Leibniz-Institut für
Oberflächenmodifizierung e.V.

Abschlußbericht zum Teilvorhaben

“Grundlegende Untersuchungen zur Anpassung des Strahlprofils von Breitstrahlionenquellen”

im Verbundprojekt

„Strahlprofilsteuerung großflächiger Ionenstrahlquellen für die Ultrapräzisionsbearbeitung“

FKZ 13N7920

Zuwendungsempfänger: **Leibniz-Institut für Oberflächenmodifizierung e.V. Leipzig**

Laufzeit des Vorhabens: **01. 02. 2001 bis 30. 09. 2004**

Inhaltsverzeichnis

I. Randbedingungen zur Durchführung des Vorhabens 6

Aufgabenstellung 6

Voraussetzungen 9

Planung und Ablauf der Bearbeitung 10

Wissenschaftlich-technische Stand bei Beginn des Vorhabens 14

Literaturverzeichnis 15

Bewertung der Zusammenarbeit mit Partnern bzw. Unterauftragnehmern 17

II. Ergebnisse 19

1. Elektrische Methoden der Breitstrahlprofilsteuerung 19

Ergebnisse 22

Messung der einzelnen Beamleteigenschaften 23

Eingesetzte Testgittersysteme 24

Vergleichsbeamlet aus einem 2-Gitter-Extraktionssystem 24

Beamlet aus 2D-gesteuertem Extraktionssystem 26

2. Lineare Breitstrahlprofilsteuerung (elektrische 1D-Profilsteuerung) 28

Experimenteller Aufbau 28

Elektrische Profilsteuerung 30

Theoretischer Ansatz für den Steuerungsalgorithmus 32

Simulation 35

Ergebnisse 39

3. Strahlprofilsteurung durch Gittermodifikationen 42

Simulation zur Strahlprofilsteuerung über Gittermodifikation 48

Bohrfile-Erstellung zur Umsetzung der Simulation auf CNC-Maschinen 52

Programm "ISQ-Gitter" (Eingabe : Lochdurchmesser, Lochabstand) 53

Erläuterung des Eingabefensters zum Programm „ISQ Gitter“ 53

Berechnungsgrundlage im Programm „ISQ-Gitter“ 56

Berechnung für tetragonale und hexagonale Lochanordnung 56

Verschiebung der Koordinaten bei Angabe von Versatz und Drehung 57

Anpassung der Gitterkoordinaten an die Gitterform 57

Auswertung - Loch innerhalb des Lochbereiches 58

Berechnung von Kippungswinkeln und z-Koordinate 58

Programm "Ringgitter" 59

Eingabemaske zum Programm „Ringgitter“ 59
Gittertransparenz 60
3D- Faraday-Einzelsondenmessungen zur Definition der Plasmarandschicht 64
Ergebnisse zur Strahlprofilsteuerung über Gittermodifikation 65
4. Strahlprofilsteuerung durch Clusterung von Breitstrahlionenquellen 70
Experimenteller Aufbau der Clusterquelle und Ergebnisse Testmessungen 70
Simulation zur Strahlprofilsteuerung über Clusterung 73
5. Moderne Plasma-, Plasmarandschicht- und Ionenstrahldiagnostik 76
Experimenteller Aufbau - Pumpstand Pulva 2 mit Ionenquelle 76
Meßmethoden 77
Thermosonde 77
Fotometrische Messungen 79
Emissionsspektroskopie 81
Messungen mit der Langmuirsonde 82
Energiestrom und Strahlprofil 84
Fotometrische Untersuchung der Plasmarandschicht 86
Messungen mit der Langmuir-Sonde 92
Wechselwirkung des Ionenstrahles mit Pulverteilchen 94
Einwirkung des gesamten Ionenstrahles 94
Lokal begrenzte Einwirkung 96
Versuche der Visualisierung der Plasmagrenzschicht am Gitter der Ionenquelle ... 98
Schlussfolgerungen und Ausblick 102
6. Aufbau eines Teststandes zur Präzisionsoberflächenbeschichtung mittels steuerbarer Breitstrahlionenquellen 105
Konzeptskizze 105
Profilmessungen mittels Faraday-Cups 107
7. Nutzen und Verwertbarkeit der Ergebnisse 110
8. Bewertung der Ergebnisse an Hand des derzeitigen internationalen Standes. 111
III Erfolgskontrollbericht 113

Ergebnisse, Synergien und wesentliche neue Erfahrungen 113
Patente und Erfindungen 113
Wirtschaftliche Erfolgsaussichten, Transferstrategien und deren Zeithorizont 114
Wissenschaftliche Ergebnisse und deren weitere Nutzung 114

Wirtschaftliche und wissenschaftliche Anschlußfähigkeit, Vorschlag für nächste innovatorische Schritte 114
Arbeiten , die zu keiner nutzbaren Lösung geführt haben 115
Präsentationsvorschläge 115
Bemerkungen zur Einhaltung von Kosten- und Zeitplanung 116
Danksagung 116
An der Ausarbeitung des Berichts beteiligte Mitarbeiter 116
JENION 116
EMA Universität Greifswald 116
INP Greifswald 116
IOM Leipzig 116

I. Randbedingungen zur Durchführung des Vorhabens

Aufgabenstellung

Das Ziel dieses Verbundes war die Schaffung moderner, universell einsetzbarer Niederenergie - Breitstrahlionenquellen, deren Design eine rasche Anpassung ihrer „Werkzeugfunktion“ an die Anforderungen unterschiedlicher Nanotechnologien erlaubt. Dabei wurden drei neuartige, durch numerische Simulationsverfahren gestützte Ideen der Gestaltung von elektrostatischen Absauggittersystemen mit bereits entwickelten, filamentfreien Plasmaerzeugungsprinzipien verknüpft und in verschiedenen Technologoiefeldern bewertet.

Die Mikroelektronik als Schlüsseltechnologie der zweiten Hälfte des 20. Jahrhunderts hat mit Sicherheit die Prognosen und Erwartungen der Experten sowohl im Entwicklungstempo als auch in der hervorgebrachten Qualität bei weitem übertroffen. Wer hätte vor 20 Jahren eine Prognose gewagt, dass am Ende des Jahrtausends fast jeder Büroarbeitsplatz mit einem Computer ausgestattet ist, der die damaligen Großrechner in seiner Leistungsfähigkeit bei weitem übertrifft und zudem an ein weltweites Datennetz mit bereits unzähligen Informationsanbietern angeschlossen ist.

Weniger von der Öffentlichkeit beachtet, aber genauso wie die hiermit entstandenen Märkte expandiert, entstanden ganze neue Forschungsrichtungen wie z.B. die Halbleiterphysik und eine Vielzahl die heutige Mikroelektronik ermöglichende Technologien, von denen meist in der Öffentlichkeit unbekannte Höchstleistungen auf unterschiedlichsten Gebieten vollbracht werden. Die Anforderungen an die Bearbeitungs- und Charakterisierungsmethoden wachsen aber immer noch weiter. Speziell auch in den Nano-Technologien müssen neue Wege zur Realisierung neuer Prinzipien beschritten werden.

In Verbindung mit dieser rasanten Entwicklung in der Mikroelektronik entstanden Plasma-, Elektronenstrahl-, Laser- und Ionenstrahltechnologien als eigenständige Gebiete mit weltweit agierenden, hochspezialisierten Ausrüstungsherstellern. Begleitet wird dieser Prozess durch rasante Entwicklungen auf dem Gebiet der Chemie (Reinstchemikalien) und der Automatisierungstechnik (Handling). Die Ionenstrahltechnik hat einen hohen Ausreifungsgrad z.B. in der Ionenimplantation für die Schaltkreisherstellung erreicht, auf anderen Gebieten, wie z. B. der Lesekopfherstellung für Festplatten sind ihre Erfolge durch die technologische Umsetzbarkeit neuer Wirkprinzipien im industriellen Maßstab vorprogrammiert.

Wesentliche Voraussetzung für neue Anwendungen der Ionenstrahltechnologien war und ist die Anpassung des "Werkzeuges" an die Erfordernisse der unterschiedlichen Technologien, bei denen der Einsatz von Ionenstrahlverfahren bereits unstrittig avisiert ist. Bewertungsfaktoren sind dabei die Produktivität, das heißt große Flächen bei hoher Ionenstromdichte und guter Strahlhomogenität (bei modernen Technologien <5%) und die Möglichkeit der Anpassung des Strahlprofiles. So soll mit den Ergebnissen dieses Verbundes der Einsatz der Breitstrahltechnologien sowohl in der Ultrapräzisionsoberflächenbearbeitung effizienter gestaltet und die Erschließung weitere Einsatzfelder für nm-genaue Beschichtungen und Strukturierungen vorangetrieben werden.

Das damit adressierte Marktpotential außerhalb der Mikroelektronik reicht beginnend von der Ionenstrahlultrapräzisionsbearbeitung optischer und röntgenoptischer Hochleistungsbauelemente (Satellitenkommunikation, Lithographieoptiken, Synchrotronspiegel u.a.m.) über Anwendungen in Ultrapräzisionsbeschichtung (TFH (Thin Film Head), MRAM, Röntgenspiegel (z.B. EUVL - Multilayer - Spiegel), Röntgenmasken) und Biotechnologie zur Erzeugung biokompatibeler Oberflächen bis hin zu dekorativen Schichtstrukturierungen, Schichthaftungsverbesserung und Funktionsschichtgestaltung in der Architektur- und Autoglasherstellung und der Photovoltaik. Im Gegensatz zum stark veränderlichen Marktverlauf in der Mikroelektronik kann auf diesen Märkten mehr mit einem zwar moderateren (Prognosen um 10%) aber lang anhaltendem Wachstum gerechnet werden, da sich hier noch vieles in oder vor der innovativen Anfangsphase befindet.

Eine Reihe dieser Einsatzmöglichkeiten waren Gegenstand der technologischen Arbeiten zur Unterstützung der Ergebnis- bzw. Anlagenvermarktung der Projektpartner AIS, SENVAC und Roth&Rau AG. Hier geht es im wesentlichen um gezielte, neuartige nm-genaue Beschichtungen und Strukturierungen und den damit in Verbindung stehenden Softwaretechnologien zur Steuerung derartig komplexer Systeme. Dabei kommt es auf die Eigenschaften der erzeugten Schicht z.B. auf präzise Dicke im Bereich von wenigen nm bei möglichst geschlossener Schicht, Reproduzierbarkeit dieser Schichtdicken und Schichteigenschaften und die Homogenität dieser Schichtdicke ohne Einsatz von Korrekturblenden bei der Beschichtung auf größeren Flächen an. Diese korrekturblendenfreie Beschichtungstechnologie mit Schichtdickenhomogenitäten << 1% soll wesentlich die im Prozess selbst erzeugten Partikel mit Größen unterhalb von 50 nm Durchmesser vermeiden helfen.

Auch für eine Strukturierung ob maskenlos mit entsprechender Ansteuerung des Strahlprofils oder über Haftmasken lauten die wesentlichen Forderungen hohe Präzision, Reproduzierbarkeit und Homogenität über Flächen ≥ 6´´.

In speziellen Fällen (z.B. reaktive Beschichtungen mit Isolatoren – z.B. für MRAM-Anwendungen) sind auch mit der Ionenstrahlbeschichtung erreichbare Raten im Bereich von > 1 nm/s von großem Interesse, da die konventionellen Verfahren (Magnetronsputtern, Diode) hier nur ungenügende Ergebnisse liefern.

Für all diese für die Ionenbreitstrahltechnologie prädestinierten Anwendungen ist deshalb eine Beherrschung der Ionenstrahlgenerierung eine zwingende Voraussetzung für den technologischen Erfolg. Weltweit ist ein Trend zu den Ionenstrahltechniken bei den fortgeschrittensten Technologien zu erkennen. Bei Erreichen der Ziele dieses Verbundprojektes sind für die Verbundpartner in der innovativen Glasbeschichtungstechnologie (SENVAC), der großflächigen Beschichtung (EUVL-Maskblanks) und der Strukturierung in der Photovoltaik (Roth&Rau AG) aus diesem Grunde große wirtschaftliche Potentiale zu erwarten.

Dieses Vorhaben soll die gerätetechnischen Voraussetzungen zur Lösung der Aufgaben in der nm-Schichterzeugung und nm-genauen Schichtbearbeitung schaffen und die beteiligten Anlagenhersteller SENVAC und Roth&Rau AG befähigen, entsprechende Anlagen, die mit den im Vorhaben entwickelten Ionenstrahlquellen ausgerüstet sind, auf dem Weltmarkt anbieten zu können. Entsprechende industrienahe Versuchsionenquellen sind in Verantwortung des IOM gemeinsam mit den Firmen SENVAC (Netzteiltechnik) und AIS (Steuerungstechnik) zur Technologieerarbeitung den Anlagenbauern im Verbund bereitzustellen.

Arbeitsteilig wird die Ionenbreitstrahlquellenentwicklung im IOM gemeinsam mit seinen Unterauftragnehmern durchgeführt. Die Technologieerarbeitung selbst wird in den Teilprojekten von SENVAC und Roth&Rau AG durchgeführt. Für den Erfolg des Projektes wird erfahrungsgemäß eine enge Wechselwirkung zwischen Ausrüstungsentwicklung und Technologieerarbeitung erforderlich sein.

Über diese Zielstellungen des Verbundes hinaus soll die gezielte Beherrschung des Werkzeuges Ionenstrahl weitere, neue Technologien in den unterschiedlichsten Hochtechnologiefeldern (z.B. Raumantriebe, Mikroelektronik) erschließen helfen.

Voraussetzungen

Bei den Projektpartnern und den Unterauftragnehmern bestanden gute Voraussetzungen zur Bearbeitung des Verbundprojektes „Steuerbare Ionenstrahlsysteme für die Ultrapräzisionsbearbeitung“. So kann auf die im folgenden dargestellte Kompetenz verwiesen werden:

- Eigenentwicklungen von Kaufman-, Hochfrequenz- und ECR-Ionenquellen mit Ionenstrahldurchmessern zwischen 40 und 200 mm sowie modular aufgebaute, lineare Ionenquellenanordnungen (ECR-Plasmagenerierung, Module mit 200 mm Länge, bisher Erprobung der Kombination von 3 Modulen mit 600 mm Strahllänge) - IOM Leipzig.
- Modulares Baukastensystem von Stromversorgungskomponenten für alle genannten Typen von Ionenquellen mit entsprechenden Schnittstellen (z.B. Profibus). Erfahrungen beim Aufbau von Sonderlösungen wie z.B. elektronische Schalter für eine Pulslängenmodulation des Ionenstrahls zur Dynamisierung des Arbeitsbereiches von z.B. ECR -Ionenstrahlquellen - SENVAC, IOM Leipzig.
- Aufbau spezieller Messtechniken zur schnellen Charakterisierung von Breitstrahlprofilen, Ionenenergieverteilungen, Verunreinigungskontrolle - IOM Leipzig.
- Ausgereifte Methodik zur Modellierung von spezifischen Extraktionsgeometrien (Winkeldivergenz, Energiebereich, indirekte Bestimmung von Plasmadichteprofilen im Plasmaraum von Breitstrahlionenquellen u.a.) - IOM Leipzig.
- Erfahrungen beim Aufbau vielteiliger Extraktionsgittersysteme - JENION, IOM Leipzig.
- Erfahrungen beim Einsatz von Ionenstrahlquellen für die Ultrapräzisions-Oberflächenbearbeitung, Ätz- und Beschichtungstechnologie - IOM Leipzig, Roth&Rau AG.
- Erfahrungen bei der Realisierung von Ionenquellenansteuerungen und Prozessgestaltung - AIS.
- Einsatz der Ionenstrahltechniken zur Korrektur und Formgebung auf dem Gebiet der Hochleistungsoptiken mit den unter Stand der Technik beschriebenen Verfahren - IOM Leipzig.
- Konzeption und Bau von Ionenstrahlbeschichtungsanlagen ("IonSys ...") Roth&Rau AG
- Sputtertechnologien und -anlagen für die großflächige Glasbeschichtung – SENVAC.

- Umfangreiche Erfahrungen in der Diagnostik von Plasmen und Plasmarandschichten mit unterschiedlichen Methoden (Langmuir-Sondendiagnostik , analytische CCD-Photometrie, Spektroskopie, Diagnostik mit mikro-dispersen Teilchen, Mikro-Sonden Messung des Energieeinstroms) – EMAU, INP.
- Erfahrungen beim In-Line-Anlagenbau für photovoltaische Anwendungen und Prozesserfahrungen bei PECVD Prozessen in diesem und anderen Anwendungsfeldern - Roth&Rau AG.

Planung und Ablauf der Bearbeitung

Drei Lösungsansätze waren nun im Rahmen des Verbundes zu überprüfen und in Bearbeitungswerkzeuge für technologische Tests bei den Projektpartnern umzusetzen:
In der ersten, innovativen Lösung kann der Ionenbreitstrahl durch ein spezielles Absaugsystemdesign in ein- oder zweidimensionaler Weise (einzelne, diskrete Gitterabschnitte, segment (Linearquelle)- oder arrayförmig (zirkulare Quelle) moduliert werden (Abb.1). Diese Abschnitte des Multiaperturgittersystems der entsprechenden Breitstrahlquelle werden durch Schalter für die Beschleunigungsgitterspannung mit einem definierten Potential beaufschlagt und ermöglichen so eine Freigabe bzw. Sperrung einzelner Teilstrahlen oder Teilstrahlgruppen des Ionenbreitstrahls. Zu untersuchen sind besonders die lateralen Grenzen der Segmentierung für eine Zeile und neue Gittertechnologien für eine arrayartige zeilen- und spaltenweise Ansteuerung.

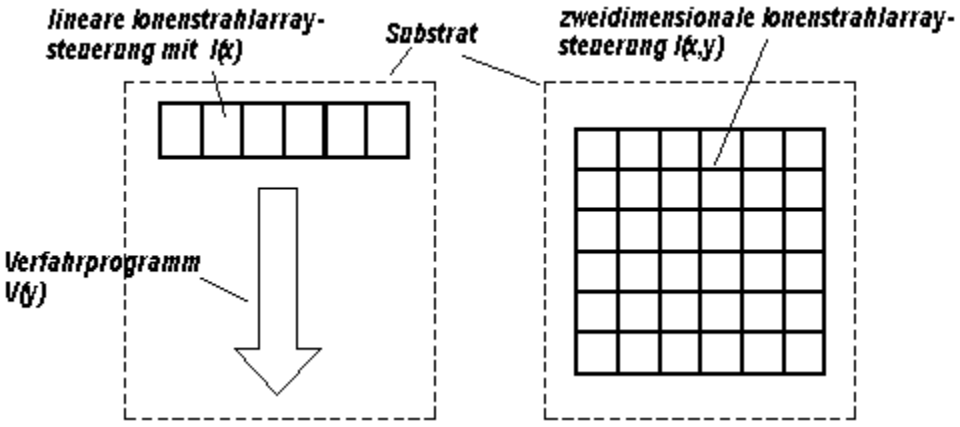


Abb.1: Strahlprofilsteuerung durch linear oder zweidimensional segmentiertes Gittersystemdesign

Abb.1 zeigt diese Idee für eine lineare Ionenstrahlsteuerung (rechte Skizze), die in Kombination mit einer gesteuerten mechanischen Verschiebung eine gezielte, flächige Bearbeitung ermöglicht bzw. für eine zweidimensionale Anordnung (linke Skizze, Zeilen und Spalten jeweils getrennt auf mindestens 2 Gittern), die ohne zusätzliche mechanische Bewegungen auskommt. Für beide Lösungen werden modifizierte Extraktionsgittersysteme mit einer entsprechenden Segmentierung benötigt, die durch definierte Potentialbeaufschlagung eine dynamische Strahlprofilsteuerung ermöglichen. Die wesentlich von der Ionenquellengröße und dem Aufwand für eine Gitter- und Schaltelektronikfertigung abhängigen Auflösungsgrenzen sind im Rahmen des Projektes zu untersuchen. Wie in [10] gezeigt, gelingt es aber selbst komplizierte, massengefilterte Gittersysteme aus bis zu 9 Gittern aufzubauen und zu betreiben.
Der Schwerpunkt der technologischen Applikationen zu dieser Art der Strahlprofilsteuerung liegt bei den Partnern SENVAC und Roth&Rau AG. Dort sollen die Möglichkeiten von maskenloser Strukturübertragung im dekorativen Bereich und der Beschichtung von 3D-Substraten mit hoher Präzision (Erzeugung von funktionellen Schichten auf Kunststoffen) untersucht werden. Getestet werden weiterhin Vorreinigungsanwendungen und funktionelle Schichterzeugungen in der Glasbeschichtung und der Photovoltaik wodurch für die Anlagenbauer Synergien bei der Vermarktung zu erwarten sind.
Weitere technologische Tests dieser Strahlprofilsteuerungsmethode werden im IOM selbst für eine effizientere Oberflächenkorrektur für die unterschiedlichsten Anwendungen (z.B. in der Hochleistungs- und Röntgenoptik, Homogenisierung von Funktionsschichten in der Sensortechnik u. a.) durchgeführt.

Der zweite Weg zur gezielten Strahlprofilsteuerung ist die Modifizierung der elektrostatischen Gittersysteme (geometrische Variation der Lochdurchmesser, deren Dichte, der Gitterdicke und deren Abstände) auf der Basis der Kenntnis von Plasmarandschichtdichten im Plasmaraum einer Breitstrahlquelle unmittelbar in Nähe des Schirmgitters und deren Verteilung über die Schirmgitterfläche. Unterschiedliche plasmadiagnostische Methoden sollen in Kombination mit elektrischen Messungen an Breitstrahlionenquellen zur Bestimmung von Plasmadichteprofilen die Grundlage für Modellrechnungen am Breitstrahl zur Generierung des gewünschten Strahlprofils durch Variation der Geometrien des Gittersystems liefern. Folgende Methoden für die nichttriviale Bestimmung der Trägerdichten in dieser Plasmarandschicht, die eine wesentliche

Voraussetzung für die Simulation entsprechender Gittersysteme darstellen, waren anzuwenden:

umfangreiche Sondenmessungen im Schirmgitterbereich,

photometrische Untersuchungen mittels CCD-Kamera,

optische Emissionsspektroskopie mittels einer CCD-Kamera,

Laserabsorptionsspektroskopie,

Wechselwirkung des Plasmas mit injizierten, mikro-dispersen Teilchen,

experimentelle und theoretische Bestimmung des Energieeinstromes (Thermosonde, in Kombination mit anderen Verfahren, die eine Separierung des Energiestromes ermöglichen),

Faradaysondenarraymessungen des Strahlprofils,

Messungen der einzelnen Gitterstromkennlinien am Gittersystem selbst.

Erfahrungen zu diesen Meßmethoden lagen sowohl beim Projektpartner IOM als auch bei dessen Unterauftragnehmer EMAU und INP [10-20] vor und ermöglichen so eine rasche Nutzung der Grenzschichtcharakterisierung für die Berechnung des Gittersystems für die von der technologischen Anwendung geforderten Strahlform.

Eine effiziente Methode zur Simulation von Breitstrahlprofilen, ausgehend von der Kenntnis der Plasmarandschicht am Schirmgitter, ist in den letzten Jahren im IOM für Raumfahrtanwendungen (elektrische Antriebssysteme) entwickelt und validiert worden [7]. Ihr strategischer Ausbau in den nächsten Jahren zu einem verlässlichen Werkzeug für die Breitstrahlionenquellentechnologie ist von großer Bedeutung für das Institut und seine Partner auf dieser Entwicklungsstrecke. Arbeiten zur Vertiefung dieser Simulationswerkzeuge und ihrer Erweiterung auf die 3D-Ebene werden im IOM in entsprechenden Grundlagenprojekten durchgeführt. Diese Ergebnisse sind neben einer entsprechenden Fertigungsvorbereitung (Programme für die Umsetzung auf entsprechenden CNC-Fertigungsmaschinen) die Grundlage für die Untersuchungen zu dieser Strahlformungsmethode. So sollen spezielle Fragestellungen z.B. auf dem Gebiet der Ionenstrahlbeschichtung in Technologiefeldern, in denen etablierte Verfahren den Anforderungen an die Schichteigenschaften nicht mehr genügen (Informationsspeichertechniken, Röntgenoptiken u.a.) und der Ionenstrahlstrukturierung (großflächige Strukturübertragung) mit diesem Verfahren der Strahlprofilsteuerung bei dem Projektpartner Roth&Rau AG bearbeitet werden. Ausgehend von einer ECR-Ionenquellenentwicklung im TFH-Bereich wird eine Gitter- und damit Strahlprofilgestaltung in der Form vorgenommen, dass entsprechend der Primärionenstrahlform Einfluss auf die Homogenität der Beschichtung ohne Einsatz von Hilfsblenden genommen werden kann. Bei der nm-Strukturierung werden mit Hilfe dieser

Strahlsteuermethode gleiche Winkeldivergenzen über große Flächen erzeugt und so deren Einfluss auf die Strukturen (Kantensteilheit u. a.) über die zu bearbeitende Fläche homogenisiert.
Der dritte Weg beinhaltet die Gestaltung eines modularen Ionenstrahlwerkzeuges in der Form, dass durch Clusterung von bereits entwickelten Breitstrahlionenquellen (z.B. oben genannte ECR-Breitstrahlionenquelle mit 120 mm Strahldurchmesser) sowohl ein Abtrag für Beschichtungszwecke mit hohen Raten durch entsprechende Ausrichtung der Einzelquellen des Clusters auf einen gemeinsamen Fokuspunkt (Strahlstromdichten am Bearbeitungsort bis 10 mA/cm^2 auf größeren (>3´´) Flächen scheinen so praktikabel) als auch eine großflächige (>8´´), gesteuerte Strukturierung durch eine gezielte Überlagerung von n Einzelquellenprofilen (n > 3) untersucht wird (Simulationsrechnungen dazu weisen die Machbarkeit dieses Ansatzes aus). Für die Einzelquellenmodule sind auch die Ergebnisse zur zielgerichteten Absauggittergestaltung aus der vorher beschriebenen, zweiten Methode anwendbar, so dass auch diesem dritten Strahlsteuerungsverfahren durch die Kombination der Clusterung mit einem entsprechenden Absauggitterdesign der Einzelquellen des Clusters gute Erfolgsaussichten eingeräumt werden können. Die technologischen Tests erfolgen mit entsprechenden Versuchsionenquellen sowohl für eine Hochrateabscheidung (Abscheideraten > 1 nm/s) als auch für eine großflächige Strukturierung.

Die drei Wege waren in der vorgeschlagenen Form Neuland für die Geräteentwicklungen in den Ionenbreitstrahltechnologien und sollen in ihrer Komplexität die Projektpartner aus der Industrie befähigen, den Anforderungen der Technologiekunden an den Anlagenbau Rechnung tragen zu können. Die Grenzen der drei Methoden zur Strahlprofilgestaltung (Ortsauflösung, Formbarkeit, Flächen- bzw. Stromdichteskalierung, Ansteuergeschwindigkeit, u.a.) und damit ihre Einsatzmöglichkeiten sind im Rahmen des Projektes sowohl durch elektrische Strahlmessverfahren im IOM und bei seinen Unterauftragnehmern als auch in der Erarbeitung von Technologien mit neuen oder verbesserten Anwendungseigenschaften durch die Verbundpartner abzustecken und der industrielle Einsatz der verwendeten Breitstrahlquellentypen wurde durch den Aufbau von und die Untersuchungen an industrienahen Versuchsmustern im Rahmen des Projektes optimal vorbereitet. Jeweils eine profilsteuerbare ECR-Linearquelle mit 600mm Strahlaustrittslänge wurde bei SENVAC und Roth&Rau AG mit Hilfe des IOM in entsprechende Apparaturen zur Technologieerarbeitung eingebaut und getestet.

Wissenschaftlich-technische Stand bei Beginn des Vorhabens

Breitstrahlionenquellen sind vor allem durch die Arbeiten von Kaufman [1,2] zu Ionenquellen mit heißen Kathoden in den 60-er und 70-er Jahren bekannt geworden. Obwohl diese Ionenquellen vorerst in den USA im Rahmen der damaligen Raumfahrtprogramme als Space-Thruster entwickelt wurden, fanden die Breitionenstrahlquellen schnell Eintritt in die Dünnschichttechnik und sind dort seit den 80er Jahren fester Bestandteil von Technologien. Monografien wie [3,4] beschreiben neben Kaufman-Ionenquellen, Hochfrequenz-Ionenquellen, ECR-Ionenquellen, Kaltkathodenionenquellen usw. Breitionenstrahltechnologien sind mittlerweile eigenständige Themenfelder verschiedener internationaler Tagungsreihen wie z.B. der MRS-Tagungen [5].

Trotz der Vielzahl an Veröffentlichungen existierten nur wenige Arbeiten zur gezielten Ionenstrahlprofilformung. Vielleicht die historisch älteste Anwendung der Ionenstrahlformung von Breitionenstrahlen kommt aus dem Gebiet der optischen Präzisionsbearbeitung mit Ionenstrahlen [6,7], wozu beim IOM umfangreiche und grundlegende Erfahrungen vorliegen.

Ionenstrahlverfahren wie Reactive Ion Beam Etching (RIBE), Chemical Assisted Ion Beam Etching (CAIBE), Direct Ion Beam Deposition (DIBD) oder Ion Beam Sputter Deposition (IBSD) sollen wie alle Dünnschichtverfahren entweder homogen über die gesamte Substratfläche oder mit einem vorgegebenem Strahlprofil wirken. Die den Effekt bewirkende, inhomogene Ionenstromdichteverteilung der Breitstrahlionenquelle muss deshalb in ihrem Strahlprofil den Anforderungen der Technologie angepasst werden. Zur Erzielung einer definierten Ionenstromdichteverteilung auf großflächigen Substraten sind historisch eine ganze Reihe von Methoden, die sich größtenteils aber auf eine Relativbewegung des Substrates zum Ionenstrahl konzentriert haben, entwickelt worden. Dabei lag das Hauptziel im allgemeinen im Erreichen der homogenen Ionenstromdichteverteilung über einen möglichst an das Bearbeitungsproblem angepassten Ionenstrahldurchmesser. Für die Oberflächenpräzisionsbearbeitung optischer Elemente im speziellen dagegen (Polierfehlerkorrektur oder Asphärenherstellung durch Ionenstrahlfinalbearbeitung) erfolgt aber der Abtrag computergesteuert durch Variation des Strahldurchmessers über Blenden oder durch unterschiedliche Verweilzeiten eines festen Strahldurchmessers auf dem Substrat, wobei Bearbeitungszeiten (Effizienz bei der Großflächenbearbeitung) von doch zum Teil länger als einem Tag (je nach Anforderungen) erforderlich sind. Nicht unerheblich sind auch

Fragen der Oberflächenverunreinigung durch gesputterte Teilchen und chemische Reaktionsprodukte von den Blenden.

Zusammengefasst lassen sich bisher praktizierte Methoden zur Strahlprofilformung wie folgt darstellen:

Symmetrische Krümmung von Gittern oder entsprechender Lochversatz zwischen Schirm- und Beschleunigungsgitter (fokussierend, defokussierend),

Einführung von Masken mit lateral unterschiedlicher Transparenz zur Strahlprofilmodulation,

Verfahrbare Blenden im Ionenstrahl,

Verfahrbare Ionenquelle mit definiertem Strahlprofil (Abmessung Ionenquelle klein gegenüber dem Substrat).

Langjährige Erfahrungen mit diesen Methoden liegen z.B. beim Projektpartner IOM sowohl in der Oberflächenpräzisionsbearbeitung mit Ionenstrahlen [6] als auch in der Entwicklung und Anpassung von Breitstrahlionenquellen [7,8,9] vor.

Arbeiten zur Strahlprofilformung durch elektrischen Beschaltung einzelner Gittersegmente, die in diesem Projekt eine Methode zur Strahlprofilsteuerung darstellen, waren bei Multiaperturgittersystemen ebenso wie eine Strahlprofilgestaltung durch gezielte Veränderung der Gittergeometrie bzw. durch Überlagerung von Profilen von Einzelionenquelle in Form eines Clusters bisher nicht bekannt.

Technologische Vorteile dieser Strahlprofilgestaltungsmethoden sind vor allen höhere Produktivität und Flexibilität der Anpassung der Werkzeugfunktion an das Substrat, Minimierung von prozessbedingten Verunreinigungen und eine einfache Möglichkeit der Übertragung von binären oder analogen Funktionen auf größere Flächen.

Die weitere Literatur beschäftigt sich mit weiteren Anwendungen von Ionenstrahltechnologien und Entwicklungen des „Werkzeugs“ selbst [21-33]

Literaturverzeichnis

[1] H.R. Kaufman, "Technology and applications of broad beam ion sources used in sputtering", J. Vac. Sci. Technolog. **21**, (1982), 725

[2] H.R. Kaufman, J.M.E. Harper, J.J. Cuomo, "Developments in broad-beam ion source-technology and applications", J. Vac. Sci. Technolog. **21**, (1982), 764

[3] I.G.Brown, "The Physics of Ion Sources", J. Wiley and Sons, New York, 1988

[4] J.J.Cuomo, S.M.Rossnagel, H.R. Kaufman, "Handbook of Ion Beam Technology", Noyes Publications, Park Ridge USA 1989,

[5] J.M.E. Harper, K.Miyake, J.R.McNeil, S.M.Gorbatkin, "Low energy Ion Beam and Plasma Modification of Materials", MRS-Proc. Vol. 223,1991,

[6] F. Bigl, T. Hänsel, A. Schindler, "Oberflächenpräzisionsbearbeitung mit Ionenstrahlen", Vakuum in Forschung und Praxis (1998) Nr.1, 50 -56,

[7] M.Tartz, E.Hartmann, F. Scholze, H.Neumann, F. Bigl, "A new approach to ion beam modelling", Surface and Coatings Technology 97 (1997), 504- 509

[8] F. Scholze, H. Neumann, M. Zeuner, A. Mai, "Large volume ECR plasma generation for a linear ionbeam source" Surf. Coat. Technol. 97, 755-758 (1997)

[9] M. Zeuner, H. Neumann, F. Scholze, D. Flamm, M.Tartz, F. Bigl, "Characterization of a modular broad beam ion source", Plasma Sources Sci.Technol. 7 (1998) 252-267

[10] H. Schlemm, "A radio-frequency bandpass mass filter for broad ion beams", J. Vac. Sci. and Technol. **A** 14**,** (1), (1996), 223-228

[11] M. Otte, S. Pfau, J. Rohmann, XXIII ICPIG, Toulouse 1997, 38.

[12] S. Pfau, J. Rohmann, D. Uhrlandt, R. Winkler, Contrib.Plasma Phys. 36(1996), 449.

[13] H. Kersten, E. Stoffels, W.W. Stoffels, M. Otte, C. Csambal, H. Deutsch, R. Hippler, J.Appl.Phys.

[14] F. Adler, H.Kersten, H. Steffen, Contrib.Plasma Physics 35(1995), 213.

[15] S. Pfau, J. Rohmann, R. Winkler, XII ESCAMPIG, Noordwijkerhout 1994, 292.

[16] H. Kersten, M. Otte, C. Csambal, R. Hippler, M. Kammeyer, M. Klick, ISPC-14, Prag 1999, 2235.

[17] E. Passoth, P. Kudrna, C. Csambal, J.F. Behnke, M. Tichy, J.Phys.D: Appl.Phys. 30(1997), 1763.

[18] H. Kersten, H. Deutsch, M. Otte, G.H.P.M. Swinkels, G.M.W. Kroesen, eingereicht zur Veröffentlichung in Thin Solid Films.

[19] H. Kersten, G.M.W. Kroesen, R. Hippler, Thin Solid Films 332(1998), 282.

[20] H. Kersten, D. Rohde, J. Berndt, H. Deutsch, R. Hippler,Thin Solid Films.

[21] H. R. Kaufman, Technology of electron-bombardment ion thrusters,
Adv. Electronics Electron Phys. 36 (1974) 265.

[22] H. R. Kaufman, R. S. Robinson, Ion source design for industrial applications,
AIAA Journal 20 (1982) 745.

[23] J. Ishikawa, Ion sources for industrial applications, Rev. Sci. Instrum. 69 (1998) 863.

[24] M. Zeuner, F. Scholze, H. Neumann, A. Hellmich, B. Ocker
A unique ECR broad beam source for thin film processing, Proximity 1999-2000.

[25] J. E. Polk, R. K. Kakuda, J. R. Anderson, J. R. Brophy, M. J. Patterson, J. Hamley

Validation of the NSTAR ion propulsion systems on the Deep Space One mission, 35th Joint Propuls. Conf., Los Angeles, 20.-24.06.1999; Paper AIAA 99-2274.

[26] R. Killinger, H. Bassner, J. Müller, Development of an rf ion thruster for commercial application, 26th Int. Electric Propuls. Conf., Kitakyushu, 17.-21.10.1999; Paper IEPC 99-140.

[27] G. C. Soulas, J. E. Foster, M. J. Patterson, Performance of titanium optics on a NASA 30cm ion thruster, 36th Joint Propuls. Conf., Huntsville 17.-19.07.2000; Paper No. AIAA 2000-3814.

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

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

[30] M. Tartz, E. Hartmann, R. Deltschew, H. Neumann, Validation of a grid erosion simulation by short-time erosion measurements, 26th Int. Electric Propuls. Conf., Kitakyushu 17.-21,10.1999; Paper IEPC 99-147.

[31] 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.

[32] R. Deltchev, M. Tartz, S. Jankuhn, E. Hartmann, H. Neumann Redeposition of sputtered material on ion thruster grids, 36th Joint Propuls. Conf., Huntsville 17.-19.07.2000

Bewertung der Zusammenarbeit mit Partnern bzw. Unterauftragnehmern

Das Verbundprojekt kann nach Auffassung der teilnehmenden Unternehmen und Einrichtungen als Erfolg gewertet werden (Siehe auch Protokoll vom Abschlusstreffen des Verbundes). Die im Rahmen der Arbeiten entstandenen Ionenstrahlquellen, die unterschiedliche Profilmodifizierungsmethoden nutzen, sind so weit getestet, dass der Aufwand einer industriellen Verwertung für die Industriepartner überschaubar ist. Speziell die Arbeiten zu den unterschiedlichen technologischen Anwendungen sowohl bei den industriellen Partnern als auch im IOM konnten die Einsetzbarkeit der Ergebnisse aus diesem Verbund schon nachweisen.

Auch die grundlegenden Arbeiten der UA des IOM müssen sehr positiv bewertet werden. Es ist gelungen, völlig neue Methoden der Plasmacharakterisierung zu testen und ihre Eignung

nachzuweisen. Diese Methoden sind unter dem Begriff „Nichtkonventionelle Plasmadiagnostik“ auf mehreren Fachtagungen vorgestellt worden und haben eine große Resonanz gefunden. Als Basis für die Gittermodellierung konnten diese Methoden ebenfalls hilfreich eingesetzt werden.

Ständiger Kontakt der Bearbeiter auch außerhalb der halbjährlichen Projekttreffen war eine Basis für die gute Zusammenarbeit im Verbund. So unterstützte z.B. das IOM die Unterauftragnehmer durch Hardwarebereitstellungen. Zwischenergebnisse und Zeitabläufe in der Bearbeitung wurden ständig ausgetauscht bzw. angepasst.

Das Verhältnis zwischen den Partnern und UA ist durch die gemeinsame Arbeit in diesem Verbund so gefestigt, dass neue Aufgaben bereits gemeinsam geplant wurden bzw. sich in der Realisierungsphase befinden.

II. Ergebnisse

1. Elektrische Methoden der Breitstrahlprofilsteuerung

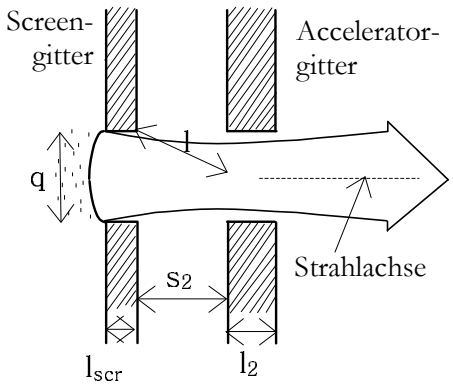
Flächige Breitstrahlprofilsteuerung (elektrische 2D Steuerung des Strahlprofils)

Grundlage der Beamletsteuerung ist die Extraktion von Ionen aus einem Plasma durch ein Zwei-Gittersystem nach z.B. Kaufman (Kaufman, Cuomo and Harper 1982).

Die maximale Stromstärke nach dem Durchgang des Gitters beträgt entsprechend Child's Gesetz:

$$j = (4e_0/9) / (2e/m)^{½} V^{3/2} / l^2 .$$

(V Potentialdifferenz zwischen den Gittern, e/m Ladung/Masse-Verhältnis, l siehe Abbildung)

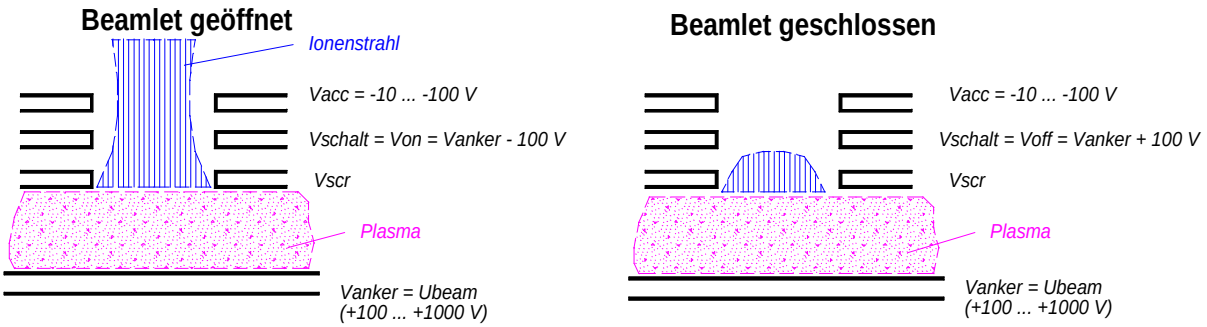


In einer Breitstrahl-Ionenquelle wird der Strahl durch viele Beamlets, die aus flächig verteilten Gitteröffnungen austreten, erzeugt. Zur elektrischen in situ Modifikation des Breitstrahlprofils sollen sich die Beamlets einzeln potentialmäßig ansteuern lassen.

