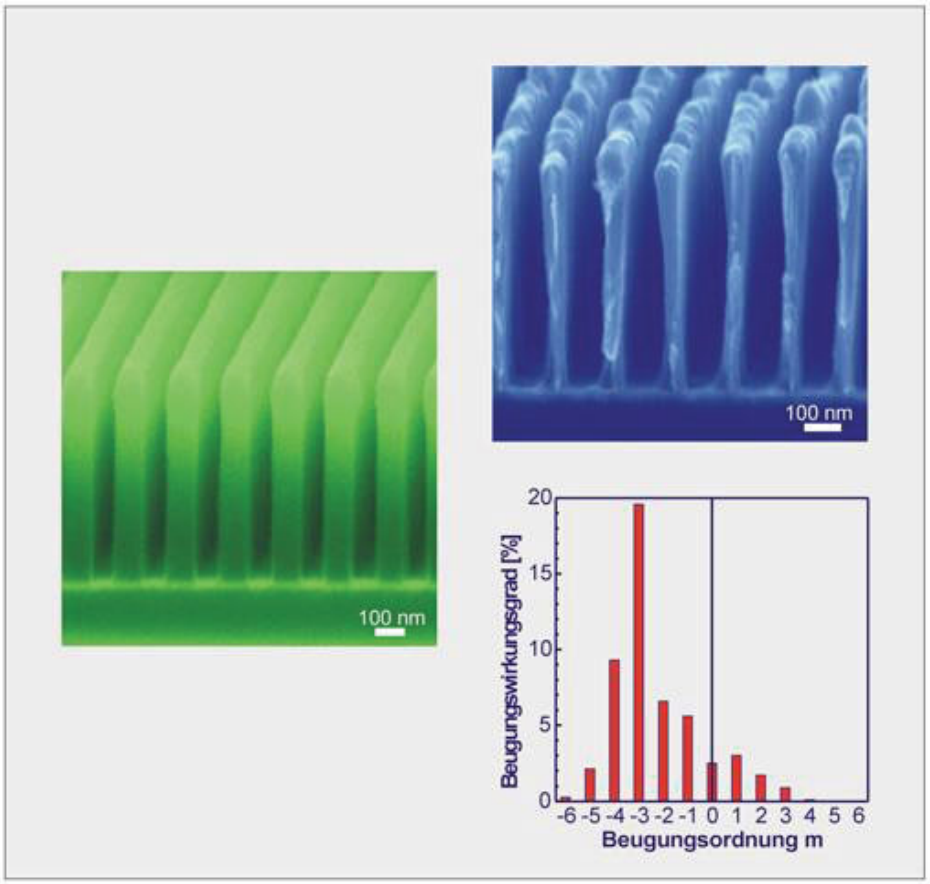
Dirk Hambach

Nanostrukturen mit hohem Aspektverhältnis als lichtstarke diffraktive Röntgenoptiken für hohe Beugungsordnungen



Cuvillier Verlag Göttingen

Nanostrukturen mit hohem Aspektverhältnis als lichtstarke diffraktive Röntgenoptiken für hohe Beugungsordnungen

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultäten
der Georg-August-Universität zu Göttingen

vorgelegt von

Dirk Hambach

aus

Karl-Marx-Stadt

Göttingen 2001

Die Deutsche Bibliothek - CIP-Einheitsaufnahme

Hambach, Dirk
Nanostrukturen mit hohem Aspektverhältnis als lichtstarke diffraktive Röntgenoptiken für hohe Beugungsordnungen /
vorgelegt von Dirk Hambach.-
1. Aufl. - Göttingen : Cuvillier, 2001
Zugl.: Göttingen, Univ., Diss., 2001
ISBN 3-89873-137-5

D7

Referent: Prof. Dr. G. Schmahl

Koreferent: Prof. Dr. W. Schröter

Tag der mündlichen Prüfung: 03.05.2001

© CUVILLIER VERLAG, Göttingen, 2001
Nonnenstieg 8, 37075 Göttingen
Telefon: 0551-54724-0
Telefax: 0551-54724-21
www.cuvillier.de

