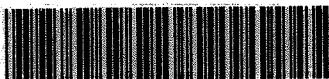


# Neutralisation der Raumladung eines Aluminiumionenstrahls mit gepulsten Elektronenstrahlen

nr 0328484

Den Naturwissenschaftlichen Fakultäten  
der Friedrich-Alexander-Universität  
Erlangen-Nürnberg  
zur  
Erlangung des Doktorgrades



P00034961

vorgelegt von  
Ulrich Herleb  
aus Roth

Thesis-1997-Herleb

Als Dissertation genehmigt von den Naturwissenschaftlichen Fakultäten  
der  
Universität Erlangen-Nürnberg

Tag der mündlichen Prüfung: 30. Oktober 1997

Vorsitzender der Promotionskommission:	Professor Dr. D Kölzow
Erstberichterstatte:	Professor Dr. D.H.H. Hoffmann
Zweitberichterstatte:	Dr. H. Riege

Dad a da da  
Dad a da da  
Dad a da da  
Da kata kai.

Ded o ded o  
Ded o ded o  
Ded o ded o  
Da kata kai.

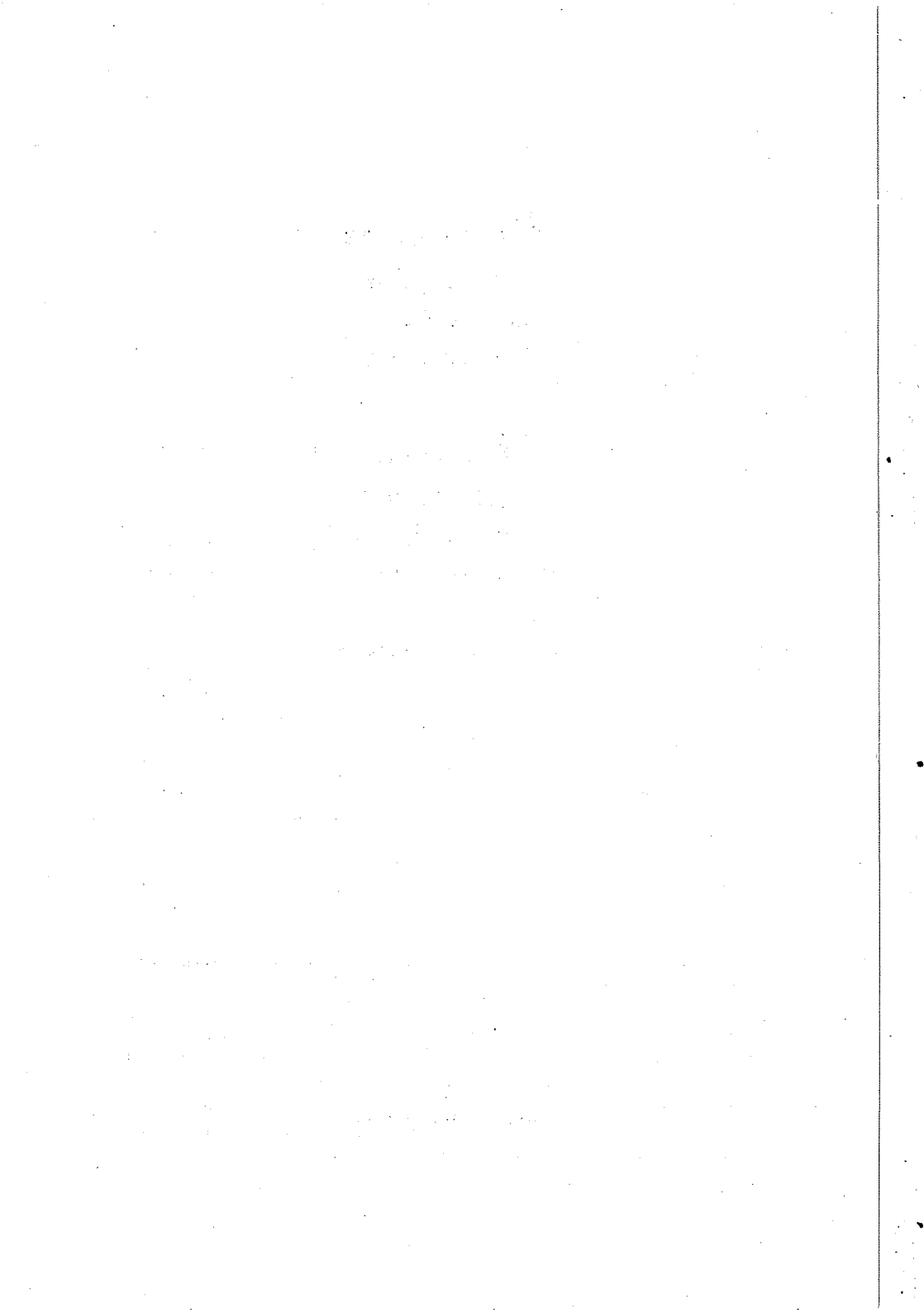
AUSTRALISCHER REGENZAUBER

CERN LIBRARIES, GENEVA



CM-P00081072

ISBN 3-9500611-4-2



## Kurzfassung

Die in dieser Arbeit beschriebenen Experimente demonstrieren, daß eine kontrollierbare Raumladungsneutralisation von Schwerionenstrahlen durch gepulste Elektronenstrahlen möglich ist. Diese Arbeit entstand in den Jahren 1994 bis 1997 am europäischen Kernforschungszentrum CERN / Genf in der LHC Division.

Für die Experimente zur Raumladungsneutralisation wurden Elektronenstrahlen entgegen der Ausbreitungsrichtung der Ionen beschleunigt. Dazu wurde eine Elektronenkanone mit Elektronenemitter aus ferroelektrischem PLZT Material entwickelt. In einer Entfernung von 200 mm zur ferroelektrischen Kathode konnte der Durchmesser des Elektronenstrahls zwischen 9 und 40 mm eingestellt werden. Eine Variation der Elektronenstromdichte im Bereich von 1 bis 12 A/cm<sup>2</sup> war möglich.

Der Ionenstrahl wurde aus einem Plasma extrahiert, das mit einem Laserstrahl (1064 nm, max. 0,8 J) auf einem Aluminiumtarget erzeugt wurde. Die Ladungszustände eins bis sieben von Aluminium konnten im Plasma nachgewiesen werden. Der mit 20 kV beschleunigte Ionenstrahl hatte nach einer Strecke von 320 mm eine Pulslänge von 15 µs und eine maximale Stromdichte von 5,7 mA/cm<sup>2</sup>.

Die Experimente zur Raumladungsneutralisation gliederten sich in zwei Teile. In der ersten Meßserie wurde die Raumladung eines gepulsten Ionenstrahls mit einem sich dazu entgegengesetzt beschleunigten Elektronenstrahl neutralisiert. Verstärkungsfaktoren der gesamten transferierten Ladung zwischen 2,3 (Al<sup>1+</sup>) und 4 (Al<sup>7+</sup>) konnten gemessen werden. Da die Länge des Elektronenstrahls wesentlich kürzer als die des Ionenstrahls war, konnte durch unterschiedliche Triggerzeiten der Elektronenkanone nur bei einem Teil des Ionenpulses die Raumladung neutralisiert und dadurch die Stromdichte erhöht werden.

Bei der zweiten Meßreihe wurde der Elektronenstrahl in den Extraktionsbereich der Ionen fokussiert. Eine Erhöhung der Stromdichte von 5 mA/cm<sup>2</sup> auf 7 mA/cm<sup>2</sup> konnte in einer Entfernung zur Ionenextraktion von 150 mm nachgewiesen werden. Durch die Injektion des Elektronenstrahls wurde bei hohen Plasmadichten die Durchbruchswahrscheinlichkeit zwischen den Extraktionselektroden verringert.

Im theoretischen Teil dieser Arbeit werden die Grundlagen zur raumladungsbegrenzten Extraktion eines Ionenstrahls aus einem Plasma ins Vakuum beschrieben und die Strahlausbreitung unter dem Einfluß der Raumladung abgeschätzt. Einfache Modelle zur Raumladungsneutralisation sich durchdringender Ionen- und Elektronenstrahlen werden vorgestellt und mit den experimentellen Ergebnissen verglichen. Des weiteren wird eine kurze Zusammenfassung über Plasmaionenquellen und Elektrodenquellen mit ferroelektrischen Elektronenemittern gegeben.

the first of these is the fact that the  
the second is the fact that the  
the third is the fact that the

the fourth is the fact that the  
the fifth is the fact that the  
the sixth is the fact that the

the seventh is the fact that the  
the eighth is the fact that the  
the ninth is the fact that the

the tenth is the fact that the  
the eleventh is the fact that the  
the twelfth is the fact that the

the thirteenth is the fact that the  
the fourteenth is the fact that the  
the fifteenth is the fact that the

the sixteenth is the fact that the  
the seventeenth is the fact that the  
the eighteenth is the fact that the

## **Inhaltsverzeichnis**

<b>1 Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2 Theoretische Grundlagen zu Ionenstrahlerzeugung, Strahltransport, Raumladungskompensation, Ionen- und Elektronenquellen</b>	<b>3</b>
2.1 Das Child-Langmuir Gesetz	3
2.2 Die klassische Ionenstrahlextraktion aus einem Plasma	9
2.3 Raumladungseffekte in Ionenstrahlen - die „Einhüllende - Gleichung“	12
2.4 Raumladungskompensation	16
2.4.1 Die Raumladungsneutralisation von Ionenstrahlen	16
2.4.2 Die Raumladungsneutralisation von Ionenstrahlen mit Elektronenstrahlen	19
2.4.3 Einfaches Modell zur Raumladungsneutralisation - die Neutralitätsbedingung	19
2.4.4 Raumladungsneutralisation in der Ionenextraktion - Veränderung des Plasmamanneniskus	22
2.5 Ionenquellen	25
2.5.1 Plasmaionenquellen	25
2.5.2 Laserionenquellen	26
2.6 Elektronenquellen	27
2.6.1 Elektronenkanonen	27
2.6.2 Ferroelektrische Emission / Ferroelektrika	27
2.6.3 Ferroelektrische Kathoden als Elektronenquellen in einer Elektronenkanone	28
2.6.4 Die Einzellinse	29
<b>3 Experimenteller Aufbau</b>	<b>30</b>
3.1 Die Elektronenkanone	30

3.2 Die Laserionenquelle	34
3.3 Diagnostik	39
3.4 Kombination von Elektronenkanone und Ionenquelle	42
3.5 Das Vakuumsystem	43
<b>4 Messungen und Diskussion</b>	<b>44</b>
4.1 Ergebnisse mit den ferroelektrischen Kathoden und der Elektronenkanone	44
4.1.1 Technologische Grundlagen und Prinzipien der ferroelektrischen Emission	45
4.1.2 Bestimmung des Arbeitsbereiches der ferroelektrischen Kathoden	52
4.1.3 Messungen am Strahl der Elektronenkanone mit ferroelektrischen Kathoden als Elektronenemitter	57
4.2 Ergebnisse mit der Laserionenquelle	63
4.2.1 Einige Eigenschaften des Laser erzeugten Plasmas	63
4.2.2 Messungen an dem beschleunigten Ionenstrahl (klassische Extraktion)	70
4.3 Ergebnisse der Experimente mit Raumladungsneutralisation	77
4.3.1 Raumladungsneutralisation zwischen Extraktion und ferroelektrischer Kathode	78
4.3.2 Raumladungsneutralisation im Extraktionsbereich der Ionen	88
4.4 Auswertung und Diskussion	91
<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>105</b>
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>110</b>
Danksagung	
Lebenslauf	



# 1 Einleitung

Für moderne Teilchenbeschleuniger werden immer häufiger hohe Ionenströme gefordert. So sollen am internationalen Kernforschungszentrum CERN in Genf in einem geplanten Hadronenbeschleuniger  $Pb^{82+}$  Ionen mit einer Stromstärke von 7,8 mA beschleunigt werden [LHC]. Um die Injektionsbedingungen für diesen Strahl zu erreichen, wird mit großem Aufwand versucht die geforderten Stromdichten und Strahlemittanzen durch Speicherung und Kühlung in Ringbeschleunigern zu erhalten. Vor allem nach der Ionenquelle, wenn die Energie der Teilchen noch relativ niedrig ist, bestimmen die Raumladungskräfte entscheidend die Strahlausbreitung. In Beschleunigeranlagen für Trägheitsfusion können bei der endgültigen Fokussierung des Teilchenstrahls Raumladungskräfte eine entscheidende, den Strahldurchmesser bestimmende Rolle spielen. In klassischen Beschleunigeranlagen werden die transversalen Raumladungskräfte durch Magnetfelder kompensiert. Erreichbare Flußdichten von bis zu 8 T limitieren den maximal transportierbaren Ionenstrom. Besonders bei geringen Teilchenenergien und für schwere Ionen mit hohen Ladungszuständen sind die Raumladungskräfte für die Strahlausbreitung die entscheidende Größe. Deutlich wird das vor allem, wenn man den Beginn jedes Beschleunigerkomplexes, die Teilchenquelle betrachtet. Je nach Art der Quelle gehen bei dem Übergang zum Beschleunigervakuum mehrere Größenordnungen an Intensität verloren.

Die Natur zeigt, daß es möglich ist, durch Raumladungsneutralisation Ströme im Megaampere-Bereich mit Stromdichten von  $10^{10}$  A/cm<sup>2</sup> über eine lange Strecke ohne einen metallischen Leiter zu transportieren. Bei einem Blitz ist dies durch vollständige, gegenseitige Neutralisation der Raumladung von Elektronen und Ionen möglich.

Am Europäischen Kernforschungszentrum CERN wurde 1990 die Idee verfolgt, den Strom eines Ionenstrahls durch Raumladungsneutralisation zu erhöhen [Gundel 90]. Dies gelang, wenn entgegen der Ausbreitungsrichtung des Ionenstrahls ein durch Sputtern erzeugter Elektronenstrahl beschleunigt wurde. Weitere Experimente und theoretische Berechnungen zur Rekombination von sich durchdringenden Elektronen- und Ionenstrahlen folgten 1992 [Boimond, Riege 92, Dothan].

Für die Anwendung in Teilchenbeschleunigern wurden in der Vergangenheit Experimente und Vorschläge zum raumladungsfreien Transport von Teilchenstrahlen gemacht [Ishikawa, Kondrashev]. Man kann zwischen sogenannten passiven und aktiven Techniken unterscheiden. Bei der passiven Neutralisation bewegt sich ein Teilchenstrahl aus Ionen oder Elektronen durch ein Plasma oder Niederdruckgas [Gabor]. Im Unterschied dazu ist es bei der aktiven Raumladungsneutralisation möglich, durch kontrollierbare Teilchen, die eine, den Strahlteilchen entgegengesetzte Ladung besitzen, gezielt eine Neutralisation der Raumladung durchzuführen.

Die vorliegende Arbeit entstand in den Jahren 1994 bis 1997 am CERN als eine Fortführung von Experimenten mit einer Anlage aus dem Jahr 1992 [Boimond]. Es wird erstmals gezeigt, daß es möglich ist, durch die Neutralisation der Raumladung von

## 1 Einleitung

Ionenstrahlen mit sich dazu entgegengesetzt bewegendem, gepulsten Elektronenstrahlen einen höheren Ionenstrom über eine bestimmte Strecke kontrolliert führen zu können.

Auf den folgenden Seiten sind die Grundlagen zur klassischen Extraktion von Ionenstrahlen aus einem Plasma zusammengefaßt. Grundlagen zur Strahlausbreitung und eine theoretische Beschreibung der Raumladungsneutralisation folgen. Eine kurze Zusammenfassung über Ionen- und Elektronenquellen schließt das zweite Kapitel ab. Im dritten Kapitel ist der experimentelle Aufbau beschrieben. Es folgen Messungen von den Experimenten mit den ferroelektrischen Kathoden und mit der Laserionenquelle. Die Ergebnisse der Messungen mit Raumladungsneutralisation schließen sich an. Im letzten Kapitel wird ein Vergleich zwischen den Messungen und den theoretischen Modellen gezogen. Mit einem kurzen Ausblick und der Zusammenfassung endet die Arbeit.

## 2 *Theoretische Grundlagen zu Ionenstrahlerzeugung, Strahltransport, Raumladungskompensation, Ionen- und Elektronenquellen*

Die Erzeugung eines Ionenstrahls, an dem Raumladungsneutralisation demonstriert werden soll, wird in dieser Arbeit anhand der Extraktion von Ionen aus einem Plasma theoretisch abgehandelt und experimentell durchgeführt. Es wird die Trennung von positiven Ladungsträgern aus einem Plasma und deren Beschleunigung, die Ionenstrahlextraktion, theoretisch beschrieben.

Aus historischen Gründen soll zuerst die raumladungsbegrenzte Emission von Elektronen betrachtet werden. Dieses Problem wurde erstmals von Child (1911) [Child] gelöst und später von Langmuir 1913 [Langmuir 13] überarbeitet. Durch Einsetzen der Ionenladung und Ionenmasse kann das Ergebnis leicht auf die Emission von Ionen übertragen werden.

### 2.1 *Das Child-Langmuir Gesetz*

Um den maximalen Elektronenstrom abschätzen zu können, der zwischen zwei Elektroden beschleunigt werden kann, werden zwei beliebig geformte Elektroden angenommen. Eine Kathode mit Potential  $U = 0$  soll unendlich viele Elektronen mit der Anfangsgeschwindigkeit Null emittieren können. Durch den Einfluß einer Anodenspannung  $U = +U_A$  werden diese Elektronen in Richtung einer Anode beschleunigt. Bewegen sich geladene Teilchen zwischen den Elektroden, so verändern diese aufgrund ihrer Raumladung die Feldverteilung zwischen den Elektroden. In diesem Fall schwächen die Elektronen das elektrische Feld in der Nähe der Kathodenoberfläche bis auf Null ab. Wäre es größer als Null, so könnte ein unendlich hoher Strom zur Anode fließen, wäre es kleiner Null, so könnten keine Elektronen aus der Kathode austreten. Die gerade aus der Kathode emittierten Elektronen werden dann in dem Potentialgefälle zwischen Anode und Kathode beschleunigt. Mit zunehmender Dichte von Ladungsträgern kann sich durch ihre Raumladung ein immer größer werdender Potentialwall ausbilden. Die Elektronen müssen dagegen anlaufen und werden dadurch abgebremst. So kann bei einer angelegten Spannung immer nur eine maximale Anzahl von Ladungsträgern übertragen werden.

Die Poisson'sche Gleichung beschreibt die Beziehung zwischen Potentialverlauf und Raumladungsdichte an jedem Punkt zwischen den Elektroden:

$$U''(x) = -\rho/\epsilon_0 \quad (2.1)$$

Das heißt, die zweite Ableitung der Spannung  $U$  nach dem Ort entspricht der-Raumladungsdichte  $\rho$  geteilt durch  $\epsilon_0$ , (elektrische Feldkonstante).

## 2 Theoretische Grundlagen

Die Raumladungsdichte erhält man ebenfalls aus:

$$j = \rho \cdot v \quad (2.2)$$

Die Stromdichte  $j$  ist demnach gleich dem Produkt aus Raumladungsdichte  $\rho$  und Geschwindigkeit  $v$  der Ladungsträger. Die Geschwindigkeit ergibt sich im nicht relativistischen Fall aus:

$$e \cdot U(x) = \frac{1}{2} m_e v^2, \quad (2.3)$$

mit  $m_e$  als Elektronenmasse und  $e$  als Elementarladung.  
Auflösen nach  $v$  und Einsetzen in Gleichung (2.1) ergibt:

$$U''(x) \cdot (U(x))^{\frac{1}{2}} = j \cdot \frac{1}{\epsilon_0} \sqrt{\frac{m_e}{2e}} \quad (2.4)$$

Wird angenommen, daß der Potentialverlauf zwischen den Elektroden nur eine Funktion des Ortes ist, kann aus Gleichung (2.4) eine Aussage über die maximale Elektronenstromdichte, die sich zwischen zwei Elektroden mit beliebiger Oberfläche transportieren läßt, gemacht werden.

Wenn für den Potentialverlauf gilt:

$$U(x) = U_A \cdot f(x) \quad (2.5)$$

so ergibt sich mit Gleichung (2.4)

$$U_A^{\frac{1}{2}} \cdot f''(x) \cdot (f(x))^{\frac{1}{2}} = j \cdot \frac{1}{\epsilon_0} \cdot \sqrt{\frac{m_e}{2e}} \quad (2.6)$$

Diese Gleichung kann vereinfacht werden, indem

$$K(x) = f''(x) \cdot (f(x))^{\frac{1}{2}} \cdot \epsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m_e}} \quad (2.7)$$

ersetzt und nach  $j$  aufgelöst wird:

$$j = K(x) \cdot U_A^{\frac{1}{2}} \quad (2.8)$$

Die Stromdichte ist bei gegebener Spannung  $U_A$  nur eine Funktion der Elektrodengeometrie. Somit kann die  $U^{3/2}$  Abhängigkeit erhalten werden, ohne die Diffe-

## 2 Theoretische Grundlagen

rentialgleichung lösen zu müssen. Diese Herleitung findet sich ausführlicher bei [Langbein82].

Bei der Annahme von ebenen Elektroden, die sich im Abstand  $d$  mit einer Potentialdifferenz  $U$  gegenüberstehen, kann man Gleichung 2.4 mit den Randbedingungen  $U' = 0$  und  $U = 0$  bei  $x = 0$  integrieren und erhält die bekannte Child-Langmuir Gleichung für die raumladungsbegrenzte Emission von Elektronen:

$$j_r = \frac{4}{9} \epsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m_e}} \cdot \frac{U^{3/2}}{d^2} \quad (2.9)$$

### Das konzentrische System

Später wird gezeigt, daß die Emissionsoberfläche für Ionen bei einer Extraktion aus einem Plasma einer Kugeloberfläche angenähert werden kann. Deshalb ist hier die Lösung der Poisson Gleichung für ein kugelsymmetrisches System angegeben.

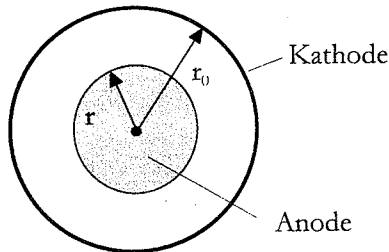


Abbildung 2.1: Diodensystem aus konzentrischen Kugeloberflächen

Betrachtet man ein Diodensystem aus konzentrischen Kugeloberflächen (Abbildung 2.1), so kann die Poisson Gleichung folgendermaßen in Kugelkoordinaten geschrieben werden [Forrester]:

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left( r^2 \frac{dU}{dr} \right) = -\frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (2.10)$$

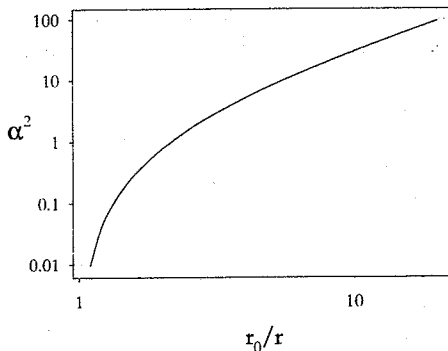
Eine exakte Lösung dieser Differentialgleichung kann nicht gefunden werden. Langmuir und Blodgett [Langmuir 24] geben für die Stromdichte bei einem konzentrischen System  $j_k$  folgende Lösung an:

## 2 Theoretische Grundlagen

$$j_k = \frac{4}{9} \epsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m_e}} \frac{U^{3/2}}{r_0^2 \alpha^2} \quad (2.11)$$

$r_0$  ist der Radius des Emitters und  $\alpha^2$  ein tabellierter Parameter [Forrester, Langmuir 24]. Für einen gegebenen Wert von  $r$  ist  $\alpha^2$  eine Funktion des Kathodenradius. Gegenüber der Lösung für ein ebenes System unterscheidet sich dieses Ergebnis nur durch den Faktor  $1/\alpha^2$ . Außerdem wird  $d^2$  durch  $r_0^2$  ersetzt.

In Abbildung 2.2 ist  $\alpha^2$  gegen das Verhältnis von  $r_0$  zu  $r$  aufgetragen. Für Werte von  $r_0/r$  kleiner als 2,25 ist  $\alpha^2$  kleiner eins, und die Child-Langmuir Stromdichte  $j_k$  nimmt einen höheren Wert an als im ebenen Fall. Für Werte größer als 2,25 wird die Child-Langmuir Stromdichte gegenüber der ebenen Lösung kleiner.



**Abbildung 2.2:** Abhängigkeit des Parameters  $\alpha^2$  vom Radienverhältnis Kathode zu Anode

Für den Fall, daß  $r_0 < r$  wird, sei auf [Forrester] oder [Langmuir 24] verwiesen. Die Lösung für ein zylindrisches System findet sich ebenfalls bei [Forrester] oder bei [Langmuir 23].

### Das Child-Langmuir Gesetz für Ionen

Werden positive Ionen mit Ladungszahl  $Z$  ohne Anfangsgeschwindigkeit aufgrund eines elektrischen Feldes von einer Kathode beschleunigt, so kann sich, im Vergleich zu Elektronen, eine höhere Raumladung aufgrund der geringeren Geschwindigkeit der Ionen aufbauen. Die Raumladungsgrenze liegt im Vergleich zu

der von Elektronen bei sonst gleichen Bedingungen um den Faktor  $\left(Z \cdot \frac{m_e}{m_i}\right)^{1/2}$  geringer.

( $m_e$ : Elektronenmasse,  $m_i$ : Ionenmasse,  $Z$ : Ladungszahl der Ionen)

Somit verändert sich Gleichung 2.9 zu:

$$j_i = \frac{4}{9} \epsilon_0 \sqrt{\frac{2Ze}{Am_i}} \cdot \frac{U^{1/2}}{d^2} \quad (2.12)$$

An dieser Stelle sollen zwei wichtige Parameter, mit denen das Verhalten von Elektronen oder Ionenstrahlen beschrieben werden kann, eingeführt werden [Reiser] [Brown].

Die *generalisierte Perveanz*  $\Pi$  für Ionenstrahlen ist wie folgt definiert:

$$\Pi = \frac{1}{4\sqrt{2\pi\epsilon_0}} \cdot \frac{\sqrt{m_i}}{\sqrt{e}} \cdot \sqrt{\frac{A}{Z}} \cdot \frac{I}{U^{1/2}} \cdot \frac{1}{\gamma^2} = 6,49 \cdot 10^5 \cdot \frac{I}{U^{1/2}} \cdot \frac{1}{\gamma^2} \sqrt{\frac{A}{Z}} \quad [\text{AV}^{-3/2}] \quad (2.13)$$

( $A$ : Ionenmasse in amu,  $Z$ : Ladungszahl,  $m_i$ : Protonenmasse,  $\gamma$  relativistischer Faktor)

Oft gibt man auch die Protonenperveanz  $\Pi_p$ , die wie folgt definiert ist an:

$$\Pi_p = \frac{I}{U^{1/2}} \cdot \left(\frac{A}{Z}\right)^{1/2} \quad (2.14)$$

Die Protonenperveanz ist aus dem Verhältnis von Ionenstrom zu Teilchenenergie  $U$  und der Normierung auf eine Ionensorte gegeben und ist für jede feste Elektrodenanordnung eine Konstante. Das heißt, durch die angelegte Spannung  $U$  ist der Strom, der aus der Anode extrahiert wird, gegeben. Durch die Protonenperveanz lassen sich leicht die Eigenschaften von Ionenstrahlen miteinander vergleichen. So verhalten sich Strahlen mit gleicher Protonenperveanz bei der Einwirkung äußerer Felder (z.B. Fokussierung) genau gleich. Wächst die Perveanz, so wird der Einfluß der Raumladung auf die Bewegung des Strahls größer.

Der zweite Parameter ist die sogenannte *Poissance*  $P$ . Sie gibt das Verhältnis vom Strahlstrom  $I$  und dem aus dem Child-Langmuir errechneten Strom  $I_c$  an [Forrester]:

$$P = \frac{I}{I_c} \quad (2.15)$$

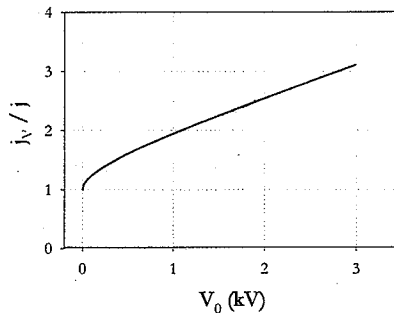
Sie kann als normalisierte Perveanz angesehen werden. Je größer sie wird, desto mehr wird die Strahlausbreitung durch die Raumladung bestimmt.

## 2 Theoretische Grundlagen

Besitzen die Ionen eine in Strahlrichtung gerichtete Anfangsgeschwindigkeit, die einer kinetischen Energie  $E_0$  wie nach Durchlaufen eines angenommenen Potentials  $V_0$ :  $E_0 = qV_0$  entspricht, so gilt für die Stromdichte im Falle eines ebenen Elektroden-systems  $j_l$  [Rothe]:

$$j_l = \frac{4}{9} \epsilon_0 \sqrt{\frac{2Ze}{m_i}} \cdot \frac{1}{d^2} \cdot (\sqrt{V_0} + \sqrt{V_0 + U})^3. \quad (2.16)$$

Das heißt, daß sich die Child-Langmuir Stromdichte erhöht, wenn die Ionen mit einer Anfangsgeschwindigkeit emittiert werden. In Abbildung 2.3 ist das Verhältnis von der Stromdichte, bei der die Ionen ein Potential  $V_0$  durchlaufen haben, und der Stromdichte, bei der die Ionen von der Anode ohne Anfangsgeschwindigkeit starten, dargestellt. Die Beschleunigungsspannung  $U$  ist mit 20 kV angenommen. Bereits ab einer Anfangsenergie pro Ladungszustand von 1 keV verdoppelt sich die maximal extra-hierbare Stromdichte.



**Abbildung 2.3:** Verhältnis zwischen Child-Langmuir Stromdichte mit und ohne Anfangsenergie der Ionen; bei einer Beschleunigungsspannung  $U = 20$  kV und konstantem Elektrodenabstand  $d$

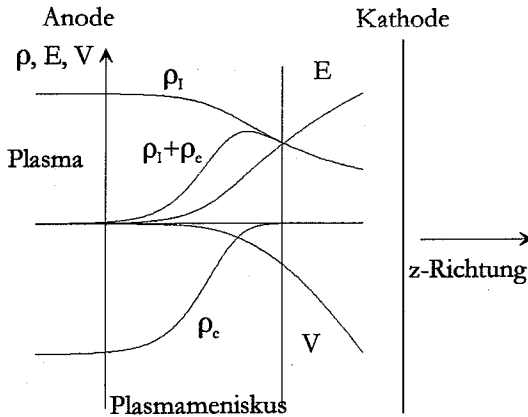


## 2.2 Die klassische Ionenstrahlextraktion aus einem Plasma

In einem thermischen Plasma bewegen sich die Ionen aufgrund ihrer Temperatur  $T$  mit einer kinetischen Energie, die in der Größenordnung von  $k \cdot T$  liegt ( $k$ : Boltzmann Konstante). Mit dieser Energie treffen sie auf die Wände des das Plasma einschließenden Behälters. Die durch die Elektronen und Ionen erzeugten Raumladungsfelder  $\phi_e$  und  $\phi_i$  gleichen sich im idealen Plasma gerade aus. Gegenüber einer metallischen Wand lädt sich ein Plasma positiv auf, um die Quasineutralität zu gewährleisten (Plasmawandpotential). Die Größe des Feldes stellt sich so ein, daß die Ionenstromdichte zur Wand gleich der Elektronenstromdichte zur Wand wird. In Laserionenquellen besitzen die Ionen zusätzlich zur thermischen Energie eine kinetische Energie, die sie nach der Plasmaerzeugung beim Durchlaufen eines Potentials aufgenommen haben (siehe Kapitel 4.2.1). Die kinetische Energie der Ionen in einer Laserionenquelle liegt in der Größenordnung von 1 keV und beeinflusst stark die extrahierbare Stromdichte (Gleichung 2.16).

Zur Erzeugung eines Ionenstrahls ist es erforderlich, daß sich in den Wänden der Plasmaquelle eine Öffnung befindet (Anode), der eine Extraktionselektrode (Kathode) gegenübersteht, so daß die Ionen in einem Potentialgefälle beschleunigt und von den Elektronen getrennt werden können. An der Anode bildet sich eine Übergangsregion zwischen dem feldfreien Plasma und dem Gebiet, in dem die Ionen in das Vakuum beschleunigt werden. Diese bezeichnet man als Plasmagrenzschicht, Plasmamembran oder Plasmameniskus [Coupland]. Sie stellt einen sehr schmalen Bereich dar, in dem trotz eines Potentialgefälles positive Ionen und Elektronen gleichzeitig vorhanden sind. Die Elektronendichte nimmt in dieser Schicht aufgrund ihrer der Boltzmannverteilung ähnlichen Energieverteilung ab. Der Plasmameniskus gilt als die Startposition der Ionen, und anders als bei festen Anoden ist seine Geometrie nicht eindeutig festgelegt. Bei runden Extraktionsöffnungen kann er die Form einer Kugeloberfläche annehmen (siehe weiter unten). Ionen, die das Plasma aufgrund ihrer Energie verlassen können, erniedrigen an der Plasmagrenzschicht wegen ihrer Raumladung das elektrische Beschleunigungsfeld bis auf Null. Eine Äquipotentialfläche, die sich auf Plasmapotential befindet, trennt somit das Plasma von dem Beschleunigungsbereich. Je nach Plasmadichte, Plasmatemperatur, Extraktionsspannung und Elektrodengeometrie verschiebt sich die Plasmagrenzschicht. Zum Beispiel würden bei steigender Plasmatemperatur mehr Ionen den Plasmameniskus verlassen können. Die dadurch entstehende Potentialsenke würde allerdings sofort durch Elektronen, die aus dem Plasma stammen, ausgeglichen werden, wodurch es zu einer Verschiebung der Plasmagrenze kommt. Die Raumladungsdichten und damit die Potentialverhältnisse stellen sich zwischen den Extraktionselektroden gerade so ein, daß die in Gleichung 2.16 errechnete Stromdichte transportiert wird. Abbildung 2.4 zeigt qualitativ den Verlauf (nicht skaliert) von elektrischer Feldstärke  $E$ , Potential  $V$  und Raumladungsdichten von Elektronen  $\rho_e$  und Ionen  $\rho_i$  im Plasma und im Ionenextraktionsbereich bei einem Beschleunigungspotential zwischen Anode und Kathode.

## 2 Theoretische Grundlagen

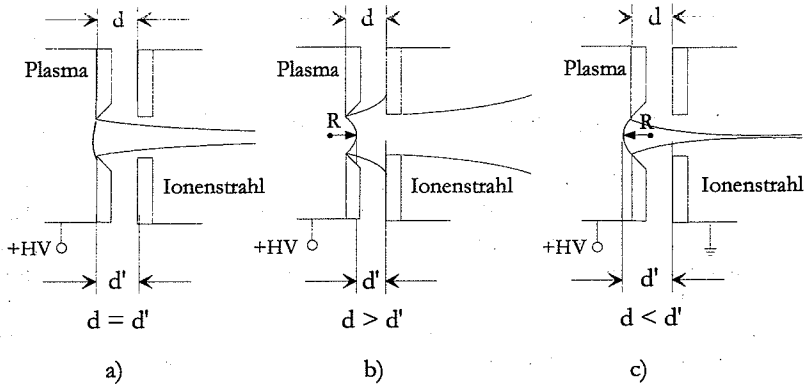


**Abbildung 2.4:** Qualitativer Verlauf der Raumladungsdichten am Übergang Plasma - Vakuum für Elektronen  $\rho_e$ , Ionen  $\rho_i$ , des Potentials  $V$  und der Feldstärke  $E$  zwischen den Extraktionselektroden

Innerhalb des Plasmas kompensieren sich die von Elektronen und Ionen erzeugten Raumladungsdichten. Da die Ionen im elektrischen Feld zwischen den Extraktionselektroden beschleunigt werden, erniedrigt sich die gesamte Raumladungsdichte der Ionen gemäß Gleichung 2.2. In der Plasmagrenzschicht steigt die Summe der Raumladungsdichten auf ein Maximum an, um dann mit  $\rho_e$  abzufallen. Diese Verteilung der Potentiale und Raumladungsdichten stellt sich immer bei einer Extraktion von Ionen aus einem Plasma ein. Dies geschieht durch die entsprechende Formung des Plasmameniskus je nach Plasmadichte und angelegter Beschleunigungsspannung [Forrester] [Brown].

Abbildung 2.5 zeigt drei prinzipielle Möglichkeiten, wie sich der Plasmameniskus bei einer Extraktion von Ionen mit einer genügend hohen Spannung ausbilden kann. Die Form des Meniskus stellt sich so ein, daß die Ionenstromdichte  $j_p$ , die aus dem Plasma emittiert wird, gleich der raumladungsbegrenzten Stromdichte  $j_l$  (Gleichung 2.16) wird. Die Plasmadichte, die Anfangsgeschwindigkeit der Ionen und die Ionentemperatur bestimmen die Größe der Emissionsstromdichte  $j_p$ .

Die Form der Plasmarandschicht beeinflusst die Richtung, mit der die Ionen aus dem Plasma extrahiert werden, da diese senkrecht zur Oberfläche des Meniskus starten. Damit kann die Form des Meniskus als das wichtigste ionenoptische Element bei der klassischen Strahlerzeugung angesehen werden.



**Abbildung 2.5:** Drei Möglichkeiten der Ausbildung des Plasmameniskus bei einer Ionenextraktion aus einem Plasma. Mit  $d$ : Elektrodenabstand und  $d'$ : Distanz zwischen Plasmagrenze und geerdeter Elektrode.

Abbildung 2.5 a zeigt den idealen Fall, bei dem der Meniskus leicht nach innen gewölbt ist. Plasmadichte und Spannung an der Extraktion sind korrekt aufeinander abgestimmt. Die anfängliche Konvergenz wird durch die defokussierende Wirkung der Ziehelektrode gerade wieder aufgehoben (Anodenlinseneffekt).

Vergrößert sich bei gleichbleibender Extraktionsspannung die Plasmadichte an der Apertur, so wölbt sich der Meniskus nach außen und ein höherer Strom (und damit eine größere Stromdichte) wird aus dem Plasma extrahiert. Aufgrund der Fehlanpassung der Ionenstromdichte  $j_p$  und der durch das Child-Langmuir Gesetz gegebenen Stromdichte  $j_v$  führt das zu einer schlechten Ionenoptik und damit zu einem stark divergenten Ionenstrahl (Abbildung 2.5 b). Durch die Wölbung des Plasmameniskus nach außen wird der ursprüngliche Abstand  $d$  zwischen den Elektroden zu  $d'$  zwischen emittierender Oberfläche (Kathode) und Anode verringert und dadurch das Child-Langmuir Gesetz wieder erfüllt. Zum selben Resultat gelangt man, wenn sich bei gleichbleibender Plasmadichte die Spannung erniedrigt: Der Mittelpunkt der Krümmung des Meniskus mit Radius  $R$  liegt innerhalb des Plasmas.

Wird die Plasmadichte kleiner, bzw. die Potentialdifferenz größer, so wird der Ionenstrahl überfokussiert. In diesem Fall wird durch eine Vergrößerung des Abstandes  $d$  zu  $d'$  das Child-Langmuir Gesetz wieder erfüllt, da nun ein geringerer Ionenstrom aus der Quelle fließt. Dies ist in Abbildung 2.5 c schematisch dargestellt. Der Mittelpunkt der sphärischen Krümmung des Meniskus liegt außerhalb des Plasmas.

