

Interner Bericht  
DESY F41-76/05  
Juli 1976

DESY-Bibliothek

15. SEP. 1976

Untersuchung der Ausbeute von Gittern und Mehrschichtinterferenzspiegeln  
im Bereich des extremen Vakuumultravioletts

von

Rolf-Peter Haelbich



Untersuchung der Ausbeute von Gittern und Mehrschichtinterferenzspiegeln  
im Bereich des extremen Vakuumultravioletts

Experimentelle physikalische Diplomarbeit  
des Fachbereichs Physik  
der Universität Hamburg

vorgelegt von  
Rolf-Peter Haelbich

Hamburg 1976

## Inhaltsverzeichnis

	<u>Seite</u>		<u>Seite</u>
<u>1. Einleitung</u>	3	<u>5. Theorie der Mehrschichtinterferenzspiegel</u>	72
<u>2. Experimentelle Durchführung</u>	5	5.1 Berechnung der Reflektivität von Mehrfachschichten	73
2.1 Lichtquelle und Monochromator	5	<u>6. Probenpräparation</u>	75
2.2 Das Reflektometer	7	<u>7. Ergebnisse der Reflektivitätsmessungen an Mehrschichtinterferenzspiegeln und Deutung</u>	76
2.3 Durchführung und Auswertung	10	7.1 Ergebnisse	76
2.3.1 Messungen bei fester Wellenlänge	13	7.2 Modellrechnungen und Diskussion	81
2.3.2 Messungen bei festem Einfallswinkel	13	<u>8. Zusammenfassung</u>	86
2.4 Fehler	14	<u>Anhang</u> A. Herstellung holographischer Gitter	88
<u>3. Theoretische Berechnung der Ausbeute von Gittern</u>	16	B. Korrekturfaktor	90
3.1 Das Huygenssche Prinzip	17	C. Interferenzspiegel	92
3.2 Furchenausbeute von Gittern	19	C.1 Reflektivitäten von zwei weiteren Mehrschichtinterferenzspiegeln	92
3.2.1 Laminare Gitter	24	C.2 Erläuterung zu den Modellrechnungen	92
3.2.2 Gitter mit Sägezahnprofil	30	Literaturverzeichnis	95
3.2.3 Optimierung der Furchenausbeute	33		
3.3 Ausbeute von Gittern nach Sprague et al.	35		
<u>4. Ergebnisse der Ausbeutemessungen an Gittern und Diskussion</u>	40		
4.1 Laminare Gitter (holographisch hergestellt)	40		
4.1.1 Laminares Gitter mit 1160 Strichen/mm	40		
4.1.1.1 Ergebnisse	40		
4.1.1.2 Modellrechnungen	46		
4.1.2 Laminargitter mit extra hohen Stegen	52		
4.1.2.1 Steghöhe	52		
4.1.2.2 Abschattung	53		
4.1.2.3 Lage der Extrema	56		
4.1.2.4 Vergleich der Höhe der Ausbeutewerte mit den Modellrechnungen	56		
4.2 Sägezahngitter (geritzt)	57		
4.2.1 Ausbeute von zwei Replikagittern	62		
4.2.2 Alterung durch Bestrahlung	64		
4.3 Vergleich der Ausbeute von einem holographischen und einem geritzten Gitter	66		
4.4 Streulicht	68		
4.5 Vergleich mit anderen Messungen	68		
4.5.1 Messungen im gleichen Spektralbereich	70		
4.5.2 Messungen im Bereich des ultravioletten und sichtbaren Lichts	71		
4.5.3 Messungen im Bereich sehr kurzer Wellenlängen	71		

## 1. Einleitung

Für alle spektroskopischen Untersuchungen mit kontinuierlichen oder quasikontinuierlichen Lichtquellen ist eine Monochromatisierung der benutzten Strahlung erforderlich. Für den Bereich des extremen Vakuumultravioletts ( $2 - 1040 \text{ \AA}$ ) werden im wesentlichen Monochromatoren eingesetzt, deren optische Elemente Reflektionsgitter und Spiegel sind. Die Ausbeute und Reflektivität dieser Elemente bestimmen ganz entscheidend die Qualität eines Monochromators. Für die Auswahl geeigneter optischer Elemente und Materialien für die Belegung der Oberflächen spielen empirische Untersuchungen die Hauptrolle, während die Berechnung der optischen Eigenschaften bisher nicht immer zuverlässige Ergebnisse liefert. Selbst dort, wo einige Voraussetzungen für die Berechnungen, wie optische Konstanten bekannt sind, ist nur in wenigen Fällen untersucht, wie weit Berechnung und Messung übereinstimmen.