Alle Rechte vorbehalten. Ohne ausdrückliche Genehmigung des Verlages ist es nicht gestattet das Buch oder Teile daraus auf fotomechanischem Weg (Fotokopie, Mikrokopie) zu vervielfältigen.
1. Auflage, 2001
Gedruckt auf säurefreiem Papier

ISBN 3-89873-137-5

Inhaltsverzeichnis

Einleitung **1**

1 Beleuchtungssysteme für hochauflösende Röntgenmikroskope **4**

1.1 Röntgenmikroskope an Elektronenspeicherringen 5

1.1.1 Röntgenmikroskope an Ablenkmagneten 5

1.1.2 Röntgenmikroskope (TXM) an Undulatoren 8

1.2 Laborröntgenmikroskope (LTXM) 12

1.2.1 Lasergenerierte Plasmen als Röntgenquelle 13

1.2.2 Spiegel mit Vielfachschichten als Kondensor 14

1.2.3 Konzept eines LTXM mit Kondensorzonenplatte in hoher Beugungsordnung 15

1.3 Kontrastübertragung und erforderliche Photonendichte im Röntgenmikroskop 19

1.3.1 Erforderliche Photonendichte für Beleuchtungssysteme an Synchrotronstrahlungsquellen 19

1.3.2 Kontrast und notwendige Photonendichte für eine Kondensorzonenplatte in hoher Beugungsordnung 21

2 Beugungstheorie von Zonenplatten **24**

2.1 Geometrie des Zonenmusters 24

2.2 Wechselwirkung von Röntgenstrahlung mit Materie 28

2.3 Berechnung des Beugungswirkungsgrads mit der Theorie dünner Gitter 29

2.3.1 Mikrozonenplatten für multi- keV - Strahlung 31

2.3.2 Off-axis Transmissionszonenplatten für $\lambda = 2.4 - 4.4$ nm . . . 34

2.4 Elektrodynamische Beschreibung der Beugung 35

2.4.1 Lösung der Wellengleichung für beliebige Beugungsordnungen und Zonenprofile 36

2.4.2 Beugungswirkungsgrad von Zonenplatten für hohe Beugungsordnungen 43

2.4.3 Einfluß des Strich - Periode - Verhältnisses auf den Beugungswirkungsgrad 45

2.4.4 Größe des mit Zonenplatten in hoher Ordnung nutzbaren Felds 51

2.4.5 Einfluß des Zonenprofils 53

3 Nanostrukturierung von diffraktiven Röntgenoptiken 57
3.1 Anforderungen an Strukturen von Zonenplatten für hohe Beugungsordnungen . . . 58
3.2 Präparation der Schichtsysteme . . . 59
3.2.1 Herstellung dünner Si-Folien . . . 60
3.2.2 Tri-level Schichtsysteme für die Mikrogalvanik . . . 65
3.3 Hochauflösende Elektronenstrahllithographie . . . 71
3.3.1 Elektronenresiste . . . 72
3.3.2 Strahlaufweitung durch Elektronenstreuung . . . 74
3.3.3 Elektronenstrahllithographiesystem LION-LV1 . . . 77
3.3.4 Erzeugung von Zonenmustern durch Bahnkurvensteuerung . 81
3.3.5 Linienbreitensteuerung durch kontrollierte Strahldefokussierung . . . 84
3.4 Strukturübertragung . . . 87
3.4.1 Reaktives Ionenätzen . . . 88
3.4.2 Ätzen von Strukturen mit hohen Aspektverhältnissen . . . 92
3.5 Galvanische Abscheidung von Nickel und Gold in Nanostrukturen . 99
3.5.1 Galvanoformung mit Nickel . . . 100
3.5.2 Rückstandsfreie Entfernung der Galvanoform . . . 101
3.5.3 Galvanoformung mit Gold . . . 103
3.6 Erzeugte diffraktive röntgenoptische Elemente . . . 105

