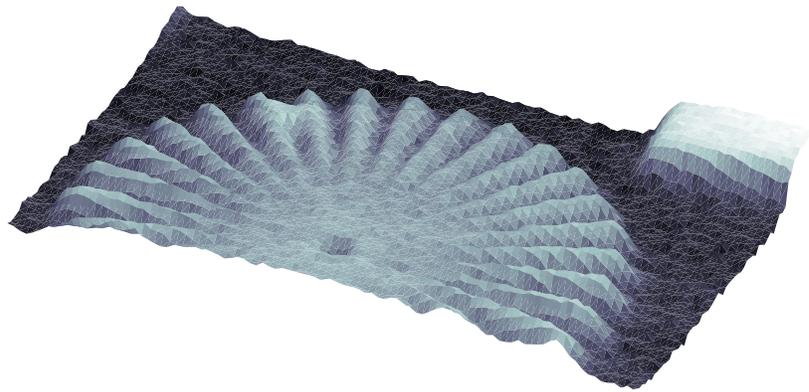


# Entwicklung eines Rastermikroskopes für den Einsatz an Laborquellen im EUV Spektralbereich



Dissertation zur Erlangung des  
naturwissenschaftlichen Doktorgrades  
der Bayerischen Julius-Maximilians-Universität  
Würzburg

vorgelegt von

Rolf Früke

aus Osnabrück

Würzburg 2005

Eingereicht am: 20. Juli 2005  
bei der Fakultät für Physik und Astronomie

1. Gutachter: Prof. Dr. C. Spielmann  
2. Gutachter: Prof. Dr. G. Gerber  
der Dissertation

1. Prüfer: Prof. Dr. C. Spielmann  
2. Prüfer: Prof. Dr. G. Gerber  
3. Prüfer: Prof. Dr. H. Hinrichsen  
im Promotionskolloquium

Tag des Promotionskolloquiums: 15. November 2005

# Liste der Veröffentlichungen

Teile dieser Arbeit wurden in folgenden Beiträgen veröffentlicht:

Rolf Fröhe, Jörg Kutzner, Tobias Witting, Helmut Zacharias, Thomas Wilhein: *EUV scanning transmission microscope operating with high harmonic and laser plasma radiation*, Europhys. Lett., angenommen und in Bearbeitung

U. Vogt, R. Frueke, T. Wilhein, H. Stollberg, P.A.C. Jansson, H.M. Hertz: *High-resolution spatial characterization of laser produced plasmas at soft x-ray wavelengths*, Appl. Phys. B, V78, pp. 53-58, (2004)

Rolf Fröhe, Thomas Wilhein, Marek Wieland, Ulrich Vogt: *Imaging of a laser plasma source at 13nm wavelength approaching submicrometer resolution*, Journal de Physique IV, Volume 104, 2003, pp. 153-156 in: J. Susini, D. Joyeux, F. Polack, eds.: Proceedings of the 7th International Conference on X-ray microscopy (ERSF, Grenoble 2002)

M. Wieland, R. Fröhe, T. Wilhein, U. Kleineberg, M. Pohl, Ch. Spielmann, F. Krausz: *Submicron imaging in the EUV spectral range using high-harmonic radiation*, Journal de Physique IV, Volume 104, 2003, pp. 149-152 in: J. Susini, D. Joyeux, F. Polack, eds.: Proceedings of the 7th International Conference on X-ray microscopy (ERSF, Grenoble 2002)

Marek Wieland, Rolf Frueke, Thomas Wilhein, Christian Spielmann, Martin Pohl, Ulf Kleineberg: *Submicron extreme ultraviolet imaging using high-harmonic radiation*, Appl. Phys. Lett., V81(14), pp. 2520-2522, (2002)

In this work the development of a compact, mobile laboratory scanning microscope is described. The spectral range for which the microscope is designed and was tested successfully is in the extremely ultraviolet. Without problems the range of application can be extended into the soft X-ray region, for example into the area interesting for biological examinations of the water window between 2.3 and 4.4 nm wavelength.

As a laboratory source for extremely ultraviolet radiation, for example, laser-induced plasmas are suited. Today these sources are understood well and represent sources for X-ray radiation. Their temporal stability and the conversion efficiency is sufficient, so that laser-induced plasmas offer good presuppositions for imaging applications like microscopy.

Due to the production process with short laser pulse lengths the length of the produced high harmonic pulse is also short. The length is in the timescale of some femtoseconds down to several hundred attoseconds. In addition, high harmonic radiation is emitted in a narrowed cone. Therefore the most of the radiation is available for the experiments. With this new technology another laboratory source for extrem ultraviolet radiation is available. Dynamic processes on short time scales can be detected and analyzed. Therefore high harmonic radiation is a good supplement to radiation from laser-induced plasmas.

Both source types provide the opportunity to shift scanning microscopy experiments from large facilities like electron storage rings into the laboratory. Examination procedures like spectro-microscopy, photoelectron or X-ray fluorescence spectroscopy can be transferred and supplemented by time resolved measurements.

The scanning microscope constructed within the framework of this dissertation was tested and used at both laboratory sources successfully. Therefore it was first necessary to characterize the different sources and to determine the optimal conditions for a high and stable photon rate. With optimized source conditions different test objects were imaged with the scanning microscope. Using a grating structure a resolution of 500 nm is demonstrated.

Im Rahmen dieser Arbeit wird der Aufbau eines kompakten, mobilen Labor-Rastermikroskopes beschrieben. Das Mikroskop ist konzipiert für den Einsatz mit Strahlung aus dem extrem ultravioletten Spektrum und konnte bei 13 und 17 nm Wellenlänge erfolgreich getestet werden. Der Anwendungsbereich läßt sich ohne Probleme auf weiche Röntgenstrahlung ausdehnen, um zum Beispiel den für biologische Untersuchungen interessanten Bereich des Wasserfensters zwischen 2,3 und 4,4 nm Wellenlänge zu erschließen.

Als Laborquelle für Strahlung des extrem ultravioletten Spektralbereiches kommen beispielsweise laserinduzierte Plasmen in Frage. Diese sind heute gut verstanden und stellen Quellen für kontinuierliche und diskrete Strahlung bis in den Röntgenbereich dar. Ihre zeitliche Stabilität und die Konversionseffizienz ist ausreichend, so daß laserinduzierte Plasmen gute Voraussetzungen für abbildende Anwendungen wie die Mikroskopie bieten.

Auf Grund ihres Erzeugungsprozesses mit kurzen Laserpulsen ist auch die Pulslänge der erzeugten Hohe-Harmonische Strahlung sehr kurz und liegt im Bereich einiger Femtosekunden bis mehrere Hundert Attosekunden. Zusätzlich wird die erzeugte Hohe-Harmonische Strahlung in einem kleinen Öffnungswinkel abgestrahlt, so daß sie nahezu vollständig für ein Experiment genutzt werden kann. Mit dieser neuen Technik steht eine weitere Laborquelle für extrem ultraviolette Strahlung zur Verfügung. Zusätzlich lassen sich dynamische Prozesse auf kurzen Zeitskalen detektieren und analysieren. Damit bilden Quellen für Hohe-Harmonische Strahlung eine gute Ergänzung zu laserinduzierten Plasmen.

Beide Quelltypen bieten die Möglichkeit, rastermikroskopische Experimente von Großeinrichtungen wie Elektronenspeicherringen in das Labor zu verlagern. Untersuchungsverfahren wie Spektromikroskopie, Photoelektronen- oder Röntgenfluoreszenzspektroskopie können übertragen und um die Zeitauflösung ergänzt werden.

Das im Rahmen dieser Arbeit aufgebaute Rastermikroskop wurde an beiden Laborquellen erfolgreich getestet und betrieben. Hierfür war es zunächst notwendig, die verschiedenen Quellen zu charakterisieren und die optimalen Bedingungen für eine hohe, stabile Photonrate zu bestimmen. Mit optimierten Quelleigenschaften wurden mit dem Rastermikroskop verschiedene Testobjekte vergrößert abgebildet. Dabei wurde mit einer Gitterstruktur eine Auflösung von 500 nm nachgewiesen.

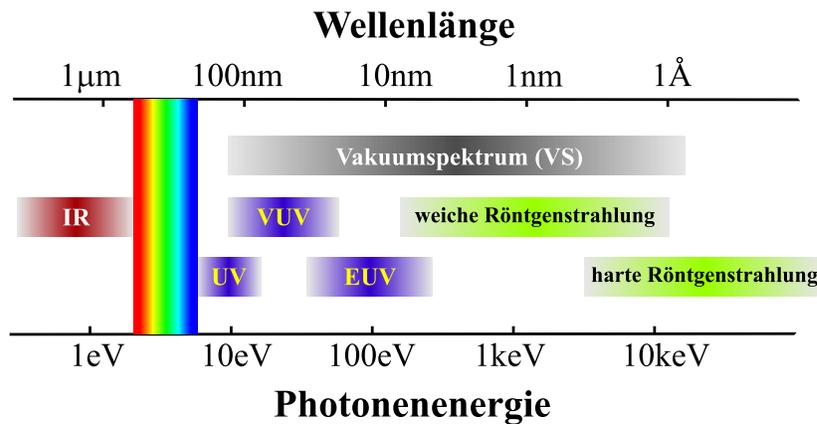
# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Optik im EUV- und weichen Röntgenspektralbereich</b>	<b>5</b>
2.1	EUV- und Röntgenstrahlung in Wechselwirkung mit Materie . . . . .	5
2.2	Optiken für EUV- und weiche Röntgenstrahlung . . . . .	9
2.2.1	Beugungsgitter . . . . .	9
2.2.2	Zonenplatte als Transmissionsoptik . . . . .	13
2.2.3	Multilagenspiegel . . . . .	16
2.3	Kohärenz . . . . .	18
2.3.1	Zeitliche Kohärenz . . . . .	19
2.3.2	Räumliche Kohärenz . . . . .	21
<b>3</b>	<b>Quellen für Licht des EUV- und weichen Röntgenspektrums</b>	<b>23</b>
3.1	Synchrotronstrahlung . . . . .	23
3.1.1	Eigenschaften von Strahlung aus Ablenkmagneten . . . . .	25
3.1.2	ELSA Experimentierplatz BN0 . . . . .	26
3.2	Laserinduziertes Plasma . . . . .	27
3.2.1	Erzeugung von Strahlung aus einem laserinduzierten Plasma . .	28
3.2.2	Strahlung aus einem laserinduzierten Plasma . . . . .	30
3.2.3	Ein Flüssigkeitsstrahl als Medium . . . . .	34
3.2.4	Charakterisierung eines laserinduzierten Plasmas . . . . .	37
3.3	Hohe-Harmonische . . . . .	46
3.3.1	Erzeugung von Hohe-Harmonische Strahlung . . . . .	46
3.3.2	Eigenschaften der Hohe-Harmonische Strahlung . . . . .	51
3.3.3	Charakterisierung einer Quelle für Hohe-Harmonische Strahlung	55
3.4	Eignung der Quellen für die Rastermikroskopie . . . . .	63

<b>4</b>	<b>Mikroskopie im EUV-Spektrum</b>	<b>65</b>
4.1	Detektoren . . . . .	66
4.1.1	Detektorrauschen . . . . .	67
4.1.2	Detektoren für das EUV- und weiche Röntgenspektrum . . . . .	69
4.2	Durchlicht- und Rastermikroskopie mit EUV-Strahlung aus Laborquellen	72
4.2.1	Abbildung mit einer Zonenplatte . . . . .	76
4.2.2	Die Ordnung selektierende Apertur . . . . .	77
4.2.3	Durchlichtmikroskopie mit EUV-Strahlung an Laborquellen . .	78
4.3	Das Labor-Rastermikroskop für EUV- und weicher Röntgenstrahlung .	83
4.3.1	Die Rastereinheit des Mikroskopes . . . . .	85
4.3.2	Die Datenerfassung am Rastermikroskop . . . . .	89
4.3.3	Ergebnisse an den unterschiedlichen Strahlungsquellen . . . . .	90
<b>5</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>101</b>

# 1 Einleitung

Optik stellt in der Physik einen wichtigen Bereich dar, was auch dadurch zum Ausdruck gebracht wird, daß das 21. Jahrhundert vom Bundesministerium für Bildung und Forschung und vom Verein Deutscher Ingenieure zum *Jahrhundert des Photons* ausgerufen wurde. Obwohl sich die Menschen schon sehr lange mit der Optik beschäftigen, gibt es noch immer Teilbereiche, deren Grundlagen nicht vollständig verstanden sind. Die Erzeugung und Anwendung von Licht außerhalb des sichtbaren Spektrums ist zum Beispiel vergleichsweise unerforscht. Desweiteren ergeben sich mit neuen technischen Möglichkeiten immer neue Fragestellungen.



**Abbildung 1.1:** Skizze unterschiedlicher Spektralbereiche, vom Infraroten bis zum harten Röntgenbereich.

Refraktive Optiken wie herkömmliche Linsen aus Glas verlieren mit abnehmender Wellenlänge im Vakuumpektrum (VS) auf Grund von zunehmender Absorption immer stärker an Effizienz. Aus diesem Grund finden in diesem Bereich vor allem diffraktive Optiken wie Gitter oder Fresnelsche Zonenplatten oder reflektive Optiken wie Multilagenspiegel und Spiegel im streifenden Einfall ihre Anwendung. Fresnelsche Zonenplatten haben sich dabei als abbildende Optiken durchgesetzt [1, 2, 3]. Bei Zonenplatten handelt es sich um radialsymmetrische Beugungsgitter mit nach außen abnehmender Gitterkonstante.

## 1 Einleitung

---

Im sichtbaren Spektralbereich stellt der Laser (engl. *Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation*) seit seiner Entwicklung die wohl wichtigste Lichtquelle dar. Die Herstellung von Lasern für kürzere Wellenlängenbereiche scheitert am Fehlen geeigneter reflektiver Optiken. Aber auch die notwendigen Pumpleistungen zum Anregen und Aufrechterhalten des Laserprozesses stellen eine erhebliche Hürde dar. Die heute kürzest erreichbare Wellenlänge liegt für kommerzielle Laser mit F<sub>2</sub>-Excimer-Lasern (*excited dimer*) bei 157 nm. Eine Quelle für den kurzwelligen Spektralbereich mit laserähnlichen Eigenschaften ist der FEL (Freier Elektronen Laser), der in seiner derzeitigen Ausbaustufe als VUV-FEL am DESY (Deutscher Elektronenspeicherring für Synchrotronstrahlung) in Hamburg Licht bis zu einer Wellenlänge von 6 nm emittiert. Ein geplanter X-FEL soll schließlich Licht bis in den Bereich der harten Röntgenstrahlung erzeugen [4]. Heutige Röntgenlaser stehen am Anfang ihrer Entwicklung und sind noch weit von der kommerziellen Nutzung entfernt[5].

Einrichtungen wie der FEL oder Elektronenspeicherringe, an denen Synchrotronstrahlung erzeugt wird, sind sehr groß und teuer. Zusätzlich sind Experimente an solchen Einrichtungen stets mit einem gewissen Reiseaufwand verbunden, die Experimentierzeiten sind stark nachgefragt und somit limitiert. Aus diesen Gründen werden große Anstrengungen unternommen, um kleinere und preiswertere Laborquellen für Strahlung aus dem Bereich des weichen Röntgen- und extrem ultravioletten (EUV) Spektrums zu entwickeln. Die bislang vielversprechendsten Laborquellen stellen laserinduzierte Plasmen oder Hohe-Harmonischen Strahlung dar.

Für laserinduzierte Plasmen wird ein Medium mit einem kurzen Laserpuls ionisiert. Als Rekombinationsfolge kommt es zu Bremsstrahlung und Innerschalenübergängen, wobei bei den Innerschalenübergängen die für das Medium charakteristische Linienstrahlung entsteht. Das Licht eines laserinduzierten Plasmas wird dabei in alle Raumrichtungen abgestrahlt, so daß meist nur ein Teil der Strahlung für ein Experiment genutzt werden kann.

Für die Erzeugung von Hohe-Harmonischer Strahlung wird ebenfalls ein Wechselwirkungsmedium, in der Regel ein Edelgas, benötigt. Ein gepulster Laser wird in das Gas fokussiert. Auf Grund der elektromagnetischen Eigenschaften der Laserstrahlung kommt es zu einem Wechselwirkungsprozeß zwischen dem Laserfeld und den gebundenen Elektronen, bei dem die Strahlung hoher Harmonischer freigesetzt wird. Charakteristisch für Hohe-Harmonische Strahlung ist, daß die emittierte Strahlung eine Frequenz aufweist, die ein ganzzahliges Vielfaches der anregenden Frequenz ist und mit dem Laserstrahl in die selbe Richtung propagiert. Weiterhin liegt eine anfangs stark abfallende

---

Konversionseffizienz vor, die anschließend für einen größeren Bereich relativ konstant bleibt, so daß sich ein sogenanntes Plateau ausbildet, das dann mit einem abrupten Abfall, dem *cut-off*, endet.

Die Hauptantriebskraft für die Entwicklung von Laborquellen für 13 nm Wellenlänge ist die Halbleiterindustrie, die zur Entwicklung leistungsfähigerer Computerprozessoren die Transistorengröße stetig verringern muß. Die Herstellung erfolgt über lithografische Prozesse, so daß mit abnehmender Belichtungswellenlänge auch die Transistorgröße reduziert werden kann. Aber auch Biologen und Mediziner nutzen weiche Röntgenstrahlung zur Zellforschung. Mit kürzerer Beleuchtungswellenlänge bei Mikroskopen steigt die Auflösung, was wiederum detailgenauere Abbildungen von Objekten und somit neue Erkenntnisse liefert.

Die Laserscanmikroskopie ermöglicht heute Abbildungen mit einer räumlichen Auflösung von weniger als 30 nm [6], was deutlich unterhalb der Beugungsgrenze der verwendeten Laserstrahlung liegt. Möglich wird dies durch speziell entwickelte Techniken, bei denen Markerstoffe im zu untersuchenden Objekt geschickt plaziert werden. Der Nachteil dieser Technik liegt darin, daß nicht das Objekt selbst betrachtet wird, sondern ein entsprechend angebrachter Marker. Eine deutlich höhere Auflösung erreicht man in der Elektronenmikroskopie. Die Nachteile dieser Technik liegen darin, daß die Elektronen eine sehr geringe Eindringtiefe in die Materie haben. Aus diesem Grund müssen die Proben in dünne Scheiben geschnitten und biologische Proben zuvor getrocknet werden, bevor sie untersucht werden können. Dabei kommt es zur Deformation und Zerstörung einzelner Objektstrukturen. Einen Ausweg bietet hier für biologische Objekte die Röntgenmikroskopie im Spektralbereich zwischen der K-Absorptionskante des Sauerstoffs (2,34 nm) und der des Kohlenstoffs (4,38 nm). Dieser Bereich wird auch als *Wasserfenster* bezeichnet. Der in Zellen vorhandene Kohlenstoff hat im Wasserfenster einen etwa zehn mal größeren linearen Absorptionskoeffizienten als Wasser [7], was zu einem natürlichen Kontrast führt. Auf Markieren, Färben oder Zerschneiden der Präparate kann somit verzichtet und die Probe in natürlicher Umgebung untersucht werden.

Ein weiteres wichtiges Anwendungsgebiet für Rastermikroskope stellt die Spektromikroskopie dar. Durch Aufnahmen von Bildern eines Objektes an den Absorptionskanten lassen sich Erkenntnisse über Anregungs- oder Bindungszustände gewinnen. Oder in einer Probe enthaltene Elemente können über das Absorptionsverhalten orts aufgelöst nachgewiesen werden. Parallel zu derartigen Anwendungen bietet die Rastermikroskopie die Möglichkeit, gleichzeitig orts aufgelöste Photoelektronen- oder Röntgenfluores-

## 1 Einleitung

---

zenzspektroskopie zu betreiben, was der elementspezifischen Analyse dient, z.B. für Schadstoffuntersuchungen von Bodenproben.

Im Rahmen dieser Arbeit wird die Entwicklung eines Rastermikroskopes für den Betrieb an einer Laborquelle für extrem ultraviolette (EUV) Strahlung und weiche Röntgenstrahlung beschrieben. Rastermikroskope eignen sich auf Grund ihres Aufbaus besonders gut für die Spektromikroskopie. Durch den erforderlichen häufigen Wechsel der Beleuchtungswellenlänge, um z.B. im Bereich einer Absorptionskante Messungen durchzuführen, ist es bei Verwendung von Beugungsoptiken notwendig, eine Neujustage der Strahllage und Abstände der Optiken durchzuführen. Bei Verwendung eines Durchlichtmikroskopes ist es auch notwendig den Detektor genau nachzupositionieren, da sich sonst der Abbildungsmaßstab ändert. Bei einem Rastermikroskop hingegen wird kein bildgebender Detektor verwendet, so daß ein Nachpositionieren entfällt. Die wesentlichen Komponenten eines Rastermikroskopes bilden Monochromator, Zonenplatte als Fokussieroptik, Rastereinheit und Detektor. Zur Durchführung dieser Arbeit war es notwendig, die charakteristischen Eigenschaften der Quellen zu bestimmen, um die optischen Elemente an die Bedingungen der Quelle anzupassen. Weiter wurde zunächst ein einfacher Mikroskopieaufbau realisiert, um die Quellen zu charakterisieren und Eigenschaften für die im Aufbau eingesetzten Komponenten zu bestimmen. Schließlich wurde das Rastermikroskop sowohl an einer Quelle für Hohe-Harmonische Strahlung als auch für Strahlung aus einem laserinduzierten Plasma betrieben. Die Experimente wurden bei 13 nm und 17 nm Wellenlänge ( $13 \text{ nm} \hat{=} 95 \text{ eV}$  und  $17 \text{ nm} \hat{=} 73 \text{ eV}$  Photonenenergie) durchgeführt.

## 2 Optik im EUV- und weichen Röntgenspektralbereich

Der Spektralbereich zwischen 10 nm und 60 nm Wellenlänge wird allgemein als extrem ultraviolett (EUV) bezeichnet (vgl. Abb.1.1, S.1). Daran schließt sich auf der energetisch höheren Seite bis etwa 0,1 nm Wellenlänge der weiche Röntgenbereich an, der dann in den harten Röntgenbereich übergeht. Sowohl Strahlung aus dem EUV-, als auch aus dem weichen Röntgenbereich gehören zum Vakuumspektralbereich (VS). Licht aus dem VS wird stark von Materie und damit auch von Luft absorbiert. Aus diesem Grund kann es nur in einer Umgebung mit geringer Teilchendichte, wie in einer evakuierten Kammer, über eine längere Strecke propagieren. In diesem Kapitel werden die Eigenschaften der EUV- und Röntgenstrahlung und ihre Möglichkeiten zum Einsatz in der Mikroskopie beschrieben.

### 2.1 EUV- und Röntgenstrahlung in Wechselwirkung mit Materie

Zum Fokussieren von sichtbarem Licht werden meist konvexe Linsen aus Glas eingesetzt. Glasoptiken beruhen auf dem Prinzip der Brechung. Dabei handelt es sich um einen Wechselwirkungsprozeß zwischen einer elektromagnetischen Welle und Materie. Zur Beschreibung der Brechung wird die komplexe Brechzahl  $n$  mit folgender Definition verwendet:

$$n = 1 - \delta - i\beta \quad (2.1)$$

Dabei setzt sich die Brechzahl aus dem realen Anteil der Phasenschiebung  $\delta$  und dem imaginären Anteil der Absorption  $\beta$  zusammen.

Betrachtet man den Prozeß mikroskopisch, dann lassen sich Phasenschiebung und Absorption direkt über den komplexen atomaren Streufaktor  $f = f_1 - if_2$  bestim-

## 2 Optik im EUV- und weichen Röntgenspektralbereich

---

men [8]:

$$n = 1 - \frac{n_a r_e \lambda^2}{2\pi} (f_1 + i f_2) \quad (2.2)$$

Mit  $n_a$  wird die mittlere betrachtete Atomdichte und mit  $r_e$  der klassische Elektronenradius bezeichnet.

Vergleicht man nun diese Formel mit Gleichung (2.1), so lassen sich die Werte für die Phasenschiebung und die Absorption durch die atomaren Streufaktoren  $f_1$  und  $f_2$  beschreiben:

$$\delta = \frac{n_a r_e \lambda^2}{2\pi} f_1 \quad \text{und} \quad \beta = \frac{n_a r_e \lambda^2}{2\pi} f_2 \quad (2.3)$$

Eine ebene elektromagnetische Welle, die sich mit der Frequenz  $\omega$  im Vakuum ausbreitet, kann eindimensional entlang einer optischen Achse  $z$  beschrieben werden durch

$$\psi_0(\omega, z) = A e^{-i(\omega t - kz)}, \quad (2.4)$$

wobei mit  $k = 2\pi/\lambda$  die Wellenzahl definiert ist. Propagiert diese Welle zusätzlich durch Materie mit einer homogenen Dichte, so erweitert sich die Gleichung für die Wellenausbreitung um die komplexe Brechzahl

$$\begin{aligned} \frac{\omega}{k} &= \frac{c}{n} = \frac{c}{1 - \delta + i\beta} \\ \Rightarrow k &= \frac{\omega}{c} (1 - \delta + i\beta). \end{aligned} \quad (2.5)$$

Für die Ausbreitung der ebenen Welle ergibt sich hieraus

$$\psi(\omega, z) = \underbrace{A e^{-i(\omega t - kz)}}_{\text{Vakuumausbreitung}} \cdot \underbrace{e^{-ikz\delta}}_{\text{Phasenschiebung}} \cdot \underbrace{e^{-kz\beta}}_{\text{Absorption}}. \quad (2.6)$$

Bildet man den Quotienten zwischen dem Anteil der Ausbreitung in Materie  $\psi(\omega)$  und dem Teil der Ausbreitung im Vakuum  $\psi_0(\omega)$ , so erhält man die Amplitudentransmission

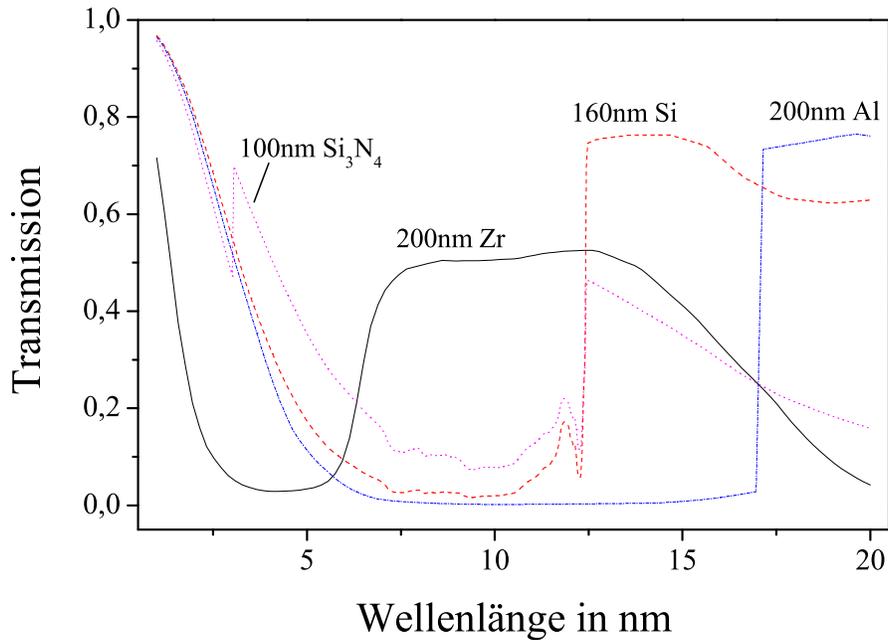
$$T = \frac{\psi(\omega)}{\psi_0(\omega)} = e^{-ikz\delta} \cdot e^{-kz\beta}, \quad (2.7)$$

und die resultierende Intensität nach Durchgang durch ein Medium der Dicke  $r$  ist gegeben durch

$$I = I_0 e^{-2kr\beta}. \quad (2.8)$$

Eine elektromagnetische Welle, die in Materie eindringt, verliert somit ihre Intensität exponentiell. Die Strecke, nach der die Intensität auf einen Wert von  $1/e$  abgefallen ist, heißt Absorptionslänge  $l_a$  und ist definiert als:

$$l_a = \frac{1}{2k\beta} = \frac{\lambda}{4\pi\beta} = \frac{1}{\mu_L} \quad (2.9)$$



**Abbildung 2.1:** Transmissionskurven für 200 nm Aluminium und Zirkonium, 160 nm Silizium und 100 nm Siliziumnitrit [9]. Die Filter dienen zum Unterdrücken sichtbaren Lichtes, bzw. zur spektralen Filterung. Absorptionskanten liegen bei 12,5 nm (Si) und 17 nm (Al).

Der Wert  $\mu_L = 4\pi\beta/\lambda$  wird als Absorptionskoeffizient bezeichnet.

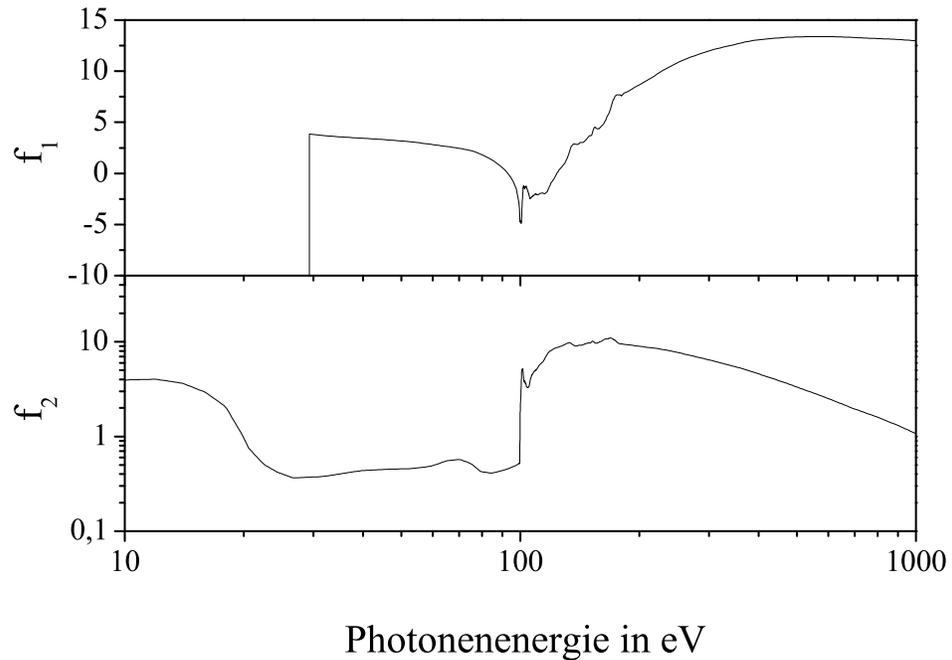
Klassische spiegelnde Optiken für EUV- und weiche Röntgenstrahlung sind nicht effektiv, da mit zunehmender Energie der elektromagnetischen Strahlung die Reflektivität abnimmt. Der Zusammenhang wird aus den Fresnelschen Formeln ersichtlich:

$$R_{\perp} = \frac{|n - 1|^2}{|n + 1|^2} \gtrsim \frac{\delta^2 + \beta^2}{4}. \quad (2.10)$$

Da  $\delta$  und  $\beta$  für den EUV- und weichen Röntgenspektralbereich sehr klein sind ist auch die Reflektivität sehr gering. Der größte Anteil der Strahlung durchdringt die Materie oder wird von ihr absorbiert. Dünne Metallfolien eignen sich somit gut als Filter für z.B. sichtbares Licht, das an der Folie reflektiert wird, während Strahlung aus dem EUV-Spektrum die Folie durchdringt. Schon ab wenigen 100 nm Dicke werden sie für sichtbares Licht optisch dicht, für Licht aus dem EUV-Spektrum sind sie dagegen bis zu einem bestimmten Anteil transparent. Typische Transmissionskurven sind in Abb. (2.1) dargestellt. Auf Grund der Elektronenkonfiguration haben verschiedene Elemente ein unterschiedliches Absorptionsverhalten. Silizium hat zum Beispiel eine

## 2 Optik im EUV- und weichen Röntgenspektralbereich

---



**Abbildung 2.2:** Graphen der Werte der atomaren Streufaktoren  $f_1$  und  $f_2$  für Silizium aufgetragen gegen die Photonenergie. Für  $f_1$  sind erst Werte ab 29 eV aufgetragen [9].

scharfe Absorptionskante bei 12,5 nm so daß Licht mit kürzerer Wellenlänge absorbiert wird. Bei Aluminium liegt die Absorptionskante bei 17 nm und bei Zirkonium bei bei 6 nm. Bei geeigneter Wahl der Filter kann bei einer Quelle, die ein Linienspektrum emittiert, auf einen Monochromator verzichtet werden. Durch Einbau der Filter in Schiebeventile läßt sich weiterhin eine gute Vakuumtrennung und Schutz vor Streulicht erreichen. Silizium- oder Siliziumnitridfolien haben eine höhere Stabilität als Metallfolien und werden für Anwendungen im EUV- und Röntgenspektralbereich stützend als Untergrund für empfindliche Beugungsoptiken verwendet.

Neben der Reflektivität wird auch der Anteil von Phasenschiebung und Absorption immer geringer, so daß die Brechzahl für unterschiedliche Medien etwa gleich eins wird. Der Brechzahlunterschied zwischen zwei verschiedene Medien nimmt somit ab, was dazu führt, daß Strahlung kaum noch gebrochen wird. Werte für die Phasenschiebung und Absorption sind tabelliert und wurden experimentell bestimmt durch die Messung von  $f_2$  und anschließender Berechnung von  $f_1$  [10]. Abbildung 2.2 zeigt die Graphen der atomaren Streufaktoren  $f_1$  und  $f_2$  für Silizium. Auch hier ist die Absorptionskante bei 100 eV deutlich zu erkennen. Typische Werte für die Absorptions- und Phasen-

schiebungskoeffizienten  $\beta$  und  $\delta$  im EUV-Spektrum liegen im Bereich von  $1 \cdot 10^{-1}$  bis  $1 \cdot 10^{-4}$ . Brechung spielt somit im Spektralbereich ab der extrem ultravioletten (EUV) Strahlung eine zu vernachlässigende Rolle. Zum Fokussieren oder Spiegeln der Strahlung müssen hier andere physikalische Effekte wie Beugung und Totalreflexion genutzt werden.

## 2.2 Optiken für EUV- und weiche Röntgenstrahlung

Auf Grund der beschriebenen physikalischen Eigenschaften von Strahlung des Vakuum-spektralbereiches lassen sich Brechungsoptiken, wie sie für sichtbares Licht verwendet werden, nicht nutzen. Einen Ausweg bieten Optiken, die auf dem Prinzip der Beugung basieren, wie Gitter oder Fresnelsche Zonenplatten, die sich als abbildende Optiken im EUV- und weichen Röntgenbereich durchgesetzt haben [11, 1]. Aber auch Reflektions-optiken wie Multilagenspiegel werden erfolgreich eingesetzt. Der Vollständigkeit halber sollte erwähnt werden, daß auch Optiken, die auf dem Effekt der Totalreflexion beruhen, eingesetzt werden können, wie es z.B. in der Astronomie geschieht. Um die für die Röntgenmikroskopie notwendigen kurzen Brennweiten für Optiken zur Abbildung zu erhalten, müßten diese allerdings sehr klein sein. Mit heutigen Mitteln sind derartige Optiken nicht herzustellen.

### 2.2.1 Beugungsgitter

Beugung kann nach dem *Huygens-Fresnelschen Prinzip* verstanden werden, nach dem jede Welle zu einem bestimmten Zeitpunkt berechnet werden kann, wenn die Wellenfront zu einem früheren Zeitpunkt bekannt ist und jeder Punkt der Wellenfront als Ausgangspunkt einer neuen Kugelwelle betrachtet wird. Bringt man eine periodische Struktur, wie z.B. ein Gitter, in ein Wellenfeld, so entsteht im Fernfeld, also in der Fraunhofer Näherung, ein Beugungsmuster, welches sich über die allgemeine Gitterformel

$$\sin \alpha + \sin \beta = \frac{m\lambda}{g} \quad |m \in \mathbb{Z} \quad (2.11)$$

berechnen läßt. Dabei ist  $\alpha$  der Einfallswinkel und  $\beta$  der Ausfallswinkel zur Oberflächennormalen und  $m$  die Beugungsordnung. Der Parameter  $g$  bezeichnet die Gitterperiode, also den Abstand zweier sich wiederholender Strukturen. Für den Spezialfall, daß die einfallende Welle senkrecht auf das Gitter trifft ( $\alpha = 0^\circ$ ), vereinfacht sich die Formel

## 2 Optik im EUV- und weichen Röntgenspektralbereich

---

zu

$$\sin \beta = \frac{m\lambda}{g}. \quad (2.12)$$

Wegen ihrer dispersiven Eigenschaft werden Gitter für Licht aus dem EUV- und Röntgenspektrum als Spektrographen eingesetzt. Dabei ist die mit dem Gitter erreichbare Auflösung ein wichtiger Parameter für die Messung. Für die Auflösung gibt es zwei einschränkende Kriterien: Zum einen die maximal mit dem Gitter erreichbare Auflösung und zum anderen die durch die im Experiment gegebene Geometrie erreichbare Auflösung. Um die maximal mögliche Auflösung einer Beugungsoptik erzielen zu können, muß sie vollständig ausgeleuchtet werden. Die Genauigkeit, mit der bei einem Gitter zwei Wellenlängenbereiche voneinander getrennt werden können, hängt direkt von der Anzahl der ausgeleuchteten Gitterstege  $N$  ab und ergibt sich aus

$$\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = m \cdot N. \quad (2.13)$$

Aus der Winkeldispersion läßt sich für eine bestimmte Anordnung die geometrische Auflösung ermitteln. Sie ist nicht direkt abhängig vom Einfallswinkel und ergibt durch Differenzieren der Gitterformel nach dem Ausfallswinkel

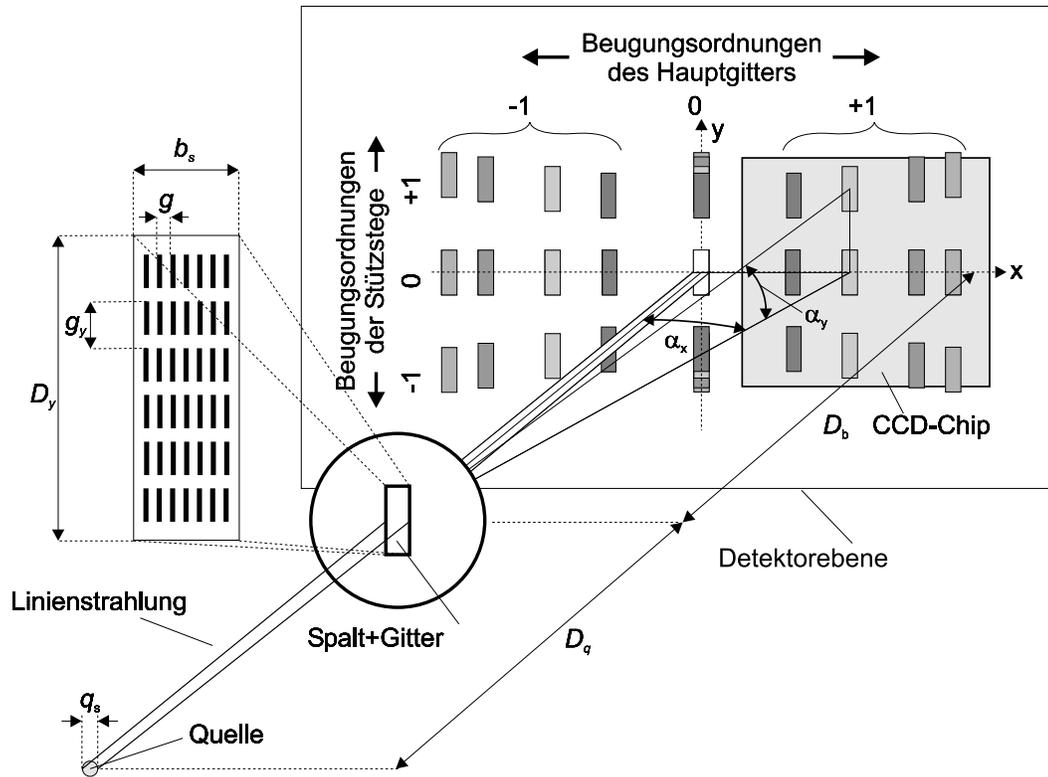
$$\frac{d\lambda}{d\beta} = \frac{g}{m} \cos \beta. \quad (2.14)$$

Ein speziell für spektrografische Messungen im EUV- und weichen Röntgenbereich konzipiertes Gitter ist der Transmissions-Spaltgitterspektrograf (TGS) [12]. Abbildung 2.3 zeigt das Funktionsprinzip eines TGS. Die geometrische Auflösung, die mit einer solchen Optik erreicht wird berechnet sich zu

$$\Delta\lambda_{\text{geom.}} = \frac{g}{m} \left( \frac{b_s + q_s}{D_q} + \frac{b_s}{D_b} \right), \quad (2.15)$$

mit  $g$  als Gitterkonstante,  $m$  als Beugungsordnung,  $b_s$  als Spaltbreite,  $q_s$  als Ausdehnung der Beleuchtungsquelle,  $D_q$  als Abstand zwischen der Quelle und TGS, sowie  $D_b$  als Abstand zwischen TGS und Detektorebene.

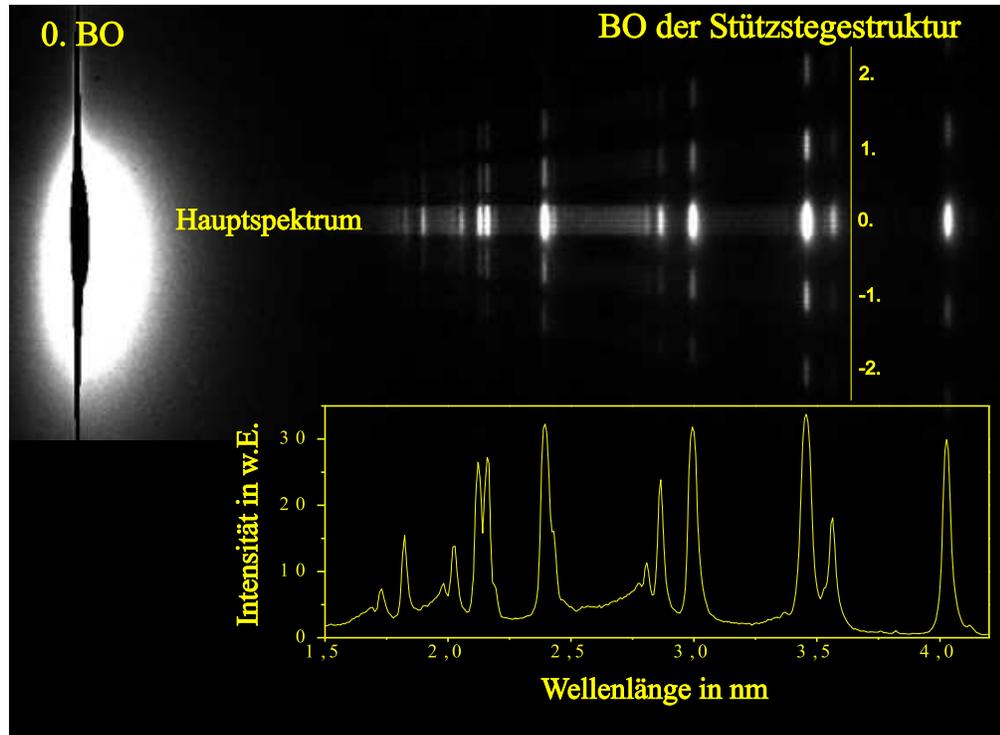
Neben dem Hauptgitter ist aus Stabilitätsgründen eine Stützstegestruktur  $g_y$  senkrecht zum Hauptgitter enthalten. Da auch an dieser Struktur Beugung stattfindet, kann sie ebenfalls zur Auswertung der Ergebnisse, z.B. zum Kalibrieren der Wellenlänge, genutzt werden. Der in dieser Arbeit verwendete TGS hat eine Hauptgitterkonstante von  $g = 100 \text{ nm}$  und eine Stützstegekonstante von  $g_y = 1,5 \mu\text{m}$ . Das Gitter besteht aus 120(10) nm dicken Nickelstrukturen, die auf eine Siliziumfolie mit einer Dicke von weniger als 50 nm aufgebracht sind. Die Breite des Spalts beträgt 50  $\mu\text{m}$



**Abbildung 2.3:** Aufbau und Funktionsweise eines Transmissions-Spaltgitterspektrographen. Vor dem Gitter ist ein Spalt montiert. Der Spalt wird von der Quelle ausgeleuchtet und vom Gitter auf einen Detektor abgebildet. Im Fernfeld ist das Beugungsbild durch horizontale Ordnungen der Hauptgitterstruktur und in vertikaler Richtung durch Beugungsordnungen der Stützstegstruktur charakterisiert (Grafik aus [13]).

und die Höhe 1 mm. Damit werden etwa 500 Perioden des Hauptgitters und 660 Perioden des Stützgitters ausgeleuchtet. Für eine Wellenlänge von  $\lambda = 13 \text{ nm}$  bietet das Gitter somit eine maximal erreichbare Auflösung in der  $\pm 1$ . Beugungsordnung von  $\Delta\lambda = 0,026 \text{ nm}$  für das Hauptgitter. Abbildung 2.4 zeigt ein typisches mit einem Transmissions-Spaltgitterspektrographen an einer Plasmaquelle aufgenommenes Spektrum der 1. Beugungsordnung des Hauptgitters. Das durch das Hauptgitter gebeugte Licht ist entlang der horizontalen Achse und das durch das Stützgitter gebeugte Licht ist in vertikaler Richtung zu sehen. Am linken Rand ist die 0. Beugungsordnung, in dem die meiste Intensität liegt und in dieser Aufnahme überbelichtet ist, zu sehen. Nach rechts sind deutlich die einzelnen Linien, die als charakteristische Strahlung aus dem Plasma emittiert werden und im Bereich des Wasserfensters liegen, zu erkennen. Dabei nimmt die Wellenlänge mit zunehmenden Abstand zur 0. BO zu.

Beugungsoptiken lassen sich sowohl in Transmission als auch in Reflektion verwenden.

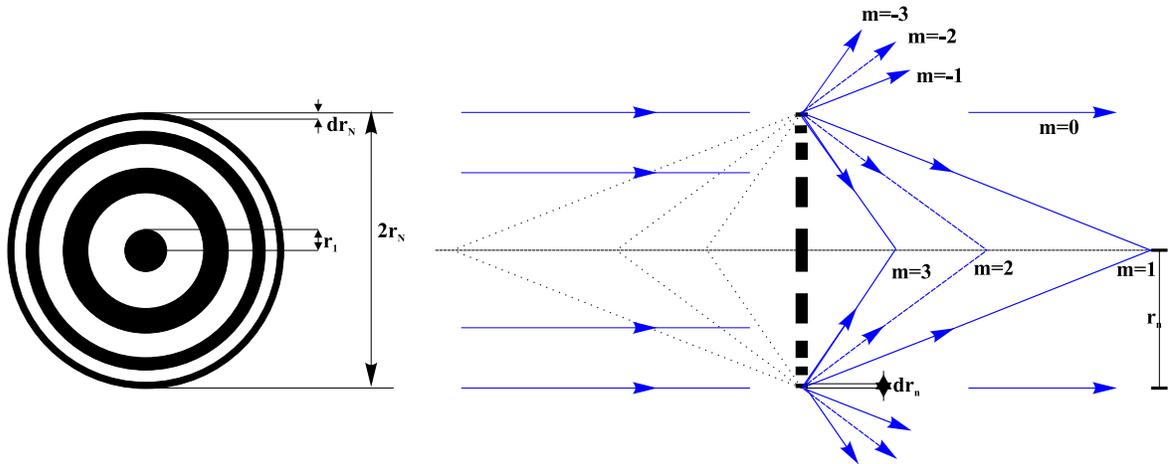


**Abbildung 2.4:** Typisches Spektrum eines laserinduzierten Plasmas, aufgenommen mit einem Spaltgitterspektrografen. Die Hauptbeugung verläuft horizontal, die Beugung der Stützstegestruktur ist in vertikaler Richtung zu erkennen [14].

den. Für reflektierende Optiken wird das Oberflächenmaterial entsprechend der Reflektionsbedingungen des Spektralbereiches angepaßt. So ist Nickel für weiche Röntgenstrahlung ein gutes Oberflächenmaterial. Reflektionsgitter finden ihre Anwendung z.B. in Monochromatoren. Das Ersetzen der Rechteckstruktur eines Reflektionsgitters durch eine Sägezahnstruktur führt zu einer Kombination aus Beugung und Reflexion, die auch als *blazen* bezeichnet wird. Auf diese Weise läßt sich die Effizienz einzelner Beugungsordnungen gezielt steigern [15]. Die Beugungseffizienz läßt sich weiterhin durch eine geeignete Wahl des Strich-Lücke-Verhältnisses und durch die Strukturhöhe der Gitterstege verbessern. Einen Ansatz zur Strahlkorrektur, z.B. zum Ausgleichen von Astigmatismus, liefern Gitter mit variabler Liniendichte [16, 17, 18]. Als Gitterkonstante wird in diesem Fall eine mittlere Gitterkonstante  $\bar{g}$  angegeben. Bei fester Wellenlänge, Beugungsordnung und festem Ausfallswinkel  $\beta$  wird der Einfallswinkel eine Funktion vom Ort auf dem Gitter, so daß aus der allgemeinen Gitterformel (2.11)

$$g(\alpha(x)) = \frac{m\lambda}{\sin[\alpha(x)] + \sin \beta} \quad (2.16)$$

wird.