Im Rahmen dieser Arbeit war die Aufgabe gestellt, erste systematische Messungen im Photonenenergiebereich  $20 - 280 \text{ eV}$  durchzuführen und diese mit einfachen Modellrechnungen zu vergleichen. Wegen der praktischen Möglichkeiten einer Realisierung und aufgrund des Interesses für die Anwendung wurde ein Reflektometer zur Messung von Reflektivitäten und Gitterausbeuten für s-polarisiertes Licht ( $\vec{E}$ -Vektor parallel zu Oberfläche) aufgebaut. Mit diesem Gerät war es möglich, die folgenden Fragestellungen zu untersuchen:

1. Messung der Ausbeute von Gittern in verschiedenen Beugungsordnungen und bei verschiedenen Einfallswinkeln
2. Vergleich der Ausbeute und des Streulichts von geritzten und holographisch hergestellten Gittern
3. Alterung der Oberfläche von optischen Elementen durch Bestrahlung
4. Homogenität der Ausbeute von Gittern über die Oberfläche
5. Messung der Reflektivität von Gold bei verschiedenen Einfallswinkeln
6. Versuch, erstmalig für diesen Spektralbereich Mehrfachinterferenzspiegel mit erhöhter Reflektivität herzustellen und ihre Eigenschaften zu bestimmen.

Einen besonderen Schwerpunkt bildeten die Untersuchungen von holographischen Gittern. Bis vor wenigen Jahren war das Ritzen von Gittern mit einem Diamanten in eine Metall- oder Glasoberfläche das einzige Herstellungsverfahren. Im Jahre 1967 wurde von Rudolph und Schmahl (RS67) und ein Jahr später von Sheridan (Sh68)

über die ersten holographisch gefertigten Gitter berichtet. Zur Herstellung wird das Interferenzmuster zweiter kohärenter Laserlichtbündel in einer dünnen Photoresistschicht registriert. Je nach Art des Resists werden belichtete oder unbelichtete Teile bei der Entwicklung herausgelöst und das verbleibende Profil überdampft. Für sichtbares und ultraviolettes Licht oberhalb von  $1040 \text{ \AA}$  und auch für weiches Röntgenlicht unterhalb der Kohlenstoff K-Kante ( $44 \text{ \AA}$ ) gibt es eine Reihe von Messungen, die holographischen Gittern gleich gute und bessere Eigenschaften bescheinigen wie geritzten Gittern. Ein erster Schritt zur Schließung der Lücke im Bereich des extremen Vakuumultravioletts (EUV) soll mit dieser Arbeit gemacht werden.

Reflektivitätsmessungen an Mehrfachinterferenzschichten waren der zweite Schwerpunkt dieser Arbeit. Vor einiger Zeit hat Spiller (Sp72a) vorgeschlagen, reflektivitätssteigernde Interferenzbeläge, bestehend aus einer Folge von Schichten aus zwei Materialien mit abwechselnd hohem und niedrigem Absorptionskoeffizienten, für den Bereich des Vakuumultravioletts (VUV) herzustellen. Da es in diesem Spektralbereich keine völlig transparenten Materialien gibt, handelt es sich hier um eine andere Art von Interferenzschichten als die im sichtbaren Spektralbereich und nahen UV üblicherweise verwendeten. Die experimentelle Überprüfung dieser Theorie ist bisher jedoch nur im Wellenlängenbereich  $2000 - 3000 \text{ \AA}$  gelungen (Sp72b, Sp73). Für den Spektralbereich  $100 - 200 \text{ eV}$  wurden erste Versuche im Rahmen dieser Arbeit gemacht.

Die vorliegende Arbeit gliedert sich in drei Teile. Im ersten Teil wird der experimentelle Aufbau und die Durchführung der Messungen beschrieben (Abschnitt 2). Der zweite Teil behandelt die Gitter und untergliedert sich in ein Kapitel über die theoretische Berechnung der Ausbeute von Gittern (Abschnitt 3) und Darstellung der Meßergebnisse, die anhand von Modellrechnungen diskutiert werden (Abschnitt 4). Die Mehrschichteninterferenzspiegel sind im dritten Teil der Arbeit behandelt. Die Theorie dazu ist in Abschnitt 5 dargestellt und die Probenpräparation in Abschnitt 6. Die Meßergebnisse werden in Abschnitt 7 vorgestellt und anhand von Modellrechnungen gedeutet. Im Abschnitt 8 ist eine Zusammenfassung der wichtigsten Ergebnisse dieser Arbeit gegeben.

