

Entwicklung einer leistungsfähigen Ionenquelle zur Herstellung dünner Schichten hoher optischer Güte

Von der Fakultät für Mathematik und Physik der Gottfried Wilhelm Leibniz
Universität Hannover

zur Erlangung des Grades

Doktor der Naturwissenschaften

- Dr. rer. nat. -

genehmigte Dissertation

von

Dipl. Physiker Thanh Hung Ly
geboren am 27.01.1975 in Bentre (Vietnam)

2007

Referent: Prof. Dr. H. Welling
Korreferent: Prof. Dr. E. Tiemann
Tag der Promotion: 31. Januar 2007

Abstract

Thanh Hung Ly

Entwicklung einer leistungsfähigen Ionenquelle zur Herstellung dünner Schichten hoher optischer Güte

Das Ionenstrahlzerstäubungs-(IBS-)Verfahren wird in der modernen Optikfertigung als ein Beschichtungsverfahren verwendet, das Schichten mit hervorragenden optischen und strukturellen Eigenschaften erzeugt. Gegenüber den thermisch basierten Verdampfungsprozessen besitzen die schichtbildenden Atome und Moleküle beim IBS-Verfahren eine um Größenordnungen höhere Energie. Die daraus resultierenden nahezu amorphen Schichtstrukturen befriedigen die höchsten Anforderungen, die aktuell an optische Funktionsschichten gestellt werden. Nachteilig an dem IBS-Prozess waren bislang die vergleichsweise niedrigen Aufwachsrate der Schichten und die kleinen Fertigungsladungen. Diese Limitierungen sind bedingt durch Ionenquellen mit kleiner Extraktionsfläche und niedrigen Strahlströmen. Um den stetigen Bedarf an optischen Komponenten für Hochtechnologiebereiche zu erfüllen, sind diese begrenzenden Faktoren beim Herstellungsverfahren zu lösen. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde eine Ionenstrahlquelle, basierend auf einem Ionentriebwerk für die Raumfahrt, entwickelt. Diese Quelle wurde auf die Anforderungen von Hochvakuum-Beschichtungsprozessen angepasst und ermöglicht somit die Herstellung hochreiner, optischer Funktionsschichten.

Einen weiteren Schwerpunkt stellt sowohl die Herstellung als auch die Charakterisierung der optischen Funktionsschichten mittels der zur Verfügung stehenden Mess- und Analyseverfahren dar. Die Eigenschaften der optischen Vergütung, der Brechungsindex n , der Extinktionswert k und die Absorptionsverluste, wurden hierbei mit Schichten und Schichtsystemen konventioneller IBS-Quellen verglichen. Hierbei wurden Aufwachsrate bestimmt, die nahezu zwei Größenordnungen höher sind im Vergleich zu den vorhandenen IBS-Prozessen. Diese Leistung reicht an konkurrierende thermische Beschichtungsprozesse heran, ohne den Vorteil mit IBS produzierten Schichten dabei einzubüßen. Hergestellt wurden dielektrische Schichten aus Siliziumdioxid, Tantalpentoxid und Titandioxid. Untersucht wurden sowohl Einzelschichten aus diesen Materialien als auch Spiegelsysteme für die Wellenlänge 1064 nm. Mit der vorgestellten Ionenquelle konnten Multi-Schichtsysteme mit Absorptionsverlusten von 5 ppm hergestellt werden. Während des Prozesses wurden Aufwachsrate von 1 nm/s bestimmt. Die vorliegende Arbeit löst wesentliche Limitierungen des IBS-Beschichtungsprozesses durch die Entwicklung einer hochleistungsfähigen Ionenstrahlquelle.

Schlagnworte: *IBS, Ion Beam Sputtering, Ionenstrahlzerstäubung, dielektrische Schichten, Raumtriebwerk, RIM, hochpräzise Optikfertigung, Prozessentwicklung*

Abstract

Thanh Hung Ly

Development of a high power ion source for the thin films deposition with high optical quality

Ion beam sputtering (IBS) is an advanced state of the art deposition process for the manufacturing of high precision optical coatings. The IBS method generates layers with superior optical quality. The typical energy of atoms and molecules deposited on the growing layer is in orders of magnitudes higher compared to thermal evaporation coating processes with 0,2 eV. As a consequence of the high kinetic atom energy in the range of 5 to 20 eV, the IBS-layer structure is nearly amorphous. Low loss coatings with total losses below 5 ppm can be produced. However, in comparison to thermal evaporation methods the present IBS deposition rates are orders of magnitudes lower, which results in a reduced production yield. To meet the demand of high technology applications an up scaling of the sputtering rates is required. Within the scope of this work an ion source allowing for an increased deposition rate has been targeted. Based on a thruster for satellite navigation in spaceflight, a system was adapted to the specific needs of a highly efficient IBS process for the deposition of high quality optical coatings.

This work presents the development of a stable, high power ion source for processing of improved optical thin films with an increased deposition rate. Moreover, with this presented working set-up, optical components were produced. Suitable characterisation methods were used for the thin film assessment. Spectrophotometric measurement and microstructural investigation were performed. The optical properties: n , k , absorptance and structure composition, investigated by edx measurements, of single layers and multi layer systems have been determined for a variety of depositon conditions. A comparison to conventional IBS processes is reported. During the investigation, a deposition rate in two magnitudes higher compared to conventional IBS sources was measured. Thin films of silica, titania and tantalum oxide have been investigated. Besides single layers, high reflecting systems were also characterized. Low absorption loss levels of 5 ppm at 1064 nm with a deposition rate of 1 nm/s have been realized. It was demonstrated, that the presented solution provides a significant progress for the use of ion source for IBS process employed for optical coating deposition.

Keywords: *IBS, Ion Beam Sputtering, thin film coating technology, optical layer, ionthruster, ion source, radio frequency inductive plasma, high precision optical coating, process development*

Lebenslauf

Name	Thanh Hung Ly
Geburtstag	27.01.1975
Geburtsort	Bentre / Vietnam
Familienstand	Ledig

1986-1994	Sophienschule Gymnasium in Hannover
1994-2001	Studium Diplom Physik Universität Hannover
2001-2002	Zivildienst Friederikenstift Hannover
seit 2002	Promotionsstudent am Laserzentrum Hannover e. V.

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	v
1 Plasmaphysikalische Grundlagen der Ionenquelle	1
1.1 Gasionisierung und Plasmakenngrößen	2
1.1.1 Plasmaentladungsformen	3
1.1.2 Townsend Entladung und Paschenkurve	5
1.1.3 Verlustkanäle	7
1.1.4 HF-Anregung	8
1.2 Plasmarandgebiet	12
1.2.1 Debye Theorie	12
1.2.2 Potentialverlauf im Randgebiet	15
1.2.3 Bohmsches Randgebietkriterium	18
1.2.4 Child-Langmuir Gesetz	20
1.3 Zusammenfassung	20
2 Aufbau und Entwicklung der Ionenquelle	23
2.1 Entwicklungsgeschichte	23
2.2 Entwurfsrichtlinien	26
2.3 Aufbau und Komponenten	28
2.3.1 Plasmagefäß	29
2.3.2 Gaseinlass	30
2.3.3 Hauptflansch	34
2.3.4 Gitterring	34
2.3.5 HF-Spule	35
2.4 Die Ionenoptik	35
2.4.1 Die Ionenextraktion	36

2.4.2	Die Raumladungsbegrenzung	37
2.4.3	Kenngröße Perveance	38
2.4.4	Drei-Gitter-Extraktionssystem	39
2.4.5	Gitterauslegung und -fertigung	43
2.5	Die elektrische Versorgung	54
2.5.1	Die Grundlagen der HF-Impedanz Anpassung	56
2.5.2	Skineneffekt	61
2.5.3	Filtersysteme für die HV-Versorgung	62
2.5.4	Kühlung der Quelle	66
2.6	Zusammenfassung	67
3	IBS Beschichtungen	69
3.1	Ionen-Festkörper-Wechselwirkung	69
3.1.1	Energieabhängigkeit des Sputterns	75
3.2	Herstellung und Charakterisierung dünner Schichten	80
3.2.1	Kriterien für die Güte optischer Schichten	80
3.2.2	IBS Prozess und Schichtstrukturen	81
3.3	Einzelschichtuntersuchungen	83
3.3.1	Siliziumdioxid	83
3.3.2	Tantalpentoxid	88
3.3.3	Verlaufsmessungen	93
3.4	Multilayersysteme I	96
3.5	Multilayersysteme II	103
3.6	Zusammenfassung	110
4	Zusammenfassung und Ausblick	111
	Danksagung	117
	Literatur	118

Einleitung

In modernen optischen Hochtechnologiefeldern skalieren die Anwendungen und Produkte häufig mit der Leistungsfähigkeit der verwendeten optischen Komponenten. Kernelement für deren Fertigung ist das verwendete Beschichtungsverfahren. Als etablierte Prozesse für die Herstellung von Schichtsystemen sind das konventionelle thermische Aufdampfverfahren und deren ionengestützte Optimierungen (engl. ion assisted deposition = IAD) zu nennen. Die Prozesslimitierungen bei dem Herstellungsverfahren begrenzen die Güte bereits an der Basis der betrachteten Wertschöpfungskette. Dabei steigen sowohl Bedarf als auch Anforderung durch kontinuierliche Entwicklungen der Anwendungsgebiete rasant an, etwa in der lasergestützten Materialbearbeitung, Medizin, Analytik und vor allem der physikalischen Grundlagenforschung. Ein konkretes, prominentes Beispiel sind hochpräzise, optische Dünnschichtfilter für das schnelllebige Gebiet der modernen Kommunikationstechnologie.

Diese hohen Anforderungen an das optische Produkt können vom gegenwärtigem Stand der Fertigungskette nicht zufriedenstellend erfüllt werden und erfordern daher neue Lösungskonzepte zur Prozessoptimierung, die praktikabel und anwendungsorientiert umsetzbar sein müssen.

Eine Weiterentwicklung der verdampfungsbasierten Herstellungsverfahren, bei dem das Beschichtungsmaterial direkt zerstäubt wird, stellt die Ionenstrahlzerstäubung dar. Ionenstrahlzerstäubung ist der Beschichtungsprozess für hochqualitative optische Funktionsschichten. Ursprünglich wurde das Ionenstrahlzerstäubungsverfahren (engl. ion beam sputtering = IBS) entwickelt, um Beschichtungen hoher Güte für Lasergyroskopspiegel herzustellen. Diese benötigen extrem niedrige Extinktions- sowie Streuverluste unterhalb von 10 ppm. Als Einteilung für optische Funktionsschichten gelten antireflektierende (=AR) und hochreflektierende (=HR) Design sowie weitere Filtersysteme. Für hochwertige dielektrische, optische AR- Beschichtungen wurden mittels IBS im Bereich von 200 nm bis 2 μm bisher Reflektivitäten $< 0,1\%$ erzielt. Die optischen Eigenschaften dielektrischer Spiegel im Bereich zwischen 500 nm und 2 μm können Werte $>99,999\%$ in Reflexion erzielen. Für ein optisches Filter, eingesetzt im Telekommunikationsbereich, liegen kommerziell verfügbare Dichte-Wellenlängen-Multiplexer (=DWDM) aktuell bei Verlusten $< 0,5\text{ dB}$, bei einem Wellenlängenabstand von 0,4 nm bzw. 50 GHz [veec].

Das IBS-Verfahren ist ein hochenergetischer Beschichtungsprozess. Das Beschichtungsmaterial wird hierbei mittels einer Ionenstrahlquelle von einem Target abgestäubt. Die wachsende Funktionsschicht wird von Adatomen gebildet, deren Energie typischerweise in einem Bereich von 5 eV bis 20 eV liegt. Als Konsequenz daraus ist die Schichtstruktur von IBS hergestellten Filmen nahezu ideal. Unter sämtlichen bekannten Beschichtungsverfahren, erzielt der IBS-Prozess heutzutage die beste Mikrostruktur. Diese sich stetig verbessernde Technik produziert Optiken von aussergewöhnlicher Güte, die eine hohe laserinduzierte Zerstörschwelle besitzen. Die Substrate sind im Vergleich zu konkurrierenden Prozessen einer niedrigen thermischen Belastung und Strahlendosis ausgesetzt. Damit wachsen sowohl die Materialauswahl als auch die Anwendungsfelder. Aktuell zeigt das Magnetron-Sputterverfahren vergleichbare Güten mit IBS- basierten Funktionsschichten. Diese Prozesstechnik wird vorwiegend im Architekturglasbereich eingesetzt.

Für die Anwendung der IBS Technik sind drei Kernkomponenten notwendig:

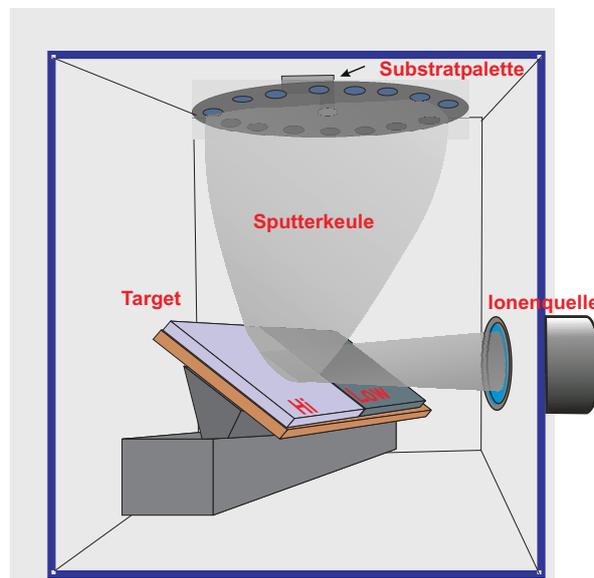


Abb. 1: Schematische Darstellung des Ionenstrahlzerstäubens.

Eine leistungsfähige Ionenquelle, um energiereiche Gasionen zu erzeugen. Die Ionenenergie liegt typischerweise im Bereich von 0,5 keV bis 2 keV. Moderne Ionenstrahlquellen für den IBS Prozess bestehen aus einer Entladungskammer, in der eine HF angeregte Gasionisation stattfindet. Diese Ionen werden über statische elektrische Felder, angelegt über Multigittersysteme, extrahiert. Der extrahierte Ionenstrahl wird häufig mittels einer Elektronenquelle neutralisiert, um eine kollimierte Strahlform zu erhalten bzw. der Colomb-bedingten Abstoßung der Ionen untereinander und mit anderen Anlagenkomponenten entgegenzuwirken.

Die zweite Komponente ist ein wassergekühltes Target, bestehend aus dem Beschichtungsmaterial, das entweder keramisch oder metallisch vorliegt. Die hochenergetischen Ionen stäuben das Beschichtungsmaterial vom Target unter Ausbildung einer definierten energetischen und räumlichen Verteilung ab. Im Falle des metallischen Targets ist eine zusätzliche Reaktivgaszufuhr notwendig, um das stöchiometrische

IBS Materialien und Anwendungen

	Materialien	Anwendung
Metall	Al, Ni, Nb, Mo, Ge, Fe, Cu, Ag, Pd, Pt, Si, V, W, Zr	Optik, Halbleitertechnik, Sensoren, Tribologie
Oxide	Al ₂ O ₃ , HfO ₂ , Nb ₂ O ₅ , Y ₂ O ₃ , Ta ₂ O ₅ , TiO ₂ , SiO ₂ , ZrO ₂	Optik, Sensortechnik
Fluoride	CaF ₂ , MgF ₂ , LiF, YF ₃ , LaF ₃	Optik, Sensortechnik
Andere	YBa ₂ Cu ₃ O ₇ , ITO, C, BN, TiC, DLC, SiO _x N _y , TiO _x N _y	Supraleitung, Tribologie, Optik, Displaytechnik

Tabelle 1: Übersicht der verwendeten Beschichtungsmaterialien sowie deren Anwendungsfelder.

Defizit des abgetragenen Materials zu kompensieren bzw. eine Oxidation zu gewährleisten.

Ein rotierender Halter für die Substrate ist das dritte Element. Dieser Halter befindet sich in der Sputterkeule, die aus dem abgetragenen Material ausgebildet wird. In manchen Systemen wird zusätzlich ein Fluß von reaktivem oder eventuell zusätzlich ionisierten inertem Gas auf die Substratepalette gerichtet, um eine ideale Stöchiometrie und damit eine verbesserte Mikrostruktur der Schicht zu erreichen.

Diese drei Funktionseinheiten arbeiten in einer Hochvakuumumgebung weitestgehend unabhängig voneinander unter dem Einfluss weniger und gut kontrollierbarer Prozessparameter zusammen. Dadurch ist IBS ein sehr stabiler Prozess mit einer hohen Reproduzierbarkeit und niedrigen Kontaminationsrate für die entstehende Schicht. Abbildung 1 stellt den geschilderten IBS Prozess dar. Die aktuelle Situation kommerziell erhältlicher IBS Techniken ist im Quellenverzeichnis dieser Arbeit unter [spec], [nord], [oxfo] und [CCRT] zitiert. Tabelle 1 gibt eine Übersicht der momentan verwendeten Beschichtungsmaterialien für den IBS Prozess sowie die bekannten Anwendungsfelder dafür an.

Um hochwertige optische Vergütungen zu erhalten, sind optimale Prozessparameter notwendig. Gegenwärtig liegen typische Werte z. B. für den Kammerenddruck bei $< 10^{-7}$ mbar. Nach Einlassen aller Arbeitsgase, d. h. während des Prozesses steigt der Druck gewöhnlicherweise in den Bereich von 10^{-4} mbar bis 10^{-3} mbar. Als Rate der wachsenden Schicht sind Werte um 0,1 nm/s zu erwarten, abhängig vom zerstäubbaren Beschichtungsmaterial. Die Beschichtungsfläche der zu vergüteten Optiken reicht von < 1 mm bis zu 500 mm im Durchmesser.

Die IBS-Technik wird durch die Leistungsfähigkeit der zur Verfügung stehenden Ionenquellen limitiert. Der Bau von leistungsfähigen Ionenquellen ist eine Ausgründung der Entwicklung von Ionenantrieben für die Raumfahrt. Die Realisierung solcher ursprünglich für die Fortbewegung von Raketen und Satelliten entwickelten Motoren ist seit Jahrzehnten ein intensiv bearbeitetes Forschungsfeld. In der deutschen Bundesrepublik wurde dies u. a. schon 1961 von Prof. Dr. H. Löb an der

Universität in Gießen begonnen. Er schlug damals den Bau eines elektrischen Raketentors durch eine Hochfrequenzionisation vor. Ausgehend von diesem Konzept entstand in Zusammenarbeit mit der heutigen ESA eine kommerzielle Quelle zur Materialbearbeitung, die RIM 10 A.

Die Anforderungen für die IBS-Prozess tauglichen Ionenquellen sind klar: Sie müssen Ionenstrahlen hoher Ströme, geeigneter Ionenenergien und Intensitätsprofile liefern. Darüber hinaus darf durch die Quelle keine Kontamination in den hergestellten Schichten verursacht werden, die zu Absorptionsverlusten führt. Gegenstand der vorliegenden Arbeit ist es somit, eine Ionenquelle zu entwickeln, die diesen Ansprüchen genügt sowie ihre Tauglichkeit für den IBS Prozess demonstriert.

Als Grundlage für das Verständnis der Physik von Ionenquellen sowie der Lösungskonzepte von Fragestellungen, die während der Entwicklungsphase aufgetreten sind, führt das Kapitel 1 in die wesentlichen Mechanismen und Wechselwirkungen der Plasmaphysik ein. Es beinhaltet die relevanten Prozesse und Merkmale der Plasmaerzeugung und des raumladungsbegrenzten Stroms. Die Kenntnisse von Gasentladungphänomenen und ihrer Erscheinungsbedingungen werden durch die dort vorgestellten Modelle quantifiziert und sind Voraussetzung für die Umsetzung und den Betrieb der Plasmaquelle.

Der Schwerpunkt dieser Arbeit liegt auf der Konstruktion und dem Bau der Ionenquelle, welcher in Kapitel 2 thematisiert ist. Als Basis dieser Entwicklung von der LZH RIM Ionenquelle diente eine RIM 10 A. Hierzu werden, ausgehend von den Entwicklungsrichtlinien der Anwendungsfelder und der grundlegenden Anordnung aller Quellenkomponenten, die Wechselwirkungsmechanismen für die Plasmaerzeugung und Ionenextraktion dargelegt. Diesem Funktionsprinzip folgen im Detail betrachtet die Entwicklungen an der elektrischen Versorgung der Ionenquelle, die einen stabilen Betrieb erst ermöglichen. Ein Netzwerk für die komplexe Impedanzanpassung von HF Generator und Plasmaquelle sowie elektrische Filtersysteme für die Kontaktierung der Hochspannungsversorgung an den Quellenelektroden wurden berechnet, simuliert und realisiert.

Die Anwendung der LZH RIM ist Gegenstand des Kapitel 3 und gliedert sich in die Herstellung optischer Funktionsschichten an zwei apparativen Aufbauten. In der ersten Adaption der LZH RIM an einer kommerziellen BAK 640 Beschichtungsanlage werden dielektrische Schichten aus SiO_2 und Ta_2O_5 gefertigt und charakterisiert. Mittels der am LZH zur Verfügung stehenden Mess- und Analysemethoden werden neben den Einzelschichten auch die Mehrschichtsysteme untersucht, die am zweiten Versuchsstand hergestellt wurden. Hier wurden Multilayer aus TiO_2 und SiO_2 gefertigt.

Innerhalb der beiden Untersuchungsreihen werden die erzielten Ergebnisse anhand vorliegender Schichtcharakteristika von zwei alternativ verwendeten IBS Quellen qualifiziert. Neben dem Hauptaugenmerk, der Herstellung optischer Dünnschichten hoher Güte, erfolgte auch eine Prozessoptimierung insbesondere im Hinblick auf die hohen Aufwachsraten bei gleichzeitig niedrigen Absorptionsverlusten der Optiken. Abschließend werden die erzielten Resultate in der Zusammenfassung beurteilt und in einem Ausblick auf weiteres Potential der LZH RIM verwiesen.

1. Plasmaphysikalische Grundlagen der Ionenquelle

Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine Ionenquelle entwickelt und optimiert. Damit eine Basis geschaffen wird, die wesentlichen Wechselwirkungsmechanismen dieser Quelle identifizieren, analysieren und einteilen zu können, führt dieses Kapitel in die theoretischen Grundlagen der Physik von Gasentladungen ein. Wesentliche Plasmakenngrößen und -modelle werden hier definiert und vorgestellt. Ziel ist es, die Struktur des Plasmas, den elektrischen Durchbruch und die Wechselwirkungen der signifikanten Parameter beschreiben zu können.

Die Ladungsträgererzeugung wird bei dieser Plasmaquelle mittels hochfrequenter Wechselfelder verursacht. Dadurch entstehen unterschiedliche Plasmaentladungsformen, die einerseits notwendig für den Betrieb sind, andererseits zu Instabilitäten führen und sich somit störend auswirken. Insbesondere wird auf die Energieverteilung der Ladungsträger im Plasmarandgebiet eingegangen, um die Belastungsmechanismen an den Komponenten der Ionenquelle zu verdeutlichen und limitierende Größen wie den raumladungsbegrenzten Strom für die Ionenextraktion darzustellen.

Eine kurze Darstellung der Ionisationsprozesse leitet das Kapitel ein. In Abschnitt 1.1.1 werden unterschiedliche Plasmaentladungen vorgestellt, die im Betrieb einer Ionenquelle auftreten. Daran anschließend folgt in 1.1.2 eine quantitative Beschreibung der Plasmazündung. Nachfolgend behandelt Abschnitt 1.1.4 die Gasionisation mittels EM-Wechselfelder. Abschnitt 1.2 führt schließlich die Grundlagen für das Verhalten der Ladungsträger im Plasmarandgebiet ein, um darauf basierend den dort lokal vorherrschenden Potentialverlauf zu gewinnen.

Im Rahmen dieser Arbeit wird die Plasmaphysik mit makroskopischer Theorie abgehandelt. Naturgemäß enthalten die Gleichungen der makroskopischen Theorie weniger Information als die Gleichungen der grundlegenden mikroskopischen Theorie. Dafür sind erstere in ihrer mathematischen Struktur wesentlich einfacher. Soweit es möglich ist, gibt man ihr deshalb den Vorzug. Solange sich das betrachtete Phänomen im Gültigkeitsbereich befindet, lassen sich so viele Fragestellungen mit ihr lösen. Aktuelle Entwicklungsarbeiten an unterschiedlichen Plasmageneratortypen benutzen ebenfalls diese Ansätze [z. B. NASA Glenn Research Center].

1.1 Gasionisierung und Plasmakenngrößen

Ein Gemisch aus geladenen Teilchen, d. h. von Elektronen und Ionen, sowie neutralen Teilchen wie Atome und Moleküle, die ein kollektives Verhalten aufweisen, nennt man Plasma. Diese Bezeichnung wurde vom amerikanischen Chemiker Irving Langmuir geprägt (1881-1957). Verglichen mit dem Verhalten der Teilchen des idealen Gases überwiegen und bestimmen die Wechselwirkungen der angeregten und geladenen Bestandteile das Verhalten des Plasmas.

Um ein Plasma aus einer Gasmenge zu erzeugen, muss hinreichend viel Energie eingekoppelt werden. Diese wird dazu benötigt, um Ladungsträger zu trennen. Die Entladung wird in Kategorien eingeteilt, um eine vereinfachte Beschreibung zu ermöglichen. Die Anzahl der verschiedenen Bestandteile des Plasmas pro Volumeneinheit, die Plasmadichte, ist eine charakteristische Kenngröße. Man differenziert hierbei zwischen:

- Ionendichte n_i : Anzahl der positiv geladenen Teilchen pro Volumen
- Elektronendichte n_e : Anzahl der Elektronen pro Volumen
- Neutralgasdichte n_0 : Anzahl der ungeladenen Teilchen pro Volumen

Im weiteren Verlauf dieser Arbeit wird die Konvention getroffen, unter der Bezeichnung Ionen die *positiven* Ladungsträger zu verstehen.

Die Dichte eines Gases ist von Temperatur und Druck abhängig. Unter Normalbedingungen, d. h. einem Atmosphärendruck von 1013 hPa und Raumtemperatur von 273 K, beträgt beispielsweise die Dichte der Luft 1,3 kg/m³. Über die Avogadrokonstante lässt sich die Gasdichte auch in eine Teilchenanzahl umformen, bei bekannter Zusammensetzung für Luft folglich $2,68 \cdot 10^{25} m^{-3}$. Das im Rahmen dieser Forschungsarbeit betrachtete Laborplasma hat eine vergleichsweise geringere Dichte im Bereich von $\sim 10^{17} m^{-3}$ [LeLS99].

Bei neutralen Atomen oder Molekülen können Elektronen aus der Hülle durch Energiezufuhr entfernt werden. Dies erfolgt z. B. durch:

- kinetische Energie: Stöße von Teilchen
- Elektromagnetische Strahlung: Hochfrequenz- oder γ - Strahlung
- statische elektrische oder magnetische Felder hoher Stärke

Die Energie, mit dem ein Elektron an das Atom oder Molekül gebunden ist, bezeichnet man als Ionisierungsenergie. Typische Werte für eine einfache Ionisierung des Teilchens liegen zwischen 3,9 eV für Cäsium und 24,6 eV für Helium. Die entsprechenden Werte für die Mehrfachionisation eines Elements liegen dann kanonisch höher. Dies kann Abbildung 1.1 entnommen werden.

Bei der Einfachionisation werden Ionen und Elektronen immer paarweise erzeugt. Zwei Prozesse dominieren die Ladungsträgererzeugung, die Stoß- und die Photon - Ionisation.

$$n^{q+} + e^- \rightarrow n^{(q+a)+} + (a - 1)e^- \quad (1.1)$$

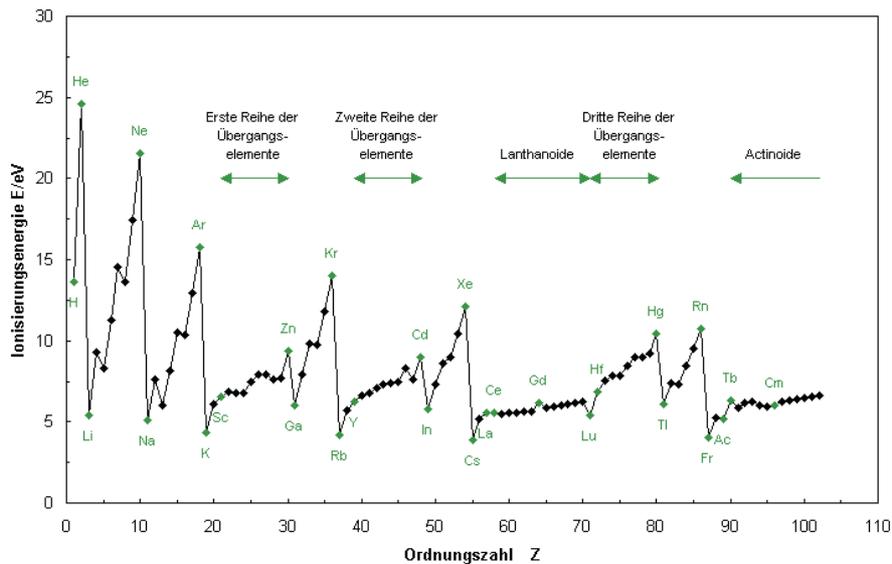


Abb. 1.1: Ionisierungsenergien der Elemente aufgetragen über ihre Ordnungszahl für Einfachionisation (*Quelle: ChemGlobe*).



Ein q -fach positiv geladenes Teilchen n stößt elastisch mit einem Elektron e^{-} in Gleichung 1.1. Durch diesen Stoß wird das Teilchen $q + a$ -fach geladen, $a - 1$ viele Elektronen werden emittiert. In Gleichung 1.2 wird ein q -fach positiv geladenes Teilchen n durch Absorption eines Photons ionisiert. Auch bei diesem Prozess werden Elektronen freigesetzt.

Eine weitere charakteristische Kenngröße ist der *Ionisationsgrad* χ_p für das Plasma. Dieser gibt an, welcher Anteil der Neutralteilchen ionisiert ist:

$$\chi_p = \frac{n_e}{n_0 + n_i} \quad (1.3)$$

Bei einem einfach geladenen Plasma liegt χ im Bereich zwischen 1 für eine vollständig ionisierte Gasentladung und 10^{-8} für eine sehr schwache Ionisation. Im weiteren Verlauf meint Ionisation die Einfachionisation der Teilchen.

Die Entladungsformen im Plasma stehen im Bezug zum stabilen Betrieb der Ionenquelle. Insbesondere können durch ihre Leuchterscheinungscharakteristik Aussagen auf z. B. die thermische Belastung an der Elektrode getroffen werden. Deshalb wird im Folgenden darauf eingegangen, aus den Grundlagen eine Lösungsstrategie für die Fragestellungen beim Bau der Quelle zu entwickeln (vgl. Abschnitt 2.3.2).

1.1.1 Plasmaentladungsformen

Eine der offensichtlichsten Erscheinungen des Plasmas ist das sogenannte Plasma-glühen oder Plasmaleuchten. Hierbei werden Gasmoleküle durch Stöße angeregt und emittieren bei Relaxation Photonen im sichtbaren Spektralbereich von 400 - 800 nm.

Die klassische Anordnung zur Erzeugung und Untersuchung von elektrischen Entladungen besteht aus einem mit Gas gefüllten, evakuierbaren Glasgefäß, in dem

Elektroden integriert sind und an die eine Gleichspannungsquelle angeschlossen ist. Da in einem Gas durch zufällige Ereignisse, ausgelöst durch äußere Einflüsse wie einfallendes UV-Licht, kosmische Strahlung oder natürliche radioaktive Strahlung, ständig frei bewegliche Ladungsträger vorhanden sind, kann ein erster Stromfluss erfolgen, sobald von außen eine Spannung an die Elektroden angelegt wird. In Folge dessen werden Elektronen beschleunigt, die durch elastische Stöße die Neutralteilchen ionisieren.

In Abhängigkeit von angelegter Spannung, Ladungsträgerverteilung und Gasdruck und -sorte bilden sich unterschiedliche Plasmazonen aus. Dabei werden verschiedene Regime in sogenannten Entladungsräumen unterschieden. Abbildung 1.2 illustriert diese Entladungsräume.

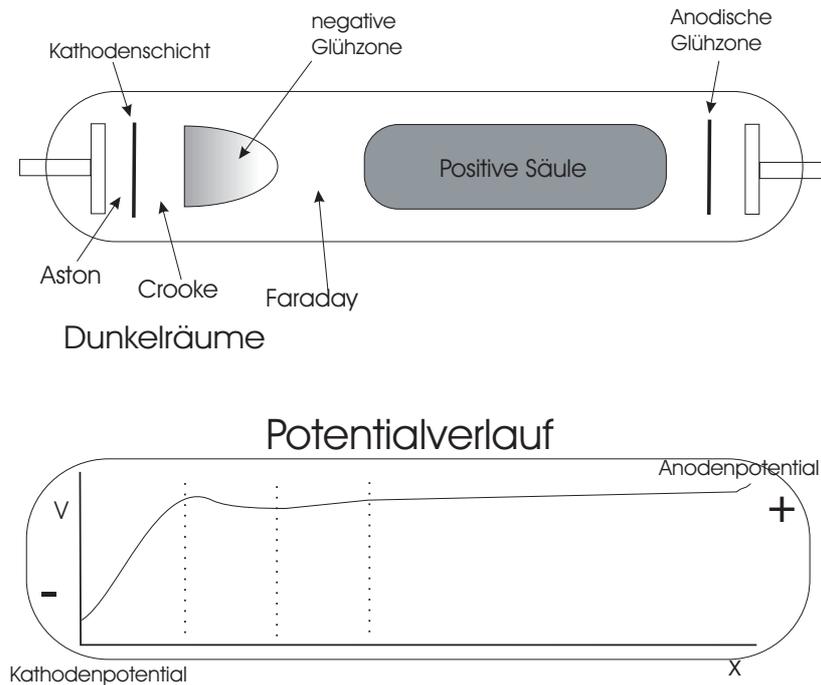


Abb. 1.2: Entladungsräume einer klassischen Gleichspannungsentladung. Die Plasmazonen werden maßgeblich in Form und Position durch die kinetische Energie der Elektronen bestimmt. Darunter ist der Potentialverlauf entlang der Entladungsstrecke abgebildet. *Quelle: J. Wiley & Sons, Inc.*

In Kathodennähe bilden sich Dunkelräume aus. Dieser Ausdruck deutet an, dass das von der Entladung erzeugte Licht vernachlässigbar ist und eine Ladungsträgererzeugung durch Photoionisation ausgeschlossen werden kann. Diese Dunkelräume sind größtenteils nach ihren Entdeckern benannt und unterteilen sich beginnend von der Kathode in nachstehend beschriebenen Gebiete:

Die Elektronen verlassen die Kathode mit relativ geringen kinetischen Energien von einigen eV und werden durch das Potentialgefälle beschleunigt. Nach kurzer Entfernung erhalten sie genug Energie, um Atome anzuregen. Dies führt zur scharf definierten *Kathodenschicht*. Erfahrungsgemäß liegen somit die Anregungslinien geringerer Energien der Kathode am nächsten.

In größerer Entfernung zur Kathode haben die Elektronen schon zu viel Energie, um die Atome oder Moleküle lediglich anzuregen. Diese werden ionisiert und ebenfalls beschleunigt. Dies führt zu den *Astonschen - und den Crookschen Dunkelräumen*.

Charakteristische Farben der Gasentladung		
Element	Negative Glühzone	Positive Säule
Argon	dunkelblau	dunkelrot
Sauerstoff	gelblich	fahlblau
Stickstoff	rot	blau

Tabelle 1.1: typische Farben von ionisierten Arbeitsgasen der Ionenquelle

Wegen der unterschiedlichen Beweglichkeit der positiven und negativen Ladungen bauen sich Raumladungen auf, die die Spannungsverteilung charakteristisch verändern. Die *negative Glühzone* ist durch diese Überlagerung feldfrei. Die Ladungsträger bewegen sich in ihr zufällig und schirmen sich so gegenseitig ab.

In der *positiven Säule* wandern die Ladungsträger mit hoher Geschwindigkeit entsprechend ihrer Polarität zu den jeweiligen Schilden. Das Gas befindet sich hier im idealen Zustand des Plasmas mit gleich vielen negativen und positiven geladenen Teilchen. Die Ladungsträgerdichte ist hier am höchsten. In der Literatur wird diese Zone auch als „bulk plasma“ bezeichnet.

Im *anodischen Dunkelraum* werden Ladungsträger, die durch äußere Einflüsse entstehen, nach kurzer Beschleunigungsphase schließlich an der Anode entladen.

Abbildung 1.2 zeigt, dass das Potential nicht linear zwischen den Elektroden variiert. Die Ladungsträger haben schon allein aufgrund ihrer Masse eine unterschiedliche Mobilität, die zur Ausprägung von Raumladungen führt (vgl. Abschnitt 1.2 und 2.4.2). Über die unterschiedlichen Plasmazonen variieren die Ladungsträgerkonzentrationen. Aus der Superposition mit dem Beschleunigungsfeld resultiert der Potentialverlauf. Die Farben des Plasmaleuchtens üblicher Gase sind in Tabelle 1.1 aufgelistet.

1.1.2 Townsend Entladung und Paschenkurve

Die Ladungsträgererzeugung einer Gasentladung kann über die Townsendkoeffizienten α und γ beschrieben werden. Der erste Koeffizient α beschreibt das Ausmaß der von einem Elektron erzeugten Elektronenlawine entlang des elektrischen Feldes E . Deswegen wird α als Gasverstärkungskoeffizient bezeichnet.

$$E = \frac{U}{d} \quad (1.4)$$

$$\alpha = A \cdot p \cdot e^{-\frac{B \cdot p}{E}} \quad (1.5)$$

In Gleichung 1.4 ist U die Spannung zwischen den Elektroden, d deren Abstand und p der Gasdruck. In Gleichung 1.5 sind A und B charakteristische Gaskonstanten. Die Parameter A und B lassen sich nicht auf Naturkonstanten zurückführen und sind experimentell bestimmte Daten (vgl. Van-der-Waals-Gleichung) zu entnehmen.

Die Differentialgleichung (=DGL) für das Wachstum der Anzahl in einer Elektronenlawine N_e ist:

$$dN'_e = \alpha \cdot N'_e \cdot dx' \quad (1.6)$$

$$\int_{N_0}^{N_e} \frac{1}{N'_e} dN'_e = \int_0^x \alpha dx' \quad (1.7)$$

Nach Integration und Trennung der Variablen folgt die Lösung für die primäre Gasverstärkung:

$$N_e(x) = N_0 \cdot e^{(\alpha \cdot x)} \quad (1.8)$$

Hierbei benennt x die Beschleunigungsstrecke und N_0 die Startanzahl der Elektronen.

Darüber hinaus wird die eigentliche Zündung des Plasmas, der Übergang von der unselbständigen Entladung zur selbständigen Entladung durch weitere Prozesse signifikant beeinflusst: Vor allem Oberflächenprozesse an den Elektroden, welche die Freisetzung von sogenannten Sekundärelektronen verursachen, werden durch einen Koeffizienten für die Sekundärelektronenverstärkung γ , den zweiten Townsendkoeffizienten, berücksichtigt.

$$\gamma = \gamma_i + \gamma_p + \gamma_m + \dots \quad (1.9)$$

Den größten Anteil für die Bildung von Sekundärelektronen liefert hierbei γ_i , welcher den Einschlag von Ionen auf der Kathode repräsentiert. Ein weiterer Beitrag γ_p ist der Photoeffekt an der Kathode, gefolgt von den Einschlägen metastabiler oder schneller Atome γ_m auf die Kathode. Vernachlässigt werden hierbei weitere Volumen oder Oberflächeneffekte mit geringen Beiträgen.

Die primäre Gasverstärkung sowie die sekundäre Verstärkung müssen die Verlustprozesse (vgl. Abschnitt 1.1.3) kompensieren. Diese sind vor allem die Entladung der Ladungsträger an den Elektroden sowie die Rekombination von Ladungsträgern. Formell lässt sich diese Bedingung durch folgenden Ausdruck darstellen:

$$\gamma \cdot (e^{\alpha \cdot d} - 1) \geq 1 \quad (1.10)$$

Um eine selbstständige Entladung zu zünden bzw. aufrecht zu erhalten, muss ein primäres Elektron, das an der Anode entladen wurde, durch mindestens ein sekundäres Elektron ersetzt werden, das an der Kathode oder im Gas freigesetzt wird (das Gleichheitszeichen steht für genau eins).

Die dazu erforderliche Spannung wird daher auch als Zündspannung bezeichnet. Man kann eine Bestimmungsgleichung für die Zündspannung U ableiten, indem man die Gleichungen 1.4 bis 1.10 ineinander einsetzt und nach U auflöst:

$$U = \frac{B \cdot p \cdot d}{C + \ln(p \cdot d)} \quad \text{mit} \quad C = \ln \frac{A}{\ln(\frac{1}{\gamma} + 1)} \quad (1.11)$$

Die Gleichung 1.11 ist nach dem deutschen Physiker F. Paschen benannt. Die Paschenkurve gibt den Zusammenhang von der Durchbruchspannung für die Gasentladung in Abhängigkeit des Produkts von Druck und Abstand der Elektroden an. Abbildung 1.3 visualisiert den Zusammenhang zwischen Durchbruchspannung U sowie dem Produkt vom Gasdruck und dem Abstand der Elektroden zueinander ($p \cdot d$) am Beispiel von Argon, da dieses als Betriebsgas in der Entwicklungsphase verwendet wurde. Das Minimum der Kurve gibt eine Spannung an, unterhalb derer keine Entladung möglich ist.

Dieser Zusammenhang gewinnt im nachfolgenden Kapitel eine wichtige Bedeutung bei der Konstruktion der Ionenquelle, insbesondere in der Physik des Extraktionssystems.

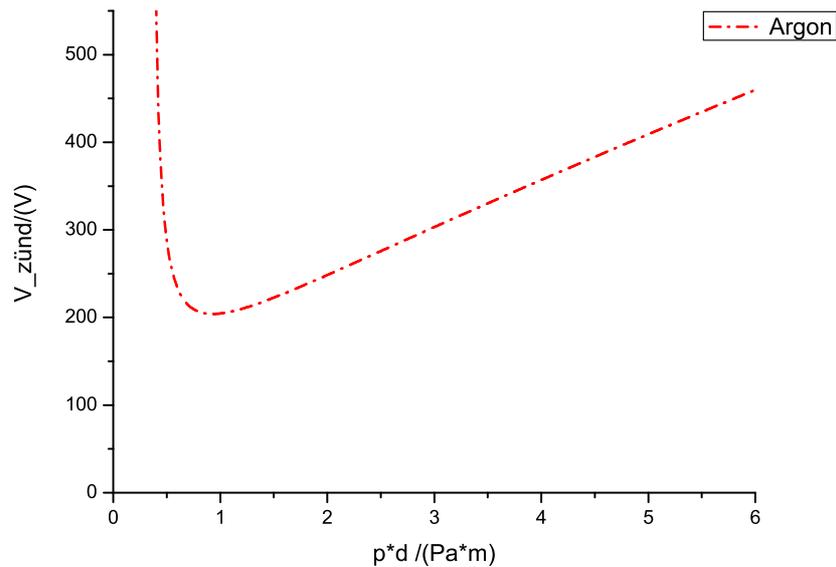


Abb. 1.3: Paschenkurve für Argon. Die Berechnung basiert auf den experimentellen Daten für A , B , α und γ aus [Naid99].

1.1.3 Verlustkanäle

Im Hinblick auf eine effiziente und ökonomische Erzeugung der Ladungsträger ist es notwendig, sich die Verlustmechanismen zu verdeutlichen. Die eingekoppelte Energie kann durch folgende Prozesse dissipieren:

- Diffusion
- Rekombination
- Elektroneneinfang

Bei der Diffusion bewegen sich die Ladungsträger durch stochastische Prozesse aus dem Bereich des Bulk Plasmas heraus an die Gefäßwand, wo sie schließlich rekombinieren. Der Umkehrprozess der Ionisation ist eine *Rekombination*. Diese führt unter Abgabe von Energie zur Erniedrigung des Ladungszustandes bzw. bei einfach geladenen Ionen zu elektrisch neutralen Atomen und Molekülen. Die Rekombination kann einerseits an Oberflächen wie beispielsweise der Gefäßwand, andererseits auch in der Gasentladung selbst stattfinden. Die direkte Volumenrekombination zwischen Elektronen und Ionen ist stark druckabhängig, da die kinetische Energie des Elektrons und die freigesetzte Ionisationsenergie aufgrund der Erhaltungssätze an ein drittes Teilchen weitergegeben werden muss. Die Wahrscheinlichkeit für diesen Rekombinationsprozess wächst daher mit steigender Neutralteilchendichte. Die Umkehr der Elektronen-Stoß-Ionisation lässt sich durch folgende Gleichung beschreiben:



Hierbei ist A bzw. B ein (geladenes) Teilchen und e^- ein Elektron.

Analog zur Elektronen-Stoß-Rekombination gibt es auch einen Prozess zur Rekombination negativer Ionen. Ein negatives Ion a^- kann mit einem positiv geladenen Ion A^+ durch Ion-Ion- oder 3-Körper-Wechselwirkung rekombinieren. Die bei dieser Reaktion freigesetzte Energie wird hierbei auf die Stoßpartner verteilt. Der Elektreneinfang wird durch Gleichung 1.13 beschrieben.



Hierbei fängt ein neutrales Gasmolekül unter Impulserhaltung ein Elektron ein und wird ionisiert. Dabei bricht die Molekülbindung auf.

Prinzipiell dominieren die Verlustmechanismen Diffusion und Rekombination vor dem Elektreneinfang in Abhängigkeit des Gasdrucks. Im Fall der hier betrachteten Ionenquelle liegt ein sogenanntes Niederdruckplasma vor (vgl. Abschnitt 1.2.1). Innerhalb dieses Druckbereichs dominieren Verluste durch Diffusion, die durch die Ladungsträgerdichteverteilung (Maxwell-Relation) eine exponentielle Abhängigkeit haben, vor denen der Rekombination. Dieser Verlustmechanismus hat hingegen nur eine quadratische Abhängigkeit. Damit überwiegen bei der Plasmaquelle Ionisationsverluste durch Stöße der Ladungsträger untereinander.

1.1.4 HF-Anregung

Bisher wurden Plasmaphänomene einer Gleichspannungs- (=DC-) Entladung betrachtet. Der nun folgende Abschnitt erfasst quantitativ die Physik einer induktiv gespeisten Ionenstrahlquelle:

- Gegeben sei ein elektrisches AC Feld mit fester Amplitude und Frequenz.
- Betrachtet wird die DGL eines ungedämpften Elektrons in diesem Feld.
- Die absorbierte Leistung des Feldes wird verteilt auf folgende Verlustmechanismen:
 - Aufheizen des Gases durch elastische Stöße zwischen Elektronen und Neutralgastteilchen
 - Rekombination der Ladungsträger an der Gefäßwand
 - Extraktion der positiven Ladungsträger aus dem Plasma

Die Überlegungen zu dieser Energieratengleichung enthält im wesentlichen die physikalischen Prozesse einer induktiv gekoppelten Plasmaquelle (**I**nductive **C**oupled **P**lasmasource). Das Plasma solcher Quellen wird mit elektrischen Wechselfeldern erzeugt.

Um sich den Unterschied zwischen der HF- und der DC-Entladung zu verdeutlichen, betrachtet man die Bewegung eines freien, ungedämpft schwingenden Elektrons mit Masse m_e in einem elektrischen Wechselfeld mit der Kreisfrequenz ω und der Amplitude \mathbf{E}_0 . Die Bewegungsgleichung ergibt sich nach klassischer Elektrodynamik zu:

$$m_e \frac{d\mathbf{v}_e}{dt} = -e_0 \mathbf{E}_0 e^{i\omega t} \quad (1.14)$$

Durch Integration der e-Funktion ergibt sich für die Geschwindigkeit \mathbf{v}_e des Elektrons

$$\Rightarrow \mathbf{v}_e = -\frac{e_0}{m} \frac{1}{i\omega} \cdot \mathbf{E}_0 e^{i\omega t} \quad (1.15)$$

und die tatsächliche Auslenkung \mathbf{x}_e ergibt sich nach Integration von 1.15 zu:

$$\Rightarrow \mathbf{x}_e = \frac{e_0}{m\omega^2} \cdot \mathbf{E}_0 e^{i\omega t} \quad (1.16)$$

Der komplexe Vorfaktor der Geschwindigkeit aus Gleichung 1.15 hat hierbei die Form:

$$\mu_{DC} = -\frac{e_0}{m} \frac{1}{i\omega} \quad (1.17)$$

und stellt die Beweglichkeit des Elektrons im gleichspannungsbeschleunigtem Feld dar.

