr, über das die Arbeitsgase zugeführt werden.

Die in Abbildung 3.16 zu sehende Position der Hohlleiteröffnung, so dicht an der Achse, wie es die Konstruktion für die Elektroneninjektion erlaubt, stellte sich bei den Messungen als die Beste heraus. Mit dem gleichen Verfahren wurde die maximale Größe der Extraktionsöffnung, bei der die Resonanzen nicht deutlich abgeschwächt werden, zu 10 mm Durchmesser bestimmt. Die in Abbildung 3.16 ebenfalls sichtbaren Pumplöcher (vgl. Abschnitt 3.2) sind weit weg von der Achse platziert, um die Hohlraummoden mit starken Feldern auf der Achse möglichst wenig zu stören, was wiederum mit Messungen der oben beschriebenen Art überprüft wurde.

Auch die Idee, zur Erhöhung der Feldstärke auf der Achse die Injektions- und Plasmaelektrode konkav zu formen, konnte mit der Messung der Hohlraumresonanzen bestätigt werden. Die Vorstellung bei dieser Idee ist, dass ähnlich wie durch die konfokalen Spiegel eines Lasers die Hohlraummoden in der Mitte der Plasmakammer in radialer Richtung zusammengeschnürt und damit die Feldstärke der Moden auf der Achse erhöht werden. In der PECRIS 5 beträgt der Radius der Plasmakammer zwar ein Mehrfaches der Wellenlänge der Mikrowelle, er ist aber nicht sehr groß gegenüber der Wellenlänge wie es im Laser der Fall ist. Die radiale Wand hat daher anders als im Laser großen Einfluss auf die Hohlraummoden und das Einschnüren der Moden durch konkave Wände an den Enden ist nur sehr eingeschränkt möglich. Daher wurde der Krümmungsradius der Elektroden mit 160 mm

kleiner als die halbe Länge der Plasmakammer von 340 mm gewählt, um ein starkes Einschnüren der Moden zu erreichen.

Wie im letzten Abschnitt im Zusammenhang mit dem radialen Index der Moden bereits diskutiert, sollten die Moden nicht zu stark eingeschnürt werden, da sonst die für den Einschluss von relativistischen Elektronen benötigten elektrischen Felder im Randbereich des Plasmakerns zu schwach werden. Diese Gefahr des zu starken Einschnürens der Moden war beim Bau der Plasmakammer noch nicht erkannt worden. Mit der Plasmakammer konnte die PECRIS 5 sehr erfolgreich betrieben werden, die Moden werden also nicht zu stark eingeschnürt. Es bleibt offen, ob der gewählte Krümmungsradius zu einer optimalen Feldverteilung führt, dies könnte nur durch aufwändige Versuche mit unterschiedlichen Krümmungsradien der Elektroden ermittelt werden.

3.4 Kühlung

Die Feldspulen zur Erzeugung des statischen Magnetfeldes der PECRIS 5 verbrauchen eine elektrische Leistung von über 130 kW, die entstehende Wärme muss von Wasser, das durch die Spulen fließt, abgeführt werden. Dazu wurde ein geschlossener Wasserkreislauf gebaut, der mit einer Druckdifferenz von 10 Bar etwa 9 m³ Wasser pro Stunde mit einer Vorlauftemperatur von 4 °C durch die Feldspulen pumpt. Dabei wird die Durchflussmenge und die Wassertemperatur hinter den Spulen überwacht und bei einer ungenügenden Kühlung die Stromversorgung der Spulen automatisch abgeschaltet.

Zur Kühlung des Mikrowellenfenster wird ein Kühlkörper aus Messing um die Fensterhalterung herum gelegt und angepresst, auf den eine Kühlleitung aus Kupfer aufgelötet ist. Die Kühlleitung wird parallel zu den Feldspulen an den oben beschriebenen Wasserkreislauf angeschlossen. Die Temperatur des Fensters wird mit einem direkt neben der Fensterhalterung auf die Vakuumwand geschweißten Thermoelement gemessen und der Mikrowellenhauptverstärker bei drohender Überhitzung des Fensters abgeschaltet. Diese Temperaturüberwachung ist problematisch, da das Thermoelement nicht direkt am Fenster in dem Hohlleiter angebracht werden kann und die Wärmeleitung zwischen Fenster und Thermoelement über die Fensterhalterung aus Edelstahl relativ schlecht ist. Zudem tauchten im Betrieb immer wieder technische Probleme bei der Temperaturmessung mit dem Thermoelement auf. Die Gefahr einer Überhitzung des Fensters ist allerdings eher gering, da das Fenster für eine Mikrowellenleistung von 2 kW im Dauerbetrieb und damit für das vierfache der vorhandenen Leistung ausgelegt ist.

Die Kühlung der Plasmakammer bereitete die größten Probleme. Es ist erstens nicht bekannt wie groß die vom Plasma auf dem Plasmakammerrohr deponierte Energie und damit die benötigte Kühlleistung ist. Theoretisch könnte die gesamte Mikrowellenleistung von 500 W dort deponiert werden. Zweitens steht für die Kühlleitungen nur sehr wenig Raum zur Verfügung, der Spalt zwischen der Außenwand der Plasmakammer und der Innenseite des Hexapols ist weniger als 3 mm breit. Drittens ist der Hexapol durch zu hohe Temperaturen stark gefährdet, wobei



Abbildung 3.17: Kühlleitungen auf der Plasmakammer. Die Kühlleitungen kommen von der Injektionsseite und verlaufen gradlinig vor den Polen des Hexapols bis kurz vor die Plasmaelektrode. In kleinen Schlaufen wird die Richtung der Kühlleitungen umgekehrt und die Leitungen verlaufen dicht an den hinführenden Leitungen wieder zurück zu den nicht dargestellten Anschlüssen auf der Injektionsseite. Um die Plasmaelektrode sind die Windungen der PUMAEX-Spule dargestellt, die den Weg zur Extraktionsseite für die Kühlleitungen versperren.

nicht genau bekannt ist, ab welcher Temperatur der Magnet Schaden nimmt. Zur Kühlung werden Kupferröhrchen mit einem Außendurchmesser von 1,5 mm und einem Innendurchmesser von 1 mm auf das Plasmakammerrohr gelötet. Wegen des geringen Durchmessers haben die Röhrchen einen hohen Strömungswiderstand. Bei den dünnen Leitungen ist zudem die Gefahr vergleichsweise groß, dass die Leitungen durch entstehende Gasbläschen verstopfen, wenn das Wasser darin zu stark erhitzt wird. Um einen genügend großen Wasserdurchfluss zu erreichen, sollten die Kühlröhrchen möglichst kurz sein. Es werden daher mehrere um die Plasmakammer verteilte Kühlleitungen von der Injektionsseite bis zur Plasmaelektrode und wieder zurück gelegt (siehe Abbildung 3.17). Noch etwas kürzere Leitungen ergäben sich, wenn die Röhrchen durch die ganze Magnetstruktur hindurch zur Extraktionsseite geführt würden. Das Anschließen der Leitungen auf der Extraktionsseite wäre aber aus Platzgründen schwierig, und bei einer Plasmakammer mit PUMAEX-Spule (vgl. Abschnitt 5.2.3) scheidet diese Möglichkeit völlig aus.

Der Betrieb der Quelle mit der ersten gebauten Plasmakammer zeigte, dass die Plasmakammer sehr lokal, in Bereichen von weniger als 10 mm Durchmesser, stark aufgeheizt wird. Die Plasmakammer wird vom Plasma fast ausschließlich in den Bereichen, in denen die Verlustschläuche des Plasmakerns auf die Wände treffen, erhitzt. Auf dem Plasmakammerrohr sind sechs schmale Streifen, die vor den Polen des Hexapols liegen (vgl. Abbildung 2.8). Die stärkste Heizung findet in der Nähe der Stellen des schwächsten magnetischen Einschlusses statt (vgl. Abbildung 3.5). Wegen der relativ geringen Wärmeleitfähigkeit der Plasmakammer aus Edelstahl verteilt sich die vom Plasma deponierte Energie kaum, sondern führt zu einzelnen sehr heißen Stellen auf der Plasmakammerwand.

Beim Bau der weiteren Plasmakammern wurde daher versucht, sechs Kühlleitungen, wie in Abbildung 3.17 gezeigt, genau über die Bereiche der stärksten Aufhei-

zung zu legen. Beim Einbau der Plasmakammer muss darauf geachtet werden, dass die Kühlleitungen tatsächlich vor den Polen des Hexapols liegen. Es besteht immer die Gefahr, dass die Kühlleitungen nicht genau über den heißen Stellen verlaufen und dadurch relativ unwirksam sind.

Eine Temperaturüberwachung der Plasmakammer ist nur sehr eingeschränkt möglich. Da die Aufheizung nur an sehr begrenzten Stellen auftritt, müssten für eine sichere Temperaturüberwachung viele Temperaturfühler benutzt werden, was aber sehr aufwändig ist. Es wird nur ein Thermoelement verwendet, das dicht neben einer Kühlleitung nahe einer der vermuteten heißen Stellen auf das Plasmakammerrohr geschweißt wird. Diese Temperaturüberwachung stellte sich im Betrieb als zu unempfindlich heraus, weshalb auch das Problem der Kühlung der Plasmakammer lange unterschätzt wurde. Mehrmals wurde die Kammer lokal so stark erhitzt, dass der Stahl weich wurde und Vakuumslecks entstanden, die immer erst anhand des durch einströmende Luft ansteigenden Drucks in der Plasmakammer bemerkt wurden. Das Thermoelement zeigte keinen wesentlichen Temperaturanstieg an, weil es zu weit von dem erhitzten Punkt entfernt war. Durch die zu starke Erhitzung der Plasmakammer wurde auch die Magnetisierung des Hexapols vermindert. Dabei wurde die schon anfänglich vorhandene Asymmetrie des Hexapolfeldes verstärkt. Die größten Teilchenverluste und damit die stärkste Erwärmung treten an der Stelle des schwächsten Magnetfeldes auf, wodurch wiederum die Magnetisierung des Hexapols an dieser Stelle am stärksten reduziert wurde. Der Hexapol wurde mit der Zeit durch die hohen Temperaturen so stark beschädigt, dass ein weiterer Betrieb der PECRIS 5 ohne eine Reparatur des Hexapols nicht sinnvoll ist.

Da durch das Plasma nur sehr kleine Bereiche der Plasmakammerwand erhitzt werden, ist wahrscheinlich auch durch eine wesentlich aufwändigere Kühlung keine in allen Situationen ausreichende lokale Kühlleistung zu erreichen. Für einen weiteren Betrieb der PECRIS 5 müsste daher vor allem die Temperaturüberwachung wesentlich verbessert werden, um kritische Situationen rechtzeitig zu erkennen. Sehr wünschenswert wäre ein stärkerer Hexapol mit besserer Symmetrie der Polstärken, durch den die Teilchenverluste auf den radialen Wänden stark reduziert und eine Kühlung der Wand eventuell sogar überflüssig werden könnte.

3.5 Extraktions- und Strahlführungssystem

3.5.1 Extraktion der Ionen

Die PECRIS 5 ist mit einem relativ einfachen Extraktionssystem ausgestattet, bestehend aus einer einzelnen, entlang der Quellenachse beweglichen Extraktionselektrode, die gegenüber der Quelle auf einem elektrischen Potential von -20 kV liegt. Die Extraktionselektrode besteht aus einem 250 mm langen Kupferrohr mit 42 mm Außendurchmesser, das von der Halterung in der Pumpenkammer auf der Extraktionsseite der Quelle bis nahe an die Plasmaelektrode reicht, und einem auf-

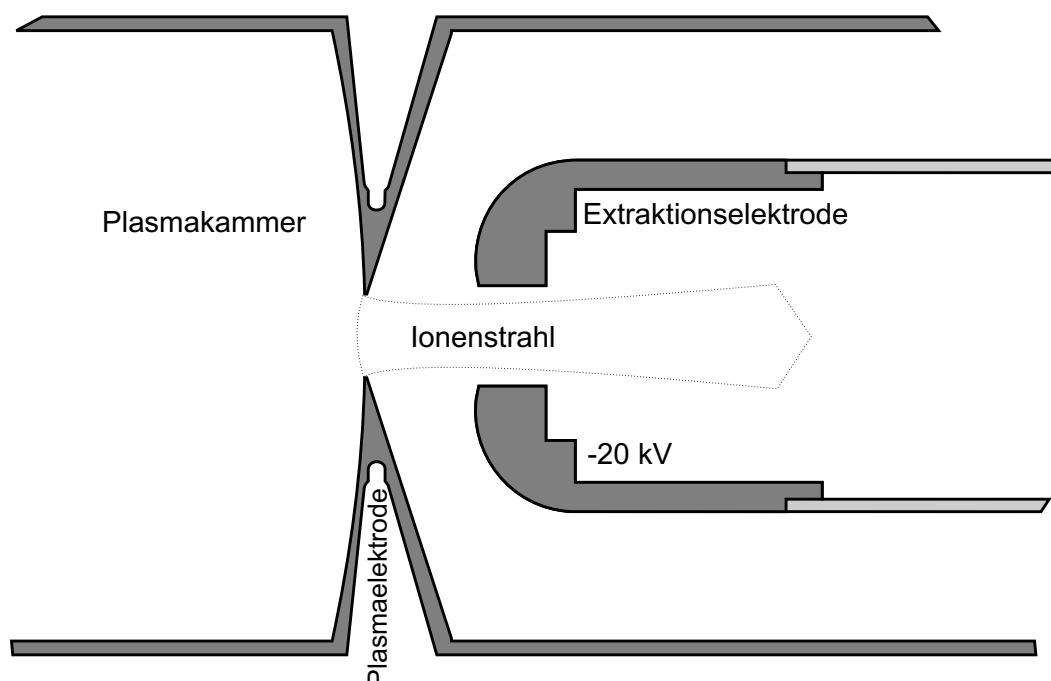


Abbildung 3.18: Extraktionsspalt der PECRIS 5. Zur Fokussierung des aus dem Plasma extrahierten Ionenstrahls kann der Abstand zwischen Plasmaelektrode und Extraktionselektrode verändert werden, indem die Extraktionselektrode nach links oder rechts verschoben wird.

geschraubten Endstück aus Edelstahl (siehe Abbildung 3.18). Das Endstück ist zu einer der Plasmaelektrode gegenüber liegenden Lochblende mit einem Durchmesser von 12 mm geformt. Als Material für das Endstück wurde der im Vergleich zu Kupfer härtere Edelstahl gewählt, damit von der Extraktionsspannung beschleunigte Ionen, die nicht durch die Lochblende, sondern auf die Elektrode treffen, weniger Material von der Elektrode abtragen⁴⁷. Die Zahl der abgelösten Atome beim Auftreffen eines Ions hängt neben Masse und Energie des Ions stark von dem getroffenen Material ab. Dabei weisen harte Materialien wie Silizium, Molybdän oder Eisen wesentlich geringere Abtrageraten auf als weiche Materialien wie Kupfer oder Gold. (siehe Tabelle 3.1).

Der Übergang des Endstücks vom Rohr der Extraktionselektrode zur Lochblende ist mit einem Radius von 12 mm abgerundet, um die Gefahr von Überschlügen

Ionenenergie	Silizium	Molybdän	Eisen	Kupfer	Gold
0,5 keV	0,5	0,8	1,1	2,4	2,4
1 keV	0,6	1,1	1,3	3,6	3,6
10 keV		2,2		6,6	8,4

Tabelle 3.1: Im Mittel pro auftreffendem Argonion abgetragene Anzahl von Atomen. In der ersten Spalte ist die Energie der auftreffenden Ionen angegeben (Aus [Cza75]).

47. Engl.: Sputtering.

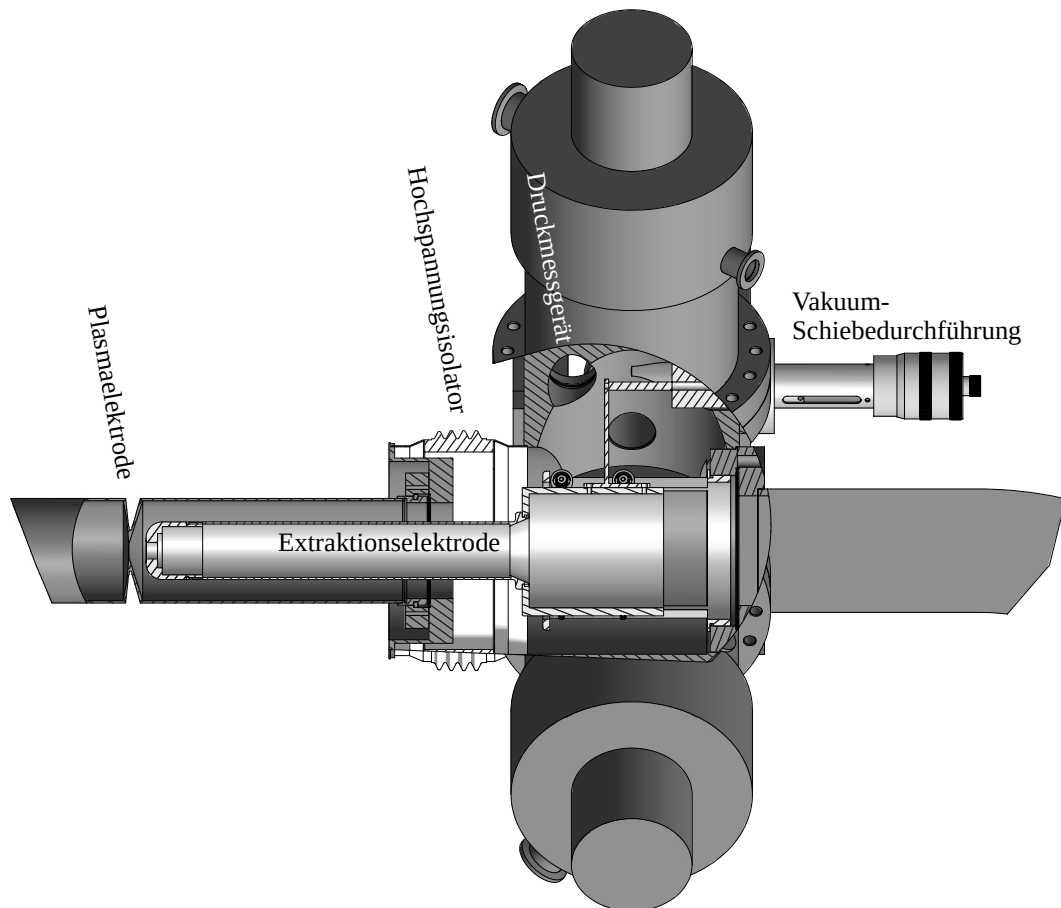


Abbildung 3.19: Extraktionsbereich der PECRIS 5. Oben und unten sind die an der Extraktionskammer montierten Turbomolekularpumpen sichtbar. Der mittlere Teil der Pumpenkammer und das Vakuumrohr bis zur Plasmaelektrode sind aufgeschnitten, so dass die hell gezeichnete Extraktionselektrode mit Halterung sichtbar ist. Oberhalb der Extraktionselektrode sind in der Pumpenkammer zwei der kugelgelagerten Räder zu sehen, von denen die Extraktionselektrode gehalten wird. Über die oben rechts sichtbare Schiebedurchführung kann die Extraktionselektrode von einem Schrittmotor entlang der Strahlachse verschoben werden.

zwischen der Extraktionselektrode und der Plasmaelektrode beziehungsweise dem die Extraktionselektrode umgebenden Vakuumrohr der Quelle zu verringern. Um die Öffnung herum ist die Extraktionselektrode dagegen als Hohlkegel mit einem Öffnungswinkel von 160° geformt. Dadurch sollen die beim Auftreffen von Ionen erzeugten freien Elektronen, die vom Extraktionsfeld beschleunigt werden, besser zurück durch die Extraktionsöffnung gelangen, statt auf die Plasmaelektrode zu treffen. Diese Elektronen können so zur Erhöhung der Elektronendichte im Plasmakern beitragen. Der Bereich des Hohlkegels hat einen Durchmesser von 17 mm.

Die der Extraktionselektrode zugewandte Seite der Plasmaelektrode hat die Form eines Hohlkegels mit einem Öffnungswinkel von 144° , im Vergleich zu einer ebenen Wand dringt dadurch das Extraktionsfeld etwas mehr in die Plasmakammer ein, der Plasmameniskus ist stärker gekrümmt und die Ionen werden stärker fokussiert (vgl. Abschnitt 2.3.4). Außerdem entsteht in der Plasmaelektrode genügend Platz für eine PUMAEX-Spule (vgl. Kapitel 5).

Das lange Rohr der Extraktionselektrode, welches das Endstück mit der Halterung in der Pumpenkammer verbindet, wurde wegen der hohen Wärmeleitfähigkeit aus Kupfer gefertigt. Die hier und auf dem Endstück von auftreffenden Ionen deponierte Energie kann sich dadurch über eine große Fläche verteilen und abgestrahlt werden. Auf eine aktive Kühlung der Extraktionselektrode kann so verzichtet werden.

Die Pumpenkammer auf der Extraktionsseite der Quelle ist über einen Hochspannungsisolator aus Keramik mit dem Vakuumrohr der Quelle verbunden (siehe Abbildung 3.19) und liegt wie die Extraktionselektrode auf dem Extraktionspotential. In der Pumpenkammer wird das Rohr der Extraktionselektrode auf einen Durchmesser von 47,5 mm aufgeweitet und wird von sechs kugelgelagerten vakuumgeeigneten Rollen gehalten. Die Rollen sind in der Pumpenkammer befestigt und laufen jeweils zu zweit in drei im Abstand von 120° um die Extraktionselektrode verteilte Vertiefungen. Die Extraktionselektrode ist mit einer Vakuumschiebedurchführung in der Wand der Pumpenkammer verbunden, über die die Elektrode von einem Schrittmotor entlang der Quellenachse bewegt werden kann.

3.5.2 Messung des Ionenstroms

An die Pumpenkammer schließt sich ein 90° -Ablenkmagnet an, der zur Separation der Ionen nach ihrem Verhältnis von Masse zu Ladung dient. Der Magnet hat auf den Ionenstrahl sowohl in horizontaler als auch in vertikaler Richtung eine fokussierende Wirkung, wie in [Vit96, Anhang D] beschrieben.

Die Kanten der Polschuhe des Magneten haben auf der Ein- und Austrittsseite einen Winkel von 32° gegenüber einer zur Strahlachse senkrechten Ebene (siehe Abbildung 3.20), der Abstand der Polschuhe beträgt 50 mm. Ein Gegenstandspunkt auf der Strahlachse in einem Abstand von 650 mm vor der Eintrittsebene⁴⁸ des Strahls in den Magneten, wird von dem Magneten sowohl in vertikaler als auch horizontaler Richtung im Abstand von 650 mm hinter der Austrittsebene abgebildet. Für andere Gegenstandsweiten und ausgedehnte Gegenstandsflächen treten in dem Magneten Abbildungsfehler auf.

Der virtuelle Emissionsort⁴⁹ der Ionen ist allerdings kein Punkt auf der Strahlachse, sondern ein Volumen in der Plasmakammer, dessen radiale und longitudinale Ausdehnung von dem statischen Magnetfeld der Quelle, der Plasmadichte, der Extraktionsspannung und dem Abstand von Plasmaelektrode und Extraktionselektrode abhängt. Der Abstand zwischen Plasmaelektrode und Eintrittsebene wurde daher mit 640 mm etwas kleiner als die Fokallänge des Magneten gewählt, so dass das vermutete virtuelle Emissionsvolumen etwa 650 mm vor dem Magneten liegt und optimal abgebildet wird.

48. Da die vorderen Kanten der Polschuhe nicht senkrecht zur Strahlachse liegen, wird die Eintrittsebene des Magneten als zur Strahlachse senkrechte Ebene definiert, in der sich der Eintrittspunkt der Strahlachse in den Bereich zwischen den Polschuhen befindet. Gleiches gilt für die Austrittsebene.

49. Der Ort von dem die Ionentrajektorien zu kommen scheinen, wenn die gekrümmten Trajektorien im Extraktionsbereich nicht berücksichtigt werden.

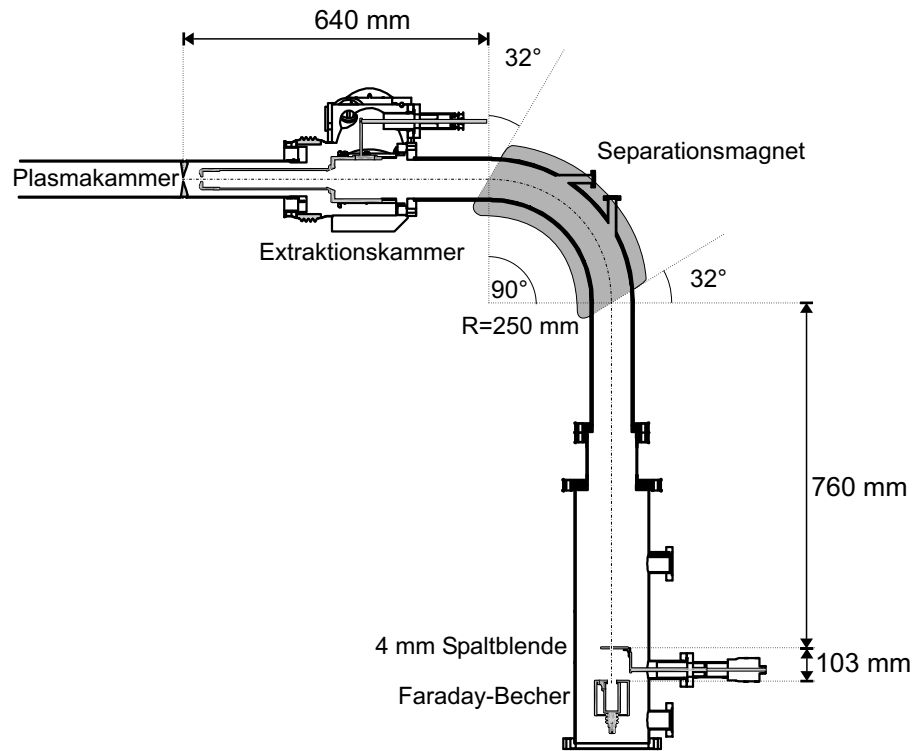


Abbildung 3.20: Strahlführung von der Plasmakammer bis zum Faraday-Becher. Der Bereich, in dem das Magnetfeld des Separationsmagneten auf den Ionenstrahl wirkt, ist grau markiert.

Die Vakuumkammer in dem Separationsmagneten hat einen rechteckigen Querschnitt mit einer Innenbreite von 80 mm und einer Innenhöhe von 42 mm. Hinter dem Magneten folgt eine weitere Vakuumkammer, die Analysekammer. Im Bereich des Bildes des Emissionsvolumens kann eine vertikale 4 mm Spaltblende in den Strahl geschoben werden, mit der die Bilder von Ionen mit ähnlichem m/q -Verhältnis ausgeblendet werden können. Die optimale Position der Blende wurde experimentell bestimmt. Dazu wurde bei laufender Quelle die Blende entlang der Strahlachse verschoben, dabei der durch die Blende tretende Ionenstrom gemessen und der Ort ausgewählt, an dem der größte Strom gemessen wurde, was bei einem Abstand von 760 mm hinter der Austrittsebene des Separationsmagneten der Fall war.

Im Abstand von etwa 100 mm hinter der Blende wird der Ionenstrahl in einem Faraday-Becher aufgefangen (siehe Abbildung 3.21). Der Becher ist 60 mm tief, die Eintrittsblende hat einen Durchmesser von 20 mm und liegt auf einem Potential von -200 V gegenüber dem Rest des Faraday-Bechers, um das Austreten von Sekundärelektronen, die beim Auftreffen des Ionenstrahls entstehen, zu verhindern. Ein Verlust von Sekundärelektronen würde zu einem höheren gemessenen Strom führen, der nicht dem realen Ionenstrom entspricht. Der Faraday-Becher ist über ein bei der GSI entworfenes Strommessgerät, das CD1010⁵⁰, mit dem Hochspannungspotential verbunden. Die Ionen werden beim Auftreffen auf den Faraday-Becher durch Elektronen aus dem Metall des Bechers neutralisiert und

50. Current Digitizer 1010

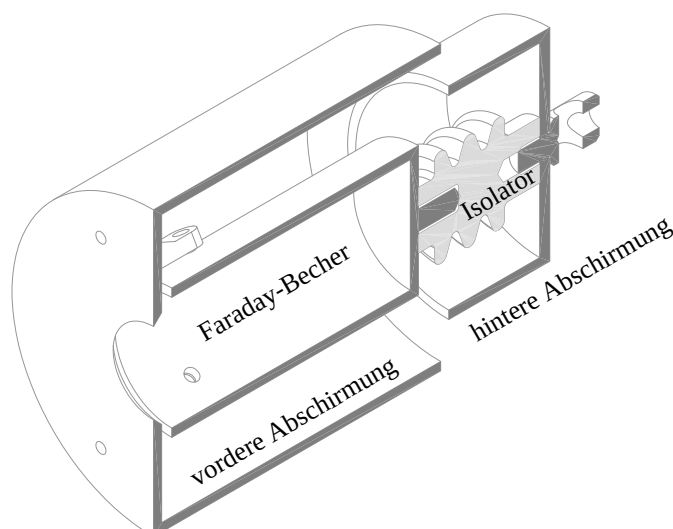


Abbildung 3.21: Faraday-Becher zum Auffangen des Ionenstrahls. Die Abschirmungen verhindern das Auftreffen von Sekundärteilchen von den umliegenden Wänden. Die vordere Abschirmung liegt zusätzlich auf einem Potential von -200 V gegenüber der Faraday-Becher, um ein Austreten von im Faraday-Becher erzeugten Sekundärelektronen zu verhindern.

erzeugen so einen elektrischen Strom vom Faraday-Becher zum Hochspannungspotential. Zur Bestimmung des Ionenstroms wird dieser elektrische Strom mit Hilfe des CD1010 gemessen. Das CD1010 kann in sieben überlappenden Messbereichen Ströme zwischen 1 nA und 10 mA messen.

Um den Aufwand für das Strahlführungssystem gering zu halten, wurde auf den Ionenstrahl fokussierende magnetische oder elektrostatische Linsen verzichtet und stattdessen die Strahllinie mit dem Separationsmagneten als einzigem fokussierenden Element möglichst kurz gehalten. Eine verlustarme Transmission des extrahierten Ionenstrahls ist mit diesem einfachen System aber nicht möglich, bereits in dem Kupferrohr der Extraktionselektrode geht ein Teil des Strahls verloren, was an starken Spuren an dem Material zu sehen ist. Auch an dem Eintritt in die Magnetkammer sind die Spuren des Ionenstrahls deutlich zu sehen. Es wird in der Pumpenkammer durch auf die Wände treffende Ionen so viel Material abgetragen, dass die Turbomolekularpumpen vor den Ablagerungen geschützt werden müssen. Dazu werden so genannte Chevron-Anordnungen verwendet [Bar64,S.44]. Diese bestehen aus mehreren ebenen Blechen, die schräg zu der Ebene in der sie gehalten werden, orientiert sind. Die Sichtlinie senkrecht durch die Halterungsebene wird dadurch verdeckt, gleichzeitig ist der Strömungswiderstand der Anordnung relativ gering.

Die Emittanz des Ionenstrahls der PECRIS 5 wurde nicht direkt gemessen, es kann daher nur eine obere Schranke für die Emittanz angegeben werden. In Anhang C wird der Akzeptanzbereich der Ionenstrommessung aus dem geometrischen Aufbau berechnet. Es ergibt sich das in Abbildung 3.22 dargestellte Emittanzdiagramm. Mit dem Faraday-Becher wird nur der Teil des Ionenstroms gemessen, dessen Emittanz in dem gezeigten Bereich liegt. Der Akzeptanzbereich entspricht in vertikaler Richtung einer Emittanz von 310 mm mrad, in horizontaler Richtung

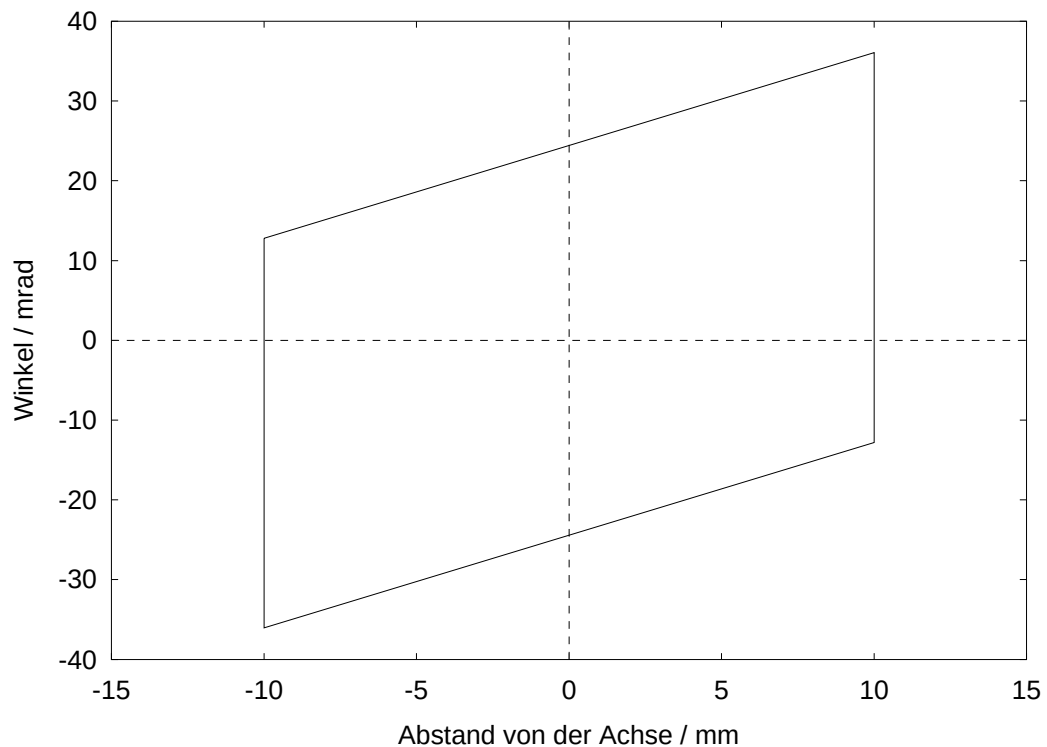


Abbildung 3.22: Emittanzdiagramm des Akzeptanzbereichs der Ionenstrommessung in vertikaler Richtung. Nur Ionen, deren Trajektorien an der Eintrittsblende des Faraday-Bechers in dem parallelogrammförmigen Bereich liegen, gelangen in den Becher und tragen zu dem gemessenen Strom bei.

590 mm mrad. Die normierte Emittanz⁵¹ eines bei 20 kV Extraktionsspannung gemessenen Ionenstroms von 12-fach geladenen Ionen kann damit in vertikaler Richtung maximal 1,1 mm mrad und 2,1 mm mrad in horizontaler Richtung betragen.

Der akzeptierte Emittanzbereich der 4 mm Spaltblende, die 100 mm vor dem Faraday-Becher in den Strahl geschoben werden kann, ist in horizontaler Richtung deutlich kleiner als der Akzeptanzbereich des Faraday-Bechers. Ein mit der Blende von dem Faraday-Becher gemessener Ionenstrom⁵² kann maximal eine normierte Emittanz von 0,5 mm mrad in horizontaler Richtung aufweisen.

Die tatsächliche Emittanz des gemessenen Ionenstroms der PECRIS 5 ist wahrscheinlich wesentlich niedriger als die hier berechneten Werte, da das Emittanzdiagramm des Ionenstrahls einer EZR-Ionenquelle normalerweise eine deutlich andere Form als in Abbildung 3.22 zu sehen aufweist. Nur wenn die Emittanz des Ionenstrahls so schlecht wäre, dass die Emittanzfläche des Ionenstrahls wesentlich größer wäre als in Abbildung 3.22 und so den Akzeptanzbereich vollständig ausfüllte, würde die berechnete maximale Emittanz mit der realen Emittanz des Ionenstrahls überein stimmen.

51. Da der Akzeptanzbereich eine rein geometrische Größe und damit unabhängig von der Extraktionsspannung ist, ist die daraus berechnete maximale normierte Emittanz anders als eine reale Emittanz von der Extraktionsspannung und der Ionenladung abhängig (siehe Anhang C).

52. Extraktionsspannung 20 kV, 12-fach geladene Ionen.

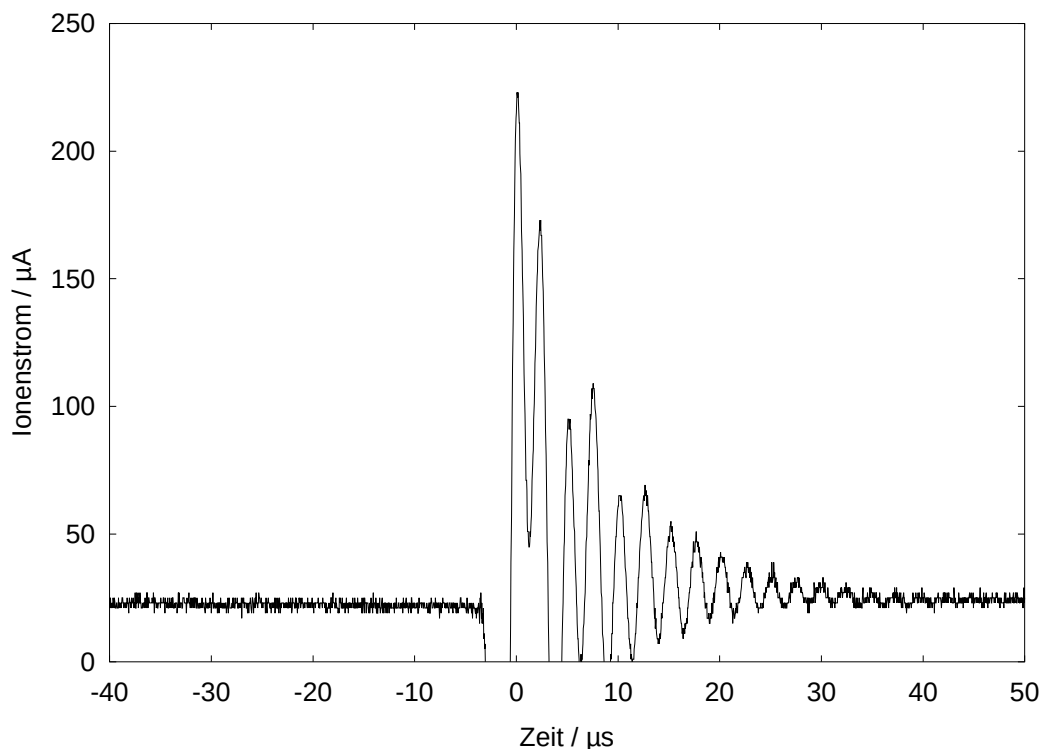


Abbildung 3.23: Beobachtete Schwingung des Ionenstroms⁵⁴ im Normalbetrieb der PECRIS 5. Der beobachtete Ladungszustand ist Ar^{14+} .

3.5.3 Überschlge im Extraktionsbereich

Das grote Problem des Extraktionssystems besteht neben den hohen Ionenverlusten zwischen Extraktion und Strommessung in den Entladungen im Extraktionspalt. Bei abgeschalteter Quelle konnte eine stabile Extraktionsspannung von 30 kV erreicht werden. Im Quellenbetrieb dagegen kommt es schon bei 20 kV Extraktionsspannung zu kurzzeitigen Entladungen, deren Häufigkeit von dem Zustand des EZR-Plasmas abhängig ist. Es werden unregelmäßige Entladungen, regelmäßige Entladungen mit Wiederholungsraten bis zu einigen Kiloherz und auch durch die PUMAEX-Technik ausgelstete Entladungen beobachtet. Bei den Entladungen sinkt die Extraktionsspannung aufgrund der Strombegrenzung des Hochspannungsnetzgerts⁵³ für einige Mikrosekunden stark ab. Dadurch sinkt die Energie der extrahierten Ionen, diese werden im Separationsmagneten stärker abgelenkt und treffen nicht mehr auf den Faraday-Becher. Da das Strommessgerät am Faraday-Becher, das zur Messung von Gleichströmen ausgelegt ist, diese schnelle Stromänderung nicht richtig registrieren kann, wird auf dem Messsignal

53. FUG HNC 700-20 000.

des Ionenstroms⁵⁴ eine heftige Schwingung, wie die in Abbildung 3.23 zu sehende, beobachtet.

Die Entladungen beginnen wahrscheinlich im vorderen Bereich der Extraktionselektrode, wo aufgrund der konvexen Oberfläche und des geringen Abstandes zur Plasmaelektrode von minimal 8 mm, besonders große elektrische Feldstärken auftreten, und wo durch aus der Quelle extrahierte aber nicht durch die Öffnung in der Extraktionselektrode treffende Ionen Sekundärelektronen erzeugt werden. Durch das starke Magnetfeld im Extraktionsspalt zwischen Plasmaelektrode und Extraktionselektrode, etwa 1,5 T, ist die Beweglichkeit der Elektronen senkrecht zu den Magnetfeldlinien stark eingeschränkt⁵⁵. Die Entladungen werden dadurch in Richtung der Magnetfeldlinien gerichtet. Durch den Einfluss des magnetischen Hexapols verlaufen die Magnetfeldlinien und damit auch die Entladungen bei den azimuthalen Positionen der einzelnen Pole abwechseln von der Extraktionselektrode in Richtung Plasmaelektrode zur Achse hin und von der Achse weg.

In den Bereichen, in denen die Magnetfeldlinien von der Achse weg verlaufen ist zusätzlich der Winkel zwischen dem elektrischen Extraktionsfeld und dem Magnetfeld der Quelle kleiner (siehe Abbildung 3.24), wodurch Entladungen begünstigt werden, da die Beweglichkeit der Elektronen in Richtung des elektrischen Feldes größer ist.

Spuren der Entladungen sind auf der Plasmaelektrode in Abbildung 3.25 deutlich zu sehen. Aufgrund der beiden oben beschriebenen Effekte entstehen bei jedem zweiten Pol des Hexapols mehr Entladungen und gelangen dort weiter außen auf die Plasmaelektrode, die Fläche mit den Entladungsspuren hat daher eine dreieckige Form.

Außerdem fällt auf, dass die Entladungsspuren innerhalb der Fläche kreisförmige Strukturen von etwa 5 mm Durchmesser aufweisen, die sich gegenseitig überlagern. Dies ist wohl ebenfalls auf die starke Bindung der Elektronen an die Magnetfeldlinien zurückzuführen. Wenn die Entladung auf der Extraktionselektrode eine kleine Ursprungsfläche hat, können sich die Elektronen auf dem Weg zur Plasmaelektrode nicht über einen großen Bereich verteilen.

Wegen der Entladungen wurde die PECRIS 5 bis auf wenige Ausnahmen mit maximal 20 kV Extraktionsspannung betrieben. Mit dieser Spannung konnte eine plasmabegrenzte Extraktion (vgl. Abbildung 2.18) nur selten beobachtet werden. Zumeist führte jede Verkleinerung des Extraktionsspalts zu einer Steigerung des extrahierten Ionenstroms. Mit einer größeren Extraktionsspannung könnten also wahrscheinlich deutlich größere Ionenströme extrahiert werden. Der gemessene Ionenstrom stieg zusätzlich dadurch, dass die Transmission des Ionenstrahls bis

54. Alle in dieser Arbeit in μA angegebenen Ionenströme sind elektrische Ströme und keine Teilchenströme. Für die elektrischen Ionenströme wird häufig auch die Bezeichnung $e\mu\text{A}$ verwendet, um sie deutlicher von den Teilchenströmen zu unterscheiden. Teilchenströme werden in dieser Arbeit in $1/\text{s}$ angegeben.

55. Die Ionen sind in ihrer Beweglichkeit nicht so stark eingeschränkt, da die Lorentzkraft auf die Ionen aufgrund ihrer geringeren Geschwindigkeit kleiner oder ähnlich groß ist wie die elektrische Kraft des Extraktionsfeldes.

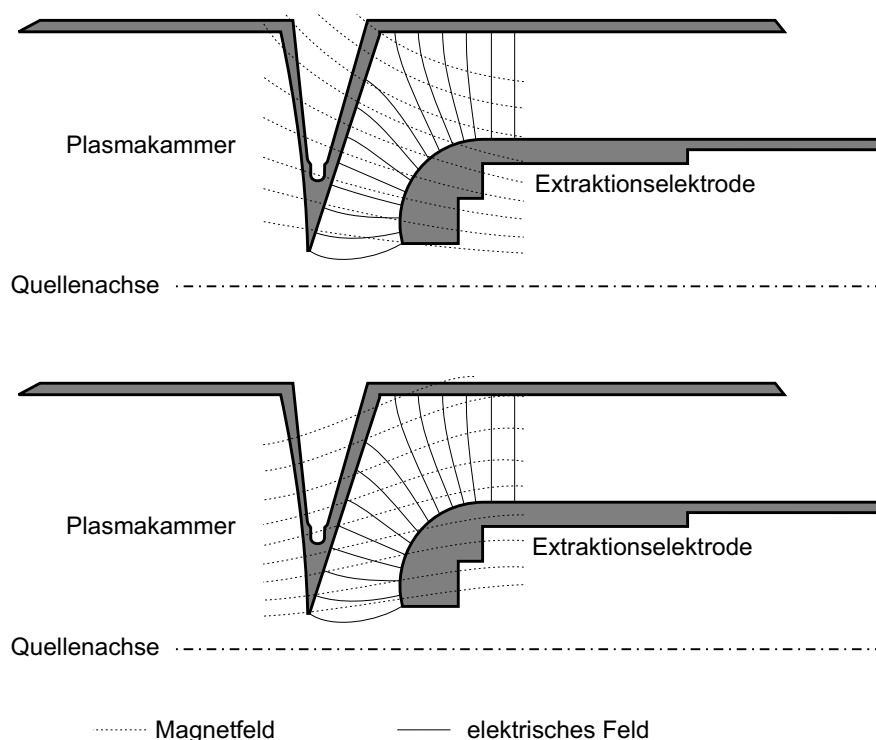


Abbildung 3.24: Skizze von Magnetfeld und elektrischem Feld im Extraktionsspalt. Oben und unten sind die Felder an zwei benachbarten Polen des Hexapols dargestellt. Da von Pol zu Pol die Radialkomponente des Magnetfeldes die Richtung wechselt, laufen die Magnetfeldlinien oben zur Achse hin, und unten von der Achse weg. Außer in dem Bereich nahe der Achse ist der Winkel zwischen Magnetfeld und elektrischem Feld dadurch im unteren Fall größer.

zum Faraday-Becher durch eine höhere Extraktionsspannung verbessert wird. Dazu muss aber zunächst das Problem der Entladungen gelöst werden.

Die Entladungen stellen auch ein großes Problem bei der Beobachtung von PUMAEX-Pulsen dar, wie in Abschnitt 5.3.2 beschrieben.

3.6 Steuerungs- und Messsystem der Quelle

Die hochenergetischen Elektronen aus dem Plasma der PECRIS 5 erzeugen beim Auftreffen auf die Wände der Plasmakammer Röntgenstrahlung (vgl. Abschnitt 4.4). Die Dosisleistung übersteigt in bestimmten Bereichen der Halle, in der die Quelle aufgebaut ist, $3 \mu\text{Sv/h}$, direkt an der Injektionsseite der Quelle kann in bestimmten Betriebszuständen der Quelle eine Dosisleistung über 1 mSv/h gemessen werden. Die Halle kann daher im Betrieb der Quelle nur sehr eingeschränkt betreten werden. Die Strahlungsintensität wird in der Halle mit einem Na(J)-Szintillator gemessen. Wenn die Strahlungsintensität eine bestimmte Schwelle übersteigt, wird beim Öffnen der Hallentür der Mikrowellenverstärker und damit die Röntgenstrahlung automatisch abgeschaltet.

Die Steuerung der Quelle geschieht aufgrund der Röntgenstrahlung aus einem separaten Kontrollraum. Wegen der Vielzahl der einzelnen Steuer- und Messgrö-

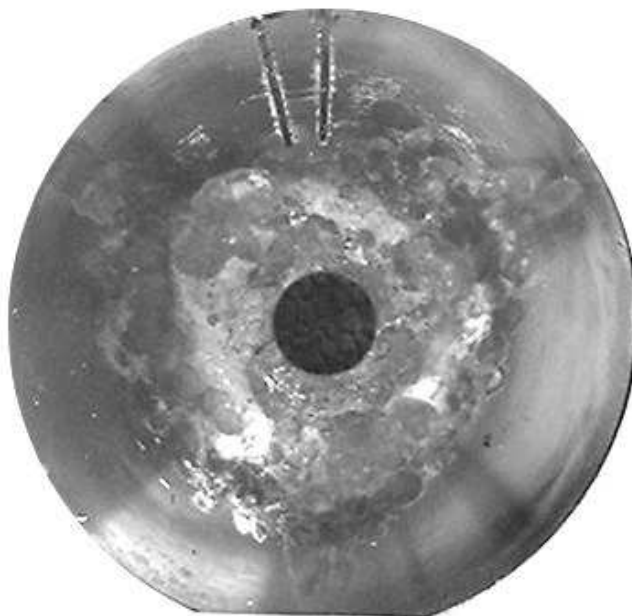


Abbildung 3.25: Foto einer benutzten Plasmaelektrode von der Extraktionsseite. Um die Extraktionsöffnung sind Spuren zu sehen, die wahrscheinlich von Hochspannungsüberschlägen im Extraktionsspalt hinterlassen wurden. Die Spuren bestehen aus vielen kleinen sich überlagernden kreisförmigen Strukturen. Die Fläche mit den Spuren ist nicht völlig rund, sondern zeigt eine schwache dreieckige Struktur. An den Ecken des Dreiecks, unten und links und rechts oben, sind weitere schwache Spuren bis zur Außenwand sichtbar. Die beiden im oberen Teil vorhandenen Schnitte sind nach dem Ausbau der Plasmakammer gesägt worden, um den Zustand der in der Plasmakammer liegenden PUMAEX-Spule zu betrachten.

ßen wurde beschlossen, in der Halle zwei Computer, HVPC und LVPC genannt, zur Messung und Steuerung der Quellenparameter zu benutzen und diese über eine Netzwerkverbindung mit einem weiteren Computer im Kontrollraum fernzusteuern. Der HVPC steht im auf dem Extraktionspotential liegenden Teil der Anlage und ist über ein optisches Netzkabel mit den anderen Computern verbunden und ist für alle Messaufgaben im Hochspannungsbereich bestimmt. Der LVPC ist zur Steuerung der Quelle mit Digital-Analog-Wandlerkarten⁵⁶ ausgestattet, die auch Digitalausgänge zur Verfügung stellen. Zur Messdatenerfassung dienen Analog-Digital-Wandlerkarten⁵⁷. Die wichtigsten Steuer- und Messgrößen sind in Abbildung 3.26 aufgelistet. Für die einzelnen Experimente an der PECRIS 5 zur Elektroneninjektion, Bleiionen-Produktion und Ionen-Zyklotron-Resonanz-Heizung müssen eine Reihe weiterer Geräte gesteuert werden. Eine Beschreibung der Computersteuerung findet sich in [Now02]. Da beim Aufbau der Quelle Unsicherheit über die Handhabbarkeit einer Computersteuerung bei der empfindlichen Einstellung von Magnetfeld und Mikrowellenfrequenzen bestand, wurden im IKP zwei lokale Steuereinheiten⁵⁸ für diese Parameter gebaut, die aber im Betrieb

56. ADLink PCI-6216V, 16-Bit Auflösung.

Intelligent Instrumentation PCI-20093W-1, 12-Bit Auflösung.

2 Stück: Intell. Instrum. PCI-20006M-2, 16-Bit Auflösung.

57. 2 Stück: Intell. Instrum. PCI-20098C-1C, 12-Bit Auflösung.

Intell. Instrum. PCI-20041C-1C, Nur digitale Ein- und Ausgänge.

58. Magnet Coil Control und Frequency Control.

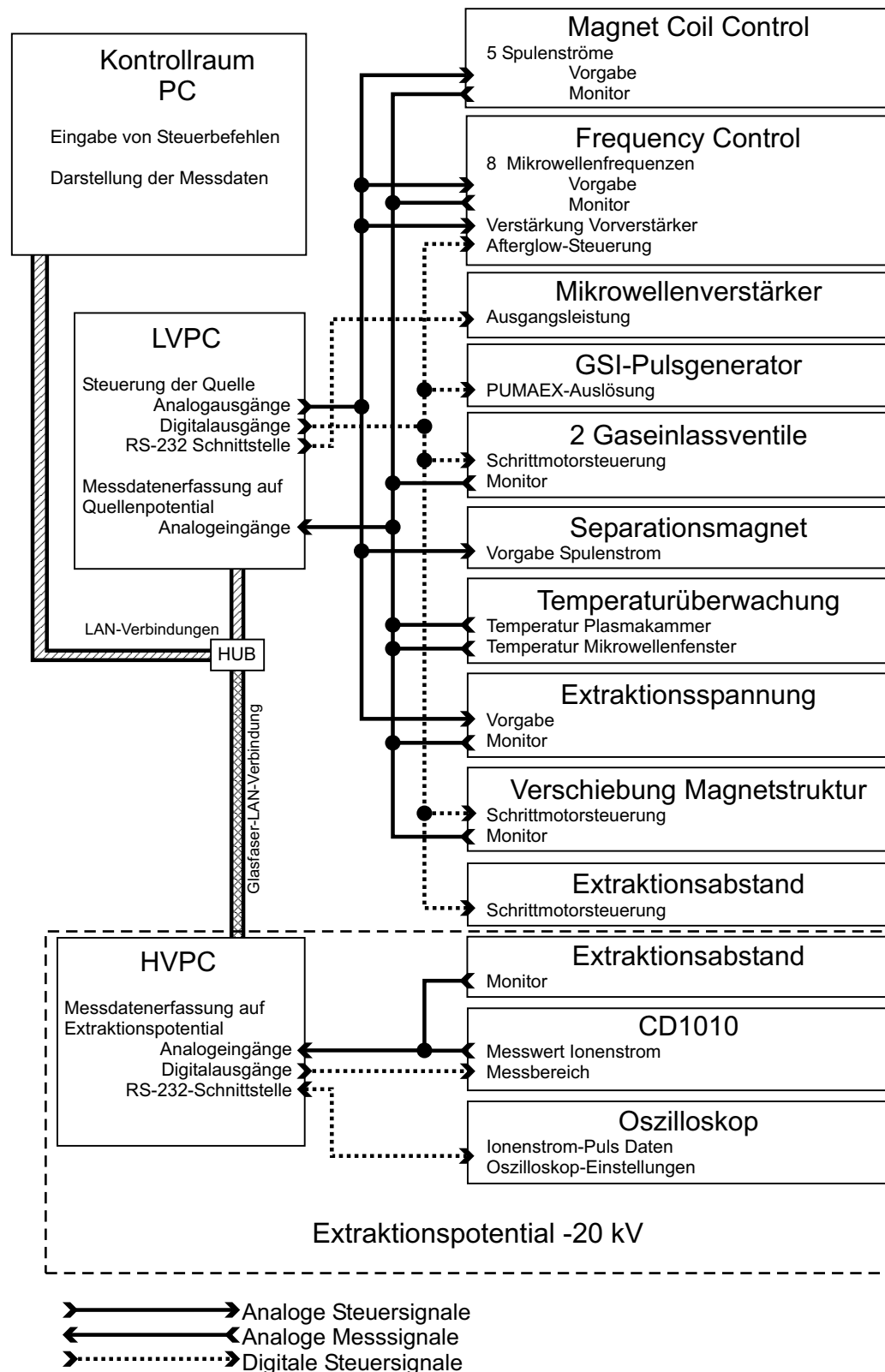


Abbildung 3.26: Schema der Quellensteuerung. Magnet Coil Control und Frequency Control sind zwei im IKP gebaute Geräte, die wahlweise eine lokale Steuerung und Anzeige der jeweiligen Größen oder eine Weiterleitung der Signale an den Computer ermöglichen.

wegen der Röntgenstrahlung fast nie benutzt wurden. Der Mikrowellenverstärker und das Oszilloskop zur zeitaufgelösten Ionenstrommessung können über eine RS-232 Schnittstelle von den Computern aus bedient und ausgelesen werden.

Auf den Steuer- und Messleitungen entstehen während des Quellenbetriebs teilweise starke Störsignale, die zum großen Teil von den 60 kW-Netzgeräten der äußeren Magnetfeldspulen verursacht werden. Die Ströme in den Feldspulen werden wegen ihrer großen Induktivität zwar von diesen Störungen nicht betroffen, wie Messungen gezeigt haben. Die von den 60 kW-Netzgeräten erzeugten Störungen werden jedoch auch auf anderen Messsignalen, zum Beispiel den Mikrowellenfrequenzen, beobachtet. Einige Messwerte schwanken um bis zu 1 %. Es bleibt fraglich, ob diese Störungen eine Ursache für das teilweise sehr unruhig brennende Plasma in der Quelle darstellen. Eine Reduktion der Störsignale wäre vor allem im Hinblick auf eine besser reproduzierbare Einstellbarkeit der Quellenparameter sehr wünschenswert.

Kapitel 4:

Ergebnisse

des Normalbetriebs

der PECRIS 5

4.1 Optimierung der Ionenströme

4.1.1 Notwendigkeit das Plasma auf experimentellem Weg zu optimieren

Die Ionenquelle PECRIS 5 unterscheidet sich in ihrem Betriebsverhalten deutlich von ihren Vorgängerquellen. Aufgrund der vielen möglichen Mikrowellenmoden in der Plasmakammer ist das Zünden eines Plasmas bei fast jeder Frequenz zwischen 17 und 18 GHz möglich und gelingt beinahe immer problemlos. In der PECRIS 3 dagegen, in der nur sehr wenige Mikrowellenmoden möglich sind, ist das Zünden wesentlich aufwändiger. Es ist überhaupt nur bei wenigen Frequenzen möglich. Außerdem muss der Gasdruck sehr hoch gewählt werden, um die Resonanzbreite der Mikrowellenmode zu erhöhen. Ansonsten würde durch die Verschiebung der Resonanzfrequenz der Mode beim Entstehen des Plasmas die eingestrahlte Frequenz nicht mehr zur Mode passen und das Plasma sogleich wieder verlöschen. Das Plasma in der PECRIS 5 dagegen kann auch in einem auf große Ionenströme hoher Ladungszustände optimierten Zustand, das heißt bei geringem Gasdruck, abgeschaltet und nach einigen Minuten nur durch Wiedereinschalten der Mikrowelle wieder gezündet werden. In den meisten Fällen kehrt sie sogar wieder zu dem alten Wert des Ionenstroms zurück. Der Vorteil einer Multimoden-Plasmakammer gegenüber einer Monomoden-Plasmakammer zeigt sich im Vergleich der beiden Quellen also deutlich.

Der größte Teil der Experimentierzeit, die an der PECRIS 5 zur Verfügung stand, wurde verwendet, um einen möglichst guten Betriebszustand der Quelle zu finden. Die Kriterien für einen guten Zustand sind ein hoher Ionenstrom eines ausgewählten Ladungszustandes und ein geringes Rauschen dieses Ionenstroms. Dabei muss erstens ein möglichst dichtes und stabiles Plasma mit vielen heißen Elektronen erzeugt werden. Dazu wiederum muss vor allem eine intensive und stabile Plasmaheizung erreicht werden. Die wichtigsten Parameter dafür sind die Mikrowellenfrequenzen und das Magnetfeld im Bereich des Plateaus. Um einen möglichst hohen Ionenstrom eines bestimmten Ladungszustandes zu extrahieren, wird dann das Magnetfeld an der Extraktionsöffnung und die Gaszufuhr optimiert.

Das leider sehr zeitaufwändige Optimieren der Quelle führt direkt zu einem wichtigen Ziel des Experimentes PECRIS 5, der Demonstration der Leistungsfähigkeit des Plateau-EZR Prinzips bei der Produktion großer Ströme hochgeladener Ionen. Für die meisten anderen Versuche an der PECRIS 5 ist ein möglichst gut optimierter Zustand ebenfalls von großer Bedeutung, da die Optimierung des Ionenstroms die beste Möglichkeit darstellt einen reproduzierbaren Zustand zu erhalten. Da das Plasma in der Quelle stark von der Oberfläche der Plasmakammerwand abhängt, und diese sich durch Anlagerung von Sauerstoff aus dem Plasma oder Abtragen von Verunreinigungen wie Kohlenstoff und Stickstoff ständig verändert, ist durch einfaches Einstellen bestimmter Betriebsparameter keinesfalls ein reproduzierbarer Zustand zu erreichen. Auch durch das Optimieren auf den Strom eines Ladungszustandes ist keine sehr gute Reproduzierbarkeit zu erreichen, die bei verschiedenen Optimierungsversuchen erreichten Ionenströme können durchaus um einen Faktor zwei schwanken.

Besonders wichtig ist ein optimierter Betriebszustand auch für Versuche, die ein besseres Verständnis des Plasmas als Ziel haben, da dann von einer bestimmten Grundvorstellung ausgegangen werden kann. Ein Plasma, das viele hochgeladene Ionen liefert, muss auf der Achse der Plasmakammer eine hohe Dichte heißer Elektronen konzentrieren, bei einem gleichzeitig niedrigen Neutralgasdruck. Ausgehend von dieser Vorstellung können die PUMAEX- und IZRH-Experimente gedeutet werden. Bei einem weniger optimierten Plasma, dass vielleicht weiter entfernt von der Achse die höchste Dichte erreicht und dann wahrscheinlich eine noch stärkere Wandwechselwirkung hat, ist es noch wesentlich schwieriger Deutungsansätze zu finden.

Da sich bei jedem längeren Abschalten der Quelle, zum Beispiel über Nacht, die Oberfläche der Plasmakammer verändert, muss anschließend immer der Optimierungsvorgang wiederholt werden. Dabei helfen allerdings die Einstellung der vorhergehenden Optimierung, zumeist kann bei ähnlichen Einstellungen erneut ein guter Zustand gefunden werden. Nur nach einem Belüften der Plasmakammer oder dem Einbau einer neuen Kammer mit drastisch anderen Oberflächeneigenschaften müssen zum Teil ganz neue Einstellungen gesucht werden.

Die besten bei der Optimierung gefundenen Betriebszustände sind meistens sehr empfindlich gegen Änderungen des Magnetfeldes, der Mikrowellenfrequenzen und -leistung. Es kommt bei Änderungen oft zu einem sehr plötzlichen Übergang des Plasmas in einen wesentlich schlechteren Zustand, oft nur mit der Hälfte des

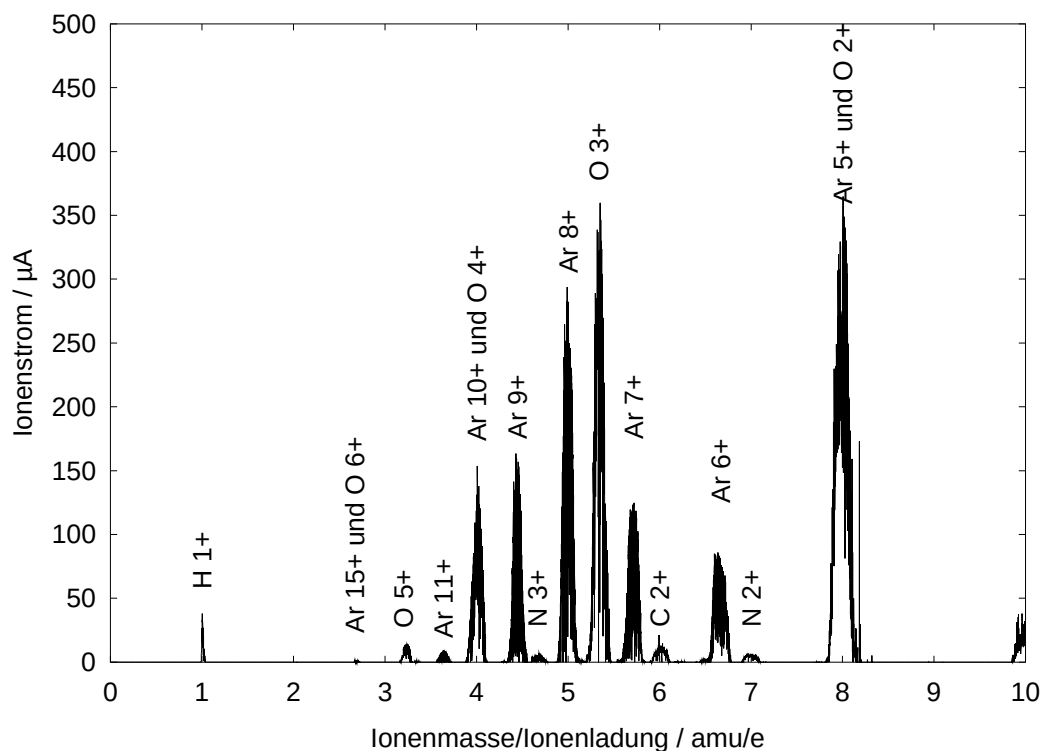


Abbildung 4.1: Unruhiges Ionenspektrum der PECRIS 5. Die Ionenströme (siehe Fußnote 54 auf S. 81) aller Ladungszustände rauschen während der Zeit, in der sie vom Separationsmagneten auf den Faraday-Becher gelenkt werden, sehr stark. Der Zustand des Plasmas ändert sich offenbar sehr häufig, das Plasma brennt unruhig.