**Abbildung 2.5:** Skizze einer Zonenplatte und ihrer Beugungseigenschaften. Die Strahlung wird in verschiedene Beugungsordnungen  $m$  gebeugt. Für negative Beugungsordnungen wird das Licht ähnlich einer konkaven Brechungslinse gestreut, wohingegen positive Beugungsordnungen fokussiert werden. Die 0. Beugungsordnung passiert die Zonenplatte in ihrer Richtung unbeeinflusst.

### 2.2.2 Zonenplatte als Transmissionsoptik

Eine Zonenplatte (ZP) ist wie ein Gitter ebenfalls eine diffraktive Optik und besteht aus konzentrisch angeordneten Ringen mit nach außen abnehmender Gitterkonstanten, die somit im Schnittbild einem Gitter mit variabler Gitterkonstanten gleicht (vgl. Abb. 2.5). Die einzelnen Ringe sind so angeordnet, daß auf die ZP einfallendes Licht in einen Punkt gebeugt wird (positive Ordnung  $m > 0$ ) und dort konstruktiv interferiert oder gestreut wird (negative Ordnung  $m < 0$ ), so daß eine rückwärtige Verlängerung der Strahlen diese in einem virtuellen Brennpunkt zusammenführen würde. Die verschiedenen Beugungsordnungen resultieren aus einem unterschiedlichen Gangunterschied von  $m\lambda$  der miteinander interferierenden Teilstrahlen, wobei  $m$  ganzzahlig ist. Strahlung der 0. Beugungsordnung wird in ihrer Ausbreitungsrichtung nicht von der Optik beeinflusst. Die Radien der einzelnen Ringe, oder auch Zonen, der ZP ergeben sich aus dem Zonenplattenbildungsgesetz [8, 19]

$$r_N^2 = mN\lambda f_m + \left(\frac{mN\lambda}{2}\right)^2 \quad \| N, m \in \mathbb{N}. \quad (2.17)$$

Dabei steht  $n$  für die Anzahl der Zonen, wobei sowohl die transparenten als auch die absorbierenden Zonen separat gezählt werden, und  $f_m$  steht für die Brennweite der Zonenplatte in der  $m$ . Beugungsordnung. Für kurze Brennweiten liegt ein größerer Einfluß der Wellenlänge  $\lambda$  vor, was zu deutlich erkennbaren sphärischen Aberrationen führen würde und mit dem zweiten Term korrigiert wird. Der Vollständigkeit halber

## 2 Optik im EUV- und weichen Röntgenspektralbereich

---

sollte erwähnt werden, daß die Formel für Objekte, die nicht im Unendlichen liegen, auch mit dem zweiten Term nur eine Näherung ist [20]. Im allgemeinen ist das Objekt weit genug entfernt, so daß die Fehler vernachlässigt werden können. Für lange Brennweiten ( $f_m \gg mn\lambda/4$ ) kann auch der zweite Term vernachlässigt werden. Aus der vereinfachten Formel läßt sich durch Umstellung die wellenlängenabhängige Brennweite bestimmen. Eine ZP mit  $N$  Zonen hat demnach eine Brennweite  $f$  abhängig von der Beugungsordnung  $m$  von

$$f_{m,\lambda} = \frac{r_N^2}{mN\lambda}. \quad (2.18)$$

Durch Differenzieren von  $N$  nach  $r_N$  erhält man für die 1. Beugungsordnung die Breite der äußersten Zone

$$dr_N = \frac{r_N}{2N}. \quad (2.19)$$

Die Abbildungseigenschaften von Zonenplatten gleichen denen von dünnen Linsen [21]. Damit gilt auch für die Abbildung mit Zonenplatten die allgemeine Abbildungsgleichung

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{g} + \frac{1}{b} \quad (2.20)$$

mit  $g$  als Gegenstands- und  $b$  als Bildweite der ZP. Die Vergrößerung  $V$ , die ein optisches System mit Zonenplatte erreicht, ergibt sich somit analog zu

$$V = \frac{b}{g}. \quad (2.21)$$

Eine maximale transversale Auflösung der Optik wird nach dem Rayleighkriterium dann erreicht, wenn die Optik monochromatisch ausgeleuchtet wird. Die optische Auflösung bestimmt sich dann zu

$$\delta = 0,61 \frac{\lambda}{N.A.}, \quad (2.22)$$

wobei die numerische Apertur als  $N.A. = n \cdot \sin \alpha$  mit der Brechzahl  $n$  des Mediums zwischen Linse und Objekt und dem halben Öffnungswinkel  $\alpha$  gegeben ist. Die Formel (2.22) macht deutlich, daß für die Auflösung die Wellenlänge und die numerische Apertur ausschlaggebend sind, wie auch in herkömmlichen optischen Systemen mit Brechungslinsen. Heutige Fertigungstechniken für Röntgenoptiken ermöglichen nur kleine Aperturen, so daß in diesem Spektralbereich die physikalische Auflösungsgrenze noch nicht erreicht werden kann. Für Zonenplatten mit kleiner numerischer Apertur liegt die Auflösung nach dem Rayleighkriterium bei [8]

$$\delta = 1,22 \frac{dr_N}{m}. \quad (2.23)$$

## 2.2 Optiken für EUV- und weiche Röntgenstrahlung

---

Neben der Auflösung stellt die Schärfentiefe  $DOF$  ( $\hat{=}$  Depth Of Focus) ebenfalls einen wichtigen Parameter für die Abbildung dar. Für Zonenplatten berechnet sie sich zu

$$DOF = \pm \frac{2(dr_n)^2}{\lambda} = \pm \frac{\lambda}{2} \left( \frac{f}{r_n} \right)^2. \quad (2.24)$$

Auf Grund der starken Abhängigkeit der Brennweite von der Wellenlänge kommt es bei Abbildungen mit Zonenplatten zur chromatischen Abberation. Um dies zu verhindern, muß die ZP möglichst monochromatisch beleuchtet werden. Eine Abbildung frei von Abberation ist gegeben, wenn [8]

$$\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = m \cdot N \quad (2.25)$$

erfüllt ist.

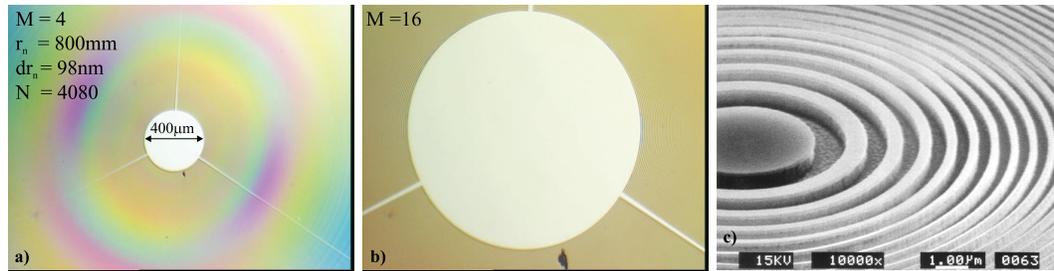
Da die ZP wie eine Brechungslinse auf der optischen Achse steht, muß die Strahlung diese zunächst passieren, wobei Verluste entstehen. Zusätzlich zu den Verlusten an der ZP selbst wird das Licht auf die verschiedenen Beugungsordnungen aufgeteilt. Der Lichtanteil nimmt dabei mit zunehmender Beugungsordnung quadratisch ab. Die Beugungseffizienz  $\eta_m$  einer Zonenplatte für die unterschiedlichen Beugungsordnungen läßt sich über eine Fourieranalyse des rechteckigen Zonenplattenprofils berechnen [8]:

$$\eta_m = \begin{cases} \frac{1}{4} & m = 0 \\ \left(\frac{1}{m\pi}\right)^2 & m \text{ ungerade} \\ 0 & m \text{ gerade} \end{cases} \quad (2.26)$$

Demnach gibt es nur ungerade Beugungsordnungen für Zonenplatten. Dies liegt daran, daß aus Symmetriegründen die gerade Ordnungen verschwinden. In Wirklichkeit sind Zonenplatten nicht ideal, so daß trotzdem auch gerade Beugungsordnungen beobachtet werden.

Verwendet man die Wellentheorie, um die Beugungseffizienz zu berechnen, wird die dreidimensionale Wellenausbreitung berücksichtigt, so daß durch ein höheres Aspektverhältnis der Zonenhöhe zur Zonenbreite die Effizienz für höhere Ordnungen anwächst [22, 23]. Durch Anpassen des Aspektverhältnisses kann die ZP so konstruiert werden, daß Licht bevorzugt in eine bestimmte Ordnung gebeugt wird. Verwendet man zur Herstellung einer ZP ein Material, das die Strahlung wenig absorbiert, aber in der Phase schiebt, so kann die Effizienz weiter gesteigert werden. Die Dicke der ZP wird so gewählt, daß bei Durchgang der Strahlung durch das Zonenplattenmaterial der Phasenversatz ein ganzzahliges Vielfaches von  $\pi$  beträgt und zur konstruktiven Interferenz dieser Strahlung in den einzelnen Beugungsordnungen führt.

## 2 Optik im EUV- und weichen Röntgenspektralbereich



**Abbildung 2.6:** Die ZP in a) und b) wurde bei 4- und 16facher Vergrößerung mit einem Mikroskop für sichtbares Licht aufgenommen. Der innere Bereich über  $400\ \mu\text{m}$  ist unstrukturiert. Deutlich zu erkennen sind drei Abschnitte. Da die ZP nicht in einem Durchgang, sondern abschnittsweise strukturiert wird, kommt es an den Nahtstellen zu Fehlern. Läßt man an diesen Nahtstellen etwas mehr Material unbearbeitet, so wirken diese speichenartigen Stege stützend für die ZP-Struktur. Bild c) wurde von einer anderen ZP mit einem Elektronenmikroskop und 10000facher Vergrößerung aufgenommen (Grafik von [24]).

Abbildung (2.6) zeigt Zonenplatten bei unterschiedlichen Vergrößerungen, aufgenommen mit einem Lichtmikroskop, a) und b), und eine weitere Zonenplatte aufgenommen mit einem Elektronenmikroskop. Für eine Auswahl an Zonenplatten, die im Rahmen dieser Arbeit verwendet wurden, sind in Tabelle (2.1) einige wichtige Werte aufgeführt. Da wesentliche Parameter der Zonenplatte von der Wellenlänge abhängen, müssen Zonenplatten für bestimmte Anwendungen speziell konzipiert und hergestellt werden.

### 2.2.3 Multilagenspiegel

Reflektive Optiken haben im senkrechten Einfall bei Strahlung ab dem EUV eine geringe Effizienz. Wie in Abschnitt (2.1) beschrieben, liegen die Werte für  $\delta$  und  $\beta$  im Bereich von  $1 \cdot 10^{-1}$  bis  $1 \cdot 10^{-4}$ , so daß die Reflektivität typischerweise im Bereich  $1 \cdot 10^{-2}$  bis  $1 \cdot 10^{-8}$  liegt (vgl. Formel (2.10)). Diese Betrachtung setzt die Reflektion an nur einer Schicht voraus. Multilagenspiegel oder auch Multilayerspiegel sind Optiken, bei denen mehrere reflektierende Schichten periodisch aufeinander folgen. Sie müssen bei der Herstellung für eine Wellenlänge, ähnlich wie Zonenplatten, optimiert werden. Der Periodenabstand  $d$  ist so gewählt, daß er einer halben Wellenlänge entspricht, so daß nach der Reflektion ein Gangunterschied einer ganzen Wellenlänge entsteht und die Teilstrahlen konstruktiv interferieren. Eine Periode besteht dabei aus reflektierendem Material mit hoher Brechzahl und einer Zwischenschicht mit niedriger Brechzahl. Generell folgt der Aufbau der Mehrfachschichten dem *Bragg-Gesetz*

$$m\lambda = 2d \sin \theta \quad || m \in \mathbb{N}, \quad (2.27)$$

## 2.2 Optiken für EUV- und weiche Röntgenstrahlung

**Tabelle 2.1:** Typische Werte für existierende Zonenplatten im EUV- und weichen Röntgenbereich. Die Anzahl der Zonen ist mit  $N$ , der Radius bis zur  $N$ . Zone mit  $r_n$  und die Breite der  $N$ . Zone mit  $dr_n$  bezeichnet.

Bezeichnung	$r_n$	$dr_n$	$N$	$f_{13\text{nm}}$	Material
KZPS1	800 $\mu\text{m}$	98 nm	4080	12,066 mm	innere 400 $\mu\text{m}$ unstrukturiert, in 60 nm Cr geätzt auf 100 nm $\text{Si}_3\text{N}_4$ -Membran
HZP2	500 $\mu\text{m}$	156 nm	1602	12,004 mm	voll strukturiert auf 150 nm Si-Membran
KZP5	1250 $\mu\text{m}$	523 nm	1195	10,058 mm	
MZPS1	400 $\mu\text{m}$	50 nm	4000	3,077 mm	190 nm tief in 250 nm $\text{Si}_3\text{N}_4$ -Membran geätzt

mit  $\theta$  als Winkel zur spiegelnden Oberfläche. Wegen der unterschiedlichen Brechzahlen in den einzelnen Schichten muß die Braggbedingung korrigiert werden [25]

$$m\lambda = 2d \sin \theta \sqrt{1 - \frac{2\bar{\delta}}{\sin^2 \theta}}, \quad (2.28)$$

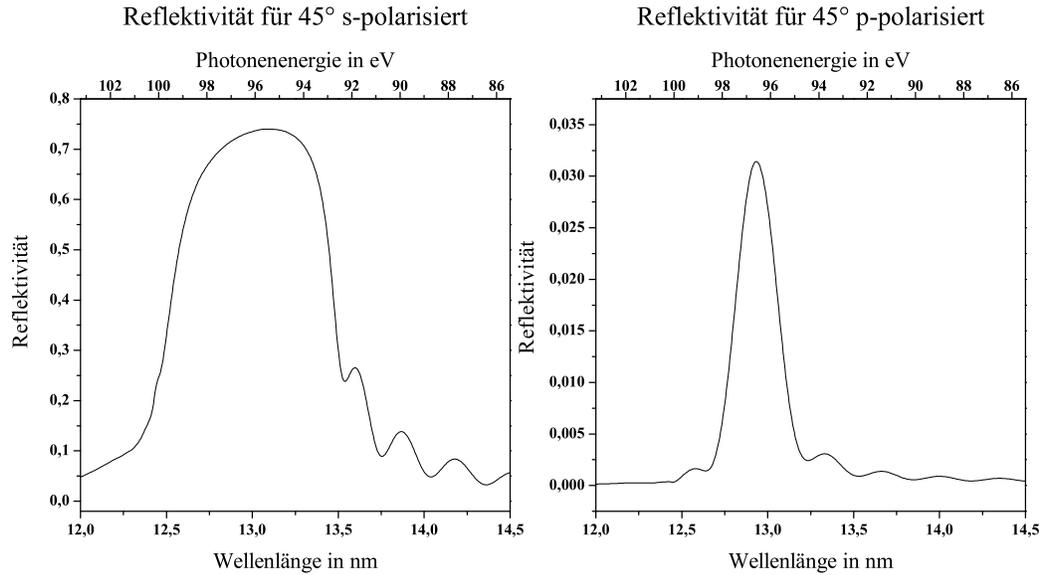
wobei  $\bar{\delta}$  die gewichteten Realteile beider Brechzahlen einer Periode zusammenfaßt. In der Regel ist das Schichtdickenverhältnis  $\Gamma$  der beiden Materialien so gewählt, daß die reflektierende Schicht  $d_r$  dünner ist als die Zwischenschicht  $d_z$ , da die reflektierende Schicht die Strahlung auch stark absorbiert und sich mit  $\Gamma = d_z/d$  berechnen läßt. Der den Interferenzeffekt nutzende Aufbau eines Multilagenspiegels sorgt dafür, daß dieser nur Licht innerhalb einer bestimmten Bandbreite reflektiert

$$\frac{\lambda}{\Delta\lambda} \gtrsim N, \quad (2.29)$$

mit  $N$  als die Anzahl der im Multilagenspiegel enthaltenen Perioden. Durch die Abhängigkeit der Reflektion von der Wellenlänge im EUV- und weichen Röntgenbereich werden Multilagenspiegel auch als Monochromatoren eingesetzt.

Typische Materialien für die Zwischenschicht sind Silizium, Bor oder Kohlenstoff. Als Reflektionsschicht wird Scandium, Titan, Vanadium, Chrom oder Molybdän verwendet. Eine für die Industrie interessante Wellenlänge liegt bei 13 nm, so daß viel Aufwand um die Entwicklung von Multilagenspiegel bei dieser Wellenlänge betrieben wurde. Berechnete Reflektivitäten für einen Mo/Si-Multilagenspiegel, der für 13 nm

## 2 Optik im EUV- und weichen Röntgenspektralbereich



**Abbildung 2.7:** Reflektivitätskurven eines Multilagenspiegels für p- und s-polarisiertes Licht. Die Kurven wurden berechnet für einen Einfallswinkel von  $45^\circ$  [9]. Der Spiegel besteht aus Mo und Si und hat folgende Parameter:  $N = 35$ ,  $d = 9,642$  nm, und  $\Gamma = d_{\text{Mo}}/d = 0,4$ .

Wellenlänge optimiert wurde, sind in Abbildung 2.7 dargestellt. Das rechnerisch erreichbare Maximum liegt hier bei 74% für s-polarisiertes Licht mit einer Wellenlänge von 13,09 nm. Die Halbwertsbreite für die Reflektivität von s-pol. Licht liegt bei 1,0 nm. Für unpolarisiertes Licht sinkt die Effizienz auf 38%. Durch optimierte Herstellungsverfahren sind Reflektivitäten von mehr als 70% gemessen worden [9, 26].

### 2.3 Kohärenz

Kohärenz allgemein gibt Aufschluß darüber, welche Phasenbeziehung zwischen elektromagnetischen Wellen, wie z.B.  $\psi_1(\vec{r}, t)$  und  $\psi_2(\vec{r}, t)$  besteht, wobei auch  $\psi_1(\vec{r}, t) = \psi_2(\vec{r}, t)$  gelten kann. Die Kohärenz ist maximal, wenn zwischen zwei Punkten einer oder mehrerer unterschiedlicher Wellen zu jeder Zeit und an jedem Ort exakt dieselben Phasenbeziehung gilt. Über eine Korrelationsfunktion kann dies berechnet, bzw. durch ein Interferenzexperiment veranschaulicht werden. Damit handelt es sich bei Kohärenz um einen Zustand, der zu einer bestimmten Zeit an einem bestimmten Ort vorherrscht. Perfekte Kohärenz, wie sie etwa durch eine ebene monochromatische Welle beschrieben wird, kommt in der Natur nicht vor und kann auch nicht künstlich erzeugt werden.

Andererseits ist ein Wellenfeld auch nie völlig inkohärent. Der Zwischenzustand wird als Teilkohärenz bezeichnet.

Da Beugung erst durch Interferenz möglich wird, spielt die Kohärenz der Strahlung für den Einsatz von Beugungsoptiken eine bedeutende Rolle. Nur für den Fall, daß die Optik vollständig kohärent ausgeleuchtet wird, kann ein für das Rastermikroskop wichtiger beugungsbegrenzter Fokus erzeugt werden. Wird die Optik dagegen nicht vollständig kohärent beleuchtet, so führt dies zu einer Verminderung der Auflösung. Dies steht im Gegensatz zur konventionellen Durchlichtmikroskopie, bei der die Auflösung bei teilkohärenter räumlicher Beleuchtung des Objektes maximal wird, worauf in Abschnitt 4.2 eingegangen wird.

Wie schon angedeutet, wird zwischen zwei Arten von Kohärenz unterschieden, der zeitlichen (longitudinalen) und der räumlichen (transversalen) Kohärenz.

### 2.3.1 Zeitliche Kohärenz

Zur Berechnung ist die Kohärenzfunktion  $\Gamma_{12}(\Delta t)$  für ein komplexes E-Feld einer elektromagnetischen Welle  $\psi(\mathbf{r}, t)$  in den Punkten  $\vec{r}_1$  und  $\vec{r}_2$  zu den Zeiten  $t$  und  $t + \Delta t$  gegeben durch [27]:

$$\begin{aligned}\Gamma_{12}(\Delta t) &= \Gamma(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \Delta t) \\ &= \langle \psi(\vec{r}_1, t) \psi^*(\vec{r}_2, t + \Delta t) \rangle \\ &= \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{+T/2} \psi(\vec{r}_1, t) \psi^*(\vec{r}_2, t + \Delta t) dt\end{aligned}\tag{2.30}$$

Für die Intensitätsverteilung des E-Feldes zu jeder Zeit in einem festen Punkt ergibt sich bei Beschreibung der ebenen Welle durch  $\psi(t) = A e^{i\omega t}$  somit

$$\begin{aligned}I(t) &= \langle |\psi_1(t) + \psi_2(t + \Delta t)|^2 \rangle \\ &= |A_1|^2 + |A_2|^2 + 2|A_1 A_2| \cdot \text{Re}[\Gamma_{12}(\Delta t)],\end{aligned}\tag{2.31}$$

mit  $A_1$  und  $A_2$  als die jeweiligen Amplituden.

Liegt der Zeitunterschied zweier Phasen zueinander bei  $\Delta t = 0$ , dann wird die Korrelationsfunktion  $\Gamma_{nn}$  zur Intensität, so daß durch Normierung der Funktion aus Gleichung (2.30) der komplexe Kohärenzgrad  $\gamma_{12}(\Delta t)$  definiert werden kann:

$$\begin{aligned}\gamma_{12}(\Delta t) &= \frac{\Gamma_{12}(\Delta t)}{\sqrt{\Gamma_{11}(0)\Gamma_{22}(0)}} \\ &= \frac{\Gamma_{12}(\Delta t)}{\sqrt{I_1 I_2}}\end{aligned}\tag{2.32}$$

## 2 Optik im EUV- und weichen Röntgenspektralbereich

---

Dabei gilt stets:  $|\gamma_{12}(0)| = 1$  und  $|\gamma_{12}(\Delta t)| \leq 1$ .

Definiert man den Kontrast  $K$  als

$$K = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}, \quad (2.33)$$

so ergibt sich aus der Verknüpfung des komplexen Kohärenzgrades mit dem Kontrast folgende Beziehung:

$$K = \frac{2\sqrt{I_1 I_2}}{I_1 + I_2} |\gamma_{12}(\Delta t)| \quad (2.34)$$

Der Kontrast läßt sich relativ einfach aus einem Interferenzmuster ermitteln. Sind zusätzlich die Intensitäten der interferierenden Teilstrahlen bekannt, dann läßt sich die Kohärenz der Strahlung berechnen.

Ist das E-Feld bekannt, so kann über eine Fouriertransformation der Verteilungsfunktion über die spektrale Bandbreite  $\Delta\lambda$  die Kohärenzlänge  $l_c$  bestimmt werden. Weiter wird oft auch das *Leistungsdichtespektrum* berechnet, welches sich aus dem Absolutquadrat der Fouriertransformierten ergibt. Der Abstand vom Maximum bis zur ersten Nullstelle liefert den Frequenzunterschied  $\Delta\nu$ , ab dem die Funktion nicht mehr kohärent ist. Mit

$$\Delta\nu \cong \frac{1}{\tau_0} \quad (2.35)$$

läßt sich somit die Kohärenzlänge  $l_c = c \cdot \tau_0$  bestimmen und mit  $c = \nu_0 \lambda_0$  ergibt sich

$$l_c = \frac{\lambda_0^2}{\Delta\lambda}. \quad (2.36)$$

Anschaulich bedeutet dies, daß nach der Länge  $l_c$  die Wellenzüge um einen Phasenwert von  $\pi$  auseinander gelaufen sind, das heißt, in einem Interferenzexperiment ist der Kontrast vom Maximum auf das Minimum abgefallen.

Eine andere Möglichkeit zur Berechnung der Kohärenzlänge folgt aus der Überlegung, daß der Kohärenzgrad auf Null gefallen sein muß, wenn die eine Welle eine Strecke von  $l_c = N \cdot \lambda$  und die andere, die eine um  $\Delta\lambda$  längere Wellenlänge hat, eine Strecke von  $l_c = (N - 1/2)(\lambda + \Delta\lambda)$  zurückgelegt hat. Lösen und Einsetzen des Gleichungssystems ergibt [8]

$$l_c = \frac{\lambda_0^2}{2\Delta\lambda}. \quad (2.37)$$

Der Unterschied im Vorfaktor hängt von der Form der betrachteten Bandbreitenverteilung ab. Geht man von einer theoretischen rechteckigen Verteilung aus, so gilt

Gleichung (2.36). Nachfolgend sind zusätzlich noch die Gleichungen für eine gauß- oder lorentzförmige Verteilung angegeben [28]:

$$\tau_0 = \sqrt{\frac{2 \ln 2}{\pi}} \cdot \frac{1}{\Delta\nu} = 0,664 \frac{1}{\Delta\nu} \quad \text{Gaußform} \quad (2.38)$$

$$\tau_0 = \frac{1}{\pi \Delta\nu} = 0,318 \frac{1}{\Delta\nu} \quad \text{Lorentzform} \quad (2.39)$$

$$\tau_0 = \frac{1}{\Delta\nu} \quad \text{Rechteckform} \quad (2.40)$$

### 2.3.2 Räumliche Kohärenz

Wie beschrieben, ist für die zeitliche Kohärenz die zeitliche Stabilität der Phasenlage eine notwendige Bedingung. Analog hierzu ist für die räumliche Kohärenz die örtliche Phasenlage zu betrachten. Wie zuvor beschrieben, gibt es keine vollständig kohärenten Quellen. Dennoch kann eine Quelle bezogen auf ein bestimmtes Experiment kohärent erscheinen, und zwar dann, wenn vom Beobachtungspunkt aus nicht unterschieden werden kann, ob das Licht von einem oder mehreren Punkten emittiert wird. Für den Beobachter wird die Quelle zur Punktquelle, und die Lichtwelle zur ebenen Welle. Die räumliche Kohärenz ist damit durch die Geometrie bestimmt. Der Zusammenhang wird durch das *van Cittert-Zernike-Theorem* [27] beschrieben. Dieses Theorem verknüpft die komplexe Kohärenzfunktion  $\gamma_{12}(\Delta t)$  mit der zweidimensionalen Intensitätsverteilung  $I(\alpha_x, \alpha_y)$  der Quelle. Für die Kohärenzfunktion gilt dann

$$\gamma(d) = \frac{2J_1(v)}{v} \quad \|v = \frac{2\pi}{\lambda_0} \alpha d, \quad (2.41)$$

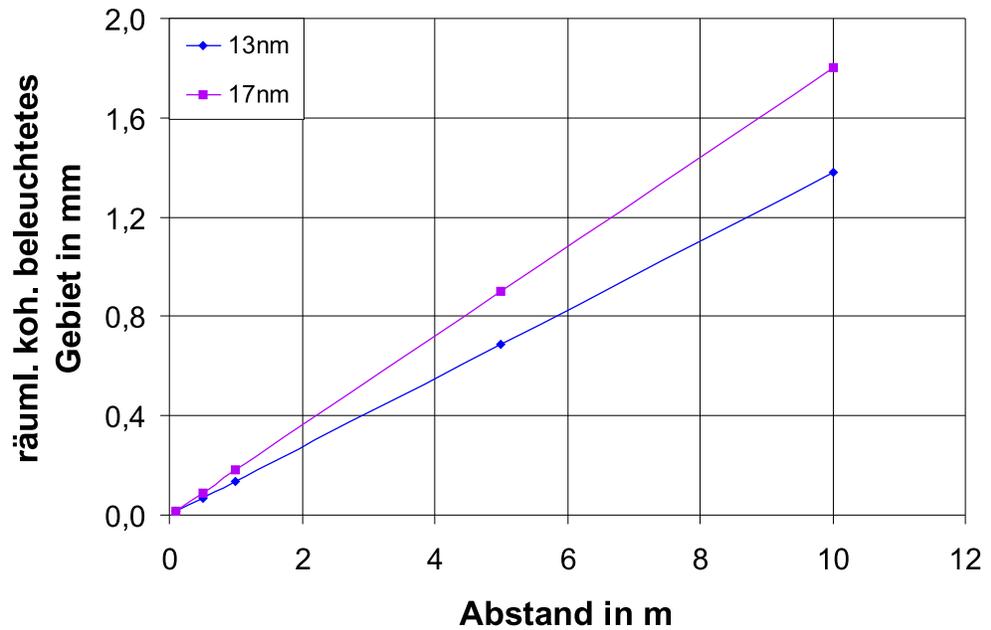
mit  $d$  als Größe des kohärent ausgeleuchteten Gebietes,  $\alpha$  als halben Öffnungswinkel und  $J_1$  als Besselfunktion mit der ersten Nullstelle bei

$$d = \frac{1}{2\pi} \frac{\lambda_0}{\alpha} \simeq \frac{1}{2\pi} \frac{\lambda_0 L}{r}. \quad (2.42)$$

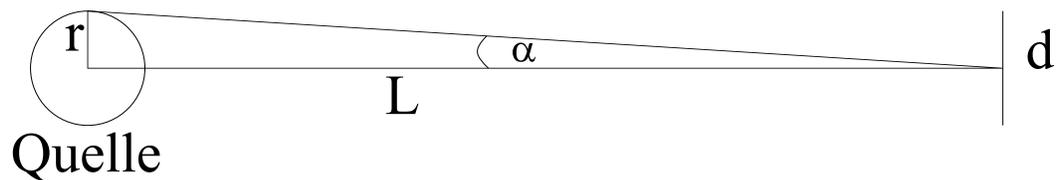
Die Größe des kohärent ausgeleuchteten Gebietes ist somit proportional zum Abstand  $L$  von der Quelle oder umgekehrt proportional zur Quellgröße. Eine Vergrößerung des kohärenten Bereiches läßt sich somit entweder durch Vermindern der Quellgröße oder Verlängern des Abstandes erreichen (vgl. Abb. 2.8 und 2.9).

## 2 Optik im EUV- und weichen Röntgenspektralbereich

---



**Abbildung 2.8:** Grafik zur Größe des kohärent ausgeleuchteten Gebietes aufgetragen für 13 nm und 17 nm Wellenlänge. Als Quellgröße wurde ein Durchmesser von  $30\ \mu\text{m}$  angenommen.



**Abbildung 2.9:** Skizze zur kohärenten Ausleuchtung eines Gebietes der Größe  $d$  mit einer Quelle vom Durchmesser  $2r$  und einem Abstand von  $L$ .

# 3 Quellen für Licht des EUV- und weichen Röntgenspektrums

Für den EUV- und weichen Röntgenspektralbereich existieren bis heute keine klassischen Laser mit Resonator. Aus diesem Grund sucht man andere Lichtquellen, die Lasereigenschaften wie hohe Leistungsdichten, geringer Quellbereich oder geringe Divergenz aufweisen. Um mit einer Zonenplatte einen beugungsbegrenzten Fokus zu erreichen, muß vor allem eine räumlich kohärente Ausleuchtung der Optik sichergestellt werden. Hierfür sollte die Quelle entweder klein sein oder eine große Distanz zur Optik haben (vgl. Kapitel 2.3, S. 18). Diese Eigenschaften lassen sich mit dem Begriff der Brillanz zusammenfassen, die definiert ist als:

$$\text{spektrale Brillanz} \equiv \frac{\text{Anzahl der emittierten Photonen}}{\text{Zeit} \cdot \text{Quellfläche} \cdot \text{Raumwinkel} \cdot 0,1\% \text{ rel. Bandbreite}}. \quad (3.1)$$

In diesem Kapitel sollen drei verschiedene Quellen für Strahlung aus dem VS vorgestellt werden, an denen das in dieser Arbeit beschriebene Rastermikroskop betrieben wurde. Dabei handelt es sich zum einen um eine Großanlage, einen Elektronenspeicherring für Synchrotronstrahlung und zum anderen um zwei Laboranlagen, ein laserinduziertes Plasma und eine Quelle für Hohe-Harmonische Strahlung. Die historisch gesehen älteste Anlage stellt der Speicherring dar, gefolgt vom laserinduzierten Plasma. Die Experimente am Elektronenspeicherring dienten dabei zu Testzwecken, um zu überprüfen, ob das Gesamtsystem des Rastermikroskopes funktioniert. Auf diese Weise konnten Fehler durch das Mikroskop an sich im Betrieb an den Laborquellen ausgeschlossen werden.

## 3.1 Synchrotronstrahlung

Elektronenspeicherringe werden seit langem auch als Quellen für Synchrotronstrahlung genutzt. Sie werden als Speicherringe der zweiten Generation bezeichnet. Die erste Ge-

### 3 Quellen für Licht des EUV- und weichen Röntgenspektrums

---

neration stellen die Speicherringe dar, die zur Grundlagenforschung in der Teilchenphysik eingesetzt wurden. Synchrotronstrahlung war hier zunächst ein unerwünschter Nebeneffekt, der sich als Energieverlust der beschleunigten Ladungen äußerte. In einem Speicherring werden Elektronen auf Geschwindigkeiten nahe der Lichtgeschwindigkeit beschleunigt und durch Ablenkmagnete auf eine Kreisbahn gezwungen. Eine Grundeigenschaft geladener Teilchen ist, daß sie senkrecht zur Beschleunigungsrichtung strahlen. Werden diese Ladungsträger auf relativistische Geschwindigkeit gebracht, so strahlen sie, betrachtet aus dem ruhenden Bezugssystem des Labors, bei Beschleunigung, z.B. im Ablenkmagneten, in einen vorwärtsgerichteten Kegel. Das Spektrum ist dabei abhängig von der Magnetfeldstärke des Ablenkmagneten und der kinetischen Energie des Ladungsträgers. Neben den Ablenkmagneten gibt es noch sogenannte Undulatoren und Wiggler zur Erzeugung von Synchrotronstrahlung. Diese Elemente dienen zur gezielten Steigerung der Qualität der Synchrotronstrahlung, und Speicherringe, die solche Elemente enthalten, werden als Speicherringe der dritten Generation bezeichnet. Undulatoren bestehen aus einer periodischen Anordnung von Magneten mit wechselnder Polarität. Das Magnetfeld ist relativ schwach, so daß die passierenden Elektronen im Magnetfeld oszillieren und nur in einen kleinen Winkel Strahlung emittieren. Die Periode der Magnetfolge ist so gewählt, daß Strahlung aus jeder Periode sich konstruktiv überlagert. Auf diese Weise werden für die Synchrotronstrahlung laserähnliche Eigenschaften erzeugt [29]. Aufgrund der Periodizität wird eine bestimmte Wellenlänge bevorzugt, alle anderen Wellenlängen überlagern sich destruktiv, was zu einem diskreten Spektrum führt. Wiggler sind ähnlich aufgebaut wie Undulatoren, die Magnetfelder sind allerdings deutlich stärker. Damit ist die Amplitude, mit der die Elektronen im Magnetfeld oszillieren, ebenfalls größer und die Strahlkeule, in der die Synchrotronstrahlung emittiert wird, ist breiter. Das Emissionsspektrum ähnelt eher dem eines Ablenkmagneten, ist allerdings zu kürzeren Wellenlängen verschoben und weist einen wesentlich höheren Photonenfluß auf.

Speicherringe stellen eine stabile Quelle für Synchrotronstrahlung dar und eignen sich somit gut für Anwendungen, bei denen hohe Anforderungen, wie zeitliche und räumliche Strahlstabilität und Photonenfluß, an die Lichtquelle gestellt werden. Gerade für mikroskopische Anwendungen bieten sich derartige Quellen gut an. Aus diesem Grund wurden die ersten Mikroskope für weiche Röntgenstrahlung an Speicherringen aufgebaut und betrieben. Die definierten Strahlungseigenschaften der Synchrotronstrahlung ermöglichen weiter, auf einfache Weise Kalibriermessungen oder Messungen zum Testen von Systemen auf ihre Funktionsfähigkeit durchzuführen. Ein Teil der für diese Arbeit durchgeführten Experimente fand aus diesem Grund

am Elektronenspeicherring ELSA ( $\hat{=}$  *Elektronen-Stretcher-Anlage*) des Physikalischen Institutes in Bonn, einer Anlage der zweiten Generation, statt.

### 3.1.1 Eigenschaften von Strahlung aus Ablenkmagneten

Eine beschleunigte Ladung strahlt senkrecht zur Oszillationsbewegung bzw. Beschleunigungsrichtung. Betrachtet man eine Ladung mit relativistischer Geschwindigkeit, so strahlt die Ladung aus ihrem bewegten Bezugssystem  $S'$  betrachtet weiterhin senkrecht zur Beschleunigungsrichtung. Aus einem festen Laborbezugssystem  $S$  hingegen bildet sich mit zunehmender Geschwindigkeit eine in Bewegungsrichtung immer stärker ausgeprägte Emissionskeule aus. Der Winkel, unter dem die Keule abgestrahlt wird, berechnet sich zu [8]

$$\tan \theta = \frac{\sin \theta'}{\gamma(\beta + \cos \theta')}, \quad (3.2)$$

mit  $\theta'$  als Winkel im Bezugssystem der Ladung und  $\theta$  als Winkel im Laborsystem. Für  $\beta$  gilt  $\beta \equiv v/c$  mit  $v$  als relative Geschwindigkeit der beiden Bezugssysteme zueinander und für  $\gamma$  gilt  $\gamma \equiv (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$ . Für  $v \ll c$  wird  $\gamma \approx 1$  und  $\beta \approx 0$ , so daß  $\theta' \approx \theta$  gilt. Für  $v \approx c$  hingegen wird  $\beta \approx 1$  und  $\gamma \gg 1$ , so daß im Laborsystem der halbe Winkel der Abstrahlkeule sich nähern läßt mit

$$\theta \approx \frac{1}{2\gamma}. \quad (3.3)$$

Die mittlere quadratische Energie, unter der die Elektronen in einem Ablenkmagneten Strahlung emittieren, ist von zwei Parametern, der Magnetfeldstärke  $B$  und der Geschwindigkeit  $v$ , abhängig und berechnet sich zu

$$\Delta E \geq \frac{ehB\gamma^2}{\pi m}. \quad (3.4)$$

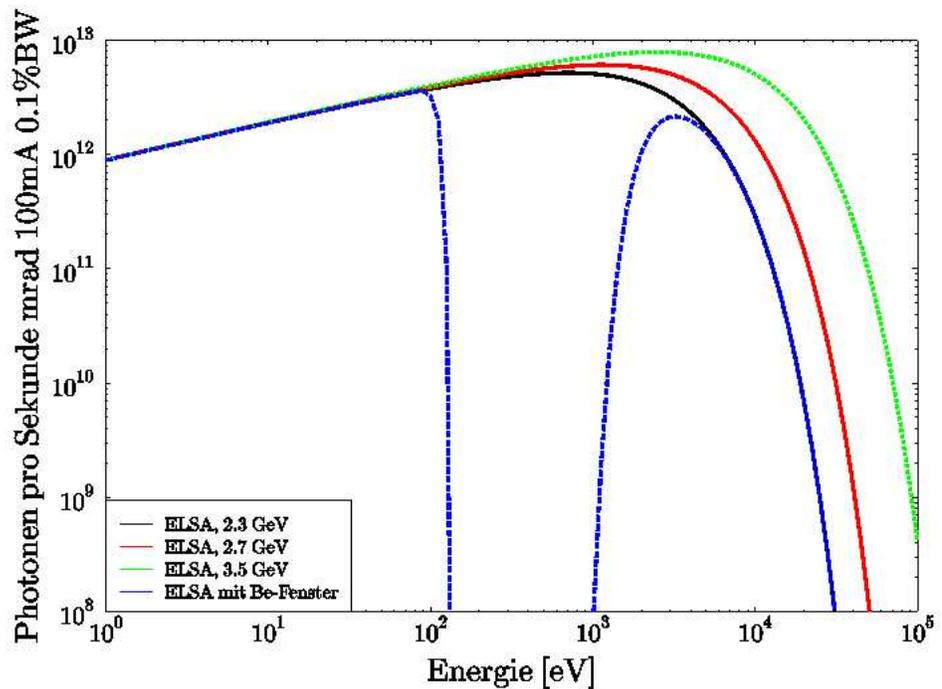
Dabei bezeichnet  $e$  die Elektronenladung,  $m$  die Ruhemasse der Elektronen und  $h$  die Planckkonstante.

Eine charakteristische Größe von Ablenkmagneten ist die kritische Energie

$$E_{\text{krit.}} = h\nu_{\text{krit.}} = \frac{3ehB\gamma^2}{4\pi m}, \quad (3.5)$$

die dadurch definiert ist, daß die Hälfte der abgestrahlten Energie oberhalb und die andere Hälfte unterhalb dieser kritischen Energie liegt. Entsprechend kann hierzu auch eine kritische Wellenlänge definiert werden:

$$\lambda_{\text{krit.}} = \frac{4\pi mc}{3eB\gamma^2} \quad (3.6)$$



**Abbildung 3.1:** Emittiertes Spektrum aus dem Ablenkmagneten am Experimentierplatz BN0 bei ELSA (aus [30]).

#### 3.1.2 ELSA Experimentierplatz BN0

Der Elektronenspeicherring bei ELSA in Bonn ist für eine Energie zwischen 0,5 und 3,5 GeV ausgelegt. Das Spektrum der im Magneten erzeugten Strahlung ist für verschiedene Energien in Abbildung 3.1 dargestellt.

Um das breitbandige Emissionsspektrum des Ablenkmagneten einzugrenzen, befindet sich ein Monochromator mit drei unterschiedlichen, mit Gold beschichteten Toroidgittern im Strahlengang, die während des Experiments gewechselt werden können. Die Linienform der Gitter ist rechteckig und ihre Liniendichte beträgt 600, 2400 und 3600 L/mm [31]. Über einen goldbeschichteten elliptischen Vorspiegel wird die Synchrotronstrahlung in den Eintrittsspalt des Monochromators fokussiert. Vom Monochromatorgitter wird der Eintrittsspalt auf den Austrittsspalt abgebildet, wobei die Größe des Austrittsspalt über Blenden in horizontaler und vertikaler Richtung verändert werden kann. Hinter dem Austrittsspalt befindet sich die Schnittstelle für beliebige Experimente, die an das System angeschlossen werden können, wie beispielsweise auch

die Experimente zum Testen der Funktion des Rastermikroskopes.

### 3.2 Laserinduziertes Plasma

Die klassische Röntgenröhre stellt seit über 100 Jahren eine gute Möglichkeit dar, Strahlung auch aus dem Röntgenbereich im Labor zu erzeugen. Dabei werden beschleunigte, hochenergetische Elektronen auf ein Anodenmaterial geschossen. Das Coulombfeld der Anodenatome bremst die Elektronen ab, wobei die sogenannte Bremsstrahlung entsteht, die ein kontinuierliches Spektrum aufweist. Ist die kinetische Energie der Elektronen groß genug, so wird das Anodenmaterial ionisiert. Durch Herausschlagen von Elektronen aus inneren Schalen kommt es bei der Rekombination der Elektronen mit dem Anodenmaterial zur elementspezifischen charakteristischen Linienstrahlung. Der Wirkungsgrad einer solchen Röntgenröhre ist proportional zur Kernladungszahl der Atome des verwendeten Anodenmaterials. Aus diesem Grund können keine effizienten Röntgenröhren für weiche Röntgenstrahlung hergestellt werden. Hierfür müßten leichte Elemente verwendet werden. Bei leichten Elementen dominiert allerdings der Effekt der Erzeugung von Auger-Elektronen, so daß die Wirkungsgrade zur Erzeugung weicher Röntgenstrahlung sehr gering sind.

Einen Ausweg bietet der Einsatz laserinduzierter Plasmen. Hier wird mit einem Laser auf ein geeignetes Medium geschossen. Dabei muß die Leistungsdichte groß genug sein, um die Elemente zu ionisieren. Die hierfür notwendige Leistungsdichte liegt im Bereich von etwa  $1 \cdot 10^9$  bis  $1 \cdot 10^{13}$  W/cm<sup>2</sup>. Um heutzutage eine derart hohe Leistungsdichte mit Lasern erreichen zu können, müssen diese im gepulsten Betrieb laufen. Im Gegensatz zur klassischen Röntgenröhre lassen sich hier auch leichte Elemente mit gutem Wirkungsgrad zur Erzeugung weicher Röntgenstrahlung verwenden. Für 13 nm Wellenlänge liegt die Konversionseffizienz bei einer Leistungsdichte der Laserstrahlung von  $1,3 \cdot 10^{12}$  W/cm<sup>2</sup> bei etwa 0,1% [32].

Mit den heutigen technischen Möglichkeiten lassen sich laserinduzierte Plasmen im Labor relativ einfach aufbauen. Die für Anwendungen wichtigen Faktoren wie die Stabilität der Strahlage, Größe des Emissionsbereiches oder die Anzahl an emittierten Photonen hängen im wesentlichen von zwei Parametern ab. Zum einen hängen sie vom verwendeten Lasersystem und zum anderen vom verwendeten Medium ab. Das heißt, wie viel Leistung läßt sich in welchem Zeitraum auf welche Fläche welchen Materials deponieren. Dabei spielen auch der anfängliche Aggregatzustand, die Art und Weise, wie das Medium in den Laserstrahl gebracht wird oder die Wahl der chemischen

### 3 Quellen für Licht des EUV- und weichen Röntgenspektrums

---

Elemente für das Medium selbst eine wichtige Rolle. Anwendungen wie biologische Mikroskopie können im Wasserfenster zwischen der K-Absorptionskante von Sauerstoff ( $\lambda = 2,34 \text{ nm}$ ) und Kohlenstoff ( $\lambda = 4,38 \text{ nm}$ ) [7] erfolgreich durchgeführt werden [33, 34]. Hierfür eignet sich zum Beispiel Ethanol ( $\text{H}_3\text{C-CH}_2\text{-OH}$ ) sehr gut als Medium, da Kohlenstoff in diesem Bereich nach der Ionisation Linienstrahlung emittiert. Im EUV-Spektrum hingegen liegt Linienstrahlung von Sauerstoff vor. Damit eignen sich laserinduzierte Plasmen auch als Quelle für Strahlung für das Rastermikroskop, das im weichen Röntgen- und EUV-Bereich betrieben werden soll. Für den erfolgreichen Einsatz des Mikroskopes ist es wichtig, daß die Quelle über die gesamte Zeit der Datenerfassung räumlich und zeitlich stabil bleibt und daß die Quelle ausreichend viele Photonen emittiert. Weiter ist für die mögliche Auflösung die Frage nach der Größe des Emissionsbereiches von Bedeutung.