Die Energieaufnahme des Elektrons ist im zeitlichen Mittel gegeben durch zeitliche Integration der Leistung des elektrischen Feldes P_0 :

$$\int_0^{2\pi} P_0 \cdot e^{i\omega t} dt = 0. \quad (1.18)$$

Verluste durch Strahlungsdämpfung werden hierbei vernachlässigt. Die Gleichung 1.18 verdeutlicht, dass vom schwingenden Elektron keine weitere Energieaufnahme möglich ist.

Beispielsweise läßt sich für eine Mikrowellenentladung, d. h. einer Anregungsfrequenz von 2,45 GHz, berechnen, dass die maximale Energie (bei gemessener Durchbruchfeldstärke von 100 V/cm), die ein Elektron in einer Halbwelle aufnimmt, kleiner als 0,1 eV ist. (Dazu bildet man das Produkt von der rechten Seite von Gleichung 1.14 und 1.15). Die Ionisierungsenergie von z. B. Argon ist hingegen 15,76 eV.

Es muss ein weiterer Mechanismus dafür verantwortlich sein, um die neutralen Atome bzw. Moleküle zu ionisieren.

In einem AC-Feld ist die Energieaufnahme des Elektrons unabhängig von der momentan aktuellen Orientierung des elektromagnetischen Feldes. In der positiven Halbwelle wird das Elektron zur Elektrode hin beschleunigt, in der negativen Halbwelle von ihr weg. Quantifizieren lässt sich dies mit den Größen $\frac{E}{p}$ und p . Hierbei ist E die elektrische Feldstärke und p der Gasdruck. p korreliert über die Teilchendichte mit der mittleren freien Weglänge λ_e :

$$\lambda_e = \frac{1}{n_e \cdot \sigma} \quad (1.19)$$

Im Allgemeinen ist der Streuquerschnitt σ abhängig von der Teilchenenergie. Die von einem Elektron im Mittel aufgenommene Energie ist proportional zu E/p .

Die Elektronenbewegung wird durch Stöße mit neutralen Teilchen gedämpft. Für die Absorption der elektrischen Leistung des angelegten Wechselfeldes ist das Verhältnis der Kreisfrequenz der Anregung ω zu der Stoßfrequenz des Elektrons mit neutralen Molekülen ν_m maßgeblich. Für die Stoßfrequenz ergibt sich:

$$\nu_m = \sigma_m \cdot v_e \cdot n_e \quad (1.20)$$

Dabei bezeichnet σ_m den Streuquerschnitt der Neutralteilchen, v_e die Geschwindigkeit des Elektrons und n_e die Teilchendichte der Elektronen.

Das Verhältnis ω/ν_m , wobei ω die Anregungsfrequenz beinhaltet und ν_m die Frequenz für den elastischen Stoß, drückt aus, wie schnell die getriebene Elektronenbewegung durch elastische Stöße gedämpft wird. Berücksichtigt man nun in der Bewegungsgleichung des Elektrons die Dämpfung, ergibt sich für DGL 1.14 folgende Modifikation im Nenner:

$$m_e \left(\frac{d\mathbf{v}_e}{dt} + \nu_m \mathbf{v}_e \right) = -e_0 \mathbf{E}_0 e^{i\omega t} \quad (1.21)$$

Die Lösung der DGL hat folgende Form:

$$\mathbf{v}_e = -\frac{e_0}{m} \cdot \frac{1}{i\omega + \nu_m} \cdot \mathbf{E}_0 e^{i\omega t} \quad (1.22)$$

Der Koeffizient vor der elektrischen Feldstärke in Gleichung 1.22 wird als Korrelationsfaktor zwischen der gedämpften Elektronengeschwindigkeit und dem elektrischen Feld identifiziert. Daraus folgt die Definition der *AC-Beweglichkeit* des Teilchens mit

$$\mu_{AC} := -\frac{e_0}{m_e} \cdot \frac{1}{i\omega + \nu_m} \quad (1.23)$$

Im Unterschied zur DC-Beweglichkeit taucht noch der Summand ν_m im Nenner auf, der die Trägheit der Elektronen berücksichtigt. Aufgrund des Reibungsterms in der DGL 1.21 ist die Beschleunigung

$$\langle \mathbf{a} \rangle \neq \left(\frac{d\mathbf{v}_e}{dt} \right) \quad \text{bzw.} \quad \frac{\langle \mathbf{a} \rangle}{\left(\frac{d\mathbf{v}_e}{dt} \right)} \neq 1 \quad (1.24)$$

Hierbei wurde das Verhältnis zwischen der Beschleunigung des treibenden Wechselfeldes mit der Veränderung der Geschwindigkeit des Teilchens betrachtet.

Nach Gleichung 1.21 ist

$$\mathbf{a} = \left(\frac{d\mathbf{v}_e}{dt} + \nu_m \mathbf{v}_e \right) \quad (1.25)$$

Spaltet man den Term 1.23 auf in Real- und Imaginärteil, so ergibt sich:

$$\mu_{AC} = -\frac{e_0}{m_e} \cdot \left(\frac{\nu_m}{\omega^2 + \nu_m^2} - \frac{i\omega}{\omega^2 + \nu_m^2} \right) \quad (1.26)$$

Für niedrige Frequenzen wird der imaginäre Anteil vernachlässigt und μ wird reell und konstant. Hieraus interpretiert man die Dämpfungskomponente der DC-Beweglichkeit.

Im AC-Fall hat man aufgrund der Trägheit der Ladungsträger bei der Oszillationsbewegung einen komplexen Anteil, der zu einer verminderten Leistungseinkopplung führt. Ein Elektron mit Geschwindigkeit v_0 absorbiert die Leistung:

$$P_{abs} = -\frac{1}{2} \cdot e_0 \cdot \mathbf{E}_0 \cdot \mathbf{v}_0 \quad (1.27)$$

Setzt man für das Produkt von $\mathbf{E}_0 \cdot \mathbf{v}_0$ die Lösung für die gedämpfte Elektronengeschwindigkeit aus Gleichung 1.22 ein, so folgt:

$$P = -\frac{1}{2} \cdot n \cdot e_0 \cdot \mathbf{E}_0 \cdot \mathbf{v}_0 \quad \Rightarrow \quad P = -\frac{1}{2} \cdot n \cdot e_0 \cdot \mu_{AC} \mathbf{E}^2 \quad (1.28)$$

In Gleichung 1.28 wurde lediglich die Teilchendichte n für sämtliche Elektronen heran multipliziert. Setzt man Gleichung 1.26 ein, folgt:

$$P_{abs} = -\frac{ne_0^2}{m\nu_m} \cdot \frac{\nu_m^2}{\nu_m^2 + \omega^2} \cdot \frac{\mathbf{E}_0^2}{2} = \frac{\epsilon_0 \omega_p^2}{\nu_m} \cdot \frac{\nu_m^2}{\nu_m^2 + \omega^2} \cdot \frac{\mathbf{E}_0^2}{2} \quad (1.29)$$

In Gleichung 1.29 tritt die Plasmafrequenz ω_p als Substitution auf. Diese beschreibt die Oszillation der Elektronendichte ohne treibende Kraft, d.h. nur durch die Coulomb-Beziehung der Ionen:

$$\omega_p = \sqrt{\frac{ne^2}{\epsilon_0 m}} \quad (1.30)$$

Den Prozess der Energieübertragung durch elastische Stöße mit Neutralteilchen zur Ladungsträgererzeugung heißt *Ohmsche Heizung*.

Aus diesem Modell der absorbierten Leistung kann weiter gefolgert werden:

Im Experiment wird die Ionenquelle an eine Hochvakuumanlage adaptiert. Damit die absorbierte Leistung für die Gasionisation ausreicht (bzw. maximal ist), muss der Spezialfall bei *niedrigen Drücken* betrachtet werden.

Ohne Gleichung 1.29 nach ν_m zu differenzieren, setzt man nun für den Fall der LZH RIM die Stoss- und Anregungsfrequenz in Relation:

Für niedrige Drücke, also $\nu_m \ll \omega$, d.h. viele Schwingungen pro Stoß, nimmt die mittlere freie Weglänge der Elektronen zu. Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Elektron dem Feld Energie entnimmt, sinkt damit. Um für eine Plasmazündung hinreichend viel Leistung einzukoppeln, betrachtet man die Faktoren aus Gleichung 1.29 und findet:

$$P_{abs} \sim \frac{\nu_m}{\nu_m^2 + \omega^2} \cdot \mathbf{E}_0^2 \quad \xrightarrow{\nu_m \ll \omega} \quad P_{abs} \sim \frac{\nu_m}{\omega^2} \cdot \mathbf{E}_0^2 \quad (1.31)$$

Um nach den bisherigen Überlegungen die Leistungseinkopplung P_{abs} bei sinkenden Drücken zu erhöhen, kann:

- die Feldamplitude erhöht werden. Dies wird durch Hochsetzen der HF-Leistung ($P \sim \mathbf{E}_0^2$) am Generator realisiert.
- die durchschnittliche Stoßfrequenz ν_m erhöht werden. Da ν_m mit der Teilchendichte skaliert, wird dies mittels kurzzeitiger Erhöhung des Gasdrucks erreicht („Druckstoßzündung“).
- die Kreisfrequenz ω des Wechselfeldes herabgesetzt werden. In Praxis ist dies mit einem Generator variabler Frequenz möglich.

In der Handhabung der im Rahmen dieser Arbeit am LZH entwickelten Ionenquelle, haben sich die ersten beiden Punkte als praxistauglich durchgesetzt. Die LZH RIM kann sowohl mittels kurzfristigem HF Leistungsschub (ca. 300 W bei 13,56 MHz) bei einem Gasfluss von 8 sccm Argon, als auch mittels Druckstoß gezündet werden. Nähere Leistungsdaten und Zahlen werden in dem Ergebniskapitel (vgl. Kapitel 3) dargestellt.

Bisher erfolgte die Darstellung der Energieeinkopplung in die Ratengleichung, um eine Plasmaentladung zu zünden und zu erhalten. Die Quantifizierung der energetisch dissipativen Prozesse ist ohne Kenntnis der entsprechenden Ratenkoeffizienten nicht möglich. Diese lassen sich meist nur experimentell bestimmen und wurden im Rahmen dieser Arbeit nicht weitergehend untersucht.

Die Optimierung dieses Ionenquellentyps ist weiterhin Gegenstand aktueller Forschungsarbeiten und kann bei [LKKF03b], [ZSLK⁺03], [TNFL⁺04] und [SBGB03] weiterverfolgt werden.

1.2 Plasmarandgebiet

Bisher wurde die Erzeugung der Gasentladung erläutert. Dieser Abschnitt beschäftigt sich daran anschließend mit der energetischen Betrachtung der Ladungsträgerarten in den Randgebieten und stellt diese in Relation zueinander. Mit Kenntnis der Teilchenenergie können Rückschlüsse auf die Belastung der Quellenkomponenten getroffen werden, die mit dem Plasma im direkten Kontakt stehen. Dies wird insbesondere bei der Untersuchung des Extraktionsprozesses durch eine Elektrodenanordnung mit statischen elektrischen Feldern wichtig.

Die Potentialvariation im Plasma ist besonders signifikant in den Randgebieten. Darunter sind insbesondere die Plasmagrenzbereiche an Wänden und Elektroden zu verstehen. Um eine Basis für die Unterteilung dieser Zonen, in denen das Potential derart variiert, zu schaffen, wird im folgenden Abschnitt die Debye'sche Theorie vorgestellt.

1.2.1 Debye Theorie

Das kollektive Verhalten der Plasmabestandteile zeigt sich deutlich bei den Phänomenen der Quasineutralität: Die negativ und positiv geladenen Teilchen haben eine unterschiedliche Beweglichkeit. Sie „orientieren sich gegenseitig“: Es bilden sich Ladungswolken aus leichter beweglichen Elektronen um die trägeren Ionen aus. Aus energetischer Sicht wird dadurch die Reichweite des Coulomb-Potentials auf sehr kleine Werte reduziert. Diese Abschirmung wurde zuerst von Debye und Hückel in ihrer Theorie der starken Elektrolyte in wässriger Lösung beschrieben. Die Ionendichte in einem thermischen Gleichgewicht ist gegeben durch die Maxwellverteilung mit:

$$n_I(x) = n_o e^{-\frac{e_0 V(x)}{k_B T}} \quad (1.32)$$

wobei n_o die Ionendichte in der ungestörten Lösung, $V(x)$ das Potential der Ionen, k_B die Boltzmannkonstante und T die Temperatur bezeichnet.

Man erhält bei vorhandener Raumladung das Potential durch die Poissongleichung:

$$\frac{d^2 V(x)}{dx^2} = \frac{n_o e_0}{\epsilon_0} \quad (1.33)$$

Die Feldstärke ergibt sich durch Ableitung des Potentials:

$$E = -\frac{dV(x)}{dx} = \frac{n_0 e_0}{\epsilon_0} \cdot x \quad (1.34)$$

Die Randwertbedingung für die DGL ist hierbei $\frac{dV}{dx} = 0$ bei $x = 0$ (von Neumann-Problem).

Für das Potential folgt dann:

$$V(x) = \frac{n_0 e_0}{2\epsilon_0} \cdot x^2 \quad (1.35)$$

Die Energie der Elektronen im Ionenpotential mit Abstand x folgt aus Multiplikation von Gleichung 1.35 mit der Elektronenladung:

$$\mathbf{E}(\mathbf{x}) = \frac{n_0 e_0^2}{2\epsilon_0} \cdot x^2 \quad (1.36)$$

Diesem orientierenden Coloumb-Effekt steht die chaotische Wärmebewegung mit $\frac{3}{2}k_B T_e$ gegenüber. Die Elektronen bilden um ein Ion herum eine kugelförmige Abschirmung, deren maximaler Radius ($x_{max} = \lambda_D$) sich durch eine energetische Betrachtung erhalten lässt:

$$\mathbf{E}_{max} = \frac{n_0 e_0^2}{2\epsilon_0} \cdot \lambda_D^2 \quad (1.37)$$

Diese Energie entspricht der mittleren kinetischen Energie in der zu untersuchenden Richtung ($\frac{1}{2} \cdot k_B T_e$ pro Dimension). Damit folgt für einen Radius in 3D:

$$\bar{E}_{kin}(x_{max}) = \frac{1}{3} \cdot \left\langle \frac{3}{2} \cdot k_B T_e \right\rangle = \frac{n_0 e_0^2}{2\epsilon_0} \cdot \lambda_D^2 \quad (1.38)$$

Aufgelöst nach λ_D

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T_e}{n_0 e_0^2}} \quad (1.39)$$

erhält man so die Debye-Länge.

Das Gleichgewicht der kinetischen Energie der Teilchen und deren elektrostatischer Energie gibt die Größe des Abschirmradius vor. Erhöht man die Anzahl der Ladungsträger (Plasmatichte), so verringert sich die Debye-Länge bzw. der Abschirmradius. Erhöht sich die Plasmatemperatur und damit auch die kinetische Energie der Entladungsbestandteile, so erhöht sich auch λ_D . Ohne thermische Bewegung der Elektronen würde die Abschirmungsladung sich nicht räumlich um das Ion anordnen können. Damit ist auch schon ersichtlich, dass ausschließlich die Elektronentemperatur und Dichte in die Debye-Länge λ_D eingeht, da diese eine wesentlich höhere Mobilität haben verglichen mit den maßegebundenen Ionen.

Das bisher geltende Coloumb Potential des Ions wird durch die Überlagerung der Elektronenabschirmung zum Debye-Hückel-Potential.

$$V_{Coul}(r) \sim \frac{1}{r} \quad V_{Deb} \sim \frac{e^{-\frac{r}{\lambda_D}}}{r} \quad (1.40)$$

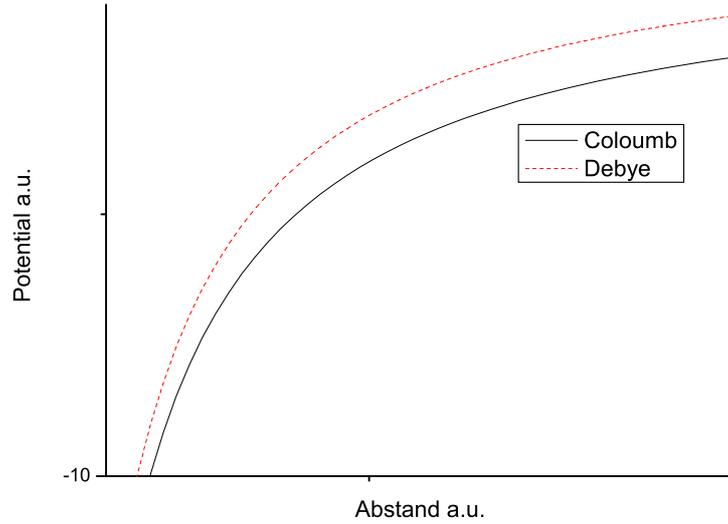


Abb. 1.4: Die Abbildung stellt das Coulomb- und Debye- Potential vergleichsweise zueinander dar. Das Coulomb Potential wird durch eine Ladungswolke abgeschirmt und wird dadurch zum Debye Potential. λ_D ist hierbei auf Eins normiert.

Wie aus Gleichung 1.39 zu sehen ist, ist die Debye-Länge von der Dichte der beweglichen Ladungsträger abhängig;

$$\lambda_D \sim \sqrt{\frac{k_B T_e}{\rho}} \quad \text{bzw.} \quad \lambda_D = 6,91 \sqrt{\frac{T_e}{n_e}} \quad [\text{cm}] \quad (1.41)$$

In Ausdruck 1.41 gibt ρ die Plasmadichte, k_B die Boltzmannkonstante und T_e die Elektronentemperatur an. Die rechte Seite von 1.41 stellt den linken Ausdruck nochmal in numerisch nützlicher Form dar. Für die Dimensionsangabe gilt hierbei: $T_e[K]$ die Temperaturangabe in Kelvin und die Teilchendichte n in Elektronen/cm³. Im vorliegenden Fall der Ionenquelle liegt im optimalen Fall ein einfach ionisiertes verdünntes Gas vor mit einem Druck von ca. 10^{-4} mbar und Elektronentemperatur von ca. $5 \cdot 10^4$ K. Hierbei liegt die Debyelänge λ_D bei ca. $10 \mu\text{m}$.

Plasmabedingungen und -bezeichnungen

Betrachtet man nun den Abstand der Ionenabschirmung und setzt ihn mit der räumlichen Ausdehnung des Plasmas in Relation, so ist häufig die gesamte Gasentladung sehr groß gegenüber der Abschirmlänge bzw. der Debye-Länge.

In dem Fall spricht man von einer **Quasineutralität** des Plasmas. Außerhalb des Debye Einschlusses verhalten sich die Ladungsträger neutral und somit ist die Gesamtheit des Plasmas nach außen hin neutral. Formell bedeutet dies, dass die Anzahl der positiven und negativen Ladungsträger im Mittel gleich ist. Für die Plasmadichte n gilt dann

$$n_e \simeq n_I \simeq n \quad (1.42)$$

Im angelsächsischen Raum wird hierfür auch der Begriff *Bulk Plasma* verwendet.

Bei einem (schwach) ionisierten Gas hingegen liegt die Debye-Länge in der Größenordnung der Plasmaausdehnung, die Ladungsträgerdichte ist sehr klein und damit liegt auch keine Quasineutralität vor.

Damit ein Plasma (nach dem Debyschen Verständnis) vorliegt, muss demzufolge die Debye-Länge (vgl. Gleichung 1.41) klein gegenüber dem mittleren Abstand der Ladungsträger sein.

Als zweite Bedingung betrachte man die Anzahl der Ladungsträger innerhalb der Debye-Sphäre.

$$N_D \sim \frac{4\pi}{3} n_e \lambda_D^3 \quad \sim \frac{T^{\frac{3}{2}}}{\sqrt{n}} \quad (1.43)$$

Die Anzahl der Ladungsträger innerhalb der Debye-Kugel N_D skaliert mit $T^{3/2}$ und reziprok zur Wurzel der Gesamtteilchendichte n . Daher ist eine weitere Anforderung an ein Plasma

$$N_D \gg 1.$$

Die Temperatur ist ein grundlegender Begriff zur Charakterisierung von Gasentladungen. Durch diese Größe unterscheidet man die sogenannten Gleichgewichtsplasmen oder auch thermischen Plasmen von den nicht Gleichgewichts- oder nicht thermischen Plasmen. Hierbei befinden sich die Ladungsträgerarten und Neutralteilchen nicht zwangsläufig im thermischen Gleichgewicht;

$$T_I \neq T_e \neq T_n.$$

In den bisherigen Betrachtungen wurde stellvertretend für T die Elektronentemperatur verstanden.

Im weiteren Verlauf dieser Arbeit ist mit Plasma eine quasineutrale, *kalte* Gasentladung gemeint. Die Stoßprozesse in diesen betrachteten Niederdruckplasma, d. h. die mittlere freie Weglänge ist relativ groß, reichen für ein thermisches Gleichgewicht nicht aus.

Typischerweise liegt die Elektronentemperatur des Plasmas der Ionenquelle in der Größenordnung einiger $(2 - 10)eV \sim 10^4 K$ (vgl. Abschnitt 2.1). Die Energie 1 eV entspricht dabei 11 600 K. Auf den ersten Blick erscheint dies sehr hoch, allerdings ist der Energietransfer durch elastische Stöße aufgrund des Massenverhältnisses der Elektronen und Ionen,

$$m_e \ll m_I,$$

vernachlässigbar klein. Die Ionen und Neutralteilchen des Plasmas haben eine vergleichsweise geringe und damit relativ *kalte* Temperatur. Wie in Abschnitt 1.1.4 gezeigt, wird die Energie wesentlich von den Elektronen übertragen.

Im Hinblick auf das Plasma der Ionenquelle gibt Tabelle 1.2 einen Überblick der Ionengeschwindigkeiten und damit deren kinetischer Energie an.

1.2.2 Potentialverlauf im Randgebiet

Die Ursache dieser Randschichten hat seine Begründung in der unterschiedlichen Mobilität der Ladungsträger. Elektronen besitzen im Vergleich zu den Ionen eine wesentlich kleinere Masse.

Mittlere thermische Geschwindigkeit von Elektronen und Argonionen

Energie [eV]	Elektronen $v_e [cm\cdot s^{-1}]$	Argon ⁺ $v_I [cm\cdot s^{-1}]$
0,1	$1,9 \cdot 10^7$	$6,9 \cdot 10^4$
1,0	$5,9 \cdot 10^7$	$2,1 \cdot 10^7$
10	$1,9 \cdot 10^8$	$6,9 \cdot 10^7$
100	$5,9 \cdot 10^8$	$2,1 \cdot 10^7$
1000	$1,9 \cdot 10^9$	$6,9 \cdot 10^7$

Tabelle 1.2: Teilchengeschwindigkeiten von Elektronen und Argonionen.

Diese unterschiedliche Beweglichkeit führt zu unterschiedlichen Ladungsträgerkonzentrationen und damit zu einer lokalen Potentialvariation. Dessen Verlauf lässt sich schematisch in Abbildung 1.5 darstellen.

Ausgehend von der Quasineutralitätsbedingung lässt sich das Potential im Plasma, bei Abwesenheit externer Felder, konstant bzw. $V_I = 0$ setzen. Wenn die Ladungsträger auf die Gefäßwand treffen, rekombinieren sie. Elektronen haben eine höhere thermische Geschwindigkeit verglichen zu den Ionen, somit ist deren Verlustrate höher. Folglich ist das Potential vom Plasma verglichen zur Wand positiver, d. h. $V_I > V_W$. Führt man eine Elektrode in das Plasma ein und misst daran den Spannungsabfall gegenüber dem Anlagenpotential, wird daran eine negative Spannung gemessen.

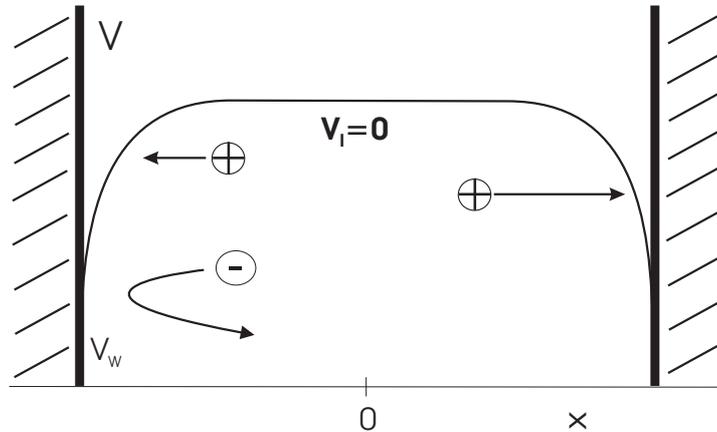


Abb. 1.5: Potentialvariation $V(x)$ im Plasma aufgetragen gegenüber dem Ort x . Das Plasmapotential V_I wurde hierbei konstant, d. h. auf Null gesetzt. V_W benennt das Potential an der Wand. Das Plasma schirmt sich positiv ab. Für Ionen ist der Schild attraktiv, für Elektronen repulsiv.

Durch die Debye- Abschirmung kann der Potentialwert V_W nicht im gesamten Plasmaraum vorherrschen. Es existiert ein Randbereich, indem die Potentiale variieren. Dieser Bereich ist bei typischen Plasmadichten der hier vorliegenden ICP Argon Quelle einige Debye-Längen groß, in diesem Fall also ca. $100 \mu m$. [Fran04].

Die Aufgabe dieser sich lokal ausbildenden Potentialbarriere ist, das Plasma elektrostatisch einzuschließen, damit im zeitlichen Mittel die Verluste der einzelnen Ladungsträgerarten gleich sind. Daher kommt die Namensbezeichnung Plasmaschild.

Die Höhe der Potentialdifferenz bildet sich dementsprechend so aus, dass die Anzahl der Elektronen, die genug Energie haben diese Barriere zu überwinden, der Anzahl von Ionen entspricht, die an der Wand rekombinieren.

Bei der Ableitung der Debye-Länge in Gleichung 1.41 wurde die Poissongleichung (vgl. Gleichung 1.33) linearisiert. Nun aber wird das nichtlineare Problem behandelt.

Es sollen folgende Vereinfachungen angenommen werden:

- Alle Ionen haben die Geschwindigkeit v_0 bei $x = 0$, wenn sie in das Plasmarandgebiet eintreten. Im Plasmaschild ist $T_I = const. = 0$
- Der Plasmaschild ist ein ladungsbegrenzter Dunkelraum. Stöße werden nicht berücksichtigt.
- Das Potential $V(x)$ fällt monoton.

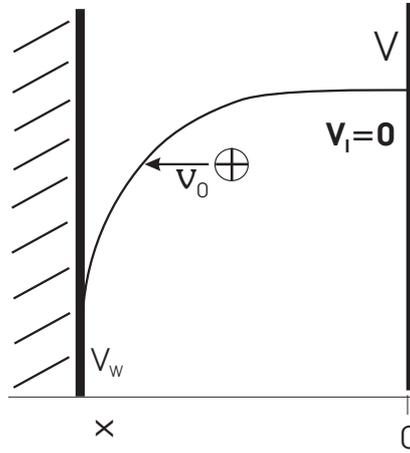


Abb. 1.6: Ionen betreten das Randgebiet mit der thermische Geschwindigkeit v_0 , die im wesentlichen durch die Elektronentemperatur aus dem bulk Plasma bestimmt ist.

Nach Energieerhaltung gilt für die Ionengeschwindigkeit $v_I(x)$ im Plasmaschild:

$$\frac{1}{2}mv_I(x)^2 = \frac{1}{2}mv_0^2 - eV(x) \quad (1.44)$$

$$v_I(x) = \sqrt{v_0^2 - \frac{2eV(x)}{m}} \quad (1.45)$$

Die Ionengeschwindigkeit $v_I(x)$ nach Gleichung 1.45 wird durch die Potentialfunktion im Randgebiet und Ihrer Anfangsgeschwindigkeit beim Eintreten in das Plasmarandgebiet v_0 bestimmt. An der Plasmagrenze vom bulk Plasma zum Schild gilt die Kontinuitätsgleichung; Der Teilchenstromdichte aus dem quasineutralen Plasma entspricht die Teilchenstromdichte in das Randgebiet.

$$n_0 \cdot v_0 = n_I(x) \cdot v_I(x) \quad (1.46)$$

$$n_I(x) = n_0 \cdot \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{2eV(x)}{mv_0^2}}} \quad (1.47)$$

Die Ionendichte nimmt im Randgebiet ab, wenn die Ionen durch das Potential $V(x)$ beschleunigt werden.

Um das Potential $V(x)$ im Randgebiet zu bestimmen, werden folgende Überlegungen angestellt:

- Die Poissongleichung wird aufgestellt und gelöst:
 - Durch zweifache Integration dieser DGL erhält man das Potential.
 - Zum Aufstellen dieser DGL wird die Ladungsträgerdichteverteilung von Elektronen und Ionen nach der Maxwell-Boltzmann-Relation benötigt.

$$n_e(x) = n_0 \cdot e^{\frac{eV(x)}{k_B T_e}} \quad (1.48)$$

Die Poissongleichung hat nach 1.47 und 1.48 folgende Gestalt:

$$\frac{d^2 V(x)}{dx^2} = 4\pi e \cdot (n_e - n_I) = 4\pi e n_0 \cdot \left[e^{\frac{eV(x)}{k_B T_e}} - \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{2eV(x)}{mv_0^2}}} \right] \quad (1.49)$$

Zum Lösen dieser DGL führt man folgende Substitution durch:

$$\chi := \frac{eV(x)}{k_B T_e}; \quad \xi := \frac{x}{\lambda_D} = \left(\frac{4\pi n_0 e^2}{k_B T_e} \right)^{1/2}; \quad \mathbb{M} := \frac{v_0}{(k_B T_e/m)^{1/2}} \quad (1.50)$$

Die Gleichung 1.49 strukturiert sich somit klarer zu:

$$\chi'' = \left(1 - \frac{2\chi}{\mathbb{M}^2} \right)^{-1/2} - e^{-\chi} \quad (1.51)$$

Mit der Ableitungsdefinition: $\chi'' := \frac{d^2 \chi}{d\xi^2}$.

Gleichung 1.51 ist die nichtlineare DGL des Randschichtpotentials. Im folgenden Abschnitt wird Gleichung 1.51 gelöst und interpretiert.

1.2.3 Bohmsches Randgebietkriterium

Die Ionen, die in das Plasmarandgebiet eintreten, erfüllen bestimmte Bedingungen. Dieser Abschnitt befasst sich mit den aus den Erhaltungssätzen gewonnenen Randbedingungen, um eine Aussage über die Ionenenergie zu erhalten. Aus dieser energetischen Betrachtung können Abschätzungen über das Langzeitverhalten und den Verschleiß der Quellenkomponenten bzw. ihrer Belastungen durch das Plasma gewonnen werden.

Um die aus dem vorangegangenen Abschnitt gewonnene DGL 1.51 zu integrieren, multipliziert man beide Seiten mit χ' und erhält:

$$\int_0^\xi \chi' \chi'' d\xi_1 = \int_0^\xi \left(1 - \frac{2\chi}{\mathbb{M}^2} \right)^{1/2} \chi' d\xi_1 - \int_0^\xi -e^{-\chi} \chi' d\xi_1 \quad (1.52)$$

wobei ξ_1 eine Integrationsvariable ist. Mit $\chi'_0 = 0$ bei $\xi = 0$ bekommt man nach Integration von Gleichung 1.52 folgende Form:

$$\frac{1}{2} (\chi'^2 - \chi_0'^2) = \mathbb{M}^2 \left[\left(1 + \frac{2\chi}{\mathbb{M}^2} \right)^{1/2} - 1 \right] + \{e^{-x}\} - 1 \quad (1.53)$$

Da das Plasma feldfrei ist, also insbesondere für $\mathbf{E} = 0$ folgt $\chi'_0 = 0$ bei $\xi = 0$. Zur Erinnerung: χ enthält im wesentlichen $V(x)/T_e$.

Um χ zu erhalten, müsste man die zweite Integration von Gleichung 1.53 numerisch lösen. Die rechte Seite von 1.53 ist für alle χ positiv. Im Grenzfall $\chi \ll 1$ kann die rechte Seite polynomial entwickelt werden und man erhält:

$$\begin{aligned} 0 < \mathbb{M}^2 \left[1 + \frac{\chi}{\mathbb{M}^2} - \frac{1}{2} \frac{\chi^2}{\mathbb{M}^4} + \dots - 1 \right] + \{1 - \chi + \frac{1}{2}\chi^2 + \dots\} - 1 \\ \Rightarrow 0 < \frac{1}{2}\chi^2 \left(1 - \frac{1}{\mathbb{M}^2} \right) \\ \mathbb{M}^2 > 1 \quad \text{bzw.} \quad v_0 > \sqrt{\frac{k_B T_e}{M}} = v_B \end{aligned} \quad (1.54)$$

Diese Ungleichung wird nach dem US-amerikanischen Physiker D. Bohm (1917-1992) *Bohmsches Schildkriterium* genannt. Nach Gleichung 1.54 treten Ionen mit einer bestimmten Geschwindigkeit v_B in die Plasmarandschicht ein, die größer als die Ionengeschwindigkeit v_0 aus dem bulk Plasma ist. Diese Geschwindigkeit v_0 wird im wesentlichen durch die Elektronentemperatur T_e bestimmt.

Die Ionen haben eine zu den Elektroden und Wänden gerichtete Geschwindigkeit, im Gegensatz zu den Elektronen, die von dem Potential $V(x)$ in das Plasma zurückgedrängt werden. Aufgrund hochenergetischer Elektronen im Ausläufer der Maxwell-Geschwindigkeitsverteilung, können Elektronen mit einigen eV diese Potentialbarriere überwinden. Dies bedeutet im Rückschluss das Eindringen von Restpotentialen in das Plasma trotz der Abschirmung durch den Schild.

Diese Potentiale beschleunigen Ionen auf *höhere* Geschwindigkeiten v_B als ihre thermische (Anfangs-)Geschwindigkeit v_0 , wodurch sich das Gleichgewicht wieder einstellt.

Legt man ein äußeres Feld an die Wand bzw. Elektrode an, so verstärkt sich der Effekt und die Ionen reagieren mit hohem Impulsübertrag und elektrischem Ladungsaustausch mit den Elektroden. Die Energie der Ionen beim Auftreffen auf die Oberfläche ergibt sich durch die durchlaufene Potentialdifferenz $V(d)$.

Im Experiment wurde während der Entwicklungsphase, ohne Anlegen externer Felder, eine Spannung am metallischen Gaseinlass von (20-25)V gemessen. Dieser Messwert stellt das „floatende“ Potential der ICP Gasentladung dar und stimmt mit gängigen Literaturwerten überein [Fran04]. Die Auswirkung dieser Potentialdifferenz wird näher in Kapitel 2 Abschnitt 3 erläutert.

Diese Potentialdifferenz reicht nicht aus, die Quellenkomponenten zu zerstäuben. Darüberhinaus lassen sich keine weiteren Rückschlüsse auf signifikante Plasmaparameter ziehen, da unbekannt ist, mit welchen Gleichgewichtsraten die Ladungsträger an der Elektrode rekombinieren.

1.2.4 Child-Langmuir Gesetz

Da die Elektronendichte exponentiell fällt (vgl. Gleichung 1.48), kann man sie für große χ , d. h. in der Nähe von der Wand oder der negativen Elektrode vernachlässigen.

Die Poissongleichung 1.51 erhält dann die approximierete Form:

$$\chi'' \approx \left(1 + \frac{2\chi}{\mathbb{M}^2}\right)^{-1/2} \approx \frac{\mathbb{M}}{(2\chi)^{1/2}} \quad (1.55)$$

Eine Integration durch Multiplikation von χ' führt zu:

$$\frac{1}{2} (\chi'^2 - \chi_S'^2) = \sqrt{2}\mathbb{M} (\sqrt{\chi} - \sqrt{\chi_S}) \quad (1.56)$$

Die Integrationsgrenzen (vom bulk plasma bis zum Ionisatorrand) sind hierbei von $\xi_1 = \xi_S$ bis $\xi_1 = \xi$, wobei ab dem Ort ξ_S die Elektronendichte n_e vernachlässigt wird.

Setzt man nun noch $\chi_S = 0$ bei $\xi = \xi_S$ kann man χ_S' vernachlässigen und man erhält:

$$\chi'^2 = 2^{3/2} \cdot \mathbb{M} \cdot \sqrt{\chi} \quad (1.57)$$

Dies führt nach Trennung der Variablen und Integration über eine endliche Strecke d bis zur Wand am Ort ξ_d zu:

$$\mathbb{M} = \frac{4\sqrt{2}}{9} \cdot \chi_W^{3/2} \cdot \frac{1}{d^2} \quad (1.58)$$

Um diese Aussage physikalisch fasslicher zu haben, resubstituiert man wieder zu den Variablen v_0 und $V(x)$.

Unter Berücksichtigung des Ionenrekombinationsstroms an der Wand mit

$$j_I = e \cdot n_0 \cdot v_B$$

erhält man schließlich:

$$j_I = \frac{4}{9} \left(\frac{2e^{1/2}}{\mathbb{M}} \right) \frac{|V_W|^{3/2}}{4\pi d^2} \quad (1.59)$$

Die Gleichung 1.59 ist der raumladungsbegrenzte Strom einer planparallelen Elektrodenanordnung. Dieser Zusammenhang wird in der Physik des Extraktionssystems anschaulich aufgegriffen (vgl. Abschnitt 2.4.2).

Der raumladungsbegrenzte Strom j_I skaliert mit der angelegten Spannung an der Extraktionselektrode $V_W^{3/2}$, sowie invers zum Abstandsquadrat der Elektroden $1/d^2$. Ein Bild des Quellenaufbaus folgt in Kapitel 2.

1.3 Zusammenfassung

Nach einer einleitenden Betrachtung verschiedener Plasmazonen der DC- Entladung wurden Modelle für die Zündung sowie Erhaltung einer Gasentladung beschrieben und diskutiert. Daraufhin wurden mögliche Verlustmechanismen, in dem die aufgenommene Energie dissipiert, aufgewiesen. Anschließend wurde die Ladungsträgererzeugung mittels eines elektrischen Wechselfeldes betrachtet und der Prozess der

Ohmschen Heizung abgeleitet. Um das Verhalten der Ladungsträger im Plasmarandgebiet zu untersuchen, wurde die Debysche Theorie vorgestellt. Als Schwerpunkt daraus sind charakteristische Bezeichnungen und Bedingungen an das Plasma gewonnen worden. Daraufhin wurde die Differentialgleichung für den Potentialverlauf im Randgebiet aufgestellt und integriert. Diese Betrachtungen führten schließlich zur Geschwindigkeit der Ionen im Plasmaschild und dem raumladungsbegrenzten Strom bei Anwesenheit externer Felder. Somit sind die theoretischen Grundlagen geschaffen worden, die Physik der Plasmaquelle zu verstehen. Die Anwendung mittels der Ionenextraktion folgt im zweiten Kapitel.

2. Aufbau und Entwicklung der Ionenquelle

Das Ziel der vorliegenden Arbeit war die Entwicklung und Charakterisierung einer Ionenquelle zur Herstellung dünner Schichten hoher optischer Güte. Als Ausgangspunkt einer solchen Entwicklung wurde eine existierende Ionenquelle genutzt, die aus einem Ionentriebwerk für die Weltraumfahrt entstanden ist. Eine kurze Beschreibung der Entwicklung des Triebwerks und der Quelle leitet das Kapitel in Abschnitt 2.1 ein. In Abschnitt 2.2 werden detailliert die Entwurfsrichtlinien genannt, die bei der Entwicklung berücksichtigt wurden. Insbesondere waren die geometrischen Abmessungen der Quelle durch die vorhandene Aufdampfanlage der Fa. Balzers Typ BAK 640 begrenzt. Im Abschnitt 2.3 werden die Komponenten der Quelle im einzelnen vorgestellt. Abschnitt 2.4 widmet sich der Ionenoptik, während die letzten Abschnitte 2.5 und 2.5.4 dieses Kapitels die elektrische Versorgung und Kühlung der LZH Quelle beschreiben.

2.1 Entwicklungsgeschichte

An der Universität Gießen wurde 1962 von H. Löb der Bau eines Raumtriebwerkes vorgeschlagen, das auf einer Ladungsträgererzeugung mittels hochfrequenter Wechselfelder basiert. Diese Ladungsträger werden mit Hilfe statischer elektrischer Felder aus dem Plasma extrahiert.

Der erste Triebwerksprototyp war die RIT 10, benannt nach dem Durchmesser der Ionisatorkammer von 10 cm. **RIT** steht als Abkürzung für **R**adiofrequenz **I**onen **T**riebwerk oder im angelsächsischen Raum **R**adio frequency **I**on **T**hruster. Es folgte eine ganze Familie dieses Triebwerktyps mit Gefäßdurchmessern von 4 bis 35 cm. Die Tabelle 2.1 stellt die chronologische Entwicklung dieser Triebwerksserie dar.

Im späteren Verlauf wurde die kommerzielle Entwicklung der RIT 10 von Astrium, ehemals DASA, ehemals DLR übernommen. Parallel dazu wurden auch modifizierte Ionenquellen entwickelt, um weitere Anwendungsfelder abzudecken. Die modifizierten Quellen erhielten den Namen **R**adiofrequenz induzierte **I**onenquelle für die **M**aterialbearbeitung (**RIM**).

Überblick der historischen Entwicklungsstufen von RIT Triebwerken

Entwicklungszeitraum	Triebwerk
1962 - 1969	RIT-10 L
1968 - 1973	RIT-4
1968 - 1973	RIT-20
1970 - 1980	RIT-10 LP
1972 - 1998	RIT-35
1974 -	RIT-15
1980 - 1998	RIT-10 EM
1991 - 1998	ESA XX (26 cm)
1999 -	RIT-15 für großen spezifischen Impuls
2000 -	RIT-XT (22 cm)
1999 -	alternative Neutralisator-Konzepte
2001 -	Entwicklung eines RF-Neutralisators ohne Insert

Tabelle 2.1: Quelle: *www.physik.uni-giessen.de*

Das Laser Zentrum Hannover (=LZH) hat eine mehr als zehnjährige Erfahrung mit der RIM 10 A. Diese Quelle entspricht unter industriellen Aspekten der Entwicklungsstufe einer kommerziellen RIT 10. Die kommerzielle Sputterquelle verfügt zusätzlich über Hochspannungsnetzteile und einen HF- Generator und wird so als komplettes Set von Fa. Pfeiffer Vakuumtechnik vertrieben. Die Beschichtungsanlage ist eine modifizierte Varian Modell 3125. Um die Beschichtungsanlage sputtertauglich zu gestalten, wurde der Rezipient mit einer neuen Rückwand versehen, die eine proprietäre Quellenaufnahme enthält. Die gesamte elektrische Versorgung für die IBS Quelle sowie die Kontroll- und Steuerkonsolen der Vakuumtechnik sind direkt neben der Anlage in einem 19 Zoll Schaltschrank untergebracht. Zur Vakuumerzeugung kommt ein zweistufiges System mit einer Drehschiebervorpumpe und einer Öl-Diffusionspumpe zum Einsatz. Des Weiteren ist die Anlage mit einem flüssig Stickstoff (=LN₂) gekühlten Baffle ausgestattet, so dass effektiv ein Enddruck im Bereich von 10⁻⁷ mbar erreicht wird. Die weitere Darstellung von Prozesskenndaten während der Beschichtung folgt in Kapitel 3. Dort werden die Ergebnisse der entwickelten Ionenquelle diskutiert und mit den vorhandenen Systemen verglichen.

Aufgrund der jahrzehntelangen Entwicklungszeit der RIT 10 an der Universität Gießen sowie der kommerziellen Entwicklungsarbeiten bei der DASA sind die Kenngrößen dieser Quelle sehr gut bekannt. Dieser Quellentyp lässt sich mit Reaktivgas betreiben, wodurch sich der Einsatzbereich vergrößert. Um die Leistungswerte der im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Ionenquelle einordnen zu können, werden im Folgenden exemplarisch Strom- und Leistungskennlinien der RIM 10 A für unterschiedliche Betriebsgase dargestellt. In Kapitel 3 Abschnitt 3.1.1 wurde die am LZH entwickelte RIM mit einem Gasgemisch aus Argon und Sauerstoff betrieben.

Als Anhaltspunkt folgen deshalb hier die Kenndaten für die Prototypvorlage im Betrieb mit verschiedenen Prozessgasen:

- Leistung mit O₂ als Arbeitsgas:

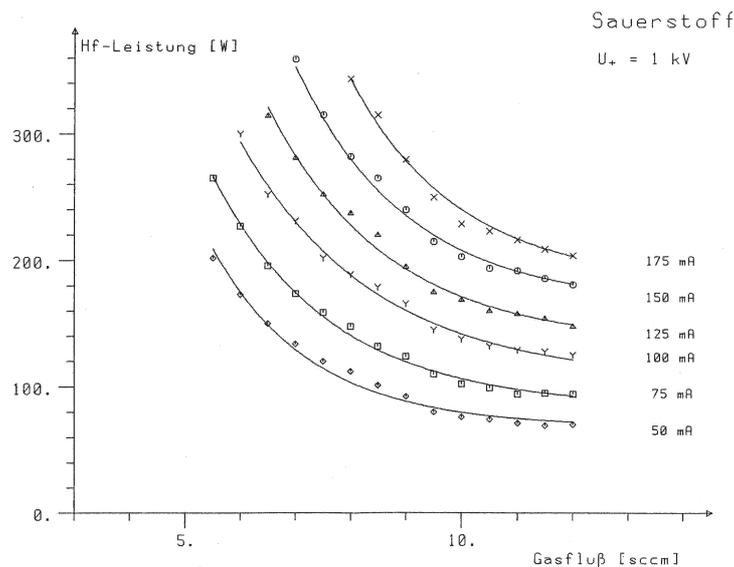


Abb. 2.1: Strom Leistungs- Kennlinie bei variabler Sauerstoff Gaszufuhr und festen Ionenstromwerten [LFGS88], [FGKHK⁺88], [Balz87].

Die Abbildung 2.1 stellt Ionenstromkurven in Abhängigkeit von eingekoppelter HF-Leistung und zugeführter Sauerstoffgasmenge dar. Zu sehen ist ein nichtlinearer Zusammenhang zwischen ionisierter Gasmenge und dazu benötigter HF Leistung bei einem konstantem Ionenstrom. Dieser Zusammenhang lässt sich nach der Child-Langmuir Gleichung 1.59 verstehen unter Berücksichtigung von $U^2 \sim P_{HF}$.

- Leistung mit Ar als Betriebsgas:

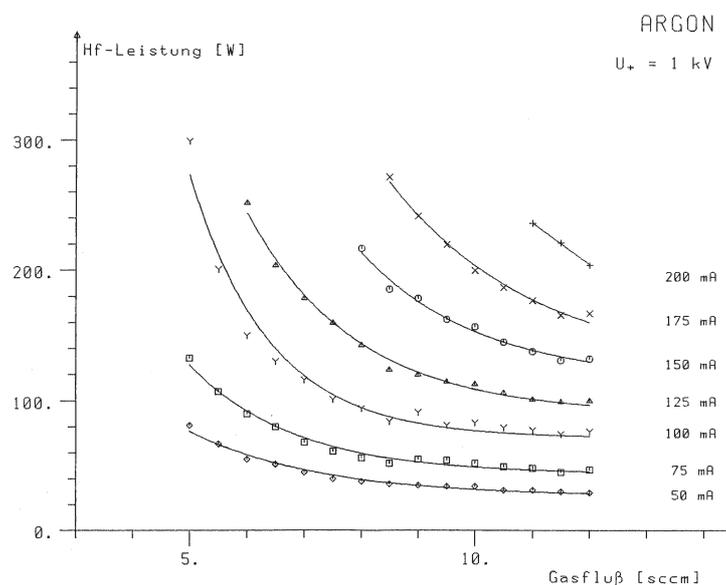


Abb. 2.2: Strom Leistungs- Kennlinie bei variabler Argon Gaszufuhr und festen Ionenstromwerten [LFGS88], [FGKHK⁺88], [Balz87].

Die Abbildung 2.2 zeigt Ionenströme in Abhängigkeit von der eingekoppelten HF-Leistung und zugeführter Argongasmenge.

Neben den genannten Leistungsdaten liegen auch Plasmakenngrößen der RIM 10 A vor [AFLW74]. Abbildung 2.3 zeigt die radiale Verteilung relevanter Plasmaparameter, die im Ionisator vorherrschen. Dargestellt sind die Größen induziertes E-Feld, Elektronentemperatur, Plasmadichte und Ionendichte als Ortsverlauf im Entladungstopf.

