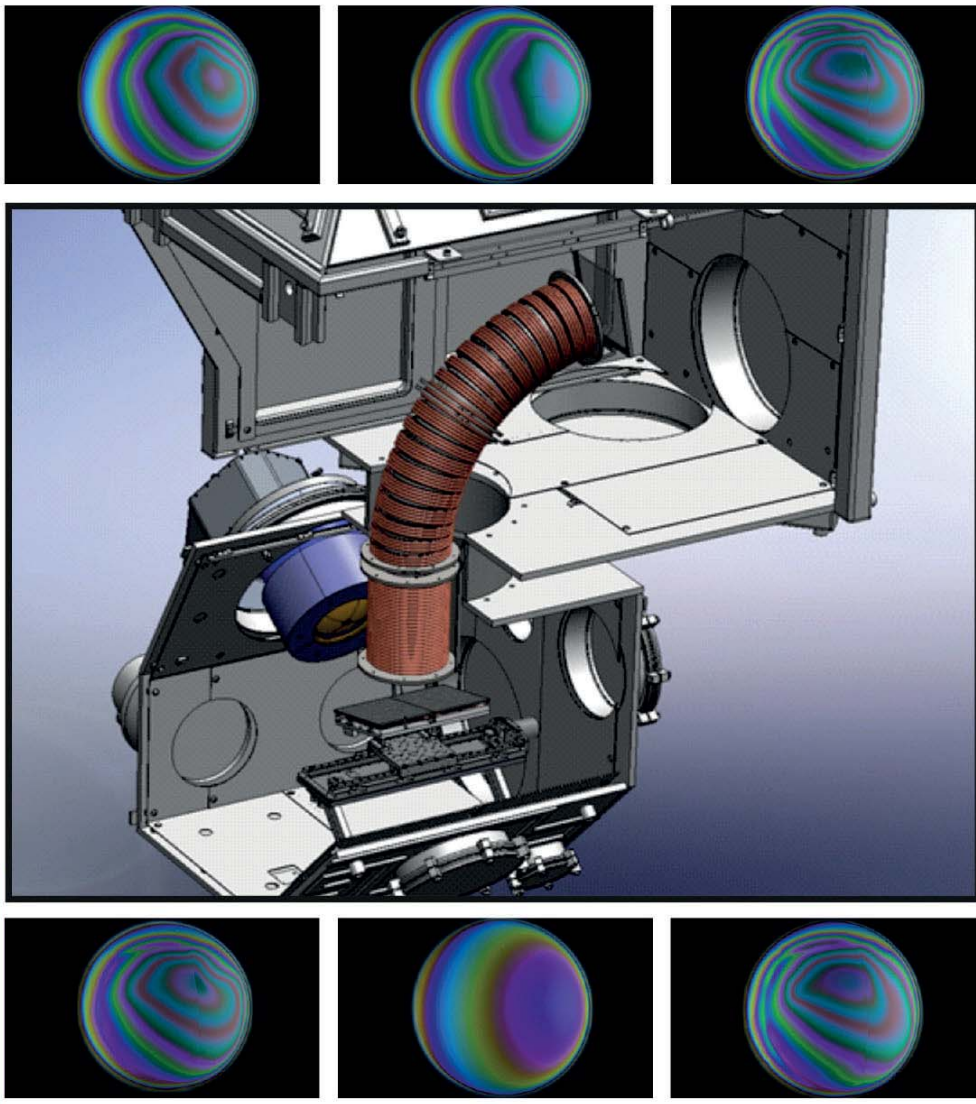




Sina Malobabic

Phasenseparierende Prozesse hochqualitativer optischer Schichten



Cuvillier Verlag Göttingen
Internationaler wissenschaftlicher Fachverlag



Phasenseparierende Prozesse hochqualitativer optischer Schichten





Phasenseparierende Prozesse hochqualitativer optischer Schichten

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

zur Erlangung des akademischen Grades
Doktor der Naturwissenschaften
Dr. rer. nat.

genehmigte Dissertation

von

Dipl.-Phys. Sina Malobabic
geboren am 05.03.1985 in Celle

(2016)



Bibliografische Information der Deutschen Nationalbibliothek

Die Deutsche Nationalbibliothek verzeichnet diese Publikation in der Deutschen Nationalbibliografie; detaillierte bibliografische Daten sind im Internet über <http://dnb.d-nb.de> abrufbar.

1. Aufl. - Göttingen: Cuvillier, 2016

Zugl.: Hannover, Univ., Diss., 2016

Referent: Prof. Dr. rer. nat. Detlev Ristau

Korreferent: Prof. Dr. rer. nat. Uwe Morgner

Tag der Promotion: 10. Februar 2016

© CUVILLIER VERLAG, Göttingen 2016

Nonnenstieg 8, 37075 Göttingen

Telefon: 0551-54724-0

Telefax: 0551-54724-21

www.cuvillier.de

Alle Rechte vorbehalten. Ohne ausdrückliche Genehmigung des Verlages ist es nicht gestattet, das Buch oder Teile daraus auf fotomechanischem Weg (Fotokopie, Mikrokopie) zu vervielfältigen.

1. Auflage, 2016

Gedruckt auf umweltfreundlichem, säurefreiem Papier aus nachhaltiger Forstwirtschaft.

ISBN 978-3-7369-9270-2

eISBN 978-3-7369-8270-3

Vorwort und Danksagung

Die vorliegende Arbeit ist während meiner Tätigkeit als Promotionsstipendiatin und wissenschaftliche Mitarbeiterin am Laser Zentrum Hannover e.V. in der Abteilung Laserkomponenten entstanden. Angeregt und betreut wurde diese von meinem Doktorvater Herrn Prof. Dr. Detlev Ristau, dem mein besonderer Dank für die von ihm in vielfältiger Weise erhaltene Unterstützung, die angenehmen fachlichen Diskussionen sowie die kritische Durchsicht des Manuskriptes gilt.

Des Weiteren möchte ich mich sehr herzlich bei Herrn Prof. Dr. Uwe Morgner für die Erstellung des Zweitgutachtens und nicht zuletzt auch für die stets anregenden und nützlichen Gespräche bedanken sowie Herrn Prof. Dr. Seckmeyer für die Übernahme des Vorsitzes der Promotionskommission.

An dieser Stelle möchte ich mich außerdem bei all denjenigen bedanken, die dazu beigetragen haben, diese Arbeit erfolgreich anzufertigen und mich während meiner Promotionszeit begleitet, motiviert und mich auf verschiedene Art und Weise unterstützt haben. Mehr als nur ein Dank gebührt meinem Kollegen und späteren Gruppenleiter Herrn Dr. Marco Jupé, der mich bei meinen Forschungsarbeiten begleitet sowie insbesondere bei der technischen Umsetzung unterstützt hat. Den Mitarbeitern des gesamten LZH danke ich für die freundliche und kollegiale Arbeitsatmosphäre sowie für die unzähligen Hilfestellungen und den umfassenden Erfahrungsaustausch, von dem ich nachhaltig profitiert habe. Besonders möchte ich mich bei meinen Kollegen Marcus Turowski, Karsten Heinrich, Florian Carstens und Dr. Henrik Ehlers bedanken, die einen erheblichen Beitrag zur angenehmen Arbeitsatmosphäre geleistet haben. Stellvertretend für die Mitarbeiter der Werkstatt möchte ich mich bei Herrn Klaus Kujawa für die Anfertigung der benötigten mechanischen Komponenten bedanken. Vor allem für das geduldige Eingehen auf Sonderwünsche möchte ich meinen Dank aussprechen.

Besonderer Dank gilt auch meinem Partner Joris für sein Verständnis und seine fortwährende Unterstützung sowie meinen Eltern, die mir meinen Werdegang erst ermöglicht haben.

Abschließend danke ich dem Bundesministerium für Bildung und Forschung für die finanzielle Unterstützung, die mir durch den Exzellenzcluster „201 Quest-Centre for Engineering and Space-Time Research“ sowie das Stipendium im Rahmen von *Halostar* zuteilwurde.

Hannover, im Februar 2016

Sina Malobabic

Kurzzusammenfassung

Nach dem heutigen Stand der Technik werden mit dem IBS-Verfahren optische Dünnschichtsysteme mit geringsten Verlusten realisiert, die höchste Qualitätsstandards erfüllen. Da das IBS-Verfahren in seiner bisherigen Konzeption relativ ausgereift ist, sind künftig nur inkrementelle Verbesserungen zu erwarten. Mit dem Ziel das IBS-Verfahren dennoch zu verbessern, wird die Möglichkeit einer Erweiterung des IBS-Verfahrens um die Implementierung eines Separationsprozesses erforscht. In der vorliegenden Arbeit wird ein in diesem Kontext entwickelter auf magnetischen Feldern basierender Ansatz präsentiert. Neben einer Steigerung der Qualität optischer Schichten durch eine Verminderung von Streuwerten, sollen mit den magnetischen Feldern eine Zugriffsmöglichkeit auf die Plasmaspezies geschaffen und neue Freiheitsgrade für Manipulationen der im IBS-Verfahren ablaufende Prozesse eröffnet werden. Dazu wurden lineare und gekrümmte axiale magnetische Felder in den IBS-Prozess integriert. Grundsätzlich stehen magnetische Felder nur mit geladenem Beschichtungsmaterial in Wechselwirkung. Obgleich in einem herkömmlichen IBS-Prozess ein geringer Grad der Ionisierung des zerstäubten Materials zu verzeichnen ist, können magnetische Felder zu einer Nachionisation des Beschichtungsmaterials beitragen, wodurch größere Mengen geladenen Beschichtungsmaterials zur Verfügung gestellt werden.

Magnetische Felder beeinflussen die Trajektorien des geladenen Beschichtungsmaterials und können zur Kollimation und zur Führung des Plasmastroms entlang axialer Magnetfeldlinien dienen. Während geladene Teilchen in Abhängigkeit des Verhältnisses der Ladung zu ihrer Masse unterschiedlich stark abgelenkt werden, behalten ungeladene Partikel ihr Bewegungsverhalten überwiegend bei. Indem das geladene Plasma auf Flugbahnen entlang gekrümmter axialer magnetischer Feldlinien geleitet wurde, konnte das geladene Beschichtungsmaterial von den ungeladenen Partikeln räumlich getrennt werden. In diesem Zusammenhang konnte anhand hergestellter optischer Schichtsysteme nachgewiesen werden, dass eine Separation des ungeladenen Beschichtungsmaterials zu einer deutlichen Qualitätssteigerung im Hinblick auf die Partikeldichte in den Schichten beiträgt. Dabei wurde insbesondere der Anteil an Makropartikeln, welche zu einer Degradierung des Absorptionsgrades beitragen, reduziert. Auf diese Weise konnte die Partikeldichte in Mehrschichtsystemen halbiert und in Einzelschichten um zwei Drittel reduziert werden.

Darüber hinaus wurde eine räumliche Separation einzelner Spezies aus einem Komposit aus zwei Spezies in Abhängigkeit der Magnetfeldstärke und der Flussrichtung des Magnetfeldes anhand der spezifischen Konzentrationsverteilungen in den Schichten nachgewiesen. Außerdem wurde demonstriert, dass es möglich ist, die Ionenenergien durch Modulation der Energieverteilung kontrolliert einzustellen. Auf Grundlage dieser separativen Verfahren konnte erstmals ein Schichtsystem realisiert werden, bei dem es möglich war, gezielt optische Eigenschaften der Funktionsschichten einzustellen. Durch diese Verfahrensmodelle sind nun die Grundsteine für ein kontrolliertes Einstellen der Energien des Beschichtungsmaterials sowie die Beeinflussung der Konzentrationen einzelner Spezies auf dem Substrat gelegt worden. Diese Möglichkeiten verleihen dem modifizierten IBS-Prozess weitreichende Gestaltungsfreiheiten, mit denen Beschichtungsabläufe optimiert werden können.

Schlagworte: Optische Dünnschichttechnologie, Ionenstrahlzerstäubung, Separative Verfahren, Optische Eigenschaften

Abstract

In the course of the rapid growth of scientific research and industrial development in laser technology, the demand for coatings with extremely high quality is ever increasing. IBS is a well-established coating process meeting these demands, especially by allowing the production of lowest loss coatings in terms of scattering and absorption. Nonetheless, though the IBS-process provides a very clean coating environment, the particle density still constitutes a limiting factor in many applications of high end optical components.

Since the IBS-process in its actual concept is very well optimized on an empirical basis, only incremental improvements can be expected in the near future. In order to achieve yet further progress, ways to improve the common IBS-process by the implementation of a separation procedure has been studied. The present work provides an approach to modify the conventional IBS-process by implementing electro-magnetic fields. Besides an increase in quality of optical layers by a reduction of scattering values new perspectives to control the trajectories of plasma species and new degrees of freedom to manipulate the IBS process shall be facilitated.

In order to achieve these goals, linear and bent axial magnetic fields are integrated into the IBS-process. Generally, magnetic fields only interact with charged coating materials. Although the sputtered material in the IBS-process is only weakly ionized, magnetic fields may contribute to further ionization by electron collision. In this way charged coating material is provided.

Magnetic fields influence the trajectories of the charged coating materials and may be applied to collimate and guide the plasma flux along axial magnetic field lines. While charged particles are deflected with respect to their mass-to-charge ratio in different manners, uncharged particles remain with their kinetic behavior and trajectory. By guiding the charged plasma trajectories along bent axial magnetic field lines, it is possible to spatially separate the coating material from the uncharged particles. Applying this approach optical layer systems could be manufactured that revealed a significant increase in quality with respect to the particle density in the layers. Specifically, the portion of macro particles that contribute to a degradation of the absorptivity could be reduced. In this way the scatter centers of multi-layer systems could be reduced by a factor of two and in single layers by a factor of three, respectively.

Moreover, in dependence on the magnetic field strength and magnetic field polarization a spatial separation of individual species in a composite of two species was proven by means of the specific distribution of concentration

within the layers. In addition, the possibility to adjust the ion energy by a modulation of the energy distribution was demonstrated. Based on this separation procedure the realization of a layer system that allows controlling the properties of the functional layers was accomplished. This enhanced technique provides the foundation for the controlled adjustment of the energy of the coating material as well as the capability to manipulate the concentration of individual species on a substrate. These features of the modified IBS process allow for a high degree of freedom and will contribute to an optimization of coating processes.

Key words: Optical Thin Film Technology, Ion Beam Sputtering, Separation Processes, Optical Properties

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Stand der Technik	5
2.1	Ursprung der Separationsmethodik	5
2.2	Filtermethoden im <i>Cathodic Arc Deposition</i> –Prozess	8
2.3	Grundlagen des Ionenzerstäubungsverfahrens	14
3	Theoretische Grundlagen.....	20
3.1	Bewegung geladener Teilchen im homogenen konstanten Magnetfeld	20
3.2	Bestimmung der Bewegungsgleichung eines geladenen Teilchens	22
3.3	Plasmakollimation und Plasmaführung im axialen Magnetfeld	26
3.4	$E \times B$ Drift und diamagnetische Drift im linearen Solenoid	27
3.5	$E \times B$ Drift im gekrümmten Solenoid	29
3.6	Ionenverteilung im linearen axialen Magnetfeld – das <i>Steady</i> <i>State Fluid</i> Modell	30
3.7	Separation im linearen axialen Magnetfeld	34
3.8	Zusammenfassende Bewertung der theoretischen Grundlagen.....	36
4	Experimenteller Aufbau	38
4.1	Beschreibung der eingesetzten Beschichtungsanlage	38
4.2	Vergleich verschiedener Separatorkonzepte	41
4.2.1	Hartferritmagnete	42
4.2.2	Elektromagnetische Solenoide	43
4.3	Aufbau des Separators	44
4.4	Beschichtungsmaterialien	47
5	Messmethoden zur Charakterisierung der Beschichtung.....	49
5.1	Charakterisierungsmethoden des Plasmas	49
5.2	Charakterisierungsmethoden der beschichteten Optik	51
5.2.1	Spektrale Messungen und Schichtdickenbestimmung.....	51
5.2.2	Detektion von Defekten auf optischen Oberflächen mittels Streulichtmessung.....	54
6	Ergebnisse	58

6.1	Plasmacharakterisierung im Magnetfeld des Separators.....	58
6.1.1	Dispersive Energieseparation der Ionen im Beschichtungsmaterial	58
6.1.2	Energieverteilung der einzelnen im Plasma enthaltenen Komponenten	62
6.2	Untersuchung der Beschichtung unter Verwendung der Magnetfeldseparation.....	69
6.2.1	Ionisierung des Beschichtungsmaterials	70
6.2.2	Räumliche Verteilung des Beschichtungsmaterials unter Einwirkung eines axialsymmetrischen Magnetfeldes	71
6.2.3	Räumliche Verteilung von $\text{TiO}_2/\text{Al}_2\text{O}_3$ -Kompositen unter Einfluss eines axialsymmetrischen Magnetfeldes	87
6.2.4	Laterale Verteilung von binären TiO_2 Al_2O_3 SiO_2 unter Einfluss eines gekrümmten axialsymmetrischen Magnetfeldes	95
6.3	Herstellung von komplexen Schichtsystemen.....	101
6.3.1	Vorüberlegungen zur Herstellung von dielektrischen Schichtsystemen.....	102
6.3.2	Mögliche Partikelquellen beim Handling der Probe.....	103
6.3.3	Konzept zur Herstellung von Einzelschichten und Multischichtsystemen mittels linearer Separation	104
6.3.4	Konzept zur Herstellung von Einzel- und Multischichtsystemen mittels vollständigem Separatorsystem	107
6.4	Charakterisierung und Evaluation von Multischichtsystemen hinsichtlich der Partikeldichte	109
7	Zusammenfassung	117
8	Ausblick	121
9	Abbildungsverzeichnis	123
10	Literaturverzeichnis	127
	Lebenslauf	137



1 Einleitung

Die rasante Entwicklung von Laserstrahlquellen mit zunehmender Brillanz und immer höheren Leistungen stellt erhebliche Anforderungen an die Qualität der verwendeten optischen Komponenten. Um den dauerhaft zuverlässigen Einsatz dieser Komponenten zu garantieren und den Qualitätsanforderungen gerecht zu werden, bedarf es verlustarmer optischer Dünnschichtsysteme mit höchsten Reflektivitäten von stetig steigender Güte. Diese Systeme gewinnen weiterhin zunehmend an Bedeutung für wichtige Bereiche der Photonik und der Quantenoptik. Optische Komponenten höchster Qualität mit möglichst geringen optischen Verlusten sind insbesondere essenziell für Anwendungen bei der Herstellung laserstabiler Schichten mit minimaler Streuung im Hinblick auf die Entwicklung neuer Generationen von Einstein-Teleskopen sowie für eine gesteigerte Präzision optischer Uhren [1] [2]. Um wesentliche Impulse zu einer qualitativen Verbesserung optischer Eigenschaften dünner optischer Funktionsschichten zu setzen und so zum Fortschritt in den betroffenen Forschungsgebieten beizutragen, ist daher die Entwicklung und Anwendung neuartiger Beschichtungskonzepte erforderlich, mit denen Dünnschichtsysteme von höchster Qualität bereitgestellt werden können. Diese Problemstellung liefert den Ausgangspunkt für die vorliegende Arbeit.

Nach heutigem Stand der Wissenschaft und Technik stellen dielektrische Spiegel mit Gesamtverlusten im Bereich von wenigen ppm die Qualitätsspitze dar und können ausschließlich mit dem Ionenstrahlzerstäubungsverfahren (IBS-Verfahren) hergestellt werden [3] [4] [5]. In der Vergangenheit konnte das IBS-Verfahren bereits in verschiedenen Innovationsschritten weiterentwickelt werden, wie beispielsweise der Übergang von binären zu ternären Materialien. Aus technischer Sicht handelt es sich um einen weitgehend ausgereiften Prozess, der seine verfahrensspezifische Grenze offenbar erreicht hat und mit der angewandten Methodik nicht mehr nennenswert verbessert werden kann. Da auch unter Berücksichtigung aktueller Entwicklungsvorhaben nur noch inkrementelle Fortschritte beim IBS zu erwarten sind, ist in absehbarer Zeit kein signifikanter Qualitätssprung hin zu deutlich geringeren Verlusten im sub-ppm Bereich zu erwarten.

Aus theoretischen Überlegungen ist abzuleiten, dass dennoch ein erhebliches Optimierungspotenzial besteht: Eine vergleichende Analyse der Eigenschaften des Beschichtungsmaterials mit denen des Bulkmaterials an der Materialoberfläche offenbart, dass die Absorptionswerte des Bulkmaterials um mehrere Größenordnungen unter denen des Beschichtungsmaterials liegen.

Konsequenterweise sollte es möglich sein, das geringere Absorptionsverhalten des chemisch äquivalenten Bulkmaterials zu erreichen [6]. Um allerdings das Potenzial des IBS-Verfahrens besser auszuschöpfen und die Bereitstellung von dünnen Schichten mit verbesserten optischen Eigenschaften zu ermöglichen, ist eine fundamentale Änderung des IBS-Verfahrens erforderlich. Auf dieser These beruht die übergeordnete Zielstellung dieser Arbeit.

Die Qualität optischer Schichten hängt von den intrinsischen Eigenschaften der kondensierten Materialien sowie der im spezifischen Beschichtungsprozess realisierten Mikrostruktur ab [6]. Insgesamt wird die optische Qualität von Optiken maßgeblich durch ihre Oberflächenbeschaffenheit bestimmt. Obwohl es sich bei dem IBS-Verfahren um ein partikelfreies Beschichtungsverfahren handelt, stellt die Partikeldichte in den hergestellten Schichten im Rahmen der Entwicklung des Beschichtungsverfahrens eine erhebliche Grenze für viele Anwendungen in High-End-Optiken dar. Die Einlagerung von größeren Partikeln kann beispielsweise zu topologischen Unebenheiten in den Schichten führen. Diese können wiederum durch Absorption von Strahlungsenergie in der Schichtstruktur eine lokale thermische Überlastung herbeiführen, welche die Zerstörschwellenfestigkeit herabsetzen kann. Des Weiteren kann die Einlagerung von größeren Partikeln Streuung hervorrufen [6]. Solche Partikelkontaminationen können im Abscheideprozess durch Clusteremissionen hervorgerufen werden, die neben den abgestäubten Adatomen zusammen mit Elektronen, Ionen und Photonen als Nebenprodukt im Abscheideprozess entstehen [7] und zusätzlich durch bewegte mechanische Komponenten im Vakuum verstärkt werden. Um die optischen Eigenschaften von Funktionsschichten zu verbessern, gilt es daher, insbesondere die Einlagerung der Makropartikel in die Schichten zu unterbinden. Vergleichbare Ansätze einer Optimierung von Beschichtungsprozessen wurden bereits in der Literatur beschrieben, wo durch die Implementierung elektromagnetischer Felder im Bereich der Vacuum-Arc-Deposition (VAD) erfolgreich Separationseffekte herbeigeführt werden konnten. Dabei wurden insbesondere Makropartikel vom Plasma des Beschichtungsmaterials getrennt [8] [9]. Durch die Bereitstellung magnetischer Felder besteht die Möglichkeit, auf das geladene Beschichtungsmaterial Einfluss zu nehmen und insbesondere dessen Trajektorien gezielt zu beeinflussen. Während geladene Teilchen abhängig von dem Verhältnis ihrer Ladung zu ihrer Masse unterschiedlich stark abgelenkt werden, behalten ungeladene Partikel ihr parabolisches Bewegungsverhalten bei. Somit kann die Möglichkeit zur Manipulation der Flussrichtung des Plasmas

verwendet werden, um eine räumliche Trennung von verschiedenen im Plasma enthaltenen Komponenten zu realisieren.

Ein weiterer Ansatz zur Verbesserung der optischen Eigenschaften dünner optischer Funktionsschichten liegt in einer selektiven Beeinflussung der Energieeinträge durch Ionen und energetische Neutralteilchen. Die Beschichtung mit energiereichem Material führt durch Impulsübertrag dazu, dass die Beweglichkeit der aufwachsenden Atome ansteigt, was allgemein zu einer kompakteren Packungsdichte der Schichtstruktur führt und ein porenfreies Gefüge entstehen lässt [6]. Eine hohe Packungsdichte geht erfahrungsgemäß mit einem höheren Brechungsindex einher. Eine Beschleunigung bzw. Energieaufnahme des geladenen Beschichtungsmaterials kann durch das relativ schwache elektrische Feld entstehen, welches als Begleiterscheinung der Führung des Plasmas durch magnetische Felder entstehen kann [10] [11].

Im Rahmen dieser Arbeit wird in Anlehnung an dieses Konzept eine geeignete IBS-Anlage entwickelt und aufgebaut sowie ein auf elektromagnetischen Feldern basierender Separator implementiert, durch welchen das Beschichtungsmaterial vom Target zum Substrat geführt wird. Die elektromagnetischen Felder werden durch einen Solenoid bereitgestellt, der je nach Konfiguration sowohl lineare als auch gekrümmte axiale magnetische Felder zur Verfügung stellen kann.

Basierend auf einer sorgfältigen Betrachtung der theoretischen Grundlagen soll der praktische Nachweis der Plasmaführung erbracht werden. Dementsprechend beginnen die Ausführungen mit fundamentalen Untersuchungen des Plasmatransports. In diesem Zusammenhang wird die Transporteffizienz der linearen axialen Magnetfelder am Beispiel verschiedener hochbrechender und niedrigbrechender Beschichtungsmaterialien untersucht. Die Evaluation erfolgt hier über die Bestimmung der lateralen Verteilung des Beschichtungsmaterials auf Borofloatgläsern, die am Ende des Separators positioniert werden.

Ferner umfassen die grundlegenden Untersuchungen die Auswirkungen der magnetischen Felder auf die Zusammensetzung des Plasmas. Die räumliche Separation eines Komposits aus zwei Beschichtungsmaterialien wird in Abhängigkeit der Magnetfeldstärke sowie einer Konzentrationsänderung der Brechungsindizes in Abhängigkeit der Richtung des Magnetfeldes untersucht. Eine umfassende Charakterisierung des manipulierten Plasmas wird im Hinblick auf die Änderung im Beschichtungsprozess durchgeführt. Insbesondere wird die Energieverteilung des geladenen Beschichtungsmaterials mit Hilfe des

1 Einleitung

Gegenfeldanalysators bestimmt. Dabei ist die Bestimmung der Qualität der hergestellten Mehrschichtsysteme von großer Bedeutung. Weiterhin werden Analysen der Partikeldichte von Schichtsystemen, die mit dem durch Magnetfelder modifizierten Prozess erstellt werden, vorgenommen. Dabei werden vorqualifizierte Substrate unter Verwendungen verschiedener Konfigurationen des Separators beschichtet und hinsichtlich ihrer Partikelanzahl evaluiert. Abschließend werden Substrate, die unter Verwendung des herkömmlichen IBS-Verfahrens hergestellt wurden, mit den Ergebnissen des Verfahrens unter Hinzunahme der hier neu entwickelten und angewendeten Separatorkonzepte verglichen und klassifiziert.

2 Stand der Technik

Während die Anfänge moderner Beschichtungsprozesse in der Dünnschicht-technologie bis in die Mitte des vorletzten Jahrhunderts zurückverfolgt werden können, hat sich die Anwendung von Separationsmethoden erst in den 1940er Jahren durch das Voranschreiten der Vakuumtechnologie und den Materialwissenschaften etabliert [6]. Im Folgenden wird die Entwicklung der Separationsmethodik chronologisch dargestellt. Anschließend wird auf die beiden Beschichtungsverfahren „Cathodic Arc Deposition“ (CAD) und IBS gegenüberstellend eingegangen, um das Potential und die Hürden der Übertragbarkeit der Filtertechnik auch auf das IBS-Verfahren zu skizzieren und insbesondere in die Grundlagen des IBS einzuführen.

2.1 Ursprung der Separationsmethodik

Verschiedene Anwendungen in Technik, Medizin und Wissenschaft sind durch den Reinheitsgrad bereitgestellter Stoffe oder Komponenten limitiert, so dass das Interesse an der Anreicherung von möglichst reinen Stoffen daher traditionell groß ist. Bereits im Rahmen des Manhattan-Projektes im Jahre 1942 kam die so genannte „Calutron“ (**California-University-Cyclotron**) [12], eine nach dem Prinzip des Massenspektrometers arbeitende Anlage zur Anreicherung von Uran-Isotopen, zum Einsatz [13]. Dabei wurden verdampfte und ionisierte Proben in einem elektrischen Feld beschleunigt und durch magnetische Felder auf kreisförmige Bahnen gelenkt. Dieses Verfahren basiert auf der Erkenntnis, dass Trajektorien von bewegten Ladungen in einem magnetischen Feld in Abhängigkeit ihrer Masse unterschiedlich intensiv manipuliert werden können. Die in der Wechselwirkung von Teilchen mit magnetischen Feldern begründete individuelle Beeinflussbarkeit wurde genutzt, um die Trajektorien der zu trennenden Komponenten voneinander zu isolieren und so eine räumliche Separation herbeizuführen. Aufgrund des hohen Energiebedarfes wurden diese massenspektroskopischen Verfahren jedoch von energieeffizienteren mechanischen Verfahren wie u.a. der Gaszentrifuge ersetzt. Solche mechanisch betriebenen Zentrifugen sind in ihrer Rotationsgeschwindigkeit sowie durch Instabilitäten im Gasfluss begrenzt. Daher und nicht zuletzt auch aufgrund der hohen Wirkungsgrade elektromagnetischer Separationsverfahren wurden auch weiterhin elektromagnetische Massenseparationsverfahren erforscht [14]. Insbesondere stellten Smith et al. [15] im Jahr 1947 den radialen magnetischen Separator und Slepian

et al. [16] im Jahr 1958 die ionische Zentrifuge („*ionic centrifuge*“) vor [14]. Eine Renaissance und damit verbunden auch eine technologische Weiterentwicklung haben die elektromagnetischen Separationsverfahren mit der Entwicklung der Plasmazentrifuge erfahren, die erstmals im Jahr 1966 in Form von experimentellen Studien durch Bonnevier beschrieben wurde. Im Rahmen dieser Forschungen wurde anstatt eines neutralen Gases ein ionisiertes Gas durch ein von einem Magnetfeld durchströmtes Gefäß geleitet. Dabei wurden die ersten Nachweise zu einer Massenseparation in einem gepulsten rotierenden Plasma an Gasgemischen erbracht, welche dann durch theoretische Studien von Lehnert [17] ergänzt wurden. Da mit Hilfe von gekreuzten elektrischen und magnetischen Feldern höhere Winkelgeschwindigkeiten bzw. Rotationsgeschwindigkeiten [18] erreicht werden können, konnten so die Beschränkungen mechanischer Zentrifugen überwunden werden, wie beispielsweise die Wirkung großer Massenkräfte. Insofern werden die wesentlichen Prinzipien der Massenspektroskopie und mechanischer Zentrifugen kombiniert.

Der Wirkungsgrad der Plasmazentrifuge bestimmt sich nach dem Ionisierungsgrad des Plasmas. Zunächst wird der ionisierte Anteil des Plasmas, der durch die Plasmazentrifuge geleitet wird, direkt durch die magnetischen Felder beeinflusst. Dennoch versetzt der ionisierte Teil des Plasmas das gesamte Gemisch durch Kollisionsprozesse in Rotation [19]. Anfängliche Experimente scheiterten jedoch an einem zu schwach ionisierten Plasma, da die Rotation durch die Alfven-Geschwindigkeit begrenzt ist [20]. In teilweise ionisiertem Plasma wird die Alfven-Geschwindigkeit-Grenze erreicht, wenn die Rotationsenergie der Ionen die Ionisationsenergie der neutralen Atome erreicht hat. Denn dann geht jeder weitere Energieeintrag nicht mehr in das rotierende Plasma, sondern in erster Linie in die Ionisation der verbleibenden neutralen Atome. Ein bereits vollständig ionisiertes Plasma ist somit nicht limitiert [21]. Dagegen können mit einem annähernd voll ionisierten Plasma mit niedrigem Hintergrundgasdruck hohe Rotationsgeschwindigkeiten erreicht werden. Um eine hohe Geschwindigkeit der Driftrotation zu erreichen und aufrecht zu erhalten, die eine markante Separation erkennen lassen, war jedoch ein starkes Magnetfeld von ca. 0.4 T [22] [23] und folglich eine hohe elektrische Energiezufuhr notwendig.¹

¹ Bei dem teilweise ionisierten Plasma ist die Rotation jedoch nicht so hoch wie im vollständigen ionisierten Plasma, da die Rotation hier limitiert ist [23]

Dieses Konzept eines neuen Typus einer Plasmazentrifuge, der sogenannten Vacuum-Arc-Zentrifuge (VAC), bei dem das Plasma vollständig ionisiert ist, wurde im Jahr 1981 erstmals von Krishnan und Geva et al. vorgestellt. Dabei wurde das gepulste Plasma mit dem *Cathodic Arc Deposition* (CAD)–Prozess bereitgestellt. In dem Ausgangsexperiment wurde das Material von einer metallischen Kathode zunächst durch einen gepulsten CO₂-Laser verdampft und dann durch eine elektrische Entladung, die zwischen der Kathode und einem Anodengitter gezündet wird, ionisiert [24] [25].

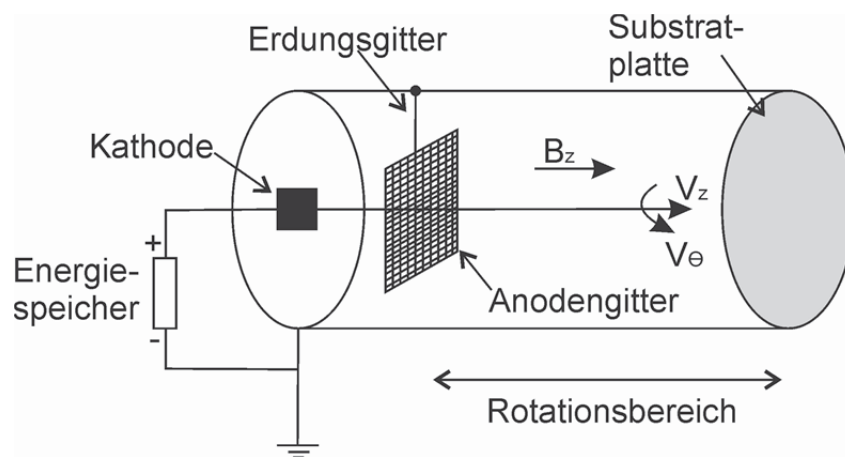


Abb. 2.1 Schematische Darstellung einer „Vacuum Arc“ Zentrifuge [24]

Anders als bei den vorher beschriebenen Zentrifugen wurde das so bereitgestellte vollionisierte, quasineutrale Plasma durch ein zylindrisches Gefäß geleitet, das von einem axialen Magnetfeld durchströmt wird. Bevor der Plasmastrom in das axiale Magnetfeld eintritt und sich noch zwischen der Kathode und Anode befindet, hat es eine radiale und eine axiale Komponente [24]. Im axialen magnetischen Feld wird das Plasma aufgrund der Wechselwirkung mit dem Magnetfeld und der Lorentzkraft magnetisiert und zu einem Plasmaschlauch kollimiert. **Abb. 2.1** zeigt den schematischen Aufbau einer VAC. Dabei wurde gezeigt, dass der Plasmaschlauch unter der Wechselwirkung mit einem starken externen axialen Magnetfeld rotiert. Diese azimuthale Rotation ist auf die $\vec{E} \times \vec{B}$ Drift zurückzuführen, die durch das axiale magnetische Feld und durch eine Ladungsseparation der Ionen und Elektronen generiert wird [26]. Weiterhin wurde beobachtet, dass die Komponenten mit höheren Massen grundsätzlich auf äußeren, weiter von der Zentralachse entfernten, Zyklotronbahnen rotieren [22] und so in Abhängigkeit von ihrer Masse räumlich separiert werden. Außerdem wird eine radiale zentrifugale Separation der konkret vorliegenden Ionen aufgrund ihrer unterschiedlichen

Masse-zu-Ladung-Verhältnissen, mithin aufgrund der konkreten Intensität der Beeinflussbarkeit der Teilchen, verursacht [26].

2.2 Filtermethoden im *Cathodic Arc Deposition*-Prozess

Die Plasmazentrifuge hat nicht nur die Separationstechnik revolutioniert, sondern fand auch Einzug in die Beschichtungstechnologie. Etablierte Beschichtungsverfahren wie insbesondere zunächst das CAD wurden durch die Implementierung von Filtertechniken ergänzt und optimiert, die auf elektromagnetischen Separationsmethoden basieren. Bei dem VAD-Beschichtungsverfahren handelt es sich um eine auf Plasma basierende Technik zur Herstellung von beispielsweise harten, amorphen Carbonschichten [27] [28] [29] [30], transparenten, leitenden Schichten [31] [32] [33], harten Mischschichten [34] und anderen Dünnschichtstrukturen.

In dem CAD-Prozess wird durch hohe Spannungsdifferenz zwischen nahegelegenen metallischen Elektroden ein durch Plasmaentladung entstehender Lichtbogen erzeugt [35]. Der sich entladene Strom konzentriert sich dabei auf einen 1-10 μm kleinen Brennpunkt auf der Kathode und hat meist nur eine Lebensdauer von ca. 10 ns bis 1 μs . Dabei liegen die Stromdichten in der Größenordnung von 10^6 bis 10^8 A cm^{-2} . Durch diesen explosiven Emissionsprozess auf der Kathode wird ein zum Teil aus Metallionen bestehendes Plasma generiert. Dieser Emissionsprozess bewirkt einen Materialabtrag und führt zu einer lokalen Erosion auf der Kathodenoberfläche. Neue benachbarte Brennpunkte bilden sich dann an den Rändern der hinterlassenen Krater, so dass der Brennpunkt sich zufällig über die Kathodenoberfläche bewegt [36] [37]. Bei einem typischen kathodischen Entladungsbogen mit mehreren hundert Ampere sind oft mehrere zehn kathodische Brennpunkte gleichzeitig involviert [38]. Während des Materialabtrags durch den Lichtbogen wird das Beschichtungsmaterial zu großen Anteilen ionisiert [39]. Charakteristisch für das VAD ist daher, dass ein dichtes, fast vollkommen ionisiertes Metallplasma mit vielfach geladenen Ionen erzeugt wird [40]. Dieser positive Ionenstrom wird oft als konstantes Verhältnis zum Lichtbogenstrom angegeben; $I_{\text{Ion}} = \varepsilon \cdot I_{\text{Bogen}}$, mit typischen Werten von $\varepsilon = 0,06 - 0,12$.

Neben dem Plasma werden in dem Beschichtungsprozess jedoch auch mikrometergroße geschmolzene Tröpfchen des Beschichtungsmaterials, sogenannte Makropartikel, generiert. Die Größe der Makropartikel liegt zwischen $d = 0,2$ und $100 \mu\text{m}$, wobei die Verteilung der Größe mit e^{-d} abfällt,

d.h. mehr kleinere als größere Makropartikel vorliegen [41]. Diese schlagen sich auf dem Substrat nieder und verursachen Defekte in den Schichten, was die Funktionalität der hergestellten Schichten jedoch zunächst nicht tangiert, da die Qualität von derartigen Schutzbeschichtungen nicht oder nur unerheblich beeinträchtigt wird. Das Vorliegen der Makropartikel in harten TiN Beschichtungen kann im Gegenteil sogar von Vorteil sein, da davon ausgegangen werden kann, dass die metallischen Makropartikel Stress in den Schichten verhindern und so Rissen entgegenwirken, was sich beispielsweise bei Schneidewerkzeugen positiv auswirkt [41]. Korrosionsbeständige Cathodic Arc Beschichtungen, die die relevanten zivilen und militärischen Standards einhalten, verfügten sogar über einen hohen Gehalt an Makropartikeln [42]. Dahingegen ist die Anwendung von makropartikelkontaminierten Schichten in den Bereichen der Optik lediglich stark eingeschränkt möglich, da Makropartikel eine Ursache für die Herausbildung von Streuzentren darstellen und somit optische Verluste verursachen. Ebenso ist eine Anwendung makropartikelkontaminierter Schichten in der Elektronik ausgeschlossen, da die zur mikro-elektronischen Anwendung kommende Schichtdicke typischerweise zwischen 0.01 und 1 μm liegt und die submikrometrische laterale Verteilung der Makropartikel zu topologischen Unebenheiten führt [41]. Daher war eine Reduktion der Partikeldichte eines der Hauptanliegen zur Optimierung der VAD-Verfahren in den späten 1970er Jahren. Dabei wurden insbesondere zwei unterschiedliche Ansätze zur Reduzierung des Gehalts an Makropartikeln in den Schichten verfolgt. Ein Ansatz stellt auf die Verringerung der Makropartikelgeneration während des Beschichtungsprozesses ab. Um zu verhindern, dass Makropartikel überhaupt erst entstehen, wurden Forschungen hinsichtlich einer optimierten Inbetriebnahme der Kathode durchgeführt. In diesem Zusammenhang wurde beispielsweise festgestellt, dass die Anzahl der Makropartikel mit der Oberflächentemperatur der Kathode sowie mit dem Strom des Lichtbogens [43] zusammenhängt. Die Temperatur auf der Kathodenoberfläche während des Materialabtrags durch den Lichtbogen ist in der Regel höher als die Schmelztemperatur des Kathodenmaterials. Der Krater nach dem Abtrag des Materials verdoppelte sich laut Jüttner [44], als die Temperatur von Raumtemperatur bis 1200 K anstieg. Damit hängt die Erosionsrate der Makropartikel auch von der Menge des flüssigen Materials nahe des Abtragsorts ab. Ein effektives Kühlen der Kathodenoberfläche sowie die Kontrolle der Bewegung des Lichtbogens (vom stationären Kathoden-Spot zum bewegten Kathoden-Spot), waren somit Ansätze, der Makropartikelgeneration entgegenzuwirken [45]. Alternativ wurde dem Ansatz nachgegangen, die Makropartikel aus dem Plasmastrom

heraus zu separieren. Im Zuge dieser Untersuchungen verbreitete sich die Anwendung von Filtern zur Eliminierung von Makropartikeln [40] und ein neuer Forschungszweig der „*Filtered Vacuum Arc Deposition*“ (FVAD) entstand.

Während der Schwerpunkt der Forschungen zum FVAD auf grundlegenden Vorgängen des Plasmatransports im magnetisierten Filter sowie den Auswirkungen auf den Makropartikeltransport lag, gingen andere Gruppen verstärkt auf die Charakterisierung der durch FVAD produzierten Schichten ein [46]. Wiederum andere Gruppen konzentrierten sich auf unterschiedliche Methoden und Filterdesigns. Die zur Anwendung kommenden Designs der Filter variierten vor allem in ihren Formen. Dabei wurden beispielsweise Forschungsarbeiten zum magnetischen Filtershutter oder dem rotierenden Blattfilter durchgeführt, bei dem die Frequenz der rotierenden Schaufeln an die langsame Geschwindigkeit der Makropartikel angepasst ist, so dass die beschleunigten schnellen Beschichtungsionen ungehindert den Rotor passieren können. Außerdem wurde der Möglichkeit nachgegangen, das Plasma mit dem „*Venetian Blind Filter*“, einem von Ryabchikov et al. [47] [48] [49] beschriebenen Blockungsfilter, zu reinigen. Dazu wird eine Reihe von stromdurchflossenen parallel zueinander ausgerichteten Lamellen in einem geeigneten Winkel zur Quelle zwischen Substrat und Quelle positioniert, um die Makropartikel abzufangen [50]. Dieser Ansatz, die Partikelanzahl im Plasma zu reduzieren, basiert auf der Unterbrechung der Sichtverbindung zwischen der jeweiligen Quelle des Beschichtungsmaterials und dem Substrat bei gleichzeitiger Manipulation der Trajektorien der geladenen Anteile des Plasmas mittels magnetischer Felder. Dadurch, dass die parallel zueinander stehenden Lamellen mit Strom durchflossen werden, werden die Flugbahnen geladener Teilchen, vorwiegend der Ionen und Elektronen, durch das entstehende magnetische Feld, dessen Flussrichtung parallel zu den Lamellen ausgerichtet ist, beeinflusst und diese entlang der Magnetfeldlinien durch den Filter geführt. Zwar können auch Makropartikel Ladungen aufweisen, aber ihr Masse-zu-Ladung-Verhältnis ist deutlich größer als das entsprechende Verhältnis der Elektronen und Ionen, was dazu führt, dass Makropartikel in der Regel nur geringfügige Änderungen des Bewegungsmusters erfahren. Auf diese Weise wird also eine räumliche Trennung der Trajektorien der Ionen und jener der Makropartikel bewirkt, da das Plasma umgelenkt wird, wohingegen die Makropartikel überwiegend in ihrer Flugbahn blockiert werden.

Eine ebenfalls effiziente und weitverbreitete Methode zur Umlenkung des Plasmastromes beruht auf dem Konzept der oben beschriebenen Plasma-zentrifuge, bei der axiale Magnetfelder bereitgestellt werden, in denen das

VAD-Plasma gezündet wird. Der Einzug dieser Art von Filtertechnik in die Dünnschichttechnologie ist somit grundsätzlich auf die Übertragung der Erkenntnisse und Konzepte um die Massenseparation durch oben beschriebene Plasmazentrifugen zurückzuführen. Axiale Magnetfelder können beispielsweise durch einen stromdurchflossenen Solenoid erzeugt werden, wie beispielsweise durch den toroidischen Filter nach Aksenov [8] [9] (**Abb. 2.2 b**). In einem axialen magnetischen Feld zirkulieren geladene Teilchen um die Magnetfeldlinien, bis sie mit anderen Teilchen kollidieren, so dass deren Bewegung generell an die Ausbreitungsrichtung der Magnetfeldlinien gebunden ist. Daher können geladene Teilchen durch die Bereitstellung axialer Magnetfelder entlang der Magnetfeldlinien geführt werden. Werden diese entlang eines gekrümmten Magnetfeldes geführt, können die geladenen Teilchen das Substrat dennoch erreichen, obwohl die Sichtverbindung zwischen Target und Substrat unterbrochen ist. Makropartikel sowie neutrale Teilchen werden im Gegensatz zu den Elektronen und Ionen (Plasma) nicht oder nur unzureichend abgelenkt, sodass diese aufgrund der Massenträgheit separiert werden und mit der Filterwand kollidieren [51] oder zwischen den Filterelementen austreten (siehe **Abb. 2.2 b**). Es erwies sich als zielführend, ein Magnetfeld bereitzustellen, das zwar ausreicht, um die in dem Plasma enthaltenen Elektronen zu magnetisieren, diese also auf Spiralbahnen um die Magnetfeldlinien innerhalb des Filtersystems zu zwingen, die Ionen aber nicht magnetisiert. Auch wenn die Ionen nicht magnetisiert sind, folgen diese den Magnetfeldlinien, da die Ladungstrennung des ursprünglich quasineutralen Plasmas die Entstehung eines elektrischen Feldes bewirkt und die Ionen so auf Trajektorien entlang der Magnetfeldlinien gezwungen werden.

So wurden lineare Filtersolenoiden, bei denen noch eine Sichtverbindung zwischen Materialquelle und Substrat vorliegt und die somit im Aufbau einer Plasmazentrifuge gleichen, wie auch gekrümmte Filter mit Krümmungen von 45° bis 90° oder Aneinanderreihungen von Krümmungen wie S-förmige Filter in den Beschichtungsprozess implementiert und deren Auswirkung untersucht. Die Filter variierten darüber hinaus in dem Minor Radius (Radius der Filteröffnung), dem Major Radius (Krümmungsradius des Filters) oder der Länge der Filter. Einige ausgewählte Designs sind in **Abb. 2.2 a)** und **b)** abgebildet. Der meist erforschte Filter in der Dünnschichttechnologie ist der toroidale Filter (**Abb. 2.2 b**), der aus den Forschungsarbeiten um Aksenov et al. hervorgegangen ist [8] [9].

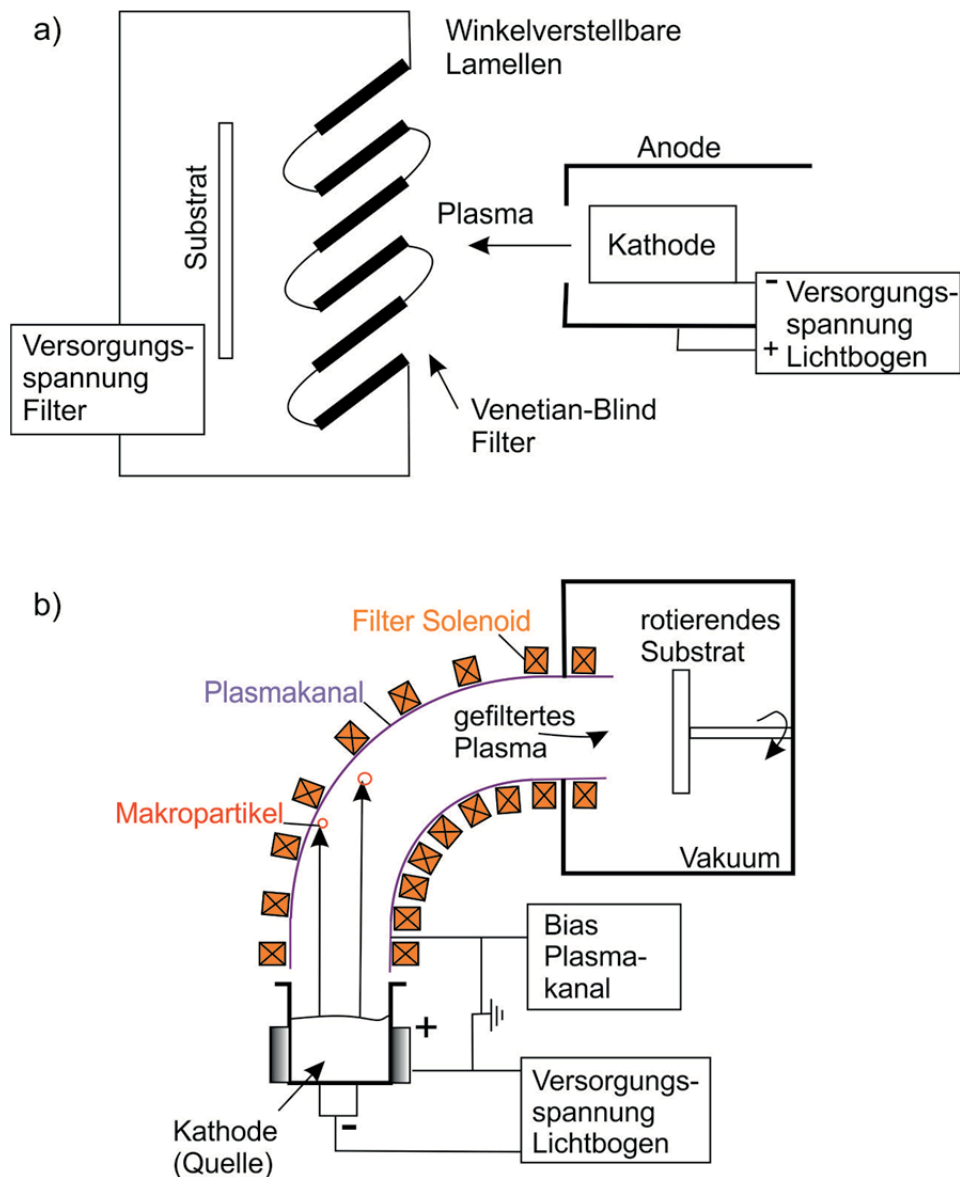


Abb. 2.2 Schematische Darstellung von a) Venetian Filter: Elektromagnetische Felder verhindern das Erreichen der Makropartikel auf dem Substrat b) Toroidischer Filter: Axiale magnetische Felder führen das Plasma, während Makropartikel aufgrund ihres Masse-zu-Ladung-Verhältnisses aus dem Plasmafluss heraus separiert werden

Detaillierte experimentelle Forschungen zu dem Plasmatransport im Filter als Funktion der Filterparameter wurden von Anders et al. durchgeführt [52] [30]. Das Ziel lag darin, die maximale Transmission der Ionen durch den Filter zu gewährleisten. Dabei ist die Effizienz des Filters entscheidend. Diese wird mit dem Koeffizienten $\kappa = I_{I,gefiltert} / I_{Arc}$ beschrieben, welcher dem Quotienten

von gefiltertem Ionenstrom und Lichtbogenstrom entspricht. Generell nimmt die Plasmatransporteffizienz exponentiell mit der Länge des Filters ab [53].

Die Transmission des Materialstroms bei der doppeltgebogenen S-Filtervariante liegt mit 6 % sehr niedrig [35]. Aus geometrischer Sicht reicht bereits eine geringe Krümmung aus, um die Sichtverbindung zu unterbinden. Die maximal erreichbare Effizienz bei den 90° Filtern variiert je nach Ionenenergie und Filterdesign zwischen 11 % und 25 % [52] [54]. In diesem Zusammenhang wurde nachgewiesen, dass die Plasmaführung auf maximal 25 % optimiert werden kann, indem man ein Potential von ca. +20 V auf den Plasmakanal legt [55], da das ionisierte Beschichtungsmaterial so von den Wänden abgestoßen wird. Dieses Phänomen wurde von Bilek et al. [56] aufgegriffen und es wurde gezeigt, dass ein ähnliches Ergebnis herbeigeführt werden kann, wenn man lediglich den gekrümmten Bereich des Filters mit einer auf Spannung gelegten Platte, die ein Viertel des Kanals auskleidet, da dort der Verlust am größten war.

Mittels der Filterung gelang es nicht nur, partikelarme metallische Schichten, sondern auch dielektrische Schichten mit geringen Partikelkontaminationen für optische Komponenten herzustellen, wie beispielsweise die Forschungsergebnisse von Aksenov et al. zeigen [57]. In einem gefilterten Aluminium Arc mit Sauerstoff als Hintergrundgas konnten Aluminiumdioxidschichten mit Raten bis zu 37 Å/s ohne die Kontamination von Makropartikeln bereitgestellt werden. Schemmel et al. gelang es, Aluminiumdioxidschichten mit Raten von 16 Å/s und einem Extinktionskoeffizienten von $k = 6 \cdot 10^{-4}$ im sichtbaren Bereich herzustellen, die einen Brechungsindex zwischen 1,68 und 1,7 aufweisen [58].