Ionenstroms und einem um ein Vielfaches stärkeren Rauschen. Mit diesen sehr guten, aber empfindlichen Zuständen werden die höchsten Ionenströme der PECRIS 5 erzielt, gleichzeitig weist der Ionenstrom das geringste Rauschen auf.

Abbildung 4.1 zeigt ein Ionenspektrum mit starkem Rauschen, bei dessen Aufnahme noch kein guter Zustand erreicht wurde. Das Spektrum in Abbildung 4.2 weist dagegen kein Rauschen auf, hier ist die Quelle in dem beschriebenen sehr guten Zustand. Die beiden Spektren wurden bei Optimierungsversuchen für die Ionenströme verschiedener Ladungszustände, Ar^{8+} in Abbildung 4.1 und Ar^{11+} in Abbildung 4.2, aufgenommen. Daher ist die Ladungsverteilung in den Spektren unterschiedlich und die absoluten Ionenströme sind nicht zu vergleichen.

4.1.2 Optimale Heizung des Plasma

Eine optimale Heizung des Plasmas bedeutet in der PECRIS 5 ein Erreichen der EZR auf dem Plateau, damit ein Resonanzvolumen entsteht. Es wird also versucht, die Mikrowellenfrequenz an die EZR-Frequenz im Plateau anzupassen. Liegt die Mikrowellenfrequenz unter der Resonanzfrequenz im Plateau, so existiert keine Resonanz und das Plasma verlöscht. Liegt die Mikrowellenfrequenz auf dem Plateau, sollte die Heizung optimal sein und die höchsten Ionenströme erzielt werden. Bei höheren Frequenzen nimmt die Intensität der Heizung ab und es entsteht mehr und mehr die Resonanzoberfläche einer Standard-EZR-Ionenquelle, was an mit

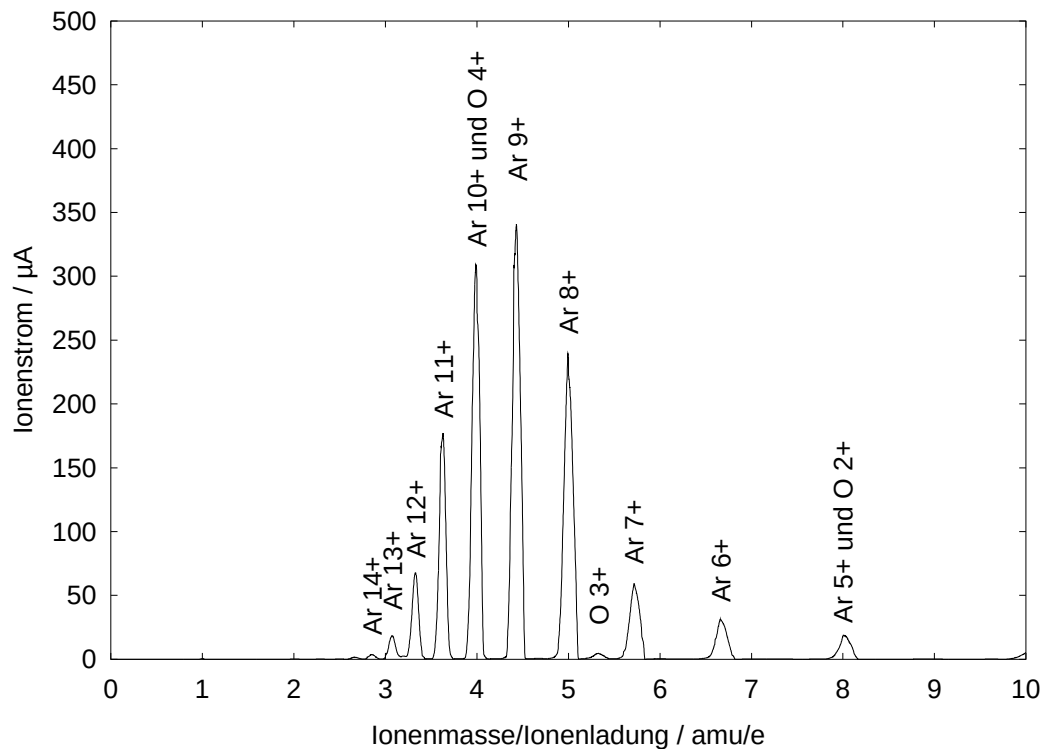


Abbildung 4.2: Ruhiges Ionenspektrum der PECRIS 5. Auf den Ionenströmen der einzelnen Ladungszustände ist kein Rauschen zu sehen, das Plasma brennt offenbar sehr ruhig.

steigender Frequenz sinkenden Ionenströmen zu beobachten sein sollte. Es wird also die Mikrowellenfrequenz variiert und die Frequenz, bei der der größte Ionenstrom und die knapp über der Frequenz, bei der das Plasma verlöscht, liegt, gesucht. Die Suche wird dadurch sehr erschwert, dass die Ionenströme auch stark davon abhängen, ob die Mikrowellenfrequenz eine Hohlraumresonanzmode, die eine hohe Feldstärke im Plateaubereich besitzt, anregt. In diesem Fall ist die Feldstärke der Mikrowelle besonders hoch, die EZR-Heizung sehr intensiv und entsprechend die Ionenströme groß. Es muss folglich auch die Höhe des Plateaus variiert werden um EZR-Frequenz, Mikrowellenfrequenz und Hohlraumresonanzfrequenz in Übereinstimmung zu bringen.

Ob das Plasma im Plateau, das heißt nahe der Plasmakammerachse, geheizt wird kann auch durch optische Beobachtungen überprüft werden, wie in Abschnitt 6.3.1 beschrieben wird.

Auch ohne weitere Probleme ist das Erreichen einer guten Plateauheizung ein zeit- aufwändiges Verfahren, da 6 Quellenparameter, die 5 Ströme in den Feldspulen und die Mikrowellenfrequenz variiert werden müssen. Es hängt aber zusätzlich die Hohlraumresonanzfrequenz von der Dichte des Plasmas ab, da das Plasma eine dichteabhängige Dielektrizitätskonstante $\epsilon_r < 1$ hat [Jan92]. Außerdem hat das Plasma, wie in Abschnitt 2.2.3 beschrieben, einen diamagnetischen Effekt, der dichte- und energieabhängig ist. Die Form des Plateaus wird dadurch verändert. Ein perfekter Plateaubetrieb mit einem absolut ebenen Plateau ist daher kaum möglich und wäre auch nicht stabil, da kleinste Dichteschwankungen des Plasmas die EZR-Heizung verschlechtern und sich dadurch selbst verstärken würden.

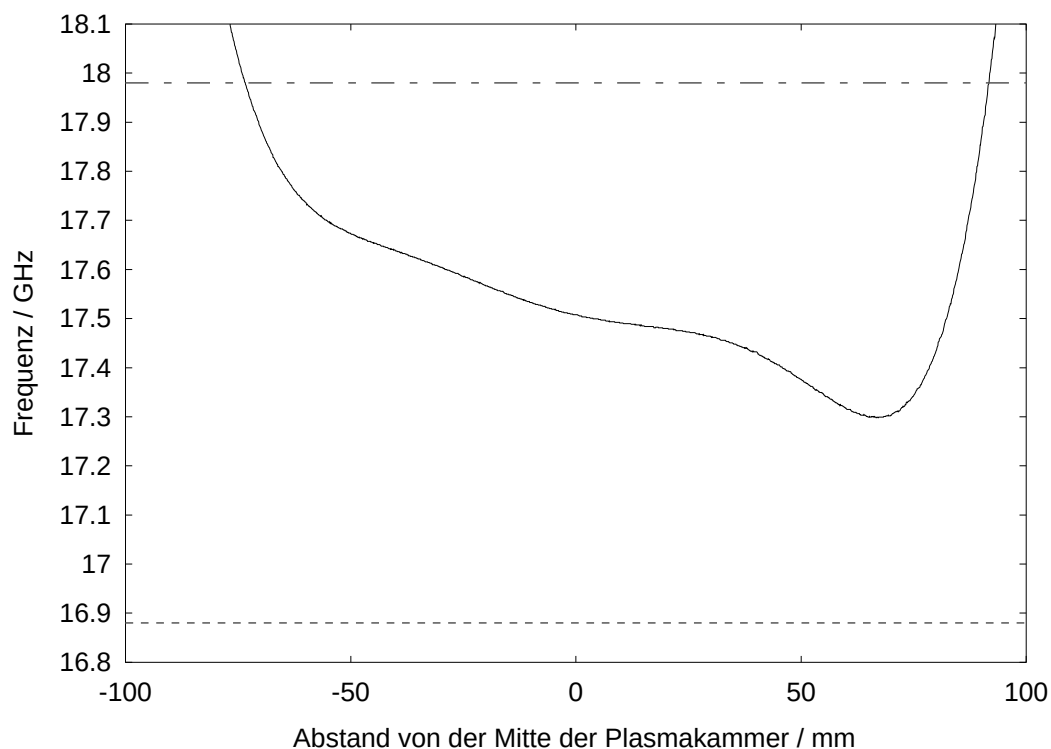


Abbildung 4.3: Vergleich der eingestrahlten Mikrowellenfrequenzen mit der Elektron-Zyklotron-Resonanz-Frequenz auf der Achse. Die dargestellte Kurve gibt die zum Magnetfeld proportionale EZR-Frequenz an. Die waagerechten unterbrochenen Linien zeigen die eingestrahlten Mikrowellenfrequenzen.

Um die Anpassung zu erleichtern, wird zumeist mit einem leicht geneigten Plateau, wie es in Abbildung 4.3 zu sehen ist, gearbeitet. Dadurch erstreckt sich das Plateau über einen größeren EZR-Frequenzbereich, in Abbildung 4.3 etwa von 17,3 bis 17,7 GHz. Allerdings wird das bei einer bestimmten Mikrowellenfrequenz erzielte Resonanzvolumen immer nur einen Teil des Plateaus ausmachen. In der PECRIS 3 wurde so ein stabiler Betrieb ermöglicht, in der PECRIS 5 dagegen verhindert der Diamagnetismus das. Aufgrund der höheren Elektronenenergie und -dichte ist der Diamagnetismus in der PECRIS 5 stärker, in der Simulation der Elektronen etwa um einen Faktor 2 [Hei02,S.135]. Es werden daher mehrere Mikrowellen verwendet, um das Plasma zu stabilisieren.

Die besten Ionenströme wurden fast immer im Betrieb mit zwei Frequenzen gefunden, selten wurden drei oder vier Frequenzen benutzt. Bereits sehr kleine Änderungen der niedrigsten Frequenz führen zu dem im letzten Abschnitt beschriebenen Zusammenbruch der Ionenströme. Auf Änderungen der oberen Frequenz ist der Zustand dagegen recht unempfindlich. Der Vergleich der eingestrahlten Mikrowellenfrequenzen und der EZR-Frequenzen auf der Achse der Plasmakammer in Abbildung 4.3 führt zu einer möglichen Erklärung für dieses Verhalten. Die obere Frequenz liegt deutlich oberhalb der Resonanzfrequenz des Plateaus. Diese Frequenz kann wie in einer Standard-EZR-Ionenquelle ein Plasma erzeugen. Da diese Heizung in dem ansteigenden Magnetfeld über dem Plateau stattfindet, ist sie unabhängig von Schwankungen des Magnetfeldes durch den Diamagnetismus des

Plasmas. Wegen des relativ großen Gradienten des Feldes ist die Heizung aber nicht sehr effizient. Nur mit dieser Frequenz werden daher auch viel geringere Ionenströme beobachtet. Die untere Frequenz in Abbildung 4.3 liegt etwas unter der minimalen Resonanzfrequenz des Plateaus, sie kann also nicht ohne weiteres eine Heizung des Plasmas bewirken. Das Magnetfeld und damit die Resonanzfrequenzen werden jedoch durch den Diamagnetismus des von der oberen Frequenz erzeugten Plasmas abgesenkt. Bei einer genügend großen Absenkung kann dann die untere Frequenz das Plasma im Bereich des Plateaus, und damit sehr effizient, heizen. Dies ist offenbar der Fall, da die untere Frequenz einen sehr großen Einfluss auf das Plasma hat.

Diese Heizung mit zwei Frequenzen hat gegenüber der Heizung mit nur einer Frequenz im Bereich des Plateaus den Vorteil, dass sie durch die obere Frequenz wesentlich unempfindlicher auf diamagnetische Schwankungen des Magnetfeldes ist. Das erklärt wahrscheinlich das sehr geringe Rauschen des Ionenstroms in diesem Zustand.

Die immer nahezu gleiche Lage der unteren Frequenz bei 16,9 GHz ist wahrscheinlich mit einer besonders guten Hohlraumresonatormode bei dieser Frequenz zu erklären. Die Messungen aus Abschnitt 3.3 können das leider nicht bestätigen, da die Verschiebung der Resonanzfrequenzen durch das Plasma nicht bekannt ist.

Es gibt aber auch eine andere Erklärung. Genau bei 16,9 GHz liegt auch die untere Frequenzgrenze des Mikrowellengenerators. Das bedeutet, dass in diesem Bereich die Leistung der Mikrowelle stark mit der Frequenz zunimmt, von -30 dBm bei 16,86 GHz auf -2 dBm bei 16,90 GHz (Ausgangsleistung des Vorverstärkers). Eventuell ist der hier beschriebene Zustand der Quelle nicht empfindlich von der unteren Frequenz, sondern vielmehr von der Leistung dieser Frequenz abhängig, die aber nicht direkt gesteuert werden kann, um diese Vermutung zu überprüfen..

4.1.3 Optimale Produktion und Extraktion einzelner Ladungszustände

Zusätzlich zu einer stabilen und intensiven Plasmaheizung, die für die Produktion aller Ladungszustände wichtig ist, kann die Quelle auf einen hohen Ionenstrom eines bestimmten Ladungszustandes optimiert werden. Dabei sind vor allem das Magnetfeld auf der Extraktionsseite, der Neutralgasdruck und der Sauerstoffgehalt des Plasmas von Bedeutung.

Grundsätzlich wird versucht, das Magnetfeld an den Wänden der Plasmakammer so groß wie möglich zu machen, um möglichst hohe Ioneneinschlusszeiten zu erzielen. Um einen größeren Ionenstrom zu extrahieren, ist es jedoch oft sinnvoll, den Einschluss auf der Extraktionsseite zu reduzieren, indem dort das Magnetfeld verkleinert wird. Dabei gilt es für jeden Ladungszustand einen optimalen Kompromiss zu finden zwischen hoher Produktionsrate des Ladungszustandes, d.h. genügend großer Einschlusszeit, und guter Ionenextraktion, das heißt genügend schlechtem Einschluss. Im allgemeinen gilt: Je höher der Ladungszustand, um so höher muss das Magnetfeld an der Extraktionsseite und damit die Einschlusszeit

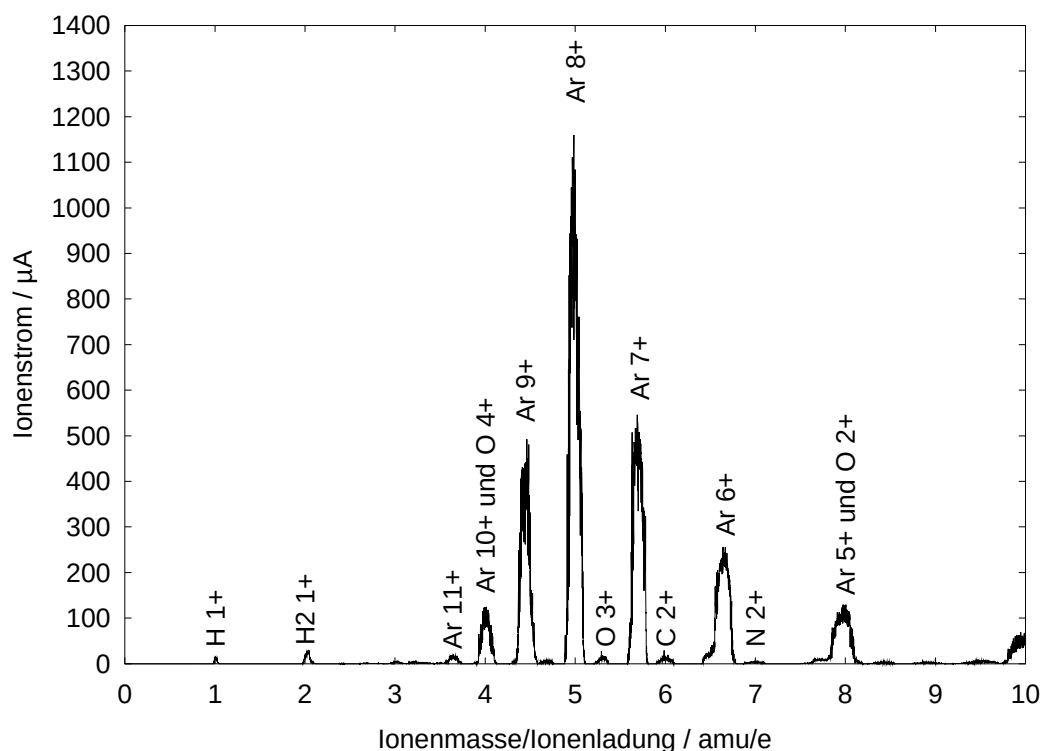


Abbildung 4.4: Auf den Strom von Ar^{8+} -Ionen optimiertes Ionenspektrum. Argon und Sauerstoff werden dem Plasma zugeführt, die übrigen Ionen sind Verunreinigungen.

der Ionen sein, da die mittlere Aufenthaltszeit im Plasma, nach der ein Ion einen bestimmten Ladungszustand erreicht, mit dem Ladungszustand stark zunimmt.

Zwei Beispiele für die unterschiedlichen Magnetfelder bei der Optimierung verschiedener Ladungszustände sind in Abbildung 4.4. bis Abbildung 4.7. zu sehen. Gezeigt sind dort zwei Ionenstromspektren, das Spektrum in Abbildung 4.4 ist in einem auf Ar^{8+} optimierten Zustand aufgenommen, das Spektrum in Abbildung 4.5 nach einer Optimierung auf Ar^{16+} . Dazu ist in Abbildung 4.6 bzw. Abbildung 4.7 jeweils das Magnetfeld auf der Achse der Quelle dargestellt. Das Magnetfeld an der Extraktionsseite der Plasmakammer ist in dem Ar^{8+} -Zustand mit knapp unter 1,0 T deutlich niedriger als im Ar^{16+} Zustand, in dem es über 1,3 T beträgt. Dies wird zum einen dadurch erreicht, dass die Feldspule auf der Extraktionsseite mit einem geringeren Strom betrieben wird, wodurch das Maximum des Magnetfeldes etwas kleiner ist als auf der Injektionsseite. Diese Maßnahme hat aber auch immer Einfluss auf das Magnetfeld im Plateaubereich, was höchst unerwünscht ist, wenn zuvor aufwändig ein optimaler Zustand für die Plasmaheizung gesucht wurde.

Daher wird das Magnetfeld am besten durch ein Verschieben der Magnetstruktur gegenüber der Plasmakammer reduziert, wie in Abschnitt 3.1.2 beschrieben. Bei dieser Methode wird das Magnetfeld im Plateau nicht verändert, allerdings verschiebt sich das Plateau gegenüber der Plasmakammer und damit auch gegenüber dem Mikrowellenfeld. Dadurch liegen die Bereiche mit großer Amplitude der Mikrowellenmode anders zum Plateau, was die Plasmaheizung beeinflussen kann.

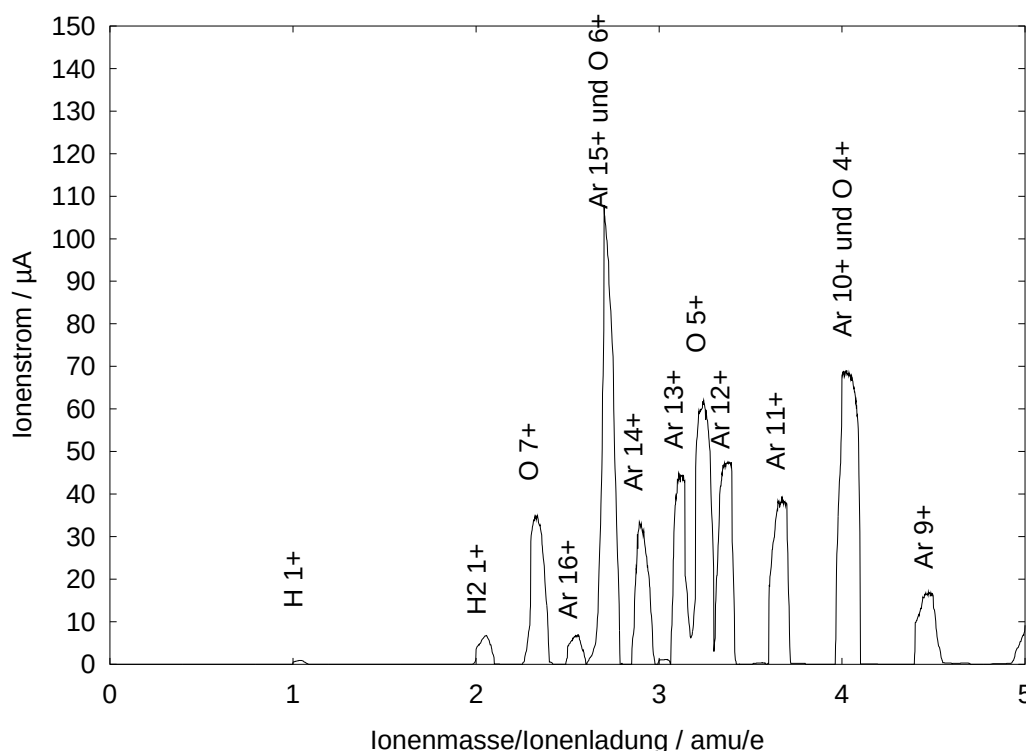


Abbildung 4.5: Auf den Strom von Ar^{16+} -Ionen optimiertes Ionenspektrum. Argon und Sauerstoff werden dem Plasma zugeführt, die übrigen Ionen sind Verunreinigungen.

Außerdem wird durch die Verschiebung der heißen Plasmakernbereich näher zur Extraktionsöffnung verschoben. Aus der Sicht des Plasmakerns wird dadurch der Öffnungswinkel der Extraktionsöffnung größer, was die Extraktionswahrscheinlichkeit der Ionen erhöht. Eine größere Verschiebung als 10 mm führt zu einem sehr starken Verlust des magnetischen Einschlusses, so dass nur Ladungszustände unter Ar^{10+} davon profitieren können.

Neben dem Magnetfeld muss auch die Zufuhr der Arbeitsgase für jeden Ladungszustand optimiert werden. Je höher der gewünschte Ladungszustand ist, desto weniger Gas muss dem Plasma zugeführt werden. Der dadurch erreichte geringere Neutralgasdruck führt zu einer geringeren Ionisationsrate und damit auch zu einem geringeren Gesamtionenstrom. Wie in Abschnitt 2.3.1 beschrieben, steigt aber die Einschlusszeit der einzelnen Ionen, die so im Mittel einen höheren Ladungszustand erreichen und zu einer Steigerung der Ströme der hohen Ladungszustände führen. Die Verschiebung des mittleren Ladungszustandes ist in Abbildung 4.4 und Abbildung 4.5 gut zu sehen, der größte Strom eines Argon-Ladungszustandes verschiebt sich von Ar^{8+} nach Ar^{12+} , während der Strom von Ar^{16+} von einem nicht nachweisbaren Wert auf fast 7 μA steigt.

Zur Verbesserung der Ionenströme wird in der PECRIS 5 neben dem Gas, aus dem hochgeladene Ionen erzeugt werden, sollen dem Plasma fast immer Sauerstoff zugeführt. Der Sauerstoffanteil des Plasmas muss mit steigendem Ladungszustand immer weiter erhöht werden. In Abbildung 4.4 sind kaum Sauerstoffionen zu sehen, während in Abbildung 4.5 die größten Ströme bei Sauerstoffionen beobach-

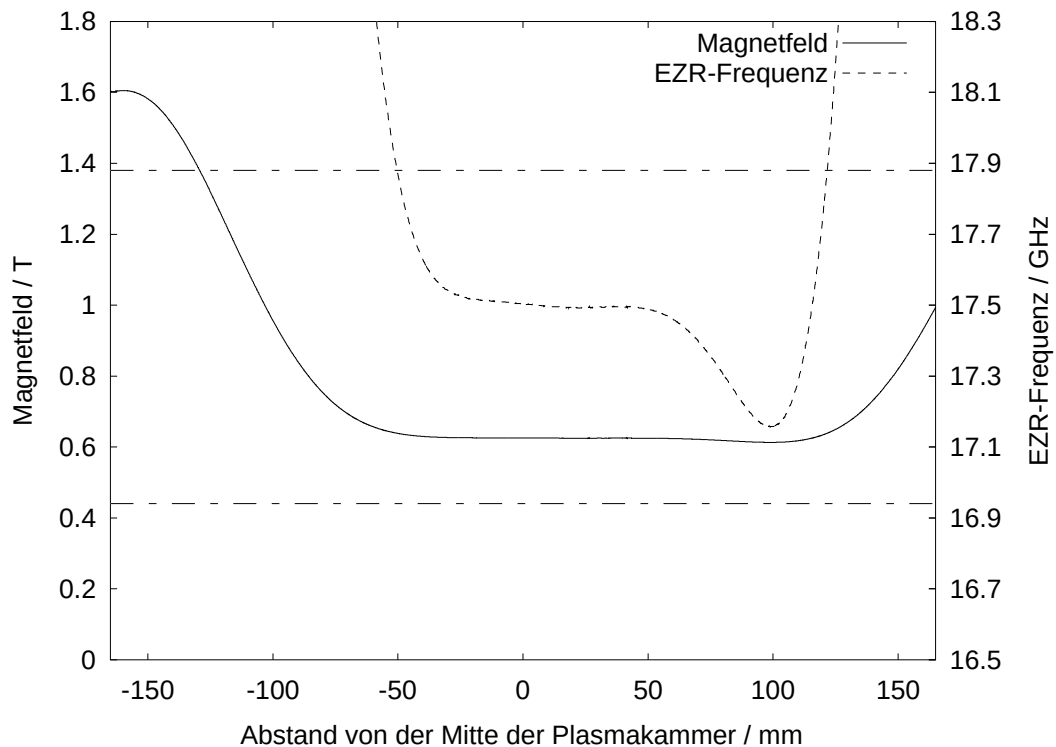


Abbildung 4.6: Zum Ionenspektrum in Abbildung 4.4 gehörendes Magnetfeld auf der Achse der PECRIS 5. Die Wände der Plasmakammer fallen mit den Grenzen des Graphen zusammen. Die erste, durchgezogene Kurve zeigt das Magnetfeld, das auf der linken Ordinate aufgetragen ist. In einer zweiten, gestrichelten Kurve ist die für das Magnetfeld im Bereich des Plateaus notwendige EZR-Frequenz dargestellt. Die rechte Ordinate bezieht sich nur auf diese Kurve. Zum Heizen der Elektronen wurden zwei Mikrowellenfrequenzen bei 16,94 GHz und 17,88 GHz benutzt, die als waagerechte Linien im Graphen zu sehen sind. Da die EZR-Frequenz proportional zum Magnetfeld ist, stellt die gestrichelte Kurve eine detailliertere Betrachtung des Magnetfeldes dar.

tet werden. Der zunehmende Sauerstoffanteil ist wahrscheinlich notwendig, da aufgrund des geringen Neutralgasdrucks nicht genügend Elektronen durch Ionisation im Plasma entstehen, um die Verluste an die Wände auszugleichen. Es wird vermutet, dass der Sauerstoff die Sekundärelektronenproduktion an den Wänden erhöht (vgl. Abschnitt 2.2.4). Eine andere mögliche Erklärung ist eine Verbesserung des Ioneneinschlusses für die Argonionen durch Stöße mit den leichteren Sauerstoffionen (vgl. Abschnitt 2.3.1).

4.2 Verbesserung der Ionenproduktion durch Sekundärelektronen

Wie in Abschnitt 2.2.4 beschrieben, ist für die Produktion von hochgeladenen Ionen eine Plasmakammeroberfläche mit einem großen Sekundärelektronenkoeffizienten, zum Beispiel Siliziumoxid oder Aluminiumoxid, von großem Vorteil. Die Plasmakammern der Vorgängerquellen der PECRIS 5 bestehen aus Kupfer, da sie Mikrowellenresonatoren mit hoher Güte bilden sollen. Um die Sekundärelektronenemission zu verbessern, werden Rohre aus Quarzglas (SiO_2) mit etwas kleine-

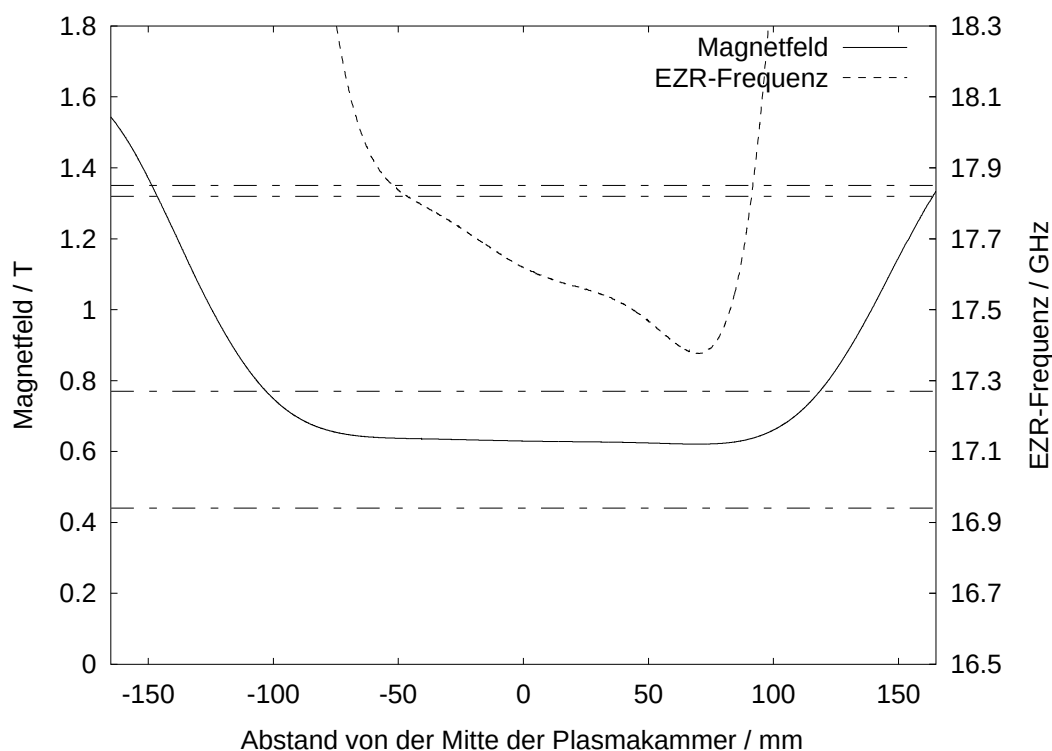


Abbildung 4.7: Zum Ionenspektrum in Abbildung 4.5 gehörendes Magnetfeld auf der Achse der PECRIS 5. Die Wände der Plasmakammer fallen mit den Grenzen des Graphen zusammen. Zum Heizen der Elektronen wurden vier Mikrowellenfrequenzen bei 16,94 GHz, 17,27 GHz, 17,82 GHz und 17,85 GHz benutzt, die als waagerechte Linien dargestellt sind.

rem Durchmesser in die Plasmakammer geschoben, so dass aus dem Plasma in radialer Richtung entkommene Teilchen auf das Quarzrohr statt auf die Kupferwand treffen. Die Methode hat allerdings den Nachteil, dass die Quarzrohre nicht sehr dünn sein können, da sie von dem Plasma stark aufgeheizt werden und sonst zu schnell schmelzen würden. Der Radius, bei dem Plasmateilchen auf eine Wand treffen, wird durch das Quarzglas verkleinert. Das quadratisch mit dem Radius ansteigende Hexapolfeld ist dort merklich schwächer als an der Wand der Plasmakammer. Effektiv wird also durch das Quarzrohr der magnetische Plasmaeinschluss vermindert. Für die PECRIS 5 wurde die Plasmakammer ebenfalls nicht aus Aluminium sondern aus Edelstahl gebaut, da die vergleichsweise hohe elektrische Leitfähigkeit von Aluminium den Einsatz der PUMAEX-Technik mit einer außerhalb der Plasmakammer liegenden Pulsspule unmöglich gemacht hätte (siehe Abschnitt 5.2.2).

In der PECRIS 5 wurde zunächst ebenfalls versucht, die radialen Wände mit einem Quarzrohr zu bedecken. Der Raum zwischen Plasmakammerwand und Quarzrohr kann aber nur schlecht evakuiert werden, da er nur an den Enden des Quarzrohres mit dem Plasmavolumen und damit mit den Vakuumpumpen verbunden ist. Die Pumpleistung in dem Spalt ist also sehr gering. Die großen Flächen von Plasmakammerinnen- und Quarzrohräußenwand können daher beim Evakuieren der Plasmakammer über viele Wochen eine bedeutsame Menge Restgas adsorbiert halten. Im Betrieb der Quelle werden aber gerade diese Flächen stark erhitzt, wodurch sie

einen Teil des adsorbierten Gases freisetzen, der dann in die Plasmakammer strömt und das Plasma verunreinigt. Im Vergleich mit der PECRIS 3 tritt dieses Problem in der PECRIS 5 wesentlich stärker auf, da in der PECRIS 5 erstens das Quarzrohr eine größere Oberfläche für die Gasadsorption hat und zweitens der Restgasdruck in der Plasmakammer geringer ist, so dass die gleiche Menge Verunreinigungen einen stärkeren Einfluss haben. Die wichtigsten Verunreinigungen sind Kohlenstoff- und Wasserstoffatome, die die Produktion hoher Ladungszustände erfahrungsgemäß stark herabsetzen.

Außerdem war mit dem Quarzrohr der an der PECRIS 5 beobachtete Ionenstrom immer sehr unruhig. Dies könnte darauf zurückzuführen sein, dass sich die Innenfläche des Quarzrohres durch auftreffende Plasmateilchen auflädt. Je nachdem, ob in radialer Richtung die Elektronen- oder Ionenverluste des Plasmas größer sind, kann diese Ladung negativ oder positiv sein. In jedem Fall wird die Oberflächenladung das Plasma beeinflussen und es kann zu Entladungen zwischen Quarzoberfläche und Plasmakammer kommen.

4.2.1 Beschichtung der Plasmakammer mit Siliziumoxid

Aufgrund der Nachteile des Quarzrohres wurde nach einer anderen Möglichkeit gesucht, die Plasmakammerwand mit Silizium- oder Aluminiumoxid zu bedecken. Eine relativ leicht umzusetzende Methode ist die Erzeugung eines Plasmas aus Sauerstoff und Silan (SiH_4) [Lyn87]. In diesem Plasma können Sauerstoff und Silan miteinander reagieren und Siliziumoxid, das sich an den Wänden ablagert, und Wasser bilden:



Es wird dabei versucht die Quelle so einzustellen, dass ein möglichst großer Strom von H_2O -Ionen beobachtet wird. Nach Gleichung 4.1 sollte dann am meisten Siliziumoxid gebildet werden. Sehr wichtig dabei ist es, die Elektronen im Plasma nicht zu stark zu heizen, da sonst durch auf die Wand prallende heiße Elektronen das sich ablagernde Siliziumoxid gleich wieder von der Wand abgelöst würde. Daher wird mit einer Mikrowellenleistung von nur 1-2 W und einem im Vergleich zum normalen Quellenbetrieb sehr hohen Gasdruck 10^{-5} mbar gearbeitet. Um eine genügend dicke Schicht aufzutragen, wird die Quelle für 10-20 Stunden mit dem Silanplasma betrieben. Nach dem Beschichten dauert es einige Tage, bis hohe Ladungszustände produziert werden können. Die Plasmakammer enthält zunächst noch Silanreste und Wasser. Außerdem trägt das Plasma zunächst einen Teil des Siliziumoxids wieder ab. Diese Verunreinigungen des Plasmas, vor allem der Wasserstoff behindert die Produktion hoher Ladungszustände.

Mit dieser Beschichtung wurden im Vergleich zum Betrieb mit Quarzrohr wesentlich höhere Ionenströme und ein deutlich ruhigerer Betrieb der Quelle erreicht. In Abbildung 4.8 sind die mit und ohne Siliziumoxidbeschichtung erzielten Ionenströme dargestellt. Für diese Messungen wurden zunächst die Ströme der gezeigten

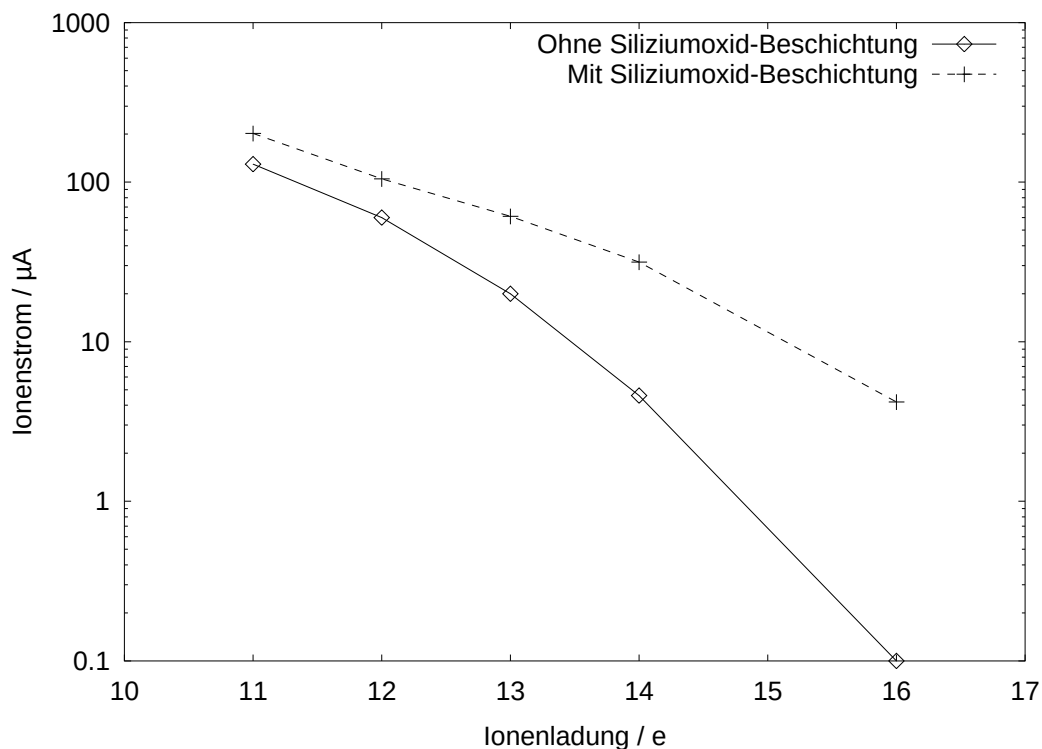


Abbildung 4.8: Mit der PECRIS 5 erzielte Ionenströme verschiedener Ladungszustände von Argonionen vor und nach der Beschichtung der Edelstahlwände der Plasmakammer mit Siliziumoxid durch ein Silan-Sauerstoff-Plasma.

Ladungszustände optimiert, dann die Plasmakammer mit der Siliziumoxidschicht bedampft und anschließend die Ladungszustände erneut optimiert. Wie erwartet hat die Siliziumoxidbeschichtung bei den höchsten Ladungszuständen die größte Wirkung. Durch die Beschichtung konnte der Ionenstrom von Ar^{11+} auf das 1,5-fache verbessert werden, beim höchsten beobachteten Ladungszustand Ar^{16+} dagegen wurde mehr als der 40-fache Strom erreicht.

Es wurde beobachtet, dass nach dem Beschichten dem Argonplasma bei der Optimierung mittlerer Ladungszustände, zum Beispiel Ar^{8+} , weniger Sauerstoff zugesetzt werden muss. Diese Beobachtung deutet darauf hin, dass der Zusatz von Sauerstoffatomen tatsächlich die Sekundärelektronenproduktion von den unbeschichteten Wänden erhöht (vgl. Abschnitt 2.2.4). Die Wandbeschichtung erhöht die Sekundärelektronenproduktion offenbar bereits ausreichend, so dass die Sauerstoffatome keinen zusätzlichen Effekt auf die Ionenproduktion bewirken. Bei der Optimierung von hohen Ladungszuständen, Ar^{11+} und höher ist dagegen nach der Wandbeschichtung weiterhin ein hoher Sauerstoffanteil im Plasma von Vorteil. Entweder macht sich dabei eine zusätzliche Verbesserung der Sekundärelektronenproduktion durch den Sauerstoff positiv bemerkbar, oder aber bei den hohen Ladungszuständen spielt der Kühleffekt der Sauerstoffionen auf die Argonionen eine Rolle (vgl. Abschnitt 2.3.1).

Trotz des großen Erfolgs hat das Silanverfahren zur Beschichtung der Plasmakammer einen gravierenden Nachteil. Die Schicht ist sehr dünn und wird daher vom Plasma innerhalb weniger Wochen so weit abgetragen, dass der Beschichtungsvor-

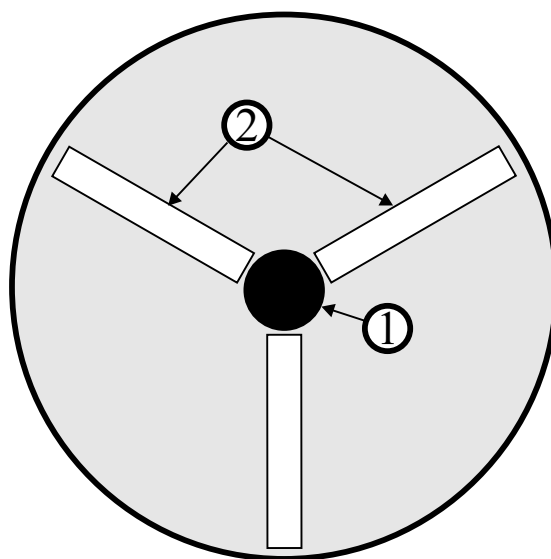


Abbildung 4.9: Position der Aluminiumoxidplättchen auf der Plasmaelektrode.

1: Extraktionsöffnung

2: Aluminiumoxidplättchen

gang wiederholt werden muss. Damit ist diese Technik für den Dauerbetrieb einer Quelle, wie er zum Beispiel für den Einsatz an einem Teilchenbeschleuniger notwendig ist, nicht geeignet.

4.2.2 Aluminiumoxidplättchen auf der Plasmaelektrode

Um die Oberfläche der Plasmakammer auf robustere Weise mit einem Sekundärelektronenspender zu bedecken, wurden Plättchen aus Aluminiumoxid benutzt. Diese können mit Aluminium als Lot mit der Plasmakammerwand verbunden werden, so dass kein für das Vakuum problematischer Spalt entsteht. Dieses Verfahren ist allerdings recht aufwändig. Das Auflöten der Aluminiumoxidplättchen muss vor dem Zusammenbau der Plasmakammer geschehen. Dabei muss das ganze Wandteil, auf das das Aluminiumoxid aufgebracht werden soll, erhitzt werden, um das Aluminiumlot zu verflüssigen. Da kein genügend großer Ofen für das 340 mm lange Stahlrohr, aus dem die Plasmakammer gebaut wurde, vorhanden war, konnte auf die radialen Wände der Plasmakammer kein Aluminiumoxid aufgebracht werden.

In einem ersten Versuch wurde nur der Bereich der Plasmaelektrode, in dem Magnetfeldlinien aus dem heißen Plasmakern auftreffen (siehe Abschnitt 2.2.2), mit Aluminiumoxidplättchen bedeckt. Bei einer mit dem Silanverfahren bedampften Plasmakammer ist nach dem Betrieb dieser Bereich gut zu erkennen (siehe Abbildung 3.16). Hier ist die dunkle Siliziumoxidschicht⁵⁹ abgetragen und die helle Stahloberfläche zu sehen. Das bedeutet, dass auf dieser Fläche die weitaus meisten Plasmateilchen auftreffen, und damit auch die meisten Sekundärelektronen

59. Die dunkle Färbung ist wahrscheinlich auf überschüssiges Silizium zurückzuführen.

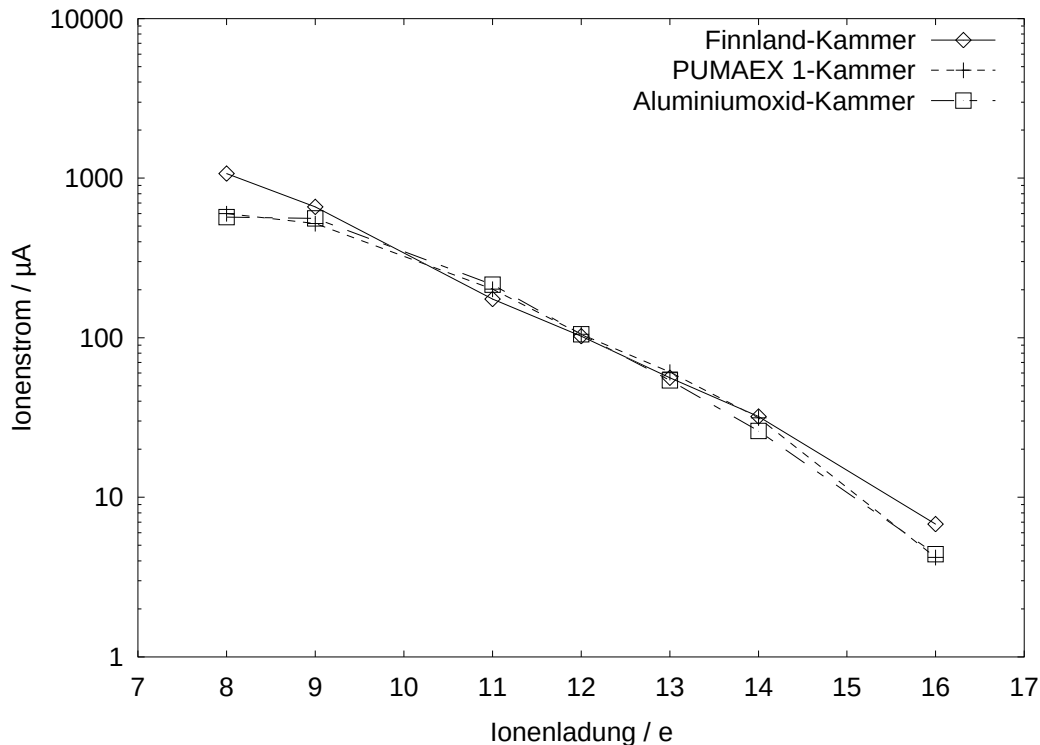


Abbildung 4.10: Vergleich der mit verschiedene Plasmakammern erreichten Ionenströme verschiedener Ladungszustände von Argonionen. In den ersten beiden wurde das Silanverfahren zur Beschichtung der Oberflächen eingesetzt. In der dritten Kammer waren Aluminiumoxidplättchen auf der Plasmaelektrode angebracht.

erzeugt werden. Durch das Abdecken dieses Bereiches sollte also fast der gleiche Effekt zu erzielen sein, wie durch das Bedecken der ganzen Plasmaelektrode. Dazu werden wie in Abbildung 4.9 gezeigt drei 30 mm lange, 6 mm breite und 4 mm dicke Plättchen aus Aluminiumoxid wie oben beschrieben auf die Plasmaelektrode gelötet. Um eine ebene Auflagefläche auf der konkaven Plasmaelektrode für die Plättchen zu schaffen, wurden drei passende Vertiefungen in die Plasmaelektrode gefräst. Damit wird gleichzeitig die Positionierung der Plättchen stark vereinfacht, die beim Lötten auf dem flüssigen Aluminium schwimmen und daher leicht verrutschen.

Der erwartete Effekt der Aluminiumoxidplättchen wurde von den Ergebnissen des Quellenbetriebes noch übertroffen. Abbildung 4.10 zeigt die erzielten Ionenströme von zwei durch das Silanverfahren mit Siliziumoxid beschichteten Plasmakammern und die Ströme der Plasmakammer mit den Aluminiumoxidplättchen. Im Rahmen der Schwankung der Ionenströme durch unterschiedlich erfolgreiche Optimierungen der Quelle sind die jeweils für einen Ladungszustand erzeugten Ionenströme gleich. Da bei dem Vergleich von Ionenströmen unterschiedlicher Plasmakammern eine Vielzahl von Faktoren möglicherweise Einfluss auf die Ströme haben kann, wurde auch die Plasmakammer mit den Aluminiumoxidplättchen mit Siliziumoxid bedampft und die einzelnen Ladungszustände erneut optimiert. Wie Abbildung 4.11 zeigt wurde dabei keine Änderung der Ionenströme beobachtet.

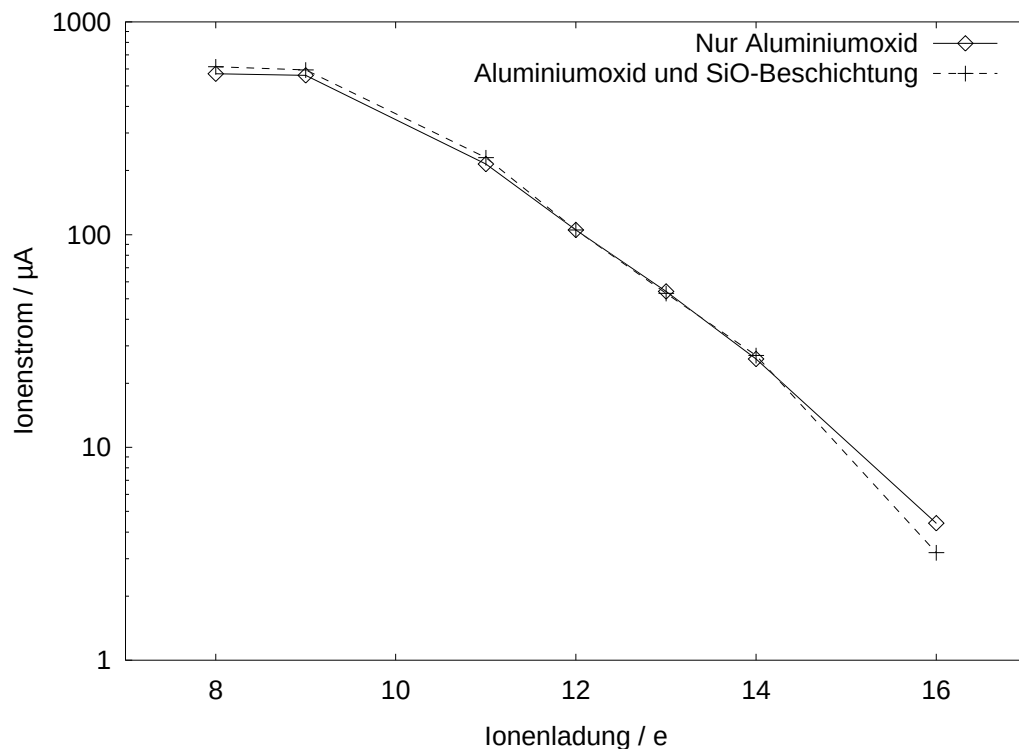


Abbildung 4.11: Vergleich der erreichten Argon-Ionenströme mit der Plasmakammer mit den Aluminiumoxidplättchen vor und nach dem Beschichten mit Siliziumoxid durch das Silanverfahren.

Das bedeutet aber nicht, dass die Außenwand der Plasmakammer und die Injektionselektrode, auf denen es ebenfalls Bereiche starker Plasmawechselwirkung gibt, ohne Bedeutung für die Sekundärelektronenproduktion ist. Bei Versuchen an der RIKEN 18 GHz EZR-Ionenquelle [KNH+02b] hatte Aluminiumoxid eine deutlich bessere Wirkung auf die Produktion hochgeladener Ionen als Siliziumoxid. Es ist möglich, dass durch die Siliziumbeschichtung die Sekundärelektronenproduktion von der radialen Wand der Plasmakammer und der Injektionselektrode verbessert wird, gleichzeitig aber durch die Bedeckung des Aluminiumoxids mit Siliziumoxids die Sekundärelektronenproduktion an der Plasmaelektrode verschlechtert wird. Es kann also vermutet werden, dass weitere Aluminiumoxidplättchen auf der Außenwand der Plasmakammer und der Injektionselektrode die Ionenströme weiter verbessern können und so deutlich bessere Ionenströme als mit der kompletten Siliziumoxidbeschichtung erreicht werden können.

4.3 Injektion von langsamen Elektronen

4.3.1 Konstruktion des Injektionssystems

Zusätzlich zu der Sekundärelektronenproduktion an den Wänden der Plasmakammer wurde an der PECRIS 5 versucht, die Elektronendichte im Plasma durch die Injektion eines intensiven Elektronenstrahls zu erhöhen, um die Produktion sehr hoch geladener Ionen zu verbessern [Täs02]. Vor allem in Kombination mit dem

PUMAEX-Verfahren wurde von der Elektroneninjektion eine deutliche Erhöhung der extrahierten Ionenströme sehr hoher Ladungszustände erwartet. Bei der gepulsten Extraktion mit dem PUMAEX-Verfahren ist es sinnvoll, zunächst möglichst viele hochgeladene Ionen im Plasma anzusammeln bei möglichst geringer Extraktion, um diese angesammelten Ionen anschließend in einem kurzen Puls zu extrahieren. Dazu sollte der magnetische Einschluss auf allen Seiten maximal sein und der Neutralgasdruck möglichst noch weiter gesenkt werden als bei der Produktion von hochgeladenen Ionen mit normaler Extraktion. Die Sekundärelektronenproduktion an den Wänden hilft zwar, das Plasma bei geringerem Neutralgasdruck aufrecht zu halten, sie ist jedoch von den Ionenverlusten des Plasmas abhängig. Bei der Minimierung der Verluste durch einen maximalen magnetischen Einschluss lässt auch die Sekundärelektronenproduktion nach. Mit einer externen, nicht vom Plasma abhängigen Elektronenzufuhr sollte sich der Neutralgasdruck daher noch weiter senken lassen und eine höhere Dichte von sehr hoch geladenen Ionen im Plasma angesammelt werden können.

Bisherige Experimente mit der Injektion von Elektronen in ein EZR-Plasma [XLL+90,OUZ99] führten zu vielversprechenden Steigerungen der extrahierten Ströme sehr hoch geladener Ionen. Die Lebensdauer der Kathoden, die dabei als Elektronenquellen verwendet wurden, waren durch den Beschuss von Plasmateilchen aber stark herabgesetzt. An der PECRIS 5 wurde daher als Ort für die Elektronenquelle die Pumpenkammer auf der Injektionsseite der Quelle gewählt (siehe Abbildung 4.12). Diese Kammer liegt so weit außerhalb des Magnetfeldes der Quelle, dass keine Teilchen aus dem Plasma die Kathode erreichen können. Außerdem ist hier genügend Platz vorhanden, um eine Elektronenkanone mit hoher Anodenspannung und einem entsprechend intensiven Elektronenstrahl benutzen zu können. Die eingesetzte Elektronenkanone⁶⁰ arbeitet mit einer geheizten Oberflächenkathode⁶¹ und soll bei einer maximalen Anodenspannung von 16 kV einen Elektronenstrom von 220 mA liefern. Die Anode der Elektronenkanone ist etwa 355 mm von dem Eintritt des Elektronenstrahls in die Plasmakammer durch die Injektionselektrode entfernt. Um den Elektronenstrahl möglichst verlustarm über diese Strecke zu transportieren, ist ein Linsensystem notwendig.

Die in das Plasma injizierten Elektronen sollen durch die EZR-Heizung so stark geheizt werden, dass sie in dem magnetischen Trog der Quelle gefangen bleiben und so die Elektronendichte im Plasma viel stärker erhöhen als bei einem einmaligen Durchlaufen der Plasmakammer. Dazu muss ihnen beim ersten Durchqueren der EZR-Resonanzzone genug Rotationsenergie zugeführt werden, damit ihre Geschwindigkeit nicht mehr im Verlustbereich der magnetischen Spiegel liegt. Die mittlere Energie, die einem Elektron beim Durchqueren der Resonanzzone zugeführt wird, ist proportional zur Zeit die das Elektron in der Resonanzzone verbringt [Ada94,S.14]. Zusätzlich ist die Energie, die benötigt wird, um ein Elektron aus dem Verlustbereich zu heizen, proportional zur Translationsenergie des Elektrons. Die Elektronen müssen deshalb mit möglichst geringer kinetische Energie injiziert

60. VUW-8206A von CPI

61. M-Typ-Dispenser-Kathode

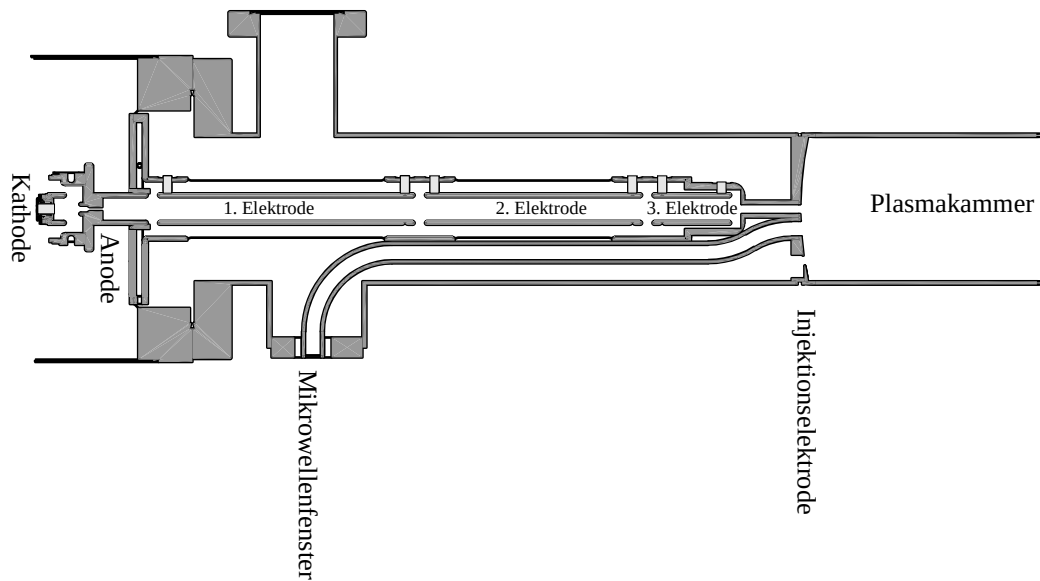


Abbildung 4.12: Schnitt durch das Linsensystem zur Injektion eines intensiven Elektronenstrahls in die PECRIS 5.

werden. Das Linsensystem dient daher zusätzlich dazu, den Elektronenstrahl auf eine Energie von 50-200 eV abzubremesen.

Dabei stellt das von der Elektronenkanone zur Plasmakammer auf mehr als das 700-fache zunehmende Magnetfeld das größte Problem dar, da es als starker magnetischer Spiegel auf den Elektronenstrahl wirkt. Der Öffnungswinkel des Verlustbereichs dieses Spiegels, in dem die Geschwindigkeit der Elektronen liegen muss, damit sie durch das Spiegelfeld hindurch in die Plasmakammer injiziert werden können, beträgt an der Anode der Elektronenkanone nur etwa 2° . Elektronen, deren Trajektorien einen größeren Winkel zur Achse aufweisen, werden von dem Spiegelfeld reflektiert und gelangen nicht in die Plasmakammer. Der Divergenzwinkel des aus der Elektronenkanone kommenden Elektronenstrahls muss also sehr klein sein, und das Linsensystem muss die bei der Abbremsung des Strahls auftretende Vergrößerung des Strahlwinkels kompensieren.

Unter Verwendung einer Simulation der Elektronentrajektorien in dem elektrischen Feld des Linsensystems und dem Magnetfeld der PECRIS 5 wurde ein Linsensystem, bestehend aus drei zylinderförmigen Elektroden, deren elektrisches Potential einzeln variiert werden kann, entworfen (siehe Abbildung 4.12) [Täs02]. Dabei konnten allerdings keine Raumladungseffekte berücksichtigt werden.

An den Spalten zwischen den drei Elektroden sowie der Anode und der ersten Elektrode und der dritten Elektrode und dem mit der Plasmakammer verbundenen Rohr entstehen elektrische Felder, die sehr ähnlich wie elektrostatische Einzellinsen einen fokussierenden Effekt auf den Elektronenstrahl haben. Damit die Rotationssymmetrie der Felder nicht durch andere Bauelemente, wie den Mikrowellenhohlleiter, gestört wird, sind die Elektroden von einem geerdeten Rohr umgeben. Damit das Innere der Elektroden gut abgepumpt wird, sind in das geerdete Rohr große Öffnungen geschnitten, die nur den Bereich der Linsen aus-

sparen. Das etwa 30 mm lange Rohr mit 5 mm Durchmesser zwischen der dritten Elektrode und der Plasmakammer, das auf dem elektrischen Potential der Plasmakammer liegt, verhindert, dass das elektrische Feld der dritten Elektrode in die Plasmakammer hineinreicht und Elektronen aus dem Plasma extrahiert, also das Gegenteil des gewünschten Effekts bewirkt.

Mit diesem Linsensystem konnte in der oben genannten Simulation bei einem Kathodenpotential von -100 V gegenüber der Plasmakammer sowie einer Anodenpotential von +16 kV und Elektrodenpotentialen von +8 kV, +5 kV und +2 kV gegenüber der Plasmakammer alle aus der Elektronenkanone kommenden Elektronen bis zu einem Startwinkel von $0,2^\circ$ zur Achse in die Plasmakammer injiziert werden, was dem vollständigen Strahl der Elektronenkanone entsprechen sollte. Bei einer Verringerung des Kathodenpotentials, was zu einer geringeren Energie der in die Plasmakammer injizierten Elektronen und damit zu einer größeren Heiz- und Einfangwahrscheinlichkeit der Elektronen führt, nimmt der für eine erfolgreiche Injektion erlaubte maximale Startwinkel ab. Dadurch wird ein Teil des Elektronenstrahls vor der Plasmakammer reflektiert und prallt vor allem auf die Anode.

4.3.2 Experimente zur Injektion von Elektronen in die PECRIS 5

Um die Funktion der Elektronenkanone und des Linsensystems zu testen, wurde bei eingeschaltetem Magnetfeld der Quelle aber abgeschalteter Mikrowellenleistung der in die Plasmakammer gelangende Elektronenstrom bestimmt. Da alle Elektronen, die in die Plasmakammer gelangen, in dem starken Magnetfeld der Quelle sehr nahe der Achse bleiben, und der magnetische Spiegel auf der Extraktionsseite nicht höher als der auf der Injektionsseite ist, verlassen alle Elektronen die Plasmakammer durch die Extraktionsöffnung. Sie treffen auf die Extraktionselektrode oder andere Teile des normalerweise auf Extraktionspotential liegenden Bereichs, der für diese Messung über ein Amperemeter mit dem Quellenpotential verbundenen wird. Der in die Plasmakammer injizierte Elektronenstrom kann so als elektrischer Strom, der vom Quellenpotential zum Extraktionsbereich der Anlage fließt, gemessen werden.