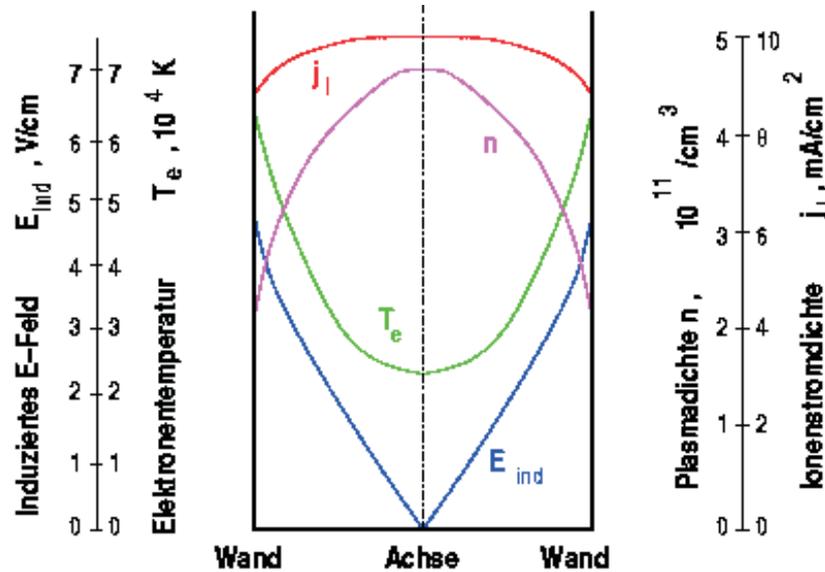


Abb. 2.3: Radiale Verteilung der Plasmakenngrößen im Plasmagefäß der RIM 10 A. Der Abstand von Symmetrieachse zur Wand beträgt 5 cm.

Auffällig ist, dass die Plasmadichte am Rand geringer ist als im Zentrum des Ionisators. Der Verlauf von elektrischer Feldstärke und Elektronentemperatur weisen auf eine höhere Ionisationsrate im Randbereich hin. Dem stehen die Verluste durch Rekombinationen entgegen, wodurch sich die Plasmadichteverteilung ergibt. Die Ionenstromdichte $j_I(r)$ ist das Produkt aus Ionendichte $n_I(r)$ und deren mittlerer Geschwindigkeit $\langle v_I(r) \rangle$. Da die Elektronentemperatur $T_e(r)$ zum Rand hin steigt, wächst auch die Ionengeschwindigkeit und damit die Verlustrate dort an. Deshalb bleibt die Ionenstromdichte weitestgehend radial konstant (vgl. Kapitel 1).

2.2 Entwurfsrichtlinien

Für die Herstellung optischer Funktionsschichten soll die hier entwickelte Ionenquelle in einer Balzers Hochvakuum Beschichtungsanlage Modell BAK 640 eingesetzt werden. Die BAK ist bereits mit einer Kaufmanquelle als Sputterquelle ausgestattet.

Bisherige Erfahrungswerte einer RIM 10 A, die als IBS Quelle in einer Varian Modell 3125 Beschichtungsanlage im Betrieb war, gaben die Motivation dazu, die Balzersanlage auf diesen Quellentyp umzurüsten.

Das IBS Beschichtungsverfahren (vgl. Kapitel 3) wird als das qualitativ hochwertigste Verfahren für die Herstellung von präzisen Funktionsoptiken angesehen. Dem gegenüber stehen niedrige Schichtwachstumsraten und kleine Chargen sowie kleine Probengrößen. Als Anwendung wird die Herstellungsdauer eines Filters für das nahe Infrarot mit einer physikalischen Dicke von $3,5\mu\text{m}$ betrachtet. Bei Raten um $0,01\text{ nm/s}$ beträgt die Prozessdauer ca. 5 Tage.

Im Vergleich dazu bietet die vorhandene Prototypvorlage der LZH Quelle schon einen deutlichen Geschwindigkeitsvorteil (vgl. Kapitel 3). Dieses und die bessere Handhabung der Sputterquelle tragen dazu bei, den gesamten Beschichtungsprozess zu vereinfachen und die Entwicklung einer noch leistungsfähigeren Quelle zu motivieren.

Wie in Tabelle 2.1 aufgezeigt, ist die Prototypvorlage der am LZH entstandenen RIM eine Entwicklung aus der Raumfahrttechnologie.

Entwicklungsaspekte des Raumtriebwerks sind:

- geringe HF-Verluste bei der Ionenproduktion
- hoher Massenwirkungsgrad und niedrige Neutralgasverluste
- niedriger Arbeitsgasverbrauch
- hohe Ionenstrahlgeschwindigkeiten und Schub
- variabler Arbeitsbereich für die Navigationsanforderungen
- gute Strahlneutralisierbarkeit
- Haltbarkeit und geringes Gewicht

Dem stehen in der Materialbearbeitung, genauer im Beschichtungsprozess mittels Ionen- Strahl- Zerstäubung (engl. **I**on **B**eam **S**puttering) folgende Anforderungen an eine Quelle gegenüber:

- konstanter, homogener Ionenstrahl
- Tauglichkeit für reaktive Arbeitsgase wie Fluor und Sauerstoff
- niedrige Zerstäubungsrate der Quellenkomponenten
- Einsatz von optisch kompatiblen Materialien
- mit Standardnetzteilen und Generatoren betreibbar
- Handhabung und Zuverlässigkeit in der Anwendung
- Anlagenkompatibilität; Vakuum, Wasserkühlung, reaktive Gase, HF-Abschirmung...

Der IBS-Prozess zur Herstellung optischer Schichten mit der Kaufmanquelle zeigte einen hohen Verschleiß an Quellenkomponenten und Neutralisatoren. Die RIM 10 A hingegen benötigte in ihrer bisherigen Arbeitszeit keinerlei Ersatzteile. Die Leistungsdaten der Quellen sowie weitere Prozessparameter im Fertigungsbetrieb werden im Kapitel 3 miteinander verglichen.

Da sich schon frühere Forschungsarbeiten am Laser Zentrum Hannover mit der Aufdampfanlage Fa. Balzers BAK 640 beschäftigten, wird an dieser Stelle auf eine detaillierte Beschreibung des technischen Aufbaus verzichtet. Es werden folgend nur die für diese Arbeit wesentlichen Merkmale und Modifikationen genannt.



Abb. 2.4: Schnittansicht der BAK Beschichtungsanlage mit eingebauter Sputterquelle.

Abbildung 2.4 zeigt die BAK 640 Aufdampfanlage als Schnittbild. Die geometrischen Größenverhältnisse und Positionen der Anlagenkomponenten sind maßstabsgetreu zueinander dargestellt. Im Hinblick auf die optische Güte der hergestellten Schichten war die Anlage bereits langwierig im Prozess optimiert. Dazu gehören insbesondere die Geometrien und Positionen von Quelle, Target und Kalotte.

Die vorhandene Geometrie stellt damit Anforderungen an die Quellenentwicklung und beeinflusst das Design insofern maßgeblich. Weiterführende Informationen sind in Forschungsarbeiten dieser Gruppe zu finden bei [Henk96] und [Schi94].

Als Vorlage der Entwicklung diente eine RIM 10 A. Der Querschnitt der LZH RIM ist auf dem Konstruktionsphoto in der Abbildung 2.5 zu sehen.

In Abbildung 2.5 können die Komponenten der Ionenquelle leicht identifiziert werden. Die nachfolgende Struktur des Kapitels wird an die Beschreibung der einzelnen Basiskomponenten der Ionenquelle und deren Arbeitsweise sowie Wechselwirkung angelehnt. Mit der Kenntnis über die Konstruktion der Ionenquelle wird auch die Wirkungsweise deutlich.

Die grundlegenden physikalischen Prozesse lassen sich separieren in die Gasionisation und die Ionenextraktion. Auf der Abbildung 2.5 ist klar der zylinderförmige Ionisator zu erkennen, in dem die Ladungsträgererzeugung stattfindet. Umgeben ist das Gefäß von einer Spule, die das HF Feld einkoppelt. Abgeschlossen wird die Plasmaquelle von einem Gitterelektrodensystem, das für die Ionenextraktion verantwortlich ist.

2.3 Aufbau und Komponenten

Der folgende Abschnitt stellt die Einzelkomponenten sowie die Herstellung und Konstruktion dieser Bauteile vor. Die jeweilige Quellenkomponente wird einzeln im Hinblick auf ihre Anwendung betrachtet und die gewählte Lösung begründet. Abbildung 2.5 zeigt den schematischen Aufbau der LZH RIM Quelle.

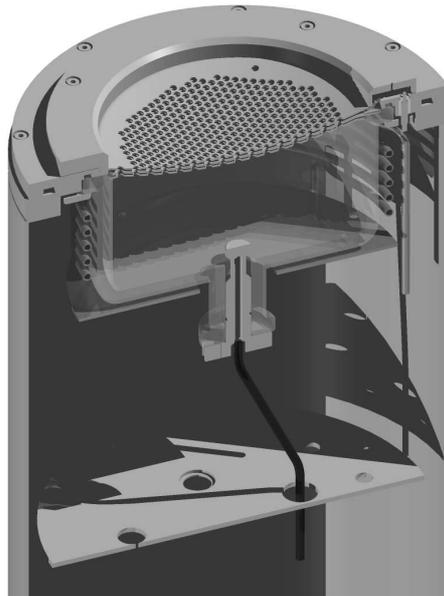


Abb. 2.5: LZH RIM im Querschnitt. Durch die geöffnete Abschirmung ist der Plasmatopf, von der Induktionsspule umgeben, zu sehen.

2.3.1 Plasmagefäß

Das Gefäß, in dem die Gasentladung stattfindet, wird als Ionisator bezeichnet. Die Arbeiten der Gießener Gruppe liefern Erfahrungswerte (Temperaturbelastung, mechanische Belastung und HF-Wirkungsgrad) für die Anforderungen an ein solches Gefäß [Krum89], [Krem89]. Zusammenfassend wurden folgende Punkte bei dem Ionisator der LZH RIM beachtet:

- Temperaturbelastung
- niedrige HF-Verluste bei der Ionenproduktion
- mechanische Belastung
- optische Transparenz

Basierend auf diesen Informationen und der Prototypvorlage wurde zur Herstellung des Ionisators GE 124 Quarz verwendet. Eine Extrapolation der vorliegenden Temperaturwerte ([Krem89]) würde eine Gefäßtemperatur von bis zu 800 °C erwarten lassen, allerdings wurden mit Thermoindikatoren ca. 210 °C an der Gefäßwand der LZH RIM im Langzeitexperiment gemessen. Dies lässt auf eine effiziente Kühlung schließen (Vgl. Abschnitt 2.5.4).

Die Verunreinigung des verwendeten Quarzglas liegt für Alkali-elemente im ppb Bereich. Dies ist um den Faktor 10 geringer als normales Quarz. Dadurch ist das hochreine Material temperaturbeständiger.

Weiterhin zeichnet sich das Material durch seinen geringen Hydroxyl-(OH)-Gruppen Gehalt von unter 10 ppm aus (Quelle: SICO Quarzglas). Das Gefäß absorbiert somit

nicht das elektromagnetische Wechselfeld und die Einkopplung in die Gasentladung ist effizienter.

Die Wandstärke des Plasmatopfes musste weiterhin ausreichend dimensioniert werden, um der Druckdifferenz zwischen dem Hochvakuum der Beschichtungsanlage und der Atmosphäre zu widerstehen $\sim \frac{1 \text{ kg}}{1 \text{ cm}^2}$. Insgesamt ist die zylindrische Form des Quellenkörpers bei einer Dicke von $\sim 9 \text{ mm}$ für Druckbelastungen geeignet. Außerdem wurden auch Klammerungen und Dichtflächen benötigt, um den Aufbau zusammensetzen und abzudichten. Die Resultate dieser Überlegungen führten zu dem Ionisatorgefäß, das in Abbildung 2.6 dargestellt ist.



Abb. 2.6: Die Abbildung zeigt den Quellenkörper aus GE124 Material vor der Benutzung. Die Wandstärke beträgt 9 mm. Der Innendurchmesser 150 mm. Die opaken Flächen sind geschliffene Dichtflächen.

Ein weiterer Vorteil eines Gefäßes aus Quarzglas ist die optische Transparenz. Diese ermöglicht visuelle und spektroskopische Untersuchungen der Gasionisation bei verschiedenen Betriebszuständen. Das Entladungsphänomen am Gaseinlass konnte so beobachtet werden. Die Abbildung 2.7 stellt die Transmissionskurve von GE124 Quarz in Abhängigkeit von der Wellenlänge dar.

Die Materialien und Gefäßform aktueller Ionisatoren sind weiterhin Gegenstand aktueller Forschung bei EADS [LKKF03a] und [LKBM⁺02].

2.3.2 Gaseinlass

Der metallische Gaseinlass leitet das Arbeitsgas in den Ionisator und steht dadurch im direkten Kontakt mit dem Plasma. Durch eine daran angelegte Hochspannung wird das Plasmapotential und damit die Ionenenergie bestimmt. Es ergeben sich folgende Ansprüche an den Gaseinlass:

- Temperaturbeständigkeit
- elektrische und thermische Leitfähigkeit
- hohe Sputterfestigkeit
- optische Kompatibilität

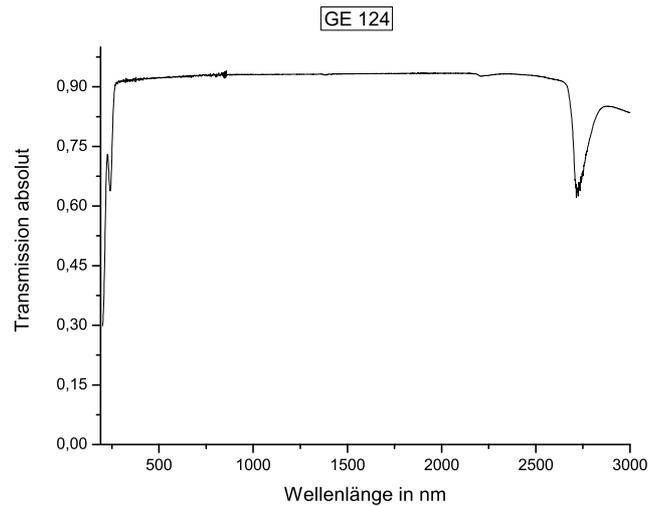


Abb. 2.7: Dargestellt ist der Verlauf der Transmissionskurve des Materials GE 124 gegenüber der Wellenlänge λ gemessen an einem Spektralphotometer Lambda 900 der Fa. Perkin Elmer.

- geringer thermischer Ausdehnungskoeffizient
- Reaktivgastauglichkeit

Nach experimentellen Materialstudien erwies sich Aluminium als tauglichster Werkstoff. Es weist bei Sputterabtrag und Einlagerung in die Funktionsschichten keine Absorptionen in oxidischer Form auf. Bei einem Gaseinlass aus Titan waren im Betrieb mit Reaktivgas thermische Schwierigkeiten (mittlere Rotglut nach 30 min. Betrieb) zu beobachten. Abbildung 2.8 illustriert die Quellenkomponente.



Abb. 2.8: Dargestellt ist der LZH RIM Gaseinlass im Größenverhältnis mit einer Standard AAA Batterie. Zu erkennen sind Gasanschlussverschraubung, Kühlrippen und Dichtnut. Das Keramikrohr ist im verschraubbaren Kopfteil mit hochtemperaturfestem Klebstoff abgedichtet. Die HV-Kontaktierung ist linksseitig an den Kühlrippen.

Ionisierungsenergien üblicher Betriebsgase	
Element	Ionisierungsenergie in eV
Argon	15,8
Sauerstoff	13,6
Xenon	10,45
Krypton	13,99
Fluor	17,42

Tabelle 2.2: Ionisierungsenergien üblicher Arbeitsgase der LZH RIM.

Die ersten Konzepte des Gaseinlasses zeigten Entladungsphänomene an den Gasaustrittslöchern. Hieraus resultierte eine thermische Belastung, die den Gaseinlass zerstörte. Zur Klärung dieses Phänomens wird folgende Überlegung herangezogen:

Unter gängigen Betriebsparameter der Quelle (vgl. Kapitel 3) ist eine Spannungsdifferenz zwischen der Gaseinlasselektrode gegenüber der Anlagenmasse von ca. 25V messbar. Dies stellt im wesentlichen die Potentialdifferenz im Plasmaschild dar (vgl. Abschnitt 1.2.2). Die Elektronen aus dem Plasma werden über den Gaseinlass abgeführt. Somit ergibt sich die Situation einer DC Gasentladung (vgl. Abschnitt 1.1.1). Die aus dem Plasmaschild austretenden Elektronen haben somit ausreichend kinetische Energie für eine Gasionisation. Tabelle 2.2 listet die Ionisierungsenergien häufig verwendeter Arbeitsgase auf.

Den Elektronen steht mit der gemessenen Spannungsdifferenz von 25 eV genug Energie für eine Ladungsträgerzeugung zur Verfügung. Begünstigt wird das Entladungsphänomen auch durch die Gasdruckdifferenz an den Austrittslöchern.

In Kapitel 1 Abschnitt Townsend Entladung und Paschenkurve wurde die Paschenkurve abgeleitet [Pasc89]. Die Abbildung 2.9 stellt die Zündspannungen für eine Gasionisation von Luft und Argon dar.

Nach Abbildung 2.9 bieten sich zwei Arbeitsbereiche an, um eine ungewollte Gasentladung zu vermeiden. Der erste Arbeitsbereich, sich im rechten Bereich der Paschenkurve (vgl. Abschnitt 1.1.2 sowie Gleichung 1.11) zu bewegen, d. h. eine sehr hohe Partialdruckdifferenz am Gasaustritt zu erzeugen, war nicht erfolgsversprechend.

Anfangs zeigten die dafür konzipierten Gaseinlässe mit sehr kleinen Kernlöchern und Laserbohrungen der Austrittslöcher von ca. 0,1 mm eine gute Eignung. Mit der Zeit wurden diese Lochdurchmesser durch den Plasmakontakt „aufgeätzt“, wodurch die Entladungsphänomene erneut auftraten. Außerdem erschwerte dieses Konzept die Zündung der Plasmaquelle mittels Druckstoß (vgl. Abschnitt 1.1.4).

Um sich im linken Bereich des Paschenminimums zu bewegen, müssen sehr kleine Druckdifferenzen realisiert werden. Eine Möglichkeit hierfür ist, den Gaseinlass mit einem geeigneten Füllmaterial zu versehen oder größere Austrittslöcher anzubringen. Ist keine Druckdifferenz vorhanden, sind die Ionisationsbedingungen außerhalb des Gaseinlasses günstiger. Das HF-Feld wird durch den metallischen Gaseinlass in Form von Wirbelströmen gedämpft.

Bei der Wahl geeigneter Füllstoffe und Formen wurde eine Verbesserung mit SiO₂-Granulat erreicht. In Abbildung 2.10 ist die aktuelle Lösung dargestellt.

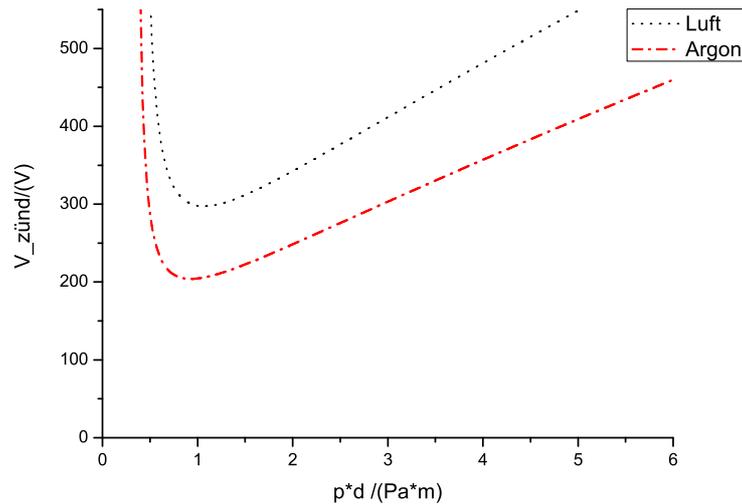


Abb. 2.9: Zündspannung als Funktion von Gasdruck und Elektrodenabstand exemplarisch für Luft und Argon. Die Lage und das Minimum der Paschenkurve hängen von den experimentellen Parametern und den Gaswerten ab. Das Minimum gibt eine Mindestspannung zur Gasionisation an. Die zur Berechnung verwendeten Werte entstammen [Part05], [Naid99] und [Reis94].

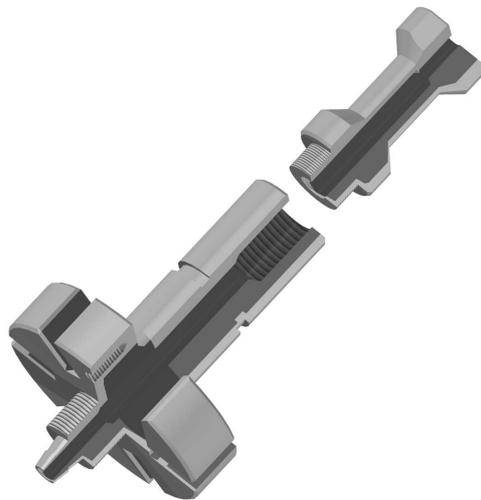


Abb. 2.10: Illustriert ist der LZH RIM Gaseinlass als Explosions- und Schnittgrafik (vgl. Abbildung 2.8).

Der Gaseinlass hat nach diesen Ausführungen zwei Aufgaben: Das Plasmapotential und damit die Ionenenergie zu bestimmen und das Betriebsgas in die Entladungskammer einzulassen. In der experimentellen Phase hat sich gezeigt, dass durch ein durchgeführtes Keramikröhrchen diese Anwendungen elektrisch voneinander entkoppelt werden kann.

Das Keramikrohr ist temperaturbeständiger als das Aluminium. Die Schmelztemperatur von reinem Al liegt bei ca. 660°C , für eine Keramik (Al_2O_3) lässt sie sich nicht genau angeben, wird aber in der Gegend von $1600 - 1800^\circ\text{C}$ angenommen. Somit genügt der Gaseinlass der thermischen Belastung durch das Plasma.

Darüberhinaus sind die Potentialvariationen (wie die DC-Gasionisation) im Plasma- randgebiet für einen Isolator geringer als eine Elektrode, auf der die Elektronen die Möglichkeit haben abzufliessen (vgl. Kapitel 1 Abschnitt 1.2.2). Diese Verbesserung stabilisierte den Betrieb signifikant.

2.3.3 Hauptflansch

In Abschnitt 2.2 wurde als eine Randbedingung die Adaptierbarkeit der neuen Quelle an die modifizierte Rückwand einer BAK 640 Hochvakuumanlage, genauer eine ISO K DN 250 Flanschöffnung, erläutert (vgl. Abbildung 2.4).

Abbildung 2.11 zeigt den Hauptflansch der Ionenquelle als technische Zeichnung. Der Hauptflansch verbindet die zwei wesentlichen Bestandteile der Plasmaquelle, den Ionisator und das Extraktionssystem, miteinander und stellt die Basis für den mechanischen Aufbau der Quelle dar. Darüber hinaus adaptiert der Hauptflansch den Quellenaufbau mit dem Abgleichsnetzwerk (vgl. Abschnitt 2.5.1) und dichtet diese Konstruktion mit der Einhausung der Quelle vakuumtauglich ab. Eine Vakuumdurchführung, um die Bremsspannung an das mittlere Gitter des Extraktionssystems zu leiten, ist ebenfalls implementiert.



Abb. 2.11: Illustriert ist eine technische Explosionsgrafik: der Hauptflansch (mitte), der Ionisator linksseitig und das Gitterextraktionssystem rechts.

2.3.4 Gitterring

Das Extraktionssystem der Ionenquelle hat als Besonderheit den Gitterring, der die Gitterelektroden mit dem Hauptflansch verbindet und so direkt über der Öffnung des Plasmatopfes fixiert. Die Halterung ist so ausgelegt, dass von den drei elektrisch entkoppelten Gittern das anlagenseitige Gitter geklemmt wird und die anderen dadurch tiefer in das Plasmagefäß hineinragen können.

Diese Gittermontage vereinfacht den Ein- und Ausbau des Extraktionsgittersystems. Dieses kann so als separate Einheit behandelt werden. Die Gitter müssen nicht bei jeder Demontage einzeln justiert angeordnet werden, wie es noch beim Prototypen

der Fall ist. Dieser modulare Aufbau bietet weitere Vorteile, wenn andere Gittergeometrien oder Ionisatorformen zu untersuchen sind. Zusätzlich gibt es eine elektrische Durchführung, um die Fokussierspannung an das mittlere Gitter anzulegen. Abbildung 2.11 stellt den Gitterring mit dem Extraktionsgitter auf der rechten Seite dar.

2.3.5 HF-Spule

Die HF-Spule besteht aus Kupferrohr mit einem Durchmesser von 6 mm und einer Wandstärke von 0,5 mm. Auf einer Höhe von ca. 77 mm wurden 6 Windungen äquidistant aufgewickelt. Unter Berücksichtigung des Skin效ekts wurden auf die Kupferspule ca. 20 μm Silber und darüber ca. 4 μm Gold galvanisch aufgebracht. Diese Maßnahme hält den ohmschen Widerstandsanteil des Bauteils konstant (vgl. Abschnitt 2.5.2).

Bei einem Innendurchmesser von ca. 170 mm beträgt die Induktivität nach Gleichung 2.2 ca. 6,5 μH . Die Berechnung der Induktivität L weicht für reale Spulen von Gleichung 2.1 ab. Insbesondere liegt dies in der geometrischen Form (kurze, dicke Spule) begründet.

$$L = \mu_0 \cdot n^2 \cdot \frac{A}{l} \quad (2.1)$$

Eine Näherung erhält man mit:

$$L = 1nH \cdot \frac{n^2}{2} \cdot \frac{D^2}{l} \quad (2.2)$$

In Ausdruck 2.1 ist

$$\mu_0 = \frac{B_0}{H_0} = 4 \cdot \pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{Vs}}{\text{Am}} \quad (2.3)$$

die magnetische Feldkonstante, A ist die Spulenfläche, n die Anzahl der Windungen und l die Länge. In Gleichung 2.2 bezeichnet D den Durchmesser der Spule, n die Anzahl der Windungen und l die Länge.

In der Gleichung 2.2 werden der Durchmesser D und die Länge l jeweils in mm angegeben.

2.4 Die Ionenoptik

In der klassischen Optik wird Licht als elektromagnetische Welle mit refraktiven Elementen geformt. Hier liegt ein geladener Teilchenstrom vor, beschleunigt durch statische elektrische Felder. Aufgaben des Extraktionssystems sind somit die Formung und der quasi verlustfreie Transport der positiven Ladungsträger aus dem Plasma. Deshalb wird analog von einer Ionenoptik gesprochen.

Ausgehend von der Betrachtung elementarer Prozesse an der Zwei-Gittergeometrie wird auf die Ursache des Extraktionslimits eingegangen. Die Unterschiede verschiedener Extraktionsgeometrien für ein Drei-Gittersystem werden anhand von Literaturstudien und Verweisen dargelegt und schließlich wird die Lösung diskutiert.

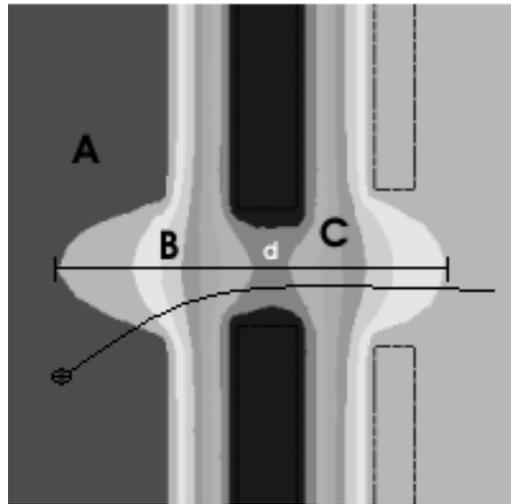


Abb. 2.12: Verlauf der Äquipotentiallinien an einem Beamlet. Die für die Extraktion relevanten Bereiche im Plasma sind unterschiedlich gekennzeichnet; A stellt den quasineutralen Plasmabereich dar, B den Plasmaschild und C den Extraktionsbereich. Die Grafik ist das Ergebnis einer FEM Simulation mittels ANSYS.

2.4.1 Die Ionenextraktion

Die Physik der Ionenextraktion aus einem Plasma soll in Abbildung 2.12 anhand eines idealen Zwei-Gitter-Systems illustriert werden.

Aus dem quasineutralen Plasmabereich (A) gelangen die Ladungsträger durch thermische Diffusion in die Plasmagrenzschicht (Bereich B). Das Plasma schirmt sich gegenüber dem Gitter und den Gefäßwänden positiv ab (vgl. Abschnitt 1.2.2), d. h. für Elektronen aus dem Plasma ist diese Grenzschicht abstoßend und kann von ihnen nur überwunden werden, wenn ihre kinetische Energie größer ist, als die Potentialdifferenz zwischen dem Plasmagrenzanker und dem bulk Plasma, d. h. $\frac{1}{2}m_e v^2 \geq eV_P$.

Die Elektronengeschwindigkeit folgt der Maxwell Verteilung, d. h. nur der hochenergetische Anteil erreicht die Wand und rekombiniert. Für die Ionen wirkt die Grenzschicht attraktiv. Sobald sie aus dem Bereich (A) austreten, werden sie zur Wand beschleunigt.

Die Grenzschicht (B) ist der Bereich zwischen dem quasineutralen Plasma und der Wand (vgl. 1.2). Schließlich treten die Ionen in den Extraktionsbereich Bereich (C) ein und werden durch das angelegte Feld beschleunigt. Die Potentialvariation ist in diesem Bereich relativ klein.

Der Extraktor besteht aus einer positiven Elektrode (PG), die floatend auf Plasmapotential gesetzt ist und einer negativen Elektrode (BG). Die beschleunigende, elektrische Kraft auf ein positiv geladenes Teilchen resultiert aus dem Plasmapotential V_I und der angelegten Spannung $V_G - V_I$ und dem Abstand der Elektroden zueinander, in den Abbildungen 2.12 und 2.13 als d bezeichnet. Durch die Elektrodenform bilden sich Äquipotentiallinien aus, die in das Plasma hereinragen (vgl. Abbildung 2.12). Diese werden als Plasmameniskus bzw. im Plural -menisken bezeichnet. Elektronen aus dem Plasma werden an dieser Oberfläche reflektiert, wenn ihre Energie kleiner ist als die Potentialenergie zwischen den beiden Gitterelektroden. Der Extraktionsbereich ist eine raumladungsbegrenzte Randschicht für die Ionen. Die Dicke

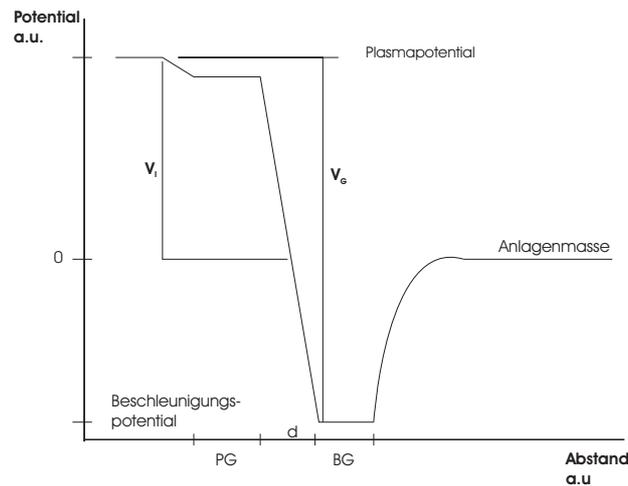


Abb. 2.13: Potentialverlauf eines idealen 2-Gittersystems gegenüber dem Abstand aufgetragen. Das für die Fokussierung des Beamlets maßgebliche Verhältnis ist V_I / V_G [Kauf78].

der Randschicht ist abhängig von Elektronentemperatur, Plasmadichte und Potentialdifferenz $V_G - V_I$ (vgl. Abbildung 2.13). Tabelle 2.3 in Abschnitt 2.4.4 listet die relevanten Potentialbezeichnungen auf.

2.4.2 Die Raumladungsbegrenzung

Im Folgenden wird eine wesentliche Leistungslimitierung der Ionenquelle vorgestellt. Die Leistung der Quelle im Hinblick auf das Anwendungsfeld skaliert sowohl mit der Ionenenergie, als auch mit dem Ionenstrom. Eine erste Annahme, durch eine Erhöhung der Ladungsträgerdichte des Plasmas gleichzeitig auch eine Erhöhung des Stroms zu erhalten, ist nicht zutreffend. Neben der Sättigungsgrenze, die die Plasmaergiebigkeit limitiert, wirkt auch die *Raumladungsbegrenzung* der Erhöhung der Ionenstromdichte entgegen. Die Bewegung eines geladenen Teilchens wird durch die Anwesenheit und Bewegung der anderen Ladungen beeinflusst.

Diese Ursache der Raumladungsbegrenzung lässt sich an folgendem Gedankenexperiment verdeutlichen:

Zwei unendlich ausgedehnte Platten (A) und (B) stehen sich in einem Abstand (d) planparallel gegenüber. Weiterhin gibt es eine konstante Potentialdifferenz zwischen den Flächen. Aus der Platte (A) treten Ladungsträger $+$ aus, die nach (B) beschleunigt werden. Solange wenige Ladungsträger aus der Oberfläche von A austreten, wird die Potentialdifferenz kaum beeinflusst (vgl. Abbildung 2.14).

Um den Ladungsträgerstrom zu vergrößern, erhöht man die Emissivität von Platte (A). Durch Erhöhung der Ladungsträgerkonzentration schirmen diese Ladungsträger das von außen angelegte Feld ab.

Zur Erhöhung der lokalen Feldstärke müsste die Beschleunigungsspannung erhöht oder alternativ der Abstand der Platten zueinander verringert werden.

Vergleicht man die Situationen in Abbildung 2.14 und Abbildung 2.12, wird der Einfluss der Raumladungsbegrenzung, die in Gleichung 1.59 eindimensional für eine planparallele Geometrie abgeleitet wurde, deutlich. Der Ionenstrom j_I ist proportional zu $V^{\frac{3}{2}}$ und reziprok zum Abstandsquadrat d .

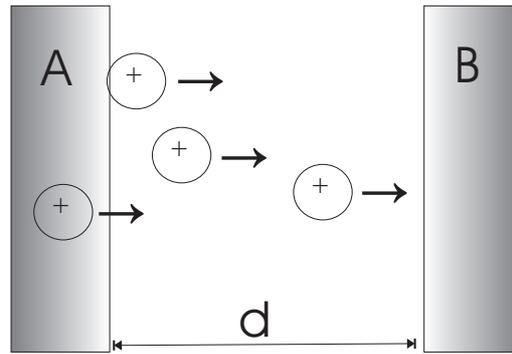


Abb. 2.14: Illustriert ist ein idealer Ladungsteilchentransport zwischen 2 Platten.

Für andere geometrische Elektrodenanordnungen ist ebenfalls eine analytische Lösung herleitbar. Gemein ist diesen Lösungen, dass die Stromdichte von $V^{\frac{3}{2}}$ und d abhängig ist, d. h. $j_I(V^{\frac{3}{2}}, d)$. Die Raumladungsbegrenzung gilt somit allgemein für Ionenquellen, die mit einem elektrostatischen Extraktionssystem arbeiten (vgl. Kapitel 1 Abschnitt 1.2.4).

2.4.3 Kenngröße Perveance

Die Größe Perveance hat sich in der Praxis für Vergleiche zwischen den Extraktionssystemen eingebürgert. Hierbei wird die extrahierte Ionenstromdichte j_I in Verhältnis zur Extraktionsspannung gesetzt V_{ex} , d. h.

$$p = \frac{j_I}{V_{ex}^{\frac{3}{2}}} \quad (2.4)$$

Der Exponent von V_{ex} in Gleichung 2.4.3 resultiert aus der Ableitung von Gleichung 1.59. Nach Abschnitt 2.4.2 und Gleichung 1.59 ist die *perveance* eine Funktion, die im Wesentlichen vom spezifischen Abstand der Elektroden d abhängt. Zwei Möglichkeiten bieten sich an dieser Stelle an, um die *perveance* zu steigern, bzw. einen höheren Ionenstrom zu erzielen. Entweder wird der spezifische Abstand zwischen den Elektroden möglichst klein gestaltet oder der Plasmagrenzanker wird sehr dünn ausgelegt. Aufgrund der Herstellungsverfahren und der mechanischen Stabilität des Extraktionssystems sind beiden Möglichkeiten technische Grenzen gesetzt.

In der Realität hat die Ausprägung der Plasmamenisken einen signifikanten Einfluss auf die Ionenstromdichte. Die Wölbungshöhe dieser Menisken skaliert direkt mit dem spezifischen Abstand d (vgl. Gleichung 1.59) und damit auch die Ionenstromdichte j_I . Damit beeinflussen folgende Parameter die *perveance*:

- die Gitterabstände
- die Lochgeometrie der Elektroden
- die angelegte Beschleunigungsspannung
- die Plasmaergiebigkeit, d. h. die Ladungsträgerdichte im Extraktionsbereich

relevante Potentialbezeichnungen bei der Extraktion	
Denotat	Konnotat
V_I	Plasmapotential, bestimmt die Ionenenergie
V_G	gesamte Extraktionsspannung, $V_I + V_A = V_G$
V_A	Beschleunigungsspannung, bestimmt die Form der Beamlets
V_M	Potential der Anlagenmasse, Erde, „0“

Tabelle 2.3: Übersicht der Potentialbezeichnungen für die Ionenextraktion und Strahlgeometrie.

- Verlustmechanismen durch Ladungsträgeraustausch und Rekombination der Ionen an den Gitterstegen

Diese Einflussfaktoren lassen sich aufgrund ihrer komplexen Wechselwirkung nicht mehr analytisch zusammenhängend darstellen, so dass numerische Lösungen herangezogen werden müssen, um ein Extraktionssystem weitestgehend zu verstehen. In Abschnitt 2.4.4 wird auf numerische Simulationsmethoden näher eingegangen mit Verweisen zu aktuellen Arbeiten auf diesem Gebiet.

2.4.4 Drei-Gitter-Extraktionssystem

In Abbildung 2.15 ist der Potentialverlauf eines 3-Gitter-Extraktionssystems dargestellt, wobei das Extraktionssystem aus einem *Plasmagrenzanker*, einem *Beschleunigungsgitter* und einem *Abbremsgitter* besteht. Der Gitterabstand wird jeweils mit d_1 bzw. d_2 bezeichnet. Diese Bezeichnungen und ihre Kürzel werden in Tabelle 2.4 aufgegriffen.

Bis auf den Potentialverlauf im Plasmaschild liegt der Plasmagrenzanker durch den direkten Kontakt mit der Gasentladung auf Plasmapotential V_I . Die Spannung am Beschleunigungsgitter V_A wird durch ein externes Hochspannungsnetzteil festgelegt. Das Potential am Abbremsgitter befindet sich auf Anlagenmasse. Für die Potentialwerte ergibt sich $V_G = V_A + V_I$ (vgl. Tabelle 2.3).

Die Form des Extraktionskanals ist durch diese Potentialverteilung vorgegeben und damit auch die Trajektorie der Ionen. Die Beschleunigungsspannung V_A liegt am 2. Gitter an. V_A ist direkt einstellbar und bestimmt sowohl die Ionenstromdichte nach der Child-Langmuir-Gleichung 1.59 als auch die Fokussierung des Beamlets durch die Wölbung des Plasmameniskus. Die Lage des Beamletfokus bestimmt das *perveance limit*.

Für das untere Limit gilt: Damit die Extraktion stabil bleibt, müssen die Elektronen aus dem Plasma zurückgedrängt werden, d. h. die Plasmagrenze muss sich in das quasineutrale Plasma hineinwölben, ansonsten dringt das Plasma in den Extraktionskanal ein. Dieses führt zu Entladungen, die für einen stabilen Betrieb fatal sind (vgl. Abbildung 2.12). Ist die Extraktionsspannung zu klein, ist der Ionenstrahl unterfokussiert. Der Plasmameniskus ist zu flach, d. h. die Ionen im Beamlettrandbereich rekombinieren am 2. Gitter.

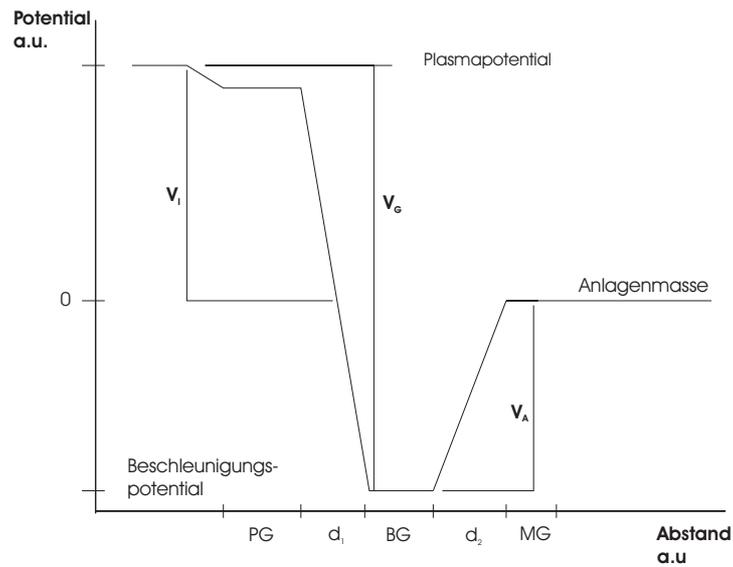


Abb. 2.15: Änderung des Potentialverlaufs für ein 3-Gitter-System.

Für das obere Limit gilt: Wird V_A soweit erhöht, dass der Fokus des Beamlet vor dem Beschleunigungsgitter liegt, so sind die Rekombinationsverluste der Ionen sehr hoch. Das äußert sich in der Praxis durch einen hohen Fehlerstrom und eine erhöhte Gittererosion.

Deshalb wird angestrebt, durch die Wahl der Beschleunigungsspannung den Beamletfokus im mittleren Gitter zu bündeln. Abbildung 2.16 stellt diesen Zusammenhang schematisch dar. Die Parameter des Extraktionssystems in Abbildung 2.16 sind in Tabelle 2.4 dargestellt. Die Werte entsprechen den Geometrien der LZH RIM.

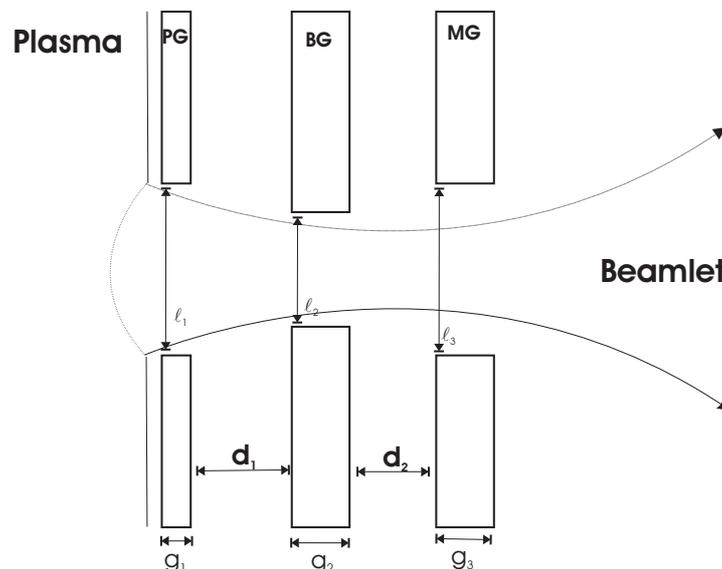


Abb. 2.16: Geometrische Parameter eines 3-Gitter-Extraktionssystems. Gezeichnet ist ein Extraktionskanal. In Tabelle 2.4 werden die für eine Ionen Beamletfokussierung wichtigen Größen aufgelistet.

Treten die Ionen aus dem Plasmaschild aus, werden auch Elektronen auf den Plasmaplasmaanker beschleunigt (vgl. Abschnitt 1.2.2). Diese verursachen eine Abflachung

Bezeichnung	Größe	Gitterstärke g_i [mm]	Lochgröße l_i [mm]
PG	Plasmagrenzanker	1	4
BG	Beschleunigungsgitter	1,5	3
MG	Abbremsgitter	1	4
d_1	Abstand PG / BG	1 mm	
d_2	Abstand BG / MG	1 mm	

Tabelle 2.4: Bezeichnung und Größen des Extraktionssystems der LZH RIM bezogen auf Abbildung 2.16.

des Meniskus. Die Randschicht wird ausgedünnt. Steigt die Ionenstromdichte eines Extraktionskanals, wächst die Colomb-Abstoßung innerhalb des Beamlets so an, dass der Ionenstrahl als Gesamtheit divergiert. Diesen Effekt kann man durch eine mechanische Verformung der Gitter teilweise kompensieren, vgl. Abschnitt 2.4.5.

Die Ionen treffen in ihrem Extraktionskanal auf den Rand der Gitterapertur. Diese Gittererosion wird als *direct Impingement* bezeichnet. Im Experiment verdeutlicht sich dieser Effekt durch die Größe des Fehlerstroms am 2. Gitter. Eine gute Kollimation wird durch einen kleinen Fehlerstrom indiziert.

Die Vorteile einer 3-Gitter-Extraktionsoptik gegenüber eines 2-Gitter-Systems sind zweierlei: Erstens ist eine effektivere Strahlformung möglich, da das Beschleunigungsfeld abgeschirmt wird. Der Ionenstrahl ist besser kollimiert und weitet sich erst nach Passieren des Abbremsgitters auf. Zweitens ist die Quelle somit anlagenseitig neutral. Für reaktive Prozesse wirkt die Quelle nicht als „geladene Elektrode“. Weiterhin erleichtert das geerdete Abbremsgitter bei Bedarf eine Ionenstrahlneutralisation.

Diesen Vorteilen gegenüber steht der Konstruktionsaufwand.

Lochgeometrie

Die Lochgeometrie als Einflussfaktor auf die *perveance* wurde ausführlich in [Brow04] und [Herm73] sowie [Leit00] untersucht und soll anhand einer Literaturstudie weiter diskutiert werden.

Die konkrete Geometrie eines Extraktionskanals lässt sich häufig nur mit numerischen Simulationen approximieren. Die Darstellung dieser Simulationen würde den Rahmen dieser Arbeit übersteigen. Sie sollen deshalb an dieser Stelle für nachkommende Forschungsvorhaben, die auf dieser Arbeit aufbauen, als Ergebnisse zusammenfassend dargestellt werden.

Für alle Simulationen gilt, dass die Verfügbarkeit realistischer Ausgangsdaten den Wahrheitsgehalt der Ergebnisse prägt.

Die Daten von relevanten Plasmakenngrößen wie Plasmadichteverteilung und Elektronentemperatur sind in diesem Fall notwendig. Diese können beispielsweise mit Langmuirsonden bestimmt werden. Herausfordernd ist hierbei, dass die Messungen dieser Größen in einem HF- Wechselfeld stattfinden, d. h. die Sonden müssen mit entsprechenden Filtern abgeschirmt werden [Hemp97]. Eine Beeinflussung der

Gittergeometrien des Extraktionssystems				
	Dicke [mm]	Ø [mm]	Dicke [mm]	Ø [mm]
Plasmagrenzanker [PG]	1-2	4	1	4
Beschleunigungsgitter [BG]	2	2	1,5	3
Abbremsgitter [MG]	1	4	1	4
Abstand d_1		1 mm		
Abstand d_2		1 mm		

Tabelle 2.5: Bezeichnung und Größen der RIM Extraktionsgeometrien im Vergleich.

Plasmaparameter durch die Extraktion lässt sich nicht ausschließen. Wenn ein Ionenstrom extrahiert wird, liegen die Sonden durch den Plasmakontakt ebenfalls auf Hochspannungspotential. Die Messungen sind technisch anspruchsvoll und wurden bereits unter ähnlichen Bedingungen realisiert [Brow04], [Hemp97] und [FaWW03].

Die Simulationen der Ionenextraktion lassen sich mit verschiedenen Programmen erzielen. Die ersten Codes wurden für Elektronen ausgelegt, die später um Ioneneigenschaften nach der klassischen Physik ergänzt wurden [WhWh79]. Mit steigender Rechenleistung wurden 3-D-Simulationen möglich [Reis94], [P.Sp89]. Gelöst wird in diesen Berechnungen die Laplace- bzw. Poissongleichung(vgl. Gleichung 1.33) unter realistischen Annahmen wie Kenntnis von Startbedingungen der Ladungsträger (Ort und Geschwindigkeit), Ladungsträgerdichteverteilung, Elektronentemperatur oder Ionenstrom. Weiterführende Informationen zur Modellbildung der Plasmarandschicht sind u.a. bei Godyak et al., [GoSt90] und [GoPA95] zu finden.

Die Wahl für eine konkrete Lochgeometrie wird durch sogenannte *perveance scans* getroffen: Bei konstantem Ionenstromwert werden Ionentrajektorien berechnet für eine gegebene Extraktionsgeometrie. Variiert wird dabei jeweils das Plasmapotential (und damit die Ladungsträgerdichte), das Extraktionspotential, d. h. die Beschleunigungsspannung und die Elektronentemperatur.

An der Universität Gießen wurden über mehrere Jahrzehnte eine Vielzahl dieser Untersuchungen durchgeführt, insbesondere zur Optimierung der RIM Triebwerke für den Weltraumeinsatz. In Abbildung 2.3 ist die Verteilung der Plasmakenngrößen durch sondendiagnostische Messungen illustriert und liefert Anhaltspunkte für die Variablen- und Wertebereiche der Simulationen.

