

# OPTIMIERUNG VON GITTER- SYSTEMEN FÜR ELEKTRO- STATISCHE TRIEBWERKE

---

E. HARTMANN, H. NEUMANN, M. TARTZ, R. DELTSCHEW

INSTITUT FÜR OBERFLÄCHENMODIFIZIERUNG  
PERMOSERSTR. 15  
04318 LEIPZIG

ABSCHLUSSBERICHT

FÖRDERKENNZEICHEN 50 JR 9941  
LAUFZEIT: 1.7.1999 BIS 30.11.2001

## INHALTSVERZEICHNIS

<b>1. Gesamtziel des Vorhabens .....</b>	<b>3</b>
1.1 Einleitung .....	3
1.2 Wissenschaftlicher Stand zu Beginn des Vorhabens .....	3
1.3 Aufgabenstellung.....	5
<b>2. Ergebnisse.....</b>	<b>6</b>
2.1 Dreidimensionale Simulation der Ionenextraktion .....	6
2.2 Bestimmung der Plasmaverteilung .....	14
2.3 Langzeitbetrachtung der Gittererosion.....	22
<b>3. Zusammenfassung .....</b>	<b>32</b>
<b>4. Literatur.....</b>	<b>33</b>

# 1. GESAMTZIEL DES VORHABENS

## 1.1 EINLEITUNG

Im Institut für Oberflächenmodifizierung (IOM) hat die selbstkonsistente Beschreibung von Ladungstransportprozessen nach der Methode der fraktionellen Schritte eine lange Tradition. Dieses Vorgehen führte zu sehr flexiblen und effektiven Beschreibungen elektronen- und ionenoptischer Probleme, die in enger Wechselwirkung mit dem der Validierung dienendem Experiment die Entwicklung entsprechender Anlagen im Institut unterstützen.

Im Rahmen eines ESA-Projektes (im GSTP-Programm) konnte diese Methodik auf die Behandlung spezieller Probleme von Iontriebwerken mit Multiaperturgittern im Auftrag der DASA (jetzt Astrium GmbH) erweitert und aufgrund der vorhandenen Ionenquellenkompetenz durch entsprechende Experimente validiert werden. Für einen weiteren Ausbau der gewonnenen nationalen Kompetenz in diesem speziellen Feld der Raumfahrt war eine Förderung im Sinne dieses Projektes notwendig und sinnvoll, zumal die erfolgreiche Mission der Sonde „Deep Space 1“ die Bedeutung von Gitteriontriebwerken untermauert und der aktuelle Stand der deutschen Entwicklungen (Astrium GmbH) eine baldige Vermarktung verspricht. Erwähnenswert sind dabei auch noch positive Synergieeffekte der Ergebnissen der Gittersystemmodellierung mit z.B. der Ionenstrahl-Ultrapräzisionsbearbeitung, einer im IOM schwerpunktmäßig entwickelten Technologie zur Bearbeitung von optischen Oberflächen mit Anwendungsfeldern vor allen in der Satellitenkommunikation (spezielle Spiegel), der Weltallerkundung (Astrospiegel) und der Mikroelektronik (Lithographicobjektive).

## 1.2 WISSENSCHAFTLICHER STAND ZU BEGINN DES VORHABENS

Im Institut für Oberflächenmodifizierung (IOM) wird die selbstkonsistente Beschreibung vielfältiger Ladungstransportprozesse seit langem eingesetzt [Hartmann 89]. Mit dem Ziel einer Optimierung des Rechenaufwandes wurde der äußerst komplexe Prozeß der Bildung reaktiver Transienten, deren Reaktion mit sekundären Neutralteilchen und die vielfältigen Folgeprozesse nach der Methode der fraktionellen Schritte [Yanyenko 81] in aufeinanderfolgende, weitgehend unabhängig voneinander ablaufende Einzelereignisse gebrochen. Dadurch erhält die Beschreibung eine flexible modulare Struktur, die es nicht nur gestattet, den größten Aufwand auf die jeweils entscheidenden Prozesse zu richten, sondern auch verfügbare Bausteine aus der Literatur zu integrieren und den methodische Fortschritt ganzer Forschergruppen aktuell in die eigene Methodik aufzunehmen. Überdies ermöglicht diese Methodik eine Betrachtung der physikalischen Prozesse in einem weiten Parameterfeld und den Vergleich mit entsprechenden Experimenten. Die Ergebnisse werden in einer klaren Struktur geliefert, dies erleichtert deren Systematisierung.

Nach dem beschriebenen methodischen Grundmuster wurde beispielsweise die Entwicklung neuartiger Gasedetektionssysteme [Döring 93] und eines Zweikathoden-Niederenergie-Elektronenbeschleunigers [Anderl 96, Tartz 99-1] wesentlich beeinflusst.

Auch in der Optimierung und problemorientierten Anpassung der Gittersysteme der am IOM entwickelten Familie von Breitstrahl-Ionenquellen konnte diese Methodik bereits sehr effektiv eingesetzt werden [Tartz 97]. Mit dem Programm IGUN [Becker 92] wird der Ionenstrahl aus

einem Gitterloch (*beamlet*) unter der Voraussetzung der axialen Symmetrie zweidimensional simuliert. Dabei wird angenommen, daß die *beamlets* voneinander unabhängig sind und somit der Einfluß der Nachbarlöcher vernachlässigt werden kann. Das Stromdichteprofil des Breitstrahles läßt sich berechnen, indem man die Beiträge aller *beamlets* in der vorgegebenen Entfernung vom Gitter aufsummiert.

Solange die Perveanz nicht zu klein wird, erzielt man mit diesem Vorgehen eine gute Übereinstimmung mit gemessenen Breitstrahlprofilen [Tartz 97]. Bei niedrigen Plasmadichten und hohen Extraktionsspannungen wurde jedoch im Vergleich zur Rechnung eine viel geringere Ionenstrahlhalbwinkeldivergenz gemessen. Die Berücksichtigung des Einflusses der benachbarten Gitterlöcher auf die Ionenstartbedingungen in einer sphärischen Näherung zeigte, daß diese Diskrepanz durch die Einbeziehung der dritten Dimension in die Simulation bedeutend verringert wird [Tartz 98]. Bestimmte Details, die die Axialsymmetrie stören, wie z.B. Gitterkrümmungen und Lochverschiebungen (*misalignment*), die einen wesentlichen Einfluß auf die Form des extrahierbaren Ionenstrahls und auf Gitterstandzeiten und –stabilitäten haben, konnten mit der bis dahin gegebenen 2D-Beschreibung auch nicht erfaßt werden. Eine realistische Beschreibung der Ionenextraktion sowohl im unteren Perveanzbereich als auch bei Störung der Axialsymmetrie in den Absaugsystemen setzt eine explizit dreidimensionale Behandlung voraus (vgl. auch [Hayakawa 98]).

In der Betrachtung der Lebensdauer von Ionentriebwerken hat sich die nach fraktionellen Schritten konzipierte, modulare Methodik besonders bewährt [Tartz 99-2]. In als Ionentriebwerke verwendeten Breitstrahl-Ionenquellen wird der Schub erzeugt durch den Rückstoß des beschleunigten Ionenstrahles (üblicherweise Xenon). Die primären Ionen erzeugen durch Umladungsstöße mit Neutralgasatomen sekundäre Ionen. Werden diese im Gitterbereich gebildet, können sie unter dem Einfluß des lokalen elektrostatischen Potentials zu einem der Gitter hin beschleunigt werden und dort beim Auftreffen aufgrund ihrer teils beträchtlichen Energie Material abtragen. Dieser Prozeß bestimmt wesentlich die Lebensdauer des Gittersystems und damit des Triebwerkes und letztlich des gesamten Raumflugkörpers. In der Literatur sind bereits 2D-[Zhang 93, Bond 95] und 3D-Codes [Arakawa 96] beschrieben, die den gesamten komplexen Prozeß nach einem expliziten Vielteilchenschema und dabei auch alle Einzelprozesse simultan behandeln. Der dadurch bedingte hohe Aufwand in der Durchführung der Simulationen und die schwierige Systematisierung der Resultate läßt eine Diskussion zur gezielten Lebensdaueroptimierung einer Ionenstrahl-optik nur in einem engen Parameterfeld zu. Im Rahmen des ESA-Projektes "*Grid Improvement*" im GSTP-Programm<sup>1</sup> haben wir zu dieser Problematik ein flexibles und modulares Simulationsprogramm nach dem methodischen Muster der fraktionellen Schritte entwickelt [Tartz 99-2]. Eine erste experimentelle Verifikation der Resultate wurde mit einer 40 mm HF-Ionenquelle an einer UHV-Apparatur in unserem Institut durchgeführt. Der Vorteil des Einsatzes der im Vergleich zu den RIT-Ionentriebwerken (Astrium GmbH) kleinen Ionenquelle liegt in der einfacheren und damit kostengünstigen Versuchsdurchführung. Dabei wurden an mehreren Gittersätzen unter verschiedenen Extraktionsbedingungen die mittleren integralen Erosionsraten durch Gewichtsverlustbestimmung in kurzer Zeit ermittelt und gut durch die Simulation nachvollzogen. Es fehlen jedoch experimentelle Daten über die Erosionsrate im weiteren Verlauf des Betriebes des Gittersystems.

---

<sup>1</sup> ESTEC-Contract No. 11933/96/NL/FG

### 1.3 AUFGABENSTELLUNG

In diesem Projekt sollte in bewährter enger Wechselwirkung zwischen Simulation und Experiment die entwickelte Methodik zur Beschreibung und Optimierung der Gittersysteme von Ionentriebwerken für den elektrischen Antrieb von Raumflugkörpern auf bisher nicht behandelbare Fälle ausgebaut werden, die aber in der zukünftigen Ionentriebwerkstechnologie eine große Rolle spielen. Die theoretische Komponente dieser Arbeit ist auf die 3D-Verallgemeinerung der bisher ausgearbeiteten Methodik gerichtet, um die symmetriebrechenden Effekte von Gitterfehlern und die Anforderungen an die Justiergenauigkeit einschätzen zu können. Ein weiterer Fortschritt in der Modellierung soll in der Beschreibung der Plasmabedingungen an der Plasmagrenzschicht erreicht werden. In einem Langzeitexperiment soll die Zeitabhängigkeit der Gittererosion untersucht werden. Das Experiment wird mit Messungen des Gitterabtrags, zahlreicher Strom-Spannungs-Kennlinien der Gitterkonfigurationen und von Ionenstromdichteprofilen die Daten zur Validierung der Simulationsergebnisse liefern. Die Plasma- und Extraktionsbedingungen sind punktuell mit plasmadiagnostischen Mitteln zu verifizieren.

## 2. ERGEBNISSE

### 2.1 DREIDIMENSIONALE SIMULATION DER IONENEXTRAKTION

Um die bislang gegebene Beschränkung auf eine 2D-Simulation zu überwinden, wurde der kommerziell verfügbaren 3D-Code KOBRA3 (P. Spädtke<sup>2</sup>) angeschafft und in die Simulationsstrategie eingearbeitet.

#### *Wechselwirkung benachbarter Löcher*

Zunächst wurde die über die Plasmagrenzschicht vermittelte Wechselwirkung zwischen benachbarten Gitterlöchern untersucht, um die Grenzen der 2D-Behandlung von ebenen, axialsymmetrischen Extraktionskonfigurationen ohne symmetriebrechende Elektrodenanordnungen zu bestimmen.

Hierzu wurde ein Ensemble von 7 hexagonal angeordneten Löchern eines Zweigittersystemes betrachtet (Abbildung 1). Die Lochdurchmesser sind mit 4 mm im Schirmgitter und 2.4 mm im Beschleunigungsgitter relativ groß. Die Gitter sind 0.6 mm bzw. 1.0 mm dick, der Gitterabstand beträgt 1.5 mm, der Loch-Loch-Abstand 4.4 mm. Alle Extraktionskanäle außer dem zentralen sind durch ein drittes Gitter geschlossen, wobei das dritte Gitter lediglich die Aufgabe hat, alle äußeren *beamlet* auszublenden, ohne dadurch die Extraktion und die zu betrachtende *beamlet*-Wechselwirkung zu beeinflussen, es ist deshalb unrealistisch dünn und nahe am Beschleunigungsgitter angeordnet. Damit sind die Auswirkungen der umgebenden *beamlet* auf das zentrale *beamlet* unmittelbar ersichtlich.

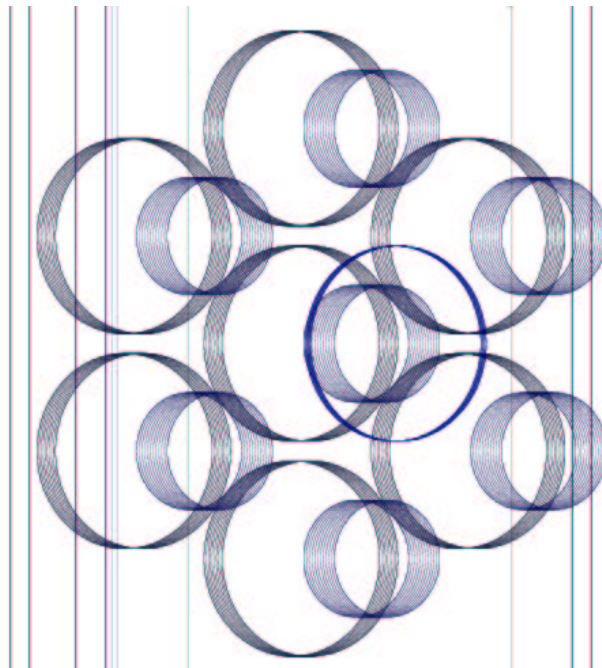


Abbildung 1: Ensemble von 7 Löchern in hexagonaler Anordnung (Sicht seitlich von aussen). Nur der zentrale Extraktionskanal ist im letzten Gitter geöffnet, alle anderen sind dort geschlossen.

<sup>2</sup> P. Spädtke, INP, Junkerstr. 99, 65205 Wiesbaden

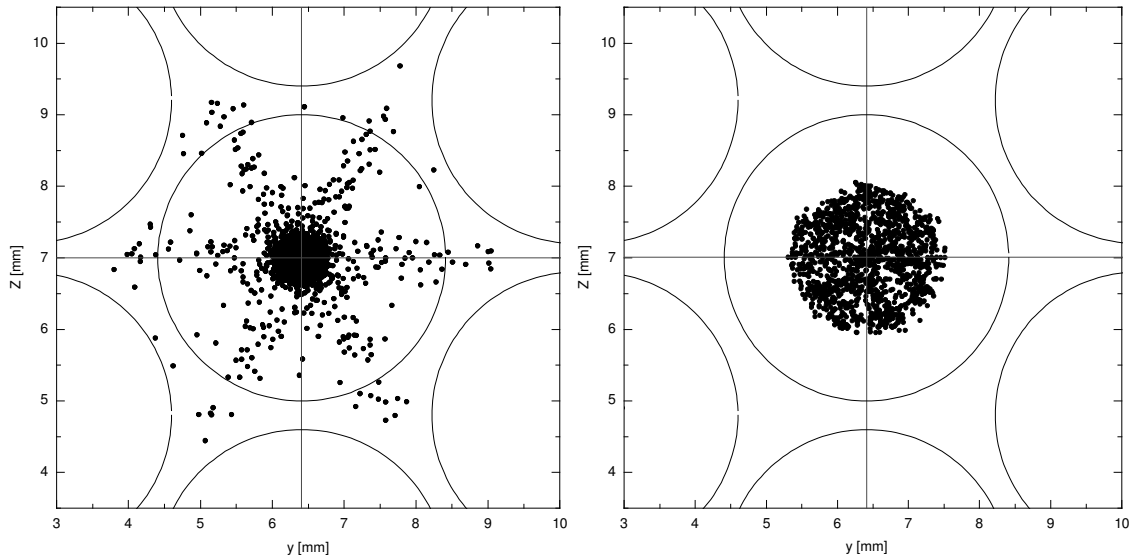


Abbildung 2: Beamletverteilung des zentralen beamlet am Ende der Rechendomäne (2.5 mm von Beschleunigungsgitter). links:  $j_{sb}=6.7 \text{ A/m}^2$ , rechts  $j_{sb}=14 \text{ A/m}^2$ . Kreise: Löcher im Schirmgitter.

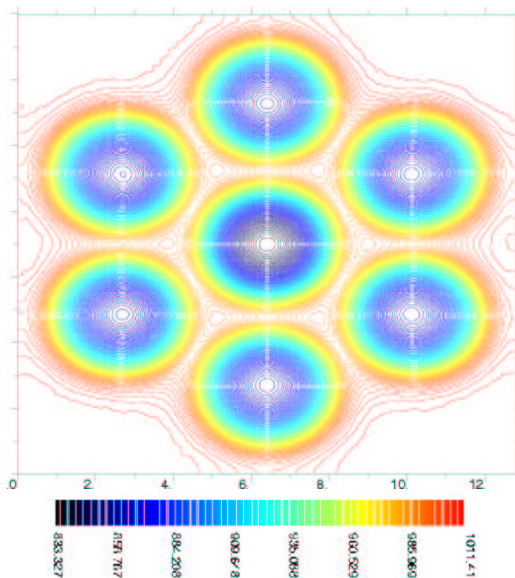


Abbildung 3: Potentialverteilung in der Grenzschicht, Ebene 0.2 mm vor dem Schirmgitter.

