

**Untersuchung der Selbstkompression eines
Elektronenstrahls zur Erzeugung hoch geladener Ionen
in einer Elektronenstrahlionenquelle**

DISSERTATION
zur
Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaften

vorgelegt beim Fachbereich Physik
der Johann Wolfgang Goethe-Universität
in Frankfurt am Main

von
Michael Mücke
aus Bad Nauheim

Frankfurt am Main
Januar 2001

vom Fachbereich Physik der
Johann Wolfgang Goethe- Universität als Dissertation angenommen

Dekan:	Prof. Dr. W. Mäntele
1. Gutachter:	Prof. Dr. R. Becker
2. Gutachter:	Prof. Dr. A. Schemp

Datum der Disputation:	22.05.2001
------------------------	------------

Inhaltsverzeichnis

1.	Einleitung	S.3
2.	Theorie	S.5
2.1.	Erzeugung hoch geladener Ionen in einem Elektronenstrahl	S.5
2.2.	Ladungseinschluß und die gespeicherte Ladung	S.9
2.3.	Stromdichtebegrenzung durch Raumladung	S.12
2.4.	Thermische Begrenzung der Stromdichte	S.13
2.5.	Begrenzung der Stromdichte durch die sphärischen Aberrationen des Linsensystems	S.15
2.6.	Die Selbstfokussierung des Elektronenstrahls	S.17
3.	Aufbau	S.25
3.1.	Konzept	S.25
3.2.	Die Elektronenkanone	S.28
3.3.	Der Strahltransport	S.42
3.4.	Der Wechselwirkungsraum	S.44
3.5.	Der Kollektor	S.46
3.6.	Der Ionennachweis	S.50
4.	Experimentelle Resultate	S.52
4.1.	Nachweis der Korrektur sphärischer Aberrationen der magnetischen Fokussierlinsen durch teilweise Kompensation des Elektronenstrahls	S.53
4.2.	Nachweis der Selbstfokussierung des Elektronenstrahls mittels Variation der Einschlußzeit	S.55
4.3.	Nachweis der Selbstfokussierung des Elektronenstrahls bei kontinuierlicher Extraktion	S.63
4.4.	Einfluß der Elektronenstrahlfokussierung auf die Selbstfokussierung in der Wechselwirkungszone	S.68
5.	Zusammenfassung	S.70
6.	Literaturverzeichnis	S.73

1. Einleitung

Elektronenstrahl-Ionenquellen oder -Ionenfallen (EBIS/T¹) [1,2] werden zum Erzeugen von hoch geladenen, monoenergetischen Ionen eingesetzt. Mit einer EBI/T konnte erstmalig U^{91+} bei einer Elektronenstromdichte von 1000 Acm^{-2} [3] ionisiert werden. Bei der kontinuierlichen Extraktion niedrig und hoch geladener Ionen werden mit anderen Ionenquellen zwar höhere Ionenströme erzielt, aber aus keiner Ionenquelle können im gepulsten Betrieb mehr hoch und höchst geladene Ionen extrahiert werden als aus einer EBIS/T. Für atomphysikalische und kernphysikalische Experimente dienen EBIS als Quelle für hoch geladene Ionen. Aus einer EBIS/T extrahierte hoch geladene Ionen erlauben eine effizientere Beschleunigung und einen höheren Strom bei „single-turn“ – Injektion (RHIC, eventuell LHC und Hadron-Therapie) in ein Synchrotron.

Zur Erzeugung hoch geladener Ionen wird ein Elektronenstrahl auf eine Energie beschleunigt, die mindestens dem e -fachen der Ionisationsenergie entspricht. Durch stufenweise sukzessive Ionisation werden die Ionen im Elektronenstrahl höher ionisiert. Die Ionen werden radial durch die Raumladung des Elektronenstrahls und axial durch Potentialbarrieren im Elektronenstrahl eingeschlossen. Durch Absenken des Potentials einer axialen Barriere können Ionen axial extrahiert werden. Zum Erreichen hoher Ladungszustände ist die Zahl an Stößen mit Strahlelektronen ausschlaggebend, denen ein Ion pro Zeiteinheit ausgesetzt ist. Die Stromdichte und Energie des Elektronenstrahls sind deshalb die wichtigsten Größen zum Erzeugen hoch geladener Ionen.

EBIS/T verwenden ein äußeres starkes Magnetfeld zur Komprimierung und zur Fokussierung des dichten Elektronenstrahls gegen die Strahlaufspreizung durch die Raumladung. Die erreichbare Stromdichte ist durch die Stärke dauerhaft erzeugbarer Magnetfelder von einigen Tesla begrenzt. Durch das starke Magnetfeld besteht kein radialer Aus- oder Zugang zur Ionenfalle für geladene Teilchen. Auch der axiale Einschub von Ionen ist problematisch. Beim Eintritt in das starke Magnetfeld werden Ionen auf Kreisbahnen gezwungen, die den Elektronenstrahl selten kreuzen. Um solche Nachteile zu überwinden, werden deshalb im Institut für Angewandte Physik der Johann Wolfgang Goethe-Universität in Frankfurt seit 1992 magnetfeldfreie XEBIS/T² [4] entwickelt. Im Gegensatz zu einer herkömmlichen EBIS/T wird der Elektronenstrahl durch ein Linsensystem auf eine hohe Stromdichte fokussiert. Die Ionenfalle bleibt auf den Fokusbereich des Elektronenstrahls begrenzt. Trotz der damit verbundenen kurzen Falle konnten Ionen wie Ba^{46+} in 2000ms mit einer solchen XEBIS/T [5,6] erzeugt und extrahiert werden.

¹ EBIS/T=electron beam ion source and trap

² XEBIS/T=crossover electron beam ion source and trap

Der Elektronenstrahl einer XEBIS/T erzeugt einen magnetischen Wirbel, der den Strahl selbst fokussieren kann. Diese sogenannte Selbstkomprimierung³ [7,8] wird vor allem in Elektronenstrahlschweißanlagen [9,10] und ähnlichen Geräten, wie z.B. einem Röntgen-Computer-Tomographen [8], beobachtet. Die Selbstfokussierung kann weitgehend durch die Randstrahlgleichung [11,12] des Elektronenstrahls beschrieben werden. Selbstkonsistente Beschreibungen [7,13,14] dienen einem vertieften Verständnis der Selbstfokussierung. Die Energie- und Ortsverteilung der Elektronen und Ionen im Strahl ist für das Auftreten der Selbstkomprimierung entscheidend. Um die Selbstfokussierung nutzen zu können, muß der Elektronenstrahl - abhängig vom Verhältnis der Elektronen- zur Lichtgeschwindigkeit - teilweise kompensiert sein. Die Emittanz muß klein genug sein, da der Elektronenstrahl auch durch die Selbstfokussierung nicht gegen sein Emittanzlimit komprimiert wird. Die so erreichbaren Stromdichten liegen bei Elektronenstrahlenergien über 100kV deutlich über den Stromdichten, die in EBIS/T mit äußeren Magnetfeldern erzeugt werden. Da in einer EBIS/T der Elektronenstrahl durch die erzeugten Ionen kompensiert wird, kann das „self pinching“ in einer magnetfeldfreien XEBIS/T [15] zur Erzeugung hoch geladener Ionen genutzt werden, insbesondere, wenn nackte, schwere Ionen bei Energien von 300 – 500keV erzeugt werden sollen.

Ziel der Arbeit ist es, eine Apparatur zu konstruieren, mit der die Selbstkompression eines Elektronenstrahls zum Erzeugen hoch geladener Ionen untersucht wird [16,17]. Dazu werden zunächst die nötigen Randbedingungen evaluiert. Die Strahlemittanz beeinflusst am stärksten die mögliche Stromdichterehöhung durch das „self pinching“. Die thermische Emittanz der Elektronenkanone und das Emittanzwachstum generiert durch das fokussierende Linsensystem addieren sich zur Strahlemittanz. Das thermische Stromdichtelimit ist von Langmuir [18] beschrieben: Je kleiner die Emissionsfläche der Elektronenkathode, desto höher wird die fokussierbare Stromdichte. Um die Emissionsfläche der Kathode virtuell zu verkleinern, läßt man den Elektronenstrahl bis zur Anode expandieren. Der Durchmesser einer so erzeugten projizierten Kathode [19] verkleinert sich. Die sphärischen Aberrationen [20] eines Linsensystems verringern ebenfalls die fokussierbare Stromdichte. Die defokussierende Kraft eines teilweise kompensierten Elektronenstrahls kann die sphärische Aberrationen teilweise kompensieren [21]. Die von Hutter [22] beschriebene Begrenzung der Stromdichte durch Raumladung wird durch Raumladungskompensation und das „self pinching“ im Bereich der Ionenfalle aufgehoben.

³ engl. „self pinching“

2. Theorie

2.1. Erzeugung hoch geladener Ionen in einem Elektronenstrahl

In einer Elektronenstrahlionenquelle (EBIS) werden Ionen durch den Beschuß von Atomen mit Elektronen erzeugt. Dabei sollte für die höchste Ionisierungswahrscheinlichkeit die Energie der Elektronen dem e -fachen der Ionisierungsenergie entsprechen. Theoretisch können höhere Ladungszustände auch bei einem Einzelstoß erzeugt werden. Die Wirkungsquerschnitte sind in diesem Fall deutlich geringer, so daß im wesentlichen von einer stufenweisen Ionisierung zu höheren Ladungszuständen auszugehen ist. Aus der Dominanz der stufenweisen Ionisierung folgt eine zeitliche Ladungszustandsentwicklung in einer EBIS/T.

Eine Abschätzung der Zeit, die benötigt wird, um Ionen eines bestimmten Ladungszustandes zu erzeugen, erhält man über die mittleren Stoßfrequenzen im Volumen.

$$v_{q \rightarrow q+1} = n_e n_i v_e \sigma_{q \rightarrow q+1} \quad [\text{s}^{-1} \text{cm}^{-3}] \quad (1)$$

Die Anzahl der ionisierenden Stöße pro Zeit- und Volumeneinheit, die zu einem Ladungszustand $q+1$ führen, ergibt sich aus der Multiplikation der Volumendichte der Elektronen n_e , der Ionen n_i , der Elektronengeschwindigkeit v_e und des Wirkungsquerschnittes $\sigma_{q \rightarrow q+1}$ für die Ionisation von q auf $q+1$. Aufgrund der hohen Masse und der niedrigen Geburtsenergien der Ionen von einigen eV ist die Elektronengeschwindigkeit v_e viel größer als die Geschwindigkeit der Ionen und somit als Relativgeschwindigkeit in (1) einzusetzen.

Der Wirkungsquerschnitt ist energieabhängig und läßt sich nach Lotz [23] mit

$$\sigma_{q \rightarrow q+1} = 4,5 * 10^{-14} \sum_{n,l} \frac{\ln(E / E_{q,n,l})}{E * E_{q,n,l}} \quad [\text{cm}^{-2}] \quad (2)$$

beschreiben. $E_{q,n,l}$ ist die Bindungsenergie des abzustreifenden Elektrons im Atom. Der Wirkungsquerschnitt steigt zunächst nach der Verdoppelung der Ionisierungsenergie stark an, um dann nach einem Maximum zu höheren Energien hin stetig, aber flach abzufallen. Die Ionisierungsenergie von z.B. Ar^{18+} liegt bei ca. 3900eV.

Die Zeit, die benötigt wird, um von dem Ladungszustand q auf $q+1$ zu gelangen, ergibt sich aus (1) zu

$$\tau_{q \rightarrow q+1} = \frac{n_i}{v_{q \rightarrow q+1}} = \frac{1}{n_e v_e \sigma_{q \rightarrow q+1}} = \frac{e}{j_e \sigma_{q \rightarrow q+1}} \quad (3)$$

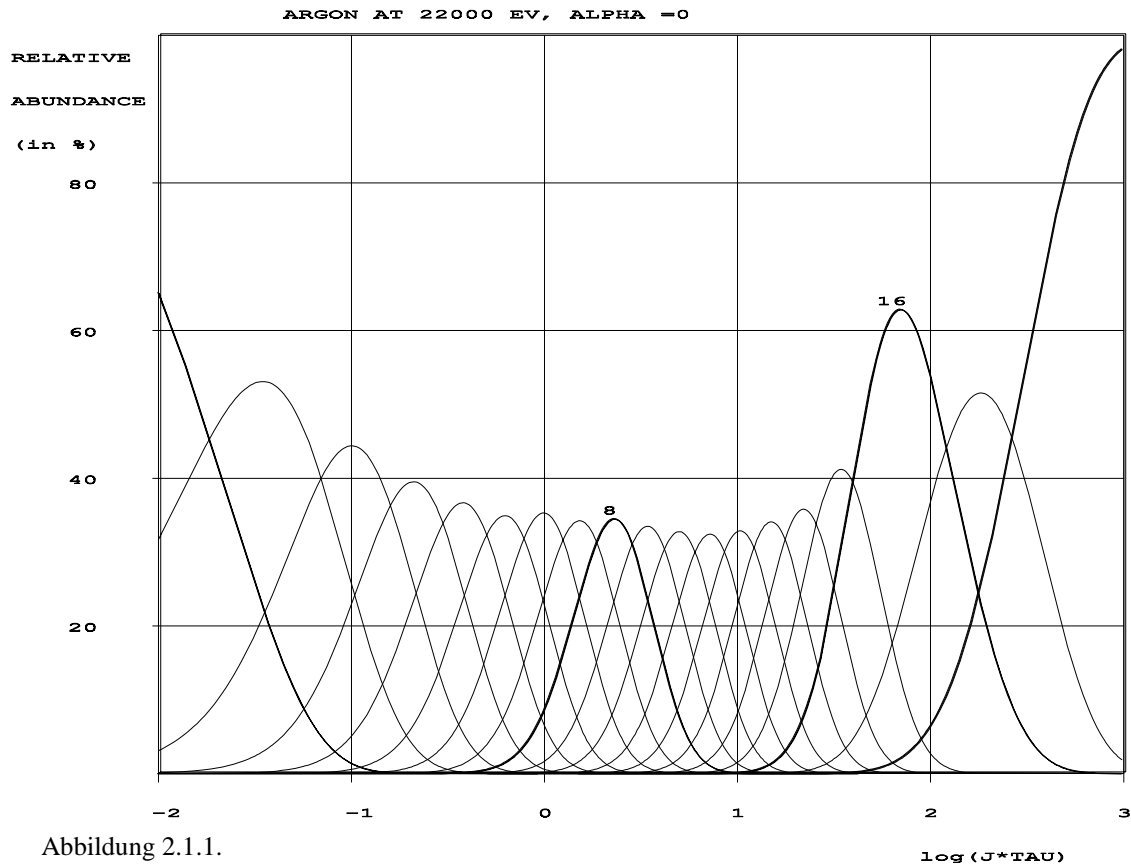


Abbildung 2.1.1.

Zeitlicher Verlauf der Ladungszustandsentwicklung in Abhängigkeit von der Einschlußzeit und der Elektronenstromdichte. Abbildung 2.1.1. ist ohne konstante Gaszufuhr und Abbildung 2.1.2. ist mit konstanter Gaszufuhr gerechnet.

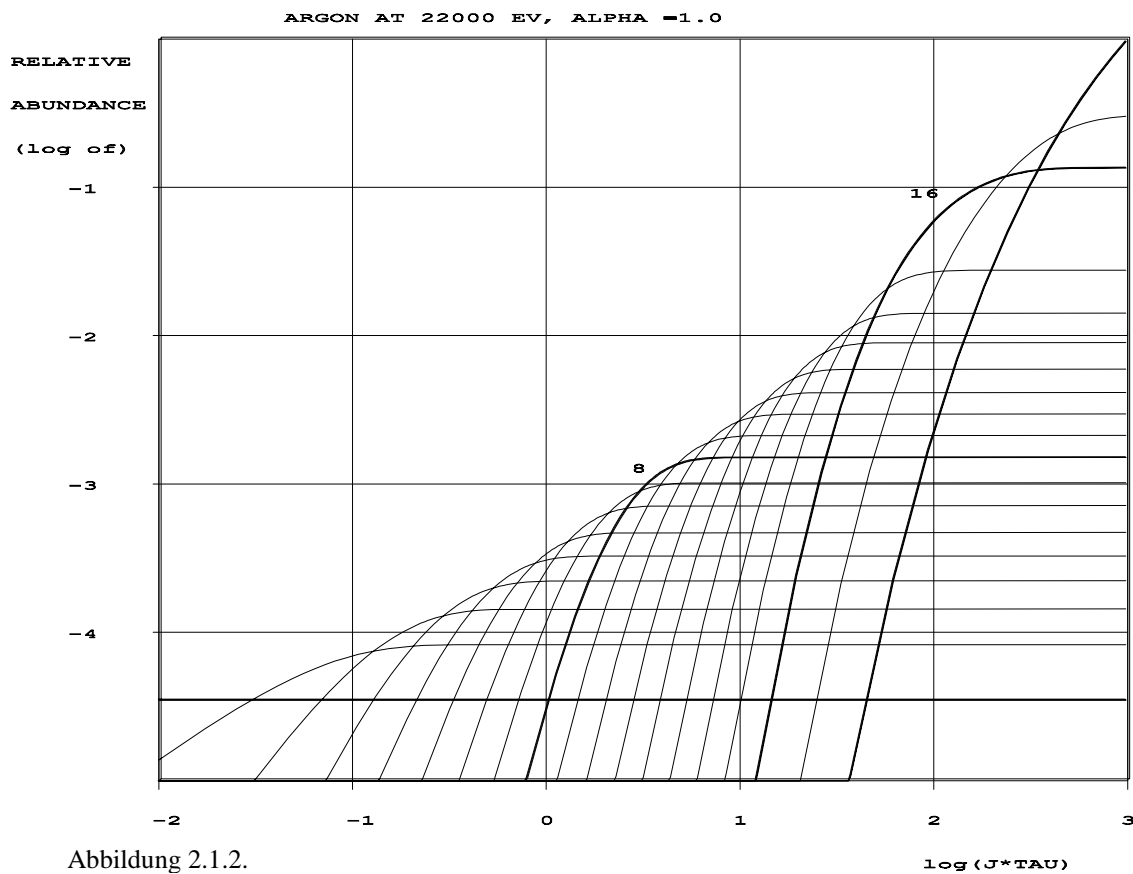


Abbildung 2.1.2.

Dabei ist j_e die Elektronenstromdichte. Die Zeit, um einen Ladungszustand Q zu erreichen, ergibt sich aus der Summe der Einzelzeiten.

$$\tau_Q = \sum_{q=0}^Q \tau_{q \rightarrow q+1} = \frac{1}{j_e} \sum_{q=0}^Q \frac{1}{\sigma_{q \rightarrow q+1}} \quad (4)$$

Wie in der Einleitung erwähnt, ist die Stromdichte des Elektronenstrahls die wichtigste Größe zum Erreichen hoher Ladungszustände in kürzester Zeit. Mit Hilfe eines Systems gekoppelter Differentialgleichungen [24,25] läßt sich der Ladungsverteilungsverlauf in Abhängigkeit der Einschlußzeit berechnen.

Die Abbildungen 2.1.1 und 2.1.2. zeigen einen idealisierten Verlauf. Einflußgrößen wie Kompensationsgrad, Verlusten und Gaszusammensetzung werden vernachlässigt. Beträgt die Ladung der erzeugten Ionen die der Elektronen im Fallenbereich, können keine neuen Ladungszustände gebildet werden. Für jede neu gebildete Ladung verläßt eine Ladung den Fallenbereich. Mit konstanter Gaszufuhr bildet sich eine stationäre Ladungszustandsverteilung, während ohne konstante Gaszufuhr am Ende nur noch Ionen des höchsten Ladungszustandes vorhanden wären.

Neben der stufenweisen Erzeugung hoch geladener Ionen wird die Ladungszustandsverteilung in einer EBIS/T auch von Verlusten beeinflusst. Durch dielektronische oder strahlende Rekombination [26] fangen hoch geladene Ionen Elektronen wieder ein.

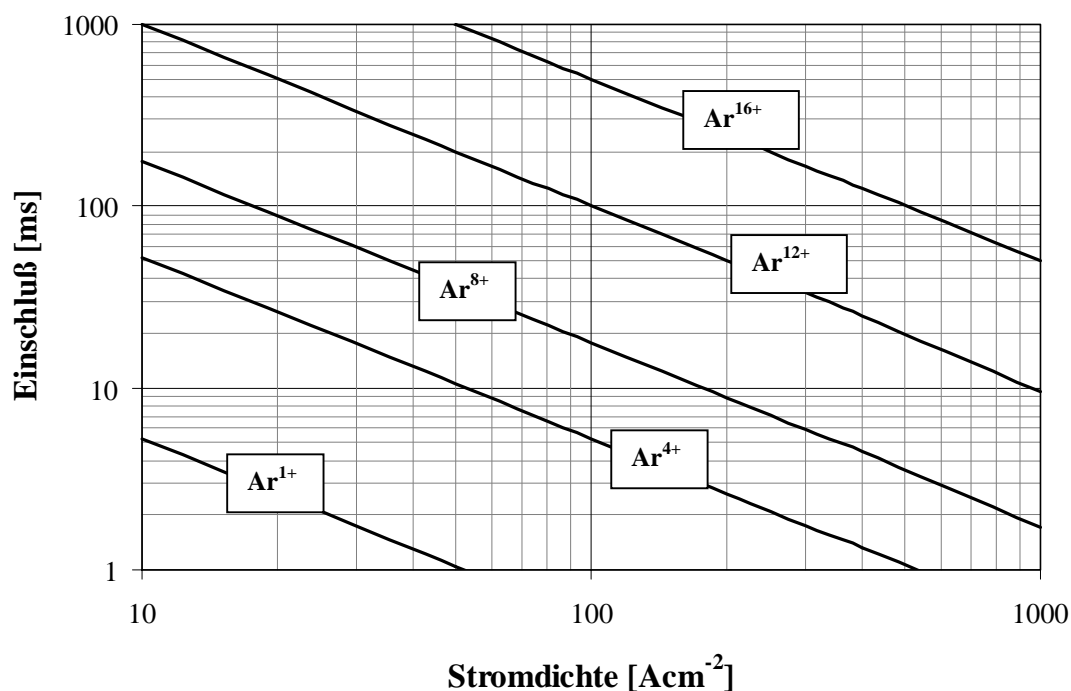


Abbildung 2.1.3. Einschlußzeit, die nötig ist, um einen Ladungszustand bei gegebener Stromdichte im Maximum zu erhalten.

Kompensiert der Elektronenstrahl, minimiert sich die radiale Haltekraft für die Ionen (Kapitel 1.2.2.). Durch Coulombstöße können vor allem hoch geladene Ionen so aufgeheizt [27] werden, daß sie den Elektronenstrahl verlassen. Dem entgegen wirkt ein Kühleffekt für hoch geladene Ionen⁴ [28,29]. Die Ionen in der Falle stoßen miteinander und besitzen in etwa die gleiche Temperatur. Da in diesem Fall $\frac{3}{2} kT \approx q_1 U_1 \approx q_2 U_2$ ist, führen niedrig geladene Ionen stärkere Pendelbewegungen im Potential des Elektronenstrahls aus. Bei einem Absinken der Potentialdepression verbleiben hoch geladene Ionen länger im Strahl. Auf diese Weise werden trotz schlechterem Vakuum hoch geladene, schwere Ionen erzeugt, da diese höhere Ladungszustände erreichen und von den leichten Elementen gekühlt werden. Ist die Falle kompensiert, werden die leichten Ionen bevorzugt herausgeheizt. Die Kompensationszeit für schwere Ionen verlängert sich, bis die leichten Ionen verschwunden sind. Fast die gesamten in der Falle gefangenen Ionen gehören am Ende zu dem schwersten Element, wobei dann die niedrigen Ladungszustände die hoch geladenen kühlen.

In dieser Arbeit wird anhand der Ladungszustandsverteilung in Argonspektren die effektive Stromdichte in der Ionenquelle bestimmt. In Abbildung 2.1.3. kann abgelesen werden, welche Stromdichte notwendig ist, um bei einer gegebenen Einschlußzeit einen Ladungszustand im Maximum zu erhalten.

⁴ engl. „evaporative cooling“

2.2. Der Ladungseinschluß und die gespeicherte Ladung

Um Ionen längere Zeit einem Elektronenbeschuß auszusetzen, müssen sie im Elektronenstrahl eingeschlossen werden. Dazu wird ein Bereich des Elektronenstrahls mit einer Reihe von Elektroden umschlossen. Die äußeren Elektroden dieses Bereiches sind mit einem positiveren Potential belegt, als die dazwischen liegenden. Ionen die im mittleren Bereich gebildet werden, können axial über die Barrierelektroden nicht entweichen.

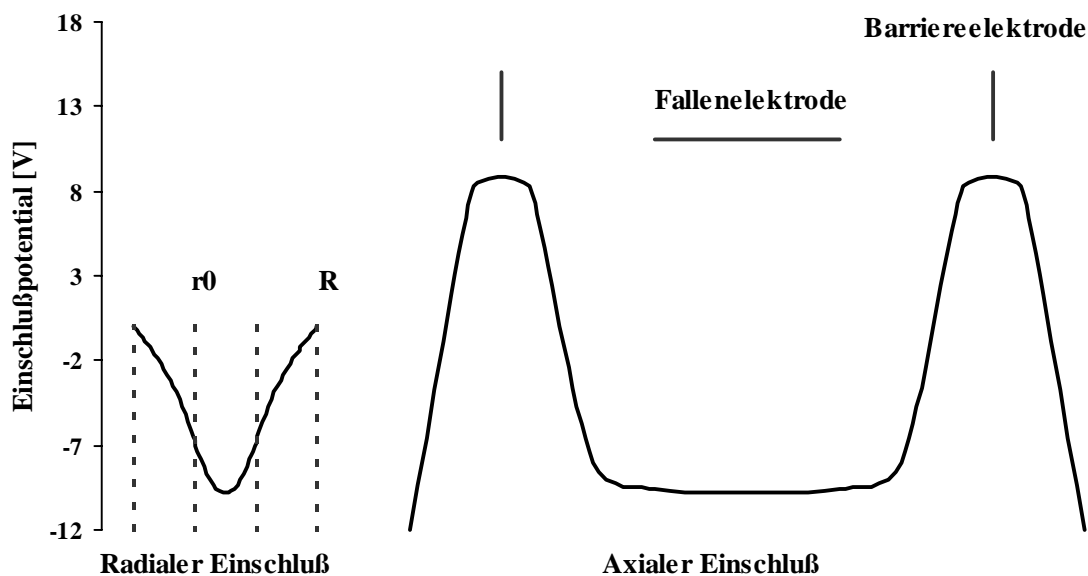


Abbildung 2.2.1. Radiale und axiale Einschlußpotentiale für die Ionen.

Radial dient das Eigenpotential des Elektronenstrahls dem Einschluß der Ionen. Dieses bildet sich von selbst, da das Potential im Elektronenstrahl durch die Ladung der Elektronen gegenüber den Wandelektroden absinkt. Zur Berechnung des Potentials geht man von einer homogenen Ladungsverteilung im Strahl und einem langen zylindrischen Strahl aus. Das elektrische Feld läßt sich nach dem Satz von Gauß berechnen. Da der Elektronenstrahl in der Driftröhre zylindersymmetrisch ist, wird die Aufgabe in Zylinderkoordinaten behandelt. Bei einer Drift können elektrische Felder entlang der Achse vernachlässigt werden ($E_z=0$). Auf Grund der Zylindersymmetrie des Problems sind auch keine azimutalen Feldkomponenten zu erwarten ($E_\phi=0$). Die Integration ergibt:

$$E_r = \begin{cases} \frac{\rho}{2\epsilon_0} \cdot r & \text{für } r \leq r_0 \\ \frac{\rho}{2\epsilon_0} \cdot \frac{r_0^2}{r} & \text{für } r \geq r_0 \end{cases} \quad (5)$$

Reduziert sich die Raumladung in Abhängigkeit vom effektiven Kompensationsgrad f ergibt sich für das elektrische Potential in einer Driftröhre nach $E = -\text{grad}U$.

$$\begin{aligned}
 U_{(r < r_0)} &= \frac{\rho(1-f)}{4\epsilon_0} (r_0^2 - r^2) && \text{für } r \leq r_0 \\
 U_{(r > r_0)} &= \Delta U_{\text{Strahl}} + \frac{\rho(1-f) \cdot r_0^2}{2\epsilon_0} \ln\left(\frac{R}{r}\right) && \text{für } r \geq r_0
 \end{aligned} \quad (6)$$

R ist der Radius der umhüllenden Elektrode und r_0 der Strahlradius. Das Potential im Elektronenstrahl verläuft quadratisch und außerhalb logarithmisch. Die axialen Elektroden erzeugen einen höheren Potentialwall als die Potentialdepression des Elektronenstrahls. Wird der Strahl kompensiert, reduziert sich das radiale Einschlußpotential. Als Folge davon müssen die eingeschlossenen Ionen kälter werden, um nicht radial zu entweichen. Schreibt man für die Raumladungsdichte

$$\rho = \frac{j}{v_e} = \frac{I}{\pi r_0^2} \sqrt{\frac{m_e}{2eU_e}} \quad , \quad (7)$$

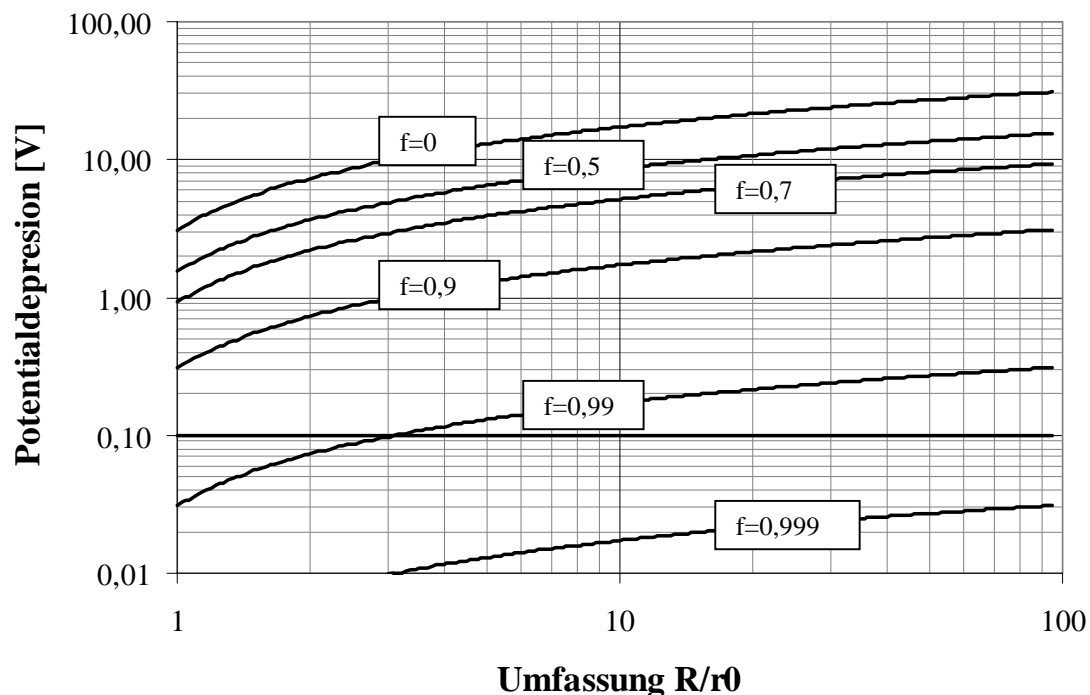


Abbildung 2.2.2. Potentialdepression des Elektronenstrahls in Abhängigkeit von der Strahlumfassung und für verschiedene Kompensationsgrade. Es ist zu erkennen, daß eine möglichst große Strahlumfassung nötig ist, um Kompensationsgrade größer als 99% zu erzielen. Bei kleinerer Strahlumfassung reichen Schwankungen ($\sim 0.1V$) der Elektrodenspannung aus, um die Ionen aus der Falle zu heizen. Die Berechnungen der Potentialdepression gelten für einen Elektronenstrahl mit 30mA Strahlstrom bei 22kV Beschleunigungsspannung.

ergibt sich für die verbleibende Potentialdepression zwischen Strahlmitte und strahlumfassender Elektrode

$$\Delta U_{ges.} = \frac{I(1-f)}{2\pi\epsilon_0} \sqrt{\frac{m_e}{2eU_e}} \left(\ln\left(\frac{R}{r_0}\right) + \frac{1}{2} \right). \quad (8)$$

Für einen 22keV/30mA Elektronenstrahl und einem Umfassungsverhältnis von 30 (bei 100Acm^{-2}) ergibt sich bei 99% Kompensation eine Potentialdepression von 0,25V. Für 99,9% Kompensation reduziert sich die Depression auf 0,025V. Die an den Fallenelektroden angelegten Spannungen weisen sicher Schwankungen um 0,1V auf. Dies ist lediglich eine Abschätzung des erreichbaren effektiven Kompensationsgrades. Becker hat in selbstkonsistenten Rechnungen [30] gezeigt, wie sich die Ionentemperatur mit dem zentralen Kompensationsgrad ändert.

Die maximal speicherbare ionische Ladung N_i ist durch die Zahl der Strahlelektronen im Fallenbereich gegeben. Die Raumladungsdichte ist die Zahl der Ladungen pro Volumen

$$\rho_e = \frac{Q}{V} = \frac{e \cdot N_e}{\pi r_0^2 \cdot l}. \quad (9)$$

Zusammen mit (7) ergibt sich

$$N_e = \sqrt{\frac{m_e}{2e^3}} \cdot l \cdot \frac{I}{\sqrt{U}} \geq N_i \quad (10)$$

Für einen Elektronenstrahl mit 22keV Strahlenergie und 30mA Strahlstrom, wie in dieser Arbeit verwendet, ergibt sich damit bei einer Fallenlänge von 10cm eine maximal zu speichernde Ladungsmenge von $213 \cdot 10^6$ Elementarladungen.