Diese Informationen entstammen [Leit00], [SHPR99], [GrLL98], [LFGS88] und [Brow04] sowie Diskussionen mit P. Spädtke (Gesellschaft für Schwerionenforschung GSI in Darmstadt) und S. Weiss (Gruppe Ionenquellenforschung an der Universität Gießen).

Aus diesen Informationen werden folgende Kriterien für die Extraktionsgeometrie der LZH RIM dargelegt.

Die Tabelle 2.5 stellt die zu vergleichenden Lochgeometriealternativen dar. Die 4-2-4 Geometrie wurde in den Anfangszeiten der RIM Entwicklung durch Simulationsrechnungen (mittels des Programms IGUN von Becker R. und Herrmansfeldt W. B. [Herm73]) erhalten und über zwei Jahrzehnte lang verwendet [Krum89], [LKKF03a],

[LFGS88]. Experimentelle Untersuchungen haben gezeigt, dass die 4-3-4 Geometrie der 4-2-4 Möglichkeit vorzuziehen ist:

- Die Lebensdauer des 4-3-4 Modells ist vergleichsweise höher.
- Das 4-2-4 Model weitet die BG- Löcher im Betrieb nach einigen Betriebsstunden sichtbar auf. Diese unkontrollierte Gittererosion führt zu Kontaminationen in der Materialbearbeitung.
- Durch einen dünneren PG ist ein höherer Ionenstrom extrahierbar.
- Die Perveance beider Geometrien hat einen geringen Unterschied von ca. 5%. Es gibt somit kaum einen Unterschied für den Ionenstrom.
- Aufgrund der größeren Löcher im BG ist der Ionenstrahl schwächer kollimiert. Durch die Krümmung der Gitterelektroden kann dies wieder ausgeglichen werden.
- Der Cross-over Bereich für die Betriebszustände der Ionenquelle, d. h. für welche Extraktionsspannung und Beamletstrom die Gittergeometrie optimal gerechnet wurde, ist mit steigendem Lochdurchmesser größer. Damit kann die Ionenquelle für die Materialbearbeitung vielseitiger eingesetzt werden.
- Die Tauglichkeit bzw. Leistungsfähigkeit der LZH RIM für die Optikfertigung wird in Kapitel 3 anhand der experimentellen Untersuchung erläutert und dargestellt.

Weitere Untersuchungen von Beamdivergenz, Strahlstromdichte und numerischen Simulationen der vorgestellten Gittergeometrien finden sich in [Kux94] und [Pfei95].

Neben diesen Aspekten hat sich gezeigt, dass in der technischen Fertigung die 4-3-4 Geometrie vorteilhaft ist, so dass die Wahl für die LZH RIM darauf fiel.

2.4.5 Gitterauslegung und -fertigung

Die bisher dargestellten Erfahrungen und Überlegungen enthalten noch wenig experimentelle Daten. Im Folgenden sollen nun die wesentlichen Arbeiten und Verbesserungen an der LZH RIM im Hinblick auf das Anwendungsfeld erläutert werden. Die Resultate der Herstellung von optischen Funktionsschichten folgen in Kapitel 3.

Während der Entwicklungszeit der Ionenquelle wurden mehrere Gittersysteme gefertigt und untersucht. Bestandteil des nächsten Abschnittes sind somit:

1. Materialelektion:
 - Sputterfestigkeit
 - optische Verträglichkeit
 - Bearbeitbarkeit der Werkstoffe
2. Herstellung und Veränderung der Geometrie des Extraktionssystems
 - Lochmuster

- Herstellungsverfahren
 - Formung der Gitterelektroden für die Ionenstrahlfokussierung
3. Experimentelle Untersuchung des Extraktionssystems
 - Variation des Abstandes der Elektroden
 - Variation der Beschleunigungsspannung
 4. Weitere Fragestellungen; Stabilisierung der Ionenextraktion

Materialselektion

Für die lange Lebenserwartung des Extraktionssystems ist eine hohe Sputterfestigkeit vorteilhaft. Dieser Aspekt wird für verschiedene Materialien in den Diagrammen 2.17 und 2.18 dargestellt.

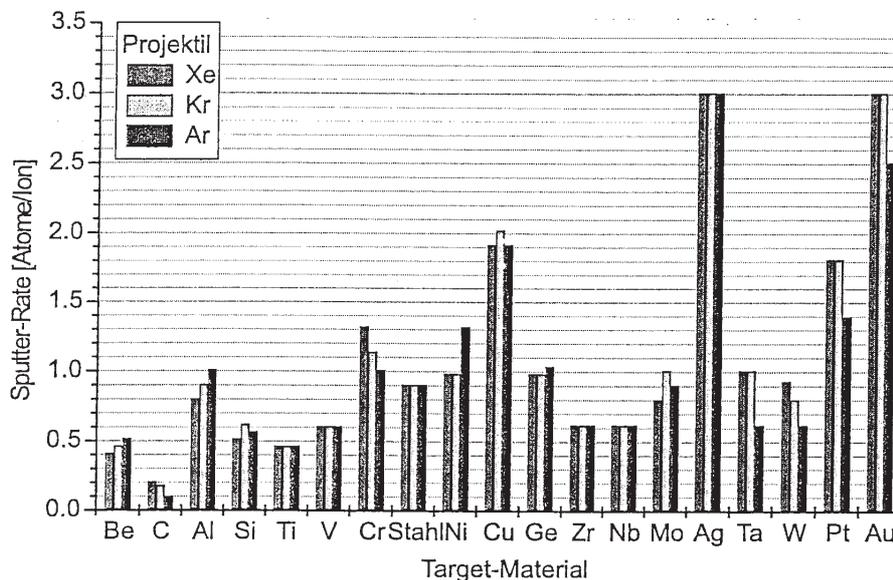


Abb. 2.17: Sputterraten verschiedener Werkstoffe mit ionisiertem Xenon, Krypton und Argon. Die Energie der Edelgasen beträgt 500 eV. Quelle: [Auto99].

Das Extraktionssystem der Rim 10 A besteht aus einer Stahllegierung. Mit dieser IBS-Quelle wurden am LZH dennoch optische Schichtsysteme erzeugt, die nur geringe Absorptionen aufweisen. Ein HR 1064 QWOT Titan/Quarz mit Absorptionsverlusten unter 22 ppm wurde bereits mit diesem Prototyp erreicht [LGER04]. Weitere Demonstranten für qualitativ hochwertige Schichtsysteme sind in anderen Arbeiten ([SGLR00] und [GSLR01]) dieser Gruppe beschrieben.

Beim IBS Prozess werden dielektrische Schichten in amorpher Form erzeugt. Optisch transparent sind diese Oxidstrukturen u. a. bei den Beschichtungsmaterialien TiO_2 und Al_2O_3 .

Die Chrom- und Nickeloxide hingegen finden eher in der Tribologie als Verschleißschutz ihre Anwendung und sind im VIS Bereich (400 nm - 800 nm) nicht transparent. In optischen Funktionsschichten sind sie daher als absorptive Kontamination zu betrachten und mindern die Güte der optischen Dünnschicht.

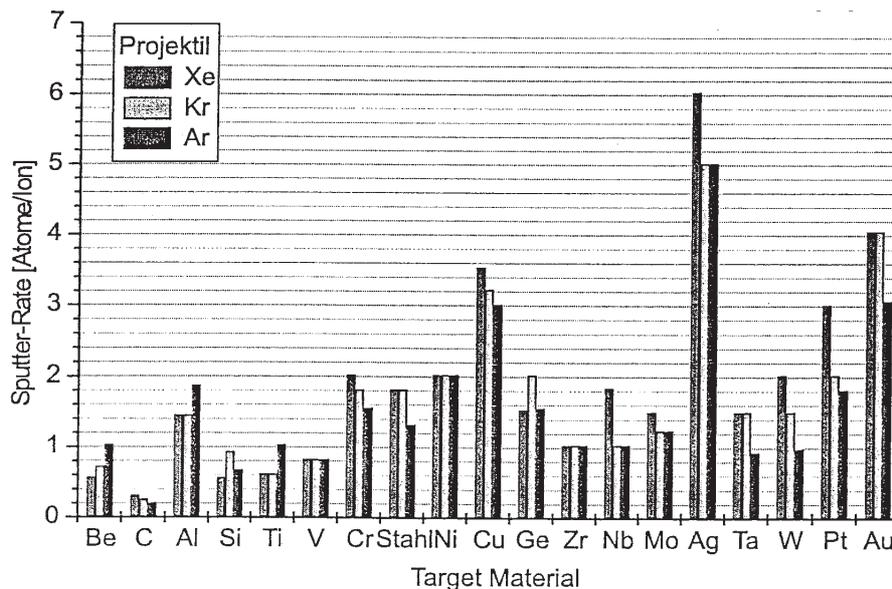


Abb. 2.18: Sputterraten verschiedener Werkstoffe mit ionisiertem Xenon, Krypton und Argon. Die Energie der Edelgasionen beträgt 1 keV. Quelle: [Auto99].

Auf diesen Überlegungen basierend wurden für die untersuchten Extraktionssysteme Aluminium, Titan und trotz der optischen Inkompatibilität eine Cr-Ni-Metallegierung verwendet.

Die geometrische Form der Ionenextraktionskanäle wurde ausführlich im vorangehenden Abschnitt 2.4.4 dargelegt.

Der Quellendurchmesser wurde um den Faktor 1,5 vergrößert. Damit skaliert die Extraktionsfläche um mehr als 66%. Bei konstanten Lochdurchmessern der einzelnen Gitterelektroden wurde die Anzahl der Löcher erhöht und mit einem hexagonalen Muster strukturiert. Aus den ursprünglich ca. 240 Löchern wurden so > 800 Löcher pro Elektrode.

Herstellungsverfahren

Das Gittersystem des Prototypen wurde noch von Hand gebohrt. Aufgrund der Infrastruktur des LZH und des PZH boten sich als alternative Herstellungsverfahren Laserstrahl- und Wasserstrahlschneiden an. Beide Techniken wurden erprobt.

Zusammenfassend hat sich für die Herstellung des verwendeten Gittersystems das Laserstrahlschneiden als nicht geeignet erwiesen. Sowohl bei der CW-CO₂ Bearbeitung, als auch der Herstellung mit einem gepulsten Nd:YAG-Laser war der Wärmeeintrag so hoch, dass sich die Blechgitter jeweils um mehrere Millimeter während des Schneidvorgangs gewellt haben.

Eine anschließende Wärmebehandlung der Materialien um die Verspannungen auszugleichen folgte. Hierbei wurden die Bleche in einem Argon-Schutzgas-Ofen jeweils auf ca. 75-80% ihrer Schmelztemperatur geheizt und mit Gewichten beschwert. Das Schutzgas war notwendig, damit die Metalle nicht oxidierten (Beispielsweise entsteht Rutil als Titandioxidstruktur schon bei ca. 250 °C.) Nach 24 Stunden wurden die Bleche abgekühlt.

Ursprünglich hatten die Gitterelektroden abhängig von Material und Stärke eine ungleichmäßige Verspannung mit einer Höhendifferenz von 3 mm bis 8 mm. Nach der

Wärmebehandlung lag die Verwölbung unterhalb von 1 mm, Sie waren teilweise wieder eben. Beobachtet wurde, dass diese Behandlung das Material und insbesondere die Oberflächenbeschaffenheit in Mitleidenschaft zieht. Beispielsweise bei der Chrom-Nickel-Legierung zeigte die Elektrodenoberfläche nach der Wärmebehandlung eine krustenartige Oxidstruktur auf, die die Spannungsdurchschlagfestigkeit verringert.

Bei der Fertigung mittels Wasserstrahltechnik kann die Wärmebehandlung komplett vernachlässigt werden. Zwar führte der abrasive Prozess zu keinerlei thermischen Verspannungen des Materials, andererseits wurden die Schnittkanten bei kleiner werdenden Strukturen deutlich unsauberer verglichen zum Laserschneiden.

Das Verfahren eignet sich nicht für die Realisierung von Konturen mit engen Radien. Eine manuelle Nachbehandlung in Form von unterschiedlichen Polierstufen, entgraten und nachaalen *aller* Löcher war unumgänglich, um eine hinreichende Spannungsfestigkeit zu erhalten.

Beim Betrieb einer Ionenquelle erwärmt sich das Beschleunigungsgittersystem. Bei den verwendeten Materialien geht mit der thermischen Erwärmung auch eine Ausdehnung des Materials einher. In der gewählten Konstruktion wird das Gittersystem geklemmt und die einzelnen Elektroden mit keramischen Schrauben zueinander fixiert. Um eine definierte Verformung unter der thermischen Belastung zu erreichen, müssen die Gitter vorgewölbt sein. Abbildung 2.19 skizziert drei Möglichkeiten der Auslegung für das Extraktionssystem:

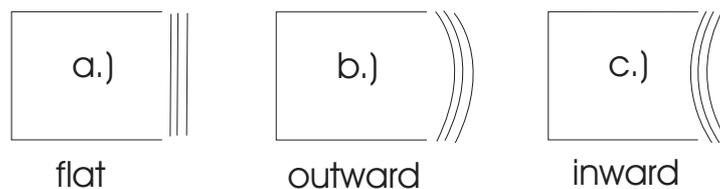


Abb. 2.19: Auslegung der Gitterextraktionssysteme. a.) flat b.) outward c.) inward

In Abbildung 2.19 Fall a.) ist die Richtung der thermischen Verformung nicht definiert: Bewegen sich die Gitter voneinander weg, sinkt die Perveance und damit auch die Ionenstromdichte. Nach Gleichung 1.59 ist der extrahierbare Ionenstrom abhängig vom reziproken Quadratsabstand, diese Verluste sind nicht tolerabel.

Bewegen sich die Gitter aufeinander zu, steigt zwar die Perveance an, aber die Wahrscheinlichkeit für elektrische Überschläge hingegen auch. Die Folgen hiervon sind fatal für die Ionenextraktion.

Eine weitere Überlegung ist es, durch die Gitterwölbungen den Ionenstrahl auf das Target zu fokussieren, damit ausschliesslich das Beschichtungsmaterial abgetragen wird und keine Kontaminationen der hergestellten Schichten durch abgestäubte Anlagenbestandteile stattfinden kann. Dies führt zur Realisation von Fall c.).

Nach Pythagoras ist die Wölbtiefe h in Abbildung 2.20:

$$r^2 = (r - h)^2 + (s/2)^2 \quad \Rightarrow \quad h_{1,2} = r \pm \sqrt{r^2 - (s/2)^2}. \quad (2.5)$$

Aus Gleichung 2.5 ergibt sich für ein vorgegeben Abstand r vom Gitter zum Target eine quadratische Gleichung für h , aus der sich die Ziehtiefe für die Gitterelektrode bestimmen lässt.

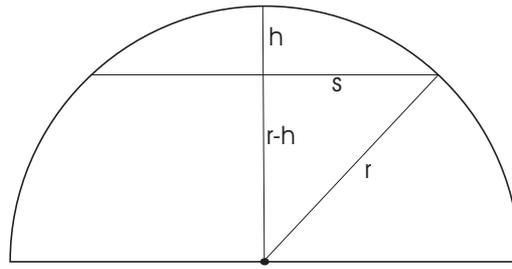


Abb. 2.20: Bestimmung der Ziehtiefe einer Gitterelektrode für die Fokussierung auf das Sputtertarget. Der Kreisradius wird mit r bezeichnet, die Wölbungstiefe mit h und s bezeichnet den Durchmesser des ebenen Gitters.

Um den Sputterabtrag an den Gitterapertur klein zu halten und einen kollimierten Ionenstrahl zu erhalten, müssen die Lochmuster der gewölbten Elektroden im montierten Zustand kongruent sein. Damit die Muster kongruent sind, müssen die Verhältnisse von Bogenlänge zu Radius gleich sein (vgl. Gleichung 2.7).

Die Elektroden haben in der Reihenfolge (MG, BG und PG) einen wachsenden, radialen Abstand zum Fokus (durch die Materialstärke und den Gitterabstand). Berücksichtigung finden muss desweiteren der vorgegebene Durchmesser für die Elektroden.

Mittels einer Simulation mit Hilfe des CAD Programms Solid Edge der Fa. Solid Works wurde sichergestellt, dass die Lochmuster unter diesen Bedingungen kongruent sind. Für die Fertigung bedeutet dies, dass die Lochmuster im ebenen Zustand mit größer werdendem Radius ebenfalls größer skaliert werden. Die Abbildung 2.21 veranschaulicht dieses und stellt somit eine Grundlage für das Tiefziehen der drei Gitterelektroden dar. Für die Skalierung der Bogenlänge b in Abhängigkeit des Kreiswinkels α , wobei

$$\alpha = \arcsin \left[\frac{s/2}{r} \right] \Rightarrow b = \alpha \cdot \frac{2\pi r}{360^\circ} \quad (2.6)$$

ergibt sich die Randbedingung zu:

$$\frac{b_{MG}}{R_{MG}} = \frac{b_{BG}}{R_{BG}} = \frac{b_{PG}}{R_{PG}}. \quad (2.7)$$

Der Kreisradius wird in Gleichung 2.6 mit r bezeichnet, s bezeichnet den Durchmesser des ebenen Gitters, α bezeichnet den Kreiswinkel und b die dazugehörige Bogenlänge.

Die Titan- und Aluminumbleche wurden am Unterwasser Technikum Hannover (=UWTH) Wasserstrahl geschnitten, manuell nachbehandelt und daraufhin am Institut für Umformtechnik (=IFUM) im Produktionstechnik Zentrum Hannover (=PZH) tiefgezogen. In Tabelle 2.6 sind die Werte für die Gitterdurchmesser s , den Quellen-Target-Abstand r und die Skalierungsfaktoren q für die Lochmuster sowie die Wölbungstiefen h aufgelistet.

Das benutzte Titan und Aluminium Halbzeug ist herstellungsbedingt durch das Walzen in die entsprechenden Materialstärken schon vor-verspannt, d. h. sobald man das

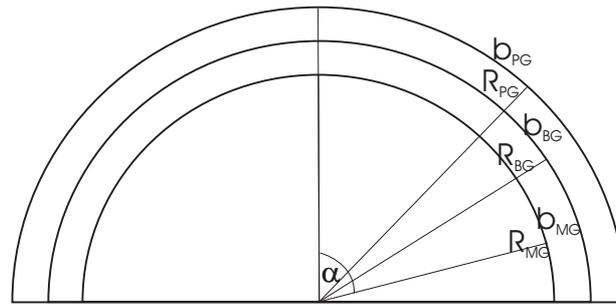


Abb. 2.21: Geometrische Überlegungen für die Skalierung der Lochmuster in Abhängigkeit des radialen Targetabstandes der verschiedenen Blechebenen.

Wölbungsgeometrie der Gitterelektroden

Gitter	s [mm]	r [cm]	Skalierungsfaktor q	h [mm]
MG	165	28	1	13
BG	152	30	1,02	13,7
PG	149,5	32,5	1,04	14,5

Tabelle 2.6: Geometrie der tiefgezogenen Gitterelektroden

Blech ansticht, verformt es sich. Dieser Effekt nimmt mit geringer werdender Dicke zu und stellt sowohl im Schneid- als auch im Tiefziehprozess eine Herausforderung an die Reproduzierbarkeit dar.

Außerdem sind die Bleche, insbesondere das Reintitan nur in begrenztem Maße kaltumformbar, d. h. bei Raumtemperatur.

Beim Umformprozess ist das Streckgrenzenverhältnis wesentlich. Es wird gebildet aus der Streckgrenze für die elastische zur plastischen Verformung und der Zugfestigkeit des Metalls.

$$S_G = \frac{R_e}{R_z}$$

Je kleiner das Streckgrenzenverhältnis ist, desto leichter ist das Material plastisch zu verformen. Verglichen zu anderen gebräuchlichen Werkstoffen ist z. B. bei Reintitan (das verwendete Material hat die Bezeichnung Ti Grade 2) das Streckgrenzenverhältnis recht hoch, d. h. der relativ grosse elastische Streckbereich muss überschritten werden, damit sich das Blech umformt.

Diese Eigenschaft drückt sich auch in einer hohen Rückfederung aus. In der Praxis wird die Umformzone nur erreicht, wenn die Ziehtiefe deutlich über der gewünschten Wölbungshöhe der umgeformten Elektrode liegt.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden 4 komplette Gittersätze, jeweils zwei aus Aluminium und zwei aus Titan, hergestellt. Der Ionenstrahl sollte in einem Abstand von 28-30 cm fokussiert auf das Target auftreffen. Daraus resultiert die Wölbungshöhe.

Umgeformt wurde mit einer hydraulischen Presse der Fa. Hydrap Modell HDPZ b 63. Die Presse hat ein Gewicht von 10 Tonnen und eine Presskraft bis zu 630 kN. Bei der Umformung wurden für die benutzten Stempel eine Kraft von 180 kN und

für den Niederhalter ein Kraft von 80 kN eingestellt. Da die Elektroden kleinere Außendurchmesser als der Innendurchmesser des Niederhalters haben, wurde für die Umformung Abdeckbleche aus 20x20x1 mm³ starken Aluminium benutzt, die vom Niederhalter fixiert werden konnten.

Es ließ sich beim Tiefziehen nicht vermeiden, dass die Löcher im Randbereich der Gitterelektroden aufgrund der relativ großen Ziehtiefe sich leicht elliptisch verformten, trotz Verwendung von Pressfetten und Tiefziehfolie. Um diesen Effekt gering zu halten wurden, die Gitterbleche *nur* bis zu einer Höhe von knapp 13,6 mm anstatt der berechneten 14,5 mm gewölbt. Innerhalb dieser Parameter trifft der Ionenstrahl noch komplett auf der Targetfläche auf. Die Skalierungsfaktoren der Lochmuster wurden entsprechend angepasst.

Um nachkommenden Experimenten eine empirische Basis zu schaffen, listet Tabelle 2.7 die Werte beim Tiefziehen der Titanbleche auf.

Experimentelle Untersuchung

Das Extraktions- und Beschleunigungsgittersystems bestimmt maßgeblich die Leistung einer Ionenquelle. Die Herstellung der Elektroden ist wie dargestellt aufwendig und zeitintensiv. Im Hinblick auf das gestellte Arbeitsgebiet folgt nun zusammenfassend ein Vergleich der hergestellten Gitterextraktionssysteme (die sich ausschließlich in Ihrer Materialwahl unterscheiden). Im Mittelpunkt der experimentellen Untersuchung steht die Optimierung von Stabilität, Strahlform und Ionenstromwert der LZH RIM.

Die Entwicklung der Extraktionssysteme erfolgte an einer mobilen, kompakten Hochvakuumanlage des LZH. Der Rezipient wurde für verschiedenste Aufgaben konzipiert und lässt sich am ehesten durch ein kugelförmiges Volumen beschreiben mit einem Durchmesser von ca. 50 cm. An dem Rezipienten ist ein zwei-stufiges Pumpsystem der Fa. Pfeiffer Balzers adaptiert. Die erste Pumpstufe besteht aus einer Drehschieberpumpe Modell Duo 030 A. Das Hochvakuum wird durch Turbomolekularpumpe Modell TPH 1500 mit 15001/s Saugleistung erzeugt.

Die Kammer erreicht hiermit einen Enddruck im Bereich von 10^{-7} mbar. Die benötigte Energieversorgung der LZH Rim wird im Abschnitt 2.5 detailliert erläutert. Abbildung 2.22 stellt schematisch die elektrische Versorgung der LZH RIM dar.

In der Entwicklungsphase hat sich Titan als der optimale Werkstoff herausgestellt:

- Innerhalb des Gittersystems kommt es anfangs häufig zu Überschlügen zwischen den Elektroden. Diese sogenannten *Arcs* treten druck- und spannungsabhängig auf (vgl. Gleichung 1.11). Das Beschleunigungsgitter wird durch den Ionenbeschuss gesputtert. Somit wächst dort der Partialdruck an. Darüberhinaus liegt zwischen PG und BG die gesamte Extraktionsspannung an. Diese Faktoren beschränken die Spannungsfestigkeit des Extraktionssystems und limitieren die Leistung der Ionenquelle.
- Die Zerstäubungsrate von Titan ist niedriger als die von Aluminium. Daraus folgt sowohl eine höhere Lebenserwartung des Titangittersystems als auch ein stabilerer Betrieb.

Wölbungsgeometrie der Gitterelektroden		
Ziehtiefe [mm]	Blechstärke [mm]	Wölbungstiefe [mm]
Stempeltyp A		
13	0,5	6,2
13	1	6
13	1,5	6
25	0,5	7,8
25	1	8,2
25	1,5	9
30	0,5	10
30	1	10,5
30	1,5	10
Stempeltyp B		
15	0,5	11
15	1	11,2
15	1,5	11
20	0,5	13
20	1	13,5
20	1,5	13,25
32	0,5	16
32	1	17,5
32	1,5	17

Tabelle 2.7: Tabellarische Darstellung der Ziehtiefe und erzielten Wölbungstiefe des untersuchten Extraktionssystems aus Titan. Diese Experimentreihe wurde mit zwei verschiedenen Stempeltypen durchgeführt. Stempel A hat einen Durchmesser von 200 mm, IFUM Bezeichnung 200 Rund. Stempel B hat einen Durchmesser von 180 mm, IFUM Bezeichnung 180 Rund.

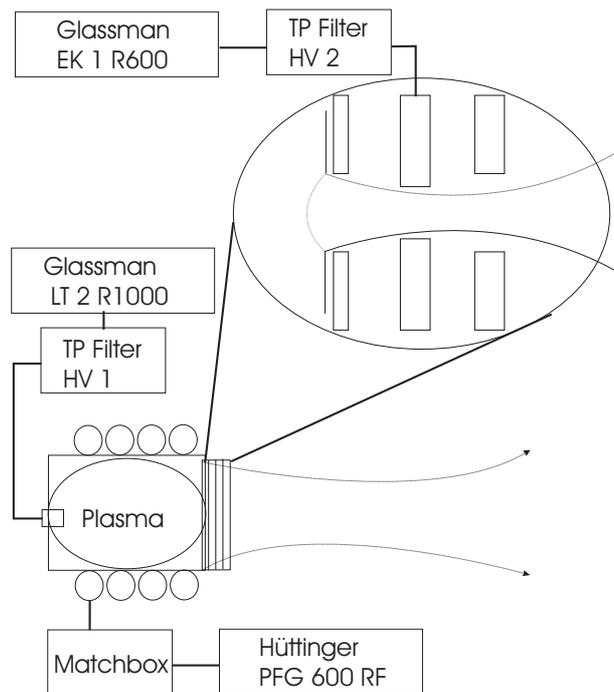


Abb. 2.22: Verschaltung der der LZH RIM Ionenquelle am Versuchsstand.

- In der Herstellung lassen sich Unebenheiten in der Oberflächenbeschaffenheit nicht vermeiden. Die Elektroden werden deshalb vor Inbetriebnahme poliert und *eingefahren*. Während bei Aluminium nach mehreren Betriebsstunden keine signifikante Abnahme der Arcfrequenz zu beobachten war, lief das Titan Extraktionssystem mit HF-Filter stabil. Die lichtmikroskopische Untersuchung der Gitterelektroden belegt, dass die Oberfläche der Titangitter trotz Arcs eben bleibt. Dies ist auf die höhere Sputterresistenz zurückzuführen.
- Titan ist thermisch stabiler in der Anwendung als Aluminium: Im Betrieb wird das Gittersystem erwärmt. Diese intrinsische *Wärmebehandlung* führt dazu, dass die Formgebung nicht dauerhaft ist. Das Gitter ist durch den Pressvorgang in einem Zustand mit hoher Eigenspannung, der aus Zug- und Druckeigenspannungen besteht. Durch die Erwärmung bewegt sich dieser Eigenzustand innerhalb der Formzone zu einem anderen temperaturabhängigen Gleichgewichtszustand. Während dieser Zustand bei den Titanelektroden nicht stark von dem der Kaltumformung abweicht, ist beim Aluminiumgittersystem eine Verringerung der Wölbungshöhe von 13 mm auf ca. 6 mm zu beobachten. Dies veränderte die Fokussierung des Ionenstroms nachteilig.
- Die Aluminiumgitter haben sich bei einer Extraktion von 0,5 A Ionenstrom nach weniger als zwei Stunden aufgrund der thermischen Belastung verworfen. Die Experimente an diesem Gittermaterial wurde daraufhin nicht weitergeführt.
- Die Cr-Ni-Stahl Gitterelektroden bieten von den bekannten Materialparametern vergleichsweise keine weiteren Vorteile an. Nachteilig ist hingegen die Kontamination der optischen Funktionsschichten durch Einlagerung dieser Elemente, wenn sie zerstäubt werden. Titan ist darüberhinaus optisch kompatibel und findet als Targetmaterial beim IBS Prozess Verwendung.

LZH RIM Parameter am Versuchstand	
P_{HF} [W]	300
HV_1 [V]	1500
Ionenstrom [mA]	~ 180
HV_2 [V]	-250
Fehlerstrom [mA]	8
P_0 [mbar]	$\sim 9 \cdot 10^{-6}$
P [mbar]	$\sim 3,5 \cdot 10^{-4}$
Quelle Ar [sccm]	8-20
O_2 [skt]	32

Tabelle 2.8: Betriebswerte der LZH RIM; P_{HF} bezeichnet die eingekoppelte Leistung des HF-Generators, HV bezeichnet die Spannungen an den Elektroden, P benennt den Enddruck bzw. den Prozessdruck im Rezipienten, Ar den Argon Gasfluss durch die Quelle in Standard-Kubikzentimetern und O_2 den Sauerstofffluss, der durch ein Nadelventil in die Kammer eingelassen wird.

Im weiteren Verlauf der Untersuchung wurde somit ausschliesslich das Titanextraktionssystem verwendet.

Ionenstrahlformung

Die Form und Fokusslage des Ionenstrahls wird durch den Abstand der einzelnen Gitterelektroden mitbestimmt. Tabelle 2.9 stellt die Untersuchungsparameter der Strahlform und -Fokussierung dar. Die Gitterelektroden werden konstruktionsbedingt mit Keramikschauben elektrisch voneinander entkoppelt und fixiert.

Die Gitterabstände \mathbf{d}_1 sowie \mathbf{d}_2 wurden variiert mit dem Ziel, einen kollimierten Ionenstrahl zu erhalten und den Fehlerstrom, der sich aus der Ionenrekombination am Beschleunigungsgitter ergibt, zu minimieren. Als Bewertungskriterium wurde die Strahlformung fotografiert und relativ zu einander betrachtet (vgl. Abbildung 2.23).

Die Parameter der LZH RIM für diese Versuchsreihe stellen die Tabelle 2.8 und Tabelle 2.9 dar.

Abbildung 2.23 zeigt digitale Aufnahmen der Ionenstrahlform durch ein Anlagenfenster des IBS-Versuchsstandes. Zu sehen sind die unterschiedlichen Strahlkollimationen durch Variation der Elektrodenabstände des tiefgezogenen Titangittersystems. Bei dieser Untersuchungsreihe wurde die HF-Leistung $P_{HF} = 300 \text{ W}$, die Extraktionsspannung $HV_1 = 1,5 \text{ keV}$, der Argonfluss $Ar_2 = 8,8 \text{ sccm}$ und der Sauerstofffluss durch das Nadelventil auf $O_2 = 32$ Skalenteile gesetzt. Je nach Strahlform variieren auch die Fehlerströme. Die Beschleunigungsspannung wurde variiert, um den Fehlerstrom auf das Gitter zu minimieren. Die Tabelle 2.9 listet diesen Parameter auf und stellt die Strahlprofilfotografien mit den Experimentellen Werten in Zusammenhang.

Die in dieser Versuchsreihe vorgestellten Resultate sind Ergebnisse von Einzelmessungen, so dass für die Fehlerbetrachtungen eine statistische Auswertung nicht angegeben werden kann. Die Strom- und Spannungswerte der aufgeführten Netzteile

Abstandsvariation der Gitterelektroden				
Bild	d_1 [mm]	d_2 [mm]	I_{ex} [mA]	I_{BG} [mA]
b	1	1	100	2 @ -250 V
d	0,5	1,5	100	2 @ -250 V
d	0,5	1,5	100	7 @ -195 V
-	1,5	1	180	2,5 @ -250 V
a	1	2	100	6 @ -102 V
a	2* 0,5	2* 0,5+1	100	7 @ -160 V
c	2* 0,5	0,5	100	12 @ -70 V
e	1	1,5	100	7 @ -150 V

Tabelle 2.9: Experimentelle Betrachtung der Ionenstrahlfokussierung durch Variation der Elektrodenabstände des Gittersystems. Der Abstand zwischen dem Plasmagrenzanker und dem Beschleunigungsgitter ist d_1 . Der Abstand zwischen Beschleunigungsgitter und Bremsgitter ist d_2 .

Geometrische Anordnung und Abmessung der Gitterelektroden		
Gitter	Dicke [mm]	Lochdurchmesser [mm]
Plasmagrenzanker	1	4
Beschleunigungsgitter	1,5	3
Bremsgitter	1	4

Tabelle 2.10: Die Abmessungen der verwendeten Geometrie für die Gitterelektroden. Die Abstände zwischen dem Plasmagrenzanker und dem Beschleunigungsgitter sowie diesem und dem Bremsgitter betragen jeweils 1 mm.

werden direkt am Gerät erfasst und ausgelesen. Nach Angaben des Herstellers Glassmann haben die Messwerte eine Genauigkeit von $\pm 0,2\%$. Somit ist die Genauigkeit aller direkt gemessenen Daten dadurch festgelegt.

Resultierend ergibt sich für die Gittergeometrie die in Tabelle 2.10 beschriebene Anordnung.

In der experimentellen Untersuchung hat sich gezeigt, dass diese Anordnung eine gute Kollimation des Ionenstrahls liefert. Die Anordnung mit dem auffällig hohen Ionenstrom war nicht zu reproduzieren und wurde nicht weiterverfolgt.

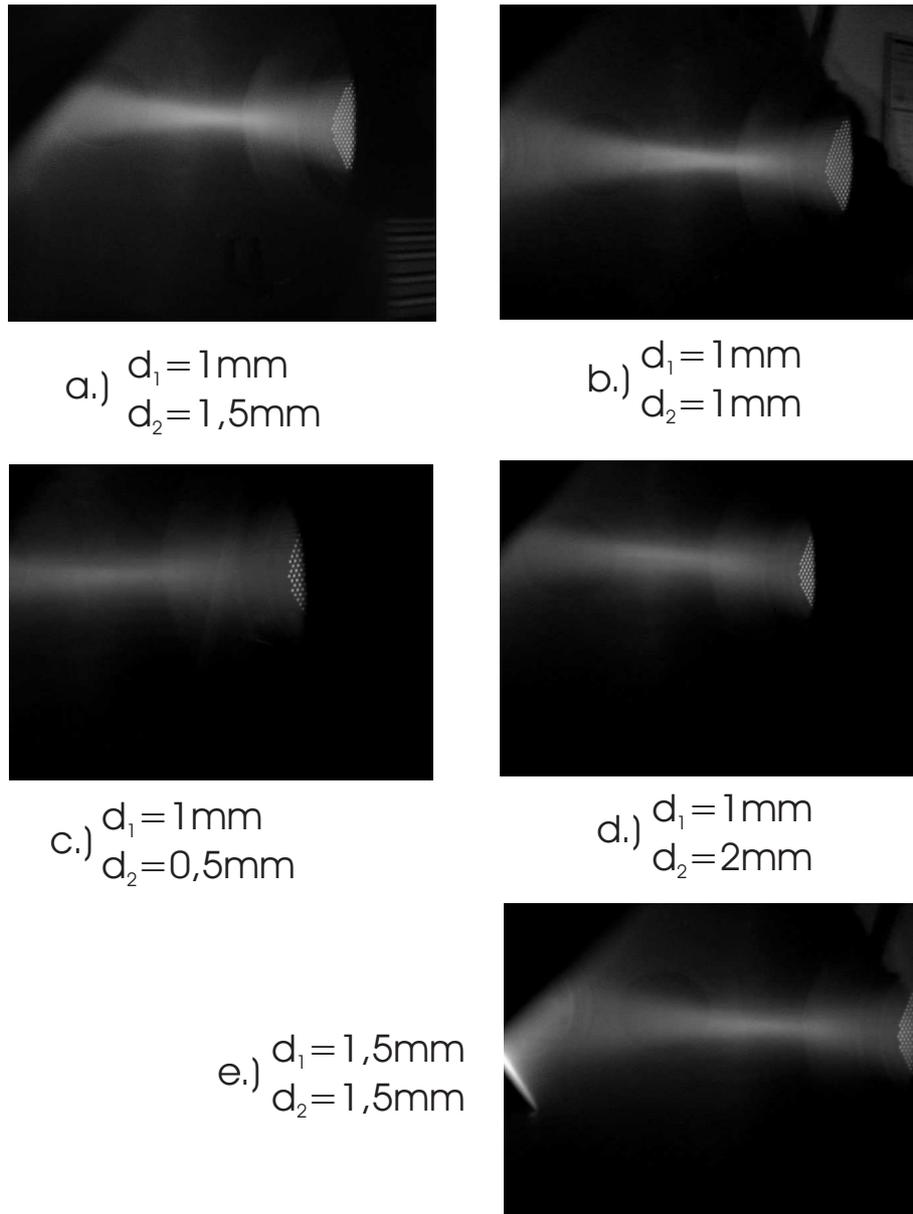


Abb. 2.23: Photographische Darstellung der Untersuchungsreihe für verschiedene Abstände zwischen den Gitterelektroden.

2.5 Die elektrische Versorgung

Die elektrische Versorgung der LZH RIM lässt sich in zwei logische Einheiten unterteilen: Den HF-Anteil für die Generierung des Plasmas und den DC-Anteil für die Extraktion der Ionen sowie die Bestimmung von deren Energie. Abbildung 2.24 stellt dieses in einem Struktogramm dar.

Sämtliche für die Testreihen der LZH RIM benötigten Versorgungseinheiten sind in einem halbhoher, fahrbarer 19 Zoll Schrank untergebracht. Bei den kommerziell erhältlichen Geräte handelt sich hierbei im Einzelnen um:

- positive Hochspannungsversorgung (Ionenenergie):
Glassman High Voltage LT 2 R1000 -RS232, DC Power Supply mit RS-232 Interface Modul zur externen Ansteuerung.

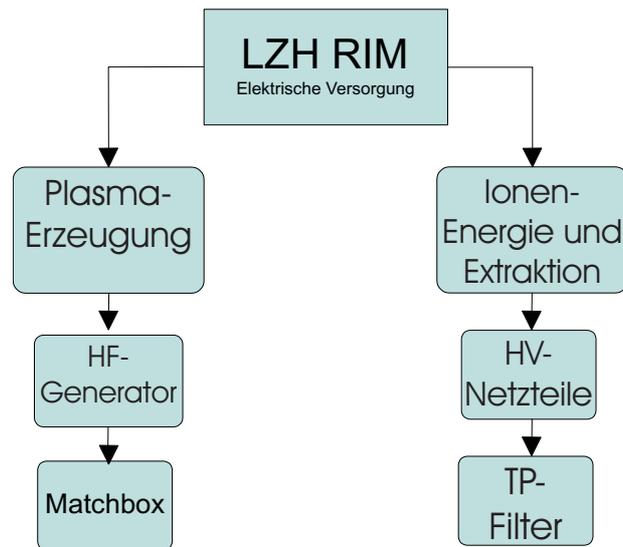


Abb. 2.24: Separation der elektrischen Versorgung der LZH RIM.

U: 0... 2000 V, I: 0...1 A,
 Ausgangsleistung max. 2000 W.
 Einstellauflösung: $\pm 0,05\%$
 Reproduzierbarkeit: $\pm 0,1\%$
 Restwelligkeit: $< 0,03\%$
 Regelabweichung: $0,01\%$ pro h, $0,05\%$ bei 8 h Betrieb.
 Regelzeit: < 50 ms bei 30% Laständerung.

- negative Hochspannungsversorgung (Beschleunigungsspannung):
 Glassman High Voltage EK 1 R600 -RS232, DC Power Supply mit RS-232
 Interface Modul zur externen Ansteuerung.
 U: 0... 1000 V, I: 0...0,6 A,
 Ausgangsleistung max. 600 W.
 Einstellauflösung: $\pm 0,005\%$
 Reproduzierbarkeit: $\pm 0,2\%$
 Restwelligkeit: $< 0,025\%$
 Regelabweichung: $0,01\%$ pro h, $0,05\%$ bei 8 h Betrieb.
 Regelzeit: < 50 ms bei 30% Laständerung.
- HF- Generator für die Plasmaerzeugung:
 Hüttinger PFG 600 RF, Volltransistorisierter Verstärker mit 2-Kanal-Regler
 für die Leistungs- oder Spannungsregelung.
 Nennleistung: 0... 600 W
 Betriebsfrequenz: $13,56$ MHz $\pm 0,05\%$
 Lastimpedanz: 50 Ohm
 Störmodulation: $< 2\%$

Am Versuchstand der LZH RIM wurden die Netzteile manuell bedient. An den Beschichtungsanlagen hingegen sind Prozesskontrollen in Form von Industrie-PCs vorhanden, die sämtliche Netzteile über deren Schnittstelle ansteuern. Die Prozesssteuerung beinhaltet die Regelung folgender Prozessgrößen:

- Steuereinheit für Massenflußregler:
- Argon-Flow-Controller für die Quelle
- Sauerstoff-Flow-Controller für die Quelle
- Sauerstoff-Flow-Controller für den Rezipienten
- Winkelposition des Targets
- Kalottenantrieb
- Kühl-und Warmwasserversorgung
- Pumpstandssteuerung

Die elektrische Versorgung der LZH RIM stellt weitere Fragestellungen auf, deren Antworten für einen stabilen Betrieb notwendig sind. Der nächste Abschnitt widmet sich dieser Aufgabenstellung und stellt die Anforderungen sowie deren Lösungen dar.

2.5.1 Die Grundlagen der HF-Impedanz Anpassung

Eine quantitative Beschreibung des Ohmschen Heizprozesses, genauer eine Darstellung der Energiedissipation in eine Gasionisation, wurde detailliert im Kapitel 1.1.4 dargestellt. Im Folgenden wird auf das Anpassungssystem für die Leistungseinkopplung des HF-Senders in die Gasentladung eingegangen.

Die optimale Leistungsübertragung zwischen einem Generator und einer Last, hier die Plasmaentladung, findet dann statt, wenn die reellen Impedanzen genau gleich gross sind:

$$P = U \cdot I = I^2 \cdot R; \quad I = \frac{U}{R_{HF} + R_P}; \quad P = U^2 \cdot \frac{R_P}{(R_{HF} + R_P)^2}. \quad (2.8)$$

Hierbei ist U die mittlere Spannung des Generators. Der Gesamtwiderstand des Systems ergibt sich aus dem Generatorwiderstand R_{HF} und dem Quellenwiderstand R_P , der im Wesentlichen durch die Plasmaimpedanz bestimmt wird.

Als Sender ist hier der HF Generator bei 13,56 MHz mit einem festen Ausgangswiderstand von 50 Ohm zu betrachten, so dass eine Impedanzanpassung nötig ist, um Reflexionen zu vermeiden. Das Anpassungsnetzwerk muss die unterschiedlichen Entladungsbedingungen, d. h. der Gasanregung, auf den festen Widerstand des HF Generators anpassen können.

Für die HF-Anpassung bieten sich unterschiedliche Bauteile und Schaltungsprinzipien an, um ein weitestgehend verlustfreies Anpassungsnetzwerk zu realisieren. Unter verlustarm wird hierbei die Minimierung der reflektierten Leistung verstanden.

Bei der Arbeitsfrequenz von 13,56 MHz stellen sämtliche technisch realisierbaren Kondensatoren und Spulen keine reinen Kapazitäten oder Induktivitäten dar. Die Widerstände sind hingegen weitestgehend frequenzunabhängig. Trotz dieser breitbandigen Anpassungseigenschaft wird auf diese Bauteile weitestgehend verzichtet,

weil sie mit Signalverlusten verbunden sind. Damit die Imaginärteile einander kompensieren, müssen die komplexen Impedanzen konjugiert komplex sein. Aus diesem Grund bietet sich ein L-C-Anpassungsnetzwerk an.

Die frequenzabhängigen Bauteile sind Impedanzen der Form:

$$R_L = i\omega L \quad \text{und} \quad R_C = \frac{1}{i\omega C} \quad (2.9)$$

Hierbei bezeichnet C die Kapazität des Kondensators und L die Induktivität der Spule.

Das denkbar einfachste Anpassungsnetzwerk (engl. Matchbox) ist aufgrund seiner schematischen Anordnung ein sogenanntes *L*-Anpassungsnetzwerk. Bei dieser Art Matchbox werden nur zwei variable Impedanzen benötigt, die induktiven oder kapazitiven Charakter haben. In der Praxis kann eine variable Induktivität nicht zufriedenstellend realisiert werden, da der Spulenkontakt den hohen HF-Strom von einigen Ampere führen muss.

Grundsätzlich lässt sich jede Eingangsimpedanz auf eine gegebene Last anpassen; Praktisch liegen die Werte der verwendeten Bauteile dann häufig in einem Bereich, der kaum realisierbar ist. Darüber hinaus muss auch die Spannungsfestigkeit und die thermische Belastung der Bauteile Berücksichtigung finden.

Aus diesem Grund wird das L-Netzwerk mit einer weiteren variablen Kapazität modifiziert, die mit der Induktivität in Reihe geschaltet ist, um die Matchbox im Betrieb komfortabel anpassen zu können. Für die Plasmaquelle wird als Ersatzschaltbild eine Spule und ein Widerstand verwendet. Dies bietet sich an, da die Einkopplung der Leistung induktiver Art ist. Für die Größe des Wirkwertes der Quelle erhält man basierend auf den Erfahrungen mit dem Prototypen Werte zwischen 1,5 Ohm bis 5 Ohm, die ebenfalls mit Literaturwerten übereinstimmen [Krem89]. Dies führt zu Schaltbild 2.25.

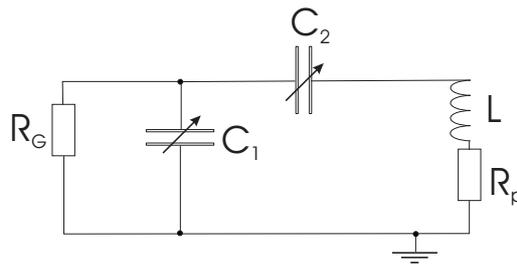


Abb. 2.25: Schematische Schaltbild des L-Glied Anpassungsnetzwerks der LZH RIM.

Abbildung 2.25 stellt die Konfiguration der Matchbox dar. Die Leitungen zwischen den Bauteilen sollten so kurz wie möglich sein und selbst eine niedrige Impedanz aufweisen. Kurze Leitungen reduzieren die Wechselwirkungen der elektromagnetischen Felder. Realisiert wurden sie durch Kupferblechstreifen. Aufgrund des Skin-Effektes (vgl. 2.5.2) wurden diese mit Silber- und Goldschichten galvanisiert.

Somit bleibt als Fragestellung für die Anpassung der komplexen Impedanz noch der Kapazitätsbereich für die variablen Stellkondensatoren C_1 und C_2 zu bestimmen. Für deren Berechnung werden folgende Anpassungsbedingungen aufgestellt:

- $\Re\{Z_{\text{Netzwerk}}\} = R_{\text{Generator}} \equiv 50\Omega.$
- $\Im\{Z_{\text{Netzwerk}}\} = 0$

Um die Darstellung der folgenden Gleichungen übersichtlich zu gestalten, werden folgende Substitutionen eingeführt:

$$50\Omega =: R_0; \quad \frac{1}{i\omega C_1} =: Z_1; \quad \frac{1}{i\omega C_2} =: Z_2; \quad i\omega L =: Z_3. \quad (2.10)$$

Nach Kirchhoff können für das Schaltbild in 2.25 folgende Gleichungen aufgestellt werden:

$$\frac{1}{iZ_1} + \frac{1}{i(Z_2 + Z_3) + R_P} = \frac{1}{R_0} \quad (2.11)$$

$$\Rightarrow -i\frac{1}{Z_1} + \frac{R_P - i(Z_2 + Z_3)}{(Z_2 + Z_3)^2 + R_P^2} - \frac{1}{R_0} = 0 \quad (2.12)$$

Gleichung 2.12 liefert aufgelöst nach Real- und Imaginärteil ein gekoppeltes, quadratisches Gleichungssystem für den Realteil:

$$\left[\frac{R}{(Z_2 + Z_3)^2 + R_P^2} - \frac{1}{R_0} \right] = 0 \quad (2.13)$$

und den Imaginärteil:

$$-i \left[\frac{1}{Z_1} + \frac{Z_2 + Z_3}{(Z_2 + Z_3)^2 + R_P^2} \right] = 0 \quad (2.14)$$

Die Induktivität L ist durch die Anordnung an die Geometrie des Ionisators festgelegt. Durch diese Abmessungen folgt nach Gleichung 2.2 ein Wert von $\sim 6 \mu H$ für L, der mit der Messung eines L-C-R Multimeters der Fa. Escort übereinstimmt.