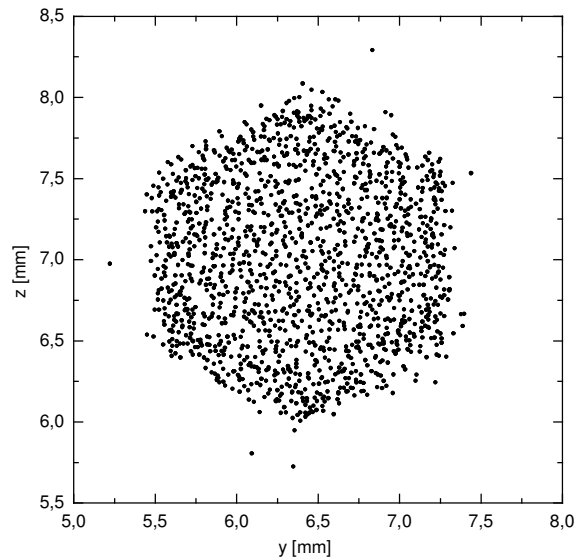


Abbildung 4: Form des zentralen beamlet im Schirmgitterloch.

Abbildung 2 zeigt die Verteilung der einzelnen Trajektorien des zentralen *beamlet* in einer Ebene am Ende der Rechendomäne im Abstand von 2.5 mm vom Beschleunigungsgitter. Bei niedriger Perveanz ( $2.6 \cdot 10^{-9} \text{ A/V}^{3/2}$ , linkes Bild) tritt eine hexagonale Form der äußeren Bereiche des *beamlet* auf, die bei einer doppelt so großen Perveanz nicht mehr zu beobachten ist (rechtes Bild).

Bei der niedrigen Perveanz ist die Grenzschicht dicker und ragt weit ins Plasma hinein, die Grenzschichtfläche, von der aus Ionen das Schirmgitterloch verlassen können, ist daher etwas größer als das Loch selbst. Die Grenzschicht wiederum bildet an den Lochzwischenräumen das hexagonale Lochmuster durch die unterschiedlich breiten Stege zwischen den Löchern ab (Abbildung 3), wodurch sich zunächst auch dem startenden *beamlet* eine sechseckige Form aufprägt (Abbildung 4). Da unter den hier betrachteten Bedingungen auch Ionen aus einem Bereich zwischen den Löchern extrahiert werden und diese vorwiegend den Rand des *beamlet* bilden, entsteht in etwas größerem Abstand (also z. B. hinter dem dritten Gitter) das hexagonale Muster. Bei wachsender Perveanz verringern sich die effektiv emittierende Grenzschichtfläche und die

Krümmung der Grenzschicht, so daß die symmetriebrechenden Auswirkungen auf das *beamlet* zurückgehen bzw. ganz verschwinden. Daraus folgt unmittelbar, daß ein vergrößerter Loch-Loch-Abstand bei konstanter Perveanz die hexagonale Beeinflussung der Grenzschicht vor allem in dem Bereich verringert, aus dem heraus Ionen das Schirmgitter verlassen können. Dies führt zu einer geringeren Störung des *beamlet*.

Die Stromdichte ist im Bereich der hexagonalen Ausläufer des *beamlet* gering und für praktische Zwecke irrelevant. Bei größerem Abstand vom Beschleunigungsgitter verschmieren sich darüberhinaus die Trajektorien zu einer wieder nahezu axialsymmetrischen Verteilung.

Die Perveanz, bei der diese hexagonale Beeinflussung der *beamlet*-Stromdichteverteilung verschwindet, ist im Vergleich zu den typischen Bedingungen eines Ionentriebwerkes sehr gering, so daß diese Effekte in einem Ionentriebwerk im normalen Betrieb nicht auftreten. Auch für den technologischen Einsatz einer Breitstrahl-Ionenquelle sind sie wenig bedeutsam.

Diese Ergebnisse zeigen, daß die Wechselwirkung benachbarter *beamlet* über die Plasmagrenzschicht nur bei so niedriger Perveanz auftritt, daß sie keine praktische Bedeutung erlangt. Es ist daher die zweidimensionale Näherung in der Beschreibung der Ionenextraktion und Formung des *beamlet* unter den typischen Bedingungen einer Breitstrahl-Ionenquelle für oberflächentechnologische Anwendungen gerechtfertigt. Dies gilt insbesondere für die typischen Konfigurationen eines Ionentriebwerkes, bei denen höhere Perveanzen erreicht werden. Lediglich im Falle eines Betriebes des Triebwerkes bei sehr niedrigen Strömen (z. B. *stand-by*-Zustand) kann solch eine hexagonale *beamlet*-Form auftreten und im Falle eines direkten Beschusses eines dritten Gitters dort eine hexagonale Lochveränderung hervorrufen (siehe z. B. ESA-XX [Bond 95]). Durch geeignete Wahl der Extraktionsspannungen läßt sich dies jedoch vermeiden.

#### *Nicht-axialsymmetrische Effekte*

In Extraktionssystemen können unter bestimmten Bedingungen Störungen der axialen Symmetrie auftreten. Diese können unbeabsichtigt sein, wie bei unzureichenden Fertigungstoleranzen und Justage der Gitter zueinander oder als Folge eventuell unterschiedlicher thermisch bedingter Ausdehnung der einzelnen Gitter. Derartige Effekte können aber auch zur Strahlformung gezielt eingebracht worden sein, wie in Schlüsselgittern oder ebenen fokussierenden Gittern.

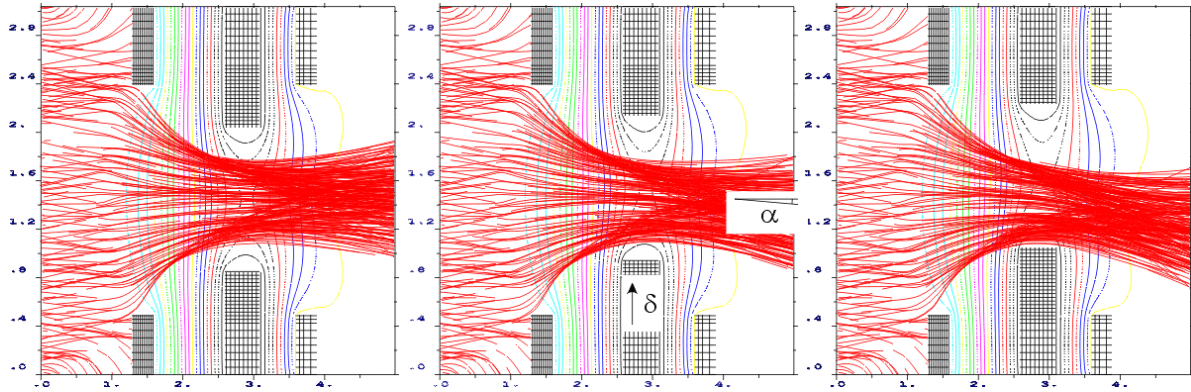
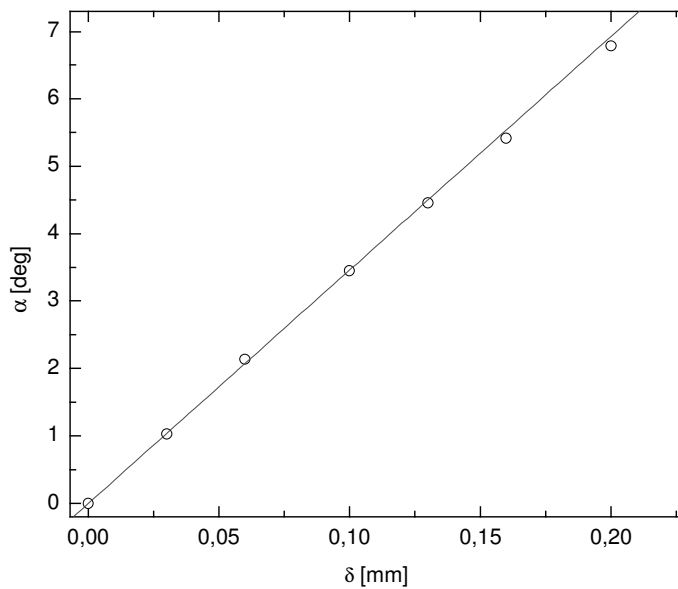
Es ist bekannt, daß ein Versatz der Löcher zueinander eine Ablenkung des Strahles bewirkt [Kaufman 79]. Bislang wurden Effekte des Lochversatzes experimentell im Hochenergiebereich (d. h. oberhalb 10 keV) für Injektoren in Beschleuniger untersucht [Stewart 75]. Desweiteren fand diese Technik der Strahlableitung Einsatz in Multi-*beamlet*-Negativionenquellen, um die durch Magnetfelder bedingte Strahlableitung wieder zu kompensieren [Hamabe 01]. Eine einfache lineare optische Abschätzung in einem Dreielektrodensystem ergab eine Proportionalität zwischen Strahlableitung und Lochversatz [Whealton 77]. Detailliertere Untersuchungen über die Abhängigkeit der *beamlet*-Verkipfung von geometrischen und Extraktionsbedingungen sind nicht bekannt. Um den Lochversatz gezielt zur Strahlfokussierung bzw. -Formung auszunutzen, sind derartige Kenntnisse jedoch notwendig.

Im Rahmen dieses Projektes wurden die Auswirkungen einer Verschiebung der Gitterlöcher aus der Achse im Niederenergiebereich systematisch untersucht [Tartz 02]. Als Referenzkonfiguration wurde ein Drei-Gittersystem (Parameter siehe Tabelle 1) ausgewählt, das auf der Ionentriebwerkskonfiguration RIT-Evo basiert (siehe Tabelle 2 auf Seite 12) und auf eine kleinere Divergenz modifiziert wurde.

Der Trajektorienplots in Abbildung 5 zeigen, daß die Ablenkung des *beamlet* entgegengesetzt zur Verschiebung des Beschleunigungsgitters (in dieser Darstellung nach oben) auftritt. Aufgrund der Lochverschiebung nähert sich der untere Rand des *beamlet* der Kante des Beschleunigungsgitterloches und somit dem Bereich des an dieser Elektrode gestörten Potentials, das divergierend auf

Tabelle 1: Konfiguration des Drei-Gittersystems

	Gitterdicke $t$	Loch- durchmesser	Abstand / zum nächsten Gitter	Gitter- potential
Schirmgitter ( <i>scr</i> )	0.3 mm	1.9 mm	1.0 mm	800 V
Beschleunigungsgitter ( <i>acc</i> )	0.5 mm	1.2 mm	0.5 mm	-700 V
Bremsgitter ( <i>dec</i> )	0.3 mm	1.9 mm	-	Masse


 Abbildung 5: Trajektorienplots bei verschiedener Lochverschiebung  $\delta$ . Von links:  $\delta=0.00$  mm, 0.10 mm, 0.20 mm.

 Abbildung 6: Ablenkungswinkel in Abhängigkeit von der Lochverschiebung im Beschleunigungsgitter ( $I_{\text{beamlet}}=134\mu\text{A}$ ).

die Trajektorien wirkt [Green 74]. Der obere *beamlet*-Rand hingegen entfernt sich von diesem defokussierenden Feld und durchstößt die Lochebene achsennäher im weniger divergenten Feld. Folglich findet im Vergleich zur ungestörten Konfiguration eine stärkere Ablenkung des unteren Teiles des *beamlet* und eine schwächere Ablenkung des oberen Teiles statt, die zur beobachteten Kippung des *beamlet* führt. Es müssen also für eine systematische Untersuchung alle Parameter in Betracht gezogen werden, die den Durchmesser des *beamlet* beeinflussen.

Der Kippwinkel  $\alpha$  des *beamlet* in Abbildung 6 zeigt die erwartete Proportionalität zur Verschiebung des Beschleunigungsgitterloches  $\delta$ . Der extrahierte *beamlet*-Strom ist weitgehend unabhängig von der Lochverschiebung. Desweiteren stellt man bei dieser Konfiguration bei kleineren extrahierten *beamlet*-Strömen und größerer Lochverschiebung eine deutliche Abhängigkeit des Kippwinkels vom Strom fest (Abbildung 7). Dies ist eine Folge der sich mit dem Strom ändernden Breite des *beamlet*.

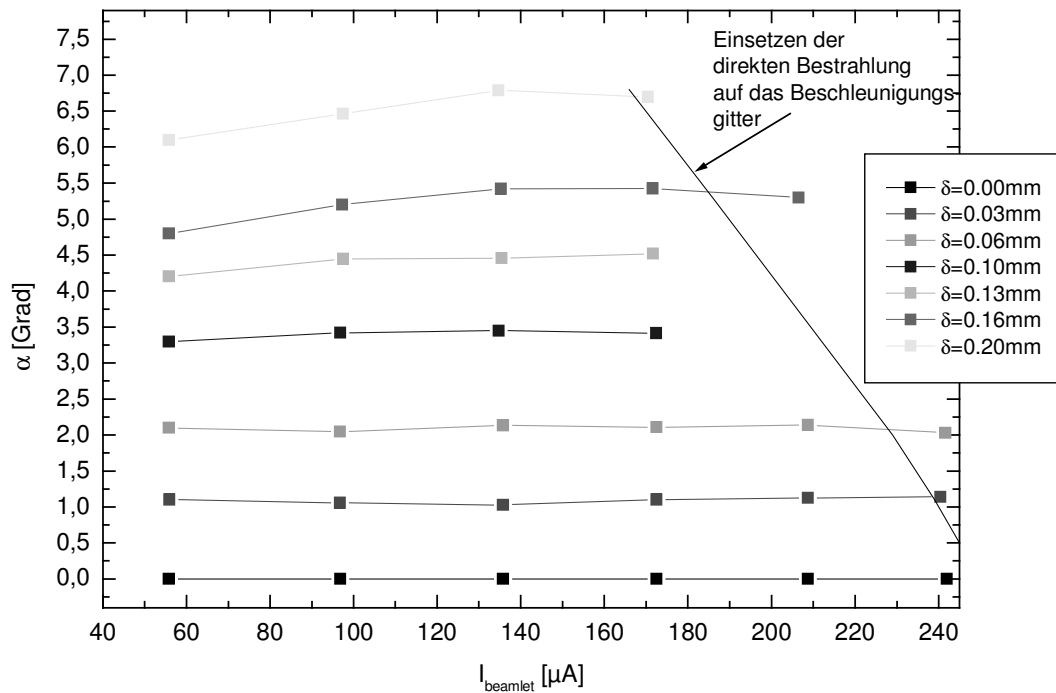


Abbildung 7: Ablenkwinkel in Abhängigkeit vom extrahierten beamlet-Strom bei verschiedenen Lochverschiebungen im Beschleunigungsgitter.

Bei großen extrahierten Strömen und Lochverschiebungen kann ein Teil der primären Ionen direkt auf das Beschleunigungsgitter treffen. Da hier nur ein kleiner Teil des Loches von der direkten Bestrahlung betroffen ist, wächst der Gitterstrom langsamer mit dem *beamlet*-Strom als im ungestörten Fall. Die Ausblendung eines unteren Teiles des *beamlet* verringert im Effekt den Ablenkwinkel.

Einfache geometrische Betrachtungen legen nahe, daß in langen Extraktionskanälen (d. h. bei großen Abständen zwischen dem Schirm- und Beschleunigungsgitter  $l_{\text{scr-acc}}$  bzw. Beschleunigungs- und Bremsgitter  $l_{\text{acc-dec}}$ ) eine Verschiebung des Beschleunigungsgitterloches eine geringere Ablenkung des *beamlet* zur Folge haben wird als in kompakten Konfigurationen (Abbildung 8). Dieser Effekt ist stärker ausgeprägt für den Abstand zwischen Schirm- und Beschleunigungsgitter. Man

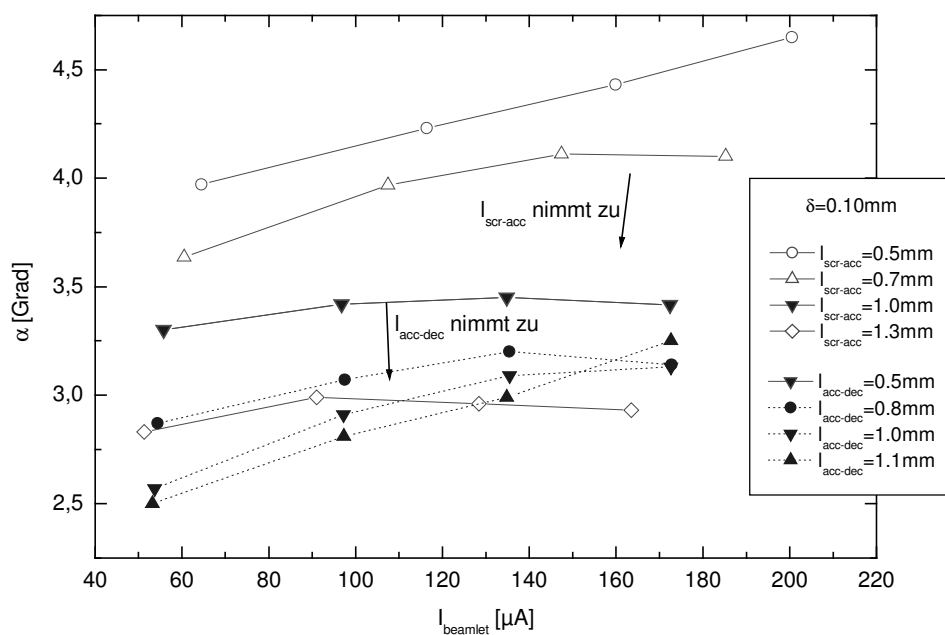


Abbildung 8: Ablenkwinkel in Abhängigkeit von den Gitterabständen.