Leser, die sich nur für die Gitter interessieren, können die Abschnitte 5 - 7 überschlagen, umgekehrt können nur an den Interferenzspiegeln Interessierte die Abschnitte 3 und 4 auslassen.

Im Anhang sind einige spezielle Erläuterungen zu der Herstellung holographischer Gitter, der Auswertung von Ausbeutemessungen und den Modellrechnungen für Interferenzspiegel gegeben.

## 2. Experimentelle Durchführung

### 2.1 Lichtquelle und Monochromator

Als Lichtquelle (HK67) wurde das Deutsche Elektronen-Synchrotron DESY benutzt. Bei der radialen Beschleunigung der Elektronen wird tangential, in Vorwärtsrichtung stark gebündeltes Synchrotronlicht abgestrahlt, dessen kontinuierliches Spektrum sich bei DESY vom Infrarot bis zum Röntgenbereich erstreckt. In der Ebene des Synchrotrons ist das Licht vollständig polarisiert, der elektrische Feldstärkevektor liegt in dieser Ebene.

Die spektrale Zerlegung erfolgte mit einem Plangittermonochromator (DK72) für streifenden Einfall (vgl. Abb. 2.1). Er arbeitet mit einem ebenen Vorspiegel, der das Licht auf das ebene Gitter reflektiert und einem Parabolspiegel, der das monochromatische Licht punktförmig auf den ortsfesten Austrittsspalt fokussiert. Entscheidend für den Aufbau des Reflektometers sind die feste Richtung des Lichtbündels hinter dem Austrittsspalt und seine durch den Fokussierspiegel bedingte Divergenz von 6 mrad in vertikaler und 20 mrad in horizontaler Richtung.

Das Durchfahren des Spektrums erfolgt durch gekoppelte Drehung von Gitter und Vorspiegel um den gleichen Winkel, dabei ändert sich nur der Einfallswinkel, der Beugungswinkel bleibt konstant. Für Parallelstellung von Gitter und Vorspiegel reicht der Spektralbereich von 35 eV bis 300 eV. Daneben haben wir noch eine um  $10^\circ$  verkippte Stellung des Gitters benutzt, die einem Spektralbereich von 20 eV bis 190 eV entspricht.

Wegen des kontinuierlichen Spektrums der Synchrotronstrahlung können sich höhere Ordnungen störend bemerkbar machen, da die Beugungsrichtung für eine Wellenlänge  $\lambda$  in der ersten Ordnung mit den Beugungsrichtungen der n-ten Ordnungen für die Wellenlängen  $\lambda/n$  zusammenfällt. Zur Unterdrückung der höheren Ordnungen ist bei dem benutzten Monochromator der veränderliche Einfallswinkel auf Vorspiegel und Gitter so gewählt, daß die höheren Ordnungen sehr viel schwächer reflektiert werden. Für frisch mit Gold bedampfte Elemente läßt sich diese Bedingung nur in der Parallelstellung von Gitter und Vorspiegel erfüllen, in der Nichtparallelstellung lassen sich geringe Anteile höherer Ordnungen nachweisen (Ha74). War der Vorspiegel schon einige Stunden bestrahlt worden, ließen sich keine Anteile von höheren Ordnungen nachweisen. Dies läßt sich auf eine Bedeckung von Vorspiegel und Gitter mit vom energiereicheren Teil der Synchrotronstrahlung gekrackten Kohlenwasserstoffen zurückführen. Die Reflektivität dieser Oberflächenschicht ist bei den jeweiligen Winkeln für die zweite Ordnung gering.