4 Messung des Beugungswirkungsgrads in hohen Beugungsordnungen 107
4.1 Charakterisierung der Gitter . . . 108
4.1.1 Geometrische Größen . . . 108
4.1.2 Flächendichtebestimmung durch Energieverlustspektroskopie von α-Teilchen . . . 109
4.2 Meßaufbau zur Bestimmung des Beugungswirkungsgrads . . . 110
4.2.1 Das Reflektometer-Strahlrohr 6.3.2 der Advanced Light Source 111
4.2.2 Unterdrückung hoher Ordnungen des Monochromators . . . 111
4.3 Durchführung der Messung . . . 113
4.4 Meßergebnisse . . . 113
4.5 Diskussion der Messungen . . . 117
4.6 Einfluß typischer Zonenprofile auf den Beugungswirkungsgrad . . . 118

5 Röntgenmikroskopie mit 4 keV Photonenenergie zur Untersuchung von Elektromigrationsvorgängen 124
5.1 Elektromigration in Leiterbahnen integrierter Schaltkreise . . . 125
5.2 Präparation der Proben . . . 126
5.3 Durchführung der Messung . . . 128

5.4 Röntgenmikroskopische Aufnahmen 129

Zusammenfassung und Ausblick **132**

A Nanostrukturierungsparameter der diffraktiven Röntgenoptiken **137**

Literaturverzeichnis **142**

Einleitung

Mikroskopische Untersuchungen sind in vielen Gebieten der Physik, Biologie, Medizin und Materialwissenschaften von großer Bedeutung für die Beantwortung verschiedenster Fragestellungen. Mit Methoden wie der konfokalen Fluoreszenzmikroskopie lassen sich Struktur und Funktion biologischer Objekte untersuchen, wobei die erreichbare räumliche Auflösung durch die Wellenlänge λ des verwendeten Lichtes auf etwa 0.2 μm begrenzt wird. Wegen der kurzen deBroglie-Wellenlänge von Elektronen erzielt man mit Transmissionselektronenmikroskopen (TEM) Auflösungen, die für Festkörper in der Größenordnung der Atome und für amorphe biologische Objekte im Nanometerbereich liegen. Die maximale Objektdicke ist jedoch selbst bei Verwendung fortgeschrittener Verfahren wie Hochspannungs-TEM oder Energiefilterung der Elektronen auf einige 100 nm begrenzt.

Auf Grund der hohen Durchdringungsfähigkeit von Röntgenstrahlen lassen sich mit Röntgenmikroskopen wesentlich dickere Objekte abbilden. Durch Verwendung von Strahlung mit gegenüber sichtbarem Licht kürzerer Wellenlänge kann das Auflösungsvermögen gesteigert werden. Im als Wasserfenster bezeichneten Spektralbereich von $\lambda = 2.34$ nm bis $\lambda = 4.38$ nm liegt der lineare Absorptionskoeffizient des Sauerstoffs um etwa eine Größenordnung unter dem des Kohlenstoffs. Deshalb existiert ein natürlicher Absorptionskontrastmechanismus für kohlenstoffreiche Strukturen in wäßriger Umgebung [149]. Am kurzwelligen Rand des Wasserfensters lassen sich selbst 10 μm dicke Wasserschichten mit einer Transmission von 33% durchstrahlen, sodaß vollständige biologische Zellen ohne zusätzliche Färbung und in natürlicher Umgebung abgebildet werden können [75, 106, 50, 113]. Durch Verwendung kryogener Proben lassen sich auf der Skala der erreichbaren Auflösung strahleninduzierte Objektveränderungen selbst dann vermeiden, wenn dasselbe Objekt vielfach aufgenommen wird [114]. Werden diese Aufnahmen unter verschiedenen Winkeln angefertigt, so läßt sich das Objekt mit Hilfe der Computertomographie dreidimensional rekonstruieren [31, 57, 144]. Ferner kann in die hintere Fourierebene des Objektivs ein phasenschiebender Ring eingesetzt werden, um auch den Phasenkontrast des Objekts für die Abbildung zu nutzen. Auf diese Weise wird die zur Abbildung erforderliche Photonendichte um etwa eine Größenordnung reduziert und auch für außerhalb des Wasserfensters liegende Wellenlängen ein hoher Bildkontrast erzielt [108, 111]. Ein weiteres Anwendungsgebiet der Röntgenmikroskopie liegt auf dem Gebiet der Festkörperphysik. So lassen sich z.B. mit zirkular polarisiertem Röntgenlicht magnetische Domänenstrukturen unter dem Einfluß äußerer Magnetfelder hochaufgelöst abbilden [21, 22].

