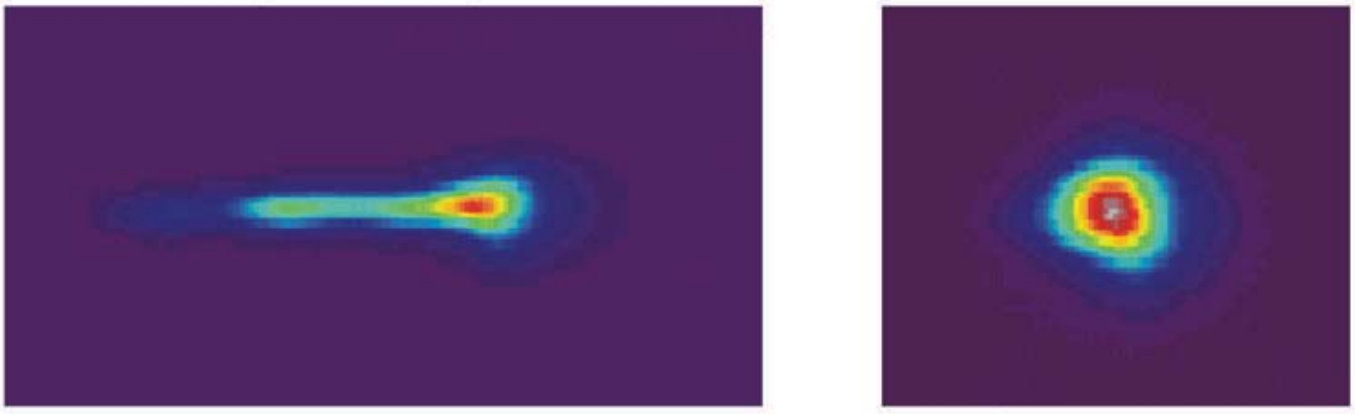
Sebastian Kranzusch

Erzeugung und Charakterisierung laser-induzierter Plasmen im extrem-ultravioletten Spektralbereich



Cuvillier Verlag Göttingen

Erzeugung und Charakterisierung laser-induzierter Plasmen im extrem-ultravioletten Spektralbereich

Dissertation

zur Erlangung des Doktorgrades

der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultäten

der Georg-August-Universität zu Göttingen

vorgelegt von

Sebastian Kranzusch

aus Bremen

Göttingen 2002

Bibliografische Information Der Deutschen Bibliothek
Die Deutsche Bibliothek verzeichnet diese Publikation in der Deutschen Nationalbibliografie; detaillierte bibliografische Daten sind im Internet über http://dnb.ddb.de abrufbar.
1. Aufl. - Göttingen : Cuvillier, 2003
Zugl.: Göttingen, Univ., Diss., 2002
ISBN 3-89873-690-3

D 7

Referent: Professor Dr. G. Marowsky

Korreferent: Professor Dr. G. Schmahl

Tag der mündlichen Prüfung: 24.01.2003

© CUVILLIER VERLAG, Göttingen 2003
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, 2003
Gedruckt auf säurefreiem Papier

ISBN 3-89873-690-3

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung **1**

2 Theoretische Grundlagen **3**

2.1 Motivation / Zielsetzung 3

2.2 Laser-Plasma Quelle 9

2.2.1 Theorie der Laserplasmaerzeugung 9

2.2.2 Wechselwirkung von Laserstrahlung mit einem Plasma 10

2.2.3 Emission aus einem Plasma 15

2.2.4 Targetkonzepte 17

2.3 Optiken für den EUV-Wellenlängenbereich 20

2.3.1 Transmissionsoptiken 20

2.3.2 Reflektive Optiken 24

2.4 EUV-Analytik 29

2.4.1 Spektrale Filterung 29

2.4.2 Strahlanalyse 32

2.4.3 Optikcharakterisierung 34

3 Experimenteller Aufbau zur Erzeugung und Charakterisierung extrem-ultravioletter Strahlung **37**

3.1 Erzeugung des EUV-Plasmas 37

3.2 Düsengeometrien 40

3.2.1 Zylindrische Düse 40

3.2.2 Doppelstrahldüse 41

3.2.3 Konische Düse 42

3.3 Lochkamera 43

3.3.1 Auflösungsvermögen 43

3.3.2 Konstruktion 47

3.4 Spektrograph 49

4 Einfluss der Targetgasparameter auf die EUV-Intensität 51
4.1 Visualisierung des Gasstromes . . . 51
4.1.1 Laser-induzierte Fluoreszenz . . . 51
4.1.2 Rayleigh-Streuung . . . 54
4.2 Einfluss des Gasdruckes auf die EUV-Intensität . . . 57
4.2.1 Zylindrische Düse . . . 57
4.2.2 Doppelstrahldüse . . . 59
4.2.3 Konische Düse . . . 61
4.2.4 Vergleich der Düsen . . . 62

5 Einfluss der Laserparameter auf die EUV-Intensität 65
5.1 Laserwellenlänge . . . 65
5.2 Laserpulslänge . . . 67
5.3 Laserpulsenergie . . . 67
5.4 Laserfokus-Position . . . 69

6 Räumliche Charakterisierung des EUV-Plasmas 72
6.1 Bestimmung der Quellgröße . . . 72
6.2 Plasmalagestabilität . . . 73
6.3 Laserfokus-Position . . . 74
6.4 Plasmaposition im Gasstrom . . . 75
6.5 Winkelabhängigkeit der EUV-Emission . . . 76
6.5.1 Messungen der azimutalen und polaren Winkelabhängigkeit . . . 76
6.5.2 Theoretische Beschreibung der Reabsorption im Targetgas . . . 79
6.5.3 Vergleich Theorie und experimentelle Ergebnisse . . . 81

7 Spektrale Analyse des EUV-Plasmas 83
7.1 Einzelstrahldüse . . . 83
7.1.1 Spektren unterschiedlicher Targetgase . . . 83
7.1.2 Einfluss der Laserpulsenergie auf das Spektrum . . . 85
7.2 Doppelstrahldüse . . . 87
7.2.1 Druckabhängigkeit des Spektrums . . . 87
7.2.2 Spektrale Filterung durch Multischichtspiegel . . . 93

8 Wellenfrontmessungen an EUV-Strahlung 96
8.1 Theoretische Beschreibung eines Hartmann-Wellenfrontsensors . . . 96
8.2 Hartmann-Wellenfrontsensor für den EUV-Spektralbereich . . . 100
8.3 Wellenfrontvermessung nach Multischichtspiegel . . . 104

9 Zusammenfassung und Ausblick 108

Literaturverzeichnis **111**

Eigene wissenschaftliche Beiträge **119**

Danksagung **122**

Lebenslauf **124**

Kapitel 1

Einleitung

Im Verlauf der letzten Jahrhunderte ist das wissenschaftliche Interesse an bestimmten Bereichen des elektromagnetischen Spektrums stark mit der praktischen Anwendung der jeweiligen Strahlung gestiegen. So gewann Licht im sichtbaren Spektralbereich im 17. bis 19. Jahrhundert große Bedeutung für die Mikroskopie und Astronomie. Die hieraus gewonnenen Erkenntnisse dienten zum besseren Verständnis grundlegender optischer Eigenschaften wie der Entdeckung des Brechungsgesetzes durch W. Snellius 1621. Die Nutzung des ultravioletten Lichtes im 20. Jh. führte zu Kenntnissen des Atom- und Molekülaufbaus, während sich mit der Entdeckung der Röntgenstrahlen 1895 [Rön96] ein großes Potential an medizinischen Anwendungen erschloss.
Im elektromagnetischen Spektrum befindet sich zwischen dem VUV-Bereich[1] und den weichen Röntgenstrahlen eine bisher wenig genutzte Region: der EUV-Spektralbereich (**e**xtremes **U**ltra**v**iolett), der in den meisten Publikationen durch den Wellenlängenbereich von $5 - 40$nm beziehungsweise den Quantenenergiebereich von $30 - 250$eV charakterisiert ist [Att99]. Erst seit der Entdeckung der Synchrotronstrahlung im Jahr 1947 ist es möglich, künstlich intensive EUV-Strahlung zu erzeugen. Natürliche Strahlungsquellen finden sich hingegen in der Natur: In der Astronomie werden Sterne wie unsere Sonne beobachtet, die auch im EUV-Bereich emittieren. Die Vermessung dieser Strahlquellen erfolgt außerhalb der Erdatmosphäre durch satellitengestützte Teleskope (z.B. ROSAT).
Die Einsatzmöglichkeiten für EUV-Strahlung sind vielfältig: Beispiele sind die Mikroskopie, die Absorptions-Spektroskopie oder die Photoelektronen-Spektroskopie. Insbesondere die Entwicklung mikrolithographische Verfahren zur Herstellung integrierter Schaltkreise sind ein Motor für die ständige Weiterentwicklung von Strahlungsquellen für kürzere Wellenlängenbereiche. Bei der Lithographie ist das Zusammenwirken einer leistungsoptimierten Strahlquelle mit effektiven Strahlführungsoptiken unabdingbar, da nur so während der Produktion ein hoher Durchsatz an Mikrochips gewährleistet werden kann. Für lithographische Anwendungen standen bisher keine kompakten, intensiven Strahl-

[1] VUV=**V**akuum-**U**ltra**v**iolett

quellen zur Verfügung. Unterschiedliche Konzepte wie Röntgen-Lithographie, Ionenstrahl-Lithographie, Elektronen-Lithographie oder die Lithographie im extrem ultravioletten Spektralbereich (EUVL) wurden diskutiert, von denen möglicherweise nur Synchrotronstrahlquellen, Gasentladungs- oder Laser-Plasma-Quellen im EUV-Spektralbereich den gestellten Anforderungen der Zukunft genügen werden. Parallel zu der Konstruktion von EUV-Quellen steht die Entwicklung von Messtechniken zur Charakterisierung der EUV-Strahlung. Viele Quellparameter konnten bisher auf Grund fehlender Charakterisierungswerkzeuge nicht vermessen werden, beziehungsweise sind weiterhin zum Großteil unverstanden wie zum Beispiel die Plasmaform und -größe oder die Winkelabhängigkeit der Emission.

Diese Arbeit soll einen Beitrag zum besseren Verständnis der laser-erzeugten Plasmen für den extrem-ultravioletten Spektralbereich liefern. Derartige Laser-Plasma-Quellen für den EUV-Bereich sind bisher kommerziell noch nicht erhältlich. Daher wurde eine EUV-Quelle, basierend auf einem Gastarget, konzipiert und experimentell realisiert, um den Einfluss einer Vielzahl möglicher Parameter zu untersuchen. Gasdüsen werden benötigt um das Targetgas mit einer möglichst hohen Dichte in den Rezipienten einzubringen. Dabei spielt die Wahl der Düse eine entscheidende Rolle; so ermöglicht eine konische Düsenform die Bildung von Clustern, wodurch weitaus höhere Dichten als bei einem konventionellen Gasstrom erzeugt werden können.

Zur Analyse der Quellparameter und des Abstrahlverhaltens von EUV-Plasmen werden unterschiedliche Geräte wie spezielle Lochkameras oder ein Spektrograph eingesetzt. Diese sind zum Teil aus langwelligeren Spektralbereichen bekannt, mussten zum Großteil aber neu konstruiert und für den EUV-Wellenlängenbereich optimiert werden. Andere Verfahren wie der Hartmann-Wellenfrontsensor wurden für extrem-ultraviolette Strahlung bisher überhaupt noch nicht eingesetzt, bieten aber hervorragende Möglichkeiten für die Planung und Charakterisierung von EUV-Optiken.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

In diesem Kapitel wird zunächst ausführlich die Motivation für diese Arbeit gegeben. Anschließend wird die Plasmaerzeugung und Aufheizung des Plasmas durch die anregende Laserstrahlung theoretisch beschrieben. Zum Ende des Kapitels werden diverse Optikkonzepte und eine Auswahl an Analysewerkzeugen für die Quell- und Optikcharakterisierung aus der Literatur kurz vorgestellt.

2.1 Motivation / Zielsetzung

Weltweit besteht eine starke Nachfrage nach immer leistungsfähigerer Mikroelektronik. Um dem gestiegenen Interesse an schnelleren Übertragungsraten und höheren Informationsdichten nachzukommen, müssen Bauelemente elektronischer Geräte immer weiter miniaturisiert werden. Dieses findet sich in dem von G.E. Moore [Moo65] Mitte der 60'er aufgestellten empirischen Gesetzt wieder, in dem er alle 18 Monate eine Verdoppelung der Transistorendichte auf einem Mikrochip vorhersagt.
Integrierte Schaltkreise werden heute auf Basis lithographischer Verfahren hergestellt. Bei der Lithographie werden die zu erzeugenden Strukturen (Leiterbahnen, Transistoren etc.) durch eine Maske in einen strahlungsempfindlichen Lack (den so genannten Resist) abgebildet, wobei die Maske prinzipiell beliebig oft verwendet werden kann. Die Abbildung erfolgt mit UV-Lasern, die das Bild der Maske über Strahlführungsoptiken um den Faktor 4 verkleinert abbilden [Kas00].
Die minimale Linienbreite (R) und die Fokustiefe (F) für die lithographische Herstellung kleiner Strukturen hängen von der numerischen Apertur der eingesetzten Optiken und der Wellenlänge ab. Nach dem Rayleigh-Kriterium können zwei Bildpunkte noch genau dann getrennt wahrgenommen werden, wenn das Beugungsmaximum des ersten Bildpunktes in das erste Beugungsminimum des zweiten fällt. Hieraus ergibt sich für die minimale

Linienbreite:

$$R = k_1 \frac{\lambda}{NA} \quad , \tag{2.1.1}$$

mit der Konstante k_1, der Wellenlänge λ, der numerischen Apertur $NA = n \cdot \sin\alpha$ mit dem Brechungsindex n und dem halben maximalen Öffnungswinkel α. Die Konstante k_1 wird durch die Abbildungsoptiken, den Lack und den Belichtungsprozess bestimmt und liegt für heutige Fertigungstechniken bei 0,5 [Att99].
Für die Fokustiefe gilt [Att99]:

$$F = k_2 \frac{\lambda}{(NA)^2} \quad , \tag{2.1.2}$$

mit der Konstante k_2, die bei heutigen Fertigungstechniken einem Wert von 0,6 entspricht. Um die Strukturbreite zu verkleinern, kann zum einen die numerische Apertur erhöht werden, was zu einer starken Verringerung der Fokustiefe führt (vergleiche quadratischen Anstieg in Gleichung (2.1.2)). Das stellt sehr große Anforderungen an die Positionierungsgenauigkeit der zu bearbeitenden Strukturen und bedeutet einen hohen technischen Aufwand. Der Maximalwert der numerischen Apertur beträgt theoretisch $NA = 1$. Heutige Systeme arbeiten schon mit hohen numerischen Aperturen. Somit bleibt als einzige Möglichkeit zur Verkleinerung der Strukturgrößen die Erniedrigung der Wellenlänge.
Stand der heutigen Technik ist der Einsatz von KrF-Excimerlasern der Wellenlänge 248nm mit denen Strukturbreiten bis 130nm erzeugt werden können. Ähnliche Strukturbreiten werden zurzeit auch durch ArF-Laser der Wellenlänge 193nm erreicht. Mit diesen sollen in Zukunft Strukturen bis 90nm produziert werden [Car01]. Die Erzeugung solch geringer Strukturbreiten geht einher mit der Entwicklung so genannter „Enhancement“-Techniken wie Phasenmasken oder speziellen Photolacken, die es ermöglichen scharf begrenzte Strukturen auch unterhalb der nach dem Rayleigh-Kriterium bedingten Unschärfe herzustellen [Kas00].
Der nächste Schritt zur Verkleinerung der Strukturbreiten steht im Einklang mit der Einführung der letztmöglichen kommerziell sinnvoll einsetzbaren Laserwellenlänge im VUV-Bereich, dem 157nm F_2-Laser. Ob diese wirklich für lithographische Zwecke zum Einsatz kommt, ist Gegenstand aktueller Untersuchungen [McC01].

Um noch kleinere Strukturen zu erzeugen, werden kürzere Wellenlängen benötigt. Im elektromagnetischen Spektrum findet man zwischen der Strahlung im Vakuum-UV (VUV) und der Röntgenstrahlung die extrem-ultraviolette Strahlung (EUV) im Wellenlängenbereich von ca. $5 - 40$nm (vergleiche Abbildung 2.1.1).

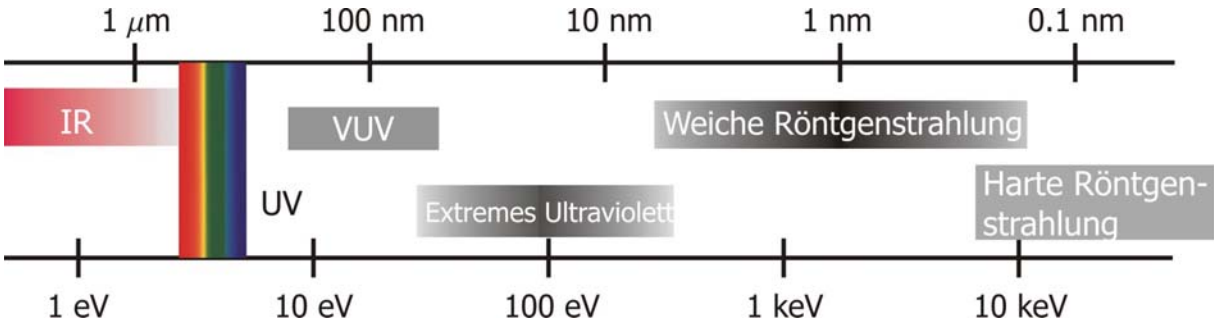


Abbildung 2.1.1: Spektrum der elektromagnetischen Strahlung vom infraroten Spektralbereich bis zu harten Röntgenstrahlen nach [Att99].

Im Vergleich zu harten Röntgenstrahlen lassen sich für den EUV-Wellenlängenbereich beständige Strahlführungsoptiken herstellen. Schon in den 80'er Jahren fand man heraus, dass mit Hilfe von Multischicht-Spiegeln Reflektivitäten $\geq 10\%$ für den so genannten weichen Röntgen- bzw. EUV-Bereich erreicht werden konnten [Hei90]. Die Dünnschichttechnologie wurde soweit verbessert, dass heute Multischichtspiegel mit Reflektivitäten von ungefähr 70% für 13nm produziert werden können [Kai00]. Da lithographische Verfahren auf verkleinerten Abbildungen von Masken beruhen und somit Optiken benötigt werden, ist die EUV-Lithographie (EUVL) der aussichtsreichste Kandidat für die zukünftige Chipherstellung. Dieses findet sich auch im internationalen Technologiewegweiser der Halbleiterindustrie (ITRS) wieder (vgl. Abb. 2.1.2).
Ab dem Jahr 2007 wird die Einführung von EUV-Quellen zum Einsatz in industriellen lithographischen Systemen geplant. Mit diesen Quellen sollen Strukturbreiten um die 65nm erzeugt werden. Eine weitere Reduzierung der Strukturbreiten um den Faktor 3 ergeben sich durch die Anpassung der Optiken, Masken und Photolacke.
Wie schon Strahlungsquellen im VUV-Spektralbereich können EUV-Quellen nicht mehr unter Luft-Atmosphäre arbeiten. EUV-Strahlung hat bei Normaldruck und 20°C Temperatur an Luft-Atmosphäre eine freie Weglänge von $\sim$ 150µm (berechnet nach [Cen02]). Somit müssen künftige EUV-Quellen und Optiken für den Einsatz unter Vakuumbedingungen konzipiert werden.

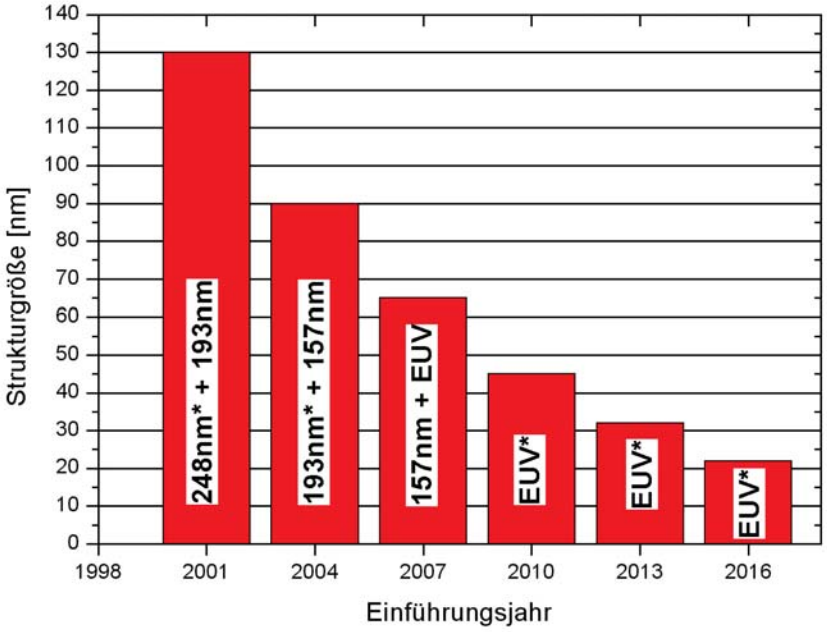


Abbildung 2.1.2: Technologiewegweiser der Halbleiterindustrie nach [Sem01]; *: Einsatz so genannter „Enhancement“-Techniken wie Phasenmasken oder spezielle Photolacke.

Zur Erzeugung extrem ultravioletter Strahlung stehen verschiedene Quellkonzepte in direkter Konkurrenz zueinander. Zunächst stellt sich die Frage warum nicht wie im harten Röntgenstrahlbereich auch im weichen Röntgen- bzw. EUV-Bereich Röntgenröhren eingesetzt werden. Dies soll durch eine kurze Abschätzung erklärt werden: Um charakteristische Röntgenstrahlung bei 100eV zu erzeugen, müssen nach dem Moseley'schen Gesetz leichte Elemente wie Lithium (Z=3), Beryllium (Z=4) oder Bor (Z=5) als Antikathode verwendet werden, da die emittierte Frequenz (ν_{K_α}) für kleinere Ordnungszahlen (Z) abnimmt [Ger93]:

$$\nu_{K_\alpha} = \frac{3}{4} R_\infty (Z-1)^2 \qquad , \tag{2.1.3}$$

mit der Rydberg-Konstanten R_∞.
Für den Wirkungsgrad η findet sich folgende Abschätzung [Koh85]:

$$\eta \approx c \cdot Z \cdot U \tag{2.1.4}$$

mit der Beschleunigungsspannung U und einer experimentell bestimmten Konstante $c \approx 10^{-6}$. Die Grenzfrequenz ν der erzeugten Strahlung berechnet sich aus:

$$\begin{aligned} h\nu &= eU \\ \Rightarrow \nu &\propto U \end{aligned} \tag{2.1.5}$$

mit dem Planck'schen Wirkungsquantum h und der Elementarladung e.
Aus Gleichungen (2.1.4) und (2.1.5) folgt

$$\eta \propto Z \cdot \nu \quad . \tag{2.1.6}$$

Somit ist der Wirkungsgrad proportional zum Produkt aus Atomzahl und Frequenz. Vergleicht man den Wirkungsgrad für eine Wolframkathode (Z=74) für harte Röntgenstrahlung bei 10keV mit Lithium (Z=3) bei 100eV, erhält man für Lithium einen um ca. 2500 schlechteren Wirkungsgrad als für Wolfram. Bedenkt man zusätzlich, dass schon bei herkömmlichen Röntgenröhren der Wirkungsgrad sehr gering ist, scheiden solche Quelle auf Grund der hohen Energiekosten und den immensen Anforderungen an die Kühlung für den EUV-Spektralbereich aus.

Als weitere mögliche Quellen für den EUV-Spektralbereich kommen Synchrotrons, Gasentladungsquellen oder Quellen basierend auf laser-erzeugten Plasmen in Frage.
Für wissenschaftliche Arbeiten eignen sich Synchrotronquellen mit ausgezeichneten, wohldefinierten Strahleigenschaften [Sch00b, Hen00]. Auf Grund ihrer Größe und den hohen Betriebs- und Investitionskosten scheiden diese Strahlquellen für den industriellen Einsatz und als dezentrale Laborquelle aus.
Bei Gasentladungsquellen wird in einer speziellen Elektrodenanordnung durch Entladung kapazitiv gespeicherter elektrischer Energie ein intensives Plasma erzeugt, welches ein Prozessgas (z.B. Xe) zur Emission von kurzwelliger Strahlung anregt. Als mögliche Entladungskonzepte kommen zurzeit vor allem Pinch-Plasmen, Plasmafoki sowie Kapillarentladungen in Frage [Leb99, Ber99, Pan02, Bor02, For02]. Die derzeit erreichten Konversionseffizienzen (elektrische Leistung in EUV-Strahlung) liegen im Bereich von 0,1% in 4π Steradiant und 2% Bandbreite um 13nm.
Die Vorteile der Gasentladungsquellen liegen in ihrem prinzipiell einfachen und kompakten Aufbau, der leichten Justage und der unkomplizierten Bedienung. Nachteilig sind der konstruktionsbedingt geringe nutzbare Raumwinkel der Quelle und die relativ große und lang gestreckte Form des Plasmas, die die Berechnung der Strahlengänge für nachfolgende Optiken kompliziert. Zusätzlich gibt es erhebliche Probleme mit Kontaminationen durch Elektroden-Erosion sowie der Wärmeabführung bei hohen Repetitionsraten.
Trotz der genannten noch vorhandenen Defizite haben entladungsproduzierte Plasmen aufgrund der relativ geringen Kosten und einfachen Skalierbarkeit zu höheren mittle-

ren Leistungen möglicherweise das größte Potential für einen Einsatz in der Halbleiter-Lithographie. Im Hinblick auf den Einsatz als miniaturisierte flexible Laborquelle sind Gasentladungsquellen allerdings weniger gut geeignet, da aufgrund der relativ langen Pulsdauern (im Bereich einiger 100ns) und großen Quellabmessungen (1mm, vgl. [Nef01]) die im Einzelpuls erreichbaren EUV-Intensitäten deutlich geringer sind als bei laserbasierten Quellen.
Einige Nachteile von Gasentladungsquellen wie Elektrodenerosion, Stabilitätsprobleme oder zu große Quellabmessung lassen sich bei lasergestützten Quellen umgehen. Bei diesen Quellen wird das EUV-Strahlung emittierende Plasma durch Fokussierung intensiver Laserpulse auf ein Target erzeugt. Eine Vielzahl von frei wählbaren Parametern bei Laser-Plasma Quellen ermöglicht einen weitaus flexibleren Einsatz für experimentelle Anwendungen als dies bei Gasentladungsquellen möglich ist [Kra01]. Die maximal erreichbaren Konversionseffizienzen von Laserstrahlung in induzierte EUV-Strahlung (13nm) liegen derzeit im Bereich von 0.5% [Sau01, Nic01].

Im Verlauf dieser Arbeit wurde eine kompakte Strahlquelle für den Wellenlängenbereich um 13nm, der zukünftigen Lithographiewellenlänge, entwickelt und diese anhand zum Teil selbst entwickelter Charakterisierungswerkzeuge umfassend analysiert. Als Quelle kam ein laser-induziertes Plasma zum Einsatz, dessen genauer Aufbau ebenso wie die eingesetzten Charakterisierungswerkzeuge in Kapitel 3 beschrieben wird.
In den Kapiteln 4 und 5 wird der Einfluss des Targetgases und der Laserparameter auf die EUV-Intensität untersucht. Die räumliche Charakterisierung des EUV-Plasmas mit Hilfe von Lochkamera-Aufnahmen ermöglicht Aussagen über Reabsorptionseffekte der EUV-Strahlung im Targetgas und wird experimentell und theoretisch im Kapitel 6 beschrieben.
Großen Einfluss auf die spektrale Charakteristik der EUV-Emission hat die Auswahl des Targetgases. Diese wird für unterschiedliche Gase und Düsen in Kapitel 7 ausführlich analysiert. Die Erkenntnisse dieser Messungen sollen dazu beitragen, quasi-monochromatische Strahlung bei 13nm zu erzeugen.
Im letzten Kapitel wird der neu entwickelte Hartmann-Wellenfrontsensor für den EUV-Spektralbereich vorgestellt. Messungen zur Quell- und Optikcharakterisierung werden präsentiert, die eine interessante Alternative zu interferometrischen Messverfahren darstellen.

Zunächst werden Definitionen für Laser-Plasmen gegeben und diverse Lasertargetkonzepte, Optiken und Analysewerkzeuge für den EUV-Bereich aus der Literatur vorgestellt.

2.2 Laser-Plasma Quelle

2.2.1 Theorie der Laserplasmaerzeugung

Fokussiert man einen hochenergetischen Laserstrahl mit Leistungsdichten von $10^{12} - 10^{15}\mathrm{W/cm^2}$ auf ein Target, dann wechselwirkt die Strahlung zunächst mit dem entsprechenden Targetmaterial und bildet anschließend ein Plasma aus. Berücksichtigt man die wesentlichen Energiekanäle, kann folgende Bilanzgleichung für die zugeführte Laserenergie Q_{Laser} aufgestellt werden (modifiziert nach [Kös97]):

$$Q_{Laser} = E_{abl} + E_{anr} + E_{abs} + E_{kin} + E_{therm} + Q_{refl} + Q_{trans} \quad \text{, mit} \tag{2.2.1}$$

E_{abl} : Energie zur Auftrennung von Bindungen;
E_{anr} : Anregung bereits aufgespaltener Atome, Ionen, Moleküle und Cluster;
E_{abs} : Absorption der Laserenergie im Plasma;
E_{kin} : Kinetische Energie der Atome, Ionen, Moleküle und Cluster im Plasma;
E_{therm} : Thermische Verluste im Targetmaterial;
Q_{refl} : Vom Target oder Plasma reflektierte Anteile der Laserstrahlung;
Q_{trans} : Durch das Target transmittierte Laserstrahlung.

Je nach Targetmaterial und Laserparameter tragen diese Terme unterschiedlich stark zum Gesamtprozess bei.
Beim Auftreffen von Laserstrahlung mit der Intensität I_0 auf ein Targetmaterial wird die Strahlung in einem Volumen absorbiert. Nach dem Beer'schen Gesetzt erhält man die Intensität I nach der Eindringtiefe z zu:

$$I(z) = I_0 e^{-\alpha z} \tag{2.2.2}$$

mit dem Absorptionskoeffizienten α.

Für Festkörpertargets wird die aufgenommene Energie in thermische Energie umgewandelt, wenn sie nicht direkt zum Aufbrechen von Bindungen führt. Setzt man voraus, dass die bestrahlte Fläche groß gegen die Eindringtiefe ist, gilt für die thermische Eindringtiefe z_{therm} die eindimensionale Näherung [Kös97]:

$$z_{therm} = \sqrt{\frac{2\kappa}{\rho C_P} t_P} \quad , \tag{2.2.3}$$

mit der Wärmeleitfähigkeit κ, der Dichte ρ, der spezifischen Wärme C_P und der Laserpulsdauer t_P. Die thermische Eindringtiefe ist somit proportional zur Wurzel der Laser-

pulsdauer.
Übersteigt die absorbierte Energie pro Volumeneinheit die latente Verdampfungswärme, kann die Wärme nicht mehr durch Diffusion alleine abgeführt werden, so dass Teile des Materials verdampfen. Entscheidend für die Bildung eines Plasmas ist die Menge und Dichte der verdampften Targetatome. Werden nur einzelne Atome verdampft, erfolgt deren Ausbreitung unabhängig voneinander. Nimmt die Zahl der Atome zu, verkürzt sich deren freie Weglänge und sie wechselwirken miteinander. Dieser Effekt tritt bei allen Targetmaterialien auf und wird als Plasma bezeichnet [Rub99].
Ein Plasma ist im Allgemeinen definiert als ein nach außen elektrisch neutrales makroskopisches Vielteilchensystem, das in seinem Inneren so viele freie negative und positive elektrische Ladungen enthält, dass die Systemeigenschaften wesentlich durch die elektromagnetische Wechselwirkung dieser Ladungen untereinander und mit äußeren elektromagnetischen Feldern (z.B. einfallender Laserstrahlung) bestimmt werden [Ber92].

2.2.2 Wechselwirkung von Laserstrahlung mit einem Plasma

Die Energie im gebildeten Plasma reicht alleine noch nicht aus um EUV-Strahlung zu emittieren, da die Plasmatemperaturen zu gering sind. Um die Effekte, die zu einer weiteren Erwärmung des Plasmas führen, zu verstehen, wird in diesem Abschnitt die Wechselwirkung von Laserlicht mit einem Plasma theoretisch beschrieben.

Für eine einfallende planare elektromagnetische Welle gilt:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \exp[-\mathrm{i}(\omega_0 t - \mathbf{kr})] \quad , \tag{2.2.4}$$

mit $\mathbf{E}$: elektrische Feld, $\mathbf{k}$: Wellenzahl und ω_0 : Frequenz.
Grundlage für die Ausbreitung solch einer Welle in einem Plasma sind die Maxwell-Euler Strömungsgleichungen, die die Plasmadynamik durch ein Flüssigkeitsmodell beschreiben [Att99]:

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{\mathrm{d}\mathbf{D}}{\mathrm{d}t} + \sum_j q_j n_j \mathbf{v}_j \tag{2.2.5}$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\mathrm{d}\mathbf{B}}{\mathrm{d}t} \tag{2.2.6}$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \sum_j q_j n_j \tag{2.2.7}$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad , \tag{2.2.8}$$

mit $\mathbf{H}$: magnetische Feld, $\mathbf{E}$: elektrische Feld, $\mathbf{D}$: elektrische Flussdichte, $\mathbf{B}$: magnetische

Flussdichte, q_j : Ladung (für Elektronen ist $q_j = -e$), n_j : Teilchenzahldichte und $\mathbf{v}_j$: deren Geschwindigkeit.
Für lineare, lokal isotrope und dielektrische Medien gilt folgende Beziehung:

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \varepsilon_R \mathbf{E} \tag{2.2.9}$$

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mu_R \mathbf{H} \quad . \tag{2.2.10}$$

Die dimensionslosen Größen ε_R und μ_R sind die relative Dielektrizitätszahl sowie die relative Permeabilität und werden hier auf Grund der Vakuumbedingung gleich eins gesetzt. ε_0 ist die Dielektrizitätskonstante des Vakuums ($\varepsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12}\mathrm{Fm}^{-1}$) und μ_0 die Permeabilität des Vakuums ($\mu_0 = 1.257 \cdot 10^{-6}\mathrm{NA}^{-2}$).
Für hohe Plasmafrequenzen können die Ionen auf Grund ihrer hohen Massen als quasi stationär angenommen werden, so dass nur die Elektronen betrachtet werden müssen. Das Plasma ist nach außen neutral geladen, die Ionendichte unterscheidet sich von der Elektronendichte nur durch den durchschnittlichen Ionisierungsgrad.
Zunächst wird vorausgesetzt, dass es sich um ein kaltes Plasma handelt und somit keine Stöße zwischen den frei beweglichen Elektronen und den Ionen vorliegen. Da die eingekoppelten Leistungen relativ gering sind kann die Stromdichte $\mathbf{J}$ linear angesetzt werden:

$$\mathbf{J} = -n_0 e \mathbf{v}_e \quad , \tag{2.2.11}$$

mit der Elementarladung e, der Elektronengeschwindigkeit $\mathbf{v}_e$ und der Elektronendichte n_0.
Somit vereinfachen sich die Maxwell-Euler Gleichungen zu:

$$\nabla \times \mathbf{H} = \varepsilon_0 \frac{\mathrm{d}\mathbf{E}}{\mathrm{d}t} - e n_0 \mathbf{v}_e \quad \textit{und} \tag{2.2.12}$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\mu_0 \frac{\mathrm{d}\mathbf{H}}{\mathrm{d}t} \quad . \tag{2.2.13}$$

Die Bewegungsgleichung der Elektronen im kalten Plasma lautet:

$$m_e \frac{\mathrm{d}\mathbf{v}_e}{\mathrm{d}t} = -e\mathbf{E} \quad , \tag{2.2.14}$$

mit der Elektronenmasse m_e.
Differenziert man Gleichung (2.2.12) nach der Zeit

$$\nabla \times \frac{\mathrm{d}\mathbf{H}}{\mathrm{d}t} = \varepsilon_0 \frac{\mathrm{d}^2\mathbf{E}}{\mathrm{d}t^2} - e n_0 \frac{\mathrm{d}\mathbf{v}_e}{\mathrm{d}t} \quad , \tag{2.2.15}$$

bildet die Rotation von Gleichung (2.2.13)

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) = -\mu_0 \nabla \times \frac{\mathrm{d}\mathbf{H}}{\mathrm{d}t} \tag{2.2.16}$$

und setzt diese unter Ausnutzung von $\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) - \nabla^2 \mathbf{E}$ gleich, dann erhält man:

$$\nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) - \nabla^2 \mathbf{E} = -\mu_0 \varepsilon_0 \frac{\mathrm{d}^2 \mathbf{E}}{\mathrm{d}t^2} + \mu_0 e n_0 \frac{\mathrm{d}\mathbf{v}_e}{\mathrm{d}t} \quad . \tag{2.2.17}$$

Für transversale Wellen ist $\nabla \mathbf{E} = 0$. Setzt man $\mathrm{d}\mathbf{v}_e/\mathrm{d}t$ aus Gleichung (2.2.14) in Gleichung (2.2.17) ein, gilt:

$$\frac{\mathrm{d}^2 \mathbf{E}}{\mathrm{d}t^2} + \frac{e n_0}{\varepsilon_0} \left(\frac{e\mathbf{E}}{m_e} \right) - \frac{1}{\varepsilon_0 \mu_0} \nabla^2 \mathbf{E} = 0 \tag{2.2.18}$$

$$\Rightarrow \quad \left(\frac{\mathrm{d}^2}{\mathrm{d}t^2} + \omega_P^2 - c^2 \nabla^2 \right) \mathbf{E} = 0 \quad , mit \tag{2.2.19}$$

$$\frac{1}{\varepsilon_0 \mu_0} = c^2 \quad \text{und} \quad \omega_P^2 = \frac{e^2 n_0}{\varepsilon_0 m_e} \quad \text{(Plasmafrequenz)} \quad .$$

Durch Einsetzen der ebenen Welle (Gleichung 2.2.4) in die Wellengleichung für eine transversale Welle im Plasma (Gleichung 2.2.19), erhält man durch Differenzieren die Dispersionsrelation:

$$\omega_0^2 = \omega_P^2 + k^2 c^2 \quad . \tag{2.2.20}$$

Für die Stromdichte ($\mathbf{J} = -n_e e \mathbf{v}_e$) ergibt sich nach Integration von Gleichung (2.2.14):

$$\mathbf{J} = \frac{\mathrm{i} n_e e^2}{m_e \omega_0} \mathbf{E} = -\sigma \mathbf{E} \quad , \tag{2.2.21}$$

mit der Leitfähigkeit des Plasmas σ. Die Dielektrizitätskonstante im Plasma ε ist definiert als:

$$\varepsilon = 1 + \frac{\sigma}{\mathrm{i}\omega_0 \varepsilon_0} \tag{2.2.22}$$

$$\Leftrightarrow \varepsilon = 1 - \frac{n_e e^2}{m_e \omega_0^2 \varepsilon_0} = 1 - \frac{\omega_P^2}{\omega_0^2} \quad . \tag{2.2.23}$$

Somit ergibt sich für den Brechungsindex n:

$$n = \sqrt{\varepsilon} = \sqrt{1 - \frac{\omega_P^2}{\omega_0^2}} \quad . \tag{2.2.24}$$

Für $\omega_0 > \omega_P$ ist n real und das Laserlicht dringt in das Plasma ein. Ist jedoch $\omega_0 < \omega_P$, dann ist n imaginär und die einfallende Lichtwelle wird totalreflektiert. Solch ein Plasma wird in der englischsprachigen Fachliteratur als *overdense* beschrieben (vgl. [Kru01]). Die Grenzfrequenz für diesen Übergang wird als kritische Frequenz ω_C bezeichnet ($\omega_C = \omega_0 = \omega_P$). Aus Gleichung (2.2.23) lässt sich die zugehörige kritische Elektronendichte n_C, ab der das eingekoppelte Laserlicht am Plasma totalreflektiert wird, berechnen:

$$n_C = \frac{m_e \omega_0^2 \varepsilon_0}{e^2} = \frac{m_e 4\pi^2 c^2 \varepsilon_0}{e^2 \lambda^2} \quad . \tag{2.2.25}$$

Für den von uns genutzten Nd:YAG Laser der Wellenlänge 1064nm ergibt sich somit eine kritische Elektronendichte von $n_C = 9.85 \cdot 10^{20}\mathrm{cm}^{-3}$.
Für die Phasen- (v_ϕ) und Gruppengeschwindigkeit (v_g) der in das Plasma einfallenden Lichtwelle gilt auf Grund der Dispersionsrelation (Gleichung 2.2.20):

$$v_\phi = \frac{\omega_0}{k} = \frac{\omega_0 c}{\sqrt{\omega_0^2 - \omega_P^2}} = \frac{c}{\sqrt{1 - \frac{\omega_P^2}{\omega_0^2}}} \quad \text{und} \tag{2.2.26}$$

$$v_g = \frac{\mathrm{d}\omega_0}{\mathrm{d}k} = \frac{c^2 k}{\sqrt{c^2 k^2 + \omega_P^2}} = c\sqrt{1 - \frac{\omega_P^2}{\omega_0^2}} \quad . \tag{2.2.27}$$

Für Anregungsfrequenzen $\omega_0 \gg \omega_P$ nähern sich Phasen- und Gruppengeschwindigkeit c an, für Anregungsfrequenzen nahe der Plasmafrequenz kann die Phasengeschwindigkeit sehr groß und die für den Energietransport verantwortliche Gruppengeschwindigkeit sehr klein werden.