Im Experiment muß daher darauf geachtet werden, daß an der Apertur ein richtiges Verhältnis zwischen Plasmadichte und Beschleunigungspotential eingestellt wird. Für eine Laserionenquelle bedeutet dies, daß für eine ausreichende Expansion und damit

## 2 Theoretische Grundlagen

Verdünnung des Plasmas gesorgt werden muß, da es in der Nähe der Entstehung eine zu hohe Dichte für die Ionenextraktion aufweist.

Die experimentelle Vorgehensweise und weitere Bedingungen für eine optimale Ionenextraktion aus einem Plasma finden sich im Kapitel 4.2.2.

### 2.3 Raumladungseffekte in Ionenstrahlen - die "Einhüllende - Gleichung"

Bei der Extraktion von Ionenstrahlen mit hoher Stromdichte wird die weitere Ausbreitung des Strahls vor allem von den Raumladungskräften, die im Strahl herrschen, bestimmt. Da bei einer Plasmaquelle die Ionen aus einem Plasma mit geringer Anfangsgeschwindigkeit extrahiert werden, ist vor allem in der Nähe der Plasmagrenze der Einfluß der Raumladungskräfte besonders groß. Radiale Raumladungseffekte und die Form der Plasmagrenze bestimmen die Divergenz des Ionenstrahls und axiale Raumladungskräfte den maximal aus dem Quellenplasma extrahierbaren Strom. Die Raumladungsneutralisation des Ionenstrahls, die aufgrund der Wechselwirkung des Strahls mit dem Restgas nach der Extraktion stattfindet, sei hier nicht betrachtet [Weis].

Im folgenden wird die Ausbreitung eines raumladungsdominierten Ionenstrahls abgeschätzt. Die Divergenz, die von der "Quellenemittanz" des Strahls verursacht wird, ist bei dieser Rechnung vernachlässigt. Weiterhin wird der Ansatz und das Ergebnis der Herleitung [Brown] [Miller] [Reiser] für die Strahleinhüllende gezeigt.

Die Quellenemittanz  $\varepsilon_{rms}$  wird hier aufgrund einer isotropen Geschwindigkeitsverteilung der Ionen, die durch die Plasmatemperatur  $T$  repräsentiert wird, definiert:

$$\varepsilon_{rms} = \frac{a}{2} \cdot \sqrt{\frac{k T}{m v_z^2}} \quad [\text{Brown}] \quad (2.17)$$

(mit  $a$ : Öffnung der Extraktionselektrode,  $m$ : Teilchenmasse)

Diese Gleichung gilt sowohl für Ionen als auch für Elektronen.

Die rms Emittanz hängt mit der normalisierten Emittanz  $\varepsilon_n$  wie folgt zusammen:

$$\varepsilon_n = \beta \gamma \varepsilon_{rms} \quad (2.18)$$

(mit  $\beta = v_z/c$ ,  $c$ : Vakuumlichtgeschwindigkeit und  $\gamma = (1-\beta^2)^{-1/2}$ )

Ein Ionenstrahl erzeugt nach seiner Extraktion drei Felder: ein radiales und longitudinales elektrisches Feld, hervorgerufen durch seine Raumladung, und ein azimuthales magnetisches Feld, hervorgerufen durch den Strom des Strahls. Vor allem die beiden Raumladungsfelder bestimmen bei Strahlen mit hoher Perveanz die Strahlausbreitung.

## 2 Theoretische Grundlagen

Hängt das elektrische Feld nur von der radialen Position  $r$  und dem Raumwinkel  $\Theta$  ab, so ergibt sich für einen Strahl mit der Querschnittsfläche  $A$ :

$$\vec{E}(r, \Theta) = \int_A \frac{Ze \cdot \sigma(a, \Theta)}{2\pi\epsilon_0} \frac{(\vec{r} - \vec{a})}{|\vec{r} - \vec{a}|^2} \cdot 2\pi a da d\Theta \quad [\text{Brown}] \quad (2.19)$$

$\vec{a}$  bezeichnet die vektorielle Position eines Volumenelements im Strahl,  $e$  die Elementarladung,  $\epsilon_0$  die elektrische Feldkonstante und  $\sigma(a, \Theta)$  die Strahlionendichte.

Für einen Strahl mit homogener Dichteverteilung steigt das elektrische Feld im Strahl linear bis zum äußeren Strahlrand an. Es vereinfacht sich zu:

$$E(r) = \frac{Z \cdot e \cdot \sigma \cdot r}{2 \cdot \epsilon_0} \quad (2.20)$$

Das magnetische Feld errechnet sich zu [Brown]:

$$\vec{B}(r, \Theta) = \mu_0 \int_A \frac{Ze\sigma(a, \Theta)}{2\pi} \frac{(\vec{r} - \vec{a})}{|\vec{r} - \vec{a}|^2} \times \vec{v} \cdot 2\pi a da d\Theta \quad (2.21)$$

( $\mu_0$ : magnetische Feldkonstante)

Dies läßt sich für einen homogenen Strahl zu

$$B(r) = \mu_0 Ze\sigma r \times v \quad (2.22)$$

vereinfachen.

Um die Bewegung eines Teilchens unter dem Einfluß der Lorentz Kraft  $F(r, \Theta)$  zu bestimmen, kann folgende Gleichung gelöst werden:

$$\frac{d^2 r}{dt^2} \gamma m_i = F(r, \Theta) \quad (2.23)$$

wobei die Lorentz Kraft durch

$$F(r, \Theta) = ZeE(r, \Theta)(1 - \beta^2) \quad (2.24)$$

gegeben ist.

Die Bewegung eines äußeren Teilchens (und damit die Strahleneinhüllende) läßt sich im Fall eines homogenen Strahls wie folgt angeben:

$$\frac{d^2 r}{dz^2} = \frac{d^2 r}{dt^2} \beta^2 c^2 = \frac{ZeE(r)}{\gamma m_i} \quad (2.25)$$

## 2 Theoretische Grundlagen

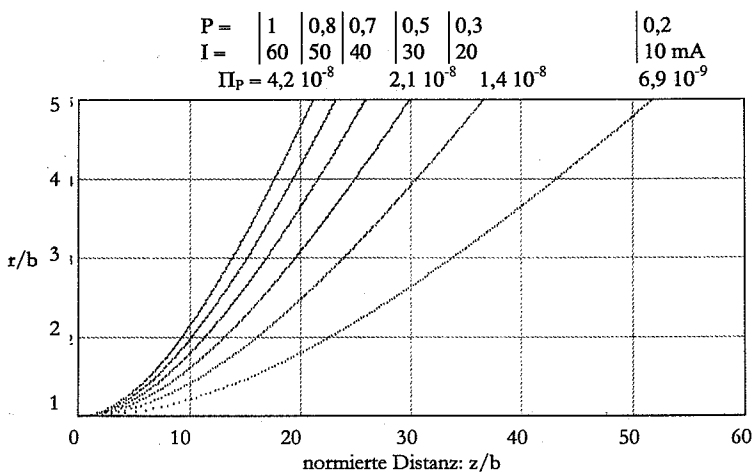
Um die Ausbreitung eines Strahls darstellen zu können, muß Gleichung (2.25) gelöst werden. Es ergibt sich als exakte Lösung folgendes Integral:

$$\begin{aligned} \frac{z}{b} &= \sqrt{\frac{2}{\Pi}} \int_0^{\sqrt{\ln(r_0/r)}} \exp(u^2) du \quad \Pi > 0 \\ \frac{z}{b} &= \sqrt{-\frac{2}{\Pi}} \int_0^{\sqrt{\ln(r/r_0)}} \exp(-u^2) du \quad \Pi < 0 \end{aligned} \quad (2.26 \text{ a, b})$$

$z/b$  ist die auf den Anfangsradius  $b$  des Strahls normierte Distanz. In dem Faktor vor dem Integral erscheint die Perveanz. Durch ihren Wert wird die Strahlausbreitung bestimmt. Die exakte Lösung von Gleichung (2.26) kann nur numerisch berechnet werden.

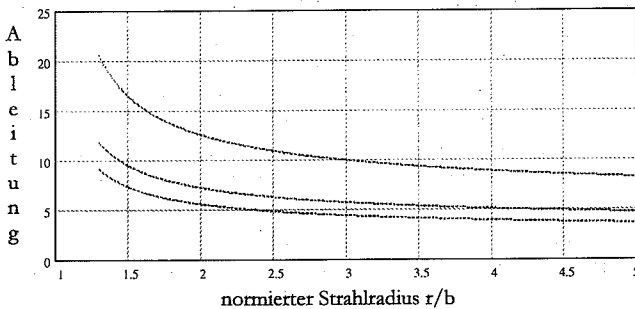
In Abbildung 2.6 sind einige Strahleinhüllende, die für verschiedene Perveanzen berechnet sind, dargestellt. An der Ordinate ist der auf den Anfangsdurchmesser des Strahls normierte Radius aufgetragen; an der Abszisse die ebenfalls auf den Startradius normierte Distanz in Strahlrichtung. Am Ort Null wird ein Parallelstrahl mit Radius  $b$ , der sich in Richtung der Abszisse ausbreitet, angenommen.

Deutlich ist das Aufweiten des Strahls durch die Raumladung zu erkennen. Eine Perveanz von  $6,9 \cdot 10^{-9}$  entspricht einem 20 keV  $\text{Al}^{7+}$  Strahl mit 10 mA (oder einem Protonenstrahl mit 20 keV und 20 mA). In diesem Fall hat sich der Strahldurchmesser nach einer Strecke etwa  $23/b$  verdoppelt. Bei  $\Pi = 4,2 \cdot 10^{-8}$  beträgt die Stromstärke für einen mit 20 kV extrahierten  $\text{Al}^{7+}$  Strahl 60 mA.



**Abbildung 2.6:** Berechnete Strahleinhüllende für  $\text{Al}^{7+}$ , 20kV Extraktionsspannung und unterschiedlichen Poissancen  $P$ , Strömen  $I$  und Perveanzen  $\Pi$

Zur Verdeutlichung wie sich die Steigung der Strahleinhüllenden, das heißt die Aufblähung der Strahls, mit wachsendem Radius ändert, sind in Abbildung 2.7 drei Ableitungen der Einhüllenden (Gleichung 26 a) gegen den Strahlradius aufgetragen. Bei der oberen Kurve beträgt der Wert der Perveanz  $\Pi = 4,2 \cdot 10^{-8}$ , bei der mittleren  $\Pi = 2,1 \cdot 10^{-8}$  und für die untere  $\Pi = 6,9 \cdot 10^{-9}$ . Im Bereich 1 bis 2 für den normierten Radius ist die Steigung sehr groß. Für größere Werte von  $r/a$  wird die Steigung nahezu konstant, das heißt der Strahl breitet sich nahezu ohne eine Vergrößerung der Winkelverteilung aus.



**Abbildung 2.7:** Ableitung der Einhüllenden (Gleichung 2.26a) (willkürliche Einheiten an der Ordinate) nach dem Strahlradius  $r$ , aufgetragen gegen  $r/b$  für drei verschiedene Werte von  $\Pi$   
oben:  $\Pi = 4,2 \cdot 10^{-8}$ , mitte:  $\Pi = 2,1 \cdot 10^{-8}$ , unten  $\Pi = 6,9 \cdot 10^{-9}$

Vor allem aus Abbildung 2.6 erkennt man, daß sich die Raumladung sehr stark auf die Ausbreitung von Ionenstrahlen mit hoher Perveanz bzw. Poissance auswirkt. Werden die Raumladungskräfte nicht wenigstens teilweise unterdrückt, so weiten sich die Strahlen nach einer unverhältnismäßig kurzen Strecke stark auf. Aufgrund der Nichtlinearität der Raumladungskräfte in realen Ionenstrahlen ist das Aufblähen des Strahls mit einem Anwachsen der Emittanz verbunden. Im folgenden Kapitel wird beschrieben, wie das Aufweiten des Ionenstrahls durch Raumladungskompensation mit Elektronenstrahlen verhindert werden kann.

### *2.4. Raumladungskompensation*

#### *2.4.1 Raumladungsneutralisation von Ionenstrahlen*

Die Hauptanforderungen, die an moderne Schwerionenbeschleunigeranlagen gestellt werden, sind optimale Strahlqualität bei gleichzeitig möglichst hohem Strom. Grenzen für beide Größen werden in klassischen Beschleunigern durch maximal erreichbare RF-Beschleunigungsfelder und magnetische Fokussierfelder gegeben. Für viele neue Anwendungen von Hochstrombeschleunigern reichen die mit konventionellen Techniken in einem einzigen Strahlrohr erreichbaren Stromstärken nicht aus. In Konzepten zur Trägheitsfusion mit Schwerionenstrahlen (engl.: ICF Inertial Confinement Fusion) werden deshalb eine Vielzahl von Beschleunigerröhren und Teilchenquellen vorgeschlagen, deren Strahlen gleichzeitig auf ein Target fokussiert werden sollen, um so die geforderten Energien zu erreichen [HIDIF] [HIBALL]. Nicht nur im Bereich der Quellen, sondern auch am Hochenergieende, bei der Fokussierung der Teilchenstrahlen, spielen die Raumladungskräfte eine große Rolle. Sie begrenzen den maximal transportierbaren Strom und den minimalen Fokusedurchmesser. Bei dem Beschuß eines Targets ergeben sich aber auch elektrodynamische Probleme. Da ein Stromkreis immer geschlossen sein muß, ist es notwendig, für einen Rückfluß des Ionenstroms vom Target zu sorgen. Ist das nicht gegeben, würde sich um das Target ein sehr hoher Potentialwall bilden, der vom Strahl nicht mehr durchdrungen werden kann.

Mehrfach erfolgreich umgesetzt wurde die Idee, die Raumladung von Teilchenstrahlen mit Hilfe eines Plasmas oder Teilchen entgegengesetzten Vorzeichens zu neutralisieren. Es konnten unter raumladungsfreien Bedingungen höhere Ströme transportiert, eine bessere Fokussierung erreicht und der Stromrückfluß bei ICF-Targetexperimenten gewährleistet werden. In einer Gabor-Linse [Gabor] neutralisiert eine Elektronenwolke die Raumladung eines Ionenstrahls. Am ATA Elektronen Linac bei LLNL wurde gezeigt, daß ein Aufweiten eines stromstarken Elektronenstrahls durch ein Laser erzeugtes Plasma verhindert werden kann [Prono]. Hier wurde nur eine teilweise Neutralisation der Raumladung erreicht. Es konnte aber eine Führung und Fokussierung des Elektronenstrahls durch einen Plasmakanal mit einem geringeren Durchmesser als der des Elektronenstrahls erzielt werden. Der erwähnte Stromrückfluß bei ICF Target Experimenten konnte an den Leicht-Ionen-Beschleunigern PBFA-I und PBFA-II (engl.: Particle Beam Fusion Accelerator) in Sandia erfolgreich demonstriert werden. Eine signifikante Energiedeposition im Target wurde nur bei Anwesenheit eines Hintergrundplasmas erreicht [Mehlhorn]. Am selben Institut konnte in theoretischen Überlegungen gezeigt werden, daß mit der Neutralisation der Raumladung durch Elektronen eine höhere Ionenstromdichte zum Target transportiert werden kann [Slutz].

Raumladungsprobleme können in allen Bereichen einer Beschleunigeranlage auftreten: in der Teilchenquelle und im Niederenergietransportsystem, im Beschleuniger und/oder Speicherring und am Hochenergieende. Schon bei der Extraktion eines



Ionenstrahls aus einem Plasma führen Raumladungskräfte zu einem Verlust an Intensität, der mehrere Größenordnungen betragen kann. So kann das in einer Quelle vorhandene Plasma als sehr niederenergetischer, (fast) vollständig raumladungsneutralisierter Ionenstrahl bezeichnet werden. Je nach Leistung der Plasmaquelle kann solch ein Strahl direkt am Target mehrere Ampere bis Kiloampere Ionenstrom tragen. Um optimale Extraktionsbedingungen zu erhalten muß für eine Verdünnung der Plasmadichte auf dem Weg zwischen Target und Ionenextraktion gesorgt werden. Die Ionenstromdichte im Plasma an der Extraktion darf nur noch in der Größe der maximalen, durch das Child-Langmuir Gesetz gegebenen, extrahierbaren Stromdichte liegen. Durch die Entfernung der Elektronen an der Extraktion und die dann wirkenden Raumladungskräfte bleiben dann einige Milliampere als beschleunigter Ionenstrahl erhalten. In dem nachfolgenden Niederenergietransportsystem führen Teilchenverluste durch ein Divergieren des Strahls zu einer weiteren Verringerung des Strahlstroms. Die radialen Raumladungskräfte können bei klassischen Beschleunigeranlagen durch magnetische Fokussierung kompensiert werden. Mit einer momentan maximal erreichbaren Flußdichte von etwa 8 Tesla wird eine obere Grenze gesetzt. Die axialen Raumladungskräfte können in konventionellen Systemen mit fokussierenden Systemen nicht unterdrückt werden; eine Ausdehnung und Energieverbreiterung des Strahls beim Weitertransport ist somit unvermeidlich und kann nur mit fortwährender Beschleunigung in Grenzen gehalten werden. Aber auch am Hochenergieende eines Beschleunigers, wenn z.B. der Strahl auf einen möglichst kleinen Durchmesser fokussiert werden soll, spielt die Raumladung eine wichtige Rolle. Sie bestimmt zusammen mit der Emittanz letztlich den Strahldurchmesser. Raumladungs- und Stromneutralisation in diesem Bereich kann auch zu einer sehr niederinduktiven Schließung des Ionenstromkreises dienen.

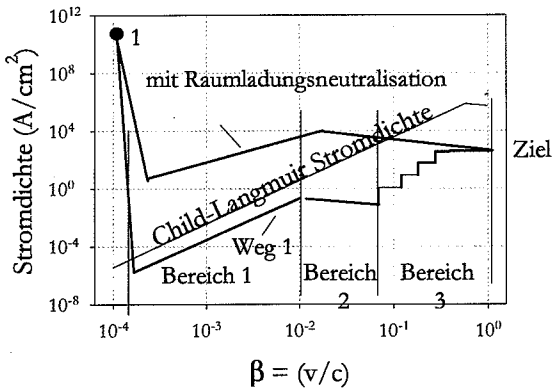
Raumladungsneutralisation kann überall da eingesetzt werden wo hohe Intensität und gute Strahlqualität gefordert werden.

In einigen Beschleunigerkomplexen werden Ionen aus einer Plasmaquelle extrahiert, vorbeschleunigt und dann in Speicherringen zur Kollision gebracht oder auf ein Target gelenkt. Ausgehend von einem sehr geringen  $\beta = v/c$  bedeutet jede Beschleunigung eine Vergrößerung von  $\beta$ . In Abbildung 2.8 sind zwei Möglichkeiten aufgezeichnet, die man beschreiten kann, um in einem Beschleunigersystem das anvisierte Ziel, eine möglichst hohe Stromdichte bei einer hohen Teilchenenergie (hohem  $\beta$ ) mit bestmöglicher Strahlqualität, zu erreichen. Punkt eins markiert die Verhältnisse im Quellenplasma. Hier können sehr hohe Ladungsträgerkonzentrationen und damit Stromdichten von einigen MA/cm<sup>2</sup> vorliegen. Aufgrund der geringen Geschwindigkeit der Ionen liegt der Wert von  $\beta$  in der Größenordnung von etwa  $10^{-4}$ . Bei der klassischen, nicht raumladungskompensierten Extraktion des Ionenstrahls (Bereich 1) verliert man je nach Ionendichte in der Quelle viele Größenordnungen an Intensität (Weg 1). Die Ionenstromdichte errechnet sich aus dem Child-Langmuir Gesetz und liegt bei einer Extraktionsspannung von 50 kV in der Größenordnung von 1 A/cm<sup>2</sup> für Protonen. Für einige Anwendungen ist dieser Wert ungenügend und so wird durch Kühlung und Anhäufung in Speicherringen die benötigte Stromdichte erreicht (Bereich 3). \*Die

## 2 Theoretische Grundlagen

Erhöhung von  $\beta$  erfolgt durch Beschleunigung (z.B. Bereich 2). Wird dieser Weg beschritten, so liegt die Stromdichte des Ionenstrahls nach der Extraktion immer unter der Child-Langmuir Stromdichte, wobei diese proportional zu  $\beta^1$  steigt.

Eine andere Möglichkeit bietet sich mit Raumladungsneutralisation. Erfolgt die Ionenstrahlextraktion unter - wenigstens teilweise - raumladungsfreien Bedingungen, so kann der Verlust an Intensität im Gegensatz zu der klassischen Extraktion nur wenige Größenordnungen betragen. Für die weitere Beschleunigung des Strahls ist es nun erforderlich, die Raumladungskräfte so lange zu kompensieren, bis die Child-Langmuir Grenze bei einem gewissen Wert von  $\beta$  unterschritten wird. Kann dieser Weg beschritten werden, so wird das Ziel durch einen kontrollierten Verlust an Intensität erreicht. Dadurch kann eine aufwendige Speicherung und Kühlung in Beschleunigern entfallen.



**Abbildung 2.8:** klassischer Weg (1) und Möglichkeit mit Raumladungsneutralisation (2) um in einem Beschleunigersystem das geforderte Ziel zu erreichen.

### *2.4.2 Die Raumladungskompensation von Ionenstrahlen mit Elektronenstrahlen*

Neutralisationsexperimente, bei denen die Raumladung eines Ionenstrahls mit Elektronen kompensiert wurde, können bei [Ishikawa] und [Kondrashev] gefunden werden. Der im ersten Beispiel verwendete DC-Elektronenstrahl wird in eine Plasmaionenquelle injiziert, um einen höheren Ionenstrom zu extrahieren (siehe Kapitel 2.4.4). Ein zehnmal höherer Strom als der Child-Langmuir Strom konnte bei geringen Beschleunigungsspannungen (1 - 5 kV) extrahiert werden. Bei der zweiten angeführten Methode bedient man sich thermischer Elektronen von einem Glühfaden, der kurz nach der Ionenextraktion angebracht ist. Für hohe Ladungszustände wird ein maximaler Verstärkungsfaktor von 25 angegeben [Kondrashev].

Bei dieser Art von Raumladungsneutralisation ist der Ionenstrahl bestimmend. Durch ihn wird vorgegeben wie viele Elektronen in den Strahl aufgenommen werden.

Die in dieser Arbeit entwickelte Methode der Raumladungsneutralisation von Ionenstrahlen im Quellenbereich beruht darauf, gepulste, niederenergetische Elektronenstrahlen entgegen oder mit der Ausbreitungsrichtung des Ionenstrahls zu beschleunigen. Bei den verwendeten Elektronenstrahlen sind Durchmesser, Stromdichte, Pulsform und Synchronisation gegenüber dem Ionenpuls bestimmbar. So ist es möglich, kontrolliert über die Neutralitätsbedingung, die Raumladungskräfte im Ionenstrahl zu kompensieren und den Ionenstrahl mit Hilfe des Elektronenstrahls zu führen. Ist die Pulslänge des Elektronenstrahls kürzer als die des Ionenstrahls, kann auf diese Weise während der Überlappung bei einem Teil des Ionenstrahls die Raumladung kompensiert werden. Vor allem bei Plasmaquellen, bei denen sehr oft ein Gemisch von vielen Ladungszuständen vorhanden ist, bietet dieses Verfahren den Vorteil, einzelne Ladungszustände zu selektieren und raumladungskompensiert bis zur ersten Beschleunigereinheit zu transportieren.

Berechnungen zur Rekombination von Ionen und Elektronen, die unterschiedliche Geschwindigkeit besitzen, haben gezeigt, daß diese aufgrund der entgegengesetzten Geschwindigkeiten zu vernachlässigen ist [Dothan]. Selbst wenn ein Ionenstrahl eine thermische Elektronenwolke durchdringt, kann die Rekombination vernachlässigt werden [Kondrashev]. Dielektrische Rekombination ist bei diesen Rechnungen nicht betrachtet worden.

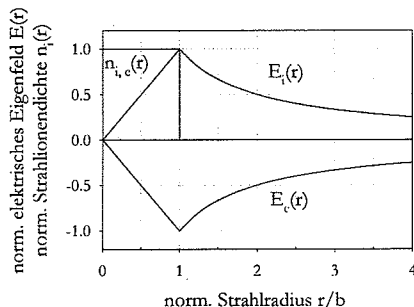
### *2.4.3 Einfaches Modell zur Raumladungsneutralisation - die Neutralitätsbedingung*

Zu Beginn dieser Überlegungen werden zwei, sich entgegengesetzt durchdringende Ionen- und Elektronenstrahlen unabhängig von einer Teilchenquelle betrachtet. Der

## 2 Theoretische Grundlagen

Elektronenstrahl sei zunächst als monoenergetischer Strahl, mit homogener Dichteverteilung und mit beliebig einstellbarer Raumladungsdichte angenommen.

Es werden Strahlen mit homogener Ladungsverteilung und gleichem Radius  $r$  vorausgesetzt, die sich in entgegengesetzter Richtung durchdringen. Ionen und Elektronen besitzen jeweils eine konstante Geschwindigkeitsverteilung. In Abbildung 2.9 sind die



**Abbildung 2.9:** Verlauf der normierten elektrischen Feldstärke  $E(r)$  für einen Ionen- und Elektronenstrahl mit normierter homogener Dichteverteilung  $n(r)$  und normierter Strahlradius  $r/b$

elektrischen Felder für einen Ionen- und Elektronenstrahl mit homogener Dichteverteilung dargestellt. Das Feld steigt bis zum Strahlrand (Radius  $b$ ) linear an und fällt außerhalb des Strahls mit  $1/r$  bis zum Strahlrohr ab. Im Falle totaler Raumladungsneutralisation im Ionenstrahl muß das elektrische Feld des Elektronenstrahls gerade das des Ionenstrahls kompensieren. Ist eine gegenseitige Kompensation der elektrischen Felder erreicht, wirkt als wesentliche Kraft das Magnetfeld, welches durch den Stromfluß der Elektronen erzeugt wird. Das durch den Ionenstrom erzeugte Magnetfeld ist aufgrund der viel geringeren Stromdichte und Geschwindigkeit der Ionen zu vernachlässigen. Das Magnetfeld des Elektronenstrahls wirkt auf beide Strahlen fokussierend. Die bei der radialen Kontraktion des Elektronenstrahls zunehmenden negativen Raumladungskräfte werden durch die positiven Raumladungskräfte der Ionen kompensiert. Beide Strahlen verringern ihren Radius (engl.: pinch) aufgrund des azimuthalen Magnetfeldes des Elektronenstrahls und des negativen radialen Raumladungsfeldes von dem die Ionen angezogen werden. Ist schließlich ein minimaler Radius, der durch die Emittanz des Elektronenstrahls gegeben ist erreicht, so bewegen sich beide Strahlen wie in einem Plasmakanal. Der sich bei gegenseitiger Kompensation der Raumladungskräfte einstellende Strahlradius  $r_k$  kann aus der Betafunktion  $\bar{\beta}_e$  des Elektronenstrahls berechnet werden.

$$\bar{\beta}_e = \sqrt{\frac{2 \cdot \pi \cdot \gamma_e \cdot c \cdot m_e}{\mu_0 \cdot e}} \cdot \sqrt{\frac{\beta_e}{I_e}} \cdot \frac{r_k}{\beta_e} \quad (2.27)$$

Emittanz, minimaler Strahlradius und Betafunktion hängen wie folgt zusammen:

$$\varepsilon_e = \frac{r_k^2}{\beta_e} \quad (2.28)$$

Damit ergibt sich der Radius des Plasmakanals bei totaler Raumladungsneutralisation zu:

$$r_k = \frac{\varepsilon_e}{\beta_e} \cdot \left( \frac{\beta_i}{I_i} \right)^{1/2} \cdot \frac{\sqrt{2\pi c \gamma_e \cdot m_e}}{\sqrt{\mu_0 e}} \quad [\text{Riege 97A}] \quad (2.29)$$

$\gamma_{i,e} = (1 - \beta_{i,e}^2)^{-1/2}$  und  $\beta_{i,e} = v_{i,e}/c$ ,  $I_i$ : Ionenstrom,  $c$ : Lichtgeschwindigkeit,  $\mu_0$ : magnetische Feldkonstante

Die normierte Ionengeschwindigkeit  $\beta_i$  und der Ionenstrom  $I_i$  gelangen über die Neutralitätsbedingung in Gleichung 2.29. Für eine gegenseitige Kompensation der elektrischen Felder im Inneren der Strahlen müssen die Raumladungsdichten von Ionen  $\sigma_i$  und Elektronenstrahl  $\sigma_e$  gerade identisch sein:

$$\sigma_i = \sigma_e \quad (\text{Neutralitätsbedingung}) \quad (2.30)$$

Gleichung 2.30 kann auch geschrieben werden als:

$$Z \cdot n_i = n_e \quad (2.31)$$

$n_i, n_e$ : Ionen- bzw. Elektronendichte im Strahl

Ersetzt man in dieser Gleichung die Dichten durch die Stromdichten erhält man:

$$\frac{j_i}{v_i} = \frac{j_e}{v_e} \quad (2.32)$$

Nach einsetzen der Teilchengeschwindigkeiten und umformen erhält man für das Verhältnis der Stromdichten:

$$\frac{j_e}{j_i} = \left( \frac{1}{Z} \cdot \frac{A \cdot m_i}{m_e} \cdot \frac{U_e}{U_i} \right)^{1/2} \quad [\text{A/m}^2] \quad (2.33)$$

Wird ein Aluminium ( $\text{Al}^{4+}$ ) Strahl mit 20 keV angenommen, so errechnet sich für einen Elektronenstrahl mit einer Energie von 5 keV:

## 2 Theoretische Grundlagen

$$\frac{j_e}{j_i} \approx 55 \quad (2.34)$$

Um eine vollständige Raumladungsneutralisation zu erreichen, ist bei gleichen Strahldurchmessern eine Elektronenstromdichte nötig, die etwa 55 mal größer ist als die Stromdichte des  $\text{Al}^{4+}$  Strahls.

Je nach Art der Ionenquelle könnten bei der Umsetzung des Modells in die Praxis DC- oder gepulsten Elektronenstrahl verwendet werden. Der Vorteil einen gepulsten Elektronenstrahl zu verwenden liegt darin, daß gezielt ein Teil des Ionenstrahls neutralisiert werden kann. Dadurch ist es möglich, bei einem Gemisch von verschiedenen Ionen nur die Raumladung einer gewünschten Spezies zu neutralisieren.

Gelingt es, die Raumladung eines Ionenstrahls mit hoher Poissance ( $\gg 1$ ) vollständig zu neutralisieren, so ergibt sich ein Problem, wenn die Durchdringung von Ionen und Elektronenstrahl beendet ist. Aufgrund der bei einem abrupten Ende des Elektronenstrahls auftretenden Raumladung würde der Ionenstrahl förmlich zerplatzen, und alle vorher gemachten Anstrengungen wären umsonst gewesen. Eine Möglichkeit dies zu umgehen ist, die Dichte der Elektronenstrahlen so einzustellen, daß sie zum Ende langsam und nicht plötzlich auf Null abfällt. Dadurch kann ein kontrolliertes Aufblähen des Ionenstrahls erreicht werden, wodurch der Einfluß der Raumladungskräfte vermindert wird. Dies läßt sich praktisch durch eine Änderung der Elektronenstromdichte im Verlauf des Elektronenpulses realisieren.

### *2.4.4 Raumladungsneutralisation in der Ionenextraktion - Veränderung des Plasma Meniskus*

In einer Plasmaionenquelle ist die Geschwindigkeit der Ionen vor allem an der Plasmagrenze sehr niedrig. Da die Stromdichte direkt proportional zu der Geschwindigkeit der Ionen ist, ist der maximal extrahierbare Strom durch die an dieser Stelle sehr stark wirksamen axialen Raumladungskräfte begrenzt. Die radialen Raumladungskräfte und die Form des Plasmameniskus bestimmen die Qualität des Ionenstrahls. Bei gegebener Extraktionsspannung und Elektrodengeometrie stellt sich die Kompensation der Coulombabstoßung zwischen den Ionen durch Elektronen gerade so ein, daß das Child-Langmuir Gesetz erfüllt wird (siehe Kapitel 2.2).

Wird ein Elektronenstrahl, der sich auf der Achse des Ionenstrahls befindet, in den Bereich zwischen die Extraktionselektroden fokussiert gilt für die Neutralisation der Raumladung wieder Gleichung 2.30. Allerdings anders als im weiter oben beschriebenen Fall, wenn sich ein Ionen und Elektronenstrahl durchdringen, ändern sich hier die Geschwindigkeiten von Ionen und Elektronen in der Beschleunigungsstrecke (Abbildung 2.10).

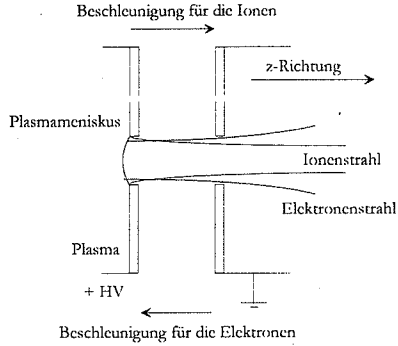


Abbildung 2.10: Raumladungsneutralisation in der Ionenbeschleunigungsstrecke; aufgrund des angelegten Potentials ändert sich die Geschwindigkeit der Teilchen zwischen den Elektroden

Das Verhältnis zwischen den sich kompensierenden Stromdichten an jedem Punkt  $z$  zwischen den Elektroden mit Abstand  $d$  errechnet sich wie folgt:

$$\frac{j_e}{j_i}(z) = \sqrt{\frac{1}{Z} \cdot \frac{A \cdot m_i}{m_e} \cdot \frac{U_{e0} + \frac{V_0}{d} \cdot (d - z)}{U_{i0} + \frac{V_0}{d} \cdot z}} \quad (2.35)$$

Hier bezeichnen  $U_{e0}$  und  $U_{i0}$  die Anfangsenergien der Elektronen bzw. Ionen und  $V_0$  die Beschleunigungsspannung zwischen den Elektroden.

Aufgrund dieser Gleichung erniedrigt sich auf dem Weg von der Anode zur Kathode das Verhältnis von  $j_e$  zu  $j_i$ . Das bedeutet, daß nahe der Plasmagrenze bei konstanter Elektronenstromdichte eine geringere Ionenstromdichte raumladungsneutralisiert werden kann als an der Kathode. Vor allem zwei Effekte sind bei dieser Betrachtung allerdings nicht berücksichtigt worden. Zum einen die Tatsache, daß der Elektronenstrahl bei der Beschleunigung aufgrund der Verteilung der elektrischen Feldlinien und der Abnahme der rms Emittanz "fokussiert" wird und zum anderen, daß der Elektronenstrahl wegen seiner Raumladung die Potentialverhältnisse nahe des Plasmamneniskus verändert.

Gültig ist aber auch hier Gleichung 2.30. Je nach Raumladungsdichte des injizierten Elektronenstrahls kann der entsprechende Ionenstrom aus der Quelle unter raumladungsfreien Bedingungen extrahiert werden.

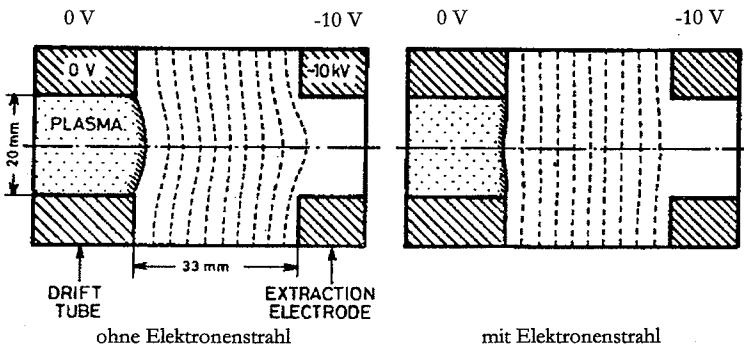
Bei der klassischen Extraktion von Ionen aus einem Plasma sind die Ionendichten am Plasmamneniskus und im extrahierten Ionenstrahl nahezu gleich. Ideale Extraktionsbedingungen für den Ionenstrahl bedeuten, daß die Plasmagrenzschicht eine leicht konvexe Form annimmt. Dies kann aufgrund der geometrischen Abmessungen des

## 2 Theoretische Grundlagen

Extraktionssystem, der angelegten Spannung und der Ionendichte an der Anode beeinflusst werden. Soll der Ionenstrom aus einer Quelle erhöht werden, so muß das Plasma an der Anode bei sonst gleichen Bedingungen dichter werden. Dies hat zur Folge, daß sich infolge der veränderten Raumladungsbedingungen die Distanz zwischen emittierender Oberfläche und Kathode verringern muß, damit das Child-Langmuir Gesetz erfüllt bleibt. Der so entstandene konvexe Plasmameniskus führt zu einem divergenten Ionenstrahl. Durch eine gezielte Injektion von Elektronen in die Beschleunigungsstrecke der Ionen kann es gelingen, zusätzlich zur Child-Langmuir Dichte einen Ionenstrom, der durch die Neutralitätsbedingung gegeben ist, aus dem Plasma zu extrahieren.

Berechnungen und Experimente von Ishikawa [Ishikawa] haben ergeben, daß eine ungünstige Form des Plasmameniskus, die aufgrund einer zu hohen Plasmadichte an der Anode entstehen kann, durch die Injektion eines Elektronenstrahls, in die Ionenextraktionsstrecke ausgeglichen werden kann.

In Abbildung 2.11 sind zwei Ionenextraktionsstrecken dargestellt. Die Plasmadichte beträgt in beiden Fällen  $3 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ , das Beschleunigungspotential 10 kV. Deutlich ist bei der linken Abbildung ein nach außen gewölbter Meniskus zu erkennen. Wird ein Elektronenstrahl mit  $1 \text{ A/cm}^2$  und einer Strahlenergie von anfänglich 10 keV injiziert, so erhält man eine nahezu plane Ionenemissionsoberfläche (rechts). Mit höheren Stromdichten des Elektronenstrahls kann der Meniskus weiter in Richtung des Plasmas zurückgedrängt werden.



**Abbildung 2.11:** Veränderung der Form des Plasmameniskus nach der Injektion eines Elektronenstrahls in die Ionenextraktion [Ishikawa]



## 2.5 Ionenquellen

### 2.5.1 Plasmaionenquellen

Im folgenden kurzen Überblick sollen einige Ionenquellen vorgestellt werden, die auf dem Prinzip der Plasmaerzeugung und Extraktion von positiv geladenen Ionen aus einem Plasma beruhen. Die grundlegenden Unterschiede der beschriebenen Quellen bestehen in der Art der Plasmaerzeugung und dem Einschluß des Plasmas. Je nach Einsatzbereich der Ionenquelle und den dementsprechenden Anforderungen an den Ionenstrahl werden unterschiedliche Verfahren zur Erzeugung des Plasmas angewendet. Das Spektrum reicht von stromstarken Gasentladungsbögen über Mikrowellen geheizte oder durch Laserstrahlung erzeugte Plasmen. Zur Strahlerzeugung werden die Ionen mit Hilfe eines elektrischen Feldes von den freien Elektronen getrennt und beschleunigt.

Als Beispiele für Ionenquellen, die mit Gasentladungsplasmen arbeiten, seien die Penningquelle [Penning] und das Duoplasmatron [Ardenne] genannt. Zur Erzeugung eines Ionenstrahls mit hoher Stromstärke werden Ionen aus einem Hochstrombogen, der im Vakuum oder im Niederdruckgas brennt, extrahiert. Solche Quellen besitzen oft eine Vielzahl von Extraktionsöffnungen. Je nach Anzahl werden Ionenstromstärken von einigen hundert Milliampere bis einige Kiloampere erreicht. Der maximal erreichbare Ladungszustand liegt mit einfach bis doppelt geladenen Ionen [Brown] relativ niedrig.