Die Auflösung von Röntgenmikroskopen wird von der numerischen Apertur (NA) der eingesetzten Objektive bestimmt. Brechungslinsen mit hoher NA sind für Photonenenergien < 10 keV extrem lichtschwach, da die Brechzahl aller Materialien nahe bei 1 liegt und die Absorption hoch ist. Spiegeloptiken erwiesen sich wegen der jenseits der derzeitigen technischen Möglichkeiten liegenden Anforderungen an Formtreue und Oberflächenrauhigkeit für die hochauflösende Röntgenmikroskopie ebenfalls als wenig geeignet [139]. In modernen Röntgenmikroskopen werden daher Fresnelsche Zonenplatten als Objektive eingesetzt [105]. Zonenplatten mit äußersten Strukturen der Breite dr_n haben in der m-ten Beugungsordnung für die Wellenlänge λ eine numerische Apertur $NA = m\lambda/dr_n$. Die nach dem Rayleigh-Kriterium in der ersten Beugungsordnung erzielbare Auflösung beträgt demnach ungefähr dr_n.

Zur Steigerung der Auflösung wurde seit den Anfängen der Röntgenmikroskopie stets an einer Verkleinerung der Strukturbreiten dr_n gearbeitet [105, 107, 3, 14, 119]. Gegenwärtig lassen sich periodische Strukturen mit $dr_n = 20$ nm erzeugen [115, 127, 86]. Um die notwendigen Belichtungszeiten und die Strahlenbelastung des Objektes gering zu halten, ist es aber erforderlich, daß die Zonenplatten einen hohen Beugungswirkungsgrad aufweisen, d.h. ein möglichst großer Anteil der einfallenden Intensität in die zur Abbildung verwendete Ordnung m gebeugt wird. Um beispielsweise Nickelzonenplatten mit 20 nm äußerster Zonenbreite und maximalem Beugungswirkungsgrad bei 2.4 nm Wellenlänge herzustellen, müßten Strukturen mit einem Aspektverhältnis von 12:1 erzeugt werden. Das bisher erfolgreichste Nanostrukturierungsverfahren basiert auf Elektronenstrahllithographie, reaktivem Ionenätzen und galvanischer Nickelabscheidung und ermöglicht Aspektverhältnisse von etwa 8:1 [115]. Die weitere Erhöhung des Auflösungsvermögens von Zonenplatten für die erste Beugungsordnung erfordert Strukturen mit immer größeren und dementsprechend zunehmend schwieriger herstellbaren Aspektverhältnissen.

Eine weitere wesentliche Steigerung der numerischen Apertur von Zonenplatten ist auch dann möglich, wenn es gelingt, anstatt der ersten Beugungsordnung hohe Ordnungen zu nutzen. Bisher wurde dieser Weg nicht beschritten, da entsprechend der klassischen Theorie für dünne Gitter der Beugungswirkungsgrad mit dem Quadrat der Beugungsordnung abnimmt und die Zonenplatten in hohen Ordnungen lichtschwach waren.

Im Gegensatz zu diesem konventionellen Verständnis zeigten elektrodynamische Rechnungen von *Schneider*, daß Strukturen aus Nickel mit sehr hohem Aspektverhältnis bis zu 50% des einfallenden Lichtes in einzelne hohe Ordnungen beugen könnten [116]. Ziel dieser Arbeit ist es, entsprechende Nanostrukturen zu entwickeln und den bisher nur theoretisch vorhergesagten Effekt erstmalig experimentell nachzuweisen.