Um dieses Modell zu optimieren müssen Stöße zwischen Elektronen und Ionen einberechnet werden (Übergang zur Betrachtung eines heißen Plasmas). Dies geschieht durch die Einführung eines Stoßparameters, der Stoßfrequenz ν_{ei}, die als Reibungsterm in die Bewegungsgleichung der Elektronen im Plasma (2.2.14) eingefügt wird [Dou90, Nic92]:

$$m_e \frac{\mathrm{d}\mathbf{v}_e}{\mathrm{d}t} = -e\mathbf{E} - \nu_{ei} m_e \mathbf{v}_e \quad . \tag{2.2.28}$$

Diese Differentialgleichung lässt sich lösen zu:

$$\mathbf{v}_e = -\frac{\mathrm{i}e}{m_e(\mathrm{i}\nu_{ei} + \omega_0)}\mathbf{E} \tag{2.2.29}$$

$$\Rightarrow \sigma = \frac{\mathrm{i}e^2 n_e}{m_e(\mathrm{i}\nu_{ei} - \omega_0)} \tag{2.2.30}$$

$$\Rightarrow \varepsilon = 1 - \frac{\omega_P^2}{\nu_{ei}^2 + \omega_0^2} - \frac{\mathrm{i}\omega_P^2 \nu_{ei}}{\omega_0(\nu_{ei}^2 + \omega_0^2)} \quad . \tag{2.2.31}$$

Löst man Bewegungsgleichung (2.2.28) nach $\mathrm{d}\mathbf{v}_e/\mathrm{d}t$ auf und setzt diese mit $\mathbf{v}_e$ aus Gleichung (2.2.29) in die Gleichung (2.2.17), erhält man:

$$\frac{\mathrm{d}^2\mathbf{E}}{\mathrm{d}t^2} + \frac{en_0}{\varepsilon_0}\left(\frac{e}{m_e} - \frac{\mathrm{i}e\nu_{ei}}{m_e(\omega_0 + \mathrm{i}\nu_{ei})}\right) - \frac{1}{\varepsilon_0\mu_0}\nabla^2\mathbf{E} = \mathbf{0} \tag{2.2.32}$$

$$\Rightarrow -\omega_0^2 + \omega_P^2\left(1 - \frac{\mathrm{i}\nu_{ei}}{\omega_0 + \mathrm{i}\nu_{ei}}\right) + c^2k^2 = 0 \quad . \tag{2.2.33}$$

Erweiterung des komplexen Bruchs mit dem konjugiert komplexen des Nenners ergibt:

$$-\omega_0^2 + \omega_P^2\left(1 - \frac{\mathrm{i}\nu_{ei}\omega_0 + \nu_{ei}^2}{\omega_0^2 + \nu_{ei}^2}\right) + c^2k^2 = 0 \quad . \tag{2.2.34}$$

Für $\nu_{ei} \ll \omega_0$ fallen alle quadratischen Terme von ν_{ei} weg und es ergibt sich die Dispersionsrelation mit Dämpfung durch Stöße der Elektronen an Ionen:

$$\omega_0^2 = \omega_P^2\left(1 - \frac{\mathrm{i}\nu_{ei}}{\omega_0}\right) + k^2c^2 \quad . \tag{2.2.35}$$

Spaltet man jetzt ω_0 in Real- und Imaginärterm auf ($\omega_0 = \omega_r + \mathrm{i}\omega_i$), erhält man für den Realteil (mit $\nu_{ei} \ll \omega_0$):

$$\omega_r^2 = \omega_P^2 + k^2c^2 \tag{2.2.36}$$

und setzt zur Berechnung des Imaginärteils $\omega_0 = \omega_r + \mathrm{i}\omega_i$ in Gleichung (2.2.35):

$$\omega_0^2 = (\omega_r + \mathrm{i}\omega_i)^2 = \omega_r^2 + 2\mathrm{i}\omega_r\omega_i - \omega_i^2 = \omega_P^2\left(1 - \frac{\mathrm{i}\nu_{ei}}{\omega_r + \mathrm{i}\omega_i}\right) + k^2c^2 \tag{2.2.37}$$

$$= \omega_P^2\left(1 - \frac{\mathrm{i}\nu_{ei}\omega_r + \nu_{ei}\omega_i}{\omega_r^2 + \omega_i^2}\right) + k^2c^2. \tag{2.2.38}$$

Betrachtet man nun nur die imaginären Anteile von ω_0:

$$2\omega_r\omega_i = \underbrace{\frac{-\omega_P^2\nu_{ei}\omega_r}{(\omega_r^2 + \omega_i^2)}}_{=|\omega_0|^2 \approx \omega_0^2} \tag{2.2.39}$$

$$\Rightarrow \omega_i \approx -\frac{\omega_P^2\nu_{ei}}{2\omega_0^2} = -\nu_{ei}\frac{n_e}{n_c} \quad . \tag{2.2.40}$$

Aufgrund der Einbeziehung des Stoßtermes ergibt sich ein negativer imaginärer Anteil. Das negative Vorzeichen zeigt hierbei an, dass es sich um Dämpfung handelt. Das einfallende Laserlicht regt in diesem Fall die vorher zufällig bewegten Elektronen im Plas-

ma zu Schwingungen an, die das Plasma weiter aufheizen und die anregende Lichtwelle abschwächen. Dieser als **inverse Bremsstrahlung** bezeichnete Effekt hat den größten Einfluss der Absorption der einfallenden elektromagnetischen Welle im Plasma [Tur88].
Um die Eindringtiefe des Laserlichtes in das Plasma zu berechnen, betrachtet man zunächst die Wellenzahl k und spaltet diese ebenfalls in Real- und Imaginäranteil auf, indem man $k = k_r + \mathrm{i}k_i$ in Gleichung (2.2.35) einsetzt. Daraus folgt:

$$k_r = \sqrt{\frac{\omega_0^2 - \omega_P^2}{c^2}} \tag{2.2.41}$$

und

$$\omega_0^2 = \omega_P^2 \left(1 - \frac{\mathrm{i}\nu_{ei}}{\omega_0}\right) + (k_r + \mathrm{i}k_i)^2 c^2 \tag{2.2.42}$$

$$\Leftrightarrow \omega_0^2 = \omega_P^2 + c^2(k_r^2 - k_i^2) + \mathrm{i}\left(2c^2 k_r k_i - \frac{\omega_P^2 \nu_{ei}}{\omega_0}\right) \quad . \tag{2.2.43}$$

Betrachtet man nun nur die imaginären Anteile und setzt k_r ein, erhält man:

$$k_i = \frac{\nu_{ei}\omega_P^2}{2c\omega_0\sqrt{\omega_0^2 - \omega_P^2}} \quad . \tag{2.2.44}$$

Setzt man v_g aus Gleichung (2.2.27) ein, erhält man:

$$k_i = \frac{\nu_{ei}\omega_P^2}{2v_g\omega_0^2} \quad . \tag{2.2.45}$$

Die Eindringtiefe ($1/e$-Abfall der Intensität) der einfallenden Lichtwelle in das Plasma, ist definiert als

$$l = \frac{1}{2k_i} = \frac{v_g\omega_0^2}{\nu_{ei}\omega_P^2} = \frac{v_g n_c}{\nu_{ei} n_e} \quad . \tag{2.2.46}$$

Diese Berechnungen dienen als Grundlage für die theoretische Beschreibung der Wechselwirkung von einfallender Laserstrahlung mit dem bereits erzeugten Plasma.
Im nächsten Abschnitt wird auf die aus dem Plasma emittierte Strahlung eingegangen.

2.2.3 Emission aus einem Plasma

Laserproduzierte Plasmen weisen hohe Elektronendichten ($n_C \approx 1 \cdot 10^{21}$Elektronen/cm^3) mit extrem hohen Temperaturen ($10^5 - 10^6$K) auf, wie sie sonst nur im Inneren der Sonne gefunden werden. Um Strahlung aus solch einem Plasma zu beschreiben, kann das Plasma als schwarzer Körper oder Hohlraumstrahler betrachtet werden. Die Strahlung wird in diesem Fall nur von der Oberfläche emittiert und durch das Planck'sche Strahlungsgesetz

beschrieben [Ryb85]:

$$L_\lambda(T,\lambda) = \frac{2hc^2}{\lambda^5}\frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda k_B T}} - 1} \quad , \tag{2.2.47}$$

mit der spektralen Strahldichte $L_\lambda(T,\lambda)$, dem Planck'schen Wirkungsquantum h, der Lichtgeschwindigkeit c, der Wellenlänge λ, der Boltzmann-Konstante k_B und der Temperatur T.
Die gesamte vom schwarzen Körper abgestrahlte Leistung Φ wird durch Integration über alle Wellenlängen erhalten:

$$\Phi = \sigma T^4 \quad , \tag{2.2.48}$$

mit der Stefan-Boltzmann Konstanten $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8}\mathrm{W/m^2K^4}$. Dieser Zusammenhang ist als Stefan-Boltzmann Gesetz bekannt.
Für Plasmen, die Strahlung um 13nm ($\widehat{=}95,4\mathrm{eV}$) emittieren, benötigt man Temperaturen für die gilt: $k_B \cdot T = 95,4\mathrm{eV}$, also $T = 1,1 \cdot 10^6\mathrm{K}$. Die gesamte abgestrahlte Leistung ergibt sich dann zu: $\Phi = 8,5 \cdot 10^{12}\mathrm{W/cm^2}$. Das heißt, die das Plasma erzeugende Quelle muss mindestens eine Leistungsdichte $I \geq \Phi$ liefern.

Die Schwarzkörperstrahlung ist nur eine Näherung für Strahlung aus laserproduzierten Plasmen. Die Strahlung, die von einem Plasma emittiert wird, besteht aus drei Komponenten: der Bremsstrahlung, der Rekombinationsstrahlung und der Linienstrahlung.
Bremsstrahlung der Energie $h\nu_B$ wird emittiert, wenn freie Elektronen im Plasma mit einer definierten kinetischen Energie E_{kin} im elektrischen Feld eines Ions mit der Ladung Z abgelenkt werden:

$$\mathrm{e^- + E_{kin} + Z \rightarrow e^- + E'_{kin} + Z} + h\nu_B \quad .$$

Rekombinationsstrahlung der Energie $h\nu_R$ wird emittiert, wenn freie Elektronen mit der kinetischen Energie E_{kin} von einem Ion mit der Ladung Z aufgenommen werden und dadurch von dem Ion mit der neuen Ladung $(Z-1)$ Bindungsenergie $h\nu_R$ emittiert wird:

$$\mathrm{e^- + E_{kin} + Z \rightarrow (Z-1)} + h\nu_R \quad .$$

Neben den beiden oben genannten breitbandigen Abstrahleffekten gibt es noch die *Linienstrahlung*, die aus einem diskreten Emissionsspektrum besteht. Ein Plasma emittiert Strahlung in diskreten Linien der Energie $h\nu_{nm}$, wenn ein Elektron in einem Ion von einem angeregten Zustand E_n in einen niederenergetischen E_m übergeht:

$$h\nu_{nm} = E_n - E_m \quad .$$

Von Atomen oder Ionen emittierte Spektrallinien besitzen eine endliche spektrale Breite, die häufig zur Charakterisierung eines Plasmas herangezogen wird, da sie Rückschlüsse auf die Temperatur und die Dichte des Plasmas erlaubt [Wil98].
Der Verbreiterung der Spektrallinien liegen unterschiedliche Effekten zugrunde. Da der Übergang der Elektronen vom Zustand E_n zu E_m in einer Zeit der Größenordnung 10^{-8}s erfolgt und die Wellenzüge endlich sind, verbreitern sich die Spektrallinien. Diese als natürliche Linienbreite bezeichnete Verbreiterung ist proportional zur reziproken Lebensdauer des angeregten Zustandes $(1/\tau)$ [Dem91]:

$$\Delta\nu_N = \frac{1}{2\pi\tau} \quad . \tag{2.2.49}$$

Die natürliche Linienbreite gilt für völlig isolierte Atome, von denen man im Plasma allerdings nicht sprechen kann. Sie wird unter anderem durch die Dopplerverbreiterung $\Delta\nu_{Dopp}$ vergrößert, die durch die starke thermische Bewegung der Ionen im heißen Plasma erfolgt [Dem91]:

$$\Delta\nu_{Dopp} = 7,2 \cdot 10^{-7}\nu\sqrt{\frac{T}{A}} \quad , \tag{2.2.50}$$

mit der Ionenmasse A in atomarer Masseeinheit und der Temperatur T.
Als weiterer Effekt kann die Stoßverbreiterung auftreten, bei der sich auf Grund der hohen Teilchendichten im Plasma die Elektronenwolken der Atome/Ionen verzerren und sich somit die elektronischen Niveaus verschieben. Die Stoßeffekte können sowohl zu einer Verbreiterung der Spektrallinien als auch zu ihrer Verschiebung führen.

2.2.4 Targetkonzepte

Entscheidend für die Erzeugung des Plasmas im EUV-Bereich ist das Target, auf das ein Laserstrahl fokussiert wird. Je nach Anforderung der Anwendung kommen unterschiedliche Targetkonzepte zum Tragen.

Festkörpertarget

Eine hohe Konversionseffizienz von Laserenergie zu EUV-Strahlung wird durch Festkörpertargets mit hohen Atomzahlen erreicht [Har01, Nak97]. Dabei besteht die emittierte Strahlung zu einem Großteil aus Bremsstrahlung und dicht beieinander liegenden Spektrallinien, die mit heutigen Spektrographen nicht aufgelöst werden können. Sie liefern somit ein kontinuierlich breitbandiges Spektrum [Att99]. Nutzt man dagegen Festkörper mit niedrigen Atomzahlen, erkennt man ein für das jeweilige Atom typisches Linienspektrum

(vergleiche [She98] und Kapitel 7).
Die Festkörper können in unterschiedlicher Form vorliegen: als Blech, als Band oder als Folie [Tur88]. Problematisch hierbei ist die Bereitstellung von neuem Targetmaterial. Metallbänder, die sich nach jedem Laserpuls um mindestens den Durchmesser des entstandenen Kraters weiterbewegen, haben sich für niedrige Repetitionsraten bewährt [Ric93]. Für hohe Repetitionsraten sind diese aber ungeeignet, da das komplette Targetmaterial schnell aufgebraucht ist. Ein weiterer großer Nachteil ist das Auftreten von Trümmern (debris), die aus dem Targetmaterial auf Grund der hohen Laserleistungsdichten herausgeschossen werden. Diese können vorhandene Optiken und Filter beschädigen oder vollständig zerstören [Sch98, Let01].

Kryotarget

Eine interessante Alternative zu den Festkörpertargets sind die so genannten Kryotargets. Bei diesen wird ein Gas- oder Flüssigkeitsstrahl auf eine Kühlfläche geleitet und bis zur Erstarrung abgekühlt [Jin95]. Der Vorteil dieses Targets ist, dass es die gleichen Dichten wie ein Festkörper aufweist und die erreichten Konversionseffizienzen somit sehr hoch sind. Nach dem Auftreffen der Laserstrahlung verdampft ein Großteil des Targetmaterials. Dies reduziert das Auftreten von Debrisbildung. Problematisch ist die kontinuierliche Bereitstellung von neuem Targetmaterial, da die Kondensation zeitintensiv ist. Schriever et. al. berichten von Repetitionsraten im Bereich von einem Puls pro Minute [Sch99]; Repetitionsraten im Bereich einiger Kilohertz wie sie für die Lithographie benötigt werden, können wohl nicht ohne immensen technischen Aufwand realisiert werden.

Flüssigkeitstarget

Viele Nachteile von Festkörpertargets lassen sich durch den Einsatz von Flüssigkeitstargets vermeiden. Bei Flüssigkeitstargets wird das Targetmaterial in flüssiger Form von außen in den Rezipienten geleitet. Dieses kann in Form eines kontinuierlichen Flüssigkeitsstrahles [Ber98] oder durch einzelne Tröpfchen [Ber96, Mal96, Hem00] geschehen. Somit ist es möglich, für jeden Laserpuls neues Targetmaterial zur Verfügung zu stellen.
Problematisch bei diesen Targets ist der Einsatz von Flüssigkeiten deren Dampfdruck höher liegt als der Restdruck im Rezipienten. Das Vakuum wird durch die Verdampfung verschlechtert und die erzeugte EUV-Strahlung wird teilweise absorbiert. Zusätzlich kann es zur Blasenbildung innerhalb des Strahls kommen. Trifft der fokussierte Laser auf solch eine Blase wird keine oder nur intensitätsschwache EUV-Strahlung erzeugt.
Diese Probleme lassen sich allerdings durch die Wahl einer geeigneten Flüssigkeit minimieren.

Lamellentarget

Beim Lamellentarget werden Flüssigkeiten beziehungsweise geschmolzene Festkörper als debris-armes Target verwendet. Hierzu wird ein Halter mit einem Loch in die entsprechende Flüssigkeit getaucht. Beim Herausziehen aus dieser entsteht eine Lamelle von einigen hundert Nanometern Dicke, auf die der Laserstrahl fokussiert wird.
Der Vorteil dieses Targets im Vergleich zu Festkörpertargets ist das verringerte Auftreten von debris, da weniger Targetmaterial verbraucht wird [Sch98]. Nachteilig ist jedoch die nicht zu vernachlässigende Instabilität des Targets und die Problematik der Materialnachführung.

Gastarget

Als weitere Alternative zu den bisher vorgestellten Targetkonzepten bieten sich Gastargets an, die einen debris-freien Betrieb ermöglichen. Hierbei wird ein Gas mit einem gewissen Vordruck in das Vakuum expandiert. Dies kann in Form von einem kontinuierlichen [Kon00] oder gepulsten Düsenstrahl [Fie00a, Kan01a] geschehen.
Der Nachteil von Gastargets [Daw69, Kan01b] liegt in der niedrigeren Teilchendichte des Targetmaterials im Vergleich zu den vorher vorgestellten Targetkonzepten; sie reicht aber dennoch aus, um intensive EUV-Strahlung zu erzeugen [Fie00b, Kra01].
Um die Dichte des Targetgases im Vakuum zu erhöhen, werden eine Reihe von innovativen Düsengeometrien eingesetzt. Fiedorowicz et al. beschreiben zum Beispiel einen Doppelstrahldüsenaufbau (pulsed double-stream gas puff target) [Fie00a] bestehend aus zwei koaxialen Düsen. Die äußere Düse produziert eine einhüllende Gasströmung aus einem leichten Gas wie zum Beispiel Helium oder Wasserstoff, während durch die innere Düse das eigentliche Targetgas wie zum Beispiel Xenon oder Sauerstoff geleitet wird. Diese Doppeldüsenanordnung bewirkt eine Dichteerhöhung des inneren Gases, da es durch das äußere Gas vollständig umschlossen ist und sich nicht frei ausdehnen kann. Somit erhält man eine bessere Einkoppelung der Laserenergie in das Targetgas.
Eine andere Methode ist die Erzeugung von Clustern im Gasstrom. Schon 1956 berichteten Becker et al. von Clusterbildung bei der Kondensation von bestimmten Dämpfen, die durch Düsen ins Vakuum eingespeist werden [Bec56]. Durch die Wahl einer geeigneten Düsenform, hohe Eingangsdrücke und gegebenenfalls Kühlung des Targetgases ist es möglich, die Bildung von Clustern zu begünstigen. Cluster belegen die Zustände zwischen Atomen/Molekülen, Monomeren und der kondensierten Phase [Hag92]. Die Clustergröße reicht von N=2 Atomen/Molekülen bis hin zu mehr als 10^6 [Ter01]. Cluster sind gegenüber Stößen mit anderen im Gasstrom vorhandenen Atomen weniger empfindlich und bilden beim Einbringen in das Vakuum einen stärker gerichteten Gasstrom [Mor01a].
Auf beide Düsengeometrien wird in Kapitel 3.2 näher eingegangen.

2.3 Optiken für den EUV-Wellenlängenbereich

Entscheidend für die zukünftigen Anwendungen von EUV-Strahlung sind die nachgeschalteten Strahlführungsoptiken. So emittieren die meisten herkömmlichen EUV-Quellen ihre Strahlung in einen großen Raumwinkel (bis zu 4π für Laserplasmen). Um einen großen Teil der Strahlung zu nutzen, ist es notwendig diese mittels Kollektoroptiken zu sammeln. Auch in der Lithographie spielen Optiken eine große Rolle. Heutige Belichtungsoptiken im UV- und DUV-Bereich bestehen zum Teil aus mehr als 18 Linsen.
Somit stellt sich die Frage, welche Optiken für den EUV-Spektralbereich erhältlich und sinnvoll einsetzbar sind.

2.3.1 Transmissionsoptiken

Im sichtbaren Spektralbereich kommen sowohl reflexive als auch transmissive Optiken zum Einsatz. Im EUV-Bereich sind dagegen Transmissionsoptiken im Sinne von herkömmlichen Linsen normalerweise nicht verfügbar.
Um die Wechselwirkung von EUV-Strahlung mit Materie zu beschreiben, führt man den komplexen Brechungsindex n ein [Tys98]:

$$n = 1 - \delta + \mathrm{i}\beta = 1 - \frac{r_e}{2\pi}\lambda^2 \sum_i n_i f_i^0 \qquad , \tag{2.3.1}$$

mit der Phasenverschiebung δ, der Absorption β, dem klassischen Elektronenradius r_e, der Vakuumwellenlänge λ, dem komplexen Atomstreufaktor f_i^0 und der Anzahl der Atome des Typs i per Einheitsvolumen n_i.
Der komplexe Atomstreufaktor ist definiert als:

$$f_i^0(\omega) = f_1(\omega) - \mathrm{i} f_2(\omega) \qquad . \tag{2.3.2}$$

Nimmt man der einfachheitshalber ein reines Material an (nur eine Atomsorte), erhält man für die Phasenverschiebung und Absorption [Tur88]:

$$\delta = \frac{n_a r_e \lambda^2}{2\pi} f_1(\omega) \qquad \text{und} \tag{2.3.3}$$

$$\beta = \frac{n_a r_e \lambda^2}{2\pi} f_2(\omega) \qquad . \tag{2.3.4}$$

Der imaginäre Anteil f_2 kann aus dem atomaren Photoabsorptionsquerschnitt σ_a berechnet werden [Att99]:

$$f_2(\omega) = \frac{\sigma_a(\omega)}{2 r_e \lambda} \qquad . \tag{2.3.5}$$

Der Realteil des atomaren Streufaktors ist mit dem imaginären über die Kramers-Kronig Dispersionrelation verbunden [Tur88]:

$$f_1(\omega) = Z^* - \frac{1}{\pi r_e hc} \int_0^{+\infty} \frac{\varepsilon^2 \sigma_a(\varepsilon)}{E^2 - \varepsilon^2} d\varepsilon \qquad , \tag{2.3.6}$$

mit der Energie E in eV und einer kleinen relativistische Korrektur für die Atomzahl $Z^* \approx Z - (Z/82,5)^{2,37}$.
Die Atomstreufaktoren sind für die meisten Elemente tabelliert [Att99, Cen02] und können somit zur Berechnung der Wechselwirkung von EUV-Strahlung mit Materie herangezogen werden.

Refraktive Optiken

Für EUV-Strahlung ist der Realteil des Brechungsindexes kleiner als 1. Das heißt für solche Strahlung ist Materie optisch dünner als das Vakuum. Möchte man brechende Linsen für extrem ultraviolette Strahlung einsetzen, ist auf Grund des leicht negativen Brechungsindexes eine Konkavlinse eine Sammellinse und umgekehrt eine Konvexlinse eine Zerstreuungslinse.
Als Beispiel wird hier eine theoretische Berylliumlinse für 13nm ($\widehat{=}95,4$eV) berechnet (vgl. auch [Sch01]). Die Materialauswahl richtet sich nach der möglichst geringen Absorption der Strahlung. So hat 13nm Strahlung bei Durchgang durch eine 1µm dicke Berylliumfolie noch eine Transmission von 21%. Als tabellierte Werte für die Streufaktoren bei 95,4eV erhält man [Cen02]:

$$f_1 = 0,914 \qquad \text{und} \qquad f_2 = 0,170 \qquad .$$

Daraus ergibt sich für die Phasenverschiebung und Absorption nach den Gleichungen (2.3.3) und (2.3.4):

$$\begin{aligned}
\delta_{\mathrm{Be}} = \frac{n_a r_e \lambda^2}{2\pi} f_1(\omega) &= 8,56 \cdot 10^{-3} \quad \text{und} \quad \beta_{\mathrm{Be}} = \frac{n_a r_e \lambda^2}{2\pi} f_2(\omega) = 1,59 \cdot 10^{-3}, \\
\text{mit} \qquad n_a &= \frac{\varrho_{\mathrm{Be}}}{A_{\mathrm{Be}} \cdot m_u} = 1,235 \cdot 10^{29} \mathrm{m}^{-3} \qquad , \\
\varrho_{\mathrm{Be}} &= \text{Massendichte von Be} = 1848 \mathrm{kg/m}^3 \qquad , \\
A_{\mathrm{Be}} &= \text{Atomare Masse von Be} = 9,01 \qquad , \\
m_u &= \text{Atomare Masseneinheit} = 1,6605 \cdot 10^{-27} \mathrm{kg} \qquad \text{und} \\
r_e &= \text{klass. Elektronenradius} = 2,818 \cdot 10^{-15} \mathrm{m} \qquad .
\end{aligned}$$

Für den Realteil des Brechungsindexes gilt somit:

$$n_{\mathrm{Be}} = 1 - \delta_{\mathrm{Be}} = 0,991 \qquad .$$

Abbildung (2.3.1*a*) stellt eine mögliche Plankonkav-Berylliumlinse mit einem Durchmesser von D = 40µm und einem Krümmungsradius r = 20µm für 13nm dar.

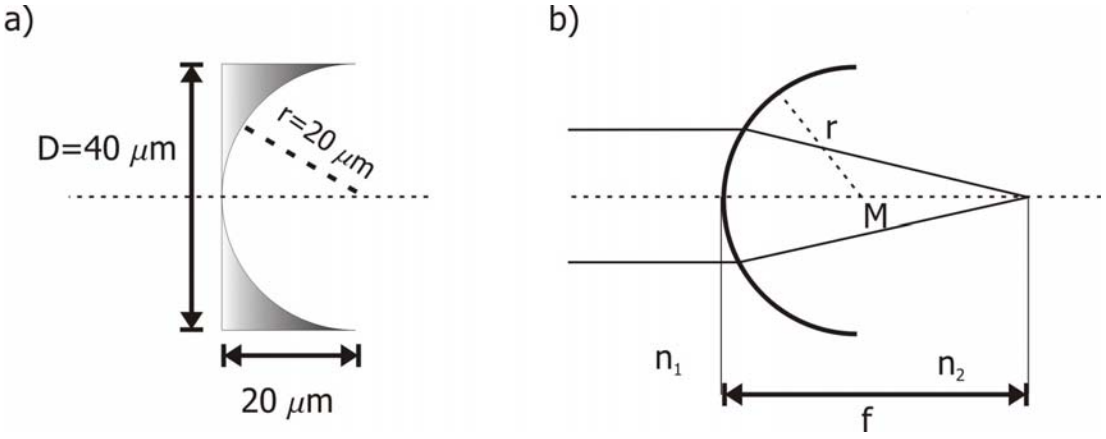


Abbildung 2.3.1: *a)* Darstellung einer theoretischen Berylliumlinse für EUV-Strahlung und *b)* Zeichnung des Strahlverlaufs durch die Linse.

Die Berechnung der Brennweite erfolgt nach dem Snellius-Brechungsgesetz (vgl. Abb. (2.3.1*b*)). Für parallele einfallende Lichtstrahlen gilt somit [Ger93]:

$$f = \frac{n_2 \cdot r}{n_2 - n_1} = 2.34\mathrm{mm}. \tag{2.3.7}$$

Zur Charakterisierung von Linsen eignet sich die numerische Apertur. Sie gibt ungefähr das Verhältnis vom Radius der Linse zur Brennweite an und ist mit dem Öffnungswinkel $\theta \approx 2 \cdot \arctan[D/(2 \cdot f)]$ definiert als $NA = n \sin(\theta/2)$. Für die oben beschriebene Linse ergibt sich somit eine numerische Apertur von $NA = 8,48 \cdot 10^{-3}$. Das Beugungslimit, also die volle Halbwertsbreite des kleinsten erzeugbaren Brennpunktes, berechnet sich nach Gleichung (2.1.1) zu $R = 7,66 \cdot 10^{-7}$m, also ca. 760nm. Der Bau einer Linse mit höherer Apertur bedingt eine stärkere Krümmung der konkaven Fläche, längere Wege im Linsenmaterial und somit eine noch stärkere Absorption der EUV-Strahlung, die schon bei dieser Linse in den Randbereichen nicht mehr akzeptabel sind (14 Größenordnungen Abschwächung). Somit müssen andere Konzepte diskutiert werden.

Diffraktive Optiken

Stellvertretend für diffraktive Optiken werden in diesem Abschnitt Fresnel'sche Zonenplatten beschrieben. Schmahl und Rudolph [Sch69] berichteten schon 1969 über die Her-

stellung und den Einsatz von Zonenplatten um weiche Röntgenstrahlung auf einen Punkt zu fokussieren oder um eine Punkt-zu-Punkt-Abbildung zu realisieren [Nie74].
Zonenplatten sind kreisförmig angeordnete Beugungsgitter. In der einfachsten Form besteht eine Fresnel-Zonenplatte aus wechselweise durchlässigen und nichtdurchlässigen Ringen. Die Radien der Zonenplattenringe zur Fokussierung parallel einfallender Strahlung lassen sich berechnen zu [Sch69]:

$$r_n^2 = nf\lambda + \frac{n^2\lambda^2}{4} \qquad , \tag{2.3.8}$$

mit der Zonennummer n (durchlässige und nichtdurchlässige zählen einzeln), der Brennweite der 1. Beugungsordnung f und der Wellenlänge λ.
Entscheidend für die Charakterisierung von Zonenplatten sind drei Parameter: die Wellenlänge λ, die äußere Zonenbreite $\Delta r \equiv r_N - r_{N-1}$ und die Anzahl an Zonen/Ringen N. Mit Hilfe dieser Parameter lässt sich die Brennweite der Zonenplatte ausdrücken als [Att99]:

$$f \approx \frac{4N(\Delta r)^2}{\lambda} \tag{2.3.9}$$

und die numerische Apertur als [Att99]:

$$NA \approx \frac{\lambda}{2\Delta r} \qquad . \tag{2.3.10}$$

Um chromatische Fehler zu vermeiden wird vorausgesetzt, dass $N < \lambda/\Delta\lambda$ ist. Das Rayleigh-Kriterium definiert das beugungsbegrenzte Auflösungsvermögen dieser Linse als:

$$R = 0,610\frac{\lambda}{NA} = 1,22\Delta r \tag{2.3.11}$$

Die Effizienz von einfachen Zonenplatten für die erste Ordnung beträgt 10-18% [Ham99]. Der Rest der Strahlung verteilt sich auf Absorption ($\sim$ 50%) und Beugung in andere Ordnungen (0. Ordnung ca. 25%, negative Ordnungen $\sim$ 12.5% und höhere positive Ordnungen ca. 2,5 %).
Zonenplatten finden große Anwendung im Bereich der weichen Röntgenmikroskopie [Mey00, Vog00], da in dem Wellenlängenbereich des Wasserfensters ($\lambda = 3,4$nm) sphärische oder ellipsoide Multischichtspiegel schwer herzustellen sind [Ham99]. Die Herstellung von Zonenplatten beinhaltet ein kompliziertes mehrstufiges Verfahren (vergleiche [Peu01]). Abbildung 2.3.2 zeigt die Aufnahme einer Zonenplatte die für Röntgenmikroskopie.

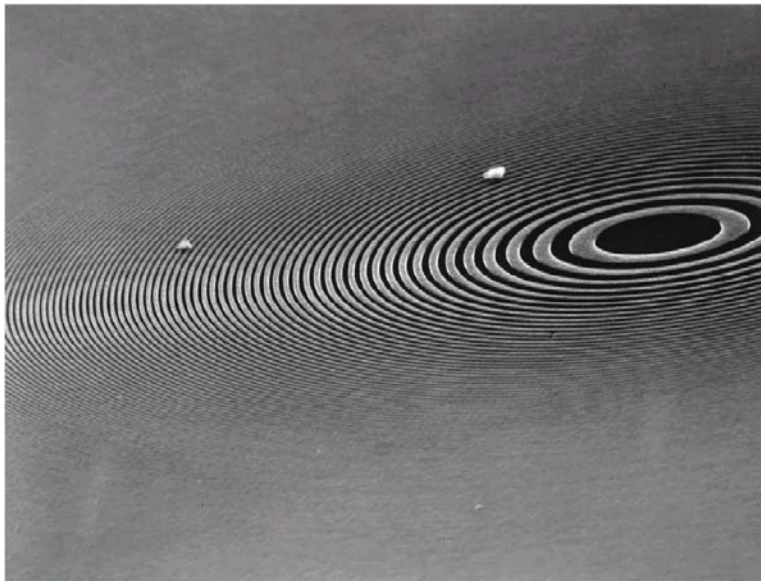


Abbildung 2.3.2: Fresnel-Zonenplatten-Linse für weiche Röntgenstrahlmikroskopie [Att99].

2.3.2 Reflektive Optiken

Auf Grund der geringen mechanischen Stabilität von Zonenplatten setzen sich in vielen Bereichen (wie der EUV-Lithographie) reflektive Optiken durch. Man unterschiedet zwei Arten von Reflexionsoptiken: Optiken mit streifendem Einfall (Totalreflektion) und Multischichtspiegel.

Totalreflektion

Abbildung 2.3.3*a* zeigt das Snellius'sche Gesetz für die Ausbreitung einer elektromagnetischen Welle an der Grenzschicht zwischen Vakuum und einem Medium mit dem Brechungsindex $n < 1$.

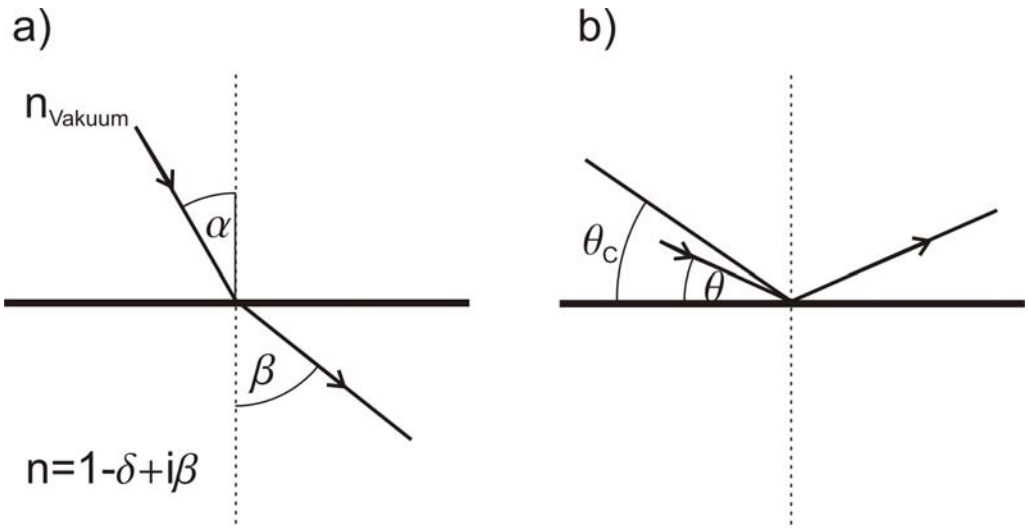


Abbildung 2.3.3: *a*) Brechung einer aus dem Vakuum einfallenden Lichtwelle im EUV-Spektralbereich, *b*) Totalreflektion.

Für den Einfall einer EUV-Welle aus dem Vakuum gilt:

$$\frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = \frac{n}{n_{Vakuum}} = 1-\delta \tag{2.3.12}$$

$$\Leftrightarrow \quad \sin\beta = \frac{\sin\alpha}{1-\delta} \quad , \tag{2.3.13}$$

mit dem Einfallswinkel α und dem Brechungswinkel β.
Auf Grund des Faktors $(1-\delta)^{-1}$ steigt β mit wachsendem α stärker an als α. Für den Fall der Totalreflexion ($\beta = 90°$) wird $\alpha = \alpha_C$ (kritischer Winkel) und es gilt:

$$\sin\alpha_C = 1-\delta \quad . \tag{2.3.14}$$

Aus Gleichung (2.3.14) folgt mit $\theta_C = 90° - \alpha_C$ (vgl. Abbildung 2.3.3*b*):

$$\cos\theta_C = 1 - \frac{\theta_C^2}{2!} + \frac{\theta_C^4}{4!} - \cdots = 1-\delta \quad . \tag{2.3.15}$$

Für EUV-Strahlung gilt $\delta \ll 1$, somit ist $\cos\theta_C \approx 1$. Der Grenzwinkel θ_C ist also sehr klein und somit können in der Reihenentwicklung Potenzen größer zwei weglassen werden. Mit den Gleichungen (2.3.15) und (2.3.3) folgt:

$$\theta_C = \sqrt{2\delta} = \sqrt{\frac{n_a r_e \lambda^2 f_1(\lambda)}{\pi}} \quad . \tag{2.3.16}$$

Da die Atomdichte n_a für die meisten Atome nur leicht variiert und nach Gleichung (2.3.6)

$f_1(\lambda) = Z$ gesetzt werden kann, erhält man als Abschätzung:

$$\theta_C \propto \lambda\sqrt{Z} \qquad . \tag{2.3.17}$$

Um Spiegel mit einem großen kritischen Winkel θ_C zu erhalten, ist es also am günstigsten Atome mit hoher Ordnungszahl zu verwenden. So errechnet sich für einen Kupferspiegel (Z=29) mit einem Atomstreufaktor von $f_1(\lambda = 13\text{nm}) = 5,56$ [Cen02] ein kritischer Winkel von $\theta_C = \sqrt{2\delta} \approx 12,9°$ und für Wolfram mit Z=74 und $f_1(\lambda = 13\text{nm}) = 13,23$ ein Winkel von $\theta_C = 20,4°$.
Der Vorteil solcher totalreflektierender Spiegel liegt in ihrem einfachen Aufbau und der kostengünstigen Herstellung. Größere Winkel, wie sie für viele optische Applikationen benötigt werden, lassen sich durch derartige Spiegel aber nicht realisieren.

Multischichtspiegel

Herkömmliche Spiegel für sichtbares Licht haben ihre höchsten Reflektivitäten unter senkrechtem Einfall zur Oberfläche. Die Berechnung der Reflektivität erfolgt nach den Fresnel-Gleichungen für den senkrechten Einfall [Jen76]:

$$R^2 = \left(\frac{n-1}{n+1}\right)^2 \qquad . \tag{2.3.18}$$

Auf Grund des komplexen Brechungsindexes $n = 1 - \delta + \mathrm{i}\beta$ werden solche Spiegel nicht für EUV-Strahlung eingesetzt, da δ dort für die meisten Elemente im Bereich einiger 10^{-3} liegt und somit n nur leicht von 1 abweicht.
Für Molybdän mit einem Atomstreufaktor von $f_1(13\text{nm}) = 14,553$ [Att99] ergibt sich ein Brechungsindex von $n = 0,93$ und somit eine sehr geringe Reflektivität von $R = 0.04$.
Werden mehrere Oberflächen phasengerecht überlagert, dann erhält man bei einem Wert von 30-100 solcher Reflexionsflächen eine theoretische Reflektivität nahe 1.
Abbildung 2.3.4 zeigt solch einen solchen Spiegel, der aus n Doppelschichten der Dicke d besteht. Δt_L ist die Dicke eines Materials mit niedrigem Brechungsindex und Δt_H die mit einem großen Brechungsindex.

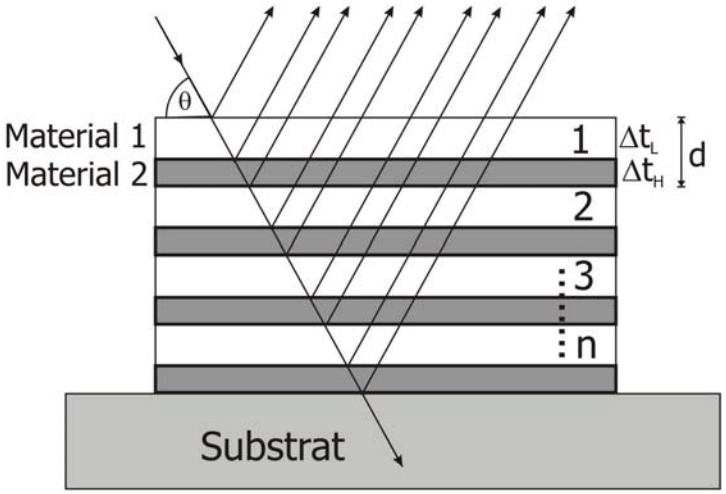


Abbildung 2.3.4: Skizze eines Multischichtspiegels aus zwei Materialien.

Die Dicke der Doppelschicht d wird nach der Bragg-Gleichung

$$\sin\theta = \frac{m\lambda}{2d} \tag{2.3.19}$$

$$\Leftrightarrow \quad d = \frac{m\lambda}{2}\sin^{-1}\theta \qquad . \tag{2.3.20}$$

mit $m \in \mathbb{N}$ so bestimmt, dass die Weglängenunterschiede unter dem gewünschten Winkel θ genau ein Vielfaches der Wellenlänge $m \cdot \lambda$ betragen.
Im Allgemeinen ist es am günstigsten, wenn das Material mit niedriger Z-Zahl nur als Platzhalter mit möglichst niedriger Absorption β fungiert. Großen Einfluss auf die Auswahl der besten Materialkombination haben die Brechungsindezes (guter Kontrast und niedrige Absorption) und die Depositionseigenschaften, da auf Grund der kleinen Wellenlänge auch die Dicken der Schichten sehr gering sind (vgl. Abbildung 2.3.5).

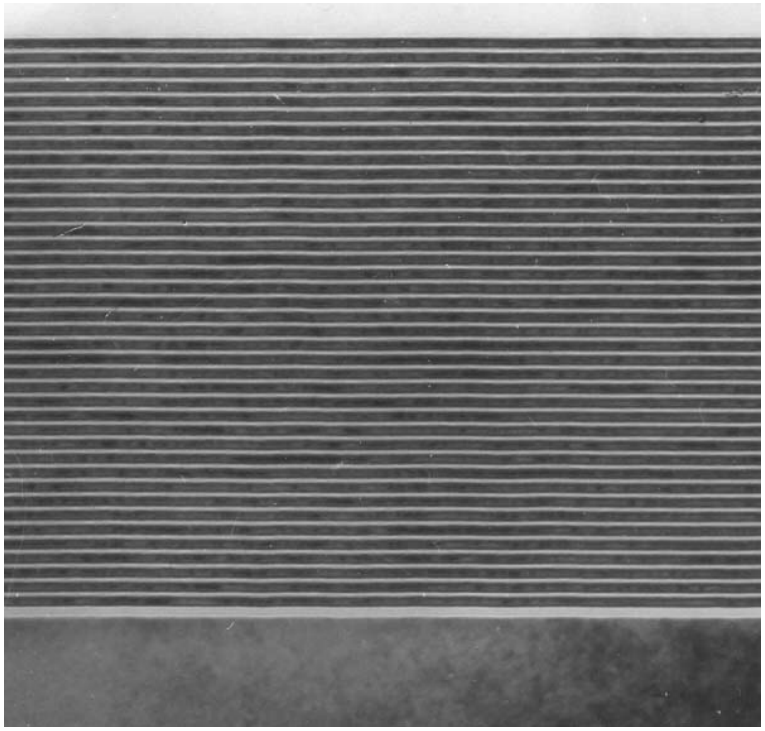


Abbildung 2.3.5: TEM-Querschnitt eines Mo/Si-Spiegels (Periode: 7 nm) [Kai02].

Die Dicken der beiden Schichten sind unterschiedlich zu wählen, da der Absorptionsterm β (vgl. Gleichung 2.3.1) im Gegensatz zu Multischichtoptiken im sichtbaren Wellenlängenbereich hier eine große Rolle spielt. Dieser Term ist dafür verantwortlich, dass die Reflektivitäten von Multischichtspiegeln im EUV-Bereich kleiner als 1 sind. Ein Maß für diesen Dickenunterschied ist Γ, der das Dickenverhältnis des Materials mit hoher Atomzahl Z (hohe Elektronendichte, hohes $|n|$) zu der Gesamtdicke der Doppelschicht angibt:

$$\Gamma = \frac{\Delta t_H}{d} = \frac{\Delta t_H}{\Delta t_H + \Delta t_L}. \tag{2.3.21}$$

Typische Werte für Γ betragen zwischen 0,3 und 0,5 [Att99].

Um Multischichtspiegel mit hohen Reflektivitäten zu erzeugen, ist es notwendig die Rauigkeiten der einzelnen Schichten gering zu halten. Um dies zu gewährleisten, werden superpolierte Substrate mit Rauigkeiten von unter einem Ångström verwendet. Für den EUV-Bereich haben sich zwei Materialkombinationen bewährt; es werden Reflektivitäten um 70% sowohl mit Molybdän/Silizium Spiegel für 13,4nm [Mon01] als auch mit Molybdän/Beryllium Multischichtspiegeln für 11,4nm [Sin00, Man00] erreicht.

2.4 EUV-Analytik

In diesem Abschnitt werden unterschiedliche Strahl- und Optikanalysewerkzeuge für den extrem ultravioletten Spektralbereich kurz vorgestellt.

2.4.1 Spektrale Filterung

Bei der Erzeugung von EUV-Strahlung emittiert das Plasma nicht nur die gewünschte Strahlung, sondern emittiert auch in nahezu den gesamten niederenergetischen Bereich (wie in den ultravioletten, sichtbaren oder infraroten Wellenlängenbereich). Um Messungen präzise durchführen zu können, ist es zwingend notwendig, die spektrale Bandbreite der Strahlung einzugrenzen.

Metallfilter

Eine Möglichkeit zur Blockung unerwünschter Strahlung besteht im Einbringen dünner Metallfolien in den Strahlengang. Elektromagnetische Strahlung der Intensität I_0 wird beim Durchgang durch ein Material der Dicke x dem Beer'schen Gesetz folgend absorbiert. Für den Photonenenergiebereich von 100eV bis 10keV ist der Hauptabsorptionseffekt die Photoelektronenerzeugung. Charakterisiert wird diese durch den Photoelektronenquerschnitt μ_A. Abgewandelt lautet dann das Beer'sche Gesetz:

$$I(x) = I_0 e^{\frac{N_A}{m_A}\mu_A \varrho x} \quad , \tag{2.4.1}$$

mit der Avogadro-Konstanten N_A ($N_A = 6,022 \cdot 10^{23}\text{mol}^{-1}$), der atomaren Masse m_A und der Dichte des Materials ϱ.
Die materialspezifischen Konstanten sind tabelliert; somit ist es möglich mit Hilfe mathematischer Programme die Transmission verschiedener Materialien für unterschiedliche Wellenlängen zu berechnen (vergleiche [Cen02]). Abbildung 2.4.1 zeigt berechnete Transmissionskurven für drei verschiedene 200nm dicke Metallfolien (Beryllium, Molybdän und Zirkon).