In den weiteren Arbeiten von Martin et al. [59] [60] [61] wurden dünne dielektrische TiO₂-Schichten mit einem reaktiven Kathodic-VAD-Verfahren auf Soda-Glas aufgedampft. Insgesamt konnte durch die Ergänzung des Filters eine hohe Qualität von Beschichtungen aus Metallen, Nitriden, Oxiden und Legierungen ermöglicht werden [62].

Zunächst wurden das VAD-Verfahren und später andere Beschichtungsprozesse durch auf magnetischen Feldern basierende Filterkonzepte ergänzt, um die Beschichtungsverfahren zu optimieren. Obwohl sich die Forschungen zunächst maßgeblich auf das FVAD konzentrierten, wurden die Filterkonzepte auch auf andere Beschichtungstechniken wie beispielsweise das FVAD im Zusammenhang mit *Ion Bombardment* [46], *FVAD + Plasma Immersion Implantation* [63] oder *FVAD + Magnetron Sputtering* [64] übertragen. Bei diesen Verfahren handelt sich um hybride Methoden, also um Kombinationen oder Ergänzungen

des FVAD-Verfahrens mit Elementen anderer Beschichtungstechniken. Beispielsweise entwickelte Fulton das Ion-Assisted Filtered Cathodic Arc Deposition (IFCAD), welches das FVAD in Kombination mit IAD ist. Diese hybride Methode wurde für Plastik- oder Glaslinsenbeschichtungen für optische Systeme genutzt, sowie für verschleißbeständige Beschichtungen auf verschiedenen metallischen Substraten [65]. In Veröffentlichungen von Bohlmark et al. [64] wird die Übertragung der Filtertechnik auf die Magnetron-Beschichtungsprozesse beschrieben. Es gelang, das Beschichtungsmaterial mit dem Filter im HIPIMS (High Power Impulse Magnetron Sputtering) zu kollimieren und die Schichtdickenverteilung mit den externen magnetischen Feldern zu beeinflussen. In dem HIPIMS-Verfahren werden Vorteile der Arc-Evaporation und des konventionellen Magnetronsputters kombiniert. Es zeichnet sich ebenfalls dadurch aus, dass das Plasma hochgradig ionisiert ist, ohne dass Makropartikel entstehen. Die vorgestellten Beschichtungsverfahren sind mit den Filterkonzepten kombinierbar, da ein voll ionisierter Plasmafluss mit hohen Geschwindigkeiten zur Verfügung gestellt wird.

2.3 Grundlagen des Ionenzerstäubungsverfahrens

Neben dem Lichtbogenverfahren CAD hat sich in der optischen Dünnschichttechnologie eine Vielfalt von Sputter-Techniken etabliert, mit denen Schichten von unterschiedlicher Qualität und Güte bereitgestellt werden können. Zu den gängigen Beschichtungsprozessen gehört heute das Ionenstrahlzerstäubungsverfahren (engl.: Ion Beam Sputtering, IBS). Dabei handelt es sich um ein etabliertes Verfahren, mit dem Schichten von höchster Qualität und Güte hergestellt werden können, die insbesondere geringste optische Verluste und höchste Zerstörschwellen aufweisen. In Präzisionsanwendungen wurde für Nd-YAG Laser optische Verluste unter 1 ppm erreicht.

Das IBS-Verfahren wurde zunächst benötigt, um streuungsarme optische Schichten für die Herstellung von Lasergyro-Spiegeln bereitzustellen. Sukzessiv stieg jedoch auch die Nachfrage an bereitgestellten Schichtsystemen aus anderen Anwendungsgebieten wie beispielsweise der Telekommunikationsbranche, Anwendungsgebiete von Ultrakurzpulslasern oder der Grundlagenforschung im Bereich der Gravitationswellendetektion [3]. Das IBS-Verfahren stellt heutzutage eine Schlüsseltechnologie für verschiedene Anwendungen im Bereich der modernen Optik und deckt das Spektrum vom EUV bis zum nahen Infrarot ab [3]. Der IBS-Prozess besteht aus mehreren Prozesskomponenten: aus einer Ionenquelle, die einen Plasmastrahl generiert, aus einem Target,

welches das Beschichtungsmaterial zur Verfügung stellt, und aus einem rotierenden Substratteller. **Abb. 2.3** zeigt die schematische Darstellung eines konventionellen IBS-Beschichtungsprozesses.

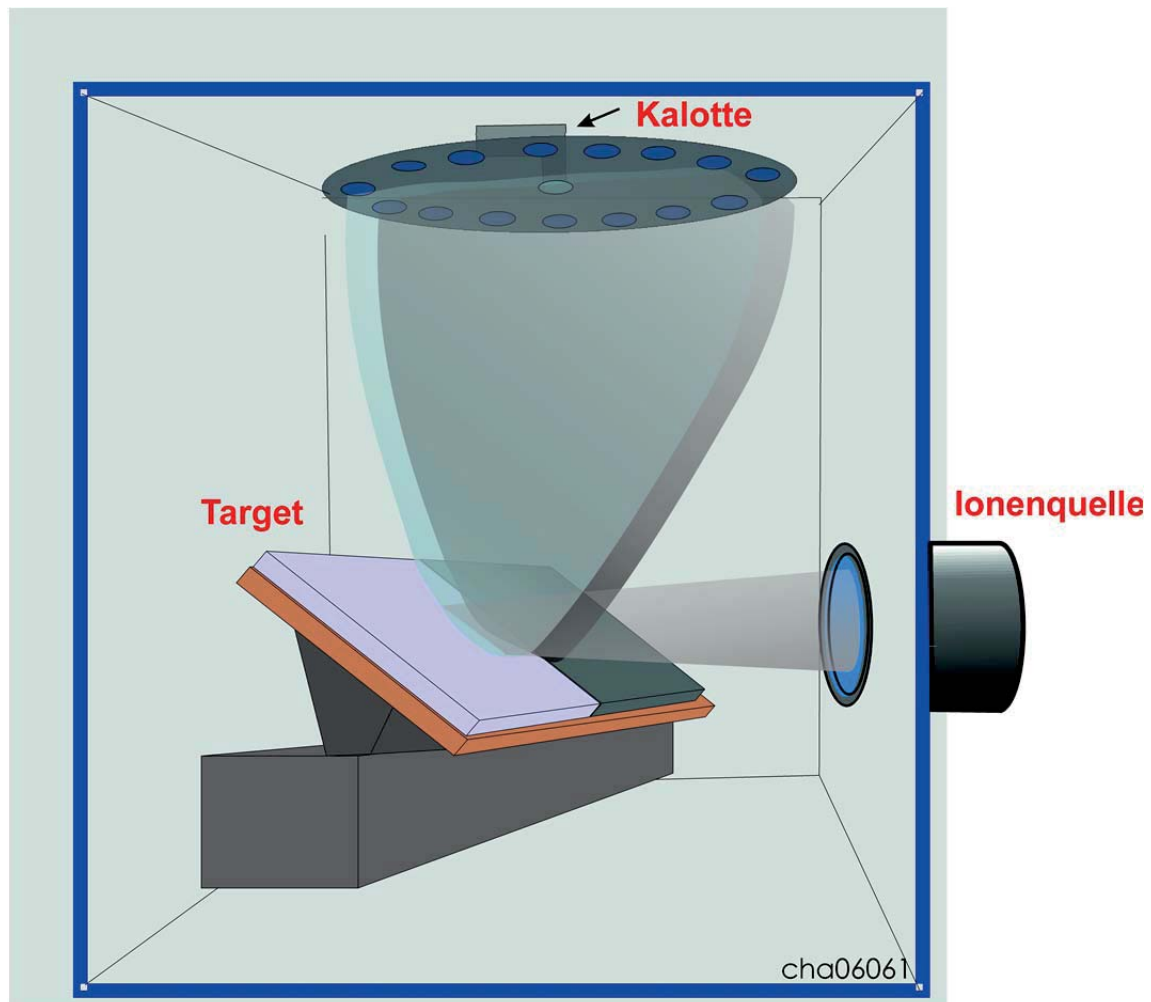


Abb. 2.3 Schematische Darstellung eines konventionellen IBS-Beschichtungsprozesses [66]

Die Herstellung von Dünnschichten mit dem IBS-Prozess basiert in der Regel auf dem Abstäuben des mit dem Target zur Verfügung gestellten Schichtmaterials durch den Beschuss mit energiereichen Ionen aus einem gerichteten Plasmastrahl. Bei der Beaufschlagung des Targets mit den Ionen werden oberflächennahe Atome aus einer Tiefe von ca. 1 nm aus dem Festkörper herausgeschlagen, indem die auftreffenden Ionen mit den Gitteratomen des Targets wechselwirken und ihre Energie in Form von Stoßkaskaden abgeben. Durch die Zusammenstöße der Targetatome untereinander kommt es zu einer Impulsumkehr, wodurch Sputtermaterial aus dem Target freigesetzt wird [67].

Durch den Gaseinlass wird ein geregelter Sauerstofffluss in den Rezipienten geleitet. Die Reaktion der Atome mit dem Sauerstoff (Oxidation des Beschichtungsmaterials) findet frühestens in der Gasphase statt, wenn von einer metallischen Oberfläche in einer entsprechend eingestellten Reaktivgasumgebung abgestäubt wird [68] [69]. Die Energien der herausgeschlagenen Atome oder Moleküle weisen abhängig vom Beschichtungsmaterial eine mittlere Energie von einigen 10 eV auf [68]. Das Target ist häufig auf einem verschiebbaren Targettisch arretiert, sodass verschiedene Zonen auf dem Target während des Beschichtungsprozesses angesteuert werden können. Die abgestäubten Atome und Moleküle breiten sich in einer räumlichen $\cos(n)$ -Verteilung aus und erreichen dann in einem gerichteten Teilchenstrom das Substrat, welches in einem bestimmten Abstand zum Target angebracht ist. Auf der rotierenden Kalotte, in der sich die zu beschichtenden Substrate befinden, kondensiert das Material und wächst zu einer homogenen dielektrischen Schicht heran.

Der Prozess wird um einen Neutralisator ergänzt, dem eine erhebliche Bedeutung für den Ablauf des eigentlichen Prozesses zukommt. In dem kommerziellen IBS-Beschichtungsverfahren unterbindet der Neutralisator eine durch die elektrostatische Repulsion und das Abstoßen gleichgeladener Ionen [70] begründete Aufweitung des Ionenstrahls, der auf das Target gerichtet ist. Charakteristisch ist, dass sich das fundamentale Prinzip des Prozesses in drei unabhängige Bereiche, nämlich der Ionengeneration, die Beschleunigung, sowie die Target-Wechselwirkung und Schichtbildung untergliedern lässt. Aufgrund dieser räumlichen Trennung der Grundprozesse ist es im Gegensatz zu anderen Beschichtungsverfahren oder Beschichtungsprozessen [70], insbesondere möglich, die Energie der durch die Quelle bereitgestellten Ionen unabhängig von der Dichte des zur Anwendung kommenden Ionenstrahles zu kontrollieren. Daher eignet sich das IBS-Verfahren mit seinen außerordentlich flexiblen Versuchsparametereinstellungen auch besonders gut zu experimentellen Anwendungen.

Die mit konventionellen thermischen Verfahren und dem IBS-Verfahren hergestellten Schichten unterscheiden sich ferner in ihrer Mikrostruktur. Während die Energien des Beschichtungsmaterials, welches mit klassischen, thermischen Verdampfungsprozessen bereitgestellt wird, im Bereich von einigen Zehntel Elektronenvolt liegt [68], weisen die kinetischen Energien des schichtbildenden Sputtermaterials unter Verwendung des IBS-Prozesses mit den oben genannten einigen 10 eV deutlich höhere Werte auf. Diese kinetischen Energien bestimmen die Packungsdichte der sich bildenden Schicht

und lassen die deponierten Schichten somit dichter wachsen. Eine Schicht, die unter Einwirkung niedrigerer Energien entstanden ist, weist in der Konsequenz regelmäßig eine charakteristische poröse Mikrostruktur auf. Mit dem IBS-Prozess ist es hingegen möglich, die Bildung hochqualitativer Funktionsschichten mit glasartigen amorphen Strukturen und deutlich höher Qualität sowie Stabilität, zu gewährleisten. Als ein den Ionenbeschichtungsprozessen zugehöriges Verfahren weist das IBS gegenüber den Arcing-Prozessen demnach erhebliche Vorteile auf, die vor allem auf die mit der kontinuierlichen Zufuhr von energiereichen Ionen einhergehende Aufbereitung des Beschichtungsmaterials zurückzuführen sind. In dem Kondensationsprozess auf dem Substrat führt dies zu einer gut definierten und dichten amorphen Mikrostruktur mit vergleichsweise hohen Reinheitsgraden und Packungsdichten der wachsenden Schicht [6], die sich in der Regel in verhältnismäßig hohen Brechwerten widerspiegeln [71]. Die so bereitgestellten Schichten sind außerdem sehr fest adhärent, regelmäßig nahezu stöchiometrisch und weisen sehr geringe Streu- und Absorptionswerte auf [70].

Ein weiterer Vorteil ergibt sich aus den niedrigen Prozesstemperaturen, die im IBS-Prozess deutlich unter 100°C liegen, während in Arcing- oder thermischen Prozessen Substrattemperaturen um 300°C vorherrschen. So können dünne Schichten mit dem IBS-Prozess beispielsweise auf Kristallen, die für die Erzeugung hoher Harmonischer zur Frequenzkonversion angewendet werden, oder auf temperaturempfindliche Materialien wie Kunststoffoptiken aufgebracht werden.

Diesen charakteristischen Vorzügen des IBS stehen jedoch auch spezifische nachteilige Eigenschaften gegenüber, die im Wesentlichen in der begrenzten Leistungsfähigkeit der heute verfügbaren Ionenquellen begründet sind. Da diese mit Ionenströmen von ca. 1 A nur Beschichtungsraten im Bereich von 0,1 bis 0,2 nm/s auf Beschichtungsflächen von bis zu 3000 cm^2 zulassen [6], also eine relativ geringe Beschichtungsrate und –Fläche aufweisen, ist das IBS-Verfahren verhältnismäßig ineffizient und somit zur Produktion großer Stückzahlen ungeeignet [69].

Zusammenfassend hebt sich das IBS-Verfahren von anderen Beschichtungsprozessen insbesondere dadurch ab, dass die mit dem IBS-Verfahren generierten Dünnschichten optische Qualitäten aufweisen können, die mit vergleichbaren Beschichtungsverfahren nicht erreichbar sind.

Obgleich das IBS-Verfahren dafür bekannt ist, Optiken mit geringsten Partikelkontaminationen zur Verfügung zu stellen, sind dennoch Verun-

reinigungen durch Partikel zu verzeichnen, die in aufwachsende Schichten eingebettet werden und deren Qualität u.a. durch Erhöhung des Streuwerts oder Herabsetzung der Zerstörschwellenfestigkeit mindern. Beispielsweise werden im Beschichtungsprozess durch Flaking-Effekte, oder mechanische Bewegungen von Vakuum-Komponenten, wie Target oder Shutter, die für den Schichtwechsel notwendig sind, Partikel generiert. Solche Partikel können durch den Ionenstrahl aufgeladen und durch elektrostatische Effekte zu dem Substrat hin beschleunigt werden, was im konventionellen IBS-Aufbau bisher nicht unterbunden werden kann.

Vor allem in Hochleistungsanwendungen reduzieren die Makropartikel die Leistungsverträglichkeit der Optiken, indem sie oftmals den Ausgangspunkt der Zerstörung bilden und damit die Zerstörschwellenfestigkeit heruntersetzen. Eine Reduzierung der Partikeldichte ist insbesondere in Anwendungen hoher Finesse von großer Bedeutung. Versuche die Filtertechnik in das Ionenstrahlzerstäubungsverfahren zu implementieren sind nicht bekannt. Alle zuvor genannten Beschichtungsmethoden haben gemein, dass der Fluss des Beschichtungsmaterials aus elektrisch geladenen Teilchen zusammengesetzt ist und somit mit elektrischen und magnetischen Feldern manipuliert werden kann.

Im Gegensatz zu Beschichtungsverfahren wie dem VAD oder dem Magnetronspattern [72] ist für das IBS-Verfahren charakteristisch, dass vorwiegend neutrale Teilchen aus dem Target abgestäubt werden und somit ein geringer Ionisierungsgrad des zerstäubten Beschichtungsmaterials vorliegt [70] [73], der durch den Neutralisator noch verringert wird. Typische Ionisationsraten des IBS-Prozesses liegen abhängig vom verwendeten Target sowie weiteren Prozessparametern im Bereich von 10^{-4} bis 10^{-2} [74].

Da mit magnetischen Feldern die Ionenenergie wie auch die Trajektorien des geladenen Beschichtungsmaterials beeinflusst werden können, wurde davon ausgegangen, dass bei Beschichtungsmethoden wie beispielsweise dem Sputtern, bei denen das Beschichtungsmaterial neutral ist, nicht ohne Weiteres kontrolliert werden können [75]. Eine Manipulation von neutralem Beschichtungsmaterial durch magnetische Felder ist in der Regel nicht möglich.

Um das IBS-Verfahren hinsichtlich der Streuwerte hin zu High-End-Schichten zu verbessern, wird im Rahmen dieser Arbeit die Implementierung einer Filtertechnik vorgenommen, um die Elimination dieser Partikel zu erreichen. An dieser Stelle wird eine magnetische Separation diskutiert. Demnach muss zunächst geprüft werden, ob eine Implementierung phasenseparierender

Prozesse in das Beschichtungsverfahren möglich ist. Dies wird in der vorliegenden Arbeit diskutiert und die Übertragbarkeit anhand von Messreihen überprüft.

3 Theoretische Grundlagen

In diesem Kapitel werden die für die Untersuchung des Separationsprozesses notwendigen theoretischen Grundlagen anhand relevanter physikalischer Modelle entwickelt. Da die Separation vorliegend mithilfe axialer Magnetfelder bewirkt wird, liegt der Schwerpunkt der Ausführungen auf der Wechselwirkung zwischen den verschiedenen im Plasma enthaltenen Komponenten mit den magnetischen Feldern. In diesem Zusammenhang werden insbesondere die Auswirkungen magnetischer Felder auf die Spezies herausgearbeitet, um eine Vorhersage konkreter Plasmadynamiken zu ermöglichen. Dementsprechend bilden die mathematischen Grundlagen zur Beschreibung der Bewegungen geladener Teilchen im Magnetfeld den Einstieg in die theoretischen Betrachtungen. Dabei getroffene allgemeine Feststellungen werden dann auf den Spezialfall des Plasmas im axialen Magnetfeld übertragen. Besondere Bedeutung kommt dabei der unterschiedlichen Wechselwirkung von magnetischen Feldern mit Elektronen und unterschiedlichen Ionen zu, die bei entsprechender Anwendung einen gezielten Transport bestimmter Plasmakomponenten ermöglicht. Die erarbeiteten allgemeinen Aussagen bilden dann eine Grundlage für möglichst präzise Verlaufsprognosen der Plasmatrajektorien und erlauben die theoretische Vorhersage der örtlichen Verteilung des Beschichtungsmaterials am Ausgang des Solenoids. Diese stellen erste Anknüpfungspunkte für die Umsetzung des experimentellen Aufbaus dar und sind nachfolgend im praktischen Experiment zu überprüfen.

3.1 Bewegung geladener Teilchen im homogenen konstanten Magnetfeld

Unter Plasma wird ionisiertes oder teilweise ionisiertes Gas verstanden, in dem eine hohe Anzahl von Ladungsträgern, also Ionen, Protonen, Elektronen oder Positronen, enthalten sind [76]. Auf ionisierte bzw. geladene Teilchen, die mit einer Geschwindigkeit $\vec{v}$ ein Magnetfeld durchqueren, wirkt die Lorentzkraft. Sie ist definiert als

$$\vec{F}_{\text{Lorentz}} = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}). \quad (3.1)$$

Dabei steht q für die Ladung des Teilchens und $\vec{E}$ und $\vec{B}$ jeweils für das elektrische und das magnetische Feld. Im Fall $\vec{E} = 0$ erfahren die geladenen Plasmateilchen, je nach dem in welchem Winkel sie sich auf das magnetische

Feld zu bewegen, eine Kraft, die die geladenen Teilchen auf eine Kreisbahn senkrecht zu den Magnetfeldlinien zwingt. Der Radius der Kreisbahn lässt sich berechnen, indem man die Lorentzkraft und die Zentrifugalkraft ins Gleichgewicht setzt. Daraus ergibt sich skalar:

$$\Rightarrow r = \frac{mv}{qB} \quad (3.2)$$

Der Radius r der Kreisbahn wird als Larmorradius bezeichnet. Somit fließen die Masse m und die Geschwindigkeit v eines geladenen Teilchens proportional in das Ergebnis ein, wohingegen das Magnetfeld B reziprok eingeht.

Die orbitale Kreisbewegung ist abhängig vom Einfallswinkel des geladenen Teilchens. Ist der Geschwindigkeitsvektor eines Elektrons senkrecht auf ein homogenes Magnetfeld gerichtet ($v_z = 0$), so ergibt sich eine kreisförmige Bahnkurve senkrecht zum Magnetfeld. Durch das Vorzeichen wird der Umlaufsinn der Bahn beschrieben. Der Umlaufsinn der Zyklotronbewegung hängt von der Ladung des Teilchens ab. Das Vorzeichen drückt aus, dass ein Teilchen mit positiver Ladung eine Linksschraube und ein Teilchen mit negativer Ladung eine Rechtsschraube ausführt (**Abb. 3.1**).

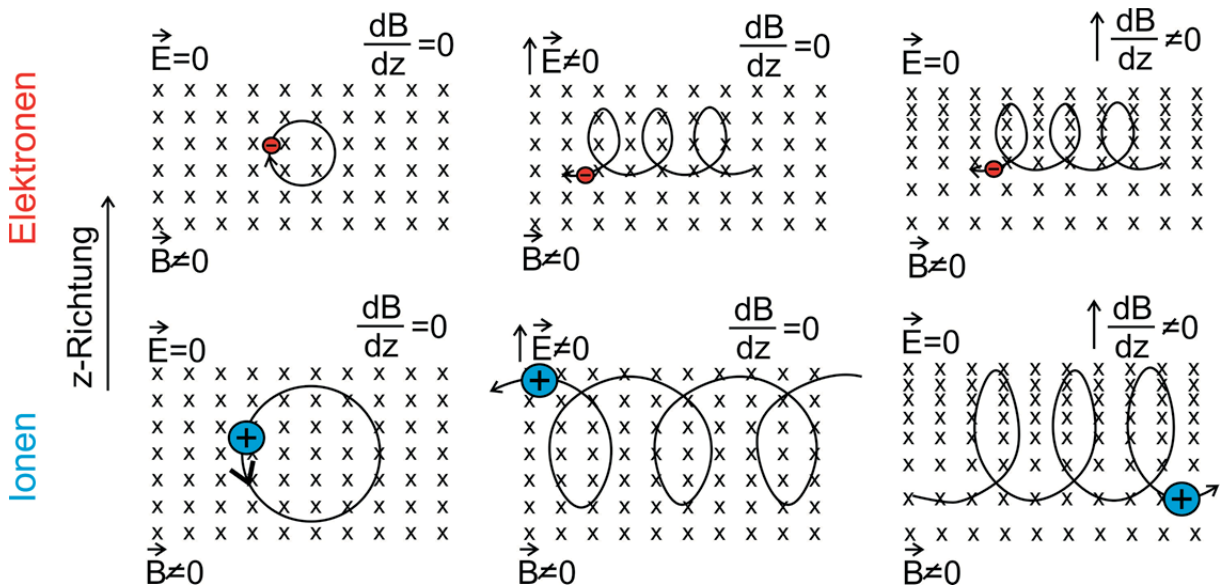


Abb. 3.1 Elektronenbewegung und Ionenbewegung im Magnetfeld [77]

Ist jedoch der Eintrittsvektor der Elektronenflugbahn in einem homogenen Magnetfeld schräg zu $\vec{B}$, wird die Trajektorie des Elektrons in eine Schraubenbewegung mit gleichbleibendem Radius r und gleichbleibenden Radienabständen, also konstanter Ganghöhe, überführt. Dringt das Elektron dagegen mit einem schrägem Einfallsvektor in ein inhomogenes Magnetfeld

3 Theoretische Grundlagen

ein, welches in Richtung des Richtungsvektors stärker wird, so vollzieht das Elektron eine schraubenspiralförmige Bewegung mit einem sich konstant verringernden Radius. **Abb. 3.2** zeigt exemplarisch die Trajektorien von Elektronen im Magnetfeld einer stromdurchflossenen Spule.

Außer dem Eintrittswinkel bestimmt die Masse des Teilchens, das in ein Magnetfeld eindringt, den Grad der Beeinflussung dessen Flugbahn, weshalb der Larmorradius von der Masse des geladenen Teilchens abhängt. Aufgrund dieser Tatsache beeinflusst die Lorentzkraft die Trajektorie der Elektronen stärker bzw. der Larmorradius der Elektronen ist kleiner als der Radius von Ionen, deren Masse um ca. vier Größenordnungen über der Masse von Elektronen liegt. Die theoretischen Grundlagen von geladenen Teilchen in konstanten homogenen Magnetfeldern werden im folgenden Abschnitt tiefergehend behandelt und insbesondere die Trajektorien anhand von Bewegungsgleichungen beschrieben.

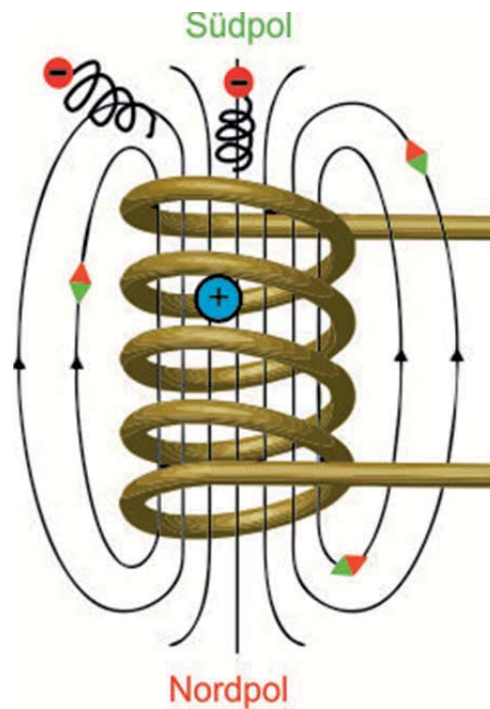


Abb. 3.2 Skizze der Magnetfeldlinienverteilung einer stromdurchflossenen Spule

3.2 Bestimmung der Bewegungsgleichung eines geladenen Teilchens

Die Bewegung von geladenen Teilchen in konstanten homogenen Magnetfeldern lässt sich mit der Bewegungsgleichung

$$m \frac{d}{dt} \vec{v}(t) = q \left(\vec{E}(\vec{r}(t), t) + \vec{v}(t) \times \vec{B}(\vec{r}(t), t) \right) \quad (3.3)$$

beschreiben, wobei

$$\frac{d}{dt} \vec{r}(t) = \vec{v}(t) \quad (3.4)$$

[78] [79] ist. Diese Gleichung geht für $\vec{E} = 0$ und $\vec{B} = \text{const}$ in

$$m \dot{\vec{v}}(t) = q \vec{v}(t) \times \vec{B} \quad (3.5)$$

über. Die Z-Achse sei parallel zu dem Magnetfeld $\vec{B}$, so dass $\vec{B} = B \vec{e}_z$ mit $B > 0$ gewählt wird. $\vec{B}$ ist zeitlich konstant und homogen. Die Gleichung (3.5) lässt sich für die unterschiedlichen Raumrichtungen komponentenweise als

$$m \dot{v}_x(t) = q (\vec{v} \times \vec{B})_x = q v_y B \leftrightarrow \dot{v}_x = \frac{q B_z}{m} v_y \quad (3.6)$$

$$m \dot{v}_y(t) = -q v_x B \leftrightarrow \dot{v}_y = -\frac{q B_z}{m} v_x \quad (3.7)$$

$$m \dot{v}_z(t) = 0 \leftrightarrow \dot{v}_z = 0 \quad (3.8)$$

beschreiben. Die Ableitung nach der Zeit und das Einsetzen der Gleichung (3.6) führt zu

$$\ddot{v}_x = \frac{q B}{m} \dot{v}_y = \frac{q B}{m} \overbrace{\left(-\frac{q B}{m} \right)}^{\dot{v}_y} v_x \quad (3.9)$$

Daraus folgt eine Differentialgleichung zweiter Ordnung

$$\underbrace{\ddot{v}_x + \omega_{\text{cyclotron}}^2 v_x}_{\text{harmonischer Oszillator}} = 0 \quad (3.10)$$

$$\text{mit } \omega_{\text{cyclotron}} = \frac{q B}{m}. \quad (3.11)$$

Der Geschwindigkeitsvektor im Magnetfeld lässt sich durch die Summe aus dem parallelen und senkrechten Anteil darstellen:

$$\vec{v}(t) = \vec{v}_{\parallel}(t) + \vec{v}_{\perp}(t) = \vec{v}_z(t) + \vec{v}_{\perp}(t). \quad (3.12)$$

Der parallele Anteil der Geschwindigkeitskomponenten wird vom Magnetfeld dahingegen nicht beeinflusst, da die Lorentzkraft nur auf die senkrechte

3 Theoretische Grundlagen

Komponente des Geschwindigkeitsvektors wirkt. Der Wert der parallelen Komponente ändert sich also nicht, so dass

$$\dot{\vec{v}}_z(t) = 0 \text{ und folglich } v_z = v_0 \quad (3.13)$$

gilt.

Für die senkrechte Komponente ergibt sich folglich mit der Zyklotronfrequenz $\omega_{\text{cyklotron}}$ die Änderung der senkrechten Geschwindigkeitskomponente

$$\dot{\vec{v}}_{\perp}(t) = \frac{qB}{m} \vec{v}_{\perp}(t) \times \vec{e}_z. \quad (3.14)$$

Um die Ladung mit zu berücksichtigen, die durch das Vorzeichen symbolisiert wird, sei

$$q = \varepsilon |q| \quad \forall \varepsilon \in \{-1, 1\}. \quad (3.15)$$

Wobei $\varepsilon_{\text{ion}} = +1$ für die positive Ladung der Ionen und $\varepsilon_{\text{elektron}} = -1$ für die negative Ladung der Elektronen steht. Leitet man die Formel (3.14) erneut nach der Zeit t ab, so erhält man mit erneutem Einsetzen von (3.14)

$$\begin{aligned} \ddot{\vec{v}}_{\perp} &= \varepsilon \omega_{\text{cyklotron}} \dot{\vec{v}}_{\perp}(t) \times \vec{e}_z \\ &= \omega^2 \underbrace{(-\vec{e}_z \vec{e}_z)}_{-1} \vec{v}_{\perp} + \underbrace{(\vec{e}_z \vec{v}_{\perp})}_{0} \vec{e}_z \\ &= -\omega^2 \vec{v}_{\perp}. \end{aligned} \quad (3.16)$$

$\ddot{\vec{v}}_{\perp} = -\omega^2 \vec{v}_{\perp}$ ist eine Differentialgleichung aus der Schwingungslehre, die mit dem Ansatz

$$\vec{v}_{\perp}(t) = \vec{a} \cos(\omega_{\text{cyklotron}} t) + \vec{b} \sin(\omega_{\text{cyklotron}} t) \quad (3.17)$$

gelöst werden kann. Die Vektoren $\vec{a}$ und $\vec{b}$ lassen sich aus den Anfangsbedingungen errechnen, indem man in Gleichung für $t = 0$ einsetzt. Damit ergibt sich die Bewegungsgleichung für $v_{\perp}(t)$ zu

$$\vec{v}_{\perp}(t) = \underbrace{\vec{v}_{\perp}(0)}_{\vec{a}} \cos(\omega_{\text{cyklotron}} t) + \underbrace{\varepsilon \vec{v}_{\perp}(0) \times \vec{e}_z}_{\vec{b}} \sin(\omega_{\text{cyklotron}} t), \quad (3.18)$$

$\vec{v}_{\perp}(t)$ rotiert also mit der Winkelgeschwindigkeit $\omega_{\text{cyklotron}}$.

Die Trajektorie des geladenen Teilchens lässt sich mit Gleichung (3.4) ermitteln. Eine Integration des Geschwindigkeitsvektors $\vec{v}_{\perp}(t)$ über die Zeit t führt zu der Bahn $r_{\perp}(t)$

$$\vec{r}_\perp(t) = \int_0^t \vec{v}_\perp(t) dt = \frac{\overline{\vec{v}_\perp(0)}}{\omega_{\text{cyclotron}}} (\sin \omega_{\text{cyclotron}} t) \quad (3.19)$$

$$+ \frac{\overline{\vec{v}_\perp(0) \times \vec{e}_z}}{\omega_{\text{cyclotron}}} (-\cos \omega_{\text{cyclotron}} t + 1)$$

$$\text{mit } \vec{r}_{\text{cyclotron}} = \frac{\vec{v}_\perp(0)}{\omega_{\text{cyclotron}}} = \frac{m \vec{v}_\perp(0)}{qB}. \quad (3.20)$$

Die Zyklotronfrequenz der Elektronen kann nun mit

$$\omega_{\text{cyclotron, Elektron}} = \frac{eB}{m_{\text{Elektron}}} = 0,163 \cdot 10^{12} \frac{\text{B}}{[\text{T}]} [\text{s}^{-1}] \quad (3.21)$$

abgeschätzt werden (physikalische Einheiten in eckigen Klammern). Als mittlere Geschwindigkeit arbeitet man mit der thermischen Geschwindigkeit, die sich für die Elektronen mit der Temperatur T in Kelvin und der Boltzmann-Konstante in Gaußeinheiten zu

$$v_{\text{therm, Elektron}} = \sqrt{\frac{2kT_{\text{Elektron}}}{m_{\text{Elektron}}}} \stackrel{\cdot \frac{\sqrt{eV}}{\sqrt{eV}}}{=} 3,031 \cdot 10^9 \sqrt{\frac{T}{[\text{K}]} \cdot \frac{[\text{m}]}{[\text{s}]}} \quad (3.22)$$

ergibt. Für den Larmorradius erhält man aus dem Quotienten der beiden Werte

$$r_{\text{therm, Elektron}} = \frac{v_{\text{therm, Elektron}}}{\omega_{\text{cyclotron}}} = 18,565 \cdot 10^{-3} \frac{[\text{T}]}{\text{B}} \sqrt{\frac{T}{[\text{K}]}} [\text{m}]. \quad (3.23)$$

Für die Berechnung der Ionen-Larmorradien sowie die anderer geladenen Teilchen ergibt sich annähernd die gleiche Rechnung, wobei stets die jeweilige Masse berücksichtigt werden muss. Die jeweiligen Gleichungen lassen sich somit in Abhängigkeit der Massen darstellen:

$$\text{aus (3.22): } v_{\text{therm, geladenes Teilchen}} \sim \frac{1}{\sqrt{m}},$$

$$\text{und aus (3.21): } \omega_{\text{therm, geladenes Teilchen}} \sim \frac{1}{m},$$

$$\text{und wegen } r = \frac{v}{\omega} \Rightarrow r_{\text{therm, Elektron}} \sim \sqrt{m}.$$

Aus der Gleichung (3.23) ergibt sich folglich, dass der Larmorradius eines Elektrons unter Einwirkung eines Magnetfeldes mit einer Magnetfeldstärke von

30 mT auf weniger als 1 mm bestimmt werden kann, wohingegen der Larmorradius eines Ions bei gleichen Bedingungen auf einen Wert von einigen 10 cm eingegrenzt werden kann.

3.3 Plasmakollimation und Plasmaführung im axialen Magnetfeld

Das Grundprinzip der magnetischen Beschränkung eines Plasmas basiert darauf, dass die Geschwindigkeitskomponente eines geladenen Teilchens, die senkrecht zum Magnetfeld zeigt, zirkular auf einen Larmorradius gezwungen wird. Sei für die Elektronen wie auch für die Ionen der Larmorradius kleiner als der Durchmesser des Filters, so ist eine Begrenzung des Plasmas gewährleistet.

Der Plasmatransport ist in diesem Fall gegeben, wenn die folgende Relation für das Magnetfeld B eingehalten wird:

$$B > \frac{M_i v_0}{Ze a} \quad (3.24)$$

[80] [81]. Dabei ist M_i die Ionenmasse, v_0 ist die oben beschriebene longitudinale Geschwindigkeit und Z ist die Hauptladungszustand der Ionen (*mean charge state*), e ist die Elementarladung und a ist der Radius der Spule. Bei schweren Ionen mit einer Energie von einigen 10 eV sind Magnetfeldstärken von 1 Tesla nötig, um die Ungleichung zu erfüllen. Man spricht dabei von der Magnetisierung der geladenen Teilchen.

Eine andere Möglichkeit, das Plasma zu begrenzen, ist die Bereitstellung eines schwachen magnetischen Feldes gerade mal so stark, dass die Elektronen auf Zyklotronbahnen gezwungen werden, das jedoch zu schwach ist, um die Ionen zu magnetisieren [41]. Untersuchungen zur Plasmaführung unter besonderer Berücksichtigung von Optimierungsmöglichkeiten ergaben, dass in diesem Fall eine ausreichende Voraussetzung für eine optimale Führung des Plasmas durch die Bedingung

$$r_{\text{elektron}} < a < r_{\text{ion}} \quad (3.25)$$

gegeben ist [82], wobei a wieder der Radius des Solenoids ist und r_{elektron} und r_{ion} jeweils die Larmorradien der Elektronen und Ionen sind. Durch die Magnetisierung der Elektronen werden diese räumlich an die Magnetfeldlinien gebunden und so von den Ionen separiert, worin eine Ladungstrennung innerhalb des Plasmas etabliert wird. Aufgrund dieser Ladungstrennung entsteht im Inneren der Spule ein radiales elektrisches Feld, dessen Stärke mit

$$ZeE \approx \frac{M_i v_0^2}{R} \quad (3.26)$$

abgeschätzt werden kann. Dabei ist E das elektrische Feld, Ze die Ionenladung, wobei die longitudinale Geschwindigkeit des Plasmastrahls mit $v_0 \approx 10^4 \text{ ms}^{-1}$ abgeschätzt werden kann [83]. Das elektrische Feld ist nach innen zu der Mittelachse gerichtet und steht senkrecht auf $\vec{B}$. Im Wesentlichen durch die elektrischen Kräfte, die unter Elektronen und Ionen wirken, sind die nicht magnetisierten Ionen im Plasma (Beschichtungsmaterial und Argon) an die Bewegung der Elektronen gebunden. Wenn die Plasmadichte ausreichend hoch ist, so dass die Debye Länge im Vergleich zum Filtrerradius klein ist, dann folgen die Ionen wegen der Quasineutralität den Elektronen [41] und werden somit zusammen mit den Elektronen entlang des axialen Magnetfeldes geführt [30] [64]. Dieser Vorgang lässt sich anhand der allgemeinen Poisson- Gleichung

$$\text{div } \vec{E} = \frac{e}{\epsilon_0} (Zn_i - n_e) \quad (3.27)$$

[30] veranschaulichen, die auch auf die Situation übertragen werden kann, in der Elektronen im Solenoid magnetisiert sind. $\vec{E}$ ist das elektrische Feld und n_i und n_e jeweils die Ionendichte und Elektronendichte. Elektrostatische Felder können sogar existieren, wenn das Plasma eigentlich quasineutral ist ($n_e = Zn_i$), d.h. schon die kleinste Ladungsseparation ruft innere elektrische Felder hervor. Somit können sich die Ionen, die nicht an die Zyklotronbewegung gebunden sind, nur so lange frei bewegen, bis das radiale elektrische Feld ihre Bewegung stoppt. Zu diesem Zeitpunkt ist die kinetische Energiedichte der Ionen genauso groß wie die Energiedichte in dem elektrischen Feld

$$\frac{1}{2} n_i M_i v^2 = \frac{1}{2} \epsilon_0 E^2, \quad (3.28)$$

ϵ_0 ist die Permittivität im Vakuum [84]. Die Magnetisierung der Elektronen bildet also die Grundlage für den Transport des Beschichtungsmaterials.

3.4 $\vec{E} \times \vec{B}$ Drift und diamagnetische Drift im linearen Solenoid

Das generierte radiale elektrische Feld, welches in Richtung der Zentralachse gerichtet ist, hat Einfluss auf die Bewegung der geladenen Teilchen. Das elektrische Feld führt zu der bekannten $\vec{E} \times \vec{B}$ Bewegung [30], welche im folgenden Abschnitt behandelt wird. Schmidt [85] hat schon 1960

3 Theoretische Grundlagen

angenommen, dass die $\vec{E} \times \vec{B}$ Drift durch das Zusammenwirken des magnetischen Feldes und das sich aufbauende elektrische Feld bei der Ladungsseparation entsteht. Für ein elektrisches Feld $\vec{E} \neq 0$ ergänzt sich die Bewegungsgleichung (3.3) zu

$$m \frac{d}{dt} \vec{v}(t) = q \left(\vec{E}(\vec{r}(t), t) + \vec{v}(t) \times \vec{B}(\vec{r}(t), t) \right) \quad (3.29)$$

$$m \vec{v}_{\perp}(t) = q(\vec{E} + \vec{v}(t) \times \vec{B}) \quad (3.30)$$

und ist eine inhomogene Differentialgleichung, deren homogener Anteil identisch mit der Differentialgleichung (3.5) ist. Um die partikuläre Lösung der inhomogenen Gleichung herbeizuführen, sei der Ansatz $\vec{v}_{\perp} = \vec{u} = \text{const}$ mit $\vec{u} \perp \vec{B}$ gewählt. Eingesetzt in Gleichung (3.30) ergibt sich

$$0 = q(\vec{E} + \vec{u} \times \vec{B}). \quad (3.31)$$

Zur Lösung dieser Gleichung wendet man die vektorielle Multiplikation mit $\vec{B}$ von rechts an, so dass sich mit der Vektoridentität

$$0 = \vec{E} \times \vec{B} + (\vec{u} \times \vec{B}) \times \vec{B} = \vec{E} \times \vec{B} - (\vec{B} \cdot \vec{B}) \cdot \vec{u} + \underbrace{(\vec{B} \cdot \vec{u}) \cdot \vec{B}}_{0 \text{ da } \vec{B} \perp \vec{u}} \quad (3.32)$$

$$\Leftrightarrow \vec{u} = \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{B^2} \quad (3.33)$$

ergibt. Man erhält dann mit $\vec{u}$ die Driftgeschwindigkeit, was dazu führt, dass die Elektronen und die Ionen in die gleiche Richtung senkrecht zu $\vec{E}$ und $\vec{B}$ driften. Dabei nehmen sie die Geschwindigkeit

$$\vec{v}_{\text{elektron}} = \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{B^2} \quad (3.34)$$

an. Das Plasma wird somit in eine Rotationsbewegung versetzt [30]. Innerhalb der Rotation kommt es zu Diffusion der im Plasma enthaltenen Teilchen. Dabei kollidieren sie zum Teil auch mit neutralem Beschichtungsmaterial und ionisieren dieses durch Stoßionisation. Im Allgemeinen werden zwei Fälle unterschieden. In dem einem Fall ist die Elektronen-Ionen Kollision ϑ_{ei} kleiner als die Elektronen-Zyklotronfrequenz Ω_e ($\vartheta_{ei} < \Omega_e$). Hierbei können die Elektronen einen beträchtlichen Teil des Larmorradius' zurücklegen, ehe sie mit einem Ion zusammentreffen. Das Plasma ist quasi kollisionsfrei. Im anderen Falls ist $\vartheta_{ei} > \Omega_e$. Die Elektronen schaffen es nicht einen vollen Larmor Kreis auszuführen, da sie vorher mit Ionen kollidieren. Dieser Fall, bei dem es zwischen den Partikeln zu Kollisionen kommt, resultiert in einem

Elektronentransport quer über die Magnetfeldlinien, also in einer transversalen Elektronendiffusion [86]. Dieser Bewegungsdruck erzeugt einen Druckgradienten, der mit

$$\nabla p \approx kT_e \nabla n_e \quad (3.35)$$

beschrieben wird. Der Fluss in Verbindung mit der Querfelddiffusion ist durch das Fick'sche Gesetz gegeben

$$\Gamma_{\perp} = D_{\perp} \nabla n, \quad (3.36)$$

wobei ∇n der Gradient der Plasmadichte ist und $D_{\perp}$ der Querfelddiffusionskoeffizient ist. In der klassischen Theorie ist eine gute Beschreibung durch die Bohm-Formel gegeben mit

$$D_{\perp} = \frac{kT_e}{16B}. \quad (3.37)$$

Die Diffusion und der damit verbundene Druckgradient erzeugt in Verbindung mit dem magnetischen Feld die diamagnetische Drift. Die Geschwindigkeit der diamagnetischen Elektronen Drift ist gegeben durch

$$\vec{v}_{e,D} = kT_e \frac{\nabla n_e \times \vec{B}}{en_e B^2}. \quad (3.38)$$

$\vec{E}$ und $\vec{n}_e$ zeigen in dieselbe Richtung wie die jeweiligen Vektoren $\vec{E}$ und $\vec{B}$. Somit sind die $\vec{E} \times \vec{B}$ Drift und die diamagnetische Drift richtungsgleich. Die $\vec{E} \times \vec{B}$ Drift überlagert sich mit der diamagnetischen Drift des Elektronenflusses und trägt somit zu der Rotation bei bzw. verstärkt sie. Die diamagnetische Drift tritt nur bei Elektronen auf und nicht bei den Ionen, wenn die Ionen nicht magnetisiert sind [30].

Solange die Kombination aus elektrischer und magnetischer Feldstärke nicht ausreichend groß ist, um eine $\vec{E} \times \vec{B}$ Drift hervorzurufen, wird das elektrische Feld die Ionen davon abhalten, ihren vollen Larmorradius auszuführen und sich von der Mittelachse zu entfernen [87].

3.5 $\vec{E} \times \vec{B}$ Drift im gekrümmten Solenoid

Betrachtet man nun einen gekrümmten Solenoid, kommen zusätzliche Effekte dazu. In der Außenkrümmung ist das Magnetfeld schwächer, da die Windungen in der Innenkurve enger gewickelt sind als außen. Das Plasma diffundiert somit mehr in die Außenkurve. Die Achsensymmetrie ist nicht mehr gegeben. Die

$\vec{E} \times \vec{B}$ Drift verschiebt zusammen mit der diamagnetischen Drift das nach außen diffundierende Plasma senkrecht zu $\vec{E}$ bzw. ∇n_e und $\vec{B}$. Die Krümmung der Magnetfeldlinien und damit der kurvenartige Plasmafluss setzt die Teilchen innerhalb des Plasmas zusätzlichen Zentrifugalkräften aus, die wiederum die Krümmungsdrift der geladenen Teilchen verursachen [30]. Die Geschwindigkeit der geladenen Teilchen wird durch

$$v_R = \frac{mv_{\parallel}^2}{q} \frac{\vec{R} \times \vec{B}}{R^2 B^2} \quad (3.39)$$

in Abhängigkeit von R ausgedrückt, wobei R den Krümmungsradius beschreibt.

3.6 Ionenverteilung im linearen axialen Magnetfeld – das *Steady State Fluid Modell*

Wie im vorherigen Abschnitt beschrieben, ist das elektrische Feld verantwortlich für die Führung des Plasmas durch den Solenoid. In diesem Modell halten die elektrostatischen Kräfte die Ionen und die Elektronen zusammen [88]. Das führt eine Rotation des Plasmas herbei, die durch die $\vec{E} \times \vec{B}$ Drift und die diamagnetische Drift generiert wird. Die Ionen und Elektronen driften in die gleiche Richtung senkrecht zu $\vec{E}$ und $\vec{B}$ mit der Geschwindigkeit $\vec{v}_{\perp} = \frac{(\vec{E} \times \vec{B})}{B^2}$ und initiieren eine Rotation des Plasmas [11]. Ein rotierendes Plasma mit mehreren Spezies kann mit einem „*steady state fluid*“ Modell beschrieben werden [89]. Mit dem *Steady State Fluid Modell* lassen sich die radialen Dichtepprofile für verschiedene Ionenspezies in der Plasma Zentrifuge beschreiben [90]. Bei dem Modell wird angenommen, dass das Plasma vollständig ionisiert ist. Das Magnetfeld ist in diesem Modell so stark (1.3 kG), dass nicht nur die Elektronen sondern im Gegensatz zur vorherigen Annahme auch die Ionen magnetisiert sind. Die Elektronen sind bei solch hohen Magnetfeldstärken aufgrund ihrer geringen Masse so stark an die Magnetfeldlinien gebunden, dass es zu keiner radialen Diffusion der Elektronen nach außen kommt, d.h. das Dichteprofil der Elektronen ändert sich axial nicht. Die Ionen haben einen größeren Larmorradius und sind weniger stark an die magnetischen Feldlinien gebunden. Ionen-Elektronen-Kollisionen sind vernachlässigbar. Selbst wenn die Ionen nicht magnetisiert sind, entsteht aufgrund dieser räumlichen Verteilung der Elektronen und Ionen auch, wie im vorherigen Abschnitt beschrieben, durch Ladungsseparation im Plasma ein

radiales, sich selbst erhaltendes elektrisches Feld, welches zum Mittelpunkt gerichtet ist. Wegen der $\vec{E} \times \vec{B}$ Drift rotieren neben den Elektronen auch die Ionen als starrer Körper mit der Rotationsfrequenz ω_i um die Zentralachse, da sie ebenfalls magnetisiert sind. Im Folgenden wird gezeigt, dass sich in diesem Model die Elektronenfrequenz leicht von der Ionenfrequenz unterscheidet und die verschiedenen Ionen mit derselben Frequenz rotieren.

Unter Vernachlässigung der azimuthalen und der axialen Gradienten lassen sich die radialen Komponenten der Momentengleichung der Elektronen in Zylinderkoordinaten mit $\vec{B} = (0, 0, B_z)$ beschreiben als

$$\underbrace{\frac{-M_e V_{\theta e}^2}{r}}_{\text{Zentrifugal Kraft}} = \underbrace{-e(E_r + V_{\theta e} B_z)}_{\text{Lorentzkraft}} - \underbrace{kT \frac{d}{dr} (\ln n_e)}_{\text{Druckgradient}}. \quad (3.40)$$

Für die Ionen ergibt sich gleichermaßen:

$$\underbrace{\frac{-M_i V_{\theta i}^2}{r}}_{\text{Zentrifugal Kraft}} = \underbrace{-Z_i(E_r + V_{\theta i} B_z)}_{\text{Lorentzkraft}} - \underbrace{kT \frac{d}{dr} (\ln n_i)}_{\text{Druckgradient}}. \quad (3.41)$$

Hierbei sind M_e und M_i wieder jeweils die Massen der Elektronen und Ionen, e die Elementarladung der Elektronen, und Z_i die Ladung der Ionen der Spezies i . In einem starren Rotor mit $V_{\theta i} = \omega_i r$, wobei $V_{\theta i}$ die Tangentialbeschleunigung ist, wird der Druck p_i von jeder Spezies als ein Skalar angenommen und über die Gleichung

$$p_i = n_i kT \quad (3.42)$$

ausgedrückt. Das k steht hier für die Boltzmann Konstante und T für die Temperatur. Diese kann auf 1 eV abgeschätzt werden [26].

Nach Modifikation ergibt sich für die radiale Komponente der Momentengleichung für die Elektronen

$$-n_e M_e \omega_e^2 r = -n_e e(E_r + \omega_e r B_z) - \frac{dp_e}{dr} \quad (3.43)$$

und für die Ionen

$$-n_i M_i \omega_i^2 r = -n_i e(E_r + \omega_i r B_z) - \frac{dp_i}{dr} \quad (3.44)$$

in der die Zentrifugalkraft im Gleichgewicht zur Lorentzkraft, elektrostatischen Kräften und dem Druckgradienten steht. ω_i und ω_e sind jeweils die Frequenzen mit denen der starre Körper rotiert.

3 Theoretische Grundlagen

Aus Gleichung (3.44) ergibt sich nach der Umformung in die allgemeine quadratische Form

$$0 = \omega^2 + \underbrace{\frac{Z_i e B}{M_i}}_p \omega + \underbrace{\frac{Z_i e E_r}{M_i r} - \frac{dp_i}{dr n_i M_i r}}_q \quad (3.45)$$

für ω_i mit der p-q Formel mit der Zyklotronfrequenz der Ionen: $\Omega = p = \frac{Z_i e B}{M_i}$,

$$\omega_i = -\frac{\Omega}{2} \pm \sqrt{\frac{\Omega^2}{4} + \frac{\Omega E_r}{r B} + \frac{dp_i \Omega}{dr n_i B e Z_i}} \quad (3.46)$$

$$\overleftrightarrow{E_r = -\frac{d\Phi}{dr}, \quad p_i = n_i kT \quad \text{und} \quad \frac{dn}{n_i} = \ln(n_i)} \quad (3.47)$$

$$\omega_i = -\Omega \left[\frac{1}{2} \pm \frac{1}{2} \sqrt{1 + \frac{4}{\Omega B} \left(\frac{1}{r} \frac{d\Phi}{dr} + \frac{kT}{Z_i e r} \frac{\ln(n_i)}{dr} \right)} \right] \quad (3.48)$$

Da eine quadratischen Gleichung immer zwei Lösungen hat, ergeben sich für ω_i aus der p-q-Formel zwei Lösungen für ω_i und es werden im Allgemeinen zwei Fälle unterschieden. Sei der Term unter der Wurzel $\frac{4}{\Omega B} \left(\frac{1}{r} \frac{d\Phi}{dr} + \frac{kT}{Z_i e r} \frac{\ln(n_i)}{dr} \right) \leq 1$. Für die positive Wurzel ist in dem einem Fall die Rotationsfrequenz Ω_i des starren Körpers kleiner als die Ionen-Zyklotronfrequenz ($|\omega_i/\Omega_i| \ll 1$). Hier liegt nach Geva et al. ein niedrigfrequentes Equilibrium vor. Im anderen Fall, der sich ergibt, wenn man die negative Wurzel betrachtet, ist $|\omega_i/\Omega_i| \sim 1$ und es liegt ein hochfrequentes Equilibrium vor. Die Rotationsfrequenz des starren Körpers entspricht somit der Zyklotronfrequenz der Ionen um die magnetischen Feldlinien.