Es wurde erstens festgestellt, dass die Kathode bei weitem nicht ihren Nennstrom liefert. Bereits ab einer Spannungsdifferenz von 0,4 kV zwischen Kathode und Anode der Elektronenkanone zeigt der emittierte Strom nur noch einen schwachen linearen Anstieg, statt des erwarteten Anstiegs gemäß des Child-Langmuir-Gesetzes (Gleichung 2.7, Seite 40) [Täs02,S.61]. Höchstwahrscheinlich war die bereits an der PECRIS 4 benutzte Kathode am Ende ihrer Lebensdauer angelangt.

Zweitens wurde beobachtet, dass bei eingeschaltetem Magnetfeld der PECRIS 5 bis zu 90% der von der Kathode emittierten Elektronen direkt auf die Anode treffen. Auch eine Veränderung des Abstandes zwischen Kathode und Anode konnte dieses Problem nicht lösen. Abgesehen davon, dass damit ein großer Teil der Elektronen verloren geht, ist die Aufheizung der Anode durch die aufprallenden Elektronen ein Problem, da die Kühlung der Anode für eine deponierte Wärmeleistung von maximal 30 W ausgelegt ist. Bei den großen Elektronenverlusten an der Anode ist es daher nicht möglich hohe Anodenspannungen zu benutzen. Außerdem

wurde häufig bei Erhöhung der Anodenspannung einer Verringerung des von der Kathode emittierten Stroms beobachtet. Wahrscheinlich werden durch die Aufheizung der Anode dort adsorbierte Gase freigesetzt, die die Oberfläche der Kathode vergiften und den emittierten Strom senken.

Wegen der Probleme mit der Elektronenkanone konnte im Extraktionsbereich ein maximaler Elektronenstrom von nur 67 μA gemessen werden. Dieser maximale Strom wurde erreicht bei einem Kathodenpotential von -230 V, einem Anodenpotential von 6 kV, einem Kathodenstrom von 1,1 mA und einem auf die Anode treffenden Elektronenstrom von 0,9 mA. Bei einem Kathodenpotential von nur 100 V halbierte sich der im Extraktionsbereich gemessene Strom.

Aufgrund dieses enttäuschenden Ergebnisses wurde die Elektronenkanone neu konstruiert, dabei wurde wiederum die im letzten Abschnitt erwähnte Simulation der Elektronentrajektorien benutzt. Um die dabei nicht berücksichtigten Raumladungseffekte kompensieren zu können, wurde eine neue Elektronenkanone mit einem Wehnelt-Zylinder, dessen Potential variiert werden kann, gebaut.

Die neue Kathode in dieser Kanone lieferte bei einer Anodenspannung von 5 kV einen reproduzierbaren Elektronenstrom von etwa 9 mA. Das Problem der hohen Elektronenverluste an der Anode konnte leider nicht behoben werden, die Verluste konnten aber auf 50-60% reduziert werden. Wegen der Aufheizung der Anode konnte keine Anodenspannung über 5 kV benutzt werden.

Der nicht auf die Anode treffende Teil des Elektronenstrahls konnte bei einem Kathodenpotential von -200 V nach Optimierung der drei Elektrodenpotentiale vollständig im Extraktionsbereich gemessen werden, die Verluste im Linsensystem sind also gering. Bei geringeren Kathodenpotentialen dagegen wird ein zunehmender Teil des Elektronenstrahls von dem magnetischen Spiegel reflektiert und prallt auf die Anode.

Die Probleme mit der Elektrodenkanone konnten nicht gelöst werden und verhindern das Erreichen der ursprünglich geplanten injizierten Elektronenströme bei weitem. Zumindest ein Elektronenstrom von einigen Milliampere kann aber in die Plasmakammer injiziert werden.

In einem weiteren Test sollte überprüft werden, ob die in die Plasmakammer injizierten Elektronen dort durch die EZR-Heizung eingeschlossen werden können. Dazu wurde die Mikrowelle eingeschaltet, jedoch ohne Gaszufuhr in die Plasmakammer, so dass kein EZR-Plasma entstand. Die Wirkung der Mikrowelle auf den injizierten Elektronenstrahl wurde wie zuvor anhand des im Extraktionsbereich auftreffenden Elektronenstroms beobachtet. Dieser Strom verschwand vollständig bei bestimmten Mikrowellenfrequenzen, die hoch genug waren, um EZR-Bereiche auf der Achse der Plasmakammer zu erzeugen, deren Resonanzfeldstärke also auf oder über dem magnetischen Plateau der PECRIS 5 lag. Wahrscheinlich wurden bei diesen Frequenzen Hohlraummoden der Plasmakammer mit einer zur EZR-Heizung auf der Achse gut geeigneten elektrischen Feldverteilung (vgl. Abschnitt 3.3.2) angeregt und den injizierten Elektronen dadurch Energie zugeführt. Die Elektronen wurden jedoch nicht wie erwartet in der Plasmakammer eingeschlossen, sondern vollständig zurück in das Linsensystem reflektiert, wo sie

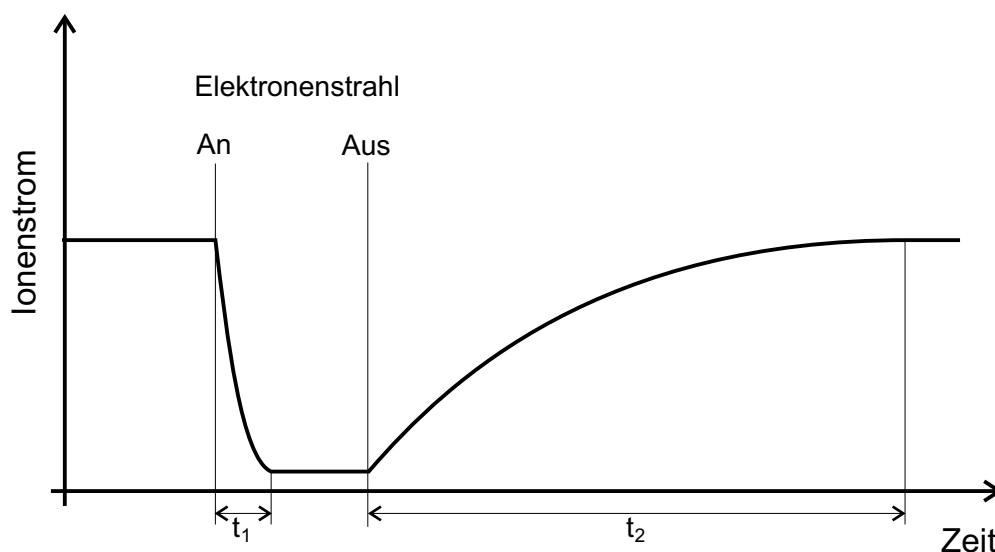


Abbildung 4.13: Skizzierter Verlauf des Ionenstroms beim An- und Abschalten des Elektronenstrahls. Die Zeiten t_1 und t_2 sind in Tabelle 4.1 für verschiedene Ladungszustände von Argonionen angegeben.

durch eine Erhöhung des Anodenstroms und des auf die erste Elektrode treffenden Stroms nachgewiesen werden konnten.

Bei einem Einschluss der Elektronen in der Plasmakammer dagegen sollte auf Injektions- und Extraktionsseite der Plasmakammer eine etwa gleich große Zahl von Elektronen aus der Kammer entkommen. Außerdem sollte ein Teil der Elektronen auch auf den Wänden der Plasmakammer aufprallen, da die in diesem Falle angesammelte große Raumladungsdichte die Elektronen auseinander treibt.

Weiterhin wurde beobachtet, dass das Magnetfeld auf der Extraktionsseite einen Einfluss auf die Reflexion des Elektronenstrahls hat. Die Elektronen müssen also in den Bereich des magnetischen Spiegels auf der Extraktionsseite der Quelle gelangen. Nur mit der EZR-Wechselwirkung der Elektronen und der Mikrowelle in der Plasmakammer ist diese Beobachtung wohl nicht zu erklären. Die Elektronen müssten bei ihrem ersten Durchqueren der Plasmakammer genügend geheizt werden, um an dem magnetischen Spiegel auf der Extraktionsseite reflektiert zu werden. Anschließend müssten alle Elektronen bei ihrem zweiten Durchlaufen der Plasmakammer ähnlich stark abgebremst werden, damit sie den magnetischen Spiegel auf der Injektionsseite überwinden können. Aufgrund des statistischen Charakters der EZR-Heizung ist ein solcher Vorgang aber kaum vorstellbar.

Im Betrieb der PECRIS 5 konnte durch das Einschalten des Elektronenstrahls teilweise eine Verbesserung der extrahierten Ströme hochgeladener Ionen wie Ar^{12+} um bis zu 20% erzielt werden. Sehr oft aber verschwanden die Ströme hochgeladener Ionen beim Einschalten der Elektroneninjektion fast vollständig. Um dieses Verschwinden der hohen Ladungszustände zu verstehen, wurden die Verläufe der Ionenströme verschiedener Ladungszustände beim An- und Ausschalten des Elektronenstrahls beobachtet (siehe Abbildung 4.13 und Tabelle 4.1). Nach dem Einschalten des Elektronenstrahls nimmt der Ionenstrom in relativ kurzer Zeit ab, dabei verschwinden höhere Ladungszustände schneller, was auch bei dem After-

Ladungszustand	t_1 / ms	t_2 / ms
8+	0,25	5
10+	0,15	5-10
12+	0,10	10

Tabelle 4.1: Abfall- und Anstiegszeiten verschiedener Ionenströme von Argonionen beim An- und Abschalten des Elektronenstrahls. Zur Bestimmung der Zeiten siehe Abbildung 4.13.

glow-Effekt (vgl. Abschnitt 2.3.5) beobachtet wird [Mül00,S.84]. Beim Abschalten liegt die Anstiegszeit des Ionenstroms im Bereich von mehreren Millisekunden und nimmt mit dem Ladungszustand zu. Dies deutet darauf hin, dass die Produktion der hohen Ladungszustände gestört wird und während der Elektroneninjektion keine hohen Ladungszustände im Plasma vorhanden sind. Nach dem Abschalten des Elektronenstrahls werden die hohen Ladungszustände wieder produziert, was wegen der sukzessiven Ionisation für höhere Ladungszustände länger dauert.

Eine Ursache für die starke Reduktion der Ionenproduktion könnte sein, dass der intensive Elektronenstrahl auf der Achse der Plasmakammer die Mikrowellenmoden der Kammer stört. Die Elektronendichte des injizierten Strahls liegt in der Größenordnung von $5 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$ (siehe Anhang D) und damit nahe der Cut-Off-Dichte, die bei 18 GHz $4 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$ beträgt. In der Plasmakammer kommt die Elektronendichte des Plasmas hinzu, die im Zentrum der Resonanzzone wahrscheinlich ebenfalls die Größenordnung der Cut-Off-Dichte erreicht. Die Mikrowelle kann also nicht, oder nur teilweise, in den Elektronenstrahl eindringen, das heißt es können keine Mikrowellenmoden mit hohen Feldstärken auf der Achse entstehen. Da durch das magnetische Plateau der PECRIS 5 die Heizung des Plasmas vor allem auf der Achse stattfindet, also optimal mit Mikrowellenmoden mit hoher Feldstärke auf der Achse funktioniert, kann die EZR-Heizung durch den Elektronenstrahl stark gestört werden.

Diese Beobachtungen beruhen allerdings auf relativ wenig Messungen, die vor allem das Ziel hatten die Ionenströme zu erhöhen. Die hier dargestellten Deutungsversuche bleiben unsicher. Für ein besseres Verständnis wäre eine ausführlichere Untersuchung der Elektroneninjektion mit dem vorgestellten Injektionssystem erforderlich.

4.4 Röntgenemissionsmessungen an der PECRIS 5

4.4.1 Motivation

Die Röntgenstrahlung einer EZR-Ionenquelle entsteht zum größten Teil beim Auftreffen von Elektronen, die durch die EZR-Heizung auf hohe kinetische Energien gebracht wurden, auf die Wände der Plasmakammer. Ein kleiner Teil der Strahlung entsteht auch im Plasma selbst bei der Wechselwirkung von hochenergetischen Elektronen mit Kernen der Atome und Ionen des Plasmas. Trotz der hohen Elektro-

nendichte im Plasma ist der Anteil der Strahlung aus dem Plasmavolumen klein gegenüber dem der Strahlung von der Wand, die nur von den Elektronen erzeugt wird, die dem magnetischen Einschluss entkommen. Der Grund ist die relativ geringe Atomdichte von weniger als 10^{18} m^{-3} im Plasma im Vergleich zu den Wänden ($\approx 10^{29} \text{ m}^{-3}$).

Aus dem Energiespektrum der Röntgenstrahlung können Informationen über die Energieverteilung und Dichte der EZR-geheizten Elektronen im Plasma gewonnen werden ohne das Plasma durch das Einbringen von Sonden zu stören. Da diese geheizten Elektronen bei der Ionisation und auch dem Einschluss eines EZR-Plasmas eine große Bedeutung haben, sind solche Informationen sehr wertvoll. Die Wirkung von Techniken zur Verbesserung der Heizung, wie das magnetische Plateau und die Multifrequenzheizung, kann so direkt beobachtet und überprüft werden. Aus diesem Grund wurden im Rahmen einer Diplomarbeit Messungen der Röntgenstrahlung der PECRIS 5 durchgeführt [Alb03].

Es ist prinzipiell zu unterscheiden zwischen Messungen der Röntgenstrahlung von den Wänden und Messungen der Strahlung aus dem Plasma. Die Messung der Strahlung von der Wand ist technisch weitaus einfacher, da die gesamte Röntgenstrahlung der Quelle betrachtet werden und der Teil der Strahlung aus dem Plasma vernachlässigt werden kann. Die Ergebnisse solcher Messungen enthalten jedoch nur Informationen über die aus dem Plasma entkommenden Elektronen. Da die Stärke des magnetischen Einschlusses von der kinetischen Energie der Elektronen abhängt (vgl. Abschnitt 2.2.2), unterscheidet sich die Energieverteilung der Elektronen im Plasma deutlich von der Verteilung der entkommenden Elektronen [Hei02]. Das Zurückrechnen der Elektronenenergieverteilung aus dem Energiespektrum der Röntgenstrahlung von der Wand ist zudem wesentlich komplizierter als bei der Strahlung aus dem Plasma, da jedes auftreffende Elektron eine Vielzahl von Photonen produziert. Auch über die Elektronendichte im Plasma kann keine Aussage gemacht werden. Die Maximalenergie der Elektronen im Plasma kann dagegen angegeben werden, da auch von den Elektronen mit den höchsten Energien einige aus dem Plasma entkommen und auf die Wände treffen.

Für die Messungen der Röntgenstrahlung aus dem Plasma muss durch eine geeignete Abschirmung dafür gesorgt werden, dass keine Röntgenstrahlung von den Wänden der Plasmakammer den Detektor erreicht, was bei den hohen Röntgenenergien bis zu 2 MeV nicht einfach ist. Besondere Probleme bereitet dabei die in der Abschirmung entstehende Sekundärstrahlung.

Aus der im Plasma entstehenden Röntgenstrahlung kann das Energiespektrum der Elektronen im Plasma relativ einfach berechnet werden [Alb03,S.69f]. Aus der Strahlungsintensität kann auch die Elektronendichte abgeschätzt werden [Alb03,S.73]. Wenn es gelingt, auch die niederenergetische Röntgenstrahlung im Bereich der charakteristischen Strahlung der Atome und Ionen im Plasma mit hoher Energieauflösung zu beobachten, ist es auch möglich, anhand der vom Ladungszustand der Ionen abhängigen charakteristischen Röntgenstrahlung die Ladungsverteilung der Ionen zu bestimmen [DKGB00]. Um eine Streuung und Absorption der niederenergetischen Strahlung zu vermeiden, muss ein Vakuum-

fenster aus Beryllium für den Austritt der Strahlung benutzt werden oder noch besser die Messung im Vakuumaufbau der PECRIS 5 stattfinden.

4.4.2 Messungen

An der PECRIS 5 wurden nur Messungen der Röntgenstrahlung von den Wänden der Plasmakammer durchgeführt, in dem begrenzten Zeitraum, der für die Messungen zur Verfügung stand, konnten Messungen der Strahlung aus dem Plasma nicht realisiert werden.

Es fiel auf, dass die Strahlung sehr ungleichmäßig von den Wänden emittiert wird. Um Informationen über den Herkunftsort der Strahlung zu erhalten, wurde die Strahlungsintensität mit einem Dosimeter zunächst auf der Quellenachse gemessen und eine vertikale Spaltblende aus Blei zwischen Dosimeter und Plasmakammer platziert. Diese Blende wurde in horizontaler Richtung bewegt und so bestimmt, aus welcher Richtung die größte Strahlungsintensität zu dem Dosimeter gelangt. Anschließend wurde das Dosimeter in horizontaler Richtung einige Zentimeter von der Achse entfernt und wiederum mit Hilfe der Spaltblende die Richtung der höchsten Strahlintensität bestimmt. Beide Messungen werden zur vertikalen Richtungsbestimmung mit einer horizontalen Spaltblende, die in vertikaler Richtung bewegt wird, wiederholt. Zusammen ermöglichen die vier Richtungsmessungen eine dreidimensionale Ortsbestimmung. Wie in [Alb03,S.74ff] beschrieben wird, zeigt sich, dass der größte Teil der Röntgenstrahlung an der Plasmaelektrode in einem der drei Ausläufer des sternförmigen Verlustbereichs entsteht. Eine später Überprüfung des Hexapols ergab, dass an dieser Stelle durch eine zu starke Erhitzung die Magnetisierung des Materials deutlich abgenommen hatte, was zu einer Verschlechterung des Plasmaeinschlusses und hohen Teilchenverlusten in diesem Bereich führte.

Zur Messung des Energiespektrums der Röntgenstrahlung wurde ein Halbleiter-Detektor vom Si(Li)-Typ verwendet, der mit flüssigem Stickstoff gekühlt wird [Alb03,S.57f]. Der Detektor steht an der Injektionsseite der Quelle auf der Achse in einem Abstand von etwa 5 m von der Quellenmitte. An dieser Position liegt relativ wenig die Röntgenstrahlung streuendes Material zwischen dem Plasma und dem Detektor. Aufgrund der hohen Strahlungsintensität wird vor dem Detektor eine Bleiabschirmung von 10-20 cm Dicke platziert. Zusätzlich ist eine seitliche Abschirmung des Detektors notwendig, um zu verhindern, dass gestreute Röntgenstrahlung den Detektor erreicht und die Messung verfälscht. Die seitliche Abschirmung hat eine Stärke von 20 cm.

Abbildung 4.14 zeigt ein an der PECRIS 5 gemessenes Energiespektrum. Es fallen zwei unterschiedliche Verteilungen auf, eine niederenergetische mit sehr hohen Zählraten unterhalb von 350 keV und eine hochenergetische mit niedrigen Zählraten, die sich bis zu einer Energie von 2 MeV erstreckt. Bei dieser Messung stand vor dem Detektor eine 15 cm dicke Bleiabschirmung, die die von der PECRIS 5 kommende Röntgenstrahlung unterhalb von 350 keV vollständig absorbiert (siehe Anhang E). Die unterhalb von 350 keV gemessene Röntgenstrahlung ist demnach Bremsstrahlung, die in der Bleiabschirmung nahe der Detektorseite von Elektronen erzeugt wird, welche zuvor durch die von der PECRIS 5 kommende Röntgenstrah-

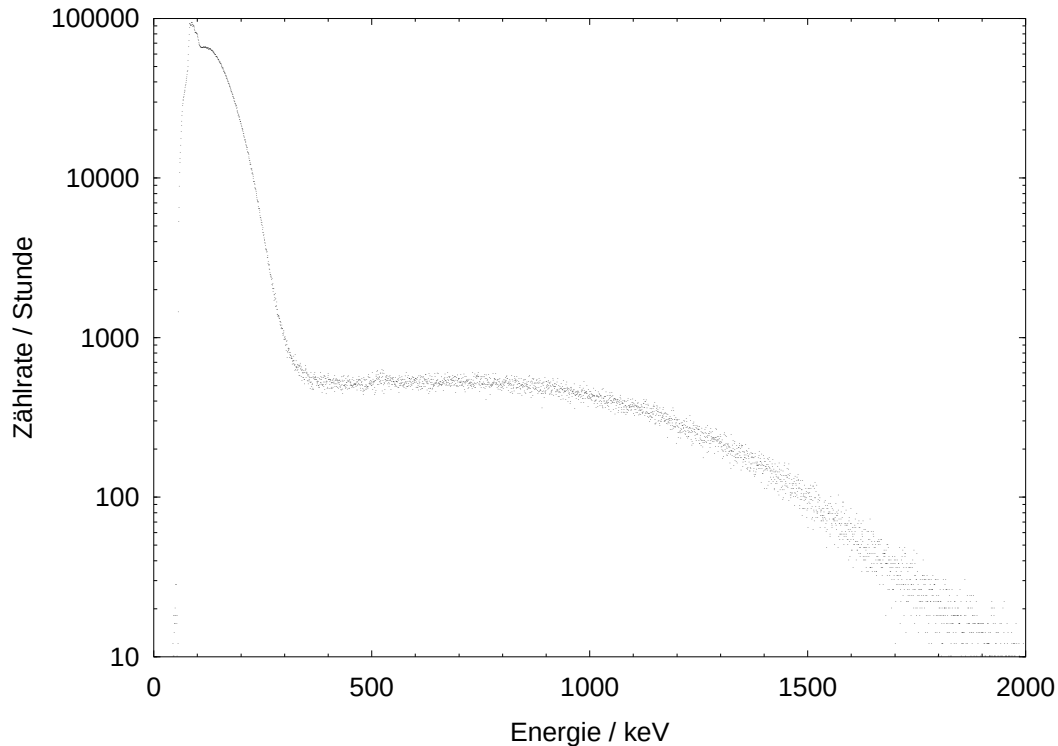


Abbildung 4.14: Gemessenes Energiespektrum der von der PECRIS 5 erzeugten Röntgenstrahlung. Energien unter 50 keV wurden herausgefiltert, damit die Zählrate nicht zu groß für die Messelektronik ist.

lung mittels Photo- und Compton-Effekt beschleunigt wurden. Die K_{α} -Linie von Blei ist nahe des Maximums des Röntgenbremsspektrums zu erkennen. Die gemessene Bremsstrahlung wird durch primäre Röntgenstrahlung mittlerer und hoher Energie erzeugt, die niederenergetische Röntgenstrahlung mit einer Energie unter 350 keV hat eine so geringe Reichweite in der Bleiabschirmung, dass durch sie keine Bremsstrahlung auf der Detektorseite der Abschirmung entstehen kann. Die Bremsstrahlung enthält daher keine Informationen über niederenergetische Röntgenstrahlung aus der Quelle.

Die hochenergetische Röntgenstrahlung in Abbildung 4.14 besteht ebenfalls zum Teil aus Bremsstrahlung, da auch Strahlung mit einer Energie von 1 MeV in der Bleiabschirmung um einen Faktor $3 \cdot 10^{-4}$ abgeschwächt wird. Eine Bestimmung der primären Röntgenstrahlung in diesem Energiebereich wäre durch eine entsprechende Auswertung wahrscheinlich möglich, diese wäre allerdings mit einer Berechnung der entstehenden Bremsstrahlung verbunden, also recht aufwändig und wurde nicht durchgeführt.

Die einzige direkt aus dem Spektrum ablesbare Information ist die maximale Energie der in der PECRIS 5 erzeugten Röntgenstrahlung. Diese liegt, abhängig von der Einstellung der PECRIS 5, meist zwischen 1,5 und 2 MeV. Es wurde überprüft, dass die maximale Energie nicht von der Zählrate im Detektor abhängt. Die maximale Energie eines Spektrums wird also nicht durch Überlagerung von Impulsen im Detektor verfälscht. Die Messungen der Röntgenstrahlung zeigen damit, dass in der PECRIS 5 durch die EZR-Heizung Elektronen bis auf Energien von 2 MeV

beschleunigt werden. Solche Elektronen weisen im Plateau des Magnetfeldes bei 0,6 T einen Zyklotronradius von fast 1,4 cm auf.

4.5 Erzielte Ionenströme

4.5.1 Produktion von intensiven Argon-Ionenstrahlen

Ein wesentliches Ziel des Experiments PECRIS 5 war es, die Leistungsfähigkeit des Prinzip der Plateau-EZR-Ionenquellen bei der Produktion intensiver Ionenstrahlen mit hohen Ladungszuständen zu demonstrieren. Die höchsten an der PECRIS 5 gemessenen Ionenströme von Argonionen mittlerer und hoher Ladungszustände sind in Tabelle 4.2 und Abbildung 4.15 dargestellt. Zur Einordnung dieser Ströme sind gleichzeitig einige an anderen EZR-Ionenquellen erreichte Ionenströme zu sehen. Ein Vergleich der Ströme ist jedoch nicht einfach, da sowohl die Quellen, als auch die Strahltransportsysteme bis zur Messung der Ionenströme sich sehr unterscheiden (siehe Tabelle 4.3.).

Die CAPRICE Quellen sind relativ einfache EZR-Ionenquellen, die in Grenoble entwickelt wurden [Gel96,S.402, MHB+96, CEA04]. Quellen dieses Typs kommen in verschiedenen Laboratorien zur Anwendung [TBS+98, DKM+98, Pha04]. CAPRICE Quellen zeichnen sich durch einen für eine 14 GHz EZR-Ionenquelle relativ hohen magnetischen Einschluss und eine spezielle Einkopplung der Mikrowelle in die Plasmakammer über einen Koaxialleiter aus.

Die AECR-U⁶² Quelle, die mit einer maximalen Frequenz von 14 GHz arbeitet, wurde in Berkeley entwickelt und erzeugt sehr hohe Ströme hochgeladener Ionen, die mit den Resultaten der weltbesten 18 GHz EZR-Ionenquellen vergleichbar sind

Ladungs- zustand	CAPRICE 14 GHz	AECR-U 14 GHz	PECRIS 5 18 GHz	GTS 18 GHz	RIKEN 18 GHz	SERSE 18 GHz	VENUS 18 GHz
8	700		1070		2000		
9	400		660	750			
11	190	270	230	323	350		290
12	100	192	105	210	180	200	180
13	40	120	61				
14	17	77	32	86	90	84	
16	1	21	6,8	17	18	21	
17	0,01	1,35				2,6	
18		0,06				0,4	

Tabelle 4.2: Mit verschiedenen Hochleistungs-EZR-Ionenquellen erzielte Ionenströme von Argonionen in Mikroampere. Die Werte sind in Abbildung 4.15 graphisch dargestellt.

62. AECR-U (engl.): Advanced-Electron-Cyclotron-Resonance - Upgrade

	CAPRICE	AECR-U	PECRIS 5	GTS	RIKEN	SERSE	VENUS
Frequenz	14 GHz	14 GHz +10 GHz	17-18 GHz Multifreq.	18 GHz	18 GHz	18 GHz	18 GHz
Leistung	1 kW	1,5 kW +0,6 kW	0,5 kW	15 kW	0,7 kW	1,1 kW	1,3 kW
B _{Inj}	1,4 T	1,70 T	1,50 T	2,5 T	1,4 T	2,70 T	4 T
B _{Extr}	1,3 T	1,10 T	1,50 T	1,2 T	1,4 T	1,60 T	3 T
B _{Rad}	1,2 T	0,85 T	1,05 T	1,2 T	1,2 T	1,55 T	2 T
Extraktions spannung	20 kV	15 kV	20 kV	25 kV	15 kV	30 kV	30 kV
Volumen	0,5 l	1,4 l	1,4 l	1,5 l	1,2 l	3,4 l	9 l
Oberfläche	Al ₂ O ₃	Al ₂ O ₃	SiO ₂	Al	Al ₂ O ₃	Edelstahl	Al

Tabelle 4.3: Die wichtigsten technischen Daten der verglichenen EZR-Ionenquellen.

[Xie98, LBL04]. Um diese hohen Ströme zu erreichen, arbeitet die AECR-U mit zwei intensiven Mikrowellenfrequenzen bei 14 und 10 GHz mit einer Gesamtleistung von über 2 kW. Durch die zweite Frequenz entsteht eine zweite EZR-Zone, und das Volumen, in dem eine EZR-Heizung stattfindet, wird vergrößert. Die AECR-U hat außerdem auf der Injektionsseite einen außergewöhnlich starken magnetischen Einschluss. Durch die offene Konstruktion⁶³ des Hexapols aus sechs getrennten Permanentmagneten ist der radiale Einschluss zwar relativ schlecht, es wird dadurch aber ein sehr effizientes Abpumpen der Plasmakammer möglich. Auf diese Weise wird ein sehr geringer Restgasdruck in der Kammer erreicht, der zusammen mit einer Aluminiumoxid-Beschichtung der Kammerwände sehr vorteilhaft für die Produktion hoher Ladungszustände ist (vgl. Abschnitt 2.2.4).

Eine neue in Grenoble gebaute Quelle, die GTS⁶⁴ [HCM02, HCM+02, CEA04], erreicht durch eine sehr große Mikrowellenleitung von 15 kW, durch einen sehr guten magnetischen Einschluss und durch eine hohe Extraktionsspannung ebenfalls sehr große Ströme hochgeladener Ionen.

Am japanischen Forschungsinstitut RIKEN⁶⁵ werden mehrere, zum Teil mit supraleitenden Magneten ausgestattete EZR-Ionenquellen zur Injektion von Ionen in Teilchenbeschleuniger eingesetzt [NAM+96, NKK+02, KIT+02]. Die normalleitende RIKEN 18 GHz ECRIS [NAM+96] liefert mit einer relativ geringen Mikrowellenleistung von nur 700 W hervorragende Ergebnisse, vor allem bei mittleren Ladungszuständen, zum Beispiel 2 mA Ar⁸⁺. An dieser Quelle wurden umfangreiche Studien mit Biased Disks und Beschichtungen der Plasmakammer betrieben, in denen vor allem die Ströme hoher Ladungszustände stark erhöht werden konnten [NY00].

Die mit supraleitenden Magneten ausgestattete EZR-Ionenquelle SERSE [GCC+99] steht am INFN-LNS⁶⁶ in Catania. Diese aufwändige Konstruktion ermöglicht ein sehr großes Volumen der Plasmakammer und gleichzeitig einen her-

63. Im Gegensatz zu geschlossenen Halbach-Anordnung, siehe Abbildung 3.1 auf Seite 50.

64. GTS (engl.): Grenoble Test Source.

65. RIKEN (Japanisch): Rikagaku Kenkyusho.

66. INFN-LNS (Italienisch): Istituto Nazionale di Fisica Nucleare - Laboratori Nazionali del Sud.

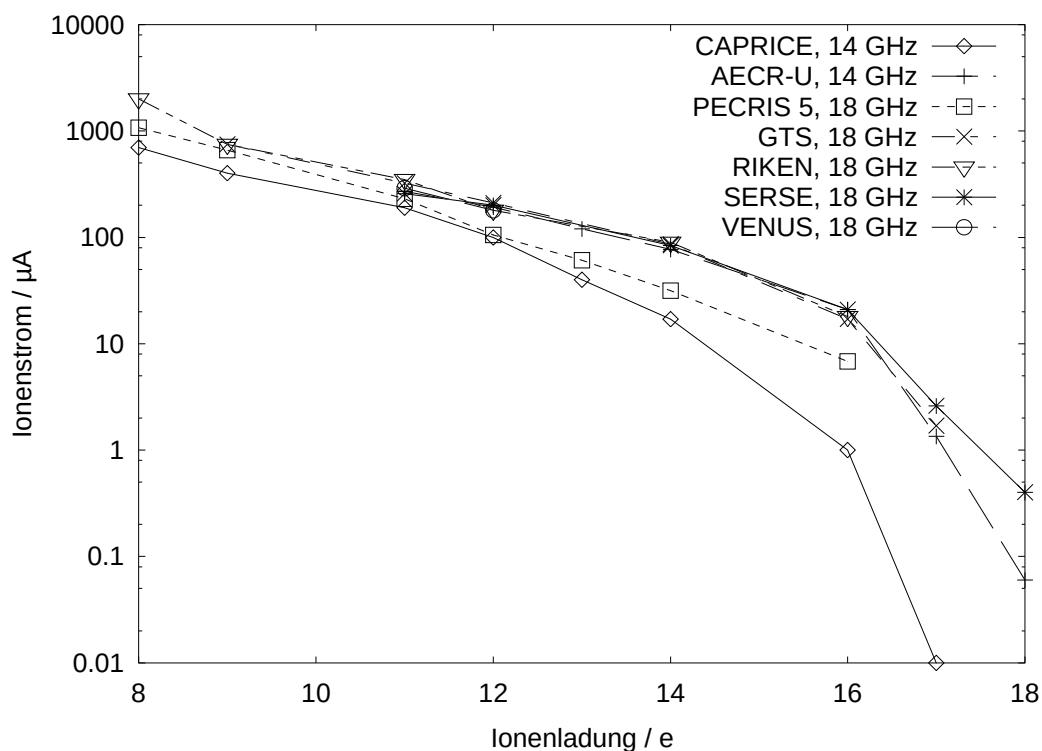


Abbildung 4.15: Vergleich der PECRIS 5 mit anderen Hochleistungs-EZR-Ionenquellen. Dargestellt sind die erreichten Ionenströme verschiedener Ladungszustände von Argonionen.

vorragenden Einschluss des Plasmas. Zusätzlich arbeitet die SERSE mit einer sehr hohen Extraktionsspannung. Anders als die meisten anderen hier vorgestellten EZR-Ionenquellen hat sie eine Plasmakammer aus Edelstahl, die Ionenströme könnten durch eine Aluminiumoxid-Beschichtung eventuell noch deutlich erhöht werden. Bei den höchsten Ladungszuständen von Argonionen liefert die SERSE weltweit die höchsten Ionenströme.

Die VENUS Quelle ist eine sehr neue, in Berkeley gebaute, EZR-Ionenquelle, die bisher erst in einem Testbetrieb mit 18 GHz arbeitet [LAD+03][LLW+01][LBL04]. Geplant ist, die VENUS Quelle mit einer Mikrowellenfrequenz von 28 GHz und einer Leistung von 10 kW zu betreiben. Sie hat eine riesige Plasmakammer mit einem Volumen von 9 Liter und einen noch wesentlich stärkeren magnetischen Einschluss als die SERSE Quelle, der ebenfalls durch supraleitende Spulen erzeugt wird. An der VENUS Quelle wird zusätzlich ein sehr aufwändiges Extraktionssystem mit hoher Extraktionsspannung und einem sehr großen Strahldurchgang durch den Separationsmagneten von 180 mm verwendet.

Es ist anzunehmen, dass sich die Extraktions- und Strahlführungssysteme der vorgestellten Quellen stark unterscheiden, sie werden aber zumeist nicht oder nur teilweise beschrieben. Die PECRIS 5 hat ein sehr einfaches Extraktionssystem mit nur einer Extraktionselektrode. Die meisten anderen Quellen arbeiten mit so genannten Accel-Decel-Extraktionen, in denen der Ionenstrahl erst beschleunigt und dann wieder etwas abgebremst wird [Gel96,S.296]. Auf diese Weise sollen sich im Ionenstrahl durch Ionisation von Restgasatomen Elektronen sammeln und zu einer Kompensation der Raumladung des Ionenstrahls, die den Strahl auseinander treibt,

führen. Auch die Separationsmagnete unterscheiden sich wesentlich. Der Durchgang des Ionenstrahls der PECRIS 5 durch den Separationsmagneten hat eine Höhe von nur 42 mm, also weniger als ein Viertel des Durchgangs an der VENUS Quelle. In den meisten Strahlsystemen werden zusätzlich vor und nach dem Separationsmagneten mehrere elektrostatische oder magnetische Linsen eingesetzt, um eine zu starke Aufweitung des Strahls zu verhindern und die Transmission bis zur Ionenstrommessung zu verbessern. An der PECRIS 5 wird dagegen ein einfaches Strahltransportsystem verwendet (vgl. Abschnitt 3.5) mit dem Separationsmagneten als einziges fokussierendes Element. Damit sich der Strahl dennoch nicht zu stark aufweitet und große Teile verloren gehen, ist das Transportsystem so kurz wie möglich gebaut.

Großen Einfluss auf den gemessenen Ionenstrom hat auch das Auffangen des Ionenstrahls. An der PECRIS 5 wird ein Faraday-Becher mit vorgespannter Eintrittsblende verwendet, aus dem praktisch keine Sekundärelektronen austreten, die den gemessenen Strom verfälschen könnten. Bereits ein Abschalten dieser Spannung erhöht die gemessenen Ionenströme um 20-30 %.

Beim Vergleich der in Abbildung 4.15 dargestellten Ionenströme fällt auf, dass die meisten Quellen sehr ähnliche Ionenströme liefern. Bei mittleren Ladungszuständen von Argon, Ar^{8+} bis Ar^{11+} liegen auch die an der PECRIS 5 gemessenen Ströme sehr nahe an diesen Rekordströmen. Der Strom von Ar^{8+} und Ar^{9+} war an der PECRIS 5 vor allem dadurch eingeschränkt, dass es bei hohen Neutralgasdichten zu Gleichstromentladungen im Extraktionsbereich und einer zu starken Aufheizung der Plasmakammer kam. Bei einer Verbesserung der Plasmakammerkühlung und des Vakuums im Extraktionsbereich könnten diese Ionenströme wahrscheinlich weiter gesteigert werden. Bei den hohen Ladungszuständen nehmen die Ströme an der PECRIS 5 etwas stärker ab als bei den anderen Hochleistungsquellen. Der mit der PECRIS 5 erreichte Strom von Ar^{16+} liegt etwa einen Faktor 3 unter den höchsten an anderen Quellen gemessenen Strömen.

Vermutlich reicht die geringe zur Verfügung stehende Mikrowellenleistung nicht aus, um diese sehr hohen Ladungszustände optimal zu produzieren. Vor allem ist die stärkere Abnahme der Ionenströme zu höheren Ladungszuständen wahrscheinlich auf die Oberfläche der Plasmakammer zurückzuführen. Während in den anderen nicht supraleitenden Quellen die Oberfläche aus Aluminium oder Aluminiumoxid besteht, wurde in der PECRIS 5 mit Siliziumoxid gearbeitet (vgl. Abschnitt 4.2). Bei höheren Ladungszuständen macht sich der höhere Sekundärelektronenkoeffizient von Aluminiumoxid, das auch an den Wänden einer Aluminiumkammer durch Sauerstoff aus dem Plasma entsteht, bemerkbar. Am RIKEN konnten mit Aluminium ein doppelt so hoher, mit Aluminiumoxid sogar ein dreimal so hoher Strom von Ar^{11+} produziert werden als mit einer Siliziumoxidbeschichtung [KNH+02b].

Trotz der geringen verwendeten Mikrowellenleistung und ohne Aluminiumoxidbeschichtung können mit der PECRIS 5 Ionenströme erzeugt werden, die bei mittleren Ladungszuständen mit den weltbesten Strömen vergleichbar und bei hohen Ladungszuständen erstaunlich wenig unter diesen liegen. Das Konzept der Plateau-EZR-Ionenquelle konnte damit erfolgreich demonstriert werden.

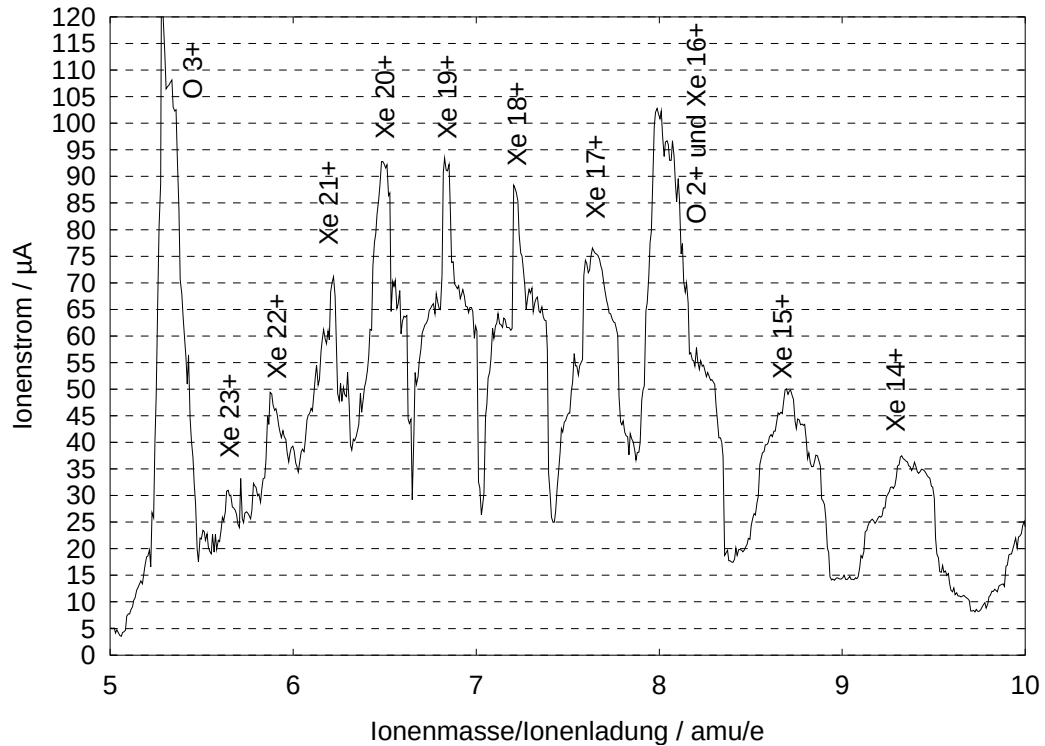


Abbildung 4.16: Auf den Strom von Xe^{20+} optimiertes Ionenspektrum der PECRIS 5. Dem Plasma wurde Xenon mit natürlicher Isotopenmischung zugeführt. Durch die drei etwa gleich häufigen Hauptisotope des Xenons, die von dem Separationsmagneten nicht vollständig getrennt werden, entsteht die stufige Struktur der Ionenstromspitzen. Weiterhin ist im Spektrum Sauerstoff zu sehen, das als Mischgas zugeführt wurde.

4.5.2 Produktion von Xenon-Ionen

Zur Zeit besteht ein besonderes Interesse an der Produktion von Bleiionen, die am LHC für Quark-Gluon-Plasma Experimente benötigt werden [ALI00]. Als Metall ist Blei dem Plasma wesentlich schwieriger zuzuführen als gasförmige Stoffe (vgl. Abschnitt 4.6). Um einen ersten Eindruck zu gewinnen, welche Bleiströme mit der PECRIS 5 erreicht werden können, wurden Xenonionen produziert. Die Ionisationsenergien und die Zahl der Ladungszustände von Xenon sind denen von Blei wegen der höheren Kernladungszahl wesentlich ähnlicher als die von Argon [Alb03,S.8]. Als Anhaltspunkt für den erreichbaren Strom von Pb^{27+} Ionen, deren Injektion in den LHC vorgesehen ist, wird oft der Xe^{20+} Strom benutzt [TBC+02].

Abbildung 4.16 zeigt ein an der PECRIS 5 gemessenes Spektrum von Xenonionen, nachdem die Quelle für Xe^{20+} optimiert wurde. Es wurde ein Strom von $92 \mu\text{A}$ Xe^{20+} erreicht, wobei Sauerstoff als Mischgas benutzt und die Plasmakammer zuvor mit Siliziumoxid beschichtet wurde. Es wurde allerdings natürliches Xenon verwendet, das sich auf 9 stabile Isotope verteilt, die von dem Separationsmagneten nicht vollständig getrennt werden. Das häufigste Isotop ^{132}Xe hat einen Anteil von nur 27 %. Durch Verwendung von isotopenreinem Xenon ist also bei vollständiger Trennung der Isotope im Separationsmagneten eine Erhöhung des gemessenen Ionenstroms fast um einen Faktor 4 möglich. Da sich die Isotope in dem in

Abbildung 4.16 gezeigten Spektrum überlagern, ist durch isotopenreines Xenon wahrscheinlich nur eine Erhöhung auf das Zwei- bis Dreifache möglich. Es kann daher ein Strom von über 200 $\mu\text{A Xe}^{20+}$ erwartet werden, was mit an der GTS und der SERSE⁶⁷ erzeugten Xe^{20+} Strömen vergleichbar wäre [HCM+02][GCC+01].

4.6 Einsatz eines Bleiofens mit gerichtetem Atomstrahl

4.6.1 Anforderungen an den Bleiofen

Um Ionen von Atomen oder Molekülen, die bei Raumtemperatur nicht im gasförmigen Zustand vorliegen, zu erzeugen, werden spezielle Techniken benötigt, um dem Plasma diese Atome zuzuführen. Zur Produktion von Blei-Ionenstrahlen werden in verschiedenen EZR-Ionenquellen Öfen verwendet, in denen Blei verdampft wird und in das Plasma strömt. Dabei wird das Blei entweder durch Kontakt mit dem Plasma oder eine zusätzliche elektrische Heizung auf die notwendige Temperatur von 600-700 °C geheizt. Eine zusätzliche Heizung hat dabei den Vorteil, die Temperatur und damit die Verdampfungsrate besser steuern zu können. Um das Plasma unabhängig von der Bleizufuhr aufrecht zu erhalten und auch wie bereits mehrfach erwähnt die (Blei-)Ionenströme zu verbessern, wird dem Plasma Sauerstoff oder ein anderes Mischgas zugeführt. Obwohl mit diesen Öfen bereits beachtliche Ströme hochgeladener Bleiionen produziert werden [HKS+02,TBC+02] haben die Öfen den Nachteil, dass die Bleiatome aus der Ofenöffnung in einem Strahl mit sehr großem Öffnungswinkel in die Plasmakammer strömen. Ein großer Teil der Atome gelangt so direkt an die Wände der Plasmakammer und lagert sich dort an, statt in dem Plasmakern ionisiert zu werden. Dadurch entsteht auf den Wänden eine Bleischicht, die die Sekundärelektronenproduktion reduziert, von der aber die Leistungsfähigkeit der Quelle, wie in Abschnitt 4.2 gezeigt, stark abhängt.

Für die PECRIS 5 wurde daher im Rahmen einer Diplomarbeit ein Blei-Ofen mit einem auf den Plasmakern gerichteten Atomstrahl entwickelt und gebaut [Wol02].

Der Ofen sollte zusätzlich einen geringen Bleiverbrauch haben, um so einen langen Quellenbetrieb ohne Neubefüllung zu ermöglichen, was bei der Anwendung der Quelle an Beschleunigeranlagen sehr wichtig ist. Ein Ofen mit einer kalten Lochblende vor der Ofenöffnung, mit der die nicht erwünschten Strahlanteile ausgeblendet werden, kommt daher nicht in Frage. Die auf die Blende treffenden Bleiatome können nicht in den Ofen zurückgeführt werden und stellen daher große Bleiverluste dar.

Um die benötigte Atomstrahlintensität des Ofens abzuschätzen, wurden die Anforderungen, die vom CERN an die für den LHC gesuchte Blei-Ionenquelle gestellt wurden, benutzt. Es wird ein Strom von 27-fach geladenen Bleiionen von 1 mA über einen Zeitraum von etwa 100 μs gefordert, die Wiederholrate soll bis zu 10 Hz betragen. Da in der PECRIS 5 die PUMAEX-Technik (siehe Kapitel 5) zum

67. Bei einer Mikrowellenfrequenz von 28 GHz, Leistung 4 kW, abweichend von Tabelle 4.3.

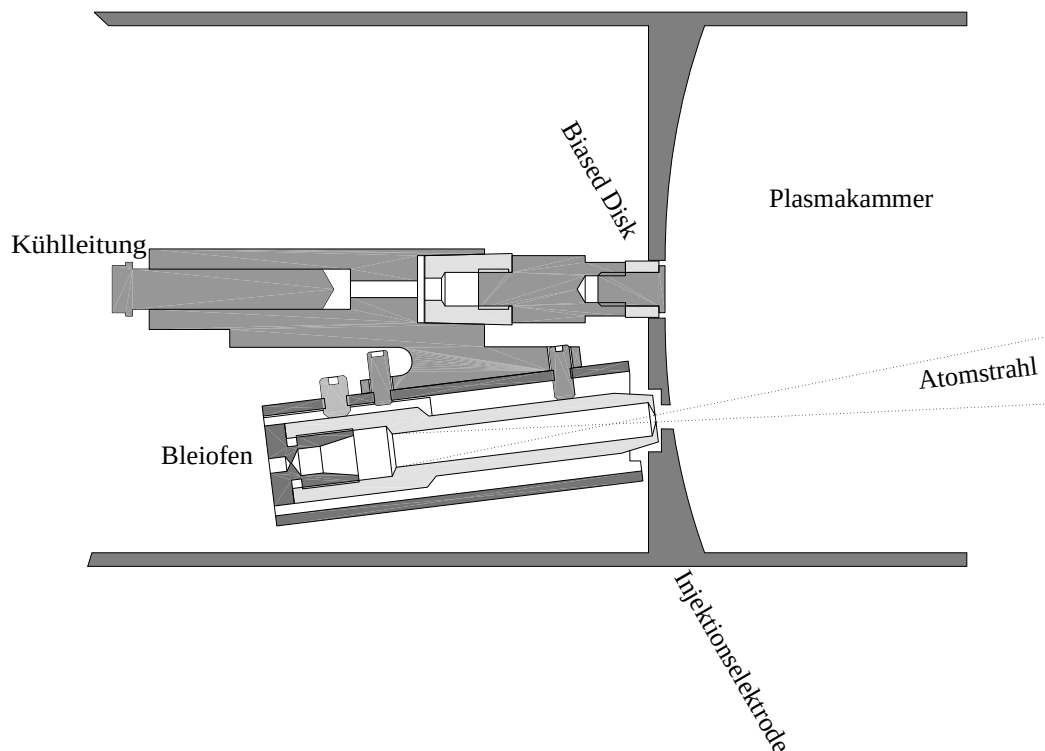


Abbildung 4.17: Position des Bleiofens auf der Injektionsseite der Plasmakammer. Der Ofen ist an der wassergekühlten Kupferhalterung befestigt, die auch eine Biased Disk in der zentralen Öffnung der Injektionselektrode hält. Beim Einbau wird die Kupferhalterung mit Ofen und Biased Disk an seiner Kühlleitung in das Vakuumrohr bis zur Injektionselektrode hineingeschoben.

Erreichen dieser Vorgaben eingesetzt werden sollte, können die Bleiionen über 100 ms zwischen zwei Pulsen im Plasma angesammelt und dann in dem Zeitfenster von 100 μ s extrahiert werden. Für die Abschätzung der benötigten Bleiatome aus dem Ofen wird angenommen, dass in der Zeit zwischen den Pulsen nur ein Zehntel der im PUMAEX-Puls erreichten Ströme extrahiert werden. Es muss auch berücksichtigt werden, dass die Bleiionen in vielen verschiedenen Ladungszuständen extrahiert werden, außerdem gibt es Verluste von Bleiionen an die Wände der Plasmakammer bei der Extraktion und der Strahlführung. Vor allem die Verluste können kaum abgeschätzt werden. Damit der Ofen mit hoher Wahrscheinlichkeit genug Blei-Atome liefert, wurde angenommen, dass nur 0,1 % der Blei-Atome aus dem Ofen als Pb^{27+} zur Injektion in einen Beschleuniger zur Verfügung stehen. Mit diesen Annahmen errechnet St. Wolosin einen benötigten Strom von Bleiatomen aus dem Ofen von 320 $\mu\text{g/h}$ [Wol02,S.20].

4.6.2 Konstruktion des Ofens

Der Ofen wird wie in Abbildung 4.17 gezeigt auf der Injektionsseite der Plasmakammer installiert. Die Bleiatome strömen aus der Ofenöffnung durch ein Loch in der Injektionselektrode in die Plasmakammer. Der Ofen wird zwischen zwei Ausläufern des sternförmigen Verlustbereichs des Plasmakerns platziert, damit er möglichst wenig vom Plasma geheizt wird, sondern die Ofentemperatur unabhängig

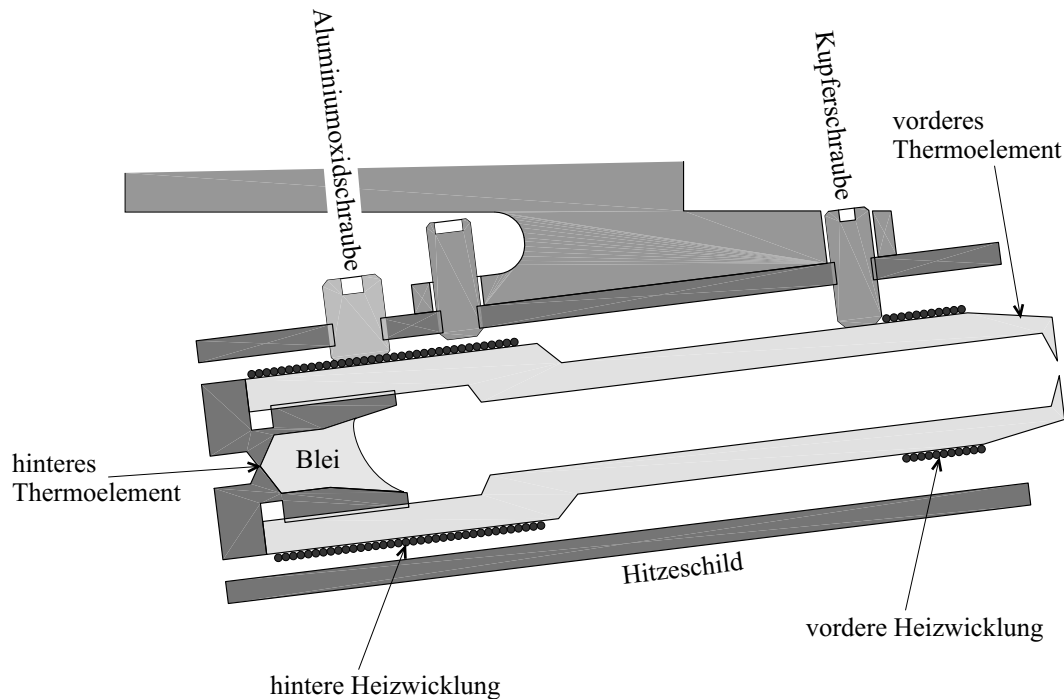


Abbildung 4.18: Längsschnitt durch den Bleiofen.

vom Plasma mit der elektrischen Heizung geregelt werden kann. Der Ofen ist mit einer Neigung von 7° zur Quellenachse eingebaut. Die Achse des Ofens und damit auch der Atomstrahl ist dadurch auf den Mittelpunkt der Plasmakammer ausgerichtet.

Für den Plasmakern kann anhand der Simulationen von A. Heinen [Hei02] eine radiale Ausdehnung von 20 mm in der Mitte der Plasmakammer angenommen werden. Damit der Atomstrahl des Ofens vollständig den Plasmakern trifft, sollte der Öffnungswinkel des Strahls unter 14° liegen.

Der Ofen, der in Abbildung 4.18 dargestellt ist, besteht aus einem Bornitritröhrchen mit einem Innendurchmesser von 5 mm, das auf der Plasmaseite in einer Lochblende von 1 mm Durchmesser endet. Das andere Ende wird mit einer Edelstahlschraube verschlossen, die hohl ist und in deren Aushöhlung einige Gramm Blei gelegt werden. Bornitrit wurde aus mehreren Gründen als Ofenmaterial gewählt. Erstens lässt es sich leicht bearbeiten, zweitens ist es ein Isolator, auf den die Wolframdrähte der elektrischen Heizung ohne weitere Isolation gewickelt werden können. Drittens wird Bornitrit nicht von flüssigem Blei benetzt, was sehr wichtig für den Rücktransport des nicht durch die Ofenöffnung tretenden Bleis ist.

Der hintere Teil des Ofens, in den die Edelstahlschraube mit dem Blei versenkt ist, wird durch eine Heizwicklung um diesen Teil des Ofens auf etwa 600°C erhitzt. Um die dazu benötigte elektrische Leistung zu reduzieren und die Umgebung des Ofens nicht unnötig aufzuheizen, ist der Ofen von einem Rohr aus Edelstahl umgeben, das als Hitzeschild wirkt und an einen wassergekühlten Kupferblock angeschraubt ist. Zur Heizung des hinteren Teils wird eine elektrische Leistung von etwa 50 W benötigt. Das flüssige Blei in der Schraube benetzt die Edelstahloberfläche und bedeckt daher den größten Teil der Wände des Hohlraums der Schraube,

der so als Emissionsfläche für Bleiatome dient. Über die Temperatur im hinteren Teil wird die Verdampfungsrate und damit letztlich auch die Intensität des Atomstrahls gesteuert. Der Druck im Innern des Ofens ist so gering, dass die freien Weglängen der Bleiatome wesentlich größer sind als der Ofen.

Um den vorderen Teil des Ofens, nahe der Öffnung, liegt eine zweite Heizwicklung. Damit wird versucht im vorderen Teil des Ofens eine Temperatur knapp über dem Schmelzpunkt von Blei bei 327 °C einzustellen. Um den großen Temperaturgradienten zwischen hinterem und vorderem Teil des Ofens zu erreichen, auch bei einer eventuellen Heizung des vorderen Teils durch das Plasma, wird im vorderen Teil des Ofens durch drei Kupferschrauben ein guter Wärmekontakt mit dem gekühlten Hitzeschild hergestellt. Im hinteren Teil wird der Ofen dagegen von Aluminiumoxidschrauben gehalten.

Die Temperatur der Edelstahlschraube mit dem Blei wird durch ein NiCr-Ni-Thermoelement, das von außen in eine kleine Bohrung in der Schraube geschoben wird, gemessen. Nahe der Ofenöffnung wird ein zweites Thermoelement in eine Bohrung im Bornitrit gedrückt, um die Temperatur im vorderen Bereich zu messen.

Bei der Temperatur im vorderen Teil des Ofens kondensieren fast alle Bleiatome, die auf die Wände treffen. Aus der Ofenöffnung treten daher nur Atome, die direkt aus dem hinteren Bereich kommen. Angenommen es verdampfen nur Bleiatome in dem Hohlraum der Edelstahlschraube, ergibt sich aus der Geometrie des Ofens ein Atomstrahl mit einem Öffnungswinkel von nur 9°. Je größer der Bereich des Ofens, in dem die Wände so heiß sind, dass ein bedeutender Teil der angelagerten Bleiatome wieder verdampft, um so größer wird der Strahlwinkel.

Da das an den Wänden im vorderen Teil kondensierende Blei das Bornitrit nicht benetzt, bilden sich Bleitropfen, die beim Erreichen einer bestimmten Größe aufgrund der Neigung des Ofens in die Edelstahlschraube zurückfließen. Auf diese Weise arbeitet der Ofen sehr verlustarm.

Die Funktion des Ofens ist allerdings sehr von der Temperatur im vorderen Teil abhängig. Sinkt die Temperatur unter den Schmelzpunkt, erstarren die Bleitropfen und können nicht zurückfließen. Bei einer zu hohen Temperatur verdampfen auch im mittleren oder sogar vorderen Teil des Ofens eine bemerkbare Zahl von Bleiatomen und der Strahlwinkel vergrößert sich.

Eine Erhöhung der im vorderen Teil gemessenen Temperatur von 360 °C auf 390 °C ergab bei einem Test des Ofens eine Vergrößerung des Strahlwinkels von 12° auf 18°. Bei einem weiteren Test, bei dem über 180 Stunden eine Atomstrahlintensität von 390 µg/h erzeugt wurde, lag der größte Teil der Atome in einem Strahlwinkel von 8°, ein kleinerer Teil wies einen Strahlwinkel von 17° auf. Sehr geringe Mengen von Bleiatomen werden auch in einem Winkelbereich von 100° gefunden. Im Testbetrieb zeigte der Ofen damit die gewünschte Strahlqualität, bei der der größte Teil des ausströmenden Bleis den Plasmakern erreicht. Allerdings hängt die Strahlqualität sehr von der Temperatur im vorderen Teil des Ofens ab, so dass diese Temperatur sorgfältig überwacht werden muss.

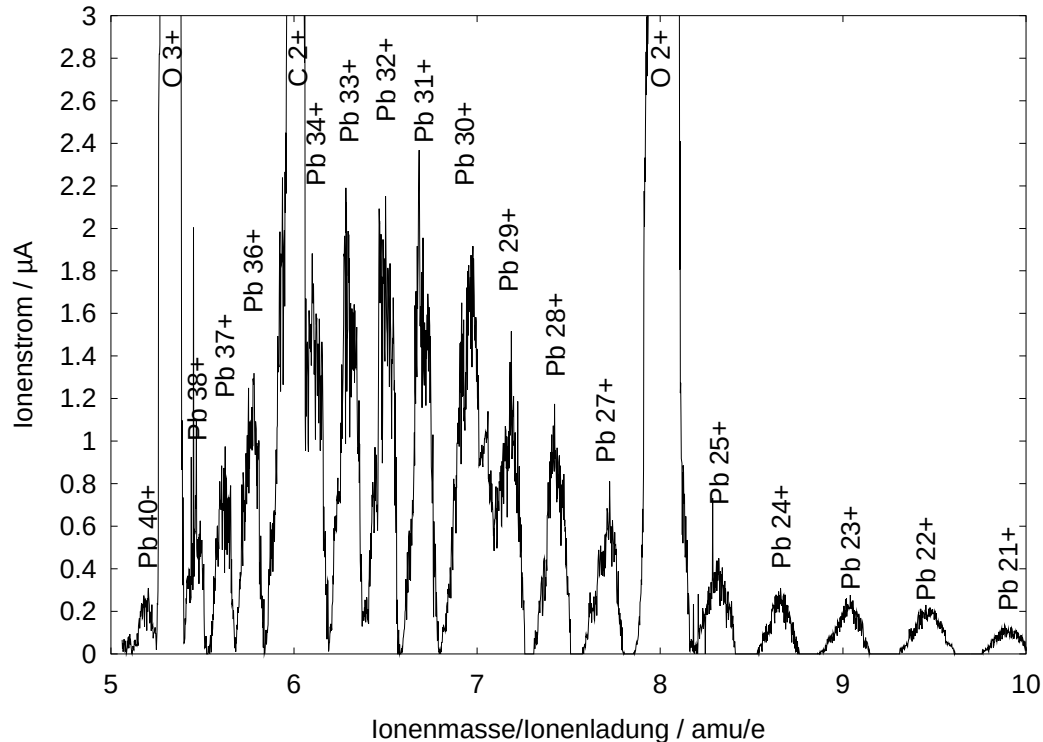


Abbildung 4.19: Im Betrieb mit dem defekten Bleiofen aus der PECRIS 5 extrahiertes Bleiionenspektrum.

4.6.3 Quellenbetrieb mit dem Ofen

Nach dem Einbau des Ofens in die PECRIS 5 wurde festgestellt, dass die Temperaturmessung der beiden Thermoelemente durch das Mikrowellenfeld in der Plasmakammer stark gestört wird. Bei eingeschalteter Mikrowelle schwanken die angezeigten Temperaturen zwischen $-20\text{ }^{\circ}\text{C}$ und $400\text{ }^{\circ}\text{C}$. Die Thermoelemente sind zur Temperaturmessung im Quellenbetrieb offensichtlich unbrauchbar. Die Temperatur des Ofens konnte daher nur anhand der Erfahrungswerte aus den Ofentests für die benötigte Leistung der elektrischen Heizung abgeschätzt werden. Dabei bleibt unbekannt, wie stark der vordere Teil des Ofens vom Plasma zusätzlich geheizt wird.

Die Ergebnisse des Quellenbetriebs mit dem Bleiofen sind sehr enttäuschend. Es konnten zwar hohe Ladungszustände bis Pb^{40+} beobachtet und das Maximum der Ladungsverteilung bei Pb^{32+} erreicht werden, die Ströme der einzelnen Ladungszustände waren jedoch klein. Es wurden maximal $10,5\text{ }\mu\text{A}$ Pb^{27+} gemessen, Abbildung 4.19 zeigt ein Blei-Ionenspektrum mit Sauerstoffzugabe bei Optimierung auf Pb^{37+} . Der im Verhältnis zu den Bleiionenströmen hohe Strom von C^{2+} -Ionen zeigt sehr deutlich wie wenig Blei im Plasma vorhanden ist, Kohlenstoff wird dem Plasma nur durch Verunreinigungen der Plasmakammer bzw. des Ofens zugeführt.