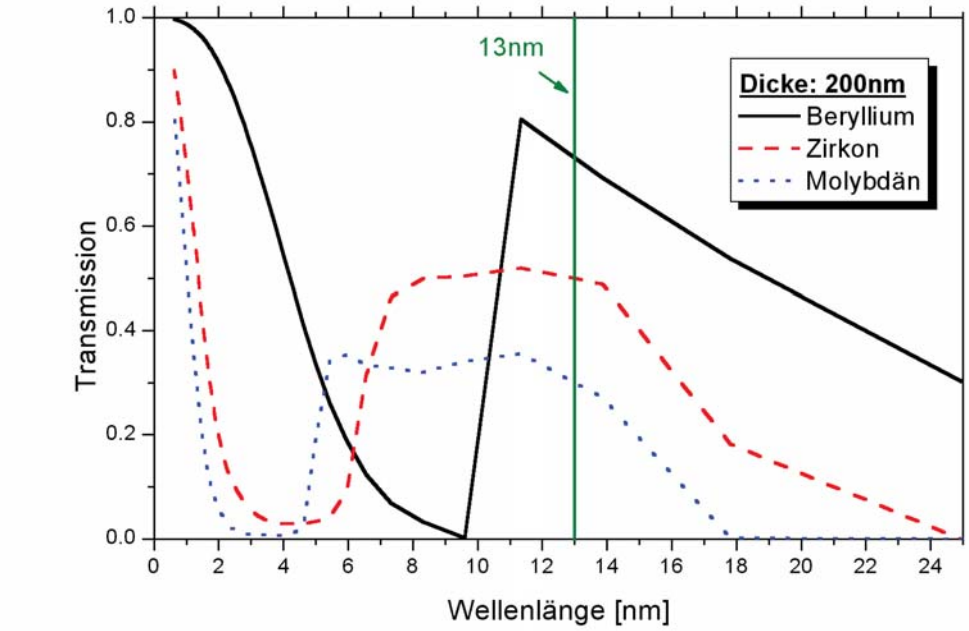


Abbildung 2.4.1: Transmissionskurven für unterschiedliche Metallfilter der Dicke 200nm.

Der Vorteil von Metallfiltern liegt in der Unterdrückung aller Strahlung aus dem Plasma mit Wellenlängen größer als dem EUV-Bereich. Für den Wellenlängenbereich um 13nm werden typischerweise Zirkon- oder Molybdänfilter eingesetzt. Sie blocken Strahlung mit $\lambda > 18$ bzw. 25nm vollständig ab. Beide Filter öffnen allerdings wieder für $\lambda < 1,5$nm. Das hat aber auf die hier durchgeführten Experimente keinen Einfluss, da die Laserleistungsdichte nicht ausreicht, das Plasma so stark anzuregen, dass Strahlung unter 1,5nm emittiert wird. Eine Alternative zu den beiden oben genannten Filtern bieten Berylliumfilter, die eine erheblich höhere Transmission bei gleicher Schichtdicke aufweisen, nachteilig ist aber die größere Bandbreite und die Toxizität des Materials.
Ein großes Problem besteht in der geringen mechanischen Stabilität von freitragenden Metallfiltern. Auf Grund ihrer sehr geringen Dicke kann schon bei geringen Druckschwankungen der Filter zerreißen. Eine Abhilfe schafft das Aufbringen der Filter auf einen Träger. Dieser kann ein engmaschiges Gitter oder ein stabiler Kunststoff, zum Beispiel Parylen-N-Schicht ($(C_8H_8)_n$), sein. In beiden Fällen kommt es allerdings zu einer Verringerung der Transmission. Des Weiteren kann es infolge von Wechselwirkungen mit Luft und Strahlung zu Oxidationserscheinungen kommen, die ebenfalls die Transmissionseigenschaften grundlegend verändern.

Multischichtspiegel

Multischichtspiegel wie in Abschnitt 2.3.2 beschrieben dienen nicht nur zur Reflexion von Strahlung im EUV-Spektralbereich, sondern auch als schmalbandiger Filter. Abbildung 2.4.2 zeigt die berechnete Reflexion eines Multischichtspiegels in Abhängigkeit der Wellenlänge [Cen02].

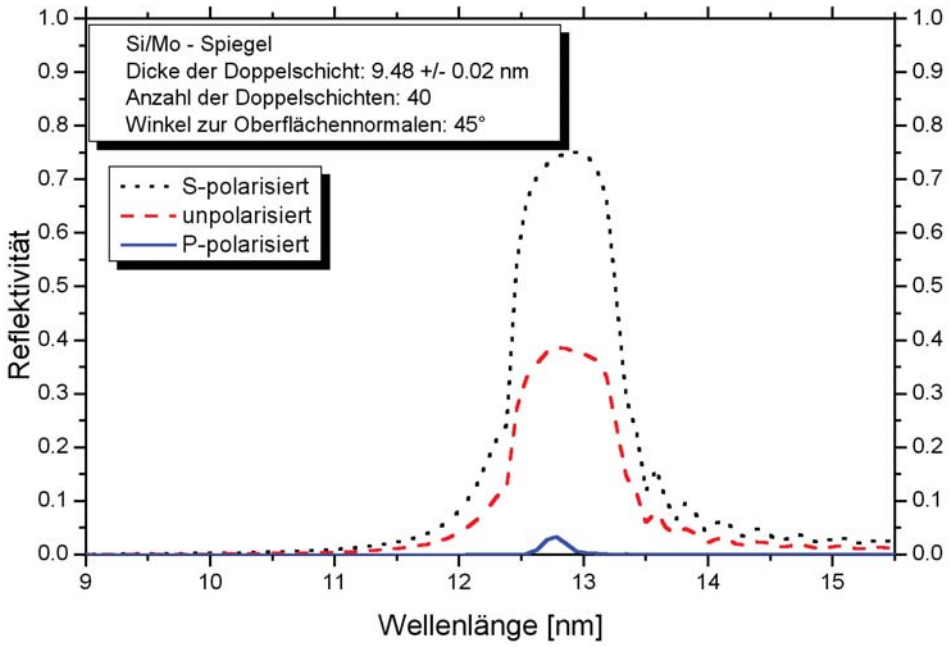


Abbildung 2.4.2: Berechnete Reflexion eines Multischichtspiegels für unterschiedliche Polarisation nach [Cen02].

Dieser Spiegel besteht aus 40 Doppelschichten der Dicke 9,48nm und ist optimiert für die Reflexion unter 45°. Er ist auf Grund des Einfallswinkels stark polarisationsabhängig. S-polarisiertes Licht (senkrecht zur Einfallsebene) könnte theoretisch bis zu 75% bei 13nm reflektiert werden, während unpolarisiertes gerade die Hälfte und P-polarisiertes Licht nur 3% Reflexion aufweist. Diese Polarisationsabhängigkeit ist stark winkelabhängig und tritt für Spiegel, die für Winkel nahe der Oberflächennormalen des Spiegels optimiert sind, gar nicht auf.
Zur spektralen Filterung von EUV-Strahlung sind Multischichtspiegel auf Grund ihrer geringen Bandbreite von $\sim$ 1nm hervorragend geeignet (vergleiche Kapitel 7.2.2).

2.4.2 Strahlanalyse

Sowohl für die Lithographie als auch für alle anderen Anwendungen von ultravioletter Strahlung ist es unerlässlich, umfassende Informationen über die Quellparameter zu erlangen. Für die Charakterisierung der Quellen stehen eine Reihe von Messinstrumenten zur Verfügung, die hier auszugsweise kurz vorgestellt werden.

Photodioden

Photodioden für den EUV-Spektralbereich basieren zumeist auf Silizium p-n-Halbleitern [See99, See01]. Beim Bestrahlen derartiger Photodioden entstehen Elektronen-Loch-Paare. Die generierten Ladungsträger werden am p-n-Übergang separiert und ein zur Anzahl der Elektronen-Loch Paare proportionaler Strom fließt durch einen externen Stromkreis. Für Silizium wird eine mittlere Energie von ca. 3,6eV benötigt um Elektronen-Loch-Paare zu bilden [Can94]. Das heißt, dass ein EUV-Photon (93,4eV) mehr als ein Elektron-Loch-Paar bilden kann.

Problematisch für die Herstellung von Photodioden für diesen Spektralbereich ist die geringe Eindringtiefe der Strahlung in mögliche Detektoren. Beim Herstellungsprozess entstehen häufig „tote Regionen“ nahe der Oberfläche des Detektors in denen es zur Rekombination von Ladungsträgern kommt. Diese Bereiche in der n-dotierten Schicht oder an der Silizium-Siliziumdioxid Grenzschicht müssen möglichst klein gehalten werden, um möglichst große Konversionseffizienzen von einfallender Strahlung zu Elektronen-Loch Paaren zu erhalten. Durch Reduzierung der SiO_2-Schichtdicke auf $4 - 8$nm ist es möglich die Rekombinationsverluste auf nahezu Null zu dezimieren [Kor93]. Die theoretische Quanteneffizienz von $E_{Photon}/3,6$eV kann aber auf Grund der immer noch vorhandenen Absorption der Strahlung in der Oxidschicht nicht erreicht werden.

Da die Photodioden auch für andere Wellenlängen empfindlich sind, muss der Spektralbereich mittels Filtern eingeschränkt werden. Hierbei bieten sich Metallfolien an, die direkt auf die Photodiode aufgedampft werden und somit einen mechanisch stabilen Spektralfilter darstellen [Can94].

Mikrokanalplatten (MCP)

Mikrokanalplatten sind kompakte Elektronenverstärker und werden häufig als Detektor für intensitätsschwache Strahlquellen verwendet. Typische Mikrokanalplatten (MCP) bestehen aus ungefähr 10^7 dicht gepackten Leiterkanälen mit gleichem Durchmesser. Typische Durchmesser für einen einzelnen Kanal, der als eigenständiger Photomultiplyer fungiert, sind ca. 10µm.

Mikrokanalplatten werden häufig in Verbindung mit CCD-Kameras oder Photodioden verwendet um schwache Strahlung im EUV-Spektralbereich zu verstärken und anschließend auszulesen [Pol01, Mai86].

Lochkamera

Um EUV-Quellen ortsaufgelöst zu vermessen und Parameter wie Quellausdehnung und -form, Lagestabilität, Intensität etc. zu bestimmen, muss eine Abbildung der Quelle entweder auf einen Film oder einen anderen ortsauflösenden Sensor erfolgen. Eine Möglichkeit der Abbildung und Aufzeichnung bietet die Lochkamera.
Im einfachsten Fall („Camera obscura“) handelt es sich bei einer Lochkamera um einen Kasten auf dessen Vorderseite sich eine kleine Öffnung („Pinhole“) befindet. Von einem vor dem Kasten befindlichen Gegenstand wird ein umgekehrtes, seitenvertauschtes, reelles Bild erzeugt, das auf dem Film aufgefangen wird. Für die Anwendung im EUV-Bereich sind eine Reihe von Modifikationen notwendig, auf die ebenso wie auf eine genauere theoretische Beschreibung im Kapitel 3.3 eingegangen wird.

Spektrograph

Bei Spektrographen unterscheidet man grundsätzlich zwischen zwei Arten, den Transmissions- [Eid86] und Reflexionsspektrographen [Sch98, Kra01].

Transmissionsspektrographen arbeiten unter normalem Einfallswinkel und benötigen auf Grund der kurzen Wellenlänge im EUV-Bereich äußerst kleine Gitterabstände. Ein typischer Vertreter der Transmissionsspektrographen ist der Spalt-Gitter Spektrograph [Wil99]. Bei diesem handelt es sich um eine Kombination aus Eintrittsspalt und freitragendem Strichgitter mit bis zu 10.000Linien/mm. Die Gitter werden mittels Elektronenstrahllithographie in Siliziumfolie strukturiert und mit einer Goldschicht bedampft, um den Beugungswirkungsgrad zu erhöhen.
Das Bild eines Eintrittsspaltes wird durch das Gitter spektral zerlegt. Die Position der Beugungsmaxima auf dem Detektor (zum Beispiel Film oder CCD-Sensor) wird durch

$$\sin\theta = \frac{n \cdot \lambda}{d} \quad , \tag{2.4.2}$$

mit dem Beugungswinkel θ, der Beugungsordnung n und der Gitterkonstanten d bestimmt. Die Auflösung des Spektrographen hängt von der Beugungsordnung n und der Anzahl der Spalte N ab [Bor80]:

$$\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = |n|N \quad . \tag{2.4.3}$$

Gitterspektrographen haben den Vorteil der einfachen Justage, problematisch ist aber die äußerst aufwendige Herstellung der freitragenden Gitter, die eine mangelnde mechanische Stabilität auf Grund ihrer geringen Dicke aufweisen.

Eine Alternative stellen Reflexionsspektrographen dar, bei denen entweder eine „Off-Axis"-Reflexions-Zonenplatte (ORZ) oder ein gekrümmtes Reflexionsgitter unter Totalreflexion eingesetzt werden. ORZs bestehen aus dem äußeren Teil einer Zonenplatte und vereinen die Eigenschaften eines diffraktiven und eines fokussierenden optischen Elements. In dieser Arbeit wurde ein selbstkonstruierter Reflexionsspektrograph mit einem Reflexionsgitter verwendet auf den in Kapitel 3.4 näher eingegangen wird.

2.4.3 Optikcharakterisierung

Zusätzlich zur Charakterisierung der Quelle ist es notwendig, die Optiken für EUV-Strahlung genau zu analysieren. Hierzu ist eine Vielzahl von Verfahren nötig, die zum Teil auch für Optiken in anderen Wellenlängenbereichen eingesetzt werden.
Ein wichtiger Aspekt für Reflexionsoptiken ist die Rauigkeit der Oberfläche; diese kann zum Beispiel mittels Atom-Kraft Mikroskopie äußerst präzise charakterisiert werden. Aberrationen können äußerst genau durch die Analyse der Wellenfronten nach Durchgang durch die Optiken sichtbar gemacht werden. Ein typisches Verfahren ist die Interferometrie, für die aber kohärente Strahlung benötigt wird. Eine andere Möglichkeit zur Wellenfrontanalyse ist der Einsatz eines Hartmann-Shack-Wellenfrontsensors. In beiden Fällen ist es angebracht, die Optiken mit der Wellenlänge zu analysieren, mit denen sie später auch genutzt werden. So können zum Beispiel Fehler in tieferen Schichten eines Multischichtspiegels mittels sichtbarer Strahlung nicht aufgedeckt werden. Sowohl interferometrische Messverfahren als auch der Hartmann-Shack-Wellenfrontsensor müssen daher für den EUV-Bereich angepasst werden.

Interferometer

Mittels interferometrischer Messungen ist es möglich, die Verformungen und Verkippungen von Wellenfronten darzustellen. Interferenz entsteht, wenn zwei oder mehr kohärente Lichtstrahlen überlagert werden.
Es gibt zwei Methoden kohärente Strahlen zur Interferenz zu bringen. Die eine basiert auf der Division von Wellenfronten. Hierbei wird die räumliche Kohärenz der Strahlung ausgenutzt, indem zwei oder mehr räumlich getrennte Anteile desselben Strahles interferieren. Die andere Methode ist die Division der Amplituden eines Anteils des Strahles mit sich selbst, nachdem der Strahl amplitudenmoduliert wurde. Beispiele für beide Methoden und der Aufbau entsprechender Interferometer sind zahlreich in der Literatur zu finden

(vgl. [Ger93, Bor80]).

Für den EUV-Spektralbereich lassen sich solche Interferometer nicht ohne weiteres übertragen, da es zum Beispiel äußerst schwierig ist, Strahlteiler wie sie für ein Michelsoninterferometer benötigt werden, zu fertigen. Des Weiteren sind bis auf Synchrotronstrahlenquellen die meisten EUV-Quellen inkohärent, so dass neue Konzepte erarbeitet werden mussten.
Ein häufig eingesetztes Interferometer für den EUV-Spektralbereich ist das so genannte „Phase-shifting point diffraction interferometer (PS/PDI)“ [Gol00, Gol98]. Der Aufbau solch eines PS/PDI-Interferometer nach K. Sugisaki et al. zeigt Abbildung 2.4.3 [Sug00b].

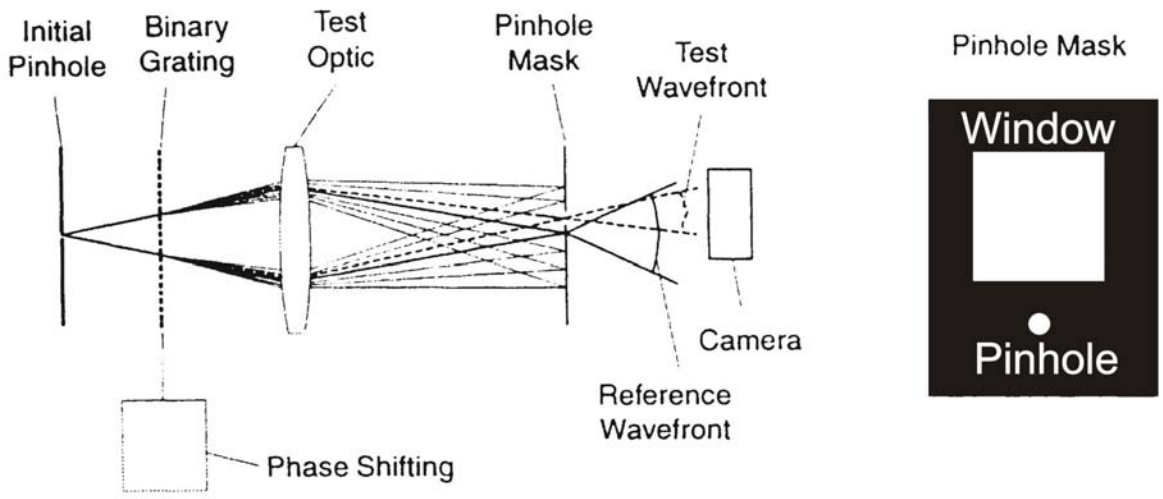


Abbildung 2.4.3: Aufbau eines „Phase-shifting point diffraction interferometer“, hier für Transmissionsoptiken [Sug00b].

Der Vorteil dieses Aufbaus ist, dass keine kohärente Strahlung benötigt wird. Durch den Einsatz des Eingangspinholes wird eine sphärische Wellenfront erzeugt, die ein Transmissionsgitter beleuchtet. Der gebeugte Strahl trifft auf die zu untersuchende Optik, die entweder in Transmission oder Reflektion eingesetzt werden kann. Der entscheidende Bestandteil des PS/PD-Interferometers besteht in der so genannten „Pinhole mask“. Diese besteht aus einer Metallscheibe mit einem Pinhole und einem Fenster. Sie wird so in den Strahlengang eingesetzt, dass die 0. Beugungsordnung des Gitters durch das Pinhole der Metallscheibe geführt wird. Somit entsteht eine neue sphärische Welle die mit der 1. Beugungsordnung des Gitters, die durch das Fenster geleitet wird, interferiert. Alle höheren Beugungsordnungen werden ausgeblendet. Durch senkrechte Verschiebung des Gitters kann eine relative Phasenverschiebung erreicht werden.
Der Nachteil dieses Interferometers liegt im hohen Intensitätsverlust, da durch die Beugung am Gitter höhere als die 1. Beugungsordnung verloren gehen. Auch auf Grund der

kleinen Apertur der Pinholes kann nur ein geringer Teil der einfallenden Strahlung genutzt werden kann.

Hartmann-Wellenfrontsensor

Eine Alternative zum Interferometer für Untersuchungen der Wellenfronten ist der Hartmann- oder Hartmann-Shack-Wellenfrontsensor.
Der Hartmann-Sensor besteht aus einer Metallplatte mit Löchern in einer Rastermatrix, die in den zu untersuchenden Strahl gehalten wird [Har00]. Jedes Loch wirkt als Blende. Somit findet sich auf dem Detektor (Schirm/CCD-Chip) ein Array aus Lichtpunkten. Mit der richtigen Kalibration liefern die Positionen der Lichtpunkte eindeutige Rückschlüsse auf die Wellenfrontkrümmung.
Eine Veränderung des Aufbaus ist der von Shack 1971 vorgeschlagene Austausch der Lochplatte gegen ein Array aus Linsen [Sha71]. Der Vorteil von Linsen besteht in der größeren Apertur als bei Pinholes, so dass lichtschwächere Quellen untersucht werden können. Des Weiteren werden Beugungserscheinungen, die bei kleinen Löchern auftreten können ausgeschlossen.

Für den EUV-Spektralbereich sind in der Literatur bis auf eine Nennung keine Hartmann-Wellenfrontsensoren zu finden. Le Pape et al. haben den Einsatz eines Hartmann-Shack-Wellenfrontsensors 2002 zur Charakterisierung eines Lasers im weichen Röntgenstrahlbereich demonstriert [Le 02]. Dessen Sensor besteht aus 200 Beugungslinsen die in Silizium geätzt wurden und arbeitet in Reflexion. Problematisch bei diesem Verfahren ist die kostenintensive, aufwendige Herstellung des Linsenarrays.
Andere Gruppen haben ihre Röntgenoptiken im sichtbaren Wellenlängenbereich mit einem Hartmann-Shack-Sensor vermessen [Che94]. Dieses liefert bei korrekter Vermessung die richtigen Daten für Spiegel aus einem Material unter Totalreflektion, ist aber äußerst problematisch für Multischichtspiegel, bei denen tiefere Schichten, in die das sichtbare Licht nicht eindringen kann, Defekte aufweisen.

Die Theorie und der genaue Aufbau des Hartmann-Wellenfrontsensors, wie er im Laufe dieser Arbeit zur Optikcharakterisierung entwickelt wurde, wird in einem eigenen Kapitel (8) ausführlich beschrieben.

Kapitel 3

Experimenteller Aufbau zur Erzeugung und Charakterisierung extrem-ultravioletter Strahlung

Nachdem im letzten Kapitel die theoretischen Grundlagen zur Plasmaerzeugung vorgestellt wurden, beschäftigt sich das folgende Kapitel zunächst mit dem experimentellen Aufbau der laser-induzierten Plasmaquelle auf Basis eines gepulsten Düsenstrahles. Hierbei wird insbesondere auf unterschiedliche Düsengeometrien eingegangen. Anschließend folgt die Beschreibung der für die Quellcharakterisierung eingesetzten Messinstrumente (Lochkamera und Spektrograph).

3.1 Erzeugung des EUV-Plasmas

Der schematische Aufbau der in dieser Arbeit realisierten EUV-Laser-Plasma-Quelle ist in Abbildung 3.1.1 dargestellt.

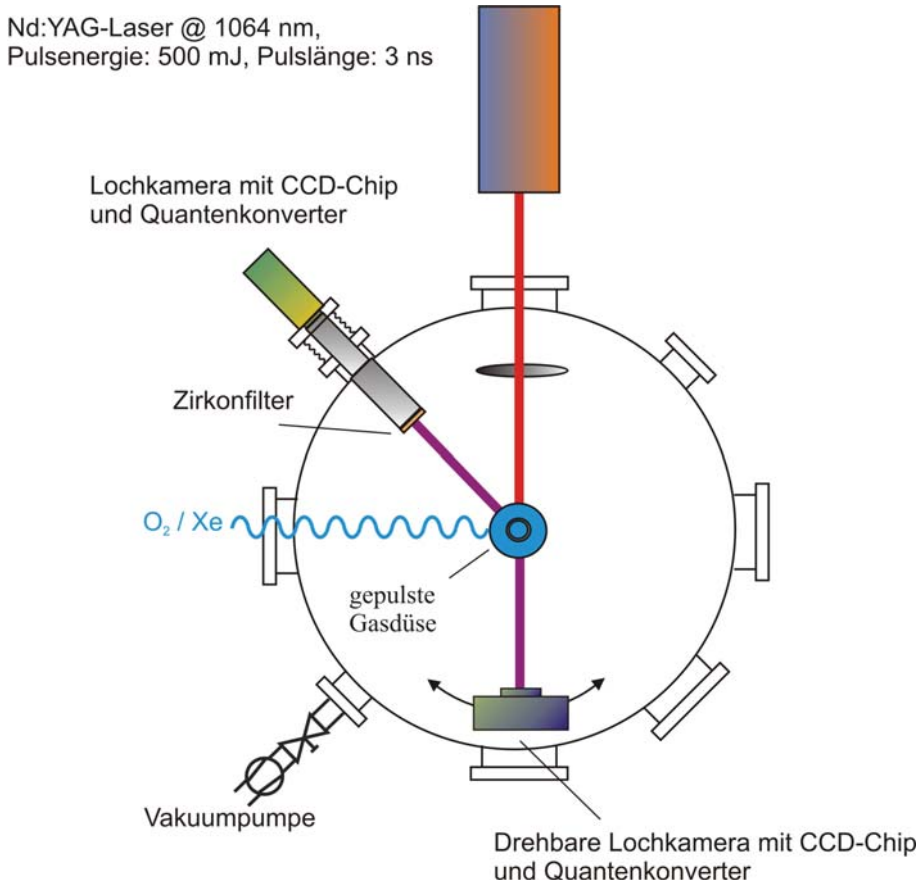


Abbildung 3.1.1: Schematischer Aufbau der laser-erzeugten EUV-Plasma-Quelle, bestehend aus einem Nd:YAG-Laser, der Fokussierungsoptik und einer gepulsten Gasdüse; zur Charakterisierung des Plasmas dienen eine stationäre und eine um die Gasdüse schwenkbare Lochkamera.

EUV-Strahlung besitzt an Atmosphäre eine freie Weglänge von einem Bruchteil eines Millimeters (vergleiche Kapitel 2.1). Es ist somit notwendig alle Versuche in einem Rezipienten bei einem Druck $< 10^{-3}$mbar auszuführen. Zur Erzeugung des EUV-Plasmas wird ein Nd:YAG-Laser (Fa. Coherent/Infinity, Pulslänge: 3ns, Repetitionsrate: bis 100Hz) mit seiner fundamentalen Wellenlänge (1064nm) über einen speziellen Laserachromaten (Fa. Linos) auf einen Strahldurchmesser von ca. 50µm fokussiert. Dieses führt zu Leistungsdichten von ungefähr $8 \cdot 10^{12}$W/cm^2. Für die Bestimmung des Fokusdurchmesser wurde der Laserstrahl stark abgeschwächt und anschließend mit einem Kamerasystem vermessen. Eine theoretische Abschätzung des Fokusdurchmessers für Gauß'sche Strahlen lautet wie folgt:
Abbildung 3.1.2 zeigt schematisch den Verlauf eines Gauß'schen Strahles durch eine dünne Linse der Brennweite f.

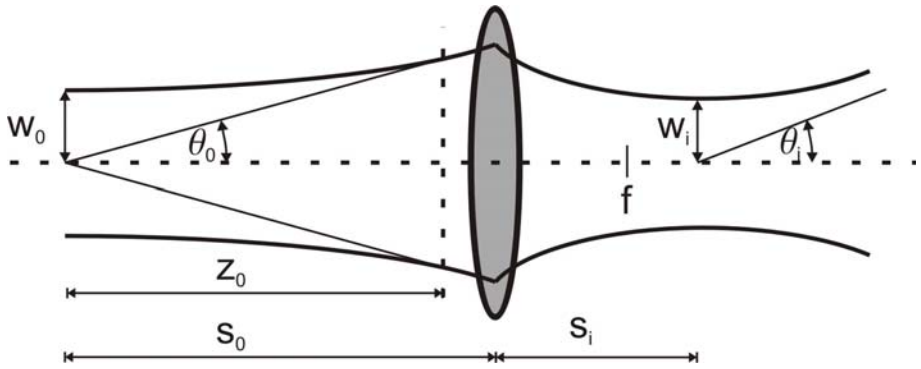


Abbildung 3.1.2: Abbildung eines Gauß'schen Strahls beim Verlauf durch eine dünne Linse.

Der minimale Strahlradius am Ort s_0 vor der Linse sei w_0 und befindet sich am Laserausgang.
Der Fernfeldöffnungswinkel ist definiert als [Web92]:

$$\theta_0 = \frac{\lambda_0}{\pi w_0} \quad . \tag{3.1.1}$$

Die Rayleigh-Länge des Lasers (Länge in Ausbreitungsrichtung nach der sich die Strahlfläche verdoppelt) beträgt nach einsetzen von Gleichung (3.1.1) [Yar88]:

$$z_0 = \frac{\pi w_0^2}{\lambda_0} = \frac{w_0}{\theta_0} \quad . \tag{3.1.2}$$

Für den Taillenradius nach der Linse ergibt sich (vgl. [Web92]):

$$w_i = w_0 \frac{f}{\sqrt{z_0^2 + (s_0 - f)^2}} = w_0 \frac{f}{\sqrt{\frac{w_0^2}{\theta_0^2} + (s_0 - f)^2}} \quad . \tag{3.1.3}$$

Für den in dieser Arbeit verwendeten Laser ($\theta_0 = 0,7\text{mrad}/2$, $w_0 = 2,25\text{mm}$, $s_0 = 1,18\text{m}$) und einer Linse mit einer Brennweite von $f = 80\text{mm}$ ergibt sich ein theoretischer Strahltaillendurchmesser von 55µm, der mit dem gemessenen Durchmesser von $\sim$ 50µm gut übereinstimmt.

Der Strahl wird in den gepulsten Gasstrom einer Düse fokussiert. Die Triggerung des Lasers und der Gasdüse ist über einen Puls/Delay Generator (Fa. Stanford Research System; DG535) so aufeinander abgestimmt, dass definierte zeitliche Verschiebungen zwischen Laser- und Gaspuls möglich sind. Die Düse steht senkrecht im Rezipienten. Somit ist es möglich die Strahlung in 2π nahezu vollständig zu nutzen. Als Target-Gase werden hauptsächlich Sauerstoff (schmalbandiger Linienstrahler) und Xenon (quasi-kontinuierliches Spektrum) eingesetzt.

3.2 Düsengeometrien

Im Laufe dieser Arbeit kamen verschiedene gepulste Düsen zur Bereitstellung des Targetgases in das Vakuum zum Einsatz, deren Aufbau im Folgenden dargestellt wird.

3.2.1 Zylindrische Düse

Das Gastarget basiert auf einem PKW-Einspritzventil der Firma Bosch [Pet02]. In Abbildung 3.2.1 ist die selbstkonstruierte Gasdüse und das Ventil in Explosionsdarstellung dargestellt.

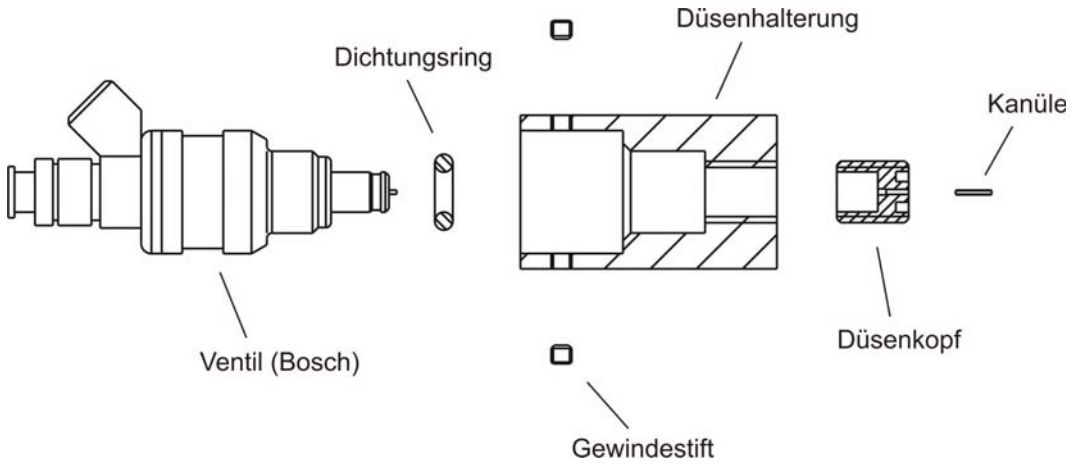


Abbildung 3.2.1: Explosionsdarstellung des Ventils mit zylindrischem Düsenkopf.

Das Einspritzventil wird von links in die Düsenhalterung eingebracht und durch einen Dichtungsring abgedichtet. Von rechts wird der Düsenkopf, bestehend aus einem Einschraubgewinde und einer Kanüle, ebenfalls in die Düsenhalterung eingeschraubt. Das Gas wird durch die Kanüle in das Vakuum expandiert. Es können zylindrische Düsen mit unterschiedlichen Innendurchmessern (400µm, 700µm und 900µm) eingebaut werden. Die Kanüle steht ca. $2 - 3$mm aus dem Düsenkopf heraus. Somit wird gewährleistet, dass der konvergente Laserstrahl nicht auf den Düsenkopf trifft und die Emission der EUV-Strahlung in einen großen Raumwinkel erfolgen kann.
Die gesamte Düse ist auf einer y-z-Verstelleinheit montiert; der dritte Freiheitsgrad (x-Richtung) kann durch Verfahren der Linse variiert werden. Vorteilhaft bei diesem modularen Aufbau ist der schnelle Austausch der Düsenspitze bei Beschädigung oder die Wahl eines anderen Düsendurchmessers.

3.2.2 Doppelstrahldüse

Bei der Expansion eines Gases in das Vakuum fällt der Gasstrom kurz nach dem Austritt der Düse auseinander. Um dem entgegenzuwirken werden Doppelstrahldüsen aus zwei konzentrisch ineinander geschachtelten Düsen eingesetzt. Durch die äußere Düse (Ringdurchmesser von $700 - 1500\mu m$) strömt ein leichtes Gas mit niedriger Atomzahl Z, das eine hohle Gasströmung bildet, in die durch die innere Düse (Durchmesser $400\mu m$) das eigentliche Targetgas (z.B. Xenon oder Sauerstoff) eingespeist wird (vergleiche Abbildung 3.2.2) [Fie00a, Fie00b].

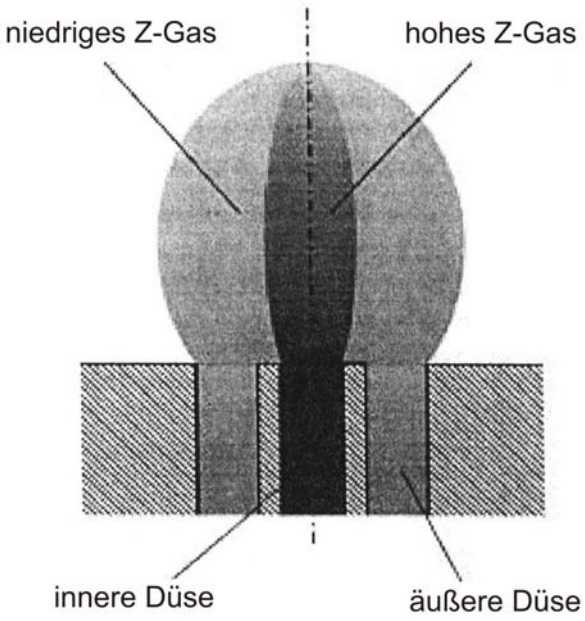


Abbildung 3.2.2: Schematische Darstellung des Doppeldüsenkonzeptes nach [Fie00a]; außen das Gas mit kleiner und innen mit großer Z-Zahl.

Messungen ergaben eine bis zu sechsfach höhere Massendichte bei Verwendung einer Doppelstrahldüse mit Xenon und Helium als bei einer Einzelstrahldüse nur mit Xenon [Fie00b]. Zu bedenken ist aber, dass insgesamt mehr Gas in den Rezipienten eingespeist wird. Dieses führt zu Absorption der EUV-Strahlung durch das Helium. Somit ergibt sich eine gesteigerte EUV-Energie bei 13nm (Faktor 4,5; vergleiche Kapitel 7.2.1).
Nachteilig ist die Notwendigkeit eines zweiten Gases. Dieses widerspricht der Zielsetzung einer kleinen kompakten EUV-Quelle.

3.2.3 Konische Düse

Um einen gerichteten Düsenstrahl auch ohne einen zweiten äußeren Düsenstrahl zu erzeugen, wurde eine konische Düse konstruiert. Diese begünstigt die Bildung von Clustern bei Verwendung von Edelgasen. Ein empirisches Maß für die Bildung von Clustern wird durch den Hagena-Parameter Γ^* beschrieben [Hag92]:

$$\Gamma^* = k\frac{\left(\frac{d}{\tan\alpha}\right)^{0,85} p_0}{T_0^{2,29}} \quad , \tag{3.2.1}$$

der den Druck des Gases p_0 in mbar, die Temperatur des Gases T_0 in K und die Form der Düse mit dem halben Öffnungswinkel α und dem minimalen Durchmesser d in µm beinhaltet.
Die in dieser Arbeit verwendete Düse ist in Abbildung 3.2.3 skizziert.

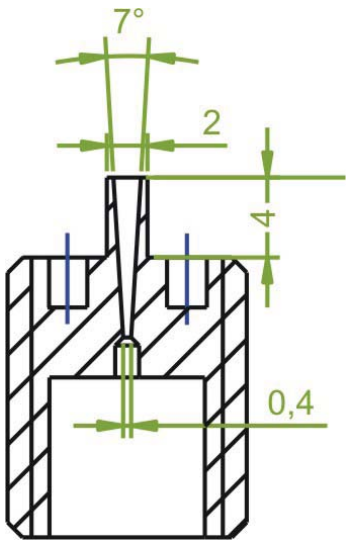


Abbildung 3.2.3: Konische Düse aus Edelstahl mit einer minimalen Öffnung von 400µm und einem Öffnungswinkel von 7°.

Die konische Düse hat einen minimalen Durchmesser von 400µm mit einem halben Öffnungswinkel von α =3,5°. Bei einer Gastemperatur von T_0 =300K, einem Eingangsdruck von p_0 =5bar und einem atomspezifischen Kondensationsparameter k (Xenon: $k = 5500$) [Wör89] ergibt sich ein Hagena-Parameter von $\Gamma^* \geq 10^5$ (mit p in mbar, d in µm und T in K) [Ter01, Hag72], der einer Clustergröße von ungefähr $2 \cdot 10^6$Atomen/Cluster entspricht. Cluster mit 10^6 Atomen besitzen nur ca. 6% an Oberflächenatomen. Zusätzlich zu den hohen Dichten innerhalb der Cluster weist auch der Gasstrahl insgesamt eine hohe Dichte auf, da die Cluster eine sehr geringe thermisch bedingte Geschwindigkeit $\langle v \rangle$ aufweisen und somit nur wenig Stöße innerhalb des Gasstrahles vorliegen. Das Geschwindigkeitsverhältnis S ist definiert als $S = w/\langle v \rangle$ mit der Gasflussgeschwindigkeit w. Der Clusterstrahl mit

N Atomen/Cluster weist einen höheren Stoßquerschnitt $Q_N \approx Q_1 * N^{2/3}$ auf als derjenige bei Einzelatomen (Q_1). Dieses hat aber keinen Einfluss, da die Teilchenzahldichte n_N im Gasstrom geringer als bei Einzelatomen (n_1) ist: $n_N = n_1/N$. Eine Abschätzung der freien Weglänge l ohne Stöße im Gasstrom gibt Hagena:

$$l = \frac{S}{Q_N \cdot n_N} = \frac{S \cdot N^{\frac{1}{3}}}{Q_1 \cdot n_1}. \tag{3.2.2}$$

Aus dieser Gleichung wird deutlich, dass gerichtete Strahlen (möglichst wenig Stöße) nur erreicht werden können, wenn das Produkt aus S und $N^{1/3}$ groß ist, der Gasstrahl also aus Clustern mit vielen Atomen besteht.

3.3 Lochkamera

Zur räumlichen Charakterisierung der EUV-Strahlung werden zwei Lochkameras eingesetzt. Die erste Lochkamera ist stationär unter einem Winkel von 45° zur einfallenden Laserstrahlung am Rezipienten montiert (vgl. Abbildung 3.1.1) und dient zur ortsaufgelösten EUV-Energiemessung und Beobachtung der Plasmalagestabilität. Die zweite Lochkamera befindet sich im Rezipienten und ist um das Plasma entweder azimutal oder vertikal schwenkbar. Diese Kamera wird zur winkelaufgelösten, räumlichen Charakterisierung des Plasmas eingesetzt.
Die Anforderungen bei der Konstruktion der Lochkamera lagen darin, eine robuste, kostengünstige Kamera zur Plasmabeobachtung herzustellen.
Eine Lochkamera weist diverse Merkmale auf:

- Sie besitzt eine unendlich große Tiefenschärfe, die ein unverzerrtes Bild über einen weiten Bildfeldwinkel ermöglicht [Hec99].
- Die räumliche Auflösung ist sehr hoch, da der Lochdurchmesser auf Grund der Wellenlänge sehr gering gewählt werden kann und somit die Unschärfe durch Beugungserscheinungen vernachlässigbar ist.
- Auf Grund der geringen Apertur der Lochblende werden für Lochkameras zwar hohe Belichtungszeiten benötigt, aber da das laser-erzeugte Plasma äußerst intensiv ist, reicht schon ein einziger Puls, um eine gute Aufnahme des Plasmas zu realisieren.

3.3.1 Auflösungsvermögen

Zur Bestimmung des Auflösungsvermögens einer Lochkamera müssen zwei Ansätze betrachtet werden: Ist der Lochblendendurchmesser groß gegenüber der Wellenlänge, kann

die Berechnung der Auflösung nach der geometrischen Optik erfolgen; für kleine Lochdurchmesser muss die Beugung einbezogen werden [Pet02]. Für die folgenden Berechnungen wird eine punktförmige Lichtquelle vorausgesetzt.

Nach den Regeln der geometrischen Optik ist das Bild einer punktförmigen Lichtquelle nach einem Loch gleich dem Schattenwurf des Loches, vergleiche Abbildung 3.3.1.

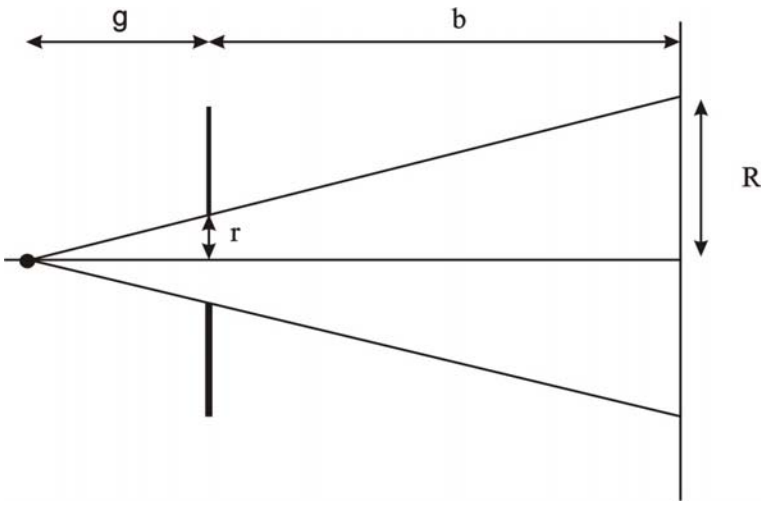


Abbildung 3.3.1: Geometrischer Strahlengang einer Punktlichtquelle durch eine kreisförmige Öffnung.

Aus der Abbildung ergibt sich mittels Strahlensatz:

$$\frac{R}{r} = \frac{g+b}{g} \tag{3.3.1}$$

$$\Leftrightarrow \quad R = r\left(1+\frac{b}{g}\right) \qquad \text{, mit} \tag{3.3.2}$$

dem Bildradius R, dem Lochblendenradius r, der Gegenstandsweite g und der Bildweite b.
Aus den Regeln der geometrischen Optik ergibt sich somit: Je kleiner der Lochradius, desto kleiner der Bildradius und umso besser die Auflösung.
Ist der Lochdurchmesser klein gegenüber der Wellenlänge ist es zwingend erforderlich die Beugung in die Rechnung einzubeziehen. Für Bildweiten sehr viel größer als der Lochdurchmesser entsteht in der Bildebene das Fraunhofer-Beugungsbild (Abbildung 3.3.2).