Somit ist in Gleichung 2.12 bis 2.14 die Impedanz Z_3 fest, und für die verbleibenden freien Impedanzparameter ergibt die Anpassung des Realteils der Reflexion:

$$2.13 \Rightarrow (Z_2 + Z_3)^2 + R_P^2 = R_0 \cdot R_P \quad (2.15)$$

$$\Rightarrow Z_2 = -Z_3 \pm \sqrt{Z_3^2 - Z_3^2 - R_P^2 + R_0 R_P} \quad (2.16)$$

$$\Rightarrow Z_2 = -Z_3 \pm \sqrt{R_P R_0 - R_P^2} \quad (2.17)$$

und die Anpassung des komplexen Reflexionsanteils:

$$2.14 \Rightarrow Z_1 = -\frac{(Z_2 + Z_3)^2 + R_0^2}{Z_2 + Z_3} = \pm \frac{R_0 R_P}{\sqrt{R_0 R_P - R_P^2}} \quad (2.18)$$

Für den Varianzbereich der Plasmaimpedanz wurden die bekannten Widerstandswerte der RIM 10 A zugrundegelegt. Weiterhin ergibt sich für die Spannungen und Ströme:

$$U_{Z_1} = \sqrt{P_{HF} \cdot Z_1} \quad (2.19)$$

$$U_{Z_2} = U_{Z_1} \cdot \frac{iZ_2}{iZ_2 + iZ_3 + R_P} \quad (2.20)$$

$$I_{Z_2} = \frac{U_{Z_2}}{iZ_2} \quad (2.21)$$

$$I_{Z_3} = \frac{U_{Z_2}}{iZ_3 + R_P} \quad (2.22)$$

Resultierend aus diesen Betrachtungen stellen die Abbildung 2.26 und 2.27 den Verlauf der Kondensatorwerte C_1 und C_2 in Abhängigkeit des Plasmawiderstandes dar.

Die Induktivität L der Spule beträgt ca. $6 \mu H$. Die HF-Leistung wird auf $P_{HF} = 600 W$ bei $13,56 MHz$ gesetzt.

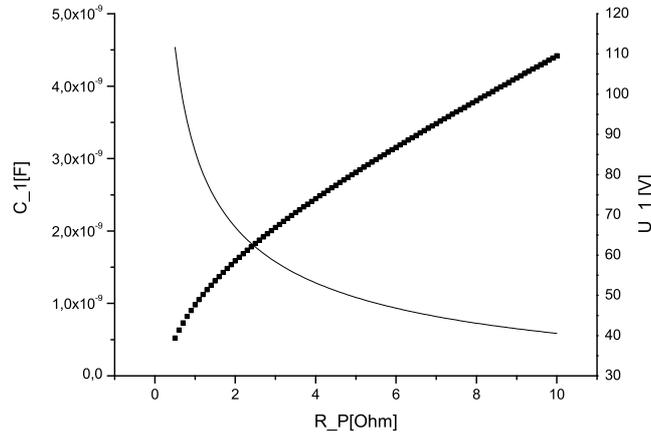


Abb. 2.26: Verlauf der Kapazität C_1 in Abhängigkeit der Plasmaimpedanz. Die gepunktete Kurve stellt den Absolutbetrag des Spannungsabfalls am Bauteil im Resonanzfall dar.

Bei Vorgabe für C_1 wird auch der Wertebereich für C_2 festgelegt (vgl. Gleichungen 2.18 und 2.15). Die Abbildung 2.27 stellt den Wertebereich für eine Anpassung in Abhängigkeit von dem Kondensator C_1 dar.

Im Folgenden wird die Spannung an den Bauteilen betrachtet. Die gemittelte Spannung am Generator ergibt sich aus der ausgekoppelten Leistung mit:

$$P_{HF} = U_{HF} \cdot I_{HF} \quad \text{mit} \quad \frac{U_{HF}}{R_{Generator}} = I_{HF} \quad \text{folgt} \quad U_{HF} = \sqrt{P_{HF} \cdot R_{Generator}} \quad (2.23)$$

Bei einer Leistung von $600 W$ und 50Ω reeler Impedanz fällt somit im Netzwerk eine gemittelte Spannung von ca. $173 V$ an. So lässt sich eine Aussage für den gemittelten Strom treffen, dieser beträgt $\sim 3,5 A$.

Die Spannungsbelastungen der Bauteile bei $600 Watt$ HF Leistung werden in den Abbildungen 2.27 und 2.26 dargestellt.

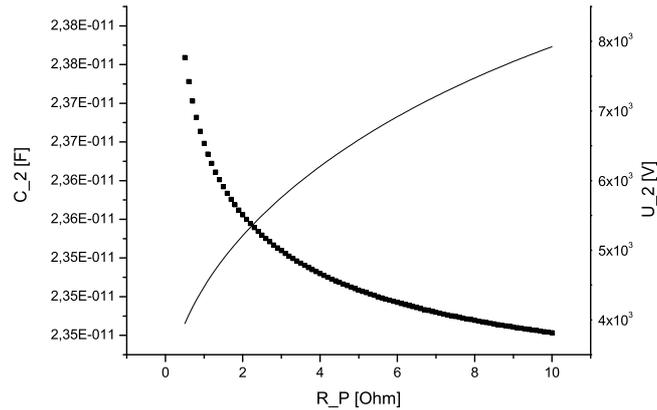


Abb. 2.27: Die durchgezogene Kurve stellt die Kapazität von C_2 in Abhängigkeit der Plasmaimpedanz dar. Der Spannungsverlauf für das Bauelement ist gepunktet.

Es gelten die Kirchhoffschen Regeln, so dass auch für einen Wechselstromkreis das Verhältnis des Bauteilwiderstandes zum Gesamtwiderstand des Netzwerkes den Skalierungskoeffizienten darstellt. Allerdings liegt dieser nicht wie beim Gleichstromkreis zwischen Null und Eins sondern kann im Resonanzfall ein Vielfaches der angelegten Spannung sein (vgl. Abbildung 2.27).

Sowohl Matchbox als auch die folgenden Filtersysteme wurden mit dem Algebra-system Mathcad Professional berechnet. Für die Simulationen wurde ein CAD Programm für elektronische Schaltungen, Orcad von Fa. Cadence, verwendet.

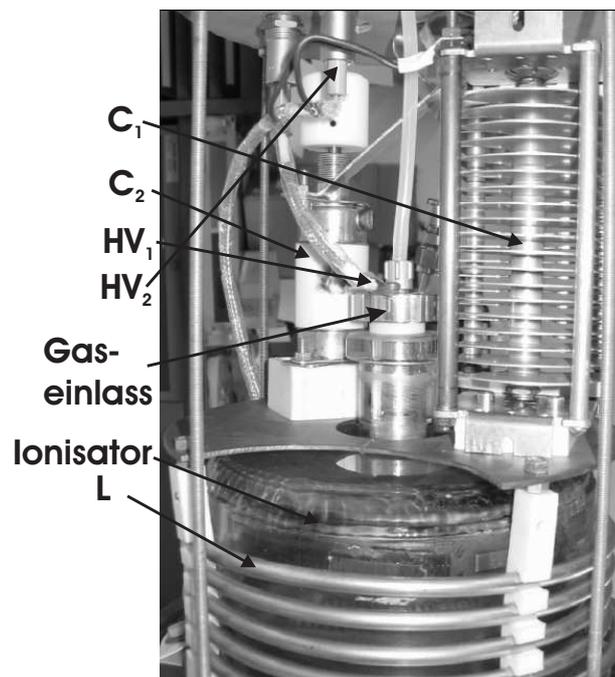


Abb. 2.28: Aufbau der LZH RIM Matchbox. Das Anpassungsnetzwerk ist Bestandteil der Ionenquelle.

Die Matchbox wurde als fester Bestandteil der Ionenquelle konstruiert. Abbildung 2.28 zeigt eine Fotografie des Aufbaus. Vorteilhaft gegenüber den externen Matchboxen ist, dass es keine Zuleitungen und Anschlüsse zwischen der Plasmaimpedanz und der Matchbox gibt, die nicht angepasst sind. Insbesondere bei hoher Leistung wäre dies fatal. Für die Bauteile der Matchbox wurden die folgenden Komponenten verwendet:

- C_1 : Luftdrehkondensator Fa. WVS 18-255 pF, 4mm Plattenabstand, d. h. bei der Spannungsdurchlagsfestigkeit von Luft ca. 4kV.
- C_2 : Vakuumdrehkondensator Fa. Comet CVLI -30DC/15-BAN, C= 3-30 pF belastbar bis 15kV und 16A rms.
- Kupferhalbzeug, um Zuleitungen und Spule zu formen. Um den Skineneffekt zu berücksichtigen (vgl. Abschnitt 2.5.2) wurde galvanisch ca. $20\mu\text{m}$ Silber und darauf ca. $3-4\mu\text{m}$ Gold aufgebracht.
- Hochspannungsstecker von Fa. LEMO, HF-Kabel von Fa. Laird Technologies, PTFE- Isolatoren für die mechanische Befestigung und Stabilisierung.

2.5.2 Skineneffekt

In Anbetracht der hohen Wechselstromfrequenz muss auch ein weiteres Phänomen berücksichtigt werden: Beim *Skineneffekt* (*engl. Skin: Haut*) fließen die Elektronen nicht mehr im Leiter sondern aussen am Leiter entlang.

Die Leistung wird in Gasentladung durch die Kupferspule eingekoppelt. Das Kupfer wird mit der Zeit oxidiert und damit sich auch der ohmsche Widerstand erhöhen. Damit die Gasentladung stabil angepasst bleibt, betrachtet die folgende Ausführung die Eindringtiefe des außen auf dem Material verlaufenden Stroms.

Bei einem DC- Stromfluss ist das induzierte magnetische Feld konstant.

Ändert sich die Flussrichtung mit hoher Frequenz, werden im Inneren des Leiters Wirbelströme induziert, die dem Erzeugenden Strom entgegengerichtet sind, deshalb heben sich in der Mitte des Leiters das äußere Magnetfeld und das vom Wirbelstrom induzierte Magnetfeld auf. Die Elektronen werden an den Rand gedrängt, das Innere des Leiters ist feldfrei.

Am Beispiel eines Drahts ergibt sich für die Eindringtiefe des Stroms eine analytische Lösung mit:

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\omega \mu_0 \mu_r \sigma}} \quad (2.24)$$

Hierbei ist $\omega = 2\pi\nu$ die Kreisfrequenz des Wechselstroms, $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} [\frac{\text{Vs}}{\text{Am}}]$ die Permeabilitätskonstante des Vakuums, μ_r die relative Permeabilitätskonstante des Materials, σ die elektrische Leitfähigkeit des Materials. Als Eindringtiefe wird δ bezeichnet, ab der die Stromdichte auf $1/e$ abgefallen ist. In Tabelle 2.11 sind die Leitfähigkeitswerte gängiger Materialien aufgelistet.

Für Kupfer ist die Permeabilitätszahl $\mu_r = \chi_M + 1$, wobei $\chi_M = -6,4 \cdot 10^{-6}$ bei diesem Material ist. Damit folgt für Cu bei $\nu = 13,56 \text{ MHz}$ ein $\delta \sim 20\mu\text{m}$. Als Folge dieses Resultats wurden die Komponenten der Matchbox mit $20\mu\text{m}$ Silber und darauf ca. $3-4\mu\text{m}$ Gold, um die Oxidation des gutleitenden Silbers zu verhindern, galvanisiert.

Material	Leitfähigkeit [10^6 S/m]
Cu	58
Au	47,6
Ag	67,1
Al	37,8

Tabelle 2.11: Leitwerte verwendeter Materialien für die LZH RIM Matchbox.

2.5.3 Filtersysteme für die HV-Versorgung

Nachdem das Plasma kontrolliert generiert werden kann, werden die HV- Netzteile direkt an die Elektroden der LZH RIM angeschlossen, um Ionen zu extrahieren.

Zu beobachten waren häufige Hochspannungsdurchschläge sowohl im Gittersystem als auch zwischen dem Gittersystem und dem Gaseinlass, an dem die HV-Spannung für die Ionenenergie angelegt wird. Die mechanische Nacharbeitung der Elektrodenoberflächen, um geometrisch bedingte Spannungsüberhöhungen zu verringern, brachte nur wenig Verbesserung.

Als Lösung dieses Problems wird eine Regelung gesucht, die im Falle eines Arcs, schnell genug die Spannung an der Plasmaquelle reduziert und damit auch den Strom begrenzt. Abstrahiert man die Ionenquelle als Widerstand, ist das klassische Lösungsbeispiel ein Spannungsteiler bestehend aus zwei Widerständen.

Abbildung 2.29 zeigt das Schaltbild eines generellen Spannungsteilers mit zwei Widerständen in Reihe als Lösungsbeispiel. Nach den Kirchhoffschen Regeln ergibt sich dort für den Spannungsabfall an R_2 :

$$U_a = U_e \cdot \frac{R_2}{R_1 + R_2} \quad (2.25)$$

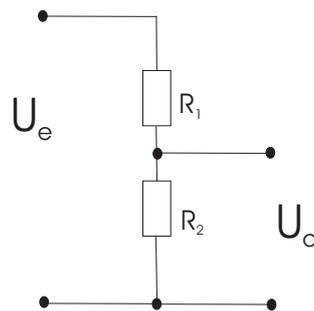


Abb. 2.29: Schaltbild eines klassischen Spannungsteiler als elektrisches Filter betrachtet.

Bei elektrischen Überschlügen fließt kurzzeitig ein hoher Strom durch die Quelle (Analogie zu R_2) und die gesamte Spannung U_e liegt an R_1 an. Der Widerstand R_2 (d. h. die Plasmainpedanz) verschwindet und damit auch die Teilspannung U_a . Ohne Spannungsabfall an der Quellenelektrode bricht der Arc zusammen.

Reelle Widerstände als Bauelemente sind zwar frequenzunabhängig, allerdings mit Ohmschen Verlusten behaftet. Die LZH RIM emittiert einen konstanten Ionenstrom

von über 0,5 A im Betrieb. Damit scheidet ein großer Widerstand als Realisierung für R_1 aus, da durch den Leistungsabfall hier eine hohe thermische Belastung im Dauerbetrieb entsteht. Zum anderen soll an den Elektroden die Plasma-Anregungsfrequenz und ggf. eine hohe Arcfrequenz (insbesondere an dem Gitterextraktionssystem) unterdrückt werden.

Als Lösung bietet sich somit ein Netzwerk an, welches die Signalamplitude in Abhängigkeit Ihrer Frequenz verändert bzw. dämpft und stabilisiert.

Ein solcher Spannungsteiler wurde als Tiefpassfilter mittels L-C-Impedanzen realisiert. Darüber hinaus kann mittels einer hochspannungsfesten Diode die Stromflussrichtung im Schaltkreis weiter eingeschränkt werden. Auftretende Strom- oder Spannungstransienten im Schaltkreis können so in Nebenschleifen geführt werden, um dort entdämpft zu werden, und so die Netzteile zu schützen.

Prinzipiell sind deshalb die Filternetzwerke für die Elektroden der LZH RIM als Tiefpass ähnlich geschaltet. Die Unterschiede ergeben sich aus den Aufgaben der Hochspannungsnetzteile. Für das Filter am Gaseinlass sind dies:

- Strombelastung von $>0,5\text{A}$ im Betrieb
- Spannungsbelastung durch das Festlegen der Ionenenergie von 1,5-2 k(e)V

Die Anforderung für das Filter an den Gitterelektroden sind:

- Stromfluss von einigen, wenigen mA durch den Fehlerstrom am Gittersystem, d. h. der Rekombinationsstrom
- Spannungswerte bis zu - 600 V für die Formung der Beamlets

Im Detail werden nun die Ergebnisse folgender Arbeitsschritte dargestellt:

- Analog zum Schaltbild 2.29 wird eine Induktivität als Vorwiderstand (R_1) zum Widerstand der Quelle (R_2) verwendet. Da das Plasma bei 13,56 MHz betrieben wird, bietet sich eine Spule als frequenzabhängige Impedanz an.
- Um die selbstinduzierte Spannung dieser Induktivität bei Änderung des Stromflusses (Arcs) zu kompensieren, wird parallel zur Induktivität ein Dämpfungselement bestehend aus einem Ohmschen Widerstand und einer Diode geschaltet.
- Damit das elektrische Filter frequenzsensitiv ist, wird parallel zu der Spule eine Kapazität geschaltet.
- Für die Wechselwirkung der Bauteile in der Schaltung wird ein Kurzschlussimpuls simuliert und der Transient frequenzabhängig betrachtet. Außerdem wird der frequenzabhängige Spannungsverlauf für eine Variation der Bauteilwerte betrachtet, um eine Abschätzung der Spannungsbelastung der Filterbauteile im Resonanzfalle zu betrachten.

- In Abhängigkeit der angelegten DC- Spannung und der Strombelastung (bis zu 0,5 A für das Extraktionsnetzteil und ~ 10 mA für das Beschleunigungsnetzteil am Gitter) ergeben sich die Dimensionen der Bauteile (unter Berücksichtigung der Simulationsergebnisse).

Nach den dargestellten Überlegungen ergibt sich Schaltbild 2.30 für das Filter.

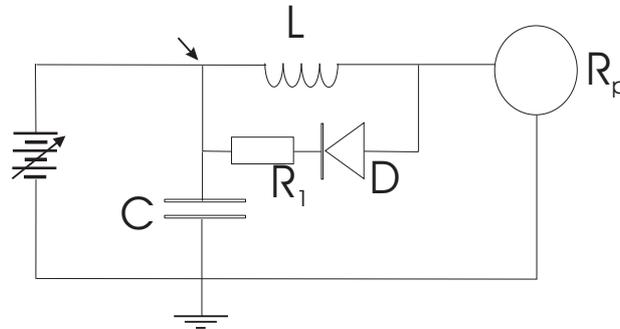


Abb. 2.30: Schaltung für den Tiefpassfilter an der Gaseinlasselektrode. Die Bauteile wurden mit $R_1 = 440$ Ohm, $C = 3$ nF und $L = 35$ μ H realisiert. Als Diode wurde eine Fast Recovery BYT 30P - 1000 verwendet. Der Pfeil markiert den Messpunkt für die Berechnungen gegenüber dem Nullpotential.

Die geometrische Anforderung an die Spule bedingt, dass sie selbstgewickelt wird. Damit wird die Induktivität festgelegt, und es bleiben noch Widerstand und Kapazität als quasi freie Parameter. Nach Berücksichtigung von Spannungsfestigkeit und Verfügbarkeit der Bauteile sowie der Grenzfrequenz des Filters, die deutlich kleiner sein sollte als die Arbeitsfrequenz des HF-Generators, wurde für den Widerstand ein Intervall von 200 Ohm - 1000 Ohm und für die Kapazität ein Wert zwischen 2 nF und 7 nF abgesucht.

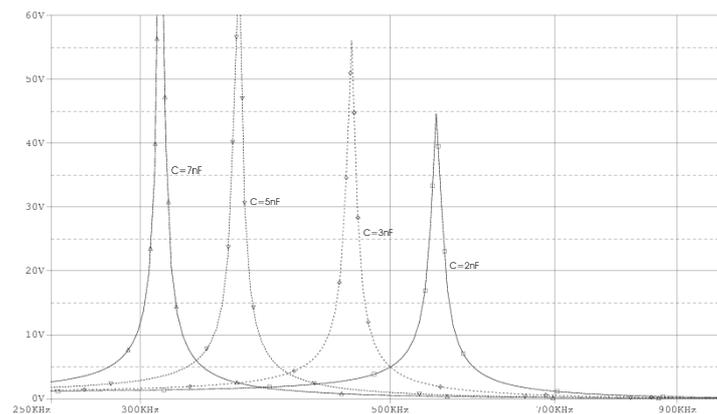


Abb. 2.31: Frequenzabhängiger Spannungsverlauf der in Abbildung 2.30 abgebildeten Schaltung. Die Kurven haben Ihre Maxima bei der Resonanzfrequenz des Schwingkreises. Variiert wurde die Kapazität des Kondensators C. Die Parameter der übrigen Bauteile des Filters sind $R_1 = 440$ Ohm und $L = 35$ μ H.

Erwartungsgemäß verschiebt sich in Abbildung 2.31 bei Wahl größerer Kapazitäten die Eigenfrequenz des Schwingkreises zu kleineren Frequenzen hin.

Für die Variation der Widerstandswerte folgt:

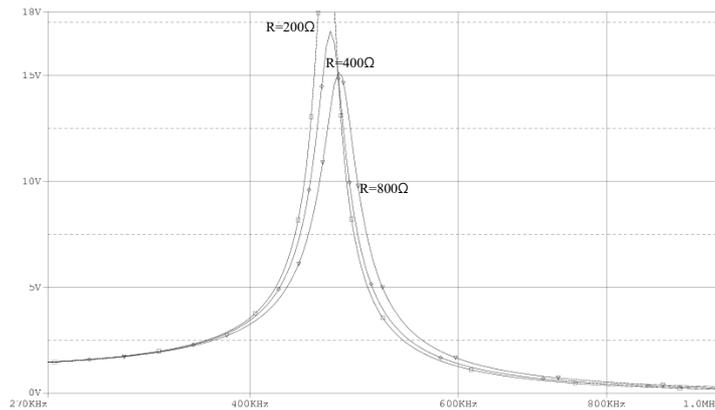


Abb. 2.32: Frequenzabhängiger Spannungsverlauf der in Abbildung 2.30 abgebildeten Schaltung. Variiert wurde der Widerstand R_1 . Die Parameter der übrigen Bauteile des Filters sind $C = 3 \text{ nF}$ und $L = 35 \mu\text{H}$.

In Abbildung 2.32 ist zu sehen, dass bei größer werdenden Widerständen nach Schaltbild 2.30 die Spannungsamplituden stärker gedämpft werden.

Verschiedene Variationen von Schaltbild 2.30 wurden durchgerechnet und experimentell untersucht. Die Abbildung 2.33 skizziert diese Filteralternativen.

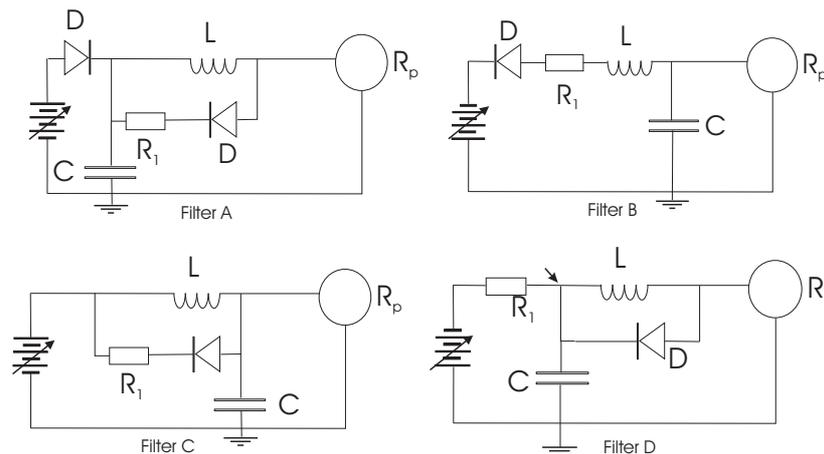


Abb. 2.33: Verschiedene, untersuchte Schaltungsaufbauten für die Tiefpassfilter der LZH RIM Elektroden.

Für die Realisierung des Tiefpassfilters an den Gitterelektroden konnte aufgrund der deutlich niedrigeren Strom- und Spannungsbelastung ein einfacherer Filteraufbau benutzt werden. Das Schaltbild hierfür ist in Abbildung 2.33 das Filter B.

Nach den bereits genannten Kriterien für die Anforderung an das HV-Netzteil zur Beamletfokussierung wurden die Bauteile $R_1 = 440 \text{ Ohm}$, $C = 2 \text{ nF}$ und $L = 35 \mu\text{H}$ gewählt.

Die Abbildung 2.34 zeigt den Spannungsverlauf der Schaltung B aus Abbildung 2.33 in Abhängigkeit der Frequenz.

Komponentenliste der TP-Filter

Die Widerstände wurden über RS-Components bezogen und sind für eine Leistung bis zu 50 Watt spezifiziert. Die Kondensatoren, von Fa. Farnell in One erhalten,

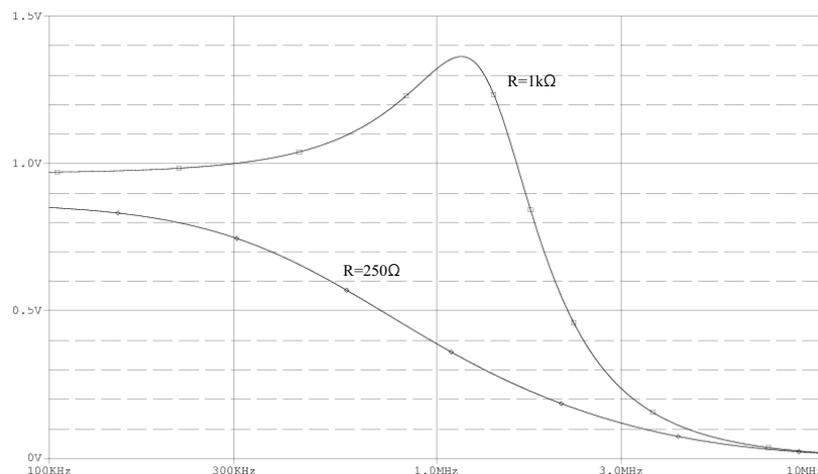


Abb. 2.34: Signaldämpfung in Abhängigkeit von der Frequenz für das Gittertieffpassfilter.

können mit bis zu 15 kV Spannung belastet werden. Die Spulen wurden aus einem 1,5 mm Durchmesser und ca. 15 m - 20 m langem Kupferdraht zu einem Zylinder mit einer Länge von ca. 16 cm und 4 cm Durchmesser gewickelt. Der Draht ist mit Lack überzogen, der eine Durchschlagsfestigkeit von ca. 5 kV hat. Die Spule wurde auf einen Glaszylinder aufgeschoben, mit Schrumpfschlauch überzogen und mit den restlichen Bauelementen auf einer Lötplatine fixiert und verschaltet. Diese wurde in einem 19x5x10 cm³ Aluminium-Druckgussgehäuse, zur Abschirmung der plasmaseitigen HF-Strahlung, eingebaut.

HF-Abschirmung

Um die Hochfrequenzstrahlung der LZH RIM im Betrieb abzuschirmen, wurde eine Kupferfolie mit 0,5 mm Wandstärke zylindrisch um die Ionenquelle gewickelt. In den Versuchen hat sich gezeigt, dass ohne Abschirmung die Quelle mit der Matchbox nicht anzupassen war.

Prinzipiell wirkt diese Abschirmung wie ein Faraday-Käfig: Wirbelströme, die auf der Oberfläche der Kupferfolie induziert werden, erzeugen ein Magnetfeld, das dem ursprünglichen entgegenwirkt und es somit aufhebt. Die Kupferfolie hat einen kaum messbaren Ohmschen Widerstand, d. h. in diese Abschirmung wird keine Leistung eingekoppelt und stellt somit keinen Verlustkanal dar.

Leitungen, die innerhalb der HF-Felder liegen, wie z. B. die HV-Zuführungen zu den Quellenelektroden, wurden mit geschirmten Kabeln von Fa. Laird Technologies angeschlossen. Die Schirmung der Kabel wurde an definierten Stellen auf das Anlagepotential kontaktiert und mit Teflon ummantelt.

2.5.4 Kühlung der Quelle

Bei 600 Watt Verbrauchsleistung für die Gasionisation muss die LZH RIM aktiv gekühlt werden.

In den ersten Versuchsreihen wurde die LZH RIM noch moderat mit 300 Watt HF-Leistung betrieben. Die atmosphärenseitigen Quellenbauteile wurden mit einem Radialgebläse (Fa. EBM PABST, 70 l/s Luftdurchsatz) gekühlt. Messungen mittels Temperaturstreifen an der Quarzionisationskammer lagen nach 5h Betrieb um 210°C.

Für höhere Leistungen, d. h. 600 Watt HF-Einkopplung, hat die Luftkühlung der elektrischen Quellenkomponenten nicht mehr ausgereicht. Insbesondere die Induktionsspule erwärmte sich so stark, dass die Kontaktierungen des Anpassungsnetzwerkes schmolzen.

Für eine zusätzliche Wasserkühlung dieses HF Bauteils wurde die Spule anstatt aus 4 mm aus 6 mm Kupferrohr gewickelt und das Kühlwasser direkt durchgeleitet. Das hochspannungsführende Ende der Spule wurde mit einem ca. 8 m langen Wasserschlauch angeschlossen, um einen hinreichend großen Widerstand für die Spannungsanteile der HF-Felder darzustellen. Das andere Ende der Spule ist nach Schaltkreisschema in Abbildung 2.25 geerdet.

Eine Messung der Induktivität mittels eines L-C-R-Multimeter, Modell ELC 131D von Fa. ESCORT, ergab keine messbare Veränderung zwischen gekühlter und ungekühlter Spule bei 1,5 Bar Wasserdruckdifferenz, so dass die Matchbox nicht modifiziert werden musste.

Ein Mathcadfile, das unter Berücksichtigung der Zuleitungsgeometrie, der spezifischen Wärmekapazität und des spezifischen Leitwertes den Wasserwiderstand und die Kühlleistung berechnet, befindet sich im Anhang dieser Arbeit.

Außerdem wurde die Einhausung der Quelle, die in Abbildung 2.5 und 2.4 dargestellt ist, ebenfalls mit wasserführenden Kühlschleifen versehen. Diese verlaufen direkt an der Kontaktfläche, auf die der Hauptflansch (vgl. Abschnitt 2.3.3) fixiert wird. Das Gitterextraktionssystem, welches im direkten Kontakt mit dem Plasma steht, führt die entstehende Wärme über Konvektion hieran ab.

Im Mittel fallen am Gaseinlass ca. 12,5 Watt Wärme ab (500 mA bei ca 25 V floatendes Potential des Plasmas). Der Wärmewiderstand der Elektrode wurde vergrößert, indem an der HV- Kontaktierungsseite (vgl. Abbildung 2.8) die Oberfläche Kühlrippen bekam, die sich direkt im Luftstrom des Gebläses befinden. In der Form belegen Messstreifen eine Temperaturbelastung von unter 200 °C.

Die Tatsache, dass die LZH RIM als Anbauquelle ausgelegt ist und die elektrischen Versorgungs- und Anschlüsse atmosphärenseitig sind, ermöglichen ein effizientes und vergleichsweise leicht realisierbares Kühlkonzept.

2.6 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurden die Entwurfsrichtlinien der Ionenquelle vorgestellt sowie Aufbau, Komponenten und Wirkungsweise der LZH RIM ausführlich diskutiert. Die Struktur des Kapitels richtet sich logisch sowohl nach dem mechanischen Aufbau der Quellenkomponenten, als auch nach der Separation der elektrischen Versorgung für die Plasmaerzeugung sowie die Extraktion der positiven Ionen für die Materialbearbeitung.

Angelehnt an einer kommerziell verfügbaren RIM 10 A, wurde die neue LZH RIM realisiert und durch zwei essentielle Methoden in ihrer Leistung im Hinblick auf das Anwendungsfeld hochskaliert. Einerseits sind dies sämtliche geometrischen Abmessungen der Quellenbestandteile, insbesondere des Plasmagefäßes und der Ionenextraktionsfläche, andererseits ist das die Umstellung der elektrischen Versorgung auf

eine höhere HF-Arbeitsfrequenz für die Plasmaerzeugung und der damit verbundenen Herstellung eines Anpassungsnetzwerkes sowie Tiefpassfilter, die einen stabilen Betrieb erst ermöglichen.

Bei der Herstellung dünner Filme für hochpräzise Funktionsoptiken spielen schon geringe Kontaminationen der Dünnschicht durch Absorptionsverluste eine entscheidende Rolle. Dieser Aspekt findet Berücksichtigung in den plasmaseitigen Systemkomponenten aus Quarzglas, Titan und Aluminium. Die Metalloxyde verursachen keine signifikante Absorption im sichtbaren Spektralbereich bei mäßiger Einlagerung in die Funktionsschichten.

Die Physik der Ionenextraktion wurde theoretisch dargelegt und die Umsetzung für das Extraktionssystem der LZH RIM vorgenommen. Zusammenfassend wurden die Forschungsarbeiten auf diesem Gebiet dazu verwendet, ein Drei-Gittersystem aus Titan zu fertigen. Experimentell wurden daraufhin kollimierte Ionenstrahlprofile betrachtet.

Weiterhin wurden die Physik der elektrischen HF- Anpassung und Stabilisierung der LZH RIM berechnet, simuliert und in deren Energieversorgung realisiert.

Die separate Betrachtung von Plasmaerzeugung und Ionenextraktion ließ ein relativ einfaches Quellenkonzept zu. Zu diesem gehörte es auch, die LZH RIM als Anbauquelle zu realisieren. Daraus resultieren Vorteile, die für eine aktive Kühlung umgesetzt wurden, womit dieses Kapitel abschließt.

3. IBS Beschichtungen

Basierend auf der zuvor ausführlich diskutierten Physik und der Entwicklung der LZH RIM folgt in diesem Kapitel die Darstellung der erzielten Resultate. Die LZH RIM wurde im Hinblick auf die Herstellung optischer Funktionsschichten aufgebaut und optimiert. Um diese Ergebnisse bewerten zu können, beginnt das Kapitel in Abschnitt 3.1 mit der grundlegenden Wirkungsweise des IBS Prozesses, der Ionen-Festkörper-Wechselwirkung. Daran anschließend wird in 3.2 die Güte von optischen Schichten anhand der Herstellungsmechanismen charakterisiert. Die Darstellung von IBS Einzelschichten aus Tantalpentoxid und Siliziumdioxid mit einer BAK 640 Hochvakuumbeschichtungsanlage ist Gegenstand des darauf folgenden Abschnittes 3.3. Anhand der produzierten Dispersionsdaten werden daraufhin Multischichtsysteme untersucht. Hier findet die Quelle auch Anwendung in einer weiteren im Teststadium befindlichen Beschichtungsanlage, in der ihre Leistung bei der Produktion von Vielschichtsysteme aus Titandioxid und Siliziumdioxid experimentell klassifiziert wird. Die Daten der Untersuchung werden hierbei mit vorhandenen Werten konkurrierender IBS Prozesse verglichen, um in dieser Relation Aussagen über die Leistungsfähigkeit der LZH RIM zu treffen.

3.1 Ionen-Festkörper-Wechselwirkung

Die Vorteile des IBS Beschichtungsprozesses gegenüber anderen Prozessen wie dem thermischen Aufdampfen oder Kathodenzerstäuben sind am deutlichsten, wenn man sich das Energieregime der Ionen betrachtet.

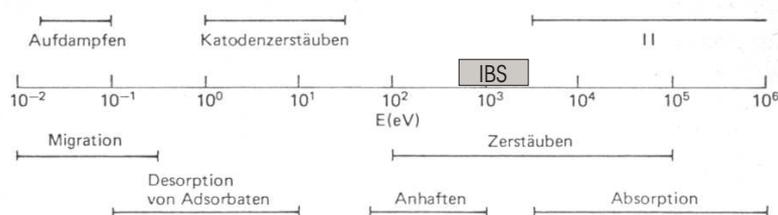


Abb. 3.1: Einteilung der PVD Prozesse nach Energien der dabei entstehenden Ionen. Quelle: Frey, Dünnschichttechnologie, VDI-Verlag 1987

Bei Beschuss des Targets mit Ionen definierter Energie können verschiedene Wechselwirkungsmechanismen beobachtet werden:

- Reflexion der Ionen
- Sekundärelektronenerzeugung
- Implantation der Ionen in das Targetmaterial
- Erzeugung von Strahlenschäden am Target
- Gitterdefekte
- Änderung der Stöchiometrie
- Erzeugung von Stoßkaskaden; Sputtern

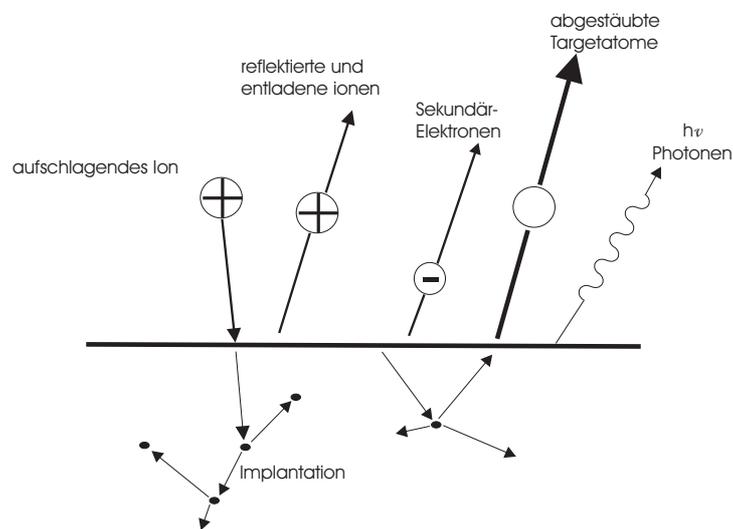


Abb. 3.2: Schematische Darstellung der Wechselwirkungsmechanismen von Ionen mit dem Target.

Abbildung 3.2 stellt die Wechselwirkung der Ionen mit der Oberfläche eines Targets modellhaft dar. Zur Beschreibung des Sputtervorgangs wurden umfangreiche Theorien veröffentlicht. Einige Referenzen sind zusammenfassend unter [Fran04] zu finden.

Eine energetische Betrachtung, zur Klassifizierung der Wechselwirkungsmechanismen, liefert:

- eine Energieverteilung des aufschlagenden Ions auf die Targetatome, die Wechselwirkungspotentiale sowie die Streuquerschnitte.
- eine Aussage über die Anzahl der Atome, die im oberflächennahen Bereich verbleiben.
- die Anzahl der Atome, welche genug Energie besitzen, um den Festkörper in der Gasphase zu verlassen.

Diese Kinetik der Ionen mit den Targetatomen lässt sich als Folge von Einzelstößen oder als kollektiver Effekt betrachten. Die Prozesse werden hierbei in drei Regime unterteilt:

- Im **single knock on Regime** (1 eV bis einige 100 eV) reicht der Impulsübertrag der Ionen aus, um die getroffenen Atome abzustäuben.
- Im Bereich der **linearen Kaskade** (keV- Bereich), werden längere Stoßkaskaden ausgebildet. Die Atome, die in Richtung Oberfläche gestreut werden, können den Festkörper verlassen.
- Im **Spike Regime** (MeV-Bereich) wird die gesamte Energie im Volumen verteilt, eine Vielzahl von Atomen wird angeregt und freigesetzt (Spikes). Da dieses Phänomen erst bei sehr hochenergetischen Ionen auftritt, wird es im Weiteren nicht betrachtet.

Für die Betrachtung der Stoß- und Streuprozesse ist dabei nicht erheblich, ob das Ion dabei vor dem Stoß mit den Targetatomen neutralisiert ist oder nicht. Bei diesen Stoßprozessen ist eher die Abschirmung durch Festkörperelektronen entscheidend.

Analog zur Debyeschen Theorie lässt sich das Thomas-Fermi Potential, welches die energetische Abschirmung des Targetatoms durch das umgebende Elektronengas beschreibt, ableiten. Das Elektron im Festkörper wird als ebene Welle mit Energie ϵ und Wellenvektor \vec{k} beschrieben. Stellt man auch hier wiederum die Poissongleichung (vgl. Gleichung 1.33) auf und wählt einen linearen Ansatz für die Potentialfunktion darin, so erhält man die sogenannte Thomas-Fermi-Gleichung. Dieser DGL muss die Abschirmfunktion genügen.

Diese Lösung ist recht aufwendig, insbesondere ist sie zu komplex für numerische Simulationen von Projektiltrajektorien, die sich als Abfolge von Stoß- und Streuprozessen an abgeschirmten Potentialen ausbilden. Deshalb werden Näherungen herangezogen.

Streuung

Zur Qualifizierung der Kinematik des Streuproblems wird im Folgenden die Art des Streuprozesses spezifiziert. Mittels einer geeigneten Koordinatentransformation in das Schwerpunktssystem, wird die Abhängigkeit des *Stoßparameters* und des *Streuungswinkels* bestimmt. Gegeben seien deshalb zwei Masse-Teilchen, m_1 und m_2 , und deren Geschwindigkeiten v_1 und v_2 .

Die Schwerpunktschwindigkeit ergibt sich zu:

$$v_{cm} = \frac{m_1 v_1 + m_2 v_2}{m_1 + m_2} \quad (3.1)$$

Mit der reduzierten Masse:

$$m_{cm} = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} \quad (3.2)$$

und der Relativgeschwindigkeit:

$$v_r = v_1 - v_2 \quad (3.3)$$

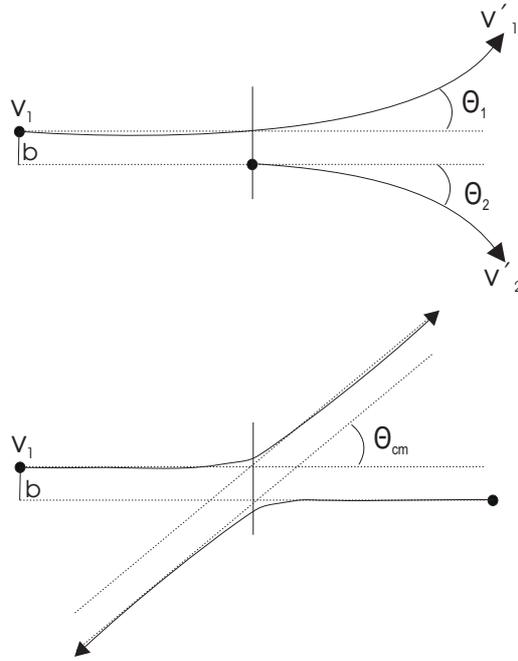


Abb. 3.3: Labor und - Schwerpunktsystem bei einem Stoß.

Die Streuwinkel im Laborsystem, Θ_1 und Θ_2 werden zum Streuwinkel im Schwerpunktsystem Θ_{cm} . Nach Abbildung 3.3 ergeben sich diese Winkelbeziehungen für Θ_{cm} mit:

$$\tan \Theta_1 = \frac{m_2 \sin \Theta_{cm}}{m_1 + m_2 \cos \Theta_{cm}} \quad (3.4)$$

$$\Theta_2 = \frac{1}{2}(\pi - \Theta_{cm}) \quad (3.5)$$

Aus der Energie- und Impulserhaltung erhält man unter vorgegebenem Streuwinkel die Veränderung der Energie E mit:

$$\frac{\Delta E}{E} \equiv \gamma = \frac{2m_1 m_2}{(m_1 + m_2)^2} \cdot (1 - \cos \Theta_{cm}) \quad (3.6)$$

Durch die Koordinatentransformation in das Schwerpunktsystem ergibt sich die Energieerhaltung zu:

$$\frac{1}{2} (\dot{r}^2 + r^2 \dot{\Theta}_{cm}^2) + V(r) = \frac{1}{2} m_{cm} v_r^2 \quad (3.7)$$

Für die (Dreh-)Impulserhaltung folgt:

$$m_{cm} v_0 b = m_{cm} r^2 \dot{\Theta}_{cm} \quad (3.8)$$

In dieser Gleichung wurde bereits der Stoßparameter b eingeführt, dessen geometrische Bedeutung in Abbildung 3.4 verdeutlicht ist.

Setzt man nun die Impulserhaltungsbetrachtung in die Energieerhaltung (vgl. Gleichung 3.7) ein, unter der Berücksichtigung folgender Beziehung für die Differentiale:

$$\frac{d\Theta}{dt} = \frac{d\Theta}{dr} \cdot \frac{dr}{dt},$$

so erhält man das *Stoßintegral*:

$$\Theta_{cm} = \pi - 2b \int_{r_{min}}^{\infty} \frac{1}{r^2 \left[1 - \frac{V(r)}{\frac{1}{2} m_{cm} v_r^2 - \left(\frac{b}{r}\right)^2} \right]^{1/2}} dr. \quad (3.9)$$

Die Streupotentiale $V(r)$ werden hierbei nach Art der Wechselwirkung eingesetzt. Die Funktion $\theta(b)$ bestimmt den differentiellen Streuquerschnitt. Um den totalen Wirkungsquerschnitt für einen Stoß beschreiben zu können, wird der differentielle Wirkungsquerschnitt benötigt. Dieser ist der Anteil vom gesamten Wirkungsquerschnitt, der die Streuung in ein Raumwinkelelement $d\Omega$ beschreibt.

Die Teilchenerhaltung fordert, dass der Fluss durch einen Ring der Breite db und dem Radius b identisch ist, mit dem Fluss durch einen Ring mit Öffnungswinkel $d\theta$ auf der Oberfläche einer Kugel mit Radius R .

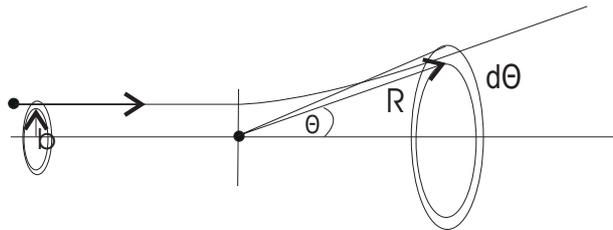


Abb. 3.4: Anschauliche Darstellung der Teilchenerhaltung beim differentiellen Wirkungsquerschnitt.

Abbildung 3.4 stellt die Beziehung zwischen dem Stoßparameter b und dem Winkel Θ , unter dem das Teilchen gestreut wird, dar.

Somit ist der differentielle Streuquerschnitt $d\sigma$ gegeben, durch:

$$\frac{d\sigma}{d\Theta} = \frac{b}{\sin \Theta} \frac{db}{d\Omega} \quad (3.10)$$

Durch Integration über alle Raumwinkelelemente erhält man aus Gleichung 3.10 den totalen Wirkungsquerschnitt σ_{sc} mit:

$$\sigma_{sc} = 2\pi \int_0^\pi \frac{d\sigma}{d\Omega} \sin \Theta \, d\Theta \quad (3.11)$$

Die Impulsänderung beim Stoß steht mit dem Streuwinkel über das Skalarprodukt in Beziehung. Abbildung 3.5 verdeutlicht diesen Zusammenhang:

Mit der Transformation:

$$dp = p - p \cos \Theta \quad \Rightarrow \quad \frac{dp}{p} = 1 - \cos \Theta \quad (3.12)$$

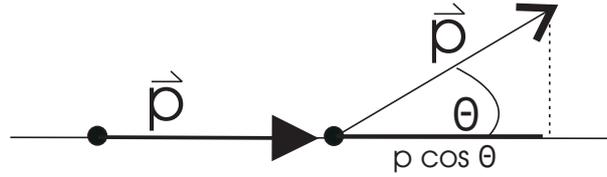


Abb. 3.5: Das Skalarprodukt bestimmt den Streuwinkel beim Impulsverlust.

bekommt der totale Streuquerschnitt (vgl. Gleichung 3.11) die Gestalt:

$$\sigma_m = 2\pi \int_0^\pi (1 - \cos \Theta) \frac{d\sigma}{d\Omega} \sin \Theta \, d\Theta \quad (3.13)$$

Wenn das Teilchen kaum abgelenkt wird, d. h. $\Theta \sim 0$ ist, folgt $(1 - \cos \Theta) \sim 0$ und die rechte Seite von Gleichung 3.13 verschwindet, d. h. der Wirkungsquerschnitt σ_m ist Null.

Energieverluste

Der Energieverlust des Projektils in Abhängigkeit seiner Eindringtiefe (*stopping Power*), also

$$E' = \frac{dE}{dx} \left[\frac{eV}{m} \right], \quad (3.14)$$

lässt sich auf die Teilchendichte beziehen:

$$\sigma = \frac{1}{n} \frac{dE}{dx} [eV \cdot m^2]. \quad (3.15)$$

Berücksichtigt man die Wahrscheinlichkeit dafür, dass ein Ion mit Energie E auf einer Wegstrecke dx streut:

$$p(E) = n\sigma(E)dx, \quad (3.16)$$

folgt mit dem Energieübertrag dT bei den Stößen mit den Targetatomen:

$$\frac{dp(E)}{dT} dT = n \frac{d\sigma(E)}{dT} \, dT dx. \quad (3.17)$$

Dies ist die Wahrscheinlichkeit p für das Ion, durch Stöße dp und Streuung $d\sigma$ mit n Targetatomen einen Energieverlust dT in Abhängigkeit der Eindringtiefe dx in das Target zu erleiden.

Integration über alle möglichen Energieverluste dT liefert den mittleren Energieverlust dE auf einer Strecke dx mit:

$$\langle dE \rangle = \int_T \frac{dp(E)}{dT} \, dT = \int_{T_{min}}^{T_{max}} T \frac{d\sigma(E)}{dT} \, dT dx \quad (3.18)$$

und es folgt für Gleichung 3.14 :

$$\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = \int_{T_{min}}^{T_{max}} T \frac{d\sigma(E)}{dT} dT. \quad (3.19)$$

Der Zusammenhang des Energieverlustes der Ionen in Abhängigkeit der Eindringtiefe ist in Abbildung 3.6 schematisch dargestellt. Bei kleinen Energien steigt der Energieverlust an, T nimmt linear zu. Bei hohen Energien wird der Wirkungsquerschnitt für die Streuung klein und der Energieverlust nimmt wieder ab. Beim Sputtern wird versucht im *linearen* Kaskade Regime zu bleiben, d. h. auf der linken Seite des Graphen.