Der Grund für die geringen Bleiströme wurde nach dem Ausbau des Ofens festgestellt. Die Ofenöffnung war vollständig mit einer Bleikugel verstopft. Es gelangten

daher nur sehr geringe Mengen Blei, die durch das Plasma von der Oberfläche der Bleikugel in der Ofenöffnung abgetragen wurden, in das Plasma. Die Verstopfung der Ofenöffnung entstand höchstwahrscheinlich kurz nach dem Einbau des Ofens, als die Heizung im hinteren Teil des Ofens unbeabsichtigt mit voller Leistung arbeitete, während die vordere Heizung und das Plasma abgeschaltet war. Dadurch wurde eine große Menge Blei verdampft, das zum großen Teil an der kalten Ofenöffnung kondensierte und dort eine große Bleikugel bildete. Durch ein starkes Aufheizen der Ofenöffnung hätte diese Bleikugel eventuell wieder in den hinteren Teil des Ofens zurückfließen können. Dies war nicht möglich, da die vordere Heizwicklung, wahrscheinlich schon beim Einbau des Ofens, beschädigt wurde und nicht funktionierte. Auch wegen der ebenfalls nicht funktionierenden Temperaturüberwachung wurde die Verstopfung des Ofens erst nach dem Ausbau aus der Quelle erkannt.

Für einen erfolgreichen Einsatz des Ofens muss vor allem eine verlässliche Methode zur Temperaturmessung gefunden werden. Eine Möglichkeit stellt eventuell die Temperaturmessung mit Platin-Thermowiderständen⁶⁸ dar, die aber noch nicht getestet wurde.

68. Pt100.

Kapitel 5:

Anwendung der PUMAEX-Technik an der PECRIS 5

5.1 Situation der PUMAEX-Technik

Mit der PUMAEX-Technik soll, wie in Abschnitt 2.3.5 beschrieben, das Magnetfeld der PECRIS 5 an der Extraktionsöffnung für einen kurzen Zeitraum stark vermindert werden, um kurze, intensive Pulse hochgeladener Ionen aus einem zuvor sehr gut eingeschlossenen Plasma zu extrahieren. Dazu wird eine kleine Spule in eine hohle Plasmaelektrode und um den angrenzenden Teil der Plasmakammer gewickelt (vgl. Abbildung 5.10 auf Seite 135). In dieser PUMAEX-Spule wird ein kurzer Strompuls erzeugt.

Die PUMAEX-Technik wurde an der PECRIS 3 bereits erfolgreich eingesetzt, es konnten damit vergleichbare oder intensivere Ionenstrompulse erzeugt werden als mit der Afterglow-Technik, die an anderen Quellen bereits erfolgreich angewendet wurde [HL96]. An der PECRIS 5 wurde wegen des geringeren Gasdrucks von der PUMAEX-Technik erwartet, deutlich intensivere Ionenstrompulse zu produzieren als die Afterglow-Technik. Die Anwendung der PUMAEX-Technik stellt daher einen wesentlichen Teil des Experimentes PECRIS 5 dar. Um die Anwendung der PUMAEX-Technik zu ermöglichen, wurde deshalb eine Plasmakammer aus Edelstahl statt einer für das Plasma günstigeren Aluminiumkammer vorgesehen, da im Edelstahl aufgrund der geringeren Leitfähigkeit eine geringere Abschirmung des Magnetfeldes durch induzierte Ströme auftritt.

Bei den vorausgegangenen Versuchen an der PECRIS 3 wurden die intensivsten PUMAEX-Pulse bei einer vollständigen oder fast vollständigen Öffnung des magnetischen Einschlusses beobachtet. Das heißt, bei einer Magnetfeldstärke an der Extraktionsöffnung die in etwa der Plateaufeldstärke entspricht [Mül00, S.72 und S.95].

Die Konstruktion der PUMAEX-Spule für die PECRIS 5 stellt eine weitaus größere Herausforderung dar als zuvor für die PECRIS 3. Aufgrund der höheren statischen Magnetfelder der PECRIS 5 muss die PUMAEX-Spule an der Extraktionsöffnung eine deutlich höhere Feldstärke erzeugen, um den magnetischen Einschluss des Plasmas an der Extraktionsöffnung vollständig aufzuheben. Zusätzlich ist der Durchmesser der Extraktionsöffnung und der ganzen Plasmakammer größer als bei der PECRIS 3, so dass die Spule einen größeren Durchmesser hat und damit weiter von der Extraktionsöffnung entfernt sein muss.

5.2 Einbau der PUMAEX-Technik in die PECRIS 5

5.2.1 Erzeugung von Strompulsen in der PUMAEX-Spule

Zur Erzeugung des Strompulses in der PUMAEX-Spule wird ein bei der GSI für ein ähnliches Experiment zur magnetisch gepulsten Extraktion gebauter Pulsgenerator verwendet [Müh95], der auch bei den PUMAEX-Experimenten an der PECRIS 3 benutzt wurde [Mül00]. Dieser GSI-Pulsgenerator lädt eine Kondensatorbank mit bis zu $\pm 535 \text{ V}$ ⁶⁹ gegenüber dem Quellenpotential auf. Zur Erzeugung eines Strompulses wird die Kondensatorbank über zwei Thyristoren⁷⁰ mit der PUMAEX-Spule verbunden (siehe Abbildung 5.1). Der Strom I in dem Schwingkreis aus Kondensatorbank mit der Kapazität C und der PUMAEX-Spule mit der Induktivität L steigt nach einer Zündung der Thyristoren folgendermaßen an:

$$I(t) = I_0 \sin\left(\frac{1}{\sqrt{LC}} t\right) \quad \text{mit } 0 < t < \frac{\pi}{2} \sqrt{LC} \quad (5.1)$$

Der maximale Strom I_0 kann aus der anfänglich in der Kondensatorbank bei der Ladespannung U_0 gespeicherten Energie W , die abzüglich der ohmschen Verluste in die Spule transferiert wird, berechnet werden:

$$\begin{aligned} W &= \frac{1}{2} C U_0^2 = \frac{1}{2} L I_0^2 \\ \Leftrightarrow I_0 &= \sqrt{\frac{C}{L}} U_0 \end{aligned} \quad (5.2)$$

69. Es wurden nur sehr selten Spannungen über 1000 V benutzt, da der GSI-Pulsgenerator bei maximaler Spannung schnell überhitzte.

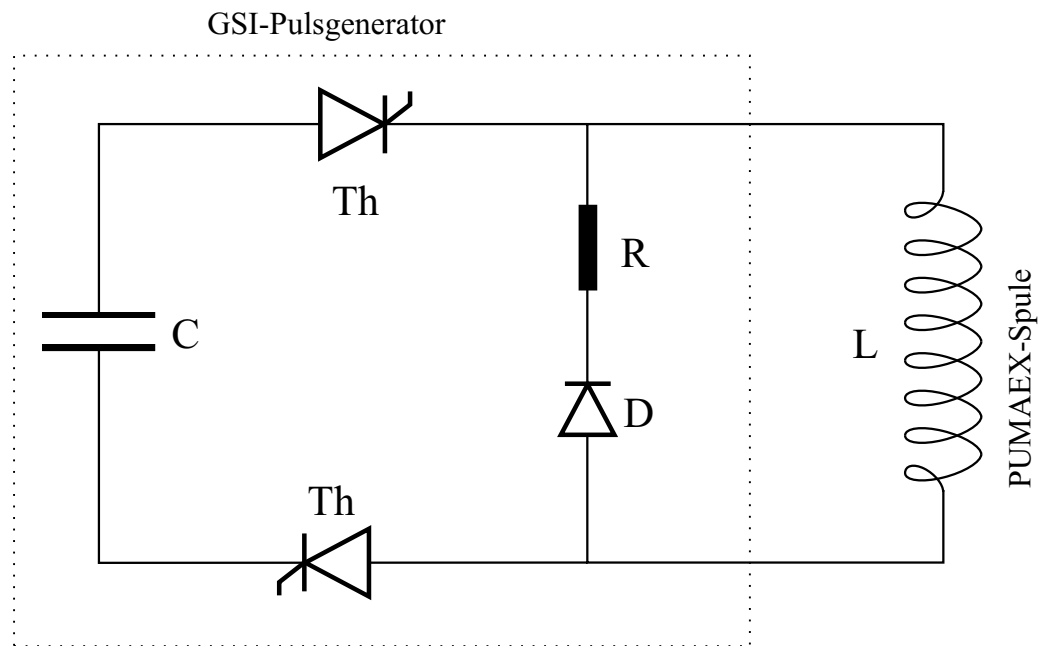


Abbildung 5.1: Schaltung zur Erzeugung von Strompulsen in der PUMAEX-Spule. Erklärung im Text.

Nach dem Entladen der Kondensatorbank trennen die Thyristoren⁷⁰ die Verbindung zwischen Kondensatoren und Spule wieder. Der zu diesem Zeitpunkt in der PUMAEX-Spule fließende Strom fließt dann über die Hochspannungsdiode durch den Lastwiderstand R . Dies ist notwendig, da sonst die Thyristoren zerstört würden. Für den abklingenden Strom in diesem Stromkreis gilt:

$$I(t) = I_0 e^{-\frac{R}{L}(t-t_{\max})} \quad \text{mit } \tau_{\max} = \frac{\pi}{2} \sqrt{L C} \quad (5.3)$$

Um mit der PUMAEX-Technik möglichst intensive Ionenstrompulse zu erzeugen, soll der magnetische Einschluss sehr plötzlich, in weniger als 100 μs , geöffnet werden. Andernfalls nähme die Dichte der hochgeladenen Ionen bereits während des langsamen Öffnens des Einschlusses durch die steigenden Verlusten stark ab. Der Strom in der PUMAEX-Spule soll also nach möglichst kurzer Zeit sein Maximum erreichen, dazu muss nach Gleichung 5.1 die Induktivität der PUMAEX-Spule klein sein. Eine Verkleinerung der Kapazität der Kondensatorbank reduziert zwar ebenfalls die Stromanstiegszeit, senkt aber gleichzeitig den maximalen Strom, wie an Gleichung 5.2 zu sehen. Die Kapazität muss daher so

70. Halbleiterbauteil zum Schalten großer Leistungen. Durch einen Stromimpuls an einer Steuerleitung (Gate) wird ein Thyristor niederohmig und bleibt im leitenden Zustand bis zwischen seiner Anode und Kathode kein Strom fließt.

gewählt werden, dass der zur Öffnung des Einschlusses nötige Strom in der PUMAEX-Spule erreicht wird:

$$C = \frac{I_0^2}{U_0^2} L \quad (5.4)$$

Es ist dabei zu berücksichtigen, dass die Spuleninduktivität näherungsweise proportional zum Quadrat der Windungszahl n der Spule ist [MG92]:

$$L \propto n^2 \quad (5.5)$$

Wegen

$$B \propto n I_0 \quad (5.6)$$

benötigt eine Spule mit kleinerer Induktivität einen größeren Strom I_0 , um das gleiche Magnetfeld B zu erzeugen:

$$I_0 \propto \frac{B}{n} \propto \frac{1}{\sqrt{L}} \quad \text{mit } B = \text{konst} \quad (5.7)$$

Für die Anstiegszeit $\tau_{\max}$ des Spulenstroms bis zum Erreichen des Maximalstroms ergibt sich aus Gleichung 5.1, Gleichung 5.2, Gleichung 5.4 bis Gleichung 5.7:

$$\tau_{\max} = \frac{\pi}{2} \sqrt{LC} = \frac{\pi}{2} \sqrt{L} \frac{I_0}{U_0} \sqrt{L} \propto \sqrt{L} \quad (5.8)$$

Die Anstiegszeit ist also näherungsweise proportional zur Quadratwurzel der Induktivität der PUMAEX-Spule. Da mit der Spule ein bestimmtes Magnetfeld erzeugt werden soll, die Ladespannung der Kondensatorbank vorgegeben ist und außerdem die Form der Spule durch die Plasmaelektrode vorgegeben ist und nur wenig verändert werden kann, ist dies sogar die einzige Möglichkeit $\tau_{\max}$ wesentlich zu verändern.

Die Induktivität der Spule wird nach unten dadurch begrenzt, dass mit steigendem Strom die ohmschen Verluste in den Zuleitungen zunehmen und der GSI-Pulsgenerator keine beliebig großen Ströme ohne Schaden erzeugen kann. Außerdem wird, wie in Abschnitt 5.2.2 beschrieben, eine Mindestzahl von Windungen benötigt, um das Magnetfeld in dem ganzen Bereich zwischen Plateau und Extraktionsöffnung gleichmäßig abzusenken.

Aufgrund dieser Überlegungen wurde eine PUMAEX-Spule mit 22 Windungen entworfen und für die Induktivität der PUMAEX-Spule ein Wert von etwa 8 μH gemessen (vgl. Abschnitt 5.2.2). Mit der Kapazität der Kondensatorbank von

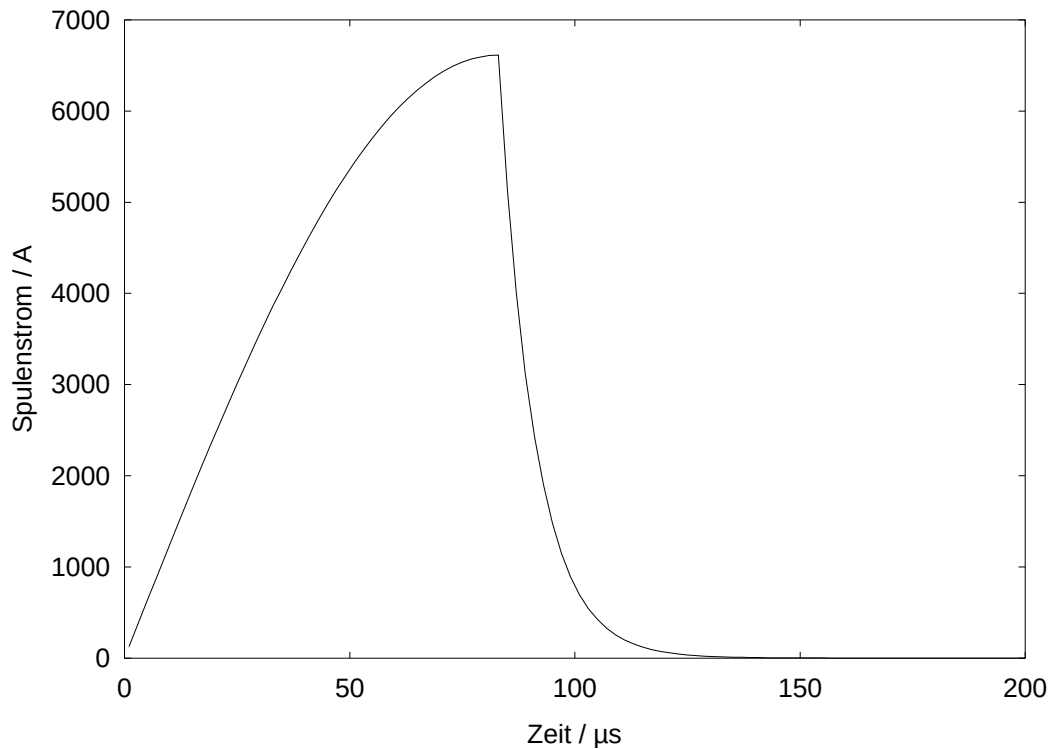


Abbildung 5.2: Berechneter Strompuls in der PUMAEX-Spule. Zur Berechnung wurden Gleichung 5.1 und Gleichung 5.3 verwendet. Die Werte der einzelnen Größen werden im Text genannt.

350 μF ergibt sich eine Anstiegszeit des Strompulses von 85 μs und ein maximaler Strom von 6600 A bei einer Ladespannung der Kondensatorbank von 1000 V (siehe Abbildung 5.2).

Mit der PUMAEX-Technik sollen vor allem Ionenpulse erzeugt werden, mit denen ein Schwerionenbeschleuniger möglichst schnell gefüllt werden kann. Dazu muss der Mittelwert des Ionenstroms innerhalb eines bestimmten Zeitfensters, in dem Ionen in den Beschleuniger injiziert werden können, maximiert werden. Für die PUMAEX-Experimente wurde ein Zeitfenster von 100 μs angenommen, was dem Injektionsfenster des LHC-Beschleunigers entspricht [Ale98]. Zunächst wurde geplant, die Länge der Strompulse in der PUMAEX-Spule dem Injektionsfenster des Beschleunigers anzupassen. Dies kann über die Wahl des Lastwiderstandes R in Abbildung 5.1 erreicht werden. Durch einen sehr kleinen Lastwiderstand beziehungsweise durch Weglassen des Lastwiderstandes lassen sich nach Gleichung 5.3 Abklingzeiten (Halbwertszeit) des Spulenstroms bis zu 50 μs erreichen, was durch den Innenwiderstand der PUMAEX-Spule von etwa 0,1 Ω bestimmt wird.

Es zeigte sich aber, wie im folgenden Abschnitt beschrieben, dass die Magnetpulse der PUMAEX-Spule durch Wirbelströme noch weitaus länger werden, auf eine Anpassung des Lastwiderstandes wurde daher verzichtet. Die PUMAEX-Experimente an der PECRIS 5 wurden alle mit einem Lastwiderstand von 1 Ω durchgeführt was zu einer Abklingzeit von 5 μs führt, nach der der Spulenstrom auf die Hälfte des Maximalstrom gesunken ist. Abbildung 5.2 zeigt den berechneten Strompuls in der PUMAEX-Spule. Der Bereich des Maximums in dem sich der Strom kaum ändert ist zwar kürzer als 100 μs , durch Wirbelströme in der Wand der

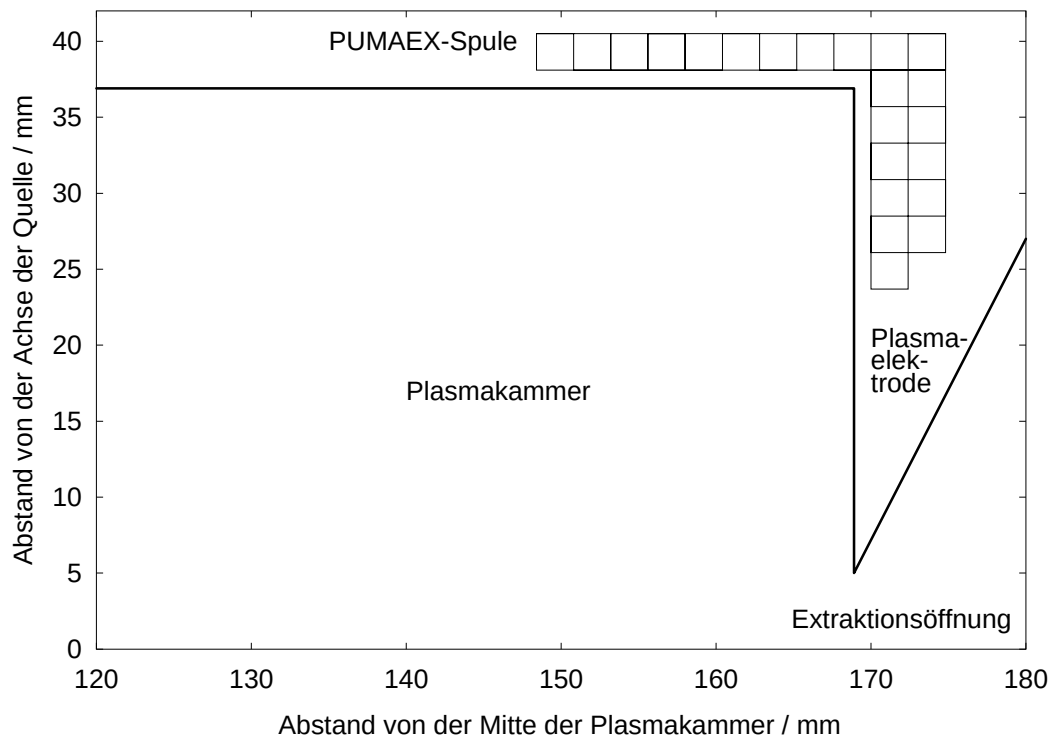


Abbildung 5.3: Aufbau der besten simulierten PUMAEX-Spule. Die einzelnen Spulenwindungen sind mit quadratischem Querschnitt dargestellt, so wie sie bei der Magnetfeldberechnung modelliert werden. Zur Orientierung ist zusätzlich die Wand der Plasmakammer eingezeichnet, die aber nicht in die Berechnung eingeht.

Plasmakammer ist der tatsächliche Magnetpuls aber länger und das Maximum des Magnetpulses weist die gewünschte Länge von etwa $100 \mu\text{s}$ auf (vgl. Abbildung 5.7).

5.2.2 Magnetfeld der PUMAEX-Spule

Zur Erzeugung eines möglichst hohen Ionenstrompulses soll mit der PUMAEX-Technik der magnetische Einschluss des Plasmas stark reduziert und wenn möglich sogar vollständig aufgehoben werden. Von einer vollständigen Aufhebung des Einschlusses wird gesprochen, wenn im Maximum des Strompulses in der PUMAEX-Spule die Magnetfeldstärke auf der Achse im gesamten Bereich zwischen Plateau und Extraktionsöffnung die Plateaufeldstärke nicht überschreitet.

Es sollte dabei aber an keiner Stelle die Feldstärke deutlich unter den Plateauwert gesenkt werden. In einem solchen Fall wird von der PUMAEX-Spule ein stärkeres Feld erzeugt als notwendig. Das Hauptziel der Magnetfeldberechnungen mit dem Programm MAFIA [CST99] beim Entwerfen der PUMAEX-Spule war es, dies zu verhindern. Erstens ist die durch den GSI-Pulsgenerator zur Verfügung gestellte Energie begrenzt und, wie sich gezeigt hat, nicht ausreichend für eine vollständige Öffnung des Einschlusses. Zweitens würde die thermische Belastung der Spule unnötig vergrößert, und drittens kann durch das Zeitverhalten des Schwingkreises aus Pulsgenerator und PUMAEX-Spule nur eine gewisse Energie pro Zeit in das

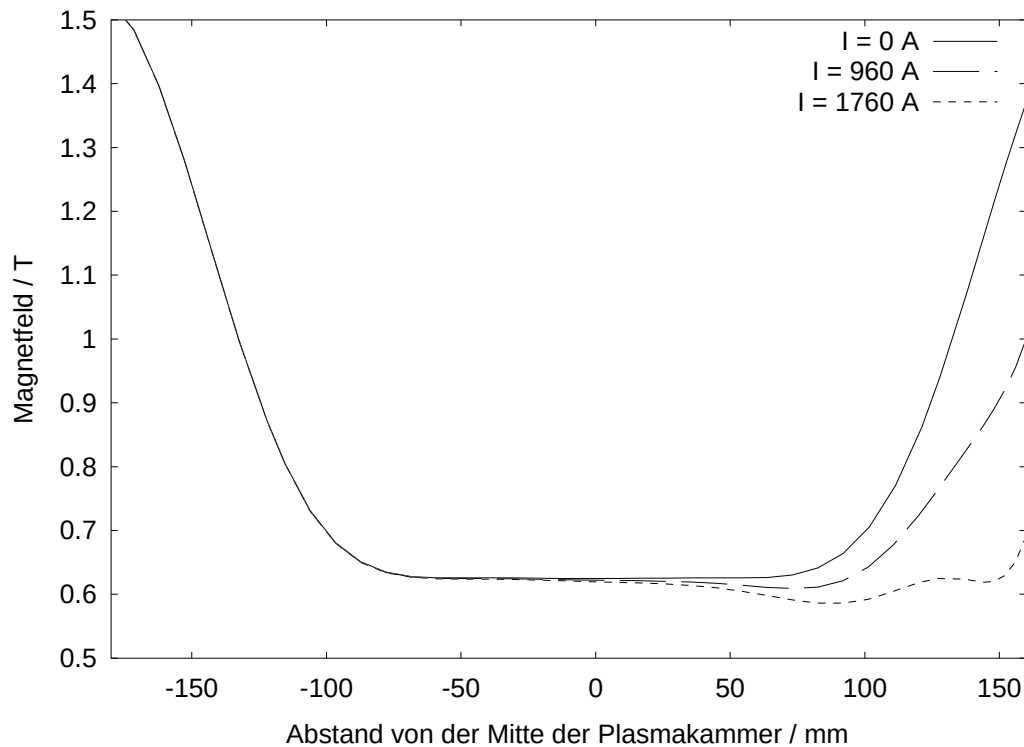


Abbildung 5.4: Öffnung des magnetischen Einschlusses durch die in Abbildung 5.3 gezeigte Spule. Gezeigt ist das berechnete Magnetfeld auf der Achse der Plasmakammer bei drei verschiedenen Strömen in der PUMAEX-Spule. Die Wände der Plasmakammer fallen mit den Grenzen des Graphen zusammen. Die Magnetstruktur ist um 10 mm in Richtung Extraktion verschoben.

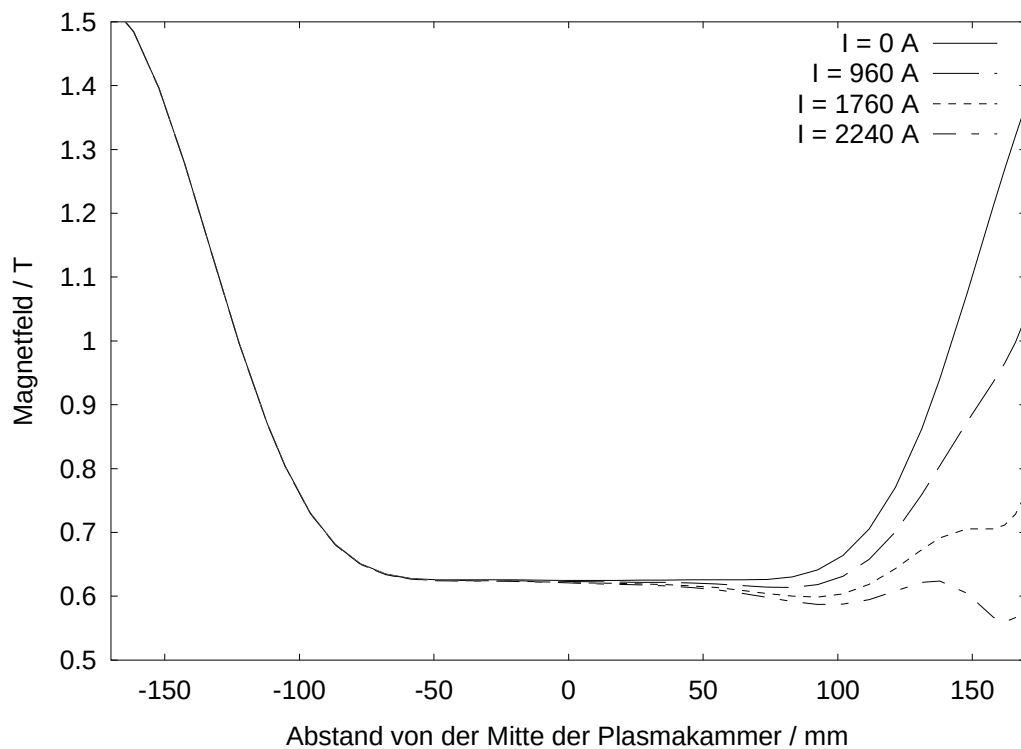


Abbildung 5.5: Öffnung des magnetischen Einschlusses durch die in Abbildung 5.6 gezeigte Spule. Gezeigt ist das berechnete Magnetfeld auf der Achse der Plasmakammer bei drei verschiedenen Strömen in der PUMAEX-Spule. Die Wände der Plasmakammer fallen mit den Grenzen des Graphen zusammen. Die Magnetstruktur ist um 10 mm in Richtung Extraktion verschoben.

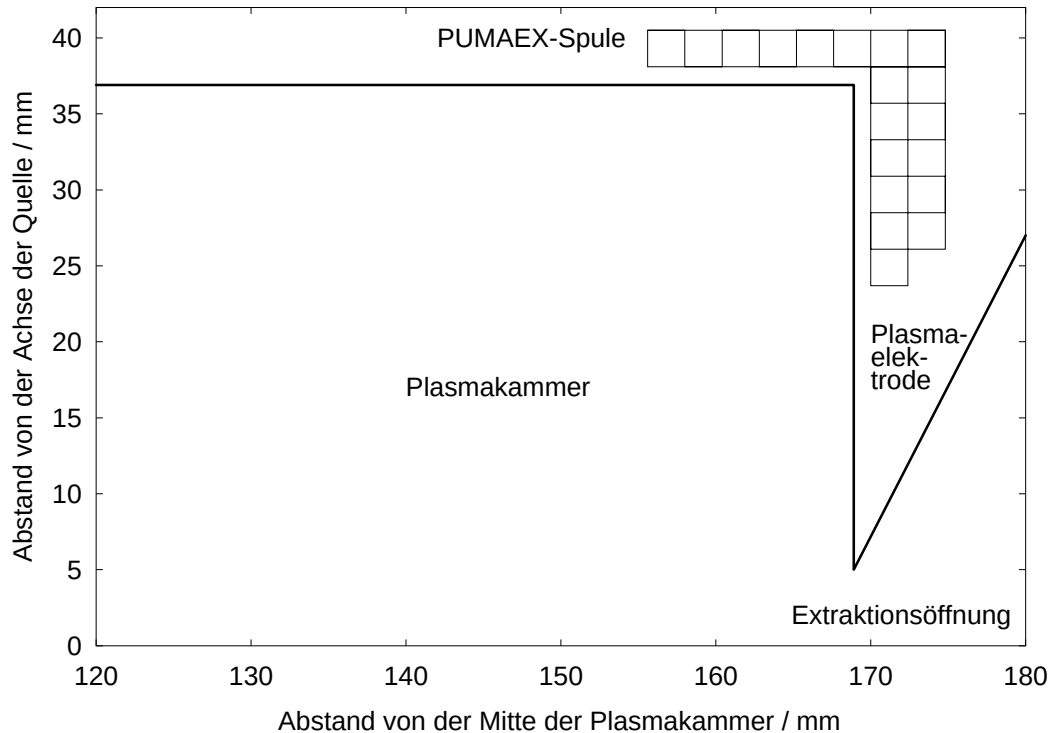


Abbildung 5.6: Aufbau einer simulierten PUMAEX-Spule mit kleinerer Induktivität aber schlechterem Magnetfeldverlauf als die in Abbildung 5.3 gezeigte. Die einzelnen Spulenwindungen sind mit quadratischem Querschnitt dargestellt, so wie sie bei der Magnetfeldberechnung modelliert werden. Zur Orientierung ist zusätzlich die Wand der Plasmakammer eingezeichnet, die aber nicht in die Berechnung eingeht.

Magnetfeld der Spule transferiert werden, wobei ein möglichst schneller Pulsanstieg erwünscht ist.

Die Aufgabe der Magnetfeldberechnungen kann also folgendermaßen formuliert werden: Gesucht wird eine PUMAEX-Spule mit minimaler Induktivität unter der Nebenbedingung, dass die Spule das Magnetfeld zwischen Plateau und Extraktion gleichmäßig absenkt. Es wird das gesamte axiale Feld der Quelle berechnet, um den Einfluss der PUMAEX-Spule auf das Eisen der Magnetstruktur zu erfassen. Zugunsten kürzerer Rechenzeiten wird das Hexapolfeld nicht mit berechnet, so dass eine zweidimensionale rotationssymmetrische Berechnung des Magnetfeldes möglich ist.

Es wurde für verschiedene PUMAEX-Spulen jeweils durch mehrere Magnetfeldberechnungen bestimmt, bei welchem Strom in der Spule die vollständigen Aufhebung des Einschlusses erreicht wird. Anschließend wurde aus der im Magnetfeld der Spule enthaltenen Energie W die Induktivität der Spule berechnet [GKV98,S.359]:

$$L = 2 \frac{W}{I_0^2} \quad (5.9)$$

Danach wurde nach Gleichung 5.2 die zum Erzeugen des Stroms benötigte Ladespannung der Kondensatorbank bestimmt, um zu prüfen ob der GSI-Pulsgenerator

den Strom erzeugen kann. Die beste auf diese Weise gefundene Spule ist in Abbildung 5.3 gezeigt, Abbildung 5.4 zeigt das Magnetfeld auf der Achse der Quelle bei verschiedenen Strömen in der Spule. Für die Induktivität wurde ein Wert von 6 μH berechnet und für die vollständige Aufhebung eine Ladespannung von 230 V benötigt. Nach diesen Berechnungen sollte es möglich sein, den magnetischen Einschluss des Plasmas in der PECRIS 5 mit der in Abbildung 5.3 gezeigten PUMAEX-Spule und dem GSI-Pulsgenerator vollständig aufzuheben. Abbildung 5.5 und Abbildung 5.6 zeigen eine andere berechnete Spule mit einer etwas geringeren Induktivität. In Abbildung 5.5 ist die stärkere Welligkeit des Magnetfeldes im Bereich zwischen Plateau und Extraktionsöffnung zu sehen. Daher wurde die PUMAEX-Spule nach den Vorgaben aus Abbildung 5.3 gebaut.

Das tatsächlich in der Plasmakammer von der PUMAEX-Spule erzeugte Feld unterscheidet sich allerdings deutlich von den berechneten Feldern, ein Teil des von der Spule erzeugten Magnetfeldes wird von induzierten Strömen in der Wand der Plasmakammer und der Plasmaelektrode vom Innern der Plasmakammer abgeschirmt. Dieses Problem wurde bereits bei den Experimenten an der PECRIS 3 beobachtet [Mül00,S.69], dort konnten die Wirbelströme durch Verwendung einer Plasmakammer aus Edelstahl, der eine relativ schlechte elektrische Leitfähigkeit hat, auf ein vernachlässigbares Niveau gesenkt werden. Bei der PECRIS 5 treten jedoch wesentlich stärkere Wirbelströme auf, wie eine grobe Abschätzung zeigt:

Die Querschnittsfläche A der Plasmakammer der PECRIS 5 ist etwa viermal größer als die der PECRIS 3 und die zur Öffnung des Einschlusses benötigten Magnetfeldänderung $\dot{B}$ drei- bis viermal größer, da das statische Magnetfeld der PECRIS 5 stärker ist (vgl. [Mül00,S.72]). Die Induktionsspannung in der Wand

$$U = \dot{\Phi} = A \dot{B} \quad (5.10)$$

ist daher in der PECRIS 5 mehr als zehnmal größer als in der PECRIS 3, während der elektrische Widerstand der Wand aufgrund des größeren Umfangs nur um einen Faktor zwei steigt, da die Stärke der Wand bei PECRIS 3 und PECRIS 5 etwa gleich ist.

Nach dem Einbau der PUMAEX-Spule in die Quelle wurde der mit dem GSI-Pulsgenerator in der PUMAEX-Spule erzeugte Strompuls gemessen. Dazu wird ein in dem Pulsgenerator eingebauter Messtransformator benutzt. Die sehr steile fallende Flanke des Strompulses (vgl. Abbildung 5.2) kann mit diesem Transformator nicht gemessen, die fallende Flanke des in Abbildung 5.7 gezeigten Strompulses wird nur durch die Eckfrequenz des Transformators bestimmt [Müh95,S.45]. Aus der Anstiegszeit des Strompulses von etwas über 80 μs folgt nach Gleichung 5.1 eine Induktivität von 8 μH , also in etwa der berechnete Wert. Der Strom von 4000 A im Pulsmaximum ist jedoch wesentlich geringer als der bei der benutzten Ladespannung von 1000 V nach Gleichung 5.2 erwartete Strom von 6600 A. Der Grund dafür liegt darin, dass Gleichung 5.2 die ohmschen Verluste in den Zuleitungen und der Spule selbst während des Stromanstiegs nicht berücksichtigt.

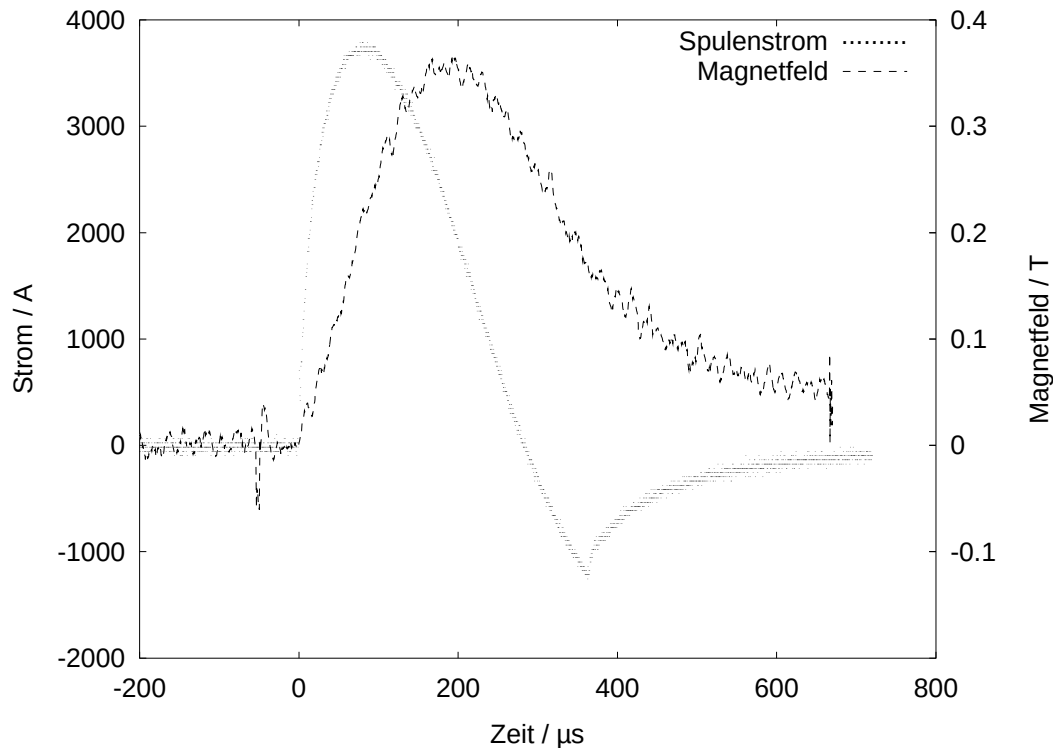


Abbildung 5.7: Gemessener Strompuls in der PUMAEX-Spule und dadurch in der Extraktionsöffnung erzeugtes Magnetfeld. Die Messung wurde im statischen Magnetfeld der Quelle gemacht, dargestellt ist aber nur das von der PUMAEX-Spule erzeugte Feld.

Um die Ergebnisse der PUMAEX-Experimente deuten zu können, ist es wichtig, das tatsächliche Magnetfeld in der Plasmakammer während eines PUMAEX-Pulses zu kennen. Daher wurde das Magnetfeld nach dem Einbau der PUMAEX-Plasmakammer in die Magnetstruktur mit einer Hallsonde gemessen. Die Hallsonde wird dazu von der Extraktionsseite der Quelle durch die Extraktionsöffnung in die Plasmakammer geführt. Mit der Sonde konnte so das axiale Magnetfeld an verschiedenen Positionen auf der Achse der Plasmakammer bestimmt werden. Das zur Sonde gehörenden Gaussmeter konnte für die Messung nicht benutzt werden, da es nur für sehr niederfrequente Felder geeignet ist. Stattdessen wurde die Hallsonde von einer Konstantstromquelle versorgt und die Hallspannung während der PUMAEX-Pulse mit einem Oszilloskop aufgezeichnet. Abbildung 5.7 zeigt den zeitlichen Verlauf der Magnetfeldstärke in der Extraktionsöffnung während eines PUMAEX-Pulses. Bei einem maximalen Spulenstrom von 3800 A beträgt die Abnahme des Magnetfeldes nur 0,35 T, während in den Magnetfeldberechnungen bereits ein Strom von 1000 A zu einer solchen Reduktion des Feldes führte. Die Wirbelströme schirmen also mehr als zwei Drittel des Magnetfeldes der Spule aus dem Innern der Plasmakammer ab.

Der Magnetfeldpuls in Abbildung 5.7 steigt deutlich langsamer an als der gleichzeitig gemessene Strompuls und auch die fallende Flanke des Magnetfeldpulses ist wesentlich flacher als die des berechneten Strompulses in Abbildung 5.2. Diese Unterschiede werden ebenfalls durch die Wirbelströme verursacht. Die Wirbelströme nehmen durch den ohmschen Widerstand der Plasmakammerwand mit der

Zeit ab. Dadurch wird der Magnetfeldpuls verformt. Die ansteigende Flanke wird etwas abgeflacht, da die größte Induktionsspannung direkt zu Beginn des Pulses auftritt, deshalb die Wirbelströme kurz vor und während des Maximums des Strompulses bereits abnehmen und das Magnetfeld etwas stärker in die Plasmakammer eindringen kann. Die fallende Flanke des Magnetfeldpulses wird noch stärker verlängert. Sobald der Strom das Maximum überschritten hat, ändert die Induktionsspannung in der Wand die Richtung, und Wirbelströme in die entgegengesetzte Richtung werden erzeugt, die das zu diesem Zeitpunkt in der Plasmakammer vorhandene Magnetfeld zu erhalten suchen und erst etwa 400 μs nach dem Maximum abgeklungen sind.

Mit dem oben beschriebenen Aufbau konnte das Magnetfeld leider von der Plasmaelektrode nur bis etwa 20 mm in die Plasmakammer hinein gemessen werden. Wurde die Hallsonde weiter in die Plasmakammer hineingeschoben, entstanden in den Anschlussleitungen durch das gepulste Magnetfeld Induktionsspannungen, die das Hallsignal überdeckten. Verschiedene Versuche, die Induktionsspannung zu reduzieren, zum Beispiel durch Abschirmen der Leitungen mit Kupfer- oder Weicheisenrohre, blieben erfolglos.

Unter der Annahme, dass die Wirbelströme das Magnetfeld der PUMAEX-Spule überall auf der Achse gleich stark abschirmen, kann mit der obigen Messung der Verlauf des Magnetfelds, das von der PUMAEX-Spule auf der Achse der Plasmakammer erzeugt wird, jedoch abgeschätzt werden.

Dazu wird das Magnetfeld der PUMAEX-Spule auf der Achse bei einem in der Spule fließenden Gleichstrom gemessen und mit einem Faktor skaliert, so dass die Magnetfeldmessung an der Extraktionsöffnung während des gepulsten Betriebs korrekt wiedergegeben wird. Da die PUMAEX-Spule an der Plasmakammer befestigt ist, verschiebt sie sich beim Verschieben der Magnetstruktur gegenüber dem statischen Magnetfeld. Mit dem bei einem Gleichstrom gemessenen und skalierten Magnetfeld der PUMAEX-Spule kann das gesamte Magnetfeld auf der Achse während des PUMAEX-Pulses für beliebige Verschiebungen der Magnetstruktur näherungsweise berechnet werden. Abbildung 5.8 zeigt das so für die zentrale Stellung der Magnetstruktur berechnete Magnetfeld in der Plasmakammer, Abbildung 5.9 das Feld bei einer Verschiebung von 10 mm zur Extraktionsseite. In der zentralen Stellung kann das Magnetfeld in der Extraktionsöffnung bei einer Ladespannung von 1000 V demnach von 1,49 T auf 1,08 T im PUMAEX-Puls abgesenkt werden. In der verschobenen Stellung ist eine Absenkung von 1,38 T auf 0,98 T möglich. Aufgrund der Wirbelstromverluste sind die PUMAEX-Experimente mit der PECRIS 5 von der vollständigen Öffnung des magnetischen Plasmaeinschlusses also weit entfernt.

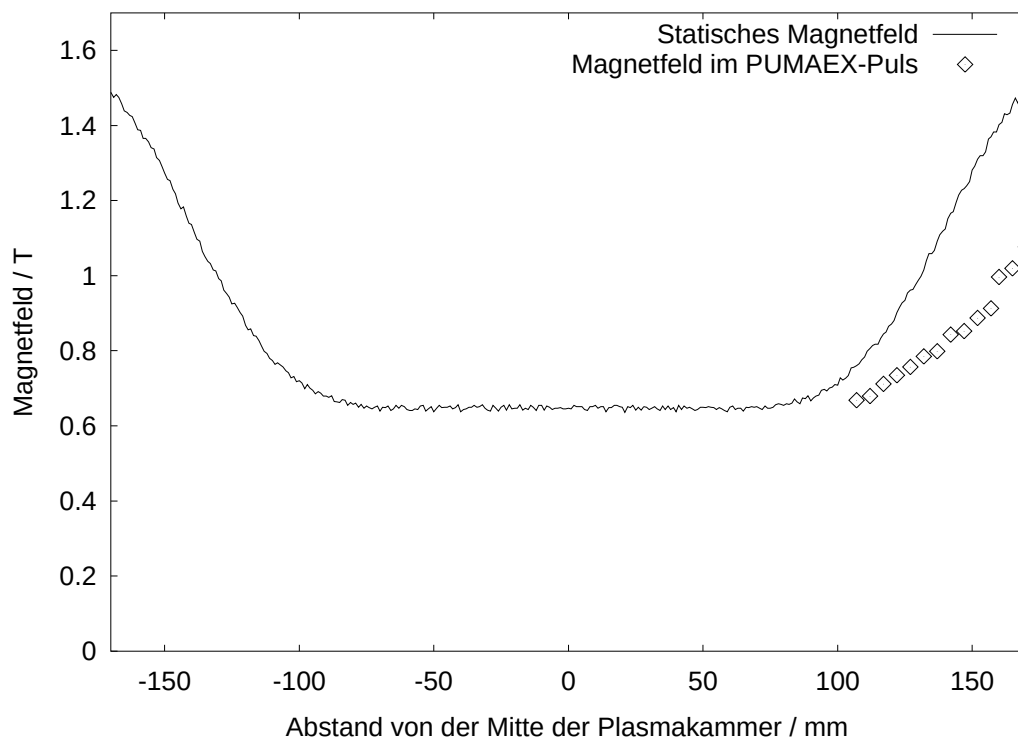


Abbildung 5.8: Magnetfeld auf der Achse der Plasmakammer im Normalbetrieb und während des PUMAEX-Pulses. Die Grenzen des Graphen fallen mit den Enden der Plasmakammer zusammen, links ist die Injektions-, rechts die Plasmaelektrode mit der Extraktionsöffnung. In diesem Fall ist die Magnetstruktur zentral um die Plasmakammer positioniert.

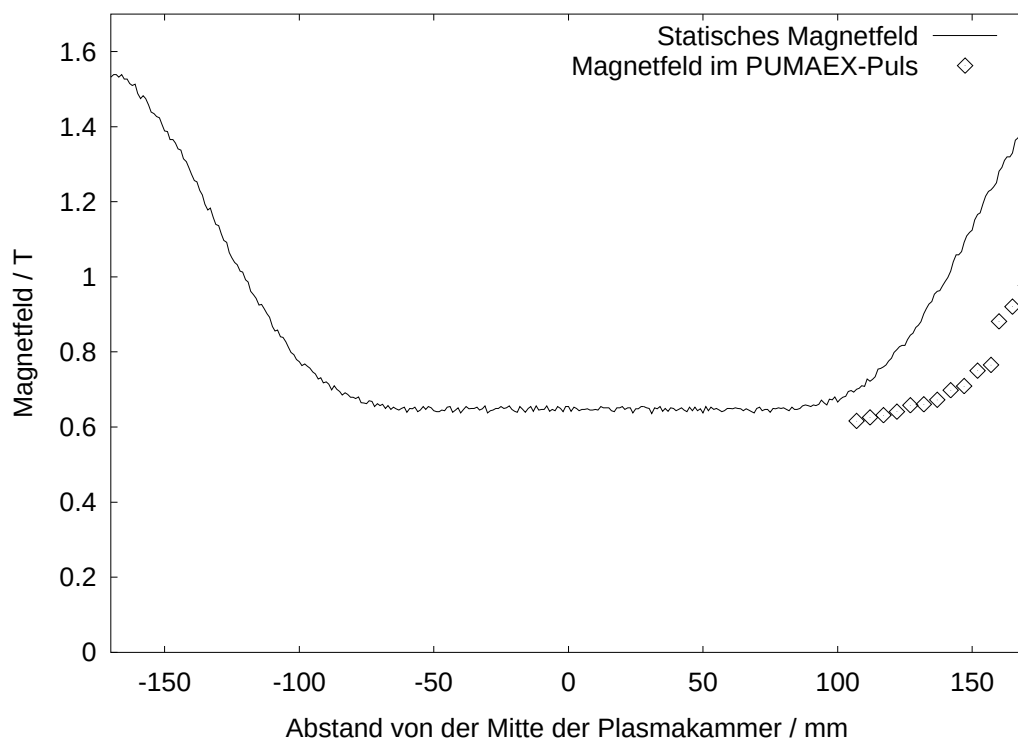


Abbildung 5.9: Magnetfeld auf der Achse der Plasmakammer im Normalbetrieb und während des PUMAEX-Pulses bei um 10 mm zur Extraktionsseite verschobenen Magnetstruktur.

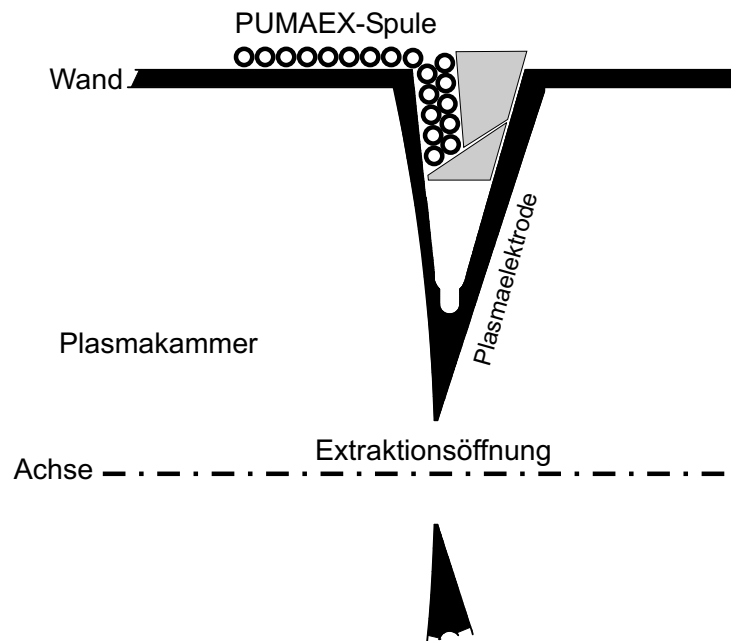


Abbildung 5.10: Anordnung der gebauten PUMAEX-Spule. Gezeigt ist ein Schnitt durch die Plasmaelektrode und einen Teil der Plasmakammer mit den einzelnen Windungen der PUMAEX-Spule. In Grau gezeichnet sind die Platzhalter in der Plasmaelektrode zur Stabilisierung der Spule.

5.2.3 Die PUMAEX-Spule

Zwischen der Plasmakammeraußenwand und dem Hexapol ist ein Freiraum von nur 2,9 mm Breite. Die Drähte der PUMAEX-Spule bestehen daher aus einem Kupferrohr mit einem Außendurchmesser von nur 1,5 mm. Das Rohr, dessen Innendurchmesser 1 mm beträgt, wird zur Kühlung von Wasser aus dem Hochdruck-Kühlkreislauf der Quelle (vgl. Abschnitt 3.4) durchflossen. Aufgrund des kleinen Rohrquerschnittes und der für die Spule und die aus der Magnetstruktur herausführenden Leitungen benötigten Rohrlänge von 6 m fließen nur wenige Milliliter Wasser pro Sekunde durch die Spule. Wegen der geringen Länge und Wiederholrate der Strompulse (vgl. Abbildung 5.2) von 100 μ s beziehungsweise 1 Hz beträgt die in der Spule entstehende Wärmeleistung nur etwa 100 W, wofür die Kühlung ausreichend ist.

Die Anschlussleitungen der Spule sind auf Injektions- und Extraktionsseite aus der Magnetstruktur herausgeführt, da ein Überkreuzen der Leitungen in dem schmalen Spalt zwischen Plasmakammer und Hexapol nicht möglich ist.

Zur Isolation der einzelnen Spulenwindungen gegeneinander und gegenüber Plasmakammerwand und Magnetstruktur wird das Rohr mit einem etwa 0,05 mm dicken Klebeband aus Kaptonfolie umwickelt. Da die Spule symmetrisch zum Quellenpotential betrieben wird (siehe Abschnitt 5.2.1), muss diese Isolation eine Spannungsfestigkeit von mindestens 500 V besitzen, während an den Spulenenden eine Spannungsdifferenz von 1000 V angelegt wird.

Da ursprünglich eine PUMAEX-Spule mit wesentlich mehr Windungen geplant war, wurde in der Plasmaelektrode mehr Raum vorgesehen als tatsächlich benötigt wurde. In den nicht von der Spule benutzten Raum wurden passende Platzhalter aus einem Kunststoff⁷¹ gelegt. Die PUMAEX-Spule wurde dann beginnend mit der innersten Windung in der Plasmaelektrode in beide Richtungen nach außen gewickelt. Dabei wurde jede Windung mit einem Zweikomponentenklebstoff⁷² verklebt, so dass der äußere Bereich der Plasmaelektrode vollständig mit Platzhaltern, Spule und Klebstoff ausgefüllt ist. Anschließend wurden die Windungen um die Plasmakammer gewickelt und die Leitungsenden aus der Magnetstruktur heraus geführt, auch diese Windungen und Leitungen wurden verklebt.

Bei dem ganzen Vorgang muss sehr darauf geachtet werden, dass die Spulenwindungen dicht an der Plasmakammerwand anliegen und auch durch den Klebstoff keine Erhebungen entstehen, denn zwischen der PUMAEX-Spule und dem Hexapol bleiben nur wenige zehntel Millimeter Freiraum. Schon kleine Erhebungen, zum Beispiel durch Klebstofftropfen, führen zu Problemen beim Hineinschieben der Plasmakammer in die Magnetstruktur. Um das zu verhindern, hat es sich bewährt, die verklebte Spule noch vor dem Aushärten des Klebstoffs mit einem Papier-Klebeband straff und dicht zu umwickeln und das Klebeband nach dem Aushärten wieder zu entfernen.

Das sorgfältige Verkleben der ganzen Spule mit der Plasmakammer ist wichtig, weil während des PUMAEX-Pulses große mechanische Belastungen auftreten. Auf die stromdurchflossene PUMAEX-Spule wirkt in dem statischen Feld der Quelle eine Kraft von etwa 5 N/A. Bei einem Strom von 4000 A im Pulsmaximum entsteht also eine Kraft von 20 kN. Im Betrieb sind diese Belastungen als laute metallisch klingende Schläge hörbar. Der größte Teil dieser Kraft ist radial nach innen gerichtet und wird problemlos von dem Plasmakammerrohr aufgenommen, durch das nicht homogene und damit nicht achsenparallele statische Magnetfeld ist ein kleiner Teil der Kraft entlang der Achse gerichtet. Um ein Verrutschen der Spulenwindungen zu verhindern, ist daher die Verklebung wichtig.

Die in axialer Richtung wirkende Kraft belastet bei jedem Schlag den Keramikisolator zwischen Quelle und Hochspannungsplattform der Anlage, da dieser Isolator die einzige starre Verbindung der Plasmakammer mit dem Rest der Anlage darstellt. Um die Belastung des Isolators zu reduzieren, wird ein aus zwei Hälften bestehender Aluminiumring auf der Injektionsseite der Magnetstruktur um das Vakuumrohr gelegt, dessen Innenradius geringfügig kleiner als der Außendurchmesser des Vakuumrohrs ist. Die beiden Hälften werden mit zwei Schrauben gegeneinander gepresst, so dass der Ring starr mit der Plasmakammer verbunden ist. Dieser Ring wird mit der Magnetstruktur verschraubt, so dass die große Masse der Magnetstruktur von über 1200 kg die Schläge auf den Hochspannungsisolator dämpft. Der Nachteil dieser Konstruktion liegt darin, dass die Magnetstruktur während des PUMAEX-Betriebs nicht verschoben werden kann und dadurch PUMAEX-Experimente mit unterschiedlichen Stellungen der Magnetstruktur extrem zeitaufwändig werden.

71. PEEK: Poly (Ether Ether Kenton).

72. Araldite 2014.

5.2.4 Messung der Ionenstrom-Pulse

Im Normalbetrieb wird der Ionenstrom von dem Strommessgerät in eine Analogspannung umgewandelt, die dann von der Analog-Digital-Wandlerkarte des HVPCs gemessen wird. Diese Messung geschieht mit einer Rate von höchstens 20 Hz. Die nur 200-400 μs langen PUMAEX-Pulse können daher nicht auf diese Weise beobachtet werden. Stattdessen wird die Ausgangsspannung des Strommessgeräts von einem vom HVPC auslesbaren Oszilloskop⁷³ aufgezeichnet. Indem das Oszilloskop auf den steigenden Ionenstrom während des PUMAEX-Pulses triggert, können die PUMAEX-Pulse aufgenommen werden. Das Auslesen des Oszilloskops durch den HVPC funktioniert jedoch nur sehr langsam, so dass der Experimentator nur alle 5-10 Sekunden ein Bild des PUMAEX-Pulses erhielte. Um die Beobachtungssituation für den Experimentator zu verbessern, wird der Bildschirm des Oszilloskops daher mit einer Kamera abgefilmt und auf einen Bildschirm im Kontrollraum übertragen.

Das Beobachten der PUMAEX-Pulse mittels der internen Triggerfunktion des Oszilloskops führt zu Problemen, wenn der Ionenstrom aus anderen Gründen, zum Beispiel bei einem sehr unruhig brennenden Plasma oder häufigen Hochspannungsüberschlägen, häufige, starke Schwankungen zeigt. Dann gibt es so viele Anstiege im Ionenstrom, auf die das Oszilloskop triggert, dass die mit der Wiederholrate von 1 Hz vergleichsweise seltenen PUMAEX-Pulse nicht gefunden werden können.

Verbessert werden könnte die Beobachtung durch ein externes Triggersignal. Dazu könnte das Spannungssignal, mit dem auch der GSI-Pulsgenerator zur Erzeugung eines Strompulses in der PUMAEX-Spule veranlasst wird, verwendet werden. Da sich das Oszilloskop auf der Hochspannungsplattform befindet, müsste das Signal über eine Glasfaserleitung übertragen werden.

Das Strommessgerät CD1010 ist ausgelegt für die Beobachtung von Gleichströmen. Die PUMAEX-Pulse können zwar prinzipiell damit gemessen werden, es kommt dabei aber zum Teil zu Verfälschungen der Pulse. Bei sehr schnellen Ionenstromänderungen, wie sie bei Hochspannungsüberschlägen und manchmal bei PUMAEX-Pulsen mit sehr starker Absenkung des Magnetfeldes entstehen, gerät das Strommessgerät in einen Schwingungszustand (vgl. Abbildung 3.23). Die Ausgangsspannung zeigt dabei näherungsweise eine gedämpfte Sinusschwingung. Der den Ionenstrom korrekt wiedergebende Wert der Ausgangsspannung ist dabei wahrscheinlich der Mittelwert der Schwingung. Die Schwingungsperiode und die Abklingzeit der Schwingung nimmt dabei mit der Empfindlichkeit des benutzten Messbereichs zu. Die Schwingungsperiode hängt offenbar nur von dem Messbereich ab, im Messbereich bis 10 μA (Bereich 10^{-6}) ist die Schwingungsperiode mit 50 μs deutlich größer als im Messbereich bis 100 μA , in dem eine Schwingungsperiode von 20 μs auftritt. Im Bereich bis 1 mA liegt die Periode der auftretenden Schwingungen bei 5 μs . Eine schnelle, plötzlich auftretende Schwingung, die im Bereich bis 1 mA aufgezeichnet wurde, ist in Abbildung 5.15 zu sehen. Da sich der Ionenstrom vor und nach der Schwingung kaum unterscheidet und die Pulsform

73. Tektronix TDS 210.

von der Schwingung offenbar nicht beeinflusst wird, ist es unwahrscheinlich, dass die Ursache für diese Schwingung im Plasma liegt, wahrscheinlich nimmt die Extraktionsspannung durch eine kurzzeitige Entladung ab, so dass der Ionenstrahl für eine sehr kurze Zeit nicht optimal auf den Faraday-Becher trifft. In Abbildung 5.17 und Abbildung 5.21 sind verschiedene Schwingungen mit unterschiedlichen Schwingungsperioden zu sehen, die vermutlich ebenfalls auf das CD1010 zurückzuführen sind.

Um die beobachteten PUMAEX-Pulse besser zu verstehen, wurde während des PUMAEX-Betriebs zeitweise die Extraktionsspannung mit einem Hochspannungstastkopf gemessen und gleichzeitig mit dem Ionenstrom von dem Oszilloskop aufgezeichnet. Auch der Tastkopf ist für die Messungen von Gleichspannung konzipiert, so dass die gemessenen Hochspannungsschwankungen eventuell kleiner sind als die tatsächlichen. Das gilt vor allem für Hochspannungseinbrüche durch Überschlüge, diese sind so kurzzeitig, dass der Tastkopf sie dem Anschein nach nicht auflösen kann (vgl. Abbildung 5.15).

5.3 Ergebnisse des PUMAEX-Betriebs

5.3.1 Form der PUMAEX-Pulse

Abbildung 5.11 zeigt einen an der PECRIS 5 gemessenen PUMAEX-Puls⁷⁴ von Ar^{12+} Ionen im Vergleich zu dem Magnetfeldpuls. Um den Vergleich von Magnetfeld und Ionenstrom zu vereinfachen, wurde die Richtung des Magnetfeldpulses umgekehrt, tatsächlich nimmt das Magnetfeld während des Pulses natürlich ab. Wie bei den vorangegangenen Versuchen an der PECRIS 3 [Mül00] sind die Verläufe von Ionenstrom und Magnetfeld bei nicht zu starkem Absenken des Magnetfeldes sehr ähnlich. Die Bewegung der Ionen in der Quelle ist offensichtlich so schnell, dass sie durch den verringerten magnetischen Einschluss ohne wesentliche Verzögerung vermehrt extrahiert werden. Die abfallende Flanke des Magnetpulses ist allerdings etwas flacher und der ganze Magnetpuls dadurch etwas länger als der Ionenpuls. Darin zeigt sich, dass der Vorrat an Ionen in der Quelle begrenzt ist. Da vermehrt Ionen extrahiert werden, während die Ionenproduktion durch den gleichzeitigen Elektronenverlust stark vermindert wird, nimmt die Ionendichte in der Quelle im Verlauf des Pulses ab. Dadurch sinkt der extrahierte Strom in der zweiten Hälfte des Pulses stärker, als es der wieder zunehmende magnetische Einschluss erwarten lässt. Abbildung 5.11 stellt sozusagen einen idealen Ionenstrompuls dar, dessen zeitlicher Verlauf fast genau dem Verlauf der magnetischen Öffnung entspricht. In den nächsten Abschnitten werden verschiedene Vorgänge diskutiert, die zu Abweichungen von diesem idealen Verhalten führen.

In Abbildung 5.12 und Abbildung 5.15 wird die Abnahme der Ionendichte in der Quelle auch in einem Minimum des Ionenstroms nach dem PUMAEX-Puls sicht-

74. siehe Fußnote 54 auf S. 81.