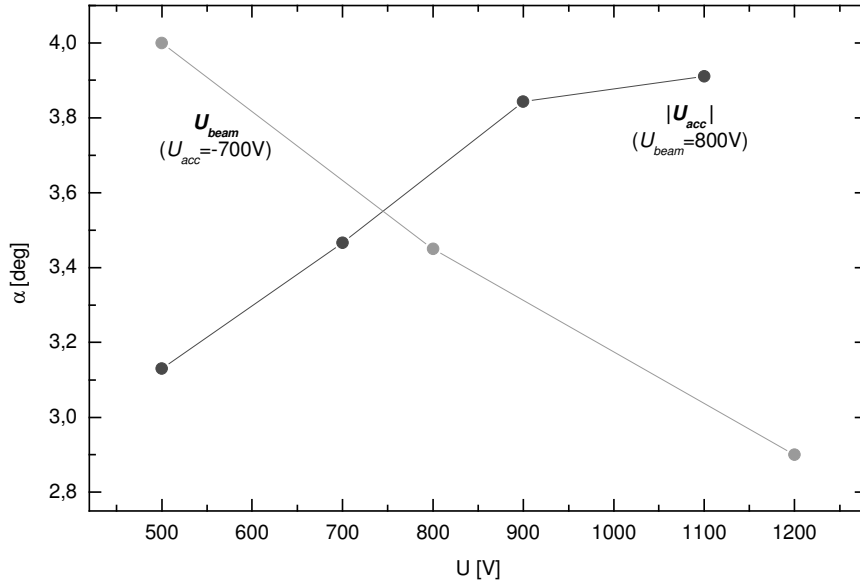


Abbildung 9: Ablenkungswinkel in Abhängigkeit von der Extraktionsspannung.

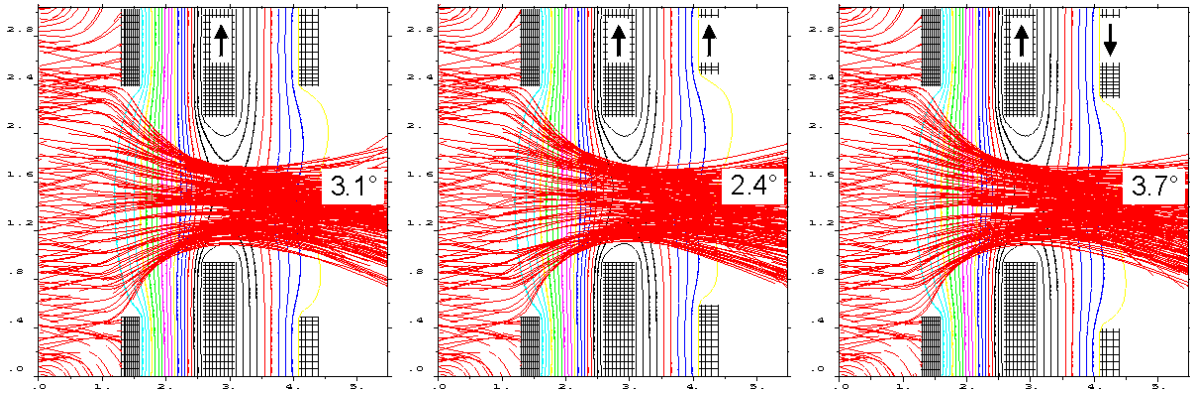


Abbildung 10: Auswirkung einer Verschiebung des Bremsgitters auf die Strahlableitung (für alle Verschiebungen  $\delta=0.1$  mm).

findet weiterhin eine Änderung in der Abhängigkeit vom extrahierten Strom, da sich mit dem Gitterabstand auch die Breite des *beamlet* ändert.

Die elektrischen Extraktionsbedingungen, ausgedrückt durch die Extraktionsspannung  $U_{extr} = U_{beam} - U_{acc}$ , beeinflussen die Stärke der Ablenkung des *beamlet* erheblich (Abbildung 9). Eine Erhöhung der Schirmgitterspannung  $U_{beam}$  führt zu einer verringerten Breite des *beamlet*, und die Potentialstörung in der Nähe des Beschleunigungsgitters kann dieses *beamlet* weniger stark beeinflussen. Eine höhere Beschleunigungsgitterspannung  $U_{acc}$  wirkt zunächst aufgrund der stärkeren Fokussierung des *beamlet* im Bereich vor dem Beschleunigungsgitter in gleicher Weise, dieser Trend wird aber dann durch die zunehmend ablenkende Wirkung im Raum zwischen Beschleunigungs- und Bremsgitter dominiert.

Diese Resultate belegen die bedeutende Rolle, die auch die Region zwischen Beschleunigungs- und Bremsgitter beim Ablenken eines *beamlet* durch einen Lochversatz spielt. Verschiebt man demzufolge auch das Bremsgitter in gleicher Weise wie das Beschleunigungsgitter, ergibt sich ein reduzierter Kippwinkel (Abbildung 10, Mitte), was auch eine geometrische Betrachtung nahelegt. Eine noch stärkere Verschiebung des Bremsgitters kann dann den ablenkenden Effekt des Beschleunigungsgitterversatzes kompensieren. Verschiebt man das Bremsgitter entgegen dem Beschleunigungsgitter (Abbildung 10, rechts), so verstärkt sich entsprechend der geometrischen Intuition der ablenkende Effekt.

Die bislang betrachtete Gitterkonfiguration zeigte eine nur schwache Abhängigkeit der *beamlet*-Ablenkung vom extrahierten *beamlet*-Strom, was das Design flacher fokussierende Gitter vereinfacht. Es wurden aber andere Konfigurationen gefunden, bei denen der Ablenkwinkel kritischer vom extrahierten Strom beeinflusst wird. Bei einem Design fokussierender Gittersysteme muß in diesem Falle die Inhomogenität des Plasmas in Betracht gezogen werden.

In Tests des RIT 10 Ionentriebwerkes (Astrium GmbH) für die GOCE-Mission wurde eine reproduzierbare systematische Variation des Schubvektors mit dem Schub festgestellt [Bassner 00]. Bei einer Erhöhung des Schubes von 1 mN auf 11 mN, d. h. mittleren *beamlet*-Strömen von 14  $\mu\text{A}$  bis 150  $\mu\text{A}$ , veränderte sich die Neigung des Schubvektors um  $0.5^\circ$  (Abbildung 11), dies war für diese spezielle Mission nicht akzeptabel. Aufgrund der guten Reproduzierbarkeit lassen sich thermische Effekte ausschliessen. Ebenso zeigen die Strahlprofile keine auffällige Abweichung von der Rotationssymmetrie.

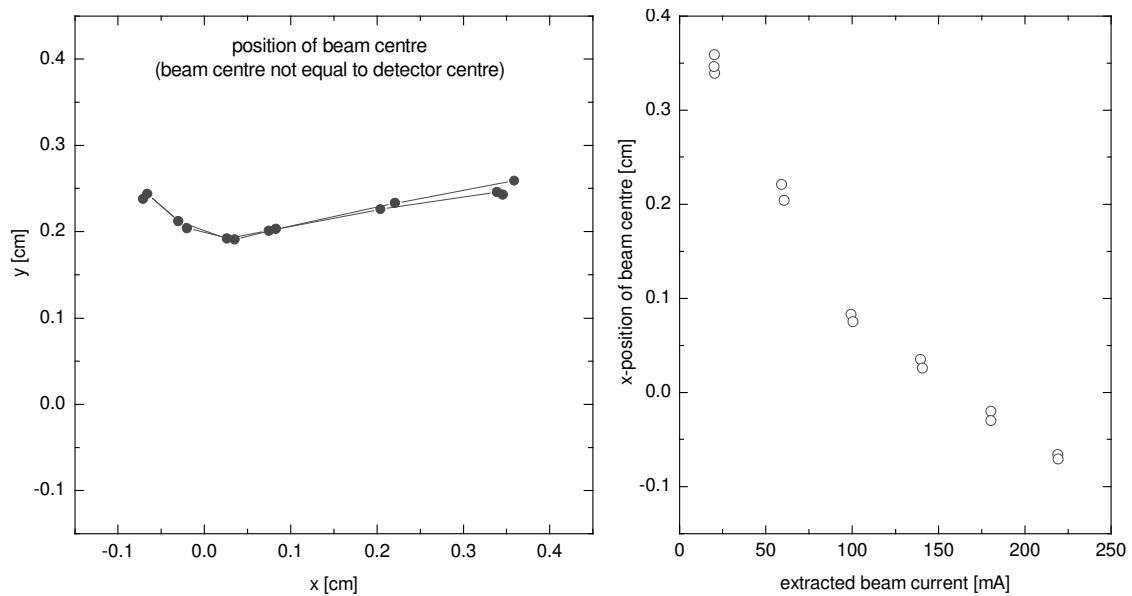


Abbildung 11: Die Wanderung des Schubvektors des RIT 10 Ionentriebwerkes für die GOCE-Mission bei Variation des Schubes von 1 bis 11 mN [Bassner 00]. Konfiguration RIT Evo, Meßabstand 50 cm.

Tabelle 2: RIT-Evo Konfiguration

	Gitterdicke $t$	Lochdurchmesser	Abstand / zum nächsten Gitter
Schirmgitter ( <i>scr</i> )	0.3 mm	1.9 mm	0.7 mm
Beschleunigungsgitter ( <i>acc</i> )	1.0 mm	1.2 mm	0.5 mm
Bremsgitter ( <i>dec</i> )	0.5 mm	1.9 mm	-

Dieses Verhalten konnte auf eine geringe Verschiebung des Beschleunigungsgitters, die vermutlich durch eine kleine Ungenauigkeit bei der Gitterjustage bedingt ist, zurückgeführt werden [Tartz 01]. Wie die vorgestellten Untersuchungen zeigten, führen die Unterschiede der dort betrachteten Konfiguration zur hier verwendeten RIT-Evo-Konfiguration (Tabelle 2) dazu, daß der Kippwinkel des *beamlet* stark vom *beamlet*-Strom abhängt, was Abbildung 12 für zwei Extraktionsspannungen zeigt (die höhere ist für die höheren Schübe notwendig). Um die beobachtete *beamlet*-Kippung zu erhalten, ist ein Versatz des Beschleunigungsgitters um lediglich 0.03 mm ausreichend, was zu einer Schubvektorablenkung um  $1^\circ$  bei 11 mN und  $0.5^\circ$  bei 1 mN führt. Tatsächlich wurde eine Ungenauigkeit in der Gitterjustierung von dieser Größenordnung festgestellt [Leiter 01].

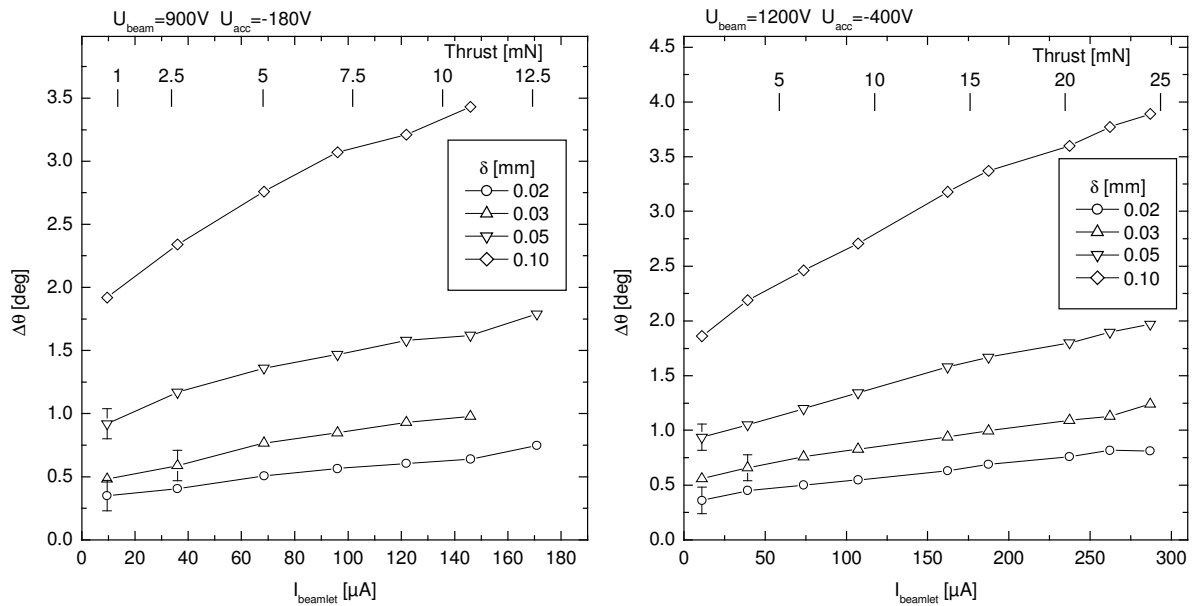


Abbildung 12: Ablenkwinkel in Abhängigkeit vom extrahierten beamlet-Strom bei verschiedenen Lochverschiebungen im Beschleunigungsgitter. RIT-Evo-Konfiguration.

Aufgrund der entgegengesetzten Auswirkungen der Schirm- und Beschleunigungsgitterspannung auf den Kippwinkel (Abbildung 9) tritt bei gleichem Lochversatz bei höheren Spannungen (linker Plot in Abbildung 12) ein verringerter Kippwinkel auf. Bei höheren Schüben und somit höheren Spannungen wird die Ablenkung des Schubvektors nicht im selben Maße ansteigen, beispielsweise erhöht sich der Winkel von  $1.0^\circ$  bei 11 mN und niedrigen Spannungen lediglich auf  $1.2^\circ$  bei 25 mN und höheren Spannungen.

Ein direkter Gitterbeschuss wurde bei diesen kleinen Verschiebungen nicht beobachtet.

Aufgrund der inhomogenen Plasmadichteverteilung führt ein Versatz des Beschleunigungsgitters zu verschiedenen Ablenkwinkeln der zentralen und peripheren beamlet. Dies sollte in einer leicht deformierten Stromdichteverteilung resultieren. Solch eine Modifizierung konnte jedoch nicht zuverlässig aus den Meßdaten festgestellt werden.

## 2.2 BESTIMMUNG DER PLASMAVERTEILUNG

Die Art der Plasmaanregung, das Auftreten von Magnetfeldern und Verluste an den Wänden des Entladungsgefäßes bedingen eine unter den üblichen Bedingungen inhomogene Plasmaverteilung. Dadurch variieren die *beamlet*-Eigenschaften mit dem Radius, was die Komplexität der Behandlung des Breitstrahl-Ionenfeldes erhöht. Die Kenntnis der Verteilung der Ladungsträgerdichte im Bereich der Plasmagrenzschicht ist sowohl für Ionentriebwerke zur Lebensdauerberechnungen von Gittersystemen und für die Bestimmung der erzielbaren Schübe, als auch für die gezielte Formung des Ionenbreitstrahles für technologische Anwendungen eine wichtige Voraussetzung.

Mit Langmuir-Sondenmessungen lassen sich Plasmadichte und Elektronentemperatur nur im Plasmavolumen mit relativ großem Aufwand orts aufgelöst messen. Dazu ist die Auswertung dieser Messungen recht fehleranfällig und wird bei angelegten Magnetfeldern kompliziert. In HF-Plasmen wird die Sondenmessung stark durch die zeitliche Fluktuation der Plasmaparameter beeinträchtigt. Kritisch sind außerdem die Einflüsse der Sonden auf die Plasmaumgebung zu betrachten.

Eine erste Vorstellung über die Plasmadichteverteilung wurde mittels optischer Emissionsspektroskopie (OES) gewonnen, die das vom Plasma emittierte Licht spektrometriert. Die hier verwendeten intensiven Linien (Argon: 750.4 nm, Xenon: 788.7 nm) weisen eine Proportionalität ihrer Intensität zur Elektronendichte  $n_e$  und Neutraldichte  $n_n$  auf [d'Agostino 90], letztere kann als konstant angenommen werden. Die optische Sonde wurde verschiebbar in geringem Abstand vor dem Gitter angebracht, so daß sie durch verschiedene Extraktionskanäle ins Plasma schauen kann (Abbildung 13). Somit läßt sich ein radiales Profil der Plasmadichte gewinnen, das allerdings durch den integralen Charakter der OES die gesamte Tiefe des Plasmas erfaßt. Die Intensitäten werden auf das Maximum normiert. Aufgrund des stationären Betriebs der Ionenquelle bestehen keine besonderen Anforderungen an die zeitliche Auflösung des Gerätes.

Es wurde ein Verfahren entwickelt, mit Hilfe der Simulation aus einfachen elektrischen Messungen von Strahl- und Gitterstrom Informationen über die Plasmadichteverteilung an der Grenzschicht abzuleiten [Tartz 00].

Normalerweise werden Extraktionsbedingungen angestrebt, unter denen der Beschuß primärer Ionen auf das Beschleunigungsgitter (und das Bremsgitter in einer 3-Gitter-Konfiguration) vermieden wird. Dies erreicht man durch geeignete Wahl der angelegten Spannungen in Abhängigkeit von den Plasmaparametern und der geometrischen Gitterkonfiguration. Unter solchen Be-

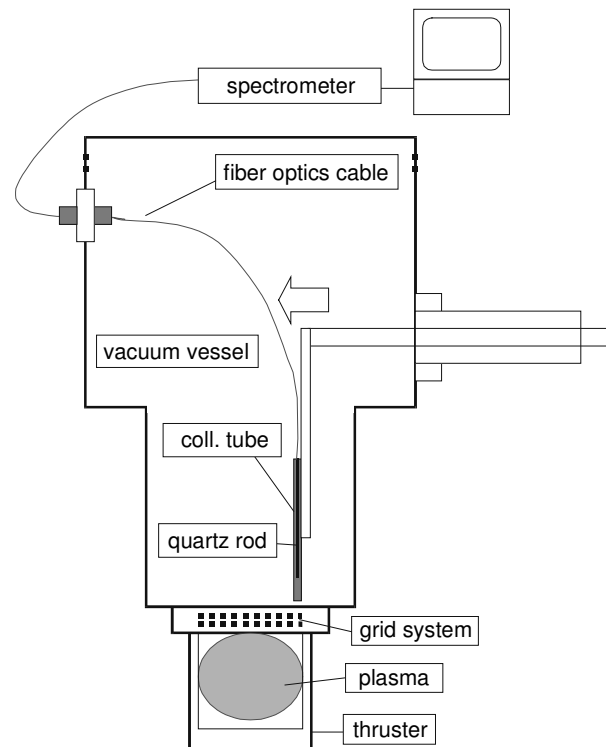


Abbildung 13: OES - experimenteller Aufbau.