Hochaufgelöste und rauscharme röntgenmikroskopische Abbildungen setzen neben einem Röntgenobjektiv mit hohen numerischer Apertur einen Photonenfluß voraus, der bisher nur von Synchrotronstrahlungsquellen wie Ablenkmagneten oder Undulatoren erzeugt werden kann. Für eine breitere Anwendung der Röntgenmikroskopie wäre ein von den Meßplätzen an Elektronenspeicherringen unabhängiges, kompaktes Laborröntgenmikroskop sehr wünschenswert. Mit den in jüngerer Zeit entwickelten lasergenerierten Plasmen mit flüssigen Targets existieren intensive Röntgenquellen, die sich für die Mikroskopie sehr gut eignen [39, 146]. Eine Nutzung dieser isotrop strahlenden Quellen wird bisher vor allem dadurch erschwert, daß ein geeignetes Beleuchtungssystem fehlt, um die erzeugten Photonen aus einem möglichst großen Raumwinkel zu sammeln und mit hohem Wirkungsgrad auf das Objekt zu fokussieren.

Im folgenden Kapitel werden zunächst die an Elektronenspeicherringen betriebenen Röntgenmikroskope kurz vorgestellt, wobei besonders auf die jeweils verwendeten Beleuchtungssyteme eingegangen wird. Ferner werden verschiedene Konzepte von Laborröntgenmikroskopen diskutiert und insbesondere untersucht, welche Abbildungsleistungen mit einem Beleuchtungsystem erreichbar sind, das einen Kondensor in einer hohen Beugungsordnung verwendet. Durch Berechnungen mit der elektrodynamischen Theorie der gekoppelten Wellen wird daran anschließend das Beugungsverhalten von periodischen Strukturen mit hohem Aspektverhältnis für verschiedene Materialien und Wellenlängen simuliert. Daraus werden die Anforderungen an die Nanostrukturen eines Kondensors für hohe Ordnungen abgeleitet.

Das bisherige Nanostrukturierungsverfahren eignete sich zur Erzeugung von kleinflächigen Nickelzonenplatten mit maximalen Strukturhöhen von etwa 240 nm und Aspektverhältnissen von 8:1. Im Kapitel über die Nanostrukturierung werden die in dieser Arbeit neu eingeführten Verfahren vorgestellt, die es erlauben die für hohe Beugungsordnungen benötigten Strukturen mit Breiten zwischen 50 und 100 nm und Höhen von z.T. mehr als 1000 nm auf quadratmillimetergroßen Flächen zu erzeugen. Die Beugungseigenschaften dieser Strukturen werden experimentell charakterisiert und mit Rechnungen auf der Basis der elektrodynamischen Theorie verglichen, wobei besonders der Einfluß des Zonenprofils dargelegt wird.

Der für die Herstellung von Nickelzonen mit hohem Aspektverhältnis entwickelte Nanostrukturierungsprozeß eignet sich mit einigen Modifikationen auch zur Erzeugung von Strukturen aus Gold, die gut als diffraktive Optiken für Strahlung mit einigen Kiloelektronenvolt Photonenenergie eingesetzt werden können. Die Nanostrukturierung von Zonenplatten für diesen Energiebereich wird erläutert und im letzten Kapitel wird eine Anwendung der erzeugten Optiken vorgestellt.

Kapitel 1

Beleuchtungssysteme für hochauflösende Röntgenmikroskope

Grundsätzlich existieren für die hochauflösende Mikroskopie mit Röntgenstrahlen zwei unterschiedliche optische Konzepte. Im Röntgenmikroskop (engl. Transmission X-ray Microscope – TXM) wird das Objekt von einem geeigneten Kondensorsystem quasimonochromatisch beleuchtet. Eine hinter dem Objekt angeordnete Objektivzonenplatte entwirft auf einem ortsauflösenden Detektor ein vergrößertes Bild. Im Gegensatz dazu wird in Rasterröntgenmikroskopen (engl. Scanning Transmission X-ray Microscope – STXM) mit einer räumlich kohärent beleuchteten Zonenplatte ein beugungsbegrenzter Fokuspunkt auf dem Objekt erzeugt. Durch Abrastern des Objekts wird mit einem dahinter befindlichen Detektor die Objekttransmission in Abhängigkeit vom Ort aufgezeichnet und somit ein Bild erzeugt. In Rasterröntgenmikroskopen kann nur der räumlich kohärente Anteil des zur Verfügung stehenden Photonenflusses für die Abbildung genutzt werden. Ihr sinnvoller Betrieb erfordert daher Röntgenquellen mit einer sehr hohen Brillanz, wie sie derzeit nur von Undulatoren in Elektronenspeicherringen erreicht wird. Da sich Rasterröntgenmikroskope somit nicht für den Betrieb an kompakten Laborquellen eignen, wird im folgenden ausschließlich auf Röntgenmikroskope (TXMs) eingegangen.