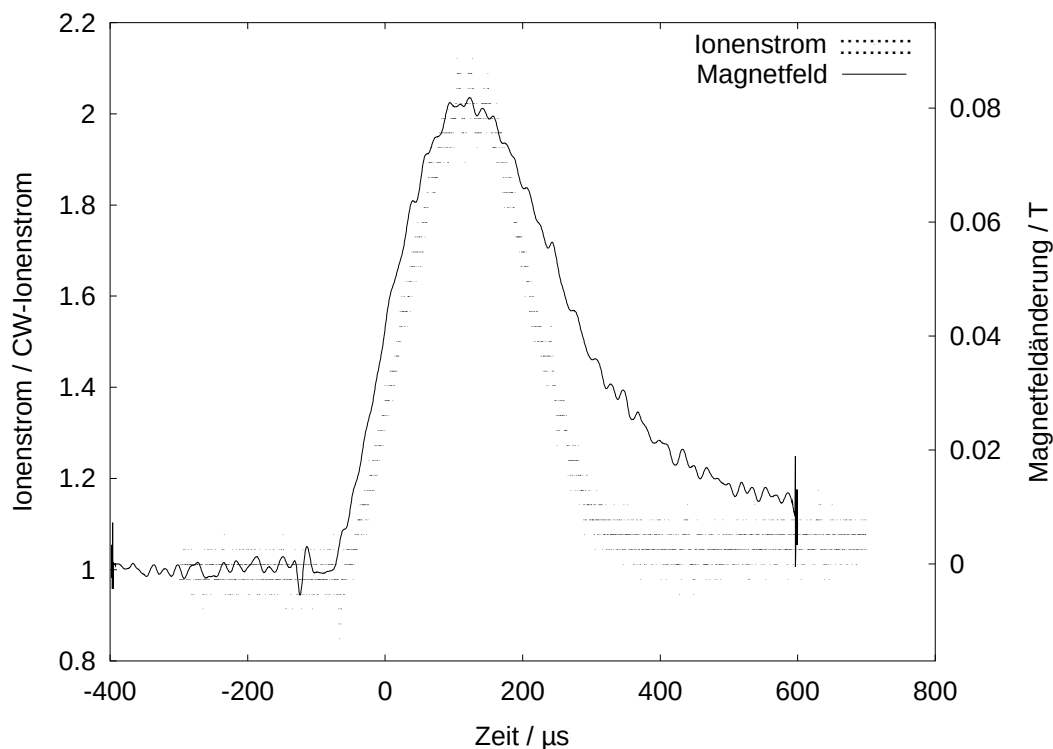


Abbildung 5.11: Vergleich der PUMAEX-Pulsformen von Ionenstrom und Magnetfeld. Auf der linken Ordinate ist der auf den CW-Strom normierte Ionenstrom von Ar^{12+} aufgetragen. Die rechte Ordinate zeigt die Abweichung des Magnetfeldes an der Extraktionsöffnung vom statischen Feld.

bar. Je nach der in der Quelle verbliebenen Ionendichte ist dieses Minimum schwächer oder stärker ausgeprägt. Bei einer sehr starken Entleerung des Ionenreservoirs in der Quelle dauert es mehrere Millisekunden bis der hier beobachtete Ar^{12+} -Ionenstrom wieder ansteigt. Diese Zeit wird benötigt, um in dem Plasma durch sukzessive Ionisation Ar^{12+} -Ionen aus neutralen Argonatomen zu erzeugen.

Neben der Länge ist vor allem eine hohe Stabilität der Pulse für die Injektion in einen Beschleuniger notwendig. Damit ist eine geringe Schwankung von Pulshöhe und -form gemeint, so dass die Zahl der injizierten Ionen von Puls zu Puls möglichst konstant ist [HL96]. Während des PUMAEX-Betriebs der PECRIS 5 war es daher ein Ziel, Pulse möglichst großer Höhe bei gleichzeitiger guter Stabilität zu erzeugen. Es zeigt sich, dass auch bei den höchsten erzeugten Pulsen die Stabilität gut sein kann. Wenn das Plasma stabil brennt, das heißt das Rauschen des im Normalbetrieb extrahierten Stroms gering ist und es keine Entladungen im Extraktionspalt gibt, dann ist im Allgemeinen auch der PUMAEX-Puls sehr stabil (vgl. Abbildung 5.24). Abbildung 5.12 zeigt einen besonders ruhigen und stabilen Ar^{12+} -Puls. Die Stabilität der Pulse wurde auf dem Oszilloskop im Hochspannungsbereich beobachtet, die Schwankung der Pulshöhe⁷⁵ von Puls zu Puls in der in Abbildung 5.12 gezeigten Messung beträgt weniger als 5 %. Die Pulsstabilität kann auch an einem einzelnen Puls abgeschätzt werden, bei einem glatten Pulsverlauf, der dem Magnetfeldpuls ähnlich ist, ohne plötzliche Sprünge des Ionen-

75. Zur Bestimmung der Pulshöhe siehe Abschnitt 5.3.3.

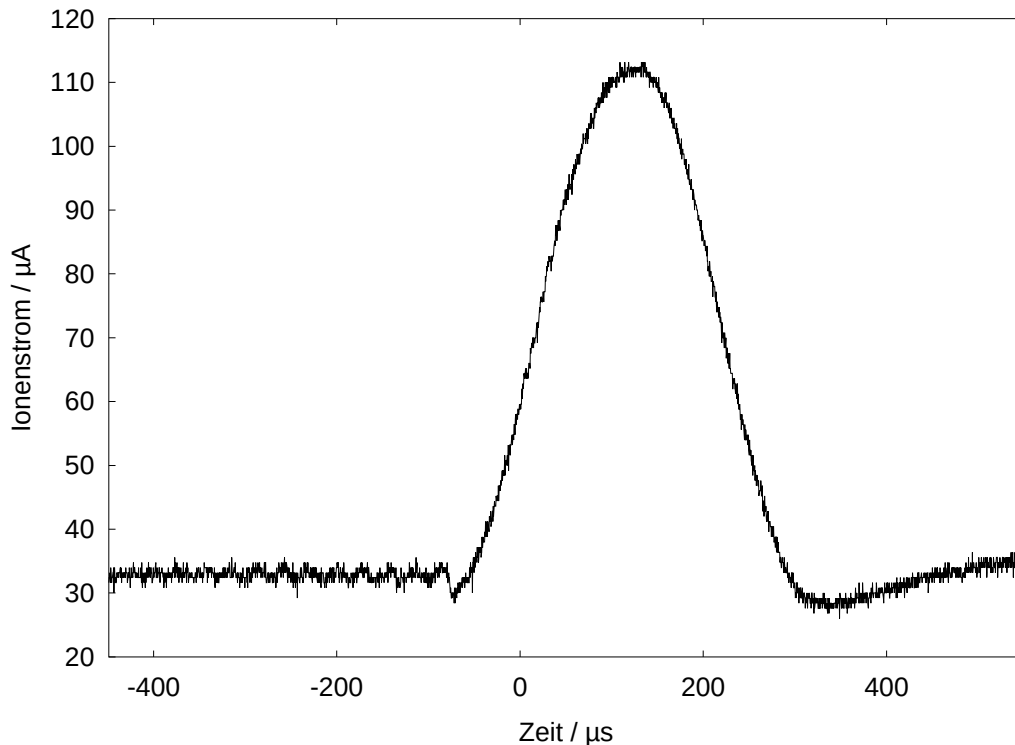


Abbildung 5.12: PUMAEX-Puls mit sehr geringem Rauschen. Der beobachtete Ladungszustand ist Ar^{12+}

stroms, ist die Pulsstabilität meist sehr gut. Einer der höchsten Ar^{12+} -Pulse ist in Abbildung 5.15 zu sehen. Obwohl dort der Ionenstrom ein deutlich stärkeres Rauschen zeigt als in Abbildung 5.12, kann von einem glatten Verlauf gesprochen werden, da der Ionenstrom keine Sprünge zeigt, entsprechend liegt die beobachtete Schwankung von Puls zu Puls auch dort unter 5 %. Eine kurzzeitige Schwingung, wie sie in Abbildung 5.15 kurz nach dem Maximum des Pulses auftritt, beeinträchtigt die Pulsstabilität meistens nicht. Der Hochspannungsüberschlag, der diese Schwingung wahrscheinlich verursacht, führt allerdings oft zu einem Abbrechen des PUMAEX-Pulses, wie in Abbildung 5.24 zu sehen, und zerstört damit die gute Stabilität.

5.3.2 Optimierung des PUMAEX-Betriebs

Bei der Optimierung des PUMAEX-Betriebs stellt die geringe Pulsfolge von etwa 1 Hz ein Problem dar. Der Experimentator erhält nur jede Sekunde einmal eine Information über Pulshöhe und -stabilität, dadurch wird der Optimierungsvorgang recht langsam. Hinzu kommt, dass es vermutlich durch Überschlüsse im Extraktionsbereich zu vielen Störpulsen und oft auch zu Schwankungen in der Höhe der PUMAEX-Pulse kommt. Eine weitere Erschwernis stellt die ausschließliche Beobachtung der PUMAEX-Pulse auf dem Oszilloskop dar. Der Experimentator hat dadurch keinen Überblick über den Verlauf der Pulshöhen. Kleine Änderungen sind so wegen der Störungen nicht zu erkennen.

Zur Optimierung der PUMAEX-Pulse wird daher zunächst die Quelle im Dauerbetrieb auf einen möglichst hohen Strom des gewünschten Ladungszustandes eingestellt. Mit diesem Schritt sollen die optimalen Ionisationsbedingungen im Zentralbereich des Plasmas geschaffen werden. Dabei wird das Magnetfeld auf der extraktionsseitigen Spule auf einem hohen Wert festgehalten. Ein Absenken des Magnetfeldes erleichterte die Extraktion der Ionen, gleichzeitig würde aber auch die Elektronendichte im Zentrum der Quelle sinken und damit die Ionisationsbedingungen verschlechtert werden. Im Dauerbetrieb gilt es daher immer einen Kompromiss zwischen guten Ionisations- und Extraktionsbedingungen zu finden. Der PUMAEX-Betrieb hat dagegen gerade den Vorteil, beste Ionisationsbedingungen bei hohem Einschluss nutzen zu können und erst während des PUMAEX-Pulses die guten Extraktionsbedingungen zu erzeugen. Da es sich im Quellenbetrieb als sehr schwierig herausgestellt hat, die optimalen Ionisationsbedingungen zu finden, und diese Bedingungen von dem Strom in der extraktionsseitigen Feldspule empfindlich abhängen, wurde bei der Optimierung der Quelle für den PUMAEX-Betrieb allerdings nicht ausschließlich mit dem maximalen Feld auf der Extraktionsseite gearbeitet, auch etwas geringere Felder wurden benutzt.

Nach dieser eingeschränkten Dauerstromoptimierung wird die PUMAEX-Spule eingeschaltet und der optimale Spulenstrom für einen möglichst hohen und stabilen Ionenstrom-Puls gesucht. Zusätzlich wird versucht, die Quellenparameter, die die Ionenextraktion beeinflussen, optimal für die Extraktion während des PUMAEX-Pulses zu wählen.

Dabei ist als erstes der Extraktionsabstand zu nennen. Da während eines PUMAEX-Pulses wesentlich mehr Ionen extrahiert werden, steigt die Ladungsdichte im Extraktionsspalt an, was zu einer Verschlechterung der Ionenstrahlfokussierung führt. Der Extraktionsabstand muss also für die Ladungsdichte während des Pulses angepasst werden.

Zweitens wird versucht, den Gasdruck in der Plasmakammer anzupassen, der möglicherweise über Ladungsaustauschreaktionen Einfluss auf die Ionenextraktion hat. Der Gasdruck steht aber auch in engem Zusammenhang mit den Ionisationsbedingungen in der Quelle.

Ein dritter Parameter mit Einfluss auf die Extraktion ist die Magnetfeldverschiebung. Da Plasmakammer und Magnetstruktur für den PUMAEX-Betrieb wegen der großen mechanischen Belastung miteinander verschraubt werden müssen, ist eine Anpassung der Magnetverschiebung kaum möglich. Der Aufwand ist zum einen sehr hoch, zum anderen muss die Quelle zum Lösen und wieder Befestigen der Verschraubung für einige Zeit abgeschaltet werden. Danach sind die Bedingungen in der Quelle meist deutlich verändert.

Die Optimierung der PUMAEX-Pulse mit diesen Parametern ergab in dem bisherigen Betrieb keine Verbesserung der Pulse gegenüber dem voroptimierten Zustand. Gründe dafür sind vielleicht die geschilderten Probleme bei der Beobachtung der Pulse und die immer vorhandene gleichzeitige Einflussnahme auf Extraktions- und Ionisationsbedingungen beim Verändern eines Quellenparameters.

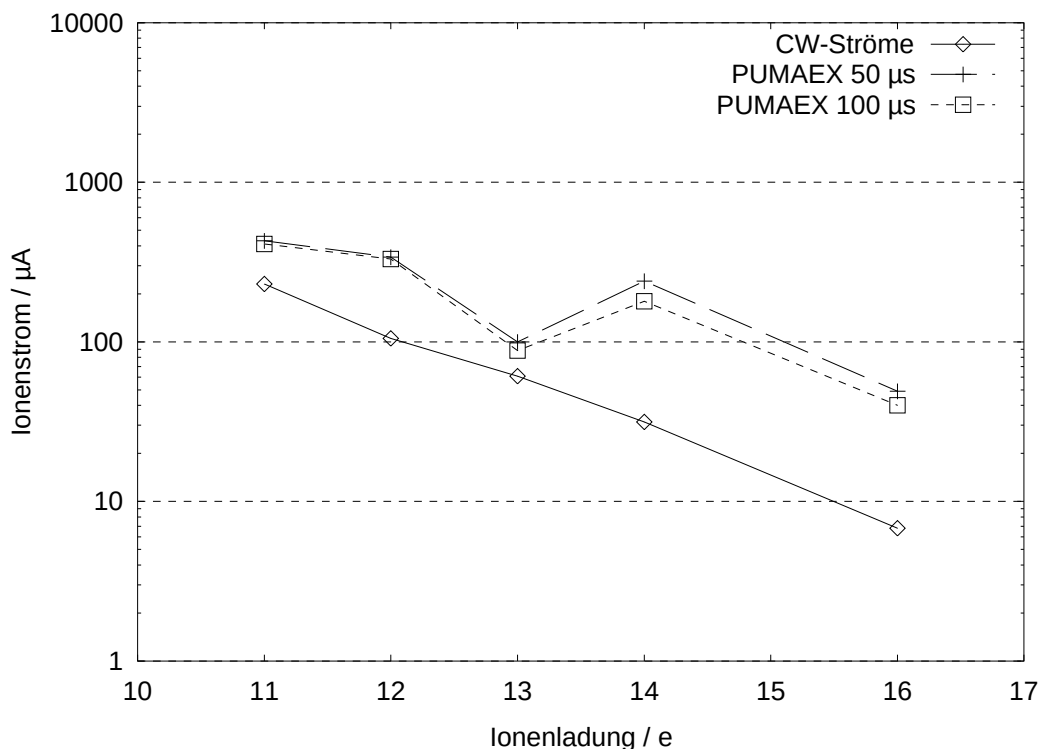


Abbildung 5.13: Steigerung der erreichten Argon-Ionenströme durch die PUMAEX-Technik. Dargestellt sind die größten im Normalbetrieb der Quelle erreichten Ionenströme der einzelnen Ladungszustände (CW-Ströme) und die größten im PUMAEX-Betrieb erreichten Ionenströme, gemittelt über einen Zeitraum von 50 µs und 100 µs.

5.3.3 Steigerung der Ionenströme gegenüber dem Normalbetrieb

Um die Ionenströme, die für die Injektion in einen Beschleuniger zur Verfügung stehen, zu bestimmen, wird der gemessene Ionenstrom im Maximum des PUMAEX-Pulses über einen Zeitraum von 50 µs bzw. 100 µs gemittelt. Abbildung 5.13 zeigt diese gemittelten PUMAEX-Ströme der PECRIS 5 im Vergleich zu den im Normalbetrieb extrahierten Strömen aus Abschnitt 4.5.

Es sind die höchsten PUMAEX-Ströme von Argonionen, die bei der Optimierung für jeden einzelnen Ladungszustand erzielt wurden, dargestellt. Es handelt sich dabei um Werte, die aus verschiedenen Optimierungsversuchen, auch mit größerem zeitlichen Abstand zusammengetragen wurden. Es fällt die starke Schwankung der PUMAEX-Ströme zwischen den verschiedenen Ladungszuständen auf. Der PUMAEX-Strom von Ar^{14+} ist z.B. mehr als doppelt so groß wie der von Ar^{13+} . Dabei muss berücksichtigt werden, dass ein PUMAEX-Betrieb der PECRIS 5 nur wenige Wochen möglich war, die in Abschnitt 5.2.4 beschriebenen Hochspannungsprobleme machten die Beobachtung der PUMAEX-Pulse häufig unmöglich und mehrmals wurde der PUMAEX-Betrieb unterbrochen durch Vakuumlecks, die eine Reparatur der Plasmakammer notwendig machten. Es kann daher vermutet werden, dass die PECRIS 5 nicht bei allen Messungen in einem für den gemessenen Ladungszustand optimalen Betriebszustand war. Somit wäre bei weiteren Mes-

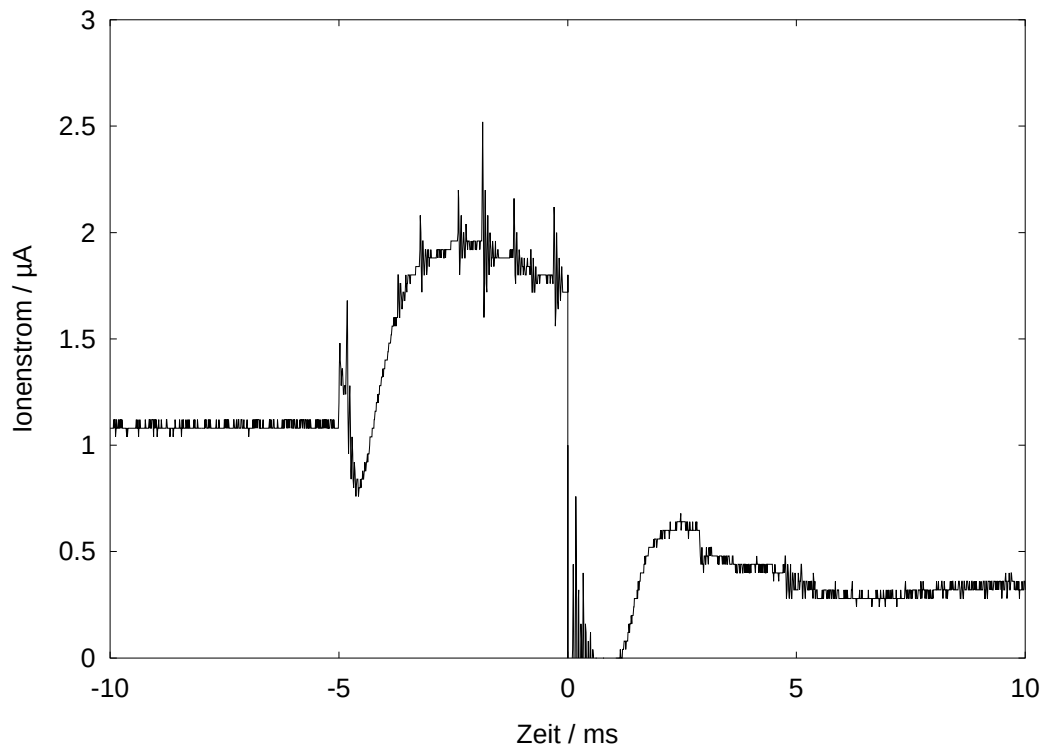


Abbildung 5.14: Afterglow-Puls. Beobachtet wurde der Ladungszustand Ar^{16+} .

sungen eine Erhöhung der in Abbildung 5.13 zu niedrig erscheinenden Ionenströme, vor allem von Ar^{13+} , zu erwarten.

Der Faktor zwischen dem Strom in PUMAEX- und Normalbetrieb steigt im Mittel mit dem Ladungszustand deutlich an. Wie stark dieser Anstieg wirklich, das heißt bei optimalem Betrieb, ist, kann wegen der überlagerten Schwankung der PUMAEX-Ströme von Ladungszustand zu Ladungszustand nur vermutet werden. Unabhängig von dieser Unsicherheit wird anhand der in Abbildung 5.13 gezeigten Daten das große Potential der PUMAEX-Technik zur Erhöhung der verfügbaren Ionenströme, vor allem bei hohen Ladungszuständen, deutlich. Die in PUMAEX-Pulsen beobachteten Ströme von $240 \mu\text{A}$ Ar^{14+} und $49 \mu\text{A}$ Ar^{16+} liegen bei dem 2,5-fachen bzw. dem Zweifachen der höchsten mit einer EZR-Ionenquelle im kontinuierlichen Betrieb erzeugten Ionenströmen (vgl. Tabelle 4.2 auf Seite 111).

Wie bei den Experimenten an der PECRIS 3 wurde versucht, die PUMAEX-Technik mit der Afterglow-Technik zu vergleichen. Es ist mit der PECRIS 5 nicht gelungen, mit den PUMAEX-Pulsen vergleichbare Afterglow-Pulse zu erzeugen. Oft sind die Afterglow-Pulse so schwach ausgeprägt, dass sie aufgrund der beschriebene Probleme beim Triggern eines Ionenpulses nicht beobachtet werden konnten. Die wenigen beobachteten Afterglow-Pulse zeigen meist eine Erhöhung des Ionenstroms von 30-60 % gegenüber dem gleichzeitig beobachteten kontinuierlichen Strom, in einzelnen Fällen wurden Erhöhungen bis zu einem Faktor vier gemessen, jedoch bei kleinen absoluten Ionenströmen. Der beste bei Ar^{16+} beobachtete Afterglow-Puls ist in Abbildung 5.14 gezeigt, der Strom verdoppelt sich im Puls fast und erreicht $2 \mu\text{A}$. Die Zeit zwischen Beginn des Pulses und dem Maximum ist mit 2 ms etwa zehnmal so groß wie die Anstiegszeiten der an der

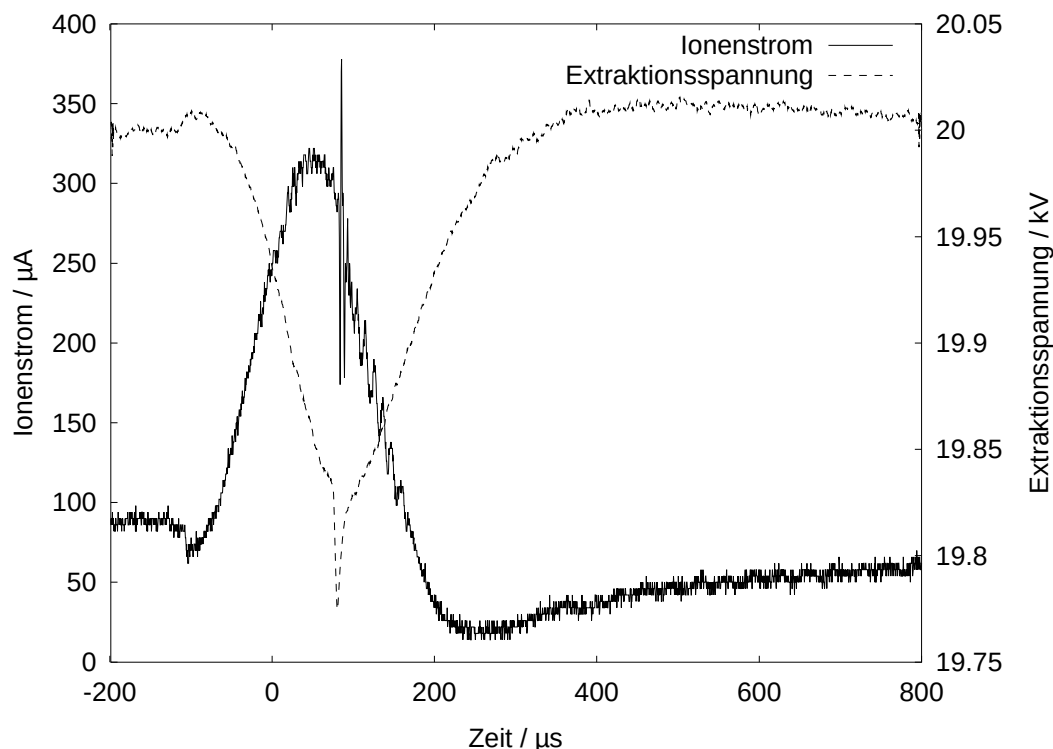


Abbildung 5.15: Synchronisation von PUMAEX-Puls und Extraktionsspannung. Auf der linken Ordinate ist der gemessene Ionenstrom gezeigt, auf der rechten die Extraktionsspannung. Der beobachtete Ladungszustand ist Ar^{12+} .

PECRIS 3 bei hohen Ladungszuständen beobachteten Afterglow-Pulse [Mül00,S.85].

Eine mögliche Erklärung für die schwachen Afterglow-Pulse der PECRIS 5 besteht, wie in Abschnitt 2.3.5 beschrieben, darin, dass aufgrund der geringen Teilchendichte in der PECRIS 5 der Afterglow-Effekt sehr langsam abläuft und daher keine intensiven Pulse erzeugt. Der Afterglow-Effekt ist in diesem Fall nur für die Produktion mittlerer Ladungszustände, die bei höheren Dichten erfolgt, gut geeignet. Es ist auch möglich, dass bisher noch kein guter Afterglow-Betriebszustand für die PECRIS 5 gefunden wurde. Es wird von anderen EZR-Ionenquellen berichtet, dass der Afterglow-Effekt nur in sehr speziellen Zuständen, in denen fast kein kontinuierlicher Ionenstrom extrahiert wird gute Ergebnisse liefert [Spä]. In diesem Fall liegt der Vorteil der PUMAEX-Technik in der offenbar wesentlich einfacheren Handhabbarkeit.

5.3.4 Auswirkung der Variation der Extraktionsspannung

Durch die Reduktion des magnetischen Einschlusses mit der PUMAEX-Technik wird ein wesentlich größerer Teil der Ionen im Plasma extrahiert als im Normalbetrieb. Das führt zu einem starken Anstieg des extrahierten Gesamtstroms. Dies wiederum stellt eine Laständerung für das Hochspannungsnetzgerät dar. Die Folge ist ein kurzzeitiges Absinken der Extraktionsspannung während des PUMAEX-Pulses, wie in Abbildung 5.15 gezeigt.

Der Zeitverlauf der Extraktionsspannung ist dem des Ionenstrom sehr ähnlich, in einer ersten Näherung kann die Extraktionsspannung als gegenläufig zum extrahierten Ionenstrom betrachtet werden. Auf dem Ionenstrom in Abbildung 5.15 ist kurz nach dem Maximum kurzzeitig eine hochfrequente Schwingung mit großer Amplitude zu sehen. Gleichzeitig mit dieser Schwingung ist ein Einbrechen der Extraktionsspannung zu beobachten.

Ursache dieser Störung, die dem sonstigen Pulsverlauf überlagert ist, ist wahrscheinlich eine Entladung der Extraktionsspannung im Extraktionsspalt (siehe Abschnitt 3.5). Der daraus resultierende Extraktionsspannungseinbruch ist vermutlich viel stärker als in Abbildung 5.15 zu sehen, da der Hochspannungstastkopf, mit dem die Extraktionsspannung gemessen wird, für die Messung von Gleichspannung ausgelegt ist. Durch die Abnahme der Extraktionsspannung ändert sich die Energie des Ionenstrahls, der dadurch im Separationsmagneten stärker abgelenkt wird und nicht mehr auf den Faraday-Becher trifft. Da auch das Strommessgerät, das zur Ionenstrommessung verwendet wird, für niederfrequente Ströme konzipiert ist, gerät es durch diese sehr schnelle Änderung des Ionenstroms, wie in Abschnitt 5.2.4 beschrieben, in einen Schwingungszustand. Der Ionenstrom zeigt daher während des Extraktionsspannungseinbruchs einige nach oben und unten vom sonstigen Pulsverlauf abweichende Spitzen.

Obwohl solche Überschlüsse unerwünscht sind und große Probleme bei der Optimierung des PUMAEX-Betriebs bereiten, erweisen sie sich hier als nützlich. Mit ihrer Hilfe können die Messungen von Ionenstrom und Extraktionsspannung synchronisiert werden. Zunächst ist aufgrund von möglicherweise unterschiedlichen Verarbeitungszeiten von Strommessgerät und Hochspannungsnetzgerät nicht klar, dass die beiden Messungen zeitgleich sind. Da der Extraktionsspannungsüberschlag jedoch zeitgleich registriert wird und die Flugzeit der Ionen vernachlässigt werden kann (siehe Anhang B), stellt Abbildung 5.15 die tatsächliche zeitliche Beziehung von Extraktionsspannung und Ionenstrom richtig dar.

Es ist damit deutlich zu sehen, dass der sonstige Verlauf der Extraktionsspannung dem Ionenstrom nachläuft, mit einer Verzögerung von etwa $40\text{ }\mu\text{s}$, dies bestätigt die Vermutung, dass der Extraktionsspannungspuls als Laständerung des Hochspannungsnetzgerätes verstanden werden kann. Die Beobachtung trägt zudem im Folgenden zum Verständnis der entstehenden Pulsformen bei.

Je nach Einstellung der PECRIS 5 und der Stärke der magnetischen Öffnung durch die PUMAEX-Technik wird ein Absinken der Extraktionsspannung von bis zu 200 V, das entspricht 1 %, beobachtet. Diese Änderung der Spannung, mit der die Ionen beschleunigt werden, führt natürlich zu einer geringfügigen Verringerung der Ionengeschwindigkeit im Ionenstrahl und damit zu einer stärkeren Ablenkung der Ionen im Separationsmagneten. Eine Berechnung der Ablenkung (siehe Anhang F) zeigt, dass der Strahl am Ort der Spaltblende dadurch um 8,3 mm abgelenkt wird. Da die Öffnung des Faraday-Bechers einen Durchmesser von 20 mm hat, sind keine großen Ionenstromverluste durch diesen Effekt zu erwarten⁷⁶.

76. Bei einer großen Ausdehnung des Ionenstrahls beim Eintritt in den Faraday-Becher ist ein deutlicher Verlust möglich.

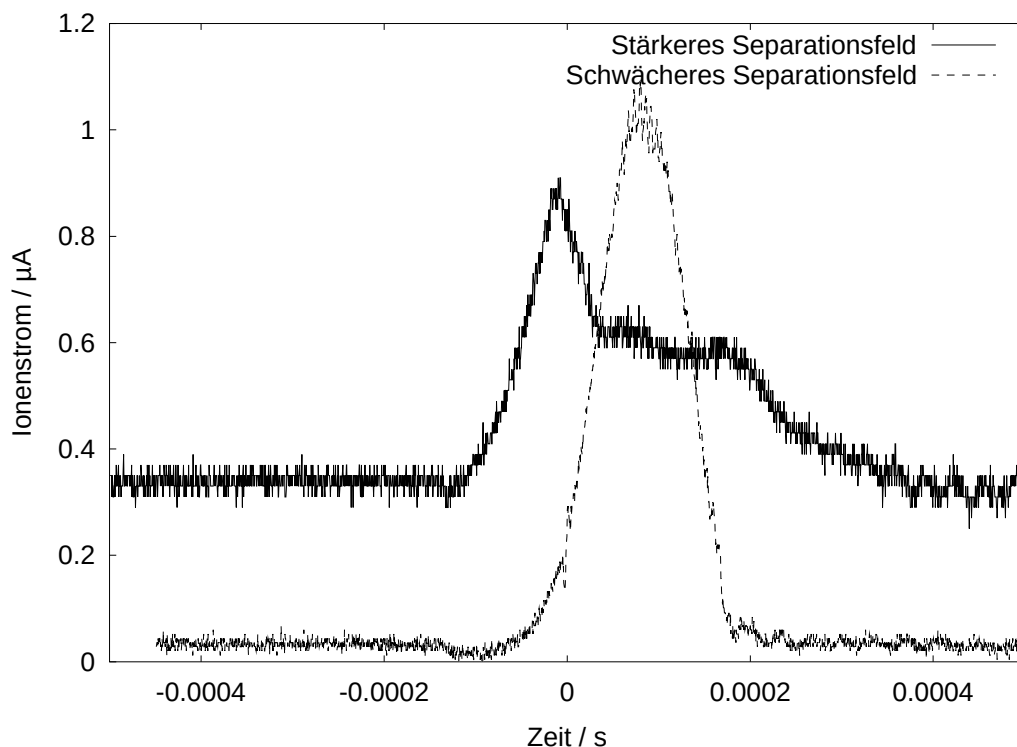


Abbildung 5.16: Auswirkung der abnehmenden Extraktionsspannung auf die Ionenstrommessung. Gezeigt sind zwei PUMAEX-Pulse, beobachtet an Ar^{12+} , die bei zwei unterschiedlich starken Magnetfeldern in dem Separationsmagneten gemessen wurden.

Mit einer 4 mm breiten Spaltblende vor dem Faraday-Becher ist der Effekt dagegen deutlich zu sehen. Abbildung 5.16 zeigt den gemessenen Ar^{12+} -Ionenstrom bei zwei verschiedenen Einstellungen des Separationsmagneten. Der eine Puls wurde bei einer für den Ar^{12+} -Strom im Normalbetrieb optimalen Einstellung des Separationsmagneten aufgenommen. Der Strom steigt zunächst wie erwartet, erreicht aber sein Maximum viel früher als die in Abschnitt 5.3.1 beschriebenen Pulse. Der Strom fällt dann erst schnell und wird danach fast konstant. Nach etwa 200 µs fällt der Strom wieder schneller, so dass der gesamte Puls wie die in Abschnitt 5.3.1 beschriebenen etwa 400 µs lang ist. Es macht den Eindruck als sei aus einem dieser Pulse der obere rechte Teil herausgeschnitten.

Sehr ähnliche Pulsformen wurden auch an der PECRIS 3 beobachtet, in [Mül00,S.73] wurde dieses Phänomen als verschlechterte Extraktion durch die starke Absenkung des Magnetfeldes gedeutet. Das statische Magnetfeld einer EZR-Ionenquelle nimmt vom Plasmakern zur Extraktionsöffnung stark zu. Dadurch verlaufen Magnetfeldlinien aus einem großen Teil des Plasmakerns durch die Extraktionsöffnung. Bei abgesenktem Feld an der Extraktionsöffnung erreichen dagegen nur Feldlinien aus einem kleinen Teil des Plasmakerns sehr nahe der Achse die Extraktionsöffnung. Da die Ionen wie die Elektronen eine viel höhere Beweglichkeit längs der Feldlinien haben als quer dazu, können vor allem Ionen aus Bereichen, von denen Feldlinien zur Extraktionsöffnung verlaufen, extrahiert werden. Bei abgesenktem Feld ist dieser Bereich ein viel kleinerer Teil des Plasmakerns. Mit den jetzt vorhandenen Messungen der Extraktionsspannung und da die

Doppelstruktur ohne Blende nie beobachtet wird, kann diese Erklärung als Ursache für die Doppelstruktur jedoch ausgeschlossen werden.

Stattdessen wird im Verlauf des PUMAEX-Pulses mit absinkender Extraktionsspannung der Ionenstrahl immer weiter abgelenkt und trifft den 4 mm Spalt nicht mehr oder nur teilweise. Dadurch sinkt der gemessene Ionenstrom bereits vor dem Maximum des Magnetfeldpulses. In der zweiten Hälfte des Pulses tritt der umgekehrte Effekt auf. Obwohl der magnetische Einschluss wieder zu- und der extrahierte Ionenstrom damit abnimmt, bleibt der gemessene Ionenstrom fast konstant, da mit wieder zunehmender Extraktionsspannung der Strahl wieder besser die Spaltblende trifft. Erst wenn der Strahl wieder zum größten Teil auf den Spalt trifft nimmt der gemessene Ionenstrom schneller ab. Es ist nicht sofort offensichtlich, warum die Rückkehr des Ionenstrahls zur Spaltblende nicht in der zweiten Hälfte des Pulses ein ähnliches Maximum wie in der ersten Hälfte erzeugt. Tatsächlich ist bei einigen Pulsen ein zweites Maximum, das aber bei weitem nicht so hoch wie das erste ist, zu beobachten (siehe z.B. Abbildung 5.21). Dabei spielt zum einen eine Rolle, dass der Extraktionsspannungspuls gegenüber dem Ionenstrom zeitlich versetzt ist und die Spannung zudem wieder langsamer ansteigt als sie zuvor gefallen ist. Der Ionenstrahl kehrt also vergleichsweise langsam und spät bezüglich des extrahierten Ionenpulses zur Spaltblende zurück. Zum anderen ist daran die Entleerung des Ionenreservoirs in der Quelle zu beobachten (siehe Abschnitt 5.3.6), die zu einer schnelleren Abnahme des extrahierten Ionenstroms führt. Ist das Absinken des extrahierten Ionenstrom schneller als die Zunahme des durch die Blende tretenden Strahlanteils, so ist kein zweites Maximum auf dem Ionenstrompuls, sondern nur eine Schulter wie in Abbildung 5.16 zu beobachten. Ist das Absinken langsamer, kann ein kleines zweites Maximum entstehen.

Der zweite in Abbildung 5.16 dargestellte Puls bestätigt diese Deutung. Er ist bei einem etwas geringeren Magnetfeld im Separationsmagneten aufgenommen. Bei dieser Einstellung trifft der Ionenstrahl nur im mittleren Bereich des PUMAEX-Pulses auf die Spaltblende, dann wenn die Extraktionsspannung genügend abgenommen hat. Der aus dem ersten Puls herausgeschnittene Teil findet sich hier näherungsweise wieder.

Da das Absinken der Extraktionsspannung ein Vorgang ist, der fast keine Schwankung zeigt, solange die Quellenparameter nicht verändert werden (vgl. Abbildung 5.18), sollte er kein Problem bei der Injektion des Ionenstrahls in einen Teilchenbeschleuniger darstellen. Der Separationsmagnet und der Beschleuniger können für die abgesenkte Extraktionsspannung in der Mitte des Pulses eingestellt werden, wie das bei dem zweiten Puls in Abbildung 5.16 mit dem Separationsmagneten geschehen ist. Der in diesem Zeitraum extrahierte Ionenstrom kann dann optimal injiziert werden. Wie in Abbildung 5.16 zu sehen wird dabei allerdings die Pulslänge deutlich reduziert. Soll die volle Länge der extrahierten Pulse genutzt werden so müssen Vorkehrungen gegen das Absinken der Extraktionsspannung getroffen werden. Dies ist mit einem aufwändigeren Hochspannungsnetzgerät oder auch durch Anbringen einer großen Kapazität zwischen Extraktionsspannung und Quellenpotential zu erreichen. Letzteres ist jedoch recht gefährlich, da bei Über-

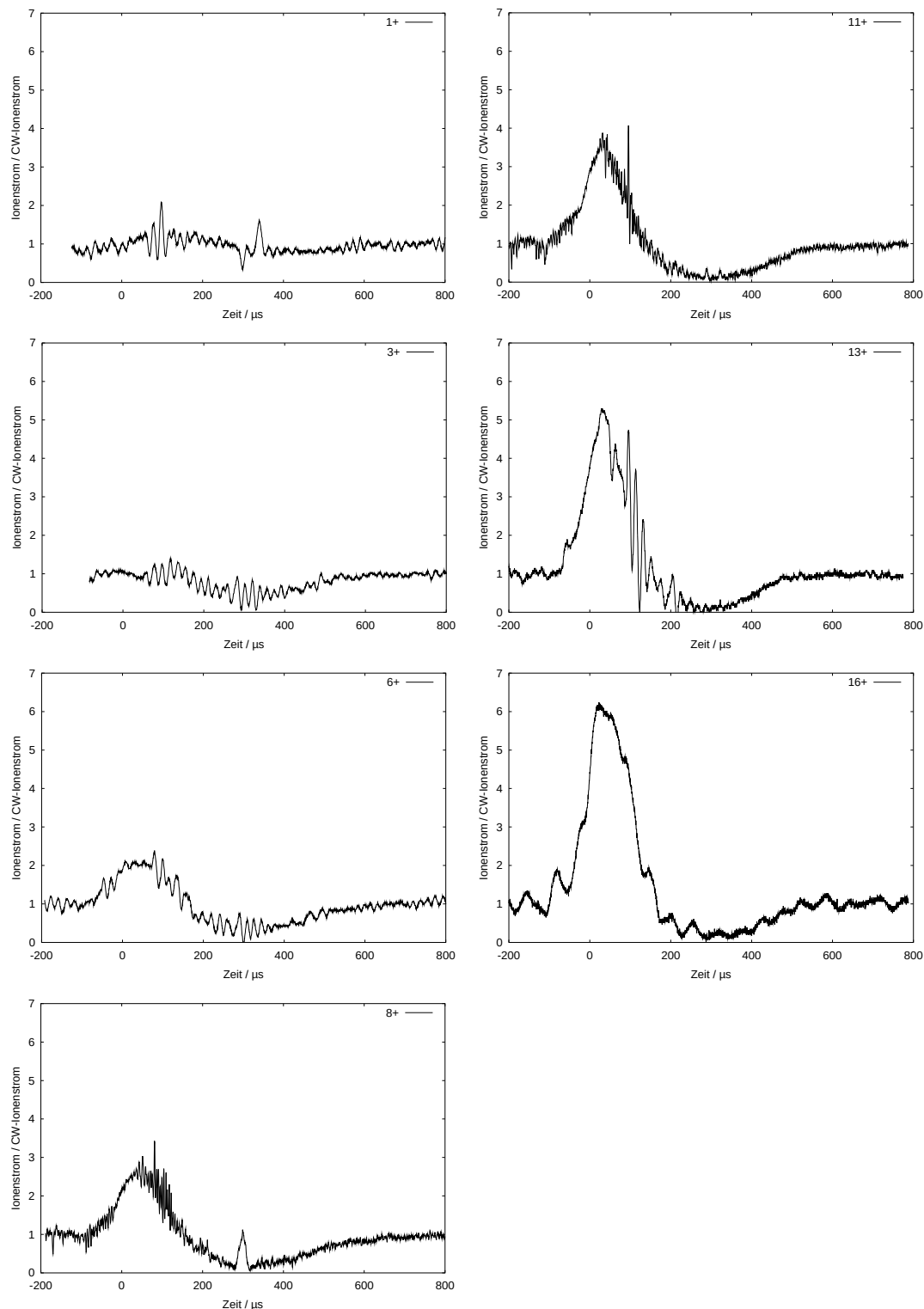


Abbildung 5.17: PUMAEX-Pulse bei verschiedenen Ladungszuständen von Argonionen. Die PECRIS 5 wurde zuvor auf Ar^{11+} optimiert und anschließend an der Quelleneinstellung nichts geändert.

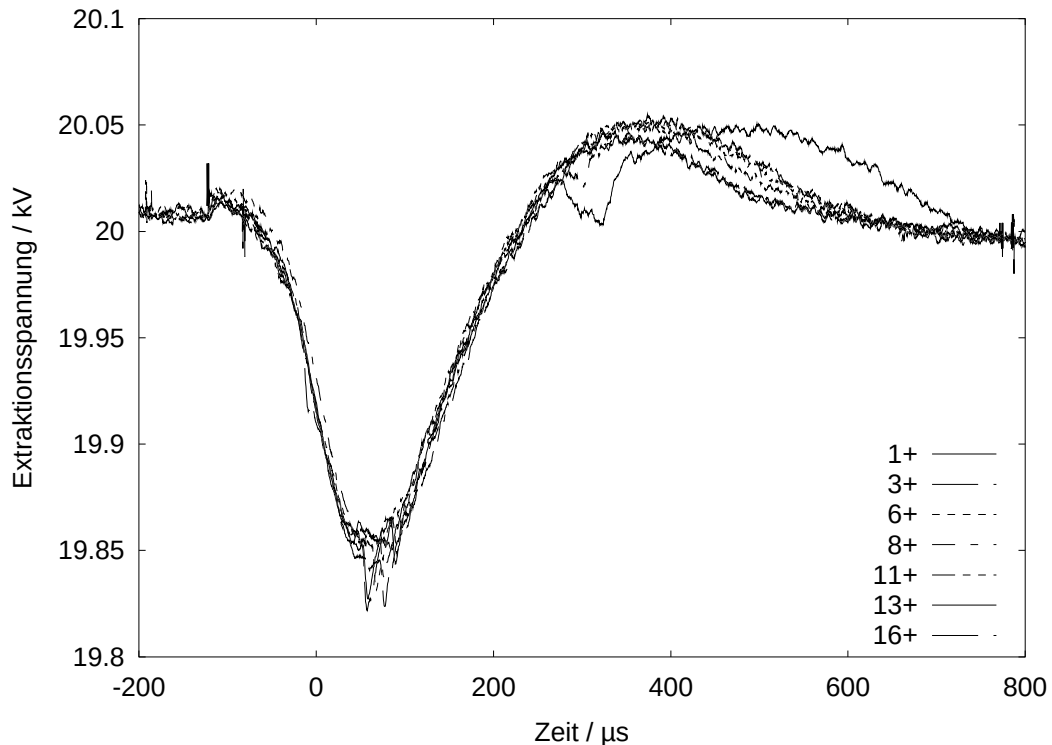


Abbildung 5.18: Verlauf der Extraktionsspannung bei verschiedenen PUMAEX-Pulsen bei gleicher Quelleneinstellung. Es ist jeweils der bei dem Puls beobachtete Argon-Ladungszustand angegeben.

schlagen dann eine sehr große Energie entladen wird. Daher müssten zusätzliche Vorkehrungen zur Sicherheit von Personen und Geräten getroffen werden.

5.3.5 PUMAEX-Pulse verschiedener Ladungszustände

Bei der Optimierung des PUMAEX-Betriebs für die verschiedenen Ladungszustände wird, wie in Abschnitt 5.3.3 beschrieben, eine Zunahme des Faktors zwischen dem Ionenstrom im PUMAEX- und Normalbetrieb mit dem optimierten Ladungszustand beobachtet. Es zeigt sich dabei aber auch, dass diese PUMAEX-Faktoren aufgrund der unterschiedlich erfolgreichen Optimierungen nicht gut vergleichbar sind.

Um vergleichbare PUMAEX-Faktoren für die verschiedenen Ladungszustände zu erhalten, wurden bei einer festen Einstellung der Quellenparameter PUMAEX-Pulse aller beobachtbaren Ladungszustände gemessen. Die PECRIS 5 wurde dazu auf einen maximalen extrahierten Strom von Ar^{11+} optimiert. In Abbildung 5.17 sind einige dieser Pulse, jeweils normiert auf den Ionenstrom im Normalbetrieb, dargestellt. Abbildung 5.18 zeigt die zu den PUMAEX-Pulsen in Abbildung 5.17 gehörenden Verläufe der Extraktionsspannung. Die Abnahme der Extraktionsspannung ist bei allen Messungen sehr ähnlich, nur im letzten Teil der Pulse gibt es einige Abweichungen. Wie in Abschnitt 5.3.4 beschrieben gibt der Verlauf der Extraktionsspannung die Veränderung des extrahierten Gesamtstroms wieder. Aus der Ähnlichkeit der Pulse in Abbildung 5.18 kann daher geschlossen werden, dass

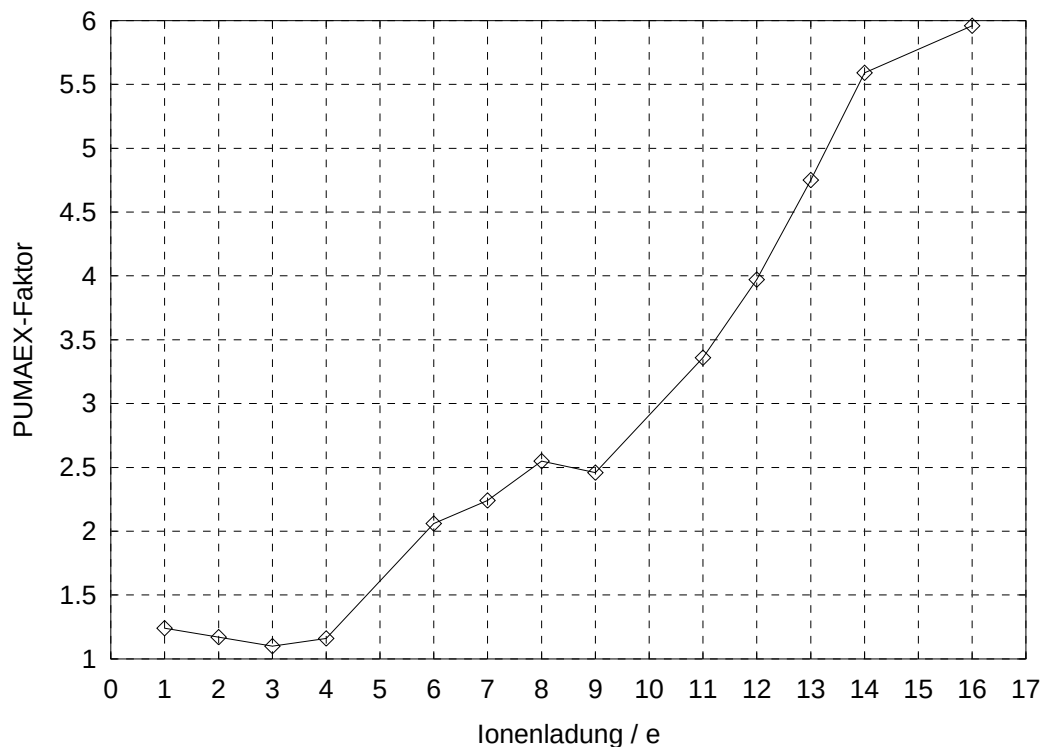


Abbildung 5.19: PUMAEX-Faktoren verschiedener Argon-Ladungszustände bei fester Quelleneinstellung.

die Quelle während der Extraktion aller Pulse praktisch im gleichen Zustand ist. Die verschiedenen gemessenen PUMAEX-Pulse geben also in guter Näherung die Ionenströme der einzelnen Ladungszustände in einem einzelnen PUMAEX-Puls wieder. Die Zeitskalen der verschiedenen Messungen in Abbildung 5.17 werden mit Hilfe der Extraktionsspannungsverläufe synchronisiert, wie in Abbildung 5.18 bereits geschehen.

Die PUMAEX-Faktoren der Pulse aus Abbildung 5.17 und aller weiteren Ladungszustände, die bei dieser Messung beobachtet wurden, sind in Abbildung 5.19 dargestellt. Bei den niedrigen Ladungszuständen, Ar^{1+} bis Ar^{4+} , sind fast keine PUMAEX-Pulse zu beobachten. Die PUMAEX-Faktoren der mittleren Ladungszustände, Ar^{6+} bis Ar^{9+} , liegen etwa zwischen 2 und 2,5. Die Faktoren steigen mit dem Ladungszustand leicht an, allerdings nicht gleichmäßig, der PUMAEX-Faktor von Ar^{9+} ist etwas geringer als der von Ar^{8+} . Die hohen Ladungszustände zeigen einen starken Anstieg der PUMAEX-Faktoren von etwa 3,5 bei Ar^{11+} bis über 5,5 bei Ar^{14+} . Bei Ar^{16+} , dem höchsten beobachteten Ladungszustand, wird zwar mit knapp 6 auch der größte PUMAEX-Faktor beobachtet, er ist aber deutlich kleiner als es aufgrund des starken Anstiegs zwischen Ar^{11+} und Ar^{14+} zu erwarten wäre.

Diese Abweichung ist aber nicht erstaunlich, da die Messungen in Abbildung 5.17 mit einem relativ starken Rauschen verbunden sind. Dies ist besonders problematisch bei den Messungen von Ar^{13+} , Ar^{14+} und Ar^{16+} , die aufgrund der geringen absoluten Ströme in einem hohen Empfindlichkeitsbereich des Strommessgeräts CD1010 aufgenommen wurden. Hier wird besonders deutlich, dass das Strommessgerät für niederfrequente Strommessungen ausgelegt ist. Durch die relativ

große Integrationskonstante in den hohen Empfindlichkeitsbereichen sehen die Pulse zwar glatter aus als die Pulse der niedrigeren Ladungszustände, aber es ist dem gemessenen Stromverlauf eine Sinusschwingung mit etwa $20\text{ }\mu\text{s}$ bei Ar^{13+} und Ar^{14+} bzw. $50\text{ }\mu\text{s}$ Periodenlänge bei Ar^{16+} überlagert. Diese Schwingung kann die Bestimmung des PUMAEX-Stroms, die durch Mittelwertbildung über $50\text{ }\mu\text{s}$ im Maximum des Pulses geschieht, deutlich beeinflussen. Obwohl es also auch bei dieser Messung einige Unregelmäßigkeiten gibt, ist der Anstieg der PUMAEX-Faktoren wesentlich klarer zu sehen als in Abschnitt 5.3.3.

Die Vergrößerung der PUMAEX-Faktoren mit zunehmendem Ladungszustand kann als Nutzung eines vorhandenen Reservoirs hochgeladener Ionen durch die PUMAEX-Technik interpretiert werden. Im normalen Betrieb der Quelle kann nur ein kleiner Teil der Ionen hoher Ladungszustände extrahiert werden, da diese durch den elektrostatischen und diffusiven Einschluss wesentlich stärker im Plasmakern festgehalten werden als niedriger geladene Ionen [Vit02,S.86ff,S.96ff]. Außerdem verlieren die hochgeladenen Ionen auf ihrem Weg durch den kalten Plasmabereich zur Extraktionsöffnung durch Ladungsaustausch mit Neutralgasteilchen eventuell einen Teil ihrer Ladung. Auch der Wirkungsquerschnitt dieses Prozesses nimmt mit der Ionenladung zu [Vit02,S.78]. Durch die PUMAEX-Technik wird ein großer Teil des heißen Plasmas zur Extraktionsöffnung bewegt. Damit fällt der stärkere Einschluss der hochgeladenen Ionen weg. Im PUMAEX-Puls gelangen auch die heißen Elektronen aus dem Plasmakern zur Extraktionsöffnung, daher wird die Neutralgasdichte im Bereich vor der Extraktionsöffnung wahrscheinlich durch vermehrte Ionisationsprozesse in diesem Bereich deutlich reduziert und auf diese Weise der Ladungsaustausch von hochgeladenen Ionen reduziert. Der Strom der höhergeladenen Ionen nimmt daher im PUMAEX-Puls stärker zu als der Strom der niedriger geladenen Ionen.

Die PUMAEX-Technik ermöglicht damit auch einen wertvollen Einblick in den Plasmakern. Die im PUMAEX-Puls extrahierte Häufigkeitsverteilung der einzelnen Ladungszustände ist den Häufigkeiten im Plasmakern wesentlich ähnlicher als die im Normalbetrieb extrahierte Verteilung, welche durch den unterschiedlich starken Einschluss und Ladungsaustausch der verschiedenen Ladungszustände verändert wird. Abbildung 5.20 zeigt die Häufigkeitsverteilung der Ladungszustände im Normalbetrieb und im PUMAEX-Betrieb, die Daten entstammen ebenfalls aus der oben beschriebenen Messung. Die im PUMAEX-Betrieb aufgenommene Verteilung zeigt den deutlich höheren Ladungsschwerpunkt, sie kann als Näherung für die Verhältnisse der Teilchendichten im Plasmakern benutzt werden.

Der Vergleich der PUMAEX-Pulse verschiedener Ladungszustände gibt außerdem Aufschluss über die Ionenbewegung während eines Pulses. Die Länge aller Pulse in Abbildung 5.17, außer der niedrigsten Ladungszustände, ist fast identisch. Auch gibt es keine zeitliche Verschiebung, Beginn, Maximum und Ende des Pulses sind, soweit das bei dem überlagerten Rauschen bestimmt werden kann, jeweils gleichzeitig.

Die Verlustraten des Plasmas passen sich dem sich verändernden Magnetfeld offenbar sehr schnell an. Diese Beobachtung stützt die Vorstellung, dass die Ionen sich auf einer deutlich kürzeren Zeitskala durch das Plasma bewegen als die Zeit-

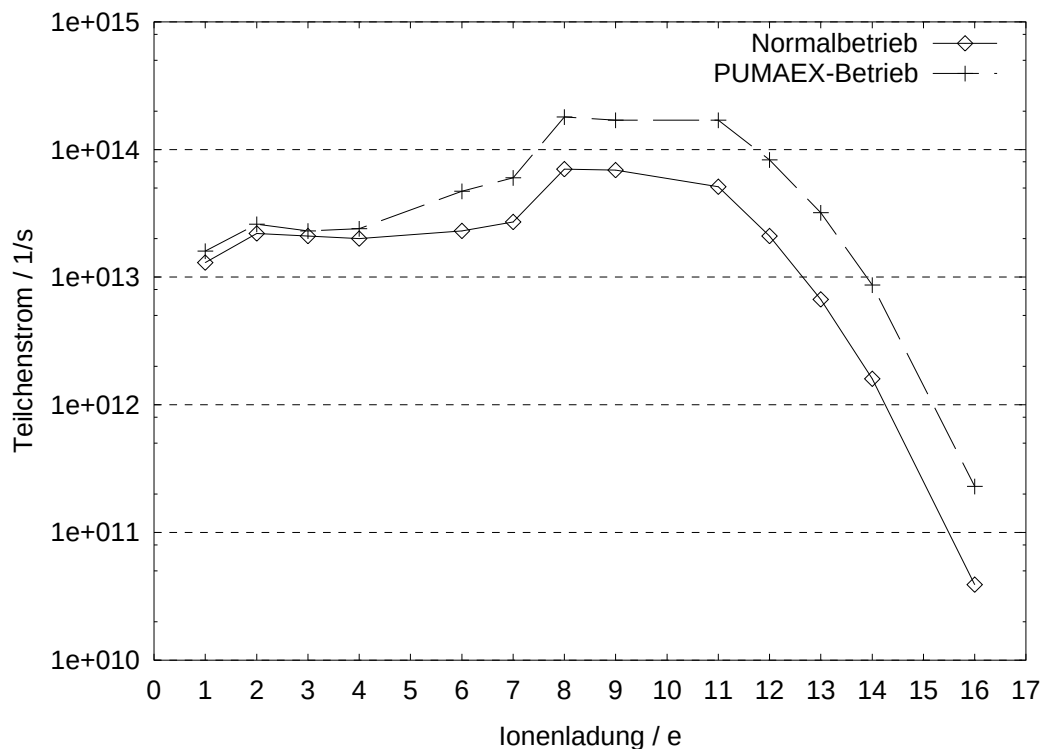


Abbildung 5.20: Verschiebung der Ladungsverteilung im PUMAEX-Puls. Dargestellt sind die im Normalbetrieb und im PUMAEX-Puls extrahierten Teilchenströme der verschiedenen Argon-Ladungszustände.

skala der Änderung des Magnetfeldes während des Pulses. Bereits in Abschnitt 5.3.1 wird die Ähnlichkeit der PUMAEX-Pulse mit dem Magnetfeldpuls, die auch hier auffällt, auf diese Weise erklärt. Wäre die Änderung des Magnetfeldes schnell gegenüber der Ionenbewegung, so wären unterschiedliche Pulsformen für die verschiedenen Ladungszustände zu erwarten. Die Kopplung der Ionen untereinander und an die Elektronen, die Diffusionsgeschwindigkeit und auch die räumliche Verteilung der Ionen hängen vom Ladungszustand ab [Vit02]. Bei einem im Vergleich zur Ionenbewegung schnellen Absinken des Magnetfeldes verließen die verschiedenen Ladungszustände die Quelle daher wahrscheinlich unterschiedlich schnell. Es wären verschieden lange und zeitlich versetzte Ionenstrompulse zu erwarten. Bei einem im Verhältnis zur Ionenbewegung langsamen Absinken des Magnetfeldes dagegen erhöhen sich die Verluste der Ionen entsprechend der Absenkung.

Die bei den niedrigen Ladungszuständen (Ar^{1+} bis Ar^{4+}) beobachteten etwas längeren Pulse, nach denen auch deutlich weniger ausgeprägte Minima auftreten, sind wahrscheinlich mit einer nicht zu vernachlässigenden Produktion dieser Ladungszustände während des PUMAEX-Pulses zu erklären. Da bei diesen Ladungszuständen die Wirkungsquerschnitte im Vergleich zu den hohen Ladungszuständen sehr groß sind (vgl. Abbildung 2.2), kann die während des PUMAEX-Puls stark abnehmende Elektronendichte noch ausreichen, um zu einer bemerkbaren Ionisation zu führen.

5.3.6 PUMAEX-Pulse bei verschiedenen Magnetfeldöffnungen

Wie bereits in Abschnitt 5.3.2 erwähnt, ist die Stärke der Magnetfeldabsenkung der wesentliche Parameter bei der Optimierung der PUMAEX-Pulse. An der PECRIS 5 ist, wie in Abschnitt 5.2.2 beschrieben, nur eine teilweise Öffnung des magnetischen Einschlusses möglich. Das Magnetfeld an der Extraktionsöffnung kann nur bei einer starken Verschiebung der Magnetstruktur zur Extraktionsseite unter 1 T gesenkt werden. Eine solche Verschiebung ist aber für hohe Ladungszustände, die mit der PUMAEX-Technik vor allem produziert werden sollen, nicht sinnvoll.

Abbildung 5.21 zeigt PUMAEX-Pulse von Ar^{12+} , die mit der 4 mm Spaltblende am Austritt des Separationsmagneten aufgenommen wurden. Mit zunehmender Öffnung des magnetischen Einschlusses werden die Pulse zunächst unsymmetrisch, dann entsteht eine Doppelstruktur aus zwei Pulsen, wie sie auch in Abschnitt 5.16 auf Seite 146 zu sehen ist. Die Höhe der Pulse nimmt bereits ab einem Magnetfeld von 1,2 T an der Extraktionsöffnung zunehmender Öffnung kaum zu. Dies ist mit dem Absinken der Extraktionsspannung zu erklären. Mit der größer werdenden Öffnung steigt der extrahierte Gesamtstrom an und die Extraktionsspannung nimmt während des Pulses immer stärker ab, bis bei dem letzten dargestellten Puls der Ionenstrahl in der Mitte des Pulses kaum noch auf die Spaltblende trifft. Dieser Effekt ist aber nur bei Messungen mit der 4 mm Spaltblende von Bedeutung, die Öffnung des Faraday-Bechers ist mit 20 mm Durchmesser so groß, dass die Ablenkung des Ionenstrahls kaum auffällt. Wie in Abschnitt 5.3.4 beschrieben, kann das Absinken der Extraktionsspannung mit dem Separationsmagneten ausgeglichen werden, stellt also keine grundsätzliche Beschränkung bei der Anwendung der PUMAEX-Technik dar.

Abbildung 5.22 zeigt PUMAEX-Pulse von Ar^{12+} mit verschiedenen Öffnungen des magnetischen Einschlusses, die ohne Blende am Austritt des Separationsmagneten aufgenommen wurden. Die Form dieser PUMAEX-Pulse ist von der Öffnung des Einschlusses kaum abhängig. Die Höhe der PUMAEX-Pulse aus Abbildung 5.22 ist in Abbildung 5.23 gegen den minimalen magnetischen Einschluss während des Pulses aufgetragen. Zu sehen ist dort ein näherungsweise linearer Anstieg der Pulshöhe in Richtung kleinerer Magnetfelder. Nur die Höhen der letzten beiden PUMAEX-Pulse unterscheiden sich kaum, wobei der letzte Messwert bei 1,07 T gut zu dem linearen Anstieg passt. Es bleibt unklar, ob die beiden Pulshöhen bei den kleinsten Magnetfeldern der Beginn einer Sättigung der Pulshöhen darstellen, oder ob es sich nur um die Streuung eines einzelnen Messwertes handelt. Von der Erfahrung mit der PUMAEX-Technik an der PECRIS 3 wäre eine weitere Steigerung der Ionenströme durch eine stärkere Öffnung des magnetischen Einschlusses zu erwarten.