Für die Erzeugung hochgeladener Ionen ist die Elektronentemperatur und das Produkt aus Einschlußzeit des Plasmas und Plasmadichte entscheidend. Bei der Elektronenzyklotronresonanzquelle (EZR, engl. ECR) wird das Plasma in einer magnetischen Flasche eingeschlossen und durch Einspeisung von Mikrowellen in der Zyklotronresonanz geheizt [Bliman]. Aus EZR-Ionenquellen, die für die Erzeugung hochgeladener Ionen konzipiert sind, lassen sich maximale Ionenströme im Bereich von einigen mA extrahieren. Der maximale Strom hängt von der verwendeten Ionenspezies ab. Je größer das Atomgewicht ist, desto schlechter wird das Verhältnis zwischen Ordnungszahl und höchstem erreichbarem Ladungszustand, was für alle Ionenquellen gilt. Weltweit werden etwa hundert EZR-Ionenquellen an Beschleunigern oder für plasmaphysikalische Experimente eingesetzt. Eine annähernd ununterbrochen in Betrieb befindliche EZR-Ionenquelle wird zum Beispiel am CERN Hadronen Beschleuniger eingesetzt. Dieser liefert nach einem Spektrometer zur Zeit einen 500  $\mu\text{s}$  langen  $\text{Pb}^{27+}$  Strahl mit einer Stromstärke von 140  $\mu\text{A}$  [Hill].

Eine Ionenquelle, bei der die Einschlußzeit des Plasmas sehr lang ist, ist die EBIS-Ionenquelle (engl.: Electron Beam Ion Source) [Donets1] [Donets2]. Aus diesen Quellen können Ionen mit sehr hohen Ladungszuständen (z.B.  $\text{Xe}^{34+}$  [Donets3]) bei Ionenstromstärken von einige nA [Brown] extrahiert werden. Eine sehr ausführliche Beschreibung vieler verschiedener Ionenquellen findet sich bei [Vályi].

## 2 Theoretische Grundlagen

### *2.5.2 Die Laserionenquelle (LIS)*

Eine weitere Möglichkeit der Plasmaerzeugung besteht darin, einen Festkörper mit intensivem Laserlicht zu bestrahlen. Ist die Leistungsdichte auf der Oberfläche des Festkörpers größer als  $10^8 \text{ W/cm}^2$  entsteht durch die Wechselwirkung zwischen Laserlicht und Festkörper ein dichtes Plasma. Elektronen, die im Festkörper gebunden sind, nehmen aus dem elektromagnetischen Feld des Lichts Energie auf. Ist bei der Kollision von Elektronen mit Atomen bzw. Ionen die Energie der Elektronen höher als die Bindungsenergie eines am Atom bzw. Ion gebundenen Elektrons so wird dieses entfernt. Die Verteilung der Ladungszustände der Ionen im Plasma ist eine Funktion der Elektronentemperatur, der Einschlußzeit des Plasmas und der Rekombinationsrate. Die Elektronentemperatur hängt von der Leistungsdichte des Laserlichts und der Wellenlänge ab. Bei hohen Leistungsdichten und langen Wellenlängen wird das Plasma sehr schnell für das Laserlicht optisch dicht, und es kann kaum noch zur Aufheizung des Plasmas (und der Elektronen) und damit zu einer weiteren Ionisierung beitragen.

Mit einer Laserionenquelle können sehr hohe Ionisationsgrade der Ionen erreicht und große Ionenströme extrahiert werden. Die Geometrie des Ionenextraktionssystems muß auf die Plasmadichte, die den maximal extrahierbaren Strom begrenzt, abgestimmt sein. Als Targetmaterial ist jeder Festkörper denkbar. Auch Experimente, bei denen ein Gasjet mit Laserlicht ionisiert wurde, sind durchgeführt worden [Sharkov]. Günstig bei einer Laserionenquelle ist die hohe Anfangsgeschwindigkeit der Ionen im Plasma. Nach Gleichung 2.16 kann dementsprechend eine höhere Stromdichte aus dem Plasma extrahiert werden.

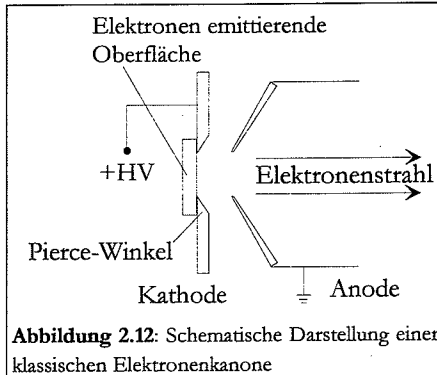
Weltweit sind etwa fünf Laserionenquellen Gegenstand physikalischer Entwicklung. An der Universität Prag wird ein Jodlaser ( $\lambda = 1.315 \text{ nm}$ ) mit 50 Joule Leistung und 350 bis 500 ps Pulslänge verwendet, um ein Plasma auf einem Tantaltarget zu erzeugen. Der höchste erreichbare Ladungszustand liegt bei  $\text{Ta}^{55+}$  [Rohlena], die extrahierbare Ionenstromdichte bei  $12,8 \text{ mA/cm}^2$ . Eine Arbeitsgruppe am CERN verwendet einen  $\text{CO}_2$ -Laser mit 30 Joule Leistung und 50 ns Pulslänge. Im Gegensatz zum Jodlaser ist hier die Wellenlänge etwa 8 mal größer ( $10,6 \mu\text{m}$ ). Der maximal erreichbare Ladungszustand von Tantal beträgt plus 24, der gesamte Ionenstrom ( $\text{Ta}^{6+}$  bis  $\text{Ta}^{24+}$ ) liegt zwischen 50 und 100 mA [Collier].

Erst eine Laserionenquelle wurde an einer Beschleunigeranlage als Teilchenquelle eingesetzt. Diese steht in Dubna und wird vor allem für die Produktion leichter Ionen ( $\text{Si}^{14+}$ ) verwendet [Govo].

## 2.6 Elektronenquellen

### 2.6.1 Elektronenkanonen

Zur Beschleunigung von Elektronen auf nichtrelativistische Energien bedient man sich meistens einer einfachen elektrostatischen Beschleunigung. Die Elektronen durchlaufen ein Potentialgefälle und nehmen dadurch kinetische Energie auf. Eine Gemeinsamkeit aller klassischen Elektronenkanonen ist, daß das Beschleunigungsfeld direkt auf die emittierende Oberfläche wirken muß. Aufgrund der sehr geringen Energie, mit der die Elektronen von der Kathode emittiert werden, bildet sich ein Potentialwall



**Abbildung 2.12:** Schematische Darstellung einer klassischen Elektronenkanone

aus, der von den nachfolgenden Elektronen nur mit Hilfe einer Extraktionsspannung durchdrungen werden kann.

Abbildung 2.12 zeigt eine schematische Ansicht einer klassischen Elektronenkanone. Durch die konkave Form der Kathode (Pierce-Winkel [Pierce]) um den emittierenden Bereich kommt es zu einer Veränderung der Feldverteilung zwischen den Elektroden und damit zu einer fokussierenden Kraft auf die äußeren Elektronen.

### 2.6.2 Ferroelektrische Elektronenemission / Ferroelektrika

Bei einem ferroelektrischen Stoff ist eine spontane elektrische Polarisation  $P$  des Materials auch bei Abwesenheit äußerer elektrischer Felder  $E$  feststellbar. Dieser Zusammenhang wird durch eine Hysteresekurve beschrieben, wie sie in Abbildung 2.13 dargestellt ist. Im allgemeinen ist ein makroskopischer ferroelektrischer Kristall aus einzelnen Domänen aufgebaut. Eine Domäne ist ein abgegrenztes Gebiet, in dem die spontane Polarisation den gleichen Wert und die gleiche Ausrichtung besitzt. Ist kein äußeres elektrisches Feld vorhanden, so sind die Polarisationsvektoren der einzelnen Domänen ungeordnet ausgerichtet. Die Polarisation der einzelnen Domänen wird durch Abschirmladungen kompensiert.

## 2 Theoretische Grundlagen

Wirkt ein äußeres elektrisches Feld auf den Kristall, so werden zuerst die Abschirmladungen entfernt. Dadurch kann das angelegte Feld auf die Polarisation wirken und es kommt zu einer Verschiebung von Untergittern und dadurch zu einer Änderung der durchschnittlichen Polarisation  $\Delta P$  im Material. Während dieses "Schaltvorganges" erfolgt eine Bewegung auf der Hysteresekurve (z.B. von Punkt 1 nach Punkt 2 in Abbildung 2.13). Entscheidend ist hierbei die Größe der Änderung der Polarisation, denn sie ist äquivalent zu einer Änderung der Oberflächenladung. Fällt die Änderung stark genug aus, so werden Elektronen von der negativen Oberfläche des ferroelektrischen Kristalls mit einer Anfangsenergie, die mehrere keV betragen kann, emittiert.

Es handelt sich hierbei um eine feldinduzierte Emission, die durch eine Änderung der spontanen Polarisation in ferroelektrischen Keramiken hervorgerufen wird.

Miller und Savage [R.Miller] beschrieben 1960 zuerst diese Art der Elektronenemission. Bräunlich 1974 [Rosenblum] und Rosenman et al. 1984 [Rosenman] machten Experimente zur Elektronenemission nach spontaner Polarisationsänderung in ferroelektrischen Keramiken. Die beobachteten Stromdichten lagen zum Teil im Bereich von  $10^{-9}$  A/cm<sup>2</sup>. Die Idee hohe elektrische Felder, hohe Ladungsdichten und Elektronenemission mit ferroelektrischen Keramiken [Handerek 93] als Elektronenquellen heranzuziehen wurde 1987 am CERN von H. Gundel, H. Riege und K. Zioutas aufgegriffen. Sie konnten eine "starke" Elektronenemission mit Stromdichten von bis zu 100 A/cm<sup>2</sup> nachweisen z.B. [Gundel 89A, Gundel 89B, Gundel 91, Handerek 92].

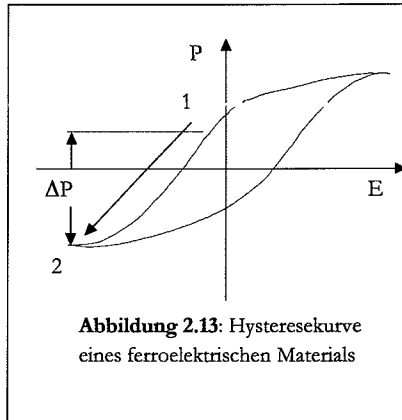


Abbildung 2.13: Hysteresekurve eines ferroelektrischen Materials

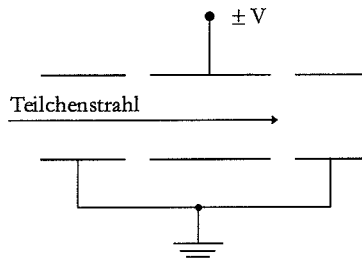
### 2.6.3 Ferroelektrische Kathoden als Elektronenquellen in einer Elektronenkanone

Werden ferroelektrische Kathoden als Elektronenemitter verwendet, so können, anders als bei klassisch aufgebauten Elektronenkanonen, Elektronenkathode und Beschleunigungsstrecke voneinander getrennt werden. Dabei wird der Effekt ausgenutzt, daß die Elektronen die ferroelektrische Oberfläche mit Anfangsenergien bis zu einigen Kiloelektronenvolt ohne das Anlegen einer Extraktionsspannung verlassen. Da kein Beschleunigungsfeld notwendig ist, um die Elektronen von der Oberfläche abzuführen, können die ferroelektrischen Kathoden selbst als Elektronenquellen angesehen werden. Aufgrund der relativ hohen Anfangsenergien der Elektronen kann sich, anders als bei klassischen Kathoden, kein Potentialwall ausbilden an dem die Elektronen

reflektiert werden. Man erhält so bereits ohne Beschleunigungsspannung einen von der Oberfläche gerichteten Elektronenstrahl. Diese völlig neuartige Technik wurde während dieser Arbeit erstmals angewendet.

### 2.6.4 Die Einzellinse

Zur Fokussierung oder Defokussierung von Teilchenstrahlen mit geringer Energie werden elektrostatische Linsen verwendet. In der Ionenoptik gelten ähnliche Gesetzmäßigkeiten wie bei der Optik mit Lichtstrahlen. Ein Beispiel für eine elektrostatische Sammellinse ist die sogenannte Unipolar- oder Einzellinse. Sie besteht aus drei Rohrstücken, bei denen die beiden äußeren gleiches Potential besitzen (siehe Abbildung 2.14). Da jeder Übergang zwischen den Rohrstücken eine positive Brennweite hat, ist die Einzellinse, egal ob positives oder negatives Potential am mittleren Rohrstück anliegt, immer eine Sammellinse [Kareh]. Je nach Energie des Strahls wird die Linse als Beschleunigungslinse oder Verzögerungslinse betrieben. Bei geringer Strahlenergie kann die Spannung an der mittleren Elektrode bis zum 10-fachen der Strahlenergie am Eingang der Linse betragen. Wird ein negatives Potential verwendet, so muß es so groß sein, daß in der Verzögerungslinse der Strahl fast vollständig abgebremst wird (2 - 10% der Anfangsenergie). In der Elektronenkanone, die während dieser Arbeit aufgebaut wurde, kommt eine Einzellinse, die als Verzögerungslinse betrieben wird, zur Fokussierung des Elektronenstrahls zum Einsatz.

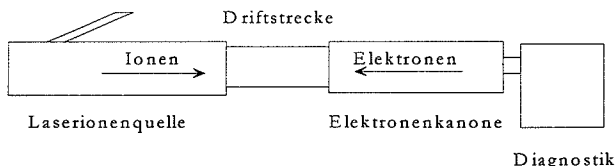


**Abbildung 2.14:** Schematische Darstellung einer Einzellinse.

### 3 Experimenteller Aufbau

## 3 Experimenteller Aufbau

Der experimentelle Aufbau zur Raumladungsneutralisation setzt sich aus drei Komponenten, der Laserionenquelle, der Elektronenkanone und der Diagnostik zusammen. Abbildung 3.1 zeigt einen schematischen Überblick des experimentellen Aufbaus.



**Abbildung 3.1:** Schematischer Überblick über den experimentellen Aufbau

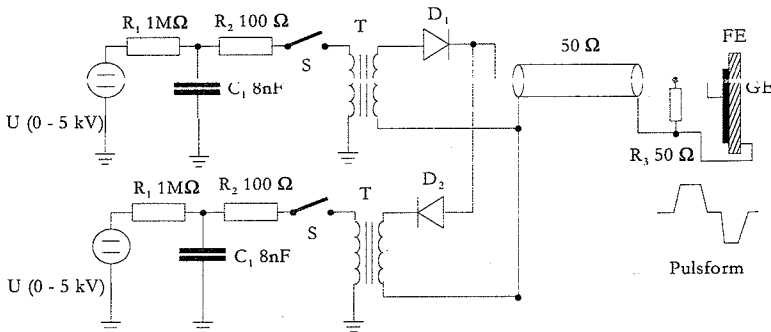
Zwischen Laserionenquelle und Elektronenkanone kann eine Driftstrecke mit variabler Länge eingesetzt werden.

### 3.1 Die Elektronenkanone

Die Elektronenkanone besteht aus drei Teilen: der Elektronenquelle, einer Fokussiereinheit für die Elektronen und einer Beschleunigungsstrecke.

Als Elektronenemitter werden ferroelektrische Keramiken verwendet (siehe Kapitel 4.1). Dies sind Scheiben mit 16 mm Durchmesser und einer Dicke zwischen 0,3 und 1 mm auf denen Metallelektroden aufgebracht sind. Durch ein zentrales Loch mit einem Durchmesser von 3 mm kann sich der Ionenstrahl bewegen. Zur elektrischen Kontaktierung drückt auf die Oberseite der Kathode ein Fingerkontaktsystem mit 24 Metallzungen aus VA Stahl. Damit wird eine gleichmäßige Kontaktierung und ein homogener Anpreßdruck an den Kontakt der Rückelektrode gewährleistet. Dieser wird mit einem Messingrohr hergestellt, dessen Außendurchmesser etwas kleiner ist als der der Rückelektrode.

Der Schaltkreis zur Erzeugung der Hochspannungspulse, die zur Anregung der Elektronenemission dienen, ist in Abbildung 3.2 gezeichnet. Da zwei aufeinanderfolgende Pulse entgegengesetzter Polarität erzeugt werden sollen, besteht er aus zwei Generatoren. Jeder Generator setzt sich aus einem Kondensator  $C_1$  mit einer Kapazität von 5 nF, einem Schalter  $S$  und einem 1:1 Pulstransformator  $T$  zusammen. Die Kondensatoren werden je nach eingesetztem Schaltertyp mit einem Hochspannungsnetzgerät über einen Ladewiderstand  $R_1$  auf positive oder negative Spannung geladen. Mit Hilfe des Schalters wird der Kondensator über den Pulstransformator in die ferroelektrische Probe entladen.

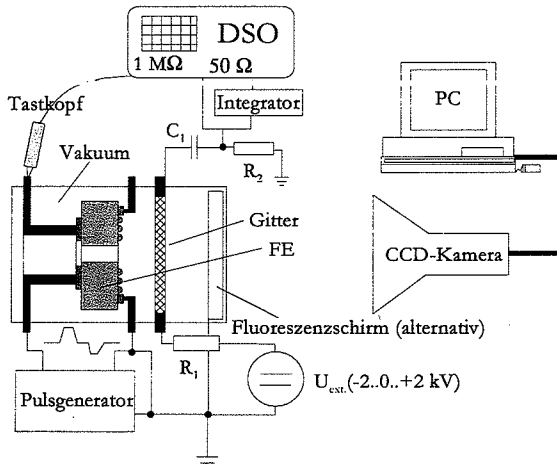


**Abbildung 3.2:** Schaltkreis der zwei Pulsgeneratoren

Je nach Anforderung an die Anstiegszeit des Pulses werden für den Schalter S je zwei Halbleiterschalter vom Typ HTS51 (Behlke Elektronik GmbH, Frankfurt/M.) verwendet. Der maximale Strom pro Schalter beträgt 50 A. Werden pro Generator zwei Schalter eingesetzt, so ist bei einer Probenkapazität von 300 pF die Anstiegszeit 12 ns (10 - 90%). Der Strom durch den Schalter wird durch den Widerstand  $R_2$  begrenzt. Die Dioden  $D_1$  und  $D_2$  schützen die Halbleiterschalter vor Rückströmen. Um einen annähernd rechteckigen Hochspannungspuls zu erhalten, wird zur Anpassung ein Widerstand  $R_3$  parallel zu der ferroelektrischen Kathode geschaltet, der auch die Kathodenkapazität entlädt. Die Pulsform des Spannungspulses zum Beispiel in Abbildung 4.7 dargestellt.

Abbildung 3.3 zeigt den Aufbau einer Meßkammer, mit der die Größe des emittierten Elektronenstroms und die emittierte Ladungsmenge gemessen werden können. In Kapitel 4.1 wird dieser als „Aufbau 1“ bezeichnet. Ein in einem Zentimeter über der Gitterseite der ferroelektrischen Kathode angebrachtes feinmaschiges Drahtgitter (Maschenweite: 0,2 mm) dient zur Aufnahme der emittierten Elektronen. An diesem Gitter können über einen Widerstand  $R_1$  von 100 kΩ Spannungen zwischen -2 und +2 kV angelegt werden. Mit Hilfe der negativen Spannung kann so eine Aussage über die Energie der Elektronen getroffen werden. Durch eine positive Spannung werden zusätzlich die in einem Plasma vorhandenen Elektronen angezogen (Extraktionsspannung). Die Geschwindigkeit der Elektronen und damit der gemessene Strom wird von diesem Potential beeinflusst. Zur Entkopplung des Meßsignals ist ein Kondensator  $C_1$  von 2,2 nF zwischen dem Meßwiderstand  $R_2$  (10 Ω) und dem Gitter geschaltet. Mit Hilfe eines digitalen Speicheroszilloskops (LeCroy 9374) mit einer Bandbreite von 1 GHz kann die über dem Meßwiderstand abfallende Spannung gemessen werden. Zur Messung der Ladung wird ein Integrator mit einer Kapazität von 100 nF und einer Zeitkonstanten von 5 μs verwendet. Die gepulste Hochspannung wird mit einem Hochspannungstastkopf (Tektronix P 6015) gemessen.

### 3 Experimenteller Aufbau



**Abbildung 3.3:** Experimenteller Aufbau zur Messung der Elektronenemission (Aufbau 1)

Zur Beobachtung von Leuchterscheinungen bei der Elektronenemission auf der Oberfläche der ferroelektrischen Kathode wird eine CCD Kamera mit Bildverstärker verwendet. Die Steuerung der Kamera erfolgt durch einen Personal Computer. Die Belichtungszeit kann zwischen 40 und 1000 ns und die Empfindlichkeit des Bildverstärkers in willkürlichen Stufen variiert werden. Um nicht nur reine Plasmaleuchterscheinungen, sondern auch die emittierten Elektronen beobachten zu können, wird bei manchen Messungen nach dem Gitter alternativ zu einer Glasscheibe ein Fluoreszenzschirm eingesetzt. Dieser ist eine mit ITO (engl.: Indium-Tin-Oxide, Indium-Zinn-Oxyd) metallisierten Glasscheibe, auf der ein Szintillator (P47) aufgebracht ist, dessen Abklingzeit etwa 100 ns beträgt.

Abbildung 3.4 zeigt den Gesamtaufbau einer separaten Elektronenkanone. Diese ist eines der wichtigsten Elemente des gesamten experimentellen Aufbaus. Damit werden die Strahlparameter (Stromdichte, Strahldurchmesser) des Elektronenstrahls bestimmt. Zur besseren Übersicht sind der Schaltkreis und das Kontaktsystem vereinfacht dargestellt. Am unteren Ende ist die ferroelektrische Kathode zu erkennen, die mit einer zentralen Bohrung von 3 mm Durchmesser versehen ist. In einem Abstand von 10 mm zur Kathodenvorderseite befindet sich in Strahlrichtung eine Blende, die zur elektrostatischen Abschirmung der Kathode dient. Dadurch wird eine von äußeren Feldern nahezu unabhängige Elektronenemission erreicht. Diese Blende dient außerdem als erste, geerdete Elektrode einer Einzellinse. An den anschließenden Fokussierzylinder können Spannungen bis -5 kV angelegt werden. Die nächste, geerdete Blende dient zum Abschluß der Linse. Darauf folgt die Anode der Beschleunigungsstrecke. Sie weist eine Bohrung von 10 mm Durchmesser auf, welche sich nach oben konisch un-



### 3 Experimenteller Aufbau

ter einem Winkel von ca. 60 Grad öffnet. In kurzem Abstand (5 mm) befindet sich die Kathode mit einer Bohrung von 10 mm. Die maximale Beschleunigungsspannung beträgt 5 kV. Um eine Aussage über die Dimensionen des Elektronenstrahls in den Off-Line Experimenten machen zu können, kann die Elektronenkanone mit dem weiter oben beschriebenen Fluoreszenzschirm abgeschlossen werden. Dieser wird zur Aufzeichnung der Bilder mit der CCD-Kamera beobachtet. Um den Strom des beschleunigten Elektronenstrahls zu bestimmen, wird ein Meßkreis bestehend aus Kondensator und Widerstand wie in Abbildung 3.3 dargestellt an den Hochspannungsteil des Experiments angeschlossen.

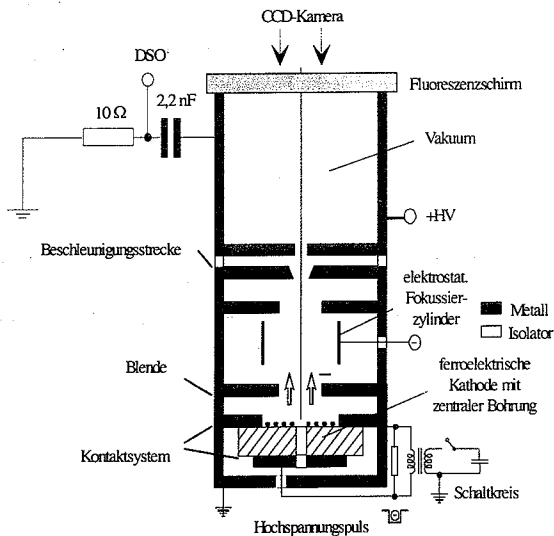


Abbildung 3.4: Gesamtansicht der separaten Elektronenkanone

Dieser Aufbau wurde leicht verändert in das Strahlrohr nach der Laserionenquelle eingebaut.

### 3 Experimenteller Aufbau

#### 3.2 Die Laserionenquelle

Als Ionenquelle wird eine Laserionenquelle (LIS) verwendet. Durch Änderung der Laserleistung auf dem Target läßt sich leicht die Dichte des Plasmas und somit der Strom des extrahierten Ionenstrahls variieren. Die Länge des Ionenpulses ist von der Entfernung zwischen Target und Extraktionsstrecke abhängig. Aufgrund der unterschiedlichen Energie der Plasmaionen, breiten sich diese unterschiedlich schnell aus und es kommt so bei einer Verlängerung des Abstandes zu einer Verlängerung des Ionenpulses.

Als Laser wird ein Nd:YAG Laser vom Typ Spectron SL 400/800 bei einer Wellenlänge von 1064 nm mit einer Pulslänge von 4 ns (FWHM<sup>1</sup>) bei der maximalen Energie von 0,8 J verwendet.

Das Laserlicht wird durch eine Linse mit Durchmesser  $d$  und Brennweite  $f$  auf das Target fokussiert. Der kleinste theoretische Fokusbereich  $b$  bei der Wellenlänge  $\lambda$  errechnet sich zu:

$$b = 2,44\lambda \frac{f}{d} \quad [\text{Bergmann}] \quad (3.1)$$

Für eine Linse mit einer Brennweite von 250 mm und 20 mm Durchmesser und mit einer Wellenlänge von 1064 nm ergibt sich mit dieser Formel ein minimaler Fokusbereich von 32  $\mu\text{m}$ . Die theoretisch maximale Leistungsdichte im Fokuspunkt beträgt für einen 4 ns langen 0,8 Joule starken Laserpuls  $9 \cdot 10^{12} \text{ W/cm}^2$ .

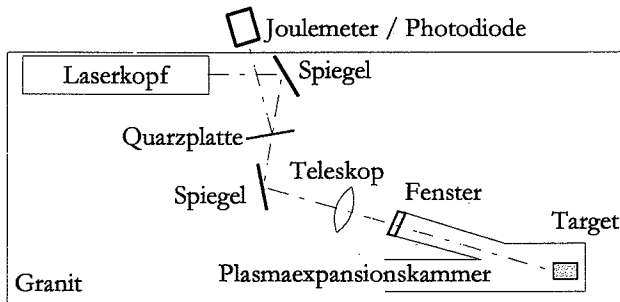


Abbildung 3.5: Optischer Weg

Der Lichtweg ist in Abbildung 3.5 skizziert. Der Laserkopf und das gesamte Experiment sind auf einer etwa 2 mal 1 Meter großen Granitplatte montiert. Das Licht wird über zwei dielektrische Spiegel und einem in Strahlrichtung verschiebbaren Teleskop auf das Target fokussiert. Mit Hilfe einer Quarzplatte kann unter Ausnutzung der Fresnelreflexion ein Teil des Lichts entweder auf eine schnelle Photodiode (Typ ITC TF 1850) oder ein pyroelektrisches Joulemeter (Molelectron J3) gelenkt werden. Die

<sup>1</sup> FWHM: Full Width at Half Maximum, Volle Halbwertsbreite

### 3 Experimenteller Aufbau

gesamte Länge des Lichtweges vom Laserkopf zum Target beträgt 150 cm, eine ausreichende Länge um Rückkopplungen von Licht, das am Targetplasma reflektiert wird, in den Resonator zu verhindern. Damit wird gewährleistet, daß sich kein zweiter Resonator mit dem Targetplasma als Spiegel aufbaut.

In Abbildung 3.6 ist der Aufbau der Laserionenquelle dargestellt. Den gesamten Aufbau des Experiments zeigt Abbildung 3.13. Das Experiment ist auf der Basis von Messing- und Plexiglasrohren unterschiedlicher Länge mit 50 mm Innen- und 60 mm Außendurchmesser aufgebaut. Zur vakuumdichten Verbindung der Rohre dienen Messingblenden mit Bohrungen zwischen 5 mm und 40 mm. Dadurch ist es möglich schnell Veränderungen am experimentellen Aufbau durch Hinzufügen oder Entfernen von Blenden oder Rohrstücken durchzuführen.

Der Laserstrahl wird unter einem Winkel von 18 Grad zwischen Laserlicht und Ausbreitungsrichtung des Ionenstrahls auf das Target fokussiert. Der Durchgang in das Vakuum erfolgt durch ein zurückgesetztes Fenster, wodurch eine Bedampfung des Fensters mit Targetmaterial weitgehend verhindert werden kann. Zur einfachen Kontrolle des Targets ist dieses auf einer Schraube befestigt. Es kann, ohne die Anlage zu demontieren, herausgenommen werden. Als Targetmaterial wird Aluminium verwendet. Mit einer Ordnungszahl von 13 und einer Massenzahl von 27 ist es für die Experimente gut geeignet. Bei Elementen mit höherer Ordnungszahl würde eine größere Anzahl von verschiedenen Ladungszuständen vorliegen, die in dem vorliegenden Experiment aufgrund der kurzen Laufstrecke der Ionen nur schwer getrennt werden könnten.

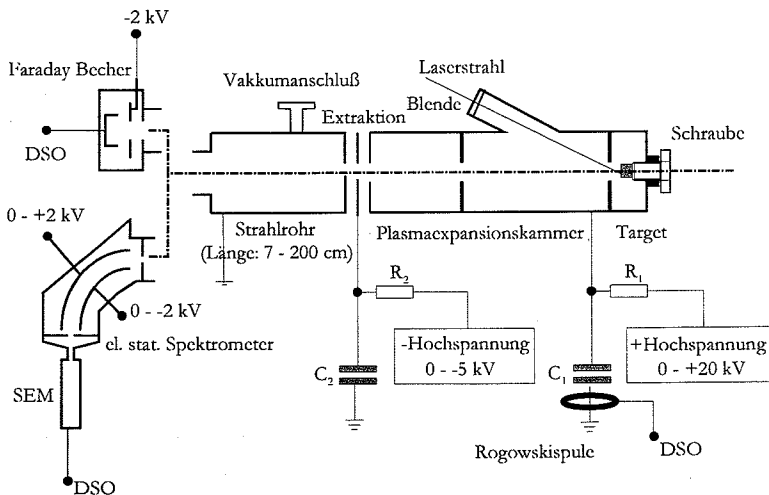


Abbildung 3.6: Aufbau der Laserionenquelle

### 3 Experimenteller Aufbau

Die Dichte des sich in der Expansionskammer ausbreitenden Plasmas ist, außer durch Änderung der Laserenergie auch durch Blenden im Plasmagefäß und Variation der Kammerlänge, in gewissen Grenzen steuerbar. An die gesamte Kammer kann Hochspannung bis 20 kV angelegt werden. Als Ionenextraktionssystem wird ein weiter unten beschriebenes Accel-Decel System verwendet. Auf die geometrischen Details wird im Anschluß genauer eingegangen.

An die Accel Elektrode können bis zu -5 kV mit einem Hochspannungsnetzteil angelegt werden. Die Plasmaexpansionskammer und die Zugelektrode sind über Kondensatoren von  $C_1 = 220 \text{ nF}$  bzw.,  $C_2 = 1 \text{ }\mu\text{F}$  mit Masse verbunden. Widerstände mit  $1 \text{ M}\Omega$  ( $R_1$  und  $R_2$ ) begrenzen den Strom zum Laden der Kondensatoren. Mit einer Rogowskispule am Erdungskabel von  $C_1$  kann der gesamte Strom, der von der Plasmaexpansionskammer fließt, gemessen werden.

Der Anschluß der Vakuumpumpen befindet sich kurz hinter der Austrittselektrode. Einen kompletten Überblick über das Vakuumsystem zeigt Abbildung 3.14.

Der erzeugte Ionenstrahl breitet sich in einem Strahlrohr mit 5 cm Innendurchmesser aus. Durch den modularen Aufbau des Experiments kann der Abstand zwischen der Extraktion und der Strahldiagnostik (siehe nächstes Kapitel) im Bereich von 7 cm bis 200 cm variiert werden.

Alternativ kann ein Faradaybecher oder ein elektrostatisches Spektrometer angeschlossen werden.

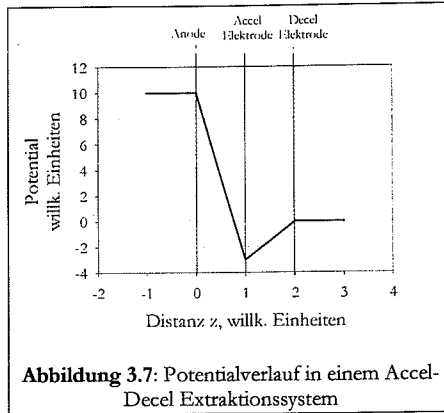
#### *Das Accel-Decel Extraktionssystem*

Ein Nachteil eines Extraktionssystems mit zwei Elektroden ist, daß sogenannte Kompensationselektronen zur Anode beschleunigt werden können. Diese entstehen durch Stöße der Strahlionen mit dem Restgas schon zwischen den Extraktionselektroden und vor allem nach der Ziehelektrode. Bei stromstarken Strahlen sind sie notwendig, um die Raumladung des Strahls nach der Extraktion wenigstens zum Teil zu kompensieren.

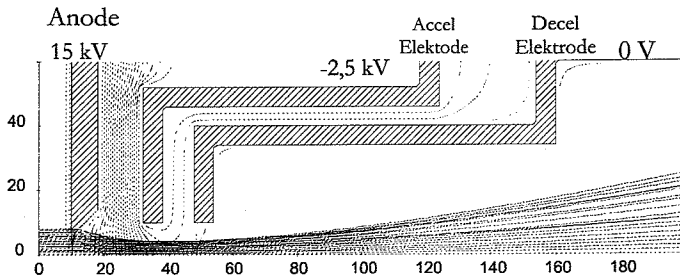
Bei Hochstromquellen kann der Rückelektrodenstrom so groß werden, daß die Quelle zerstört wird. Ein Rückfluß der Elektronen kann verhindert werden, indem man zwischen den beiden Extraktionselektroden eine weitere Elektrode mit negativem Potential einführt. Ein solches System bezeichnet man als Triode oder Accel-Decel-Extraktionssystem. Es weist den in Abbildung 3.7 gezeigten Potentialverlauf auf. Die auf positiver Hochspannung liegende Elektrode befindet sich bei  $z = 0$ , die negative Elektrode (Zug- oder Accel-Elektrode) bei  $z = 1$  und schließlich die geerdete bei  $z = 2$  (Decel-Elektrode). Die aus der Quelle kommenden Ionen durchlaufen zuerst eine höhere Potentialdifferenz, um dann zwischen der zweiten und dritten Elektrode auf die endgültige Energie abgebremst zu werden. Das Potential auf der Zugelektrode muß genügend groß gewählt werden, um die Elektronen abzubremesen. Die im Experiment verwendeten Spannungen liegen zwischen -1 und -5 kV

### 3 Experimenteller Aufbau

Abbildung 3.8 zeigt ein Accel-Decel Extraktionssystem mit berechneten Äquipotentiallinien und Strahltrajektorien [Becker]. Links werden die Ionen aus der Plasmarandschicht extrahiert. Dieser Meniskus beeinflusst die elektrooptischen Eigenschaften des Extraktionssystems (siehe Abschnitt 2.2). Der Strahl wird zwischen den ersten beiden Elektroden defokussiert um dann beim Abbremsen wieder fokussiert zu werden. Die Potentialdifferenzen und der Ionenstrom und damit auch die Raumladungskräfte müssen so aufeinander abgestimmt werden, daß sich die Fokussierung und Defokussierung gerade aufheben, um so einen Parallelstrahl bis leicht konvergenten Strahl zu erhalten. Das gezeigte Beispiel ist für einen Strahl aus fünffach geladenen Aluminiumionen und 15 mA Strahlstrom berechnet [Langbein96]. Die positive Extraktionsspannung beträgt 15 kV, die negative Spannung -2,5 kV. Der Durchmesser der Elektrode an dem Plasmagefäß beträgt 10 mm, die der anderen Elektroden 12 mm. Deutlich ist ein Aufweiten des Strahls nach der Extraktion zu erkennen, das durch die Raumladung bedingt ist.



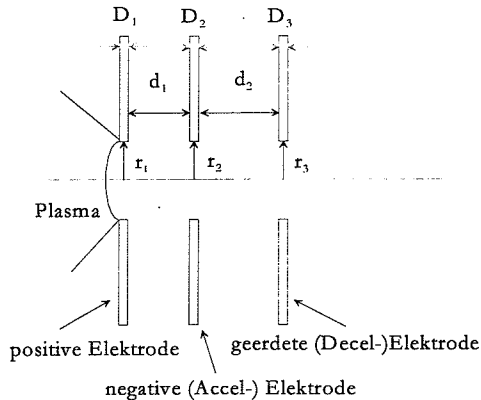
**Abbildung 3.7:** Potentialverlauf in einem Accel-Decel Extraktionssystem



**Abbildung 3.8:** Accel-Decel Extraktionssystem mit berechneten Äquipotentiallinien und Strahltrajektorien, bei +15 kV, -2,5 kV und 15 mA  $\text{Al}^{5+}$

In der verwendeten LIS wird ein Accel-Decel Elektrodenystem nach [Coupland] verwendet. Es besteht aus drei Elektroden, die wie in Abbildung 3.9 gezeigt, angeordnet sind. Für die Abmessungen des Extraktionssystems werden in der Literatur [Holmes, Coupland] folgende Werte, mit denen die ionenoptischen Eigenschaften des Systems am günstigsten sind, angegeben:

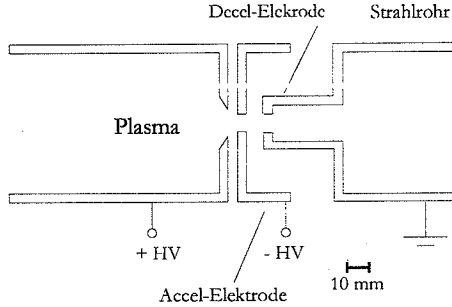
### 3 Experimenteller Aufbau



**Abbildung 3.9:** Abmessungen des Accel-Decel Extraktionssystems (Erklärung der Symbole siehe Text)

- $r_1/d_1 > 0,5$
- $r_2/r_1 > 0,75$
- $D_1 \approx 0,5r_1$
- Die negative Elektrode soll möglichst dünn sein.
- Der Radius  $r_3$  hat keinen großen Einfluß auf die ionenoptischen Eigenschaften des Systems.
- Der Abstand  $d_2$  soll so klein wie möglich gewählt werden.