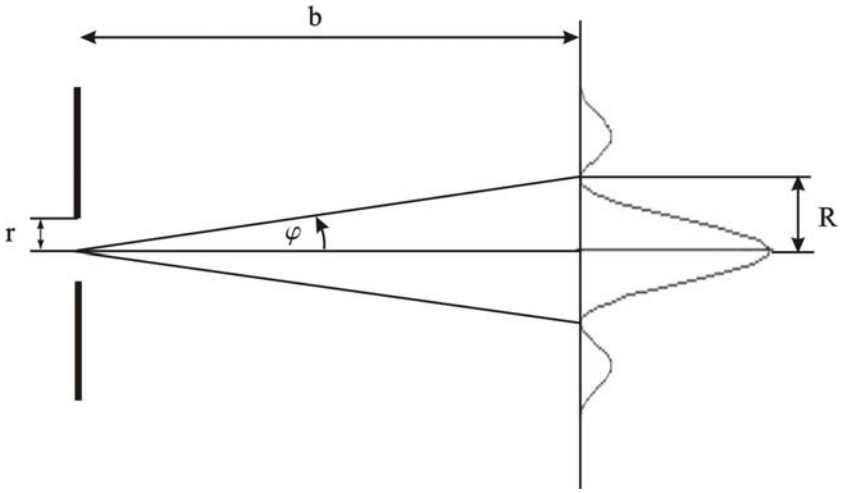


Abbildung 3.3.2: Fraunhofer-Beugung an Lochblende.

Das erste Beugungsminimum erscheint unter einem Winkel

$$\sin\varphi = 0,61\frac{\lambda}{r} \qquad . \tag{3.3.3}$$

Für kleine Winkel φ gilt:

$$\sin\varphi = \tan\varphi = \frac{R}{b} \tag{3.3.4}$$

und somit für R:

$$R = 0,61\frac{b\cdot\lambda}{r} \qquad . \tag{3.3.5}$$

Um ein optimales Bild zu erzeugen muss nach Gleichung (3.3.2) der Lochblendenradius möglichst gering gewählt werden, dies führt aber nach Gleichung (3.3.5) durch Beugungserscheinungen zu einer Aufweitung des Bildes. Das kleinste Bild erhält man somit für den Fall, wenn die beugungsbedingte Aufweitung gerade dem Radius entspricht, der durch die geometrische Optik bedingt ist:

$$r\left(1+\frac{b}{g}\right) = 0,61\frac{b\cdot\lambda}{r} \tag{3.3.6}$$

$$\Rightarrow \qquad r = \sqrt{0,61\frac{\lambda}{\frac{1}{b}+\frac{1}{g}}}. \tag{3.3.7}$$

In den meisten Experimenten wurde ein Abstand von CCD-Chip zu Plasma von $b+g =$ 250mm bei einem Vergrößerungsmaßstab von $\beta = b/g = 2$ verwendet. Man erhält einen optimalen Lochradius für die Wellenlänge 13nm von $r = 21\mu$m. Für alle Messungen wurde

eine kommerziell erhältliche Blende mit dem Radius $r = 15\mu m$ verwendet. Die Wahl des kleineren Lochradiusses verschlechtert die Auflösung auf Grund von Beugungseffekten um $28,5\%$. Dies spielt für die Messungen aber keine entscheidende Rolle, da die zu untersuchenden Strukturen erheblich größer als die Auflösungsgrenze sind.
Die Auflösungsgrenze Δl ist nach dem Rayleigh-Kriterium definiert als der Abstand bei dem das Intensitätsmaximum eines Objektes in das erste Intensitätsminimum des zweiten fällt:

$$\Delta l = 0,61\frac{b \cdot \lambda}{r} \qquad . \tag{3.3.8}$$

Für die im Versuchsaufbau gewählten Größen ergibt sich somit eine Auflösungsgrenze von $\Delta l = 88\mu m$ in der Bildebene. Um die Auflösungsgrenze des Plasmas (Δl_P) zu berechnen, muss dieser Wert noch durch die Vergrößerung β geteilt werden:

$$\Delta l_P = \frac{\Delta l}{\beta} = 0,61\frac{g \cdot \lambda}{r} = 44\mu m \qquad . \tag{3.3.9}$$

Das Auflösungsvermögen des Plasmas ist definiert als der Kehrwert der Auflösungsgrenze:

$$R_{Plasma} = \frac{1}{\Delta l_P} = 0,023\mu m^{-1}. \tag{3.3.10}$$

Zusätzliche Verschlechterungen des Auflösungsvermögens der Lochkamera können vom Phosphor des Quantenkonverters, der die EUV-Strahlung in sichtbares Licht umwandelt, und von der Pixelgröße der CCD-Pixel herrühren. Die Pixelgröße der verwendeten CCD-Kamera beträgt $11\mu m$ und kann somit gegenüber den Fehlern auf Grund der Beugung vernachlässigt werden (vgl. Gleichung (3.3.9)).
Um eine vollständige Bedeckung des CCD-Chips mit dem Phosphor zu gewährleisten und eine hohe Konversionseffizienz zu erreichen, werden die Phosphorkristallite in mehreren Lagen auf den CCD-Chip aufsedimentiert. Die Lumineszenzstrahlung, die hauptsächlich in den oberen Schichten entsteht, wird in einem Raumwinkel von 4π emittiert. Dadurch werden auch benachbarte Kristallite in tieferen Schichten angeregt. Dieses führt zu einem Übersprechen, welches das Auflösungsvermögen verschlechtert. Das Auflösungsvermögen des Phosphors ist empirisch bestimmt als:

$$R_{Phosphor} = \frac{500}{D} \qquad \text{, mit} \tag{3.3.11}$$

der Schichtdicke D.
Für eine ungefähre Schichtdicke von $10\mu m$, erhält man eine Auflösung von $R_{Phosphor} = 50\mu m^{-1}$.
Somit zeigt sich, dass die Einflüsse des Phosphors und der Pixelgröße vernachlässigt werden können und nur die lochblendenbedingte Beugung das Auflösungsvermögen der Loch-

kamera determiniert.

3.3.2 Konstruktion

Eine Lochkamera besteht grundsätzlich aus zwei Komponenten: der Lochblende (englisch: pinhole) und einem Film/CCD-Kamera zur Aufzeichnung des Bildes.
An die in dieser Arbeit genutzte Lochkamera für den EUV-Spektralbereich wurde eine Reihe weiterer Anforderungen gestellt:

- Zur Detektion soll eine EUV-empfindliche, kostengünstige CCD-Kamera eingesetzt werden.
- Die spektrale Filterung muss so erfolgen, dass nur Licht im Wellenlängenbereich $7 - 17$nm detektiert wird. Diese Anforderung wird durch Metallfilter erfüllt.
- Der Metallfilter (Zirkon) soll auf Grund der höheren Transmission freitragend sein und eine große Stabilität aufweisen.
- Die Vergrößerung soll in gewissen Grenzen variabel einstellbar sein.
- Um die Kamera von außen auf das Plasma auszurichten muss eine Winkelverstelleinheit integriert werden.
- Die UHV-Tauglichkeit muss gewährleistet werden.

Realisiert wurde dies durch den in Abbildung 3.3.3 dargestellten Aufbau.

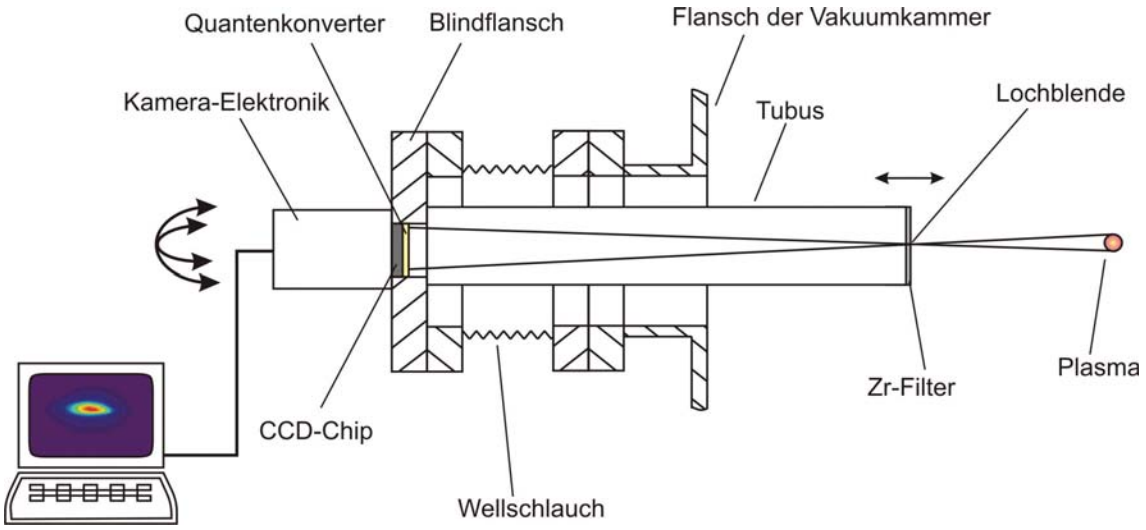


Abbildung 3.3.3: Schematischer Aufbau der Lochkamera [Pet02].

Die Zirkonfolie zur Blockung unerwünschter Strahlung (vergleiche Kapitel 2.4.1) ist direkt auf die Lochblende gebracht und gewährleistet somit ein hohes Maß an Stabilität, da das Verhältnis zwischen der Fläche des zu überdeckenden Loches (Durchmesser 30µm) und der Dicke der Metallfolie (200nm) klein ist im Gegensatz zu sonst üblichen freitragenden Filtern. Die Lochblende ist in einen Edelstahltubus eingebracht, der durch einen teleskopartigen Aufbau eine stufenlose Einstellung der Vergrößerung ermöglicht. Die CCD-Kamera ist so in einen CF-40 Vakuumflansch geklebt, dass sich der CCD-Chip mit Quantenkonverter (Umwandlung von EUV-Strahlung in sichtbares Licht) im Vakuum befindet, während die gesamte Kameraelektronik außerhalb des Vakuums liegt und somit durch Erwärmung und Ausgasung keinen Einfluss auf das Vakuum hat. Der Flansch mit der Kamera ist auf einer Winkelverstelleinheit montiert, die eine Verkippung der Lochkamera in zwei Achsen um $\pm 15°$ ermöglicht.
Abbildung 3.3.4 zeigt ein Foto der während dieser Arbeit konstruierten Lochkamera die auch einen kommerziellen Einsatz für die Charakterisierung von EUV-Lithographie-Quellen gefunden hat und von der Firma Jenoptik Mikrotechnik GmbH in Lizenz vertrieben wird.

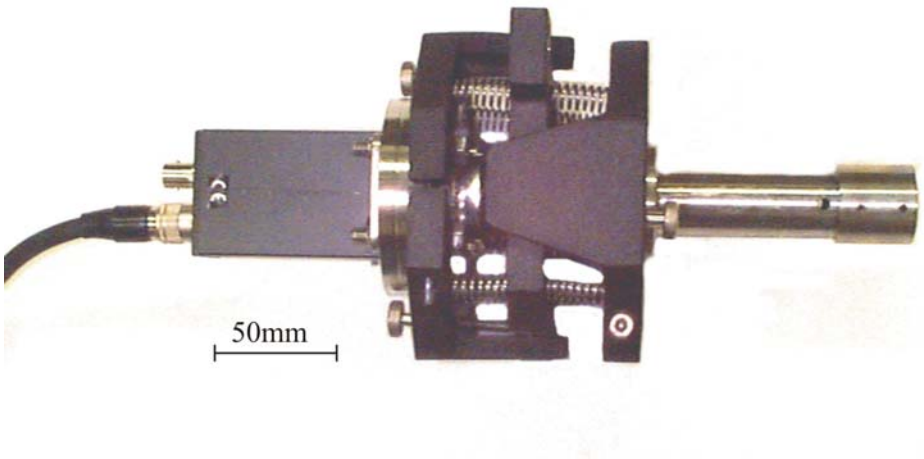


Abbildung 3.3.4: Foto der eingesetzten stationären Lochkamera.

Für winkelaufgelöste Messungen des EUV-Plasmas wurde wie oben beschrieben eine zweite Lochkamera genutzt. Diese musste im Vergleich zur stationären Kamera leicht modifiziert werden. Auf Grund des begrenzten Platzes innerhalb des Rezipienten ist die Kamera so konstruiert, dass der CCD-Chip mit Lochblende um 180° zum Kameragehäuse angewinkelt liegt. Die komplette Kamera befindet sich im Rezipienten, da es sonst nicht möglich ist größere Winkelbereiche abzufahren.

3.4 Spektrograph

Für die spektrale Charakterisierung des Plasmas wurde ein Reflexionsspektrograph konstruiert. Der gesamte Spektrograph befindet sich in einem separaten Rezipienten (vergleiche Abbildung 3.4.1).

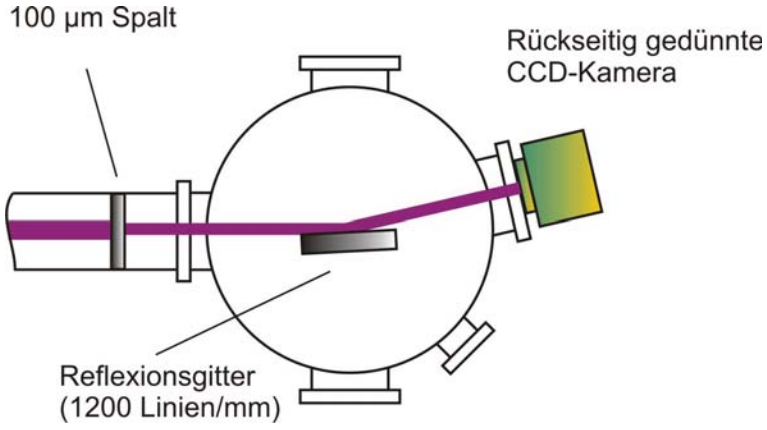


Abbildung 3.4.1: Reflexionsspektrograph bestehend aus 100µm Spalt, Reflexionsgitter und rückseitig gedünnter CCD-Kamera.

Der Spektrograph besteht aus einem 100µm breiten Eintrittsspalt, einem Reflexionsgitter und einer rückseitig gedünnten CCD-Kamera [Sch98]. Der Eintrittsspalt wird über das Reflexionsgitter im Maßstab 1 : 1 auf den CCD-Chip abgebildet. Das Gitter (Fa. Hitachi [Har80]) hat die Abmaße 30 x 50mm und ist konkav geformt mit einem Krümmungsradius von 5,649m. Es ist goldbeschichtet und arbeitet unter streifendem Einfallswinkel. Die Gitterkonstante ist an den Krümmungsradius angepasst und beträgt zwischen 1095 und 1450Linien/mm (durchschnittliche Gitterkonstante: 1200Linien/mm). Das Auflösungsvermögen berechnet sich über die Dispersionsrelation in der Bildebene [Sch98]:

$$\lambda = \frac{g}{m}\left(\sin\alpha - \sqrt{\frac{1}{1+\frac{x^2}{r^2}}}\right) \quad \text{, mit} \tag{3.4.1}$$

der Wellenlänge λ, der durchschnittlichen Gitterkonstanten g, der Beugungsordnung m, dem Einfallswinkel α, dem Gitterabstand r und dem Abstand zur 0. Ordnung x.
Für $\mathrm{d}\lambda/\mathrm{d}x$ gilt:

$$\frac{\mathrm{d}\lambda}{\mathrm{d}x} = \frac{gx}{mr^2}\left(\frac{r^2}{r^2+x^2}\right)^{3/2} \quad . \tag{3.4.2}$$

Aus Gleichung (3.4.1) errechnet sich x zu:

$$x = \pm r \sqrt{\frac{1}{\left(\sin\alpha - \frac{m\lambda}{g}\right)^2} - 1} \tag{3.4.3}$$

Das Auflösungsvermögen beträgt [Sch98]:

$$\Delta\lambda = \frac{\mathrm{d}\lambda}{\mathrm{d}x}\Delta x \qquad \text{, mit} \tag{3.4.4}$$

$\Delta x = 100\mu\text{m}$ der Breite des Eintrittsspaltes.

Setzt man Gleichung (3.4.3) in (3.4.2) mit $\lambda = 13\text{nm}$, $g = 833\text{nm}$, $m = 1$ und $\alpha = 87°$ ergibt sich ein Auflösungsvermögen von

$$\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = 206,8 \qquad . \tag{3.4.5}$$

Kapitel 4

Einfluss der Targetgasparameter auf die EUV-Intensität

Entscheidend für eine hohe Konversionseffizienz von Laserstrahlung in EUV-Emission ist die Erzeugung eines möglichst gerichteten Gasstrahles mit hoher Dichte, um eine starke Absorption des Laserstrahles zu erreichen. Zur Optimierung der Düsenform und der Abstrahlparameter ist es notwendig, den Gasstrom zu visualisieren. Hierzu bieten sich unterschiedliche Verfahren wie Fluoreszenzmessungen, Rayleigh- oder Raman-Streuung etc. an. In diesem Kapitel werden die im Laufe dieser Arbeit eingesetzten Messverfahren kurz erläutert und der Einfluss der Düsenform und des Gasdruckes auf die EUV-Intensität untersucht.

4.1 Visualisierung des Gasstromes

4.1.1 Laser-induzierte Fluoreszenz

Für die Untersuchung beliebiger Gase ist es günstig, ein von der jeweiligen Gasart unabhängiges Messverfahren zu verwenden. Aus diesem Grund wurde das Verfahren der laser-induzierten Fluoreszenz (LIF) eingesetzt, bei dem ein Fluoreszenzstoff (Tracer) dem zu untersuchenden Gas beigemischt wird, der ein intensives Fluoreszenzsignal liefert. Abbildung 4.1.1 zeigt den in dieser Arbeit verwendeten Versuchsaufbau.

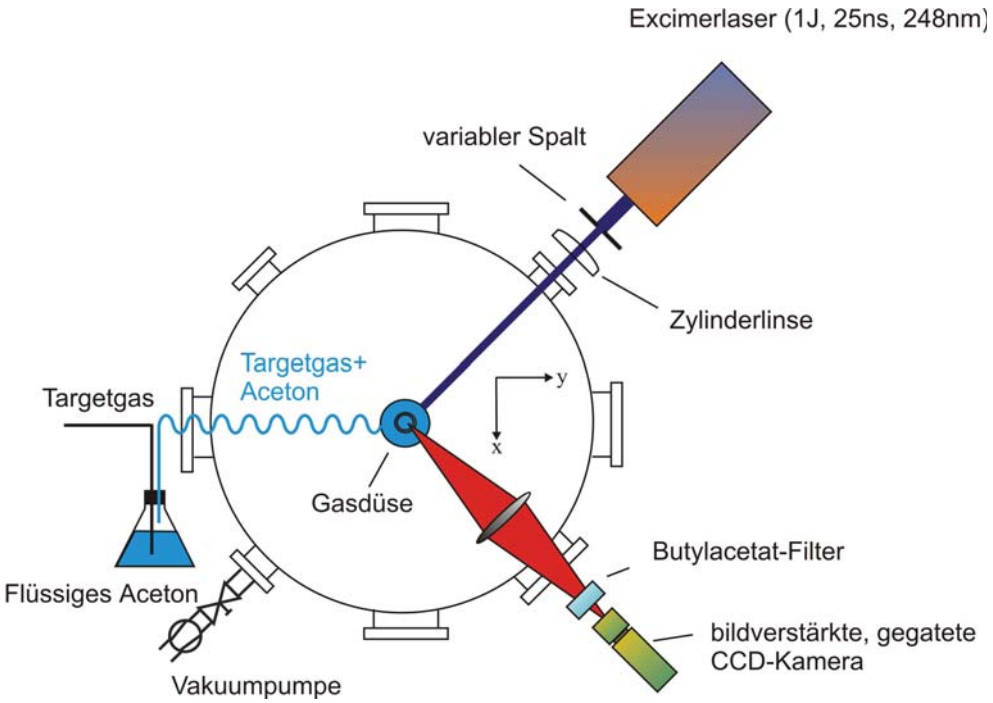


Abbildung 4.1.1: Messaufbau zur Visualisierung des Gasstromes mittels laser-induzierter Fluoreszenz.

Zur Anregung des Gasstrahles wird ein KrF-Excimerlaser der Wellenlänge 248nm (Fa. Lambdaphysik, LPX 300; Pulsenergie: 1J, Pulslänge: 25ns) verwendet. Der Laserstrahl wird durch Blenden und eine Zylinderlinse zu einem Linienfokus geformt, der den Düsenstrahl durchsetzt. Das Targetgas wird durch einen Druckbehälter gepumpt, der flüssiges Aceton (C_3H_6O) enthält. Durch Heizen des Behälters konnte das Verhältnis von Targetgas zu Aceton variiert werden. Aceton weist eine starke Absorption im UV-Bereich auf (vergleiche Abbildung 4.1.2) und fluoresziert im Wellenlängenbereich von etwa $350 - 550$nm. Somit eignet sich der KrF-Laser hervorragend zur Anregung. Problematisch ist das Streulicht, das von der Düse und anderen Oberflächen in der Vakuumkammer herrührt. Zur spektralen Filterung wurde daher ein Butylacetat-Flüssigkeitsfilter ($C_6H_{12}O_2$) eingesetzt. Dieser weist eine steile Absorptionskante bei 250nm auf. Unter 250nm blockt der Filter mit einer Dicke von 10mm das Streulicht des bei 248nm emittierenden Lasers nahezu vollständig aus, während das Fluoreszenzsignal zu mehr als 95% transmittiert (vergleiche Abbildung 4.1.3).

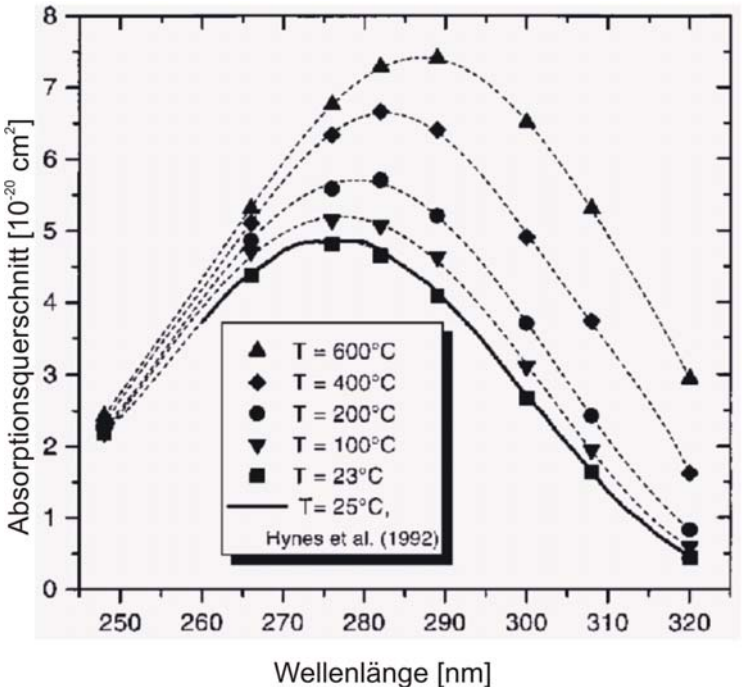


Abbildung 4.1.2: Absorptionsquerschnitte von Aceton bei unterschiedlichen Temperaturen [Thu98].

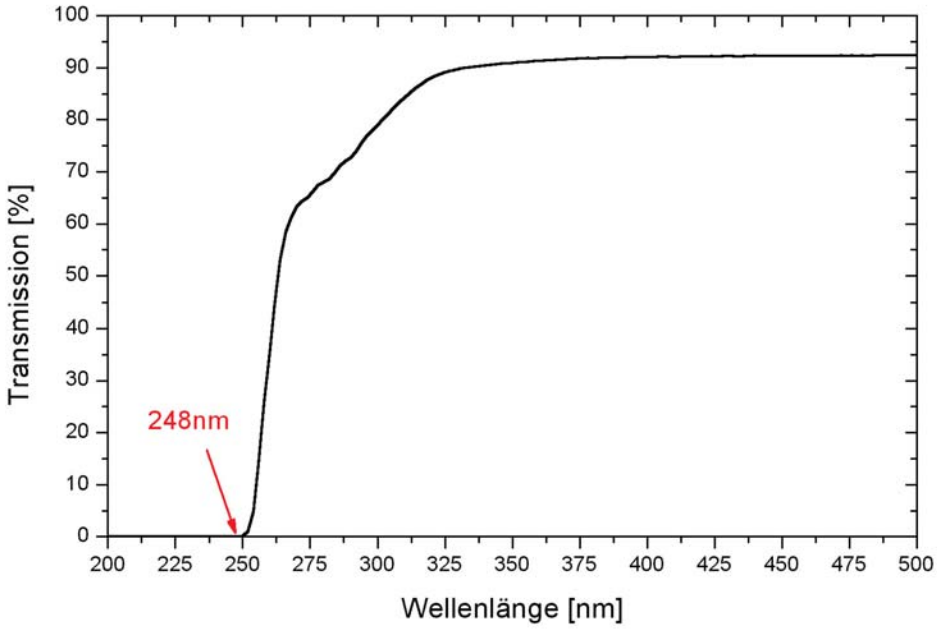


Abbildung 4.1.3: Transmissionskurve eines 10mm dicken Butylacetat-Flüssigkeitsfilters.

Detektiert wird die Fluoreszenzstrahlung durch eine bildverstärkte, gegatete CCD-Kamera, die unter 90° zum Lichtschnitt positioniert ist. Das Zeitfenster wurde auf 500ns gesetzt, um nur den für die Messungen relevanten Zeitabschnitt zu betrachten.
Abbildung 4.1.4 zeigt exemplarisch zwei Aufnahmen der Dichteverteilung eines Helium-Gaspulses bei 4bar (*links*) und 10bar (*rechts*) nach Austritt aus einer zylindrischen Düse mit einem Durchmesser von 400µm.

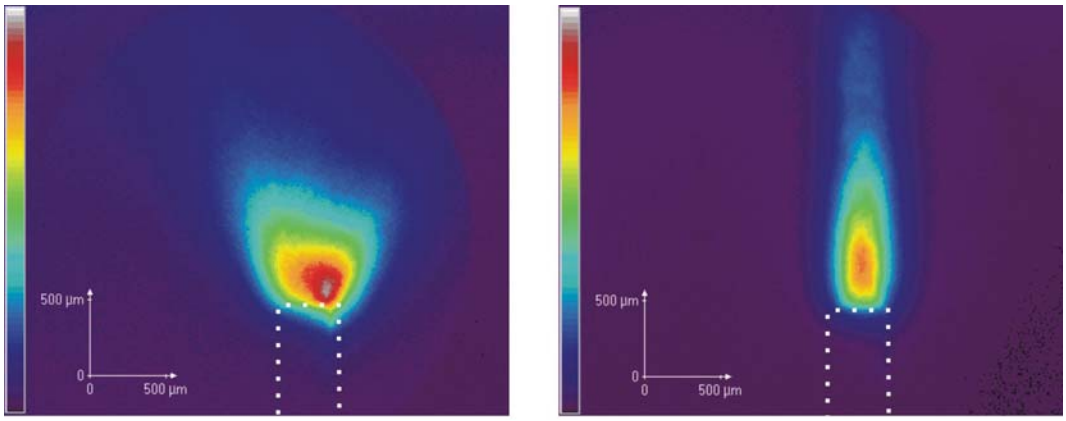


Abbildung 4.1.4: Fluoreszenzaufnahme der Dichteverteilung von Aceton in einem Helium-Gaspuls bei 4bar (*links*) und bei 10bar (*rechts*). Die zylindrische Düsenspitze ist durch eine gestrichelte Linie eingezeichnet und hat einen Innendurchmesser von 400µm.

Anhand dieser beiden Bilder der Gasdichteverteilung wird deutlich, dass der Druck einen entscheidenden Einfluss auf das Strömungsverhalten hat. Die Strömungsform des Gases beeinflusst wiederum in großem Maß die EUV-Emission, wie in Kapitel 6 ausführlich diskutiert wird.
Nachteilig am LIF-Verfahren ist, dass eine absolute Kalibration der Gasdichte auf Grund des unbekannten Proportionalitätsfaktors zwischen Gasdichte und Fluoreszenzsignal nicht durchgeführt werden kann. Ebenso problematisch ist die Kondensation des Acetones in der Gasleitung, die zur Bildung von flüssigen Aceton-Tröpfchen im Gasstrom führt, die die Messungen verfälschen. Um diese Probleme zu umgehen, wurde als zusätzliches Messverfahren die Rayleigh-Streuung eingesetzt.

4.1.2 Rayleigh-Streuung

Rayleigh-Streuung entsteht, wenn der Teilchendurchmesser eines Streuteilchens d um ein vielfaches kleiner ist als die anregende Wellenlänge λ. Trifft eine linear polarisierte Lichtwelle auf das Teilchen, wirkt auf Grund von $\lambda \gg d$ auf das Streuelement ein nahezu homogenes elektrisches Wechselfeld, das das Teilchen zu Schwingungen mit derselben Frequenz wie der einfallenden Lichtwelle anregt. Das Streuteilchen fungiert als Hertz'scher Dipol

und emittiert Strahlung mit derselben Frequenz wie die anregende Lichtwelle (elastische Streuung). Diese Strahlung wird wie bei jedem Hertz'schen Dipol hauptsächlich senkrecht zur Dipolachse emittiert.
Für den totalen Wirkungsquerschnitt σ gilt [Mil01]:

$$\begin{aligned} \sigma = \frac{P}{I_0} &= \frac{8\pi^3\alpha^2}{3\varepsilon_0^2\lambda^4} \quad \text{, mit} \\ P &: \text{Streuleistung,} \\ I_0 &: \text{Intensität der einfallende Lichtwelle,} \\ \alpha &: \text{Polarisierbarkeit und} \\ \varepsilon_0 &: \text{Elektrische Feldkonstante.} \end{aligned} \tag{4.1.1}$$

Nach [Bor80] lässt sich die Polarisierbarkeit wie folgt ersetzen:

$$\alpha = \frac{3\varepsilon_0}{N}\frac{n^2-1}{n^2+2} \quad , \tag{4.1.2}$$

mit der Teilchenzahldichte N und dem Brechungsindex n.
Somit erhält man für den Wirkungsquerschnitt:

$$\sigma = \frac{24\pi^3}{\lambda^4 N^2}\left(\frac{n^2-1}{n^2+2}\right)^2 \quad . \tag{4.1.3}$$

Entscheidend hierbei ist die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes von $1/\lambda^4$; eine hohe Rayleigh-Streuung wird also für kurze Anregungswellenlängen erzielt. Aus diesem Grund wurde ebenfalls der in Abbildung 4.1.1 dargestellte Versuchsaufbau zur Fluoreszenzmessung verwendet, nur das Aceton und der Butylacetat-Filter wurden entfernt.
Problematisch an Rayleigh-Streuexperimenten ist das starke Auftreten von Streulicht der Laserstrahlung an Oberflächen im Rezipienten, das nur durch geschickte Anordnung von Blenden unterdrückt werden kann. Hinzu kommt die für Gase (wie z.B. Sauerstoff) sehr viel geringere Intensität des Streulichtsignals im Vergleich zur Fluoreszenzmessung mit einem Tracer ($\sim$ 5 Größenordnungen). Für Xenon treten keine Intensitätsprobleme auf, da wie in Kapitel 3.2.3 beschrieben, Xenon schon bei geringen Drücken zur Clusterbildung neigt und sich der Wirkungsquerschnitt drastisch erhöht [Vog02].
Der Wirkungsquerschnitt aus Gleichung (4.1.3) lässt sich für sphärische Cluster durch die Substitution von $N = 1/(\frac{4}{3}\pi r^3)$ umschreiben zu [Bel93]:

$$\sigma_{Cluster} = \frac{128\pi^5 r^6}{3\lambda^4}\left(\frac{n^2-1}{n^2+2}\right)^2 \quad , \tag{4.1.4}$$

mit dem Radius r des sphärischen Clusters, der über die Beziehung $r \propto a_{Cluster}^{1/3}$ mit der

Anzahl der Atome in einem Cluster ($a_{Cluster}$) verknüpft ist [Cuv91]. Der Absorptionsquerschnitt für Cluster steigt also quadratisch mit der Anzahl der Atome im Cluster und ist somit erheblich größer als für Gase. Xenon weist eine starke Clusterbildung im Gegensatz zu Sauerstoff auf. Es liefert somit ein viel größeres Rayleigh-Signal als Sauerstoff.

Abbildung 4.1.5 zeigt Aufnahmen des Gasstromes von drei unterschiedlichen Düsen bei gleichem Xenondruck (p=6bar): eine zylindrische Düse mit einem Durchmesser von 900µm (*links*), eine mit 400µm (*Mitte*) und die in Kapitel 3.2.3 beschriebene konische Düse (*rechts*).

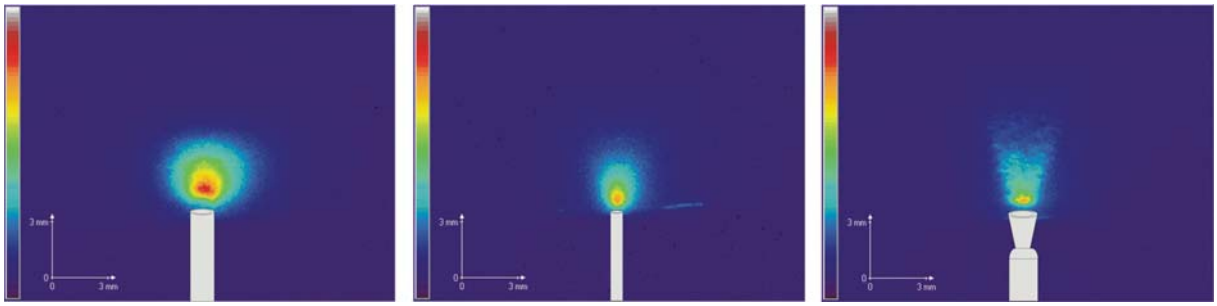


Abbildung 4.1.5: Rayleigh-Streuung von Xenon (6bar Eingangsdruck): *links:* zylindrische Düse mit einem Durchmesser von 900µm, *Mitte:* zylindrische Düse mit 400µm und *rechts:* konische Düse.

Deutlich zu sehen ist, dass die zylindrische Düse mit einem Durchmesser von 900µm einen sehr breiten, sphärischen (und somit ineffektiven) Gaspuls erzeugt, während sowohl bei der dünneren zylindrischen Düse als auch bei der konischen Düse ein gerichteter Gaspuls entsteht.

Ein alternatives Messverfahren zu den beiden oben genannten, welches die Visualisierung des Gasstrahles ohne Tracer ermöglicht und gleichzeitig ein von der Anregungswellenlänge unterschiedliches Streulicht erzeugt, ist die Raman-Streuung. Die Verschiebung der Wellenlänge (Stokes- oder Anti-Stokes-Effekt) vereinfacht den Einsatz von Filtern zur Blockung des Streulichtes der einfallenden Laserstrahlung.
Raman-Streuung tritt aber nur bei Molekülen auf, da die emittierte Strahlung aus Rotationsübergänge der Moleküle stammt; Xenon ist zum Beispiel somit nicht detektierbar. Ein zusätzliches Problem liegt in der Intensität der Raman-Strahlung, die um mehr als drei Größenordnungen geringer als bei der Rayleigh-Streuung ist [Ric98]. Auf Grund der geringen Gasmenge, die in den Rezipienten eingespeist wird, reicht die Empfindlichkeit der Kamera trotz Bildverstärkung nicht mehr aus, für die untersuchten Targetgase ein

auswertbares Raman-Signal zu detektieren.

4.2 Einfluss des Gasdruckes auf die EUV-Intensität

In diesem Abschnitt wird der Einfluss des Gasdruckes auf das EUV-Plasma für unterschiedliche Düsengeometrien untersucht.

4.2.1 Zylindrische Düse

Die Messung der EUV-Intensität wurde mittels der oben beschriebenen Lochkamera durchgeführt. Hierzu wurde die Intensität über alle Pixel des CCD-Sensors aufintegriert und der Untergrund abgezogen. Die gemessene EUV-Intensität in Abhängigkeit des Xenon-Druckes für eine zylindrische Düse mit einem Innendurchmesser von 700µm wird in Abbildung 4.2.1 dargestellt.

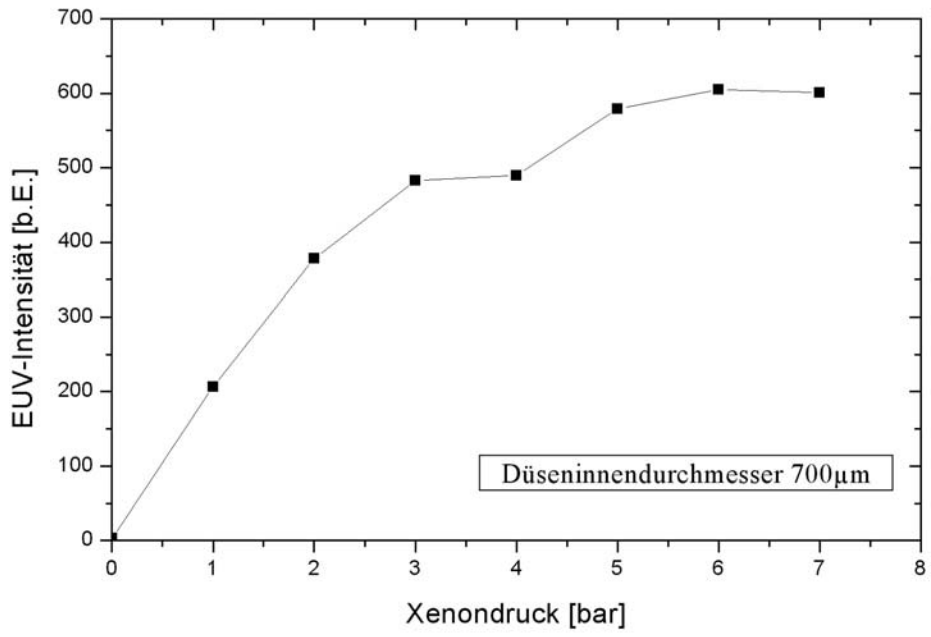


Abbildung 4.2.1: EUV-Intensität in Abhängigkeit des Xenondruckes bei einer Laserenergie von 450mJ und einer Mittelung von 25 Bildern pro Messpunkt.

Höhere Xenondrücke führen zu einer größeren Gasmenge im Rezipienten, zu einer stärkeren Richtung des Gaspulses und zu einer Dichteerhöhung (vergleiche Fluoreszenzmessung in Abbildung 4.1.4). Somit wird dem einfallenden Laserstrahl eine größere Anzahl an anregbaren Atomen zur Verfügung gestellt.

Mit steigendem Druck geht bei zylindrischer Düsenform die EUV-Intensität in Sättigung und kann sogar wieder leicht abfallen. Bei hohem Druck wird der Gasstrahl zwar gerichteter, gleichzeitig wird aber auch die Teilchenzahldichte an den Rändern des Strahls erhöht, die die erzeugte EUV-Strahlung reabsorbieren. Die Beobachtung des leichten Abfalls wurde für unterschiedliche Düsendurchmesser gemacht und trat bei Düsen mit größerem Durchmesser stärker auf als bei denjenigen mit kleinem Durchmesser. Für Düsen mit größerem Durchmesser ist die Absorptionszone, in der die Dichte des Gases noch nicht ausreicht ein Laserplasma zu zünden, weitaus größer als bei kleineren Düsen (vergleiche die Rayleigh-Aufnahmen des Gasstrahles in Abbildung 4.1.5 *links* und *Mitte*) und bewirkt somit eine geringere EUV-Intensität. Dieses Phänomen wird ausführlich in Kapitel 6.5 behandelt.

Zusätzlich zum Gasdruck wurde die Düsenöffnungszeit untersucht, um eine optimale EUV-Intensität bei möglichst geringem Gasverbrauch zu gewährleisten.
Die Ansteuereinheit der Düse ermöglicht eine Variation der Düsenöffnungszeiten zwischen 1 und 20ms. Ziel ist es wiederum eine möglichst hohe Teilchendichte zu erzeugen, das heißt der Gasstrom muss voll ausgebildet sein, wenn der Laserstrahl auf ihn trifft.
In Abbildung 4.2.2 ist die EUV-Intensität als Funktion der Verzögerungszeit zwischen Ansteuerung der Düse und Laserpuls aufgetragen.

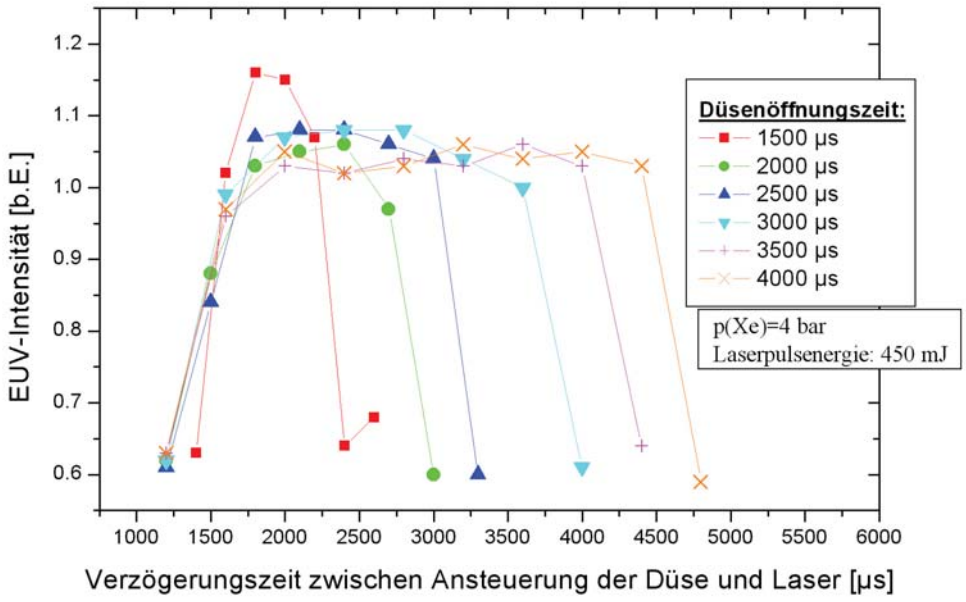


Abbildung 4.2.2: EUV-Intensität in Abhängigkeit der Verzögerungszeit zwischen Ansteuerung Düse und Laserpuls für unterschiedliche Düsenöffnungszeiten.

Auf Grund der Trägheit des Nadelventils öffnet die Düse erst ca. 1200µs nach dem Ansteuersignal. Der Anstieg der EUV-Intensität geht einher mit der Ausbildung des Gaspulses und ist für alle untersuchten Öffnungszeiten gleich. Die Intensität bleibt auf einem konstanten Niveau bis die Gaszufuhr geschlossen wird. Während der Öffnungszeiten (bis auf Anstiegszeit von ca. 1600µs) treten keine großen Intensitätsschwankungen auf. Dies spricht für eine gleich bleibende Gasdichte über einen großen Bereich der Düsenöffnungszeit.
Für die praktische Anwendung bietet sich somit eine möglichst kurze Düsenöffnungszeit an, da sie den Betrieb bei hohen Repetitionsraten und vertretbarem Gasbalast ermöglicht.

4.2.2 Doppelstrahldüse

Die Konstruktion der Doppelstrahldüse erlaubt eine unabhängige Variation des inneren und äußeren Gasdruckes. Abbildung 4.2.3 zeigt die gemessene EUV-Intensität bei unterschiedlichen Drücken des inneren Gases *links* für ein Sauerstofftarget und *rechts* für ein Xenontarget. Der Druck des äußeren Heliums betrug für alle Messungen 11,5bar, die Laserenergie 500mJ.