#### 3.2.1 Erzeugung von Strahlung aus einem laserinduzierten Plasma

Betrachtet man ein Plasma makroskopisch, so handelt es sich um einen elektrisch neutralen Zustand. Mikroskopisch betrachtet liegt allerdings eine Ladungstrennung vor. Der Bereich, in dem die Ladungstrennung relevant ist und in dem damit die Wechselwirkung einzelner Teilchen betrachtet werden muß, wird als Debye-Länge bezeichnet. Dabei gilt [35]:

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T_e}{e^2 n_e}}, \quad (3.7)$$

mit  $\epsilon_0$  als Dielektrizitätskonstante,  $k_B$  als Boltzmann-Konstante,  $T_e$  als Temperatur der Elektronen <sup>1</sup>,  $e$  als Elementarladung und  $n_e$  als Elektronendichte.

Um eine lokale Ladungstrennung zu erzeugen, muß einem Medium Energie zugeführt werden, um die Atome oder Moleküle zu ionisieren. Dies geschieht für hier beschriebene Plasmen mit einem gepulsten Laser. Zu diesem Zweck wird der Laserstrahl auf das Medium fokussiert, so daß das Medium ionisiert wird. Dabei spielen bei der Erzeugung eines laserinduzierten Plasmas im wesentlichen zwei Ionisationsprozesse eine Rolle. Zum einen absorbiert das Medium mehrere Photonen, so daß die Summe der Energie ausreicht, um ein Elektron aus dem Coulombfeld des Atoms zu entfernen (*Multiphotone-ionisation*). Zum anderen verändert das elektrische Feld des Lasers das Coulombfeld derart, daß die Potentialbarriere herabgesenkt wird. Für die gebundenen Elektronen steigt die Wahrscheinlichkeit, daß sie die Potentialbarriere durchtunneln können (*Tunnelionisation*) [36, 37]. Wird die Laserfeldstärke über die Ionisationsenergie gesteigert,

---

<sup>1</sup>In der Plasmaphysik wird die Temperatur in eV angegeben:  $1 \text{ eV}/k_B \hat{=} 11604,5 \text{ K}$

wird die Potentialbarriere so weit gesenkt, daß Elektronen nach dem klassischen Modell vom Atomkern entfernt werden. Der Zusammenhang zwischen dem Ionisationspotential  $I_P$ , dem elektrischen Laserfeld  $E_0$  und der Laserkreisfrequenz  $\omega_0 = 2\pi\nu_0$ , für den die Tunnelionisation möglich wird, wird durch den *Keldysh-Parameter*

$$\gamma_K = \sqrt{\frac{I_P}{2U_P}} \quad \parallel \quad U_P = e^2 E_0^2 / (4m_e \omega_0^2) \quad (3.8)$$

beschrieben. Das Potential  $U_P$  wird auch als ponderomotives Potential bezeichnet und  $m_e$  steht für die Elektronenmasse. Für den Fall, daß  $\gamma_K \ll 1$  ist, liegt überwiegend Tunnelionisation und für Werte von  $\gamma_K \gg 1$  Multiphotonenionisation vor.

In einem Plasma, in dem freie Elektronen existieren, spielt der Vorgang der *Stoßabsorption* oder auch *inversen Bremsstrahlung* die wichtigste Rolle im Wechselwirkungsprozeß zwischen Plasma und Laserfeld. Die Bewegungsgleichung der freien Elektronen im E-Feld des Lasers läßt sich unter Berücksichtigung der Stoßabsorption aufstellen zu [38, 39, 8]

$$m_e \frac{d\vec{v}_e}{dt} = -e\vec{E} - \underbrace{m\nu_{e,i}\vec{v}_e}_{\text{Stoßterm}} \quad (3.9)$$

mit  $\nu_{e,i}$  als Stoßfrequenz der Elektronen und Ionen.

Ohne den Stoßterm ergibt sich aus Gleichung (3.9) durch Anwenden der Maxwell-Gleichungen die Lösung für die Plasmafrequenz [8]

$$\omega_p = \sqrt{\frac{e^2 n_e}{\epsilon_0 m_e}} \quad (3.10)$$

Die im Plasma entstehende Elektronenwolke oszilliert radial um die Mutterionen mit der Plasmafrequenz  $\omega_p$ .

Durch die Ausbildung der Elektronenwolke kommt es zu starken lokalen Dichteschwankungen, was sich auf die Wellenausbreitung einer elektromagnetischen Welle  $\psi = \psi_0 e^{-i(\vec{k}\vec{x} - \omega t)}$  auswirkt. Für ein Plasma gilt folgende Dispersionsrelation:

$$\omega^2 = \omega_p^2 + k^2 c^2 \quad (3.11)$$

Tritt der Spezialfall ein, daß die Lichtfrequenz gleich der Plasmafrequenz ist, also  $\omega = \omega_p$ , spricht man von der kritischen Dichte. Das Einsetzen und Auflösen von Gleichung (3.10) nach der Elektronendichte ergibt den Wert der kritischen Dichte:

$$n_{\text{krit.}} = \frac{\epsilon_0 m_e \omega^2}{e^2} \quad (3.12)$$

### 3 Quellen für Licht des EUV- und weichen Röntgenspektrums

---

Für Werte von  $\omega < \omega_p$  wird der Wellenzahlvektor  $k$  imaginär. Dies bedeutet, daß die Welle an einem Plasma mit einer Elektronendichte  $n_e > n_{\text{krit.}}$  total reflektiert wird. Man spricht hier auch von einem *überdichten Plasma*. Dagegen kann sich eine Welle bei  $\omega > \omega_p$  in einem *unterdichten Plasma* mit nun  $n_e < n_{\text{krit.}}$  ausbreiten. Die Brechzahl eines solchen Plasmas ergibt sich aus Gleichung (3.11) zu

$$n_{\text{Plasma}} = \sqrt{1 - \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2}. \quad (3.13)$$

Berücksichtigt man den Stoßterm aus Gleichung (3.9), so ändert sich die Lösung für die Dispersionsrelation mit  $\nu_{e,i} \ll \omega$  zu

$$\omega^2 = \omega_p^2 + k^2 c^2 - i \omega_p^2 \frac{\nu_{e,i}}{\omega}. \quad (3.14)$$

Dabei entspricht der Realteil der einfachen Lösung ohne Stoßterm. Der imaginäre Teil beschreibt die Dämpfung der einfallenden elektromagnetischen Welle während ihrer Ausbreitung im unterdichten Plasma. Es wird Energie auf die Elektronen im Plasma übertragen, was zu einer Steigerung der mittleren Elektronenenergie führt. Auf diese Weise können über Stöße der Elektronen mit den Ionen höhere Ionisationsstufen erreicht werden.

#### 3.2.2 Strahlung aus einem laserinduzierten Plasma

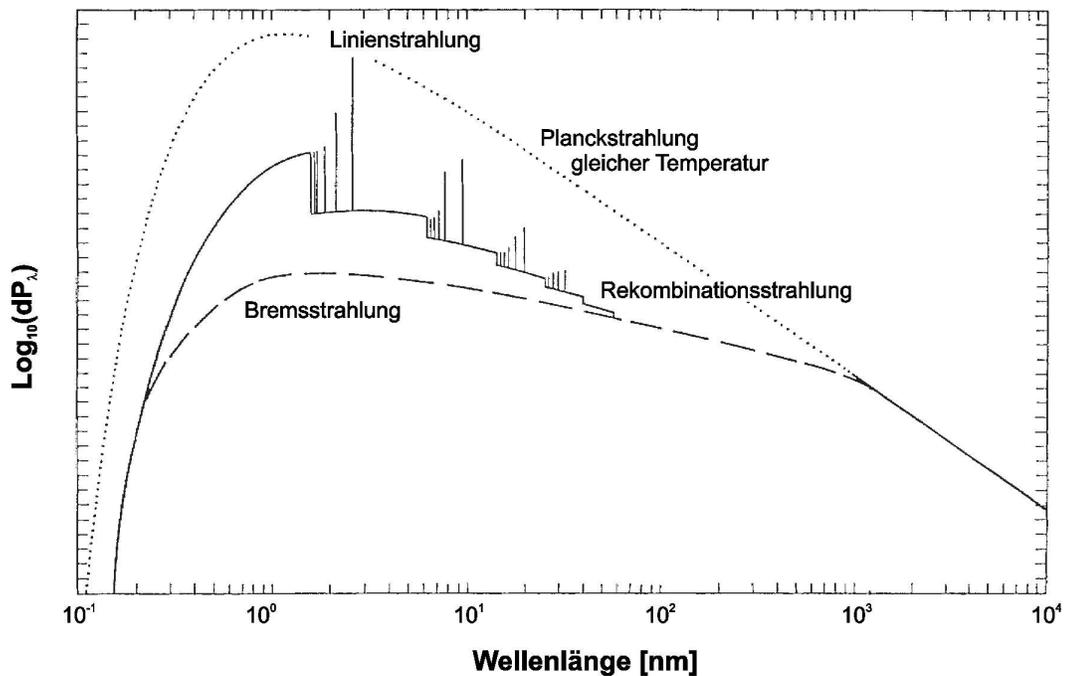
Ein System, das sich im vollständigen thermodynamischen Gleichgewicht (VTG) mit seiner Umgebung befindet, erfüllt das *Planck-Gesetz* eines schwarzen Körpers für die abgestrahlte Leistung  $dP$  pro Flächenelement  $dA$  und Raumwinkelintervall  $d\Omega$  [40]

$$\frac{dP}{d\lambda d\Omega dA} = \frac{2hc^2}{1 \text{ sr} \lambda^5} \frac{1}{e^{hc/\lambda k_B T} - 1}. \quad (3.15)$$

Dabei bezeichnet  $h$  die Planck-Konstante,  $c$  die Lichtgeschwindigkeit und  $T$  die Temperatur. Die hieraus resultierende Planck-Kurve (Abb. 3.2) stellt eine obere Grenze für die erreichbare spektrale Strahlungsleistung eines heißen Plasmas dar, da es sich im VTG befindet [42]. Mit Hilfe des *Wienschen Verschiebungsgesetzes* läßt sich das Maximum der Planckschen Strahlungskurve in Abhängigkeit von der Temperatur berechnen und liefert

$$\lambda_{\text{max.}} = \frac{2,90 \cdot 10^6 \text{ nm K}}{T}. \quad (3.16)$$

Für eine bestimmte Wellenlänge kann so die notwendige Temperatur berechnet werden. Für die He- $\beta$  Kohlenstofflinie bei 3,5 nm Wellenlänge muß demnach eine Temperatur



**Abbildung 3.2:** Berechnetes Emissionsspektrum für ein Stickstoffplasma bei einer Elektro-  
nentemperatur von  $T_e = 200 \text{ eV}$ . Als gepunktete Linie ist zum Vergleich die Planck-Kurve  
eines idealen schwarzen Strahlers bei gleicher Temperatur aufgetragen (aus [41]).

von etwa 830.000 K oder für 13 nm Wellenlänge 224.000 K erreicht werden. Oder mit  
einer Temperatur von 1.000.000 K könnte Strahlung mit einer Wellenlänge von 2,9 nm  
erzeugt werden. Mit dem *Stefan-Boltzmann-Gesetz* läßt sich mit Gleichung (3.16) die  
Intensität ermitteln, die notwendig ist, um ein entsprechend heißes Plasma zu erzeu-  
gen [43]:

$$I = \frac{P}{A} = \sigma T^4 \quad (3.17)$$

Die Konstante  $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ W}/(\text{m}^2\text{K}^4)$  wird als *Stefan-Boltzmann-Konstante*  
bezeichnet. Für die 2,9 nm Wellenlänge bedeutet dieses eine Leistungsdichte von  
 $5,67 \cdot 10^{12} \text{ W}/\text{cm}^2$ .

Bei der Erzeugung eines laserinduzierten Plasmas unterscheidet man im wesentlichen  
drei verschiedene Vorgänge, bei denen elektromagnetische Strahlung freigesetzt wird:

- Frei-frei-Übergänge: Schnelle ungebundene Elektronen werden im Feld der positiv  
geladenen Ionen abgebremst. Dabei geben die Elektronen Energie in Form von  
Bremsstrahlung ab. Da ihre kinetische Energie unbestimmt ist, ist auch der Ener-  
giebetrag, der in Strahlung umgesetzt wird, beliebig. Die Energie der Strahlung

### 3 Quellen für Licht des EUV- und weichen Röntgenspektrums

---

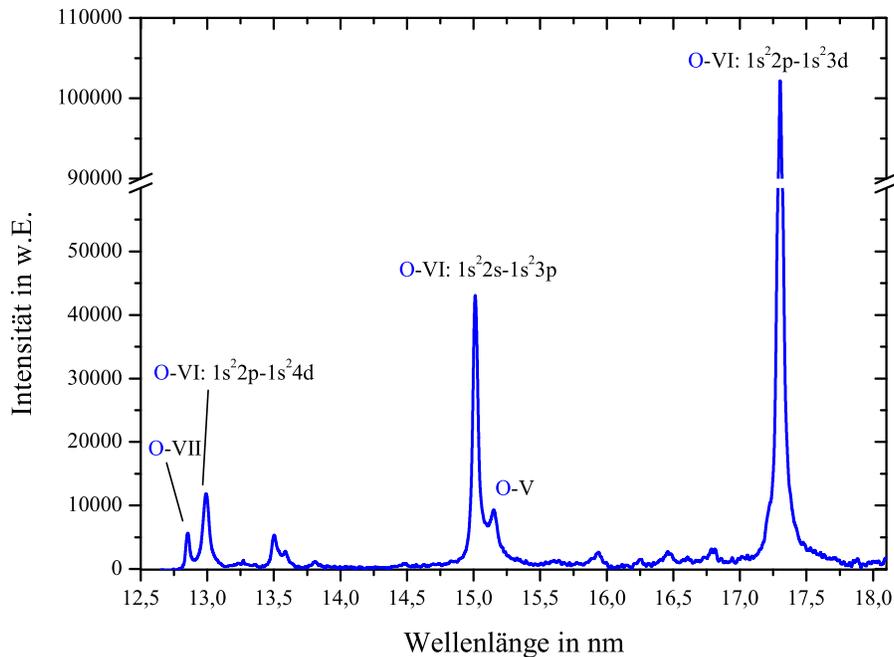
ist somit statistisch verteilt und führt zu einem kontinuierlichen Strahlungsspektrum.

- Frei-gebunden-Übergänge: Freie Elektronen werden von den Ionen eingefangen und rekombinieren. Damit gehen sie in einen gebundenen Zustand über. Die Energiedifferenz wird als Strahlung emittiert und ist ebenfalls statistisch verteilt, so daß auch diese Rekombinationsstrahlung kontinuierlich ist.
- Gebunden-gebunden-Übergänge: Freie Elektronen schlagen ein gebundenes Elektron aus einer inneren Schale eines Atomverbundes durch Stoßprozesse heraus. Der so frei gewordene Platz kann durch ein Elektron aus einer höheren Schale wieder aufgefüllt werden. Da dieser Übergang einem bestimmten Energiebetrag entspricht, ist die emittierte Strahlung diskret und abhängig vom Element und wird auch als *charakteristische Strahlung* bezeichnet. Die Wellenlänge  $\lambda$ , die bei einem solchen Übergang abgestrahlt wird, berechnet sich über die *Rydberg-Formel* [44]

$$\frac{1}{\lambda} = R_{\infty}(Z - \sigma)^2 \left( \frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (3.18)$$

mit  $R_{\infty}$  als Rydbergkonstante,  $Z$  als Kernladungszahl,  $\sigma$  als Abschirmkonstante und  $n, m$  als Hauptquantenzahlen der beteiligten Energieniveaus. Die Breite der Spektrallinien ergibt sich aus der natürlichen Linienbreite ( $\Delta\lambda_N = \lambda_0^2/(2c\pi\tau)$ , wobei  $\tau$  die Lebensdauer des angeregten Zustandes bezeichnet), der Dopplerverbreiterung ( $\Delta\lambda_D = \lambda_0\sqrt{k_B T \cdot 2 \ln 2/M}$ , mit  $M$  als Ionenmasse in atomarer Einheit  $u$ ) und der Druck- oder auch Starkverbreiterung ( $\Delta\lambda_S = \text{konst} \cdot N_I^{2/3}$ , mit  $N_I$  als Ionendichte). Bei Strahlung aus einem laserinduzierten Plasma setzt sich die Linienbreite im wesentlichen aus der Doppler- und Starkverbreiterung zusammen. Bei mittleren Laserintensitäten ( $< 10^{16} \text{ W/cm}^2$ ) beträgt die Monochromasie einer Linie im Vakuumspektrum etwa  $\lambda/\Delta\lambda \geq 1000$  [45, 46].

Leichte Elemente weisen ein ausgeprägteres Linienspektrum auf als schwere. Dies liegt zum einen daran, daß der Anteil der Bremsstrahlung bei schweren Elementen größer ist, zum anderen an den komplexen Übergangsmöglichkeiten. Je nach Anwendung eignen sich verschiedene Elemente unterschiedlich als Medium für das Plasma. Sauerstoff hat unter anderem Emissionslinien bei 13 nm, 15 nm und 17 nm Wellenlänge. Da Sauerstoff als reines Element bei Zimmertemperatur gasförmig ist, kann man auf sauerstoffhaltige Verbindungen wie z.B. Wasser oder Alkohole ausweichen. In Abbildung (3.3) ist ein typisches Spektrum zu sehen, das mit Ethanol als Medium aufgenommen wurde. Es ist der Bereich zwischen 12,5 nm und 18 nm Wellenlänge



**Abbildung 3.3:** Spektrum von einem Plasma mit Ethanol als Medium. Die im dargestellten Bereich dominierenden Spektrallinien stammen von unterschiedlichen Ionensorten des Sauerstoffs. Die Experimente, die in dieser Arbeit beschrieben werden, wurden mit 13 nm und 17 nm Wellenlänge durchgeführt. Bei 13 nm liegen zwei Spektrallinien unterschiedlicher Ionensorten sehr dicht beieinander, ähnlich wie bei 15 nm Wellenlänge.

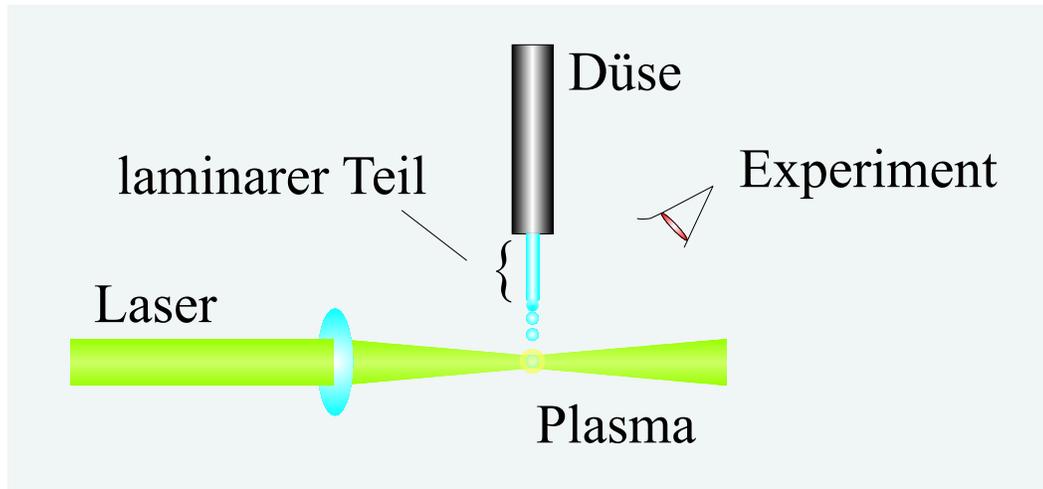
dargestellt, in dem drei wesentliche Emissionsbereiche auftreten. Bei 13 nm liegen zwei Spektrallinien sehr dicht beieinander. Dabei handelt es sich um Spektrallinien aus zwei unterschiedlichen Ionensorten des Sauerstoffs. Die Linie bei 12,98 nm stammt von fünf-fach ionisiertem Sauerstoff beim Übergang eines Elektrons aus dem 1s<sup>2</sup>4d-Zustand in den 1s<sup>2</sup>2p-Zustand. Die Linie bei 12,85 nm Wellenlänge stammt hingegen von sechsfach ionisiertem Sauerstoff beim Übergang eines Elektrons aus dem 1s3d-Zustand in den 1s2p-Zustand [47]. Genauso liegen auch bei 15 nm zwei Spektrallinien unterschiedlicher Ionensorten dicht zusammen. Allerdings dominiert hier die Linie des fünf-fach ionisierten Sauerstoffs. Das Intensitätsverhältnis der Linien aus unterschiedlichen Ionensorten zueinander lässt sich durch das Ändern der Laserintensität beeinflussen (vgl. Abb. 3.11, S. 45).

### 3.2.3 Ein Flüssigkeitsstrahl als Medium

Für ein laserinduziertes Plasma (LIP) lassen sich Medien im festen, flüssigen oder gasförmigen Zustand verwenden. Im allgemeinen findet die Plasmaerzeugung im Vakuum statt, da andernfalls auch die Luft ionisiert wird. Dies hat den Nachteil, daß Energie verloren geht und somit nicht mehr zur Verfügung steht, um das eigentliche Medium zu ionisieren. Um dennoch das gewünschte Medium zu ionisieren, müßte deutlich mehr Leistung zur Verfügung gestellt werden als im Vakuum. Soll für das Experiment Strahlung aus dem Vakuumspektrum genutzt werden, tritt zusätzlich das Problem auf, daß die Strahlung durch die Luft stark absorbiert wird und damit für das Experiment nicht mehr genutzt werden kann.

Wegen ihres niedrigen Dampfdruckes sind Festkörper gut geeignet für Anwendungen im Vakuum. Es muß allerdings sichergestellt werden, daß mit jedem Laserpuls eine neue Stelle des Festkörpermediums getroffen wird. Denn das Material wird bei der Plasmaerzeugung zerstört, da der Laserpuls Atome aus dem Medium heraussprengt. Die Emission würde nach einigen Pulsen stark abnehmen, da der Laser langsam ein Loch in das Material bohrt und sich dann kein Material mehr im Bereich des Fokus befindet. Ein weiteres Problem bei der Verwendung von Festkörpermedien liegt im sogenannten *Debris*. Damit wird der Anteil bezeichnet, der vom Laser aus dem Medium herausgesprengt wird und sich im Vakuumsystem niederschlägt. Beim Auftreffen des Laserpulses auf das Medium entsteht eine Schockwelle, die aus der Oberfläche Teilchen herausschleudert [48]. Zusätzlich werden Teilchen auch durch thermisches Verdampfen freigesetzt. Das Debris führt zur Verunreinigung der Kammer, einschließlich der im Vakuum befindlichen Geräte und Optiken, was zur Unbrauchbarkeit führen kann.

Deutlich weniger Debris wird erzeugt, wenn eine Flüssigkeit oder ein Gas als Medium verwendet wird. Gas kann hierfür über ein Ventil stoßweise ins Vakuum gegeben werden. Die Laserpulse und Gasstöße werden miteinander synchronisiert, so daß die Pulse in eine Gaswolke fokussiert werden [49]. Überschüssiges Gas kann abgepumpt werden und das Debris wird nahezu vollständig unterdrückt. Der Nachteil liegt darin, daß die Dichte von Gasen deutlich unter der von Festkörpern liegt, so daß eine effektive Absorption der Laserstrahlung nicht möglich ist. Dieses Problem umgeht man, indem unter hohem Druck (10 bar) die Expansionsbedingungen des Gases ins Vakuum derart angepaßt werden, daß sich sogenannte *Cluster* von einigen 10.000 Atomen bilden [50]. Die damit erreichbare lokale Teilchendichte ähnelt der eines Festkörpers. Die gesamte Teilchendichte in der Clusterwolke hingegen liegt aber weiterhin deutlich unterhalb der von Festkörpern. Weiterhin ist auf Grund der Expansioneigenschaften der Quellbereich



**Abbildung 3.4:** Schema zur Erzeugung eines laserinduzierten Plasmas. Das WW-Medium wird über eine 10 – 30  $\mu\text{m}$  Kapillare in das Vakuum dosiert. Ein auf den laminaren oder zerfallenen Teil fokussierter Laser erzeugt das Plasma, das in  $4\pi$  Strahlung emittiert.

der Strahlung relativ groß.

Ähnlich wie bei Festkörpern erreicht man hingegen mit Flüssigkeiten als Medium ebenfalls sehr hohe Teilchendichten [51, 52]. Die Flüssigkeit wird über ein Düsensystem in das Vakuum injiziert. Der Strahldurchmesser beträgt dabei typischerweise 10-30  $\mu\text{m}$ , und die Flüssigkeit wird mit einem Druck zwischen 15 bar und 60 bar ins Vakuum geschossen. Das bei der Plasmaerzeugung auftretende Debris ist um mehrere Größenordnungen geringer als beim Festkörper. Es ist allerdings größer als bei Verwendung von Gas-Clustern. Je kleiner der Strahldurchmesser ist, desto weniger Debris fällt an. Im Idealfall entspricht der Strahldurchmesser in etwa dem Fokusbereich des Laserpulses. Da die Flüssigkeit permanent über das Düsensystem nachgeführt wird, muß sie auch wieder aus dem Vakuumsystem entfernt werden, um die Vakuumbedingungen aufrechtzuerhalten. Dies kann über eine differentielle Pumpstrecke, über die die Flüssigkeit abgepumpt wird, oder über eine Kühlfalle, in der die Flüssigkeit ausgefroren wird, realisiert werden. Verwendet man keinen Flüssigkeitsstrahl, sondern erzeugt kleine Tröpfchen, auf die man schießt, läßt sich das Debris weiter reduzieren [33, 51]. Abbildung (3.4) zeigt eine schematische Darstellung des Düsensystems, bei dem auf Tröpfchen geschossen wird. Zusätzlich können auch gezielt Tröpfchen in speziellen Düsen über regelbare Piezos erzeugt werden. Dabei wird der Zerfall durch periodische Variation des Kapillardurchmessers angeregt. Auf diese Weise läßt sich die Frequenz der Tröpfchenfolge mit der Laserpulsfrequenz synchronisieren und das Debris weiter reduzieren.

### 3 Quellen für Licht des EUV- und weichen Röntgenspektrums

---

Schießt man einen Flüssigkeitsstrahl durch eine runde Öffnung, bildet sich zunächst ein laminarer Strahl aus, der anschließend nach einer bestimmten Strecke  $l$  zerfällt. Die Rayleigh-Theorie für nicht-viskose Flüssigkeitsstrahlen, bei denen die innere Reibung unberücksichtigt bleibt, gibt als Zerfallslänge [53]

$$l = 3v\sqrt{\frac{\rho d^3}{\sigma}} \quad (3.19)$$

an, mit  $v$  als Strahlgeschwindigkeit,  $d$  als Durchmesser der Öffnung,  $\rho$  als Teilchendichte und  $\sigma$  als Oberflächenspannung. Eine Erweiterung auf viskose Flüssigkeiten liefert eine Zerfallszeit  $\tau$  von [54]

$$\tau = \ln\left(\frac{d}{\delta}\right) \left(\sqrt{\frac{\rho d^3}{\sigma}} + \frac{3\eta d}{\sigma}\right), \quad (3.20)$$

mit  $\eta$  als Viskosität und  $\delta$  als Amplitude einer Anfangsstörung des Flüssigkeitsstrahls, die beispielsweise durch eine nicht vollständig runde Austrittsöffnung oder ein rauhes Leitungssystem verursacht wird. Für den Vorfaktor  $\ln(d/\delta)$  ist ein experimenteller Wert von 12 ermittelt worden [55]. Anhand der Gleichungen erkennt man, daß die Zerfallszeit im wesentlichen durch Materialparameter bestimmt ist, was dazu führt, daß die Zerfallslänge nur über die Strahlgeschwindigkeit beeinflusst werden kann. Näherungsweise ist die Geschwindigkeit durch die Bernoulli-Gleichung  $v = \sqrt{2p/\rho}$  gegeben, in die der Druck  $p$ , mit dem die Flüssigkeit durch die Öffnung gepreßt wird, eingeht. Für die Zerfallslänge ergibt sich hieraus [43]

$$l = 12 \left(\sqrt{\frac{\rho d^3}{\sigma}} + \frac{3\eta d}{\sigma}\right) \cdot \sqrt{\frac{2p}{\rho}}. \quad (3.21)$$

An Unebenheiten der Austrittsöffnung können sich Turbulenzen bilden, so daß es nicht möglich ist, durch ständiges Erhöhen des Druckes die Zerfallsstrecke beliebig zu verlängern. Bei zu hohen Drücken kommt es sogar zu einem direkten Zerfall des Strahles, so daß die Flüssigkeit aus der Öffnung sprüht. Eine empirisch ermittelte Bedingung hierfür ist [56]

$$O_h = 630(Re)^{-6/5}. \quad (3.22)$$

Hier ist  $O_h$  die ebenfalls empirisch gefundene Ohnesorge-Kennzahl [57]

$$O_h = \frac{\eta}{\sqrt{\rho\sigma d}}, \quad (3.23)$$

und  $Re$  die Reynoldszahl mit

$$Re = vd\rho/\eta. \quad (3.24)$$

Das Auflösen von Gleichung (3.19) nach der Geschwindigkeit  $v$ , Einsetzen in Gleichung (3.24) und anschließend in Gleichung (3.23) liefert für nicht-viskose Flüssigkeitsstrahlen eine maximale Zerfallslänge von:

$$l_{\max} \leq 646 \cdot d(O_h)^{1/6}. \quad (3.25)$$

Nach der Zerfallslänge bilden sich kleine Tröpfchen aus, da die Oberflächenspannung der Flüssigkeit dazu führt, daß sich die Flüssigkeitsoberfläche minimiert. An der Luft zerstäubt der Tröpfchenstrahl sehr schnell auf Grund des Luftwiderstandes, wohingegen im Vakuum die Tröpfchen erhalten bleiben. Mit den schon erwähnten speziellen Düsensystemen ist es möglich, den Zerfallsprozeß gezielt über Piezos einzuleiten und mit der Repetitionsrate des Lasers zu synchronisieren [33, 51].

### 3.2.4 Charakterisierung eines laserinduzierten Plasmas

Wie schon beschrieben, sollte eine Quelle für abbildende Experimente, wie z.B. die Rastermikroskopie, bestimmte Eigenschaften wie eine möglichst geringe Größe und sowohl räumlich als auch zeitlich stabile Lage aufweisen, bei gleichzeitig möglichst hoher Anzahl an emittierten Photonen. Außerdem sollte in der Rastermikroskopie die fokussierende Optik möglichst monochromatisch und räumlich kohärent ausgeleuchtet werden. Die in diesem Abschnitt beschriebenen Experimente dienen zur Aufklärung, in wie weit ein Rastermikroskop für den EUV- und weichen Röntgenbereich an einem laserinduzierten Plasma als Strahlenquelle eingesetzt werden kann.

#### Lasersystem und Aufbau zur Erzeugung eines laserinduzierten Plasmas

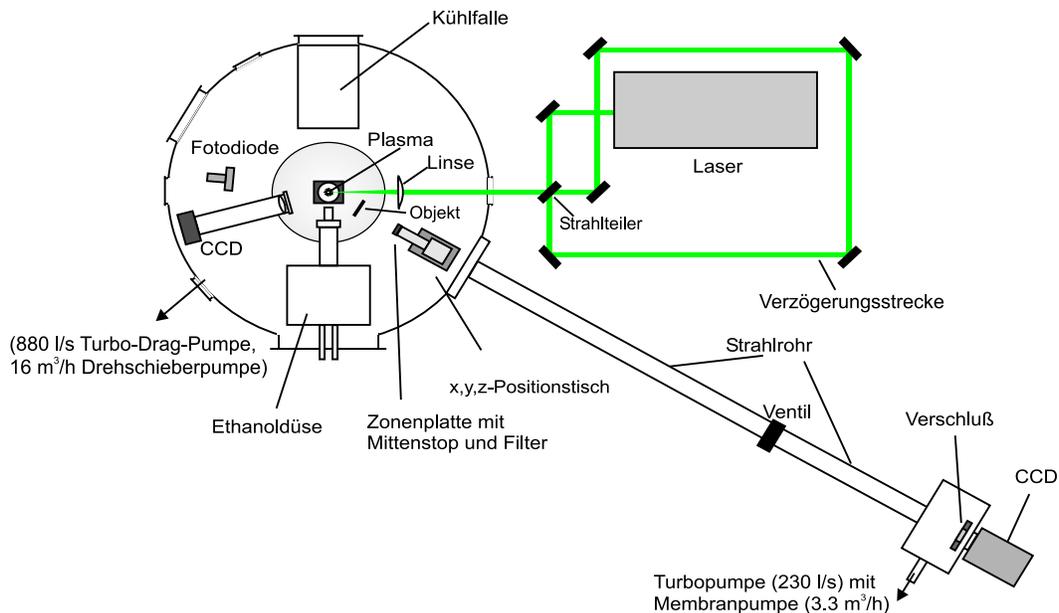
Am RheinAhrCampus in Remagen wird als Laser ein in einem BBO<sup>2</sup>-Kristall frequenzverdoppelter Nd:YAG<sup>3</sup>-Laser verwendet (Infinity, Coherent). Die Konversionseffizienz für die Frequenzverdopplung beträgt bei einer Pulsenergie zwischen 200 und 300 mJ bei einer Wellenlänge von 1064 nm etwa 50-60%. Da die im Laser eingebaute Photodiode das Signal der infraroten Strahlung mißt, ist in dieser Arbeit jeweils die Energie für 1064 nm Wellenlänge angegeben. Laut Hersteller sollte die Pulslänge bei 3 ns liegen, im Labor wurde sie jedoch mit 5 ns gemessen. Der Laser zeichnet sich durch ein gutes gaußförmiges Strahlprofil aus, was wichtig für eine optimale Fokussierung ist, da die Fokusgröße Einfluß auf die Größe des Quellbereiches der Plasmastrahlung hat. Die

---

<sup>2</sup>BBO  $\hat{=}$   $\beta$ -Barium-Borat

<sup>3</sup>Nd:YAG  $\hat{=}$  Neodym dotiertes Yttrium-Aluminium-Granat

### 3 Quellen für Licht des EUV- und weichen Röntgenspektrums



**Abbildung 3.5:** Aufbau zur Charakterisierung der Plasmaquelle. Für einen Vorpuls kann ein Teil des Laserpulses über eine plan-parallele Glasplatte, die hier als Strahlteiler bezeichnet ist, ausgekoppelt werden und nach Durchlaufen einer Verzögerungsstrecke ebenfalls zur Plasmaerzeugung verwendet werden.

Quellgröße wiederum hat Auswirkung auf die Auflösung bei Abbildungsexperimenten und sollte möglichst klein sein. Der frequenzverdoppelte Laser wird über ein Glasfenster in eine Vakuumkammer, im folgenden als Plasmakammer bezeichnet, eingekoppelt und dort über eine Linse mit einer Brennweite von 50 mm auf das Medium fokussiert. Als Medium wird vergälltes Ethanol verwendet, das über eine Düse mit einem Durchmesser von 15 und 30  $\mu\text{m}$  und mit einem Druck zwischen 20 und 50 bar in die Kammer injiziert wird. Die Plasmakammer wird über eine Turbopumpe und eine Drehschieberpumpe als Vorpumpe evakuiert, so daß im Betrieb bei laufendem Ethanolstrahl ein Druck von etwa  $3 \cdot 10^{-3}$  mbar vorherrscht. Das in die Plasmakammer injizierte Ethanol wird über eine mit Stickstoff gekühlte Absorptionsfalle ausgefroren.

#### Experimente zur Quellgröße

Da die aus dem Plasma emittierte Strahlung fast vollständig in alle Raumrichtungen abgestrahlt wird, können an der Quelle mehrere Experimente parallel durchgeführt werden bzw. die Beobachtungsposition kann willkürlich gewählt werden. Die Skizze für einen Aufbau zur Charakterisierung der Quelleigenschaften der am RheinAhrCampus aufgebauten Plasmaquelle ist in Abbildung 3.5 dargestellt. Die Quelle wurde mit einer Zonenplatte vom Typ KZP5 (vgl. Tabelle 2.1, S. 17) auf einen rückseitig gedünnten

CCD<sup>4</sup>-Chip mit einer Pixelanzahl von 1024x1024 abgebildet. Die Größe eines einzelnen Pixels beträgt 24  $\mu\text{m}$ . Der Chip befindet sich in einer Kamera (CH350, Photometrics) mit der man, um das Ausleserauschen zu reduzieren, den CCD-Chip über Peltierelemente auf  $-40^\circ\text{C}$  abkühlen kann. Damit beim Kühlen auf der Chipoberfläche keine Luftfeuchtigkeit kondensiert und ausfriert, ist er werkseitig mit einem Vakuumfenster geschützt. Dieses Fenster wurde entfernt, da es die EUV-Strahlung absorbieren würde. Somit kann die Kamera im gekühlten Zustand nur ab einem Druck von  $1 \cdot 10^{-4}$  mbar und weniger betrieben werden. Zur Streulichtunterdrückung wurde ein 200 nm dicker Zirkonium-Filter vor der Zonenplatte montiert und zum Unterdrücken der 0. Beugungsordnung wurde ein Draht als Mittenstop in den Aufbau eingefügt.

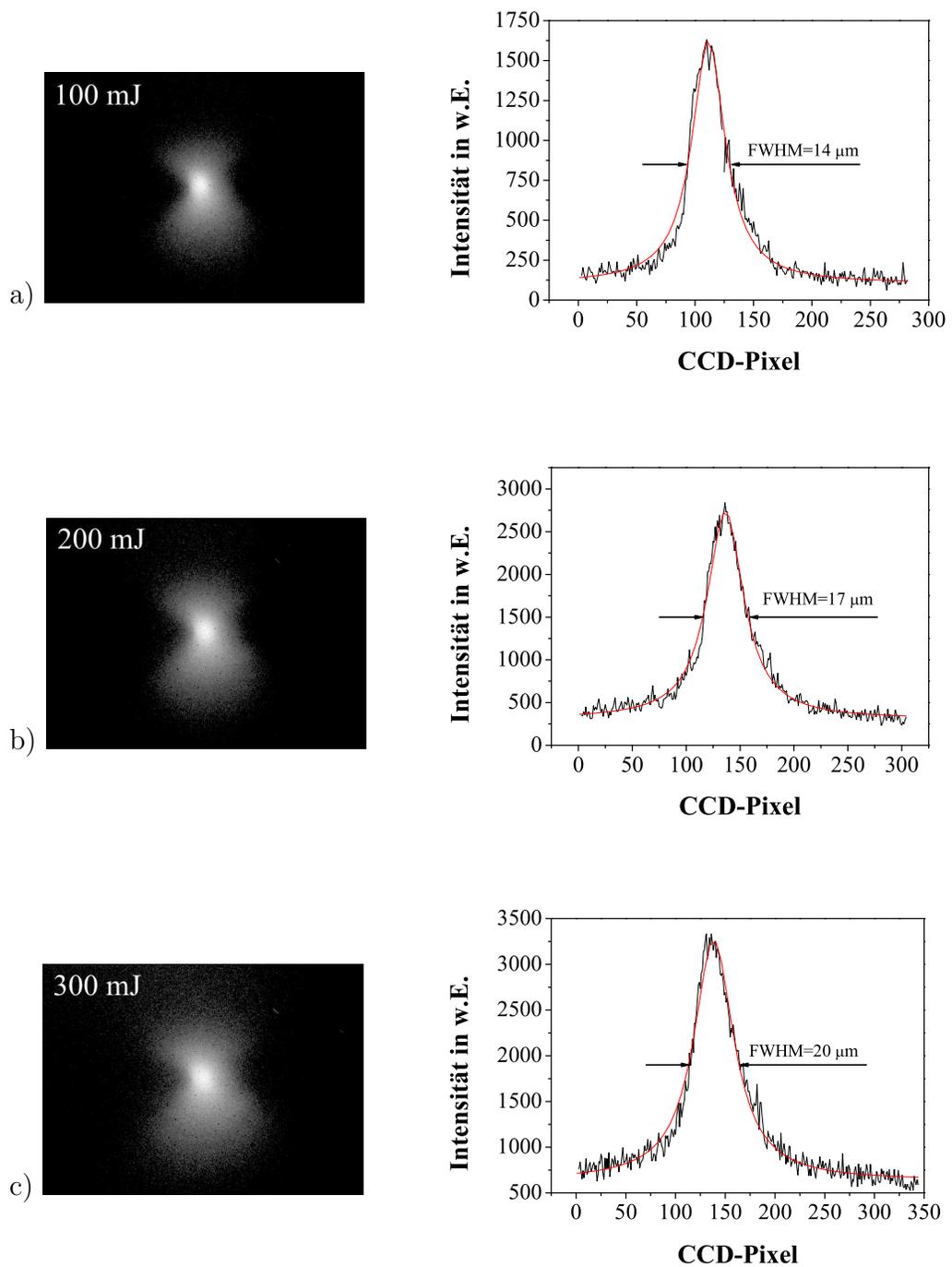
In Abschnitt 3.2.1 wurde beschrieben, daß nicht beliebig viel Energie über einen Laserpuls in ein Plasmasystem eingebracht werden kann. Ab einer bestimmten kritischen Elektronendichte  $n_{\text{krit.}}$  wird das Plasma dicht, und die Laserstrahlung wird reflektiert. Überlegungen, wie aus einem Plasma mehr Photonen gewonnen werden können, führen als erstes dazu, die Pulsenergie zu erhöhen. Es muß also möglichst viel Energie im Medium plaziert werden, bevor die kritische Elektronendichte erreicht ist. Eine Versuchsreihe hierzu ist in Abbildung 3.6 zu sehen. Als Medium wurde Ethanol verwendet, das über eine Düse mit einem Durchmesser von 20  $\mu\text{m}$  und einem Druck von 35 bar in das Vakuum injiziert wurde. Die Abbildungen a) bis c) zeigen Bilder der Plasmaquelle bei 13 nm Wellenlänge. Für die Aufnahmen wurde die Laserenergie von 100 über 200 auf 300 mJ erhöht. Mit zunehmender Pulsenergie wächst sowohl die Anzahl der emittierten Photonen als auch die Quellgröße von 14  $\mu\text{m}$  bei 100 mJ auf 20  $\mu\text{m}$  bei 300 mJ an. Dies ist in den jeweiligen Graphen rechts neben den Bildern zu erkennen. Sie wurden durch einen Schnitt durch das Intensitätsmaximum in horizontaler Richtung gewonnen. In vertikaler Richtung sind symmetrisch zum abgebildeten Plasma Lichtkegel zu erkennen. Diese stammen von der negativen 1. Beugungsordnung und werden in horizontaler Richtung von einem Draht als Mittenstop geblockt. Bei der Abbildung wurde eine 60fache Vergrößerung erreicht, womit mit der eingesetzten Zonenplatte eine Auflösung von 1,2  $\mu\text{m}$  erreicht wurde. Die Auflösung pro CCD-Pixel betrug in dem Aufbau 0,4  $\mu\text{m}$ , so daß die Gesamtauflösung durch die Optik begrenzt wurde.

Eine andere Überlegung zur Erhöhung des Photonенflusses aus dem Plasma führt dahin, daß mit einem schwachen Puls ein Vorplasma erzeugt wird. In dieses Vorplasma wird noch während seines angeregten Zustandes der Hauptpuls eingekoppelt [58]. Wie in Abschnitt 3.2.1 beschrieben, wird ab einer bestimmten kritischen Elektronendichte

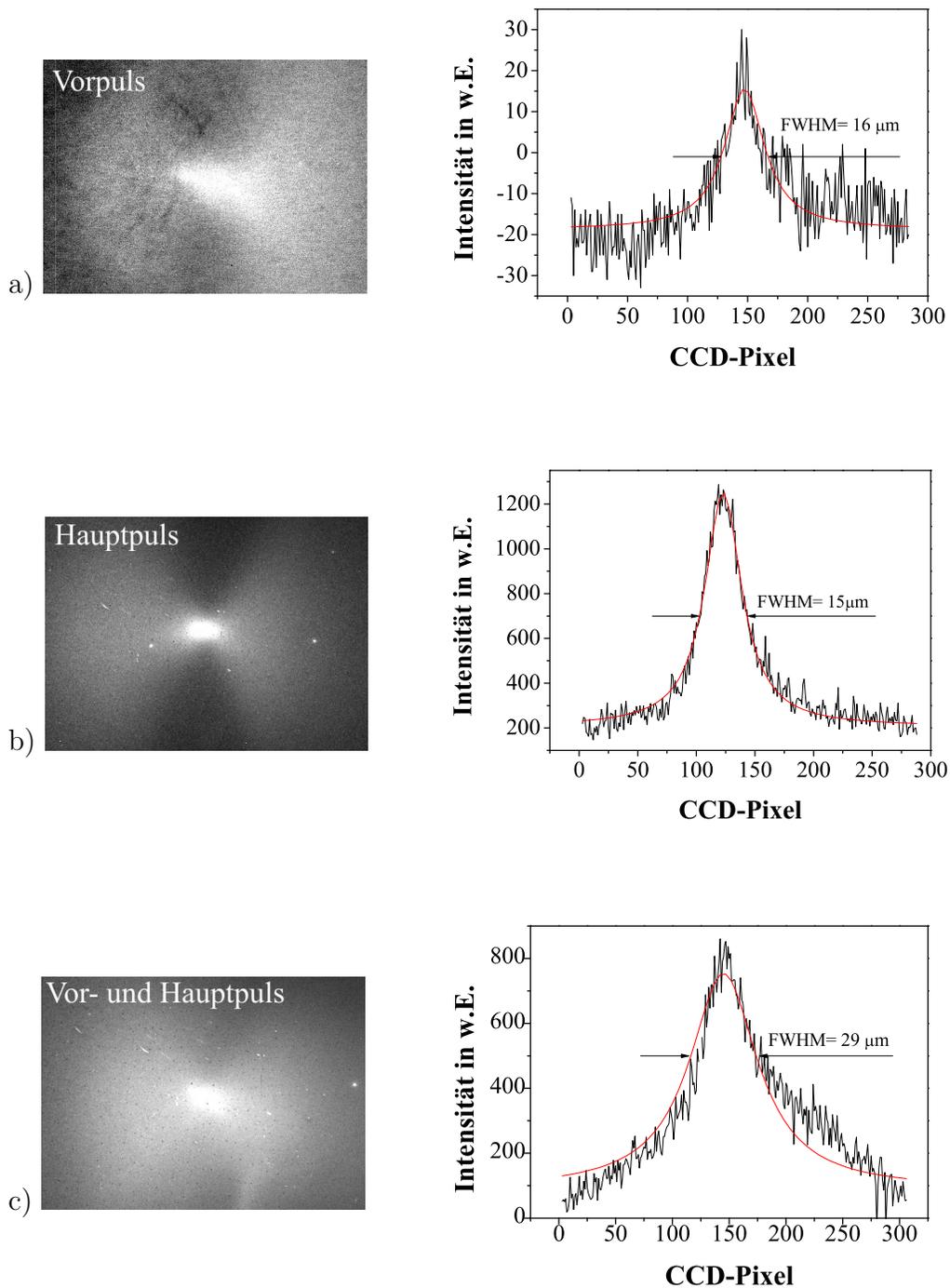
---

<sup>4</sup>CCD  $\hat{=}$  Charged Coupled Device

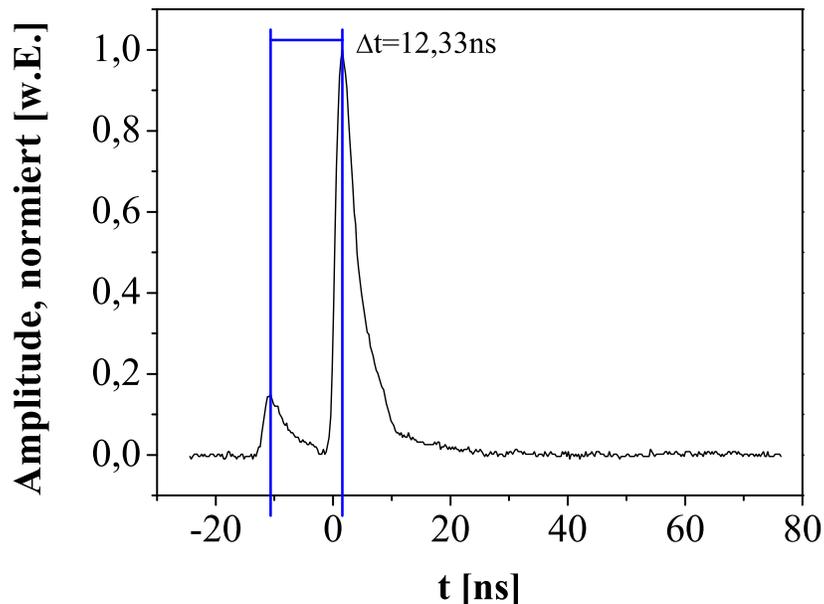
### 3 Quellen für Licht des EUV- und weichen Röntgenspektrums



**Abbildung 3.6:** Abbildungen der LIP-Quelle mit einer Zonenplatte. Bei den einzelnen Aufnahmen wurde jeweils die Laserenergie von a) 100 mJ über b) 200 mJ auf c) 300 mJ erhöht. Die Belichtungszeit betrug jeweils 30 s. Neben den jeweiligen Bildern ist ein Schnitt durch das Intensitätsmaximum in horizontaler Richtung als Intensitätsgraph dargestellt. Die Vergrößerung ist für die Abbildung 60fach.



