



KERNFORSCHUNGSANLAGE JÜLICH GmbH

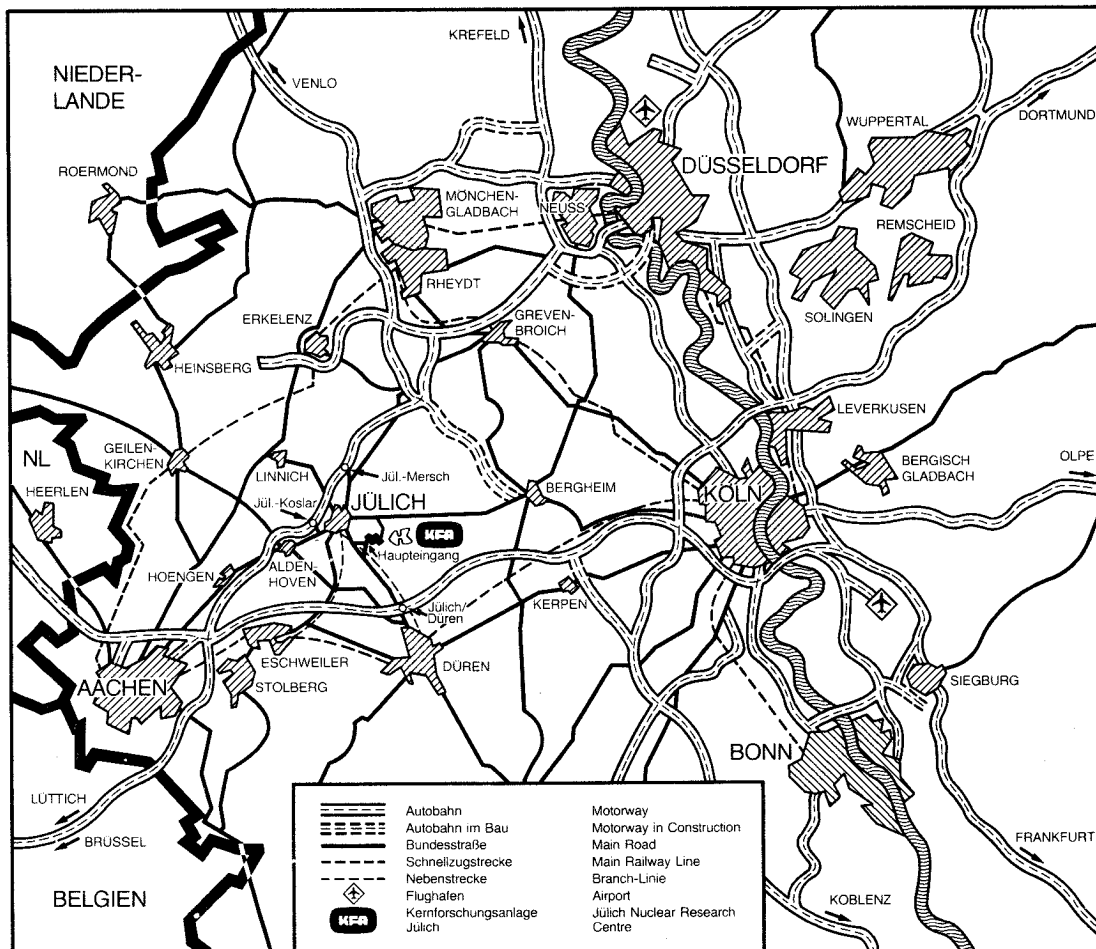
Institut für Kernphysik

**Untersuchungen zur Ionenproduktion
und Strahlformierung
bei EZR-Ionenquellen**

von

W. Krauss-Vogt

Jül – 2043
Februar 1986
ISSN 0366-0885



Als Manuskript gedruckt

Berichte der Kernforschungsanlage Jülich – Nr. 2043

Institut für Kernphysik Jül – 2043

Untersuchungen zur Ionenproduktion und Strahlformierung bei EZR-Ionenquellen

von

W. Krauss-Vogt

D 5 (Diss. Uni. Bonn)

Zusammenfassung

Die Schwerpunkte dieser Arbeit lassen sich folgendermaßen zusammenfassen: Einerseits konzentrierten sich die experimentellen Untersuchungen an der 5 GHz EZR-Versuchsquelle "PRE-ISIS 2*" darauf, möglichst große Ströme an hochgeladenen Ionen zu extrahieren. Andererseits war für die EZR-Ionenquellen im Rahmen des Jülicher Projektes "ISIS" die numerische Simulation der Ionenextraktion und Strahlformierung erforderlich, um mit Hilfe der daraus resultierenden Ergebnisse eine gute Emittanzanpassung an das Strahlführungssystem und damit maximale Transmission zum Zyklotron zu erreichen.

Eine wichtige Erkenntnis, die mit der PRE-ISIS 2* gewonnen werden konnte, liegt darin, daß beim Betrieb der Quelle mit einem Gasgemisch die Ionenströme in den hohen Ladungszuständen erheblich ansteigen. Bei einem Mischgas, bestehend aus 97 % N_2 und 3 % Argon, ergibt sich gegenüber dem reinen Ar-Plasma beispielsweise für Ar^{8+} eine Steigerung um einen Faktor 100 auf einen Wert von über 15 μA . Die durchgeführten Experimente zur Erklärung des Mischgaseffektes stützen die Hypothese, daß Transferionisationsprozesse im EZR-Plasma für die erhöhte Produktion der hochgeladenen Ionen verantwortlich sein können.

Des weiteren konnte festgestellt werden, daß die PRE-ISIS 2* EZR-Quelle in der Lage ist, hohe Ströme an leichten Ionen zu produzieren wie z.B. 600 μA H^+ und 400 μA He^{2+} . Damit kann diese Quellenversion als Prototyp einer externen Leichtionenquelle für das Jülicher Zyklotron angesehen werden.

Theoretisch ergibt sich, daß die Größe der Emittanz ϵ des Ionenstrahls, im Falle der EZR-Quellen proportional zur Wurzel aus dem Ladungs-zu-Masse-Verhältnis der Ionen und zur Magnetfeldstärke am Ionisationsort ist. Außerdem

geht der Radius der Extraktionsblendenöffnung quadratisch in die Bestimmung von ϵ ein. Durch den Aufbau und Einsatz einer Emittanzmeßanlage konnte im Versuchsaufbau mit der PRE-ISIS 2^{*} nachgewiesen werden, daß innerhalb einer Fehlergrenze von 15 %, die experimentellen und theoretischen Emittanzwerte übereinstimmen. Bei der numerischen Berechnung der Emittanz aus den Ionenbahnen im Hermannsfeldt-Code⁴²⁾ ist ebenfalls eine gute Übereinstimmung mit dem theoretischen Wert von ϵ festzustellen.

Da für den Strahltransport hinter der EZR-Quelle nicht nur die Größe, sondern auch die Lage der Emittanzellipse im Phasenraum x, x' in einer bestimmten Entfernung von der Extraktion von Bedeutung ist, mußte durch die Bahnberechnungen untersucht werden, ob eine definierte Strahlanpassungsbedingung an ein nachfolgendes Strahlführungssystem eingehalten werden kann. Bei dem Projekt ISIS ist für den Strahl der im Aufbau befindlichen 14 GHz EZR-Schwerionenquelle eine sog. "waist"-Bedingung mit einem maximalen Strahlradius von 20 mm beim Eintritt des Strahls in das 180° Umlenkmagnetsystems erforderlich, während bei der geplanten Leichtionenquelle LIS diese Bedingung am Anfang des horizontalen Teils der Strahlführung vorliegen muß (s. Abb. 1).

Die Ergebnisse der Ionenbahnberechnungen können folgendermaßen zusammengefaßt werden: Das starke Randfeld der 14 GHz EZR-Quelle, das von 7.6 kGauß an der Extraktion auf weniger als 10 Gauß in einer Entfernung von 1285 mm abgefallen ist, wirkt als magnetische Linse und begünstigt die ionenoptische Anpassung. Diese Linsenstärke kann durch eine Verschiebung des Extraktionssystems auf der z-Achse relativ zum Magnetfeldmaximum variiert werden. Zusammen mit diesem Parameter und einer magnetischen "Glaser"-Linse, die sich 35 cm vor dem Strahlübergabepunkt befindet, ist es möglich, die Strahlanpassungsbedingung für alle Ionensorten mit den unterschiedlichen $B \cdot p$ -Werten (14.0 - 21.0 kGauß·cm), die im Arbeitsbereich der Schwerionenquelle liegen, in ausreichen-

der Weise zu erfüllen. Aufgrund der numerischen Ergebnisse wurden bei der Konstruktion des Extraktionssystems und der "Glaser"-Linse folgende Daten zugrunde gelegt: 1) Der Radius der Extraktionsöffnung beträgt 3 mm. Damit wird gerade für die Ionen mit der größten auftretenden magnetischen Steifigkeit von 20 kGauß·cm die volle Akzeptanz des Strahlführungssystems von 500 mm·mrad ausgenutzt. 2) Das Extraktionssystem kann um ± 30 mm relativ zum Maximum des EZR-Spiegelfeldes verschoben werden. 3) Das axiale Magnetfeld der "Glaser"-Linse hat eine Halbwertsbreite von 8.5 cm. Die maximale Feldstärke beträgt 2.2 kGauß.

Das magnetische Randfeld der 5 GHz EZR-Leichtionenquelle beträgt ~ 2.4 kGauß an der Extraktion und ist damit im Vergleich zur 14-GHz-Quelle um etwa den Faktor 3 schwächer. Aufgrund der kleineren Spulendimensionen ergibt sich außerdem eine wesentlich kürzere Reichweite (~ 10 Gauß nach 45 cm). Dennoch zeigt sich für die Ionen der Leichtionenquelle LIS mit einem $B \cdot p$ -Wertebereich von 7.0 - 19.5 kGauß·cm die Wirkung des magnetischen Randfeldes auf die Strahlformierung durch eine Variation von Größe und Lage der virtuellen Quelle. Außerdem ergeben die numerischen Berechnungen, daß im Falle der 5 GHz EZR-Quelle die Strahlanpassung auch von der Form der Plasmagrenzschicht, aus der die Ionen austreten, abhängt. Um die Strahlanpassungsbedingungen für alle Ionensorten zu erfüllen, müssen zwei Strahlführungselemente hinter der Quelle eingesetzt werden.

Mitte 1985 konnte gezeigt werden, daß das supraleitende Magnetsystem der 14 GHz EZR-Quelle alle Spezifikationen erfüllt. Weiterhin wurde bisher die 1. Plasmastufe mit dem in der Abb. 5 dargestellten axialen Magnetfeldverlauf erfolgreich getestet. Nach der Fertigstellung des Vakuumsystems der Quelle und der Mikrowellenversorgung (14 GHz, ~ 2 kW) steht die Inbetriebnahme der ISIS-Schwerionenquelle kurz bevor.

Inhaltsverzeichnis

	Seite
1.0 Einleitung	1
2.0 Projektbeschreibung	3
2.1 Gesamtaufbau	3
2.2 Wirkungsweise einer zweistufigen EZR-Quelle und physikalische Grundlagen	7
2.3 Physikalische Zusammenhänge der Ein- stellparameter im EZR-Plasma	8
2.4 Aufbau der Jülicher ISIS-EZR-Quelle	13
2.5 Aufbau der Jülicher 5 GHz-Leichtionen EZR-Quelle (LIS) .	21
3.0 Experimentelle Ergebnisse mit der EZR-Quelle PRE-ISIS 2*	25
3.1 Versuchsaufbau	25
3.2 Allgemeine experimentelle Ergebnisse	28
3.3 Experimentelle Untersuchungen zum Mischgasbetrieb	33
3.3.1 Experimente zur Deutung der Mischgaseffekte	36
3.4 Erläuterung der Bilanzgleichung zur Ionenproduktion in EZR-Plasma	39
3.5 Hypothese 1 zur Deutung der Mischgaseffekte: Ladungsaustausch	44
3.6 Hypothese 2 zur Deutung der Mischgaseffekte: Transferionisation	47

4.0	Extraktion der Ionen aus einer Plasma-Quelle	51
4.1	Strahlformierung im Extraktionsgebiet	51
4.2	Lineare Optik des Extraktionsgebietes	56
4.3	Strahlqualität	60
5.0	Berechnungen der Ionenbahnen im Extraktionsgebiet der EZR-Quelle	64
5.1	Arbeitsweise des Hermannsfeldt-Codes (SLAC Electron Trajectory Code)	65
5.2	Geometrie der Plasmaelektrode	68
6.0	Ionenextraktion im axialen magnetischen Randfeld der EZR-Quelle	75
6.1	Analytische Betrachtungen über die Bewegung von Ionen im Magnetfeld	75
6.2	Strahlanpassung der 14 GHz EZR-Quelle an das Strahlführungssystem zum Zyklotron	89
6.3	Strahlanpassung der Leichtionenquelle LIS an den horizontalen Teil der Strahlführung zum Zyklotron	102
6.4	Messung der Strahlemittanz bei der 5 GHz-PRE-ISIS 2* Quelle	107
7.0	Abschließende Bemerkungen	114
	Literaturverzeichnis	117

1.0 EINLEITUNG

In letzter Zeit besteht verstärktes Interesse an atom- und kernphysikalischen Experimenten mit schweren Ionen, (N, O, Ne, Ar etc.). In der Kernphysik verwendet man hochenergetische Teilchenstrahlen, deren Intensität und Qualität von der Leistungsfähigkeit der Ionenquellen abhängen. Eine besonders wichtige Forderung ist die optimale Anpassung der Ionenquelle an die Eigenschaften des Beschleunigers. Das Jülicher Isochron-Zyklotron kann schwere Ionen nur in hohen Ladungszuständen beschleunigen. Dazu ist eine aufwendige externe Ionenquelle erforderlich, wobei zur Zeit nur zwei Quellentypen in der Lage sind, hochgeladene Schwerionen mit ausreichender Stromstärke zu erzeugen. Dies sind die EBIS-(Electron Beam Ion Source)¹⁾ und die EZR-(Elektron Zyklotron Resonanz) Quelle. Da ein Zyklotron einen kontinuierlichen Teilchenstrahl benötigt, kommt nur die EZR-Quelle in Betracht. Aus diesem Grunde wurde unter dem Projektnamen ISIS (Injektion schwerer Ionen nach EZR-stripping) mit dem Aufbau einer EZR-Quelle und des dazugehörigen Ionen-Transportsystems für das Jülicher Zyklotron begonnen.

Anfang der sechziger Jahre konnte nachgewiesen werden, daß die Mikrowellenheizung eines Plasmas über Elektron-Zyklotron-Resonanz²⁾ ein geeignetes Mittel zur Erzeugung von hochgeladenen Ionen darstellt. Im Jahre 1977 berichteten R. Geller und seine Mitarbeiter³⁾ (Grenoble/Frankreich) über Ergebnisse ihrer Super-Mafios-B Quelle*. Diese zweistufige EZR-Apparatur war durch die großen geometrischen Dimensionen der Hauptplasmastufe charakterisiert (Länge $l = 100$ cm, Durchmesser $d = 35$ cm). Bei einer Mikrowellenfrequenz von 8 GHz (~ 2 kW) und einem maximalen Magnetfeld von 5 kGauß konnte eine Ar-Ladungsverteilung nachgewiesen werden, deren Schwerpunkt mit ~ 15 μ A beim Ar^{8+} -Zustand

* MAFIOS: MAchine à Fasceau d' Ions Strippes

lag. Als größter Nachteil dieser Quelle ist jedoch der hohe Verbrauch an elektrischer Energie (~ 2 MW) anzusehen, der durch die großen Magnetspulen hervorgerufen wird.

Um diesen Nachteil auszuräumen, sind in den folgenden Jahren zwei technische Lösungswege beschritten worden. Auf der einen Seite gingen einige Gruppen zu Quellen mit kleinerem Plasmavolumen ($\ell = 25-40$ cm, $d = 5-8$ cm) und damit zu kleineren Spulendimensionen über. Weiterhin wurden Teile des Gesamtmagnetsystems durch SmCo_5 -Permanentmagnete ersetzt. Beispielsweise liefert die Micro-MAFIOS Quelle einen typischen Stromwert für den Ar^{8+} Zustand von $\sim 18 \mu\text{A}^4$). Auf der anderen Seite wurde von Y. Jongen⁵) (Louvain-la-Neuve, Belgien) bei der ECREVIS-Quelle durch den Einsatz eines supraleitenden Magnetsystems für die Hauptplasmastufe der Stromverbrauch unter Beibehaltung eines großen Plasmarumes ($\ell = 120$ cm, $d = 32$ cm) reduziert. Bei einer Mikrowellenfrequenz von 7.2 GHz und einem Maximalfeld von 4.2 kGauß liefert diese Quelle heute die höchsten Ströme hochgeladener Ionen. Der Vergleichswert für Ar^{8+} liegt hier bei 50 μA .

R. Geller hat erst vor kurzem die Behauptung bestätigt, daß mit einer Erhöhung der Mikrowellenfrequenz die Ladungsspektren weiter verbessert werden können⁶). Durch die Umrüstung der 10 GHz Micro-Mafios-Quelle⁴) auf eine Betriebsfrequenz von 16 GHz, konnte Geller eine Erhöhung des Ne^{10+} Zustandes um einen Faktor 200 feststellen.

Zusammenfassend ist festzuhalten, daß sich die bisher entwickelten EZR-Ionenquellen durch die Parameter Plasmavolumen, Aufbau des Magnetsystems und Mikrowellenfrequenz unterscheiden.

Mit dem Jülicher Projekt ISIS⁷⁾ wird zum ersten Mal das Konzept einer vollständig supraleitenden EZR-Quelle mit großem Plasmavolumen der 2. Stufe ($\ell = 84$ cm, $d = 24$ cm) und hoher Mikrowellenfrequenz (14 GHz) verwirklicht, wodurch eine deutliche Steigerung der bisher erreichten Stromwerte zu erwarten ist.

Ein wichtiger und bisher wenig beachteter Aspekt beim Aufbau einer EZR-Quelle ist die Ionenextraktion. Bei der Frequenz von 14 GHz und einem maximalen Magnetfeld im Bereich der Extraktion von 7.6 kGauß gewinnt der Einfluß des Randfeldes auf Strahlformierung und Ionenoptik an Bedeutung. Neben dem Gesamtaufbau der Quelle und ersten experimentellen Ergebnissen bilden die rechnerische Behandlung der Ionenextraktion aus dem EZR-Plasma und die Strahlanpassung an das vorgegebene Strahlführungssystem die Schwerpunkte dieser Arbeit.

2.0 PROJEKTDESCHEIBUNG

2.1 Gesamtaufbau

Das Jülicher Isochronzyklotron JULIC beschleunigt bisher Protonen, Deuteronen, ^3He und α -Teilchen aus einer internen Ionenquelle auf Energien im Bereich zwischen 22.5 und 45 MeV/Nukleon. Im Rahmen des Projektes ISIS^{*} soll durch den Einsatz einer externen 14 GHz-EZR-Ionenquelle das Spektrum der zur Verfügung stehenden Ionensorten wesentlich erweitert werden. Zur Injektion in den Beschleuniger, der bis jetzt im 3ω -mode betrieben wird, eignen sich aufgrund des vorhandenen HF-Beschleunigungssystems nur Ionen mit einem Ladung-zu-Masse-Verhältnis von $Z/A \geq 0.33$. In der Tabelle 1 sind diejenigen Ionenarten und deren Maximalenergie am Ausgang von JULIC aufgeführt, die mit der ISIS EZR Quelle erwartet werden können.

* ISIS: Injektion Schwerer Ionen nach EZR-Stripping

Ion	Z/A	Maximale Energy pro Nukleon (MeV)	Maximale Teilchen- energie (MeV)
$^{12}\text{C}^{4+}$	0.333	22.5	270
$^{12}\text{C}^{5+}$	0.417	31.3	375
$^{12}\text{C}^{6+}$	0.500	45.0	540
$^{14}\text{N}^{5+}$	0.357	22.9	321
$^{14}\text{N}^{6+}$	0.429	33.1	463
$^{14}\text{N}^{7+}$	0.500	45.0	630
$^{16}\text{O}^{6+}$	0.375	25.3	405
$^{16}\text{O}^{7+}$	0.438	34.5	552
$^{16}\text{O}^{8+}$	0.500	45.0	720
$^{20}\text{Ne}^{7+}$	0.350	22.5	450
$^{20}\text{Ne}^{8+}$	0.400	28.8	576
$^{20}\text{Ne}^{9+}$	0.450	36.5	730
$^{40}\text{Ar}^{14+}$	0.35	22.5	900
$^{40}\text{Ar}^{15+}$	0.375	25.3	1012

Tabelle 1:

Ionenarten und deren Maximalenergie am Ausgang von JULIC, mit erwarteten Intensitäten > 10 Teilchen-nA⁷⁾.

Der Gesamtaufbau der Quelle zusammen mit der Strahlführung zum Zyklotron ist aus Abbildung 1 ersichtlich und wird von R.K. Bhandari ausführlich beschrieben⁸⁾.

Die 14 GHz-EZR-Ionenquelle wird im Erdgeschoß der strahlungsfreien Südhalle des Zyklotrongebäudes aufgebaut. Die Quelle ist dadurch jederzeit für Wartungs- und Entwicklungsarbeiten zugänglich. Der extrahierte Ionenstrahl wird mit Hilfe einer magnetischen Glaser-Linse an den optischen Eingang (QS1)

des 180° -Umlenkmagneten angepaßt. Dieser besitzt ein Ladungstrennvermögen $Q/\Delta Q = 30$, um den gewünschten Ladungszustand aus dem Primärstrahl zu separieren. Im Keller der Südhalle wird der Strahl durch eine Reihe von Solenoidlin- sen über eine Entfernung von ~ 15 m bis unter das Zyklotron geführt. Dort übernimmt ein 90° -Umlenker, gefolgt von axialem Injektionssystem und Hyperbo- loidinflektor, den Strahltransport in die Zyklotronmittenebene.

Weiterhin wird vor dem Eingang des horizontalen Injektionspfades eine technisch verbesserte Version der später beschriebenen PRE-ISIS 5 GHz EZR- Quelle⁹⁾ aufgebaut. Diese wird die Bezeichnung "Leichtionenquelle LIS" erhal- ten, da gezeigt werden konnte, daß die PRE-ISIS in der Lage ist, genügend Strahlstrom an leichten Ionen zu liefern, um die bisherige interne Ionenquelle des Zyklotrons zu ersetzen. Diese Quelle ist mit einer Wien-Filteranordnung zur Ladungstrennung und einem Solenoidmagneten zur ionenoptischen Anpassung ausgestattet. Während des Strahlbetriebes mit "LIS" ergibt sich die Möglich- keit, die Entwicklung der großen 14 GHz-Quelle fortzusetzen oder deren Strahl direkt für atomphysikalische Experimente zu nutzen. Außerdem kann die "LIS" in vielen Fällen bei einem Ausfall der großen EZR-Quelle die Strahlzeit überneh- men und somit die Ausfallzeit des Zyklotrons reduzieren.

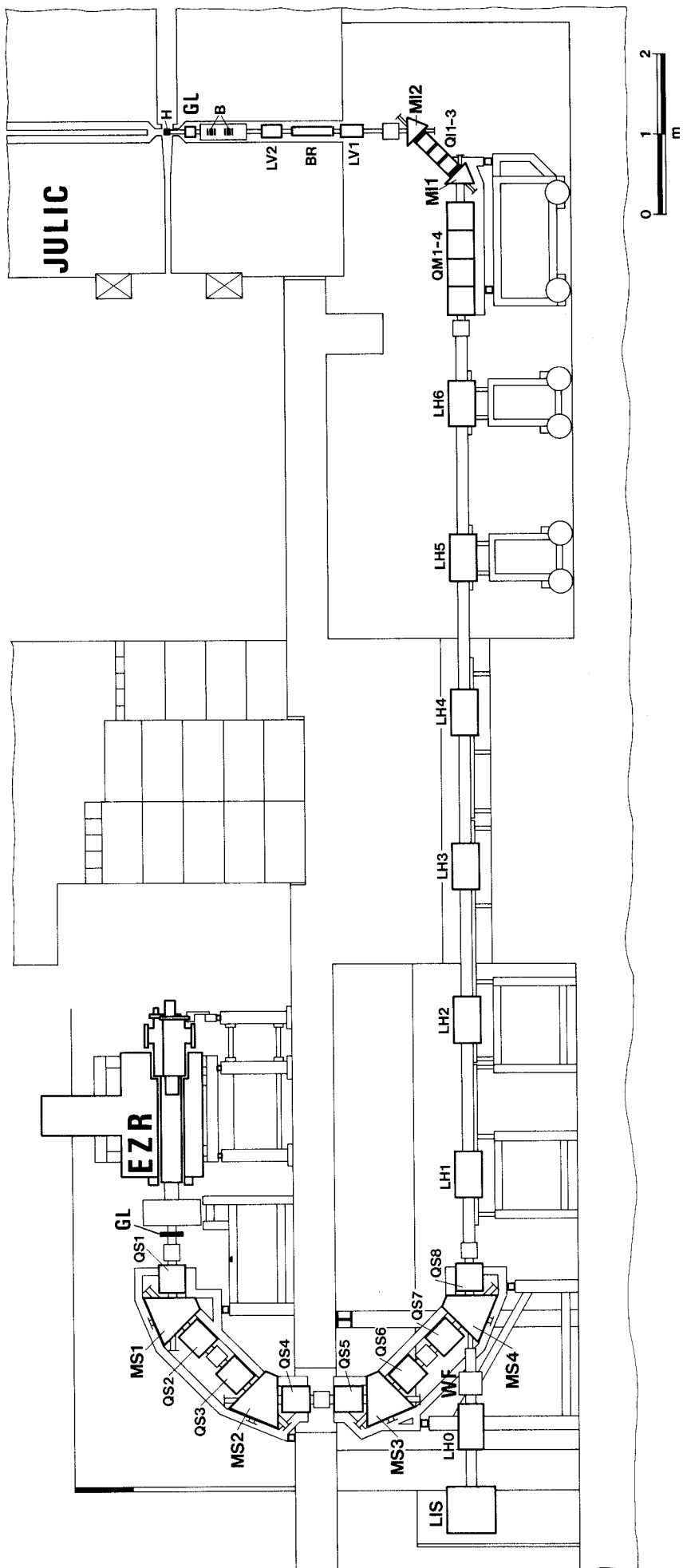


Abbildung 1:

2.2 Wirkungsweise einer zweistufigen EZR-Quelle und physikalische Grundlagen

Die meisten der heute existierenden EZR-Quellen bestehen aus zwei Plasmastufen. In einer sogenannten Injektorstufe wird in einem axialen Magnetfeld durch HF-Einkopplung bei relativ hohem Druck ($\sim 10^{-3}$ mbar) ein Plasma erzeugt, das hauptsächlich einfach geladene Ionen liefert. Dieses Plasma diffundiert entlang der Magnetfeldlinien in die Hauptplasmastufe. Hier können die Ionen bei einem sehr niedrigen Druck von $\sim 10^{-7}$ mbar durch Stöße mit hochenergetischen Elektronen schrittweise zu hohen Ladungszuständen gelangen. Zur Erzeugung dieser "heißen" Elektronen ist zunächst ein magnetischer Plasmaeinschluß in einer sogenannten Minimum-B-Struktur erforderlich, um eine möglichst lange Verweilzeit τ_e im Plasma zu erreichen. Die Magnetstruktur besteht in axialer Richtung aus zwei Solenoidspulen, die sich in einem gewissen Abstand befinden und für die Elektronen einen magnetischen Spiegel bilden. Durch die Überlagerung eines Hexapolfeldes in radialer Richtung wird erreicht, daß der Betrag des resultierenden Magnetfeldes von der Mitte her zur Wand der Plasmakammer in allen Richtungen ansteigt. Weiterhin führt das überlagerte Hexapolfeld zu einer räumlich geschlossenen Fläche, auf der die Zyklotron-Resonanzbedingung für Elektronen $\omega_{\text{res}} = B \cdot e / m$ erfüllt ist. Beispielsweise entspricht einer Mikrowellenfrequenz von 28 GHz eine magnetische Resonanzfeldstärke von 1 Tesla. Strahlt man nun in den Plasmaraum Hochfrequenz-Leistung mit der Frequenz ω_{res} ein, so können die Elektronen durch EZR-Heizung bei niedrigem Druck und der damit verbundenen geringen Rekombinationswahrscheinlichkeit auf hohe Energie beschleunigt werden. Der Prozeß der Elektronenheizung kann dabei folgendermaßen erklärt werden:

Im Magnetfeld werden die thermischen Elektronen durch die Mikrowelleneinstrahlung in der Resonanzzone auf Spiralbahnen beschleunigt. Im Gegensatz

zum klassischen Zyklotron ist die Energie pro Umlauf ΔE , die im elektrischen Feld $\vec{E}$ der Mikrowelle gewonnen wird, proportional zum Radius r der Gyrationbahn (s. Gl. 2.1).

$$\Delta E = e \cdot \int \vec{E} \cdot d\vec{s} \sim 2\pi \cdot r \quad (2.1)$$

Die Elektronen können in einer Driftbewegung die Resonanzzone verlassen und übertragen ihre Energie teilweise in Stoßionisationsprozessen auf das Plasma. Wenn die Elektronen mit beliebiger Phasenlage der Teilchenbewegung relativ zur Feldrichtung $\vec{E}$ auf einem Zyklotronradius r_0 wiederum in die Resonanzzone eintreten, kann für jedes Teilchen mit gleicher Wahrscheinlichkeit entweder eine weitere Beschleunigung oder eine Abbremsung erfolgen. Dieser Prozeß führt jedoch insgesamt zu einer Energiezunahme und damit zur Aufheizung des Elektronengases im Plasma, da nach Gl. 2.1 der Energiegewinn eines Elektrons nach der Beschleunigung auf den Radius $r_1' = r_0 + \Delta r_1$ größer ist, als der Energieverlust eines Teilchens, das auf den Radius $r_2' = r_0 - \Delta r_1$ abgebremst worden ist.

2.3 Physikalische Zusammenhänge der Einstellparameter im EZR Plasma

In diesem Abschnitt soll dargestellt werden, welche Parameter für die Produktion einer bestimmten Ladungsverteilung im Plasma zur Verfügung stehen. Obwohl die von verschiedenen Gruppen untersuchten physikalischen Vorgänge im Plasma der EZR-Quelle noch nicht bis in alle Einzelheiten geklärt sind, sollen im folgenden die bisher gewonnenen Erkenntnisse über die Beziehungen der verschiedenen Plasmamparameter zusammengefaßt werden. Es stellt sich heraus, daß im Plasma letztlich drei Einstellgrößen die Ladungsverteilung und die Ionenströme der Quelle beeinflussen:

1. magnetischer Einschluß
2. Mikrowellenleistung
3. Gasdruck

Die Tatsache, daß geladene Teilchen in einer magnetischen Flasche eingeschlossen werden können, folgt aus der Invarianz des magnetischen Momentes und aus der Erhaltung der Energie. Das Magnetfeld übt eine rücktreibende Kraft $F_{\parallel}$ parallel zu den Feldlinien aus, die die Elektronen im Bereich zwischen den Feldmaxima festhält.

$$F_{\parallel} = -0.5 \cdot (m v_{\perp}^2 / B) \cdot \nabla_{\parallel} B = -\mu \cdot \nabla_{\parallel} B \quad . \quad (2.2)$$

Die Lebensdauer der Elektronen τ_e wird begrenzt durch Stöße in den sogenannten "Verlustkegel" des magnetischen Spiegels, dessen Öffnungswinkel θ_m im Geschwindigkeitsraum gegeben ist durch¹⁰⁾:

$$\sin^2 \theta_m = v_{\perp}^2 / v_0^2 = B_{\min} / B_{\max} \equiv 1/R_m ; \quad v_0^2 = v_{\perp}^2 + v_{\parallel}^2 \quad . \quad (2.3)$$

Mit $v_{\perp}$ bzw. $v_{\parallel}$ werden die Geschwindigkeitskomponenten senkrecht bzw. parallel zu den Magnetfeldlinien bezeichnet, während die Größe R_m definitionsgemäß das magnetische Spiegelverhältnis darstellt. Durch die Einstellung eines bestimmten Spiegelverhältnisses R_m läßt sich also über den Öffnungswinkel θ_m des Verlustkegels die Lebensdauer der Elektronen und damit ihre mittlere durch EZR gewonnene Energie beeinflussen, die wiederum für die Ionisierungswahrscheinlichkeit der Ionen von Bedeutung ist. Damit hat dieser Parameter R_m einen direkten Einfluß auf die Ladungsverteilung im EZR-Plasma.

Zwischen der Mikrowellenleistung P , die in das Plasma zur Elektronenheizung eingekoppelt werden kann, und den Parametern des Plasmas besteht nach H.I. West¹¹⁾ folgende Beziehung:

$$P \text{ [Watt]} = 1.6 \cdot 10^{-19} \cdot T_e \cdot n_e \cdot V / \tau_e \quad (2.4)$$

- T_e = Elektronentemperatur [eV]
- n_e = Elektronendichte [cm^{-3}]
- V = Plasmavolumen [cm^{-3}]
- τ_e = Elektroneneinschlußzeit [sec.] .

Bei einer bestimmten Elektronentemperatur und -dichte sinkt demnach die zur Plasmaheizung benötigte Mikrowellenleistung mit steigender Elektronen-Einschlußzeit τ_e . Die magnetische Kraft ($F_{\parallel}$) auf die Elektronen nimmt während der Beschleunigung durch die Erhöhung ihrer Geschwindigkeit senkrecht zu B zu¹⁰⁾. Die Wirkung des magnetischen Spiegels wird dadurch verbessert und verlängert insgesamt die Einschlußzeit, was wiederum die Beschleunigung zu höherer Elektronenenergie ermöglicht. Der Prozeß der Plasmaheizung durch Elektron-Zyklotron-Resonanz ist also in gewisser Weise selbst optimierend. Damit die Beschleunigung der Elektronen möglichst nicht durch Stöße an den Restgasatomen unterbrochen wird, ist ein niedriger Restgasdruck im Plasma anzustreben.

Der optimale Ionisations-Wirkungsquerschnitt liegt für einen bestimmten Ladungszustand bei einer Elektronenenergie, die etwa drei- bis viermal höher ist als das entsprechende Ionisationspotential.

Die Elektronendichte n_e im Plasma ist vom eingestellten Gasdruck abhängig. Eine Grenze für die erreichbare Elektronendichte n_e , oberhalb derer keine Mikrowellen mehr in das Plasma eindringen können, ist bei gegebener Mikrowellenfrequenz durch die sogenannte cut-off Dichte gegeben¹¹⁾.

$$n_{\text{cutoff}} = \omega_{\text{HF}}^2 \epsilon_0 m / e^2 = 4\pi \epsilon_0 m \nu^2 / e^2 . \quad (2.5)$$

Beispielsweise ist bei einer Frequenz von $\nu = 7.5$ GHz die Dichte n_{cutoff} gleich $2.2 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$. Die typischen bisher erreichten Plasmadichten, bei denen EZR-Quellen die günstigsten Ladungsverteilungen liefern, betragen je nach Frequenz 2 bis $5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$. Sie liegen erfahrungsgemäß etwa eine Größenordnung unterhalb der jeweils maximal möglichen cutoff-Dichte.

Die Entstehungsrate von Ionen im Ladungszustand Z ergibt sich aus einer Bilanzgleichung, die von verschiedenen Autoren detailliert behandelt wird^{12,13)}. Es ergibt sich eine Ionenlebensdauer τ , die sich aus der Kombination aller Verlustmechanismen zusammensetzt.

Unter gewissen Umständen ist der Ladungsaustausch von Ionen mit neutralen Atomen der dominierende Verlustprozeß im Plasma, da hier der Wirkungsquerschnitt im Vergleich zu anderen Effekten besonders groß ist. Nach einer empirischen Formel von A. Müller und E. Salzborn¹⁴⁾ gilt:

$$\sigma_{Z,Z-1} [\text{cm}^2] = 1.43 \cdot 10^{-12} Z^{1.17} I^{-2.75} \quad (2.6)$$

- Z = Ladungszustand des Ions
- I = Ionisationspotential des Grundzustandes [eV].

Auch aus diesem Grunde ist es daher wichtig, den Restgasdruck in der Plasmakammer so gering wie möglich zu halten ($< 10^{-7}$ mbar), um Verluste durch Ladungsaustausch zu vermeiden. Da es aber problematisch ist, ein Plasma bei sehr niedrigem Druck zu zünden, sind die meisten EZR-Quellen mit zwei Plasma-stufen ausgestattet. In der ersten Stufe wird bei relativ hohem Druck ($\sim 10^{-3}$ mbar) ein kaltes Plasma gezündet, das im wesentlichen einfach geladene Ionen produziert. Dieses Plasma diffundiert aufgrund des hohen Dichtegradienten entlang der Magnetfeldlinien in die zweite Stufe und ermöglicht dort die Aufrechterhaltung eines Plasmas bei extrem niedrigem Restgasdruck.

Wegen der Plasmaneutralität kann angenommen werden, daß die Lebensdauer der Ionen τ mit der Elektroneneinschlußzeit τ_e identisch ist. Für die Produktion von hochgeladenen Ionen in einem heißen Elektronengas ist nun insgesamt das Produkt aus der Elektronendichte n_e und der Lebensdauer τ der Ionen von Bedeutung. In Abbildung 2 ist die berechnete Ionen-Ladungsverteilung für Argon und Neon bei 10 keV Elektronenenergie als Funktion des Produktes $n_e \cdot \tau$ ^{15,16)} dargestellt. Daraus wird folgendes deutlich: Wenn man im Ladungsspektrum einer Quelle z.B. Ar^{8+} beobachtet, dann muß das $n_e \cdot \tau$ -Produkt in der Größenordnung von $10^9 \text{ cm}^{-3} \cdot \text{sec}$ liegen. Der maximal zu erreichende Ladungszustand ist proportional zu dem Produkt $n_e \cdot \tau$. Zusammenfassend kann man sagen, daß mit der Variation der Quellenparameter ein Maximum des $n_e \cdot \tau$ -Produktes eingestellt wird.

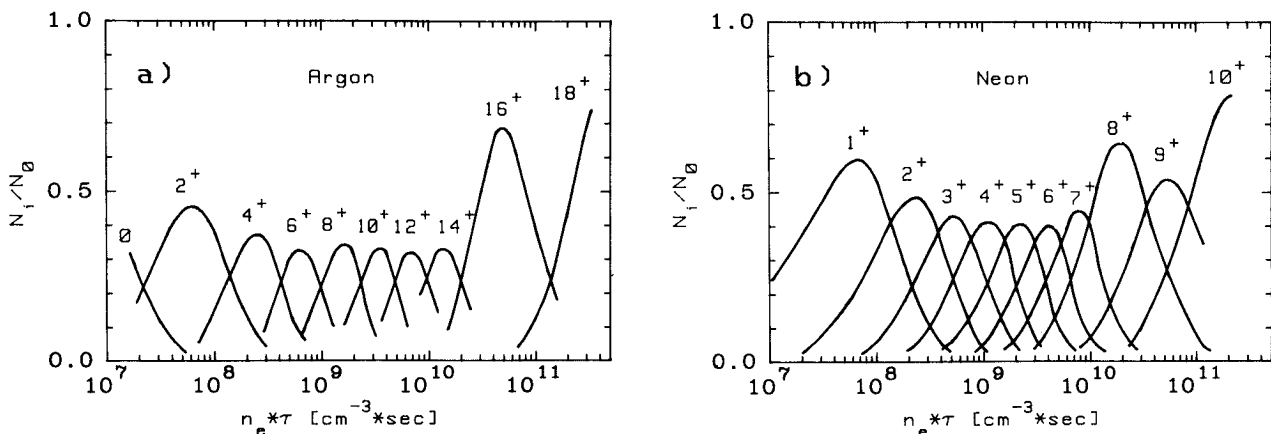


Abbildung 2:

Berechnete Ladungsverteilung für 10 keV Elektronenenergie: a) Argon, b) Neon.