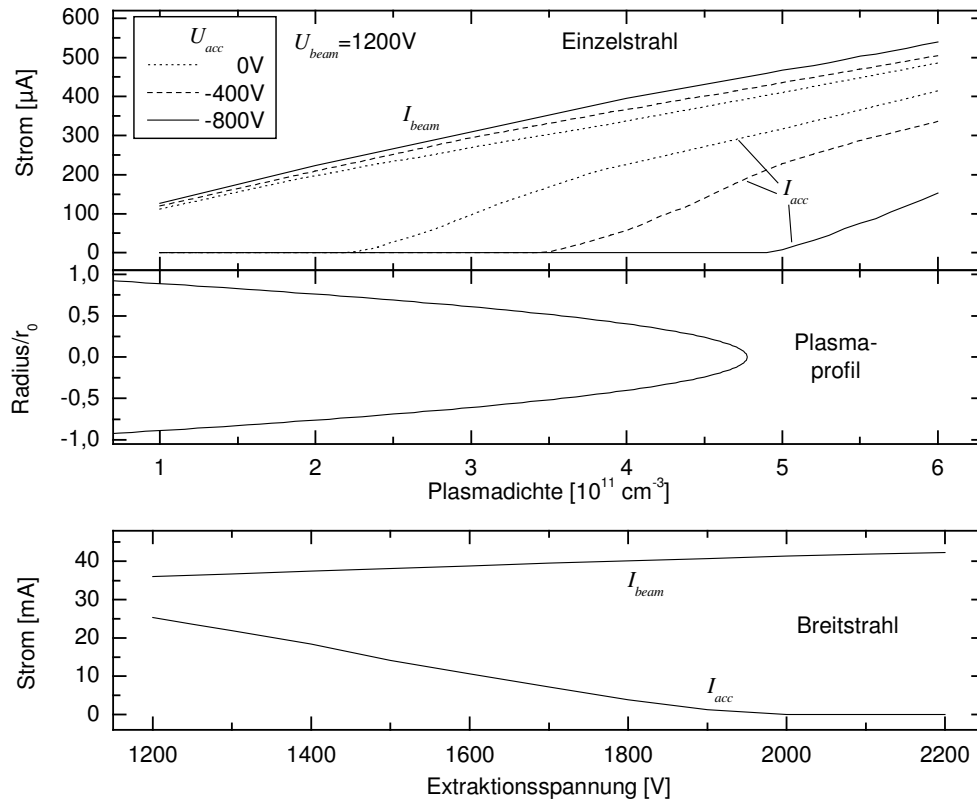


Abbildung 14: Zusammensetzung von Strahlstrom und Gitterstrom aus Beamletströmen in Abhängigkeit von der Plasmadichte und Extraktionsspannung.

dingungen erreichen lediglich Sekundärionen (z. B. aus Umladungsprozessen), die im Gittersystem oder in dessen unmittelbaren Nähe gebildet werden, diese Gitter [Tartz 99-2].

Wenn die Extraktionsspannung ( $U_{extr}=U_{beam}-U_{acc}$ ) auf einen kritischen Wert erniedrigt wird, beginnt bei den im Maximum der Plasmaverteilung extrahierten *beamlet* ein Teil der primären Ionen das Beschleunigungsgitter zu treffen (Abbildung 14 oben). Die Plasmadichte, bei der eine Einzellochrechnung bei dieser kritischen Extraktionsspannung den Einsatz der direkten Bestrahlung liefert, entspricht somit der maximalen Plasmadichte im Zentrum ( $r=0$ ). Verringert man die Extraktionsspannung weiter, tragen weitere, bei niedrigeren Plasmadichten extrahierte *beamlet* zur direkten Gitterbestrahlung bei, so daß der Gitterstrom kontinuierlich wächst.

Den Gesamtgitterstrom erhält man durch Summation über die Gitterstromanteile der einzelnen *beamlet*. Zur Illustration zeigt der obere Teil in Abbildung 14 für 3 Extraktionsspannungen die berechneten Abhängigkeiten von *beamlet*- und Beschleunigungsgitterstrom von der Plasmadichte. Nimmt man nun eine Plasmadichteverteilung an wie beispielsweise die im mittleren Teil der Abbildung, läßt sich der Gesamtstrom  $I_{beam}$  und der Gesamtgitterstrom  $I_{acc}$  in Abhängigkeit von der Extraktionsspannung mit Hilfe der berechneten Abhängigkeiten aufsummieren. Für die höchste Extraktionsspannung in diesem Beispiel (2000V) enthält die Plasmaverteilung keine Plasmadichte, bei der eine direkte Bestrahlung auftreten könnte (d.h.  $I_{acc}=0$  bei 2000 V, sekundäre Ströme seien hier vernachlässigt). Im mittleren Fall (1600V) tragen nur die *beamlet* bis etwa zum halben Lochkreisradius zum Gitterstrom bei. Bei der niedrigsten Extraktionsspannung (1200V) hingegen tragen fast alle *beamlet* Anteile zum Gitterstrom bei. Es ergibt sich für das gewählte Plasmaprofil die Abhängigkeit des Strahl- und Gitterstromes von der Extraktionsspannung im unteren Teil der Abbildung 14.

Abbildung 15 verdeutlicht den Effekt unterschiedlicher Plasmaprofile. Eine höhere Plasmadichte verschiebt den Einsatz der direkten Bestrahlung zu höheren Extraktionsspannungen. Je homoge-

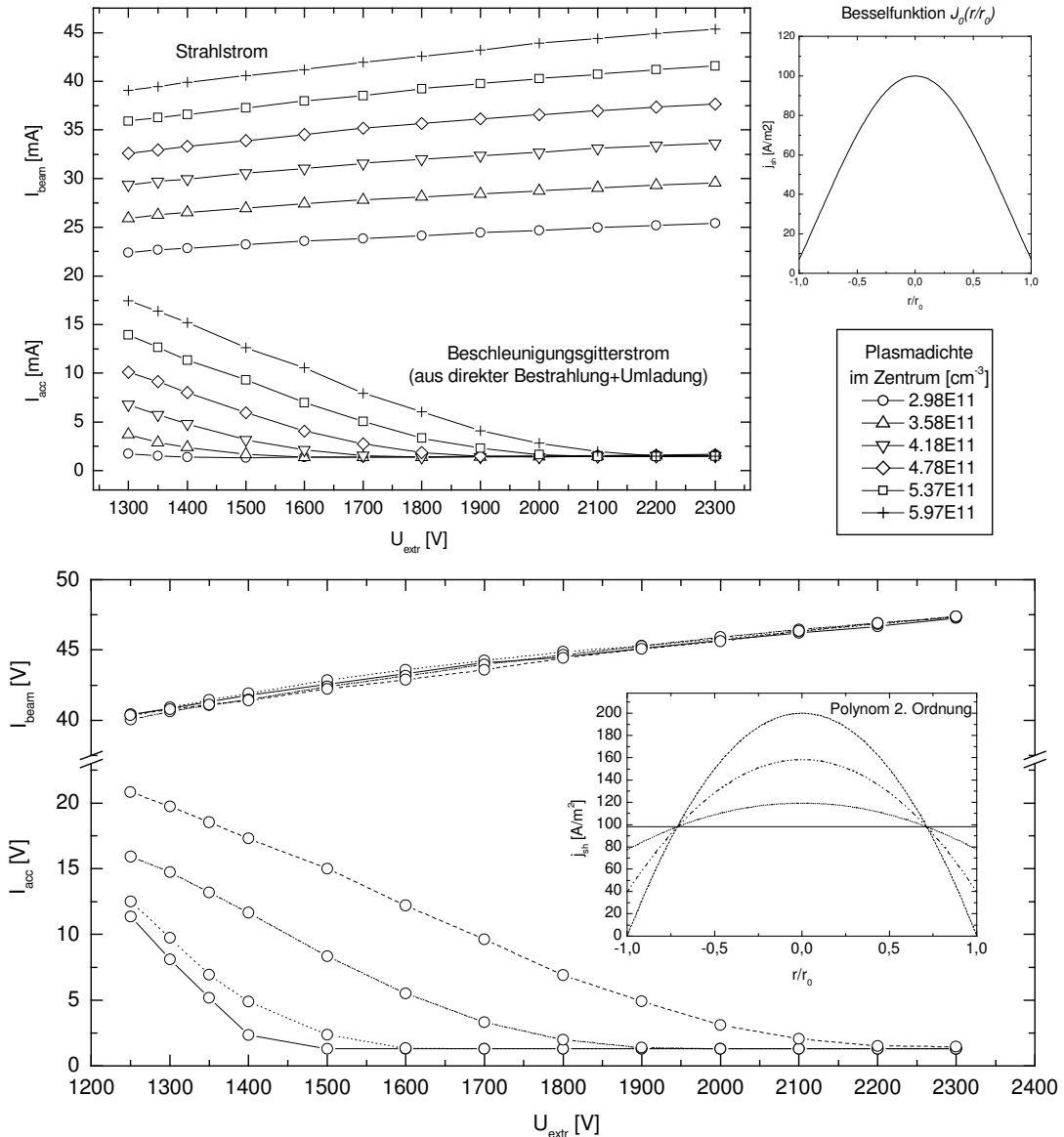


Abbildung 15: Die Auswirkungen des Plasmaprofiles auf den Strahl- und Gitterstrom (oben: skalierte Besselfunktion, unten: auf gleichen Strom normierte quadratische Polynome)

ner das Profil ist, um so steiler ist der Anstieg des Gitterstromes, da nun bei kleinen Änderungen von  $U_{\text{extr}}$  eine größere Zahl von *beamlet* zum Gitterstrom beiträgt. Im extremen Fall eines homogenen Plasmas setzt die direkte Bestrahlung bei allen *beamlet* gleichzeitig ein.

Aufgrund der weitgehend linearen Abhängigkeit des extrahierten *beamlet*-Stromes von der Plasmadichte beschränken sich die Auswirkungen eines Plasmaprofiles auf den Strahlstrom hauptsächlich auf dessen Skalierung (Abbildung 15, unten).

Die Einflüsse eines inhomogenen Plasmaprofiles auf die Strom-Spannungs-Charakteristiken (Abbildung 15) lassen erwarten, daß durch eine Anpassung berechneter Strom-Spannungs-Kennlinien an gemessene Daten das tatsächlich vorliegende Dichteprofil an der Plasmagrenzschicht bestimmt werden kann, wenn dafür nur eine qualifizierte Probefunktion vorliegt. Sondenmessungen an einigen Ionenquellen des IOM zeigten, daß die Plasmadichte ihr Maximum im Zentrum des Entladungsgefäßes hat und kontinuierlich zum Rand hin abfällt [Flamm 99]. Dies ist in Übereinstimmung mit der theoretischen Beschreibung des Plasmaprofiles durch eine Besselfunktion nullter Ordnung  $J_0$  [Chen 84]. Deshalb wurde eine solche Funktion als Modellfunktion zur Beschreibung der Plasmadichteverteilung angesetzt

$$n(r) = AJ_0(Br), \quad (1)$$

worin die Intensitäts- und Radialparameter A und B durch einen Fit zu bestimmen sind.

Diese Prozedur kann jedoch nicht die Verteilung von sowohl Elektronentemperatur  $T_e(r)$  als auch Plasmadichte  $n(r)$  liefern. Aus den Sondenmessungen ist bekannt [Flamm 99], daß die Elektronentemperatur bei Kaufman-Quellen in Abhängigkeit von der Entladungsspannung im Bereich 8...15eV variiert. Bei einer HF-Anregung liegen die Werte von  $T_e$  etwa zwischen 2...4eV. Eine solche Variation der Elektronentemperatur hat aber nur kleine Auswirkungen auf die ionenoptischen Eigenschaften. Die Elektronentemperatur zeigt insbesondere keinen signifikanten Einfluß auf die Divergenz als Funktion der Stromdichte an der Grenzschicht. Auch ist der Einsatz der direkten Bestrahlung nur unwesentlich von der Elektronentemperatur beeinflusst. Die Annahme einer repräsentativen Elektronentemperatur von 12eV bei Kaufman-Quellen und 3eV bei HF-Quellen erlaubt daher, das Plasmaprofil ausschließlich durch die Plasmadichte  $n(r)$  zu beschreiben, was im Rahmen der Meßgenauigkeit der Strahldiagnostik ausreichend ist, bis auch detaillierte Erkenntnisse über die radiale Verteilung der Elektronentemperatur  $T_e(r)$  vorliegen.

Dieses Verfahren wurde zunächst an der DC-Ionenquelle ISQ 40 DC verifiziert, bevor dann die Plasmadichteverteilung der in den Erosionsuntersuchungen verwendete Ionenquelle ISQ 40 HF untersucht wurde. Beide Ergebnisse werden im folgenden zusammengefaßt.

#### *Plasmaprofil der DC-Ionenquelle ISQ 40 DC*

Die Kaufman-Ionenquelle war mit einem Gittersatz nach der RIT-Evo-Konfiguration (Tabelle 3) ausgerüstet. Betrieben mit Entladungsströmen  $I_{dis}$  von 0.25 A und 0.49 A bei einer Entladungsspannung  $U_{dis}=50$  V lieferte sie einen Strahlstrom von etwa 20 mA und 35 mA. Unter beiden Bedingungen wurden Strahl- und Gitterstrom in Abhängigkeit von den Spannungen am Beschleunigungsgitter  $U_{acc}$  und Schirmgitter  $U_{beam}$  aufgenommen (Abbildung 16). Die berechneten Charakteristiken unter Annahme der Bessel-Plasmaverteilungsfunktion (1) mit den in den Abbildungen angegebenen Parametern stimmen sowohl im Einsatzpunkt der direkten Bestrahlung als auch im weiteren Anstieg des Gitterstromes sowie des Gesamtionenstromes  $I_{beam}$  gut mit den gemessenen Werten überein. Lediglich bei niedrigen Extraktionsspannungen, bei denen ein erheblicher Anteil (bis zu 75%) des extrahierten Stromes auf das Beschleunigungsgitter fällt, werden alle Ströme etwas zu groß berechnet. Unter diesen kritischen Bedingungen befindet sich die Plasmagrenzschicht an der vorderen Kante des Schirmgitters bzw. teilweise davor, diese Verhältnisse stellen sich im einfachen Modell in IGUN recht kritisch dar.

Die zum Vergleich angegebenen Gitterstromcharakteristiken für eine homogene Plasmaverteilung weichen erheblich von den gemessenen ab.

Der Einsatzpunkt der direkten Bestrahlung auf dem Beschleunigungsgitter hängt nur von der Extraktionsspannung  $U_{extr}$  ab, da jeweils gleiche Extraktionsbedingungen vor dem Beschleunigungsgitter vorliegen.

Abbildung 17 zeigt die gemessenen Breitstrahlprofile im Vergleich mit berechneten Profilen unter Annahme einer homogenen Plasmaverteilung und der aus den Strommessungen abgeleiteten

*Tabelle 3: RIT-Evo Konfiguration*

	Gitterdicke $t$	Lochdurchmesser	Abstand / zum nächsten Gitter
Schirmgitter ( <i>scr</i> )	0.3 mm	1.9 mm	0.7 mm
Beschleunigungsgitter ( <i>acc</i> )	1.0 mm	1.2 mm	0.5 mm
Bremsgitter ( <i>dec</i> )	0.5 mm	1.9 mm	-

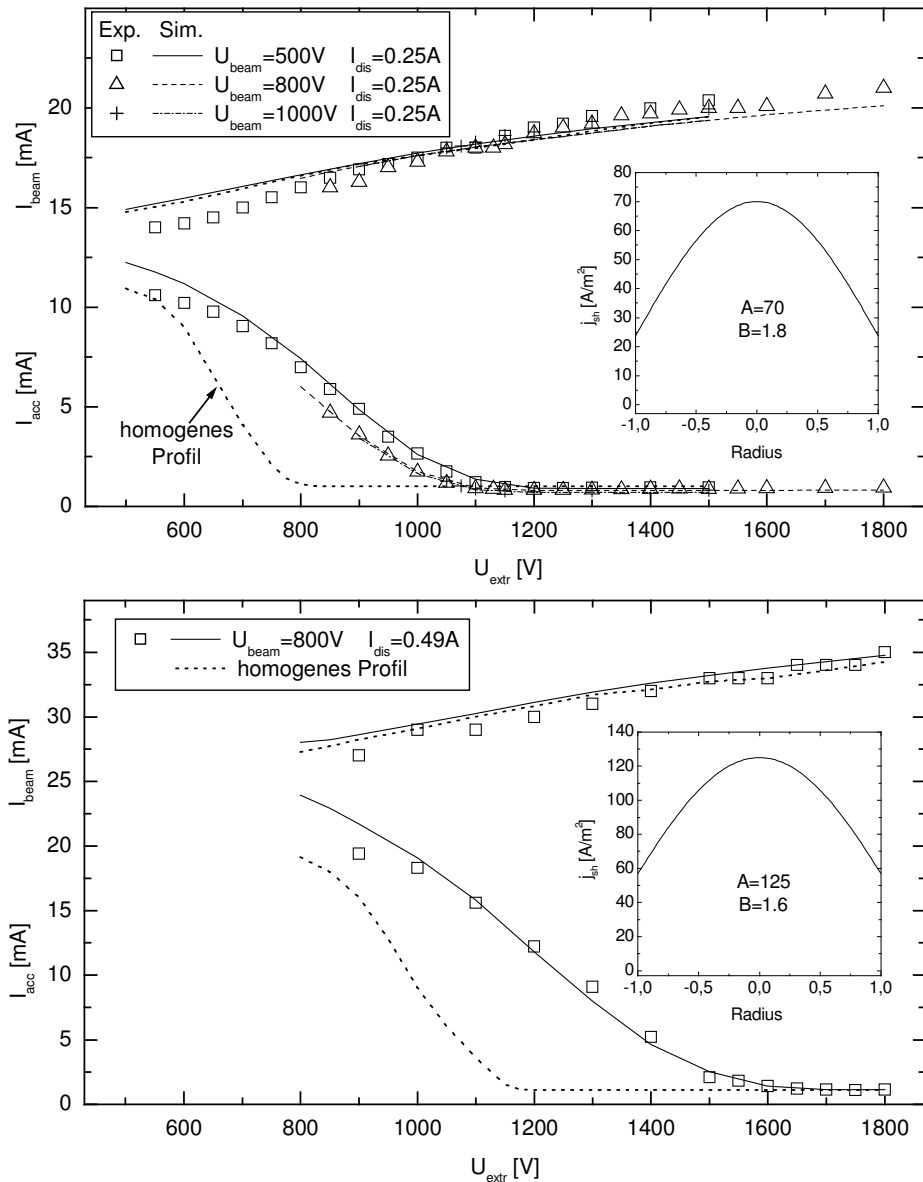


Abbildung 16: Strahl- und Gitterströme in Abhängigkeit von der Extraktionsspannung im Vergleich zu den mit einem Bessel-Plasmaprofil nach (1) (kleine Abbildungen) berechneten Abhängigkeiten. Das Ergebnis für ein homogenes Plasmaprofil ist zum Vergleich ebenfalls angegeben. (Parameter: ISQ 40 DC, Gittersatz  $\zeta$  Rit-Evo (Tabelle 3), Argon,  $U_{\text{dis}} = 50\text{ V}$ )

Besselverteilung. In allen Fällen ergibt sich nur dann eine gute Übereinstimmung mit den gemessenen Profilen, wenn das inhomogene Plasmadichteprofil zugrunde gelegt wird. Die bei niedrigen Extraktionsspannungen zu verzeichnenden Abweichungen korrespondiert aber mit dem unter diesen Bedingungen zu groß bestimmten Strahlstrom.