**Abbildung 3.7:** Untersuchung des Einflusses eines Vorpulses auf die Größe der Quelle und die Lichtmenge: a) Vorpuls, b) Hauptpuls, c) Vor- und Hauptpuls. Die Belichtungszeit betrug 60 s und die Laserenergie 300 mJ. Neben den Bildern der Quelle sind die Schnitte durch das Intensitätsmaximum in vertikaler Richtung dargestellt. Die Vergrößerung ist für die Abbildung 60fach.



**Abbildung 3.8:** Die Grafik zeigt das zeitlich aufgelöste Pulssignal von Vor- und Hauptpuls aufgenommen mit einer schnellen Photodiode. Die Verzögerung zwischen dem Vorpuls und dem Hauptpuls wurde mit einem digitalen 2 GHz Oszilloskop mit etwa 12 ns bestimmt.

das Plasma spiegelnd, so daß keine weitere Energie durch z.B. längere Pulsdauern in das Plasma eingekoppelt werden kann. Gibt man einen Vorpuls auf das Medium, so entsteht ein Plasma, das sich ausdehnt. Koppelt man an gleicher Stelle etwas später einen intensiven Hauptpuls ein, so liegen schon viele angeregte Zustände vor und der Ionisationsprozeß erfolgt nicht hauptsächlich durch Multiphotonenabsorption, sondern wesentlich auch durch effizientere Vorgänge wie Stoßprozesse der Elektronen. Die Photonrate läßt sich auf diese Weise um bis zu einem Faktor 3 steigern [58].

Abbildung 3.7 zeigt unter a) das Bild des Quellbereiches aus dem Plasma, das lediglich durch einen Vorpuls erzeugt wurde, unter b) wurde das Plasma nur durch den Hauptpuls erzeugt und in c) ist der Quellbereich resultierend aus Vor- und Hauptpuls dargestellt. Der Laufzeitunterschied zwischen Vor- und Hauptpuls betrug etwa 12 ns (vgl. Abb. 3.8) und wurde durch die in Abbildung 3.5 dargestellte Verzögerungsstrecke eingestellt. In diesem Experiment wurde der Draht als Mittenstop in vertikaler Richtung angebracht, so daß die negative Beugungsordnung an den Seiten zu erkennen ist. Aus den Graphen ist abzulesen, daß die emittierte Gesamtintensität aus dem Plasma bei Verwendung eines Vorpulses zwar zunimmt, dieses jedoch zusätzlich zu einer

Ausdehnung der Quelle führt. Während die Halbwertsbreite des Quellbereiches für den Vorpuls  $16\ \mu\text{m}$  und den Hauptpuls  $15\ \mu\text{m}$  beträgt, liegt sie für die Kombination beider Pulse bei  $29\ \mu\text{m}$ . Die Spitzenintensität der Strahlung sank bei der Kombination um etwa ein viertel, die Gesamtintensität stieg hingegen um etwa 20%.

Die für die Abbildungen verwendete Zonenplatte hat eine Brennweite von 10 mm bei einer Wellenlänge von 13 nm. Bei einem Abstand der ZP von der Quelle von 1 m und einer Quellgröße von  $20\ \mu\text{m}$  liegt die geometrische Auflösung für das Experiment bei  $0,2\ \mu\text{m}$  und die Auflösung des Detektors liegt bei einer 60fachen Vergrößerung der Abbildung und einer Pixelgröße von  $24\ \mu\text{m}$  bei  $0,4\ \mu\text{m}$ . Die Auflösung der ZP ist durch die Breite der äußersten Zone bestimmt und liegt bei 640 nm. Damit limitiert die Optik die Auflösung für die Abbildung.

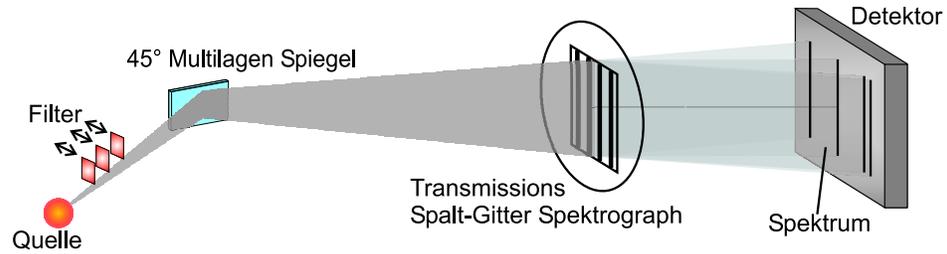
Die Größe des Durchmessers vom Flüssigkeitsstrahl hat keinen wesentlichen Einfluß auf die Größe des Quellbereiches. Dagegen führt sowohl eine Erhöhung der Laserintensität als auch eine Verlängerung der Pulsdauer zu einer Vergrößerung [59]. Die Steigerung der Intensität führt zu einer höheren Wahrscheinlichkeit, daß die Elemente den entsprechenden Ionisationsgrad erreichen. Ist die Laserintensität hoch genug, so kommt es zu einer Sättigung und auch der Quellbereich vergrößert sich nicht weiter. Eine Verlängerung der Pulslänge wirkt sich ähnlich aus wie das Einkoppeln eines Vorpulses. Das Plasma dehnt sich aus und wird während der Expansionsphase weiter angeregt, so daß die Ionisation verstärkt durch die sekundären Stoßprozesse erfolgt. Als Folge kommt es zur Ausdehnung des Quellbereiches.

Für Anwendungen an einem Mikroskop sollte der Quellbereich des Lichtes zur Objektbeleuchtung möglichst klein sein, gleichzeitig aber ein hoher Photonenfluß vorliegen. Beim LIP sind dieses meistens gegensätzliche Bedingungen, da sich mit abnehmender Quellgröße auch die Photonenrate verringert. Ideal wäre eine konstante Quellgröße, damit die Auflösung konstant bleibt, bei Erhöhen der Laserleistung aber dennoch mehr Licht gewonnen werden könnte, um die Belichtungszeiten kurz zu halten.

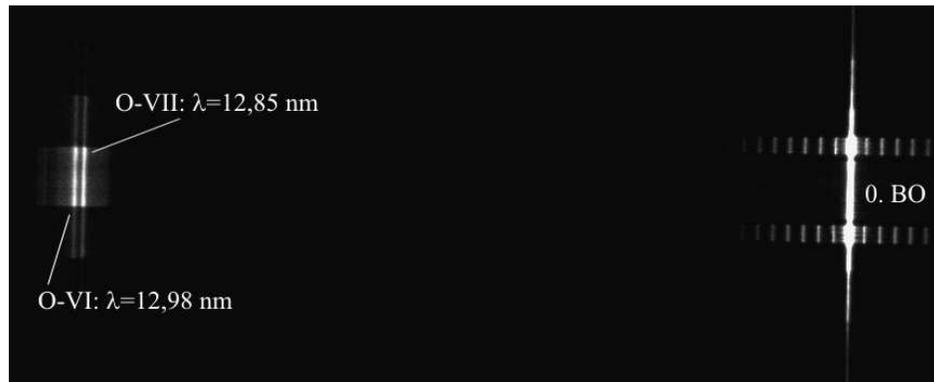
### **Messungen mit einem Multilagenspiegel**

Um mit einer Zonenplatte einen beugungsbegrenzten Fokus zu erhalten, muß eine monochromatische und räumlich kohärente Ausleuchtung gewährleistet sein, wie in Abschnitt 2.2.2 beschrieben wurde. Zu diesem Zweck ist es notwendig, die spektrale Bandbreite des aus dem Plasma emittierten Lichtes einzuschränken, z.B. durch ein Gitter oder Multilagenspiegel. In Abbildung 3.9 ist der Aufbau zur Analyse des Spektrums schematisch dargestellt. Das Streulicht der Quelle wird durch 200 nm dicke Zirkoni-

### 3 Quellen für Licht des EUV- und weichen Röntgenspektrums

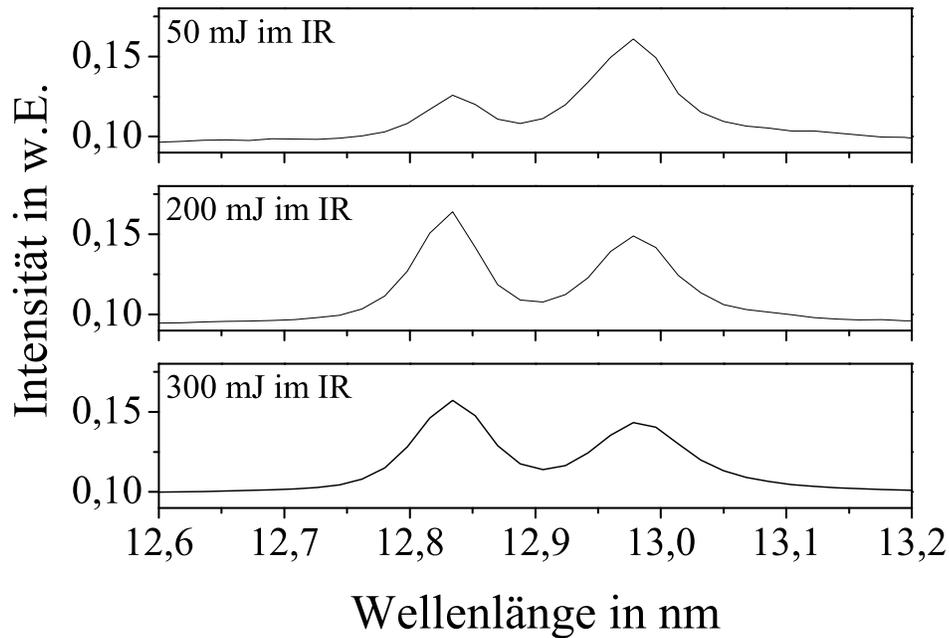


**Abbildung 3.9:** Skizze des Aufbaus zur spektralen Untersuchung der Strahlungsquelle.



**Abbildung 3.10:** Ethanolpektrum einer LIP-Quelle nach der Reflektion an einem 45° Multilagengspiegel für 13 nm Wellenlänge. Für die Aufnahme wurde der in Abschnitt 2.2.1 beschriebene Transmissions-Spalt-Gitterspektrograph verwendet. Rechts im Bild ist die ungebeugte 0. Ordnung zu sehen. Links im Bild sind nur noch die beiden Linien des fünf- und sechsfach ionisierten Sauerstoffs bei 12,85 nm und 12,98 nm Wellenlänge zu sehen. Die Belichtungszeit betrug 20 s bei einer Pulsenergie von 200 mJ und einer Pulsfrequenz von 100 Hz.

umfolien herausgefiltert. Anschließend bewirkt der Multilagengspiegel, der für 13 nm Wellenlänge und einen Ablenkwinkel von 45° optimiert ist, eine spektrale Beschränkung der Strahlung. Der Spiegel besteht aus 35 Schichten aus Molybdän und Silizium. Die Periodendicke beträgt 9,642 nm und das Schichtdickenverhältnis liegt bei  $\Gamma = d_{\text{Mo}}/d_{\text{Si}} = 0,4$ . Berechnete Reflektionskurven für diesen Spiegel sind in Abbildung 2.7 auf Seite 18 aufgetragen. Die reflektierte Bandbreite beträgt in etwa 1 nm, so daß Licht zwischen 12,5 nm und 13,5 nm reflektiert wird. Das Spektrum wurde mit dem in Abschnitt 2.2.1 beschriebenen Transmissions-Spalt-Gitterspektrographen erzeugt und mit der rückseitig gedünnten CCD-Kamera aufgenommen. Abbildung 3.10 zeigt das Spektrum der Plasmaquelle nach der Reflektion am Multilagengspiegel. Mit Ethanol als Medium zur Erzeugung des Plasmas erhält man die dicht beieinander liegenden Spektrallinien bei 12,85 und bei 12,98 nm. Diese beiden Linien resultieren aus dem Übergang zweier unterschiedlicher Ionensorten des Sauerstoffs. Die Linie bei



**Abbildung 3.11:** Graphische Darstellung des Ethanolspektrums einer LIP-Quelle nach Reflexion am  $45^\circ$  Multilagenspiegel für 13 nm Wellenlänge. Für die Aufnahmen wurde die Pulsenergie zwischen 50, 200 und 300 mJ variiert. Die Belichtungszeit betrug jeweils 20 s bei einer Pulsfrequenz von 100 Hz. Die beiden Linien der unterschiedlichen Ionensorten des Sauerstoffs sind je nach deponierter Energie im Plasma unterschiedlich stark ausgeprägt. Die Daten sind zum einfacheren Vergleich auf das Signal der 0. BO normiert, die hier nicht mit dargestellt ist.

12,98 nm stammt von fünffach ionisiertem Sauerstoff (O-VI) beim Übergang eines Elektrons aus dem  $1s^24d$ -Zustand in den  $1s^22p$ -Zustand. Die Linie bei 12,85 nm Wellenlänge stammt hingegen von sechsfach ionisiertem Sauerstoff (O-VII) beim Übergang eines Elektrons aus dem  $1s3d$ -Zustand in den  $1s2p$ -Zustand [47]. Das relative Intensitätsverhältnis dieser beiden Linien zueinander läßt sich durch Ändern der Pumpenergie für das Plasma beeinflussen. Der Zustand des O-VII ist auf Grund des höheren Ionisationspotentials eher mit höheren Pumpleistungen zu erreichen, was in Abbildung 3.11 dargestellt ist. Die beiden Linien wurden bei verschiedenen Laserleistungen nach der Reflexion am Multilagenspiegel aufgenommen. Deutlich zu erkennen ist, daß bei 50 mJ die Linie des O-VI dominiert, während für 200 und 300 mJ die Intensität der O-VII-Linie zunimmt.

Für die Anwendung am Mikroskop bedeutet dies, daß nicht die optimale Auflösung

### 3 Quellen für Licht des EUV- und weichen Röntgenspektrums

---

erreicht werden kann. Die Brennweite für die Zonenplatte HZP1 liegt für 12,85 nm Wellenlänge bei  $f_1 = 12,140$  mm und für 12,98 nm bei  $f_2 = 12,018$  mm. Damit liegen die Foki außerhalb der Schärfentiefe, die bei  $DOF_1 = 3,79$   $\mu\text{m}$  und  $DOF_2 = 3,75$   $\mu\text{m}$  liegt. Besser für die Mikroskopie eignet sich hingegen die Sauerstoff-VI-Linie bei 17,3 nm Wellenlänge.

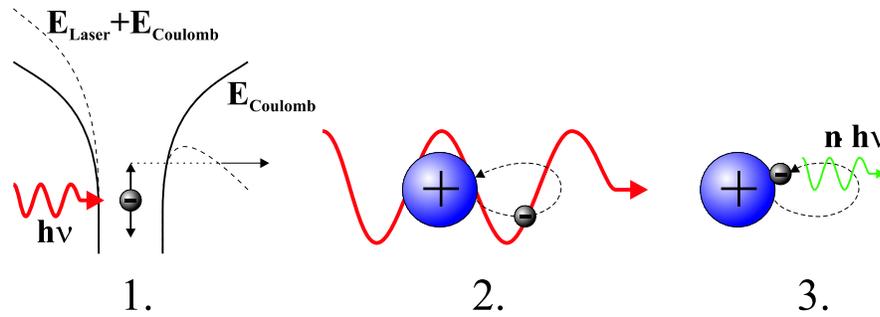
## 3.3 Hohe-Harmonische

Hohe-Harmonische Strahlung stellt eine weitere Quelle für Licht aus dem Vakuumspektrum dar. Der Vorteil der Hohe-Harmonische Strahlung liegt darin, daß sie in einem sehr kleinen Raumwinkel abgestrahlt wird. Im Vergleich zu einem laserinduzierten Plasma, bei dem die Strahlung in  $4\pi$  emittiert, steht somit der größte Teil des Lichtes für ein Experiment zur Verfügung. Auf Grund ihres Erzeugungsprozesses mit Femtosekundenlaserpulsen haben die HH-Pulse ebenfalls eine sehr kurze Dauer, so daß sie eine gute Ausgangsbasis für zeitaufgelöste Experimente bieten. An einer Quelle für HH-Strahlung konnten erfolgreich Experimente zur Durchlichtmikroskopie im EUV-Spektrum durchgeführt werden [60, 61]. Die Anwendung für gerasterte Abbildungen vervollständigt somit das Einsatzgebiet der Quellen für HH-Strahlung.

### 3.3.1 Erzeugung von Hohe-Harmonische Strahlung

Ein starkes elektromagnetisches Feld, zum Beispiel hervorgerufen durch einen Laser, kann bei Wechselwirkung mit Atomen Strahlung mit deutlich höherer Energie erzeugen als die der eigentlichen Bindungsenergie [62, 63]. Für den Erzeugungsprozeß der HH-Strahlung werden Leistungsdichten im Bereich von  $10^{14}$  W/cm<sup>2</sup> benötigt.

Wird ein Atom einem starken elektromagnetischen Feld ausgesetzt, so wird ein zeitabhängiges Dipolmoment erzeugt. Dieser im Laserfeld oszillierende Dipol emittiert Licht mit einer Frequenz eines ganzzahligen Vielfachen der fundamentalen Laserfrequenz, was als Harmonische bezeichnet wird. Auf Grund von Symmetriebedingungen werden allerdings bei ausreichend langer Pulslänge keine geraden Vielfachen beobachtet. Dies ist die Folge eines Interferenzeffektes, bei dem sich die ungeraden Vielfachen konstruktiv und die geraden destruktiv überlagern. Dieser Prozeß ist als optische Erzeugung von Harmonischen (OHG = engl. optical harmonic generation) bekannt und ist mittlerweile gut verstanden und experimentell vielfältig untersucht [64, 65].



**Abbildung 3.12:** 3-Stufenmodell zur Erzeugung Hoher Harmonischer Strahlung.

Theoretische Überlegungen und ihre experimentelle Überprüfung zeigen, daß Atome mit höherem Ionisationspotential auch höhere Harmonische erzeugen als solche mit niedrigerem Ionisationspotential [63]. Aus diesem Grund werden vorzugsweise Edelgase als Medium für den Wechselwirkungsprozeß gewählt.

Eine einfache Darstellung zum Verständnis des Prozesses zur Erzeugung von Hohe-Harmonische Strahlung liefert das 3-Stufenmodell [66]. Dabei wird der Entstehungsprozeß in eine Anregungsphase, eine Beschleunigungsphase und eine Rekombinationsphase unterteilt, wie in Abbildung 3.12 dargestellt. Wie in Kapitel 3.2.1 beschrieben, gibt es auch hier einen Wechselwirkungsprozeß zwischen dem E-Feld des Lasers und dem Medium, bei dem Multiphotonen- oder Tunnelionisation auftreten kann. Der für die Erzeugung von HH-Strahlung relevante Prozeß ist die Tunnelionisation (vgl. Abb. (3.12) 1.). Aus der Definition des Keldysh-Parameters (vgl. Gl:(3.8), S. 29) geht hervor, daß die Wahrscheinlichkeit für die Tunnelionisation mit zunehmender Feldstärke des Lasers steigt. Aus dem Keldysh-Parameter kann weiter abgelesen werden, daß eine Zunahme der Frequenz die Wahrscheinlichkeit für Tunnelionisation dagegen senkt.

Hat das Elektron den Atomkern durch Tunnelionisation verlassen, so liefert es nur dann einen Beitrag zur Erzeugung der HH-Strahlung, wenn es wieder mit dem Atomkern rekombiniert. Da das Elektron aber aus dem Potentialtopf entwichen ist, muß es von außen wieder zurück zum Atomkern gebracht werden. Dies geschieht durch das E-Feld des Lasers. Beim Fortschreiten der elektromagnetischen Welle wechselt das E-Feld seine Maximalauslenkung in die entgegengesetzte Richtung, die Phase hat sich also um  $180^\circ$  gedreht. Nun ist die Potentialbarriere erhöht, so daß das Elektron den Atomkern nicht verlassen kann und wieder zurück beschleunigt und eingefangen wird (vgl. Abb. (3.12) 2.).

Neben der Rekombination können weitere Prozesse wie elastische und inelastische

### 3 Quellen für Licht des EUV- und weichen Röntgenspektrums

---

Streuung auftreten. Im Falle einer inelastischen Streuung kommt es zu einer *Doppelionisation* [67, 68], bei der das gestreute Elektron ein weiteres Elektron aus dem Potentialtopf schlägt. Bei der elastischen Streuung kommt es dagegen zu einer sogenannten *above-threshold ionization (ATI)* [69, 70], bei der hochenergetische Photoelektronen mit einer ganzzahligen vielfachen Energie der einfachen Photoelektronen beobachtet werden.

Die Wahrscheinlichkeit für eine Rekombination wird maximal, wenn für die Anregung linear polarisiertes Licht verwendet wird [71, 72]. Das heißt, das sich das entfernte Elektron auf einer definierten Bahn bewegt und an den Ausgangspunkt wieder zurückkehrt. Das Licht, das bei diesem Rekombinationsprozeß frei wird, hat eine Energie gleich der Ionisationsenergie  $I_P$  zuzüglich der kinetischen Energie  $E_{\text{kin}}$  der eingefangenen Elektronen und berechnet sich zu

$$h\nu_{HH} = E_{\text{kin}} + I_P. \quad (3.26)$$

Die maximale Photonenenergie, die die HH-Strahlung erreichen kann, resultiert aus dem maximalen zum HHG-Prozeß beitragenden ponderomotiven Potential  $U_P$  der Elektronen und der Ionisationsenergie und berechnet sich zu [65, 66]

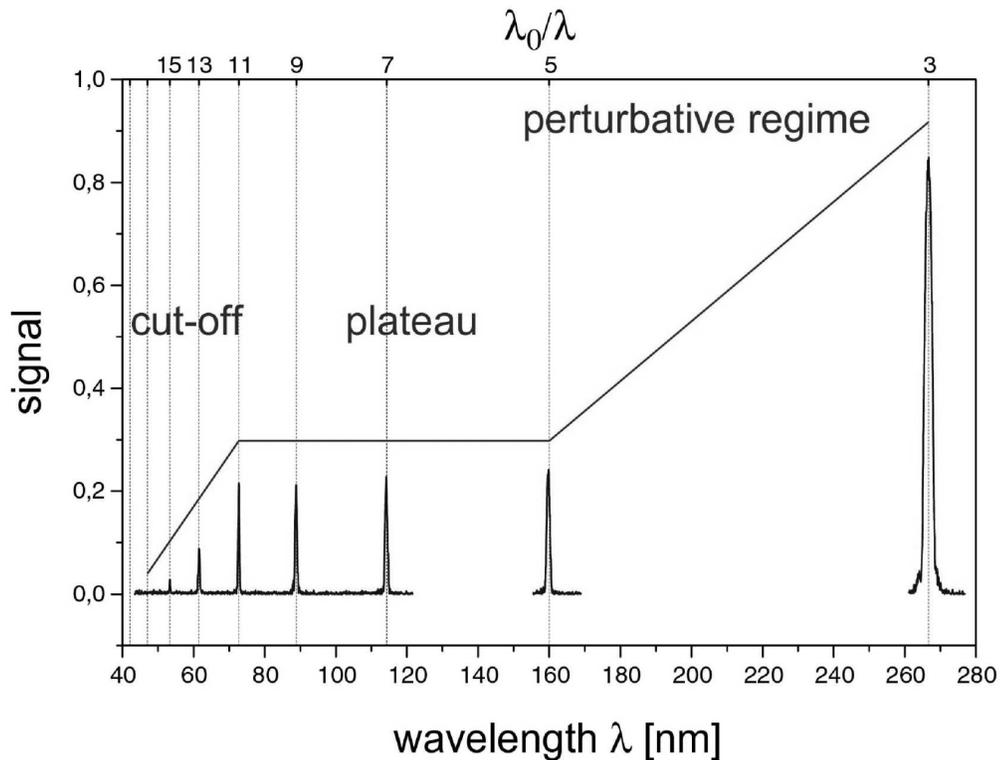
$$h\nu_{max} = 3,17U_P + I_P. \quad (3.27)$$

Betrachtet man das berechnete Spektrum der generierten HH-Strahlung in Abbildung 3.13, so fällt auf, daß die Konversionseffizienz nach den ersten Harmonischen, etwa ab der 5. oder 9. [74], stark abfällt. Der Wert geht dabei aber nicht gegen null, sondern stabilisiert sich anschließend über einen längeren Spektralbereich auf ein bestimmtes Niveau und bleibt fast konstant. Dieser Bereich wird auch als Plateau bezeichnet. Dieses Plateau endet dann relativ abrupt bei der maximal möglichen Photonenenergie  $h\nu_{max}$ , so daß dieses Ende auch als *cut-off*, bezeichnet wird. Experimentelle Ergebnisse liefern einen energetisch leicht unterhalb dieses theoretischen Wertes liegenden cut-off bei [75]

$$h\nu_{max.Exp} \approx 2U_P + I_P. \quad (3.28)$$

Die in dieser Arbeit diskutierten Experimente wurden mit einem 800 nm Ti-Saphir-Laser durchgeführt. Der cut-off liegt für ein derartiges Lasersystem bei Verwendung von Neon bei wenigen Nanometern [76, 77].

Ein allgemein typisches Merkmal für Hohe-Harmonische Strahlung ist, daß die Energie der emittierten Photonen ein ungeradzahliges Vielfaches der fundamentalen Laserenergie ist. Dies hängt im wesentlichen damit zusammen, daß der Erzeugungsprozeß für



**Abbildung 3.13:** Berechnetes Spektrum der Hohe-Harmonische Ordnungen. Nach einem starken Abfall innerhalb der ersten Ordnungen bildet sich zunächst ein Plateau heraus, für das die Intensität konstant bleibt und schließlich abrupt im Bereich des *cut-off* endet [73].

HH nur für eine kurze Zeitspanne anhält, und zwar nur solange die Amplitude des elektrischen Laserfeldes maximal ist, bis die Phase um etwa  $17^\circ$  weitergelaufen ist. Dieser Vorgang wiederholt sich zwei Mal in einer Schwingungsperiode  $T$  der fundamentalen Laserstrahlung. Eine Fouriertransformation liefert hieraus ein diskretes Spektrum mit einem Frequenzabstand von  $1/\frac{T}{2} = 2\nu_0$ , was auch im Experiment beobachtet wird. Diese Unterdrückung geradzahlgiger Harmonischer, die aus den Symmetriebedingungen resultiert, kann durch Aufbrechen der Symmetrieeigenschaften aufgehoben werden. Dies geschieht zum Beispiel bei extrem hohen Laserintensitäten in der Größenordnung von  $10^{18} \text{ W/cm}^2$ , wenn es zur nichtlinearen Thompson-Streuung kommt [78]. Eine weitere Möglichkeit, geradzahlgige Harmonische zu erzeugen, besteht darin, kurze fundamentale Pulse, typischerweise mit Pulslängen  $\tau_0 < 10 \text{ fs}$ , zu verwenden. Bei kürzeren Pulsen der fundamentalen Laserstrahlung ändert sich die Amplitude der Trägerwelle innerhalb eines Pulses sehr stark, folglich läßt sich die Beschleunigungsenergie  $U_P$  der Elektronen nicht genau bestimmen [79]. Ein Laser bei 800 nm Wellenlänge benötigt für eine Schwingung etwa 2,7 fs und hat in einem Puls mit einer Länge von 40 fs etwa 30 Am-

### 3 Quellen für Licht des EUV- und weichen Röntgenspektrums

---

plitudenmaxima, die zum Generationsprozeß beitragen, während in einem 4 fs-Puls lediglich 3 Amplitudenmaxima beteiligt sind. Die Kohärenz des Erzeugungsprozesses der mit derart kurzen Laserpulsen (4-10 fs) erzeugten HH-Strahlung steigt stark an [80].

Den quantenmechanischen Ansatz, der notwendig ist, um den nichtlinearen Prozeß der Tunnelionisation mathematisch zu beschreiben, liefert die zeitabhängige Schrödingergleichung (in atomaren Einheiten) [81]

$$i \frac{\partial}{\partial t} |\psi(\vec{r}, t)\rangle = \left( -\frac{1}{2} \nabla^2 + V(\vec{r}) + \vec{r} \vec{E} \cos(t) \right) |\psi(\vec{r}, t)\rangle. \quad (3.29)$$

Die Wellenfunktion des Elektrons wird mit  $\psi(\vec{r}, t)$  beschrieben. Der erste Teil des Hamiltonoperators drückt das Coulombpotential des atomaren Feldes aus, und der zweite Teil steht für die Wechselwirkung mit dem Laserfeld. Damit der Ansatz gültig ist, müssen folgende drei Bedingungen erfüllt sein:

- Es werden nur der Grund- und Kontinuumszustand berücksichtigt.
- Die Veränderung der Konfiguration im Grundzustand wird vernachlässigt.
- Elektronen mit dem Zustand  $|\nu\rangle$ , die ionisiert wurden, werden als frei im elektrischen Feld des Lasers beweglich betrachtet.

Über die Wellenfunktion läßt sich das zeitabhängige Dipolmoment berechnen

$$\vec{\mu}(t) = \langle \psi(\vec{r}, t) | \vec{r} | \psi(\vec{r}, t) \rangle, \quad (3.30)$$

was durch Fouriertransformation  $|\vec{\mu}(\omega)|^2$  dann das Spektrum der HH-Strahlung liefert. Die Wellenfunktion kann nun angegeben werden als

$$|\psi(\vec{r}, t)\rangle = e^{iI_P t} \left( a(t) |0\rangle + \int b(\vec{\nu}, t) |\vec{\nu}\rangle d^3\vec{\nu} \right), \quad (3.31)$$

mit  $a(t) \approx 1$  und  $b(\vec{\nu}, t)$  als Amplituden des Grund- und Kontinuumszustandes. Führt man den kanonischen Impuls ein mit dem Vektorpotential  $\vec{A}(t)$  des Laserfeldes

$$\vec{p} = \vec{\nu} + \vec{A}(t), \quad (3.32)$$

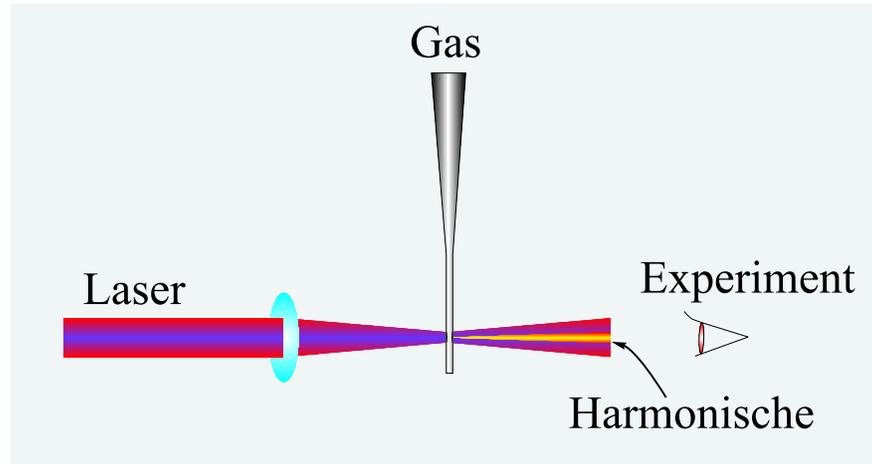
so kann das Dipolmoment umgeschrieben werden zu

$$\vec{\mu}(t) = i \int_0^t d\tau \int d^3\vec{p} E \cos(\tau) \times \underbrace{\left( \vec{d}(\vec{p} - \vec{A}(\tau)) \right)}_{(1)} \times \underbrace{\exp\left(-iS(\vec{p}, t, \tau)\right)}_{(2)} \times \underbrace{\vec{d}^*\left(\vec{p} - \vec{A}(\tau)\right)}_{(3)}. \quad (3.33)$$

Die einzelnen Terme lassen sich dabei so interpretieren, daß (1) die Wahrscheinlichkeitsamplitude für den Übergang eines Elektrons vom Grundzustand in das Kontinuum zur Zeit  $\tau$ , (2) die Wellenausbreitung im Zeitintervall  $t - \tau$  im Kontinuum mit dem Phasenfaktor  $\exp[-iS(\vec{p}, t, \tau)]$  und (3) die Wahrscheinlichkeitsamplitude für den Rekombinationsprozeß des Elektrons mit dem Ursprungsatom zur Zeit  $t$  ist. Eine ausführliche Darstellung der quantenmechanischen Betrachtung findet sich in [82, 83, 84].

#### 3.3.2 Eigenschaften der Hohe-Harmonische Strahlung

Wie schon im vorangehenden Abschnitt beschrieben, hängt die Energie der Hohe-Harmonischen Strahlung wesentlich auch von der aufzubringenden Ionisationsenergie für das Wechselwirkungsmedium ab. Aus diesem Grund werden bevorzugt Elemente mit hohem Ionisationspotential als Medium eingesetzt. Gase haben hier einen weiteren Vorteil, da sie über Rohrleitungen einfach in den Wechselwirkungsbereich nachgeführt und auch wieder beseitigt werden können, so daß vorzugsweise Edelgase als Medium verwendet werden. Es wurden aber auch Experimente an Quellen mit gepulsten Gasdüsen [85] und gasgefüllten Hohlfasern [86] durchgeführt. Das im Rahmen dieser Arbeit eingesetzte System verwendet als Wechselwirkungsmedium Edelgase wie Argon und Neon mit kontinuierlichem Gasstrom. Für Experimente mit Strahlung aus dem EUV-Spektrum (vgl. Abschnitt 2.1, S. 5ff) erfolgte der Prozeß zur Erzeugung der HH-Strahlung in einer Vakuumkammer. Das Gas wird über eine Kapillare in das Vakuum geleitet. Dabei ist das Ende der Kapillaren zugestanzt. Der Gasaustritt erfolgt über ein vom Laser in die Kapillare ablatiertes Loch (vgl. Abb. 3.14). Der Gasdruck kann über Druckminderer und Nadelventil reguliert werden. Über Vakuumpumpen wird der anfallende Gasballast abgepumpt. Dies ist wichtig, um das Vakuum aufrecht zu erhalten, so daß die überschüssigen Gasatome die erzeugte HH-Strahlung nicht wieder absorbieren. Um den Prozeß der Reabsorption klein zu halten, sollte in der Vakuumkammer ein Druck von weniger als  $10^{-1}$  mbar gehalten werden. Die Reabsorption sorgt dafür, daß es eine sogenannten Absorptionsgrenze (*absorption limit*) gibt, über die hinaus keine Intensität an Harmonischen gewonnen werden kann [87]. Ohne Reabsorption würde die Erzeugungsrate der Harmonischen mit der Länge des durchlaufenen Mediums, genauer der Länge des Wechselwirkungsbereiches, quadratisch ansteigen. Neben der Reabsorption gibt es weitere Prozesse, die Einfluß auf die Erzeugung der HH-Strahlung haben und unter dem Begriff der Phasenanpassung zusammengefaßt sind.



**Abbildung 3.14:** Schema zur Erzeugung Hoher Harmonischer Strahlung. Das WW-Medium wird über eine Kapillare in das Vakuum dosiert. Ein auf die Kapillare fokussierter Laser erzeugt über einen nichtlinearen Wechselwirkungsprozess die Harmonischen höherer Ordnung, die in einer schmalen Keule in die selbe Richtung emittiert, wie die, in die der Laser strahlt.

#### Phasenanpassung

Unter der Phasenanpassung zwischen fundamentaler Laserstrahlung und Hohe-Harmonische Strahlung versteht man die zeitliche und räumliche Korrelation der Phasen zueinander. Liegt keine Phasendifferenz vor, dann hat man den Idealfall, bei dem der Erzeugungsprozess der Hohe-Harmonische Strahlung vollständig kohärent ist. Als Kohärenzlänge  $l_{HH-koh}$  wird die Länge bezeichnet, über die eine Phasenanpassung zwischen Laser- und HH-Strahl besteht und somit eine konstruktive Überlagerung der HH-Strahlung gewährleistet ist. Die Beziehung der Phasenanpassung läßt sich über die Wellenzahl  $k = n\omega/c$  mit  $n$  als Brechzahl und  $c = 2,998 \cdot 10^8$  m/s als Lichtgeschwindigkeit beschreiben mit [84]

$$\Delta k = mk(\omega_0) - k(m\omega_0), \quad (3.34)$$

wobei  $m$  die Ordnung der Harmonischen und  $\omega_0$  die Frequenz der fundamentalen Laserstrahlung bezeichnen. Die Kohärenzlänge ergibt sich direkt aus der Differenz der Wellenzahl zu

$$l_{HH-koh.} = \frac{\pi}{\Delta k}. \quad (3.35)$$

Die Wellenzahl  $k(\omega, n)$  ist abhängig von der optischen Dichte, durch die die Strahlung propagiert. Die Wellenzahl setzt sich somit aus verschiedenen Komponenten zusammen. Neben der Wellenausbreitung im Vakuum  $k_{\text{vak.}}$  erfolgt Dispersion im Wechselwirkungsmedium  $k_{\text{Disp.}}$ .

Ein weiterer Beitrag  $k_{\text{geom.}}$  für die theoretische Betrachtung ergibt sich durch das Fokussieren des Lasers. Die Wellenzahl  $k(\omega)$  und die Phasendifferenz  $\Delta k$  setzen sich insgesamt im wesentlichen zusammen aus

$$k(\omega) = k_{\text{Vak.}} + k_{\text{Disp.}}(\omega) + k_{\text{geom.}}(\omega) \quad (3.36)$$

$$\Delta k = \Delta k_{\text{Disp.}} + \Delta k_{\text{geom.}}. \quad (3.37)$$

Wegen des Brechzahlunterschiedes vom Vakuum zum Wechselwirkungsmedium haben verschiedene Frequenzen auch verschiedene Ausbreitungseigenschaften, was mit  $\Delta k_{\text{Disp.}}$  beschrieben wird. Allgemein ergibt sich ein Wert größer null, so daß gilt:

$$\Delta k_{\text{Disp.}} > 0. \quad (3.38)$$

Durch Beimischen verschiedener Gase zum Wechselwirkungsmedium ist es möglich, die Brechzahl zu manipulieren.

Wird ein Lichtstrahl mit einem radial gaußförmigen Strahlprofil und einem Radius  $w$  mit einer Optik der Brennweite  $f$  fokussiert, so läßt sich der Strahlradius im Fokus berechnen zu [88]

$$w_0 = \frac{f}{\pi w} \lambda. \quad (3.39)$$

Die Länge, über die die minimale Fokusgröße erhalten bleibt, liefert die Rayleighlänge mit

$$z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}. \quad (3.40)$$

Anschließend wächst der Strahlradius näherungsweise linear mit dem Abstand.

Beim Fokussieren der Strahlung kommt es im Fokus zu einem Phasensprung, dem sogenannten *Gouy Phasensprung*. Dieser Phasensprung läßt sich aus dem Verlauf der Phase entlang der Strahlachse  $z$  berechnen zu

$$\phi(z) = \arctan \left( \frac{\lambda z}{\pi w_0^2} \right) = \arctan \left( \frac{2z}{b} \right), \quad (3.41)$$

mit  $b = 2\pi w_0^2/\lambda = 2z_R$  als konfokalem Parameter. Für den Bereich direkt um den Fokus ( $z \ll b$ ) kann die Phasenbeziehung mit  $\phi(z) \simeq 2z/b$  genähert werden, somit gilt für die Wellenzahl  $k_{\text{geom.}}(z) = d\phi(z)/dz \simeq 2/b$ . Für die Wellenzahldifferenz bedeutet dies

$$\begin{aligned} \Delta k_{\text{geom.}} &= m k_{\text{geom.}}(\omega_0) - k_{\text{geom.}}(m\omega_0) \\ &= \frac{2(m-1)}{b}, \end{aligned} \quad (3.42)$$

### 3 Quellen für Licht des EUV- und weichen Röntgenspektrums

---

womit es einen positiven Beitrag gibt, also  $\Delta k_{\text{geom.}} > 0$ . Die Bedingungen für die Phasenanpassung werden optimal für konfokale Parameter, die deutlich größer sind als der Wechselwirkungsbereich [89].

Um den Wechselwirkungsbereich von Laserstrahlung und Gas über die Rayleighlänge hinaus zu verlängern, können Wellenleiter in Form von Kapillaren eingesetzt werden [86, 90]. Die fundamentale Strahlung wird hierbei in die mit Gas gefüllte Kapillare fokussiert. Das Vorzeichen der Wellenzahldifferenz wird im wesentlichen durch den Faktor  $(1 - m^2)$  bestimmt und ist somit negativ, also  $\Delta k_{\text{Kapillare}} < 0$  [84].

Weiter sollte noch erwähnt werden, daß beim Erzeugungsprozeß ein Plasma mit radialem Elektronendichtegradienten und damit auch mit einem Gradienten der Brechzahl entsteht. Dabei kommt es ebenfalls zu einer leichten Fehlanpassung der Phase [84]. Das größere Problem stellt hier aber der Brechzahlgradient dar, der zu einer Defokussierung der Laserstrahlung führt, was wiederum eine niedrigere Leistungsdichte nach sich zieht.

Für eine optimale Phasenanpassung müssen die einzelnen Anteile so angeglichen werden, daß insgesamt für die Wellenzahldifferenz  $\Delta k = 0$  gilt. Die Phasenanpassung kann beeinflußt werden durch Positionieren des Gasröhrchens vor oder hinter dem Laserfokus [91], Ändern der Strahlform der Fundamentalen [92], der Gasdichte im Wechselwirkungsbereich durch Anheben oder Senken des Gasdruckes, Ändern der Laserenergie oder der Pulslänge, also der Intensität. Bei Verwendung einer Kapillare zur Erzeugung von Hohe-Harmonische Strahlung wird die Strahltaile des Lasers über eine längere Strecke klein gehalten, so daß bei gleichbleibender Laserleistung über einen längeren Bereich HH-Strahlung erzeugt wird. Auf diese Weise wird die Kohärenz des Erzeugungsprozesses der HH-Strahlung deutlich erhöht [93]. Am Wellenzahlanteil, der aus der Plasmabedingung resultiert, kann abgelesen werden, daß er sehr groß wird für hohe Strahlungsordnungen  $m$ . Für die Erzeugung möglichst hoher Ordnungen wird allerdings eine hohe Laserleistung benötigt. Dies sollte idealerweise nicht direkt über die Steigerung der Laserenergie geschehen, da dies die Ionisationswahrscheinlichkeit erhöht, sondern über die Verkürzung der Laserpulsdauer [94, 95].

#### **Zeitauflösung - Attosekunden**

Neben den laserähnlichen Eigenschaften, wie ein sehr kleiner Raumwinkel, in den die Strahlung emittiert wird, und hohe räumliche Kohärenz, hat die Hohe-Harmonische Strahlung den Vorteil einer extrem kurzen Pulslänge. Die HH-Strahlung wird nicht kontinuierlich über die gesamte Zykluslänge generiert, sondern nur in den Intensitäts-

maxima der fundamentalen elektromagnetischen Welle. Dadurch kommt es zu einer Separierung einzelner Pulszüge der HH-Strahlung. Die Frequenz, mit der sie aufeinander folgen, entspricht der halben Frequenz der fundamentalen Laserstrahlung, also  $\nu_0/2$  [80]. Bei einer fundamentalen Wellenlänge von 800 nm dauert eine Schwingungsperiode 2,7 fs, das heißt, daß alle 1,35 fs ein Harmonischen Pulszug emittiert wird. Ist der Laserpuls sehr kurz, so daß etwa nur ein Intensitätsmaximum zum HHG-Prozeß beiträgt, wird die Pulslänge der HH-Strahlung sehr kurz und liegt im Bereich weniger 100 Attosekunden ( $1 \text{ as} \hat{=} 10^{-18} \text{ s}$ ) [96]. Nimmt man die Länge eines Wellenzuges eines 13 nm Pulses, also die Zeit einer Schwingungsperiode, so ergibt dies eine Dauer von 43,4 as. Auf Grund der Energie-Zeitunschärfe ist es unmöglich, für eine bestimmte Energie die Zeit zu bestimmen und umgekehrt. Aus der Energie-Zeitunschärferelation  $\Delta t \Delta E \leq h/(4\pi)$  ergibt sich für 13 nm Wellenlänge eine Zeitunschärfe von 370 as, was deutlich länger ist als die 43,4 as. Möchte man kürzere Pulse als die 370 as haben, muß der Energiebereich verbreitert werden. Die typische Bandbreite der HH-Strahlung von 13 nm Wellenlänge liegt bei 0,12 nm ( $\hat{=} \Delta E = 0,88 \text{ eV}$ ) und ist aus Abb. 3.19 entnommen. Derart kurze Pulse bieten die Möglichkeit, kurzlebige Prozesse wie Elektronenbewegungen, das Entstehen und Zerbrechen atomarer Bindungen oder Elektronenübergänge im Atom zeitlich aufgelöst zu beobachten.

#### 3.3.3 Charakterisierung einer Quelle für Hohe-Harmonische Strahlung

Zur erfolgreichen Durchführung von Anwendungen wie Mikroskopie oder Spektroskopie ist eine Charakterisierung und Optimierung der Strahlungsquelle hinsichtlich zeitlicher und räumlicher Stabilität eine Grundvoraussetzung. Die in diesem Abschnitt beschriebenen Experimente wurden am Physikalischen Institut der Westfälischen Wilhelms-Universität in Münster an einer Quelle für Hohe-Harmonische Strahlung durchgeführt.

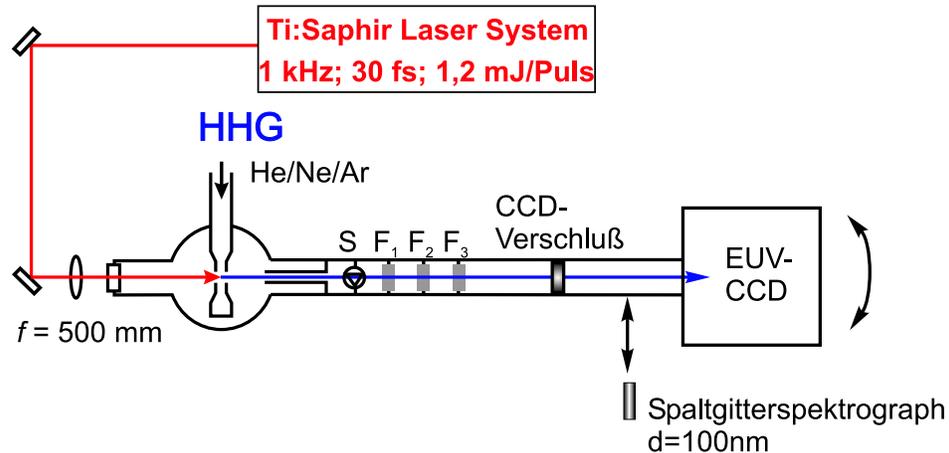
##### Das Lasersystem und der Aufbau

Zur Erzeugung der Hohe-Harmonischen Strahlung wird ein kommerzielles Titan:Saphir-Lasersystem (Femtsource PRO, Femtolasers GmbH) verwendet [97]. Zum Pumpen des Oszillators wird ein kontinuierlich strahlender, in Lithium-Triborat (LBO,  $\text{LiB}_3\text{O}_5$ ) auf 532 nm frequenzverdoppelter Nd:YVO-Laser<sup>5</sup> (Millenia V, Spectra-Physics) eingesetzt. Die Pumpleistung beträgt 3,9 W. Der Oszillator ist ein prismenloser Titan:Saphir-

---

<sup>5</sup>Nd:YVO  $\hat{=}$  Neodym dotiertes Yttriumvanadat( $\text{YVO}_4$ ).