2.4 Aufbau der Jülicher ISIS-EZR Quelle

Die Planung und Auslegung der ISIS-EZR-Quelle für das Jülicher Isochronozyklotron wurde bereits an anderer Stelle beschrieben¹⁷⁾ und soll hier nur kurz wiedergegeben werden. Der schematische Aufbau der zweistufigen Quelle geht aus der Abbildung 3 hervor.

Das Magnetsystem besteht aus einer Solenoidspule für die erste Plasmastufe, sowie zwei Spiegelspulen und einem Sextupolmagneten für die zweite Stufe.

Zwischen den beiden Spiegelspulen befindet sich eine schwache Zusatzspule, mit der das axiale Spiegelverhältnis in einem weiten Bereich variiert werden kann. Der Hexapolmagnet ist für das radiale Spiegelverhältnis und den Durchmesser der Resonanzzone bestimmend. Jeder der fünf Magnete wird von einer eigenen Stromversorgung geladen. Im Dauerbetrieb (sog. "persistent mode") sind die Spulen über supraleitende Schalter kurzgeschlossen. Dann werden die insgesamt zehn Stromzuführungen von den Spulenkontakten getrennt und mit Hilfe einer pneumatischen Steuerung aus dem Helium-Bad des Kryostaten herausgefahren, um die He-Abdampftrate so gering wie möglich zu halten.

Der Kryostat hat eine warme Bohrung von 27 cm Durchmesser, in der die Vakuumkammer ($\varnothing = 24$ cm) der Plasmastufen eingelassen ist. In der Tabelle 2 sind die wichtigsten Daten des Magnetsystems zusammengefaßt.

Die Auslegung der Anlage erlaubt einen Betrieb der Quelle mit 28 GHz Mikrowellenfrequenz in der ersten und 18 GHz in der zweiten Stufe, wobei durch die $B_{\min}$ -Struktur der Betrag des Magnetfeldes in radialer und axialer Richtung von der Resonanzzone bis zu den Wänden mindestens um einen Faktor 1.5 ansteigt. Aus den Magnetfeldberechnungen folgt¹⁸⁾, daß die Resonanzzone in der

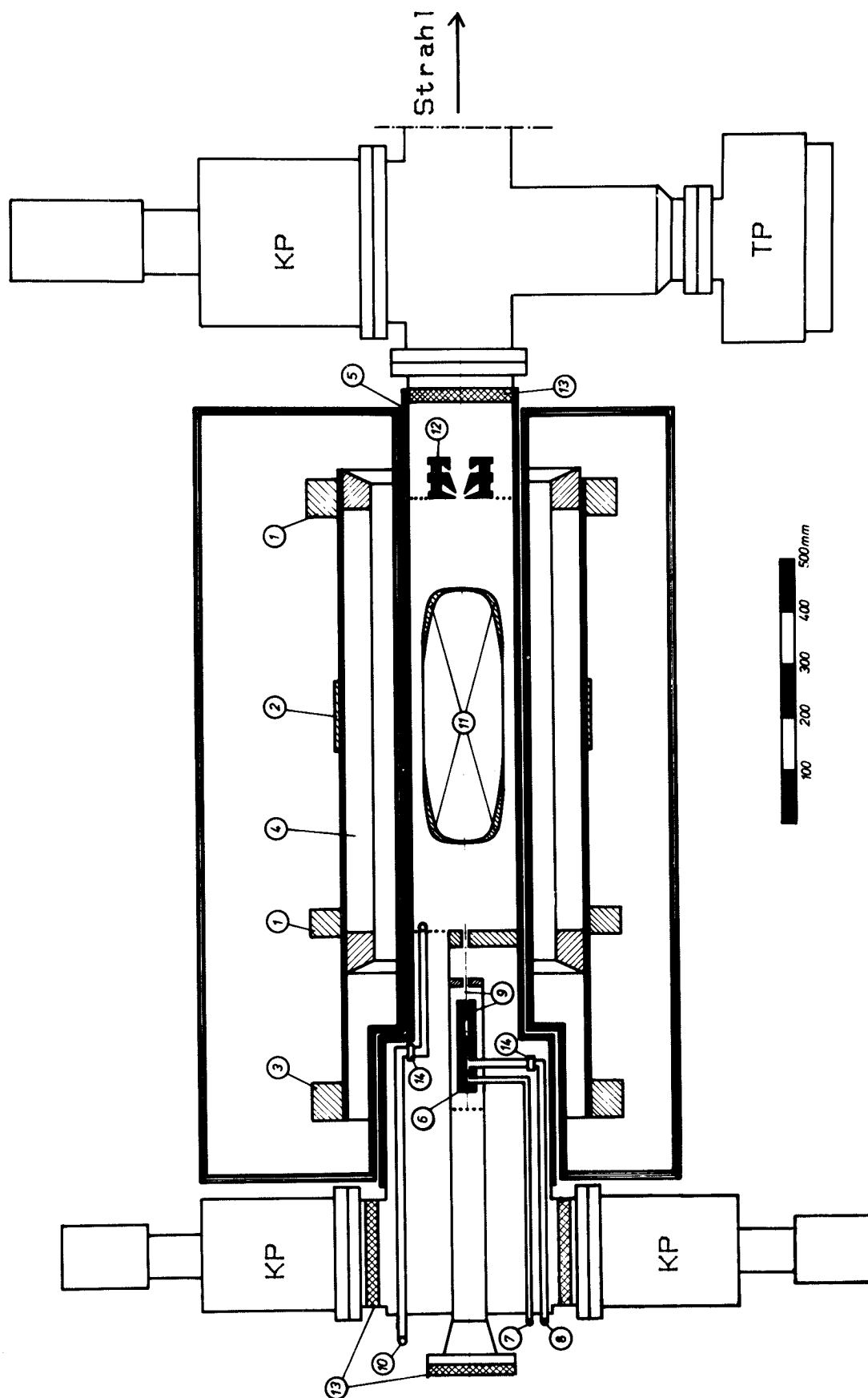


Abbildung 3: Schematischer Aufbau der ISIS EZR Schwerionenquelle. (1) Spiegelspulen; (2) Dünne Zusatzspule; (3) Spule für 1. Stufe; (4) Hexapol; (5) Wassergekühlte Vakuumkammer; (6) Wassergekühlte 1. Plasmastufe; (7) Gaseinlaß; (8) Mikrowellen-Einspeisung für 1. Stufe; (9) Resonanzstelle und kaltes Plasma der 1. Stufe; (10) Mikrowelleneinspeisung für 2. Stufe; (11) Resonanzzone der 2. Stufe für 14 GHz; (12) Extraktionselektroden; (13) Hochspannungsisolierung; KP Kryopumpe; TP Turbomolekularpumpe;

2. Stufe eine Länge von 45 cm und einen Durchmesser von 15 cm aufweist. In Abbildung 4 ist der radiale und axiale Feldverlauf für den maximalen Strom in den Spulen dargestellt.

Magnetsystem

maximaler Strom im Supraleiter	440 000 A
Energie des Magnetfeldes	~ 400 kJ
maximales Feld an der Leiteroberfläche	4.8 Tesla
maximales Magnetfeld auf der Achse	1.2 Tesla
maximal auftretende Kraft auf ein 1 m langes Leiterpaket	$6.7 \cdot 10^5$ Newton
Länge des magnetischen Spiegels	84 cm
Durchmesser der "warmen" Bohrung	27 cm
Entfernung zw. 1. Stufe und Eingang der 2. Stufe	< 20 cm

Kryostat

LHe-Tank	320 ℓ ; 105 ℓ oberhalb der Spulen
LN ₂ -Tank	43 ℓ mit automatischer Nachfülleinrichtung
LHe-Abdampfrate	0.9 ℓ/h im "persistent mode", Stromzuführungen ausgefahren
LN ₂ -Abdampfrate	0.25 ℓ/h

Tabelle 2: Technische Daten des EZR-Magnetsystems.

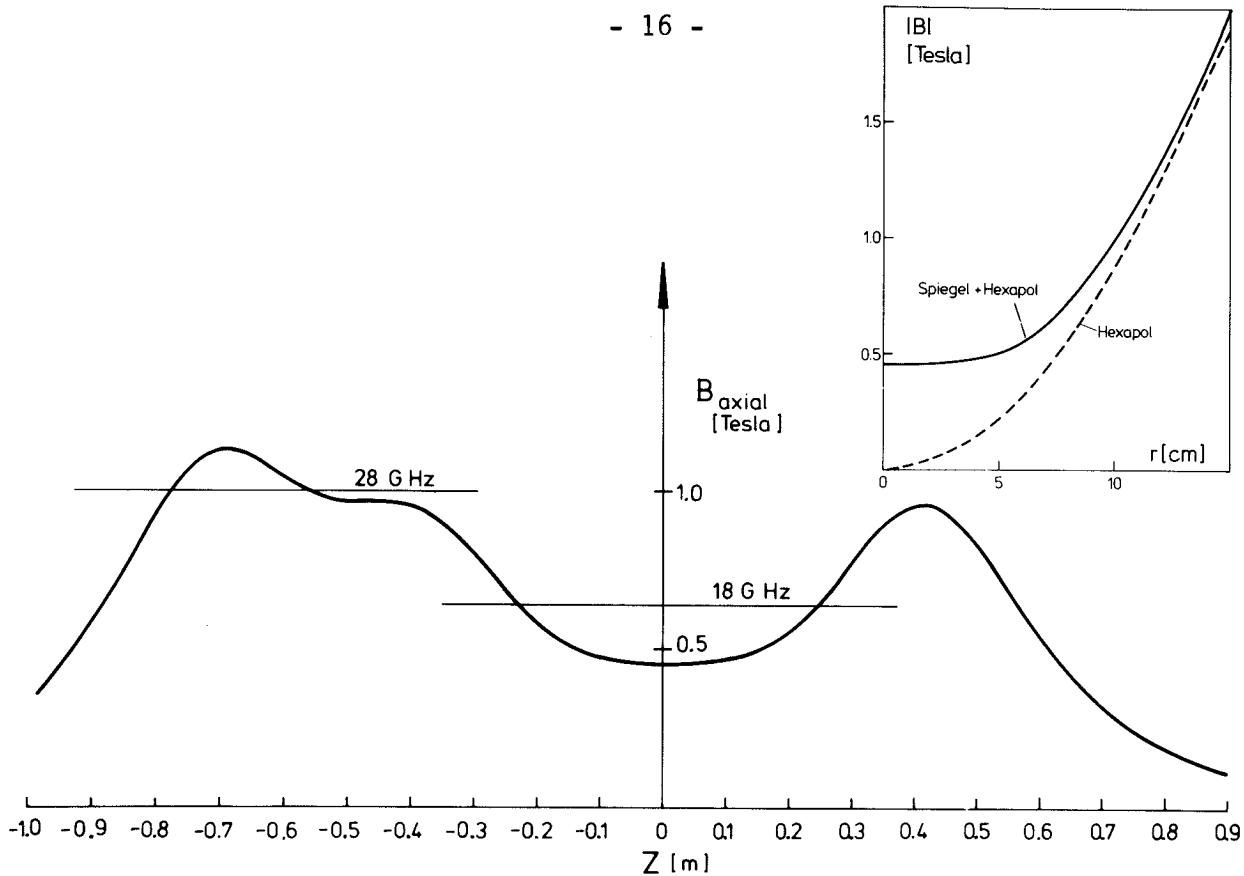


Abbildung 4: Radialer und axialer Feldverlauf des EZR-Magnetsystems bei maximalem Strom in den supraleitenden Spulen.

Das Spiegelfeldmaximum bei $z = 42$ cm beträgt ~ 1 Tesla und das Spiegelverhältnis $B(z = 42)/B(z = 0)$ ist in diesem Fall gleich 2.1 .

In einer ersten Ausbaustufe sollen beide Plasmastufen mit einer Mikrowellenfrequenz von 14 GHz ($\lambda = 2$ cm) betrieben werden. Dazu ist jedoch ein axialer Feldverlauf erforderlich, bei dem eine 14 GHz-Resonanzstelle im Bereich der 1. Stufe zwischen $z = -0.55$ m und $z = -0.7$ m auftritt. Dies wird durch Absenken des Stromes in Spule 1 erreicht, so daß sich der in Abbildung 5 gezeigte Magnetfeldverlauf ergibt.

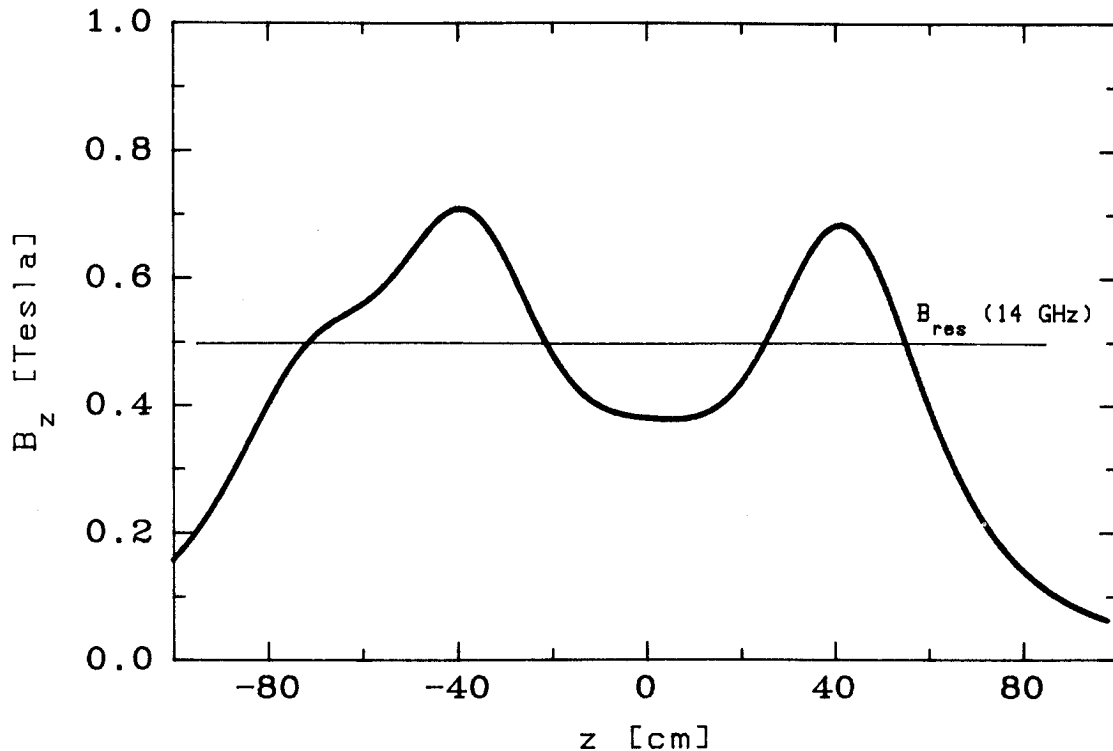


Abbildung 5:

Axialer Feldverlauf ISIS für einen Betrieb mit 14 GHz Mikrowellenfrequenz.

Zwischen den beiden Plasmaräumen der ISIS EZR Quelle befindet sich eine differentielle Pumpstufe, die so ausgelegt ist, daß bei einem Druckgradienten von 10^{-4} mbar in der zweiten Plasmastufe ein Restgasdruck von $\sim 10^{-7}$ mbar erreicht werden kann. Der Abstand zwischen den Resonanzonen sollte so gering wie möglich sein, da ein hoher Dichtegradient einen effektiven Ionentransport durch Diffusion von der Injektorstufe zur Hauptplasmastufe bewirkt. Der schematische Aufbau der wassergekühlten Injektorstufe sowie die differentielle Pumpstufe sind in Abbildung 6 dargestellt.

Die Mikrowelleneinspeisung in die erste Stufe erfolgt im Bereich hoher Magnetfeldstärke durch ein Quarzfenster. Dabei muß gewährleistet sein, daß zwischen Vakuumfenster und der Resonanzzone keine parasitären Resonanzstellen liegen. Die dort absorbierte Mikrowellenleistung würde dem eigentlichen Ioni-

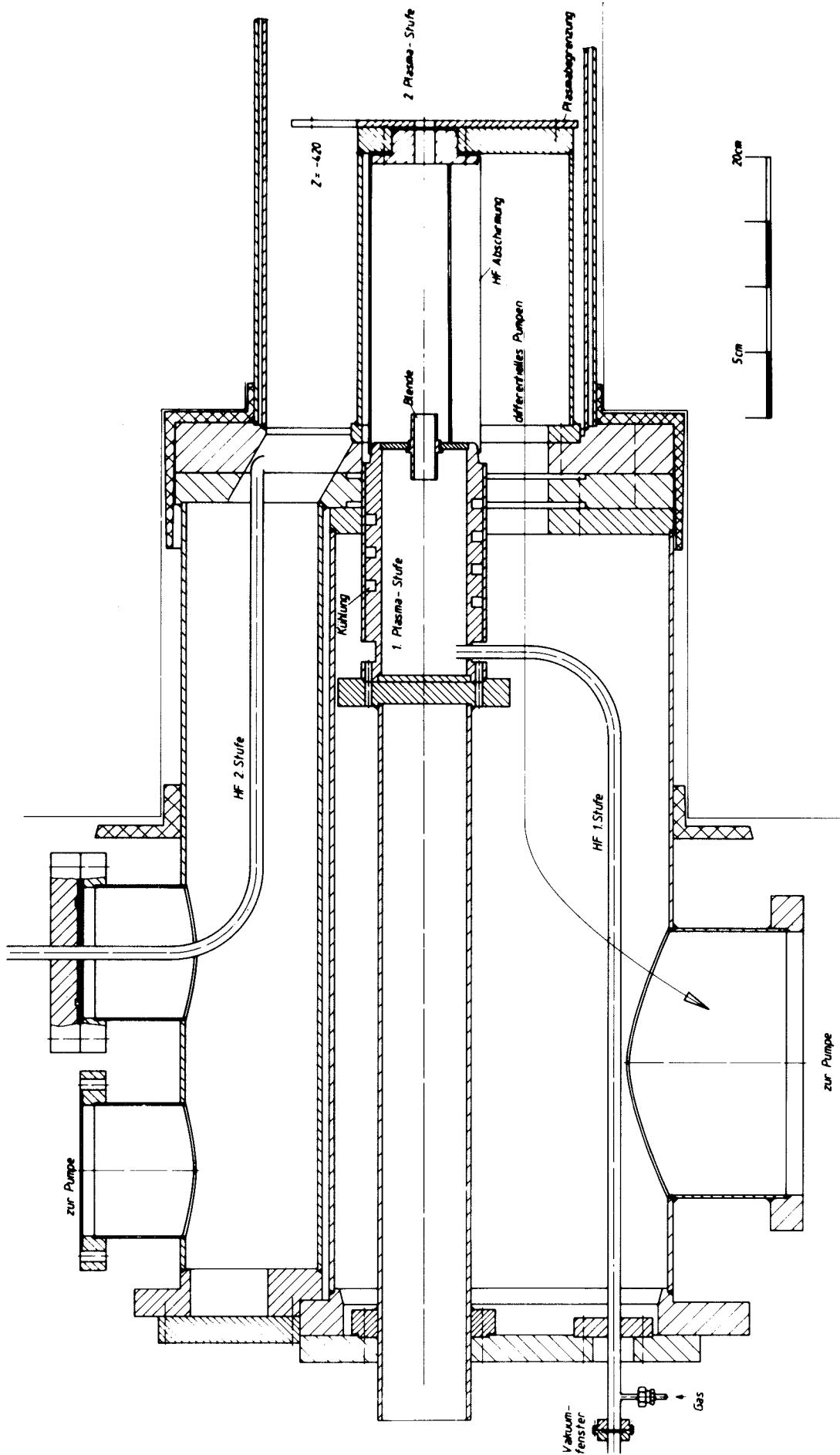


Abbildung 6: Schematische Darstellung der 1. Plasmastufe.

sationsraum entzogen werden, ohne zur Aufheizung des Plasmas beizutragen. Bei dieser Anordnung wird außerdem ein Bedampfen des HF-Fensters verhindert, was im Laufe der Zeit dort zu Mikrowellenreflexionen führen würde.

Im Laufe der Entwicklung der PRE-ISIS EZR Quelle⁹⁾ konnte bereits gezeigt werden, daß der Betrieb mit Gasmischungen den Schwerpunkt der Ladungsverteilungen zu höheren Ladungszuständen verschiebt und dadurch die Ionenausbeute insgesamt verbessert wird (siehe auch Kapitel 3.2: Experimentelle Ergebnisse). Daher wird die 14 GHz EZR Quelle mit einem Ventilsystem ausgestattet, das eine kontinuierliche Variation des Gasmischungsverhältnisses für jeweils zwei Gassorten erlaubt.

Zur Erzeugung des für den Betrieb erforderlichen Ultrahochvakuums mit einem im Bereich von 10^{-8} mbar liegenden Restgasdruck werden im Vakuumsystem der EZR-Quelle Refrigerator-Kryopumpen und Turbomolekularpumpen eingesetzt. Alle Vakuumverbindungen, mit Ausnahme der Hochspannungs-Isolationsthroughführungen, sind mit Cu-gedichteten CF-Flanschen ausgeführt. Die Steuerung der Vakuumanlage erfolgt über eine "Siematic S5" Kontrol-Logik¹⁹⁾, die zusammen mit Anzeige- und Überwachungselementen in der Bedienungseinheit untergebracht ist.

Die Mikrowellenanlage besteht aus zwei 14 GHz-2 kW Sendern, so daß die beiden Plasmastufen getrennt versorgt werden können. Ein Fernbedienungs- und Sicherheitssystem wurde in Zusammenarbeit mit der Firma Beerwald aufgebaut²⁰⁾.

Zusammenfassend seien noch einmal die wichtigsten Parameter aufgeführt, mit denen die Brennbedingungen des EZR-Plasmas für maximale Ionenausbeute eingestellt werden können:

1. Gasdruck
2. Gasmischungsverhältnis
3. Form des Magnetfeldes
4. Spiegelverhältnis in der zweiten Stufe
5. eingekoppelte HF-Leistung (1. und 2. Stufe).

Die in der Quelle erzeugten Ionen werden im Bereich des Magnetfeldmaximums der Spule 4 durch eine elektrische Spannung aus dem Plasma extrahiert und auf die zur Injektion in das Zyklotron notwendige Einschubenergie beschleunigt. Wie in einem späteren Abschnitt dieser Arbeit noch näher erläutert wird, kommen zu den oben aufgeführten Parametern die Spannungen an den Extraktions Elektroden hinzu, die für die Formierung des Ionenstrahls hinter der EZR-Quelle bestimmend sind.

Nach einer langen Trainingsphase konnten Anfang 1985 die supraleitenden Spulen des Magnetsystems mit 80 % des Maximalstromes geladen werden.

Zuerst wurde die Sextupolspule einzeln, ohne Erregung der Solenoide, bis auf 80 % des Maximalstromes trainiert, wobei in 26 Fällen das Magnetfeld zusammenbrach (Quench), bevor dieser Wert im "persistant mode" gehalten werden konnte. Diese Testserie ist in Abbildung 7 dargestellt.

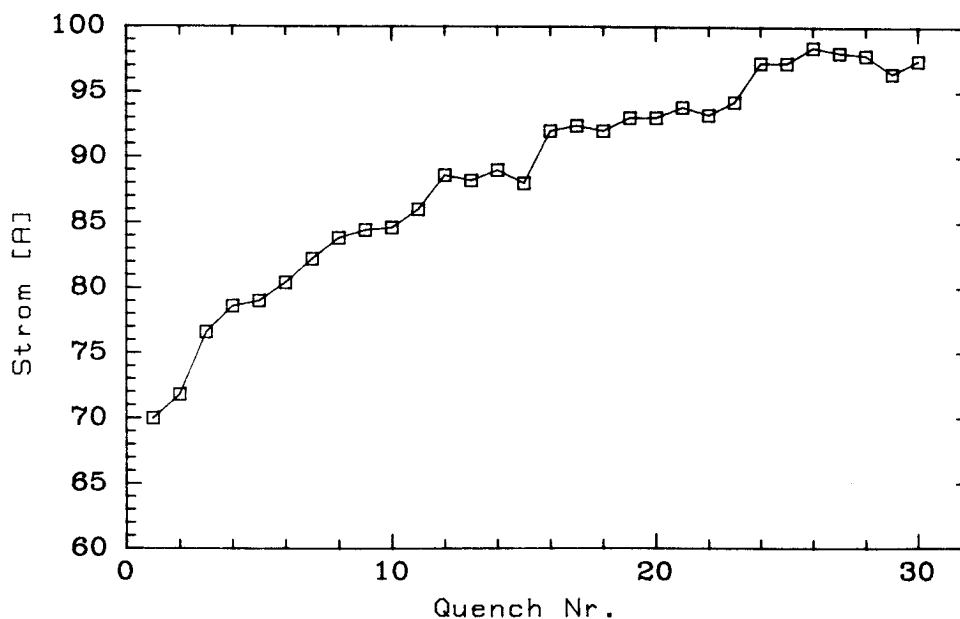


Abbildung 7: Quench Statistik der ISIS-Sextupolspule.

Eine weitere Testreihe war erforderlich, um alle Spulen zusammen auf 80% des Maximalstromes zu laden. Bei diesem Wert wurde das "Training" des Magnetsystems aus zwei Gründen zunächst beendet: Erstens erlaubt das erreichte Mag-

netfeld einen Betrieb der Quelle mit 14 GHz Mikrowellenfrequenz, die - wie schon erwähnt - in der ersten Ausbaustufe zum Einsatz kommen soll. Zweitens war bei einem plötzlichen Zusammenbruch des Magnetfeldes die He-Abdampftrate so bereits groß (~ 50 l LHe in 10 Minuten), daß ohne weitere Verbesserung der Gasleitung zur Verflüssigungsanlage ein weiteres Training des Magneten nicht sinnvoll erschien.

2.5 Aufbau der Jülicher 5GHz-Leichtionen-EZR-Quelle (LIS)

Im Verlauf der Jülicher EZR-Ionenquellenentwicklung stellte sich heraus, daß die zweistufige PRE-ISIS 2* 5GHz EZR Quelle als Prototyp einer Leichtionenquelle für das Jülicher Zyklotron angesehen werden kann. Über die Leistungsfähigkeit dieser Quelle sowie neueste Meßergebnisse wird im nächsten Kapitel berichtet.

Basierend auf den Erfahrungen, die im Betrieb der PRE-ISIS 2* gewonnen werden konnten, wurde ein Nachfolgemodell mit der Bezeichnung "LIS" konstruiert, das sich im Gegensatz zum Laboraufbau der PRE-ISIS 2* (siehe "Versuchsaufbau" Kap. 3.1) aufgrund seiner technischen Ausführung für den Dauerbetrieb am Beschleuniger eignet. Im folgenden seien diejenigen technischen Verbesserungen aufgeführt, die in die Konstruktion der LIS eingegangen sind:

- 1) **Die Vakuumkammer** der 2. Stufe und die Extraktionskammer bestehen aus serienmäßigen UHV-Bauteilen mit Cu-gedichtetem CF-Flanschsystem. Der Durchmesser der 1. Stufe wurde von 4 cm auf 10 cm vergrößert, um eine bessere HF-Einkopplung zu gewährleisten.

- 2) **Das Vakuumsystem** der LIS ist mit zwei Turbomolekularpumpen ausgestattet, die im Vergleich zu der an der PRE-ISIS 2* verwendeten Kryopumpe ein hohes

Saugvermögen für Helium besitzen. Dies ist erforderlich, da die LIS häufig zur Produktion von He^{2+} Ionen eingesetzt werden wird.

3) **Der Sextupolmagnet** in der 2. Stufe ist im Vergleich zur PRE-ISIS 2* aus kleineren SmCO_5 Permanentmagneten aufgebaut, die nun einen Querschnitt von 14.4 mm x 11.6 mm haben. Der innere Durchmesser des Sextupolmagneten ist von 54 mm auf 66 mm erhöht worden, wodurch die Pumpleistung zwischen den Sextupolbarren verbessert wird.

4) **Die elektrische Leistungsaufnahme** der Magnetspulen beträgt maximal 30 kW und ist damit um 35 % gegenüber der PRE-ISIS 2* reduziert worden. Bei der Berechnung der Spulen wurde davon ausgegangen, daß der axiale Feldverlauf mit dem der PRE-ISIS 2* übereinstimmen soll. Die Variation des magnetischen Spiegels in der 2. Plasmastufe erfolgt mit Hilfe von kleinen Zusatzspulen, die direkt auf die Vakuumkammer gewickelt sind und von einem separaten Netzgerät (20 V, 5A) erregt werden.

5) **Die Extraktionseinheit** ist auf der optischen Achse zwangsjustiert. Die gesamte Quelle kann so eingerichtet werden, daß magnetische und optische Achse übereinstimmen. Außerdem ist es möglich, die Quelle gegenüber der Extraktionseinheit in z-Richtung um ± 20 mm zu verfahren, um durch optische Anpassung des Ionenstrahls im Strahlformierungsgebiet einen effektiven Strahltransport zu erreichen (s. dazu auch Kapitel 4).

6) **Beide Plasmastufen** werden über einen Leistungsteiler von einem 5GHz 1kW Klystron gespeist. Damit können die eingekoppelten HF-Leistungen in der ersten und zweiten Stufe auf jeden gewünschten Wert eingestellt werden.

Zu erwähnen bleibt, daß sich der Aufbau der LIS im Gegensatz zur PRE-ISIS 2* nicht mehr im Experimentierstadium befindet, so daß auch die Personen-

sicherheitsanlage bezüglich Hochspannungsberührungsschutz sowie HF- und Röntgenpegel verbessert werden mußte.

In Abb. 8 ist der schematische Aufbau der LIS zusammen mit dem axialen Feldverlauf dargestellt.

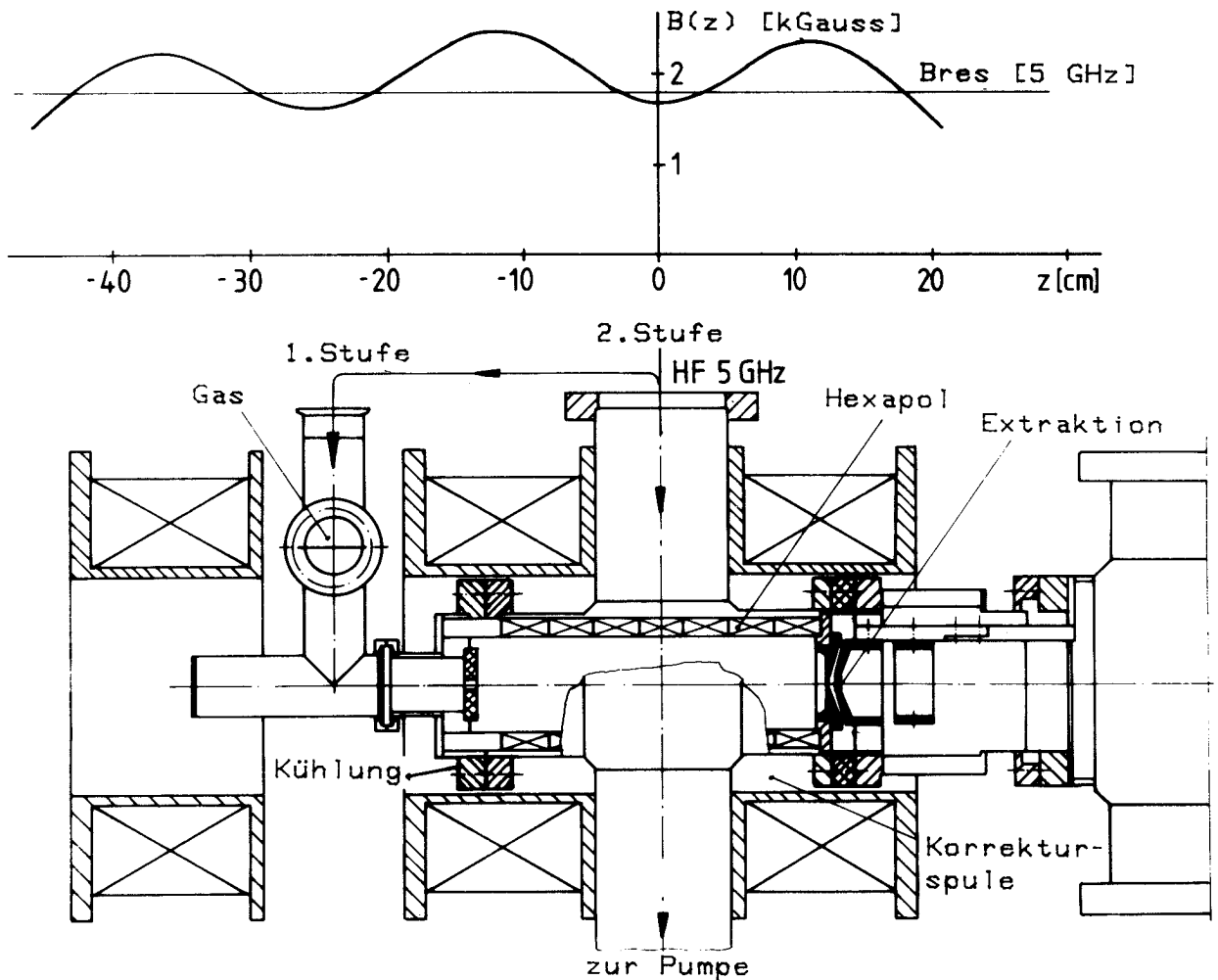


Abbildung 8: Schematischer Aufbau LIS zusammen mit axialem Feldverlauf.

Die Leichtionenquelle wird im Keller der Südhalle aufgebaut (s. Abb. 1). Eine Solenoidspule (LH0) bildet die Extraktionsöffnung auf den Eingang des horizontalen Teils des Injektionspfades ab (optischer Punkt 32), wobei die Selektion des gewünschten Ladungszustandes vorher mit einem Wien-Filter durchgeführt wird. Dieser Aufbau ist der Abb. 9 zu entnehmen.

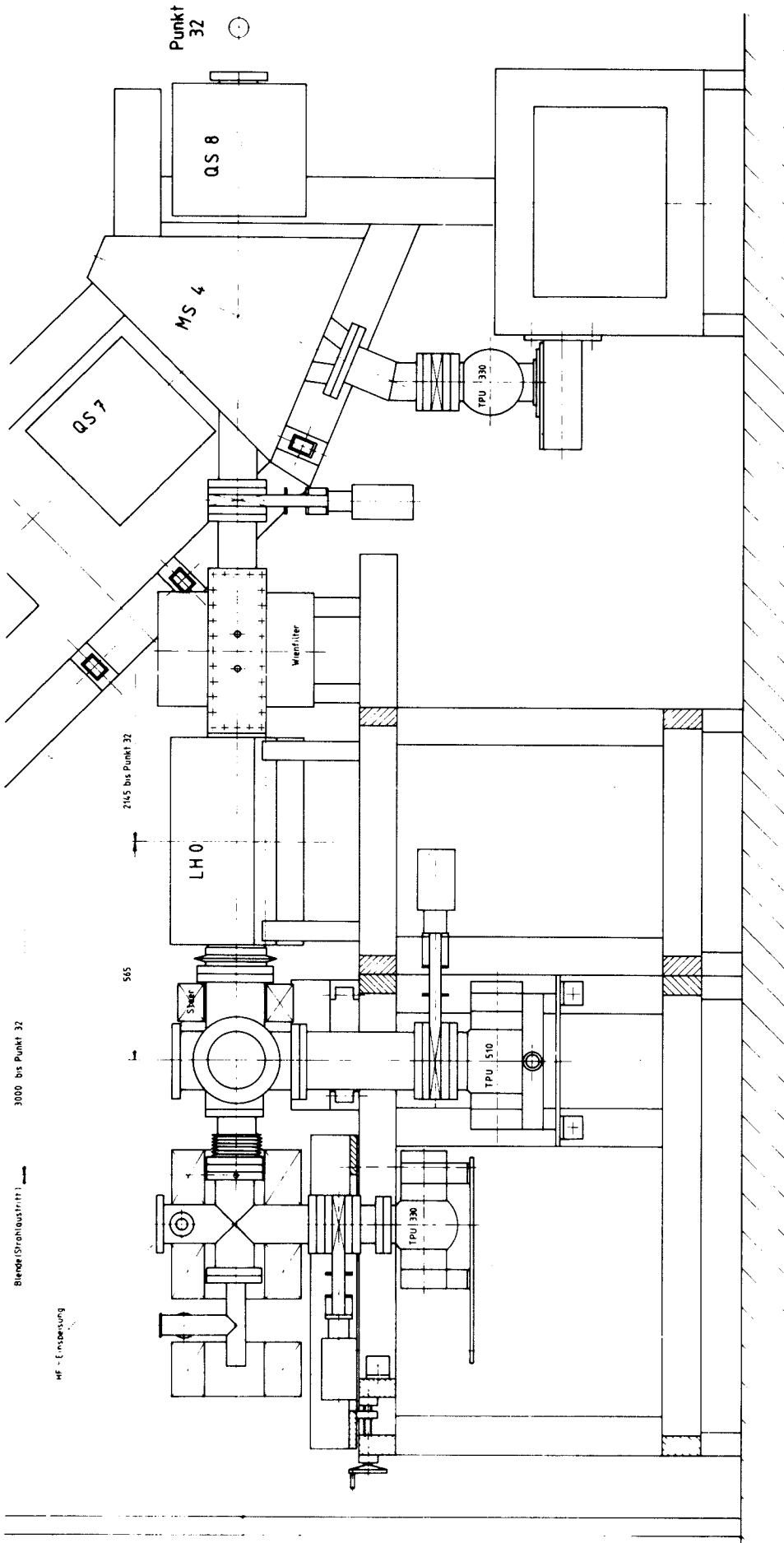


Abbildung 9:

Anordnung der LIS mit Strahlführung bis zum Eingang der horizontalen Beamline am optischen Punkt 32.

- 1 = Leuchtonenquelle LIS
- 2 = Solenoid LH0
- 3 = Wienfilter .

3.0 EXPERIMENTELLE ERGEBNISSE MIT DER EZR-QUELLE PRE-ISIS 2*

3.1 Versuchsaufbau

Die PRE-ISIS 2* stellt die neueste Version der Jülicher EZR-Ionenquellenentwicklung dar, die im Jahre 1981 mit der einstufigen 2.45 GHz Quelle, "PRE ISIS 1" eingeleitet wurde²¹⁾. Die Abb. 10 enthält eine schematische Darstellung der 5 GHz Quelle zusammen mit dem axialen und radialen Feldverlauf.