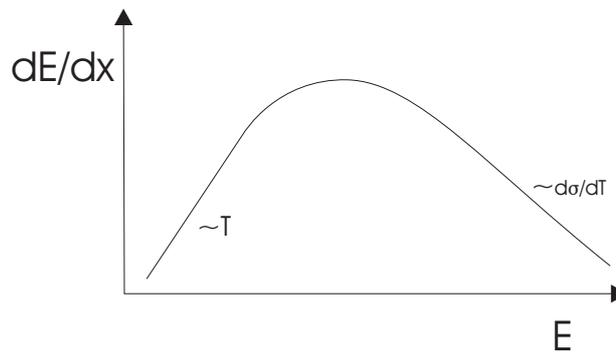


Abb. 3.6: Verlauf des Energieverlustes pro Eindringtiefe der Ionen ins Target in Abhängigkeit der Startionenenergie.

3.1.1 Energieabhängigkeit des Sputterns

Bei der Zerstäubung (engl. Sputtern) eines Festkörpers (=FKP) werden in einer Stoßkaskade Oberflächenatome angestoßen. Diese können den FKP-Verbund verlassen. Die Zerstäubungsausbeute, oder auch Sputteryield Y , drückt die Effizienz aus:

$$Y = \frac{N_{sput}}{N_{Ionen}} \quad (3.20)$$

Hierbei ist N_{sput} die Zahl der herausgelösten Atome und N_{Ionen} die Anzahl der einfallenden Ionen.

Die Zerstäubungsausbeute (der Sputteryield) Y ist eine Funktion der Ionenenergie und des Targetmaterials. Die abgestäubten Atome verlassen die Oberfläche unter einer charakteristischen Energie- und Winkelverteilung.

Betrachtet man einen Sputterprozess, bei dem ein Ion in den FKP eindringt und die Targetatome stößt, so ist die Zahl der angestoßenen Atome N (im Folgenden Recoils genannt) mit einer Energie größer als E_0 bei vorgegebener Startionenenergie E gegeben durch:

$$N(E, E_0) \sim \Gamma \frac{E}{E_0} \quad (3.21)$$

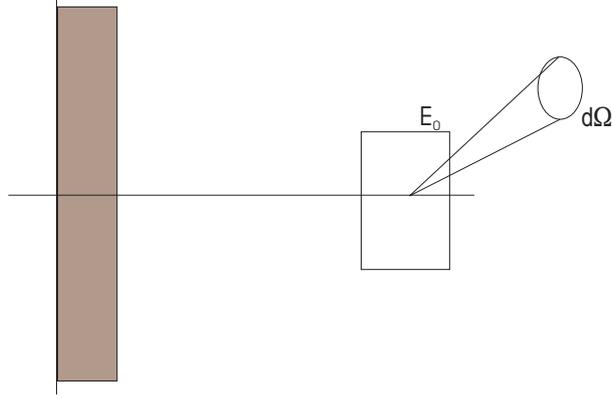


Abb. 3.7: In einer Stoßkaskade werden Sekundärteilchen der Energie E_0 in einem Raumwinkel $d\Omega_0$ erzeugt.

Die Funktion Γ beschreibt hierbei die Wechselwirkungspotentiale zwischen dem Projektil und Target. In erster, linearer Abschätzung wird angenommen, dass die Energie E sich zu gleichen Teilen auf die Recoils der Energie E_0 verteilt.

Die Zahl der Recoils $n(E, E_0)$ in einem Energieintervall dE_0 ist:

$$n(E, E_0) = \frac{dN(E, E_0)}{dE_0} \sim \Gamma \frac{E}{E_0^2} = F(E, E_0) \quad (3.22)$$

Hierbei meint $F(E, E_0)$ eine allgemeine Funktion.

Im dynamischen Fall ist die gesamte Anzahl der Teilchen $G(E, E_0)$, die pro Zeiteinheit bewegt werden und sich im Energieintervall dE_0 befinden, gegeben durch den Fluss der einfallenden Projektile Φ multipliziert mit der Anzahl der erzeugten Recoils $n(E, E_0)$ innerhalb des Zeitintervalls dt_0 . Formell geschrieben ist dies:

$$G(E, E_0)dE_0 = \Phi \cdot n(E, E_0)dt_0 \quad (3.23)$$

Mit der Transformation

$$\frac{dE_0}{dt} = \frac{dE_0}{dx} \cdot \frac{dx}{dt} = \frac{dE_0}{dx} \cdot v_0. \quad (3.24)$$

wird das Zeitdifferential dt_0 in Gleichung 3.23 zu:

$$dt_0 = \frac{dE_0}{\left| \frac{dE_0}{dt} \right|} = \frac{dE_0}{v_0 \left| \frac{dE_0}{dx} \right|} \quad (3.25)$$

und Gleichung 3.23 bekommt unter Berücksichtigung von Gleichung 3.22 die Form:

$$G(E, E_0)dE_0 = \Phi \cdot \Gamma_m \frac{E}{E_0^2} \cdot \frac{dE_0}{v_0 \left| \frac{dE_0}{dx} \right|} \quad (3.26)$$

Dies ist die Anzahl der gesamten Teilchen, die sich pro Zeiteinheit innerhalb des Festkörpers bewegen. Nun werden noch die Recoils berücksichtigt, die in Richtung

Oberfläche gestreut werden, weil nur diese die Möglichkeit haben, den Festkörper zu verlassen.

Der Teilchenfluss J ist gegeben durch das Produkt der Recoils $G(E, E_0)$ und der Geschwindigkeit v_0 . Multipliziert man diesen Fluss mit $\cos \Theta$, so erhält man nach Abbildung 3.8 die Projektion des Vektors v_0 in Richtung der Oberfläche des Festkörpers.

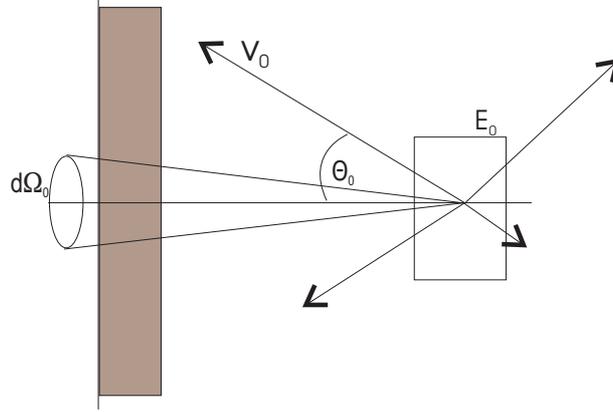


Abb. 3.8: Die Targetatome, welche in Richtung der Oberfläche gestreut werden, erhält man aus der Projektion in diese Richtung.

Damit folgt für den Teilchenfluss im Energieintervall dE_0 , die im Raumwinkelement $d\Omega$ in Richtung Oberfläche gestreut werden:

$$J(E, E_0)dE_0d\Omega = G(E, E_0) \cdot v_0 \cos \Theta dE_0d\Omega \quad (3.27)$$

$$= \Phi \cdot \Gamma_m \frac{E}{E_0^2} \cdot \frac{dE_0}{v_0 \left| \frac{dE_0}{dx} \right|} \cdot v_0 \cos \Theta d\Omega \quad (3.28)$$

Damit die Recoils die Oberfläche verlassen können, muss deren Energie größer sein, als die Oberflächenbindungsenergie E_{SB} des Festkörpers. Dies lässt sich mit elastischer Streuung beschreiben.

Die Impuls- und Energieerhaltung liefert für die Geschwindigkeitskomponente parallel zur Oberfläche die Bedingung:

$$v_0 \sin \Theta_0 = v_1 \sin \Theta_1 \quad (3.29)$$

$$E_0 \sin^2 \Theta_0 = E_1 \sin^2 \Theta_1 \quad (3.30)$$

$$(3.31)$$

Abbildung 3.9 stellt den Zusammenhang von Gleichung 3.31 anschaulich dar.

Offensichtlich ist nach der Energieerhaltung:

$$E_1 = E_0 - E_{SB}. \quad (3.32)$$

Aus der Ableitung der Energie-Impulserhaltung in Gleichung 3.31 erhält man:

$$E_0 2 \sin \Theta_0 \cos \Theta_0 d\Theta_0 d\Phi_0 = E_1 2 \sin \Theta_1 \cos \Theta_1 d\Theta_1 d\Phi_1 \quad (3.33)$$

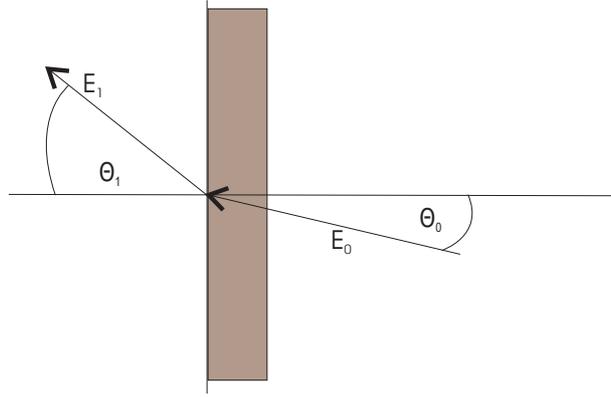


Abb. 3.9: Sputtermodell zur Visualisierung der Erhaltungsgrößen beim Verlassen der Oberfläche.

mit der Raumwinkeldefinition $d\Omega = 2\pi \sin\theta d\theta d\Phi$ kann die Gleichung substituiert werden. Es folgt:

$$E_1 \cos \Theta_1 d\Omega_1 = E_0 \cos \Theta_0 d\Omega_0 \quad (3.34)$$

Somit kann man den Fluss der zur Oberfläche gerichteten Teilchen J im Verhältnis zu den einfallenden Projektilen J setzen und erhält die sogenannte *Sputteryield* (im dt. auch Sputtereffizienz)

$$Y = \frac{J}{\Phi}$$

mit:

$$dY = \Gamma_m \frac{E}{E_0^2} \cdot \frac{dE_1}{\left|\frac{dE_0}{dx}\right|} \cdot \frac{E_1}{E_0} \cos \Theta_1 \quad d\Omega_1 \quad (3.35)$$

Ersetzt man nun noch nach Gleichung 3.32:

$$E_0 = E_1 + E_{SB}$$

folgt die *differentielle Zerstäubungsausbeute* mit:

$$\frac{dY}{dE_1 d\Omega_1} = \Gamma_m \cdot \frac{E}{\left|\frac{dE_0}{dx}\right|} \frac{E_1}{(E_1 + E_{SB})^3} \cos \Theta_1 \quad (3.36)$$

Gleichung 3.36 wird als *Thomson-Verteilung* bezeichnet. Sie ist offensichtlich energie- und winkelabhängig, d. h. $Y(E, E_1, \Theta_1)$. Die Parametereinflüsse werden qualitativ erläutert durch:

- E_1 : Betrachtet man die Energieverteilung der Recoils, so sieht man, dass das Maximum nicht von der Ionenenergie E abhängig ist, sondern von der Energie E_1 des rückgestreuten Teilchens, welches die Oberfläche verlassen hat. Das Maximum liegt hier bei der Oberflächenenergie E_{SB} des Materials, die man so auch bestimmen kann.

- Θ_1 : Die Emission der Teilchen folgt einer Cosinus-Verteilung, die Erzeugung der Recoils im Festkörper Richtung Oberfläche folgt so ebenfalls einer Cosinus-Verteilung.
- E: Der Sputteryield steigt zuerst linear mit der Ionenenergie an. Bei sehr hohen Energien sinkt der Yield wieder ab. Einerseits liegt dies am kleiner werdenden Wirkungsquerschnitt, andererseits dringen die Ionen auch tiefer in das Target ein und erzeugen die Recoils in relativ großer Tiefe, so dass diese kaum noch die Oberfläche erreichen können. Die Zerstäubung ist darüber hinaus ein Schwellwertprozess. Unterhalb der Schwellenenergie reicht der Impulsübertrag nicht aus, dass das Material zerstäubt.

Folgendes Gedankenexperiment veranschaulicht diese Schwellenenergie: Gegeben sei ein Projektil mit Energie E . Dieses Ion muss nach einem Stoß seine Richtung umkehren. Bei dem ersten Stoß übergibt das Ion einen Energiebeitrag γ an das Targetatom ab. Das rückgestreute Atom hat somit eine Energie von $E(1 - \gamma)$. Überträgt dieses rückgestreute Ion nun seine verbleibende Energie γ komplett an ein Oberflächenatom, muss dieser Energieübertrag mindestens die Oberflächenenergie sein, damit das gestossene Atom die Festkörper verlassen kann, d. h. :

$$E(1 - \gamma) \cdot \gamma > E_{SB} \quad \Rightarrow \quad E_{Ion} > \frac{E_{SB}}{(1 - \gamma) \cdot \gamma} \quad (3.37)$$

Da im ersten Schritt eine totale Rückstreuung des Projektils stattgefunden hat, muss das Ion entsprechend leichter sein als das Targetatom. Für schwerere Ionen ist der erste Schritt bis zur Rückstreuung, d. h. bis zur Impulsumkehr, komplizierter. Typischerweise liegen die Schwellenenergien im Bereich von 10 eV bis einige hundert eV, je nach Projektil- und Targetmaterial- Kombination.

- Einfallswinkel der Ionen α : Die Sputterraterate hängt vom Winkel der einfallenden Projektile ab. Die Zerstäubung erhöht sich bei flacheren Winkeln dadurch, dass die Recoil-Kaskade näher an die Oberfläche gelangt. Es haben somit mehr Teilchen die Möglichkeit, die Oberfläche zu erreichen. Wird der Einfallswinkel zu flach, wird die Anzahl der Targetatome, die die Ionen abbremsen sehr klein, bis sie schließlich bei $\alpha = 90^\circ$, also parallel zur Oberfläche, verschwindet.
- Oberflächenrauigkeit: Bei rauen Oberflächen verschwinden die Winkelabhängigkeiten größtenteils, da der Einfallswinkel α und der Emmissionswinkel Θ nicht mehr eindeutig definiert sind.

In der Praxis wird die Zerstäubungsausbeute mit numerischen Simulationprogrammen ausgerechnet. Populär ist in diesem Bereich das frei verfügbare TRIM bzw. SRIM Programm (The Stopping and Range of Ions in Matter) von James Ziegler.

3.2 Herstellung und Charakterisierung dünner Schichten

Im folgenden Abschnitt wird die Tauglichkeit der entwickelten LZH RIM für die Herstellung hochwertiger Funktionsoptiken im IBS Prozess demonstriert und mit den Leistungen der bisher verwendeten IBS Quellen verglichen.

3.2.1 Kriterien für die Güte optischer Schichten

Um eine Grundlage für die Charakterisierung der optischen Schichten zu erhalten, werden Gütekriterien der dünnen Funktionsschichten anhand zugänglicher Mess- und Analyseverfahren qualifiziert. Die zur Verfügung stehenden Untersuchungsmöglichkeiten sind:

- Spektralphotometrische Untersuchungen: Hierbei sind Messungen eines am LZH entwickelten VUV Spektralphotometer für den Bereich von 115- 300 nm möglich. Für den Bereich von 190 nm bis 3200 nm stehen kommerzielle λ -19 und λ 900 Spektralphotometer der Fa. Perkin Elmer zur Verfügung. Auch misst ein FTIR Spektrometer im Bereich von 2,5 bis zu 25 μm (Fa. Perkin Elmer). Die hergestellten Optiken wurden sowohl in Transmission als auch Reflexion vermessen.
- Absorption I: Durch die Messung der Transmissions- und Reflexionswerte kann die Absorption rechnerisch über die Erhaltungsgröße $1 = T + R + S$ bestimmt werden. Hierbei werden die Verluste S durch Streuung häufig vernachlässigt. Die Ungenauigkeit dieser Methode ist für A entsprechend groß und bewegt sich erfahrungsgemäß bei $\sim 1 - 2\%$, siehe dazu auch [Henk96] und [ARUZ⁺00].
- Numerische Approximation der Dispersiondaten von Einzelschichten: Die experimentell ermittelten Werte der Transmissions- und Reflexionsmessung von den hergestellten Einzelschichten werden mittels einer am LZH entwickelten Optikdesign Software, dem „Spektrum“-Programm, ausgewertet. Anhand der numerischen Approximation verschiedener Modelle, die das Verhalten der Dispersion beschreiben wie z. B. Sellmeier oder Cauchy, können so die Dispersiondaten $n(\lambda)$ (und $k(\lambda)$) bestimmt werden. Diese Berechnungen sind auch unter der einhüllenden Methode bekannt [J.P.76].
- Absorption II: Durch eine laserkalorimetrische Untersuchung kann die Absorption ebenfalls gemessen werden. Die Probe wird hierbei mit einer definierten Laserleistung bestrahlt und die Temperaturveränderung, d. h. die Erwärmung und das thermische Relaxationsverhalten der Probe lässt Rückschlüsse auf die Absorption zu. Prinzipiell sind hierbei nur Absorptionswerte bei bestimmten Laser-Wellenlängen zugänglich, diese dafür hochgenau mit einer Auflösung bis zu einem ppm.
- Temperaturdrift: Die Optik wird in einem beheizbaren Halter auf vorgegebene Temperaturwerte erwärmt und dabei jeweils in der Transmission vermessen. Die Größe der spektralen Verschiebung lässt Rückschlüsse auf die Schichtstruktur und die Stöchiometrie zu.

- Schichtstressmessungen: Die hergestellten dünnen Schichten haben intrinsisch innere, mechanische Spannungen. Diese Schichtspannungen, auch als Stress bezeichnet, verursachen eine Krümmung des Substrats. Diese werden mittels eines Interferometers Fa. Möller Wedel vermessen.
- Homogenität: Die Sputterkeule wird nach dem vorangegangenen Abschnitt durch eine \cos^n -Verteilung theoretisch beschrieben. Der radiale Schichtdickenverlauf entlang einer ebenen Substratepalette ist daher nicht konstant. Angestrebt wird die Lage der rotierenden Substratepalette definierten Schnittebene der Sputterkeule so zu legen, dass eine relativ gute Homogenität in radialer Richtung erreicht wird.
- REM: Mittels einer REM, genauer einer EDX Untersuchung von Einzelschichten ist es möglich zu sehen, ob sich Fremdmaterial prozessbedingt durch Sputtern von Anlagen- oder Quellenkomponenten in die Schicht eingelagert hat. Kritischerweise liegt die Nachweisschwelle dieser Methode im Promillebereich, was für den Nachweis von geringer Kontamination, die optische Absorption verursacht, nicht ausreicht. Allerdings lassen sich damit Aussagen über die Stöchiometrie der Oxidschichten treffen.

3.2.2 IBS Prozess und Schichtstrukturen

Schon früheste Untersuchungen der PVD (Physical Vapour Deposition) Prozesse zur Herstellung dünner Filme haben gezeigt, dass die Schichtmikrostrukturen maßgeblich bestimmt sind sowohl durch die Beschichtungsbedingungen als auch durch den eigentlichen Herstellungsprozess.

Ein Modell zur Beschreibung der PVD- Schichtstruktur wurde von J. A. Thornton aufgestellt. Es basiert auf dem Modell von Movchan und Demchishin. Die Abbildung 3.10 stellt Thorntons Modell dar.

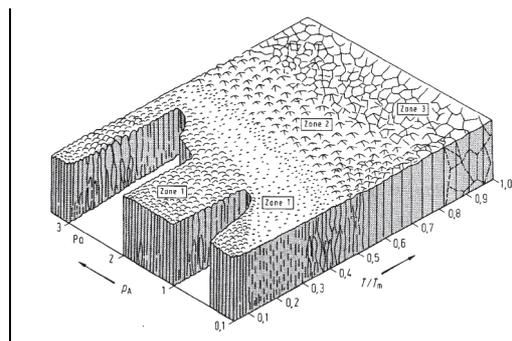


Abb. 3.10: Darstellung des Modells für Schichtstrukturen nach Thornton.

Bei niedriger Energie der Admoleküle bildet sich der Film durch kolumnares Wachstum. Diese Schicht zeichnet sich durch eine hohe Anzahl von Höhlen und Zwischenräumen insbesondere an den Korngrenzen des Materials aus (Zone 1).

Bei höherer Temperatur wird die Diffusionsbewegung auf der Schichtoberfläche relevant und damit wächst die Verdichtung der Korngrenzen zueinander (Zone 2). Erhöht sich die Diffusionsenergie der schichtbildenden Atome weiterhin, bildet sich

ein Film, der aus equiaxialen Korngrenzen besteht. Insbesondere ab einer Temperatur, die oberhalb der halben Schmelztemperatur des Materials liegt, ist dies zu beobachten.

Die Erweiterung des Thornton Modells besteht aus einer Übergangszone zwischen den Zonen 1 und 2, gebildet aus einem Wachstum dicht aneinanderliegender Fasern bzw. Säulen, deren Entstehung prozessbedingt sind.

Abbildung 3.11 stellt den Sputterprozess schematisch dar.

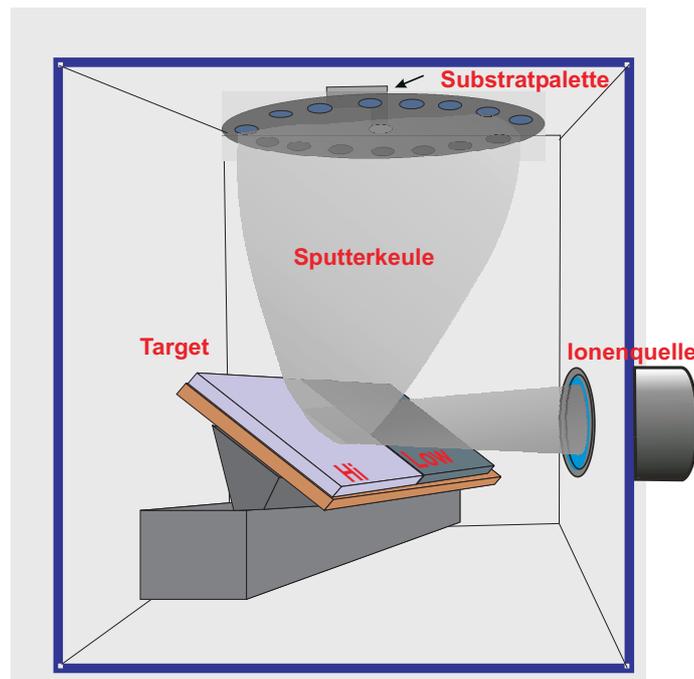


Abb. 3.11: Schematische Darstellung des Ionenstrahlzerstäubens.

Als Einflussfaktoren dieses Herstellungsprozesses sollen exemplarisch folgende Parameter genannt werden:

- Enddruck P_{end} : Der erzielte Enddruck des Rezipienten nach dem Abpumpen.
- Prozessdruck P : Der Kammerdruck während des Prozesses nach Einlassen aller Arbeitsgase.
- Gasflüsse: Als Prozessgase wurden größtenteils Argon und Sauerstoff verwendet. Innerhalb der Untersuchungsreihe wurde sowohl ein Sauerstoff- Argongasgemisch zum Plasma ionisiert, als auch Sauerstoff elementar in die Kammer eingelassen.
- Ionenstrom I : Der Ionenstromparameter für die LZH RIM wird hierbei am Hochspannungsnetzteil gemessen. Dieses bestimmt gleichzeitig auch die Ionenenergie, die im Bereich von 1,5 keV bis 2 keV liegt.

Um den Ionenstrom der Kaufmannquelle zu variieren müssen der Entladungsstrom für die die Ladungsträgererzeugung, sowie die die Entladungsspannung

geregelt werden. Der Zusammenhang ist nicht linear. Bei der HF-Quelle hingegen steigen Ionenstrom und eingekoppelte HF-Leistung größtenteils linear miteinander. Gemein ist den beiden Systemen, dass in Abhängigkeit der Plasmadichte die Extraktionsspannung nachgeregelt werden muß, um den Fehlerstrom, d. h. die Rekombination der Ladungsträger auf den Gitterelektroden zu minimieren.

- Rate: Die Wachstumsrate der Dünnschicht.
- Brechungsindex n und Absorptionskoeffizient k : Diese Parameter sind in erster Linie die Resultate verschiedener Prozessparameter bzw. deren Wechselwirkung. Durch eine in situ online Prozesskontrolle ist es möglich, diese einzustellen. Nähere Erläuterungen hierzu sind in [LGER04], [GSLR01] und [RGLS03] zu finden.

3.3 Einzelschichtuntersuchungen

Nachdem die Quelle betriebsbereit in die BAK 640 implementiert wurde, wurden zunächst Einzelschichten aus dielektrischen Materialien hergestellt.

Um die Tauglichkeit der entwickelten IBS-Quelle für den Sputterprozess zu demonstrieren, werden im Folgenden einige exemplarische Einzelschichten nach typischen Gütekriterien für eine optische Schicht untersucht. Die präzise Abhängigkeit der optischen Schichteigenschaften von den Prozessparametern liegt außerhalb des Fokus dieser Arbeit. Auf detaillierte Erläuterungen dieser Messverfahren wird im Rahmen dieser Arbeit verzichtet und stattdessen auf diesbezügliche Publikationen der LZH-Arbeitsgruppe verwiesen [Kolb91], [Schi94],[ARUZ⁺00] und [Star98].

Zunächst wurden mittels der LZH RIM Tantalpentoxid Einzelschichten hergestellt. Die physikalischen Dicken liegen hierbei zwischen ca. $1\ \mu\text{m}$ - $3\ \mu\text{m}$. Nach deren Charakterisierung wurden SiO_2 Schichten gesputtert und untersucht. Außerdem wurde nach der Einzelschichtkampagne exemplarisch für ein klassisches Mehrschichtsystem ein Spiegel für 1064 nm Schichten(=Layer) realisiert.

3.3.1 Siliziumdioxid

Die Abbildung 3.12 stellt die Reflexions- und Transmissionskurve einer SiO_2 Einzelschicht auf Saphir dar. Dieses wurde ebenfalls als Monitorsubstrat der online in situ Prozesskontrolle verwendet, da ansonsten der Brechungsindexkontrast zu gering für die photospektroskopische Messung wäre ($n(\text{SiO}_2, 500\ \text{nm})=1,48$ und $n(\text{Al}_2\text{O}_3, 500\ \text{nm})=1,76$).

Die Prozessparameter dieser IBS-Schicht stellt Tabelle 3.1 dar.

Mittels des Sellmeier-Modells sowie der photospektroskopischen Messungen in Abbildung 3.12 lässt sich der Brechungsindex $n(\lambda)$ für die gesputterte SiO_2 Einzelschicht (=ES) nicht ausreichend genau bestimmen. Die Doppelbrechung des Saphirs verhindert diesen Fit. Deshalb wurde die Vermessung der SiO_2 ES auf einem Suprasil (fused silica) Substrat herangezogen. Das Resultat ist in Abbildung 3.13 abgebildet.

Anhand der Daten dieser Untersuchung lässt sich der Brechungsindex $n(\lambda)$ sowie der Extinktionskoeffizient $k(\lambda)$ approximieren.

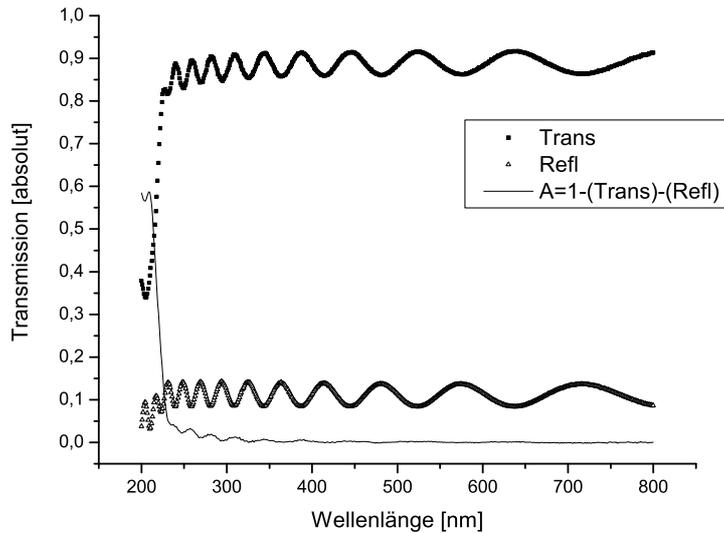


Abb. 3.12: Transmissions-, Reflexionskurve und totale Verluste einer SiO_2 Einzelschicht auf einem Saphirsubstrat.

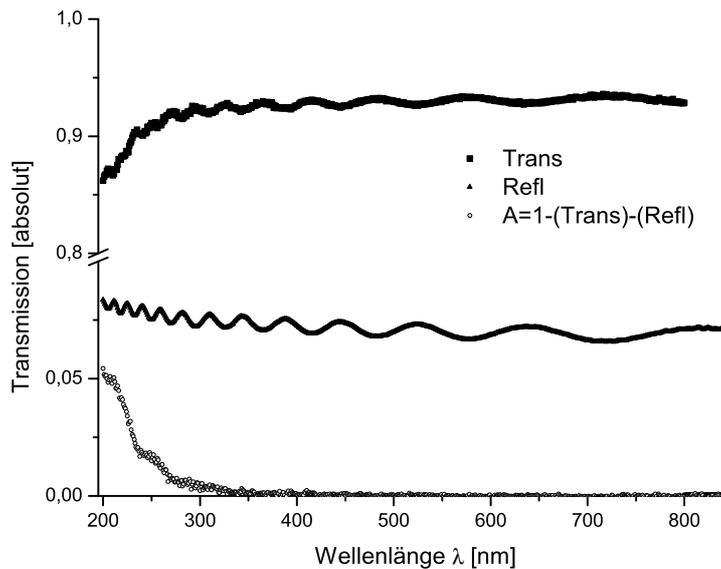


Abb. 3.13: Transmisison, Reflexion und Absorption der SiO_2 Einzelschicht auf einem fused silica Substrat.

In den Abbildungen 3.14 ist zu sehen, dass der Brechungsindex für die Quarzschicht $n(500\text{ nm})=1,48$ entspricht, was einen sinnvollen Wert für IBS darstellt. Der Verlauf für den Extinktionskoeffizienten ist in Abbildung 3.15 gegeben.

Die Messungen in dem Spektralphotometer der Fa. Perkin Elmer haben einen Fehler von mind. 0,2%. Insbesondere ist dieses bei der Reflexionsmessung kritisch, da diese als Referenzmessung ausgeführt wird. Nach [Kolb91] hat das verwendete Spektralphotometer eine relative Messungenauigkeit von $\pm 0,3\%$ für den betrachteten

Prozessparameter BAK 640 mit der LZH RIM für SiO ₂ ES	
Parameter	Wert
Enddruck P_e	$1,5 \cdot 10^{-6}$ mbar
Prozessdruck P	$4,4 \cdot 10^{-4}$ mbar
Sauerstofffluss O ₂	42,4 sccm in die Kammer
Argonfluss Ar ₂	16,3 sccm in die RIM
HF-Leistung P_{HF} eingestellt/ reflektiert	300 W / 2 W
HV ₁ Spannung / Strom	1,25 kV / 170 mA
HV ₂ Spannung / Strom	-650 V / 7 mA
Argonfluss Ar ₂	16,3 sccm in die RIM
Beschichtungsmaterial	metallisches Si Target
Prozessdauer	ca. 2h

Tabelle 3.1: Übersicht der Prozessparameter und -werte für eine SiO₂ Einzelschichtbeschichtung an der BAK 640.

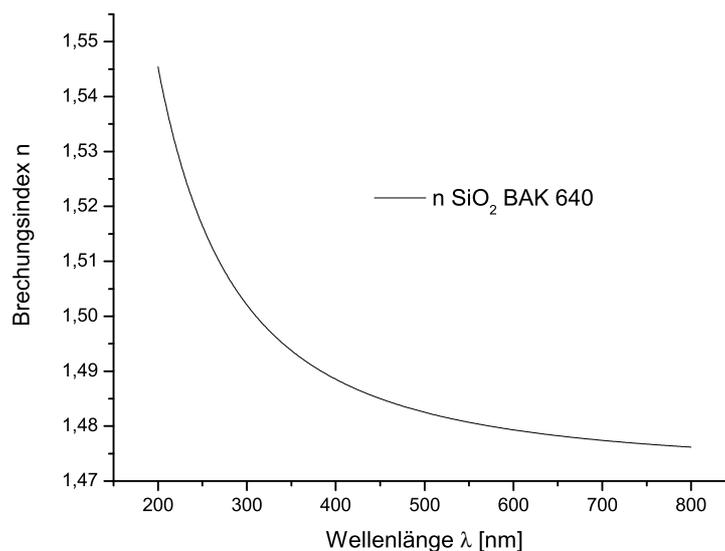


Abb. 3.14: Brechungsindex der SiO₂ Einzelschicht.

Bereich, so dass sich dieser Fehler auch in den berechneten Werten für n und k fortsetzt.

Eine weitere zur Verfügung stehende Untersuchungsmethode der optischen Absorptionsverluste ist die Laserkalorimetrie. Prinzipiell wird hierbei die thermische Verhalten der Probe gemessen während und nach Beaufschlagung mit Laserstrahlung definierter Leistung und Dauer [Rist00]. Aus der gemessenen thermischen Relaxationskurve lässt sich rückrechnen, wie hoch die Absorptionsverluste der optischen Funktionsschicht bei der verwendeten Laserwellenlänge ist. Dieses Analyseverfahren ist genormt nach ISO Norm 11551.

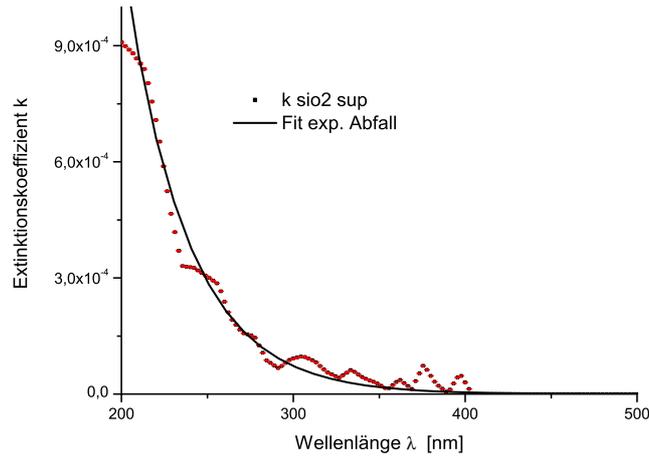


Abb. 3.15: Extinktionskoeffizient k der SiO_2 Einzelschicht. Als Fit wurde eine abfallende e-Funktion erster Ordnung verwendet.

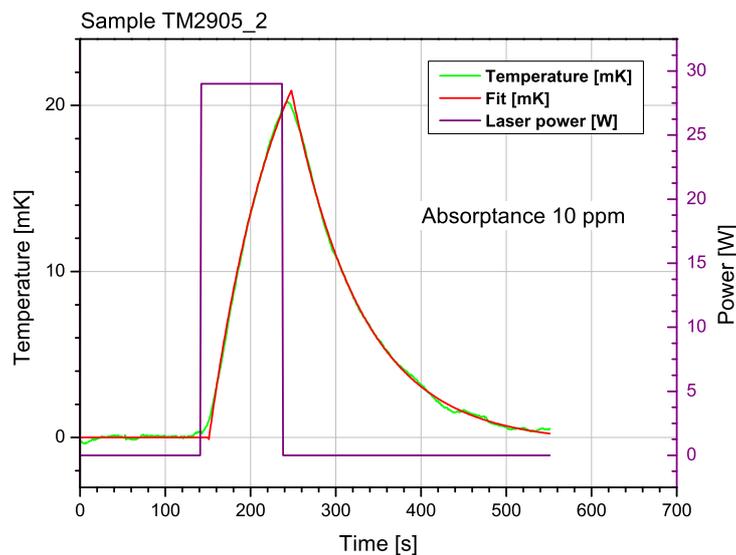


Abb. 3.16: Laserkalorimetrische Untersuchung der SiO_2 Einzelschicht nach ISO Norm 11551.

Abbildung 3.16 stellt den Verlauf der Lasereinwirkung auf die zu untersuchende Probe dar. Aufgetragen ist die Laserleistung gegenüber der Messzeit von 550 s und die daraus bewirkte Temperaturerhöhung und -relaxation der gesamten Probe durch die Absorptionsverluste der SiO_2 Einzelschicht. Der Fit passt gut zum Temperaturverhalten der Probe. Mit dem Wert von 10 ppm bei 1064 nm hat die Siliziumdioxid ES (mit einer physikalischen Dicke von $\sim 1,2 \mu\text{m}$) einen niedrigen Absorptionsverlust mit $k(1064 \text{ nm}) \sim 10^{-5}$.

Bei der Herstellung mittels IBS-Verfahren treten mechanische Spannungen in den Schichten auf. Insbesondere bei Multischichtsystemen wie HR-Stacks oder optischen Filtern kann der Schichtstress so gross werden, dass Delamination (Schichtablösung)

die Folge ist. Innerhalb dieser Einzelschichtuntersuchungsreihe wurde ebenfalls der Stress interferometrisch gemessen. Für die oben dargestellte SiO_2 Beschichtung erhält man einen Stresswert von $(0,281 \pm 0,003)$ GPa. Dieser Wert ist in guter Übereinstimmung mit den Literaturwerten [StDP97] und [Mons06].

Darüber hinaus wurden auch REM bzw. EDX Untersuchungen der Bestandteile dieser Einzelschichten vorgenommen. Insbesondere bei den SiO_2 ES Untersuchungen lassen sich Fremdatome im dünnen Film gut nachweisen. Ursachen dieser Kontamination wären z. B. Sputtereffekte an Quellen- oder Anlagenbauteilen.

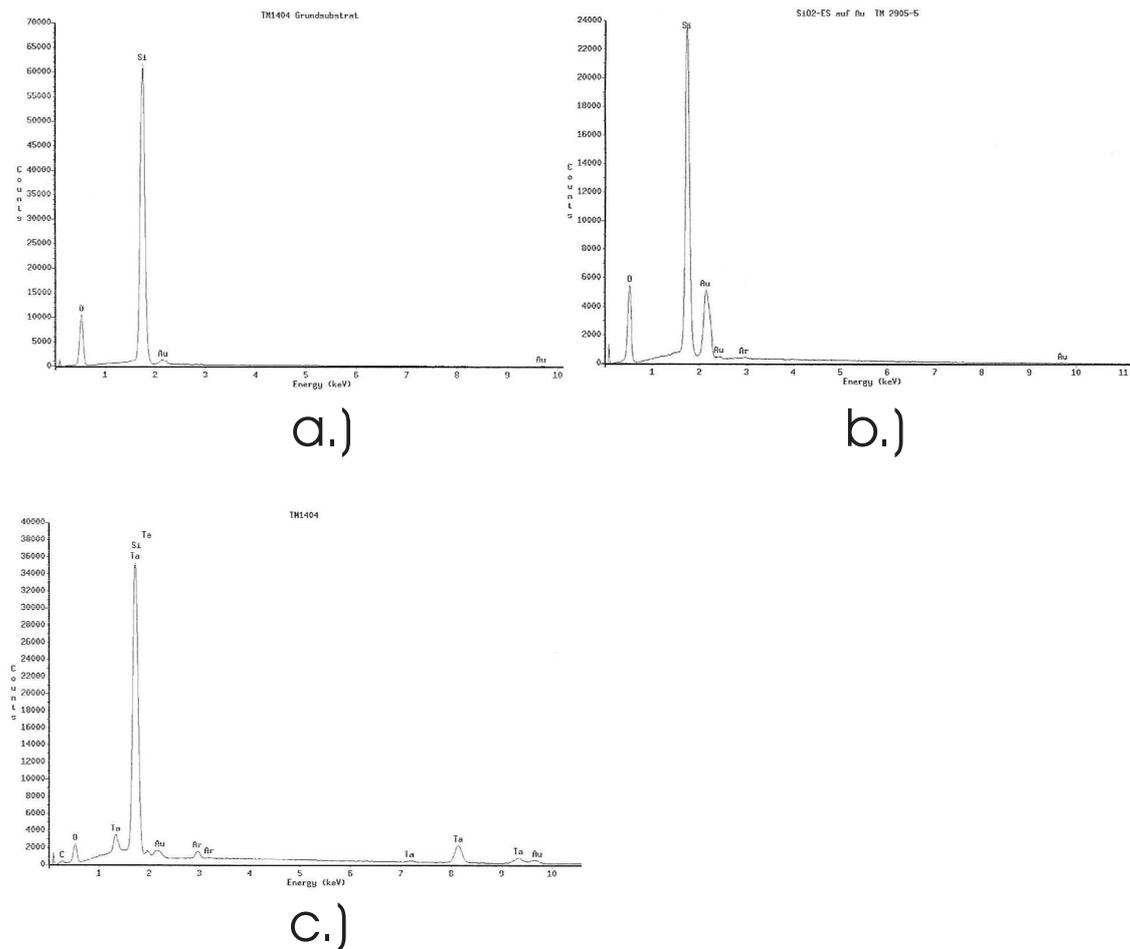


Abb. 3.17: Rasterelektronenmikroskopische Untersuchung der SiO_2 - und Ta_2O_5 - Einzelschichten sowie des reinen fused silica Trägersubstrates Suprasil.

An der Abbildung 3.17 Graph a.) ist zu sehen, dass im Wesentlichen die Elemente Sauerstoff ($66,63 \pm 0,3\%$), Silizium ($33,17 \pm 0,18\%$) und Argon ($0,2 \pm 0,05\%$) nachweisbar sind. Die SiO_2 Schicht wurde hierbei zur Untersuchung im REM auf eine Goldfolie aufgesputtert, weshalb ein Goldpeak im Energiespektrum zu sehen ist. Vergleichsweise ist in Abbildung b.) die Ergebnisse des reinen fused silica Trägersubstrats dargestellt. Innerhalb des Auflösungsvermögens des REM wurden in der IBS hergestellten Quarzschicht keine fremden Adatome nachgewiesen, wie Titan, Aluminium oder Chrom und Nickel. Dies weist daraufhin, dass die Ionenquelle „saubere“ Schichten produziert. Die Anteile von elementarem Silizium und Sauerstoff indizieren eine gute Stöchiometrie. Der Argonpeak im Energiespektrum zeigt, dass während des Schichtwachstums sich Ar_2 Edelgas in den Film eingelagert hat. Einer-

seits deutet dies auf einen Neutralgasverlust der LZH RIM hin, andererseits kann dies auch auf eine Implantation von reflektierten Ar-Ionen zurückgeführt werden.

Dieser Effekt ist auch in Abbildung 3.17 Graph c.), bei der Tantalpentoxid EDX Aufnahme zu sehen. Erwartungsgemäß würde diese Verunreinigung der Schicht zu einer Brechungsindexvariation führen. Diese Inhomogenität hatte, wie weitere photospektroskopische Messungen zeigen, keinen nachweisbaren Einfluss auf die Transmissionskurve, die Beeinflussung des Brechungsindex scheint vernachlässigbar gering zu sein, im Gegensatz zu Arbeiten anderer Gruppen [LeTa06].

Zusammenfassend lässt sich aussagen, dass die Dispersionsdaten, die aus dieser Einzelschichtuntersuchung kommen, gut übereinstimmen sowohl mit den Literaturwerten [Pali91], als auch mit den schon vorhandenen Erfahrungen mit dem SiO₂ IBS Prozess mittels der Kaufmannquelle an dieser IBS Anlage. Vergleichsweise folgt im nächsten Abschnitt noch die Gegenüberstellung der Daten für das hochbrechende Material Ta₂O₅.

3.3.2 Tantalpentoxid

Im Folgenden werden die Ergebnisse der Einzelschichtuntersuchung an dem hochbrechendem Tantalpentoxid dargestellt. Abbildung 3.18 stellt die Transmissions-, Reflexions- und Absorptionskurven dar, die aus den spektralphotometrischen Untersuchungen zugänglich sind.

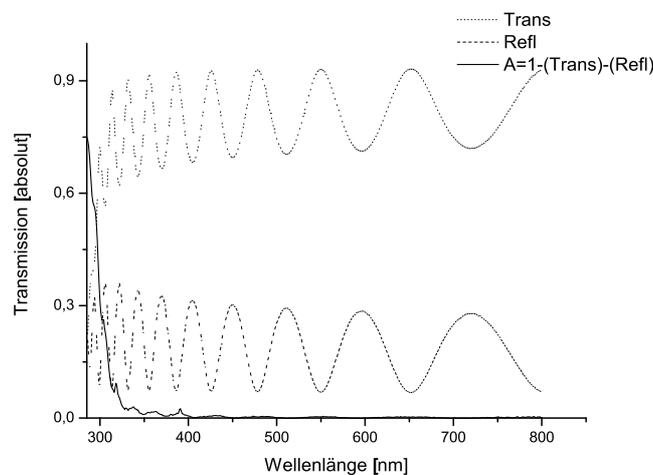


Abb. 3.18: Spektralphotometrische Ergebnisse der Ta₂O₅ Einzelschicht Messung.

In Abbildung 3.18 liegt die Absorptionskante der Transmissionskurve bei ca. 280nm. Die Dispersionsdaten aus dem numerischen Fit an den Tantalpentoxid-Einzelschichten sind in den Abbildungen 3.19 und 3.20 dargestellt.

Zum Vergleich werden diese Dispersionskurven denen mit der Kaufmanquelle erzielten gegenübergestellt. Diese Daten sind in Abbildung 3.21 und Abbildung 3.22 ersichtlich.

In der Gegenüberstellung der Brechungsindexfunktionen (Abbildung 3.21) zwischen der LZH RIM und der Kaufmanquelle ist zu sehen, dass sowohl bei SiO₂ als auch

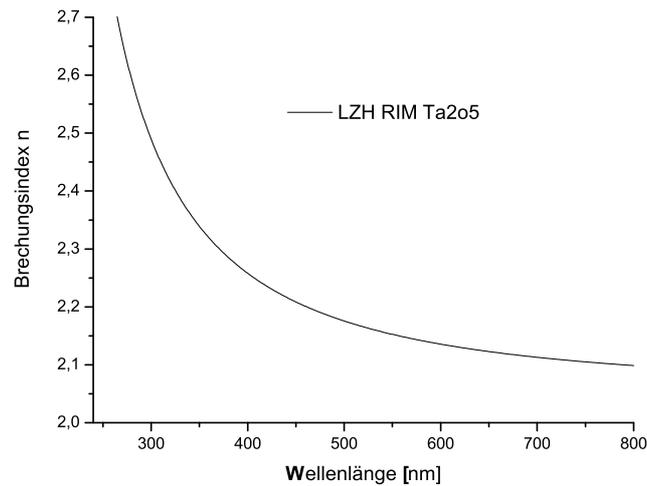


Abb. 3.19: Brechungsindexverlauf der Ta_2O_5 Einzelschicht aufgetragen gegenüber der Wellenlänge.

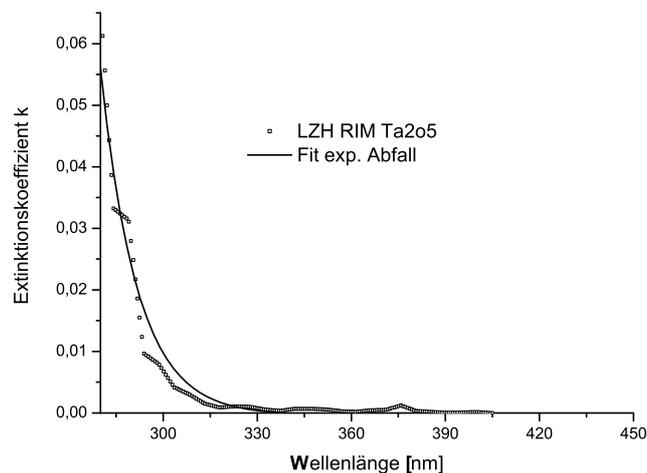


Abb. 3.20: Extinktionskoeffizient k der Ta_2O_5 Einzelschicht aufgetragen gegenüber der Wellenlänge.

Ta_2O_5 die Kurven nahezu parallel verlaufen. In Abbildung 3.23 ist klar zu erkennen, dass die Brechwerte der LZH RIM hergestellten Schichten konstant niedriger sind als die der Kaufmanquelle der Fa. Veeco.

Einen Hinweis auf die Ursache gibt die Gegenüberstellung der Prozessparameter für das Herstellungsverfahren. Die Prozessdaten der LZH RIM wurden bereits in Tabelle 3.1 aufgelistet. In Tabelle 3.2 sind die Daten der Veeco Quelle an der BAK dargestellt.