Im Fall des hochfrequenten Equilibriums rotieren die Ionen entgegengerichtet zu ihrer Zyklotron-Bewegung und im Fall des niedrigfrequenten Equilibrium führen die Ionen die $\vec{E} \times \vec{B}$ Drift aus, die durch die Zentrifugalkraft und Druckgradienten leicht verändert wird [91]. In experimentellen Untersuchungen wurden jedoch nur niedrigfrequente Moden beobachtet, bei denen die Ionen mit Frequenzen rotieren, die unter der Zyklotronfrequenz liegen.

Die Gleichung kann auch modifiziert herangezogen werden, um die Rotationsfrequenz der Elektronen zu bestimmen. Maßgeblich ist dabei, dass die Masse von Elektronen vernachlässigt werden kann. Dies zeigt sich in Gleichung (3.43), in der der Term auf der linken Seite entfällt, da für $M_e \approx 0$ gilt und daher Null eingesetzt wird. Damit ergibt sich die lineare Gleichung

$$0 = \underbrace{-n_e e r B}_{a} \omega - \underbrace{n_e e E_r - \frac{dp_e}{dr}}_{-b}, \quad (3.49)$$

die mit (3.47) nach ω_e aufgelöst werden kann zu

$$\omega_e = \frac{1}{B} \left(\frac{1}{r} \frac{d\Phi}{dr} - \frac{kT}{er} \frac{d \ln(n_e)}{dr} \right). \quad (3.50)$$

Daraus folgt für die azimuthalen Rotationsfrequenzen, dass $\omega_i \neq \omega_e$. Die Rotation der Ionen unterscheidet sich von der Rotation der Elektronen. Elektronen und Ionen besitzen also unterschiedliche azimuthale diamagnetische Geschwindigkeiten. Während die Elektronen zusammen mit der diamagnetischen Drift eine nahezu vollkommene $\vec{E} \times \vec{B}$ Drift ausüben, rotieren die Ionen, als Antwort auf das Gleichgewicht aller Kräfte mit niedrigerer Frequenz als die Elektronen, da die nach außen wirkende Zentrifugalkraft und der Druckgradient entgegen wirken. Dabei ist der azimuthale diametrische Strom, der durch die unterschiedliche Bewegung von Elektronen und Ionen generiert wird, verantwortlich für die radiale begrenzende Kraft auf die Ionen gegen die Zentrifugalkraft und den Druckgradienten, welche radial nach außen wirken. Die Dichteverteilung der Ionen wird also radial durch ein Gleichgewicht aus dem Druckgradienten, Zentrifugalkräften, elektrostatischen Kräften und der Lorentzkraft bestimmt [90].

Da die Teilchen im Plasma Kollisionen ausgesetzt sind, führt die Thermalisierung der Ionen und Elektronen zu einheitlichen Temperaturen für alle Spezies. Dabei wird angenommen, dass die Temperatur der Ionen unabhängig von der Zeit und den Raumkoordinaten ist.

Aus Gleichung (3.44) folgt mit $E_r = -\nabla\Phi(r)$ nach Integration über r und unter der Voraussetzung, dass $M_e/M_i \ll 1$ ist

$$\ln(n_i(r)) = \frac{e}{kT} \left(\Delta\Phi + \frac{r^2}{2e} M_i \omega_i^2 - \frac{r^2}{2} \omega_i B \right) + C \quad |e^{\quad}, \quad (3.51)$$

3 Theoretische Grundlagen

wobei $\Delta\Phi = \Phi(0) - \Phi(r)$ die Potentialdifferenz zwischen $r = 0$ und $r = r$ ist. Daraus ergibt sich die radiale Verteilung der Ionenspezies, die durch das Boltzmannsgesetz gegeben ist [90]:

$$n_i(r) = \exp\left(\frac{e}{kT}\left(\Delta\Phi + \frac{r^2}{2e}M_i\omega_i^2 - \frac{r^2}{2}\omega_i B\right)\right) \cdot \overbrace{n_i(0)}^{\exp(C)}, \quad (3.52)$$

$n_i(0)$ ist die Dichte entlang der Mittelachse mit $r = 0$. Für die Elektronendichte ergibt sich analog zu vorherigen Umformungen mit $M_e \ll M_i$ mit vernachlässigbarem Masseterm folgende Verteilung:

$$n_e(r) = \exp\left(\frac{e}{kT}\left(\Delta\Phi - \frac{r^2}{2}\omega_i B\right)\right) \cdot n_e(0). \quad (3.53)$$

Aus den Gleichungen (3.52) und (3.53) geht aufgrund der Quasineutralität und der Achsensymmetrie hervor, dass $\Delta\Phi = -ar^2$, d.h. $\Phi(r) = \Phi(0) + ar^2$ ein parabolisches radiales Profil haben muss und somit quadratisch vom Radius abhängt:

$$\omega = \frac{V_\theta}{r} \approx \frac{1}{Br} \frac{d\Phi}{dr} = \frac{1}{Br} \frac{d(br^2 + \Phi_0)}{dr}. \quad (3.54)$$

Die Ionendichte ist also eine radiale Gauß'sche Verteilung quer durch den Plasmaschlauch im Filter:

$$n_i(r) = n_i(0) \exp(-\eta r^2) \quad (3.55)$$

$$\text{mit } \eta = \frac{Z_i}{2kT} \left[2a - \omega_i B_z \left(1 + \frac{\omega_i}{\Omega_i} \right) \right]. \quad (3.56)$$

3.7 Separation im linearen axialen Magnetfeld

Wenn mehrere Ionenspezies vorliegen, kommt es zu Ionen-Ionen-Kollisionen zwischen den jeweiligen Spezies unterschiedlicher Masse oder Ladung. Kollisionen der Ionen verschiedener Spezies untereinander führen zu einer zentrifugalen Neuverteilung der isotopischen Massen und Ionisationszuständen. Daraus resultiert eine radiale Diffusion, die zu einer einheitlichen Rotationsfrequenz ω_i für alle Ionenspezies führt [92]. Aufgrund der Tatsache, dass jede Ionenspezies ihr individuelles Gauß'sches Dichteprofil hat, führt das Verhältnis der jeweiligen n_i zu einer Separation zwischen den verschiedenen

Ionenspezies. Die radiale Separation zwischen zwei Isotopen in dem Plasmaschlauch ist unabhängig vom Radius gegeben durch das Verhältnis der jeweiligen Dichteverteilungen

$$\left(\frac{n_2^{Z_1}}{n_1^{Z_2}}\right)_r = \left(\frac{n_2^{Z_1}}{n_1^{Z_2}}\right)_0 \exp\left(\frac{Z_1 M_2 - Z_2 M_1}{2kT} \omega^2 r^2\right). \quad (3.57)$$

Die Separation hängt somit von der Rotationsfrequenz ω_i und der Temperatur in der Plasmasäule ab. Die Rotationsfrequenz ω ist dabei proportional zum magnetischen Feld $\vec{B}$ und steigt daher linear mit dem magnetischen Feld an. Die Rotationsgeschwindigkeit hat die gleiche Richtung und liegt in der gleichen Größenordnung wie die $\vec{E} \times \vec{B}$ Drift. Die Rotationsfrequenzen des starren Körpers erreichen bis zu 10^5 rad/s und führen zu einer zentrifugalen Separation zwischen den Isotopen und Elementen verschiedener Massen. Das elektrische Feld ist proportional zum Quadrat des magnetischen Feldes B^2 .

Der charakteristische Radius der Plasmasäule r_0 ist dahingegen antiproportional zum magnetischen Feld von $r_0 = \frac{1}{B}$ [92] und nimmt somit mit ansteigender magnetischer Feldstärke ab. Die Menge des angereicherten Materials, das gesammelt wird, ist außerdem abhängig vom charakteristischen Radius r_0 . Der Anreicherungsgrad steigt exponentiell mit dem Quadrat des Abstandes zum Mittelpunkt an.

Um den Separationsfaktor zu vergrößern, muss das radiale elektrische Feld im Plasmaschlauch vergrößert werden [90]. Für gleiche Ladungen $Z_1 = Z_2$ ergibt sich die folgende einfachere Darstellung

$$\left(\frac{n_2}{n_1}\right)_r = \left(\frac{n_2}{n_1}\right)_0 \exp\left(\frac{\Delta M \omega_i^2 r^2}{2kT}\right). \quad (3.58)$$

Der Anreicherungsfaktor ist somit definiert als

$$\left(\frac{n_2}{n_1}\right)_r / \left(\frac{n_2}{n_1}\right)_0 = \exp\left(\frac{\Delta M \omega_i^2 r^2}{2kT}\right). \quad (3.59)$$

Dabei ist der Koeffizient von r^2 im Exponenten der Gleichung (3.58) und (3.59) der Separationsfaktor

$$\alpha = \frac{\Delta M \omega_i^2}{2kT} \quad (3.60)$$

[93]. Bei Rotationsfrequenzen von typischerweise $1,5 \times 10^5$ rad/s und Temperaturen von 2 eV ergibt sich beispielsweise theoretisch ein Separationskoeffizient bei ^{25}Mg und ^{26}Mg von 60 bis 120 m^{-2} .

3.8 Zusammenfassende Bewertung der theoretischen Grundlagen

Auf Basis der in diesem Kapitel durchgeführten theoretischen Betrachtungen und gemäß der entsprechend hergeleiteten Gleichungen lassen sich die während des Beschichtungsvorganges ablaufenden Prozesse für die in dieser Arbeit betrachtete Plasmaführung im linearen und gekrümmten Magnetfeld beschreiben.

Die Trajektorien von in dem Plasma enthaltenen Ionen und Elektronen lassen sich durch die Anwendung magnetischer Felder beeinflussen. Diese werden in Abhängigkeit der Magnetfeldstärke und ihres Masse-zu-Ladung-Verhältnisses auf Kreisflugbahnen gezwungen. Dabei sind die Larmorradien von Elektronen signifikant kleiner als die der Ionen.

Diese Möglichkeit zur Beeinflussung der Trajektorien von einzelnen Teilchen birgt das Potential, das gesamte Plasma zu kollimieren und entlang eines axial-symmetrischen Magnetfeldes zu leiten. Ebenso lässt sich ein gekrümmter Plasmafluss einstellen. Dabei genügt es für eine Magnetisierung der Elektronen ausreichende Magnetfeldstärke bereitzustellen. Die Magnetisierung der Elektronen führt zu einer Ladungsseparation innerhalb des quasineutralen Plasmas, wodurch ein sich selbst erhaltendes $\vec{E}$ -Feld induziert wird. Während die Elektronen so unmittelbar an die axialen Magnetfeldlinien gebunden werden, wird der Ionenfluss maßgeblich durch das von Elektronen induzierte elektrische Feld gelenkt. Magnetische Felder sind so nur mittelbare Ursache für die Führung des gesamten Plasmas. Es ist dann zu erkennen, dass sich innerhalb der Spule eine gaußförmige Kollimation des Plasmas einstellt.

Durch die Kombination des aus der Ladungstrennung resultierenden elektrischen Feldes und den magnetischen Feldern wird eine $\vec{E} \times \vec{B}$ Drift innerhalb des Plasmas herbeigeführt. Die $\vec{E} \times \vec{B}$ Drift versetzt die im Plasma enthaltenen Komponenten und damit das gesamte Plasma in Rotation um die Symmetrieachse. Die zentrifugalen Effekte der Rotation verursachen eine radiale Verteilung der Ionen im Plasma und letztlich eine räumliche Trennung der Spezies.

Unter Berücksichtigung der aus der Theorie abgeleiteten Erkenntnisse lässt sich nun eine Vorgehensweise für einen sinnvollen experimentellen Aufbau ableiten, mit dem sich praktische Nachweise einer Phasenseparation erbringen lassen. Auf Basis dieser theoretischen Betrachtungen ergibt sich insbesondere, dass axiale Magnetfelder zur Führung des Plasmastroms geeignet sind. Axiale magnetische Felder können von stromdurchflossenen Solenoiden erzeugt werden. Bei der Anwendung von gekrümmten Magnetfeldlinien sind zusätzliche Zentrifugalkräfte sowie eine eventuell auftretende partielle Inhomogenität innerhalb des Magnetfelds zu berücksichtigen. Insgesamt sind die Parameter eines Solenoids dahingehend zu wählen, dass zumindest die Elektronen magnetisiert werden. Für eine Trennung von unterschiedlichen Spezies sind eine hohe Massendifferenz sowie die Rotationsfrequenz maßgeblich.

Der praktische Nachweis einer Führung des Plasmas im IBS-Verfahren einschließlich der theoretisch prognostizierten Phänomene und die Anwendbarkeit zur Realisierung phasenseparierender Prozesse innerhalb des IBS-Verfahrens wird nachfolgend im Experiment erbracht.

4 Experimenteller Aufbau

Im Folgenden wird der Versuchsaufbau beschrieben. Die dafür erforderliche Beschichtungsanlage wurde speziell für dieses Forschungsvorhaben konstruiert und ist somit auf die Erfordernisse der Phasenseparation optimiert.

4.1 Beschreibung der eingesetzten Beschichtungsanlage

In Rahmen dieser Forschungsarbeiten steht eine IBS-Beschichtungsanlage zur Verfügung, die im Hinblick auf die Vereinbarkeit mit den durchzuführenden Untersuchungen als ein Dreikammersystem konzipiert wurde (**Abb. 4.1**). Dieses Kammersystem besteht aus der Prozesskammer, der Beschichtungskammer und der Loadlockkammer. Die Beschichtungsanlage stellt in ihrer Bauweise einen konventionellen IBS-Prozess zur Verfügung und ist für vielfältige Modifizierungen ausgelegt.



Abb. 4.1 Foto der Beschichtungsanlage

Die Prozesskammer ist mit einem Vakuumsystem versehen, das aus zwei Turbopumpen und einer Polycold-Kryofalle sowie zwei quasi ölfreien Vor-

pumpen (Revo Dry 50 S und 50 SM) besteht. Die Pumpen sind in der Lage, ein Endvakuum von bis zu 2×10^{-8} mbar zu generieren. Alle Kammern lassen sich mittels Großschieberventilen trennen oder verbinden, und das Vakuumsystem ist so konzipiert, dass jede Kammer autark betrieben werden kann. Somit können die Vorexperimente in der Prozesskammer durchgeführt werden, ohne das gesamte Kammersystem evakuieren zu müssen. Die Prozesskammer ist mit der Ionenstrahlquelle, dem Neutralisator sowie einem relativ zum Ionenstrahl verschiebbaren Zwei-Zonen-Targettisch mit gekühltem, auf einem Targethalter arretiertem Target bestückt. Der Targethalter ist auf einer motorisierten Linearführung am Boden des Rezipienten fixiert, die eine Einstellung der Höhe der Targets, eine automatische Einstellung des Winkels sowie die seitliche Verschiebung der Targets ermöglichen. Je nach relativer Position des Targets zum Ionenstrahl können so unterschiedliche Anteile zweier Beschichtungsmaterialien gleichzeitig in den Ionenstrahl eingebracht werden. Dies ermöglicht die Einstellung eines festen Materialmischverhältnisses [94], welches je nach Ionenstrahlbedeckung auf den Targets entsprechend angepasst werden kann. Der Abstand des Targets zur Ionenquelle beträgt ca. 30 cm.

Zur Erzeugung des Ionenstrahls kommt eine induktiv gekoppelte RF-Ionenstrahlquelle (Veeco High Power 16 cm) mit Anregung im MHz-Bereich, die über ein Extraktionsgitter verfügt, zum Einsatz. Diese beruht auf dem Verfahren der RF-Ionisation. Die Quelle stellt ein breites Energiespektrum im Bereich von 100 mA bis 1000 mA und 200 V bis 1500 V zur Verfügung. In das Plasmagefäß wird während des Betriebs eine RF Leistung von ca. 240 W bei einer Frequenz von 13,4 MHz eingekoppelt [95]. Als Arbeitsgas wird hier Argon verwendet. Standardwerte für den Massefluss von Argon liegen bei 23 sccm². Die Quelle wird in Verbindung mit dem Neutralisator, der ebenfalls mit einer RF-Entladung arbeitet, betrieben. Dieser stellt freie Elektronen zur Verfügung, die in den Ionenstrahl injiziert werden, um einer coulombkraftbedingten Aufweitung des Ionenstrahls entgegenzuwirken und so den Strahl unter Raumladungsaspekten neutral erscheinen lassen [70] [95]. Der Neutralisator koppelt im laufenden Betrieb bei einem Massefluss von 6 sccm Argon eine Leistung von ca. 40 W ein [95]. Der aus dem Neutralisator extrahierte Elektronenstrom wird abhängig von dem aus der Ionenquelle extrahierte Ionenstrom auf einen festen Prozentsatz geregelt. Werkseitig voreingestellt sind 125 %. Theoretisch kann die

² Unter der Einheit Standardkubikzentimeter (sccm) versteht man ein Gasvolumen von 1 cm³, welches unter Normalbedingungen (0° C und 1013,25 mbar) nach DIN 1343 mittels zugehöriger Normdichte in einen Teilchen bzw. Massenstrom umgerechnet werden kann [122].

4 Experimenteller Aufbau

Neutralisation zwischen 0 und 200 Prozent variiert werden. Als weiteres Prozessgas kann Sauerstoff dem Prozess optional zugeführt werden. Dieses kann zum einen dem Prozess reaktiv aktiviert als Sputtergas zugeführt werden, welches für das Aufrechterhalten des Plasmas verwendet werden kann, wenn die Argonzufuhr reduziert wird. Zum anderen kann der Sauerstoff nichtaktiviert über eine seitliche Gaszufuhr in den Rezipienten geleitet werden. In diesem Fall ist der Sauerstoff neutral. Der Standardparametersatz für den Massefluss der Gase wird mit folgender Notation angegeben, die im Rahmen dieser Arbeit eingeführt wird:

$$\underbrace{6 \text{ sccm}}_{Ar_{Neutr}} - \underbrace{23 \text{ sccm}}_{Ar_{Quelle}} - \underbrace{20 \text{ sccm}}_{O_2 \text{ Quelle}} - \underbrace{0 \text{ sccm}}_{O_2 \text{ seitlicher Einlass}}$$

Dabei gibt die Hintereinanderreihung der Zahlen den Gasfluss in Standardkubikzentimeter (sccm) in oben genannter Reihenfolge an. Über der Prozesskammer befindet sich die Beschichtungskammer. In der Beschichtungskammer finden die Beschichtungsprozesse nur statt, wenn der vollständige Separator für die Beschichtung verwendet wird. Die Beschichtungskammer ist mit Kryopumpen ausgestattet, um auch die Beschichtungskammer getrennt von den anderen Kammern betreiben zu können und die Turbomolekularpumpen bei dem Evakuieren des Kammervolumens von mehr als 2 m³ zu unterstützen.

An die Beschichtungskammer ist die Loadlockkammer angeflanscht, die in Verbindung mit dem Loadlocksystem einen Probenwechsel erlaubt, ohne dass das Vakuum in den großvolumigen Prozess- und Beschichtungskammern gebrochen werden muss. Im Rahmen dieser Arbeit ist das Loadlocksystem nicht erforderlich und wird daher nicht genutzt.

In die Prozesskammer sowie in die Beschichtungskammer sind darüber hinaus die experimentellen Separatorkonzepte implementiert. Eine detaillierte Beschreibung des Separators erfolgt in **Kapitel 4.3**.

Im Verlauf der Arbeit werden zwei IBS-Anlagen verwendet, die als Referenzbeschichtungsanlagen hinzugezogen werden. **Abb. 4.2 a)** zeigt die Referenzanlage 1. Dabei handelt es sich um eine konventionelle IBS-Anlage. Der Abstand zwischen der Ionenquelle und dem Target beträgt 30 cm. Die Kalotte ist 15 cm vom Target entfernt. Die Anlage verfügt über ein Loadlocksystem, mit dem das Vakuum nach Ende des Beschichtungsprozesses

aufrechterhalten werden kann, während die Proben gewechselt werden. Die zweite Referenzanlage ist in **Abb. 4.2 b)** abgebildet. Sie verfügt über eine 6 cm Veeco Ionenquelle, die ebenfalls 30 cm von dem Target entfernt ist. Die Anlage weist ansonsten die gleichen technischen Spezifikationen wie die Referenzanlage 1 auf.

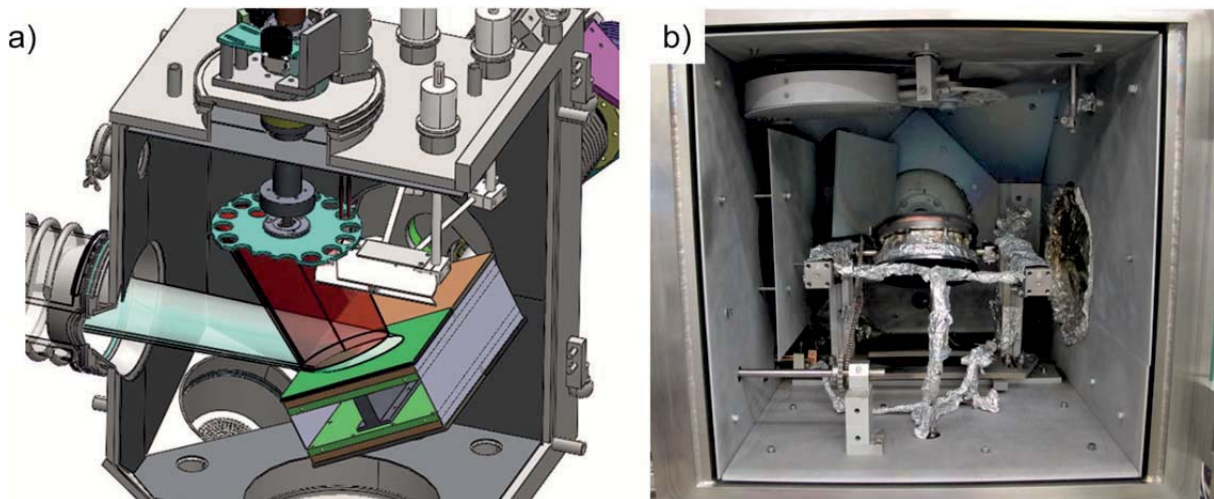


Abb. 4.2 a) Referenzbeschichtungsanlage 1 b) Referenzbeschichtungsanlage 2

4.2 Vergleich verschiedener Separatorkonzepte

Zur Realisierung einer Separation werden zwei Möglichkeiten der Einflussnahme auf das Plasma eruiert. Grundsätzlich werden Hartferritmagnete in Erwägung gezogen, die ein permanentes Magnetfeld zur Verfügung stellen sowie elektromagnetische Solenoide, deren Magnetfeldstärke sich über den Stromfluss regeln lässt. Da verschiedene Instrumente zur Bereitstellung magnetischer Felder Anwendung finden können, sind diese auf ihre individuellen Eigenschaften hin zu überprüfen. Der Verlauf der magnetischen Feldlinien sowie die magnetische Feldstärke bedürfen besonderer Berücksichtigung, da diese gemeinsam die entscheidenden Faktoren für die Manipulation der Trajektorien der Beschichtungsmaterialien darstellen. Instrumente, die axiale Magnetfelder generieren, eignen sich dahingegen, wie in entsprechenden Versuchen von Aksenov belegt wurde [8] [9]. Ein solches axiales Magnetfeld kann auf verschiedene Weise erzeugt werden. Daher ist jeweils zu überprüfen, ob einzelne Methoden zur Separation von Komponenten des Beschichtungsmaterials überhaupt auf das Ionenstrahlzerstäubungsverfahren übertragen werden können.

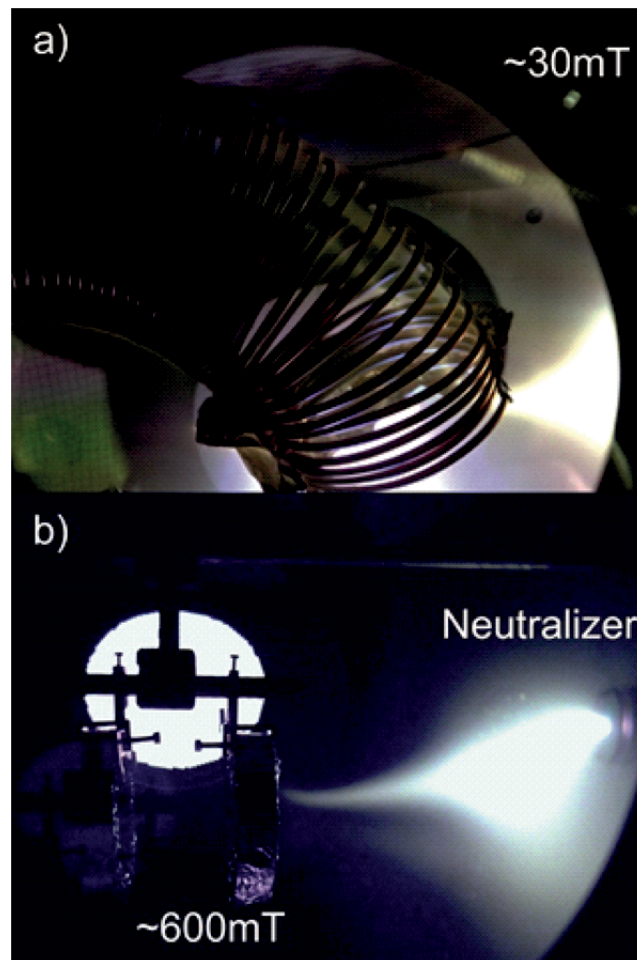


Abb. 4.3 Elektronenbegrenzung durch
a) einen stromdurchflossenen Solenoid
b) Hartferritmagnete

4.2.1 Hartferritmagnete

Zur Erzeugung von axialen Magnetfeldern kommt zunächst die Verwendung von aneinandergereihten Ring-Hartferrit-Magneten in Betracht. Dieser Aufbau hat den Vorteil, dass die Magneten ein permanentes Magnetfeld erzeugen und somit einen sehr einfachen Aufbau gestatten. Es ist auch nicht erforderlich, große elektrische Leistungen im Vakuum zu beherrschen, wie dies bei Elektromagneten der Fall ist. Die magnetische Feldstärke von Hartferritmagneten liegt in einem Bereich von 200 mT bis 600 mT. Bedingt durch das zur Erstellung verwendete Sinter-Verfahren beträgt der maximale Innendurchmesser 12 cm. Zur Erzeugung von axialen Magnetfeldlinien können mehrere sich anziehende Ringe mit Teflonstiften voneinander auf Abstand

gehalten werden. Die Magnetfeldlinien der einzelnen Hartferrit Magneten überlagern sich dann, sodass es im Inneren der Anordnung zu einer Superposition der Magnetfeldlinien kommt. Im Inneren des Solenoids verlaufen die Feldlinien dann parallel axial und bilden ein starkes magnetisches Feld. Dahingegen herrscht außen um die Anreihung der Hartferritmagnete ein schwächeres Magnetfeld, da sich die Feldlinien hier auffächern. Im Bereich der Öffnungen des Hartferritsolenoids, also am Eingang und Ausgang, ist das Magnetfeld dementsprechend stärker, da sich die magnetischen Feldlinien verdichten.

Bei Anwendung der Formel für den Larmorradius, lässt sich mit $r = \frac{mv}{qB}$ und der Masse der Elektronen $m_e = 9,1 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$ berechnen, dass der Larmorradius bei einem Magnetfeld der Stärke 300 mT einem Wert von 0,5 mm entspricht, wenn man eine Energie der Elektronen von 60 eV annimmt, was einer Geschwindigkeit von $2,64 \cdot 10^6 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ entspricht. Die Elektronen werden somit im Inneren des aneinander gereihten Hartferritmagnets auf eine Kreisbahn mit einem Radius von 0,5 mm gelenkt. Dieser ist so gering, dass die Elektronen in ihrer Bewegung drastisch beschränkt sind und so viel Energie verlieren, dass sie das Innere des Solenoids nicht erreichen. Der Gradient des Magnetfeldes ist zudem sehr hoch. Folglich werden die Elektronen durch den Magnetflascheneffekt ausgebremst. **Abb. 4.3 b)** zeigt ein Foto eines Experimentes mit Hartferritmagneten. Ein Einbringen eines axialen Magnetfeldes durch eine Aneinanderreihung von Hartferritmagneten während des Beschichtungsprozesses zeigt zwar eine Begrenzung der Elektronen entlang der äußeren Magnetfelder, jedoch erreicht auch das Plasma nicht das innere axiale Magnetfeld der Hartferritmagnete und kann damit nicht durch die Ringe geführt werden.

4.2.2 Elektromagnetische Solenoide

Ein anderer Ansatz, axiale Magnetfelder zu erzeugen, ist mit der Verwendung von stromdurchflossenen Solenoiden gegeben. Diese haben den Vorteil, dass sich die Magnetfeldstärke H durch die Stromstärke I einstellen lässt. Solenoide gibt es wiederum in mehreren Varianten. Anhand der Formel $H = I \frac{n}{l}$ lässt sich der wechselseitige Einfluss der Spulenstromstärke I und Windungszahl n auf die Magnetfeldstärke entnehmen. Grundsätzlich tragen höhere Windungszahlen und Stromstärken jeweils zu höheren Magnetfeldstärken bei. Zur Erzeugung eines axialen Magnetfeldes mit einem Solenoid können

demnach entweder viele Windungen pro Spulenlänge l unter Verwendung geringer Stromstärken, oder alternativ wenige Windungen, an denen hohe Ströme anliegen, zum Einsatz kommen. Dem ohmschen Gesetz zu Folge gehen jedoch mit der Verwendung einer hohen Windungszahl auch hohe Betriebsspannungen einher. Daher sowie aufgrund der einfacheren technischen Umsetzung werden in dieser Arbeit ausschließlich Solenoide mit wenigen Windungen unter Verwendung starker Ströme verwendet. In diesem Fall können Spulen aus Kupferrohren verwendet werden, die im Inneren wasserdurchflossen sind und bis zu 10 kW an Verlustleistung pro Spule abführen können. **Abb. 4.3 a)** zeigt einen stromdurchflossenen Solenoid, der ein Magnetfeld von ca. 30 mT zur Verfügung stellt. Die Elektronen werden entlang der Magnetfeldlinien in das Innere des Solenoids geleitet und bilden somit eine Grundlage für das Führen (engl.: Guiding) des ionisierten Plasmastroms. Anhand von diesem Spulenaufbau wurden Pionierarbeiten bezüglich der Übertragbarkeit des Separationskonzeptes auf den IBS-Prozess durchgeführt, jedoch war der Aufbau für folgende Versuchsreihen nicht tragbar, da die Reproduzierbarkeit durch die Beweglichkeit der Spule während einzelner Messreihen nicht gegeben war. Im Folgenden wird der spezifische Aufbau der verwendeten Konzepte beschrieben.

4.3 Aufbau des Separators

Der magnetische Separator besteht aus der Transferspule und der gekrümmten Separationsspule, die in genannter Reihenfolge hintereinander geschaltet werden können. Da die Spulen separat betrieben werden können, ist es möglich, den Separator in zwei verschiedenen Konfigurationen zu verwenden, die beide in **Abb. 4.4 a)** und **b)** schematisch dargestellt sind. Die erste Konfiguration basiert auf der Verwendung der geraden Transferspule (**Abb. 4.4 a)**. Diese besteht aus einer um einen Quarzzyylinder gewickelten Zylinderspule. Die Spule wurde mit ca. 20 Windungen aus einem 8 mm Kupferrohr gewickelt, der mit Teflonschlauch isoliert ist.

Die Stromzufuhr wird durch ein stabilisiertes Starkstromnetzteil [E&A] bereitgestellt, welches einen maximalen Strom von 340 A zur Verfügung stellt. Der Spulenstrom kann stufenlos von 0 A bis 340 A variiert werden und damit ein Magnetfeld mit der maximalen Stärke von 60 mT erzeugen. Der Quarzzyylinder sorgt für die Stabilität der Spule und kann für Reinigungszwecke gewechselt werden. Die gerade Spule ist 6 cm über dem Target arretiert, ist 30 cm lang und bildet zur Target-Normalen einen Winkel von 20°. Dabei

existiert zwischen dem Target und dem Ende der Spule noch eine Sichtverbindung. Da sich die Transferspule ausschließlich in der Prozesskammer befindet, können Untersuchungen zu phasenseparierenden Effekten bereits unter Ausschluss des übrigen Kammersystems in der Prozesskammer durchgeführt werden. Die Hintereinanderschaltung der Transferspule und der gekrümmten Spule und die damit verbundene räumliche Erweiterung des Magnetfeldes stellt die zweite Konfiguration dar (**Abb. 4.4 b**).

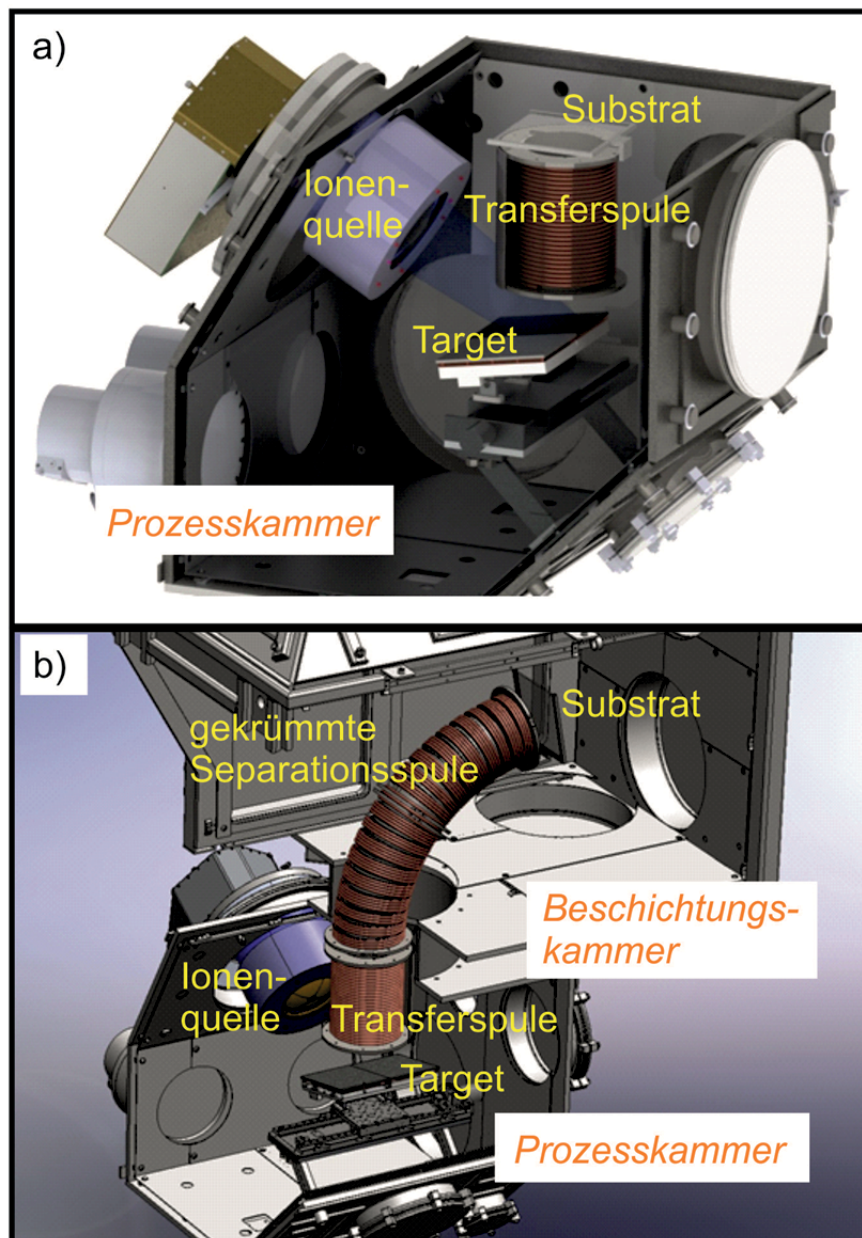


Abb. 4.4 Schematische Darstellung von
a) Konfiguration 1: Separator mit Sichtverbindung Target-Substrat
b) Konfiguration 2: Separator ohne Sichtverbindung Target-Substrat

4 Experimenteller Aufbau

Die gekrümmte Spule weist einen Krümmungsradius von 1,5 Metern sowie eine Länge von 40 cm auf. Hier ist eine Sichtverbindung vom Target zum Substrat ausgeschlossen. Die gekrümmte Spule befindet sich in der darüber liegenden Beschichtungskammer. Die Prozess- und die Beschichtungskammer werden durch das sogenannte Gateventil getrennt. Sofern dieses geöffnet ist, kann die gekrümmte Spule direkt über der geraden Spule mit einem Senkmechanismus abgesetzt werden, sodass das Magnetfeld der ersten Spule durch die zweite gekrümmte Spule weitergeführt wird. Dieser Hebemechanismus der gekrümmten Spule ermöglicht ein separates Abpumpen der beiden Kammern und beschleunigt so den Evakuierungsprozess.

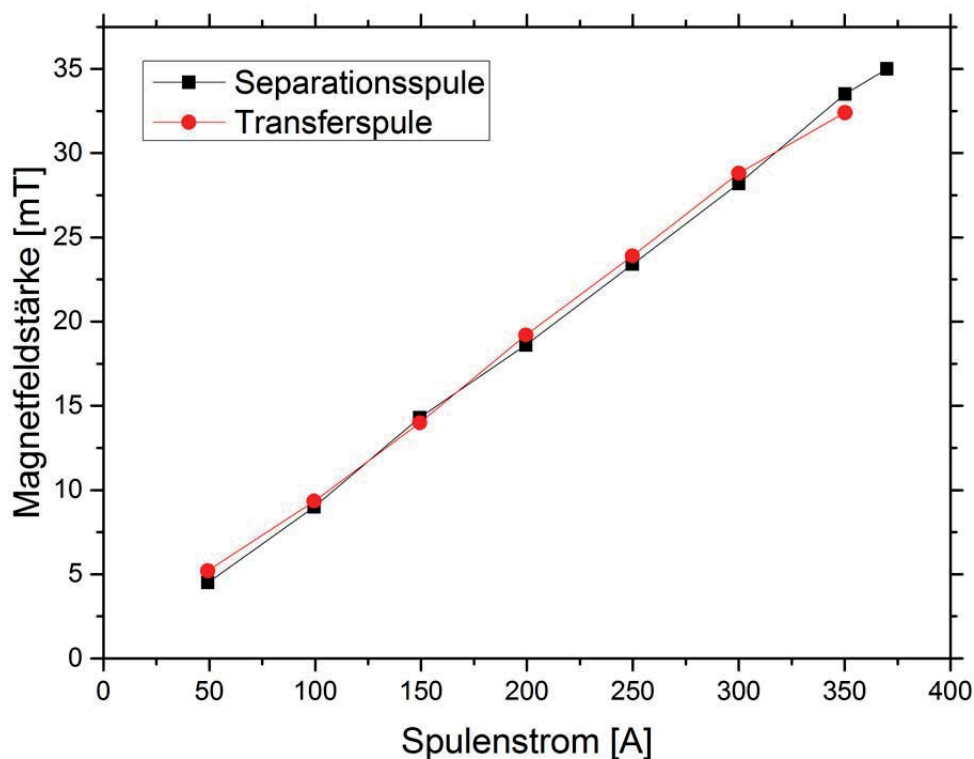


Abb. 4.5 Gemessener Zusammenhang zwischen Spulenstrom und Magnetfeldstärke der Separationsspule sowie der Transferspule

Das Netzteil der gekrümmten Spule ist auf einen maximalen Strom von 510 A und eine Maximalleistung von 10 kW ausgelegt. Die beiden Spulen werden parallel gekühlt. **Abb. 4.5** zeigt den Zusammenhang zwischen dem an die Spule angelegten Strom und dem magnetischen Feld im Inneren der Separationsspule sowie der Transferspule.

Nach der geraden Spule sowie nach der gekrümmten Spule können optional je nach Konfiguration Substrathalterungen angebracht werden. Somit ist es möglich die laterale Verteilung hinter dem linearen axialen Magnetfeld sowie hinter dem gekrümmten Magnetfeld zu bestimmen.

4.4 Beschichtungsmaterialien

Die moderne optische Dünnschichttechnik stellt ein großes Spektrum an Beschichtungsmaterialien für die optische Dünnschichttechnologie zur Verfügung. Im Folgenden wird auf einige ausgewählte Beschichtungsmaterialien eingegangen. Typische Vertreter für hochbrechende Schichten sind TiO_2 oder Ta_2O_5 , wobei SiO_2 als niedrigbrechendes Material gilt. Oft werden als Targetmaterial Oxide benutzt. In diesen Forschungen wurde jedoch ausschließlich mit rein metallischen Targets in einem reaktiven Prozess gearbeitet. Daraus ergeben sich einige Vorteile. Beispielsweise kann man zum einen damit eine höhere Beschichtungsrate und zum anderen eine gezielt einstellbare Schicht-Stöchiometrie erreichen. Außerdem hat sich herausgestellt, dass TiO_2 Schichten, die mit metallischen Targets unter Hinzufügung von reaktivem Sauerstoff hergestellt worden sind, hinsichtlich der optischen Eigenschaften von besserer Qualität zeugen [70].

Beschichtungsmaterial	Brechwert bei der Wellenlänge 532 nm
Ta_2O_5	2,03
Ti_2O	2,2- 2,4
Al_2O_3	1,63
SiO_2	1,45-1,5

Abb. 4.6 Übersicht der Brechwerte der verwendeten Beschichtungsmaterialien

Typische oxidische Schichtmaterialien für den sichtbaren und nahen infraroten Spektralbereich sind beispielsweise SiO_2 , TiO_2 , Ta_2O_5 . Im Rahmen der Arbeit wurden die niedrigbrechenden Targetmaterialien Aluminium und Silizium und als hochbrechende Materialien Titan sowie Tantal verwendet. Die Beschichtungsmaterialien sind auf einer Halterung montiert und wassergekühlt. Dies ermöglicht ein Abführen der überschüssigen, im Target

4 Experimenteller Aufbau

verbleibenden Energie der Sputterionen [95] [96], die zur Erwärmung des Targets führen würden. Um das Material während des Beschichtungsprozesses wechseln zu können, und somit abwechselnd hoch- und niedrigbrechende Materialien in den Ionenstrahl zu bringen, wird ein motorisierter Targetverfahrtisch verwendet. Die für die Untersuchungen verwendeten Materialien sind in **Abb. 4.6** mit deren Brechwerten aufgelistet.

5 Messmethoden zur Charakterisierung der Beschichtung

Die Charakterisierung der mit dem phasenseparierenden IBS-Prozess hergestellten hochqualitativen Schichten mittels geeigneter Messverfahren ist essentiell für die Auswertung und Beurteilung von Proben. Um Schichtsysteme für hochwertige Laseroptiken qualifizieren zu können, sind besonders empfindliche Messapparaturen erforderlich [94]. Für die Charakterisierung werden die im Folgenden dargestellten Messverfahren verwendet. Diese lassen sich in in-situ charakterisierende Methoden des Plasmas, wie beispielsweise der Gegenfeldanalysator-Methode zur Analyse der Abscheidungsprozesse und ex-situ charakterisierende Methoden der beschichteten Optik, wie spektralphotometrische- und Partikelmessmethoden, unterteilen.

5.1 Charakterisierungsmethoden des Plasmas

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit liegt der Schwerpunkt auf der Charakterisierung des gesputterten Plasmas. Der Gegenfeldanalysator (GFA) wird hier als Werkzeug zur umfangreichen Qualifizierung von Ionenquellen benutzt. Die dabei gewonnenen Messwerte geben Aufschluss über die relevanten Prozessgrößen wie die Ionendichteverteilung oder über die Ionenenergieverteilung, deren Erfassung über die Messung von Ionenströmen erfolgt [97].

Die Erfassung der Energie erfolgt über einen Gegenfeldanalysator. Zur experimentellen Bestimmung der Verteilungsfunktion der Ionenenergien wird zunächst die Strom-Spannungs-Kennlinie $I_C(U_{\text{gegen}})$ mittels GFAs aufgenommen, indem der Kollektorstrom I_C als Funktion der Gegenfeldspannung U_{gegen} gemessen wird. Über eine in Labview programmierte Messsoftware ist es möglich, eine Charakteristik I_C in Abhängigkeit von U_{gegen} am Messeingang des Keithleys (Sourcemeters) aufzunehmen, indem eine Spannung U_{gegen} in Form einer Spannungsrampe $U_{\min} < U_{\text{gegen}} < U_{\max}$ durchfahren wird [95], wobei in den Messungen $U_{\min} = -100 \text{ V}$ und $U_{\max} = 200 \text{ V}$ betragen.

Der gemessene Ausgleichsstrom I_C ist proportional zu der Anzahl der Ionen [98] und nimmt mit ansteigendem Verzögerungsfeld ab. Es lässt sich für jedes U_{gegen} der zum Gesamtionenstrom beitragende Anteil an Ionen mit der Energie $E_{\text{kin}} > e * U_{\text{gegen}}$ bestimmen. Die Ableitung $d I_C / d U_{\text{gegen}}$ der gemessenen Strom/Spannungskennlinie erfolgt numerisch. Auch sie ist

proportional zur Energieverteilung der einfach geladenen Ionen und gibt die Ionenenergieverteilung an [97]. In **Abb. 5.1 b)** ist eine Beispielmessung abgebildet. Die Energieverteilung der Ionen wird somit durch das Rückschließen der Gegenfeldspannung U_{gegen} aus der ersten Ableitung der Strom-Spannungs-Kennlinie nach der Gegenfeldspannung U_{gegen} gewonnen [98] [99]. Aufgrund der Erdung des GFAs kann es jedoch vorkommen, dass die Energieverteilungen um den Betrag des Plasmapotentials verschoben sind, so dass positive Ionen auch bei negativen Spannungen detektiert werden.

In **Abb. 5.1 a)** ist eine schematische Darstellung des GFAs gezeigt. In den durchgeführten Experimenten wurde ein GFA benutzt, der über ein Zweigittersystem verfügt, welches ein positives Verzögerungsfeld am Kollektor zur Verfügung stellt. Eine detaillierte Beschreibung lässt sich in [97] finden. Zuerst gelangen die Ionen durch die Eintrittsöffnung, dann durchqueren sie zwei Gitter bis sie auf den Kollektor treffen. Das erste Gitter (Groundgitter) und das Gehäuse sind geerdet, um eine definierte Plasmarandschicht im GFA zu erzeugen [100]. Das zweite Gitter (Supressor-Gitter) soll eindringende Elektronen hindern, in den GFA zu gelangen und weitere Sekundarelektronen aus dem Kollektor herauszulösen. Dazu wird das zweite Gitter auf eine negative Spannung (U_{Sup}) im Bereich von -40 eV [95] gelegt, um Elektronen zu blocken, die in den GFA gelangen. Der Kollektor ähnelt einem zylinderförmigen Becher, um eine möglichst winkelunabhängige Messung zu erreichen [97]. Die Energiediskriminierung der Ionen findet in dem Potentialgefälle zwischen Groundgitter und Kollektor statt.

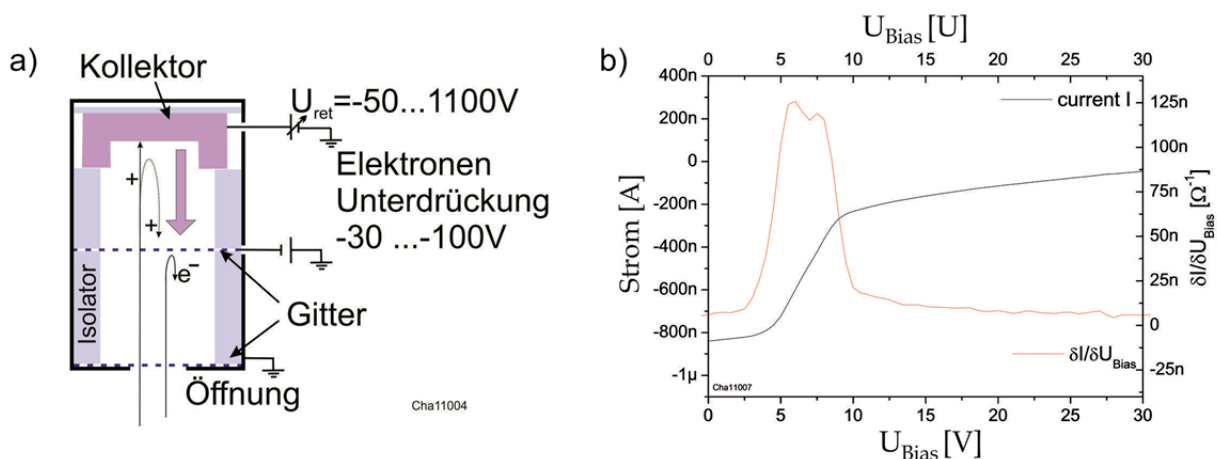


Abb. 5.1 a) Schematischer Aufbau eines Gegenfeldanalysators b) Beispiel für eine typische Strom-Spannungs-Kennlinie einer GFA Messung

Die in den GFA gelangten Ionen müssen auf dem Weg zum Kollektor eine Potentialdifferenz zwischen dem Massepotential des Eintrittsgitters und Kollektor von U_{gegen} überwinden.

Durch Variation von U_{gegen} werden die Ionen ihrer Energie nach diskriminiert [98]. Ob sie das Potential überwinden und die Gitteranordnung passieren, hängt von ihrer kinetischen Energie E_{Kin} ab. Ist $E_{\text{Kin}} > e \cdot U_{\text{gegen}}$ (e Elementarladung), so gelangen diese mit einem Rest an kinetischer Energie an den Kollektor, welcher sich durch deren Eintrag an positiver Energie auflädt.

Der Kollektor ist mit einem Netzteil (Sourcemeter) verbunden. Dieses liefert für jede „überzählige“ positive Ladung auf dem Kollektor ein Ausgleichs-Elektron zum Kollektor und hält das Kollektorpotential aufgrund der Rekombination auf einem konstanten Niveau. Aufgrund der Rekombination führt diese Neutralisation zu einem Ausgleichsstrom. Bei U_{max} erreichen keine Ionen mehr den Kollektor und es fließt kein Ausgleichsstrom.

Der GFA kann nur elektrisch geladene Teilchen detektieren. Somit kann nur die Energie des Beschichtungsmaterials gemessen werden, welches in ionisierter Form vorliegt [95]. Neben dem ionisierten Beschichtungsmaterial wird auch ionisiertes Prozessgas oder Hintergrundgas detektiert. Eine Unterscheidung der Ionen ist mit dieser Messmethode allerdings nicht möglich. Es kann somit nicht klar abgegrenzt werden, ob Prozessgas oder Beschichtungsmaterial detektiert wird.

5.2 Charakterisierungsmethoden der beschichteten Optik

5.2.1 Spektrale Messungen und Schichtdickenbestimmung

Spektralphotometrische Messungen haben eine große Bedeutung, wenn es um Analysemethoden von Optiken geht. Die Messung wird gemäß Standardprotokoll, welches durch ISO 15368 festgelegt ist, ex-situ durchgeführt. Die im Rahmen der vorliegenden Arbeit verwendeten Spektralphotometer decken die Wellenlängenbereiche im DUV, VIS und den NIR- Spektralbereich ab. Aus dem Spektrum lassen sich die Eigenschaften von Mehrschichtsystemen oder auch von Einzelschichten gewinnen. Unter anderem lässt sich anhand der Lage bzw. anhand der Amplitude der Schwingungen der Brechwert ablesen. Ist die physikalische Schichtdicke ermittelt worden, lässt das Rückschlüsse auf die Schichtwachstumsrate in nm/s

zu. Für Messungen der spektralen Transmission und Reflexion zur Überprüfung der spektralen Charakteristik ist dieses ein geeignetes Verfahren.

5.2.1.1 Lambda 1050 für die spektrale Vermessung

Das Lambda 1050 ist ein kommerziell erhältliches Spektralphotometer des Herstellers Perkin Elmer. Das Gerät kann in einem Wellenlängenbereich von 175 – 3200 nm messen. Die spektrale Auflösung beträgt je nach Wellenlänge bis zu 0,1 nm und die Absolutgenauigkeit der Reflexions- und Transmissionsmessung wird vom Hersteller mit 0,2 bzw. 0,1 % spezifiziert [66]. Das Lambda 1050 wurde für die spektrale Vermessung von Proben mit dem Durchmesser von 1 Zoll verwendet.

5.2.1.2 Fasergekoppeltes Spektralphotometer zur Vermessung großflächiger Proben

Im Rahmen dieser Arbeit werden zur Messung der lateralen Verteilung auch großflächige Proben verwendet. Da das Lambda 1050 in der Probengröße limitiert ist, muss für größere Proben wie beispielsweise die Testborofloatgläser (230 x 230 mm) ein spezieller Aufbau verwendet werden. Um die laterale Schichtdickenverteilung eines beschichteten Borofloatglases zu messen, wird die Probe in einem Raster mit Zentimeterabständen spektralphotometrisch abgerastert.