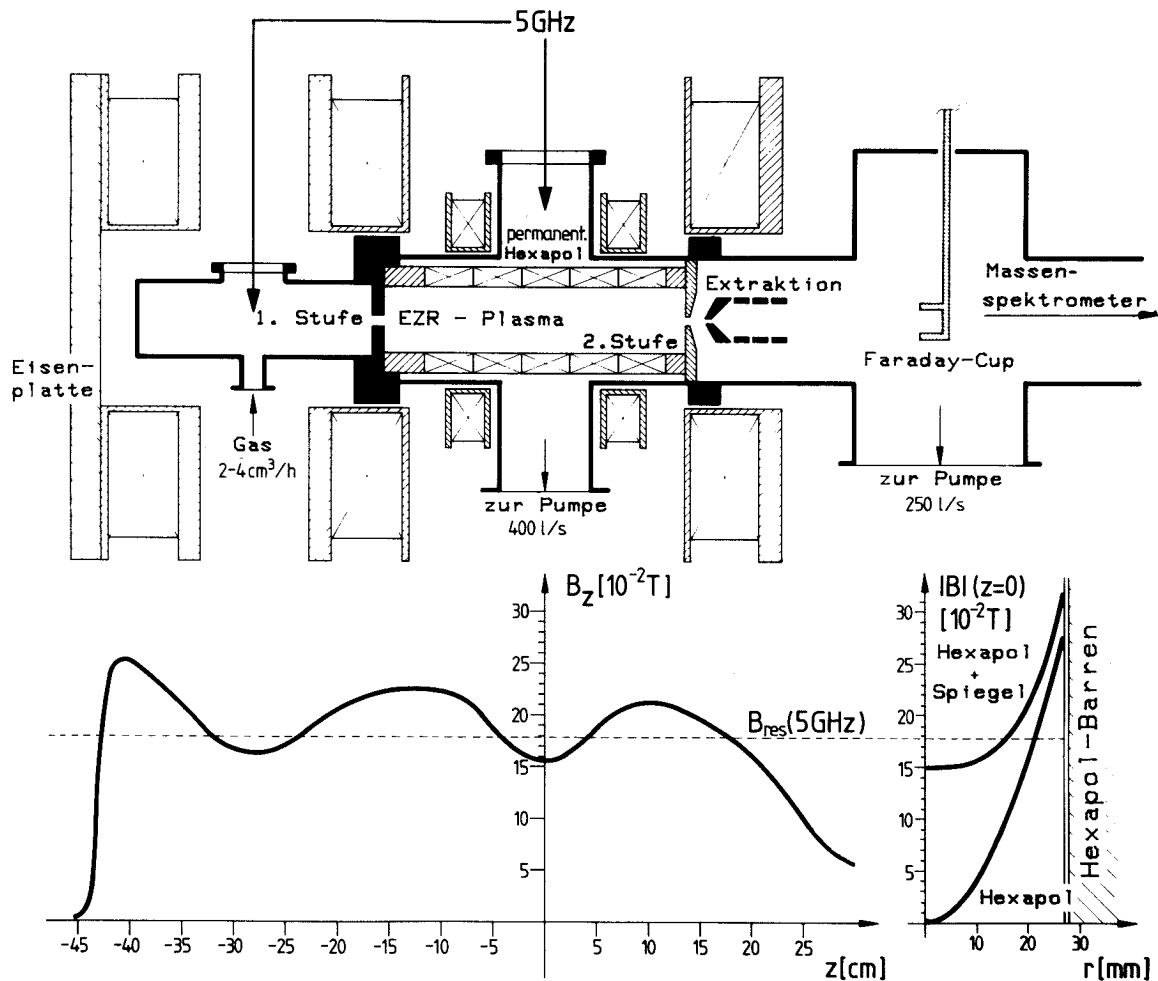


Abbildung 10:

Schematische Darstellung der Versuchsquelle PRE-ISIS 2* mit axialem und radialem Feldverlauf.

Das Magnetsystem besteht aus drei wassergekühlten Solenoidspulen, die über ein gemeinsames Netzgerät betrieben werden. Eine Eisenplatte an der 1. Stufe bewirkt, daß sich die Resonanzzone der Injektorstufe im Bereich zwischen $z = -32.5$ cm und $z = -22.5$ cm einstellt. Mit Hilfe von zwei kleineren Zusatzspulen ist es möglich, das axiale Spiegelverhältnis zu variieren. Die elektrische Anschlußleistung der Spulen liegt bei maximal 46 kW. Das Hexapolsystem besteht aus sechs SmCO_5 Magnetbarren mit einem Querschnitt von 16×15 mm und einer Länge von 235 mm. Die Magnete sind in einem Kupfer-Profil, das auf einem wassergekühlten Trägerflansch montiert ist, vakuumdicht eingeschlossen. Der innere Durchmesser des Hexapols beträgt 54 mm und die radiale Feldstärke an der Oberfläche der Barren ist 2.8 kGauss.

Ein Reflexklystron als Ansteuerungssoszillator und ein Klystron Verstärker mit einer maximalen Leistung von 1.5 kW bilden die Hauptkomponenten des Mikrowellensystems der Quelle, das eine Frequenzvariation im Bereich von 4.4 bis 5 GHz erlaubt. Die Mikrowellenleistung wird senkrecht zur Quellenachse durch ein Aluminiumoxidfenster in die 2. Stufe eingekoppelt. Das Verhältnis von hinlaufender zu reflektierter HF-Leistung läßt sich mit einem E-H-Tuner einstellen, so daß der von der 2. Stufe reflektierte Teil über einen Zirkulator durch ein Quarzfenster in die Injektorstufe eingespeist werden kann. Die Abb. 11 zeigt ein Diagramm der Mikrowellenanlage einschließlich der Meß- und Überwachungselemente zum Schutz des Klystronverstärkers.

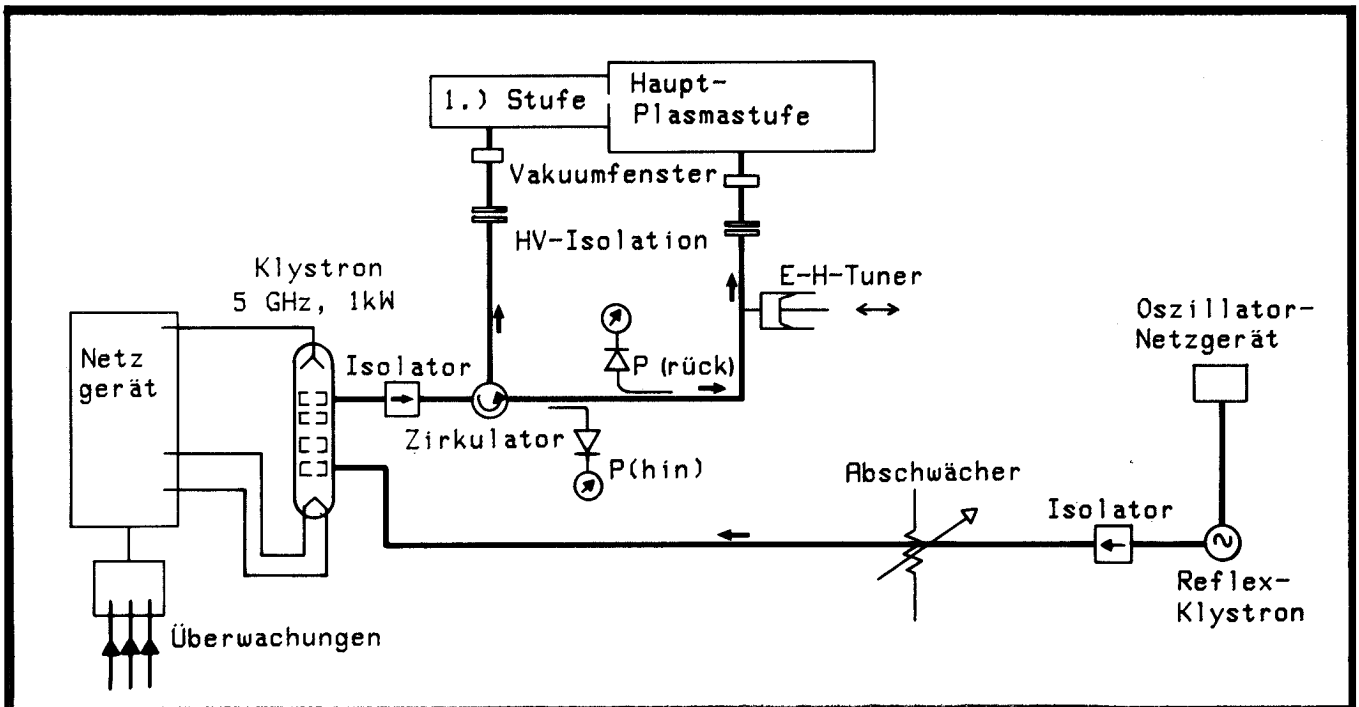


Abbildung 11: Diagramm der Mikrowellenanlage der PRE-ISIS 2*.

Die Vakuumkammer der 2. Stufe wird mit einem Saugvermögen von 400 l/sec von einer Refrigerator-Kryopumpe evakuiert. In der Injektorstufe stellt sich aufgrund einer 8 mm Bohrung zwischen den beiden Stufen ein Arbeitsdruck ein, der um etwa zwei Größenordnungen höher liegt als in der Hauptplasmastufe. Eine Turbomolekularpumpe (500 l/sec) an der Extraktionskammer sorgt für ausreichendes Saugvermögen im Bereich des Strahlformierungsgebietes.

Die in der zweiten Stufe produzierten Ionen werden durch eine 8 mm Bohrung in der Plasma-Endplatte mit einer Gleichspannung von bis zu 10 kV extrahiert. Das Extraktionssystem besteht aus einer Ziehelektrode und einer nachfolgenden Einzellinse, mit der es möglich ist, den Ionenstrahl in einen Faraday-Cup zu fokussieren, der in einer Entfernung von 33 cm hinter der Extraktionsöffnung in die Strahlführung eingefahren werden kann. Die Elektroden be-

finden sich in einer Glashalterung, um eine Justage mit einer Genauigkeit von ± 0.1 mm auf die optische Achse zu ermöglichen. Darüber hinaus ist es erforderlich, die Solenoidspule in Höhe der Extraktion durch Kippen so einzurichten, daß magnetische und optische Achse übereinstimmen, um damit einen effektiven Transport des Ionenstrahls durch die gesamte Strahlführung zu erzielen. Wenn der erste Cup aus der Strahlführung herausgefahren ist, erfolgt der Nachweis des Ionenstroms nach der Ladungs-zu-Masse Separation in einem 45° Umlenkmagneten auf einem zweiten Faraday-Cup in einer Entfernung von 1.3 m.

3.2 Allgemeine experimentelle Ergebnisse

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse der PRE-ISIS 2* erläutert. Ziel der Arbeit war es, die Parameter einer EZR-Plasmaquelle zu studieren, um die so gewonnenen Erfahrungen beim Aufbau und Betrieb der großen ISIS 14 GHz Schwerionenquelle zu nutzen. Die Experimente konzentrierten sich darauf, möglichst große Ströme an hochgeladenen Ionen zu extrahieren, was in unserem Fall bedeutet, daß der Schwerpunkt der Ladungsverteilung bei einem hohen Ladungszustand liegt.

Innerhalb der ersten Betriebsstunden nach dem Evakuieren der Anlage, zeigt die PRE-ISIS 2* ein typisches Einbrennverhalten. Durch Ausheizen der Vakuumkammer mit Hilfe des EZR-Plasmas sinkt der Restgasdruck von $\sim 1 \cdot 10^{-7}$ mbar auf etwa $5 \cdot 10^{-8}$ mbar. Gleichzeitig ist ein Anstieg des Ionenstromes in den hohen Ladungszuständen zu beobachten. Daraus folgt, daß für die Produktion von hochgeladenen Ionen ein möglichst niedriger Restgasdruck von entscheidender Bedeutung ist (s. Kapitel 2.2: "Wirkungsweise einer zweistufigen EZR Quelle und physikalische Grundlagen"). Dies erfordert neben der im UHV-Bereich angemessenen Arbeitsweise die ausschließliche Verwendung von Metall-gedichteten Vakuumverbindungen. Es hat sich herausgestellt, daß Perbunan O-

Ringe in unserem Fall schon deswegen unbrauchbar sind, weil sie im Laufe der Zeit durch Mikrowellenabsorption zerstört werden.

In Abb. 12 sind zwei Stickstoff-Spektren der PRE-ISIS 2* wiedergegeben, die den Einfluß der Injektorstufe verdeutlichen. Beim Einschalten der 1. Stufe

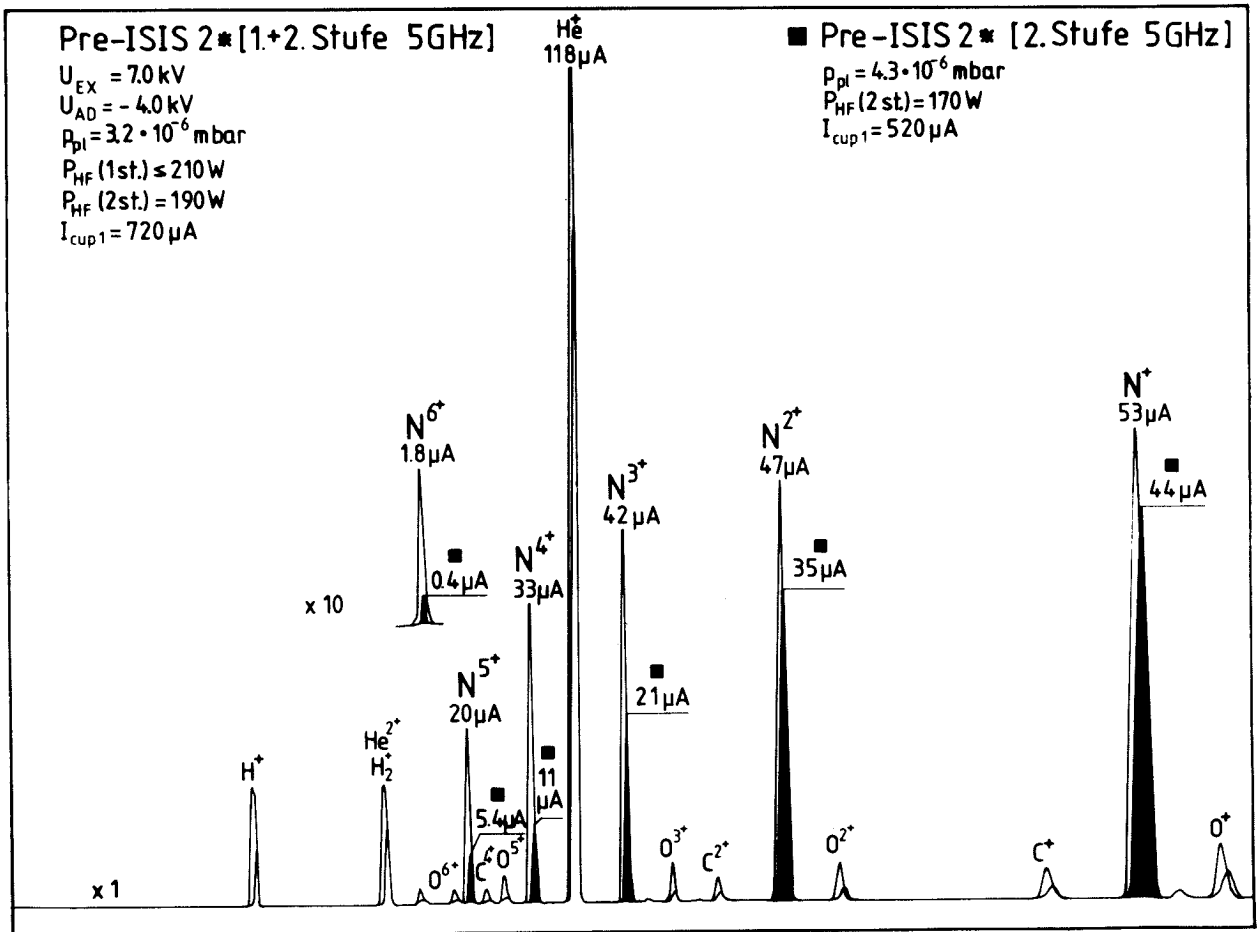


Abbildung 12: Stickstoff Ionenspektrum mit und ohne Betrieb der Injektorstufe.

erhöht sich der extrahierte Gesamtstrom um 40 %, wobei insgesamt die hochgeladenen Stickstoffzustände stärker hervortreten. Im Zusammenhang damit steht eine Abnahme des Neutralgasdruckes in der 2. Stufe. Das deutet darauf hin, daß nunmehr Ionen anstelle von Atomen in die 2. Stufe gelangen. Wie man anhand der Abb. 13 erkennen kann, werden in der ersten Stufe tatsächlich im wesentlichen einfach geladene Ionen erzeugt.

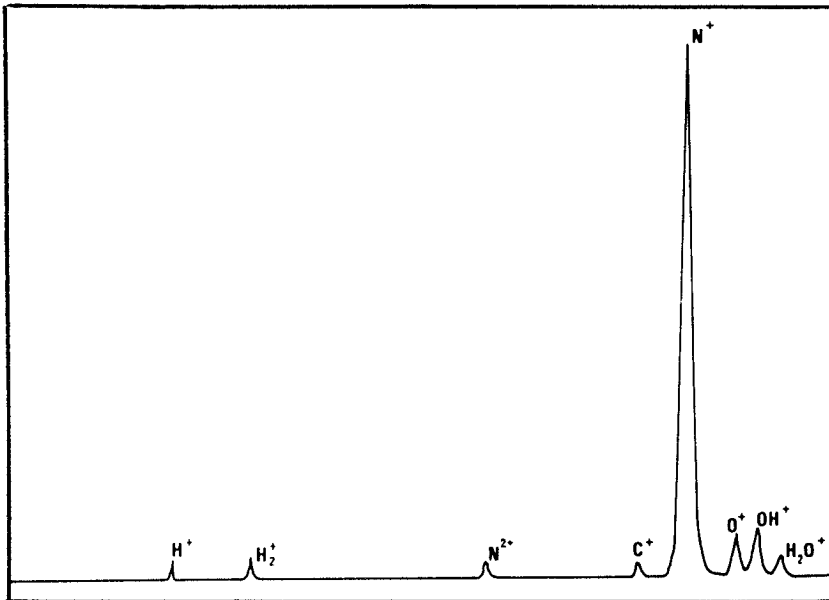


Abbildung 13:

Spektrum der Injektor-
stufe bei ausgeschalteter
Hauptplasma-
stufe.

Das magnetische Feld für die 5 GHz EZR-Resonanz beträgt 1.8 kGauß. Wie in der Abb. 10 dargestellt, beträgt das maximale axiale Feld zwischen erster und zweiter Stufe 2.3 kGauß, während das Spiegelmaximum auf der Extraktionsseite mit 2.1 kGauß um etwa 10 % niedriger liegt. Die Einstellung dieser Differenz ist durch die Variation des relativen Abstandes der Solenoidspulen möglich, da das Feld der äußersten Spule in der 1. Stufe zum Maximalwert des linken Spiegelfeldes in der 2. Stufe beiträgt. Wie sich experimentell herausstellte, konnte mit der beschriebenen Magnetfeldkonfiguration eine Steigerung des Ionenstromes in den höchsten Ladungszuständen um 50 % erreicht werden.

Die Form des Plasmas in der Quelle hängt vom Verlauf der magnetischen Feldlinien ab. Nach einem Vorschlag der EZR Quellen Gruppe in Berkeley²²⁾ sollte eine azimuthale Magnetisierung der Sextupolbarren dazu führen, daß das Plasma nicht direkt auf die Barren brennt, wodurch eine erhöhte Wandrekombination der Ionen in der Nähe der EZR Resonanz vermieden werden könnte und somit eine Steigerung der Ionenströme zu erwarten sei. Der Einfluß der Anordnung der Sechspolmagnete auf die Plasmaform ist in Abb. 14 dargestellt.

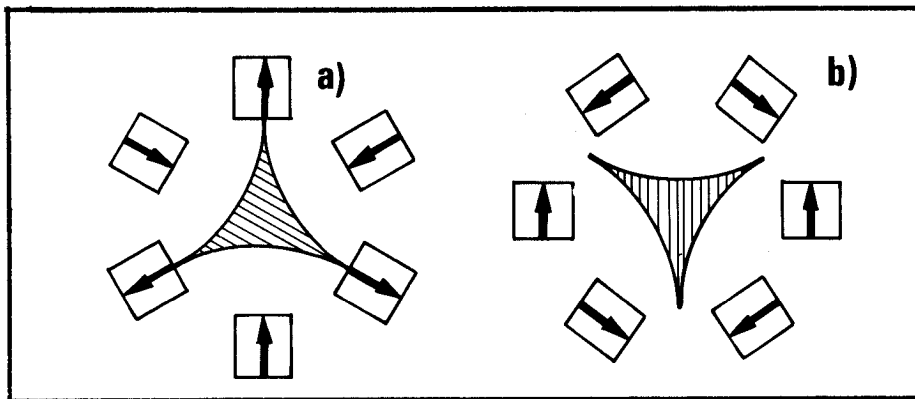


Abbildung 14:

Die schraffierte Fläche gibt die Plasmaform in der 2. Stufe bei verschiedener Orientierung der Hexapolbarren wieder.

- a) radiale Anordnung der Magnetbarren;
b) azimutale Anordnung.

Mit der PRE-ISIS 2* konnte jedoch experimentell nachgewiesen werden, daß die Orientierung der Magnetisierung keinen Einfluß auf die Ladungsverteilung und Stromstärke der EZR-Quelle hat.

Für die Erzeugung von Kohlenstoff-, Stickstoff- und Sauerstoffionen ist eine Mikrowellenleistung in der Größenordnung von 300 Watt ausreichend, während man für Argon eine Leistung von etwa 600 Watt benötigt.

Die Energie der extrahierten Ionen ist zunächst durch das an die Plasmakammer angelegte Potential gegeben. In der Grenzschicht zwischen dem magnetisch eingeschlossenen Plasma und der Wand der Vakuumkammer baut sich jedoch ein zusätzliches Potential auf, so daß die Gesamtenergie des Ionenstrahls um 20 bis 30 eV pro Ionenladung erhöht wird.

Aus dem Ladungsspektrum kann man eine Aussage über die obere Grenze der Energiebreite ΔE des Ionenstrahls aus der Halbwertsbreite der Peaks ableiten. Im Falle der PRE-ISIS 2* haben die Ionen, die aus der Injektorstufe austreten, eine Energieunschärfe ΔE von ≤ 2 eV, während bei Betrieb der Quelle mit beiden Plasmastufen ΔE auf ≤ 5 eV ansteigt. Die geometrische Emittanz ϵ wurde mit einem Schlitz-Draht System²³⁾ bestimmt. Sie liegt in allen Ladungszuständen unter 500 mm . mrad. Dies bedeutet, daß der Strahl vollständig durch die nie-

derenergetische Strahlführung¹⁷⁾ bis zum Einschub in das Zyklotron transportiert werden könnte. In der Tabelle 3 sind die Stromwerte der PRE-ISIS 2* aufgeführt, die nach einem nicht doppelfokussierenden Analysiermagneten mit einer experimentell bestimmten Transmission von 0.1 ± 0.05 für alle Ladungszustände bei einer Extraktionsspannung von 6 kV auf dem Faraday-Cup gemessen wurden.

Zur Ionisation von leichten Ionen einschließlich der α -Teilchen ist im Vergleich zu den Schwerionen eine geringere Elektronenenergie erforderlich. Die Anlage arbeitet als Leichtionenquelle mit einem relativ hohen Betriebsdruck von $\sim 6 \cdot 10^{-6}$ mbar, da der hochenergetische Anteil der Elektronenenergieverteilung in der 2. Stufe mit zunehmendem Gasdruck abnimmt. Außerdem kann dann auf den Einsatz der Injektorstufe verzichtet werden. Die in diesem Betriebszustand extrahierten Ionenströme sind im einzelnen in dem Balkendiagramm (Abb. 15) aufgeführt.

Ladungs- zustand	1-3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
C-13	> 30 μ A	17 μ A	1.6 μ A	30nA							
N-15	> 40 μ A	36 μ A	18 μ A	1 μ A	16nA						
O-16	> 40 μ A	37 μ A	36 μ A	11 μ A	170nA	()					
Ne-20	> 40 μ A	36 μ A	12 μ A	2.1 μ A	340nA	15nA					
Ar-40	> 20 μ A	8 μ A	6 μ A	7 μ A	10 μ A	15 μ A	7 μ A	2.2 μ A	370nA	35nA	3nA

Tabelle 3:

Stromwerte der PRE-ISIS 2* bei 6 kV Extraktionsspannung, gemessen auf Cup 2 nach der Impulsseparation. Die angegebenen Stromwerte für N-15, O-16 und Ar-40 wurden im "Mischgasbetrieb" erreicht (siehe Seite 33).

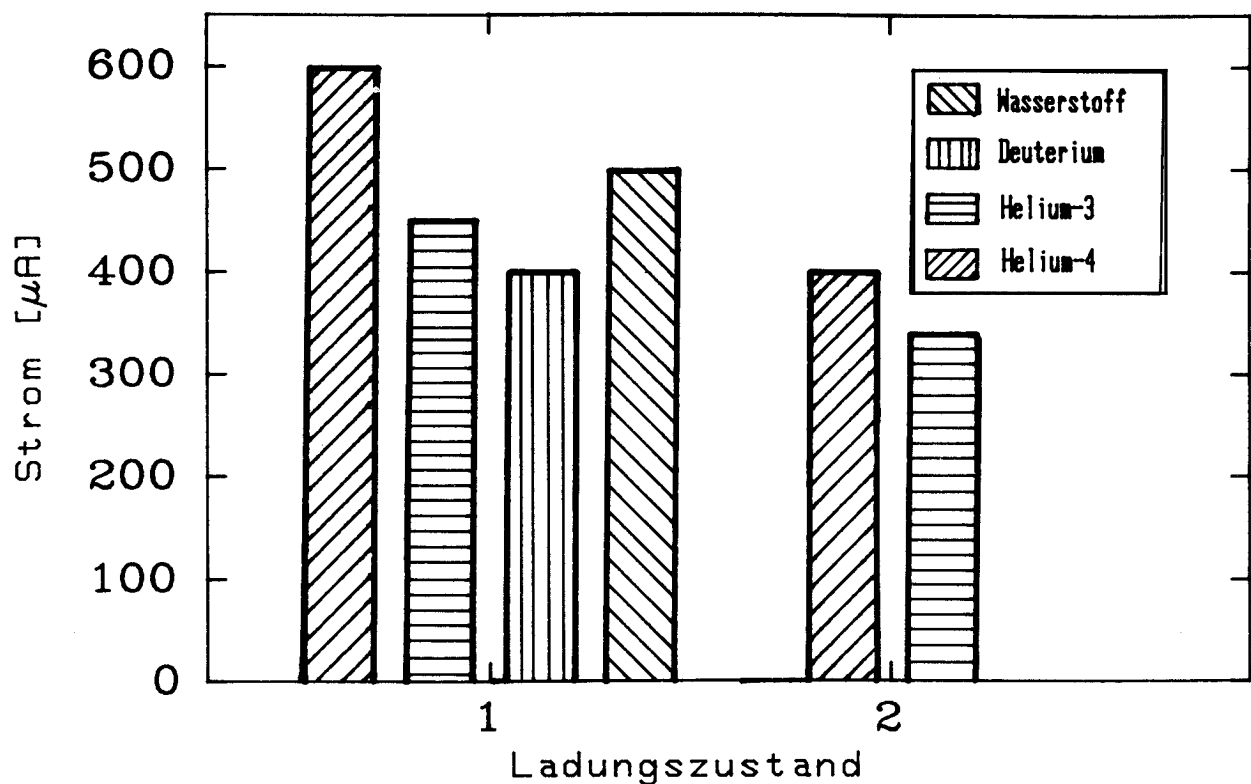


Abbildung 15: Stromwerte der PRE-ISIS 2* beim Betrieb als Leichtionenquelle.

Aus den angegebenen Daten ist ersichtlich, daß die 5 GHz EZR Quelle als Leichtionenquelle für das Projekt ISIS geeignet ist, wobei herausgestellt werden muß, daß das EZR-Plasma bei einem äußerst geringen Gasverbrauch von $2 - 4 \text{ cm}^{-3}/\text{h}$ sehr stabil brennt und die Quelle im Dauerbetrieb ohne Verschleißteile auskommt. Durch ihre hohe Zuverlässigkeit, einfache Bedienung, sowie gute Reproduzierbarkeit der Einstellparameter ergeben sich deutliche Vorteile gegenüber anderen Ionenquellen.

3.3 Experimentelle Untersuchungen zum Mischgasbetrieb

Die bisher erläuterten Fakten und Zusammenhänge stellen zwar wichtige Einzelergebnisse im Laufe der Jülicher EZR-Ionenquellenentwicklung dar, jedoch konnten die angegebenen Stromwerte der PRE-ISIS 2* (s. Tabelle 3) erst durch den sog. "Mischgasbetrieb" erreicht werden. Dies bedeutet, daß dem zu ionisierenden Arbeitsgas ein bestimmter Anteil eines leichteren Gases beigemischt

wird. Die dabei auftretenden Effekte wurden schwerpunktmäßig anhand der Ar-Ladungsverteilung untersucht:

Wenn man einem Argon Plasma beispielsweise Stickstoff als Mischgas zuführt, steigt der Strom der Ar^{8+} -Ionen mit zunehmender Stickstoffkonzentration an und erreicht bei einem N_2 -Anteil von $\sim 97\%$ einen maximalen Wert, der im Vergleich zum reinen Argon Plasma um einen Faktor 20 höher liegt. Bei einem derart hohen Stickstoffgehalt der Gasmischung in der Quelle erscheint es angebracht, N_2 als "Trärgas" anzusehen, während das zu ionisierende Argon als Arbeitsgas bezeichnet wird.

Als weiteres experimentelles Ergebnis ist festzuhalten, daß mit Stickstoff als Trärgas die Möglichkeit besteht, wesentlich mehr HF-Leistung in das System einzuspeisen, so daß eine weitere Steigerung des ursprünglichen Ionenstromes für Ar^{8+} um etwa das Fünffache erreicht werden kann. Die Abb. 16

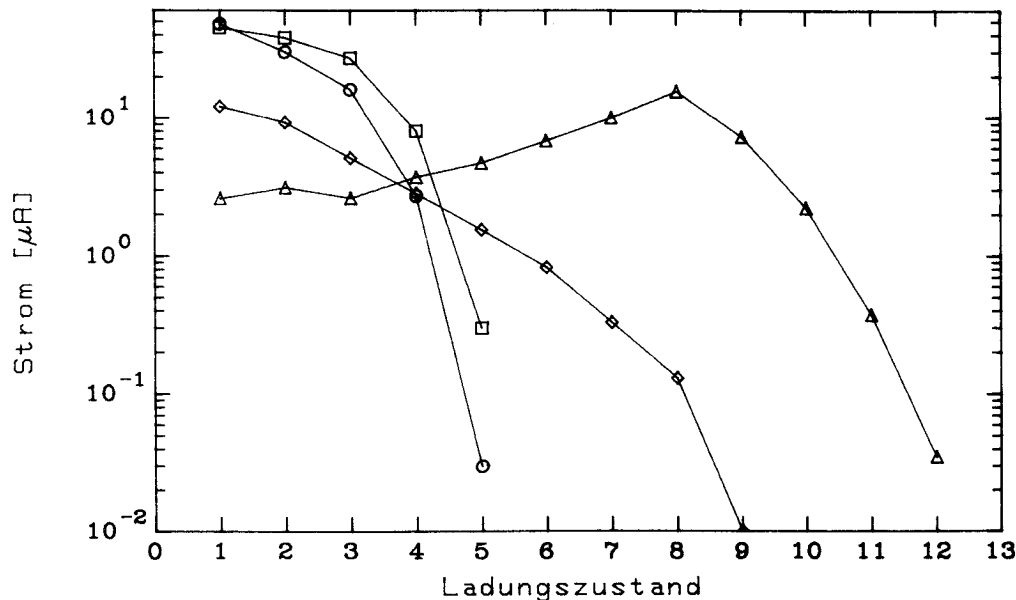


Abbildung 16:

Ladungsverteilung:

- Δ Ar-Ladungsverteilung im Mischgasplasma (3 % Ar/97 % N_2) optimiert auf Argon-Zustände
- N-Ladungsverteilung im gleichen Plasma
- N-Ladungsverteilung im reinen Stickstoff-Plasma
- ◇ Ar-Ladungsverteilung im reinen Argon-Plasma optimiert auf hohe Ladungszustände.

demonstriert den Einfluß der Gasmischung auf das gesamte Spektrum. Man erkennt, daß sich im Ar/N₂ Mischgasplasma der Schwerpunkt der Argon-Ladungsverteilung zum Ar⁸⁺ Zustand verlagert, während der Strom der hochgeladenen Stickstoffionen im Vergleich zum reinen N₂-Plasma deutlich abnimmt.

Der Abb. 17 kann man entnehmen, daß Helium als Mischgas zwar ebenfalls zu einer Verbesserung der Argon Ladungsverteilung führt, die Effektivität eines Ar/N₂-Plasmas jedoch wesentlich höher liegt. Außerdem konnte festgestellt werden, daß eine Korrelation zwischen der Mischgassorte und der vom

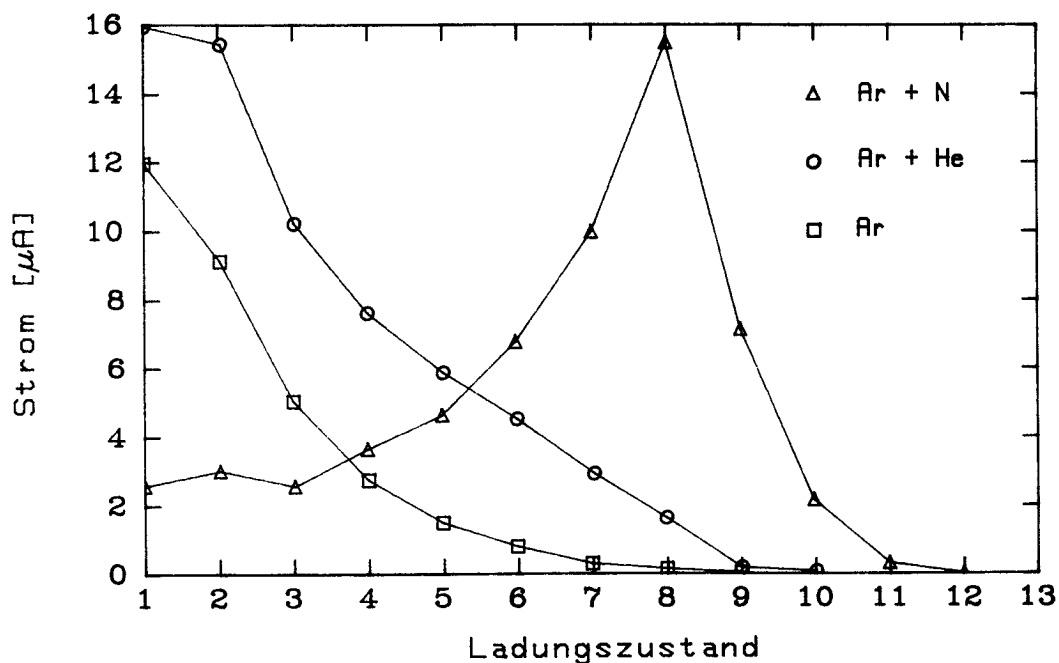


Abbildung 17: Optimierte Ladungsverteilung für verschiedene Mischgas Plasmen.

Plasma maximal akzeptierten Mikrowellenleistung besteht. So wurden die jeweils günstigsten Ar-Spektren bei folgender HF Leistung gemessen:

- reines Argon 160 Watt
- Ar + He 250 Watt
- Ar + N₂ 580 Watt .

3.3.1 Experimente zur Deutung der Mischgaseffekte

Bei einem derart gravierenden Einfluß des Trägergases auf die Ladungsverteilung ist es naheliegend zu untersuchen, ob die Ursache dafür in einer Veränderung der Elektronenenergieverteilung im Mischgasplasma liegt. Daher wurde die Energie der Elektronen mit dem folgenden Versuchsaufbau gemessen (s. Abb. 18).

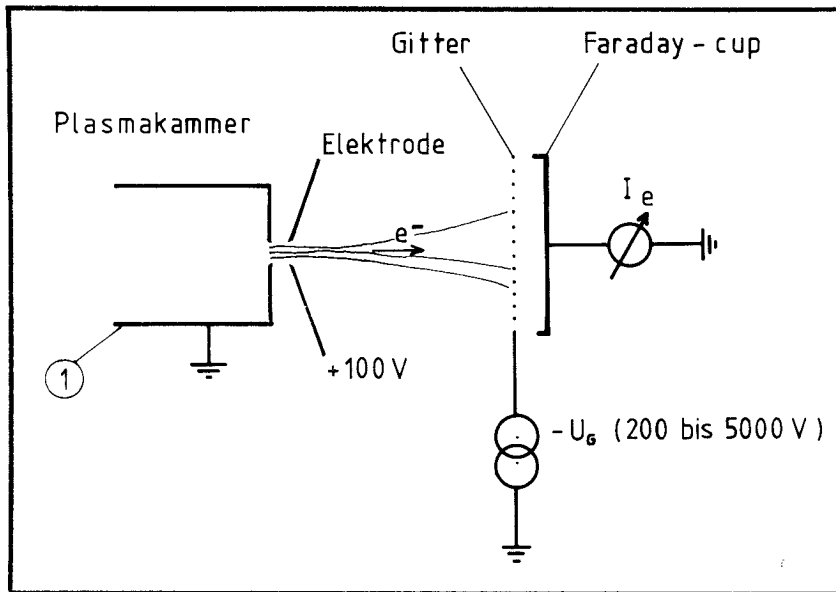


Abbildung 18:

Versuchsaufbau zur Messung der Elektronenenergieverteilung. Die austretenden Elektronen folgen in guter Näherung aufgrund ihrer geringen magnetischen Steifigkeit den Magnetfeldlinien.

Der Strom geladener Teilchen, der das Plasma durch den in Achsennähe durchlässigen magnetischen Spiegel verläßt, wird auf dem Faraday Cup hinter der Quelle nachgewiesen. An der Ziehelektrode liegt zur Unterdrückung des Ionenstromes eine positive Spannung von etwa 100 Volt gegenüber der geerdeten Plasmakammer. Bei einer negativen Spannung am Gitter können dann nur diejenigen Elektronen auf den Cup gelangen, deren Energie zur Überwindung des jeweils angelegten Potentials ausreicht. Auf diese Weise erhält man ein integrales e^- Spektrum. Durch numerische Differentiation ergibt sich daraus die Energieverteilung, wobei der Elektronenstrom pro Energieintervall als Funktion der Elektronenenergie dargestellt wird. Das mit dieser Methode aufgenommene Elektrenspektrum gibt nicht unbedingt die Energieverteilung im Inneren des Plasmas wieder, da durch die Extraktionsöffnung immer nur ein bestimmter Teil des gesamten Phasenraumes der Elektronen erfaßt wird. Dennoch sollten relative Ände-

rungen des e^- Spektrums im Plasma in der außerhalb gemessenen Verteilung wiedergegeben werden.

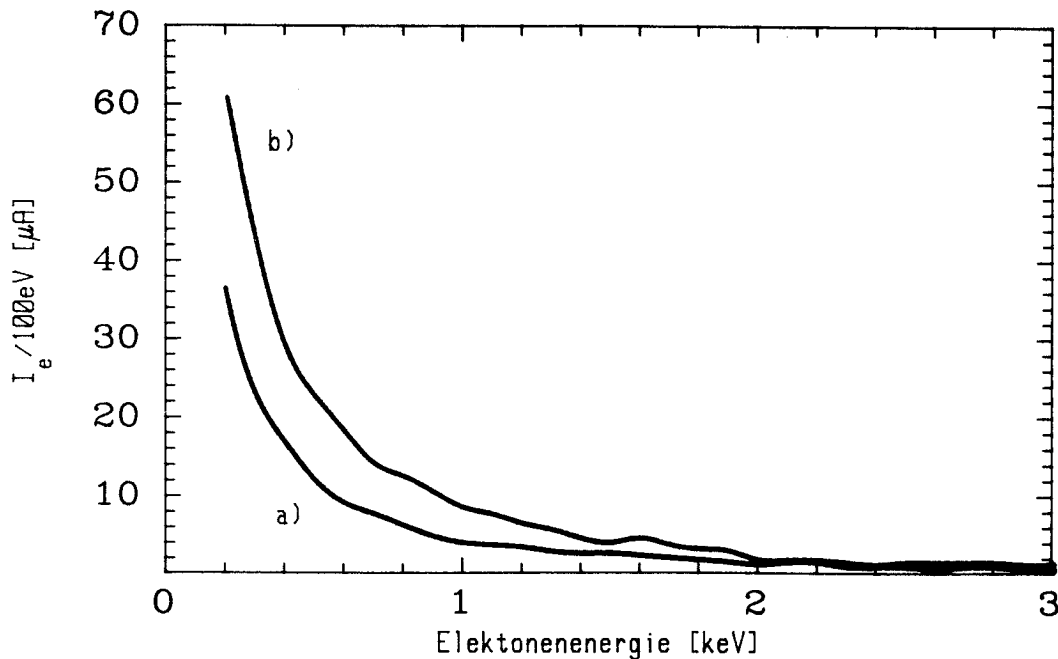


Abbildung 19: Elektronenenergieverteilung

- a) im reinen Ar-Plasma bzw. Ar/N₂ Mischgasplasma
- b) im Ar/N₂-Mischgasplasma bei höherer HF-Leistung.