Anzumerken ist hier, dass der Prozessdruck auf den ersten Blick täuschend niedrig erscheint. Die Messung wurde mittels einer Penning-Röhre von Fa. Pfeiffer-Balzers vorgenommen, die über dem Plattenventil zwischen Rezipientenflansch und Kryopumpe angebracht war. Eine Messung direkt in der Kammer ergab einen Druck von $3 \cdot 10^{-4}$ mbar. Dadurch liegen die Arbeitsdrücke beider Quellen während des Schichtwachstums realistisch in der gleichen Größenordnung.

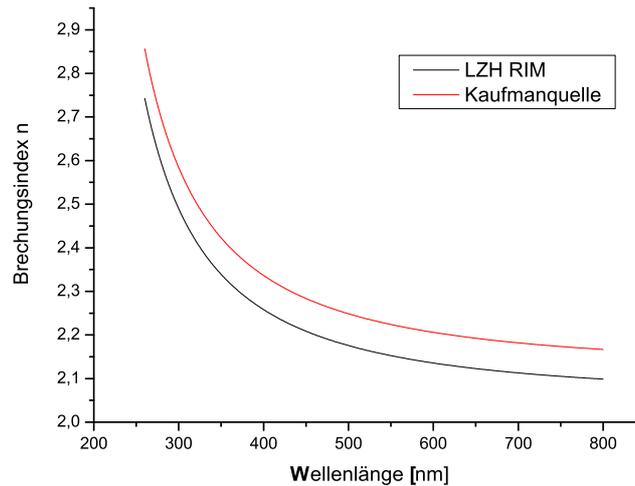


Abb. 3.21: Brechungsindexverlauf von Ta_2O_5 Einzelschichten aufgetragen gegenüber der Wellenlänge. Die gestrichelte Brechungsindexkurve wurde mit der Kaufmanquelle, der durchgezogene Brechungsindexverlauf mit der LZH RIM erzeugt.

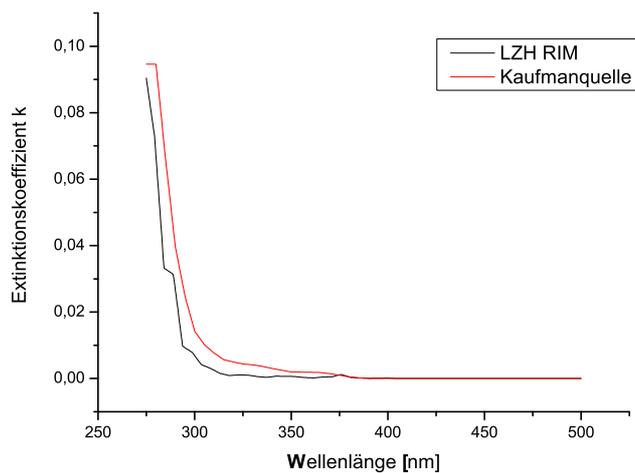


Abb. 3.22: Verlauf des Extinktionskoeffizienten k von Ta_2O_5 Einzelschichten aufgetragen gegenüber der Wellenlänge. Die gestrichelte Kurve wurde mit der Kaufmanquelle, der durchgezogene Verlauf mit der LZH RIM erzeugt.

Im Vergleich der Daten fällt weiterhin auf, dass über dem zweifachen Wert an elementarem Sauerstoff in die Kammer während der Schichtherstellung eingelassen wird. Die Wachstumsraten der Schicht liegt bei ca. $0,03 \text{ nm/s}$ mittels der Kaufmanquelle und einem annähernd 10-fachen Wert für die LZH RIM bei diesen angegebenen Prozessparametern ($0,75 \text{ nm/s}$ für SiO_2 und $0,33 \text{ nm/s}$ bei Ta_2O_5). Ein zu niedriger Oxidationsgrad führt zu Absorptionsverlusten. Eine vielfach höhere Wachstumsrate erforderte deshalb mehr Reaktivgas. Die Sauerstoffmenge wurde innerhalb der ersten Untersuchungsreihen nicht weiter optimiert.

Damit ist die Ursache für den niedrigeren Verlauf der Brechzahlen höchstwahrscheinlich auf eine verbesserte Stöchiometrie in der Schichtoxidation zurückzuführen. Die

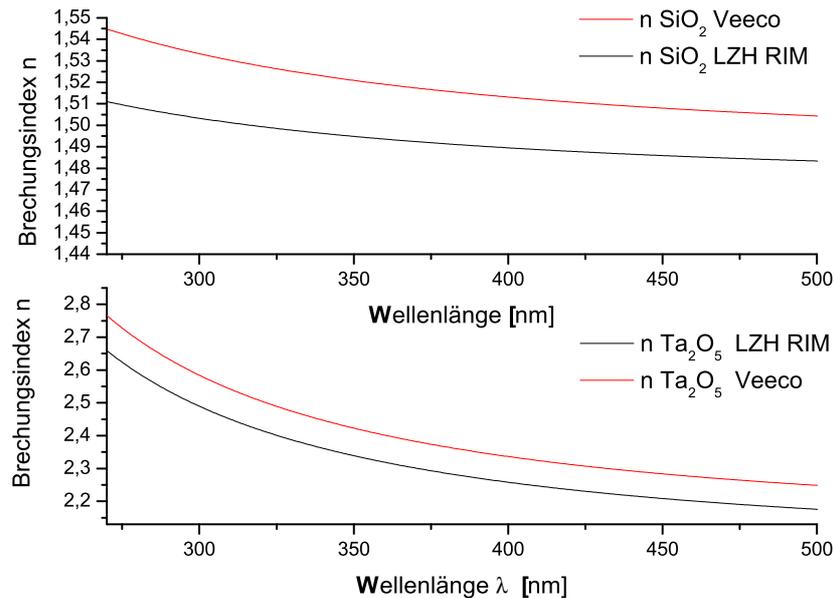


Abb. 3.23: Verlauf der Brechungsindizes der Beschichtungsmaterialien Ta₂O₅ und SiO₂ aufgetragen gegenüber der Wellenlänge. Die gestrichelten Kurven wurde mit der Kaufmanquelle von Fa. Veeco, die durchgezogenen Verläufe mit der LZH RIM erzeugt.

niedrigere Extinktion der LZH RIM produzierten Schicht belegt diese These ebenfalls. Abbildung 3.22 zeigt eine Verschiebung des Extinktionsverlauf zu kürzeren Wellenlängen.

Abbildung 3.24 zeigt die Transmissions- und Reflexionskurve der Tantalpentoxid ES in Abhängigkeit der Wellenlänge. Zusätzlich sind die Reflexionsverluste von dem blanken fused silica Trägersubstrat Suprasil dargestellt.

Bei Wellenlängen kleiner als 380 nm ist zu sehen, dass die Amplitude der Transmissionskurve des hochbrechenden Ta₂O₅ ES die Substratkante nicht mehr erreicht. Ebenso ist dieses Verhalten bei Amplitude der Reflexionskurve zu beobachten. Mögliche Gründe hierfür sind Verluste durch Schichtabsorption, eine Variation des Brechungsindex durch Schichtdickeninhomogenitäten wie poröse Schichten oder Einlagerung von Prozess- oder atmosphärischen Gasen in Hohlräumen der Schicht.

Nach bisherigen Erfahrungen mit IBS hergestellten Schichten sind die Gründe für dieses Verhalten der optischen Funktionsschicht in der Schichtabsorption zu suchen. Schichtinhomogenitäten oder poröse Strukturen sind weitestgehend auszuschließen. Dies ist mit einem Vergleich der Transmissionskurven von IBS und thermischen Aufdampfverfahren zu belegen;

Die Ergebnisse von Thermal-shift Messungen an dieser Einzelschicht weisen auf eine kompakte, dichte Schichtstruktur hin: Abbildung 3.25 zeigt keine signifikante Verschiebung des Spektrums durch Erwärmung der Probe. Im Gegensatz dazu liegen beim thermischen Aufdampfverfahren keine amorphen Schichtstrukturen vor, so dass durch Bildung von Hohlräumen Inhomogenitäten (bzw. Brechwertvariationen) entstehen. Insbesondere können sich atmosphärische Gase, d. h. hauptsächlich

Prozessparameter der Kaufmanquelle an der BAK 640

Parameter	Wert
Enddruck P_0	$2 \cdot 10^{-6}$ mbar
Prozessdruck P	$6 \cdot 10^{-5}$ mbar
Sauerstofffluss O_2	20 sccm in die Kammer
Xenonfluss Xe_2	1,8 sccm in die Quelle; 2,3 sccm in den Neutralisator
HV ₁ Spannung / Strom	1,2 kV / 50 mA
HV ₂ Spannung / Strom	80 V / 2 mA
Neutralisatorstrom	63 mA
Beschichtungsmaterial	Ta Target

Tabelle 3.2: Übersicht der Prozessparameter und -werte für eine Ta₂O₅ ES Beschichtung.

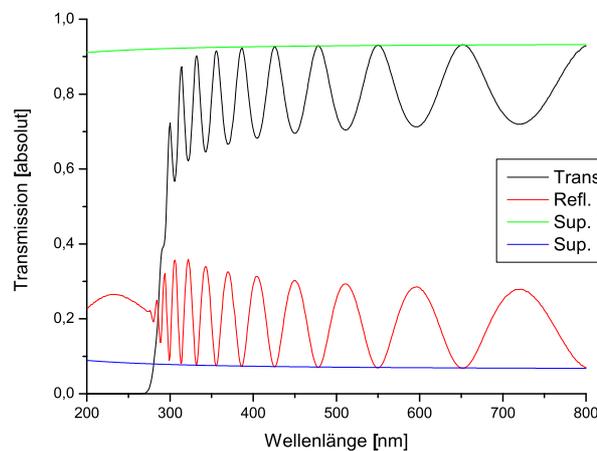


Abb. 3.24: Aufgetragen sind Transmission und Refelxionsmessungen einer Ta₂O₅ ES sowie Transmissions- und Reflexionskurve des unbeschichteten Trägersubstrats Suprasil. Im Bereich kleinerer Wellenlänge als 380 nm ist eine signifikante Zunahme der Absorptionsverluste zu erkennen.

H₂O aus der Luftfeuchtigkeit, in diese Schichtzwischenräume einlagern und dadurch eine Brechungsindexänderung verursachen. Eine Erwärmung der Probe bei gleichzeitiger Messung der Transmission zeigt dies über eine signifikante Verschiebung des Spektrums zu kürzeren Wellenlängen.

Die Probe wurde in dieser Untersuchungsreihe mittels eines beheizten Halters auf eine vorgegebene Temperatur erwärmt. Nach einer eingestellten Zeit (hier sieben Minuten) wurde die Transmissionsmessung durchgeführt. Diese Transmissionspektren bildeten die Grundlage der spektralen Wellenlängenverschiebung in Abhängigkeit der Temperatur. Die Resultate sind in Abbildung 3.25 dargestellt. Zu sehen ist eine Verschiebung von ca. $5,5 \cdot 10^{-4}$ bei 110°C. Nach

$$\Delta(T) = \frac{\Delta\lambda}{\lambda T}$$

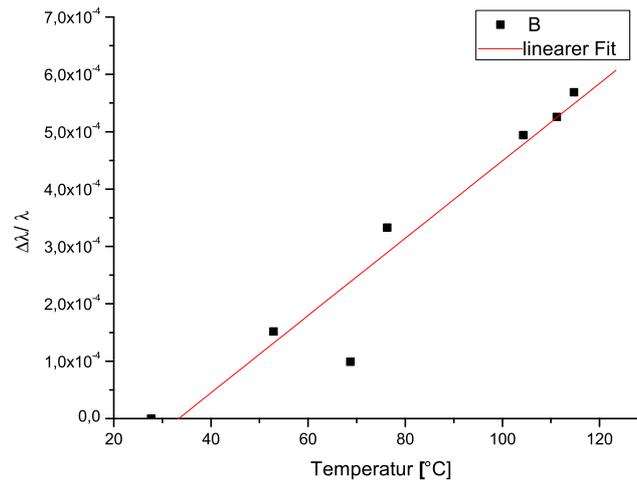


Abb. 3.25: Thermalshiftmessung an einer Tantalpentoxid ES. Aufgetragen ist die Verschiebung pro Wellenlänge $\frac{\Delta\lambda}{\lambda}$ in Abhängigkeit der Temperatur.

entspricht dies $5 \cdot 10^{-6} \frac{1}{^\circ\text{C}}$.

Zur Klassifizierung dieser Messwerte zeigt Abbildung 3.26 die Thermal-shift für verschiedene Prozessverfahren.

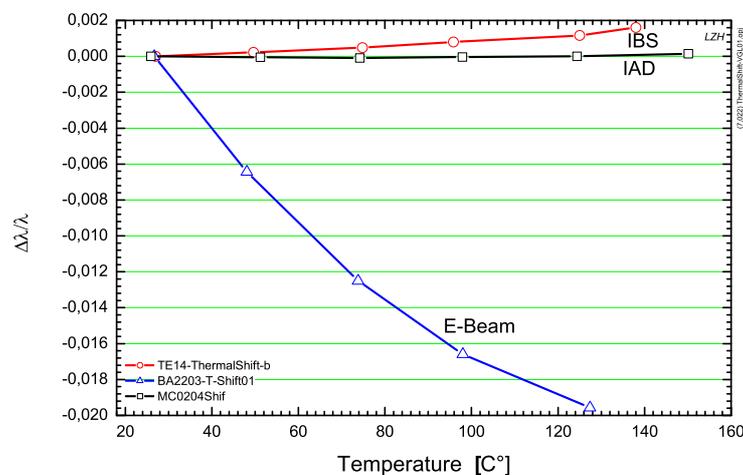


Abb. 3.26: Thermalshiftmessungen hochbrechender Oxid-Einzelschichten mit unterschiedlichen Herstellungsverfahren. Aufgetragen ist die Verschiebung pro Wellenlänge $\frac{\Delta\lambda}{\lambda}$ in Abhängigkeit der Temperatur.

Tabelle 3.3 gibt einen Überblick für die an der BAK 640 erzielten Dispersionsdaten der Ta_2O_5 und SiO_2 Einzelschichten.

3.3.3 Verlaufsmessungen

Die Motivation für eine homogene Schichtdickenverteilung ist klar gegeben: die spektrale Charakteristik der Funktionsoptik wird maßgeblich durch die Schichtdicken bestimmt. Insbesondere für hochpräzise Kantenfilter sind Dickenverläufe über die

Dispersionsdaten der LZH RIM produzierten Schichten		
	SiO ₂	Ta ₂ O ₅
n @ 500	1,483	2,176
n @ 1064	1,475	2,08
abs @ 1064	10 ppm	48 ppm

Tabelle 3.3: Übersicht der Dispersionswerte für Ta₂O₅ und SiO₂ Einzelschichten.

gesamte Substratfläche fatal. Des Weiteren sind i.A. auch die Dispersionswerte ($n(\lambda)$ und $k(\lambda)$) sowie die Schichtspannung von der Schichtdicke abhängig. Die Herstellung von hochwertigen Funktionsoptiken erfordert somit einen homogenen Schichtdickenverlauf. Innerhalb der Beschichtungskampagne wurden mehrere Verteilungsmessungen durchgeführt.

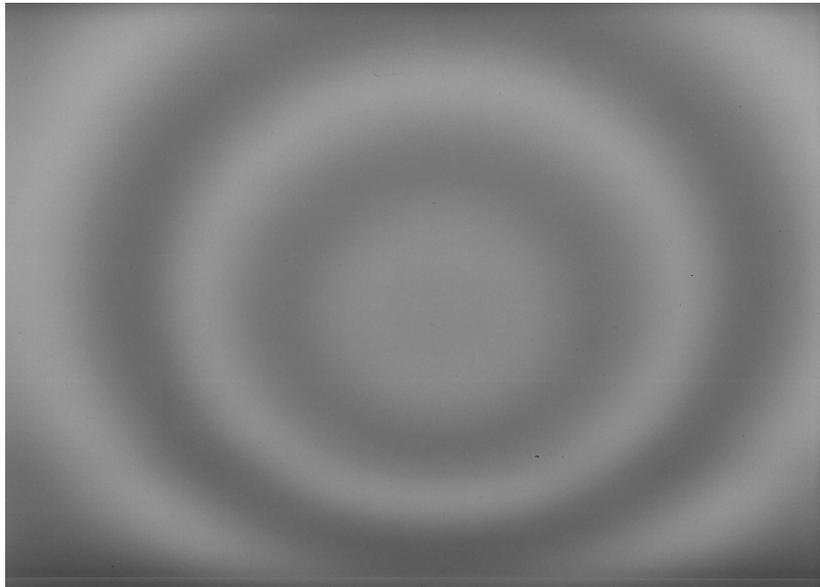


Abb. 3.27: Schnittebene durch eine Ta₂O₅ Sputterkeule visualisiert mittels der IBS-Beschichtung einer 30x22 cm² stationären Glasplatte. Die Dickenverteilung wird durch unterschiedliche Grautöne dargestellt. Quelle: LZH

Innerhalb der Untersuchungsreihe an der BAK 640 mehrmals die Schichtdickenhomogenität entlang der Substratträgerpalette vermessen. Für die experimentelle Bestimmung der Schichtdicke wurden radial entlang der Substratpalette Teststreifen beschichtet, und diese im Abstand von 2 mm ex situ in Transmission vermessen. Aus diesen Messwerten wurde eine Schichtdicke in Abhängigkeit der Targetposition bestimmt.

Aus diesen photospektroskopischen Untersuchungen wurde die Schichtdicke nach der einhüllenden Methode bestimmt [J.P.76] und eine Cosinus- Verteilungsfunktion für die Lage der Sputterkeule der Adatome berechnet. Das Modell berücksichtigt die geometrischen Positionen von Target, Substrathalter und Quelle und beschreibt die Form der Sputterkeule, in dessen Schnittebene die Substratpalette rotiert.

Aus diesem Fit konnte durch Variation der relativen Targetpositionen (Winkel und Abstand zur Ionenstrahlquelle) eine Schichtdickenverteilung auf der Optik bestimmt werden, die experimentell verifiziert wurde.

Am LZH wurden diese Modelle aufgestellt, berechnet und anhand der experimentellen Daten stimmig überprüft [GSLR01] und [Gört04].

Ein Programm zur numerischen Bestimmung der Schichtdickenverteilung befindet sich im Anhang dieser Arbeit. Berechnet wird darin die Schichtdickenverteilung auf einer planen, rotierenden Kalotte über einer Punktquelle mit der Strahlungscharakteristik einer \cos^n Sputterkeule. Der Ursprung dieser Sputterkeule wurde mit der Targetposition übereingelegt. Die Schichtdickenverteilung auf der Kalotte wird in Abhängigkeit der Teilchenrate, dem Drehwinkel zur Kalotte und dessen Abstand zum Target bestimmt. Das Modell verarbeitet die Ergebnisse der Schichtdickenmessung und legt diese mit den Modelldaten überein. Durch die Parameterwahl von Targetabstand und -winkel relativ zur Quelle wird der Schichtdickenverlauf bestimmt.

Mit Variation der Parameter Targetabstand und -winkel im Modell wurden diese Schichtdickenmesswerte an den IST-Zustand der vorliegenden geometrischen Verhältnisse approximiert.

Abbildung 3.28 zeigt die ermittelte Schichtdickenverteilung aufgetragen gegenüber des radialen Abstandes entlang der Kalotte nach der ersten Optimierung. Normiert wurde auf die erste Transmissionsmessung bezogen auf die Rotationsachse. Ein Schichtdickenverlauf von $> 15\%$ ist den Messwerten nach zu erkennen.

Mit solch einem Schichtdickenverlauf ist die Herstellung von hochpräzisen Optiken nicht möglich. Insbesondere im Bereich von 50 mm bis 120 mm ist es angestrebt eine konstante Schichtdicke zu erhalten. Innerhalb dieses Radius liegen sowohl das Monitorsubstrat zur online Prozesskontrolle als auch die zu beschichtenden Substrate.

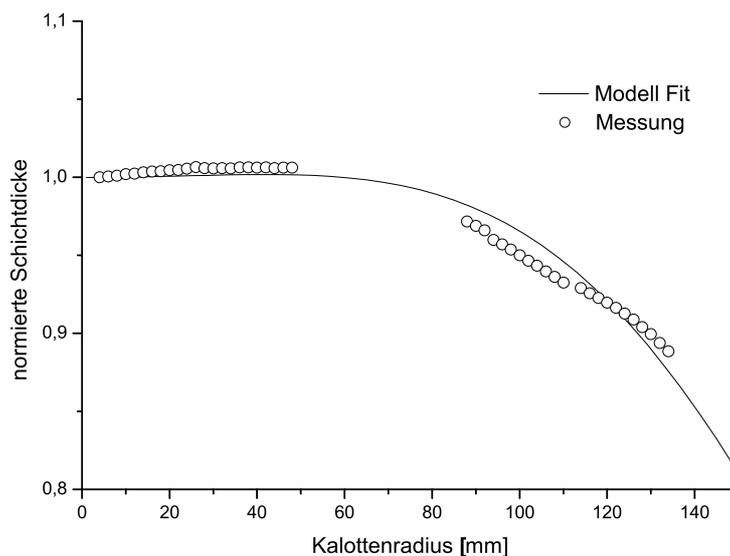


Abb. 3.28: Normierte Schichtdicke aufgetragen gegenüber dem Radius der Kalotte. Die Kreise sind die experimentellen Resultate, die Kurve der Parameterfit des Modells daran.

Die Abweichung zwischen dem theoretischen Modell und den Messwerten erscheint auf den ersten Blick relativ gross. Die Parameterschrittweite für die Anpassung der berechneten Kurve an die experimentellen Messungen liegen im Targetwinkel in Grad-Schritten und für den Abstand zwischen Quelle und Target in mm Schritten. In Anbetracht der makroskopischen Komponenten und praktikableren Einstellmöglichkeiten erscheint eine kleinere Parameterschrittweite in erster Näherung nicht praxisgerecht.

Die Ergebnisse des nächsten Optimierungsschrittes zeigt Abbildung 3.29. Vor der Optimierung lagen noch $> 10\%$ Schichtdickenverlauf im Intervall zwischen 50 und 120 mm. Nach der Umstellung des Target sind in diesem Bereich weniger als 1% Verlauf.

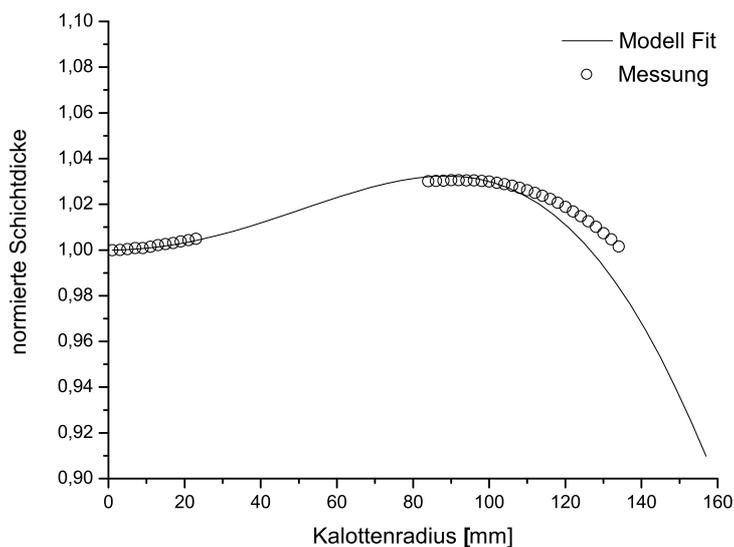


Abb. 3.29: Der normierte Schichtdickenverlauf ist aufgetragen gegenüber dem Radius der Kalotte. Die Kreise repräsentieren die experimentellen Messwerte nach Umstellung des Targets, die Kurve ist der Parameterfit des Modells daran.

Zusammenfassend ist zu sagen, dass das Modell mit der Realität eine gute Übereinstimmung hat trotz starker Vereinfachungen wie einer punktstrahlförmige Quelle für den Teilchenstrom, der komplett vernachlässigten Oberflächenrauigkeit und der Targeterosion und weiteren prozessbedingten Drifts.

3.4 Multilayersysteme I

Im Folgenden wird anhand eines realisierten 19-Layer HR 1064 Stacks die Wechselwirkung der bisher untersuchten Dispersionsdaten aus den Einzelschichten betrachtet.

Abbildung 3.30 zeigt die gemessene Transmissionskurve des hergestellten 19 Layer QWOT Designs überlagert mit der berechneten Designkurve des HR 1064 nm Spiegels aus Ta_2O_5 und SiO_2 .

In Abbildung 3.30 ist die ex situ gemessene Transmissionskurve an dem Monitorglas der Beschichtung nicht vollständig kongruent mit der berechneten Designkurve. Die

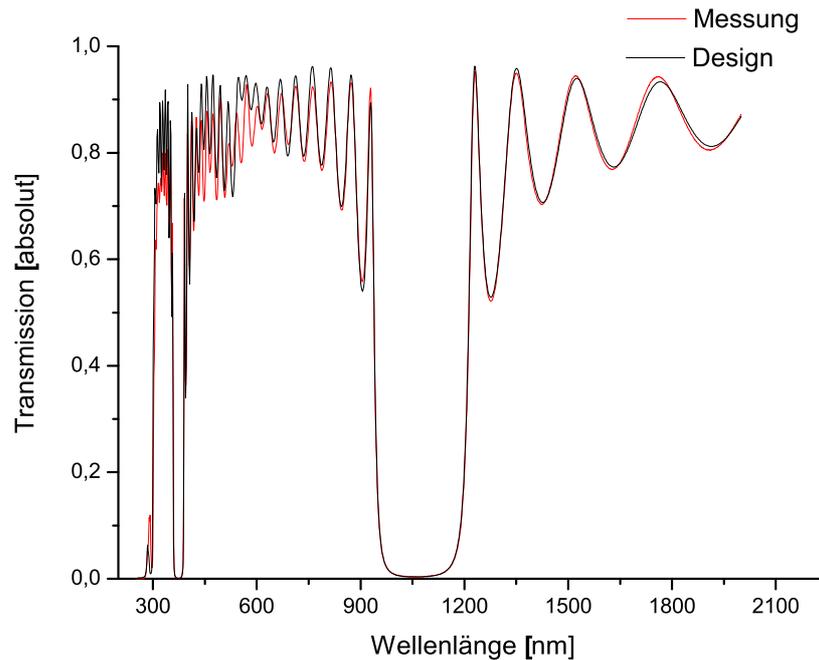


Abb. 3.30: Dargestellt ist die Transmissionskurve des 19 Layer Stack HR 1064. Die rote Kurve stellt die photospektroskopische Messung und die schwarze Kurve das Design dar.

Gründe hierfür sind meist prozessbedingt, wie z. B. eine Variation der Schichtdicke. Die nähere Untersuchung des realisierten Spiegels mit der Designvorgabe zeigt eine Abweichung bis zu 2% für einzelne Schichten auf.

Die laserkalorimetrische Messung des 1064 HR Systems der LZH RIM Probe wird in folgender Abbildung 3.31 dargestellt. Die Messung ergibt einen Wert von 55 ppm bei 1064 nm.

Die Darstellung der LIDT Messung nach ISO 11254-2 für diese Beschichtung ist in Abbildung 3.32 zu sehen.

Die Zerstörmorphologie gibt einen Hinweis auf die Schichtgüte. Klassifiziert wird die thermisch Zerstörung in zwei elementare Klassen: die defektinduzierte Zerstörung und die Zerstörung durch Schichtabsorption. Bei IBS-basierten Schichten dominiert phänotypisch die defektinduzierte Zerstörung des Films am Beaufschlagungsort. Abbildung 3.33 zeigt eine nachbearbeitete Photographie der LIDT Untersuchungsstelle des hergestellten HR 1064. Um den Defektursache zu verdeutlichen wurden die Konturen stärker herausgefiltert. Zu sehen sind granulartartige Partikel („Schichtdefekte“), an denen das EM-Feld Energie einkoppelt. Eine Schichtabsorption hingegen würde einen deutlichen, runden, „Hof“-artigen Temperaturverlauf um die Zerstörstelle ausbilden und an der Probenstelle wäre das Material stärker zusammengesmolzen.

Um eine bessere Aussage über die Güte dieser Beschichtung zu treffen, wird im Folgenden ein Vergleich mit einer vorhandenen Beschichtung der Kaufmanquelle

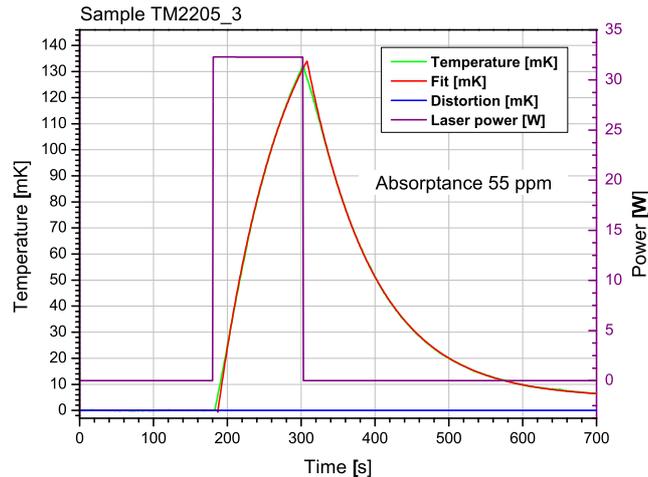


Abb. 3.31: Dargestellt ist die Temperaturveränderung der HR 1064 Probe in Abhängigkeit der Zeit. Ebenfalls sind die Laserpulsleistung und Dauer ersichtlich. Die Messung wurde nach ISO Norm 11551 durchgeführt.

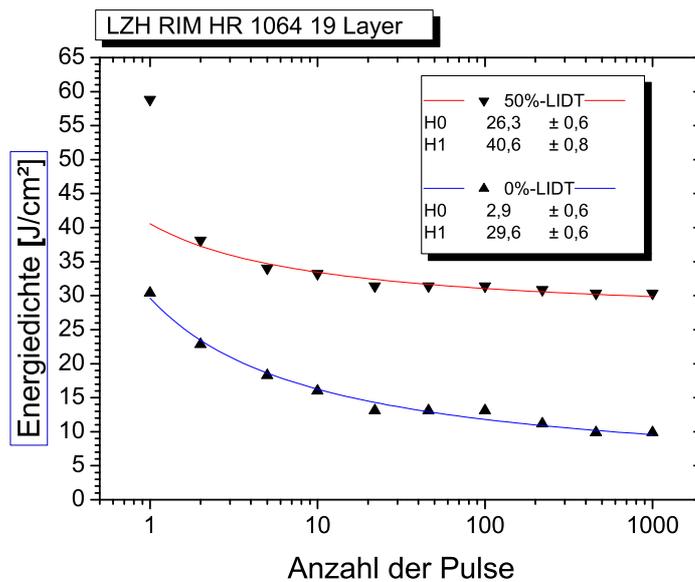


Abb. 3.32: Dargestellt ist die Energiedichte für eine Zerstörung der Probe in Abhängigkeit der Pulsanzahl. Die Kurven geben eine 50% bzw. 0% Zerstörwahrscheinlichkeit an für eine gegebene Energiedichte in Abhängigkeit der Laserpulszahl. Die Messungen wurden nach der ISO Norm 11254-2 durchgeführt.

dargestellt. Dazu dient ein Multilayersystem HR 1030 27-Layer aus Ta_2O_5 und SiO_2 . Abbildung 3.34 zeigt dessen Transmissionsmessung am Suprasil-Testglas.

Die Abweichung der hergestellten Optik von der berechneten Designkurve basiert im Wesentlichen auf zwei Fehlertypen. Einerseits gibt es prozess- bzw. messbedingte Fehler, die eine Auswirkung auf die Schichtdickenkontrolle haben. Andererseits ist das theoretische Modell zur Beschreibung der Dispersionwerte der verwendeten Be-

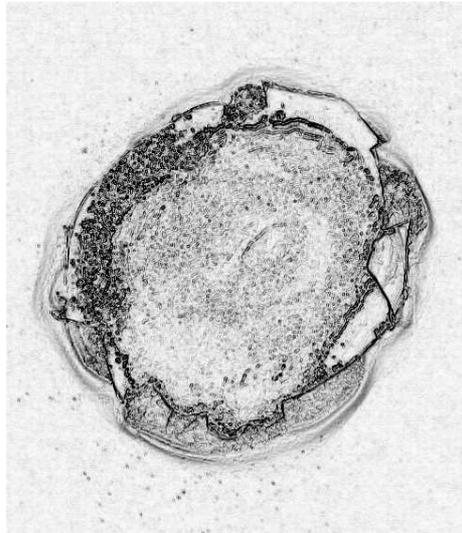


Abb. 3.33: Zerstörbild der LIDT Messung für ein 19 Layer HR 1064 nm.

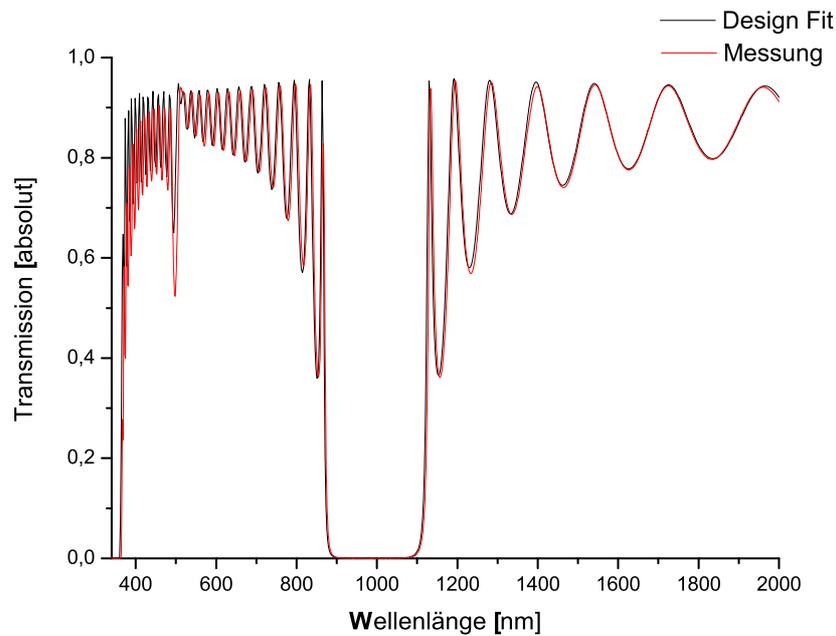


Abb. 3.34: Transmissionskurve eines HR 1030 Multilayersystems mittels der Kaufmanquelle. Die Abweichung der Transmissionsmessung von der berechneten Kurve liegt innerhalb der erwarteten Dispersionsungenauigkeit und Schichtdickenfehler.

schichtungsmaterialien nur eine Näherung, die insbesondere in Nähe der Absorption versagt, und damit in eine Unschärfe des Brechwertes führt.

Die Vergleichsprobe des Kaufmanquellen basierten Prozesses liegt bei der laserkalorimetrischen Absorptionsmessung bei 56 ppm, wie Abbildung 3.35 zeigt. Das LZH RIM produzierte (erste!) Spiegelsystem hatte einen Wert von 55 ppm bei der gleichen Untersuchung.

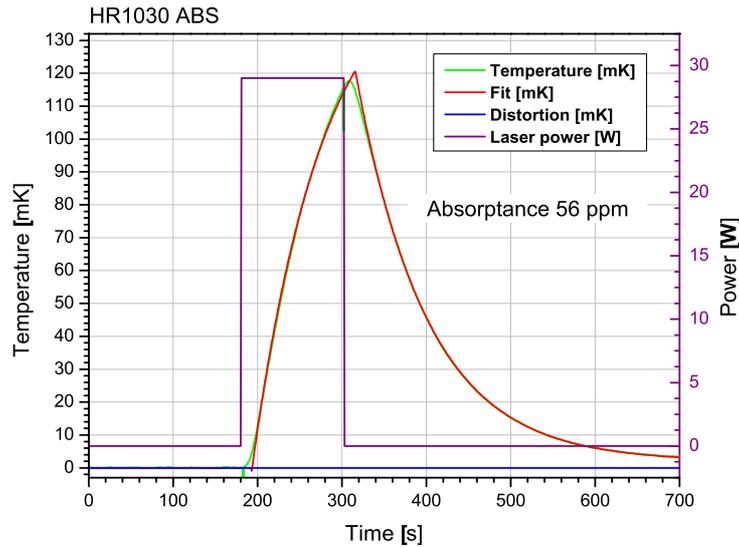


Abb. 3.35: Laserkolorimetrische Messung eines HR 1030 Multilayersystems bei 1064 nm. Die Messung wurde nach ISO Norm 11551 durchgeführt.

Die LIDT Messung der HR 1030 und HR 1060 Probe im Vergleich zeigt Abbildung 3.36.

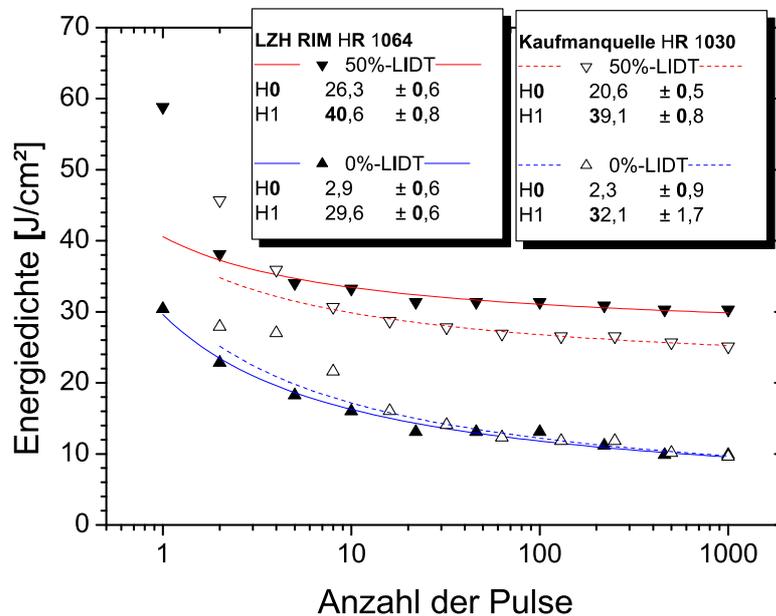


Abb. 3.36: Untersuchung der Laserinduzierten Zerstörschwelle der HR 1030 und HR 1064 Multilayersysteme bei 1064 nm. Die durchgezogenen Kurven sind der Fit für die S-on-1 Messungen der LZH RIM, die gestrichelten Kurven sind die Fits für die Kaufmanquelle. Die Messungen wurden nach ISO Norm 11551 durchgeführt.

Die Extrapolationskurven in Abbildung 3.36 zeigen eine grosse Übereinstimmung in den Messwerten insbesondere bei den hohen Beaufschlagungszahlen. Die laserinduzierte Zerstörschwelle ist für die beiden zu vergleichenden Systeme nach dieser Messung nahezu identisch.

Durch das unterschiedliche Design, d. h. die unterschiedliche Schichtanzahl und Zentralwellenlänge ist dieser Vergleich der Multilayersysteme nicht optimal. Die wesentlichen Untersuchungen beziehen sich auf Messungen bei 1064 nm und für beide Systeme liegt diese Wellenlänge relativ zentral im Reflexionstopf, so dass die Ergebnisse zueinander vergleichbar sind.

Stressmessung

Im Rahmen der Untersuchungen an Einzel- und Mehrschichtsystemen wurde der mechanische Schichtstress mit einem Interferometer der Fa. Möller Wedel ex situ bestimmt. Die Stressdaten ergeben sich aus der Stoneyformel:

$$\sigma = \sigma(d_f) = \frac{1}{6} \frac{E}{1 - \nu} \cdot \frac{d_s}{d_f} \cdot \left(\Delta \frac{1}{R} \right) \quad (3.38)$$

In Gleichung 3.38 ist σ die Gesamtspannung der Probe, die von dem Elastizitätsmodul E , der Poisson Zahl ν , dem Substratdurchmesser d_s , der Gesamtschichtdicke d_f und dem interferometrisch gemessenen Verbiegeradius R abhängig ist. Um letzteren zu erhalten, muss man die Probe jeweils vor und nach der Beschichtung vermessen.

Die gesamte Schichtspannung setzt sich linear zusammen aus der Summe der Einzelnen Linienspannungen, d. h.

$$\sigma = \frac{\sum_{hi} \sigma_{hi} d_{hi} + \sum_{low} \sigma_{low} d_{low}}{d_f} \quad (3.39)$$

Die Linienspannung ist das Produkt von (Einzel-)Schichtstress mit der jeweiligen Schichtdicke. Abbildung 3.37 veranschaulicht diesen Zusammenhang.

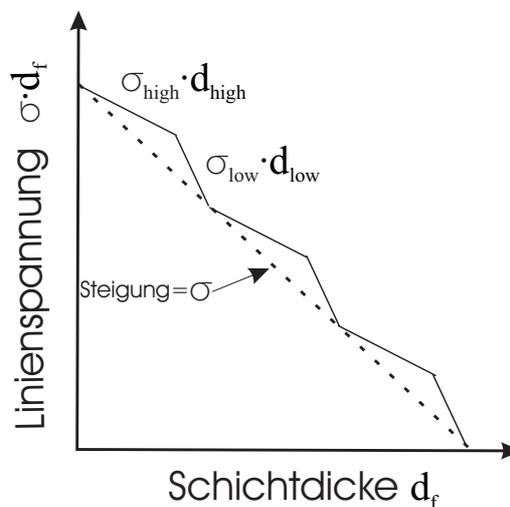


Abb. 3.37: Der gesamte Stress σ ist die Mittelung der Einzellinienstreswerte $\sigma \cdot d_f$ nach Gleichung 3.39.

Stressmessdaten dieelektrischer Schichten der LZH RIM

Design	Stress
Ta ₂ O ₅ ES $\sim 770nm$	0,103 GPa
SiO ₂ ES $\sim 1042nm$	0,275 GPa
HR 1064 19-Layer	0,370 GPa

Tabelle 3.4: Übersicht der Stressdaten von SiO₂ und Ta₂O₅ ES sowie eines HR 1064 Systems an der BAK 640 Aufdampfanlage.

Nach dieser kurzen Darstellung zur Schichtspannung gibt die Tabelle 3.4 die Stresswerte der Beschichtungen an der BAK 640 Anlage an.

Weitere Untersuchungen und Vergleichsmessungen sind Gegenstand aktueller Forschungsarbeiten und u. a. zu finden bei [Mons06].

3.5 Multilayersysteme II

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse einer Untersuchungsreihe an einer weiteren Beschichtungsanlage präsentiert. Diese Anlage befindet sich im Teststadium, ist modular aufgebaut und für den IBS-Prozess optimiert. Daten und Bilder hierzu sind auf www.eikon.laser-zentrum-hannover.de zu finden. Innerhalb dieser Untersuchungsreihe wurden vordergründig technische Fragen betrachtet, unter welchen Parametersätzen die LZH RIM optische Funktionsschichten produziert mit:

- stabilen Dispersionswerten
- geringen optischen Absorptionsverlusten
- homogener Schichtdickenverteilung
- hohen Aufwachsrate

Hierfür wurde ein Siebenschichtsystem aus Titandioxid und Quarz definiert, an dessen optischen Eigenschaften die Leistung der LZH RIM qualifiziert wird. Mit dem gewählten Schichtdesign ist es möglich, durch die Ausbildung der Reflexionsbandbereiche sowohl den Brechwertkontrast der hoch- und niedrigbrechenden Schichten zu bestimmen, als auch durch die Wellenlängenlage der Transmissionskante den Schichtdickenverlauf zu optimieren. Darüberhinaus lässt der klar identifizierbare Reflexionsbereich vergleichende Absorptionsmessungen mit komplexeren (HR-) Systemen zu, d. h. eine Aussage über die Wechselwirkung an den Grenzen (engl. Interfaces) der Beschichtungsmaterialien.

Im folgenden Abschnitt werden aus den über 40 durchgeführten Beschichtungen einige signifikante Repräsentanten dargestellt und die Ergebnisse daran diskutiert.

Tabelle 3.5 gibt die betrachteten Prozessparameter wieder. Die Einträge stellen den Wertebereich bzw. das Intervall dar, innerhalb der die Experimente stattgefunden haben.

Abbildung 3.38 stellt das genannte 7-Layer 1064 QWOT Design und die Messung einer Beschichtung hiervon dar.

Zu sehen ist, dass die spektral vermessenen Extremstellen auf denen des gefitteten Designs liegen. Weitere Untersuchungen des Designfit zur Bestimmung der einzelnen Schichtdicken weisen auf Fehler von $< 1\%$ an der Testanlage. Dies deutet auf eine gute Quellenadaptierung und eine ausgereifte Prozesskontrolle hin. Generell liegt diese Leistung auf dem Niveau einer kommerziell erhältlichen Bedampfungsanlage, die dichte und amorphe Schichten herstellt (Quelle: Leybold Optics).

In Abbildung 3.38 ist zu sehen, dass im VIS- Bereich von 400 nm bis ca. 820 nm, Absorptionsverluste von ca. $\sim 2\%$ zwischen den Amplitudenwerten der Transmissions- und der Designkurve vorliegen. In dieser Experimentalphase zeigten die hergestellten Quarzschichten noch leichte Absorptionen. Dies wird auf einen Sauerstoffdefizit beim Schichtwachstum, d. h. Unterstöchiometrie zurückgeführt und im Laufe der weiteren Untersuchung verbessert.

Die Tabelle 3.6 listet die Prozessparameter der in Abbildung 3.38 dargestellten Beschichtung auf.

Prozessparameter an der EiKon Anlage		
Datum und Chargen ID	TiO ₂	SiO ₂
Sputterquelle		
HF [W]	380 ... 600	
HV ₁ [kV] / [mA]	1,2 ... 2 / 200 ... 470	
HV ₁ [V] / [mA]	-250 ... -600 / 12 ... 29	
Vakuum		
Enddruck p ₀	0,2 ... 2,1 · 10 ⁻⁶ mBar	
p [10 ⁻⁴ mBar]	3,9 ... 8,6	
Quelle Ar [sccm]	3,5 ... 15	
Kammer O ₂ [sccm]	30 ... 70	
Quelle O ₂ [sccm]	0 ... 50	
Target		
Winkel [°]	190 ... 202	15 ... 22
Rate [nm/s]	0,035 ... 0,12	0,17 ... 0,55
Kommentar:		

Tabelle 3.5: Übersicht des Wertebereiches für die Prozessparameter bei der Herstellung von SiO₂ und TiO₂ Funktionsschichten an der EiKon Aufdampfanlage.

Prozessparameter der Beschichtung E060125		
E061205	TiO ₂	SiO ₂
Sputterquelle		
HF [W]	450	
HV ₁ [kV] / [mA]	1800 / 260	
HV ₁ [V] / [mA]	-450 / 16	
Vakuum		
Enddruck p ₀ [10 ⁻⁶ mBar]	0,4	
p [10 ⁻⁴ mBar]	5,5	4,6
Quelle Ar [sccm]	7	
Kammer O ₂ [sccm]	50	
Quelle O ₂ [sccm]	30	
Target		
Winkel [°]	195	15
Rate [nm/s]	0,07	0,26
Kommentar:		

Tabelle 3.6: Beschichtungsprotokoll für das 7-Layer QWOT Design aus SiO₂ und TiO₂ Funktionsschichten. Die Chargenbezeichnung ist E061205.

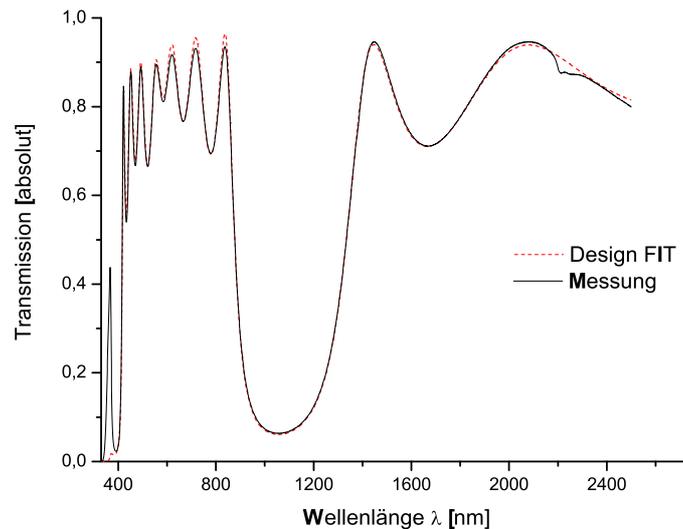


Abb. 3.38: Transmissionskurve der untersuchten 7-Layer Designs aus TiO_2 und SiO_2 . Die berechnete Kurve ist gestrichelt, die Messung der Optik stellt der durchgezogene Graph dar.

Vergleiche mit der RIM 10 A

Aus den spektralphotometrischen Untersuchungen des 7-Layer QWOT lassen sich (vgl. [J.P.76]) die Dispersionswerte der Beschichtungsmaterialien gewinnen. Diese Daten wurden anhand eines Sellmeier-Modellfits mit den Dispersiondaten einer RIM 10A verglichen. Dieser Vergleich soll eine Qualifizierung der hergestellten Schichten ermöglichen.