### 3 Quellen für Licht des EUV- und weichen Röntgenspektrums

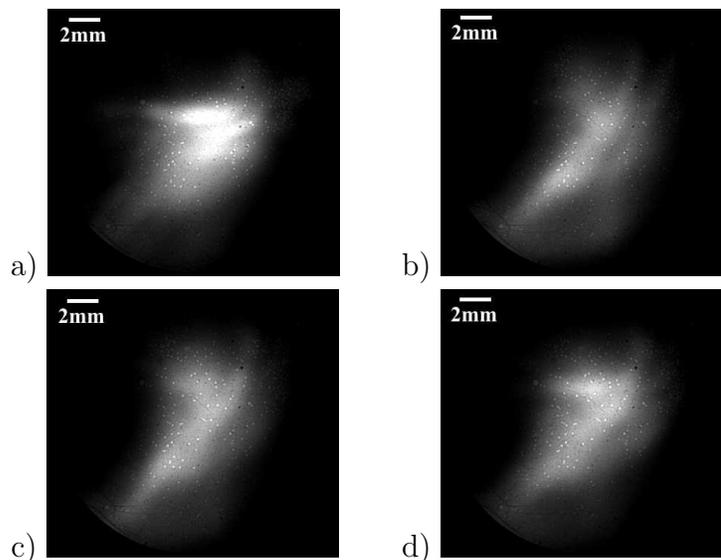


**Abbildung 3.15:** Schematische Darstellung des Aufbaus zur Charakterisierung der Hohe-Harmonische Strahlung.

Oszillator (Mirror Dispersion Controlled, MDC-Oszillator) mit einer mittleren Ausgangsleistung von etwa 240 mW bei einer Frequenz von 77 MHz, woraus sich etwa 3 nJ pro Puls ergeben. Der Verstärker wird mit den Pulsen eines akusto-optisch gütegeschalteten und in LBO auf 527 nm frequenzverdoppelten Nd:YLF-Lasers<sup>6</sup> (Modell 621-D, B.M. Industries) gepumpt [98]. Die Repetitionsrate des Verstärkersystems beträgt 1 kHz. Der Verstärker wird mit einer Pulsenergie von 11 mJ gepumpt. Zur Verstärkung wird der eingekoppelte Laserstrahl spektral gedehnt und anschließend in einem Prismenkompressor wieder komprimiert [99]. Die Ausgangsleistung beträgt etwa 1,2 mJ bei 1 kHz und einer Pulslänge von 25-30 fs.

Eine Skizze des Aufbaus zur Erzeugung der HH-Strahlung und deren Diagnostik zeigt Abbildung 3.15. Der Laserstrahl wird über eine Linse mit einer Brennweite von  $f = 500$  mm durch ein 0,5 mm dickes antireflex-beschichtetes Fenster aus synthetischem Quarz in die Vakuumkammer fokussiert. Im Bereich des Fokus ist ein auf etwa 1-2 mm zusammengedrücktes vakuumdichtes Edelstahlröhrchen angebracht, das über ein Rohrsystem mit einer Gasflasche verbunden ist. In dieses Röhrchen wird vom Laser ein Loch von etwa 150-200  $\mu\text{m}$  ablatiert, durch das das Gas ausströmt und mit dem Laserfeld wechselwirkt. Die Laserintensität im Fokus beträgt einige  $10^{14}$  W/cm<sup>2</sup>. Messungen an dem System haben ergeben, daß die HH-Strahlung den Wechselwirkungsbereich unter einem Abstrahlwinkel von etwa 1-1,5 mrad verläßt. Die Strahlung propagiert dabei in die gleiche Richtung, in die sich der Laserstrahl ausbreitet. Der Druck in der Kammer beträgt je nach Gasdruck  $1 \cdot 10^{-3}$  bis 1 mbar und wird über eine Turbopumpe

<sup>6</sup>Nd:YLF  $\hat{=}$  Neodym dotiertes LiYF<sub>4</sub>.



**Abbildung 3.16:** Abbildung des Strahlprofils der Hohe-Harmonischen Strahlung bei einheitlicher Skalierung. Bild a) und b), die unter gleichen Bedingungen bei einem Gasdruck von  $p = 240$  mbar aufgenommen wurden, zeigen, daß die Quelle weder zeitlich noch räumlich stabil ist. Die Belichtungszeit betrug jeweils  $t_B = 1$  s, was eine Akkumulation von 1000 Pulsen bedeutet. Die Laserenergie betrug  $E_L = 620 \mu\text{J}$  pro Puls. In Bild c) und d) wurde der Gasdruck weiter variiert von  $p = 260$  mbar in c) auf  $p = 340$  mbar in d).

mit einer Drehschieberpumpe als Vorpumpe erzeugt. Die Kammer wird vom weiteren Vakuumsystem über eine differentielle Pumpstrecke und einen Vakuumschieber, im Schema mit S bezeichnet, getrennt. Anschließend folgen drei Filterstufen ( $F_1$ ,  $F_2$ ,  $F_3$ ), die individuell bestückt und einzeln in den Strahlengang geschoben werden können. Zur spektralen Charakterisierung der HH-Strahlung wird der in Abschnitt 2.2.1 beschriebene Transmissions-Spalt-Gitterspektrograph eingesetzt. Er wird an eine Linedurchführung montiert, so daß auch dieser je nach Bedarf aus den Strahlengang gezogen werden kann. Hinter dem Gitter befindet sich die Experimentierkammer, in der ein Arbeitsdruck von  $3 \cdot 10^{-5} - 6 \cdot 10^{-6}$  mbar vorliegt. Als Hauptpumpe wird ebenfalls eine Turbopumpe und als Vorpumpe eine Membranpumpe verwendet. Als Detektor ist die CCD-Kamera mit rückseitig gedünntem Chip montiert.

### Das Strahlprofil der Hohe-Harmonischen Strahlung

Für Anwendungen, die eine Lichtquelle benötigen, spielt es eine wesentliche Rolle, wie stabil die Quelle ist, also ob sie räumlich fest ist und nicht springt und ob es zu zeitlichen Fluktuationen kommt, so daß mal mehr und mal weniger Photonen emittiert werden. Eine zeitliche Instabilität hat für eine gerasterte Abbildung die Folge, daß es

### 3 Quellen für Licht des EUV- und weichen Röntgenspektrums

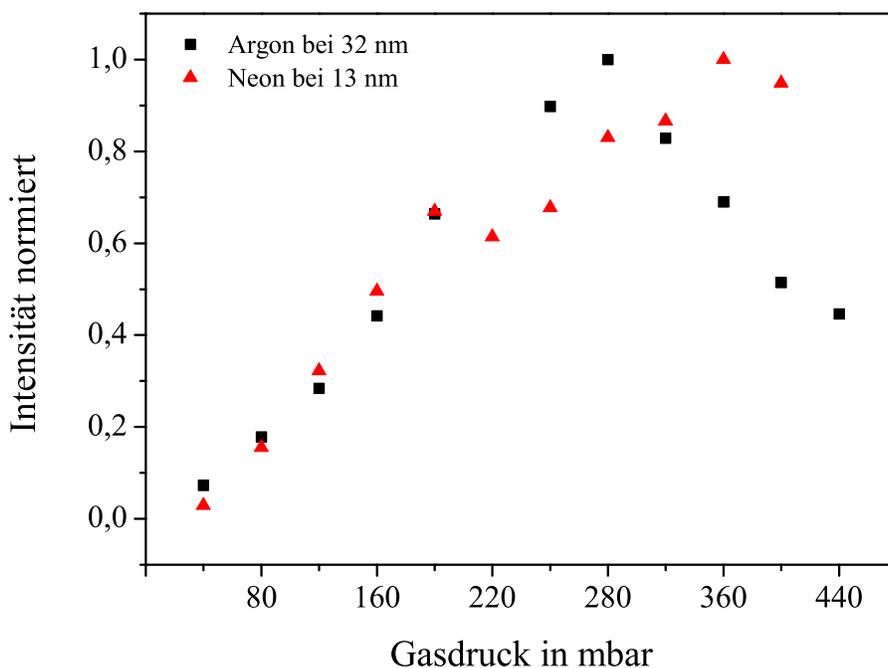
---

zu Artefakten in der Bilddarstellung kommen kann, da die Bildinformation im wesentlichen aus der Amplitudenmodulation gewonnen wird. Bei einer zeitlich in der Intensität variierenden Quelle werden demnach einzelne Bildpunkte mit unterschiedlicher Intensität dargestellt, obwohl sich die Struktur des Objektes nicht ändert. Auf diese Weise kann es zu Fehlinterpretationen kommen. Dieses Problem läßt sich über die Aufnahme einer Referenzintensität  $I_0$  leicht korrigieren. Da die zeitliche Veränderung in der Regel langsam abläuft, ist dieser Fehler als solcher meist gut zu erkennen. Im Gegensatz hierzu führt eine springende Quelle im Mittel zu einer Quelle, die größer erscheint, als sie wirklich ist, was zu einer Verringerung der Auflösung führt.

Abbildung 3.16 zeigt vier Bilder des Strahlprofils der Hohe-Harmonische Strahlung. Als Medium wurde Neon verwendet. Die Austrittsöffnung des Gases und somit der maximal mögliche Quellbereich beträgt etwa 100-200  $\mu\text{m}$ . Zu erkennen ist das inhomogene Strahlprofil, das sich von Bild a) zu b) deutlich räumlich verändert und auch in der Intensität abnimmt. Um eine räumlich stabile Quelle zu simulieren, kann eine Blende eingefügt werden. Dies geht auf Kosten der Gesamtintensität, führt aber zu einem homogenen Strahlprofil [100]. Die Bilder c) und d) zeigen das Strahlprofil bei zunehmenden Gasdruck. Dabei ist zu erkennen, daß die Intensität mit steigendem Druck ebenfalls anwächst. Ein Vergleich von Bild a) und d) zeigt zusätzlich deutlich die zeitliche Instabilität der Quelle. Das Strahlprofil erscheint in a) heller als in d), obwohl der Druck niedriger war. Die Meßergebnisse zur Abhängigkeit des Erzeugungsprozesses von HH-Strahlung vom Gasdruck sind in Abbildung 3.17 dargestellt. Für Argon ist bei 280 mbar ein Maximum erkennbar. Im Gegensatz hierzu gibt es für Neon einen kontinuierlichen Anstieg über einen Gasdruck von 440 mbar hinaus. Auf Grund der mit steigendem Gasdruck zunehmenden Selbstabsorption muß es auch bei Neon ein Maximum geben. Dieses wurde im Experiment nicht erreicht, da der Druck in der Vakuumkammer durch das angeschlossene Pumpensystem nicht aufrecht erhalten werden konnte.

#### **Cut-off-Bereich**

In Neon lassen sich mit einem Ti:Sa System Harmonische bis zur 183. Ordnung (4,37 nm) nachweisen [102]. Messungen an der Quelle in Münster ergaben Harmonische bis zur 69. Ordnung in Neon und bis zur 73. in Helium [101]. Die Spektren für Argon, Neon und Helium sind in Abbildung 3.18 dargestellt. Die Strahlung wurde mit einem 600 L/mm Toroidgitter und einem MCP-Detektor (*Multi Chanel Plate*) nachgewiesen. Eine Messung des Spektrums der Hohe-Harmonische Strahlung in Neon mit dem Transmissions-Spalt-Gitterspektrographen und rückseitig gedünnter XUV-CCD-



**Abbildung 3.17:** Normierter Intensitätsverlauf für die HH-Strahlung bei Verwendung von Argon und Neon in Abhängigkeit vom Gasdruck. Die Werte wurden bei einer Wellenlänge von 32 nm in Argon und 13 nm in Neon aufgenommen.

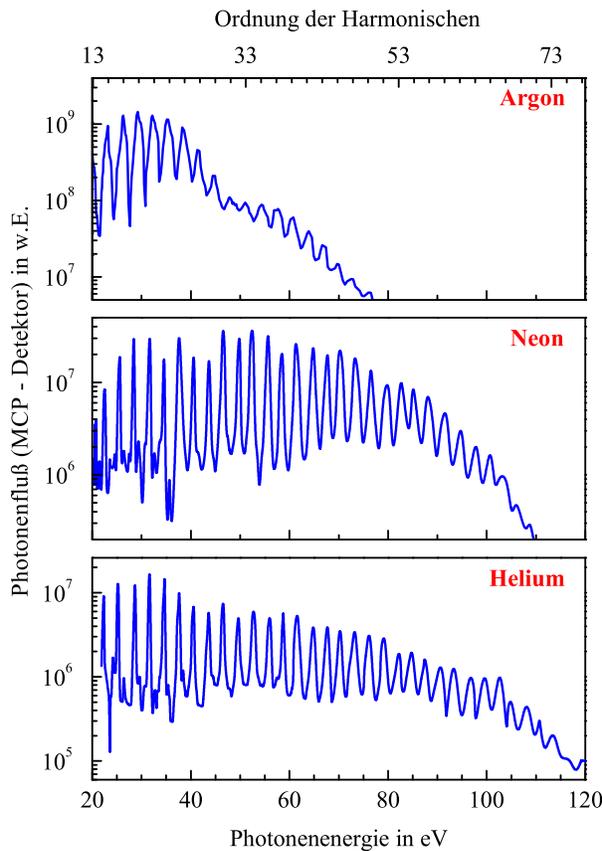
Kamera ergaben ein Signal bis zur 71. Ordnung, was einer Wellenlänge von 11,2 nm entspricht. Das aufgenommene Spektrum ist in Abbildung 3.19 dargestellt und bestätigt die zuvor gemessenen Ergebnisse. Zur Unterdrückung der Strahlung des Ti:Sa-Lasers wurden zum einen 600 nm Zirkonium und zum anderen eine Kombination aus 400 nm Zirkonium und 160 nm Silizium verwendet. Deutlich zu erkennen ist die Absorptionskante des Siliziums bei 12,4 nm Wellenlänge zwischen der 63. und 65. Ordnung. Eine spektrale Inhomogenität über das Strahlprofil, wie in [100] berichtet, konnte nicht beobachtet werden. Der Abfall in der detektierten Intensität zu den längeren Wellenlängen ist eine Folge der Filterabsorption und Empfindlichkeit der Kamera.

### Spektrale Verschiebung der harmonischen Ordnungen

Wie weiter oben beschrieben, kann der Konversionsprozeß in Hohe-Harmonische Strahlung durch Anpassen des Gasdrucks und der Laserenergie optimiert werden. Zusätzlich kann durch die relative Position des Laserfokus zum Wechselwirkungsgas auf den

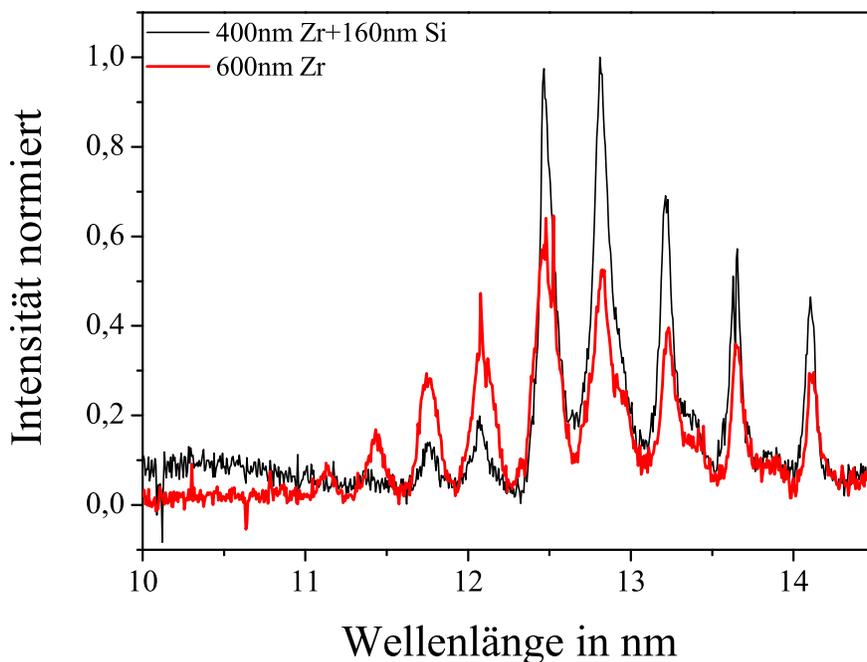
### 3 Quellen für Licht des EUV- und weichen Röntgenspektrums

---



**Abbildung 3.18:** Spektrum der in Argon, Neon und Helium generierten Harmonischen hoher Ordnung. Als Spektrograph wurde ein 600 L/mm Toroidgitter und als Detektor ein MCP eingesetzt. Bei allen Spektren wurden 30 fs-Pulse mit 0,65 mJ/Puls verwendet. Der Gasdruck betrug 100 mbar bei Argon, 200 mbar bei Neon und 320 mbar bei Helium (aus [101]).

Erzeugungsprozeß Einfluß genommen werden [74]. Ein maximales Signal erhält man, wenn der Fokus kurz vor dem Medium liegt. Verschiebt man den Fokus mittig in den Wechselwirkungsbereich, so nimmt die Photonenerate leicht ab, um bei weiteren Verschieben über die Mitte hinaus wieder anzusteigen. Dabei kann aber nur eine leicht niedrigere Rate wie vor dem Wechselwirkungsbereich erzielt werden. Auch das Verändern des Laserpulses selbst beeinflusst die Erzeugung von HH-Strahlung. Der verstärkte Laserpuls wird in einem Prismen-Kompressor über zwei Doppelprismen auf etwa 25 fs komprimiert [99]. Durch Verschieben des zweiten Prismas ist es möglich, im Puls eine Phasenmodulation (engl. chirp) der enthaltenen Frequenzen einzustellen. Pulse können so mit vorauslaufenden kürzeren (negativer chirp) oder vorauslaufenden längeren Wellenlängen (positiver chirp) generiert werden. Der Einfluß einer solchen Pulsvariation ist in Abbildung 3.20 aufgetragen. Es ist deutlich zu erkennen, daß eine Variation des

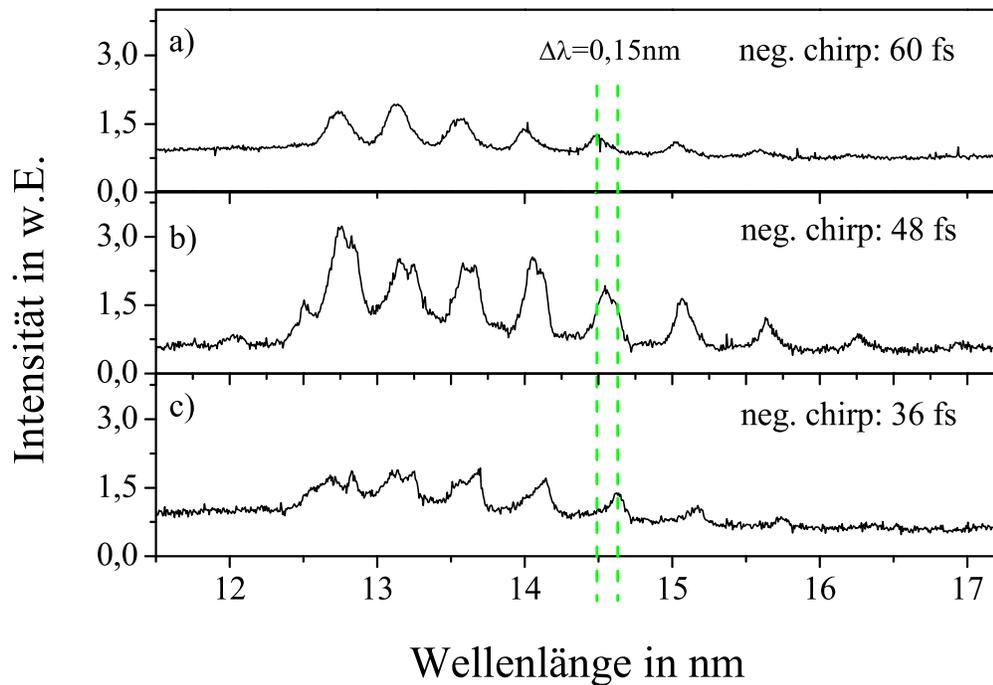


**Abbildung 3.19:** Spektrum der HH-Quelle an der Si-Kante mit 600 nm Zr als Filter (rote Linie) und mit 400 nm Zr und 160 nm Si-Folie als Filter. Die Belichtungszeit betrug jeweils 5 Min und der Druck 400 mbar. Die HH-Strahlung wurden mit einer Laserleistung von 0,7 mJ/Puls erzeugt. Die Darstellung ist normiert auf das maximale Signal.

chirps innerhalb eines Laserpulses zu einer Verschiebung des Spektrums führt. Dabei wird das Spektrum zu längeren Wellenlängen verschoben, wenn der chirp in positive Richtung verändert wird. Ein optimales Signal konnte nur bei einem negativen chirp erreicht werden. Dies erklärt möglicherweise, warum nur Harmonische bis zur 71. Ordnung beobachtet werden können. Ein negativer chirp führt zu einem Ausschmieren der Harmonischen hin zu einem kontinuierlichen Signal, so daß das Signal weiterer höherer Ordnungen in der Messung im Untergrund verschwunden sein könnte. Für einen positiven chirp ist dagegen eine klare Trennung der Harmonischen zu erwarten [103].

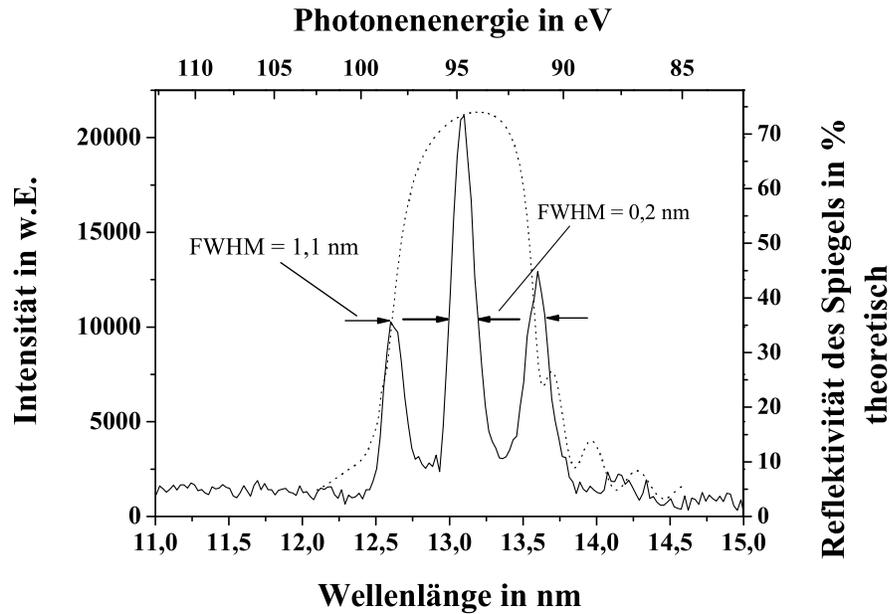
An der Quelle für Hohe-Harmonische Strahlung wurde derselbe Multilagenspiegel zur Bandbreitenbeschränkung wie in Abschnitt 3.2.4 verwendet und das Spektrum mit dem Transmissions-Spalt-Gitterspektrographen (s. Abschnitt 2.2.1) untersucht. Auf Grund der relativ hohen reflektierten Bandbreite von etwa 1,1 nm läßt sich die Strahlung einer harmonischen Ordnung nicht genau selektieren, was in Abbildung 3.21 zu

### 3 Quellen für Licht des EUV- und weichen Röntgenspektrums



**Abbildung 3.20:** Verschiebung des Spektrums der Hohe-Harmonische Strahlung durch Verändern des Laserpulses. Als Zeit ist die Laserpulsdauer mit dem chirp angegeben. Liegt kein chirp vor, so beträgt die Pulslänge 25 fs. Der mittlere Graph zeigt das optimierte Signal. Die beiden weiteren Graphen zeigen das verschobene Spektrum mit positiver und negativer Variation des chirps. Mit positivem spektralem Laserpulsversatz konnte keine HH-Strahlung generiert werden. Die Kurven sind normiert auf die Gesamtintensität in allen dargestellten Signalen. Auf Grund von Absorption am Filter und der Empfindlichkeit der Kamera nimmt die detektierte Intensität der HH-Strahlung zu den längeren Wellenlängen ab.

erkennen ist. Es werden neben der 61. Ordnung bei 13,1 nm mit geringerem Anteil auch die 59. und 63. Ordnung (13,6 nm und 12,7 nm) reflektiert. Ein zu vernachlässigender Anteil der 57. Ordnung ist rechts zwischen 14,0 und 14,5 nm Wellenlänge noch zu erkennen. Die Monochromasie  $M = \lambda/\Delta\lambda$ , die somit mit dem Multilagenspiegel an der Quelle für HH-Strahlung erreicht werden kann, liegt für 13 nm Wellenlänge bei  $M \leq 13$ . Die Halbwertsbreite für die 61. Ordnung alleine hingegen beträgt  $\Delta\lambda = 0,2$  nm, was einer Monochromasie von  $M \geq 65$  entspricht.



**Abbildung 3.21:** Spektrum der Hohe-Harmonischen Strahlung nach Reflektion am  $45^\circ$  Multilagenspiegel. Die reflektierte Bandbreite des Spiegels beträgt etwa 1,1 nm, so daß drei harmonische Ordnungen zu erkennen sind. Die berechnete Reflektivität des Multilagenspiegels ist gestrichelt dargestellt [9]. Rechts ist zwischen 14 und 14,5 nm noch ein Ansatz der 57. harmonischen Ordnung zu erkennen.

### 3.4 Eignung der Quellen für die Rastermikroskopie

An Elektronenspeicherringen werden schon seit langem erfolgreich Rastermikroskope im Bereich des Vakuumspektrums eingesetzt. Durch die hohe Photonennrate und die sehr stabile und gleichmäßige Lichtemission bieten sie ausgezeichnete Bedingungen für röntgenmikroskopische Anwendungen. Derartige Einrichtungen sind allerdings sehr teuer, so daß weltweit nur wenige Speicherringe existieren und die Wartezeiten für Experimentierzeit lang sind. Zur Durchführung von Experimenten ist eine gute Planung eine wichtige Grundvoraussetzung. Dies vereinfacht sich, wenn die Experimente an einer Laborquelle wie einem laserinduzierten Plasma oder mit HH-Strahlung durchgeführt werden können. Auch ein LIP wird schon seit längerem erfolgreich als Quelle für die Beleuchtung in einem Durchlichtmikroskop für Röntgenstrahlung verwendet [33, 34]. Die räumliche und zeitliche Stabilität der Quelle ist ausreichend für abbildende Anwendungen. Das Spektrum läßt sich durch eine geeignete Filterkombination einschränken, wie zum Beispiel bei Verwendung von Ethanol als Medium für das Plasma und Aluminium

### 3 Quellen für Licht des EUV- und weichen Röntgenspektrums

---

als Filter für das Wasserfenster, Zirkonium und Silizium als Filter für 13 nm Wellenlänge oder wiederum Aluminium als Filter für 17 nm Wellenlänge. Für den Einsatz im Rastermikroskop sollte die Optik zur Erzeugung eines beugungsbegrenzten Fokusses räumlich kohärent ausgeleuchtet werden. Dafür muß die Quelle klein oder weit genug von der Optik entfernt sein. Die Größe der LIP-Quelle hängt im wesentlichen von den eingestellten Laserparametern ab. Eine hohe Laserintensität führt zu einer hohen Photonenerate aus dem Plasma. Gleichzeitig vergrößert sich auch der Quellbereich, so daß ein Kompromiß zwischen Quellgröße und Intensität eingegangen werden muß. Eine effektive Vergrößerung der Quelle kann auch durch eine instabile Strahlage, z.B. verursacht durch Sprünge des Flüssigkeitsstrahls, hervorgerufen werden. Dieses Springen des Strahles kann durch Schmutzpartikel oder elektrische Aufladung der Düse entstehen. Mit gemessenen Photoneneraten von  $(2 - 5) \cdot 10^{13} \frac{\text{Photonen}}{4\pi\text{sr} \cdot \text{Puls}}$ , oder, um eine Vergleichbarkeit mit der HH-Strahlung zu bieten  $(2 - 4) \cdot 10^6 \frac{\text{Photonen}}{(\text{mrad})^2 \cdot \text{Puls}}$ , eignen sich LIP-Quellen nicht nur für die Durchlichtmikroskopie, sondern auch für die röntgenmikroskopische gerasterte Abbildung.

Neben dem LIP stellt ein System für Hohe-Harmonische Strahlung ebenfalls eine Laborquelle dar. Der Vorteil der HH-Strahlung liegt im wesentlichen in ihrer kurzen Zeitstruktur, bedingt durch die Erzeugung mit Hilfe von fs-Laserpulsen. Weiterhin läßt sich die generierte Strahlung fast vollständig für das Experiment nutzen, da die Strahlung in einem engen Kegel mit einem halben Öffnungswinkel von etwa 1 mrad emittiert wird. Wird die Optik räumlich kohärent ausgeleuchtet, wirkt sich eine Instabilität der Lage des Quellbereiches in sofern aus, als daß die Anzahl der Photonen, die die Optik erreichen, zeitlich schwankt. Dies addiert sich zu einer eventuellen zusätzlichen zeitlichen Schwankung der Photonenerate aus dem Erzeugungsprozeß an sich. Gerade in der Nähe des cut-off Bereiches, also auch in der Nähe des Wasserfensters, bedeutet dies eine deutliche Reduzierung der Photonenerate. Im Falle einer klassischen Durchlichtabbildung wirkt sich dies dagegen nur in der Belichtungszeit aus. Für ein rasterndes System kann dies allerdings zu Fehlinterpretationen im Bild führen. Da die zeitlichen Schwankungen in der Regel im Vergleich zur Belichtungszeit eines einzelnen Bildpunktes langsam erfolgen, läßt sich diese Störung meist deutlich als solche erkennen, womit die Wahrscheinlichkeit für eine Fehlinterpretation verringert wird. Außerdem kann eine derartige Schwankung durch die Korrektur über eine parallele Messung der Quellintensität  $I_0$  gut herausgerechnet werden. Die Photonenerate, die an der Quelle für HH-Strahlung in Münster gemessen wurde, liegt bei  $(3 - 5) \cdot 10^3 \frac{\text{Photonen}}{(\text{mrad})^2 \cdot \text{Puls}}$ . Unter Berücksichtigung der genannten Bedingungen eignet sich somit auch HH-Strahlung für den Einsatz in einem abbildenden rasternden System.

## 4 Mikroskopie im EUV-Spektrum

Die Technik der Mikroskopie ist für den sichtbaren Spektralbereich heute sehr weit entwickelt. Auf indirektem Weg ist es sogar möglich, eine Auflösung zu simulieren, die etwa bei einem Viertel der Beleuchtungswellenlänge liegt [6]. Die erreichte Auflösung beträgt dabei weniger als 100 nm. Diese Methode hat aber nach wie vor den Nachteil, daß es sich dabei um keinen direkten Nachweis handelt, da die Probe mit Markerstoffen präpariert werden muß. Diese Stoffe sind hochgradig spezialisiert, so daß sie sich im biologischen Organismus gezielt an bestimmte Zellteile anbringen lassen. Hat man von bestimmten Strukturen aber keine Kenntnis, so kann die Probe auch nicht markiert werden. Ein direkter Nachweis ist somit unumgänglich, und Licht mit kürzerer Wellenlänge bietet hierfür die geeigneten physikalischen Eigenschaften. Geht man in den Spektralbereich zwischen 2,4 nm und 4,3 nm, das sogenannte Wasserfenster zwischen den K-Absorptionskanten von Sauerstoff und Kohlenstoff, so ist die Absorption der Strahlung durch kohlenstoffhaltige Objekte deutlich höher als bei wässrigen Anteilen. Dies ist ein großer Vorteil gerade für die Mikroskopie biologischer Objekte, da diese nicht weiter präpariert werden müssen. Aber auch phasenschiebende Verfahren, wie das Phasenkontrastverfahren nach Zernike und differentieller Interferenzkontrast, lassen sich aus dem sichtbaren Spektralbereich in den Röntgenbereich übertragen [104, 105].

Seit der Entwicklung von Quellen für Licht aus dem EUV- und weicher Röntgenspektralbereich mit Pulsen im Femtosekundenbereich steht nicht nur eine hohe räumliche, sondern auch zeitliche Auflösung zur Verfügung. Damit können auch dynamische Prozesse wie Elektronenbewegungen mit hoher Genauigkeit beobachtet und untersucht werden. Dies eröffnet neue Möglichkeiten zum Beispiel für die Spektromikroskopie. In Experimenten können z.B. reversible Prozesse durch den sichtbaren Laserstrahl angeregt und nach einer variablen Verzögerung mit dem EUV-/Röntgenpuls untersucht werden. Das Aufbrechen oder Entstehen von Bindungszuständen kann mit dieser Technik orts aufgelöst und direkt beobachtet werden.

### 4.1 Detektoren

Neben der Lichtquelle und der Optik ist der Detektor einer der wesentlichen Bestandteile eines abbildenden Systems. Die einfachste Form eines Detektors besteht aus einer einfachen Oberfläche, wie einer Leinwand oder einer Mattscheibe, auf die das Objekt abgebildet wird. Der Nachteil ist offensichtlich: die Information läßt sich nicht konservieren und ist ohne weitere Hilfsmittel auch nur für sichtbares Licht zweckmäßig. Hochauflösende Detektoren bestehen heutzutage aus mit lichtempfindlichen Schichten versehenen Scheiben oder Filmen. Diese Technik hat den Nachteil, daß die Photoschicht in der Regel in einem Flüssigkeitsbad entwickelt werden muß, bevor das Ergebnis betrachtet werden kann. Sehr empfindliche Detektoren dagegen sind Photodioden. Photodioden sind Halbleiterelemente, bei denen es durch Lichteinfall zu Ladungstrennungen kommt und ein Photostrom entsteht. Mit Photodioden läßt sich somit nur die Lichtintensität detektieren, zur klassischen Bildgebung eignet sich eine einzelne Photodiode hingegen nicht. Relativ komfortable Detektoren mit moderater Ortsauflösung stellen dagegen CCD-Chips ( $CCD \hat{=} Charged Coupled Device$ ) dar. Dabei handelt es sich um einen Halbleiter, der durch eine angebrachte Gatestruktur elektrisch in viele kleine nebeneinander angeordnete Zellen, *Pixel*, unterteilt ist. Halbleiterdetektoren zeichnen sich besonders durch ihre hohe Strahlungsbeständigkeit und lineare, hohe Empfindlichkeit aus, womit sie sich gut für technische und wissenschaftliche Anwendungen eignen.

Die Qualität eines Detektors wird im wesentlichen durch folgende Eigenschaften bestimmt:

- die Linearität während der Belichtung
- die Dynamik
- die *DQE* (*Detective Quantum Efficiency*)

Die Linearität steht für einen linearen Zusammenhang zwischen Signal und Belichtungszeit. Eine hohe Linearität ist wichtig für eine einfache Auswertung der aufgenommenen Daten. Die Dynamik eines Detektors läßt sich definieren als Quotient aus dem Maximalsignal  $\eta_{max}$  und dem Systemrauschen  $\sigma$ .

Die *DQE* eines Detektors ist definiert als:

$$DQE = \left( \frac{SNR_{\text{Signal}}}{SNR_{\text{Quelle}}} \right)^2. \quad (4.1)$$

Dabei ist  $SNR$  das jeweilige Signal-Rausch-Verhältnis vom detektierten Signal zum Rauschen der Quelle. Die  $DQE$  gibt an, wieviele der auf den Sensor getroffenen Lichtquanten in ein verwertbares elektrisches Signal umgewandelt werden können. In die  $DQE$  fließen sowohl die Fehler durch das Rauschen der Lichtquelle als auch Fehler durch das Eigenrauschen des Detektors ein. Die  $DQE$  ist somit durch die Materialeigenschaften, das Herstellungsverfahren und den Aufbau des Detektors bestimmt und stellt eine direkte charakteristische Größe des Detektors dar. Die  $DQE$  ist stets  $\leq 1$ , wobei eine ideale  $DQE$  von 1 bedeutet, daß das Signalrauschen dem des Photonenrauschen entspricht [106].

### 4.1.1 Detektorrauschen

Neben dem eigentlichen Signalstrom, hervorgerufen durch auf den Detektor treffende Photonen, die in der Halbleiterschicht Elektronen-Loch-Paare erzeugen, treten eine Reihe weiterer Effekte auf, die das erwünschte Signal stören. Da diese Effekte statistisch auftreten, werden sie als Rauschen bezeichnet.

- *Photonenrauschen*

Das Photonenrauschen ist nicht abhängig vom Detektor, sondern vielmehr eine elementare Eigenschaft der meisten Lichtquellen. Klassische Lichtquellen senden das Licht spontan von verschiedenen Punkten innerhalb eines bestimmten Quellbereiches mit unterschiedlicher Photonendichte aus. Die Wahrscheinlichkeitsverteilung für den Emissionsprozeß gleicht einer Poisson-Verteilung.

- *Dunkelstrom*

Im Detektor entstehen auch ohne Lichtanregung freie Elektronen durch thermische Schwingungen, die den sogenannten Dunkelstrom erzeugen. Der Dunkelstrom ist proportional zur Belichtungszeit und stark von der Temperatur abhängig. Aus diesem Grund werden Detektoren oft gekühlt, um den Dunkelstrom zu reduzieren. Das durch den Dunkelstrom verursachte Rauschen läßt sich mit einer Boltzmannverteilung abschätzen:

$$I_D \propto e^{-C/(k_B T)} \quad (4.2)$$

Dabei ist  $C$  eine vom Detektor abhängige Konstante,  $k_B$  die Boltzmannkonstante und  $T$  die absolute Temperatur. Zusätzlich kann das Rauschen durch die Aufnahme eines homogen ausgeleuchteten Hellbildes (*Flat-field correction*) bei einer

## 4 Mikroskopie im EUV-Spektrum

---

CCD-Kamera, oder durch die Aufnahme des Dunkelstromes als Referenzwert bei einer Photodiode, korrigiert werden. Mit dem Abzug des Hellbildes bzw. Dunkelstromes werden gleichzeitig hardwarespezifische Defekte des Detektors ausgeglichen.

o *Ausleserauschen*

Das Ausleserauschen ist nur für ein integrierendes Detektorsystem, wie z.B. einen CCD-Chip, relevant und wird durch Ungenauigkeiten beim Auslesen der im jeweiligen Pixel akkumulierten Ladung verursacht. Der Anteil des Ausleserauschens ist damit auch durch die Detektortechnik bestimmt und wird vom Hersteller allgemein als mittleres Betragsquadrat ( $\text{rms} \hat{=} \text{root mean square}$ ) angegeben. Da auch das Ausleserauschen statistisch verteilt ist, kann seine Amplitude über die Mittelung mehrerer Aufnahmen reduziert werden. Die Reduzierung des Rauschens ist proportional zur Quadratwurzel der gemittelten Aufnahmen.

Typische Detektoren bestehen aus dotiertem Silizium. Hierbei sind in eine einige Mikrometer dicke Siliziumschicht je nach Detektor Fremdatome als Elektronendonatoren (n-Dotierung, z.B. Phosphor mit fünf Valenzelektronen) oder Elektronenakzeptoren (p-Dotierung, z.B. Aluminium mit drei Valenzelektronen) implantiert. Die Schwelle, bei der in Silizium ein Elektronen-Loch-Paar durch Photonen erzeugt wird, liegt bei  $E_{ELP} = 3,7 \text{ eV}$  [107]. Als maximale Elektronenzahl pro absorbiertes Photon erhält man

$$n_{\max} = \frac{h\nu}{3,7 \text{ eV}}. \quad (4.3)$$

Tatsächlich werden normalerweise aber weniger Elektronen erzeugt, so daß sich die Quantenausbeute  $\eta$  aus dem Verhältnis der tatsächlich nachgewiesenen Elektronen  $n_{\text{det}}$  zur idealen Elektronenzahl  $n_{\max}$  berechnet:

$$\eta = \frac{n_{\text{det}}}{n_{\max}}. \quad (4.4)$$

Aus dem Verhältnis des größten detektierbaren Signals  $\eta_{\max}$  zum Rauschen  $\sigma$  des Detektors läßt sich die Dynamik des Detektors berechnen zu

$$D = \frac{\eta_{\max}}{\sigma}, \quad (4.5)$$

mit der Dynamik wiederum kann das Signal-Rausch-Verhältnis ( $\text{SNR} \hat{=} \text{signal-noise-ratio}$ ) ermittelt werden zu

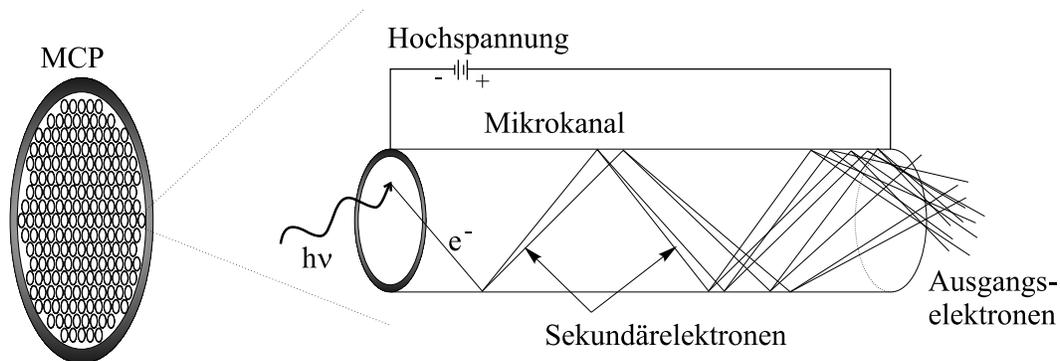
$$\text{SNR} = \sqrt{D}. \quad (4.6)$$

### 4.1.2 Detektoren für das EUV- und weiche Röntgenspektrum

Da Strahlung außerhalb des sichtbaren Spektrums (etwa 400-800 nm Wellenlänge) für menschliche Augen nicht sichtbar ist, muß ein Weg gefunden werden, derartige Strahlung sichtbar zu machen. Eine einfache Möglichkeit bieten die besprochenen Photodioden und CCD-Chips. Zunächst wurden Photodioden und CCD-Chips für den sichtbaren Spektralbereich hergestellt. Zur Bildaufnahme werden CCD-Chips normalerweise von vorne belichtet. Das heißt, das Licht durchdringt zunächst die Gatestruktur und eine aus  $\text{SiO}_2$  bestehende Isolationsschicht, bevor es in die dotierte Siliziumschicht gelangt und dort die Elektronen-Loch-Paare bildet. Für Strahlung aus dem Bereich des EUV- und weichen Röntgenspektrums lassen sich die Detektoren so nicht mehr verwenden, da die Strahlung in der Schicht mit der Gatestruktur und Isolationsschicht bereits absorbiert wird, bevor die Halbleiterschicht erreicht ist. Außerdem kann die Gatestruktur durch die Strahlung beschädigt werden. Aus diesem Grund wird der Detektor von der Rückseite auf 10-20  $\mu\text{m}$  gedünnt und von hinten belichtet. Der Nachteil dieser Technik liegt darin, daß das Dunkelrauschen zunimmt, was sich aber durch stärkeres Kühlen des Detektors ausgleichen läßt.

Photodioden dagegen brauchen nicht extra neu konzipiert werden, sie ähneln im wesentlichen herkömmlichen Photodioden für sichtbares Licht. Die zwei wichtigsten Unterschiede bestehen darin, daß es bei ihnen zum einen keine Isolierschicht an der Vorderseite gibt und zum anderen die Photoabsorption im Inneren und nicht an der Diodenoberfläche stattfindet. Dies hat den zusätzlichen Vorteil, daß sich eine leichte Kontamination der Diodenoberfläche nicht so stark auf das Detektionsverhalten auswirkt wie bei gewöhnlichen Photodioden. Damit haben sie aber den Nachteil, daß keine Ladungsträger akkumuliert werden und das Signal zum Auslesen zu gering ausfällt. Um dieses Problem zu umgehen, läßt sich das Signal durch eine externe Schaltungen verstärken. Hierfür wird das in der Photodiode generierte Stromsignal über einen bestimmten Zeitraum integriert und schließlich als Spannungssignal ausgegeben. Die Spanne liegt dabei meist zwischen 0 und 10 Volt. Derartige Verstärker sind kommerziell erhältlich und erreichen eine Verstärkung von bis zu  $10^{11}$  V/A (Femto DLPCA 200). Der Nachteil derartiger Systeme liegt darin, daß das gesamte Signal, das von der Photodiode erzeugt wird, verstärkt wird. Das störende Dunkelrauschen wird also mit verstärkt. Bei gepulsten Quellen kommt zusätzlich hinzu, daß das Signal kontinuierlich erfaßt wird. Ist der Zeitraum zwischen zwei Pulsen deutlich größer als die einzelne Pulslänge, wird das Dunkelrauschen der Photodiode relativ betrachtet stärker. Mit dem Einsatz eines Boxcar Integrators ist es möglich, periodisch, nur für eine frei wählbare Zeitspanne,

## 4 Mikroskopie im EUV-Spektrum



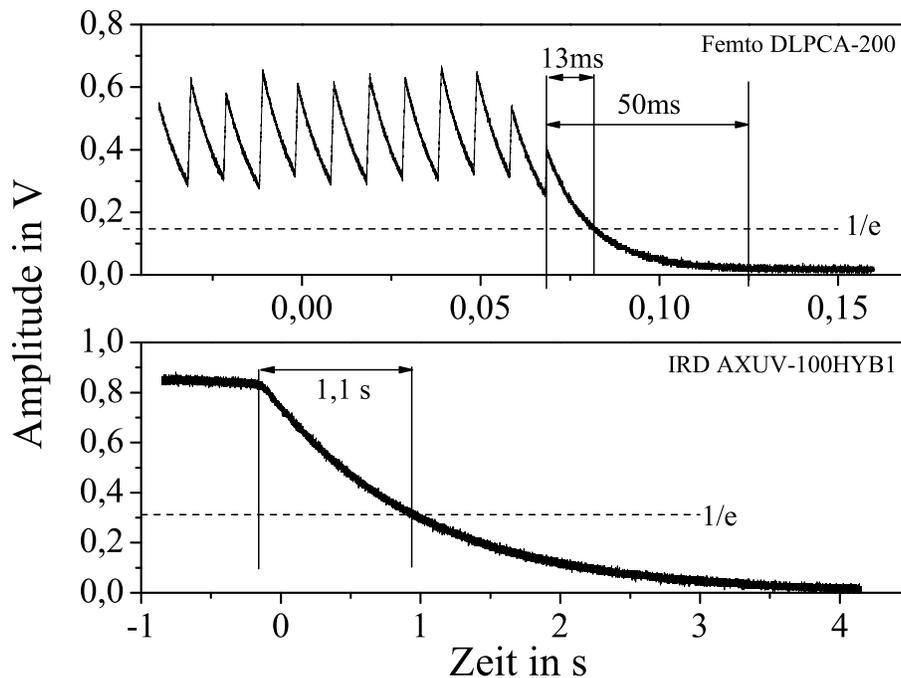
**Abbildung 4.1:** Funktionsschema eines Microchannelplates (MCP). Die Anzahl an Kanälen eines MCP beträgt etwa  $1 \cdot 10^4 - 1 \cdot 10^7$  und ihr Durchmesser liegt zwischen  $4\text{-}25 \mu\text{m}$ . Das Verhältnis von Kanallänge zum Kanaldurchmesser wird optimal bei Werten von  $40\text{-}140$ . Die Verstärkung beträgt bei einem einfachen MCP etwa  $1 \cdot 10^4$  [108].