2.3. Stromdichtebegrenzung durch Raumladung

Da bei einer XEBIS/T die Elektronen nicht durch ein äußeres starkes Magnetfeld komprimiert und zusammengehalten werden, treibt die Raumladung des Elektronenstrahls den Strahl auseinander. Mit kleiner werdendem Strahlradius steigen die Raumladungskräfte im Elektronenstrahl an und limitieren die erreichbare Stromdichte. Hutter [22] beschrieb, welche mittlere Stromdichte erreicht werden kann, wenn ein Strahl durch eine Driftstrecke der Länge L fokussiert wird. Diese Gleichung enthält die relativistische Massezunahme, sowie das Eigenmagnetfeld des Elektronenstrahls. Eine mögliche Kompensation des Elektronenstrahls ist nicht berücksichtigt.

$$j_{avr} = \frac{1,54 \times 10^{-4} \cdot \sqrt[1.5]{U(1 + 0,9785 \times 10^{-6} \cdot U)}}{L^2} \quad (12)$$

Bei einer Strahlenergie von 22keV und einem Wechselwirkungsraum von 10cm ergibt sich eine erreichbare mittlere Stromdichte von $5,2 \text{ Acm}^{-2}$. Dieser Wert mutet sehr niedrig an. Da in dieser Arbeit aber der Stromdichteunterschied zwischen kompensiertem und nicht kompensiertem Elektronenstrahl untersucht wird, stellt dies einen kontrastreichen Startwert dar.

2.4. Thermische Begrenzung der Stromdichte

Zur Emission von Elektronen aus der Kathodenoberfläche muß diese erhitzt werden. Durch das Aufheizen erlangen Elektronen Energien, die höher als deren Bindungsenergie im Valenzband ist. So können Elektronen aus der Kathode austreten und in Richtung Anode beschleunigt werden [31]. Aufgrund dieses thermischen Entstehungsprozesses besitzen die Elektronen Energievariationen in allen drei Raumrichtungen. Dies führt dazu, daß die Elektronen unter verschiedenen Winkeln und Energien von der Kathodenoberfläche starten. Da die Startbedingungen für die Elektronen unterschiedlich sind, können sie später auch nicht auf einen beliebig kleinen Punkt fokussiert werden. Die daraus folgende maximale Stromdichte in einem Fokus wird als Langmuir Limit [18] bezeichnet.

$$j_x = j_c \left(1 + \frac{eU}{kT} \right) \sin^2 \alpha \quad (12)$$

Dabei ist j_c die Stromdichte an der Kathodenoberfläche und j_x die am Fokus erreichbare Stromdichte, wenn der Elektronenstrahl mit dem Winkel α fokussiert wird. Bei einer Kathodentemperatur von 1500°C und einer Elektronenenergie von 22keV ergibt sich mit einem Winkel von 3,4°

$$j_x = j_c \cdot 274. \quad (13)$$

Der Winkel entspricht dem Öffnungswinkel zwischen der Ionenfalle und der davor liegenden Linse bei maximaler Ausleuchtung. Bei einer Kathode mit einem Durchmesser von 0,5mm und einem Strahlstrom von 30mA ergibt sich daraus eine Stromdichte von 15Acm⁻² an der Kathodenoberfläche und somit eine maximale Stromdichte von 9.000Acm⁻² im Fokus.

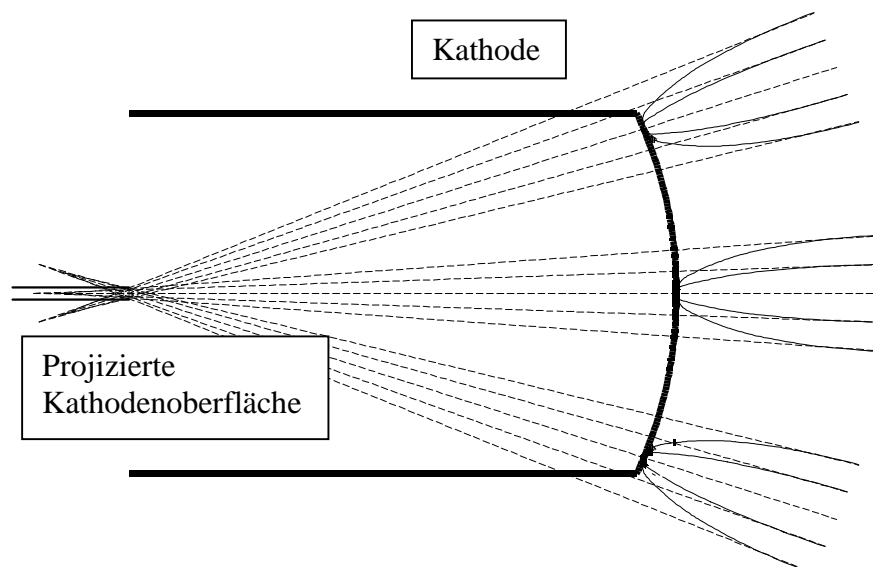


Abbildung 2.4.1.
Prinzip einer projizierten Kathode. Thermisch expandierende Strahlen, lassen sich auf eine kleinere Ursprungsfläche zurückverfolgen.

Dieser Wert erscheint zunächst hoch. Allerdings ist die mittlere Stromdichte der Falle ausschlaggebend. Bei einer Falllänge von 15cm ergibt sich eine mittlere Stromdichte von 63Acm^{-2} .

Um einen größeren Abstand vom thermischen Stromdichtelimit zu bekommen, wird beim Design der Elektronenkanone darauf geachtet, virtuell die Kathodenoberfläche [19] zu minimieren. Diese verkleinerte Kathodenoberfläche erhält man, wenn die Teilchenstrahlen⁵ des Elektronenstrahls von der Anode aus rückwärts verfolgt werden. Läßt man den Elektronenstrahl während der Beschleunigung expandieren, kann die effektive Kathodenoberfläche deutlich reduziert werden. So lassen sich wesentlich größere Werte für j_c erzielen. In elektronenoptischen Simulationen können mehr als 40.000Acm^{-2} an der Oberfläche der projizierten Kathode erzeugt werden.

⁵ engl. „Trajektorien“

2.5. Begrenzung der Stromdichte durch sphärische Aberrationen des Linsensystems

Werden Ionen oder Elektronenstrahlen transportiert, ist jedes abbildende Element fehlerbehaftet. Es wird zwischen chromatischen und sphärischen Aberrationen unterschieden. Chromatische Aberrationen entstehen durch Energieunschärfen im Teilchenstrahl. Der für ein Linsensystem eingestellte Fokus gilt genaugenommen nur für eine Energie. Die Energieunschärfen entsprechen den in Abschnitt 2.2. beschriebenen transversalen Energievariationen an der Kathode. Da diese im Vergleich zu 22keV Geburtsenergie des Elektronenstrahls sehr klein sind, können sie vernachlässigt werden. Sphärische Aberrationen entstehen durch eine radial überproportional steigende Brechkraft des Linsensystems. Je größer der Radius der Teilchen im Strahl, um so größer ist die Brechkraft, die auf diese Teilchen wirkt. Der Brechwinkel für die Strahlteilchen ist somit abhängig vom Strahlradius [20]

$$\alpha_{(r)} = \frac{r}{f} + k \cdot r^3 \quad . \quad (14)$$

Dabei ist f die Brennweite und k der Aberrationsfaktor.

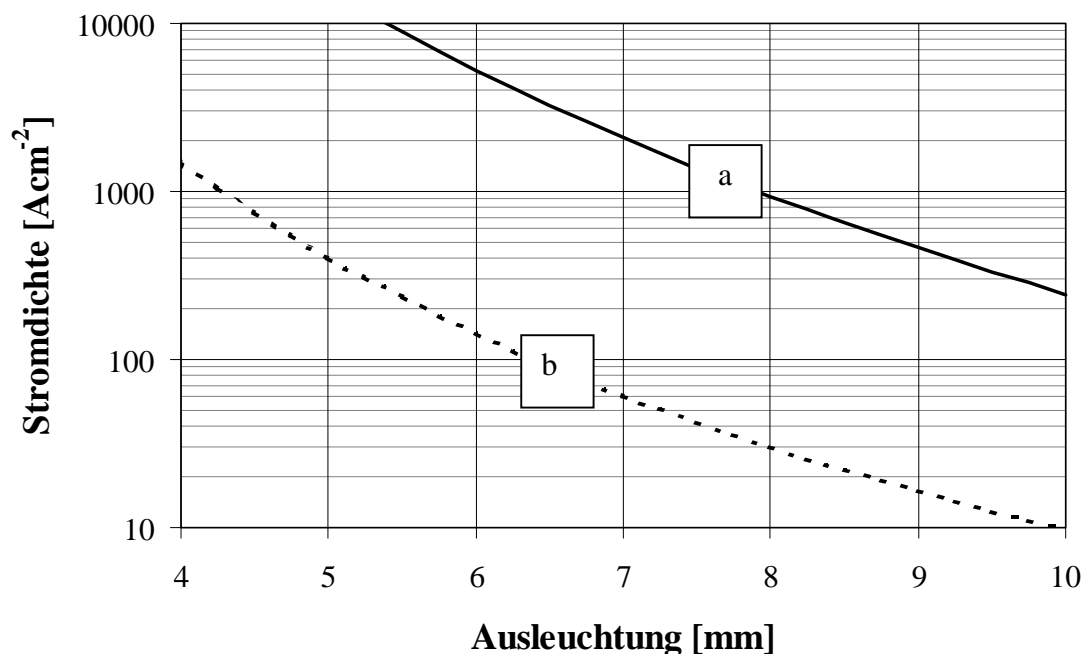


Abbildung 2.5.1. Aberrationsbedingte maximale Stromdichte. **a)** zeigt die maximale und **b)** die, über die Falle gemittelte Stromdichte

Die Stärke der sphärischen Aberrationen steigt mit der Ausleuchtung der Linse. Dies steht im Gegensatz zu der in Kapitel 2.4. beschriebenen thermischen Stromdichtebegrenzung. Bei Linsen sollte der Linsendurchmesser in etwa der Linsenlänge entsprechen, um frei von Potentialdurchgriffen anderer Elemente zu sein. Da die Vakuumapparatur ein elektrostatisches Potential festlegt, müssen sich elektrostatische Linsen innerhalb des Vakuums befinden. Aus Platzgründen sind elektrostatische Linsen also klein. Daher werden diese beim Strahltransport weit ausgeleuchtet, was zu großen Aberrationen führt. Magnetische Linsen unterliegen diesen Einschränkungen nicht. Die magnetfelderzeugende Spule liegt außerhalb des Vakuums. Auch können magnetische Linsen dünner gebaut werden, da im allgemeinen wenig magnetische Störkörper vorhanden sind. Magnetische Linsen werden schwächer ausgeleuchtet und erzeugen so geringere Aberrationen. Aus diesem Grund werden bei diesem Aufbau magnetische Linsen verwendet. Allerdings schränken auch die magnetischen Linsen die erreichbare Stromdichte ein. Die Aberrationen führen wie die thermische Stromdichtebegrenzung zu einer maximal erreichbaren Stromdichte. Der damit verbundene minimale Fokusbereich⁶ wird zur Stromdichteberechnung herangezogen.

$$j = \frac{I}{\pi \cdot \left(C_s \cdot a \tan^3 \left(\frac{r}{f} \right) \right)^2} \quad (15)$$

Dabei ist C_s der Aberrationskoeffizient, r die Ausleuchtung und f die Brennweite der Linse. Für die in der Apparatur gewählte Anordnung von 200mm Brennweite ergibt sich, daß bei 8mm Ausleuchtung und einem Strahlstrom von 30mA, eine maximale Stromdichte von 900Acm^{-2} erreicht wird. Der Aberrationskoeffizient der verwendeten magnetischen Linsen ist 50cm. Damit begrenzen die sphärischen Aberrationen die maximale Stromdichte am stärksten, da die mittlere Stromdichte über 14cm Falllänge nur bei 30Acm^{-2} liegt.

Die in Kapitel 2.6. behandelte Kompensation von Elektronenstrahlen weist außerdem auf eine Möglichkeit hin, die sphärischen Aberrationen eines Linsensystems zu korrigieren. Bei der Kompensation eines Elektronenstrahls ist der Aufenthaltsbereich der Ionen mit dem der Elektronen nicht identisch. Dies liegt an der unterschiedlichen Temperatur der Teilchen. In einer theoretischen Vorstudie zu dieser Dissertation [21] konnte gezeigt werden, daß sich bei einem bestimmten Kompensationsgrad am Strahlrand ein elektrisches Feld bildet, daß die sphärischen Aberrationen korrigiert. In Kapitel 4.1. wird deutlich, daß ohne diese Korrektur die nachgewiesenen hohen Stromdichten nicht zu erzielen sind.

⁶ engl. „disc of least confusion“

2.6. Die Selbstfokussierung des Elektronenstrahls

Die in Kapitel 2.2. behandelte raumladungsbedingte Begrenzung der Stromdichte gilt nur eingeschränkt, wenn der Elektronenstrahl teilweise oder vollständig kompensiert ist. In der Ionenfalle wird der Elektronenstrahl während der Einschlußzeit kompensiert. Ist die raumladungsbedingte Abstoßung ganz oder teilweise aufgehoben, wird eine weitere Kraft zur Beschreibung der Strahlformierung wichtig. Jeder fließende Strom ist von einem Magnetfeld umgeben. Nach „Amperes Durchflutungsgesetz“ erzeugen Ströme magnetische Wirbel. Das durch den Elektronenstrom erzeugte Magnetfeld bewirkt eine fokussierende Kraft auf die Elektronen im Elektronenstrahl.

$$\oint B \cdot dl = \mu_0 \int j \cdot df \quad (16)$$

Der Stromdichtevektor j zeigt in Strahlrichtung. Somit ist Integrationsfläche des rechten Integrals die senkrecht zu j liegende Strahlfläche. Das geschlossene Linienintegral auf der linken Seite ist durch eine Schlinge um den Strahl gegeben. In Zylinderkoordinaten erhält man für einen zylindersymmetrischen Strahl

$$\int_0^{2\pi} B_\phi \cdot r d\phi = \mu_0 j \int_0^{2\pi} \int_0^{r_0} r dr \cdot d\phi \quad (17)$$

Daraus ergibt sich ein azimuthal den Strahl umgebender magnetischer Wirbel

$$B_\phi = \frac{\mu_0 \cdot j \cdot r_0}{2} \quad (18)$$

Betrachten wir nun die Kraft, die auf ein Elektron in einem Elektronenstrahl wirkt genauer. Elektrische und magnetische Felder, die auf ein geladenes Teilchen wirken, werden durch die Lorentzkraft beschrieben

$$F = q \cdot (E + v \times B) \quad (19)$$

Komponentenweise geschrieben, ergibt das in Zylinderkoordinaten

$$\frac{d}{dt}(mr\dot{r}) - mr\dot{\phi}^2 = e(E_r + r\dot{\phi}B_z - \dot{z}B_\phi) \quad (20a)$$

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dt}(mr^2\dot{\phi}) = e(E_\phi + \dot{z}B_r - \dot{r}B_z) \quad \text{und} \quad (20b)$$

$$\frac{d}{dt}(m\dot{z}) = e(E_z + r\dot{B}_\phi - r\dot{\phi}B_r) . \quad (20c)$$

In einer XEBIS/T befindet sich in dem für die Stromdichte interessanten Fallenbereich der Elektronenstrahl auf einer Drift. Das heißt, es wirken keine äußeren Felder. Die rechte Seite des Gleichungssystems reduziert sich auf die Terme mit E_r =Raumladung und B_ϕ =Eigenmagnetfeld.

$$\frac{d}{dt}(m\dot{r}) - m r \dot{\phi}^2 = e(E_r - \dot{z}B_\phi) \quad (21a)$$

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dt}(m r^2 \dot{\phi}) = 0 \quad (21b)$$

$$\frac{d}{dt}(m\dot{z}) = e r \dot{B}_\phi \quad (21c)$$

(21b) beschreibt die Drehimpulserhaltung

$$L = m r \times v = m r v_\phi = m r^2 \dot{\phi} = const \quad (22)$$

Gäbe es keine Elektronen mit einer azimuthalen Geschwindigkeitskomponente, würde der zweite Term in (21a) auf der linken Seite entfallen. In Kapitel 2.4. wurde gezeigt, daß die Elektronen aufgrund ihres Entstehungsprozesses thermische Anfangsgeschwindigkeiten in alle Raumrichtungen haben. Für den zweiten Term von (21a) folgt dann

$$m r \dot{\phi}^2 = \frac{L_{\phi_0}^2}{m r^3} . \quad (23)$$

Die Emittanz eines Elektronenstrahls ist durch das Produkt aus Strahlradius und Öffnungswinkel des Strahls definiert. Der Öffnungswinkel wiederum läßt sich aus den Geschwindigkeitskomponenten des Elektronenstrahls ableiten.

$$E = r_0 \cdot a \tan \frac{v_{therm}}{v_z} \quad (24)$$

Man sieht, daß die Emittanz abhängig von der aktuellen Geschwindigkeit des Elektronenstrahls ist. Bei hohen Geschwindigkeiten kann von einem kleinem Winkel ausgegangen werden , so daß

$$E = r_0 \cdot \frac{v_{therm}}{v_z} \quad \text{ist.} \quad (25)$$

Die so definierte Emittanz ist geschwindigkeitsabhängig. Die normierte Emittanz [32] ist invariant gegen die Elektronenstrahlenergie und wird

$$E_n = E \beta \gamma = \frac{L_{v_{\phi 0}}}{cm_0} \quad (26)$$

geschrieben, wenn $v_{\phi} = v_{therm}$ ist und $\beta = v/c$; $\gamma = m/m_0$ die relativistischen Geschwindigkeits- und Massentransformationen. Daraus ergibt sich für (23)

$$mr\dot{\phi}^2 = \frac{E^2 \beta^2 \gamma^2 c^2 m_0^2}{r^3 m} . \quad (27)$$

Betrachten wir nun ein Elektron, das sich am Strahlrand befindet. Wir können mit $j = r_0 \cdot v$ und $I = \pi \cdot jr^2$ für (5) und (18)

$$E_r = \frac{I(1-f)}{2\pi\epsilon_0 \cdot v \cdot r} \quad \text{und} \quad (28)$$

$$B_{\phi} = \frac{\mu_0 I}{2\pi \cdot r} \quad \text{schreiben.} \quad (29)$$

Dabei ist f der effektive Kompensationsgrad des Elektronenstrahls. (21c) kann vernachlässigt werden, da die Änderung von v_z durch B_{ϕ} klein gegenüber v_{z0} ist. Setzen wir (27), (28) und (29) in (21a) ein, erhalten wir:

$$\ddot{r} = \frac{e}{m} \left(\frac{I \cdot (1-f)}{2\pi\epsilon_0 \cdot v \cdot r} - \frac{\mu_0 I \cdot v}{2\pi \cdot r} \right) + \frac{E^2 \beta^2 c^2}{r^3} \quad (30)$$

Die Elektronenstrahlenergien, die in dem Experiment eingestellt werden, liegen oberhalb von 10keV. Daher muß der relativistische Massendefekt berücksichtigt werden. Folgende Transformationen überführen die Bewegungsgleichung in ihre relativistisch invariante Form.

$$v = \beta \cdot c ; m = \gamma \cdot m_0 ; \gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} ; \mu_0 \cdot \epsilon_0 = \frac{1}{c^2} ; \mu = \frac{e}{m_0}$$

Nach einigen Umformungen ergibt sich hiermit für (30)

$$\ddot{r} = \frac{I \cdot (1 - \beta^2 - f)}{\mu 2\pi \epsilon_0 \gamma \cdot v \cdot r} + \frac{E^2 \beta^2 c^2}{r^3}. \quad (31)$$

Das ist die von Lawson angegebene zeitabhängige Randstrahlgleichung [11].

Mit $\frac{d}{dt} \left(\frac{d}{dt} r \right) = \frac{dz}{dt} \frac{d}{dz} \left(\frac{dz}{dt} \frac{d}{dz} r \right) = v^2 \cdot r'' = \beta^2 c^2 \cdot r''$ und $I_0 = \frac{4\pi \epsilon_0 c^3}{\mu}$ ergibt sich (31) zu

$$r'' = \frac{I}{r} \cdot \frac{2I}{I_0} \cdot \frac{(1 - \beta^2 - f)}{\gamma \beta^3} + \frac{E^2}{r^3}, \quad (32)$$

wenn bei kleinen Winkeln zur Strahlachse v_z konstant ist. (32) ist die zeitunabhängige Randstrahlgleichung ohne Einwirkung äußerer Felder. Der erste Term der Gleichung beschreibt die Wirkung der Eigenfelder des Strahls auf dessen Drift. Der zweite Term berücksichtigt die Emittanz des Strahls, die z.B. bei der Bildung des Elektronenstrahls entsteht. Aber auch Einflüsse, die die Emittanz des Strahls vergrößern, wie Coulombstöße oder Linsenfehler, können hier berücksichtigt werden. Der zweite Term ist rein defokussierend und ist nur bei kleinen Strahlradien und kleinen Geschwindigkeiten dominant. Mit dem ersten Term wird die defokussierende Raumladung und die Fokussierung durch das Eigenmagnetfeld beschrieben. Im Fall $f = 1 - \beta^2$ heben sich die Kräfte auf und der Strahl propagiert geradlinig, wobei er von der Emittanz dominiert ist.

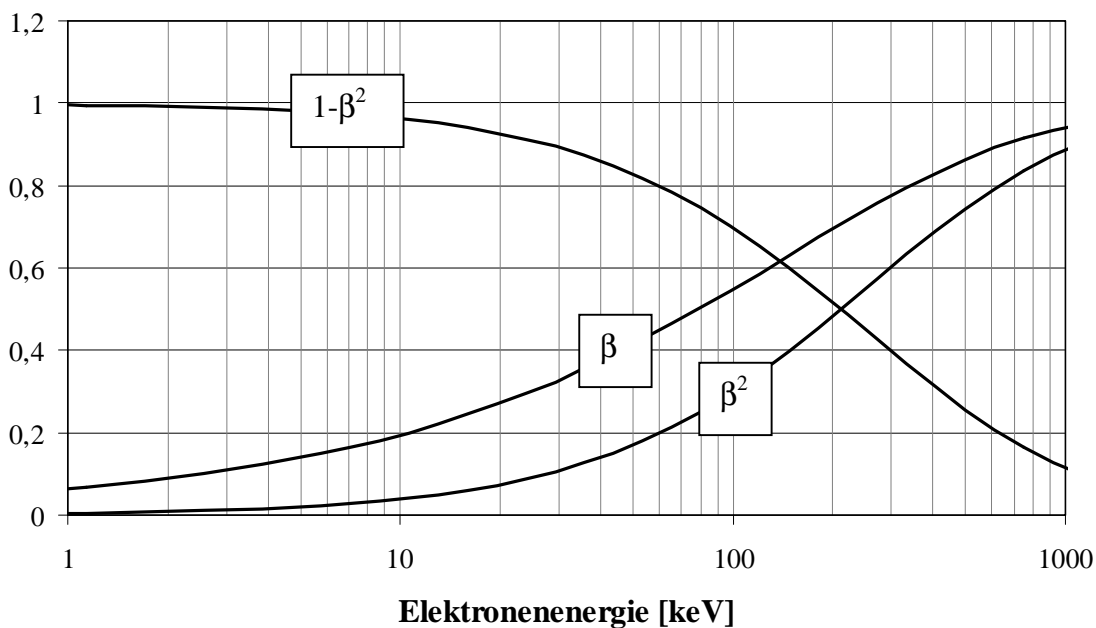


Abbildung 2.6.1. β und $1 - \beta^2$ in Abhängigkeit von der Elektronenenergie.

Bei 100keV Elektronenenergie setzt Selbstfokussierung bei einem Kompensationsgrad von ca. 0,7 ein, während bei 20keV eine Kompensation von ca. 0,92 benötigt wird.

Setzt man $r''=0$ kann der Strahlradius berechnet werden unter dem sich der Strahl geradlinig bewegt.

$$r_{r''=0} = \sqrt{\frac{I_0}{2I} \cdot \frac{\gamma\beta^3 E^2}{f + \beta^2 - 1}} \quad \text{woraus sich für die Stromdichte}$$

$$j_{r''=0} = \frac{2I^2 \cdot (f + \beta^2 - 1)}{I_0 \pi \gamma \beta^3 E^2} \quad \text{ergibt.} \quad (33)$$

Für die Rechnungen in Abbildung 2.6.2. wurden für die Spannung 22kV, den Strom 30mA, für die Emittanz $0,3 \cdot 10^{-2}$ cmmrad und für die Kompensation ein f von 0,97 als Konstanten gewählt. Diese Größen entsprechen den bei den Experimenten erreichten Strahldaten. Die Abhängigkeit der Stromdichte von Spannung und Kompensation zeigt nach einem schnellen Anstieg eine Sättigung. Für die Abhängigkeit von Strom und Emittanz ergibt sich ein exponentieller Anstieg, der bei entsprechender Wahl dieser Parameter auch bei niedriger Strahlenergie hohe Stromdichtewerte ermöglicht. Bei Berechnungen mit anderen Konstanten, wie etwa 1A Strahlstrom oder 100kV Spannung, skaliert die Graphik in Abbildung 2.6.2. zu entsprechend höheren Stromdichtewerten

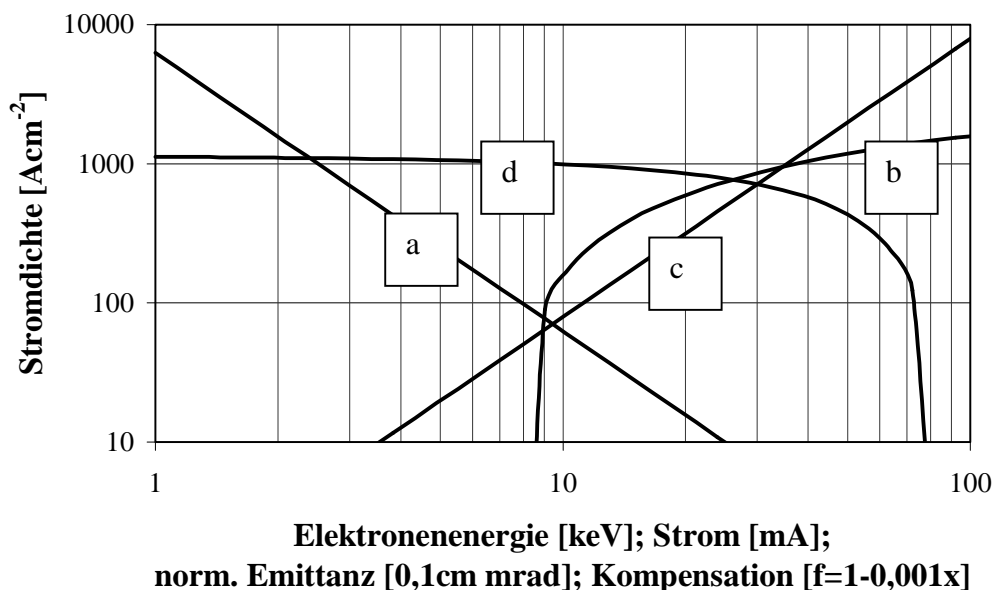


Abbildung 2.6.2. Stromdichte für den Gleichgewichtsradius (Gleichung 33) in Abhängigkeit von der Emittanz(a), der Elektronenstrahlenergie(b), dem Elektronenstrahlstrom(c) und dem Kompensationsgrad(d)

Die so berechneten Stromdichten sind nicht die maximal erreichbaren. In Kapitel 2.3. wird gezeigt, welche maximale Stromdichte zu erreichen ist, wenn ein raumladungsbegrenzter Elektronenstrahl durch eine Driftstrecke mit einem gegebenen Durchmesser hindurchfokussiert wird. Um zu berechnen welchen Anteil das Eigenmagnetfeld an einer

Stromdichteerhöhung bei einer Kompensation des Elektronenstrahls hat, wird analog zu (32) die Gleichung

$$r'' = \frac{I}{r} \cdot \frac{2I}{I_0} \cdot \frac{(1-f)}{\gamma\beta^3} + \frac{E^2}{r^3} \quad \text{geschrieben.} \quad (34)$$

(34) beschreibt hypothetisch den Randstrahl des Elektronenstrahls ohne die Wirkung des Eigenmagnetfeldes. Mit Hilfe numerischer Integration läßt sich der Strahlradius in Abhängigkeit von der Strahlausbreitung berechnen. Die maximale Stromdichte wird erreicht, wenn bei einem Startradius R_0 in der Mitte der Driftröhre der Strahl am Ende der Driftstrecke auf den Radius R_D der Röhre expandiert ist. Die Abbildung 2.6.3. zeigt Integrationen der Randstrahlgleichung für verschiedene Startradien von der Mitte der Falle aus. Es ist zu erkennen, daß mit einer Kompensationszone der Strahl länger zusammengehalten wird. Im Gegensatz zum nicht kompensierten Fall besitzt der Elektronenstrahlfokus einen längeren Bereich mit erhöhter Stromdichte. Wird der Startradius sehr klein gewählt, führt die Selbstfokussierung nicht mehr zu deutlich erhöhten Stromdichten. In diesem Fall dominiert der defokussierende Emittanzterm in (32). Der Abbildung ist zu entnehmen, daß die Einschußbedingungen für den kompensierten von dem nicht kompensierten Fall voneinander abweichen. Weiterhin hängt es im kompensierten Fall stark von den Einschußbedingungen des Elektronenstrahls in die Falle ab,

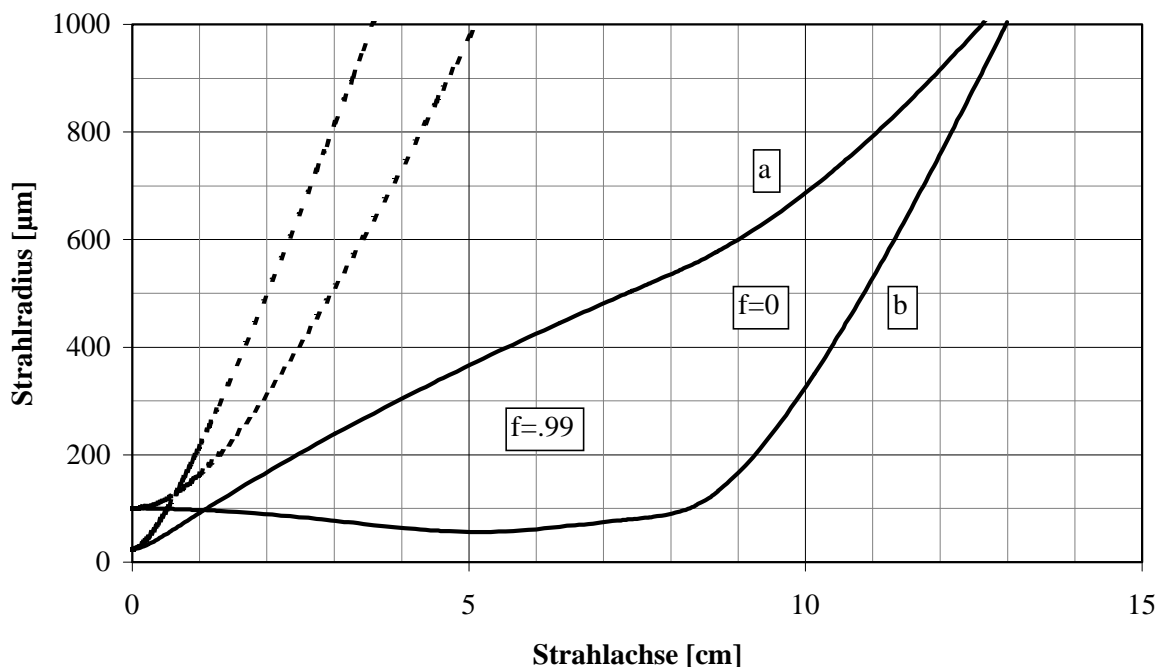


Abbildung 2.6.3. Integrationen der Randstrahlen mit unterschiedlichen Startradien von der Fallenmitte. Rechnungen mit Kompensationszone sind durchgezogen dargestellt und Integrationen ohne Kompensation gestrichelt. Ist der Startradius nicht zu klein (b) kann eine deutliche Stromdichteerhöhung erzielt werden.

ob eine deutliche Stromdichteerhöhung durch die Selbstkompression zu erzielen ist. Dieser Zusammenhang ist mit den Integrationen zu Abbildung 2.6.4. genauer dargestellt. Es sind die Einschußwinkel, Einschußradien und die dazugehörige mittlere Stromdichte in Abhängigkeit von dem Strahlradius aus der Fallenmitte⁷ aufgetragen. Für zentrale Strahlradien, bei denen die Selbstkompression zu einer deutlichen Stromdichteerhöhung führt, weisen sowohl Einschußwinkel wie Einschußradius einen lokalen Hochpunkt auf. Daraus folgt eine Indifferenziertheit der Ergebnisse, die bestätigen, daß das Einschießen des Elektronenstrahls in die kompensierte Falle mit dieser Theorie nicht vollständig zu beschreiben ist. Denkbar ist, daß zusätzlich die Verteilung der Elektronen über den Strahlquerschnitt von Bedeutung ist.

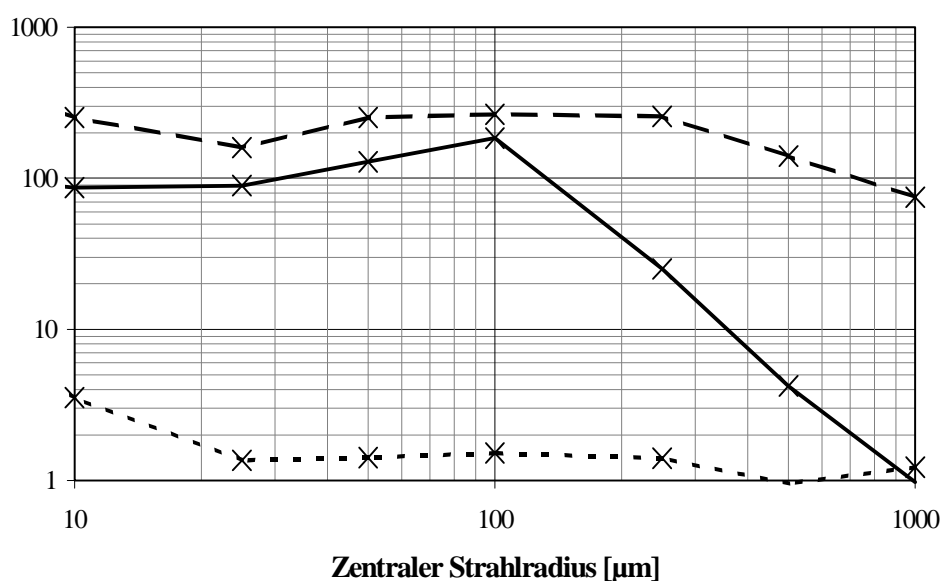


Abbildung 2.6.4. Variation von Einschußwinkel (gestrichelt [mrad]), Einschussradien (punktirt [mm]) und resultierende mittlere Stromdichte (durchgezogen [Acm^{-2}]) in Abhängigkeit der zentralen Strahlradien.