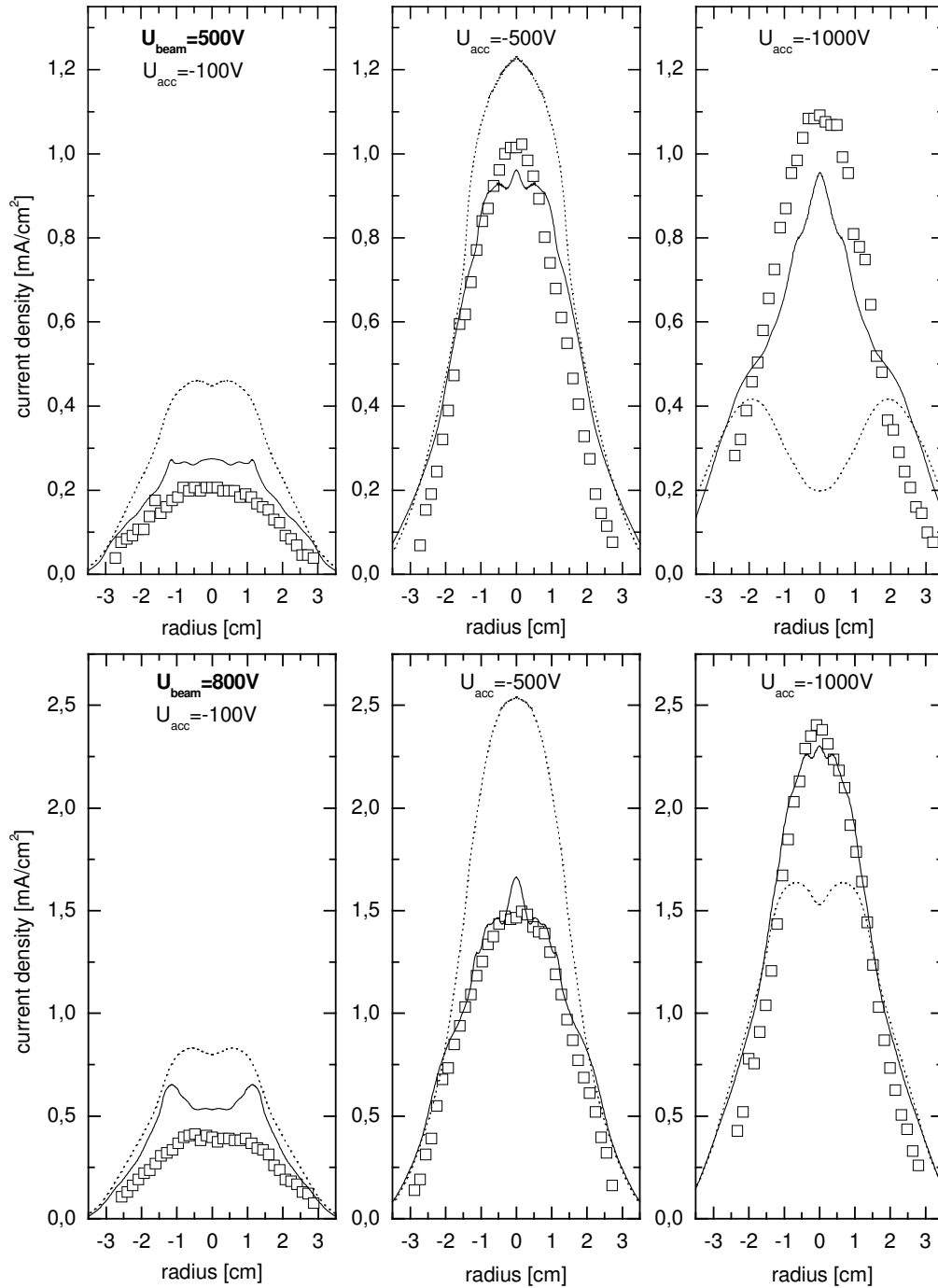


Abbildung 17: Gemessene (Symbole) und berechnete Breitstrahlprofile mit angenommenem homogenem Plasma (gepunktete Linien) und den angepassten Plasmaprofilen aus Abbildung 16 (durchgezogene Linie). (Parameter: wie in Abbildung 16, Abstand vom Gitter 13 cm, Restgasdruck  $5 \cdot 10^{-5}$  mbar)

## Plasmaprofil der HF-Ionenquelle ISQ 40 HF

Das Plasmaprofil der HF-Ionenquelle ISQ 40 HF wurde unter den Bedingungen der Kurzzeit-Erosionsratemessungen [Tartz 99-2] wiederum mit dem Evo-Gittersatz (Tabelle 4) bestimmt. Auch für diese Plasmaanregungsmodi läßt sich das Plasmadichteprofil gut mit der Besselfunktion (1) beschreiben, Abbildung 18 zeigt die gute Übereinstimmung der gemessenen Strahl- und Gitterströme mit den simulierten Charakteristiken. Im Falle eines homogenen Plasmaprofiles tritt kein direkter Gitterstrom auf.

Wiederum erhält man eine wesentlich verbesserte Beschreibung des Breitstrahlprofils bei Verwendung des abgeleiteten Plasmaprofiles anstelle eines homogenen Plasmas (Abbildung 19).

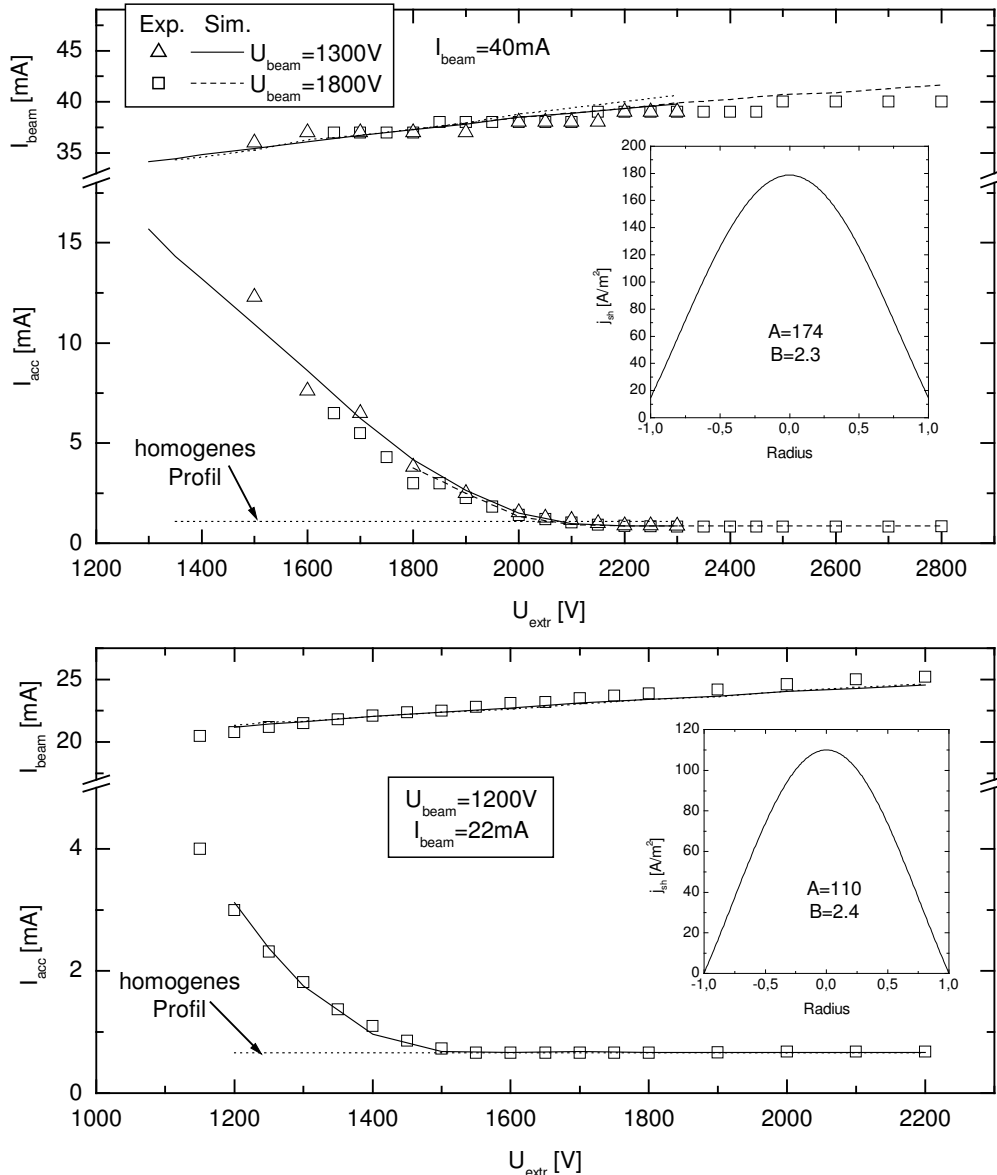


Abbildung 18: Strahl- und Gitterströme in Abhängigkeit von der Extraktionsspannung im Vergleich zu den mit einem Bessel-Plasmaprofil nach (1) (kleine Abbildungen) berechneten Abhängigkeiten. Das Ergebnis für ein homogenes Plasmaprofil ist zum Vergleich ebenfalls angegeben. (Parameter: ISQ 40 HF, 1.35 sccm Xenon, Gittersatz RIT-Evo (Tabelle 3),  $P_{\text{HF}}=92$  W für  $I_{\text{beam}}=22$  mA (unten) bzw. 157 W für  $I_{\text{beam}}=40$  mA)

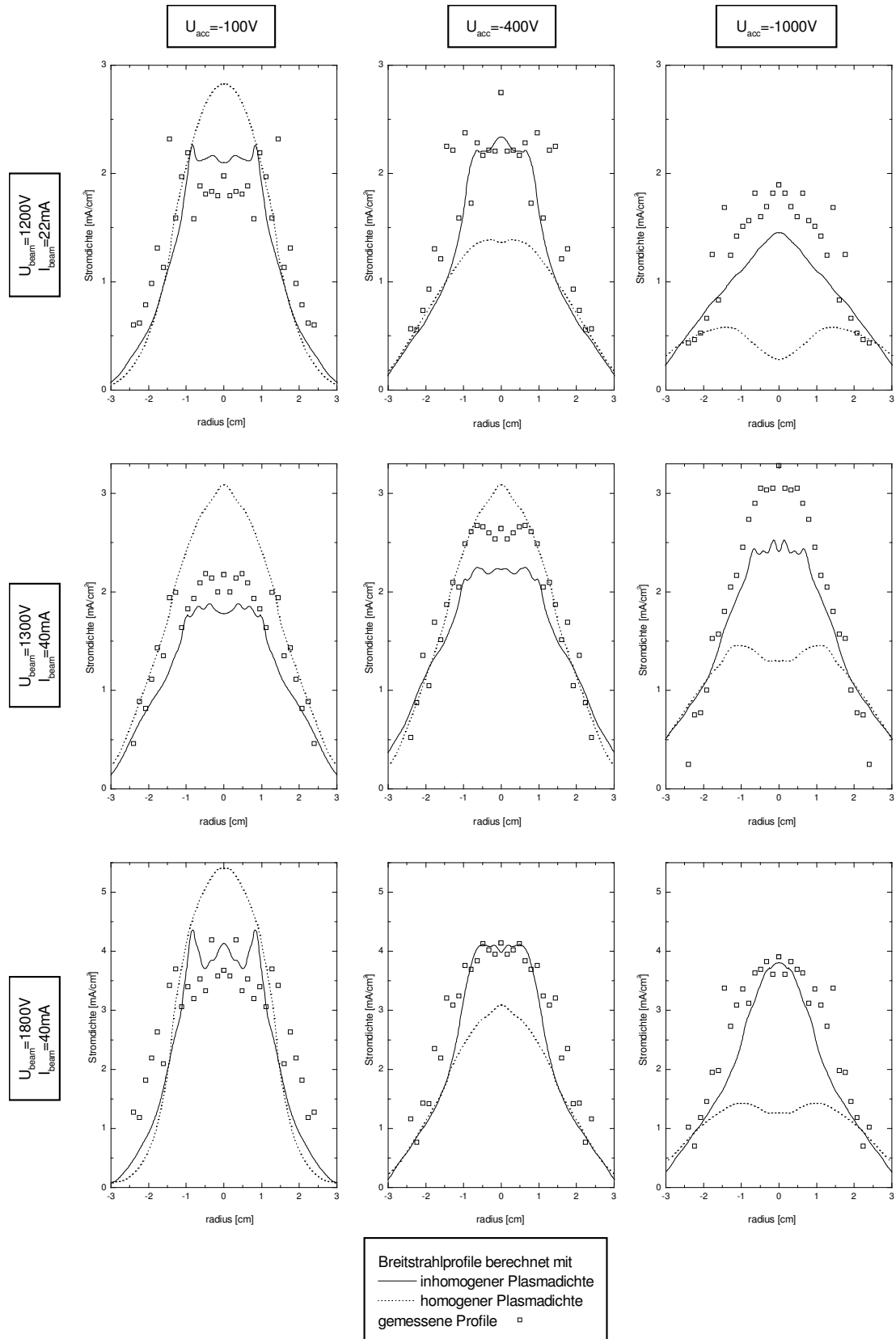


Abbildung 19: Gemessene und berechnete Breitstrahlprofile mit angenommenem homogenem Plasma (gepunktete Linien) und den angepassten Plasmaprofilen nach Abbildung 18. (Parameter: wie in Abbildung 18, Abstand vom Gitter 13 cm, Restgasdruck  $5 \cdot 10^{-5}$  mbar)

## 2.3 LANGZEITBETRACHTUNG DER GITTEREROSION

### *Experimenteller Aufbau*

Der Langzeittest wurde in einem UHV-Kessel durchgeführt (Abbildung 20), der durch eine Turbopumpe mit 2000 l/s auf einen Enddruck von  $10^{-8}$  mbar evakuiert wird. Während des Betriebes der Ionenquelle stieg der Druck aufgrund des Xenon-Gasflusses durch die Quelle auf  $4 \cdot 10^{-5}$  mbar an. Da Sauerstoff einen verstärkenden Einfluß auf die Sputterrate insbesondere im Falle von Kohlenstoff auswirkt, wurden regelmäßige Restgasanalysen durchgeführt. Der Partialdruck von Sauerstoff wurde dabei um etwa 7 Größenordnungen kleiner festgestellt als der von Xenon, zusätzliches chemischen Ätzen kann demnach vernachlässigt werden.

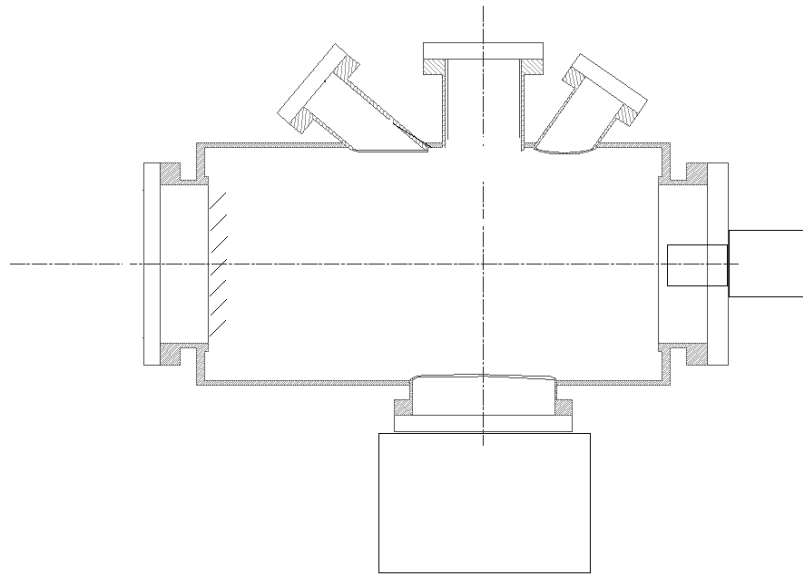


Abbildung 20: UHV-Kessel für den Langzeittest. Länge: 75 cm, Durchmesser 40 cm.