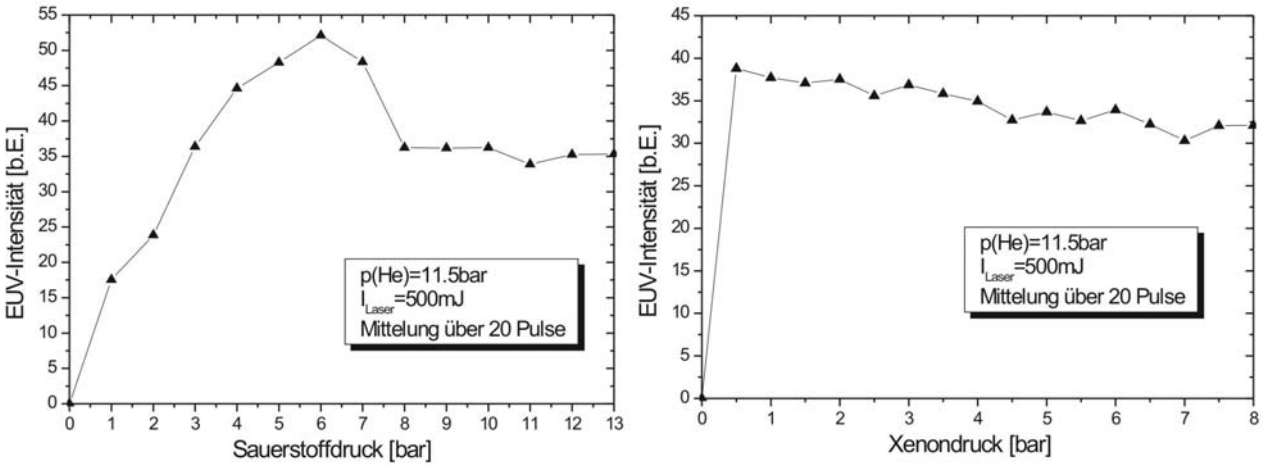


Abbildung 4.2.3: EUV-Intensität in Abhängigkeit des Targetgasdruckes bei 11,5bar Helium für Sauerstoff (*links*) und Xenon (*rechts*).

Eine hohe Intensität im detektierten Wellenlängenbereich ($7 - 17$nm) wird nur dann erreicht, wenn möglichst viele Atome des Targetgases pro Volumeneinheit durch die einfallende Laserstrahlung angeregt werden. Die Doppelstrahldüsengeometrie führt durch ihre Konstruktion und den angelegten hohen äußeren Druck des Heliums von 11,5bar dazu,

dass schon bei niedrigen Drücken des Targetgases eine hohe Targetgasdichte im Laserfokus erzeugt wird [Fie00b].
Helium emittiert bei Laseranregung keine EUV-Strahlung, da es keine entsprechenden Übergänge bei 13nm gibt. Wird der Sauerstoffdruck langsam erhöht, steigt die Dichte schnell an, bis ein Maximum bei etwa 6bar erreicht wird (Abbildung 4.2.3 *links*). Diese Sättigung ist abhängig vom äußeren Heliumdruck. Für niedrigere Heliumdrücke verschiebt sich der Anfangspunkt der Sättigung zu höheren Sauerstoffdrücken. Erklären lässt sich dieses Verhalten anhand von Reabsorptionseffekten der 13nm Strahlung im Targetgas (vergleiche Kapitel 6.5). Bei niedrigem Druck des inneren Gases und hohem Druck des äußeren nur schwach absorbierenden Gases wird das Targetgas eng zusammengehalten. Wird der Druck des inneren, schwereren Gases erhöht, steigt auch der Impuls der im Gas enthaltenen Teilchen, die teilweise den einhüllenden Gasstrom durchdringen und die EUV-Strahlung absorbieren. Für weiter steigenden Targetgasdruck, nimmt auch der Impuls der Teilchen zu, so dass das äußere Gas keinen Einfluss mehr hat und der Gasstrom zerfällt. Dies führt zu einer Verringerung der EUV-Intensität.
Noch deutlicher ist dieser Effekt bei Xenon zu sehen. Xenon (Z=54) ist weitaus schwerer als Sauerstoff (Z=8) und hat bei gleichem Druck einen erheblich höheren Impuls. Deshalb tritt der oben beschriebene Effekt bei Xenon viel früher auf. Schon ein niedriger Xenondruck reicht aus, den einhüllenden Gasstrahl zu durchbrechen, somit einen breiteren Gasstrahl zu erzeugen und EUV-Strahlung zu absorbieren (Abbildung 4.2.3 *rechts*).

Abbildung 4.2.4 zeigt den Einfluss des äußeren Gases auf die EUV-Intensität.

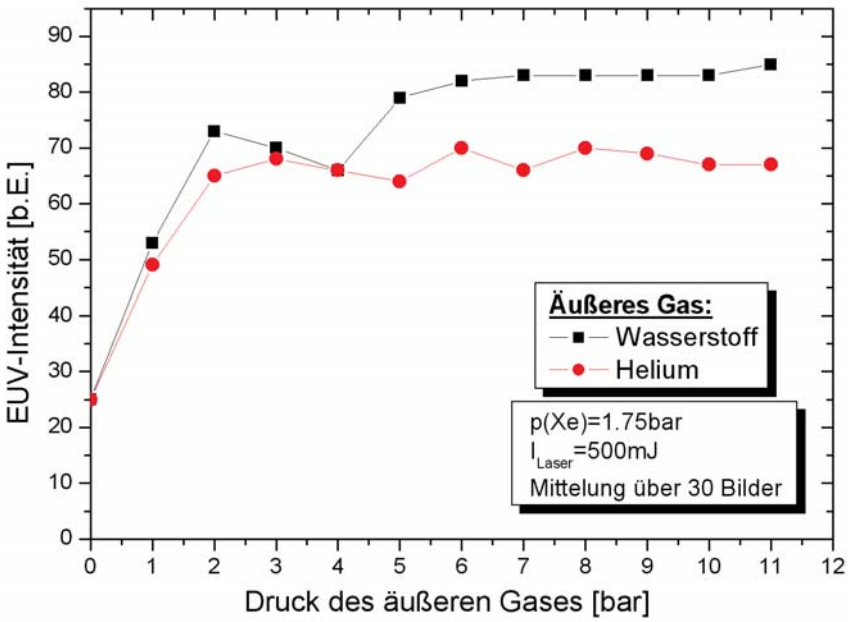


Abbildung 4.2.4: EUV-Intensität in Abhängigkeit des äußeren Gasdruckes (Helium beziehungsweise Wasserstoff) mit Xenon als Targetgas (p(Xe)=1,75bar).

Es wurden zwei Gase als Einhüllende für das Targetgas untersucht: Helium und Wasserstoff. Beide weisen eine geringe Absorption von 13nm Strahlung auf [Cen02]. Als Targetgas wurde Xenon bei einem konstanten Druck von 1,75bar eingesetzt. Auf die Kombination von Wasserstoff und Sauerstoff wurde aus Sicherheitsgründen verzichtet.
Für beide Gase sieht man einen ähnlichen Verlauf. Auch bei 0bar ist bereits ein EUV-Signal detektierbar, da das Xenon auch ohne äußeres Gas eine genügend hohe Dichte zur Bildung eines Plasmas aufweist. Wird nun das äußere Gas hinzugeschaltet, führt dies zu einer Verdichtung des Xenonstromes und somit zu einer Erhöhung der Dichte und zu einer Unterdrückung des Xenons in den Randbereichen, die EUV-Intensität nimmt daher zu. Für Helium-Drücke größer als 4bar ist keine Steigerung der Intensität mehr festzustellen, da das Helium selbst zu einer Absorption der EUV-Strahlung führt. Wasserstoff weist einen erheblich geringeren Absorptionskoeffizienten auf und führt somit zu einem ca. 20% stärkeren Anstieg der EUV-Emission.

4.2.3 Konische Düse

Alternativ zu den beiden oben genannten Düsengeometrien wurde auch an der konischen Düse die Abhängigkeit der EUV-Intensität vom Xenon-Druck untersucht (vergleiche Ab-

bildung 4.2.5).

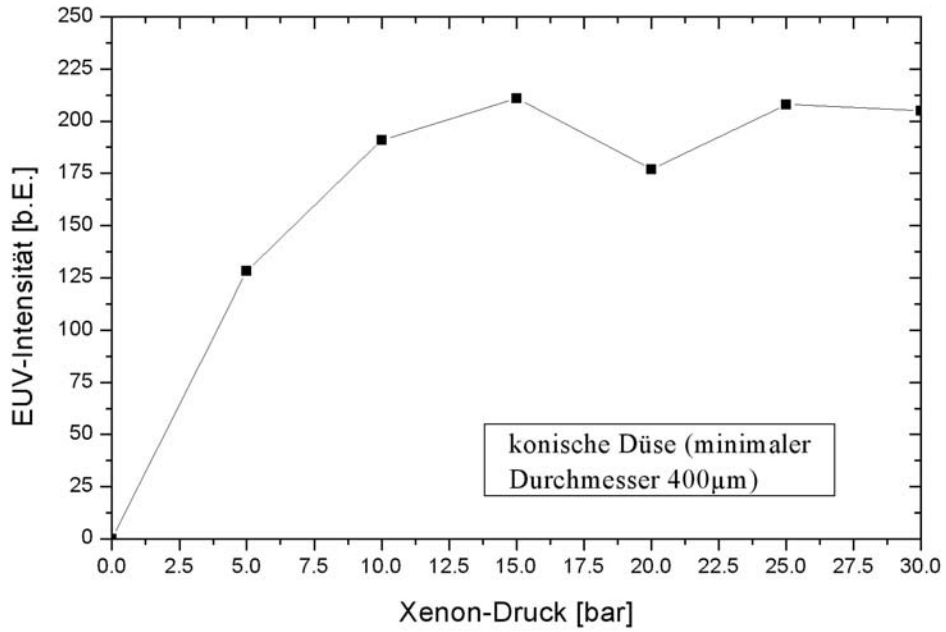


Abbildung 4.2.5: EUV-Intensität in Abhängigkeit des Xenon-Druckes für eine konische Düse.

Bei dieser Düsenform findet sich ab ca. 15bar Xenon-Druck keine Intensitätssteigerung mehr. Der Sättigungspunkt liegt erheblich höher als bei den oben untersuchten Düsen. Für höhere Drücke fällt auch hier die EUV-Intensität wiederum leicht ab. Bei steigendem Xenondruck steigt die Clustergröße im Gasstrahl der konischen Düsengeometrie nichtlinear an [Vog02]. Dies führt anfangs zu einer stärkeren Richtung des Gasstrahles (vergleiche auch Abbildung 4.1.4) und somit zu einer ansteigenden EUV-Intensität. Bei weiterer Erhöhung des Gasdruckes steigt die Größe der Cluster an, es existiert aber weiterhin gasförmiges Xenon, das bei hohen Drücken die EUV-Strahlung absorbiert (vergleiche Kapitel 6.5).

4.2.4 Vergleich der Düsen

Die Doppelstrahldüse liefert hohe EUV-Intensitäten bereits bei niedrigem Targetgasdruck. Nachteilig ist hier die Notwendigkeit eines zweiten Gases. Die besten Ergebnisse wurden mit Wasserstoff als äußerem Gas erzielt, das auf Grund seiner explosiven Eigenschaften nicht für den ständigen Einsatz zu nutzen ist.

Ein Vergleich der Druckabhängigkeit der EUV-Intensitäten für einstrahlige Gasdüsen ist in Abbildung 4.2.6 dargestellt.

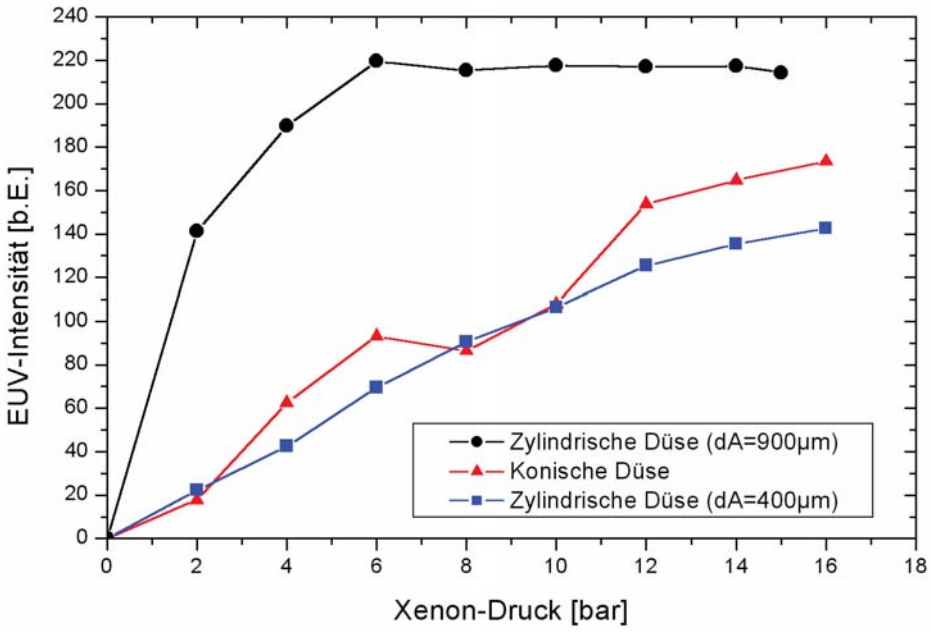


Abbildung 4.2.6: Vergleich der EUV-Intensitäten in Abhängigkeit des Xenon-Drucks für unterschiedliche Düsengeometrien.

Dabei wurde für alle Düsen der gleiche Aufbau realisiert: Der Laser wurde mit einer Energie von 450mJ in den Xenon-Gas-/Clusterstrom 300µm senkrecht über die jeweilige Düsenöffnung fokussiert.
Die Düse mit dem größten Durchmesser stellt schon bei niedrigen Drücken eine ausreichend große Anzahl von Atomen zur Wechselwirkung mit der einfallenden Laserstrahlung zur Verfügung. Auf Grund der oben beschriebenen Reabsorption der EUV-Strahlung im Targetgas kommt es schon nach 6bar zu einer Sättigung mit nachfolgendem leichten Abfall der Intensität. Anders sieht es für die zylindrische und konische Düse mit einem jeweils minimalen Düsendurchmesser von 400µm aus. Bei diesen Düsen wird der Sättigungsbereich erst bei höheren Drücken erreicht. Trotz gleichen Durchmessers weist die konische Düse ein leicht höheres EUV-Signal auf. Dies liegt an der Düsenform, die eine höhere Clusterbildungsrate und somit bessere Konversionseffizienzen von Laserstrahlung in EUV-Intensität aufweist als einfache zylindrische Düsen.
Vorteilhaft bei den beiden kleineren Düsen ist, dass die in den Rezipienten eingespeiste Gasmenge geringer ist als bei der Düse mit 900µm Düsendurchmesser. Somit verringert

sich auch die Gaslast, die von den Pumpen evakuiert werden muss. Spielt die Pumpleistung keine Rolle, bieten sich zylindrische Düsen mit größerem Durchmesser an, da diese auch bei geringen Drücken eine hohe Konversionseffizienz gewährleisten.

Kapitel 5

Einfluss der Laserparameter auf die EUV-Intensität

Zur Erzeugung laser-induzierter Plasmen als Quelle extrem ultravioletter Strahlung stehen eine Vielzahl von Lasersystemen mit unterschiedlichsten Strahlparametern zur Verfügung. In diesem Kapitel wird der Einfluss der Laserparameter auf die EUV-Intensität untersucht. Besonderes Gewicht wird hierbei auf die Untersuchung der Laserwellenlänge, -pulslänge, -energie und Laserfokus-Position gelegt.

5.1 Laserwellenlänge

Zahlreiche Publikationen zeigen, dass kürzere Laser-Anregungswellenlängen zu höheren Konversionseffizienzen von einfallender Strahlung in EUV-Emission führen und zwar sowohl für Festkörpertargets [Kod86] als auch für Gas- und Clustertargets [Mor01b, Nic01]. Auf Grund von Stoßanregung der Elektronen im Plasma werden die oberen Niveaus der Ionen des Targetmaterials besetzt. Dieser Vorgang ist die Voraussetzung für den Emissionsprozess von EUV-Strahlung, so dass für eine intensive Strahlungsquelle die Elektronendichte möglichst hoch sein muss (vergleiche Kapitel 2.2.2). Nach Gleichung (2.2.25) ist die kritische Elektronendichte eines laser-erzeugten Plasmas (n_c) proportional zum Quadrat der reziproken Wellenlänge ($1/\lambda^2$). Aus diesem Grund bietet sich grundsätzlich der Einsatz von kurzwelligen Lasern an. Laserstrahlung mit kurzen Wellenlängen kann nach Gleichung (2.2.46) tiefer in das Plasma eindringen und somit eine größere Anzahl an Atomen aufheizen als dies bei langwelligem Licht möglich ist. Für gleiche eingekoppelte Laserenergie ist bei kurzwelliger Laserstrahlung die Plasmatemperatur geringer [Sch98]. Dies führt zu einem geringeren Temperaturgradienten und somit zu einer effektiven Absorption [Tur88].

Theoretisch und praktisch liegt also bei kürzeren Wellenlängen eine höhere Konversions-

effizienz vor. Für die Anwendung stellt sich aber die Frage nach einem geeigneten Lasersystem. Kurzwellige Strahlung kann unter anderem durch Excimerlaser erzeugt werden. Bei konventionellen Excimerlasern ist aber auf Grund der hohen Divergenz die Leistungsdichte im Fokus geringer als bei Nd:YAG-Lasern mit vergleichbaren Energien. Dies führt zu einer geringeren Anregung und somit reduzierter EUV-Emission. Die Verringerung der Divergenz ist zwar durch den Einbau eines instabilen Resonators möglich, beinhaltet aber gleichzeitig einen Laserenergieverlust von $30 - 40\%$. Setzt man hingegen einen Nd:YAG-Laser mit seiner fundamentalen Wellenlänge von 1064nm zur Erzeugung der EUV-Strahlung ein, ist zu untersuchen, ob es effektiv ist, den Strahl durch entsprechende Kristalle in seiner Frequenz zu verdoppeln (532nm) oder zu verdreifachen (355nm), da zusätzlich die Konversionsverluste bei der Umwandlung der fundamentalen in die vervielfachte Wellenlänge in die Gesamtkonversion *ce* einbezogen werden müssen:

$$ce = \eta_{EUV} \cdot \eta_{Laser} \quad , \tag{5.1.1}$$

mit der Laser-Konversionseffizienz von 1064nm in die frequenzvervielfachte Wellenlänge des Lasers η_{Laser} und der Konversionseffizienz der Laserleistung der vervielfachten Wellenlänge in EUV-Emission η_{EUV}.
Als stark emittierendes Targetmaterial wurde für diese Messung ein Tantal-Festkörpertarget verwendet. Tabelle 5.1.1 zeigt für das in dieser Arbeit eingesetzte Nd:YAG-Lasersystem die in der Vakuumkammer gemessene maximale Laserleistung bei 100Hz, die zugehörige EUV-Intensität und die entsprechenden Konversionseffizienzen.

Laserwellenlänge [nm]	Laserleistung [W]	EUV-Intensität [b.E.]	η_{Laser}	η_{EUV}	*ce*
1064	34	190	1	5,6	5,6
532	27	168	0,79	6,2	4,9
355	14	89	0,41	6,4	2,6

Tabelle 5.1.1: Vergleich der gemessenen Konversionseffizienzen bei der Vervielfachung des Lasers (η_{Laser}), der Umwandlung von Laserleistung in EUV-Emission (η_{EUV}) und des Gesamtprozesses *ce*.

Aus den Werten für η_{EUV} ist sofort ersichtlich, dass die Messergebnisse mit den oben gemachten Aussagen übereinstimmen: Mit kürzerer Anregungswellenlänge steigt die Konversionseffizienz von Laser- zu EUV-Intensität (η_{EUV}) an. Da aber für das hier eingesetzte Lasersystem die Konversionsverluste auf Grund der Frequenzumwandlung (η_{Laser}) weitaus größer sind als die durch die niedrigere Wellenlänge gewonnenen Konversionsvorteile bei

der EUV-Erzeugung, lohnt sich der Einsatz von Frequenzvervielfachern für unser Lasersystem nicht (siehe Spalte *ce*). Aus diesem Grund wurde für alle weiteren Versuche die fundamentale Wellenlänge des Nd:YAG-Lasers bei 1064nm genutzt.

5.2 Laserpulslänge

Für die Erzeugung weicher Röntgenplasmen sind Pulsleistungsdichten von ca. $10^{12} - 10^{15}\mathrm{W/cm^2}$ im Target erforderlich (vergleiche Kapitel 2.2), was prinzipiell mit Femto-, Piko- oder auch Nanosekunden-Laserpulsen realisierbar ist. Aus der Literatur sind umfangreiche Untersuchungen zum Einfluss der Laserpulslänge auf die erreichbare Konversionseffizienz bekannt [Sau01, Nic01]. Messungen der Konversionseffizienz von einfallender Laserstrahlung zu EUV-Strahlung bei unterschiedlichen Laserpulslängen an Wasserstrahl- und Xenon-Clustertargets zeigen [Vog02], dass die höchsten Konversionseffizienzen mit Nanosekunden-Lasern erreicht werden konnten. Zu verstehen ist dies durch die längere Zeit, die der Laserpuls mit dem Plasma wechselwirken kann [Vog02].
In Anbetracht der Komplexität und vergleichsweise geringen Einzelpulsenergien der verfügbaren Kurzpuls-Laserquellen legen diese Arbeiten daher den Schluss nahe, für ein kompaktes, lasergestütztes EUV-Strahlerzeugungssystem eher einen gütegeschalteten Nd:YAG-Laser mit Pulsenergien im Joule-Bereich und einer Pulslänge von wenigen Nanosekunden einzusetzen.

5.3 Laserpulsenergie

In diesem Abschnitt wird der Einfluss der Laserpulsenergie auf die EUV-Intensität untersucht. Abbildung 5.3.1 zeigt den Verlauf der Energieabhängigkeit der EUV-Emission für ein Xenontarget mit einem Druck von 4bar für eine zylindrische Düse mit einem Durchmesser von 900µm.

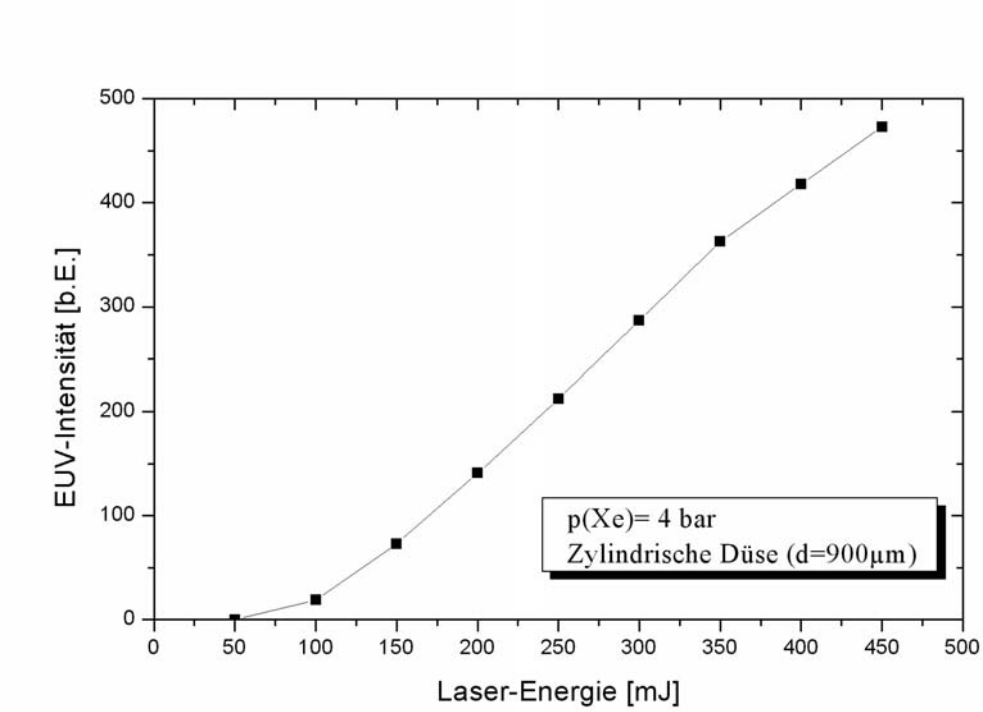


Abbildung 5.3.1: EUV-Intensität als Funktion der Laserpulsenergie für eine zylindrische Düse mit einem Durchmesser von 900µm und Xenon als Targetgas (p=4bar).

Die EUV-Intensität steigt für Laserenergien größer als 100mJ nahezu linear an. Die Steigerung der Laserenergie führt zum einen dazu, dass mehr Atome angeregt werden können und es somit zu einer höheren EUV-Emission in dem untersuchten Spektralbereich kommt. Zum anderen werden die Atome auch stärker ionisiert. Xenon muss 10 bis 14-fach ionisiert werden, um Strahlung im EUV-Spektralbereich zu emittieren [Ber99]. Würde die einfallende Laserleistungsdichte weiter erhöht, wird das Xenon noch weiter angeregt und emittiert zu kürzeren Wellenlängen. Untersuchungen der spektralen Abhängigkeit der EUV-Energie von der Laserenergie haben gezeigt, dass es bei den hier betrachteten Laserleistungsdichten noch nicht zu einer Verschiebung zu härteren Röntgenstrahlen kommt (vergleiche Kapitel 7.1.2). Andere Arbeiten zeigen, dass sich die Konversionseffizienz mit höheren Laserleistungsdichten zwar leicht verschlechtert [Vog01], die EUV-Intensität aber auf Grund der höheren Laserleistungen trotzdem noch weiter zunimmt. Ab einem gewissen Punkt wird es zu einer Sättigung kommen, da alle im Volumen bestrahlten Atome so angeregt werden, dass sie im EUV-Bereich emittieren. Danach wird es zu dem oben beschriebenen Abfall der EUV-Intensität kommen.

5.4 Laserfokus-Position

Die Variation des Laserfokus hat sowohl Einfluss auf die EUV-Plasmaform (siehe Kapitel 6.3) als auch auf die Intensität der erzeugten EUV-Strahlung, die in diesem Abschnitt untersucht wird. Die Lage des Laserfokus wird in zwei Richtungen variiert: in Gasstrahlrichtung (z-Richtung) und in Laserstrahlrichtung (x-Richtung) (siehe Abbildung 5.4.1; Koordinatenursprung: Mittelpunkt des Düsenendes).

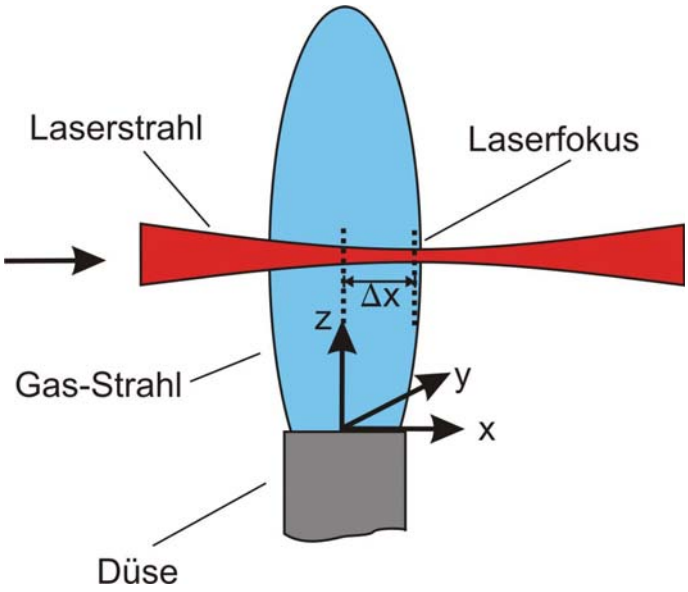


Abbildung 5.4.1: Skizze zur Position des Laserfokus im Gasstrahl.

Zur Erzeugung eines intensiven EUV-Plasmas ist es notwendig, dass genügend Targetatome mit der einfallenden Laserstrahlung wechselwirken können. Um dies zu gewährleisten, sollte die Dichte des Targetgases möglichst hoch sein. Wie durch die Visualisierung des Gasstromes (vergleiche Kapitel 4.1) gezeigt wurde, hat der Gasstrom direkt oberhalb der Düsenöffnung die höchste Dichte. Wird der Laserstrahl zu dicht über die Düse fokussiert, können zwei Probleme auftreten: zum einen können Teile des fokussierten Laserstrahles am Rand der Düse abgeschnitten werden und somit die Leistungsdichte verringern, zum anderen kann ein dicht über der Düse gezündetes Plasma auf Grund von Sputter-Effekten die Düse beschädigen. Von der Düse ablatierte Partikel können sich anschließend auf optischen Komponenten im Rezipienten niederschlagen und diese beschädigen. Ziel muss es somit sein, einen Abstand zu finden, der möglichst dicht am Düsenaustritt liegt, gleichzeitig aber eine Beschädigung der Düse vermeidet.
Empirisch ergab sich für den während dieser Arbeit verwendeten Versuchsaufbau mit einem Laserfokusdurchmesser von 50µm ein optimaler z-Abstand von $500 - 600$µm.

Untersuchungen der lateralen Verschiebung (in x-Richtung) des Laserfokus ergaben ebenfalls einen starken Einfluss auf die EUV-Intensität. Abbildung 5.4.2 zeigt *oben* die EUV-Intensität bei lateraler Verschiebung des Laserfokus für eine zylindrische Düse mit einem Durchmesser von 900µm und *unten* die für eine konische Clusterdüse, jeweils bei 4bar Xenondruck und festen vertikalen Abstand von Δz =500µm.

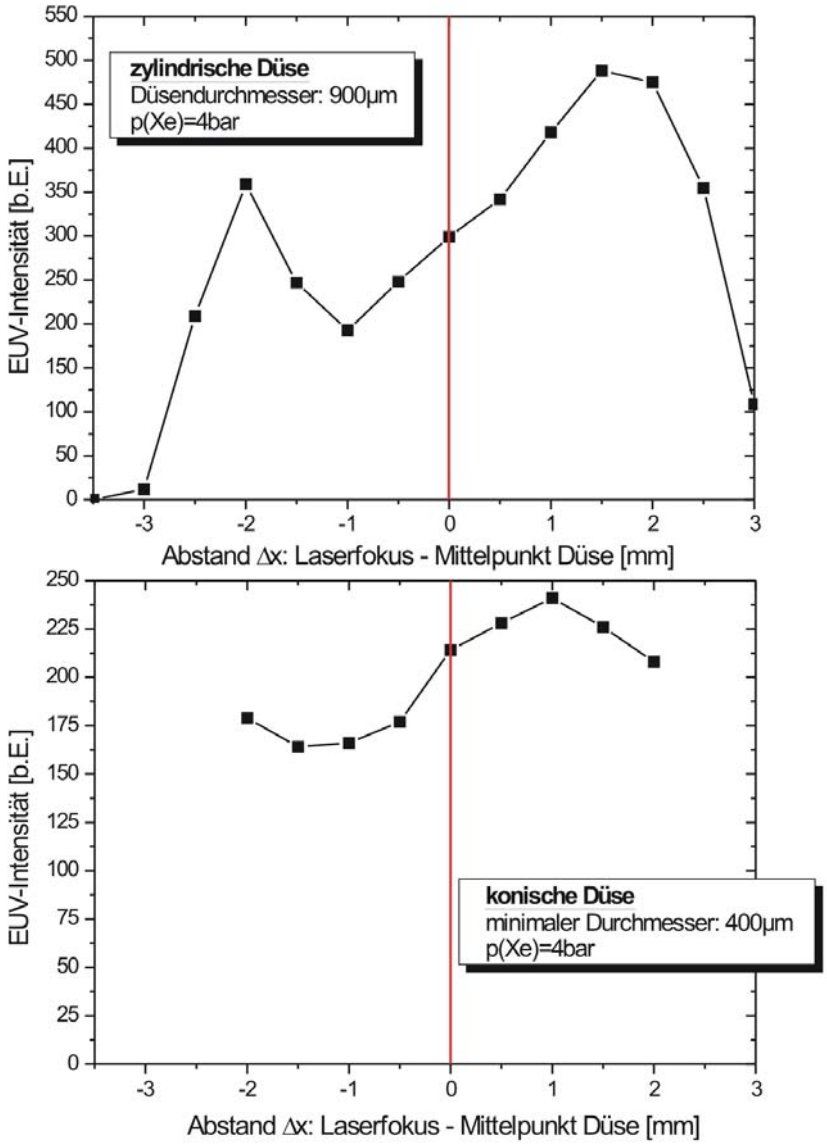


Abbildung 5.4.2: Abhängigkeit der EUV-Intensität von der lateralen Laserfokuslage (x-Richtung) für einen konstanten Abstand des Fokus in vertikaler Richtung (z=500µm); *oben:* für eine zylindrische Düse, *unten:* für eine konische Düse.

Für beide Düsengeometrien ist eine deutliche Abhängigkeit der lateralen Fokuslage zu erkennen. Wird der Laserstrahl ungefähr 1mm vor der Symmetrieachse der Düse fokussiert, erhält man ein lokales Minimum der EUV-Intensität. Verschiebt man den Fokus zum Mittelpunkt der Düse und anschließend weiter hinaus, steigt zunächst die EUV-Intensität bis um das 2,5-fache an, bis sie ca. 1,5mm hinter der Düse wieder abfällt. Der Abfall der Intensität ist durch die abnehmende Leistungsdichte des Lasers (Leistung pro Fläche), die auf den Gasstrahl trifft zu erklären, da die wechselwirkende Querschnittsfläche des Lasers geringer wird. Das gleiche Verhalten tritt auf, wenn der Laserfokus vor die Düse fokussiert wird und erst nach Durchlaufen des Fokus im divergenten Zustand auf den Gasstrom trifft (vergleiche Abbildung 5.4.2 *oben*).
Weshalb die Asymmetrie um die Nulllage entsteht, ist nicht vollständig geklärt, jedoch lässt der Vergleich der beiden Düsen in Abbildung 5.4.2 eine starke Abhängigkeit von der Düsenform und somit von der Gasströmung erkennen. Dieses deutet auf Absorptionseffekte der EUV-Strahlung im Targetgasstrom hin, die ebenso wie der Einfluss der Laserfokuslage auf die Plasmaform im nächsten Kapitel untersucht werden.

Kapitel 6

Räumliche Charakterisierung des EUV-Plasmas

Für die Optimierung von EUV-Quellen und deren Applikationen ist es notwendig, genaue Aussagen über Intensität, Quellgröße und Lagestabilität des Plasmas sowie die Winkelabhängigkeit der Emission im EUV-Spektralbereich zu erhalten. In diesem Kapitel wird insbesondere die azimutale und polare Winkelabhängigkeit der EUV-Strahlung untersucht und durch ein semi-empirisches Modell basierend auf Reabsorptionseffekten der Emission im Targetgas erklärt.

6.1 Bestimmung der Quellgröße

Ziel für den späteren Einsatz einer EUV-Quelle mit einem nachfolgenden optischen System ist es, ein möglichst intensives, kleines und punktförmiges Plasma zu erzeugen.
Zur Vermessung der Plasmaform wurde die in Kapitel 3.3.2 beschriebene stationäre Lochkamera unter einem Winkel von 45° zur einfallenden Laserstrahlung eingesetzt, die es ermöglicht die räumlich aufgelöste Intensitätsverteilung des Plasmas aufzuzeichnen. Die Bilder wurden mit einer speziellen Software für die Charakterisierung von UV-Laserstrahlen ausgewertet.
Abbildung 6.1.1 zeigt eine typische Aufnahme des laser-erzeugten Xenon-Plasmas für eine Doppeldüsenstrahlanordnung mit einem Xenondruck von 6,5bar und Helium als äußerem Gas mit 11,5bar. Die Laserenergie betrug 500mJ.

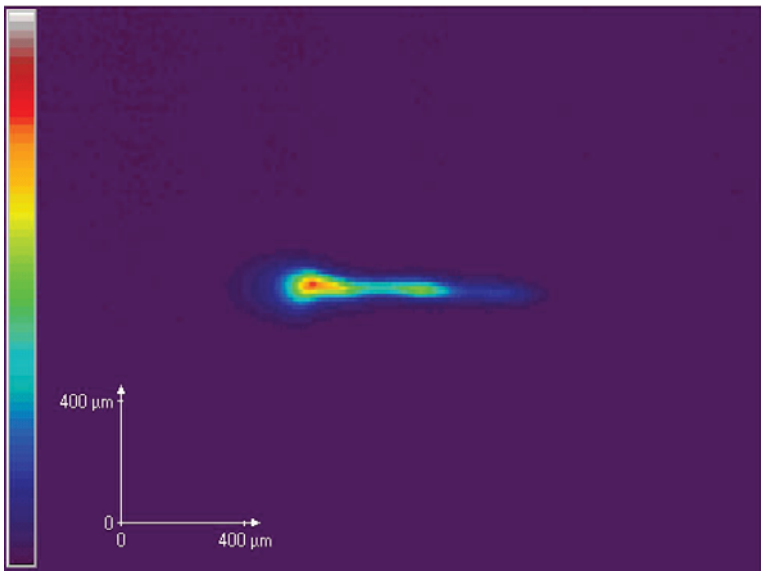


Abbildung 6.1.1: Lochkameraaufnahme eines EUV-Plasmas von einer Doppelstrahldüse mit Xenon (p=6,5bar) als Targetgas und Helium (p=11,5bar) als äußerem Gas, der Laserstrahl trifft im Bild von links auf den von unten kommenden Gasstrom.

Der Laser trifft von links auf den Gasstrom, welcher von unten in den Rezipienten eingespeist wird. Deutlich zu sehen ist die längliche Ausdehnung des Plasmas in Richtung des Laserstrahles.
Die Ausdehnung des Plasmas wurde in zwei Richtungen bestimmt: in Laserstrahlrichtung (x) und in Gasstrahlrichtung (z) (zur Bezeichnung siehe Abbildung 5.4.1). Als Ausdehnung sei die Länge definiert, auf der jeweils das Maximum der EUV-Intensität auf $1/e^2$ abgefallen ist. Für das hier untersuchte Plasma ergibt sich lateral eine Ausdehnung von x=805µm und vertikal von z=158µm.
Das EUV-Plasma wurde für unterschiedliche Düsen untersucht. Dabei stellte sich heraus, dass die Plasmaform von diversen Parametern abhängt, die in diesem Kapitel untersucht werden.

6.2 Plasmalagestabilität

Ein weiteres entscheidendes Kriterium für den Einsatz von EUV-Quellen in Kombination mit Optiken ist die Quelllagestabilität. Da reflektive Optiken eine starke Winkelabhängigkeit der Reflektivität aufweisen, können schon kleine Abweichungen des EUV-Plasmas aus der vorher berechneten Position zu großen Verlusten an Intensität führen. Aus diesem Grund wurde in die Software ein Algorithmus zur Messung der Strahllagestabilität integriert. Hierzu wird aus jedem aufgezeichneten Plasmaprofil der Intensitätsschwerpunkt bestimmt, dann der Mittelwert der Schwerpunkte ermittelt und anschließend deren Stan-

dardabweichung berechnet.
Für das in Abbildung 6.1.1 gezeigte Plasma im Doppelgasstrom ergibt sich bei 25 ausgewerteten Bildern eine Plasmalagestabilität von $\Delta_x = 25\mu m$ in lateraler und von $\Delta_z = 15\mu m$ in vertikaler Richtung. Da die gemessenen Puls zu Puls Schwankungen der Laserenergie $< 1\%$ betragen, liegen die Hauptgründe für die Ortsinstabilität des Plasmas zum einen in der Laserstrahllagestabilität zum anderen in Dichteschwankungen im Gasstrahl, die die Absorption der einfallenden Laserstrahlung beeinflussen.

6.3 Laserfokus-Position

Wie schon in Kapitel 5.4 diskutiert, hängt die EUV-Intensität stark von der Lage des Laserfokus bezüglich der Düse ab. Es stellt sich die Frage, inwiefern die Variation des Laserfokus auch einen Einfluss auf die Plasmaform ausübt. Für alle Messungen wurde der in Kapitel 5.4 ermittelte optimale vertikale Abstand von 500µm konstant beibehalten. Die Abbildungen 6.3.1*b-d* zeigen Aufnahmen der Plasmaform für unterschiedliche Laserfokuspositionen.

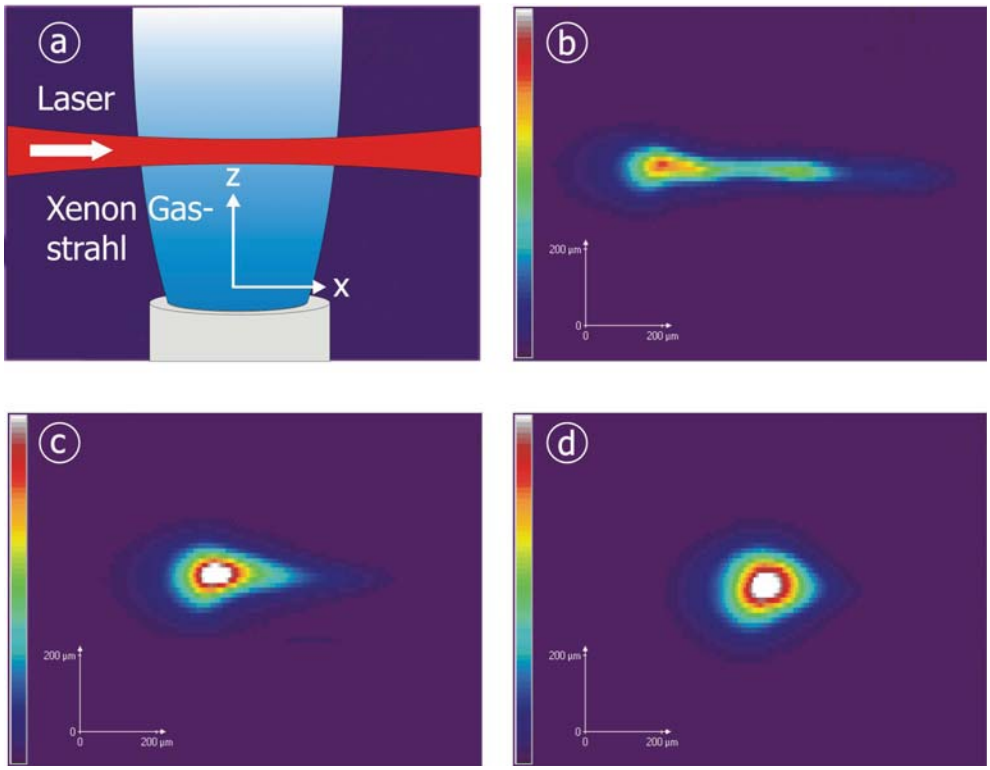


Abbildung 6.3.1: Lochkameraaufnahmen des EUV-Plasmas für unterschiedliche laterale Laserfokuspositionen; *a)* Geometrie, *b)* Fokus symmetrisch zur Düse (x=0), *c)* 1mm hinter der Düsenmitte, *d)* 1,6mm hinter der Düse.

Für alle untersuchten Düsengeometrien ergibt sich eine längliche Plasmageometrie, wenn der Laserstrahl direkt über den Düsenmittelpunkt fokussiert wird (x=0). In dem hier betrachteten Fall (vgl. Abbildung 6.3.1*b*) hat das Plasma eine Länge in x-Richtung von 550µm wobei die Ausdehnung in z-Richtung mit 90µm ungefähr dem Laserfokusdurchmesser entspricht.
Wie man aus den Abbildungen 6.3.1*c* und *d* entnehmen kann, wird das Plasma immer kugelförmiger wenn der Laserfokus in positive x-Richtung verschoben wird. Diese Verschiebung führt zu einer größeren Fläche des Laserstrahles, die mit dem Gasstrom wechselwirkt und somit zu einer größeren Ausdehnung des Plasmas in z-Richtung führt.
Als Ergebnis dieser Messungen und der in Kapitel 5.4 gewonnen Erkenntnisse über die EUV-Intensität ergibt sich empirisch ein in Hinblick auf Form und Effizienz optimales Plasma, wenn der Laser 1,5 bis 2mm hinter den Düsenmittelpunkt fokussiert wird.