Die Abbildung 3.39 zeigt die Dispersionwerte von TiO_2 der RIM Ionenquellen im Vergleich. Die Kurven verlaufen erwartungsgemäß nahezu parallel. Der konstante Brechungsindexunterschied aus den zu vergleichenden IBS Verfahren kann durch eine prozessbedingte Unterstöchiometrie verursacht sein. Die TiO_2 Funktionsschicht wächst mit der LZH RIM gesputtert ca. dreimal schneller gegenüber der RIM 10 A Beschichtungsrate.

Die Graphen der Brechungsindizes für SiO_2 zeigen ein ähnliches Verhalten wie beim TiO_2 . Signifikant ist der insgesamt höhere Brechungsindexverlauf des mittels der LZH RIM produzierten Materials im betrachteten Bereich.

Das Resultat der laserkalorimetrischen Absorptionsuntersuchung zeigt Abbildung 3.41. Die Absorptionswerte für die in Abbildung 3.38 realisierte Beschichtung liegen bei 5 ppm.

Um die Reproduzierbarkeit zu prüfen wurde das Experiment wiederholt. Dabei wurde nur die eingekoppelte HF- Leistung erhöht mit dem Ziel, eine höhere Schichtwachstumsrate zu erhalten.

Die Laserkalorimetrie lieferte für dieses Experiment einen Absorptionswert von 14 ppm bei 1064 nm. Die Tabelle 3.7 stellt die Prozessparameter beider Beschichtungschargen gegenüber.

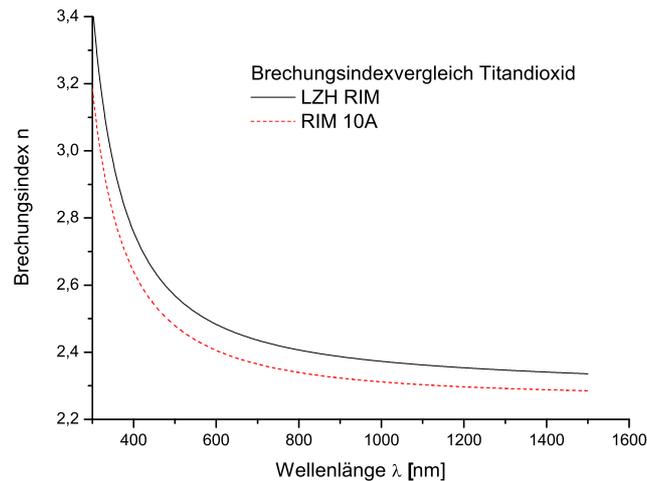


Abb. 3.39: Vergleich der Brechungsindizesverläufe von TiO_2 . Der durchgezogene Graph stellt den mit der LZH RIM hergestellten Brechungsindexverlauf in Abhängigkeit der Wellenlänge dar. Die gestrichelte Kurve wurde mit der RIM 10 A produziert.

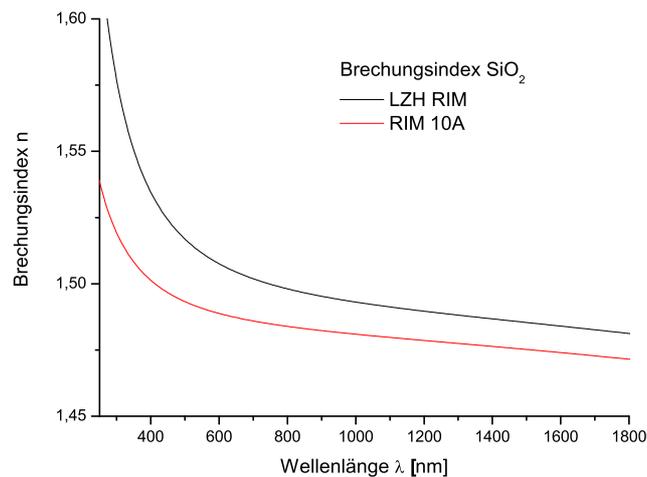


Abb. 3.40: Brechungsindexverlauf von SiO_2 Vergleich. Der durchgezogene Graph stellt den mit der LZH RIM hergestellten Brechungsindexverlauf in Abhängigkeit der Wellenlänge dar. Die gestrichelte Kurve wurde mit der RIM 10A produziert.

Ein klassisches Beispiel für ein IBS Coating ist ein HR 1064. Um die Güte der optischen Beschichtung weiterhin zu qualifizieren, wurde dieses 19 Layer Design aus TiO_2 und SiO_2 Schichten hergestellt. Die Design- und Transmissionskurve stellt Abbildung 3.42 dar.

Für die Betrachtung der thermischen Stabilität des HR 1064 Systems wurde die Optik ca. 2,5 h bei 220°C getempert und danach nochmals in Transmission vermessen. Die Abweichung liegt innerhalb der Messungenauigkeit des verwendeten Spektrometers (λ - 19 von Fa. Perkin Elmer) und zeigte somit quasi keine Veränderung des Spektrums.

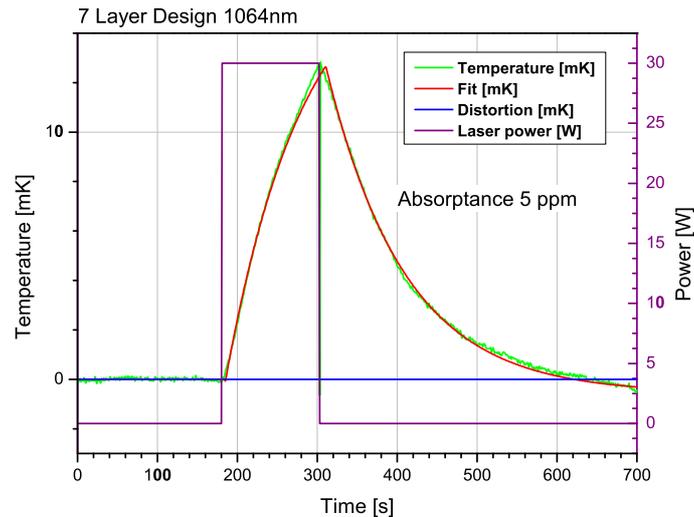


Abb. 3.41: Laserkalorimetrische Untersuchung des 7-Layer QWOT für 1064 nm. Das Verfahren ist nach ISO Norm 11551 genormt.

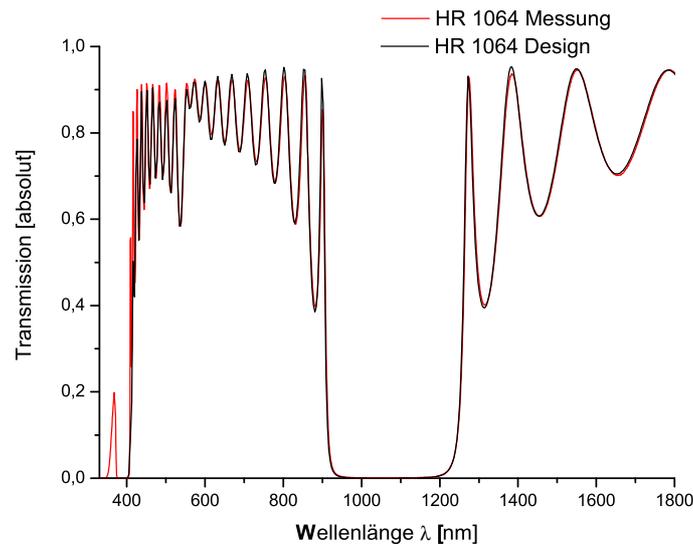


Abb. 3.42: Berechnete und gemessene Transmissionskurven für ein 19-Layer QWOT HR 1064 TiO₂ / SiO₂ Spiegel.

Das mittels der LZH RIM realisierte HR 1064 Filter wurde ebenfalls laserkalorimetrisch untersucht. Das Resultat bildet Abbildung 3.43 ab. Zu sehen ist ein Absorptionswert von 20 ppm für diesen Spiegel.

Um die Messung der LIDT einordnen zu können, wurde ebenfalls ein 19 Schichten aus TiO₂ / SiO₂ für ein HR 1064 System mit der RIM 10 A hergestellt. Dieser Nd:YAG Spiegel (ChargenID: V060315b2, Beschichtungsdatenbank LZH) wurde ebenfalls laserkalorimetrisch untersucht mit einem Ergebnis von ebenfalls 20 ppm.

Prozessparameter E060125 und E060206				
	SiO ₂	TiO ₂	SiO ₂	TiO ₂
Sputterquelle				
HF [W]	450		500	
HV ₁ [kV] / [mA]	1800 / 260		1800 / 312	
HV ₁ [V] / [mA]	-450 / 16		-450 / 16	
Vakuum				
Enddruck [10 ⁻⁶ mBar]	0,4		0,8	
p [10 ⁻⁴ mBar]	5,5	4,6	5,3	4,5
Quelle Ar [sccm]	7		7	
Kammer O ₂ [sccm]	50		50	
Quelle O ₂ [sccm]	30		30	
Target				
Winkel [°]	195	15	195	15
Rate [nm/s]	0,7	0,26	1	0,31
Kommentar:				

Tabelle 3.7: Beschichtungsprotokoll der Charge E061205 und E060206 im Vergleich.

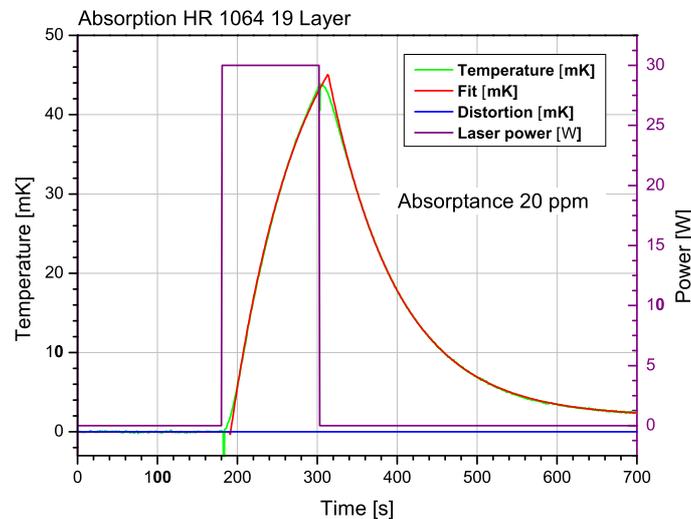


Abb. 3.43: Laserkolorimetrische Untersuchung für ein 19 Layer HR 1064 TiO₂ / SiO₂ Spiegel. Der Spiegel wurde mit der LZH RIM erzeugt.

Die LIDT Untersuchung beider zu vergleichenden HR 1064 Proben wird in Abbildung 3.44 dargestellt. Zu sehen sind für jede Probe jeweils zwei Graphen. Die durchgezogenen Kurven sind die LZH RIM Probe, die gestrichelten gehören zur RIM 10A produzierten Optik. Erfahrungsgemäß neigen die IBS Schichten zu Bildung von Partikeln. An diesen Schichtdefekten wird die Zerstörung der dielektrischen Schichten induziert.

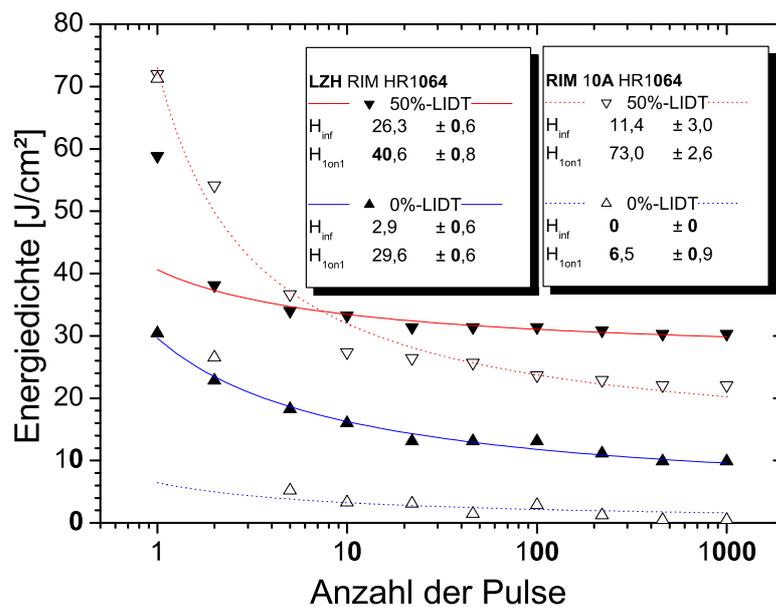


Abb. 3.44: Messung der Laserzerstörschwelle für zwei 19 Layer HR 1064 TiO_2 / SiO_2 Spiegel. Die gestrichelten Graphen stellen die Probe der RIM 10 A und die durchgezogenen Kurven, die Probe der LZH RIM dar.

Die 0% LIDT Kurven geben die Zerstörschwelle als Energiedichte pro Puls an. In dieser Abbildung 3.44 liegt die Zerstörschwelle der LZH RIM Probe deutlich über den der RIM 10 A Optik. Für den Verlauf der 50% LIDT kurve, d. h. die Energieschwelle, für die sich eine Zerstörwahrscheinlichkeit von 50% in Abhängigkeit der Pulsanzahl pro Beaufschlagungsort ergibt, wurde ebenfalls ein mehr als zweifach höherer Wert gemessen.

Innerhalb der ersten Untersuchungsreihe an der der BAK 640 Beschichtungsanlage, die bereits mit einer eingefahrenen, funktionsfähigen Prozesskontrolle ausgestattet ist, wurde die LZH RIM vollständig in den automatisierten Prozess implementiert. Nachdem Zünden der IBS-Quelle und dem Vorsputtern der Targets konnten die Beschichtungsprozesse bis zum Ende ohne weiteren Benutzereingriff ablaufen. Die Handhabbarkeit und Praxistauglichkeit der LZH RIM ist somit hinreichend bestätigt.

Einen vergleichbaren Status konnte die Adaptierung an der EiKon-Testanlage erreichen, allerdings war hier noch ein manueller Targetwechsel nach dem Beenden der jeweiligen Schicht nötig. Innerhalb der Testphase dort wurde ein Filter realisiert mit einer physikalischen Dicke von $4,7\mu m$ innerhalb von 8 Stunden. Abbildung 3.45 zeigt das Design mit der Transmissionskurve des Testglases überlagert. Weiterführende Langzeittest stehen noch aus.

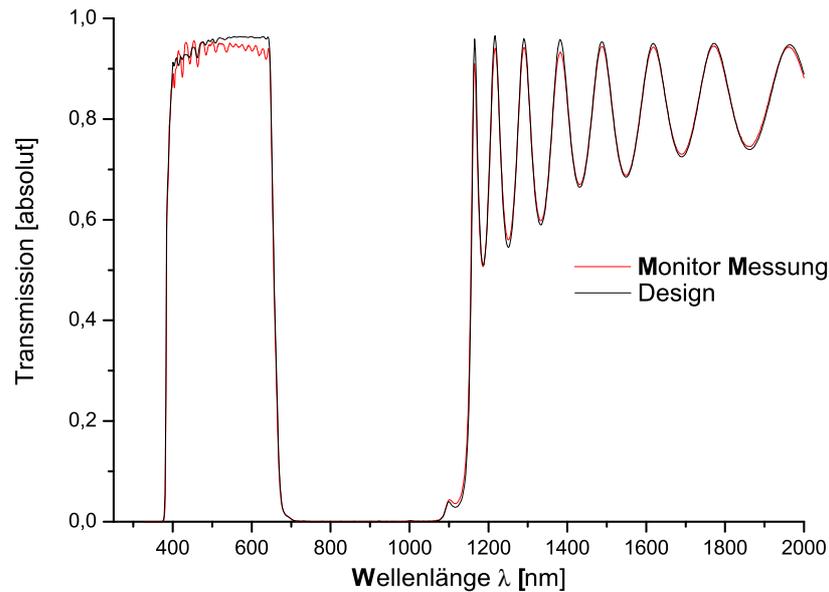


Abb. 3.45: UV/IR Cut Design- und Transmissionskurve des 42-Layer aus TiO₂ / SiO₂ Filter.

3.6 Zusammenfassung

Innerhalb dieses Kapitels wurden Untersuchungen IBS hergestellter Schichten an Einzelschichten und Multischichtsystemen durchgeführt und qualifiziert. Hierfür wurde im ersten Abschnitt des Kapitels 3.1 eine quantitative Beschreibung der Ionen-Festkörper-Wechselwirkung vorgestellt. Der zweite Abschnitt beschreibt kurz die Schichtmorphologie, um Gütekriterien für optische Funktionsschichten daran verdeutlichen zu können. Eine kurze Beschreibung der zugänglichen Analyse und Messverfahren zur Charakterisierung der hergestellten Ionenstrahlerstäubten Funktionsschichten leitet die Darstellung der Messwerte ein. Die Beschichtungen wurden an verschiedenen Anlagen durchgeführt. Für den experimentellen Abschnitt an der BAK 640 wurden die Untersuchungsergebnisse der LZH RIM mit denen einer Kaufmanquelle von Fa. Veeco verglichen. Die hier hergestellten optischen Funktionsschichten bestehen aus Tantalpentoxid und Siliziumdioxid. Der daran anschließende Abschnitt 3.5 stellt die erzielten Ergebnisse an einer Forschungsanlage dar, die im Hinblick auf IBS Beschichtungsanwendungen konstruiert wurde. Zum Vergleich der hier hergestellten Multilayersysteme aus Titandioxid und Quarz wurden Funktionsoptiken herangezogen, die mittels einer RIM 10 A produziert wurden. Anhand der experimentellen Ergebnisse und der Vergleiche vorliegender Beschichtungsdaten hat die LZH RIM ihre Tauglichkeit für die Herstellung hochpräziser Funktionsoptiken demonstriert.

4. Zusammenfassung und Ausblick

Das Ziel der vorliegenden Arbeit bestand darin, eine leistungsfähige Ionenquelle für die Herstellung ionenstrahlzerstäubter optischer Funktionsschichten zu entwickeln. Bereits in der hier vorgestellten Entwicklungsphase an verschiedenen Hochvakuum Beschichtungsanlagen demonstriert die LZH RIM, dass die Charakteristik der optischen Vergütungen mit den optimalen Werten bisheriger IBS-Prozesse nahezu identisch ist und belegt damit ihre Tauglichkeit für die Optikfertigung. Dabei wurden mittels einer optischen in situ online Prozesskontrolle Aufwachsraten nachgewiesen, die nahezu um zwei Größenordnungen höher liegen als bei bisher verwendeten Ionenstrahlquellen für den IBS-Prozess. Diese Leistung reicht an konkurrierende thermische Bedampfungsprozesse nahezu heran, ohne den Vorteil von IBS produzierten Schichten dabei einzubüßen.

Voraussetzung für die Entwicklung der LZH RIM war die Kenntnis elementarer Prozesse der Gasionisation. Hierzu wurden im ersten Kapitel die dafür benötigten Modelle und Beschreibungen einer Plasmaerzeugung eingeführt. Unter den real vorliegenden Gesichtspunkten einer induktiven Leistungseinkopplung mittels eines HF-Generators wurden Bedingungen für die Plasmazündung im Spezialfall bei niedrigen Drücken abgeleitet. Um die Gasionisation mittels hochfrequenter Wechselfelder zu zünden, können entweder die HF-Leistung oder die Frequenz des anregenden HF-Feldes kurzfristig erhöht werden. In der Praxis zündet ein Druckstoß das Plasma. Daraus resultiert eine instantane Zunahme der Anzahl freier Ladungsträger für eine Stoßionisation.

Um die Verlustmechanismen der Ionenquelle zu qualifizieren, erfolgte eine Betrachtung der Energiedissipation im Plasma. Es zeigte sich, dass der Verlustmechanismus der Volumenrekombination, d. h. die Neutralisation der Plasmabestandteile untereinander, höher ist als die sogenannte Oberflächenrekombination, die Stöße der Teilchen mit den physikalischen Begrenzungen von Elektroden und der Entladungskammer der Quelle. Um eine Abschätzung für die Belastung der Quellenkomponenten zu treffen, die im direkten Plasmakontakt stehen, sowie die Ursache von unerwünschten Entladungserscheinungen beseitigen zu können, führte eine energetische Betrachtung des Plasmarandgebietes anschließend zu Aussagen über den dort vorliegenden

Potentialverlauf. Messungen an der Gaseinlasselektrode belegen ein Abschirmungspotential des Plasmas von ca. 25 eV.

Zur Beschreibung der Plasmaphänomene genügt es hierbei, makroskopische Theorien zu verwenden. Das Debye-Modell, das Paschengesetz sowie die Modelle zur Beschreibung des Potentialverlaufs im Plasmarandgebiet fanden ihre Berücksichtigung in der Konzeption und Realisierung der Quellenelektroden. Dadurch konnten Entladungsphänomene und Spannungsdurchbrüche beseitigt werden, die für den Betrieb fatal waren.

Die Konzeption und der Aufbau der Plasmaquelle richteten sich nach den in Kapitel 2 vorgestellten Entwurfsrichtlinien. Die Funktionsweise der Ionenstrahlquelle lässt sich in zwei Bereiche unterteilen: In die Komponenten, welche für eine Gasionisation sorgen und ein Plasma aufrechterhalten sowie ein System für die Ionenextraktion.

Zusammenfassend wurden an der Ionenquelle folgende Optimierungen durchgeführt:

- **Materialselektion:** Die verwendeten Materialien zeigen beim Zerstäuben und der Einlagerung in die optischen Schichten keine signifikanten Absorptionsverluste.
- **Anbauquelle:** Das Anbaukonzept ermöglicht eine effektive Kühlung und HF-Abschirmung.
- **Matchbox:** Das Anpassungsnetzwerk ist ein fester Bestandteil der Quelle und passt die Plasmaimpedanz für eingekoppelte Leistungen ≥ 600 Watt weiträumig an. Bei der Realisierung wurde der Skineffekt berücksichtigt.
- **Extraktionssystem:** Die Konzeption und Herstellung eines gewölbten 3-Gitter-Extraktionssystems aus Titan ist erfolgt. Die Ionenextraktionsfläche hat einen Durchmesser von 150 mm.
- **Gaseinlass:** Die Gaseinlasselektrode wurde so modifiziert, dass das Einlassen der Arbeitsgase elektrisch entkoppelt ist von der Hochspannung, die das Plasmapotential setzt.
- **HF-Filter:** Sowohl der Gaseinlass als auch die Gitterelektroden wurden mit dämpfenden und stabilisierenden Tiefpassfiltern ausgestattet.

Im Anschluss an die Fertigstellung der LZH RIM wurden im Einsatz an zwei Hochvakuum Beschichtungsanlagen Einzelschichten und Multilayersysteme hergestellt und untersucht. An einer BAK 640 wurden zuerst Einzelschichten aus Tantalpentoxid und Siliziumdioxid abgestäubt. Die Siliziumdioxid ES hat einen Brechungsindex bei 500 nm von $n=1,48$. Die laserkalorimetrische Untersuchung ergibt 10 ppm bei 1064 nm (bei ca. $1,2 \mu\text{m}$ Schichtdicke), was einem Extinktionswert von $k \sim 10^{-5}$ entspricht. Als Stresswert wurde interferometrisch 0,281 GPa gemessen. Die EDX Untersuchung zeigt keine Auffälligkeiten, d. h. es liegt innerhalb der Messungenauigkeit eine gute Stöchiometrie und Reinheit des IBS-produzierten Materials vor.

Für das Tantalpentoxid liegt der Brechungsindex bei 500 nm bei $n=2,18$. Die Laserkalorimetrie ergibt für eine ca. $0,7 \mu\text{m}$ Dicke 48 ppm. Spektralphotometrisch sind im Bereich < 380 nm Absorptionen in der Schicht nachzuweisen. Die Thermalshift

Messungen (10^{-6} pro $^{\circ}\text{C}$) weisen auf eine gute thermische Stabilität der Schicht hin. Der Stresswert liegt bei ca. 0,10 GPa. Die EDX Untersuchung deutet ebenfalls auf eine gute Stöchiometrie hin. Anschließend wurde der Schichtdickenverlauf von ca. 15 % radial entlang der Substratpalette auf unter 1 % optimiert.

Nach den Betrachtungen an den Einzelschichten wurden hochreflektierende Wechselschichtsysteme hergestellt und untersucht. Die Reflektivität des 19-Layer Spiegels für 1064 nm ist im Wesentlichen durch Absorptionsverluste begrenzt. Mittels Laserkalorimetrie wurden 55 ppm bereits in dieser experimentellen Prozessphase der LZH RIM gemessen. Die Zerstörschwelle liegt bei $> 10 \text{ J/cm}^2$ für 1000 Laserpulse pro Probenort. Eine Normarski-lichtmikroskopische Untersuchung der Proben weist auf defektinduzierte Zerstörung hin. Für den 1064 nm Spiegel wurde ein Stress von 0,37 GPa gemessen.

Darüber hinaus wurden an einer zweiten IBS-Beschichtungsanlage Multischichtsysteme aus TiO_2 und SiO_2 hergestellt:

- Laserkalorimetrische Untersuchungen: Exemplarisch wurden an den HR-Systemen 5 ppm bei 1064 nm gemessen.
- Aufwachsrate: Es wurden 1 nm/s für SiO_2 und 0,45 nm/s für TiO_2 bei der Herstellung von HR-Systemen erreicht.
- LIDT: Die LIDT misst für die produzierten HR 1064 19-Layer aus SiO_2 und TiO_2 bei einer Beaufschlagung von 1000 Pulsen ca. 10 J/cm^2 .

Abschließend soll noch auf die Realisierung eines komplexeren Designbeispiels für einen $4,7 \mu\text{m}$ dicken IR-Filter hingewiesen werden, der innerhalb von 8 Stunden realisiert wurde. Hierbei wurde für die SiO_2 -Aufwachsrate 1 nm/s und für die TiO_2 -Wachstumsrate 0,4 nm/s bestimmt. Zum Vergleich: Aktuell werden beispielsweise mittels einer Kaufmannquelle TiO_2 Schichten bei Aufwachsrate von 0,01 nm/s produziert.

Aktuelle Arbeiten haben gezeigt, dass sich durch Anbringen von Permanentmagneten die Ionenproduktion steigern lässt. Auf diese Weise lässt sich bei konstanten Gaszuflüssen und Ionenstromextraktion die dafür benötigte HF-Leistung nahezu um den Faktor 3 senken. Gegenwärtig wird dieses Phänomen weiteruntersucht, so dass das Potential der vorgestellten Quelle noch weitere Optimierungsmöglichkeiten für die hochpräzise Optikfertigung zulassen wird.

Für die IBS-Technik stellt die Entwicklung dieser hochleistungsfähigen Ionenquelle einen signifikanten Fortschritt dar. Die wesentlichen Limitierungen niedriger Aufwachsrate und geringer Produktionsausbeute in der modernen Optikfertigung sind nach dem gegenwärtigen Forschungsstadium nahezu überwunden. Mittels signifikant höheren Ionenströmen wird sich die IBS-Technik rasant weiterentwickeln und so weitreichende Anwendungsfelder erschließen. Eine Verbesserung der Schichthomogenität sowie deutliche Steigerungen der Produktionseffizienz liegen auf der Hand. Auch auf dem Gebiet der Grundlagenforschung, beispielsweise für die Herstellung gradueller Schichtsysteme in Rugate Filtern, lassen sich die nächsten Entwicklungsschritte aufgrund der hohen Schichtwachstumsraten bei gleichbleibender hoher optischer Güte erschließen.

Appendix

Auf den nachfolgenden Seiten sind die Berechnungen und Simulationen zur Bestimmung der Schichtdickenverteilung zu finden.

Diese Programm berechnet die Schichtdickenverteilung auf einer planen, rotierenden Kalotte über einer Punktquelle mit $\cos^k x$ -Strahlungscharakteristik. Mittelpunkt, und Drehachse der Kalotte (Koord.-Ursprung im Targetzentrum):

$$m_{\alpha}(\alpha, \beta, h) := \begin{pmatrix} \cos(\alpha) \cdot \cos(\beta) \\ \sin(\alpha) \cdot \cos(\beta) \\ \sin(\alpha) \cdot \cos(\beta) \end{pmatrix} \cdot h$$

$$d_{\alpha}(\alpha, \beta) := \begin{pmatrix} \cos(\alpha) \cdot \cos(\beta) \\ \sin(\alpha) \cdot \cos(\beta) \\ \sin(\alpha) \cdot \cos(\beta) \end{pmatrix}$$

Das Target ist ein $1/r^2 \cdot \cos^k x$ -Strahler und steht im Ursprung. $q(x)$ gibt die Teilchenrate am Ort x an:

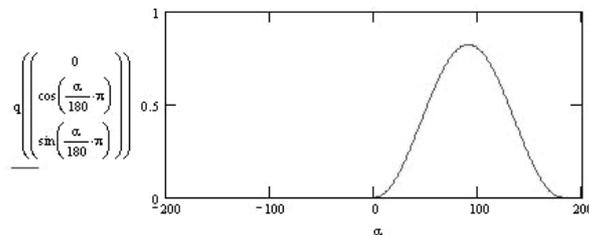
$$\alpha := 65 \cdot \frac{\pi}{180}$$

$$k := 2$$

$$x_{\alpha} := \begin{pmatrix} \cos(\alpha) \\ 0 \\ \sin(\alpha) \end{pmatrix}$$

$$q(x) := \begin{cases} \frac{1}{(|x|)^{2+k}} & \text{if } |x| > 0 \\ 0 & \text{else} \end{cases}$$

$$\alpha := -180..180$$



Allgemeine Drehung um einen Vektor a , Winkel ϕ :

$$M(a, \phi) := \begin{pmatrix} \cos(\phi) + |a_0|^2(1 - \cos(\phi)) & a_2 \sin(\phi) + a_0 a_1(1 - \cos(\phi)) & -a_1 \sin(\phi) + a_0 a_2(1 - \cos(\phi)) \\ -a_2 \sin(\phi) + a_0 a_1(1 - \cos(\phi)) & \cos(\phi) + |a_1|^2(1 - \cos(\phi)) & a_0 \sin(\phi) + a_1 a_2(1 - \cos(\phi)) \\ a_1 \sin(\phi) + a_0 a_2(1 - \cos(\phi)) & -a_0 \sin(\phi) + a_1 a_2(1 - \cos(\phi)) & \cos(\phi) + |a_2|^2(1 - \cos(\phi)) \end{pmatrix}$$

Ortsvektor zu einem Punkt auf der Substratpalette, als Funktion der radialen Position r auf der Palette und des Drehwinkels Φ :

$$x(r, \varphi, \alpha_1, \alpha_2, \beta_1, \beta_2, h) := m_{\alpha}(\beta_1, \beta_2, h) + M(d_{\alpha}(\alpha_1, \alpha_2), \varphi) \cdot \begin{pmatrix} d_{\alpha}(\alpha_1, \alpha_2)_1 + d_{\alpha}(\alpha_1, \alpha_2)_2 \\ -d_{\alpha}(\alpha_1, \alpha_2)_0 + d_{\alpha}(\alpha_1, \alpha_2)_2 \\ -d_{\alpha}(\alpha_1, \alpha_2)_1 - d_{\alpha}(\alpha_1, \alpha_2)_0 \\ d_{\alpha}(\alpha_1, \alpha_2)_1 + d_{\alpha}(\alpha_1, \alpha_2)_2 \\ -d_{\alpha}(\alpha_1, \alpha_2)_0 + d_{\alpha}(\alpha_1, \alpha_2)_2 \\ -d_{\alpha}(\alpha_1, \alpha_2)_1 - d_{\alpha}(\alpha_1, \alpha_2)_0 \end{pmatrix} \cdot r$$

Schichtdicke auf der Palette: (r : Radius auf der Palette, α : Winkel der Rotationsachse, β : Winkelposition des Rotationsmittelpunktes, h : Abstand der Mittelpunkte)

$$D(r, \alpha_1, \alpha_2, \beta_1, \beta_2, h) := \frac{1}{2 \cdot \pi} \int_0^{2 \cdot \pi} q(x(r, \varphi, \alpha_1, \alpha_2, \beta_1, \beta_2, h)) \cdot \begin{pmatrix} x(r, \varphi, \alpha_1, \alpha_2, \beta_1, \beta_2, h) \\ |x(r, \varphi, \alpha_1, \alpha_2, \beta_1, \beta_2, h)| \end{pmatrix} d_{\alpha}(\alpha_1, \alpha_2) d\varphi$$

Gemessene Schichtdickenverteilung:

Abb. 4.1

Gemessene Schichtdickenverteilung:

:- 
D:\..\shift tm1405.dat

```

g := 1
i := 0..cols(Data) - 1
j := 0..rows(Data) - 1
Ri,j := Datag,j
α1 := 90 - π/180
u := 165
y := t
z := 183
α2 := 0 - π/180
kr := √(u2 + y2 + z2)
β2 := asin(y/kr)
β1 := acos(u/√(u2 + z2))
mk(β1, β2, kr) =  $\begin{pmatrix} 169 \\ 0 \\ 183 \end{pmatrix}$ 
a := D(R0,2, α1, α2, β1, β2, kr)
i := 0..cols(R) - 1
x := 1,5..150

```

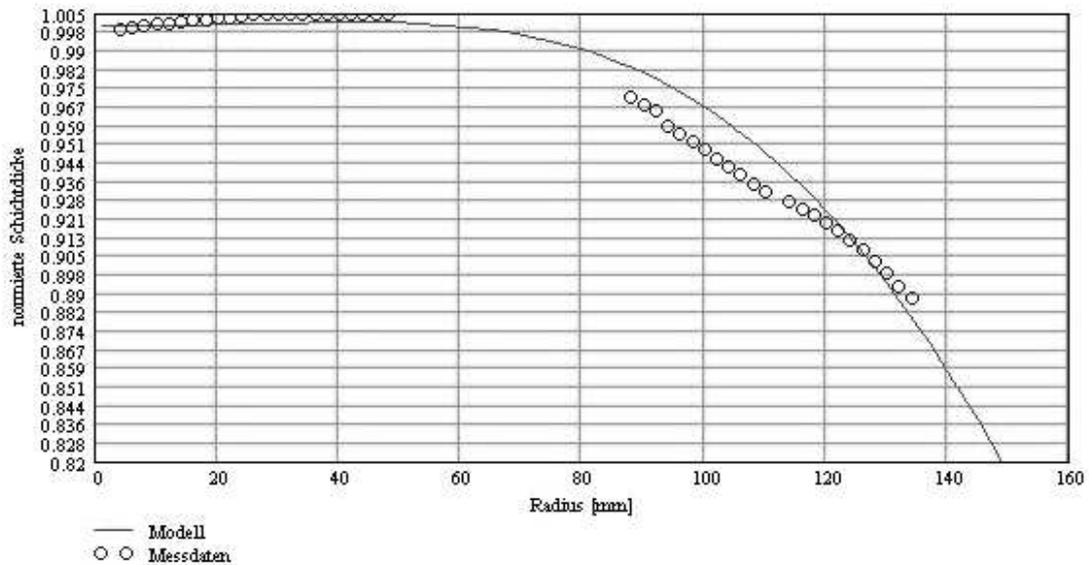


Abb. 4.2

Danksagung

Herrn Prof. Dr. H. Welling danke ich für die Überlassung des interessanten Themas und für die Möglichkeit, die Arbeit am Laser Zentrum Hannover e.V. durchzuführen.

Herrn Dr. D. Ristau danke ich herzlich für die Förderung und Unterstützung meiner Arbeit.

Für die Übernahme des Korreferates danke ich Herrn Prof. Dr. E. Tiemann.

Mein Dank gilt Herrn T. Groß für die vielseitigen Hilfestellungen und wichtige Impulse.

Herrn M. Lappschies und S. Günster danke ich für ihre fachlichen und stets herzlichen Diskussionen.

Für die gründliche Durchsicht dieser Arbeit bedanke ich mich besonders bei H. Blaschke, C. L. Arnold, Dr. C. Reinhardt und Dr. J. Sipos.

Bei der Eigenentwicklung einer derartigen Ionenstrahlquelle konnte ich mich stets auf die wohlwollende Bereitschaft und Mitarbeit anderer verlassen: Namentlich möchte ich B. Schuster und A. Schenk für das Wasserstrahlschneiden der Gitter am UWTH danken.

Mein Dank gilt auch C. Sunderkötter und M. Milch für die Ermöglichung der Arbeiten an der Presse am IFUM.

Für die Ausführung und Anfertigung mechanischer Teile danke ich K. Kujawa, M. Finke, B. Franke und insbesondere F. Schneider.

Für das nette Arbeitsklima während der vergangenen Jahre danke ich allen Kollegen der Abteilung LK und der Gruppe MED.

Meiner Freundin Stephanie Sipos bin ich zu tiefem Dank verpflichtet, da sie mir stets unterstützend zur Seite stand.

Literatur

- [AFLW74] W. Altenburg, J. Freisinger, H.W. Löb und R.J. Walther. Beam and Plasma Diagnostics of a Radio-Frequency Ion Source for Electric Propulsion. *Proc. IIIrd Intern. Conf. Gas Discharges, London*, Band Proc. IIIrd Intern. Conf. Gas Discharges, London, 1974, S. 71.
- [ARUZ⁺00] W. Arens, D. Ristau, J. Ullmann, C. Zaczek, R. Thielsch, N. Kaiser, A. Duparr, O. Apel, K. Mann, H. Lauth, H. Bernitzki, J. Ebert, St. Schippel und H. Heyer. Properties of Fluoride DUV-Excimer Laser Optics: Influence of the Number of Dielectric Layers. In *Laser-Induced Damage in Optical Materials*, Band 3902 der *31th Annual Boulder Damage Symposium*, 2000, S. 250–259.
- [Auto99] Verschiedene Autoren. Development of Extraction Grid Systems. In *Development of Extraction Grid Systems ESTEC-Contract No. 11933/96/NL/FG 1999 Ottobrunn*, 1999.
- [Balz87] Balzers. *RIM 10 A Manual*. Balzers. 1987.
- [Brow04] Ian Brown. *The Physics and Technology of Ion sources*. Wiley-VCH. 2004.
- [CCRT] CCR Technology Copra Cube ion beam sputtering system , <http://www.ccrtechnology.de/pdf/CUBE.pdf>.
- [FaWW03] C.C. Farnell, J.D. Williams und P.J. Wilbur. Numerical Simulation of Ion Thruster Optics. Nr. 212305 der 28, march 2003.
- [FGKHK⁺88] J. Freisinger, K. Groh, J. Krempel-Hesse, J. M. Krumeich und H. W. Loeb. Non-propulsive application of the RF-ion thruster for material processing with reactive gases. *IN: International Electric Propulsion Conference, 20th, Garmisch-Partenkirchen, Federal Republic of Germany, Oct. 3-6, 1988, Proceedings (A89-47426 21-20)*. Bonn, Deutsche Gesellschaft fuer Luft- und Raumfahrt, 1988, p. 665-673., Band International Electric Propulsion Conference, 20th, Garmisch-Partenkirchen, Federal Republic of Germany, Oct. 3-6, 1988, Proceedings (A89-47426 21-20), 1988, S. 665–673.
- [Fran04] Gerhard Franz. *Niederdruckplasmen und Mikrostrukturtechnik*. Springer. 2004.

- [GoPA95] V.A. Godyak, R.B. Piejak und B.M. Alexandrovich. The electron-energy distribution function in a shielded argon radiofrequency inductive discharge. *Plasma Sources Sci. technol.*, Band 4, 1995, S. 332–336.
- [GoSt90] V.A. Godyak und N. Sternberg. Dynamic model of the electrode sheaths in symmetrically driven rf discharges. *Phys. Rev. A*, 42(4), august 1990, S. 2299 – 2312.
- [GrLL98] K.H. Groh, H.J. Leiter und Löb.H.W. Design and Performance of the New RF-Ion Thruster RIT 15. Nr. 3344 der 34. University of Giessen, AIAA, july 1998.
- [Gört04] Björn Görtz. Investigations for the manufacture of Rugate Filters with Ion Beam Sputtering. Diplomarbeit, LZH, 2004.
- [GSLR01] T. Groß, K. Starke, M. Lappschies und D. Ristau. Rapid prototyping of optical thin film filters. In H. K. Tönshoff (Hrsg.), *Proceedings of the 2nd International Conference THE-Coatings in Manufacturing and Engineering*, Hannover, 2001. LZH, Institut für Werkstoffkunde, Universität Hannover, S. O2-1–O2-7.
- [Hemp97] F. Hempel. Bestimmung der Energie und Dichten der Elektronen, der Potentiale und elektrischen Charakteristiken der planaren HF-Entladung (13,56 MHz) für plasmachemische Untersuchungen. Diplomarbeit, Ernst-Moritz-Arndt-universität Greifswald, April 1997.
- [Henk96] Rainer Henking. *Entwicklung verlustarmer IBS-Beschichtungen für die Lasertechnik*. Dissertation, Universität Hannover, 1996.
- [Herm73] W.B. Hermannsfeldt. Electron Trajectory Program. *SLAC*, 1973, S. 226.
- [J.P.76] J.Gasiot J.C.Manifacier und J. P.Fillard. A simple method for the determination of the optical constants n, k and the thickness of a weakly absorbing thin film. *J. Phys. E: Sci. Instrum.* 9 1002-1004, Band 9, 1976, S. 1002–1004.
- [Kauf78] H.R. Kaufman. *Technology of Beam Sources Used in Sputtering*. J. Vac. Sci. Technol. 15 (2) P. 272 - 276. 1978.
- [Kolb91] Jürgen Kolbe. *Entwicklung verlustarmer und strahlungsresistenter dielektrischer Spiegel für den VUV-Bereich*. Dissertation, Universität Hannover, 1991.
- [Krem89] J. Krempel-Hesse. Grundlagen und Ionenerzeugung bei der 10 cm Hochfrequenz-Ionenquelle für Materialbearbeitung RIM 10. Diplomarbeit, Justus-Liebig-Universität Gießen, 1989.
- [Krum89] J. Krumeich. Strahlbildung und Anwendung der 10 cm Hochfrequenz-Ionenquelle für Materialbearbeitung RIM 10. Diplomarbeit, Justus-Liebig-Universität Gießen, Februar 1989.

- [Kux94] Andreas Kux. Strahldiagnostische Untersuchung an kleinen HF-Ionenstrahlern zur Materialbearbeitung. Diplomarbeit, IPI Giessen, 1994.
- [Leit00] H.J. Leiter. *Entwicklung und physikalische Untersuchung eines Hochfrequenz-Ionentriebwerks unter besonderer Berücksichtigung des Extraktionsgittersystems und der Ionisatorform*. Dissertation, Justus-Liebig-Universität Gießen, August 2000.
- [LeLS99] H.J. Leiter, H.W. Loeb und K.H. Schatner. RIT15S and RIT15LP - The Development of High Performance Mission Optimized Ion Thrusters. Nr. 2444 der 35. 1 Institut of Physics, University of Giessen, AIAA, june 1999.
- [LeTa06] C.-C. Lee und J.-Y. Tang, C.-J. and Wu. Rugate filter made with composite thin films by ion-beam sputtering. *Appl. Opt.*, 45(7), March 2006, S. 1333–1337.
- [LFGS88] H. W. Löb, J. Freisinger, K. H. Groh und A. Scharmann. State-of-the-art of the RIT-ion thrusters and their spin-offs. *IAF, International Astronautical Congress, 39th, Bangalore, India; INTERNATIONAL ORGANIZATION; 8-15 Oct.*, Band 1988. 17 pp., 1988, S. 17 pp. 1988.
- [LGER04] Marc Lappschies, Tobias Groß, Henrik Ehlers und Detlev Ristau. Broadband optical monitoring for the deposition of complex coatings. *Proc. SPIE*, Band 5250, 02/ 2004, S. 637–645.
- [LKBM⁺02] H.J. Leiter, R. Killinger, H. Bassner, J. Müller und Th. Kukies, R. and Fröhlich. Evaluation of the performance of the advanced 200 mN radio frequency ion thruster RIT-XT. Nr. 3836 der 38. Astrium GmbH, Munich, Germany, AIAA, 2002.
- [LKKF03a] H. Leiter, R. Killinger, R. Kukies und Th. Fröhlich. EXTENDED PERFORMANCE EVOLUTION OF EADS 200mN RADIO FREQUENCY ION THRUSTER. Nr. 5010. Astrium GmbH, AIAA, 2003.
- [LKKF03b] H.J. Leiter, R. Killinger, R. Kukies und Th. Fröhlich. EXTENDED PERFORMANCE EVALUATION OF [EADC ST'S 200mN RADIO FREQUENCY ION THRUSTER. Nr. 5010 der 39. Astrium GmbH, AIAA, JULY 2003.
- [Mons06] Anneke Monsky. Mechanische Spannungen in optischen Schichten. Diplomarbeit, LZH, 2006.
- [Naid99] Kamaraju V. Naidu M.S. *High Voltage Engineering. 2 ed.* McGraw Hill. 1999.
- [nord] Nordiko ion beam sputtering plants and ion sources <http://www.nordiko.com/html/optics.html>.
- [oxfo] Oxford Instruments ion beam deposition systems <http://www.oxfordplasma.de/technols/ibs.htm>.

- [Pali91] Edward D. Palik (Hrsg.). *Handbook of Optical Constants of Solids II*. Academic Press, INC. 1991.
- [Part05] James M. Partridge. DEVELOPMENT OF A MICRO-RETARDING POTENTIAL ANALYZER FOR HIGH-DENSITY FLOWING PLASMAS. Diplomarbeit, Faculty of the WORCESTER POLYTECHNIC INSTITUTE, 2005.
- [Pasc89] F. Paschen. Über die zum Funkenübergang in Luft, Wasserstoff and Kohlensäure bei verschiedenen Drücken erforderliche Potentialdifferenz. *Weid. Annalen der Physik*, Band 37: pp. 69-75, 1889, S. pp. 69-75.
- [Pfei95] Bernd Pfeiffer. *Unknown*. Dissertation, IPI Giessen, 1995.
- [P.Sp89] S.Wipf P.Spädtke. KOBRA 3, A Code for the Calculation of Space Charge Influenced Trajectories in 3-Dimensions. *GSI*, Band 89-9, 1989.
- [Reis94] M. Reiser. *Theory and Design of Charged Particle Beams*. Wiley, New York. 1994.
- [RGLS03] D. Ristau, T. Groß, M. Lappschies und K. Starke. Towards Rapid Prototyping in Thin Technology. In E. Masetti, D. Ristau und A. Krasilnikova (Hrsg.), *Proceedings of the Workshop on Optical Coatings: Theory, Production, and Characterisation*, Erice, Sizilien, 2003. International School of Quantum Electronics, S. 29-35.
- [Rist00] D. Ristau. Charakterisierung optischer Laserkomponenten. *Laser Opto*, Band 32, Juni 2000, S. 53-62.
- [SBGB03] J.S. Snyder, R.J. Brophy, D.M. Goebel und J.S. Beatty. DEVELOPMENT AND TESTING OF CARBON-BASED ION OPTIC FOR 30-CM ION THRUSTERS. Nr. 4716 der 39. American Institute of Aeronautics and Astronautics, JULY 2003.
- [Schi94] Harald Schink. *Ionenstrahlzerstäubung als Verfahren zur Beschichtung von Laserkomponenten für den ultravioletten Spektralbereich*. Dissertation, Universität Hannover, 1994.
- [SGLR00] K. Starke, T. Groß, M. Lappschies und D. Ristau. Rapid prototyping of optical thin film filters. In *Proceedings on the 45th International Symposium on Optical Science and Technology*, Band 4094. LZH, SPIE, 2000, S. 83-92.
- [SHPR99] G.C. Soulas, Th.W. Haag, M.J. Patterson und V.K. Rawlin. Titanium Optic for Ion Thrusters. NASA, December 1999.
- [spec] VEECO SPECTOR ion assisted ion beam sputtering systems.
- [Star98] Kai Starke. Messung der laserinduzierten Zerstörschwelle optischer Komponenten für hochrepetierliche Nd:YAG-Lasersysteme. Diplomarbeit, Universität Hannover, 1998.

-
- [StDP97] G.N. Strauss, N.Q. Danh und H.K. Pulker. Mechanical stress in thin SiO₂ and Ta₂O₅ films produced by reactive-low-voltage-ion-plating (RLVIP). *J. Non-Crystalline Solids*, 1997, S. 256–261.
- [TNFL⁺04] M. Tartz, H. Neumann, B. Fritsche, H.J. Leiter und J. Esch. INVESTIGATION OF SPUTTER BEHAVIOUR OF ION THRUSTES GRID MATERIALS. Nr. 4114 der 40. AIAA, jULY 2004.
- [veec] DWDM Beispiel für kommerziell verfügbare Produkt.
- [WhWh79] J.H. Whealton und J.C. Whitson. Particle Accelerators. *Particle Accelerators*, Band 10, 1979, S. 235.
- [ZSLK⁺03] M. Zeuner, F. Scholze, H.J. Leiter, M. Kukies, R. and Tartz und H. Neumann. ION BEAM CHARACTERISATION OF THE RIT 10 ION THRUSTER. Nr. 5009 der 39. American Institute of Aeronautics and Astronautics, JULY 2003.