Die folgende Abbildung zeigt den Schaltvorgang am Beamlet. Dabei bezeichnen:

V - Potentiale (gemessen gegen Masse)

U - Spannungen von Spannungsquellen.

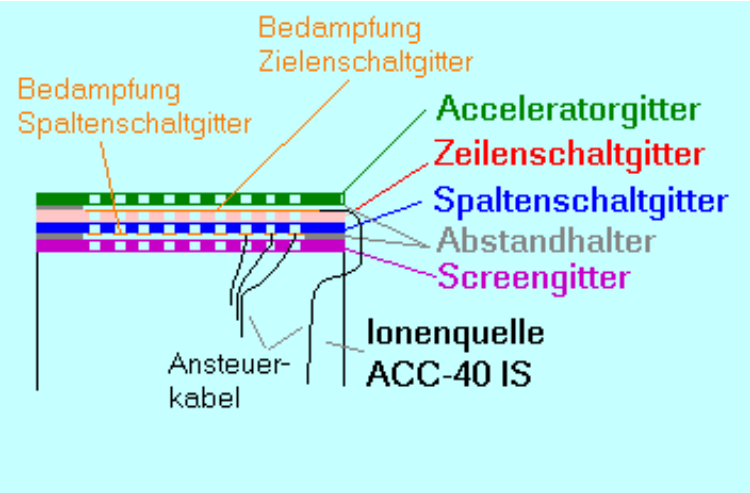


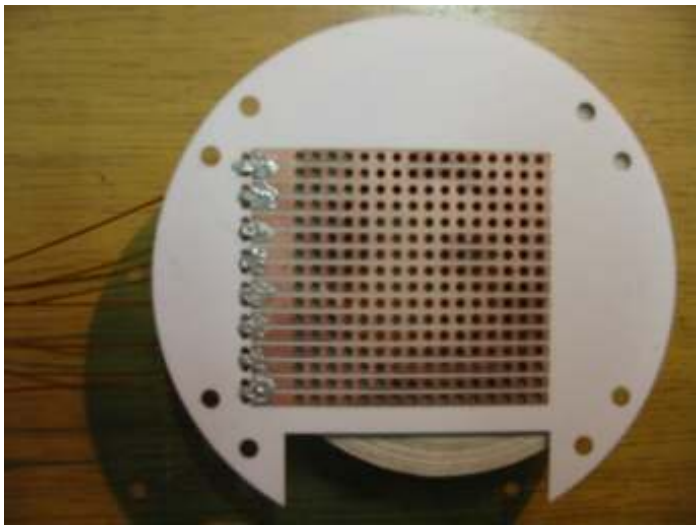
Die Schalter schalten in kurzen Impulsen die einzelnen Beamlets oder Beamletgruppen auf oder zu. Dadurch wird erreicht, dass an allen Beamletgruppen die gleichen ionenoptischen Verhältnisse bestehen und die Ionenoptik nicht unterschiedlichen Einfluss auf die Strahlform nimmt (es gäbe prinzipiell auch die Möglichkeit der Regelung des Ionenstroms einzelner Beamlets oder Beamletgruppen analog über die Höhe der Extraktionsspannung, aber mit dem für die Gitterlebensdauern und für die Bearbeitungsergebnisse nachteiligen Effekt).

In einer ersten Etappe wurde beim UA JENION die Gitterstruktur entwickelt und ein Simulationsprogramm zur Vorbereitung weiterer Entwicklungsschritte und des praktischen Einsatzes eingesetzt.

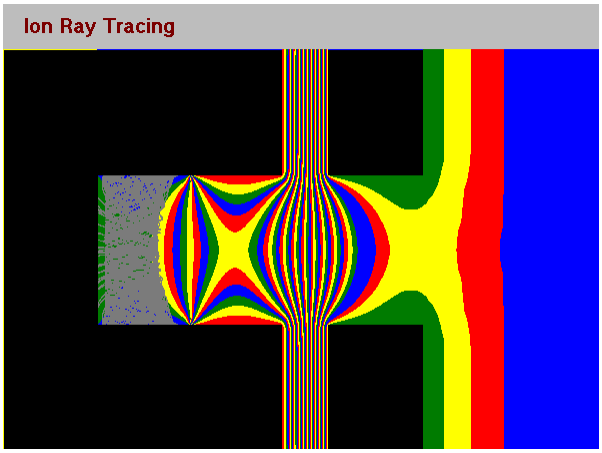
Die Ionenquelle ACC 40-IS von JENION wurde optimiert und für die Versuche zur 2D-Strahlsteuerung umgerüstet.

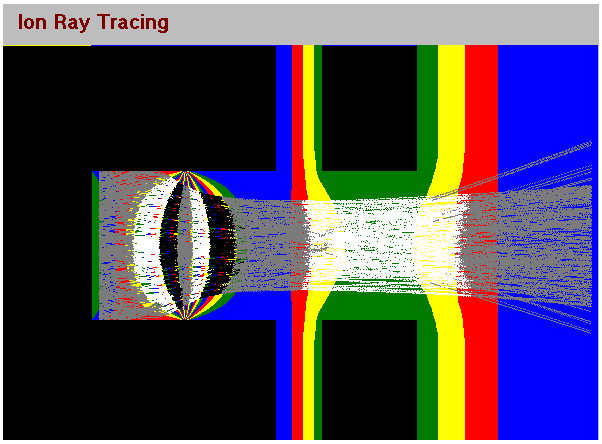
Die Ansteuerung der Taktung für die Zeilen und Spalten wurde entsprechend den Anforderungen erarbeitet und parallel dazu erste Gittersysteme konzipiert und hergestellt.





Unter Verwendung der konstruktiven Abmaße wurden neue Simulatiossoftware erstellt und mit deren Hilfe die theoretische Machbarkeit für die 2D- Steuerung nachgewiesen.





Eine Versuchsanlage von JENION wurde für den Test der 2D-Strahlprofilsteuerung vorbereitet und genutzt.

Im Ergebnis dieser Untersuchungen und der noch zu beschreibenden Untersuchungen zur 1D-Steuerung integriert in eine Linearquelle erfolgte die Patentanmeldung „Steuerung und Regelung des Ionenstrahlprofils von Breitionenstrahlquellen durch getaktete Beamletsteuerung“ im Dezember 2003

Ergebnisse

- Erarbeitung eines Simulationsprogramms zur Ionenflugsimulation der Beamletschaltung und dessen Einsatz zur Simulation des Schaltvorgangs in Graphit- und Keramikgittern

- Nachweis des erfolgreichen Schaltvorgangs durch die Simulation für beide Gittertypen und Ableitung der zugehörigen Parametersätze
- Erarbeitung eines Applikationskatalogs zukünftiger möglicher Anwendungen beamletgesteuerter Breitionenstrahlen unterschiedlichster Abmessungen und lateraler Auflösungen und
- Erarbeitung konstruktiver Lösungen zur Konstruktion/Herstellung von 2D-gesteuerten neuartigen weil Klebe- und Keramiktechnologie nutzenden Gittersystemen.

Messung der einzelnen Beamleteigenschaften

Die Messung einzelner Beamleteigenschaften wurde mit einem Faraday-Cup-Array mit 16x5mm Sonden und einer Sondenspannung von –10 V. vorgenommen (JENION „PlasmaMon“)-

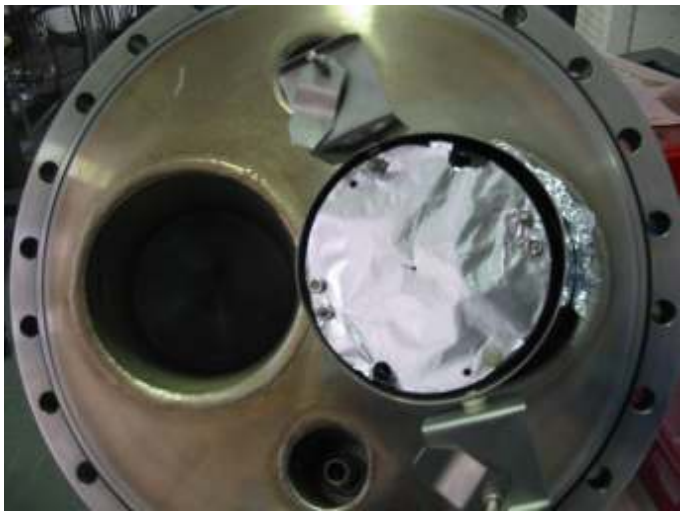
Dabei wurde ein Glassubstrat (2 mm dick) mit ca. 50 nm Cu auf Glas verwendet, bei 600 eV ergaben sich:

→ Abtragsrate: 100uAcm^{-2}: 9 nm/min

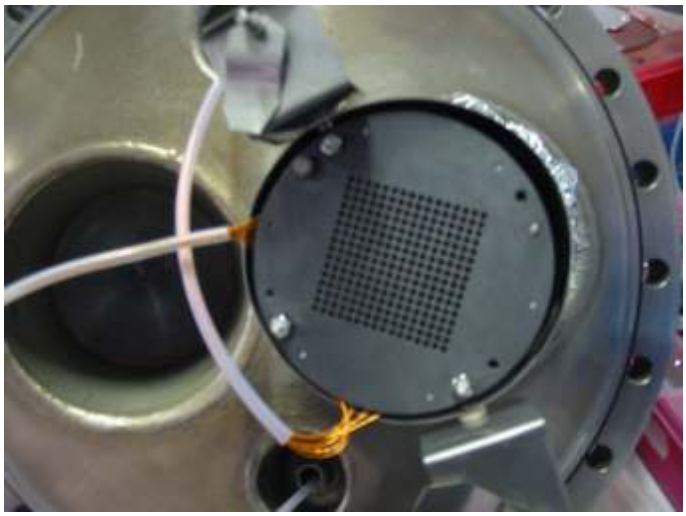
→ Abtragsrate: 10uAcm^{-2}: 0.9 nm/min

Abstand Gittersystem - Glassubstrat: 20 mm

Eingesetzte Testgittersysteme



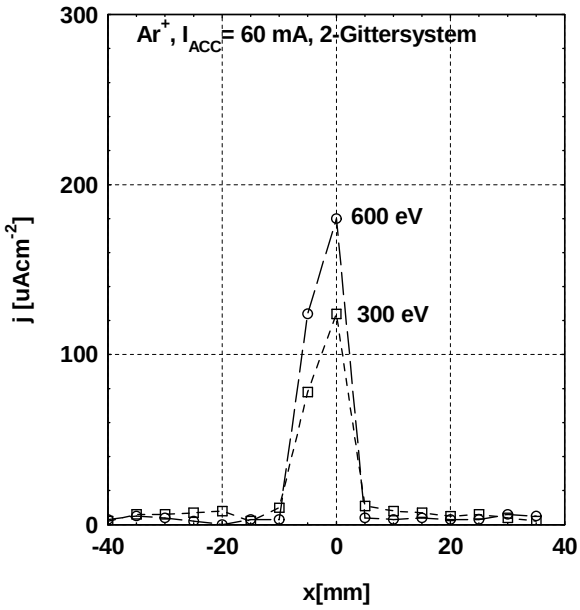
Ergebnis bei einem geöffneten Beamlet (mit Alufolie (Strahlmitte)

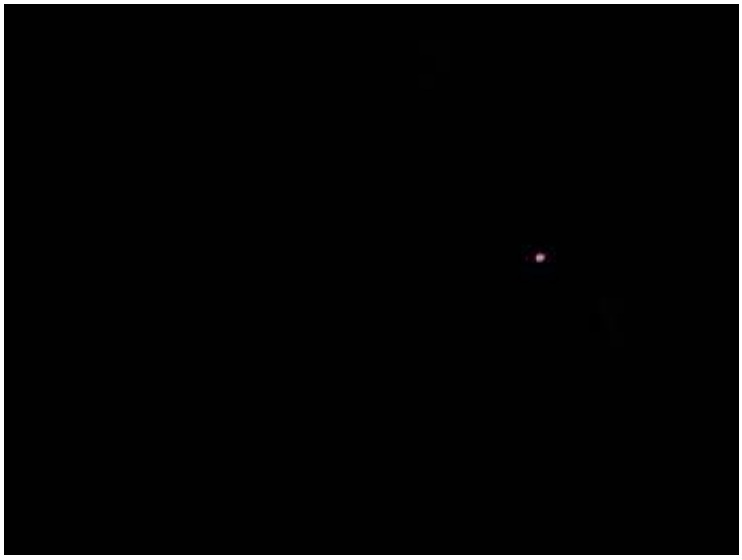


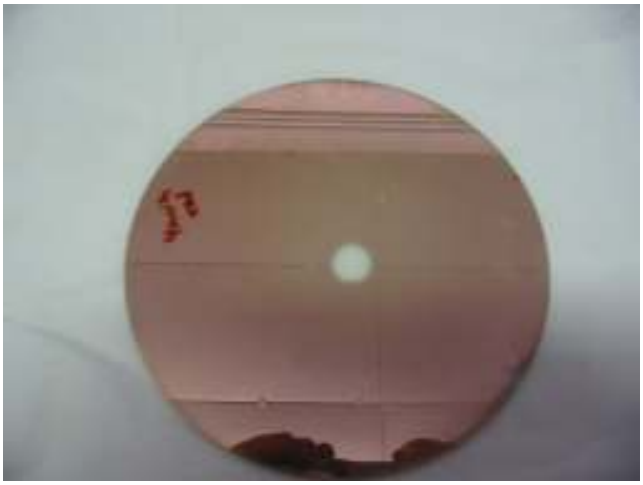
Als Problem erwies sich, dass bei Einzelspannungsansteuerung nur einer Zeile und einer Spalte die restlichen Schaltgitterstränge floaten und teilweise durchlässig sind. Zu Testzwecken mit einer Beamlet -Kreuzung wurde ebenfalls Alufolie mit einem Loch für das Beamlet in der Strahlmitte verwendet.

Vergleichsbeamlet aus einem 2-Gitter-Extraktionssystem

- 20 mm Bearbeitungsabstand (+ ca. 10 mm in FC-Cup),
- Beamlet in Ionenstrahlmitte

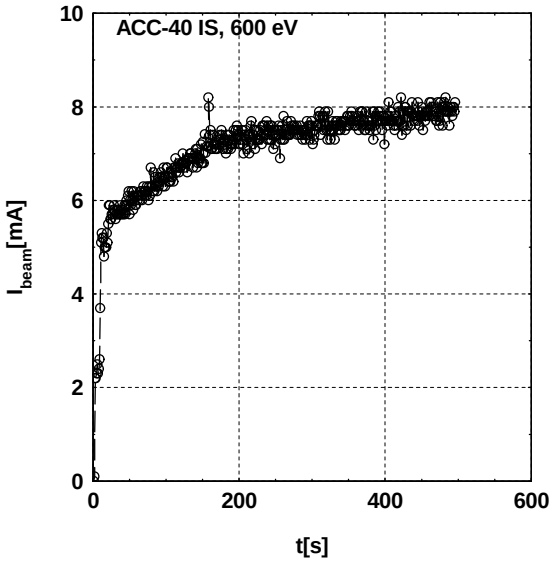






Ar^+, 600 eV, 500 s,

Durchmesser 12 mm,

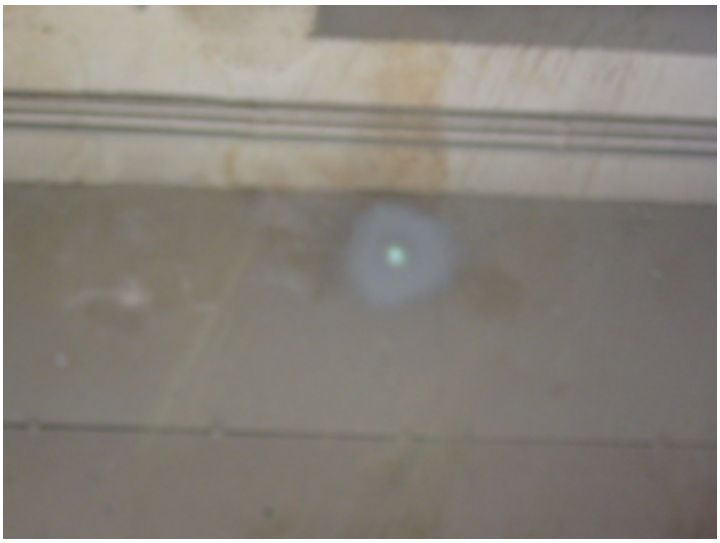


Ionenstrahlprozess mit :

I_{beam} = 7.5 mA,

I_{accel} = 7.0 mA

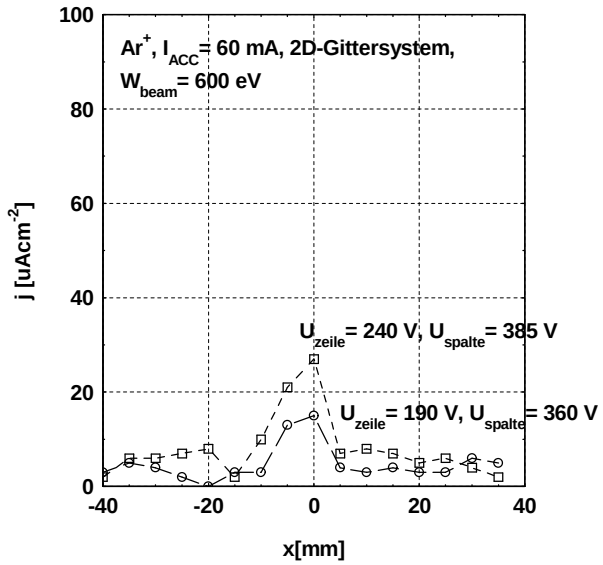
$I_{beamlet}$ = 0.5 mA



Ar^+, 600 eV, 300 s, Durchmesser (Kern) 3 mm,

Beamlet aus 2D-gesteuertem Extraktionssystem

- „schmales“ Parameterfenster für max. Ionenstrom,
- „breites Parameterfenster dazwischen,
- Isolationsprobleme im Gittersystem und bei den elektrischen Anschlüssen bei Spannungen > W_{beam}, (notwendig für Beamletsperren),
- Transmission des aufgebauten „Mehrgittersystems“ noch vergleichsweise klein im Vergleich zum 2-Gitter Extraktionssystem (Lochdurchmesser 1.8 mm bei beiden Systemen)



Ar^+, 600 eV, 20 min

Durchmesser ca. 10 mm

Es sind folgende Ergebnisse erzielt worden:

- Die Beamleteinzelansteuerung arbeitet entsprechend der Simulation,
- Es werden im ersten experimentellen Test etwa 15% Transmission erreicht (im Vergleich zu einem herkömmlichen 2-Gitter Extraktionssystem),
- Die „Open“-Potenziale liegen in dem durch Simulation erwarteten Bereich,
- Es gibt Isolationsprobleme beim „Close“ Zustand (vermutlich an Herausführung der Zuleitungen und an Kontaktierung der Cu-Leiterbahnen),
- Der kompletter Test der Beamletsteuerung erfordert das Zuschalten aller anderen Beamlets, d.h. volle Schalterfunktion aller Zeilen und Spalten und konnte im Rahmen des Vorhabens aus oben genannten

Gründen nicht mehr erfolgen**.** Die erzielten Ergebnisse sind bei Verbesserung des Gittersystemdesigns auch auf größeren Flächen nachvollziehbar.

- Der Aufwand für diese Form der flächigen Strahlprofilsteuerung muss durch die Anforderungen des Anwendungsfalls gerechtfertigt werden. Untersuchungen zur Zeitoptimierung durch Einsatz mathematischer Methoden (Welsch-Funktionen) konnten erfolgreich demonstrieren, dass durch geeignete, angepasste Wahl der Schaltfunktionen eine vertretbare Verfahrenszeit erreicht werden kann.

2. Lineare Breitstrahlprofilsteuerung (elektrische 1D-Profilsteuerung)

Die Verteilung der Ionenstromdichteverteilung kann durch eine gezielte Veränderung der Spannungen am Gittersystem gesteuert werden. Durch eine stetige Spannungsänderung wird neben der Stromdichte auch die Divergenz des Strahles verändert. Diese Strahldivergenzveränderung kann sich aber negativ auf den eigentlichen Ionenstrahlprozess wie Strukturierung oder 3D-Wachstumsprozess auswirken. Deshalb soll der Ionenstrahl durch einen Schalter digital beeinflusst wird. Zwischen das Gittersystem muss ein zusätzliches Schaltgitter eingesetzt werden. D.h. die Ionen werden entweder extrahiert oder gesperrt, so dass im zeitlichen Mittel eine kontinuierliche Strahldichtebeeinflussung möglich ist, ohne die Strahldivergenz zu verändern. Zur lokalen Beeinflussung des Ionenstrahles muss dafür das Gittersystem in Segmente aufgeteilt werden, wobei die mechanische Stabilität und die Machbarkeit des Systems gewährleistet bleiben muss. Jedes Segment wird mit einer separaten Spannung versorgt und wirkt als ionenoptische Komponente. Für die Untersuchungen wurde eine lineare Ionenstrahlquelle ausgewählt, die konstruktiv einfach durch ein segmentiertes Schaltgitter erweitert werden kann, dass auch mechanisch stabil ist. Bei einer zylinderförmigen Ionenstrahlquelle würden sich Tortenstücke oder Ringe ergeben, die insbesondere bei der Befestigung und Kontaktierung schwierig zu handeln sind. Andere Formen sind denkbar und müssen den prozesstechnischen Forderungen angepasst werden.

Experimenteller Aufbau

Das Grundsystem für die Gittersegmentierung ist eine lineare Ionenstrahlquelle LISQ600 mit einer Länge von 600 mm und mit drei Mikrowelleneinkopplungen. Die Mikrowelle wird über jeweils eine λ/4-Antenne in die Entladungskammer eingekoppelt. Zur Trennung zwischen

Vakuum und Luftdruck werden einseitig geschlossene Quarzglaszylinder eingesetzt. Die Erosion des Quarzglases durch die energetischen Ionen des Plasmas wird durch einen zusätzlichen Zylinder aus nicht vakuumdichtem aber thermoschockbeständigem Aluminiumoxid verhindert, der über das Quarzglas gestülpt wird. Die Ionen werden durch ein Zweigitter-Multiapertursystem extrahiert, das aus Grafit gefertigt ist und durch das Schaltgittersystem erweitert ist. Die Segmentierung des Schaltgitters ist eine Optimierung zwischen mechanischer Machbarkeit und der Möglichkeit Aussagen bzgl. möglicher Auflösung und Grenzen zu treffen. Deshalb wurde das Gittersystem mit 30 Schaltgittersegmenten ausgerüstet. Die Löcher sind standardmäßig in hexagonaler Form angeordnet. Durch die Segmentierung der Gitter muss die hexagonale Struktur des Gesamtgitters unterbrochen werden. D.h. es gibt eine schmalen nichttransparenten Streifen zwischen den Segmenten. Dieser Streifen muss sehr klein gehalten werden, um die Unstetigkeit in der Ionenstrahlausbildung zu minimieren. Zusätzlich zur Kontaktierung der ionenoptischen Elemente der Standard-ISQ ist jedes Segment mit einem Kontakt ausgestattet. Der Plasmaanker ist mit der Strahlspannungversorgung verbunden. Diese Spannung bestimmt die Ionenenergie der extrahierten Ionen, die gleich der Summe aus Strahlspannung und Plasmapotenzial ist. Das Plasmapotenzial für eine ECR-Entladung liegt zwischen 30 und 70V und hängt u.a. vom Gasfluss und der Mikrowellenleistung ab. Weiterhin wird für die Extraktion der Ionen eine negative Spannung, die Beschleunigungsspannung, an das zweite Gitter gelegt. Diese bewirkt durch das sich ausbildende elektrische Feld zwischen den Gittern die Extraktion der Ionen und die Formung des Ionenstrahles. Die Ionen nehmen beim Durchlaufen des Gittersystems als kinetische Energie die Differenz aus Strahl- und Beschleunigungsspannng (Summe der Beträge) auf. Nach dem Durchlaufen des Gittersystems steigt das Potenzial bestimmt durch die Raumladung des Ionenstrahles steil bis auf nahe Massepotenzial an, so dass von der kinetischen Energie der Beschleunigungsspannungsanteil wieder abgezogen werden muss, so dass für die Ionenenergie nur die Strahlspannung übrig bleibt. Die Gittersegmente zum Schalten der Ionenextraktion müssen beim Sperren der Ionen ein Potenzial, das über dem Plasmapotenzial liegt, haben. Für die Extraktion sollte die Beschleunigungsspannung anliegen. Das Segmentpotenzial wird zwischen einem hohen positiven und negativem Wert geschaltet, wobei ein Spannungshub von über 1000V notwendig ist.

Das Gas für den Betrieb der Quelle wird in Längsrichtung der Quelle über zwei schmale Schlitze, die gleichzeitig als Druckstufe dienen, eingelassen.

Abbildung 1: Lineare Ionenstrahlquelle LISQ600 mit 30 Gittersegmenten

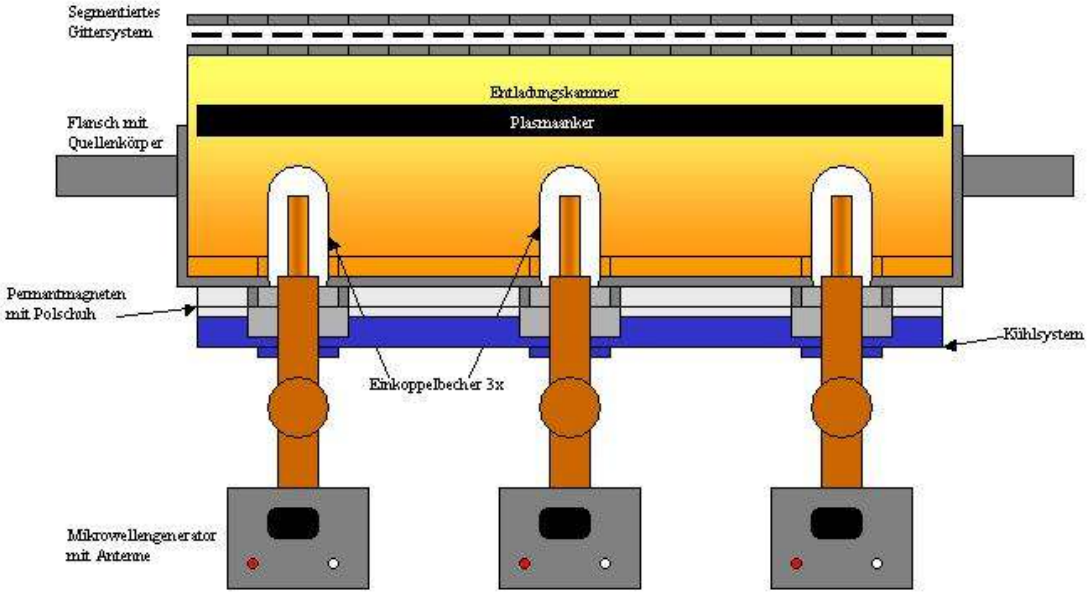


Abbildung 2 : Aufbau der LISQ600ECR mit segmentiertem Gittersystem

Elektrische Profilsteuerung

Die Profilsteuerung erfordert das wechselseitige Anlegen einer positiven und negativen Hochspannung an die Gittersegmente. Dabei soll jedes Segment unabhängig von den anderen mit einer Spannung versorgt werden. Die Höhe der Spannungen an den einzelnen Segmenten ist gleich, aber zum aktuellen Zeitpunkt hängt es von der Steuerung ab, ob die positive oder

negative Spannung anliegt. Deshalb ist jedes Segment über einen separaten Schalter kontaktiert, wobei die Sperr- und Extraktionsspannung aus einer gemeinsamen Spannungsversorgung bereitgestellt werden. Der Wechsel zwischen positiver und negativer Spannung muss im Kilohertzbereich erfolgen, wobei die Schaltflanken zwischen den Spannungen unter einer Mikrosekunde liegen muss, um Ionenstrahldivergenzveränderunge zu minimieren. Die elektrische Beschaltung der segmentierten LISQ ist in der folgenden Abbildung zu sehen.

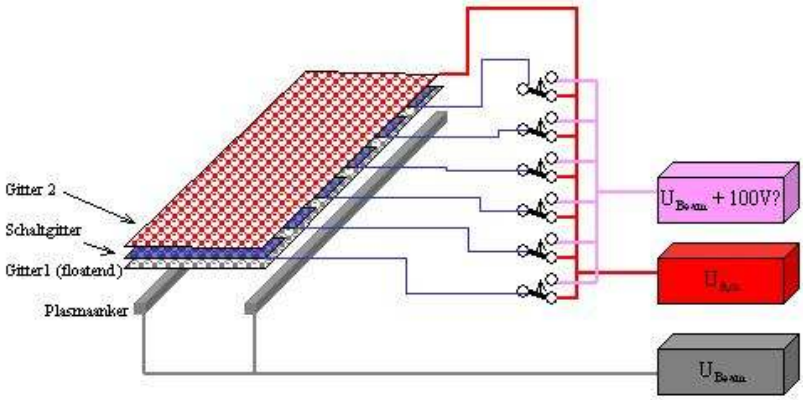


Abbildung 3 : Elektrische Beschaltung des Gittersystems zur Ionenstrahlvariation

Ein Schaltvorgang setzt sich aus dem Anlegen der positiven und der negativen Spannung zusammen. Die Gesamtzeit dafür ist die Gesamtimpulsdauer, deren Kehrwert der Schaltfrequenz entspricht, die zwischen 0,5 und 20 kHz liegt. Das Verhältnis aus der Zeit für das Anlegen der positiven Spannung zur Gesamtimpulszeit wird im Weitern als Puls-Längen-Modulation (PLM) bezeichnet und kann zwischen 0,02 und 0,98 eingestellt werden. Eine Synchronisation der Schalter untereinander ist nicht vorgesehen. D.h. die Flanken an den einzelnen Segmenten sind untereinander nicht koordiniert. Dadurch wird eine gleichmäßige Lastverteilung der Spannungsversorgungen über den gesamten Impulsbereich erzielt. Aus diesem Grund ist jeder Schalter mit einem eigenem Impulsgeber ausgestattet.

Für die Steuerung des Ionenstrahles ist die Kenntnis der Ströme auf die einzelnen Segmente notwendig. Dies erfordert den Einsatz eines Trennverstärkers, der den auf Hochspannung liegenden Segmentstrom auf Massepotenzial transponiert und damit eine automatische Registrierung ermöglicht. Zur Trennung wird ein Optokoppler eingesetzt, dessen elektrische Beschaltung die folgende Abbildung zeigt.

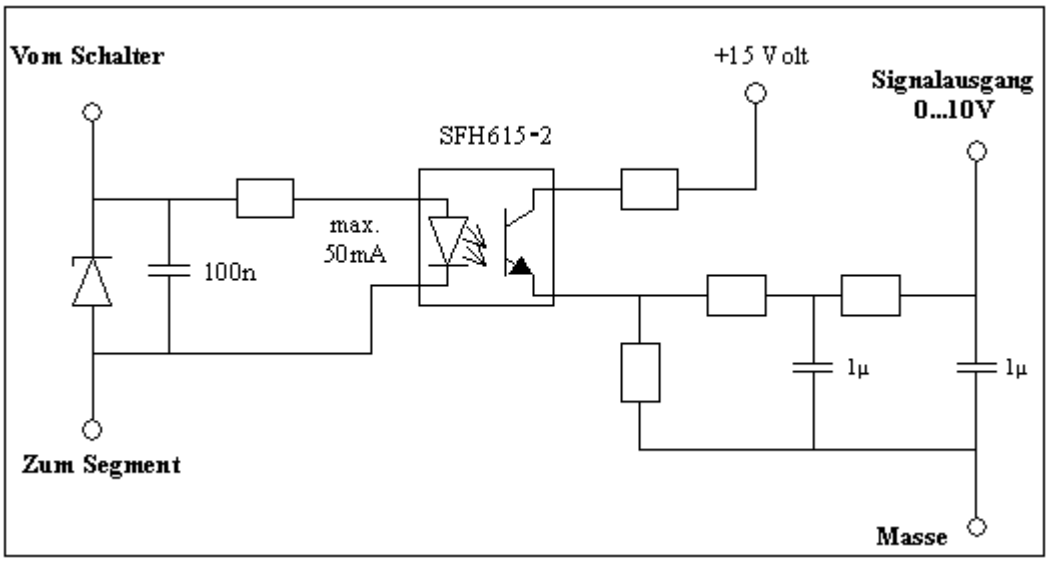


Abbildung 4 : Schaltung zur Messung des Gitterstromes für ein Segment auf hohem Potenzial

Der Zusammenhang zwischen Strom durch den Optokoppler und dessen Ausgangswiderstand ist nichtlinear. Das Linearisieren der Kennlinie durch eine spezifische Beschaltung ist aufwendig und nur bedingt realisierbar. Deshalb wird die Umrechnung in den Steuerungsalgorithmus für die Ionenstrahlquelle implementiert.

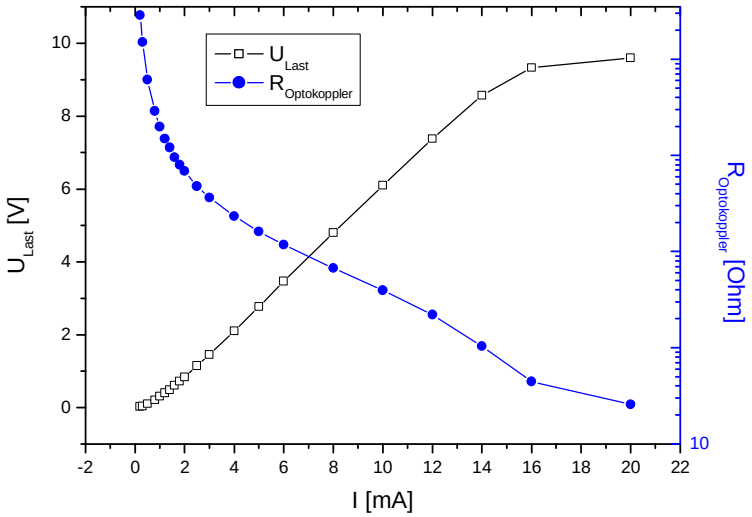


Abbildung 5 : Strom-Widerstands-Kennlinie des Optokopplers

Theoretischer Ansatz für den Steuerungsalgorithmus

Das Gittersystem der Ionenquelle ist in äquivalente Gittersegmente geteilt, die gleiche Aufteilung wird virtuell für das Target im Steuerungsalgorithmus verwendet. Diese Annahme setzt voraus, dass sich während des Schalterbetriebs die Strahldivergenz und die Form der

Ionenstromdichteverteilung nicht ändert, was auch auf Grund der eingesetzten Strahlschalters praktisch gegeben ist.

Jedes Targetsegment *i* akkumuliert auf Grund der Strahldivergenz die Summe aus den einzelnen Gittersegmenten *k (k = 1...N)* . Dabei ist es für die Berechnung notwendig, die Anteile der Gittersegmente *k* die zum Strom auf dem Targetsegment *i* beitragen zu kennen. Diese Bestimmung kann nur durch eine inverse Methode erfolgen, indem nur ein Segment des Gitters eine Ionenextraktion ermöglicht und gleichzeitig die Stromverteilung auf dem gesamten Target gemessen wird. D.h. man erhält für jedes Gittersegment *k* eine diskrete Verteilungsfunktion (Vektor) $\begin{pmatrix} j_1(k) & j_2(k) & \cdots & j_N(k) \end{pmatrix}$. Dieses Verfahren wird für alle Gittersegmente k = 1...N durchgeführt und alle transponierten Vektoren der einzelnen Segmente zusammengesetzt, ergibt die folgende Matrix.

$$\begin{pmatrix} j_1(x_1) & j_1(x_2) & j_1(x_3) & \cdots & j_1(x_n) \\ j_2(x_1) & j_2(x_2) & j_2(x_3) & \cdots & j_2(x_n) \\ j_3(x_1) & j_3(x_2) & j_3(x_3) & \cdots & j_3(x_n) \\ \vdots & \vdots & \vdots & & \vdots \\ j_n(x_1) & j_n(x_2) & j_n(x_3) & \cdots & j_n(x_n) \end{pmatrix}$$

Diese Übertragungsmatrix ist speziell für eine festen Parametersatz, wie Gasfluss, Betriebsspannungen und Gittersystem der Ionenquelle gegeben. Werden die Parameter verändert ist eine erneute Bestimmung der Übertragungsmatrix notwendig.

Ist eine vollständige Sperrung der Gitterextraktion auf Grund der angelegten Spannungen bzw. Extraktionslochgeometrien nicht möglich, muss die Offsetverteilung $j_i(0)$ für das System bestimmt werden. Die integrale Stromdichte auf dem Target setzt sich experimentell bewiesen durch Superpositionierung zusammen, so dass folgendes Gleichungssystem zur Erzielung einer Stromverteilung j_i^{soll} aufgestellt werden. Der Vektor PLM_i entspricht den Einstellungen an den Schaltsegmenten des Gittersystems, die gesucht ist.

$$\begin{pmatrix} j_1(0) \\ j_2(0) \\ j_3(0) \\ \vdots \\ j_N(0) \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} j_1(1) & j_1(2) & j_1(3) & \cdots & j_1(N) \\ j_2(1) & j_2(2) & j_2(3) & \cdots & j_2(N) \\ j_3(x_1) & j_3(x_2) & j_3(x_3) & \cdots & j_3(N) \\ \vdots & \vdots & \vdots & & \vdots \\ j_N(1) & j_N(2) & j_N(3) & \cdots & j_N(N) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} PLM_1 \\ PLM_2 \\ PLM_3 \\ \vdots \\ PLM_N \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} j_1^{soll} \\ j_2^{soll} \\ j_3^{soll} \\ \\ j_N^{soll} \end{pmatrix}$$

Die Lösung für den Vektor *(PLM)* lässt sich einfach schreiben als

$$\left(\vec{PLM}\right) = \vec{j}(k)^{-1} \cdot \left(\vec{j}^{\,soll} - \vec{j}(0)\right)$$

Dieses Gleichungssystem kann mit herkömmlichen Methoden, wie dem Gaussschen Algorithmus oder der Cramerschen Regel gelöst werden. Um eine eindeutige Lösung zu erhalten, müssen die Zeilen und Spalten linear unabhängig voneinander sein bzw. es darf keine Zeile nur Nullen enthalten, was beim normalen Betrieb der Ionenquelle auch geben ist. Diese Lösung stellt aber trotzdem noch nicht das Ergebnis für die Steuerung dar, denn es gibt beim Lösungsansatz keine mathematische Einschränkung der PLM-Werte, denn dies können nur einen Wertebereich zwischen Null und Eins einnehmen. Durch diese Einschränkung kann nicht jede gewünschte Verteilung exakt eingestellt werden, sondern es ist nur eine Anpassung bis auf einen bestimmbaren Fehlerbereich möglich.

Der Lösung des Gleichungssystems folgt die Bereinigung der Lösungen die nicht im Wertebereich liegen. Die noch nicht bestimmten PLM-Werte sind durch eine Optimierung und Anpassung zu ermitteln, um eine möglichst gute Stromdichteverteilung mit geringen Abweichungen zum Erwartungswert zu erhalten.

Die Optimierung der PLM-Werte erfolgt durch sequentielles Wichten der Abweichung zwischen Soll- und Iststromverteilung. Dieses Verfahren ist insbesondere bei Verteilungen mit schmalen Halbwertsbreiten, die in der Größe der lokalen Auflösung liegen, anwendbar. Am schnellsten führt diese Methode bei singulären Verteilungen zum optimalen Ergebnis, wo die Übertragungsmatrix nur von Null verschiedene Werte in der Hauptdiagonalen enthält. Halbwertsbreiten von nur wenigen Gittersegmentbreiten sind bei den Ionenstrahlverteilungen gut realisiert, weil nur auf benachbarten Bereichen $k = i \pm 1,2$ des Targets der Ionenstrom vom Segment i messbar ist. Grundvoraussetzung für Erlangung einer sinnvollen PLM-Lösung ist die Notwendigkeit, dass die zu erzeugende Verteilung in ihrem Maximum kleiner als die Verteilung bei ungesperrter Extraktion ist.

Die Anpassung der PLM-Werte wird durch die folgenden Schritte skizziert. Die mittlere PLM_l^{ges} am Segment l wird durch Division der Sollstromdichte durch die Summe der Stromdichten aller Segmente am Ort l ermittelt.

$$PLM_l^{ges} = \frac{j_l^{soll}}{\sum_k j_{kl}}$$

Dieser Wert muss danach wieder auf die einzelnen Spalten k aufgeteilt werden, wobei die Werte durch den relativen Ionenstromdichteanteil am Gesamtstrom der Zeile l gewichtet werden.

$$PLM_{kl} = PLM_l^{ges} \frac{j_{kl}}{\sum_l j_{kl}} = \frac{\Delta j_l \cdot j_{kl}^2}{\sum_k j_{kl}^2}$$

Das gleiche Prinzip der Ionenstromwichtung wird auf die PLM-Werte angewendet und man erhält die Einstellungen für die Segmente *k*.

$$PLM_k = \sum_l PLM_{kl} \frac{j_{kl}}{\sum_l j_{kl}} = \frac{1}{\sum_l j_{kl}} \cdot \sum_l \frac{\Delta j_l \cdot j_{kl}^2}{\left(\sum_k j_{kl} \right)^2}$$

Mit den Werten PLM_k müssen die einzelnen Segmente *k* der Ionenquelle beaufschlagt werden, um eine möglichst gute Übereinstimmung mit der geforderten Ionenstromdichteverteilung zu erzielen.

Zeigt sich im ersten Schritt der Invertierung der Koeffizientenmatrix erhebliche Abweichungen vom PLM-Wertebeich 0...1 sollte gleich mit der Optimierung der PLM-Werte durch sequentielles Wichten begonnen werden. Diese erheblichen Abweichungen entstehen durch die Forderung nach großen Gradienten in der Sollstromdichteverteilung bzw. können auch durch starke Abweichungen zwischen Ist- und Soll-Verteilung provoziert werden.

Simulation

Es war mit der Simulation zu prüfen, ob das Konzept der Strahlsteuerung der Linearquelle mit segmentierten Gittern funktioniert, insbesondere ob Profile über eine Puls-Längen-Variation einstellbar sind.