Die Kurve a) der Abb. 19 zeigt die im reinen Argon Plasma gemessene Elektronenenergieverteilung. Beim Übergang zum Ar/N₂ Mischgasplasma konnte bei sonst konstanten Quellenparametern keine Änderung dieser Verteilung festgestellt werden. Es zeigt sich in der Kurve b) der Abb. 19, daß die Erhöhung der eingekoppelten HF-Leistung im Mischgasplasma nur zu einer größeren Elektronendichte in dem für die Ionisation hoher Ladungszustände relevanten Energiebereich führt und nicht etwa eine Verschiebung des e^- Spektrums in Richtung höherer Energie auftritt. Die beobachtete Zunahme der Ströme an hochgeladenen Ionen (Faktor 5 für Ar^{8+}) steht sicherlich im Zusammenhang mit der höheren Elektronendichte. Es soll aber noch einmal betont werden, daß sich eine drastische Erhöhung der hochgeladenen Zustände (Faktor 20 für Ar^{8+}) allein schon durch den Übergang vom reinen Ar-Plasma zum Ar/N₂-Mischgasplasma bei konstanter Mikrowellenleistung ergibt.

Da sich bei konstanten Quellenparametern im Mischgasplasma weder die Elektronenenergieverteilung noch die Elektronendichte n_e verändert hat, darf man erwarten, daß - wie in Kapitel 4 dieser Arbeit noch näher erläutert wird - die Form der Ionen-emittierenden Plasmagrenzschicht konstant bleibt und damit auch keine Beeinflussung der Ionenoptik des Strahls gegeben ist.

Durch die Untersuchung des zeitlichen Verhaltens des EZR Plasmas sollten weitere Hinweise gefunden werden, um den Einfluß des Trägergases zu klären. Dazu wurde mit Hilfe eines PIN-Diodenmodulators und eines Funktionsgenerators folgender Pulsverlauf der Hochfrequenzleistung eingestellt (s. Abb. 20).

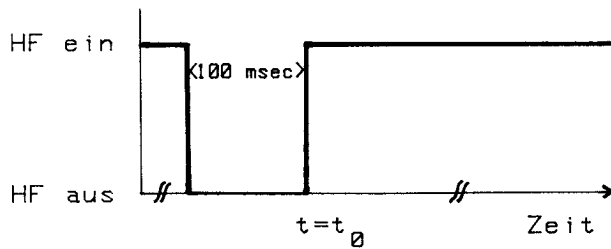


Abbildung 20:
Zeitlicher Verlauf des HF Pulses.

Der Gleichgewichtszustand im Plasma wird für nur etwa 100 msec unterbrochen, um die Störung der Vakuumbedingungen in der Quelle durch Wegfall der Pumpleistung des Plasmas möglichst gering zu halten. Ab $t=t_0$ erfolgt dann die Aufzeichnung des Ionenstromes in einem bestimmten Ladungszustand als Funktion der Zeit mit einem Speicheroszillographen.

Als wesentliches Ergebnis dieser Messungen ist zu erwähnen, daß im Falle des Ar/N_2 Mischgasplasmas die hohen Ar-Ladungszustände im Vergleich zum reinen Ar-Plasma wesentlich schneller aufgebaut werden. Die Werte für dI_μ/dt ($\mu = \text{Ladungszustand } 6 \text{ bzw. } 8$) wurden im Bereich zwischen 10 und 40 msec nach Zünden des Plasmas bei $t=t_0$ bestimmt und sind in der Abb. 21 eingetragen. Bemerkenswerterweise stellt man fest, daß im Ar/N_2 -Plasma die Zunahme des Ar^{8+} Ionenstromes pro Zeiteinheit um einen Faktor 40 größer ist gegenüber dem entsprechenden Wert bei Betrieb der Quelle mit reinem Argon. Der Aufbau von Ar^{6+} -Ionen läuft im Mischgasplasma immerhin noch viermal schneller ab.

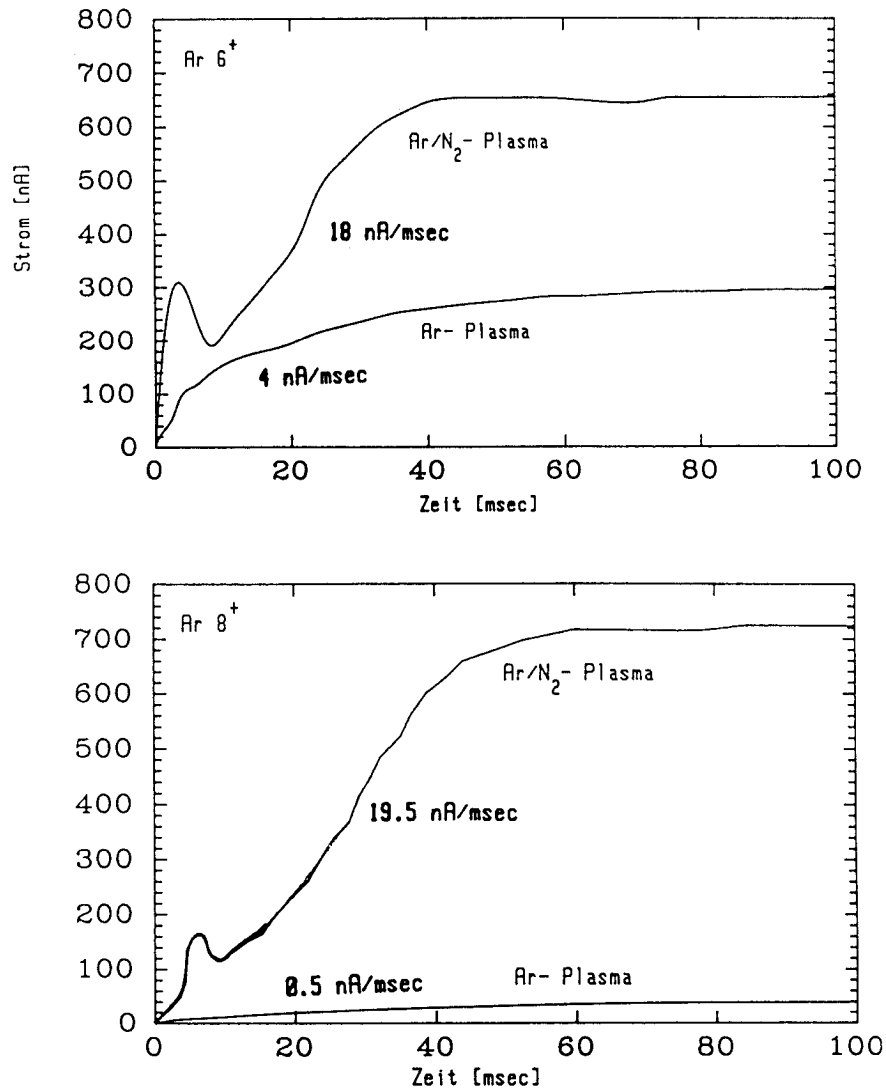


Abbildung 21: Zeitlicher Verlauf des Ar-Ionenstromes.

Die Anstiegszeiten wurden im Bereich zwischen 10 und 40 msec nach Zünden des Plasmas bei $t = t_0$ bestimmt.

3.4 Erläuterung der Bilanzgleichung zur Ionenproduktion im EZR-Plasma

Im folgenden sollen die Effekte, die im Zusammenhang mit dem Mischgasplasma beobachtet worden sind, diskutiert und mögliche Erklärungen aufgezeigt werden. Dazu muß die Bilanzgleichung für die Ionen-Produktions- und Verlustprozesse im einzelnen betrachtet werden. Die physikalischen Effekte der Ionisation im EZR-Plasma sind nach Oda¹²⁾ folgendermaßen zu klassifizieren:

1. Elektronenstoßionisation

a) Mehrfachionisation durch Ein-Elektronenstoß, d.h. ein Atom oder Ion erhöht seine Ladungszahl durch einen einzigen Stoß mit einem hochenergetischen Elektron um mehrere Einheiten. Möglicherweise kann dabei ein K-Elektron herausgeschlagen werden (Wirkungsquerschnitt $\sigma_{0,i}$)^{24,25)}.

b) Schrittweise Ionisierung durch mehrfache Elektronenstöße (Wirkungsquerschnitt $\sigma_{i,i+1}$)²⁶⁾.

2. Ladungsaustausch von Ionen mit neutralen Atomen oder Ionen (Wirkungsquerschnitt $\sigma_{0,i}^v$)²⁷⁾.

3. Rekombination durch Elektroneneinfang (Rekombinationskoeffizient $\alpha_{i,i-1}$)²⁸⁾.

Daten für die jeweiligen Wirkungsquerschnitte sind - soweit bekannt - unter den angegebenen Referenzen zu finden.

Keiji ODA¹²⁾ hat unter der Annahme der Ladungsneutralität des Plasmas die $(Z+1)$ Differentialgleichungen dn_i/dt für eine Gassorte im Gleichgewichtszustand ($dn_i/dt = 0$) durch numerische Integration gelöst und erhält damit eine Ladungsverteilung, die von den Parametern Elektronendichte n_e , Neutralteilchendichte n_0 , Elektronengeschwindigkeit v_e , Ionengeschwindigkeit v_i und Ioneneinschlußzeit τ_i abhängt. Durch Vergleich zwischen Rechnung und Experiment ergeben sich bei ODA¹²⁾ folgende Aussagen:

1. Der dominierende Prozeß im EZR-Plasma ist die schrittweise Ionisierung durch Elektronenstoß (Prozeß 1b). Es konnte aber in den zitierten Rechnungen ab Ar^{3+} auch ein Effekt der Mehrfachionisation durch Ein-Elektronenstoßionisation festgestellt werden, wenn man von einer im Röntgenspektrum der EZR-Quelle beobachteten Elektronenenergie von 85 keV ausgeht. Der relative Beitrag dieses Prozesses zum Ionenstrom im Ladungszustand $-i$ nimmt dann mit steigender Ladungszahl zu. Wie unsere Messung der Elektronenenergieverteilung zeigt, muß jedoch der Anteil der 85 keV-Elektronen im Vergleich zu den Elektronen im Energiebereich von einigen keV so gering sein, daß der K-Schalenionisation praktisch keine Bedeutung zukommt.
2. Der Prozeß des Ladungsaustausches ist stark druckabhängig. Die entsprechenden Wirkungsquerschnitte nehmen mit steigender Ladungszahl zu.
3. Rekombinationsprozesse können im allgemeinen vernachlässigt werden, da α_{Rek} umgekehrt proportional zur Wurzel aus der Elektronenenergie ist.

Im Mischgasplasma ist jedoch zusätzlich die Wechselwirkung des Ladungsaustausches zwischen Ionen und Atomen der beiden Gassorten zu beachten. Dadurch wird die Bilanzgleichung durch "Mischgasterme" erweitert und lautet somit:

Bilanzgleichung im Mischgas zur Erzeugung von Ar-Ionen im Ladungszustand i:

Zeitliche Änderung $dn_{i(\text{Ar})}/dt =$

der Teilchenzahl im

Ladungszustand i

Term Nr.:

schrittweise $-n_{i(\text{Ar})} n_{e1} \langle v_{e1} \sigma_{i;i+1} \rangle$ (1)

Ionisation $+n_{i-1(\text{Ar})} n_{e1} \langle v_{e1} \sigma_{i-1;i} \rangle$ (2)

Rekombination $-\alpha_{i,i-1} n_{i(\text{Ar})} n_{e1}$ (3)

$+\alpha_{i,i+1} n_{i+1(\text{Ar})} n_{e1}$ (4)

Verluste aufgrund endl.

Ioneneinschlußzeit $-n_i/\tau_i$ (5)

Ladungsaustausch mit i-1
Atomen $-\sum_{v=1} n_{0(\text{Ar})} n_{i(\text{Ar})} \langle |v_{i(\text{Ar})} - v_{0(\text{Ar})}| \sigma_{0,i}^v \rangle$ (6)

$Z(\text{Ar})$
 $+\sum_{\mu=i+1} n_{0(\text{Ar})} n_{\mu(\text{Ar})} \langle |v_{\mu(\text{Ar})} - v_{0(\text{Ar})}| \sigma_{0,\mu}^i \rangle$ (7)

Zusätzliche Terme durch

Ladungsaustausch im i
Mischgas $-\sum_{v=1} n_{0(\text{N})} n_{i(\text{Ar})} \langle |v_{i(\text{Ar})} - v_{0(\text{N})}| \sigma_{0(\text{N}),i(\text{Ar})}^v \rangle$ (8)

$Z(\text{Ar})$
 $+\sum_{\mu=i+1} n_{0(\text{N})} n_{\mu(\text{Ar})} \langle |v_{\mu(\text{Ar})} - v_{0(\text{N})}| \sigma_{0(\text{N}),\mu(\text{Ar})}^i \rangle$ (9)

$Z(\text{N})$
 $+\sum_{\mu} n_{0(\text{Ar})} n_{\mu(\text{N})} \langle |v_{0(\text{Ar})} - v_{\mu(\text{N})}| \sigma_{\mu(\text{N}),0(\text{Ar})}^i \rangle$ (10)

Hierbei bedeutet unter anderem:

- n $\equiv$ Teilchendichte [cm^{-3}]
- v $\equiv$ Geschwindigkeit der Ionen bzw. Elektronen [cm/s]
- σ $\equiv$ Wirkungsquerschnitt der beschriebenen Reaktion [cm^2]
- α $\equiv$ Rekombinationskoeffizient [cm^3/s] (im EZR Plasma sehr klein, da $\alpha \sim 1/T_e$)
- τ_i $\equiv$ Ioneneinschlußzeit [s]
- $\sigma_{O(N),\mu(Ar)}^i$ $\equiv$ Beispiel: Wirkungsquerschnitt zur Erzeugung eines Argon-Ions mit der Ladung i durch Kollision eines Argon-Ions (μ) mit einem Stickstoffatom.

In dieser Bilanzgleichung sind die Ladungsaustauschreaktionen durch Ion-Ion Stöße noch nicht berücksichtigt worden. Über die entsprechenden Wirkungsquerschnitte, die wegen der Coulomb-Abstoßung als sehr gering angesehen werden können, liegen noch keine Untersuchungen vor. Trotzdem sind aufgrund der hohen Ionendichten diese Prozesse nicht ganz auszuschließen.

Die Wirkungsquerschnitte für Ladungsaustausch von Ionen mit Atomen verschiedener Masse sind nahezu unabhängig von der Stoßenergie, nehmen aber mit dem Ladungszustand des Projektils zu und mit der Anzahl K der übertragenen Elektronen ab. Die Werte reichen von 10^{-16} cm^2 für $K=4$ bis 10^{-14} cm^2 für $K=129$) und sind damit zum Teil um mehrere Größenordnungen größer als die Wirkungsquerschnitte der Elektronenstoßionisation²⁶⁾.

Um die mathematische Formulierung der Bilanzgleichung auf Seite 42 anschaulicher zu machen, sei für die einzelnen Produktions- und Verlustmechanismen jeweils ein Beispiel aufgeführt. Dabei wird vom Ladungszustand $i=4$ für Argon ausgegangen.

Term Nr.	Reaktion	Vorzeichen
(1)	$\text{Ar}^{4+} + e^- \rightarrow \text{Ar}^{5+} + 2e^-$	(-)
(2)	$\text{Ar}^{3+} + e^- \rightarrow \text{Ar}^{4+} + 2e^-$	(+)
(3)	$\text{Ar}^{4+} + e^- \rightarrow \text{Ar}^{3+}$	(-)
(4)	$\text{Ar}^{5+} + e^- \rightarrow \text{Ar}^{4+}$	(+)
(6)	$\text{Ar}^{4+} + \text{Ar}^0 \rightarrow \text{Ar}^{3+} + \text{Ar}^{1+}$	(-)
(7)	$\text{Ar}^{5+} + \text{Ar}^0 \rightarrow \text{Ar}^{4+} + \text{Ar}^{1+}$	(+)
(8)	$\text{Ar}^{4+} + \text{N}^0 \rightarrow \text{Ar}^{3+} + \text{N}^{1+}$	(-)
(9)	$\text{Ar}^{5+} + \text{N}^0 \rightarrow \text{Ar}^{4+} + \text{N}^{1+}$	(+)
(10)	$\text{N}^{6+} + \text{Ar}^0 \rightarrow \text{N}^{2+} + \text{Ar}^{4+}$	(+)

3.5 Hypothese 1 zur Deutung der Mischgaseffekte: Ladungsaustausch

Wenn nach einer bestimmten Zeit das Plasma einen Gleichgewichtszustand erreicht hat, gilt:

$$dn_i/dt = 0 \rightarrow n_i = Q_i \cdot T_i .$$

In dieser Gleichung sind die Produktionsraten der Bilanzgleichung mit " Q_i " zusammengefaßt. Die Größe T_i kann als "Ionenlebensdauer" bezeichnet werden; sie ergibt sich aus dem Kehrwert der Summe von Verlustermen. Im Mischgas werden sowohl ein größerer zeitlicher Anstieg dn_i/dt als auch ein höherer Gleichgewichtswert n_i beobachtet. Dafür können grundsätzlich eine größere Erzeugungsrate oder geringere Verluste verantwortlich sein. Die dafür in Frage kommenden Prozesse kann man in fünf Gruppen zusammenfassen:

1. Eine **Erhöhung der schrittweisen Ionisierung** von Ar-Atomen oder niedrig geladenen Ar-Ionen von der Form $(\sigma_{e/Ar^0} \cdot n_{Ar} \cdot n_e \cdot v_{rel})$ kann im Mischgas (3 % Ar / 97 % N₂) bei unverändertem v_{el} und n_{el} **nicht** vorliegen. Es muß sogar mit einer Reduzierung dieses Prozesses gerechnet werden, da die Dichte n_{Ar} gegenüber dem reinen Ar-Plasma sehr stark abgenommen hat.
2. Eine **vergrößerte Einschlußzeit** τ_i der Argon-Ionen könnte auf unterschiedliche ambipolare Diffusion der Argon- und Stickstoffionen im Mischgasplasma zurückzuführen sein. Es besteht die Möglichkeit, daß die leichteren N-Ionen wegen ihrer größeren Beweglichkeit die Verluste des Plasmas übernehmen und an den Kammerwänden rekombinieren, während sich die Ar-Ionen im Inneren des Plasmas anreichern. Eine auf diese Weise geringfügig erhöhte Einschlußzeit für Argon-Ionen kann aber sicherlich nicht für den massiven Mischgaseffekt verantwortlich sein.
3. Es könnte eine **erhöhte Produktionsrate** von hochgeladenen Ar-Ionen auftreten, da im Ar/N₂-Plasma zusätzliche Reaktionsmöglichkeiten **durch Ladungsaustausch** zwischen Stickstoff-Ionen und neutralen Argon-Atomen zur Verfügung stehen. Für eine Produktion von Ar-Ionen durch Umladung von N-Ionen mit Ar-Atomen kommen Prozesse folgender Art in Frage: $(\sigma_{N^{\mu}/Ar^0} \cdot n(N^{\mu}) \cdot n(Ar^0) \cdot v_{rel})$. Zu einer Erhöhung der Ar-Ladungen kann das aber nur dann führen, wenn die umgekehrten Prozesse, also die Verluste von Ar-Ionen durch Umladung mit N-Atomen, unwahrscheinlicher sind. Es müßte folgendes gelten:

$$\sigma_{N^{\mu}/Ar^0} \cdot n(N^{\mu}) \cdot n(Ar^0) \cdot v_{rel} > \sigma_{Ar^{\nu}/N^0} \cdot n(Ar^{\nu}) \cdot n(N^0) \cdot v_{rel}$$

Produktion von Ar-Ionen

Verluste von Ar-Ionen

im Mischgas

4. Möglicherweise ergeben sich im Mischgasplasma **geringere Verluste durch Ladungsaustausch** bei den Reaktionen von Argon-Ionen mit neutralen Stickstoff-Atomen gegenüber der Verlustrate der Ar^+/Ar^0 -Reaktionen im reinen Argon-Plasma. Die Ar-Ladungsverteilung im Mischgas verhält sich in Abhängigkeit vom Gasmischungsverhältnis ähnlich wie die Ar-Ladungsverteilung im reinen Ar-Plasma bei Änderung des Ar-Gasdruckes. In beiden Fällen verschiebt sich der Ladungsschwerpunkt zu höheren Ladungszuständen, wenn man entweder den Ar-Anteil oder den Ar-Gasdruck verringert.

Im reinen Ar-Plasma ist die Ausbeute höherer Ladungszustände bei geringerem Druck im wesentlichen auf reduzierten Ladungsaustausch der Ar-Ionen mit Ar-Atomen zurückzuführen. Um eine ähnliche Reduzierung des Ladungsaustausches beim Übergang vom reinen Ar-Plasma zum Mischgasplasma (3 % Ar / 97 % N_2) zu erreichen, müßte folgendes gelten:

$$\sigma_{Ar^{\nu}/N^0} \cdot n(Ar^{\nu}) \cdot n(N^0) \cdot v_{rel} < \sigma_{Ar^{\nu}/Ar^0} \cdot n(Ar^{\nu}) \cdot n(Ar^0) \cdot v_{rel}$$

Verluste von Ar^{ν} im Ar/N-Plasma Verluste von Ar^{ν} im reinen Ar-Plasma

bei gleichem Gesamtgasdruck

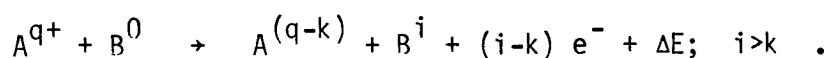
Das führt zu der gleichen Forderung wie unter 3., nämlich, daß die Ionisierungsarten der Form $(\sigma_{Ar^{\nu}/N^0} \cdot n(Ar^{\nu}) \cdot n(N^0) \cdot v_{rel})$ sehr klein sein müssen. Die Wirkungsquerschnitte der in Betracht kommenden Ladungsaustauschreaktionen σ_{Ar^{ν}/N^0} , σ_{N^{μ}/N^0} und σ_{Ar^{ν}/Ar^0} liegen in der gleichen Größen-

ordnung und auch v_{rel} sollte sich im Mischgas nicht wesentlich ändern. Dazu kommt, daß die absolute Dichte $n(Ar^V)$ im Mischgasplasma besonders für höhere Ladungszustände größer ist als im reinen Ar-Plasma. Aus diesen Betrachtungen kann man folgende **Schlußfolgerung** ziehen: Eine Reduzierung des Ladungsaustausches von Ar-Ionen und ein Produktionsüberschuß an Ar-Ionen durch Stöße von Ar-Atomen mit N-Ionen ist in der diskutierten Form nur möglich, wenn es im Plasma einen Bereich gibt, in dem die Zahl der Stickstoff-Atome sehr stark vermindert ist. Für diese Annahme gibt es jedoch keine konkreten Hinweise.

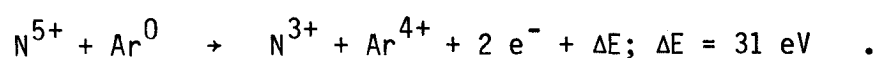
3.6 Hypothese 2 zur Deutung der Mischgaseffekte: Transferionisation

Mit Hilfe von bisher noch nicht behandelten **Transferionisationsprozessen** ergibt sich ein weiterer Ansatz für die Erklärung der Mischgaseffekte durch erhöhte Produktion von Ar-Ionen. Im Gegensatz zum Ladungsaustausch gewinnt bei der Transferionisation das Targetatom mehr Ladung als das Projektil verliert.

Unter Transfer-Ionisation versteht man also eine Reaktion folgender Form:



Für den Fall $i=k$ liegt der bisher behandelte Prozeß des Ladungsaustausches vor. Als Beispiel für eine Transfer-Ionisation sei die folgende Reaktion aufgeführt:



Prozesse dieser Art sind von E. Salzborn et al.³⁰⁾ eingehend untersucht worden, indem man Targetatome (B^0) mit hochgeladenen Ionenstrahlen (A^{q+}) beschießt. Die Ladung des umgeladenen Projektils und die Ladungen der ionisierten Targetatome werden in Koinzidenz analysiert. Aus den experimentellen Daten von E. Salzborn folgt, daß die exotherm verlaufenden Transferionisationsreaktionen nicht von der Art des Projektils, sondern nur von deren potentiellen Energie bestimmt sind. Aus der Darstellung der potentiellen Energie als Funktion des Ladungszustandes (s. Abb. 22) kann man zum Beispiel entnehmen, daß

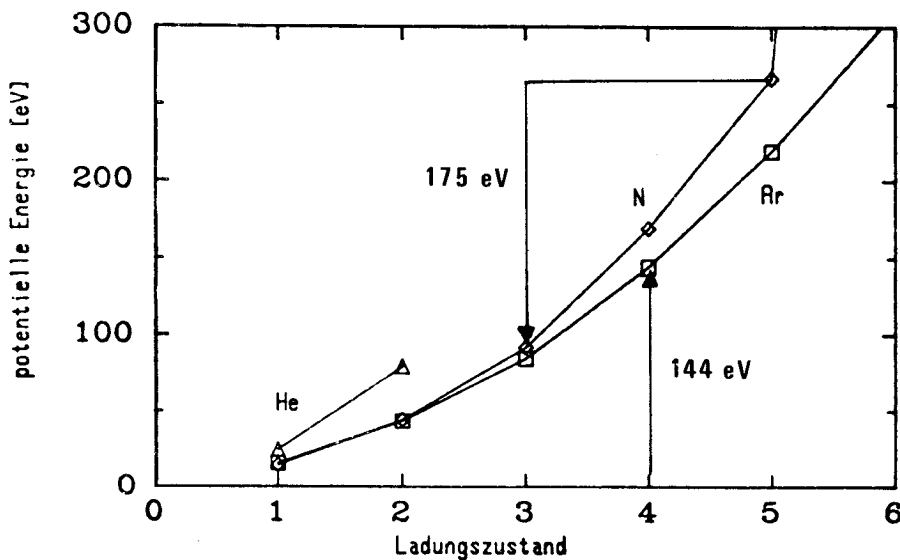


Abbildung 22:

Potentielle Energie von Ar- bzw. N-Ionen im Ladungszustand i .

die Energie, die beim Übergang von N^{5+} nach N^{3+} frei wird, ausreicht, um Ar^{4+} -Ionen zu erzeugen. Die potentielle Energie eines Ions ergibt sich aus der Summe der einzelnen Ionisierungsarbeiten. Experimente zu Transferionisationsreaktionen in Ion-Ion Stößen gibt es zwar noch nicht, jedoch kann angenommen werden, daß solche Prozesse stattfinden, wenn die kinetische Energie der Ionen ausreicht, die Coulombabstoßung im Eingangskanal zu überwinden.

Aus den in der Abbildung 23 gezeigten Meßergebnissen³¹⁾ für die Reaktion von Kr^{7+} Ionen mit Xe-Atomen kann man erkennen, daß für $k>1$ die Transferioni-

sation mit $(i=k+1)$ bzw. $(i=k+2)$ der dominierende Effekt ist und der eigentlich zu erwartende Ladungsaustausch $(i=k)$ vernachlässigt werden kann. Nur für den Fall $(k=1)$ ist die Anzahl der Ladungsaustauschreaktionen etwa gleich der Zahl der Transferionisationen.

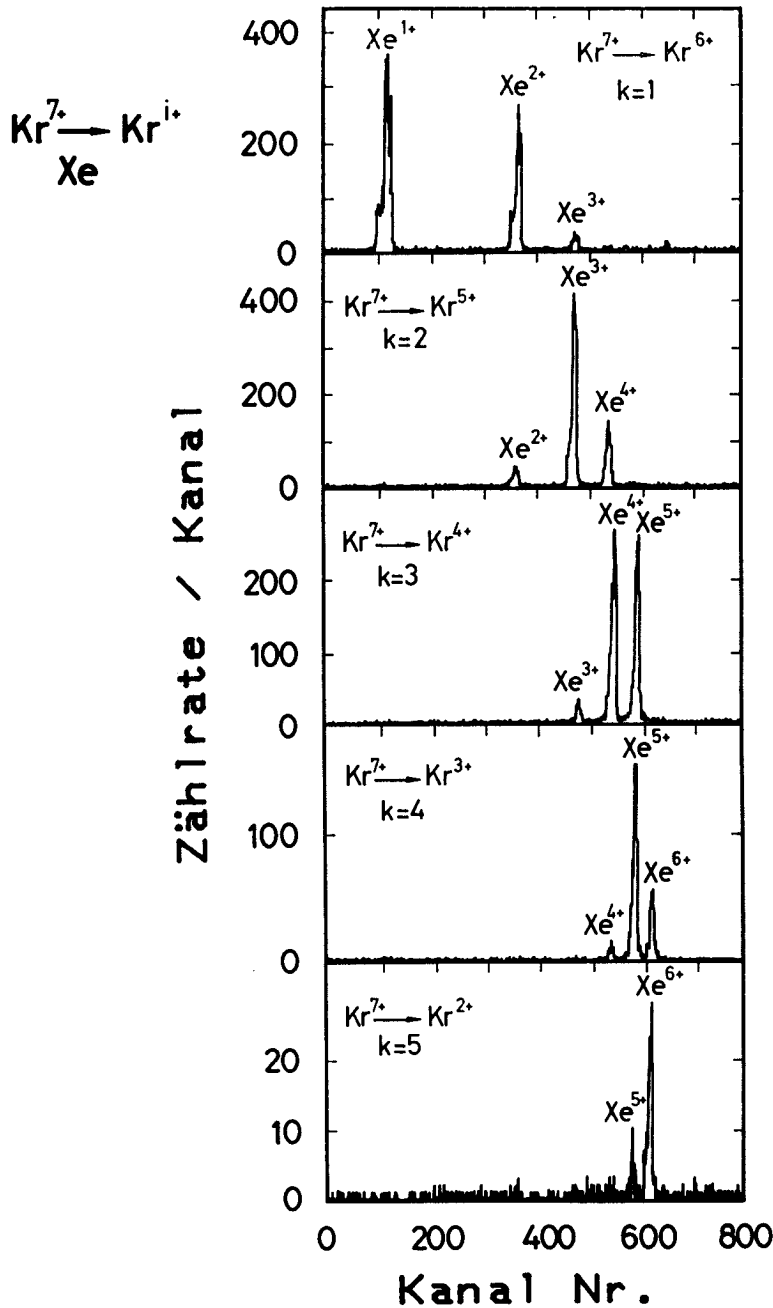


Abbildung 23:

Xenon-Ladungsverteilung nach Beschuss von Xe-Atomen mit Kr-Ionen³¹⁾.

Schlußfolgerungen zur 2. Hypothese

Durch das Auftreten von Transferionisationsreaktionen in der EZR-Quelle können die im Mischgasplasma auftretenden Effekte wie folgt gedeutet werden:

1. Der sehr viel schnellere zeitliche Anstieg (dI_{μ}/dt) der hohen Ar-Ladungszustände im Mischgas (s. Abb. 21) ergibt sich daraus, daß die Transferionisationsreaktionen eine zusätzliche Produktion von Argon-Ionen bewirken. Allerdings müßten die Transfer-Reaktionen im Vergleich zum Prozeß der schrittweisen Ionisierung durch Elektronenstoß einen wesentlich größeren Beitrag zur Erzeugung von hochgeladenen Argon-Ionen leisten. Dies ist darin begründet, daß bei der Transferionisation in einem Schritt ein Argon Ion erzeugt werden kann, dessen Ladungszustand größer ist als die Anzahl k der übertragenen Elektronen.
2. Im Ar/N₂-Mischgasplasma konnte beobachtet werden, daß sich die Argon-Ladungsverteilung auf Kosten der hochgeladenen Stickstoff-Zustände verbessert. In den Stickstoffionen steckt eine hohe potentielle Energie, die bevorzugt zu der beschriebenen Transferionisation der Argon-Atome führt.
3. Das extrem hohe Mischungsverhältnis von 97 % Stickstoff zu 3 % Argon begünstigt die Häufigkeit der Transferionisationsprozesse.
4. Helium ist als Trägergas für Argon weniger geeignet als Stickstoff, da He²⁺ nur eine relativ geringe potentielle Energie von 79 eV beinhaltet.

Aufgrund dieser Überlegungen kann die Transferionisation sehr wahrscheinlich als Ursache der Mischgaseffekte angesehen werden.

4.0 EXTRAKTION DER IONEN AUS EINER PLASMA-QUELLE

Nachdem bisher über die Produktion von Ionen durch EZR berichtet wurde, soll nun - wie schon in der Einleitung erwähnt - die Ionenstrahlformierung aus dem Plasma der Ionenquelle und die Anpassung des Strahls an das Strahlführungssystem zum Zyklotron als zweiter Schwerpunkt dieser Arbeit behandelt werden.

4.1 Strahlformierung im Extraktionsgebiet

Unser Ziel ist es, mit Hilfe von elektrischen Feldern aus dem Plasma einen energievariablen Ionenstrahl zu extrahieren, der bei hoher Intensität mit geringer Divergenz startet, geringe Aberrationen aufweist und mit hoher Transmission durch das Extraktionssystem transportiert werden kann. Die Energie des Strahls muß zur Injektion in das Zyklotron beim "Normalbetrieb" mit der Harmoniezahl $h=3$ je nach Ladungs-zu-Masse Verhältnis zwischen 2.3 und 4.5 keV pro Nukleon betragen (siehe Kap. 6.3).

Eine wichtige Eigenschaft des EZR-Plasmas ist die Ladungsneutralität. Das bedeutet, daß die Anzahl der positiven Ladungen pro Volumeneinheit n_i gleich der Elektronendichte n_e ist. Wenn Ionen mit verschiedener Ladung im Plasma vorhanden sind, kann diese Neutralitätsbedingung folgendermaßen ausgedrückt werden:

$$\sum_{v=1}^Z v \cdot n_i^{v+} = n_e \quad (4.1)$$

$v=1$

n_i^{v+} = Anzahl der Ionen im Ladungszustand v pro Volumeneinheit

n_e = Elektronendichte .

Um einen Ionenstrahl zu produzieren, muß in geeigneter Weise eine Ladungstrennung erfolgen, bei der die Ionen das Plasma verlassen und in einen Bereich gelangen, in der die Elektronendichte auf null abgefallen ist. In einem elektrischen Feld, das die Ionen beschleunigt und die Elektronen reflektiert, findet also der folgende Übergang statt:

$$\lim_{n_e \rightarrow n_i} \frac{n_i - n_e}{n_i} = 0 \quad \rightarrow \quad \lim_{n_e \rightarrow 0} \frac{n_i - n_e}{n_i} = 1 \quad . \quad (4.2)$$

PLASMA STRAHL

Zur Erzeugung dieses elektrischen Feldes ordnet man vor einer axialen Ionenaustrittsöffnung eine Ziehelektrode an, die gegenüber der Quelle auf einem tieferen Potential liegt. Aus praktischen Gründen ist es dabei sinnvoll, die Plasmakammer der Quelle auf positives Potential hochzulegen und die nachfolgende Elektrode sowie das Strahlführungssystem (s. Abb. 1) auf Erdpotential zu belassen. An der Extraktionsöffnung bildet sich eine Grenzschicht des Plasmas aus, deren Form und Lage durch die Extraktionsfeldstärke bestimmt wird. Diese Plasmagrenze kann als gekrümmte Äquipotentialfläche angesehen werden, aus der die Ionen senkrecht austreten. Im Bereich zwischen der Grenzschicht und der Ziehelektrode werden die folgenden Eigenschaften des Ionenstrahls festgelegt:

1. Strahlquerschnitt
2. Stromstärke
3. Ionenenergie
4. Divergenz

In der Abb. 24 ist die vereinfachte Ionenoptik des Strahlformierungsgebietes schematisch dargestellt.

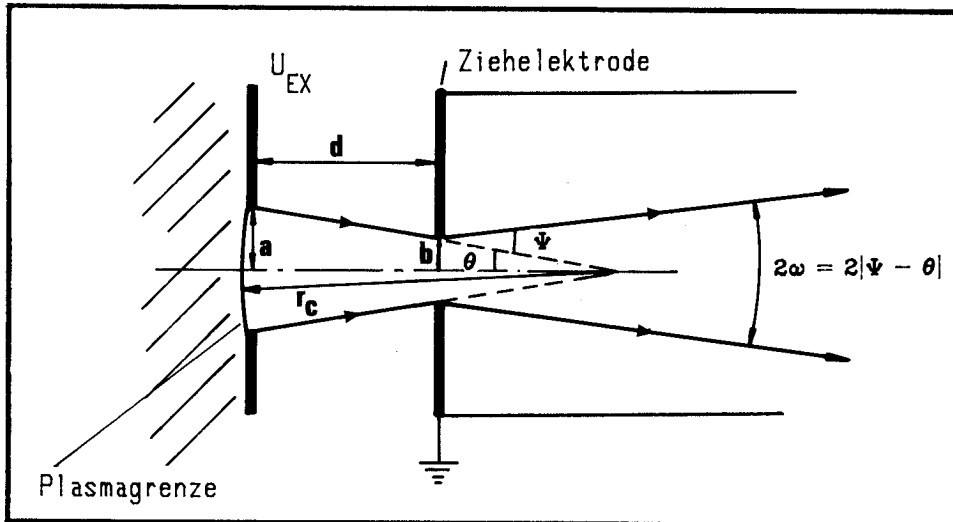


Abbildung 24:

Ionenoptik des Extraktionsgebietes (schematische Darstellung): Der Strahlquerschnitt ist durch den Radius der Extraktionsöffnung bestimmt.

- a = Radius der Extraktionsöffnung
- b = Apertur der Ziehelektrode
- d = Abstand zwischen Plasma- und Ziehelektrode
- r_c = Krümmungsradius der Plasmagrenze .