über ein Signal zu integrieren. Auf diese Weise kann ein ausreichendes Ergebnis erzielt werden.

Neben Photodiode und CCD-Kamera stellen auch Mehrkanalvervielfacher (MCP  $\hat{=}$  multi channel plate) gute Detektoren für den EUV- und weichen Röntgenspektralbereich dar. Photonen, die auf den Detektor treffen, erzeugen Elektronen, die über eine angelegte Hochspannung zu einer Anode beschleunigt werden (vgl. Abb. 4.1). Dabei durchlaufen sie kleine Mikrokanäle und erzeugen bei Kontakt mit der Kanalwand weitere Sekundärelektronen. Dadurch wird eine Verstärkung erzeugt, die proportional zur Beschleunigungsspannung ist.

Damit bei dem Einsatz des Detektors am Rastermikroskop die Belichtungszeit pro Bildelement für eine kurze Bildaufbauzeit klein bleibt, ist es wichtig, daß die Auslesegeschwindigkeit des Detektors möglichst schnell ist. Aus diesem Grund sind CCD-Kameras bis heute im allgemeinen für den einfachen Einsatz an einem rasternden System eher ungeeignet. Durch Zusammenfassen der einzelnen Bildelemente, was als binning bezeichnet wird, lassen sich dennoch erträgliche Belichtungszeiten erzielen. Aber gerade bei instabilen Lichtquellen führt eine zeitliche Schwankung der Intensität zu Bildfehlern.

Bei dieser Arbeit wurden mit zwei Kombinationen aus Detektor und Signalverstärkung gute Ergebnisse erzielt. Zum einen war dies eine Kombination aus einer Photodiode (AXUV-100, IRD) und einem integrierenden Verstärker (DLPCA-200, Femto Messtechnik) und zum anderen ein zweistufiger MCP und einem Boxcar Integrator mit Averager (Model 164 und 162, Princeton Applied Research). Die Verstärkung des



**Abbildung 4.2:** Abklingzeit des detektierten Signals auf einen Wert von  $1/e$  bei zwei verschiedenen Verstärkersystemen (DLPCA-200 und AXUV-100 HYB1). Das detektierte Signal stammt vom LIP. Die Pulsfrequenz des Lasers und damit auch der EUV-Pulse beträgt 100 Hz.

MCP-Systems ist nicht genau bekannt, wird aber auf  $< 10^6$  geschätzt [109]. Ein weiteres Verstärkersystem (Modell AXUV-100 HYB1, IRD) wurde ebenfalls getestet, konnte aber nicht verwendet werden, da die Abklingzeit des Meßsignals auf einen Wert von  $1/e$  länger als eine Sekunde andauerte (vgl. Abb. 4.2). Genauso verhielt es sich bei dem Einsatz eines Amperemeters (Modell 6514 System Electrometer, Keithley). Auch ein Pikoamperemeter (Modell 487 Picoammeter, Keithley) lieferte keine verwendbaren Ergebnisse. Ein weiterer Detektor, der getestet wurde, ist ein zur Detektion von harten Röntgenstrahlen ausgelegter Detektor (Modell XR-100CR, AmpTek). Standardmäßig wird dieser Detektor mit einem Berylliumfenster zum Schutz der  $5 \text{ mm}^2$  messenden Detektorfläche ausgeliefert, welches aber entfernt wurde. Die Reaktionszeit des Detektors und Abklingzeit eines detektierten Signales liegen im Mikrosekundenbereich. Ein integriertes Kühlsystem sorgt für ein geringes Dunkelrauschen, so daß die Auflösung des Detektors vom Hersteller bei einer Photonenenergie von 5,9 keV mit weniger als 200 eV angegeben wird. Unter Annahme einer ähnlichen Empfindlichkeit im EUV-Bereich müßte ein Signal von drei Photonen bei 13 nm Wellenlänge, also 285 eV nach-

## 4 Mikroskopie im EUV-Spektrum

weisbar sein. Mit dem integrierten Verstärkersystem wird eine Ausgangsspannung von 1 mV pro 1 keV erzeugt. Damit sollten zur Detektion bei 13 nm Wellenlänge insgesamt 12 Photonen ausreichend sein. Leider konnte der Detektor für die Experimente nicht erfolgreich eingesetzt werden. Abbildung 4.2 zeigt das aufgenommene Signal der Photodiode AXUV100 in Verbindung mit dem Verstärker DLPCA-200 und dem AXUV-100 HYB1. Die Abklingzeit des Signals auf einen Wert von  $1/e$  bei dem System mit dem DLPCA-200 beträgt etwa 13 ms und ist damit für den Einsatz am Rastermikroskop geeignet. In Tabelle 4.1 sind noch einmal alle getesteten Detektor und Verstärkerkombinationen aufgeführt.

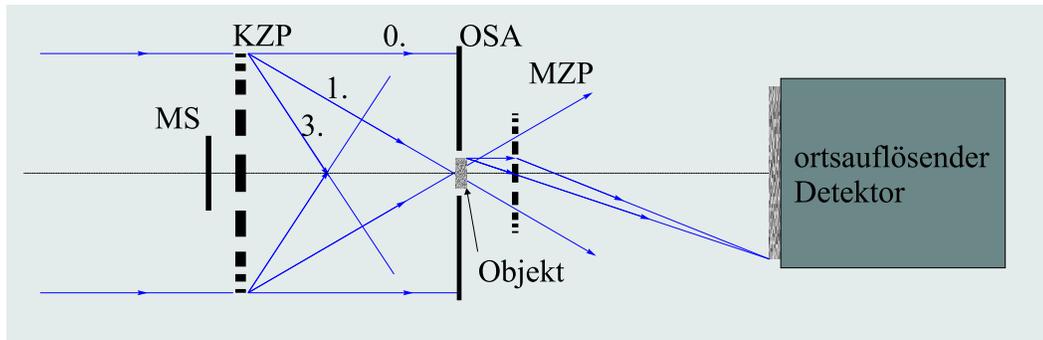
**Tabelle 4.1:** Aufstellung der getesteten und erfolgreich eingesetzten Detektoren und Verstärker.

	Detektor	Verstärker	Ergebnis
Synchrotron (ELSA)	Photodiode AXUV-100	DLPCA-200	erfolgreich
	Photodiode AXUV-100	AXUV-100 HYB1	zu lange Abklingzeit
	Photodiode AXUV-100	Ampermeter	zu lange Abklingzeit
	Photodiode AXUV-100	Pikoampermeter	zu lange Abklingzeit
	AmpTek XR-100CR		kein Ergebnis
LIP	Photodiode AXUV-100	DLPCA-200	kein Ergebnis
	AmpTek XR-100CR		kein Ergebnis
	MCP	Boxcarintegrator	erfolgreich
HH	Photodiode AXUV-100	DLPCA-200	kein Ergebnis
	AmpTek XR-100CR		kein Ergebnis
	MCP	Boxcar Integrator	erfolgreich

## 4.2 Durchlicht- und Rastermikroskopie mit EUV-Strahlung aus Laborquellen

Wie für den sichtbaren Spektralbereich gibt es auch für EUV- und weiche Röntgenstrahlung sogenannte Durchlicht- oder Transmissionsmikroskope (TM) und Rastermikroskope (RM) [1, 110]. Jedoch die Art und Weise, wie das Objekt abgebildet und vergrößert wird, unterscheidet sich bei den zwei Mikroskoptypen wesentlich. Bei dem klassischen Transmissionsmikroskop wird das Objekt vollständig mit einer Kondensoptik ausgeleuchtet und mit einer Objektivoptik auf einem ortsauflösenden Detektor, wie zum Beispiel eine CCD-Kamera, abgebildet. In Abbildung 4.3 ist dies schematisch

## 4.2 Durchlicht- und Rastermikroskopie mit EUV-Strahlung aus Laborquellen

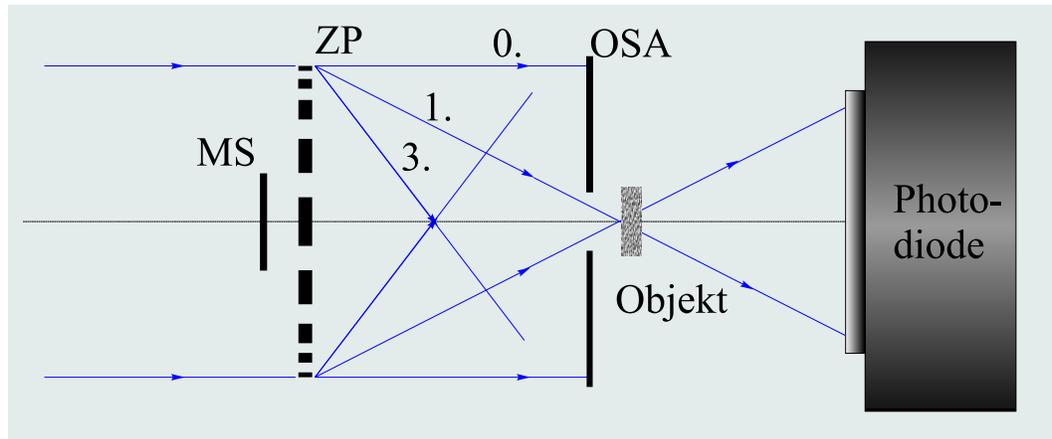


**Abbildung 4.3:** Funktionsschema einer Abbildung mit einem Transmissionsmikroskop. Mittenstop (MS) und Ordnung selektierende Apertur (OSA) werden so gewählt und plaziert, daß nur eine Beugungsordnung der Kondensorzonenplatte (KZP) das Objekt ausleuchtet. Mit einer Mikrozonensplatte (MZP) wird das Objekt vergrößert auf einem ortsauflösenden Detektor abgebildet.

dargestellt. Die Beleuchtungsoptik besteht meist aus einer sogenannten Kondensorzonenplatte (KZP) mit relativ großem Durchmesser und langer Brennweite. Mit Hilfe eines Mittenstops (MS) wird die 0. Beugungsordnung ausgeblendet. Dies ist notwendig, da sie um ein Vielfaches mehr Licht enthält als die erste Beugungsordnung, die normalerweise für die Abbildung verwendet wird. Höhere Beugungsordnungen werden mit einer Ordnung selektierenden Apertur (OSA) ausgeblendet. Mit einer Mikrozonensplatte (MZP), die im Vergleich zur KZP einen kleinen Durchmesser und eine sehr kurze Brennweite hat, wird das Objekt schließlich auf einen ortsauflösenden Detektor abgebildet. Der Vorteil dieses Verfahrens liegt darin, daß das Objekt als Ganzes abgebildet wird. Zeitliche Instabilitäten der Quelle können sich nur auf die Länge der Belichtungszeit auswirken, führen aber nicht zu Ergebnissen im Bild, die zu Fehlinterpretationen führen können.

Im Gegensatz hierzu steht der Aufbau eines Rastermikroskopes, bei dem auf eine zweite Zonenplatte als Optik verzichtet werden kann. Um möglichst viel Licht aufzufangen, wird mit einer KZP monochromatische Strahlung auf eine Probe fokussiert. Das Licht, das durch das Objekt transmittiert, wird von einem einfachen Detektor, wie z.B. einer Photodiode, aufgenommen (vgl. Abb. 4.4). Da die Photodiode kein ortsauflösender Detektor ist, können mit ihr nur zeitliche Intensitätsunterschiede aufgenommen werden. Wird das Objekt oder die Optik in einem nächsten Schritt bewegt, so ändert sich das Transmissionsverhältnis was wiederum mit der Photodiode aufgenommen wird. Das detektierte Signal wird mit einem Computer ausgelesen, und die einzelnen Daten werden am Ende der Aufnahme zu einem Bild zusammengesetzt. Für eine hohe Bildauflösung ist somit zum einen die Fokusgröße und zum anderen die Rasterweite

## 4 Mikroskopie im EUV-Spektrum



**Abbildung 4.4:** Funktionsschema einer Abbildung mit einem Rastermikroskop. Mittenstop (MS) und Ordnung selektierende Apertur (OSA) werden so gewählt und plaziert, daß nur eine Beugungsordnung der Zonenplatte (ZP) auf das Objekt fokussiert wird. Als einfacher Detektor dient hinter dem Objekt eine Photodiode, die das durch das Objekte transmittierte Licht detektiert.

wichtig.

Der Verzicht auf eine zweite Zonenplatte erfordert die Verwendung monochromatischen Lichts, hat aber den Vorteil, daß zwischen Objekt und Detektor keine weitere Licht absorbierende Optik liegt, und somit die Strahlenbelastung für das Objekt um etwa eine Größenordnung geringer ausfällt. Dies ist gerade für spektromikroskopische Experimente mit empfindlichen Proben wichtig, da das Aufbrechen chemischer Verbindungen nicht immer durch kryogene Präparation der Probe verhindert werden kann [111].

Auf Grund des unterschiedlichen Bildaufbaus liegen die Belichtungszeiten für Rasterbilder deutlich über denen von Durchlichtbildern. Dies liegt hauptsächlich an der Rastereinheit, die eine bestimmte Zeit benötigt, um von einem Belichtungspunkt zum nächsten zu wechseln. Damit ist das RM empfindlicher gegenüber zeitlichen Veränderungen wie Vibrationen, Strahlinstabilitäten oder thermische Fluktuationen. Aus diesem Grund liegt die erreichbare Auflösung von gerasterten Bildern etwas unter der von TM-Bildern. Aufnahmeverfahren mit verschiedenen Kontrastmechanismen wie Dunkelfeld- oder Phasenkontrastverfahren sind bei Verwendung eines ortsauflösenden Detektors auch mit einem Rastermikroskop möglich. Besonders gut eignen sich Rastermikroskope für die Spektromikroskopie. Mit einem Monochromator läßt sich der Spektralbereich mit einer hohen Genauigkeit von  $\lambda/\Delta\lambda \geq 3000$  einstellen, ohne daß der optische Aufbau wesentlich verändert werden muß, da das Objekt nicht abgebil-

## 4.2 Durchlicht- und Rastermikroskopie mit EUV-Strahlung aus Laborquellen

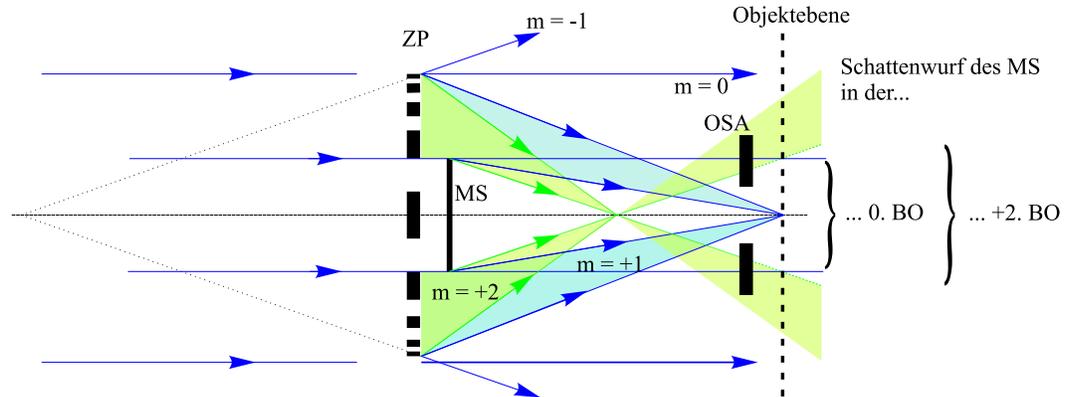
---

det wird, und sich somit der Abbildungsmaßstab auch nicht verändern kann. Bei der Spektromikroskopie werden die elementspezifischen Absorptionskanten untersucht. In einem Verfahren, das als Near Edge X-ray Absorption Structure (NEXAS) oder Near Edge X-ray Absorption Fine Structure (NEXAFS) bezeichnet wird, werden Bindungszustände und chemische Strukturen spektromikroskopisch analysiert. Dabei wird je ein Rasterbild, bzw. Rasterpunkt bei verschiedenen Wellenlängen vor und nach einer chemischen Reaktion aufgenommen und anschließend werden die spektralen Informationen verglichen. Parallel zum Mikroskopiebetrieb läßt sich von der Probe ein orts aufgelöstes Fluoreszenz- oder Photoelektronenspektrum aufnehmen. Auf diese Weise kann innerhalb eines Experimentes die räumliche Verteilung verschiedener chemischer Elemente in der Probe ermittelt werden.

Rastermikroskopie mit Zonenplatten wurde erstmals an einer Synchrotronstrahlungsquelle an der *National Synchrotron Light Source* [112, 110, 113] durchgeführt. Weitere Rastermikroskope stehen an der *Advanced Photon Source* [114], *European Synchrotron Radiation Facility* [115], *SPring-8* [116] und am *Berliner Elektronenspeicherring für Synchrotronstrahlung II* [117]. Ein Rastermikroskop, das ausgelegt ist für einen Undulatormeßplatz, wurde erfolgreich an einer Festkörper-Plasmaquelle mit einer Auflösung von 650 nm getestet [118]. Weiterhin befindet sich ein kombiniertes Transmissions-Rastermikroskop (TWINMIC) im Aufbau [119]. Dieses Zwillingsmikroskop ist so konstruiert, daß es an verschiedenen Standorten mit Einrichtungen für Synchrotronstrahlung eingesetzt und sowohl als Durchlicht- als auch als Rastermikroskop verwendet werden kann. Das in dieser Arbeit vorgestellte Rastermikroskop wurde für den Einsatz an beliebigen Quellen für Strahlung aus dem EUV- und Röntgenspektrum entwickelt und durch seinen kompakten Aufbau gut zum Transport geeignet. Insbesondere kann es an Laborquellen wie Quellen für Hohe-Harmonische Strahlung und laserinduzierten Plasmen betrieben werden.

Für eine beugungsbegrenzte Fokussierung muß die ZP mit monochromatischer Strahlung räumlich kohärent ausgeleuchtet werden. Nach Gleichung (2.42) wird eine ZP von 1 mm Durchmesser von einer 20  $\mu\text{m}$  großen Quelle in etwa 5 m Entfernung vollständig kohärent ausgeleuchtet. Das heißt, die erreichbare Auflösung ist maximal entsprechend der äußersten Zonenbreite der ZP. Wird die ZP dagegen nur teilweise kohärent ausgeleuchtet, so verringert sich die erreichbare Auflösung. Ein weiterer Vorteil des RM liegt darin, daß deutlich größere Objekte mikroskopiert werden können als dies bei einem Transmissionsmikroskop möglich ist. Bei einem TM wird typischerweise ein Bereich von etwa 10 – 20  $\mu\text{m}$  ausgeleuchtet. Für größere Objekte müssen die Bilder dann nacheinander aufgenommen und an einem Computer zusammengesetzt werden,

## 4 Mikroskopie im EUV-Spektrum



**Abbildung 4.5:** Prinzipskizze der speziellen Abbildungseigenschaften einer Zonenplatte. Andere als die -1. Beugungsordnung werden vom Mittenstop (MS) oder der Ordnung selektierenden Apertur (OSA) ausgeblendet, so daß zur Bildentstehung nur die +1. Beugungsordnung beiträgt.

womit der eigentliche Vorteil, das Objekt als ganzes aufzunehmen, verlorengeht.

### 4.2.1 Abbildung mit einer Zonenplatte

Für Zonenplatten gelten allgemein die gleichen Abbildungsbedingungen wie für dünne Linsen (vgl. Kapitel 2.2.2, S. 13). Der Unterschied zu einer Linse besteht darin, daß Zonenplatten nicht auf dem Prinzip der Brechung, sondern auf dem der Beugung beruhen. Das heißt, das Ergebnis ist stark von der Wellenlänge abhängig. Da es sich bei der Beugung um einen Interferenzeffekt handelt, spielt auch die Phasenbeziehung der Teilstrahlen, die die Optik durchlaufen, eine wesentliche Rolle. In diesem Zusammenhang bilden sich die Beugungsordnungen dort heraus, wo die Bedingungen für konstruktive Interferenz der Teilstrahlen aus den einzelnen Zonen vorliegt. Die Zonen der Zonenplatte sind so angeordnet, daß für die Brennweite in der +1. Beugungsordnung für alle Teilstrahlen die Bedingung  $\Delta s = (n - 1)/2 \cdot \lambda$  gilt, mit  $\Delta s$  als Gangunterschied der Teilstrahlen aus den einzelnen Zonen  $n$  der ZP zum Fokus und  $n \in \mathbb{N}$ . Für die höheren Beugungsordnungen kommt ein weiterer, ganzzahliger Faktor  $m$  hinzu, so daß sich die Gleichung  $r_n^2 = mn\lambda f_m$  ergibt (vgl. Gl. 2.18, S. 14). Das Beugungsmuster ergibt sich aus der Fourieranalyse des rechteckigen Zonenplattenprofils [8]. Die 0. Beugungsordnung steht für das durch die Optik unbeeinflusst hindurchlaufende Licht, während die positiven Beugungsordnung zur optischen Achse und die negativen von der optischen Achse weggebrochen werden, wie in Abbildung 4.5 dargestellt ist. Bei der Abbildung erscheinen die positiven Beugungsordnungen, wie von Brechnungsoptiken gewohnt, um

## 4.2 Durchlicht- und Rastermikroskopie mit EUV-Strahlung aus Laborquellen

---

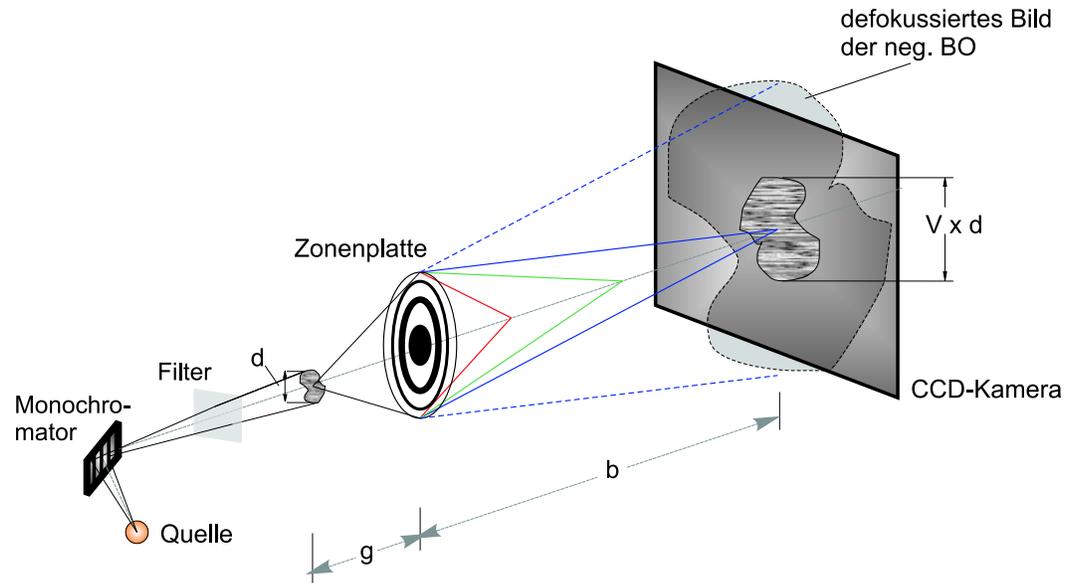
180° um die optische Achse gedreht. Die negativen Beugungsordnung erscheinen hingegen richtig herum (vgl. Abb. 4.8 und 4.9). Da die verschiedenen Beugungsordnungen für eine Abbildung eine unterschiedliche Vergrößerung liefern, muß dafür gesorgt werden, daß nur eine Beugungsordnung an dem Abbildungsprozeß beteiligt ist, damit das Licht aus den anderen Beugungsordnungen nicht den Kontrast der Abbildung reduziert. Zu diesem Zweck werden die anderen Beugungsordnungen mit einem Mittenstop (MS) und einer Ordnung selektierenden Apertur (OSA) ausgeblendet. Bei einem Verzicht auf die OSA wird das Bildfeld, also der Teil mit dem besten Kontrast, auf den Bereich des Schattenwurfes der 0. Beugungsordnung vom Mittenstop begrenzt.

### 4.2.2 Die Ordnung selektierende Apertur

Wird ein Objekt mit einer Zonenplatte abgebildet, so erhält man immer mehrere Bilder. Zum einen ein scharfes Bild mit der gewünschten Beugungsordnung (in der Regel die +1. BO), zum anderen defokussierte Bilder aus anderen Beugungsordnungen und den Schattenwurf aus der 0. BO. Das meiste Licht befindet sich dabei in der 0. BO, gefolgt von der  $\pm 1$ . BO. Die -1. BO erscheint bei Abbildung des Objektes mit der +1. BO dennoch dunkler, da sie defokussiert ist und damit die Intensität auf eine größere Fläche verteilt ist (s. Abb.4.6). Die Intensität der Strahlung in höheren Beugungsordnungen nimmt entsprechend Gleichung (2.26, S.15) ab. Damit nur die gewünschte +1. BO zur Bildentstehung beiträgt und damit der Kontrast verbessert wird, lassen sich die anderen Beugungsordnungen mit einem Mittenstop und einer Ordnung selektierenden Apertur (OSA) ausblenden, wie in Abbildung 4.5 dargestellt.

Im Gegensatz zur klassischen Durchlichtmikroskopie läßt sich bei einem Rastermikroskop die OSA nicht auf Fokusgröße reduzieren, da der Fokus der Strahlung auf der Probe liegt. Das heißt, die OSA muß vor der Probe plaziert werden. Wird die OSA zu weit weg vom Objekt positioniert, so muß ihr Durchmesser vergrößert werden, damit kein Licht der +1. Beugungsordnung abgeschattet wird. Befindet sich die zu dicht an der ZP, so passiert Licht höherer Ordnungen ebenfalls die OSA und führt zu einer Verminderung des Kontrastes (s. Abb. 4.5). Der Schattenwurf des Mittenstops muß für alle Beugungsordnungen, bis auf für die +1. BO, größer sein als der Durchmesser der OSA. In dieser Arbeit wurde eine OSA mit einem Durchmesser von 50  $\mu\text{m}$  verwendet. Für die zwei Zonenplatten KZPS1 und HZP2 (vgl. Tabelle 2.1, S. 17) bedeutet dies bei Verwendung eines Mittenstops mit einem Durchmesser von 100  $\mu\text{m}$ , daß die OSA

## 4 Mikroskopie im EUV-Spektrum



**Abbildung 4.6:** Schema eines Aufbaus für die Durchlichtmikroskopie. Das von der Quelle ausgeleuchtete Objekt wird mit einer ZP auf die CCD-Kamera vergrößert abgebildet.

einen Abstand von mindestens

$$A_{min} = f_m(1 + D_{OSA}/D_{MS}) = 1,5 \cdot f_m \quad (4.7)$$

von der ZP haben muß. Für 13 nm Wellenlänge entspricht dies einem Abstand von 9,047 mm (KZPS1) und 9,000 mm (HZP2) und für 17 nm 6,918 mm (KZP1) und 6,882 mm (HZP2). Dabei wird von einer potentiell möglichen 2. Beugungsordnung der ZP ausgegangen. Soll das gesamte Licht der ersten BO genutzt werden, so muß gelten:

$$A_{max} = f_m(1 - D_{OSA}/(2r_n)) = 0,97 \cdot f_m. \quad (4.8)$$

Für die KZPS1 ergibt sich hieraus bei 13 nm 11,685 mm und bei 17 nm 8,936 mm. Entsprechend gilt für die HZP2  $0,95 \cdot f_m$ , also 11,400 mm bei 13 nm und 8,717 mm bei 17 nm Wellenlänge.

### 4.2.3 Durchlichtmikroskopie mit EUV-Strahlung an Laborquellen

Die einfachste Form der Abbildung stellt die Durchlichtmikroskopie dar. Dabei wird ein Objekt mit einer Lichtquelle vollständig ausgeleuchtet und mit einer Optik auf einen ortsauflösenden Detektor abgebildet. Für den sichtbaren Spektralbereich wurden bis heute deutlich komplexere Systeme entwickelt, bei denen eine Vielzahl verschiedener

## 4.2 Durchlicht- und Rastermikroskopie mit EUV-Strahlung aus Laborquellen

---

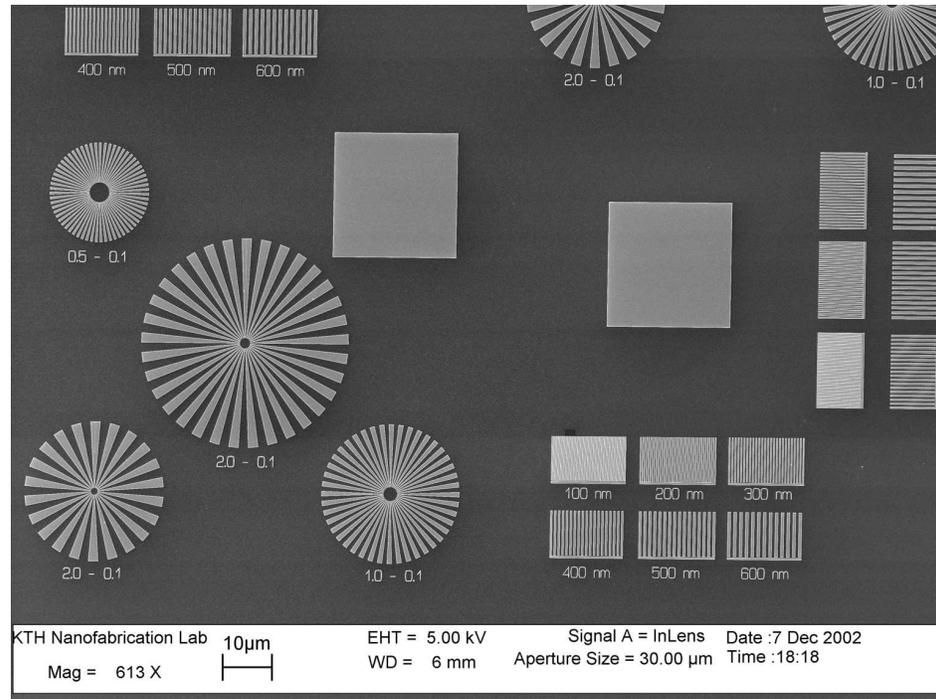
Optiken zum Einsatz kommen und z.B. das Objekt vollständig und gleichmäßig ausgeleuchtet wird (*köhlersche Beleuchtung*). Für den Bereich der EUV- und weichen Röntgenstrahlung hingegen sind die Lichtverluste an einer Optik sehr groß. Nur etwa 10% der von einer Zonenplatte aufgefangenen Lichtmenge wird in die +1. Beugungsordnung gebeugt. Aus diesem Grund versucht man mit möglichst wenigen optischen Elementen auszukommen, so daß zur Ausleuchtung des Objektes die Quelle mit einer Zonenplatte in die Objektebene abgebildet wird, was einer *kritischen Beleuchtung* entspricht. Diese sogenannten Kondensorzonenplatten (KZP) haben einen großen Durchmesser, damit sie möglichst viel Licht auffangen und eine lange Brennweite. Für die Abbildung wird eine weitere Zonenplatte mit kurzer Brennweite und kleinem Durchmesser verwendet, die auch als Mikrozonplatte (MZP) bezeichnet wird. Ist das Strahlprofil homogen und spektral schmalbandig, kann auch auf die KZP verzichtet werden.

### Mikroskopie an der LIP-Quelle

In einem ersten Schritt zum Aufbau des Rastermikroskopes wurde ein einfacher Aufbau zur vergrößerten Abbildung eines Testobjektes mit einer Zonenplatte gewählt, wie es in Abbildung 4.6 schematisch dargestellt ist. Dabei wurde auf die OSA, den Mittenstop und eine Kondensoroptik verzichtet. Die Kombination aus Zirkonium-Filter und Multilagenspiegel sorgt für eine ausreichend monochromatische Beleuchtung, so daß ansonsten nur Licht aus höheren Beugungsordnungen zu erwarten ist. Mit einem Elektronenmikroskop aufgenommene Bilder des Testobjektes sind in Abbildung 4.7 dargestellt. Bei dem Testobjekt handelt es sich um Nickelstrukturen mit einer Höhe von 100-125 nm, die sich auf 5 nm Chrom und 10 nm Germanium befinden. Als Trägersubstrat dient eine auf 50 nm gedünnte  $\text{Si}_3\text{N}_4$ -Folie. Die Kantenlänge des gedünnten Bereiches beträgt 500  $\mu\text{m}$  und die äußere Kantenlänge des Substrats liegt bei 5 mm. Die Strukturen bestehen aus verschiedenen Gittern und Siemenssternen. Zusätzlich sind noch einzelne homogen freigeätzte Rechtecke vorhanden. Bei den Siemenssternen gibt es drei unterschiedliche Sterne, die alle als kleinste Struktur 100 nm, als größte 2, 1 und 0,5  $\mu\text{m}$  aufweisen. Die Gitterstrukturen sind in Sechsergruppen angeordnet mit Stegbreiten von 100, 200, 300, 400, 500 und 600 nm. Die Kantenlänge eines Rechteckes beträgt 25  $\mu\text{m}$ . Das Testobjekt wurde von S. Rehbein an der KTH in Stockholm im Elektronenlithographieverfahren hergestellt [120].

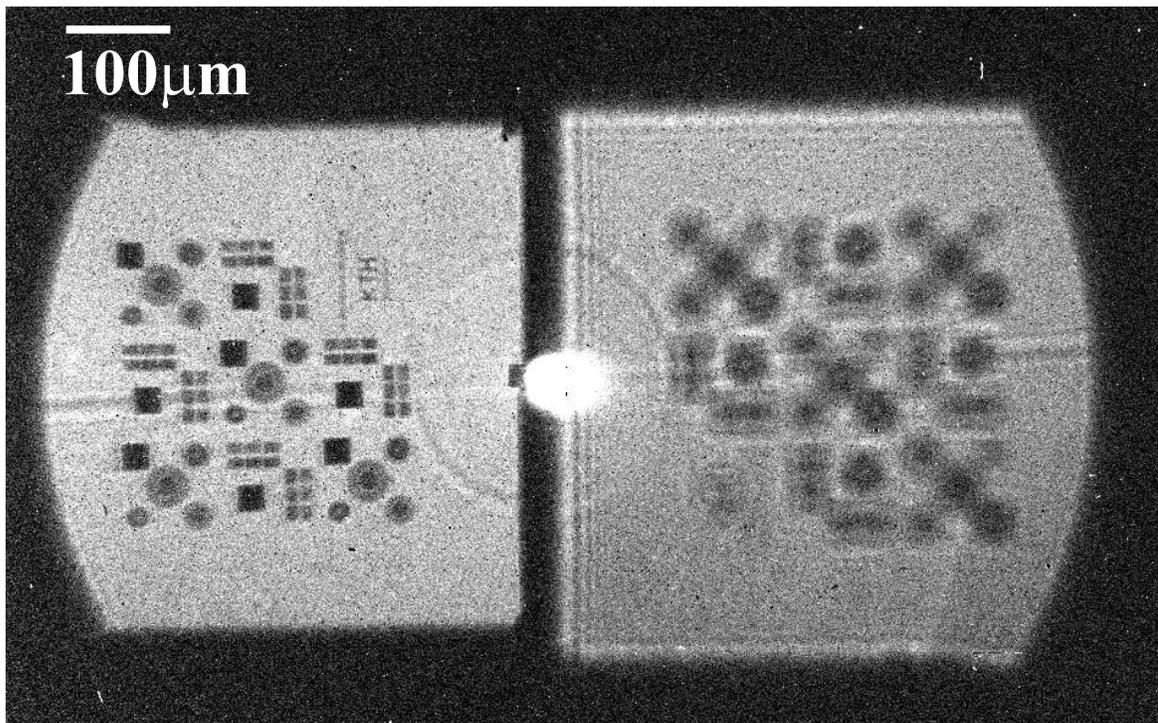
Das Ergebnis der vergrößerten röntgenmikroskopischen Abbildung ist in Bild 4.8 zu sehen. Der helle Bereich in der Bildmitte stammt von Licht der 0. Beugungsordnung, das im Normalfall mit einem Mittenstop ausgeblendet wird. Die Mitte der Zonenplatte

## 4 Mikroskopie im EUV-Spektrum



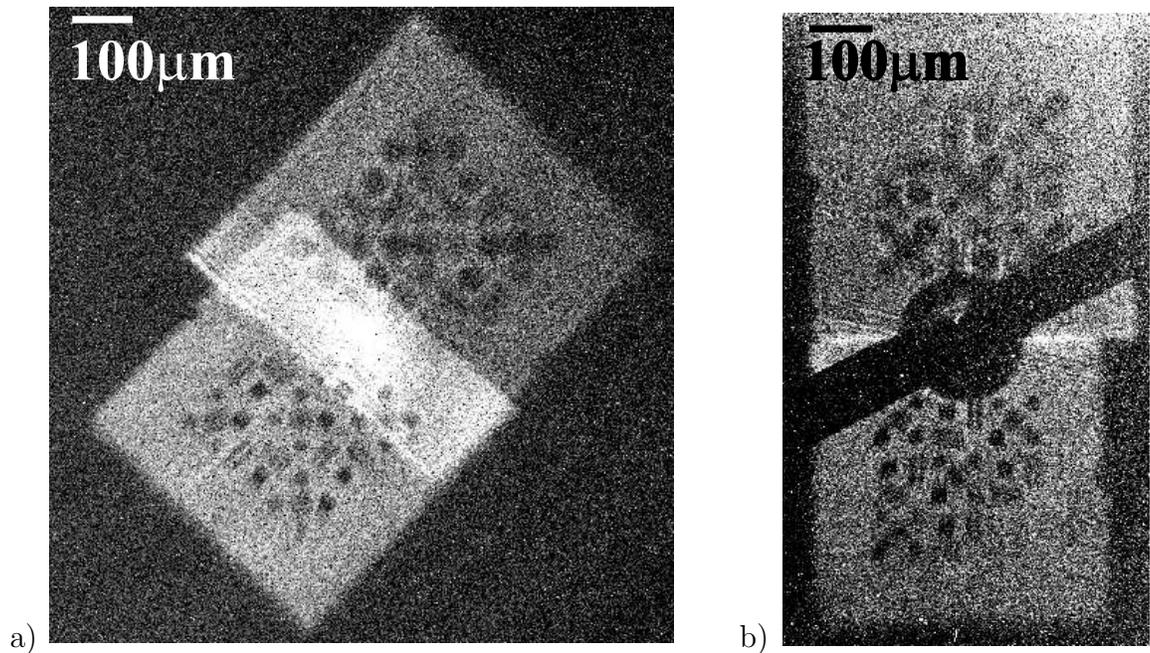
**Abbildung 4.7:** Vergrößerte Abbildungen des Testobjektes erstellt mit einem Elektronenmikroskop. Die Strukturen bestehen aus verschiedenen Siemenssternen und Gittern mit Liniendichten von 100, 200, 300, 400, 500 und 600 L/mm. Zusätzlich sind noch einzelne homogen freigeätzte Rechtecke vorhanden [120].

wurde für die Aufnahme etwas versetzt zur optischen Achse positioniert, so daß die beiden Beugungsordnungen nebeneinander abgebildet wurden. Die Abbildung zeigt auf der linken Seite das Bild des Testobjektes in der +1. BO und auf der rechten Seite das defokussierte Bild der -1. BO. Zur Abbildung wurde ein Zonenplatte vom Typ HZP2 (vgl. 2.1, S. 17) mit einem  $dr_n$  von 156 nm verwendet, womit nach Gleichung (2.23) eine Auflösung von etwa 200 nm möglich ist. Die Auflösung ist bei einer 21-fachen Vergrößerung und einer Pixelgröße der CCD-Kamera von 24 µm geometrisch auf 1,1 µm begrenzt, was in etwa auch erreicht wurde. Aus der gezeigten Abbildung erkennt man, daß die größten Probleme durch die -1. und 0. Beugungsordnung entstehen. In höhere Beugungsordnungen ist im Vergleich kaum noch Licht enthalten.



**Abbildung 4.8:** ZP-Abbildung des Testobjektes am LIP mit der HZP2. Die Belichtungszeit betrug 15 Min bei einem 1x1 binning des CCD-Chips und 200 mJ Pulsenergie bei einer Frequenz von 100 Hz. Die Vergrößerung beträgt  $V = 21$ . In der Darstellung ist links das vergrößerte Bild der +1. BO und rechts das defokussierte Bild der -1. BO zu erkennen. Da die ZP für die Aufnahme leicht von der optischen Achse gefahren wurde, liegen die beiden Beugungsordnungen nebeneinander.

## 4 Mikroskopie im EUV-Spektrum

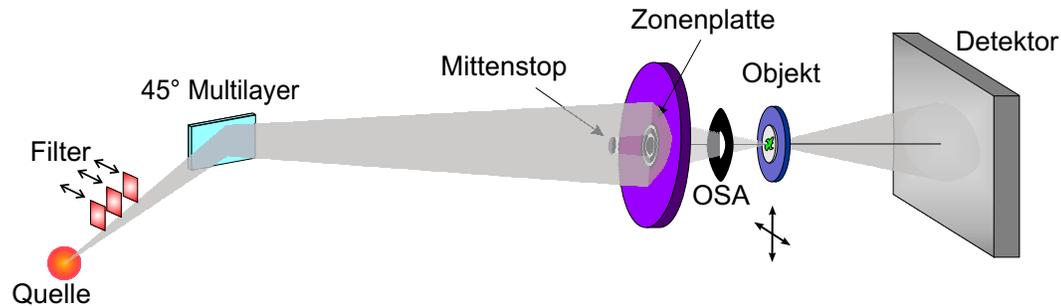


**Abbildung 4.9:** ZP-Abbildung der Teststruktur mit HH-Strahlung. Die Belichtungszeit betrug bei a) 10 Min, bei einem 1x1 Binning des CCD-Chips, einem Gasdruck von 360 mbar und einer Laserpulsenergie von 680  $\mu\text{J}$ . Für die Abbildung wurde die HZP2 verwendet. Bei b) lag die Belichtungszeit bei 15 Min bei einem 2x2 Binning, 300 mbar, 640  $\mu\text{J}$ . Als Optik wurde die KZPS1 eingesetzt. Die Vergrößerung liegt für beide Bilder bei  $V = 21$ . Für die Aufnahme im rechten Bild wurde ein Draht als Mittenstop zum Blocken der 0. BO eingefügt. In beiden Abbildungen ist jeweils die +1. und die defokussierte -1. BO zu sehen. Auch hier wurden die ZP für die Aufnahme etwas von der optischen Achse gefahren, um die beiden Beugungsordnungen voneinander zu trennen.

### Mikroskopie an der Quelle für HH-Strahlung

Auch an der Quelle für Hohe-Harmonische Strahlung wurde zunächst der schon an der LIP-Quelle realisierte Aufbau zur Durchlichtmikroskopie aufgebaut, um die grundsätzliche Eignung dieser Quelle für mikroskopische Anwendungen zu beurteilen. Weiter dienten diese Experimente dazu, die einzelnen Komponenten zu erproben und auf ihre Eignung für den Einsatz im Rastermikroskop zu testen. Als Objekt wurde ebenfalls das Testobjekt mit den Siemenssternen und Gitterstrukturen verwendet. Für die Experimente wurden zwei verschiedene Zonenplatten als abbildende Optik eingesetzt. Das in Abbildung 4.9 links dargestellte Bild wurde mit der ZP vom Typ HZP2 und das rechte Bild mit der ZP vom Typ KZPS1 durchgeführt (vgl. 2.1, S. 17), wobei in diesem Aufbau ein Mittenstop zum Blocken der 0. Beugungsordnung eingefügt wurde. Deutlich zu erkennen ist, daß das rechte Bild lichtschwächer und die Auflösung nied-

### 4.3 Das Labor-Rastermikroskop für EUV- und weicher Röntgenstrahlung



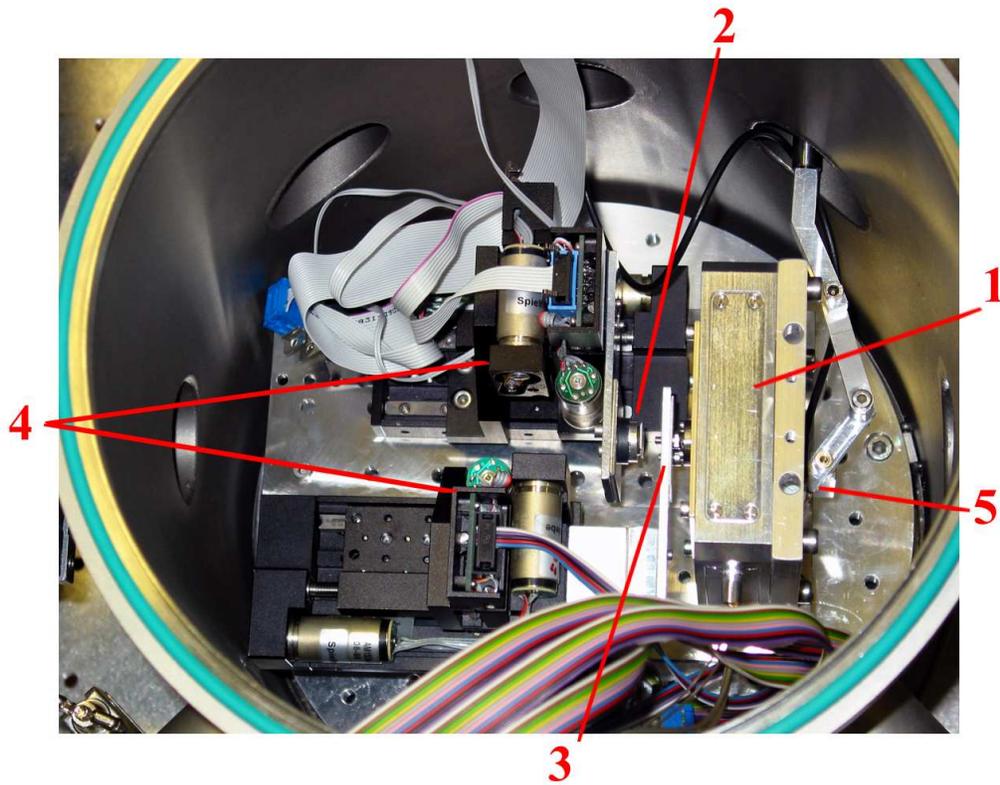
**Abbildung 4.10:** Skizze des Aufbaus für das Labor-Rastermikroskop

riger ist. Die geringere Auflösung ist eine Folge des eingestellten 2x2 Binning bei der Aufnahme des Bildes. Daß die Abbildung mit der KZPS1 trotz ihrer deutlich größeren Apertur dennoch lichtschwächer ist, liegt an dem Trägersubstrat der ZP. Dieses besteht aus Siliziumnitrit und nicht nur aus Silizium.  $\text{Si}_3\text{N}_4$  weist bei 13 nm Wellenlänge eine Transmission von etwas mehr als 40% auf, während bei Si mit einer Transmission von 80% gerechnet werden kann.

Die Differenzen in der Abbildung bei Verwendung der beiden verschiedenen Zonenplatten zeigen deutlich, wie empfindlich Anwendungen an heutigen Quellen für HH-Strahlung sind. Geringe Veränderungen im experimentellen Aufbau können zum Scheitern führen. Neben den Rahmenbedingungen, die durch den Aufbau bestimmt sind, spielt auch die Stabilität der Quelle selbst eine große Rolle. Der Aufbau sollte komplett schwingungsisoliert auf einer zusammenhängenden optischen Tisch aufgebaut sein, um Störungen durch Vibrationen von Pumpen oder ähnlichem zu verhindern. Eine Klimatisierung des Labors sorgt für eine stabile Strahlage des Lasers.