Dazu wurden 9 Segmente simuliert (Abbildung 8), jedes konnte in der Stromdichte zwischen 0 und 100% skaliert werden. Der Abstand zum Target betrug 12 cm. Es wurde zunächst ein homogenes Plasma angenommen, so daß ohne Skalierungsfaktoren ein homogenes Profil entsteht.

Schaltet man die Segmente abwechselnd auf 100% und 70% bzw. 20%, so ergibt sich ein analoges Muster im Breitstrahlprofil (Abbildung 6). Die Übergänge sind fließend, es entstehen keine Stufen durch unterschiedlich geschaltete benachbarte Segmente. Allerdings sind aufgrund der Beamletdivergenzen die Unterschiede zwischen Maximum und Minimum geringer als die eingestellten Skalierungsverhältnisse. Diese Abweichung vom eingestellten Skalierungsverhältnis fällt um so größer aus, je größer der Unterschied in den Skalierungsfaktoren ist. Abbildung 7 demonstriert zwei eingestellte breitere Profile.

Weiter interessierte, in welchem Ausmaß sich die Stege zwischen den Segmenten abbilden. Da dies wiederum von der Divergenz abhängt, wurde bei unterschiedlicher Beamletdivergenz das Strahlprofil bei verschiedenen Stegbreiten untersucht.

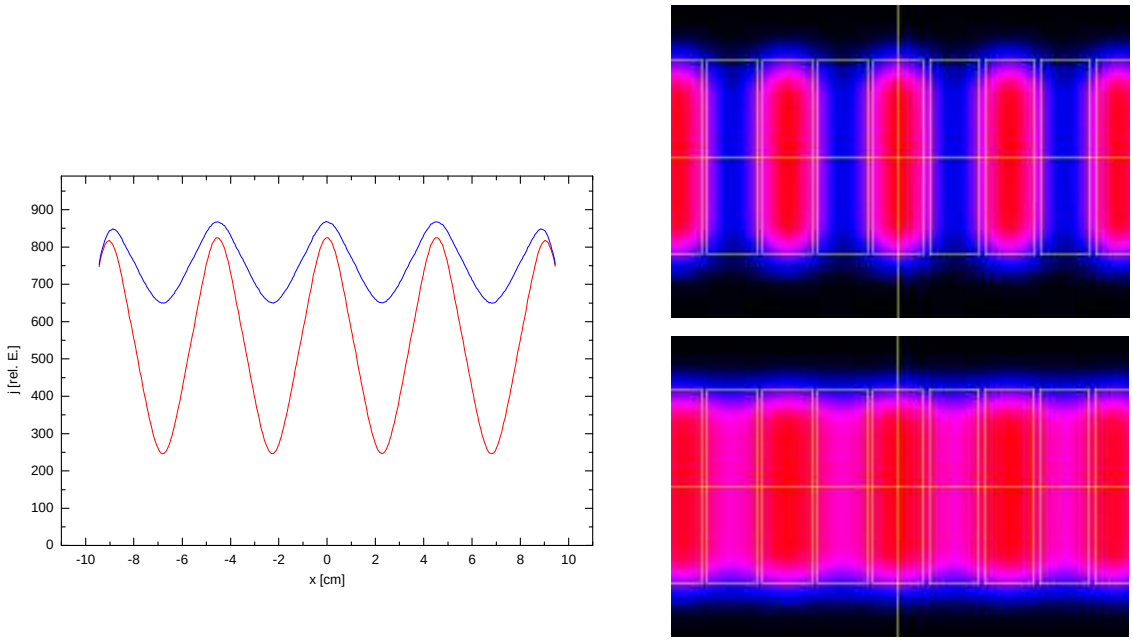


Abb. 6: Strahlprofil der LISQ, Segmente abwechselnd 100%, 70% (blau, oben) und 100%, 20% (rot, unten).

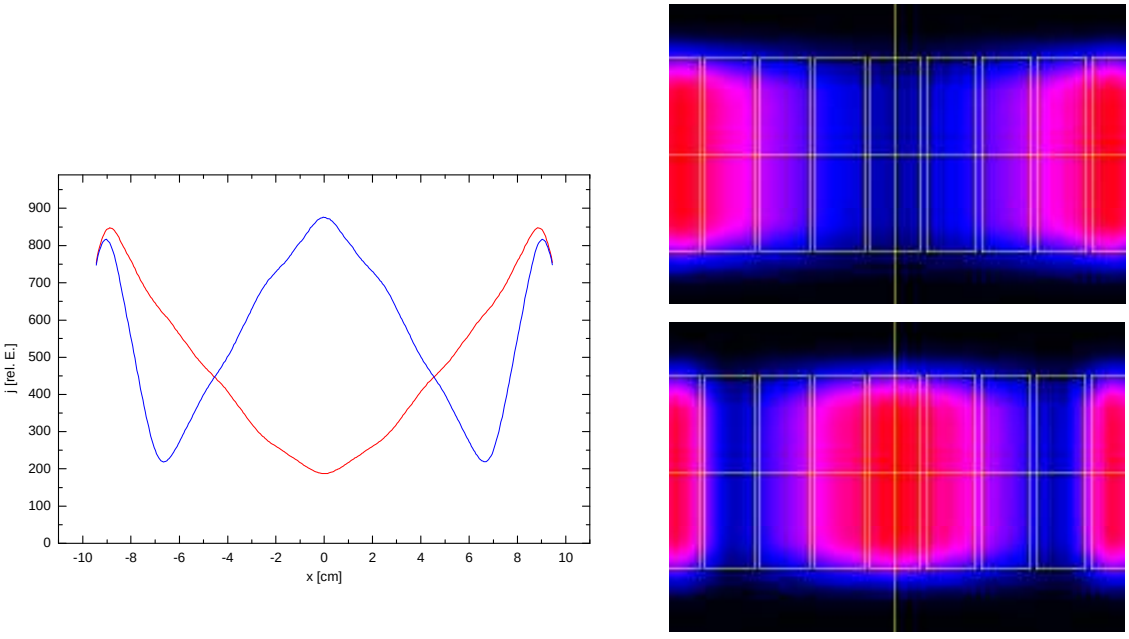


Abb. 7: Strahlprofil der LISQ, Ansteuerung der Segmente:
100% 70% 50% 30% 20% 30% 50% 70% 100% (blau, oben)
100% 20% 50% 80% 100% 80% 50% 20% 100% (rot, unten)

Bei niedriger Divergenz bilden sich bereits schmale Stege im Profil ab (Abbildung 9, oben). Bei größerer Divergenz ist dies erst bei sehr breiten Stegen sichtbar (unten). Erste Ätzmessungen zeigten jedoch, dass sich die Stege sichtbar abbilden, was sich mit diesen Ergebnissen und der vorliegenden Divergenz allein nicht erklären lässt. Als Ursache hierfür konnten die Streben, die am Schirmgitter zwischen den Segmenten ins Plasma hineinragen, ausgemacht werden. Die Plasmagrenzschicht passt sich auch hier an das Schirmgitters an. Da

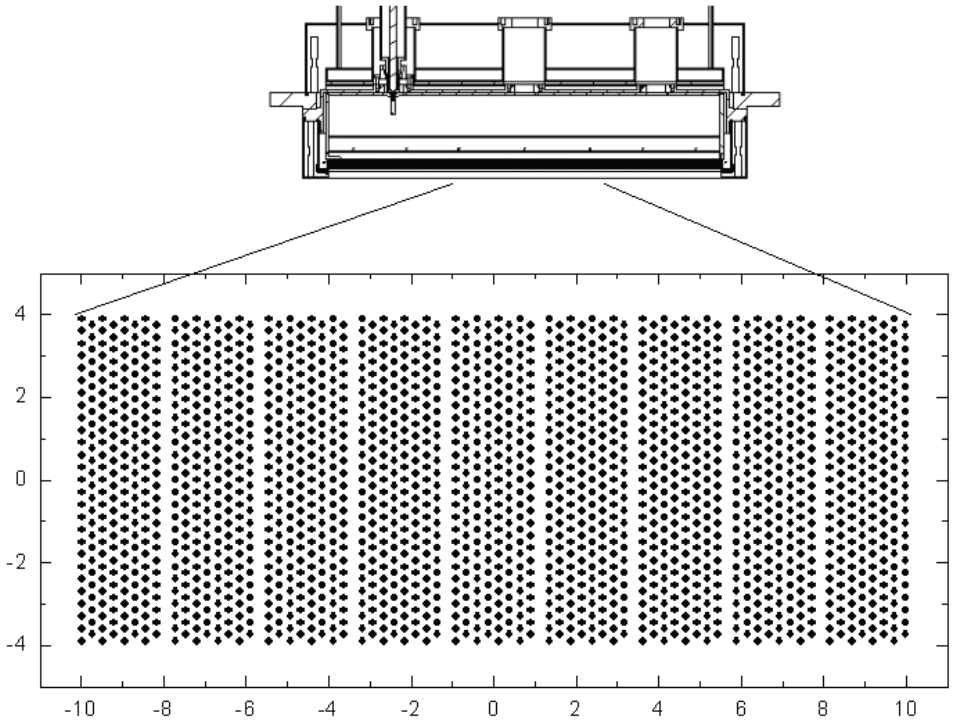


Abb. 8: Ausschnitt aus der Linearquelle LISQ600 mit segmentierten Gittern.

sich die Löcher relativ dicht an diesen Streben befinden, liegen sie im Bereich der verformten Plasmagrenzschicht.

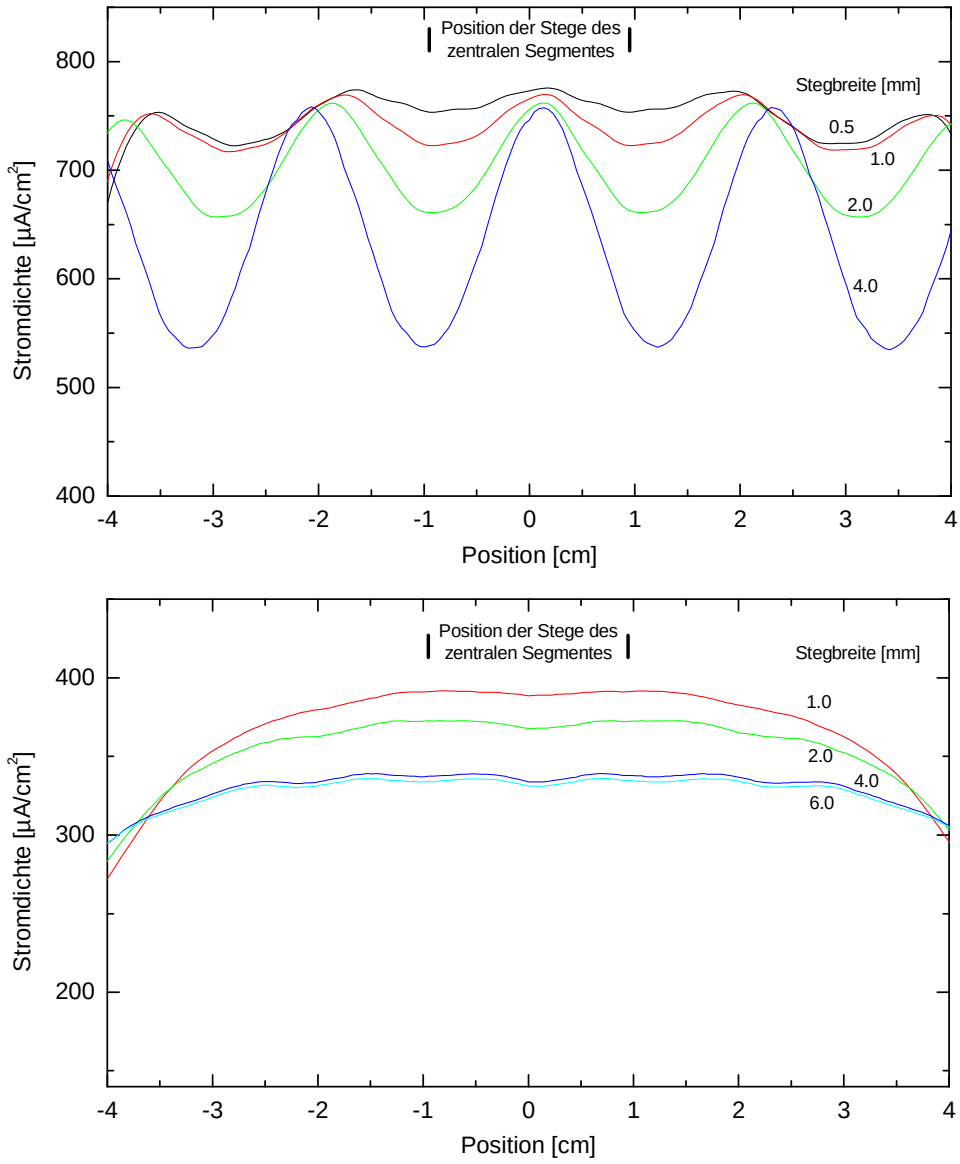


Abb. 9: Abbildung der Stege zwischen den Segmenten. oben: niedrige Divergenz (4°), unten: höhere Divergenz (11°).

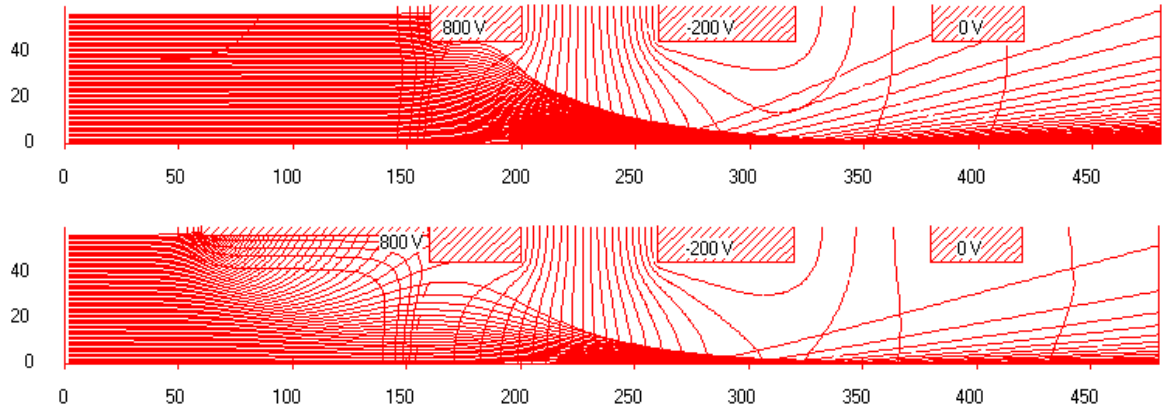


Abb. 10: Simulierte Beamlets: oben: ohne Streben, unten: mit ins Plasma ragenden Streben.

Abbildung 10 zeigt jeweils ein Beamlet ohne und mit dieser Störung. Durch die Verformung der Grenzschicht wird nur noch etwa der halbe Beamletstrom extrahiert. Da sich diese Verformung auch auf die Vorschicht auswirkt, die in der Rechnung nicht berücksichtigt ist, werden die Beamlets noch stärker abgelenkt bzw. in ihrem Strom reduziert, so daß die Randbeamlets nahezu vollständig "abgeschaltet" sind. Dies bewirkt effektiv eine Verbreiterung des Steges, so daß auch bei höherer Divergenz die Stege im Strahlprofil sichtbar sind. Die Streben auf der Plasmaseite des Schirmgitters müssen daher entfernt werden.

Ergebnisse

Die Wirkungsweise der Schaltersegmente würde getestet, indem bei einer Strahlspannung von 700 V die Sperrspannung von 0V auf 1000V bei erhöht und dabei der Ionenstrom (I_{Beam}), der Gesamtsperrstrom (I_{sperr}) und der Beschleunigungsstrom (I_{Acc}) aufgezeichnet wurde (Abbildung). Solange die Sperrspannung kleiner als die Strahlspannung (U_{Beam}) ist wird ein Ionenstrom extrahiert, der nur geringfügig abnimmt. Beim Erreichen der Strahlspannung baut sich eine Barriere zwischen Schirm- und Schaltgitter für die Ionen auf, so dass die Ionenextraktion drastisch verringert wird und der Ionenstrom bei einer Sperrspannung von ca. 200 V über der Strahlspannung vollständig gesperrt wird. Im gleichen Maße wie der Ionenstrom fällt, steigt der Sperrspannungsstrom auf das Schaltgitter an, weil durch das positivere Potenzial die Elektronen aus dem Plasma auf das Schaltgitter gezogen werden. Das inverse Verhalten zwischen Ionen- und Schaltgitterstrom ermöglicht die Berechnung des Segmentionenstromen aus der Schaltstrom bei gesperrter Ionenextraktion.
Der Ionenstrom lässt sich durch ein zusätzliches Gitter steuern, wobei zum Sperren der Ionenextraktion eine Spannung von +200 V über der Strahlspannung notwendig ist. Für die weiteren Untersuchungen wurde kein zusätzliches Strahlspannungsnetzteil zum Ionenstromsperren eingesetzt sondern die Spannung durch Aufsetzten eines potenzialfreien Netzteiles von +200 V auf das Strahlspannungsnetzteil erzeugt. Diese Maßnahme erfordert keine paralleles Nachführen der Strahl- und Sperrspannung beim Wechsel der Ionenenergie und vereinfacht die Steuerung der Ionenquelle unter Nutzung eine Festspannungsnetzteiles.

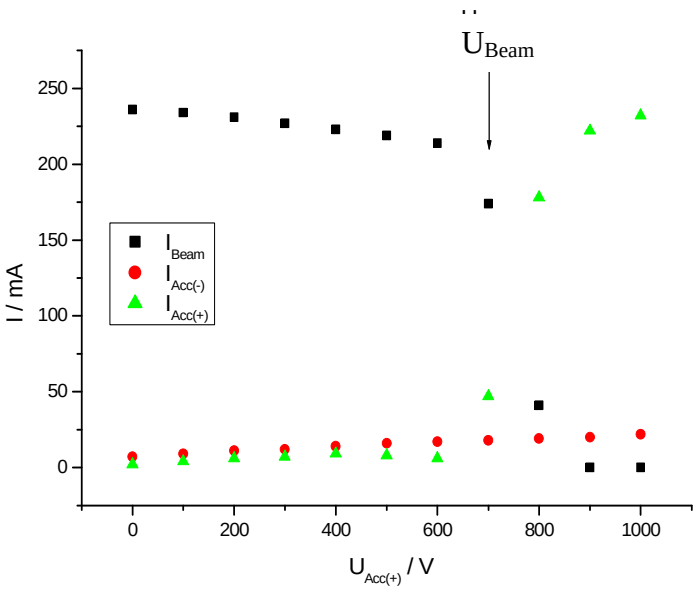


Abbildung 11 : Ionen- (I_{Beam}), Beschleunigungs-(I_{Acc}) und Sperrstrom (I_{Sperr}) als Funktion der Sperrspannung (U_{Sperr}) bei einer Strahlspannung von U_{Beam} = 700V

Der beschriebene integrale Zusammenhang zwischen Ionenstrom und Sperrspannung wird auf die Ionenstromdichte an einem festen Ort erweitert. Die Ionenstromdichte nimmt allmählich mit zunehmender Sperrspannung ab und erreicht bei einem Potenzial oberhalb der Strahlspannung ihr Minimum. Die allmähliche Abnahme wird durch die Veränderung der ionenoptischen Eigenschaften der Extraktionslöcher des Gitters verursacht, weil es zu einer Aufweitung des aus einem Gitterloch extrahierten Teilstrahles (Beamlet) kommt, das sich in einer Zunahme der Strahldivergenz äußert.

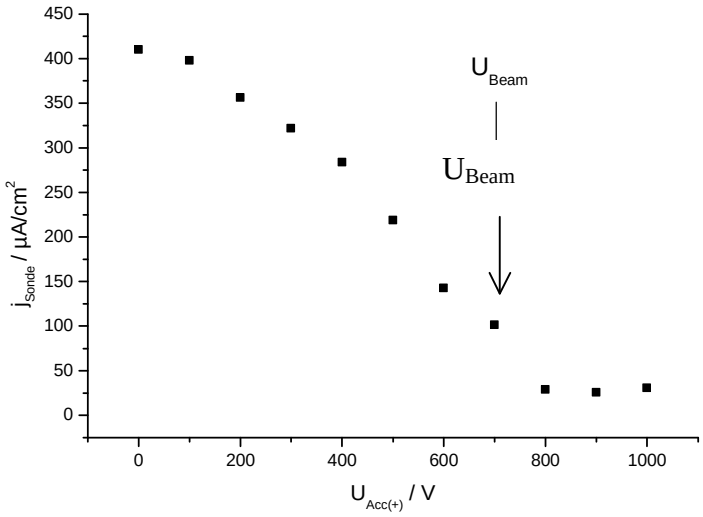


Abbildung 12 : Ionenstromdichte als Funktion der Sperrspannung

Die Ionenströme aus benachbarten Gittersegmentbereichen überlagern sich mit zunehmender Entfernung von der Ionenquelle auf Grund der Beamletdivergenz. Die Beamletdivergenz wird durch die Form der Plasmarandschicht bestimmt, die sich in Abhängigkeit von der Plasmadichte und der elektrischen Felder im Extraktionsloch ausbildet. Eine Änderung der Ionenquellenparameter beeinflusst den Anteil der überlagernden Ionenströme benachbarter Segmente. Die folgende Abbildung (Abb. 13) zeigt die Ionenstromdichteverteilung für ein, zwei und drei benachbarte Gittersegmente, wobei die anderen Gittersegmente die Ionenextraktiion sperren. Die Messung wurde in einem Abstand von 20cm durchgeführt, wo eine deutlich sichtbare Überlagerung zu erwarten ist. Die linke Verteilung zeigt die Form der Ionenstromdichteverteilung für ein Segment, wobei ein Untergrundstromdichte über den gesamten Messbereich zu beobachten ist. Das Schaltgitter kann unter den gewählten Parametern die Ionenstromextraktion nicht vollständig sperren. Die mittlere Verteilung entsteht durch die Überlagerung von zwei Nachbarsegmenten. Durch den großen Messabstand und die hohen Anteile sich überlagernder Ionenströme ergeben sich nicht zwei Nebenmaxima am Ort der Segmente sondern ein Stromdichtemaximum zwischen den beiden Segmenten. Das Maximum der Ionenstromdichte ist größer als das Maximum der Einzelsegmentverteilungen. Das dritte hinzugeschaltete Segment bewirkt einen minimalen Anstieg der Stromdichte und es bildet sich ein kleines Plateaus aus. Die Ausbildung des Plateaus ist ein Indiz für das Erreichen der maximalen Stromdichte. Eine Zuschaltung weiterer Segmente führt nur zur Verbreiterung des Plateus nicht aber zur Erhöhung der Ionenstromdichte.

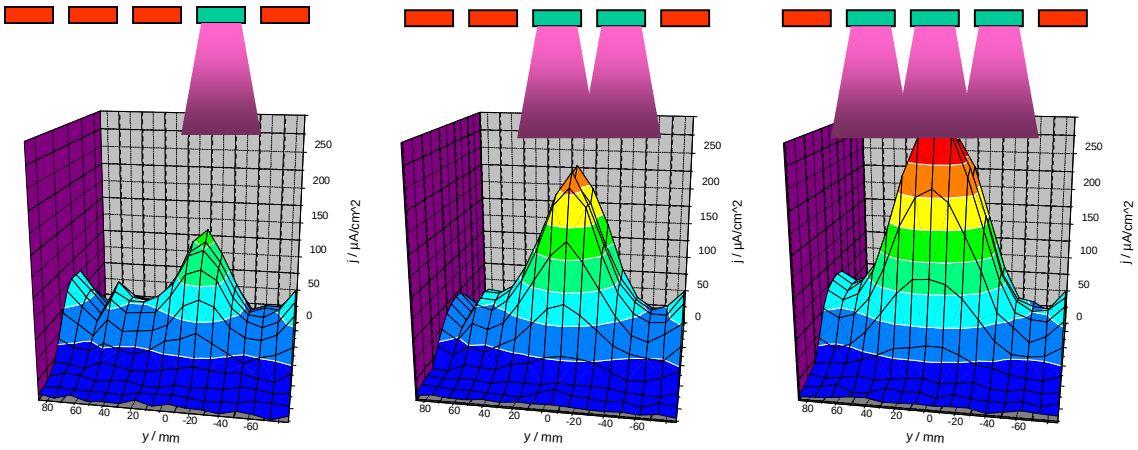


Abbildung 13: Ionenstromdichteverteilung bei ein, zwei und drei geöffneten Gittersegmenten

Die folgedenden Zeichnungen zeigen wie sich die Ionenstromdichteverteilung ändert, wenn einzelne Segmente in den sperrenden Zusatand geschalten werden. Die gesperrten Segmente

spiegeln sich im Minimum der Ionenstromdichte wieder. Ein Absenken der Ionenstromdichte auf Null kann bei dieser Anordnung nicht erreicht werden, weil Ausläufer der Nachbarsegmente bis in den Bereich des eigentlichen Segmentes reichen und dort zu einer deutlichen Erhöhung der Stromdichte führen. Zur Erzeugung starker Gradienten in der Ionenstromdichteverteilung sind deshalb geringe Abstände zwischen Target und Ionenquelle notwendig bzw Parametersätze, die zu einer geringen Ionenstrahldivergenz führen.

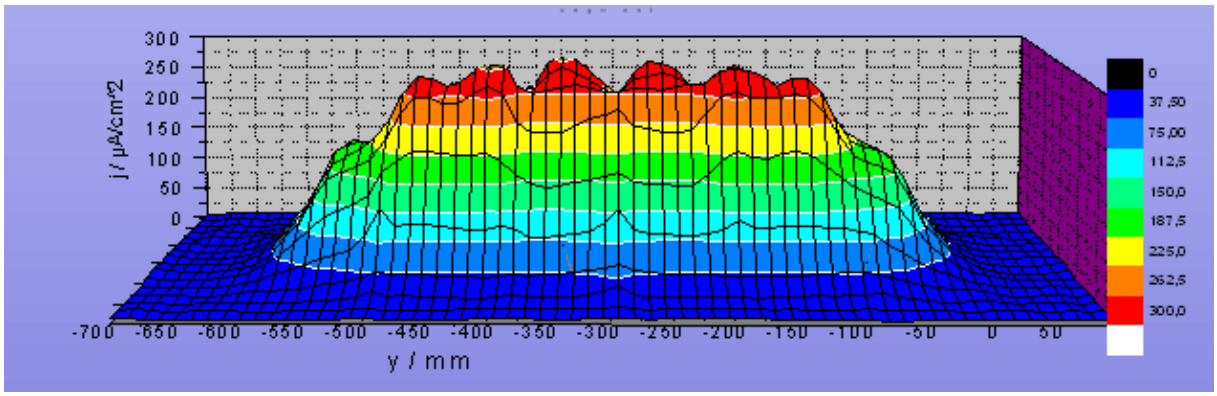


Abbildung 14 : Ionenstromdichteverteilung, indem einzelne Segmente gesperrt sind

3. Strahlprofilsteurung durch Gittermodifikationen

Die in-situ-Beeinflussung der Ionenstromdichteverteilung ist für bestimmte Prozesse nicht notwendig, so dass eine kostengünstigere Variante als die geschaltete Gittersegmentierung zur Strahlmodifikation genutzt werden kann, indem das Extraktionsgitter den Prozessbedingungen angepasst wird. Die Form und Dichte der Ionen die pro Extraktionsloch (Beamlet) erzeugt werden, ist neben den angelegten Spannungen, dem Gasfluss und der Mikrowellenleistung auch vom Durchmesser der Extraktionslöcher und deren Abstand abhängig. Der Ionenstrahl soll durch die Variation der Lochdurchmesser und der Gittertransparenz modifiziert werden. Diese Variation wird am Beispiel der ISQ220ECR getestet und untersucht. Dabei wird von einem Standard-Gittersystem ausgegangen und auf der Grundlage entsprechender Ionenextraktionssimulationen soll eine möglichst großflächige homogene Ionenstromdichteverteilung erzeugt werden. Die Homogenisierung ist nur ein Beispiel für die Möglichkeiten dieses Verfahrens, woran die Wirkungsweise und die realisierbaren Grenzen getestet werden sollen. Diese erzeugte Verteilung ist stark abhängig von den eingestellten Parametern und dadurch nur für einen begrenzten Ionenenergiebereich und eine bestimmte Gasart einsetzbar.

Aufbau der ISQ220ECR

Die Breitstrahlionenquelle ISQ220ECR besteht aus einem zylinderförmigen Entladungsgefäß aus Aluminiumoxid mit ringförmigem Plasmaanker. Über eine λ/4-Antenne wird zentral die Mikrowelle (Frequenz 2,45GHz) in die Entladungskammer eingespeist. Unterhalb des Bodens der Entladungskammer ist ein Ringmagnet angeordnet, das Magnetfeld durchdringt dem Kammerboden und erzeugt mittels Mikrowellenfeld eine intensives Elektron-Zyklotron-Resonanz-Plasma (ECR-Plasma). Durch den Plasmaanker wird das ECR-Plasma auf ein definiertes Potenzial gelegt. Ein Multiapertur-Gittersystem schließt die Entladungskammer ab. Zwischen dem Gittersystem und dem Plasma bildet sich die Plasmarandschicht aus. Die Ladungsträger in der Randschicht werden durch das elektrische Feld, das sich zwischen den hexagonal angeordneten Löchern des Gittersystems ausbildet, beschleunigt und formen den Ionenstrahl. Die Energie der Ionen wird hauptsächlich durch das Potenzial des Plasmaankers bestimmt.

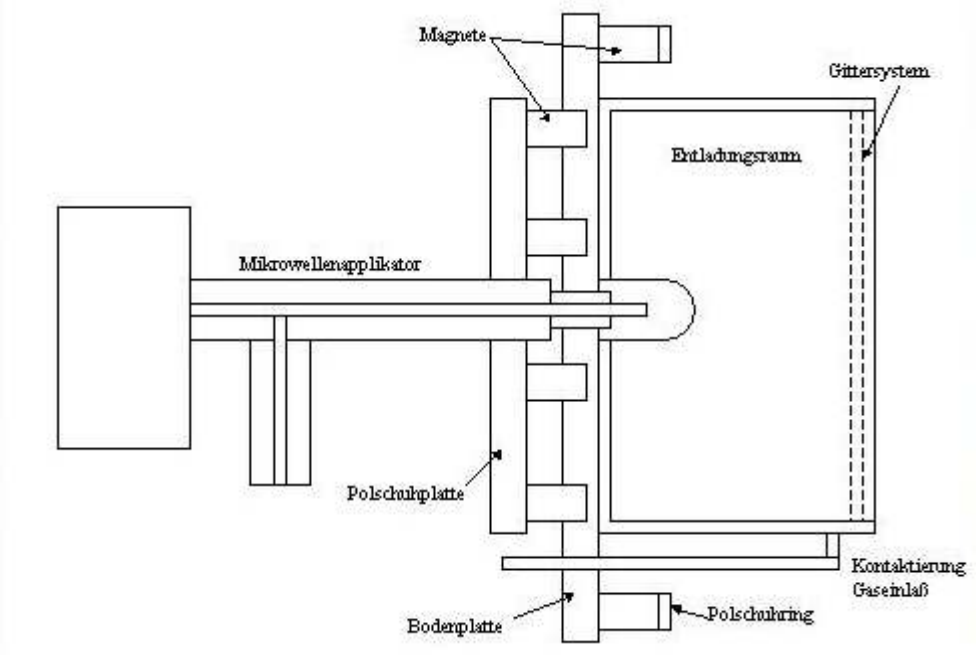


Abbildung 15 : Querschnitt durch die ISQ220ECR

Das Gittersystem wird aus Grafit gefertigt, wobei der maximale Durchmesser für die Ionenextraktion 220 mm beträgt. Grafit besitzt eine gute thermische Stabilität und kompensiert sehr gut thermische Spannungen, die durch lokales Aufheizen und große Temperaturgradienten auftreten. Diese Spannungen werden durch die Grafitstruktur kompensiert und verhindert dadurch die Verformungen des Gitters. Ein weiterer Vorteil ist die geringe Abtragsrate beim Beschuss mit energetischen Teilchen und die im Vergleich zu

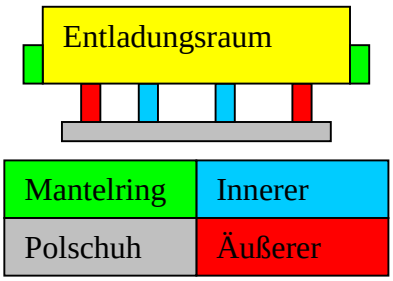
anderen Gittermaterialien wie Molybdän und Titan hohe Sputterschwelle. Grafit ist unter Beachtung der abrasiven Wirkung auf Werkzeuge einfach und mit einer hohen Genauigkeit zu bearbeiten Trotz dieser Vorteile besitz Grafit den großen Nachteil der geringen mechanischen Stabilität, so dass insbesondere bei der Fertigung von dünnen Gittern die Gitterherstellung an ihre Grenzen tritt. Diese Grenzen müssen insbesondere bei der Gitterlochdimensionierung beachtet werden, um nur produzierbare Gitter zu konstruieren.

Magnetfeld ISQ220ECR

Das Magnetfeld innerhalb des Entladungsraumes beeinflusst durch seine Stärke und Richtung sowohl im ECR-Gebiet als auch in der Nähe des Gittersystems das Profil und die Divergenz des Ionenstrahles. Dabei sollte im ECR-Gebiet zur Erzeugung eines dichten und großvolumigen Plasmas eine möglichst starke (B > 87,5 mT bei f = 2,45GHZ) und großflächige Magnetfeldverteilung erzeugt werden. Im Gegensatz dazu soll das Magnetfeld im Gitterbereich minimiert werden, um eine Beeinflussung der Plasmagrenzschicht und der Beamlets durch magnetfeldgeführte Elektronen zu vermeiden.

Das Magnetfeld wurde mit Hilfe des Programms "FEMM"[1] für verschiedene Magnetanordnungen simuliert. Ausgangspunkt für die Simulation ist die Magnetanordnung der ISQ120ECR mit einem Magnetring, der sich unter der Bodenplatte des Entladungszylinders befindet. Die größere Variante der ECR-Ionenquellen, die ISQ220ECR, wurde mit zusätzlichen Magnetringen ausgestattet, wobei sich folgende Anordnungen ergeben, die untersucht und begutachtet wurden.

1. Nur innerer Magnetring
2. Nur äußerer Magnetring
3. Innerer und äußerer Magnetring mit gleicher Magnetfeldrichtung
4. Innerer und äußerer Magnetring mit entgegen gesetzter Magnetfeldrichtung
5. Innerer, äußerer und Mantelmagnetring



Die radiale und axiale Komponenete und der Betrag des Magnetfeldes wurden für die beschriebenen Anordnungen sowohl in der Nähe der Bodenplatte als auch im Gitterbereich berechnet. Die folgende Tabelle zeigt eine Zusammenstellung der Ergebnisse.

[1] David Meeker, http://femm.berlios.de

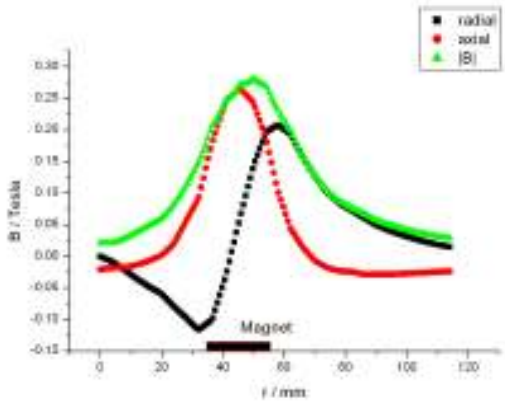
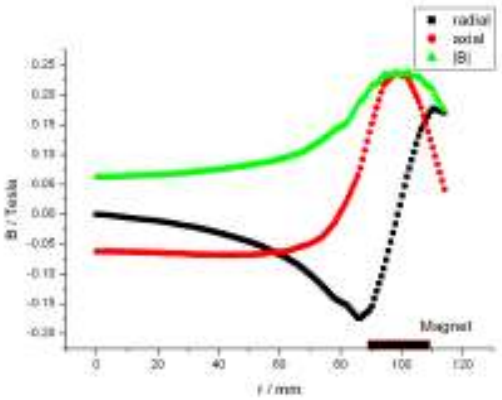
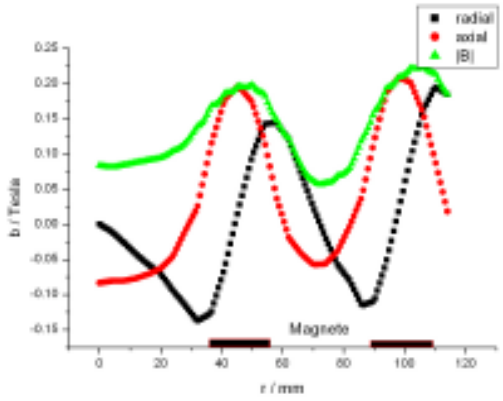
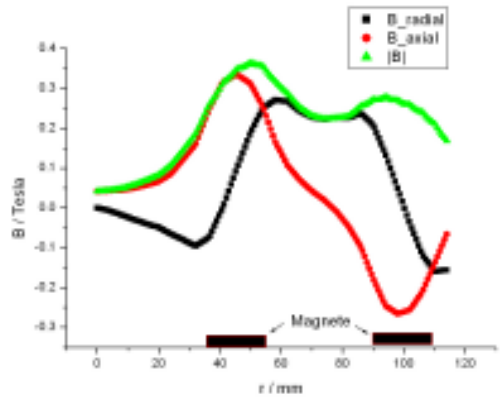
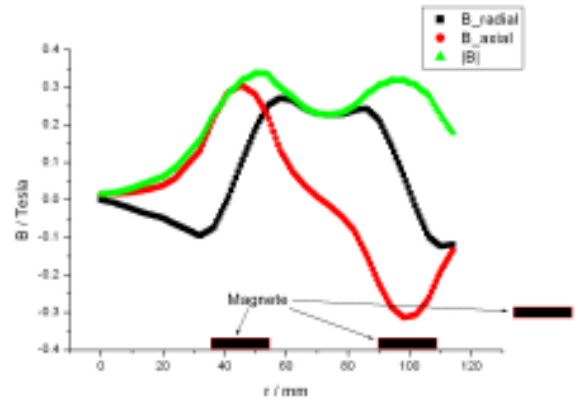
	
Innerer Magnetring	Äußerer Magnetring
	
Innerer und äußerer Magnetring (gleiche Polrichtung)	Innerer und äußerer Magnetring (entgegengesetzte Polrichtung)
	
Innerer, äußerer und Mantelmagnetring	

Tabelle 1 : Magnetfeldkomponenten der Magnetanordnungen auf der Bodenplatte

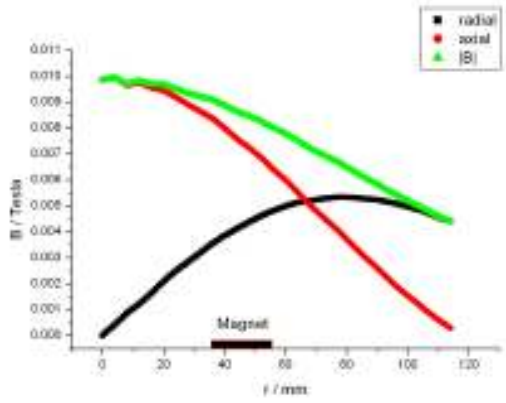
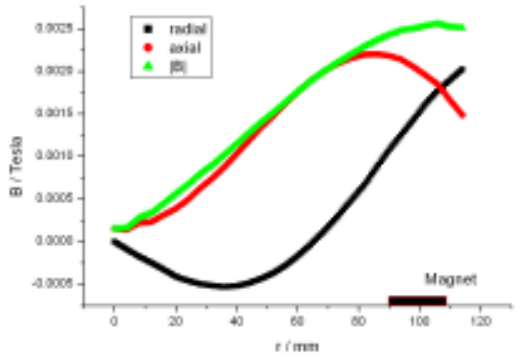
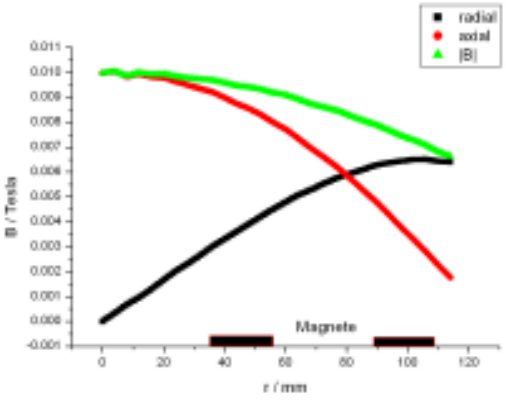
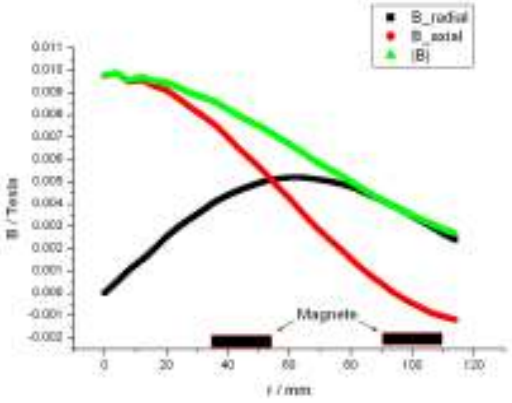
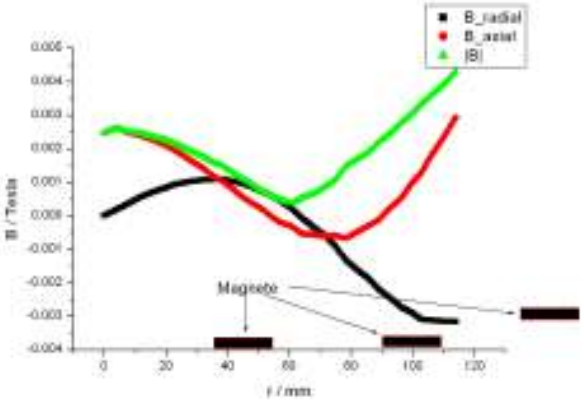
	
Innerer Magnetring	Äußerer Magnetring
	
Innerer und äußerer Magnetring (gleiche Polrichtung)	Innerer und äußerer Magnetring (entgegengesetzte Polrichtung)
	
Innerer, äußerer und Mantelmagnetring	

Tabelle 2 : Magnetfeldkomponenten der Magnetanordnungen im Gitterbereich

Die Auswertung der Magnetfeldverteilungen ergab für die 5.Variante, wobei alle drei Magnetringe eingesetzt sind, die geringsten Magnetfeldstärken im Gitterbereich und hohe, großflächige Feldstärken auf der Bodenplatte.