Abbildung 2.6.5. stellt schließlich die berechnete Stromdichteerhöhung dar, die sich auf die Selbstkompression durch das Eigenmagnetfeld zurückführen lässt. Es zeigt sich, daß selbst bei geringen Strahlenergien wie 22keV und geringen Strahlströmen von 30mA schon eine deutlich höhere Stromdichte unter Berücksichtigung des Eigenmagnetfeldes und der Raumladungskompensation erreichbar ist. Allerdings muß die Strahlemittanz klein genug sein, um eine Stromdichteerhöhung zu erzielen. Die Berechnungen werden für Emittanzwerte von $5,0 \cdot 10^{-2}$; $2,5 \cdot 10^{-2}$ und $1,25 \cdot 10^{-2}$ cm mrad durchgeführt. Die gestrichelten Linien zeigen einen hypothetischen Fall, in dem der Elektronenstrahl zwar kompensiert ist, aber kein Eigenmagnetfeld aufweist. Die so gezeigte Stromdichteerhöhung im Vergleich zum nicht kompensierten Fall (punktirt) veranschaulicht den Anteil an Stromdichteerhöhung, der durch das Aufheben der defokussierenden Raumladung eintritt. Die durchgezogenen Linien zeigen schließlich die durch die Selbstfokussierung erzeugte

⁷ im folgenden als „zentraler Strahlradius“ bezeichnet

Stromdichteerhöhung. Bei den im Experiment verwendeten moderaten Strahldaten ist eine gute Strahlemittanz zwingend erforderlich, um die Selbstkompression nachweisen zu können. Emittanzberechnungen der Elektronenkanone zeigen, daß die Strahlemittanz am unteren Rand der Anforderungen liegt. Um so wichtiger ist es, die Emittanzerhöhung durch die sphärischen Abberationen des Linsensystems zu korrigieren.

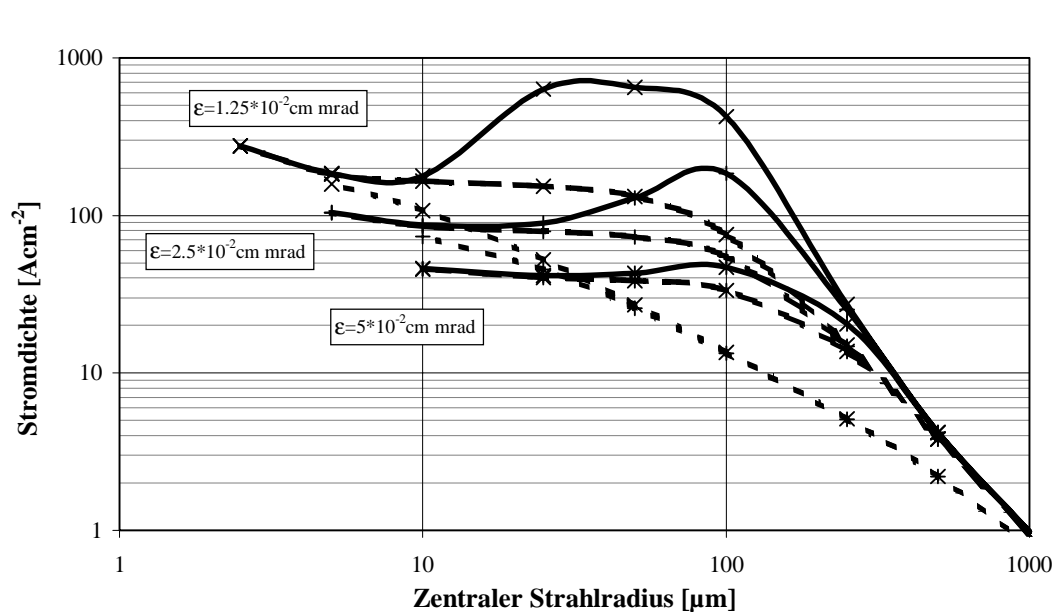
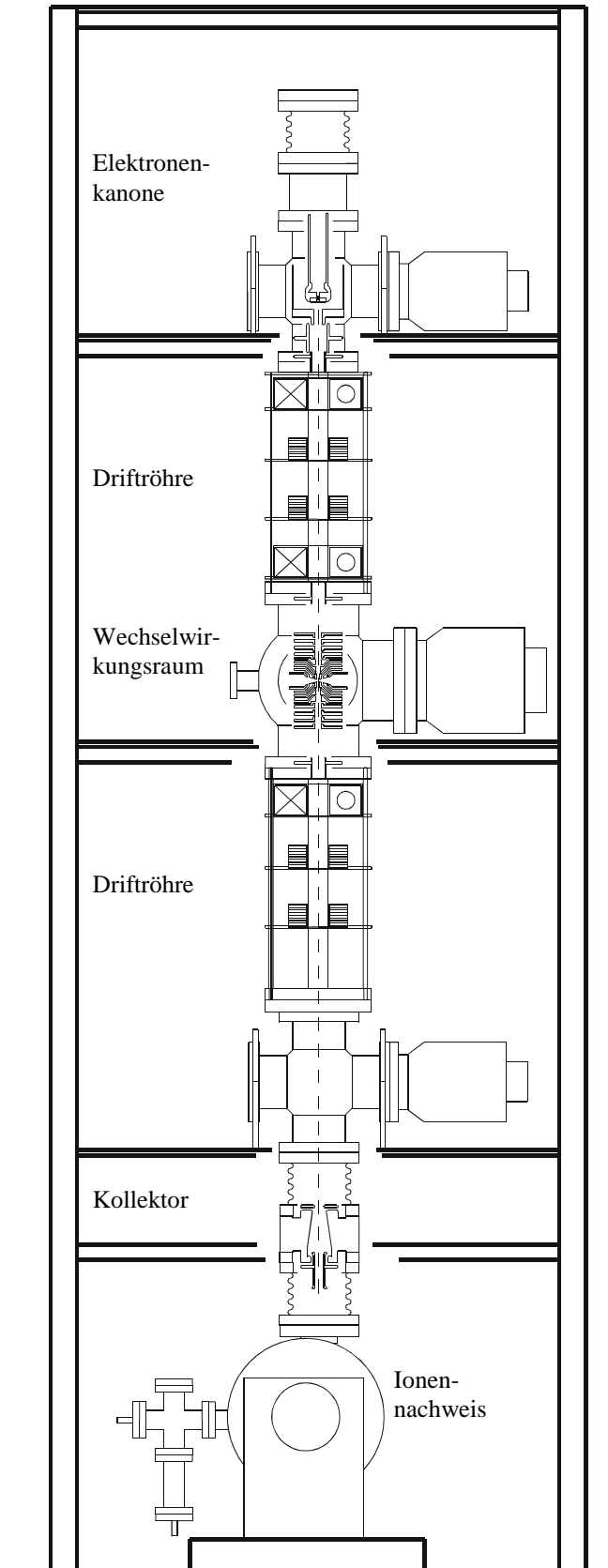


Abbildung 2.6.5. Mittlere Stromdichten für eine Fallenlänge von 14cm in Abhängigkeit vom zentralen Strahlradius. Berechnungen wurden für den nicht kompensierten Fall (punktiert), kompensierten Fall ohne Eigenmagnetfeld (gestrichelt) und kompensiert mit Eigenmagnetfeld (durchgezogen) durchgeführt.

3. Aufbau



3.1. Konzept

Der Aufbau besteht aus drei Tanksegmenten, die durch zwei Driftstrecken miteinander verbunden sind. Die Driftstrecken besitzen einen geringen Vakuumleitwert. Auf diese Weise können die Tanksegmente in ihrem Druck um mehr als eine Potenz voneinander abweichen. Im obersten Segment befindet sich die Elektronenkanone. Zur Erzeugung eines 65keV Elektronenstrahls ist die Elektronenkanone durch ein keramisches Vakuumverbindungsstück isoliert. Die auf Erdpotential liegende Anode beschleunigt den Elektronenstrahl auf seine Energie. Die elektrischen Potentiale an der Ionenfalle sind erdnah, wodurch der Aufbau von Experimenten an der Falle einfach ist. Mit einer Anordnung aus zwei Magnetlinsen und zwei Deflektoren läßt sich der Elektronenstrahl durch die Driftstrecke in das Segment des Wechselwirkungsraums transportieren. Mehrere axial angeordnete Elektroden bilden den Wechselwirkungsraum, in dem Potentialbarrieren die Ionen im Elektronenstrahl einschließen. Das Segment des Wechselwirkungsraums besteht aus einem Tank mit mehreren Zugangsflanschen.

Abbildung 3.1.1. Der Versuchsaufbau ist vertikal in einem Gestell montiert, das mit Eisenplatten verkleidet werden kann, um Sicherheit vor eventuell erzeugten Röntgenstrahlen zu bieten.

So können von verschiedenen Seiten Messungen an der Ionenfalle vorgenommen werden. Im Anschluß an den Wechselwirkungsraum befindet sich der Kollektor. Auch hier wird der Strahl mittels einer Anordnung aus einer Magnetlinse und zweier Deflektoren über eine Driftstrecke in den Kollektor abgebildet. Der Kollektor besteht aus einer Kupferelektrode, die den Elektronenstrahl aufnimmt. Die Kollektorelektrode ist ein Teil des Vakuumtanks, wodurch das Kühlwasser nicht durch das Vakuum zum Kollektor geführt werden muß. Die Kollektorelektrode wird über zwei Hochspannungszwischenstücke erdf fern gehalten. Dadurch ist es möglich, einen großen Teil der Strahlenergie zurückzugewinnen. Das Kollektorpotential liegt nur einige hundert Volt über dem der Elektronenkanone.

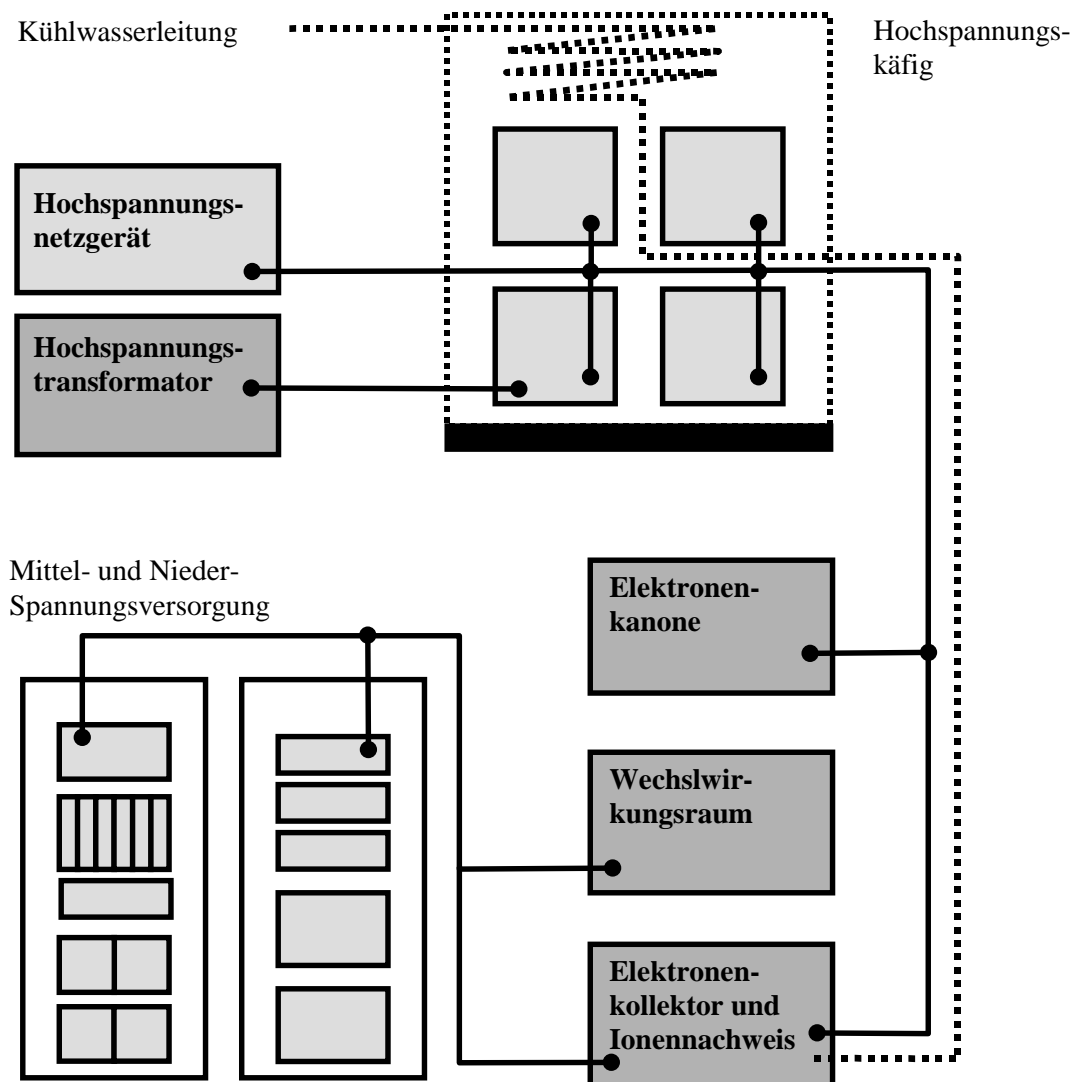


Abb.: 3.1.2 Elektrischer Aufbau der Versuchsanordnung

Zur Analyse der in der Falle erzeugten Ionen befindet sich hinter dem Kollektor ein Sektormagnet mit Einzelteilchenzähler. Axial extrahierte Ionen können nach Passieren des Kollektors mit dem Magneten nach ihrer Masse und Ladung analysiert werden.

Je eine Turbomolekularpumpe evakuiert jedes der drei Tanksegmente. Da im Kanonen- und Kollektorbereich bei Strahlbetrieb mit einem erhöhten Gasanfall zu rechnen ist, kann auf diese Weise im Wechselwirkungsraum ein niedrigerer Druck beibehalten werden.

Treffen Elektronen hinreichend großer Energie auf feste Materie lösen sie Röntgenstrahlung aus. Eine Anlage, die Teilchen auf mehr als 30keV beschleunigt, unterliegt der Strahlenschutzverordnung. Aus diesem Grund ist der Aufbau so konzipiert, daß um den gesamten Bereich, in dem der 65keV Elektronenstrahl transportiert wird, 10mm dicke Eisenplatten montiert werden können. Ein weiterer Vorteil der Eisenplatten liegt in der magnetischen Abschirmung des Aufbaus. Bei einem Magnetfeld von 1/10 Gauss senkrecht zur Strahlachse wird ein Elektron mit einer Energie von 65keV auf einer Weglänge von 2,5m um 6mm ausgelenkt. Durch die Eisenplatten wird erreicht, daß äußere Magnetfelder, wie das Erdmagnetfeld, nicht in den Aufbau eindringen können.

Die elektrische Versorgung des Aufbaus unterteilt sich in zwei Gruppen. Eine Gruppe besteht aus der Versorgung der erdnahen Geräte. Die andere Gruppe befindet sich in einem 65kV festen Hochspannungskäfig. Mit einem Hochspannungsnetzgerät (10mA, 65kV) kann an die Hochspannungsplattform eine Spannung von bis zu 65kV angelegt werden. Die Leistung des Elektronenstrahls kann daher nur virtuell zur Verfügung gestellt werden, da Strahlströme bis zu 100mA möglich sein sollen. Zur Leistungsversorgung der Baugruppen, die mit Hochspannung versorgt werden, ist ein Hochspannungstransformator in den Aufbau integriert. Das Wasser zum Kühlen des Kollektors stellt eine Verbindung zur elektrischen Masse her. Um keine hohen Verluste über die Wasserleitung zu bekommen, wird das Kühlwasser über zwei ca. 100m lange, als Spirale ausgebildete Leitungen durch den Hochspannungskäfig zum Kollektor geführt. Auf diese Weise fließt bei 20kV 0,5mA Verluststrom über die Wasserleitung ab. Zusätzlich wird durch diesen Widerstand erreicht, daß im Falle einer Notabschaltung alle auf Hochspannung liegenden Baugruppen innerhalb kurzer Zeit entladen sind. Die Entladezeit ist

$\tau = RC \cdot \left| \ln \frac{U_{Rest}}{U_{Betr.}} \right|$. Die gemessene Kapazität der Hochspannungsplattform beträgt

11,5nF. Mit dem Widerstand der Wasserleitung von 40M Ω ergibt sich bei 22kV Betriebsspannung eine Entladezeit von 3s auf 10V Restspannung. Bei 60kV Betriebsspannung ergibt sich eine Entladezeit von 4s.

3.2. Die Elektronenkanone

Um eine hohe Stromdichte zu erzielen, wird eine Kathode mit möglichst kleiner Emissionsfläche verwendet. Die Begrenzung bei der Minimierung liegt in der Sättigungsstromdichte des Emittermaterials. Als Materialien mit einer hohen Sättigungsstromdichte bei hoher Lebenserwartung stehen LaB_6 und IrCe mit 50Acm^{-2} zur Verfügung. Bei 100mA Strahlstrom führt dies zu einem Emissionsflächendurchmesser von $0,5\text{mm}$.

Dem Prinzip nach wird eine Elektronenkanone nach Pierce [33] gewählt. Bei einer Pierceschen Elektronenkanone formt eine Wehneltelektrode eine Potentiallinie mit dem Potential der Kathode. Diese Potentiallinie steht unter einem Winkel von $67,5^\circ$ auf der Ausbreitungsrichtung des Elektronenstrahls. Die Kathode arbeitet im Bereich der von Langmuir [34] beschriebenen raumladungsbegrenzten Emission. Danach folgt der Emissionsstrom folgender Kennlinie.

$$I = P \cdot U^{3/2} \quad (35)$$

Für die zu konstruierende Elektronenkanone folgt aus 100mA Strahlstrom bei einer Energie von 65keV eine Perveanz von $P=6,03 \cdot 10^{-3} \mu\text{AV}^{-3/2}$. Um auch bei geringeren Strahlenergien hohe Ströme zu erzeugen, kann die Kathode über einen variablen Wellbalg relativ zur Anode bewegt werden. So kann die Perveanz auf $1,06 \cdot 10^{-2} \mu\text{AV}^{-3/2}$ erhöht werden. Dies bedeutet einen Strahlstrom von 30mA bei 20keV Strahlenergie. Beide Perveanzen sind niedrig, so daß eine ebene Geometrie für die Kathoden-Anodenanordnung gewählt wird.

Der Piercerand ist, nicht wie von Pierce beschrieben, durch einen Teil der Kathodenelektrode definiert, sondern wird bei dieser Kathode mit Hilfe einer Wehneltelektrode eingestellt. Durch die geeignete Wahl der Elektrodenspannung wird der Piercerand als freie Potentiallinie am Kathodenrand geformt. Die Wehneltelektrode hat den Vorteil, daß die Elektronenemission mit einer negativen Wehneltspannung unterdrückt werden kann. Die Kanongeometrie ist so angelegt, daß der Elektronenstrahl nicht fokussiert wird. Dadurch wird eine projiziert kleinere Emissionsfläche erreicht als die tatsächlichen $0,5\text{mm}$ des LaB_6 Kristalls (Kap 2.4). Die Emissionsfläche der Elektronen ist eine wichtige Größe für die fokussierbare Stromdichte des Elektronenstrahls und muß möglichst klein sein. Der Elektronenstrahl expandiert bis er durch das Linsensystem in der ersten Driftstrecke in den Wechselwirkungsraum fokussiert wird.

Bevor die Elektronenkanone konstruiert wird, werden elektronenoptische Simulationen [35,36] durchgeführt, um das Kanonendesign zu optimieren. Im Mittelpunkt dieser Berechnungen steht die Optimierung der projizierten Kathode. Das in Kapitel 2.3. gezeigte Schema der projizierten Kathode geht nicht von einer raumladungsbegrenzten Emission aus. Um eine gleichmäßige Emission über die Kathodenoberfläche zu erzielen, muß der Rand der Emissionsfläche durch einen Piercerand begrenzt sein. Im Folgenden wird untersucht, wie sich der Piercerand auf die Größe der projizierten Kathode auswirkt.

Zunächst werden Berechnungen für unterschiedlich lange Pierceränder durchgeführt. Dabei wird der Abstand zwischen Kathode und Anode so verändert, daß der Emissionsstrom von 30mA bei 22keV erhalten bleibt. Abb.: 3.2.1. zeigt den Radius der projizierten Kathode in Abhängigkeit von der Dicke der Wehnellektrode. Die Größe der projizierten Kathode nimmt bei kleinerer Wehneldicke ab, da der Piercerand die thermische und raumladungsbedingte Expansion des Elektronenstrahls behindert (Abb.:3.2.2. a).

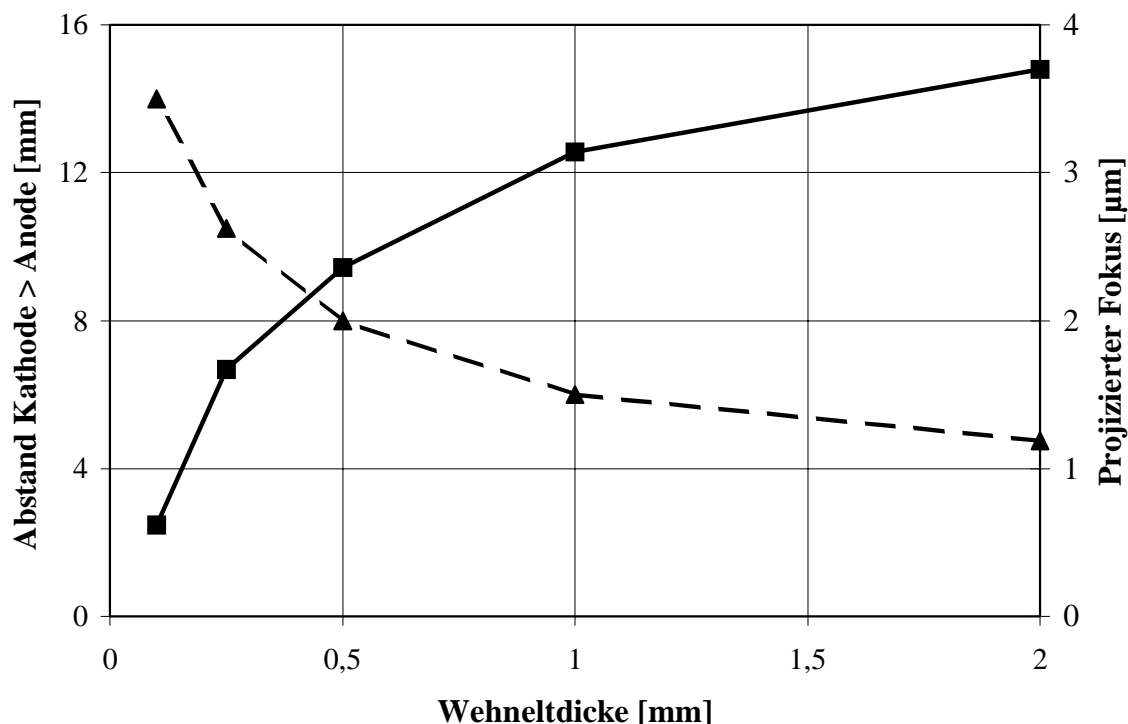
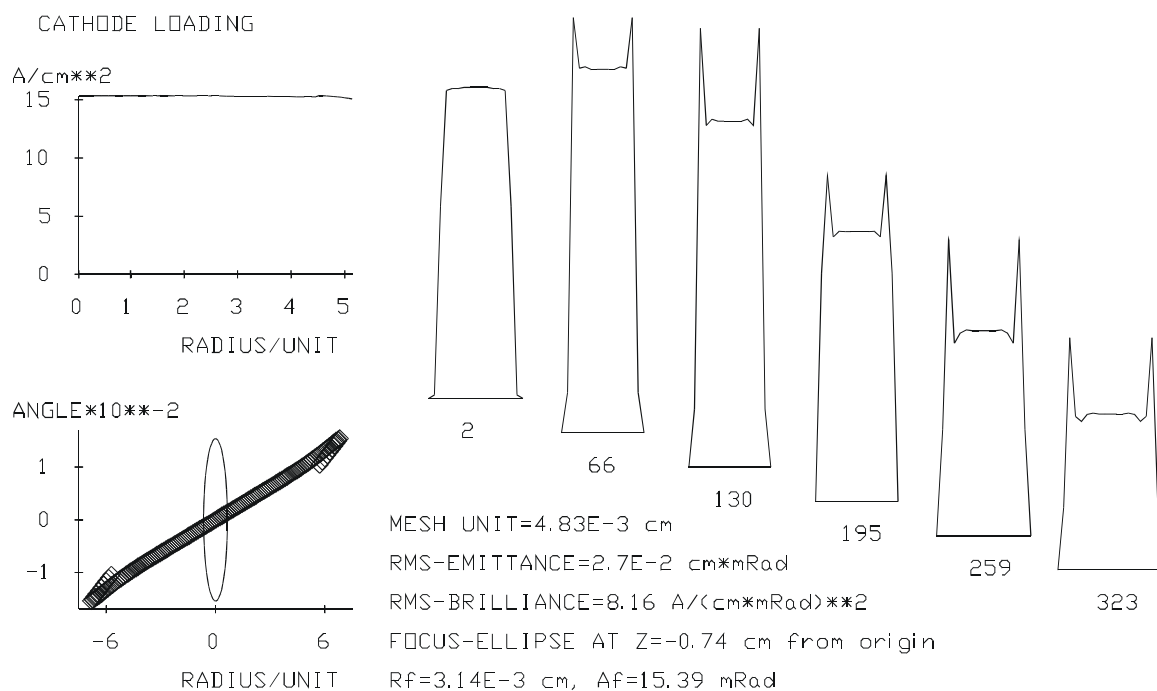


Abbildung 3.2.1. Größe des projizierten Fokus (rechte Skala) in Abhängigkeit von der Dicke der Wehnellektrode. Die gestrichelte Linie (linke Skala) zeigt wie der Kathoden- Anodenabstand variiert werden muß, um einen Emissionsstrom von 30mA bei 22keV Strahlenergie zu erhalten.

Die Elektronenkanone ist mit einer variablen Wehnellektrode konstruiert. Der Wehnelt steht nicht in Kontakt mit der Kathode, so daß sich der Piercerand über die Spannung an der Wehnellektrode einstellt. Der Einfluß der Filamentposition innerhalb der Wehnellektrode auf die Ausbildung der projizierten Kathode, ist in Abbildung 3.2.3. dargestellt. Auch hier zeigt sich, daß ein kleiner Abstand besser ist. Ein größeres Eintauchen des Filaments im Wehnelt bewirkt ebenfalls eine Behinderung der thermischen und raumladungsbedingten Expansion des Elektronenstrahls. Befindet sich das Filament dicht an der Wehneltoberfläche wird die Pierce Bedingung durch die Wehneltspannung nur über einen kleinen Raumbereich an der Kathodenoberfläche eingestellt. Die Rechnungen zeigen, daß der Piercerand gerade soweit in den Raum hineinragen darf, daß eine gleichmäßige Emission über die Kathodenoberfläche gewährleistet ist. Später darf die

Expansion des Elektronenstrahls möglichst nicht behindert werden, um die Ausbildung einer kleinen projizierten Kathode zu fördern.



$3.01E-2$ A, MAX CURRENT DENSITY ON AXIS=18.7 A/cm**2 AT Z=76

IGUN-4.016(C)R.Becker, RUN 09/06/00*011, file=wpos01.ign

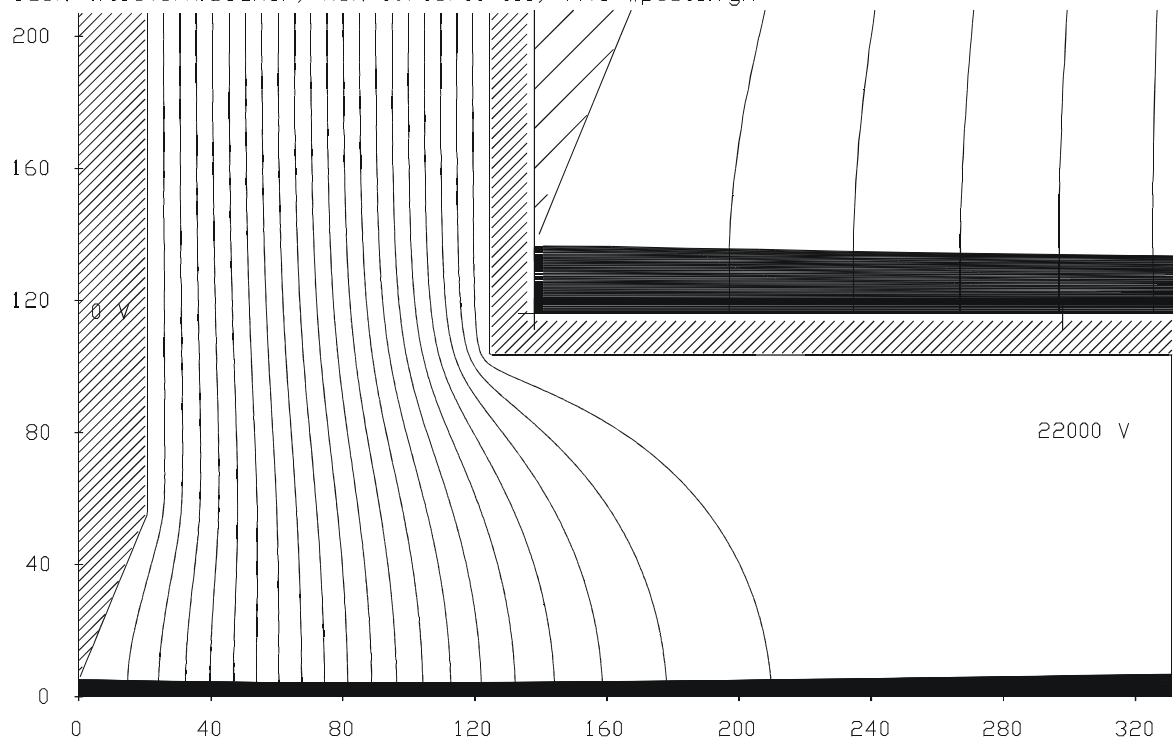
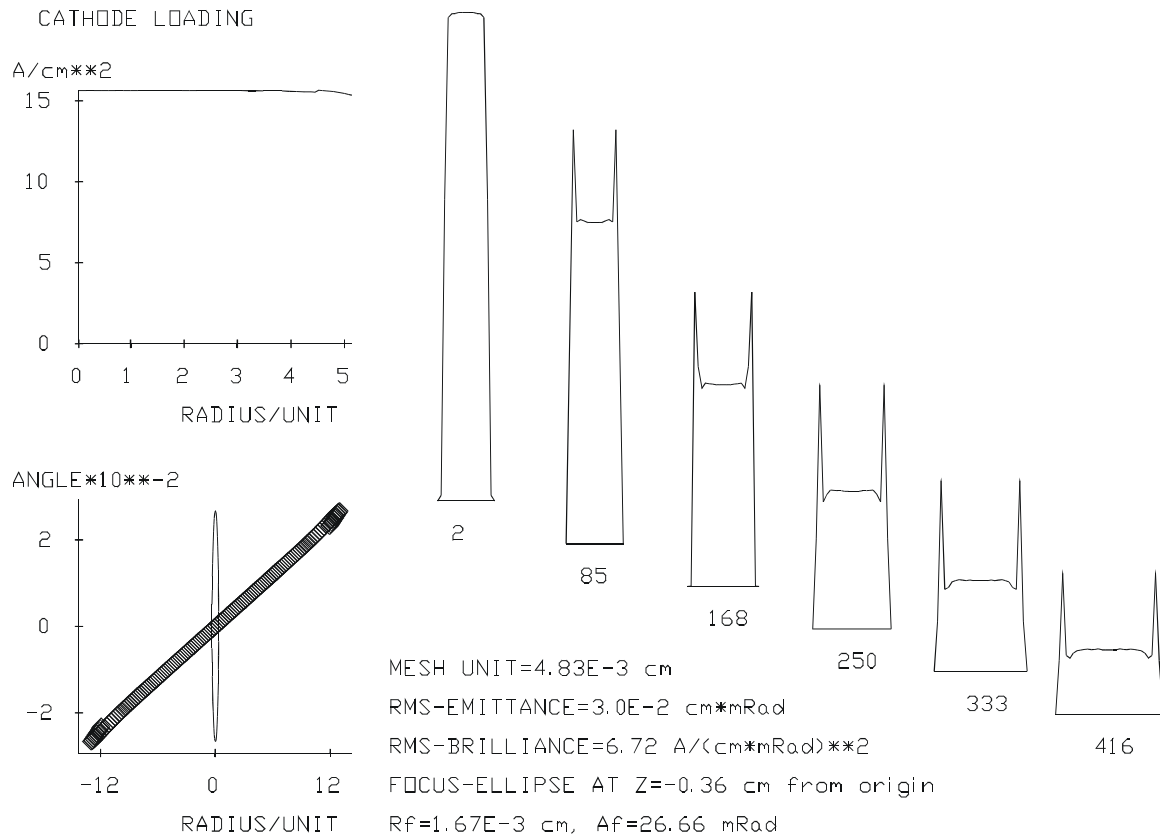


Abbildung 3.2.2. a



3.00E-2 A, MAX CURRENT DENSITY ON AXIS=16.7 A/cm**2 AT Z=3

IGUN-4.016(C)R.Becker, RUN 09/06/00*015, file=wpos03.ign

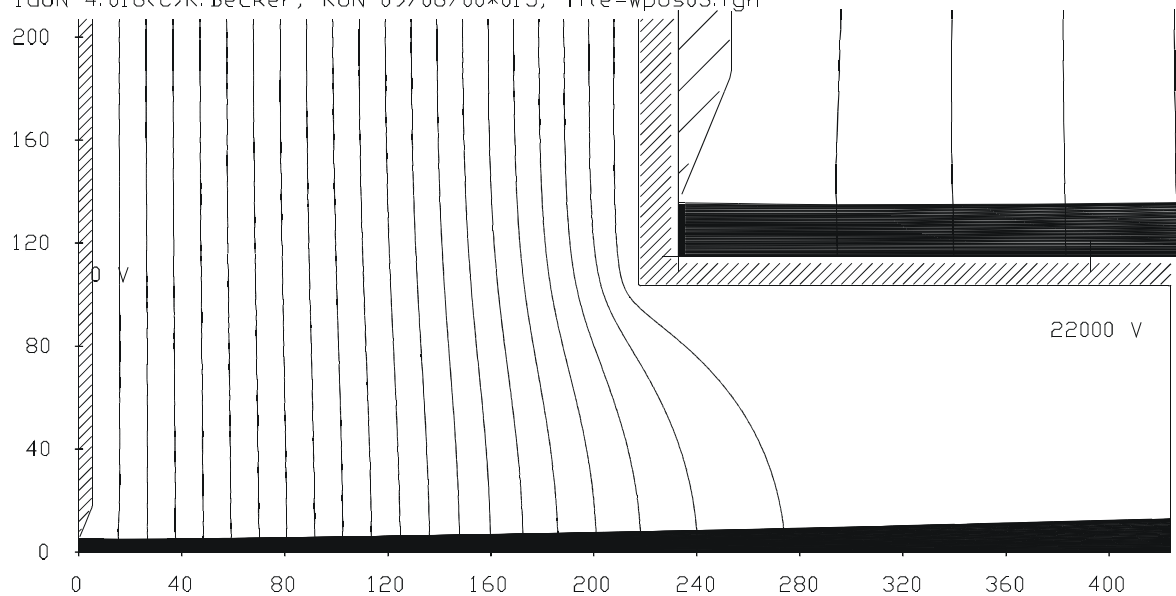


Abbildung 3.2.2. b

Abbildung 3.2.1. a) und b) Unterschiede in der Strahlformung bei dicken und dünnem Wehnelt. Eine Nachfokussierung des Elektronenstrahls durch den dickeren Wehnelt ist in 3.2.2. a) zu erkennen, wodurch sich der Radius R_f der projizierten Kathode vergrößert.