### 4.3 Das Labor-Rastermikroskop für EUV- und weicher Röntgenstrahlung

Im Vergleich zur Durchlichtmikroskopie stellt die Rastermikroskopie weniger hohe Ansprüche an den optischen Aufbau. Es kann sogar auf eine Kondensoroptik verzichtet werden. Vielmehr ist die Qualität der Bilder durch die Quelle an sich, die Rastereinheit und den Detektor, geprägt. Ein typischer Aufbau für ein Rastermikroskop ist in Abbildung 4.10 dargestellt. Das aus einer Quelle emittierte Licht fällt zunächst auf ein Filtersystem, in dem Streulicht und das Laserlicht unterdrückt wird. Anschließend folgt ein 45° Multilagenspiegel als Monochromator. Vor oder hinter der Zonenplatte



**Abbildung 4.11:** Aufbau des Rastermikroskops. Die ZP (2) und OSA (3) befinden sich auf motorisierten xyz-Verschiebetischen ((4), MT60 und MT55, MICOS). Das Objekt ist auf der piezogetriebenen Rastereinheit (1) befestigt und von hinten kann über einen Schwenkarm eine Photodiode (5) in den Strahlengang geschwenkt werden.

wird ein Mittenstop zum Ausblenden des inneren Bereiches der 0. Beugungsordnung platziert. Zum Schutz der Optik ist es besser, wenn der MS vor die ZP gesetzt wird. An dem hier vorgestellten Rastermikroskop befindet sich der MS aus experimentell bedingten Gründen hinter der ZP und ist mit dem Halter verklebt. Beide Komponenten sind an eine motorisierte xyz-Verschiebeeinheit (MT55 und MT60, MICOS) montiert (vgl. Abb. 4.11). Die Strahlung wird nun von der Zonenplatte bei kohärenter Ausleuchtung beugungsbegrenzt auf das Objekt fokussiert. Dabei werden von einer Ordnung selektierenden Apertur andere als die +1. Beugungsordnung blockiert. Die OSA befindet sich auf der gleichen xyz-Verschiebeeinheit wie die ZP. Bei den Motoren handelt es sich um Zweiphasen Schrittmotoren (Faulhaber). Der Verfahrweg in xy-Richtung beträgt 5 mm mit einer Auflösung von  $0,137 \mu\text{m}$  pro Schritt. In z-Richtung stehen 40 mm als Verfahrweg zur Verfügung bei einer Auflösung von  $0,549 \mu\text{m}$  je Schritt. Das Objekt befindet sich auf einer piezogetriebenen Rastereinheit (P-733.2CL, Physik Instrumente). Die durch das Objekt transmittierte Strahlung wird von einem Detektor aufgefangen

und das Signal wird dann, z.B. von einem Computer, eingelesen und verarbeitet.

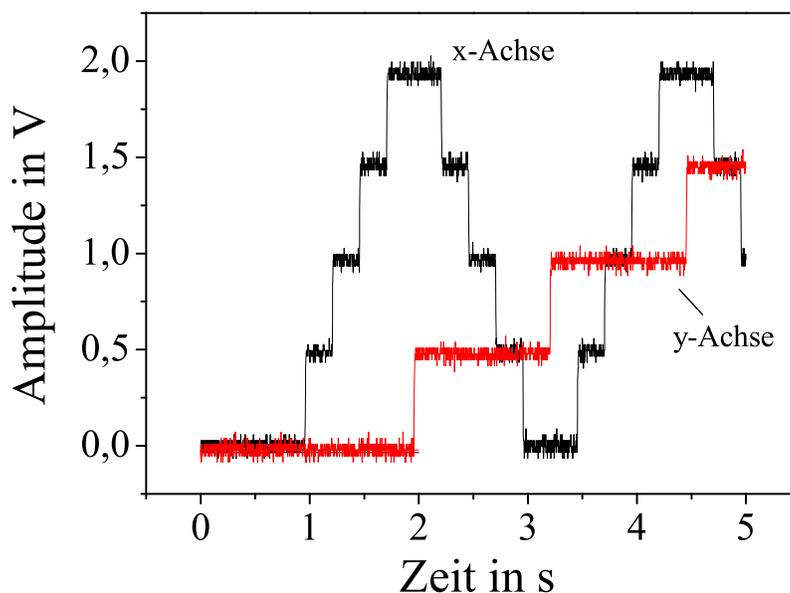
### **4.3.1 Die Rastereinheit des Mikroskopes**

Ein wesentliches Element des Rastermikroskopes stellt die Rastereinheit dar. Sie ist dafür verantwortlich, daß die Probe definiert lateral durch den Strahlfokus der genutzten Wellenlänge geführt wird und somit auch für die erreichbare räumliche Auflösung. Die Positionierung der Rastereinheit muß mit dem Auslesen des Detektorsignals synchronisiert verlaufen, das heißt, eine genaue Zuordnung der Position der Rastereinheit zum Zeitpunkt des jeweiligen Detektorsignals muß sichergestellt sein, um am Ende der Datenerfassung das Bild richtig darzustellen.

#### **Anforderung und Eigenschaften**

Die Auflösung des Rastermikroskopes wird von der Lichtquelle bzw. der Geometrie des Aufbaus sowie der eingesetzten Optik als auch von der Rastereinheit selbst bestimmt. Die Auflösung ist so definiert, daß zwei Punkte auf einer Abbildung voneinander unterschieden werden müssen. Dafür müssen mindestens drei Punkte existieren, so daß zwei Punkte durch einen dritten zwischen ihnen liegenden Punkt getrennt werden können. Für die Rastereinheit bedeutet dies, daß die Schrittweite mindestens ein Drittel der Auflösung betragen muß. Verwendet man die KZPS1 mit einer Auflösung von etwa 130 nm, dann sollte die Rastereinheit, um die maximal mögliche Auflösung zu erreichen, mit einer Schrittweite von 40 nm je Bildpunkt angesteuert werden.

Für die Ansteuerung der Rastereinheit muß zunächst die Form des Signalverlaufes bestimmt werden, mit der die Rastereinheit bewegt werden soll. Die Bewegung setzt sich dabei aus einer schnellen Bewegung, z.B. in x-Richtung für die Zeilen, und einer langsamen Bewegung senkrecht dazu, z.B. in y-Richtung für die Spalten, zusammen. Soll die schnelle Bewegung stets am Anfang beginnen, so gleicht der Signalverlauf einer Sägezahnkurve. Bewegt sich die Rastereinheit hingegen hin und zurück, so handelt es sich um eine Dreieckskurve. Der Vorteil der Dreieckskurve liegt darin, daß nicht nach jeder Zeile ein Sprung zum Anfang durchgeführt werden muß, der Zeit in Anspruch nimmt. Bei der Datenerfassung muß allerdings darauf geachtet werden, daß jede zweite Zeile umgedreht werden muß. Für besonders schnelle Rastervorgänge kann anstelle der Dreieckskurve auch eine Sinuskurve verwendet werden. Dies ist meistens bei Laserrastermikroskopen der Fall. Da im EUV- und weichen Röntgenspektralbereich an



**Abbildung 4.12:** Der Graph zeigt den Signalverlauf der Rastereinheit von der x- und y-Achse. Für die x-Achse wird eine Treppenfunktion verwendet, die im Signalverlauf einer Dreieckskurve gleicht. Für die y-Achse reicht eine einfach steigende Treppenfunktion. Als Rasterweite wurden  $20\ \mu\text{m}$  angegeben, was einer Amplitude von etwa  $2,0\ \text{V}$  entspricht, die in fünf Schritten abgefahren werden sollen. Die aktuelle Position wird als erster Bildpunkt genommen.

Laborquellen heutzutage nicht so viel Licht zur Verfügung steht und damit die Rastervorgänge vergleichsweise langsam sind, wird für das in dieser Arbeit besprochene Mikroskop eine Dreieckskurve verwendet (vgl. Abb. 4.12). Damit entfällt eine bei Verwendung einer Sinuskurve notwendige Gewichtung der einzelnen Meßdaten, abhängig von der Position der Rastereinheit im Verlauf des Kurvensignals. Denn in den Maxima des Signals verweilt die Rastereinheit deutlich länger als in den Wendepunkten.

Für das Kurvensignal gibt es wiederum zwei Möglichkeiten. Entweder verwendet man ein kontinuierliches Signal oder eins, bei dem die Positionen einzeln für eine bestimmte Zeit angefahren werden. Hier ist es das kontinuierliche Signal, das für den schnelleren Rastervorgang eingesetzt wird. Das Signal wird dabei ebenfalls kontinuierlich erfaßt und am Ende diskretisiert. Die Rastereinheit, die im Rahmen dieser Arbeit aufgebaut wurde, wird nicht kontinuierlich gefahren, da wegen der geringen Photonenraten die Belichtungszeiten eher lang sind und damit eine genauere Positionierung erfolgen kann. Das endgültige Rastersignal, wie es für diese Arbeit verwendet wird,

### 4.3 Das Labor-Rastermikroskop für EUV- und weicher Röntgenstrahlung

---

setzt sich damit aus der Überlagerung der Dreieckskurve mit einer Treppenfunktion zusammen.

Für die Auflösung ist nun nicht nur wichtig, wie klein ein Schritt gewählt werden kann, sondern auch, wie gut eine Position gehalten bzw. angesteuert werden kann, und ob sich eine bestimmte Position auch reproduzierbar anfahren läßt.

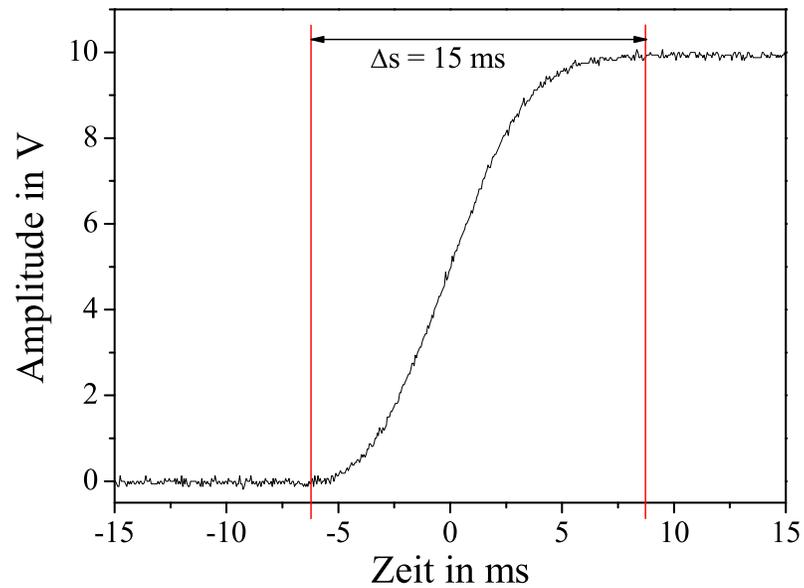
Für diese Arbeit wurde eine Rastereinheit P-733.2CL mit einem Piezo Nanopositioniersystem P-733.2UD der Firma Physik Instrumente GmbH eingesetzt. Mit ihr wird das Objekt relativ zum Strahlfokus lateral positioniert. Auf diese Weise ist es möglich, das Objekt über einen Bereich von  $100 \times 100 \mu\text{m}^2$  mit einer Frequenz von maximal 300 Hz abzurastern.

Die Rastereinheit wird über das modulare Piezo Controllersystem E-501.00 und das LVPZT Verstärkermodul E-503.00 angesteuert und im unregulierten (open loop) oder im geregelten Modus (closed loop) betrieben. Der unregulierte Modus bietet laut Hersteller eine Auflösung von  $< 0,5 \text{ nm}$ , hat aber den Nachteil, daß der Verfahrensweg nicht linear verläuft. Außerdem gibt es eine Wechselwirkung zwischen den beiden Achsen, die als *cross talk* bezeichnet wird. Das heißt, daß die Auslenkung einer Achse die Position der zweiten Achse beeinflußt. Im geregelten Modus hingegen liegt die Auflösung laut Hersteller bei  $< 1 \text{ nm}$ . In diesem Modus läßt sich jede Achse unabhängig von der anderen linear verstellen. Dies wird über ein Rückkopplungssignal erreicht, das in der Rastereinheit angebrachte kapazitive Sensoren liefern. Dieses Signal wird von dem Zweikanal Sensor/Servo-Controllermodul E-509.C2A ausgewertet und jede Achsenposition wird somit kontinuierlich nachgeregelt. Die Eingangsspannung zum Auslenken der Achsen liegt zwischen 0 V und 10 V.

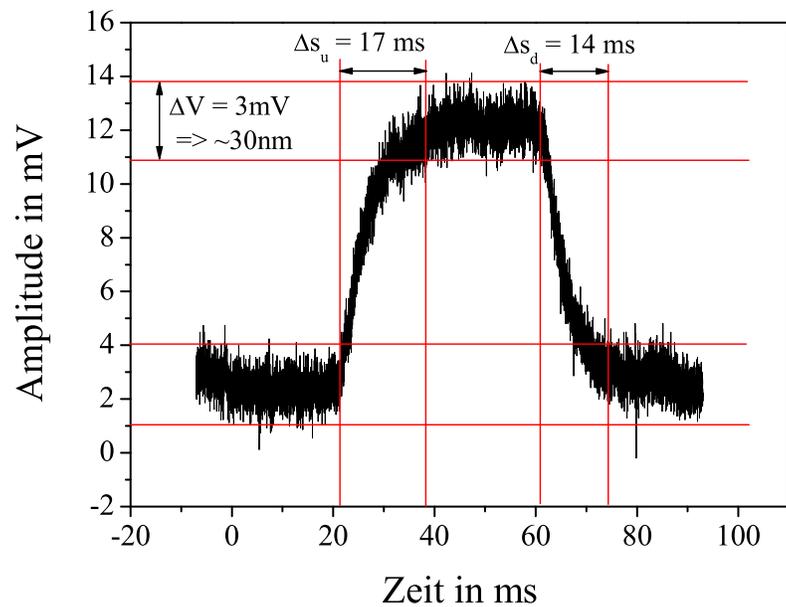
Steuern läßt sich die Rastereinheit zusätzlich über das Computer Interface und Anzeigemodul E-516, ebenfalls von der Firma Physik Instrumente GmbH. Die mitgelieferten DLL, COM und LabView Treiber ermöglichen eine Programmierung der Bediensoftware in C++ oder LabView. Der Anschluß an einen Computer erfolgt über eine RS232 oder IEEE 488 Schnittstelle. Zusätzlich verfügt das Computermodul E-516 über eine digitale Schnittstelle, über die z.B. Triggersignale ein- und ausgelesen werden können. Die Programmierung der Bediensoftware für diese Arbeit erfolgte mit LabView (7.0) der Firma National Instruments. Das Programm wurde kombiniert mit der Signalerfassung für den Detektor.

Für eine Auflösung von  $\delta$  muß die Rasterweite eines Schrittes kleiner sein als  $\delta/3$ . Das heißt, im geregelten Modus ist mit der Rastereinheit nach Herstellerangaben

## 4 Mikroskopie im EUV-Spektrum



a)



b)

**Abbildung 4.13:** Positioniergenauigkeit und -geschwindigkeit der Rastereinheit. Dargestellt ist jeweils ein Sprung einer Achse der Rastereinheit in a) von 0 auf 100  $\mu\text{m}$  und in b) von 0 auf 100 nm. Es wurde die Zeit gemessen, die benötigt wird bis die Einheit stabil an eine Position angelangt ist und wie genau die Einheit auf dieser Position verbleibt.

### 4.3 Das Labor-Rastermikroskop für EUV- und weicher Röntgenstrahlung

---

eine mechanische Auflösung von 3 nm möglich, womit die Einheit eine deutlich bessere Auflösung aufweist, als physikalisch mit einer Wellenlänge von 13 nm möglich ist. Um die Zeit, die die Rastereinheit benötigt, um einen neuen Punkt zu erreichen, und die zeitliche Stabilität, mit der diese Position gehalten werden kann, zu messen, wurde die Rastereinheit über das integrierte Monitorsystem getestet. Das Monitorsystem besteht aus kapazitiven Wegaufnehmern, die auch zum Regeln der Rastereinheit verwendet werden. Das Ergebnis ist in Abbildung 4.13 dargestellt. Die Einheit benötigt demnach unabhängig von der Positionsweite und Richtung etwa 17 ms, bis sie die vorgegebene Position erreicht hat. Auf dieser Position verbleibt die Einheit mit einem Schwingen um die Sollposition von etwa  $\pm 15$  nm. Die Abweichung von den Herstellerangaben kann durch Vibrationen im Labor wie z.B. Pumpen verursacht sein. Da die Auflösung aber immer noch unterhalb der mit den Optiken physikalisch möglichen liegt, ist das Ergebnis ausreichend und kein limitierender Faktor.

#### 4.3.2 Die Datenerfassung am Rastermikroskop

Die Technik für CCD-Kameras ist heute sehr ausgereift und durch die Verbreitung über digitale Fotoapparate sehr anwenderfreundlich gestaltet. Zum Auslesen der Kameradaten gibt es preiswerte, einfach zu bedienende Standardsoftware, mit der die Bilder ausgelesen und bearbeitet werden können. Für die Bilderfassung und Bearbeitung in rasternden Systemen dagegen gibt es noch kein standardisiertes Verfahren. Die Daten müssen vom Detektor in einen Computer eingelesen und dort mit einem geeigneten Programm aufbereitet werden.

Zur Erfassung des Photodiodensignales wird eine I/O-Karte (NI PCI-6221M, National Instruments) verwendet. Mit der Karte lassen sich sowohl digitale als auch analoge Signale mit einer Abtastrate von 250 Datenpunkten pro Sekunde erfassen. Soll mehr als ein Kanal eingelesen werden, so werden die einzelnen Kanäle im Multiplexingverfahren abgetastet. Verwendet man hinter der Photodiode einen Verstärker, dann wird das Stromsignal in der Regel in ein Spannungssignal umgewandelt. Die Erfassungskarte hat eine Auflösung von 16 Bit, bei einer maximalen Eingangsspannung von  $\pm 10$  V. Die erreichbare Auflösung liegt somit bei

$$\delta_{\text{IO}} = 10 \text{ V} \cdot 2^{-16} \hat{=} 0,15 \text{ mV}. \quad (4.9)$$

Zum Aufbereiten und Speichern der Signale wird ein mit LabView geschriebenes Programm verwendet.

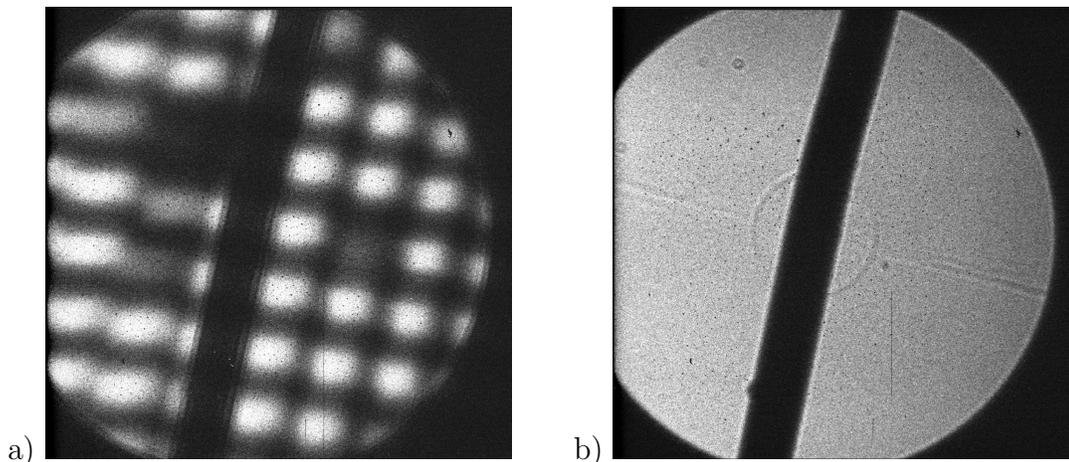
### 4.3.3 Ergebnisse an den unterschiedlichen Strahlungsquellen

An allen drei Quellen, Synchrotron, LIP und HH-Quelle konnten mit dem Rastermikroskop erfolgreich Bilder aufgenommen werden. Für die Aufnahmen an der Synchrotronstrahlungsquelle wurde eine Photodiode (AXUV 100, IRD) in Verbindung mit dem Femto-Verstärker eingesetzt, genauso, wie an der LIP und HH-Quelle. Da an den Laborquellen mit diesem System keine Ergebnisse erzielt werden konnten, wurde als Detektor ein MCP und zur Rauschunterdrückung und Signalverstärkung ein Boxcar Integrator verwendet.

Für die Aufnahmen konnten zwei verschiedenen Objekte erfolgreich abgebildet werden. Das erste Objekt besteht aus einem freitragenden Nickelnetz (Ni-2000mesh, Plano GmbH), auf das Diatomeen (kleine Kieselalgen) aufgebracht sind. Die Gitterkonstante beträgt  $12,6\ \mu\text{m}$ , wobei die Stegbreite mit  $5\ \mu\text{m}$  etwas kleiner ist als der Zwischenraum. Das Netz hat eine Dicke von  $4\ \mu\text{m}$  und wird als Vergrößerungsstandard für Licht- und Rasterelektronenmikroskope angeboten. Als zweites Objekt wurde dieselbe Siliziumnitridfolie mit den Siemensstern- und Gitterstrukturen abgebildet, die auch für die Durchlichtexperimente verwendet wurde. Mit Hilfe dieser Strukturen kann die Auflösung des Rastersystems gut bestimmt werden.

Für die Justagearbeiten kann zunächst ein ortsauflösender Detektor wie die CCD-Kamera eingesetzt werden. Über den Schattenwurf des Objektes läßt sich der Bereich, der später gerastert werden soll, auswählen und die Zonenplatte relativ zur Ordnung selektierenden Apertur und Objekt positionieren. Abbildung 4.14 a) zeigt einen Schattenwurf des Nickelnetzes bei  $13\ \text{nm}$  Wellenlänge in der  $+1$ . Beugungsordnung. Ein Draht, der als Mittenstop vor die ZP montiert wurde, ist als dunkler Balken zu erkennen. Wird die ZP mit der OSA in Richtung des Objektes gefahren, so daß der Fokus in der Objektebene liegt, wird nur ein Bereich der Größe des Fokus ausgeleuchtet und dementsprechend sieht man den Schnitt durch den Lichtkegel, den die ZP erzeugt. Dies ist in Abbildung 4.14 b) dargestellt. Anschließend an diese Vorjustage kann die Photodiode über einen Schwenkarm in den Strahlengang geklappt werden. Abbildung 4.15 zeigt zwei gerasterte Bilder des Nickelnetzes in verschiedenen Vergrößerungen. Die Bilder wurden bei ELSA aufgenommen und haben eine Auflösung von  $100 \times 100$  Bildpunkten, wobei jeder Punkt  $50\ \text{ms}$  belichtet ist. Die Schrittweite der Rastereinheit liegt in Bild a) bei  $500\ \text{nm}$  und in Bild b) bei  $300\ \text{nm}$ . Die Netzstruktur ist auf den Abbildungen deutlich zu erkennen. In der rechten oberen Ecke der Abbildung a) ist schwach eine Unregelmäßigkeit in der Netzstruktur zu erkennen. Dabei handelt es sich wahrscheinlich um eine auf das Netz aufgebrachte Diatomee. Der Kontrast der Aufnahme ist relativ

### 4.3 Das Labor-Rastermikroskop für EUV- und weicher Röntgenstrahlung



**Abbildung 4.14:** Bilder vom Schattenwurf eines Nickelnetzes und des auf die Objektebene fokussierten Lichtkegels der ZP. Die Gitterkonstante beträgt  $12,6 \mu\text{m}$ . Die Aufnahmen wurde bei ELSA durchgeführt. Die Belichtungszeit betrug jeweils 60 s.

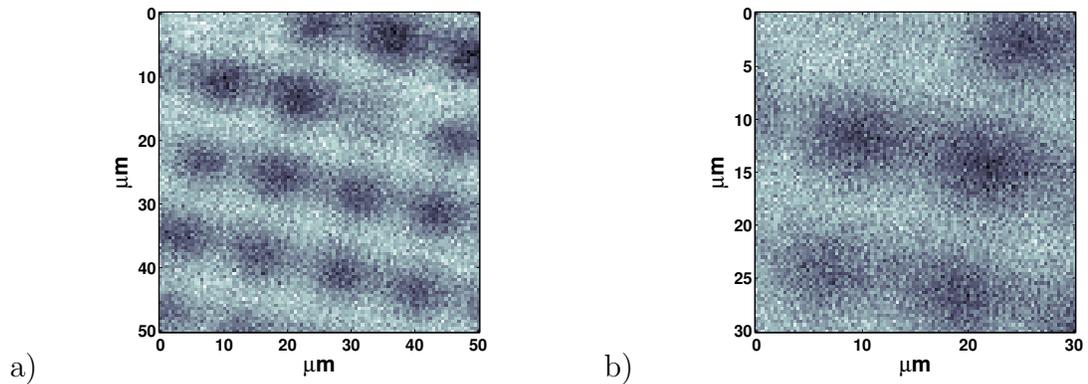
gering. Dies liegt zum einen am Dunkelrauschen des Detektors. Zum anderen liegt es an der Lichtquelle. Wenn die Elektronenbahn im Synchrotron, die auch als Orbit bezeichnet wird, nicht gut eingestellt ist, emittieren die Elektronen im Ablenkmagneten nicht das gesamte elektromagnetische Spektrum in Richtung des Strahlrohres. Für die Zeit der bei ELSA durchgeführten Experimente war dies der Fall, so daß der Kontrast in den Aufnahmen bei nur 0,37 liegt.

Das gleiche Objekt wurde anschließend an der Quelle für Hohe-Harmonische Strahlung in Münster untersucht. Die Bilder sind in Abbildung 4.16 gezeigt. Als Optik wurde die HZP2 verwendet (vgl. Tabelle 2.1, S. 17). Zur Signalerfassung wurde das MCP in Kombination mit dem Boxcar Integrator verwendet, da mit der ungekühlten Photodiode keine Photonen nachgewiesen werden konnten. Das MCP wurde mit einer Hochspannung von 2,3 kV versorgt. Mit dem Boxcar Integrator wurde über ein Zeitfenster von 5 ns über 100 Pulse integriert. Bei einer Repetitionsrate von 1 kHz wurde also über 0,1 s das Signal akkumuliert. Die Belichtungszeit pro Pixel betrug 500 ms. In den Aufnahmen des Nickelnetzes liegt der Kontrast bei 0,77. In den Bildern sind in eine Richtung deutlich Streifen zu erkennen. Diese Bildfehler zeugen von einer zeitlich instabilen Quelle, was in der größten Vergrößerung (c) deutlich zu sehen ist. Fehler durch den Detektor, hervorgerufen z.B. durch eine zu langsame Abklingzeit, würden sich durch ein Ausschmieren der Kanten in die jeweilige Rasterrichtung bemerkbar machen.

Durch Integration entlang einer Kante wurde die Auflösung des Systems nach dem Kriterium eines Intensitätsanstieges von 10% auf 90% mit  $<3 \mu\text{m}$  bestimmt. Die Auf-

## 4 Mikroskopie im EUV-Spektrum

---

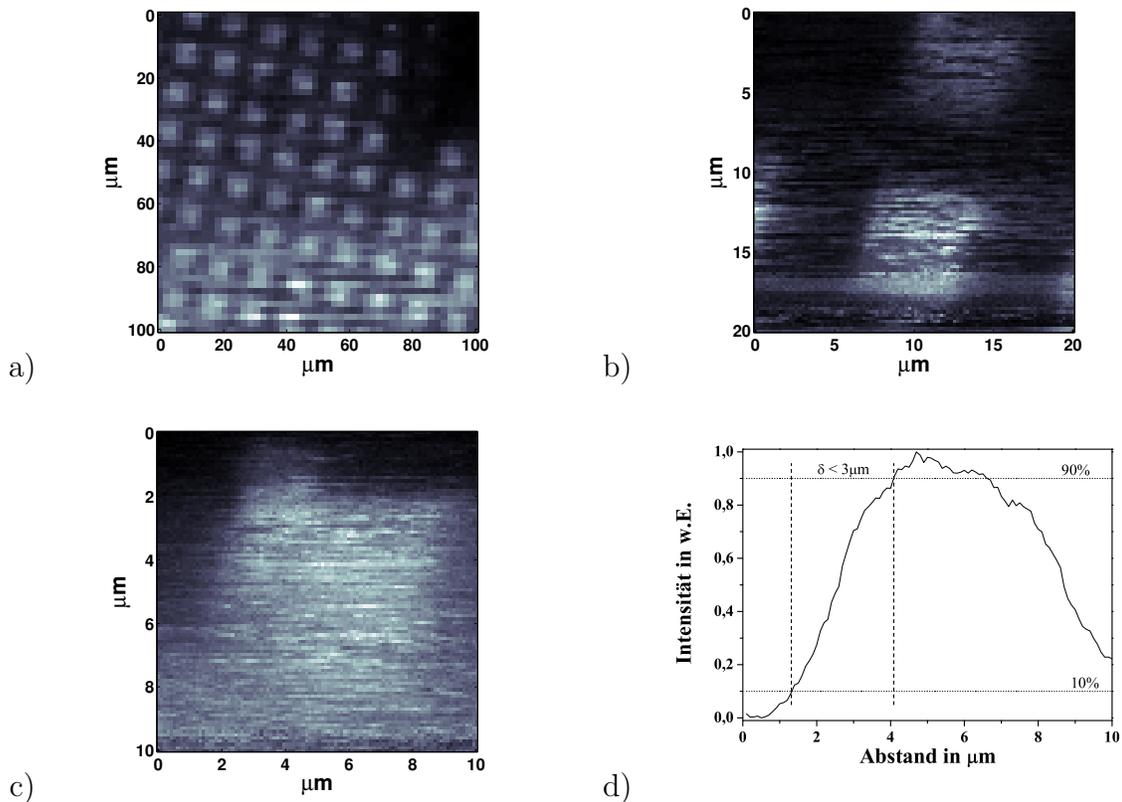


**Abbildung 4.15:** Gerastertes Bild eines Nickelnetzes. Die Aufnahme wurde bei ELSA durchgeführt. Die Belichtungszeit je Bildpunkt liegt bei 50 ms. Beide Bilder bestehen aus  $100 \times 100$  Bildpunkten mit einer Schrittweite von 500 nm in Abbildung a) und mit 300 nm in Abbildung b).

lösung ist somit deutlich geringer als die theoretische Auflösung der Zonenplatte von etwa 200 nm. Dies könnte ein Folge der schlechten Monochromasie der Strahlung sein.

An der LIP-Quelle wurden die Aufnahmen bei 13 nm und 17 nm Wellenlänge durchgeführt. Das Infinity Lasersystem wurde bei einer Frequenz von 100 Hz und einer Energie von 200 mJ betrieben und der Laserstrahl wurde auf einen 30  $\mu\text{m}$  dicken Ethanolstrahl fokussiert. Für die Aufnahmen bei 13 nm wurde ein  $45^\circ$  Multilagenspiegel und ein 200 nm dicker Zirkoniumfilter eingesetzt. Für die Aufnahmen bei 17 nm Wellenlänge konnte auf den Multilagenspiegel verzichtet werden. Als Filter wurde eine 100 nm dicke Aluminiumfolie verwendet. Da die Transmission von Licht mit  $\lambda = 5 - 17$  nm bei Aluminium sehr gering ist, trifft nur Licht der Spektrallinie mit 17,3 nm auf das Objekt. Die niedrigeren Wellenlängen im Wasserfenster werden durch MS und OSA geblockt. Abbildung 4.17 zeigt zwei vergrößerte Ausschnitte des Nickelnetzes. Dabei ist Bild a) mit 13 nm und einer Belichtungszeit von 500 ms aufgenommen worden. Für die Einstellungen des Boxcar Integrators wurden 5 ns als Zeitfenster gewählt und das Signal über 0,1 s integriert. Das MCP wurde mit einer Spannung von 1,7 kV versorgt. Die Bilder b)-d) wurden mit 200 ms Belichtungszeit je Bildpunkt aufgenommen. In den Bildern sind zwei Effekte zu erkennen. Zum einen haben alle Bilder einen leichten Versatz in jeder zweiten Zeile. Dieser Versatz läßt sich durch Anpassen der Belichtungszeit, der Integrationseinstellungen und der Einstellung für die Anfahrtszeit der Rasterposition korrigieren. Ein weiterer Versatz ist in Darstellung b) etwa ab der Hälfte des Bildes zu erkennen. Dieser Versatz ist hervorgerufen worden durch das auf dem Steuerrechner installierte Betriebssystem. Derartige Fehler, die lediglich einen Versatz in der Bild-

### 4.3 Das Labor-Rastermikroskop für EUV- und weicher Röntgenstrahlung

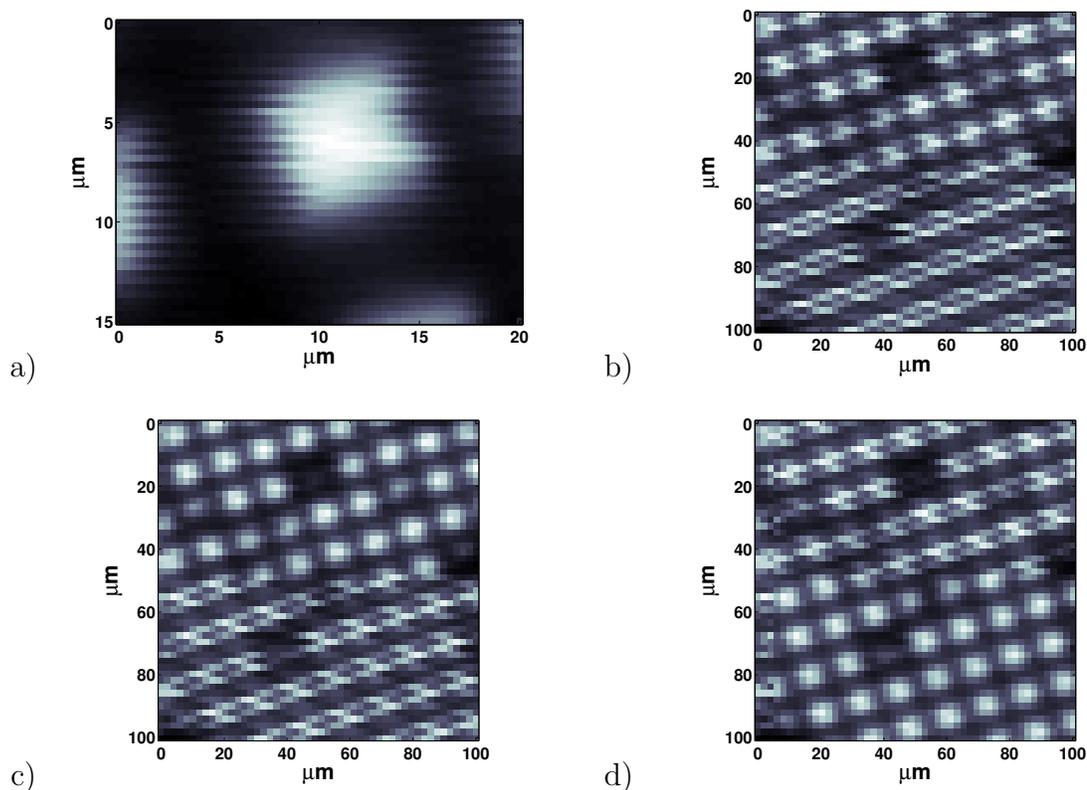


**Abbildung 4.16:** Gerasterte Bilder des Ni-Netzes an der Quelle für HH-Strahlung. Die Stegbreite beträgt  $7,6 \mu\text{m}$  und der Zwischenraum hat eine Weite von  $5 \mu\text{m}$ . Das Netz hat eine Dicke von  $4 \mu\text{m}$ . Die Schrittweite beträgt bei a)  $2 \mu\text{m}$ , bei b)  $200 \text{ nm}$  und bei c)  $100 \text{ nm}$ . Die Bilder sind aus  $50 \times 50$  in a) und  $100 \times 100$  Bildpunkten in b) und c) zusammengesetzt. Die Belichtungszeit pro Bildpunkt liegt bei  $500 \text{ ms}$ . Graphik d) zeigt das integrierte Signal entlang der linken Kante aus Bild c).

darstellung verursachen, lassen sich über eine Software einfach korrigieren, wie in den Darstellungen c) und d) zu sehen ist. Zur Korrektur wurde jede zweite Zeile um ein Pixel bei Bild c) und drei weitere Pixel in Bild d) verschoben.

Kantentests am gleichen Objekt mit Strahlung aus dem LIP führten ebenfalls zu einer Auflösung von  $2\text{-}3 \mu\text{m}$ . Da mit dem LIP deutlich mehr Licht zur Verfügung steht, konnte eine zweite Zonenplatte, die KZPS1 (vgl. Tabelle 2.1, S. 17), mit einer theoretischen Auflösung von  $120 \text{ nm}$ , getestet werden. Die Bilder sind zum Vergleich in Abbildung 4.18 a) und b) dargestellt. Bild a) wurde mit der HZP1 und Bild b) mit der KZPS1 aufgenommen. In den Bildern ist kein wesentlicher Unterschied zu erkennen. Die niedrigere Transmission bei der KZPS1 wurde durch eine höhere Signalverstärkung am Boxcar Integrator ausgeglichen. Nach dem Umbau des Experimentes auf die Zonenplatte KZPS1 war nicht genau derselbe Ausschnitt im Rasterbereich. Dieser war in

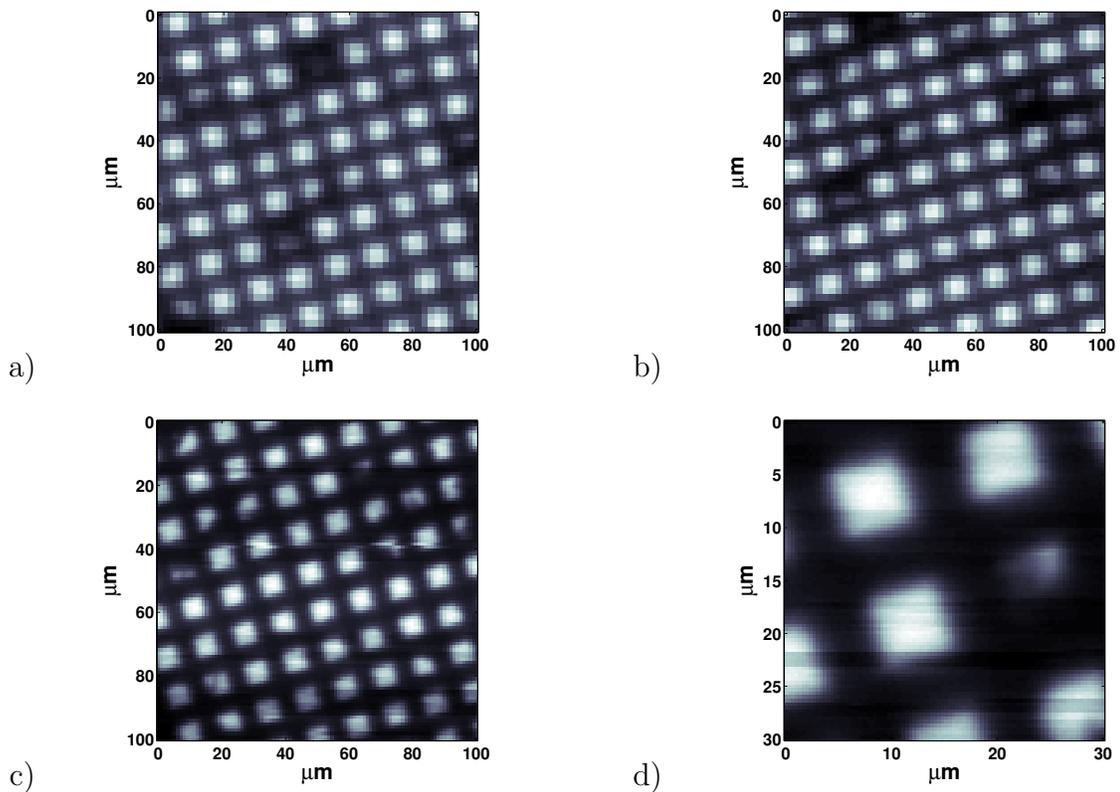
## 4 Mikroskopie im EUV-Spektrum



**Abbildung 4.17:** Gerasterte Bilder des Ni-Netzes mit unterschiedlicher Vergrößerung bei 13 nm Wellenlänge. In den Bildern sind Aufnahmefehler, entstanden durch zu lange Belichtungszeiten und Betriebssystem des Steuercomputers, zu sehen. Bild a) wurde mit einer Rasterweite von 500 nm und 30x40 Bildpunkten aufgenommen, während die Bilder b)-d) 100x100 Bildpunkte haben und eine Rasterweite von 2  $\mu\text{m}$ .

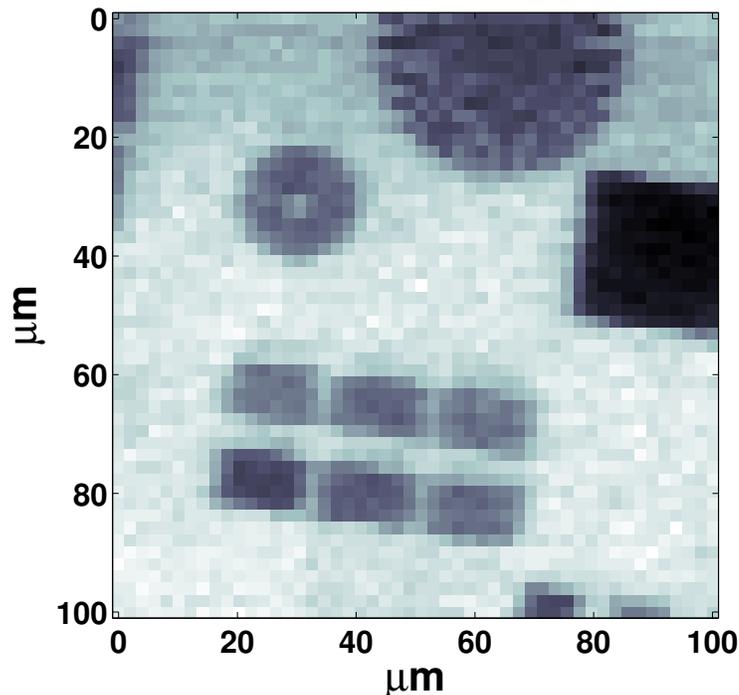
seitlicher Richtung um etwa 20  $\mu\text{m}$  versetzt, wie man in den Bildern erkennen kann. Die Auflösung für die Abbildung hat sich mit der KZPS1 allerdings nicht verändert. Die Bilder c) und d) wurden mit 17 nm Wellenlänge belichtet, der Abstand zur Quelle wurde beim Wechsel der Wellenlänge konstant gehalten. Die Bilder erscheinen deutlich schärfer. Die leichte Unschärfe der Aufnahmen mit 13 nm Wellenlänge könnte durch die beiden dicht beieinander liegenden Spektrallinien mit 12,85 nm und 12,98 nm verursacht werden. Eine eher unwahrscheinliche Ursache könnte aber auch der Multilagenspiegel sein. Durch Winkeltangentenfehler der einzelnen Lagen des Spiegels wird die Wellenfront der reflektierten Welle deformiert, so daß es zu Abbildungsfehlern kommt. Das Vergleichsbild c) ist auf Grund der Umbaumaßnahmen um etwa 10  $\mu\text{m}$  in x- und y-Richtung verschoben. Bei 40  $\mu\text{m}$  in y-Richtung ist ein Defekt zu erkennen, der daraus resultiert, daß es sich bei dem Bild um zwei zusammengesetzte Einzelbilder handelt. Der Kontrast liegt für Abbildung 4.18 d) bei 0,81.

### 4.3 Das Labor-Rastermikroskop für EUV- und weicher Röntgenstrahlung



**Abbildung 4.18:** Gerasterte Bilder des Ni-Netzes mit unterschiedlichen Zonenplatten (a) und b)) und unterschiedlichen Wellenlängen. Die Bilder a) und b) wurden bei 13 nm und die Bilder c) und d) bei 17 nm Wellenlänge belichtet. Bei Bild a) wurde die HZP1 und bei den Bildern b)-d) die KZPS1 als Fokussieroptik verwendet. Die Bilder a) und b) bestehen aus 50x50 Bildpunkten mit einer Rasterweite von 2 µm, Bild c) besteht aus 100x100 Punkten mit einer Schrittweite von 1 µm und Bild d) besteht aus 90x90 Bildpunkten mit einer Rasterweite von 333 nm.

Zur weiteren Quantifizierung des Rastersystems wurde das Testobjekt mit den Siemenssternen und Gitterstrukturen eingesetzt. Abbildung 4.19 zeigt das Testobjekt, abgebildet mit 100x100 Bildpunkten und einer Rasterweite von 2 µm je Bildpunkt. Der große Siemensstern im oberen Bereich hat eine Strukturweite von 2 µm, die sich zur Mitte auf 100 nm verjüngt. Bei dem kleinen Siemensstern verjüngen sich die Speichen von 1 µm auf ebenfalls 100 nm. Unter den beiden Sternen sind die sechs verschiedenen Gitter mit 100, 200, 300, 400, 500 und 600 nm Strukturen zu sehen. Für die aus 50x50 Punkten zusammengesetzte Aufnahme wurde das Objekt zeilenweise mit 2 µm Schrittweiten abgerastert. Die Belichtungszeit je Bildpunkt lag bei 250 ms. An dem großen Siemensstern ist zu erkennen, daß, wie für Rasteraufnahmen typisch, die Auflösung in Rasterrichtung niedriger ist als senkrecht dazu. In y-Richtung kann man ansatzwei-



**Abbildung 4.19:** Abbildung des Testobjektes mit zwei Siemenssternen und sechs Gittern. Das Bild besteht aus  $50 \times 50$  Punkten mit einer Rasterweite von  $2 \mu\text{m}$  je Punkt. Die Belichtungszeit je Bildpunkt beträgt  $250 \text{ ms}$ .

se Speichen an beiden Rändern des Siemenssternes erkennen, während in x-Richtung keine Details zu sehen sind. Bildet man den Siemensstern vergrößert ab, wie in Abbildung 4.20 zu sehen ist, so erkennt man diesen Effekt deutlicher. Die Schrittweite für das aus  $100 \times 60$  Punkten bestehende Bild a) lag bei  $500 \text{ nm}$  und Bild b) besteht aus  $100 \times 100$  Punkten und wurde mit einer Rasterweite von  $150 \text{ nm}$  aufgenommen. Eine Bestimmung des Kontrastes bestätigt die geringere Auflösung in Rasterrichtung. Der Kontrast liegt bei Abbildung 4.20 b) in der linken oberen Ecke bei  $0,52$ , während er in der rechten unteren Ecke bei nur  $0,44$  liegt. Der Kontrast des Rechteckes zur unstrukturierten Fläche in Abbildung 4.20 a) liegt bei  $0,90$ .

Zur Bestimmung der erreichten Auflösung eignen sich die auf dem Testobjekt aufgebrauchten Gitterstrukturen besonders gut. Mit dem Rastermikroskop konnten Gitter mit Strukturbreiten von  $600$  und  $500 \text{ nm}$  aufgelöst werden. Die Bilder hierzu sind in Abbildung 4.21 dargestellt. Für die Aufnahmen wurde eine Rasterweite von  $50 \text{ nm}$  bei einer Verweilzeit von  $250 \text{ ms}$  je Rasterpunkt gewählt. Anhand der graphischen Darstellung des Schnitts senkrecht zu den Gitterstrukturen sieht man, daß die Gitterkonstanten sehr genau eingehalten sind.

### **4.3 Das Labor-Rastermikroskop für EUV- und weicher Röntgenstrahlung**

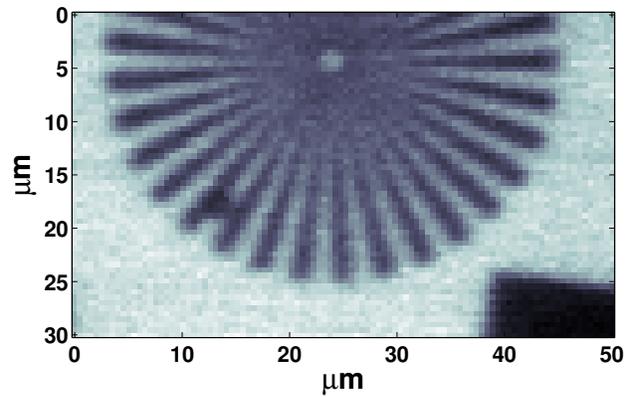
---

Die Strukturen befinden sich senkrecht zur Rasterrichtung, so daß bei paralleler Ausrichtung mit einer etwas besseren Auflösung gerechnet werden kann. Die Gitterstruktur mit 400 nm Stegbreite und weniger konnten mit dem Aufbau bis jetzt nicht nachgewiesen werden. Der Kontrast bei dem Gitter mit der 500 nm Struktur beträgt 0,40.