6.4 Plasmaposition im Gasstrom

Aus den vorangegangenen Beobachtungen der Plasmaform und -intensität stellte sich heraus, dass für ein besseres Verständnis der EUV-Emission die Plasmaposition im Gasstrom zu bestimmen ist. Hierzu wurden diverse Messmethoden zusammengeführt. Abbildung 6.4.1 zeigt die Überlagerung von zwei unterschiedlichen Aufnahmen: die Visualisierung des Gasstromes mittels laserinduzierter Fluoreszenz (vergleiche Kapitel 4.1.1) und die zugehörige Lochkameraaufnahme des EUV-Plasmas (beide Aufnahmen jeweils über 25 Bilder gemittelt). Zur Bestimmung der Düsenposition wurde eine Lochkameraaufnahme mit einem 100µm durchmessenden Pinhole ohne Zirkonfilter durchgeführt. Als Targetgas diente Xenon, das durch eine zylindrische Düse mit einem Durchmesser von 400µm in den Rezipienten eingespeist wurde.

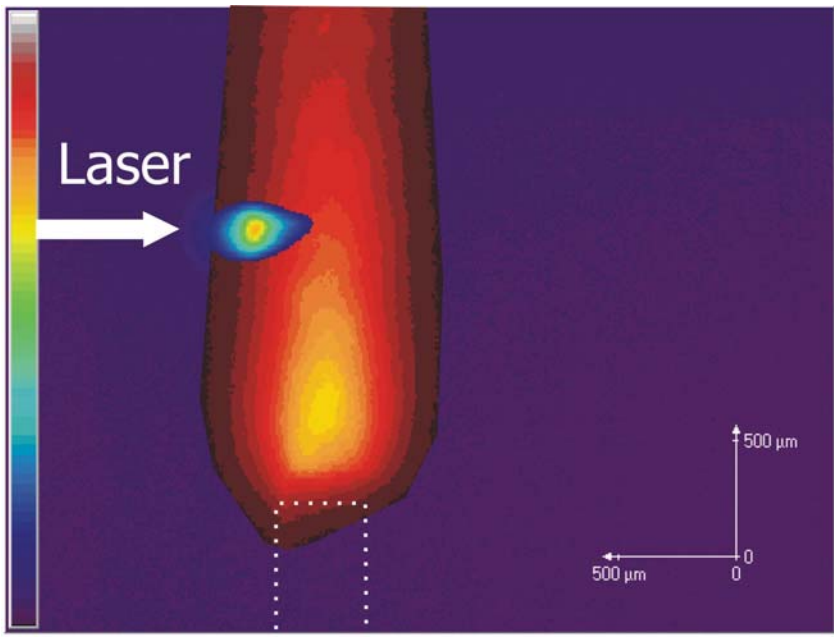


Abbildung 6.4.1: Überlagerung des mit der Lochkamera aufgezeichneten EUV-Plasmas und der Gasdichteverteilung des Targetgases visualisiert mittels LIF; die Düsenposition ist durch gestrichelte Linien skizziert.

Es ist deutlich zu sehen, dass sich die Plasmaposition im Gasstrom stark asymmetrisch bezüglich der Düsenöffnung befindet. Das Maximum der Plasmaintensität liegt ungefähr 300µm vor der Symmetrieachse und 800µm über der Düsenöffnung. Anscheinend reicht die Laserintensität und die Dichte des Targetgases schon am äußersten Rand der Düse aus, um das Plasma zu zünden.

6.5 Winkelabhängigkeit der EUV-Emission

6.5.1 Messungen der azimutalen und polaren Winkelabhängigkeit

Bei Beobachtungen des EUV-Plasmas aus unterschiedlichen Winkeln wurden starke Unterschiede der Intensität festgestellt. Um diese Winkelabhängigkeit der EUV-Emission zu untersuchen, wurde die in Kapitel 3.3.2 beschriebene drehbare Lochkamera eingesetzt. Die Messungen wurden für eine zylindrische Düse mit einem Innendurchmesser von 400µm, einem Xenondruck von 1,75bar und einer Laserfokusposition 300µm über und 1,5mm hinter dem Mittelpunkt der Düse durchgeführt.
Abbildung 6.5.1 zeigt Lochkameraaufnahmen eines sphärischen EUV-Plasmas für azimutale Beobachtungswinkel (Winkel zwischen einfallendem Laserstrahl und Kameraposition

in der Ebene senkrecht zur Düsenachse; vergleiche Abbildung 6.5.1 *oben links*) von 40°, 60° und 90°. Deutlich zu sehen ist, dass zwar die Intensität mit größeren Winkeln abnimmt, die Plasmaform aber erhalten bleibt.

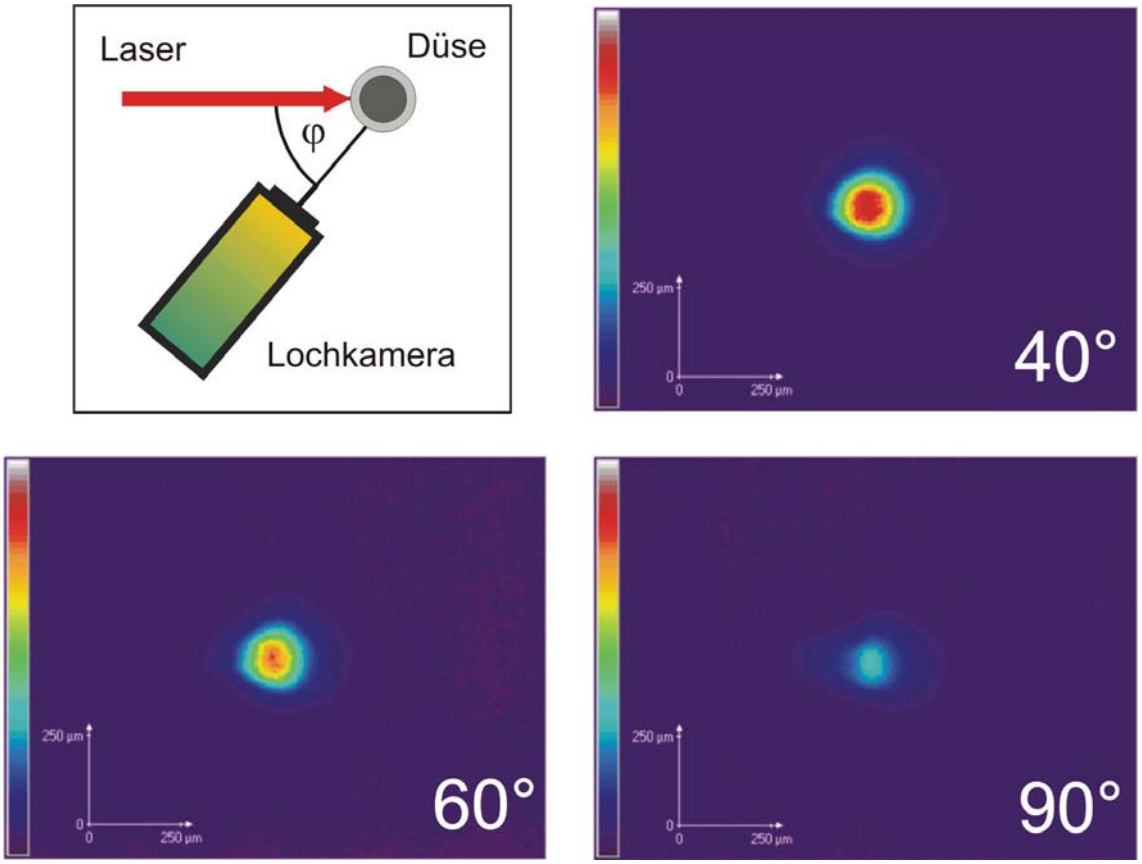


Abbildung 6.5.1: *Oben links:* Skizze der Beobachtungsgeometrie; *oben rechts und unten:* Lochkameraaufnahmen des EUV-Plasmas unter drei unterschiedlichen Beobachtungswinkeln φ.

Der Verlauf der Intensität für unterschiedliche Beobachtungswinkel wird quantitativ in Abbildung 6.5.2 dargestellt. Die EUV-Intensität (bestimmt durch Integration über alle Pixel der Lochkameraaufnahme) nimmt für azimutale Winkel von 40° bis 130° um den Faktor 8 ab.
Zusätzlich wurden auch Untersuchungen zur polaren Abstrahlcharakteristik durchgeführt (vergleiche Abbildung 6.5.3). Es ist wiederum eine starke Winkelabhängigkeit mit einem fast vollständigen Rückgang der Intensität in Gasstromrichtung zu beobachten.

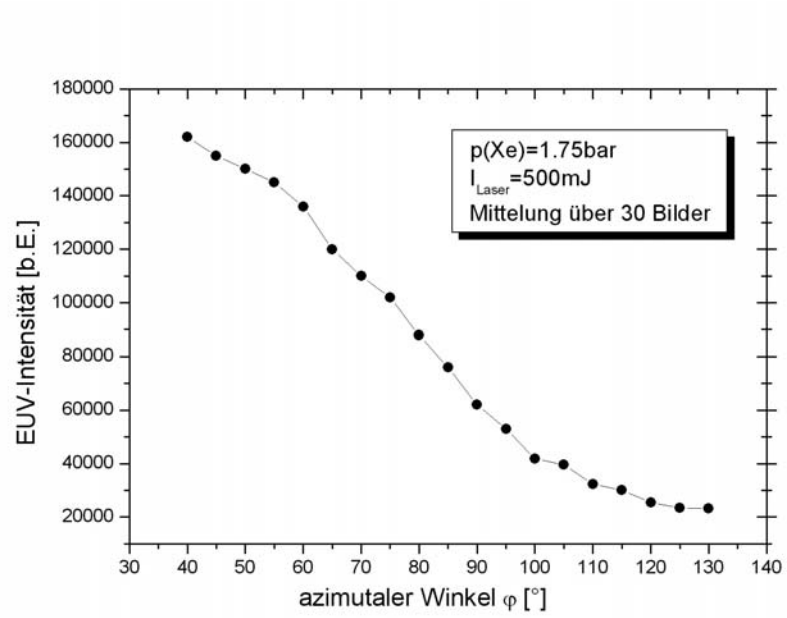


Abbildung 6.5.2: Relative EUV-Intensität aufgenommen mit einer drehbaren Lochkamera als Funktion des Betrachtungswinkels für eine zylindrische Düse mit einem Innendurchmesser von 400µm.

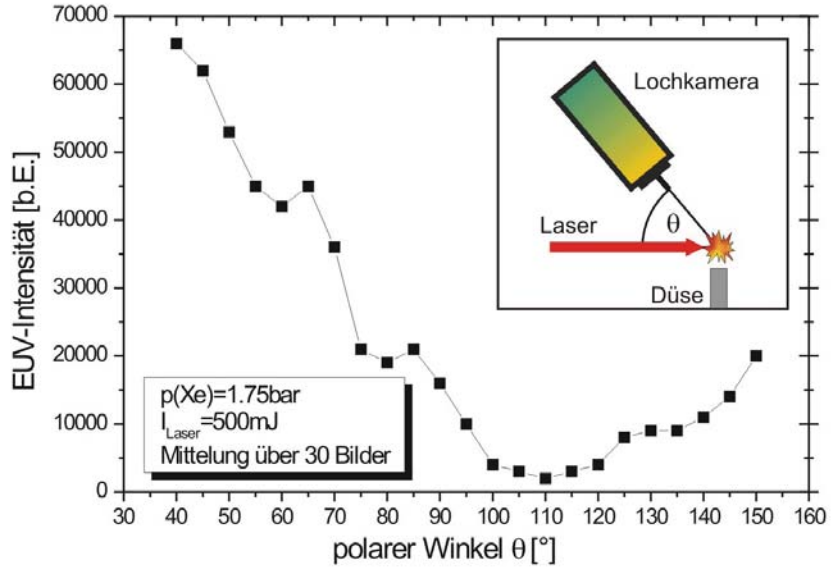


Abbildung 6.5.3: Polare Winkelabhängigkeit der EUV-Emission (Parameter wie bei Abbildung 6.5.2).

6.5.2 Theoretische Beschreibung der Reabsorption im Targetgas

Die in Abbildung 6.5.2 und 6.5.3 beobachtete starke Anisotropie der EUV-Intensität kann durch Reabsorption der erzeugten Strahlung im umgebenden Targetgas erklärt werden [Kan01b]: Da das Plasma asymmetrisch bezüglich der Düsenachse entsteht (vergleiche Abschnitt 6.4), durchdringt die Strahlung abhängig vom Winkel unterschiedlich lange Strecken durch das Targetgasvolumen und wird somit entsprechend stark durch den Gasstrom absorbiert.
Für kleine azimutale Winkel φ ist die Absorption gering, da das Plasma schon am Rand des Gasstromes in Richtung des Lasers gezündet wird und die Wegstrecke durch das Plasma klein ist. Dies führt zu hohen EUV-Intensitäten (vergleiche Abbildung 6.5.2). Somit sollte ein Maximum für $\varphi = 0$ gefunden werden, wie unten beschrieben wird. Für große Winkel erhöht sich die Weglänge im Gas und die Transmission nimmt ab.
Auch die polare Intensitätsverteilung aus Abbildung 6.5.3 lässt sich auf diese Weise erklären: In Richtung des Gasstromes ist die Wegstrecke durch das Gas am größten und somit wird die geringste EUV-Intensität unter einem 90° Winkel erwartet. Da das Plasma wie in Abschnitt 6.4 gezeigt nicht zentrisch über Düse sondern kurz vor dem Düsenmittelpunkt „gezündet“ wird, liegt die längste Wegstrecke nicht bei 90° sondern bei etwas größeren Winkeln (110°).

Zur theoretischen Beschreibung des winkelabhängigen Emissionsverhaltens wurde ein semiempirisches Modell basierend auf dem Lambert-Beer-Gesetz und der Dichteverteilung des Gasstromes, die aus den LIF-Messungen gewonnen wurde, entwickelt:
Zunächst wird die integrierte Intensitätsverteilung in einer Querschnittsfläche des durch LIF visualisierten Gasstromes im Abstand z_0 über der Düsenöffnung senkrecht zur Strömungsrichtung aufgenommen (vergleiche Abbildung 6.5.4*a* und *b*). Hierbei entspricht $z_0 = 700\mu m$ dem vertikalen Abstand zwischen Düse und EUV-Plasma. Dieses ergibt die integrierte Fluoreszenzintensität

$$I_{LIF}(y) = \int cn(x,y)\mathrm{d}x \qquad . \tag{6.5.1}$$

Die Konstante c beschreibt den Proportionalitätsfaktor zwischen dem Fluoreszenzsignal und der Teilchendichte $n(x,y)$ des Targetgases. Setzt man voraus, dass alle Punkte innerhalb der x-y-Ebene zum Fluoreszenzsignal ohne Reabsorption des Fluoreszenzlichtes beitragen und dass der Gasstrahl Rotationssymmetrie aufweist, ist es möglich aus der eindimensionalen Intensitätsverteilung (Gleichung (6.5.1)) eine zweidimensionale relative

Dichteverteilung

$$n'(x,y) = c \cdot n(x,y) \tag{6.5.2}$$

zu berechnen (Abbildung 6.5.4*c*).

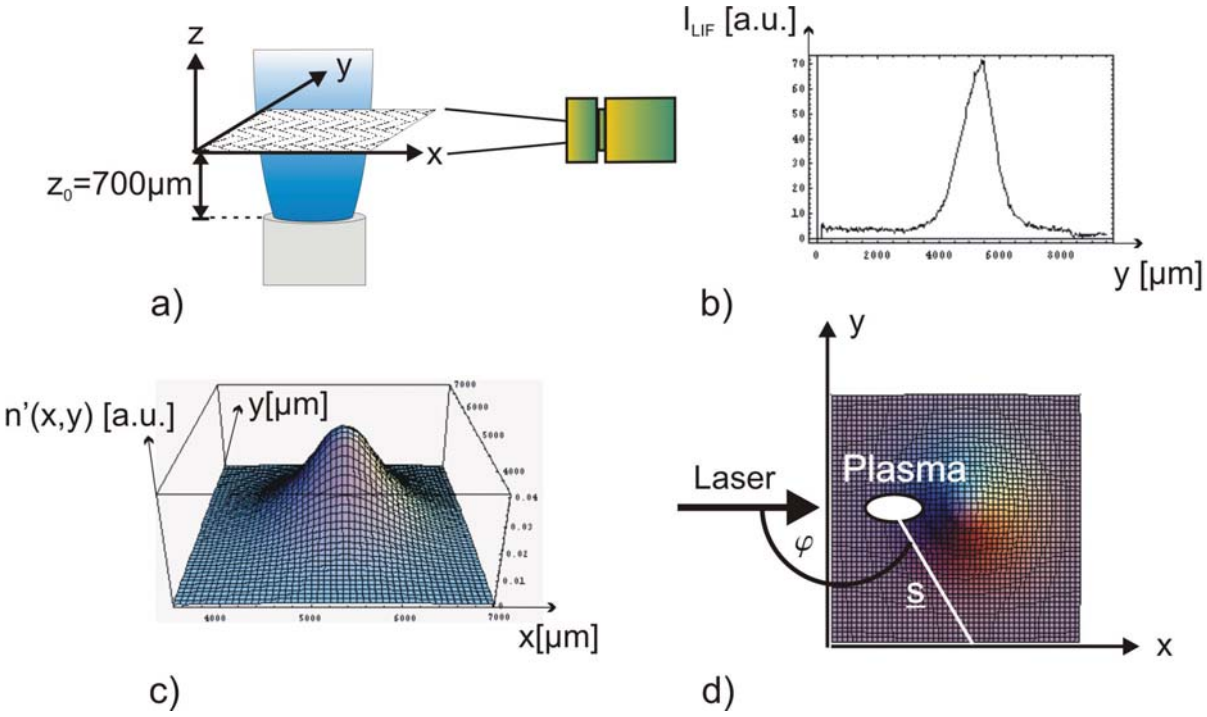


Abbildung 6.5.4: *a)* Schnitt durch den Gasstrom, *b)* gemessene Fluoreszenzintensität, *c)* berechnete relative Dichteverteilung des Targetgases, *d)* Plasmaposition relativ zu der Dichteverteilung.

Setzt man ein punktförmiges Plasma voraus, kann die Absorption der EUV-Strahlung entlang einer Strecke $\underline{s}$ in der x-y-Ebene durch das Lambert-Beer-Gesetz beschrieben werden:

$$I_{EUV}(x,y) = I_P \cdot e^{-\mu \int n(x,y)\, \mathrm{d}\underline{s}} = I_P \cdot e^{-\frac{\mu}{c} \int n'(x,y)\, \mathrm{d}\underline{s}} \quad , \tag{6.5.3}$$

mit der durch das Gas in $\underline{s}$-Richtung transmittierten EUV-Intensität I_{EUV} (vergleiche Abbildung 6.5.4*d*), der Intensität am Zentrum des Plasmas I_P, dem EUV-Absorptionsquerschnitt des Targetgases μ und der gemessenen relativen Dichteverteilung $n'(x,y)$ im Gasstrom.

Um die EUV-Intensität an jedem Ort in der x-y-Ebene zu berechnen, ist es notwendig

für zwei unterschiedliche azimutale Winkel die Intensität aus Gleichung (6.5.3) zu messen und die Größen $\mu \cdot c^{-1}$ und I_P zu bestimmen.

6.5.3 Vergleich Theorie und experimentelle Ergebnisse

Abbildung 6.5.5 zeigt einen Vergleich zwischen den theoretisch bestimmten Daten (durchgezogene Linie) und den gemessenen Werten (Quadrate). Die experimentellen Daten wurden mit der drehbaren Lochkamera für einen Winkelbereich von 40° bis 130° aufgenommen. Als Target diente Xenon mit einem Druck von 5bar aus einer zylindrischen Düse mit einem Innendurchmesser von 700µm und einer Laserfokusposition von 600µm über der Düsenöffnung. Die EUV-Intensitäten für minimalen und maximalen azimutalen Winkel wurden zur Berechnung des relativen EUV-Absorptionsquerschnittes μc^{-1} und der theoretisch berechneten Intensität am Ort des punktförmig angenäherten Plasma I_P herangezogen.

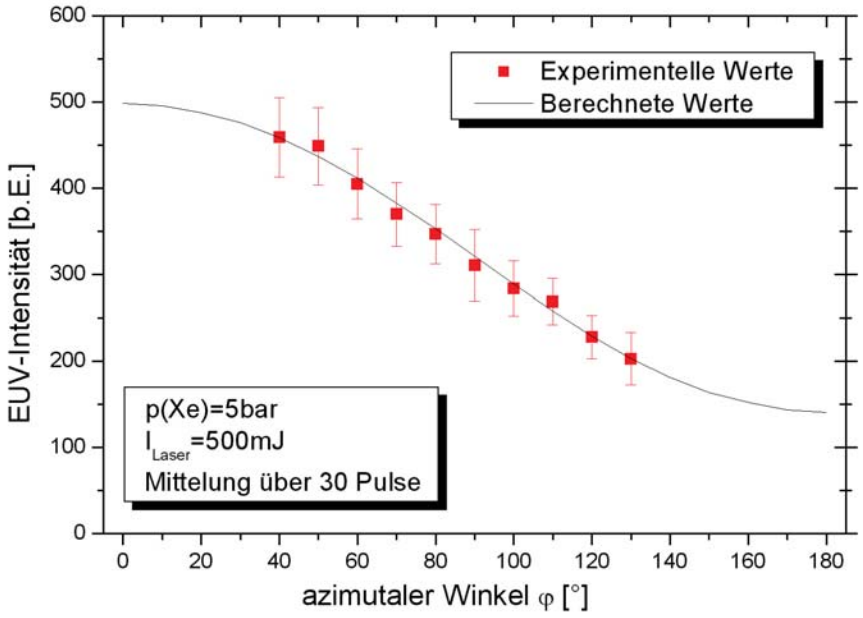


Abbildung 6.5.5: Vergleich zwischen der gemessenen (Quadrate) und berechneten (durchgezogene Linie) winkelabhängigen Intensitätsverteilung.

Wie aus Abbildung 6.5.5 zu sehen ist, stimmen die experimentellen und theoretisch vorhergesagten Werte sehr gut überein, insbesondere wenn man bedenkt, dass dem entwickelten Modell einige vereinfachte Annahmen zu Grunde liegen. Abweichungen können ebenfalls

durch Laser- oder Gasdruckschwankungen und deren Einfluss auf die EUV-Intensität erklärt werden.

Das hier vorgestellte semi-empirische Modell für die EUV-Absorption im Targetgas ermöglicht Voraussagen über die EUV-Intensitäten an Orten, die nicht durch Messungen erreicht werden können, zum Beispiel innerhalb des Gasstromes oder in Richtung des Laserstrahles.
Die aus diesen Messungen gewonnenen Resultate demonstrieren zusätzlich die Notwendigkeit der Optimierung des Gasstrahles, um Reabsorptionseffekte zu reduzieren und um eine homogenere winkelabhängige EUV-Emissionscharakteristik zu erreichen. Mögliche Modifikationen beinhalten kleinere Düsendurchmesser und stärker gerichtete Gasstrahlen durch speziell konstruierte Düsenformen.

Kapitel 7

Spektrale Analyse des EUV-Plasmas

Entscheidend für die Auswahl eines Gases als Targetmaterial ist der Wellenlängenbereich in den das Plasma emittieren soll und die Intensität der Strahlung. In diesem Kapitel werden zunächst die Spektren unterschiedlicher Gase für eine Einzelstrahldüse analysiert sowie der Einfluss der Laserpulsenergie auf das Spektrum untersucht. Anschließend wird die Doppelstrahldüsengeometrie genutzt, um die Wechselwirkungen zwischen einzelnen Gasen zu prüfen. Die daraus erzielten Ergebnisse werden mit einem theoretischen Modell basierend auf Stoßprozessen zwischen den Gasen beschrieben.

7.1 Einzelstrahldüse

Vorteilhaft bei der Nutzung von Gastargets gegenüber anderen Targetkonzepten ist der einfache Wechsel des Targetgases. Das System muss bei einer Gasumstellung nicht neu justiert werden und liefert somit exakte Vergleichsbedingungen.

7.1.1 Spektren unterschiedlicher Targetgase

In diesem Abschnitt werden verschiedene Gase als Targets untersucht. Verwendet wurden Sauerstoff und alle natürlichen Edelgase bis auf Radon.
Abbildung 7.1.1 zeigt die Spektren der Gase in einem Inspektionsbereich von $7 - 16$nm.

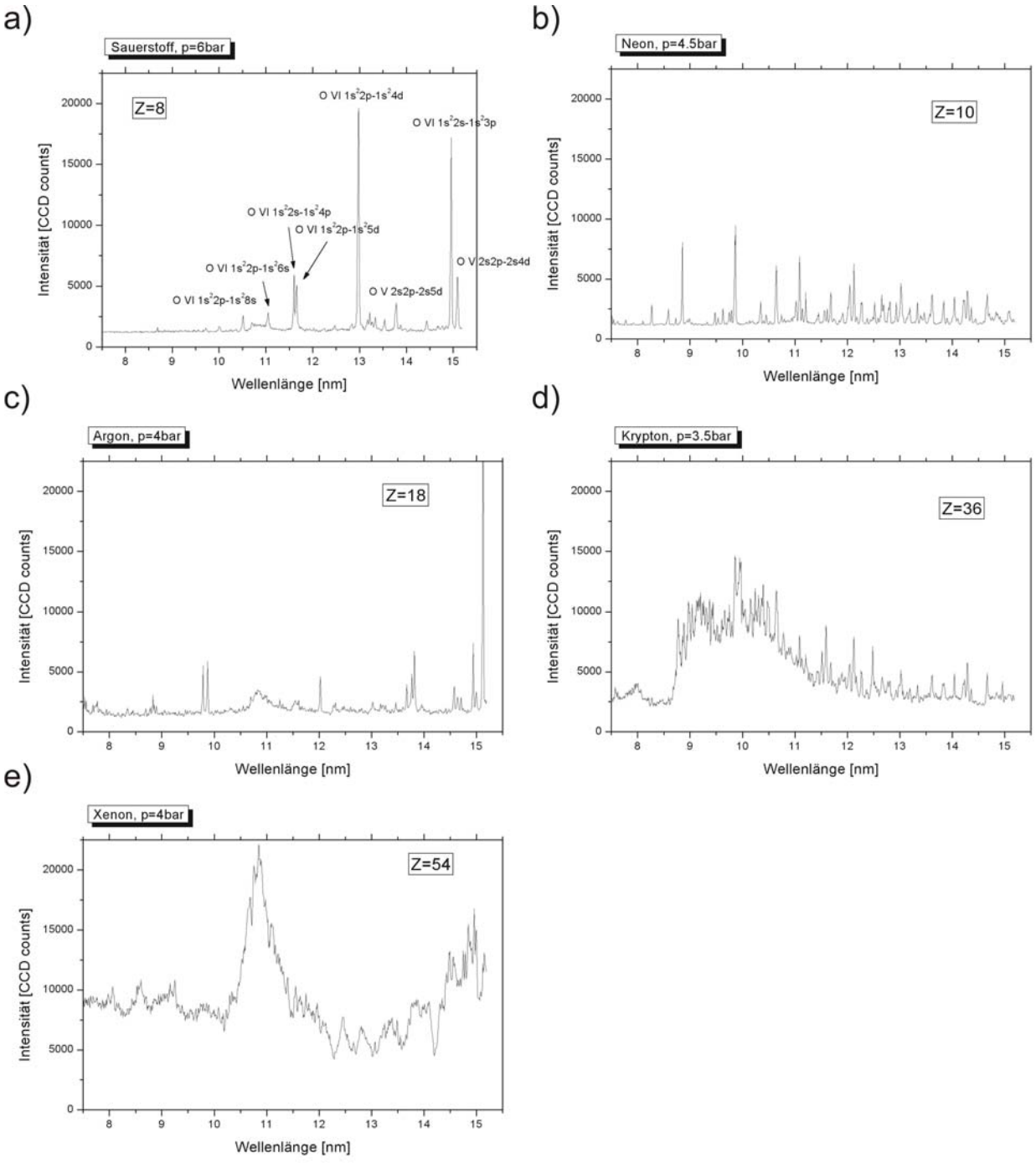


Abbildung 7.1.1: Spektren unterschiedlicher Gase mit der jeweiligen Ordnungszahl Z: *a)* Sauerstoff, *b)* Neon, *c)* Argon, *d)* Krypton und *e)* Xenon bei gleichen Parametern.

Helium liefert kein auswertbares Spektrum, da zu wenig Elektronen für strahlende Prozesse zur Verfügung stehen und keine für 13nm Strahlung relevanten Schalenübergänge existieren.

Nach Krause und Oliver [Kra79] werden durch die einfallende Strahlung bei geringer Ordnungszahl der Targetatome hauptsächlich Augerelektronen angeregt; somit werden keine Photonen emittiert. Für Sauerstoff mit 8 Elektronen sieht man hingegen schon ein deutliches Linienspektrum mit einer maximalen Intensität bei 12,98nm (Übergang $1s^2 2p - 1s^2 4d$) (Abbildung 7.1.1*a*). Betrachtet man Atome mit höherer Ordnungszahl wie Neon, Argon oder Krypton (Abbildung 7.1.1*b*-*d*) sieht man eine Zunahme an Elektronenübergängen, die auf Grund des Auflösungsvermögens des eingesetzten Spektrographen teilweise nicht mehr getrennt werden können. Als schwerstes der zu untersuchenden Gase wurde Xenon vermessen, das ein sehr breitbandiges, quasi-kontinuierliches Spektrum mit einem Maximum bei 11nm liefert (Abbildung 7.1.1*e*), da in diesem Fall sehr viele Elektronen für die Wechselwirkung mit der einfallenden Laserstrahlung zur Verfügung stehen. Die höchsten Intensitäten der untersuchten Gase finden sich für Argon bei ca. 15,1nm, Xenon bei 11nm und Sauerstoff bei 12,98nm. Integral betrachtet findet sich für Xenon die höchste Gesamtintensität im betrachteten Spektralbereich.
Je nach Anwendung ist es möglich, das optimale Gas als Targetmaterial zu wählen. Für extrem schmalbandige Strahlung bei 13nm bietet sich Sauerstoff an, kommt es dagegen nicht auf spektrale Reinheit sondern auf Leistung im extrem ultravioletten Spektralbereich an, eignet sich Xenon, das ein sehr breitbandiges Spektrum liefert.

7.1.2 Einfluss der Laserpulsenergie auf das Spektrum

In diesem Abschnitt wird untersucht welchen Einfluss eine Veränderung der Laserpulsenergie auf das Spektrum hat. Um eine verlässliche Aussage treffen zu können, wurden alle Parameter konstant belassen und nur die Laserpulsenergie variiert. Abbildung 7.1.2 zeigt die Spektren von Sauerstoff (p=10bar, *oben*) und Xenon (p=9bar, *unten*) für die Laserenergien 100, 200, 300 und 400mJ.

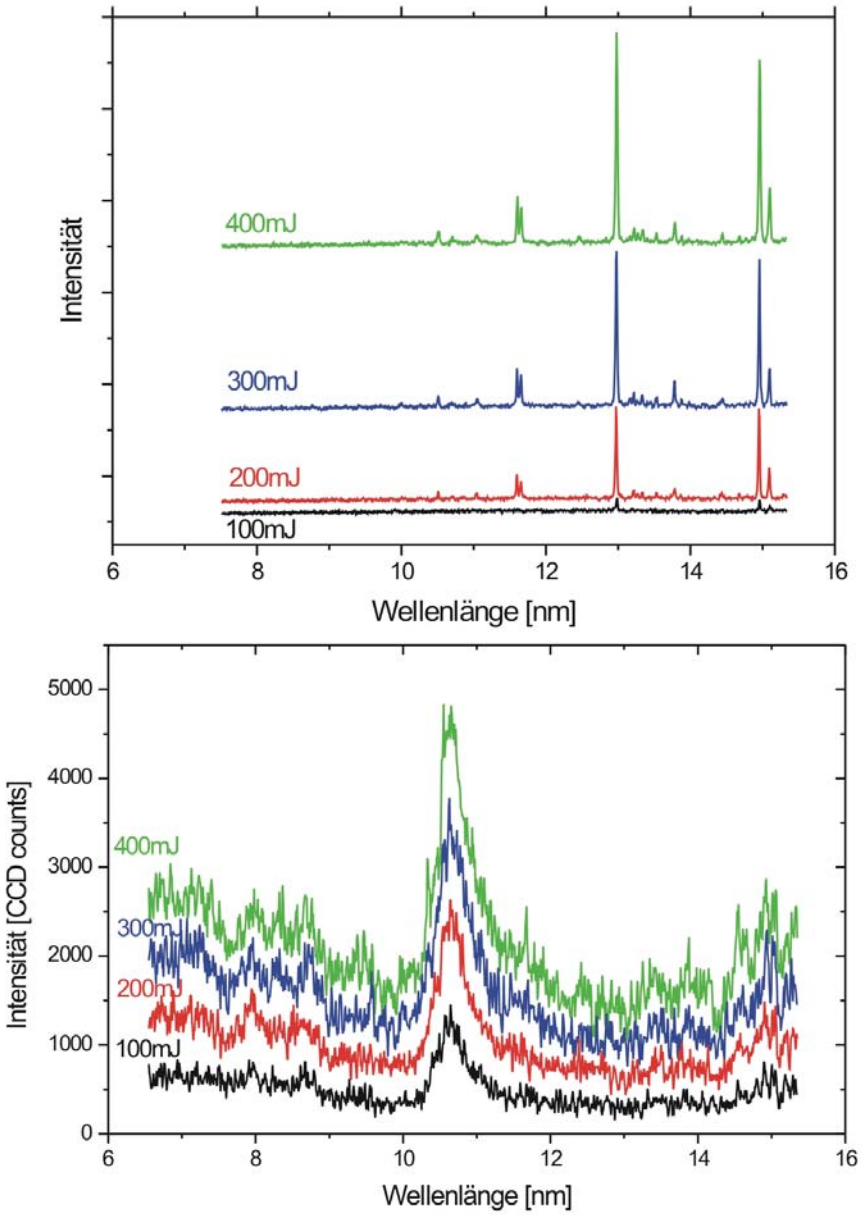


Abbildung 7.1.2: *Oben:* Sauerstoffspektren bei unterschiedlichen Laserenergien (mit einem Offset versehen); *unten:* Xenonspektren (ohne Offset).

Zu sehen ist ein deutlicher Anstieg der Intensität des gesamten Spektrums bei zunehmender Laserpulsenergie. Zur quantitativen Auswertung wurde die Wellenlänge $\lambda = 12,98$nm für Sauerstoff und Xenon verwendet. Der Anstieg der EUV-Intensität für beide betrachteten Spektren ist nahezu linear, wobei für Sauerstoff die Intensität von 100 bis 400mJ um das 3,8-fache zunimmt, während der Anstieg bei Xenon etwas steiler verläuft (5,1-fach).

Für alle anderen beobachteten Wellenlängen lässt sich ein ähnlicher Verlauf beobachten. Die Messungen bestätigen die in Kapitel 5.3 gefundene Abhängigkeit der EUV-Intensität von der Laserpulsenergie und zeigen zusätzlich, dass in dem hier betrachteten Laserenergiebereich keine Abhängigkeit der spektralen Intensitätsverteilung von der Laserpulsenergie gefunden werden kann.

7.2 Doppelstrahldüse

Das Prinzip der Doppelstrahldüse (vergleiche Kapitel 3.2.2) besteht darin, dass mittels eines äußeren Gasstromes das eigentliche Targetgas verdichtet werden soll. Als äußeres Gas können nur solche Gase dienen, deren Absorptionskoeffizient für EUV-Strahlung gering ist.
Nach [Cen02] berechnen sich bei Raumtemperatur (295K) und einem Druck von 1bar für eine Weglänge von 1mm folgende Transmissionen:

Gas	Transmission für 13nm [%]
Wasserstoff	94,7
Helium	30,9
Stickstoff	6,4
Sauerstoff	0,8
Neon	$2 \cdot 10^{-3}$
Argon	3,5
Krypton	$2 \cdot 10^{-3}$

Tabelle 7.2.1: Transmission von Gasen bei 295K für 13nm bei einer Weglänge von 1mm mit 1bar (berechnet aus [Cen02]).

Aus diesen Werten ist sofort ersichtlich, dass ohne große Intensitätsverluste nur Wasserstoff und Helium als äußeres Gas in Frage kommen. Da während der Versuche auch Sauerstoff als Targetgas verwendet wurde, kam aus Sicherheitsgründen hauptsächlich Helium zum Einsatz.

7.2.1 Druckabhängigkeit des Spektrums

Doppelstrahldüsen eignen sich zur Untersuchung der Wechselwirkung zwischen Gasen. Im folgenden Abschnitt wird der Einfluss des Heliums (Außengas) auf das Spektrum des Targetgases beschrieben.

Einfluss des äußeren Gases (Helium) auf das Xenonspektrum

Vergleicht man die Spektren von Xenon (p=4bar) mit und ohne äußerem Gas stellt man große Unterschiede in der Intensität fest (vergleiche Abbildung 7.2.1):

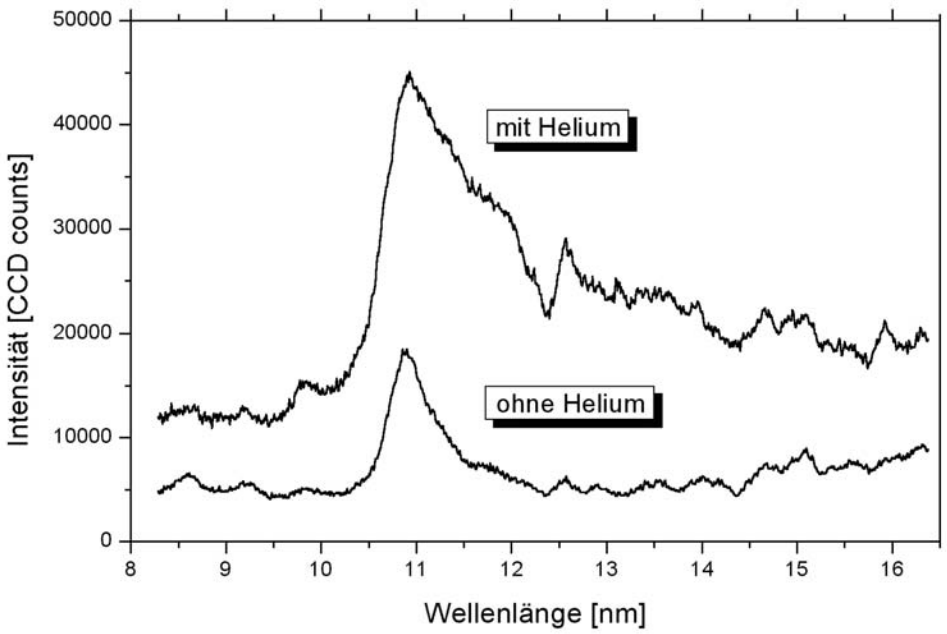


Abbildung 7.2.1: Vergleich der EUV-Strahlung von Xenon (p(Xe)=4bar) in einem Doppeldüsenstrahltarget mit (*oben*) und ohne (*unten*) äußerem Heliumgas (p(He)=8bar).

Betreibt man die Doppelstrahldüse nur mit der inneren Düse, erhält man für Xenon das typische Spektrum mit einem Maximum bei ungefähr 11nm. Nutzt man als äußeres Gas Helium mit einem Druck von 8bar, steigt die Intensität des gesamten Spektrums. Für 13nm erhält man sogar einen überproportionalen Anstieg der Intensität um einen Faktor 4,5.

Einfluss des äußeren Gases (Helium) auf das Sauerstoffspektrum

Ein typisches Sauerstoffspektrum mit einem Sauerstoffdruck von p=12bar in Helium (p=9bar) ist in Abbildung 7.2.2 dargestellt.

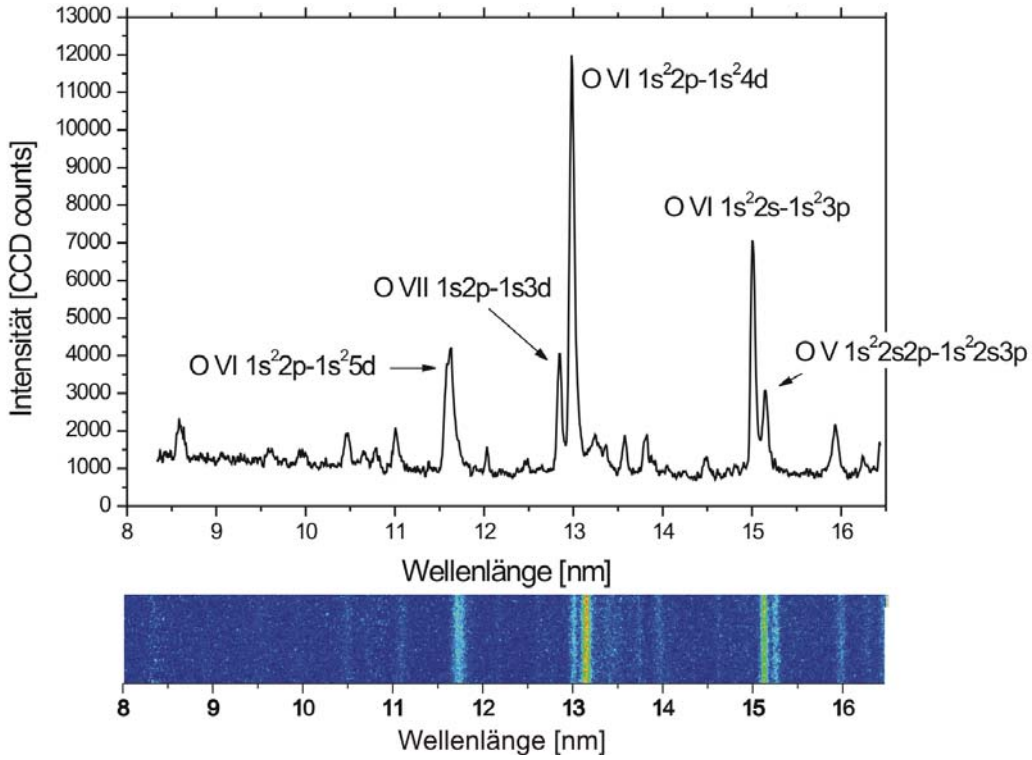


Abbildung 7.2.2: *oben:* Gemessenes EUV-Spektrum von O_2 (p=12bar) in He (9bar) mit den entsprechenden Elektronenübergängen; *unten:* unbearbeitete Aufnahme des Spektrographen.

Deutlich zu sehen sind diverse charakteristische Emissionslinien des Sauerstoffs im Wellenlängenbereich von 8 bis 16nm, die auf Elektronenübergänge des vierfach (O V) und fünffach (O VI) ionisierten Sauerstoffes basieren. Von besonderem Interesse ist die O VII Linie bei 12,85nm, die auf einen hohen Anregungsgrad der Atome/Ionen des laserproduzierten Plasmas hinweisen.
Wie aus Abbildung 7.2.3 *oben* deutlich zu sehen ist, hängt die Intensität der O VII Linie stark vom äußeren Helium-Gasdruck ab. Offensichtlich führt eine Erhöhung des Helium-Druckes zu einer Verdichtung des Sauerstoff-Targetgases. Dies führt zu einer besseren Konversionseffizienz von Laserenergie in das Plasma und somit zu einer höheren Ionisation des Sauerstoffes. Auffallend bei den Messungen ist zusätzlich, dass die Intensität des O VII stärker ansteigt als die des O VI. In dem von uns beobachteten Druckbereich wurde ein linearer Anstieg des Verhältnisses von O VII zu O VI gefunden (vergleiche Abbildung 7.2.3 *unten*).