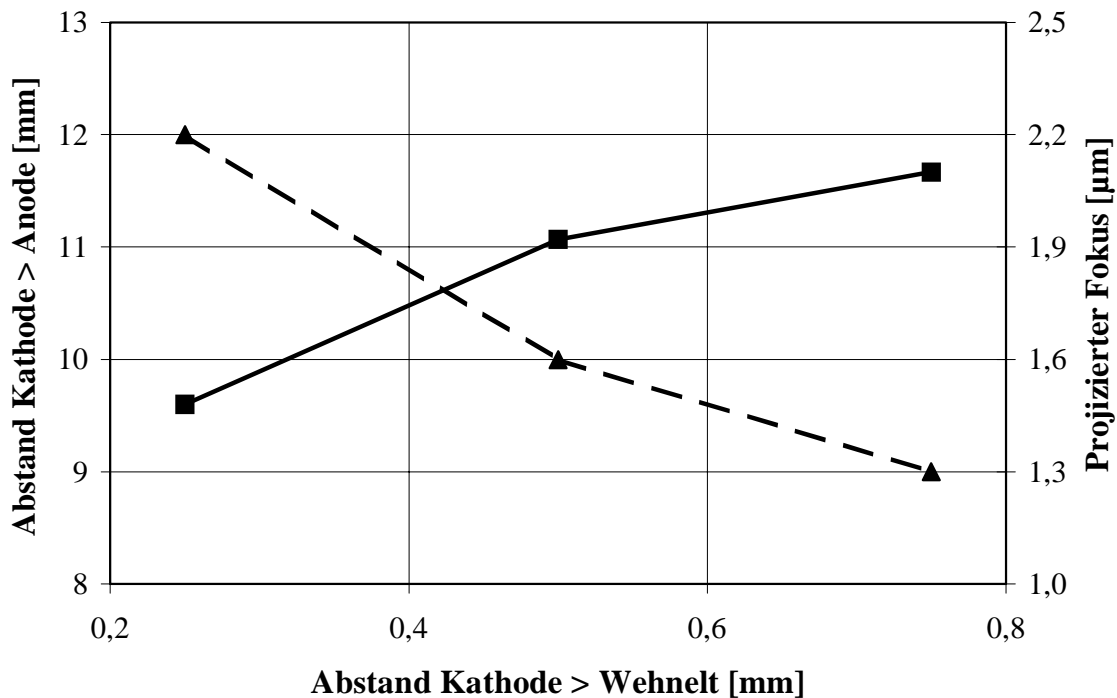


Abbildung 3.2.3. Abhängigkeit des Durchmessers der projizierten Kathode (rechte Skala) vom Kathoden-Wehnelt- Abstand. Die gestrichelte Linie (linke Skala) zeigt wie der Kathoden Anoden Abstand variiert werden muß, um dabei einen Elektronenstrom von 30mA bei 22keV Elektronenstrahlenergie aufrechtzuerhalten.

Der Emissionsstrom reagiert empfindlich auf Variationen des Kathoden- Anodenabstandes und der Einbautiefe des Filaments in der Wehneltelektrode. Um eine konstante Elektronenemission über die Kathodenoberfläche zu gewährleisten, muß die Wehneltspannung bei Einbauvariationen stark angepaßt werden. Dies führt dazu, daß die berechnete Kanonencharakteristik nicht sicher eingehalten wird. Für die Ausbildung eines Piercerandes, der an die Kathodenoberfläche begrenzt ist, müßte der Wehnelt das Filament beliebig eng umschließen. Um Montageprobleme zu minimieren wird ein Umfassungsverhältnis von 2 zu 1 gewählt. Die Wehneltbohrung hat einen Durchmesser von 1mm bei einem Filamentdurchmesser von 0,5mm. Ein Zurücksetzen des Filaments im Wehnelt verschlechtert die projizierte Kathode.

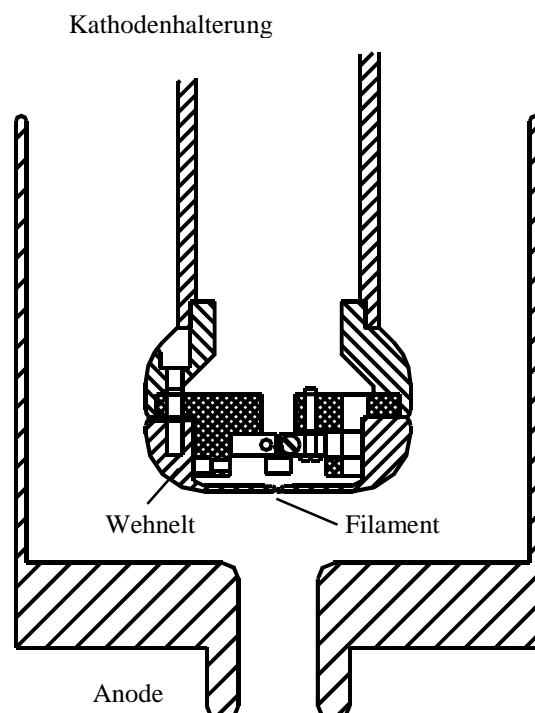


Abbildung 3.2.4. Schnittzeichnung der Elektronenkanone. Die hängend montierte Kathode taucht mit dem Wehnelt in die Anode ein.

Ragt das Filament über den Wehnelt hinaus, müssen hohe Spannungen am Wehnelt angelegt werden, um eine konstante Emission zu erhalten. Diese Spannungen würden zu Entladungen zwischen dem Filament und dem Wehnelt führen. Ein planar mit dem Wehnelt abschließendes Filament wird gewählt, um beiden Anforderungen gerecht zu werden. Um bei 22keV Elektronenstrahlenergie 30mA Strahlstrom zu erhalten, muß der Abstand zwischen Kathode und Anode 9mm betragen. Eine gleichmäßige Elektronenemission wird bei einer Wehneltspannung von -550V erreicht. Beim Design der Elektronenkanone wird darauf geachtet, daß die elektrischen Feldstärken an den Elektrodenoberflächen nicht zu hoch ($< 60\text{kVcm}^{-1}$) werden, um Überschläge zu vermeiden.

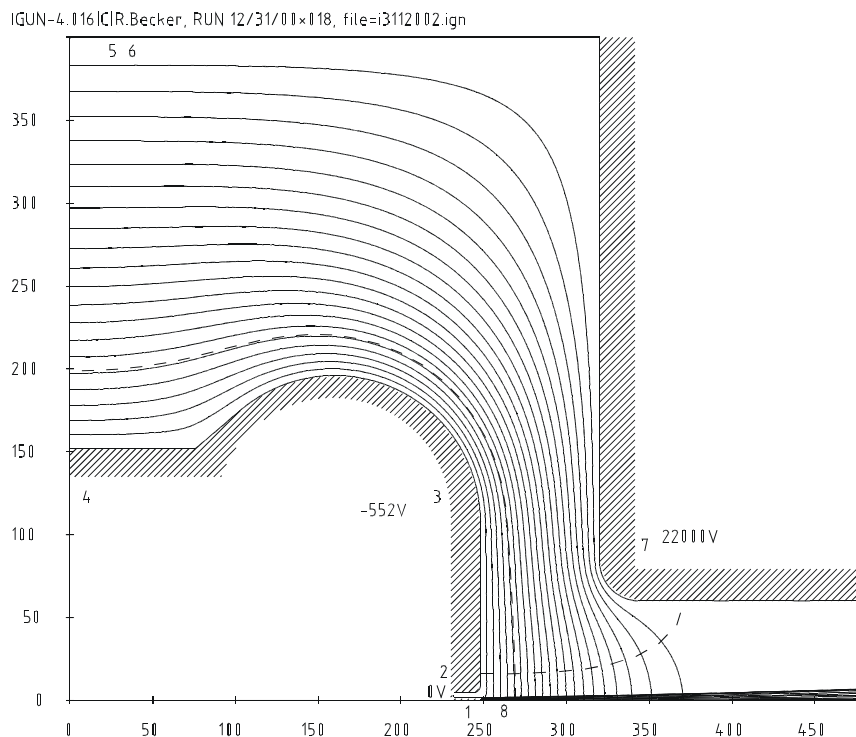
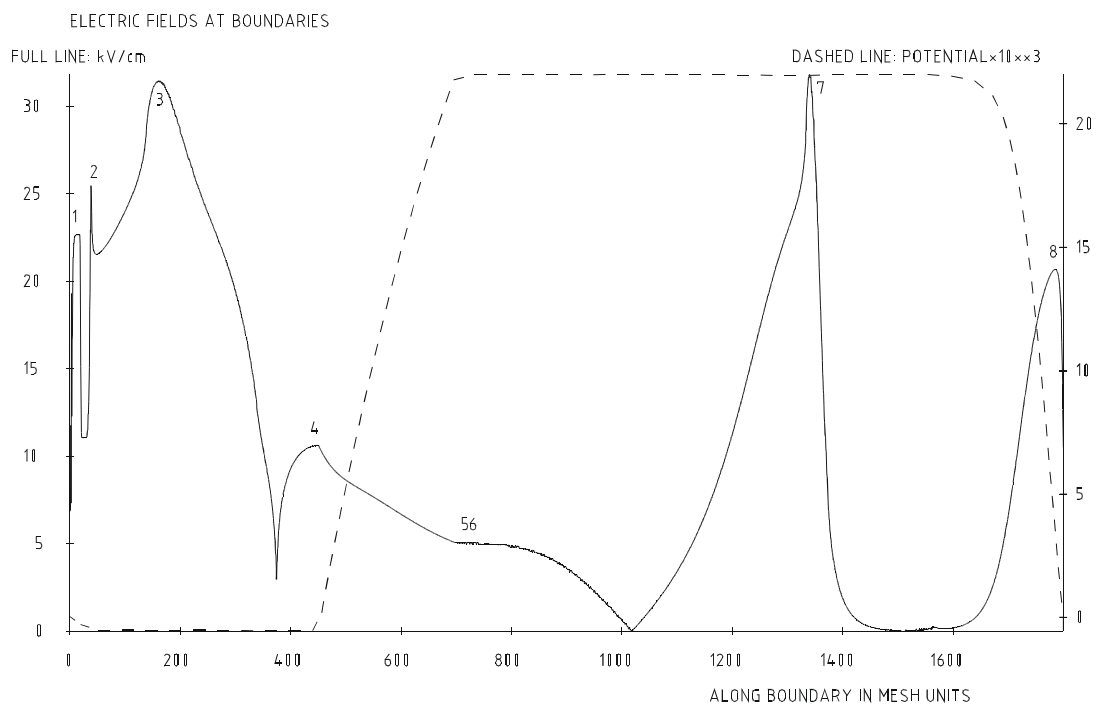
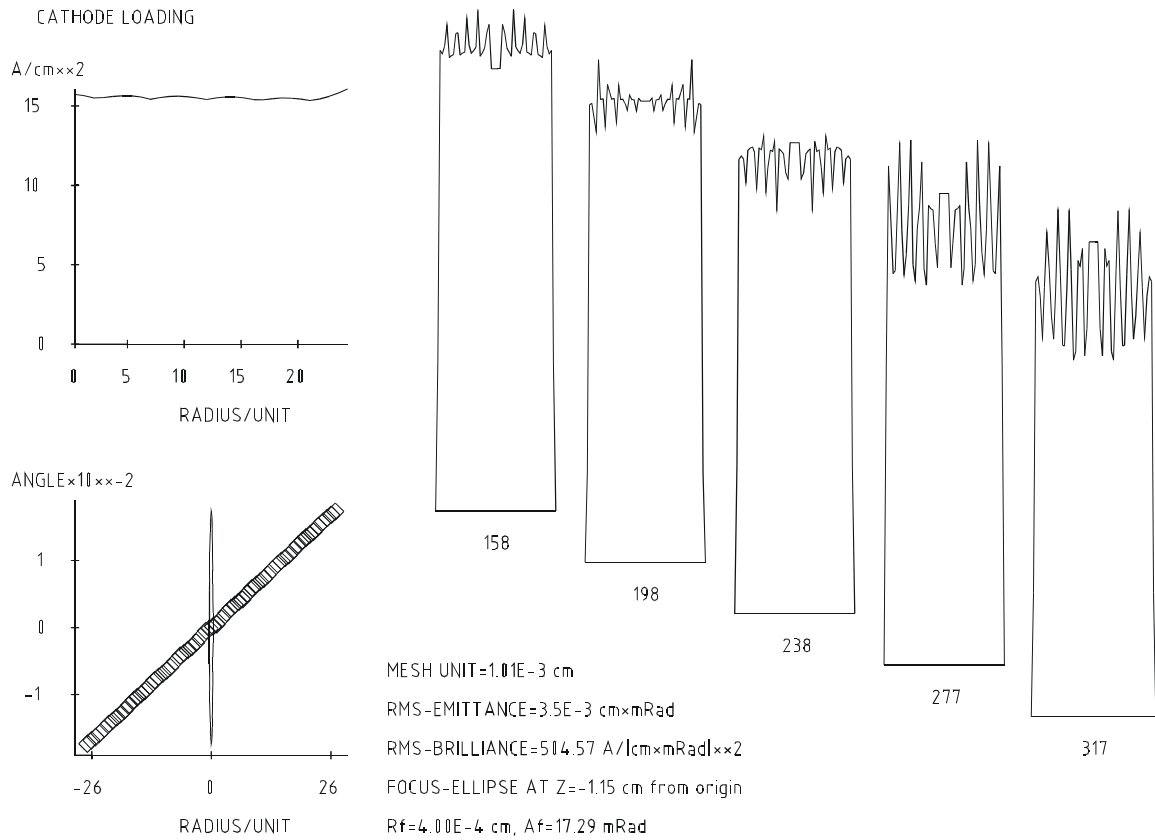


Abbildung 3.2.5. a



3.05E-2 A, MAX CURRENT DENSITY ON AXIS=16.4 A/cm $\times\times 2$ AT Z=236

IGUN-4.116[IR.Becker, RUN 12/31/00 $\times 014$, file=i31120.1.ign

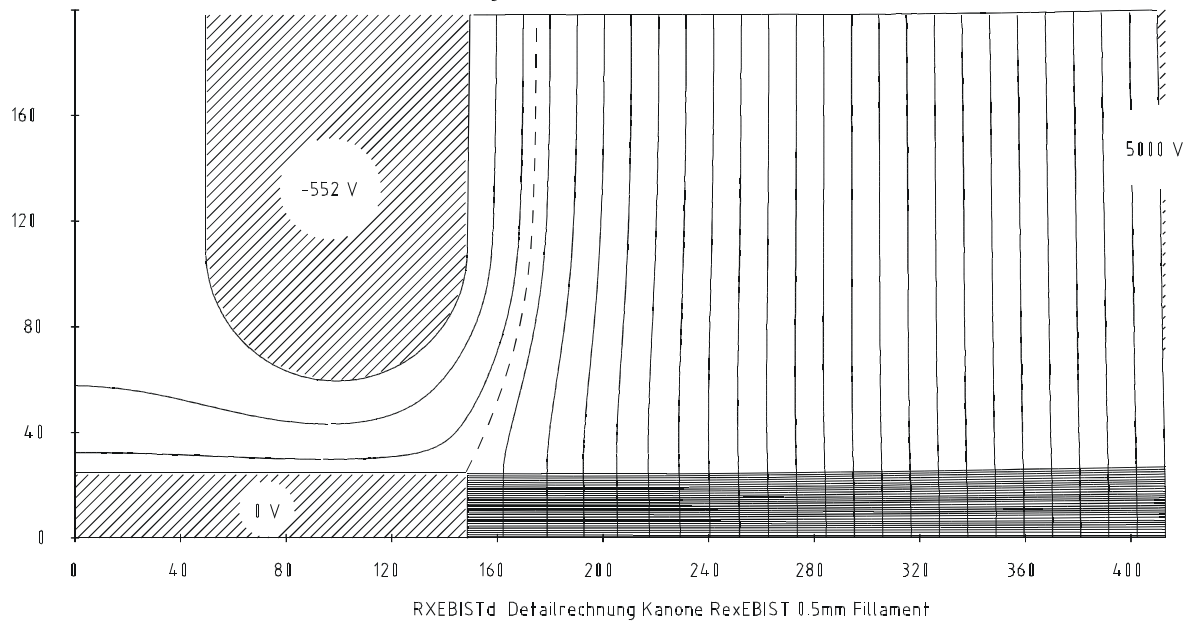


Abbildung 3.2.5. b

Abbildung 3.2.5. a u. b Simulation der optimierten Elektronenkanone.

Die maximalen elektrischen Feldstärken an den Elektrodenoberflächen (Abb. a) liegen bei der 22keV 30mA Kanonenversion leicht über 30kVcm^{-1} . Eine Ausschnittsrechnung (Abb. b) zeigt die Emissionscharakteristik des plan mit dem Wehnelt abschließenden Filamentes.

Das verwendete IrCe Filament ist mit 0,05mm dicken Drähten auf dem Filamenthalter montiert. Die dünnen Drähte sind Kontaktierung und Heizung des Filaments. Aus diesem Grund muß der Draht sehr dünn sein. Zum einen muß der Widerstand mit dem Strom schnell steigen und zum anderen darf die Kontaktierung das Filament nicht kühlen.

Im Falle einer Entladung zwischen Filament und Anode können kurzfristig hohe Ströme fließen. Um zu verhindern, daß in diesem Fall die Kontaktierungen des Filaments schmelzen, werden diese passiv geschützt. Das Netzgerät zum Heizen der Kathode ist potentialfrei. Über zwei Widerstände ist die Kathode mit dem Potential des Hochspannungsnetzgerätes verbunden. Proportional zum Strom, der über die Widerstände R1 und R2 fließt, baut sich dort eine Spannung auf. Bei unveränderter Emission ist diese konstant. Diese Spannung ist positiv zum Wehnelt, so daß eine etwas geringere Wehneltspannung angelegt werden muß als berechnet. Im Falle eines Kurzschlusses steigt der Emissionsstrom des Filaments stark an.

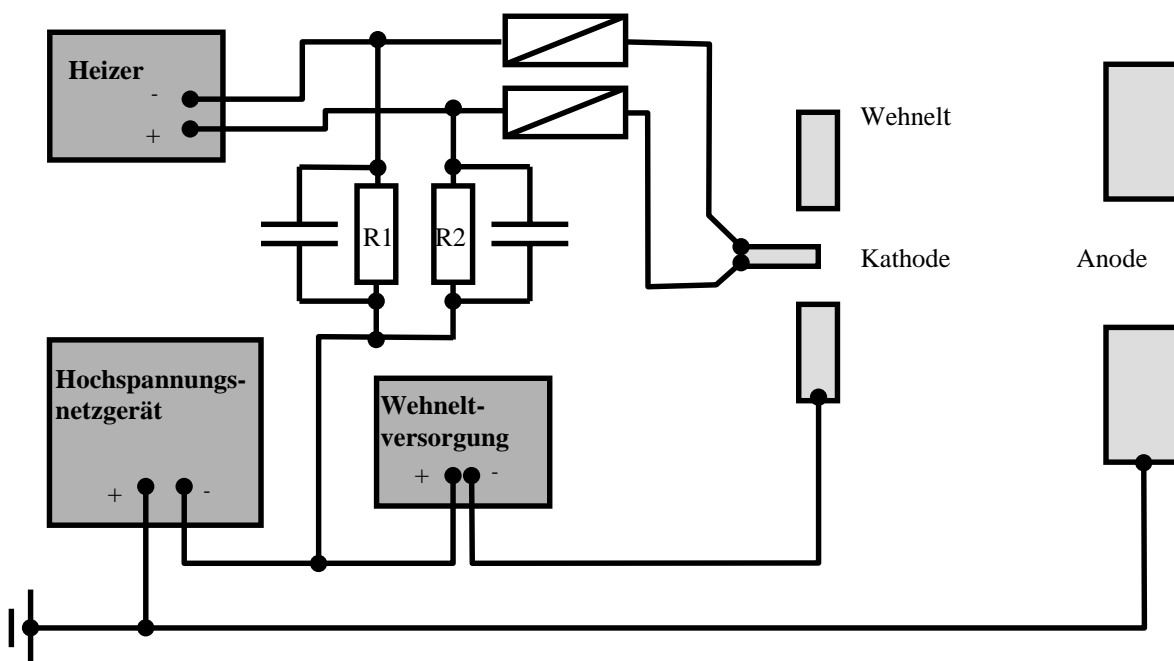


Abb.: 3.2.6. Passive Schutzschaltung für das Filament gegen Spannungsüberschläge.

Steigt der Emissionsstrom durch das Filament baut sich an den Widerständen R1 und R2 eine Spannung auf, die die Emission erlöschen läßt.

In der Folge dieses Stroms steigt die Potentialdifferenz zwischen Wehnelt und dem Filament. Die resultierende Spannungserhöhung senkt den Emissionsstrom. Bei einer Entladung ist der Spannungsanstieg so drastisch, daß die Entladung sich selber auslöscht. Der Strom kann nicht bis zum Schmelzen des Filaments ansteigen. Die Widerstände R1 und R2 sind mit 560Ω so gewählt, daß sich bei einem Strom von 2A eine Spannung von 1000V aufbaut. Zusätzlich sind Schmelzsicherungen eingebaut, die ein Schmelzen der Kathodenheizer bei einem länger anhaltenden hohen Strom verhindern. Schmelzen die Sicherungen durch, wird der Stromfluß durch das Filament unterbrochen. Die parallel

geschalteten Kondensatoren dienen dazu, die Zeitstruktur der passiven Sicherung zu verändern. Ohne diese Kondensatoren neigt der Elektronenstrahl zu starken Oszillationen.

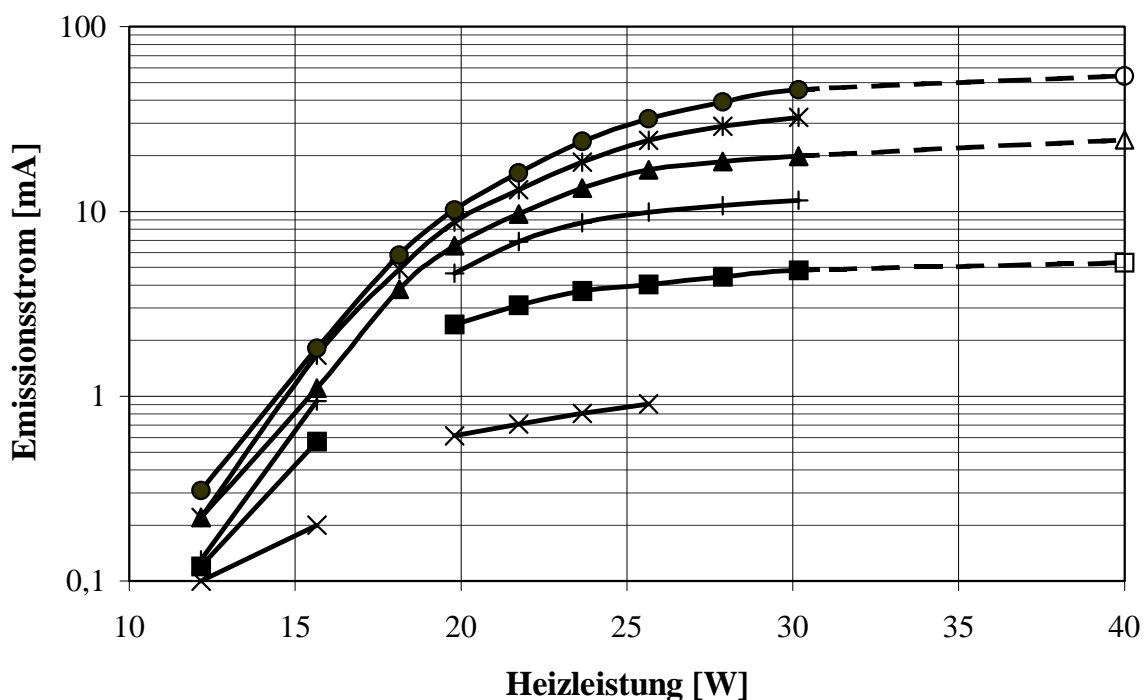
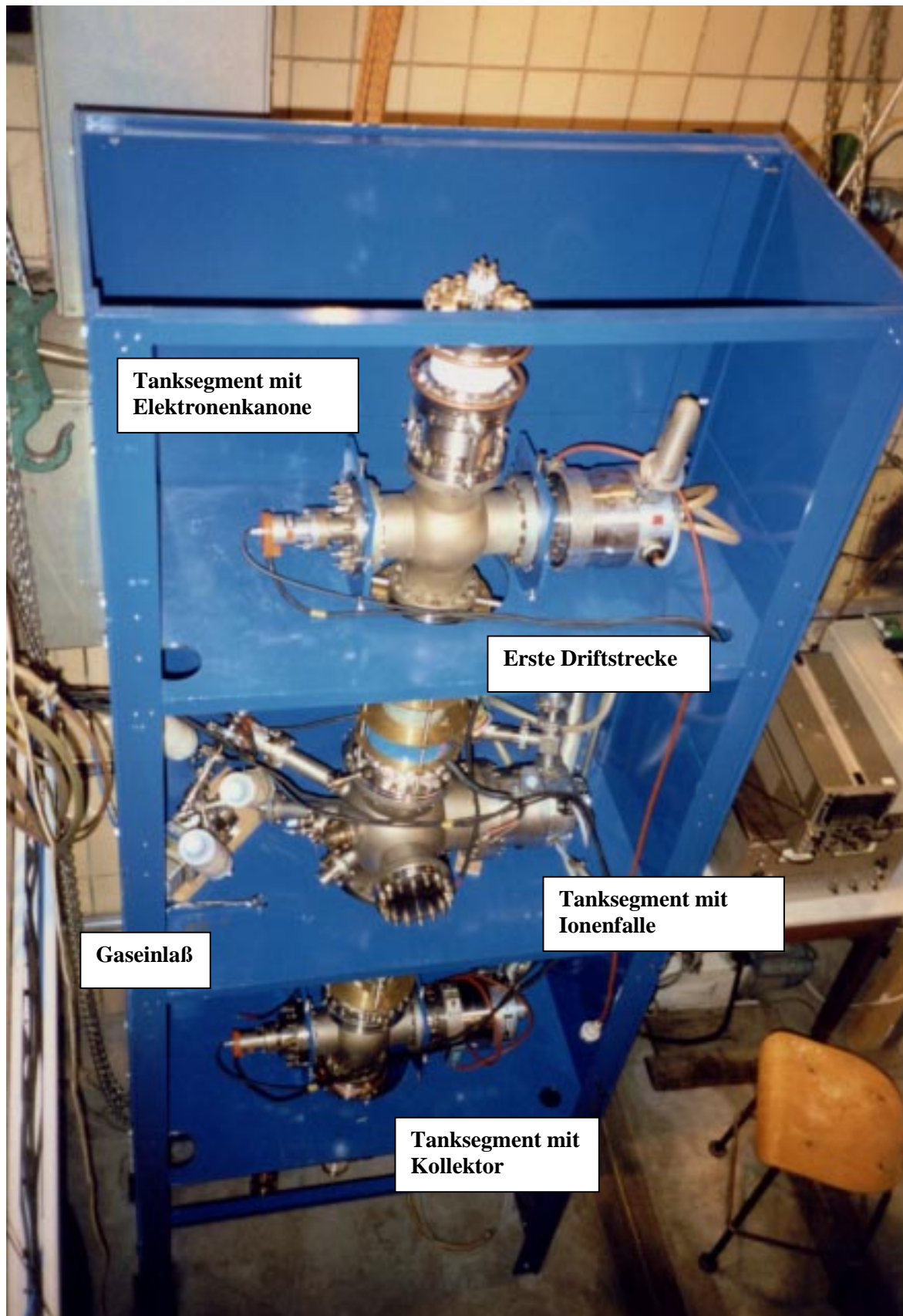


Abb.: 3.2.7. Gemessene Emissionsstromkennlinien in Abhängigkeit von der Heizleistung im Filament. Die Kennlinien sind für verschiedene Wehneltspannungen (von unten 300V; 400V; 500V; 600V; 700V und 800V) aufgenommen. Die gestrichelten Linien zeigen den extrapolierten Sättigungsstrom an.

Nach der Inbetriebnahme der Apparatur wird zunächst der Emissionsstrom bei variierender Kathodenheizung und verschiedenen Wehneltstellungen aufgenommen. Aus den Kennlinien wird auf den Sättigungsstrom interpoliert. Die Messungen werden mit berechneten Emissionsströmen für verschiedene Wehneltspannungen und verschiedene Einbaupositionen der Kathode verglichen (Abb. 3.2.8.). Mögliche Konfigurationen liegen vor, wenn gleiche Einbaupositionen bei den drei Wehneltspannungen den gemessenen Emissionsströmen entsprechen. Auf diese Weise kann die Position des Filaments in Bezug zu Wehnelt und Anode ermittelt werden. Um zu einem besseren Vergleich mit dem Experiment zu gelangen, werden die berechneten Werte zusammengefasst. Dazu wird die Abweichung zu den Messungen zu jeder Wehneltstellung der einzelnen Filamentpositionen im Wehnelt aufaddiert. Die Abweichungen in Abhängigkeit von der Wehneltposition zur Anode ist in Abbildung 3.2.9. aufgetragen. Es zeigt sich eine gute Übereinstimmung für die angestrebten Positionen von 9mm Wehnelt- Anoden- Abstand und einem mit dem Wehnelt plan abschließenden Filament. Wird die Filamentposition im Wehnelt nur um einen zehntel Millimeter verschoben, ergeben sich große Änderungen in der Position der Kathode zur Anode (Abb. 3.2.9.), um den Messungen entsprechende Emissionsströme zu erhalten .



Fotografie des Versuchsaufbaus. Die Segmente sind vertikal in ein Gestell montiert. Der Aufbau wird mit Eisenplatten verkleidet, um bei Experimenten gebildete Röntgenstrahlung abzuschirmen.