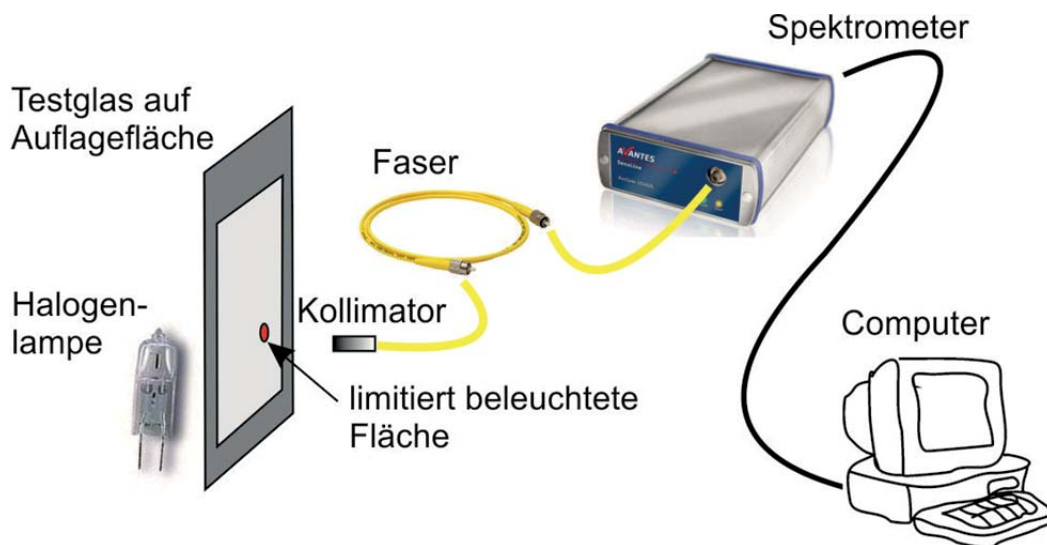


Abb. 5.2 Aufbau des Faserspektrometers zur Messung großflächiger Proben

In diesem Zusammenhang wird ein spektralphotometrischer Messplatz eingerichtet, bei dem es möglich ist, für ca. 500 Messpunkte die Transmissionsspektren aufzunehmen. Auf Basis dieser Untersuchungen wird die Schichtdicke evaluiert. Die Schichtdicke wird mit Hilfe eines fasergekoppelten Spektrometers (AvaSpec-2048x14) der Firma Avantes erfasst. Das Spektrometer deckt einen spektralen Bereich von 200 – 1160 nm ab. Die Wellenlängenauflösung liegt bei $\Delta\lambda = \pm 0.1 \text{ nm}$ und die Absolutgenauigkeit bei Transmission $\Delta T = \pm 0.5 \%$. In **Abb. 5.2** ist der Aufbau skizziert. Die Auflagefläche für das Testglas ist mit einem Rastermuster (**Abb. 5.3**) versehen, welches genau den Abständen der zu messenden Messpunkte entspricht. Die Position (0/0) des Rasters ist mit einer Bohrung versehen. Unter der Bohrung ist eine Halogenlampe (Osram 64440, 2 V) gehaltert sowie oberhalb der Kollimator mit der Faser. Vorab werden eine Dunkelmessung und eine Hellmessung zur Basislinienaufnahme durchgeführt. Die einzelnen Messpositionen erhält man durch Anlegen der Kanten des Testglases an das Linienraster. Die Abrasterung erfolgt manuell. Liegt das Testglas nun auf der Auflage, definiert sich die Größe des Messflecks über die Bohrung. Das durch das Testglas propagierende Lichtspektrum wird dann in eine Faser eingekoppelt und von der Spektrometersoftware eingelesen.

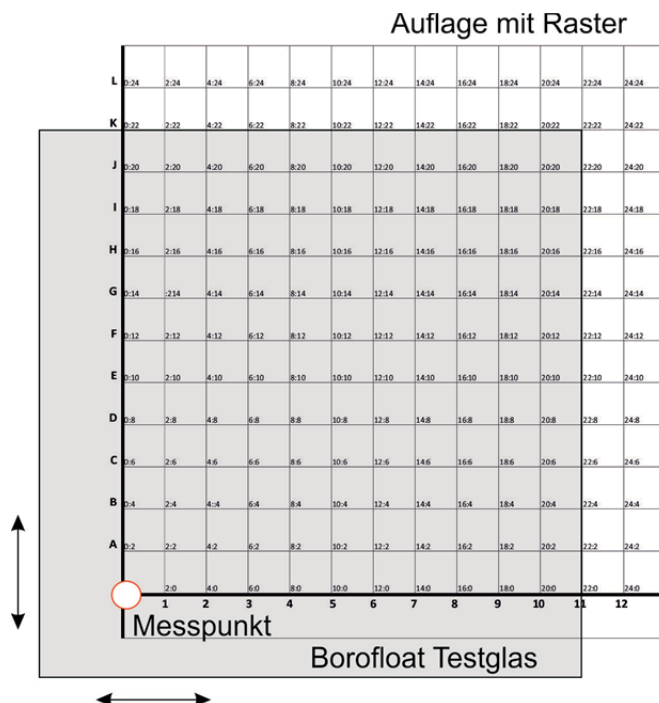


Abb. 5.3 Messaufbau zur Bestimmung der Schichtdickenverteilung und der Brechwerte von beschichteten Borofloatgläsern

Die dazugehörige Schichtdicke erhält man, in dem die gemessenen Spektren mit dem Spektrum-Programm³ ausgewertet werden. Die benötigte Messzeit der lateralen Schichtdickenverteilung für ein Borofloatglas setzt sich aus dem Produkt aus Messzeit eines Punktes und der Anzahl der Messpunkte zusammen. Um die Abläufe bei der Auswertung bis zum Abschluss eines Messpunktes unter Zeitaspekten zu optimieren, wurde die Messprozedur teilautomatisiert, indem die einzelnen Vorgänge bis zur Ausgabe des Transmissionswertes von dem Programm Auto-It durchgeführt wurden. Auto-It ist ein Hilfsprogramm, das die Durchführung der sequenziellen Mausklicks automatisiert, die zur Auswertung notwendig sind.

So konnte die Dauer einer Messung für einen Punkt von ca. 3 Minuten auf ca. 30 Sekunden reduziert werden. Für ein vollständiges Mapping eines Borofloatglases beträgt die Messzeit bei 500 Messpunkten etwa vier Stunden.

5.2.2 Detektion von Defekten auf optischen Oberflächen mittels

Streulichtmessung

Die Partikelanalyse ist ein wichtiger Aspekt bei der Qualitätssicherung von optischen Komponenten. Teilchen und Defekte auf oder in der Beschichtung von optischen Komponenten führen zu einer lokal höheren Streuung als bei einer homogenen umgebenden Schicht. Streuung ist vorwiegend mit den strukturellen Eigenschaften von Schichten verbunden. Diese wird durch das Vorliegen von Mikrokristalliten und Agglomerationen in Schichten sowie durch Oberflächen und den Zwischenschicht-Rauigkeiten, sowie durch größere Wachstumsdefekte oder Fremdpartikel in der Struktur hervorgerufen [6].

Zur Partikeldichtemessung wird das Fast Total Scattering (*Fast TS*) [101] nach dem internationalen Standard ISO 13696 [DIN02] verwendet. Das *Fast TS* ermöglicht nicht nur eine Bestimmung des Streugrundwertes von Oberflächen, sondern auch durch ortsauflösende Vermessung von Proben Informationen über Position und Häufigkeit von Streuzentren sowie deren Verteilung zu erhalten [101].

Das *Fast TS* basiert auf der Integration des Streulichtes mit Hilfe der Coblentz'schen Halbkugel. Bei einer Streulichtmessung mit einer Coblentzhalbkugel wird die Probe mit einem durch die Eingangsöffnung der

³ Die Schichtdicke wurde mit dem Programm „Spektrum“ errechnet [123].

Kugel geführten Laserstrahl beleuchtet und die von der beleuchteten Position entstehende Streuung in dem Winkelbereich von 2° bis 85° durch die Coblenzhalbkugel auf den Detektor abgebildet (**Abb. 5.4**). Die Detektoreinheit besteht aus einer kleinen Integrationskugel (Ulbrichtkugel) und einem Photomultiplier. Die Integrationskugel ist mit einer diffus streuenden Innenbeschichtung versehen und gewährleistet somit eine vom Einfallswinkel der Streustrahlung unabhängige Detektion. Die resultierende Messgröße wird als das totale Streulicht (TS) bezeichnet [102]. Die Detektion der Partikel auf der Probe erfolgt über einen spiralförmigen Scan über die Probe. Dabei wird gewährleistet, dass die Probe flächendeckend abgetastet wird. Die Translations- und Rotationsgeschwindigkeiten der Probe sind hier aufeinander abgestimmt [101]. **Abb. 5.5** zeigt die Bewegung, die der Strahl abscannt. Weitere Details können aus [101] und [103] entnommen werden.

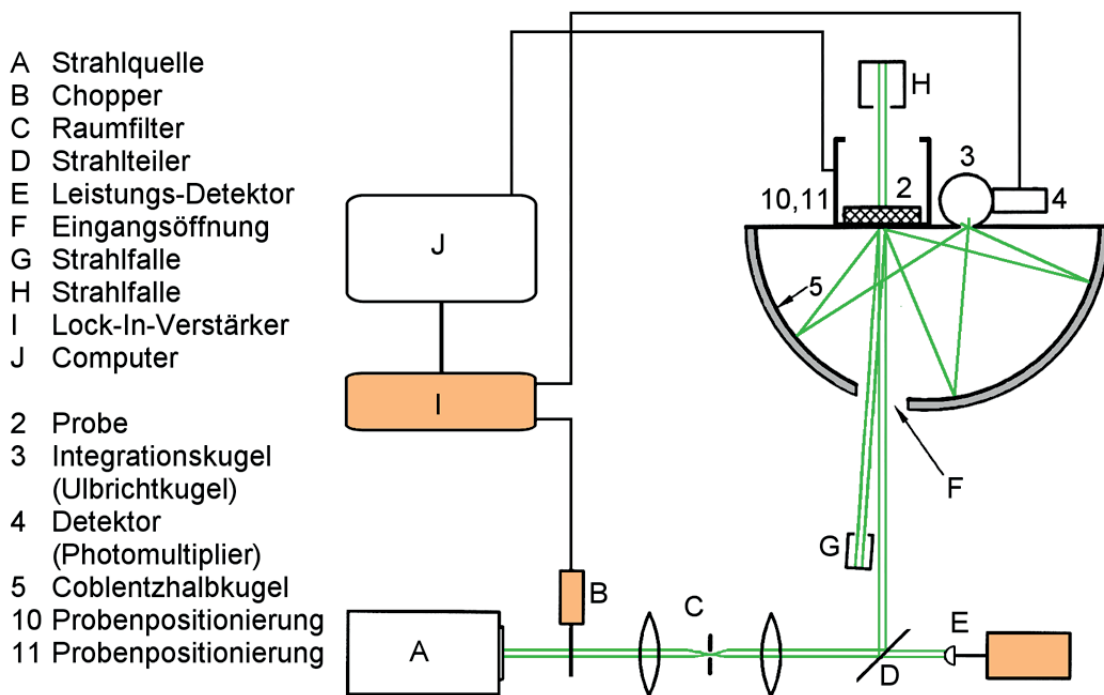


Abb. 5.4 Aufbau des Fast TS [101]

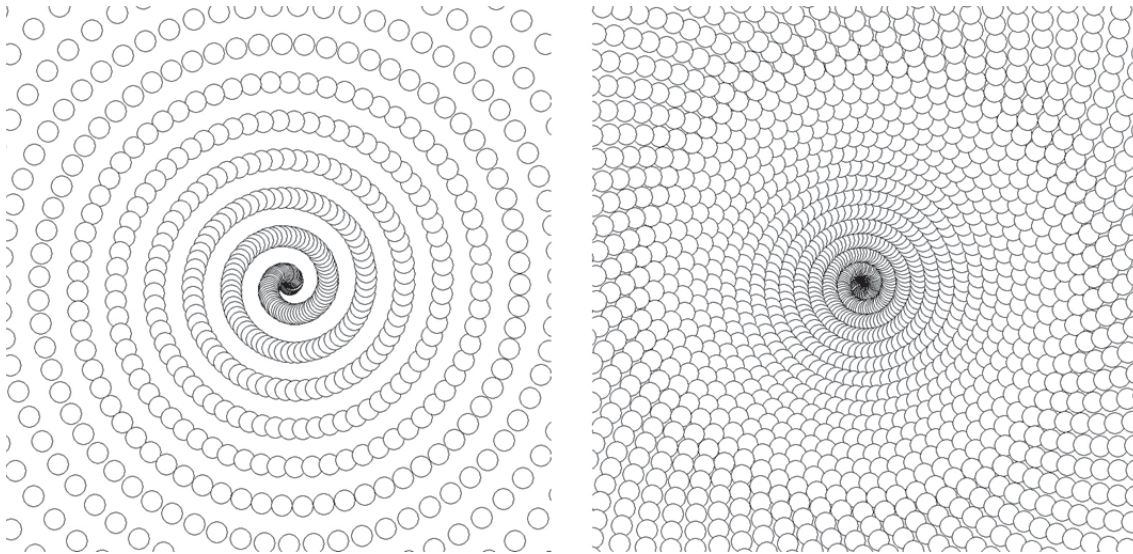


Abb. 5.5 Bewegungsmuster des Laserstrahls auf der abzuscannenden Probe [101]

Bei der Streulichtmessung handelt es sich um eine Relativmessung. Vor jeder längeren Messreihe folgt eine Kalibration der Apparatur mit einer Kalibrationsprobe, welche die Eigenschaften eines Lambert'schen Strahlers mit einer definierten Streuungsgrad aufweist. Jeder Messwert U muss in Relation zu einem Kalibrationswert U_c gesetzt werden.

Für die Berechnung einer zweidimensionalen lateralen Auflösung der detektieren Defekte spielt der Laserstrahldurchmesser eine wesentliche Rolle. Zur Veranschaulichung ist in **Abb. 5.6** die PartikelgröÙenauflösung dieses Messverfahrens exemplarisch abgebildet. Das Auflösungsvermögen der Messmethode ist in Abhängigkeit der Größe und der Abstände der Streuzentren (Dichte) auf einer Probe zueinander dargestellt. Die Bilder in **Abb. 5.6** zeigen Messergebnisse von quadratischen Chromstrukturen, die auf ein Glassubstrat aufgebracht wurden und die mit Hilfe der Elektronenstrahlolithographie strukturiert wurden. **Abb. 5.6 a) - c)** zeigt die Strukturen mit einer Kantenlänge von $1\text{ }\mu\text{m}$, die mit einem Laserstrahldurchmesser von $100\text{ }\mu\text{m}$ detektiert wurden. Der Abstand der jeweiligen Mittelpunkte der Chromstrukturen beträgt $100\text{ }\mu\text{m}$, $50\text{ }\mu\text{m}$ und $25\text{ }\mu\text{m}$. Kleine isolierte Streuzentren können bei einem Strahldurchmesser von $100\text{ }\mu\text{m}$ detektiert werden (**Abb. 5.6 a**), während dichtere Anordnungen dieser Strukturen von $50\text{ }\mu\text{m}$ nur vage bis unzureichend unterscheidbar sind. Bei einem Abstand der Mittelpunkte der Strukturen von $25\text{ }\mu\text{m}$ können die einzelnen Partikel mit einem Strahldurchmesser von $100\text{ }\mu\text{m}$ folglich nicht mehr aufgelöst werden, so dass die Aneinanderreihung der einzelnen Partikel als ein einziges gestrecktes Streuzentrum dargestellt wird. Wenn der Abstand der

Streuzentren kleiner als die Hälfte des Laserstrahlprofils ist, so werden diese Zentren nicht voneinander unterschieden. Des Weiteren führt eine Zunahme der Strukturgröße der Chromstruktur zu einer Erhöhung des Messsignals. Zu berücksichtigen ist, dass der Äquivalenzdurchmesser eines Partikels nicht mit der realen Größe einer Struktur einhergeht. Die ermittelte Partikelform ist eine Überlagerung des Laserstrahlprofils mit der physikalischen Dimension der Teilchen.

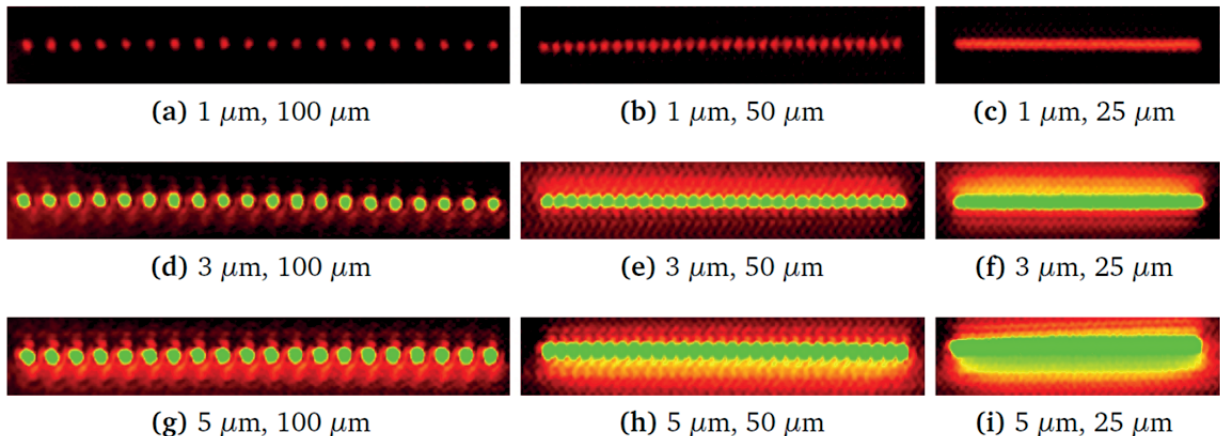


Abb. 5.6 Mit Hilfe von Elektronenstrahlolithographie strukturierte und auf Glas aufgebrachte Chromstrukturen, die mit dem Laserstrahl detektiert werden [101]

Wegen des im Vergleich zu der Partikelgröße relativ großen Laserstrahldurchmessers werden die extrahierten Teilchengrößen also tendenziell überschätzt. Somit können zwar Nanopartikel in nm-Bereichen nachgewiesen werden, ihre Größe jedoch nicht exakt bestimmt werden [104].

Die aus den Streukartierungen ermittelten Daten werden mittels einer Analysesoftware ausgewertet und hinsichtlich ihrer Defektdichte evaluiert. In der Bildgebung der lateralen Verteilung werden die Partikel dabei durch Falschfarbendarstellung hervorgehoben. Die zusammenhängenden Bereiche, die von einem Objekt eingeschlossen sind, werden durch eine bestimmte Farbe kenntlich gemacht. Eine Durchnummerierung der Objekte ermöglicht eine Bildsegmentation. Dabei korreliert die Anzahl der unterschiedlichen Farben, die für die Partikelerkennung notwendig sind, mit der Anzahl der detektierten Objekte. Bezüglich der Formerkennung der Partikel ist am Laser Zentrum Hannover ein mathematischer Parametersatz entwickelt worden, der im Rahmen dieser Arbeit genutzt wird [104]. Auf Grundlage dieser Evaluation ist es möglich, die Streufehler exakt zu lokalisieren und graphisch darzustellen.

6 Ergebnisse

Im Mittelpunkt dieses Kapitels stehen Untersuchungen der Auswirkungen einer Implementierung von Magnetfeldern in den IBS-Prozess. Der Einfluss magnetischer Felder auf ausgewählte Plasmaeigenschaften wird dabei untersucht. Im Einzelnen erfolgt eine Charakterisierung des Plasmas im axialen Magnetfeld des Separators, wobei die Plasmaanalytik im Fokus steht. Ferner werden die Anwendungsmöglichkeiten axialer Magnetfelder im IBS-Prozess zur Beeinflussung schichtbildender Prozesse untersucht. Dabei wird der Frage nachgegangen, welche mittelbare Wirkung die Manipulation der Plasmaeigenschaften auf schichtbildende Prozesse hat. In diesem Zusammenhang wird insbesondere auf die Möglichkeiten zur Manipulation der Trajektorien verschiedener im Plasma enthaltener Komponenten eingegangen. Untersuchungen der lateralen Verteilung des Beschichtungsmaterials stehen hier im Vordergrund. Auf Grundlage dieser Experimente soll nachgewiesen werden, dass die Wechselwirkung magnetischer Felder mit dem Plasma genutzt werden kann, um Funktionsschichten mit verbesserten optischen Eigenschaften herzustellen.

6.1 Plasmacharakterisierung im Magnetfeld des Separators

Im Folgenden wird untersucht, wie sich die Energie der Ionen sowie die Ionenflussdichte in Abhängigkeit des Magnetfeldes entlang der Solenoidachse verhalten. Des Weiteren werden entsprechende Untersuchungen durchgeführt, bei denen der Massefluss der Prozessgase variiert wird. Bei allen Untersuchungen kommt Konfiguration 1 des Versuchsaufbaus zur Anwendung, welche die ausschließliche Inbetriebnahme der Transferspule vorsieht und somit ein lineares, axiales Magnetfeld zur Verfügung stellt. Um auf die Ionenenergieverteilung und die Ionenflussdichte rückzuschließen, werden Messungen mit dem Gegenfeldanalysator (GFA) durchgeführt, mit denen die Aufnahme energieaufgelöster Ionenspektren möglich ist [71].

6.1.1 Dispersive Energieseparation der Ionen im Beschichtungsmaterial

Mittels GFA-Messungen können die Auswirkungen des Magnetfeldes und insbesondere der Magnetfeldstärke auf die Energie des geladenen Beschichtungsmaterials bestimmt werden. Daher wird ein GFA am Ende der

Spule mittig arretiert, sodass sich dieser auf der antizipierten Fortführung der zentralen Solenoidachse befindet. In den Untersuchungen zur Abhängigkeit der Ionenenergieverteilung von der Magnetfeldstärke, beträgt die Spulenstromstärke bei den unterschiedlichen Beschichtungsreihen jeweils $I_{\text{Spule}} = \{0 \text{ A}, 50 \text{ A}, 100 \text{ A}, 200 \text{ A}, 300 \text{ A} \text{ und } 340 \text{ A}\}$. Die Messungen werden unter Verwendung von Titan als Targetmaterial und einer Gaszufuhr von 6-23-20-0⁴ sccm durchgeführt.

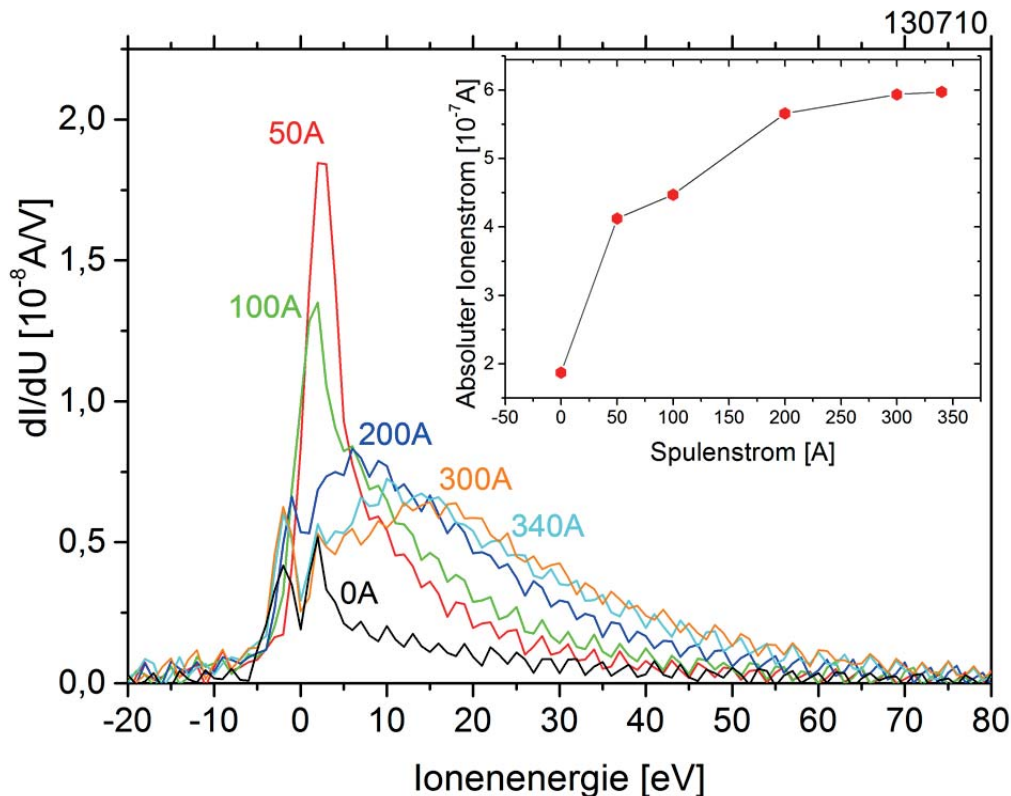


Abb. 6.1 Energieverteilung der Ionen im magnetischen Feld

Abb. 6.1 zeigt die numerisch abgeleiteten I/U Kennlinien, die aus den mit dem GFA aufgenommenen I/U Kennlinien unter Variation des magnetischen Feldes resultieren.

Zunächst ist zu erkennen, dass die energie-dispersiven Verteilungen in einem negativen Energieregime liegen. Die Verschiebung der Messkurve in den negativen Bereich ist hier jedoch nicht auf Ladungseffekte zurückzuführen, sondern kann auf ein Potential zurückgeführt werden, das durch die

⁴ Nomenklatur siehe S. 40

dielektrische Beschichtung der Oberfläche des GFAs entsteht [100]. Die Eingangsapertur und das Gitter des GFAs sind schon nach einigen Minuten im Sputterprozess mit einer isolierenden dielektrischen Schicht versehen, die eine Änderung des Plasmapotentials des GFAs zur Folge hat [100].

Aus den vorliegenden GFA-Messreihen lässt sich die Auswirkung des Magnetfeldes auf die Ionenenergie entnehmen. Es geht deutlich hervor, dass das Magnetfeld einen gravierenden Einfluss auf die Energieverteilung der Ionen hat. Wird zunächst kein magnetisches Feld angelegt, so wird durch den GFA nur eine geringe Menge an Ionen detektiert. Die Geometrie des Solenoids trägt durch seinen Abschattungseffekt zu einem großen Anteil dazu bei, dass wenige Ionen die Messapparatur erreichen. Der Peak, der die niedrig-energetischen Ionen repräsentiert, liegt zwischen 2 eV und 5 eV. Diese ist folglich mit der Ionenenergieverteilung vergleichbar, die in einem herkömmlichen IBS vorgefunden werden und im Wesentlichen durch die Bindungsenergie der Atome definiert wird [95]. Die Einbringung magnetischer Felder in den Sputterprozess lässt die Ionenflussdichte ansteigen. Die Ionenflussdichte wird durch die sich unter der Kurve der Energieverteilung befindende Fläche ermittelt und ist in der nebenstehenden Grafik über den Spulenstrom aufgetragen. Die Anzahl der Ionen verdoppelt sich bereits, wenn eine Spulenstromstärke von 50 A (~ 10 mT) vorliegt. Der Anstieg des Gesamtstroms rührt daher, dass zum einen durch das Magnetfeld die Elektronen aus dem Neutralisator magnetisiert und entlang des axialen Magnetfeldes kollimiert werden. Durch Stoßionisation mit neutralem Sputtermaterial ionisieren diese Elektronen neutrale Beschichtungsteilchen, welche dann entlang der Magnetfeldlinien geführt und vom GFA detektiert werden. Zum anderen werden durch die Magnetfeldlinien Trajektorien geladener Beschichtungsteilchen manipuliert. Diese werden ebenfalls entlang des axialen Magnetfeldes ins Innere der Spule auf die Messapparatur geführt, die genau in der Mitte des Solenoids gehalten ist. Anhand der GFA-Messungen wird deutlich, dass schon eine geringe Wechselwirkung des Plasmas mit dem magnetischen Feld von etwa 10 mT eine signifikante Kollimation des Plasmastroms herbeiführt, die einen Anstieg des absoluten Ionenstroms zur Folge hat. Mit steigender Magnetfeldstärke verstärkt sich die Kollimation und die Ionendichte steigt weiter an. Bei einem Spulenstrom von 200 A überlagert sich der Plasmastrahl mit der antizipierten Achse des Solenoids. Der charakteristische Radius der Plasmasäule sinkt dabei mit ansteigender Magnetfeldstärke [92] und führt somit mit steigender Magnetfeldstärke zu einer Erhöhung der Ionenflussdichte. Die Magnetfeldstärke hat jedoch keinen Einfluss auf die Sputterausbeute des

Targets. Nachdem der größte Teil des geladenen Beschichtungsmaterials durch die Spule geführt wird, kann die Ionenstromdichte nicht mehr ansteigen. In der hier gewählten Konfiguration des Aufbaus scheint der absolute Ionenstrom bei einem Spulenstrom von 200 A somit einen Zustand der Sättigung zu erreichen. Trotz einer Erhöhung der Magnetfeldstärke wird keine Veränderung der Ionenstromdichte detektiert. Der kollimierte Ionenstrahl wird dann von dem GFA als maximaler Strom detektiert.

Es ist jedoch zu beachten, dass der GFA fest arretiert ist und somit nur eine Aussage über die Energiewerte am Messpunkt getroffen werden kann. Eine Umverteilung der Ionendichte innerhalb der Spule als mögliche Folge des Einflusses der magnetischen Feldstärke kann somit nicht detektiert werden. Eine mögliche Änderung der Ionendichte durch die Wechselwirkung magnetischer Felder wird im nächsten Abschnitt anhand der mit dem Ionenfluss mittelbar zusammenhängenden lateralen Verteilung des Beschichtungsmaterials aufgegriffen.

Betrachtet man die abgeleitete Ionenenergieverteilung in **Abb. 6.1**, so ist bei der Anwendung eines Spulenstroms der Stärke 50 A, ein Peak in einem Bereich von 0 bis 10 eV zu erkennen, welcher in einer hochenergetischen Flanke abfällt. Dieser ist bei dieser Spulenstromstärke am deutlichsten ausgeprägt und bei höheren Spulenströmen nicht mehr vorzufinden. Im Zusammenhang mit dem Anstieg des Gesamtstroms ist zusätzlich auch eine Verschiebung der Energieverteilung hin zu höheren Energien zu erkennen, die sich in Form einer Gaußverteilung zeigt. Bei 200 A bildet sich das Maximum der Verteilung bei ca. 10-12 eV aus, bei 300 A liegt das Maximum bei 15-20 eV.

Die Verschiebung der Maxima in Richtung höherer Energien deutet auf eine Beschleunigung der Ionen hin. Die beobachtete Beschleunigung kann auf mehrere Ursachen zurückgeführt werden. Zum einen kann sie auf die Generation eines radialsymmetrischen Feldes durch die Ladungsseparation zwischen den magnetisierten Elektronen und unmagnetisierten Ionen innerhalb des Solenoids zurückgeführt werden [105] [106] [107]. Durch die räumliche Kollimierung der Elektronen im Plasma entsteht ein sich selbst erhaltendes konsistentes radiales elektrisches Feld innerhalb der kollimierten Plasmasäule. Es liegt also ein radialer Ladungsstrom vor, der durch die Ladungsseparation zwischen den magnetisierten Elektronen und unmagnetisierten Ionen generiert wird. Schon eine geringfügige Ladungstrennung kann mit einem starken elektrischen Feld einhergehen und so zu einer Beschleunigung des geladenen Beschichtungsmaterials, also des Plasmas, führen [30]. Da die Energiezunahme (Peak zu Peak) etwa 20 eV

beträgt, ist jedoch davon auszugehen, dass vorliegend ein verhältnismäßig schwaches elektrisches Feld wirkt. Diese Feldstärke scheint dennoch auszureichen, um einen Energiehub des geladenen Beschichtungsmaterials herbeizuführen [10] [107]. Als eine weitere Erklärung kann der magnetische Flascheneffekt in Erwägung gezogen werden. Die Magnetfeldstärken sind im Innern der Spule, wo die Magnetfeldlinien axial verlaufen, maximal. An den Enden des Solenoids weiten sich die Magnetfeldlinien auf, so dass ein schwächeres Magnetfeld vorliegt. Das Plasma wird somit durch den Flascheneffekt abgebremst, wenn es aus einem Bereich niedriger Magnetfeldstärke in einen Bereich mit hoher Magnetfeldstärke strömt und beschleunigt, wenn es von einem Bereich stärkeren Magnetfeldes in einen Bereich schwächerer Magnetfeldstärke strömt [11]. Da der GFA sich am Ende außerhalb der Spule befindet, strömt das durch die Spule geführte Plasma aus einem Bereich höherer Magnetfeldstärke in einen Bereich niedriger Magnetfeldstärke und erhält somit eine vortreibende Kraft.

6.1.2 Energieverteilung der einzelnen im Plasma enthaltenen Komponenten

Da der GFA nicht zwischen den geladenen Teilchen unterscheidet, detektiert er nicht nur das geladene Beschichtungsmaterial. Vielmehr wird die detektierte Energieverteilung auch von dem geladenen Arbeitsgas (Argon) sowie von dem Reaktivgas Sauerstoff geprägt. Im Folgenden wird anhand von Beschichtungen mit Aluminiumoxid und Titandioxid beschrieben, welchen Einfluss die einzelnen im Plasma enthaltenen Komponenten, Argon, Sauerstoff und das Beschichtungsmaterial auf die Energieverteilung haben. In diesem Zusammenhang wird im Folgenden die Abhängigkeit der Energieverteilung von der Sauerstoff- sowie Argonzufuhr untersucht.

Für die Untersuchungen zur Variation der Sauerstoff beträgt der Spulenstrom konstant 300 A sowie 340 A zur Variation der Argongase, so dass eine feste Magnetfeldstärke von etwa 60 mT bzw. 65 mT mit dem Plasma wechselwirkt. Die Ionenquelle arbeitet bei den Messungen zur aktivierten und nichtaktivierten Sauerstoffvariation mit $I_{\text{Beam}} = 500 \text{ mA}$ und $U_{\text{Beam}} = 1300 \text{ V}$. Diese Messungen wurden am Beispiel von Titandioxid durchgeführt. Bei den Messungen zur Argonvariation arbeitet die Ionenquelle mit den Parametern $I_{\text{Beam}} = 300 \text{ mA}$ und $U_{\text{Beam}} = 800 \text{ V}$.

Ar_{Neutr}	-	$\text{Ar}_{\text{Quelle}}$	-	$\text{O}_2 \text{ Quelle}$	-	$\text{O}_2 \text{ Seitl. Einlass}$	Varierte Parameter
6	-	23	-	x	-	0 [sccm]	x = 10, 20, 30, 40, 50
6	-	23	-	50	-	y [sccm]	y = 0, 10, 20, 30, 40, 50
6	-	z	-	30	-	0 [sccm]	z = 5, 30, 40

Abb. 6.2 Übersicht der im Rahmen der Untersuchungen gesetzten Gasflussparameter

Die Auswirkungen werden hier am Beispiel von Aluminium diskutiert. In der folgenden **Abb. 6.2** lassen sich die gesetzten und variierten Parameter entnehmen. Aus **Abb. 6.3** lässt sich der Einfluss des aktivierten Sauerstoffes auf die Energieverteilung der Ionen entnehmen. Ohne Sauerstoffzugabe scheiden sich metallische Schichten ab und der GFA detektiert reine Metallionen und das Hintergrundplasma. Eine Sauerstoffzufuhr von 10 sccm reicht erfahrungsgemäß nicht aus, um das Titan vollständig zu oxidieren. Das durch das Magnetfeld geführte Plasma besteht daher teilweise aus metallischem Beschichtungsmaterial, eine geringe Menge Sauerstoff und dem Arbeitsgas Argon. Die dazugehörige Energieverteilung ist in **Abb. 6.3** in schwarz dargestellt. In der Grafik der Energieverteilung bildet sich ein schmaler Peak im Bereich von 0-5 eV aus, der ab 10 eV in eine auslaufende Flanke übergeht. Besonders markant ist, dass sich bei einer Erhöhung des aktivierten Sauerstoffes auf 20 sccm, 30 sccm und 40 sccm eine leichte Verschiebung und Verbreiterung des Peaks auf eine Halbwertsbreite von etwa 10 eV ergeben und sich eine charakteristische Thomsonverteilung höherenergetischer Ionen im Bereich von 20 eV bis 30 eV ausbildet, die sich teilweise mit dem Peak zu überlagern scheint. Diese ist mit Erhöhung der Sauerstoffzufuhr zunehmend ausgeprägt. Folglich steigen die Anzahl der vom GFA detektierten Ionen in diesem Energiebereich sowie der Gesamtstrom (**Abb. 6.5**).

Auf den ersten Blick ist die Erhöhung des Ionenstroms mit zunehmender Sauerstoffzufuhr überraschend, da die Verwendung von aktiviertem Sauerstoff dazu führt, dass der Sauerstoff mit dem Targetmaterial eine chemische Verbindung eingeht, welche die Oberflächenbindung des Festkörpers erhöht [95] [108].

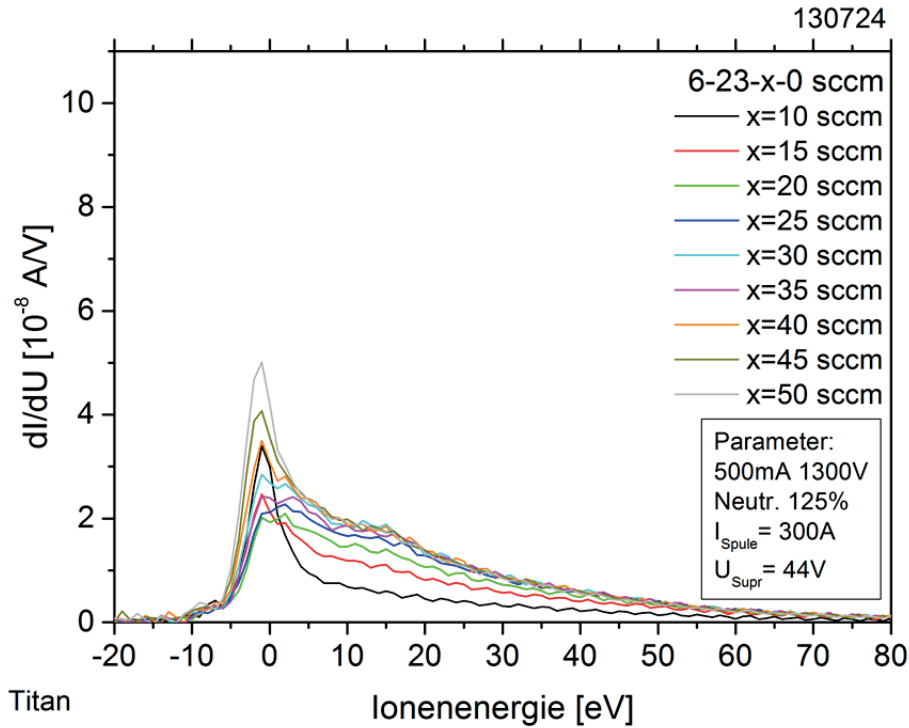


Abb. 6.3 Energieverteilung der Ionen unter Einfluss von aktiviertem Sauerstoff am Beispiel von Titan als Sputtermaterial

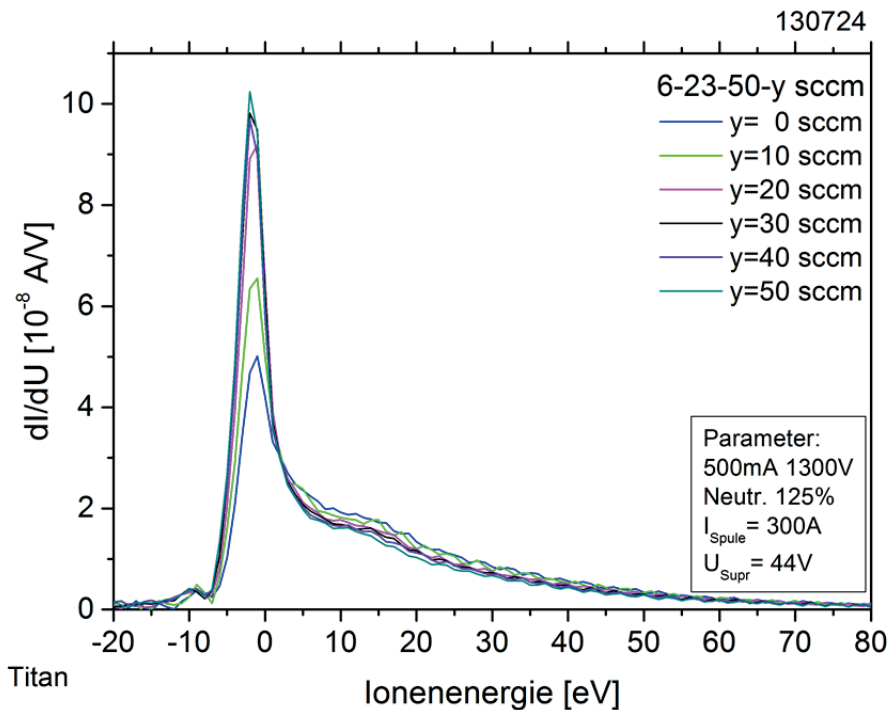


Abb. 6.4 Energieverteilung der Ionen unter Einfluss von nicht-aktiviertem Sauerstoff am Beispiel von Titan als Sputtermaterial

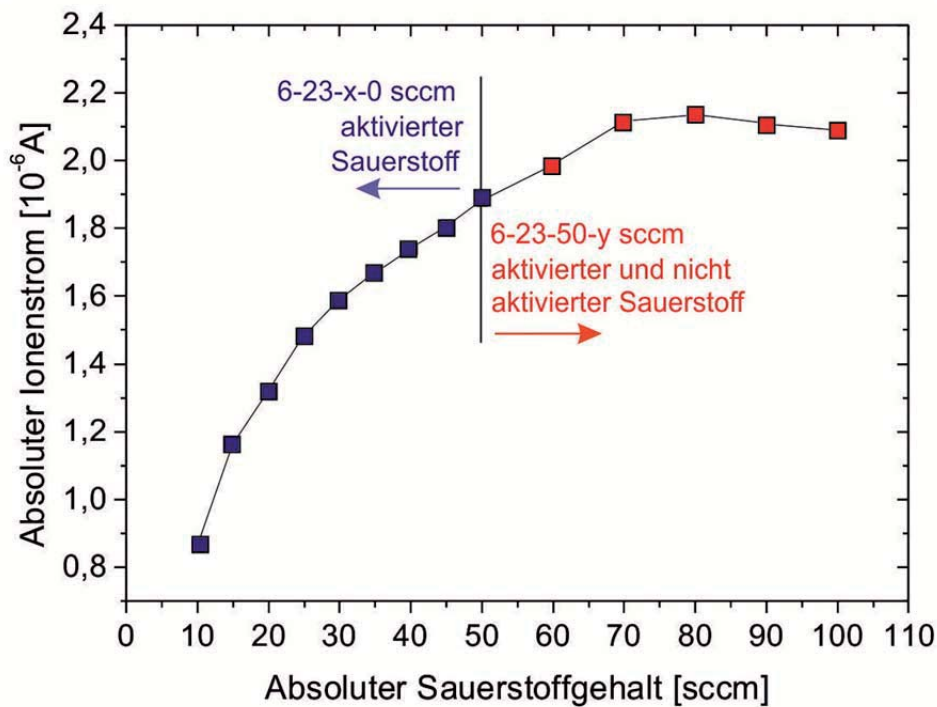


Abb. 6.5 Absoluter Ionenstrom in Abhängigkeit der Sauerstoffflüsse. Die Werte ergeben sich durch Integration der Ionenenergieverteilungen aus Abb. 6.3 und Abb. 6.4.

Als Folge dessen nimmt die Sputterausbeute in der Regel ab. Grund für den unerwarteten Anstieg der Ionenflussdichte ist, dass mit zunehmender Sauerstoffzufuhr sich das Zusammensetzungsverhältnis $O_2:Ar$ des Sputtergases für die Freisetzung des Beschichtungsmaterials ändert. Die quantitative Erhöhung des aktivierten Sauerstoffs hat zur Folge, dass das Sputtergas mit zunehmendem Anteil aus Sauerstoff besteht. Beim metallischen Sputtern, bei dem der Sputterstrahl ausschließlich aus Argonionen besteht, finden an der Oberfläche von metallischen Targets offenbar effiziente Deionisationsprozesse statt, die auf resonantes Tunneln oder Auger-Neutralisation zurückzuführen sind [95]. Der Ionisationsprozess wird bei oxydischen Targets jedoch unterdrückt. Befindet sich nun beim Abstäuben eines metallischen Targets Sauerstoff zu einem hohem Anteil im Sputtergas, kommt es ebenfalls zur Unterdrückung der Deionisierungprozesse, da ein großer Anteil der Sauerstoff-Ionen durch den Sputterprozess nach Abgabe von Energie und Impuls in die Targetoberfläche implantiert wird. Daher wird das Target mit der Projektilspezies angereichert und die Oberfläche wird dielektrisch [74] [95] [100] [109] [110].

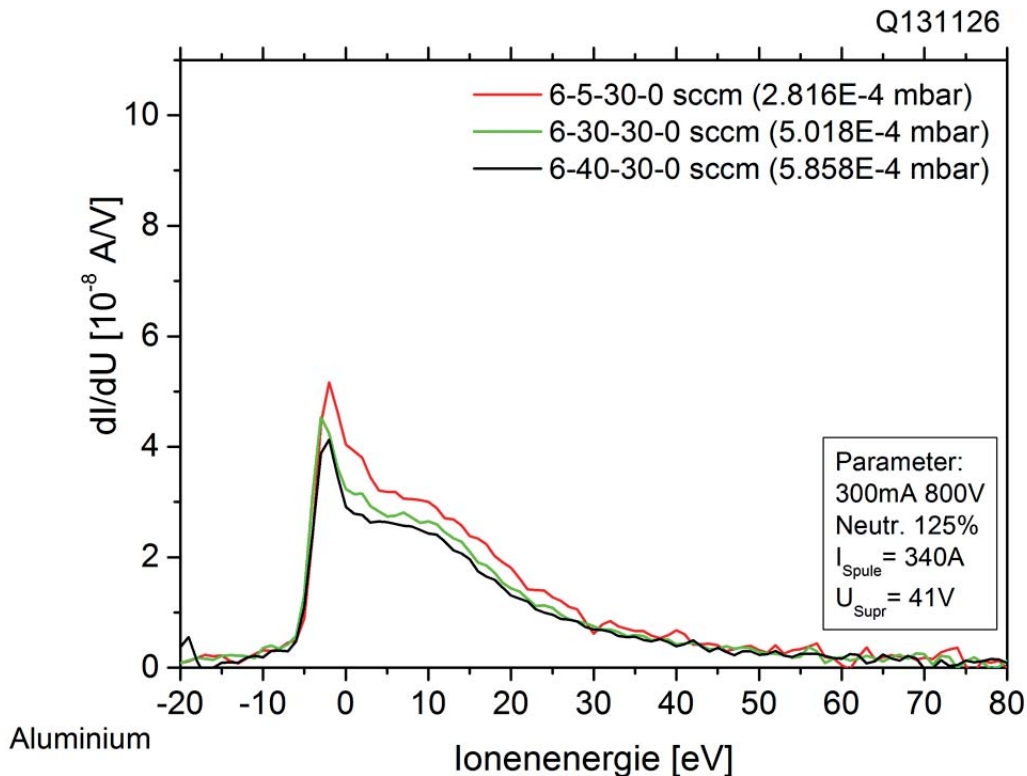


Abb. 6.6 Energieverteilung der Ionen unter Einfluss von Argon am Beispiel von Aluminium als Sputtermaterial

Die oxidierte Targetoberfläche begünstigt somit die Emission von geladenem Beschichtungsmaterial, welches sich dann durch die Beschleunigung des elektrischen Feldes in der für die Wechselwirkung des Magnetfeldes mit dem Plasma charakteristische Thompsonverteilung wiederfindet. Sinkt der Sauerstoffanteil, sinkt auch der Grad der Oxidation des Targets. Das Target wird mit zunehmender Argon-Implantation in die Targetoberfläche leitend, womit wieder mehr Neutralteilchen abgestäubt werden.

Um die aufgestellte Theorie zu überprüfen, dass die Ionenflussdichte von dem Zusammensetzungsverhältnis $O_2:Ar$ abhängt, wurde zusätzlich eine Variation der Argonzufuhr durchgeführt. Aus **Abb. 6.6** gehen die Energieverteilungen in Abhängigkeit der Argonzufuhr hervor. In der Grafik ist wieder ein charakteristischer Peak zu erkennen. Dieser veranschaulicht die Energieverteilung des Hintergrundplasmas. Es zeichnet sich die Tendenz ab, dass mit zunehmender Argonzufuhr der Peak geringer zu werden scheint. Auch die charakteristische Thomsonverteilung, die die Beschleunigung des Beschichtungsmaterials widerspiegelt, sinkt. Die Zugabe von Argon in den Sputterstrahl führt somit wieder zum verhältnismäßigen Anstieg von Argon,

welches die anfängliche Oxidation des Targets aufhebt und zur Neutralisierung des Beschichtungsmaterials beiträgt. Neutrales Beschichtungsmaterial wird nicht vom GFA detektiert, somit sinkt der Gesamtstrom bzw. die Ionenflussdichte.

Von Interesse ist nun, wie sich die Zugabe von nichtaktiviertem Sauerstoff auf die Ionenenergieverteilung auswirkt. Dieses wird am Beispiel von Titandioxid untersucht. Im Gegensatz zu dem aktivierten Sauerstoff, welcher als Sputtergas in ionisierter Form auf das Target extrahiert wurde, handelt es sich bei dem nichtaktivierten Sauerstoff um ladungsneutrales Gas, welches seitlich in den Rezipienten eingelassen wird. **Abb. 6.4** veranschaulicht die Abhängigkeit der gemessenen Energieverteilung von der Menge des nichtaktivierten Sauerstoffs. Die Grafik veranschaulicht zunächst, dass eine Erhöhung der Sauerstoffzufuhr zu einem quantitativen Anstieg von Ionen im niedrigen Energiebereich und somit zu einem Anstieg des detektierten Gesamtstroms führt. Alle Messkurven in der Grafik weisen in diesem Zusammenhang einen deutlichen Peak im Bereich von 0 eV bis 5 eV bei einer Halbwertsbreite von 7 eV auf. Die Höhe des Peaks ist umso ausgeprägter je mehr Sauerstoff seitlich eingelassen wird. Daraus kann abgeleitet werden, dass der Peak im niedrig-energetischen Bereich den nichtaktivierten Sauerstoff repräsentiert. Dieser wird zunächst nichtaktiviert in den Rezipienten geführt und besteht aus neutralen Molekülen. Nachdem diese teilweise durch den kollimierten Elektronenstrahl aus dem Neutralisator ionisiert werden, werden deren Trajektorien durch die Magnetfeldlinien und insbesondere den Elektronenfluss beeinflusst. Die vom GFA als Folge der Führung detektierten Ionen weisen dementsprechend eine niedrige Energie von 5 eV auf und werden gegebenenfalls nur geringfügig beschleunigt. Sie können somit als Hintergrundplasma angesehen werden [95].

Beim Vergleich der graphisch dargestellten Messergebnisse von Titandioxid und Aluminiumoxid fällt auf, dass sich die für die Wechselwirkung mit dem Magnetfeld charakteristische Verteilung bei Versuchen mit seitlicher Sauerstoffzugabe in den Rezipienten nicht wiederfinden. Dennoch bildet sich eine Flanke aus. Diese Flanke ist geringfügig stärker ausgeprägt, je niedriger der Peak ist. Der Schluss liegt also nahe, dass die Erhöhung des nichtaktivierten Sauerstoffgehaltes zwar eine quantitative Erhöhung der niedrig-energetischen Ionen im Hintergrundplasma zur Folge hat, gleichzeitig aber das Vorkommen von Ionen mit höheren Energien reduziert. Die beobachtete marginale Reduzierung der Ionenanzahl mit höheren Energien lässt sich durch eine größere mittlere Weglänge begründen. Ein höherer Hintergrunddruck reduziert die mittlere freie Weglänge, womit es zu einer höheren Stoßwahrscheinlichkeit

der Teilchen untereinander kommt, so dass ein Teil der hochenergetischen Ionen Energie verlieren kann oder den GFA nicht mehr erreicht.

Insgesamt kann festgehalten werden, dass die Einbringung axialer magnetischer Felder eine Wechselwirkung der Felder mit dem Plasma zur Folge hat. Diese Wechselwirkung führt mit zunehmender Magnetfeldstärke grundsätzlich zu einer Erhöhung der Ionenstromdichte entlang der Magnetfeldlinien und zu einer Beschleunigung des Beschichtungsmaterials, welches in einer Änderung der Energieverteilungen resultiert. Durch die Beschleunigung wurden die Überlagerungen der Energieverteilungen der einzelnen im Plasma enthaltenen Komponenten von einander separiert und sichtbar gemacht, um welche Plasmaanteile es sich bei den detektierten Ionen handelt.

In welchem Grad das Beschichtungsmaterial ionisiert ist und am Ende der Spule von dem GFA detektiert wird, ist zum einen von dem Verhältnis $O_2:Ar$ abhängig. Ein höherer Sauerstoffanteil im Sputtergas führt zur Oxidation des Targets und verhindert durch Deionisationsprozesse die Emission von ionisiertem Beschichtungsmaterial aus dem Target. Im konventionellen IBS-Prozess dienen die Elektronen der Neutralisation des Beschichtungsmaterials. Die Einbringung magnetischer Felder in den Sputterprozess erhöht zum anderen jedoch die Ionisierung des Beschichtungsmaterials dadurch, dass den Elektronen durch die Kollimation und die daraus folgende Stoßionisation eine ionisierende Rolle zukommt [111].