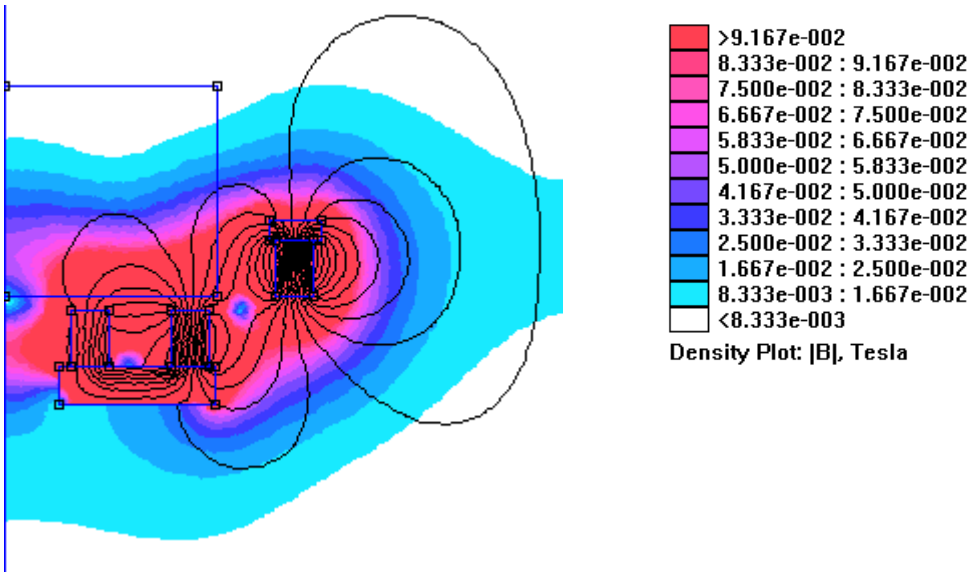


Abbildung 16: Magnetfeldverteilung als radialer Schnitt durch die ISQ220ECR für Variante 5

Diese Konfiguration wird aus Sicht der Magnetfeldverteilung für die weiteren Arbeiten zur Strahlprofilsteuerung favorisiert. Diese Entscheidung muss durch die Untersuchung der Ionenstromdichteverteilung und den extrahierten Ionenstrahl noch untermauert werden, denn die Wechselwirkung des Magnetfeldes mit der Mikrowelle und die Ausbildung des Plasmavolumens wird durch die Simulation nicht bewertet.

Die Magnetringe können wegen fertigungstechnischer Grenzen nicht aus einem Stück hergestellt werden. Deshalb wurden die Magnetringe aus einzelnen quaderförmigen Magneten zusammengesetzt. Die Konstellation führt zu messbaren Unstetigkeiten in der Magnetfeldverteilung im Bereich zwischen zwei Einzelmagneten. Die Abweichungen vom idealen Ring können durch eine möglichst enge Anordnung der Magneten und ein gezielte Auswahl der Einzelmagneten, die in ihrem Energieprodukt herstellungsbedingt stark schwanken können, minimiert werden. Von Vorteil ist die Flexibilität bei der Gestaltung unterschiedlicher Magnetanordnungen ohne zusätzlichen Bestell- und Kostenaufwand.

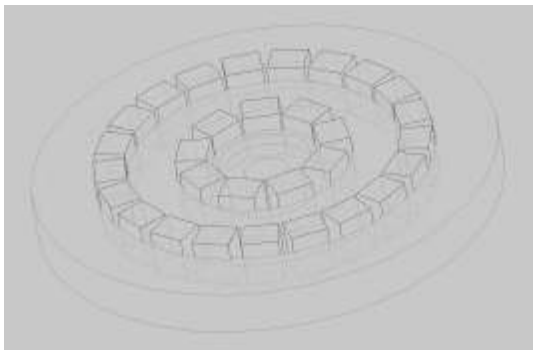


Abbildung 17 : Realer Aufbau der Magnetringen aus Einzelmagneten

Simulation zur Strahlprofilsteuerung über Gittermodifikation

Für zahlreiche Ionenstrahl-Anwendungen ist ein möglichst großer homogener Stromdichtebereich wünschenswert. Darüberhinaus sind für einige Anwendungen auch gezielt inhomogene Strahlprofile von Interesse. Mit einem konstanten Plasmaprofil wären breitere homogene Strahlprofile zu erzeugen, praktisch ist dies aber mit den vorhandenen Plasmaquellen aufgrund der komplexen Zusammenhänge von Entladungsraumdimensionen, der Plasmaerzeugung und der Ausdehnung des Extraktionssystemes nicht zu realisieren.
In einem anderen Ansatz, der hier verfolgt wird, wird die Extraktionsgeometrie an die gegebenem Plasmaverteilung angepaßt. Voraussetzung ist die Kenntnis der für die Extraktion maßgeblichen Plasmaverteilung an der Grenzschicht. Mit Hilfe einer *beamlet*-Simulation lassen sich dann durch Variation geeigneter geometrischer Gitterparameter die Divergenzen aller *beamlets* auf einen möglichst niedrigen Wert angleichen. Zusätzlich muß die lokale Stromdichte homogenisiert werden, womit der resultierende Strahl Analogien zum homogenen Plasmaprofil aufweist. Eine Möglichkeit für eine derartige Anpassung bietet die gleichzeitige Variation der Lochdurchmesser zur Angleichung der Divergenzen (Abbildung

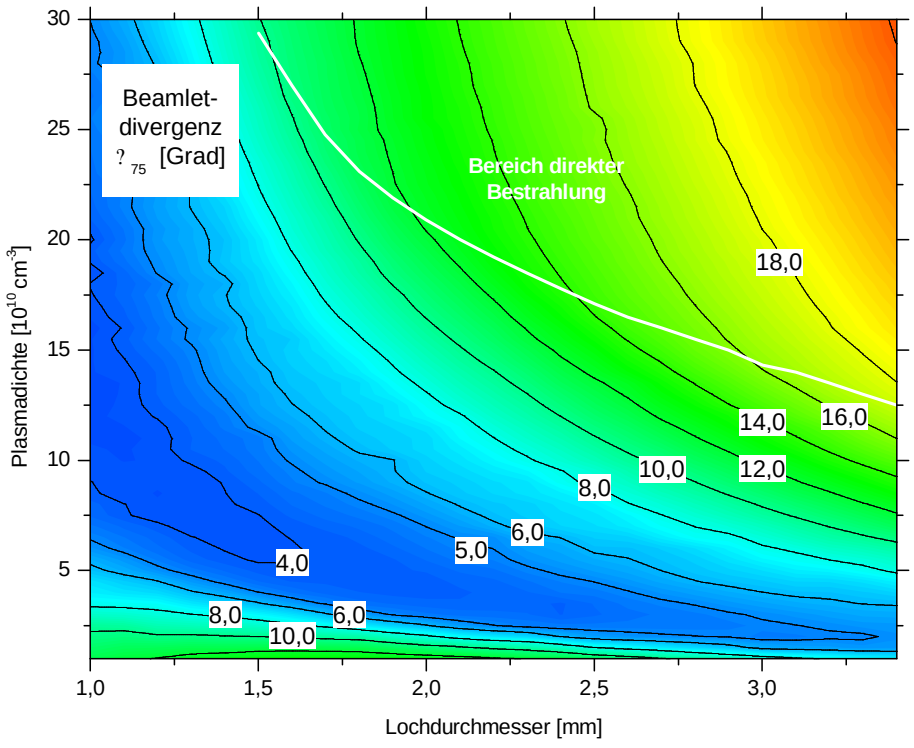


Abb. 18: Beamletdivergenz als Funktion der Plasmadichte und des Lochdurchmessers (2-Gittersystem, Gitterdicken und Gitterabstand 1.0 mm, U_{beam}=800 V, U_{acc}=-300 V). Die weiße Linie markiert die Bedingungen, bei denen direkte Bestrahlung des Beschleunigungsgitters einsetzt.

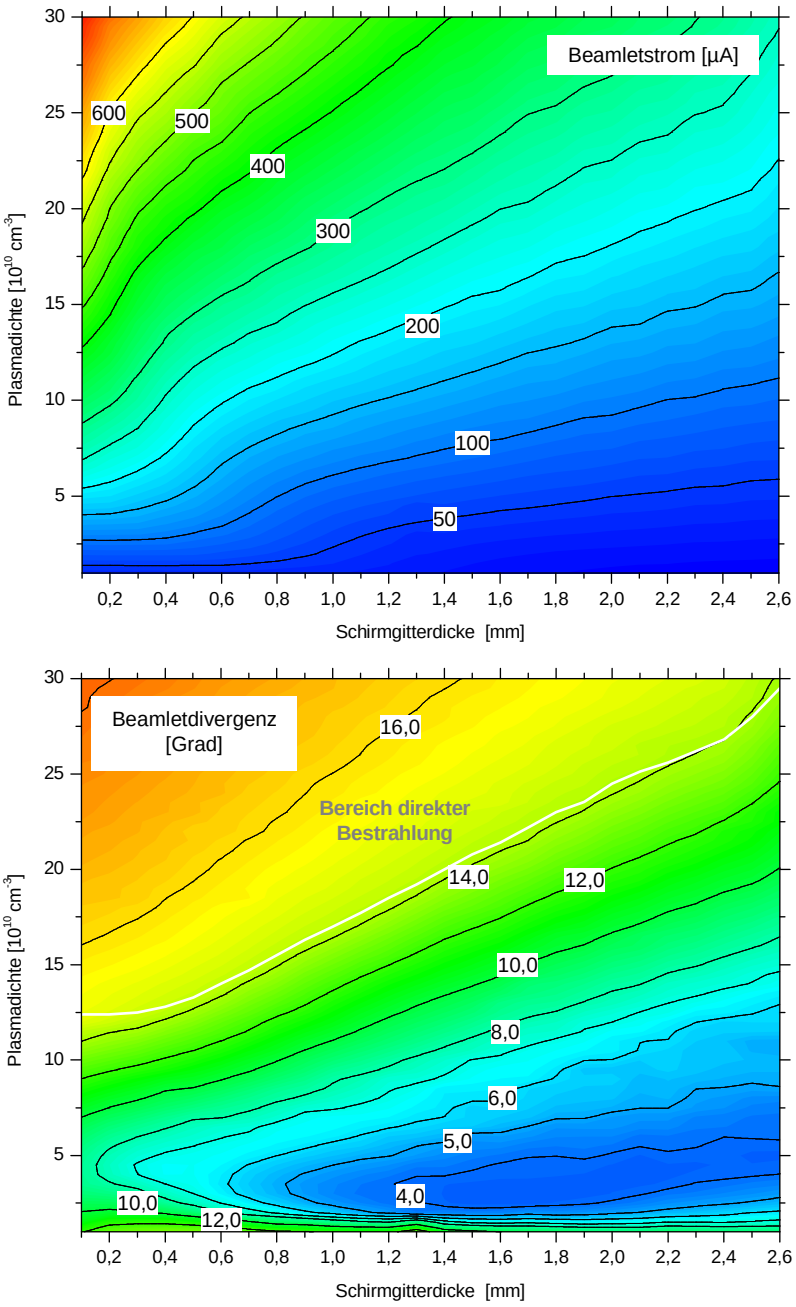


Abbildung 19: Extrahierter Strahlstrom (oben) und Beamletdivergenz (unten) in Abhängigkeit von der Dicke des Schirmgitters und der Plasmadichte. (Parameter wie in Abbildung 18, Lochdurchmesser 2.5 mm)

18) und des Lochabstandes zur Homogenisierung der Stromdichten. Ein anderer geeigneter Gitterparameter ist die Schirmgitterdicke, da bei deren Variation gleichzeitig die Homogenisierung der Divergenzen und die Anpassung der Stromdichten erfolgt (vergleiche Abbildung 19).

Der Ionenstrahl der Ionenquelle ISQ 220 ECR (Strahldurchmesser 20 cm, neue Magnetfeldkonfiguration) soll durch ein modifziertes Gittersystem homogenisiert werden. Bei den Arbeitsbedingungen dieser Ionenquelle wurde das effektive Plasmaprofil an der Grenzschicht nach dem in [31] beschriebenen Verfahren bestimmt. Dazu wurden

Breitstrahlprofile in verschiedenen Abständen bei verschiedenen Extraktionsbedingungen und die Abhängigkeiten des Gitterstromes und des extrahierten Stromes von der Extraktionsspannung (Abbildung 20) aufgenommen.

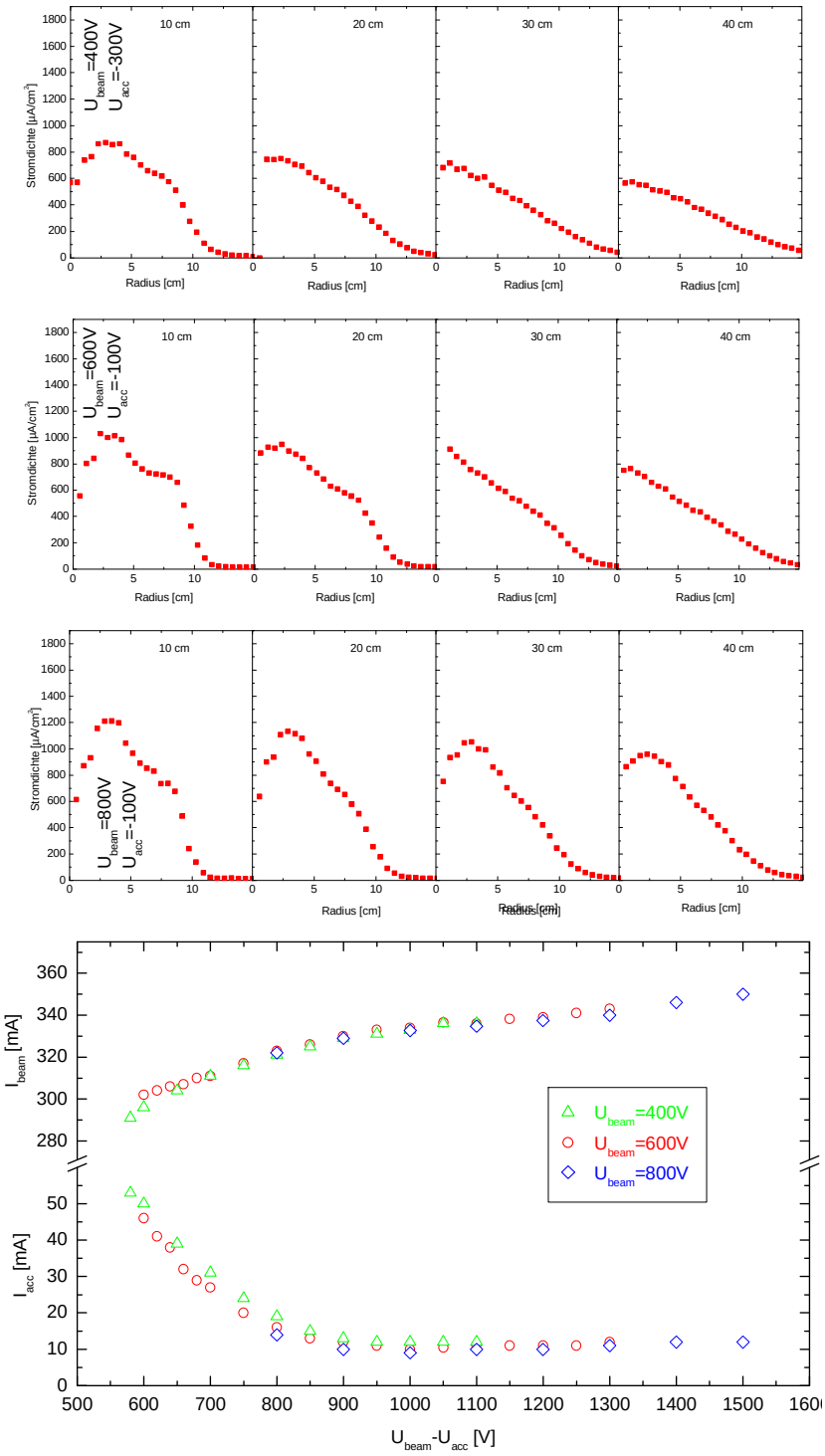


Abb. 20: Oben: radiale Breitstrahlprofile in verschiedenen Abständen und bei verschiedenen Extraktionsbedingungen. Unten: Gitterstrom und extrahierter Strom in Abhängigkeit von der Extraktionsspannung.

Ausgehend von bisherigen Erfahrungen mit ECR-Ionenquellen wurde zunächst als Ansatz für das Plasmaprofil eine Besselfunktion nullter Ordnung gewählt. Es konnten jedoch weder die Gitterstromabhängigkeiten noch die Breitstrahlprofile mit der Simulation nachvollzogen werden. Insbesondere gab die Simulation weder die beobachtete Verringerung der Stromdichte im Strahlzentrum bei kleinen Abständen noch die Profiländerungen mit dem Abstand richtig wieder. Die Ergebnisse legten ein spitzeres Plasmaprofil nahe, dessen Maximum außerhalb des Zentrums liegt. Die beste Übereinstimmung wurde mit dem Profil in Abbildung 21 erhalten, welches aus einem breiten Untergrund (dargestellt durch eine Besselfunktion nullter Ordnung) und zwei quadratischen Spitzen zusammengesetzt ist.

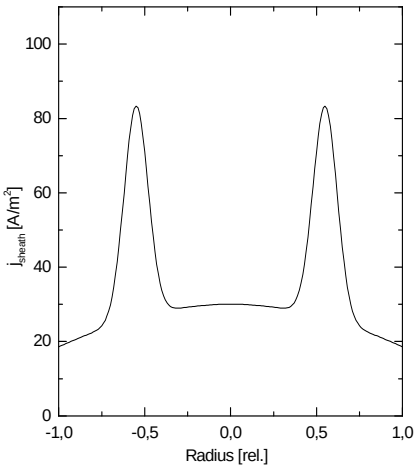


Abb. 21: Plasmaprofil

Mit diesem Plasmaprofil findet man in den Breitstrahlprofilen die verringerte Stromdichte im Strahlzentrum (Abbildung 22), auch die Stufe bei kleinen Abständen wird im berechneten Profil wiedergegeben. Jetzt entwickelt sich auch das berechnete Profil mit dem Abstand zu einem Kegel.

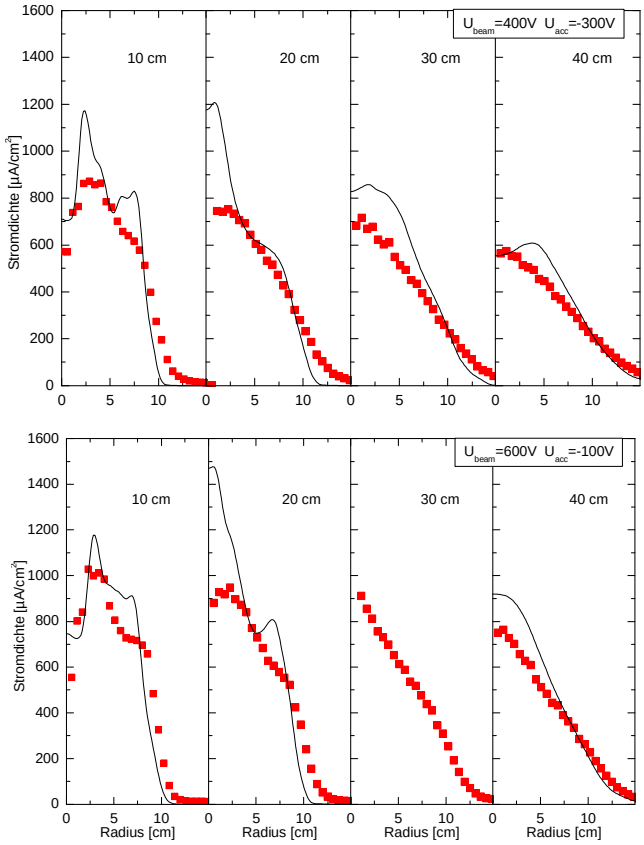


Abb. 22: Breitstrahlprofile, berechnet mit dem Plasmaprofil aus Abbildung 21, im Vergleich mit gemessenen Profilen (Punkte).

Es bestehen jedoch noch Abweichungen zu den experimentellen Daten. Darüber hinaus ist dieses Plasmaprofil ziemlich ungewöhnlich und unterscheidet sich erheblich von den bisher untersuchten Ionenquellen. Die Ursache für derart hohe Spitzen ist noch unklar. Es soll daher erst dieses Profil experimentell nachgewiesen werden, wofür Strahlprofilmessungen sehr nahe am Gitter und optische spektroskopische Messungen durchgeführt werden, bevor ein angepasstes Gittersystem berechnet wird. Entsprechende Arbeiten sind durchgeführt und getestet (siehe auch 3D- Faraday-Einzelsondenmessungen zur Definition der Plasmarandschicht).

Bohrfile-Erstellung zur Umsetzung der Simulation auf CNC-Maschinen

Die Gittersysteme für Ionenstrahlquellen werden auf CNC-Maschinen gefertigt, die neben einer hohen Fertigungspräzission (<0.01mm) eine direkte Eingabe der Koordinaten für die Ionenextraktions- und Justagelöcher gestattet. Diese hohe Genauigkeit sowohl zwischen den Justage- und Extraktionslöchern als auch zwischen den Extraktionslöchern selbst ist erforderlich, weil eine Abweichung um einige hunderstel Millimeter schon zu einer deutlichen Veränderung der Ionenstrahleigenschaften (Strahlprofil und –divergenz und

Ionenrichtung) führt. Durch die numerische Eingabe von Koordinaten, ergibt sich die Möglichkeit, direkt aus den Ergebnissen der Simulation die geometrischen Daten (Lochdurchmesser, -abstand und -richtung) zu exportieren und in ein für die CNC-Maschine lesbares Dateiformat zu konvertieren. Diese Möglichkeit senkt sowohl den zeitlichen Aufwand und die Kosten für die für die Herstellung der Gitter als auch die Wahrscheinlichkeit durch manuelle Eingabefehler die Gitter falsch zu fertigen. Die manuelle Eingabe der Koordinaten von mehreren tausend Löchern, wie sie in großen Gittern auftreten ist zeitaufwendig und dauert meist länger als die eigentliche Fertigung der Gitter. Im folgenden werden zwei Programme zur Erstellung von Bohrfiles beschrieben, die die Lochgeometrie entweder für bestimmte Gitterformen oder für radiale Gitterlochverteilung berechnet.

Das erste Programm (ISQ-Gitter) nutzt als Parameter die Größen Lochabstand und -durchmesser, die für ein Einzelloch simuliert wurden, und passt diese an die Gitterform an. Das zweite Programm (Ringgitter) verwendet als Eingaben den Lochdurchmesser und die radialabhängige Gittertransparenz, um daraus die Lochkoordinaten für die entsprechende radialsymmetrische Gittergeometrien zu berechnen.

Programm "ISQ-Gitter" (Eingabe : Lochdurchmesser, Lochabstand)

Das Programm "ISQ Gitter" dient zur Berechnung der Koordinaten von Löchern in Gittersystemen. Dabei kann zwischen folgenden Gittertypen unterschieden werden :

- Planes Rechteckgitter
- Planes Kreisgitter
- Sphärisches Gitter
- Zylindergitter

Erläuterung des Eingabefensters zum Programm „ISQ Gitter“

Die Eingabe der Breite und Länge bezieht sich auf die Außenabmessungen der Gitter, zusätzlich muss bei den nichtplanen Gitter (Sphäre, Zylinder) noch deren Radius angegeben werden. Diese Größen haben nur einen Einfluss auf den Bereich in der grafischen Darstellung der Löcher.

Danach erfolgt die Eingabe des Lochbereiches in denen die Löcher angeordnet sind. Dieser kann elliptisch oder rechteckig geformt sein. Für beide Formen müssen deren Abmaße, d.h.

die Breite und Länge für das Rechteck bzw. die Ellipsendurchmesser in x- bzw. y-Richtung, angegeben werden. In diesem Bereich können die Löcher hexagonal oder tetragonal angeordnet werden. Die Eingabe "Durchmesser" erfordert den Lochdurchmesser, während "Abstand" dem Abstand zwischen den Lochmittelpunkten entspricht. Weiterhin kann der Mittelpunkt der Lochanordnung um eine Strecke in x- und y-Richtung verschoben und um einen Winkel gedreht werden. Diese Eingaben sind insbesondere für Anordnungen notwendig, wo nicht achsensymmetrische Ionenstrahlen extrahiert werden sollen.

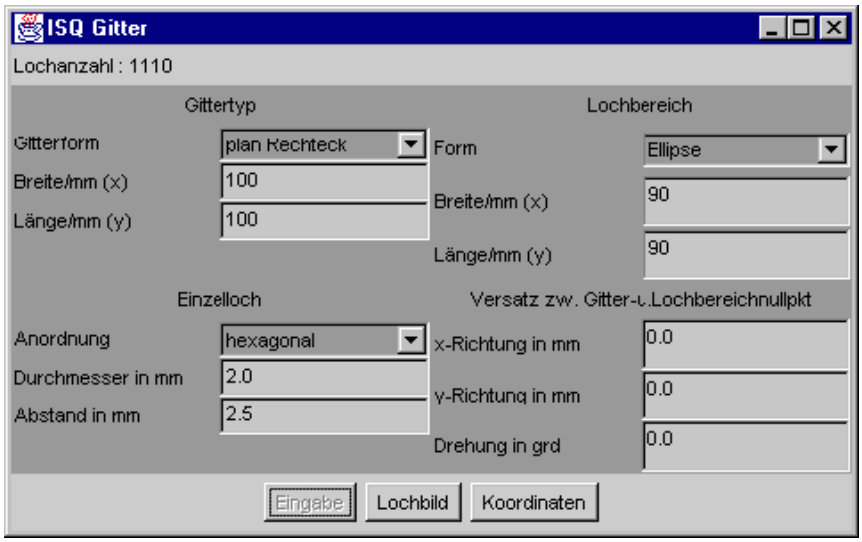


Abbildung 23 : Eingabemaske für die Gitterparameter

Aus den Parametern wird durch Betätigen der Taste "Lochbild" die Lochgeometrie berechnet und in einem separatem Fenster dargestellt. Am oberen Rand wird die Anzahl der Löcher im Gitter ausgegeben.

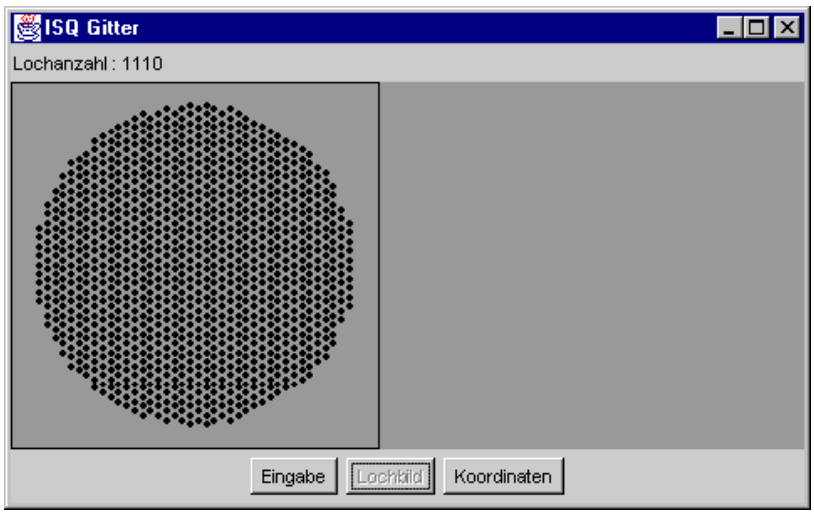


Abbildung 24 : Beispiel für eine berechnete Lochstruktur

Zum Darstellen der Koordinaten und Speichern muss die Taste "Koordinaten" betätigt werden. In diesem Fenster werden die Koordinaten zeilenweise ausgegeben, wobei eine Zeile jeweils einem Gitterloch entspricht. Die einzelnen Werte pro Loch sind durch Semikolon getrennt und haben folgende Bedeutung.

x-Wert	Koordinate des Lochmittelpunktes in x-Richtung
y-Wert	Koordinate des Lochmittelpunktes in y-Richtung
z-Wert	Koordinate des Lochmittelpunktes in z-Richtung ; bei planen Gittern stets Null
x-Kippung	Kippwinkel des Loches zur x-Achse
y-Kippung	Kippwinkel des Loches zur y-Achse
Kippwinkel	Kippwinkel des Loches zur z-Achse; Kugelkoordinatenwinkel
Drehwinkel	Drehwinkel des Loches um die z-Achse ; Kugelkoordinaten

Tabelle 3 : Beschreibung der einzelnen Ausgabeparameter der Gitterberechnung

Durch markieren der einzelnen Werte wird festgelegt, welche Daten in dem Bohrfile gespeichert werden. Die Standardvorgaben für plane Gitter sind die x- und y-Werte, für Zylindergitter die x-Werte
und der Kippwinkel und für Kugelgitter der Kipp- und Drehwinkel. Diese Auswahl ist sinnvoll, um den Anforderungen verschiedenster CNC-Maschinen gerecht zu werden und eine flexible Ausgabemaske zu erhalten.

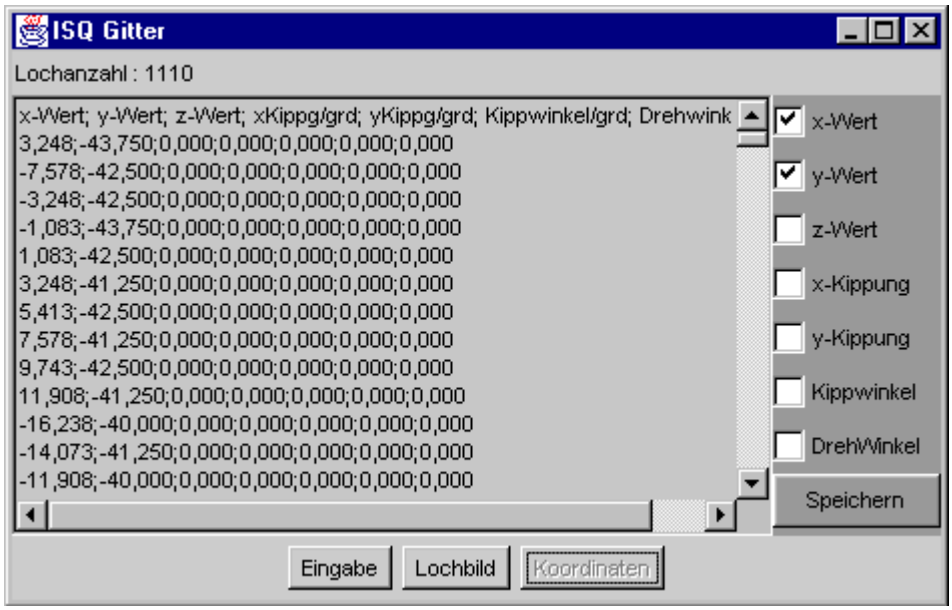


Abbildung 25 : Beispiel für die Ausgabe der Lochkoordinaten der Gitterberechnung

Berechnungsgrundlage im Programm „ISQ-Gitter“

Für alle Berechnungen liegt der Koordinatenursprung stets in der Mitte der Gitter, d.h. im Kreis- oder Kugelmittelpunkt, bzw. im Schnittpunkt der Diagonalen für Zylinder und Rechteckgitter.

Zuerst werden die Löcher entsprechend der Anordnungsform hexagonal bzw. tetragonal in einer Ebene angeordnet, wobei die Fläche der Ebene größer als der definierte Lochbereich ist. Danach erfolgt die Anpassung der Löcher an die Gitterform. Zum Schluss wird noch überprüft ob die so berechneten Koordinaten auch innerhalb des Lochbereiches liegen.

Zur Herleitung der Formeln werden folgende Abkürzungen eingeführt:

Breite des Gitters	P
Länge des Gitters	Q
Gitterradius	r
Breite des Lochbereiches (x-Richtung)	b
Länge des Lochbereiches (y-Richtung)	l
Lochdurchmesser	d
Lochabstand	a
Versatz in x-Richtung	u
Versatz in y-Richtung	v
Drehung	w
Koordinaten der Löcher in der xy-Ebene	x_i, y_i
Halbe Lochanzahl in x-Richtung	N
Halbe Lochanzahl in y-Richtung	M
Abstände der Löcher in x- bzw. y-Richtung	Δx, Δy

Tabelle 4 : Legende der verwendeten Symbole

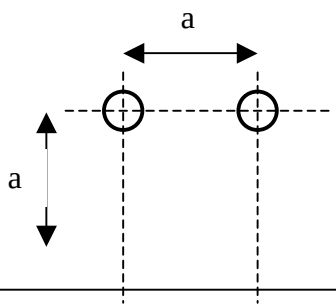
Berechnung für tetragonale und hexagonale Lochanordnung

tetragonale Anordnung :

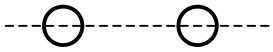
$$\Delta x = a$$

$$\Delta y = a$$

$$N = \frac{P}{\Delta x}$$



$$M = \frac{Q}{\Delta y}$$



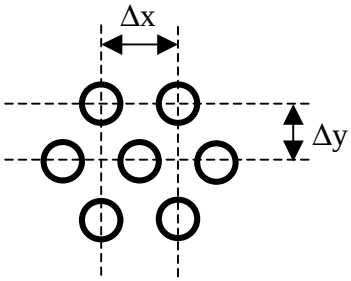
$$x_i = i \cdot \Delta x \qquad i = -N \ldots N$$

$$y_j = j \cdot \Delta y \qquad j = -M \ldots M$$

hexagonale Anordnung

$$\Delta x = a$$

$$\Delta y = a \cdot \sin(60°)$$



$$N = \frac{P}{\Delta x}$$

$$M = \frac{Q}{\Delta y}$$

$$x_i = \left(i + \left(j \bmod 2\right) \cdot 0{,}5\right) \cdot \Delta x \qquad i = -N \ldots N$$

$$y_j = j \cdot \Delta y \qquad j = -M \ldots M$$

Verschiebung der Koordinaten bei Angabe von Versatz und Drehung

$$x_i = x_i \cdot \cos(w) + y_j \cdot \sin(w)$$

$$y_j = -x_i \cdot \sin(w) + y_j \cdot \cos(w)$$

$$x_i = x_i + u$$

$$y_j = y_j + v \qquad i = -N \ldots N \qquad j = -M \ldots M$$

Anpassung der Gitterkoordinaten an die Gitterform

Sphärisches Gitter

$$x_i = r \cdot \sin\left(\frac{\sqrt{x_i^{\,2} + y_i^{\,2}}}{r}\right) \cdot \frac{x_i}{\sqrt{x_i^{\,2} + y_i^{\,2}}}$$

$$y_i = r \cdot \sin\left(\frac{\sqrt{x_i^{\,2} + y_i^{\,2}}}{r}\right) \cdot \frac{y_i}{\sqrt{x_i^{\,2} + y_i^{\,2}}}$$

Zylindergitter

$$y_j = r \cdot \sin\left(y_j / r\right)$$

Auswertung - Loch innerhalb des Lochbereiches

Dazu müssen die vorher durch Versatz und Drehung transformierten Koordinaten zurück transformiert werden, um eine Auswertung des Lochbereiches zu ermöglichen.

Rücktransformation :

$x_i = x_i - u$

$y_j = y_j - v$

$x_i = x_i \cdot \cos(w) - y_j \cdot \sin(w)$

$y_j = x_i \cdot \sin(w) + y_j \cdot \cos(w)$

Hilfsgrößen : s, t

$s = \left(2 \cdot |x_i| + d\right) / b$

$t = \left(2 \cdot |y_j| + d\right) / l$

wenn $\left(s^2 + t^2 \le 1\right)$ wird das Loch als im elliptischen Lochbereich liegend aufgenommen

wenn $(s \le 1) und (t \le 1)$ wird das Loch als im rechteckigem Lochbereich liegend aufgenommen

Berechnung von Kippungswinkeln und z-Koordinate

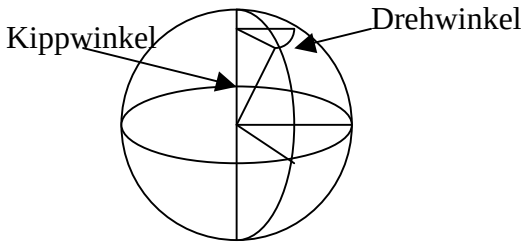
Bei den *planen Gittern* wird die z-Koordinate und alle Kippungswinkel auf Null gesetzt.

Zylindergitter :

z-Koordinate $z_{i,j} = \sqrt{r^2 - {y_j}^2}$

Kippung in x-Richtung $\xi_i = 0$

Kippung in y-Richtung $\psi_j = \arcsin\left(y_j / r\right)$



Sphärisches Gitter

z-Koordinate $z_{i,j} = \sqrt{r^2 - {y_j}^2 - {x_i}^2}$

Kippung in x-Richtung $\xi_i = \arcsin\left(x_i / r\right)$

Kippung in y-Richtung $\psi_j = \arcsin\left(y_j / r\right)$

Kippwinkel $\alpha_{i,j} = \arcsin\left(\left(\sqrt{{x_i}^2 + {y_j}^2}\right) / r\right)$

Drehwinkel von x-Achse $\varepsilon_{i,j} = \arctan(y_j / x_i)$ für positive x-Werte

$\varepsilon_{i,j} = 180 + \arctan(y_j / x_i)$ für negative x-Werte

Programm "Ringgitter"

Das Programm berechnet bei gegebener Transparenz den Lochabstand und daraus die Koordinaten der Löcher in den Gittern, wobei die Art der Lochanordnung festgelegt werden muss. Die Transparenz des Gitters kann radial variiert werden, indem das Gitter aus einzelnen konzentrischen Kreisen fester Transparenz und konstantem Lochdurchmesser zusammen gesetzt wird.

Eingabemaske zum Programm „Ringgitter“

Das Programm zeigt nach dem Start eine Menüleiste, einen leere Eingabeliste und drei Tasten am unteren Rand. Durch Betätigen der Taste "Add" wird ein Dialogfenster zur Eingabe der Parameter für einen Gitterring geöffnet, wobei der innere und äußere Ringdurchmesser, die gewünschte Transparenz und der Lochdurchmesser eingetragen wird. Durch Quittieren der Eingabe mit "Ok" werden diese Daten in die Eingabeliste eingetragen. Durch Klicken auf einen Ring in der Liste werden die aktuellen Parameter in der oberen Zeile dargestellt. Diese Werte können durch die Taste "Edit" bearbeitet bzw. mit Hilfe der Taste "Delete" gelöscht werden.

Über das Menü "Berechnen" werden die Koordinaten für eine hexagonale oder ringförmige Anordnung berechnet und in einem separatem Fenster angezeigt. Zusätzlich wird in der ersten Zeile des Hauptfensters die mittlere Transparenz des Systems ausgegeben. Zur Kontrolle der mechanischen Stabilität des Gitter wird über den Menüpunkt "Minimaler Lochabstand" die kleinste Stegbreite zwischen zwei Löchern ermittelt. Zur Steuerung der Berechnung können über das Menü "Einstellungen" die minimale Stegbreite und der kleinste Lochdurchmesser festgelegt werden.

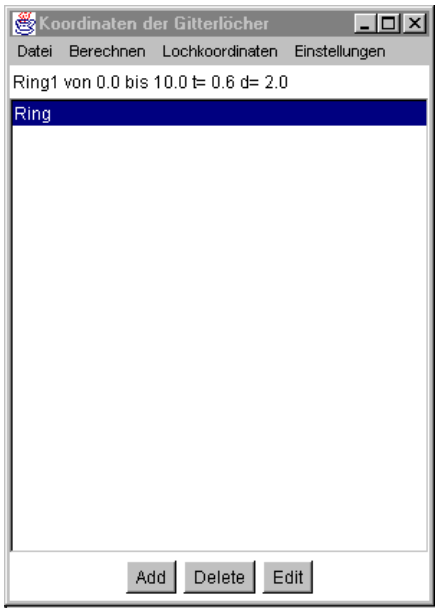


Abbildung 26 : Hauptprogramm zur Berechnung der Gitterlochkoordinaten

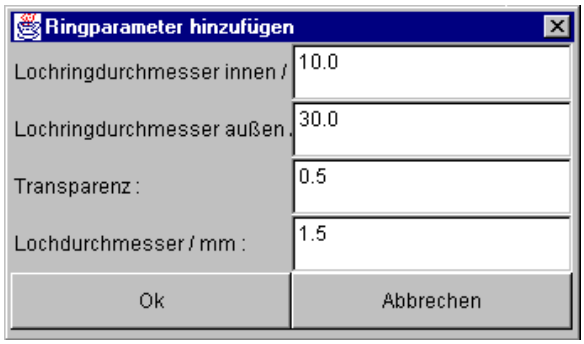
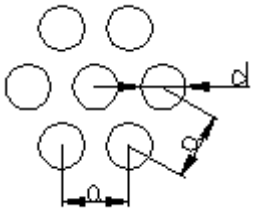


Abbildung 27 : Eingabemaske für die Parameter eines Gitterringes

Gittertransparenz

Die Transparenz von Gittern wird aus dem Verhältnis zwischen Lochfläche zu Gitterfläche berechnet und hängt neben den geometrischen Abmessungen, wie Lochdurchmesser und -abstand, insbesondere von der Art der Lochverteilung ab. Im folgenden werden zwei Verteilungen betrachtet - die hexagonale Anordnung und eine Anordnung von Löchern auf rotationssymmetrischen Kreisen.