In dem letzten PUMAEX-Puls in Abbildung 5.22, der bei einem Magnetfeld von 1,07 T aufgenommen wurde, ist die beginnende Entleerung des Ionenreservoirs zu erkennen. Nach dem Puls sinkt der Ionenstrom auf einen sehr kleinen Wert und steigt erst langsam im Verlauf mehrerer hundert Mikrosekunden auf den Wert vor

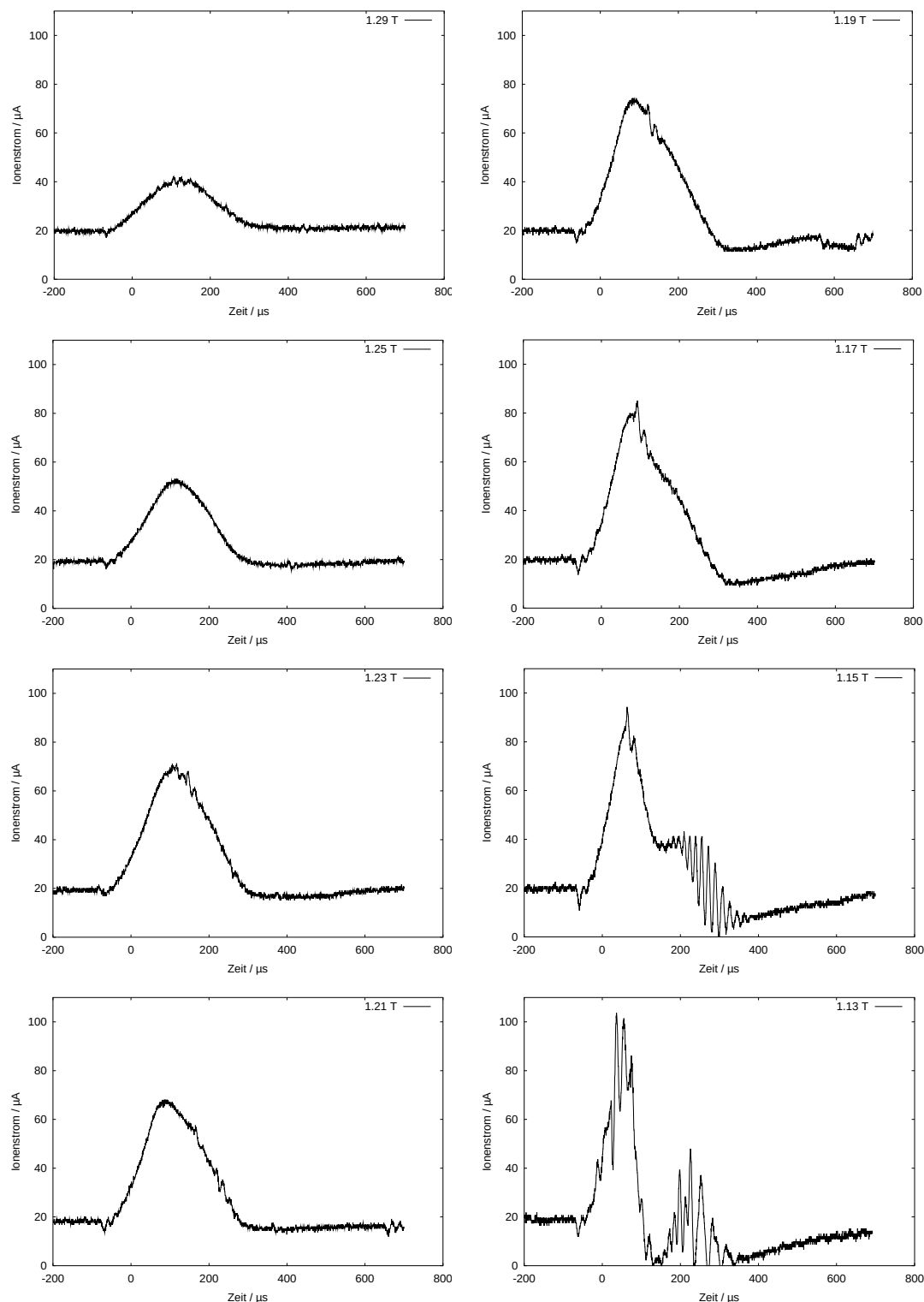


Abbildung 5.21: PUMAEX-Pulse bei verschiedenen starken Öffnungen des magnetischen Einschlusses. Angegeben ist jeweils das minimale Magnetfeld in der Extraktionsöffnung im Verlauf eines Pulses. Beobachtet wurde Ar^{12+} mit einer 4 mm Spaltblende vor dem Faraday-Becher. In jedem Graphen ist das minimale Magnetfeld in der Extraktionsöffnung während des Pulses angegeben.

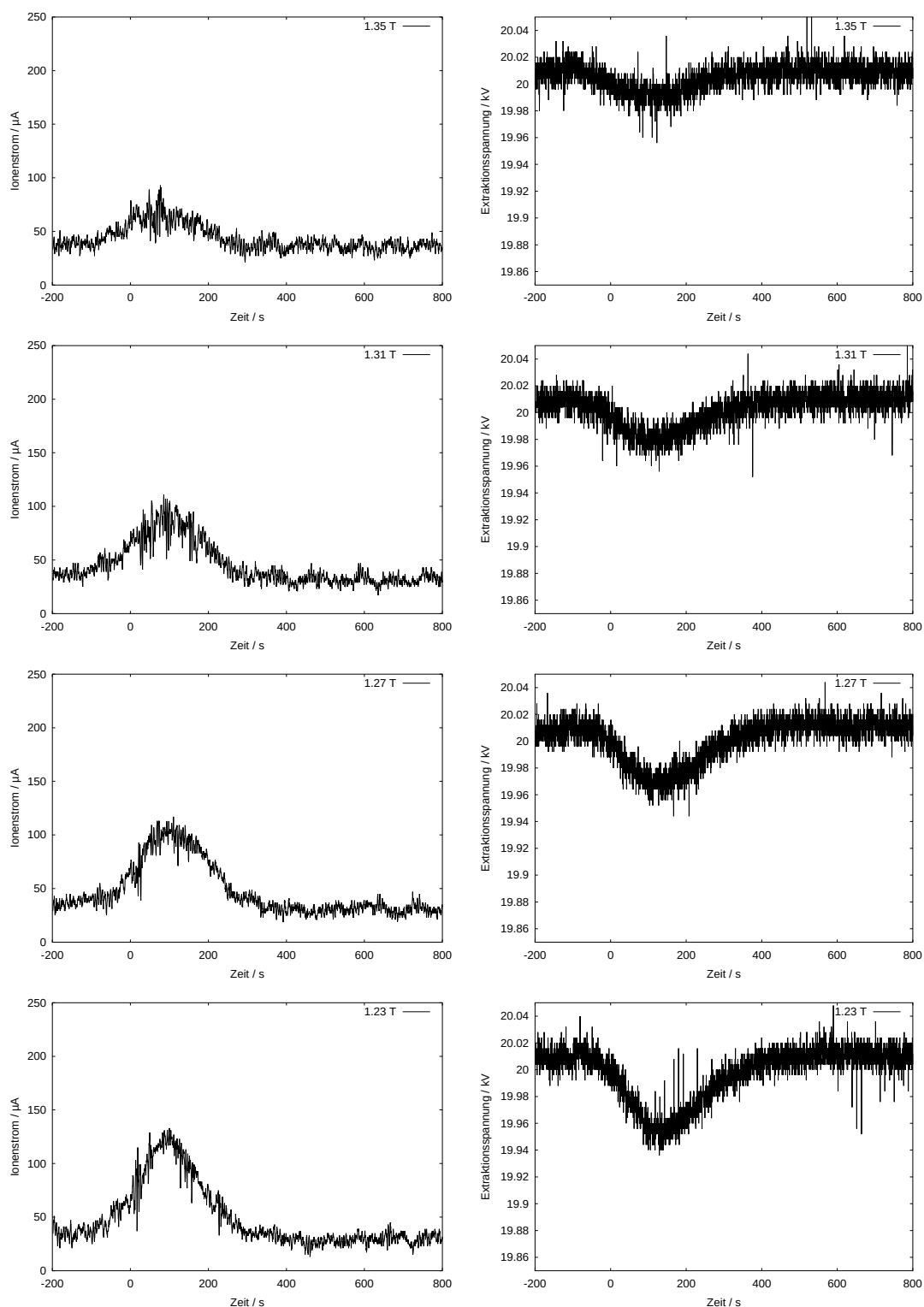


Abbildung 5.22 a: PUMAEX-Pulse bei verschiedenen starken Öffnungen des magnetischen Einschlusses. Angegeben ist jeweils das minimale Magnetfeld in der Extraktionsöffnung im Verlauf eines Pulses. Beobachtet wurde Ar^{12+} ohne Spaltblende vor dem Faraday-Becher. Jeweils rechts neben den Pulsen ist der gleichzeitig beobachtete Verlauf der Extraktionsspannung dargestellt. In jedem Graphen ist das minimale Magnetfeld in der Extraktionsöffnung während des Pulses angegeben.

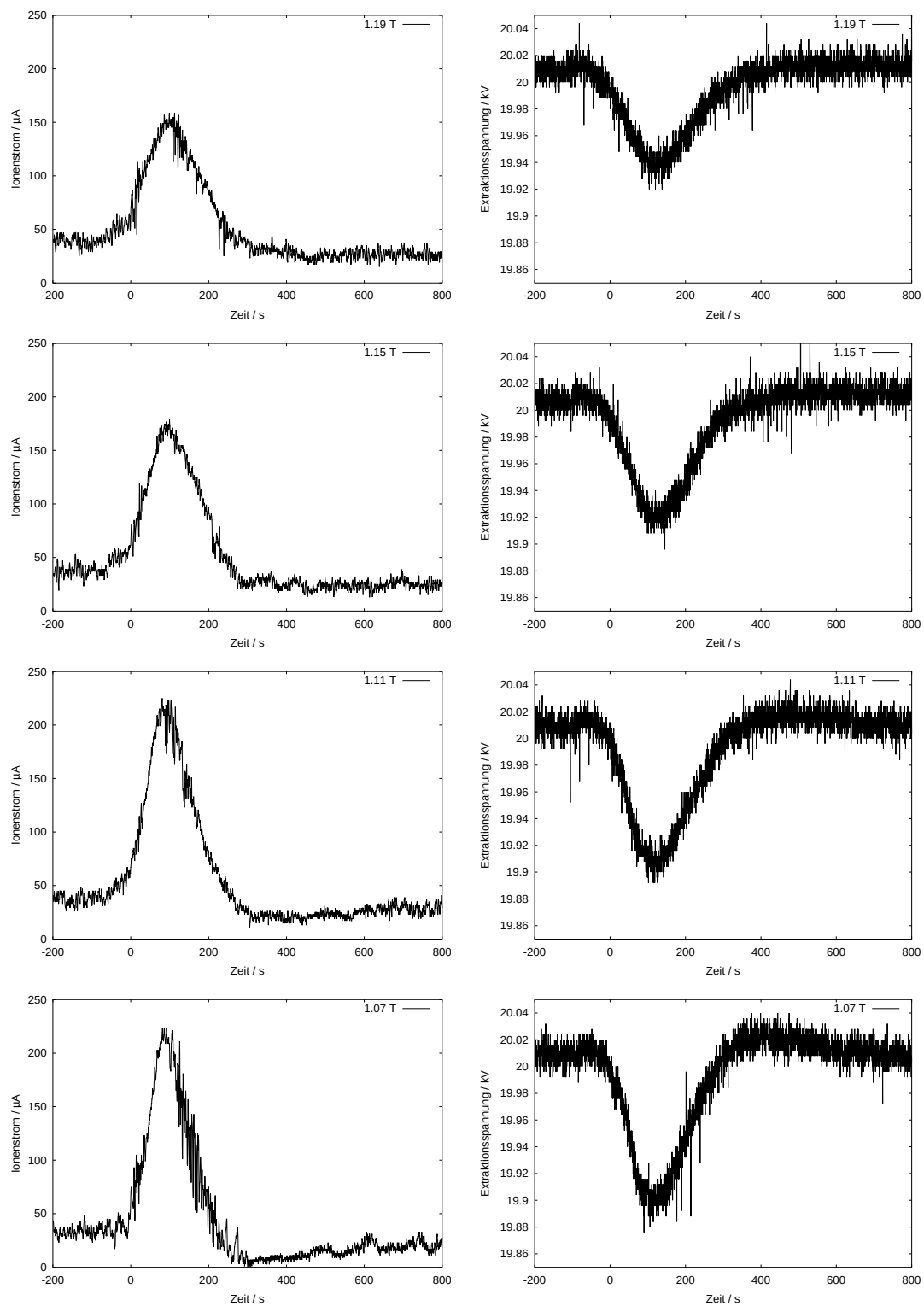


Abbildung 5.22 b: Fortsetzung der Messreihe aus Abbildung 5.22.

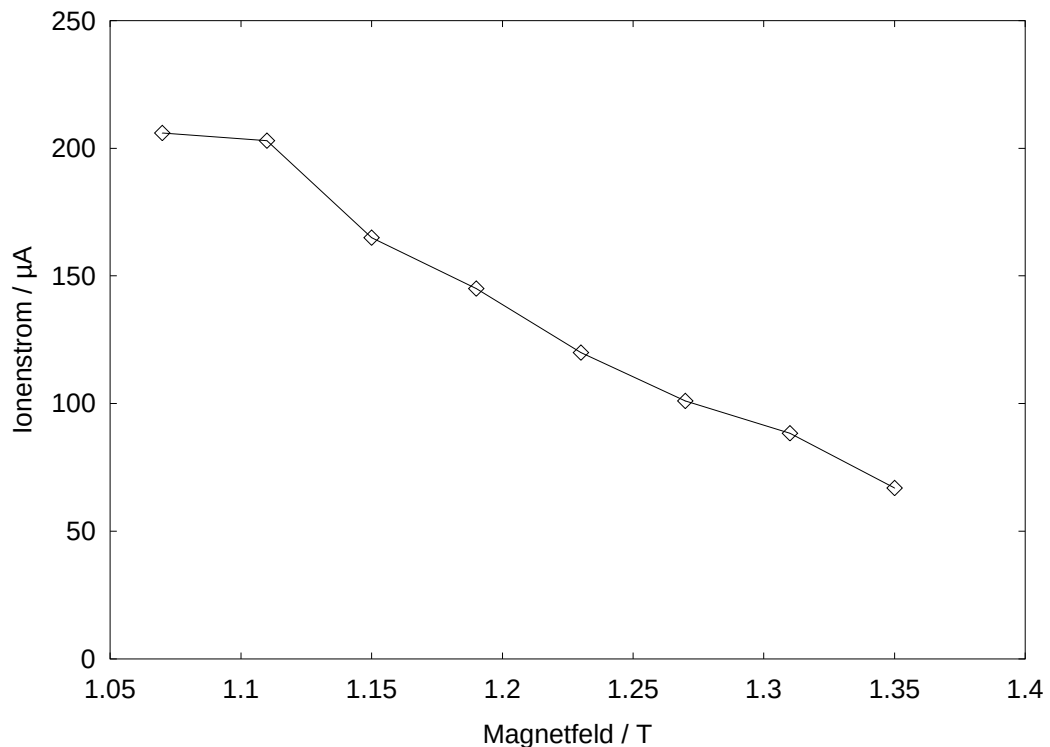


Abbildung 5.23: Abhängigkeit der Höhe der PUMAEX-Pulse von der Öffnung des magnetischen Einschlusses. Dargestellt ist der über 50 μs gemittelte Strom im PUMAEX-Puls gegen die minimale Stärke des Magnetfeldes an der Extraktionsöffnung während des Pulses.

dem PUMAEX-Puls. Gleichzeitig entspricht die Höhe dieses Pulses der des vorhergehenden Puls bei 1,11 T, nach dem nur ein schwaches Minimum zu sehen ist, durch den also nur ein kleiner Teil des Reservoirs entleert wird. Zur Erklärung bietet sich die in Abschnitt 5.3.4 und [Mül00,S.73] beschriebene Veränderung der Magnetfeldlinien an. Bei einer stärkeren Öffnung des Magneteinschlusses werden zwar mehr Ionen aus dem Plasmakern entkommen, durch die weniger stark zusammen laufenden Feldlinien trifft aber ein großer Teil dieser Ionen auf die Plasmakammerwand statt durch die Extraktionsöffnung zu treten. Zusätzlich führt die Veränderung des Magnetfeldes zu einer Vergrößerung der Emittanz des extrahierten Ionenstrahls. Dadurch geht ein größerer Teil des Strahls beim Transport zum Faraday-Becher verloren. Die Vergrößerung der Emittanz konnte durch Vergleich der mit und ohne Spaltblende vor dem Faraday-Becher gemessenen Ionenströme beobachtet werden. Durch das Entfernen der Blende vergrößern sich die kontinuierlich extrahierten Ionenströme immer um einen kleineren Faktor als die PUMAEX-Ströme.

Abbildung 5.24 zeigt ein häufig auftretendes Problem, das bisher eine stärkere Öffnung des magnetischen Einschlusses an der PECRIS 5 sinnlos macht. Der bei 1,17 T an der Extraktionsöffnung aufgenommene Puls hat bis auf eine kurzzeitig auftretende Schwingung noch einen glatten Verlauf, der dem Magnetfeldpuls ähnlich ist. Der Puls bei 1,09 T dagegen zeigt eine plötzliche Stromabnahme nach etwa 150 μs , wodurch der Puls stark verkürzt wird. Der folgende Puls zeigt diesen Zusammenbruch noch deutlicher außerdem ist die Pulsform sehr unregelmäßig. Die beiden letzten Pulse sind typische Beispiele für eine schlechte Puls-zu-Puls-

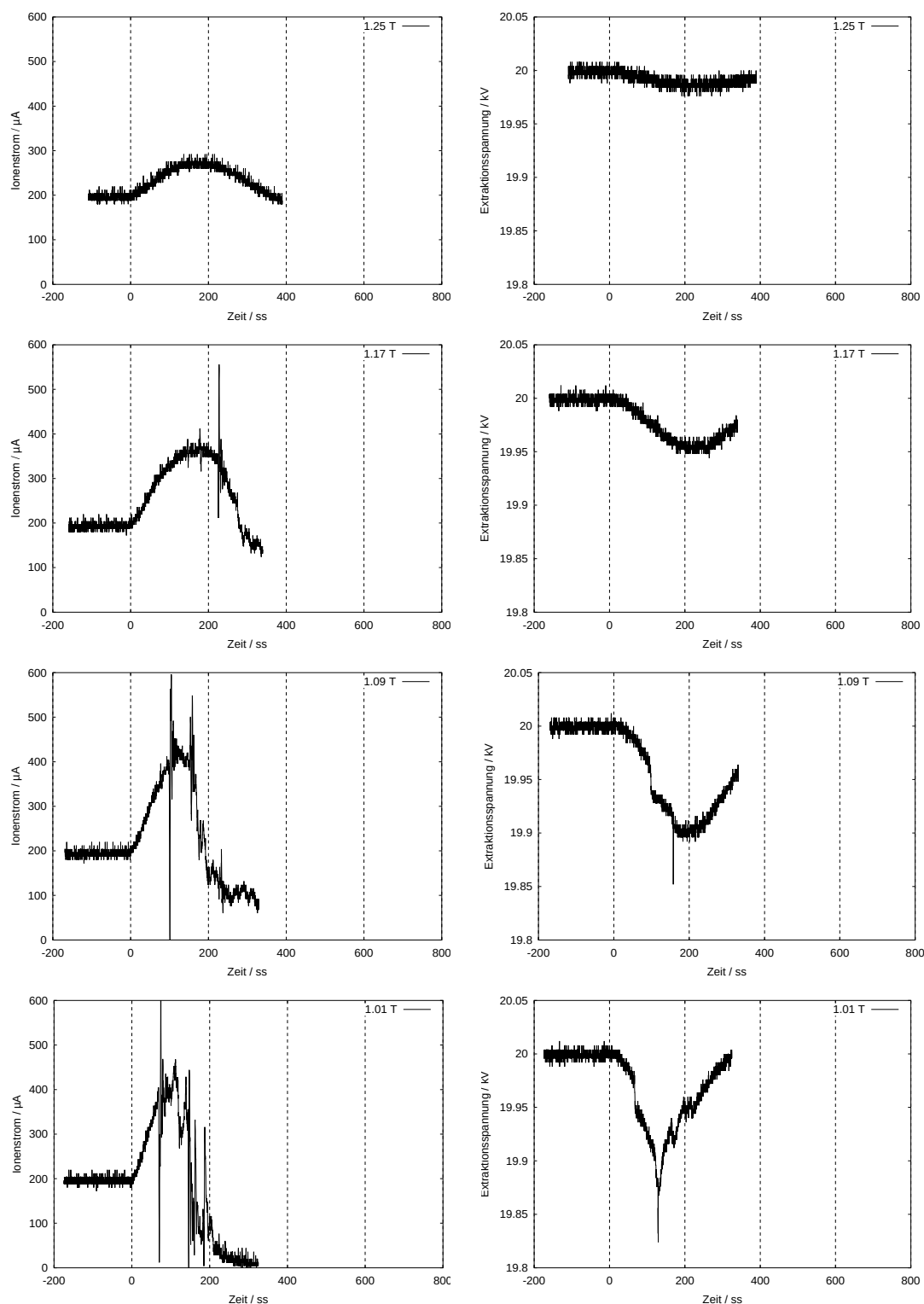


Abbildung 5.24: PUMAEX-Pulse bei verschiedenen starken Öffnungen des magnetischen Einschlusses. Angegeben ist jeweils das minimale Magnetfeld in der Extraktionsöffnung im Verlauf eines Pulses. Beobachtet wurde Ar^{11+} ohne Spaltblende vor dem Faraday-Becher. Jeweils rechts neben den Pulsen ist der gleichzeitig beobachtete Verlauf der Extraktionsspannung dargestellt. In jedem Graphen ist das minimale Magnetfeld in der Extraktionsöffnung während des Pulses angegeben.

Stabilität, die Pulshöhe und die genaue Position des Zusammenbruchs ändern sich sehr von Puls zu Puls. Es fällt auf, dass genau bei diesen unregelmäßigen Pulsen auch Sprünge und Spitzen in dem ebenfalls dargestellten Extraktionsspannungsverlauf auftreten, die wahrscheinlich auf Überschläge hindeuten. Die in Abbildung 5.23 dargestellten Extraktionsspannungsverläufe zeigen dagegen keine Überschläge und die zugehörigen PUMAEX-Pulse weisen eine gute Stabilität auf.

Die Überschläge werden wahrscheinlich ausgelöst durch die im PUMAEX-Puls steigende Zahl von Ionen, die auf die Extraktionselektrode treffen und zu einer erhöhten Ladungsdichte im Extraktionsspalt führen. Es werden aber auch viele Hochspannungsüberschläge im Normalbetrieb beobachtet, so dass die Überschläge nicht als spezielles Problem der PUMAEX-Technik, sondern als Problem des Aufbaus des Extraktionsbereichs der PECRIS 5 zu betrachten ist. Die Hochspannungsüberschläge im Extraktionsspalt verursachen vermutlich die unregelmäßigen Pulse und verhindern eine Steigerung der Pulshöhe durch stärkere Öffnungen des magnetischen Einschlusses. Für die PUMAEX-Technik scheint es daher besonders wichtig, Hochspannungsüberschläge im Extraktionsspalt zu unterbinden oder wenigstens stark zu reduzieren.

Kapitel 6:

Ionen-Zyklotron-Resonanz-Heizung in der PECRIS 5

6.1 Ziele der IZR-Heizung

6.1.1 IZR-Heizung zur Verbesserung von EZR-Ionenquellen

Durch die Ionen-Zyklotron-Resonanz-Heizung soll den Ionen analog zur Elektron-Zyklotron-Resonanz-Heizung (vgl. Abschnitt 2.2.1) Energie aus einem elektrischen Wechselfeld zugeführt werden, dessen Frequenz mit der Zyklotronfrequenz der Ionen übereinstimmt [Kah04]. Dabei sind zwei Szenarien möglich, abhängig von der Intensität der IZR-Heizung und der Stoßrate der Ionen.

Falls einem Ion durch die IZR-Heizung zwischen zwei Stößen im Mittel weniger Rotationsenergie zugeführt wird als die mittlere Rotationsenergie, die bei einem Stoß des Ions abgegeben oder in Translationsenergie umgewandelt wird, so bleibt die Rotationsenergie des Ions klein. Die den Ionen durch die IZR-Heizung zugeführte Energie wird durch Stöße auf alle Bewegungsrichtungen verteilt und führt zu einer Temperaturerhöhung der Ionen. In diesem Szenarium schwacher IZR-Heizung werden die geheizten Ionen durch ihre höhere Geschwindigkeit schneller aus dem Plasma heraus transportiert, ihre Einschlusszeit verringert sich durch die IZR-Heizung. Eine schwache IZR-Heizung wurde bereits an einer EZR-Ionenquelle eingesetzt, um Wasserstoff aus dem Plasma heraus zu heizen [MNR+96]. Durch die künstliche Erhöhung der Ionenverluste kann ähnlich wie bei dem Mischgasereffekt (vgl. Abschnitt 2.3.2) der elektrostatische Einschluss der nicht geheizten Ionen verbessert werden. Es wurde auch versucht, eine schwache IZR-Heizung dazu einzusetzen, den Afterglow-Effekt in einer EZR-Ionenquelle schneller ablauf-

fen zu lassen und so höhere Ionenstrome zu erzeugen [NMW00], allerdings ohne Erfolg.

Bei einer genügend intensiven IZR-Heizung entsteht ein entgegengesetztes Szenario. Wenn einem Ion zwischen zwei Stößen durch die IZR-Heizung mehr Rotationsenergie zugeführt wird als es bei einem Stoß im Mittel verliert, kann das Ion eine hohe Rotationsenergie erreichen. Die geheizten Ionen werden dann analog zu den EZR-geheizten Elektronen von dem magnetischen Trog, in dem sich das Plasma befindet, eingeschlossen. Die Ionen werden durch die IZR-Heizung aus dem Verlustbereich der magnetischen Spiegel herausgeheizt. Mit zunehmender Energie der Ionen nimmt ihre Stoßrate ab und der Einschluss verbessert sich weiter. Mit einer intensiven IZR-Heizung könnte daher die Einschlusszeit der Ionen erheblich vergrößert werden.

Ein Ziel der IZRH-Experimente an der PECRIS 5 war, durch eine intensive Heizung von Argonionen deren Einschlusszeit zu erhöhen und so die Produktion hoher Ladungszustände zu verbessern. Das magnetische Plateau der PECRIS 5 macht eine selektive Heizung einzelner Ladungszustände möglich und erleichtert dadurch die Beurteilung des Erfolgs der IZR-Heizung. In dem ansteigenden Magnetfeld einer Standard-EZR-Ionenquelle werden mit einer einzelnen IZR-Frequenz verschiedene Ladungszustände bei unterschiedlichen Magnetfeldstärken geheizt. In dem magnetischen Plateau dagegen kann durch Wahl der IZR-Frequenz ein bestimmter Ladungszustand geheizt werden. Eine Heizung von niedrigeren Ladungszuständen ist dann in dem ansteigenden Magnetfeld des magnetischen Trops der PECRIS 5 zwar möglich, wegen der viel größeren Resonanzzone im Plateau wird diese Randheizung aber wesentlich schwächer sein als die eingestellte Plateauheizung.

6.1.2 IZR-Heizung zur kontrollierten Kernfusion in einem magnetischen Trog

Die Anfänge der EZR-Ionenquellen gehen auf Experimente zur kontrollierten Kernfusion, in denen das Fusionsplasma durch magnetische Spiegel eingeschlossen werden sollte, zurück. Der magnetische Trog einer EZR-Ionenquelle ist für eine kontrollierte Kernfusion vor allem deshalb interessant, weil er im Gegensatz zu allen aktuellen Fusionsexperimenten eine magnetohydrodynamisch stabile Plasmakonfiguration darstellt [Sch93,S.70]: Alle Magnetfeldlinien sind vom Plasma weg gekrümmt und das Magnetfeld steigt in alle Richtungen aus dem Plasma an. Es gibt daher keine aus dem Plasma heraus gerichteten Driftbewegungen. Dennoch wurden die Fusionsexperimente mit magnetischen Spiegeln aufgegeben, da sich magnetische Spiegel, wie auch in Abschnitt 2.2.1 beschrieben, als ungenügender Einschluss für ein Plasma, in dem die Geschwindigkeiten der Plasmateilchen isotrop verteilt sind, herausstellte.

Durch eine intensive IZR-Heizung könnte aber für die Ionen ein starker Einschluss in einem magnetischen Spiegel erzeugt werden. So wie für die Elektronen ein starker Einschluss durch die EZR-Heizung bereits von den EZR-Ionenquellen demonstriert wird. Anders als in allen anderen Fusionsexperimenten wirkt dann auf Ionen

und Elektronen, die sich in einer beliebigen Richtung aus dem Plasmazentrum entfernen, eine Kraft in Richtung Zentrum.

Die Benutzung der IZR-Heizung, um die Ionen auf die zur Kernfusion benötigte Energie zu bringen, hat gegenüber anderen Heizmethoden, wie der ohmschen Heizung in einem Tokamak oder der Heizung durch Neutralteilcheninjektion, einen wesentlichen Vorteil. Während bei diesen Methoden die Temperatur der Ionen erhöht wird und dadurch die Einschlusszeit der Ionen verkleinert wird, führt die IZR-Heizung den Ionen nur Rotationsenergie zu und verstärkt damit den Einschluss der Ionen in einem magnetischen Trog. Dadurch ist es wahrscheinlich möglich, die zur Kernfusion benötigte Teilchenenergie, Plasmadichte und Einschlusszeit in einem deutlich kleineren Plasma zu erreichen.

Als ein erster Schritt in Richtung eines Fusionsexperiments in einem magnetischen Trog sollte an der PECRIS 5 die IZR-Heizung an Plasmen mit leichten Ionen wie Wasserstoff und Helium eingesetzt und die daraus resultierende Erhöhung der Ionenenergie und -einschlusszeit beobachtet werden.

6.2 Realisierung der IZRH in der PECRIS 5

6.2.1 Konstruktion der IZRH-Elektroden

Aufgrund der größeren Masse der Ionen muss das elektrische Wechselfeld für die IZR-Heizung eine viel geringere Frequenz aufweisen als das Mikrowellenfeld für die EZR-Heizung (vgl. Gleichung 2.2, Seite 18). In dem Magnetfeld der PECRIS 5 werden für die Heizung von mehrfach geladenen Argonionen und Helium- sowie Wasserstoffionen Radiofrequenzen von 1-20 MHz benötigt. Bei diesen Frequenzen beträgt die Wellenlänge 15-300 m, also ein Vielfaches der Größe der Plasmakammer. In der Plasmakammer kann daher nicht von einer sich ausbreitenden Welle gesprochen werden, sondern vielmehr von einem quasistationären Wechselfeld, bei dem die zeitliche Ausbreitung vernachlässigt werden kann, da sie wesentlich schneller stattfindet als die zeitliche Variation des Feldes. Zur Erzeugung des Wechselfeldes ist daher keine Wellen abstrahlende Antenne, sondern das Nahfeld der felderzeugenden Anordnung zu betrachten.

Für die IZR-Heizung wird ein elektrisches Wechselfeld im Bereich des magnetischen Plateaus der PECRIS 5 benötigt, also auf der Achse der Plasmakammer, dessen Feldvektoren senkrecht zum statischen Magnetfeld stehen. Zur Erzeugung eines solchen Feldes stehen prinzipiell zwei Methoden zur Verfügung.

Das Feld kann durch eine sogenannte induktive Ankopplung indirekt erzeugt werden. Dabei wird mit einem Wechselstrom in einer Spule ein Magnetfeld in der Plasmakammer erzeugt, von dem das IZRH-Feld induziert wird. Es sind zwei Konfigurationen denkbar. Die Spule kann um das Plasma herum gewickelt werden, so dass das Magnetfeld parallel zur Achse der Plasmakammer erzeugt wird. In diesem Fall ist die Stärke des induzierten Feldes proportional zum Radius. Das heißt, auf der Achse wird kein elektrisches Feld erzeugt. Eine andere Möglichkeit ist es, ein

oder mehrere Spulenpaare oberhalb und unterhalb des Plasmas zu platzieren, ähnlich einer Helmholtzanordnung. Damit könnte zumindest in bestimmten Bereichen auf der Achse ein senkrecht elektrisches Feld induziert werden [Kah04,S.88]. Die Spule muss aber innerhalb der Plasmakammerwand platziert werden, da die Magnetfelder durch Induktion von Wirbelströmen in der Wand fast vollständig abgeschirmt würden⁷⁷. Teile der Spule liegen unvermeidbar in den Verlustbereichen des Plasmakerns und sind durch den intensiven Teilchenbeschuss starken thermischen Belastungen ausgesetzt. Außerdem ist ein Strom von vielen Hundert Ampere notwendig, um eine elektrische Feldstärke auf der Achse von vielen Volt pro Zentimeter zu erzeugen, was nur mit einem hohen elektrischen Aufwand zu erreichen ist und eine Kühlung der Spule nötig macht.

An der PECRIS 5 wird daher eine kapazitive Ankopplung verwendet, bei der das IZRH-Feld zwischen Elektroden, an die eine Spannung angelegt wird, direkt erzeugt wird. Mit einer geeigneten Elektrodenanordnung ist es möglich, in dem gesamten Plateaubereich ein gleichmäßig starkes elektrisches Feld zu erzeugen.

Die niedrige IZRH-Frequenz stellt ein wesentliches Problem für das Eindringen des IZRH-Wechselfeldes in das Plasma dar. Die durch die EZR-Heizung erzeugte Elektronendichte im Plasmakern kann mit der maximalen Elektronendichte, in die sich das Mikrowellenfeld der EZR-Heizung ohne starke Störung ausbreiten kann, abgeschätzt werden (vgl. Gleichung 2.3, Seite 20). Umgekehrt bedeutet dies, dass kein Feld mit einer Frequenz wesentlich unterhalb der des Mikrowellenfeldes ungestört in den Plasmakern eindringen kann. Das IZRH-Feld mit seiner mehr als drei Größenordnungen geringeren Frequenz wird also von dem Plasma stark beeinflusst. Es werden von dem Plasma allerdings nur elektrische Felder beziehungsweise Feldkomponenten, die parallel zum statischen Magnetfeld liegen, abgeschirmt. Senkrecht zum Magnetfeld ist die Beweglichkeit der Elektronen und Ionen durch die Zyklotronbewegung stark eingeschränkt, so dass kaum eine Abschirmung von elektrischen Feldern stattfindet. Das IZRH-Feld im Bereich des magnetischen Plateaus der PECRIS 5 wird daher nicht vom Plasma abgeschirmt. Das IZRH-Feld muss aber auch von den felderzeugenden Elektroden bis in den Plateaubereich eindringen, ohne abgeschirmt zu werden. Die Feldlinien des IZRH-Feldes müssen also in dem ganzen Bereich zwischen Elektroden und Plateau möglichst senkrecht zum statischen Magnetfeld verlaufen, was in dem Hexapolfeld der PECRIS 5 eine komplexe Forderung ist.

Eine Berechnung des IZRH-Feldes unter Berücksichtigung der Abschirmung durch das Plasma konnte bei der Konzeption der IZR-Heizung für die PECRIS 5 nicht durchgeführt werden. Stattdessen wurde das IZRH-Feld ohne Abschirmung berechnet und ein in möglichst großen Bereichen senkrecht zum Magnetfeld verlaufendes Feld gesucht.

Drei mögliche Elektrodenanordnungen zur Erzeugung des IZRH-Feldes in der Plasmakammer der PECRIS 5, bestehend aus einem, zwei oder drei Elektrodenpaaren, sind in Abbildung 6.1 dargestellt. Zwischen den oberen und unteren Elektro-

77. Schon das PUMAEX-Feld in Abschnitt 5.2.2, dessen Frequenz etwa drei Größenordnungen geringer ist, wird durch Wirbelströme stark abgeschirmt.

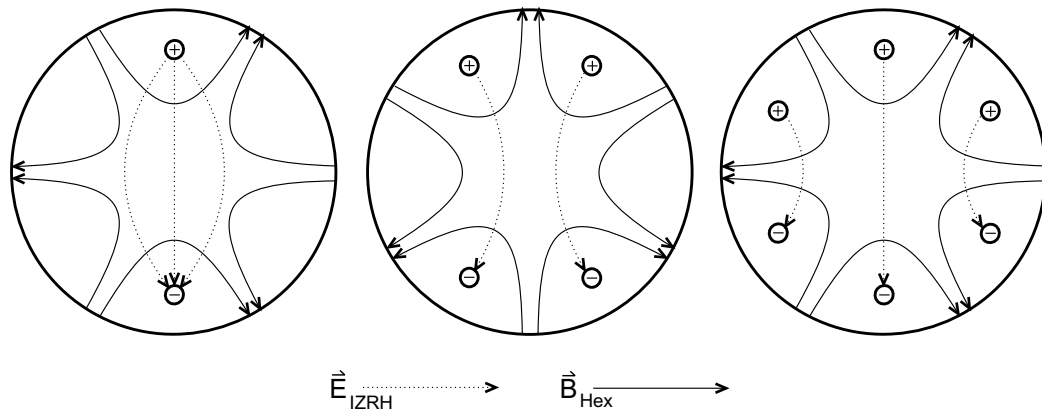


Abbildung 6.1: Drei mögliche Elektrodenanordnungen zur Erzeugung des IZRH-Feldes in der PECRIS 5. Alle Elektroden sind zwischen den Polen des dargestellten Hexapolfeldes positioniert. Zwischen den oberen und unteren Elektroden wird durch eine angelegte Wechselspannung das IZRH-Feld erzeugt.

den wird eine elektrische Wechselspannung angelegt und so das IZRH-Feld erzeugt. Die Spannung wird symmetrisch zur geerdeten Plasmakammer angelegt. Das heißt, die Spannung zwischen Plasmakammer und den oberen Elektroden stimmt mit der Spannung zwischen unteren Elektroden und Plasmakammer überein. Die einzelnen Elektroden bestehen aus runden Kupferstäben, die sich fast über die ganze Länge der Plasmakammer erstrecken. In allen Anordnungen sind die Elektroden genau zwischen zwei benachbarten Polen des Hexapolfeldes platziert. So liegen die Elektroden außerhalb der Verlustbereiche des Plasmakerns und sind keinen allzu großen thermischen Belastungen ausgesetzt. Außerdem ist die radiale Ausdehnung des heißen Plasmas an diesen Stellen am geringsten, so dass das Plasma hier durch die Elektroden am wenigsten gestört wird.

Noch wichtiger ist, dass bei diesen Elektrodenpositionen das Hexapolfeld auf der direkten Verbindungslinie zwischen Elektrode und Achse der Plasmakammer senkrecht zu der Verbindungslinie steht, und damit von der Elektrode ausgehende Feldlinien senkrecht zum Magnetfeld den Plasmakern erreichen können. Von den Elektrodenpositionen zwischen den Polen des Hexapolfeldes kann das IZRH-Feld daher am besten in den Plateaubereich eindringen.

Bei der Bestimmung der optimalen Elektrodenkonfiguration für die IZR-Heizung an der PECRIS 5 sind insgesamt eine Reihe verschiedener Kriterien zu berücksichtigen:

1. Wie schon diskutiert soll der Verlauf der IZR-Feldlinien von den Elektroden zum Plasmakern möglichst senkrecht zum statischen Magnetfeld stehen.
2. Das Plasma soll von den Elektroden nicht oder nur wenig gestört werden, um die Leistungsfähigkeit der PECRIS 5 bei der Produktion hochgeladener Ionen nicht zu beeinträchtigen.

3. Die für eine bestimmte IZR-Feldstärke im Plateaubereich benötigte Spannung zwischen den Elektroden soll möglichst gering sein, damit mit den vorhandenen Radiofrequenzsendern und -verstärkern ein möglichst großer IZRH-Effekt erzeugt werden kann.
4. Mit dem vorhergehenden Kriterium im Zusammenhang steht, dass ein möglichst großer Teil des elektrischen Feldes zwischen den Elektroden und ein möglichst kleiner Teil zwischen den Elektroden und der Wand der Plasmakammer produziert werden soll. Das Feld zwischen den Elektroden und den Wänden führt zur Ansammlung von Ladungen in den Wänden in der Nähe der Elektroden. Bei jeder Umpolung des Feldes fließen diese Ladungen von einer Seite der Plasmakammer zur anderen und erzeugen dabei Ströme in der Wand, die eine Verlustleistung bedeuten, welche von dem Radiofrequenzgenerator erzeugt werden muss. Wegen dieser Belastung des Generators kann ein großer Wandstrom zu einer Reduktion der an den Elektroden anliegenden Spannung führen.
5. Die elektrischen Feldstärken in der Nähe der Stäbe und den Wänden sollen nicht zu groß sein. Bei sehr großen Feldstärken kann die elektrische Kraft auf ein Teilchen größer als die Lorentzkraft⁷⁸. In diesem Fall wird die Beweglichkeit von geladenen Teilchen auch senkrecht zum Magnetfeld hoch und es besteht die Gefahr von Entladungen zwischen den Stäben und der Wand.

Um eine Elektrodenkonfiguration zu finden, die diese Kriterien möglichst gut erfüllt, wurden die elektrischen Felder verschiedener Konfigurationen mit dem Programm MAFIA [CST99] berechnet, dabei wurden verschiedene Größen variiert [Kah04,S.101ff]:

- a) Die Zahl der Elektrodenpaare, ein, zwei oder drei Paare sind möglich.
- b) Die radiale Position der Elektroden.
- c) Der Durchmesser der Elektroden

Um die verschiedenen Konfigurationen zu vergleichen, wurden die berechneten Felder auf eine Feldstärke von 50 V/cm auf der Achse der Plasmakammer normiert.

Es zeigte sich, dass mit drei Elektrodenpaaren die geringste Spannung, 150 V⁷⁹, benötigt wird. Dabei wird aber bei dem halben Radius der Plasmakammer ein fast doppel so großes elektrisches Feld erzeugt wie auf der Achse. Bei diesem großen Feld außerhalb des Plateaubereichs ist eine selektive Heizung von Ionen im Plateau nicht möglich, das höhere elektrische Feld in den Randbereichen macht dort eine Heizung von Ionen ähnlich wahrscheinlich wie das größere Resonanzvolumen im Plateau. Ausgewählt wurde daher die Konfiguration mit zwei Elektrodenpaaren, die eine nur wenig größere Spannung von 173 V benötigt, während mit nur einem Elektrodenpaar eine Spannung von 283 V angelegt werden muss. In den

78. Für Argonionen mit einer kinetischen Energie von 10 eV ist in einem Magnetfeld von 1 T bereits bei einer elektrischen Feldstärke von knapp 70 V/cm die Lorentzkraft kleiner als die elektrische Kraft. Für die sich viel schneller bewegendenden Elektronen ist dagegen die Lorentzkraft bis zu sehr hohen elektrischen Feldstärken größer als die elektrische Kraft.

79. Die hier verglichenen Spannungen wurden für einen radialen Abstand der Elektroden von 25 mm und einen Durchmesser von 6 mm ermittelt.

übrigen oben genannten Kriterien unterscheiden sich die Konfigurationen mit einem und zwei Elektrodenpaaren nur minimal.

Der radiale Abstand der Elektroden von der Achse⁸⁰ wird vor allem dadurch bestimmt, dass das Plasma durch die Elektroden nicht gestört werden soll. Bei einer relativ geringen Mikrowellenleistung ergibt die Simulation der EZR-geheizten Elektronen [Hei02] eine radiale Ausdehnung der Elektronendichte von etwa 23 mm zwischen den Polen des Hexapolfeldes [Kah04,S.92]. Dies wurde als minimaler Abstand der Elektroden festgelegt, obwohl sich die Elektronendichte bei höheren Mikrowellenleistungen deutlich ausdehnen kann. Ein wesentlich größerer radialer Abstand der Elektroden führt aber zu immer größeren Spannungen zwischen den Elektroden und immer größeren Feldstärken zwischen den Elektroden und der Plasmakammerwand, der die Elektroden dann sehr nahe sind. Dies widerspricht den Kriterien 3 bis 5.

Der Durchmesser der Elektroden ist in engem Zusammenhang mit dem radialen Abstand zu betrachten. Bei einem sehr kleinen Durchmesser entstehen direkt an den Elektroden sehr hohe Feldstärken. Bei einem großen Durchmesser dagegen wird in Verbindung mit einem großen radialen Abstand der Abstand zwischen Elektroden und Plasmakammerwand sehr klein, was ebenfalls zu hohen Feldstärken führt, die zusätzlich zu großen Strömen in der Wand führen. Um das Plasma möglichst wenig zu stören und gleichzeitig keine zu großen zur Wand verlaufenden Felder zu erzeugen, wurde ein relativ großer radialer Abstand⁸⁰ von 26,5 mm und ein relativ kleiner Durchmesser von 5 mm gewählt.

Um zu verhindern, dass von den Elektroden Ströme durch das Plasma fließen, werden die Elektroden in passende Aluminiumoxidrohre mit einer Wandstärke von 1,5 mm geschoben, die in Vertiefungen in der Plasmaelektrode und Öffnungen in der Injektionselektrode befestigt sind (siehe Abbildung 6.2). Der radiale Abstand der Aluminiumoxidrohre beträgt 25 mm. Durch das Plasma fließende Ströme würden wie die Wandströme die Radiofrequenzgeneratoren belasten und so zu einer verminderten Spannung an den Elektroden führen. Die Kupferstäbe der Elektroden verlaufen durch die Injektionselektrode bis zur Pumpenkammer auf der Injektionsseite der PECRIS 5 wo sie durch Vakuumdurchführungen mit der elektrischen Wechselspannung versorgt werden.

6.2.2 Erzeugung der Wechselspannung an den IZRH-Elektroden

In einem Wechselstromkreis ist eine Anpassung der Impedanzen⁸¹ von Sender und Verbraucher notwendig, damit die vom Sender erzeugte Leistung im Verbraucher optimal genutzt werden kann und nicht zurück zum Sender reflektiert wird. Für den IZRH-Aufbau ist die Impedanzanpassung jedoch nicht besonders wichtig, da für die Stärke der IZR-Heizung nur die an den IZRH-Elektroden anliegende Spannung von Bedeutung ist. Bei einer hohen Leistungsaufnahme des Plasmas kann

80. Mit dem radialen Abstand ist immer der Abstand zwischen Achse und Innenseite der Elektrode gemeint, also nicht die Position des Mittelpunktes der Elektrode. Um diese Position zu bestimmen, muss zu dem radialen Abstand der halbe Durchmesser der Elektrode addiert werden.

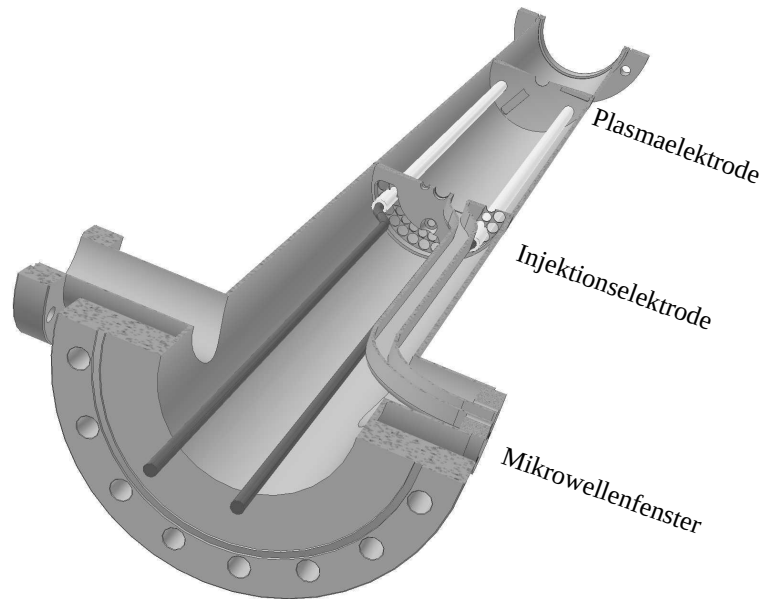


Abbildung 6.2: Einbau der IZRH-Elektroden in die Plasmakammer der PECRIS 5. Im vorderen Teil sind die Zuleitungen zu den IZRH-Elektroden zu sehen, die rechte Zuleitung wird teilweise von dem Mikrowellenhohlleiter verdeckt. Die weißen Aluminiumoxidrohre, die die Elektroden in der Plasmakammer umgeben, ragen ein Stück durch die Injektionselektrode aus der Plasmakammer heraus.

eine gute Anpassung helfen, die Spannung an den Stäben zu erhöhen. Es zeigte sich aber, dass die Leistungsaufnahme gering ist. Sehr wichtig dagegen ist, dass der IZRH-Aufbau in einem weiten Frequenzbereich zwischen 1-20 MHz betrieben werden kann und die Spannung an den Elektroden in diesem Frequenzbereich nur wenig variiert. Es müssen deshalb breitbandige Verstärker benutzt werden. Eine starke Frequenzabhängigkeit der Spannung würde die Deutung der IZRH-Experimente sehr erschweren.

Zur Erzeugung des Radiofrequenzsignals für die IZR-Heizung wird ein im Kontrollraum der PECRIS 5 stehender Frequenzgenerator⁸² verwendet, der Frequenzen zwischen 80 kHz und 1024 MHz mit einer Leistung von bis zu 20 mW erzeugen kann. Dieses Signal wird über ein Koaxialkabel zu einem zweistufigen Verstärker-aufbau^{83,84} übertragen. Der zweite Verstärker trägt kaum zur Spannungssteigerung an den Elektroden bei, er verfügt aber über einen Sumpfwiderstand in dem die von dem IZRH-Aufbau reflektierte Leistung absorbiert wird. Die Verstärker wurden möglichst nahe an der PECRIS 5 platziert, damit die Leitungen zu den IZRH-Elek-

81. Mit einer Impedanzanpassung ist die Kompensation des Blindwiderstandes des Verbrauchers durch zusätzliche Bauteile und die Anpassung des ohmschen Verbraucherwiderstandes und den Innenwiderstand des Senders gemeint [MG92]. In einem Hochfrequenzstromkreis kann außerdem Leistung an jedem Übergang zwischen Bauteilen und Kabeln reflektiert werden, so dass für jeden Übergang eine Impedanzanpassung erforderlich ist. Dies gilt allerdings nur, wenn die Leistung über Strecken mindestens von der Größenordnung der Wellenlänge übertragen wird, und ist daher für den IZRH-Aufbau nicht von Bedeutung.

82. Firma Marconi, Typ 2019A.

83. Firma ENI, 1-500 MHz, 25 W.

84. Firma Yakesu, einstellbar auf verschiedene Amateurfunk-Frequenzbereiche: 1,9 MHz, 3,8 MHz, 7,5 MHz, 15 MHz, 20 MHz, 30 MHz.

troden kurz sind und so keine Leistungsreflexionen an nicht angepassten Leitungsübergängen⁸¹ entstehen. Auf die Verstärker folgt ein Stehwellenmessgerät, mit dem die reflektierte Leistung gemessen werden kann.

Das von den Verstärkern erzeugte Signal liegt nur auf einem Leiter, während der andere Leiter geerdet ist. Die Spannungen an den Elektroden in der Plasmakammer sollen aber symmetrisch zum Potential der Plasmakammer sein. Daher wird das Signal mit einem galvanisch getrennten Transformator⁸⁵ symmetrisiert. Gleichzeitig wird der Transformator, der ein Übersetzungsverhältnis von 1:6 besitzt, zur Spannungserhöhung des Signals genutzt.

Um die Spannung an den Elektroden weiter zu steigern, wurde überlegt, die Sekundärspule des Transformators und die Elektroden als Schwingkreis zu betreiben und die entstehende Resonanzüberhöhung zu nutzen [Kah04,S.121f]. Diese Idee konnte aber nicht realisiert werden. Zum ersten ist die Kapazität der Elektroden vom Plasma abhängig und kann mit einem Wert von 2-400 pF [Kah04,S.116] nur sehr ungenau abgeschätzt werden. Zum zweiten muss der Schwingkreis in einem weiten Frequenzbereich von 1-20 MHz abstimmbar sein. Für die Abstimmung wird daher bei einer angenommenen Induktivität des Transformators von 1 μH eine über einen sehr großen Bereich von 0,25-25 nF variable Kapazität benötigt, die bei jeder Änderung der IZRH-Frequenz neu eingestellt werden muss. Diese Einstellung kann zudem im laufenden Betrieb der PECRIS 5 wegen der entstehenden Röntgenstrahlung nicht manuell durchgeführt werden. Drittens entsteht bei diesem Resonanzaufbau in der Sekundärspule des Transformators ein sehr großer Strom, für den die Spule ausgelegt werden muss.

Stattdessen wurden die IZRH-Elektroden ohne weitere Bauteile direkt an den Transformator angeschlossen, was zu einem völlig unangepassten Aufbau führt. Durch einen parallel zu den Elektroden angeschlossenen 300 Ω Widerstand, der durch den Transformator zu 50 Ω transformiert wird, kann der Aufbau unabhängig von der Frequenz an den Ausgangswiderstand der Verstärker angepasst werden, da der Blindwiderstand der Elektroden mit mehr als 5 k Ω wesentlich größer ist und in der Parallelschaltung vernachlässigt werden kann. Die an den Elektroden anliegende Spannung wird dadurch jedoch reduziert, weshalb der unangepasste Aufbau benutzt wurde.

Abbildung 6.3 zeigt die mit diesem Aufbau an den Elektroden erzeugten Spannungen. Es zeigt sich, dass die Spannung nur wenig von der Frequenz abhängt. Die Spannung ist aber relativ gering, selbst ohne die Abschirmung durch das Plasma zu berücksichtigen, liegt die Amplitude der im Plasmazentrum erzeugten elektrischen Felder nur bei etwa 15 V/cm. Für die EZR-Heizung ergeben sich nach Anhang A dagegen in der PECRIS 5 bei einer Mikrowellenleistung von 500 W und einer Resonanzgüte von 10 maximale Feldamplituden über 100 V/cm.

In der Simulation der EZR-geheizten Elektronen ergibt sich für über die ganze Plasmakammer gemittelte Feldamplituden zwischen 100 und 200 V/cm in der PECRIS 5 der beste Teilcheneinschluss [Hei02,S.127]. Um die Ionen ähnlich

85. Firma Andyfunk, Bremen, max. 1 kW.

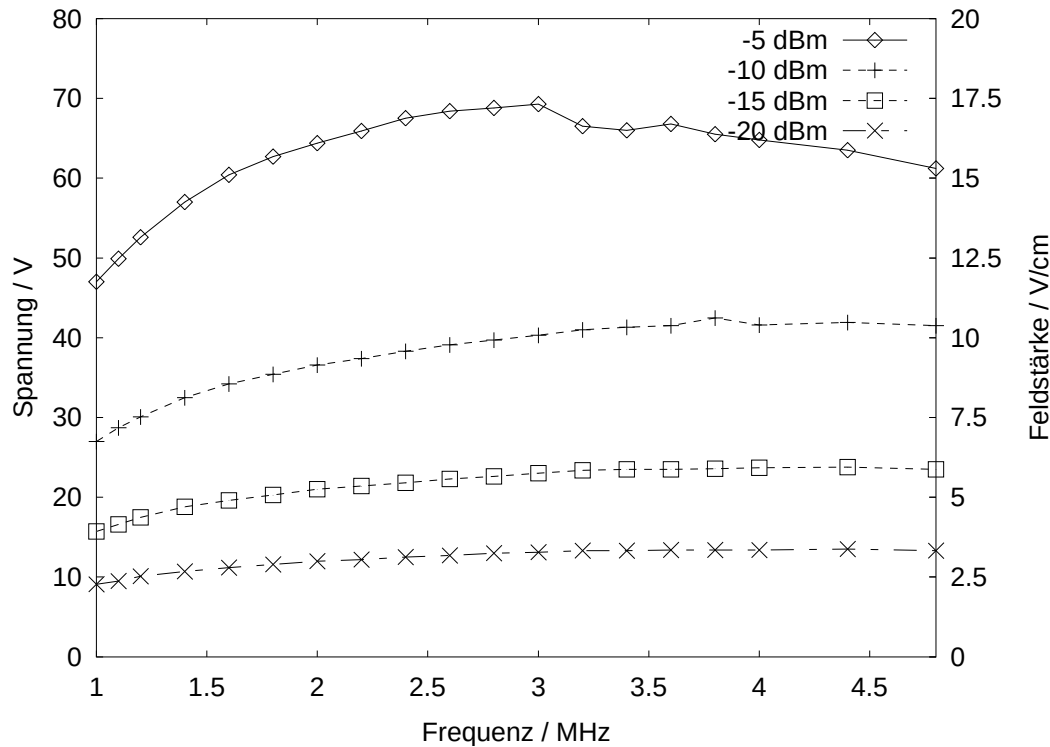


Abbildung 6.3: An den IZRH-Elektroden erzeugte Spannung in Abhängigkeit von der IZRH-Frequenz. Angegeben ist die Spannungsamplitude an einer Elektrode gegenüber der Plasmakammer und die dadurch im Plasmakern erzeugte elektrische Feldstärke (Berechnet ohne Berücksichtigung der Abschirmung). Die verschiedenen Kurven wurden bei den angegebenen, am Signalgenerator eingestellten Leistungen gemessen.

intensiv zu heizen wie die Elektronen und einen guten magnetischen Einschluss der Ionen zu erhalten, müsste die IZRH-Feldstärke demnach noch wesentlich erhöht werden.

6.2.3 Einfluss der IZRH-Elektroden auf die heiße Elektronenverteilung

Wie im letzten Abschnitt beschrieben, wurden die IZRH-Elektroden so weit von der Achse entfernt platziert, dass am Ort der Elektroden die Dichte der durch die EZR-Heizung geheizten Elektronen sehr gering sein sollte. Um zu prüfen, welchen Einfluss die IZRH-Elektroden auf die heißen Elektronen haben, wurden die Elektroden in die Simulation der geheizten Elektronen [Hei02] als zusätzliche Wände, an denen auftreffende Elektronen verloren gehen, eingebaut.

Damit die Simulationszeit nicht zu groß wurde, musste für die IZRH-Elektroden ein quadratischer Querschnitt angenommen werden. Dadurch wird die Überprüfung, ob ein Elektron auf die Elektroden trifft stark vereinfacht. Abbildung 6.4 zeigt die Position der Elektroden in der Simulation im Vergleich zu den tatsächlichen Elektroden. Die Näherung in der Simulation könnte noch verbessert werden, die simulierten Elektroden liegen nicht genau zwischen den Polen des Hexapolfeldes und die innere Kante der Elektroden hat einen radialen Abstand von nur 24 mm

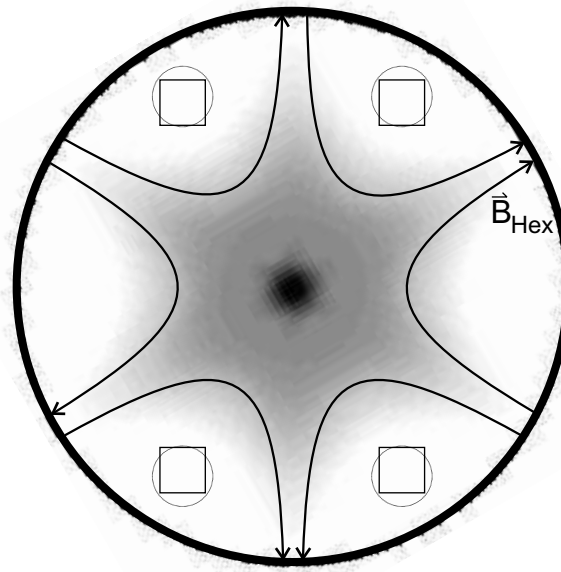


Abbildung 6.4: Die IZRH-Elektroden in der Simulation der heißen Elektronen. Dargestellt sind sowohl die tatsächlich gebauten runden Elektroden inklusive der Aluminiumoxid-Ummantelung als auch die in der Simulation benutzten Elektroden mit quadratischem Querschnitt. Zusätzlich ist das Hexapolfeld skizziert. Die in der Simulation berechnete Dichte der heißen Elektronen ist als Helligkeitsverlauf eingezeichnet, dabei bedeutet Weiß minimale und Schwarz maximale Dichte.

von der Achse der Plasmakammer, also etwa 1 mm weniger als die tatsächliche Elektrode.

Um den Einfluss der Elektroden zu beurteilen, wurden zwei Simulationen durchgeführt, die bis auf die Anwesenheit der IZRH-Elektroden in einer der Simulationen identische Parameter aufwiesen. Dabei wurde versucht, den in Abschnitt 4.1.2 beschriebenen experimentell gefundenen optimalen Zustand der PECRIS 5 zu beschreiben. Es wurden zwei Mikrowellenmoden der Plasmakammer, die $H_{1,1,38}$ und die $H_{1,4,21}$ Mode, mit einer mittleren Feldamplitude von jeweils 50 V/cm benutzt. Die Frequenzen der Moden entsprachen Resonanzfeldstärken, die 0,5 % beziehungsweise 4 % über dem absoluten Magnetfeldminimum in der Plasmakammer lagen.

Die in der Simulation mit IZRH-Elektroden berechnete Elektronendichte ist in Abbildung 6.4 dargestellt. Wie erwartet ist die Dichte im Bereich der Elektroden verschwindend gering. Trotzdem haben die IZRH-Elektroden einen deutlichen Einfluss auf die Elektronenpopulation. Tabelle 6.1 zeigt die wichtigsten Ergebnisse der beiden Simulationen. Die mittlere Energie der Elektronen $\langle E \rangle$ nimmt durch die Elektroden um etwa 30 % und die für das Entstehen einer hohen absoluten Elektronendichte wichtige Einschlusszeit $\langle \tau \rangle$ nimmt um 15 % ab. Vor allem die langlebige Elektronenpopulation ist betroffen, die Einschlusszeit dieser Ionen halbiert sich fast. Der Grund für diese Störung der Elektronen zeigt sich bei einer Betrachtung der Elektronenverluste. Auf die IZRH-Elektroden treffen zwar nur sehr wenige Elektronen, 1,5 % aller Verluste, diese Elektronen haben jedoch mit 164 keV eine sehr hohe Energie. Die mittlere Energie aller anderen, auf die Wände der Plasmakammer treffenden Elektronen beträgt dagegen nur 2,2 keV. Die Elektronen mit sehr hoher Energie sind normalerweise sehr gut eingeschlossen und tra-



Abbildung 6.5: Räumliche Verteilung der Elektronenverluste an den IZRH-Elektroden. Die Darstellung ist über den Azimutalwinkel gemittelt. Am unteren Rand des Bildes liegt die Achse der Plasmakammer, am oberen Rand die äußere Wand. Der linke und rechte Rand stimmt mit den Enden der Plasmakammer überein. Die waagerechten durchgezogenen Linien zeigen die minimale und maximale radiale Position der simulierten IZRH-Elektroden. Die Helligkeitsverteilung gibt die Auftreffhäufigkeit der Elektronen an, wobei Schwarz das Maximum darstellt.

gen aufgrund ihrer langen Aufenthaltszeit im Plasma viel zur Elektronendichte und mittleren Elektronenenergie bei (vgl. [Hei02,S.85]). Offenbar gelangen nur sehr selten Elektronen in den Bereich der IZRH-Elektroden, daher ist in Abbildung 6.4 dort keine Elektronendichte zu erkennen. Einige Elektronen mit hohen Energien scheinen gelegentlich für kurze Zeit in den Bereich der Elektroden zu gelangen und gehen an den Elektroden verloren. Ohne die Elektroden würde diese Elektronen wahrscheinlich nach kurzer Zeit wieder in den Innenbereich des Plasmas zurückkehren und dort lange Zeit verbleiben. Durch den Verlust dieser Elektronen kann das Plasma deutlich beeinflusst werden, obwohl die Elektronendichte im Bereich der IZRH-Elektroden sehr gering ist.

Durch die Verluste der hochenergetischen Elektronen wird auch die Energieeinschlusszeit, die beschreibt, wie schnell die im Plasma vorhandene Energie verloren geht, halbiert. Dies ist vor allem in Hinblick auf mögliche Fusionsexperimente mit ähnlichen Anordnungen sehr kritisch zu sehen.

Die Darstellung der Auftrefforte der Elektronen auf die Elektroden in Abbildung 6.5 zeigt, dass sich die Verluste auf zwei Bereiche konzentrieren. In der

	Ohne IZRH-Elektroden	Mit IZRH-Elektroden
Mittlere Amplitude der Mikrowellenmoden F	50 V/cm	50 V/cm
Maximale Simulationszeit T_{SIM}	5 ms	5 ms
Simulierte Elektronen N_0	31868	111948
Anfängliche Elektronen der langlebige Population N_{Lang}	1193	6301
Am Ende der Simulation noch gefangene Elektronen N_{Rest}	140	138
Mittlere Lebensdauer der langlebigen Elektronenpopulation $\langle \tau_{Lang} \rangle$	2,3 ms	1,3 ms
Mittlere Aufenthaltsdauer der simulierten Elektronen $\langle t_{AHD} \rangle$	0,11 ms	0,11 ms
Extrapolierte mittlere Lebensdauer aller Elektronen $\langle \tau \rangle$	0,14 ms	0,12 ms
Mittlere Energie aller simulierten Elektronen im Plasma $\langle E \rangle$	183 keV	129 keV
Mittlere Energie der Elektronen beim Austritt $\langle E_V \rangle$	3,1 keV	4,6 keV
Energieeinschlusszeit $\langle \tau_E \rangle = \langle \tau \rangle \cdot \langle E \rangle / \langle E_V \rangle$	8,4 ms	3,4 ms

Tabelle 6.1: Ergebnisse der Simulationen zur Untersuchung des Einflusses der IZRH-Elektroden auf die EZR-geheizten Elektronen.