Zwischenfazit

Die experimentell gewonnenen Erkenntnisse bei Wechselwirkung von magnetischen Feldern mit dem Plasma deuten auf eine Beschleunigung des Beschichtungsmaterials entlang des axialen Magnetfeldes hin, die im Allgemeinen zu einer Umverteilung des Energiespektrums der Ionen führt. Die Beschleunigung kann auf das sich selbsterhaltende elektrische Feld zurückgeführt werden, welches sich durch die Ladungsseparation zwischen Ionen und Elektronen ergibt [10] [11] [107].

Die Energie des Beschichtungsmaterials wirkt sich mittelbar auf die Packungsdichte aufwachsender Schichten aus. Beschichtungsimpulsen mit höheren Energien lassen Schichten dichter aufwachsen und führen somit zu einer höheren Packungsdichte, als Beschichtungsmaterial mit geringeren Energien. Unterschiede der Packungsdichte müssten sich positiv auf die Brechungsindizes auswirken. Im Rahmen von Simulationen der Brechwerte in

Abhängigkeit der Energieeinträge des Beschichtungsmaterials am Beispiel von Titandioxid, die von Turowski et al. [112] veröffentlicht wurden, liegt die errechnete Differenz der Werte bei ca. 0,2 bei einer Energieänderung von ca. 10 eV für Strukturen, die mit Energien zwischen 0 eV, 1 eV und 10 eV hergestellt wurden. Daher sind weitere Untersuchungen mit dem Ziel, optimale Bedingungen für die Gewährleistung erwünschter Schichteigenschaften zu ermitteln sowie deren konkrete Realisierbarkeit, notwendig.

6.2 Untersuchung der Beschichtung unter Verwendung der Magnetfeldseparation

Im Folgenden wird gezeigt, wie sich die Eigenschaften verschiedener Materialien durch die Wechselwirkung magnetischer Felder im Beschichtungsprozess beeinflussen lassen und sich die Trajektorien von Beschichtungsmaterialien durch einen Transporteffekt in ausreichender Weise manipulieren lassen. Besonders aufschlussreich zur Evaluation der Wirkung der Manipulation des Plasmas mit magnetischen Feldern ist die Messung der lateralen Verteilung des Beschichtungsmaterials im Inneren des Solenoids. Daher werden mehrere Beschichtungsreihen unter Einfluss von Magnetfeldern von unterschiedlicher Stärke und Polarisierung durchgeführt.

Die Beschichtungsprozesse werden unter Verwendung der Separator-konfiguration 1, also unter ausschließlicher Verwendung der Transferspule und somit der Anwendung linearer axialer Magnetfelder, durchgeführt. Die Magnetfeldstärke wird bei den unterschiedlichen Beschichtungsreihen variiert, indem der Spulenstrom jeweils zu $I_{\text{Spule}} = \{0 \text{ A}, 50 \text{ A}, 100 \text{ A}, 200 \text{ A}, 300 \text{ A}, 340 \text{ A}\}$ eingestellt wird. Da der Spulenstrom proportional zur Magnetfeldstärke ist, erhöht sich dabei auch die Magnetfeldstärke schrittweise (siehe **Kapitel 4, Abb. 4.5**). Um die laterale Verteilung des Beschichtungsmaterials sichtbar zu machen, wird die laterale Verteilung des kondensierten Beschichtungsmaterials über spektralphotometrische Messungen an $230 \times 230 \times 0,7 \text{ mm}^3$ Borofloatgläsern bestimmt, die am Ende der Transferspule gehalten sind (**Abb. 6.7 a**). Den Nachweis der Manipulierbarkeit des Beschichtungsverhaltens verschiedener Elemente liefern zunächst Testreihen für Titan, Silizium, Tantal und Aluminium, welche bei den Standardquellenparametern von $I_{\text{Source}} = 300 \text{ mA}$ und $U_{\text{Source}} = 800 \text{ V}$ abgestäubt und unter Einfluss von eingeleitetem aktiven Sauerstoffgas von 20 sccm dem Beschichtungsprozess zugeführt werden. Die Beschichtungszeit für jedes einzelne Borofloat-Substrat beträgt zwei Stunden.

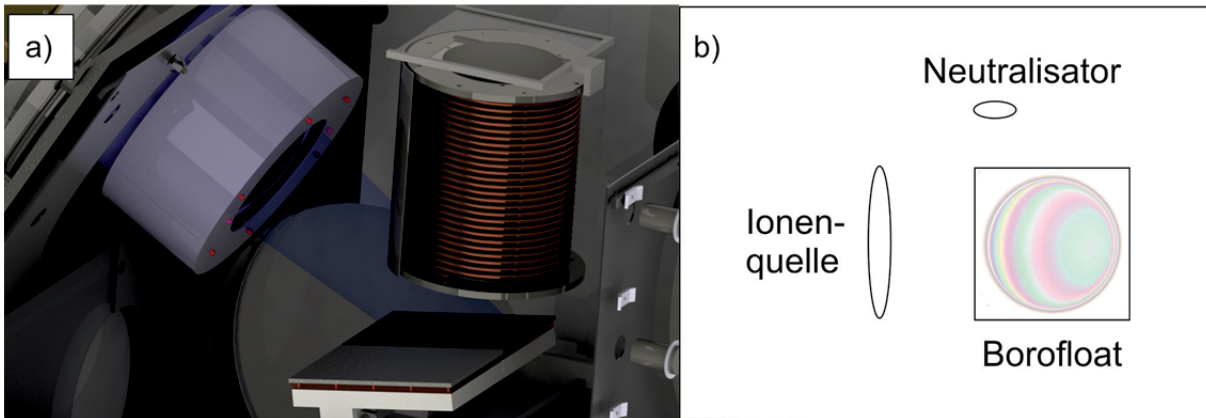


Abb. 6.7 a) Spulenkonfiguration 1 mit am Ende der Spule gehaltenen Borofloatgläsern (separate Inbetriebnahme der Transferspule)
b) Skizzierte Draufsicht und Lage der Anlagenkomponenten Ionenquelle und Neutralisator

Anschließend werden Beschichtungsreihen, bei denen ein Komposit aus zwei Spezies zur Anwendung kommt, vorgenommen, um Separationseffekte anhand der Trennung der jeweiligen Spezies voneinander zu belegen. **Abb. 6.7 b)** zeigt die Lagebeziehung der Ionenquelle und des Neutralisators in Relation zu der Lage des Borofloatglases.

6.2.1 Ionisierung des Beschichtungsmaterials

Im Gegensatz zu Beschichtungsverfahren wie der Vacuum Arc Deposition (VAD), in welcher ein Ionisierungsgrad von nahezu 100 % vorliegt [72], ist für das IBS-Verfahren charakteristisch, dass vorwiegend neutrale Teilchen aus dem Target abgestäubt werden und somit ein geringer Ionisierungsgrad des zerstäubten Beschichtungsmaterials erzielt wird [70] [73] [74]. Auf gesputterte neutrale Teilchen aus dem Abscheideprozess kann mit magnetischen Feldern in der Regel kein Einfluss genommen werden. Eine Beeinflussung des Beschichtungsmaterials mit Magnetfeldern im IBS-Prozess wäre somit theoretisch nur im geringen Maße möglich. Jedoch wird im Rahmen dieser Arbeit anders als im konventionellen IBS-Verfahren ein Ansatz verwendet, bei dem den aus dem Neutralisator emittierten Elektronen durch den Einfluss von Magnetfeldern eine ionisierende Funktion zukommt. Durch das Einbringen magnetischer Felder in den Beschichtungsprozess kommt es zunächst zu einer Wechselwirkung der Felder mit den Elektronen, indem die Elektronen auf Zyklotronbahnen mit einem Radius $r = \frac{mv}{qB}$ gelenkt werden. Die Elektronen des Neutralisators bewegen sich aufgrund der Lorentzkraft entlang der

magnetischen Feldlinien, während sie auf Kreisbahnen gezwungen werden. Die Wahrscheinlichkeit einer Neutralisierung eines Ions durch die Aufnahme eines Valenzelektrons wird so erheblich vermindert. Der Elektronenfluss wird zudem durch den Plasmastrom geleitet. Durch die Kollimation der Elektronen im Plasma entsteht eine höhere Dichte an Elektronen, die durch Stoßionisation andere Teilchen ionisieren können [113], insbesondere können Gasmoleküle auf diese Weise ionisiert werden. Aufgrund unvermeidbarer Kollisionen der Spezies mit Elektronen, also durch Stoßionisation, wird das Beschichtungsmaterial daher zusätzlich ionisiert [39]. Daher ist es möglich, größere Mengen geladenen Beschichtungsmaterials zur Verfügung zu stellen. Die ionisierten Spezies können nun von dem magnetischen Feld beeinflusst werden.

6.2.2 Räumliche Verteilung des Beschichtungsmaterials unter Einwirkung eines axialsymmetrischen Magnetfeldes

Um die Beeinflussbarkeit der Beschichtungsprozesse durch magnetische Felder zu untersuchen, kommen exemplarisch Aluminium, Silizium, Tantal und Titan als Targetmaterialien zur Anwendung. Darüber hinaus werden am Beispiel von Titan Messreihen durchgeführt, bei denen die Polung des magnetischen Feldes umgekehrt wird. Die Ergebnisse der Beschichtungsprozesse dienen als Grundlage für Rückschlüsse auf die Beeinflussbarkeit des Prozesses durch die Anwesenheit von magnetischen Feldern sowie der Magnetfeldstärke.

Laterale Verteilung bei Beschichtungsexperimenten mit Aluminiumdioxid

Das bei der Verwendung von Aluminium als Targetmaterial beschichtete Al_2O_3 stellt mit einem Atomgewicht von ca. 27 u einen verhältnismäßig leichten Vertreter niedrigbrechender Schichtmaterialien dar. Die Magnetfeldrichtung verläuft in der folgenden Untersuchung parallel zum Vektor des Plasmaflusses ($\vec{B} \uparrow \uparrow \vec{v}_{\text{elec}}$) und wird hier als positive Polarisierung bezeichnet. Exemplarisch werden sechs Beschichtungsreihen dargestellt, wobei die Versuchsreihen jeweils unter Wechselwirkung unterschiedlicher Magnetfeldstärken durchgeführt werden. **Abb. 6.8** zeigt in der ersten Spalte die Ablichtungen der beschichteten Substrate in Abhängigkeit unterschiedlicher Magnetfeldstärken sowie in der zweiten Spalte die dazugehörigen Schichtdickenverteilungen, die spektralphotometrisch bestimmt werden.

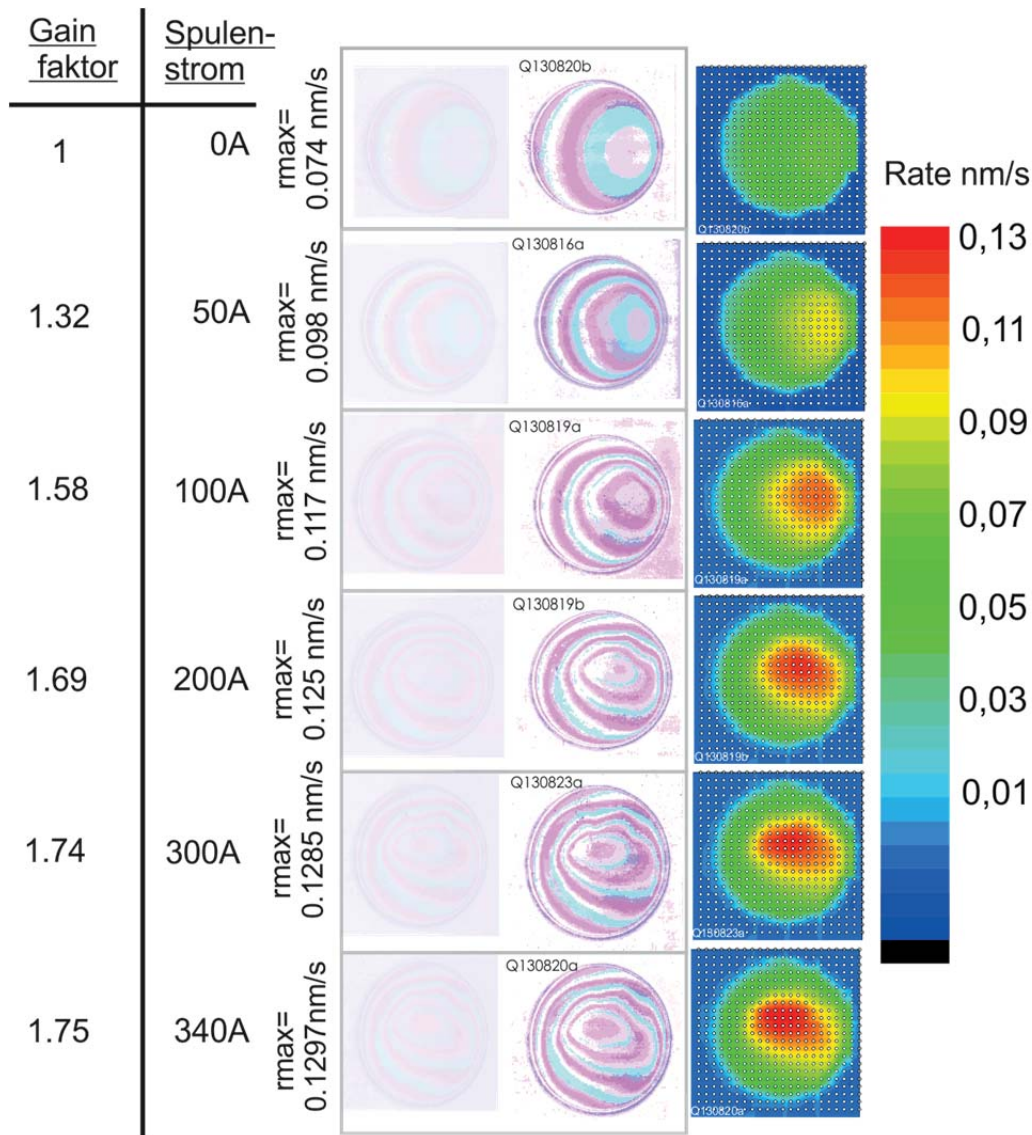


Abb. 6.8 Photographisch aufgenommene (linke Spalte), graphisch aufbereitete (mittlere Spalte) sowie gemessene (rechte Spalte) laterale Verteilung von Aluminium bei der Beschichtung von Borofloatgläsern, welche sich während der Beschichtung am Ende des Solenoids befinden. Der Plasmafluss verläuft parallel zum Magnetfeld ($\vec{B} \uparrow \uparrow \vec{v}_{elec}$) [114]

Zunächst ist auf den Ablichtungen zu erkennen, dass eine gesteigerte Anzahl der Interferenzringe vorliegt, wenn die Schicht unter Anwesenheit stärkerer magnetischer Felder deponiert wird. Die Anzahl der Interferenzringe indiziert einen Anstieg der Schichtdicke auf dem Substrat. Zu beobachten ist außerdem, dass die Anwesenheit magnetischer Felder während des Beschichtungsprozesses in Abhängigkeit der Magnetfeldstärke eine Verlagerung des Beschichtungsmaximums herbeizuführen scheint. Die Zentren der Interferenz-

ringe scheinen sich mit zunehmender Spulenstromstärke hin zum Mittelpunkt des Substrates zu verlagern. Darüber hinaus ist zu erkennen, dass nicht nur eine Verschiebung des Maximums in Richtung des Zentrums, sondern mit zunehmender Magnetfeldstärke auch nach oben und zirkulär gegen den Uhrzeigersinn erfolgt. Zu berücksichtigen ist jedoch, dass sich bereits auf Beschichtungsproben, bei denen ohne Magnetfeld beschichtet wird, ein einseitiger Beschichtungsschwerpunkt herausbildet. Diese ungleichmäßige Schicht wird jedoch auf physikalische Abschattungseffekte zurückgeführt, da sich die Spule in einem Neigungswinkel von 20° zur Targetoberfläche befindet. Die spektralphotometrische Bestimmung der Schichtdicken bestätigt den Anstieg in der Beschichtungsrate. Während für die bei einer Spulenstromstärke von $I_{\text{Spule}} = 0 \text{ A}$ deponierte Schichtdicke an ihrem Maximum eine durchschnittliche Beschichtungsrate von $0,074 \text{ nm/s}$ errechnet werden kann, ist bei einem Spulenstrom von $I_{\text{Spule}} = 50 \text{ A}$ ein deutlicher Anstieg der Beschichtungsrate auf einen durchschnittlichen Wert von $0,098 \text{ nm/s}$ zu verzeichnen. Bei einer maximal möglichen Spulenstromstärke von 340 A , lässt sich für die Beschichtungsrate am Schichtdickenmaximum ein Wert von $0,1297 \text{ nm/s}$ bestimmen. Die Steigerung der lokalen Beschichtungsrate wird anschließend für die jeweiligen Spulenströme ermittelt. Bei einer Spulenstromstärke von $I_{\text{Spule}} = 340 \text{ A}$ wird somit ein Ratenzuwachs von 0.75 (Faktor $1,75$) erzielt.

Laterale Verteilung bei Beschichtungsexperimenten mit Siliziumdioxid

Ein weiteres Beschichtungsmaterial, das auf seine Manipulierbarkeit im Beschichtungsprozess untersucht wird, ist Siliziumoxid. Siliziumoxid zählt zu den niedrigbrechenden Materialien. Die molare Masse von Silizium beträgt $28,08 \text{ u}$, und es scheint ein ebenso geeignetes Material für einen Materialtransport zu sein, da die molaren Massen von Aluminium und Silizium nahe beieinander liegen. Da der Brechungsindexkontrast zwischen dem Borofloatglas und dem zu untersuchenden Siliziumoxid sehr gering ist, werden in den Versuchsreihen mit TiO_2 vorgedampfte Borofloatgläser verwendet.

Abb. 6.9 zeigt die laterale Verteilung von deponiertem Siliziumoxid in Form von Ablichtungen und die dazugehörigen bestimmten Schichtdicken. Die Ablichtungen der mit Siliziumoxid beschichteten Borofloatgläsern ähneln denen der mit Aluminiumoxid Schichten. In beiden Versuchsreihen ist bereits bei den Schichten, die unter Einwirkung eines magnetischer Felder hergestellt werden, ein lokaler Beschichtungsschwerpunkt, der eine höhere Schichtdicken-

6 Ergebnisse

konzentration aufweist, zu sehen. Ebenso kann mit ansteigender Magnetfeldstärke eine Verlagerung der Interferenzringe zum Zentrum der Probe beobachtet werden. Abgesehen von der äußerlichen Ähnlichkeiten der lateralen Verteilung der jeweiligen Beschichtungsmaterialien auf den Proben, einschließlich der spezifischen Verschiebungen der lokalen Schichtdickenmaxima, unterscheiden sich die untersuchten Spezies jedoch hinsichtlich der konkreten Beeinflussbarkeit ihrer Beschichtungsraten.

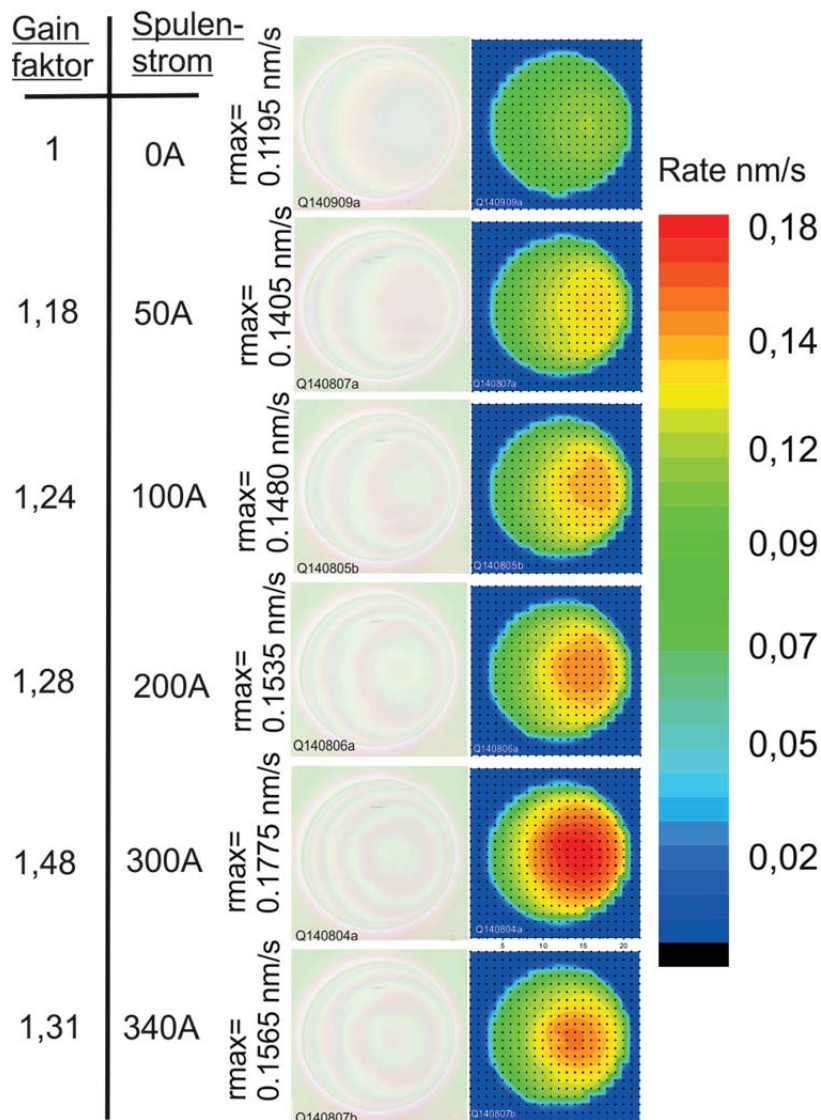


Abb. 6.9 Photographisch aufgenommene (linke Spalte) sowie gemessene (rechte Spalte) laterale Verteilung von Silizium bei der Beschichtung von Borofloatgläsern, welche sich während der Beschichtung am Ende des Solenoids befanden. Der Plasmafluss verläuft parallel zum Magnetfeld ($\vec{B} \uparrow \uparrow \vec{v}_{\text{elec}}$)

Die spektralphotometrischen Messungen der Schichtdickenverteilung der Siliziumoxid-Messproben zeigen, dass bereits bei einem Spulenstrom von $I_{\text{Spule}} = 0 \text{ A}$, d.h. auch ohne die Anwendung magnetischer Felder, am lokalen Maximum eine durchschnittliche Beschichtungsrate von $0,1195 \text{ nm/s}$ vorliegt. Damit ist die für die Beschichtung mit Siliziumoxid bestimmte Beschichtungsrate im Vergleich mit der Rate von Aluminiumoxidbeschichtungen deutlich höher.

Der Anstieg des Spulenstroms von $I_{\text{Spule}} = 0 \text{ A}$ auf $I_{\text{Spule}} = 50 \text{ A}$ und damit der magnetischen Feldstärke bewirkt eine Zunahme der Beschichtungsrate auf $0,1405 \text{ nm/s}$ und erreicht bereits bei 300 A die maximale Beschichtungsrate von $0,1775 \text{ nm/s}$. Eine weitere Erhöhung des Spulenstroms auf $I_{\text{Spule}} = 340 \text{ A}$ lässt die Beschichtungsrate hingegen auf $0,1565 \text{ nm/s}$ absinken. Der maximale Steigerungsfaktor (bei 300 A) liegt bei 1.48 .

Laterale Verteilung bei Beschichtungsexperimenten mit Tantalpentoxid

Insbesondere für Beschichtungen mit sehr geringen Verlusten ist Ta_2O_5 als hochbrechendes Material ein häufig verwendetes Beschichtungsmaterial. Tantal besitzt eine molare Masse von 181 u und ist damit ein sehr schweres Element. Um die laterale Verteilung von Ta_2O_5 zu bestimmen, werden verschiedene Beschichtungsreihen durchgeführt, von denen hier ebenfalls sechs exemplarisch dargestellt sind. In **Abb. 6.10** ist die laterale Verteilung der Schichtdicke von Ta_2O_5 dargestellt. Die Ablichtungen der Schichten, die sich aus der Beschichtung ohne magnetisches Feld ergeben, ähneln hinsichtlich der indizierten Materialverteilung denen der Proben von Beschichtungen mit Al_2O_3 und SiO_2 . Jedoch ist weder eine erkennbare quantitative Zunahme der Interferenzringe zu erkennen, noch eine örtliche Verlagerung der Beschichtungsmaxima in das Zentrum oder die beobachtete zirkulare Verlagerung auf der Probe zu beobachten. Die Beschichtungsrate bei Beschichtungsprozessen unter Wechselwirkung von magnetischen Feldern beträgt $0,0647 \text{ nm/s}$, welche etwas unter der Rate von Aluminiumoxidbeschichtungen bei gleichen Bedingungen liegt. Dahingegen weisen die entsprechenden Borofloatgläser, die mit Ta_2O_5 beschichtet werden, auch mit zunehmenden Spulenstromstärken nur auf marginal höhere Raten hin.

Die maximale Rate, die für einen Spulenstrom von $I_{\text{Spule}} = 340 \text{ A}$ bestimmt wurde, beträgt $0,0732 \text{ nm/s}$, was einer Zunahme (Verhältnis Rate 0 A / Rate 340 A) mit einem Faktor von $1,129$ entspricht. Diese Rate wird beim

6 Ergebnisse

Aluminiumoxid schon mit einem Spulenstrom von 50 A erreicht, was ungefähr einer Magnetfeldstärke von $B = 8\text{--}10\text{ mT}$ entspricht. Es lässt sich also feststellen, dass auf den Substraten keine signifikant erhöhte Menge des Beschichtungsmaterials am lokalen Maximum vorliegt, auch wenn magnetische Felder auf den Beschichtungsprozess einwirken.

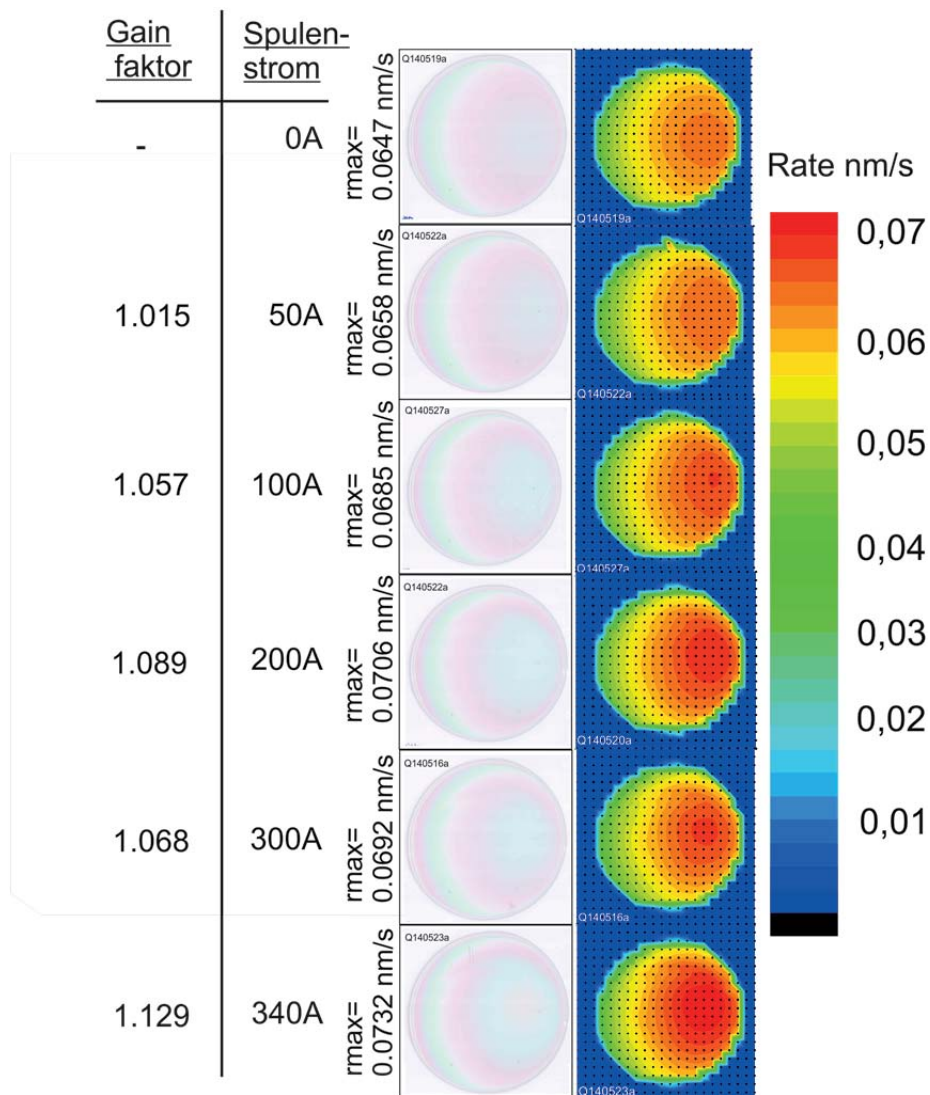


Abb. 6.10 Photographisch aufgenommene (linke Spalte) sowie gemessene (rechte Spalte) laterale Verteilung von Tantal auf Borofloatglas, welches sich während der Beschichtung am Ende des Solenoids befand

Laterale Verteilung bei Beschichtungsexperimenten mit Titandioxid

Im Folgenden wird zusätzlich der Einfluss der Polarisierung des Magnetfeldes auf die Schichtdickenverteilung am Beispiel von Titan gezeigt. Wie in den vorigen Messreihen werden auch hier jeweils sechs Beschichtungsreihen bei unterschiedlichen Magnetfeldstärken dargestellt. Zusätzlich wird die Stromrichtung des Spulenstroms umgepolt. Die obere Reihe zeigt die Ablichtungen der Substrate einer Messreihe bei der ein Magnetfeld zum Einsatz kommt, das parallel zum Vektor des Plasmaflusses verläuft ($\vec{B} \uparrow \uparrow \vec{v}_{\text{elec}}$), sowie, dem gegenübergestellt, in der unteren Reihe ein Magnetfeld, welches entgegen der Richtung des Plasmastroms gepolt ist ($\vec{B} \downarrow \uparrow \vec{v}_{\text{elec}}$). Beide Messreihen werden unter gleichen Konditionen durchgeführt. Die dazugehörigen Schichtdickenverteilungen, die spektralphotometrisch ermittelt wurden, sind in **Abb. 6.11 b)** abgebildet. Die Beschichtungsrate ist in Prozent angegeben. 100 % entsprechen der sich auf der Probe befindlichen Grundmenge ohne Anwendung magnetischer Felder.

Die Ablichtungen in **Abb. 6.11 a)** lassen den Einfluss der Polarisierung auf die Schichtdickenverteilung sehr gut erkennen. Unabhängig von der Polarisierung ist zunächst deutlich zu sehen, dass eine lokale Erhöhung der Schichtdicke in Abhängigkeit von der Spulenstärke vorliegt. Auf diesen Befund weisen bereits die beobachteten Interferenzringe hin. Die Allokation der Schichtdickenmaxima stellt jedoch einen signifikanten Unterschied dar. Das Zentrum der Interferenzringe verlagert sich mit zunehmendem positiv gepolten Spulenstrom entgegen dem Uhrzeigersinn und bei zunehmendem negativ gepolten Spulenstrom mit dem Uhrzeigersinn um die Achse der Solenoid-Spule. Dementsprechend ist bei Beschichtungen, die unter Wechselwirkung positiv gepolter magnetischer Felder durchgeführt werden, eine mit ansteigender Magnetfeldstärke immer deutlichere Verschiebung der Konzentrationsmaxima in der gewählten Darstellungsart von **Abb. 6.7 b)** nach „oben“ und entgegen dem Uhrzeigersinn zu beobachten. Dabei ist mit „oben“ in näherer räumlicher Distanz zum Neutralisator gemeint, wobei „unten“ meint, dass sich das Maximum von dem Neutralisator räumlich distanziert. Unter dem Einfluss negativ gepolter magnetischer Felder stellt sich eine gegenläufige Entwicklung ein. Zwar bilden sich ebenfalls lokale Konzentrationsmaxima, die entsprechend der Magnetfeldstärke deutlicher ausgeprägt sind, jedoch befinden sich diese weiter unten auf den Proben und bilden sich mit höheren Magnetfeldstärken immer weiter in Richtung der Probenmitte aus. Es kann außerdem eine Verschiebung entlang dem Uhrzeigersinn beobachtet werden. Eine positive Polung des Magnetfeldes ($\vec{B} \uparrow \uparrow \vec{v}_{\text{elec}}$) bewirkt auf der Probe eine nach oben und damit in räumlicher

6 Ergebnisse

Richtung des Neutralisators verlagerte Gaußverteilung, während ein negativ gepoltes Magnetfeld ($\vec{B} \downarrow \uparrow \vec{v}_{\text{elec}}$) zu einer Verlagerung der maximalen Schichtdicken nach unten auf der Probe und somit in entgegengesetzter Richtung des Neutralisators führt. Im direkten Vergleich wirkt die Verteilung wie eine Spiegelung der oberen Messreihe. Lenkt man das Augenmerk zunächst auf die obere Messreihe in **Abb. 6.11 b)** Zeile 1, in der die durch spektral-photometrische Messungen ermittelten Beschichtungsraten dargestellt sind, so beträgt die Beschichtungsrate ohne Magnetfeld 0.039 nm/s.

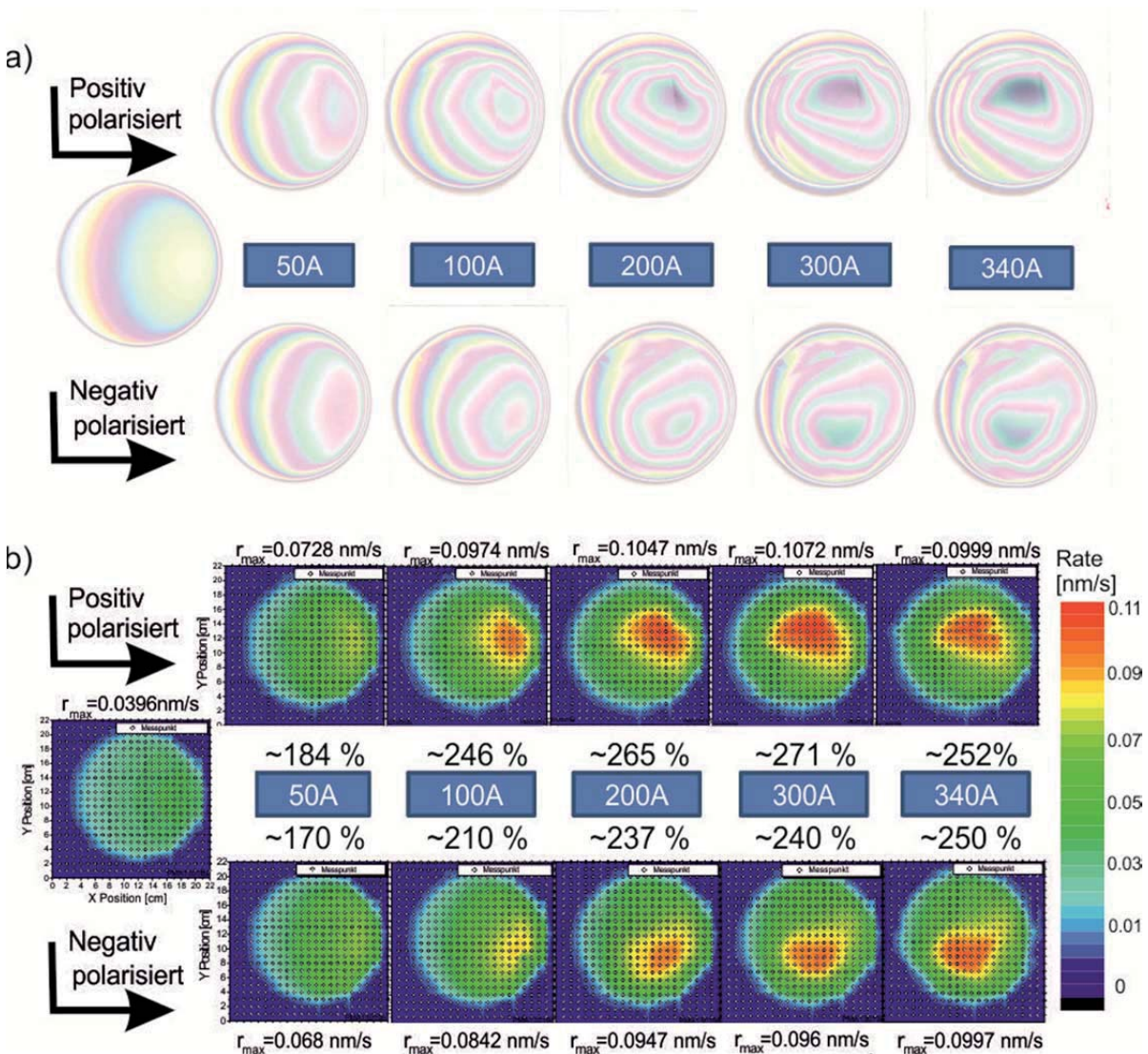


Abb. 6.11 Photographisch aufgenommene (a) sowie gemessene (b) laterale Verteilung von Titan auf Borofloatglas, welche sich während der Beschichtung am Ende des Solenoids befand [115]

Mit Anlegen eines Spulenstroms kommt es zu einer lokalen Erhöhung der Schichtdickenkonzentration. Es ist erkennbar, dass schon ein Spulenstrom von 50 A ausreichend ist, um die Beschichtungsrate auf 0,0728 nm/s (entspricht einem Faktor von 1,84) zu steigern. Das bedeutet, dass bereits einige mT zu einer Verdopplung der Beschichtungsrate führen. Weitere Erhöhungen des Spulenstroms steigern die Beschichtungsrate. Eine Erhöhung des Spulenstroms auf 100 A führt schon zu einer Steigerung der maximalen Beschichtungsrate auf 246 %.

Bei einem Spulenstrom von ca. $I_{\text{Spule}} = 300 \text{ A}$ stagniert der Anstieg der Beschichtungsrate. Die dabei ermittelte maximale Beschichtungsrate von ca. 0.097 nm/s entspricht einer Erhöhung der Beschichtungsrate auf ca. 271 %. Eine Erhöhung des Spulenstroms lässt nicht nur die Beschichtungsrate ansteigen, sondern beeinflusst wie auch bei Aluminiumoxid und Siliziumoxid die Verteilung des Beschichtungsmaterials auf der Probe, worauf die Interferenzringe schon hindeuten. Die Position der maximalen Beschichtungsrate ändert sich durch den Einfluss des Magnetfeldes, so dass sich das Konzentrationsmaximum in Abhängigkeit der Spulenstärke verlagert. Die Schichtdickenverteilung hat bei einem Spulenstrom von $I_{\text{Spule}} = 0 \text{ A}$, durch die Geometrie der Spule bedingt, einen Konzentrationsschwerpunkt auf der rechten Seite des Substrats.

Rotation des Plasmastroms im Solenoid

Alle untersuchten Materialien, die sich in hinreichender Intensität von Magnetfeldern beeinflussen lassen, bilden lokale Beschichtungsmaxima. Diese Maxima bilden sich mit zunehmender Stärke der magnetischen Felder immer näher an dem Punkt, der sich durch das antizipierte Auftreffen der Fortsetzung der zentralen Achse innerhalb des Solenoids auf den Borofloatgläsern ergibt. Im Falle des vorliegenden Versuchsaufbaus sollte diese auf die Mitte der Probe weisen [35]. Auffallend ist, dass sich die höchste Schichtdicke im oberen Teil des Substrats konzentriert und nicht genau mittig ist, wenn ein positives Magnetfeld ($\vec{B} \uparrow \uparrow \vec{v}_{\text{elec}}$) zur Anwendung kommt, obwohl dort die Zentralachse des Solenoids auftreffen würde. Bei Verwendung eines negativen Magnetfeldes ($\vec{B} \downarrow \uparrow \vec{v}_{\text{elec}}$) liegt die höchste Schichtdicke im unteren Teil des Substrates [35]. Die Anhäufung des Beschichtungsmaterials kann demnach mittels Änderung der Magnetfeldstärke gesteuert werden. Die Position der maximalen Schichtdicke ist von dem jeweiligen Beschichtungsmaterial abhängig und könnte mit der Masse korreliert sein. Diese Allokation des Maximums der Schichtdicke, die sich in Abhängigkeit des Spulenstroms ändert und bei

positivem Feld im Uhrzeigersinn wandert, lässt sich auf das Vorliegen einer Rotation im Plasma zurückführen, wie am Beispiel von Titan zu erkennen ist. Diese Plasmarotation wird durch die Anwesenheit des durch die Spulen erzeugten axialen Magnetfeldes herbeigeführt und durch stärkere Magnetfelder intensiviert. Da die Elektronen durch das axiale Magnetfeld entlang der magnetischen Feldlinien auf Larmorradien gezwungen werden (senkrecht zum Magnetfeldfluss und senkrecht zu ihren Bewegungsvektoren), entsteht durch die Coulombanziehung und Erhaltung der Quasineutralität im Plasma zwischen Elektronen und Ionen eine Plasmasäule, deren charakteristischer Radius mit ansteigendem magnetischen Feld sinkt, wie in entsprechenden Experimenten nachgewiesen wurde [92]. Die Elektronenflugbahnen sind somit räumlich begrenzt, das heißt die Elektronen sind magnetisiert. Das Magnetfeld ist jedoch bei konstanter Stärke nicht intensiv genug, um auch die Ionen innerhalb des Solenoids auf Zyklotronbahnen zu zwingen. Aufgrund ihrer deutlich größeren Masse unterschreitet der berechnete Larmorradius der Ionen einen Wert von ca. einem Meter nicht. Da der Durchmesser der Zyklotronbahnen der Ionen somit größer ist als der Durchmesser des Solenoids, sind die Ionen nicht magnetisiert.

Durch die räumliche Kollimierung der Elektronen im Plasma entsteht ein sich selbst erhaltendes konsistentes radiales elektrisches Feld innerhalb der kollimierten Plasmasäule. Es liegt ein radialer Ladungsstrom vor, der durch die Ladungsseparation zwischen den magnetisierten Elektronen und unmagnetisierten Ionen generiert wird. Die Feldstärke des elektrischen Feldes skaliert mit B^2 [92]. Das axiale Magnetfeld und das radial elektrische Feld, welches im Plasmaschlauch entsteht, verursacht eine azimuthale $\vec{E} \times \vec{B}$ Drift. Diese ergibt sich, wenn ein Ladungsstrom im Plasma durch ein magnetisches Feld fließt.

Im Allgemeinen ist diese $\vec{E} \times \vec{B}$ -Kraft größer als die Kraft des Druckgradienten und verursacht somit eine makroskopische Einschnürung des Plasmas. Das hat zur Folge, dass in einer zylindrischen Anordnung, in der der Strom radial in die Ebene und senkrecht zum magnetischen Feld fließt, die Kraft wie ein Drehimpuls wirkt und das Plasma um die magnetischen Feldlinien rotieren lässt. Dabei können hohe Rotationsgeschwindigkeiten erzeugt werden [116]. Das rotierende Plasma zirkuliert um die zentrale Achse des Solenoids mit der Geschwindigkeit E/B (Winkelgeschwindigkeit $\Omega = E/B_r$) [14].

Die Umkehrung der Flussrichtung des magnetischen Feldes, die durch die Umpolung des Spulenstromflusses bewirkt wird, ändert zwar die

Zirkulationsrichtung der Elektronen (Wechsel von einer Rechtsschraube zur Linksschraube), beeinflusst dabei jedoch weder die Zentrifugalkraft, noch das radiale elektrische Feld oder den Druckgradienten. Dennoch führt die Umpolung des Magnetfeldes zu einer Verlagerung der Beschichtungsmaxima. Anhand der als Spiegelung bezeichneten Verlagerung des Maximums lässt sich die Zentrifugalkraft, die aus der $\vec{E} \times \vec{B}$ Drift abgeleitet wird, erkennen. Ähnliche Vorgänge wurden in Forschungsgruppen um Anders et al. und um Zhitomirsky et al. beobachtet [30] [88] [106]. Die Verlagerung der Maxima erfolgt in die Richtung, die aus der Kraft resultiert, die senkrecht zu $\vec{E}$ und $\vec{B}$ wirkt. Durch die Umkehrung der Flussrichtung des magnetischen Feldes wird auch die Richtung der Plasmarotation umgekehrt und es kommt zu einer Materialfluktuation, die sich aus [26] herleiten lässt und anhand der vorliegenden Untersuchungen nachweisbar ist.

Bewertung der bisher erzielten Beschichtungsergebnisse

Im Rahmen der voranstehenden Untersuchungen zur Plasmaführung wurde mit ausgewählten Materialien gearbeitet. Anhand dieser Repräsentanten kann resümiert werden, dass magnetische Felder zur Manipulation der Trajektorien des Beschichtungsmaterials im IBS-Prozess verwendet werden können, was den Nachweis der Übertragbarkeit der theoretischen Grundlagen der Forschungen an bereits vorhandenen Plasmaführungsverfahren mittels elektromagnetischer Felder auf den IBS-Prozess erbringt. Zusammenfassend veranschaulichen **Abb. 6.12** und **Abb. 6.13 a)** im Gesamtbild der Materialien SiO_2 , TiO_2 , Ta_2O_5 und Al_2O_3 die Zunahme der jeweiligen Beschichtungsrate für die einzelnen Spulenströme.

Im Vergleich der vier Materialien kann also gesagt werden, dass Silizium eine vergleichsweise hohe Abstäubungseffizienz hat, welche sich im Vergleich der Beschichtungsraten mit Aluminium und Tantal bemerkbar macht. Dabei besitzt Titan nach Tantal die geringste Abstäubungseffizienz der untersuchten Materialien. Den größten Anstieg in der Beschichtungsrate mit zunehmendem Spulenstrom hat Titandioxid. Dieser Wert ist sehr hoch unter Berücksichtigung der Tatsache, dass Titan in seiner molaren Masse schwerer als Silizium oder Aluminium ist.

Die unterschiedliche Manipulierbarkeit der verschiedenen Spezies lässt sich u. a. auf die Masse zurückführen. Alle Spezies weisen unterschiedliche Massen auf. Aufgrund der Massezahlen der Spezies wäre anzunehmen, dass die

6 Ergebnisse

Transporteffizienz von Aluminium am größten ist. Offensichtlich ist die Transporteffizienz allerdings noch von einem anderen Faktor abhängig.

Betrachtet man die erste Ionisierungsenergie der Materialien in **Abb. 6.13 b)**, so könnte auch die Ionisierungsenergie mit dem Gainfaktor einhergehen. Für die Führung des Plasmas wäre somit nicht nur die Masse sondern auch die Ionisierungsenergie von Bedeutung. Je leichter die Ionisierung erfolgen kann, desto mehr Material wird ionisiert und kann durch das Magnetfeld geführt werden.

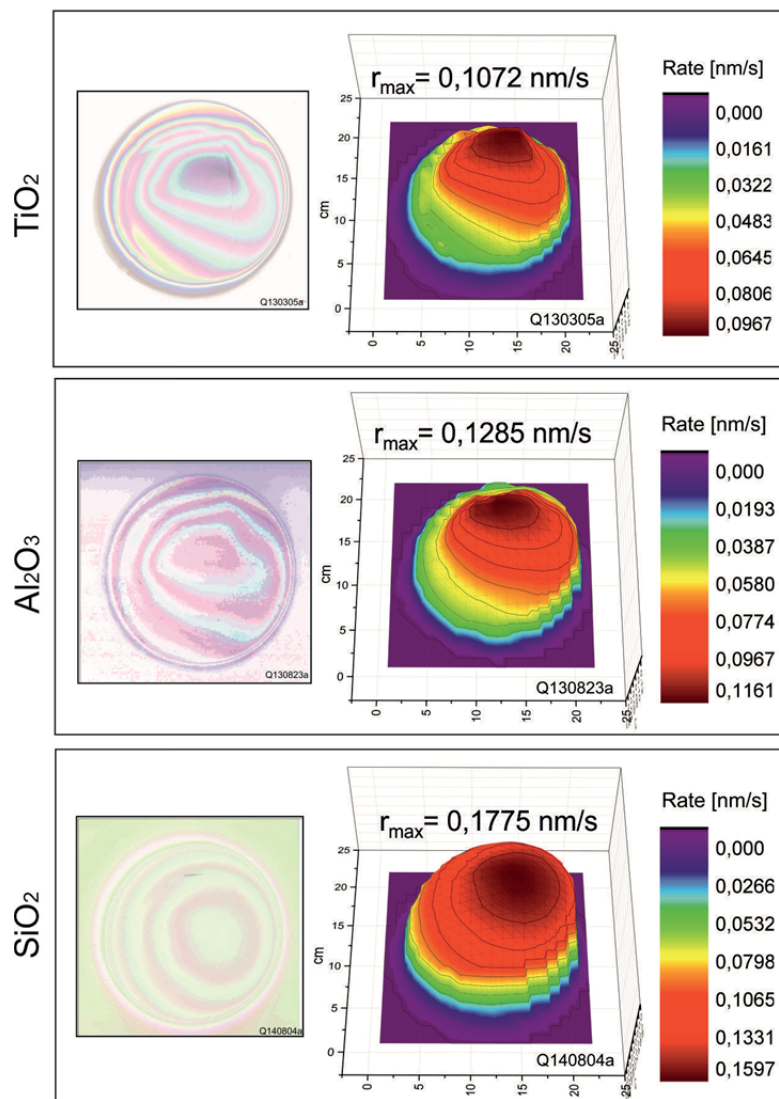


Abb. 6.12 Laterale Verteilung von TiO_2 , Al_2O_3 und SiO_2 auf Borofloatglas gegenüberstellend im Vergleich. In der rechten Spalte sind die Ablichtungen abgebildet, die rechte Spalte zeigt die gemessene Schichtdickenverteilung

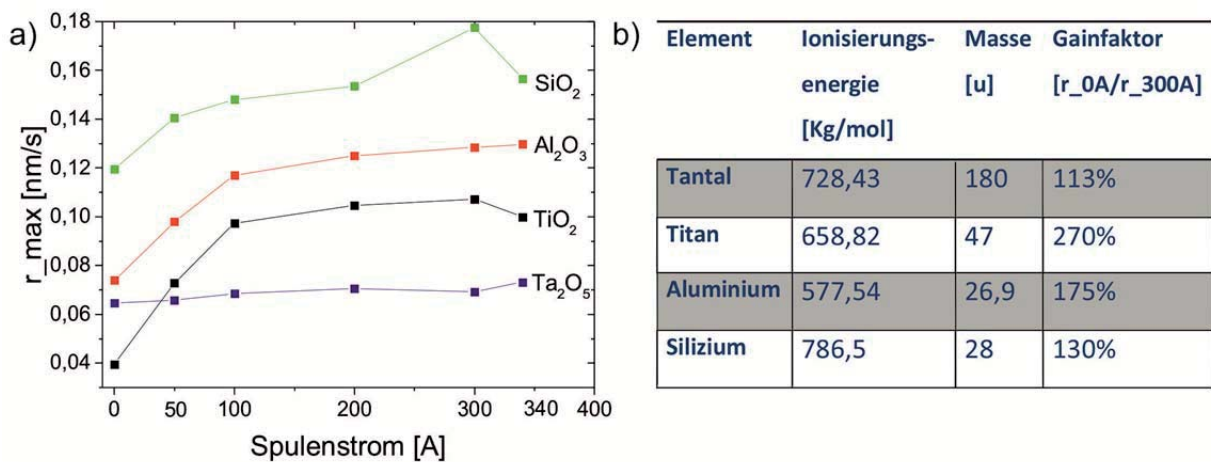


Abb. 6.13 a) Zunahme der Beschichtungsrate in Abhängigkeit der Spulenströme für die untersuchten Materialspezies Gegenüberstellung von Masse, Ionisierungsenergie und Gainfaktor der jeweiligen Materialien
b) Ionisierungsenergien, Massen und Gainfaktor der jeweiligen Materialien

6.2.2.1 Unter-Stöchiometrie Schichten bei TiO₂

Abb. 6.11 zeigt, dass bei den Beschichtungsexperimenten mit Titan als Targetmaterial und einer Spulenstromstärke von $I_{\text{Spule}} = 300 \text{ A}$, woraus ein Magnetfeld von ungefähr 60 mT resultiert, an der Stelle der höchsten Schichtdicke ein dunkel gefärbter Bereich auftritt, der sich mit zunehmender Magnetfeldstärke zu einem opaken Bereich entwickelt. Der dunkle Bereich auf den Substraten taucht nur bei relativ hohen Magnetfeldstärken des Solenoids um 60 mT auf, der durch eine Einstellung entsprechend hoher Werte bei den Ionenquellenparametern wie im Folgenden gezeigt wird, weiter verstärkt werden kann. Erhöht man die Leistung der Ionenquelle und verlängert die Beschichtungszeit, so bildet sich ein schwarz gefärbter Bereich an der Stelle der maximalen Beschichtungsrate (**Abb. 6.14**). Mit energie-dispersiven Röntgenspektroskopie-Messungen (EDX) wird ermittelt, dass es sich bei dem dunklen Bereich um eine Unter-Stöchiometrie von Sauerstoff handelt (**Abb. 6.15**).

Die Unterversorgung von Sauerstoff in der Schicht lässt vorerst die Vermutung aufkommen, dass ein Sauerstoffdefizit in dem begrenzten Bereich des Beschichtungsvorganges auf dem Substrat vorliegt. Somit wären 20 sccm bei einer Spulenstromstärke von $I_{\text{Spule}} = 300 \text{ A}$ bei einer spezifischen Beschichtungs-dichte nicht ausreichend und eine vermehrte Bereitstellung von Sauerstoff würde zur Lösung des Problems führen.