In Abbildung 3.10 ist das verwendete Extraktionssystem annähernd maßstabgerecht gezeichnet. Das Quellenplasma befindet sich auf der linken Seite. Um zu erreichen, daß sich der Plasmameniskus an einer definierten Stelle ausbildet, ist die Bohrung der positiven Elektrode konisch. Dadurch kommt es zu einer Kante, wodurch ein eindeutiger Übergang zwischen dem Metall und der Äquipotentiallinie, die den Plasmameniskus markiert, gegeben ist. Der Radius  $r_1$  beträgt 5 mm,  $r_2$  und  $r_3$  4 mm und die Dicke der Elektroden 2 mm. In 8 mm Abstand ( $d_1$ ) zur Anode befindet sich die auf negativem Potential gehaltene "Accel" Elektrode. Die anschließende geerdete Apertur folgt in 2 mm Abstand ( $d_2$ ). Aufgrund der Konstruktion bewegt sich der Ionenstrahl auf einer Strecke von 41 mm in einem Strahlrohr mit 20 mm Durchmesser; danach beträgt der Durchmesser 50 mm.



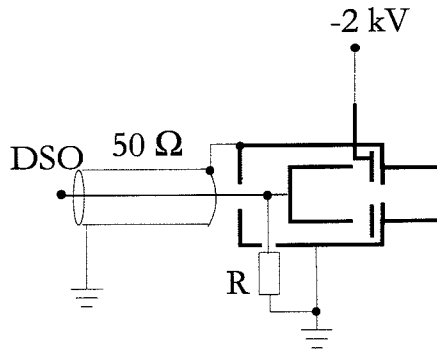
**Abbildung 3.10:** Verwendetes Extraktion System; annähernd maßstabgerecht

### 3.3 Diagnostik

Zur Messung des Gesamtstroms wird ein Faradaybecher verwendet. Die einzelnen Ladungszustände werden mit einem elektrostatischen Spektrometer getrennt. Zum Nachweis der geringen Ionenströme hinter dem Spektrometer dient ein Sekundärelektronenvervielfacher.

#### Der Faradaybecher

Abbildung 3.11 zeigt den Aufbau des Faradaybeckers. An der hinteren Elektrode, dem Kollektor, wird der Ionenstrom über einen  $10\ \Omega$  Widerstand (R) an Masse abgeleitet. Ein  $50\ \Omega$  Kabel überträgt die anliegende Spannung zu einem Oszilloskop (DSO). Durch die mit einer 20 mm Bohrung versehenen mittleren Elektrode werden die Elektronen, die vom Strahl auf dem Kollektor ausgelöst werden, am Verlassen des Beckers gehindert. Eine Spannung bis  $-2\ \text{kV}$  kann an diese Elektrode angelegt werden. Die erste Blende mit 9 mm Radius schirmt die Mittlere gegen den Ionenstrahl ab.



**Abbildung 3.11:** Schematischer Aufbau des Faradaybeckers,  $R = 10\ \Omega$

### 3 Experimenteller Aufbau

#### Das elektrostatische Spektrometer

Die Trennung der Ladungszustände erfolgt in einem elektrostatischen Spektrometer mit 90 Grad Ablenkwinkel (Abbildung 3.12). Das Spektrometer wurde am Institut für Physik, Akademie der Wissenschaften der Tschechischen Republik, Prag gebaut. Es besteht aus zwei, sich in einem Abstand von 10 mm gegenüberstehenden, gebogenen Kondensatorplatten. Entsprechend der angelegten Spannung können Ionen mit der gleichen Energie pro Ladungszustand das Spektrometer durchqueren.

Nach dem Spektrometer werden die Ionen in einem Sekundärelektronenvervielfacher (SEM) mit 12 Dynoden aus Berylliumoxid nachgewiesen. Die angelegte Spannung  $U_S$  an den Spektrometerplatten und die Energie der Ionen, die bei dieser Spannung das Spektrometer durchqueren können, verhalten sich folgendermaßen:

$$\frac{E_i}{Z} = \delta e U_S \quad (3.2)$$

Hier bezeichnet  $E_i/Z$  die Energie eines Ions pro Ladungszustand  $Z$ . Mit  $\delta$  ist ein geometrischer Faktor eingeführt worden.

Er ist definiert als:

$$\delta = \frac{1}{4} \frac{(R_1 + R_2)}{(R_2 - R_1)} \quad (3.3)$$

Je nach Ladung eines Ions ist die Ankunftszeit am SEM verschieden:

$$t = L \left( \frac{m_i}{Z} \frac{1}{2\delta e U_S} \right)^{1/2} \quad (3.4)$$

Dabei bezeichnet  $L$ : Länge der gesamten Flugstrecke der Ionen,  $m_i$ : Ionenmasse,  $Z$ : Ladungszustand,  $\delta$ : geometrische Konstante,  $e$ : Elementarladung,  $U_S$ : Spannung an den Spektrometerplatten.

Werden die Konstanten durch die kinetische Energie  $E$  der Ionen ersetzt, so ergibt sich für die Ankunftszeit:

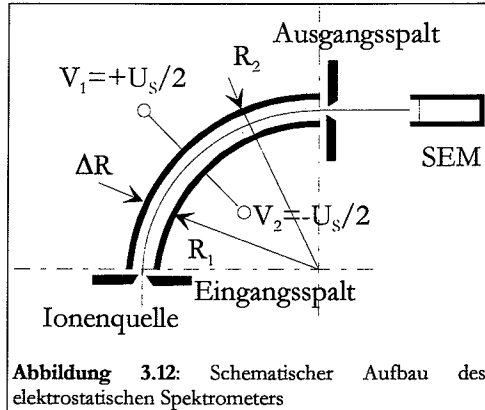


Abbildung 3.12: Schematischer Aufbau des elektrostatischen Spektrometers



$$t = L \left( \frac{m}{2E} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3.5)$$

oder, ausgedrückt mit der Beschleunigungsspannung  $U$  für die Ionen:

$$t = L \left( \frac{1}{2} \frac{m_i}{Z \cdot e \cdot U} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3.6)$$

Somit lassen sich anhand der gemessenen Flugzeiten der Ionen die einzelnen Ladungszustände und die Ionenspezies identifizieren.

Der SEM sollte kalibriert werden, indem am Ende des Spektrometers der Faradaybecher verwendet wird, um die Ionenströme zu messen. Dies ist wegen der sehr kleinen Signale nur in einem kleinen Bereich des Spektrums möglich, aber ausreichend, um genügend Werte für eine Kalibrierung zu erhalten. Nach dem Abschluß der experimentellen Arbeiten stellte sich heraus, daß der Verstärkungsfaktor des SEM entscheidend von dem Ort abhängt, an dem der Teilchenstrahl die erste Dynode trifft und um mehr als eine Größenordnung variieren kann [Langbein97]. Vor allem bei niedrigen Ladungszuständen sind Verstärkungsfaktor und Ladungszustand nicht linear miteinander verknüpft. Aus diesen Gründen ist es deshalb nicht möglich, die gewonnenen Spektren in absolute Stromwerte umzurechnen.

In der folgenden Tabelle 3.1 sind die wichtigsten Parameter des elektrostatischen Spektrometers zusammengefaßt.

Ablenkwinkel	90°
Radius der inneren Ablenkplatte $R_1$	102,5 mm
Radius der äußeren Ablenkplatte $R_2$	97,5 mm
Abstand zwischen den Ablenkplatten $\Delta R$	5 mm
geometrische Konstante $\delta$	10
maximale Ablenkspannung an den Platten $U_s/2$	$\pm 12$ kV
maximales Verhältnis $E/Z$	240 keV
Eintrittsspalt (variabel)	0 - 5 mm $\pm 10$ $\mu$ m
Austrittsspalt (fest)	1 mm
Detektor	fensterloser Sekundärelektronenvervielfacher

**Tabelle 3.1:** Die Parameter des elektrostatischen Spektrometers

### 3 Experimenteller Aufbau

#### 3.4 Kombination von Elektronenkanone und LIS

Abbildung 3.13 zeigt das Layout des gesamten experimentellen Aufbaus. Sie zeigt die in Abbildung 3.6 beschriebene LIS kombiniert mit der in Abbildung 3.4 dargestellten Elektronenkanone. Diese ist so installiert, daß sich Ionen- und Elektronenstrahl antiparallel und auf der gleichen Achse zueinander bewegen. Im Unterschied zu der Off-Line Elektronenkanone (Abbildung 3.4) liegt die ferroelektrische Kathode auf negativer Hochspannung. Der Anregungspuls wird über Transformatoren eingekoppelt (siehe Abbildung 3.2). Durch das Einbringen von verschiedenen langen Strahlrohrstücken ist der Abstand zwischen Ionenextraktionsstrecke und Elektronenkanone einfach zu verändern. Die Verbindungen zwischen den Strahlrohrstücken werden mit Blenden aus Messing oder VA Stahl hergestellt, die jeweils eine Mittelbohrung mit unterschiedlichem Durchmesser besitzen. Zur Diagnostizierung des Ionenstrahls können entweder der Faradaybecher oder das elektrostatische Spektrometer am Ende des Strahlrohrs installiert werden. Alle Spannungssignale werden mit einem digitalen Speicheroszilloskop aufgezeichnet. Die Diagnose des Elektronenstrahls kann während der Experimente mit Raumladungsneutralisation nur indirekt über die Pulsspannung an der ferroelektrischen Kathode erfolgen. Spannungszusammenbrüche deuten dabei auf Unregelmäßigkeiten hin. Allerdings wurden die Elektronenstrahlparameter (Stromdichte, Strahldurchmesser, Reproduzierbarkeit) vor und nach jeder Meßreihe in der separaten Elektronenkanone (Abbildung 3.4) ermittelt.

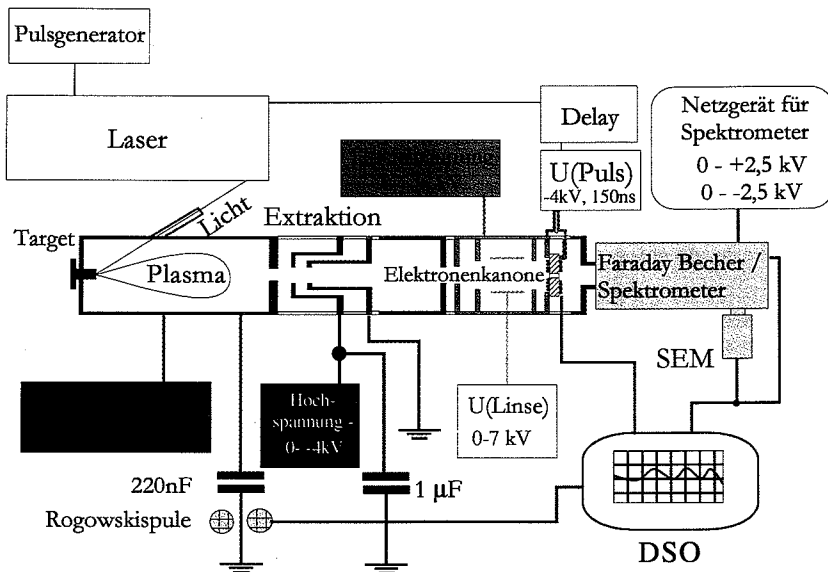
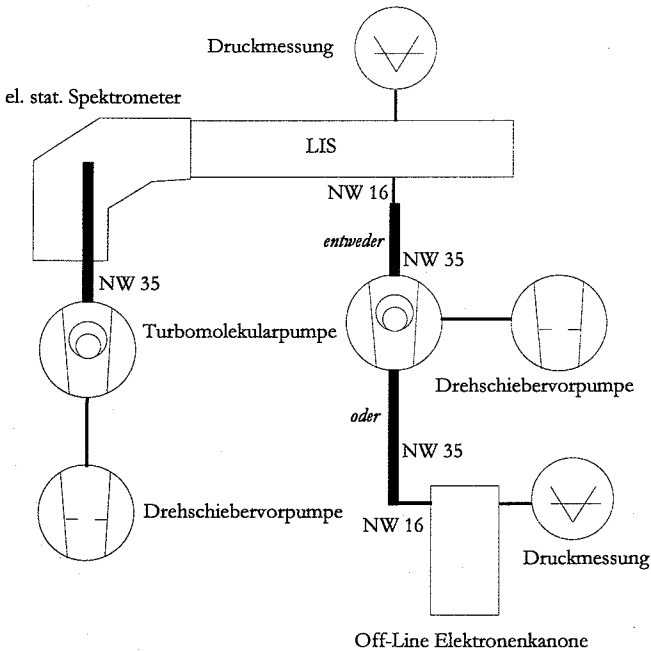


Abbildung 3.13: Gesamtansicht des experimentellen Aufbaus

### 3.5 Das Vakuumsystem

Je nach experimentellem Aufbau werden ein oder zwei Vakuumpumpen eingesetzt. Für die Einzelexperimente der ferroelektrischen Kathoden bzw. Elektronenkanone und für den Test der LIS wird jeweils nur ein Vakuumpumpstand, bestehend aus Vor- und Turbopumpe (Balzers TPH 190) verwendet. Um den Pumpquerschnitt nicht unnötig zu verkleinern wird auf Ventile verzichtet. Die Verbindung zwischen Pumpe und Rezipienten erfolgt in beiden Aufbauten über einen NW 16 Flansch. Beim Anschluß der Druckmeßsonden (Penning Sonde Alcatel FA 111, Balzers IKR 070) wird darauf geachtet, diese möglichst weit entfernt von der Strahlausbreitung einzubauen. Experimente haben gezeigt, daß das Magnetfeld der Sonden die Teilchenstrahlen nicht unerheblich ablenken kann.

Zur Veranschaulichung ist in Abbildung 3.14 das Vakuumsystem skizziert. Sobald das elektrostatische Spektrometer verwendet wird, werden zwei Vakuumpumpstände angeschlossen. Der eine wird, wie oben beschrieben verwendet, der zweite, vom Typ Leybold Turbovac450 wird über einen NW 35 Anschluß mit dem Spektrometer verbunden.



**Abbildung 3.14:** Schematischer Überblick über das Vakuumsystem

# **4**    *Messungen und Ergebnisse*

### *Vorbemerkungen*

Dieser Abschnitt gliedert sich in sechs Teile:

- Anpassung der ferroelektrischen Kathoden an die Anforderungen als Elektronenemitter in der Elektronenkanone und Test der Elektronenkanone
- Bestimmung der Parameter des klassisch extrahierten Ionenstrahls aus der Laserionenquelle (ohne Raumladungsneutralisation)
- Experimente zur Raumladungsneutralisation des Ionenstrahls zwischen Quelle und Elektronenkanone
- Raumladungsneutralisation in der Extraktionsstrecke
- Auswertung und Diskussion der Ergebnisse mit Raumladungsneutralisation
- Ausblick

## **4.1**    *Ergebnisse mit den ferroelektrischen Kathoden und der Elektronenkanone*

An die Elektronenkanone, die in einem Experiment zur Raumladungsneutralisation von gepulsten Ionenstrahlen verwendet werden soll, werden vier wichtige Anforderungen gestellt:

- Einstellbarkeit der Stromdichte in einem Bereich von  $1 - 10 \text{ A/cm}^2$
- Reproduzierbarkeit der Elektronenemission
- Möglichkeit Elektronenpulse mit hoher Repetitionsrate zu erzeugen
- Robustheit der Kathoden

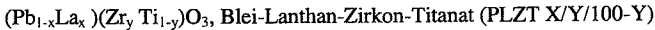
Nach Gleichung 2.32 bestimmen die Stromdichte des Elektronenstrahls und die Geschwindigkeiten der Elektronen bzw. Ionen die Ionenstromdichte bei der die Raumladung neutralisiert werden kann. Daher ist die Elektronenkanone das entscheidende Instrument zur Raumladungsneutralisierung. Besonders wichtig sind die Kathoden. Ferroelektrische Keramiken können als Kathoden die genannten Anforderungen erfüllen. In vorangegangenen Experimenten konnte gezeigt werden, daß diese Elektronenstromdichten bis  $100 \text{ A/cm}^2$  emittieren [Riege 94] und mit Pulswiederholraten von bis zu 2 MHz betrieben werden können [Gundel 90]. Diese Werte wurden in voneinander unabhängigen Experimenten erreicht.

Zu Beginn der Arbeit war die Ausbeute an emittierten Elektronen für die geplanten Experimente ungenügend. Deshalb wurden eine Vielzahl von Experimenten und technologischen Untersuchungen durchgeführt, um einsatzbereite Kathoden zu entwickeln. Besonders der technologische Aspekt bei der Aufbringung der Elektroden

und unterschiedliche Elektrodenmaterialien wurden intensiv untersucht um die Stärke und Reproduzierbarkeit der Elektronenemission zu optimieren.

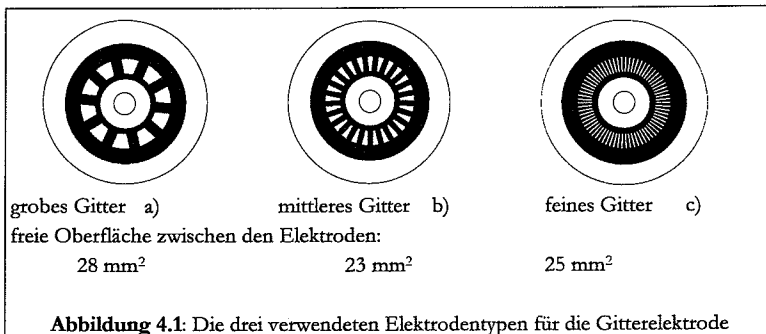
### 4.1.1 Technologische Grundlagen und Prinzipien der ferroelektrischen Emission

Die chemische Formel für die ferroelektrischen Keramiken lautet:



Die Variablen X und Y geben die Atomprozent der Metalloxide an. Während dieser Arbeit wurden ausschließlich Keramiken vom Typ PLZT 4/95/5 verwendet. Bei Raumtemperatur und ohne Einwirkung elektrischer Felder befindet sich dieses Material im antiferroelektrischen Zustand.

Am Physikalischen Institut der Universität Katowice, Polen, wurden zur Herstellung der ferroelektrischen Keramiken die Metalloxyde im stöchiometrischen Verhältnis gemischt und dann bei hohen Temperaturen gesintert. Von den so erhaltenen, wenige Zentimeter langen Stangen, werden Scheiben mit einer Dicke zwischen 0,3 und 1 mm geschnitten. Der Durchmesser der Scheiben beträgt 16 mm. Für den Einsatz zur Strahlneutralisation ist es notwendig, die Scheiben mit einem zentralen Loch von 3 mm Durchmesser zu versehen, durch das sich später der Ionenstrahl bewegen kann. Da während des Betriebs zwischen Vorder- und Rückseite Hochspannungspulse anliegen, sind die Ränder isoliert.



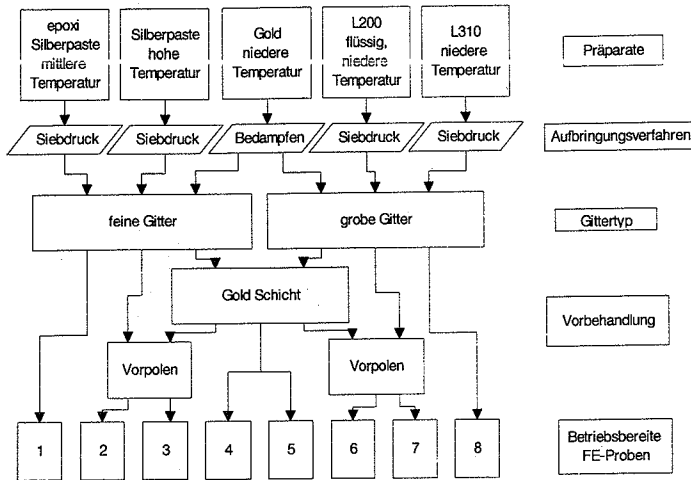
Detaillierte Zeichnungen, der während der Experimente verwendeten Gitter zeigt Abbildung 4.1. Die Gitterstrukturen sind durch Siebdruck mit Silberpräparaten oder durch Bedampfung mit Gold, durch ein auf Oberflächenbeschichtung spezialisiertes Labor am CERN, aufgebracht. Auf der Rückseite der Kathode befindet sich eine, ebenfalls durch Siebdruck oder Bedampfung hergestellte Elektrode.

Die wesentlichen Unterschiede der für die Herstellung der Gitter verwendeten Silberpräparate sind die Viskosität der Präparate und deren Verarbeitungstemperatur. Auf-

#### 4 Messungen und Ergebnisse

grund der geringen Viskosität kann das Leitsilber L200 (Degussa) nur zur Herstellung sehr grober Gitter (Gitterstreifenbreite 1 mm) verwendet werden. Ist die Streifenbreite zu klein verläuft das Produkt und das Gitter kann nicht auf der Oberfläche der ferroelektrischen Probe wiedergegeben werden. Das Präparat mit der Bezeichnung L310 (Degussa) unterscheidet sich zu L200 durch einen höheren Silberanteil und besitzt eine größere Viskosität. Es ist für den Siebdruck von mittleren Gittern mit einer Streifenbreite von 0,3 und 1 mm geeignet. Zur Aufbringung feiner Gitter (Gitterstreifenbreite 200  $\mu\text{m}$ ) wird eine Silberpaste auf Epoxidharzbasis (Epotek H20E) und eine Hochtemperatursilberpaste (DuPont 7095) benutzt. Die Dimensionen der Rückelektrode werden nicht verändert. Für Gitter- und Rückelektrode werden jeweils dieselben Herstellungsverfahren angewendet. Abbildung 4.2 zeigt die unterschiedlichen Wege wie von dem Rohmaterial zu betriebsfertigen Proben gelangt werden kann. Ausgehend von den unterschiedlichen Präparaten, Aufbringungsverfahren und Gittertypen können vor den Experimenten entweder keine, eine oder zwei Vorbehandlungen der Proben durchgeführt werden. Eine Möglichkeit der Vorbehandlung besteht darin, die gesamte Gitterelektrode mit einer 100 Å dicke Goldschicht zu bedampfen. Diese Arbeiten wurden von einem Labor am CERN ausgeführt. Da die Bedampfung nicht im senkrechten Einfall erfolgt, bildet sich aufgrund der Oberflächenrauheit eine nicht geschlossene Schicht. Eine weitere Möglichkeit der Vorbehandlung ist die sogenannte „Vorpulung“. Dabei wird die Probe über die Curietemperatur aufgeheizt, legt eine Spannung an die Elektroden an und läßt die Probe langsam abkühlen. Dadurch wird der Aufbau eines internen Raumladungsfeldes erreicht, was zu einer Verschiebung der mittleren Polarisation im Material führt [Gundel 89A].

## 4 Messungen und Ergebnisse



**Abbildung 4.2:** Übersicht über die Möglichkeiten der Vorbereitung der ferroelektrischen Kathoden

### *Bestimmung der Emissionsschwelle mit unterschiedlichen Vorbehandlungen*

Die Emissionsschwelle ist in dieser Arbeit definiert, als die Feldstärke, ab welcher bei mehr als 50% der Pulse eine Emission von Elektronen beobachtet werden kann.

Die folgenden Ergebnisse sollen einen kurzen Überblick über die Auswirkungen unterschiedlicher Vorbehandlungswege geben. Alle in diesem Abschnitt erwähnten Experimente sind in der Off-Line Kammer, bei der das Extraktionsfeld direkt auf die Kathodenoberfläche wirken kann (Aufbau 1, Abbildung 3.3), durchgeführt worden. Die erste Messung nach jedem Einbau einer Kathode in die Off-Line Kammer dient dazu, die Emissionsschwelle zu bestimmen. Je nach Probe kann Elektronenemission entweder mit einem bipolaren Puls oder nur mit einem negativen Puls erreicht werden. Beim bipolaren Puls folgt einem positiven Rechteckpuls von 800 ns Länge nach 0,2 - 2  $\mu$ s ein negativer Rechteckpuls von 800 ns Länge (siehe Abbildung 4.7). Bei allen Experimenten wird die Pulsspannung, bedingt durch den experimentellen Aufbau, an der Rückelektrode angelegt, während die Gitterelektrode mit Masse verbunden ist. Die im folgenden vorgestellten Messungen werden in der Off-Line Kammer (siehe Kapitel 3.1) durchgeführt.

#### 4 Messungen und Ergebnisse

Bezeichnung	Material	Dicke (mm)	Präparat	Gitter	VP	BD	ES (kV/mm)
T85	89	0,80	HT-Ag	fein	nein	nein	> - 6,3
T100	96/C	0,70	epoxi-Ag	fein	ja	nein	+4,3 / -5
T64	90	0,50	Au	fein	nein	ja	- 3,8
H10	96/C	0,69	L310	mittel	nein	nein	+2,9 / -3,0
H11	96/C	0,70	L200	grob	ja	nein	+1,5 / -4,3
T99	96/C	0,70	L200	grob	ja	nein	+1,5 / -2,9
T114	96/C	0,70	L310	mittel	nein	ja	+1,4 / -3,1

**Tabelle 4.1:** Emissionsschwellen (ES) in Abhängigkeit von Material, Präparat, Gitterstruktur, Vorpulung (VP), Bedampfung (BD)

In Tabelle 4.1 sind die Werte einiger Emissionsschwellen von getesteten Proben dargestellt, die einen Vorbehandlungszweig repräsentieren (vergl. Abbildung 4.2). Bei den meisten Proben sind die Werte von positiver und negativer Anregungsspannung angegeben.

Bei der Probe T85 kann bis zu einer Feldstärke von -6,3 kV/mm keine Elektronenemission beobachtet werden. Auf diese Probe ist mit einer Silberpaste (HT-Ag) das feine Gitter im Siebdruckverfahren aufgebracht und bei hoher Temperatur (500° C) getrocknet worden. Eine Vorbehandlung durch Vorpulung oder durch Aufdampfen einer Goldschicht erfolgte nicht. Bei der Probe T100 liegt die Emissionsschwelle bei +4,3 kV/mm und -5 kV/mm. Das auf dieser Probe durch Siebdruck aufgebrachte feine Gitter besteht aus einer Epoxisilberpaste (epoxi-Ag), welche bei 150 Grad getrocknet wird. Elektronenemission kann bei der Kathode mit einer aus Gold aufgedampften Gitterelektrode (T64) ab einer Feldstärke von -3,8 kV/mm nachgewiesen werden. Bei dieser Probe war keine positive Anregungsspannung erforderlich um die Elektronenemission auszulösen.

Die besten Ergebnisse, das heißt, die niedrigsten Emissionsschwellen, werden mit folgenden Kombinationen erreicht: Leitsilber L200, Vorpulung; oder Leitsilber L310 mittleres oder grobes Gitter, Vorpulung und Bedampfung. Emissionsschwellen zwischen +1,4 / -3,1 und +2,9 / -3,0 kV/mm können beobachtet werden.

Die relativ dünnflüssigen, bei Raumtemperatur trocknenden Silberpasten (L200, L310) passen sich gut der Oberflächenrauheit an, dringen in kleine Hohlräume ein und bewirken dadurch eine lokale Erhöhung der Feldstärke im Material. Außerdem ist ein leichtes „Verwischen“ der Silberpasten (vor allem bei L200) an den Gitterrändern zu beobachten. So entstehen auf der freien Oberfläche Silberpunkte deren Durchmesser mit Hilfe eines Mikroskops zu 10 bis 50 µm bestimmt werden. Die auf dem Ferroelektrikum auftretenden Oberflächenelektronen können aufgrund von Feldemission an Spitzen leichter emittiert werden.



### ***Untersuchungen zur Elektronenemission mit einer Kurzzeitverschußkamera***

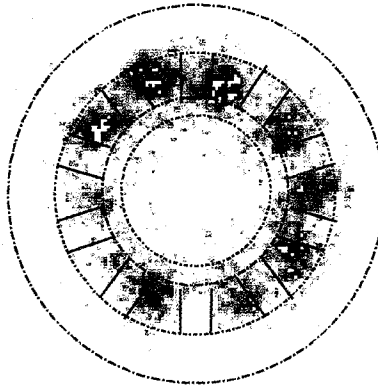
Für diese Experimente wird der in Abbildung 3.3 dargestellte experimentelle Aufbau verwendet. Durch ein feinmaschiges Gitter wird die Gitterseite der ferroelektrischen Kathode mit einer bildverstärkenden Kurzzeitverschußkamera beobachtet. So konnte sehr gut gezeigt werden, daß die Emission der Elektronen bei negativer Anregung an der Rückelektrode von der freien ferroelektrischen Oberfläche (Gitterseite) erfolgt.

An dieser Stelle soll nur die Leuchterscheinung beschrieben werden, die nach dem negativen Puls auf der Oberfläche sichtbar ist (siehe auch [Riege 97b]).

Abbildung 4.3 zeigt die von gesputterten Ionen hervorgerufene Leuchterscheinung auf einer ferroelektrischen Kathode (T102) bei Anregung mit einem bipolaren Spannungspuls an der Kathodenrückseite (+2,4 kV / -4,5 kV). Das Zeitfenster der Belichtung erstreckt sich nur vom Beginn des negativen Spannungspulses bis nach Erreichen der Maximalspannung und hat eine Länge von 75 ns. Wie in Abbildung 4.5 erkennbar ist, findet während dieser Zeit die Elektronenemission statt. Aufgrund der technischen Daten der Kurzzeitverschußkamera war eine kürzere Belichtungszeit nicht möglich. In gestrichelten Linien ist die Gitterelektrode skizziert. Es ist deutlich erkennbar, daß sich die Leuchterscheinungen auf den freien Oberflächen konzentrieren. Zu geringen Teilen sind sie auch auf den Gitterstegen zu beobachten. Die Intensität des Lichtes ist direkt mit der Größe der emittierten Ladung verbunden.

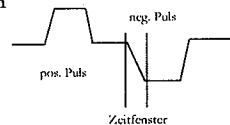
Zur Erklärung dieser Leuchterscheinungen wird in [Riege 97b] folgendes Modell vorgeschlagen:

Vor dem Anlegen einer Hochspannung zwischen Rück- und Gitterelektrode wird die spontane Polarisation im ferroelektrischen Material durch frei bewegliche Ladungsträger (Abschirmladungen) ausgeglichen.



**Abbildung 4.3:** Lichtemission von der Gitterseite einer ferroelektrischen Kathode (T102) (Negativbild)

mit Gitter Abbildung 4.1 a  
bipolare Anregung  $+2,4 \text{ kV} / -4,5 \text{ kV}$   
( $+3,4 \text{ kV/mm} / -6,4 \text{ kV/mm}$ )  
Belichtungszeitfenster:  $75 \text{ ns}$  am  
Anstieg des negativen Pulses  
gemessen in Aufbau 1



Skizze zur Pulsform und  
zum Belichtungszeitfenster

Die sich nach Anlegen des Hochspannungspulses ausbildende Feldverteilung wurde in [Gundel 89B] und [Meineke] näherungsweise berechnet. Diese hat ergeben, daß besonders am Übergang zwischen Elektrode und metallischem Gitter eine Felderhöhung sowie eine Ausrichtung des elektrischen Feldes parallel zur Oberfläche auftritt. Durch die in diesen Bereichen sehr hohen Feldstärken, werden Abschirmladungen abgezogen und es kann eine Kraft auf die Gitter wirken. Dadurch kommt es zu einer Änderung der mittleren Polarisation. Diese Änderung ist äquivalent zu einer Änderung der Oberflächenladung und die beiden Oberflächen werden durch Elektronen auf der Gitterseite und „Löcher“ auf der Rückseite der ferroelektrischen Probe polarisiert. Ändert sich die Polarisation unter der Gitterelektrode, so fließen die Elektronen über das Metall ab. Findet die Verschiebung der Polarisation unter der freien Oberfläche nahe der Elektrode statt, werden die Elektronen aufgrund der Feldlinien in diesem Bereich auf die Elektrode beschleunigt. Dort lösen sie Ionen aus, die nahezu parallel zu der freien

## 4 Messungen und Ergebnisse

Oberfläche beschleunigt werden. Ionen und Elektronen bilden eine sich über das Ferroelektrikum ausbreitende Plasmaschicht, die als virtuelle Anode wirkt. So kann sich der Übergang Elektrode - freie Oberfläche über die gesamte freie Oberfläche zwischen der Gitterelektrode bewegen, bis alles schaltbare ferroelektrische Material seine Polarisation geändert hat. Aufgrund der bei jedem Schalten freiwerdenden Elektronen werden die Ionen auf der Oberfläche gehalten. Das Leuchten dieser Plasmaschicht ist in Abbildung 4.3 dargestellt. Die Leuchterscheinungen lassen sich nur an den Grenzen Elektrode - freie Oberfläche und auf der freien Oberfläche beobachten. Auf der metallischen Elektrode und dem Rest der ferroelektrischen Kathode ist kein selbstleuchtendes Plasma beobachtbar. Die Unregelmäßigkeiten in der Leuchterscheinung werden zum einen durch eine ungleichmäßige Änderung der Polarisation und zum anderen durch eine unterschiedliche Oberflächenstruktur verursacht. Wie schon weiter oben erwähnt bildet sich bei Verwendung des Leitsilbers L200 kein scharfer Übergang zwischen Elektrode und freier Oberfläche. In der Nähe des Metalls können kleine "Inseln" und "Tropfen" beobachtet werden. Sind diese besonders häufig, so ist an diesen Stellen die Leuchterscheinung besonders ausgeprägt. Offensichtlich sammeln sich dort die Elektronen und können aufgrund von Feldüberhöhungen leichter emittiert werden.

Eine sehr gleichmäßige Licht- und Elektronenemission von der ferroelektrischen Kathode ist zu beobachten wenn die Gitterelektrode mit einer 100 Å starken Goldschicht bedampft wird.

Ein ähnliches Bild wie Abbildung 4.3 kann erhalten werden, wenn zwischen Kamera und ferroelektrischer Kathode ein Fluoreszenzschirm gesetzt wird. Dadurch können die Elektronen, die von der freien Oberfläche emittiert werden, sichtbar gemacht werden.

Das wichtigste Ergebnis der Messungen mit der CCD Kamera ist: wird an die Rückelektrode einer ferroelektrischen Kathode ein negativer Spannungspuls angelegt, so findet die Emission der Elektronen von der freien ferroelektrischen Oberfläche statt.

Vor dem Einbau in die Elektronenkanone wurden die ferroelektrischen Kathoden auf die Gleichmäßigkeit der Leuchterscheinung hin untersucht.

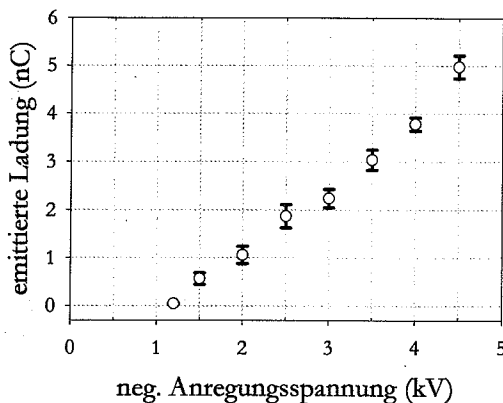
### *4.1.2 Bestimmung des Arbeitsbereiches der ferroelektrischen Kathoden*

Durch die folgenden Messungen kann der Arbeitsbereich der ferroelektrischen Kathoden für den Einsatz als Elektronenemitter in der Elektronenkanone ermittelt werden. Entscheidend dabei ist, mit den verwendeten Meßmethoden die einzelnen Kathoden vergleichen zu können. In der Elektronenkanone werden die Strahlparameter, wie Stromdichte und Durchmesser, bestimmt.

## 4 Messungen und Ergebnisse

### *Bestimmung der emittierten Ladung bei unterschiedlichen Anregungsspannungen*

In Abbildung 4.4 ist die emittierte Ladung gegen die negative Anregungsspannung an der Rückelektrode an einer Probe (T102) aufgetragen. Diese besitzt Elektroden aus dem Leitsilber L200 mit einer groben Gitterelektrode. Die Dicke der Probe beträgt 0,7 mm. Als Anregungspuls wird ein bipolarer Puls mit konstanter positiver Spannung von 2,5 kV (3,57 kV/mm) verwendet. Die negative Spannungsamplitude wird langsam erhöht und die jeweilig emittierte Ladung bestimmt. Eine Extraktionsspannung wird bei diesem Experiment nicht verwendet.



**Abbildung 4.4:** emittierte Ladung in Abhängigkeit der negativen Anregungsspannung an der Rückelektrode (T102), Messung ohne Extraktionsspannung, Aufbau 1 (Abbildung 3.3)

Ab der Emissionsschwelle von -1,2 kV (1,7 kV/mm) steigt die emittierte Elektronenladung nahezu linear bei einer Erhöhung der negativen Spannungsamplitude an der Rückseite der ferroelektrischen Kathode an.

Diese Probe emittiert bei 2,5 kV/-4,5 kV (3,5 / 6,4 kV/mm) eine Ladungsmenge von etwa 5 nC (20 nC/cm<sup>2</sup>). Durch diese Messungen kann der Spannungsbereich in dem die Kathode in der Elektronenkanone betrieben wird, bestimmt werden. Vor allem aber können so Vergleiche zwischen unterschiedlichen Kathoden gezogen werden.

Zu den Messungen zur Bestimmung der Ladungsmenge sei anzumerken, daß es sich aufgrund des gewählten Meßverfahrens nur um eine Abschätzung handelt. So bestimmt die Maschenweite des Meßgitters eine mögliche Extraktionsspannung und der Abstand zwischen Probe und Gitter entscheidend das Meßergebnis. Auch Raumladungseffekte am Meßgitter können eine Rolle spielen. Werden hohe Ströme emittiert,

#### 4 Messungen und Ergebnisse

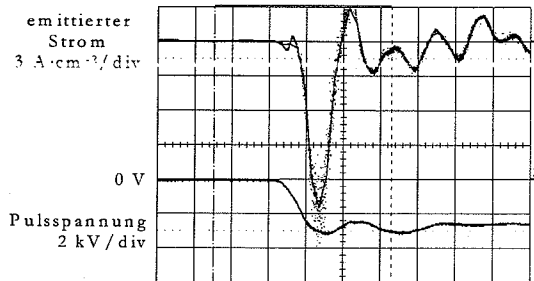
so kann sich am Meßgitter ein hohes negatives Potential ausbilden, das von langsamen Elektronen nicht mehr überwunden werden kann. Wichtig für die spätere Anwendung ist vielmehr, daß ein Vergleich zwischen den einzelnen Proben durch Verwendung immer desselben Verfahrens gemacht werden kann. Dadurch ist es möglich, eine Aussage über Verbesserungen oder Verschlechterungen der Emission nach unterschiedlichen Vorbehandlungen zu machen.

##### ***Die Pulsform des emittierten Strompulses / Emission mit hoher Repetition***

Die Pulsform eines emittierten Elektronenstrompulses zeigt Abbildung 4.5. Die obere Kurve zeigt den emittierten Strom ( $0,5 \text{ A/div} / 3 \text{ A}\cdot\text{cm}^{-2} / \text{div}$ ), die untere die an die Rückseite der Kathode angelegte Pulsspannung ( $2 \text{ kV/div} / 2,86 \text{ kV/mm}$ ). Da der zeitliche Abstand zwischen positivem und negativem Puls  $2 \mu\text{s}$  beträgt, liegt der positive Puls mit einer Amplitude von  $3,5 \text{ kV}$  ( $5 \text{ kV/mm}$ ) aufgrund der kurzen Zeitbasis außerhalb des Bildes. Die Elektronenemission setzt während der negativen Flanke des Spannungspulses, wenn die Spannung die Emissionsschwelle erreicht hat (ca.  $1,2 \text{ kV} / 1,7 \text{ kV/mm}$ ), ein. Der Maximalwert der negativen Spannung ist  $-3,2 \text{ kV}$  ( $4,6 \text{ kV/mm}$ ). Die Zeitbasis beträgt  $50 \text{ ns/div}$ . Für diese Messung wird keine Extraktionsspannung verwendet.