Für eine hexagonale Lochanordnung, wie sie in den meisten Anwendungen gewählt wird, hängt die Transparenz T vom Lochdurchmesser d und dem Lochabstand a ab. Der Lochabstand a ist dabei als Abstand zwischen den Lochmittelpunkten definiert.



$$T = \frac{\pi}{2 \cdot \sqrt{3}} \left(\frac{d}{a} \right)^2$$

Die Transparenz hängt nur von Verhältnis zwischen Lochdurchmesser und Lochabstand ab und ist unabhängig über den gesamten Gitterdurchmesser. Verhältnisse d/a > 1 sind praktisch nicht relevant, weil sich dabei die Löcher schneiden und eine Gitterfertigung nicht möglich ist. Die maximal theoretisch erreichbare Transparenz für diese Gitter liegt bei 90,7%, ist aber praktisch nicht realisierbar.

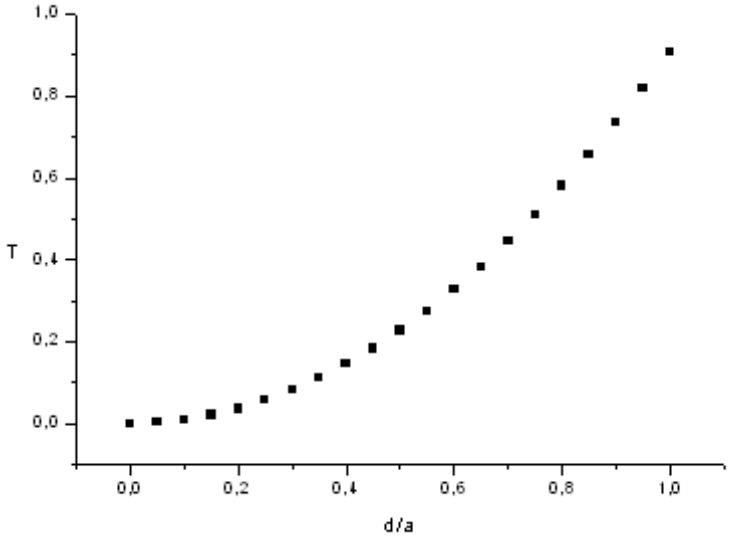


Abbildung 28 : Transparenz als Funktion des Verhältnisses zwischen Lochabstand und –durchmesser für eine hexagonale Anordnung

Die Anordnung der Löcher in einem Kreisring ist eine Abwandlung der hexagonalen Variante, wobei der Begriff des Lochabstandes modifiziert werden muss, denn durch die Rotationssymmetrie ändert sich der Lochabstand bei Drehung der einzelnen Ringe und ist nur für den kürzesten Abstand identisch mit dem Lochabstand der hexagonalen Anordnung. Diese Variante der Lochanordnung wurde in Hinblick auf die Variation der Gittertransparenz durch Lochdurchmesserveränderung untersucht. Neben den Parametern Lochdurchmesser d und Lochabstand bzw. Lochringbreite a muss bei der Betrachtung der Transparenz eine Nummerierung i der einzelnen Ringe mit eingeführt werden. Die Lochanzahl N pro Ring

kann, nach folgender Formel berechnet werden, wobei die Anzahl der Löcher unabhängig von der gewählten Geometrie ist

$$N = \frac{2\pi}{\arccos\left(1 - \frac{1}{2 \cdot i^2}\right)}$$

Die Lochanzahl ist der auf die nächst kleinere natürliche Zahl abgerundete Wert. Für die ersten zehn Ringe ergeben sich folgende Werte.

i	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
N	6	12	18	25	31	37	43	50	56	62

Die grafische Darstellung der Lochanzahl pro Ring ergibt einen nahezu linearen Zusammenhang.

$$N = 6{,}2839 \cdot i - 0{,}5243$$

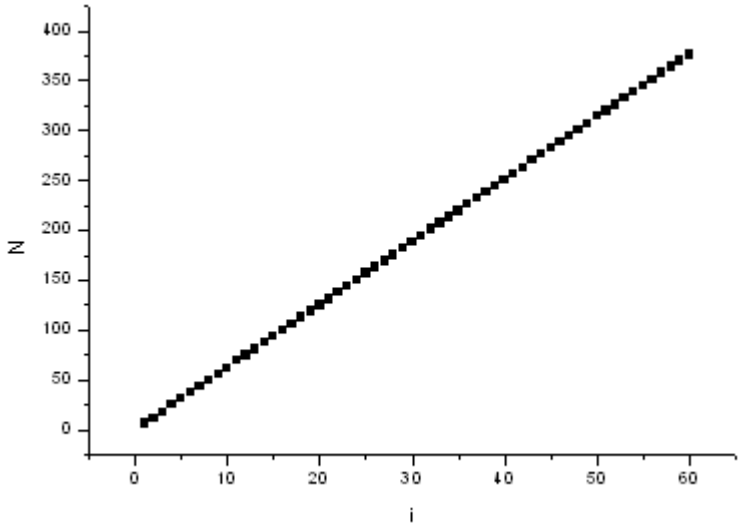


Abbildung 29 : Anzahl Löcher als Funktion der Ringanzahl

Die Transparenz der Ringanordnung zeigt wieder die von der hexagonalen Anordnung bekannten quadratischen Abhängigkeit $(d/a)^2$, wobei aber der Koeffizient keine Konstante sondern eine Variable der Ringnummer darstellt.

$$T = \frac{N_i}{8 \cdot i}\left(\frac{d}{a}\right)^2$$

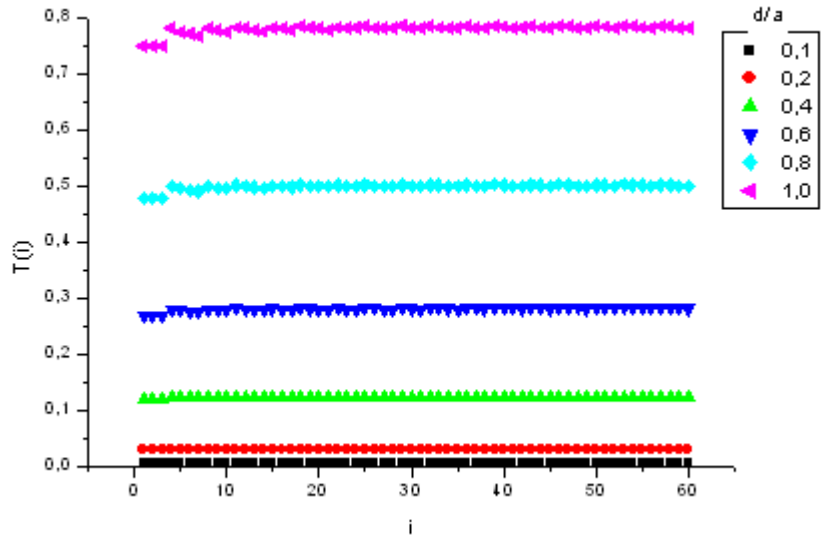


Abbildung 30 : Transparenz als Funktion der Ringanzahl

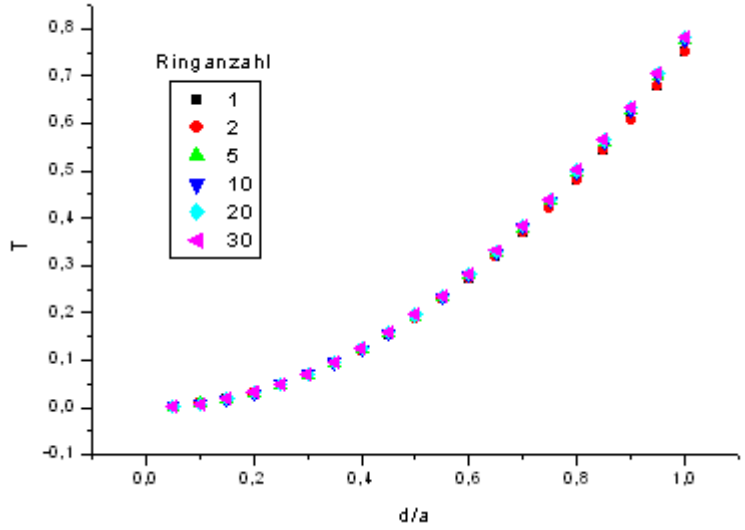


Abbildung 31 : Transparenz als Funktion des Lochabstand-zu–Durchmesser-Verhältnisses für eine ringförmige Anordnung

Die Abhängigkeit von der Ringnummer i ist jedoch nur in den inneren Ringen (i<8) sichtbar und kann für Anordnungen mit einer großen Ringanzahl als unabhängig von der Ringnummer angesetzt werden. Der Koeffizient in der Transparenz-Gleichung vereinfacht sich dann zu 0,7855. D.h. die theoretisch erreichbare maximale Transparenz liegt bei 78%.

3D- Faraday-Einzelsondenmessungen zur Definition der Plasmarandschicht

Die Berechnung der Gittergeometrie für bestimmte Anwendungsfälle setzt die Kenntnis der Verteilung der Plasmadichte in der Gitternähe voraus. Diese ist unter Betriebsbedingungen mit einer Langmuir-Sonde nur schwierig zu bestimmen. Eine Alternative ist die Messung der Ionenstromdichteverteilung direkt am Gitter. Dazu muss eine einzelne Faraday-Sonde in einem Abstand von nur einigen Millimetern über das Gitter bewegt und der Ionenstrom gemessen werden. Der Einsatz des Faraday-Arrays wirkt sich negativ auf die Betriebsbedingungen aus, weil die große Fläche den Gasaustritt aus der Quelle behindert und sich der Gashaushalt in der Quelle und im Gittersystem ändert, so dass keine Aussage für den realen Betriebsfall möglich ist. Außerdem wird durch die auf Masse liegende Array-Fläche ein künstliches Massepotenzial in die Nähe der Quelle gebracht, was zur Veränderung der elektrischen Felder und damit zur Beeinflussung des Raumladungsgebietes führt.
Deshalb wurde ein Faraday-Einzelsonde aufgebaut, die mittels 3D-Tischsystem im Raum bewegt werden kann. Dieses Verfahren ist zwar zeitaufwendiger als die Messung mittels Faraday-Array, bewirkt aber eine geringere Beeinflussung des Ionenstrahles. Die Aufnahme des Ionenstromes erfolgt ortssynchron. Den Aufbau des Tischsystems mit Einzelsonde zeigt die folgende Abbildung. Die Ortsauflösung und Reproduzierbarkeit wird durch das mechanische Spiel der Tische und Spindeln bestimmt und beträgt weniger als 0,1 mm.

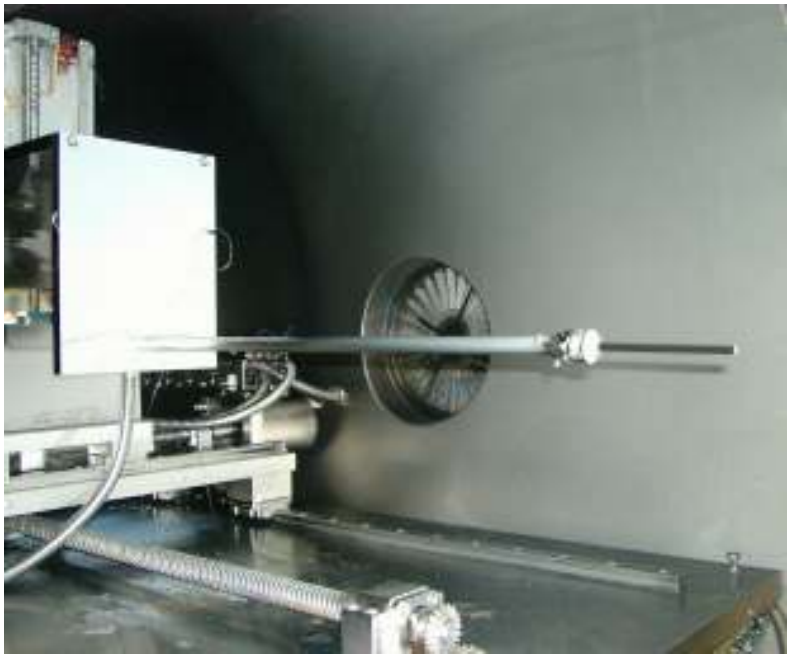


Abbildung 32 : 3D-Tischsystem mit Faraday-Einzelsonde

Ergebnisse zur Strahlprofilsteuerung über Gittermodifikation

Die ersten Untersuchungen der Ionenstrahlausbeute zeigten, dass bei der favorisierten Magnetfeldkonfiguration aus drei Magnetringen der Ionenstrom deutlich geringer ausfällt als bei der Zweierkonfiguration. Das gleich gilt auch für die Ionenstromdichte. Deshalb wurde für die weiteren Untersuchungen auf den Mantelmagnetring verzichtet und mit der Magnetkonfiguration, die nur aus Magnetringen in der Bodenplatte besteht, gearbeitet.
Die folgende Abbildung zeigt die radiale Ionenstromdichteverteilung direkt am Gittersystem und in einem Abstand von 100 mm. Bei der 100mm-Entfernung erfolgt eine teilweise Überlagerung der Beamlets, so dass die starke Überhöhung der Stromdichte am Gitter verschmiert wird.

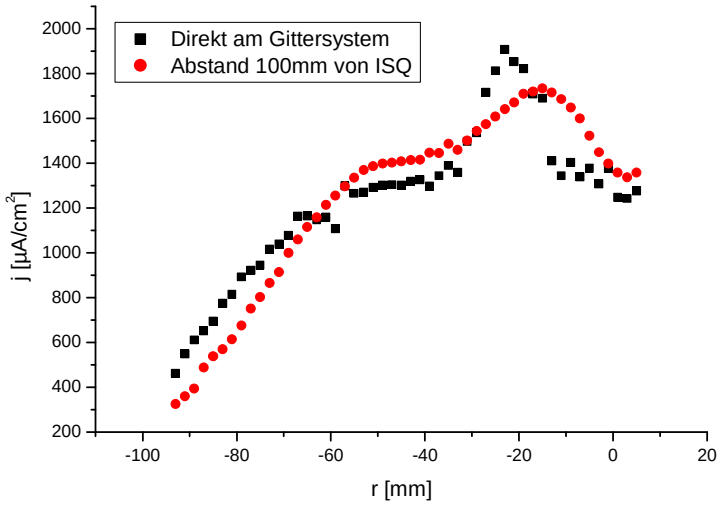


Abbildung 33 : Radiale Ionenstromdichteverteilung direkt am Gitter und in einem Abstand von 100mm

Diese Verteilung ist der Ausgangspunkt für die Berechnung einer modifizierten Gittergeometrie, um eine homogen Ionenstromdichteverteilung zu erzielen. Mit Hilfe des im vorigen Abschnitt beschriebenen Verfahrens zur Berechnung der radialen Gittertransparenz und Lochdurchmesserverteilung ergibt sich folgendes Ergebnis :

Radius	Lochdurchm.	Transaprenz
0,0005	2,8	56
8,3335	2,8	56
16,6665	2,7	49,76
24,9995	2,7	49,76
33,3325	2,7	60,21
41,6655	2,7	60,21
49,9985	2,7	60,21
58,3315	2,7	65,81
66,6645	2,7	71,66
74,9975	2,9	69,78
83,3305	3,1	71,07

Tabelle 5 : Radiale Verteilung der Lochdurchmesser und Transparenz

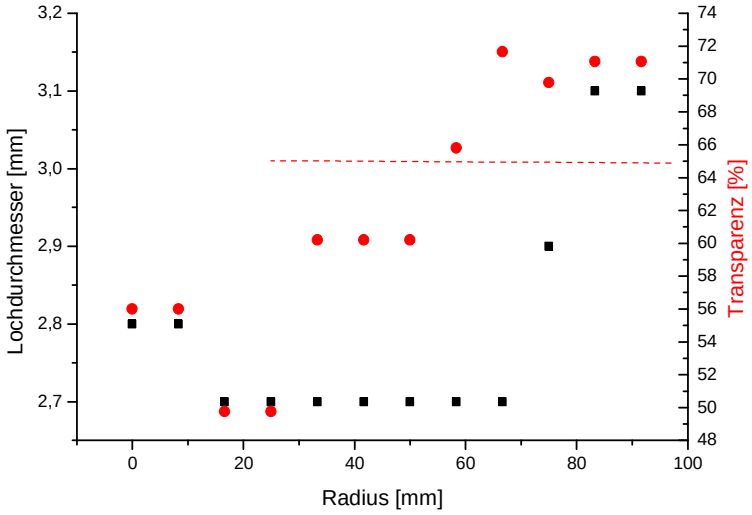
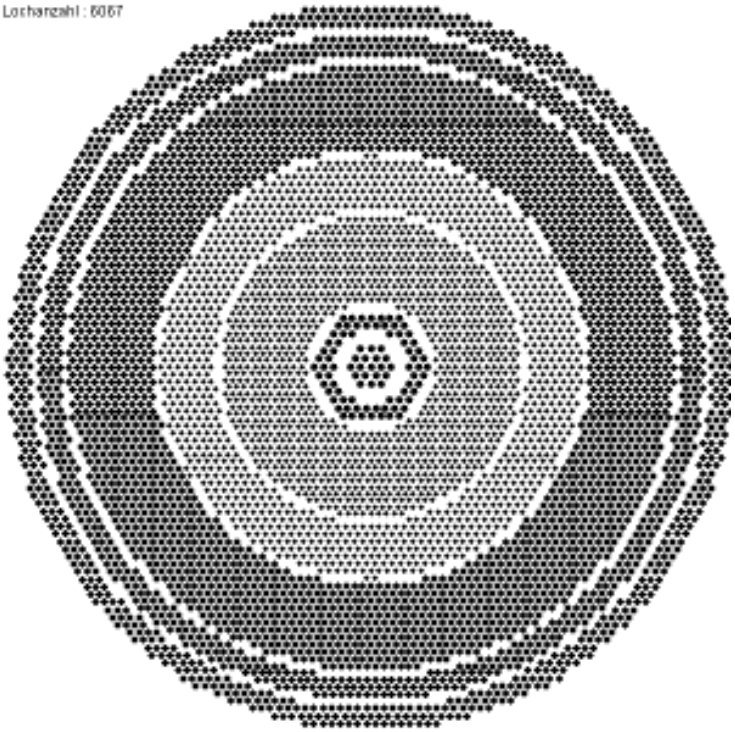


Abbildung 34 : Grafische Darstellung der radialen Verteilung (siehe Tabelle 5)

Aus dieser Verteilung wurde die Lochverteilung mit Hilfe des oben beschriebenen Programms „Ring Gitter“ berechnet. Es besteht die Möglichkeit die Löcher hexagonal bzw. als Ringe anzuordnen. Aus den beiden Abbildungen in Tabelle 6 ist zu ersehen, dass zwar die hexagonale Lochanordnung eine dichtere Packung an Löchern ermöglicht, aber beim Übergang von einem Lochdurchmesser zu einem anderen und der Änderung des Transparenzwertes kommt es zu starken Unstetigkeiten in der Verteilung der Löcher. Es bilden sich Bereiche aus in denen kein Loch angeordnet werden kann. Das führt zu einem lokalen Einbruch in der Ionenstromdichteverteilung, der sich als Funktion des Abstandes zwischen Quelle und Target wiederspiegelt. Dieser Effekt ergibt auch trotz höher Packungsdichte der Löcher im hexagonalen Fall, dass die Gesamtanzahl der Löcher und damit auch die Transparenz in der Ringanordnung höher ist. Aus dieser Erkenntnis wurde sich für die Ringanordnung als effektivere Möglichkeit der Lochoptimierung entschieden.

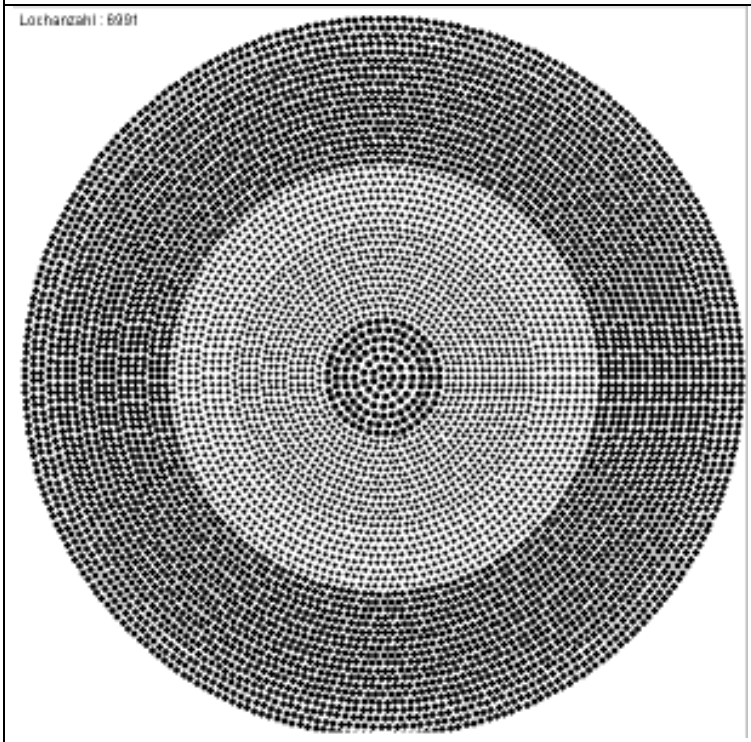
Die Fehlbereiche in der hexagonalen Anordnung könnten durch zusätzliche kleiner Löcher aufgeweicht werden, um allgemein die Transparenz zu erhöhen. Dies ergibt aber Beamlets mit abweichender Divergenz, die sich für Strukturierung negativ auf den Prozess auswirken kann. Deshalb wurde von dieser Möglichkeit nicht gebrauch gemacht.

Tabelle 6 : Hexagonale und ringförmige Lochverteilung



Hexagonale Lochanordnung für die geforderte radiale Transparenz und Lochverteilung

Lochanzahl : 6067, Mittlere Transparenz : 55 %



Ringförmige Lochanordnung für die geforderte radiale Transparenz und Lochverteilung

Lochanzahl : 6991, Mittlere Transparenz : 63 %

Mit der ringförmigen Gitterlochkonfiguration wurde ein Gittersystem aus Grafit gefertigt und die Ionenstromdichte in verschiedenen Abständen bestimmt, um die erzielten Ionenstromdichteverteilung bzgl. der Homogenität zu bewerten. Das Gitter wurde quasiplan gefertigt, d.h. die Fläche des Gitters (Dicke ca. 1mm über einen Durchmesser von 250 mm) wurde leicht gewölbt mit einem Radius von ca. 3 m gefertigt, um die auftretende Ausdehnung des Gitters durch Erwärmung in eine definierte Richtung zu gestatten. Die Abweichung der Extraktionsrichtung der Beamlets von der Mittelachse ist am Rand am größten und beträgt etwa 2°, wobei der Randbereich nur einen geringen Betrag zum Gesamtionenstrom liefert.
Die gesamte Prozedur von der Messung der aktuellen Ionenstromdichteverteilung bis zur Bestimmung der notwendigen Gittergeometrie wurde schrittweise durchgeführt. Es mussten mehrere Gittersysteme gefertigt werden. Dabei machte sich der veränderte Gashaushalt in der Quelle und im Gittersystem bemerkbar, was zur Beeinflussungen der Plasmarandschicht und deren Verteilung führte, die in die Simulation nachträglich eingeführt wurde. Aus diesem sukzessiven Verfahren ergibt sich die folgende Ionenstromdichteverteilung.

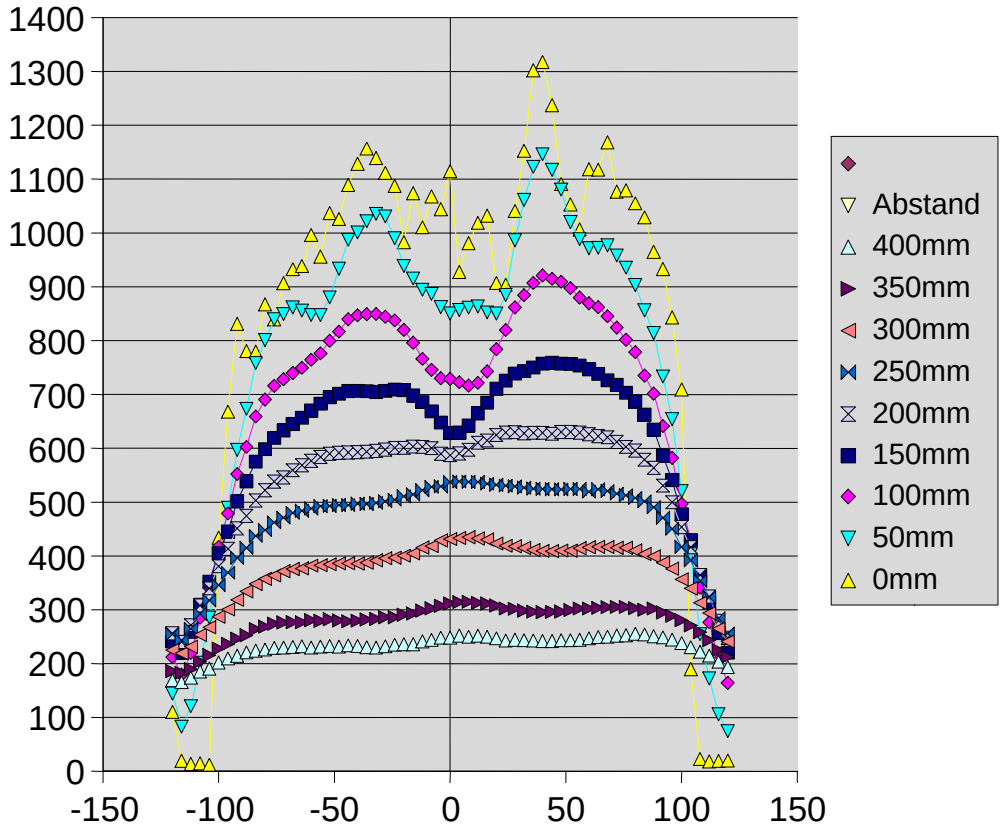


Abbildung 35 : Ionenstromdichteverteilung bei unterschiedlichen Abständen

Die Ionenstromdichteverteilung zeigt direkt am Gitter wie in der Ausgangskonfiguration die Überhöhung auf Grund der ECR-Plasmatorus. Durch die Überlagerung der Beamlets wird in einem Abstand von 200 mm eine homogene Verteilung mit einer Abweichung von weniger als ±5% über einen Durchmesser von 160 mm erreicht. Die Abweichungen zwischen simulierter und experimentell gewonnen Ergebnissen entsteht außerdem durch die Beeinflussung der Messung bzw. der Ionenextraktion(ev. Raumladungseffekte) selbst durch magnetische Felder in der Nähe des Gittersystems. Der magnetische Einfluss wird in der verwendeten Simulation nicht berücksichtigt.

Die gezielte Modifizierung von Ionenextraktionssystem konnte am Beispiel der Homogenisierung der Ionenstromdichteverteilung gezeigt werden. Es ist möglich mit den zur Verfügung stehenden Mess- und Simulationsmethoden Gittersysteme anzupassen. Die Ergebnisse sind von den Betriebsparametern abhängig – d.h. es erfolgt eine Einschränkung des nutzbaren Parameterbereiches. Die Konstruktion und Fertigung von Gittersystemen mit definierten Verteilungen und Gradienten ist mit den entwickelten Werkzeugen für andere Anwendungsgebiete leicht möglich.

4. Strahlprofilsteuerung durch Clusterung von Breitstrahlionenquellen

Experimenteller Aufbau der Clusterquelle und Ergebnisse Testmessungen

Die Möglichkeit der Erzeugung großflächiger Ionenstromdichteverteilungen durch Überlagerung mehrerer ISQ - Module konnte nachgewiesen werden. Erste Messungen zeigten, dass eine Fläche von > 350mm mit einer Homogenität von ± 5% bei angenommener Substratrotation bearbeitet werden kann.

Die Verteilungsfunktionen sind durch Überlagerung der Einzelverteilungen in der Konzeptionsphase zu bestimmen. Die Unsymmetrien in der Gesamtverteilung sind nur durch entsprechend geeignete Gitterdesigns auszuschließen. Magnetfelder der Nachbarmodule beeinflussen die Ionenstromdichteverteilung im einzelnen Modul und damit die Gesamtverteilung. Es sind noch geeignete Maßnahmen (Abschirmungen, Magnetfeldgestaltung) zur Minimierung dieses ungewünschten Effekts zu testen.

Die Variation der Mikrowellenleistung der Einzelmodule, der Einsatz eines Beamschalters pro Modul oder des Segmentschalters, die getrennte Gasversorgung der Module, die separate Spannungsversorgung der Gitter der einzelnen Cluster - Module und individuellgestalteter

Gittersysteme ergibt ein riesiges Feld an Variationsmöglichkeiten zur Stromdichteprofilanpassung und Prozessoptimierung. Abb. 27 zeigt ein Foto der Anordnung der Einzelquellen im Cluster. Im Bild sind nur die 4 Quellen für die großflächige Ionenstrahlerzeugung bestückt. Die anderen Clustermodule sind so gestaltet (Winkel), dass im Abstand von 300 mm alle Einzelprofile überlagert werden, um in diesem Abstand hohe Stromdichten (im Bereich von 20 mA/cm^2) für Hochratebeschichtungsanwendungen zu erhalten.

Abb. 36: Zentrale Ionenquelle mit

- 3 Quellen geneigt um 25° zur Mittelachse für Strahlfokussierung
- 3 Quellen geneigt um 8° zur Mittelachse für Strahlhomogenisierung

Fokussierende Anordnung(in der Abb. 27 nicht bestückt):

- vier Module
- Fokussierendes Dreigittersystem mit R = 300mm
- Schnittpunkt der Modulmittelachsen bei R = 300mm
- Fokus des Einzelmoduls bei R ~ 200mm (Beamletdivergenz)
- Fokus des Clusters bei R ~ 280mm j_{max}~13mA/cm2
- » Geometrischer Fokus = Einzelmodulfokus

Großflächige Anordnung (in der Abb. 27 bestückt):

- vier Module
- Quasiplanes Dreigittersystem mit R = 1400mm
- Kippung der Module mittels Simulation bestimmt

- Einzelmodulstromdichteverteilung mit inward - dished Gittern spitzer als erwartet
- dadurch Homogenität der Gesamtstromdichte zu gering
- Test von outward – dished Gittern zeigt wesentliche Verbesserung in der Profilbreite der Einzelmodule
- Substratrotation zeigt einsetzbare Resultate » Weitere Untersuchungen: Gitter drehen

Die wegen der thermischen Stabilität der Gittersysteme eingesetzte schwache Gitterwölbung zeigt einen erheblichen Einfluss auf die Einzelprofile. Die outward – dished – Anordnung der Gittersysteme ergibt deutliche Verbesserung der insgesamt zu erreichenden Homogenität für die Clusteranordnung.

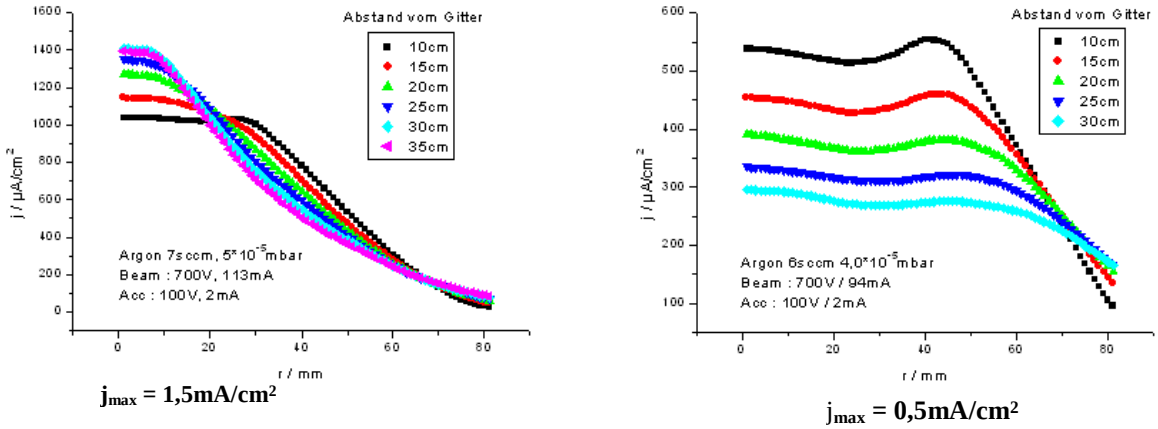


Abb. 37: Einzelmodulstromdichteprofile mit inward – dished (rechts) und outward – dished (links) Gittersystem

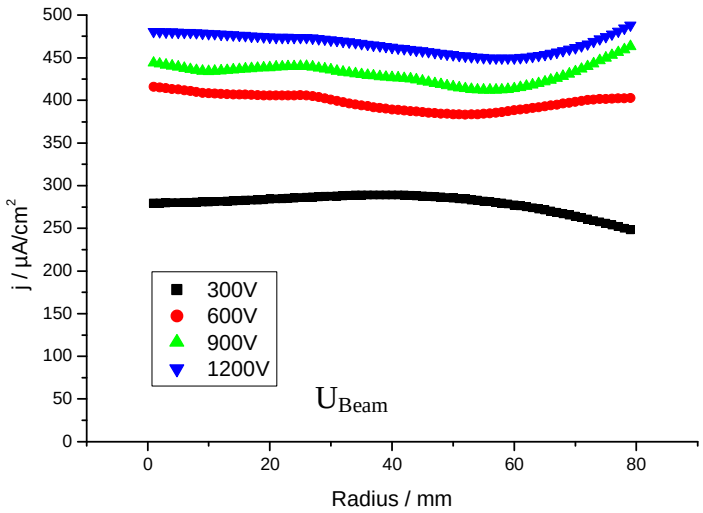


Abb.38: Durch Rotation des Substrats zu erreichendes Ionenstrahlprofil bei einer halben Cluster-Geometrie (4 Module)

Die Abb. 38 zeigt, welches Potential in der Clusterung bezüglich der zu bearbeitenden Flächen steckt. Diese Variante ist aus fertigungstechnischer Sicht einer Breitstrahlquelle mit einem Entladungsgefäß größeren Durchmessers und einem ebenso großen Gittersystem vorzuziehen (Thermische Probleme, Fertigungsprobleme) und hat in der Größe der zu bearbeitenden Fläche und der Flexibilität der Anpassung an das technologisch zu lösende Bearbeitungsproblem entscheidende Vorteile.

Simulation zur Strahlprofilsteuerung über Clusterung

Mit einem Cluster aus 7 Ionenquellen des Typs ISQ 120 ECR soll zum einen eine sehr hohe Stromdichte erzielt werden, wenn alle Quellen auf einen Punkt gerichtet sind, zum anderen soll eine große homogene Strahlfläche erzeugt werden, indem die Quellen mit kleineren Winkeln angeordnet werden. Mit Hilfe der Simulation wurde untersucht, wie groß dieser Winkel sein muß.

Es ist offensichtlich, daß die Strahlform das resultierende Überlagerungsprofil erheblich beeinflussen wird. Um diesen Einfluß näher zu untersuchen, wurden 3 Modell-Breitstrahlprofile aus veschiedenen Extraktionssystemen erzeugt (Abbildung 39) und auf gleiche maximale Stromdichte normiert. Die Dimensionen entsprechen denen der für den Cluster zu verwendenden Ionenquelle ISQ 120 ECR. Die 7 Quellen sind hexagonal angeordnet (mit einer Quelle im Zentrum) und haben einen Abstand von 16 cm voneinander. Alle Quellen (außer der zentralen) werden um den gleichen Winkel zum Zentrum geneigt und erzeugen das gleiche Strahlprofil.

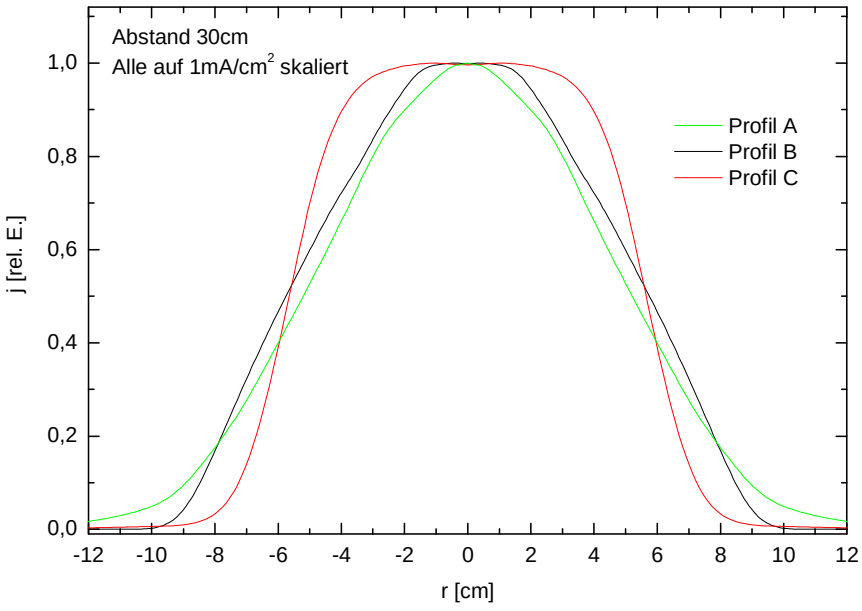


Abb. 39: Modell-Breitstrahlprofile zur Untersuchung der Überlagerung beim Quellencluster.

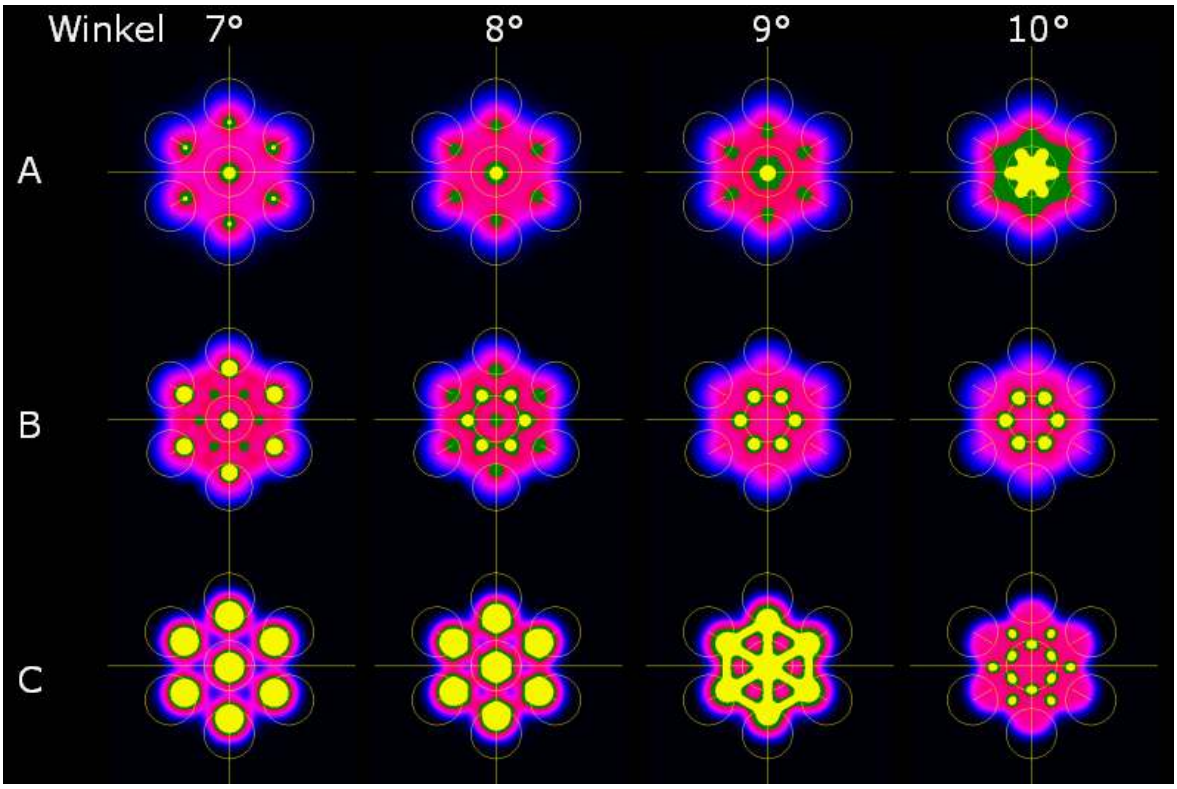


Abb. 40: Resultierende Überlagerungs-Strahlprofile aus 7 ISQ 120 ECR. A, B, C: Modell-Breitstrahlprofile (Abbildung 39), die gelben (grünen) Flächen markieren den Bereich mit einer Abweichung von der maximalen Stromdichte von <5% (<10%), Abstand 30 cm.

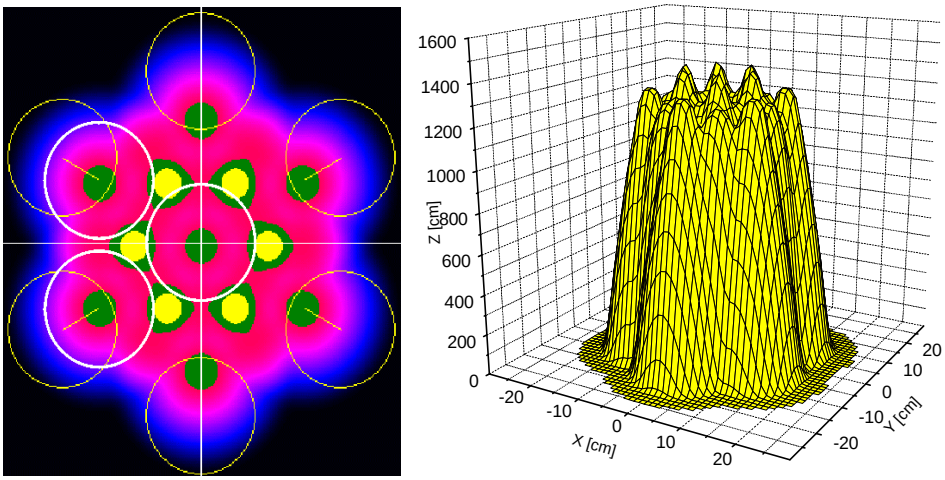


Abb. 41: Strahlprofil (Profil B, Neigung 8°). links: die dünnen (gelben) Kreise repräsentieren die Quellenpositionen, die weißen Kreise die Positionen der Breitstrahlen auf dem Target.