Das Beleuchtungssystem eines Mikroskops besteht aus der Strahlungsquelle und einer geeigneten Kondensoroptik. Für eine hochaufgelöste, rauscharme Abbildung ist es erforderlich, daß das Objekt einerseits mit einer hinreichend hohen Photonendichte beleuchtet wird. Andererseits spielt Apertur des Beleuchtungssystems eine wichtige Rolle für die Übertragung des Objektkontrastes in das Bild. Sie sollte im Idealfall mindestens der Apertur des Objektivs entsprechen [10]. Im folgenden werden daher zunächst die Beleuchtungsysteme verschiedender Röntgenmikroskope mit Blick auf die erreichbare Photonendichte und die erzeugte Beleuchtungsapertur verglichen. Anschließend werden die Anforderungen diskutiert, die an den Kondensor eines Laborröntgenmikroskops zu stellen sind, um an Laborröntgenquellen, wie z.B. lasergenerierten Plasmen, röntgenmikroskopische Abbildungen mit hoher Auflösung und kurzer Belichtungszeit zu ermöglichen.

1.1 Röntgenmikroskope an Elektronenspeicherringen

Die bisherige Weiterentwicklung der Röntgenmikroskopie und ihrer Anwendungen basiert auf Instrumenten, die an Elektronenspeicherringen der zweiten oder dritten Generation installiert sind. Deshalb wird zunächst auf Röntgenmikroskope (TXM) eingegangen, die die Synchrotronstrahlung aus Ablenkmagneten oder Undulatoren in Elektronenspeicherringen nutzen.

1.1.1 Röntgenmikroskope an Ablenkmagneten

Nach den Gesetzen der klassischen Elektrodynamik senden beschleunigte Ladungen Strahlung aus. Läßt man einen Strahl hochenergetischer Elektronen in einem Speichering umlaufen, so emittieren die durch die Magnetfelder der Strahlablenkungsmagneten auf Kreisbahnstücke gezwungenen Elektronen intensives Licht mit einem kontinuierlichen Spektrum, das wegen der relativistischen Geschwindigkeit der Elektronen stark in Richtung der Tangente an die Bahnkurve der Elektronen gerichtet ist. Die Eigenschaften der Strahlung lassen sich mit der von Schwinger entwickelten Strahlungstheorie hochenergetischer Elektronen sehr genau berechnen [123]. Das Spektrum der von Ablenkmagneten emittierten Strahlung läßt sich durch die kritische Energie E_c charakterisieren:

$$E_c[eV] = 2218\,\frac{E_{el}^3[GeV]}{R[m]} = 665 E_{el}^2[GeV]\,B[T]\,, \tag{1.1}$$

die von der Energie der Elektronen E_{el} und dem Radius der Bahnkurve R abhängt, der wiederum durch das Magnetfeld B bestimmt wird. Die kritische Energie E_c teilt das aus Ablenkmagneten emittierte Spektrum so, daß die mit Photonenenergien $E < E_c$ bzw. $E > E_c$ insgesamt abgestrahlte Leistung gleich groß ist.