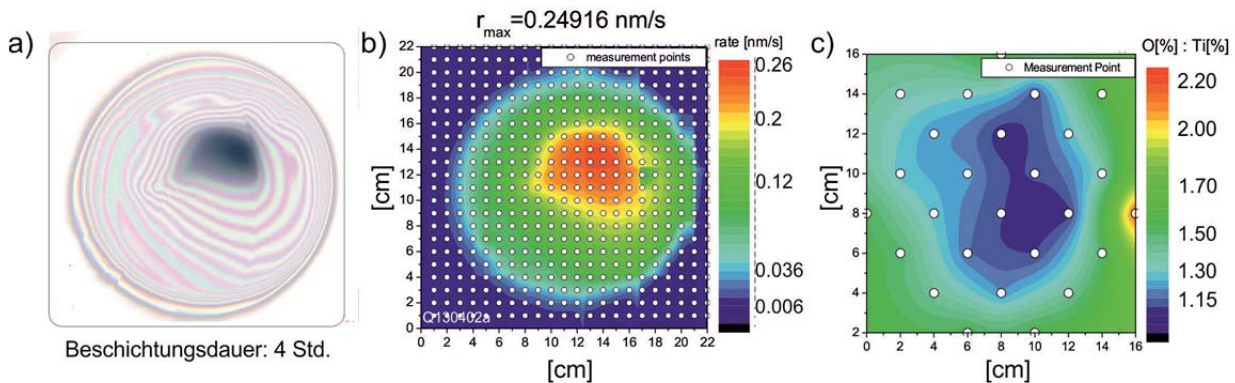


Abb. 6.14 Einfluss der Ionenquellenparameter auf das Sauerstoffdefizit. Die Absorption steigt mit steigender Beschichtungsrate an. Prozessparameter: 6-23-20-0 sccm, 500 mA 1300 V, $I_{Spule} = 300$ A
a) Ablichtung des Borofloatglases b) Laterale Verteilung der gemessenen Schichtdicke c) Laterale Verteilung des Sauerstoff/Titan Verhältnisses

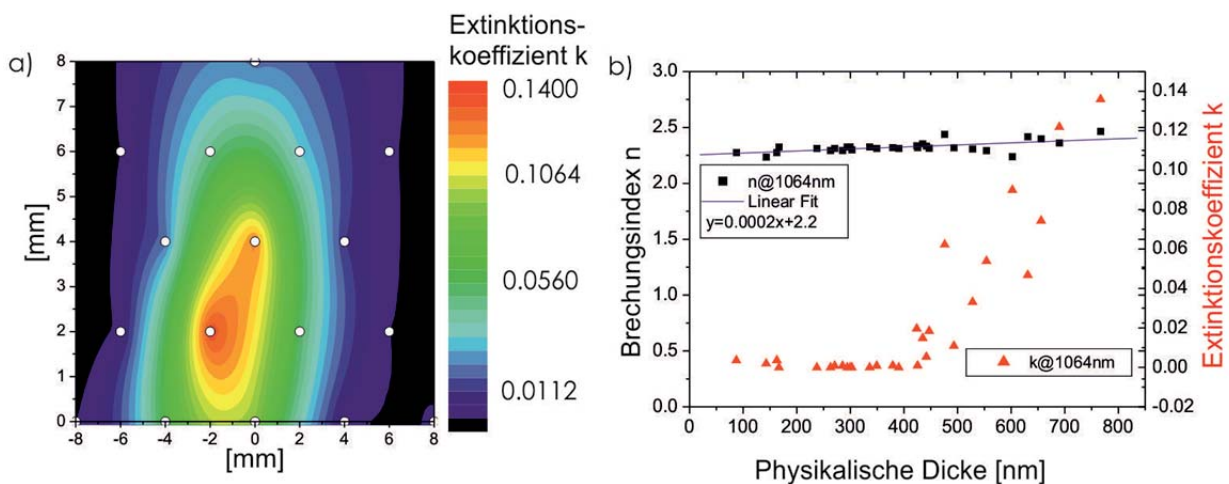


Abb. 6.15 Laterale Verteilung des Extinktionskoeffizienten k , 6-23-50-0 sccm, mit Quellenparametern $I_{Beam} = 500$ mA, $U_{Beam} = 1300$ V, $I_{Spule} = 300$ A ~ 60 mT

Folgende Beschichtungsexperimente zeigen jedoch, dass die Unterstöchiometrie in der Schicht eine andere Ursache hat. Bei diesen Versuchen wird in allen Beschichtungsprozessen ein Magnetfeld von ca. 60 mT in der Transferspule erzeugt und jeweils die Sauerstoffzufuhr und die Quellenparameter der Ionenquelle variiert. **Abb. 6.16** zeigt ausgewählte Ablichtungen von Borofloat-Substraten und die dazugehörigen lateralen Verteilungen der Schichtdicke, welche nach der Transferspule mit Titandioxid beschichtet werden. Dabei werden jeweils die Ergebnisse am lokalen Konzentrationsmaximum von Beschichtungsvorgängen mit Quellenparametern

von $I_{\text{Beam}} = 500 \text{ mA}$ $U_{\text{Beam}} = 800 \text{ V}$ und $I_{\text{Beam}} = 300 \text{ mA}$ und $U_{\text{Beam}} = 1300 \text{ V}$, und einer Gaszufuhr von 20 und 50 sccm wechselseitig zueinander in Bezug gesetzt. Die Erhöhung des Ionenquellenstroms von 300 mA auf 500 mA sowie der Ionenquellenspannung von 800 V auf 1300 V entspricht jeweils ungefähr 60 %. Auf den Ablichtungen sind verschieden stark ausgeprägte Schattierungen im Bereich der maximalen Schichtdicken zu erkennen, welche auf verschiedene Grade der Stöchiometrie hindeuten.

Abb. 6.17 zeigt die mit einem GFA gemessenen Ionenenergieverteilungen für die jeweiligen in **Abb. 6.16** abgebildeten Beschichtungen an der Stelle des maximalen Beschichtungsmaterials in Abhängigkeit der eingestellten Ionenparameter und Gasflüsse. Die Quellenparametereinstellung mit $I_{\text{Beam}} = 300 \text{ mA}$ und $U_{\text{Beam}} = 1300 \text{ V}$ bringt bei einem Fluss von 20 sccm aktiviertem Sauerstoff sowie bei 50 sccm Sauerstoffzufuhr eine weitaus geringere Anzahl an energiereichen Ionen hervor, als die Parametereinstellung mit $I_{\text{Beam}} = 500 \text{ mA}$ und $U_{\text{Beam}} = 800 \text{ V}$. Des Weiteren unterscheiden sich die Energieverteilungen bei einer Sauerstoffzufuhr von 20 sccm und 50 sccm ebenfalls erheblich.

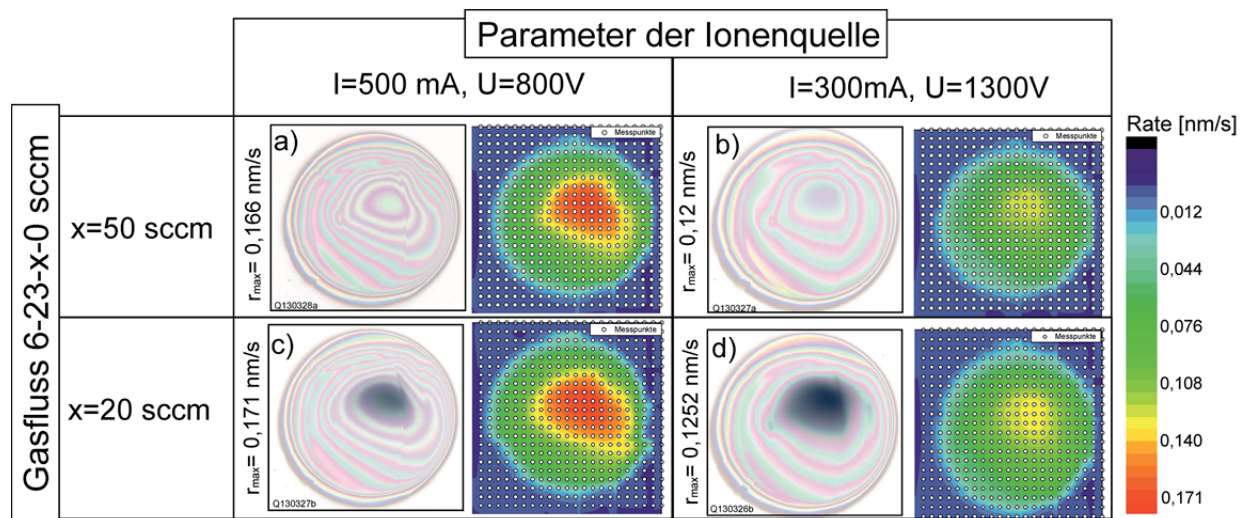


Abb. 6.16 TiO_2 auf Borofloatglasplatten. Die Beschichtungsdauer beträgt 2 Stunden bei einem Spulenstrom von $I_{\text{Spule}} = 300 \text{ A}$ a) 50 sccm Sauerstoff, 500 mA 800 V, b) 50 sccm Sauerstoff, 300 mA 1300 V, c) 20 sccm Sauerstoff, 500 mA 800 V, d) 20 sccm Sauerstoff, 300 mA 1300 V

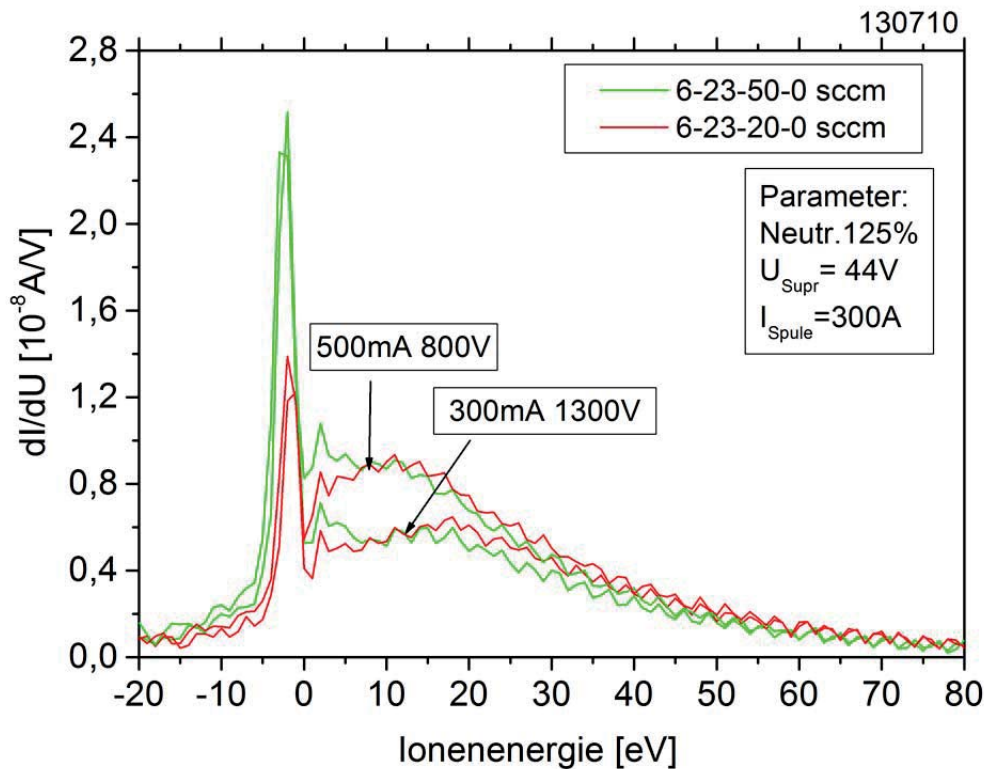


Abb. 6.17 Energieverteilung der Ionen im magnetischen Feld in Abhängigkeit der Ionenquellenparameter am Beispiel von Aluminium als Targetmaterial

Bei einer Sauerstoffzufuhr von 50 sccm wird bei $I_{\text{Beam}} = 500 \text{ mA}$ und $U_{\text{Beam}} = 800 \text{ V}$, sowie auch für $I_{\text{Beam}} = 300 \text{ mA}$ und $U_{\text{Beam}} = 1300 \text{ V}$ eine weitaus höhere Anzahl an energetischen Ionen zur Verfügung gestellt, was auf die Effekte der Stoßionisation zurückzuführen ist. Die Erhöhung der Quellenspannung führt erfahrungsgemäß zu höheren Energien der extrahierten Argonionen. Diese werden jedoch nicht auf das geladene Beschichtungsmaterial übertragen. Eine Erhöhung der Quellenspannung führt nur zu einer leichten Erhöhung des abgestäubten Beschichtungsmaterials am Target.

Die Erhöhung des Quellenstroms erhöht im Allgemeinen die Anzahl der Argonionen, die das Target beaufschlagen. Die erhöhte Anzahl spiegelt sich auch im Energiespektrum in Form einer signifikant erhöhten Ionendichte wieder. Betrachtet man **Abb. 6.16 c)** und **d)** mit jeweils einer Sauerstoffzufuhr von 20 sccm, ist davon auszugehen, dass im Falle eines Sauerstoffdefizits entlang der Mittelachse der dunkel gefärbte Absorptionsbereich bei **c)** stärker ausgeprägt wäre, da im Vergleich zu **d)** mehr Titanatome abgestäubt werden und demnach entlang der Mittelachse geführt werden. Dass sich mehr Beschichtungsmaterial entlang der Mittelachse befindet, zeigt die

Beschichtungsrate, die von den vier Beschichtungen am höchsten ist. Bei **d)** befindet sich deutlich weniger Beschichtungsmaterial entlang der Mittelachse, jedoch ist davon auszugehen, dass das abgestäubte Beschichtungsmaterial bei höherer Beaufschlagung der Argonionen auch über einen höheren Energieeintrag des Beschichtungsmaterials verfügt. Hier ist der Absorptionsbereich am stärksten ausgeprägt.

Somit ist die Unter-Stöchiometrie nicht auf eine Sauerstoffarmut im Rezipienten zurückzuführen. Vielmehr hat eine erhöhte Energie der zur Schicht kondensierenden Beschichtungsteilchen einen Einfluss auf die Oberflächentopologie und somit ist die Schichtzusammensetzung die Ursache der Unter-Stöchiometrie. Forschungsgruppen um Rossnagel et al. [117] zeigen einen Zusammenhang des Sauerstoffdefizits mit der Beschleunigung des Beschichtungsmaterials am Beispiel von Beschichtungen mit Titandioxid auf. Demnach führt eine erhöhte Energie zu einem Aufbrechen der TiO_2 Moleküle in der Schicht, der Herauslösung der Sauerstoffatome und letzten Endes zu einer Entstehung von Suboxiden. Eine energetische Ionenbombardierung schlägt sich daher in einer Formation in andere Oxidationszustände nieder. Die Titandioxidschicht wird chemisch verändert und beeinflusst den Absorptionskoeffizienten. Im Rahmen der herangezogenen Untersuchungen von Rossnagel wurde jedoch festgestellt, dass der Effekt nur zu beobachten ist, wenn Energiewerte oberhalb von 200 eV zur Anwendung kommen. Die GFA-Messungen weisen jedoch eine Beschleunigung der geladenen Beschichtungsteilchen nach, die lediglich zu einer Zunahme der Energie von 10 eV auf 30 eV führt. Da die Energiezunahme eher marginal erscheint, liegt nahe, dass die Formation in andere Oxidationszustände nicht aus der Beaufschlagung von Ionen resultiert. Es wäre allerdings denkbar, dass ein ähnlicher Effekt auf eine Beschleunigung der Elektronen zurückzuführen ist. Jedoch kann auch nicht ausgeschlossen werden, dass sich nicht doch vereinzelt hochenergetische Ionen im Materialfluss befinden, jedoch außerhalb der Messbereiche liegen.

6.2.3 Räumliche Verteilung von $\text{TiO}_2/\text{Al}_2\text{O}_3$ -Kompositen unter Einfluss eines axialsymmetrischen Magnetfeldes

Nachdem feststeht, dass die Implementierung magnetischer Felder in den IBS-Prozess nicht nur theoretisch geeignet ist, um die Trajektorien des Beschichtungsmaterials zu manipulieren, sondern auch den Transport des Beschichtungsmaterials vom Target zum Substrat unterstützen kann, wird der Frage nachgegangen, welchen Einfluss die magnetischen Felder auf

6 Ergebnisse

verschiedene im Plasma enthaltene Spezies ausüben. Ausgehend von dem Befund, dass sich unter dem Einfluss magnetischer Felder massenabhängige Ansammlungen jeweiliger Spezies um die antizipierte Fortführung der Solenoidachse herausbilden, ist davon auszugehen, dass sich auch bei Beschichtungsvorgängen mit unterschiedlichen Spezies aufgrund deren unterschiedlicher Massen voneinander räumlich getrennte Konzentrationspunkte ergeben und die Spezies so räumlich separiert werden.

Der Einfluss der magnetischen Felder auf die laterale Verteilung unterschiedlicher Spezies wird in diesem Abschnitt anhand verschiedener Beschichtungsreihen mit einem Speziesgemisch und unter Hinzuschaltung magnetischer Felder von variierender Stärke untersucht. Auf die laterale Verteilung der Spezies wird mittelbar über die Analyse lokaler Brechungsindizes von an dem Ende der Spule entnommenen Substratproben zurückgeschlossen.

Die Untersuchungen werden mit einem Titan-Aluminium-Komposit im reaktiven Prozess durchgeführt, das mit einem Zonentarget bereitgestellt wird.

Nullmessung

Im Folgenden wird zunächst eine Nullmessung durchgeführt, indem der Brechungsindex eines Titan-Aluminium-Komposits untersucht wird, welches in Abwesenheit magnetischer Felder auf einem Substrat kondensiert, das sich am Ende der Transferspule befindet.

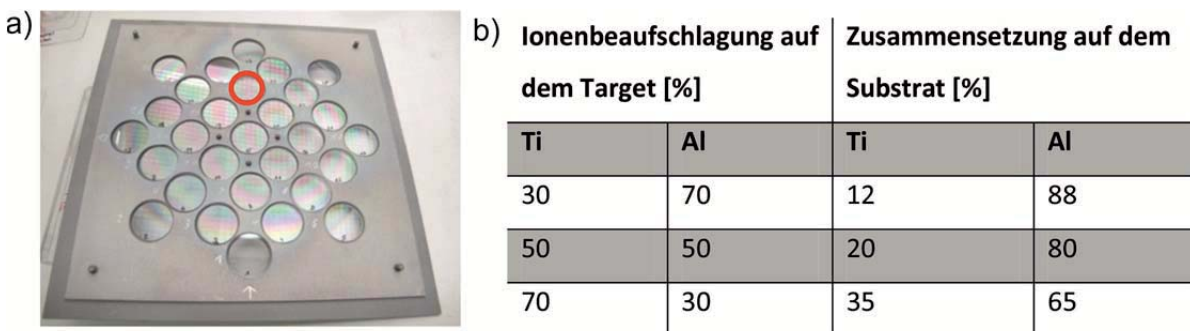


Abb. 6.18 a) Foto der zur Brechungsindexbestimmung verwendeten Menzelsubstrate in dem Substrathalter b) Tabelle zeigt für die rot markierte Substratposition wie sich prozentuale Ionenstrahlabdeckungen der Bulkmaterialien auf dem Target auf die Zusammensetzung auf dem Substrat auswirken

Für die Bestimmung der lateralen Konzentrationsverteilung der jeweiligen Spezies werden zöllige Menzel-Substrate verwendet. Diese werden in einen Substrathalter platziert, der in den umfänglichen Abmessungen den Maßen der Borofloatgläser (200 x 200 mm) gleicht.

In **Abb. 6.18 a)** ist eine Fotografie der Proben in ihrem Substrathalter abgebildet. Da die Sputtereffizienz für die Abstäubung von Aluminium deutlich höher ist als die von Titan, lässt sich jedoch das relative Beaufschlagungsverhältnis nicht auf die relativen Konzentrationsverhältnisse auf dem Substrat übertragen. Für die konkrete Durchführung der Voruntersuchung der Beschichtungen muss daher zunächst ein Beaufschlagungsverhältnis in Bezug auf die flächenanteilige Ionenstrahlabdeckung ermittelt werden, um die Bereitstellung eines adäquaten Konzentrationsverhältnisses der Spezies in dem Plasma zu gewährleisten. Im Rahmen einer Voruntersuchung wird dazu das Zwei-Zonentarget über eine lineare Ansteuerung des Targettisches von dem Ionenstrahl in exemplarischen Flächenverhältnissen von etwa 30/70, 50/50 und 70/30 beaufschlagt. In **Abb. 6.18 b)** sowie in **Abb. 6.19** sind die auf einer Probe in Abwesenheit von magnetischen Feldern erzielten durchschnittlichen Konzentrationswerte der beiden Spezies im Verhältnis zu den jeweils beaufschlagten Targetanteilen dargestellt. Dabei sind die folgenden Zusammenhänge zu erkennen: Wird das Target in einem Flächenverhältnis von 30%_{Ti}/70%_{Al} abgedeckt, ergibt sich auf der Probe ein Konzentrationsverhältnis jeder Probe von 12%_{Ti}/88%_{Al}, liegt das Abdeckungsverhältnis bei 50%_{Ti}/50%_{Al}, wird eine Konzentration von 20%_{Ti}/80%_{Al} erzielt und bei einer Ionenstrahlabdeckung von 70%_{Ti}/30%_{Al} wird die Probe mit einer Schicht aus 35%_{Ti}/65%_{Al} deponiert. **Abb. 6.20** zeigt die Abhängigkeit des Brechungsindex von der Wellenlänge. Der größte Brechungsindexkontrast ergibt sich bei dem Ionenbeaufschlagungsverhältnis von 70%_{Ti}/30%_{Al}. Des Weiteren ist der Kontrast hin zu kurzen Wellenlängen größer als bei größeren Wellenlängen.

Exemplarisch wird ein Komposit, welches sich aus einem Ionenabdeckungsverhältnis von 70%_{Ti}/30%_{Al} ergibt, untersucht. Dieses Plasmagemisch wird unter dem Einfluss von einem Spulenstrom $I_{\text{Spule}} = \{ \pm 0 \text{ A}, \pm 50 \text{ A}, \pm 100 \text{ A}, \pm 200 \text{ A}, \pm 300 \text{ A} \text{ und } \pm 340 \text{ A} \}$ entlang der Magnetfelder geführt.

Abb. 6.19 zeigt die laterale Konzentrationsverteilung hinter der Transferspule, die sich anhand der zölligen Menzel-Proben nach einer Beschichtungszeit von drei Stunden und einem Gasfluss von 6-23-50-0 sccm über die Brechungsindexbestimmung ergibt.

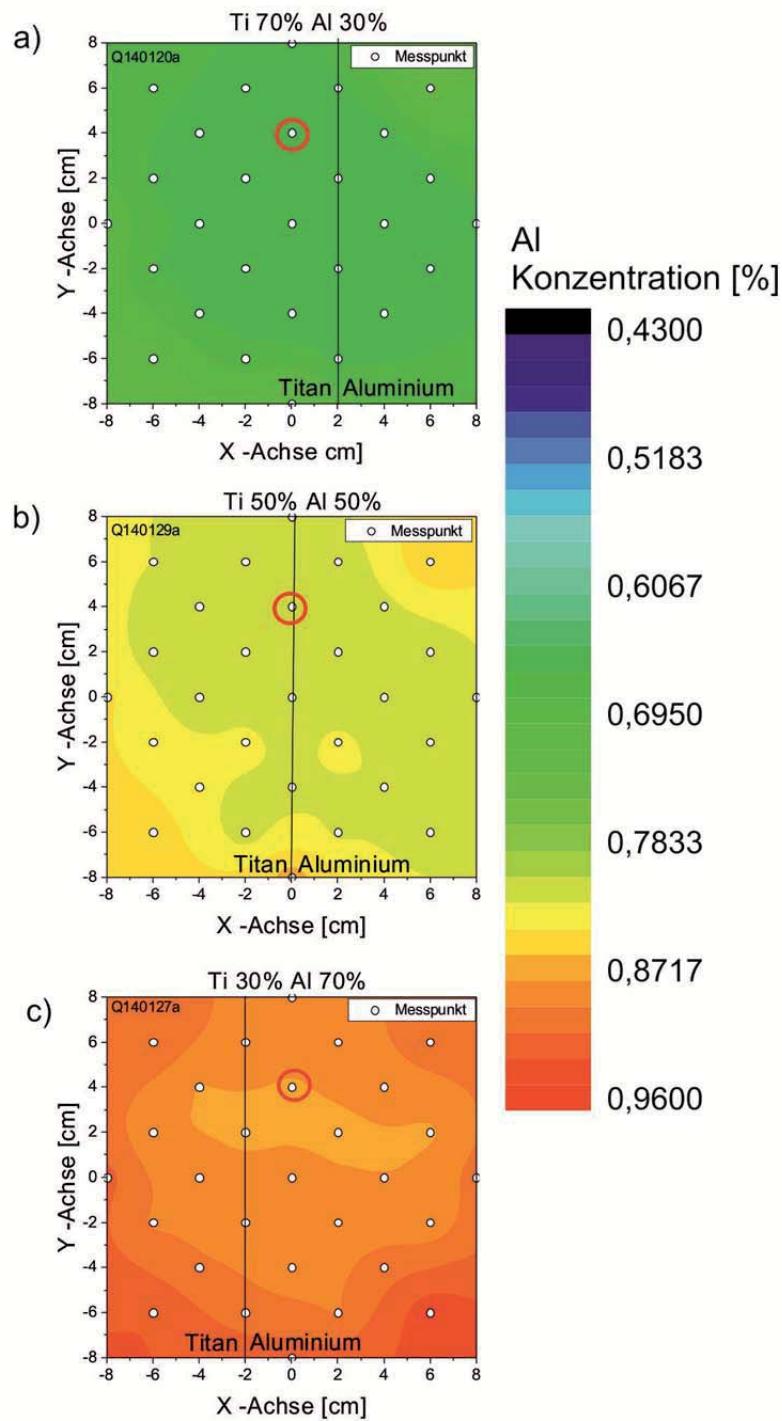


Abb. 6.19 Konzentrationsverteilung auf Menzel-Substraten für ein Komposit aus a) 70 % Titan und 30% Aluminium b) 50 % Titan und 50 % Aluminium c) 30 % Titan und 70 % Aluminium flächenanteiliger Ionenstrahlabdeckung mit dem Target

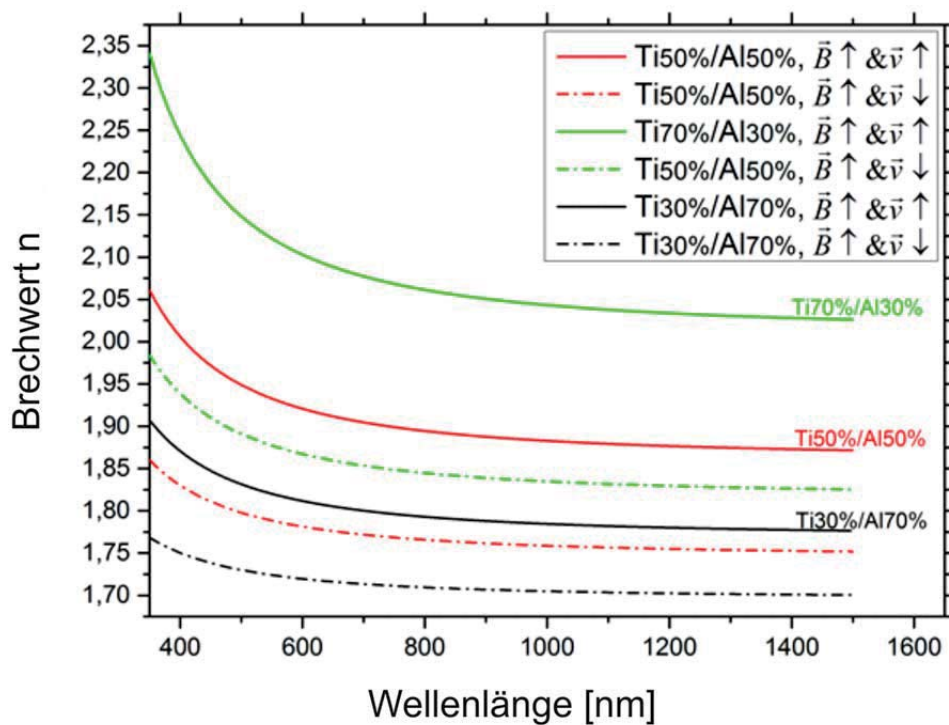


Abb. 6.20 Brechungsindexverlauf für ausgewählte Mischungsverhältnisse in Abhängigkeit der Flussrichtung des magnetischen Feldes [115]

Ohne die Hinzuschaltung von magnetischen Feldern wird eine nahezu homogene Konzentrationsverteilung erzielt. Ein Einbringen eines Magnetfeldes führt nicht nur zu einer gaußförmigen Verteilung des Beschichtungsmaterials, sondern verursacht zudem, wie in **Abb. 6.21** schon bei einer Spulenstromstärke von $I = 50$ A zu erkennen ist, einen Gradienten im Brechungsindex. Weitere Beschichtungsexperimente, in denen 100 A, 200 A und 300 A Spulenstrom angewendet werden, zeigen, dass sich dieser Gradient weiter ausprägt und sich ein Konzentrationsmaximum von Titandioxid herausbildet.

Die unterschiedliche Anhäufung von Titandioxid und Aluminiumoxid lässt wieder sehr deutlich eine Rotation der Spezies im Plasma erkennen. Diese Plasmarotation wird durch die Anwesenheit des axialen Magnetfeldes und der damit verbundenen azimuthalen $\vec{E} \times \vec{B}$ Drift erzeugt. In der zylindrischen Anordnung des Solenoids fließt ein Strom radial in die Ebene senkrecht zum magnetischen Feld und bewirkt, dass die Kraft wie ein Drehmoment wirkt, welches das Plasma um die magnetischen Feldlinien rotieren lässt.

Ein solcher starrer Rotationskörper verursacht eine radiale und zentrifugale Separation der einzelnen Spezies [91], die mit ansteigendem Magnetfeld ansteigt, wie sie auch aus den Forschungen der Plasmazentrifuge bekannt sind.

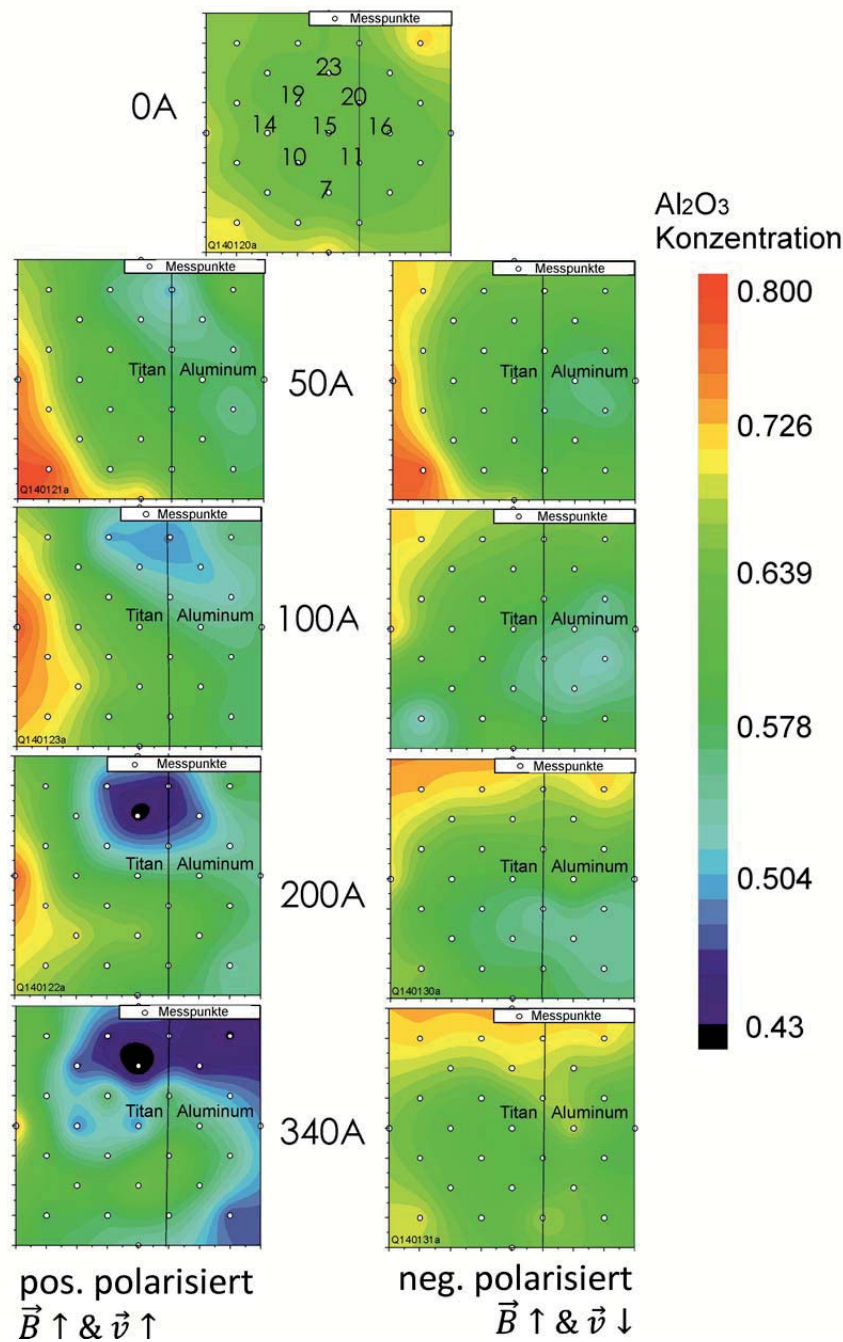


Abb. 6.21 Borofloat-Substrate mit einem Komposit aus zwei Spezies. Auf der linken Seite kommt ein positives Magnetfeld zur Anwendung ($\vec{B} \uparrow \uparrow \vec{v}_{\text{elec}}$), auf der rechten Seite ein negatives Magnetfeld ($\vec{B} \downarrow \uparrow \vec{v}_{\text{elec}}$) [115]

Die Separation hängt von der Rotationsfrequenz ω und der Temperatur T der Plasmasäule ab sowie vom Radius der Plasmasäule, die sich abhängig von der Magnetfeldstärke definiert. Das Gauß'sche Dichteprofil impliziert, dass der

größte Teil der Ionen sich entlang der Solenoidachse konzentriert, wo die Separation am schwächsten ist [92].

Die zwei verschiedenen Ionenarten Aluminium und Titan haben durch ihr unterschiedliches Masse-zu-Ladung-Verhältnis verschiedene azimutale Geschwindigkeiten. Die unterschiedlichen Materialien werden somit unterschiedlich stark beeinflusst und entlang der Magnetfeldlinien geführt. Im Fall gleicher Ladungen bewegen sich die schweren Ionen nach außen und die leichteren nach innen, was anhand der lateralen Verteilung deutlich zu erkennen ist [14]. Ionen-Ionen-Kollisionen führen somit durch Impulsübertrag zur Beschleunigung einer Spezies in azimutaler Richtung [14] und dadurch zu einem radialen Ionentransport in der kollimierten Plasmasäule. Ionen-Elektronen-Kollisionen führen zu einer graduellen Diffusion des quasineutralen Plasmas durch das Magnetfeld [26].

Abb. 6.21 zeigt auf der rechten Seite des Bildes die Beschichtungen bei negativ gepoltem $\vec{B}$ -Feld ($\vec{B} \downarrow \uparrow \vec{v}_{\text{elec}}$) mit gleichen Versuchsbedingungen wie auf der linken Seite (positives $\vec{B}$ -Feld ($\vec{B} \uparrow \uparrow \vec{v}_{\text{elec}}$)), allerdings ist hier das magnetische Feld umgepolt. Es ergeben sich hier ähnliche, jedoch gegenläufig positionierte Konzentrationsverteilungen. Die Umkehrung des magnetischen Feldes, so dass die Polung negativ ist ($\vec{B} \downarrow \uparrow \vec{v}_{\text{elec}}$), führt zu einer konträren Verteilung der Konzentrationsmaxima, da sich die Plasmarotation umdreht und es zu einer Materialfluktuation kommt, wie die Experimente in [26] belegen.

Betrachtet man die Brechungsindexverteilung bei $I_{\text{Spule}} = \pm 300$ A, so fällt auf, dass sich die Verteilung nicht spiegelt, so wie die maximale Beschichtungsrate in den Untersuchungen zur Führung von Titan, sondern dass sich offenbar das Konzentrationsverhältnis ändert. Während bei $I_{\text{Spule}} = +300$ A überwiegend ein Konzentrationsverhältnis in einem Konzentrationsbereich von 40 % bis 60 % Aluminium auf den Substraten deponiert wird, so findet man bei $I_{\text{Spule}} = -300$ A einen Konzentrationsbereich von 60 % bis 70 % Aluminium auf dem Substrat vor. Es ist offensichtlich so, als ob das Magnetfeld das Verhältnis bei positiver Polung zugunsten von Titan ansteigen lässt und bei negativer Polung zugunsten Aluminiums.

Die Ursache für den scheinbaren Abfall der absoluten Titankonzentration und Anstieg der Aluminiumkonzentration nach der Umkehrung des magnetischen Feldes könnte in der Umkehrung der Rotation des Elektronenstroms begründet sein, der durch das Magnetfeld kollimiert ist und gelenkt wird.

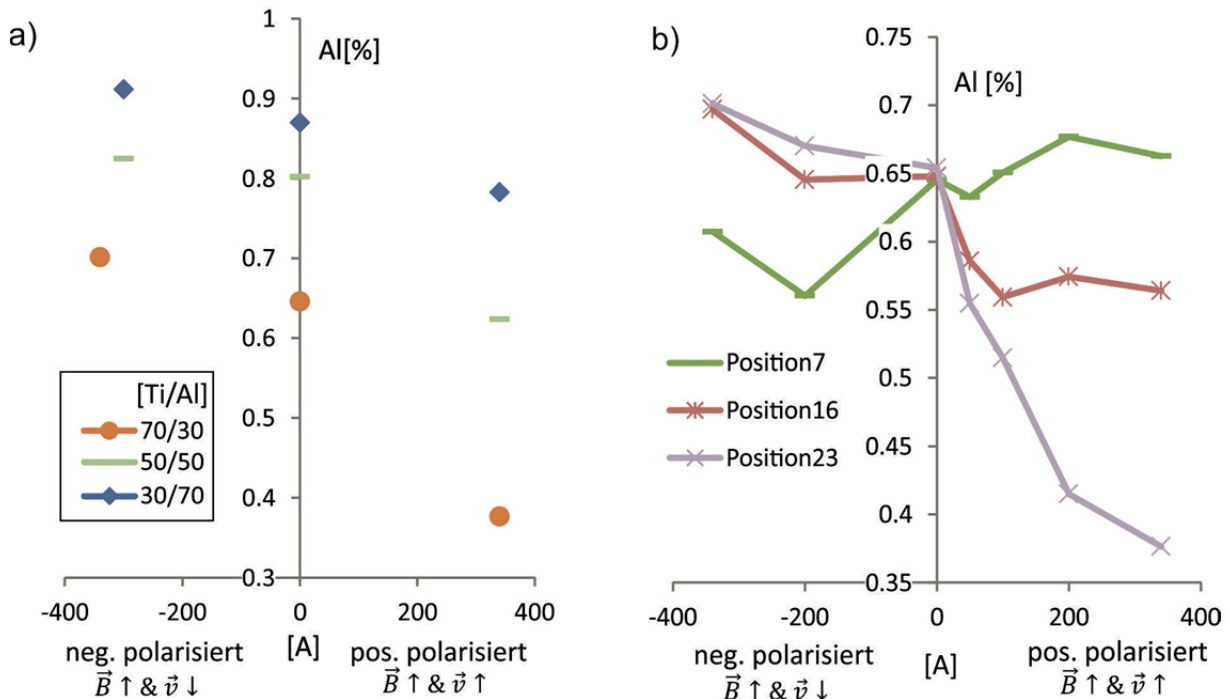


Abb. 6.22 a) Konzentrationsänderung von Aluminium in Abhängigkeit des Spulenstroms und verschiedener Ionenstrahlbedeckungen auf dem Target an Position 23, b) Konzentrationsänderung von Aluminium in Abhängigkeit des Spulenstroms und verschiedener Substratpositionen bei einer Ionenstrahlbedeckung des Targets von 70%_{Ti}/30%_{Al} [115]

Da der Neutralisator sich neben der Spule in der seitlichen Kammerwand befindet, gelangen die Elektronen seitlich in die Spule und treten nicht symmetrisch in das Magnetfeld ein. Durch die Umpolung des Magnetfeldes vollziehen die Elektronen eine Spiralbewegung in entgegengesetzter Richtung und die Plasmarotation wird umgekehrt. Der Elektronenstrom beeinflusst nicht nur die Trajektorien der geladenen Plasmaanteile, sondern ist auch für die Ionisierung des Beschichtungsmaterials verantwortlich. Es liegt daher nahe, dass die räumliche Lokalisation des Elektronenstromes durch in der Umpolung des Magnetfeldes begründete Veränderung der Magnetfeldlinien sich räumlich verlagert, da sich die Plasmarotation umkehrt. Wenn sich der Elektronenstrom derart hin zum Aluminiumtarget verlagert, dass sich diese verstärkt mit den Trajektorien der Aluminiumatome überlagert, wird eine vermehrte Ionisierung von Aluminium bewirkt. Folglich verlagert sich der quantitative Anteil des in seiner Flugbahn beeinflussbaren Plasmas zugunsten von Aluminium. Daher steigt die absolute Menge der Beschichtung des letzten Endes zugeführten Aluminiums an. Die Menge der durchschnittlichen Konzentration lässt sich mittels Schichtdicke und der örtlichen Konzentration errechnen. Für ein negativ

gepoltes Magnetfeld liegt der gewichtete Durchschnitt von Aluminium bei 68,3 %, wohingegen er für ein positiv gepoltes Magnetfeld nur 58,4 % beträgt.

Der maximale Konzentrationskontrast ergibt sich an der Substratposition, welche in **Abb. 6.18** und **Abb. 6.19** rot markiert ist. An der Stelle wird unter dem Einfluss des Magnetfeldes mit positiver Polung ($\vec{B} \uparrow \uparrow \vec{v}_{\text{elec}}$) 40 % Aluminium vorgefunden, unter dem Einfluss einer negativen Polung ($\vec{B} \downarrow \uparrow \vec{v}_{\text{elec}}$) lagert sich eine Konzentrationsspitze von ungefähr 70 % Aluminium an. Die Position befindet sich außerdem um den Punkt, an dem die antizipierte Fortführung der Solenoidachse auf das Substrat trifft und weist daher eine hohe Schichtdicke auf.

Abb. 6.22 stellt den Brechungsindexkontrast in Abhängigkeit der zuvor untersuchten Ionenstrahlabdeckungen dar. Dabei liefert das Verhältnis von 70%_{Ti}/30%_{Al} das größte Konzentrationsgefälle und damit die größte Differenz im Brechungsindex. Da die Titankonzentrationen jedoch noch weit unter den ermittelten Aluminiumkonzentrationen liegen, läge es nahe, das Abdeckungsverhältnis noch weiter zugunsten von Titan zu verlagern. Eine weitere Erhöhung der Titankonzentration führt jedoch zu unerwünschten Absorptionseffekten, die bereits in vorangegangenen Untersuchungen nachgewiesen wurden. Daher wird Kompositen mit höherem Titananteil nicht weiter nachgegangen.

Zusammenfassend kann festgehalten werden, dass das Einbringen höherer Spulenströme die Herausbildung von stärkeren speziesspezifischen Konzentrationsansammlungen mit sich bringt und demnach eine Separation der Spezies innerhalb des Komposits herbeiführt.

6.2.4 Laterale Verteilung von binären TiO_2 Al_2O_3 SiO_2 unter Einfluss eines gekrümmten axialsymmetrischen Magnetfeldes

Nachdem in dem vergangenen Kapitel die Auswirkungen linearer axialer magnetischer Felder auf die Trajektorien des Plasmas anhand lateraler Verteilungen des Beschichtungsmaterials untersucht wurden, stehen in diesem Kapitel entsprechende Untersuchungen der Wechselwirkung des Plasmas mit gekrümmten Magnetfeldern im Fokus. Daher werden den vorangehend aufgezeigten Untersuchungen ähnelnde Analysen von Substraten, die am Ende des vollständigen Separatorkonzepts beschichtet wurden, durchgeführt. Um eine größtmögliche Vergleichbarkeit der Ergebnisse dieser Untersuchungen mit den Voranstehenden zu gewährleisten, kommen die gleichen Targetmaterialien

zur Anwendung. Die laterale Verteilung wird ebenfalls anhand von Schichten auf Borofloatgläsern bestimmt. Zunächst wird die jeweilige laterale Verteilung einzelner Spezies nach separaten Beschichtungsvorgängen ermittelt, bevor auf die Verteilung dieser nach Kompositbeschichtungen eingegangen wird.

Um sicherzustellen, dass keine Sichtverbindung zwischen dem Target und dem Substrat vorliegt, werden zunächst mehrstündige Beschichtungsreihen durchgeführt, während keine der beiden Spulen (Transferspule und Separationsspule) in Betrieb genommen wird. Dabei wird festgestellt, dass sich keine Schicht auf den Substraten bildet. Diesem Befund kann entnommen werden, dass keine solche Sichtverbindung vorliegt.

Folgend werden Versuchsreihen durchgeführt, in denen der Beschichtungsprozess durch die Anwesenheit magnetischer Felder der Spulen modifiziert wird. In **Abb. 6.23** werden Fotokopien von dabei als Substrat dienenden Borofloatgläsern, die jeweils 4 Stunden mit TiO_2 , SiO_2 und Al_2O_3 beschichtet wurden, in Kombination mit den dazugehörigen spektral-photometrisch ermittelten Schichtdickenverteilungen dargestellt. Der Spulenstrom von Transfer- und Separationsspule beträgt jeweils 300 A, somit wird im Mittel eine Magnetfeldstärke von ca. 55 mT generiert. Ausschließlich die für Siliziumoxid verwendeten Borofloatgläser sind mit einer $\frac{\lambda}{4}$ TiO_2 Schicht vorbeschichtet, um für ausreichend Kontrast zu sorgen. Zwar wurden auch entsprechende Beschichtungsreihen mit Ta_2O_5 durchgeführt, jedoch werden diese hier nicht aufgeführt, da auf den Borofloatgläsern kein Ta_2O_5 vorgefunden wird. Da bei Ta_2O_5 schon anhand der lateralen Verteilung nach der Transferspule nur eine geringe Ratenzunahme zu verzeichnen war, reicht dieser Anteil nicht aus, um den gekrümmten Magnetfeldlinien zu folgen. Ein Transport von Tantal ist mit dem vollständigen Separator System somit nicht möglich.

Anhand der Ablichtungen der Borofloatgläser in **Abb. 6.23** lässt sich erkennen, dass der Materialfluss am Ende der Separationsspule im Allgemeinen ebenfalls einer Gaußverteilung gleicht, aber bei der Verwendung unterschiedlicher Materialien geringfügig variiert. Weiterhin weichen die Formen der lateralen Verteilungen voneinander ab bzw. die Beschichtungsmaxima liegen nicht übereinander. Während sich das Beschichtungsmaximum bei der TiO_2 Beschichtung in der rechten Hälfte des Quadrates befindet, liegt das Beschichtungsmaximum von Al_2O_3 ziemlich zentral auf dem Borofloatglas.

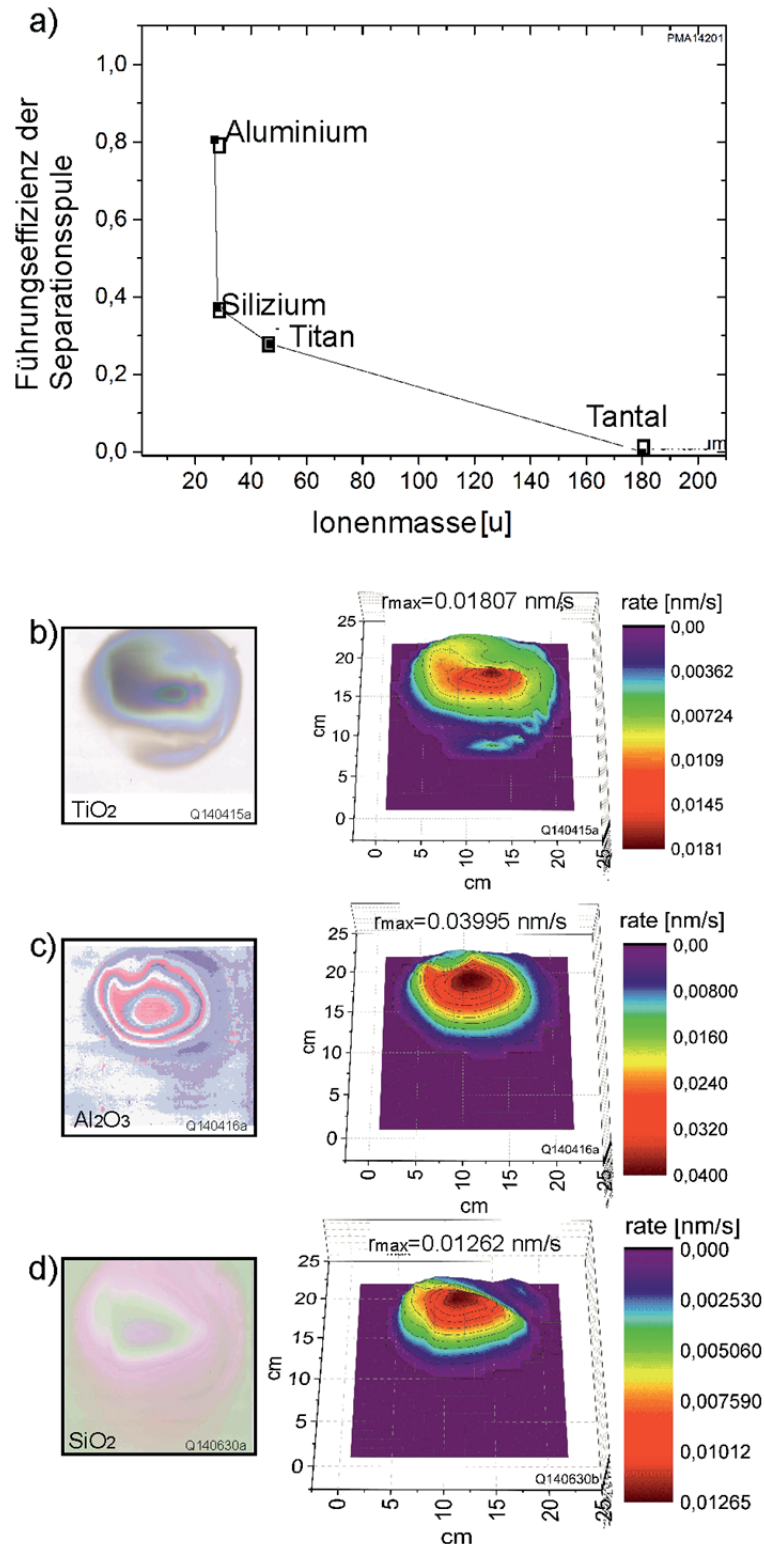


Abb. 6.23 a) Transporteffizienz der Separationsspule b) Laterale Verteilung auf Borofloatgläsern nach der Separationsspule. Die Beschichtungszeit beträgt jeweils 4 Stunden bei Spulenströmen $I_{\text{Transfer}} = 250 \text{ A}$ und $I_{\text{Separation}} = 250 \text{ A}$. Die linke Spalte zeigt die Ablichtungen der Borofloatgläser und die rechte Spalte zeigt die gemessene Schichtdicke [118]

6 Ergebnisse

Die Verortung der Beschichtungsmaxima ist, wie im vorigen Kapitel nachgewiesen wurde, aufgrund der verschiedenen Massen für jedes Material unterschiedlich. Das macht es jedoch für die Position der Planetenrotation schwierig, die optimierte Position zu finden.

Die durchschnittliche Beschichtungsrate von SiO_2 beträgt $0,0126 \text{ nm/s}$, für den Beschichtungsvorgang mit TiO_2 liegt diese bei $0,01807 \text{ nm/s}$ und mit Al_2O_3 beläuft sich die Beschichtungsrate auf $0,03995 \text{ nm/s}$. Die geringste Beschichtungsrate liegt also bei dem Beschichtungsvorgang mit SiO_2 vor. Die Rate des Vorganges mit TiO_2 ist etwas höher und auch in diesen Untersuchungen ist eine Unter-Stöchiometrie in der Schicht zu erkennen. Die Beschichtungsrate in dem Prozess, in dem Al_2O_3 zur Anwendung kommt, ist ebenfalls deutlich höher als die der übrigen Beschichtungsreihen.