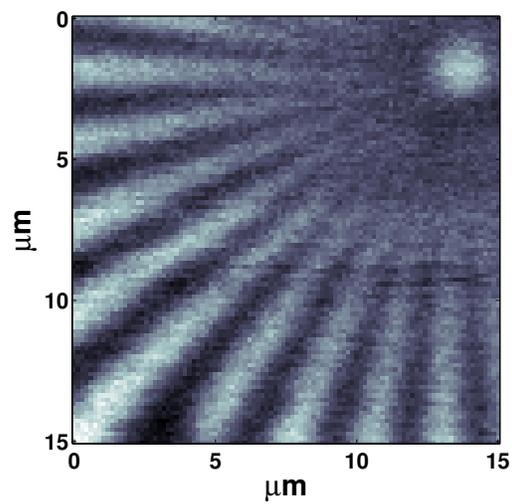
Führt man an der Kante des Rechteckes, das in Abbildung 4.19 rechts unter dem Siemensstern zu sehen ist, wieder einen Kantentest durch, kann die Auflösung mit  $<2\mu\text{m}$  bestimmt werden, wie in Abbildung 4.22 zu entnehmen ist. Damit liegt eine große Diskrepanz zwischen der Bestimmung der Auflösung mittels Kantentest und dem Nachweis regelmäßiger Strukturen vor. Für eine nutzbare Darstellung ist es wichtig, daß das Objekt auf der Abbildung zu erkennen ist und bildet damit das Kriterium für die Auflösung. Ein Kantentest kann nur einen Hinweis geben und stellt damit eine obere Grenze dar.

## 4 Mikroskopie im EUV-Spektrum

---



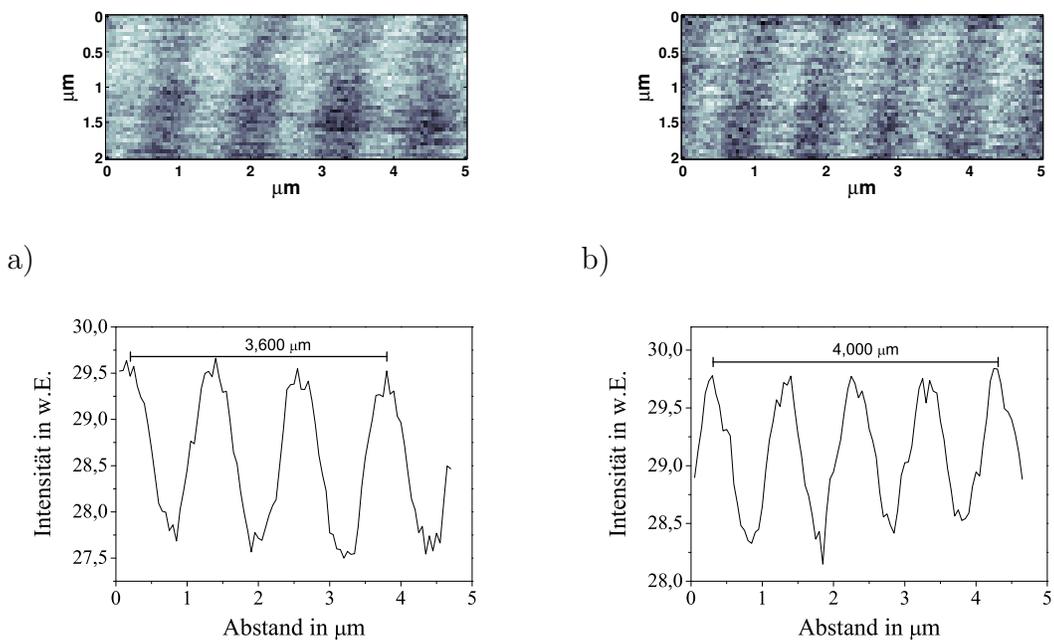
a)



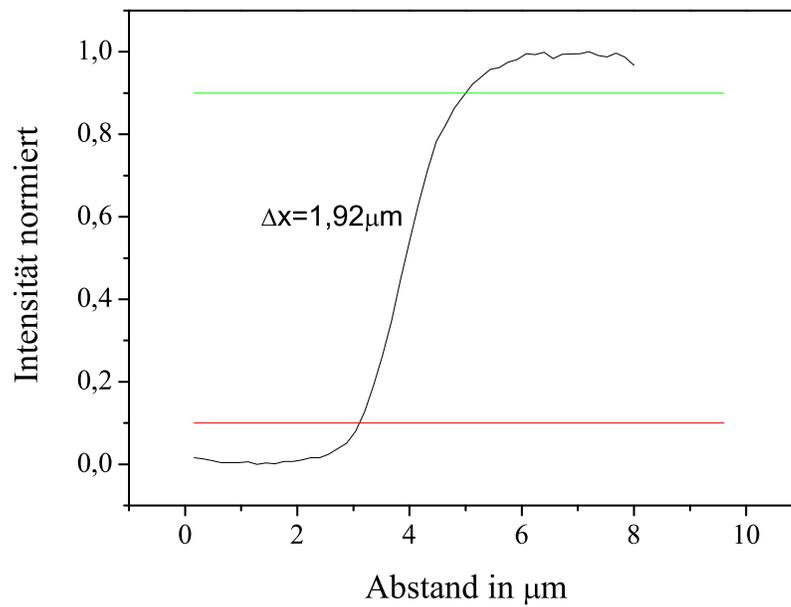
b)

**Abbildung 4.20:** Die Abbildung zeigt zwei vergrößerte Ausschnitte des Siemenssternes. Bild a) besteht aus  $100 \times 60$  Punkten mit einer Rasterweite von 500 nm und Bild b) besteht aus  $100 \times 100$  Punkten mit einer Rasterweite von 150 nm. Die Belichtungszeit je Bildpunkt beträgt 250 ms.

### 4.3 Das Labor-Rastermikroskop für EUV- und weicher Röntgenstrahlung



**Abbildung 4.21:** Gerasterte Bilder zweier Gitter auf dem Testobjekt. Bild a) zeigt ein Gitter mit 600 nm und Bild b) ein Gitter mit 500 nm Strukturen. Beide Bilder bestehen aus 100x40 Punkten und haben damit eine Rasterweite von 50 nm. Unter den jeweiligen Bildern sind die Schnitte entlang der horizontalen Richtung dargestellt. Für die Graphen wurden alle Schnitte in vertikaler Richtung summiert.



**Abbildung 4.22:** Kantentest zur Bestimmung der Auflösung. Für den Graph ist das Signal über die Kante des Rechteckes aus Abbildung 4.19 integriert.

## 5 Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wird der Aufbau und die erfolgreiche Anwendung eines Rastermikroskopes für das EUV-Spektrum beschrieben. Bei dem Mikroskop handelt es sich um ein kompaktes, mobiles System, das speziell für den Einsatz an Laborquellen wie Strahlung aus einem laserinduzierten Plasma oder Hohe-Harmonische Strahlung konzipiert ist und erfolgreich getestet werden konnte. Zur Bestimmung der benötigten Optiken und Komponenten wurden die verschiedenen Quellsysteme charakterisiert und auf ein maximales Emissionssignal im EUV-Spektrum bei 13 nm und 17 nm Wellenlänge optimiert. An einer Quelle für Synchrotronstrahlung wurde ein genereller Funktionstest des Rastermikroskopes durchgeführt.

Die Emissionscharakteristik von LIP und HH unterscheidet sich grundsätzlich. Während das LIP in  $4\pi$  abstrahlt, wurde eine Divergenz der HH-Strahlung an dem System des Physikalischen Institutes in Münster von etwa 1 mrad gemessen. Die Anzahl der emittierten Photonen ist in  $(\text{mrad})^2$  angegeben, um eine realistische Vergleichbarkeit mit der Photonenrate der HH-Strahlung zu erhalten. Die Anzahl der emittierten Photonen wurde beim LIP mit  $(2 - 4) \cdot 10^6 \frac{\text{Photonen}}{(\text{mrad})^2 \cdot \text{Puls}}$  ( $\hat{=} (2 - 5) \cdot 10^{13} \frac{\text{Photonen}}{4\pi \text{sr} \cdot \text{Puls}}$ ) und bei der Quelle für HH-Strahlung mit  $(3 - 5) \cdot 10^3 \frac{\text{Photonen}}{(\text{mrad})^2 \cdot \text{Puls}}$  bestimmt. Damit stehen an beiden Laborquellen ausreichend Photonen für abbildende Anwendungen zur Verfügung. Auf Grund der Abstrahlcharakteristik der HH-Strahlung ist allerdings zu berücksichtigen, daß tatsächlich auch nur in etwa  $1 \text{ mrad}^2$  Strahlung nutzbar ist. Die Emissionscharakteristik des LIP läßt sich über die Laserenergie und die Laserpulsfolge ändern. Dabei konnte eine Quellgröße von 15-20  $\mu\text{m}$  bei ausreichender Photonenrate ermittelt werden. Eine ausreichende Stabilität kann durch Fokussieren des Laserstrahles auf den laminaren Ethanolstrahl sichergestellt werden. Die HH-Strahlung läßt sich über die Laserenergie bis zu einem bestimmten Maximum steigern. Weiter läßt sich die HH-Generation über die Fokusposition relativ zum Wechselwirkungsmedium, den Gasdruck und die Pulsform beeinflussen. Optimale Einstellungen bei Verwendung von Neon wurden mit 700  $\mu\text{J}$  Pulsenergie, einem Gasdruck von 250-300 mbar und einem leicht vor dem Wechselwirkungsmedium liegenden Fokus gefunden. Bei der Variation

## 5 Zusammenfassung und Ausblick

---

der Pulsform durch Einstellen eines chirps am Prismenkompressor, konnte eine spektrale Verschiebung beobachtet werden.

Für die Mikroskopie an den Laborquellen wurden mehrere Testobjekte bei 13 nm und 17 nm Wellenlänge untersucht. Zur spektralen Selektion wurden Filter und ein für 13 nm optimierter Mo/Si Multilagenspiegel eingesetzt. Zunächst wurde ein gleichmäßiges, freitragendes Nickelnetz, auf dem Diatomeen präpariert wurden, untersucht. Die Diatomeen konnten dabei nicht erkennbar abgebildet werden. Weitere wurden Objekte wie Siemenssterne und Gitterstrukturen, die sich auf einer Siliziumnitritfolie befinden, abgerastert. Dabei konnten Strukturen mit 500 nm am LIP bei 17 nm Wellenlänge aufgelöst werden. Die experimentell nachgewiesene Auflösung liegt somit dicht bei der für den gewählten Aufbau theoretischen Auflösungsgrenze von 350 nm. Zur Signalerfassung wurden verschiedene Kombinationen aus Detektor und Verstärker getestet. Die am besten funktionierenden Systeme bestanden dabei aus einer Photodiode (AXUV100, IRD) in Verbindung mit einem Verstärker (DLPCA 200, Femto Messtechnik) und einem MCP mit Boxcar Integrator (Model 164, Princeton Applied Research).

Um die Qualität der Bilder am LIP zu verbessern, sollte die Photonenrate erhöht werden. Zusätzlich sollte die Quelle verkleinert werden, um eine bessere kohärente Ausleuchtung der Optik zu gewährleisten. Die beiden dicht beieinander liegenden Spektrallinien des Sauerstoff bei 13 nm wirken sich negativ auf die Abbildung aus, indem die Auflösung verringert wird, da die Optik nicht ausreichend monochromatisch ausgeleuchtet wird. Für diese Wellenlänge sollte ein effizienteres Monochromatorsystem, wie zum Beispiel zwei Multilagenspiegel im senkrechten Einfall, verwendet werden. Ist dies nicht möglich, sollte eine einzelne Spektrallinie für die Abbildung gewählt werden, wie z.B. für 17 nm Wellenlänge gezeigt.

An der Quelle für HH-Strahlung steht ebenfalls die Steigerung der Photonenrate im Vordergrund. Dies kann z.B. durch eine höhere Repetitionsrate der Laserpulse erreicht werden. Zusätzlich sollte auch an diesem System ein Monochromatorsystem eingesetzt werden, mit dem sich Strahlung einer einzelnen harmonischen Ordnung selektieren läßt.

Mit einer Kühlung der Photodiode kann das Dunkelrauschen der Photodiode reduziert und der Kontrast erhöht werden. Damit könnte das Detektorsystem von Photodiode und Verstärker an beiden Laborquellen eingesetzt werden. Gerade bei Photodioden mit großer Fläche läßt sich die Signalerfassung durch Kühlung deutlich verbessern. Für eine schnellere und zeitechte Datenerfassung kann ein Echtzeitbetriebssystem verwendet werden.

Die mittlerweile etablierte Technik der statischen Mikroskopie im extrem ultraviolet-

---

ten und weichen Röntgenspektrum kann auf dynamische reversible Prozesse mit Hilfe von Quellen für Hohe-Harmonische Strahlung erweitert werden. Mit dem Rastermikroskop läßt sich über optische Anregung mit einem Pumpuls der angeregte Zustand ortsaufgelöst in der Probe mit der hochenergetischen Strahlung spektroskopisch analysieren. Auf diese Weise lassen sich präzise Aussagen über Energiezustände und die Veränderung bei äußerer Anregung formulieren. Die Photosynthese stellt beispielsweise einen Vorgang dar, bei dem von außen eine optische Anregung stattfindet. Durch Energieverschiebung finden chemische Prozesse statt, die die Pflanze zum Leben benötigt. Die hohe Zeitauflösung der HH-Strahlung oder anderer Quellen wie der Röntgenlaser XFEL verspricht Einblicke in die Vorgänge der Photosynthese und damit neue Erkenntnisse über den Aufbau organischer Materie.

Neben der biologischen Anwendung gibt es ein breites Feld von Grundlagenforschung, für das eine Verlagerung der Experimente vom Synchrotron in das eigene Labor von großem Interesse ist. Hier ist vor allem die Spektromikroskopie zu nennen. Untersuchungen an Absorptionskanten liefern einen großen Beitrag zum Verständnis über den Aufbau der Elemente und ihrer Verbindungen. Neben der mikroskopischen Darstellung des untersuchten Objektes lassen sich in der Rastermikroskopie mit parallel ortsaufgelöste Untersuchungen wie Röntgenfluoreszenz- oder Photoelektronenspektroskopie durchführen. Anwendung findet dies z.B. in der Untersuchung von Bodenproben. Schadstoffen und ihre Verteilung in der Probe lassen sich auf diese Weise bestimmen oder die Zusammensetzung von Gestein kann so mit hoher räumlicher Auflösung erforscht werden. Einen weiteren Schwerpunkt der Rastermikroskopie im EUV- und Röntgenbereich stellt die Untersuchung magnetischer Domänen dar. Da es sich bei der Manipulation der magnetischen Bereiche auch um reversible Prozesse handelt, sind gerade Quelle mit kurzen Pulsen wie Quellen für HH-Strahlung gut geeignet, das Umklappen der Domänen dynamisch und ortsaufgelöst zu beobachten.

# Literaturverzeichnis

- [1] SCHMAHL, G., D. RUDOLPH, P. GUTTMANN und O. CHRIST: *Zone Plates for X-Ray Microscopy*. In: SCHMAHL, G. und D. RUDOLPH (Herausgeber): *X-Ray Microscopy*, Springer Series in Optical Sciences, Seiten 63–74, Berlin, (1984). Springer.
- [2] THIEME, J., D. RUDOLPH, G. SCHMAHL, P. GUTTMANN, B. GREINKE und M. DIEHL: *Germanium Phase Zone Plates with High Aspect Ratios for X-Ray Microscopy Experiments*. In: MICHETTE, A.G., G.R. MORRISON und C.J. BUCKLEY (Herausgeber): *X-Ray Microscopy III*, Opt. Sciences, Seiten 83–86. Springer, (1992).
- [3] WEISS, D., M. PEUKER und G. SCHNEIDER: *Radiation-enhanced network formation in copolymer galvanofoms for diffractive nickel x-ray optics with high aspect ratios*. Appl. Phys. Lett., 72(15):1805 – 1807, (1998).
- [4] ÅBERG, T. und ET AL.: *Conceptual Design Report of a VUV FEL at the TESLA Test Facility*. DESY Report TESLA-FEL 95-03, (1995).
- [5] DAIDO, H.: *Review of soft x-ray laser researches and developments*. Rep. Prog. Phys., year =.
- [6] HELL, S. W.: *Toward fluorescence nanoscopy*. Nature Biotechnologie, 21(11):1347–1355, (2003).
- [7] WOLTER, H.: *Spiegelsysteme streifenden Einfalls als abbildende Optiken für Röntgenstrahlen*. Annalen der Physik, 10:94–114, (1952).
- [8] ATTWOOD, D.: *Soft X-Rays and Extreme Ultraviolet Radiation: Principles and Applications*. Cambridge University Press, 1 Auflage, 1999.

- 
- [9] CENTER OF X-RAY OPTICS, BERKELEY: *X-Ray Interactions with Matter*. [http://www.cxro.lbl.gov/optical\\_constants/](http://www.cxro.lbl.gov/optical_constants/), (2005).
- [10] HENKE, B.L., E.M. GULLIKSON und J.C. DAVIS: *X-ray interactions: photo-absorption, scattering, transmission and reflection at  $E=50-30000$  eV,  $Z=1-92$* . Atomic Data and Nuclear Data Tables, 54:181–342, (1993).
- [11] NIEMANN, B., D. RUDOLPH und G. SCHMAHL: *X-Ray Microscopy with synchrotron radiation*. Opt. Comm., 12(2), (1974).
- [12] WILHEIN, T., S. REHBEIN, D. HAMBACH, M. BERGLUND, L. RYMELL und H. M. HERTZ: *A slit grating spectrograph for quantitative soft x-ray spectroscopy*. Rev. Sci. Instr., 70(3):1694–1699, März (1999).
- [13] HAMBACH, D.: *Elektronenstrahlolithografische Herstellung von Reflexionszonenplatten für die Plasmadiagnostik im weichen Röntgenbereich*. Diplomarbeit, Forschungseinrichtung Röntgenphysik - Institut für Röntgenphysik, Georg-August Universität Göttingen, (1997).
- [14] VOGT, U.: *Laserinduziertes Plasma als Strahlungsquelle für weiche Röntgenstrahlung*. Diplomarbeit, Forschungseinrichtung Röntgenphysik, Georg-August Universität Göttingen, (1999).
- [15] MORRISON, G.R.: *Diffraction X-Ray Optics*, Band 70 der Reihe *X-Ray Science and Technology*, Kapitel 8, Seite 313. Inst. Phys. Bristol, (1993).
- [16] HETTRICK, M., J. UNDERWOOD, P. BATSON und M. ECKART: *Resolving Power of 35,000 in the Extreme Ultraviolet Employing a Grazing Incidence Spectrometer*. Appl. Opt., 27, Januar (1988).
- [17] UNDERWOOD, J., E. GULLIKSON, M. KOIKE, P. BATSON, P. DENHAM, K. FRANCK, R. TACKABERRY und W. STEELE: *Calibration and Standards Beamline 6.3.2 at the Advanced Light Source*. Rev. Sci. Instr., 67(9), September (1996). Auf CD-ROM erhältlich.
- [18] FRÜKE, R.: *Holografisch erzeugte Laminalgitter mit variabler Liniendichte für das Göttinger Rasterröntgenmikroskop*. Diplomarbeit, Institut für Röntgenphysik, Georg-August Universität Göttingen, (2001).
- [19] SORET, J.: *Über die durch Kreisgitter erzeugten Diffraktionsphänomene*. Annalen der Physik und Chemie, 156:99, (1875).

- [20] KIRZ, J.: *Phase zone plates for x rays and the extreme uv.* Journ. Opt. Soc. America, 64(3):301–309, März (1974).
- [21] SCHNEIDER, G.: *High-Resolution X-Ray Microscopy of Radiation Sensitive Material.* 6 Auflage, (1999).
- [22] SCHNEIDER, G.: *Zone plates with high efficiency in high orders of diffraction described by dynamical theory.* Appl. Phys. Lett., 71:2242–2244, (1997).
- [23] HAMBACH, D., G. SCHNEIDER und E. GULLIKSON: *Efficient high-order diffraction of extreme ultraviolet and soft X-ray beams by nanostructured volume gratings.* Optic Letters, 26:1200–1202, (2002).
- [24] INSTITUT FÜR RÖNTGENPHYSIK, GÖTTINGEN: *Homepage Titelseite.* <http://www.roentgen.physik.uni-goettingen.de/>, (2005).
- [25] SPILLER, E.: *Reflective Multilayer Coatings for the Far UV Region.* Appl. Opt., 15:2333, (1976).
- [26] YAMAMOTO, M.: . Proc. SPIE, 1720:233, (1992).
- [27] BORN, M. und E. WOLF: *Principles of optics.* Cambridge University Press, 6 Auflage, (1980).
- [28] GOODMAN, J.W.: *Statistical Optics.* Wiley Classics Library, 1 Auflage, (2000).
- [29] ATTWOOD, D.T., K. HALBACH und K.-J. KIM: *Tunable Coherent Radiation,* Band 228. (1985).
- [30] MODROW, H.: *Persönliche Nachricht.* , (2005).
- [31] WIEMANN, T.: *Aufbau und Test eines Toroidgittermonochromators.* Diplomarbeit, Physikalisches Institut, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, (1991).
- [32] VOGT, U.: *Röntgenemission aus laserinduzierten Plasmen: Einfluss von Laserintensität und Pulsdauer bei verschiedenen Targetsystemen.* Doktorarbeit, TU Berlin, (2002).
- [33] HERTZ, H.M., L. RYMELL, M. BERGLUND und L. MALMQVIST: *Debris-free soft x-ray generation using a liquid droplet laser-plasma target.* Proc. SPIE, 2523:88, (1995).

- [34] HERTZ, H.M., L. RYMELL, M. BERGLUND, G.A. JOHANSSON, T. WILHEIN, Y. PLATONOV und D. BROADWAY: *Normal-incidence condensor mirror arrangement for compact water-window X-ray microscopy*. In: HOOVER, R.B. und A.B.C. WALKER (Herausgeber): *X-ray Optics, Instruments, and Missions II*, Band 3766 der Reihe *Proc. SPIE*, (1999).
- [35] HORA, H.: *Plasmas at High Temperature and Density*, Band 1 der Reihe *Springer series m*. Springer, Berlin, (1991).
- [36] KELDYSH, L.V.: *Ionization in the field of a strong electromagnetic wave*. Soviet Physics JETP, 20:1307–1314, (1965).
- [37] AMMOSOV, M.V., N.B. DELONE und V.P. KRAINOV: *Tunnel ionization of complex atoms and of atomic ions in an alternating electromagnetic field*. Soviet Physics JETP, 64:1191–1194, (1986).
- [38] KRUEER, W.L.: *The physics of laser plasma interactions*. Redwood City, (1988).
- [39] TURCU, I.C.E und J.B. DANCE: *X-rays from laser plasmas*. Chichester, (1999).
- [40] KRISTEK, M.: *Optische Strahlung und deren Messung*. In: NIEDRIG, H. (Herausgeber): *Bergmann-Schäfer: Lehrbuch der Experimentalphysik*, Band 3 der Reihe *Optik*, Seiten 609–663, Berlin, New York, (1993). Walter de Gruyter.
- [41] LEBERT, R.: *Pinch Plasmen als gepulste Röntgenquellen hoher spektraler Strahldichte*. Doktorarbeit, RWTH Aachen, Aachen, (1990).
- [42] SEIDEL, J. und B. WENDE: *Plasmen*. In: RAITH, E. (Herausgeber): *Bergmann-Schäfer: Lehrbuch der Experimentalphysik*, Band 5 der Reihe *Vielteilchensysteme*. Walter de Gruyter, Berlin, (1992).
- [43] GERTHSEN, C.: *Gerthsen Physik*. Berlin Heidelberg, 18 Auflage, (1995).
- [44] MEYER-KUCKUK, T.: *Atomphysik*. Teubner, Stuttgart, 5 Auflage, 1997.
- [45] WILHEIN, T., D. HAMBACH, B. NIEMANN, M. BERGLUND, L. RYMELL und H.M. HERTZ: *Off-axis reflection zone plate for quantitative soft x-ray source characterization*. Appl. Phys. Lett., 71(2):190–192, (1997).
- [46] SCHRIEVER, G., S. MAGER, A. NAWAED, A. ENGEL, K. BERGMANN und R. LEBERT: *Laser-produced lithium plasma as a narrow-band extended ultraviolet radiation source for photoelectron spectroscopy*. Appl. Opt., 37(7):1243–1248, (1998).

- [47] KELLY, R.L.: *Kelly Atomic Line Database*. <http://cfa-www.harvard.edu/amdata/ampdata/kelly/kelly.html>, (2005).
- [48] BENDER, H.A., D.O. O'CONNELL und W.T. SILFVAST: *Velocity characterization of particulate debris from laser-produced plasmas used for extreme-ultraviolet lithography*. *Appl. Optics*, 34(28):6513–6521, (1995).
- [49] FIEDOROWICZ, H., A. BARTNIK, Z. PATRON und P. PARYS: *X-ray emission from laser-irradiated gas puff targets*. *Appl. Phys. Lett.*, 62(22), (1993).
- [50] DITMIRE, T., T. DONNELLY, A.M. RUBENCHIK, R.W. FALCONE und M.D. PERRY: *Interaction of intense laser pulses with atomic clusters*. *Phys. Rev. A*, 53(5), (1996).
- [51] RYMELL, L. und H.M. HERTZ: *Droplet target for low-debris laser-plasma soft x-ray generation*. *Opt. Commun.*, 103:105–110, (1993).
- [52] RICHARDSON, M., D. TORRES, C. DEPRIEST, F. JIN und G. SHIMKAVEG: *Mass-limited, debris-free laser-plasma EUV source*. *Opt. Commun.*, 145:109–112, (1998).
- [53] LORD RAYLEIGH: *The Capillary Phenomena of Liquid Jet*. *Proc. Roy. Soc. London*, 29:71–79, (1879).
- [54] WEBER, C.: *Zum Zerfall eines Flüssigkeitsstrahls*. *Z. Angew. Math. Mech.*, 11:136–154, (1931).
- [55] HAENLEIN, A.: *Über den Zerfall eines Flüssigkeitsstrahls*. *Forsch. a. d. Gebiet d. Ingenieurw.*, 4:139–149, (1931).
- [56] FAUBEL, M.: *Photoelectron Spectroscopy at liquid surfaces*, Band 1. World Scientific, Singapur, (2000).
- [57] OHNESORGE, W. VON: *Die Bildung von Tropfen an Düsen und die Auflösung flüssiger Strahlen*. *Zeitschr. Angew. Math. Mech.*, 16(6):355–358, Dezember 1936.
- [58] BERGLUND, M., L. RYMELL und H.M. HERTZ: *Ultraviolet prepulse for enhanced x-ray emission and brightness from droplet-target laser plasmas*. *Appl. Phys. Lett.*, 69(12):1683, (1996).
- [59] VOGT, U., R. FRUEKE, T. WILHEIN, H. STOLLBERG, P.A.C. JANSSON und H.M. HERTZ: *High-resolution spatial characterization of laser produced plasmas at soft x-ray wavelengths*. *Appl. Phys. B*, 78:53–58, (2004).

- [60] WIELAND, M., R. FRUEKE, T. WILHEIN, CH. SPIELMANN, M. POHL und U. KLEINEBERG: *Submicron extreme ultraviolet imaging using high-harmonic radiation*. Appl. Phys. Lett., 81(14):2520–2522, September (2002).
- [61] WIELAND, M., CH. SPIELMANN, U. KLEINEBERG, TH. WESTERWALBESLOH, U. HEINZMANN und T. WILHEIN: *Toward time-resolved soft X-ray microscopy using pulsed fs-high-harmonic radiation*. Ultramicroscopy, 102:93–100, (2005).
- [62] MCPHERSON, A., G. GIBSON, H. JARA, U. JOHANN, T.S. LUK, MCINTYRE I.A., K. BOYER und C.K. RHODES: *Studies of Multiphoton Production of Vacuum Ultraviolet Radiation in the Rare Gases*. J. Opt. Soc. Am. B, 4:595, (1987).
- [63] LI, X.F., A. L’HUIILLIER, M. FERRAY, L.A. LOMPRÉ und G. MAINFRAY: *Multiple-harmonic generation in rare gases at high laser intensity*. Phys. Rev. A, 39(11):5751–5761, Juni (1989).
- [64] L’HUIILLIER, A., K.J. SCHAFER und K.C. KULANDER: *High-order harmonic generation in xenon at 1064nm: The role of phase matching*. Phys. Rev. Lett., 66(17):2200–2203, April (1991).
- [65] KRAUSE, J. L., K. J. SCHAFER und K. C. KULANDER: *High-Order Harmonic Generation from Atoms and Ions in the High Intensity Regime*. Phys. Rev. Lett., 68(24):3535, Juni (1992).
- [66] CORKUM, P. B.: *Plasma Perspective on Strong-Field Multiphoton Ionization*. Phys. Rev. Lett., 71(13):1994, September (1993).
- [67] FITTINGHOFF, D.N., P.R. BOLTON, B. CHANG und K.C. KULANDER: *Observation of Nonsequential Double Ionization of Helium with Optical Tunneling*. Phys. Rev. Lett., 69:2642–2645, (1992).
- [68] WALKER, B., B. SHEEHY, L.F. DIMAURO, P. AGOSTINI, K.J. SCHAFER und K.C. KULANDER: *Precision-Measurement of Strong-Field Double-Ionization of Helium*. Phys. Rev. Lett., 73:1227–1230, (1994).
- [69] AGOSTINI, P., F. FABRE, G. MAINFRAY, G. PETITE und N.K. RAHMAN: *Free-Free Transitions Following Six-Photon Ionization of Xenon Atoms*. Phys. Rev. Lett., 42:1127–1130, (1979).

- [70] PAULUS, G.G., W. NICKLICH, H.L. XU, P. LAMBROPOULOS und H. WALTHER: *Plateau in Above-Threshold Ionization Spectra*. Phys. Rev. Lett., 72:2851–2854, (1994).
- [71] BURNETT, N.H., C. KAN und P.B. CORKUM: *Ellipticity and polarization effects in harmonic generation in ionizing neon*. Phys. Rev. A, 51(5):R4318, (1995).
- [72] SCHULZE, D., M. DÖRR, G. SOMMERER, J. LUDWIG, P.V. NICKLES, T. SCHLEGEL, W. SANDNER, M. DRESCHER, U. KLEINEBERG und U. HEINZMANN: *Polarization of the 61st harmonic from 1053-nm radiation in neon*. Phys. Rev. A, 57(4):3003–3007, (1998).
- [73] SPIELMANN, C.: *Persönliche Nachricht*. , (2005).
- [74] L’HUILIER, A. und P. BALCOU: *High-Order Harmonic Generation in Rare Gases with a 1-ps 1053-nm Laser*. Phys. Rev. Lett., 70(6):774–777, Februar (1993).
- [75] L’HUILIER, A., M. LEWENSTEIN, P. SALIÉRES, P. BALCOU, M.YU. IVANOV, J. LARSSON und C.G. WAHLSTRÖM: *High-order harmonic-generation cutoff*. Phys. Rev. A, 48(5):R3433–R3436, November (1993).
- [76] CHANG, ZENGHU, ANDY RUNDQUIST, HAIWEN WANG, MARGARET M. MURNANE und HENRY C. KAPTEYN: *Generation of Coherent Soft X Rays at 2.7nm Using High Harmonics*. Phys. Rev. Lett., 79(16):2967–2970, Oktober (1997).
- [77] SCHNÜRER, M., CH. SPIELMANN, P. WOBRAUSCHEK, C. STRELI, N.H. BURNETT, C. KAN, K. FERENCZ, R. KOPPITSCH, Z. CHENG, T. BRABEC und F. KRAUSZ: *Coherent 0.5 keV X-Ray Emission from Helium Driven by a Sub-10-fs-Laser*. Phys. Rev. Lett., 80(15):3236–3239, April (1998).
- [78] CHEN, S.Y., A. MAKSIMCHUK und D. UMSTADTER: *Experimental observation of relativistic nonlinear Thomson scattering*. Nature, 396:653–655, Dezember (1998).
- [79] ZHOU, J., J. PEATROSS, M.M. MURNANE und H.C. KAPTEYN: *Enhanced High-Harmonic Generation Using 25 fs Laser Pulses*. Phys. Rev. Lett., 76(5):752–755, (1996).

- [80] CHRISTOV, I.P., M.M. MURNANE und H.C. KAPTEYN: *High-Harmonic Generation of Attosecond Pulses in the «Single-Cycle» Regime*. Phys. Rev. Lett., 78(7):1251, Februar (1997).
- [81] LEWENSTEIN, M., PH. BALCOU, M.YU. IVANOV, A. L'HUILLIER und P.B. CORKUM: *Theory of high-harmonic generation by low-frequency laser fields*. Phys. Rev. A, 49(3):2117–2132, März (1994).
- [82] BRABEC, T. und F. KRAUSZ: *Intense few-cycle laser fields: Frontiers of nonlinear optics*. Rev. Mod. Phys., 72(2):545–591, April (2000).
- [83] AGOSTINI, P. und L.F. DIMAURO: *The physics of attosecond light pulses*. Rep. Prog. Phys., 67:813–855, (2004).
- [84] PFEIFER, T.: *Adaptive Control of Coherent Soft X-Rays*. Doktorarbeit, Fakultät für Physik und Astronomie, Julius-Maximilians-Universität Würzburg, Juni (2004).
- [85] FLETTNER, A., J. GÜNTHER, M.B. MASON, U. WEICHMANN, R. DÜREN und G. GERBER: *High harmonic generation at 1 kHz repetition rate with a pulsed valve*. Appl. Phys. B, 73:129–132, Juli (2001).
- [86] RUNDQUIST, A., C.G. DURFEE, Z. CHANG, C. HERNE, S. BACKUS, M.M. MURNANE und H.C. KAPTEYN: *Phase-Matched Generation of Coherent Soft X-rays*. Science, 280:1412–1415, Mai (1998).
- [87] SCHNÜRER, M., Z. CHENG, M. HENTSCHEL, G. TEMPEA, P. KÁLMÁN, T. BRABEC und F. KRAUSZ: *Absorption-Limited Generation of Coherent Ultrashort Soft X-Ray Pulses*. Phys. Rev. Lett., 83(4):722–725, Juli (1999).
- [88] SIEGMAN, A.E.: *Lasers*. University Science Books, Sausalito, 1 Auflage, (1986).
- [89] L'HUILLIER, A., P. BALCOU, S. CANDEL, K.J. SCHAFER und K.C. KULANDER: *Calculations of high-order harmonic-generation processes in xenon at 1064 nm*. Phys. Rev. A, 46:2778–2790, September (1992).
- [90] SCHNÜRER, M., Z. CHENG, S. SARTANIA, M. HENTSCHEL, G. TEMPEA, T. BRABEC und F. KRAUSZ: *Guiding and high-harmonic generation of sub-10-fs pulses in hollow-core fibers at  $10^{15}$  W/cm<sup>2</sup>*. Appl. Phys. B, 67:263–266, (1998).

- [91] LEWENSTEIN, M., P. SALIÈRE und A. L'HUILLIER: *Phase of the atomic polarization in high-order harmonic generation*. Phys. Rev. A, 52:4747–4753, (1995).
- [92] NISOLI, M., E. PRIORI, G. SANSONE, S. STAGIRA, G. CERULLO, S. DESILVESTRI, C. ALTUCCI, R. BRUZZESE, C. DELISIO, P. VILLORESI, L. POLETTI, M. PASCOLINI und G. TONDELLO: *High-brightness high-order harmonic generation by truncated Bessel beams in the sub-10-fs regime*. Phys. Rev. Lett., 88:033902, (2002).
- [93] BARTELS, R.A., A. PAUL, H. GREEN, H.C. KAPTEYN, M.M. MURNANE, S. BACKUS, I.P. CHRISTOV, Y.W. LIU, D. ATTWOOD und C. JACOBSEN: *Generation of Spatially Coherent Light at Extreme Ultraviolet Wavelengths*. Science, 297:376–378, Juli (2002).
- [94] CHRISTOV, I.P., J. ZHOU, J. PEATROSS, A. RUNDQUIST, M.M. MURNANE und H.C. KAPTEYN: *Nondiabatic Effects in High-Harmonic Generation with Ultrashort Pulses*. Phys. Rev. Lett., 77(9):1743–1746, August (1996).
- [95] SPIELMANN, C., N.H. BURNETT, S. SARTANIA, R. KOPPITSCH, M. SCHNÜRER, C. KAN, M. LENZNER, P. WOBRAUSCHEK und F. KRAUSZ: *Generation of Coherent X-rays in the Water Window Using 5-Femtosecond Laser Pulses*. Science, 278:661–664, Oktober (1997).
- [96] ANTOINE, P., A. L'HUILLIER und M. LEWENSTEIN: *Attosecond Pulse Trains Using High-Order Harmonics*. Phys. Rev. Lett., 77(7):1234–1237, August (1996).
- [97] STINGL, A., C. SPIELMANN, F. KRAUSZ und R. SZIPÖCS: *Generation of 11-fs pulses from a Ti:sapphire laser without the use of prisms*. Opt.Lett., 19:204–206, (1994).
- [98] LENZNER, M., C. SPIELMANN, E. E. WINTNER, F. KRAUSZ und SCHMIDT A.J.: *Sub-20-fs, kilohertz-repetition-rate Ti:sapphire amplifier*. Opt. Lett., 20(12):1397–1399, (1995).
- [99] SPIELMANN, C., M. LENZNER, F. KRAUSZ und R. SZIPÖCS: *Compact, high-throughput expansion-compression scheme for chirped pulse amplification in the 10 fs range*. Opt. Commun., 120:321–324, (1995).
- [100] WIELAND, M.: *Entwicklung hochaufgelöster röntgenoptischer Verfahren für Hohe-Harmonische-Strahlung im extrem ultravioletten Spektralbereich*. Doktor-

- arbeit, Physikalisches Institut, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, (2004).
- [101] TSILIMIS, G.: *Erzeugung Harmonischer hoher Ordnung für die Photoelektronenspektroskopie: Untersuchungen zur Mehrelektronen-Anregung von CO/Pt(111)*. Doktorarbeit, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, (2003).
- [102] GIBSON, E.A., A. PAUL, N. WAGNER, R. TOBEY, D. GAUDIOSI, S. BACKUS, I.P. CHRISTOV, A. AQUILA, E.M. GULLIKSON, D.T. ATTWOOD, M.M. MURNANE und H.C. KAPTEYN: *Coherent Soft X-ray Generation in the Water Window with Quasi-Phase Matching*. Science, 302:95–98, Oktober (2003).
- [103] CHANG, Z., A. RUNDQUIST, H. WANG, I. CHRISTOV, H.C. KAPTEYN und M.M. MURNANE: *Temporal phase control of soft-x-ray harmonic emission*. Phys. Rev. A, 58(1):R30–R33, Juli (1998).
- [104] SCHMAHL, G., D. RUDOLPH, P. GUTTMANN, G. SCHNEIDER, J. THIEME und NIEMANN: *Phase contrast studies of biological specimens with the X-ray microscope at BESSY*. Rev. Sci. Instr., 66(2):1282, (1985).
- [105] WILHEIN, T., B. KAULICH, E. DI FABRIZIO, F. ROMANATO, S. CABRINI und J. SUSINI: *Differential interference contrast x-ray microscopy with submicron resolution*. Appl. Phys. Lett., 78(14):2082–2084, (2001).
- [106] WILHEIN, T.: *Gedünnte CCDs: Charakterisierung und Anwendungen im Bereich weicher Röntgenstrahlung*. Doktorarbeit, Institut für Röntgenphysik, Georg-August Universität Göttingen, (1994).
- [107] KRUMREY, M. und E. TEGELER: *Self-Calibration of Semiconductor Photodiodes in the Soft X-Ray Region*. Rev. Sci. Instr., 63(1):797–801, (1992).
- [108] WIEDWALD, J.D.: *Microchannel Plates as Detectors and Amplifiers of X-Ray Images*. In: JACOBSON, C.J. und J.E. TREBES (Herausgeber): *Soft X-Ray Microscopy*, Band 1741 der Reihe *SPIE Proceedings*, Seiten 280–286, (1992).
- [109] KUTZNER, J.: . persönliche Mitteilung, (2005).
- [110] JACOBSEN, C., S. WILLIAMS, E. ANDERSON, M.T. BROWNE, C.J. BUCKLEY, J. KIRZ, D. KERN, M. RIVERS und X. ZHANG: *Diffraction-limited imaging in a scanning transmission X-ray microscope*. Optics Communications, 86:351–364, (1991).

- [111] BEETZ, T. und C. JACOBSEN: *Soft X-ray radiation-damage studies in PMMA using a cryo-STXM*. J. Synchrotron Rad., 10:280–283, (2003).
- [112] RARBACK, H., J.M. KENNEY, J. KIRZ, M.R. HOWELLS, P. CHANG, P.J. COANE, R. FEDER, P.J. HOZEGO, D.P. KERN und D. SAYRE: *Recent results from the Stony Brook scanning microscope*, Band 43 der Reihe *Springer Series in Optical Sciences*, Seiten 203–215. Springer, Berlin, (1984).
- [113] JACOBSEN, C., S. ABEND, T. BEETZ, M. CARLUCCI-DAYTON, M. FESER, K. KAZNACHEYEV, J. KIRZ, J. MASER, U. NEUHAEUSLER, A. OSANNA, A. STEIN, C. VAA, Y. WANG, B. WINN und S. WIRICK: *Recent Developments in Scanning Microscopy at Stony Brook*. In: MEYER-ILSE, W., T. WARWICK und D. ATTWOOD (Herausgeber): *X-Ray Microscopy: Proceedings of the 6<sup>th</sup> International Conference*, AIP Conference Proceedings 507, Seiten 12–18, New York, (2000).
- [114] MCNULTY, I., D. PATERSON, J. ARKO, M. ERDMANN, S.P. FRIGO, K. GOETZE, P. ILINSKI, N. KRAPF, T. MOONEY, C.C. RETSCH, A.P.J. STAMPFL, S. VOGT, Y. WANG und S. XU: *The 2-ID-B intermediate-energy scanning X-ray microscope at the APS*. In: SUSINI, J., D. JOYEUX und F. POLACK (Herausgeber): *X-Ray Microscopy 2002*, Band 104 der Reihe *Journal de Physique IV*, Seiten 11–15, (2003).
- [115] BARRETT, R., B. KAULICH, S. OESTREICH und J. SUSINI: *The scanning microscopy endstation at the ESRF X-ray microscopy beamline*. In: MCNULTY, I. (Herausgeber): *X-Ray Microfocusing: Applications and Techniques*, Band 3449 der Reihe *Proc. SPIE*, Seiten 80–90, (1998).
- [116] TAKANO, H., K. UESUGI, A. TAKEUCHI, K. TAKAI und Y. SUZUKI: *High-sensitive imaging with scanning transmission hard X-ray microscope*. In: SUSINI, J., D. JOYEUX und F. POLACK (Herausgeber): *X-Ray Microscopy 2002*, Band 104 der Reihe *Journal de Physique IV*, Seiten 41–44, (2003).
- [117] WIESEMANN, U.: *The Scanning Transmission X-Ray Microscope at BESSY II*. Doktorarbeit, Institut für Röntgenphysik, Georg-August Universität Göttingen, (2003).
- [118] MICHETTE, A.G., I.C.E. TURCU, M.S. SCHULZ, M.T. BROWNE, G.R. MORRISON, P. FLUCK, C.J. BUCKLEY und G.F. FOSTER: *Scanning x-ray microscopy using a laser-plasma source*. Rev. Sci. Instr., 64(6), (1993).

- [119] KAULICH, B., J. SUSINI, C. DAVID, E. DI FABRIZIO, G.R. MORRISON, J. THIEME, T. WILHEIN, J. KOVAC, D. BABESCU, M. SALOME, O. DHEZ, T. WEITKAMP, S. CABRINI, A. GOSPERINI, P. CHARALAMBOUS, U. VOGT, M. PODNAR und M. KISKINOVA: *TwinMic: Combined Scanning and Full-field Imaging Microscopy with Novel Contrast Mechanisms*. Synch. Rad. News, 16(3):49–52, (2003).
- [120] REHBEIN, S. und A. HOLMBERG: *Testobjekt: Siemensstern*. persönl. Mitteilung, (2002).

## **Danksagung**

Am Ende meiner Arbeit möchte mich bei all denen bedanken, die mich bei der Anfertigung dieser Arbeit unterstützt haben.

An erster Stelle bedanke ich mich bei Herrn Prof. Dr. C. Spielmann, der mir als Doktorvater für diese Arbeit hilfreich beiseite stand.

Weiterhin gilt mein Dank Herrn Prof. Dr. T. Wilhein und Herrn Prof. Dr. H. Zacharias. Ich bedanke mich für die interessante Themenstellung und die Ermöglichung dieser Arbeit.

Dr. Ulrich Vogt und Dr. Marek Wieland danke ich für die gute Zusammenarbeit in unserer Arbeitsgruppe am RheinAhrCampus in Remagen und vor allem für den regen wissenschaftlichen Austausch.

Herrn Dr. Jörg Kutzner, Dr. G. Tsimilis und T. Witting danke ich für die sehr gute und reibungslose Zusammenarbeit, die keine Wünsche offen lassende Unterstützung am Lasersystem in Münster, die schlaflosen Nächte im Labor und für das MCP als Leihgabe.

Dr. S. Rehbein, A. Holmberg und Prof. Dr. H. Herz möchte ich für das Testobjekt mit den Siemenssternen danken, mit dem die guten Ergebnisse erzielt wurden.

Bei allen Mitarbeitern des RheinAhrCampus in Remagen bedanke ich mich für die gute Zusammenarbeit und das angenehme Arbeitsklima (einmal abgesehen von der Hitze unter dem Glasdach im 2. Stock), was zum Gelingen dieser Arbeit ebenfalls beigetragen hat.

Weiter möchte ich meinen Eltern danken, die es mir ermöglicht haben zu studieren und damit diese Doktorarbeit zu beginnen und auch zuende zu führen.

Am Schluß gilt mein Dank meiner Frau Nicola für ihr Verständnis und ihren Beistand in dieser doch ereignisreichen Zeit.

# Lebenslauf

## Persönliche Daten

Name : Rolf Früke  
Wohnort : Alte Straße 56; 53424 Remagen  
geboren am und in : 11. März 1974 in Osnabrück  
Staatsangehörigkeit : deutsch  
Familienstand : verheiratet

## Schulbildung

09/1980 - 07/1984 Grundschole Haste  
09/1984 - 07/1986 Orientierungsstufe Bad Nenndorf  
09/1986 - 06/1994 Gymnasium Bad Nenndorf  
16. Juni 1994 Allgemeine Hochschulreife

## Weitere Ausbildung

07/1994 - 06/1995 Grundwehrdienst  
10/1995 - 05/2001 Georg-August Universität Göttingen  
Diplomarbeit bei Prof. Dr. G. SchmahI am Institut für Röntgenphysik:  
*Holografisch erzeugte Laminargitter mit variabler Liniendichte für das Göttinger Rasterröntgenmikroskop*  
11. Mai 2001 Abschluß: Diplom-Physiker  
seit Oktober 2003 Bayrische Julius-Maximilians-Universität Würzburg  
Promotion bei Prof. Dr. C. Spielmann

## Berufsweg

seit Juli 2001 wissenschaftlicher Mitarbeiter der Fachhochschule Koblenz am RheinAhrCampus in Remagen

Würzburg, den 20. Juli 2005

---

Rolf Früke