Für die Berechnung des Ionenstromes, der von der Plasmagrenze ausgeht, muß die Selbstkonsistenz gefordert werden. Das bedeutet, daß sich die Ionen Geschwindigkeit aus der Beschleunigung in einem elektrischen Feld ergibt, das über die Poisson-Gleichung wiederum mit der Ionenstromdichte j_R verbunden ist. Aus den folgenden Gleichungen ergibt sich das auf C. Child³²⁾ und I. Langmuir³³⁾ zurückgehende Gesetz,

$$1. \text{ Impulsänderung während der Beschleunigung } \frac{\partial (m \cdot v)}{\partial t} = e \cdot E \quad (4.3)$$

$$2. \text{ Ladungserhaltung } \operatorname{div} j = \operatorname{div} [(n_i - n_e) \cdot v] = 0 \quad (4.4)$$

$$3. \text{ Poissongleichung } \operatorname{div} E = 4 \cdot \pi \cdot (n_i - n_e) \cdot e \quad (4.5)$$

wonach bei ebenen Elektroden und einer sphärischen Emissionsfläche aufgrund der Raumladung im Beschleunigungsgebiet nur ein begrenzter Ionenstrom I_R fließen kann, der gegeben ist durch:

$$I_R [A] = 1.72 \cdot 10^{-7} \cdot (Z/A)^{1/2} \cdot U_{EX}^{3/2} \cdot (a/d)^2 \quad (\text{Ref. 34}) \quad (4.6)$$

$$U_{EX} [V]$$

Beispiel:

$$a = 4 \text{ mm}$$

$$d = 30 \text{ mm} \quad \rightarrow \quad I_R = 470 \text{ } \mu A$$

$$Z = 1.5$$

$$A = 14$$

$$U_{EX} = 6000 \text{ V}$$

Die Größe $P = I_R/U^{3/2}$ wird als **Perveanz** bezeichnet und ist für die Charakterisierung eines Extraktionssystems von Bedeutung, weil durch sie im Modell der linearen Optik^{35,36}), das hier behandelt wird, die elektrischen Größen wie Strom und Extraktionspotential mit den in Abb. 24 angegebenen geometrischen Größen verknüpft werden. Bei Variation des Extraktionspotentials U_{EX} , das für die Strahlenergie bestimmend ist, folgt der Strom dem oben angegebenen Raumladungsgesetz bis zum Erreichen eines Sättigungswertes, der durch die Plasmamparameter Ionendichte n_i und Ionentemperatur T_i festgelegt wird³⁷). Diese Sättigungs-Stromdichte des Plasmas beträgt:

$$j_{p1} = n_i \cdot v_i \cdot e, \quad \text{mit} \quad v_i = \sqrt{(kT_i/M_i)} \quad (4.7)$$

Daraus ergibt sich der Ionenstrom I_{p1} , der vom Plasma emittiert werden kann zu:

$$I_{p1} = j_{p1} \cdot a^2$$

$$I_{p1} \text{ [A]} = 4.908 \cdot 10^{-13} \cdot n_i \text{ [cm}^{-3}\text{]} \cdot (Z/A)^{1/2} \cdot (T_i)^{1/2} \text{ [eV]} \cdot a^2 \text{ [cm]} \quad (4.8)$$

$$n_i \text{ [cm}^{-3}\text{]}; T_i \text{ [eV]}; a \text{ [cm]}$$

Beispiel:

$$n_i = 5 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$$

$$Z = 1.5$$

$$\rightarrow I_{\text{Plasma}} = 575 \text{ } \mu\text{A}$$

$$A = 14$$

$$T_i = 20 \text{ eV}$$

$$a = 0.4 \text{ cm}$$

Die Form der Plasmagrenze (Meniskus), aus der die Ionen austreten, hängt von dem Verhältnis der raumladungsbegrenzten Stromdichte j_R zu der vom Plasma gelieferten Stromdichte j_{p1} ab. (s. Gleichungen (4.6) und (4.8)). Zur Erklärung sei angefügt, daß der maximal mögliche Ionenstrom durch die Gleichung 4.8 und nicht durch Gleichung 4.6 festgelegt ist. Dieser Ionenstrom I_{p1} wird vollständig extrahiert, wenn die Raumladungsbegrenzung hinreichend klein ist, d.h. $I_R > I_{p1}$ (vgl. Teil a) und b) der Abb. 25). Die Abb. 25 illustriert, wie sich der Plasmameniskus in Abhängigkeit vom Verhältnis der Stromdichte j_R und j_{p1} einstellt.

Der Plasma-Meniskus hängt also über das Stromdichteverhältnis sowohl vom Extraktionspotential U_{EX} als auch von den Quellenparametern ab und wirkt als erste elektrostatische Linse, die bei der Formierung des Ionenstrahls die Divergenz bestimmt. In Abhängigkeit von den Parametern U_{EX} und a/d wirkt diese Linse fokussierend oder defokussierend. Außerdem erkennt man, daß die Form der Plasmagrenze die Lage des virtuellen Objekts beeinflusst, was für die Anpassung an ein Strahlführungssystem von Bedeutung ist.

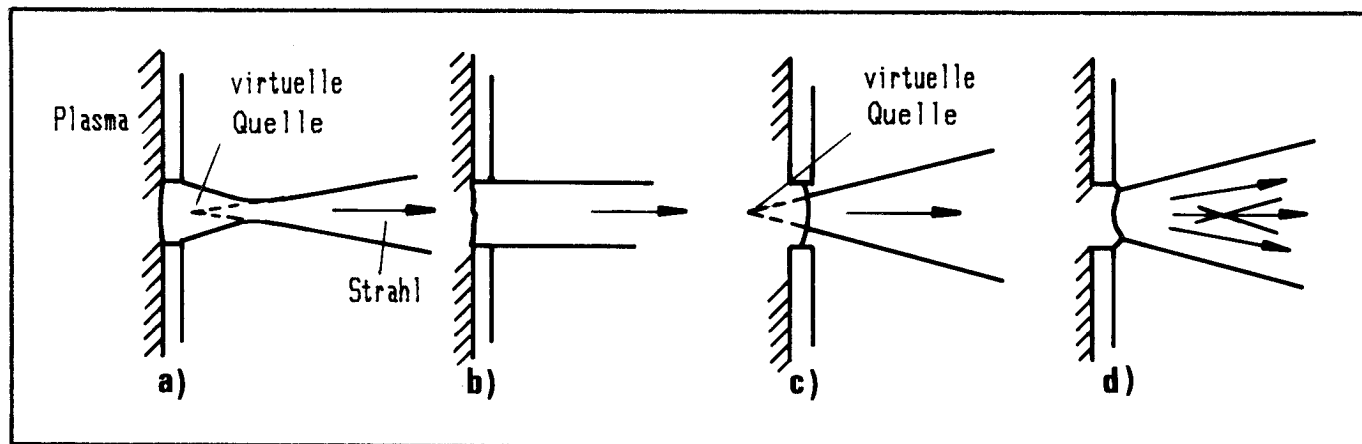


Abbildung 25:

Illustration von möglichen Formen der Plasmagrenze: der Meniskus kann durch Variation der Plasmadichte und über die Variation der Extraktionsfeldstärke beeinflusst werden⁵⁵⁾.

- a) $j_{p1} < j_R \rightarrow$ konkaver Meniskus
- b) $j_{p1} \sim j_R \rightarrow$ ebener Meniskus
- c) $j_{p1} > j_R \rightarrow$ konvexer Meniskus
- d) $j_{p1} \gg j_R \rightarrow$ komplexe Krümmung, die zu Aberrationen im Strahl führt

Bei einem leicht konkaven Meniskus, wie in Teil a) der Abb. 25 dargestellt, bildet sich eine Einschnürung (waist) aus, so daß die virtuelle Quelle kurz vor der Extraktionsöffnung liegt. Bei der Auslegung des Strahlführungssystems wird im allgemeinen von einer konstanten Größe und Lage der virtuellen Quelle ausgegangen.

4.2 Lineare Optik des Extraktionsgebietes

Nach der Darstellung von T.S. Green³⁵⁾ ergibt sich im Falle der in der Abb. 24 vereinfacht gezeichneten Ionenoptik eines Zwei-Elektroden-Extraktionssystems die normierte Perveanz P für die Emission von einer gekrümmten Plasmagrenze durch folgende Beziehung:

$$P = I/U^{3/2} \cdot (A/Z)^{1/2} = 1.72 \cdot 10^{-7} \cdot (a/d)^2 \cdot (1 - 1.6 \cdot d/r_c) \quad . \quad (4.9)$$

Man definiert $P_c = 1.72 \cdot 10^{-7} \cdot (a/d)^2$ als die auf Protonen normierte Perveanz P_p für eine ebene Elektrodenanordnung mit flacher Emissionsfläche, so daß

$$P_p = P_c \cdot (1 - 1.6 \cdot d/r_c) \quad . \quad (4.10)$$

Die geerdete Ziehelektrode stellt durch die hinter der Apertur vorhandenen transversalen Feldkomponenten eine elektrostatische Linse mit negativer Brennweite ($-f_2$) dar, was vielfach hinter der Ziehelektrode zu einem divergenten Strahl führt. Der Divergenzwinkel ω ist nach T.S. Green³⁵⁾ unter der Voraussetzung, daß eine konkave Emissionsfläche vorliegt, näherungsweise gegeben durch (s. Abb. 24).

$$\omega = |\theta - \psi| = 0.5 \cdot (a/d) \cdot (1 - 1.67 \cdot P_p/P_c) \quad . \quad (4.11)$$

Bei der Ableitung dieser Gleichung ist die Modifikation des elektrischen Feldes E durch Raumladung im Beschleunigungsgebiet mit berücksichtigt worden ($E \sim 4/3 \cdot U/d$).

Aus der Gleichung (4.11) folgt, daß bei einer bestimmten Perveanz $P = P_{opt.} = P_c/1.67$ die Strahldivergenz $\omega=0$ auftreten sollte. Wegen der immer vorhandenen transversalen Impulskomponenten im Strahl an den Aperturen kann der Divergenzwinkel ω für $P = P_{opt}$ in der Praxis jedoch nur ein absolutes Minimum ($\|\omega_{min}\| \neq 0$) erreichen. Weiterhin kann man aus der Gleichung (4.11) entnehmen, daß für jede Perveanz P ein bestimmter Elektrodenabstand $-d_{opt}$ existiert, bei dem das Extraktionssystem eine minimale Strahldivergenz ω_{min} erzeugt.

$$d_{opt} = 3.21 \cdot 10^{-4} \cdot a \cdot \sqrt{(1/P)} \quad . \quad (4.12)$$

Um einen günstigen Feldverlauf im Extraktionsgebiet zu erreichen, sollte die Apertur der Ziehelektrode so klein wie möglich sein, ohne jedoch die Transmission des Strahls zu beeinflussen. Nach T.S. Green³⁴⁾ liegt der günstigste Wert für die Apertur $-b-$ dieser Elektrode bei $b = 4/3 \cdot a$.

Durch die Einführung einer dritten Elektrode zwischen Plasma- und Ziehelektrode erhält man ein sogenanntes accel-decel Extraktionssystem, das schematisch in der Abb. 26 dargestellt ist.

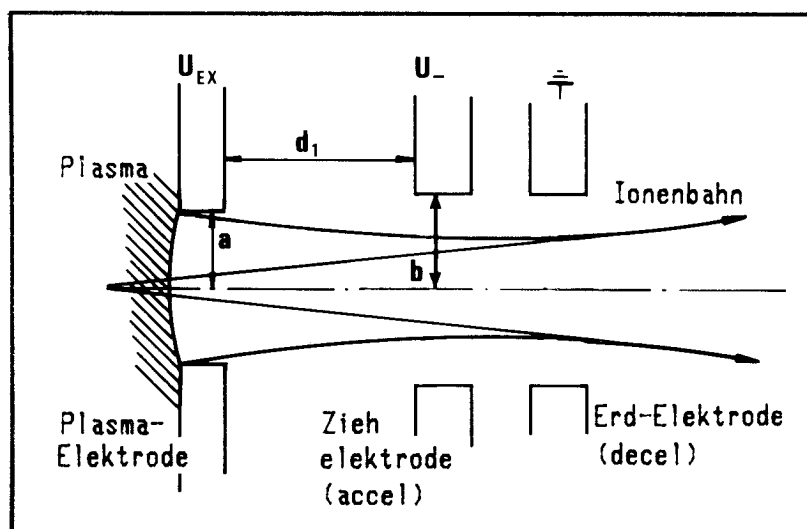


Abbildung 26: Schematische Darstellung eines Drei-Elektrodensystems.

Wenn die mittlere (accel) Elektrode gegenüber Erde auf negativem Potential (U_-) liegt, werden die Ionen durch das Gesamtpotential ($U_- + U_{EX}$) zunächst beschleunigt und anschließend im Bereich zwischen der accel-Elektrode und der geerdeten decel-Elektrode auf die endgültige Strahlenergie, die durch U_{EX} gegeben ist, abgebremst. Durch die negative Spannung an der accel-Elektrode wird verhindert, daß die durch Stöße am Restgas gebildeten Sekundärelektronen zur Quelle hin driften. Damit bleibt die sich aufbauende und im Prinzip erwünschte Raumladungskompensation bestehen. Die accel-Elektrode stellt im Zusammenhang mit der Erdelektrode (decel) eine konvergente Linse dar, deren Brennweite ($+f_3$) vom Spannungsverhältnis U_{EX}/U_- abhängt.

Es sei noch einmal betont, daß man die gesamte Extraktionseinheit als System aus drei elektrostatischen Linsen ansehen kann, deren Wirkung im einzelnen folgendermaßen beschrieben werden kann:

1. Plasmaelektrode: konvergent oder divergent, je nach Krümmung der Plasmagrenzschicht.
2. Accel-Elektrode: divergent aufgrund von transversalen Feldkomponenten hinter der Elektrodenöffnung -b-
3. Accel- und decel-Elektroden: konvergent (Immersionslinse).

Zu erwähnen ist auch, daß bei zunehmender Ionenraumladung die divergierende Wirkung der accel-Apertur verstärkt wird, während die Konvergenz der nachfolgenden Immersionslinse abnimmt³⁸⁾.

Bei konstanten Quellenparametern bestimmt die Perveanz des Drei-Elektrodensystems die Krümmung r_c der Plasmagrenzschicht. Diese Perveanz ist in diesem Fall gegeben durch:

$$P = I / (U_{EX} + U_-)^{3/2} .$$

Daraus ergibt sich der Vorteil der accel-decel Extraktion, der darin besteht, daß durch Variation von U_- die Perveanz und damit die Linsenwirkung der gekrümmten Plasmagrenze bei konstanter Strahlenergie verändert werden kann. Wenn man als weiteren Einstellparameter den Abstand -d- zwischen Plasmaelektrode und accel- Elektrode hinzunimmt, kann man davon ausgehen, daß bei gegebenen Plasmaparametern die Ionenoptik des Extraktionssystems so eingestellt werden kann, daß sich die virtuelle Quelle in der Extraktionsöffnung befindet.

4.3 Strahlqualität

Um die Strahleigenschaften der EZR Quelle im Hinblick auf einen effektiven Strahltransport und Einschub in den Beschleuniger quantitativ beschreiben zu können, müssen die Begriffe "Emittanz" und "Brilliance" eingeführt werden.

Ein Ionenstrahl, der aus N-Teilchen besteht, wird beschrieben durch die Angabe der einzelnen Orts- und Impulskoordinaten, nämlich $x(i), y(i), z(i) ; p_x(i), p_y(i), p_z(i) ; i=1..N$. In einem 6-dimensionalen Raum mit den Koordinaten $[X, Y, Z ; P_x, P_y, P_z]$ wird jedes der N-Teilchen durch einen Punkt repräsentiert. Der gesamte Strahl nimmt dann also in diesem sogenannten Phasenraum ein bestimmtes Volumen ein, das nach dem Liouvill'schen Theorem eine Konstante der Bewegung ist. Im feldfreien Raum sind die Bewegungen in den drei orthogonalen Richtungen entkoppelt. In diesem Fall bleiben dann auch die Volumina und damit auch die Teilchenzahldichten in den jeweiligen zweidimensionalen Unterphasenräumen $[X, P_x ; Y, P_y ; Z, P_z]$ erhalten.

Für den Strahltransport mit ionenoptischen Elementen werden im allgemeinen die transversalen Phasenräume $[X, P_x]$ bzw. $[Y, P_y]$ betrachtet. Der longitudinale Phasenraum $[Z, P_z]$ ist von Bedeutung, wenn die Quelle im Pulsbetrieb läuft, oder eine Geschwindigkeitsmodulation des Strahls in einem Buncher³⁹⁾ vorgenommen wird.

Es ist üblich, die Teilchen nicht durch die Koordinaten (x, p_x) bzw. (y, p_y) , sondern durch die Angabe der Orts- und Winkelkoordinaten darzustellen, da diese einer Messung direkt zugänglich sind. Unter der Voraussetzung, daß der Longitudinalimpuls eines Teilchens sehr viel größer ist als der jeweilige Transversalimpuls, gilt:

$$x' \equiv p_x / p_z = \tan \alpha \sim \alpha \text{ [rad] für } p_z \gg p_x . \quad (4.13)$$

Unter der Emittanz ϵ eines Ionenstrahls im zweidimensionalen transversalen Phasenraum soll im folgenden die kleinste Ellipsenfläche verstanden werden, die alle durch Punkte repräsentierten Teilchen umschließt. Im Falle eines rotationssymmetrischen Strahls sind die Flächen in den beiden transversalen Phasenräumen gleich, d.h. $\epsilon = F_{x,x'} = F_{y,y'}$. In der Abb. 27 sind einige typische Beispiele für Phasenraumdiagramme angegeben.

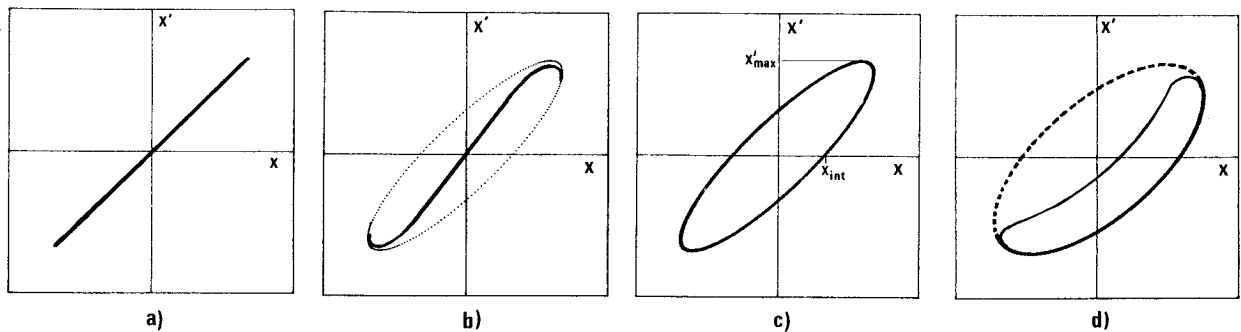


Abbildung 27: Typische Phasenraumdiagramme.

- a) Phasenraumverteilung einer Punktquelle ohne Aberration ($F=0$)
- b) wie in a), aber mit Abberation ($F \neq 0$)
(gestrichelte Linie zeigt die einhüllende Phasenellipse)
- c) endliche Emittanz einer Ionenquelle
- d) wie in c), aber mit Aberration und einhüllender Phasenellipse.

Die endliche Emittanz einer Ionenquelle hängt von den transversalen Impulsen der Ionen an der Emissionsfläche ab, die durch thermische Bewegung und durch Gyration in einem Magnetfeld hervorgerufen werden können. Die Emittanz im Phasenraum x, x' wird im allgemeinen durch eine Ellipse beschrieben, da diese Form der Fläche unter der Annahme, daß die Teilchendichte innerhalb der Emittanzellipse homogen ist, die im Ortsraum näherungsweise vorliegende eindimensionale Stromdichteverteilung repräsentiert⁴⁰⁾ (s. Abb. 28).

$$J = J_0 \cdot (1 - x^2/A^2); A = \text{Halbwertsbreite} . \quad (4.14)$$

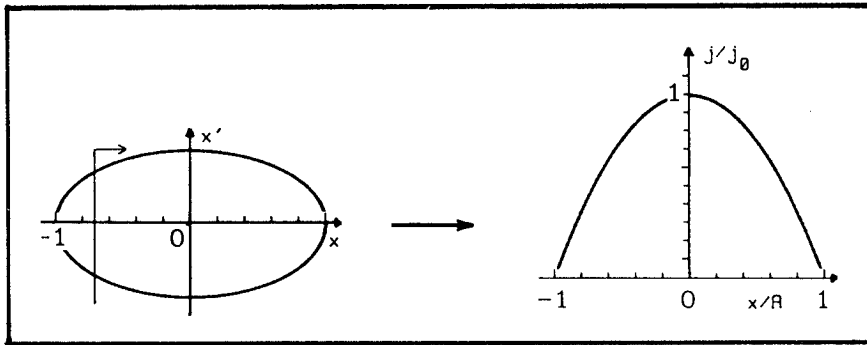


Abbildung 28:

Übergang von der Phasenraumellipse zur Stromdichteverteilung im Ortsraum.

Wenn der Strahl im Laufe der Bewegung eine Beschleunigung erfahren hat, ist es sinnvoll, die auf den Teilchenimpuls normierte Emittanz ϵ_n mit der Dimension $[\text{m} \cdot \text{rad} \cdot \text{eV}]$ anzugeben. Die Fläche der Ellipse lautet dann (s. Abb. 27c):

$$\epsilon_n = F_{x,p_x} = \pi \cdot x_{\text{int}} \cdot (p_{x_{\text{max}}} / p_z) \cdot p_z = \pi \cdot x_{\text{int}} \cdot x'_{\text{max}} \cdot p_z \quad [\text{m} \cdot \text{rad} \cdot \text{eV}] \quad (4.15)$$

Der Emittanz einer Quelle steht der Begriff der Akzeptanz gegenüber, der in der gleichen Dimension diejenige Phasenraumfläche angibt, für die der Strahl vollständig durch ein nachfolgendes Strahlführungssystem transportiert werden kann. Um eine 100 %ige Transmission zu erreichen, muß die Emittanzfläche der Quelle nicht nur in der Größe, sondern auch in ihrer Lage im Phasenraum an die jeweilige Akzeptanz des Gesamtsystems angepaßt werden.

Aus den Betrachtungen über die Emittanz ϵ_n kann als weitere Strahleigenschaft der Begriff der Brillianz B_n eingeführt werden. Im Falle eines rotationssymmetrischen Strahls, bei dem die Emittanz in beiden transversalen Phasenräumen gleich ist, lautet ihre Definition:

$$B_n = 2 \cdot I / \epsilon_n^2 \quad [\text{A} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{rad}^{-2} \cdot \text{eV}^{-1}] \quad (\text{Ref. 56}) \quad (4.16)$$

Mit der Brillianz kann die Vorstellung der "Leuchtdichte" einer Quelle verknüpft werden. Die Strahlqualität ist um so besser, je größer der Ionenstrom ist, der pro Emittanzfläche transportiert werden kann. Aus den o.a. Definitionen ergeben sich zusammenfassend folgende Anforderungen an das Plasma und den Strahl einer Ionenquelle:

Plasma

hohe Dichte
kalt, homogen, d.h.
geringe Transversal-
impulse der Ionen



Strahl

großer Ionenstrom
Brillianz groß
Emittanz klein

5.0 BERECHNUNGEN DER IONENBAHNEN IM EXTRAKTIONSSGEBIET DER EZR-QUELLE

Die numerische Simulation der Ionenextraktion mit Hilfe eines Computer-Programms ist aus zwei Gründen erforderlich. Zuerst soll der Einfluß der Elektrodengeometrie untersucht werden, mit dem Ziel, bei hoher Transmission durch das Extraktionssystem einen möglichst aberrationsfreien Ionenstrahl zu erhalten. Zweitens gewinnt bei der ISIS 14 GHz-EZR Quelle der Einfluß des starken magnetischen Randfeldes an Bedeutung. Dieses Feld beträgt 7.6 kGauß an der Extraktion und fällt in einem Abstand von ~ 1.2 m beim Eintritt des Strahls in das 180° -Ablenkensystem auf 0.14 kGauß ab. An dieser Stelle muß die Strahlanpassung Schwerionenquelle-Strahlführung erfolgen. Die Auslegung des ISIS-Strahlführungssystems ergibt am Eingang des Umlenkens eine verwertbare Phasenraumfläche von $500 \text{ mm} \cdot \text{mrad}$ bei einem Strahldurchmesser von $\phi = 20 \text{ mm}$ (vgl. Abb.38). Dieser Wert von $500 \text{ mm} \cdot \text{mrad}$ ist durch die Akzeptanz des nachfolgenden Beschleunigers festgelegt. Für die 5 GHz-Leichtionenquelle (LIS), deren Randfeld an der Extraktion von 2.3 kGauß schon nach 0.5 m auf unter 100 Gauß abgefallen ist, muß die Strahlanpassungsbedingung ($\epsilon = 500 \text{ mm} \cdot \text{mrad}$; $\phi = 20 \text{ mm}$) am Punkt 32 des Strahlführungssystems erfüllt werden (s. Abb. 9).

Die Untersuchung der Strahlanpassung und der Geometrieeinfluß der Extraktionselektrode kann mit einem Strahltransportprogramm, wie zum Beispiel "TRANSPORT"⁴¹⁾, das nach einem Matrixformalismus die ionenoptische Abbildung berechnet, nicht genügend genau bearbeitet werden, da die Transportmatrizen des elektrostatischen Extraktionssystems und die des magnetischen Randfeldes nicht bekannt sind und auch nicht auf analytische Weise ermittelt werden können. Aus diesem Grund erfolgt die numerische Integration der Teilchenbewegung in rotationssymmetrischen elektrischen und magnetischen Feldern mit dem ursprünglich von W.B. Hermannsfeldt⁴²⁾ entwickelten SLAC-electron-trajectory

code. Dieses Programm wurde von R. Becker⁴³⁾ (Universität Frankfurt 1984) modifiziert und enthält nun einige zusätzliche Optionen, von denen besonders die benutzerfreundliche Eingabe der Elektrodengeometrie und die Simulation der Ionenextraktion von einer sphärischen Plasmagrenze erwähnt werden muß.

5.1 Arbeitsweise des Hermannsfeldt-Codes (SLAC Electron Trajectory Code)

Für die Simulation der Ionenextraktion aus einer EZR Quelle ist wegen des magnetischen Randfeldes von entscheidender Bedeutung, daß der Hermannsfeldt-Code in der Lage ist, Ionenbahnen in überlagerten elektrischen und magnetischen Feldern zu berechnen. Ein axialsymmetrisches Magnetfeld kann in diesem Programm unter anderem durch die Eingabe einer Konfiguration aus idealen Spulen berücksichtigt werden. Die numerische Berechnung der Ionenbahnen gliedert sich in drei Schritte, die so lange nacheinander durchlaufen werden, bis in aufeinanderfolgenden Zyklen keine wesentliche Änderung der Teilchenbahnen mehr zu erkennen ist.

1. In dem durch eine zylindersymmetrische Elektrodenanordnung begrenzten Gebiet werden die Potentiale auf den Eckpunkten eines Gitternetzes durch ein Relaxationsverfahren bestimmt. Man erhält also zunächst eine Lösung der Poisson-Gleichung, die nur im ersten Zyklus (ohne Raumladung ρ) mit der Laplace-Gleichung identisch ist:

$$\nabla^2 \varphi = -\rho / \epsilon_0 \quad (5.1)$$

2. Die numerische Integration der Bewegungsgleichungen erfolgt nach dem Runge-Kutta Verfahren⁴⁴⁾ unter Berücksichtigung der vorgegebenen elektrischen und magnetischen Feldkonfiguration.
3. Durch die Zuordnung von Raumladung aus den Teilchenbahnen nach Gleichung (5.2) verändert sich das elektrische Potentialfeld auf den Gitterpunkten, so daß die Schritte 1) bis 3) bis zur Konvergenz des Verfahrens wiederholt werden müssen.

$$\rho = j/v_i = \frac{I_i}{r} / \sqrt{(2e/m \cdot U)} . \quad (5.2)$$

j = Stromdichte

v_i = Ionengeschwindigkeit

I_i = Strom des i -ten Strahls

Bei der Bahnberechnung im Hermannsfeldt-Code wird für eine zylindersymmetrische Elektrodengeometrie angenommen, daß die Haupt-Bewegung der Ionen in Richtung der z -Achse erfolgt. Bei $z = z_0$ starten auf einem Kreis mit dem Radius r_i ($i = 1 \dots n$) jeweils $-k-$ Teilchen mit einem bestimmten Ladung-zu-Masse-Verhältnis. Die Azimutalwinkel variieren von $\theta_{i,k} = 0^\circ$ bis $\theta_{i,k} = 360^\circ$. Die Startenergie wird durch das Plasmapotential U_{p1} festgelegt, das erfahrungsgemäß bei der PRE-ISIS 2^{*} Quelle in der Größenordnung von 20-30 eV pro Ionenladung liegt (siehe auch Abschnitt 5.2). Eine eventuell vorhandene thermische Bewegung der Ionen an der Plasmagrenze kann durch die Eingabe von radialen und transversalen Impulskomponenten berücksichtigt werden. Am Ende der Rechnung, nach einem Intervall $(z_0 + \Delta_z)$, werden die Ionenbahnen gezeichnet und es erfolgt die Ausgabe der Orts- und Impulskoordinaten der Teilchen am Zielort:

$(R_i; Z_i; \theta_i)$, sowie $(P_{r_i}; P_{z_i}; P_{\theta_i})$. Für die Darstellung des Strahls im transversalen Phasenraum mit rechtwinkligen Koordinaten X, X' ist die folgende Transformation erforderlich, die als Erweiterung in den Hermannsfeldt-Code eingebaut wurde:

$$\begin{aligned} x_{i,k} &= R_i \cdot \cos(\theta_i + \theta_{i,k}) & i=1 \dots n, \quad n = 45 \\ & & k=1 \dots m, \quad m = 12 \\ & & \theta_{ik} = (0^\circ + k-1) \cdot 30^\circ \end{aligned} \quad (5.3)$$

$$x'_{i,k} = \alpha_{r_i} \cdot \cos(\theta_i + \theta_{i,k}) - \alpha_{t_i} \cdot \sin(\theta_i + \theta_{i,k}) \quad (5.4)$$

$$\text{mit } \alpha_{r_i} = \frac{P_{r_i}}{P_{z_i}} \quad ; \quad \alpha_{t_i} = \frac{P_{\theta_i}}{P_{z_i}} \quad .$$

Bestimmt man nun die kleinste Fläche F , die alle in das Phasenraum-Koordinatensystem eingetragenen Wertepaare $(x_{i,k}; x'_{i,k})$ umschließt, so erhält man die numerische bestimmte Emittanz $\epsilon_{x,x'}$ des Ionenstrahls. Da die Rotationssymmetrie des Strahls vorausgesetzt wird, gilt $\epsilon_{x,x'} = \epsilon_{y,y'}$.

5.2 Geometrie der Plasmaelektrode

Betrachtet man die Strahlformierung zunächst nur unter Berücksichtigung des elektrischen Feldes, so treten in Abhängigkeit von der normierten Perveanz $p = I/U^{3/2} \cdot (A/Z)^{1/2}$ des Extraktionssystems zwei unerwünschte Effekte auf, die aber durch eine geeignete geometrische Form der Plasmaelektrode weitgehend kompensiert werden können.

a) Strahlverbreiterung aufgrund der Raumladung im Beschleunigungsgebiet:

Gegeben sei eine ebene Elektrode auf positivem Potential, aus der senkrecht ein paralleles Ionenbündel austritt, daß zu einer ebenfalls ebenen geerdeten Elektrode im Abstand $-d$ hin beschleunigt wird (s. Abb. 29a). Wie aus der Abb. 29 deutlich hervorgeht, werden die Äquipotentialflächen, die zwischen den Elektroden ohne Raumladung parallele Ebenen waren (Abb. 29a), sowohl im Inneren des Ladungsträgerbündels ($\rho \equiv \text{Raumladung} \neq 0$), als auch im Gebiet außerhalb ($\rho = 0$) durch die Eigenladung zur Erdelektrode hin durchgebogen (s. Abb. 29b). Dies führt zu einer Aufweitung des Ionenstrahls, was im Sinne der Ionenoptik einer divergenten Linse mit der endlichen Brennweite ($-f_R$) gleichkommt. J.R. Pierce⁴⁵⁾ konnte für die raumladungsbegrenzte Stromdichte j_R durch eine analytische Betrachtung zeigen, daß wieder ein paralleler Fluß der Ladungsträger erreicht werden kann ($f_R \rightarrow \infty$), wenn die Emissionselektrode unter einem Winkel von 67.5° gegen die Strahlkante geneigt ist (s. Teil c) der Abb. 29). Dabei ist eine wesentliche Modellannahme, daß die Ionen ohne Startgeschwindigkeit aus dem Emitter austreten. Der Anstellwinkel (Pierce-Winkel) von 67.5° gilt nicht nur im Falle der ebenen Emissionsfläche, sondern auch für eine radialsymmetrische Strömung von einem sphärischen Emitter.

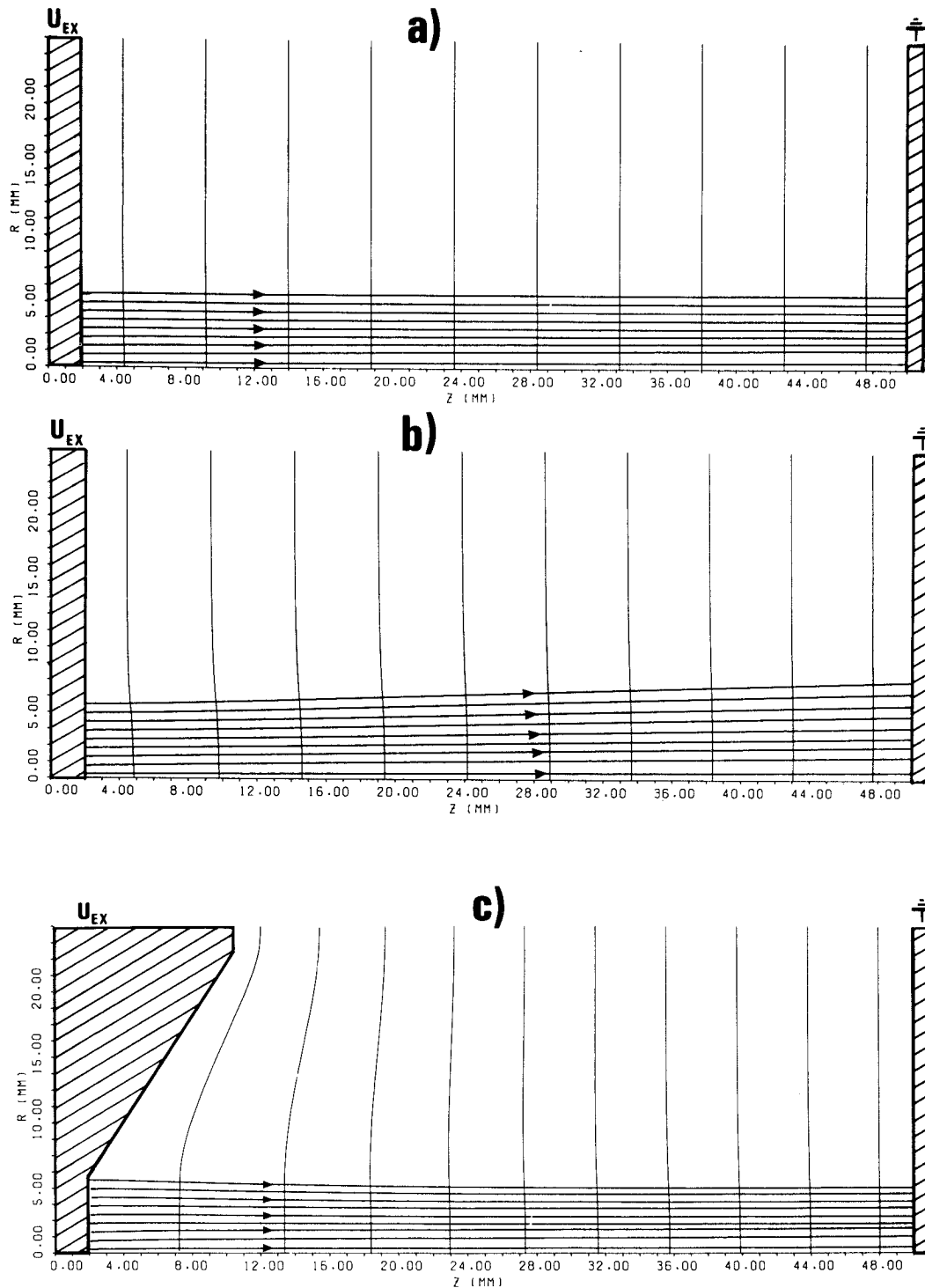


Abbildung 29:

Berechneter⁴⁸⁾ Potentialverlauf und Ionenbahnen ($A/Z = 7$, $I = 100 \mu A$) zwischen ebenen Elektroden

- a) ohne Raumladung
- b) mit Raumladung
- c) wie b), aber Emissionselektrode um 67.5° gegen die Strahlkante geneigt.

b) Aberration an der Plasmaelektrode:

Da die Elektronen des EZR-Plasmas im Vergleich zu den Ionen eine sehr viel höhere Geschwindigkeit besitzen, bauen die Elektronen vor der Wand der Plasmakammer und an der Plasmagrenze in der Extraktionsöffnung eine Potentialbarriere U_{p1} auf, die sich so einstellt, daß pro Zeit und Fläche die gleiche Anzahl von Ionen und Elektronen ankommen, um die Ladungsneutralität zu gewährleisten. Dieses Plasmapotential U_{p1} hängt von der Elektronentemperatur T_e ab und liegt bei unserem EZR-Plasma in der Größenordnung von +20 bis +30 eV, so daß sich U_{p1} bei der Bestimmung der Ionenenergie zu der Extraktionsspannung U_{EX} addiert. U_{p1} fällt in der Grenzschicht des Plasmas exponentiell mit einer Konstanten λ_D ab, wobei diese Größe λ_D als Debye-Länge bezeichnet wird und ein Maß für die Dicke der Randschicht ist¹¹⁾.

$$U(z) = U_{p1} \cdot e^{-z/\lambda_D} ; \quad \lambda_D = \sqrt{(kT_e / 4 \pi n_e e^2)} . \quad (5.5)$$

λ_D beträgt je nach Elektronendichte und -temperatur bei der PRE-ISIS 2* EZR Quelle etwa 1 mm. Die Zahlenwertgleichung für λ_D lautet:

$$\lambda_D [\text{cm}] = 740 \cdot (kT_e / n_e)^{1/2} ; \quad kT_e [\text{eV}] ; \quad n_e [\text{cm}^{-3}] . \quad (5.6)$$

Die Ionen besitzen also im Gegensatz zu der Extraktion von einem festen Emitter nach dem Durchlaufen der Plasmagrenze eine endliche Geschwindigkeit entsprechend ihrer Beschleunigung durch das Plasmapotential U_{p1} .

In dem Modell der linearen Optik wird die Plasmaelektrode als dünne Linse angesehen, die keine Abbildungsfehler aufweist. In der Praxis kann jedoch am Rand der Emissionsöffnung eine Aberration auftreten, die bei der Berechnung

der Ionenbahnen durch das Überkreuzen der Randstrahlen zu erkennen ist. Im Emittanzdiagramm ergibt sich dann eine s-förmige Struktur, die zu einer Vergrößerung der effektiven Strahlemittanz führt. Die Ursache für eine solche Abberation liegt - wie gesagt - darin, daß die Ionen mit durch das Plasmapotential U_{p1} hervorgerufenen Geschwindigkeitsvektoren starten, die nicht unbedingt parallel zu den durch die Elektrodengeometrie bestimmten elektrischen Feldvektoren verlaufen.

Die Abb. 30a zeigt die mit Hilfe des Hermannsfeldt-Codes berechneten Ionenbahnen in einer accel-decel Elektrodenanordnung, deren prinzipielle Funktionsweise in Kapitel 4.2 behandelt worden ist. Die geometrischen Daten entsprechen dabei in etwa dem Extraktionssystem der PRE-ISIS 2* EZR-Quelle. So beträgt der Radius a der Extraktionsöffnung 4 mm und der Abstand d zwischen Plasmaelektrode und accel-Elektrode ist 20 mm. Für die konkave Plasmagrenze wurde ein Krümmungsradius von 16 mm angenommen. Weiterhin geht man in dieser Rechnung davon aus, daß der Strahl mit der Emittanz $\epsilon = F_{x,x'} = 0$ von der Plasmaoberfläche startet. Das magnetische Randfeld der EZR-Quelle ist hier nicht berücksichtigt worden, da ausschließlich der Einfluß der Geometrie der Plasmaelektroden auf die Ionenbahnen und die Emittanz des Strahls untersucht werden soll. Als Ergebnis ist festzuhalten, daß bei der in der Abb. 30a dargestellten Pierce-Geometrie der Plasmaelektrode der Strahl nach einer Laufstrecke von 32.5 mm eine effektive Emittanz von $\epsilon = F_{x,x'} \sim 35 \text{ mm} \cdot \text{mrad}$ besitzt, die durch die oben erwähnte Aberration an der Extraktionsöffnung hervorgerufen wird (siehe Emittanzdiagramm Abb. 30b).