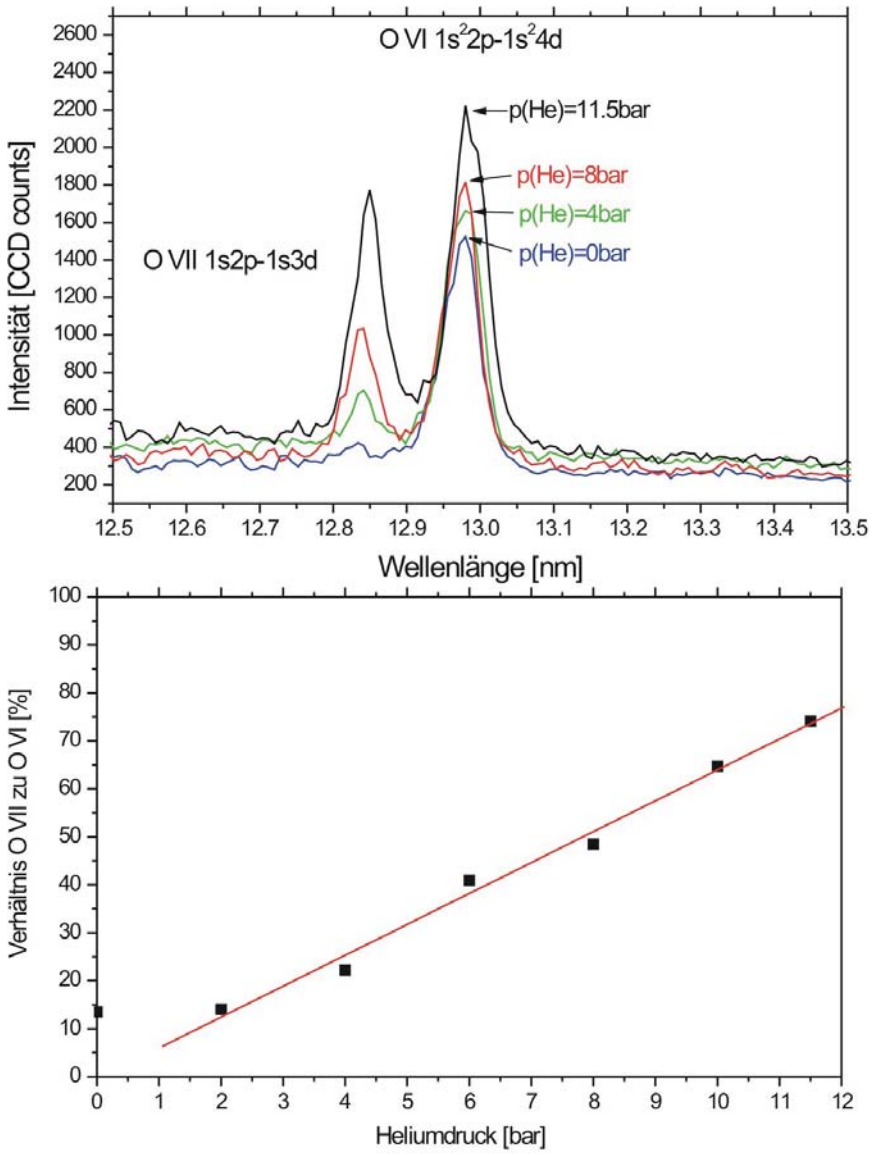
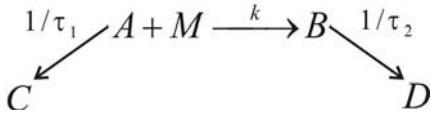


Abbildung 7.2.3: *Oben:* EUV-Spektrum eines Sauerstoffplasmas aufgenommen bei unterschiedlichen Heliumdruck; *unten:* Verhältnis von O VII zu O VI mit linearem Anstieg bei zunehmendem Heliumdruck.

Dieser lineare Zusammenhang kann durch stoßinduzierte Energieübertragung zwischen dem O VI Zustand des Sauerstoffs (im folgenden als A bezeichnet), den Heliumatomen (M) und dem O VII Zustand (B) erklärt werden, wie es im folgenden Abschnitt beschrieben wird [Kra01].
Setzt man voraus, dass die Erzeugungsrate von A um ein Vielfaches größer als die inverse

Lebensdauer von A ($1/\tau_1$) ist und dass die stoßinduzierte Energieübertragung von B nach A ($B + M \rightarrow A$) vernachlässigt werden kann, dann gilt als Reaktionsschema für diesen Vorgang mit der Reaktionsgeschwindigkeitskonstante k:



(7.2.1)

Die beobachteten Emissionslinien entsprechen hierbei den beiden Deaktivierungskanälen von A und B:

$$A \xrightarrow{k_1} C + h \cdot \nu_1 \qquad \text{, und} \tag{7.2.2}$$

$$B \xrightarrow{k_2} D + h \cdot \nu_2 \qquad . \tag{7.2.3}$$

Die Ratengleichungen für $[A]$ und $[B]$ (Konzentrationen von A und B) lauten:

$$\frac{d[A]}{dt} = -k \cdot [A] \cdot [M] - \frac{1}{\tau_1} \cdot [A] \tag{7.2.4}$$

$$\Rightarrow \quad [A] = [A_0] \cdot e^{-(k \cdot [M] + \frac{1}{\tau_1}) \cdot t} \qquad \text{, und} \tag{7.2.5}$$

$$\frac{d[B]}{dt} = +k \cdot [A] \cdot [M] - \frac{1}{\tau_2} \cdot [B] \; . \tag{7.2.6}$$

Die Lösung der Gleichung (7.2.6) mit der Randbedingung $B(0) = 0$ (das heißt nach Abzug des kleinen O VII Beitrags der auch ohne Helium beobachtet wird) lautet:

$$[B] = \frac{k \cdot [M] \cdot [A_0]}{\frac{1}{\tau_2} - (k \cdot [M] + \frac{1}{\tau_1})} \cdot (e^{-(k \cdot [M] + \frac{1}{\tau_1}) \cdot t} - e^{-\frac{t}{\tau_2}}) \; . \tag{7.2.7}$$

Die Anzahl der im Zeitintervall dt emittierten Photonen n ist gegeben durch:

$$\frac{dn_1}{dt} = k_1 \cdot [A] \qquad \text{, und} \tag{7.2.8}$$

$$\frac{dn_2}{dt} = k_2 \cdot [B] \; . \tag{7.2.9}$$

Da wir für die Auswertung sowohl die Übergänge von O VI als auch von O VII betrachten,

müssen wir beide Differentialgleichungen lösen und erhalten:

$$\begin{aligned} n_1 &= \int_0^\infty k_1 \cdot [A] dt = \int_0^\infty k_1 \cdot [A_0] \cdot e^{-(k\cdot[M]+\frac{1}{\tau_1})\cdot t} dt \\ &= \frac{k_1 \cdot [A_0]}{k \cdot [M] + \frac{1}{\tau_1}} \quad , \end{aligned} \tag{7.2.10}$$

und

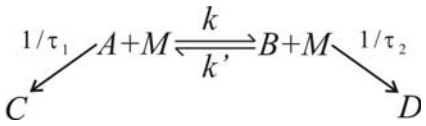
$$\begin{aligned} n_2 &= \int_0^\infty k_2 \cdot [B] dt \\ &= \frac{\tau_1 \cdot \tau_2 \cdot k \cdot k_2 \cdot [M] \cdot [A_0]}{1 + k \cdot \tau_1 \cdot [M]} \end{aligned} \tag{7.2.11}$$

durch Einsetzen der Gleichungen (7.2.5) und (7.2.7). Aus Gleichungen (7.2.10) und (7.2.11) erhalten wir das Intensitätsverhältnis von O VII zu O VI mit

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{k_2}{k_1} \cdot k \cdot \tau_2 \cdot [M] \; , \tag{7.2.12}$$

das die experimentell beobachtete lineare Abhängigkeit vom Heliumdruck ($\propto [M]$) bestätigt (vergleiche Abbildung 7.2.3).

Dennoch ist es wahrscheinlich, dass es zu einer Abregung von B auch durch stoßinduzierter Energieübertragung bei höheren Heliumdrücken kommen kann. In diesem Fall muss ein weiterer Deaktivierungskanal betrachtet werden:



(7.2.13)

Das Reaktionsschema von B ändert sich dann zu:

$$\frac{d[B]}{dt} = k \cdot [A] \cdot [M] - (k' \cdot [M] + \frac{1}{\tau_2}) \cdot [B] \; . \tag{7.2.14}$$

Setzt man einen stationären Zustand für B voraus (Stoßzeit $\ll$ Lebensdauer des Plasmas [Daw69]), erhält man $\frac{d[B]}{dt} = 0$. Daraus folgt:

$$\frac{[B]}{[A]} = \frac{k \cdot [M]}{k' \cdot [M] + \frac{1}{\tau_2}} \propto \frac{n_2}{n_1} \tag{7.2.15}$$

für lange Belichtungszeiten. Für niedrigen Heliumdruck, das heißt $k' \cdot [M] \ll \frac{1}{\tau_2}$, erhalten

wir wieder die lineare Beziehung von Gleichung (7.2.12):

$$\frac{[B]}{[A]} = k \cdot \tau_2 \cdot [M] \; . \tag{7.2.16}$$

Für hohe Heliumdrücke ($k' \cdot [M] \gg \frac{1}{\tau_2}$) wird hingegen das Intensitätsverhältnis konstant:

$$\frac{[B]}{[A]} = \frac{k}{k'} = const. \tag{7.2.17}$$

Wenn ein weiterer Deaktivierungskanal des O VII Zustandes eingeführt wird, kommt es also bei hohen Heliumdrücken zu einer Sättigung des Intensitätsverhältnisses. In den experimentell durchgeführten Versuchen konnte dieses jedoch nicht verifiziert werden, da derart hohe Drücke nicht erreicht werden konnten.

Anhand der oben gewonnen Erkenntnisse ist es möglich die sehr dicht beieinander liegenden Elektronenübergänge des Sauerstoffes nahe 13nm ($\Delta\lambda < 0,15$nm) so zu beeinflussen, dass dort nur eine Linie bei 12,98nm vorliegt (O VI $1s^2 2p - 1s^2 4d$). Um die anderen Übergänge herauszufiltern wurde ein Multischichtspiegel eingesetzt dessen spektrale Eigenschaften im nächsten Abschnitt untersucht werden.

7.2.2 Spektrale Filterung durch Multischichtspiegel

Zur Unterdrückung von Strahlung mit Wellenlängen größer als 20nm eignen sich, wie in Kapitel 2.4.1 beschrieben, Zirkonfilter. Um hingegen einen schmalbandigen Bereich aus dem spektralen Spektrum herauszufiltern, wurde in dieser Arbeit die Reflexion von Multischichtspiegeln eingesetzt. In Abbildung 7.2.4 ist der Einfluss eines Molybdän/Silizium-Spiegels auf das Spektrum einer EUV-Quelle gezeigt. Zunächst wurde das Spektrum von Xenon (Abb. 7.2.4*a*) und Sauerstoff (7.2.4*b*) in einer linearen Konfiguration des Spektrometers aufgenommen. Danach wurde ein für 13nm optimierter Multischichtspiegel (Bandbreite 1nm; Hersteller: Fraunhofer Institut für angewandte Optik und Feinmechanik, Jena) unter 45° so in den Strahlengang gesetzt, dass das Spektrometer unter 90° zum einfallenden Strahl stand. Die resultierenden Spektren sind in Abbildung 7.2.4 *unten* dargestellt.

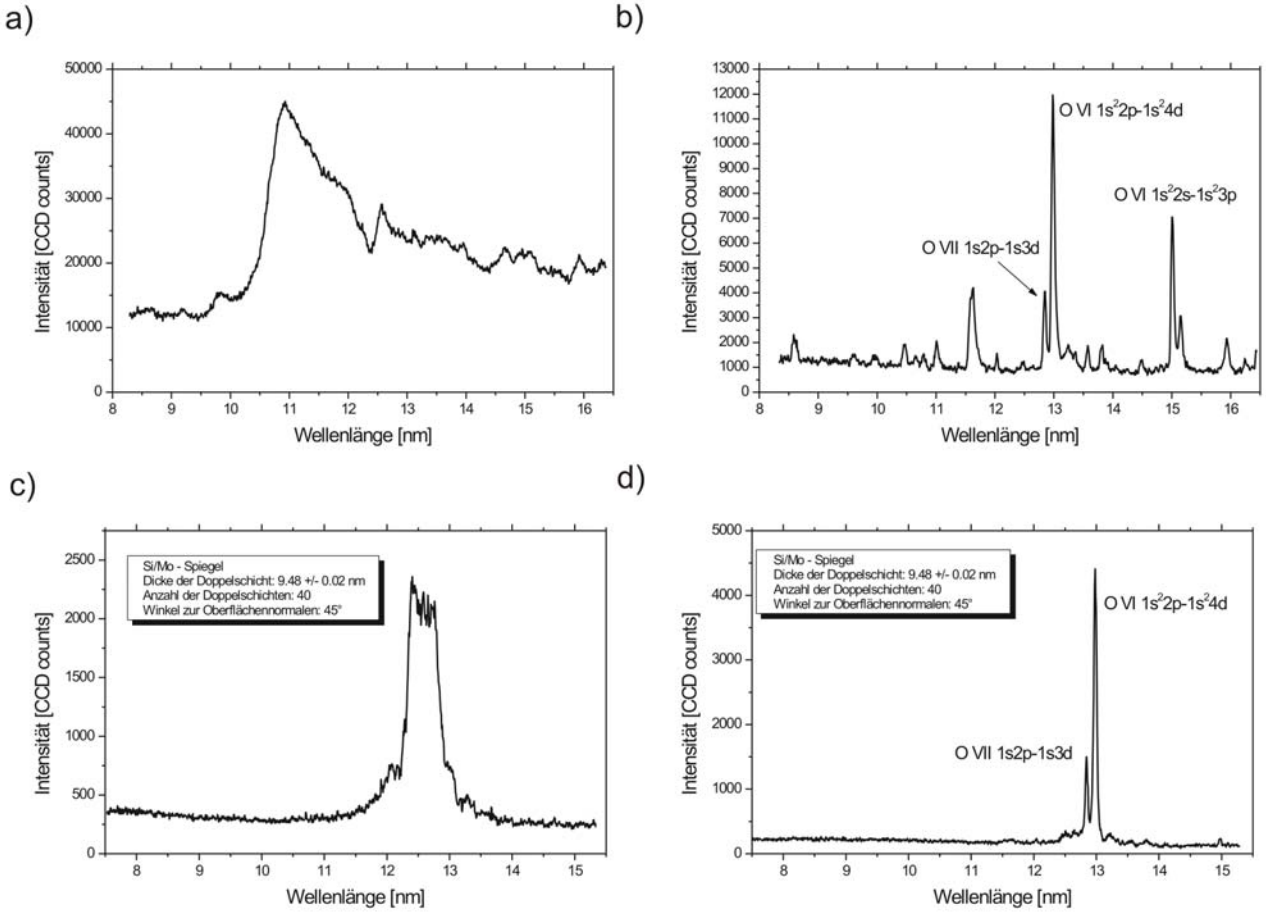


Abbildung 7.2.4: Filterung von EUV-Strahlung erzeugt von einem Xenon- (*links*) oder Sauerstoff-Target (*rechts*) durch einen Mo/Si-Multischichtspiegel für 13nm / 45°. *Oben:* lineare Konfiguration ohne Spiegel; *unten:* nach 90° Reflektion von einem Mo/Si-Spiegel.

Das Xenonspektrum nach dem Spiegel liefert Informationen über die Reflektivität des Spiegels und dessen spektrale Bandbreite. Die Halbwertsbreite beträgt ca. $0,5$nm (FWHM) was mit dem theoretischen Wert sehr gut übereinstimmt.
Für das Sauerstoffspektrum erhält man nur noch zwei dicht beieinander liegende Spektrallinien bei 12,85nm und 12,98nm.

Setzt man nun die im vorigen Kapitel gewonnenen Erkenntnisse bezüglich des Heliumeinflusses auf das Sauerstoffspektrum ein, ist es möglich aus der Doppellinie (Abbildung 7.2.5 *oben*) quasi-monochromatische Strahlung bei 12,98nm zu erzeugen (7.2.5 *unten*).

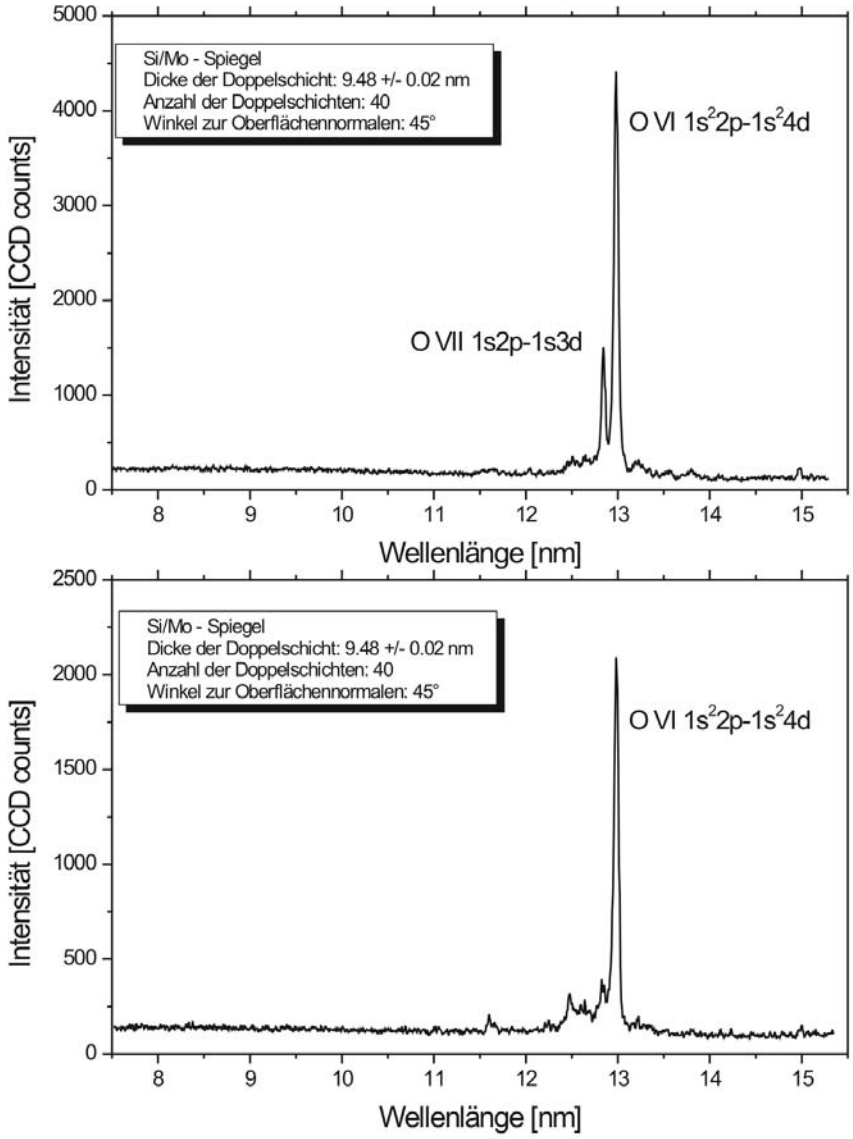


Abbildung 7.2.5: *Oben:* Sauerstoffspektrum nach Multischichtspiegel mit Helium (p=8bar); *unten:* ohne äußeres Helium.

Somit ist es möglich mit der aufgebauten Quelle je nach Anwendung monochromatische Strahlung (Sauerstoff ohne Helium nach Multischichtspiegel) oder breitbandige intensive Strahlung (Xenon + Helium) zu erzeugen.

Kapitel 8

Wellenfrontmessungen an EUV-Strahlung

Im Jahr 1900 veröffentliche J. Hartmann seinen Artikel „Bemerkungen über den Bau und die Justierung von Spektrographen“ [Har00]. Seine Methode zur Bestimmung des Brennpunktes einer Linse erwies sich als äußerst nützlich. Die auf Hartmanns Idee aufbauenden Hartmann-Detektoren sind heutzutage vor allem im Bereich der Astronomie für die Steuerung von adaptiven Optiken und das Testen von Optiken weit verbreitet. Rund siebzig Jahre später erweiterten R.V. Shack und B.C. Platt das Messprinzip durch den Einsatz von Mikrolinsen zu dem Hartmann-Shack-Verfahren [Sha71].
Im folgenden Kapitel wird zunächst das Prinzip des Hartmann-/Hartmann-Shack-Wellenfrontsensors theoretisch beschrieben und auf die Analyse der Aberrationen von Wellenfronten eingegangen. Anschließend werden ein neu entwickelter kompakter Hartmann-Sensor zur Strahl- und Optikcharakterisierung für den extrem-ultravioletten spektralen Bereich vorgestellt und erste Messungen demonstriert.

8.1 Theoretische Beschreibung eines Hartmann-Wellenfrontsensors

Einen zu untersuchenden Lichtstrahl kann man als Zusammensetzung von einzelnen Teilstrahlen verstehen. Die Wellenfront $W(x, y; z)$ ist definiert als diejenige Fläche, die senkrecht auf allen Teilstrahlen steht [Tys98]. Für kohärente Strahlung mit zeitlich konstanter Phasenfunktion ϕ gilt für die Wellenfront: $W = \phi\lambda/2\pi$. Trifft ein Lichtstrahl auf eine Rasterplatte mit vielen kleinen, gleichgroßen Löchern, wird der Strahl in Teilstrahlen aufgespalten. Jeder Teilstrahl ist durch seine Leistung, die Strahlrichtung und den Lochdurchmesser charakterisiert. Aus Durchmesser und Leistung ergibt sich die Intensität der

einzelnen Teilstrahlen. Verkleinert man den Lochdurchmesser immer weiter, gelangt man an die Grenzen der geometrischen Optik. Für die weitere Beschreibung ist es nun sinnvoll den Poynting-Vektor **S** einzuführen, also das Kreuzprodukt aus elektrischem Feldvektor **E** und magnetischem Feldvektor **H**: $\mathbf{S} = \mathbf{E} \times \mathbf{H}$. Er beschreibt die Intensität und Richtung einer elektromagnetischen Welle [Ger93]. Die Wellenfront ist somit die Fläche auf der die gemittelten Poynting-Vektoren senkrecht stehen.
Ein großer Vorteil des Wellenfrontsensors im Vergleich zu interferometrischen Messverfahren liegt darin, dass das Messprinzip auch auf teil- oder inkohärente Strahlen anwendbar ist, für die eine Phasenfunktion ϕ schwer oder gar nicht zu definieren ist.

Abbildung 8.1.1 zeigt das Messprinzip eines Hartmann-Shack-Wellenfrontsensors.

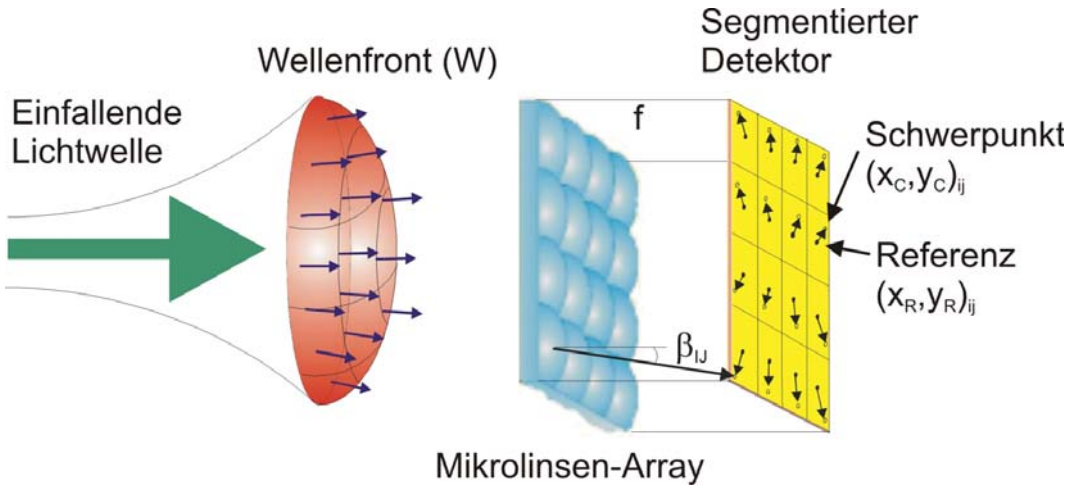


Abbildung 8.1.1: Schematische Darstellung eines Hartmann-Shack-Wellenfrontsensors.

Das Konzept des Hartmann-Sensors besteht darin, einen Lichtstrahl durch eine Lochraster- (Hartmann) oder eine Mikrolinsenplatte (Hartmann-Shack) mit im Allgemeinen quadratischer oder hexagonaler Anordnung der Einzelelemente in einige 100-1000 Einzelstrahlen aufzuspalten. Ein ortsauflösender Detektor im Abstand f hinter der Loch-/Mikrolinsenplatte ermöglicht die Vermessung der Lage der einzelnen Teilstrahlen. Der Detektor wird rechnerisch in Subaperturen unterteilt, in denen die Schwerpunktlage der Einzelstrahlen $(x_C, y_C)_{ij}$ im Vergleich zu einer zuvor vermessenen ebenen Wellenfront mit den Referenzschwerpunkten $(x_R, y_R)_{ij}$ untersucht wird. Abbildung 8.1.2 zeigt die Punkteverteilung auf dem CCD-Detektor und die Segmentierung in Subaperturen.

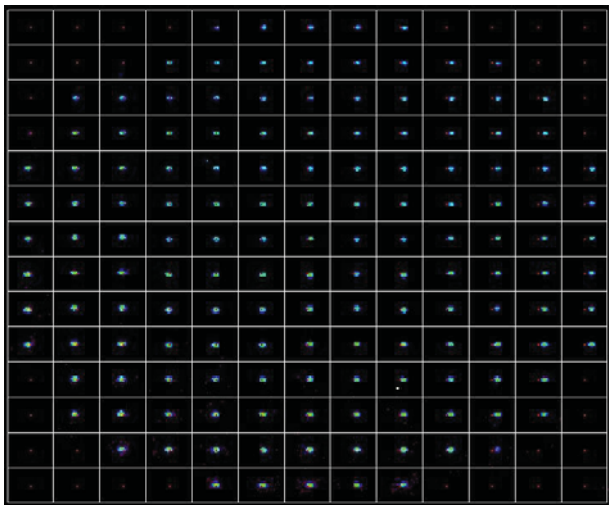


Abbildung 8.1.2: Punkteverteilung einer EUV-Wellenfront gemessenen mit einer EUV-sensibilisierten CCD-Kamera; eingezeichnet: Subaperturen, auf denen die jeweilige Schwerpunktberechnung durchgeführt wird.

Ein optimales Ergebnis wird erzielt, wenn das Raster so gewählt wird, dass die Spots in der Mitte der Subaperturen liegen und es zu keinen Überlagerungen der Spots kommt, die die Messung verfälschen würden.

Um den Schwerpunkt $(x_C, y_C)_{ij}$ in einem Feld (i,j) (Subapertur) zu berechnen, wird der Intensitätsschwerpunkt über alle Pixel des Feldes bestimmt [Sch00a]:

$$x_C^{ij} = \frac{\sum_{k\in\text{Subapertur}_{ij}} N_k^{ij} \cdot x_k^{ij}}{\sum_{k\in\text{Subapertur}_{ij}} N_k^{ij}} \qquad \text{und} \qquad y_C^{ij} = \frac{\sum_{k\in\text{Subapertur}_{ij}} N_k^{ij} \cdot y_k^{ij}}{\sum_{k\in\text{Subapertur}_{ij}} N_k^{ij}} \quad , \tag{8.1.1}$$

mit der Anzahl N_k^{ij} der zur lokalen Energiedichte proportionalen Zähleinheiten im Pixel k der Subapertur (i,j).
Die Ortsbestimmung ist umso genauer, je mehr Pixel an der Summenbildung der einzelnen Subaperturen beteiligt sind. Bei Verwendung eines Linsenarrays (Hartmann-Shack-Prinzip) bestimmen die Linsendurchmesser den Abstand der Linsen und somit die Dichte an Messpunkten auf dem Detektor. Der Durchmesser eines Spots muss kleiner sein als der Abstand zu seinen Nachbarn, da sonst die Identifikation der Spots nicht mehr möglich ist. Die Wellenfrontgradienten ergeben sich aus dem Vergleich mit einer Referenzmessung. Die Punkte der Referenzmessung liegen in Abbildung 8.1.1 auf der optischen Achse der

Mikrolinsen. Für den Wellenfrontgradienten $\beta_{ij} = (\beta^x, \beta^y)_{ij}$ gilt:

$$\beta_{ij} \approx \begin{pmatrix} \frac{\partial W}{\partial x} \\ \frac{\partial W}{\partial y} \end{pmatrix}_{ij} = \frac{1}{f} \begin{pmatrix} x_C - x_R \\ y_C - y_R \end{pmatrix}_{ij} \quad . \tag{8.1.2}$$

Mit Hilfe dieser Information kann die Wellenfront W_{ij} an jedem Ort (i,j) rekonstruiert werden:

$$\nabla W(x,y) = \mathbf{e}_x \frac{\partial W}{\partial x} + \mathbf{e}_y \frac{\partial W}{\partial y} \quad . \tag{8.1.3}$$

Die Berechnung kann entweder über eine direkte Integration (zonale Rekonstruktion) oder die Anpassung einer Polynomreihe (modale Rekonstruktion) und nachfolgender Integration erfolgen [Nol76].

Für eine Analyse der Wellenfrontaberrationen ist es hilfreich die Wellenfronten nach Zernike-Polynomen zu berechnen. Die im Laufe dieser Arbeit verwendete Software verwendet Standard Zernike Polynome, die auf dem Einheitskreis definiert sind. Es ist üblich Polarkoordinaten zu verwenden, somit sind die Polynome ein Produkt aus Winkelfunktionen und radialen Polynomen (Jacobi Polynome [Bor80]). Die Nummerierung und Definition erfolgt häufig nach R.J. Noll [Nol76]:

$$m \neq 0: \quad Z_{\text{even } j} = \sqrt{n+1} R_n^m(r) \sqrt{2} \cos m\theta \quad \text{und} \tag{8.1.4}$$

$$Z_{\text{odd } j} = \sqrt{n+1} R_n^m(r) \sqrt{2} \sin m\theta \quad \text{,für} \tag{8.1.5}$$

$$m = 0: \quad Z_j = \sqrt{n+1} R_n^0(r) \tag{8.1.6}$$

mit

$$R_n^m(r) = \sum_{s=0}^{\frac{n-m}{2}} \frac{(-1)^s (n-s)!}{s! \left(\frac{n+m}{2} - s\right)! \left(\frac{n-m}{2} - s\right)!} r^{n-2s} \quad , \tag{8.1.7}$$

für $m, n \in \mathbb{N}$: $m \leq n \wedge (n - |m|)/2 \in \mathbb{N}$, anderenfalls ist $R_n^m(r) = 0$. Der Index j gibt die Mode an und ist von m und n abhängig, r ist der Radius.

Tabelle 8.1.1 führt exemplarisch einige berechnete Zernike Polynome und deren Bedeutung auf.

Mode (j)	Azimutale Frequenz (m)	Radialer Grad (n)	Zernike Polynom	Wellenfront-aberration
1	0	0	Z_1=1	Piston (konstant)
2	1	1	$Z_2 = 2r\cos\theta$	Verkippung (Tilt) x
3	1	1	$Z_3 = 2r\sin\theta$	Verkippung (Tilt) y
4	0	2	$Z_4 = \sqrt{3}(2r^2 - 1)$	Defokus
5	2	2	$Z_5 = \sqrt{6}r^2\sin 2\theta$	Astigmatismus y
6	2	2	$Z_6 = \sqrt{6}r^2\cos 2\theta$	Astigmatismus x
7	1	3	$Z_7 = \sqrt{8}(3r^3 - 2r)\sin\theta$	Coma y
8	1	3	$Z_8 = \sqrt{8}(3r^3 - 2r)\cos\theta$	Coma x
11	0	4	$Z_{11} = \sqrt{5}(6r^4 - 6r^2 + 1)$	Sphärische Aberration

Tabelle 8.1.1: Berechnung ausgewählter Zernike Polynome und deren Wellenfrontaberration.

8.2 Hartmann-Wellenfrontsensor für den EUV-Spektralbereich

Für den EUV-Spektralbereich sind Hartmann-/Hartmann-Shack-Wellenfrontsensoren bisher kaum eingesetzt worden. Die einzigen Versuche, die zu diesem Thema bisher stattfanden, wurden mit äußerst aufwendigen, kostenintensiven Sensoren realisiert [Le 02, Che94]. Um Wellenfrontmessungen mittels eines Hartmann- bzw. Hartmann-Shack-Sensors im EUV-Spektralbereich durchführen zu können, müssen eine Reihe von Modifikationen an Sensoren für den sichtbaren Wellenlängenbereich durchgeführt werden.
Da auf Grund der geringen Transmission von EUV-Strahlung in Materie refraktive Optiken für einen Hartmann-Shack-Sensor nicht in Frage kommen, wurde für diese Arbeit ein Hartmann-Wellenfrontsensor auf Basis einer Lochplatte konzipiert.
Als spektraler Filter dient eine 200nm dicke Zirkonfolie (vergleiche Transmissionskurve in Abbildung 2.4.1). Der Filter ist freitragend (ohne Stützfolie) auf einen Edelstahlring mit einem Innendurchmesser von 5mm aufgebracht. Somit kann der Filter in eine vorgefertigte Halterung des Wellenfrontsensors eingesetzt (vergleiche Abbildung 8.2.1) und für Kalibrationsmessungen wieder entfernt werden.

Abbildung 8.2.1: Foto des für den EUV-Bereich entwickelten Hartmann-Wellenfrontsensors.

Das Lochraster besteht aus 20 x 16 Löchern mit einem Durchmesser von 40µm und einem vertikalen und horizontalen Abstand von jeweils 400µm. Die Löcher wurden mit einem Excimerlaser (Wellenlänge 248nm, Pulslänge 25ns) in eine 5µm dicke Aluminiumfolie gebohrt. Im Abstand von 14,5mm zur Lochrasterplatte befindet sich als Detektor eine phosphorbeschichtete CCD-Kamera. Der Phosphor wandelt die für den Kamera-Chip nicht detektierbare EUV-Strahlung in sichtbares Licht um. Die Kamera hat einen 2/3 Zoll Siliziumchip mit 724×568 Pixeln und einer Pixelgröße von $11,6 \times 11,2$µm. Das Signal wird mit 8 Bit digitalisiert.

Um mit diesem Sensor eine Wellenfront W zu messen, ist es nötig den Sensor mit einer möglichst ebenen Wellenfront W_R zu kalibrieren. Hierzu wurde der in Abbildung 8.2.2 gezeigte Aufbau genutzt.

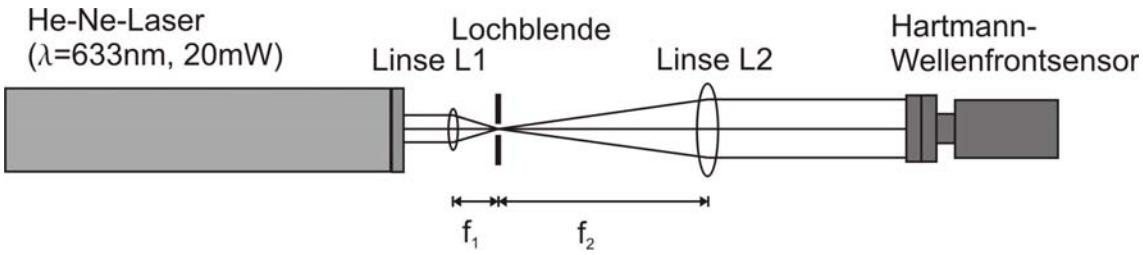


Abbildung 8.2.2: Kalibrierung des Hartmann-Wellenfrontsensors durch einen räumlich gefilterten Helium-Neon-Laser.

Ein Helium-Neon-Laser der Wellenlänge 633nm mit 20mW im cw-Betrieb wird mittels einer Bikonvexlinse (L1) der Brennweite f_1 auf eine Lochblende mit einem Lochdurchmesser von 50µm fokussiert. Die Wellenfront der nun entstandenen räumlich kohärenten Kugelwelle wird durch die Bikonvexlinse L2 (Brennweite f_2 im Abstand f_2 zur Lochblende) parallel zur optischen Achse ausgerichtet. Dieser kollimierte Laserstrahl trifft so auf den Sensor, dass jedes Loch der Lochrasterplatte parallel zur optischen Achse auf den CCD-Chip abgebildet wird. Es ist notwendig für die Kalibrierung des Wellenfrontsensors den Zirkonfilter zu entfernen, da er die Laserstrahlung im sichtbaren vollkommen absorbiert.
Problematisch für die Kalibrationsmessung ist die Beugung des He-Ne-Lasers an den 40µm durchmessenden Löchern (siehe Abbildung 8.2.3).

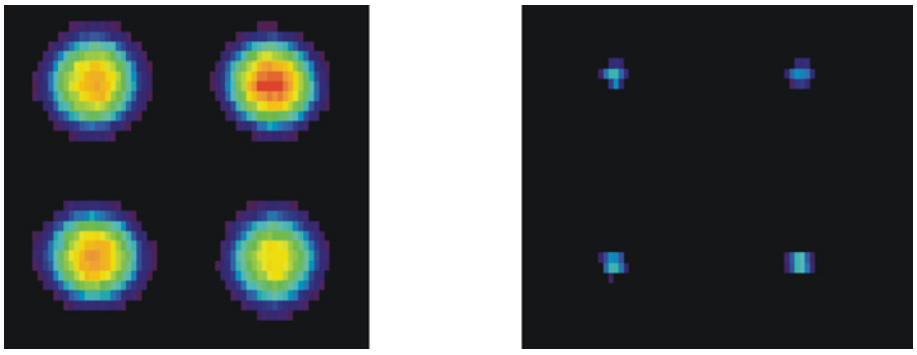


Abbildung 8.2.3: Vergleich von Beugungsbildern nach einer Lochrasterplatte mit Lochdurchmessern von 40µm, *links*: He-Ne-Laser ($\lambda = 633$nm); *rechts*: sphärische EUV-Plasma-Quelle ($\lambda \approx 7 - 17$nm).

Es ist deutlich zu sehen, dass die durch den He-Ne-Laser (633nm) auf den CCD-Chip abgebildeten Spots der Lochrasterplatte um ein vielfaches größer sind als die der EUV-Strahlung bei 13nm. Auf Grund der Schwerpunktbildung bei der Auswertung der Wellenfronten stellt dies kein Problem dar solange die einzelnen Abbildungen deutlich zu trennen

sind. Durch die Wahl eines höheren Kamera-Offsets werden niedrige Intensitäten unterdrückt; die Randbereiche des Hauptspots und Beugungsmuster fallen somit weg. Dadurch ist es möglich die Aufnahmen genau auszuwerten, allerdings gehen die absoluten Intensitätsinformationen verloren, die aber für Hartmann-Messungen nicht benötigt werden.

In Abbildung 8.2.4 wird die Spotverteilung des kollimierten Helium-Neon-Lasers (*links*) und der EUV-Plasma-Quelle (*rechts*) in der Ebene des CCD-Chips dargestellt.

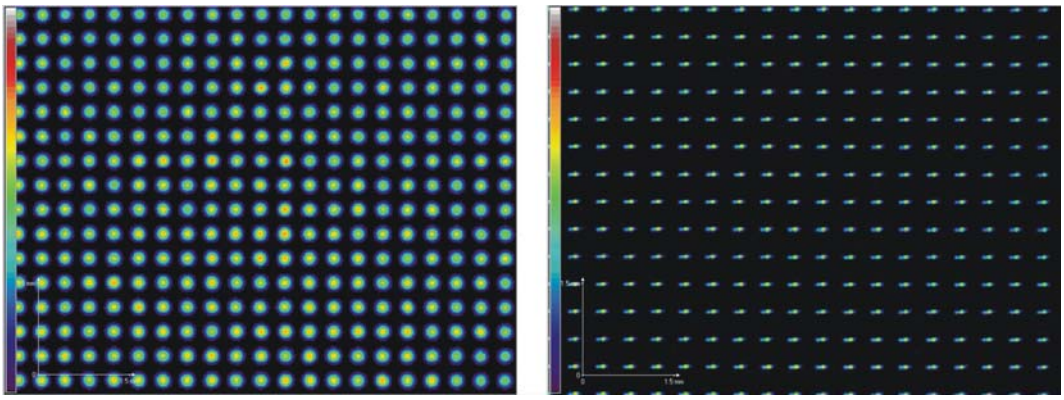


Abbildung 8.2.4: Punkteverteilung in der Ebene des CCD-Chips, *links*: kollimierter He-Ne-Laser; *rechts*: EUV-Plasma-Quelle.

Deutlich zu sehen ist wiederum die starke Beugung der 633nm Laserstrahlung an der Lochplatte. Für die EUV-Quelle fungieren die Löcher der Rasterplatte als einzelne Lochkameras, die jeweils eine Abbildung des Plasmas im extrem-ultravioletten Spektralbereich liefern (vergleiche Abbildung 8.2.4 *rechts*). Mit Hilfe dieser beiden Bilder lässt sich die jeweilige Deformation der Wellenfront (ΔW) berechnen. Diese ist in Abbildung 8.2.5 *links* mittels berechneter Pfeile dargestellt.

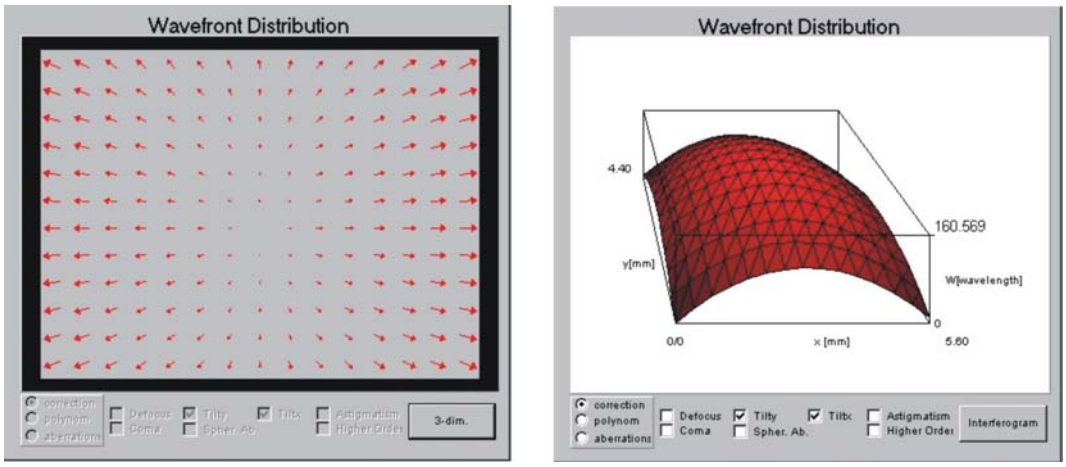


Abbildung 8.2.5: *links*: Verschiebung der Lochblendenspots zur Referenzmessung; *rechts*: daraus resultierende Wellenfront ohne Tilt-Term.

Betrachtet man die Wellenfront ohne Korrekturterme (anhand der Zernike-Polynome bestimmte Wellenfrontaberrationen), ist sie hier ohne Aussagekraft, da bei der Justage des Wellenfrontsensors im Rezipienten nicht gewährleistet werden konnte, dass die Sensoroberfläche senkrecht zur optischen Achse des EUV-Plasmas steht. Die in der Software integrierten Algorithmen gewährleisten eine optimale Anpassung der Zernike-Polynome an die Wellenfront. Somit ist es möglich im Nachhinein die Verkippung (Tilt) des Sensors zur optischen Achse rechnerisch zu korrigieren (vgl. auch Tabelle 8.1.1). Abbildung 8.2.5 *rechts* zeigt die entsprechend korrigierte Wellenfront für die Laser-Plasma-Quelle.
Als wichtigste Information erhält man aus der Wellenfront den Krümmungsradius der Welle und somit Aussagen über die Abstrahlung des Plasmas im EUV-Spektralbereich. Diese Messungen können aber durch andere Messmethoden (z.B. schwenkbare Lochkamera) einfacherer erreicht werden. Das große Potential des Wellenfrontsensors liegt dagegen wie auch bei Interferometern in der Charakterisierung von Optiken und wird an Hand eines Beispieles im folgenden Abschnitt demonstriert.

8.3 Wellenfrontvermessung nach Multischichtspiegel

In der Literatur finden sich zahlreiche Artikel, die den Einsatz von Interferometern zur Wellenfrontanalyse von EUV-Strahlung nach dem Durchgang von Optiken beschreiben [Gol98, Sug00b]. Dabei handelt es sich hauptsächlich um die Justage und die Qualitätskontrolle von Multischichtspiegeln für lithographische Anwendungen [Sug00a, Gol00]. Um Spiegel an ihrer endgültigen Position mit der für sie vorgesehenen Wellenlänge untersuchen zu können, sind gerade für diese Anwendungen kompakte Sensoren zwingend erforderlich.