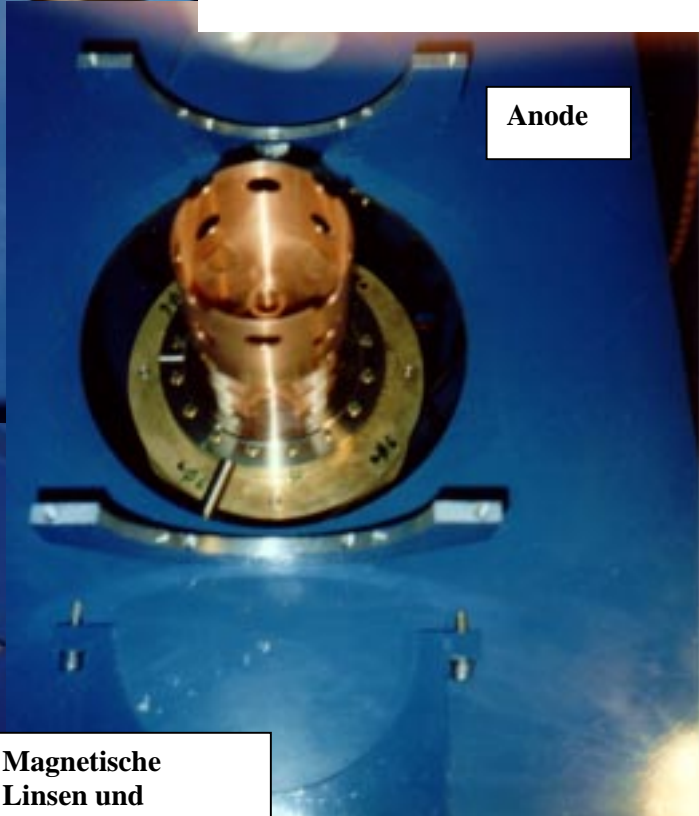


Kathodhalterung

Die Halterung der Kathode (links) ist mit einem keramisches Vakuumverbindungsstück auf dem oberen Tanksegment montiert. Mit einem variablen Wellbalg kann die Kathode gegenüber der Anode (unten) verschoben werden



Variabler Wellbalg

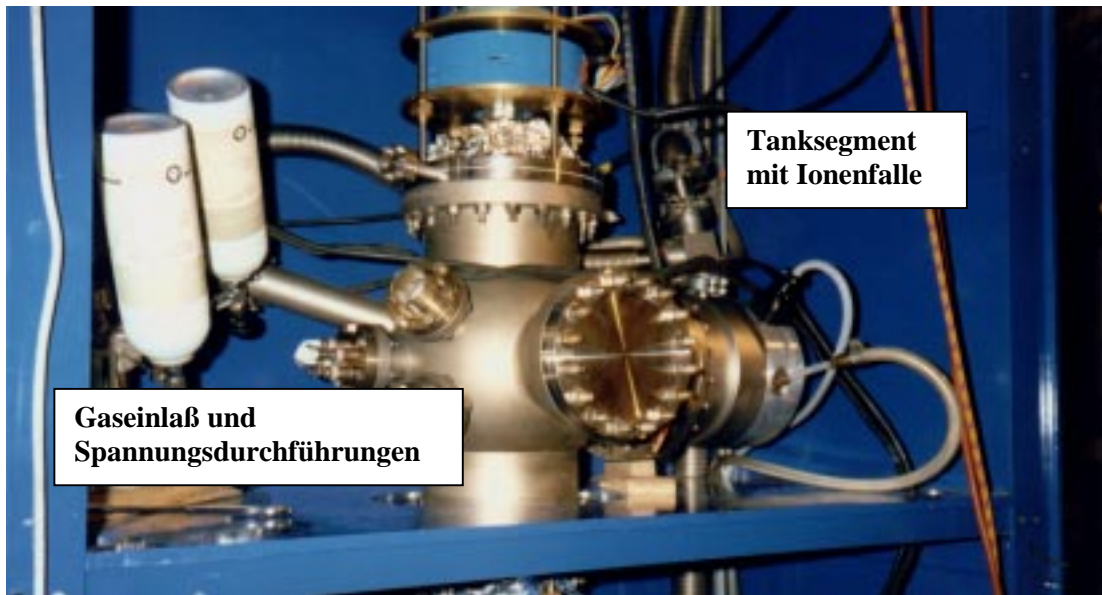


Anode



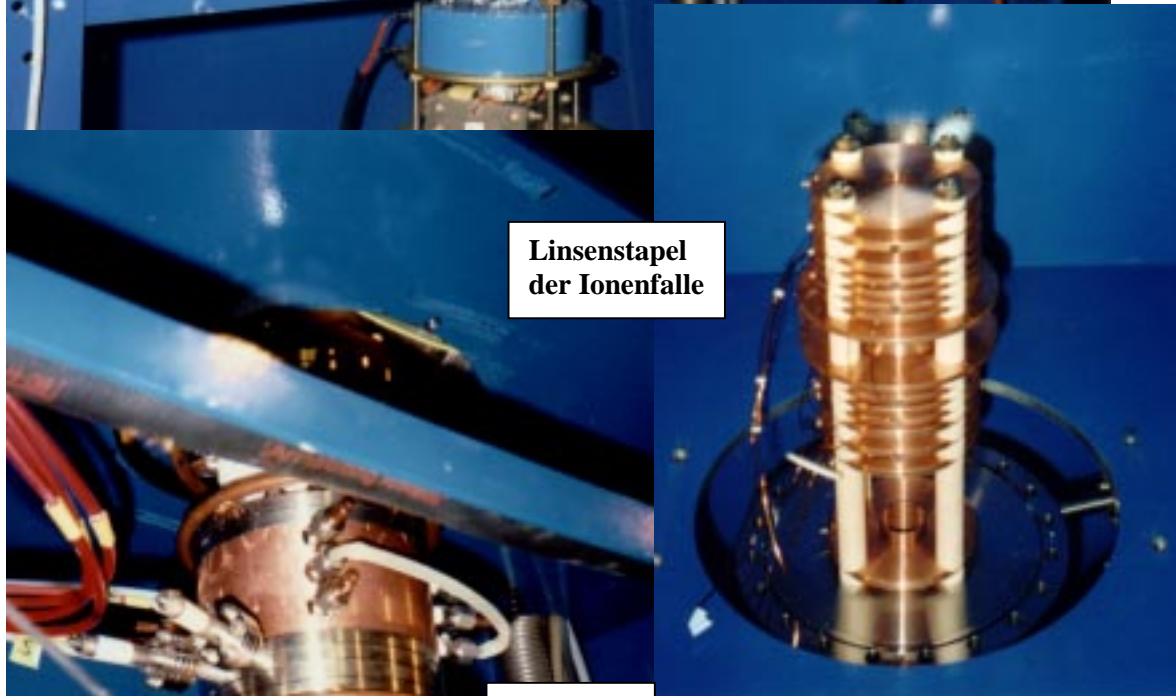
Magnetische Linsen und Ablenkelemente

Eine Driftröhre (links) verbindet das obere mit dem mittleren Tanksegment. Mit magnetischen Linsen und Ablenkelementen wird der Elektronenstrahl in die Ionenfalle fokussiert.

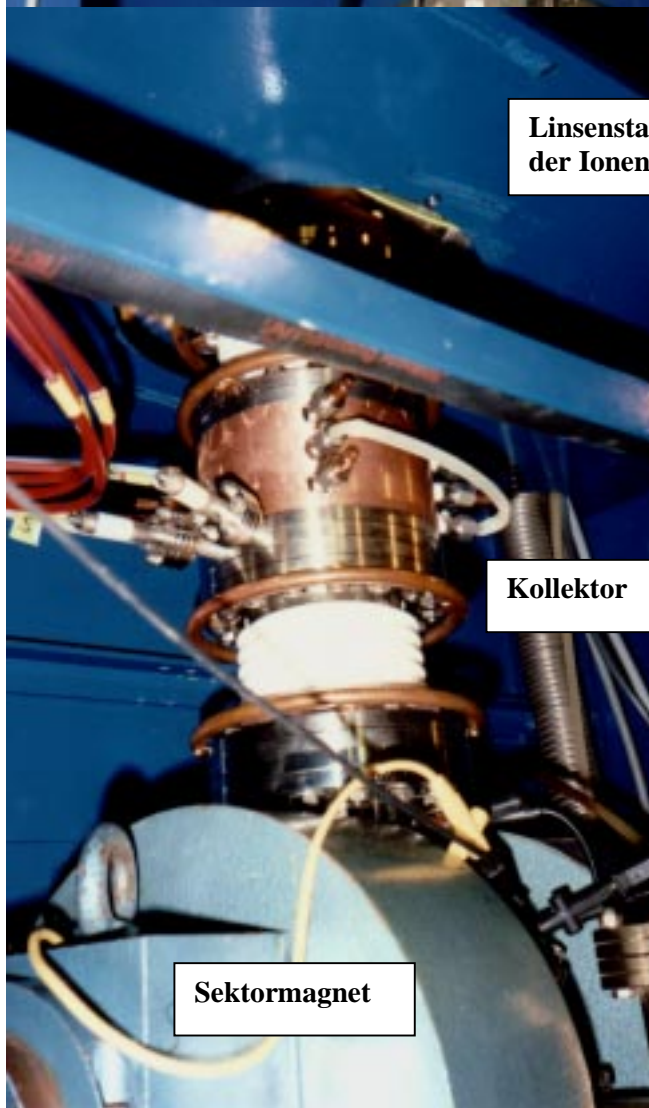


Tanksegment
mit Ionenfalle

Gaseinlaß und
Spannungsdurchführungen



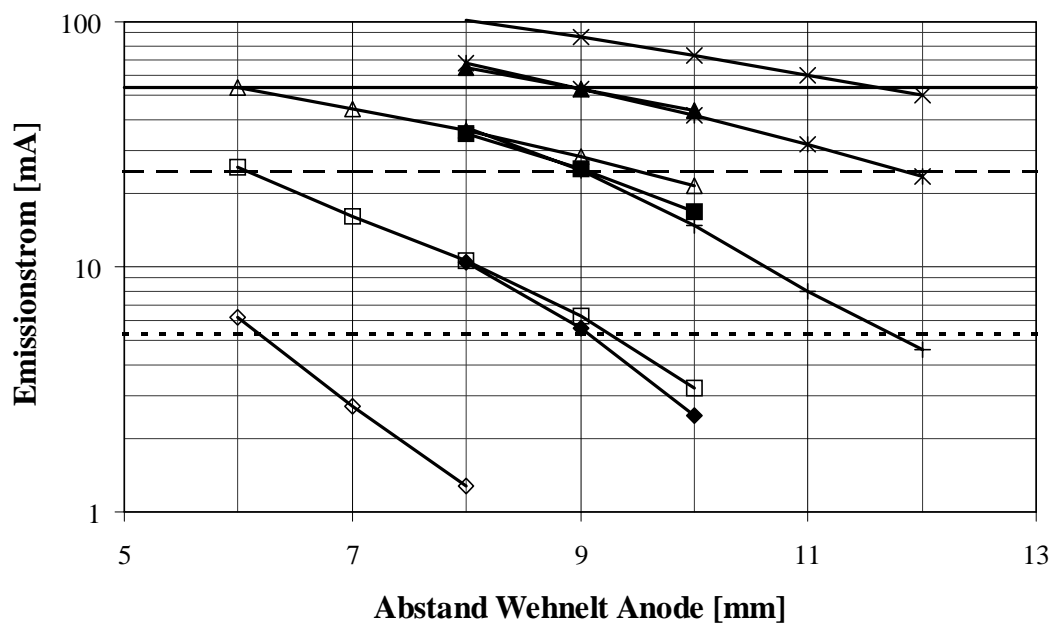
Linsenstapel
der Ionenfalle



Kollektor

Sektormagnet

Unterhalb der Ionenfalle (oben) wird der Elektronenstrahl in den Kollektor (links) fokussiert. Die axial extrahierten Ionen werden im Anschluß an den Kollektor mit einem Sektormagneten nach ihrem Ladungs zu Masse Verhältnis analysiert.



Form	Füllung	Wehneltspannung	Kathodenposition rel. zum Wehnelt
Raute	Leer	-800V	-0,1mm
Quadrat	Leer	-600V	-0,1mm
Dreieck	Leer	-400V	-0,1mm
Raute	Voll	-800V	Plan
Quadrat	Voll	-600V	Plan
Dreieck	Voll	-400V	Plan
Kreuz		-800V	+0,1mm
Kreuz-Stern		-600V	+0,1mm
Stern		-400V	+0,1mm

Abbildung 3.2.8. Berechnete Emissionsströme bei unterschiedlichen Wehnelt Spannungen und verschiedenen Filamentpositionen relativ zum Wehnelt in Abhängigkeit der Wehnelt- Anoden-Position. Zusätzlich sind die experimentell bestimmten Emissionsströme als Linien eingetragen (Voll 400V; Striche 600V und Punkte 800V Wehneltspannung).

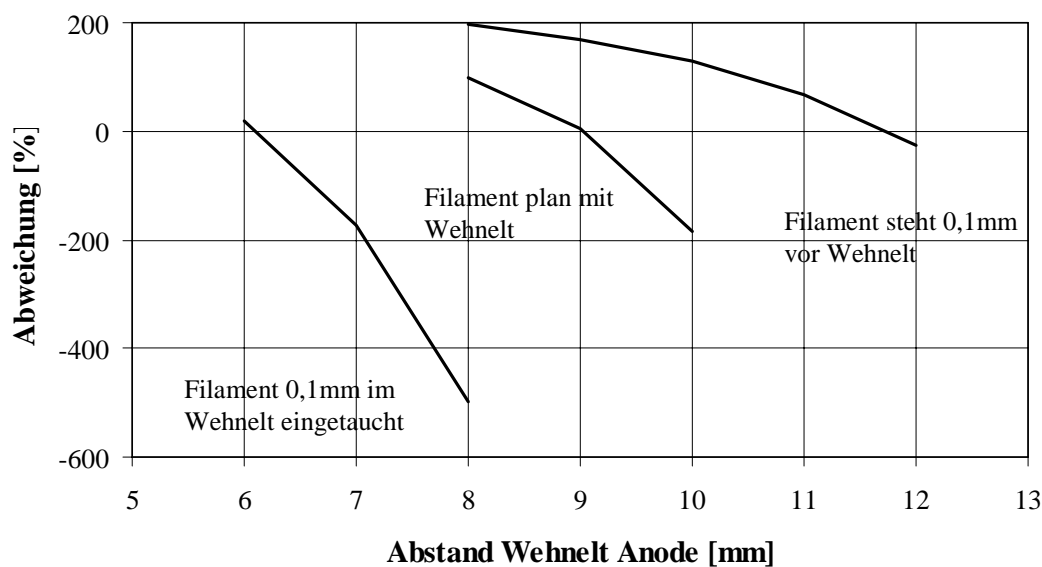


Abbildung 3.2.9. Abweichung der berechneten von den gemessenen Emissionsströmen für unterschiedliche Kathodenpositionen in Abhängigkeit des Wehnelt- Anodenabstandes.

Da sich der Abstand der Kanone zur Anode auf einen Millimeter genau justieren läßt, kann davon ausgegangen werden, daß die Anordnung in etwa der Konstruktion entspricht.

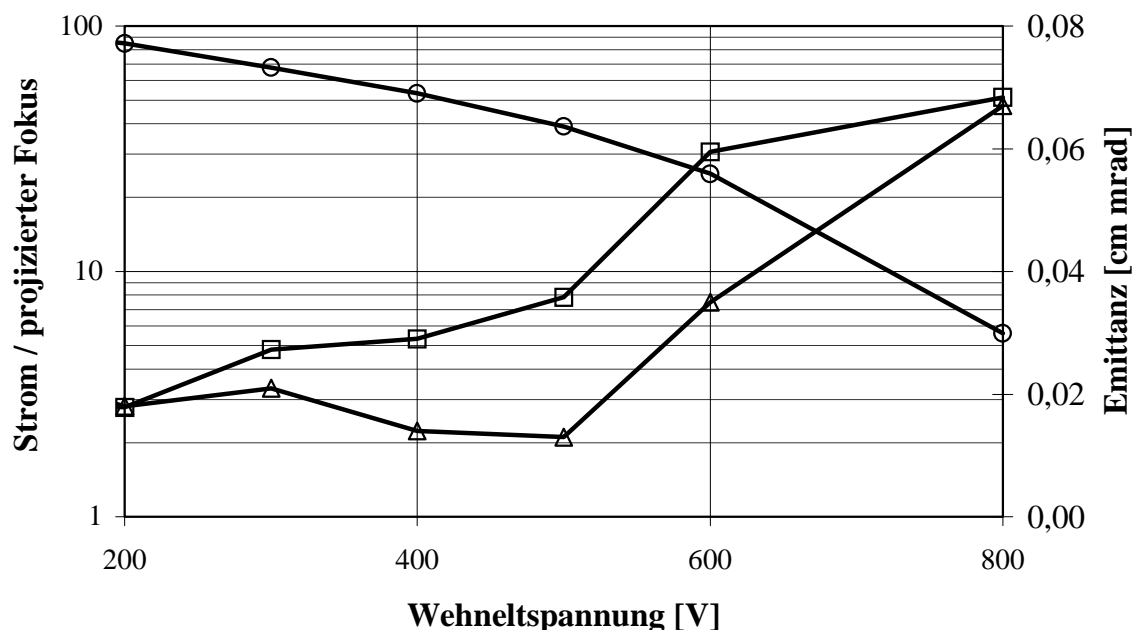


Abbildung 3.2.10. Ergebnisse zu Elektronenstrahlsimulationen bei verschiedenen Wehneltspannungen. Aufgetragen sind der Emissionsstrom (Kreise [mA]), der Radius der projizierten Kathode (Quadrate [μm]) und die Emittanz (Dreiecke rechte Skala) des Elektronenstrahls. Obwohl die Emittanz bei kleinen Wehneltspannungen wieder zunimmt, nimmt der Radius der projizierten Kathode weiter ab.

Die Stromdichte an der Kathodenoberfläche ist bei einer Wehneltspannung von ca. 550V konstant. Durch eine Reduzierung der Wehneltspannung auf 400V kann der Strahltransport durch den Wechselwirkungsraum verbessert werden. Abbildung 3.2.10. zeigt Ergebnisse von Simulationen zur Emittanz, dem Emissionsstrom und dem Radius der projizierten Kathode in Abhängigkeit von der Wehneltspannung. Die Simulationen werden mit der oben bestätigten Einbauposition durchgeführt. Wie zu erwarten, ist die Emittanz bei einer Wehneltspannung von 500V am geringsten. Allerdings sinkt der Radius der projizierten Kathode zu kleineren Wehneltspannungen ab. Spannungen kleiner 350V konnten im Experiment nicht untersucht werden, da der Elektronenstrahl dann zu Instabilitäten neigt. Die Ergebnisse des Experiments und die Simulationen zeigen, daß eine möglichst kleine projizierte Kathode wichtiger ist, als eine konstante Emission über die Kathodenoberfläche, um einen verlustfreien Strahltransport durch die Apparatur zu ermöglichen.

3.3. Der Strahltransport

Zum Strahltransport werden magnetische Linsen und Deflektoren verwendet. Elektrostatische Linsen sind unpraktikabel, da sie zu höheren Abberationsfehlern führen. Auch der technische Aufwand ist größer, da mit Spannungen in der Größe der Geburtsenergie der Elektronen gearbeitet werden muß. Für den Strahltransport zum Wechselwirkungsraum sind zwei Linsen vorgesehen. Auf diese Weise ist es möglich, den Elektronenstrahl unter verschiedenen Winkeln in den Wechselwirkungsraum einzuschießen.

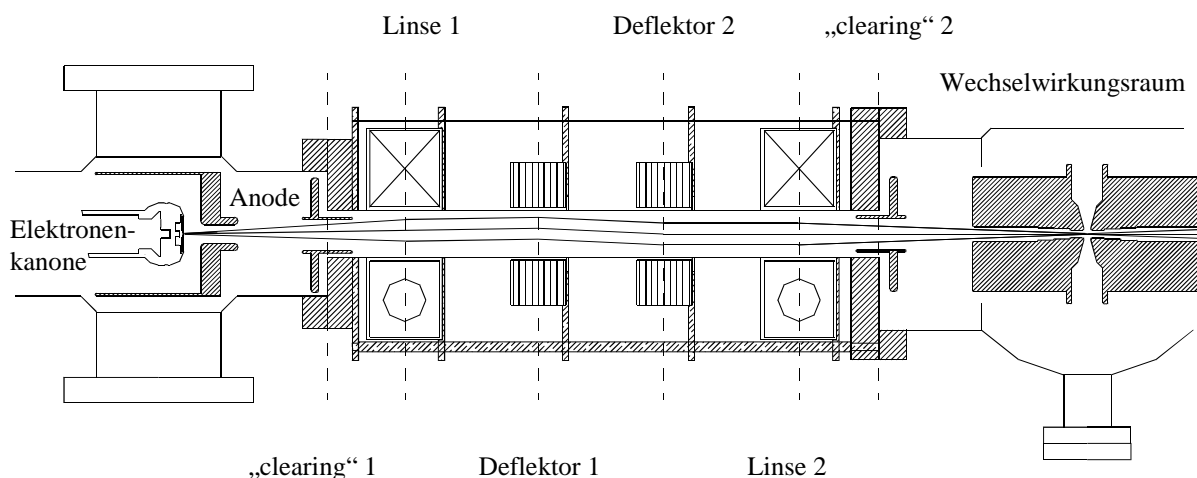


Abbildung 3.3.1. Strahltransport von der Elektronenkanone zum Wechselwirkungsraum. Zwei „clearing“ Elektroden sorgen für einen einstellbaren Kompensationsgrad in der Driftstrecke.

Zwischen den beiden Linsen befinden sich zwei Ablensysteme, mit deren Hilfe der Elektronenstrahl auf der Symmetrieachse durch den Wechselwirkungsraum fokussiert wird. Im Anschluß an den Wechselwirkungsraum befindet sich eine weitere magnetische Linse, die den Elektronenstrahl in den Kollektor fokussiert. Auf eine vierte Linse, um den Einschubwinkel in den Kollektor zu beeinflussen, wird verzichtet. Zwei Deflektorsysteme sorgen dafür, daß Fehljustagen zwischen Wechselwirkungsraum und Kollektor korrigiert werden können.

Mit zwei Elektroden zum Absaugen⁸ der Ionen aus dem Elektronenstrahl läßt sich der Kompensationsgrad des Elektronenstrahls in den Driftstrecken einstellen. Mit einem negativen Potential an den „clearing“ Elektroden werden im Elektronenstrahl gebildete Ionen abgesaugt. Die Potentialdepression des Elektronenstrahls sorgt dafür, daß nur die im äußeren Bereich gebildeten Ionen auf die Elektrode gelangen. Abhängig von der Höhe des angelegten Potentials kompensiert von innen ein kleinerer oder größerer Bereich des

⁸ engl. „clearing electrode“

Elektronenstrahls. Wie stark der äußere Bereich kompensiert hängt von der Bildungsrate der Ionen im Strahl und der Driftgeschwindigkeit der Ionen zur „clearing“ Elektrode ab. Auf diese Weise kann verhindert werden, daß sich der Elektronenstrahl unkontrollierbar selbst fokussiert. Kompensiert ein Elektronenstrahl, heben sich die Raumladungskräfte auf. Durch das Eigenmagnetfeld „pincht“ der Elektronenstrahl und fokussiert sich auf einen Gleichgewichtsradius (33). Trotz weiterer Drift bleibt sein Radius konstant. Ist dieser Radius so klein, daß der Elektronenstrahl nur eine kleine Apertur im Linsensystem ausfüllt (Kapitel 2.4. und 2.5.), kann er nicht mehr weiter fokussiert werden. Zusätzlich kann gezielt ein Kompensationsgrad eingestellt werden, um sphärische Aberrationen des Linsensystems zu korrigieren (Kapitel 2.5. und 2.6.).

Auf Grund der hohen Elektronengeschwindigkeit können sich Änderungen im Strahltransport sehr schnell fortpflanzen. Bei einer Elektronenenergie von 20keV gelangen die Elektronen bei der 2,5m langen Apparatur in 30ns von der Kanone zu Kollektor. Wird der Strahltransport etwa durch plötzliche Desorption beeinflusst, kann dies zu einem schnellen Stromanstieg auf den Elektroden führen. Die Netzgeräte mit der Verdrahtung bis zu den Elektroden haben eine Kapazität von ca. 80nF. Bei einem Innenwiderstand der Netzgeräte von 1MΩ ergeben sich daraus 55ms für die Halbwertzeit des abklingenden Spannungsimpulses. Das heißt, die Apparatur kann den Strom nicht schnell genug abführen. Die Höhe der möglichen Aufladung der Elektroden ist durch

$$U_{\text{Aufladung}} = \frac{I \cdot \tau_{\text{Im puls}}}{C} = \frac{I \cdot \tau_{\text{Im puls}}}{C} \cdot \frac{\tau_{\text{Apparatur}}}{\tau_{\text{Im puls}}} = \frac{I \cdot \tau_{\text{Apparatur}}}{C} \text{ gegeben.}$$

Dies ergibt bei 30mA Strahlstrom und einer Kapazität von 80nF eine Aufladung auf ca. 20kV. Da die Elektroden in der Apparatur nur auf 3kV Spannungsfestigkeit ausgelegt sind, kann dieser Spannungsanstieg zu Überschlügen führen. Dieses kurzfristige Auf- und Entladen der Elektroden beeinflusst wieder den Strahltransport, so daß ein stabiler Betrieb der Apparatur nur schwer möglich ist. Die Halbwertszeit, bei der sich ein Kondensator entladen hat, ist:

$$\tau_{\text{halb}} = \ln(0,5) \cdot R \cdot C$$

Aus diesem Grund werden alle Elektroden zusätzlich durch ein RC Glied mit Masse verbunden. Dies erhöht die Kapazität und verringert den Widerstand. Die Elektroden werden schneller entladen und laden sich nicht mehr so stark auf, so daß Überschlüge verhindert werden.

3.4. Der Wechselwirkungsraum

Der Wechselwirkungsraum besteht aus einer Reihe von Elektroden. So können verschiedene axiale Potentialverteilungen über den Strahl gelegt werden. Die den Wechselwirkungsraum begrenzenden Elektroden werden auf Masse gelegt. Die mittleren Elektroden, die die Ionenfalle bilden, werden auf ca. 2000V gelegt, um den Ionen eine für den Strahltransport ausreichende Energie zu geben. Der Fallenbereich wird durch zwei Barriereelektroden begrenzt. Deren Potential liegt ca. 50V über dem Potential der Fallenelektroden, und garantiert den axialen Einschluß der Ionen.

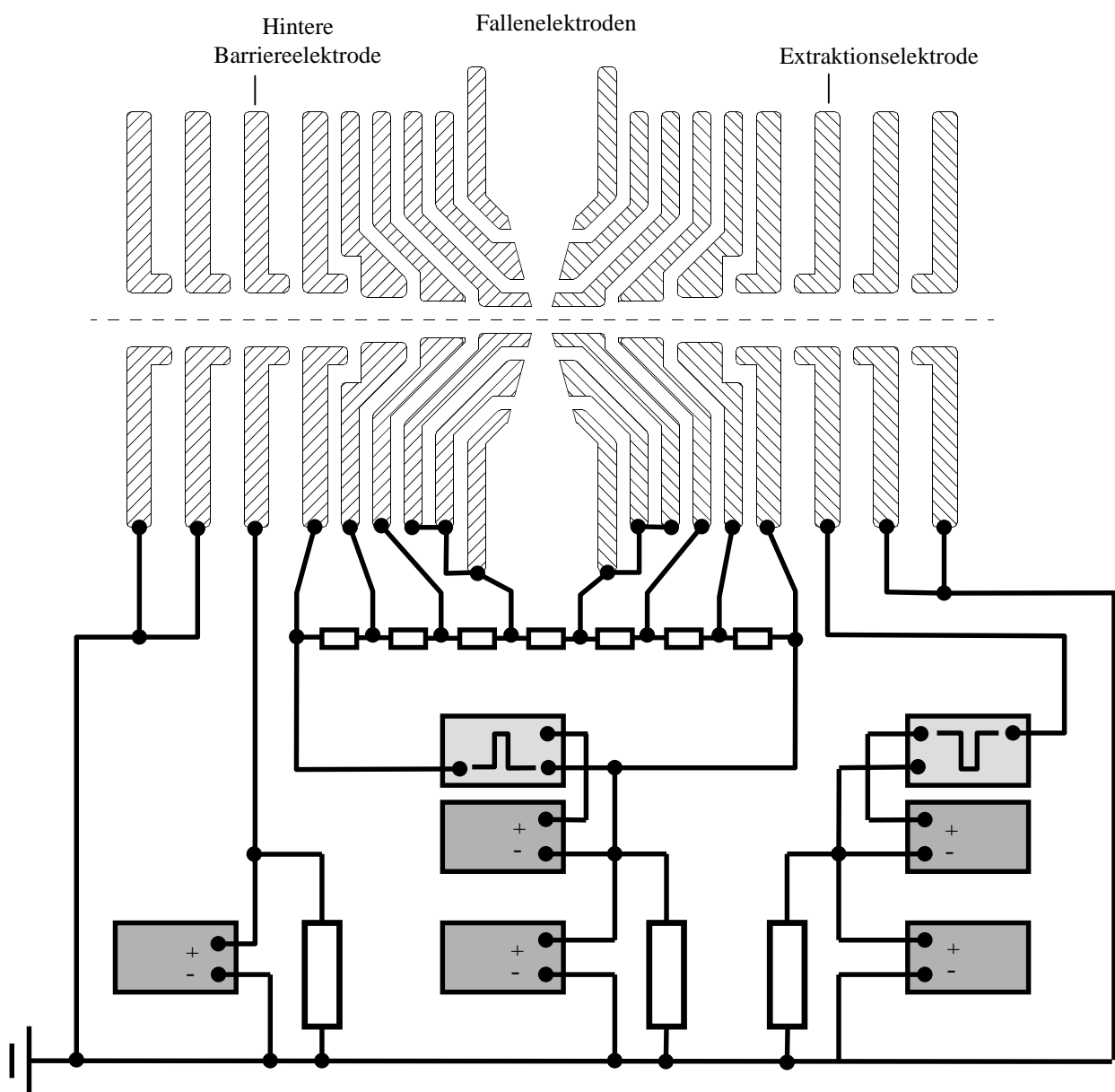


Abbildung 3.4.1. Aufbau des Wechselwirkungsraums. Die inneren Fallenelektroden können mit einer Widerstandskette verbunden werden, um einen axialen Potentialgradienten über die Falle zu legen.

Die dem Kollektor zugewandte Barriereelektrode dient der Ionenextraktion. Dazu wird sie mit einer zu pulsierenden Spannung versehen. Zur Ionenextraktion wird die Elektrode auf ein Potential, das um 50V unterhalb des Fallenpotentials liegt, abgesenkt.

Auf 5eV beschleunigte Wasserstoffionen benötigen ca. $3\mu\text{s}$ zum Verlassen der Falle. Einfach geladene Argon Ionen benötigen dazu ca. $20\mu\text{s}$. Ein Extraktionspuls von $50\mu\text{s}$ sollte ausreichen, die Falle vollständig zu leeren. Um zu verhindern, daß sich Bereiche bilden aus denen Ionen nicht zu extrahieren sind, kann über die Fallenelektroden ein Potentialgradient gelegt werden. Dazu werden die Elektroden über Widerstände verbunden. Ein Netzgerät sorgt für einen Potentialgradienten von ca. 10V über den Fallenelektroden. Durch einen Pulser liegt der Gradient nur während der Extraktion an.

Der Wechselwirkungsraum ist so angelegt, daß in der Mitte der Falle ein radialer Zugang besteht. Auf diese Weise können Messungen an den radial entweichenden Ionen und Elektronen vorgenommen werden. Auch können die im Elektronenstrahl eingefangenen Ionen lichtspektroskopisch untersucht werden. Weiterhin ist etwa der radiale Einschub von Ionen denkbar. Zur Versorgung der Experimente mit Gasen, ist am Tank des Wechselwirkungsraumes ein Gaseinlaß montiert. Dieser muß fernsteuerbar sein, um den Gasdruck innerhalb der mit Eisenplatten verkleideten Apparatur regeln zu können. An das Reservoir des Gaseinlasses können verschiedene Gasflaschen für Experimente angeflanscht werden.

3.5. Der Kollektor

Die Kollektoranordnung besteht aus dem eigentlichen Kollektor-, einer Repeller- und einer Supressorelektrode. Die Repellerelektrode sorgt dafür, daß keine Sekundärelektronen den Kollektor in Richtung Wechselwirkungsraum verlassen können. Die Supressorelektrode verhindert, daß Elektronen durch den Kollektor hindurch in die Magnetkammer gelangen.

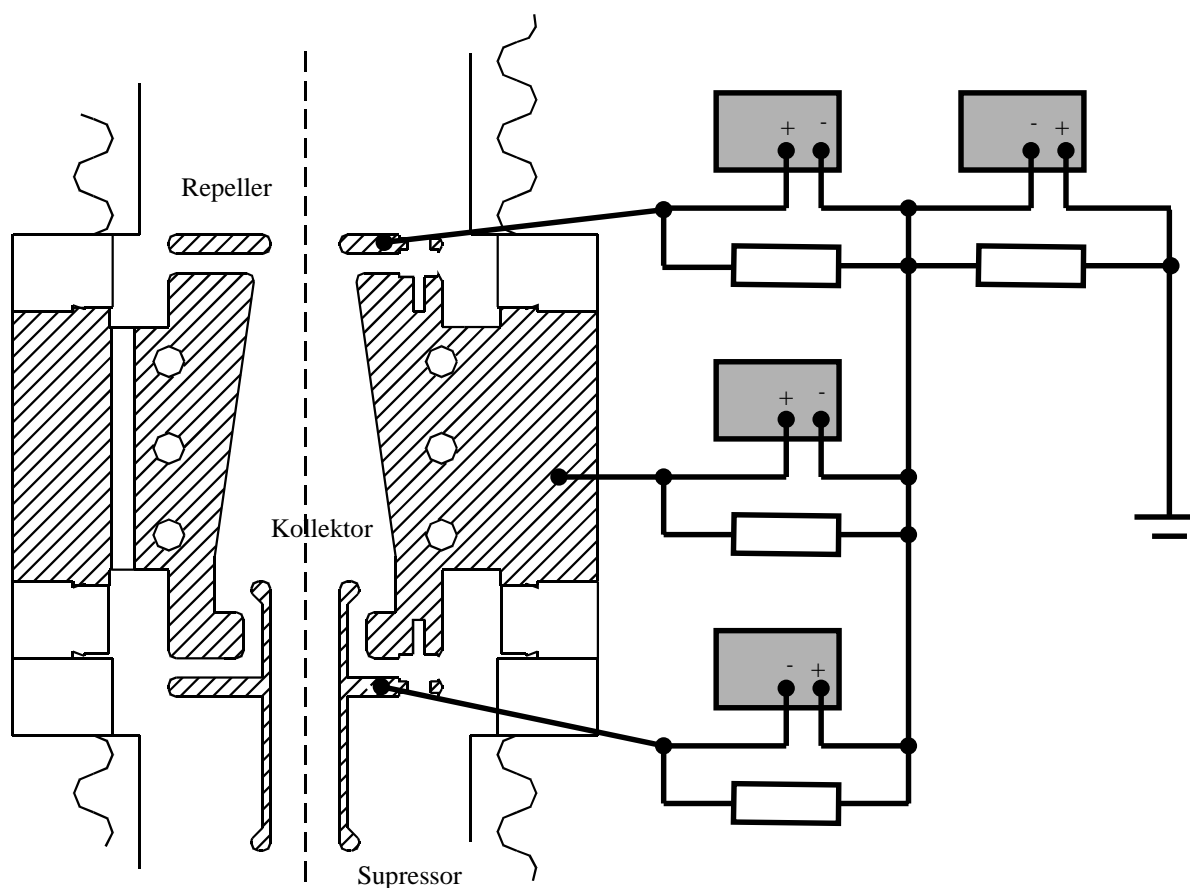


Abbildung 3.5.1. Aufbau des Kollektors.

Die Kollektorelektrode ist zwischen zwei Keramikflanschen zum axialen Einbau montiert.

Der Kollektor ist so konstruiert, daß das Kühlwasser nicht mit Leitungen durch das Vakuum zur Kollektorelektrode geführt werden muß. Dies minimiert die Gefahr eines Wasserlecks auf der Vakuumseite. Da die Kollektorelektrode auch Außenwand des Vakuumtanks ist, kann das Kühlwasser an Atmosphäre zum Kollektor geführt werden. Der Kollektor ist zur axialen Montage mit zwei Keramikflanschen verschraubt. Vor seiner Aufnahme kann der Elektronenstrahl auf einige 100V abgebremst werden. Die Konstruktion des Kollektors beginnt mit elektronenoptischen Simulationen. Am Anfang des Projektes bestand eine Anforderung an den Kollektor darin, daß er radial durch einen 150er Flansch in den Strahlweg zu montieren ist. Daraus ergibt sich eine maximale Baulänge von 100mm.

3.50E-2 A, MAX CURRENT DENSITY ON AXIS=2.4 A/cm² AT Z=1003TRACE ELECTR.