Abbildung 40 zeigt die aus der Überlagerung resultierenden Strahlprofile für die 3 Modell-Breitstrahlprofile und verschiedene Kippwinkel. Bei einem spitzen Profil (A) sind die einzelnen Breitstrahlen deutlich zu erkennen, ihre Maxima finden sich auch im Überlagerungsprofil wieder. Erst bei größerem Winkel vermischen sich die einzelnen Profile zu einem sehr homogenen, aber auch relativ kleinem Plateau (Durchmesser etwa 12 cm).

Sind die Breitstrahlprofile breiter (B, C), so entstehen Überhöhungen im Überlagerungsprofil an den Schnittpunkten der einzelnen Profile (siehe z. B. in Abbildung 40 Profil B ab 8°, Profil C ab 9°), diese bleiben auch bei größeren Winkeln bestehen.

Unter Berücksichtigung der zu erwartenden Breitstrahlprofile der ISQ 120 ECR (ähnlich Profil B) wurde ein Neigungswinkel von 8° zum Zentrum festgelegt. Es ergibt sich ein breiter homogener Bereich mit einem Durchmesser von etwa 30 cm. Abbildung 41 zeigt im Überlagerungsprofil die Überhöhungen an den verschiedenen Schnittpunkten. Das Maximum der Stromdichte tritt erwartungsgemäß an den Stellen auf, wo sich 3 Profile überlagern.

Diese Überhöhungen lassen sich verringern, indem gezielt Extraktionslöcher an den Schnittpunkten weggelassen werden. Eine weitere Möglichkeit besteht in einer leichten Verstärkung des zentralen Breitstrahles.

5. Moderne Plasma-, Plasmarandschicht- und Ionenstrahldiagnostik

Experimenteller Aufbau - Pumpstand Pulva 2 mit Ionenquelle

Abb. 1.1-1 zeigt den Aufbau des Reaktors, in dem die Ionenquelle untersucht wurde. Dieser besteht aus zwei Kammern, die voneinander durch eine austauschbare Blende getrennt werden können. In der oberen befindet sich die zu untersuchende Ionenquelle EC/A125. Durch die Trennung der oberen und unteren Kammer ist es möglich, die Ionenquelle bei einem anderen als dem im übrigen Reaktorraum herrschenden Druck zu betreiben. Um die Wirkung des Ionenstrahles auf eine im RF-Plasma schwebende Pulverteilchenwolke untersuchen zu können, ragt von der oberen Kammer ein mit einer Blende abgeschlossenes Strahlrohr in die untere Kammer. Dadurch kann ein kleiner begrenzter Bereich der Partikelwolke dem Ionenstrahl ausgesetzt werden. Außerdem wird die Wechselwirkung des Ionenstrahles mit dem Restgas dadurch weitestgehend reduziert. Das Strahlrohr besteht aus drei einzelnen Zylindern, die miteinander durch ein elektrisch isolierendes Zwischenstück verbunden sind. Durch diese Anordnung ist es möglich, im Innern des Strahlrohres ein elektrisches Feld zur Fokussierung des Ionenstrahles aufzubauen sowie die am unteren Ende befindliche Blende auf ein Potential zu legen, das den Feldverlauf im RF-Plasma beeinflussen kann. Zur Visualierung des Ionenstrahlprofiles durch Wechselwirkung mit der gesamten Partikelwolke kann die Ionenquelle auch ohne Strahlrohr betrieben werden.

Die untere Kammer ist mit mehreren Flanschen versehen und erlaubt damit die Anbringung der verschiedensten Sonden in unterschiedlichem Abstand von der Quelle.

Sie wird von unten durch eine Elektrode abgeschlossen, durch die das RF-Plasma gezündet werden kann.

Um die Vorgänge im Innern der Ionenquelle beobachten zu können, wurde seitlich in Höhe des Gitters eine Öffnung angebracht, durch die eine Langmuirsonde eingeführt werden kann oder durch die eine spektroskopische und photometrische Vermessung der ausgesendeten Strahlung des Plasmas vorgenommen werden kann.

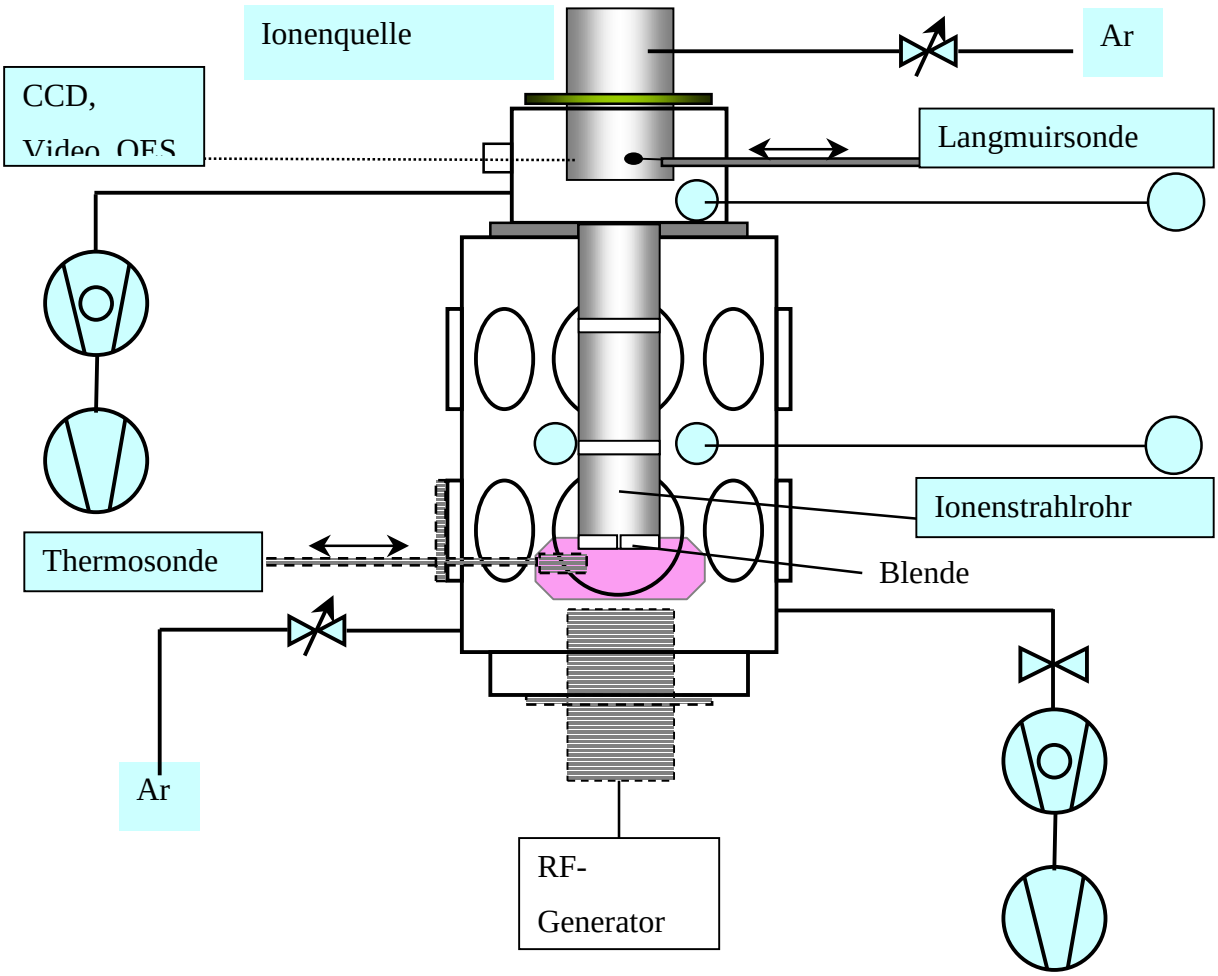


Abb. 1.1-1: Schematischer Aufbau des Versuchsstandes Pulva II

Meßmethoden
Thermosonde

Das Prinzip der Thermosonde ist im Bericht 2002 [1] sowie in [2] ausführlich beschrieben. Ein weitestgehend wärmeisoliert an einem teleskopartig ausfahrbaren Arm angebrachtes Dummy-Substrat, in unserem Falle ein Plättchen aus Kupfer, wird von dem Energiestrahl getroffen und heizt sich dadurch auf. (Abb. 1.2.1-1) Nach Abschalten des Energiestrahles sorgen Wärmetransportprozesse für das Absinken der Substrattemperatur, die auf der Rückseite mittels Thermoelement gemessen wird. Mit Hilfe einer entsprechenden Auswerteprozedur (Abb. 1.2.1-2) kann aus dem zeitlichen Verlauf der Substrattemperatur $T_S = f(t)$ der Energiestrom Q_{in} auf die Sonde (Substrat) bestimmt werden. Dazu muss die Sonde vorher mit Hilfe eines Laserstrahles mit bekannter Energie kalibriert werden. (Abb. 1.2.1-3)

Beim Messen kommt es darauf an, mit einer Temperaturerhöhung während der Aufwärmphase von einigen Grad auszukommen, um ein Aufheizen der näheren Umgebung des Substrates, wie Abschirmung, Thermoelentezuleitungen und Spanungszuführung möglichst gering zu halten.

Durch Verschiebung der Sonde senkrecht zur Strahlenachse wurde das Profil der Energieeinstrahlung durch den Ionenstrahl aufgenommen. Die Messwerte stellen die Strahlungsdichte der Energie dar, die sich integral aus folgenden Anteilen zusammensetzt:

Einem positiven Anteil (Energiegewinn)

- der kinetischen Energie der ankommenden Partikel (Ar-Ionen, Ar-Atome, Elektronen)
- der Rekombinationsenergie der Ionen mit Elektronen

Einem negativen Anteil (Energieverlust)

- der Bindungsenergie und der kinetischen Energie gesputterter Partikel des Substrates
- der kinetischen Energie reflektierter Partikel (Ar-Ionen und -Atome)
- der Austrittsarbeit und der kinetischen Energie von Sekundärelektronen

Die ausgesendete Strahlung des ECR-Plasmas, insbesondere der Wärmestrahlung, ist darin nicht enthalten, weil sie sowohl während der Aufwärm- als auch während der Abkühlphase des Substrates wirkt und damit bei der Auswerteprozedur durch die Differenzbildung herausfällt.

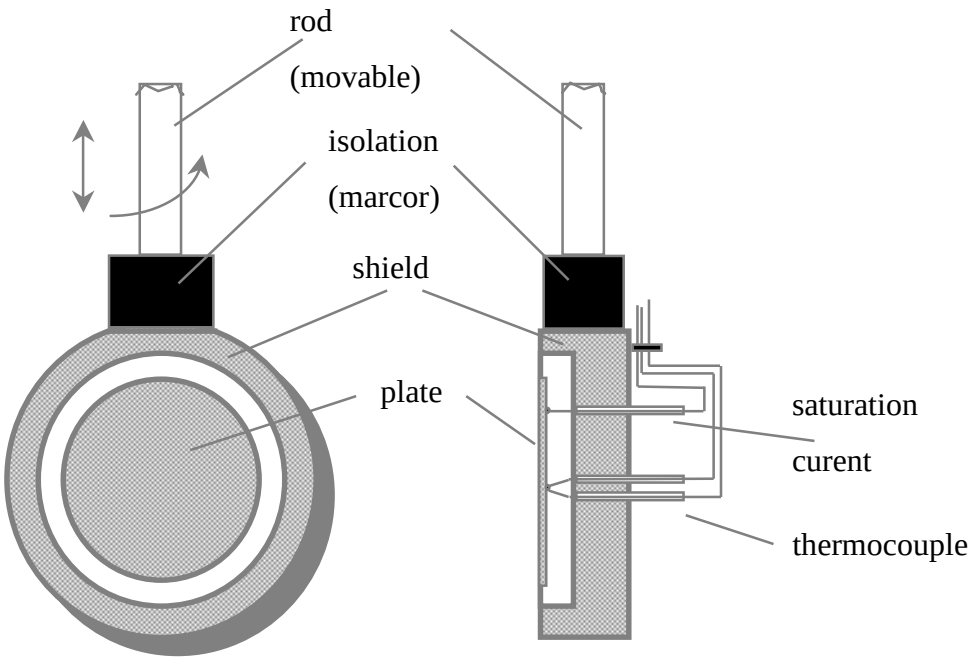


Abb. 1.2.1-1: Aufbau der Thermosonde

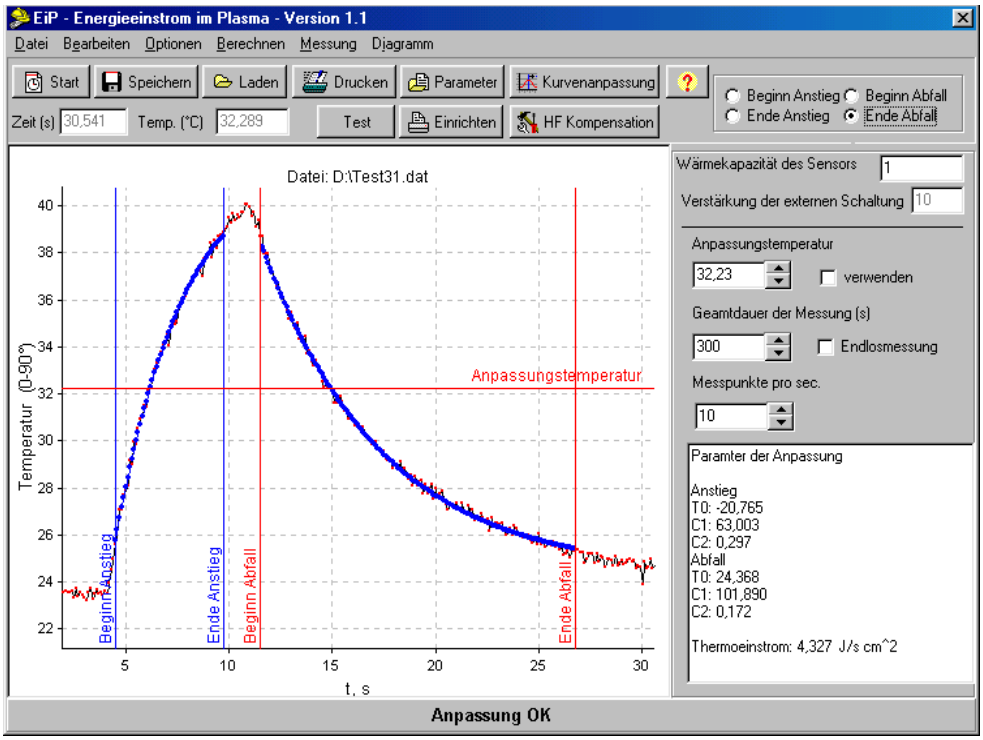


Abb. 1.2.1-2: Programmfenster des Auswerteprogramms

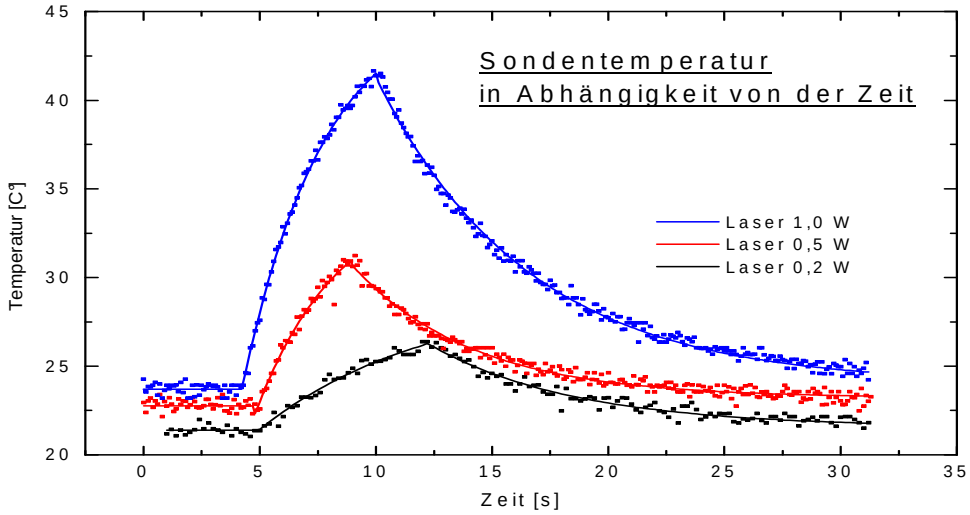


Abb. 1.2.1-3 Temperaturkurven der Sonde bei Laserbestrahlung

Fotometrische Messungen

Durch die Anregungsvorgänge im Plasma, die sowohl an Argonionen als auch an Argonatomen stattfinden, wechseln ständig mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit angeregte Teilchen von energetisch höher gelegenen Niveaus zu tiefer liegenden. Die Intensität der

dabei ausgesendeten Strahlung ist dabei u.a. abhängig von der Anzahl dieser Teilchen, ihrer Dichte, der Lage der Energieniveaus zueinander, der Übergangswahrscheinlichkeit zwischen den Energieniveaus sowie der Lebensdauer dieser Niveaus. Mit Hilfe einer CCD-Kamera kann diese Strahlung fotografisch festgehalten werden und aus den erhaltenen Bildern ein örtlich aufgelöster Intensitätsverlauf berechnet werden. Da unser besonderes Interesse dem Verlauf in der Randschicht galt, war die Öffnung in der Ionenquelle (Abb. 1.2.2-1) genau in Höhe des Gitters angebracht worden, wodurch sozusagen eine „Seitenansicht“ der Randschicht möglich war, die sich in der Nähe des Gitters ausbildet. Und um die Messwerte genauen Abständen vom Gitter zuordnen zu können, musste in dieser „Seitenansicht“ die Gitterkante so scharf wie möglich abgebildet werden. Erste Versuche dazu brachten nicht den gewünschten Erfolg, weil die Unschärfe in der Abbildung der Gitterkante zwischen 0,5 und 1 mm lag. Da aber in dieser Größenordnung auch die Dicke der Randschicht erwartet wird, mussten die Aufnahmen mit verbesserter Technik und Methode wiederholt werden.

Um die ausgesendete Strahlung speziellen Teilchenkonzentrationen zuordnen zu können, wurden folgende Überlegungen angestellt:

Durch den Übergang von einem höheren zu einem niederen Energieniveau wird eine Strahlung ausgesendet, deren Wellenlänge mit der Energiedifferenz über die Beziehung $\Delta E = h * c/\lambda$ zusammenhängt und einer Spektrallinie zugeordnet werden kann und deren Intensität proportional der Dichte der an der Strahlung beteiligten Teilchen sowie der Übergangswahrscheinlichkeit zwischen den betrachteten Energieniveaus ist. Da aber im zeitlichen Mittel eine Vielzahl von verschiedenen Übergängen stattfindet, besteht auch die ausgesendete Strahlung aus einem sehr umfangreichen Spektrum von Linien. Es gilt nun, mit einem Filter mit möglichst geringer Halbwertsbreite einen Bereich aus dem sichtbaren Teil des Spektrums herauszufiltern, in dem relativ intensive Argon-Linien, d.h. mit hohen Übergangswahrscheinlichkeiten, zu finden sind. Der Strahlung der Argonatome wird gegenüber den Argonionen wegen der um mindestens eine Größenordnung höher liegenden Teilchendichte dabei der Vorzug gegeben.

Wenn man sich die Tabelle der Spektrallinien ansieht, zeigt sich, dass die beiden Übergänge

$3p \rightarrow 1s$ mit 425 nm und

$5d \rightarrow 2p$ mit 550 nm

diesen Anforderungen genügen. Im näheren Bereich (± 5 nm) dieser Linien liegen auch keine extrem starken Linien des Argonions.

Um aus den Aufnahmen reproduzierbare Ergebnisse zu erhalten, wurde folgender Weg beschritten:

Die Aufnahmen wurden zunächst mit Hilfe eines dafür entwickelten Programms in ihre RGB-Farbanteile zerlegt und die Intensitäten der Anteile Rot, Gelb und Blau sowie die Gesamtintensität in Abhängigkeit vom Abstand zum Gitter Pixel für Pixel ausgewertet. Die daraus erhaltenen Kurven zeigen einen starken Anstieg im Bereich des Gitters, die dann allmählich in einen konstanten Wert im Bereich des Plasmabalges übergehen.
Am Anstieg der Kurve, der mit der Entfernung vom Gitter abnimmt, kann in gewisser Weise dieser Übergang zum Plasmabalg erkannt werden. Nimmt man einen sinnvollen Wert für den Anstieg als untere Grenze, so kann praktisch das Ende der Plasmarandschicht dort angenommen werden, wo der Anstieg diesen unteren Wert erstmals unterschreitet.
Obwohl diese Verfahrensweise keine ausgereifte physikalische Theorie als Hintergrund hat, kann man sie dennoch zu qualitativen Auswertungen zum Verhalten der Randschicht in Abhängigkeit von den Prozessparametern heranziehen.

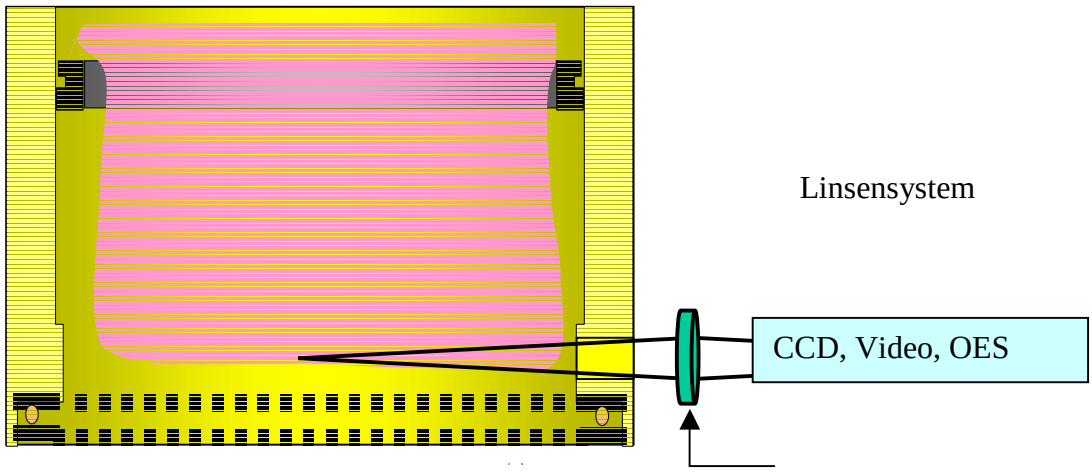


Abb. 1.2.2-1: Seitliche Öffnung in der Ionenquelle

Emissionsspektroskopie

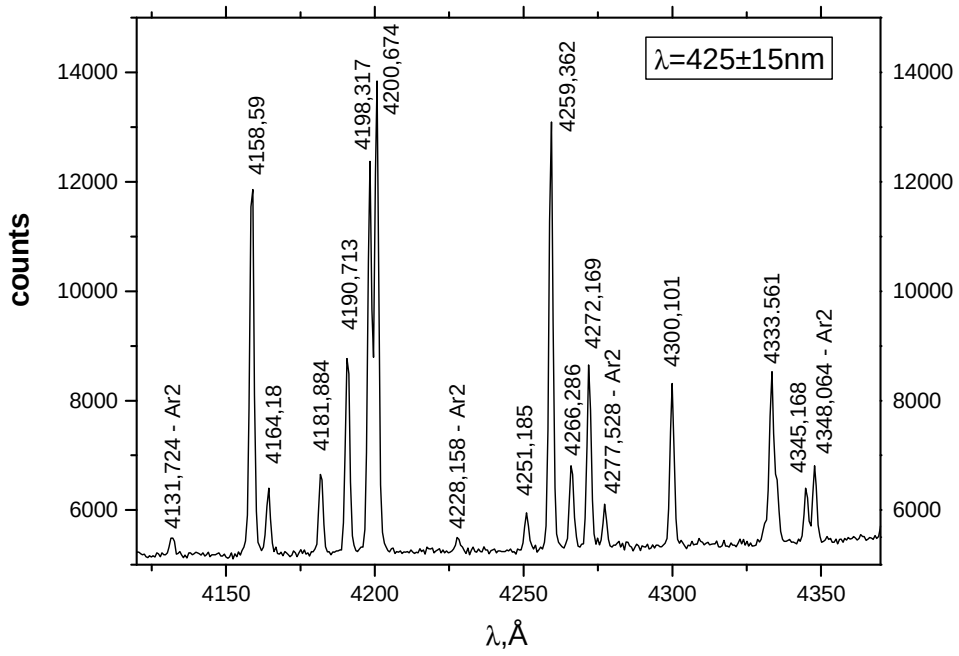
Was zur Photometrie der Randschicht gesagt worden ist, gilt hier in gleichem Maße. Mit dem Unterschied, dass es bei spektroskopischen Untersuchungen nicht darauf ankommt, dass die untersuchten Linien im sichtbaren Bereich liegen müssen. Ein weiterer Vorteil dieser Meßmethode besteht darin, dass ganz bestimmte Spektrallinien ausgewertet werden können und damit Aussagen über ganz spezielle ausgesuchte Anregungszustände erhalten werden. Nicht wie bei der Photometrie, wo durch die relativ große Bandbreite des Filters immer nur die Strahlung für einen bestimmten Bereich summarisch ausgewertet werden kann.
Es wurden folgende Linien ausgewertet:
425,9 nm von Ar
427,7 nm von Ar+

751,5 nm von Ar

738,4 nm von Ar

Allerdings war es im Gegensatz zu den photometrischen Messungen hier relativ schwierig, die Gitterkante scharf abzubilden und dadurch eine genaue Zuordnung der Kurven zur Ortskoordinate zu erhalten. Die Ursache lag darin, dass das Linsensystem mit der CCD-Kamera in relativ großem Abstand zur Quelle positioniert werden musste, um zu verhindern, dass Strahlung aus dem gesamten Innenraum der Quelle die Spaltöffnung der Kamera erreicht und die gemessenen Intensitäten verfälscht. Dadurch war die auf dem Spalt abgebildete Öffnung der Ionenquelle sehr klein. Eine Aussage darüber, wie scharf die Gitterkante dabei abgebildet wurde, konnte deshalb nur an Hand der Steilheit der Kurven gemacht werden. Ein typisches aufgenommenes Spektrum bei 425 nm zeigt Abb. 1.2.3-1.

Abb 1.2.3-1: Aufgenommene Spektrallinien des ECR-Plasmas von Argon



Messungen mit der Langmuirsonde

In die seitlich angebrachte Öffnung in der Ionenquelle (siehe Abb. 1.2.2-1) wurde eine Langmuirsonde eingeführt.

Nun ist gerade ein ECR-Plasma dadurch charakterisiert, dass ein Magnetfeld die durch ein elektrisches Wechselfeld beschleunigten Elektronen auf Kreisbahnen zwingt und dadurch die Zeit des Einwirkens des elektrischen Feldes auf die Elektronen vergrößert. Die Folge davon ist eine relativ hohe Energie der Elektronen und damit eine höhere Ionisationswahrscheinlichkeit. Die Theorie der Langmuirmessung mit asymmetrischer Sonde

setzt aber voraus, dass kein oder nur ein relativ geringer Einfluss eines magnetischen Feldes vorhanden sein darf. Aus diesem Grunde wurde die zu erwartende magnetische Feldstärke und deren räumliche Verteilung berechnet. (Abb. 1.2.4-1)

Wie man erkennen kann, hat das magnetische Feld im Bereich der Sonde einen Wert von etwa 0,01 bis 0,02 Tesla. Man kann davon ausgehen, dass der Einfluss auf die Messwerte bei diesem Magnetfeld äußerst gering ist. Wenn man weiterhin berücksichtigt, dass es sich hier um ein rotationssymmetrisches Feld handelt, deren Feldlinien in der Gitterebene folglich stets in radialer Richtung verlaufen, dann kann man bei einer in tangentialer Richtung ausgerichteten zylindrischen Sonde annehmen, dass die verbleibende Wirkung des magnetischen Feldes auf die Messwerte unbedeutend ist.

Um diese Annahme zu erhärten, wurde die Abhängigkeit der Elektronendichte und der Elektronentemperatur vom Winkel der Sonde zur Gitterebene aufgenommen. Wie in Abb. 1.2.4-2 ersichtlich, liegen die Abweichungen über den gesamten Bereich von 0 bis 180° für die Elektronentemperatur bei 8% und für die Elektronendichte bei 20%. Die wirkliche Abweichung mag noch darunter liegen, weil eine Drehung der Sonde auch gleichzeitig mit einer Änderung der Höhe über dem Gitter einhergeht.

Ein weiteres Kriterium für die Qualität der aus den Langmuir-Messungen ermittelten Werten für Elektronentemperatur und Elektronendichte ist die Frage, ob die Energieverteilung der Elektronen eine Maxwell-Verteilung ist. An Hand der hier nicht weiter dargestellten ersten und zweiten Ableitungen der Sondenkennlinie sowie der ermittelten Form der Energieverteilung kann hinreichend sicher angenommen werden, dass hier eine Maxwell-Verteilung vorliegt.

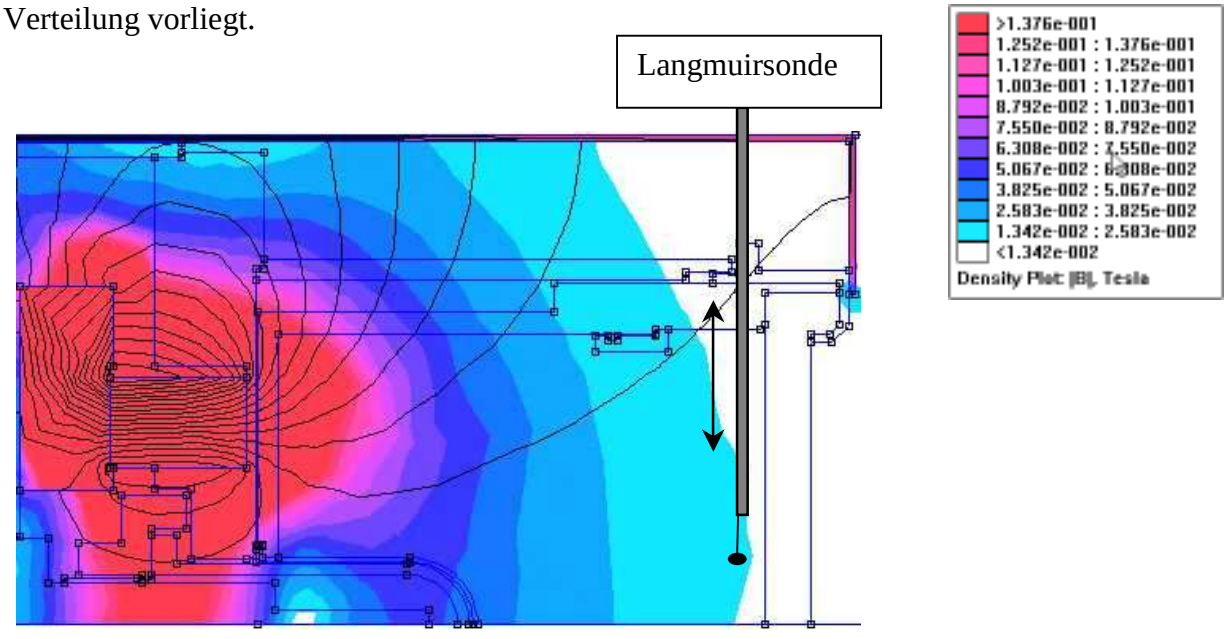
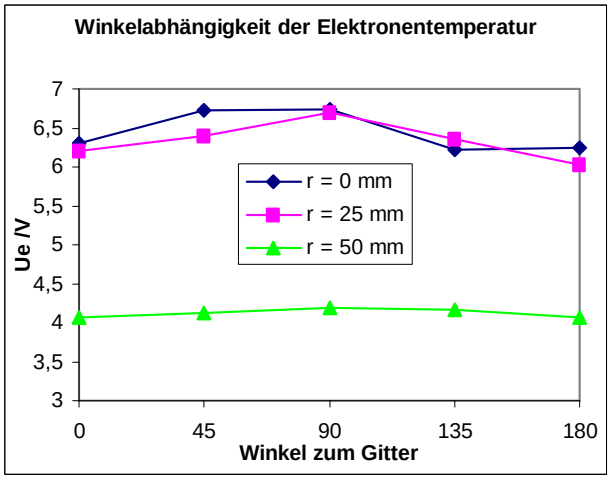


Abb. 1.2.4-1: Berechnetes magnetisches Feld der ECR-Quelle [3]



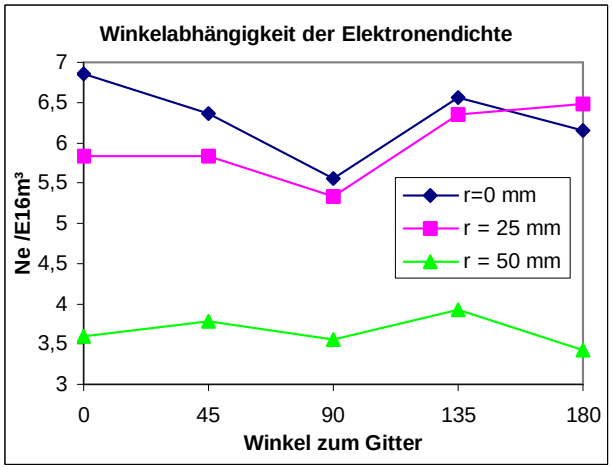


Abb. 1.2.4-2 Einfluss des Winkels der Sonde auf die Messwerte

Energiestrom und Strahlprofil

Wie schon im Bericht 2002 dargestellt, haben die Parameter „Mikrowellenleistung“ und „Beschleunigungsspannung“ keinen nachweisbaren Einfluss auf die Intensität des Ionenstrahles und sein Profil.

Die Abhängigkeit des Energieeintrages von der Strahlspannung zeigt den erwarteten Verlauf, einen fast linearen Zusammenhang. (Abb. 2.1-1)

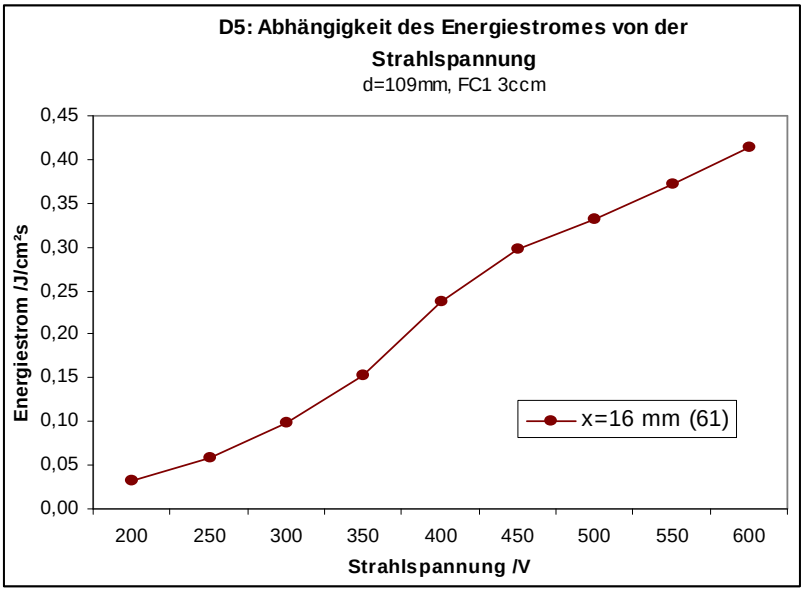


Abb. 2.1-1: Energiestrom in Abhängigkeit von der Strahlspannung

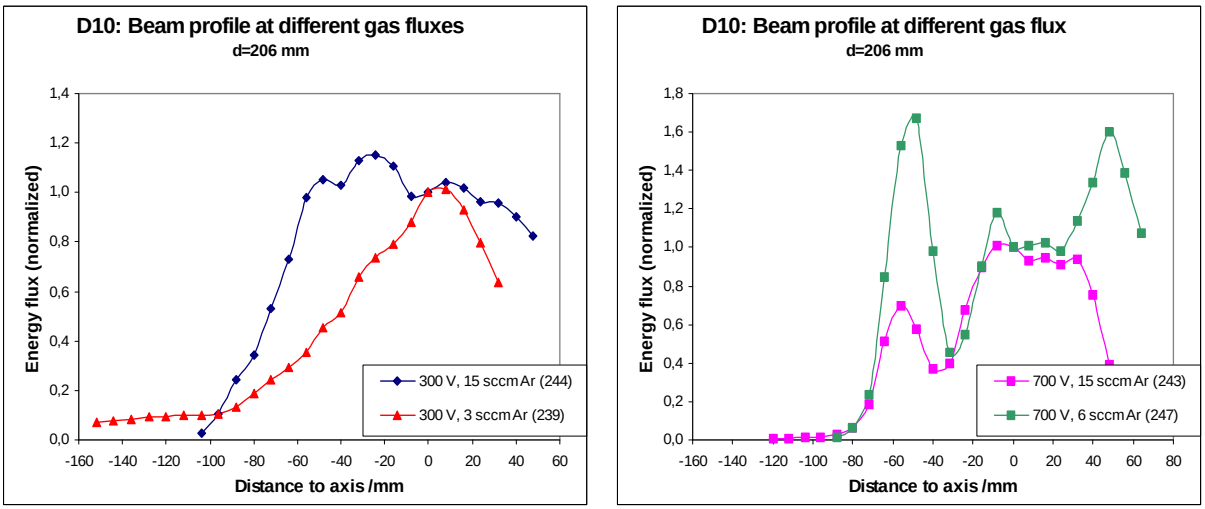


Abb. 2.1-2: Strahlprofile bei unterschiedlichem Gasdruck

Aus Abb. 2.1-2 ist ersichtlich, dass bei größerem Gasdurchfluss eine Glättung des Profils erfolgt. Diese Beobachtung kann man sowohl bei niedrigen als auch bei höheren Strahlspannungen machen, wobei höhere Strahlspannungen generell mehr „Unebenheiten“ im Strahlprofil erzeugen als niedere. Die Glättung des Strahlprofils bei größerem Gasdurchfluss ist auch auf den dabei wirkenden höheren Restgasdruck zurückzuführen.

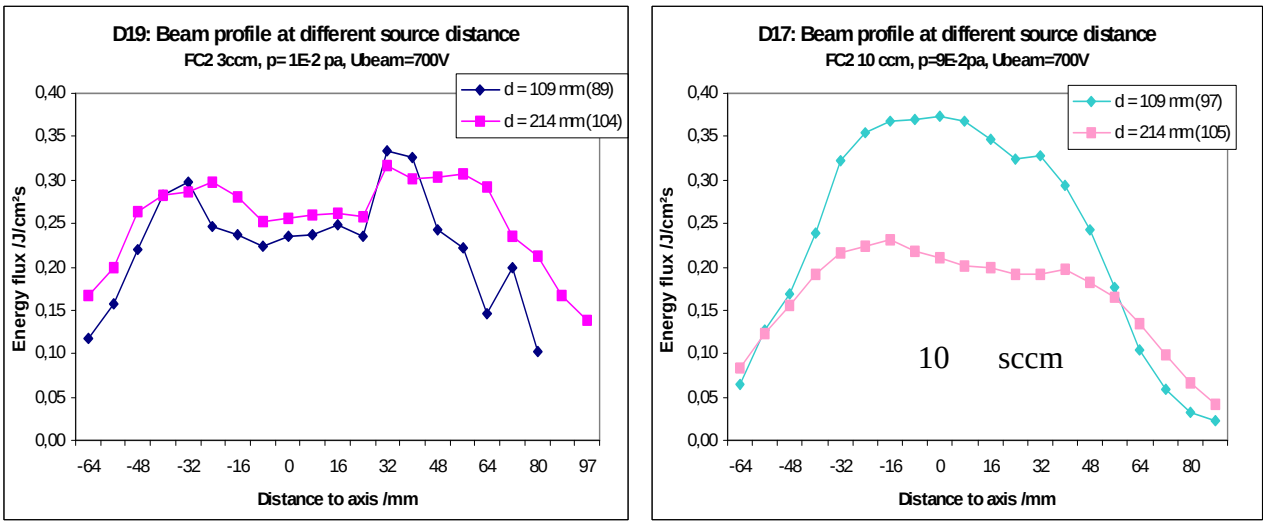


Abb. 2.1-3: Abhängigkeit des Profiles vom Quellabstand bei verschiedenem Gasdurchfluss

Die freie Weglänge der Ionen liegt bei dem dabei gemessenen Druck in der Größenordnung des Abstandes zur Quelle, wodurch die Streuung an den Restgasatomen eine größere Rolle spielt und den Strahl dadurch glättet.

Die Streuung an den Restgasatomen spielt eine ähnliche Rolle, wenn man die Profile bei unterschiedlichem Quellenabstand miteinander vergleicht. (Siehe Abb. 2.1-3) Bei kleinem

Gasdurchfluss herrscht ein niedriger Restgasdruck, wodurch Stöße mit Restgasatomen unwahrscheinlich werden und Intensität und Profil des Ionenstrahles vom Quellenabstand fast unabhängig sind. Bei großem Gasdurchfluss hingegen fällt die Intensität des Ionenstrahles mit zunehmendem Abstand. Das Profil wird gleichzeitig breiter und flacher.

Als Referenz zu den erhaltenen Werten für den Energiestrom wurde der Ionenstrom zum Substrat gemessen und nach Multiplikation mit der Potentialdifferenz, die die Ionen durchlaufen haben, in einer Kurve dargestellt. (Siehe Abb. 2.1-4) Die so ermittelten Werte für den Energiestrom stimmen gut mit denen der Thermosonde überein, was u.a. darauf hinweist, dass im Ionenstrahl der Anteil mehrfach geladener Ionen relativ gering ist. Bei einem großen Anteil mehrfach geladener Ionen würde der aus der Strommessung gewonnene Energieeintrag deutlich über dem Wert liegen, der mittels Thermosonde gemessen wurde.