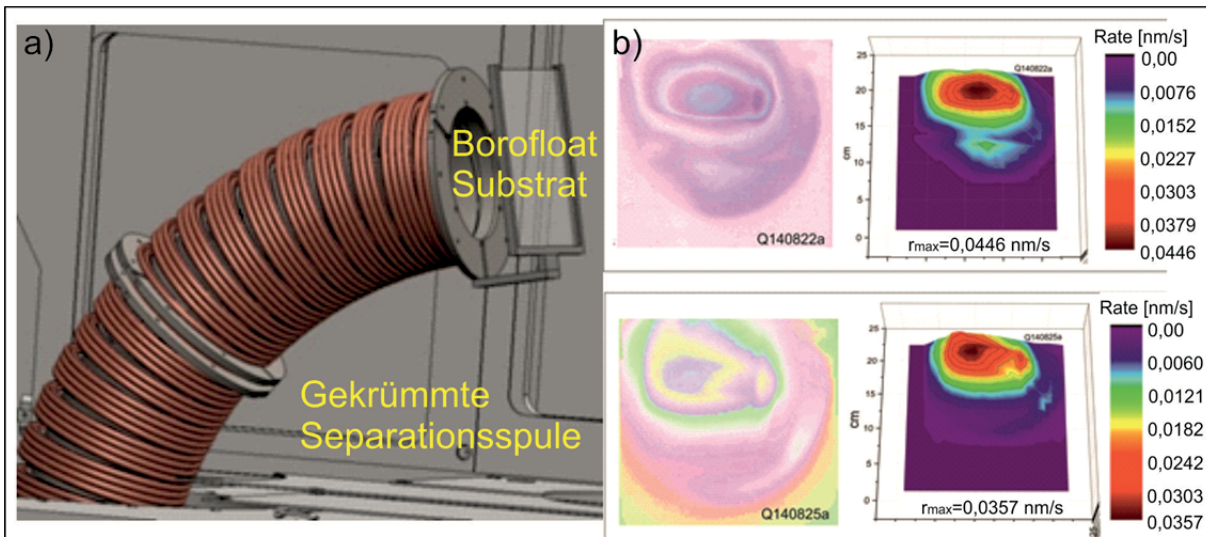


Abb. 6.24 a) Arretierung von Borofloatgläsern hinter der gekrümmten Spule
b) Laterale Verteilung der hochbrechenden Schicht auf Borofloatgläsern (in der oberen Reihe) und der niedrigbrechenden Schicht (in der unteren Reihe)

Ein Vergleich dieser Beschichtungsrate mit jenen, die bei Vorgängen festgestellt werden, in denen ausschließlich die gerade Transferspule zur Anwendung kommt, offenbart, dass die absolute Beschichtungsrate bei den Beschichtungen, in denen nur die Transferspule aktiviert ist, höher ist. Dieser Befund deutet darauf hin, dass die ungeladenen oder im Verhältnis zur Masse gering geladenen Anteile des Plasmas nicht das Ende der Spulen erreichen und so nicht zu den ermittelten Beschichtungsrate beitragen können. Für diese Annahme spricht, dass die Spezies mit höheren Ionenmassen eine geringere

Transporteffizienz aufweisen. Der Wert für die Transporteffizienz ergibt sich aus dem Quotienten aus der maximalen Beschichtungsrate nach und vor der Separationsspule. In **Abb. 6.23** ist die Transporteffizienz der Separationsspule im Verhältnis zu der Ionenmasse der verwendeten Spezies aufgetragen.

Es ist zu erkennen, dass Al_2O_3 , dem die geringste Ionenmasse zuzuordnen ist, die höchste Transporteffizienz aufweist. Der Ratenverlust lässt sich damit begründen, dass nach der Krümmung nun der Anteil, der nicht geladen ist, mit heraussepariert wird. Nach der geraden Transferspule kommt immer noch ein Teil nicht geladener Teilchen durch, da eine Sichtverbindung zwischen Target und Substrat vorliegt. Da Aluminium über eine hohe Transporteffizienz nach der gekrümmten Spule verfügt, liegt ein hoher Ionisationsgrad vor, der auf die niedrige Ionisierungsenergie zurückzuführen ist.

Gründe für den Beschichtungsratenverlust können weiterhin im Matching der beiden Magnetfelder begründet liegen. Dadurch, dass die Separationsspule durch einen Hebemechanismus auf die Transferspule gesetzt wird, entsteht ein Zwischenraum, bzw. eine Unterbrechung der Solenoide, durch die ein Flaschenhalseffekt hervorgerufen werden kann. Des Weiteren ist anzunehmen, dass die Fliehkraft, die sich aus der Krümmung der Separationsspule ergibt sowie die Erhöhung des Transportweges eine Ursache für die Verluste darstellen.

Im Hinblick auf eine höhere Rate werden in diesem Zusammenhang Mischschichten hergestellt. Neben den optimierten Mischverhältnissen werden auch die Spulenströme optimiert. **Abb. 6.24** zeigt die mit einer Mischung aus 60 % Aluminium und 40 % Titan beschichteten Borofloatgläser und rechts daneben die spektralphotometrisch ermittelten Schichtdicken der deponierten Einzelschicht. Die maximale Beschichtungsrate ergibt sich zu 0,0446 nm/s. Die Beschichtung beläuft sich bei dem niedrigbrechenden Beschichtungsmaterial, welches flächenanteilig aus 60 % Silizium und 40 % Aluminium besteht, auf 0,0357 nm/s. Des Weiteren sind wie auch schon in den reinen Materialien jeweils für das hoch- und niedrigbrechende Material unterschiedliche Verortungen des Maximums zu beobachten. Die Beschichtungsraten liegen gegenüber den reinen Beschichtungen deutlich höher. Am Ende der gekrümmten Spule kann nun anstatt eines Borofloatglases die Planetenrotation implementiert werden. Die optimale Position in Bezug auf die Beschichtungsrate und den Brechungsindex muss vorerst noch ermittelt werden. In diesem Zusammenhang werden mehrere Positionen der Planetenrotation verwendet und Einzelschichten auf Suprasil Substraten beschichtet, die in der Planetenrotation arretiert werden.

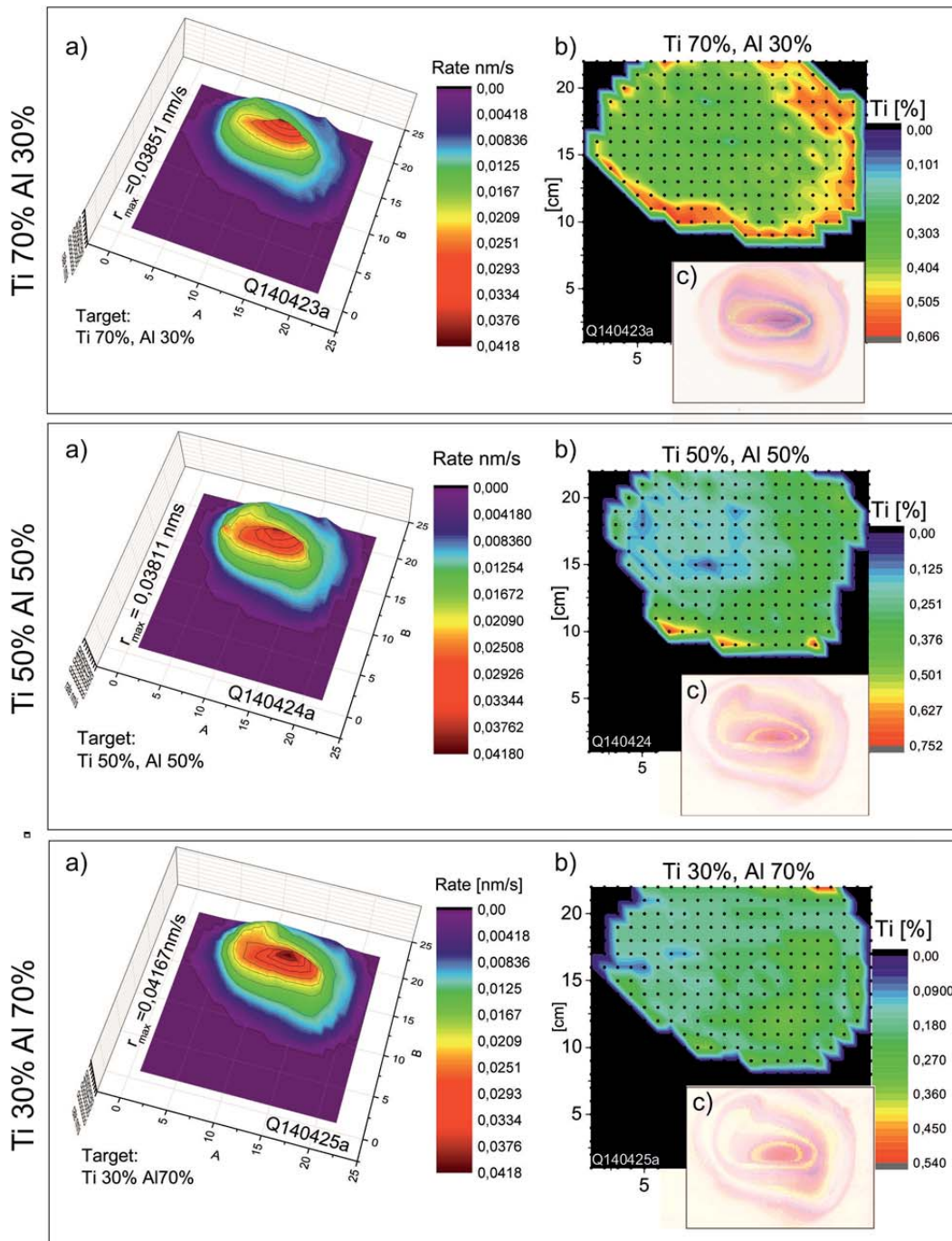


Abb. 6.25 Laterale Verteilung a) der gemessenen Schichtdicke & b) der Konzentrationen auf Borofloatgläsern, c) Ablichtungen der beschichteten Borofloatgläser nach der Separationsspule bei jeweils unterschiedlichen Targetabdeckungen des Ionenstrahls. Die Beschichtungszeit beträgt jeweils 4 Stunden bei Spulenströmen von $I_{Transfer} = 250$ A und $I_{Separation} = 250$ A und Standard-Ionenquellenparameter $I_{Quelle} = 300$ mA und $U_{Quelle} = 800$ V mit 5-19-50-0 sccm

Mit der Variation der Position der Planetenrotation ändert sich somit nicht nur die Beschichtungsrate für eine Einzelschicht, sondern auch der Brechungsindex, da auch innerhalb des Solenoids Separationsprozesse zustande kommen und somit räumlich unterschiedliche Anteile der Spezies vorgefunden werden. Ein Kontrast im Brechungsindex im Beschichtungsprozess eines ternären Gemisches wird im Folgenden untersucht. Exemplarisch werden Beschichtungen mit unterschiedlichen Anteilen von TiO_2 und Al_2O_3 durchgeführt. Die Anteile sind 70/30, 50/50 und 30/70.

An **Abb. 6.25** ist zu erkennen, dass der Separationseffekt hinter der gekrümmten Spule nicht ganz so bedeutend ausfällt wie in der geraden Transferspule. Zwar sind leichte Separationseffekte zu sehen, diese fallen jedoch sehr schwach aus. Die höchste Rate wird mit dem Gemisch aus 30 % Titan und 70 % Aluminium erreicht.

6.3 Herstellung von komplexen Schichtsystemen

In den vorangegangenen **Abschnitten 6.1-6.2** dieses Kapitels standen grundlegende Studien zur Untersuchung der Dynamik und Mechanismen des magnetischen Separators im Vordergrund, die vor allem die Dynamik der Materialströme beinhalten. Diese dienen nun als Grundlage für die technische Umsetzung des phasenseparierenden Beschichtungsprozesses und zur Herstellung optischer Komponenten.

Im Detail wird auf zwei Konzepte eingegangen, mit denen auf den Herstellungsprozess von Funktionsschichten Einfluss genommen wird, und die eine Verbesserung optischer Qualitäten im Hinblick auf die Partikelreduzierung versprechen. In der ersten Variante wird von einem fest definierten Teilchengemisch aus zwei Beschichtungsmaterialien ausgegangen und gezeigt, dass über die magnetischen Felder des Separators eine kontrollierte Steuerung der Spezies zur Herstellung von komplexen Schichtsystemen genutzt werden kann. Der zweite Ansatz basiert auf dem Transport von ternären Oxiden entlang der Feldlinien, wobei die Sichtlinie vom Target zum Substrat unterbunden wird.

Die erarbeiteten Separatorkonzepte können nun genutzt werden, um eine neue Generation von optischen Schichtsystemen im Hinblick auf die Partikelfreiheit zu etablieren. Im Folgenden werden zunächst Vorüberlegungen hinsichtlich der Interferenzsysteme angestellt sowie die jeweiligen Konzepte zur Herstellung erläutert. Das Kapitel schließt mit einer Evaluation der

hergestellten Schichtsysteme ab und stellt diese den erzielbaren Schichtsystemen aus konventionellen IBS-Beschichtungsanlagen gegenüber.

6.3.1 Vorüberlegungen zur Herstellung von dielektrischen Schichtsystemen

Da es sich bei dem „Quarter Wave Optical Thickness“- (QWOT)-Stack um das einfachste und am häufigsten verwendete Design bei hochreflektierenden Spiegeln handelt, wird dieses bei der exemplarischen Realisierung eines Interferenzsystems unter Zuhilfenahme des Separatorkonzepts verwendet. Das Design besteht aus alternierend hoch und niedrigbrechenden gesputterten dielektrischen Materialien, die in ihrer Dicke über genau ein Viertel der Zentralwellenlänge verfügen und es somit zu einer konstruktiven Interferenz der an den Schichtübergängen reflektierten Wellen kommt [119].

Um eine hohe Reflektivität bei möglichst geringer Anzahl der Schichten, mithin einer geringen physikalischen Dicke, zu erreichen, ist es sinnvoll, mit dem höchsten Brechwertkontrast zwischen hochbrechendem und niedrigbrechendem Material zu arbeiten. Je größer die physikalische Dicke einer Funktionsschicht ist, desto stressanfälliger ist diese Schicht. In den durchgeführten Beschichtungsprozessen wird mit binären und ternären Oxiden gearbeitet. Auf den Brechungsindexkontrast beim Sputtern eines Komposits kann über die Veränderung des konkreten Abstäubungsverhältnisses der jeweiligen Spezies Einfluss genommen werden, wobei die Bestandteile des initialen Beschichtungsmaterialströme durch die Veränderung der Zonentarget-Position eingestellt wird (siehe Abschnitt 6.2.3 „Null-Messung“). Aufgrund der Dispersion ist auch zu berücksichtigen, dass der Brechungsindexkontrast zwischen dem hochbrechenden und dem niedrigbrechenden Material im kurzwelligen Bereich größer ist als im langwelligen Bereich. Zum Nachweis der Funktionalität des Separators wird daher ein Reflektor für eine Wellenlänge von 532 nm hergestellt.

Darüber hinaus wurde im Abschnitt 6.2.2 gezeigt, dass die Verteilung des Beschichtungsmaterials einer Gaußverteilung ähnelt. Für die Herstellung eines Schichtstapels ist ein großer Gradient im Schichtdickenverlauf äußerst ungünstig, da für eine Beschichtung ein konstanter homogener Schichtverlauf erforderlich ist. Um eine homogene Beschichtung zu gewährleisten, kommt daher eine Planeten-Substratrotation zur Anwendung.

Zur Umsetzung eines Beschichtungsdesigns ist es ferner erforderlich, über eine möglichst exakte Prozesskontrolle zu verfügen. Oftmals verfügt eine IBS-Beschichtungsanlage über einen Breitbandmonitor⁵, mit dem eine Überwachung des Beschichtungsfortschritts ermöglicht wird und ein breitbandiges Spektrum in Echtzeit nachvollzogen werden kann. Mit Hilfe dieser Daten kann der eigentliche Beschichtungsprozess weitgehend automatisiert ablaufen. Ein Monitoring der Schichten mittels Breitbandmonitor ist bei Verwendung einer Planetenrotation jedoch nicht möglich. Da die Quest-Forschungsanlage mit einer Planetenrotation arbeitet, muss eine manuelle Zeitabschaltung durchgeführt werden. Folglich müssen die Beschichtungsrate und der dazugehörige Brechungsindex vorab bekannt sein, um das gewünschte Design eines Schichtsystems zu entwerfen. Es ist somit im Vorfeld der eigentlichen Realisierung von Schichtsystemen notwendig, Testbeschichtungen (meist Einzelschichten) herzustellen, die für die Ermittlung der Beschichtungsrate sowie des Brechungsindex herangezogen werden.

6.3.2 Mögliche Partikelquellen beim Handling der Probe

Um vergleichbare Schichten herstellen zu können, die für die Bewertung der Auswirkungen von Modifikationen geeignet sind, ist eine Vorqualifizierung der Substrate notwendig. Im Vorfeld der eigentlichen Versuchsreihe werden dazu alle für die Verwendung vorgesehenen Suprasil Substrate in derselben Reinigungsstraße gereinigt. Auf diese Weise wird ein möglichst hoher Grad der Partikelfreiheit bzw. Kontamination bei der Substrat- und Probenprozessierung der verwendeten Substrate gewährleistet. Obgleich so bereits ein hoher Reinheitsgrad erreicht wird, kann eine gewisse Verunreinigung durch ein Restensemble an Partikeln auf dem Substrat dennoch nicht ausgeschlossen werden. Um diese Ensembles zu erfassen, wird die Probe zunächst mit dem *Fast TS* auf bereits vorliegende Streuungen untersucht. Während des Transports sowie der Lagerung der Proben und je nach Umgang mit der Probe während einzelner Arbeitsschritte kann es zu unerwünschten Verunreinigungen kommen. Insbesondere außerhalb des Reinraumes liegt ein besonders hohes Kontaminationsrisiko vor. Alle Arbeitsschritte sollten grundsätzlich unter einer Flowbox bzw. im Reinraum durchgeführt werden. Bei nicht vermeidbaren Transport- und Lagervorgängen werden die Proben jeweils

⁵ Der Breitbandmonitor misst spektral breitbandig das Spektrum der Probe mit einem fasergekoppelten Spektrometer und bestimmt daraus die aktuelle Schichtdicke

abgedeckt und luftdicht verschlossen. Die bei der Vorqualifizierung ermittelten Daten können bei der Charakterisierung der eigentlichen Schichtsysteme berücksichtigt werden, so dass Defekte oder Ursachen für die Entstehung von Defekten, die bereits vor der Beschichtung auf dem Substrat vorlagen, das Ergebnis der Untersuchung nicht nennenswert verfälschen. Die Probe wird folglich mit dem *Fast TS* hinsichtlich ihrer Streuwerte untersucht und das Partikelensemble erfasst. Die Ergebnisse der *Fast TS* Messungen aus der Vorqualifikation sind den beschichteten Proben im Vergleich stets gegenübergestellt. Die gereinigten Substrate weisen Streuwerte von 30 bis 60 ppm und eine Partikelgröße von $30\text{ }\mu\text{m}^6$ auf.

Nach der endgültigen Beschichtung gilt es noch immer, das Kontaminationsrisiko weitestgehend einzudämmen. Zwar kann es nach der Beschichtung zu keiner Einbettung von Fremdkörpern in die Schicht kommen, so dass nachträgliche Verunreinigungen theoretisch durch Putzen entfernt werden können, jedoch gilt es, solche Zusatzschritte zu vermeiden, da in der Regel der Reinigungsprozess eine zusätzliche Kontaminationsquelle darstellt und deshalb entfallen sollte. Die im Rahmen der Vorqualifikation ermittelten Streuwerte werden von den Streuwerten nach der Beschichtung abgezogen, um möglichst aussagekräftige Werte zu ermitteln.

6.3.3 Konzept zur Herstellung von Einzelschichten und Multischichtsystemen mittels linearer Separation

In dem konventionellen IBS-Prozess erfolgt der Wechsel des Beschichtungsmaterials häufig über eine mechanische Linearverschiebung des Targettisches. Bewegliche Komponenten stellen jedoch eine potentielle Quelle von Makropartikeln dar. Die Verschiebung des Targets zwecks Materialwechsel ist daher u.a. eine der möglichen Ursachen für Verunreinigungen der Beschichtungen mit dem IBS-Prozess. Aufgrund der Notwendigkeit beweglicher Komponenten finden deshalb Makropartikel Eingang in den Beschichtungsprozess und vermindern die Qualität optischer Schichten [120]. Jedoch ermöglichen die Wechselwirkungen zwischen magnetischen Feldern und dem Beschichtungsmaterial einen gezielten Eingriff in den Beschichtungsprozess. Ein Komposit aus unterschiedlichen Spezies kann räumlich getrennt werden, so dass sich unterschiedliche lokale Brechungs-

⁶ Die Partikelgröße ist bezogen auf den lokalen Streuwert, der mit dem Fast TS gemessen wurde

indices in der kondensierenden Schicht ergeben und sich somit keine homogenen Brechwertverteilungen einstellen. Die Erkenntnis, dass die jeweiligen Spezies nicht nur räumlich getrennte Konzentrationsmaxima bilden, sondern deren Verortung auch von der Polung des Magnetfeldes abhängt, ist von besonderer Bedeutung. Da die Beschichtungsmaximalkonzentrationen durch die Umpolung des magnetischen Feldes gezielt einstellbar sind, kann eine Umpolung den mechanischen Materialwechsel ersetzen. Durch Nutzung dieses Effekts bei der Herstellung von Funktionsschichten kann eine Kontaminationsquelle eliminiert werden. Somit ergeben sich Möglichkeiten, den IBS-Prozess zu optimieren.

Im Folgenden wird die Herstellung einer hochreflektierenden Funktionsschicht bei der Wellenlänge 532 nm im klassischen QWOT-Design mit dem durch die Implementierung der Transferspule modifizierten IBS-Prozess beschrieben, um hier die Transportdynamik des Separatorsystems zu demonstrieren. Bereits in **Kapitel 6.2.3** wurde der Speziesgehalt im Beschichtungsmaterial ermittelt, der sich aus der jeweiligen anteiligen Ionenstrahlabdeckung des Zonentargets ergibt. Dabei wurde festgestellt, dass sich ein annähernd ausgeglichenes Verhältnis zwischen TiO_2 und Al_2O_3 einstellt, wenn das Ionen-beaufschlagungsverhältnis auf den Targets bei 70%_{Ti}/30%_{Al} liegt. Daher kommt dieses Abdeckungsverhältnis auch hier bei der Herstellung des Schichtsystems zur Anwendung. Das Materialengemisch wird mit den Quellenparametern von $I_{\text{Source}} = 300 \text{ mA}$ und $U_{\text{Source}} = 800 \text{ V}$ abgestäubt und unter Einfluss von eingeleitetem Reaktivsauerstoffgas (6-23-20-0 sccm) dem Beschichtungsprozess zugeführt. In **Kapitel 5.2** wurde ferner ermittelt, dass sich bei dem daraus ergebenden Mischungsverhältnis ein größtmöglicher Brechungsindexkontrast an Testsubstratposition Nummer 23 einstellt. An dieser Stelle auf dem Substrat bilden sich ein aus TiO_2 bestehendes Konzentrationsmaximum aus, wenn ein Magnetfeld durch die Spule bereitgestellt wird, dessen Magnetfeldrichtung parallel zum Teilchenfluss gerichtet ist und ein Al_2O_3 Konzentrationsmaximum, wenn die Flussrichtung der Magnetfeldrichtung entgegengesetzt ist. Es wurde ein maximaler Brechungsindexkontrast von ungefähr 0,13 durch die Umpolung des Magnetfeldes erreicht. Daher wird an dieser Position die Planetenrotation implementiert und die Beschichtung durchgeführt.

Zunächst wird an dieser Stelle die durchschnittliche Beschichtungsrate sowie der Brechungsindex an zölligen Einzelschichten bestimmt, auf Basis derer die Beschichtungszeit und der Brechungsindex errechnet werden. Aus diesen

6 Ergebnisse

Voruntersuchungen der Einzelschichten geht bei Anwendung eines Spulenstroms von 250 A ein Brechungsindex von 2,002 hervor.

Die Umpolung des Spulenstroms auf -250 A lässt den Brechungsindex auf 1,879 bei der Wellenlänge 532 nm fallen. Dabei liegt die Beschichtungsrate für die niedrigbrechende Zusammensetzung bei 0,11081 nm/s, während sie für die hochbrechende Zusammensetzung bei 0,10907 nm/s liegt.

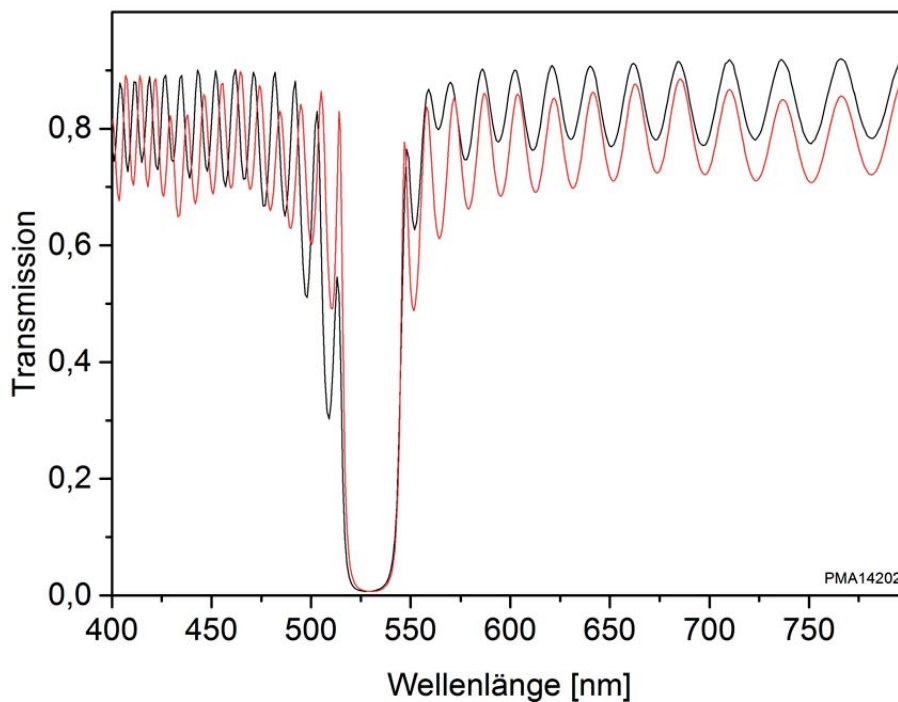


Abb. 6.26 Vergleich des gemessenen Ist- und errechneten⁷ Soll-Spektrums. Rot: Soll-Kurve, Schwarz: Ist-Kurve

Um das QWOT-Design zu erfüllen, sind für ein QWOT 9:19 min und für das niedrigbrechende Material eine Beschichtungszeit von 9:54 min erforderlich. Um die Transmission auf unter 1 % zu senken, wird ein Suprasil Substrat mit 71 alternierenden Schichten beschichtet. Die benötigte Beschichtungszeit beträgt 13:40 h. Das spektrale Verhalten des aus einem $\text{TiO}_2/\text{Al}_2\text{O}_3$ Komposit hergestellten HR Spiegels mit einer Zentralwellenlänge von 532 nm ist in **Abb. 6.26** dargestellt. Das gemessene Spektrum weicht leicht von der zuvor

⁷ Das Design wurde mit dem Programm „Spektrum“ errechnet

errechneten Spektralkurve ab, ist jedoch für die manuelle Zeitabschaltung dennoch sehr präzise. Die spektralen Anforderungen werden damit erfüllt. Der hergestellte Spiegel demonstriert somit, dass mit dem Separatorsystem eine stabile Transportdynamik, stabile Brechungsindices sowie eine konstante Beschichtungsrate erreicht werden.

6.3.4 Konzept zur Herstellung von Einzel- und Multischichtsystemen mittels vollständigem Separatorsystem

Im **Kapitel 6.2.4** wurde eine Trennung von geladenem und ungeladenem Beschichtungsmaterial in dem Plasma beschrieben, indem die Trajektorien des geladenen Beschichtungsmaterials umgelenkt und dieses entlang der Magnetfeldlinien geleitet wird. Während vorwiegend Ionen in ihrer Flugbahn manipuliert werden, wird der ungeladene und über eine hohe Atommasse verfügende Anteil des Plasmas nicht oder nicht hinreichend in seinem Bewegungsmuster beeinflusst. Da aufgrund der gekrümmten Spulenform keine Sichtlinie von dem Target zu dem Spulenende vorliegt, sollte die überwiegende Anzahl der Makropartikel nicht das Ende des Solenoids erreichen. Konsequenterweise sollte der Kontaminationsgrad durch Makropartikeleinschlüsse von Proben, die mit dem modifizierten IBS-Prozess hergestellt werden, signifikant reduziert werden.

Im Folgenden werden Schichtsysteme auf vorqualifizierten Substraten unter Verwendung der vollständigen Separationsmethodik (Separatorkonfiguration 2) hergestellt. Es findet also eine Beschichtung unter Inbetriebnahme der Transferspule und der gekrümmten Spule statt. Somit treten lineare axiale Magnetfelder, die in gekrümmte Magnetfelder übergehen, in Wechselwirkung mit dem Plasma. Zum Nachweis der Funktionalität des Separators wird exemplarisch ein Teilreflektor mit einer 50 % Reflexion für eine Wellenlänge von 532 nm hergestellt. Der Spulenstrom beträgt bei beiden Spulen jeweils konstant 300 A und stellt somit im Inneren der Spulen eine Magnetfeldstärke von ungefähr 60 mT zur Verfügung. Die Materialien werden mit erhöhten Quellenparametern von $I_{\text{Source}} = 400 \text{ mA}$ und $U_{\text{Source}} = 1200 \text{ V}$ abgestäubt und unter Einfluss von eingeleitetem Reaktivsauerstoffgas (5-19-50-0 sccm) dem Beschichtungsprozess zugeführt.

Damit trotz Anwesenheit der gekrümmten Spule Schichtsysteme hergestellt werden können, gelten wie auch bei der Transferspule folgende Anforderungen an das Beschichtungsmaterial: Zunächst muss das Beschichtungsmaterial eine

hinreichende Transporteffizienz aufweisen, da diese für die Beschichtungsrate maßgeblich ist. Weiterhin sollte auch ein genügend hoher Brechungsindexkontrast angestrebt werden, da dieser die notwendige Anzahl von Schichten für eine bestimmte Reflektivität bestimmt. Die über die laterale Verteilung hinter der Separationsspule ermittelte Beschichtungsrate sowie die vorliegenden Brechungsindexverteilungen geben Aufschluss über die ideale Positionierung der Planetenrotation. Auf Grundlage der Untersuchungen des Transporteffekts konnte in **Kapitel 6.2.4** gezeigt werden, dass der Beschichtungsvorgang mit einem Komposit aus 40 % TiO_2 und 60 % Al_2O_3 als hochbrechendes Beschichtungsmaterial und 40 % Al_2O_3 und 60 % SiO_2 als niedrigbrechendes Beschichtungsmaterial durch die Magnetfelder besonders gut beeinflusst werden kann und einen guten Kompromiss aus ausreichender Beschichtungsrate und Brechungsindexkontrast darstellen. Daher kommen diese Zusammensetzungen im Folgenden zur Herstellung eines Interferenzsystems zum Einsatz.

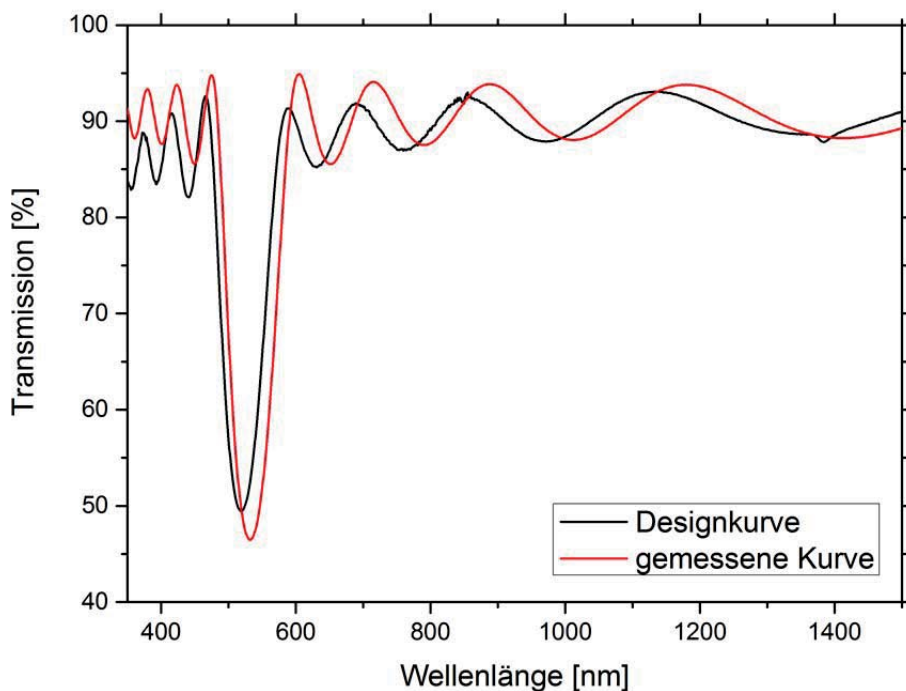


Abb. 6.27 Spektrum des unter Verwendung des vollständigen Separator Systems hergestellten Teilreflektors mit einer breitbandigen Reflexion bei 532 nm im Vergleich mit der Designkurve. (Rot: Soll-kurve, Schwarz: Ist-kurve)

Für die hochbrechende Mischung aus TiAl lassen sich ex situ anhand einer spektralphotometrischen Untersuchung einer Einzelschicht ein Brechwert von 1,712 und eine durchschnittliche Beschichtungsrate von 0,04601 nm/s ermitteln. Die Einzelschicht der AlSi Mischung weist einen Brechungsindex von

1,557 und eine Beschichtungsrate von 0,03462 nm/s auf. Zur Herstellung einer $\lambda/4$ -Schicht ist somit für die hochbrechende Schicht eine Sputterzeit von 1689 Sekunden und für die niedrigbrechende Schicht eine Sputterzeit von 2468 Sekunden notwendig. Zum Aufbringen der alternierenden Schichten steht ein Labview-Programm zur Verfügung, welches den Targetverfahrtisch ansteuert, so dass der Materialwechsel automatisiert ablaufen kann.

Das Design des Teilreflektors besteht aus 13 Schichten und einer Gesamtdicke von ungefähr 1 μm . Der Teilreflektor lässt sich mit einer Prozessdauer von ungefähr 10 Stunden kontrolliert abscheiden. Das Spektrum des Teilreflektors in **Abb. 6.27** zeigt nicht ganz die gewünschte spektrale Eigenschaft. Die niedrigste Transmission ist bei 518 nm vorzufinden statt der angestrebten 521 nm. Der Reflexionswert bei der Wellenlänge von 532 nm liegt bei 49,92 %.

6.4 Charakterisierung und Evaluation von Multischichtsystemen hinsichtlich der Partikeldichte

Den Abschluss der vorliegenden Arbeit stellen konsequenterweise die Charakterisierung und die Evaluation der im vorigen Abschnitt vorgestellten hergestellten Mehrschichtsysteme dar. Es gilt, die nach dem im vorigen Abschnitt erläuterten Verfahren hergestellten Proben hinsichtlich ihres Gehaltes an Makropartikeln zu untersuchen, um nachzuweisen, dass die Makropartikeldichte nach der gekrümmten Spule abnimmt und so die Funktionalität des Separatorkonzepts zu verifizieren. Da Makropartikeleinschlüsse in einem Schichtsystem regelmäßig ein erhöhtes Maß an Streuungen hervorrufen, bietet es sich an, jene Proben hinsichtlich ihres Streuverhaltens zu analysieren, um erste Rückschlüsse auf die jeweilige Makropartikeldichte ziehen zu können. Streuung ist vorwiegend mit den strukturellen Eigenschaften der Schichten verbunden und wird in erster Linie durch unerwünschte Ablenkung von Strahlung aus der spektralen Richtung charakterisiert [6]. Zwar werden Streuungen nicht nur durch Fremdpartikelkontaminationen in der Gesamtstruktur hervorgerufen [6], jedoch ist davon auszugehen, dass ein vermindertes Aufkommen von Streuzentren auf die quantitative Reduzierung von Makropartikeln zurückzuführen ist. Daher wird die Evaluation der Funktionsschichten anhand des Streuverhaltens vorgenommen. Vorliegend wird das Streuverhalten mit dem *Fast TS* ermittelt.

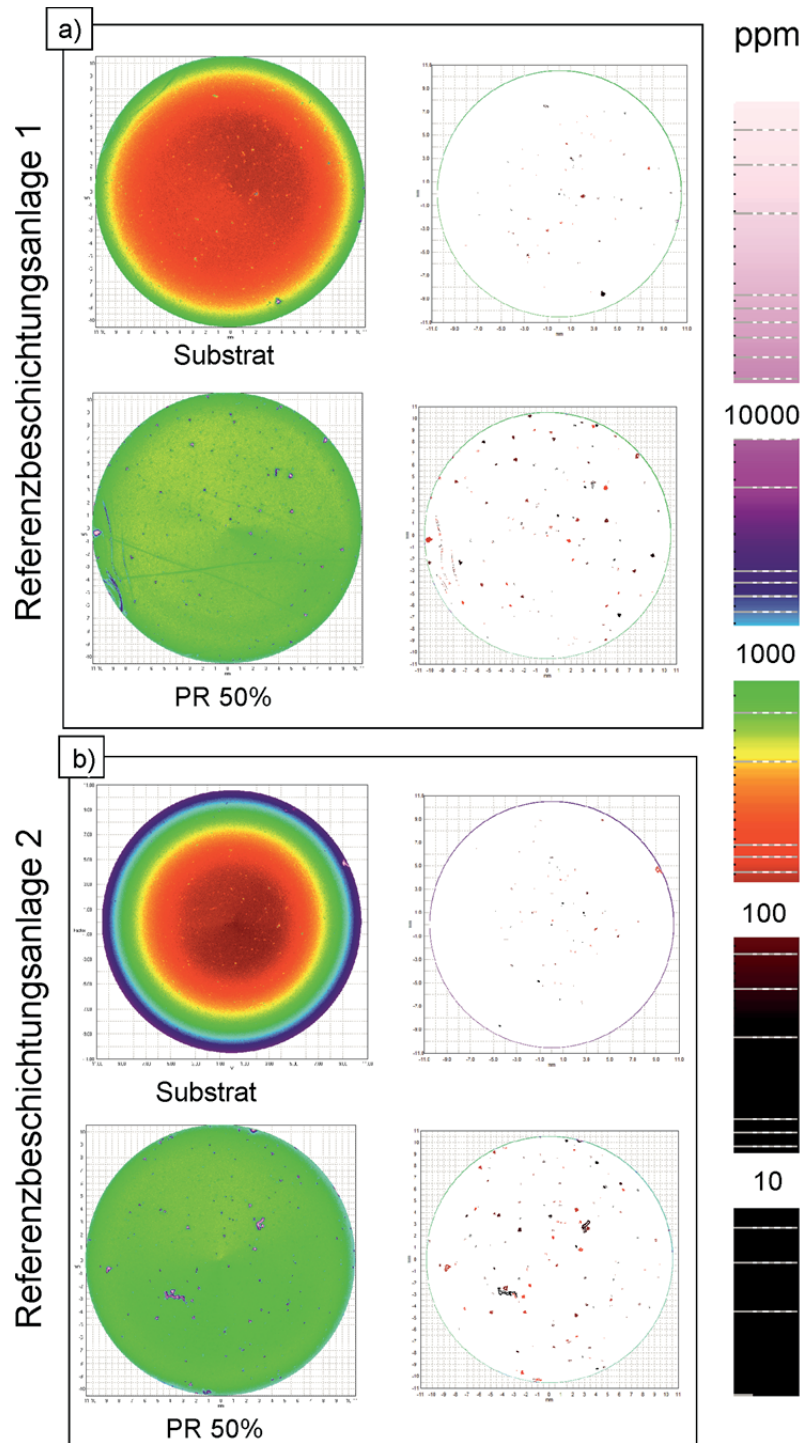


Abb. 6.28 Streubilder von zwei $\text{Ta}_2\text{O}_5\text{-SiO}_2$ Teilreflektoren (jeweils links für das Substrat bzw. den teildurchlässigen Spiegel) sowie daraus berechnete Defektbilder (jeweils rechts daneben), die in konventionellen Beschichtungsanlagen hergestellt wurden für a) Referenzbeschichtungsanlage 1 und b) Referenzbeschichtungsanlage 2 [118]

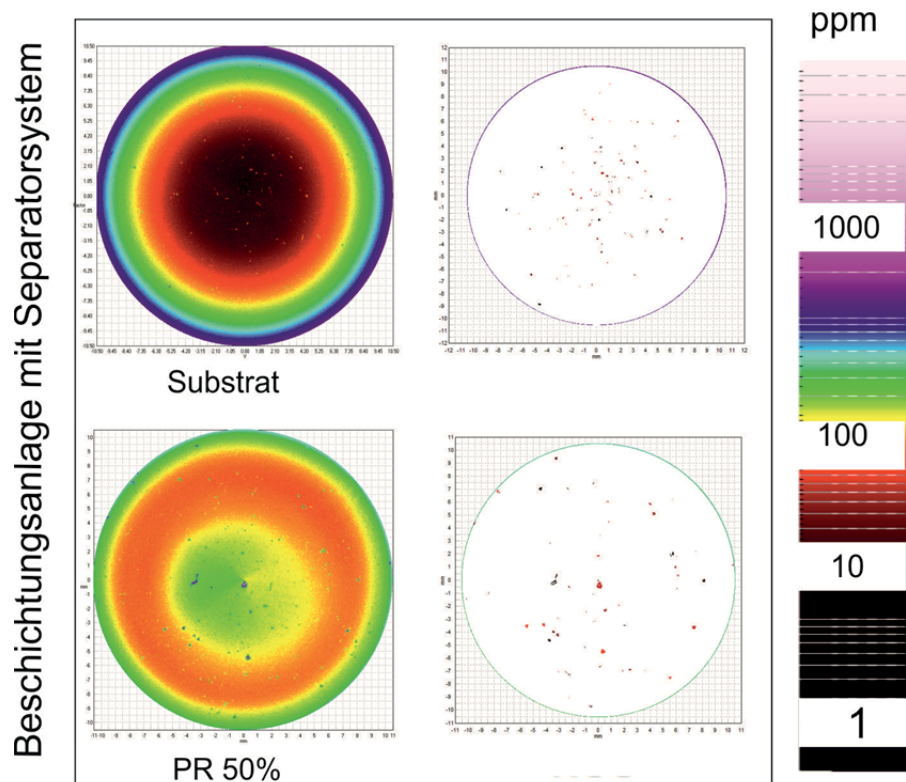


Abb. 6.29 Streubild des Teilreflektors (jeweils links für das Substrat bzw. den Teilreflektor) sowie daraus berechnete Defektbilder (jeweils rechts daneben) die unter Verwendung des vollständigen Separatorsystems hergestellt wurden [118]

Schlussendlich werden die Proben auf der Grundlage der erzielten Ergebnisse mit Proben, die in einem herkömmlichen IBS-Prozess hergestellt wurden, verglichen.

Abb. 6.28 zeigt mit dem *Fast TS* gemessene Streubilder von Schichten, die mit anderen Anlagen beschichtet wurden. Dazu standen zwei Referenzanlagen zur Verfügung, die im **Kapitel 4.1** beschrieben sind. Die mit den Referenzanlagen hergestellten Schichtsysteme weichen in Ihrem Design von dem des Separatorsystems ab. Alle Schichtsysteme sind jedoch 50 % reflektierend bei einer Wellenlänge von 532 nm, so dass die Proben hinsichtlich der Reflektivität miteinander vergleichbar sind (**Abb. 6.30**). Bei der Beschichtung mit Tantal können Schichten hergestellt werden, die verhältnismäßig schwach durch Makropartikeleinschlüsse kontaminiert sind. Um eine möglichst hohe Qualität der zum Vergleich herangezogenen Teilreflektoren zu erzielen, werden daher Tantal-Schichten als Referenzsystem verwendet. Der mit der Referenzbeschich-

tungsanlage 1 hergestellte Teilreflektor ist dementsprechend als ein $\text{Ta}_2\text{O}_5\text{-SiO}_2$ Schichtsystem hochreflektierend bei 532 nm mit (HL^{10}H).

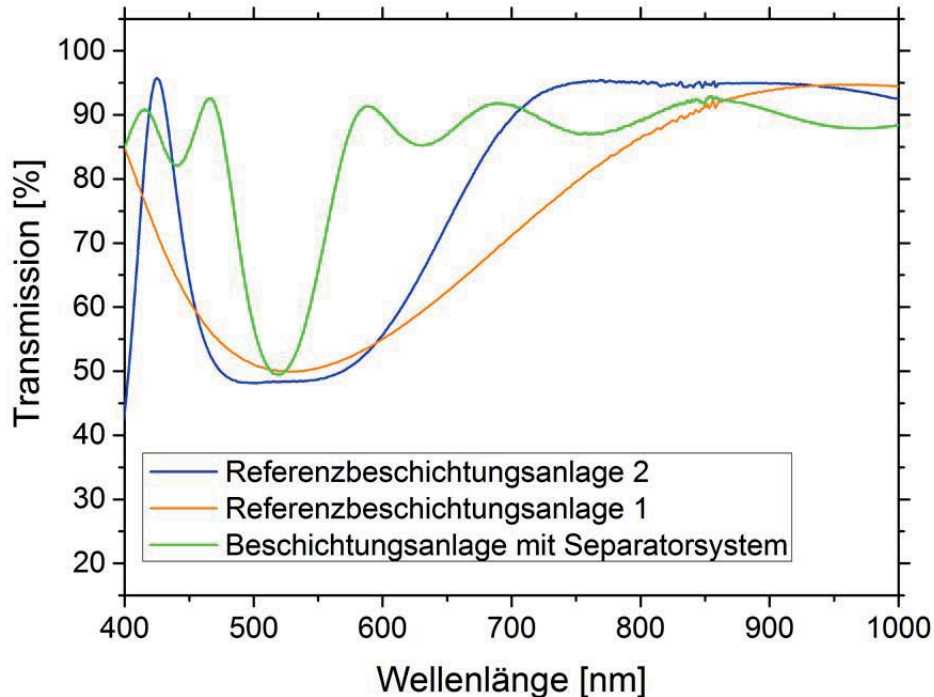


Abb. 6.30 Spektren der Teilreflektoren aus Referenzbeschichtungsanlage 1 und 2 sowie dem Teilreflektor hergestellt von der Beschichtungsanlage mit Separatorsystem im Vergleich [118]

Der Teilreflektor aus Referenzbeschichtungsanlage 2 besteht ebenfalls aus einem $\text{Ta}_2\text{O}_5\text{-SiO}_2$ Schichtsystem mit (HL^8H). Beide als Referenz herangezogene Teilreflektoren sind streulichtarme Schichtsysteme. Allerdings ist davon auszugehen, dass Referenzbeschichtungsanlage 1 geringere Kontaminationsquellen aufweist, da der verwendete Loadlock für einen schnelleren Probendurchsatz sowie ein kontaminationsarmes Entlüften sorgt und auch eventuelles Flaking⁸, also ein Abplatzen von Schichten von den Kammerwänden, unterbindet. **Abb. 6.29** zeigt exemplarisch das Streulichtmapping

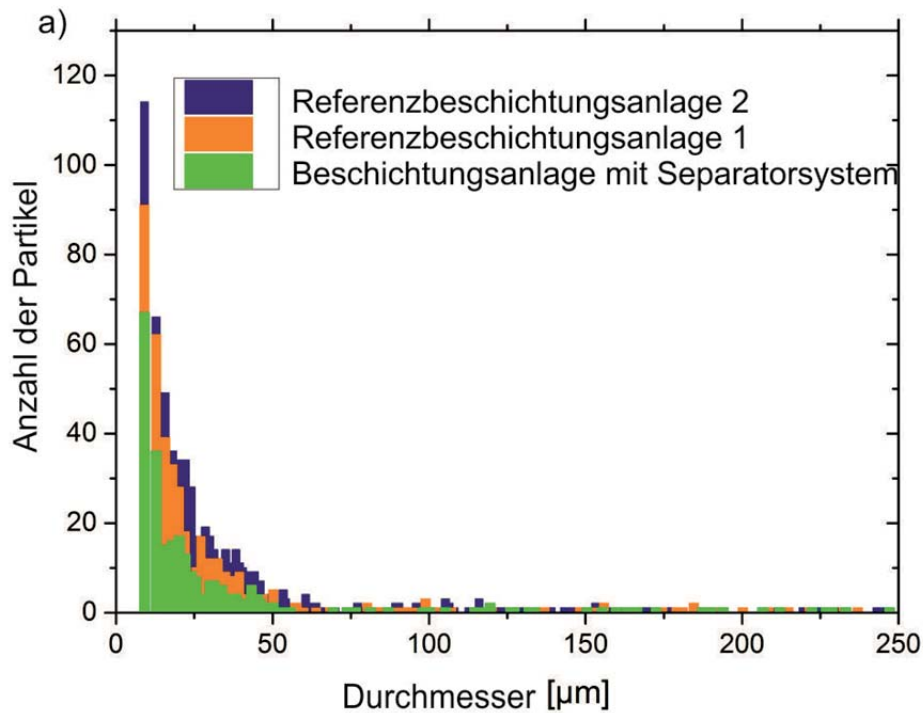
⁸ Während des Beschichtungsprozesses kondensiert das Beschichtungsmaterial nicht nur auf dem Substrat, sondern auch an den Kammerwänden des Rezipienten. Wenn eine bestimmte Dicke erreicht ist, platzt das Beschichtungsmaterial von den Kammerwänden ab. Begründet ist Abplatzen durch Wassereinlagerungen in kleinsten Spalten während des Belüftens des Rezipienten, die zu mechanischen Spannungen in den Ablagerungen führt.

eines Teilreflektors, der mit dem vollständigen Separatorkonzept hergestellt ist (linke Seite) sowie die dazugehörige Defektverteilung (rechte Seite). Das detektierte Partikelensemble wird dem zuvor ermittelten Streulichtbild des unbeschichteten Substrats gegenüber gestellt. Der Vergleich der Defektensembles im Defektmapping verdeutlicht, dass nach der Beschichtung keine weiteren Partikel detektiert werden. Die Gegenüberstellung der Werte im Partikeldiagramm zeigt deutlich eine Reduktion der Partikel $< 90 \mu\text{m}$ und eine Partikelzunahme im Bereich $> 100 \mu\text{m}$. Das Ergebnis ist darauf zurückzuführen, dass die kleinen Defekte von der kondensierenden Schicht überdeckt werden. Die Zunahme größerer Partikel hingegen resultiert aus Kontaminationen, welche vermutlich außerhalb des Beschichtungsprozesses entstehen. Der Gegenüberstellung der Streulichtbilder in **Abb. 6.28** und **Abb. 6.29** lässt sich entnehmen, dass die Schichtsysteme aus den konventionellen IBS-Beschichtungsanlagen einen höheren Streuwerthintergrund aufweisen als der Teilreflektor, der mit der modifizierten Beschichtungsanlage hergestellt wurde.

Besonders deutlich ist dieser Befund anhand eines direkten Vergleichs der Partikelhäufigkeiten aus dem Partikelhistogramm in **Abb. 6.31** zu erkennen. Die Gegenüberstellung des Partikelspektrums der jeweiligen Teilreflektoren zeigt eine deutliche Reduktion der Partikelanzahl des Teilreflektors unter Verwendung des Separatorsystems auf. Die Anzahl unterschiedlicher Arten der Partikel liegt bei den Teilreflektoren aus der herkömmlichen Beschichtungsanlage um die Hälfte höher als bei dem Teilreflektor aus der Beschichtungsanlage mit dem Separator System. Die absolute Anzahl der Partikel übersteigt den Wert sogar um das Dreifache.

Hinsichtlich der Partikelverteilung weist der Teilreflektor aus Referenzbeschichtungsanlage 2 die geringste Qualität auf. Das Ergebnis ist darauf zurückzuführen, dass diese Anlage über keine Schleusenfunktion verfügt. Eine weitere Ursache ist der geringe Abstand des Targets zu der Kalotte. Die Referenz-Teilreflektoren unterscheiden sich in der Materialwahl. Jedoch ist davon auszugehen, dass mit Tantal qualitativ hochwertige optische Schichtsysteme hergestellt werden können, wie sie beispielsweise für Experimente bei der Gravitationswellenforschung von Bedeutung sind [4].

In **Abb. 6.32** werden exemplarisch drei Streulichtbilder von drei weiteren Teilreflektoren A, B und C illustriert, die aus der um die Separationsmethodik ergänzten IBS-Anlage stammen. Diese weisen ebenfalls eine verhältnismäßig geringe Partikelzahl auf.



b)

	Beschichtungs- anlage mit Separatorsystem		Referenz- Beschichtungsanlage 1		Referenz- Beschichtungsanlage 2	
	Substrat	PR 50%	Substrat	PR 50%	Substrat	PR 50%
Anzahl der Partikel- arten	92	72	71	157	65	138
Anzahl der Objekte	412	299	391	908	363	719
Relative Fläche der Objekte	0.67	0.997	0.545	2.547	0.0471	3.092

Abb. 6.31 a) Partikelhistogramm b) Tabelle 1: Anzahlen der Partikelarten und Objekte sowie Flächen der Objekte auf den Teilreflektoren (ermittelt nach [104]) [118]

Daher sind die unter Zuhilfenahme der Separationsmethodik hergestellten Funktionsschichten als reproduzierbar und deren hohe Qualitäten als repräsentativ anzusehen. Abschließend kann festgestellt werden, dass sich sowohl Separatorkonfiguration 1, als auch Konfiguration 2 eignen, um

Interferenzschichtsysteme herzustellen. Anhand der Separatorkonfiguration 1 konnten die Transportdynamik des Systems sowie stabile Verhältnisse des Brechungsindices und der Beschichtungsrate während des Beschichtungsprozesses nachgewiesen werden. Es wurde gezeigt, dass die Trajektorien der unterschiedlichen Spezies in dem Plasma manipuliert werden können. Durch eine Umpolung der Flussrichtungen der magnetischen Felder können andere Verortungen der Konzentrationsansammlungen herbeigeführt werden.