Der Maximalwert des emittierten Stroms ist etwa  $2,6 \text{ A}$  ( $10 \text{ A/cm}^2$ ) bei einer mittleren Dauer von etwa  $50 \text{ ns}$ . Diese Darstellung ist nur ein Beispiel für eine mögliche Strompulsform. Je nach verwendeter Probe und angelegter Pulsspannung variiert die zeitliche Länge des Strompulses über einen relativ weiten Bereich von  $50$  bis  $250 \text{ ns}$ . Dies wurde aber noch nicht systematisch untersucht.

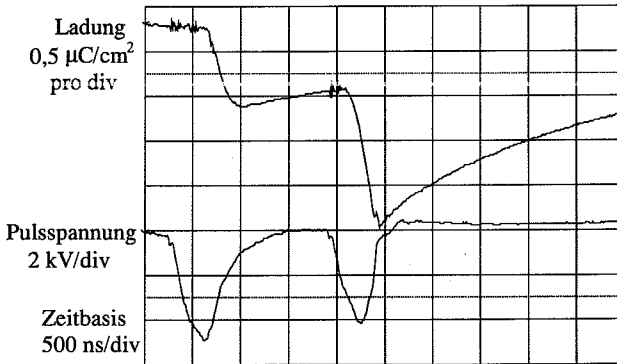
#### 4 Messungen und Ergebnisse



**Abbildung 4.5:** emittierter Strompuls von einer Kathode aus PLZT 4/95/5 (T88), ohne Extraktionsspannung, mit bipolarem Puls, +3,5 kV/-3,2 kV (5 / -4,6 kV/mm), an der Rückelektrode  
Strom (oben): 0,5 A/div (3 A·cm<sup>-2</sup>/div), Spannung (unten): 2 kV/div  
Zeitbasis: 50 ns/div  
gemessen in Aufbau 1

Sollen Elektronenstrahlen mit hoher Repetitionsrate erzeugt werden (burst mode), so kann nicht alternierend, sondern nur noch zu Beginn einer Pulsfolge ein positiver Vorpuls verwendet werden. Die einzige Möglichkeit, auch ohne vorherige positive Anregung nach der negativen Flanke Elektronenemission zu erhalten, besteht darin die Kathoden vorzupolen. Dadurch wird in der Probe ein Raumladungsfeld erzeugt in dem sich die mittlere Polarisation ausrichtet.

In den meisten Fällen wirkt sich die Vorpolung in doppelter Hinsicht positiv auf das Emissionsverhalten der Proben aus. Zum einen wird die Emissionsschwelle herabgesetzt, zum andern kann auf einen positiven Vorpuls verzichtet werden. Somit können durch schnell aufeinanderfolgende, negative Pulse Elektronenpuls-Repetitionsraten im MHz-Bereich erzielt werden. Abbildung 4.6 zeigt die Antwort einer vorgepoltten ferroelektrischen Probe auf einen negativen Doppelpuls (ohne positiven Vorpuls) mit 0,6 MHz Repetitionsrate ohne Extraktionsspannung. Die emittierte Ladung ist in der oberen Kurve dargestellt. Der Abfall der Kurve ist durch die Zeitkonstanten des verwendeten Integrators bedingt. Die Empfindlichkeit beträgt 0,5  $\mu\text{C}/\text{cm}^2$  pro div.. Der Maximalwert der Ladung beträgt 1,0  $\mu\text{C}/\text{cm}^2$  beim ersten und 1,5  $\mu\text{C}/\text{cm}^2$  beim zweiten Puls. Eine Erhöhung der Emission beim zweiten Puls (obwohl der Maximalwert der Spannung von -4,3 kV auf 4 kV (6,1 / 5,7 kV/mm), bedingt durch den Pulsgenerator, abgenommen hat) ist durch eine Plasmaschicht, die sich während des ersten Pulses bildet, zu erklären. Durch die starke negative Aufladung der freien Oberfläche der FE bleibt ein zum Teil positiv geladenes Plasma zurück, welches die Elektronenemission beim zweiten negativen Puls verstärkt. Das Plasma kann über der freien



**Abbildung 4.6:** Ladungsemissionspulse bei einer Repetitionsrate von 1 MHz.

Ladung (oben):  $0,5 \mu\text{C}/\text{cm}^2$  (Integrator mit  $5 \mu\text{s}$  Zeitkonstante),  
und div, Spannung(unten):  $2 \text{ kV}/\text{div}$ ,

Zeitbasis:  $500 \text{ ns}/\text{div}$ , ohne Extraktionsspannung

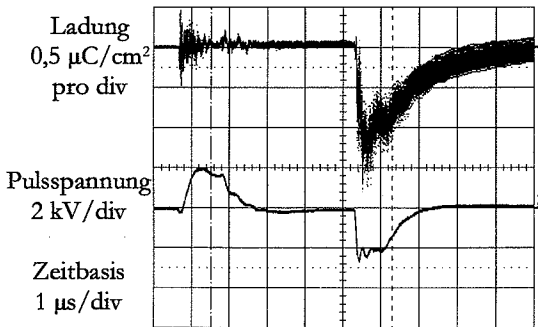
Aufbau 1

ferroelektrische Oberfläche als Kathode wirken und somit den Felddurchgriff in der Probe homogenisieren. Außerdem werden bei einsetzender Emission die Elektronen durch das positive Potential beschleunigt. Dies wird deutlich wenn an das Meßgitter eine negative Spannung derart anlegt wird, daß gerade keine Emission vom ersten Puls mehr sichtbar ist, aber immer noch Elektronen während des zweiten Pulses beobachten werden können.

### *Die Reproduzierbarkeit der Elektronenemission*

Das letzte wichtige Kriterium für die Verwendbarkeit von ferroelektrischen Kathoden ist die Reproduzierbarkeit der Elektronenemission. Da der Elektronenstrahl bestimmend für die Raumladungsneutralisation des Ionenstrahls ist, muß die zeitliche Schärfe (der Jitter) mit der der Elektronenstrahl emittiert wird möglichst konstant sein. Weiterhin ist es wichtig, daß die Höhe des emittierten Stroms, genauer noch, die emittierte Ladungsdichte über eine große Anzahl von Pulsen möglichst kleinen Variationen unterliegt. Zur Messung der Reproduzierbarkeit wurden 100 Entladungen auf einem digitalen Speicheroszilloskop in einem Bild aufgenommen. Das Ergebnis zeigt Abbildung 4.7. Sie zeigt hundert Emissionspulse der Probe T102. Die obere Spur zeigt die emittierte Ladung, gemessen am Gitter in der „Off-Line“ Kammer (Abbildung 3.3). Die gesamte Breite der Schwankung beträgt  $430 \text{ nC}$ . Bei einer mittleren emittierten Ladung von  $1,2 \mu\text{C}$  entspricht dies  $35 \%$ . Die Pulsspannung an der Probe ist in der unteren Kurve dargestellt.

#### 4 Messungen und Ergebnisse



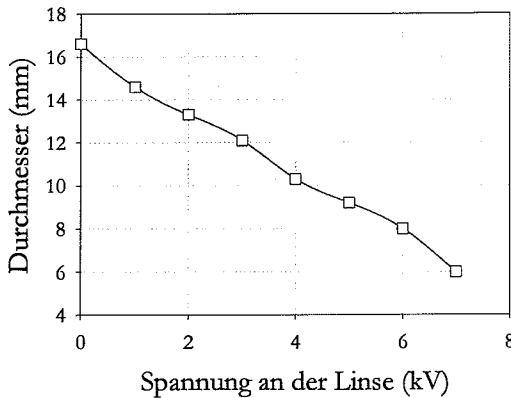
**Abbildung 4.7:** Hundert Ladungspulse der Probe T 102  
Ladung (oben):  $0,5 \mu\text{C}/\text{div}$ , (Integrator mit  $2 \mu\text{s}$  Zeitkonstante),  
Spannung(unten):  $2 \text{ kV}/\text{div}$ ,  
Zeitbasis:  $1 \mu\text{s}/\text{div}$ , ohne Extraktionsspannung,  
gemessen in Aufbau 1

Anhand der Reproduzierbarkeit der Emission und ihrer Gleichmäßigkeit von der Oberfläche der Probe (vgl. folgendes Kapitel) wird entschieden, welche für den Einsatz in der Elektronenkanone geeignet ist. Ein Beispiel für eine Kathode, die in die Elektronenkanone zur Raumladungsneutralisation eingesetzt wird ist T102. Mit dieser Probe ist auch die letzte Messung (Abbildung 4.7) zur Reproduzierbarkeit durchgeführt worden.



### 4.1.3 Messungen am Strahl der Elektronenkanone mit ferroelektrischen Kathoden als Elektronenemitter

Die Kathoden werden, nach der Durchführung der im letzten Kapitel beschriebenen Vorbereitungen und Messungen, in die Hauptkomponente für die Raumladungsneutralisation, die Elektronenkanone installiert. Der von der Elektronenkanone gelieferte Strahl soll über eine längere Strecke von bis zu 300 mm einen möglichst gleichen Durchmesser von ca. 10 - 15 mm aufweisen. In der Off-Line Elektronenkanone (siehe Abbildung 3.4) ist es möglich, den Strahl in unterschiedlichen Abständen zur Elektronenquelle auf einem Leuchtschirm sichtbar zu machen. Durch die Veränderung der Beschleunigungsspannung und der Spannung an der elektrostatischen Linse kann der Durchmesser des Elektronenstrahls beeinflusst werden. Die im folgenden gezeigten Messungen sind alle mit der Off-Line Elektronenkanone durchgeführt worden. Die Ergebnisse dienen dazu, festzustellen wie die Parameter des Elektronenstrahls (Stromdichte, Durchmesser) eingestellt werden können.



**Abbildung 4.8:** gemessenen Strahldurchmesser gegen Fokussierspannung an der Einzellinse bei einer Distanz zwischen ferroelektrischer Kathode und Fluoreszenzschirm von 200 mm und einer Beschleunigungsspannung von 5 kV  
(gemessen in separater Elektronenkanone Abbildung 3.4)

#### 4 Messungen und Ergebnisse

In Abbildung 4.8 ist der Einfluß des Potentials an der Linse auf den Strahldurchmesser bei fest eingestellter Beschleunigungsspannung von 5 kV dargestellt. Der Abstand zwischen ferroelektrischer Kathode und Leuchtschirm beträgt bei diesem Experiment 120 mm. Der Durchmesser des Strahls wird aus dem Strahlprofil ermittelt. Er ist die Strecke zwischen den Werten, bei denen die Strahlintensität 5% erreicht hat. Durch eine Erhöhung der Fokussierspannung läßt sich der Strahldurchmesser auf dem Leuchtschirm zwischen 16 und 6 mm einstellen. Zu erkennen ist ein linearer Zusammenhang zwischen dem Fokusedurchmesser und der Spannung an der Linse. Weiterhin

Abbildung 4.9 a)

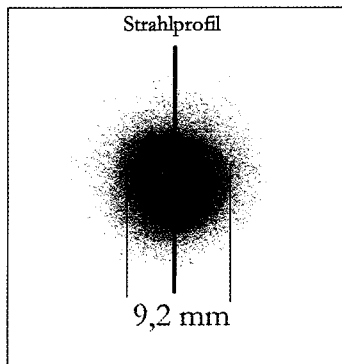
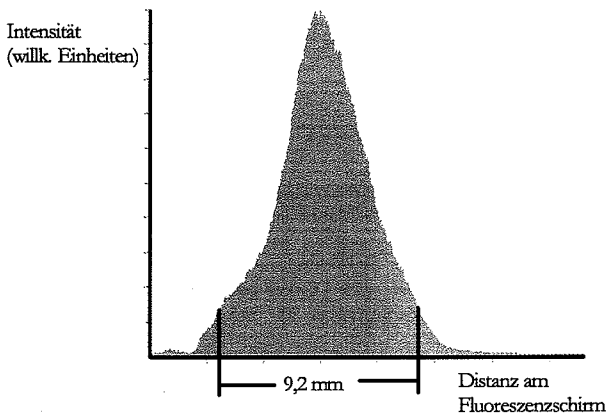


Abbildung 4.9 b)



**Abbildung 4.9:** oben: Bild vom Elektronenstrahl auf dem Schirm (Negativbild),  
unten: Profil (Intensitätsverteilung) des Elektronenstrahl  
Beschleunigungsspannung 5 kV, Spannung an der Einzellinse: 4,5 kV

läßt sich feststellen, daß die Spannung an der Linse in einem Bereich von 0 bis 7 kV keinen großen Einfluß auf die gemessene emittierte Ladung hat. Bei diesem Experiment lag sie im Bereich zwischen 160 und 200 nC.

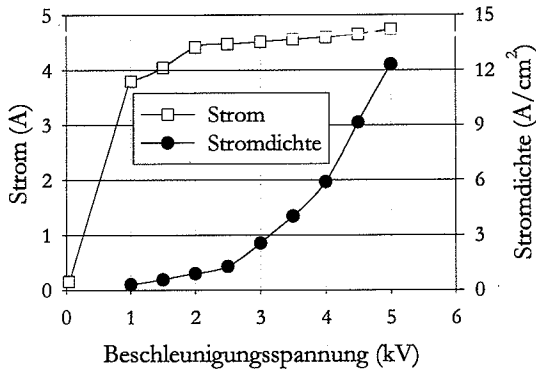
Abbildung 4.9 a) zeigt den durch den Elektronenstrahl zum Leuchten angeregten Fluoreszenzschirm in Negativdarstellung. Die Bedingungen bei dieser Aufnahme sind: Beschleunigungsspannung 5 kV, Spannung an der Linse 4,5 kV und Distanz ferroelektrischer Kathode - Fluoreszenzschirm 200 mm. Es ist die Strecke markiert, an der das Strahlprofil gemacht wird. Anhand des Strahlprofils (Abbildung 4.9 b) läßt sich der Durchmesser des Strahls zu 9 mm bestimmen.

Wenn die Elektronenkanone im Strahlrohr nach der Laserionenquelle eingesetzt wird, ist einer der wichtigsten Parameter für die Raumladungsneutralisation die Stromdichte des emittierten Elektronenstrahls. Die Stromdichte kann zum einen durch eine Variation der Stärke der Elektronenemission über eine Änderung der Anregungsspannung an der ferroelektrischen Kathode gesteuert werden; zum anderen durch eine Vergrößerung oder Verkleinerung des Strahldurchmessers über die Beschleunigungsspannung und die Spannung an der Einzellinse.

Für das nun vorgestellte Experiment ist die Kathode T102 (siehe Tabelle 4.4, S. 81) in die Elektronenkanone eingebaut. Als Anregungsspannung wird ein bipolarer Puls mit einer positiven Amplitude von +3,5 kV und einer negativen von -4 kV verwendet. In Abbildung 4.10 ist der am Hochspannungsteil der separaten Elektronenkanone (Abbildung 3.4) gemessene Strom gegen die Beschleunigungsspannung aufgetragen. Die Stromdichte an der rechten Ordinate errechnet sich aus dem Strom und dem gemessenen Strahldurchmesser auf dem Fluoreszenzschirm. Der Abstand zwischen der Beschleunigungsstrecke und dem Fluoreszenzschirm beträgt 150 mm.

Die Spannung an der Einzellinse wird bei dieser Messung so eingestellt, daß bei einer gegebenen Beschleunigungsspannung der kleinste Strahldurchmesser erreicht wird. Ist die Beschleunigungsspannung Null, so wird ein emittierter Strom zwischen 0 und 20 mA gemessen. Bis zu einer Beschleunigungsspannung von 1 kV steigt der Strom stark an. Bei einer weiteren Zunahme der Beschleunigungsspannung bleibt er nahezu konstant. Der erste Anstieg läßt sich durch das Ohmsche Gesetz erklären, wenn der Bereich zwischen der Kathode und der Beschleunigungsstrecke als (fast) unendlich ergiebiges Elektronenreservoir betrachtet wird. Steigt die Spannung, so erhöht sich, einen konstanten Widerstand vorausgesetzt, der Strom. Daß das Reservoir nicht unendlich ergiebig ist, zeigt sich am Abflachen der Kurve. Ein weiterer Grund für keine weitere Zunahme des Stroms ist, daß die Child-Langmuir Stromdichte für die verwendete Beschleunigungsstrecke erreicht ist.

#### 4 Messungen und Ergebnisse



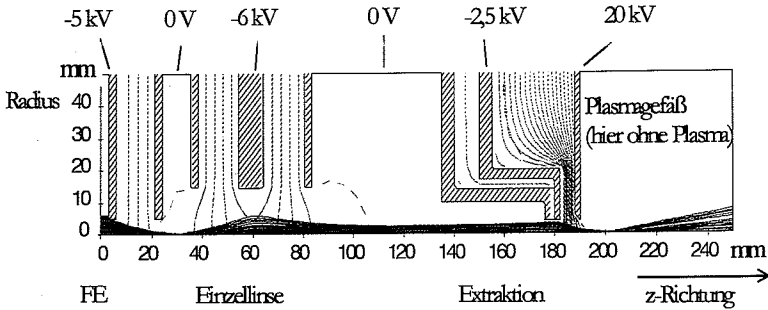
**Abbildung 4.10:** emittierter Strom (weiße Symbole) und Stromdichte (schwarze Symbole) in Abhängigkeit von der Beschleunigungsspannung an der Elektronenkanone, die Spannung an der Einzellinse ist bei jedem Wert auf minimalen Strahldurchmesser optimiert, Entfernung Schirm - Kathode: 200 mm

Aufgrund der Anfangsenergie der Elektronen wird zur Berechnung der Child-Langmuir Stromdichte Gleichung 2.16 für Elektronen verwendet. Mit einer Beschleunigungsspannung von 5 kV, einer Anfangsenergie von 0,5 kV und einem Elektrodenabstand von 4 mm ergibt sich für die Child-Langmuir Stromdichte:

$$j = 13 \text{ A/cm}^2$$

Mit einem Öffnungsdurchmesser der Elektroden von 8 mm errechnet sich daraus ein maximaler Strom von 6,5 A. Dieser Wert liegt in der selben Größenordnung wie der gemessene Wert. Somit kann auch diese Begrenzung zu einer Abflachung der Stromkurve führen. Welcher der beiden Gründe den Strom begrenzt, wurde nicht weiter untersucht.

Die Stromdichte erhöht sich allerdings bei zunehmender Beschleunigungsspannung. Zum einen deshalb, weil eine höhere Beschleunigungsspannung den Strahl mehr fokussiert, zum anderen wird die Spannung an der Einzellinse so eingestellt, daß der kleinsten Strahldurchmesser auf dem Schirm erreicht wird.



**Abbildung 4.11:** Elektronenstrahl wird in die Quelle fokussiert (ohne Laserplasma), Simulation mit dem Programm e-gun [Becker]

In Abbildung 4.11 sind Elektronenstrahltrajektorien [Becker] für die Kombination von Elektronenkanone und LIS kombiniert berechnet. An der Stelle  $z=0$  sitzt die Elektronenquelle, die einen Elektronenstrom von 2 A mit einer Anfangsenergie von 500 eV emittiert. Durch eine Beschleunigung mit 5 kV wird der Strahl überfokussiert. Die Spannung an der Einzellinse ist so gewählt, daß der Strahl nahezu parallel in die Ionenextraktion, die auch wie eine elektrostatische Linse wirkt, läuft. Da die Spannungen (20 kV und -2,5 kV) für die Extraktion der Ionen angepaßt sind, weitet sich in der Simulation der Strahl in der plasmafreien Quelle sehr stark auf. Durch eine Verringerung der Beschleunigungsspannung für die Elektronen (auf 4 kV) und einer Erhöhung der Spannung an der Accel-Elektrode (auf -5 kV) werden kaum mehr Elektronen in die Ionenextraktion beschleunigt. Nachgewiesen wird das durch das Signal der Rogowskispule am Erdungskabel des Pufferkondensators der Plasmaexpansionskammer (siehe Abbildung 3.13). Je nach Höhe der Beschleunigungsspannung für die Elektronen und Spannung an der Decel-Elektrode kann ein Elektronenstrom zwischen 0,1 und 5 A gemessen werden.

## 4 Messungen und Ergebnisse

### *Zusammenfassung*

Im Kapitel 4.1 ist die Herstellung, der Test und eine Möglichkeit der Anwendung von ferroelektrischen Kathoden der Zusammensetzung PLZT 4/95/5 und deren Verwendung als Kathoden in einer Elektronenkanone beschrieben.

Die unterschiedlichen Möglichkeiten der Aufbringung von metallischen Elektroden aus Silber oder Gold werden aufgezeigt. Es stellt sich heraus, daß die Elektronenemission sehr stark von der Art der Aufbringung und vom Material selbst abhängig ist. Durch die geeignete Wahl der Gittertypen (grobe Gitter im Siebdruckverfahren aufgebracht), des Elektrodenmaterials (L200) und durch eine evtl. Bedampfung der Probe mit einer 100 Å starken Goldschicht können emittierte Ladungsmengen von bis zu 200 nC ( $1,2 \mu\text{C}/\text{cm}^2$ ) ohne Extraktionsspannung bei negativer Anregung an der Rückseite gemessen werden. Die Dauer des Strompulses variiert je nach Anstiegszeit des Anregungspulses und dessen Pulshöhe zwischen 50 und 200 ns. Emittierte Ströme zwischen 0,2 und 5 A ( $0,7$  bis  $17 \text{ A}/\text{cm}^2$ ) werden in „Aufbau 1“ nachgewiesen.

Der Radius des von der aufgebauten Elektronenkanone gelieferten Elektronenstrahls kann in einer Entfernung von 20 cm zur ferroelektrischen Kathode zwischen 8 und 20 mm variiert werden. Bei einem Elektronenstrom von 5 A entspricht das Stromdichten zwischen  $13 \text{ A}/\text{cm}^2$  und  $0,2 \text{ A}/\text{cm}^2$ .

Entscheidend für diese Arbeit war, daß ferroelektrische Kathoden erhalten wurden, die als Elektronenquelle in einer Elektronenkanone zur Neutralisation der Raumladung eines Ionenstrahls eingesetzt werden konnten.

### *4.2 Ergebnisse mit der Laserionenquelle (LIS)*

Während dieser Arbeit sollte die Raumladungsneutralisation eines Ionenstrahls im Extraktionsbereich und im Bereich zwischen Extraktion und erster Beschleunigereinheit gezeigt werden. Um dieses Ziel zu erreichen, war es erforderlich, eine Ionenquelle, die bestimmte Anforderungen erfüllt, aufzubauen. Die Extraktion des Ionenstrahls soll so beschaffen sein, daß Strahlen mit unterschiedlichen Stromdichten und damit unterschiedlicher Raumladung (verschiedener Pervanz II) extrahiert werden können. Eine Ionenquelle, die diese Anforderungen erfüllt, ist die Laserionenquelle. Ohne geometrische Veränderungen der Extraktionsaperturen läßt sich über die Plasmadichte an der Ionenextraktion die Stromdichte des extrahierten Ionenstrahls in gewissen Grenzen steuern. Die Plasmadichte an der Extraktionselektrode kann auf zwei Arten variiert werden. Zum einen über die Leistungsdichte des Laserlichts im Fokuspunkt auf dem Target und zum anderen, bei konstanter Laserleistung, durch die Änderung der Länge des Plasmaexpansionsgefäßes. Der Nachteil der ersten Möglichkeit ist, daß sich die Verteilung der Ladungszustände im Plasma ändert.

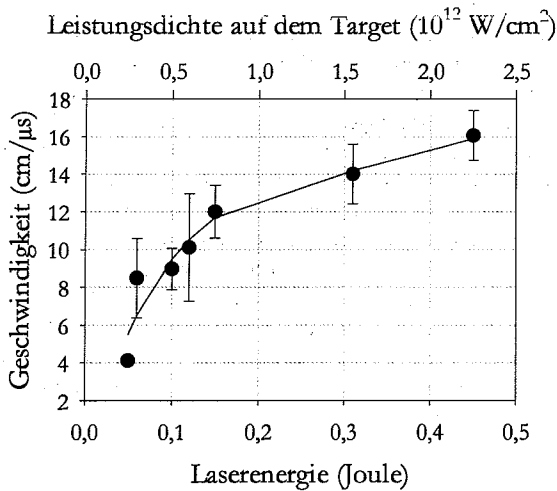
#### *4.2.1 Einige Eigenschaften des Laser erzeugten Plasmas*

##### *Die Geschwindigkeit, mit der sich das Plasma ausbreitet*

Die ersten Experimente werden ohne Beschleunigungsspannung durchgeführt und dienen der Bestimmung einiger Plasmaparameter. Der Fokusedurchmesser und die Lage des Laserlichts auf dem Target ist während aller im folgenden beschriebenen Experimente so eingestellt, daß die größte Ausbeute an hochgeladenen Ionen erzeugt wird. Die Einstellung wird mit dem Spektrometer oder Faradaybecher getestet. Bei allen Messungen liegt vor jedem Laserpuls der Druck in der Kammer unter  $2 \cdot 10^{-4}$  Pascal.

Mit Hilfe des Faradaybeckers wird im ersten vorgestellten Experiment die minimale Flugzeit des Plasmas zwischen Target und Faradaybecher in Abhängigkeit der Laserleistung bestimmt. Das Ergebnis dieser Messungen ist in Abbildung 4.12 zusammengefaßt. An der unteren Abszisse ist die Laserleistung, an der oberen die Leistungsdichte im Fokuspunkt auf dem Target aufgetragen. Die gemessene Ausbreitungsgeschwindigkeit der Ionen zeigt die Ordinate. Deutlich ist ein nichtlinearer Anstieg der Ionengeschwindigkeit in Abhängigkeit von der Laserenergie zu erkennen. Die durchgezogene Linie ist mit einer nichtlinearen Regression berechnet.

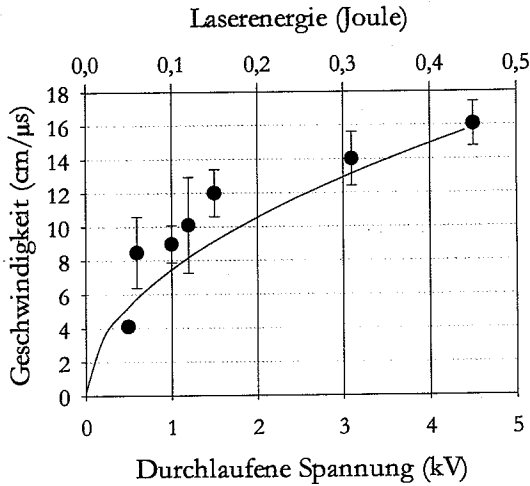
#### 4 Messungen und Ergebnisse



**Abbildung 4.12:** Ausbreitungsgeschwindigkeit des Laser erzeugten Plasmas in Abhängigkeit von der Laserenergie, bzw. der Leistungsdichte der Laserstrahlung auf dem Target

Folgendes Modell kann zur Erklärung dienen: sehr kurze Zeit nach Entstehung des Plasmas durch das Laserlicht entfernt sich ein Teil der heißen und dadurch sehr schnellen Elektronen von den Ionen. Es können sich so viele Elektronen entfernen, bis die weniger energiereichen durch ein sich aufbauendes positives Potential an den Ionen gehalten werden. In diesem Spannungsgefälle werden die Ionen beschleunigt. Bei späteren Messungen mit dem elektrostatischen Spektrometer und bei einer Laserleistungsdichte von  $2,25 \cdot 10^{12} \text{ W/cm}^2$  (0,45 Joule) lassen sich einfach geladene Aluminiumionen noch bis zu einer Energie von 4,5 keV nachweisen. Mit diesem Ergebnis ist in Abbildung 4.13 die Geschwindigkeit  $v$  von  $\text{Al}^{+1}$  in Abhängigkeit von der Beschleunigungsspannung  $U$  zwischen 0 und 4,5 kV als durchgezogene Linie aufgetragen.





**Abbildung 4.13:** Geschwindigkeit von  $\text{Al}^{+1}$  in Abhängigkeit von einer durchlaufenen Beschleunigungsspannung und zum Vergleich gemessene Geschwindigkeiten bei unterschiedlicher Laserenergie

Die Geschwindigkeit der Ionen ist nach folgender Formel berechnet:

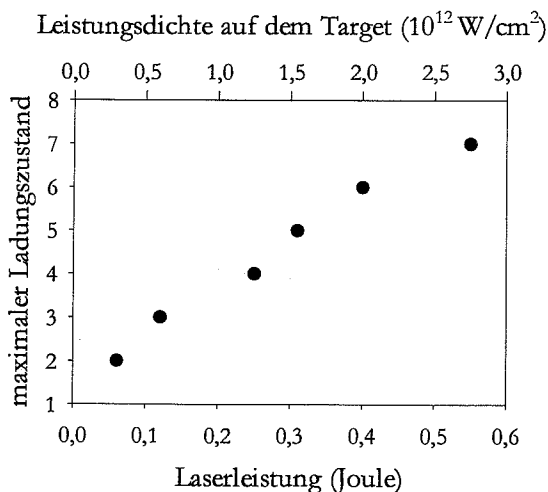
$$v = \sqrt{\frac{e \cdot U \cdot Z}{A \cdot m_p}} \quad (4.1)$$

Mit  $v$ : Geschwindigkeit,  $e$ : Elementarladung,  $U$ : durchlaufene Spannung,  $Z$ : Ordnungszahl,  $A$ : Massenzahl und  $m_p$ : Protonenmasse. Zum Vergleich sind die experimentell bestimmten Geschwindigkeitswerte bei verschiedenen Laserenergien mit den Fehlerbalken in die Grafik gezeichnet. Die obere Abszisse gibt die Laserenergie in Joule an, die untere die Beschleunigungsspannung für die Ionen in Kilovolt. Die Zuordnung der Achsen ist so gewählt, daß einer Laserenergie von 0,45 J eine Spannung von 4,5 kV gegenübersteht. Die Geschwindigkeit der Ionen ist an der Ordinate in Zentimeter pro Mikrosekunde aufgetragen. Es kann allerdings davon ausgegangen werden, daß die Ionen nicht nur in dem Potentialgefälle beschleunigt werden, sondern auch aufgrund der hohen Temperatur, die zum Zeitpunkt der Plasmaerzeugung herrscht, kinetische Energie aufnehmen können.

## 4 Messungen und Ergebnisse

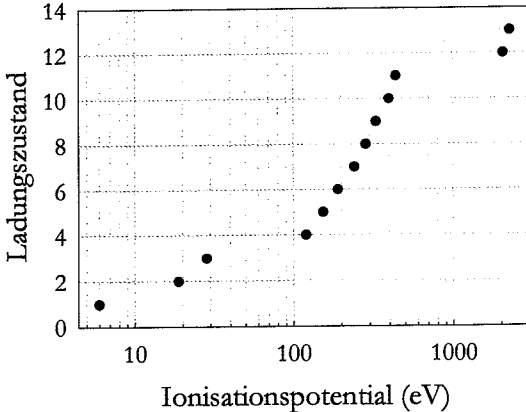
### *Die Abhängigkeit der Ladungszustände von der Laserleistung*

Je nach Leistungsdichte auf dem Target variiert auch der maximal erreichbare Ladungszustand von Aluminiumionen. Bei fest eingestelltem Fokusedurchmesser auf dem Target wird die Laserleistung langsam erhöht und dabei der höchste Ladungszustand mit Hilfe des Spektrometers ermittelt. Das Ergebnis dieser Messung ist in Ab-



**Abbildung 4.14:** Abhängigkeit des maximal erreichbaren Ladungszustandes von der Laserleistung, bzw. der Leistungsdichte auf dem Target

bildung 4.14 dargestellt. Der Meßpunkt für jeden Ladungszustand markiert sein erstes Auftreten ab einer bestimmten Laserenergie. Knapp oberhalb der Plasmaschwelle finden sich in dem Plasma bereits Aluminiumionen mit Ladungszustand plus eins und plus zwei. Zwischen dem ersten Auftreten von Ladungszustand plus drei und vier muß die Laserleistung mehr als verdoppelt werden. Bis zu der maximalen Laserleistung kann Ladungszustand plus acht nicht nachgewiesen werden. Aufgrund des nichtlinearen Anstiegs des Ionisationspotentials für verschiedene Ladungszustände wird die Kurve zu höheren Ladungszuständen flacher. In Abbildung 4.15 sind die Ladungszustände für Aluminium über die Ionisationsenergie aufgetragen [Bashkin]. Die Ähnlichkeit zu Abbildung 4.14 ist erkennbar. Der Sprung zwischen Ladungszustand 3 und 4 ist durch die Schalenstruktur bedingt.



**Abbildung 4.15:** Ionisationsenergie für Aluminium [Bashkin]

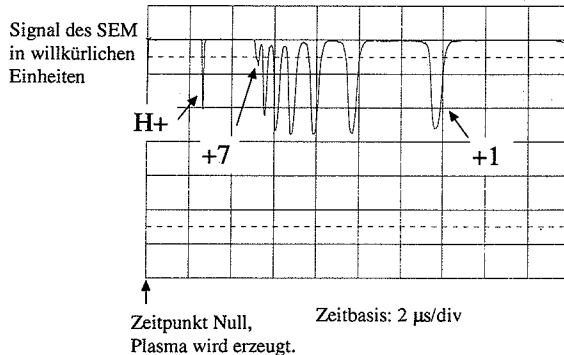
### *Die Verteilung der Ladungszustände im Plasma*

Ein weiterer, wichtiger Parameter des Plasmas ist die Verteilung der Ladungszustände. Für die spätere Extraktion eines Ionenstrahls spielt dies ebenso eine Rolle wie für die Experimente zur Raumladungsneutralisation. So hängt im Child-Langmuir Gesetz die maximale Stromdichte von der Wurzel des Ladungszustandes ab. Für die Raumladungsneutralisation ist es wichtig zu wissen, wie sich der gesamte Ionenstrom aus den verschiedenen Ladungszuständen zusammensetzt.

Zur Bestimmung der Ladungsverteilung wird das expandierende Plasma mit einem elektrostatischen Spektrometer, in dem Elektronen und Ionen voneinander getrennt werden, abgelenkt. Nur Ionen mit einer bestimmten Energie, die durch die von außen angelegte Spannung an den Spektrometerplatten vorgegeben wird, können durch das Spektrometer gelangen und nachgewiesen werden. Ein typisches Bild eines Einzelflugzeitspektrums, wie es auf dem Oszilloskop erscheint, stellt Abbildung 4.16 dar. Es zeigt unterschiedliche Ionen und Ladungszustände mit einer Energie pro Ladungszustand von 600 eV nach einer Flugstrecke von 86 cm. Die Plasmabildung auf dem Target fällt mit dem Zeitpunkt Null (links) zusammen. Nach 2,62  $\mu\text{s}$  treffen die ersten Ionen auf den SEM auf. Es handelt sich hierbei um  $\text{H}^+$ . 5,19  $\mu\text{s}$  nach Plasmabildung am Target können die ersten Aluminiumionen ( $\text{Al}^{7+}$ ) nachgewiesen werden. Es folgen die weiteren Ladungszustände bis zu einfach geladenen Aluminiumionen bei

## 4 Messungen und Ergebnisse

13,79  $\mu\text{s}$ . Da es nicht möglich war, den SEM absolut zu kalibrieren (siehe Kapitel 3.2) ist das vom SEM erhaltene Signal in willkürlichen Einheiten angegeben.

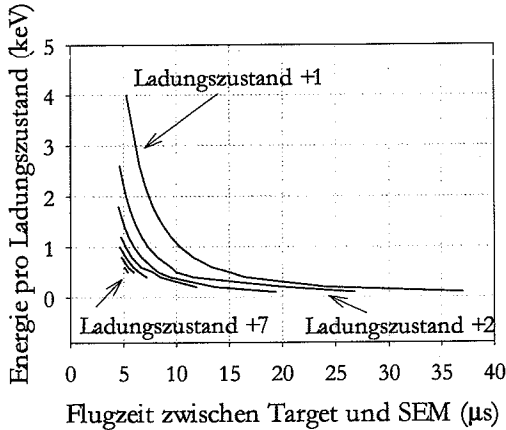


**Abbildung 4.16:** Einzelflugzeitspektrum bei einer Energie pro Ladungszustand von 600 eV, Laserleistungsdichte auf dem Target:  $2,75 \cdot 10^{12} \text{ W}/\text{cm}^2$

Aus vielen einzelnen Flugzeitspektren, die mit unterschiedlichen Spannungen an den Spektrometerplatten aufgenommen werden, kann die Energieverteilung der einzelnen Aluminiumionen im Plasma erstellt werden.

Wird das elektrische Feld an den Ablenkplatten des Spektrometers gegen die Flugzeit der Ionen zwischen Target und SEM aufgetragen, so ergibt sich ein komplettes Spektrum der Aluminiumionen im Plasma. Dieses wird später mit dem Spektrum eines Aluminiumionenstrahls verglichen.

Abbildung 4.17 zeigt ein solches vollständiges Energiespektrum als Funktion der Flugzeit. Die Linien geben die Energie der einzelnen Ladungszustände wieder, die zu einer bestimmten Zeit am SEM nachgewiesen werden.



**Abbildung 4.17:** Vollständiges Aluminiumionenspektrum des Plasmas (Energiespektrum), Laserleistungsdichte auf dem Target:  $2,75 \cdot 10^{12} \text{ W/cm}^2$

Die Anfangs- bzw. Endpunkte jeder Kurve markieren das erste bzw. letzte Auftreten eines Ladungszustands in einem Einzelflugzeitspektrum bei einer bestimmten Energie. Der Zeitpunkt Null markiert die Plasmabildung auf dem Target. Am auffallendsten ist, daß einfach geladene Aluminiumionen über die gesamte Zeit zu beobachten sind. Die Schnellsten erreichen mit einer Energie von 4 keV den SEM nach einer Flugzeit von 5,3  $\mu\text{s}$ , die Langsamsten mit einer Energie von 100 eV nach 37  $\mu\text{s}$ . Dagegen sind  $\text{Al}^{7+}$  Ionen nur während 200 ns im Plasma vorhanden. Ihre Energie liegt zwischen 3,5 keV und 4,2 keV. Tabelle 4.2 gibt einen zusammenfassenden Überblick, zu welchen Zeiten und mit welchen Energien die einzelnen Ladungszustände im Ionenstrompuls vorkommen. Am SEM lassen sich Ionen zwischen 4,5 und 37  $\mu\text{s}$  nach einer Flugstrecke von 86 cm nachweisen.

Das hintere Ende des Plasmapulses (etwa zwischen 27  $\mu\text{s}$  und 37  $\mu\text{s}$ ) besteht nur aus einfach geladenen Aluminiumionen. Zu Beginn des Pulses (bei 5  $\mu\text{s}$ ) liegen dagegen alle Ladungszustände gleichzeitig vor.