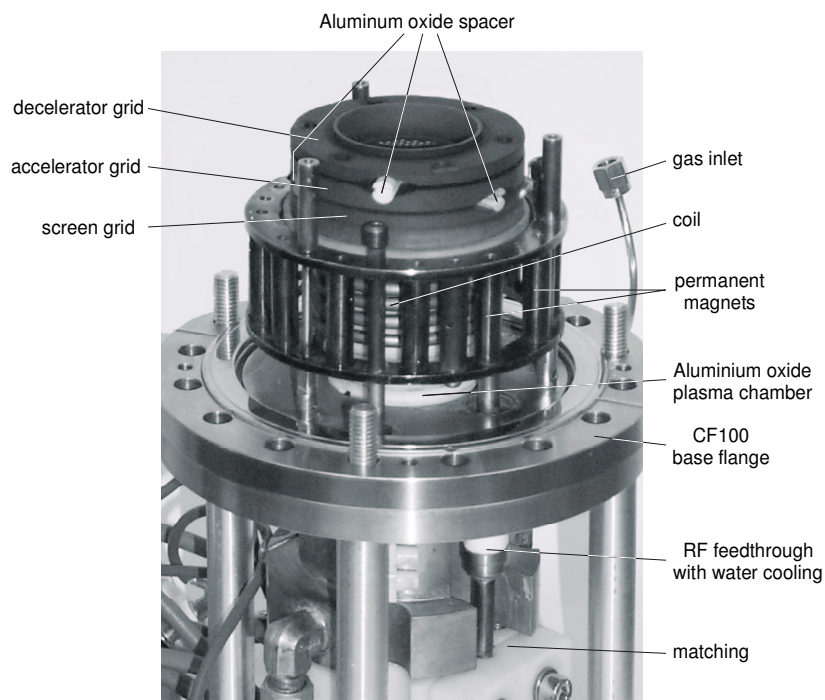


Abbildung 21: Die 4 cm HF-Ionenquelle für den Langzeittest (ohne Gehäuse).

Es wurde die im IOM entwickelte 4 cm HF-Ionenquelle ISQ 40 HF verwendet (Abbildung 21). Die Quelle ist auf einem CF 100 UHV-Flansch montiert, der sämtliche elektrischen und Gasdurchführungen sowie die HF-Anpassung enthält. Das Entladungsgefäß besteht aus Keramik ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ) und hat einen Durchmesser sowie eine Länge von 4 cm. Die darum gewickelte wassergekühlte HF-Einkoppelpule hat 4 Windungen und wird von einem 13.56 MHz HF-Generator *Ceasar 133* gespeist. Ein von 6 ALNICO-Magneten erzeugtes Magnetfeld unterstützt die Entladung.

Der Xenon-Ionenstrahl wird von einem selbst-justierenden Drei-Gitter-System extrahiert. Hier wurde für eine Vergleichbarkeit der Ergebnisse die Konfiguration RIT-Evo (Tabelle 4, links) gewählt. Aus fertigungstechnischen Gründen konnte jedoch das Schirmgitter nicht auf die erforderliche Dicke von 0.3 mm abgedünnt werden, sondern verblieb bei 0.4 mm. Das hatte zur Folge, daß der Abstand zwischen Schirm- und Beschleunigungsgitter 0.1 mm kleiner war als vorgesehen. Diese Änderungen haben jedoch keinen Einfluß auf das Ziel dieses Experimentes, so daß dieser Gittersatz (Tabelle 4, rechts) verwendet werden konnte. Es wurden 2 Sätze gefertigt. Mit dem ersten wurden die Ionenquelle und ihre Plasmaeigenschaften charakterisiert, der eigentliche Langzeittest startete mit dem unbenutzten zweiten Satz.

Der Lochkreisdurchmesser betrug 3 cm, mit einem Loch-Loch-Abstand von 2.2 mm passen 151 Löcher auf die Gitter, was einem Zehntel des RIT-10 entspricht.

Tabelle 4: Gitterkonfiguration für den Langzeittest im Vergleich zum RIT-Evo

		RIT Evo	ISQ40 Gittersatz
Schirmgitter	Dicke	<b>0.3 mm</b>	<b>0.4 mm</b>
	Lochdurchmesser	1.9 mm	1.9 mm
	Abstand zum nächsten Gitter	<b>0.7 mm</b>	<b>0.6 mm</b>
Beschleunigungsgitter	Dicke	1.0 mm	1.0 mm
	Lochdurchmesser	1.2 mm	1.2 mm
	Abstand zum nächsten Gitter	0.5 mm	0.5 mm
Bremsgitter	Dicke	0.5 mm	0.5 mm
	Lochdurchmesser	1.9 mm	1.9 mm

Tabelle 5: Betriebsparameter ISQ 40 HF

HF-Leistung	90 W
Xenon Massefluß	1.2 sccm
Hintergrunddruck	$4 \cdot 10^{-5}$ mbar

Der Xenon-Massenfluß wird mit einem Masseflußregler *MKS 1259B* (max. 10 sccm für  $\text{N}_2$ ) eingestellt. Die Gitterspannungen werden von den Stromversorgungseinheiten *ADL GG12* ( $U_{beam}$ ) und *GG03* ( $U_{acc}$ ) bereitgestellt. Die Beamspannung  $U_{beam}=1200$  V definiert über einen Plasmaanker das Plasmapotential und damit die Energie der Ionen, die Beschleunigungsspannung betrug  $U_{acc}=-400$  V. Die Plasmaanregungsbedingungen wurden so eingestellt, daß ein Strom von 40 mA extrahiert wurde. Alle diese Parameter entsprechen den Betriebsparametern der RIT-Iontriebwerke mit diesem Extraktionssystem. Lediglich der Xenon-Massenfluß wurde im Ver-

gleich zum RIT größer gewählt, er betrug zu Beginn des Experimentes 1.2 sccm, was einem Masewirkungsgrad von 55 % entspricht. Dies bewirkte letztlich eine erhöhte Erosionsrate unter nachvollziehbaren Bedingungen, so daß die Lebensdauer dieses Gittersatzes um etwa einen Faktor 2 geringer erwartet wird als unter den RIT-Bedingungen. Tabelle 5 faßt die Betriebsparameter der Ionenquelle zusammen.

Ein Problem in dieser kleinen Anlage stellt die Beschichtung der Gitter mit Material dar, das durch den Ionenstrahl abgetragen wird. Um diesen Anteil zu verringern, wurde an der Kammerrückwand ein Ionenfänger aus Graphitstreifen unter 45° zum Ionenstrahl angebracht. Das von einem Streifen abgetragene Material wird in Richtung des benachbarten Streifens emittiert und auf dessen Rückseite abgelagert, so daß die Verbreitung dieses Materials effektiv behindert wird. Um die sich trotzdem bildende Beschichtung abschätzen zu können, wurde ein Aluminiumring außen an der vorderen Abdeckung der Ionenquelle angebracht, aus dessen Massezunahme die Beschichtungsrate bestimmt werden kann.

Es wurde ein Computerprogramm entwickelt, mit dem während des kontinuierlichen Betriebes der Ionenquelle alle relevanten Betriebsparameter protokolliert wurden, so daß ein unbeaufsichtigter 24h-Betrieb möglich war.

Zur Charakterisierung des Zustandes der Gitter und der Ionenquelle wurde das Experiment regelmäßig unterbrochen, am Anfang etwa alle 150 h, später in größeren Abständen von etwa 400 h. Dabei wurde jeweils der Masseverlust aller Gitter sowie des Beschichtungsringes mit einer Präzisionswaage *Sartorius M210* mit einer Meßgenauigkeit von 10 µg bestimmt. Mit einem Lichtmikroskop wurden auf allen Gittern beidseitig die Löcher einer Lochzeile (13 Stück, Abbildung 22) vermessen. Zur Einschätzung der Symmetrie der Erosionsergebnisse wurden 4 zusätzliche Löcher (Q1-4, Abbildung 22) vermessen.

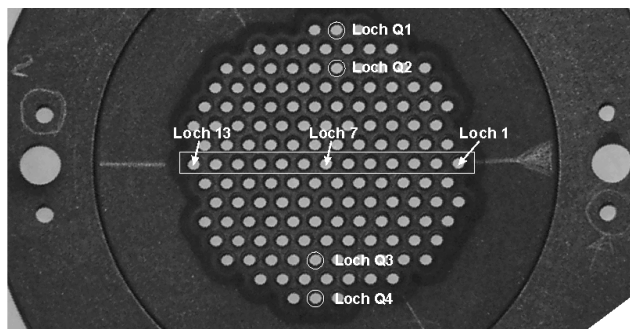


Abbildung 22: Vermessene Lochzeile und Meßbereich für  $\mu\text{scan}^{\text{®}}$ .

Desweiteren wurde der geometrische Zustand der Extraktionsgitter mit einem Laserprofilometer NanoFocus  $\mu\text{Scan}^{\text{®}}$  untersucht. Hierbei wird ein paralleles Lichtbündel (0.5 µm Durchmesser) von einer Laserdiode auf die zu charakterisierende Oberfläche fokussiert. Das rückreflektierte Licht wird auf einen Fokusedetektor gelenkt, der in der Lage ist, Abweichungen vom Idealfokus innerhalb einiger nm genau zu registrieren. Die gemessene Abweichung vom Fokus wird über einen Regelkreis an die Optikverstelleinheit weitergeleitet. Die Stellung der Optik ist damit ein absolutes Maß für die Höhenkoordinate des Oberflächenpunktes. Es kann ein maximaler Höhenunterschied von 1.5 mm vermessen werden. Durch das Verfahren der Probe wurde das Oberflächenprofil der Lochzeile (Abbildung 22) gemessen, für eine praktikable Meßzeit wurden die Schrittweiten 2 nm entlang der Lochzeile und 50 nm quer dazu gewählt. Aus dem Profil lassen sich die Lochdurchmesser, die Form der Lochkanten und die Form und Beschaffenheit der Oberflächen bestimmen.

Bei der Charakterisierung der Gitter vor Beginn des Testes wurde im Schirmgitter eine leichte Krümmung um maximal  $30\ \mu\text{m}$  zum Beschleunigungsgitter festgestellt, die vermutlich durch die Fertigung bedingt ist.

Zum Zeitpunkt dieses Berichtes wurden 2300 Betriebsstunden akkumuliert, dabei wurde der Zustand der Ionenquelle 11 mal charakterisiert. Es wurde jedoch eine geringere Erosion als ursprünglich erwartet festgestellt, so daß der Langzeittest über das Ende dieses Projektes hinaus weitergeführt wird, um auch den Endzustand dieses Gittersystemes charakterisieren zu können.

#### Charakterisierung des Plasmas

Da für diesen Langzeittest eine weiterentwickelte Version der 4 cm HF-Ionenquelle ISQ 40 HF zum Einsatz kam, sind die in Kapitel 2.2 für eine ältere Version dieser Quelle erhaltenen Ergebnisse nicht unmittelbar übertragbar. Deshalb wurde vor Beginn des Langzeittestes das Plasma unter den in Tabelle 5 angegebenen Betriebsbedingungen erneut charakterisiert und analog zu dem in Kapitel 2.2 beschriebenen Vorgehen die Plasmadichteverteilung abgeleitet. Das OES-Profil und die Stromdichteverteilung in geringem Abstand in Abbildung 23 legen eine Plasmadichteverteilung mit einem größerem Plateau nahe, das am besten durch ein Polynom 4. Ordnung angepaßt werden kann.

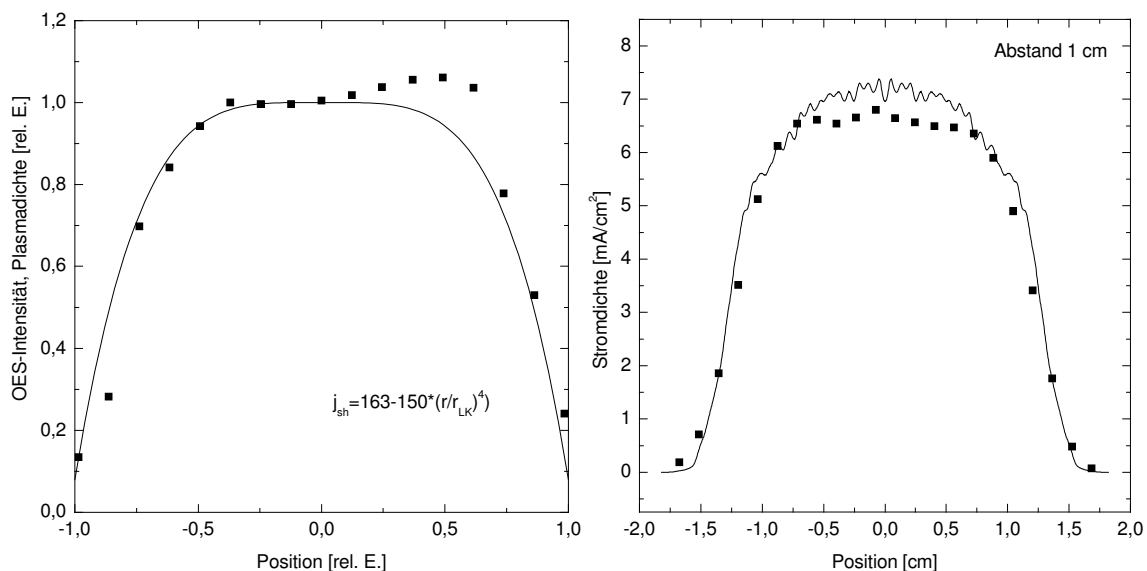


Abbildung 23: OES-Profil und angepasstes Plasmadichteprofil (links) und Stromdichteprofil der ISQ 40 HF unter den Bedingungen des Langzeittestes.

#### Stabilität des Ionenquellen-Betriebes

Abbildung 24 zeigt anhand des Protokolls das Einlaufverhalten bis zum stabilen Betrieb in den ersten 60 h nach dem Neueinschalten. In den ersten Stunden treten Druckschwankungen auf, hervorgerufen durch Restausgasungen. Desweiteren nimmt in dieser Zeit der extrahierte Strom ab bei konstantem Massenfluß und Druck, bis das Extraktionssystem ins thermische Gleichgewicht gelangt ist. Dabei nimmt vermutlich durch die Erwärmung die Krümmung des Schirmgitters zu, die später ausführlicher betrachtet wird. Die weiteren kleineren Schwankungen des extrahierten Stromes sowie der Ströme auf die Gitter haben ihre Ursache in Druck- bzw. Masseflußschwankungen aufgrund einer zu dieser Zeit nicht völlig zuverlässig arbeitenden Masseflußregelung.

Bei einem extrahierten Strom von 40 mA betrug der Gitterstrom  $I_{acc}$  0.6 mA. Durch die zunehmende Beschichtung der Isolatoren wächst dieser Strom im Laufe der Zeit leicht an.

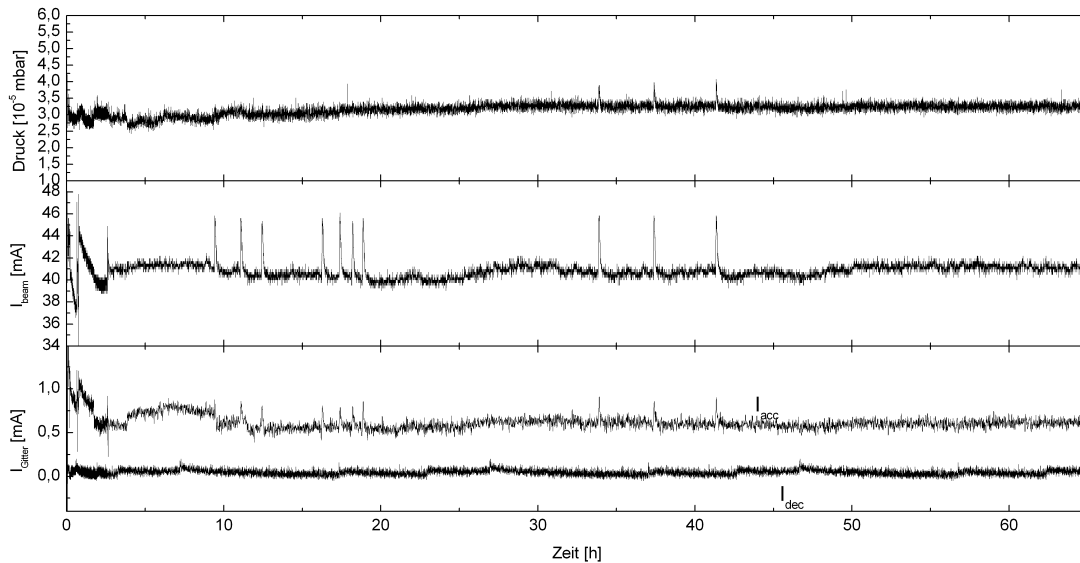


Abbildung 24: Testprotokoll über die ersten 65 h nach einem Neueinschalten.

### Masseänderungen der Gitter

Die Masseänderungen der Gitter über die Betriebszeit (Abbildung 25) Es wurde eine Masseabnahme des Beschleunigungsgitters festgestellt, die anfänglich bei 0,07 mg/h lag und nach etwa 1500 h auf 0,11 mg/h zugenommen hat, wo sie derzeit unverändert liegt.

Die Masseänderung des Bremsgitters bewegt sich um Null herum. Dieses Gitter wird am stärksten von der Rückbeschichtung des vom Ionenstrahl abgetragenen Materials betroffen, so daß sich Beschichtung und Abtrag ungefähr kompensieren.