IGUN-4.016ICIR.Becker, RUN 11/19/00x011, file=k1911001.ign

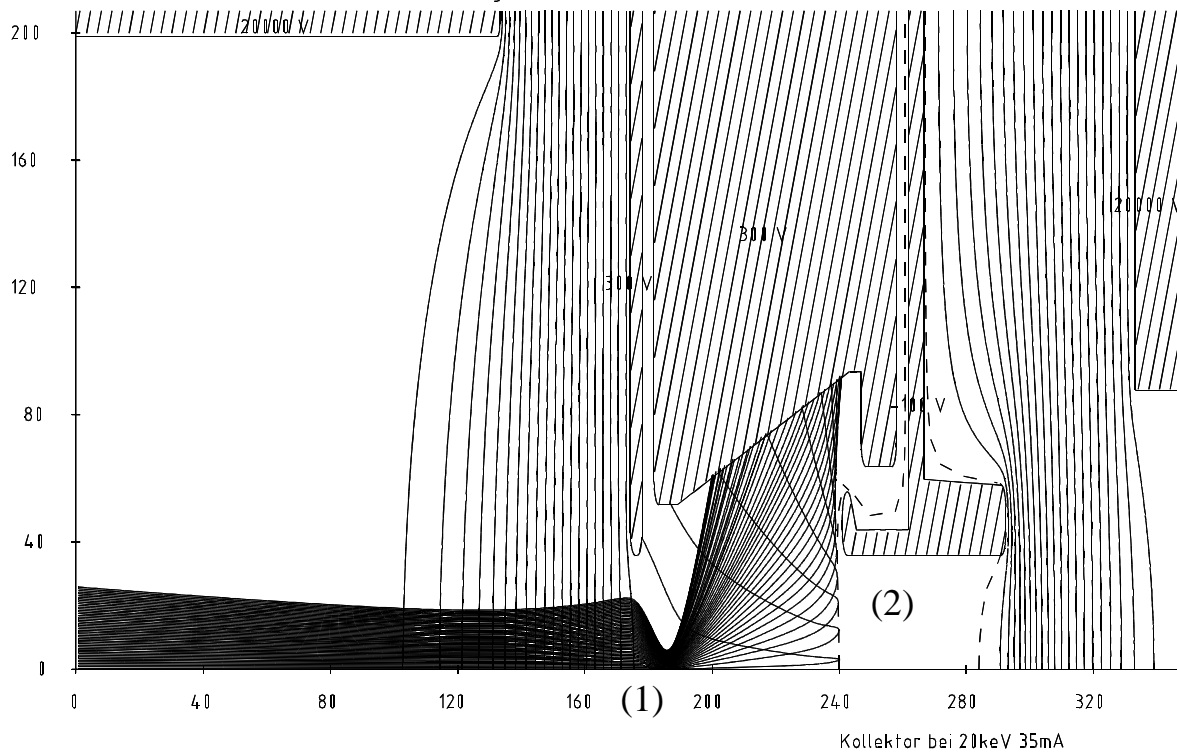


Abbildung 3.5.2. IGUN Simulation zur Aufnahme des Elektronenstrahls im Kollektor. Einem scharfen Fokus (1) des Elektronenstrahls folgt die Richtungsumkehr einiger Trajektorien am Suppressor (2).

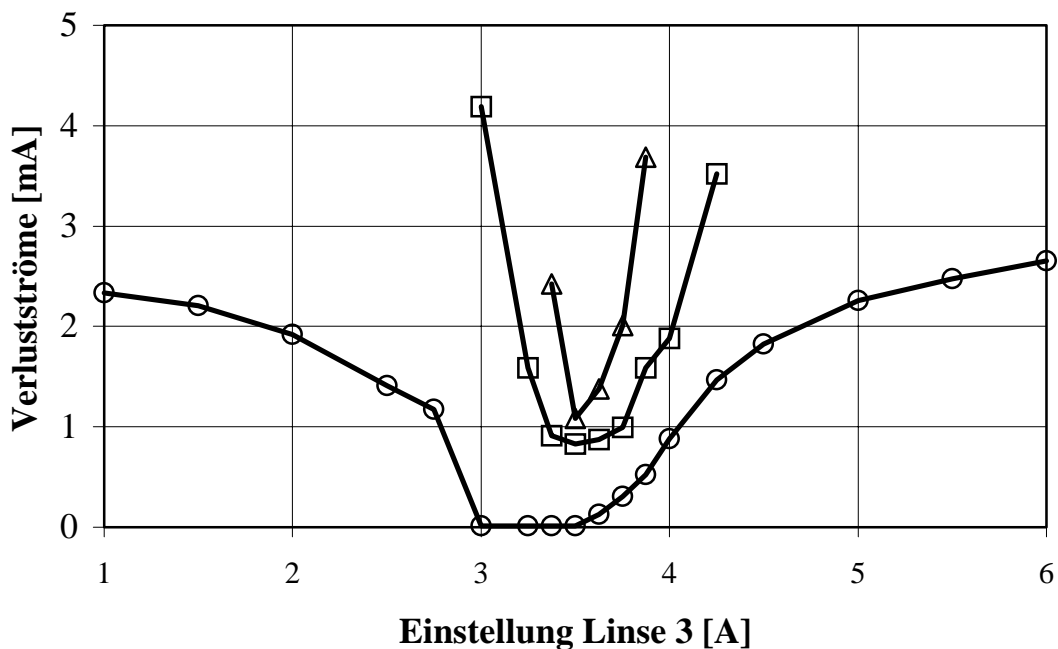


Abbildung 3.5.3. Fokussierung des Elektronenstrahls in den Kollektor bei unterschiedlichen Elektronenstrahlströmen (Dreiecke 20mA; Quadrate 10mA und Kreise 3,3mA). Aufgetragen sind die Verlustströme bei Variation der Linse 3, mit der der Elektronenstrahl in den Kollektor fokussiert wird. Bei höheren Strahlströmen ist die Fokussierung des Elektronenstrahls in den Kollektor erschwert.

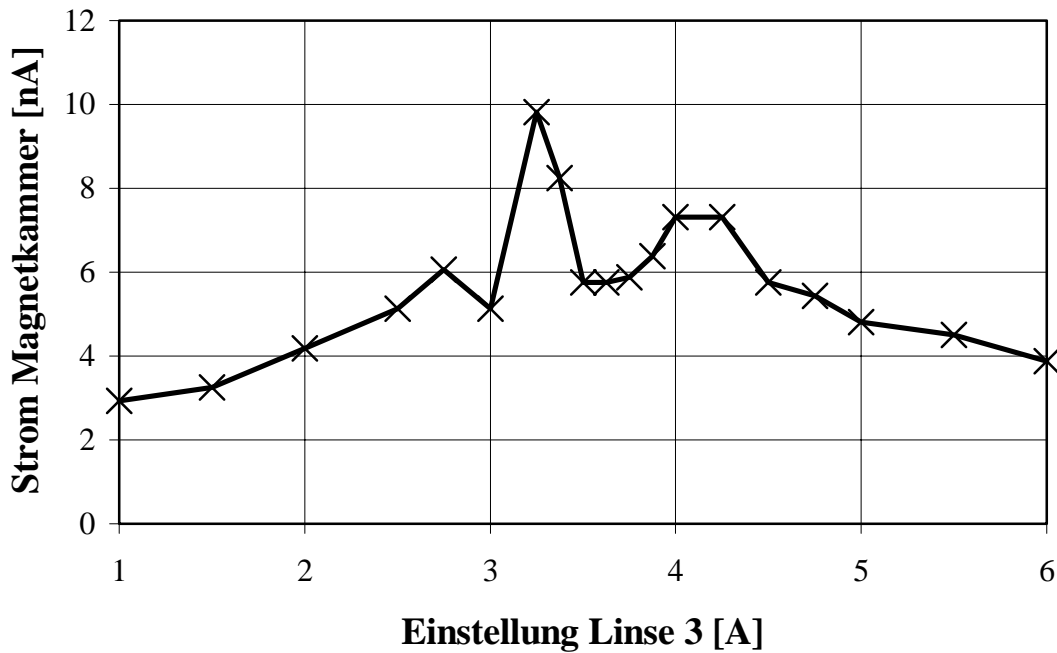
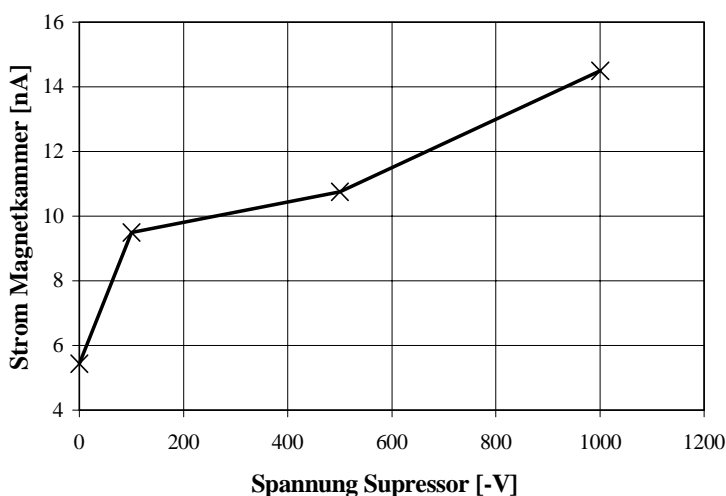


Abbildung 3.5.4. Gemessener Elektronenstrom in der Magnetkammer. Obwohl der Supressor 100V unterhalb der Geburtspannung des Elektronenstrahls liegt, gelangt ein Teil des Elektronenstroms durch den Kollektor. Im Moment der besten Fokussierung (Abb.:3.5.3.) des Elektronenstrahls in den Kollektor steigt auch der Elektronenstrom in der Magnetkammer.

Die Simulationen halten der Realität nicht hundertprozentig stand. Es stellt sich heraus, daß zum optimalen Aufnehmen des Elektronenstrahls im Kollektor Einstellungen der Potentiale gefunden werden, die von den Simulationen abweichen. Im Gegensatz zu den Rechnungen wird es bei höheren Strahlströmen schwieriger den Elektronenstrahl im Kollektor verlustfrei aufzunehmen. Ein Grund für diesen Effekt könnte das Ausbilden einer virtuellen Kathode [37] sein. Sekundärelektronen als Ursache für den Verluststrom



können ausgeschlossen werden, da die Verlustströme bei negativ steigender Supressorspannung zunehmen. Bei dem gewählten Kollektordesign wird der Elektronenstrahl beim Abbremsen stark fokussiert (Abb. 3.5.2. (1)).

Abbildung 3.5.5. Maximaler Elektronenstrom in der Magnetkammer in Abhängigkeit von der Spannung am Supressor

Ein Teil der Elektronen wird nur durch eine Richtungsumkehr im Kollektor aufgenommen (Abb. 3.5.2. (2)). Beide Bedingungen könnten eine virtuelle Kathode fördern. Eine virtuelle Kathode entsteht, wenn Elektronen soweit abgebremst werden, daß sie fast zum Stillstand kommen oder umkehren. An diesem Punkt steigt die Raumladung überproportional an. Dadurch sinkt das Potential im Elektronenstrahl soweit ab, daß nachkommende Elektronen umkehren. Es entsteht ein Bereich, in dem die Raumladung zeitlich fluktuiert. Aus diesem Bereich werden Elektronen in beliebige Raumrichtungen mit hoher Energie herausbeschleunigt. Die so beschleunigten Elektronen werden im Kollektor nicht aufgenommen.

Messungen zeigen, daß trotz negativer Supressorspannung Elektronen in die Magnetkammer gelangen (Abb.:3.5.4.). Ein Maximum für diesen Verluststrom liegt vor, wenn der Elektronenstrahl optimal im Kollektor aufgenommen wird (vergl. Abb.3.5.3.). In Abbildung 3.5.5. ist der maximale Elektronenstrom in der Magnetkammer in Abhängigkeit von der Supressorspannung aufgetragen. Um so größer die Spannung, desto größer der Verluststrom. Dies bestätigt die Vermutung einer virtuellen Kathode, da bei einer höheren Supressorspannung der Anteil an reflektiertem Elektronenstrom im Kollektor zunimmt. Diese Messungen wurden für einen Elektronenstrahl von 3,3mA durchgeführt. Für stärkere Elektronenströme sind solche Messungen nicht möglich, da die Verlustströme schnell 7mA übersteigen. Größere Verlustströme können nicht gefahren werden, da die Elektroden, die diese aufnehmen, ungekühlt sind und zu heiß werden. Zum anderen kann das Hochspannungsnetzgerät abzüglich aller Blindströme nur ca. 7mA bereitstellen. Bei hohen Elektronenströmen kann die Anlage nur vorsichtig eingefahren und im verlustfreiesten Parameterbereich betrieben werden.

3.6. Der Ionennachweis

Unterhalb des Kollektors befindet sich der Ionennachweis. Hier werden die Ionen durch einen Ablenkmagneten analysiert. Dieser transportiert die Ionen, bei einem dem Strom proportionalem Magnetfeld, auf einer Sollbahn zu einem Einzelteilchenzähler.

$$I \approx B = \frac{1}{R} \sqrt{\frac{2mU}{q}} \quad (36)$$

Es wird eine doppelfokussierende Anordnung [38] gewählt. Das heißt, daß der Ionenstrahl unter einem Winkel von ca. $26,6^\circ$ an der Polschuhkante in den Sektormagneten ein- und austritt.

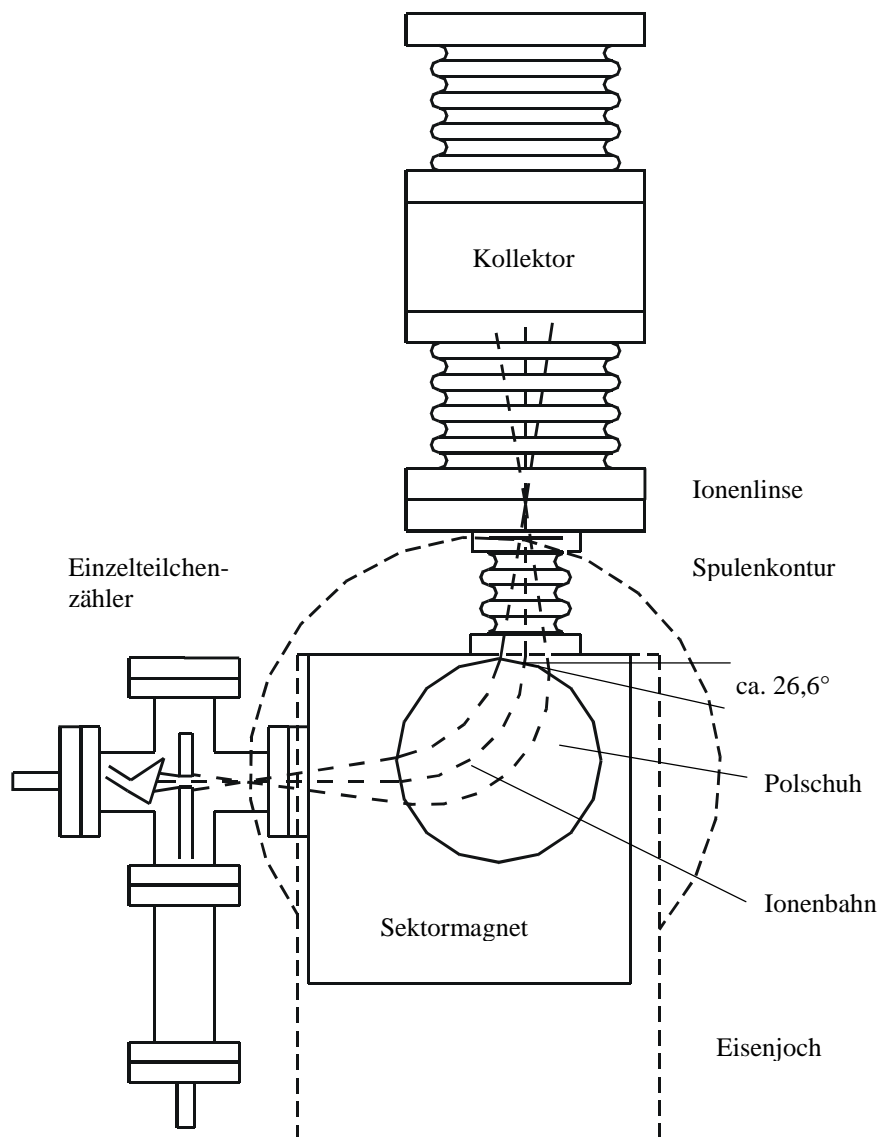


Abbildung 3.6.1. Aufbau des Ionennachweises. Ein Sektormagnet analysiert die extrahierten Ionen nach deren Masse zu Ladungsverhältnis.

Unter dieser Bedingung wird ein Fokus des Ionenstrahls, der sich zwei Bahnraden vor dem Sektormagneten befindet, auf einen Fokus zwei Bahnraden nach dem Sektormagneten abgebildet. Unter Bahnradius ist der Radius zu verstehen, mit dem der Ionenstrahl um 90° im Magneten abgelenkt wird. Der Bahnradius des verwendeten Magneten ist 5cm. Durch das starke Beschleunigen der Ionen im Kollektor und das anschließende Abbremsen bildet sich hinter dem Kollektor ein Fokus im Ionenstrahl. Der Sektormagnet wird in etwa so positioniert, daß sich dieser Fokus ca. 10cm vor dem Sektormagneten befindet. Um den Fokus im Ionenstrahl hinter dem Kollektor anpassen zu können, befindet sich im Anschluß an den Kollektor eine Ionenlinse. Diese Linse verschiebt den Fokus des Ionenstrahls und erhöht somit die Ausbeute nach dem Sektormagneten. Mit dieser Linse wird der Ionenstrahl an den Doppelfokus des Sektormagneten angepaßt. Zusätzlich werden mit der Ionenlinse Ionen geringer Energie diskriminiert. Diese werden auf der gesamten Wegstrecke des Elektronenstrahls gebildet. Vor und hinter der Ionenfalle ist das Potential im Elektronenstrahl deutlich kleiner als 2000V, so daß Ionen, die nicht aus der Falle kommen, auch nicht analysiert werden. Lediglich die Anode liegt auf 1900V. Allerdings können diese Ionen nicht den Wechselwirkungsraum erreichen.

TRACING OF SECONDARY PARTICLES

IGUN-4.016(C)R.Becker, RUN 11/25/00*007, file=k2511002.ign

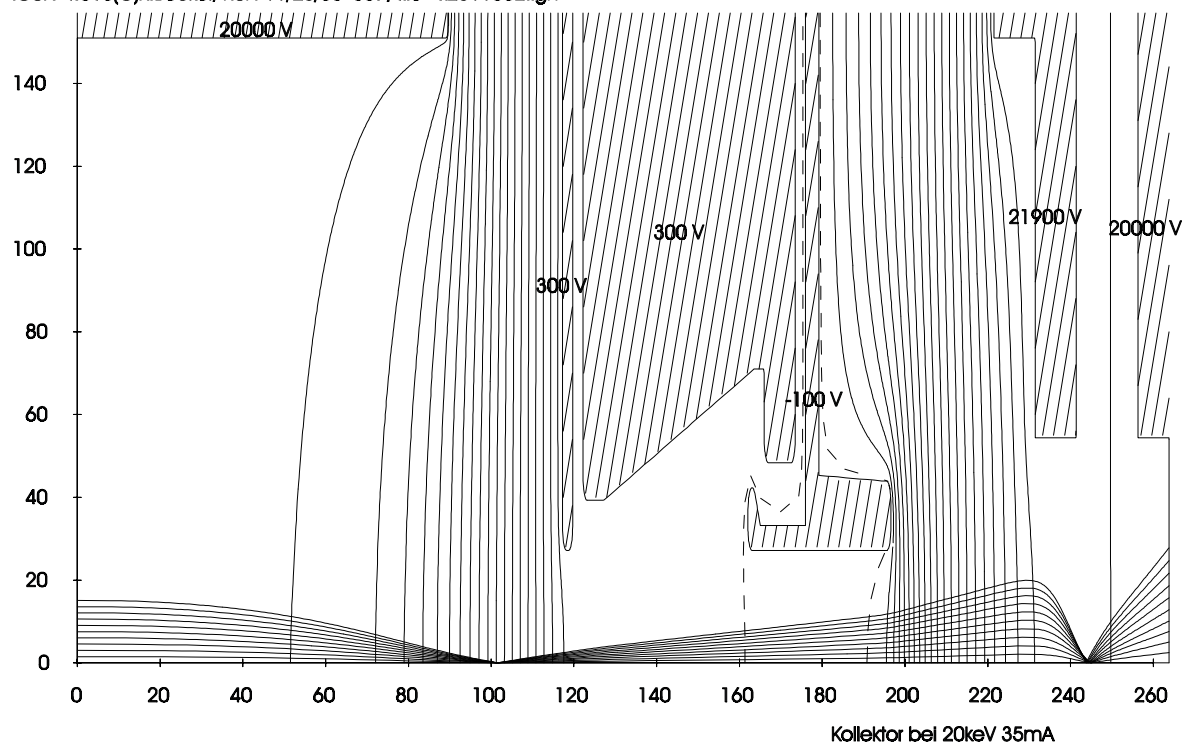


Abbildung 3.6.2. Simulation zum Transport der Ionen durch den Kollektor. Das starke Beschleunigen und Abbremsen des Ionenstrahls im Kollektor führt zu einem Fokus am Eingang und am Ausgang des Kollektors.

4. Experimentelle Resultate

Die Messungen sollen die Erhöhung der Stromdichte durch das Eigenmagnetfeld des Elektronenstrahls belegen. Da die Selbstfokussierung erst oberhalb eines bestimmten Kompensationsgrades (Kap. 2.6.) einsetzen kann, werden Messungen bei verschiedenen Drücken und unterschiedlichen Einschlußzeiten durchgeführt. Es wird gezeigt, daß ein Stromdichteanstieg bei hoher Kompensation zu sehen ist. Dieser Anstieg kann nicht allein durch ein Aufheben der raumladungsbedingten Defokussierung erklärt werden. Um das Emittanzwachstum durch Aberrationen des Linsensystems (Kap. 2.5.) zu minimieren, ist es nötig, den Elektronenstrahl auf der Transportstrecke teilweise zu kompensieren. Zum Nachweis wird der Kompensationsgrad in der Driftstrecke variiert und dazu die Verlustströme auf den Fallenelektroden aufgenommen. Tabelle 4.1. zeigt die für die meisten Messungen verwendeten Betriebsdaten.

Tabelle 4.1.	Betriebsdaten
Kathode	0,5mm ϕ IrCe Kathode
Elektronenstrahlenergie	22keV
Elektronenstrahlstrom	30mA
Leistung im Elektronenstrahl	660W
Elektronenstrahlemittanz (gerechnet)	2cmmrad
Fallenlänge	14cm
Zahl an Elektronen in der Falle	$2,0 \cdot 10^6$
Potentialdepression im Elektronenstrahl	3,08V
Gemittelte Elektronenstrahlstromdichte	$10 - 170 \text{ Acm}^{-2}$
Maximal analysierte ionische Ladung in Elementarladungen bei gepulster Extraktion	$1,0 \cdot 10^4$ (0,5% vom theoret. Max.)
Maximal gemessener Ionenstrom hinter dem Analyse magneten bei kontinuierlicher Extraktion.	10nA (0,5% vom theoret. Max.)

4.1 Nachweis der Korrektur sphärischer Aberrationen der magnetischen Fokussierlinsen durch teilweise Kompensation des Elektronenstrahls

Die nichtlinearen Raumladungskräfte in einem teilweise kompensierten Elektronenstrahl (Kapitel 2.5. und 3.3.) stellen eine Möglichkeit dar, sphärische Aberrationen eines Linsensystems zumindest teilweise zu kompensieren. Um diesen Effekt zu untersuchen, werden die in Kapitel 3.3. beschriebenen „clearing“ Elektroden in ihrer Spannung variiert. Die Anode und der Wechselwirkungsraum liegen auf 2000V. Ionen, die sich zwischen Anode und Wechselwirkungsraum bilden, werden im Elektronenstrahl gefangen bis der Strahl kompensiert ist. Sind die dazwischen liegenden „clearing“ Elektroden mit einem negativen Potential belegt, werden Ionen aus dem Elektronenstrahl herausbeschleunigt. Der Elektronenstrahl kompensiert nicht mehr vollständig zwischen Anode und Falle. Über die Tiefe dieses Potentials, relativ zur Potentialdepression des Elektronenstrahls, läßt sich im Bereich zwischen Anode und Falle ein gewünschter Kompensationsgrad einstellen. Auf diese Weise kann der Elektronenstrahl im Bereich der Entstehung der sphärischen Aberrationen mit Hilfe der Raumladungsverteilung so präpariert werden, daß keine Emittanzvergrößerung durch die Aberrationen auftritt. Die Raumladung wird so eingestellt, daß die Überfokussierung des Linsensystems korrigiert ist.

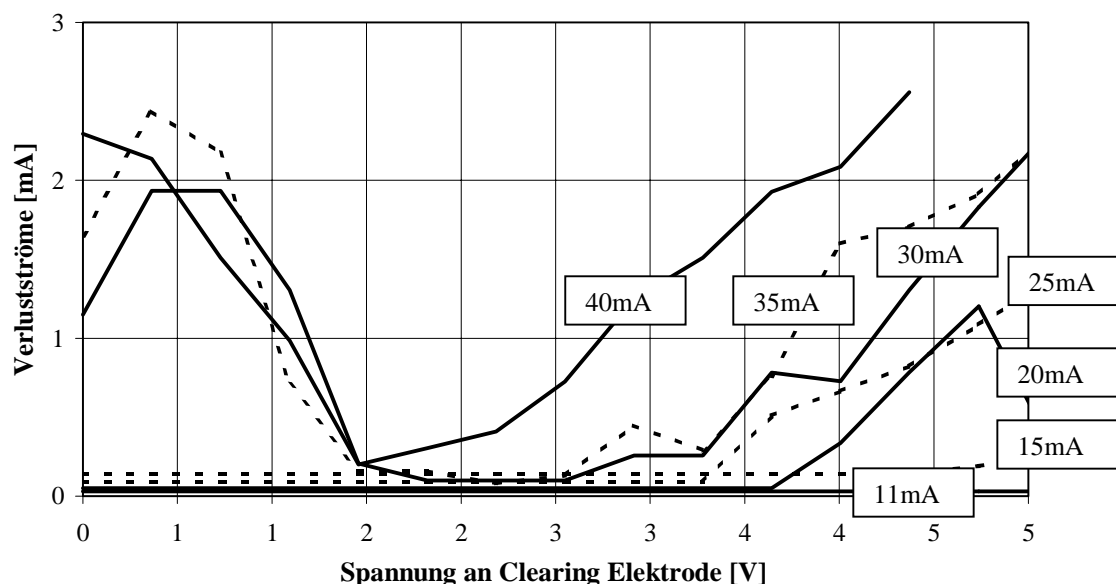


Abbildung 4.1.1. Abhängigkeit der Verlustströme an den Fallenelektroden von der Spannung an der „clearing“ Elektrode. Mit zunehmendem Elektronenstrahlstrom wird die Einstellung empfindlicher.

Der Elektronenstrahl wird mit 22kV beschleunigt und der Wehnelt ist auf 400V gestellt. Um den Einfluß der Teilkompensation zu prüfen, werden die Verlustströme auf die Elektroden des Wechselwirkungsraums in Abhängigkeit der Spannung an der ersten

„clearing“ Elektrode aufgenommen. Diese Messung wird bei verschiedenen Elektronenstrahlströmen durchgeführt. Höhere Strahlströme werden durch eine Steigerung der Kathodenheizung eingestellt. Auf diese Weise wird auch die defokussierende Wirkung der elektronischen Raumladung aufgehoben, so daß der Strahl stärker fokussiert wird. Dann müssen die geringeren Strahlverluste aber auch ohne „clearing“ Elektroden mit einer stärkeren Brechkraft der Linsen zu erreichen sein. Dies ist nicht der Fall. Die bei hohen Strahlströmen beobachteten geringen Verluste sind nur durch ein gezieltes Einstellen der Elektrodenspannung zu erreichen.

Da der Wehnelt über die Messung konstant ist, ändert sich die Startemittanz des Elektronenstrahls. Auch werden die Linsenparameter an die unterschiedlichen Strahlströme angepaßt. Um einen optimalen Strahltransport zu garantieren, müssen alle optischen Elemente, abhängig vom Strahlstrom, justiert werden. Allerdings lassen sich bei alleinigem Optimieren all dieser Einflußgrößen die oben gezeigten geringen Verluste bei 30mA oder 40mA Strahlstrom nicht erzielen. Wird im Bereich des Linsensystems eine Kompensationszone eingeführt, lassen sich sphärische Aberrationen zumindest teilweise kompensieren. Die in Kapitel 2.5. aufgezeigten Begrenzungen in der Stromdichte lassen sich aufheben.

4.2. Nachweis der Selbstfokussierung des Elektronenstrahls mittels Variation der Einschlußzeit

Werden Ionen daran gehindert einen Bereich des Elektronenstrahls zu verlassen, kompensiert der Elektronenstrahl in dieser Region. Über die Variation der Einschlußzeit werden unterschiedliche Kompensationsgrade eingestellt. Da die Selbstfokussierung abhängig vom Kompensationsgrad ist, muß die Stromdichte mit der Einschlußzeit steigen. Ein Weg zur Bestimmung der Stromdichte des Elektronenstrahls einer EBIS/T ist die Auswertung des Ladungsspektrums der extrahierten Ionen. In Kapitel 2.2. wird gezeigt, wie sich die relative Häufigkeit der Ladungszustände in Abhängigkeit der Einschlußzeit verändert. Dabei ist die Zeit, die nötig ist, einen hohen Ladungszustand zu erzielen, abhängig von der Stromdichte. Bei einer Verdopplung des Produktes aus Einschlußzeit und Stromdichte erreicht näherungsweise der nächst höhere Ladungszustand das Maximum im

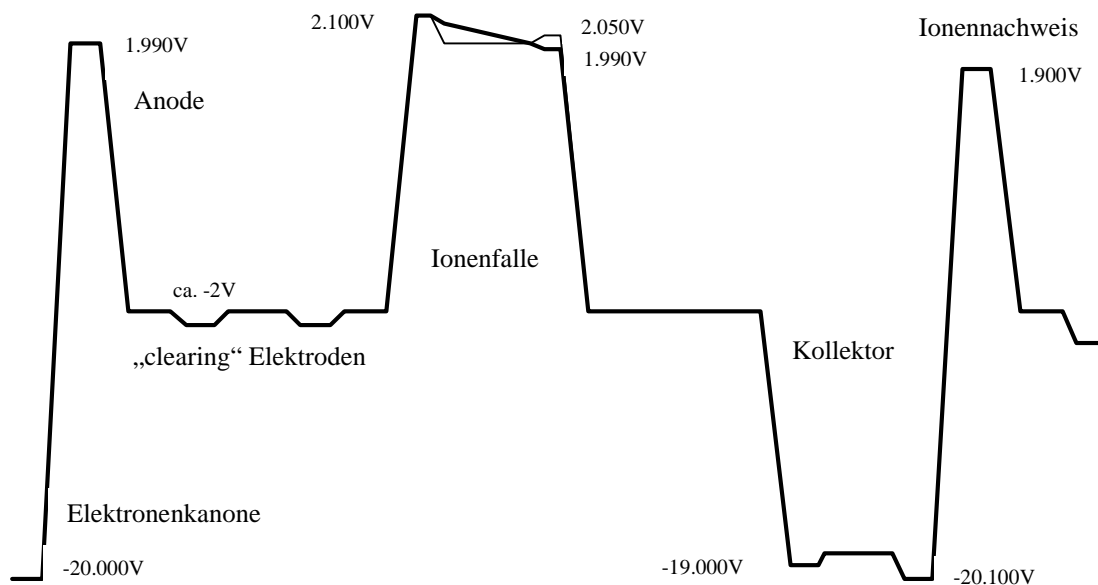


Abbildung 4.2.1. Potentialverlauf in der Apparatur bei gepulster Extraktion.

Spektrum. Wird bei einer Verdopplung der Einschlußzeit eine wie beobachtet überproportionale Zunahme der höher geladenen Zustände erzielt, ist dies mit einer gleichzeitigen Zunahme der effektiven Stromdichte verbunden.

Mit einem Elektronenstrahl von 22keV Strahlenergie und einem Strahlstrom von 30mA werden Ionenspektren bei verschiedenen Einschlußzeiten aufgenommen. Dabei wird die Extraktion, wie in Kapitel 3.4. beschrieben, durchgeführt. Abbildung 4.2.1. zeigt den Potentialverlauf in der Apparatur.