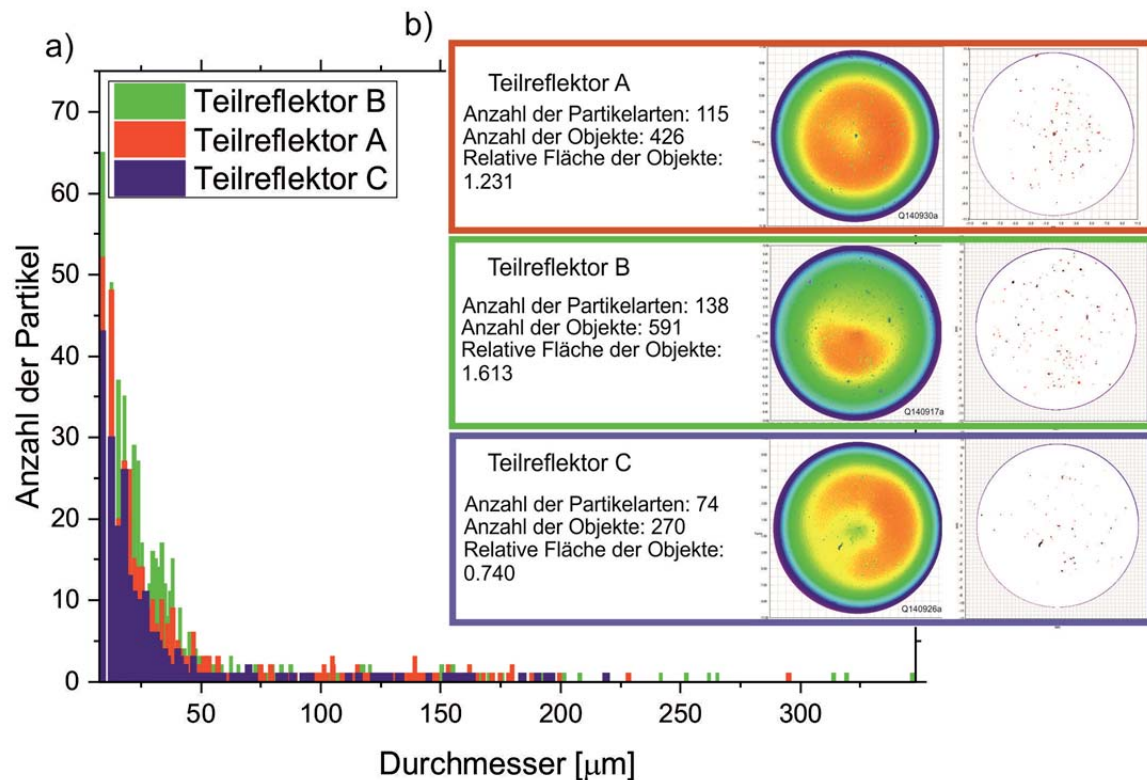


Abb. 6.32 Vergleich von drei voneinander unabhängig mittels Separatorkonzept hergestellten Teilreflektoren a) Partikelhistogramm b) Streubilder der Teilreflektoren (links) sowie daraus berechnete Defektbilder (rechts daneben)

Insgesamt ermöglicht das Separatorkonzept 1 einen gezielten Eingriff in die Beschichtungsvorgänge und verleiht Kontrolle über die örtliche Verteilung der Brechungsindices. Diese Möglichkeiten können genutzt werden, um mit einem definierten Beschichtungsmaterialgemisch eine Funktionsschicht zu realisieren. Unter Hinzunahme der Separatorkonfiguration 2 kann eine Separation der Makropartikel realisiert werden. Die mangelnde Sichtverbindung zwischen Target und Substrat scheint den Transport des nicht ionisierten Beschichtungsmaterials derart effektiv zu verhindern, dass auch Makropartikel im

6 Ergebnisse

Beschichtungsprozess nicht zu einer vermehrten Partikelkontamination auf dem Substrat beitragen.

7 Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurde ein gefilterter Ionenstrahlzerstäubungsprozess (FIBS-Prozess) präsentiert, mit dem es möglich ist, auf mehreren Ebenen (räumlich, energie-dispersiv und massenspezifisch) separierende Prozesse im Beschichtungsablauf zu realisieren. In diesem Zusammenhang wurden in einen konventionellen IBS-Prozess lineare und gekrümmte axiale magnetische Felder integriert, die mit dem Plasma wechselwirken. Die im Rahmen dieser Arbeit erarbeiteten Separationsprozesse werden nun genutzt, um die optische Qualität der Optiken zu verbessern, indem die Anzahl der Partikel reduziert wird, die zu topologischen Unebenheiten in den Schichten führen. Darüber hinaus wurde ein höherer Grad der Kontrolle über den Beschichtungsprozess an sich erreicht.

Im Rahmen eines ersten Untersuchungsschwerpunktes wurden grundlegende Studien der Mechanismen des Ionenstrahlzerstäubungsprozess durchgeführt und deren Wechselwirkung in axialen magnetischen Feldern untersucht. Dabei wurde insbesondere zwei unterschiedlichen Ansätzen nachgegangen. Im Fokus der Untersuchungen stand einerseits die Wechselwirkung der Magnetfelder mit dem Plasma. Es wurden Analysen der Plasmaeigenschaften mittels plasmacharakteristischer Messmethoden im Zusammenspiel mit magnetischen Feldern durchgeführt. Andererseits standen die Zusammensetzung und die laterale Verteilung des Beschichtungsmaterials auf der zu beschichtenden Optik im Vordergrund. Dabei wurden durchgeführte Beschichtungsreihen unter Variation verschiedener Prozessparameter untersucht, um grundlegende Plasmamechanismen im Magnetfeld aufzuklären. Sodann dienten die Schichten als Grundlage für vergleichende Analysen, die Rückschlüsse auf die Wechselwirkung der magnetischen Felder mit dem Plasma zulassen.

Zum Abschluss der vorliegenden Arbeit wurde auf Mehrschichtsysteme eingegangen, die unter dem Einfluss separierender Prozesse hergestellt wurden. Diese wurden hinsichtlich ihrer optischen Qualität mit Schichtsystemen aus konventionellen Beschichtungsanlagen verglichen.

Die Analyse der in dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen erlaubt die Schlussfolgerung, dass die Qualität von optischen Dünnschichtsystemen durch den hier untersuchten modifizierten IBS-Prozess signifikant gesteigert werden kann. Im Wesentlichen sind die folgenden Ergebnisse erzielt worden:

- Wenngleich das Beschichtungsmaterial im konventionellen IBS-Prozess grundsätzlich neutral ist, bewirkt das Zusammenspiel der magnetischen Felder mit im Plasma enthaltenen Elektronen und solchen Elektronen, die mit einem Neutralisator bereitgestellt werden, eine Nachionisation des Beschichtungsmaterials, so dass größere Mengen an ionisiertem Beschichtungsmaterial im Prozess vorliegt.
- Es konnte gezeigt werden, dass das Einbringen von magnetischen Feldern in den IBS-Prozess eine Manipulation der Trajektorien geladener Anteile des Beschichtungsmaterials ermöglicht und diese zur Kollimation sowie zur Führung des Plasmastroms entlang axialer sowie auch gekrümmter Magnetfeldlinien eingesetzt werden können.
- Es ist nachgewiesen worden, dass durch die Führung des Plasmas der Materialfluss in Abhängigkeit der Magnetfeldstärke lokal sowie global erhöht werden kann. Da geladene Teilchen in Abhängigkeit des Verhältnisses der Ladung zu ihrer Masse unterschiedlich stark abgelenkt und kollimiert werden, ist die Transporteffizienz der Spezies jedoch unterschiedlich. Am Beispiel von Titan reichten 10 mT aus, um die Beschichtungsrate am Ende der Spule zu verdoppeln. Bei 300 mT wurde eine Ratensteigerung um 170 % und bei Beschichtungen mit Aluminium eine Ratensteigerung um 150 % ermittelt. Dahingegen ließ sich bei der Verwendung von Tantal kaum eine nennenswerte Plasmaführung feststellen.
- Indem das geladene Plasma auf Flugbahnen entlang gekrümmter axialer magnetischer Feldlinien geleitet wurde, konnte das geladene Beschichtungsmaterial von den ungeladenen Partikeln räumlich getrennt werden.
- Mit Hilfe eines Gegenfeldanalysators wurde demonstriert, dass eine gezielte Beeinflussung von Ionenenergien sowie Ionenenergieverteilungen durch die Modulation der Spulenparameter und damit des Magnetfeldes möglich ist. Unterschiedlichen Ionen im Plasma konnten so spezifische Energien zugeordnet werden. Dabei zeigte sich eine deutliche Trennung zwischen dem niederenergetischen Hintergrundplasma, welches dem Restgas zugeordnet wird, und den hochenergetischen

Beschichtungsteilchen. Durch die Einwirkungen des magnetischen Feldes erfolgte eine Energiezunahme der hochenergetischen Ionen von bis zu 10 eV.

- Darüber hinaus wurde eine räumliche Separation aus einem ternären Gemisch aus Aluminiumoxid und Titandioxid in Abhängigkeit der Magnetfeldstärke und der Flussrichtung des Magnetfeldes anhand der spezifischen Konzentrationsverteilungen in den Schichten nachgewiesen. Damit wurde gezeigt, dass die laterale Verteilung unterschiedlicher Spezies von der magnetischen Feldstärke und dessen Polarisation abhängen und dass Konzentrationsmaxima einer Spezies sowie materialspezifische Separationen herbeigeführt werden können. Eine Brechwertkonzentrationsänderung beim Sputtern von Mischschichten nach der gekrümmten Spule konnte dahingegen nicht festgestellt werden. Auf Grundlage der räumlichen Separation war es möglich, die optischen Eigenschaften eines hochreflektierenden Spiegels (Transmission < 1 %) gezielt einzustellen. Der Materialwechsel mittels linearer Targetverschiebung während des Beschichtungsprozesses entfiel hier. Die Herstellung eines hochreflektierenden Stapels mit dem vorgestellten Konzept erfolgte somit ohne mechanische Bewegungen.
- Des Weiteren wurden unter Verwendung des gesamten Separatorsystems, das die Sichtverbindung zwischen Target und Substrat unterbricht, Versuchsreihen durchgeführt, mit denen der Einfluss des Filters auf die Partikelkonzentration untersucht wurde. Zur Quantifizierung der Partikelkonzentration diente hier das hochauflösende Streulicht-Verfahren (*Fast TS*), welches in der Lage ist, Streuungen bis in den ppm-Bereich sicher zu messen. Im Rahmen der Untersuchungen wurden Teilreflektoren mit einer Reflektivität von 50 % mit FIBS hergestellt und mit Proben aus konventionellen IBS-Prozessen verglichen. Die Vergleichsanalysen ergaben, dass der Makropartikelanteil in der aufwachsenden Schicht um mehr als die Hälfte reduziert werden kann.

Zusammenfassend konnte gezeigt werden, dass das FIBS-Verfahren zu einer Verbesserung der optischen Qualität geeignet ist. Dieses verleiht dem modifizierten IBS-Prozess ein kontrolliertes Einstellen der Energien des Beschichtungsmaterials sowie die Beeinflussung der Konzentrationen einzelner

7 Zusammenfassung

Spezies auf dem Substrat. Mit diesen Möglichkeiten des modifizierten IBS-Prozesses ist nun der Grundstein für weitreichende Gestaltungsfreiheiten geschaffen worden, mit denen Beschichtungsabläufe optimiert werden können.

8 Ausblick

Mit dem im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Separatorkonzept ist der Prototyp eines Separators geschaffen worden, mit dem der herkömmliche IBS-Prozess modifiziert werden kann. Die erfolgreiche Übertragung von Separationskonzepten auf das Ionenstrahlzerstäubungsverfahren bildet nunmehr den Grundstein für verschiedene weiterführende Forschungsansätze und praktische Anwendungen. Gewonnene Erkenntnisse können dabei als Grundlage für die Fortentwicklung des Ionenstrahlzerstäubungsprozesses herangezogen werden. Es ist somit anzunehmen, dass die durchgeführten Forschungen nicht nur ein Bindeglied zwischen bestehenden und zukünftigen Separationskonzepten in verschiedenen Beschichtungsverfahren, sondern auch den Ausgangspunkt für eine zukünftige Steigerung der Güte von mit der optischen Dünnschichttechnologie bereitgestellten Schichtsystemen darstellen. Letzten Endes ist von den Fortschritten in der optischen Dünnschichttechnologie in ihrer Rolle als Schlüsseltechnologie für verschiedenste Anwendungsfelder auch eine mittelbare Förderung der Innovation insbesondere im Bereich der Optik und verwandten Disziplinen zu erwarten.

Zunächst gilt es jedoch, die Entwicklung der bestehenden Forschungsansätze voranzutreiben. Aufmerksamkeit ist dabei bereits den konkreten Prozessparametern zu widmen, die unter gewissen Randbedingungen noch weiter optimiert werden können und daher ein erhebliches Potential für weitere Verbesserungen bergen. Weitere Feinabstimmungen der Prozessparameter sind insbesondere anzustreben, um die Ausgangsrate nach der gekrümmten Spule zu steigern und so die Prozesszeiten zu verkürzen.

Da mit dem derzeitigen Separatorkonzept ausschließlich auf geladenes Beschichtungsmaterial Einfluss genommen werden kann, stellt der Ionisierungsgrad die Ausgangsvariable für die mit dem Separator erreichbaren Wirkungen dar. Ein möglicher Ansatzpunkt zur Steigerung der Effizienz könnte die Erhöhung des Ionisierungsgrades sein, der beispielsweise durch eine zusätzliche Vorionisierung erreicht werden kann.

Darüber hinaus müssen die einzelnen Spulenelemente aufeinander abgestimmt werden. Wenn die Magnetfelder der Transferspule und der Separationsspule nicht optimal ineinander übergehen, kann der Plasmafluss negativ beeinflusst werden. Dadurch, dass die Transferspule und die gekrümmte Spule separate Spulen sind, die aufeinander gesetzt werden, ist davon auszugehen, dass kein optimaler Übergang der Magnetfeldlinien gewährleistet wird. Im Extremfall

kann es in diesem Übergangsbereich zu Flaschenhalseffekten kommen. Diese tragen dazu bei, dass das geladene Beschichtungsmaterial teilweise abgebremst wird.

Systemtechnische Modifikationen der Separatorkonstruktionen wie beispielsweise eine Anpassung der Krümmung der Separationsspule sowie eine Verringerung des Abstandes zwischen Target und Substrat könnten die bisher erzielten Verluste weiter senken. Ein minimaler Krümmungsgrad, der die Sichtlinie zwischen Target und Substrat unterbindet, sollte dabei ausreichen, um eine Makropartikelseparation zu gewährleisten.

Ein Anknüpfungspunkt für weitere Untersuchungen findet sich darüber hinaus in Untersuchungen zum Brechungsindex. Da die experimentell gewonnenen Erkenntnisse auf eine Beschleunigung des Beschichtungsmaterials entlang des axialen Magnetfeldes hindeuten, gilt es insbesondere zu untersuchen, ob die modulierte Energieverteilung zu dichteren Schichten und somit zu einer Erhöhung der Brechungsindizes führt.

Im Rahmen der vorgelegten Arbeit wurde mit ausgewählten Materialien gearbeitet. Die Plasmaführung wurde für verschiedene Beschichtungsmaterialien demonstriert. Es wurden repräsentative Ergebnisse mit diesen Materialien erzielt. Dennoch gilt es zu untersuchen, welche konkreten Auswirkungen sich im Kontext der Beschichtung mit anderen Materialien ergeben. Unterschiedliche Spezies können unterschiedlich intensiv in ihrem Bewegungsverhalten manipuliert werden, da sie unterschiedliche Massen und Ladungen aufweisen. Da auch experimentell bestätigt wurde, dass sich erhebliche Unterschiede hinsichtlich der Beeinflussbarkeit der verwendeten Spezies ergeben, ist Anlass zu weiterer Forschung geboten.

9 Abbildungsverzeichnis

Abb. 2.1	Schematische Darstellung einer „Vacuum Arc“ Zentrifuge [24]	7
Abb. 2.2	Schematische Darstellung von a) Venetian Filter: Elektromagnetische Felder verhindern das Erreichen der Makropartikel auf dem Substrat b) Toroidischer Filter: Axiale magnetische Felder führen das Plasma, während Makropartikel aufgrund ihres Masse-zu-Ladung-Verhältnisses aus dem Plasmafluss heraus separiert werden	12
Abb. 2.3	Schematische Darstellung eines konventionellen IBS-Beschichtungsprozesses [66]	15
Abb. 3.1	Elektronenbewegung und Ionenbewegung im Magnetfeld [77]	21
Abb. 3.2	Skizze der Magnetfeldlinienverteilung einer stromdurchflossenen Spule	22
Abb. 4.1	Foto der Beschichtungsanlage	38
Abb. 4.2	a) Referenzbeschichtungsanlage 1 b) Referenzbeschichtungsanlage 2	41
Abb. 4.3	Elektronenbegrenzung durch a) einen stromdurchflossenen Solenoid b) Hartferritmagnete	42
Abb. 4.4	Schematische Darstellung von a) Konfiguration 1: Separator mit Sichtverbindung Target-Substrat b) Konfiguration 2: Separator ohne Sichtverbindung Target-Substrat	45
Abb. 4.5	Gemessener Zusammenhang zwischen Spulenstrom und Magnetfeldstärke der Separationsspule sowie der Transferspule	46
Abb. 4.6	Übersicht der Brechwerte der verwendeten Beschichtungsmaterialien	47
Abb. 5.1	a) Schematischer Aufbau eines Gegenfeldanalysators b) Beispiel für eine typische Strom-Spannungs-Kennlinie einer GFA Messung	50
Abb. 5.2	Aufbau des Faserspektrometers zur Messung großflächiger Proben	52
Abb. 5.3	Messaufbau zur Bestimmung der Schichtdickenverteilung und der Brechwerte von beschichteten Borofloatgläsern	53
Abb. 5.4	Aufbau des Fast TS [101]	55
Abb. 5.5	Bewegungsmuster des Laserstrahls auf der abzuscannenden Probe [101]	56
Abb. 5.6	Mit Hilfe von Elektronenstrahlolithographie strukturierte und auf Glas aufgebrachte Chromstrukturen, die mit dem Laserstrahl detektiert werden [101]	57
Abb. 6.1	Energieverteilung der Ionen im magnetischen Feld	59
Abb. 6.2	Übersicht der im Rahmen der Untersuchungen gesetzten Gasflussparameter ...	63
Abb. 6.3	Energieverteilung der Ionen unter Einfluss von aktiviertem Sauerstoff am Beispiel von Titan als Sputtermaterial	64

9 Abbildungsverzeichnis

Abb. 6.4	Energieverteilung der Ionen unter Einfluss von nicht-aktiviertem Sauerstoff am Beispiel von Titan als Sputtermaterial.....	64
Abb. 6.5	Absoluter Ionenstrom in Abhängigkeit der Sauerstoffflüsse. Die Werte ergeben sich durch Integration der Ionenenergieverteilungen aus Abb. 6.3 und Abb. 6.4.	65
Abb. 6.6	Energieverteilung der Ionen unter Einfluss von Argon am Beispiel von Aluminium als Sputtermaterial.....	66
Abb. 6.7	a) Spulenkonfiguration 1 mit am Ende der Spule gehaltenen Borofloatgläsern (separate Inbetriebnahme der Transferspule) b) Skizzierte Draufsicht und Lage der Anlagenkomponenten Ionenquelle und Neutralisator.....	70
Abb. 6.8	Photographisch aufgenommene (linke Spalte), graphisch aufbereitete (mittlere Spalte) sowie gemessene (rechte Spalte) laterale Verteilung von Aluminium bei der Beschichtung von Borofloatgläsern, welche sich während der Beschichtung am Ende des Solenoids befinden. Der Plasmafluss verläuft parallel zum Magnetfeld ($B \uparrow \uparrow v_{elec}$) [114]	72
Abb. 6.9	Photographisch aufgenommene (linke Spalte) sowie gemessene (rechte Spalte) laterale Verteilung von Silizium bei der Beschichtung von Borofloatgläsern, welche sich während der Beschichtung am Ende des Solenoids befanden. Der Plasmafluss verläuft parallel zum Magnetfeld ($B \uparrow \uparrow v_{elec}$)	74
Abb. 6.10	Photographisch aufgenommene (linke Spalte) sowie gemessene (rechte Spalte) laterale Verteilung von Tantal auf Borofloatglas, welches sich während der Beschichtung am Ende des Solenoids befand.....	76
Abb. 6.11	Photographisch aufgenommene (a) sowie gemessene (b) laterale Verteilung von Titan auf Borofloatglas, welche sich während der Beschichtung am Ende des Solenoids befand [115]	78
Abb. 6.12	Laterale Verteilung von TiO_2 , Al_2O_3 und SiO_2 auf Borofloatglas gegenüberstellend im Vergleich. In der rechten Spalte sind die Ablichtungen abgebildet, die rechte Spalte zeigt die gemessene Schichtdickenverteilung.....	82
Abb. 6.13	a) Zunahme der Beschichtungsrate in Abhängigkeit der Spulenströme für die untersuchten Materialspezies Gegenüberstellung von Masse, Ionisierungsenergie und Gainfaktor der jeweiligen Materialien b) Ionisierungsenergien, Massen und Gainfaktor der jeweiligen Materialien	83
Abb. 6.14	Einfluss der Ionenquellenparameter auf das Sauerstoffdefizit. Die Absorption steigt mit steigender Beschichtungsrate an. Prozessparameter: 6-23-20-0 sccm, 500 mA 1300 V, $I_{spule} = 300$ A a) Ablichtung des Borofloatglases b) Laterale Verteilung der gemessenen Schichtdicke c) Laterale Verteilung des Sauerstoff/Titan Verhältnisses	84

Abb. 6.15	Laterale Verteilung des Extinktionskoeffizienten k , 6-23-50-0 sccm, mit Quellenparametern $I_{\text{Beam}} = 500 \text{ mA}$, $U_{\text{Beam}} = 1300 \text{ V}$, $I_{\text{Spule}} = 300 \text{ A} \sim 60 \text{ mT}$	84
Abb. 6.16	TiO ₂ auf Borofloatglasplatten. Die Beschichtungsdauer beträgt 2 Stunden bei einem Spulenstrom von $I_{\text{Spule}} = 300 \text{ A}$ a) 50 sccm Sauerstoff, 500 mA 800 V, b) 50 sccm Sauerstoff, 300 mA 1300 V, c) 20 sccm Sauerstoff, 500 mA 800 V, d) 20 sccm Sauerstoff, 300 mA 1300 V	85
Abb. 6.17	Energieverteilung der Ionen im magnetischen Feld in Abhängigkeit der Ionenquellenparameter am Beispiel von Aluminium als Targetmaterial	86
Abb. 6.18	a) Foto der zur Brechungsindexbestimmung verwendeten Menzelsubstrate in dem Substrathalter b) Tabelle zeigt für die rot markierte Substratposition wie sich prozentuale Ionenstrahlabdeckungen der Bulkmaterialien auf dem Target auf die Zusammensetzung auf dem Substrat auswirken	88
Abb. 6.19	Konzentrationsverteilung auf Menzel-Substraten für ein Komposit aus a) 70 % Titan und 30% Aluminium b) 50 % Titan und 50 % Aluminium c) 30 % Titan und 70 % Aluminium flächenanteiliger Ionenstrahlabdeckung mit dem Target	90
Abb. 6.20	Brechungsindexverlauf für ausgewählte Mischungsverhältnisse in Abhängigkeit der Flussrichtung des magnetischen Feldes [115]	91
Abb. 6.21	Borofloat-Substrate mit einem Komposit aus zwei Spezies. Auf der linken Seite kommt ein positives Magnetfeld zur Anwendung ($B \uparrow \uparrow v_{\text{elec}}$), auf der rechten Seite ein negatives Magnetfeld ($B \downarrow \uparrow v_{\text{elec}}$) [115]	92
Abb. 6.22	a) Konzentrationsänderung von Aluminium in Abhängigkeit des Spulenstroms und verschiedener Ionenstrahlabdeckungen auf dem Target an Position 23, b) Konzentrationsänderung von Aluminium in Abhängigkeit des Spulenstroms und verschiedener Substratpositionen bei einer Ionenstrahlabdeckung des Targets von 70% _{Ti} /30% _{Al} [115]	94
Abb. 6.23	a) Transporteffizienz der Separationsspule b) Laterale Verteilung auf Borofloatgläsern nach der Separationsspule. Die Beschichtungszeit beträgt jeweils 4 Stunden bei Spulenströmen $I_{\text{Transfer}} = 250 \text{ A}$ und $I_{\text{Separation}} = 250 \text{ A}$. Die linke Spalte zeigt die Ablichtungen der Borofloatgläser und die rechte Spalte zeigt die gemessene Schichtdicke [118]	97
Abb. 6.24	a) Arretierung von Borofloatgläsern hinter der gekrümmten Spule b) Laterale Verteilung der hochbrechenden Schicht auf Borofloatgläsern (in der oberen Reihe) und der niedrigbrechenden Schicht (in der unteren Reihe)	98
Abb. 6.25	Laterale Verteilung a) der gemessenen Schichtdicke & b) der Konzentrationen auf Borofloatgläsern, c) Ablichtungen der beschichteten Borofloatgläser nach der Separationsspule bei jeweils unterschiedlichen Targetabdeckungen des Ionenstrahls. Die Beschichtungszeit beträgt jeweils 4 Stunden bei Spulenströmen von $I_{\text{Transfer}} = 250 \text{ A}$ und $I_{\text{Separation}} = 250 \text{ A}$ und	

9 Abbildungsverzeichnis

	Standard-Ionenquellenparameter $I_{\text{Quelle}} = 300 \text{ mA}$ und $U_{\text{Quelle}} = 800 \text{ V}$ mit 5-19-50-0 sccm	100
Abb. 6.26	Vergleich des gemessenen Ist- und errechneten Soll-Spektrums. Rot: Soll-Kurve, Schwarz: Ist-Kurve	106
Abb. 6.27	Spektrum des unter Verwendung des vollständigen Separator Systems hergestellten Teilreflektors mit einer breitbandigen Reflexion bei 532 nm im Vergleich mit der Designkurve. (Rot: Soll-kurve, Schwarz: Ist-kurve)	108
Abb. 6.28	Streubilder von zwei $\text{Ta}_2\text{O}_5\text{-SiO}_2$ Teilreflektoren (jeweils links für das Substrat bzw. den teildurchlässigen Spiegel) sowie daraus berechnete Defektbilder (jeweils rechts daneben), die in konventionellen Beschichtungsanlagen hergestellt wurden für a) Referenzbeschichtungsanlage 1 und b) Referenzbeschichtungsanlage 2 [118]	110
Abb. 6.29	Streubild des Teilreflektors (jeweils links für das Substrat bzw. den Teilreflektor) sowie daraus berechnete Defektbilder (jeweils rechts daneben) die unter Verwendung des vollständigen Separatorsystems hergestellt wurden [118]	111
Abb. 6.30	Spektren der Teilreflektoren aus Referenzbeschichtungsanlage 1 und 2 sowie dem Teilreflektor hergestellt von der Beschichtungsanlage mit Separatorsystem im Vergleich [118]	112
Abb. 6.31	a) Partikelhistogramm b) Tabelle 1: Anzahlen der Partikelarten und Objekte sowie Flächen der Objekte auf den Teilreflektoren (ermittelt nach [104]) [118]	114
Abb. 6.32	Vergleich von drei voneinander unabhängig mittels Separatorkonzept hergestellten Teilreflektoren a) Partikelhistogramm b) Streubilder der Teilreflektoren (links) sowie daraus berechnete Defektbilder (rechts daneben)	115

10 Literaturverzeichnis

- [1] T. Kessler, C. Hagemann, C. Grebing, T. Legero, U. Sterr, F. Riehle, M. J. Martin, L. Chen and J. Ye, "A sub-40-mHz-linewidth laser based on a silicon single-crystal optical cavity," *Nature Photonics*, no. 6 (10), pp. 687-692, 2012.
- [2] B. J. Bloom, T. L. Nicholson, J. R. Williams, S. L. Campbell, M. Bishof, X. Zhang, W. Zhang, S. L. Bromley and J. Ye, "An optical lattice clock with accuracy and stability at the 10⁻¹⁸ level," *Nature*, no. 506 (7486), pp. 71-75, 2014.
- [3] D. Ristau and T. Groß, "Ion beam sputter coatings for laser technology," *Advances in Optical Thin Films II*, vol. Proceedings of SPIE, no. 5963 (596313), pp. 1-11, 2005.
- [4] B. Cimma, D. Forest, P. Ganau, B. Lagrange, J.-M. Mackowski, C. Michel, J.-L. Montorio, N. Morgado, N. Morgado, R. Pignard and L. Pinard, "Ion beam sputtering coatings on large substrates: toward an improvement of the mechanical and optical performances," *Applied Optics*, no. 45 (7), pp. 1436-1439, 2006.
- [5] R. Flaminio, J. Franc, C. Michel, N. Morgado, L. Pinard and B. Sassolas, "A study of coating mechanical and optical losses in view of reducing mirror thermal noise in gravitational wave detectors," *Classical and Quantum Gravity*, no. 27 (8), 2010.
- [6] D. Ristau, Optische Leistungs-Schichten für die Photonik, Habilitation, Leibniz Universität Hannover, 2008.
- [7] G. Betz, G. K. Wehner and R. Behrisch, "Sputtering by particle bombardment II," *Topics in Applied Physics*, no. 52 (11), 1983.
- [8] I. I. Aksenov, V. A. Belous, V. G. Padalka and V. M. Khoroshikh, "Transport of plasma streams in a curvilinear plasma-optics system," *Soviet Journal of Plasma Physics*, no. 4 (4), pp. 758-763, July-August 1978.
- [9] I. I. Aksenov, A. N. Belokhvostikov, V. G. Padalka, N. S. Repalov and V. M. Khoroshikh, "Plasma flux motion in a toroidal plasma guide," *Plasma Physics and Controlled Fusion*, no. 28 (5), pp. 761-770, 1986.
- [10] J. Rosen, A. Anders, S. Mraz and J. Schneider, "Charge-state-resolved ion energy distribution of aluminium vacuum arcs in the absence and presence of a magnetic field," *Journal of Applied Physics*, no. 97 (10), p. 103306 pp, 2005.

- [11] A. Anders and G. Y. Yushkov, "Ion flux from vacuum arc cathode spots in the absence and presence of a magnetic field," *Journal of Applied Physics*, no. 91 (8), pp. 4824-4832, 2002.
- [12] L. R. Groves, *Now it can be told - The story of the Manhattan Project*, E. Teller, Ed., New York: Da Capo Press, 1983.
- [13] A. L. Yergey and A. K. Yergey, "Preparative scale mass spectrometry: a brief history of the calutron," *Journal of the American Society for Mass Spectrometry*, pp. 943-953, 1997.
- [14] B. Bonnevier, "Experimental evidence of element and isotope separation in a rotating plasma," *Plasma Physics*, pp. 763-774, 1971.
- [15] L. P. Smith, W. E. Parkins and A. T. Forrester, "On the separation of isotopes in quantity by electromagnetic means," *The Physical Review*, no. 72 (11), 1 December 1947.
- [16] J. Slepian, "The magneto-ionic expander isotope separator," *Journal of the Franklin Institute*, no. 263 (2), pp. 129-139, 1957.
- [17] B. Lehnert, "Report: The partially ionized plasma centrifuge," *Physica Scripta*, no. 2, pp. 106-107, June 1970.
- [18] T. Ikehata, K. Oohashi, N. Y. Sato, T. Tanabe and T. Mase, "Plasma centrifuge for separation of metal elements and isotopes," *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B70*, pp. 26-32, 1992.
- [19] H. Heller and M. Simon, "Neon isotope separation in a rotating plasma," *Physics Letters A*, no. 50 (2), pp. 139-140, 1974.
- [20] H. Alfvén, *On the Origin of the Solar System*, Oxford: Clarendon Press, 1954, p. 30.
- [21] M. Krishnan, M. Geva and L. Hirshfield, "Plasma Centrifuge," *Physical Review Letters*, no. 46 (1), pp. 36-38, 5 January 1981.
- [22] V. L. Paperny, V. I. Krasov, N. v. Lebedev and N. V. Astrakchantsev, "Mass separation of a multi-component plasma flow travelling through a magnetic transport system," *Plasma Sources Science and Technology*, no. 20 (3), p. 035005, 2011.
- [23] H. Hora and I. B. Hoyle, "Turbulence limits in rotating plasmas for isotope separation," *Zeitschrift für Naturforschung A*, no. 37 (3), pp. 294-304, 1982.
- [24] M. J. Hole and S. W. Simpson, "Performance of a vacuum arc centrifuge with a nonuniform magnetic field," *Phys. Plasmas*, no. 4 (10), pp. 3493-3500, October 1997.

- [25] R. S. Dallaqua, S. W. Simpson and E. D. Bosco, "Radial magnetic field in vacuum arc centrifuges," *Journal of Physics D: Applied Physics*, no. 30 (18), pp. 2585-2590, 1997.
- [26] M. Geva, M. Krishnan and J. L. Hirshfield, "Element and isotope separation in a vacuum-arc centrifuge," *Journal of Applied Physics*, no. 56 (5), pp. 1398-1413, 1 September 1984.
- [27] R. L. Boxman, S. Goldsmith, S. Shalev, H. Yaloz and N. Brosh, "Fast deposition of metallurgical coatings and production of surface alloys using a pulsed high current vacuum arc," *Thin Solid Films*, no. 139 (1), pp. 41-52, 1986.
- [28] R. L. Boxman and S. Goldsmith, "Principles and applications of vacuum arc coatings," *IEEE Transactions on Plasma Science*, no. 17 (5), pp. 705-712, 1989.
- [29] S. Anders, A. Anders and I. G. Brown, "Macroparticle-free thin films produced by an efficient vacuum arc deposition technique," *Journal of Applied Physics*, no. 74 (6), pp. 4239-4241, 1993.
- [30] A. Anders, S. Anders and I. G. Brown, "Transport of vacuum arc plasmas through magnetic macroparticle filters," *Plasma Sources Science and Technology*, no. 4 (1), 1995.
- [31] J. Koskinen, A. Anttila and J. P. Hirvonen, "Diamond-like carbon coatings by arc-discharge methods," *Surface and Coatings Technology*, no. 47 (1), pp. 180-187, 1991.
- [32] D. R. McKenzie, *Diamond and Related Materials*, no. 1, p. 51, 1991.
- [33] I. I. Aksenov and V. E. Strel'nitskij, "Properties of diamond-like coatings prepared by vacuum arc deposition," *Surface and Coatings Technology*, no. 47, pp. 98-105, 1991.
- [34] W. Olbrich, J. Fessmann and G. Kampschulte, "Improved control of TiN coating properties using cathodic arc evaporation with a pulsed bias," *Surface and Coatings Technology*, no. 49 (1), pp. 258-262, 1991.
- [35] P. J. Martin, A. Bendavid and H. Takikawa, "Ionized plasma vapor deposition and filtered arc deposition; processes properties and applications," *Journal of Vacuum Science and Technology A*, no. 17 (4), pp. 2351-2359, August 1999.
- [36] D. M. Sanders, "Review of ion-based coating processes derived from the cathodic arc," *Journal of Vacuum Science and Technology A*, no. 7 (3), p. 2339, 1989.

- [37] D. M. Sanders, D. M. Boercker and S. Falabella, "Coating technology based on vacuum arc- a review," *IEEE Transactions on Plasma Science*, no. 18 (6), p. 833, 1990.
- [38] I. G. Brown, „Cathodic arc deposition of films,“ *Annual Review of Materials Science*, Nr. 28 (1), pp. 243-269, 1998.
- [39] R. L. Boxman, D. M. Sanders and P. J. Martin, Handbook of vacuum arc science & technology: fundamentals and applications, William Andrew, 1996.
- [40] B. P. Cluggish, „Transport of a cathodic arc plasma in a straight, magnetized duct,“ *IEEE Transactions on Plasma Science*, Nr. 26 (6), pp. 1645-1652, 1998.
- [41] R. L. Boxman and S. Goldsmith, "Macroparticle contamination in cathodic arc coatings: generation, transport and control," *Surface and Coatings Technology*, no. 52 (1), pp. 39-50, 1992.
- [42] S. Bababeygy, R. L. Boxman and S. Goldsmith, "Corrosion evaluation of very rapid high-current vacuum arc coatings," *IEEE Transactions on Plasma Science*, no. 15 (5), pp. 599-602, October 1987.
- [43] C. N. Tai and E. S. Koh, "Macroparticles on TiN films prepared by the arc ion plating process," *Surface and Coatings Technology*, no. 43, pp. 324-335, 1990.
- [44] B. Jüttner, *Physica C*, no. 114, pp. 255-261, 1985.
- [45] Z. Shi, H. Tong, X. Liu, T. Xiong, Y. Li, F. Yan, Y. Zhao and Z. Yang, "The properties of the rectangular arc ion plating with filter shutter," *Plasma Science and Technology*, no. 6 (6), December 2004.
- [46] S.-Y. Chun, A. Chayahara, A. Kinomura, N. Tsubouchi, C. Heck, Y. Horino and H. Fukui, "Macroparticle-free Ti-Al films by newly developed coaxial vacuum arc deposition," *Japanese Journal of Applied Physics*, no. 38 (4B), p. L467, 1999.
- [47] A. I. Ryabchikov, I. B. Stepanov, S. V. Dektjarev and O. V. Sergeev, "Vacuum arc ion and plasma source Raduga 5 for materials treatment," *Review of Scientific Instruments*, no. 69 (2), pp. 893-895, 1998.
- [48] A. I. Ryabchikov and I. B. Stepanov, "Investigations of forming metal-plasma flows filtered from microparticle fraction in vacuum arc evaporators," *Review of Scientific Instruments*, no. 69 (2), pp. 810-812, 1998.
- [49] O. Zimmer, "Vacuum arc deposition by using a Venetian blind particle filter," *Surface and Technology*, no. 200, pp. 440-443, 27 April 2005.

- [50] M. M. Bilek, A. Anders and I. G. Brown, "Characterization of a linear Venetian-blind macroparticle filter for cathodic vacuum arcs," *IEEE Transactions on Plasma Science*, no. 27 (4), pp. 1197-1202, 1999.
- [51] D. M. Sanders and A. Anders, "Review of cathodic arc deposition technology at the start of the new millennium," *Surface and Coatings Technology*, no. 133, pp. 78-90, 2000.
- [52] A. Anders, S. Anders and I. G. Brown, "Effect of duct bias on transport of vacuum arc plasmas through curved magnetic filters," *Journal of Applied Physics*, no. 75 (10), pp. 4900-4905, 1994.
- [53] J. Storer, J. E. Galvin and I. G. Brown, "Transport of vacuum arc plasma through straight and curved magnetic ducts," *Journal of Applied Physics*, no. 66 (11), pp. 5245-5250, 1989.
- [54] S. Anders, A. Anders, M. R. Dickinson, R. A. MacGill and I. G. Brown, "S-shaped magnetic macroparticle filter for cathodic arc deposition," *IEEE Transactions on Plasma Science*, no. 25 (4), pp. 670-674, 1997.
- [55] P. J. Martin and A. Bendavid, "Review of the filtered vacuum arc process and materials deposition," *Thin Solid Films*, no. 394 (1), pp. 1-14, 2001.
- [56] M. M. Bilek, D. R. McKenzie, Y. Yin, M. U. Chhowalla and W. I. Milne, "Interactions of the directed plasma from a cathodic arc with electrodes and magnetic fields," *IEEE Transactions on Plasma Science*, no. 24 (5), pp. 1291-1298, 1996.
- [57] I. I. Aksenov, V. A. Belous, V. G. Padalka and V. M. Khoroshikh, *Fiz. Khim. Otrah. Mater.*, no. 6, pp. 89-93, 1977.
- [58] T. D. Schemmel, R. L. Cunningham and H. Randhawa, "Process for high rate deposition of Al₂O₃," *Thin Solid Films*, no. 181 (1), pp. 597-601, 1989.
- [59] P. J. Martin, R. P. Netterfield, T. J. Kinder and L. Descotes, "Deposition of TiN, TiC, and TiO₂ films by filtered arc evaporation," *Surface and Coatings Technology*, no. 49 (1), pp. 239-243, 1991.
- [60] H. Takikawa, T. Matsui, T. Sakakibara, A. Bendavid and P. J. Martin, "Properties of titanium oxide film prepared by reactive cathodic vacuum arc deposition," *Thin Solid Films*, no. 348 (1), pp. 145-151, 1999.
- [61] A. Bendavid, P. J. Martin and H. Takikawa, "Deposition and modification of titanium dioxide thin films by filtered arc deposition," *Thin Solid Films*, no. 360 (1), pp. 241-249, 2000.

- [62] P. J. Martin, R. P. Netterfield and T. J. Kinder, "Ion-beam-deposited films produced by filtered arc evaporation," *Thin Solid Films*, no. 193, pp. 77-83, 1990.
- [63] J. S. Yoon and J. G. Han, "The ion current density and spectroscopic study in a straight magnetic filtering arc deposition system," *Surface and Coatings Technology*, no. 94, pp. 201-206, 1997.
- [64] J. Bohlmark, M. Östbye, M. Lattemann, H. Ljungcrantz, T. Rosell and U. Helmersson, "Guiding the deposition flux in an ionized magnetron discharge," *Thin Solid Films*, no. 515 (4), pp. 1928-1931, 2006.
- [65] M. L. Fulton, "Proceedings of the annual technical conference-society of vacuum coaters," in *Ion-assisted filtered cathodic arc deposition (IFCAD) system for volume production of thin-film coatings*, 1999, pp. 91-95.
- [66] M. Jupé, Zerstörverhalten und Anwendungen von oxidischen Mischungen im Ultrakurzpulsbereich, Doktorarbeit, Leibniz Universität Hannover, 2012.
- [67] A. Bergauer and C. Eisenmenger-Sittner, "Physik und Technologie dünner Schichten-Vorlesungsskript," *TU Wien*, 2006.
- [68] H. Ehlers, M. Lappschies, B. Niels und R. Detlev, „Neue optische Beschichtungen,“ *Optik & Photonik*, Nr. 2 (3), pp. 41-46, 2007.
- [69] D. W. C. Rademacher, Untersuchungen von Magnetronsputterprozessen zur Herstellung optischer Präzisionsschichten, Doktorarbeit, Leibniz Universität Hannover, 2013.
- [70] R. E. Hummel and K. H. Guenther, Handbook of optical properties: thin films for optical coatings, vol. 1, CRC Press, 1995.
- [71] H. Ehlers, Reaktive ionengestützte Prozesse für optische Hochleistungsschichten, Doktorarbeit, Leibniz Universität Hannover, 2008.
- [72] M. M. Bilek and A. Anders, "Designing advanced filters for macroparticle removal from cathodic arc plasmas," *Plasma Sources Science and Technology*, no. 8 (3), p. 488, 1999.
- [73] H. Bach and D. Krause, Thin films on glass, Springer Science & Business Media, 1997.
- [74] W. F. Van der Weg and P. K. Rol, "On the excited state of sputtered particles," *Nuclear Instruments and Methods*, no. 38, pp. 274-276, 1965.

- [75] I. A. Brown, A. Anders, M. R. Dickinson, R. A. MacGill and O. R. Monteiro, "Recent advances in surface processing with metal plasma and ion beams," *Surface Coating Technology*, no. 112 (1), pp. 271-277, 1999.
- [76] T. Burkart, Der Einfluss des fundamentalen Massenverhältnisses auf die Teilchenbeschleunigung durch Plasmainstabilitäten, Doktorarbeit, Julius Maximilians-Universität Würzburg, 2010.
- [77] D. H. Muck, Untersuchung der Herstellungsbedingungen von durch Gasphasenabscheidung hergestellten Plantinnanocluster und die chemische Modifizierung von Polymeroberflächen, Doktorarbeit, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, 2001, p. 18.
- [78] K. Miyamoto, Fundamentals of plasma physics and controlled fusion, Iwanami Book Service Center, 1997.
- [79] H. J. de Blank, *Plasma Physics Lecture Notes*, F. f. P. P. Rijnhuizen, Ed., Nieuwegein, 2008.
- [80] N. A. Khizhnyak, *Sov. Phy. technol. Phys.*, p. 847, 1965.
- [81] I. I. Aksenov, V. E. Strel'nitskij, V. V. Vasilyev and D. Y. Zaleskij, "Efficiency of magnetic plasma filters," *Surface and Coatings Technology*, no. 163, pp. 118-127, 2003.
- [82] S. Lee, D.-G. Kim, I. Svadkovski and J.-K. Kim, "Nanocomposite films deposition by means of various filtered vacuum arc systems," *INTECH Open Access Publisher*, 2011.
- [83] V. N. Zhitomirsky, U. Kinrot, B. Alterkop, R. L. Boxman and S. Goldsmith, "Influence of gas pressure on the ion current and its distribution in a filtered vacuum arc deposition system," *Surface and Coatings Technology*, no. 86, pp. 263-270, 1996.
- [84] E. Gidalevich, S. Goldsmith and R. L. Boxman, "The role of the electrical polarization field in magnetic plasma confinement," *Journal of Physics D: Applied Physics*, no. 36 (6), pp. 653-660, 2003.
- [85] G. Schmidt, "Plasma motion across magnetic fields," *The Physics of Fluids*, no. 3 (6), pp. 961-965, November 1960.
- [86] T. Zhang, P. K. Chu, S. C. Kwok and I. G. Brown, "Optimal duct bias for transport of cathodic-arc plasmas," *IEEE Transactions on Plasma Science*, no. 30 (4), pp. 1602-1605, August 2002.
- [87] D. T.-K. Kwok, P. K. Chu, M. M. Bilek, I. G. Brown and A. Vizir, "Ion mean charge state in a biased vacuum arc plasma duct," *IEEE Transactions on Plasma Science*, no. 28 (6), pp. 2194-2201, 2000.

- [88] V. N. Zhitomirsky, L. Kaplan, R. L. Boxman and S. Goldsmith, "Ion current distribution in a filtered vacuum arc deposition system," *Surface and Coatings Technology*, no. 76, pp. 190-196, 1995.
- [89] M. Geva, M. Krishnan and J. L. Hirshfield, "Centrifugal mass separation in laser-initiated vacuum arcs," *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, no. 186 (1), pp. 183-187, 1981.
- [90] M. Geva, C. Cohen, O. Danziger, F. Dothan, L. Friedland, L. A. Levin, S. Maharshak and J. L. Hirshfield, "Vacuum arc plasma centrifuge for element and isotope separation," *IEEE Transactions on Plasma Science*, no. 15 (5), pp. 583-588, October 1987.
- [91] R. R. Prasad and M. Krishnan, "Scaling of rotation and isotope separation in vacuum-arc centrifuge," *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, no. B26, pp. 65-71, 1987.
- [92] R. R. Prasad and M. Krishnan, "Theoretical and experimental study of rotation in a vacuum-arc centrifuge," *Journal of Applied Physics*, no. 61 (1), pp. 113-119, January 1987.
- [93] R. R. Prasad and M. Krishnan, "Isotope separation in vacuum-arc centrifuge," *Journal of Applied Physics*, no. 61 (9), 1 May 1987.
- [94] M. Lappschies, *Rugate Filter und Mischschichten für optische Hochleistungskomponenten*, Doktorarbeit, Leibniz Universität Hannover, 2009.
- [95] F. Carstens, *Simulation und Ionenanalytik an Ionenstrahl-Zerstäubungsprozessen für optische Schichtsysteme*, Doktorarbeit, Leibniz Universität Hannover, 2012.
- [96] T. L. Hung, *Entwicklung einer leistungsfähigen Ionenquelle zur Herstellung dünner Schichten hoher optischer Güte*, Doktorarbeit, Leibniz Universität Hannover, 2007.
- [97] N. Beermann, *Analyse der Emissionscharakteristiken von Ionenquellen für hochwertige optische Beschichtungsprozesse*, Doktorarbeit, Leibniz Universität Hannover, 2009.
- [98] T. Baloniak, *Erzeugung maßgeschneiderter Ionen-Energieverteilungen in Niederdruckplasmen*, Doktorarbeit, Ruhr Universität Bochum, 2010.
- [99] A. Von Keudell, *Vorlesungsskript: Plasma-Oberflächen-Wechselwirkung*, Ruhr-Universität Bochum, 2004/2005.
- [100] C. Schmitz, *Analyse und Optimierung ionisierter Beschichtungsverfahren*, Doktorarbeit, Leibniz Universität Hannover, 2013.

- [101] W. Sakiew, Aufbau eines Messplatzes für schnelle orts aufgelöste Streulichtmessungen an optischen Oberflächen Fast TS, Diplomarbeit, Leibniz Universität Hannover, 2009.
- [102] J. Bennett and L. Mattsson, "Introduction to surface roughness and scattering," *Washington DC: Optical Society of America*, no. 1, 1989.
- [103] P. Kadkhoda, W. Sakiew, S. Günster and D. Ristau, Fast total scattering facility for 2D inspection of optical and functional surfaces, I. S. f. O. a. Photonics, Ed., SPIE Europe Optical Metrology, 2009, pp. 73890S-73890S.
- [104] P. Kadkhoda, P. Chubak, M. Lassahn and D. Ristau, "Pattern and form recognition of statistically distributed defects on functional optical surfaces," in *SPIE Optical Metrology 2013*, International Society for Optics and Photonics, 2013, pp. 87911C-87911C.
- [105] L. Giuliani, F. Minotti, D. Grondona and H. Kelly, "On the dynamics of the plasma entry and guiding in a straight magnetized filter of a pulsed vacuum arc," *IEEE Transactions on Plasma Science*, no. 35 (6), pp. 1710-1716, 2007.
- [106] R. L. Boxman, V. Zhitomirsky, B. Alterkop, E. Gidalevich, I. Beilis, M. Keidar and S. Goldsmith, "Recent progress in filtered vacuum arc deposition," *Surface and Coatings Technology*, no. 86, pp. 243-253, 1996.
- [107] V. L. Paperny, V. I. Krasov, N. V. Lebedev, N. V. Astrakchantsev and A. A. Chernikch, "Vacuum arc plasma mass separator," *Plasma Sources Science and Technology*, no. 24 (1), p. 015009, 2015.
- [108] R. Behrisch and K. Wittmaack, Sputtering by particle bombardment, vol. 3, Berlin: Springer-Verlag, 1983.
- [109] R. Behrisch and W. Eckstein, Sputtering by particle bombardment: experiments and computer calculations from threshold to MeV energies, Springer Science & Business Media, 2007.
- [110] G. Betz and K. Wien, "Energy and angular distributions of sputtered particles," *International Journal of Mass Spectrometry and Ion Processes*, no. 140 (1), pp. 1-110, December 1994.
- [111] S. Malobabic, M. Jupé and D. Ristau, "Towards an electro-magnetic field separation of deposited material implemented in an ion beam sputter process," *Applied Physics Letters*, no. 102 (22), p. 221604, 2013.
- [112] M. Turoswki, T. Amotchkina, H. Ehlers, M. Jupé and D. Ristau, "Calculation of optical and electronic properties of modeled titanium dioxide films of different densities," *Applied Optics*, no. 53 (4), 2014.
- [113] A. Von Engel, Ionized Gases, Oxford: Clarendon Press, 1965.

- [114] S. Malobabic, M. Jupé and D. Ristau, "Investigations in the guiding efficiency in a modified ion beam sputtering process," *Applied Optics*, no. 52 (34), pp. 8212-8219, 2013.
- [115] S. Malobabic, M. Jupé and D. Ristau, "Spatial separation effects by a guiding procedure in a modified ion-beam-sputtering process," *Light: Science & Applications*, no. 5 (3), p. e16044, 2016.
- [116] O. Kaneko, S. Sasaki and N. Kawashima, "Mass separation experiment with a partially ionized rotating plasma," *Plasma Physics*, no. 20 (11), p. 1167, 1978.
- [117] S. M. Rossnagel and J. J. Cuomo, "Film modification by low energy ion bombardment during deposition," *Thin Solid Films*, no. 171 (1), pp. 143-156, 1989.
- [118] S. Malobabic, M. Jupé, P. Kadkhoda and D. Ristau, "Towards a magnetic field separation in ion beam sputtering processes," *Thin Solid Films*, no. 592 (Part B), p. 271–275, 2015.
- [119] H. A. Macleod, *Thin film optical filters*, vol. 3, Tucson, Arizona, 1986.
- [120] C. C. Walton, P. A. Kearney, J. A. Folta, D. W. Sweeney and P. B. Mirkarimi, "Understanding particle defect transport in an ultra clean sputter coating process," *Microlithography 2003*, pp. 470-481, 2003.
- [121] V. L. Paperny, V. I. Krasov, N. V. Lebedev and N. V. Astrakchantsev, "Mass separation of multi-component plasma flow traveling through a magnetic transport system".
- [122] *DIN 1343, Referenzzustand, Normzustand, Normvolumen; Begriffe, Werte*, 1990.
- [123] M. Dieckmann, *Spectrum, Thin film software*, Laser Zentrum Hannover e.V..

Lebenslauf

Persönliche Daten

Name	Sina Malobabic
Geburtsdatum	05.03.1985
Geburtsort	Celle
Nationalität	deutsch
Familienstand	ledig

Hochschulbildung

10/2010 – 02/2016	Promotionsvorhaben, Laser Zentrum Hannover e. V., Prof. Dr. Detlev Ristau. 'Phasenseparierende Prozesse hochqualitativer optischer Schichten'
08/2009 – 08/2010	Diplomarbeit, Institut für Quantenoptik, Prof. Dr. Ernst Rasel. 'Phasenstabiler Transfer hochstabiler optischer Frequenzen'
10/2006 – 11/2010	Diplomstudiengang Physik, Leibniz Universität Hannover.
10/2004 – 11/2011	Staatsexamen Lehramt Mathematik/Physik, Leibniz Universität Hannover.

Schulische Ausbildung

06/2004	Abitur, Gymnasium Ernestinum, Celle, Niedersachsen.
---------	--

Beruflicher Werdegang

10/2010 – 12/2015	Wissenschaftliche Mitarbeiterin, Laser Zentrum Hannover e.V., Hannover.
11/2007 – 07/2010	Studentische Hilfskraft, Leibniz Universität Hannover, Hannover. Betreuung diverser Tutorien des Physik Grundstudiums

Sonstiges

10/2010 – 10/2013	Halostar Promotionsstipendium, Cluster of Excellence QUEST, Hannover.
-------------------	--