Photonenfluß von Ablenkmagneten

Die für Röntgenmikroskope wichtigste Eigenschaft der Strahlungsquelle ist der in einen vorgegebenen Raumwinkel emittierte Photonenfluß. Abb. 1.1 zeigt diese Größe für Ablenkmagneten des zur zweiten Generation gehörenden Speicherrings BESSY I in Berlin sowie die neueren Speicherringe der dritten Generation, BESSY II und Advanced Light Source (ALS) in Berkeley, USA. Für einen Vergleich der Quellen ist zu beachten, daß der maximale in die Speicherringe injizierte Strahlstrom verschieden groß ist. Während der Ring BESSY I mit Strömen von 500 - 750 mA betrieben wurde, werden in den Ringen der dritten Generation aus

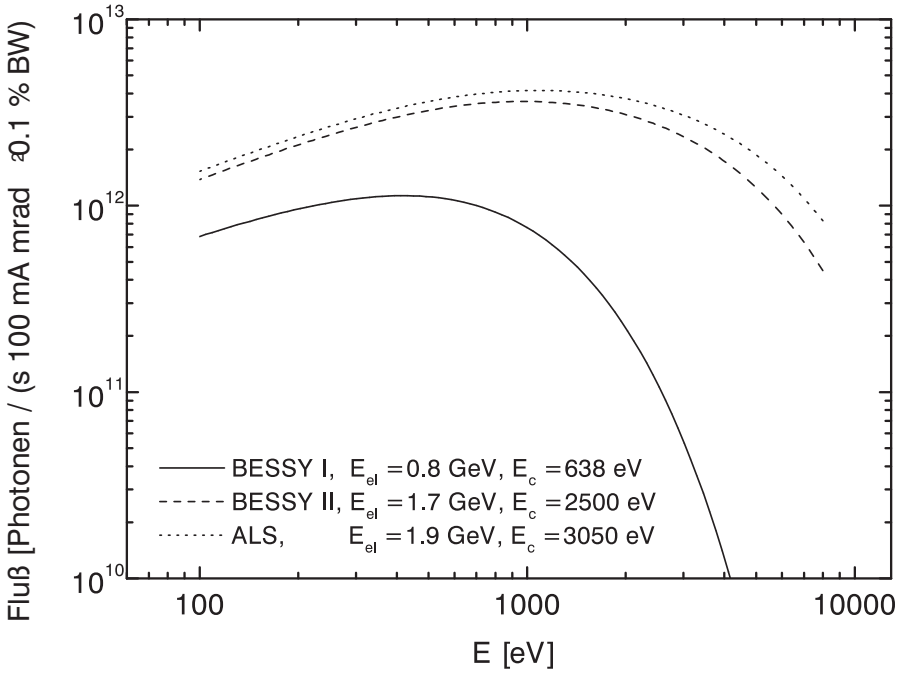


Abbildung 1.1: *Der von Ablenkmagneten der Speicherringe BESSY I, BESSY II und ALS emittierte Photonenfluß, berechnet mit* SPECTRA *[131]. Durch die höhere Energie der Elektronen in den Ringen BESSY II und ALS ist die kritische Energie des Spektrums höher und es werden mehr Photonen in einen vorgegebenen Raumwinkel abgestrahlt.*

Gründen einer möglichst geringen Quellgröße deutlich kleinere Ströme injiziert. So beträgt der maximale Strahlstrom im Speicherring BESSY II zur Zeit typisch 250 mA und in der ALS 400 mA.

Röntgenmikroskop mit Kondensorzonenplatte

Abb. 1.2 zeigt den Aufbau des Göttinger Röntgenmikroskops an einem Ablenkmagneten des Elektronenspeicherrings BESSY I [94, 111]. Systeme mit einem vergleichbaren Strahlengang werden inzwischen auch an der ALS in Berkeley [68] und der Universität Aarhus betrieben [67]. Die von einem Ablenkmagneten emittierte Röntgenstrahlung wird von einer Kondensorzonenplatte auf das Objekt fokussiert. Da der mittlere Bereich der Zonenplatte ausgeblendet wird, entsteht eine hohlkegelförmige Beleuchtung und das Überstrahlen des Bildfeldes mit direktem Licht wird verhindert. Durch eine als Objektiv wirkende Mikrozonenplatte wird ein vergrößertes Bild des Objektes entworfen. In der Bildebene wird ein gedünnter, rückseitig belichteter CCD-Chip mit einer hohen Detektionsquantenausbeute zur Aufzeichnung des Bildsignals verwendet [147]. In der hinteren Brennebene der Mikrozonenplatte kann ein Phasenring in den Strahlengang gebracht werden,