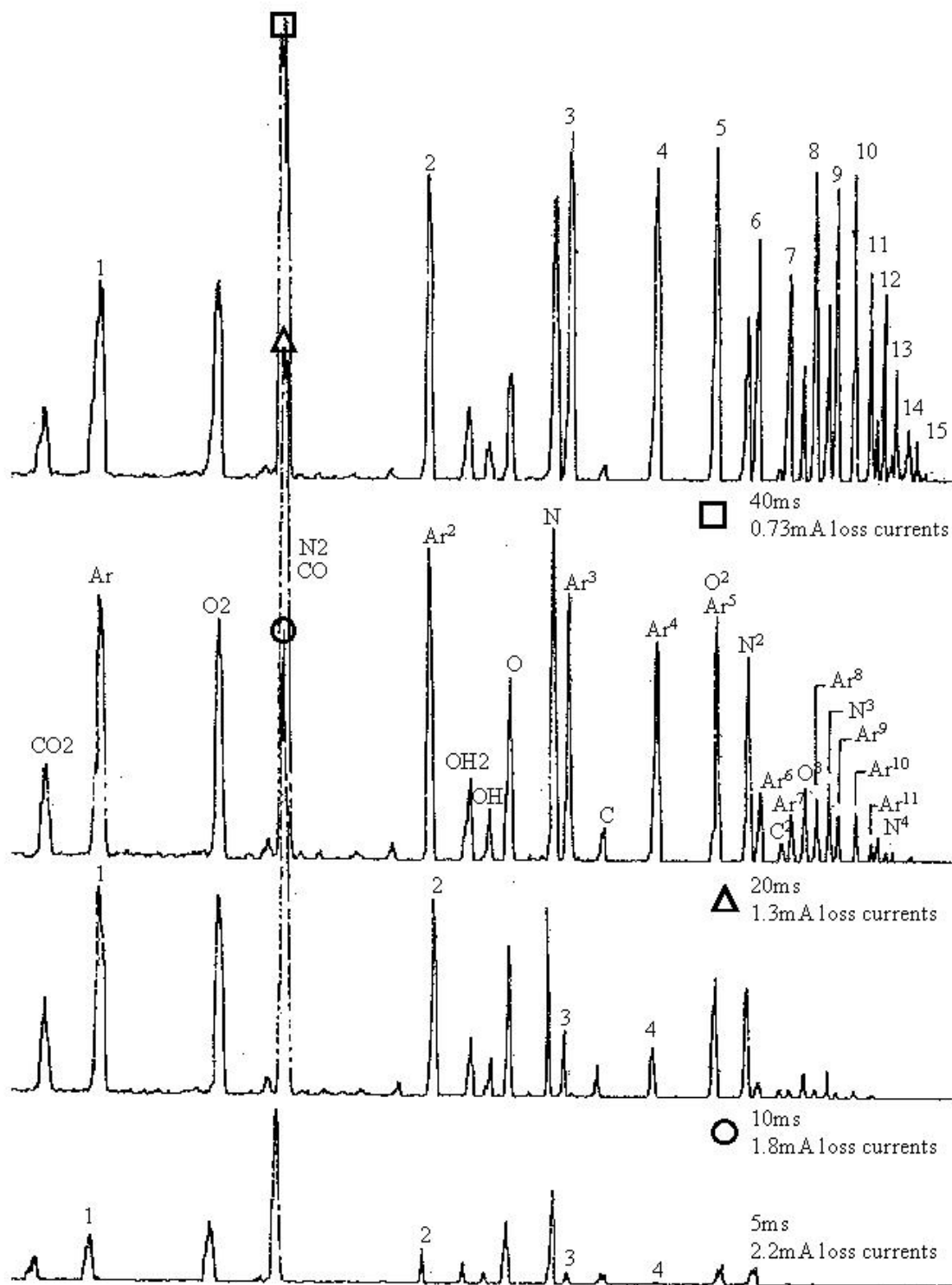


Abbildung 4.2.2. Spektren zwischen 5ms und 40ms Einschlußzeit.

Die beiden Spektren mit 20ms und 40ms zeigen deutlich zwei Populationen von Argon .
Bei 40ms Einschlußzeit befinden sich Ar³ und Ar⁸ im Maximum. In den Spektren mit 5ms, 10ms und 40ms sind die Ladungszustände von Argon durch Nummern markiert.

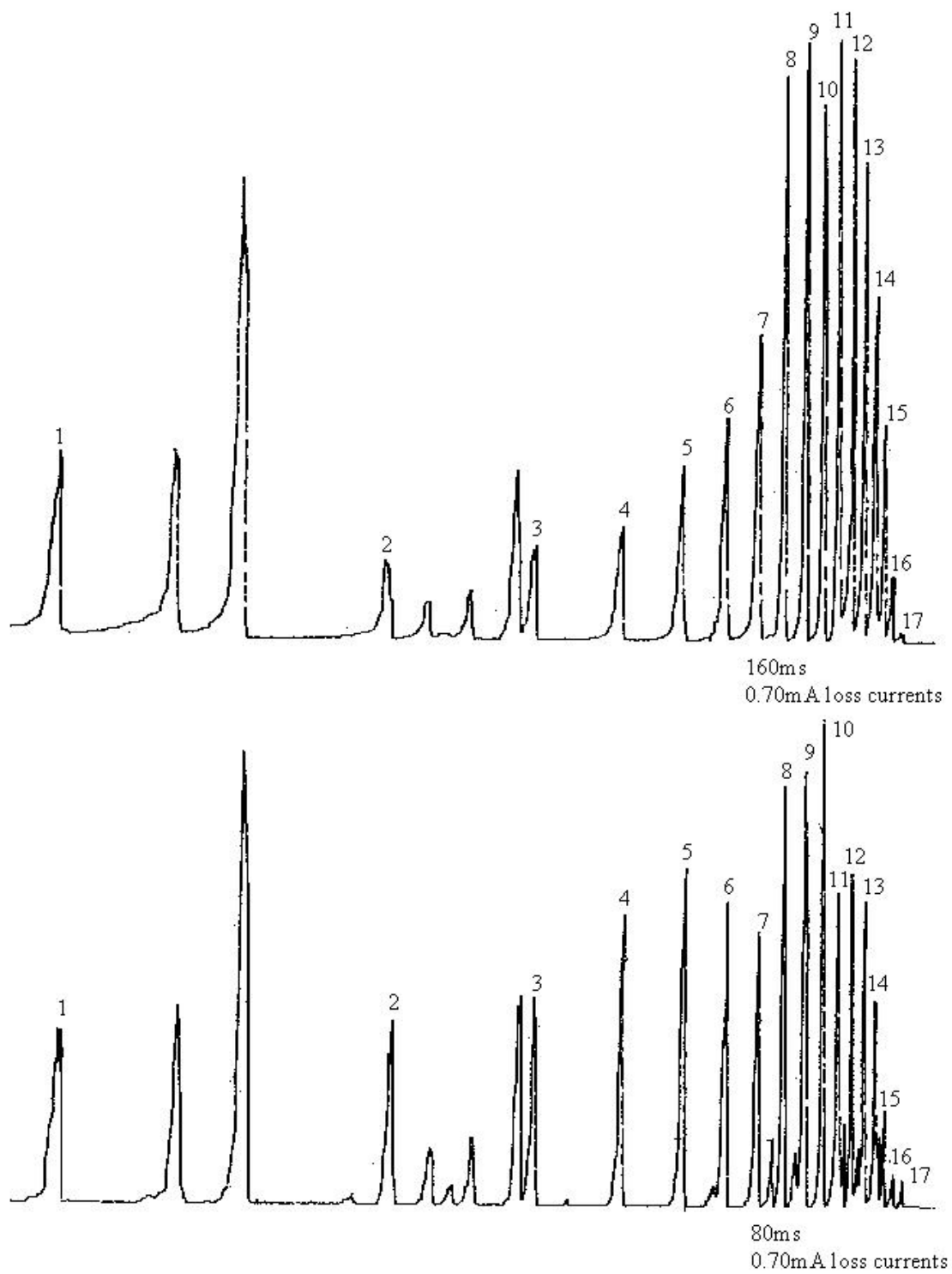


Abbildung 4.2.3. Spektren bei 80ms und 160ms Einschlußzeit.

Bei 160ms Einschlußzeit befindet sich die gesamte Ladung des Argon Spektrums in der höher geladenen Population. Die Ladungszustände von Argon sind durch Nummern markiert.

Der Restgasdruck in der Apparatur beträgt $1,7 \cdot 10^{-8}$ mbar. Um das ‚evaporative cooling‘ zu nutzen, wird der Druck mit Argon lediglich auf $1,9 \cdot 10^{-8}$ mbar erhöht. Der Elektronenstrahlbetrieb führt zu einer weiteren Erhöhung auf $2,0 \cdot 10^{-8}$ mbar Druck. Es werden Spektren von 5ms bis 1300ms bei jeweiliger Verdopplung der Einschlußzeit aufgenommen. Die Abbildungen 4.2.2. und 4.2.3. zeigen die Spektren für Einschlußzeiten von 5ms bis 160ms. Dabei wird die Zählrate des Einzelteilchenzählers bei Verdopplung der Einschlußzeit halbiert, um die Höhe der aufgezeichneten Zählraten zwischen den Spektren direkt vergleichen zu können. Mit zunehmender Einschlußzeit nehmen die Verlustströme auf den Fallenelektroden ab. Dies kann als Indiz für eine steigende Stromdichte gedeutet werden. Zeitabhängig steigen die Verlustströme zu Beginn der Extraktion und sinken wieder mit einsetzender Kompensation. Dieser Zyklus wiederholt sich mit gleichbleibenden Amplituden. Die gemittelt gemessenen Verlustströme fallen, bis die extrahierte ionische Ladung sättigt, beziehungsweise der Elektronenstrahl kompensiert ist. Danach verhalten sich die Verlustströme stationär. Die aufgenommenen Spektren weisen eine Struktur auf, die bei üblichen mit magnetischer Fokussierung arbeitenden Elektronenstrahlionenquellen nicht zu beobachten ist. In den Spektren mit Einschlußzeiten von 20ms bis 80ms sind deutlich zwei Populationen von Ar zu erkennen. Die höhere geladene Population beinhaltet mit zunehmender Einschlußzeit einen größeren Anteil der extrahierten Ladung. Für beide Populationen gilt, daß sie bei Verdopplung der Einschlußzeit in etwa den nächst höheren Ladungszustand in sein Maximum bringen. Dies deutet auf zwei Regionen mit unterschiedlicher Stromdichte in der Falle hin.

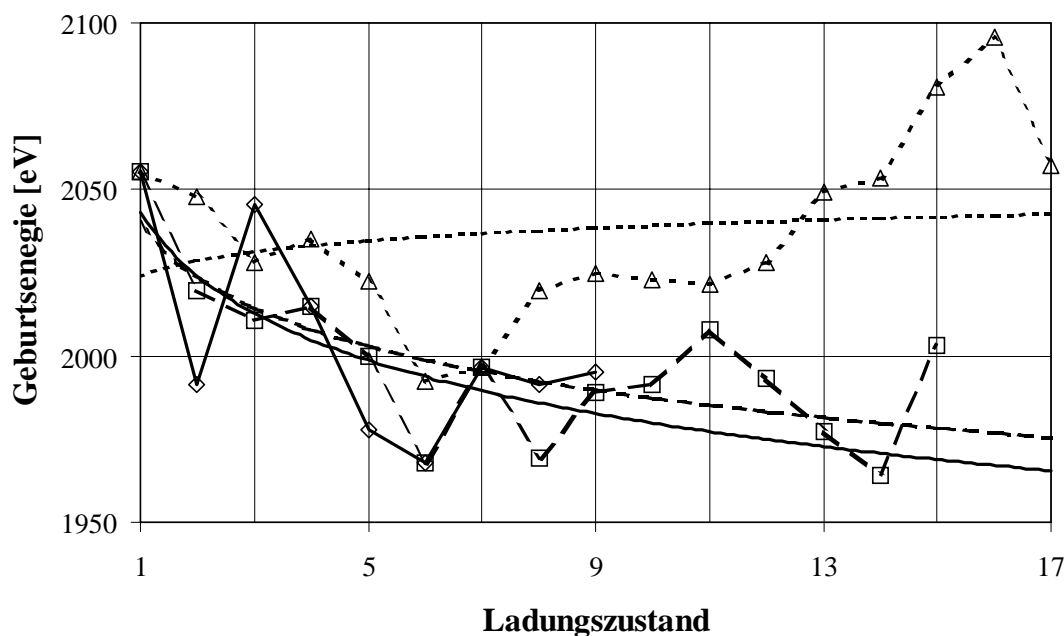


Abbildung 4.2.4. Geburtsenergien für die verschiedenen Ar Ladungszustände. Ausgewertet werden Spektren bei 10ms (kontinuierlich), 40ms(gestrichelt) und 160ms(punktiert). Die Hoch geladenen Ionen bei 10ms und 40ms Einschlußzeit besitzen tendenziell niedrigere Energien als die niedrig geladenen (zusätzlich zu den Meßwerten sind Trendlinien aufgetragen).

Die Region mit der höheren Stromdichte dehnt sich demnach mit zunehmender Einschlußzeit auf Kosten der Region mit geringer Stromdichte aus. Dies steht im Einklang mit der in Kapitel 2.6. (Abbildung 2.6.3.) gezeigten Simulation zur Selbstfokussierung. Zunächst wird ausgeschlossen, daß die zwei Argonpopulationen auf unterschiedlichen Energieniveaus erzeugt werden. Dazu wird anhand der Spektren die Energie der Ionen bestimmt. Für die Geburtsenergie eines in einem Sektormagneten analysierten Ions gilt

$$U_{\text{Ion}_{\text{geb}}} = B^2 \cdot \frac{q \cdot R^2}{2 \cdot m} \quad (37)$$

Zur Auswertung werden die Ströme des Sektormagneten notiert, die nötig sind, um einen Ladungszustand in den Einzelteilchenzähler zu fokussieren. Der Strom ist proportional zum Magnetfeld. Somit lassen sich ausgehend von einer Ideallinie für 2000eV Geburtsenergie, Abweichungen von derselben bestimmen. Die in Abbildung 4.2.4. aufgetragene Geburtsenergie in Abhängigkeit vom Ladungszustand ist stark fehlerbehaftet. Dies liegt an der graphischen Auswertung der Spektren.

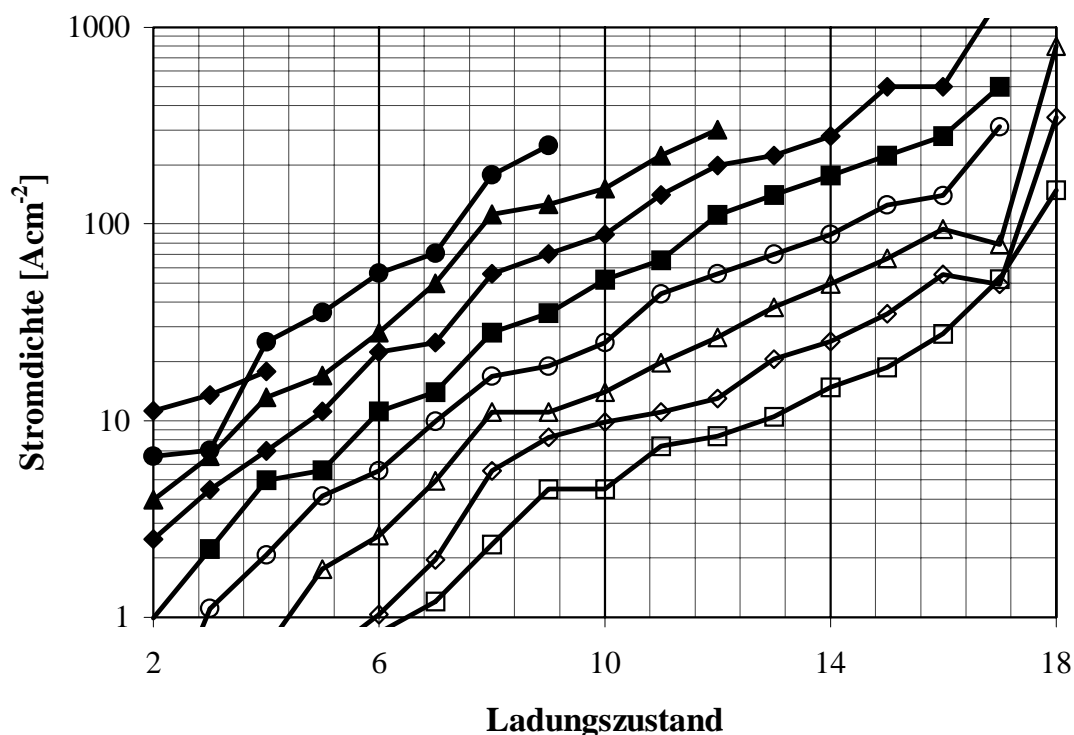


Abbildung 4.2.5. Mit dem Ladungszustand korrespondierende effektive Stromdichte. Die effektive Stromdichte steigt kontinuierlich zu hohen Ladungszuständen an. Es sind Verteilungen für verschiedene Einschlußzeiten dargestellt (von oben nach unten 5ms, 10ms, 20ms, 40ms, 80ms, 160ms, 320ms, 640ms und 1200ms).

Bestimmt man Trendlinien durch die Punkteschar, zeigen diese für Spektren, bei denen der Ionenstrahl noch nicht vollständig kompensiert ist (10ms und 40ms), geringere Energien für hoch geladene Ionen an. Dies kann bedeuten, daß sich die hoch geladenen Ionen in der

Mitte des Elektronenstrahls aufhalten. Die Trendlinie für eine Einschlußzeit von 160ms zeigt eine ausgeglichene Energieverteilung an. Die Energieanalyse der Ionen ergibt keine diskreten Energieniveaus innerhalb der Spektren. Für die zwei Populationen von Ar muß eine andere Erklärung gefunden werden. Es wird eine zu jeder Ladungszustandshäufigkeit korrespondierende effektive Stromdichte bestimmt. Dazu werden die Verhältnisse jeder Ladungshäufigkeit zur vorherigen Häufigkeit von Argon gebildet. Das Gleiche wird theoretisch mit einer Rechnung, wie sie in Abbildung 2.1.1. gezeigt ist, durchgeführt. Aus den theoretisch ermittelten Verhältnissen wird eine Karte in Abhängigkeit von $j \cdot \tau$ erstellt. Da τ bekannt ist, kann nun für jedes Ladungszustandsverhältnis die korrespondierende effektive Stromdichte bestimmt werden. Die Stromdichte eines Ladungszustandes ergibt sich schließlich aus der Mittelung der Stromdichten zum vorherigen und dem nachfolgenden Ladungszustandsverhältnis. Die effektive Stromdichte in Abhängigkeit vom Ladungszustand ist in Abbildung 4.2.5. zu sehen. Wie zu erwarten, ergeben sich keine konstanten Stromdichtewerte. Im Gegensatz zu einer EBIS/T mit einem den Elektronenstrahl führenden Magnetfeld, besitzt die XEBIS/T keine homogene Elektronenstrahlstromdichte. Die Stromdichte steigt kontinuierlich mit dem Ladungszustand.

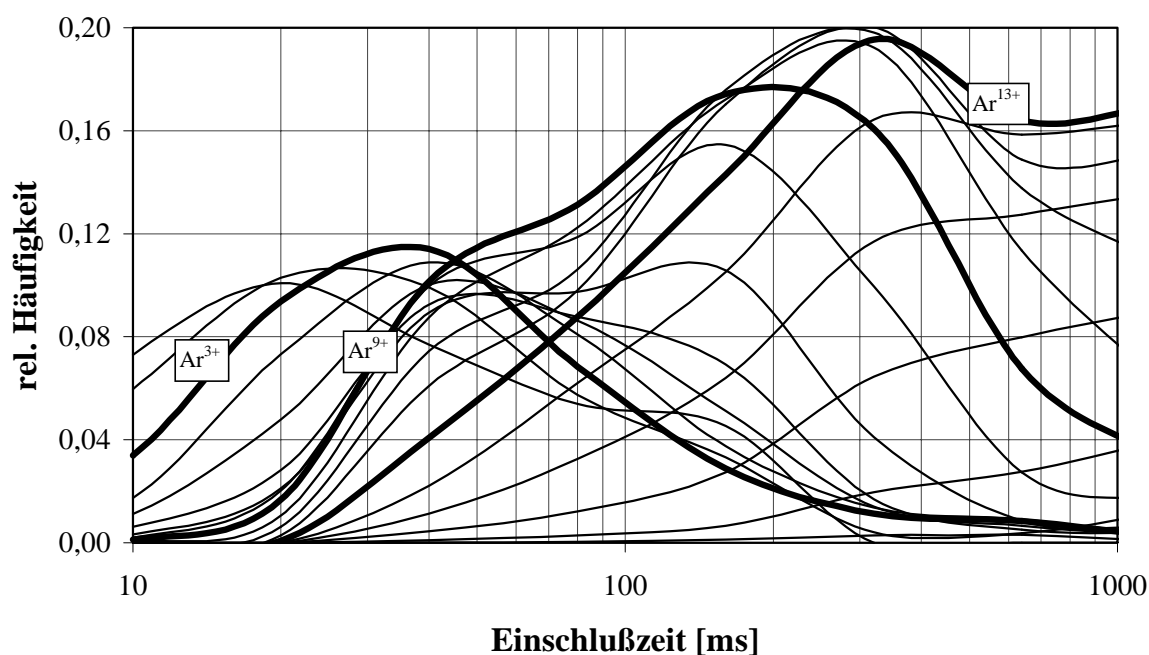


Abbildung 4.2.6. Zeitliche Entwicklung der Ladungszustände. Zwischen 20ms und 30ms treten verstärkt neue Ladungszustände auf. Ein Beleg für die während der Kompensation eintretenden Selbstfokussierung.

Die Auswertung der effektiven Stromdichte zeigt keine voneinander getrennten Regionen diskreter Stromdichten. Als mögliche Erklärung dafür, daß der Ort hoch geladener Ionen kontinuierlich mit höheren Stromdichten verbunden ist, kommt das in Kapitel 2.1. beschriebene „evaporative cooling“ in Frage. Demnach sammeln sich hoch geladene

Ionen in der Mitte des Elektronenstrahls. Da gleichzeitig der Strahl von innen kompensiert, beginnt die Selbstfokussierung im Zentrum des Elektronenstrahls. Es entsteht eine von außen nach innen steigende Stromdichteverteilung, die mit einer entsprechenden Aufenthaltsverteilung der Ladungszustände verbunden ist.

Sollte die höhere Stromdichte im Inneren des Elektronenstrahls auf dessen Selbstkompression zurückzuführen sein, müßte sich die Stromdichte abhängig von der Einschlußzeit verändern. Die zeitliche Entwicklung der Ladungszustandsverteilung (Abbildung 4.2.6.) ergibt ein völlig anderes Bild als theoretisch berechnete Ladungszustandsentwicklungen (Abbildungen 2.1.1. und 2.2.2.). Unabhängig ob mit konstanter oder ohne Gaszufuhr gerechnet wird, treten die nächst höheren Ladungszustände nach ungefähr verdoppelten $j \cdot \tau$ Abständen auf. Bei den gemessenen Spektren erscheint zwischen 10ms und 30ms eine Gruppe höher geladener Ladungszustände in stark verkürzten Abständen. Dies kann nur mit einer Erhöhung der Stromdichte erklärt werden. Nach ca. 200ms geht die Ladungszustandsentwicklung für die hoch geladenen Ionen in einen stationären Zustand bei konstanter Gaszufuhr über. Die niedrig geladenen Ar Ionen verschwinden aus den Spektren. Bis 80ms wird das Restgas von den Ar Ionen aus dem Elektronenstrahl geheizt, danach kühlen die niedrig geladenen Ar Ionen die hoch geladenen.

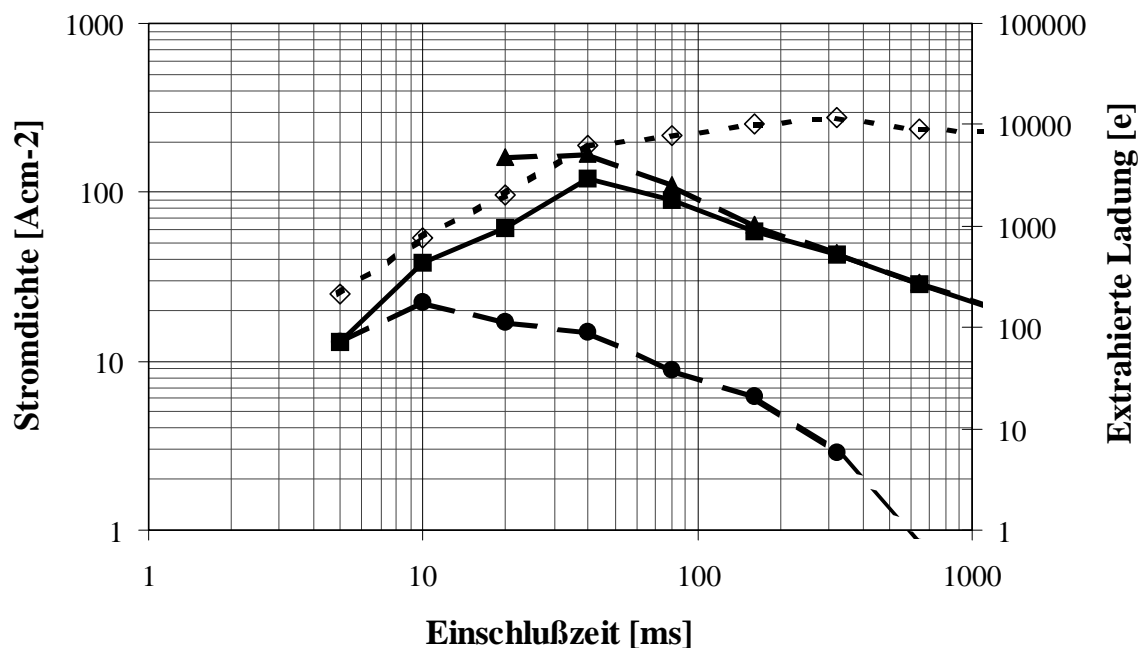


Abbildung 4.2.7. Gemittelte Stromdichten für das gesamte Spektrum (kontinuierlich), sowie für die höher und für die niedriger geladene Ar Population (gestrichelt). Zusätzlich ist die extrahierte Ladung (punktiert) auf der rechten Skala dargestellt. Die gemittelte Stromdichte des gesamten Spektrums steigt bis 40ms und geht dabei von der Stromdichte der niedrig geladenen Ar Population in die der hoch geladenen über.

Um zu einer Aussage über die dominierende Stromdichte zu kommen, wird jede berechnete Teilstromdichte mit der Menge an ionischer Ladung, die in dem

korrespondierenden Ar Ladungszustand ist, gewichtet. Anhand dieser Wichtung kann eine mittlere effektive Stromdichte bestimmt werden. Da sich zwei Argonpopulationen in den Spektren zeigen, wird zusätzlich die mittlere Stromdichte der zwei Populationen berechnet. Die Veränderung in den Stromdichten soll mit dem Kompensationsgrad der Ionenfalle verglichen werden. Dazu wird für jede Einschlußzeit aus dem Spektrum die gesamte extrahierte Ladung bestimmt. Abbildung 4.2.7. zeigt die gemittelten Stromdichten für die zwei Argon Populationen und für das gesamte Spektrum. Die höchste gemittelte Stromdichte von 170 Acm^{-2} wird für die höher geladene Population bei 40ms berechnet. Danach sinkt die Stromdichte. Da nach ca. 40ms die Falle kompensiert ist, beginnen zu diesem Zeitpunkt Heizeffekte zu dominieren. Zum anderen ist das Vakuum in der Anlage leider nicht gut genug, um Umladungen zu verhindern. Dabei treten Umladungen zwischen niedrig und hoch geladenen Ionen auf, die zu einer Reduzierung an hoch geladenen Ionen führen. Die mittlere Stromdichte steigt bis etwa 40ms Einschlußzeit von 13 Acm^{-2} auf 121 Acm^{-2} an. Nach 160ms läuft die mittlere Stromdichte des gesamten Spektrums konform mit der Stromdichte der hoch geladenen Ar Population. Die Elektronenstromdichte in der Ionenfalle steigt bis zu seiner vollständigen Kompensation an. Zusammen mit den Simulationen aus Kapitel 2.6. belegt dies, daß sich im Falle der Neutralisation die Stromdichte, die sonst nur für den zentralen Teil des Fokusses gilt, auf den gesamten kompensierten Fallenbereich ausdehnt.

4.3. Nachweis der Selbstfokussierung des Elektronenstrahls bei kontinuierlicher Extraktion

Zum Nachweis der Selbstfokussierung des Elektronenstrahls wird bei kontinuierlicher Ionenextraktion der Argondruck in der Apparatur erhöht. Bei kontinuierlicher Extraktion liegt ein Spannungsgradient über den Fallenelektroden an.

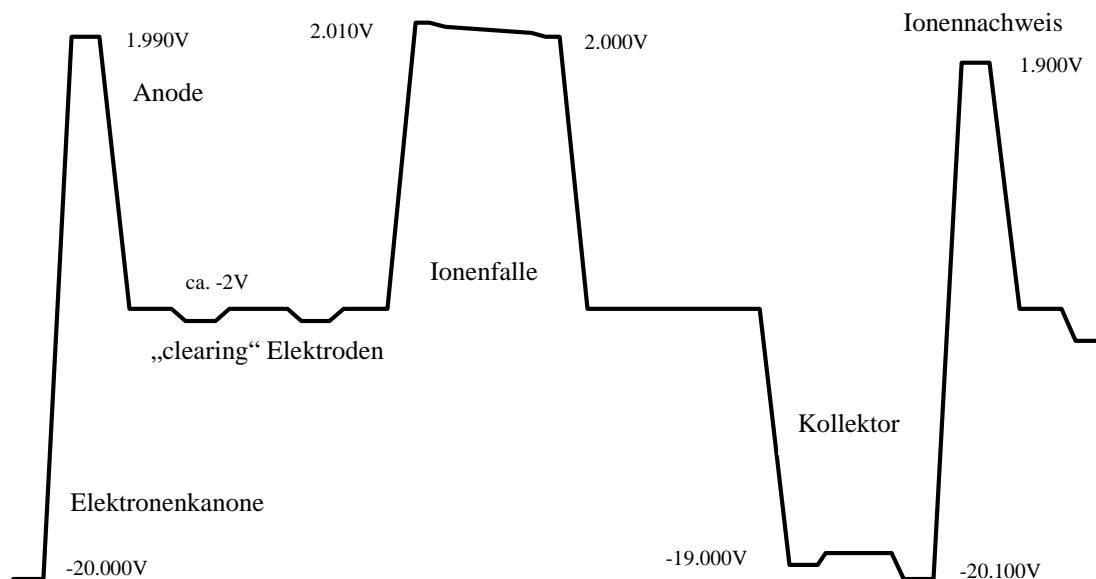


Abbildung 4.3.1. Potentialverlauf in der Apparatur bei kontinuierlicher Extraktion.

In diesem Flugzeitbetrieb [39] beschleunigt der Gradient die Ionen in Richtung Kollektor. Bei 2000V Geburtsenergie wird der Gradient auf 10V gelegt, so daß keine nennenswerte Energieverschmierung im Spektrum vorliegt. Damit die außerhalb der Falle gebildeten Ionen nicht die Messung verfälschen, wird die Extraktionslinse vor dem Analyse magnet bei 1990V betrieben. Die außerhalb der Falle gebildeten langsamen Ionen werden hier reflektiert und gelangen nicht in den Analyse magneten. Mit dieser Einstellung werden zusätzlich die Ionen aus der Falle optimal in den Analyse magneten transportiert. Der Elektronenstrahlstrom beträgt 30mA bei 22kV Beschleunigungsspannung.

Im Fall der kontinuierlichen Extraktion bleiben die Ionen nur entsprechend ihrer Flugzeit durch die Falle einem starken Elektronenbombardement ausgesetzt. Der Kompensationsgrad hängt je nach Druck davon ab, wieviel Ionen gebildet werden und wieviel Ionen die Falle verlassen. Wird der Druck stark erhöht, stellt sich Überkompensation ein. In diesem Fall werden die Ionen allerdings radial aus der Falle beschleunigt. Trotz weiter steigender Stromdichte nehmen höhere Ladungszustände und der extrahierte Ionenstrom ab, da sich die Verweilzeit der Ionen in der Falle reduziert. In

Abhängigkeit vom Kompensationsgrad läßt sich der Ionenstrom aus der maximalen Elektronenzahl (10) multipliziert mit dem Quotienten aus der mittleren Verweildauer und Ionisationszeit bestimmen.

$$N_i = f \cdot N_e \cdot \frac{t_i}{\tau} = f \cdot \sqrt{\frac{m_e}{2e^3}} \cdot l \cdot \frac{I}{\sqrt{U}} \cdot \frac{l}{v_i} \cdot \frac{j_e \cdot \sigma_{q+1}}{e} \quad (38)$$

Für den Ionenstrom ergibt sich daraus mit

$$I_i = A q n_i v_i \quad \text{und} \quad n_i = \frac{N_i}{V}$$

$$I_{q+1} = f \cdot \sqrt{\frac{m_e}{2e^3}} \cdot l \cdot \frac{I_e}{\sqrt{U_e}} \cdot j_e \cdot \sigma_{q+1} \cdot \quad (39)$$

Den maximalen Ionenstrom erhält man für $f=1$. Eine andere Abschätzung ergibt sich aus der Zahl der Ionen, die pro Volumeneinheit und Zeitintervall gebildet werden. Wobei die Teilchendichte an neutralen Atomen nach den Gasgesetzen wie $n_0 = 3,2 \cdot 10^{16} \cdot p$ vom Druck (in Torr) abhängt.

$$\eta_i = n_0 \cdot n_e \cdot v_e \cdot \sigma_{q0 \rightarrow q1} = 3,2 \cdot 10^{16} \cdot p \cdot \frac{j_e}{e} \cdot \sigma_{q0 \rightarrow q1} \quad (40)$$

Dabei ist n_e die Volumendichte der Elektronen, v_e die Relativgeschwindigkeit zwischen Elektronen und Restgas und σ der Wirkungsquerschnitt zur Bildung eines Ar Ions aus dem Neutralgas. Im stationären Zustand bilden die Ionen, die während der mittleren Flugzeit t_i gebildet werden, den Strom.

$$n_i = 3,2 \cdot 10^{16} \cdot p \cdot \frac{j_e}{e} \cdot \sigma_{q0 \rightarrow q1} \cdot t_i = 3,2 \cdot 10^{16} \cdot p \cdot l \cdot \frac{j_e \cdot \sigma_{q0 \rightarrow q1}}{e \cdot v_i} \quad (41)$$

Woraus für den Strom

$$I_i = A \cdot 3,2 \cdot 10^{16} \cdot p \cdot l \cdot j_e \cdot \sigma_{q0 \rightarrow q1} = 3,2 \cdot 10^{16} \cdot p \cdot l \cdot I_e \cdot \sigma_{q0 \rightarrow q1} \quad (42)$$

folgt. Während (42) streng genommen nur für Ar^{1+} gilt, kann (39) für alle Ladungszustände geschrieben werden. Der maximale Ionenstrom wird bei vollständiger Kompensation erreicht, da danach t_i sinkt. Bei vollständiger Kompensation ist $n_i = \eta_i \cdot t_i = n_e$.

Aus (40) folgt

$$p_{komp} = \frac{1}{3,2 \cdot 10^{16} \cdot \sigma_{q0 \rightarrow q1}} \cdot \frac{1}{l} \cdot \frac{v_i}{v_e} = \frac{1}{3,2 \cdot 10^{16} \cdot \sigma_{q0 \rightarrow q1}} \cdot \frac{1}{l} \cdot \sqrt{\frac{m_e}{M_i}} \cdot \sqrt{\frac{U_i}{U_e}} \quad (43)$$

für den Druck. Nach Einsetzen von (43) in (42) ergibt sich

$$I_{i(\max)} = I_e \cdot \sqrt{\frac{m_e}{M_i}} \cdot \sqrt{\frac{U_i}{U_e}} \quad (44)$$

für den maximalen Ionenstrom. Setzt man (39) und (42) gleich, wobei (39) dann nur für die Produktion von Ar^{1+} gilt, erhält man

$$f = \frac{n_i}{n_e} = \frac{n_o}{n_e} \quad (45)$$

Die Menge der ionischen Ladung in der Falle entspricht der Anzahl an neutralen Atomen, und wenn die Falle kompensiert ist, der Zahl an Elektronen. Eine Erhöhung der Teilchendichte des Neutralgases (42), wie die der Elektronen (39), führt zu einer Erhöhung des Ionenstroms.