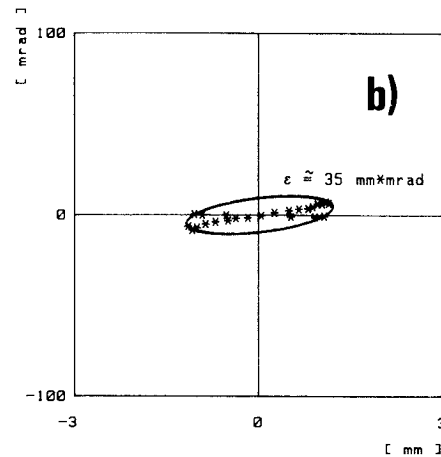
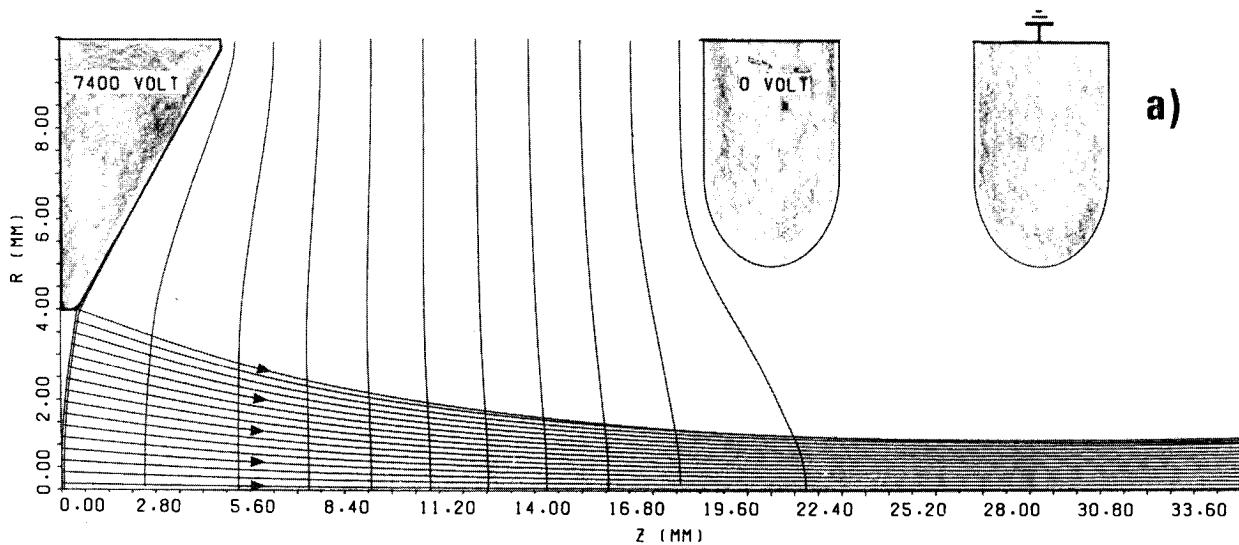


Abbildung 30

- a) Ionenbahnen in einem accel-decel Extraktionssystem mit Pierce-Geometrie der Plasmaelektroden $A/Z = 3$; $I = 2.3$ mA;
 b) Emittanzdiagramm bei $z = 32.5$ mm.

Im Inneren ($\rho \neq 0$) des Ionenstrahls wird der Verlauf der Potentiallinien vorwiegend durch die Raumladung beeinflusst, während im Außenraum ($\rho = 0$) der Potentialverlauf durch die Form der Elektroden gegeben ist. Wie aus der Abbildung 31a hervorgeht, kann man mit einer Modifikation der Pierce-Geometrie eine deutliche Verringerung der Aberration an der Plasmaelektrode erreichen. Durch die dargestellte "Ecke" in der Plasmaelektrode wird eine tangential Fortsetzung des Plasmarandes erzielt, so daß dort die Potentiallinien an der Strahlkante senkrecht vom Gebiet $\rho = 0$ in das Ladungsträgerbündel ($\rho \neq 0$) eintauchen und der elektrische Feldvektor nahezu parallel zum Strahlrand verläuft. Im

Vergleich zur Pierce-Geometrie ergibt sich in diesem Fall eine Reduzierung der effektiven Emittanz des Strahls um mehr als 50 % (s. Abb. 31b). Es muß jedoch noch einmal betont werden, daß dieses Ergebnis nur für die Situation einer rein elektrostatischen Extraktion gilt, wie sie z.B. bei einer Duo-Plasmatron-Ionenquelle⁴⁶⁾ gegeben sein kann.

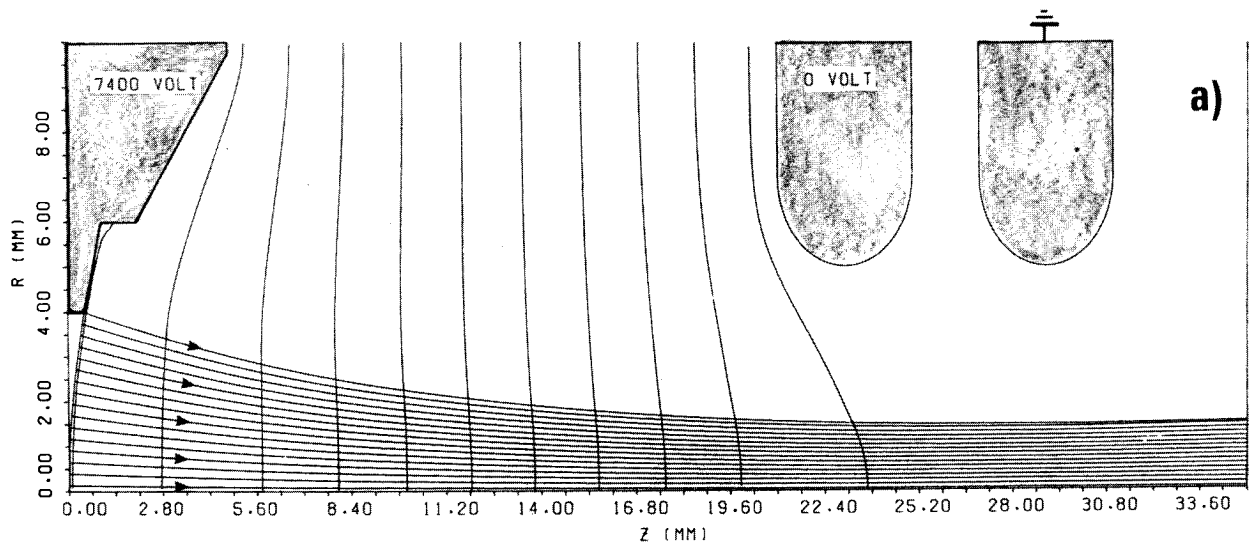
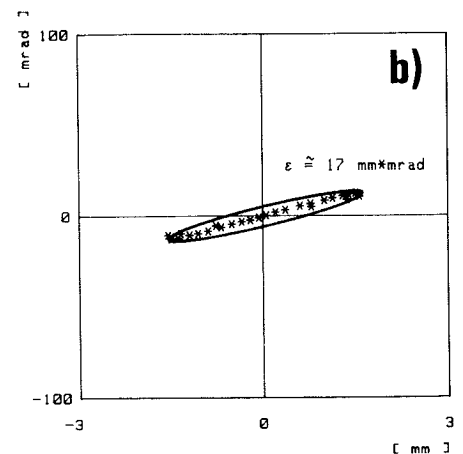


Abbildung 31:

- a) Berechnete Ionenbahnen im accel-decel Extraktionssystem mit modifizierter Plasmaelektrode. $A/Z = 3$; $I = 2.3$ mA.
- b) Emittanzdiagramm bei $z = 32.5$ mm.



Schon das im Vergleich zur 14-GHz Schwerionenquelle relativ schwache und kurzreichweitige Feld der 5 GHz EZR-Quelle führt, wie in Kapitel 6 noch näher erläutert wird, zu großen Transversalimpulsen der Ionen, so daß die daraus resultierende Gesamtemittanz des Strahls die Emittanzaufweitung durch Aberration an der Plasmaelektrode bei weitem überdeckt. Wenn bei der Berechnung der

Ionenbahnen das magnetische Randfeld mit berücksichtigt wird, zeigt sich, daß die "Phasenraum"-Ellipse des Strahls nunmehr kaum von der Geometrie der Plasmaelektrode beeinflusst wird (s. Abb. 32).

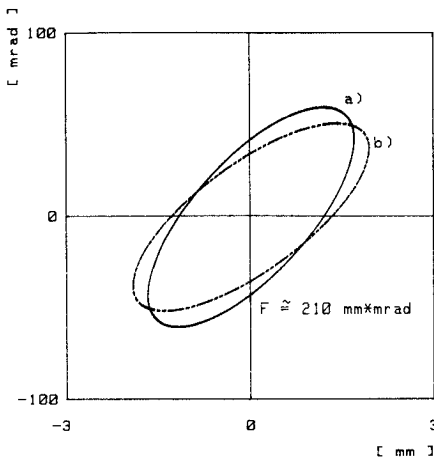


Abbildung 32:

Phasenraumdiagramm des Ionenstrahls bei $z = 32.5$ mm unter Berücksichtigung des magnetischen Randfeldes der 5 GHz EZR-Quelle.

- a) für Pierce-Geometrie der Plasmaelektrode.
- b) für modifizierte Pierce-Geometrie (s. Abb. 31a).

6.0 IONENEXTRAKTION IM AXIALEN MAGNETISCHEN RANDFELD DER EZR-QUELLE

Wie sich schon aus dem Vergleich zwischen den Abbildungen 31 und 32 andeutet, hat das magnetische Randfeld der EZR-Quelle einen starken Einfluß auf die Emittanz und den Bahnverlauf der aus der Quelle extrahierten Ionen. Daher soll in diesem Kapitel eingehend untersucht werden, ob es möglich ist, die Phasenraumfläche des Ionenstrahls - sowohl der LIS, als auch der großen 14 GHz EZR-Quelle - in Größe und Lage an die vorgegebene Akzeptanz des Strahlführungssystems anzupassen. Von besonderem Interesse ist dabei der Einfluß des starken und langreichweitigen Feldes der 14 GHz-EZR Quelle, da hierzu bis jetzt noch keine experimentellen Ergebnisse vorliegen.

Die zunächst durchgeführten analytischen Betrachtungen über die Bewegung von Ionen im Magnetfeld dienen dazu, eine Aussage über Größe und Lage der Emittanzfläche des Strahls nach dem Durchlaufen des Randfeldes zu erhalten, um damit die anschließend präsentierten Ergebnisse der numerischen Rechnungen zur Strahlanpassung zu untermauern.

6.1 Analytische Betrachtungen über die Bewegung von Ionen im Magnetfeld

Das Verhalten von geladenen Teilchen im Magnetfeld kann mit Hilfe des Hamilton-Formalismus beschrieben werden. Die Hamilton Funktion eines einfach geladenen positiven Ions, das sich in Richtung der z-Achse bewegt, lautet in kartesischen Koordinaten:

$$H = \frac{1}{2m} \cdot (\vec{p} - e \cdot \vec{A})^2 = \frac{1}{2m} \cdot \{ (p_x - e \cdot A_x)^2 + (p_y - e \cdot A_y)^2 + (p_z - e \cdot A_z)^2 \} \quad (6.1)$$

Hierbei ist der Vektor $\vec{p}$ der kanonische Impuls des Teilchens. Der Zusammenhang zwischen dem kinetischen Impuls $\vec{p}_{kin} = m \cdot \vec{v}$ und dem kanonischen Impuls $\vec{p}$ ergibt sich aus der Beziehung

$$\vec{p}_{kin} = \vec{p} - e \cdot \vec{A} \quad (6.2)$$

Wenn ein axial symmetrisches Magnetfeld vorliegt, gilt $A_z = 0$. Die übrigen Vektorpotentialkomponenten A_x und A_y können in erster Ordnung durch

$$A_x = -\frac{1}{2} \cdot B(z) \cdot y ; A_y = +\frac{1}{2} \cdot B(z) \cdot x$$

dargestellt werden. In Zylinder-Koordinaten wird die Hamilton Funktion (6.1) ausgedrückt durch

$$H = \frac{1}{2m} \cdot \left\{ \left(\frac{p_\theta}{r} - e \cdot A_\theta \right)^2 + p_z^2 + p_r^2 \right\} , \text{ mit } A_\theta = -\frac{1}{2} \cdot B_0(z) \cdot r . \quad (6.3)$$

Die Impulskomponente p_θ ist eine Konstante der Bewegung, da die Hamilton-Funktion nicht explizit vom Azimutwinkel θ abhängt. In den weiteren Abschnitten werden die Abbildungseigenschaften eines magnetischen Linsenfeldes im einzelnen untersucht:

- 1) Brennweite F einer magnetischen Linse.
- 2) Gedankenexperiment zur Emittanz eines Ionenstrahls im Magnetfeld.
- 3) Lineare Theorie eines magnetischen Linsensystems und Ableitung der Emittanzformel.

6.1.1 Brennweite F einer magnetischen Linse

Wenn Teilchen mit dem kanonischen Impuls $p_\theta = 0$ außerhalb des Magnetfeldes auf der Achse starten, dann ist auch innerhalb des magnetischen Feldes $p_\theta = 0 = p_{kin} + e \cdot A_\theta$, wobei p_{kin} der kinetische Impuls ist. Es gilt weiterhin: $p_{kin} = m \cdot r \cdot \omega = -e \cdot A_\theta = \frac{1}{2} \cdot e \cdot r \cdot B_0$

$$\rightarrow \omega = \frac{1}{2} \omega_{\text{zyk}} = \frac{1}{2} \cdot \frac{e}{m} \cdot B_0 \quad . \quad (6.4)$$

Zahlenwertgleichung: $\omega_{\text{zyk}} [\text{Hz}] = 1.527 \cdot 10^7 \cdot \frac{Z \cdot B_0}{A}$

ω_{zyk} = Zyklotronfrequenz

Z = Ladungszahl

A = Massenzahl des Ions

B_0 = Magnetfeldstärke [Tesla].

In der Projektion der Ionenbahnen in eine Ebene senkrecht zur Hauptbewegungsrichtung z bewegen sich die Teilchen in dem betrachteten Fall $p_\theta = 0$ auf Kreisen, die die Achse kreuzen (s. Abb. 33). Es erfolgt eine Rotation um das momentane Bahnzentrum mit der Zyklotron-Winkelfrequenz $\omega_{\text{zyk}} = \frac{e}{m} \cdot B_0$.

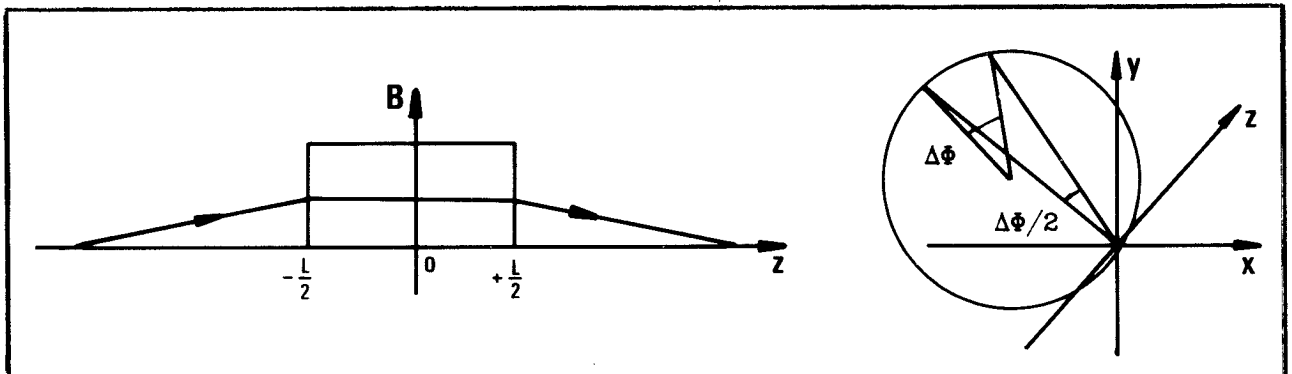


Abbildung 33:

Rotationsfrequenz eines Teilchens im Magnetfeld einer Linse:

a) Vom Bahnmittelpunkt aus gesehen ist $\omega_{\text{zyk}} = \frac{\Delta\phi}{\Delta t} = \frac{e}{m} \cdot B_0$;

b) Vom Ursprung des Koordinatensystems aus gesehen gilt

$$\omega = \frac{1}{2} \Delta\phi / \Delta t = \frac{1}{2} \cdot \frac{e}{m} \cdot B_0 \quad .$$

In dem hier betrachteten Spezialfall $p_\theta = 0$ lautet die Hamilton-Funktion in Zylinderkoordinaten⁴⁷⁾.

$$H = \frac{1}{2m} \{ (e \cdot A_\theta)^2 + p_z^2 + p_r^2 \} = \frac{p_0^2}{2m} . \quad (6.5)$$

Man nimmt $-p_z$ als neue Hamilton-Funktion mit der unabhängigen Variablen z ⁴⁸⁾.

p_0 ist der gesamte kinetische Impuls.

$$K = -p_z = - (p_0^2 - (e \cdot A_\theta)^2 - p_r^2)^{1/2} = - p_0 \left\{ 1 - \frac{e^2 \cdot A_\theta^2}{p_0^2} - \left(\frac{p_r}{p_0} \right)^2 \right\}^{1/2} . \quad (6.6)$$

Es ist zweckmäßig, relative Impulse einzuführen, d.h. man definiert $\pi_r = \frac{p_r}{p_0}$. Die Größe π_r ist dann der Winkel der Teilchenbewegung gegen die z-Achse. Der Übergang zu relativen Impulsen erfordert, daß die gesamte Hamilton-Funktion durch p_0 dividiert werden muß:

$$K = - \left(1 - \frac{1}{4} \cdot \frac{e^2 \cdot r^2 \cdot B_0^2}{p_0^2} - \pi_r^2 \right)^{1/2} . \quad (6.7)$$

Die Entwicklung der Wurzel bis zum ersten Glied ergibt:

$$K = \frac{1}{2} \cdot \pi_r^2 + \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{4} \cdot \frac{e^2 \cdot r^2 \cdot B_0^2}{p_0^2} . \quad (6.8)$$

Daraus erhält man die Bewegungsgleichung (6.9): Da $r'' = p_r'$, folgt mit

$$p_r' = - \frac{\partial K}{\partial r} = \frac{-1/4 \cdot e^2 \cdot B_0^2}{p_0^2} \cdot r$$

$$r'' + \frac{1}{4} \cdot \frac{e^2 \cdot B_0^2}{p_0^2} \cdot r = 0 . \quad (6.9)$$

Da $r'' \sim \Delta r' / \Delta z$ folgt daraus wiederum::

$$\Delta r' + \frac{1}{4} \cdot \frac{e^2 \cdot B_0^2}{p_0} \cdot r \cdot \Delta z = 0 \quad .$$

Die Integration dieser Gleichung ergibt die Winkeländerung ($r_f' - r_i'$) der Ionen beim Durchlaufen der Linse.

$$r_f' - r_i' = \int \Delta r' \cdot dz = - \int \frac{1}{4} \cdot \frac{e^2 \cdot B_0^2}{p_0} \cdot r \cdot dz \quad .$$

Für dünne Linsen kann angenommen werden, daß der Radius r in der Linse konstant bleibt. Daher kann die Größe r aus dem Integral herausgezogen werden, und man erhält einen Ausdruck für die Brennweite F :

$$r_f' - r_i' = - \int \left(\frac{1}{4} \cdot \frac{e^2 \cdot B_0^2}{p_0^2} \cdot dz \right) \cdot r$$

$$r_f' - r_i' = - \frac{1}{F} \cdot r,$$

$$\frac{1}{F} = \int \frac{1}{4} \cdot \frac{e^2 \cdot B_0^2}{p_0^2} \cdot dz \quad . \quad (6.10)$$

Ist das Linsenfeld homogen über der Länge L , dann gilt

$$\frac{1}{F} = \frac{1}{4} \cdot \frac{e^2 \cdot B_0^2}{p_0^2} \cdot L \quad ; \quad \frac{e^2 \cdot B_0^2}{p_0^2} = \frac{1}{R^2} \quad . \quad (6.11)$$

Die Größe R ist der Bahnkrümmungsradius eines Teilchens mit dem kinetischen Impuls p_0 im Magnetfeld B_0 . Damit folgt aus Gl. (6.10)

$$\frac{1}{F} = \frac{L}{4 \cdot R^2} \quad . \quad (6.12)$$

Die Zahlenwertgleichung für R lautet:

$$R \text{ [m]} = \frac{1.44 \cdot 10^{-4}}{B_0} \cdot \sqrt{\frac{A}{Z} \cdot U_B}$$

$$\begin{aligned} A &= \text{Ionenmasse} \\ Z &= \text{Ladungszahl} \\ eU_B &= \text{Ionenenergie [V]} \\ B_0 &= \text{Magnetfeldstärke [Tesla]} \end{aligned} \quad (6.13)$$

Weitere ionenoptische Eigenschaften von Solenoidlinsen werden ausführlich u.a. von P. Sturrock (1955)⁴⁹⁾ und El Kareh (1970)⁵⁰⁾ besprochen.

6.1.2 Gedankenexperiment zur Emittanz eines Ionenstrahls im Magnetfeld

Mit Hilfe des folgenden Gedankenexperimentes erhält man eine Aussage über die Emittanz eines Strahls, dessen Teilchen auf einem Kreis konzentrisch zur Achse innerhalb des Magnetfeldes gestartet sind. Vor der Ionisierung sei der kinetische Impuls $p_{\theta \text{ kin}}$ vernachlässigbar klein (thermische Bewegung!), d.h. $p_{\theta \text{ kin}} \sim 0$. Nach der Ionisierung gilt nach wie vor $p_{\theta \text{ kin}} \sim 0$, aber der kanonische Impuls hat den Wert $p_{\theta} = eA_{\theta}$.

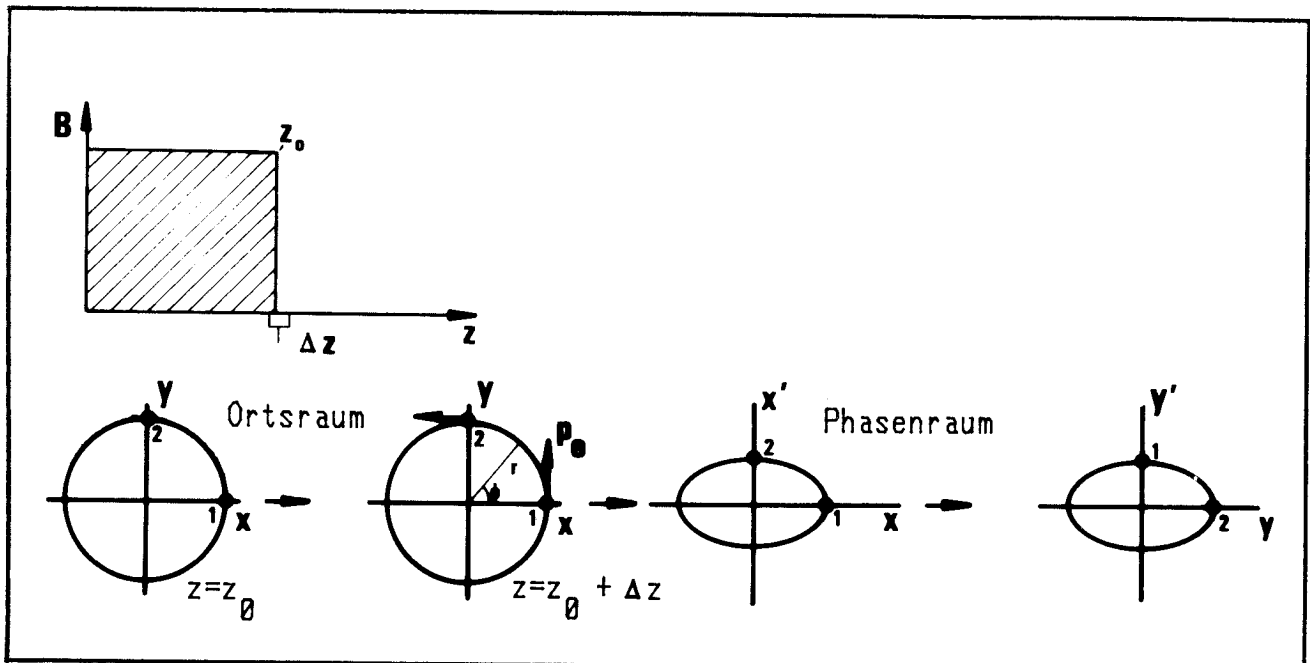


Abbildung 34: Gedankenexperiment.

Wenn innerhalb eines Intervalls Δz der Übergang des Teilchens in den feldfreien Raum erfolgt, ist dann kein Vektorpotential A_θ mehr vorhanden. Wegen der Erhaltung des kanonischen Impulses übernimmt der kinetische Impuls den Wert des kanonischen Impulses, d.h. $p_{\theta \text{ kin}} = \frac{1}{2} \cdot e \cdot B \cdot r$. In kartesischen Koordinaten ist der maximale Impuls (s. Abb. 34b) p_x an der Stelle $x=0$ gegeben durch: $p_{x \text{ max}} = \frac{1}{2} \cdot e \cdot B \cdot r$. Wenn man $p_{x \text{ max}}$ durch p_0 dividiert, erhält man den Maximalwert der Divergenz $x'_{\text{max}} = \frac{1}{2} \cdot \frac{e \cdot r \cdot B}{p_0}$. Ein beliebiger x -Wert ergibt sich durch $x = r \cdot \cos(\phi)$. Für $\phi=0$ ist natürlich $x_{\text{max}} = r$. Die Größe der Emittanz ϵ im Phasenraum x, x' beträgt demnach:

$$\epsilon = \pi \cdot x_{\text{max}} \cdot x'_{\text{max}} = \pi \cdot r \cdot \frac{1}{2} \cdot \frac{e \cdot B \cdot r}{m \cdot v_0} = \frac{1}{2} \cdot \frac{\pi \cdot r^2}{R} \quad (6.14)$$

(s. Gl. 6.11 zur Definition der Größe R)

Das gleiche gilt im axialsymmetrischen Fall für den y, y' -Phasenraum. Die hier aufgeführten Überlegungen zur Herleitung der Emittanz gelten nicht nur für den Übergang aus dem Magnetfeld in einem Intervall Δz , sondern auch für den allgemeinen Fall eines ausgedehnten Randfeldes, da die Voraussetzungen des Liouville'schen Theorems erfüllt sind⁴⁰⁾. G. Ohlsen (1969)⁵¹⁾ kommt zu dem gleichen Ergebnis für die Größe der Emittanz ϵ (Gl. 6.14) unter der Annahme, daß die Geschwindigkeit der Teilchen in Richtung der Hauptbewegungsrichtung z sehr viel größer ist als alle anderen auftretenden Geschwindigkeitskomponenten. Dies ist gleichbedeutend mit der Forderung, daß die Bahnen innerhalb des Solenoidfeldes gerade Linien darstellen, d.h. $r = \text{const.}$

6.1.3 Analytische Durchrechnung eines magnetischen Linsensystems

Für die analytische Durchrechnung des Linsensystems wählt man eine Darstellung in kartesischen Koordinaten und benutzt $-p_z$ als Hamilton-Funktion mit z als unabhängige Integrationsvariable.

$$-p_z = K = p_0 \cdot \left\{ 1 - \left(\frac{p_x - e \cdot A_x}{p_0} \right)^2 - \left(\frac{p_y - e \cdot A_y}{p_0} \right)^2 \right\}^{1/2}. \quad (6.15)$$

Der Übergang zu relativen Impulsen und Entwicklung der Wurzel bis zum ersten Term ergibt:

$$K = \frac{1}{2} \cdot \left(\pi_x - \frac{e \cdot A_x}{p_0} \right)^2 + \frac{1}{2} \cdot \left(\pi_y - \frac{e \cdot A_y}{p_0} \right)^2; \quad \pi_x = \frac{p_x}{p_0}. \quad (6.16)$$

Durch Einsetzen der Vektorpotentialterme folgt (s. Gl. 6.1a):

$$K = \frac{1}{2} \cdot \left(\pi_x + \frac{1}{2} \cdot \frac{e \cdot B \cdot y}{p_0} \right)^2 + \frac{1}{2} \cdot \left(\pi_y - \frac{1}{2} \cdot \frac{e \cdot B \cdot x}{p_0} \right)^2. \quad (6.17)$$

Diese Hamilton-Funktion enthält Kopplungsterme zwischen den Koordinaten, wie zum Beispiel $\pi_x \cdot y$. Das Ziel ist nun, eine Transformation in neue kanonische Koordinaten zu vollziehen, so daß die Bewegung in zwei Dimensionen entkoppelt wird.

Mit Hilfe einer Rotations-Transformation, die durch eine Funktion der alten Ortskoordinaten und neuen Impulskoordinaten erzeugt wird, ist dieses Ziel zu erreichen:

$$G = \bar{\pi}_x \cdot x \cdot \cos \phi + \bar{\pi}_x \cdot y \cdot \sin \phi - \bar{\pi}_y \cdot x \cdot \sin \phi + \bar{\pi}_y \cdot y \cdot \cos \phi, \quad \text{wobei } \phi = - \int_0^z \frac{1}{2} \frac{e \cdot B}{m \cdot v_0} dz \quad (6.18)$$

Damit können die alten Koordinaten ersetzt werden durch:

$$x = \bar{x} \cdot \cos\phi - \bar{y} \cdot \sin\phi \quad ; \quad y = \bar{x} \cdot \sin\phi + \bar{y} \cdot \cos\phi \quad (6.19)$$

und

$$\pi_x = \frac{\partial G}{\partial x} = \bar{\pi}_x \cdot \cos\phi - \bar{\pi}_y \cdot \sin\phi \quad ; \quad \pi_y = \frac{\partial G}{\partial y} = \bar{\pi}_x \cdot \sin\phi + \bar{\pi}_y \cdot \cos\phi \quad . \quad (6.20)$$

Bei der kanonischen Transformation wird die neue Hamilton-Funktion $\bar{K}$:

$$\bar{K} = K + \frac{\partial G}{\partial z} \quad . \quad (6.21)$$

Durch Einsetzen und Ausrechnen findet man

$$\bar{K} = \frac{1}{2} \cdot \bar{\pi}_x^2 + \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{1}{4} \cdot \frac{e^2 \cdot B^2}{p_0^2} \right) \cdot \bar{x}^2 + \frac{1}{2} \cdot \bar{\pi}_y^2 + \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{1}{4} \cdot \frac{e^2 \cdot B^2}{p_0^2} \right) \cdot \bar{y}^2 \quad . \quad (6.22)$$

Wie man sieht, ist dadurch die vollständige Separation der Variablen vollzogen worden. Die Form der Funktion (x^2+y^2), mit der in der alten Hamilton-Funktion (Gl. 6.17) ein kreisförmiger Strahl (Radius r) dargestellt wird, bleibt durch die Rotationstransformation auch in der Darstellung durch die neue Hamilton-Funktion (Gl. 6.22) erhalten.

Das optische Verhalten eines magnetischen Linsensystems, das hier durch die Matrix L repräsentiert wird, kann man nun durch eine Folge von Transformationen beschreiben. Man beachte aber, daß in den Teilchenvektoren kanonische Impulskoordinaten auftreten.

$$\begin{pmatrix} x_f \\ y_f \\ \pi_{x_f} \\ \pi_{y_f} \end{pmatrix} = R_f^{-1} \cdot L \cdot R_i \cdot \begin{pmatrix} x_i \\ y_i \\ \pi_{x_i} \\ \pi_{y_i} \end{pmatrix} \quad \begin{array}{l} R_i; R_f^{-1} : \text{Rotationsmatrizen} \\ L : \text{Linsenmatrix} \end{array}$$

$$\pi_{x_i} = \pi_{x_{kin}} - \omega \cdot y \quad ; \quad \pi_{y_i} = \pi_{y_{kin}} + \omega \cdot x \quad . \quad (6.23)$$

Da durch die Wahl der Integrationsgrenzen in der Gleichung

$$\phi = \int_0^z \frac{1}{2} \cdot \frac{e}{m} \cdot B \cdot dz \text{ der Anfangswinkel } \phi = 0 \text{ gesetzt werden kann,}$$

ist es möglich, die Rotationsmatrix R durch die Einheitsmatrix zu ersetzen.

Damit erhält die Transformationsgleichung (6.23) die Form:

$$\begin{pmatrix} x_f \\ y_f \\ \pi_{x_f} \\ \pi_{y_f} \end{pmatrix} = \underbrace{R_f^{-1}} \cdot \underbrace{L} \cdot \begin{pmatrix} x_i \\ y_i \\ \pi_{x_i} \\ \pi_{y_i} \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} x_f \\ y_f \\ \pi_{x_f} \\ \pi_{y_f} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\phi & \sin\phi & 0 & 0 \\ -\sin\phi & \cos\phi & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cos\phi & \sin\phi \\ 0 & 0 & -\sin\phi & \cos\phi \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} m_{11} & 0 & m_{12} & 0 \\ 0 & m_{11} & 0 & m_{12} \\ m_{21} & 0 & m_{22} & 0 \\ 0 & m_{21} & 0 & m_{22} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} x_i \\ y_i \\ \pi_{x_i} \\ \pi_{y_i} \end{pmatrix} \quad (6.24)$$

Der Startvektor kann innerhalb oder außerhalb des Magnetfeldes liegen, muß aber jeweils die richtigen kanonischen Impulse $\pi_{x_i}; \pi_{y_i}$ enthalten.

Die Linsenmatrix L in Gl. 6.24 verändert nur die Lage, nicht aber die Größe der Emittanzfläche im x, x' -Phasenraum. Die zweite Transformationsmatrix R^{-1} in Gl. 6.24 bewirkt eine Drehung des Strahls im Ortsraum um den Winkel $-\phi$. Für einen Strahl mit kreisförmigem Querschnitt hat jedoch diese Rotations-transformation praktisch keine Bedeutung.

Im folgenden wird ein Strahl mit kreisförmigem Querschnitt betrachtet, der parallel zur Achse startet und ein inhomogenes Magnetfeld durchläuft. Man kann davon ausgehen, daß gerade diese Situation bei der Ionenextraktion aus einer EZR-Quelle gegeben ist. Die Annahme, daß die Teilchen parallel zur Achse starten, bedeutet, daß keine kinetischen Impulse in x - und y -Richtung vorliegen. Also gilt: $\pi_{x_{kin}} = \pi_{y_{kin}} = 0$. Innerhalb des Magnetfeldes existiert aber ein Vektorpotential, so daß mit Gl. 6.23 der Startvektor $\vec{x}_i$ in diesem Fall gegeben ist durch

$$\vec{x}_i = \begin{pmatrix} x_i \\ y_i \\ -\omega \cdot y_i \\ \omega \cdot x_i \end{pmatrix}. \quad (6.25)$$

Die Ausführung der Transformation in Gl. 6.24 ergibt folgenden End-Vektor als Funktion der Startkoordinaten:

$$\vec{x}_f = \begin{pmatrix} x_f \\ y_f \\ \pi_{x_f} \\ \pi_{y_f} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} (m_{11} \cdot \cos\phi + \omega \cdot m_{12} \cdot \sin\phi) \cdot x_i + (-\omega \cdot m_{12} \cdot \cos\phi + m_{11} \cdot \sin\phi) \cdot y_i \\ (-m_{11} \cdot \sin\phi + \omega \cdot m_{12} \cdot \cos\phi) \cdot x_i + (\omega \cdot m_{12} \cdot \sin\phi + m_{11} \cdot \cos\phi) \cdot y_i \\ (m_{21} \cdot \cos\phi + \omega \cdot m_{22} \cdot \sin\phi) \cdot x_i + (-\omega \cdot m_{22} \cdot \cos\phi + m_{21} \cdot \sin\phi) \cdot y_i \\ (-m_{21} \cdot \sin\phi + \omega \cdot m_{22} \cdot \cos\phi) \cdot x_i + (\omega \cdot m_{22} \cdot \sin\phi + m_{21} \cdot \cos\phi) \cdot y_i \end{pmatrix} \quad (6.26)$$

Die Transformationsgleichung in einem zweidimensionalen Unterraum x_f, π_{x_f} lautet:

$$\begin{pmatrix} x_f \\ \pi_{x_f} \end{pmatrix} = T \cdot \begin{pmatrix} x_i \\ y_i \end{pmatrix} \quad (6.27)$$

$$\begin{pmatrix} x_f \\ \pi_{x_f} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \text{a} & \text{b} \\ \text{c} & \text{d} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} x_i \\ y_i \end{pmatrix} \quad (6.28)$$

Man beachte, daß durch die Transformation die Ortskoordinaten x_i und y_i am Startort in Orts- und Impulskoordinaten am Zielort übergehen (x_f, π_{x_f}).

Zur Berechnung der Emittanz werden die Startkoordinaten im Ortsraum als Funktion der Zielkoordinaten x_f, π_{x_f} ausgedrückt. Dies wird durch Rücktransformation der Gl. 6.28 erreicht:

$$\begin{pmatrix} x_i \\ y_i \end{pmatrix} = T^{-1} \cdot \begin{pmatrix} x_f \\ \pi_{x_f} \end{pmatrix}, \quad T^{-1} = \begin{pmatrix} \frac{d}{\Delta} & \frac{-b}{\Delta} \\ \frac{-c}{\Delta} & \frac{a}{\Delta} \end{pmatrix}. \quad (6.29)$$

Die Determinante der Matrix T beträgt:

$$\Delta = \det T = (m_{12} \cdot m_{21} - m_{22} \cdot m_{11}) \cdot \omega. \quad (6.30)$$

Da die Phasenraumfläche invariant ist gegenüber der kanonischen Transformation in Gl. (6.23), muß gelten:

$$(m_{12} \cdot m_{21} - m_{22} \cdot m_{11}) = -1 \rightarrow \det T = -\omega \quad . \quad (6.31)$$

Damit lautet Gl. 6.29 nunmehr:

$$\begin{pmatrix} x_i \\ y_i \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{m_{21} \cdot \sin \phi - \omega \cdot m_{22} \cdot \cos \phi}{-\omega} & \frac{-m_{11} \cdot \sin \phi + \omega \cdot m_{12} \cdot \cos \phi}{-\omega} \\ \frac{-m_{21} \cdot \cos \phi - \omega \cdot m_{22} \cdot \sin \phi}{-\omega} & \frac{m_{11} \cdot \cos \phi + \omega \cdot m_{12} \cdot \sin \phi}{-\omega} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} x_f \\ \pi_{x_f} \end{pmatrix} \quad (6.32)$$

Teilchen, deren Startkoordinaten $x_i; y_i$ auf einem Kreis mit dem Radius r_i liegen, können hinter dem Magnetfeld durch eine Funktion der Endkoordinaten x_f und π_{x_f} im Phasenraum beschrieben werden.