Die Beschichtungsrate wurde mit dem Beschichtungsring zu  $1,1 \mu\text{g}/\text{h}\cdot\text{cm}^2$  abgeschätzt. Damit ergibt sich aufgrund der nach außen offenen Gitterfläche eine Beschichtungsrate auf dem Bremsgitter von 0,017 mg/h, was gut mit den Masseänderungen dieses Gitters korrespondiert. Auf dem

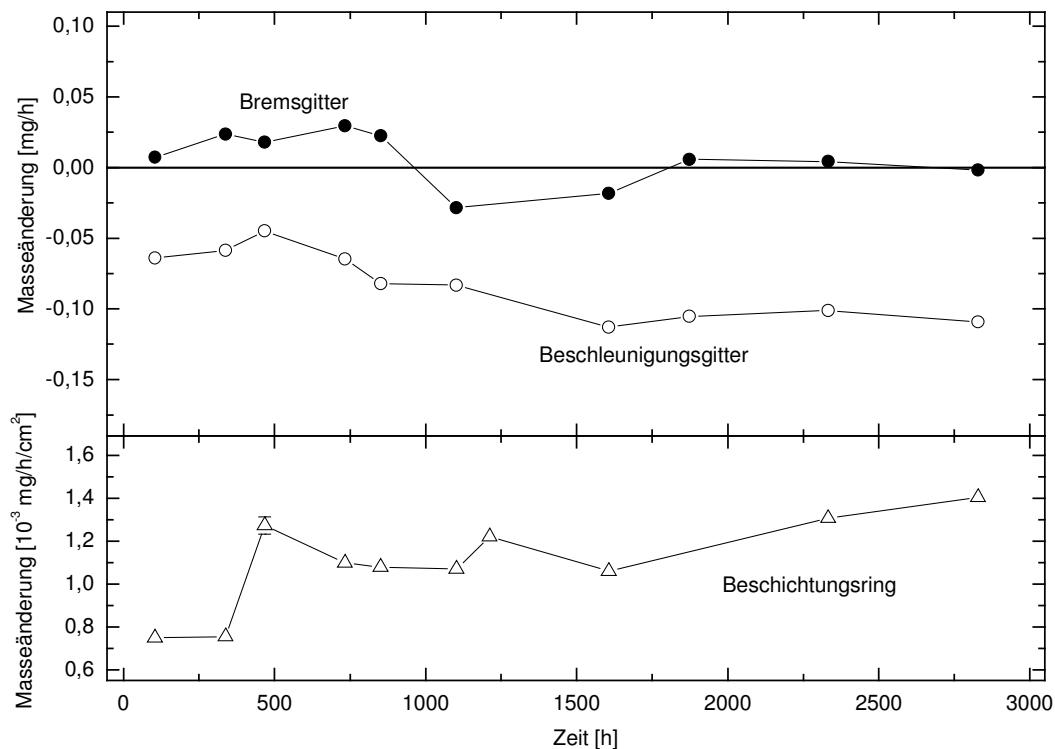


Abbildung 25: Masseänderung der Gitter. Die experimentellen Fehler sind kleiner als die Punkte, die Meßwerte des Beschichtungsringes weisen jedoch einen größeren zufälligen Fehler auf.

Beschleunigungsgitter wird eine Beschichtungsrate von weniger als 0.004 mg/h abgeschätzt, die weniger als 5 % der dort beobachteten Masseänderung ausmacht. Eine weitere Materialquelle für eine Beschichtung stellt das in der Plasmakammer, vom Plasmaanker und vom Schirmgitter abgetragene Material dar, das hauptsächlich auf dem Schirm- und Beschleunigungsgitter abgelagert wird. Aus der mit der Betriebszeit abnehmenden Beschichtung der Wände des Entladungsgefäßes und des Masseabtrages vom Schirmgitter kann man schließen, daß dieser Abtrag in den ersten 1000 h erheblich abgenommen hat, was mit dem zunehmenden Masseverlust des Beschleunigungsgitters korrespondiert.

#### *Änderung der Lochdurchmesser*

Abbildungen 26 und 27 zeigen die Entwicklung der Lochdurchmesser im Beschleunigungsgitter (Schirm- und Bremsgitterseite), die aus den lichtmikroskopischen Aufnahmen beider Gitterseiten vermessen wurden. Auf der Schirmgitterseite stellt sich nach anfänglicher homogener Erosionsverteilung eine im Zentrum verringerte Erosion ein. Auf der dem Bremsgitter zugewandten Seite hingegen bildet sich ein auch aus anderen Tests [Leiter 01] bekanntes Profil mit dem Maximum im Zentrum aus. Auf dieser Seite ist die Erosion etwas stärker als auf der Schirmgitterseite. Bis zum Zeitpunkt dieses Berichtes nahmen die Lochdurchmesser linear mit der Zeit zu (Abbildung 28), die mittlere Erosionsrate betrug 61 nm/h. Die  $\mu scan$ -Untersuchungen bestätigen diese Ergebnisse.

Die Durchmesser der Löcher im Schirmgitter (Abbildung 29) nehmen, bedingt durch die Ablagerung von Material aus dem Entladungsgefäß und dem Plasmaanker, mit der Zeit etwas ab. Während die anfängliche Wachstumsrate etwa 50 nm/h betrug, verringerte sie sich nach etwa 1000 h und liegt derzeit bei 10 nm/h. Was diese Änderungen des Abtrages in der Plasmakammer verursacht hat, wird derzeit mittels Plasmamonitormessungen untersucht.

Die Löcher im Bremsgitter (Abbildung 30) haben sich bis zum Berichtszeitpunkt nicht wesentlich verändert. Auf der Außenseite ist im Rahmen des Meßfehlers keine Änderung des Durchmessers sicher feststellbar. Auf der Seite zum Beschleunigungsgitter hat am Anfang des Tests

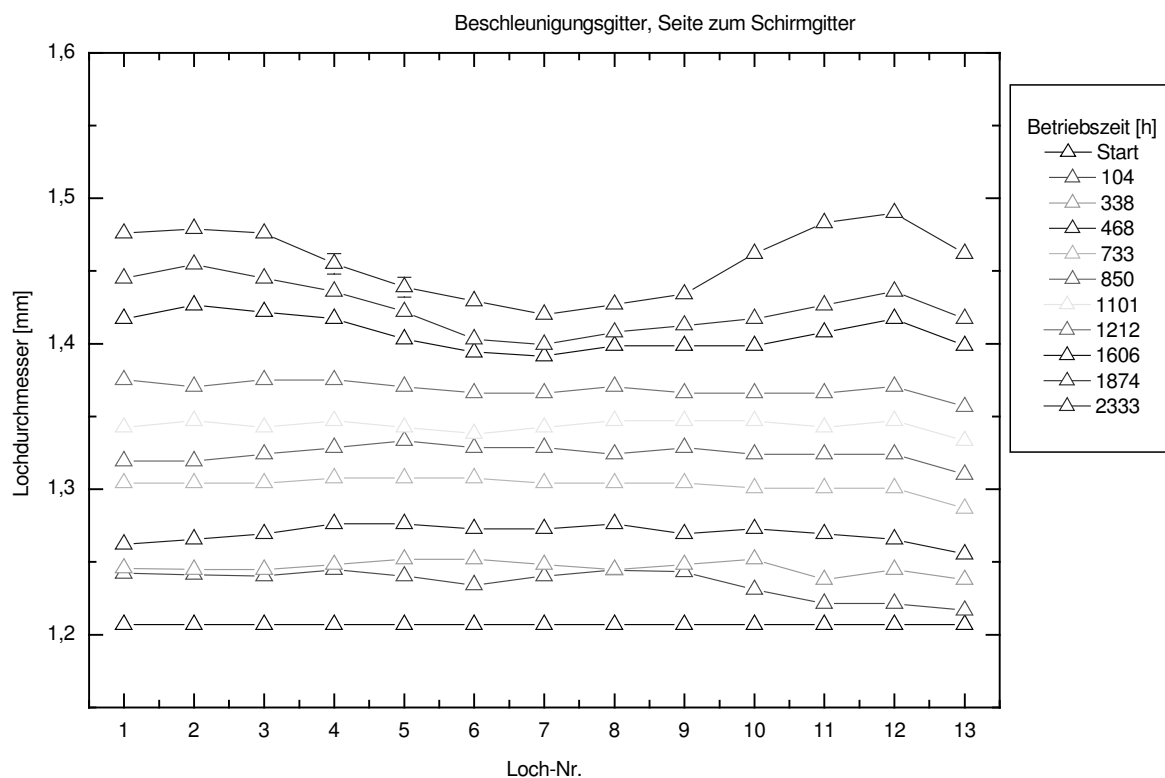


Abbildung 26: Lochdurchmesser im Beschleunigungsgitter auf der Schirmgitterseite.

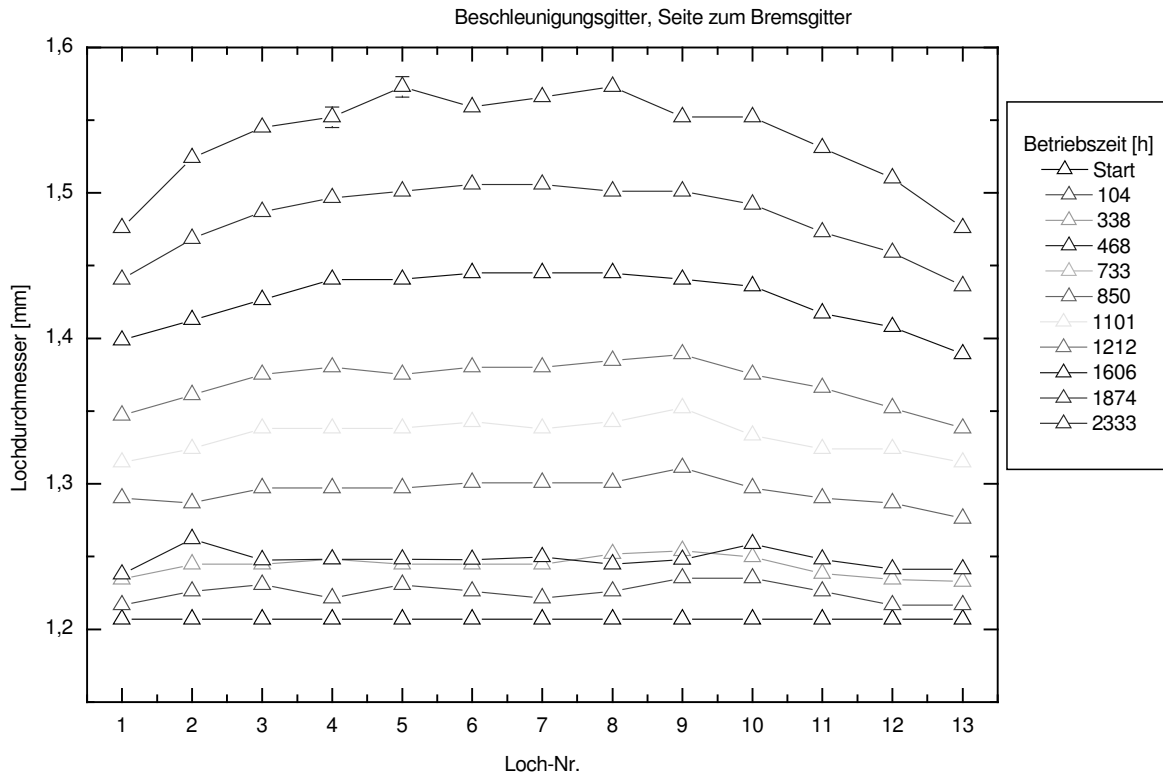


Abbildung 27: Lochdurchmesser im Beschleunigungsgitter auf der Bremsgitterseite.

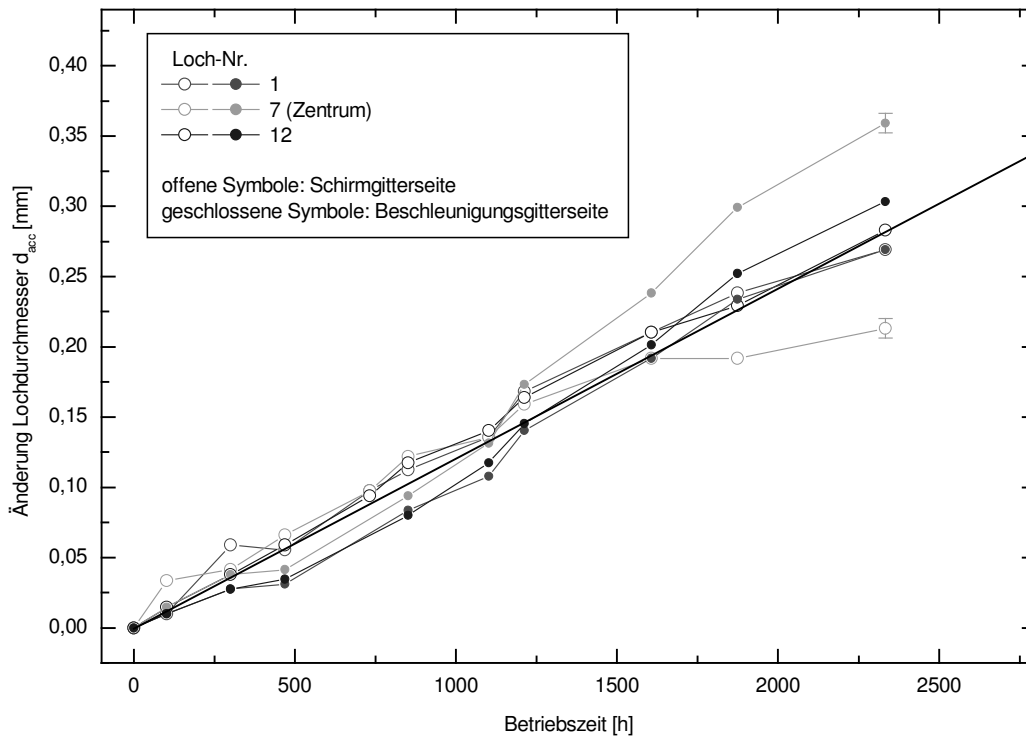


Abbildung 28: Zeitliche Entwicklung der Lochdurchmesser im Beschleunigungsgitter. (Die schwarze Linie dient nur der Orientierung)

eine erhebliche Vergrößerung der Löcher stattgefunden, die sich aber offensichtlich im weiteren Testverlauf nicht fortgesetzt hat bzw. durch die Beschichtung ausgeglichen wurde.

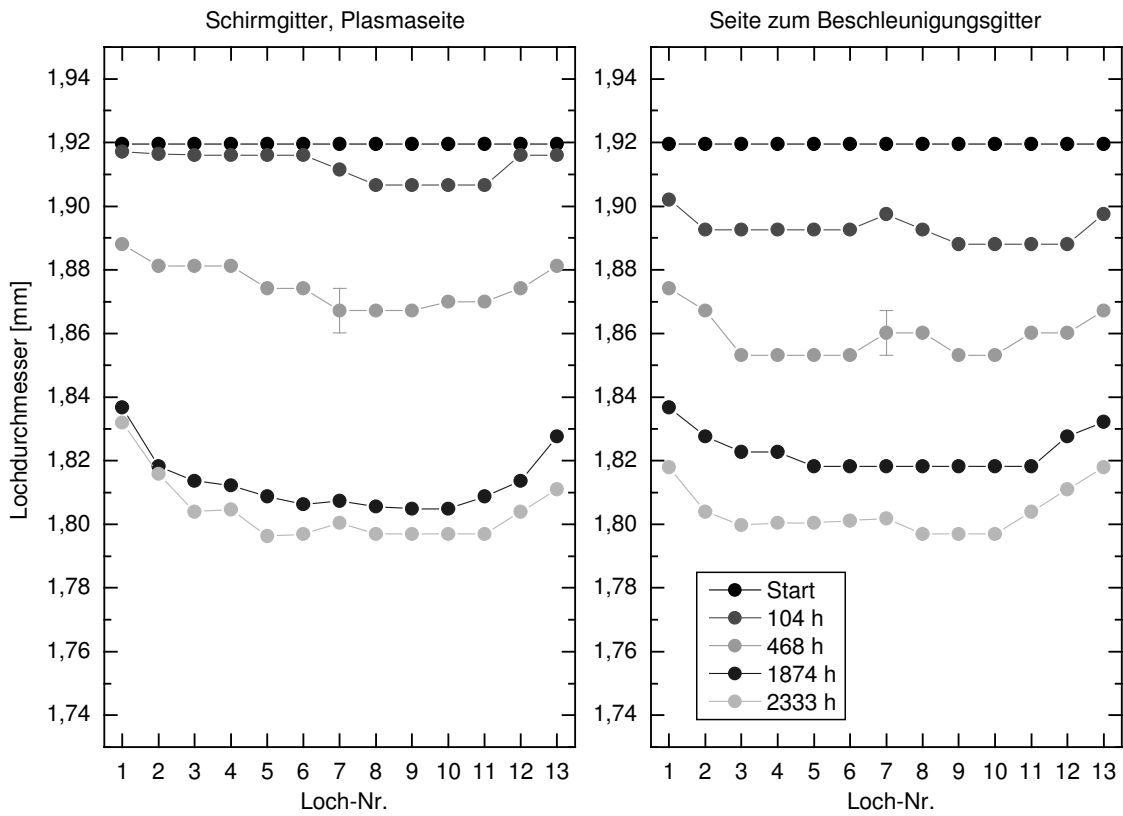


Abbildung 29: Entwicklung der Lochdurchmesser im Schirmgitter.