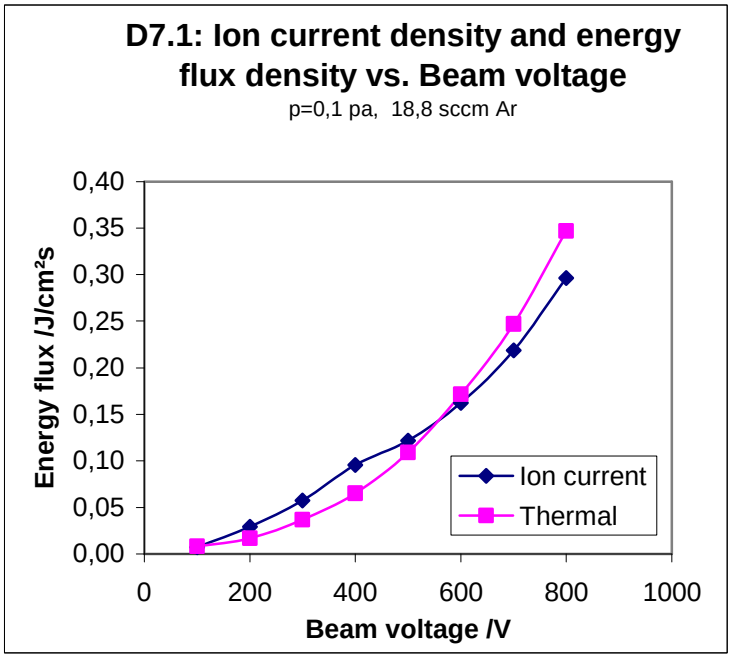


Abb. 2.1-4 Ionenstrom und Energiestrom in Abhängigkeit von der Strahlspannung

Fotometrische Untersuchung der Plasmarandschicht

Entsprechend der Seeliger'schen Glimmsaumregel wird erwartet, dass Anregungszustände, für die eine kleinere Energie notwendig ist, in der Nähe des Gitters mit größerer Intensität beobachtet werden als solche, für die eine höhere Energie benötigt wird. In Abb. 2.2-1 wird das auch bestätigt, wenn man die Intensität von 425 nm und 500 nm miteinander vergleicht. Die 425nm-Linie wird von einem Energieniveau mit 14,6 eV erzeugt und liegt „dichter" am am Rand als die von einem wesentlich höheren Energie (19,2 eV) erzeugte 500nm-Linie.

Allerdings stimmt dieses Verhältnis nicht, wenn man die Linie 550 nm dazu betrachtet. Die Ursache hierfür kann sein, dass hier auch metastabile Zustände eine Rolle spielen, die durch stufenweise Anregung Übergänge zwischen Energieniveaus ermöglichen, auch wenn die Energieübertragung durch die Elektronen dazu eigentlich nicht ausreichen würde. Somit ist dann der unmittelbare Zusammenhang der Energie der Elektronen mit der Intensität der beobachteten Anregungszustände nicht mehr gegeben.

Nach der bereits beschriebenen Methode wurde die Dicke der Randschicht ermittelt und ihre Abhängigkeit von den Parametern Gasstrom, Mikrowellenleistung und Strahlspannung dargestellt. (Siehe Abb. 2.2-2, 2.2-3 und 2.2-4)

Wie Abb. 2.2-2 zeigt, nimmt die Dicke der Randschicht etwas ab, sobald mehr Gas eingelassen wird. Das ist ein schon oft beobachtetes Verhalten der Randschicht, das auf das Anwachsen der Ladungsträgerkonzentration im Plasma bei ansteigendem Druck zurückzuführen ist.

Die Abhängigkeit der Randschichtdicke von der Mikrowellenleistung zeigt den von der Physik her erwarteten Verlauf. Das bei höherer Leistung größere elektrische Feld führt zu einer größeren Beschleunigung der Elektronen, einem Anwachsen des Ionisierungsgrades, einer Vergrößerung des Plasmapotentials und damit zu einer Verkleinerung der Randschicht. Diese Erklärung wird auch durch die Messwerte der Langmuir-Sonde unterstützt.

Die Strahlspannung hat kaum einen Einfluss auf die Dicke der Randschicht. Man bedenke, dass beim Anlegen einer Strahlspannung das Potential des gesamten Plasmas um den Betrag der Strahlspannung angehoben wird. Die eigentliche Potentialdifferenz, die eine Extraktion und Beschleunigung der Argonionen bewirkt, liegt zwischen dem Gitter, dessen Kante von der Seite her auf unseren Aufnahmen zu sehen ist, und dem dahinter liegenden Gitter. Die dort ablaufenden Prozesse entziehen sich somit in unserem Falle der Beobachtung. Und dass eine Extraktion von Ionen aus dem Plasma eine Einfluss auf die Dichte oder Energieverteilung der Ladungsträger haben soll, ist eigentlich nicht zu erwarten, weil das Plasma selbst durch Bildung neuer Ladungsträger dafür sorgt, dass es in sich konsistent und stabil und nach außen hin neutral bleibt.

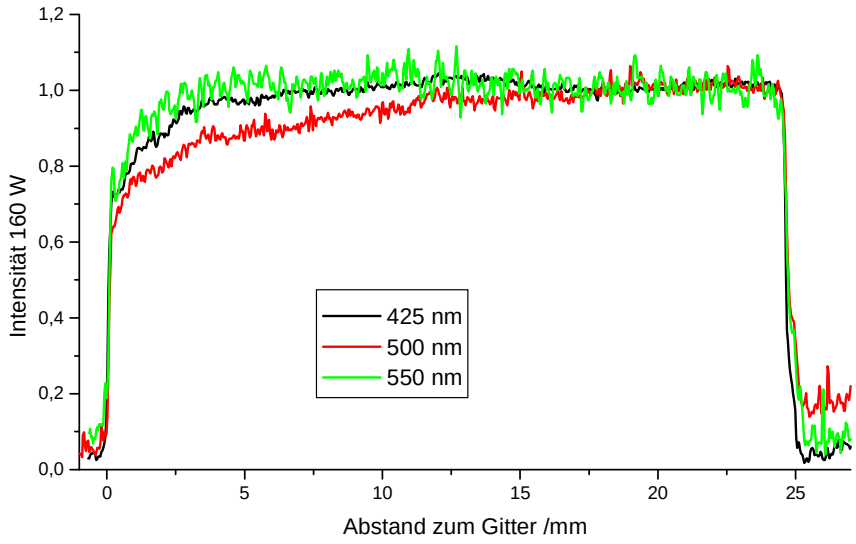


Abb. 2.2-1: Intensität für verschiedene Wellenlängen

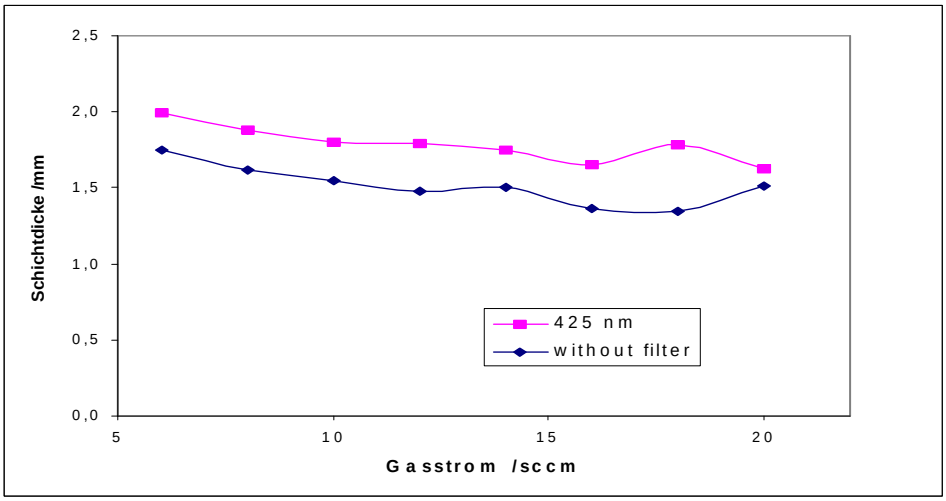


Abb. 2.2-2: Abhängigkeit der Randschichtdicke vom Gasstrom

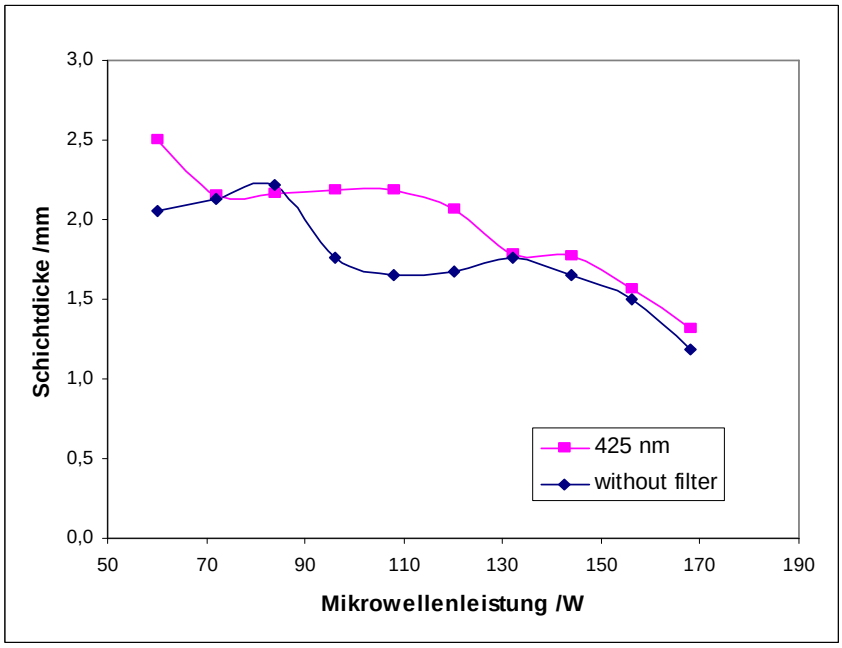


Abb. 2.2-3: Abhängigkeit der Randschichtdicke von der Mikrowellenleistung

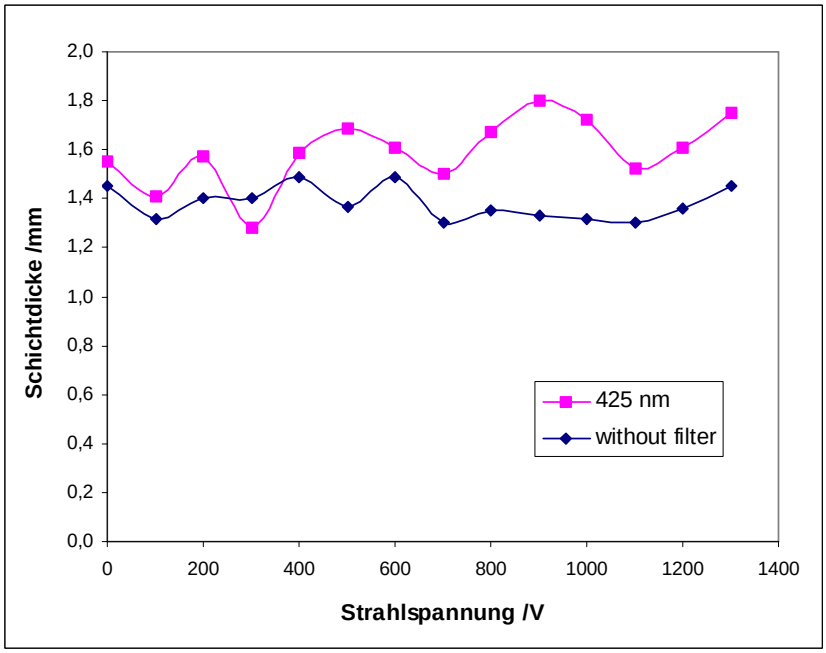


Abb. 2.2-4: Abhängigkeit der Ranschichtdicke von der Strahlspannung

Emissionsspektroskopie

Wie schon erwähnt, korrelieren die Ergebnisse der emissionsspektroskopischen Untersuchung im wesentlichen mit denen der fotometrischen Messungen.

Abb. 2.3-1 zeigt, dass mit steigendem Druck die Konzentration der Argonatome zunimmt – sämtliche Intensitäten der Ar-Linien steigen mit zunehmendem Druck an – und die der Argonionen abnimmt. Letzteres ist eine Folge der kürzer werdenden Wegstrecken, die die Elektronen zwischen den Stößen mit den Argonatomen zurücklegen können. Damit ist aber auch ihre Energieaufnahme geringer, wodurch die Ionisationswahrscheinlichkeit sinkt. Bezeichnend ist, dass bei einem Druck von etwa 4 Pa die Intensität der beobachteten Ar-Übergänge ihr Maximum erreicht hat und bis zu eben diesem Druck die Konzentration der Ar-Ionen konstant bleibt, die von da an aber beginnt zu sinken. Bei der Erklärung dieses Phänomens muss man berücksichtigen, dass die gemessenen Intensitäten sowohl von der Teilchendichte, als auch von der Stoßwahrscheinlichkeit mit den Elektronen abhängt. Deshalb kann der Abfall der Ionenkonzentration ab 4 Pa auf die zur Ionisation nicht mehr ausreichende kinetische Energie der Elektronen zurückgeführt werden. (kürzere freie Weglänge führt zu geringerer Energieaufnahme) Wie die Langmuirmessungen zeigen, fällt die Elektronentemperatur tatsächlich mit steigendem Druck ab. Der Verlauf der Intensität der Strahlung der Argonatome ist hingegen ein Ergebnis allein der sinkenden Stoßwahrscheinlichkeit, denn ihre Dichte steigt und müsste ein stetiges Ansteigen der Intensität verursachen.

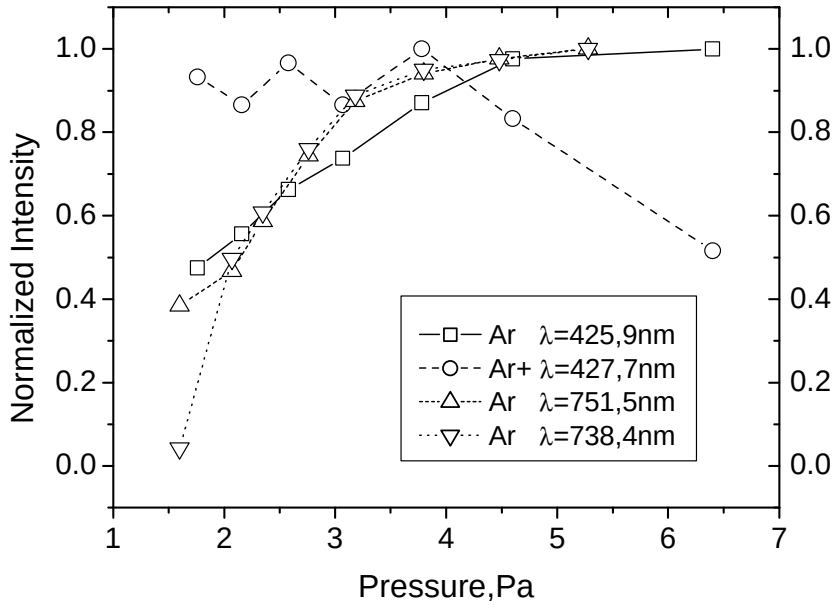


Abb. 2.3-1: Spektrale Intensitäten in Abhängigkeit vom Druck

Die Intensität der Übergänge der Argonatome als auch der Argonionen wächst mit steigender Mikrowellenleistung, wie Abb. 2.3-2 verdeutlicht – erklärbar durch die höhere Energieaufnahme der Elektronen.

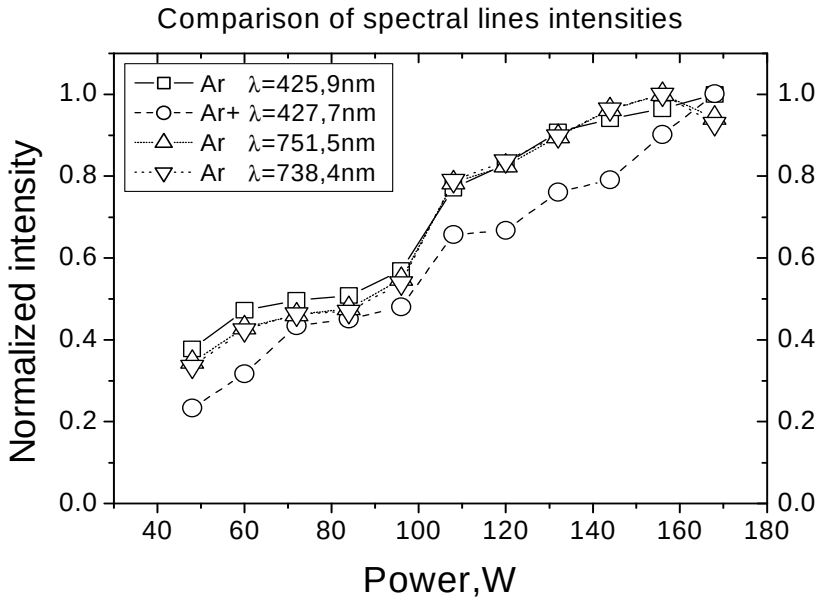


Abb. 2.3-2: Spektrale Intensitäten in Abhängigkeit von der Mikrowellenleistung

Die ortsaufgelöste Darstellung der Intensitäten der verschiedenen Wellenlängen (Abb. 2.3-4) bestätigt die durch fotometrische Messungen ermittelten Randschichtdicken.

Die Intensitäten der von einem niedrigeren Energieniveau (13,5 eV) stammende Linie 425,9 nm liegt dichter als die Linie 811,5 nm, die von einem höherem Energieniveau (19,2 eV) stammt. Aber auch hier gibt es Abweichungen von der Seeliger'schen Glimmsaumregel, erkennbar an der Linie 750,4 nm.

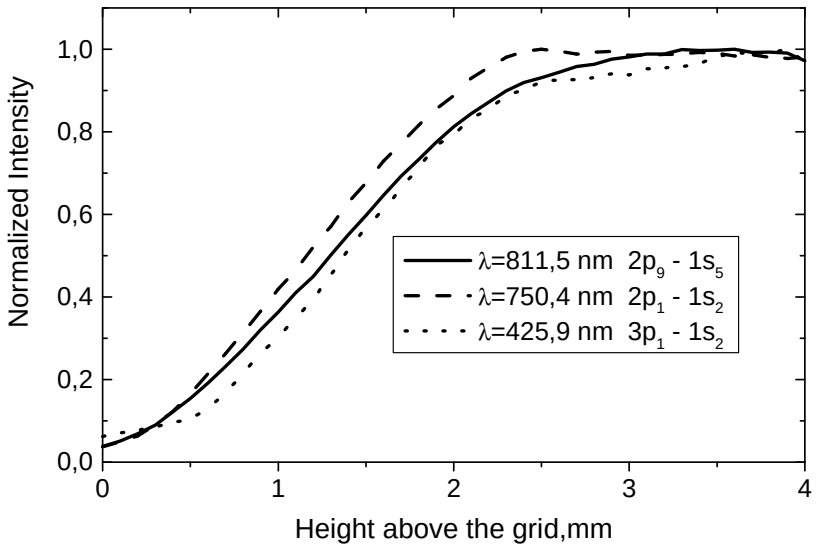


Abb. 2.3-4: Spektrale Intensitäten in Abhängigkeit vom Abstand zum Gitter

Messungen mit der Langmuir-Sonde

Grundsätzlich zu den Ergebnissen der Messungen mit der Langmuir -Sonde ist festzustellen, dass entgegen allen erwarteten Schwierigkeiten die Qualität derselben recht gut ausfiel. Die Anwesenheit des relativ starken hochfrequenten Wechselfeldes des Mikrowellensenders sowie das zwar kleine, aber noch vorhandene permanente Magnetfeld beeinträchtigten die Messungen kaum. Die erhaltenen Kennlinien wiesen kaum Unregelmäßigkeiten auf und waren sehr gut reproduzierbar. Die auszuwertenden Parameter konnten gut aus den Kennlinien und deren Ableitungen ermittelt werden.

Es konnte kaum ein Einfluss der Mikrowellenleistung auf die Elektronentemperatur nachgewiesen werden. (Abb. 2.4-1) Im Zentrum der Quelle ist in Gitternähe von 60 bis 170W nur ein leichter Anstieg von etwa 25% zu verzeichnen.

Anders die Verhältnisse bei der Elektronendichte. Hier stieg der Wert fast auf das Vierfache. Eine Erklärung hierfür kann nur schwer gegeben werden. Fest steht, dass die Energie der Elektronen nicht zunimmt, wohl aber ihre Dichte. Da aber den Elektronen mit größerer Mikrowellenleistung mehr Energie zugeführt wird, bleibt nur übrig, dass diese bei Stoßprozessen wieder abgegeben wird. Also finden mehr Stoßprozesse, d.h. mehr Ionisationen statt, was auf diesem Wege auch den Anstieg der Elektronendichte erklärt.

Der Einfluss des Gasflusses auf Elektronentemperatur und Elektronendichte ist in Abb. 2.4-2 dargestellt. Mit zunehmendem Gasfluss, d.h. auch zunehmendem Druck sinkt die Elektronentemperatur, weil durch häufiger werdende Stöße mit Gasatomen diese die Energie der Elektronen aufnehmen. Die Elektronendichte bleibt dabei relativ konstant. Lediglich ab einem Gasfluss von 20 sccm reagiert das Zentrum der Quelle mit einem starken Anstieg der Elektronendichte, nicht aber der Rand. Ähnliche Beobachtungen, die auf eine sprunghafte Änderung der Entladungsgeometrie hinweisen, wurden im IOM gemacht. Weitergehende Messungen, die diesen Effekt aufhellen sollen, sind geplant.

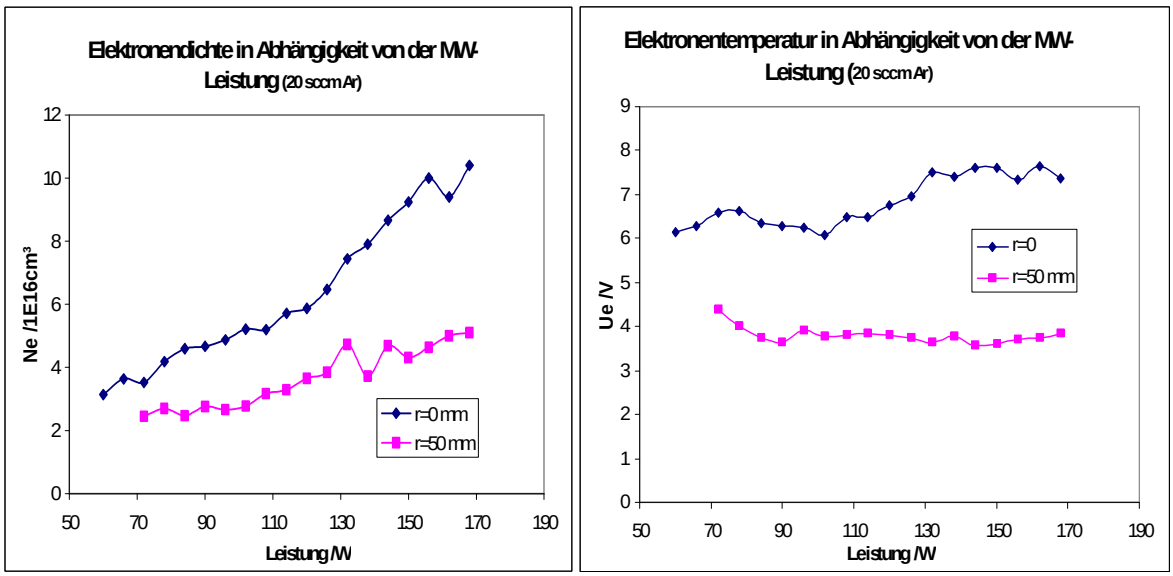


Abb. 2.4-1: Elektronentemperatur und –dichte in Abhängigkeit von der Mikrowellenleistung

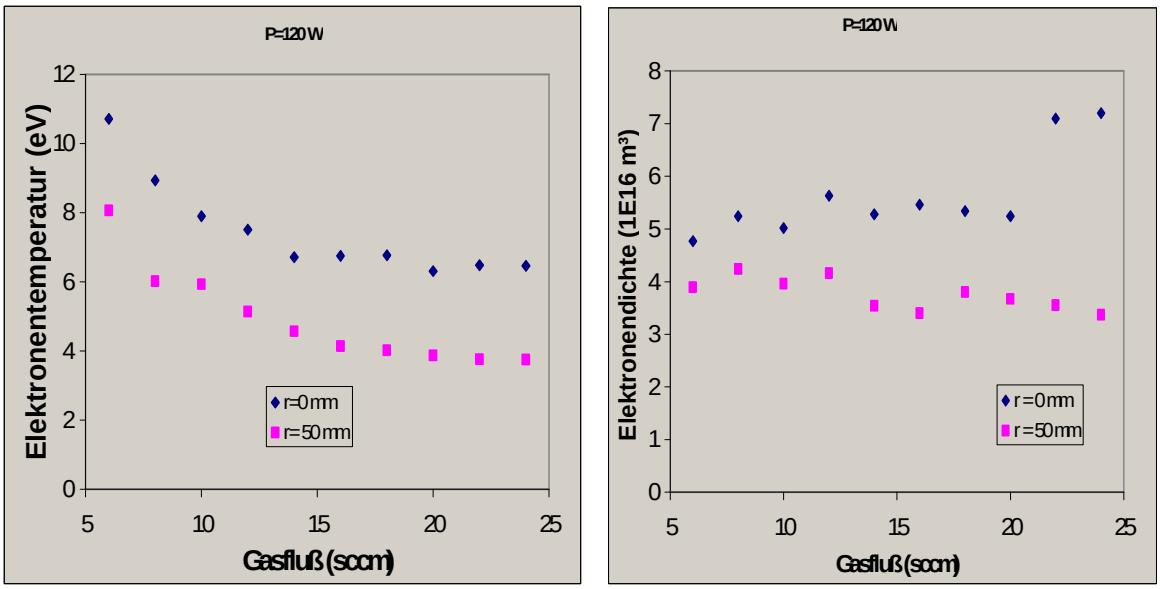
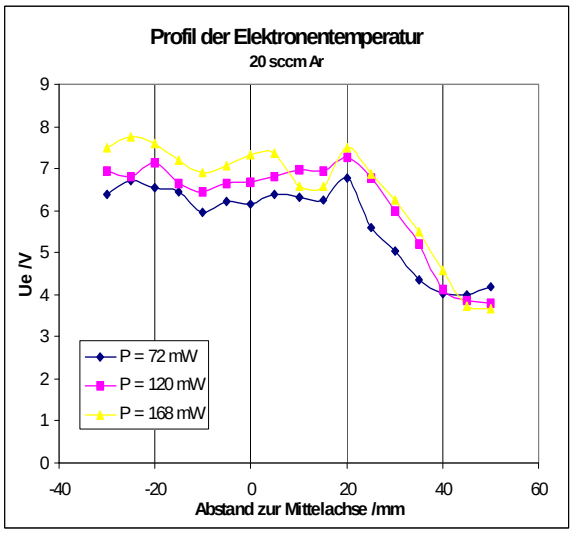


Abb. 2.4-2: Elektronentemperatur und –dichte in Abhängigkeit vom Gasfluss

Das Profil von Elektronentemperatur und –dichte hat möglicherweise einen entscheidenden Einfluss auf das Profil des austretenden Ionenstrahles. Wie erwartet, nehmen beide zum Rande der Ionenquelle hin ab. Besonders bei der Elektronendichte ist zu beobachten, dass der seitliche Abfall bei höheren Leistungen wesentlich deutlicher ist. (Abb. 2.4-3)



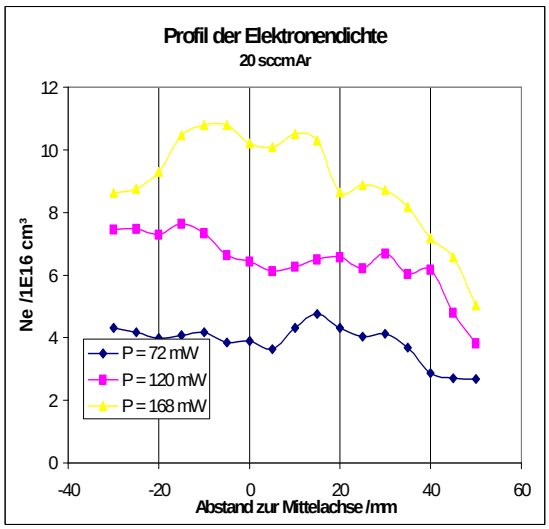


Abb. 2.4-3: Profil der Elektronentemperatur und –dichte bei unterschiedlichen MW-Leistungen

Wechselwirkung des Ionenstrahles mit Pulverteilchen
Einwirkung des gesamten Ionenstrahles

Es wurde die Wechselwirkung des Ionenstrahls mit mikrodispersen Pulverteilchen, die in einem HF-Plasma negativ aufgeladen und eingefangen wurden, untersucht. Die Teilchen befinden sich an einer Gleichgewichtsposition infolge ihrer Schwerkraft und der elektrischen Feldkraft vor der HF-Elektrode. Sie reagieren sehr empfindliche auf zusätzliche Kräfte und Felder, wie sie z.B. durch den Ionenstrahl hervorgerufen werden. Somit konnte das Ionenstrahlprofil in einer Entfernung von etwa 220 mm von der Quelle durch die Pulverteilchen anschaulich sichtbar gemacht werden. (Abb.2.5.1-1)

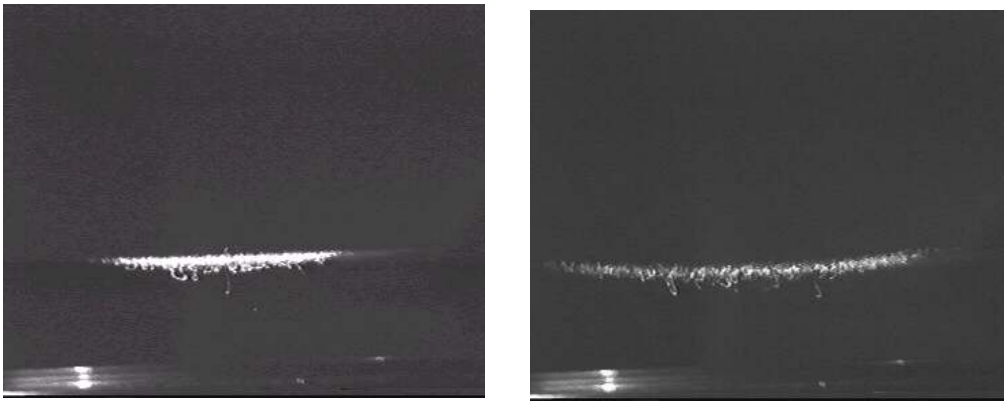


Abb.2.5.1-1: Eingefangene Pulverteilchen in einem HF-Plasma ohne (links) und mit (rechts) Ionenstrahl

Wenn der Ionenstrahl eingeschaltet wird, verändert sich die Form der Teilchenwolke in charakteristischer Weise. Der Einfluss des Ionenstrahls manifestiert sich dabei durch die folgenden Effekte:

Änderung der Randschicht und des elektrischen Feldes des HF-Plasmas,

Umladung (Rekombination) der Pulverteilchen durch auftreffende Ionen aus dem Strahl,

- Änderung der Ionenreibung auf die Teilchen
- Aufheizung der Teilchen.

Die gemessene Höhe der Teilchen über der HF-Elektrode in Abhängigkeit von der Strahlspannung ist in Abb.2.5.1-2 dargestellt.

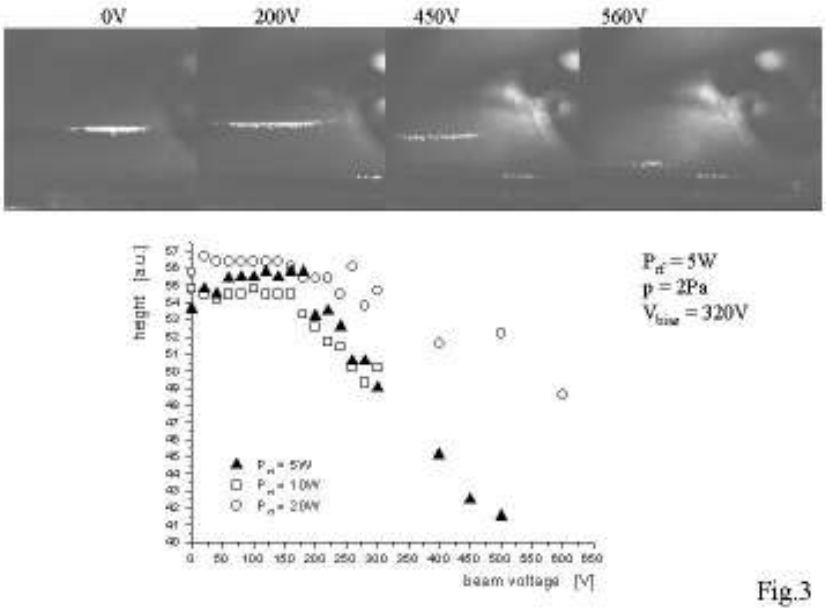


Abb.2.5.1-2: Teilchenwolke über der HF-Elektrode für verschiedene Ionenstrahlspannungen und die gemessene Höhe der Teilchen.

Für kleine Strahlspannungen (< 200V) sieht man kaum einen Einfluss. Infolge der Variation der Randschicht, die durch den Druck und die HF-Leistung beeinflusst wird, folgen die Teilchen nur der Änderung des HF-Plasmas. Die Strahlspannung reicht nicht aus, um genügend Ionen bis in die Pulverregion zu extrahieren. Wenn die Strahlspannung erhöht wird, nimmt die Höhe der Teilchenwolke über der Elektrode ab. Das bedeutet, dass die ursprünglich ebene Teilchenwolke eine parabolische Form annimmt und in Richtung der Elektrode „gedrückt“ wird. Für größere HF-Leistungen und somit höhere Bias-Spannungen an der Elektrode finden die Teilchen in einer höheren Position ihr Gleichgewicht als für kleinere Leistungen. Diese Beobachtung kann durch das elektrische Feld (Potential) vor der

HF-Elektrode erklärt werden. Bei größerer Bias-Spannung kann das Feld der HF-Elektrode den Einfluss des zusätzlichen Ionenstrahls besser kompensieren.

Lokal begrenzte Einwirkung

Im Pumpstand Pulva II war die Durchführung von Versuchen zur Wechselwirkung des Ionenstrahles mit Pulverteilchen mit Schwierigkeiten verbunden. Der etwas größer ausgelegte Rezipient bot mehr Möglichkeiten, brachte aber auch längere Wegstrecken für die von der Quelle emittierten Ionen mit sich. Außerdem war hier eine sichere Funktion der Ionenquelle wegen des hohen Druckes, der zum Einfangen der Pulverteilchen benötigt wird, nicht möglich. Aus diesem Grunde wurde zwischen Ionenquelle und RF-Plasma eine Blende eingebaut. Zunächst war unterhalb der Blende mit Hilfe der Thermosonde kein Energiestrom messbar. Zum besseren Nachweis wurde nun eine Leuchtschicht verwendet, die durch Ionenstrahlen zum Floureszieren angeregt wurde. Erstaunlicherweise war auf ihr nicht, wie erwartet, ein schwacher Leuchtpunkt im Zentrum zu sehen, sondern ein Muster, das wie das negative Abbild des Gitters der Ionenquelle aussah. (Siehe Abb. 2.5.2-1) Die Ursachen für dieses „Negativbild“ sind noch nicht geklärt. Als erstes würde man an eine simple optische Abbildung denken. Jedoch zeigte sich nach genauerer Vermessung, dass die Abstandswerte und Größenverhältnisse für Objekt (Ionengitter) und Abbild (Leuchtschicht) nicht den optischen Gesetzen gehorchen.
Auf jeden Fall schien eine Aufweitung des Strahles vorzuliegen was zu der Idee führte, den Ionenstrahl nach dem passieren der Blende wieder zu fokussieren. Das gelang mit einer zylindrischen Ionenlinse auch sehr gut. Das Problem war nur, dass diese Fokussierung auch bei höherem Druck funktionieren musste. Die angelegten notwendigen Spannungen zum

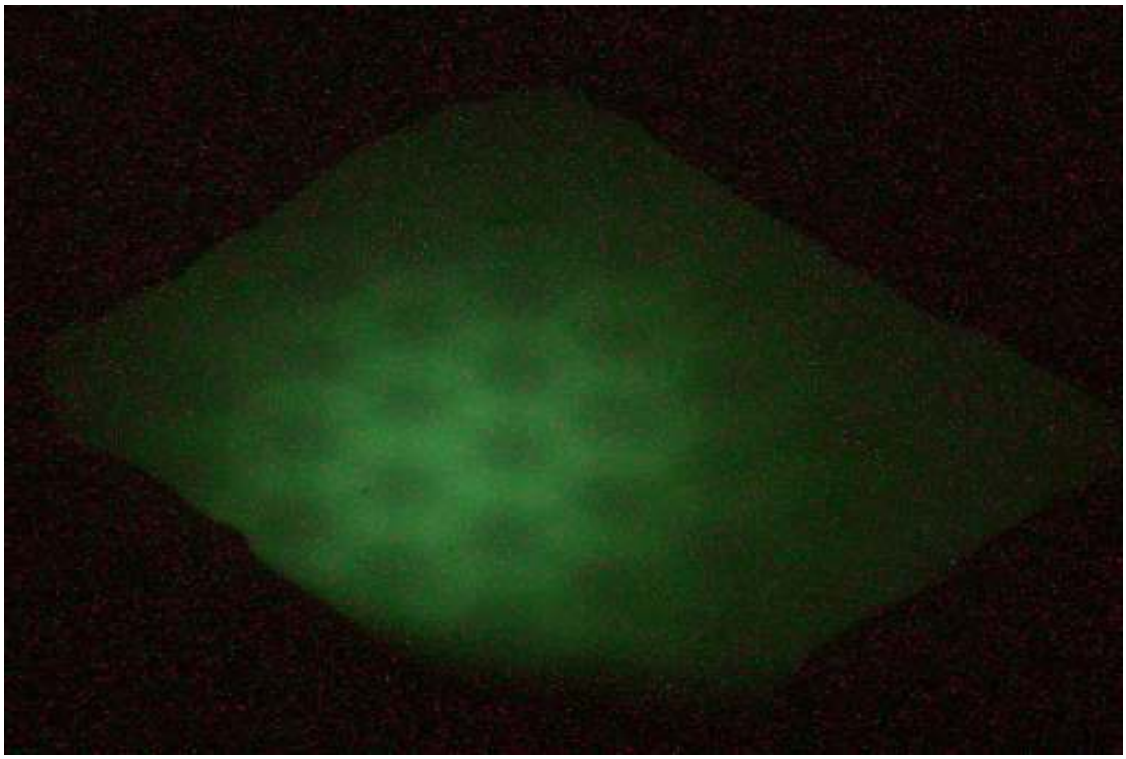


Abb. 2.5.2-1: Intensitätsverteilung des Ionenstrahles mit Blende

Aufbau des fokussierenden elektrischen Feldes zündeten jedoch bei höherem Druck in der Linse eine Plasmaentladung, wodurch das elektrische Feld natürlich zusammenbrach.
Als Ausweg blieb nur übrig, die Fokussierung vor der Blende vorzunehmen und/oder dafür zu sorgen, dass die Wegstrecke, die der Ionenstrahl bei höherem Druck zurückzulegen hat, möglichst klein gehalten wird. Beide Bedingungen erfüllte das in Abb. 2.5.2-2 dargestellte Ionenstrahlrohr.
Ergebnisse zur Wechselwirkung des Ionenstrahles mit Pulverteilchen unter Verwendung dieses Ionenstrahlrohres liegen noch nicht vor.

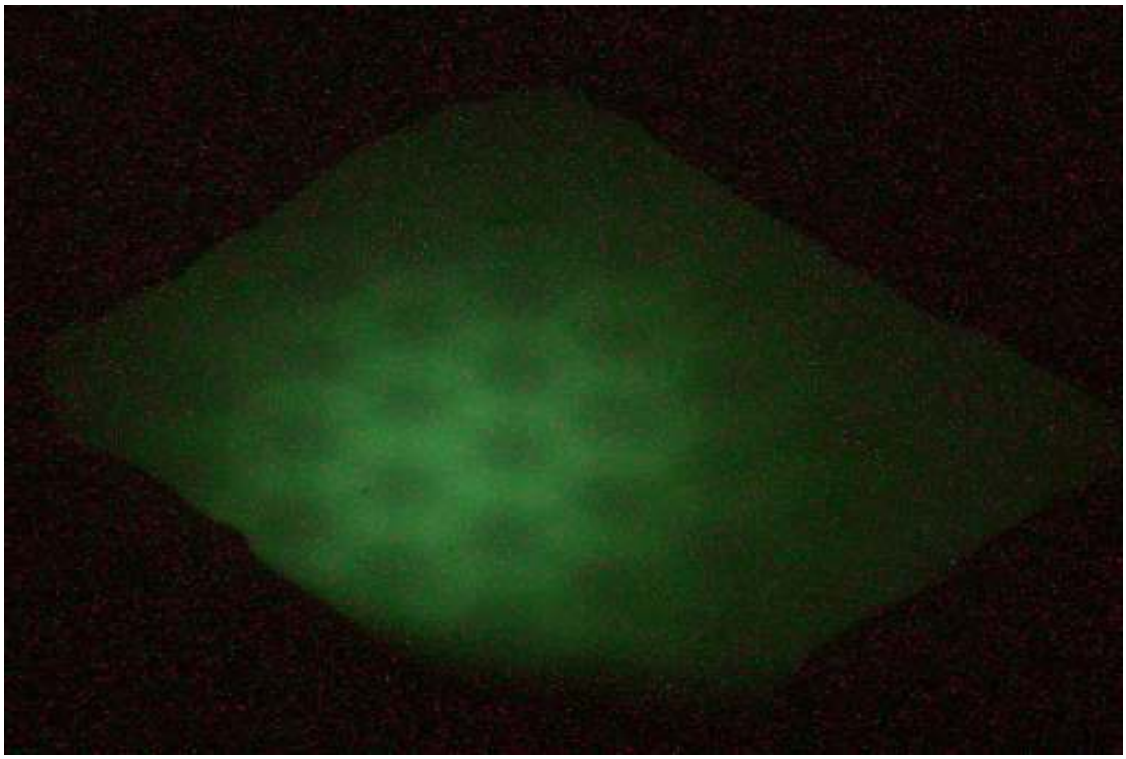


Abb. 2.5.2-2: Ionenstrahlrohr

Versuche der Visualisierung der Plasmagrenzschicht am Gitter der Ionenquelle

Ausgehend von den ersten Experimenten zur Untersuchung der Wechselwirkung des Ionenstrahls mit Pulver-Test-Teilchen entstand die Idee, solche Teilchen auch zur Visualisierung der Feldverteilungen und Geometrieeffekte der Ionenstrahlgitter zu benutzen. Um später den Einfluss der Gitter in der Quelle beschreiben zu können, wurde zunächst ein typisches Gitter (Mo) separat getestet.