Aus

$$r_i^2 = y_i^2 + x_i^2 \rightarrow \quad (6.33)$$

folgt

$$r_i^2 = \frac{1}{\omega^2} \cdot \{ (m_{21}^2 + m_{22} \cdot \omega^2) \cdot x_f^2 + (m_{11}^2 + m_{12} \cdot \omega^2) \cdot \pi_{x_f}^2 - 2 \cdot x_f \cdot \pi_{x_f} \cdot (m_{21} \cdot m_{11} + \omega^2 \cdot m_{22} \cdot m_{12}) \}$$

Es stellt sich heraus, daß die Funktion $A = F(x_f; \pi_{x_f}) = r_i^2 \cdot \omega^2$ die Form einer Ellipse hat,

$$A = (a \cdot x^2 + b \cdot y^2 + c \cdot x \cdot y) \quad (6.34)$$

deren Fläche ϵ durch die Beziehung

$$\epsilon = \frac{\pi \cdot A}{(a \cdot b - \frac{1}{4} \cdot c^2)^{1/2}} \quad \text{gegeben ist} \quad . \quad (6.35)$$

Durch Einsetzen folgt

$$(a \cdot b - \frac{1}{4} \cdot c^2)^{1/2} = \omega \quad . \quad (6.36)$$

Die Emittanzfläche ϵ im Phasenraum am Zielort beträgt also

$$\epsilon = \pi \cdot \omega \cdot r_i^2 = \frac{1}{2} \frac{r_i^2 \cdot B_0}{p_0/e} = \frac{1}{2} \cdot \frac{r_i^2}{R} \quad (6.37)$$

$$\omega = \frac{1}{2} \frac{e \cdot B_0}{p_0} \quad ; \quad R = \frac{p_0}{e \cdot B_0} \quad .$$

R ist wiederum der Bahnkrümmungsradius eines Teilchens mit dem Impuls p_0 im Magnetfeld B_0 (siehe Zahlenwertgl. 6.13). Eine andere Form der Zahlenwertgleichung für die durch das Magnetfeld hervorgerufene Emittanz lautet:

$$\epsilon [\text{cm} \cdot \text{rad}] = 3.46 \cdot \pi \cdot \sqrt{\frac{Z}{A}} \cdot B_0 \cdot r_i^2 / \sqrt{U_{EX}} \quad (6.38)$$

$$B_0 [\text{kGauß}]; r_i [\text{cm}]; U_{EX} [\text{V}] \quad .$$

Durch die analytische Ableitung stehen uns nun insgesamt drei Methoden zur Verfügung, um die Emittanz eines Ionenstrahls im x, x' -Phasenraum zu bestimmen:

1) analytische Berechnung nach Gl. 6.38

2) numerische Berechnung mit Hilfe des Hermannsfeldt-Codes

3) Messung nach der Schlitzsystem-Draht-Methode²³⁾ (s. auch Kap. 6.4).

Bei der numerischen Berechnung und bei der Messung der Emittanz muß darauf geachtet werden, daß am Beobachtungsort kein magnetisches Restfeld mehr vorhanden ist, dessen Vektorpotential den kinetischen Impuls p_{kin} nach Gl. 6.2 beeinflusst. In einem solchen Falle würde nicht die Emittanz bestimmt, die der Strahl im feldfreien Raum hat, sondern es ergibt sich eine durch das Restfeld modifizierte Phasenraumfläche.

In einer Reihe von Testrechnungen konnte eine Übereinstimmung zwischen analytisch und numerisch bestimmter Größe der Emittanz festgestellt werden. Dies ist als Bestätigung der numerischen Ergebnisse des Hermannsfeldt-Codes anzusehen.

6.2 Strahlanpassung der 14 GHz EZR-Quelle an das Strahlführungssystem zum Zyklotron

Durch den Hyperboloidinflektor in der axialen Injektion des Zyklotrons ist für den Ionenstrahl der EZR-Quelle eine definierte Einschußenergie erforderlich, die vom Ladung-zu-Masse-Verhältnis der Teilchen und von der Endenergie am Ausgang des Beschleunigers abhängt. Die konstruktive Auslegung des HF-Beschleunigungssystems führt dazu, daß im Zyklotron ein effektiver Frequenzbereich von 21.3 bis 29.6 MHz zur Verfügung steht. Dies entspricht nach der für das Jülicher Zyklotron gültigen Zahlenwertgleichung 6.39 bei der Harmoniezahl $h = 3$ dem End-Energieintervall von 22.5 - 45.0 MeV pro Nukleon.

$$E/A \text{ [MeV/n]} = E_0 \cdot \left(\sqrt{\frac{1}{1-D^2}} - 1 \right); D = 3.033 \cdot 10^{-2} \cdot \frac{f}{h} \quad (6.39)$$

E/A = Endenergie pro Nukleon JULIC (relativistisch)

E_0 = Ruhenergie eines Protons [938 MeV]

f = Zyklotronfrequenz [MHz]

h = Harmoniezahl

Die zur Injektion notwendige Strahlenergie wird durch die an der Quelle angelegte Extraktionsspannung U_{EX} erreicht. Aus den technischen Daten des Zyklotrons kann die folgende Zahlenwertgleichung für U_{EX} abgeleitet werden⁵²⁾:

$$U_{EX}[V] = 46.57 \cdot A/Z \cdot \left(\frac{f}{h}\right)^2 ; \quad f [\text{MHz}] \quad . \quad (6.40)$$

Nach dem in der Abb. 35 dargestellten Arbeitsdiagramm des Jülicher Zyklotrons können im "Normalbetrieb" mit der Harmoniezahl $h=3$ Ionen mit einem Ladung-zu-Masse-Verhältnis $Z/A > 0.33$ beschleunigt werden.

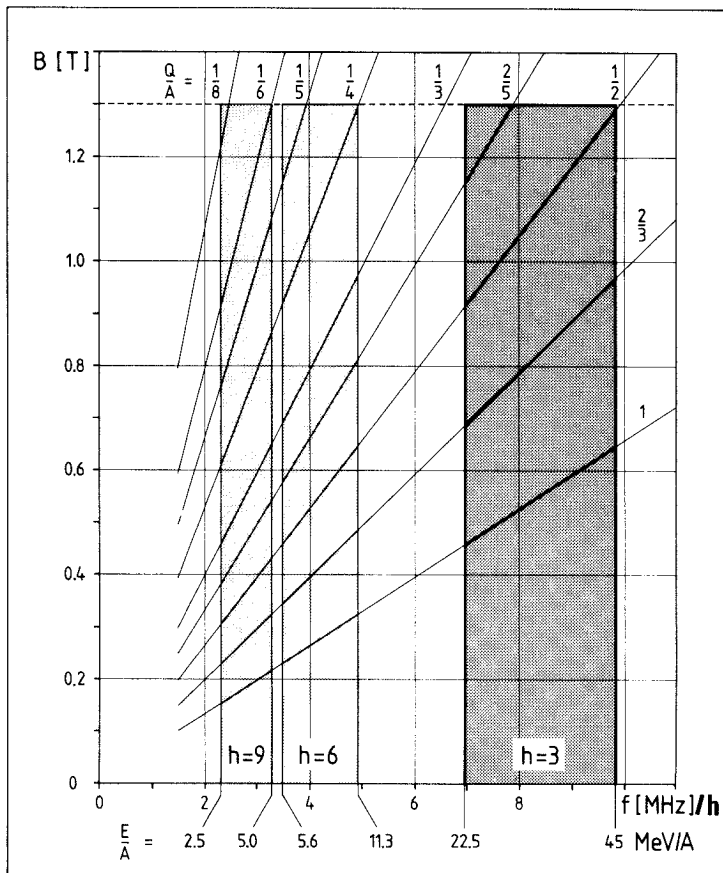


Abbildung 35:

Arbeitsdiagramm der Jülicher Zyklotrons

f = Zyklotronfrequenz der Teilchen

B = Zentralfeld

h = Harmoniezahl

Da die 14 GHz EZR-Quelle schwere Ionen mit einem Z/A -Verhältnis von 0.33 bis maximal $Z/A = 0.5$ liefern soll, läßt sich der Arbeitsbereich der Quelle nach Gl. 6.40 im Zusammenhang mit dem Diagramm der Abb. 35 für $h=3$ folgendermaßen abgrenzen:

Z/A	U_{EX} [kV]	$B \cdot \rho$ -Wert [kGauß·cm]	ϵ_B [mm·mrad] nach Gl. 6.38
0.5	4.7	14.01	769
0.5	9.1	19.49	551
0.33	7.0	21.04	487

Tabelle 4:

Ionenstrahlen, die den Arbeitsbereich der 14 GHz EZR-Quelle abgrenzen. Die angegebenen Emittanzwerte wurden nach Gl. 6.38 für einen Extraktionsradius $r_i=0.3$ cm berechnet. Die Magnetfeldstärke am Extraktionsort beträgt 7.6 kGauß.

In dem starken magnetischen Randfeld der EZR-Quelle ist der Strahlverlauf im wesentlichen durch die magnetische Steifigkeit ($B \cdot \rho$ -Wert) der Ionen bestimmt. Die Zahlenwertgleichung für den $B \cdot \rho$ -Wert eines Ions mit dem Ladung-zu-Masse-Verhältnis Z/A , das die Beschleunigungsspannung U_{EX} durchlaufen hat lautet:

$$B \cdot \rho [\text{kGauß} \cdot \text{cm}] = \sqrt{2.08 \cdot 10^{-8} \cdot \frac{A}{Z} \cdot U_{EX}} \cdot 10^3 ; U_{EX} [\text{V}] \quad (6.41)$$

Die Auslegung des niederenergetischen Strahlführungssystems zum Zyklotron erfordert, daß an einem definierten Übergabepunkt der Strahl eine Einschnürung (waist) mit einem Durchmesser von 20 mm aufweist. Dieser Punkt liegt in einer Entfernung von 1285 mm hinter dem Feldmaximum des EZR-Magnetsystems (s. Abb. 36). Die Akzeptanz des Strahlführungssystems beträgt 500 mm·mrad.

Durch die Berechnung der Ionenbahnen mit Hilfe des Hermannsfeldt-Codes soll nun untersucht werden, wie innerhalb des Arbeitsbereiches der EZR-Quelle (s. Tabelle 4) die waist-Bedingung am Übergabepunkt eingehalten werden kann.

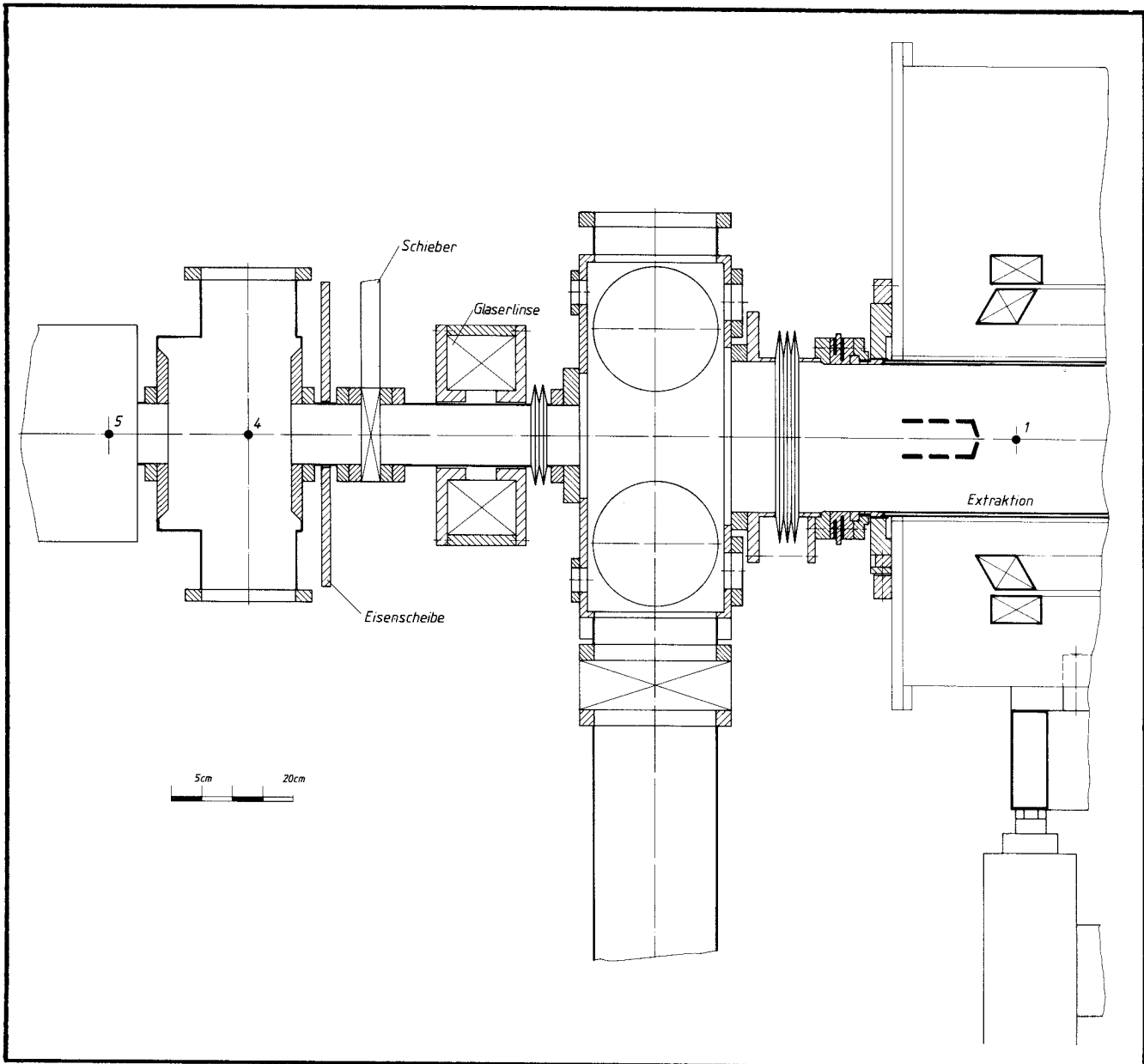


Abbildung 36:

Teilansicht der 14 GHz EZR Quelle vom Extraktionsgebiet bis zum Strahl-Übergabepunkt (optischer Punkt 4) bei dem die im Text aufgeführte "waist"-Bedingung erfüllt werden soll.

1 = Magnetfeldmaximum des EZR-Spiegelfeldes

5 = effektive Feldkante von QS1 im 180° Umlenksystem (vgl. auch Abb. 1).

Schon in den ersten Rechnungen zeigte sich eine Linsenwirkung des magnetischen Randfeldes, die sich dadurch bemerkbar macht, daß in einer Entfernung von ~ 150 mm hinter der Extraktion eine Strahleinschnürung (waist) auftritt. Dagegen erhält man einen rein divergenten Strahl, wenn das Magnetfeld der Quelle in der Ionenbahnberechnung nicht berücksichtigt wird (vgl. Abb. 37a und b).

Aus programmtechnischen Gründen ist es erforderlich, an den in der Abb. 37a dargestellten Teil der Bahnrechnung einen Fortsetzungslauf anzuschließen, um den Strahl auf der gesamten Entfernung zwischen der Plasmaelektrode und dem Eintritt in das Umlenkssystem (optischer Punkt 4) zu verfolgen (s. Abb. 37c).

Es stellt sich heraus, daß wegen des Linseneffektes des starken Randfeldes der Quelle mit nur einem zusätzlichen optischen Element die Emittanzanpassung von Quelle zu Strahlführungssystem gewährleistet werden kann. Als Strahlführungselement kommt eine magnetische Linse zum Einsatz. Eine elektrostatische Linse im Randgebiet des EZR-Magnetfeldes wurde nicht in Erwägung gezogen, da sich durch mögliche Penning-Entladungen ein instabiler Betrieb ergeben könnte.

Nach W. Glaser⁵³⁾ ist es möglich, den Feldverlauf einer magnetischen Linse entlang der z-Achse durch eine einfache Formel (6.42) darzustellen, die eine analytische Berechnung der Teilchenbahnen erlaubt und die außerdem die in der Praxis vorkommenden Felder in guter Näherung wiedergibt.

$$B_z(z) = \frac{B_0}{1 + \left(\frac{z}{d}\right)^2} ; \quad d = \frac{1}{2} \cdot a \quad . \quad (6.42)$$

B_0 bedeutet dabei den Maximalwert von $B_z(z)$ und die Länge a kennzeichnet die Halbwertsbreite des Feldes. Die fokale Länge F einer solchen Linse ist gegeben durch

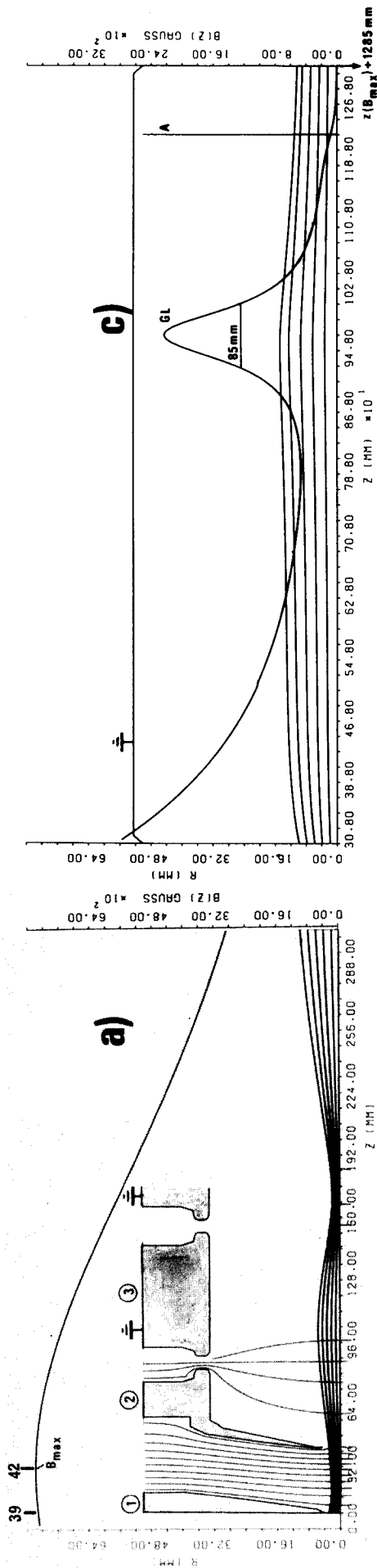


Abbildung 37:

Ionenbahnen hinter der 14 GHz EZR-Quelle für $B \cdot p = 21.04 \text{ kGauß} \cdot \text{cm}$

- a) Berechneter Strahlverlauf bis zu einer Entfernung von 300 mm hinter dem Magnetfeldmaximum unter Berücksichtigung des magnetischen Randfeldes. Die Extraktionsöffnung befindet sich bei $z=39$ cm, bezogen auf den Koordinatenursprung in der Mitte des EZR-Spiegelfeldes; Magnetfeldmaximum R_{max} bei $z=42$ cm.

1 = Plasmaelektrode; U_{EX}

2 = accel-Elektrode; $-U_{AD}$

3 = decel-Elektrode; geerdet

b) wie a), jedoch ohne Magnetfeld.

c) Fortsetzung der Ionenbahnen bis zu einer Entfernung von 1285 mm hinter dem Magnetfeldmaximum. GL - Glaserlinse; A - Abscheibe.

$$\frac{1}{F} = -\frac{1}{d} \cdot \sin\left(\frac{\pi}{(K^2+1)^{1/2}}\right); \quad K^2 = \frac{B_0^2 \cdot d^2}{4 \cdot (B \cdot \rho)^2} \quad (6.43)$$

Der in der Gleichung 6.42 angegebene Feldverlauf wird im Hermannsfeldt-Code mit dem axialen Randfeld der EZR-Quelle überlagert. Ein Beispiel dafür ist im Teil c) der Abb. 37 mit den Linsenparametern $a = 8.5 \text{ cm}$ und $B_0 = 2.0 \text{ kGauß}$ gezeigt. Mit diesen physikalischen Daten der "Glaser"-Linse findet man, daß die günstigste Position der Feldmitte der Linse 350 mm vor dem Übergabepunkt (4) liegt (vgl. Abb. 36). Da die Emittanz des Strahls im feldfreien Raum bestimmt werden muß (vgl. Kap. 6.1), kann im Bahnverfolgungsprogramm hinter der Glaser-Linse eine Eisenscheibe zur magnetischen Abschirmung simuliert werden, so daß am Ende der Bahnrechnung bei $z = z(B_{\max}) + 1285 \text{ mm}$ kein nennenswertes Restfeld mehr vorhanden ist. Bei einem maximalen Startradius von $r_i = 0.3 \text{ cm}$ ergibt sich nach der Emittanzformel (Gl. 6.38) für den in der Abb. 37 dargestellten Ionenstrahl ($Z/A = 0.33$ $U_{EX} = 7000 \text{ V}$) nach dem Durchlaufen des Randfeldes eine Emittanz von $487 \text{ mm} \cdot \text{mrad}$. Wie man in der Abb. 38 erkennen kann, stimmt dieser Wert in ausreichender Weise mit der Größe der Emittanz überein, die durch die numerische Berechnung der Ionenbahnen bestimmt wird ($\epsilon = 542 \text{ mm} \cdot \text{mrad}$).

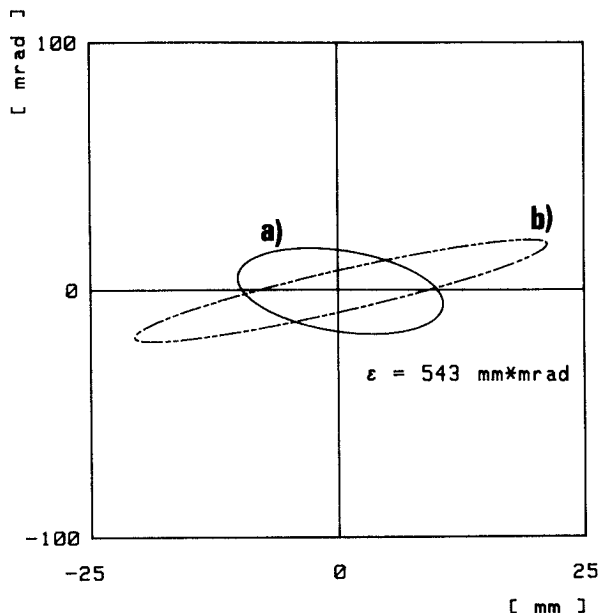


Abbildung 38:

Berechnetes Emittanzdiagramm für einen Ionenstrahl mit $B\rho = 21.04 \text{ kGauß} \cdot \text{cm}$ am Ende der Bahnrechnung an der Stelle $z(B_{\max}) + 1285 \text{ mm}$
a) mit Glaserlinse
b) ohne Glaserlinse.

An der Lage der Phasenraumellipse a) in Abb. 38 sieht man deutlich, daß die eingangs geforderte Strahlanpassungsbedingung gut erfüllt wird, während dies bei ausgeschalteter "Glaser"-Linse nicht der Fall ist (s. b) in Abb. 38).

Der Radius der Extraktionsöffnung wurde auf 0.3 cm festgelegt, damit sich gerade für die Ionen mit der größten magnetischen Steifigkeit ($B \cdot \rho \sim 20 \text{ kGauß} \cdot \text{cm}$) eine Emittanz von $\sim 500 \text{ mm} \cdot \text{mrad}$ ergibt und somit die Akzeptanz des Strahlführungssystems voll ausgenutzt wird. Es muß dabei in Kauf genommen werden, daß für die Ionen mit geringerem $B \cdot \rho$ -Wert, deren Strahlemittanz dann größer als $500 \text{ mm} \cdot \text{mrad}$ ist, ein Teil des Stromes nicht mehr durch die "beam-line" zum Zyklotron transportiert werden kann.

Bei der in der Abb. 37a dargestellten Extraktionsgeometrie ($B \cdot \rho = 21.04 \text{ kGauß} \cdot \text{cm}$) befindet sich die Plasmaelektrode und damit der Startort der Ionen 3 cm vor dem Maximum des EZR-Spiegelfeldes. Als Konsequenz der starken Linsenwirkung des Randfeldes hat die Position der Plasmaelektrode relativ zum Magnetfeldmaximum einen deutlichen Einfluß auf die Lage der Emittanzellipse am Strahlübergabepunkt. Die schraffierte Ellipse in der Abb. 39 zeigt die Emittanzellipse für den Fall, daß das gesamte Extraktionssystem zusammen mit der Plasmaelektrode im Vergleich zur Abb. 37a nur um 3 cm in Strahlrichtung auf der z-Achse verschoben worden ist.

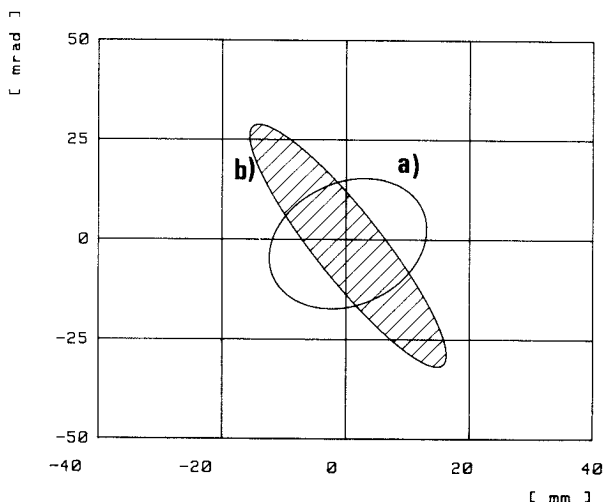


Abbildung 39:

Vergleich der Emittanzellipse eines Ionenstrahls mit $B \cdot \rho = 21.04 \text{ kGauß} \cdot \text{cm}$ nach Durchlaufen des Randfeldes der Quelle für zwei Positionen der Extraktionsöffnung relativ zum Maximum des EZR-Feldes bei $z(B_{\max}) = 42 \text{ cm}$. Dieser Wert von z bezieht sich auf den Koordinatenursprung, der hier in die Mitte des EZR-Spiegelfeldes gelegt wurde.

- a) Plasmaelektrode bei $z = 39 \text{ cm}$
- b) Plasmaelektrode bei $z = 42 \text{ cm}$.

Dieser "Linseneffekt" des Quellen-Randfeldes wurde zusammen mit der Variation der Stärke der Glaser-Linse insbesondere bei der Emittanzanpassung der hochgeladenen Ionenstrahlen, die einen relativ geringen $B\rho$ -Wert haben, ausgenutzt. Die Position der Glaserlinse kann im Gesamtaufbau aus Platzmangel nicht verändert werden. Die Bahnberechnungen ergeben, daß bei Ionen mit geringer magnetischer Steifigkeit das Extraktionssystem aus dem Feldmaximum heraus in $+z$ -Richtung verschoben werden muß, um damit in unserem Fall eine Abnahme der Linsenwirkung des Randfeldes zu erreichen. Es genügt eine Verschiebung in der Größenordnung von einigen cm, um den Strahlverlauf und die Phasenraumellipse für hochgeladene Ionen mit dem niedrigsten $B\rho$ -Wert von $14.0 \text{ kGauß}\cdot\text{cm}$ anzupassen (vgl. die Position der Plasmaelektrode in Abb. 37a und 40a). Die Extraktionsöffnung befindet sich nun bei $z = 44 \text{ cm}$ und die Feldstärke B_0 der Glaserlinse beträgt 1.8 kGauß . Zwar kann bei einem $B\rho$ -Wert von $14.0 \text{ kGauß}\cdot\text{cm}$ die Bedingung für den Strahldurchmesser von 20 mm am optischen Punkt 4 eingehalten werden (s. Abb. 40c), jedoch wird das Strahlführungssystem von dem Ionenstrahl mit der angebotenen Gesamtemittanz von über $700 \text{ mm}\cdot\text{mrad}$ nur denjenigen Anteil des Ionenstromes verwerten, der innerhalb des Akzeptanzphasenraumes von $500 \text{ mm}\cdot\text{mrad}$ liegt.

Aufgrund dieser Rechnungen wurde die Konstruktion der 14 GHz ISIS EZR-Quelle so ausgelegt, daß eine Variation des Extraktionssystems um $\pm 30 \text{ mm}$ relativ zum Spiegelfeldmaximum bei $z = 42 \text{ cm}$ durchgeführt werden kann.

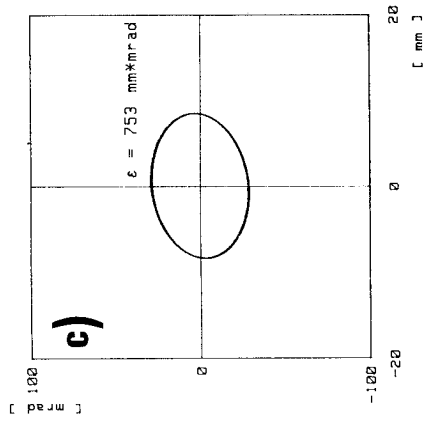
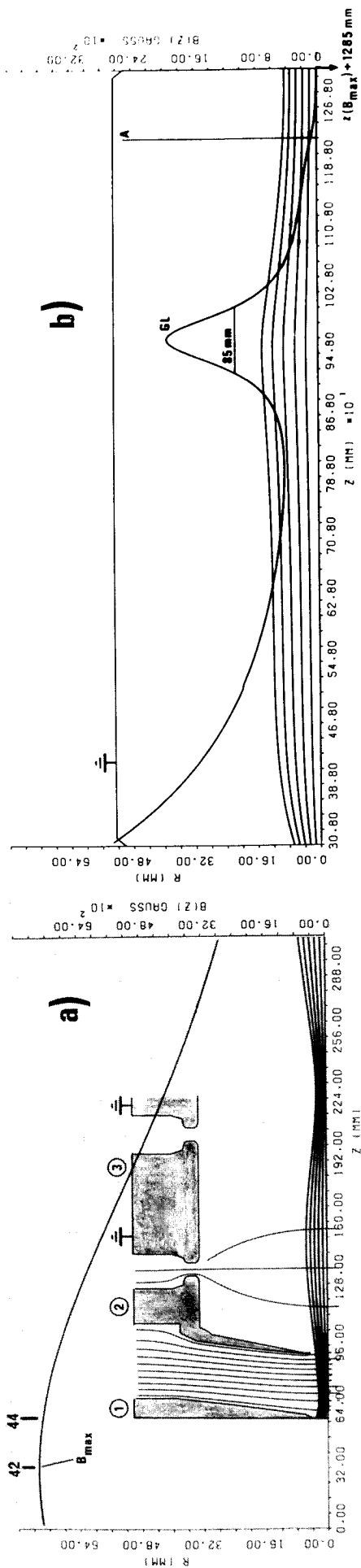


Abbildung 40:

a) und b) Bahnverlauf

c) Emittanzdiagramm an der Stelle $z(B_{\max}) + 1285 \text{ mm}$ für Ionen mit

$B \cdot \rho = 14.0 \text{ kGauß} \cdot \text{cm}$.

Lage der Extraktionsöffnung bei $z = 44 \text{ cm}$; Glaserlinse $B_0 = 1.8 \text{ kGauß}$.

1 = Plasmaelektrode; U_{EX}

2 = accel-Elektrode; $-U_{\text{AD}}$

3 = decel-Elektrode; geerdet.

Bei den bisher gezeigten Rechnungen wurde davon ausgegangen, daß Ionen keine thermische Bewegung am Startort ausführen. Dies entspricht der Startemittanz $\epsilon = 0$, d.h. die Teilchen haben an der Plasmagrenze weder radiale noch transversale Impulskomponenten. Mit Hilfe der Bahnrechnungen soll nun untersucht werden, wie der Phasenraum eines Ionenstrahls beeinflusst wird, dessen Teilchen mit einer dem Plasmapotential entsprechenden Anfangsenergie von 20 eV ($= U_{p1}$) unter bestimmten Winkeln von der Plasmagrenze starten. Eine solche Variation der Startwinkel kann aufgrund der elektrostatischen Feldkonfiguration auftreten, wenn eine gekrümmte Plasmagrenze existiert.

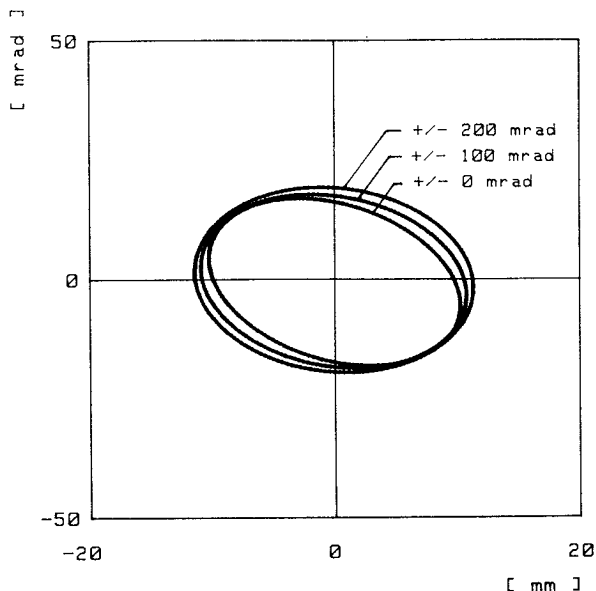


Abbildung 41:

Phasenraumellipse eines Ionenstrahls mit $A/Z=3$, $I=254 \mu A$ bei $z = z(B_{\max}) + 1285 \text{ mm}$, $B \cdot \rho = 21.04 \text{ kGauß} \cdot \text{cm}$ (zur Definition der Winkel α_r und α_t siehe Gl. 5.3)

- a) $\alpha_t = \alpha_r = 0 \rightarrow \epsilon_{\text{START}} = 0$
- b) $\alpha_t = \alpha_r = \pm 100 \text{ mrad}$
- c) $\alpha_t = \alpha_r = \pm 200 \text{ mrad}$.

Da sich aber unter diesen Umständen, wie aus der Abb. 41 hervorgeht, Größe und Lage der Zielphasenraumellipse kaum verändert, kann daraus geschlossen werden, daß selbst bei den Ionen mit der größten vorkommenden magnetischen Steifigkeit von $\sim 21.0 \text{ kGauß} \cdot \text{cm}$ die Strahlformierung hauptsächlich von dem starken Magnetfeld der EZR-Quelle bestimmt wird. Dagegen ist in diesem Fall der Einfluß des elektrischen Feldes zu vernachlässigen.

Die Eigenladung des Ionenstrahls bewirkt eine Abstoßung der Teilchen untereinander. Die daraus resultierende Aufweitung des Strahls in einer Driftstrecke beträgt nach M.v.Ardenne⁵⁴⁾:

$$x = \sqrt{4 \cdot 10^{10} \cdot \frac{\sqrt{M_i} \cdot j \cdot l}{U_{EX}^{3/2}}} \quad (6.44)$$

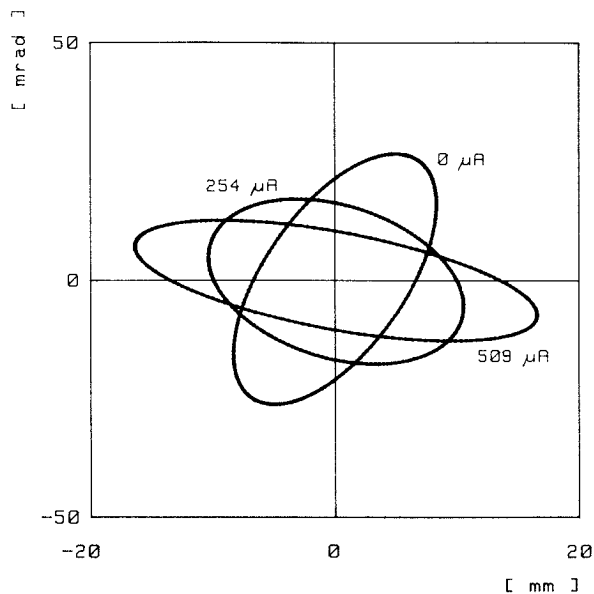
M_i = Ionenmasse

j = Stromdichte [$A \cdot cm^{-2}$]

l = Länge der Laufstrecke des Strahls [m]

U_{EX} = Beschleunigungsspannung [V]

Der Einfluß dieser Raumladung kann damit als divergierende elektrostatische Linse angesehen werden, die sich in unserem Fall zu der Wirkung des magnetischen Randfeldes überlagert. Welchen Effekt dies bei der 14 GHz EZR-Quelle auf die Lage der Emittanzellipse am Strahlübergabepunkt hat, ist in der Abb. 42



für verschiedene Strahlströme dargestellt. Obwohl die positive Raumladung durch Restgaselektronen ganz oder teilweise kompensiert sein kann, muß diese Variation der

Abbildung 42:

Berechnete Lage der Emittanzellipse eines Ionenstrahls mit $B_p = 21.04 \text{ kGauß} \cdot \text{cm}$ bei verschiedener Raumladung.

Phasenraumellipse durch eine geeignete Einstellung der zur Strahlanpassung vorhandenen Parameter aufgefangen werden. Die wirksamen Parameter sind, wie oben gezeigt

- 1) Magnetfeldstärke der "Glaser"-Linse
- 2) Position der Plasmaelektrode relativ zum Maximum des EZR-Spiegelfeldes.

6.3 Strahlanpassung der Leichtionenquelle "LIS" an den horizontalen Teil der Strahlführung zum Zyklotron

Die Leichtionenquelle soll die bisherige interne Ionenquelle des Zyklotrons ersetzen und daher hauptsächlich Protonen-, Deuteronen und He^{2+} -Ionenstrahlen produzieren. Für die LIS ergibt sich nach Gl. 6.40 und Abb. 35 der in der Tabelle 5 aufgeführte Arbeitsbereich, der im Vergleich zur 14 GHz-Schwerionenquelle einen wesentlich größeren $B \cdot \rho$ -Wertebereich umfaßt.

Z/A	U_{EX} [kV]	$B \cdot \rho$ [kGauß·cm]	ϵ_B [mm·mrad]
1	2.3	7.0	870
1	4.5	9.7	622
0.5	4.7	14.0	431
0.5	9.1	19.5	309

Tabelle 5:

Arbeitsbereich der Leichtionen 5 GHz EZR-Quelle. Die angegebenen Emittanzwerte wurden nach Gl. 6.43 für einen Extraktionsradius $r_i = 4.0$ mm berechnet. Die Magnetfeldstärke an der Extraktion beträgt 2.4 kGauß.

Da das Magnetfeld der LIS im Vergleich zur 14 GHz EZR-Quelle etwa dreimal schwächer ist und eine entsprechend kürzere Reichweite hat, kann bei dieser Quelle erwartet werden, daß sich der Einfluß des Randfeldes insbesondere auf den Strahlverlauf der magnetisch besonders "weichen" Protonen bemerkbar macht. Für die Ionen mit größerer magnetischer Steifigkeit wird die Strahlformierung auch durch die Form der Plasmaoberfläche bzw. durch die Startbedingungen der Teilchen stärker beeinflusst. Man muß also untersuchen, ob die "waist"-Be-

dingung (siehe S. 91) für den Ionenstrahl der LIS in diesem Fall am optischen Punkt 32 des Strahlführungssystems erfüllt werden kann (s. Abb. 9).