Nähe dieser Bereiche sind in der Simulation auch auf der Außenwand der Plasmakammer die höchsten Elektronenverluste zu beobachten. In diesem Bereich wird das Hexapolfeld durch das axiale Magnetfeld teilweise abgeschwächt. Eventuell könnten in einem neuen Aufbau die Elektroden in diesem Bereich weiter außen positioniert werden, da der Einfluss dieses Teils der Elektroden auf das elektrische IZRH-Feld im Plateau relativ gering ist.

6.3 Experimente zur IZR-Heizung

6.3.1 Einstellung des EZR-Plasmas für die IZRH-Experimente

Wie schon in Abschnitt 6.1.1 beschrieben, kann die IZR-Heizung in einem EZR-Plasma sehr unterschiedliche Effekte erzeugen. Eine Deutung der Experimente ist daher zum Teil sehr schwierig. Die Situation wird noch komplizierter, wenn bei einer IZRH-Frequenz verschiedene Ionenspezies geheizt werden oder eine Ionenspezies in einem weiten IZRH-Frequenzbereich geheizt werden kann. Beides wird möglich, wenn die Ionen auch in dem ansteigenden Magnetfeld um den Plateaubereich eine hohe Dichte aufweisen. In dem ansteigenden Magnetfeld ist zwar die entstehende Resonanzzone kleiner als im Plateau. Durch das in der Nähe der IZRH-Elektroden stärkere elektrische Feld kann es aber auch in diesem Bereich zu einer ähnlich intensiven IZR-Heizung kommen wie im Plateau. Die Stärke und Wirkung einer solchen IZR-Randheizung ist sehr schwer einzuschätzen, da das tatsächliche elektrische Feld der IZRH-Elektroden im Plasma und die Extrahierbarkeit der dortigen Ionen nicht genau bekannt sind.

Eine IZR-Heizung außerhalb des Plateaus soll möglichst vermieden werden. Dazu wird besonderen Wert darauf gelegt, eine EZR-Heizung in einem möglichst ebenen Plateau zu erreichen (vgl. Abschnitt 4.1.2). Auf diese Weise wird ein Plasma mit stark auf der Achse konzentrierten Ionendichten erzeugt.

Dieses zentrale Brennen des Plasmas wird visuell überprüft. Eine von der Injektionsseite durch die Öffnungen in der Injektionselektrode in die Plasmakammer blickende Videokamera liefert Bilder des Plasmas in den Kontrollraum (siehe Abbildung 6.6). Auf den Bildern ist zum einen ein aus dem Plasma kommendes blaues oder violettes Leuchten zu sehen, das bei der Rekombination von Ionen mit Elektronen im Plasma entsteht. Zum anderen ist vor allem bei hohen Mikrowellenleistungen ein rotes, gelbes oder blendend weißes Glühen von den Wänden zu beobachten, das bei starker Aufheizung der Wände oder der IZRH-Elektroden durch auftreffende Plasmateilchen erzeugt wird. Für die IZRH-Experimente wird ein Plasmazustand gesucht, in dem das Leuchten des Plasmas möglichst stark auf der Achse konzentriert ist, und höchstens ein geringes Glühen von der Plasmaelektrode im sternförmigen Verlustbereichs des Plasmakerns zu beobachten ist.

Vor allem ein Glühen der Ummantelung der IZRH-Elektroden sollte zunächst vermieden werden wegen der Gefahr der Zerstörung der Elektroden durch Überhitzung. Die Mikrowellenleistung musste dazu auf 50-70 W beschränkt werden.

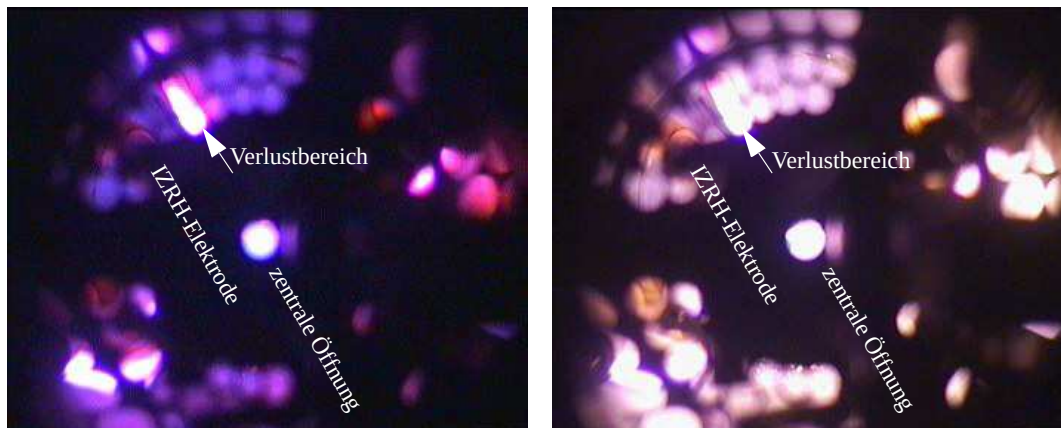


Abbildung 6.6: Optische Aufnahmen des Plasmas durch die Öffnungen in der Injektionselektrode. Links zeigt das Plasma auf der Achse ein intensives Leuchten, während im Außenbereich nur ein schwaches Leuchten zu sehen ist. Rechts ist ein starkes Glühen der Plasmakammerwände zu sehen, dessen genaue Herkunft durch die eingeschränkte Sicht und Reflexionen an den polierten Wänden nicht zu bestimmen ist. In beiden Bildern ist links oben einer der drei Ausläufer des sternförmigen Verlustbereichs des Plasmakerns auf der Plasmaelektrode zu sehen. Durch die auftreffenden Plasmateilchen zeigt die hier mit einer Aluminiumoxidkachel belegte Wand ein helles Leuchten. Zu erkennen ist auch eine der IZRH-Elektroden, die im linken Bild sehr schwach, im Rechten stärker rötlich glüht.

Experimente mit hoher Mikrowellenleistung sollten erst am Ende der IZRH-Experimente durchgeführt werden. Wegen eines Defektes des Mikrowellenverstärkers konnten aber nur sehr wenige solcher Messungen durchgeführt werden.

Für die IZRH-Experimente mit Argonionen sollten möglichst hohe Ladungszustände beobachtet werden, da diese viel stärker auf der Achse konzentriert sind [Vit02,S.146]. Mit einer geringen Mikrowellenleistung von 50 W kann aber nur eine Ionenverteilung mit relativ niedrigem Ladungsschwerpunkt erzeugt werden. In Ionenspektren im Betrieb mit Argon wird der maximale Strom bei Ar^{8+} oder einem geringen Ladungszustand erreicht. Der höchste beobachtbare Ladungszustand ist Ar^{14+} . Dabei ist bereits der Strom von Ar^{13+} wegen der Überlagerung von Stickstoff- und Kohlenstoffionen teilweise nicht genau zu bestimmen.

Vor Einbau der IZRH-Elektroden konnten bei voller Mikrowellenleistung in der für die IZRH-Experimente gebaute Plasmakammer Ionenströme erzeugt werden, die mit den in Abschnitt 4.5.1 vorgestellten Ergebnissen vergleichbar sind. Nach dem Einbau der Elektroden und mit der verminderten Mikrowellenleistung sind die Ströme der Ladungszustände oberhalb von Ar^{10+} mehr als zwei Größenordnungen geringer. Zusätzlich zur geringen Mikrowellenleistung könnte der Grund dafür in der Störung des Plasmas durch die IZRH-Elektroden liegen. Zum einen wird in der in Abschnitt 6.2.3 beschriebenen Simulation die mittlere Energie und Einschusszeit der EZR-geheizten Elektronen deutlich gesenkt. Zum anderen reduzieren die Elektroden eventuell die Dichte der kalten, weil nicht in die EZR-Zone gelangenden, Elektronen im Außenbereich der Plasmakammer, die in der Simulation nicht erfasst werden. Diese Elektronen können zur Ionisation niedriger Ladungszustände beitragen und wirken sich über die sukzessive Ionisation ebenfalls auf die Erzeugung hoher Ladungszustände aus.

Der Zustand des Plasmas während der IZRH-Experimente ist also wesentlich anders als im Normalbetrieb der PECRIS 5. Es ist fraglich, ob die folgenden Ergebnisse, insbesondere die Steigerung der extrahierten Ströme, auf den normalen, für große Ströme hochgeladener Ionen optimierten Betrieb der PECRIS 5 übertragen werden können.

6.3.2 IZR-Heizung von Argonionen

Durch die IZR-Heizung sollte versucht werden, die Einschlusszeit von Argonionen in der Plasmakammer der PECRIS 5 zu erhöhen, und so größere Ströme hoher Ladungszustände zu erzeugen.

Es wurde für verschiedene hohe Ladungszustände bei großer Spannung zwischen den IZRH-Elektroden die IZRH-Frequenz gesucht, bei der der Ionenstrom minimal wurde. Die gefundenen Frequenzen entsprechen IZR-Resonanzonen der minimierten Ladungszustände im oder nur wenig über dem Plateau der PECRIS 5. Offenbar werden die Ionen durch die intensive IZR-Heizung besser eingeschlossen, was zu einer Abnahme des extrahierten Ionenstroms führt.

Um diese Annahme zu überprüfen, wurde bei jeder IZRH-Frequenz, die zur Minimierung eines Ladungszustandes führte, ein Spektrum der Ströme aller Ladungszustände aufgenommen, wie in [Kah04,S.137ff] beschrieben. Einige dieser Spektren sind in Abbildung 6.7 gezeigt. In allen Spektren ist zu erkennen, dass die Ströme des geheizten und teilweise einiger höherer Ladungszustände abnehmen⁸⁶. Am stärksten wird immer der geheizte Ladungszustand abgesenkt. Bei noch höheren Ladungszuständen kommt es dagegen zu einer Steigerung der Ionenströme, wobei diese Stromzunahme bei einem bestimmten Ladungszustand ein Maximum durchläuft. Mit dem geheizten Ladungszustand nimmt der niedrigste Ladungszustand, bei dem eine Stromerhöhung beobachtet wird, und der Ladungszustand mit der größten Stromerhöhung zu.

Diese Beobachtungen bestätigen die Annahme eines verbesserten Ioneneinschlusses durch die IZR-Heizung. Wenn ein Ion des geheizten Ladungszustands weiter ionisiert wird, kann es aufgrund seiner höheren Ladung bei der eingestellten IZRH-Frequenz nicht weiter geheizt werden. Es bleibt aber aufgrund seiner bereits vorhandenen Rotationsenergie weiter gut eingeschlossen, bis die Rotationsenergie durch Stöße zum großen Teil abgegeben oder in Translationsenergie umgewandelt wurde. Dieser Prozess wird im Folgenden als Thermalisierung bezeichnet. Während ihrer Thermalisierung können die Ionen weiter ionisiert werden. Wegen des verbesserten Einschlusses verbleiben die Ionen im Mittel länger im Plasma und erreichen so einen höheren Ladungszustand, die Dichte der hochgeladenen Ionen im Plasma nimmt also durch die IZR-Heizung zu.

Während der Thermalisierung nimmt der magnetische Einschluss der Ionen ab, so dass die Ionen wieder besser extrahiert werden können. Ab einem bestimmten

86. Auch die Ladungszustände unterhalb des geheizten Zustands nehmen ab, was aber nicht mit der IZR-Heizung nicht zu erklären ist.

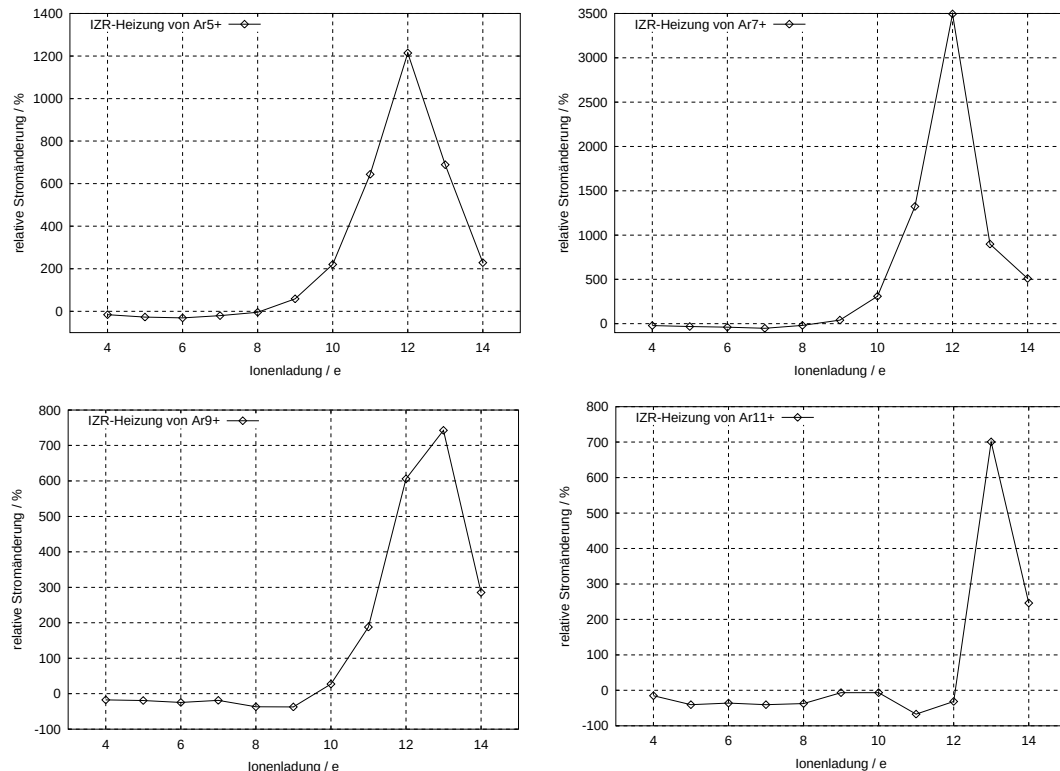


Abbildung 6.7: Veränderungen der extrahierten Ionenströme durch die IZR-Heizung bestimmter Ladungszustände. Dargestellt ist die relative Änderung der Ströme der verschiedenen Ladungszustände von Argonionen durch das Einschalten der IZR-Heizung des im Graphen angegebenen Ladungszustandes. Ein negativer Wert bedeutet eine Stromabnahme durch die IZR-Heizung.

Ladungszustand steigt daher der Ionenstrom durch die IZR-Heizung. Mit der Zeit nimmt der magnetische Einschluss weiter ab und es kommt bei den höheren Ladungszuständen, die die Ionen währenddessen erreicht haben, zu immer größeren Stromerhöhungen. Nach einer gewissen Zeit ist der Großteil der durch die IZR-Heizung zusätzlich eingeschlossenen Ionen extrahiert, die Ströme der noch höheren Ladungszustände werden daher immer weniger von der IZR-Heizung beeinflusst.

Diese bisher sehr qualitative Deutung der Beobachtungen kann durch eine Betrachtung der Ionisationszeiten gestützt werden. Als Abschätzung für die Ionisationszeiten können die in der Simulation von Ch. Vitt berechneten Zeiten dienen [Vit02,S.181]. Diese Zeiten wurden für die Ionenquelle PECRIS 3 berechnet. Für die PECRIS 5 wird hier eine um einen Faktor 10 höhere Elektronendichte angenommen, die zu den in Tabelle 6.2 gezeigten, um eine Größenordnung kleineren Ionisationszeiten führt. Der Wechsel von Stromabnahme zu Stromerhöhung tritt fast immer bei dem Ladungszustand auf, zu dessen Erzeugung aus dem geheizten Zustand zwischen 0,5 und 1,0 ms benötigt werden. Nach dieser Thermalisierungszeit hat der durch die IZR-Heizung erzeugte magnetische Einschluss so weit abgenommen, dass vermehrt Ionen extrahiert werden können. In dem nach 2,5 bis 4,2 ms erreichten Ladungszustand wird meistens die größte Stromerhöhung beobachtet, nach dieser Thermalisierungszeit können die Ionen offenbar sehr gut extrahiert werden. Diese Beobachtungen bestätigen sich auch in einer detaillierten

	5+	6+	7+	8+	9+	10+	11+	12+
6+	0,11							
7+	0,27	0,16						
8+	0,51	0,40	0,24					
9+	<u>0,91</u>	<u>0,80</u>	<u>0,64</u>	0,40				
10+	1,43	1,32	1,16	<u>0,92</u>	<u>0,52</u>			
11+	2,15	2,04	1,88	1,64	1,24	0,72		
12+	3,15	3,04	2,88	2,64	2,24	1,72	1,00	
13+	4,65	4,54	4,38	4,14	3,74	3,22	2,50	1,50
14+	6,85	6,74	6,58	6,34	5,94	5,42	4,70	3,70

Tabelle 6.2: Abschätzung der Ionisationszeiten von Argonionen in der PECRIS 5 nach [Vit02] in Millisekunden. In den Spalten ist der geheizte Ausgangszustand, in den Reihen der Endzustand angegeben. Der Ladungszustand, ab dem eine Stromerhöhung auftritt, ist jeweils unterstrichen. Der Ladungszustand mit der größten Stromerhöhung ist **kursiv** geschrieben.

Betrachtung. Bei der Heizung von Ar^{5+} zum Beispiel nimmt der Ar^{8+} Strom nur sehr wenig ab, während bei der Heizung von Ar^{7+} der Ar^{9+} Strom nur sehr wenig zunimmt. Entsprechend ist die Ionisationszeit von Ar^{5+} bis Ar^{8+} mit 0,51 ms nur wenig kleiner als die Ionisationszeit von Ar^{7+} bis Ar^{9+} mit 0,64 ms. Abweichungen von dieser Deutung fallen bei der Heizung von hohen Ladungszuständen auf. Diese Abweichungen werden von M. Kahnt diskutiert und sind wahrscheinlich auf die erwähnten großen Unsicherheiten bei der Messung der Ionenströme zurückzuführen [Kah04,S.144].

Die absoluten hier angegebenen Ionisationszeiten sind recht spekulativ, da sie aus einer Simulation der PECRIS 3 abgeschätzt sind. Für die abgeleiteten Überlegungen sind jedoch nur die Verhältnisse der Ionisationszeiten von Bedeutung. Diese stimmen hervorragend mit den von M. Kahnt benutzten Verhältnissen überein, die aus einer einfachen, nicht orts aufgelösten Simulation der PECRIS 5 stammen [Kah04,S.143f].

Bei den wenigen vorhandenen Messungen mit einer höherer Mikrowellenleistung von 100 W verschiebt sich der Übergang zwischen Stromabnahme und Stromerhöhung durch die IZR-Heizung zu höheren Ladungszuständen. Für die Heizung von Ar^{7+} zum Beispiel ergibt sich eine Verschiebung des Übergangs von Ar^{9+} nach Ar^{12+} [Kah04,S.145]. Die höhere Mikrowellenleistung führt zu einer Verkürzung der Ionisationszeiten, und die Ionen können während ihrer Thermalisierung einen höheren Ladungszustand erreichen.

Die bisherigen Ergebnisse beruhen auf Messungen mit einer IZR-Heizung nur bei bestimmten wenigen Frequenzen. Für eine genauere Untersuchung der Wirkung der IZR-Heizung wurde der Ionenstrom eines Ladungszustandes kontinuierlich beobachtet, während die IZRH-Frequenz langsam von 1 MHz bis auf 6 MHz erhöht wurde. Während einer einzelnen Messungen war die am IZR-Frequenzgenerator eingestellte Leistung konstant, die Spannung zwischen den Elektroden variierte daher wie in Abbildung 6.3 dargestellt [Kah04,S.146ff].

Der aus der PECRIS 5 extrahierte Gesamtstrom ist während einer Messung nahezu konstant. Die Messungen zeigen daher, dass die IZR-Heizung sehr selektiv auf einzelne Ladungszustände wirkt und nicht den gesamten Plasmazustand verändert.

Die Verläufe der Ionenströme von Ar^{12+} und Ar^{14+} bei unterschiedlichen IZRH-Leistungen sind in Abbildung 6.8 dargestellt. Dort ist jeweils auch der bei abgeschalteter IZR-Heizung beobachtete Ionenstrom und die IZR-Frequenz des Ladungszustandes im Plateau eingezeichnet. Leider konnte für diese Messungen kein ruhig brennendes Plasma realisiert werden, die Ionenströme sind daher starken kurzzeitigen Schwankungen unterworfen. Die Stromverläufe in Abbildung 6.8 wurden bereits geglättet, dennoch sind durch das Rauschen kleinere Strukturen nicht mit Sicherheit zu bestimmen.

Bei IZR-Frequenzen weit unter der Resonanzfrequenz des beobachteten Ladungszustands ist wieder der oben beschriebene Effekt der Stromerhöhung durch die IZR-Heizung niedriger Ladungszustände zu beobachten. Es fällt auf, dass der Ionenstrom dabei mehrere Maxima durchläuft. Der Abstand zwischen den Maxima beträgt immer fast genau 240 kHz, dies entspricht dem Abstand der Resonanzfrequenzen zweier benachbarter Ladungszustände im Plateau. Es kann angenommen werden, dass immer, wenn einer der niedrigen Ladungszustände genau im Plateau geheizt wird, die IZR-Heizung dieses Ladungszustandes besonders intensiv ist und die Ionen sehr lange eingeschlossen werden, was zu einer besonders starken Erhöhung des Stroms des beobachteten hohen Ladungszustandes führt. Das Vorhandensein von deutlich voneinander getrennten Maxima zeigt dabei, dass bei einer bestimmten IZRH-Frequenz höchstens ein Ladungszustand in dem EZR-Plasma intensiv geheizt wird. Aufgrund des erwähnten Rauschens der Ionenströme ist es schwierig, genaue Aussagen zu den IZRH-Frequenzen, bei denen die Maxima auftreten, zu machen. In [Kah04,S.149] wird die Lage der Maxima für eine größere Zahl von Messungen beschrieben und eine Deutung versucht.

Weiterhin ist zu sehen, dass die Höhe der Maxima bei niedriger IZRH-Leistung mit der Frequenz zunimmt, während bei höherer IZRH-Leistung die Höhe mit der Frequenz abnimmt. Es zeigt sich dabei, dass die Thermalisierungszeit, nach der die Ionen extrahiert werden können, mit der IZRH-Leistung größer wird. Den Ionen wird mehr Rotationsenergie zugeführt, es dauert länger, bis diese Rotationsenergie durch Stöße abgebaut ist. Bei der IZR-Heizung niedriger Ladungszustände führen sehr hohe IZRH-Leistungen zu den höchsten Strömen des beobachteten hohen Ladungszustandes, da die Ionen eine lange Zeit brauchen, um diesen Ladungszustand zu erreichen. Bei der IZR-Heizung von höheren Ladungszuständen dagegen kann eine hohe IZRH-Leistung dazu führen, dass die Ionen zu lange eingeschlossen bleiben und in dem beobachteten Ladungszustand noch nicht extrahiert werden können.

Im Bereich um die Plateau-Resonanzfrequenz des beobachteten Ladungszustandes liegen die meisten beobachteten Ionenströme unter dem ohne IZR-Heizung gemessenen Wert. In fast allen Fällen liegt das absolute Minimum der Ionenströme weniger als 100 kHz über der berechneten Plateau-Resonanzfrequenz. Mit zunehmender IZRH-Leistung nehmen die Ionenströme in diesem Bereich immer

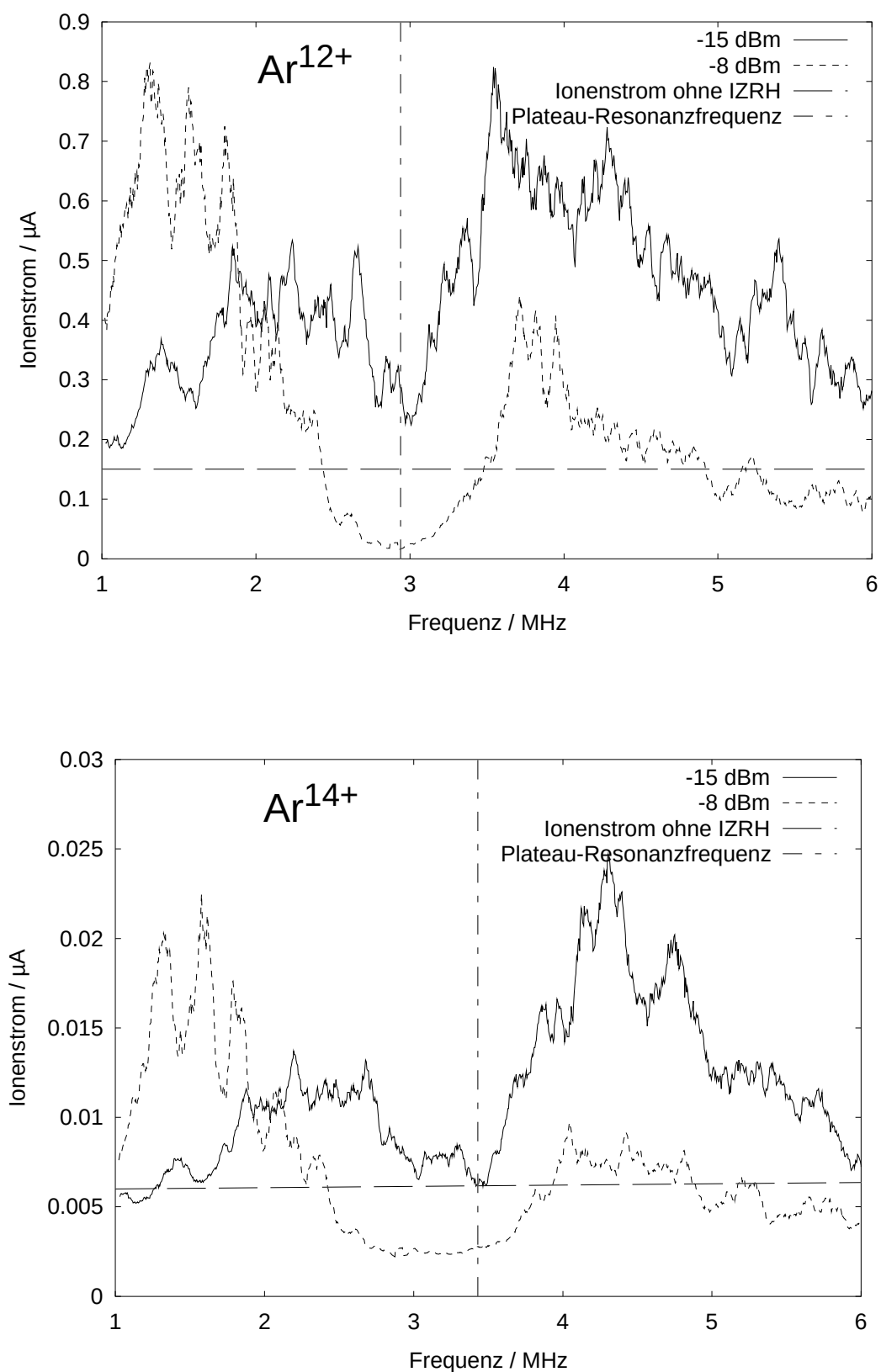


Abbildung 6.8: Ionenstrom von Ar^{12+} und Ar^{14+} in Abhängigkeit der IZRH-Frequenz. In den Graphen ist die am IZRH-Frequenzgenerator eingestellte Leistung angegeben. Weiterhin ist der ohne IZR-Heizung gemessene Strom als waagerechte Linie eingezeichnet und die Plateau-Resonanzfrequenz des beobachteten Ladungszustandes als senkrechte Linie.

weiter ab. Hier zeigt sich direkt der durch die IZR-Heizung erzeugte Einschluss der Ionen, der eine Extraktion verhindert.

Bei sehr geringer IZRH-Leistung kommt es dagegen auch im Bereich der Resonanzfrequenz zu einer Erhöhung des Ionenstroms durch die IZR-Heizung. Dies könnte damit erklärt werden, dass die schwache IZR-Heizung nur zu einer Temperaturerhöhung der Ionen und nicht zu einem verbesserten Einschluss führt. Eine höhere Temperatur bedeuten einen schlechteren Einschluss (vgl. Abschnitt 2.3.1), die Ionen werden aus dem Plasma heraus geheizt und der Ionenstrom wird erhöht. Es bleibt in diesem Zusammenhang allerdings unverständlich, warum auch bei dieser geringen IZRH-Leistung bei geringeren Frequenzen eine stärkere Stromerhöhung als bei der Resonanzfrequenz beobachtet wird. Ein Herausheizen niedriger Ladungszustände aus dem Plasma sollte die Ströme aller höheren Ladungszustände absenken.

Der Bereich, in dem der Ionenstrom unter den Wert ohne IZR-Heizung liegt, dehnt sich bei größerer IZRH-Leistung zu niedrigeren und höheren Frequenzen aus. Die Verbreiterung zu niedrigeren Frequenzen beruht auf der Heizung von anderen Ladungszuständen, die anschließend, wie oben beschrieben, auch in dem beobachteten Ladungszustand noch nicht extrahiert werden können. Die Verbreiterung zu höheren Frequenzen kann durch eine IZR-Heizung auf der Achse im zur Extraktionsseite ansteigenden Magnetfeld entstehen. Ionen, die sich zur Extraktionsöffnung bewegen, können durch den von der IZR-Heizung erzeugten magnetischen Einschluss zurück in den Plasmakern reflektiert werden. Mit steigender Frequenz muss das bei immer höheren Magnetfeldern geschehen. Die Steigung des Magnetfeldes nimmt dabei zu und die Resonanzzone wird immer kleiner. Die IZR-Heizung wird daher mit zunehmender Frequenz immer schwächer. Ab einer bestimmten Frequenz reicht die IZR-Heizung nicht mehr aus, um den Einschluss der Ionen zu verstärken, stattdessen wird der Ioneneinschluss durch die schwache Heizung verschlechtert, und der extrahierte Ionenstrom steigt über den Wert ohne IZR-Heizung.

In einem sehr weiten Frequenzbereich oberhalb der Plateau-Resonanz wird diese Steigerung des Ionenstroms beobachtet. Die größte Erhöhung wird bei einer IZRH-Frequenz beobachtet, die einer Resonanzzone bei etwa 0,8 bis 0,9 T entspricht. Bei diesem Magnetfeld hat die Steigung des Feldes fast ihren maximalen Wert erreicht. Dabei führt eine sehr geringe IZRH-Leistung immer zu den größten Ionenströmen, für das optimale Herausheizen von Ionen ist offenbar nur eine sehr schwache IZR-Heizung erforderlich. Bei höheren IZRH-Leistungen konkurrieren Temperaturerhöhung und magnetischer Einschluss, so dass es zu geringeren Stromerhöhungen kommt. Bei sehr hohen IZRH-Frequenzen nehmen die Ionenströme langsam ab. Bei diesen Frequenzen liegt die Resonanzzone sehr weit vom Plasmakern entfernt, die Dichte der hochgeladenen Ionen ist dort gering und die Wirkung der IZR-Heizung auf den Ionenstrom nimmt daher ab.

Insgesamt bestätigen die Messungen die Vorstellung einer selektiven IZR-Heizung in vielen verschiedenen Punkten, auch wenn einige Details unverstanden bleiben. Durch die IZR-Heizung konnte eine deutliche Steigerung der Ströme hochgeladener Ionen erzielt werden. Bei 50 W Mikrowellenleistung konnte der Ar^{12+} Strom

von 0,4 auf 0,8 μA gesteigert werden. Bei 100 W gelang eine Steigerung von Ar^{13+} von knapp 1 μA auf 2,5 μA . Es ist aber nicht sicher, dass diese Ergebnisse auch bei der Optimierung der PECRIS 5 für hohe Ionenströme gelten.

Erstaunlich ist, dass durch eine sehr schwache IZR-Heizung im ansteigenden Magnetfeld bei sehr hohen Ladungszuständen teilweise ein höherer Ionenstrom erzeugt werden konnte als durch eine intensive IZR-Heizung von niedrigen Ladungszuständen. Das selektive Herausheizen von hochgeladenen Ionen stellt sich damit als interessante Möglichkeit zur Nutzung des Ionenreservoirs eines EZR-Plasmas dar. Eine weitere Steigerung der Ströme hochgeladener Ionen kann eventuell durch Kombination einer intensiven IZR-Heizung von niedrigen Ladungszuständen mit dem Herausheizen der hohen Ladungszustände erreicht werden.

6.3.3 IZR-Heizung von Wasserstoff- und Heliumionen

Mit den Experimenten zur IZR-Heizung von leichten Ionen soll versucht werden eine Energieerhöhung und einen verbesserten Einschluss der Ionen zu erreichen, um Fusionsexperimente in dem magnetischen Trog einer EZR-Ionenquelle zu motivieren.

Ein Wasserstoff- oder Heliumplasma unterscheidet sich sehr von einem Argonplasma, in dem viele verschiedene Ladungszustände vorhanden sind. Ein Wasserstoff- oder Heliumplasma enthält nur zwei Ionenspezies, H_2^+ und H^+ beziehungsweise He^{1+} und He^{2+} . Die IZR-Heizung einer Ionenspezies beeinflusst also immer einen großen Teil des Plasmas, im Gegensatz zu einem Argonplasma, in dem immer nur ein kleiner Teil der Ionen geheizt wird. Es ist daher in einem leichten Plasma viel wahrscheinlicher, dass durch die IZR-Heizung der gesamte Plasmazustand stark verändert wird.

Ähnlich wie die niedrigen Ladungszustände in einem Argonplasma sind in einem leichten Plasma die Ionen in einem großen Raumbereich in der Plasmakammer verteilt, da sie auch von den relativ kalten Elektronen im Außenbereich erzeugt werden können. Dies bedeutet, dass eine IZR-Heizung der Ionen trotz der kleineren Resonanzzone im Außenbereich der Plasmakammer in der Nähe der IZRH-Elektroden ähnlich intensiv sein kann wie im Plateau, da das elektrische Feld in der Nähe der Elektroden viel stärker ist. Es ist also unklar, bei welcher IZRH-Frequenz die stärkste Heizung auftritt, was die Deutung der IZRH-Experimente erschwert. Eine Heizung in einem weiten Frequenzbereich ist möglich. Weitere Unterschiede zwischen einem Argonplasma und Plasmen leichter Atome sind in [Kah04,S.158f] aufgelistet.

Um die Wirkung der IZR-Heizung auf ein Wasserstoffplasma zu untersuchen, wurde der extrahierte Ionenstrom von einfach geladenem Wasserstoff bei kontinuierlicher Änderung der IZRH-Frequenz beobachtet, wie bei den Messungen im letzten Abschnitt beschrieben. Abbildung 6.9 zeigt zwei solche Messungen mit geringer und hoher IZRH-Leistung. Es ist keine Stromerhöhung durch die IZR-Heizung zu beobachten. Der Strom von H^+ macht einen großen Teil des Gesamt-

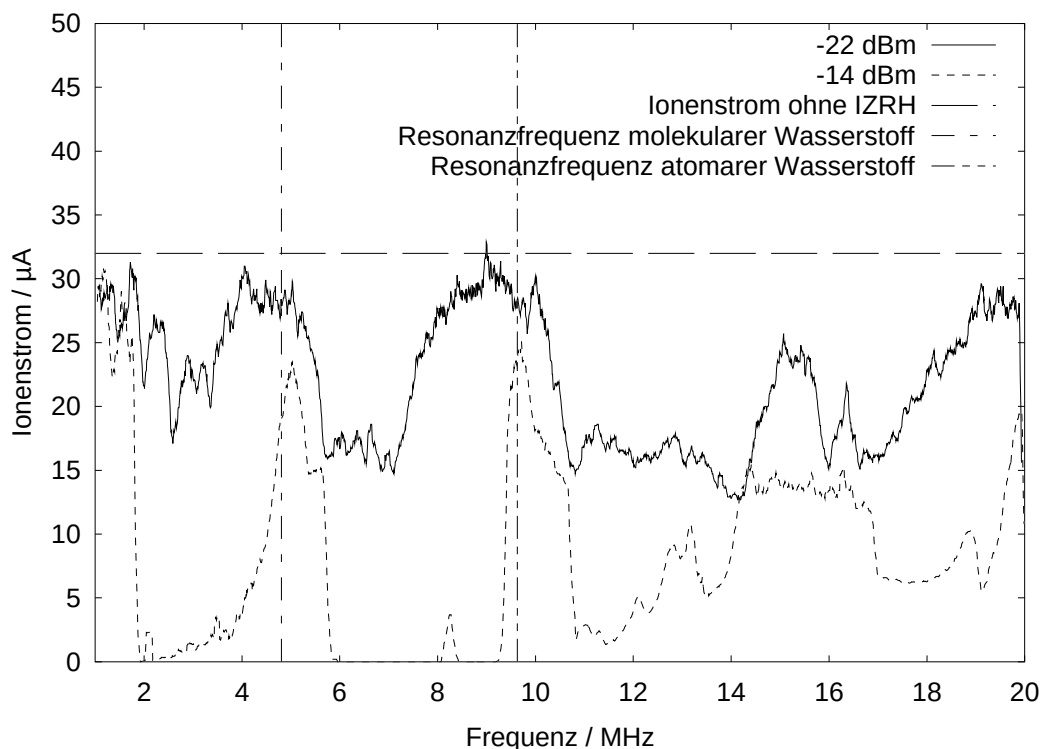


Abbildung 6.9: In Abhängigkeit der IZRH-Frequenz extrahierter Strom von H^+ -Ionen. Für beide Kurven ist die am IZRH-Frequenzgenerator eingestellte Leistung angegeben. Die senkrechten Linien markieren die Plateau-Resonanzfrequenzen von H_2^+ und H^+ .

stroms aus, eine Erhöhung dieses Stroms ist daher nur durch eine Vergrößerung der Ionisationsrate zu erreichen. Im Argonplasma konnte dagegen durch selektive Beeinflussung einiger weniger Ionen diese verstärkt extrahiert werden auf Kosten der Extraktionsrate anderer Ionen.

Bereits bei sehr geringer IZRH-Leistung wird in weiten Frequenzbereichen der beobachtete Ionenstrom deutlich abgesenkt. In einem dieser Bereiche zwischen 10 und 14 MHz können H^+ -Ionen in der Plasmakammer geheizt werden. Offenbar ist die Wirkung der IZR-Heizung in der Nähe der IZRH-Elektroden größer als im Plateau, da die Absenkung erst etwas oberhalb der Plateau-Resonanzfrequenz von 9,6 MHz eintritt. Eine zweite Stromabsenkung tritt oberhalb der Plateau-Resonanz von H_2^+ -Ionen⁸⁷ auf. Bei höherer IZRH-Leistung kommt es zu einer extremen Abnahme des Stroms ungefähr in den Bereichen, in denen bereits bei kleiner Leistung eine Stromabsenkung beobachtet wurde.

Die starke Wirkung der IZR-Heizung von H_2^+ auf den Strom von H^+ und die extreme Stromabsenkung lassen auf eine drastische Änderung des Plasmazustandes schließen. Eine ausführliche Beschreibung der Messungen und einige Vermutungen zu den Vorgängen im Plasma sind in [Kah04,S.159ff] zu finden, die Deutungsversuche bleiben jedoch recht spekulativ. Die Messungen zeigen aber deutlich, dass die IZR-Heizung einen starken Einfluss auf ein Wasserstoffplasma hat.

87. Einfach geladenen Wasserstoffmoleküle.

Vergleichbare Messungen wurden auch mit einem Heliumplasma durchgeführt und lieferten sehr ähnliche Ergebnisse wie beim Wasserstoff [Kah04,S.163ff]. Es wurden starke Einbrüche im Ionenstrom von He^{1+} sowohl etwas oberhalb der Plateauresonanz von He^{1+} als auch der Resonanz von He^{2+} beobachtet. Es konnte dabei auch beobachtet werden, dass für eine intensive IZR-Heizung⁸⁸ bei einer höheren Ionendichte eine größere IZRH-Leistung benötigt wird, da die Stoßrate zunimmt. Die extreme Stromabsenkung, die schon bei den Wasserstoffmessungen in Abbildung 6.9 zu sehen ist, tritt bei einem höheren Druck in der Plasmakammer, der zu einer höheren Ionendichte führt, erst bei einer deutlich größeren IZRH-Feldstärke auf [Kah04,S.165f].

Für den direkten Nachweis der Erhöhung der Ionenenergie durch die IZR-Heizung sollte die Energie der extrahierten Ionen gemessen werden. Dazu stand ein elektrostatischer Energieanalysator zur Verfügung [Kah04,S.82], der die benötigte Energieauflösung $E/\Delta E \approx 10^5$ aufweist. Diese Energieauflösung war notwendig, da die Energie der Ionen im EZR-Plasma, wenige Elektronenvolt, in dem mit einer Spannung von 20 kV beschleunigten Ionenstrahl gemessen werden sollten. Der Energieanalysator, der hinter dem aus dem Strahl herausziehbaren Faraday-Becher (vgl. Abbildung 3.20 auf Seite 77) an die Analysekommer angeschlossen wurde, stellte sich jedoch für die Messungen als wenig geeignet heraus, da er einen extrem kleinen Akzeptanzwinkel aufweist. Während der Messungen änderte sich aber der Eintritt des Ionenstrahl. Zum einen änderte sich die Emittanz der Quelle durch die IZR-Heizung. Zum anderen wird bei einer Energieänderung der Ionen eine Neueinstellung des Separationsmagneten notwendig. In Folge der schwierigen Abstimmung von Quelle, Separationsmagneten und Energieanalysator trat oft nach Einschalten der IZR-Heizung kein Strahl mehr durch den Energieanalysator, oder es wurden Ionen mit sehr unterschiedlichen, offenbar falsch gemessenen Energien beobachtet.

Eine der wenigen vorhandenen Messungen, in denen mit und ohne IZR-Heizung Ionen bei ähnlicher Energie beobachtet wurden, ist in Abbildung 6.10 dargestellt. Die gemessene Energie setzt sich zusammen aus dem Extraktionspotential von 20 kV, dem Plasmapotential, das ohne IZR-Heizung anscheinend etwa 210 V beträgt, und der kinetischen Energie der Ionen im Plasma. Die mittlere Energie der Ionen im Plasma kann als Breite der Energieverteilung abgelesen werden. Die Halbwertsbreite beträgt im Energiespektrum ohne IZR-Heizung etwa 8 eV, was der erwarteten Energie der Ionen in einem EZR-Plasma entspricht.

Mit IZR-Heizung ist das Energiespektrum der Ionen um etwa 10 eV zu höheren Energien verschoben, was entweder auf eine Erhöhung des Plasmapotentials oder einen Messfehler aufgrund eines anderen Einfalls des Ionenstrahls in den Energieanalysator zurückzuführen ist. Die Energieverteilung mit IZR-Heizung gleicht mit ihrer steigenden Flanke der Verteilung ohne Heizung. Sie weist aber ein zweites kleineres Maximum auf einen Ausläufer zu deutlich höheren Energien auf.

88. Das heißt die Ionen gewinnen durch die IZR-Heizung mehr Rotationsenergie als sie durch Stöße verlieren.

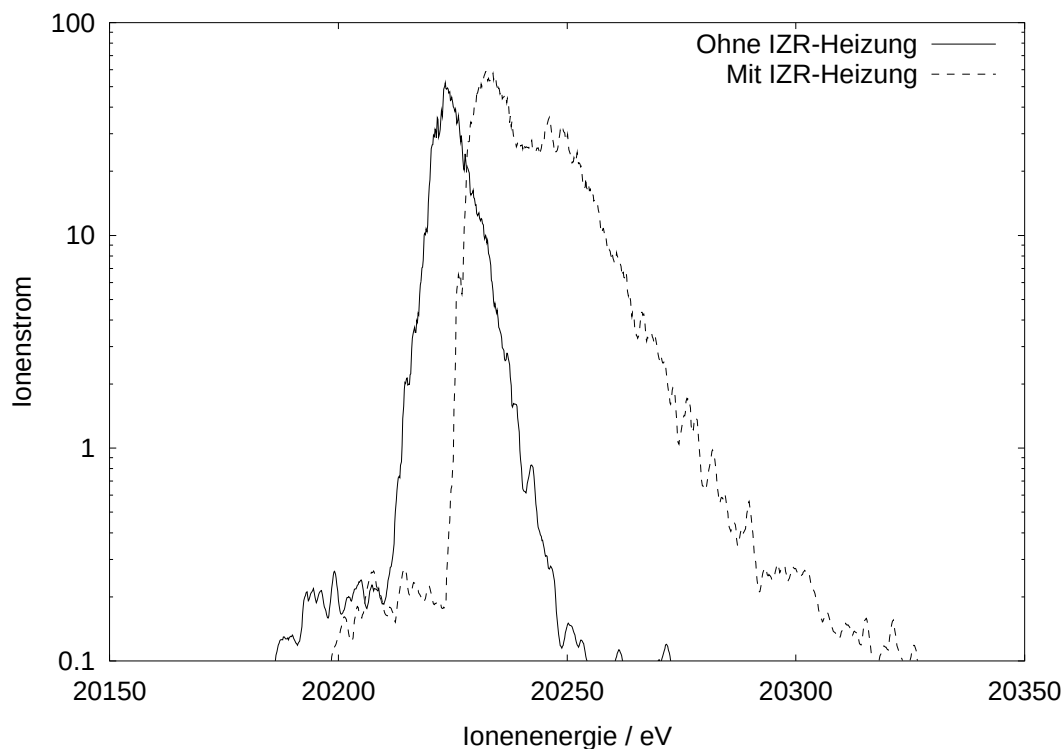


Abbildung 6.10: Ionenenergiespektren von He^{1+} -Ionen ohne und mit IZR-Heizung bei 3,6 MHz. Der Ionenstrom ist in willkürlicher Einheit auf einer logarithmischen Skala dargestellt.

Bei der Deutung dieser Energieverteilung ist zu berücksichtigen, dass auf hohe Rotationsenergien geheizte Ionen den magnetischen Trog der PECRIS 5 nicht verlassen können. Ionen, die extrahiert werden und den Energieanalysator erreichen, müssen zuvor durch Stöße einen großen Teil ihre Rotationsenergie in Translationsenergie längs der Magnetfeldlinien umwandeln. Geschieht dies durch viele Stöße mit kleinen Ablenkswinkeln, so gibt das Ion einen großen Teil seiner Energie an andere Ionen ab, es wird thermalisiert und kann bei der Energiemessung nicht von ungeheizten Ionen unterschieden werden. Die Umwandlung der Rotationsenergie kann auch durch einen einzelnen Stoß mit großem Ablenkswinkel geschehen, dabei gibt das Ion nur wenig Energie ab. Es kann, ohne vorher thermalisiert zu werden, den Energieanalysator erreichen. Solche Stöße mit großen Ablenkswinkeln haben jedoch einen sehr kleinen Wirkungsquerschnitt, es werden daher nur relativ wenige nicht thermalisierte Ionen im Energieanalysator erwartet. Die Energiemessung der extrahierten Ionen ist also nur wenig geeignet, um die Rotationsenergie der Ionen im Plasma zu messen. Es können bestenfalls Hinweise gefunden werden, dass die Ionen durch die IZR-Heizung Energie gewinnen.

Da die steigende Flanke der beiden mit und ohne IZR-Heizung gemessenen Energiespektren sehr ähnlich ist, wird angenommen, dass die Temperatur der nicht geheizten Ionen durch Stöße mit geheizten Ionen nur unwesentlich erhöht wird. Um die thermalisierten Ionen von den durch einen Einzelstoß extrahierten, geheizten Ionen zu trennen, wird ein Differenzspektrum der beiden Energiespektren gebildet. Dazu werden Extraktions- und Plasmapotential von den Spektren abgezogen, so dass der Energienullpunkt jeweils mit dem Beginn der steigenden Flanke

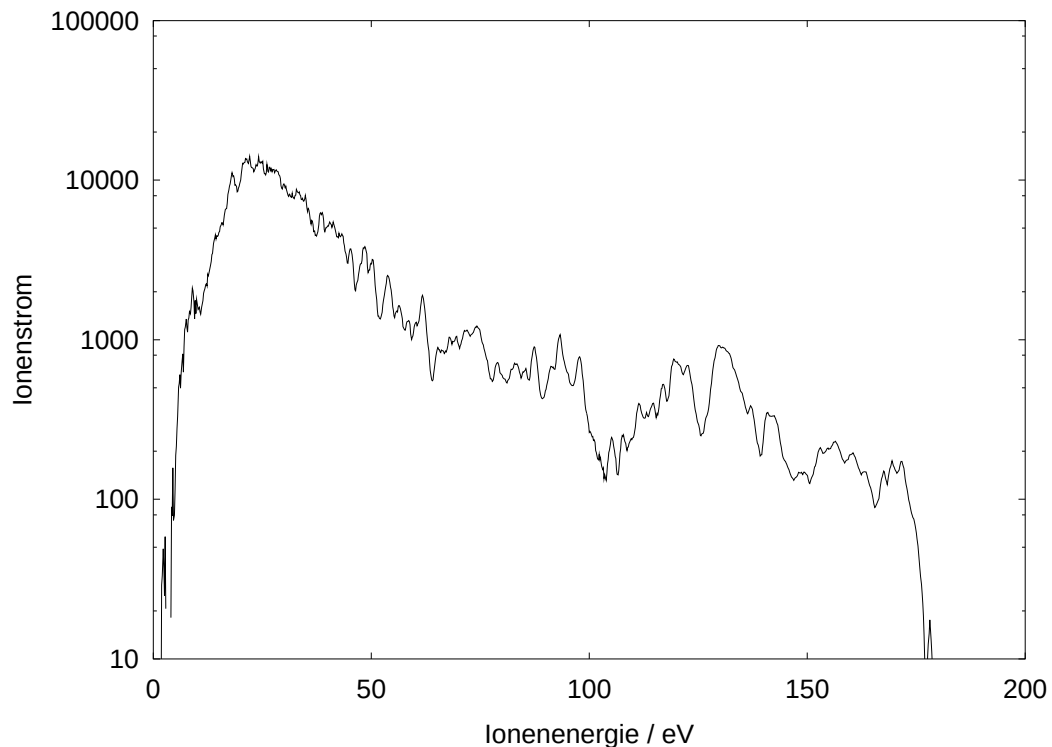


Abbildung 6.11: Berechnete Energieverteilung der IZR-geheizten Ionen im Plasma. Der Ionenstrom ist in willkürlicher Einheit auf einer logarithmischen Skala dargestellt.

des Spektrums zusammenfällt. Es wird davon ausgegangen, dass das Hauptmaximum des Spektrums im Wesentlichen von thermalisierten Ionen gebildet wird, die Spektren werden daher in der Höhe so skaliert, dass dieses Maximum bei der Differenzbildung verschwindet.

Da der Wirkungsquerschnitt für Stöße mit großen Ablenkungswinkeln mit dem Quadrat der Energie der Ionen im Plasma abnimmt, wird das Differenzspektrum mit dem Quadrat der Energie multipliziert, um die Energieverteilung der geheizten Ionen im Plasma zu erhalten (siehe Abbildung 6.11).

Die Halbwertsbreite der in Abbildung 6.11 dargestellten Energieverteilung liegt bei 18 eV, mehr als das Doppelte der ohne IZR-Heizung gemessenen Breite. Die Verteilung erstreckt sich bis 170 eV. Auch unter Berücksichtigung der Unsicherheiten bei der Energiemessung und der gemachten Annahmen bei der Bildung des Differenzspektrums zeigt dieses Ergebnis deutlich eine energierhöhende Wirkung der IZR-Heizung.

Kapitel 7:

Zusammenfassung

Das Erreichen einer stabilen EZR-Heizung im magnetischen Plateau in einer EZR-Ionenquelle, wie die PECRIS 5, mit hoher Elektronendichte und -energie stellte sich als anspruchsvolle Aufgabe heraus. Vermutlich führt der starke Diamagnetismus eines solchen Plasmas zu Schwankungen des Plateaus, das dadurch nicht stabil an eine einzelne Mikrowellenfrequenz angepasst werden kann. An der PECRIS 5 konnte durch eine zweite Mikrowellenfrequenz mit einer Resonanzfeldstärke wenige Prozent oberhalb des Plateaus die Plateauheizung stabilisiert und hohe Ionenströme mit sehr geringem Rauschen erzeugt werden. Ursprünglich sollte die Plateauheizung in der PECRIS 5 mit einem Band von 8 dicht beieinander liegenden Mikrowellenfrequenzen realisiert werden. Durch mehr als zwei Frequenzen konnten die Ionenströme aber nur sehr selten verbessert werden. Die geringe zur Verfügung stehende Gesamtleistung von 500 W, die auf alle Frequenzen aufgeteilt wird, und die fehlende Möglichkeit, die Leistung der einzelnen Frequenzen zu steuern, stellt wahrscheinlich den Grund dafür dar. Der gefundene gute Betriebszustand mit zwei Mikrowellenfrequenzen ist sehr empfindlich abhängig von der unteren Mikrowellenfrequenz, aber nur wenig von der Frequenz, die oberhalb des Plateaus liegt. Zur Steigerung der Mikrowellenleistung ist es daher naheliegend, die obere Frequenz durch ein leistungsstarkes Klystron oder Gyrotron zu erzeugen, und nur die auf das Plateau anzupassende untere Frequenz wie bisher mit einem Wanderwellenverstärker zu generieren.

Mit der PECRIS 5 konnten erfolgreich sehr hohe Ströme von Argonionen produziert werden. Für mittlere Ladungszustände werden mit 1 mA Ar^{8+} und 230 μA Ar^{11+} Ströme erreicht, die nur wenig unter den höchsten mit EZR-Ionenquellen erzielten Ionenströmen liegen. Zu höheren Ladungszuständen hin nehmen die Ionenströme der PECRIS 5 etwas stärker ab als bei anderen Hochleistungs-EZR-Ionenquellen, so dass bei Ar^{16+} ein Strom von 6,8 μA erreicht wird, während die höchsten Ströme von EZR-Ionenquellen etwa drei Mal so groß sind. Bei diesem Vergleich ist aber zu berücksichtigen, dass an der PECRIS 5 mit einer Silizium-

oxidbeschichtung der Oberfläche der Plasmakammer gearbeitet wurde, während an den meisten anderen Hochleistungs-EZR-Ionenquellen Aluminium- oder Aluminiumoxidoberflächen mit höherem Sekundärelektronenkoeffizienten benutzt werden, die erfahrungsgemäß zu deutlich höheren Strömen hochgeladener Ionen führen. Außerdem stand an der PECRIS 5 nur eine vergleichsweise geringe Mikrowellenleistung von 500 W zur Verfügung. Die höchsten Ionenströme wurden bei der maximalen verfügbaren Mikrowellenleistung erreicht, eine Steigerung der Ströme vor allem hoher Ladungszustände durch eine höhere Mikrowellenleistung ist daher wahrscheinlich. Eine weitere Steigerung der Ionenströme hoher Ladungszustände ist durch eine Erhöhung der Extraktionsspannung zu erwarten, da die höchsten Ströme dieser Ladungszustände bei minimalem Abstand zwischen Plasma- und Extraktionselektrode beobachtet wurden. Dies deutet auf eine durch die Raumladung im Extraktionsspalt und nicht durch die Ionenproduktion des Plasmas begrenzte Extraktion hin. Eine höhere Extraktionsspannung während des Betriebs wurde bisher durch häufig auftretende Überschlüge verhindert. Diese Überschlüge häufen sich bei der Erzeugung mittlerer Ladungszustände, die bei höherem Gasdruck erzeugt werden, und verhindern auch eine weitere Steigerung dieser Ionenströme, die durch eine Erhöhung des Gasdrucks wahrscheinlich möglich wäre.

Xenonionen konnten mit der PECRIS 5 bisher nur mit nicht isopenangereichertem Xenon erzeugt werden. Aufgrund des erreichten Stroms von $95 \mu\text{A Xe}^{20+}$ können für isopenreines Xenon mit anderen Hochleistungs-EZR-Ionenquellen vergleichbare Ströme erwartet werden.

Für die Produktion von intensiven Bleiionenstrahlen, wie sie für den LHC benötigt werden, wurde ein Atomstrahlofen entwickelt, mit dem ein ausschließlich auf den Plasmakern gerichteter Bleiatomstrahl erzeugt werden kann. Durch den geringen Öffnungswinkel des Strahls werden die Wände der Plasmakammer nicht mit Blei beschichtet, wodurch der Sekundärelektronenkoeffizient einer Siliziumoxid- oder Aluminiumoxidbeschichtung stark vermindert würde. Durch eine Rückführung der nicht durch die Ofenöffnung austretenden Bleiatome hat der Ofen außerdem einen sehr geringen Bleiverbrauch, was eine lange Betriebsdauer auch bei der Produktion sehr intensiver Bleiionenstrahlen ermöglicht. Der Ofen ist allerdings auf Einhaltung eines engen Temperaturbereichs an der Ofenöffnung angewiesen. Leider konnte keine während des Betriebs der PECRIS 5 verlässliche Temperaturüberwachung realisiert werden. Ein Bedienungsfehler führte zudem zu einer Verstopfung der Ofenöffnung, die aufgrund eines Defekts der Ofenheizung nicht entfernt werden konnte. Aufgrund dieser Probleme konnten bisher mit der PECRIS 5 keine intensiven Bleiionenstrahlen erzeugt werden. Mit der geringen von dem Blei in der Ofenöffnung abgelösten Bleimenge konnten Bleiionenspektren mit hohen Ladungszuständen, jedoch bei sehr geringen absoluten Ströme, beobachtet werden.

Das dringendste technische Problem an der PECRIS 5 besteht neben den Überschlügen im Extraktionsbereich in der mangelhaften Temperaturüberwachung und Kühlung der Plasmakammer. Da die Plasmakammer aus Edelstahl die vom Plasma sehr lokal deponierte Energie wegen ihrer geringen Wärmeleitfähigkeit nicht auf große Flächen verteilt, kommt es zu lokal begrenzten starken Aufheizungen der Kammerwand. Dadurch sind zum einen mehrfach Vakuumlecks in der Kammerwand entstanden. Zum anderen wurde der die Kammer umgebende Hexapol so

stark erwärmt, dass seine Magnetisierung teilweise deutlich herabgesetzt wurde, was letztlich einen weiteren Betrieb der PECRIS 5 ohne eine Reparatur des Hexapols sinnlos machte. Die Bedeutung einer zuverlässigen Temperaturüberwachung zur Verhinderung solcher schweren Unfälle ist offensichtlich. Die bisherige Überwachung mit einem in der Nähe eines vermuteten heißen Punkts auf die Plasmakammer geschweißten Thermoelement ist nicht ausreichend.

Mit der PUMAEX-Technik konnte das Magnetfeld an der Extraktionsöffnung der PECRIS 5 für einen kurzen Zeitraum auf etwa 1 T gesenkt werden. Der magnetische Einschluss wird dadurch nur reduziert und nicht vollständig geöffnet, was eine Absenkung des Magnetfeldes auf die Plateaufeldstärke von etwa 0,62 T erfordert. Eine stärkere Öffnung des magnetischen Einschlusses konnte nicht realisiert werden, da zwei Drittel des von der PUMAEX-Spule erzeugten Magnetfeldes aus dem Inneren der Kammer durch in den Wänden der Plasmakammer induzierte Wirbelströme abgeschirmt werden. Bei den bisher erreichbaren Magnetfeldabsenkungen steigt die Höhe der PUMAEX-Pulse näherungsweise linear mit der Abnahme des Magnetfeldes an der Extraktionsöffnung an. Es kann daher eine weitere Steigerung der Pulshöhe bei stärkeren Öffnungen des Einschlusses erwartet werden. Dies kann durch eine Erhöhung der an die PUMAEX-Spule angelegten Spannung erreicht werden, was aber den Neubau eines Pulsgenerators mit höherer Ladespannung erforderlich macht. Eine andere Möglichkeit besteht darin, die PUMAEX-Spule etwas weiter in die Plasmaelektrode hinein zu wickeln, so dass das Magnetfeld der Spule stärker auf den Bereich der Extraktionsöffnung konzentriert ist. Da bisher das Magnetfeld bei maximalem Strom in der PUMAEX-Spule vom Plateau zur Extraktionsöffnung stark ansteigt, könnte dadurch der Einschluss bei gleichem Strom in der Spule und gleicher Windungszahl weiter reduziert werden. Die bisherige Konfiguration der PUMAEX-Spule beruht auf der Zielsetzung, bei vollständiger Öffnung des Einschlusses eine möglichst gleichmäßige Feldstärke zwischen Plateau und Extraktionsöffnung zu erzeugen.

Durch die PUMAEX-Technik konnten an der PECRIS 5 sehr hohe Ionenstrompulse erzeugt werden, vor allem bei den höchsten Ladungszuständen. Über einen Zeitraum von 50 μs konnte ein Strom von 240 μA Ar^{14+} und 49 μA Ar^{16+} beobachtet werden. Diese Ströme liegen weit über den im kontinuierlichen Betrieb von EZR-Ionenquellen erreichten Ionenströmen. Die PUMAEX-Technik ermöglicht damit die Nutzung des in EZR-Quellen vorhandenen Reservoirs von hochgeladenen Ionen, die im normalen Betrieb durch den elektrostatischen Einschluss besonders gut im Plasma gehalten und kaum extrahiert werden können. Mit der zum Vergleich getesteten Afterglow-Technik konnten dagegen bei hohen Ladungszuständen nur schwache und langgezogene Ionenstrompulse beobachtet werden, die nicht über den besten kontinuierlich extrahierten Strömen lagen. Offenbar sind die Stoßraten der Elektronen aufgrund des geringen Drucks bei der Erzeugung hochgeladener Ionen so gering, dass der Afterglow-Effekt nicht zu einer schnellen Entleerung des Ionenreservoirs genutzt werden kann, wie das bei mittleren Ladungszuständen der Fall ist. Die PUMAEX-Technik zeigt sich damit als besonders geeignet, um bei hohen Ladungszuständen intensive Ionenstrompulse zu erzeugen. Die Stabilität der PUMAEX-Pulse war in vielen Fällen sehr gut, auch bei den höchsten erzeugten Pulsen wurden oft Schwankungen der Pulshöhe unter 10 %

beobachtet. Die Stabilität der Pulse wird im Wesentlichen durch Hochspannungsüberschläge im Extraktionsbereich der PECRIS 5 beeinträchtigt, die durch die PUMAEX-Pulse ausgelöst werden, aber auch im Normalbetrieb häufig auftreten. Ohne eine Vermeidung der Überschläge ist auch eine weitere Öffnung des magnetischen Einschlusses nicht sinnvoll, da bei der zur Zeit maximal verfügbaren Öffnung fast immer Überschläge ausgelöst werden. Die Länge der beobachteten PUMAEX-Pulse stimmt mit der Länge des Magnetfeldpulses der PUMAEX-Spule gut überein, es kann vermutet werden, dass die PUMAEX-Pulse durch die Variation der Länge des Magnetfeldpulses verändert und so an das Injektionsfenster eines Beschleunigers angepasst werden können. Zur Erzeugung von Pulsen variabler Länge wäre ein aufwändigerer Pulsgenerator notwendig, damit könnte getestet werden, wie sich unterschiedliche Pulslängen auf die Pulshöhe auswirken.

Zur IZR-Heizung von Ionen in der PECRIS 5 wurde eine Anordnung von vier Stabelektroden entworfen. Ohne Plasma kann damit im Plateau ein elektrisches Wechselfeld mit einer Amplitude von 15 V/cm und einer Frequenz von 1-20 MHz erzeugt werden. Es wurde versucht, die Elektroden so zu platzieren, dass das Plasma möglichst wenig gestört wird. In der Simulation der EZR-geheizten Elektronen treffen nur sehr wenige, aber sehr hochenergetische Elektronen auf die Elektroden, was zu einer deutlichen Reduktion der mittleren Elektronenenergie und -einschlusszeit im Plasma führt. Im Betrieb der PECRIS 5 zeigen sich diese Verluste durch ein starkes Glühen der Aluminiumoxidschicht der Elektroden bei hoher Mikrowellenleistung. Die IZR-Heizung wurde daher zunächst nur bei geringer Mikrowellenleistung getestet, die absoluten Ströme hochgeladener Ionen waren daher bei den Experimenten sehr niedrig, und es ist fraglich, ob die Ergebnisse auf den für hochgeladene Ionen optimierten Betrieb übertragen werden können. Geplante Versuche mit hoher Mikrowellenleistung konnten wegen eines Defekts des Mikrowellenverstärkers nicht mehr durchgeführt werden.