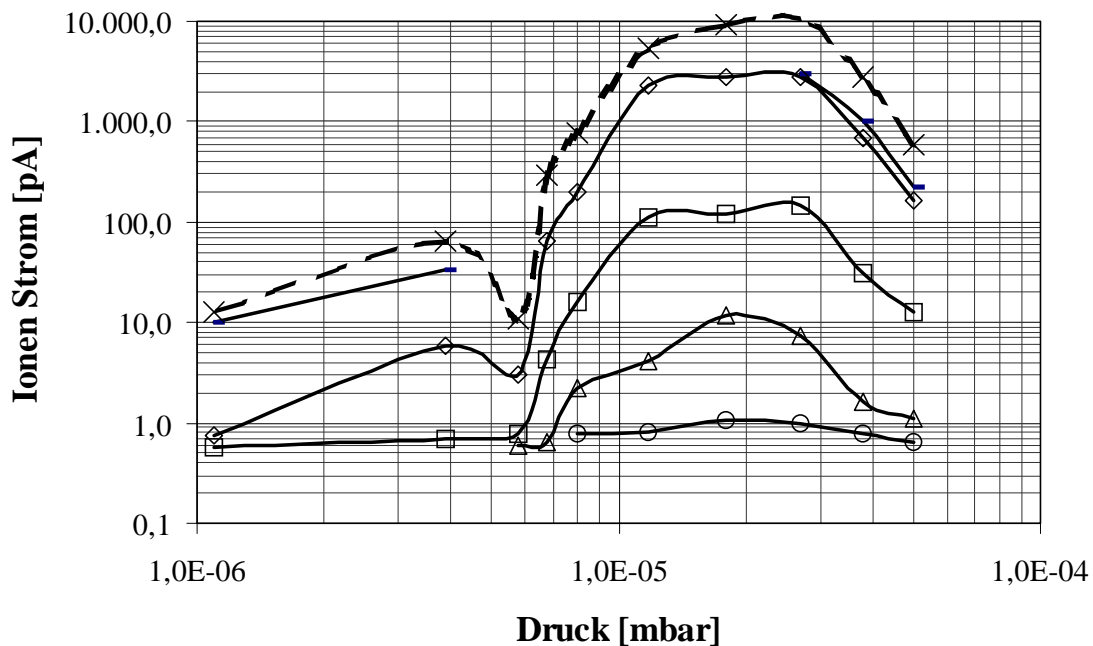


Abbildung 4.3.2. Ionenströme für einige Ladungszustände und den gesamten Ionenstrom (von unten Ar^{8+} , Ar^{7+} , Ar^{5+} , Ar^{3+} , Ar^{1+} durchgezogen und der Gesamtstrom gestrichelt).

Nach $6,0 \cdot 10^{-5}$ mbar steigt der Strom überproportional an.

Mit (39) und (44) ergibt sich $2,1\mu\text{A}$ beziehungsweise $2,4\mu\text{A}$ als Abschätzung für maximale Ionenströme. Die Diskrepanz erklärt sich aus den unterschiedlichen Ansätzen für die zwei Abschätzungen.

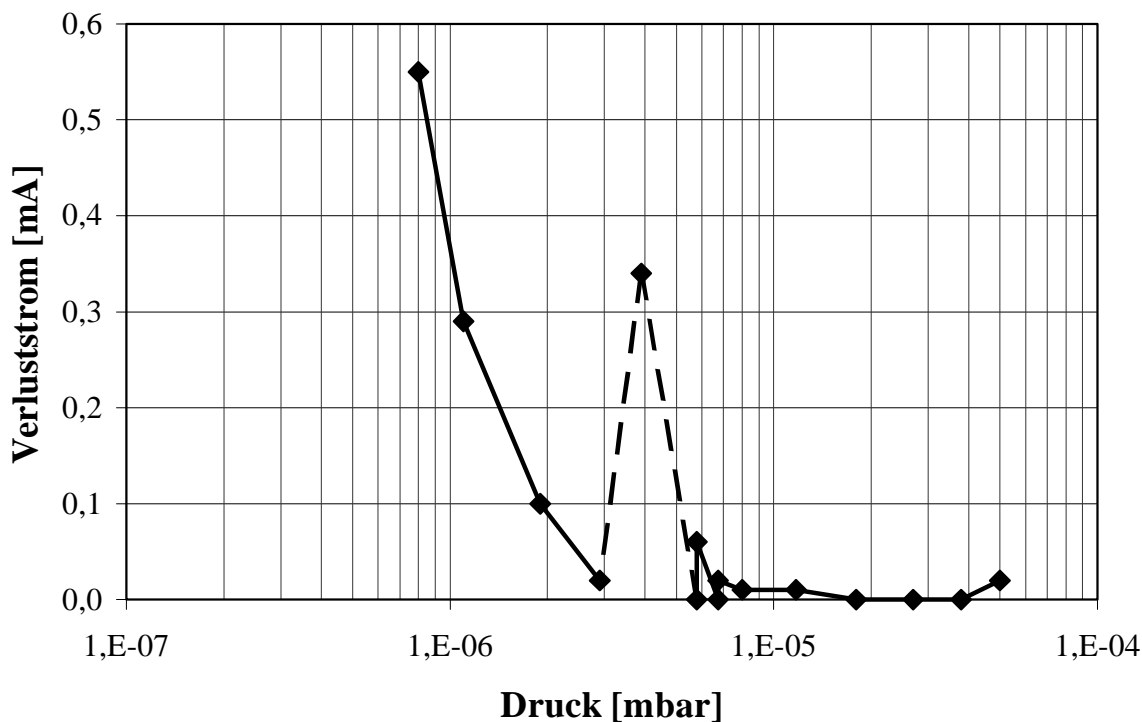


Abbildung 4.3.3. Verlustströme auf den Fallenelektroden für unterschiedliche Drücke. Der erhöhte Verluststrom bei $4,0 \cdot 10^{-6}$ mbar ist auf eine schlechte Fokussierung durch die Ionenquelle zurückzuführen.

Für diesen Quellbetrieb muß mit erheblich höheren Drücken gearbeitet werden als bei gepulster Extraktion. Nach (43) ergibt sich ein Druck von $2,6 \cdot 10^{-5}$ Torr für vollständige Kompensation des Elektronenstrahls. Aufgrund des damit verbundenen hohen Ion-Atom-Elektronenaustausches sind höhere Ladungszustände als Ar^{8+} nicht zu erreichen. Da Quellparameter wie Elektronenstrom und Fallendimensionen in dem Experiment konstant gehalten werden, kann der in Abbildung 4.3.2. zu sehende überproportionale Stromanstieg nicht nur auf die Druckerhöhung zurückgeführt werden. Die in Abbildung 4.3.2. dargestellten Ionenströme zeigen nach $6,0 \cdot 10^{-8}$ mbar Druck einen starken Anstieg. Die höheren Ladungszustände wie Ar^6 bis Ar^8 treten ab diesem Druck in den Spektren auf. Lediglich ein zusätzlicher Anstieg der Stromdichte kann die Zunahme in Strom und Ladungszustand erklären. Ein zusätzliches Indiz für die Selbstfokussierung ist die Abnahme der Verlustströme bei steigendem Druck (Abbildung 4.3.3.). Der bei $4,0 \cdot 10^{-6}$ mbar zu sehende hohe Ionenstrom ist mit erhöhten Verlustströmen auf die Fallenelektroden zu erklären. Diese führen zu Desorptionen, die den lokalen Druck in der Falle erhöhen. Der Anstieg im Ionenstrom zwischen $6,0 \cdot 10^{-6}$ mbar und $2,0 \cdot 10^{-5}$ mbar korreliert gut mit dem aus Gleichung (44) berechneten Druck für vollständige Kompensation. Der gemessene

maximale Ionenstrom von 10nA beträgt 0,5% vom maximalen abgeschätzten Ionenstrom. Dies korreliert mit den 0,5% an Ausbeute, die bei gepulster Extraktion erreicht werden. In beiden Fällen läßt sich dies mit dem langen Weg zwischen Ionenfalle und Ionennachweis erklären. Insbesondere stellt der Kollektor eine starke Ionenlinse dar, die wahrscheinlich nur die nahe der Achse befindlichen Ionen zum Nachweis transportiert. Die Abnahme der Ionenströme oberhalb $3,0 \cdot 10^{-5}$ mbar ist auf die Überkompensation des Elektronenstrahls zurückzuführen. Wie im Eingang dieses Abschnitts beschrieben, sinkt die Verweildauer der Ionen im Elektronenstrahl aufgrund der positiven Raumladung.

4.4. Einfluß der Elektronenstrahlfokussierung auf die Selbstfokussierung in der Wechselwirkungszone

Folgt man Kapitel 2.4. muß der Elektronenstrahl unter einem steilen Winkel in die Fallenregion eingeschossen werden, um hohe Stromdichten zu erzielen. Die Abbildung 2.6.5. legt allerdings nahe, daß bei der Nutzung der Selbstfokussierung des Elektronenstrahls eine gegenläufige Strategie verfolgt werden muß. Die Stromdichte kann durch die Selbstfokussierung ansteigen, wenn der Elektronenstrahl unter einem moderaten Winkel und einem kleinen Radius in die Kompensationszone eingeschossen wird.

Es werden Spektren für unterschiedliche Linseneinstellungen aufgenommen. Dabei wird die Brechkraft der ersten Linse erhöht und die Brechkraft der zweiten Linse so optimiert, daß minimale Verlustströme an den Fallenelektroden auftreten. Für die Messungen werden die Ionen für 80ms in die Falle eingeschlossen und wie in Kapitel 3.4. beschrieben extrahiert. Der Strahlstrom beträgt 30,6mA bei einem Druck von $2,0 \cdot 10^{-8}$ mbar. Der Restgasdruck liegt bei $1,7 \cdot 10^{-8}$ mbar. Wie in Kapitel 3.4. beschrieben, wird die mittlere und die häufigste Stromdichte der Spektren bestimmt.

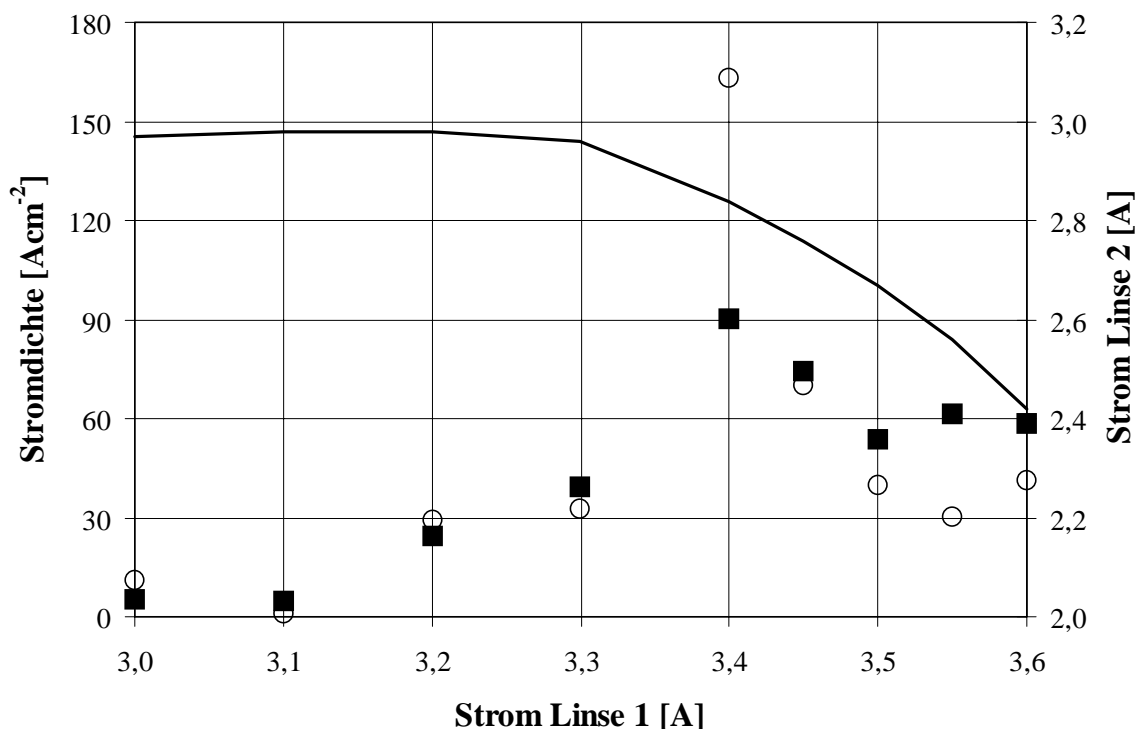


Abbildung 4.4.1. Mittlere (Quadrate) und häufigste (Kreise) Stromdichte in Abhängigkeit von der Linse nach der Elektronenkanone. Der nachgeregelte Strom der Linse vor dem Wechselwirkungsraum (kontinuierlich) ist auf der rechten Skala dargestellt.

Die Abbildung 4.4.1 zeigt die mittlere und häufigste Stromdichte in Abhängigkeit des Einschusses des Elektronenstrahls in den Wechselwirkungsraum. Auf der rechten Skala ist

der justierte Strom der Linse zwei dargestellt. Die häufigste Stromdichte läßt eine optimale Einschußbedingung erkennen. Betrachtet man die mittlere Stromdichte der Spektren, ist zu erkennen, daß die Stromdichte groß bei einer hohen Brechkraft der ersten Linse und klein bei einer hohen Brechkraft der zweiten Linse ist. Mit der hohen Brechkraft der ersten Linse erreicht man, daß der Elektronenstrahl nicht weit aufgeht, man erhält einen kleinen Einschußradius. Mit der niedrigen Brechkraft der zweiten Linse wird ein flacher Einschußwinkel erzielt. Die Aussage aus Kapitel 2.6. läßt sich also bestätigen. Die Abbildung 2.6.5. bestätigt auch das Maximum in der häufigsten Stromdichte. Bei einer Kombination von Einschußwinkel und Einschußradius wird die Stromdichte maximal. Wird der Winkel noch flacher und der Einschußradius zu klein, sinkt die Stromdichte wieder.

5. Zusammenfassung

Für Elektronenstrahlionenquellen sind die Stromdichte und die Energie die ausschlaggebenden Größen zum Erreichen hoher Ladungszustände. Herkömmliche EBIS/T verwenden ein externes magnetisches Feld zur Kompression des Elektronenstrahls. Im Rahmen dieser Dissertation wurde eine „magnetfeldfreie“ EBIS/T realisiert, mit der die Selbstkompression eines teilrelativistischen Elektronenstrahls nachgewiesen werden konnte, womit ein vielversprechender Meilenstein auf dem Weg zu einer Super-EBIS/T mit Energien im Bereich von 300 – 500 keV erreicht wurde.

Es wurde eine Apparatur aufgebaut, die es ermöglichte, einen Elektronenstrahl unter verschiedenen Winkeln in die Ionenfalle einzuschießen. Durch numerische Simulationen wurde die Elektronenkanone mit dem Ziel einer möglichst kleinen rückwärtig projizierten Kathode optimiert, um die fokussierbare Stromdichte zu erhöhen. Um sphärische Aberrationen des abbildenden Linsensystems zu korrigieren, wurde die Driftstrecke zwischen Elektronenkanone und Ionenfalle mit „clearing“ Elektroden versehen, die es ermöglichten, einen definierten Kompensationsgrad im Elektronenstrahl einzustellen. Im Anschluß an den Kollektor wurden die Ionen mit einem Sektormagneten analysiert.

Zunächst wurde experimentell bestätigt, daß sich sphärische Aberrationen korrigieren lassen, wenn der Elektronenstrahl im Bereich des Linsensystems gezielt partiell kompensiert wird. Mit dem nichtlinearen Kompensationsgrad konnte die defokussierende Kraft der Raumladung gerade so angepaßt werden, daß sie die radial zunehmende Fokussierung der Linse (sphärische Aberration) korrigiert. „clearing“ Elektroden sorgten dafür, daß im Außenbereich des Elektronenstrahls gebildete Ionen den Strahl verließen. Nur der innere Bereich konnte nach Maßgabe der Potentialdifferenz kompensieren. Messungen der Verlustströme an den Elektroden der Ionenfalle zeigten, daß nur mit dieser Kompensation der Elektronenstrahl bei hohen Strahlströmen durch die Ionenfalle transportiert werden konnte.

Bei kontinuierlicher Ionenextraktion konnte bei Erhöhung des Gasdrucks in der Ionenquelle ein überproportionales Ansteigen des Ionenstroms gemessen werden. Mit der Annahme konstanter Stromdichte sollte der Ionenstrom lediglich linear steigen. Zusammen mit der gleichzeitigen Reduktion der Verlustströme auf die Fallenelektroden war dies ein erster Hinweis für die Erhöhung der Stromdichte durch zunehmende Kompensation der elektronischen Raumladung im Fallenbereich.

Eine genaueres Bild über die Entwicklung der Stromdichte wurde aus Spektren abgeleitet, die bei gepulster Extraktion aufgenommen wurden. In einer Elektronenstrahlionenquelle werden Ionen durch sukzessive Ionisation gebildet. Die Ladungszustandsverteilung der

gebildeten Ionen ist proportional zur Dichte der ionisierenden Elektronen und zur Einschlußzeit, der die Ionen dem Elektronenbeschuß ausgesetzt sind. Bei konstanter Stromdichte erreichen aufeinanderfolgende Ladungszustände maximale relative Häufigkeit ungefähr bei einer Verdopplung der Einschlußzeit. Die aufgenommenen Spektren wichen deutlich von diesem Schema ab. Anstelle einer regulären Ladungszustandsentwicklung wiesen die Spektren nach 20ms Einschlußzeit zwei Verteilungen auf. Die erste Verteilung hatte ein Maximum bei Ar^{2+} , während die zweite ihr Maximum bei Ar^{8+} hatte. Die höher geladene Verteilung war mit dem Auftreten hoher Ladungszustände bis Ar^{12+} verbunden. Bei einer weiteren Erhöhung der Einschlußzeit ging die niedrig geladene Verteilung in die hoch geladene über, bis bei 160ms nur noch ein hoch geladenes Spektrum vorhanden war. Ein Vergleich mit Modellrechnungen ergab für niedrig geladene Ionen (3Acm^{-2} für Ar^{2+} bei 20ms Einschluß) eine geringe Stromdichte und einen kontinuierlichen Übergang zu hohen Stromdichten (300Acm^{-2} für Ar^{12+} bei 20ms Einschluß) bei hoch geladenen Ionen. Aufgrund des „evaporative cooling“ sammeln sich hoch geladene Ionen in der Mitte des Elektronenstrahls. Da der Elektronenstrahl von innen nach außen kompensiert, setzt die Selbstkompression innen ein und führt dort zu hohen Stromdichten. Man erhält eine während der Einschlußzeit variierende Stromdichteverteilung im Elektronenstrahl. Eine Aussage über die Häufigkeitsverteilung der Stromdichtewerte gelang über die Wichtung der berechneten Stromdichte mit der Menge an ionischer Ladung, die in den Ladungszuständen vorhanden war. Mit diesen Werten konnten mittlere Stromdichtewerte für den Elektronenstrahl berechnet werden. Es wurde die mittlere Stromdichte für den gesamten Elektronenstrahl und für die beiden Ladungszustandsverteilungen berechnet. Dabei begann die mittlere Stromdichte des Elektronenstrahls mit der Stromdichte der niedrig geladenen Verteilung (13Acm^{-2} ; 5ms) und ging bei Erhöhung der Einschlußzeit in die mittlere Stromdichte der hoch geladenen Verteilung über (110Acm^{-2} ; 80ms). Das Maximum der mittleren Stromdichte für die hoch geladene Verteilung lag bei 170Acm^{-2} für 40ms Einschlußzeit. Nachdem der Elektronenstrahl bei 40ms kompensiert wurde, sanken die mittleren Stromdichten. Dies lag an der nun dominierenden Heizung durch Coulombstöße der Strahlelektronen an den eingeschlossenen Ionen, wodurch deren Ausbeute verringert wurde.

Diese Ergebnisse stehen im Einklang mit numerischen Integrationen der Randstrahlgleichung. Dazu wurden Berechnungen für verschiedene Kompensationsgrade und Elektronenstrahlemittanzen durchgeführt. Für Emittanzwerte um $2 \cdot 10^{-3} \text{cm mrad}$ ergab sich eine gute Übereinstimmung mit den gemessenen Stromdichten. Die Rechnungen bestätigten, daß die Emittanz und der Einschluß des Elektronenstrahls in die Ionenfalle die kritischen Größen sind, um eine Selbstkompression des Elektronenstrahls bei einer Energie von 22keV und 30mA Strahlstrom beobachten zu können.

Die in dieser Arbeit untersuchte Selbstkompression des Elektronenstrahls kann genutzt werden, um bei einer XEBIS/T mit Elektronenstrahlenergien größer als 200keV deutlich höhere Stromdichten zu erzielen, als bei heute üblichen EBIS/T. Sie eignet sich deshalb besonders für die Erzeugung höchst geladener schwerer Ionen, weil die angewandte

Technik bei kommerziellen Elektronenstrahl-Schweißanlagen industriell ausgereift ist, wohingegen die herkömmlichen EBIS/T weltweit (Livermore, Dubna, Tokio, Freiburg) die gesetzten Erwartungen hinsichtlich der erreichbaren Elektronenenergien bisher verfehlen.

Auch für den stets problematischen Einschub niedrig geladener Ionen, die außerhalb der EBIS/T erzeugt werden, kann die Selbstkompression genutzt werden. Der Elektronenstrahl weist zu Beginn der Ionisierung einen großen Durchmesser auf, wodurch der Einschub in den Strahl erleichtert wird. Während der Höherionisierung der eingefangenen Ionen komprimiert sich der Elektronenstrahl zu der zum Erreichen höchster Ladungszustände notwendigen Stromdichte dann von selbst.

6. Literaturverzeichnis

- [1] E.D. Donets, V.I Ilyushchenko, *Electron Beam Ion Sources*, JINR R7-4124, 1986
- [2] R. Becker, *Handbook of Ion Sources*, edited by B. Wolf (CRC, Boca Raton, New York, London, Tokyo, 1995)
- [3] D.A. Knapp, R.E. Marrs, S.R. Elliott, E.W. Magee, R. Zasadzinski, *A high-energy electron beam ion trap for production of high-charge high-Z ions*, Nucl. Instr. And Meth. A334 (1993) 305-312
- [4] H. Thomae, *Realisierung einer Elektronenstrahlionenquelle und -falle, ohne fokussierendes Magnetfeld*, Dissertation Institut für Angewandte Physik Frankfurt (1994)
- [5] H. Bongers, *Optimierung einer Magnetfeldlosen Elektronenstrahlionenquelle*, Diplomarbeit Institut für Angewandte Physik Frankfurt (1995)
- [6] M. Kleinod, R. Becker, H. Bongers, M. Weidenmüller, B. Zipfel and E.D. Donets, *Rev. Sci. Instrum.* 67, 9869 (1996)
- [7] W. H. Bennett, *Magnetical Self-Focussing Streams*, *Phys. Rev.* 45 890 (1934)
- [8] R.E. Rand, *Transport of self-field dominated dc low-energy electron beams through low-pressure gases*, *J. Appl. Phys.* 62 (5) 1639 (1987)
- [9] D. Fritz, L. Rudolph, *Characterization of Electron Beams, the Basis for Future Advancements*, TWI Power Beam Technology, Second International Conference at Stratford upon Avon. 1990
- [10] U. Dilthey, S. Böhm, A. Goumeniouk, T. Welters, O.K. Nazarenko and K.S. Akopjanz, *The Focussing of Electron Beam Effected by Ion Compensation and Self Magnetic Field*, IHW Doc. No. IV-702-98
- [11] J.D. Lawson, *The Physics of Charged Particle beams*, (Oxford University Press, Oxford, 1977), 194 u. 201
- [12] G.H. Zapalac, *Simulation of a dc electron beam strongly influenced by self- fields*, *Phys. Rev. Spec. Top. Vol.2* 114201 (1999)

-
- [13] S.P. Sabchevski und G.M. Mladenov, *Computer simulation of electron beams*, J. Phys. D: Appl. Phys. 27 690-697 (1994)
- [14] G. Martinez, R. Becker, *Numerical Simulation of the Pinching of Partially Neutralized Relativistic Electron Beams*, Phys. Rev., ST-Accel. Beams, 10 104201 (2000)
- [15] R. Becker, E.D. Donets, M. Kleinod, H.S. Magolis und J. Silver, *A Design Study for an European Super-EBIT/EBIS*, Rev. Sci. Instrum. 67, 9869 (1996)
- [16] M. Mücke, *Statusbericht zur bisherigen Arbeit auf dem Gebiet der magnetfeldfreien Elektronenstrahlionenquellen und -fallen*, Internal Report IAP, Universität Frankfurt 96-1
- [17] M. Mücke, R. Rao, R. Becker und M. Kleinod, *Study of the feasibility of self focusing of a relativistic electron beam in an electron beam ion source/trap*, Rev. of Sci, Instrum. 69, 691 (1998)
- [18] I. Langmuir, *Theoretical Limitations of cathode Ray Tubes*, Proc. IRE 8, 25 (1937)
- [19] L.W. Swanson, G.A. Schwind, *A Review of the ZrO/W Schottky Cathode*, Handbook of Charged Particle optics, CRC Press Boca Raton New York, 77 (1997)
- [20] C.W. Oetley, *The Scanning Electron Microscope*, Cambridge University Press, London, (1977)
- [21] R. Becker und M. Mücke, *Correction of Spherical Aberrations of Lenses by Partially Compensated Beam Parts*, Nucl. Instr. and Meth., A 427, 299-305 (1999)
- [22] R. Hutter, *Beams with Space-Charge*, in *Focussing of Charged Particles II*, edited by A. Septier, Academic, New York, London, Paris, Kap.3.1 (1967)
- [23] W. Lotz, *Electron-Impact Ionization Cross-Sections*, Zeitschrift für Physik, 1968
- [24] E. Baron, *Programme de calcul d'ionisation par impact électronique application à la source d'ions lourds à confinement*, IPN-73-05 (1973)
- [25] R. Becker und M. Kleinod, *Space charge compensation of electron beams by thermal ions and the production of highly charged ions in EBIS and EBIT*, Rev. Sci. Instrum. 65 (4), 1063 (1994)
- [26] L. Teske, *Dielektronische Rekombination von Ar-Ionen mit freien Elektronen*, Diplomarbeit Institut für Angewandte Physik Frankfurt (1994)

-
- [27] M.A. Levine, R.E. Marrs, J.R. Henderson, D.A. Knapp und M.B. Schneider, *Physica Scripta*, T22, 157 (1988)
- [28] E.D. Donets, *Phys. Elem. Part. Atomic Nucleus* 13, 941 (1982)
- [29] M.B. Schneider, M.A. Levine, C.L. Bennett, J.R. Henderson, D.A. Knapp und R.E. Marrs, *Evaporative cooling of highly charged ions in EBIT: an experimental realisation*, ed. by R.E. Marrs, UCRL-ID-110491, 65-72 (1992)
- [30] R. Becker, *Space Charge Compensation at Thermal Beams*, IL NUOVO CIMENTO Vol. 106A, N.11 (1993)
- [31] P.A. Lindsay, *Velocity Distribution in Electron Streams*, Chapter IV, Research Laboratories of The General Electric Company Ltd., Wembley, England
- [32] C. Lejeune und J. Aubert, *Emittance and Brightness: Definitions and Measurements*, *Advances in Electronics and Electron Physics*, Supl. 13A, 159
- [33] G. R. Brewer, *High- Intensity Electron Guns in Focussing of Charged Particles II*, edited by A. Septier, Academic, New York, London, Paris, Kap.3.2 (1967)
- [34] I. Langmuir und K.B. Blodgett, *Currents limited by space charge between concentric spheres*, *Phys. Rev.* 24, 49 (1924)
- [35] W. B. Herrmansfeld, *EGUN- An Electron Optics and Gun Design Program*, SLAC Report 331, (1988)
- [36] R. Becker, W. B. Herrmansfeld, *IGUN- A Program for the simulation of positive ion extraction including magnetic fields*, *Rev. Sci Instrum.* 63 (4), (1992)
- [37] R. Becker, *Numerical Simulations in the Vicinity of the Virtual Cathode Regime in Space charge effects in formation of intense low energy beams*, ed. E.D. Donets, E.E. Donets und I.N. Meshkov, Dubna JINR (19) 1999
- [38] H.A. Enge, *Deflecting Magnets in Focussing of Charged Particles II*, edited by A. Septier, Academic, New York, London, Paris, Kap.4.2 (1967)
- [39] M. Kleinod, *Eine kontinuierlich arbeitende Elektronenstrahlionenquelle im Flugzeitbetrieb*, Dissertation Institut für Angewandte Physik Frankfurt (1977)

Lebenslauf

Name	Michael Mücke
Geburtsdatum	01.03.1968
Geburtsort	61231 Bad Nauheim
Staatsangehörigkeit	deutsch
Familienstand	verheiratet, ein Kind
Schulbildung	1974 - 1978 Grundschule Okarben 1978 - 1979 Augustinergymnasium Friedberg (Hessen) 1979 - 1985 gymnasialer Zweig Gesamtschule Friedberg (Hessen) 1985 - 1988 Burggymnasium Friedberg (Hessen), Abitur
Studium	1988 - 1994 Studium der Physik an der Johann Wolfgang Goethe-Universität in Frankfurt am Main November 1990 Vordiplom Dezember 1994 Diplom Thema der Diplomarbeit: Energieanalyse der von hoch geladenen Ionen an Oberflächen ausgelösten Sekundärelektronen und zerstäubten Atomen. 1995 Beginn der Arbeit an der vorliegenden Dissertation. Juni 1996 Teilnahme an 2nd Euroconference on atomic physics with stored highly charged ions in Stockholm mit einem Poster zur Dissertation Juli 1996 Förderung des Promotionsthemas durch die Deutsche Forschungsgesellschaft Juli 1996 Aufnahme einer beruflichen Tätigkeit und Fortsetzung der Promotion März 1997 Besuch der Frühjahrstagung der DPG in Mainz mit einem Poster zur Promotion September 1997 Teilnahme am 7ten EBIS-workshop in Gelnhausen mit einem Vortrag zur Dissertation September 1998 Besuch der HCI in Bensheim mit einem Poster zur Promotion August 2000 Teilnahme an der HCI in Berkeley mit einem Poster zu den Ergebnissen der Promotion November 2000 Besuch des 8ten EBIS-workshops in Brookhaven N.Y. mit einer Präsentation der Ergebnisse der Promotionsarbeit
Beruf	Juli 1996 Angestellter der Firma Singulus Technologies AG Tätigkeit in der Entwicklungsabteilung mit der Verantwortlichkeit für die Neuentwicklung einer DC Zerstäubungskathode März 1998 Teilnahme an der REPLItech Europe in Uetrecht mit einem Vortrag über die Neuentwicklung einer DC Zerstäubungskathode Juni 1999 Teilnahme an der REPLItech North America in San Francisco mit einem Vortrag über einen automatischen Regelkreis zur Steuerung einer DC Magnetronkathode

Akademische Lehrer

N. Adasch , R. Becker, H. Berckhemer, B. Brosowski, T. Elze, W. Grill, K. -O. Groenefeld , H. Haug, K. Hainer, P. Junior, W.H. Kegel, H. Klein, A. Lacroix, B. Lüthi , W. Martiensen, J. Maruhn, E. Mohler, G. Müller, K.H. Müller, A. Schaarschmidt , A. Schemp, D. Wolf

Die letzte Seite gilt allen Personen, die ihren Anteil am Zustandekommen dieser Arbeit hatten.

Herrn Prof. Dr. H. Klein danke ich für die Aufnahme in das Institut für Angewandte Physik und für sein Interesse am Vorankommen dieser Arbeit.

Meinem Doktorvater, Herrn Prof. Dr. Reinard Becker, gilt mein besonderer Dank für sein ständiges Interesse und für seine Ideen, die diese Arbeit erheblich vorangebracht haben. Für sein Verständnis gegenüber Verzögerungen, die bei einer Teilzeitpromotion auftreten, bin ich ebenfalls sehr dankbar.

Herrn Dr. Michael Kleinod gilt mein Dank für seine Unterstützung. Sein Erfahrungsschatz war ein unentbehrliches Hilfsmittel.

Dem technischen Assistenten Stefan Rodrian danke ich für seine ausdauernde Hilfe. Die Hochspannungsplattform ist in weiten Zügen ein Zeichen seiner Schaffenskraft.

Mein besonderer Dank gilt ebenfalls Dr. Roberto Rao für seine tatkräftige Mitarbeit im Projekt. Meinen Kollegen Dipl.-Phys. Bernhard Zipfel und Dr. Oliver Kester bin ich für viele anregende Gespräche dankbar. Meinen Kollegen Dipl.-Phys. Holger Höltermann, kand. Dipl.-Phys. Rüdiger Klaen, Dipl.-Phys. Michael Rückert, kand. Dipl.-Phys. Karsten Schuhmann, Dipl.-Phys. Michael Weidenmüller und Dr. Axel von der Weth bin ich für ein freundliches und abwechslungsreiches Arbeitsklima dankbar.

Der Institutswerkstatt unter der Leitung von Herrn Mechanikermeister G. Hausen bin ich ebenfalls zu Dank verpflichtet. Kleine, filigrane Elektroden wurden ebenso zuverlässig und genau gefertigt und bearbeitet wie schwere Eisenplatten.

Herrn I. Müller bin ich für die prompte Reparatur beschädigter elektronischer Geräte dankbar. Die Netzgeräte zur Ansteuerung der Ablenkmagnete entstammen seiner Feder. Ohne seine fundierten Erfahrungen in der Hochfrequenztechnik wären viele Probleme nur schwer zu lösen gewesen.

Der Firma Singulus Technologies AG bin ich zu Dank verpflichtet. Es ist nicht selbstverständlich einem Mitarbeiter den Freiraum zu geben, den er benötigt, um einer Promotion nachgehen zu können.

Zu guter letzt danke ich meiner Familie, die mich auch in schwierigen Zeiten immer unterstützt hat.

Der Deutschen Forschungsgesellschaft danke ich für die Gewährung von Projektmitteln.