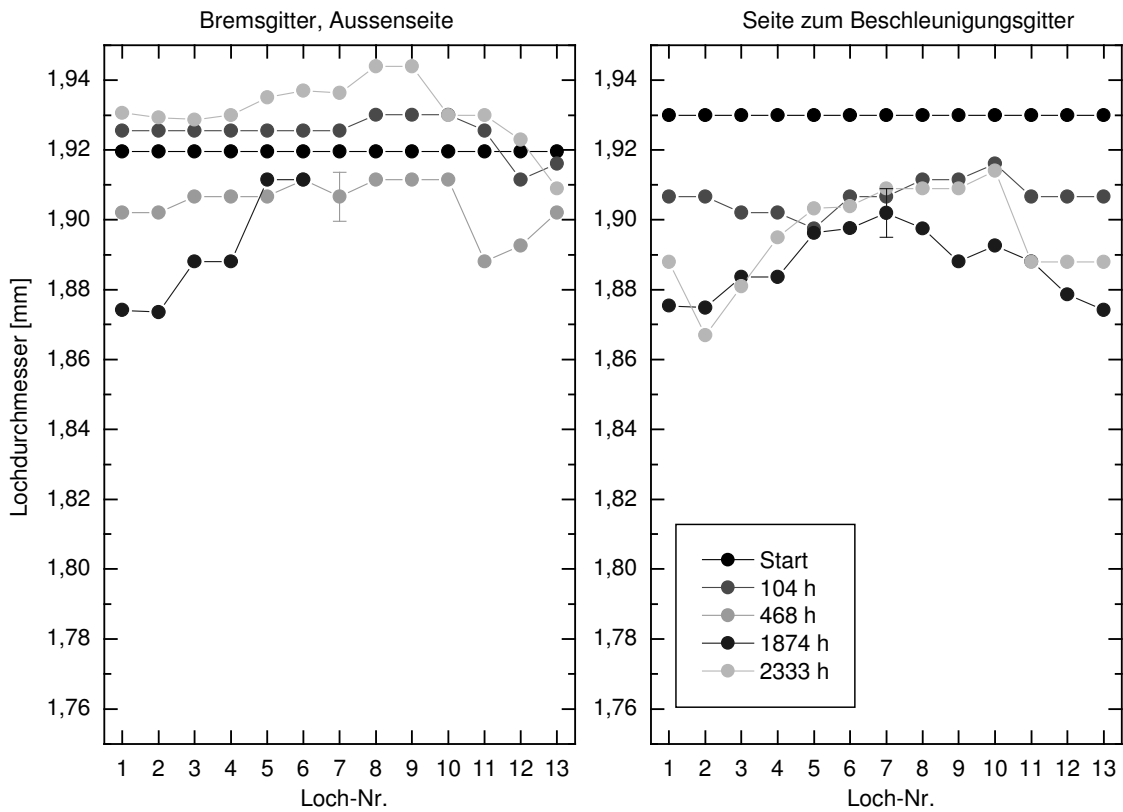


Abbildung 30: Entwicklung der Lochdurchmesser im Bremsgitter.

### Änderung der Schirmgitterkrümmung

Die anfänglich geringe Krümmung des Schirmgitters ( $30\ \mu\text{m}$ ) hat sich bereits in den ersten Phasen des Testes erheblich verstärkt auf etwa  $100\ \mu\text{m}$  (Abbildung 31). Im weiteren Verlauf nahm die Krümmung nur noch wenig zu. Damit hat sich der Abstand zwischen Schirm- und Beschleunigungsgitter von  $0.6\ \text{mm}$  (Tabelle 4) auf nur noch  $0.5\ \text{mm}$  verringert.

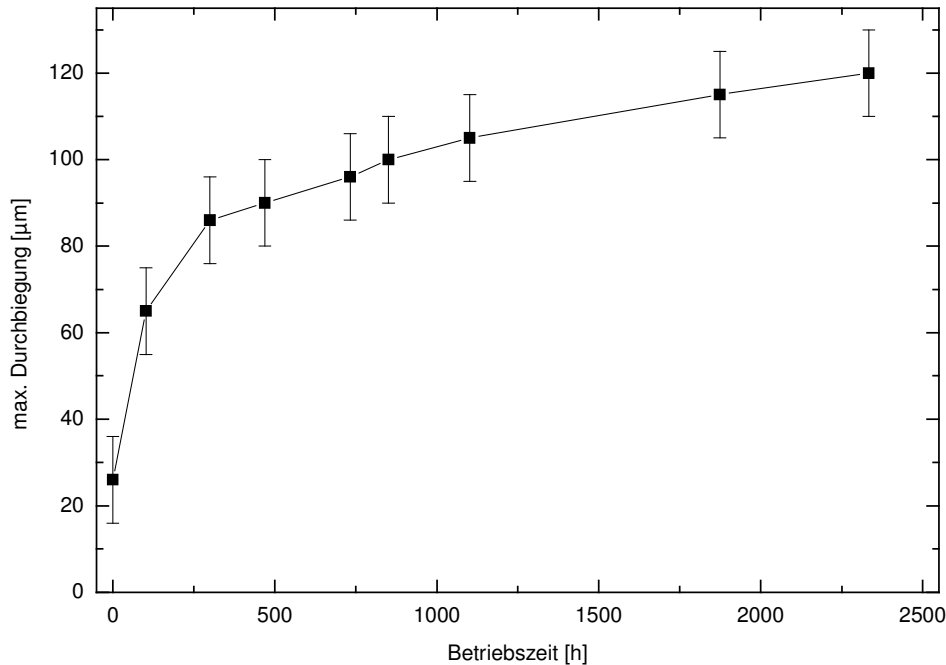


Abbildung 31: Maximale Durchbiegung des Schirmgitters.

### Vergleich mit der Simulation

Mit der im IOM entwickelten Gittererosionssimulation [Tartz 99-2] wurden die Gitterströme und Erosionsparameter für den Anfangszustand berechnet. Tabelle 6 stellt die Ergebnisse zusammen. Es ergibt sich eine gute Übereinstimmung im 10%-Bereich. Setzt man die ermittelte Erosion linear fort, wird das Ende der Lebensdauer dieser Konfiguration nach 8000 h erreicht.

Tabelle 6: Vergleich gemessener und simulierter Erosionsdaten

	Gemessen	Simulation
$I_{acc}$	0.6 mA	0.78 mA
$I_{decel}$	0.05 mA	0.05 mA
Masseverlust accel	0.11 mg/h	0.09 mg/h (151 Löcher)
mittl. Erosionsrate accel	61 nm/h	70 nm/h

### Vergleich mit der RIT-Evo Konfiguration

Berechnet man die Erosionsraten für die RIT Evo-Konfiguration (siehe Tabelle 4, linke Spalte) unter den gleichen Betriebsbedingungen wie in diesem Test (also wie in Tabelle 5) und unter den RIT-Bedingungen [Leiter 01], so erhält man die Ergebnisse in Tabelle 7. Setzt man für die RIT-Bedingungen die Erosion gleichmäßig fort, ergibt sich eine Lebensdauer von 18000 h.

*Tabelle 7: Erosionsdaten für die RIT-Evo-Konfiguration auf einer ISQ 40 HF-Ionenquelle*

	Evo, gleiche Bedingungen	Evo, RIT-Bedingungen
Massefluß	1.2sccm	0.8sccm
Propellant Utilisation	55%	78.5%
$I_{acc}$	0.9mA	0.3mA
Eosionsrate accel	75nm/h	26nm/h

### 3. ZUSAMMENFASSUNG

Im Rahmen dieses Projektes wurden die für elektrostatische Raumantriebe relevanten Ionensextraktionsbedingungen einer expliziten 3D-Modellierung unterzogen. Dabei wurde auch großes Augenmerk auf die inhomogene Plasmaverteilung in der Plasmagrenzschicht gerichtet. In einer Langzeitbetrachtung der Gittererosion wurde das primäre Ziel verfolgt, die zeitliche Entwicklung der Gittererosion zu studieren, um experimentelle Daten für eine umfassende Validierung der Gittererosionsmodellierung zur Verfügung zu stellen und diese so als Werkzeug zur Lebensdauer-simulation für elektrostatische Ionentriebwerke zu schärfen.

Hinsichtlich der Nachbarlocheffekte wurde in einer 3D-Simulation ein anisotropes Strahlprofilmuster gefunden, wie es experimentell in der Literatur vorgelegt ist. Abgesehen von unter sehr ungünstigen Extraktionsbedingungen auftretenden anisotropen Erosionsmustern erscheint für Ionentriebwerke die Erfassung von Nachbarlocheffekten in sphärischer Näherung völlig ausreichend. Bei den meisten Anwendungen gestatten die Plasmadichteverteilung in der Grenzschicht und die Extraktionsbedingungen den Verzicht auf die Betrachtung dieser Effekte. Signifikanter ist die 3D-Beschreibung für Symmetriebrechungen infolge ungenauer Gitterjustierung oder thermisch bedingtem Misalignment. Die eingehendere Untersuchung der Effekte von Versetzungen von Gitterlöchern erbrachte Resultate, mit deren Hilfe die beim Test des RIT-10 für die GOCE-Mission beobachtete Wanderung des Schubvektors bei Variation des Schubes interpretiert werden konnte.

Für die Bestimmung der inhomogenen Plasmaverteilung an der Plasmagrenzschicht wurde mit der OES ein direktes, aber integrales Verfahren mit einer effektiven Grenschicht-sensitiven Vorgehensweise kombiniert. Mit der vergleichenden Behandlung zweier Plasma-Anregungsmoden (HF vs. DC) kann die erhaltene konsistente Systematik das effektive Verfahren validieren, das auf einer iterativen Annäherung an experimentelle Strom-Spannungs-Charakteristiken beruht. Hervorzuheben ist, dass die in diesem Arbeitspaket erzielte Kompetenzerweiterung nicht nur für Raumfahrtanwendungen, sondern in vollem Umfang auch für die terrestrischen Anwendungen der Ionenstrahltechnologien von großer Bedeutung ist.

Die experimentellen Arbeiten zur Langzeitbetrachtung der Gittererosion wurden an einer für diese Zwecke angepaßten Ionenquelle des IOM (ISQ 40 HF) mit dem Ziel einer kosteneffektiven Validierung der Erosionsmodellierung durchgeführt. In der sequentiellen Einschätzung vieler Zwischenzustände (zwischen den *BOL*- und *EOL*-Stufen) wurde, ermöglicht durch eine selbstjüsternde Gitteranordnung, eine detailliertere Verfolgung der Gittererosionseffekte erreicht als standardmäßige Langzeittests erlauben.

Diese Förderung ermöglichte nicht nur eine Stärkung der Kompetenz für weitere Aktivitäten im Feld der elektrischen Antriebe. Vielmehr haben die erarbeiteten Routinen und die gewonnenen Erfahrungen auch einen synergetischen Effekt auf die irdischen ionenstrahltechnologischen Anwendungen.

## 4. LITERATUR

**Anderl 96**

P. Anderl, K. Blömer, E. Hartmann, R. Mehnert, A. Mende A. Müller, U. Schwab, *Vorrichtung zum Bestrahlen von Oberflächen mit Elektronen*, DE 4432 982 A1 28.03.96, DE 4432 983 C1 26.10.95, DE 4432 984 A1 28.03.96.

**Arakawa 96**

Y. Arakawa, M. Nakano, *An efficient three-dimensional optics code for ion thruster research*, AIAA Paper No. AIAA 96-3198, 32. Joint Propuls. Conf., Lake Buena Vista, 1.-3. 07. 1996.

**Bassner 00**

H. Bassner, R. Killinger, M. Marx, R. Kukies, M. Aguirre, C. Edwards, H.-P. Harmann, *Ion propulsion for drag compensation of GOCE*, paper AIAA 2000-3417, 36<sup>th</sup> Joint Propuls. Conf., Huntsville, AL, 16-19. July 2000.

**Becker 92**

R. Becker, W. B. Herrmannsfeldt, *IGUN - A program for the simulation of positive ion extraction including magnetic fields*, Rev. Sci. Instrum. 63 (1992) 2756.

**Bond 95**

R. A. Bond, P. M. Latham, *Ion thruster extraction grid design and erosion modelling using computer simulation*, AIAA Paper No. AIAA 95-2923, 31. Joint Propuls. Conf., San Diego, 10.-12.07.1995.

**Chen 84**

F. F. Chen, *Introduction to plasma physics and controlled fusion*, Plenum, New York, 1984.

**d'Agostino 90**

R. d'Agostino: *Plasma Deposition, Treatment, and Etching of Polymers*, Academic Press 1990, S.109-124.

**Döring 93**

H.-R. Döring, E. Hartmann, *Process and device for detecting substances in an ambient substance, especially for detecting toxic gaseous agents in ambient air*, 1993 internationales Patent PCT/DE91/00295.

**Flamm 99**

D. Flamm, M. Zeuner, *Spatially resolved measurements of plasma parameters in a broad-beam ion source*, Surf. Coat. Technol. 119 (1999) 1089.

**Green 74**

T. S. Green, *Intense ion beams*, Rep. Progr. Phys. 37 (1974) 1257.

**Hartmann 89**

E. Hartmann, H.-R. Döring, *The self-consistent charge method: A numerical approach to radiation-induced charge-transport phenomena*, Isotopenpraxis 26 (1989) 176.

**Hamabe 01**

M. Hamabe, Y. Takeiri, K. Ikeda, Y. Oka, M. Osakabe, K. Tsumori, E. Asano, T. Kawamoto, O. Kaneko, M. Tanaka, Rev. Sci. Instrum. 72 (2001) 3237.

**Hayakawa 98**

Y. Hayakawa, S. Kitamura, K. Miyazaki, *Beamlet profiles from multiple-hole ion extraction systems*, J. Propul. Power 14 (1998) 568-574.

**Kaufman 79**

H. R. Kaufman, J. M. E. Harper, J. J. Cuomo, J. Vac. Sci. Technol. 16 (1979) 179.

**Leiter 01**

private Mitteilung.

**Stewart 75**

L. D. Stewart, J. Kim, S. Matsuda, Rev. Sci. Instrum. 46 (1975) 1193.

**Tartz 97**

M. Tartz, E. Hartmann, F. Scholze, H. Neumann, F. Bigl, *A new approach to ion beam modelling*, Surf. Coat. Technol. 97 (1997) 504.

**Tartz 98**

M. Tartz, E. Hartmann, F. Scholze, H. Neumann, *Modelling of broad beam ion sources*, Rev. Sci. Instrum. 69 (1998) 1147.

**Tartz 99-1**

M. Tartz, E. Hartmann, M. Lenk, R. Mehnert, *Optimization of equipment for electron radiation processing*, Nucl. Instrum. Meth. A 427 (1999) 261.

**Tartz 99-2**

M. Tartz, E. Hartmann, R. Deltschew, H. Neumann, *Experimental validation of a grid erosion simulation*, AIAA Paper No. AIAA 99-2860, 35. Joint Propuls. Conf., Los Angeles, June 20-24, 1999.

**Tartz 00**

M. Tartz, E. Hartmann, R. Deltschew, H. Neumann, *Approximation of the plasma inhomogeneity by broad-beam measurements and simulation*, Rev. Sci. Instrum. 71 (2000) 678.

**Tartz 01**

M. Tartz, E. Hartmann, R. Deltschew, H. Neumann, *Thrust-vector tilting caused by grid misalignment*, Paper IEPC-01-114, 27th Int. Electric Propuls. Conf., Pasadena, CA, 15-19 October, 2001.

**Tartz 02**

M. Tartz, E. Hartmann, R. Deltschew, H. Neumann, *Effects of aperture displacements in broad-beam ion extraction systems*, Rev. Sci. Instrum. 73 (2002) 928.

**Whealton**

J. H. Whealton, Rev. Sci. Instrum. 48 (1977) 1428.

**Yanyenko 81**

N.N. Yanyenko, *The method of fractional steps*, Springer, New York, 1981.

**Zhang 93**

Q. Zhang, X. Peng, D. Keefer, *Particle simulation of grid erosion for a three-grid ion thruster*, Paper No. IEPC-93-178, 23. Int. Electric Propuls. Conf., Seattle, 13.-16. 09. 1993.

## VERÖFFENTLICHUNGEN IM RAHMEN DIESES PROJEKTES

### Veröffentlichungen:

- M. Tartz, E. Hartmann, R. Deltschew, H. Neumann, *Approximation of the plasma inhomogeneity by broad-beam measurements and simulation*, Rev. Sci. Instrum. 71 (2000) 678.
- M. Tartz, R. Deltschew, E. Hartmann, H. Neumann, *Effect of plasma inhomogeneity on grid performance*, Paper No. AIAA 2000-3665, 36th Joint Propuls. Conf., Huntsville, July 17-19, 2000.
- M. Tartz, E. Hartmann, R. Deltschew, H. Neumann, *Thrust-vector tilting caused by grid misalignment*, Paper IEPC-01-114, 27th Int. Electric Propuls. Conf., Pasadena, CA, 15-19 October, 2001.
- M. Tartz, E. Hartmann, R. Deltschew, H. Neumann, *Effects of aperture displacements in broad-beam ion extraction systems*, Rev. Sci. Instrum. 73 (2002) 928.

### Vorträge und Poster:

- M. Tartz, R. Deltschew, E. Hartmann, H. Neumann, *Inhomogeneity of the plasma of a gridded ion thruster*, Poster, 3rd Int. Conf. on Spacecraft Propuls., Cannes, 10.-13. Oktober, 2000.
- M. Tartz, E. Hartmann, R. Deltschew, H. Neumann, *Thrust-vector tilting caused by grid misalignment*, Vortrag, 27th Int. Electric Propuls. Conf., Pasadena, CA, 15-19 October 2001.
- M. Tartz, E. Hartmann, R. Deltschew, H. Neumann, *Effects of aperture displacements in broad-beam ion extraction systems*, Poster, 9th Int. Conf. on Ion Sources, Oakland, September 3-7, 2001.
- M. Tartz, R. Deltschew, E. Hartmann, H. Neumann, *Effect of plasma inhomogeneity on grid performance*, Vortrag, 36th Joint Propuls. Conf., Huntsville, July 17-19, 2000.
- M. Tartz, *3D-Effekte in Ionenextraktionssystemen*, Vortrag, 9. Erfahrungsaustausch „Oberflächentechnologie mit Plasmaprozessen“, 6. März 2002, Mühlleiten.