#### 4 Messungen und Ergebnisse

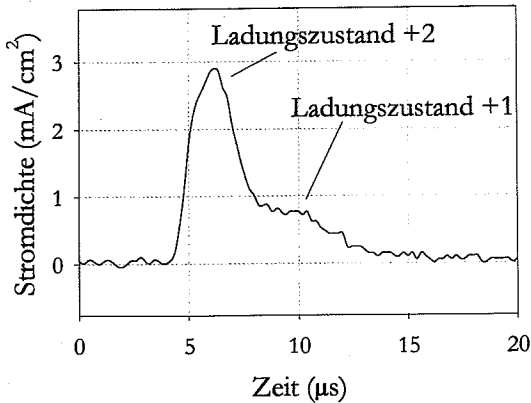
Ladungszustand	Zeitpunkt des ersten Auftretens ( $\mu\text{s}$ )	Zeitpunkt des letzten Auftretens ( $\mu\text{s}$ )	Niedrigste Energie (keV)	Höchste Energie (keV)
$\text{Al}^{1+}$	5,27	37	0,10	4,00
$\text{Al}^{2+}$	4,62	26,77	0,20	5,20
$\text{Al}^{3+}$	4,21	19,42	0,30	5,40
$\text{Al}^{4+}$	4,74	11,90	0,80	4,80
$\text{Al}^{5+}$	4,64	7,20	2,00	5,00
$\text{Al}^{6+}$	4,80	5,97	3,00	4,80
$\text{Al}^{7+}$	5,10	5,40	3,50	4,20

**Tabelle 4.2:** Anfangs- und Endzeiten der einzelnen Ladungszustände im Plasmapul und die entsprechenden Energien der Ionen

Die maximal Energie der Ionen sollte für alle Ladungszustände nahezu gleich sein. Größere Abweichungen finden sich nur bei einfach und siebenfach geladenen Aluminiumionen. Wie schon zu Beginn dieses Kapitels beschrieben, nehmen die Ionen ihre Energie in einem elektrischen Feld auf, das durch Ladungstrennung nach der Plasmabildung entsteht. Ein weiteres Ergebnis ist, daß die Produktion der höchsten Ladungszustände nur während einer sehr kurzen Zeit stattfindet.

##### 4.2.2 Messungen an dem beschleunigten Ionenstrahl (klassische Extraktion)

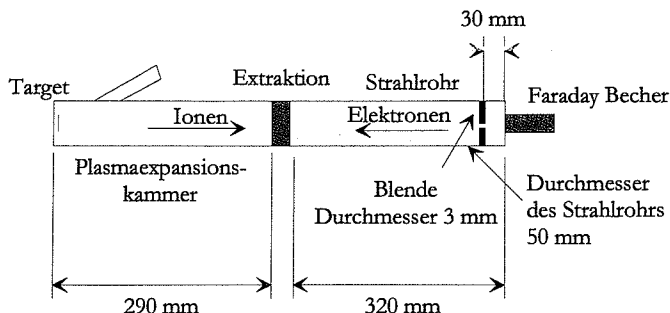
Mit dem verwendeten Extraktionssystem (siehe Kapitel 3.2) können je nach Plasmadichte an der Extraktion die Eigenschaften des Ionenstrahls bei einer Extraktionsspannung von bis zu 20 kV und einer Accel-Spannung von 0 bis -5 kV in relativ weiten Grenzen gesteuert werden. Die Plasmadichte läßt sich zum einen über die Leistungsdichte des Laserlichts auf dem Target, zum anderen über die Entfernung zwischen Target und Extraktion und durch eventuell in das Plasmaexpansionsgefäß eingebrachte Blenden steuern.



**Abbildung 4.18:** Ionenstrompuls bei einer Leistungsdichte des Lasers auf dem Target von  $0,25 \cdot 10^{12} \text{ W/cm}^2$  und einer Beschleunigungsspannung von 20kV / -3kV, Laserpuls zum Zeitpunkt 0

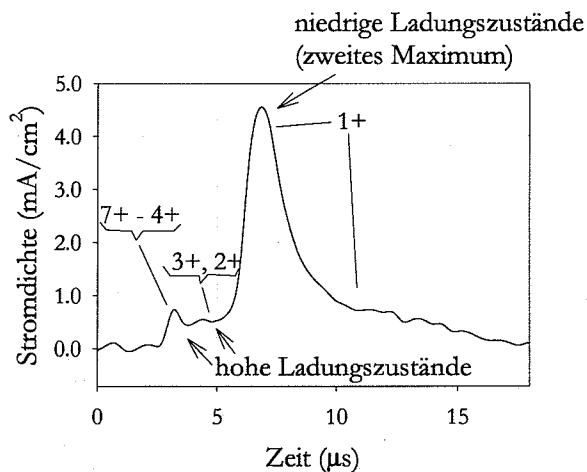
Abbildung 4.18 zeigt das Faraday Becher Signal bei einer Leistungsdichte von  $0,25 \cdot 10^{12} \text{ W/cm}^2$ . Bei dieser niedrigsten verwendeten Leistungsdichte können die Ladungszustände plus eins und plus zwei von Aluminium beobachtet werden. Die Beschleunigungsspannung ist auf 20 kV eingestellt, die Spannung an der negativen Elektrode auf -3 kV. Die Distanz zwischen Target und Ionenextraktion beträgt 290 mm, die zwischen Extraktion und Faraday Cup 320 mm. Der Versuchsaufbau für diese und die nachfolgenden Messungen ist in Abbildung 4.19 dargestellt. Um diese Ergebnisse mit den späteren vergleichen zu können, befindet sich kurz vor dem Faraday Becher eine Apertur mit 3 mm Durchmesser, die der Bohrung in der ferroelektrischen Kathode entspricht. Aus ihrer Fläche und dem gemessenen Strom ist die Stromdichte, wie sie als Ordinate in den Abbildungen angegeben ist, berechnet. Der maximale Strom für den Ladungszustand plus zwei beträgt  $200 \mu\text{A}$ , woraus sich, unter der Annahme, daß alle Teilchen die Apertur mit 3 mm Durchmesser passieren und im Faraday Becher nachgewiesen werden, eine Stromdichte von  $2,86 \text{ mA/cm}^2$  ergibt. Für den Ladungszustand plus eins wird eine maximale Stromstärke von  $60 \mu\text{A}$  gemessen. Das entspricht einer Stromdichte von  $0,86 \text{ mA/cm}^2$ .

#### 4 Messungen und Ergebnisse



**Abbildung 4.19:** Die wichtigsten Dimensionen des bei den Experimenten verwendeten Aufbaus

Ist die Leistungsdichte auf den maximalen Wert von  $2,25 \cdot 10^{12} \text{ W/cm}^2$  eingestellt, so ergibt sich mit den gleichen Beschleunigungsparametern wie oben einen Ionenstrompuls, wie er in Abbildung 4.20 dargestellt ist.



**Abbildung 4.20:** Ionenstrompuls bei einer Leistungsdichte des Lasers auf dem Target von  $2,25 \cdot 10^{12} \text{ W/cm}^2$  und einer Beschleunigungsspannung von 20kV / -3kV



Der wesentliche Unterschied zu dem Ionenpuls von Abbildung 4.18 ist, daß nun wegen der hohen Laserleistung in dem Plasma die Ladungszustände plus eins bis plus sieben (siehe Abbildung 4.17) vorhanden sind. Aufgrund der kurzen Entfernung zwischen Extraktion und Faraday Becher lassen sich nun die einzelnen Ladungszustände nicht mehr trennen.

Mit dem elektrostatischen Spektrometer kann bestimmt werden, wie sich der vorliegende Ionenpuls aus den Ladungszuständen zusammensetzt, das heißt, welche Ladungszustände in welchem Teil des Pulses den größten Anteil ausmachen. Der erste Abschnitt mit einem kleinen ersten Maximum ( $0,82 \text{ mA/cm}^2$ , entspricht gemessenen  $57 \text{ }\mu\text{A}$ ) wird aus den Ladungszuständen sieben bis vier gebildet. Das zweite, sehr hohe Maximum ( $4,67 \text{ mA/cm}^2$ ,  $327 \text{ }\mu\text{A}$ ) wird vor allem vom Ladungszustand plus eins und in geringen Anteilen von den Ladungszuständen zwei und drei bestimmt. Im Übergang zwischen den beiden Maxima finden sich vor allem zwei-, drei- und vierfach geladene Aluminiumionen (vergleiche dazu Abbildung 4.22). Auffällig ist ein Zurückgehen des Ionenstroms nach dem ersten Maximum. Im günstigsten Fall würde ein weiteres Anwachsen des Stroms bis zum zweiten Maximum zu erwarten sein.

Mit den gewählten Parametern (Beschleunigungsspannung, Öffnung der Extraktions Elektroden, Laserleistung) ist die Anpassung für die hohen und die niedrigen Ladungszustände relativ gut. Für die mittleren Ladungszustände bildet sich der Plasmameniskus aufgrund einer Fehlanpassung von Plasmadichte zu angelegter Extraktionsspannung und Elektrodenabstand offensichtlich nicht optimal aus. Erst durch eine Erhöhung der Beschleunigungsspannung können die Extraktionsbedingungen für die mittleren Ladungszustände verbessert werden, dann allerdings auf Kosten der Ausbeute für hoch- und niedergeladene Ionen.

Eine Erklärung dieser experimentellen Zusammenhänge ergibt sich aus dem Child-Langmuir Gesetz: um eine möglichst gute Strahloptik bei der Extraktion zu erhalten, sollte der Plasmameniskus leicht in Richtung Plasma gewölbt sein. Dieses wird erreicht, wenn die Ionenstromdichte aus der Quelle mit der Child-Langmuir Stromdichte bei gegebenem Extraktionsabstand und Extraktionsspannung übereinstimmt. Äquivalent ist das für die Perveanz gültig. Für die Perveanz kann ein Wert angegeben werden, bei dem sich für eine Ionenspezies ein leicht nach innen gewölbter Plasmameniskus ausbildet [Brown]:

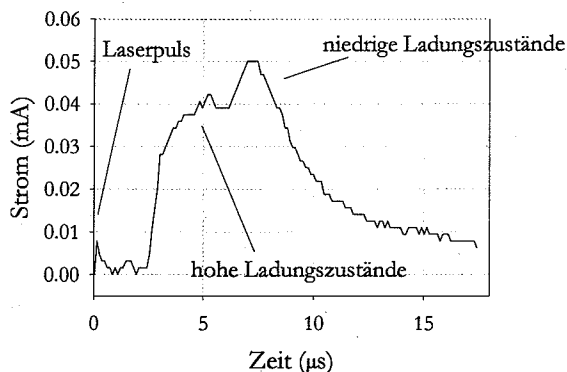
$$\Pi = \sqrt{\frac{Z}{A}} \cdot 1 \cdot 10^{-8} \left[ \frac{A}{V^{1/2}} \right], \quad (4.1)$$

wobei A die Massenzahl der Ionen (in amu) und Z deren Ladungszahl angibt. Formel 4.1 ist für zwei sich gegenüberliegende, plane Elektroden mit runder Apertur gültig. Um diese Perveanz zu erreichen, können folgende Parameter variiert werden: die Plasmadichte an der Extraktion, die Extraktionsspannung und die Dimensionen des Extraktionssystems.

#### 4 Messungen und Ergebnisse

Selbst für einen Ladungszustand ist es nahezu unmöglich, den richtigen Wert für die Pervanz während der gesamten Extraktionsdauer der Ionen einzuhalten, da sich die Plasmadichte im Laufe der Zeit stark ändert und dadurch an der Extraktion immer andere Voraussetzungen gegeben sind. Um für einen Ladungszustand immer optimale Bedingungen schaffen zu können, müßte die Beschleunigungsspannung in Abhängigkeit von der Ionendichte der einzelnen Ladungszustände variiert werden. Das ist im Experiment nahezu unmöglich. Deshalb wird versucht, die Beschleunigungsspannung so anzupassen, daß die Extraktionsbedingungen während eines bestimmten Zeitabschnitts für einen Teil des Ionenpulses und für einen bestimmten Ladungszustand optimal werden.

Im nächsten Beispiel soll gezeigt werden, welchen Einfluß die Accel-Elektrode auf die ionenoptischen Eigenschaften des Extraktionssystems besitzt, indem diese, im Gegensatz zu den vorherigen Experimenten mit der Decel Elektrode verbunden und geredet wird. Abbildung 4.21 zeigt den Verlauf des Strompulses bei maximaler Laserleistung von  $2,25 \cdot 10^{12} \text{ W/cm}^2$  und 20 kV Beschleunigungsspannung eines zwei Elektroden Extraktionssystems.



**Abbildung 4.21:** Ionenstrompuls extrahiert aus einem Zweielektrodenextraktionssystem mit 20 kV Beschleunigungsspannung und  $2,25 \cdot 10^{12} \text{ W/cm}^2$  Leistungsdichte auf dem Target

Am auffallendsten ist das Fehlen eines sehr ausgeprägten zweiten Maximums. Es erreicht hier nur eine Größe von  $0,73 \text{ mA/cm}^2$  (gemessen:  $51 \text{ µA}$ ). Dies ist um einen Faktor 6,4 geringer als im Fall eines Dreielektrodenextraktionssystems (Abbildung 4.20). Die hohen Ladungszustände sind hingegen weniger von dieser Reduktion betroffen. Der Wert des ersten Maximums, welches vor allem aus den Ladungszuständen vier bis sieben gebildet wird, beträgt  $0,58 \text{ mA/cm}^2$  ( $41 \text{ µA}$ ).

#### 4 Messungen und Ergebnisse

Durch das Fehlen der negativen Spannung werden die ionenoptischen Bedingungen für die niedergeladenen Ionen in der Extraktion stark verschlechtert. Der Strahlabschnitt, der die niedergeladenen Ionen enthält, wird stark divergent. Außerdem kommt es aufgrund von Sekundärelektronen, die durch Strahlionen ausgelöst werden oft zu Spannungsdurchbrüchen zwischen den Extraktionselektroden.

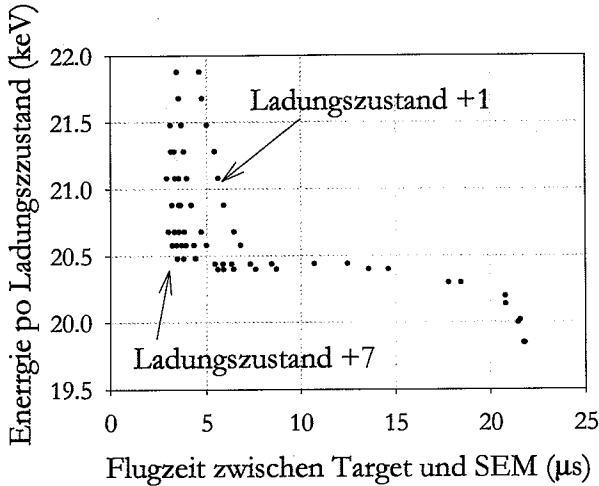


Abbildung 4.22: Vollständiges Aluminiumionenspektrum eines mit 20kV / -3 kV beschleunigten Ionenstrahls, (Flugzeitspektrum)

Den Abschluß der Messungen ohne Raumladungsneutralisation bildet das vollständige Aluminiumionenspektrum eines beschleunigten Ionenstrahls (Abbildung 4.22). Die Spannungen an der Extraktion sind: +20 kV / -3 kV. Die Länge der Plasmaexpansionskammer beträgt 29 cm und die Distanz zwischen Extraktion und SEM 80 cm. Wird nur der linken Teil des Spektrums (3 µs - 8 µs) betrachtet und mit Abbildung 4.17, dem vollständigen Flugzeitspektrum des Plasmas ohne Extraktionsspannung, verglichen, so kann festgestellt werden, daß die Linien, die die Ladungszustände markieren, bei dem Ionenstrahlspektrum wesentlich steiler stehen als beim Plasmaspektrum. Durch die Extraktion und Beschleunigung der Ionen findet demnach eine Trennung der einzelnen Ladungszustände statt. Weiterhin sehr auffallend ist ein Plateau zwischen 8 µs und 15 µs. Während dieser Zeit treffen am SEM Ionen mit fast gleicher Energie auf. Dabei handelt es sich vor allem um einfach geladene Ionen und nur wenige  $Al^{+2}$ . Erst ab 15 µs erniedrigt sich die Energie der auftreffenden, jetzt nur noch einfach geladenen Ionen wieder. Die Ausbildung des Plateaus konnte mit den vorliegenden Meßergebnissen nicht eindeutig erklärt werden. Eine Möglichkeit ist, daß Io-

#### 4 Messungen und Ergebnisse

nen am Übergang zwischen Plasma und Vakuum aufgrund zu hoher Plasmadichte und der daraus entstehenden Raumladung abgebremst werden und so ihre Energie ausgleichen können.

Die niedrigste gemessene Energie liegt mit 19,7 keV sogar unterhalb der Energie von 20 keV, die die Ionen durch die Beschleunigung erhalten haben. Dies kann durch Raumladungseffekte im Ionenstrahl erklärt werden. Die ersten Ionen werden durch die Raumladung der nachfolgenden Ionen beschleunigt. Während die Ionen, die am Ende des Ionenpulses extrahiert werden, durch das Raumladungsfeld der vor Ihnen befindlichen, abgestoßen und damit abgebremst werden. Ein weiterer möglicher Grund für ein Absinken der Ionenenergie unter 20 keV könnte durch ein Absinken der Beschleunigungsspannung während der Extraktion verursacht werden. Im Rahmen der Meßgenauigkeit konnte aber ein Absinken der Spannung um 300 V ausgeschlossen werden. Mit den Ergebnissen dieser Messung ist bestimmt worden, welche Ladungszustände wann im Ionenstrompuls (Abbildung 4.20) vorkommen. Beim Vergleich der Abbildungen 4.22 und 4.20 ist zu beachten, daß die Flugstrecke der Ionen einmal 80 cm, im anderen Fall (Strompuls) nur 61 cm betragen hat.

Die vorgestellte Quelle liefert einen Aluminium Ionenstrahl, der bei maximaler Laserenergie die Ladungszustände plus eins bis plus sieben enthält. An diesem Strahl soll im folgenden ein neues Prinzip der Raumladungsneutralisation demonstriert werden. Zunächst aber sind in Tabelle 4.3 alle wichtigen Größen und Parameter der Laserionenquelle und des Ionenstrahls zusammengefaßt.

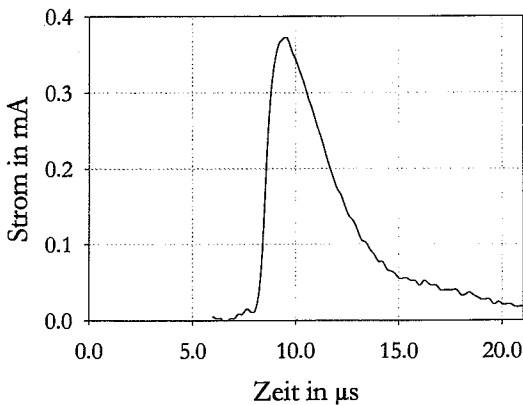
Verwendeter Laser	Nd:YAG, 1064 nm
Laserpulslänge	5 ns, FWHM
Laserenergie pro Puls	6 mJ bis 600 mJ
Laserleistung auf der Targetoberfläche	$0,25 \cdot 10^{12}$ W/cm <sup>2</sup> bis $2,25 \cdot 10^{12}$ W/cm <sup>2</sup>
Durchmesser der Extraktionsapertur	8 mm
Maximale Extraktionsspannung	20 kV
Höchster nachgewiesener Ladungszustand	Aluminium sieben plus
Gesamte Ionenstrompulslänge	ca. 20 µs
Maximale Ionenstromdichte nach einer Strecke von 50 cm	4,8 mA/cm <sup>2</sup>
Durchmesser des Ionenstrahls nach einer Strecke von 50 cm	ca. 4 cm

**Tabelle 4.3:** Die wichtigsten Daten der Laserionenquelle

### 4.3 Ergebnisse der Experimente mit Raumladungsneutralisation

Für die Experimente zur Raumladungsneutralisation wird der in Kapitel 3.2 beschriebene experimentelle Aufbau verwendet. In den ersten Experimenten wird die Raumladung des von der Laserionenquelle gelieferten Strahls zwischen der Ionenextraktion und der Elektronenkanone neutralisiert. Die zweite Serie zeigt Meßergebnisse von Experimenten, bei denen eine Raumladungsneutralisation direkt in der Ionenextraktion und eine Veränderung des Plasmameniskus stattfindet.

Als erstes - und einfachstes - Beispiel der Raumladungsneutralisation soll das sich ausbreitende Plasma beschrieben werden. Dazu wird, ohne Beschleunigungsspannungen und ohne Spannung an der elektrostatischen Linse, das Signal am, mit 2 kV vorgespannten Faradaybecher, betrachtet.



**Abbildung 4.23:** Strompuls des Aluminiumplasmas; Distanz zwischen Target und Faradaybecher: 50 cm  
 Laserleistungsdichte auf dem Target:  $3 \cdot 10^{12} \text{ W/cm}^2$   
 Plasmaerzeugung zum Zeitpunkt 0

Ist der Faradaybecher 60 cm vom Target entfernt, so ergibt sich das in Abbildung 4.23 ist das Stromsignal dargestellte Signal. Die angegebene Zeit entspricht der Flugzeit der Ionen zwischen Target und Faradaybecher. Zum Zeitpunkt Null wird das Plasma erzeugt. 5 cm vor dem Faradaybecher ist eine Apertur mit einem Durchmesser von 3 mm installiert. An dieselbe Stelle wird bei späteren Messungen die ferroelektrische Kathode gesetzt. Die Leistungsdichte auf dem Target beträgt bei dieser Messung  $3 \cdot 10^{12} \text{ W/cm}^2$ . Aufgrund der negativen Spannung am Faradaybecher wird der größte Teil der Elektronen zurückgehalten und es ergibt sich ein positiver, durch die Ionen

## 4 Messungen und Ergebnisse

hervorgerufenen Strompuls. Andere Spannungen sind nicht angelegt. Die Teilchen erfahren ihre Geschwindigkeit einzig nach Durchlaufen eines elektrischen Feldes und durch Aufheizung bei der Plasmaerzeugung nahe am Target. Danach bewegt sich das Plasma quasi als völlig raumladungsneutralisierter Strahl durch die spannungslosen Extraktionsaperturen bis zum Faradaybecher. Wegen der kurzen Distanz zwischen Target und Faradaybecher sind die einzelnen Ladungszustände noch nicht trennbar. Der maximale Strom beträgt 0,365 mA. Mit der Blende von 3 mm Durchmesser errechnet sich die Stromdichte zu  $5,2 \text{ mA/cm}^2$  an der Blende.

### 4.3.1 Raumladungsneutralisation zwischen Extraktion und ferroelektrischer Kathode

Alle nun beschriebenen Experimente sind nun mit Beschleunigungsspannung für die Ionen und Elektronen gemacht. Um für alle Messungen gleiche Bedingungen zu erhalten, ist die Spannung an der elektrostatischen Linse auch bei Messungen ohne Elektronenstrahl eingeschaltet. Für die nachfolgenden Experimente beträgt die Entfernung zwischen Elektronenkanone und Ionenextraktion, wie schon in den vorangegangenen Beispielen, 320 mm. Die Spannungen an dem Extraktionssystem sind +20 kV bzw. -4,5 kV. Die Beschleunigungsspannung für die Elektronen ist 4 kV. Dadurch soll gewährleistet werden, daß möglichst wenige Elektronen aus dem Strahl in den Extraktionsbereich gelangen können. Während der ersten Messungen wird der Ionenstrom kurz hinter der ferroelektrischen Kathode mit dem Faradaybecher gemessen. In Abbildung 4.24 ist schematisch dargestellt, in welchem Bereich während der folgenden Experimente die Raumladung des Ionenstrahls neutralisiert wird. Nachdem die Elektronenemission ausgelöst ist, kann davon ausgegangen werden, daß sofort der gesamte Bereich zwischen ferroelektrischer Kathode und negativ

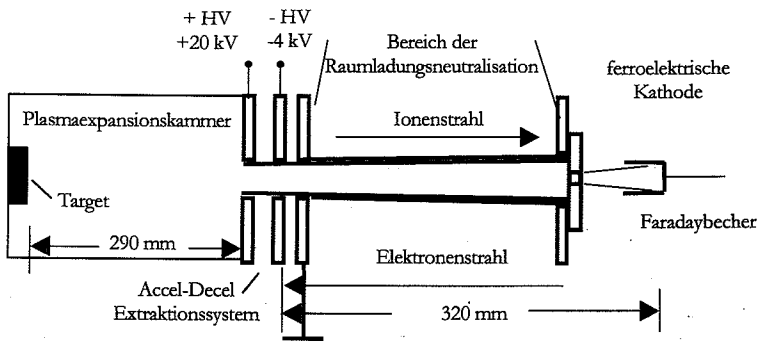
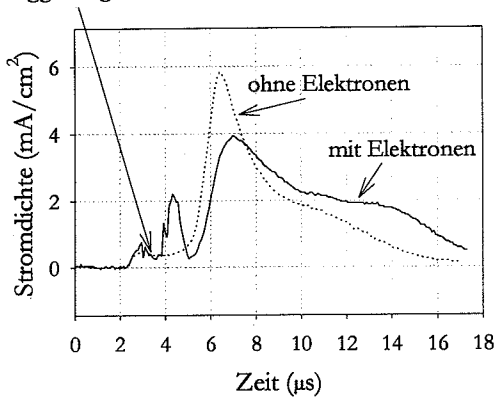


Abbildung 4.24: schematische Darstellung der Raumladungsneutralisation zwischen der Ionenextraktion und der ferroelektrischen Kathode

## 4 Messungen und Ergebnisse

Extraktionselektrode mit Elektronen ausgefüllt ist. Die Elektronendichte ändert sich zeitlich in Abhängigkeit des von der ferroelektrischen Kathode emittierten Stroms (Abbildung 4.5). Vernachlässigt wird, daß der Elektronenstrahl nahe der Kathode, bedingt durch die Elektrodengeometrie (siehe Abbildung 4.1), ein Hohlstrahl ist. Da für die Messungen verschiedene Kathoden verwendet werden variieren dementsprechend die Elektronenstrahlparameter. Eine Übersicht über die verwendeten Kathoden zeigt Tabelle 4.4. Vor jedem Einbau in die Elektronenkanone im Strahlrohr werden die Elektronenemitter zuerst in Aufbau 1 (Abbildung 3.3) getestet und dann in der

Triggerung der Elektronenkanone



**Abbildung 4.25:** Ionenpuls bei einer Leistungsdichte auf dem Target von  $2,25 \cdot 10^{12} \text{ W/cm}^2$  und einer Beschleunigungsspannung von 20 kV / -4 kV, mit getriggelter Elektronenkanone  $U_e = 4 \text{ kV}$ ,  $U_F = 1,8 \text{ kV}$  (durchgezogene Linie), mit nicht getriggelter Elektronenkanone (gestrichelte Linie), Distanz Extraktion Faradaybecher: 320 mm, Zeitpunkt 0 = Laserpuls

Off-Line Elektronenkanone (Abbildung 3.4) die Strahlparameter bestimmt.

Abbildung 4.25 zeigt bei einer Beschleunigungsspannung von 20 kV, einer negativen Spannung von -4 kV und einer Laserleistung von  $2,25 \cdot 10^{12} \text{ W/cm}^2$  den Stromverlauf des Ionenpulses mit (durchgezogene Linie) und ohne (gestrichelte Linie) eingeschalteter Elektronenkanone. Die Elektronenkanone wird 1,8  $\mu\text{s}$  nach dem Austreten der ersten Ionen aus der Beschleunigungsstrecke geschaltet. Die Beschleunigungsspannung  $U_e$  für den Elektronenstrahl und die Fokussierspannung  $U_F$  an der Linse werden für eine maximale Stromverstärkung optimiert. Das beste Ergebnis wird mit folgenden Parametern erreicht:  $U_e = 4 \text{ kV}$ ,  $U_F = 1,8 \text{ kV}$ . Die Pulslänge des Elektronenstrahls be-

#### 4 Messungen und Ergebnisse

trägt 200 - 250 ns, die Amplitude der Stromdichte liegt im Bereich zwischen 3 und 5 A/cm<sup>2</sup> an der Ionenextraktion.

Der erste Teil des Ionenstrompulses ist in beiden Fällen gleich. Danach folgt ein ausgeprägtes Maximum. Hier ist die Stromdichte im Maximum 2,4 mA/cm<sup>2</sup>. Dies bedeutet eine Erhöhung der Stromdichte um den Faktor 5 gegenüber dem Fall ohne Elektronenstrahl. Nach diesem Maximum sinkt die Stromdichte unter den Wert, der mit nicht getriggelter Elektronenkanone erreicht wird. Über einen Bereich von ca. 2,2 µs bleibt der Wert der Stromdichte mit Neutralisation nun unter dem Wert ohne Neutralisation. Ab etwa 7,5 µs nach der Plasmaerzeugung kann wieder eine höhere Ionenstromdichte beobachtet werden, nachdem die Elektronenkanone geschaltet wurde. Offensichtlich wirkt sich der Elektronenpuls nicht nur sofort nach dem Triggern der Kanone - während der Überlappung - sondern auch noch später auf den Ionenstrahl und die Extraktion aus.

Bei einer Veränderung des Zeitpunkts, an dem die Elektronenkanone ausgelöst wird, können immer andere Abschnitte des Ionenpulses verstärkt werden. Allerdings ist gerade bei diesen Messungen die von Puls zu Puls Schwankung bei Neutralisation mit ca. 60 % sehr groß. Für alle Ladungszustände liegen die Verstärkungsfaktoren für die Stromdichte zwischen 2,5 und 4. Für eine zweite und genauere Möglichkeit zur Bestimmung der Verstärkung von einzelnen Ladungszuständen wird das elektrostatische Spektrometer verwendet. Bei dieser Messung wird der Triggerzeitpunkt der Elektronenkanone über den gesamten Ionenpuls verschoben und dabei die Energieverteilung der jeweiligen Ladungszustände gemessen. Der angegebene Verstärkungsfaktor ist das Verhältnis von integrierter Energieverteilung über die Zeit mit Elektronenstrahl (d.h. mit Raumladungsneutralisation) zu integrierter Energieverteilung ohne Elektronenstrahl (siehe Abbildungen 4.30 - 4.32). Der Verstärkungsfaktor wird als das Verhältnis der transferierten Ladung mit und ohne Raumladungsneutralisation angegeben. Die transferierte Ladung ergibt sich aus den Flächen unter den Energieverteilungen der jeweiligen Ladungszustände (Abbildung 4.30 - 4.32). Die Beschleunigungsspannung beträgt 20 kV, die Spannung an der Zugelektrode -4 kV und die Laserleistung  $2,25 \cdot 10^{12}$  W/cm<sup>2</sup>. Der Abstand zwischen Elektronenkanone und Extraktion beträgt 320 mm.

Für die folgenden Experimente sind unterschiedliche ferroelektrische Kathoden in der Elektronenkanone verwendet worden. Tabelle 4.4 gibt eine Übersicht über die wichtigsten Kenndaten der eingesetzten Kathoden.



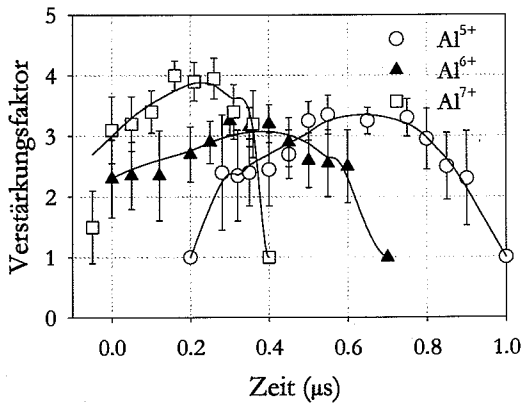
#### 4 Messungen und Ergebnisse

Interne Bezeichnung	Material und Dicke der Probe	Gittertyp und Vorbehandlung	Pulslänge	Stromdichte (an der Extraktion)
T88	PLZT 4/95/5 0,7 mm	grobes Gitter Ag L200 / Vorpulung	200-300 ns	max. 3 A/cm <sup>2</sup>
T99	PLZT 4/95/5 0,7 mm	grobes Gitter / Ag L200	100-150 ns	max. 7 A/cm <sup>2</sup>
T102	PLZT 4/95/5	grobes Gitter / Ag L200	100-200 ns	max. 12 A/cm <sup>2</sup>
T112	PLZT 4/95/5	mittleres Gitter / Ag L310/ Goldbedampfung	70-100 ns	max. 6 A/cm <sup>2</sup>

**Tabelle 4.4:** Übersicht der zur Raumladungsneutralisation in der Elektronenkanone verwendeten ferroelektrischen Kathoden

In den Abbildungen 4.26 - 4.29 ist der Verstärkungsfaktor der gesamten transferierten Ladung eines Ladungszustandes gegen die Zeitdifferenz zwischen Triggern der Elektronenkanone und dem Beginn der Ionenextraktion aufgetragen.

Der Zeitpunkt Null markiert das erste Austreten des Strahls aus der Ionenextraktion. Hier treten vor allem die siebenfach geladenen Ionen aus der Extraktion aus. Jede Kurve endet zu immer größer werdenden Triggerzeitpunkten des Elektronenstrahls bei eins. Das bedeutet, daß ab einem bestimmten Zeitpunkt keine, oder kaum noch Ionen des jeweiligen Ladungszustandes im Strahl vorhanden sind. Aus diesem Grund wer-



**Abbildung 4.26:** Verstärkungsfaktoren der Ladungszustände Al<sup>5+</sup> bis Al<sup>7+</sup> bei zeitlich unterschiedlicher Elektronenstrahleinstellung

#### 4 Messungen und Ergebnisse

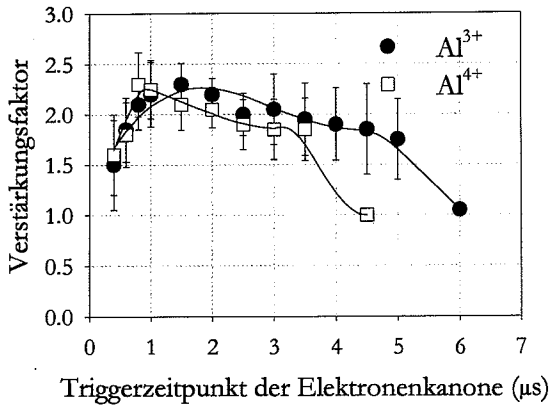
den zu Beginn und vor allem am Ende der Kurven die relativen Meßfehler immer größer.

Bei einer Geschwindigkeit der  $\text{Al}^{7+}$  Ionen von  $1,0 \cdot 10^6 \text{ m/s}$  benötigen diese ca. 320 ns um die Strecke zwischen Extraktion und ferroelektrischer Kathode zu überwinden. Für den ersten Meßpunkt bei  $t = -50 \text{ ns}$  wird die Elektronenkanone vor dem Austreten der ersten Ionen getriggert. Bei einer Dauer des Elektronenpulses von 300 ns bewegen sich die ersten extrahierten Ionen während einer Zeit von etwa 250 ns in dem Elektronenstrahl. Sie können so nicht die gesamte Strecke zwischen Extraktion und ferroelektrischer Kathode unter raumladungsfreien Bedingungen überwinden. Aufgrund dessen weitet sich der Ionenstrahl nach 250 ns auf und legt die letzte Strecke bis zur ferroelektrischen Kathode ohne Raumladungsneutralisation zurück. Eine Verstärkung um den Faktor 1,4 kann hier nur für den höchsten Ladungszustand nachgewiesen werden. Zwischen Triggerung der Elektronenkanone vom Zeitpunkt Null bis 350 ns ergeben sich für den Ladungszustand  $\text{Al}^{7+}$  Verstärkungsfaktoren zwischen 3,1 und 4. Für die  $\text{Al}^{6+}$  Ionen werden zwischen 0 und 600 ns Verstärkungsfaktoren zwischen 2,3 und 3,52 gemessen. Die Werte für  $\text{Al}^{5+}$  liegen zwischen 280 und 900 ns bei 2,4 bis 3,35. Offensichtlich ergibt sich für jeden Ladungszustand eine günstige zeitliche Abstimmung zwischen Laserpuls und Elektronenkanone.

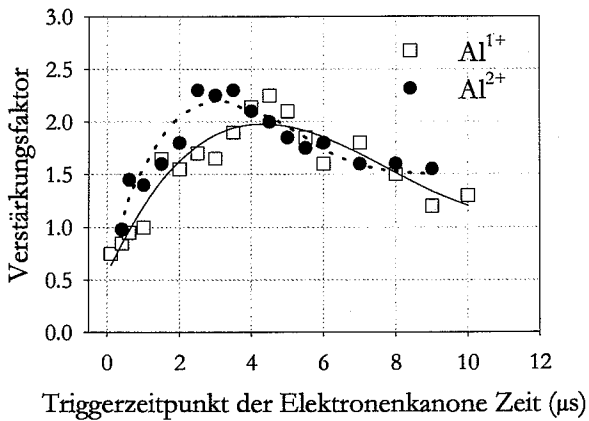
Die folgende Abbildung 4.27 zeigt die Verstärkungsfaktoren der Ladungszustände drei und vier bei Raumladungsneutralisation. Für den Ladungszustand plus 3 können in einem Bereich von 400 ns bis 5  $\mu\text{s}$  Verstärkungsfaktoren zwischen 1,5 und 2,3 nachweisen werden. Für den Ladungszustand plus 4 liegen die Meßpunkte von 400 ns bis 3,5  $\mu\text{s}$ , bei gemessenen Werten von 1,6 bis 2,35.

Die Ladungszustände plus eins und zwei können über einen sehr weiten Bereich beobachtet werden (Abbildung 4.28). Bei  $\text{Al}^{1+}$  erniedrigt sich für kleine Triggerzeiten die am Faradaybecher auftreffenden Ladung um einen Faktor 0,75. Das Maximum von 2,3 befindet sich bei einer Triggerzeit des Elektronenstrahls von etwa 4,5  $\mu\text{s}$ . Bis zu 10  $\mu\text{s}$  sinkt der Verstärkungsfaktor auf etwa 1,3 ab. Auch für zweifach geladene Aluminiumionen kann ein Rückgang der Ionenladung am Faradaybecher beobachtet werden. Bei 400 ns wird ein Wert von 0,95 ermittelt. Der maximale Verstärkungsfaktor ist bei etwa 2,8  $\mu\text{s}$  mit 2,3 erreicht. Ab einer Zeit von 9  $\mu\text{s}$  werden keine brauchbaren Meßwerte mehr erhalten.

#### 4 Messungen und Ergebnisse

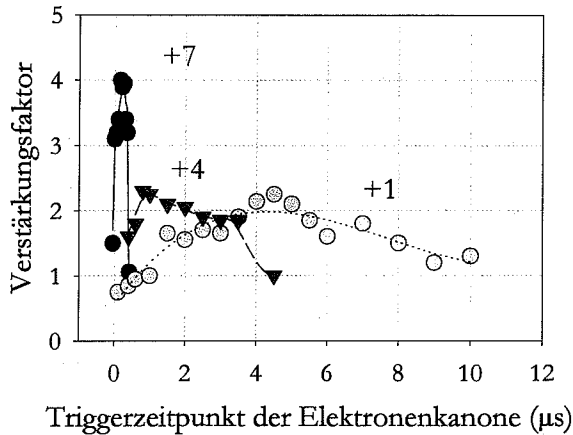


**Abbildung 4.27:** Verstärkungsfaktoren der Ladungszustände  $\text{Al}^{3+}$  und  $\text{Al}^{4+}$  bei zeitlich unterschiedlicher Elektronenstrahleneinstellung



**Abbildung 4.28:** Verstärkungsfaktoren der Ladungszustände  $\text{Al}^{1+}$  und  $\text{Al}^{2+}$  bei zeitlich unterschiedlicher Elektronenstrahleneinstellung

#### 4 Messungen und Ergebnisse

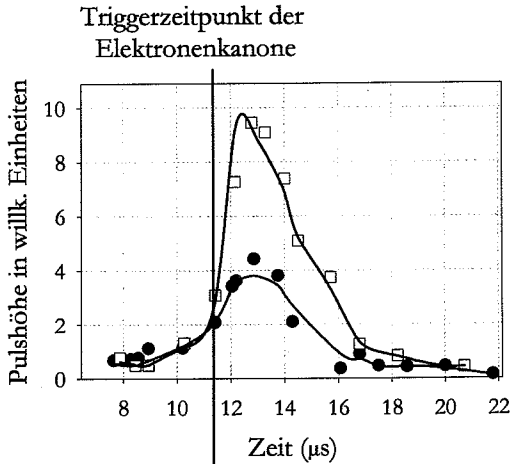


**Abbildung 4.29:** Verstärkungsfaktoren der Ladungszustände  $\text{Al}^{1+}$ ,  $\text{Al}^{4+}$  und  $\text{Al}^{7+}$  bei zeitlich unterschiedlicher Elektronenstrahleinstellung

Um einen besseren Überblick über die Verstärkungsfaktoren sämtlicher Ladungszustände zu erhalten, sind in Abbildung 4.29 die Werte für die Ladungszustände eins, vier und sieben eingetragen. Vor allem für die hohen Ladungszustände ist die Raumladungsneutralisation besonders wirksam.