Dazu wurde das Gitter auf einen Cu-Ring (d=82mm), der auf der HF-Elektrode lag, positioniert. In das Plasma (Ar) wurden dann Teilchen (18µm) eingebracht, die auf eine große negative Ladung aufgeladen wurden und die über den Löchern des Gitters eingefangen wurden, siehe Abb. 2.6-1.

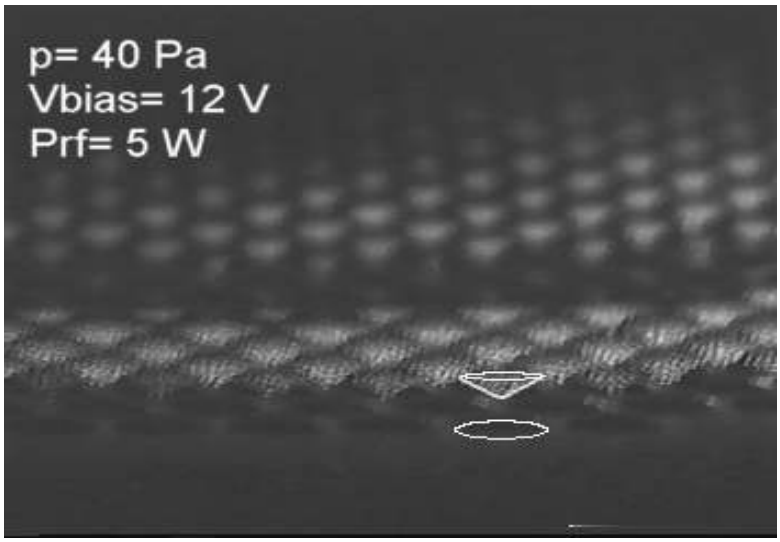


Abb.2.6-1: Die eingefangenen Teilchen bilden über den Löchern des Ionenstrahlgitters kleine Kegel.

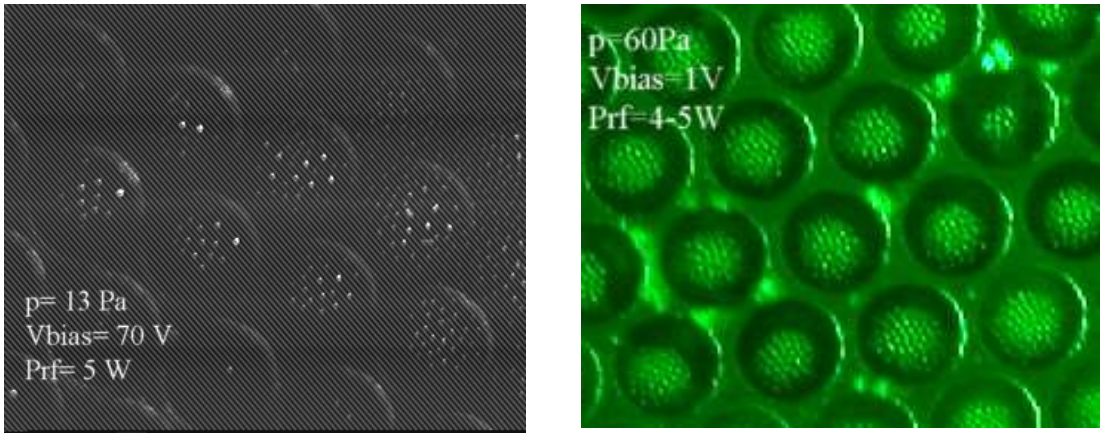


Abb.2.6-2: Eingefangene Teilchen über den Löchern des Strahlgitters.

Es ist offensichtlich, dass die Teilchen in den Potentialtöpfen, die durch die Löcher vorgegeben werden, gefangen sind. (Abb.2.6-2)
Der vertikale und horizontale Abstand der Teilchen hängt von der Geometrie des Gitters und den Entladungsbedingungen ab (Abb.2.6-3 und Abb.2.6-4)

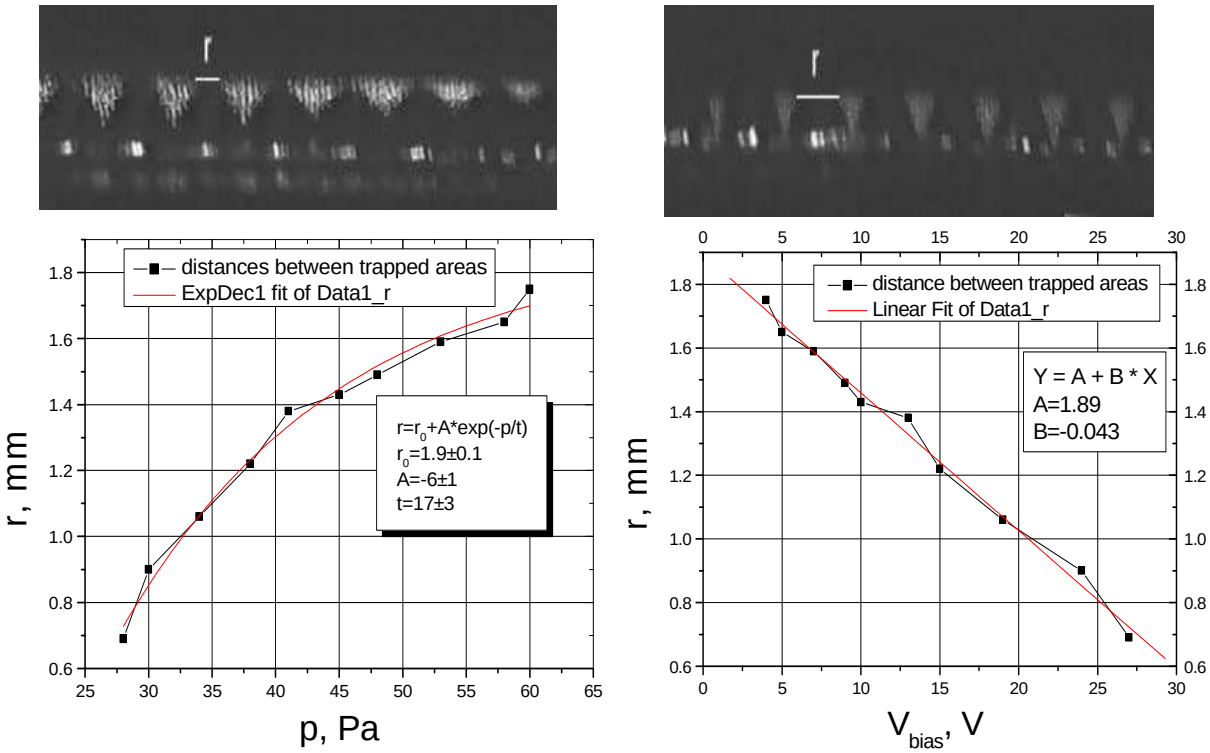


Abb.2.6-3: Horizontaler Abstand der eingefangenen Teilchen als Funktion des Druckes und der Bias-Spannung.

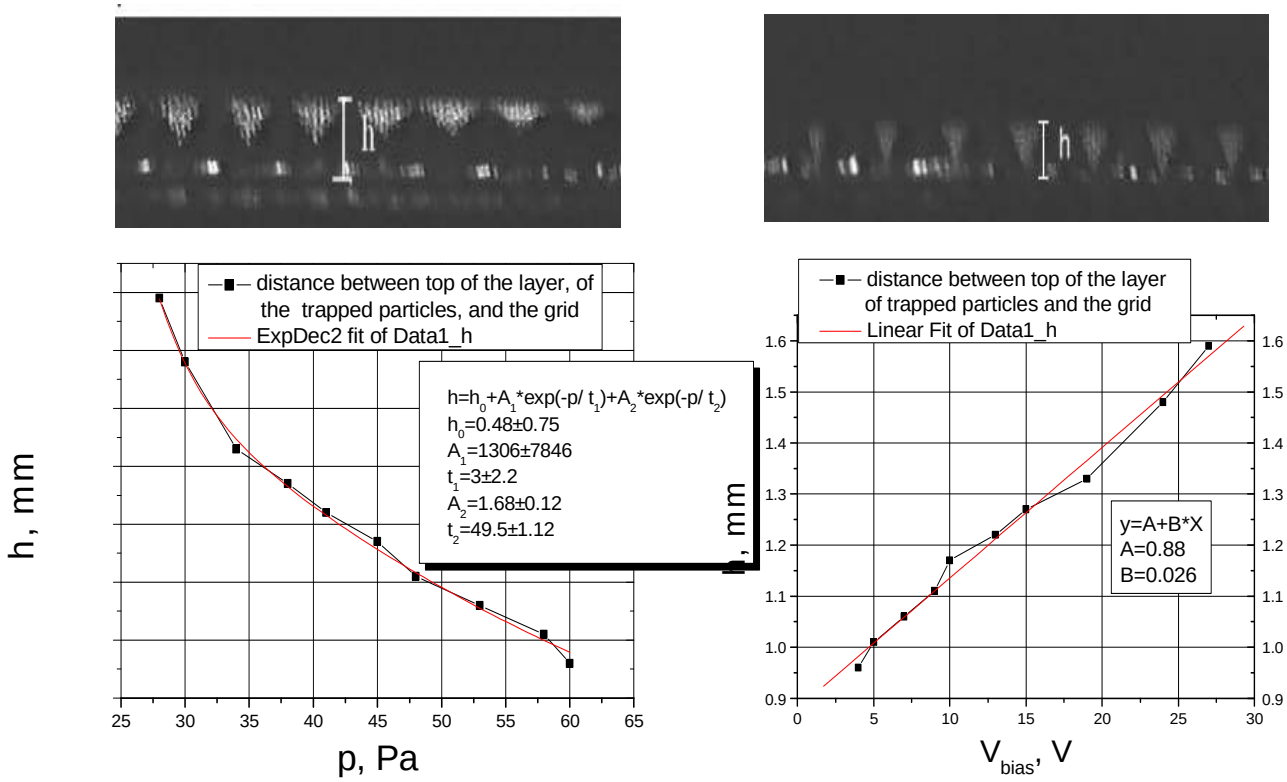


Abb.2.6-4: Vertikaler Abstand der eingefangenen Teilchen als Funktion des Druckes und der Bias-Spannung.

Diese Messungen sind für eine Optimierung der Feldverhältnisse (Homogenität etc.) der Ionenstrahlgitter von gewissem Interesse und sollten später Berücksichtigung finden.
Ausgehend von diesen Experimenten konnte der Potentialverlauf exemplarisch berechnet werden, wie er in Abb.2.6-5 dargestellt ist.

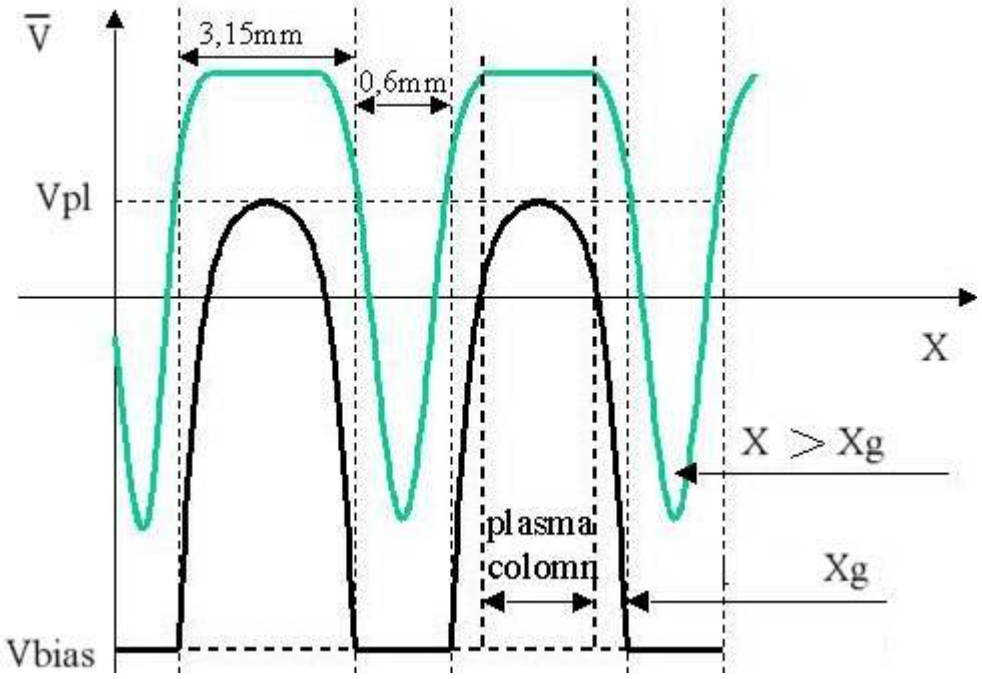


Abb.2.6-5: Potentialverteilung über der Elektrode und über dem Gitter.

Schlussfolgerungen und Ausblick

Mit den angewendeten Untersuchungsmethoden ist die Plasmadiagnostik der ECR-Ionenquelle weitestgehend abgeschlossen.

Es konnte gezeigt werden, wie die Eigenschaften des austretenden Ionenstrahles von den verwendeten Prozessparametern abhängen. Dabei gibt es einige unmittelbare Zusammenhänge und Abhängigkeiten, während andere Parameter nur über „vermittelnde“ physikalische Größen und Prozesse Einfluss auf das Profil sowie die Energie des Ionenstrahles nehmen.

Einen Überblick über untersuchten Parameter und deren Zusammenhänge und Wechselwirkungen soll Abb. 3-1 noch einmal gegeben werden.

Darüber hinaus sind einige Fragen offen geblieben (im folgenden beispielhaft beschrieben), die noch im Rahmen einer Dissertation in naher Zeit geklärt werden sollen:

- Modellrechnungen zum Zusammenhang der gemessenen Plasmaparameter innerhalb der Quelle mit Eigenschaften des Strahles außerhalb derselben
- Quantitative Bestimmung der Wechselwirkung des Ionenstrahles mit dem Restgas sowie mit Staubpartikeln

- Beschreibung der wirkenden Felder bei der Wechselwirkung des Ionenstrahles mit einem RF-Plasma

Weiterhin ist eine Veröffentlichung geplant, welche die innerhalb der Ionenquelle durchgeführten Messungen mit der Langmuir-Sonde zum Inhalt haben soll.

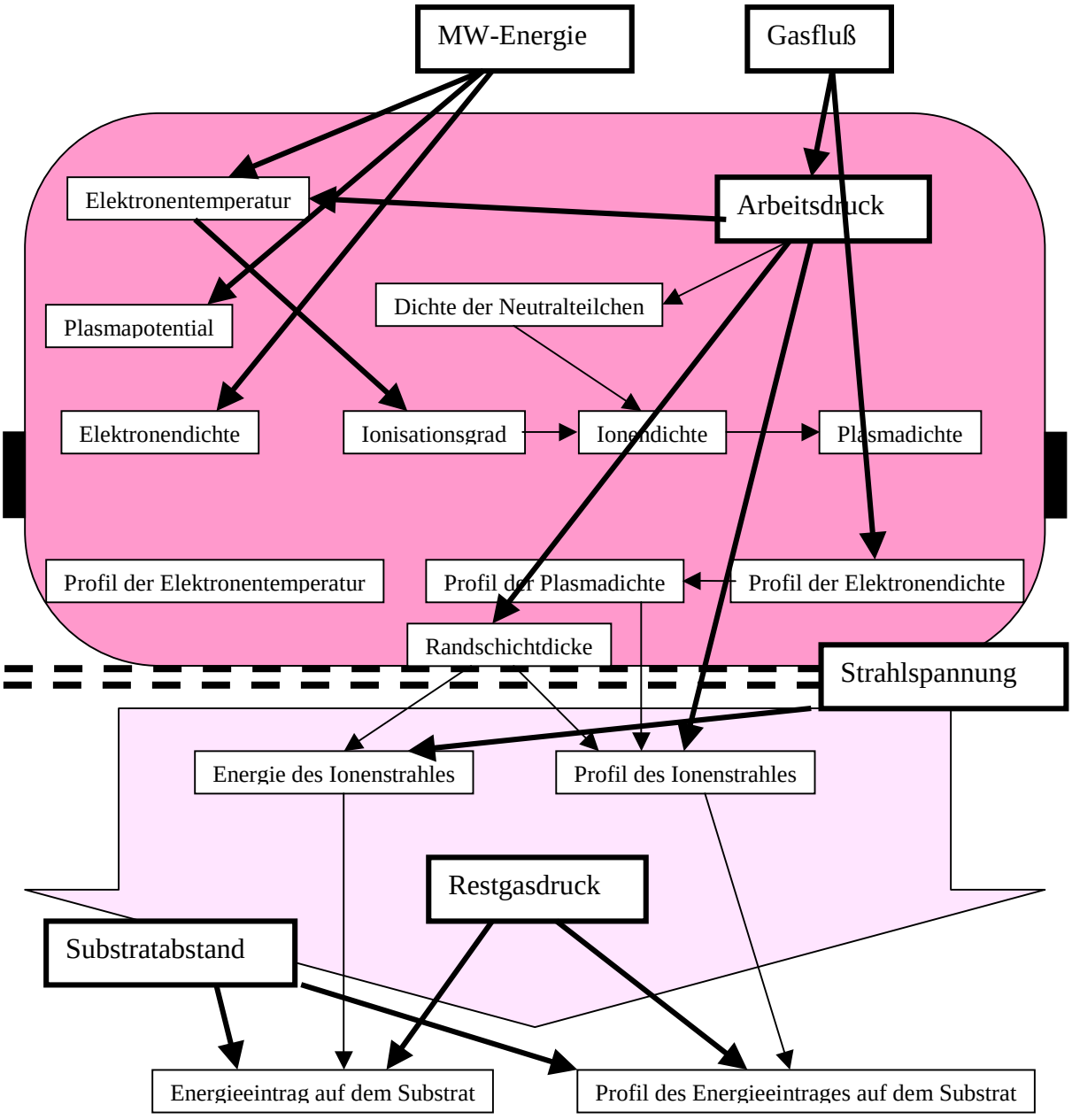


Abb. 3-1 Wechselwirkungsmechanismen und Abhängigkeiten in der Ionenquelle

Bisherige gemeinsame Tagungsbeiträge und Veröffentlichungen im Rahmen dieser Untersuchungen:

Wiese,R., Gorbov,D., Kersten,H., Hippler,R.,

„Charakterisierung einer Ionenstrahlquelle: Untersuchungen zum Energieeinstrom“,

DPG-Tagung „Plasmaphysik“, Bochum, März 2002, 30.

Thieme,G., Wiese,R., Kersten,H., Hippler,R.,

„On the interaction of a complex plasma with an external ion beam“,

ICPDP-2002, Durban / Südafrika, May 2002,

in: “Dusty plasmas in the new millenium” AIP conference proceedings #649, 333.

Thieme,G., Gorbov,D., Mezanov,A, Wiese,R., Kersten,H., Hippler,R.,

„On the interaction of a complex plasma with external electric fields“,

(VI. European Workshop on Dusty and Colloidal Plasmas)

29th EPS Conf.Plasma Phys.Contr.Fusion, Montreux, Juni 2002, ECA Vol 26B O-4.30(2002).

Wiese,R., Kersten,H., Scholze,F., Neumann,H.,

„Characterization of an ion beam source by the determination of the energy flux“,

PSE-2002, Garmisch-Partenkirchen, September 2002, 130.

Wiese,R., Kersten,H., Scholze,F., Neumann,H.,

„Characterization of an ion beam source by the determination of the energy flux“,

angenommen zur Veröffentlichung in Surface and Coatings Technology.

Kersten,H., Wiese,R., Bojic,D., Kapitov,A., Thieme,G., Scholze,F., Neumann,H.,

„Characterization of an ion beam source“

SSSI-3, Smolenice / Slovakei, November 2002, 41.

Patent: Anmelder IOM; Erfinder: Neumann, Horst; Schlemm, Hermann; Scholze, Frank
IPC: G21K 1/06; H01J 37/317; H01J 37/08; H01J 3/04
Anmeldedatum: 17.01.2004, Akz: 10 2004 002 508.8

6. Aufbau eines Teststandes zur Präzisionsoberflächenbeschichtung mittels steuerbarer Breitstrahlionenquellen

Die steuerbaren Ionenstrahlprofile ermöglichen auch die Anpassung der Ionenquelle so vorzunehmen, dass speziell bei Beschichtungsanwendungen auf korrigierende Blenden (sog. Shaper) verzichtet werden kann. Der Nachweis dazu war im Projekt zu erbringen. Ursprünglich war der Ansatz, runde Ionenstrahlquellen so zu korrigieren, dass eine homogene Beschichtung (≤ 1%) ohne Blenden erreicht werden kann. Um zusätzlich neuen Anforderungen an Ionenstrahltechnologien, wie z.B. die Partikelfreiheit des Prozesses, gerecht zu werden, wurde ein völlig neues Konzept für diesen Teststand entwickelt und derselbe aufgebaut. Kernpunkt dieses Konzepts war der Einsatz der elektrisch profilsteuerbaren Ionenstrahlquelle für die Ionenstrahlbeschichtungsanwendungen, der es erlauben sollte, auf schnelle Substratbewegungen zu verzichten und dabei die Homogenitätsforderung trotzdem erfüllen zu können.

Konzeptskizze

Die im Rahmen des Vorhabens geplante Testkammer zum Test der technologischen Möglichkeiten der strahlprofilsteuerbaren Ionenstrahlquellen wurde konzipiert und aufgebaut. Abb. 42 zeigt das durch die steuerbare Linearquelle erst ermöglichte neue Konzept für eine Präzisionsoberflächenbeschichtung.

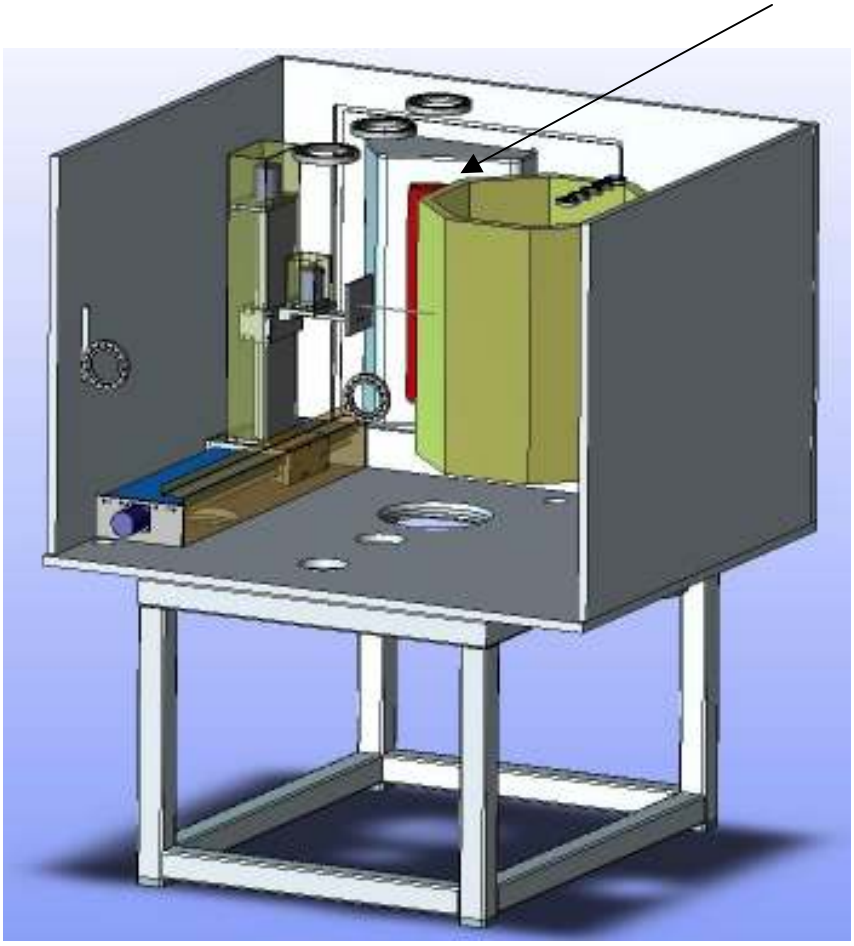


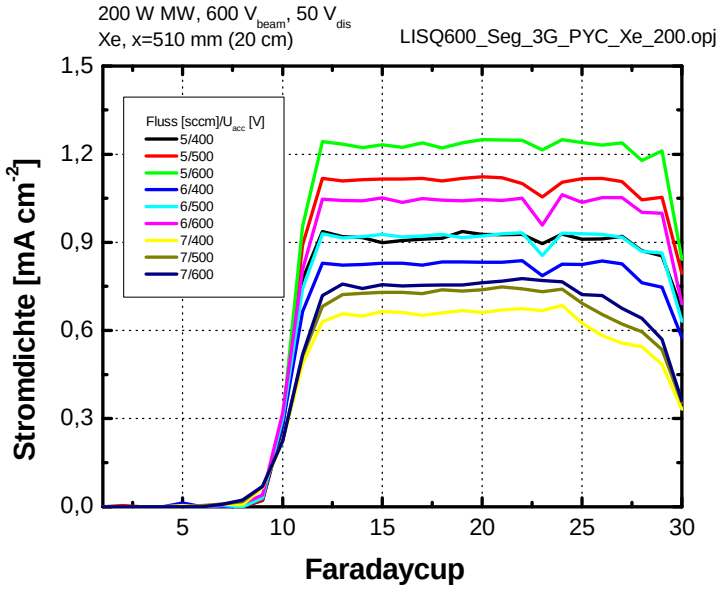
Abb. 42: Konzept für die Ionenstrahlpräzisionsbeschichtung mittels einer profilsteuerbaren ECR-Linearquelle

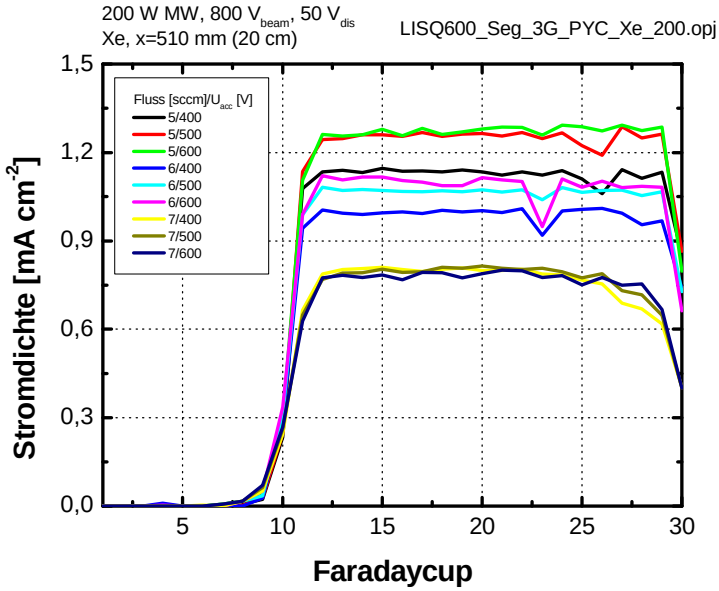
Die Abb. 43 zeigt die profilsteuerbare Linearquelle in der Tür der neu aufgebauten Testanlage. In ersten Versuchen konnte durch die Konzeption der Anlage und der Pumptechnik ein Basisvakuum von $1x10^{-8}$ mbar erreicht werden, was eine sehr gute Voraussetzung für industrietaugliche Tests für Präzisionsbeschichtungen darstellt.

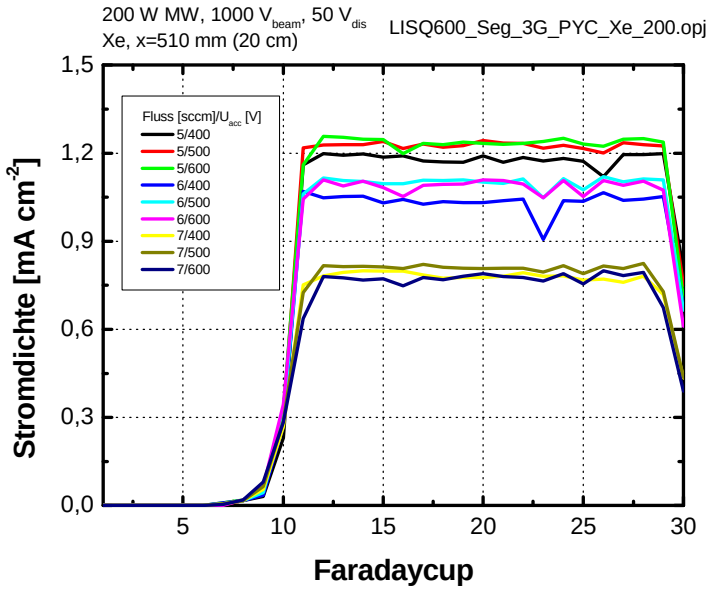
Abb. 43: 30 Segment-Linearquelle in der Testanlage

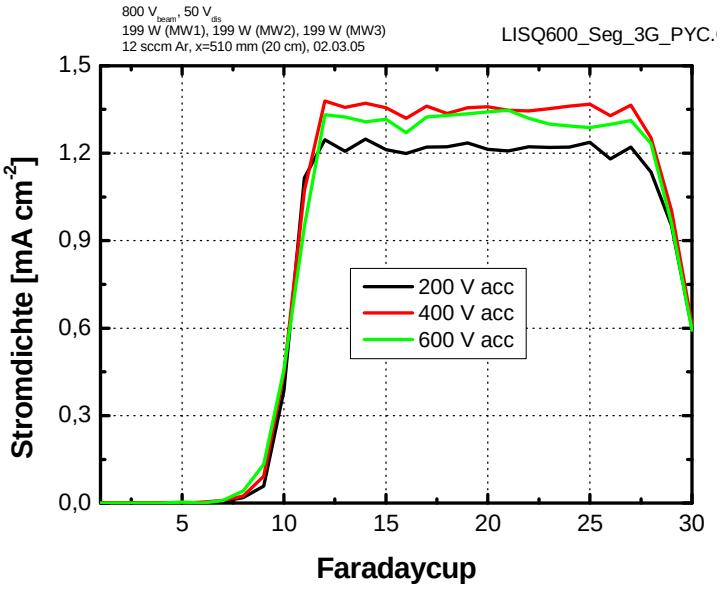
Profilmessungen mittels Faraday-Cups

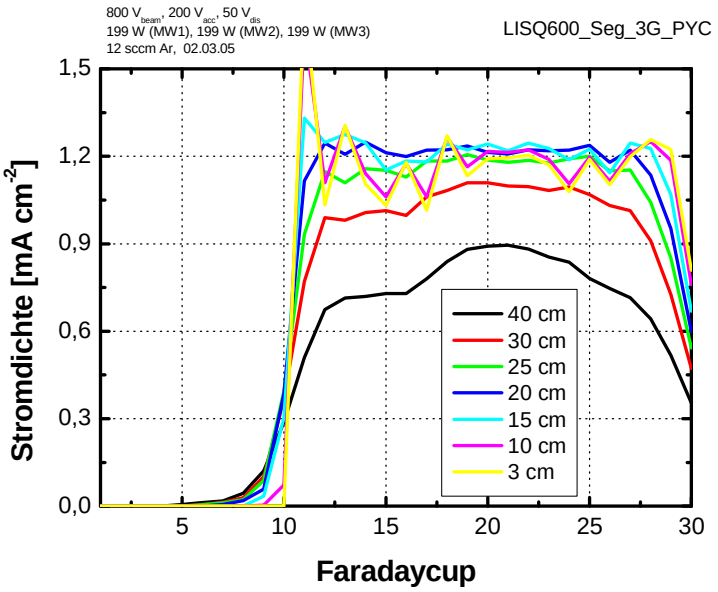
Mit einer Faraday-Cupzeile wurden die Ionenstrahlprofile gemessen. Ziel dieser Messungen war der Nachweis, dass mit der linearen Ionenstrahlquelle das Ionenstrahlprofil über die Nutzung der Puls-Längen-Modulation so eingestellt werden kann, dass Beschichtungen mit den geforderten Homogenitäten erreicht werden können.
Die folgenden Abbildungen zeigen die ersten Ergebnisse dieser Messungen.


200 W MW, 600 V_beam, 50 V_dis
Xe, x=510 mm (20 cm)
LISQ600_Seg_3G_PYC_Xe_200.opj
Fluss [sccm]/U_acc [V]
5/400
5/500
5/600
6/400
6/500
6/600
7/400
7/500
7/600
Stromdichte [mA cm-2]
Faradaycup
0,0
0,3
0,6
0,9
1,2
1,5
5
10
15
20
25
30


200 W MW, 800 V_beam, 50 V_dis
Xe, x=510 mm (20 cm)
LISQ600_Seg_3G_PYC_Xe_200.opj
Fluss [sccm]/U_acc [V]
5/400
5/500
5/600
6/400
6/500
6/600
7/400
7/500
7/600
Stromdichte [mA cm-2]
Faradaycup
0,0
0,3
0,6
0,9
1,2
1,5
5
10
15
20
25
30


200 W MW, 1000 V_beam, 50 V_dis
Xe, x=510 mm (20 cm)
LISQ600_Seg_3G_PYC_Xe_200.opj
Fluss [sccm]/U_acc [V]
5/400
5/500
5/600
6/400
6/500
6/600
7/400
7/500
7/600
Stromdichte [mA cm-2]
Faradaycup
0,0
0,3
0,6
0,9
1,2
1,5
5
10
15
20
25
30


800 V beam, 50 V ds
199 W (MW1), 199 W (MW2), 199 W (MW3)
12 sccm Ar, x=510 mm (20 cm), 02.03.05
LISQ600_Seg_3G_PYC.
Stromdichte [mA cm-2]
Faradaycup
200 V acc
400 V acc
600 V acc


800 V beam, 200 V acc, 50 V ds
199 W (MW1), 199 W (MW2), 199 W (MW3)
12 sccm Ar, 02.03.05
LISQ600_Seg_3G_PYC
Stromdichte [mA cm-2]
Faradaycup
40 cm
30 cm
25 cm
20 cm
15 cm
10 cm
3 cm

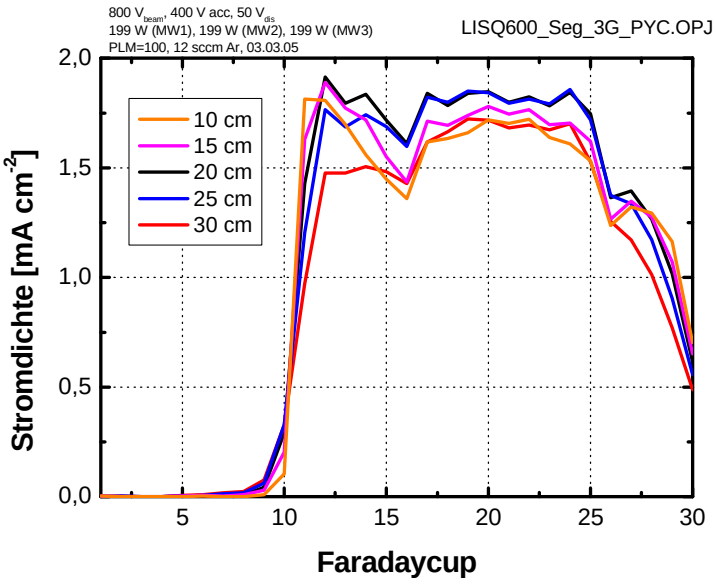


Abb. 44: Beispiele für die Homogenisierung von Ionenstrahlprofilen einer 400 mm ECR - Linearquelle durch Einsatz der elektrischen Strahlprofilsteuerung bei unterschiedlichen Parametern und Messabständen

Die Profile wurden in den obigen Darstellungen mit einem 400 mm fokussierenden Gittersystem, 20 Segmente, Fokus auf 200 mm abgestimmt gemessen. Die Faraday-Cupzeile ist so gebaut, dass der Abstand der Cups dem Abstand der Segmente untereinander entspricht, also 20mm ist. Der einzelne Cup befindet sich dann zentral vor dem jeweiligen Segment. Die PLM wurde immer auf optimale Homogenität unter den jeweiligen Bedingungen optimiert.
Die Ergebnisse der Quellenuntersuchungen zeigen, dass die Aussicht mit diesem Konzept die geforderten Beschichtungshomogenitäten von < 1% zu erreichen hoch ist. In weiterführenden Untersuchungen wird dieses neue Ionenstrahlabscheideprinzip anhand der Schichteigenschaften noch optimiert und seine Einsetzbarkeit für hochqualitative Schichtabscheidung z.B. zur Herstellung von Multilayern für EUVL-Maskblanks gemeinsam mit industriellen Partnern evaluiert werden.

7. Nutzen und Verwertbarkeit der Ergebnisse

Das im Rahmen des Vorhabens erarbeitete Know How wird sowohl für die technologische Nutzung der Ionenstrahltechnik im Institut selbst als auch in Verbindung mit neuen Entwicklungen des IOM auf der Ionenquellenstrecke bei den industriellen Partnern

Roth&Rau AG, Ostec GmbH Meißen und SenVac GmbH genutzt werden. Die im Vorhaben untersuchten Prinzipien zur Steuerung von Ionenstromdichteprofilen konnten auf einem industriell zu verwertendem Niveau erfolgen. Technologien, die diese Möglichkeiten nutzen, sind im Vorhaben aus Zeitgründen nur angearbeitet worden. Weitergehende Technologieentwicklungen für diese Prozesse sind bereits gemeinsam mit Partnern in Arbeit bzw. in der Planungsphase. Mit einer Verwertung der Ergebnisse ist daher mittelfristig (in den nächsten 5-10 Jahren) zu rechnen.

8. Bewertung der Ergebnisse an Hand des derzeitigen internationalen Standes

Die Arbeiten auf dem Gebiet der Breitstrahlionenquellenentwicklung sind recht überschaubar und werden im wesentlichen in den USA sowohl durch die NASA (elektrische Raumantriebe) als auch durch große Firmen wie z.B. Veeco oder Boeing getragen. Während im Raumfahrtbereich Entwicklungen mit anderen Zielrichtungen (Lebensdauererhöhung, Materialprobleme in diesem Zusammenhang, Anpassung an spezielle Antriebsbedingungen) durchgeführt werden sind die Arbeiten in den großen Firmen der starken Geheimhaltung unterworfen.

Ergebnisse aus den Raufahrtanwendungen zur Strahlprofilsteuerung in der im Projekt bearbeiteten Form sind bisher nicht bekannt. Lediglich die Form der Clusterung zur Erhöhung des erzeugten Schubes von elektrostatischen Triebwerken ist diskutiert aber nicht in dieser Form für die im Projekt beleuchteten Anwendungen nutzbar. Eine im Vorhaben realisierte elektrische Strahlprofilsteuerung ist bisher nicht untersucht worden und wurde deshalb durch das IOM zum Patent angemeldet. Das Konzept und der Aufbau des 30-fach PLM-Strahlschalters ist in der vorgestellten Form neu und eröffnet somit auch neue Möglichkeiten für die Ionenstrahltechnik in den betrachteten Anwendungsbereichen. Untersuchungen zum exakten Einfluss z.B. auf die Gitterlebensdauer durch Änderungen der Beamlets auf der Schaltflanke sind derzeit in der Bearbeitungsphase. Da diese Schaltflanken aber im gesamten Bereich sehr steil sind, werden diese Einflüsse gering eingeschätzt und ein Einsatz dieser Technik auch bei den Raumtriebwerken für möglich gehalten.

Die vorgeschlagene und realisierte closed loop Steuerung des Strahlprofils ist unikal und nur für Hochtechnologieanwendungen praktikabel. Da der dafür notwendige Beschaltungs- und Steuerungsaufwand sehr hoch ist, wird derzeit noch an robusten, für den weiten industriellen Einsatz nutzbaren Lösungen aus Kombinationen von zwei im Vorhaben untersuchten Strahlsteuerverfahren gearbeitet (Gittermodifikation in Kombination mit Segmentierung).

Eine Clusterung von Breitstrahlmodulen zur Erzeugung großflächig homogener oder andererseits sehr intensiver Ionenstrahlen wurde bisher in der im Vorhaben vorgeschlagenen und untersuchten Form in der Literatur noch nicht beschrieben. Die Möglichkeiten dieser Clusterung sind nach unserer Meinung als sehr positiv einzuschätzen – bergen doch monolithische Lösungen zur Erzeugung homogener Ionenstrahlen größeren Durchmessers erhebliche Herstellungs- und Stabilitätsprobleme in sich. Bedenken gegen die vorgeschlagene Clusterung bestehen bei potentiellen Nutzern (z.B. aus dem IT –Bereich) lediglich in der Beherrschbarkeit der Stabilität des Clusters. Nach Meinung der Bearbeiter sind die Chancen der positiven Lösung und des experimentellen Nachweises zu dieser Problematik sehr hoch – er war aber aus Zeit- und Kapazitätsgründen im Vorhaben nicht möglich und ist deshalb noch zu erbringen.

Zur Strahlprofilsteuerung über die Modifikation der Gitter kann aus der Vorstellung von technologischen Möglichkeiten von Veeco-Lösungen geschlussfolgert werden, dass diese Methode auch bei dieser Firma seit kurzem zur Strahlprofilsteuerung eingesetzt wird. Entsprechende Vorträge, die diese Schlussfolgerungen zulassen, wurden auf der DISCON (Informationen über DISCON-Teilnehmer) in den letzten 2 Jahren gehalten.

Die im Vorhaben durchgeführten grundlegenden Arbeiten zur Plasmarandschicht- und Ionenstrahlcharakterisierung sind an mehreren Punkten (Nano- Stäube als Sonde, Thermosonde, Randschichtphotometrie, 3D-Einzelfaraday-Sonde) auch international neu und fanden bei der Vorstellung auf mehreren Tagungen starke Beachtung durch das Fachpublikum. Ihre weitere Verbreitung ist nach Auffassung der Bearbeiter als sicher einzuschätzen.

Zusammenfassend ist festzustellen, dass durch das Vorhaben international konkurrenzfähige Lösungen für ein speziell an die Technologie angepasstes Ionenquellendesign erarbeitet wurden und einsatzbereit sind.