Als Nachweis dass der neu entwickelte Hartmann-Sensor als Optikcharakterisierungswerkzeug geeignet ist, wurde der in Abbildung 8.3.1 dargestellte Versuchsaufbau mit dem in Abschnitt 8.2 beschriebenen Hartmann-Sensor realisiert.

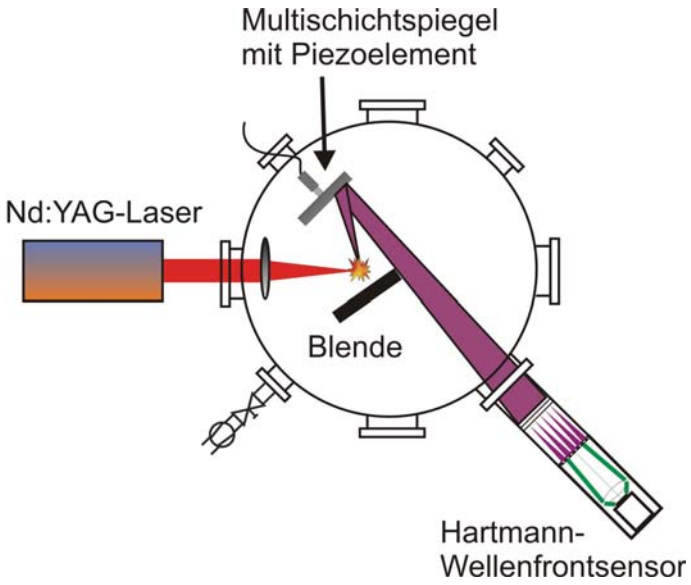


Abbildung 8.3.1: Versuchsaufbau zur Vermessung der Wellenfront nach Reflexion an einem deformierbaren Multischichtspiegel.

In den Rezipienten wird eine Blende so zwischen das EUV-Plasma und den Hartmann-Wellenfrontsensor eingesetzt, dass keine direkte Strahlung der EUV-Quelle auf den Sensor treffen kann. Gegenüber der Blende ist ein Multischichtspiegel (Mo/Si, 10° Einfallswinkel, 40 Doppelschichten) in den Strahlengang gebracht, der die EUV-Strahlung von der Quelle an der Blende vorbei in den Hartmann-Sensor reflektiert. Die Molybdän/Silizium-Doppelschichten des Spiegels sind auf einem dünnen (ca. 1mm dickem) Siliziumträger aufgebracht und der gesamte Spiegel ist nur an den Rändern gehaltert. An der Rückseite des Spiegels ist mittig ein Piezoaktuator so montiert, dass er bei Anlegung einer äußeren Spannung ausfährt und die Mitte des Spiegels in Richtung des Sensors deformiert.
Abbildung 8.3.2 zeigt Wellenfronten für unterschiedliche Spannungen des Aktuators.

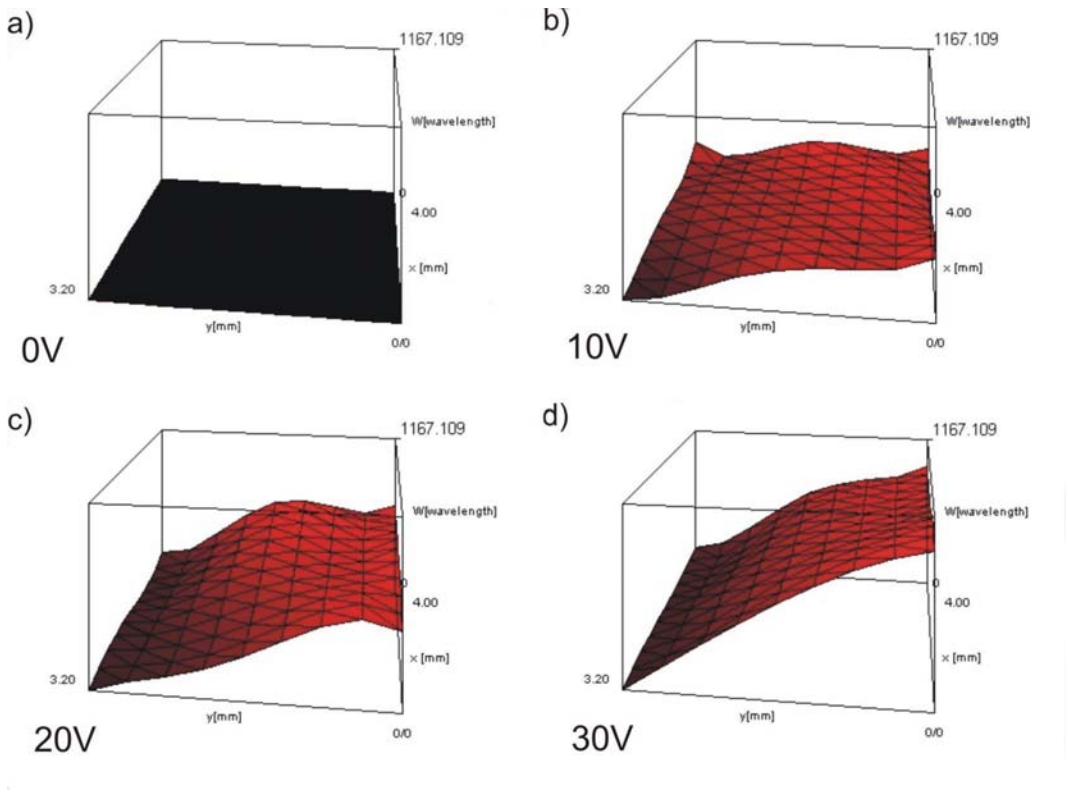


Abbildung 8.3.2: Verkippung der Wellenfront für den Randbereich des Spiegels: *a)* Referenz bei 0V Aktuatorspannung, *b)* 10V, *c)* 20V und *d)* 30V.

Für die Optikcharakterisierung ist es nicht sinnvoll die Kalibrierung mittels ebener Wellenfront durchzuführen, sondern eine Vergleichsoptik als Referenz zu verwenden. In dem hier genutzten Versuchsaufbau wurde als Referenz der Spiegel bei 0V äußerer Spannung einberechnet (vgl. Abbildung 8.3.2).
Deutlich zu sehen ist eine starke Verkippung und nur eine geringe Krümmung der Wellenfront. Dies ist durch den betrachteten Spiegelabschnitt zu erklären: Der Strahl trifft, wie in Abbildung 8.3.1 skizziert, nicht mittig auf den Spiegel sondern nur an den Rand. Würde der Strahl von der Spiegelmitte in den Hartmann-Sensor reflektiert, wäre die Krümmung deutlicher zu sehen. Im hier betrachteten Fall soll aber durch den Vergleich mit der Auslenkung des Piezoaktuators eine quantitative Auswertung erfolgen.
Das Piezoelement ist spezifiziert für einen Spannungsbereich von 0 bis 150V und sollte bei maximaler Spannung eine Auslenkung von ca. 50µm liefern. Der Verlauf der Spannungs-Auslenkungskurve des Aktuators ist linear.
Tabelle 8.3.1 zeigt einen Vergleich der Auslenkungen des Spiegels berechnet aus den Wellenfrontmessungen mit Abschätzungen anhand von Messungen der Spannung am Piezoelement.

Piezoaktuator		Wellenfrontsensor	
Spannung [V]	berechnet Auslenkung [µm]	gemessene Auslenkung [13nm]	entspricht Auslenkung [µm]
0	0	0	0
5	1,6	258	3,4
10	3,3	384	5,0
15	5,0	463	6,0
20	6,6	626	8,1
25	8,0	811	10,5
30	10,0	989	12,9

Tabelle 8.3.1: Vergleich der mittels Wellenfront gemessenen Verkippung des Spiegels und deren theoretische Abschätzung

Es ist zu sehen, dass die Werte gut übereinstimmen, wenn man bedenkt, dass man nicht direkt die Auslenkung des Piezoelementes, sondern den Einfluss des Aktuators auf den Spiegel misst.
Somit ist gezeigt, dass der neu konzipierte Hartmann-Sensor als äußerst hilfreiches, kostengünstiges und kompaktes Messgerät zur Optikjustage einsetzbar ist.
Für den weiteren Einsatz ist es sinnvoll, den Sensor durch eine größere Anzahl von Löchern mit kleinerem Abstand zu optimieren. Dadurch wird eine bessere Auflösung des Hartmann-Sensors möglich. Diese Modifikation kann aber nur für Vergleichsmessungen ohne vorherige Kalibration mittels He-Ne-Lasers erfolgen, da es auf Grund der Beugung zu einem Übersprechen der Laserspots zwischen den Subaperturen kommen kann. Eine weitere Optimierung wäre der Einsatz von Kameras mit höherem Dynamikbereich, um genauere Messungen zu erzielen.

Kapitel 9

Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wurde der Aufbau und die Charakterisierung einer laser-induzierten Plasmaquelle für den extrem-ultravioletten Spektralbereich ($5 - 40$nm) beschrieben, mit deren Hilfe zudem grundlegende Untersuchungen zur Plasmaerzeugung und Wechselwirkung der EUV-Strahlung mit unterschiedlichen Targetgasen durchgeführt werden konnten.
Der Aufbau des Targets erfolgte mittels gepulster Düsenstrahlen. Hierbei kamen unterschiedliche Düsengeometrien zum Einsatz. Deren Abstrahlcharakteristik wurde mittels laser-induzierter Fluoreszenz (LIF) und Rayleigh-Streuung räumlich untersucht. Auf Grund der gewonnenen Ergebnisse war es möglich, einen gerichteten Gasstrahl mit hohen Dichten bei kurzen Düsenöffnungszeiten zu erzeugen, der hohe Konversionseffizienzen von einfallender Laserstrahlung in EUV-Emission gewährleistet.
Zur Untersuchung der EUV-Intensität in Abhängigkeit der Bestrahlungsparameter wurde eine für den EUV-Spektralbereich sensibilisierte Lochkamera konstruiert und eingesetzt. Es konnte gezeigt werden, dass für den hier verwendeten Versuchsaufbau ein Nd:YAG-Laser mit der fundamentalen Wellenlänge von 1064nm, Pulsdauern im Bereich weniger Nanosekunden und einer Energie von 500mJ die besten Konversionseffizienzen ermöglicht. Eine weitere Steigerung der EUV-Intensität wird bei noch höheren Laserenergien erreicht. Die EUV-Intensität zeigte eine starke Abhängigkeit von der horizontalen und vertikalen Laserfokus-Position und konnte durch laterale Verschiebung des Fokus in Laserstrahlrichtung um das 2,5-fache erhöht werden.
Zusätzlich zur integralen Intensitätsbestimmung gestattete die eingesetzte Lochkamera erstmals die ortsaufgelöste Untersuchung des EUV-Plasmas. Messungen der Plasmagröße im Spektralbereich von $7 - 17$nm ergaben zunächst eine in Laserstrahlrichtung längliche Plasmaform. Anhand der durch die Lochkamera gewonnenen Daten war es möglich, durch Verschiebung des Laserfokus eine sphärische Plasmaform zu erzeugen, die einen weiteren Einsatz in Kombination mit Strahlführungsoptiken vereinfacht. Ebenfalls von großem Interesse für die effiziente Nutzung von EUV-Strahlquellen ist die Winkelabhängigkeit der

Plasmaemission, die mit Hilfe einer drehbaren Lochkamera vermessen wurde. Messungen der EUV-Intensität für unterschiedliche azimutale Winkel ergaben bei kleinen Winkeln ($\leq 45°$) zwischen einfallender Laserstrahlung und Lochkamera eine 8-fach höhere Intensität als für große Winkel (130°). Zur Erklärung dieses Phänomens wurde ein semiempirisches Modell basierend auf Reabsorptionseffekten der EUV-Strahlung im Targetgas aufgestellt. Vergleiche mit experimentell bestimmten Werten bestätigen die Modellannahmen.
Für die spektrale Charakterisierung der EUV-Emission wurde ein Reflexionsspektrograph konstruiert, der es ermöglicht, den Wellenlängenbereich von $7 - 15$nm mit einer Genauigkeit von $\lambda/\Delta\lambda \approx 200$ aufzulösen. Die Spektren diverser Targetgase wurden untersucht, hierbei zeigte sich, dass für 13nm-Strahlung besonders Sauerstoff als schmalbandiger und Xenon als breitbandiger Strahler geeignet sind.

Der Einfluss eines zweiten, äußeren Gases (Helium) auf die spektrale Emission des Targetgases (Xenon oder Sauerstoff) wurde mit Hilfe einer Doppelstrahldüse untersucht. Messungen ergaben eine um den Faktor 4,5 gesteigerte EUV-Emission des Xenons durch das Helium bei 13nm im Vergleich zu Xenon alleine. Für Sauerstoff konnten die Spektren auf Grund der diskreten Strahlungsübergänge genauer analysiert werden: Es zeigte sich eine stärkere Ionisierung des Sauerstoffs mit Helium als Außengas. Zur Erklärung der höheren Anregung wurde eine Theorie basierend auf Stoßprozessen zwischen Sauerstoff und Helium aufgestellt, mit der sich auch Aussagen für höhere Partialdrücke treffen lassen. Die Erkenntnisse aus den Untersuchungen der Stoßprozesse kombiniert mit der spektralen Filterung eines Multischichtspiegels und einer Zirkonfolie ermöglichten es, quasimonochromatische Strahlung bei 13nm zu erzeugen.

Im Verlauf dieser Arbeit wurde erstmals ein kompakter Hartmann-Wellenfrontsensor für den EUV-Spektralbereich aufgebaut und erfolgreich eingesetzt. Neben den Messungen der Wellenfront der EUV-Strahlung direkt aus dem Plasma eignet sich der Sensor besonders gut zur Optikcharakterisierung. Als Demonstration wurde die Krümmung der Wellenfront hinter einem verformbaren Multischichtspiegel gemessen und mit der berechneten Auslenkung des Spiegels verglichen. Es zeigte sich eine gute Übereinstimmung der Ergebnisse. Die durchgeführten Experimente lassen darauf schließen, dass der Hartmann-Wellenfrontsensor im EUV-Bereich als kompakte, kostengünstige Alternative zu interferometrischen Messverfahren geeignet ist.

Die Erkenntnisse dieser Arbeit tragen grundsätzlich zum besseren Verständnis der laserinduzierten Plasmaerzeugung für den EUV-Spektralbereich bei: So ist es möglich das Plasma bezüglich Form, Intensität und spektraler Eigenschaften für die gewünschten An-

wendungen zu optimieren. Neu entwickelte Charakterisierungswerkzeuge wie der kompakte Hartmann-Wellenfrontsensor für den EUV-Bereich bieten ein großes Potential für die Optikcharakterisierung. Die während dieser Arbeit konstruierte Lochkamera findet bereits Anwendung bei international tätigen Lithographiequellenherstellern und wird kommerziell über die Fa. Jenoptik Mikrotechnik GmbH vertrieben.
Auf Grund einer Vielzahl noch zu lösender Probleme, wie die noch um zwei Größenordnungen zu geringen Intensität, steht heute nicht eindeutig fest, ob die EUV-Lithographie zur industriellen Serienfertigung zukünftiger Computerchips geeignet sein wird, auch wenn führende Experten von einer Markteinführung der ersten Belichter mit EUV-Quellen im Jahr 2007 ausgehen. Davon unabhängig werden kompakte EUV-Laborquellen für unterschiedlichste Anwendungen wie Mikroskopie und Spektroskopie benötigt. Untersuchungen der Wechselwirkung von EUV-Strahlung mit Materie erfordern hohe Leistungsdichten, die einen Einsatz von Optiken unabdingbar machen. Diese Anwendungen erfordern eine hohe Genauigkeit an die Justage, für die unterschiedliche Charakterisierungswerkzeuge wie der Hartmann-Wellenfrontsensor benötigt werden. Somit bietet sich sowohl für die Quellentwicklung als auch für die Entwicklung neuer Messtechnik in Wissenschaft und industrieller Fertigung ein großer Markt und eine Vielzahl neuer Anwendungsgebiete.

Literaturverzeichnis

[Att99] D. Attwood. *Soft X-rays and extreme ultraviolet radiation.* Cambridge University Press, 1999.

[Bec56] E. W. Becker, K. Bier und W. Henkes. Strahlen aus kondensierten Atomen und Molekeln im Hochvakuum. *Z. Phys.* **146** (1956), 333–338.

[Bel93] A.J. Bell, J.M. Mestdagh, J. Berlande, X. Biquard, J. Cuvellier, A. Laliement, P. Meynadier, O. Sublemontier und J.P. Visticot. Mean cluster size by Rayleigh scattering. *J. Phys. D* **26** (1993), 994–996.

[Ber92] L. Bergmann und C. Schaefer et al., Hrsg. *Lehrbuch der Experimentalphysik, Bd.5, Vielteilchen-Systeme.* De Gruyter, Bln., 1992.

[Ber96] M. Berglund, L. Rymell und H.M. Hertz. Ultraviolet prepuls for enhanced X-ray emission and brightness from droplet-target laser plasmas. *Appl. Phys. Lett.* **69**, 12 (1996), 1683–1685.

[Ber98] M. Berglund et al. Cryogenic liquid-jet target for debris-free laser-plasma soft X-ray generation. *Rev. Sci. Instrum,* **69**, 6 (1998), 2361–2364.

[Ber99] K. Bergmann et al. Highly repetitive, extreme-ultraviolet radiation source based on a gas-discharge plasma. *Appl. Optics* **38**, 25 (1999), 5413–5417.

[Bor80] M. Born und E. Wolf. *Principles of optics.* Cambridge University Press, 1980.

[Bor02] V.M. Borisov et al. Development of high power EUV sources for lithography. In *Proc. SPIE*, Bd. 4688, 2002, S. 626.

[Can94] L.R. Canfield et al. Silicon photodiodes with integrated thin film filters for selective bandpasses in the extreme ultraviolet. In *Proc. SPIE*, Bd. 2282, 1994, pp. 31–38.

[Car01] M.C. Carthy. Phase shift techniques - rewrite the semiconductor road map. *Photonics Spectra* (Dezember 2001), 10–13.

[Cen02] Center of X-ray optics, Berkeley. http://www-cxro.lbl.gov/, 2002.

[Che94] G. Chen et al. Synchrotron radiation X-ray lithography beamline optics alignment using the Hartmann method. *J. Vac. Sci. Technol. B* **12**, 6 (1994), 4013–4017.

[Cuv91] J. Cuvellier et al. A simple method to determine the mean cluster size in a molecular beam. *Z. Physik D* **21** (1991), 265–269.

[Daw69] J. Dawson, P. Kaw und B. Green. Optical absorption and expansion of laser-produced plasmas. *The Physics of Fluids* **12**, 4 (1969), 875–882.

[Dem91] W. Demtroeder. *Laserspektroskopie*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1991.

[Dou90] J.P. Dougherty und P.C. Clemmow. *Electrodynamics of particles and plasmas*. Perseus Books, 1990.

[Eid86] K. Eidmann et al. Absolute soft X-ray measurements with a transmission grating spectrometer. *Laser and Particle Beams* **4**, 3&4 (1986), 521–536.

[Fie00a] H. Fiedorowicz, A. Bartnik, H. Daido, I. Woo Choi, M. Suzuki und S. Yamagami. Strong extreme ultraviolet emission from a double-stream xenon/helium gas puff target irradiated with a Nd:YAG Laser. *Opt. Commun.* **184** (2000), 161–167.

[Fie00b] H. Fiedorowicz, A. Bartnik, R. Jarocki, R. Rakowski und M. Szczurek. Enhanced X-ray emission in the 1keV range form a laser irradiated gas puff target using the double-nozzle setup. *Appl. Phys. B* **70** (2000), 305–308.

[For02] I.V. Formenkov et al. Optimization of a dense plasma focus device as a light source for EUV lithography. In *Proc. SPIE*, Bd. 4688, 2002, S. 634.

[Ger93] C. Gerthsen und H. Vogel. *Physik*. Springer, 1993.

[Gol98] K.A. Goldberg et al. High-accuracy interferometry of extreme ultraviolet lithographic optical systems. *J. Vac. Sci. Technol. B* **16**, 6 (1998), 3435–3639.

[Gol00] K.A. Goldberg et al. Extreme ultraviolet alignment and testing of a four-mirror ring filed extreme ultraviolet optical system. *J. Vac. Sci. Technol. B* **18**, 6 (2000), 2911–2915.

[Hag72] O.F. Hagena und W. Obert. Cluster formation in expanding supersonic jets: Effect of pressure, temperature, nozzle size, and test gas. *J. Chem. Phys.* **56**, 5 (1972), 1793–1802.

[Hag92] O.F. Hagena. Cluster ion source (invited). *Rev. Sci. Instrum.* **63**, 4 (1992), 2374–2379.

[Ham99] D. Hambach und G. Schneider. High aperture diffractive X-ray and extreme ultraviolet optical elements for microscopy and lithography applications. *J. Vac. Sci. Technol. B* **17**, 6 (1999), 3212–3216.

[Har00] J. Hartmann. Bemerkungen über den Bau und die Justierung von Spektrographen. *Zeitschrift für Instrumentenkunde* **20** (1900), 51–58.

[Har80] T. Harada und T. Kita. *Appl. Optics* **19**, 23 (1980), 3987–3993.

[Har01] S.S. Harilal, C.V. Bidhu und H.J. Kunze. Space and time-resolved soft X-ray emission from laser-produced magnesium plasma. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **34** (2001), 560–566.

[Hec99] E. Hecht. *Optik*. R. Oldenbourg Verlag, 1999.

[Hei90] U. Heinzmann. Multischichten für optische Komponenten im weichen Röntgengebiet. *Dünnschichttechnologien* **2** (1990), 480–502.

[Hem00] O. Hemberg, B.A.M. Hansson und H.M. Hertz. Target analysis of laser-plasma droplet-target system. In *Proc. SPIE*, Bd. 4144, 2000, pp. 38–42.

[Hen00] H. Henneken, F. Scholze, M. Krumrey und G. Ulm. Quantum efficiency of gold and copper photocathodes in the VUV and X-ray range. *Metrologia* **37**, 5 (2000), 485–488.

[Jen76] F.A. Jenkins und H.E. White. *Fundamentals of optics*. McGraw-Hill International Editions, 1976.

[Jin95] F. Jin und M. Richardson. New laser plasma source for extreme-ultraviolet lithography. *Appl. optics* **34**, 25 (1995), 5750–5760.

[Kai00] N. Kaiser, S. Yulin und T. Feigel. Si-based multilayers with high thermal stability. In *Proc. SPIE*, Bd. 4146, 2000, pp. 91–100.

[Kai02] N. Kaiser et.al. Homepage Fraunhofer Instituts für angewandte Optik und Feinmechanik. http://www.iof.fhg.de, 2002.

[Kan01a] M. Kanouff, H. Shields, L. Bernadez und G. Kubiak. EUV absorption in a laser produced plama source. In *Proc. SPIE*, Bd. 4343, 2001, pp. 507–514.

[Kan01b] M. Kanouff, H. Shields, L. Bernardez, D. Chenoweth und G. Kubiak. Absorption of extreme ultraviolet light in a laser produced gas-jet plasma source. *J. Appl. Phys.* **90**, 8 (2001), 3726–3734.

[Kas00] R. Kassing, R. Käsmaier und I.W. Rangelow. Lithographie der nächsten Generation. *Physikalische Blätter* **56**, 2 (2000), 31–36.

[Kod86] R. Kodama et al. Soft X-ray emission from ω_0, $2\omega_0$ and $4\omega_0$ laser produced plasmas. *J. Appl. Phys.* **59**, 9 (1986), 3050–3052.

[Koh85] F. Kohlrausch, Hrsg. *Praktische Physik*. Teubner, 1985.

[Kon00] H. Kondo et al. Development of an EUV reflectometer using a laser-plasma X-ray source. In *Proc. SPIE*, Bd. 4144, 2000, pp. 76–81.

[Kor93] R. Korde, J.S. Cable und L.R. Canfield. One gigarad passivating nitrided oxides for 100% internal quantum efficiency silicon photodiodes. *IEEE Transactions on nuclear science* **40**, 6 (1993), 1655–1659.

[Kös97] Hilke Köster. *Laserinduzierte Plasmaexpansion und Laserdeposition von Bleizirkonat/-titanat*. Dissertation, Georg-August-Universität Göttingen, 1997.

[Kra79] M.O. Krause und J.H. Oliver. Natural width of atomic K and L levels, K_α X-ray lines and several KLL Auger lines. *J. Phys. Chem. Ref. Data* **8** (1979), 329.

[Kra01] S. Kranzusch und K. Mann. Spectral characterization of EUV radiation. *Opt. Commun.* **200** (2001), 223–230.

[Kru01] W. Kruer. *The Physics of Laser Plasma Interactions*. Westview Press, 2001.

[Leb99] R. Lebert, K. Bergmann, G. Schriever und W. Neff. A gas discharged based radiation source for EUV-lithography. *Microelectronic Engineering* **46** (1999), 449–452.

[Let01] T. Letardi, D. Lo und C.E. Zheng. Particle dynamics of debris produced during laser-plasma soft X-ray generation. *J. Appl. Phys.* **89**, 2 (2001), 1458–1462.

[Le 02] S. Le Pape et al. Electromagnetic-field distribution measurements in the soft X-ray range: full characterization of a soft X-ray laser. *Phys. Rev. Lett.* **88**, 18 (2002), 183901–1 – 183901–4.

[Mai86] H.H. Mai, J.M. Larsen, K. Dimoff und J. Castracane. High-speed programmable detector system for plasma spectroscopy. *Rev. Sci. Instrum.* **57**, 5 (1986), 866–873.

[Mal96] L. Malmqvist, L. Rymell und H.M. Hertz. Droplet-target laser-plasma source for proximity X-ray lithography. *Appl. Phys. Lett.* **68**, 19 (1996), 2627–2629.

[Man00] P. Mangat et al. EUV mask fabrication using Be-based multi-layer mirrors. In *Proc. SPIE*, Bd. 3997, 2000, pp. 814–818.

[McC01] J. McClay, T. Fahey und M. Lipson. Chalanges remain for 157-nm lithography. *Optoelectronics World* (July 2001), 10–13.

[Mey00] W. Meyer-Ilse et al. High resolution protein localization using soft X-ray microscopy. *Journal of Microscopy* **201** (2000), 395–403.

[Mil01] R.B. Miles, W.R. Lempert und J.N. Forkey. Laser Rayleigh scattering. *Meas. Sci. Technol.* **12** (2001), R33–R51.

[Mon01] C. Montcalm et al. Multilayer coating and test of the optics for two new 10x microstepper extreme-ultraviolet lithography cameras. *J. Vac. Sci. Technol. B* **19**, 4 (2001), 1219–1228.

[Moo65] G. E. Moore. Cramming more components onto integrated circuits. *Electronics* **38**, 8 (1965).

[Mor01a] M. Mori et al. Extreme ultraviolet emission from Xe cluster excited by high-intensity lasers. *J. Appl. Phys.* **90**, 7 (2001), 3595–3601.

[Mor01b] M. Mori, T. Shiraishi, E. Takahashi, H. Suzuki, L.B. Sharma, E. Miura und K. Kondo. Extreme ultraviolet emission from Xe clusters excited by high-intensity lasers. *J. Appl. Phys.* **90**, 7 (2001), 3595–3601.

[Nak97] H. Nakano, T. Nishikawa und N. Uesugi. Soft X-ray generation from femtosecond laser produced plasma with reduced debris using a metal-doped glass target. *Appl. Phys. Lett.* **70**, 1 (1997), 16–18.

[Nef01] W. Neff et al. Konzepte und Prozesse zur Erzeugung effizienter EUV-Quellen. Abschlußbericht des Fraunhofer-Instituts f. Lasertechnik / Aachen, Vordringliche Maßnahme des BMBF zu laser- und entladungsbasiertern EUV-Quellen, 2001.

[Nic92] D. R. Nicholson. *Introduction to plasma theory.* Krieger Publishing Company, 1992.

[Nic01] P.V. Nickles, H. Stiel, U. Vogt, I. Will, S. Ter-Advitsyan, M. Schürer und W. Sandner. Konversionsuntersuchungen für laserbasierte Quellen im EUV-Bereich in Abhängigkeit von relevanten Laserparametern. Abschlußbericht des

Max-Born-Instituts / Berlin, Vordringliche Maßnahme des BMBF zu laser- und entladungsbasiertern EUV-Quellen, 2001.

[Nie74] B. Niemann, D. Rudolph und G. Schmahl. Soft X-ray imaging zone plates with large zone numbers for microscopic and spectroscopic applications. *Opt. Commun.* **12**, 2 (1974), 160–163.

[Nol76] R.J. Noll. Zernike Polynomials and atmospheric turbulence. *J. Opt. Soc. Am.* **66**, 3 (1976), 207–11.

[Pan02] J. Pankert et al. Physical properties of the HCT EUV source. In *Proc. SPIE*, Bd. 4688, 2002.

[Pet02] Christian Peth. Aufbau und Charakterisierung eines gepulsten, lasergestützten Gas-Targets zur erzeugung weicher Röntgenstrahlen. Diplomarbeit, Fachhochschule Hildesheim/Holzminden/Göttingen, 2002.

[Peu01] M. Peuker. High-efficiency nickel phase zone plates with 20 nm minimum outermost zone width. *Appl. Phys. Lett.* **78**, 15 (2001), 2208–2210.

[Pol01] L. Poletto, G. Tondello und P. Villoresi. High-order laser harmonics detection in the EUV and soft X-ray spectral regions. *Rev. Sci. Instrum.* **72**, 7 (2001), 2868–2874.

[Ric93] M. Richardson et.al. Characterization and control of laser plasma flux parameters for soft-X-ray projection lithography. *Appl. Optics* **32**, 34 (1993), 6901–6910.

[Ric98] M Richter et al. Real-time calibration of planar laser-induced fluorescence air-fuel ratio measurements in combustion environments using in situ Raman scattering. In *27th Symposium on Combustion/The Combustion Institute*, 1998, pp. 51–57.

[Rön96] W.C. Röntgen. Ueber eine neue Art von Strahlen. *Ann. d. Phys. u. Chem.* **64** (1896).

[Rub99] H.G. Rubahn. *Laser applications in surface science and technology.* John Wiley & Sons, 1999.

[Ryb85] G.B. Rybicki und A.P. Lightman. *Radiative Processes in Astrophysics.* Wiley-Interscience, 1985.

[Sau01] R. Sauerbrey et al. Bestimmung der Effizienz von lasergetriebenen EUV-Quellen in Abhängigkeit von Laserpulsdauer und Laserpulsform. Abschlußbericht des Inst. f. Optik u. Quantenelektronik/ Univ. Jena, Vordringliche Maßnahme des BMBF zu laser- und entladungsbasiertern EUV-Quellen, 2001.

[Sch69] G. Schmahl und D. Rudolph. Lichtstarke Zonenplatten als abbildende Systeme für weiche Röntgenstrahlung. *Optik* **29**, 6 (1969), 577–585.

[Sch98] G. Schriever. *Laserproduzierte Plasmen als EUV-Strahlungsquelle*. Dissertation, RWTH Aachen, Shaker Verlag Aachen, 1998.

[Sch99] G. Schriever, K. Bergmann und R. Lebert. Extreme ultraviolet emission of laser-produced plasmas using a cryogenic xenon target. *J. Vac. Sci. Techn. B* **17**, 5 (1999), 2058–2060.

[Sch00a] B. Schäfer und K. Mann. Investigation of the propagation characteristics of excimer lasers using a Hartmann-Shack sensor. *Rev. Sci. Instrum.* **71**, 7 (2000), 2663–2668.

[Sch00b] F. Scholze et. al. New PTB beamlines for high-accuracy EUV reflectometry at BESSY II. In *Proc. SPIE*, Bd. 4146, 2000, pp. 72–82.

[Sch01] G. Schmahl, D. Rudolph, B. Lengeler und C. Schroer. Röntgenlinsen. *Physikalische Blätter* **1** (2001), 43–48.

[See99] J.F. Seely, R. Korde, F. Hanser, J. Wiese, G.E. Holland, J. Weaver und J.C. Rife. Characterization of silicon photodiode detectors with multilayer filter coatings for 17-150 A. In *Proc. SPIE*, Bd. 3764, 1999, pp. 103–109.

[See01] J.F. Seely et al. Calibration of an extreme-ultraviolet transmission grating spectrometer with synchrotron radiation. *Appl. Opt.* **40**, 10 (2001), 1623–1630.

[Sem01] Sematech. International technology roadmap for semiconductors. http://www.sematech.org, 2001.

[Sha71] R.V. Shack und B.C. Platt. Production and use of a lenticular hartmann screen. *J. Opt. Soc. Am.* **61** (1971), 656.

[She98] A.P. Shevelkov, L.A. Shmaenok, S.S. Churilov, R.K.F.J. Bastiaensen und F. Bijkerk. Extreme ultraviolet spectroscopy of a laser plasma source for lithography. *Physica Scripta* **57** (1998), 276–282.

[Sin00] M. Singh und J.J.M. Braat. Design of multilayer extreme-ultraviolet mirrors for enhanced reflectivity. *Appl. Optics* **39**, 13 (2000), 2189–2197.

[Sug00a] K. Sugisaki et al. Assembly and alignment of three aspherical mirror optics for extreme ultraviolet projection lithography. In *Proc. SPIE*, Bd. 3997, 2000, pp. 751–758.

[Sug00b] K. Sugisaki et al. Present status of the ASET at-wavelength phase-shifting point diffraction interferometer. In *Proc. SPIE*, Bd. 4146, 2000, pp. 47–53.

[Ter01] S. Ter-Avetisyan et al. Absolute extreme ultraviolet yield from femtosecond-laser-excited Xe clusters. *Phys. Rev. E* **64** (2001), 036404–1 – 036404–8.

[Thu98] M.C. Thurber, F. Grisch und B.J. Kirby. Measurements and modelling of acetone laser-induced fluorescence with implications for temperature-imaging diagnostics. *Appl. Optics* **37**, 21 (1998), 4963–4978.

[Tur88] I.C.E. Turcu und J.B. Dance. *X-rays from laser plasmas.* John Wiley & Sons, 1988.

[Tys98] R. K. Tyson. *Principles of adaptive optics.* Academic Press, 1998.

[Vog00] S. Vogt, G. Schneider, A. Steuernagel, J. Lucchesi, E. Schulze, D. Rudolph und G. Schmahl. X-ray microscopic studies of the drosophila dosage compensation complex. *Journal of Structural Biology* **132** (2000), 123–132.

[Vog01] U. Vogt et al. Influence of the laser intensity and pulse duration on the extreme ultraviolet yield from a water jet target laser plasma. *Appl. Phys. Lett.* **79**, 15 (2001), 2336–2338.

[Vog02] U. Vogt. *Röntgenemission aus laserinduzierten Plasmen: Einfluss von Laserintensität und Pulsdauer bei verschiedenen Targetsystemen.* Dissertation, Technischen Universität Berlin, 2002.

[Web92] H. Weber. Skript: Laserphysik. Optisches Institut der TU Berlin, 1991/92.

[Wil98] T. Wilhein et al. X-ray brilliance measurements of a subpicosecond laser plasma using an elliptical off-axis reflection zone plate. *J. Opt. Soc. Am. B* **15**, 3 (1998), 1235–1241.

[Wil99] T. Wilhein et al. A slit grating spectrograph for quantitative soft X-ray spectroscopy. *Rev. Sci. Instrum.* **70**, 3 (1999), 1694–1699.

[Wör89] J. Wörmer, J. Guzielski, J. Stapelfeldt und T. Möller. Fluorescence excitation spectroscopy of xenon clusters in the VUV. *Chem. Phys. Lett.* **159**, 4 (1989), 321–326.

[Yar88] A. Yariv. *Quantum electronics.* Jo Wiley & Sons, 1988.

Eigene wissenschaftliche Beiträge

Wissenschaftliche Veröffentlichungen

S. Kranzusch, K. Mann:
Laser-induced EUV source for optics characterization
Proc. of Emerging Lithographic Technologies V 2001, Proc. SPIE Vol. **4343**, 559-565, (2001)

S. Kranzusch, K. Mann:
Characterization of laser-induced EUV plasma sources
Proc. of Applications of X-Ray Generated from Lasers and Other Bright Sources II, Proc. SPIE Vol. **4504**, 114-120, (2001)

S. Kranzusch, K. Mann:
Spectral characteristics of EUV radiation emitted from a laser-irradiated gas puff target
Opt. Commun. Vol. **200/1-6**, 223-230, (2001)

K. Mann, S. Kranzusch, G. Eckert, C. Peth, B. Schäfer:
Development of diagnostic tools for the EUV spectral range
Proc. of Emerging Lithographic Technologies V 2002, Proc. SPIE Vol. **4688**, 354-362

K. Mann, S. Kranzusch, G. Eckert, C. Görling, U. Leinhos, C. Peth, B. Schäfer:
Optical metrology in the VUV and EUV spectral range
Proc. of Emerging Lithographic Technologies V 2002, Proc. SPIE Vol. **4779**

S. Kranzusch, K. R. Mann, C. Peth:
Plasma characterization in the extreme ultraviolet spectral range
Proc. of Emerging Lithographic Technologies V 2002, Proc. SPIE Vol. **4781**

S. Kahl, V.P. Denysenkov, S.I. Khartsev, S. Kranzusch, A.M. Grishin:
Influence of the laser repetition rate on crystalline structure, composition, and magnetic

properties of laser deposited $Y_3Fe_5O_{12}/Gd_3Ga_5O_{12}(111)$ films
Mat. Res. Soc. Symp. Proc. Vol. **720**, 2002

S. Kranzusch, C. Peth, K. Mann:
Spatial characterization of EUV-plasmas generated by laser excitation of xenon gas target
Rev. Sci. Instr. (im Druck)

Tagungsbeiträge

S. Kranzusch, K. Mann:
Laser-induced EUV source for optics characterization
Poster zur SPIE-Tagung: Microlithography
Santa Clara, Februar/März 2001

S. Kranzusch, K. Mann:
Laser-induced EUV source for metrology
Poster zur Lasermesse 2001
München, Juni 2001

S. Kranzusch, K. Mann:
Characterization of laser-induced EUV plasma sources
Vortrag auf der SPIE-Tagung: Optical Science and Technology
San Diego, Juli/August 2001

K. Mann, S. Kranzusch, G. Eckert, C. Peth, B. Schäfer:
Development of diagnostic tools for the EUV spectral range
Vortrag auf der SPIE-Tagung: Microlithography
Santa Clara, März 2002

S. Kahl, V.P. Denysenkov, S.I. Khartsev, S. Kranzusch, A.M. Grishin:
Influence of the laser repetition rate on crystalline structure, composition, and magnetic properties of laser deposited $Y_3Fe_5O_{12}/Gd_3Ga_5O_{12}(111)$ films
Vortrag auf dem Spring Meeting 2002 der MRS (Materials Research Society)
San Francisco, März/April 2002

M.C. Schürmann, T. Mißalla, K. Mann, S. Kranzusch, G. Ulm, R.M. Klein, R. Lebert, L. Juschkin:
Overview: Tools for EUVL-source characterization and optimization

Vortrag auf dem First International Extreme Ultra-Violet Lithography (EUVL) Symposium
Dallas, Texas, Oktober 2002

K. Mann, S. Kranzusch, G. Eckert, C. Görling, U. Leinhos, C. Peth, B. Schäfer:
Optical metrology in the VUV and EUV spectral range
Vortrag auf der SPIE-Tagung: Optical Science and Technology
Seattle, Juli 2002

S. Kranzusch, K. R. Mann, C. Peth:
Plasma characterization in the extreme ultraviolet spectral range
Vortrag auf der SPIE-Tagung: Optical Science and Technology
Seattle, Juli 2002

C. Peth, S. Kranzusch, M. Kramer, K. Mann:
Plasmacharakterisierung im EUV-Spektralbereich
Vortrag auf den Remagener Physiktage
Remagen, September 2002

Danksagung

Ich bedanke mich bei Herrn Prof. Dr. G. Marowsky für die Möglichkeit diese Arbeit am Laser-Laboratorium Göttingen e.V. (LLG) anzufertigen und für die Übernahme des Erstreferates. Herrn Prof. Dr. G. Schmahl vom Institut für Röntgenphysik der Universität Göttingen danke ich für die Übernahme des Korreferates.
Mein besonderer Dank gilt Herrn Dr. Klaus Mann, der mich am LLG angeleitet hat. Seine Anregungen für experimentelle und theoretische Aspekte dieser Arbeit waren eine große Hilfe ohne die diese Arbeit nicht zustande gekommen wäre. Ebenfalls gilt mein großer Dank Herrn Dipl. Ing. Christian Peth, der mit seinem steten wissenschaftlichen Interesse und seinen mechanischen Fähigkeiten im letzten Jahr dieser Arbeit eine große Unterstützung war.
Allgemein danke ich allen Mitarbeitern des LLG's für die hervorragende, freundschaftliche Arbeitsatmosphäre und das stete Interesse.
Mein weiterer Dank gilt:

- Herrn Dr. U. Leinhos, Dr. G. Eckert, Dr. M. Kramer, Dr. B. Schäfer, Herrn Dipl. Phys. C. Görling, M. Lübecke und Herr Dipl. Phys. O. Mädiger für die Bereitschaft auch über die Themen der Physik hinaus interessante Diskussionen zu führen;

- Herrn D. Born und Herrn A. Spata für die schnelle Lösung zahlreicher Computer- und Mechanikprobleme;

- Herrn Dr. V. Beushausen, Herrn Dr. T. Müller und Herrn Dr. J. Scholz für die Unterstützung bei der Visualisierung des Gasstromes;

- Den ehemaligen Kollegen und Freunden Dr. O. Apel, Dr. T. Schmidt-Uhlig, Dr. R. Hildebrand und Ehefrauen für den immer noch sehr guten Kontakt;

- Dem Fraunhofer Institut für angewandte Optik und Feinmechanik (IOF) in Jena und hier besonders Herrn Dr. N. Kaiser, Dr. T. Feigel und Dr. T. Kuhlmann für die hervorragenden Multischichtspiegel;

- Der Firma XTREME technologies GmbH und hier vor allem Herrn Dr. G. Schriever für die gute Zusammenarbeit und die hilfreichen Diskussionen;

- Der Firma Jenoptik Mikrotechnik GmbH mit Herrn Dr. M.C. Schürmann und Herrn Dr. T. Mißalla für die Zusammenarbeit und dem Interesse;
- Herrn Dr. H. Fiedorowicz von der Universität Warschau für viele hilfreiche Diskussionen sowie der Bereitstellung der Doppelstrahldüse;
- Der Arbeitsgruppe von Prof. Dr. T. Wilhein am Rhein-Ahr-Campus der FH Koblenz mit Herrn Dipl. Phys. M. Wieland und Herrn Dr. U. Vogt für die Unterstützung in wissenschaftlichen Fragen.

Zuletzt sei den wichtigsten Personen in meinem Leben besonders gedankt: Das sind zum einen meine Freunde, zum anderen meine Eltern und meine Schwester Julia, die mich immer unterstützt haben und Sylvie Waldhoff für die tägliche Bereicherung des Lebens.

Lebenslauf

Name:	Sebastian Kranzusch
Persönliche Daten:	
Geburtsdatum:	02.02.1974
Geburtsort:	Bremen
Staatsangehörigkeit:	deutsch
Familienstand:	ledig
Schulbildung:	
1980 - 1984:	„Grundschule Adelheide“ in Delmenhorst
1984 - 1986:	„Orientierungsstufe Süd“ in Delmenhorst
1986 - 1993:	„Gymnasium an der Max-Planck-Straße“ in Delmenhorst
Wehrdienst:	
Juli 1993 - Juni 1994:	Wehrdienst bei dem 9./Nachschubbataillon 11 in Delmenhorst
Hochschulausbildung:	
September 1994:	Aufnahme des Physikstudiums an der Georg-August-Universität Göttingen
Oktober 1996	Diplomvorprüfung
September 1997 - Juli 1999:	Diplompraktikum und Diplomarbeit am Laser-Laboratorium Göttingen e.V. unter Anleitung von Prof. Dr. G. Marowsky und am Institut für Materialphysik der Universität Göttingen bei Herrn Prof. Dr. H. C. Freyhardt
Juli 1999:	Diplomprüfung
September 1999:	Beginn der Promotionsarbeit an der Universität Göttingen bei Herrn Prof. Dr. G. Marowsky