Zum Abschluß dieses Kapitels sollen noch einige ausgesuchte Zeitspektren vorgestellt werden. Man erhält diese aus den Einzelflugzeitspektren (Abbildung 4.16), indem die mit dem SEM gemessene Pulshöhe gegen die Ankunftszeit einer Ionensorte aufgetragen wird. Da der verwendete SEM nicht geeicht werden konnte (siehe Kapitel 3.3), ist die Pulshöhe an der Ordinate in willkürlichen Einheiten aufgetragen. Allerdings kann angenommen werden, daß der tatsächliche Ionenstrom bzw. die Ionenstromdichte proportional zur gemessenen SEM Pulshöhe ist.

Bei allen Spektren gibt die Abszisse die Flugzeit der Ionen zwischen Target und SEM an. Zum Zeitpunkt Null trifft das Laserlicht auf das Target. Der Abstand zwischen Extraktion und Elektronenkanone beträgt 300 mm, die gesamte Flugstrecke ist 720 mm lang. Als Extraktionsspannung wird 20 kV verwendet, und die negative Spannung an der Zugelektrode hat eine Höhe von -4 kV.

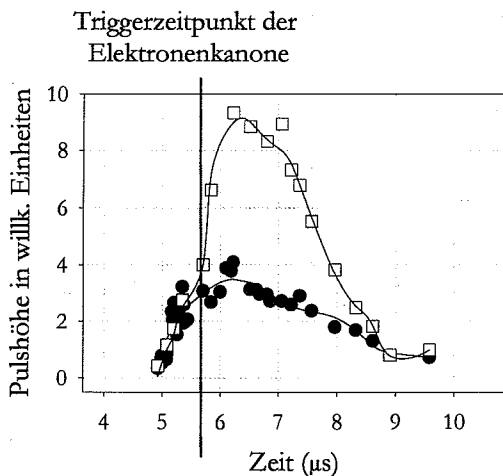


**Abbildung 4.30:** Zeitspektrum für  $\text{Al}^{3+}$  mit und ohne Raumladungsneutralisation, ferroelektrische Kathode: T88

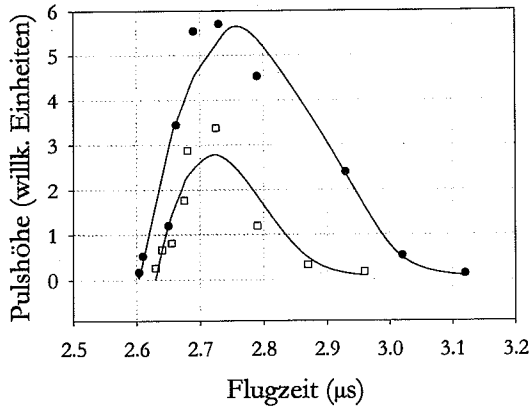
Abbildung 4.30 zeigt die Zeitspektren von Ladungszustand plus eins mit und ohne getriggelter Elektronenkanone. Der Triggerzeitpunkt für die Elektronenkanone ist in der Abbildung markiert und liegt bei  $11,5 \mu\text{s}$  nach der Plasmabildung auf dem Target. Das entspricht einer Zeit von  $4,5 \mu\text{s}$  nach der die ersten Ionen die Plasmaexpansionskammer verlassen haben. Bis zu diesem Zeitpunkt verlaufen beide Kurven praktisch identisch. Danach steigt die Kurve im Falle der Raumladungsneutralisation um mehr als den Faktor zwei gegenüber dem Fall ohne Raumladungsneutralisation an. Trotzdem die Länge des Elektronenstrahls bei dieser Messung  $300 \text{ ns}$  beträgt, kann über einen Zeitraum von  $2 \mu\text{s}$  eine Verstärkung des Signals um mehr als den Faktor 2 beobachtet werden. Eine mögliche Erklärung ist, daß durch Elektronen, die durch die Extraktion in den Plasmabehälter gelangen, die Potentialverhältnisse an der Extraktion und im Plasma verändert werden.

#### 4 Messungen und Ergebnisse

Die Abbildungen 4.31 und 4.32 zeigen die Spektren für vierfach und siebenfach geladene Aluminiumionen. Die Triggerzeitpunkte für die Elektronenkanone liegen bei 5,1 bzw. 2,6  $\mu\text{s}$ . Die Verstärkungsfaktoren für die Pulsmaxima betragen 2,4 bei  $\text{Al}^{4+}$  und 2,2 bei  $\text{Al}^{7+}$ . Auffallend ist, daß die Verstärkungsfaktoren für die maximale Pulshöhe bei höheren Ladungszuständen geringer wird. Im Gegensatz zu diesem Verhältnis der maximalen Amplituden, das für höhere Ladungszustände geringer wird, nimmt das Verhältnis der Ladungen mit und ohne Raumladungsneutralisation (d.h. das Verhältnis der Flächen) für höhere Ladungszustände zu.



**Abbildung 4.31:** Zeitspektrum für  $\text{Al}^{4+}$  mit und ohne Raumladungsneutralisation, ferroelektrische Kathode T88

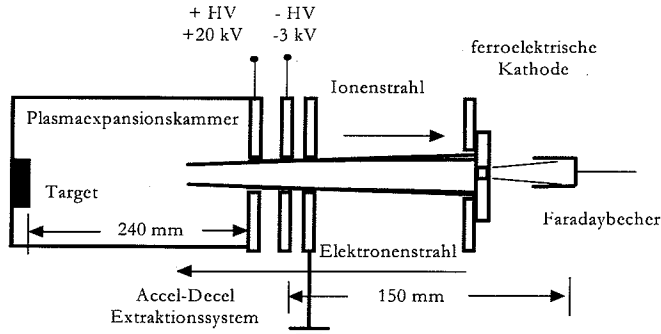


**Abbildung 4.32:** Zeitspektrum für  $\text{Al}^{7+}$  mit und ohne Raumladungsneutralisation, ferroelektrische Kathode: T102

## 4 Messungen und Ergebnisse

### 4.3.2 Raumladungsneutralisation im Extraktionsbereich der Ionen

Zur Erhöhung der Plasmadichte an der Extraktion wird der Abstand zwischen Target und Anode um 50 mm gegenüber den anderen Experimenten verkürzt. Die Elektronenkanone befindet sich 100 mm nach der Extraktion. Abbildung 4.33 zeigt eine



**Abbildung 4.33:** schematische Darstellung der Raumladungsneutralisation in der Ionenextraktion und zwischen Extraktion und ferroelektrischer Kathode

schematische Darstellung des Versuchsaufbaus für die folgenden Experimente mit den wichtigsten Abmessungen.

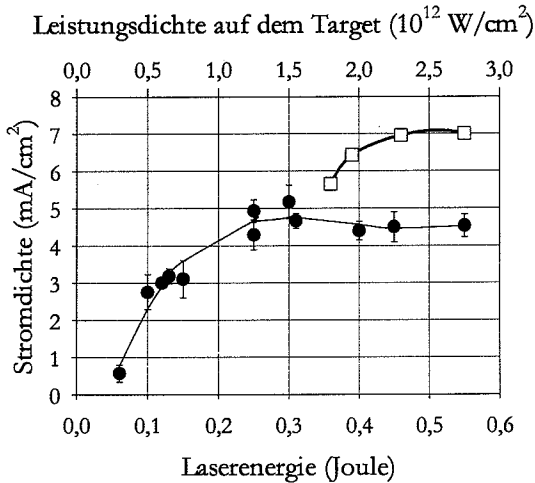
Bei fest eingestellten Spannungen an der Ionenextraktion (20 kV / -3 kV) wird die Leistungsdichte auf dem Target langsam erhöht und dabei die Höhe des zweiten Maximums (siehe Abbildung 4.20) mit einem Faraday Becher, der sich 30 mm hinter der ferroelektrischen Kathode befindet, gemessen. Die Meßwerte sind in Abbildung 4.34 als schwarze Kreise eingezeichnet. An der oberen Abszisse ist die Leistungsdichte auf dem Target, auf der unteren Abszisse die Laserenergie und an der vertikalen Achse die Stromdichte aufgetragen, die durch die Bohrung in der ferroelektrischen Kathode gegeben ist. Obwohl bei einer Erhöhung der Laserleistung die Plasmadichte an der Anode größer wird, steigt der am Faradaybecher gemessene Strom ab einer Laserleistung von  $1,2 \cdot 10^{12} \text{ W/cm}^2$  nicht mehr weiter an.

Vielmehr ist sogar ein leichter Rückgang der Stromdichte zu beobachten. Ab dieser Laserleistung ist die Plasmadichte an der Anode für die Extraktionsparameter (Beschleunigungsspannung und Elektrodenabstand) zu hoch. Der Plasmameniskus wölbt sich nach außen und die Startbedingungen für die Ionen verschlechtern sich - der Strahlausbreitung wird stark divergent.

Für diese Messung ist die ferroelektrische Kathode mit der Bezeichnung T112 (siehe Tabelle 4.4) in der Elektronenkanone montiert. Wegen des geringeren Abstands zwischen Elektronenkanone und Extraktion kann dort eine höhere Stromdichte erreicht werden:  $8 \text{ A/cm}^2$ . Die Beschleunigungsspannung (5kV) und die Spannung an der Einzellinse (2 kV) sind so aufeinander abgestimmt, daß ein maximaler Verstärkungsfaktor erreicht wird.



Für die Raumladungsneutralisation wird die Elektronenkanone genau zum Zeitpunkt des zweiten Strommaximums getriggert. Die so erhaltenen Meßwerte sind als weiße Rechtecke in die Grafik eingetragen.



**Abbildung 4.34:** gemessene Stromdichte für  $\text{Al}^{+1}$  mit dem FDC in Abhängigkeit der Laserleistung bei verkürzter Plasmaexpansionskammer, mit Elektronenstrahl (Rechtecke)

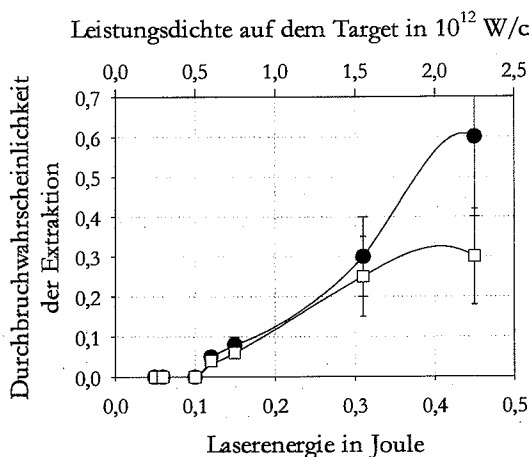
Mit den rechteckigen Symbolen sind in Abbildung 4.34 die Meßergebnisse mit eingeschalteter Elektronenkanone eingetragen. Mit Neutralisation steigt der Ionenstrom weiter an, wenn die Laserleistung erhöht wird. Es kann gezeigt werden, daß mit gepulsten Elektronenstrahlen eine höhere Ionenstromdichte, als ohne Raumladungsneutralisation aus einem Plasma extrahiert werden kann.

Für das letzte vorgestellte Experiment beträgt die Entfernung zwischen dem Target und der Ionenextraktion 150 mm. Dadurch wird erreicht, daß sich eine höhere Ionen-dichte an der Extraktion als bei den vorangegangenen Experimenten einstellt. Die Spannungen für die Ionenbeschleunigung sind während der gesamten Messung auf 20 kV und -3 kV eingestellt. In Abhängigkeit von der Laserleistung wird die Durchbruchswahrscheinlichkeit einmal mit und einmal ohne Elektronenstrahl ermittelt. Die Plasmaproduktion auf dem Target und damit die Ionendichte an der Extraktion wird durch eine Veränderung der Laserleistung gesteuert. Die Spannungsdurchbrüche zwischen den Extraktionselektroden können mit Hilfe des Signals von der Rogowskispule (Abbildung 3.13) diagnostiziert werden. Als Elektronenemitter in der Kanone wird die ferroelektrische Kathode mit der Bezeichnung T112 (siehe Tabelle 4.4) verwendet. Die Elektronenstromdichte beträgt wie im vorher beschriebenen Experiment  $8 \text{ A/cm}^2$ .

#### 4 Messungen und Ergebnisse

Die Beschleunigungsspannung (5kV) und die Spannung an der Einzellinse (2 kV) sind wie im vorhergehenden Experiment eingestellt. Der Triggerzeitpunkt der Elektronenkanone wird durch das Signal bestimmt, das von der Rogowskispule erhalten wird. Erreicht dieses Signal seinen Maximalwert, so liegt an der Anode die höchste Plasmadichte vor. Kurz vor diesem Zeitpunkt erfolgt die Triggerung der Elektronenkanone.

Abbildung 4.35 zeigt, daß die Durchbruchwahrscheinlichkeit ohne Raumladungsneutralisation bei einer Erhöhung der Laserleistung ständig zunimmt. Wird zu dem Zeitpunkt, an dem die höchste Plasmadichte an der Anode vorherrscht, ein Elektronenstrahl zwischen die Extraktionselektroden beschleunigt, so kann vor allem bei der höchsten Laserenergie eine Abnahme der Durchbruchwahrscheinlichkeit um den Faktor zwei festgestellt werden. Aufgrund der geringeren Durchbruchwahrscheinlichkeit ist es wahrscheinlich, daß der Elektronenstrahl die Raumladungs- und Feldverteilung zwischen den Elektroden derart verändert, daß der Plasmameniskus wieder in Richtung Plasma zurückgedrängt wird.



**Abbildung 4.35:** Abhängigkeit der Durchbruchwahrscheinlichkeit der Ionenextraktion von der Leistungsdichte auf dem Target ohne Triggerung der Elektronenkanone (schwarz) mit Triggerung der Elektronenkanone (weiß)

### *4.4 Auswertung und Diskussion*

Zuerst soll kurz der einfachste Fall der Raumladungsneutralisation beschrieben werden. Dafür wird durch das Laserlicht Plasma auf dem Target erzeugt, das sich als vollständig raumladungsneutralisierter "Ionenstrahl" ausbreitet. In einer Entfernung zum Target von 60 cm wird an einer Apertur mit 3 mm Durchmesser eine Ionenstromdichte von  $5,2 \text{ mA/cm}^2$  gemessen (Abbildung 4.23). Die Energie der Ionen liegt zwischen wenigen Elektronenvolt und 4 keV. Die Strahlionen gewinnen ihre Energie vor allem aus dem elektrischen Feld, welches zum Zeitpunkt der Plasmaproduktion entsteht, wenn sich schnelle Elektronen vom Plasma entfernen. Allerdings handelt es sich dabei um einen kaum beschleunigten "Strahl" mit sehr großer Energieverschmierung. In den weiteren Experimenten werden die Plasmaionen an einer Extraktionsstrecke von den Elektronen getrennt und beschleunigt. Nach und auch während der Extraktion werden dem beschleunigten Ionenstrahl die zur Raumladungskompensation nötigen Elektronen wieder zugeführt. Damit sollen eine Emittanzerhöhung und ein Intensitätsverlust, ansonsten durch Raumladungskräfte ausgelöst, wenigstens teilweise verhindert werden. Die hier diskutierte Methode beruht auf der Verwendung von kontrollierbaren, gepulsten Elektronenstrahlen, da mit diesen eine kontrollierte Raumladungsneutralisation von Ionenstrahlen durchgeführt werden kann.

#### ***Raumladungsneutralisation von beschleunigten Ionenstrahlen mit gepulsten Elektronenstrahlen***

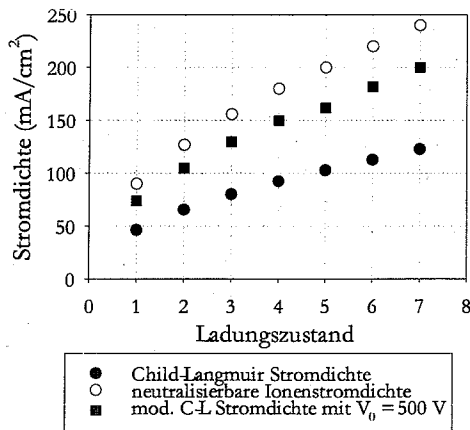
Für den Elektronenstrahl wird im folgenden angenommen, daß die Stromdichte des Elektronenstrahls konstant über die gesamte Strecke zwischen ferroelektrischer Kathode und Ionenextraktion ist. Der Elektronenstrahl wird als homogener Strahl betrachtet. Die Hohlstruktur, die der Strahl in der Nähe der Kathode aufgrund der Elektrodengeometrie besitzt (siehe Abbildung 4.1), wird vernachlässigt.

Für den Ionenstrahl wird angenommen, daß während der Experimente die Plasmadichte an der Extraktionsstrecke gerade so groß ist, daß für jeden Ladungszustand die Child-Langmuir Stromdichte extrahiert wird. Das bedeutet, daß die Ionenstrahlen Poissance 1 und gleiche Protonenperveanz besitzen (siehe Kapitel 2.1). Der Einfluß der Raumladung in der Ionenextraktion wird nicht betrachtet.

Sofern nicht darauf hingewiesen wird, ist bei den Berechnungen ein Zweielektrodenextraktionssystem mit 8 mm Elektrodenabstand angenommen.

Die Child-Langmuir (C-L) Stromdichten (Gleichung 2.12) und die modifizierten Child-Langmuir Stromdichten, bei denen eine Anfangsenergie der Ionen berücksichtigt wird (Gleichung 2.16), sind für die Ladungszustände  $\text{Al}^{1+}$  bis  $\text{Al}^{7+}$  für ein Extraktionssystem mit 8 mm Elektrodenabstand und 20 kV Beschleunigungsspannung in Abbildung 4.36 als schwarze Kreise aufgetragen. Die Werte für die modifizierten Child-Langmuir Stromdichten sind mit einem Anfangspotential  $V_0$  von 500 V berechnet.

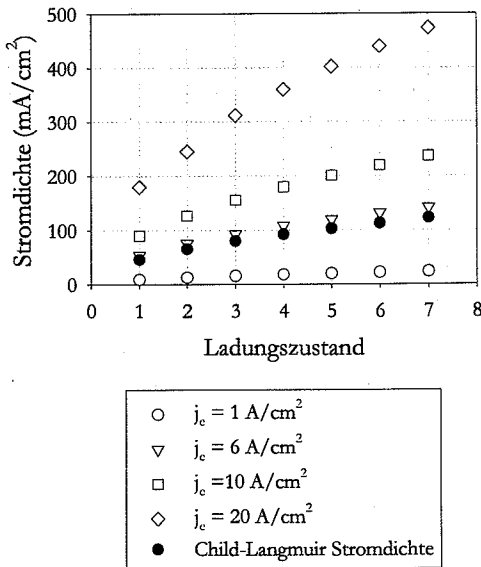
#### 4.4 Auswertung und Diskussion



**Abbildung 4.36:** Child-Langmuir Stromdichten und modifizierte C-L Stromdichten ( $V_0 = 500$  eV) für  $Al^{1+}$  bis  $Al^{7+}$ , berechnet mit:  $U = 20$  kV,  $d = 0,8$  cm, (schwarz) und Stromdichten, die mit einem  $10 \text{ A/cm}^2$  Elektronenstrahl mit 5 keV Energie raumladungsneutralisiert werden kann (weiß)

Für den Ladungszustand plus eins ist die Child-Langmuir Stromdichte  $74 \text{ mA/cm}^2$  und steigt dann für  $Al^{7+}$  bis auf  $200 \text{ mA/cm}^2$ . Die weißen Kreise in Abbildung 4.36 stellen die Stromdichten dar, die für einen bei 20 kV extrahierten Aluminiumionenstrahl, bestehend aus einem bestimmten Ladungszustand, mit einem  $10 \text{ A/cm}^2$  Elektronenstrahl mit 5 keV Energie raumladungsneutralisiert werden können (Gleichung 2.32). Grundlage für diese Berechnung ist, daß Ionen- und Elektronenstrahlen jeweils einheitliche Geschwindigkeit besitzen. Aus den Berechnungen und aus Abbildung 4.36 folgt, daß mit dem angenommenen Elektronenstrahl ( $10 \text{ A/cm}^2$ , 5 keV) die Ionenraumladungsdichte jeder Ionenspezies vollständig neutralisiert werden kann.

Durch eine Verkleinerung oder Vergrößerung der Elektronenstromdichte ist die durch die weißen Punkte markierte Kurve nach unten bzw. oben verschiebbar. In Abbildung 4.37 ist das dargestellt. Die Elektronenstromdichte bestimmt nach der Neutralitätsbedingung (Gleichung 2.30) die Ionenstromdichte, die raumladungsneutralisiert werden kann. Zum Vergleich ist mit schwarzen Kreisen die nicht modifizierte Child-Langmuir Stromdichte aus Abbildung 4.36 eingetragen.



**Abbildung 4.37:** Ionenstromdichten von 20 keV Aluminiumionenstrahlen, die durch 5 keV Elektronenstrahlen unterschiedlicher Stromdichte raumladungsneutralisiert werden können

In dieser Abbildung wird deutlich, daß die Raumladung eines Aluminiumionenstrahls, der bei 20 keV und 8 mm Elektrodenabstand extrahiert wurde, mit einer Elektronenstromdichte von 6 A/cm² bei einer Elektronenenergie von 5 keV neutralisiert werden kann. Die Stromdichte, der in den Experimenten verwendeten Elektronenstrahlen, lag genau in diesem Bereich (siehe Tabelle 4.4).

Als kurze Zusammenfassung kann angegeben werden, daß Elektronenstrahlen mit einer Energie von 5 keV und einer Stromdichte in der Größenordnung von 10 A/cm² die Raumladung von Ionenstrahlen mit Stromdichten in der Größenordnung von 100 mA/cm² (Abhängig von Ladungszustand und Ionenrestmasse) und einer Energie von 20 keV neutralisieren können. Dies kann als sehr grobe Abschätzung angenommen werden.

#### 4.4 Auswertung und Diskussion

##### ***Theoretische Abschätzung der Radian mit Hilfe der Einhüllende-Gleichung***

Wird mit von Hilfe Gleichung 2.26 der Radius eines nicht raumladungsneutralisierten Aluminiumionenstrahls mit Perveanz eins und einer Energie von 20 keV, bestehend aus nur einem Ladungszustand, nach einer Flugstrecke von 32 cm, berechnet, so ist das Ergebnis 11 cm. Dieses Ergebnis ist für alle Ladungszustände gleich, da die Ionenstrahlen, extrahiert mit der Child-Langmuir Stromdichte, gleiche Perveanz besitzen und sich somit unter dem Einfluß äußerer und innerer Felder gleich verhalten. Da der Radius des Strahlrohrs nur 2,5 cm beträgt, füllt - nach dieser Berechnung - der Ionenstrahl bereits nach einer Strecke von etwa 10 cm das gesamte Strahlrohr aus.

Entscheidend für die Messungen ist, inwieweit diese verfälscht werden, wenn sich der Ionenstrahl zwischen der ferroelektrischen Kathode und Faradaybecher ohne Neutralisation der Raumladung ausbreitet. Dafür wird berechnet wie weit sich ein Strahl mit Anfangsradius von 0,15 cm und mit Child-Langmuir Stromdichte auf einer Strecke von 5 cm aufweitet. Grundlage dafür ist die Annahme, daß sich der Strahlradius zwischen Extraktion und ferroelektrischer Kathode bei Raumladungsneutralisation nicht ändert. Werden diese Daten in Gleichung 2.26 eingesetzt, so beträgt das Ergebnis 0,9 cm. Die Blende vor dem Faradaybecher mit einem Radius von 0,9 cm erweist sich mit diesen Berechnungen als gerade groß genug. Es kann, vor allem aufgrund der Messungen (siehe weiter unten), davon ausgegangen werden, daß der gesamte Strahlstrom, der durch die Öffnung in der ferroelektrischen Kathode fließt, im Faradaybecher gemessen wird. Somit ist sichergestellt, daß die Messungen nicht durch einen Teilchenverlust in diesem Bereich verfälscht werden. Verringert sich der Strahlradius bei der Durchdringung von Ionen- und Elektronenstrahlen, so besitzt der Strahl eine höhere Stromdichte an der ferroelektrischen Kathode. In diesem Fall fällt das Aufblähen zwischen ferroelektrischer Kathode und Faradaybecher ohne Raumladungsneutralisation wegen des geringeren Radius stärker aus. Berechnungen dazu finden sich weiter unten.

##### ***Abschätzung der Strahlradian ohne Raumladungsneutralisation (mit den Ergebnissen aus den Experimenten)***

Die Berechnung, auf welchen Wert sich der Strahlradius nach einer bestimmten Strecke vergrößert hat, erfolgt durch folgende Annahmen: der Strahl wird mit dem Radius  $r_1$  und Stromdichte  $j_1$  extrahiert, der Strahlradius nimmt auf dem Weg zur ferroelektrischen Kathode linear bis zum Radius  $r_2$  mit Stromdichte  $j_2$  zu und der Strahlstrom bleibt auf dem gesamten Weg konstant (siehe Abbildung 4.38).

## 4.4 Auswertung und Diskussion

Für das Verhältnis der Stromdichten und Radien gilt dann:

$$\frac{j_1}{j_2} = \frac{r_2^2}{r_1^2} \quad (4.3)$$

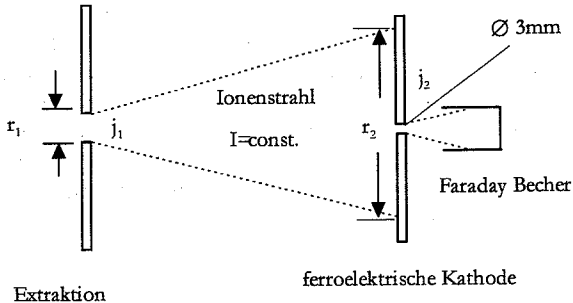


Abbildung 4.38: Abschätzung des Strahlradius

Wird im Fall ohne Raumladungsneutralisation für  $\text{Al}^{1+}$  von einer maximal gemessenen Stromdichte (Abbildung 4.25) nach einer Flugstrecke von 32 cm von  $j_2 = 5,9 \text{ mA/cm}^2$  ausgegangen, so kann der Strahlradius  $r_2$  nach dieser Strecke abgeschätzt werden. Angenommen, es wird  $\text{Al}^{1+}$  mit der modifizierten Child-Langmuir Stromdichte  $j_1 = 74 \text{ mA/cm}^2$  bei einem Strahlradius von  $r_1 = 0,4 \text{ cm}$  extrahiert, so errechnet sich  $r_2$  zu 1,4 cm. Allerdings steht dieser Wert im krassem Widerspruch zu den 11 cm, die sich aus der Einhüllenden-Gleichung ergeben. Zwei mögliche Gründe für diese Differenz können angeführt werden: in die Berechnung der Strahleinhüllenden gehen nicht die ionenoptischen Eigenschaften des Extraktionssystems ein. Vor allem das verwendete Dreielektrodenystem beeinflusst die Strahlausbreitung positiv, das heißt, es wirkt fokussierend auf den Teilchenstrahl.

Ein weiterer, unbeachtet gelassener Effekt, ist die Möglichkeit, daß ein Teil der Raumladung durch Elektronen neutralisiert wird und dadurch das Divergieren des Strahls verkleinert wird. Dies kann durch Sekundärelektronen geschehen, die entstehen wenn Strahlionen gegen Aperturen und das Strahlrohr treffen. Auch Elektronen, die von ionisierten Restgasatomen stammen, könnten dazu beitragen.

Der Einfluß der fokussierenden Wirkung des Dreielektrodenextraktionssystems kann abgeschätzt werden, wenn die bei einem Zweielektrodenystem gemessene Stromdichte verwendet wird (vgl. Abbildung 4.21). Setzt man diese Stromdichte ( $0,73 \text{ A/cm}^2$ ) in Gleichung 4.2 ein, so errechnet sich  $r_2$  zu 4 cm. Im Vergleich zu den 11 cm ist dies aber immer noch ein ungenügendes Ergebnis. Durch Einbringung von Blenden in das Strahlrohr und durch Beobachtung des Strahls auf einem Fluoreszenzschirm konnte der Strahlradius auf etwa 2 cm bestimmt werden.

Es soll nun umgekehrt unter Verwendung des Ergebnisses aus der Einhüllenden-Gleichung (Gleichung 2.26) die Stromdichte berechnet werden, die an der Öffnung in der

#### 4.4 Auswertung und Diskussion

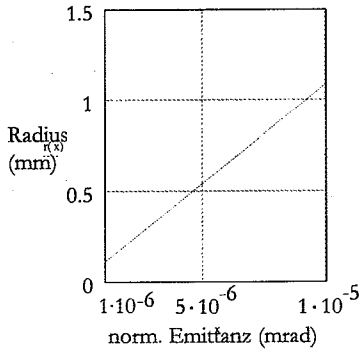
ferroelektrischen Kathode gemessen werden müßte, wenn sich der Strahlradius auf 11 cm vergrößert. Mit den berechneten 11 cm und mit Gleichung 4.3 müßte theoretisch an der ferroelektrischen Kathode eine Stromdichte von  $0,1 \text{ mA/cm}^2$  gemessen werden (mit  $j_i = 74 \text{ mA/cm}^2$ ). Tatsächlich gemessen wurden  $4,5 \text{ mA/cm}^2$ .

Wird nun umgekehrt mit Gleichung 2.26 die Anfangsstromdichte eines Strahls berechnet, dessen Radius sich innerhalb von 32 cm von 0,4 auf 1,5 cm vergrößert, so ergibt sich als Ergebnis  $2 \text{ mA/cm}^2$ . Dies ist weniger als der gemessene Wert. Offensichtlich liefert die Einhüllende-Gleichung für die Vergrößerung der Radien zu große Werte. Die Effekte der Raumladungsneutralisation durch vom Strahl selbst erzeugte Elektronen und die fokussierende Wirkung des Extraktionssystems auf den Ionenstrahl können nicht vernachlässigt werden. In jedem Fall aber gibt Gleichung 2.26 eine obere Grenze des Strahlradius an. Deshalb kann auch davon ausgegangen werden, daß der gesamte Strahlstrom, der die Apertur in der ferroelektrischen Kathode passiert, im Faradaybecher nachgewiesen wird.

#### ***Abschätzung der Kontraktion von Elektronen- und Ionenstrahl bei der gegenseitigen Durchdringung und vollständiger Raumladungsneutralisation***

Gleichung 2.29 kann zur Berechnung des Radius, der sich bei der Durchdringung des Elektronen- und Ionenstrahls einstellt, verwendet werden. Aus der Neutralitätsbedingung und den Abbildungen 4.36 und 4.37 folgt, daß mit den in den Experimenten verwendeten Elektronenstrahlen, die gesamte Raumladung des extrahierten Aluminiumionenstrahls neutralisiert werden kann. Im Fall totaler Raumladungsneutralisation übt das Magnetfeld des Elektronenstrahls eine kontrahierende Wirkung auf den Elektronenstrahl aus. Die Ionen werden von dem, durch die Kontraktion entstehenden, negativen Raumladungsfeld angezogen und folgen so der Radiusverkleinerung bis ein minimaler Radius erreicht wird, der durch die Emittanz des Elektronenstrahls gegeben ist (siehe Gleichungen 2.27 - 2.29). Mit Gleichung 2.18 kann die normalisierte Emittanz des Elektronenstrahls ( $T_e = 10 - 1000 \text{ eV}$  angenommen) zwischen etwa  $1 \cdot 10^{-5}$  und  $1 \cdot 10^{-6} \text{ mrad}$  abgeschätzt werden. Aus Gleichung 2.29 folgt dann im Falle totaler Raumladungsneutralisation ( $I_i = 23 \text{ mA}$ ,  $\beta_i = 1,3 \cdot 10^{-3}$ ) für den Radius des Plasmakanals: 0,1 mm bis 1 mm. Auf diesen Radius sollten sich beiden Strahlen im Falle totaler Raumladungsneutralisation kontrahieren. In Abbildung 4.39 ist der Radius des Plasmakanals als Funktion der normalisierten Emittanz ( $1 \cdot 10^{-6}$  bis  $1 \cdot 10^{-5} \text{ mrad}$ ) dargestellt.





**Abbildung 4.39:** Radius des Plasmakanals in Abhängigkeit von der Elektronenstrahlemittanz

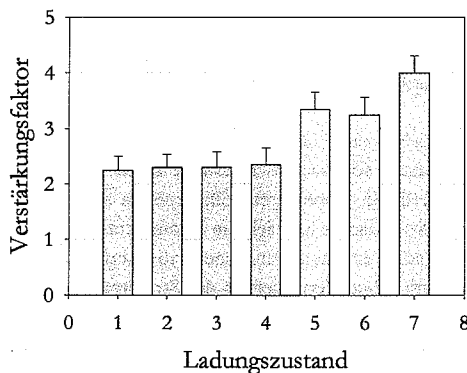
Auch wenn sich der Radius des Plasmakanals auf den maximal errechneten Radius von 1 mm einstellen würde, so könnte der gesamte Ionenstrahl durch die Öffnung in der ferroelektrischen Kathode propagieren. Ein Problem stellt sich hier aber. Durch die Verkleinerung des Strahlradius hat sich die Stromdichte des Ionenstrahls stark erhöht, was nach dem Ende der Raumladungsneutralisation zu einem Aufplatzen des Ionenstrahls führen würde. Eine Verringerung des Strahlradius von 4 mm auf 0,1 mm bedeutet eine Erhöhung der Stromdichte um den Faktor 1600! Wird mit der Einhüllende-Gleichung berechnet wie sich der Radius eines Strahl mit Poissance 1 und einem Startradius von 0,1 mm nach einer Strecke von 50 mm vergrößert hat, so ergibt sich als Ergebnis 35 mm. Ist der Startradius 1 mm, so errechnete sich nach 50 mm Flugstrecke der Radius zu 23 mm. Für die Messungen bedeutet das, daß in beiden Fällen nicht der gesamte Strom, der durch die Öffnung in der ferroelektrischen Kathode gelangt, im Faradaybecher gemessen wird. Es wird also ein geringerer Strom als der ursprünglich Raumladungsneutralisierte nachgewiesen. Ausgehend von einem Strahlstrom von 23 mA (Child-Langmuir Strom für  $Al^{1+}$ ) an der Bohrung der ferroelektrischen Kathode kann abgeschätzt werden, welcher Strom in dem 5 cm entfernten Faradaybecher mit 9 mm Öffnungsradius gemessen werden müßte. Aus den Verhältnissen der Ströme ergibt sich für den theoretisch zu messenden Wert 1,5 mA. Dieser Wert ist aber gegenüber den gemessenen 0,3 mA um etwa eine Größenordnung zu groß. Es kann also davon ausgegangen werden, daß wenigstens in der Nähe der ferroelektrischen Kathode der Strahlradius wesentlich größer ist als die abgeschätzten 0,16 mm. Da der Elektronenstrahl in der Nähe der Kathode die Form eines Hohlstrahls besitzt, kann die Raumladung des Ionenstrahls in diesem Bereich nicht neutralisiert werden. Es kommt daher zu einem Aufweiten des Ionenstrahls.

#### 4.4 Auswertung und Diskussion

##### *Zusammenfassung der Verstärkungsfaktoren*

Als Zusammenfassung sind in Abbildung 4.40 die maximalen Verstärkungsfaktoren bezogen auf die transferierte Ladung für alle Ladungszustände aufgetragen. Für die niedergeladenen Ionen lassen sich nur Verstärkungsfaktoren von etwa 2,2 nachweisen. Die Ladungszustände fünf und sechs besitzen einen Verstärkungsfaktor um 3,3. Für  $\text{Al}^{7+}$  konnte ein Verstärkungsfaktor von 4 gemessen werden.

Würden alle Ladungszustände - wie oben angenommen - an der Child-Langmuir Grenze extrahiert werden, so besäßen sie gleiche Perveanz und würden sich somit unter dem Einfluß der Raumladung gleich verhalten. Deshalb sollten auch gleiche Verstärkungsfaktoren für alle Ladungszustände erwartet werden.



**Abbildung 4.40:** Maximale Verstärkungsfaktoren für jeden Ladungszustand (bezogen auf die gesamte Ladung pro Ladungszustand)

Die Zunahme der gemessenen Ladung im Faradaybecher wird dadurch erklärt, daß durch die Raumladungsneutralisation das Aufweiten des Strahls, wenn auch nicht ganz unterdrückt, aber dennoch verringert wird. Da sich dadurch die Stromdichte auf dem Weg zum Faradaybecher oder zum elektrostatischen Spektrometer weniger erniedrigt als im Fall ohne Raumladungsneutralisation, kann eine Verstärkung der Stromdichten und damit der gesamten Ladung gemessen werden. Für eine mögliche Erklärung, warum für hohe Ladungszustände höhere Verstärkungsfaktoren gemessen werden, kann Abbildung 4.36 herangezogen werden. In dieser ist zu erkennen, daß die Raumladungsneutralisation für größere Ladungszustände effizienter wird.

## 4.4 Auswertung und Diskussion

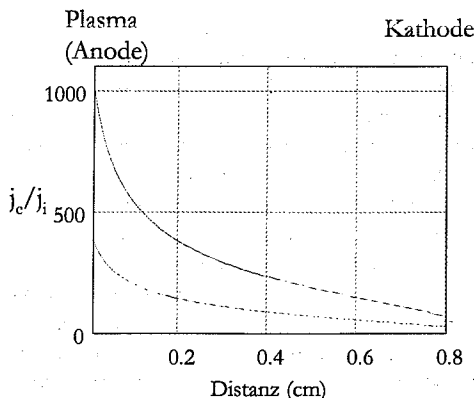
### *Neutralisation der Raumladung in der Ionenextraktion*

Wird der Elektronenstrahl direkt in den Extraktionsbereich der Ionen injiziert (zur Vereinfachung wird ein Zweielektrodensystem angenommen), so kann in kurzem Abstand davon eine Erhöhung der extrahierten Ionenstromdichte festgestellt werden (Kapitel 4.3.2). In einem weiteren Experiment konnte bei stark verkürzter Distanz zwischen Target und Ionenextraktion die Durchbruchwahrscheinlichkeit der Extraktionsspannung durch Injektion eines Elektronenstrahls in den Extraktionsbereich für hohe Laserleistungen um den Faktor zwei reduziert werden (siehe Abbildung 4.35). Im Fall ohne Elektronenstrahl kann daraus abgeleitet werden, daß sich aufgrund des geringen Abstands zwischen dem Ort der Plasmaerzeugung und der Ionenextraktion der Plasmameniskus zur Zeit der höchsten Plasmadichte an der Anode schon bei einer geringen Laserenergie konkav ausbildet. Wegen der ungünstigen Ionenoptik (Startbedingungen der Ionen vom Plasmameniskus) treffen Ionen auf die Zugelektrode und lösen dort Sekundärelektronen aus, die einen Kurzschluß zwischen den Elektroden hervorrufen können. Durch Injektion des Elektronenstrahls kann die Feldverteilung so verändert werden, daß es möglich ist wenigstens einen Teil des Plasmameniskus wieder zurückzudrängen. Vor allem bei hohen Laserleistungen und damit einer hohen Plasmadichte an der Extraktion, wird dieser Effekt besonders deutlich.