Bei den Berechnungen für die Ionenextraktion aus der LIS ist die Strahlformierung im magnetischen Feld anhand der graphischen Darstellung der Ionenbahnen nicht so offensichtlich zu erkennen wie bei der 14 GHz EZR-Quelle. Um den Einfluß der Startbedingungen der Ionen und die Wirkung der elektrischen und magnetischen Felder im Extraktionsgebiet der 5 GHz-Quelle zu verdeutlichen, muß der Begriff des "virtuellen Objektes" eingeführt werden, mit dem auch der Übergang von der numerischen Integration der Bewegungsgleichungen im Hermannsfeld-Code auf die Berechnung der Ionenoptik mit Hilfe des "TRANSPORT"-Programms⁴¹⁾ möglich ist. Das virtuelle Objekt - auch virtuelle Quelle genannt - wird im Phasenraum durch eine aufrechte Ellipse dargestellt. Die Position und die Dimensionen der virtuellen Quelle ergeben sich aus der Rücktransformation derjenigen Phasenraumellipse, deren Parameter $x_{\max}$, $\theta_{\max}$ und ϵ mit dem Bahnverfolgungsprogramm unter Berücksichtigung des Randfeldes in einer Entfernung von 450 mm hinter der Extraktionsöffnung bestimmt worden sind. An dieser Stelle ist das Magnetfeld durch die Abschirmung mit einer Eisenscheibe auf weniger als 10 Gauß abgefallen. Die Extraktionsöffnung entspricht der "realen Quelle". Sie liegt bei $z=0$ mm mit einer Dimension $x_{\max} = 4$ mm. Der Abstand L zwischen dem Beobachtungsort ($z=450$ mm) der berechneten Phasenraumellipse und der virtuellen Quelle ist gegeben durch:

$$L = r_{12} \cdot \frac{x_{\max}}{\theta_{\max}} ; \quad r_{12} = \sqrt{1 - \left(\frac{\epsilon}{\pi \cdot x_{\max} \cdot \theta_{\max}} \right)^2} . \quad (6.45)$$

Für die Dimensionen der virtuellen Quelle (vQ) an der Stelle $z(vQ)=450-L$ [mm] erhält man:

$$\begin{aligned}\theta_{\max}(vQ) &= \theta_{\max} \\ x_{\max}(vQ) &= x_{\max} \cdot \sqrt{1-r_{12}^2} \quad .\end{aligned}\tag{6.46}$$

Die Bezeichnungen dieser Größen entsprechen der "TRANSPORT"-Notation in Referenz 41. Diese Transformation hat den Vorteil, daß die Daten der virtuellen Quelle als Startbedingungen im "TRANSPORT"-Programm eingesetzt werden können. Die weitere Berechnung der Ionenoptik kann bis zum nächsten Strahlführungselement dann nur im feldfreien Raum einer Driftstrecke erfolgen, da - um dies noch einmal deutlich hervorzuheben - die Wirkung des magnetischen Randfeldes der EZR-Quelle sowie die Startbedingungen der Ionen, und auch der Optik der elektrostatischen Extraktionselektroden schon durch die Position und Größe des virtuellen Objektes berücksichtigt worden ist. Anhand der Tabelle 6 kann die berechnete Variation der virtuellen Quelle bei verschiedenen $B \cdot p$ -Werten erläutert werden. Die Größe $x_{\max}$ der "realen" Quelle beträgt 4 mm.

$B \cdot p$ [kG·cm]	$x_{\max}$ [mm]	$\theta_{\max}$ [mrad]	r_{12}	ϵ [mm·mrad]	$x_{\max} (vQ)$ [mm]	L [mm]	$z(vQ)$ [mm]
bei $z=450$ mm							
6.46	16.4	30.5	0.792	958	10.00	426	24.0
7.91	22.8	37.2	0.960	738	6.38	588	-138.0
9.14	24.7	45.1	0.984	622	4.40	538	- 88.0
19.50	29.8	74.2	0.998	363	1.58	402	48.0
19.50*)	20.2	48.7	0.993	375	2.46	413	37.0

Tabelle 6:

Berechnete Variation der Größe und Lage der virtuellen Quelle in Abhängigkeit vom $B \cdot p$ -Wert der Ionen. $x_{\max}(vQ)$; $z(vQ)$ - Größe bzw. Position der virtuellen Quelle. Die Berechnungen wurden mit der in der Abb. 37 dargestellten Elektrodenanordnung durchgeführt. Die Extraktionsspannung U_{EX} an der Plasmaelektrode variiert bei konstantem Ladung-zu-Masse Verhältnis $Z/A=1$ entsprechend den angegebenen $B \cdot p$ -Werten. Es wurde keine Spannung an die accel-Elektrode angelegt ($U_{AD} = 0V$).

*) Hier wird von einer schwach konvexen Plasmaoberfläche ausgegangen, während bei der übrigen Rechnungen eine ebene Plasmagrenze angenommen ist.

Bei einem $B \cdot p$ -Wert von ~ 6.5 kGauß·cm ergibt sich eine geringe Verschiebung des virtuellen Objektes gegenüber der "realen" Quelle in + z-Richtung. Gleichzeitig stellt man eine starke Vergrößerung von $x_{\max}$ um einen Faktor 2.5 fest. Für Ionen, deren magnetische Steifigkeit zwischen 6.5 und 7.9 kGauß·cm liegt, kehrt die Richtung dieser Verschiebung nach -z um und die Vergrößerung von $x_{\max}$ geht zurück. Für diese Testrechnungen wird bei konstanten Startimpulsen der Ionen eine ebene Plasmagrenze angenommen. Man kann hier die beschriebene Variation der virtuellen Quelle im unteren Bp -Wertebereich hauptsächlich auf den Einfluß des magnetischen Randfeldes zurückführen. Wenn man dagegen zu Ionen mit einem relativ großen $B \cdot p$ -Wert (z.B. 19.5 kGauß·cm) übergeht, stellt

man fest, daß die Größe und Lage der virtuellen Quelle von der Form der Plasmaoberfläche und damit von der elektrischen Feldkonfiguration beeinflusst werden kann (vgl. Tabelle 6, Zeile 4 und 5). Innerhalb des definierten Arbeitsbereiches der LIS liegt also ein Übergangsgebiet vor, in dem die Strahlformierung sowohl vom magnetischen Randfeld als auch von der elektrostatischen Feldkonfiguration im Extraktionsgebiet bestimmt wird.

Die maximal mögliche Transmission durch die Strahlführung für den aus der LIS extrahierten Strahl wird erreicht, wenn die am optischen Punkt 32 erforderliche waist-Abbildung erfüllt werden kann. In der in der Abb. 9 dargestellten Anordnung der magnetischen Linse LHO kann diese waist-Bedingung exakt nur für eine bestimmte Lage und Größe der virtuellen Quelle^{*)} erfüllt werden. Da aber, wie aus der Tabelle 6 zu erkennen ist, die Ionenextraktion aus der LIS zu einer variablen virtuellen Quelle führt, muß auch die ionenoptische Anpassung flexibel gehalten werden.

Mit Hilfe von "TRANSPORT"-Rechnungen muß noch gezeigt werden, daß man mit einem System bestehend aus dem Solenoid LHO und einem zusätzlichen Strahlführungselement in der Lage sein wird, die Variation der virtuellen Quelle in Abhängigkeit vom $B \cdot p$ -Wert der Teilchen aufzufangen, damit die waist-Bedingung am Strahlübergabepunkt 32 in guter Näherung erfüllt werden kann.

^{*)} $z(vQ)=0$, $x_{\max}(vQ)=4\text{mm}$, bei $B = 20\text{kGauß} \cdot \text{cm}$, $= 500\text{mm} \cdot \text{mrad}$

6.4 Messung der Strahlemittanz bei der 5 GHz-PRE-ISIS 2* Quelle

Um die bisher analytisch und numerisch bestimmte Größe des Phasenraumvolumens experimentell zu überprüfen, wurde die Emittanz ϵ des Ionenstrahls aus der PRE-ISIS 2* in Abhängigkeit vom Ladung-zu-Masse-Verhältnis und der Beschleunigungsspannung U_{EX} mit dem in der Abb. 43 dargestellten Versuchsaufbau vermessen. Aufgrund des magnetischen Randfeldes der Quelle erwartet man eine Emittanz ϵ_B nach Gl. 6.38:

$$\epsilon_B [\text{mm} \cdot \text{mrad}] = (3.46 \cdot \pi \cdot \sqrt{\frac{Z}{A}} \cdot B \cdot r_i^2 / \sqrt{U_{EX}}) \cdot 10^4 \quad (6.38)$$

$B [\text{kGauß}]; r_i [\text{cm}]; U_{EX} [\text{V}]$.

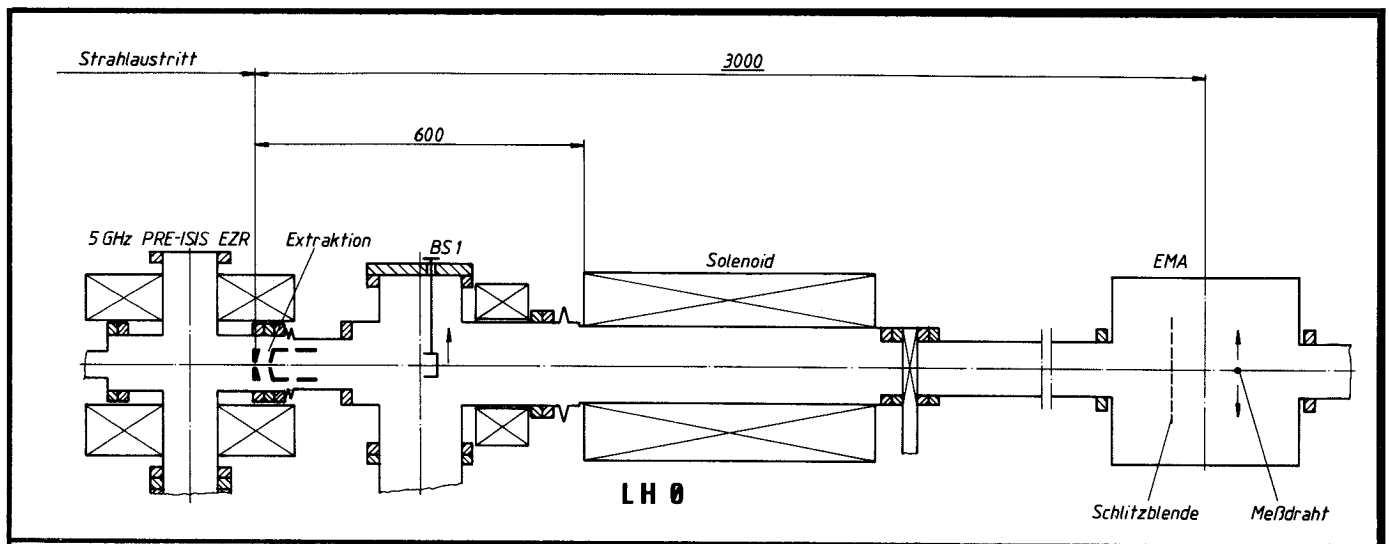


Abbildung 43:
Versuchsanordnung zur Emittanzmessung.

Das für den Einsatz an der Leichtionenquelle LIS vorgesehene Solenoid LH0 (s. Abb. 9) befindet sich in einem Abstand von 60 cm hinter der Extraktionsöffnung der PRE-ISIS 2*. Mit dieser magnetischen Linse (LH0) ist es möglich, eine relativ gute Ladungstrennung zu erreichen und durch entsprechende

Fokussierung am Ort der Emittanzmeßanlage Ionenstrahlen mit verschiedenen $B \cdot p$ -Werten getrennt zu vermessen. Das Prinzip der Emittanzmessung nach der Schlitzsystem-Draht-Methode²³⁾, sowie das Auswerteverfahren seien anhand der Abb. 44 erläutert:

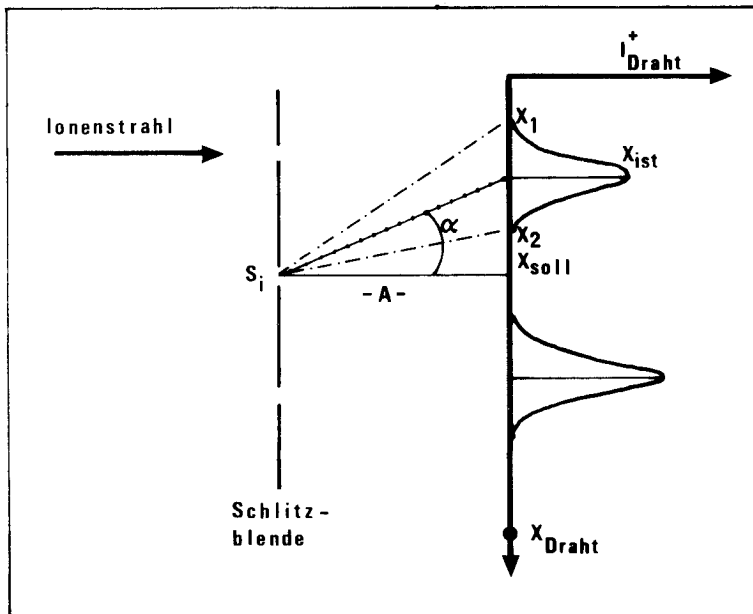


Abbildung 44: Schema der Emittanzmeßanlage.

Technische Daten:

Anzahl der Schlitze:	15
Breite der Schlitze:	je 0.2 mm
Schlitzabstand:	3 mm
Abstand zw. Draht u. Schlitzblende:	55 mm

Die Meßeinrichtung besteht für die Ortsbestimmung (x) aus einer feststehenden Blende, die mit 15 parallelen, 0.2 mm breiten Schlitzen versehen ist. Der Abstand d der Schlitze untereinander beträgt 3 mm. Die Blende ist senkrecht zur Strahlrichtung angeordnet. Der Anteil des Ionenstrahls, der die Schlitzblende passiert, liefert im Abstand $A = 55$ mm hinter der Blende eine Stromverteilung $I(x)$, die mit einem in x -Richtung fahrbaren Meßdraht ($\varnothing 40 \mu\text{m}$) aufgezeichnet

wird. Aus dieser gemessenen Stromverteilung können die Divergenzen x' der Ionenbündel für jeden Schlitzort x_{soll} ($i=1 \dots 15$) bestimmt werden. Für kleine Winkel α gilt:

$$x' = (x_{ist} - x_{soll})/A$$

$$x'_1 = x' - \left| \frac{x_1 - x_{ist}}{A} \right| \quad (6.47)$$

$$x'_2 = x' + \left| \frac{x_2 - x_{ist}}{A} \right| .$$

Wenn sich der Meßdraht hinter dem mittleren Schlitz befindet, kann mit Hilfe der Linse LH0 das in der Abb. 45 dargestellte Ionenspektrum gemessen werden. Bei der Emittanzmessung wird mit der magnetischen Linse ein bestimmter Ladungszustand auf die Schlitzblende fokussiert (z.B. D^+). Es kann jedoch nicht

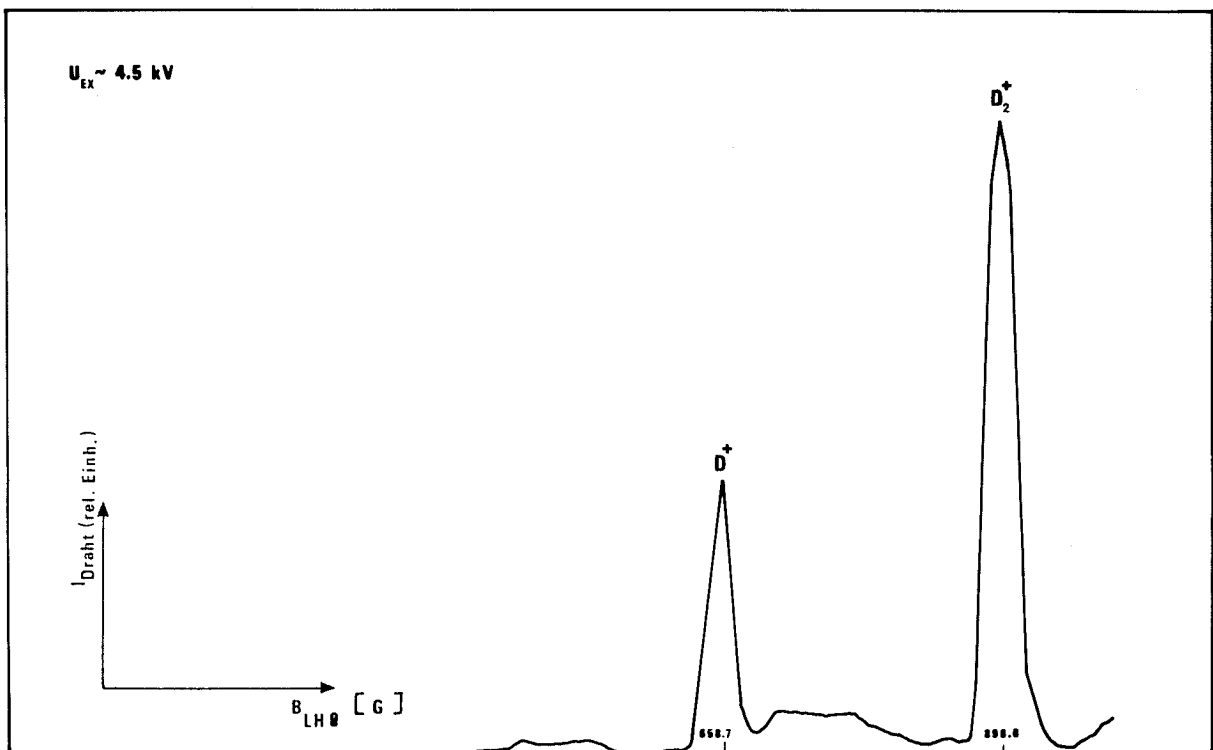


Abbildung 45:

Ionenstrom auf dem Draht der Emittanzmeßanlage als Funktion der Magnetfeldstärke in der Linse LH0.

verhindert werden, daß auch Ionen mit verschiedenen $B \cdot p$ -Werten (z.B. DH^+ , D_2^+) auf die Schlitzblende gelangen, da für diese Strahlen eine Ober- oder Unterfokussierung vorliegt. Dies macht sich in der Stromverteilung $I(x)$ durch das Auftreten von Doppelpeaks bemerkbar, die bei der Auswertung beachtet werden müssen.

Ein Beispiel für die Stromverteilung $I(x)$ ist zusammen mit der zugehörigen Auswertung zur Emittanzbestimmung in der Abb. 46 wiedergegeben.

Der systematische Einzelfehler der Divergenzbestimmung am Schlitzort S_i hängt von der Schlitzbreite b , der Drahtdicke d , sowie von der Parallelität zwischen Draht und Schlitzblende ab. In unserem Fall ist dieser Fehler $\delta x'$ kleiner als 3 mrad.

Die Emittanz des Ionenstrahls kann einerseits durch die Fläche eines Polygonzuges, der durch die gemessenen Phasenraumkoordinaten x, x' läuft, bestimmt werden ($\rightarrow \epsilon_{\text{Polygon}}$). Andererseits besteht die Möglichkeit, als Emittanz die Fläche derjenigen Ellipse anzugeben, die nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate die Meßpunkte umschließt ($\rightarrow \epsilon_{\text{Ellipse}}$). Der Mittelwert aus diesen beiden Größen ist jeweils in Tabelle 7 angegeben.

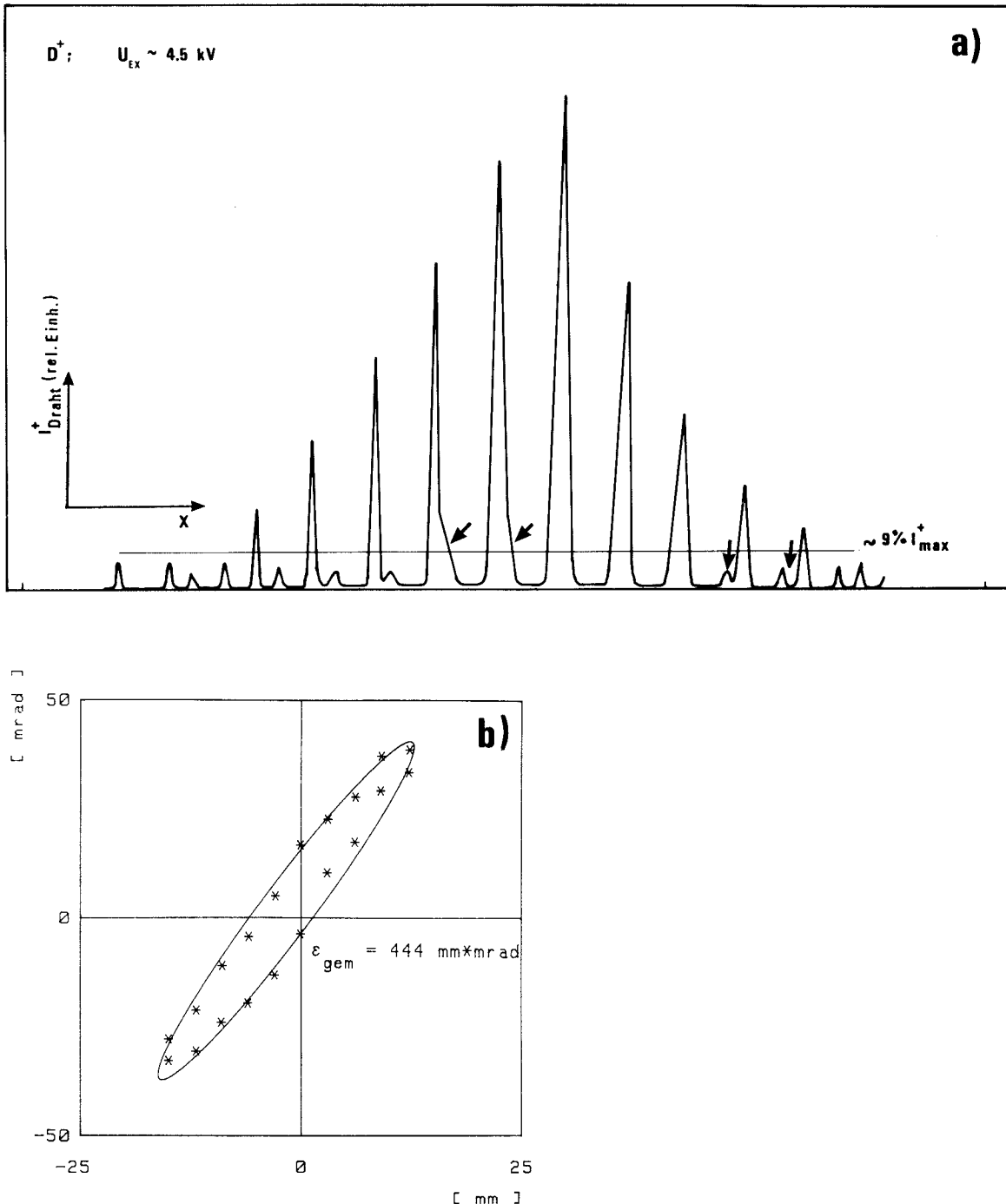


Abbildung 46:

- In der Drahtebene gemessene Stromverteilung $I(x)$ für Deuteronen bei einer Extraktionsspannung $U_{EX}=4530 \text{ V}$ ($B \cdot \rho = 13.7 \text{ kGauß cm}$). Bei der eingezeichneten Grundlinie in Höhe von 9 % des Intensitätsmaximums bezieht sich die in b) angegebene Phasenraumfläche auf mehr als 90 % des Ionenstromes, der mit der magnetischen Linse LH0 auf die Schlitzblende fokussiert werden konnte. Die Einstellung für die Linse LH0 ergibt sich aus dem in der Abb. 45 dargestellten Spektrum. Die Pfeile deuten auf die im Text erwähnten "Doppelpeaks" hin.
- Auswertung der oben gezeigten Messung. Die eingezeichnete Emittanzellipse wurde nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate bestimmt.

$$\bar{\epsilon}_{\text{gem}} = (\epsilon_{\text{Ellipse}} + \epsilon_{\text{Polygon}})/2 \quad (6.48)$$

Der Gesamtfehler der Messung, der wegen der zum Teil unvollständigen Trennung der Ladungszustände in der Verteilung $I(x)$ größer sein muß, als der systematische Fehler, wurde zu 15 % bestimmt. Dieser Wert ergibt sich aus der in einer Meßreihe auftretenden maximalen Abweichung vom Mittelwert.

$$\Delta\bar{\epsilon} = \text{Max}(|\bar{\epsilon}_{\text{gem}} - \epsilon_{\text{Ellipse}}|) \cdot$$

Die Ergebnisse der Emittanzmessungen für verschiedene Ionensorten bei unterschiedlicher Beschleunigungsspannung sind in der Tabelle 7 zusammengefaßt. Es wird deutlich, daß die nach Gl. 6.43 theoretisch bestimmte Emittanz, die allein durch das Magnetfeld der Quelle verursacht wird, in allen Fällen innerhalb der o.a. Fehlergrenze liegt. Obwohl die in der Gleichung 6.38 eingehenden Größen wie Startradius r_i und Magnetfeldstärke B der EZR-Quelle nicht variiert werden konnten, kann die zahlenmäßige Übereinstimmung der experimentellen und theoretischen Werte als Bestätigung der in Kapitel 6.1 hergeleiteten Emittanzformel gelten.

Ion	Z/A	U_B [Volt]	$\epsilon_{\text{gem.}}$ [mm•mrad]	$\epsilon_{\text{theor.}}$ (Gl. 6.38) [mm•mrad]
H ⁺	1	3799	660 ± 100	677
D ⁺	1/2	2800	520 ± 80	558
D ⁺	1/2	4530	440 ± 70	439
D ₂ ⁺ *)	1/4	2800	380 ± 60	394
D ₂ ⁺	1/4	3799	390 ± 60	338
D ₂ ⁺	1/4	4530	300 ± 50	310

Tabelle 7: Ergebnisse Emittanzmessung PRE-ISIS 2*
 Radius der Extraktionsöffnung $r_i = 0.4$ cm
 Magnetfeld an der Extraktion 2.4 kGauß.

*) Hier lag eine vertikale Anordnung der Schlitzblende vor, während bei allen übrigen Messungen die Schlitze in horizontaler Richtung standen.

7.0 ABSCHLIESSENDE BEMERKUNGEN

1) Die neuesten Ergebnisse⁶⁾ der EZR-Quellenentwicklung haben gezeigt, daß bei einer Quelle mit relativ kleinem Plasmavolumen allein durch den Übergang in der Betriebsfrequenz von 10 auf 16 GHz die aus dem EZR-Plasma extrahierten Ströme hochgeladener Ionen erheblich gesteigert werden konnten. Im Rahmen des Jülicher Projektes ISIS wird eine 14 GHz-EZR-Schwerionenquelle mit großem Plasmavolumen aufgebaut, mit der eine weitere Steigerung der bisher erreichten Stromwerte erwartet werden kann.

2) Die Versuchsquelle PRE-ISIS 2* hat sich als flexible Testapparatur erwiesen, mit der insbesondere Untersuchungen zur Erhöhung der Ionenproduktion im EZR Plasma durchgeführt worden sind⁹⁾. Ein wichtiges Ergebnis dieser Arbeit ist, daß bei dem Mischgasbetrieb die Ionenströme in den hohen Ladungszuständen um zum Teil mehrere Größenordnungen ansteigen (vgl. Kap. 3.2). Eine besondere Anwendung des Mischgasbetriebes liegt wohl in der Produktion von Ionen aus angereicherten Isotopen, wie zum Beispiel ^{132}Xe , ^{84}Kr , da der hierfür erforderliche Anteil des Arbeitsgases im Verhältnis zum Trägergas gering ist. Die in Kapitel 3.2.1 aufgestellte Hypothese zur Erklärung der Mischgas-Effekte kann zwar durch einige experimentelle Ergebnisse (s. Kap. 6.2) gestützt werden, jedoch steht der direkte Beweis dafür, daß Transferionisationsprozesse für die hohe Ionisation des Arbeitsgases verantwortlich sind, noch aus.

3) Das von W.B. Hermannsfeldt entwickelte Computer-Programm⁴²⁾ ist ein geeignetes Mittel, um die Strahlformierung im Extraktionsbereich einer Ionenquelle und den Verlauf der Ionenbahnen in magnetischen und elektrostatischen Feldern zu studieren, damit eine gute Anpassung des Ionenstrahls an ein nachfolgendes Strahlführungssystem erreicht werden kann. Mit der in Kapitel 5.1 dargestellten Koordinatentransformation erhält man am Ende der Bahnrechnung

eine transversale "Phasenraum"-Ellipse des Ionenstrahls, deren Daten beim Übergang in den Matrixformalismus⁴¹⁾ für weitere ionenoptische Berechnungen verwendet werden können. Durch die von R. Becker^{*)} eingeführte vereinfachte Eingabe der Elektrodengeometrie war es möglich, den Einfluß der Form der Plasmaelektrode im Hinblick auf eine mögliche Abberation an der Strahlkante am Startort der Ionen zu untersuchen (s. Kap. 5.2). Sowohl die numerischen Berechnungen, als auch die experimentellen Ergebnisse (s. Kap. 6.4) zeigen jedoch, daß im Falle der EZR-Quellen die Größe der Strahlemittanz hauptsächlich durch das magnetische Randfeld bestimmt ist. Hingegen bleibt die Emittanzvergrößerung aufgrund von elektrostatischen Feldfehlern im Bereich der Extraktion von untergeordneter Bedeutung.

Die Ergebnisse der Ionenbahnberechnungen im starken magnetischen Randfeld der ISIS 14 GHz EZR-Quelle fanden ihre Anwendung bei der Konstruktion des Extraktionssystems. So wurde die Möglichkeit vorgesehen, die Position der Plasmaelektrode relativ zum Maximum des EZR-Spiegelfeldes zu variieren. Zusammen mit der magnetischen "Glaser"-Linse (s. Kap. 6.2) stehen damit zwei Parameter zur Verfügung, um die Lage der Emittanzellipse für Ionenstrahlen mit unterschiedlichen $B \cdot p$ -Werten an die Akzeptanz des Strahlführungssystems am Eingang des 180°-Umlenkmagneten (optischer Punkt 4) anzupassen.

Bei einer EZR-Ionenquelle mit einem relativ schwachen und kurzreichweitigen Randfeld, wie z.B. der 5 GHz PRE-ISIS 2^{*}, kann anhand der in Kapitel 6.3 erläuterten Berechnung der Lage und Größe der virtuellen Quelle die Wirkung der magnetischen und elektrostatischen Felder im Extraktionsgebiet verdeutlicht werden. Da in diesem Falle für Ionen mit hohem $B \cdot p$ -Wert die Plasmaoberfläche als erste elektrostatische Linse an Bedeutung gewinnt, wäre eine Erwei-

*) s. SLAC Electron Trajectory Code, Version R. Becker, Univ. Frankfurt, 1985

terung des Hermannsfeldt-Codes sinnvoll, mit der die Form dieser Plasmagrenze durch eine selbstkonsistente Berechnung aus vorgegebenen Plasmaparametern und Extraktionspotentialen bestimmt werden kann.

4) Die in Kapitel 6.4 beschriebene Meßeinrichtung gewährleistet eine ausreichend genaue Bestimmung der Strahlemittanz, die zur Kontrolle der ionenoptischen Berechnungen dienen kann.

5) Wenn erste Erfahrungen im Betrieb mit der ISIS 14 GHz EZR-Quelle vorliegen, kann eine Computer-gestützte Steuerung dazu beitragen, die Korrelation der Quellenparameter (s. Kap. 2.3) eingehend zu studieren.

Literaturverzeichnis:

- 1) R. Becker, M. Kleinod, H. Klein, Proc. of 2nd EBIS Workshop, Saclay, Orsay, France 1981, S. 148
- 2) R. Geller, Rapport CEA.R.2998, 1965, Centre d' Etudes Nucléaires des Saclay
- 3) R. Geller, IEEE transactions in Nucl. Sci. Vol. NS 26 No. 2, April 1979
- 4) P. Briand, R. Geller, B. Jacquot, C. Jacquot, Nucl. Instr. and Meth. 131 (1975) 407
- 5) Y. Jongen et al., Proc. Int. Ion Engineering Congress ISIAT 83 & IPAT 83, Kyoto (1983) S. 199
- 6) R. Geller, Proc. of 6th ECR Workshop LBL 1985
- 7) Projektbeschreibung ISIS, Interner Bericht vom 15.12.1980, KFA Jülich
- 8) R.K. Bhandari, J. Reich, 9th Int. Conf. on Cyclotrons and Applications, CAEN, 1981, S. 261
- 9) H.G. Mathews, H. Beuscher, R. Fiedler, W. Krauss-Vogt, IKP Annual Report 1983, Jül-Spez-255 (1984) S. 125-127
- 10) F. Chen, Introduction to Plasma Physics, Plenum Press New York 1974, S. 28 ff
- 11) H.I. West jr., Calculation of Ion Charge-State Distribution in ECR Ion Sources, 1982, LLNL report No. UCRL, 53391, University of California
- 12) Keiji ODA et al., Japanese Journ. of Applied Physics 20 (1981) S. 955-961
- 13) G. Fuchs, Proc. 10th Int. Conf on Multiple Charged Ion Sources and Accelerating Systems, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS19 (1972) 160
- 14) A. Müller, C. Achenbach, E. Salzborn, Phys. Lett. 62A (1977) 391-394
- 15) P. Briand, N. Chang-Tung, R. Geller, B. Jaquot, Proc. of 1977 Workshop on EBIS and related topics, GSI Darmstadt, GSI-P-3-77, S. 42-35

- 16) Y. Jongen, Proc. of 21st Conf. on Cyclotrons and their Applications, East Lansing, IEEE, Cat. No. 84CH1996-3
- 17) R.K. Bhandari, J. Reich, et al., Proc. of 9th Int. Conf. on Cyclotrons and their Applications, CAEN, 1981, S. 215-287
- 18) H. Belitz, Programm "MAPS", KFA Jülich, interner Bericht 1984
- 19) R. Fiedler, A. Müller, ISIS-Note 11, KFA Jülich, interner Bericht 1983
- 20) Firma Dr. Beerwald, Laboratorium für Mikrowellenanwendungen, Bochum, Dokumentation 1984
- 21) H.G. Mathews, H. Beuscher, R. Fiedler, IKP Annual Report 1981, Jül-Spez-146 (1982) S. 120-121
- 22) K. Halbach, Proposal to Construct an ECR Ion Source for the 88-inch Cyclotron, Lawrence Berkeley Laboratory, USA, PUB-5078, 1982
- 23) P.H. Rose et al., Nucl. Instr. and Meth. 14 (1961) 79
- 24) A. Müller, E. Salzborn, R. Frodl, Phys. Rev. Lett. 44 (1980) 29
- 25) H. Kolbenstedt, Journ. of Appl. Phys. 38 (1967) 4795
- 26) A. Müller, E. Salzborn, R. Frodl, R. Becker, J. Phys. B, Atom. Molec. Physics 13 (1980) 1877
- 27) H. Klinger, A. Müller, E. Salzborn, J. Phys. B, Atom. Molec. Physics 8 (1975) 230
- 28) P.W.P. McWhirter, Plasma Diagnostics Techniques, Eds. R.h. Huddlestone and S.L. Leonard (Academic Press New York 1965) Kap. 5
- 29) A. Müller, E. Salzborn, Phys. Lett. 62A (1977) 391
- 30) E. Salzborn, A. Müller, W. Groh und A.S. Schlachter, Physica Scripta T3 (1983) 148
- 31) G. Mank und E. Salzborn, Universität Gießen, private Mitteilung (1985)
- 32) C.D. Child, Phys. Rev. 32 (1911) 492
- 33) I. Langmuir, Phys. Rev. 2 (1913) 450

- 34) J.R. Coupland, T.S. Green, Rev. Sci. Instr. 44 (1973) 1258 ff
- 35) T.S. Green, Repr. Progr. Phys. 37 (1974) 1257-1306
- 36) T.S. Green, Proc. Int. Conf. on Heavy Ion Sources, Gatlinburg (1975),
IEEE Trans. Nucl. Sci. NS 23 (1976) 918-928
- 37) D. Bohm "The Characteristics of Electrical Discharges in Magnetic
Fields" ed. by A. GATHERIC and R.K. WAKERLING, New York, Mc Graw Hill
(1949) S. 77
- 38) P.J.M. v. Bommel et al., Proc. of 3rd Int. Conf. on Low Energy Ion
Beams, Loughborough, UK 1983, Vacuum (GB) 34 (1984) S. 25
- 39) W. Pickardt, Diplomarbeit, ISKP, Universität Bonn 1975, nicht veröffent-
licht
- 40) A.P. Banford "Transport of charged particle beams" London 1966
- 41) 'TRANSPORT' "A Computer Program for Designing Charged Particle Beam
Transport Systems", CERN 80-04
- 42) W.B. Hermannsfeldt, SLAC-226 UC-28 (1979)
- 43) R. Becker, Proc. Int. Ion Engineering Congress, ISIAT 6 IPAT 83, (Kyoto
1983)
- 44) A. Ralston, H.S. Wilf, Mathematische Methoden für Digitalrechner, Kap. 9
von M. Romanelli, R. Oldenburg Verlag, München, Wien 1967
- 45) J.R. Pierce, Journ. of Appl. Physics, Vol. II (8/1940) 548
- 46) R. Keller, GSI Jahresbericht 1978, GSI 79-11, S. 207;
M. v. Ardenne, Tabellen zur angewandten Physik Bd. 1, VEB Verlag der
Wissenschaften Berlin 1962, S. 653-657
- 47) H.L. Hagedoorn, Proc. 10th Int. Conference on Cyclotrons and their
Applications, East Lansing, 1984, IEEE Cat. No. 84CH1996-3, S. 271-277
- 48) H. Goldstein, "Classical Mechanics" Addison Wesley Publ. Comp., Inc.,
1980

- 49) P.A. Sturrock, "Static and Dynamic Electron Optics", Cambridge University Press, 1955
- 50) A.B. El Kareh, J.C.J. El Kareh, "Electron Beams, Lenses and Optics", Acad. Press, London and New York, 1970
- 51) G. Ohlsen et al., NIM 73 (1969) S. 45-52
- 52) J. Reich, IKP, KFA Jülich, private Mitteilung 1985
- 53) W. Glaser, "Grundlagen der Elektronenoptik", Springer-Verlag, Wien 1952, S. 184 ff
- 54) M. v. Ardenne, Tabellen zur angewandten Physik Bd 1, VEB Verlag der Wissenschaften, Berlin 1962, S. 619
- 55) M. v. Ardenne, Tabellen zur angewandten Physik Bd 2, VEB Verlag der Wissenschaften, Berlin 1962, S. 752 ff
- 56) A. Septier, "Focusing of charged particles, Vol. II, Academic Press, New York-London, 1967, S. 152

Herrn Professor Dr. H.L. Hagedoorn, Technische Hochschule Eindhoven, und Herrn Professor Dr. F. Hinterberger, Universität Bonn, danke ich für die Anregungen und ihr stetes kritisches Interesse am Fortgang dieser Arbeit.

Mein Dank für die hilfreiche Mitarbeit und viele fruchtbare Diskussionen gilt in besonderem Maße den Herren Dr. Hans Beuscher und Dr. Hans-Günter Mathews.

Herrn Roland Fiedler möchte ich herzlich danken für seine Hilfe bei allen auftretenden technischen Problemen. Allen Mitgliedern der Gruppe "Kernphysikalische Großgeräte" im Institut für Kernphysik der KFA gilt mein Dank für die gezeigte Hilfsbereitschaft und kameradschaftliches Verhalten. In diesem Zusammenhang möchte ich besonders Herrn Dipl.-Ing. Klaus P. Kruck erwähnen und danke ihm für seine Unterstützung auf dem Gebiet der Instrumentierung der Ionenquellen.

Den Angehörigen der Konstruktionsabteilung und der mechanischen Werkstatt des IKP, insbesondere den Herren Ulrich Rindfleisch und Helmut Hadamek danke ich für die sorgfältig gefertigten Werkstücke des Extraktionssystems der 14 GHz EZR-Quelle.

Ich bedanke mich außerdem bei Herrn Professor Dr. R. Becker, Universität Frankfurt, für die Diskussionen über die Ionenextraktion aus einer Plasma-Ionenquelle und für die Überlassung seiner Version des Hermannsfeldt-Programms.

Die numerischen Rechnungen wurden an der EDV-Anlage IBM 3081 des Zentralinstituts für Angewandte Mathematik der KFA durchgeführt.

Frau Gundi Dohmen danke ich herzlich für die Anfertigung der Reinschrift dieser Arbeit.