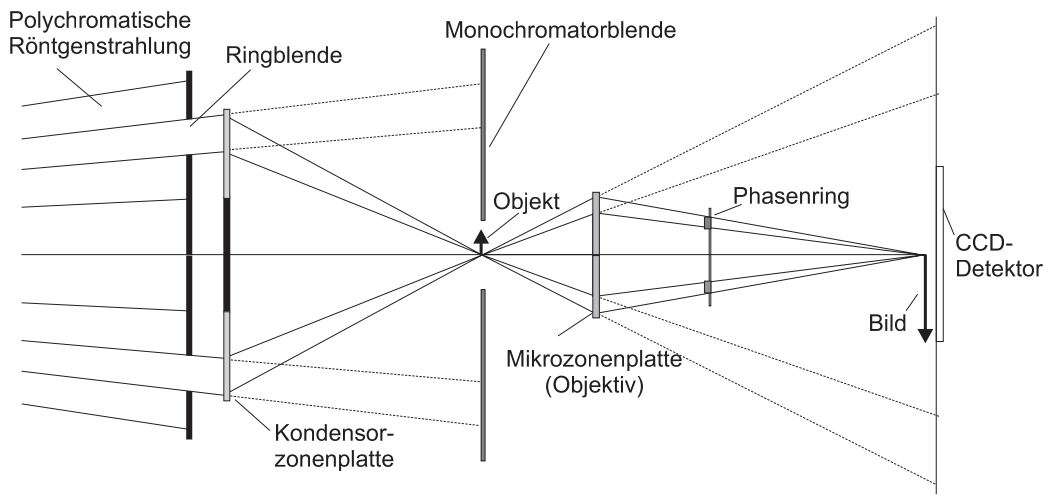


Abbildung 1.2: *Strahlengang von Röntgenmikroskopen an Ablenkmagneten. Im hier gezeigten Phasenkontrastmodus befindet sich in der hinteren Fourierebene des Objektivs ein Phasenring und die Beleuchtung wird durch eine Ringblende eingeschränkt. Durch Herausfahren der Ringblende kann in quasi reinen Amplitudenkontrast umgeschaltet werden [109, 111].*

der neben reinen Amplitudenkontrastabbildungen auch die Aufnahme von Phasenkontrastbildern erlaubt [110].

Die Brennweite f von Zonenplatten ist umgekehrt proportional zur Wellenlänge. Wie beugungstheoretische Berechnungen gezeigt haben, werden daraus resultierende chromatische Fehler der Abbildung vermieden, wenn die Monochromasie $\lambda/\Delta\lambda$ des zur Beleuchtung des Objekts verwendeten Lichts größer oder gleich der Zahl der Zonen der verwendeten Mikrozonenplatte ist [132]. Aus diesem Grund befindet sich das Objekt hinter einer Lochblende, die zusammen mit der Kondensorzonenplatte als Linearmonochromator wirkt. Hat die Zonenplatte den Durchmessers D und die das Objektfeld definierende Lochblende den Durchmessers d, zeigt eine einfache geometrische Überlegung, daß die mit einem solchen Linearmonochromator erreichbare Monochromasie für eine als punktförmig angenommene Quelle:

$$\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = (M+1)\frac{D}{2d} \tag{1.2}$$

ist, wobei M die Vergrößerung der Quelle bezeichnet. Für ausgedehnte Quellen mit Durchmesser d_Q gilt Gleichung 1.2 nur, falls $M\,d_Q < d$ ist. In dem am Speicherring BESSY I installierten Röntgenmikroskop wurde die holographisch hergestellte Kondensorzonenplatte KZP 7 verwendet, deren strukturierte Fläche einen äußeren Durchmesser von $2r_a = 9$ mm und einen inneren von $2r_i = 4$ mm hat [41]. Die Quelle mit einem typischen Durchmesser von 500 μm wird 70-fach verkleinert in ein Objektfeld mit 20 μm Durchmesser abgebildet. Aus der Formel 1.2 ergibt sich damit eine Monochromasie von $\lambda/\Delta\lambda = 225$. Mit genaueren Rechnun-