Da zwischen den Elektroden der Ionenextraktion Elektronen und Ionen beschleunigt werden, ist das Verhältnis der sich gegenseitig neutralisierbaren Stromdichten an jeder Stelle zwischen den Elektroden unterschiedlich. Ausgehend von Gleichung 2.30 kann das sich wegen der unterschiedlichen Anfangsenergien zwischen den Elektroden ändernde Verhältnis der Raumladungsdichten von Elektronen und Ionen berechnet werden.

Mit einer angenommenen Anfangsenergie der Aluminiumionen von 0,5 kV und einer Energie der Elektronen von 5 kV errechnet sich mit Gleichung 2.35 bei einem Elektrodenabstand von 0,8 cm und mit einer Beschleunigungsspannung von 20 kV der in Abbildung 4.41 dargestellten Verlauf. Hier ist das Verhältnis der Elektronen- und Ionenstromdichten gegen die Distanz zwischen den Extraktionselektroden aufgetragen.

#### 4.4 Auswertung und Diskussion



**Abbildung 4.41:** Veränderung des Verstärkungsfaktors in der Ionenextraktionsstrecke aufgrund unterschiedlicher Anfangsenergien von Ionen und Elektronen  
 ober Kurve:  $Al^{1+}$   
 untere Kurve:  $Al^{7+}$

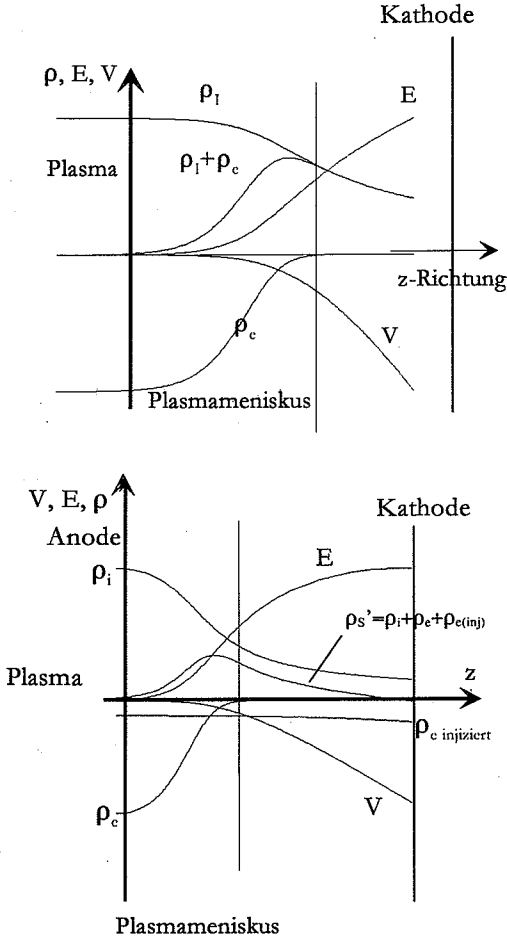
An der Plasmagrenzschicht und im Quellenplasma ist das Verhältnis zwischen Elektronen- und Ionenstromdichte zur Raumladungsneutralisation von  $Al^{1+}$  etwa 1000; an der Kathode 110. Dieses Modell ergibt also, daß an der Anode bzw. im Plasma eine neun mal geringere Ionenstromdichte als im Bereich zwischen Extraktion und ferroelektrischer Kathode unter diesen Bedingungen neutralisiert werden kann. Mit einer Stromdichte eines Elektronenstrahls von  $10 \text{ A/cm}^2$  kann somit eine Ionenstromdichte von  $7,7 \text{ mA/cm}^2$  raumladungsneutralisiert werden. Wird dieser Wert zu der Child-Langmuir Stromdichte für  $Al^{1+}$ ,  $74 \text{ mA/cm}^2$  addiert, so ergibt sich als Ergebnis  $82 \text{ mA/cm}^2$ . Das entspricht einer Erhöhung der Stromdichte um den Faktor 1,1. Tatsächlich ist eine Verstärkung um den Faktor 1,5 gemessen worden. Folglich kann zusätzlich zur Child-Langmuir Stromdichte eine Ionenstromdichte, die durch die Neutralitätsbedingung an der Anode gegeben ist, aus dem Plasma extrahiert werden. Da bei diesem Experiment die Raumladungsneutralisation auch zwischen der Ionenextraktion und der ferroelektrischen Kathode stattfindet, kann dadurch der höhere Verstärkungsfaktor erklärt werden.

Bei dieser Rechnung ist allerdings der Effekt vernachlässigt worden, daß sich der Durchmesser des Elektronenstrahl bei der Beschleunigung in der Ionenextraktionsstrecke verringert. Aus Abbildung 4.11 kann abgeschätzt werden, daß sich der Durchmesser des Elektronenstrahl an der Anode der Ionenextraktion in etwa halbiert hat. Dadurch vervierfacht sich die Elektronenstromdichte und es kann an dieser Stelle eine höhere Ionenraumladung, nämlich  $30,8 \text{ mA/cm}^2$  neutralisiert werden. Allerdings hebt sich dieser Effekt gerade wieder mit der Flächenverkleinerung auf, so daß der Strom, der raumladungsneutralisiert extrahiert werden kann, gleich bleibt.

#### 4.4 Auswertung und Diskussion

Durch die Injektion des Elektronenstrahls werden die Potentialverhältnisse in der Extraktion verändert und die Extraktion der Ionen dadurch beeinflusst. Der Elektronenstrahl trifft mit einem geringeren Durchmesser als der Anodenöffnung auf das Plasma. Zur Veranschaulichung wie eine höhere Ionenstromdichte aus dem Plasma bei der Injektion eines Elektronenstrahls zwischen die Extraktionselektroden verändert extrahiert werden kann, wird die Poisson-Gleichung (2.1) betrachtet.

In Abbildung 4.42 oben sind qualitativ die Raumladungsdichten der Ionen als Lösung der Poisson-Gleichung und für Elektronen im Fall einer Extraktion von Ionen aus



**Abbildung 4.42:** Änderung der Verhältnisse der Ionen- und Elektronenraumladung nach Injektion eines Elektronenstrahls (qualitativ)

#### 4.4 Auswertung und Diskussion

einem Plasma unter idealen Bedingungen dargestellt (siehe auch Abbildung 2.4). Die Raumladungsdichte der Plasmaelektronen  $\rho_e$  fällt in der Plasmarandschicht bis auf Null ab und die Raumladungsdichte der Ionen erniedrigt sich zwischen den Elektroden aufgrund ihrer zunehmenden Geschwindigkeit. Im Plasma ist die Summe der Raumladungsdichten von Elektronen  $\rho_e$  und Ionen  $\rho_i$  gleich Null. Als geometrischen Beginn des Plasmameniskus soll hier der Ort definiert werden, an dem die Summe der Raumladungsdichten von Null verschieden wird. In der Abbildung ist dieser Punkt durch die Abszisse markiert. Durch eine Erhöhung der Plasmadichte an der Extraktion wird eine höhere Ionenstromdichte aus dem Plasma extrahiert. Damit das Child-Langmuir Gesetz gültig bleibt, muß sich der Plasmameniskus konvex ausbilden (siehe Kapitel 2.2).

Wird ein Elektronenstrahl in den Bereich zwischen den Elektroden injiziert, so erniedrigt er aufgrund seiner Raumladungsdichte  $\rho_{e(inj)}$  die Summe aller Raumladungsdichten  $\rho_s' = \rho_i + \rho_e + \rho_{e(inj)}$ . An der Plasmagrenze sinkt die Raumladungsdichte unter Null und es entsteht eine Potentialsenke, die sofort von Ionen kompensiert wird. Um für diesen Ausgleich genügend Ionen bereitzustellen muß die Ionendichte an der Extraktion erhöht werden. Somit kann ein höherer Ionenstrom zwischen den Extraktions Elektroden fließen (unteres Bild).

#### Vergleich mit klassischer Magnetfeldfokussierung

Hat sich eine vollständige Neutralisation der Raumladung eingestellt, so bewegen sich der Ionen- und Elektronenstrahl ohne Divergenz. Es soll nun abgeschätzt werden welche Magnetfeldstärken notwendig sind um das Divergieren eines Ionenstrahls mit Radius  $r$  und Strom  $I$  zu unterdrücken.

Dazu wird von der Bewegungsgleichung eines gleichförmigen, nicht relativistischen Strahls mit Raumladung in einem axialen Magnetfeld ausgegangen:

$$m \cdot r \cdot \dot{\Theta}^2 = -\frac{nZ^2 e^2 r}{2\epsilon_0} - ZeB_z r \dot{\Theta} \quad [\text{Brown}] \quad (4.4)$$

In dieser Gleichung sind:  $m$ : die Ionenmasse,  $r$ : der Radius,  $\Theta$ : der radiale Winkel,  $n$ : die Ionendichte,  $Z$ : die Ladungszahl der Ionen,  $e$ : die Elementarladung,  $\epsilon_0$ : die elektrische Feldkonstante und  $B_z$ : das axiale Magnetfeld.

Gleichung 4.3 läßt sich zu

$$\dot{\Theta}^2 + \frac{\omega_p^2}{2} - 2\dot{\Theta}\Omega_L = 0 \quad (4.5)$$

reduzieren.

Mit

#### 4.4 Auswertung und Diskussion

$$\Omega_L = ZeB_z / m \quad (4.6)$$

ist die Larmor Frequenz (oder Zyklotron Frequenz) und

$$\omega_L = (n_p Z^2 e^2 / \epsilon_0 m)^{\frac{1}{2}} \quad (4.7)$$

die Ionen-Plasmafrequenz des Strahls eingeführt worden  
Folgender Lösungsansatz von 4.5 kann angegeben werden:

$$\dot{\Theta} = \Omega_L \pm \sqrt{\Omega_L^2 - \frac{\omega_p^2}{2}} \quad (4.8)$$

Diese Gleichung besitzt zwei reelle Lösungen, wenn gilt:

$$\Omega_L \geq \frac{\omega_p}{\sqrt{2}} \quad (4.9)$$

Im Falle des Gleichheitszeichens ist Gleichung (4.9) als Brillouin Fluß [Brillouin] bekannt. Ist die Brillouin Bedingung erfüllt, so bewegt sich ein nicht relativistischer, homogener Ionenstrahl ohne Divergenz. Die Teilcentrajektorien beschreiben spiralförmige Bahnen um die Strahlachse. Um nun den Strahlstrom eines Ionenstrahls berechnen zu können, der bei einer Teilchenenergie  $U$  und einem axialen Magnetfeld  $B$  sich gerade noch ohne Divergenz bewegt, wird Gleichung (4.5) verwendet, wenn die Brillouin-Fluß-Bedingung erfüllt ist. Damit ergibt sich:

$$\dot{\Theta}^2 = \Omega_L^2 = \frac{\omega_p^2}{2} \quad (4.10)$$

Nach dem Einsetzen der Plasmafrequenz wird  $\dot{\Theta}^2$  zu:

$$\dot{\Theta}^2 = \frac{Z^2 n e^2}{2 \epsilon_0 m} \quad (4.11)$$

Mit dem Strahlstrom  $I$

$$I = \pi r^2 n v Z e \quad (4.12)$$

(hier ist  $v$  die Ausbreitungsgeschwindigkeit des Strahls),  
der Ionen Plasmafrequenz (4.7) und der Larmor Frequenz (4.6) ergibt sich für das bei einem bestimmten Strahlstrom erforderliche Magnetfeld bei der Brillouin Bedingung:

$$B_z^2 = \frac{I \cdot m}{2 Z e \pi r^2 \epsilon_0 v} \quad (4.13)$$

#### 4.4 Auswertung und Diskussion

Wird  $I$  durch die Stromdichte  $j$  ersetzt und  $v$  durch die Beschleunigungsspannung des Strahls ausgedrückt, so ergibt sich:

$$B_z^2 = \frac{j \cdot m}{2 Z e \epsilon_0} \cdot \sqrt{\frac{m}{2 Z e U}} \quad (4.14)$$

Für einen einfach geladenen Aluminiumionenstrahl der an der Child-Langmuir Stromdichte extrahiert wird ( $j=46 \text{ mA/cm}^2$ ) und einer Beschleunigungsspannung von  $U=20 \text{ kV}$  errechnet sich das Magnetfeld zu:

$$B_z = 4,4 \text{ T}$$

Das bedeutet, daß ein Magnetfeld von 4,4 T nötig ist um einen  $\text{Al}^{1+}$  - Strahl mit Poissance 1 und einer Strahlenergie von 20 kV am Divergieren zu hindern. Wird die Methode der Raumladungsneutralisation angewendet, so kann nicht nur das Aufblähen des Strahls verhindert werden, sondern auch die Emittanz erhalten werden, was bei der Fokussierung mit Magnetfeldern nicht möglich ist.

Mit 4,4 Tesla Magnetfeld ist schon bald eine obere Grenze des heute technisch möglichen erreicht. Im Gegensatz dazu wurde mit sehr einfachen Mitteln demonstriert, daß eine Vergrößerung des Strahlradius von 0,4 auf 0,75 cm anstatt auf 3,2 cm bei Raumladungsneutralisation nach einer Drift von 320 mm erreicht werden kann. Mit einer verbesserten Elektronenkanone sind sicher bessere Werte möglich.



## *Zusammenfassung*

Durch die in dieser Arbeit beschriebenen Experimente konnte demonstriert werden, daß eine kontrollierbare Raumladungsneutralisation von Schwerionenstrahlen durch gepulste Elektronenstrahlen möglich ist.

Diese Arbeit entstand in den Jahren 1994 bis 1997 am europäischen Kernforschungszentrum CERN in Genf. Motiviert wurde sie durch den geplanten Bau eines neuen Hadronen Beschleunigers, den LHC (engl. Large Hadron Collider), in dem Ionenströme bis 7,8 mA ( $\text{Pb}^{82+}$ ) mit einer normalisierten transversalen Emittanz von  $1,5 \cdot 10^{-6}$  mrad beschleunigt werden sollen [LHC].

Eine Möglichkeit die Anforderungen an den Strahl bei der Injektion in den LHC zu erfüllen, könnte darin bestehen, den Teilchenverlust und die Erhöhung der Emittanz, die vor allem bei der Ionenextraktion an der Teilchenquelle und im Niederenergiebereich auftreten, zu vermeiden. Während dieser Arbeit konnte erstmals gezeigt werden, daß es möglich ist, kontrolliert die Raumladung eines Schwerionenstrahls im Extraktionsbereich und nach der Teilchenquelle durch einen gepulsten Elektronenstrahl zu neutralisieren. Dadurch konnte eine höhere Ionenstromdichte als im Fall ohne Raumladungsneutralisation über eine gewisse Distanz transportiert und eine Erhöhung der Stromdichte bei der Extraktion erreicht werden.

Für die Experimente zur Raumladungsneutralisation wurden Elektronenstrahlen entgegen der Ausbreitungsrichtung der Ionen beschleunigt. Dazu wurde, als einer der wichtigsten Punkte der Arbeit, eine Elektronenkanone entwickelt. Als Elektronenemitter in dieser Kanone sind Scheiben aus ferroelektrischem PLZT Material verwendet worden. Bei der Konstruktion der Kanone wurde der Effekt der Selbstemission von Elektronen aus den ferroelektrischen Kathoden ausgenutzt. Da die Elektronen eine gerichtete Anfangsgeschwindigkeit besitzen, konnte anders als bei herkömmlichen Elektronenkanonen, die Beschleunigungsstrecke derart konstruiert werden, daß das elektrische Beschleunigungsfeld von der Kathodenoberfläche getrennt ist. Es war möglich, durch Beschleunigung durch eine Beschleunigungsstrecke und Fokussierung mit einer Einzellinse, den Durchmesser des Elektronenstrahls zu verändern. In einer Entfernung von 200 mm zur ferroelektrischen Kathode konnten Strahldurchmesser zwischen 9 und 40 mm eingestellt werden. Eine Variation der Elektronenstromdichte im Bereich von 1 bis 12 A/cm<sup>2</sup> war möglich. Des weiteren konnten Elektronenstrahlpulse mit einer Wiederholrate von 0,6 MHz erzeugt werden.

Anfangs bereitete die Reproduzierbarkeit der Elektronenemission Probleme. Aufgrund geänderter Herstellungsverfahren bei der Aufbringung der Elektroden, sowie durch geändertes Elektrodennmaterial, konnten die Kathoden für die geplanten Experimente zur Raumladungsneutralisation zu Beginn dieser Arbeit nicht eingesetzt werden.. Es wurde gezeigt, daß je nach verwendetem Elektrodennmaterial, Aufbringungsverfahren und Vorbehandlung der Kathoden die Stärke der Elektronenemission beeinflusst wer-

## Zusammenfassung & Ausblick

den kann. Durch neu entwickelte Gittertypen und mit Elektroden aus einer dünnflüssigen Silberpaste (L200, Degussa) konnten schließlich die besten Ergebnisse erzielt werden. Die so erhaltenen Elektronenquellen emittieren eine Ladungsmenge zwischen 0,01 bis 1,5  $\mu\text{C}/\text{cm}^2$  bei einer Elektronenstrahlpulslänge zwischen 70 und 300 ns.

Zur Untersuchung der Elektronenemission wurde unter anderem die Oberfläche der ferroelektrischen Kathoden mit einer digitalen Kurzzeitverschlussskizzenkamera beobachtet. Es konnte eindeutig gezeigt werden, daß die Elektronenemission auf der freien keramischen Oberfläche und nicht von den metallischen Gittern stattfindet.

Der Ionenstrahl wurde aus einem Plasma extrahiert, das mit einem Laserstrahl (1064 nm, max. 0,8 J) auf einem Aluminiumtarget erzeugt wurde. Während der ersten Experimente sind wichtige Plasmaparameter bestimmt worden. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Ionen wurde in Abhängigkeit von der Laserleistungsdichte auf dem Target gemessen. Die erhaltenen Resultate zeigen, daß die Ionen ihre kinetische Energie vor allem aus einem elektrischen Potential aufnehmen, das durch schnelle Elektronen erzeugt wird. Mit Hilfe eines elektrostatischen Spektrometers konnten einfach- bis siebenfach geladene Aluminiumionen bei maximaler Laserleistung nachgewiesen werden.

Der mit 20 kV beschleunigte Ionenstrahl hatte eine Pulslänge von 15  $\mu\text{s}$ . Nach einer Strecke von 320 mm betrug die maximale Stromdichte 5,7  $\text{mA}/\text{cm}^2$ . Die extrahierte Stromdichte lag für die niedrigen Ladungszustände an der theoretisch möglichen Child Langmuir Stromdichte. Bei den durch das Experiment gegebenen Bedingungen ist diese für  $\text{Al}^{1+}$  46  $\text{mA}/\text{cm}^2$ .

Die Experimente zur Raumladungsneutralisation gliedern sich in zwei Teile. In der ersten Meßserie wurde die Raumladung eines gepulsten Ionenstrahls mit einem sich dazu entgegengesetzt beschleunigten Elektronenstrahl neutralisiert. Je nach Ladungszustand konnten Verstärkungsfaktoren der gesamten transferierten Ladung zwischen 2,3 ( $\text{Al}^{1+}$ ) und 4 ( $\text{Al}^{7+}$ ) gemessen werden. Im Gegensatz zum nicht raumladungsneutralisierten Strahl konnte eine Erhöhung der Stromdichte für hohe Ladungszustände von 2,4  $\text{mA}/\text{cm}^2$  auf 4,5  $\text{mA}/\text{cm}^2$  in einer Entfernung von 320 mm von der Ionenextraktion gemessen werden. Da die Länge des Elektronenstrahls wesentlich kürzer als die des Ionenstrahls war, konnte durch unterschiedliche Triggerzeiten nur bei einem Teil des Ionenpulses die Raumladung neutralisiert und dadurch die Stromdichte erhöht werden. Aufgrund der unterschiedlichen Geschwindigkeiten der Ladungszustände war es möglich, die Stromdichte eines Ladungszustandes nach einer Strecke von 320 mm zu verstärken und die der anderen zu unterdrücken.

Beim zweiten Typ von Raumladungsneutralisation wurde mit einer kurzen Distanz zwischen Elektronenquelle und Ionenextraktion der Elektronenstrahl in den Extraktionsbereich der Ionen fokussiert. Aus Messungen die an  $\text{Al}^{1+}$  durchgeführt wurden, kann geschlossen werden, daß es möglich ist, durch die Injektion eines Elektronenstrahls in die Ionenextraktion aus einem Plasma eine höhere Stromdichte von einfach geladenen Aluminiumionen, als die durch das Child-Langmuir Gesetz gegebene, zu

## Zusammenfassung & Ausblick

extrahieren. Eine Erhöhung der Stromdichte von  $5 \text{ mA/cm}^2$  auf  $7 \text{ mA/cm}^2$  konnte in einer Entfernung zur Ionenextraktion von 150 mm nachgewiesen werden.

Mit einer weiteren Messung wurde diese Annahme untermauert. Die Wahrscheinlichkeit von Spannungsdurchbrüchen an der Extraktionsstrecke der Ionen ist in Abhängigkeit von der Laserleistung und damit der Plasmadichte bestimmt worden. Es konnte gezeigt werden, daß die Durchbruchrate fast um einen Faktor zwei abnimmt, wenn Elektronen in die Beschleunigungsstrecke der Ionen injiziert werden.

Im theoretischen Teil dieser Arbeit werden die Grundlagen zur raumladungsbegrenzten Extraktion eines Ionenstrahls aus einem Plasma ins Vakuum beschrieben und die Strahlausbreitung abgeschätzt. Einfache Modelle zur Raumladungsneutralisation sich durchdringender Ionen- und Elektronenstrahlen werden vorgestellt. Des weiteren wird eine kurze Zusammenfassung über Plasmaionenquellen und Elektronenquellen mit ferroelektrischen Elektronenemittern gegeben.

Die experimentellen Ergebnisse werden mit einfachen theoretischen Modellen verglichen und es werden die Möglichkeiten aufgezeigt, welche die Raumladungsneutralisation mit gepulsten Elektronenstrahlen bietet. Veränderungen, die sich durch unterschiedliche Elektronenstromdichten ergeben, werden diskutiert. So kann mit Elektronenstromdichten um  $6 \text{ A/cm}^2$  bei 5 keV Elektronenenergie die Ionenstromdichte von Ionenstrahlen mit einer Protonenperveanz von  $4 \cdot 10^{-8} \text{ A/V}^{3/2}$  raumladungsneutralisiert transportiert werden. Ein Vergleich zwischen der Fokussierung durch Raumladungsneutralisation und der klassischen Fokussierung von Teilchenstrahlen mit Magnetfeldern ist angeführt. Es zeigt sich, daß im Niederenergiebereich der Ionenstrahlen sehr hohe Magnetfeldstärken nötig sind, um nur geringe Ionenstromdichten zu fokussieren. So ist für einen  $\text{Al}^{1+}$  Strahl mit 20kV Strahlenergie und einer Stromdichte von  $46 \text{ mA/cm}^2$  ein Magnetfeld von 4,4 T notwendig, um ein Divergieren des Strahls zu verhindern. Durch eine Neutralisation der Raumladung können diese Stromdichten ohne eine Aufweitung des Strahls transportiert werden. Unstimmigkeiten ergaben sich beim Vergleich der experimentell bestimmten zu den berechneten Ionenstrahldurchmessern. Mögliche Gründe sind angeführt, die diese Abweichungen erklären können.

Zum Abschluß ist festzustellen, daß es als Konsequenz der Arbeit möglich ist, die Stromdichte eines Schwerionenstrahls durch Raumladungsneutralisation mit gepulsten Elektronenstrahlen zu erhöhen. Je nach Raumladungsdichte des Elektronenstrahls kann die entsprechende Ionenraumladungsdichte schon in der Ionenextraktion neutralisiert werden. Die Anwendbarkeit einer neuen Möglichkeit, durch die das Aufblähen eines Schwerionenstrahls nach einer Teilchenquelle vermieden werden kann, konnte erfolgreich demonstriert werden.

### **Ausblick**

Ein wichtiger Punkt für zukünftige Messungen ist die Bestimmung der Strahlqualität bei Raumladungsneutralisation. Vor allem bei Ionenstrahlen hoher Poissance bewirken inhomogene Raumladungsfelder eine Vergrößerung der Emittanz. Damit einher geht das Problem der Strahlhalobildung, wodurch viel Intensität an den Rändern des Strahls verloren geht. In weiteren Experimenten könnte gezeigt werden, daß bei Raumladungsneutralisation eine kontrollierte Vergrößerung der Quellenemittanz erreicht und Halobildung vermieden werden kann. Das heißt, daß der Strahltransport über eine längere Strecke ohne große Verluste an Intensität und Qualität bis zur ersten Beschleunigereinheit gelingt.

Womit gleich der nächste Punkt angesprochen ist. Denn es ist nicht nur der Strahltransport entscheidend, sondern auch die Anpassung des Strahls (engl. matching) an die erste Beschleunigereinheit. Vor dem Einschub des Strahls in einen klassischen Beschleuniger muß die Emittanzellipse durch Fokussierung so verändert werden, daß sie möglichst gut mit der Akzeptanz übereinstimmt um einen möglichst geringen Intensitätsverlust zu erhalten. Es könnte untersucht werden, ob solche Manipulationen vermieden oder wenigstens verringert werden können, wenn Raumladungsneutralisation angewendet wird.

Bei der Verwendung von mehreren Elektronenstrahlpulsen hintereinander kann die Strecke verlängert werden, während der sich der Ionenstrahl ohne Raumladungseinflüsse bewegt. Zwischen den Elektronenpulsen weitet sich der Strahl auf, um dann mit dem nächsten wieder fokussiert zu werden. Es ist auch denkbar mit einer Vielzahl von Elektronenkanonen eine ständige Raumladungsneutralisation in einem Beschleunigersystem durchzuführen. Werden Elektronenstrahlen parallel und antiparallel zum Ionenstrahl beschleunigt, so könnte dadurch in einem weiten Bereich die Raumladung neutralisiert werden.

Auch bei der Fokussierung von hochenergetischen Teilchenstrahlen könnten ferroelektrischen Kathoden als Elektronenemitter zur Raumladungsneutralisation verwendet werden. Soll eine Vielzahl von Teilchenstrahlen auf ein Target fokussiert werden, so bestimmen neben der Emittanz der Strahlen auch die Raumladungskräfte den Fokusedurchmesser. Mit dem Einsatz von Elektronenstrahlen aus großflächigen ferroelektrischen Elektronenemittern könnten die Raumladungskräfte neutralisiert und dadurch der Fokusedurchmesser verringert werden. Bewegen sich Elektronen- und Ionenstrahlen parallel, so wird zusätzlich eine Ladungs- und Stromneutralisation gewährleistet. Der Stromrückfluß bei ICF-Target-Experimenten könnte dadurch erreicht werden.

Da die Elektronenkanone noch nicht optimiert wurde bietet sich auch hier ein großes Potential. Als Beispiel könnte durch eine Optimierung der Feldverteilungen in der Kanone die Stromdichte des emittierten Elektronenstrahls erhöht werden. Folgen wei-

tere Experimente und Verbesserungen, so kann sicherlich die Raumladungsneutralisation effizienter gemacht werden.

In jedem Fall sollte die Methode der Raumladungsneutralisation mit gleich- und gegenläufigen Ionen- und gepulsten Elektronenstrahlen im Hinblick auf moderne Hochstrombeschleunigeranlagen weiter untersucht und auch angewendet werden. Aufwendiges Kühlen und Speichern von Teilchenstrahlen könnte so umgangen werden; bei Hochenergielargetexperimenten wäre für Rückströme und bessere Fokussierbarkeit der Strahlen gesorgt.

## *Literaturverzeichnis*

- [Ardenne] M. v. Ardenne, *Tabellen der Angewandten Physik*, Bd. VEB, Berlin (1962)
- [Bashkin] S. Bashkin, J. O. Stoner, *Atomic Energy Levels and Grotrian Diagrams Volume I*, North-Holland Publishing Company, Amsterdam, Oxford (1975)
- [Becker] R. Becker, W. Hermannsfeld, *Rev. Sci. Instrum.* **63**, 2756 (1992)
- [Bergmann] Bergmann-Schäfer, *Lehrbuch der Experimentalphysik Band 3 Optik*, de Gruyter, Berlin u.a. (1993)
- [Bliman] S. Bliman, R. Geller, W. Hess, B. Jacquot, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **NS-19**, 200 (1972)
- [Boimond] D. Boimond, F. Dothan, K. Geissler, J. Handerek, J. Kuipers, A. Meineke, H. Riege, G. Schröder, CERN AT/92-20 (DI) (1992) and proc. of the XVth International Conference on High Energy Accelerators, Hamburg, July 20-24 (1992)
- [Brillouin] L. Brillouin, *Phys. Rev.* **67**, 260 (1945)
- [Brown] I. G. Brown, *The Physics and Technology of Ion Sources*, Wiley, New York (1989)
- [Child] C. D. Child, *Phys. Rev. (Ser. 1)*, **32**, 492 (1911)
- [Ciuti] P. Ciuti, *Nucl. Instr. & Methods* **79**, 55 (1970)
- [Collier] J. Collier et al., *Rev. Sci. Instr.* **67** (3), 1337 (1996)
- [Coupland] J. R. Coupland et al., *Rev. Sci. Instr.* **44** (9), 1258 (1973)
- [Dugar] V. Dugar-Zhabov et al., *Nucl. Instr. & Methods* **219**, 263 (1984)
- [Dothan] F. Dothan, H. Riege, CERN PS/HI 92-01 (1992)
- [Donets1] E. D. Donets, USSR Investor's Certificate No. 248860, 16.5.167, *Byull. OIPOTZ* **23**, 65 (1969)
- [Donets2] E. D. Donets, et al., *Proc. Premiere Conf. Sur les Sources d'Ions*, INSTM, Saclay, France, 625 (1969)
- [Donets3] E. D. Donets, *Phys. Scr.* **T3**, 11 (1983)
- [Forrester] A. T. Forrester, *Large Ion Beams*, John Wiley & Sons, New York, Chichester, Brisbane, Toronto, Singapore (1988)
- [Gabor] D. Gabor, *Nature* **160**, 89 (1974)
- [Govo] A. I. Govorov, I. V. Monchinsky, and V. V. Seleznev, *Proc. 1994 Int. Linac Conf.*, Tsukuba, 372 (1994)
- [Gundel 89A] H. Gundel, H. Riege, J. Handerek, K. Zioutas, *Appl. Phys. Lett.* **54**, 2071 (1989)
- [Gundel 89B] H. Gundel, H. Riege, I. Wilson, J. Handerek, K. Zioutas, *Copious, Ferroelectrics* **100**, 1 (1989)
- [Gundel 90] H. Gundel, J. Handerek, H. Riege, E. J. N. Wilson, *Ferroelectrics* **110**, 183 (1990)
- [Gundel 91] H. Gundel, J. Handerek, H. Riege, *J. Appl. Phys.* **69**, 975 (1991)
- [Handerek 92] J. Handerek, H. Riege, *Ferroelectrics* **128**, 43 (1992)

## Literaturverzeichnis

- [Handerek 93] J. Handerek, Z. Ujma, J. Appl. Phys. **73**, 367 (1993)
- [Haseroth] H. Haseroth, Hill, Rev. Sci. Instr. **67**, 945 (1996)
- [HIBALL] HIBALL, Report KfK-3202 (1981)
- [HIDIF] Proposal for an European Study Group: heavy ion ignition facility, GSI Rep. GSI-95-03 (1995)
- [Hill] C. Hill, K. Langbein, Rev. Sci. Instr. **67**, 1338 (1996)
- [Holmes] A. J. T. Holmes and E. Thompson, Rev. Sci. Instr. **52**, 172 (1981)
- [Ishikawa] J. Ishikawa, F. Sano, T. Takagi, J. Appl. Phys. **53**, 6018 (1982)
- [Kareh] A.B. El-Kareh, J.C.J. El-Kareh, *Electron Beams, Lenses and Optics*, Volume 1, Academic Press New York and London (1970)
- [Kondrashev] S.A. Kondrashev, B. Yu. Sharkov, J. Collier, T.R. Sherwood, interner Report ITEP 73-94, Moskau (1994)
- [Langbein 82] K. Langbein, Diplomarbeit, Johann Goethe Universität Frankfurt / Main (1982)
- [Langbein 96] K. Langbein, private Mitteilung, CERN (1996)
- [Langbein 97] K. Langbein, private Mitteilung, CERN (1997)
- [Langmuir 13] I. Langmuir, Phys. Rev. **2**, 450 (1913)
- [Langmuir 23] I. Langmuir, K. B. Blodgett, Phys. Rev. **22**, 347 (1923)
- [Langmuir 24] I. Langmuir, K.B. Blodgett, Phys. Rev. **23**, 49 (1924)
- [LHC] LHC Study Group, The Large Hadron Collider: Conceptual Design, CERN-AC, 95-05 (1995)
- [Lorrian] P. Lorrian, Can. J. Res. **25**, 338 (1947)
- [Mehlhorn] T. Mehlhorn, private Mitteilungen, Hirschegg (1997)
- [Meineke] A. Meineke, Dissertation, Universität Berlin (1995)
- [Miller] R.B. Miller, *An introduction to the physics of intense charged particle beams*, Plenum, New York (1982)
- [Penning] F.M. Penning, Physica **14**, 71 (1937)
- [Pierce] J.R. Pierce, *Theory and Design of Electron Beams*, D. Van Nostrand Company, INC., Toronto, New York, London (1954)
- [Prono] D. S. Prono et al., Survey of Initial Experiments on ATA Beam Dynamics, UCID-20264, LLNL (1984)
- [R. Miller] R.C. Miller, S. Savage, J. Appl. Phys. **21**, 662 (1960)
- [Reiser] M. Reiser, *Theory and Design of Charged Particle Beams*, John Wiley & Sons, Inc. New York, Chichester, Brisbane, Toronto, Singapore (1994)
- [Riege 92] H. Riege, CERN/PS 92-04 (AR), CERN 1992 and Invited talk given at the „Conference Interdisciplinaire sur les Dielectriques: Proprietes, Caracterisation, Applications“ Antibes - Juan-les-Pins, 23-27 März 1992
- [Riege 94] H. Riege, Nucl. Instr. & Methods A **340**, 80 (1994)
- [Riege 97a] H. Riege, persönliche Mitteilungen, CERN und Hirschegg (1997)
- [Riege 97b] H. Riege, persönliche Mitteilungen, CERN (1997)
- [Rohlena] K. Rohlena et al., Laser and Particle Beams **10**, 743 (1992)

## Literaturverzeichnis

- [Rosenblum] R. Rosenblum, P. Bräunlich, J. Carrico, Appl. Phys. Lett. **25**, 17 (1974)
- [Rosenman] G. Rosenman, V.I. Pechorskii, Y. Chepelev, E. Boikova, L. Isakova, Phys. Stat. Sol. **B 120**, 667 (1983)
- [Rothe] H. Rothe, W. Kleen, *Grundlagen und Kennlinien der Elektronenröhren*, Akad. Verlagsges. Becker und Erler, Leipzig (1940)
- [Septier] A. Septier, *Focusing of Charged Particles*, Volume II, Academic Press New York and London (1967)
- [Sharkov] B. Sharkov, persönliche Mitteilungen, CERN (1997)
- [Slutz] S.A. Slutz, T.L. Lockner, Space-Charge Neutralized Ion Induction Linacs with Cusp Insulation, submitted to Fusion Engineering & Design (1995)
- [Vályi] L. Vályi, *Atom and Ion Sources*, John Wiley & Sons, London - New York - Sydney -Toronto (1977)
- [Weis] T. Weis, Habilitationsschrift, Johann Goethe Universität Frankfurt / Main (1991)



## Danksagung

Eine Doktorarbeit ist nicht an einem Tag geschrieben, und vor allem kann sie kaum ohne die Hilfe anderer durchgeführt werden. Besonders die moralische Unterstützung ist eine der wichtigsten dabei. Deshalb möchte ich mich in erster Linie bei denen bedanken, die mich während der Entstehungszeit dieser Arbeit unterstützt haben. Beginnen möchte ich dabei mit der Claudia, die sich nun nicht nur über das Verschwinden mancher Papier- und Bücherberge freuen wird. Meinem alten Freund Martin möchte ich meinen Dank aussprechen, unter anderem hat er mir bei der Auswahl der „richtigen“ Wohnung geholfen. Weiterhin darf ich natürlich nicht die Österreicher vergessen, vor allem Michi, Norbert und Werner haben mir das Leben der Alpenrepublik nähergebracht. Mit den Nachbarn und Freunden in Frankreich, habe ich manche schöne Stunde erlebt: Alfons, Daniel, Monique, Janett, Pascal, und all die anderen.

Aber nicht nur in der Nähe, sondern auch in der Ferne, in Franken, gab es moralische Unterstützung von Hary, Sipple, Stefan und Kurt. Herr Wagner und Seppowitch waren immer sogleich zur Stelle wenn es um die Lebensfreuden in heimatlichen und fernen Gefilden ging.

Natürlich darf ich die wissenschaftlichen Betreuer nicht vergessen. An erster Stelle möchte ich hier Herrn D. H. H. Hoffmann als meinen Doktorvater und Erstgutachter nennen. Klaus Langbein vom CERN half mir sehr bei wichtigen praktischen und theoretischen Fragen und im Labor von J. Tambini und R. Scrivens konnte ich immer etwas brauchbares finden.

Weiterhin vielen Dank bei H. Riege, er hat die Arbeit initialisiert und am CERN betreut, bei K. Geissler, J. Handerek, D'Olivera, A. Braem, H. Haseroth, H. Kugler, K. Röhlena, A. Lombardi und bei dem Divisonleader LHC, J.P. Gourber. Besonders möchte ich mich bei E. Keller, G. Patron, F. Emery, P. Biegler und P. Faure bedanken. Die Männer haben mich in die französisch/schweizer Lebensweise eingeführt und mir nicht nur bei so manchem mechanischen Problem geholfen.

Ein ganz spezieller Dank gilt meiner Familie, vor allem meinen Eltern, die mich 22 Jahre lang zum Lernen geschickt haben. Aber natürlich auch meine Schwester und der Rest der nahen und fernen Verwandtschaft waren immer zur Stelle, wenn es ein Problem gab.

Erlangen, im November 1997

## Lebenslauf

Ulrich Horst Richard Herleb

30.11.1968

geboren in Roth

Eltern:

Siegfried Herleb

Margit Herleb, geb. Ottemann

Familienstand:

ledig

09/75 - 07/79

Grundschule Roth

09/79 - 06/88

Gymnasium Roth

06/88

Abiturprüfung

10/88 - 11/93

Studium der Physik an der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg

07/90

Diplomvorprüfung

04/92 - 11/93

Anfertigung der Diplomarbeit mit dem Thema: „Aufbau einer Meßplatzsteuerung an einer  $1\Omega$  pulsformenden Leitung zur Aufnahme der Kenndaten von Pseudofunkenschaltern“

11/93

Diplomprüfung in Physik

12/93 - 04/94

wissenschaftlicher Mitarbeiter am Physikalischen Institut der Universität Erlangen-Nürnberg

05/94 - 11/94

wissenschaftlicher Mitarbeiter am Bayerischen Laserzentrum in Erlangen

11/94 - 05/97

Auslandsaufenthalt am Europäischen Kernforschungszentrum CERN in Genf als „Doctoral Student“ in der LHC-Division

seit 06/97

wissenschaftlicher Mitarbeiter am Physikalischen Institut der Universität Erlangen-Nürnberg