Durch die IZR-Heizung von Argonionen wurden die Ströme der Ladungszustände im Bereich des geheizten Zustandes reduziert, während die Ströme höherer Ladungszustände zum Teil stark zunahmen. Dies wird als eine Erhöhung der Einschlusszeit der Ionen durch die IZR-Heizung interpretiert und stellt einerseits eine interessante Technik zur Erhöhung der Ströme hochgeladener Ionen einer EZR-Ionenquelle dar. Andererseits wird dadurch die für Fusionsexperimente in magnetischen Trögen grundlegende Möglichkeit eines magnetischen Einschlusses von Ionen demonstriert. Auch das Eindringen eines elektrischen Wechselfeldes weit unterhalb der Cut-Off-Frequenz in ein EZR-Plasma wird durch diese Experimente bewiesen, da die geheizten hohen Ladungszustände in der PECRIS 5 nur sehr nahe der Achse vorhanden sind. Die IZR-Heizung wurde außerdem an Plasmen leichter Ionen, die den Plasmen für Fusionsexperimente ähnlicher sind als ein Argonplasma, getestet. Es ergab sich eine starke Beeinflussung sowohl eines Wasserstoff- als auch eines Heliumplasmas, bei der die Ionenströme in weiten Frequenzbereichen der IZR-Heizung stark reduziert wurden. Die leichten Ionen sind im Gegensatz zu hochgeladenen Ionen in der ganzen Plasmakammer vorhanden und können daher bei verschiedenen Magnetfeldern in einem großen IZR-Frequenzbereich geheizt werden. Insgesamt werden die Beobachtungen aber viel weniger verstanden als bei der IZR-Heizung von Argon. Für einen direkten Nach-

weis der IZR-Heizung wurde versucht, die Energie der extrahierten Ionen zu messen. Wegen großer Probleme mit dem benutzten elektrostatischen Energieanalysator und der angesprochenen prinzipiellen physikalischen Probleme einer solchen Messung kann aber nicht mit Sicherheit gesagt werden, ob die in den wenigen vorhandenen Messungen gefundene Energieerhöhung der Ionen real ist.

Anhang A:

Elektrische Felder

ausgewählter Hohlraummoden

In diesem Anhang werden die elektrischen Felder einiger Hohlraummoden, die im gewünschten Frequenzbereich zwischen 17 und 18 GHz in der Plasmakammer der PECRIS 5 möglich sind, graphisch dargestellt. Damit soll eine anschauliche Hilfe für das Verständnis, welche Hohlraummoden für die EZR-Heizung geeignet sind, gegeben werden. Die analytischen Formeln, mit denen die dargestellten Felder berechnet wurden, finden sich zum Beispiel in [Jac75,S.353ff]. Es wurde eine ideale zylindrische Plasmakammer mit einer Länge von 340 mm und einem Durchmesser von 72,9 mm angenommen. Die angegebenen Feldamplituden F gelten für Hohlraummoden mit einer gesamten elektrischen Feldenergie [GKV98,S.289]:

$$E = \frac{1}{2} \cdot \epsilon_0 \cdot \int_V F^2 dV = 10^{-11} \text{ J} \quad (\text{A.1})$$

Dabei ist V das Volumen der Plasmakammer.

Bei einer Resonatorgüte der Plasmakammer G von 10 entspricht diese Feldenergie bei einer Frequenz ν von 20 GHz einer zugeführten Leistung von [GKV98,S.141]:

$$P = \frac{E \cdot \nu}{G} = 20 \text{ mW} \quad (\text{A.2})$$

Da die Feldstärke einer Mode proportional zur Quadratwurzel der Feldenergie der Mode und damit der Leistung ist, sind die Feldstärken bei der maximalen Mikrowellenleistung in der PECRIS 5 von 500 W etwa das 160-fache der angegebenen Werte. Die $H_{1,1,39}$ Mode zum Beispiel hat dann eine maximale Feldamplitude von etwa 130 V/cm und eine über die ganze Plasmakammer gemittelte Feldamplitude von 66 V/cm.

Die $H_{1,1,39}$ -Mode

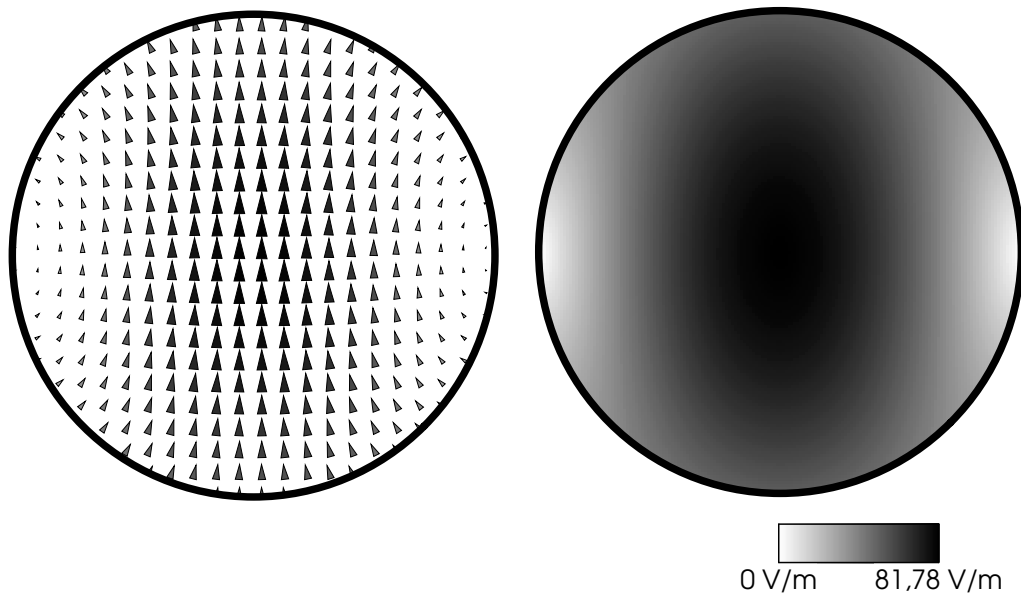


Abbildung A.1: Feldvektoren und Amplitude des elektrischen Feldes der $H_{1,1,39}$ -Mode. Gezeigt ist ein Querschnitt durch die Plasmakammer in einer Ebene maximalen Feldes. Eine H-Mode hat keine elektrischen Feldkomponenten in axialer Richtung. Längs der Achse variiert das elektrische Feld mit $\sin(39\pi z/L)$, wobei z die Position auf der Achse und L die Länge der Plasmakammer ist. Die Resonanzfrequenz beträgt 17,4 GHz. Das gezeigte Feld, auch der Betrag, gilt auch für alle anderen $H_{1,1,Z}$ -Moden.

Die $H_{1,2,36}$ -Mode

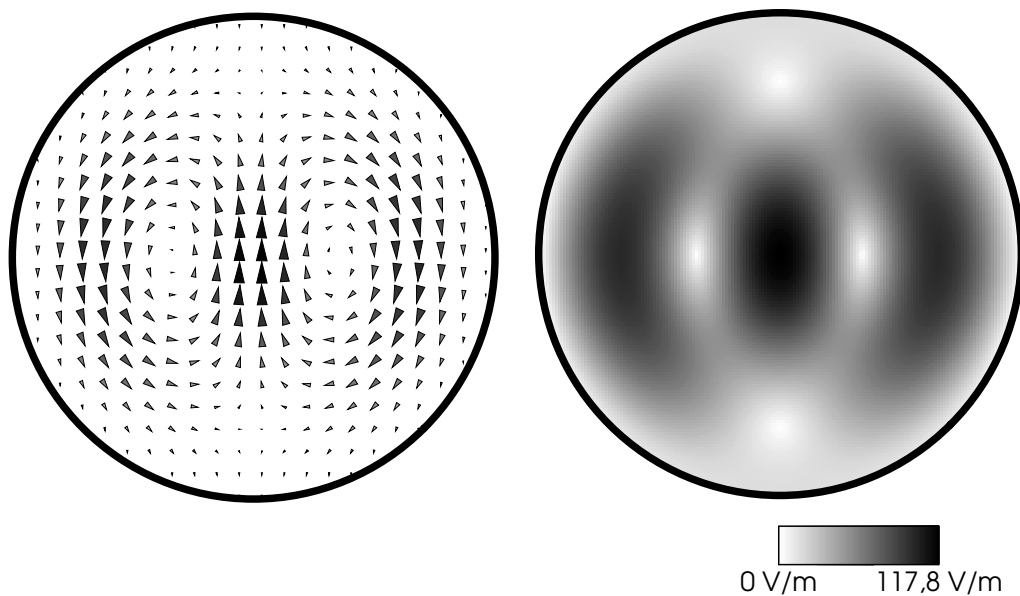


Abbildung A.2: Feldvektoren und Amplitude des elektrischen Feldes der $H_{1,2,36}$ -Mode. Gezeigt ist ein Querschnitt durch die Plasmakammer in einer Ebene maximalen Feldes. Eine H-Mode hat keine elektrischen Feldkomponenten in axialer Richtung. Längs der Achse variiert das elektrische Feld mit $\sin(36\pi z/L)$, wobei z die Position auf der Achse und L die Länge der Plasmakammer ist. Die Resonanzfrequenz beträgt 17,3 GHz. Das gezeigte Feld, auch der Betrag, gilt auch für alle anderen $H_{1,2,Z}$ -Moden.

Die $H_{0,1,38}$ -Mode

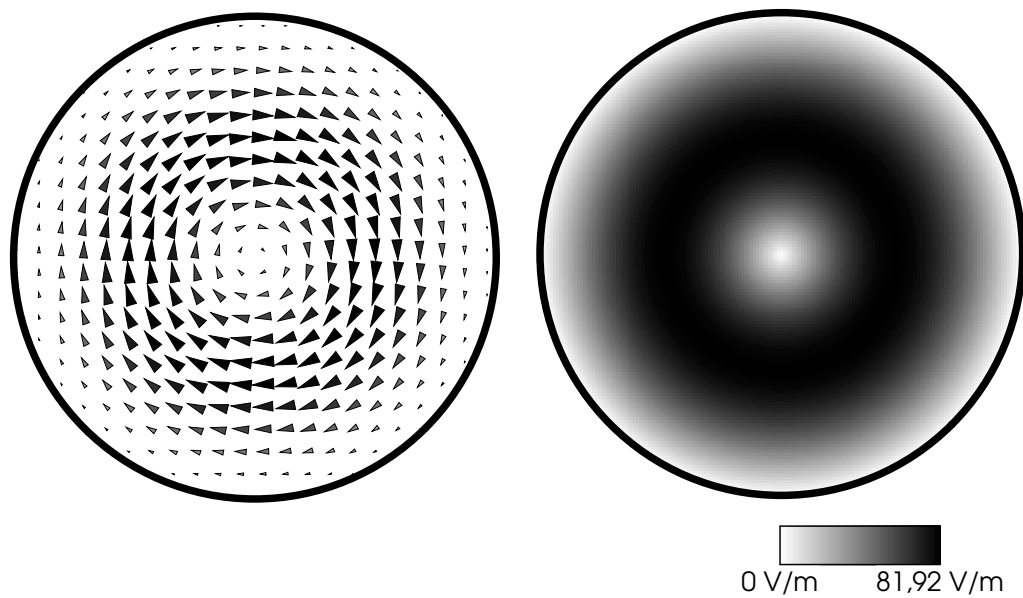


Abbildung A.3: Feldvektoren und Amplitude des elektrischen Feldes der $H_{0,1,38}$ -Mode. Gezeigt ist ein Querschnitt durch die Plasmakammer in einer Ebene maximalen Feldes. Eine H-Mode hat keine elektrischen Feldkomponenten in axialer Richtung. Längs der Achse variiert das elektrische Feld mit $\sin(38\pi z/L)$, wobei z die Position auf der Achse und L die Länge der Plasmakammer ist. Die Resonanzfrequenz beträgt 17,5 GHz. Das gezeigte Feld, auch der Betrag, gilt auch für alle anderen $H_{0,1,Z}$ -Moden.

Die $H_{2,2,34}$ -Mode

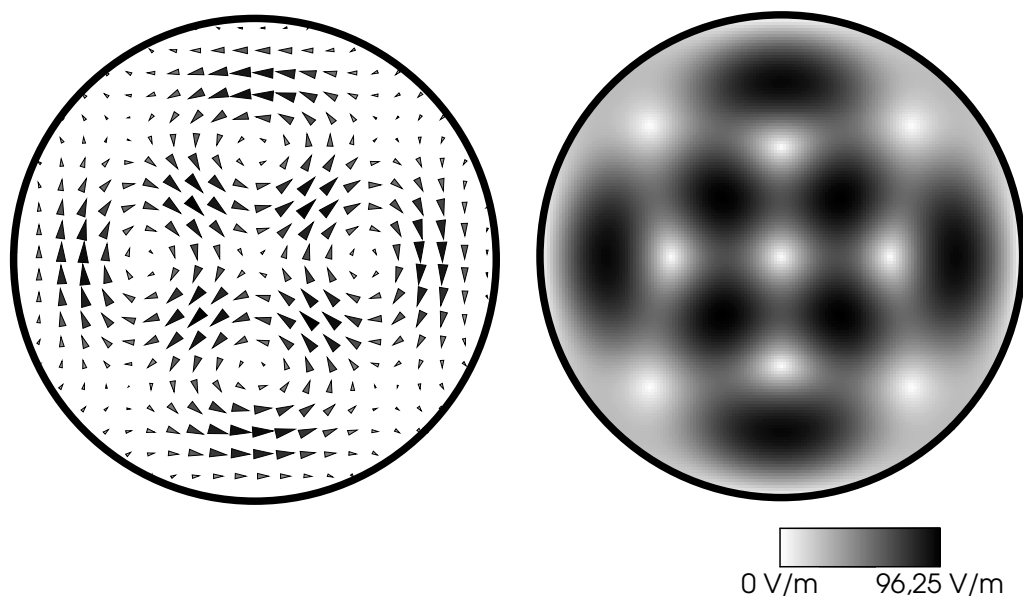


Abbildung A.4: Feldvektoren und Amplitude des elektrischen Feldes der $H_{2,2,34}$ -Mode. Gezeigt ist ein Querschnitt durch die Plasmakammer in einer Ebene maximalen Feldes. Eine H-Mode hat keine elektrischen Feldkomponenten in axialer Richtung. Längs der Achse variiert das elektrische Feld mit $\sin(34\pi z/L)$, wobei z die Position auf der Achse und L die Länge der Plasmakammer ist. Die Resonanzfrequenz beträgt 17,4 GHz. Das gezeigte Feld, auch der Betrag, gilt auch für alle anderen $H_{2,2,Z}$ -Moden.

Die $E_{0,3,30}$ -Mode

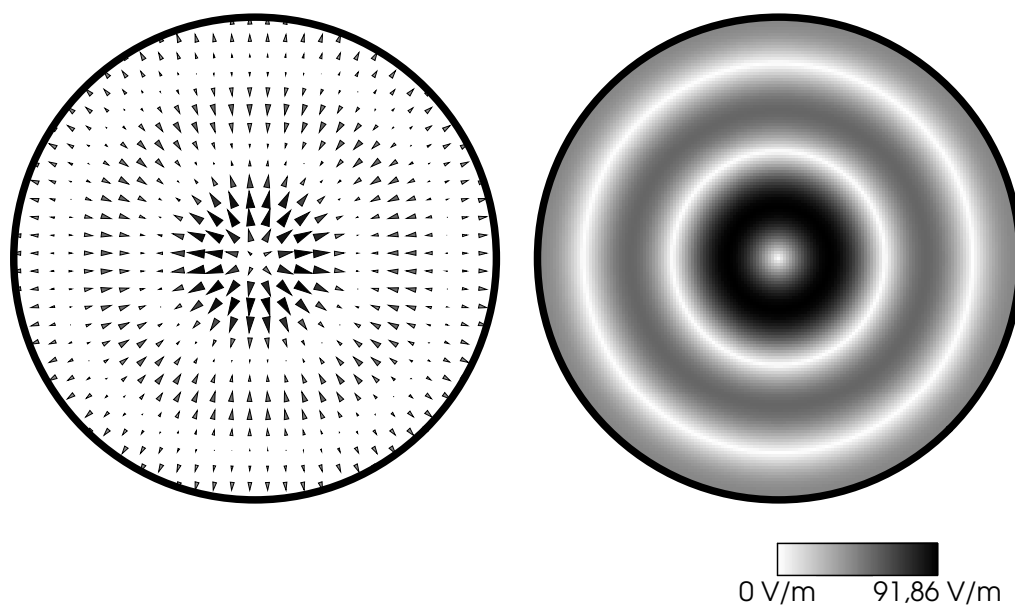


Abbildung A.5: Feldvektoren und Amplitude des elektrischen Feldes der $E_{0,3,30}$ -Mode. Gezeigt ist ein Querschnitt durch die Plasmakammer in einer Ebene mit maximaler Feldstärke senkrecht zur Achse. Die Resonanzfrequenz beträgt 17,4 GHz.

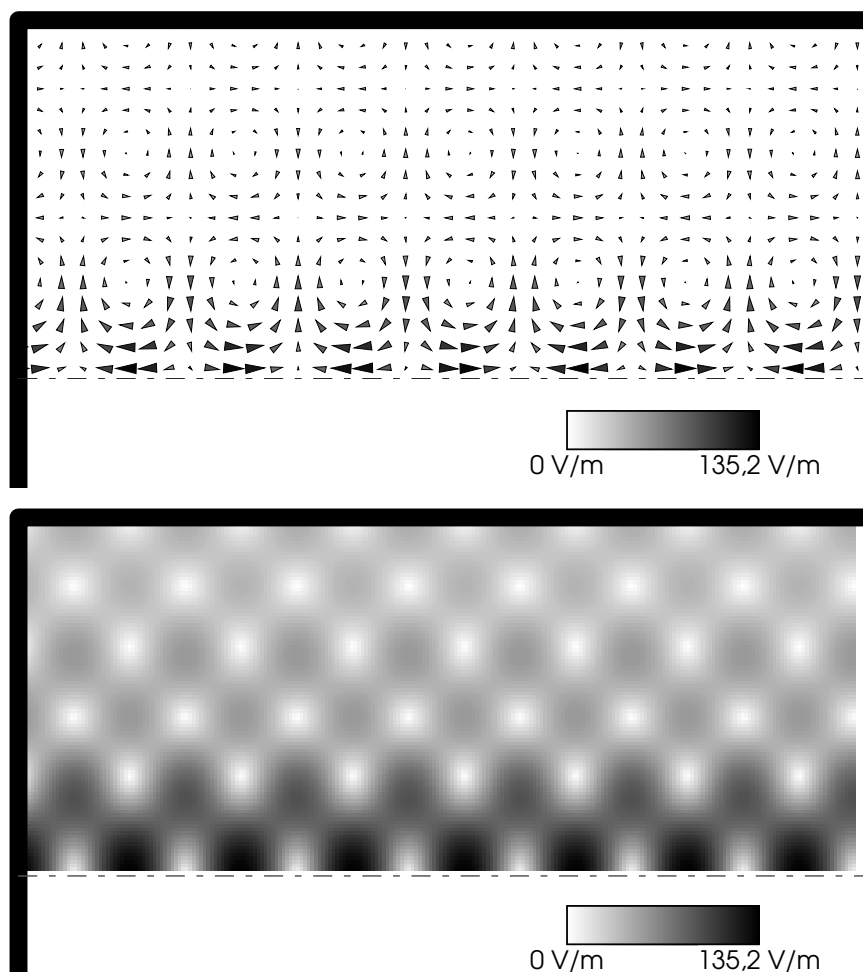


Abbildung A.6: Feldvektoren und Amplitude des elektrischen Feldes der $E_{0,3,30}$ -Mode. Gezeigt ist ein Längsschnitt durch die Plasmakammer. Die untere Grenze der Felddarstellungen ist jeweils die Achse der Plasmakammer. Die gezeigte Breite entspricht einem Viertel der Länge der Kammer.

Anhang B:

Flugzeit der Ionen

In der nicht relativistischen Näherung kann die Geschwindigkeit eines Ions v wie folgt aus der Extraktionsspannung V und der Ionenladung q und -masse m berechnet werden.

$$v = \sqrt{\frac{2 \cdot q \cdot V}{m}} \quad (\text{B.1})$$

Bei einer Extraktionsspannung von 20 kV benötigen die extrahierten Ionen für die knapp 2 m lange Flugstrecke zwischen Plasmameniskus und Faraday-Becher nur wenige Mikrosekunden. Für Argonionen ergeben sich folgende Zeiten:

Ladungszustand	Flugzeit / μs
1+	6,5
4+	3,2
8+	2,3
12+	1,9
16+	1,6

Anhang C:

Akzeptanzbereich der Ionenstrommessung

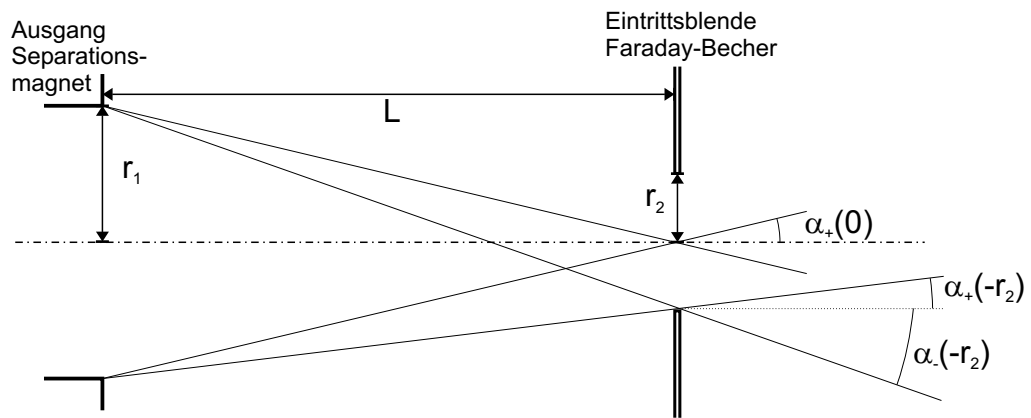


Abbildung C.1: Skizze zur Berechnung des vom Faraday-Becher akzeptierten Emittanzbereichs.

Da der Vakuumkammer im Separationsmagneten einen rechteckigen Querschnitt hat, während die Eintrittsblende des Faraday-Bechers kreisförmig ist, ist der Akzeptanzbereich des Faraday-Bechers richtungsabhängig. Es wird hier nur eine horizontale Schnittebene und eine vertikale Schnittebene betrachtet. Die beiden Ebenen unterscheiden sich nur durch die unterschiedliche Ausdehnung der Magnetkammer, die folgende Herleitung gilt daher für beide Ebenen, es müssen lediglich am Ende unterschiedliche Werte für r_1 eingesetzt werden.

Ionentrajektorien, die durch die Mitte der Blende des Faraday-Bechers verlaufen, können maximal einen Winkel $\alpha(0) = \alpha_+(0) = -\alpha_-(0)$ in beide Richtungen zur Strahlachse aufweisen, da die Trajektorien geradlinig aus dem Separationsmagneten stammen müssen. Der Winkel kann aus der Ausdehnung der Magnetkammer r_1 und dem Abstand von Blende und Austritt aus dem Separationsmagneten berechnet

werden. Da es sich um sehr kleine Winkel handelt, kann die Näherung $\arctan(x) = x$ verwendet werden:

$$\alpha(0) = \frac{r_1}{L} \quad (\text{C.1})$$

Am unteren Rand der Blende ergibt sich für die Winkel:

$$\alpha_-(-r_2) = -\frac{r_1 + r_2}{L} \quad (\text{C.2})$$

$$\alpha_+(-r_2) = \frac{r_1 - r_2}{L} \quad (\text{C.3})$$

Für einen beliebigen Abstand x einer Trajektorie von der Strahlachse in der Blende des Faraday-Bechers gilt:

$$\alpha_-(x) = -\frac{r_1 - x}{L} \quad (\text{C.4})$$

$$\alpha_+(x) = \frac{r_1 + x}{L} \quad (\text{C.5})$$

Für den Winkelbereich $\Delta\alpha$, in dem alle Trajektorien liegen müssen, folgt:

$$\Delta\alpha(x) = \alpha_+(x) - \alpha_-(x) = 2 \frac{r_1}{L} \quad (\text{C.6})$$

Die Trajektorien verlaufen alle durch die Blende des Faraday-Bechers, liegen also in dem Ortsbereich $\Delta r = 2 r_2$. Die Akzeptanzfläche des Faraday-Bechers im Phasenraum hat damit die Größe:

$$A(\Delta r, \Delta\alpha) = \Delta r \cdot \Delta\alpha = 4 \frac{r_1 \cdot r_2}{L} \quad (\text{C.7})$$

Der Abstand zwischen Austritt aus dem Separationsmagneten und der Blende des Faraday-Bechers beträgt $L = 860$ mm. Die Blende des Faraday-Bechers hat den Radius $r_2 = 10$ mm, die Höhe der Vakuumkammer im Separationsmagneten

beträgt 42 mm, das heißt $r_1 = 21$ mm. Die maximale Emittanz eines gemessenen Ionenstroms in vertikaler Richtung beträgt also [Gel96,S.303f]:

$$\varepsilon_v = \frac{A(\Delta r, \Delta\alpha)}{\pi} \approx 310 \text{ mm mrad} \quad (\text{C.8})$$

In horizontaler Richtung hat die Magnetkammer eine Ausdehnung von 80 mm, es gilt also $r_2 = 40$ mm und

$$\varepsilon_h = \frac{A(\Delta r, \Delta\alpha)}{\pi} \approx 590 \text{ mm mrad} \quad (\text{C.9})$$

Die normalisierte Emittanz, die zum Vergleich der Strahlqualität bei verschiedenen Ionenenergien benutzt wird, kann im nicht relativistischen Fall wie folgt berechnet werden [Gel96,S.306]:

$$\varepsilon_n = \frac{v}{c} \cdot \frac{A(\Delta r, \Delta\alpha)}{\pi} \quad (\text{C.10})$$

Dabei ist v die Geschwindigkeit der Ionen und c die Lichtgeschwindigkeit.

Anhang D:

Dichte des in die PECRIS 5 injizierten Elektronenstrahls

Für diese Abschätzung der Elektronenstrahldichte wird ein mit einer Energie von 100 eV in die Plasmakammer injizierter Elektronenstrahl betrachtet. Der Elektronenstrom wird mit 4 mA angenommen, der die Plasmakammer nach Reflexion am Extraktionspotential ein zweites Mal durchläuft. Beim Durchlaufen des von der Injektionsseite zum Plateau abnehmenden Magnetfeldes wird Rotationsenergie der Elektronen in Translationsenergie umgewandelt. Da das magnetische Moment der Elektronen konstant bleibt, muss die Rotationsenergie der Elektronen um den gleichen Faktor abnehmen wie das Magnetfeld, etwa um einen Faktor 0,4. Im Plateau kann die Rotationsenergie also höchstens 40 % der Gesamtenergie ausmachen. Da wahrscheinlich ein großer Teil der Elektronen auch im Magnetfeldmaximum eine nicht unerhebliche Transversalenergie besitzt, wird ein Rotationsenergieanteil von 20 % angenommen. Das Magnetfeld im Plateau der PECRIS 5 beträgt etwa 0,65 T, was zu einem Zyklotronradius der Elektronen

$$r_z = \frac{m_e \cdot v}{e \cdot B} = 0,023 \text{ mm} \quad (\text{D.1})$$

führt.

Da das Magnetfeld der PECRIS 5 von der Elektronenkanone zur Plasmakammer um das 700-fache zunimmt, nähern sich die von der Elektronenkanone kommenden Magnetfeldlinien sehr stark der Achse der Quelle. In der Plasmakammer rotieren daher die an die Feldlinien gebundenen Elektronen näherungsweise um die Achse. Aus dem Zyklotronradius der Elektronen ergibt sich somit die Querschnittsfläche A des Elektronenstrahls zu $1,7 \cdot 10^{-9} \text{ m}^2$.

Die Transversalgeschwindigkeit $v_{\parallel}$ des Elektronenstrahls ergibt sich aus der angenommenen Transversalenergie von 80 eV zu 5300 km/s. Da die Elektronen von dem Ionen-Extraktionspotential auf der Extraktionsseite der Plasmakammer reflektiert werden, durchqueren sie die Plasmakammer mindestens zweimal, auch wenn sie nicht durch die EZR-Heizung in dem magnetischen Trog eingeschlossen wer-

den. Der Elektronenstrom in der Plasmakammer I entspricht daher mindestens dem doppelten injizierten Strom. Für die Elektronendichte des Strahls ergibt sich damit:

$$\varsigma = \frac{I}{e \cdot v_{\parallel} \cdot A} = 5,6 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3} \quad (\text{D.2})$$

Anhang E:

Abschirmung von

Röntgenstrahlung in Blei

Die Messungen der Röntgenstrahlung an der PECRIS 5 wurden zum großen Teil hinter einer Bleiabschirmung von $x = 15$ cm Stärke durchgeführt. Die folgende Tabelle gibt die Abschwächung von Röntgenstrahlung verschiedener Energien durch eine solche Bleischicht an. Für die Berechnung wurden die in der zweiten Spalte stehenden Abschwächungskoeffizienten μ verwendet [NIS96]. Für die Abschwächung gilt:

$$\frac{I}{I_0} = \exp(-\mu \cdot \varsigma \cdot x) \quad (\text{E.1})$$

Dabei ist $\varsigma = 11,3 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$ die Dichte von Blei.

Röntgenenergie / keV	Abschwächungs- koeffizient / g/cm ³	Abschwächung nach 10 cm	Abschwächung nach 15 cm
100	5,55		
200	2,01	$1,5 \cdot 10^{-99}$	$5,5 \cdot 10^{-149}$
200	0,99	$1,0 \cdot 10^{-49}$	$3,1 \cdot 10^{-74}$
300	0,43	$1,7 \cdot 10^{-20}$	$201 \cdot 10^{-30}$
400	0,23	$4,0 \cdot 10^{-12}$	$7,9 \cdot 10^{-18}$
600	0,13	$7,5 \cdot 10^{-7}$	$6,5 \cdot 10^{-10}$
800	0,089	$4,4 \cdot 10^{-5}$	$2,9 \cdot 10^{-7}$
1000	0,071	$3,2 \cdot 10^{-4}$	$5,9 \cdot 10^{-6}$
1500	0,052	$2,7 \cdot 10^{-3}$	$1,4 \cdot 10^{-4}$
2000	0,046	$5,5 \cdot 10^{-3}$	$4,1 \cdot 10^{-4}$

Anhang F:

Ablenkung des Ionenstrahls im PUMAEX-Puls

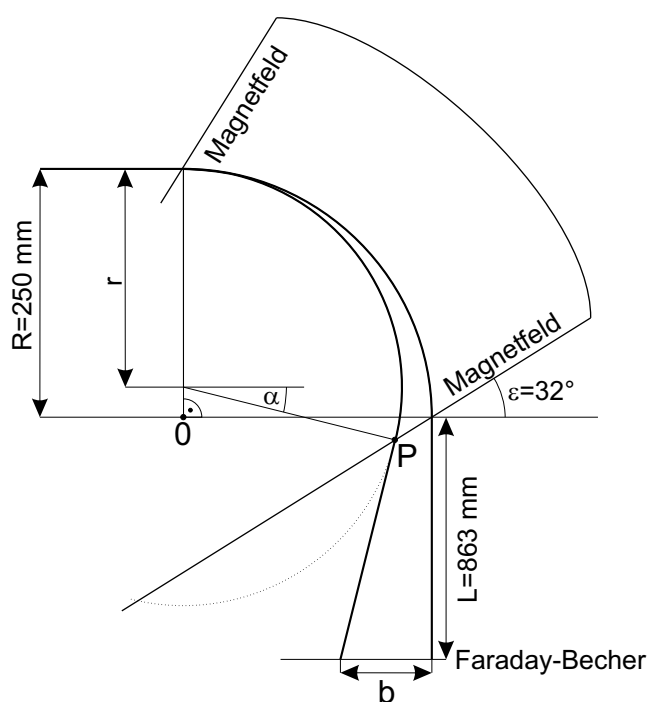


Abbildung F.1: Skizze zur Berechnung der Ablenkung des Ionenstrahls durch ein Absinken der Extraktionsspannung.

Bei einem Absinken der Extraktionsspannung um 1 % nimmt die Geschwindigkeit des Ionenstrahls aufgrund des quadratischen Zusammenhangs von Energie und Geschwindigkeit nur um etwa $1 - \sqrt{0,99} \approx 0,5 \%$ ab. Der zur Geschwindigkeit der Ionen proportionale Bahnradius r der Ionen im Magnetfeld B des Separationsmagneten zeigt die gleiche relative Änderung. Bei einem Bahnradius vor der Absenkung der Extraktionsspannung von $R = 250 \text{ mm}$, das entspricht einer Ablenkung des Strahls um 90° , beträgt der Radius des Strahls nach der Absenkung $r = 248,7 \text{ mm}$, wie in Abbildung F.1 dargestellt. Durch den kleineren Bahnradius wird der Strahl im Separationsmagneten stärker abgelenkt, dabei wird durch die

Neigung der Austrittsebene des Strahls aus dem Magnetfeld von $\varepsilon = 32^\circ$ gegenüber der Strahlsenkrechten der Weg des Strahls im Magnetfeld noch verlängert und die Ablenkung verstärkt.

Der neue Austrittspunkt des Strahls P kann als Schnittpunkt der Kreisbahn des neuen Strahls und der Austrittsebene berechnet werden. Dazu werden die Punkte im Folgenden als zweidimensionale Vektoren geschrieben, wobei die erste Koordinate in Abbildung F.1 der waagerechten Richtung zuzuordnen ist und die zweite Koordinate der senkrechten Richtung. Wird der Ortsursprung in den Kreismittelpunkt O des Strahls vor der Absenkung gesetzt, so werden die Punkte der Kreisbahn $\vec{x}_k$ des neuen Strahls durch die folgende Kreisgleichung beschrieben:

$$[\vec{x}_k - \vec{k}_0]^2 = r^2 \quad (F.1)$$

Dabei gilt für den Kreismittelpunkt

$$\vec{k}_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ R - r \end{pmatrix} \quad (F.2)$$

Die in der Strahlebene liegenden Punkte $\vec{x}_s$ der Austrittsebene können als Gerade parametrisiert werden mit dem Parameter s :

$$\vec{x}_s = \begin{pmatrix} R \\ 0 \end{pmatrix} + s \begin{pmatrix} \cos(\varepsilon) \\ \sin(\varepsilon) \end{pmatrix} \quad (F.3)$$

Um den Schnittpunkt zu bestimmen, wird $\vec{x}_k = \vec{x}_s$ gesetzt und Gleichung F.3 in Gleichung F.1 eingesetzt:

$$s^2 \begin{pmatrix} \cos(\varepsilon) \\ \sin(\varepsilon) \end{pmatrix}^2 + 2s \begin{pmatrix} \cos(\varepsilon) \\ \sin(\varepsilon) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} R \\ r - R \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} R \\ r - R \end{pmatrix}^2 = r^2 \quad (F.4)$$

Nach Ausführung der Skalarprodukte ergibt sich folgende quadratische Gleichung:

$$s^2 + 2[\cos(\varepsilon) \cdot R + \sin(\varepsilon) \cdot (r - R)] \cdot s + R^2 + r^2 - 2r \cdot R = r^2 \quad (F.5)$$

Mit den oben angegebenen Werten sind die Lösungen dieser Gleichung $s = 421 \text{ mm}$ und $s = 1,488 \text{ mm}$ ⁸⁹. Aus der Zeichnung ist ersichtlich, dass die gesuchte Lösung näher am ursprünglichen Austrittspunkt des Strahls liegt. Der

89. Aufgrund des einheitenlosen Richtungsvektors in Gleichung F.3 hat s formal die Einheit Millimeter. Da der Richtungsvektor ein Einheitsvektor ist, gibt s den Abstand von dem Austrittspunkt des Strahls vor der Absenkung der Extraktionsspannung an.

kleinere Wert für s muss also benutzt werden. Mit Gleichung F.3 kann nun der neue Austrittspunkt $\vec{P}$ berechnet werden:

$$\vec{P} = \begin{pmatrix} 248,7 \\ -0,788 \end{pmatrix} \text{ mm} \quad (\text{F.6})$$

Für den zusätzlichen Ablenkwinkel ergibt sich daraus

$$\alpha = 0,470^\circ \quad (\text{F.7})$$

Aus diesem Winkel und dem Austrittspunkt kann die Ablenkung des Ionenstrahls durch das Absinken der Extraktionsspannung an der Eintrittsblende des Faraday-Bechers einfach berechnet werden

$$b = 8,3 \text{ mm} \quad (\text{F.8})$$

Die Neigung der Austrittsebene des Separationsmagneten hat auf dieses Ergebnis einen deutlichen Einfluss. Bei einer zur Strahlebene senkrechten Austrittsebene ergibt sich eine Ablenkung von nur 5,6 mm. Für die Ablenkung des Strahls an der vertikalen Spaltblende vor dem Faraday-Becher liefert die genaue Rechnung einen Wert von 7,5 mm.

Literaturverzeichnis:

- [Ada94] P.R. ADAM: *Die Bedeutung und Berechnung des Magnetfeldes einer EZR-Ionenquelle*. Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Westfälische Wilhelms-Universität Münster (1994).
- [AL99] G. D. ALTON, Y. LIU: *Enhancing the performances of ECR ion sources*. Proceedings of the 2003 Particle Accelerator Conference (PAC'03), publiziert im WWW: <http://accelconf.web.cern.ch/accelconf/p99/PAPERS/WEA1.PDF> (2003).
- [ALI00] *A Large Ion Collider Experiment at CERN LHC*. Publiziert im WWW: <http://alice.web.cern.ch/Alice/AliceNew/> (2000).
- [Ale98] J.G. ALESSI: *Report on the workshop on ion sources for hadron colliders*. Review of Scientific Instruments, **69**, 1040 (1998).
- [Alb03] B. ALBERS: *Konstruktion der Plateau-ECRIS V und erste Untersuchung ihrer Röntgenstrahlung*. Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Westfälische Wilhelms-Universität Münster (2002).
- [And04] H.J. ANDRÄ: Private Kommunikation.
- [AS94] G.D. ALTON, N.D. SMITHE: *Design studies for an advanced ECR ion source*. Review of Scientific Instruments, **65**, 775 (1994).
- [Bar64] A.E. BARRINGTON: *High Vacuum Engineering*. 2. Auflage, Prentice-Hall Inc., Englewood Cliffs, N.J., USA (1964)
- [BCG02] J.L. BULY, J.C. CURDY, R. GELLER, S.V. GOLUBLEV, A. LACOSTE, T. LAMY, P. SOLE, P. SORTAIS, S.V. RAZIN, J.L. VIEUX-ROCHAZ, T. THUILLIER, A.V. VODOPYANOV, V.G. ZORIN: *High current density production of multicharged ions with ECR plasma heated by gyrotron transmitter*. Review of Scientific Instruments, **73**, 528 (2002).
- [CEA04] COMMISSARIAT À L'ENERGIE ATOMIQUE: *Ion sources*. Publiziert im WWW: http://www-drfrm.ccea.fr/SBT/web_sbt/ve/ions_e.htm (2004).
- [CST99] GESELLSCHAFT FÜR COMPUTER-SIMULATIONSTECHNIK M.B.H. (CST): *Mafia Manual Version 4*. Darmstadt (1999).
- [Cza75] W.A. CZANDERNA: *Methods and Phenomena 1: Methods of surface analysis*. Elsevier Scientific Publishing, Amsterdam (1975).
- [Die58] K.DIELS (Herausgeber): *Leybold-Vakuum-Taschenbuch*. Springer-Verlag, Berlin (1958).
- [DKGB00] G. DOUYSET, H. KHODJA, A. GIRARD, J.P. BRIAND: *Highly charged ion densities and ion confinement properties in an electron-cyclotron-resonance ion source*. Physical Review E, **61**, 3015 (2000)
- [DKM+98] A.G. DRENTJE, H.R. KREMERS, J. MULDER, J. SIJBRING: *Ion sources at the KVI*. Review of Scientific Instruments, **69**, 728 (1998).

- [Duc99] J. DUCRÉE: *Dynamik hyperthermischer hochgeladener Ionen an Oberflächen*. Dissertation, Westfälische Wilhelms-Universität Münster (1999).
- [EBD+03] H. EICKHOFF, R. BÄR, A. DOLINSKII, TH. HABERER, B. SCHLITT, P. SPILLER, U. WEINRICH: *HICAT - The german hospital-based light ion cancer therapy project*. Proceedings of the 2003 Particle Accelerator Conference (PAC'03), publiziert im WWW: <http://accelconf.web.cern.ch/accelconf/p03/PAPERS/FOAA002.PDF> (2003).
- [FPP+98] A. FABRIS, C. PASOTTI, P. PITTANA, M. SVANDRLIK, P. CRAIEVICH: *Field measurements of the ELETTRA cavity high order modes*. Proceedings of EPAC'98, publiziert im WWW: <http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/e98/PAPERS/TUP20C.PDF> (1998).
- [GCC+01] S. GAMMINO, G. CIAVOLA, L. CELONA, D. HITZ, A. GIRARD, G. MELIN: *Operation of the SERSE superconducting electron cyclotron resonance ion source at 28 GHz*. Review of Scientific Instruments, **72**, 11 (2001).
- [GCC+99] S. GAMMINO, G. CIAVOLA, L. CELONA, M. CASTRO, F. CHINES, S. MARLETTA: *18 GHz upgrading of the superconduction electron cyclotron resonance ion source SERSE*. Review of Scientific Instruments, **70**, 3577 (1999).
- [Gel96] R. GELLER: *Electron cyclotron resonance ion sources and ECR plasmas*. Institute of Physics Publishing, Bristol and Philadelphia (1996).
- [Gel02] R. GELLER: *30 years of high charged ECRIS development*. Proceedings of ECRIS'02 workshop, University of Jyväskylä, Finland (2002).
- [GHU99] P. GRÜBLING, J. HOLLANDT, G. ULM: *The electron cyclotron resonance light source assembly of PTB - ELISA*. Proceedings of the 14th International Workshop on ECR Sources (ECRIS'99), CERN, Switzerland, Seite 54 (1999).
- [GHU99a] P. GRÜBLING, J. HOLLANDT, G. ULM: Private Kommunikation
- [GHU02] P. GRÜBLING, J. HOLLANDT, G. ULM: *Topography of an electron cyclotron resonance plasma in the vacuum-ultraviolet spectral range*. Review of Scientific Instruments, **73**, 614 (2002).
- [GJ82] R. GELLER, B. JACQUOT: *MINIMAFIOS, pulsed ion source for completely stripped ion beam*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, **202**, 399 (1982)
- [GKV98] CH. GERTHSEN, H.O. KNESER, H. VOGEL: *Physik*. Springer Verlag, Berlin, 16. Auflage (1989).
- [GSD92] S. GAMMINO, J. SIJBRING, A.G. DRENTJE: *Experiment with a biased disk at the K.V.I. ECRIS*. Review of Scientific Instruments, **63**, 2872 (1992).

-
- [HCM02] D. HITZ, D. CORMIER, J.M. MATHONNET: *A new room temperature ECR ion source for accelerator facilities*. Proceedings of EPAC'02, Paris, publiziert im WWW: <http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/e02/PAPERS/THPRI005.pdf> (2002).
- [HCM+02] D. HITZ, D. CORMIER, J. M. MATHONNET, A. GIRARD, G. MELIN, F. LANSAGUE, K. SEREBRENIKOV, L.T. SUN: *Grenoble Test Source: A multipurpose room temperature ECRIS*. Proceedings of ECRIS'02 workshop, University of Jyväskylä, Finnland, Seite 53 (2002).
- [Hal80] K. HALBACH: *Design of permanent multipole magnets with oriented rare earth cobalt material*. Nuclear Instruments and Methods, **169**, 1 (1980).
- [Hei02] A. HEINEN: *Untersuchung des Verhaltens von resonant beschleunigten Elektronen in stationären Elektron-Zyklotron-Resonanz-Plasmen*. Dissertation, Westfälische Wilhelms-Universität Münster (2002).
- [Hei97] A. HEINEN: *Effiziente Simulation von Nichtgleichgewichts-Plasmen und deren Anwendung auf EZR-Ionenquellen*. Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Westfälische Wilhelms-Universität Münster (1997).
- [HH96] H. HASEROTH, C.E. HILL: *Multicharged ion sources for pulsed accelerators*. Review of Scientific Instruments, **67**, 945 (1996).
- [HHM+00] N. HAYASHIZAKI, T. HATTORI, SH. MATSUI, H. TOMIZAWA, T. YOSHIDA, K. ISOKAWA, A. KITAGAWA, M. MURAMATSU, S. YAMADA, M. OKAMURA: *Compact injector with alternating phase focussing-interdigital H-mode linac and superconducting electron cyclotron resonance ion source for heavy ion cancer therapy*. Review of Scientific Instruments, **71**, 990 (2000).
- [HKS+02] C.E. HILL, D. KÜCHLER, R. SCRIVENS, F. WENANDER: *Studies on ECR4 for the CERN ion program*. Review of Scientific Instruments, **73**, 564 (2002).
- [HL96] C.E. HILL, K. LANGBEIN: *Pulsed ECR source in afterglow operation at CERN*. Review of Scientific Instruments, **67**, 1328 (1996).
- [HRD+98] A. HEINEN, M. RÜTHER, J. DUCRÉE, J. LEUKER, J. MROGENDA, H.W. ORTJOHANN, E. RECKELS, CH. VITT, H.J. ANDRÄ: *Successful modeling, design and test of electron cyclotron resonance ion sources*. Review of Scientific Instruments, **69**, 729 (1998).
- [HRO99] A. HEINEN, M. RÜTHER, H.W. ORTJOHANN, CH. VITT, S. RHODE, H.J. ANDRÄ: *Heating and trapping of electrons in ECRIS, from scratch to afterglow*. Proceedings of the 14th International Workshop on ECR Sources (ECRIS'99), CERN, Switzerland, Seite 224 (1999).
- [HVA99] A. HEINEN, CH. VITT, H.J. ANDRÄ: *Density and energy density distributions of electrons in compact ECRIS*. Physica Scripta **T80**, 517 (1999).

- [HVA02] A. HEINEN, CH. VITT, H.J. ANDRÄ: *Simulation of ECRIS*. Proceedings of ECRIS'02 workshop, University of Jyväskylä, Finnland, Seite 85 (2002).
- [Jac75] J.D. JACKSON: *Classical electrodynamics*. John Wiley & Sons, New York (1975).
- [Jan92] JANZEN: *Plasmatechnik Grundlagen Anwendungen Diagnostik*. Hüthig Buchverlag GmbH, Heidelberg (1992).
- [Kah04] M. KAHNT: *Ionen-Zyklotron-Resonanz-Heizung an einer Elektron-Zyklotron-Resonanz-Ionenquelle*. Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Westfälische Wilhelms-Universität Münster (2004).
- [KÄN94] H. KOIVISTO, J. ÄRJE, M. NURMIA: *Metal ion beams from an ECR ion source using volatile compounds*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, B94, 291 (1994).
- [KIT+02] T. KURITA, M. IMANAKA, T. NAKAGAWA, M. KIDERA, I. ARAI, S.M. LEE: *Performance of an ECR ion source using liquid-helium-free superconducting solenoid coils (SHIVA)*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B, **B192**, 129 (2002).
- [KLZ02] U. KENTSCH, S. LANDGRAF, G. ZSCHORNACK: *Dresden EBIT: Results and perspectives*. Review of Scientific Instruments, **73**, 660 (2002).
- [KNH+02a] M. KIDERA, T. NAKAGAWA, Y. HIGURASHI, M. KASE, Y. YANO: *Effect of plasma camber surface for production of highly charged ions from ECRIS*. Review of Scientific Instruments, **73**, 611 (2002).
- [KNH+02b] M. KIDERA, T. NAKAGAWA, Y. HIGURASHI, T. AIHARA, M. KASE, Y. YANO: *Development of RIKEN 18 GHz ECRIS*. Proceedings of ECRIS'02 workshop, University of Jyväskylä, Finnland, Seite 74 (2002).
- [LAB+03] Y. LIU, G.D. ALTON, H. BILHEUX, J.M. COLE, F.W. MEYER, G.D. MILLS, C.A. REED, C.L. WILLIAMS: *Initial performance of a 6 GHz „volume“ ECR ion source*. Proceedings of the Particle Accelerator Conference (PAC'03), Portland, OR/USA, publiziert im WWW: <http://accelconf.web.cern.ch/accelconf/p03/PAPERS/MPPB085.PDF>(2003).
- [LAD+03] D. LEITNER, S.R. ABBOTT, R.D. DWINELL, M. LEITNER, C. TAYLOR, C.M. LYNEIS: *Commissioning of the superconducting ECR ion source VENUS*. Proceedings of the Particle Accelerator Conference (PAC'03), Portland, OR/USA, publiziert im WWW: <http://accelconf.web.cern.ch/accelconf/p03/PAPERS/MOPB008.PDF> (2003).
- [Lan96] K. LANGBEIN: *Experimental investigation of the afterglow of the pulsed electron cyclotron resonance discharge*. Review of Scientific Instruments, **67**, 1334 (1996).
- [LBI+02] R. LANG, J. BOSSLER, R. IANNUCCI, K. TINSCHERT: *Development of a new high temperature oven for ECRIS*. Proceedings of ECRIS'02 workshop, University of Jyväskylä, Finnland, Seite 180 (2002).

-
- [LBL04] LAWRENCE BERKLEY LABORATORY: *The AECR-U Ion Source*. Publiziert im WWW: <http://ecrgroup.lbl.gov/aecr-u.htm> (2004).
- [Leo95] G. LEONHARDT: *Effektive elektronische Simulation von Plasmen in EZR-Quellen*. Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Westfälische Wilhelms-Universität Münster (1995).
- [LLW+01] M.A. LEITNER, C.M. LYNEIS, D.C. WUTTE, C.E. TYLOR, S.R. ABBOT: *Construction of the superconducting ECR ion source VENUS*. Physica Scripta, **T92**, 171 (2001).
- [Lyn87] C.M. LYNEIS: *Operating experience with the LBL ECR source*. Proceedings of the Int. Conf. on ECR Ion Source and their Application. p. 42, Michigan State University, East Lansing (1987).
- [MG92] MEINKE, GUNDLACH: *Taschenbuch der Hochfrequenztechnik*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York (1992).
- [MBB+90] G. MELIN, F. BOURG, P. BRIAND, J. DEBERNARDI, M. DELAUNAY, R. GELLER, B. JACQUOT, P. LUDWIG, T.K. N'GUYEN, L. PIN, M. PONTONNIER, J.C. ROCCO, J. ZADWORNÝ: *Some particular aspects of the physics of the ECR sources for multicharged ions*. Review of Scientific Instruments, **61**, 236 (1990).
- [MHB+96] G. MELIN, D. HITZ, F. BOURG, M. DELAUNAY, A. GIRARD, H. KHODIJA, P. LUDWIG: *The CAPRICE ECR source of multicharged ions new results and a new prototype*. Proceedings of the 1996 European Particle Accelerator Conference (EPAC'96), Publiziert im WWW: <http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/e96/PAPERS/ORALS/WEO01A.PDF> (1996).
- [MHO+02] L. MÜLLER, A. HEINEN, H.W. ORTJOHANN, H.J. ANDRÄ: *Magnetic pulsed extraction of highly charged ions from a plateau ECRIS*. Review of Scientific Instruments, **73**, 1140 (2002).
- [MKS+02] M. MURAMATSU, A. KITAGAWA, M. SUDA, S. YAMADA, M. HANAGASAKI, H. OGAWA, H. OGAWA, S. BIRI, H. HATTORI, A.G. DRENTJE: *Improvement of the compact ECR ion source for medical application*. Proceedings of ECRIS'02 workshop, University of Jyväskylä, Finland, Seite 59 (2002).
- [MNR+96] D. MEYER, A. NADZEYKA, A. REMSCHEID, K. WIESEMANN: *Light ion heating in electron resonance ion sources*. Review of Scientific Instruments, **67**, 1325 (1996).
- [Mro01] J. MROGENDA: *Bestimmung des Emissionsortes von Auger-Elektronen aus hyperthermalen hochgeladenen Ionen an Festkörperoberflächen*. Dissertation, Westfälische Wilhelms-Universität Münster (2001).
- [MS80] A. MÜLLER, E. SALZBORN, R. FRODL, R. BECKER, H. KLEIN, H. WINTER: *Absolute ionisation cross sections for electrons incident on O^+ , Ne^+ , Xe^+ and Ar^{i+} ($i=1,...,5$) ions* - Journal of Physics B, **13**, 1877 (1980).

- [Mül00] L. MÜLLER: *Gepulste Extraktion von hochgeladenen Ionen aus einer EZR-Ionenquelle*. Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Westfälische Wilhelms-Universität Münster (2000).
- [Nak91] T. NAKAGAWA: *Effect of coating on the plasma chamber wall in RIKEN electron cyclotron resonance ion source*. Japanese Journal of Applied Physics, **30**, L930 (1991).
- [NAM+96] T. NAKAGAWA, J. ÄRJE, Y. MIYAZAWA, M. HEMMI, M. KASE, T. KAGEYAMA, O. KAMIGAITO, T. CHIBA, N. INABE, A. GOTO, Y. YANO: *Development of RIKEN 18 GHz ECRIS*. Fifth European Particle Accelerator Conference (EPAC'96), Bristol, Institute of Physics Publishing, 2, 1478 (1996).
- [NIS96] *Tables of X-Ray mass attenuation coefficients and mass energy-absorption coefficients*. National Institute of Standards and Technology, publiziert im WWW: <http://physics.nist.gov/PhysRefData/XrayMassCoef/cover.html> (1996).
- [NMW00] A. NADZEYKA, D. MEYER, F. BARZANGY, A.G. DRENTJE, K. WIESEMANN: *Selective minority-ion heating in the afterglow of an electron cyclotron resonance ion source*. Review of Scientific Instruments, **71**, 654 (2000).
- [NMH+96] T. NAKAGAWA, Y. MIYAZAWA, M. HEMMI, T. CHIBA, N. INABE, M. KASE, T. KAGEYAMA, O. KAMIGAITO, A. GOTO, Y. YANO: *Improvement of RIKEN 18 GHz electron cyclotron resonance ion source using aluminium tube*. Japanese Journal of Applied Physics, **35**, 4077 (1996).
- [NKK+02] T. NAKAGAWA, T. KURITA, M. KIDERA, M. IMANAKA, Y. HIGURASHI, M. TSUKADA, S.M. LEE: *Intense beam production from RIKEN 18 GHz ECRIS and liquid He free SC-ECRISs*. Review of Scientific Instruments, **73**, 513 (2002).
- [NY00] T. NAKAGAWA, Y. YANO: *Recent performace of japanese electron cyclotron resonance ion sources*. Review of Scientific Instruments, **71**, 637 (2000).
- [OUZ99] V.P. OVSYANNIKOW, F. ULLMANN, G. ZSCHORNACK: *Electron injection into an ECR ion source magnetic field configuration*. Nuclear Instruments and Methods B, **155**, 498 (1999).
- [Pha04] R. PHANEUF: *Multicharged ion research facility*. University of Nevada, publiziert im WWW: <http://physics.unr.edu/mirf.html>.
- [Roth01] J.R. Roth: *Industrial plasma engineering*. Institute of Physics Publishing, Bristol and Philadelphia, Band 1 (1995), Band 2 (2001).
- [Rüth97] M. RÜTHER: *Einfluss von Mikrowellenresonanzen und Magnetfeldern auf die Ionenausbeute einer EZR-Ionenquelle*. Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Westfälische Wilhelms-Universität Münster (1997).

-
- [SBE+96] P. SPÄTKE, J. BOSSLER, H. EMIG, K.D.LEIBLE, M. KHAOULI, C. MÜHLE, S. SCHENNACH, H. SCHULTE, K. TINSCHERT: *Ion source development and operation at GSI*. Proceedings of LINAC'96, publiziert im WWW: <http://linac96.web.cern.ch/Linac96/Proceedings/Monday/MOP43/Paper.pdf> (1996).
- [Sch93] U. SCHUMACHER: *Fusionsforschung. Eine Einführung*. Wissenschaftliche Buchgesellschaft, Darmstadt (1993).
- [SBM98] P. SORTAIS, L. BEX, L. MAUNOURY, T. LAMY, A.C.C. VILLARI: *General purpose high-performance electron cyclotron resonance ion source for production of multicharged ions*. Review of Scientific Instruments, **69**, 656 (1998).
- [Spä] P. SPÄTKE: Private Kommunikation.
- [Spä02] P. SPÄTKE: *Simulation of the extraction from an ECRIS*. Proceedings of ECRIS'02 workshop, University of Jyväskylä, Finnland, Seite 77 (2002).
- [Sor92] P. SORTAIS: *Pulsed ECR ion source using the afterglow mode*. Review of Scientific Instruments, **63**, 2801 (1992).
- [Stü95] M. STÜBBE: *Entwicklung einer rotationssymmetrischen 2.45 GHz EZR-Ionenquelle unter besonderer Berücksichtigung einer resonanten Mikrowelleneinkopplung*. Institut für Kernphysik, Westfälische Wilhelms-Universität Münster (1995).
- [Täs02] A. TÄSCHNER: *Konstruktion einer Teilchenoptik zur Elektroneninjektion in eine Plateau-EZR-Ionenquelle*. Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Westfälische Wilhelms-Universität Münster (2002).
- [TBC+02] T. THUILLIER, J.-L. BOULY, J.-C. CURDY, T. LAMY, C. PEAUCELLE, P. SOLE, P. SORTAI, J.-L. VIEUX-ROCHAZ, D. VOULOT: *New Xenon Results of PHOENIX at 28 GHz*. Proceedings of ECRIS'02 workshop, University of Jyväskylä, Finnland, Seite 13 (2002).
- [TBS+98] K. TINSCHERT, J. BOSSLER, S. SCHENNACH, H. SCHULTE: *Status report on ECR ion source operation at the GSI accelerator facilities*. Review of Scientific Instruments, **69**, 709 (1998).
- [Vit96] CH. VITT: *Realisation einer kompakten 6,8 GHz EZR-Ionenquelle zur Erzeugung hochgeladener Ionen*. Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Westfälische Wilhelms-Universität Münster (1996).
- [Vit02] CH. VITT: *Numerische Simulation des Ionenverhaltens in Elektron-Zyklotron-Resonanz-Ionenquellen*. Dissertation, Westfälische Wilhelms-Universität Münster (2002).
- [Wea84] R.C. WEAST (editor): *Handbook of Chemistry and Physics*. CRC Press, Inc., Boca Raton, Florida, 64th Edition, CRC-Press (1984).
- [Wol02] ST. WOLOSIN: *Konstruktion eines Atomstrahlofens zur Blei-Atom-Injektion in eine Plateau-EZR-Ionenquelle*. Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Westfälische Wilhelms-Universität Münster (2002).

- [WLL+99] D. WUTTE, C.M. LYNEIS, M.A. LEITNER, Z.Q. XIE: *Radioactive ion beam development in Berkeley*. Proceedings of the 14th International Workshop on ECR Sources (ECRIS'99), CERN, Switzerland, Seite 134 (1999).
- [XL94] Z.Q. XIE, C.M. LYNEIS: *Plasma potentials and performance of the advanced electron resonance ion source*. Review of Scientific Instruments, **65**, 2947 (1994).
- [Xie98] Z.Q. XIE: *Production of highly charged ion beams from electron cyclotron resonance ion sources*. Review of Scientific Instruments, **69**, 625 (1998).
- [XLL+90] Z.Q. XIE, C.M. LYNEIS, R.S. LAM, S.A. LUNDGREN: *Enhanced ECR ion source performance with an electron gun*. Review of Scientific Instruments, **62**, 775 (1990).

Danksagung

Ich möchte allen, die zu dieser Arbeit beigetragen haben und mich in den letzten Jahren unterstützt haben, danken.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. H.J. ANDRÄ, der mir die Anfertigung dieser Arbeit und die Teilnahme an zwei internationalen Konferenzen ermöglicht hat. Ich danke ihm für die gute Betreuung durch viele Anregungen, große Diskussionsbereitschaft, Offenheit für Ideen und ständige Ansprechbarkeit, auch nach seinem Rückzug aus Münster.

Herrn Priv.-Doz. Dr. A. KHOUKAZ danke ich für die freundliche Bereitschaft, das Koreferat zu übernehmen, und die schöne Zusammenarbeit im Praktikum.

Ein großes Dankeschön geht an Herrn Dipl.-Ing. H.W. ORTJOHANN, der große Teile des mechanischen Aufbaus der PECRIS 5 entworfen, fast alle Konstruktionszeichnungen angefertigt und bei vielen Problemen mit guten Ideen für schnelle Hilfe gesorgt hat.

Bei den Mitarbeitern der feinmechanischen Werkstatt und der Elektronik-Werkstatt bedanke ich mich für die sehr gute Zusammenarbeit, für gute Ideen bei der Realisierung der PECRIS 5 und für die schnelle Behebung von kleineren und größeren Defekten.

Den Diplom-Physikern B. ALBERS, M. KAHNT, L. NOWACK, A. TÄSCHNER und ST. WOLOSIN, danke ich für die gemeinsame Arbeit beim Entwerfen, Aufbauen und Betreiben der PECRIS 5 im Rahmen ihrer Diplomarbeiten. Viele Ergebnisse in dieser Arbeit wären ohne diese Zusammenarbeit nicht möglich gewesen.

Allen Mitgliedern der Arbeitsgruppe von Prof. Dr. ANDRÄ, neben den bereits genannten besonders Dr. A. HEINEN und Dr. CH VITT, danke ich für viele konstruktive Diskussionen, die neue Ideen hervorbrachten und viel zum Verständnis der Vorgänge in einer EZR-Quelle beigetragen haben. Darüber hinaus möchte ich ihnen für das freundliche und hilfsbereite Klima und für viele unterhaltsame Gespräche danken.

Allen Freunden danke ich für ihr Interesse an meiner Arbeit und den Ausgleich zu meiner Arbeit in vielfältigen Unternehmungen.

Großer und herzlicher Dank gilt meiner Familie, meinen Eltern, die mich wie selbstverständlich in jeder Weise hervorragend unterstützt haben und besonders meiner Frau REGINA und unserem Sohn JONAS, die in den letzten Jahren zu meinem Lebensmittelpunkt geworden sind, was für mich eine große Freude ist.

Lebenslauf

Eberhard Lars Hupe, geb. Müller

04.12.1975	geboren in Münster als Sohn von Eberhard Müller und Hildegard Müller-Becker, geb. Becker
seit 21.02.2004	verheiratet mit Regina Hupe
seit 30.05.2004	Vater von Jonas Hupe

Schulbildung:

1982 - 1986	Dietrich-Bonhoeffer-Grundschule in Hamm
1986 - 1995	Freiherr-vom-Stein-Gymnasium in Hamm

Hochschulreife (Abitur):

30.06.1995	am Freiherr-vom Stein-Gymnasium in Hamm
------------	---

Studium:

10/1995 - 11/2000	Diplomstudiengang Physik an der Westfälischen Wilhelms-Universität (WWU), Münster
seit 12/2000	Promotionsstudiengang Physik an der WWU

Prüfungen:

07.10.1997	Vordiplom im Fach Physik an der WWU
24.11.2000	Diplom im Fach Physik an der WWU

Tätigkeiten:

08/2000 - 11/2000	Studentische Hilfskraft am Institut für Kernphysik, WWU
12/2000 - 08/2004	Wissenschaftlicher Mitarbeiter / Hilfskraft am Institut für Kernphysik, WWU
seit 02/2005	Studienreferendar am Gymnasium Hammonense, Hamm

Beginn der Dissertation:

12/2000	am Institut für Kernphysik, WWU Betreuer: Prof. Dr. H.J. Andrä
---------	---