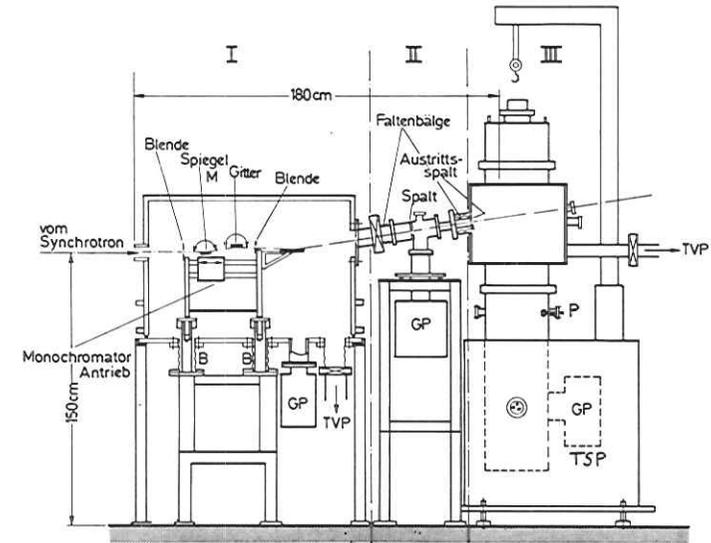


Abb. 2.1 Vakuumsystem des gesamten experimentellen Aufbaus.  
 I Monochromatorbereich in Hochvakuumbauweise ( $10^{-6}$  Torr)  
 II Differentielles Pumpsystem in Ultrahochvakuumbauweise ( $10^{-8}$  Torr)  
 III Experimentierkammer in Ultrahochvakuumbauweise ( $10^{-10}$  Torr)  
 GP - Getterpumpe TVP - Turbomolekularpumpe  
 TSP - Titan-Sublimationspumpe P - Druckmeßröhre  
 Diese Abbildung wurde der Arbeit von W. Gudat (Gu74) entnommen.

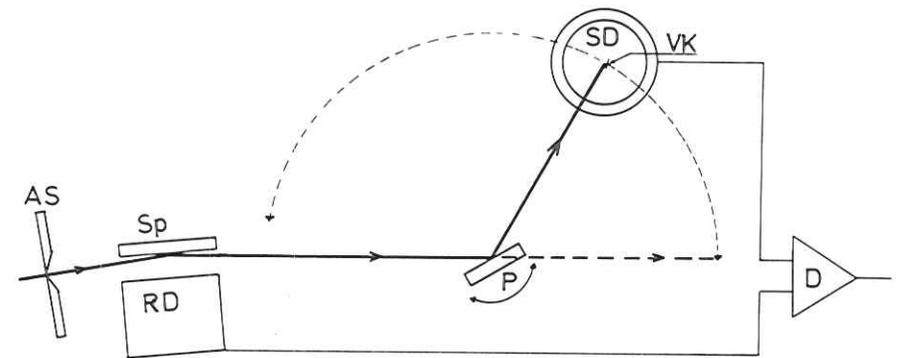


Abb. 2.2 Schematische Anordnung zur Messung von Reflektivität und Ausbeute.  
 Abkürzungen: AS : Austrittsspalt des Monochromators, Sp: mit Au bedampfter Spiegel, RD: Referenzdetektor, P: Probe, SD: Signaldetektor, VK: Vorkathode, D: Divisionsverstärker

Im Rahmen dieser Arbeit konnte das Auftreten von höheren Ordnungen und Streulicht kontrolliert werden, da die getesteten Gitter einen Sekundärmonochromator darstellen. Für schon länger bestrahlte optische Elemente konnte nur in der 1<sup>o</sup>-Stellung des Gitters in einem begrenzten Bereich um 200 Å ein Anteil an der Gesamtintensität von ungefähr 1,5 % 2. Ordnung der halben Wellenlänge festgestellt werden. Besonders hohes Streulicht zeigte sich für ganz lange und ganz kurze Wellenlängen. In der 1<sup>o</sup>-Stellung bei 560 Å trat langwelliges Streulicht aus dem Bereich 700 Å bis 1200 Å auf. Für  $\lambda < 50 \text{ \AA}$  zeigten sich in der Parallelstellung große Anteile von kurz- und langwelligem Streulicht. Sein relativer Anteil steigt in der Umgebung der Kohlenstoffkante stark an, weil die Reflektivität der optischen Komponenten wegen der Bedeckung mit gekrackten Kohlenwasserstoffen abnimmt (EHIK76).

Nur in der Synchrotronebene ist das Licht vollständig polarisiert. Der Monochromator nutzt einen Raumwinkelbereich von 0,1 mrad um die Synchrotronebene aus. Für den betrachteten Energiebereich bedeutet dies, daß der Polarisationsgrad  $P = (I_{\parallel} - I_{\perp}) / (I_{\parallel} + I_{\perp})$  größer als 85 % ist. Durch die dreimalige Reflexion im Monochromator in s-Polarisation wird der Polarisationsgrad weiter verbessert. Abschätzungen von W. Gudat (Gu74) ergaben einen Polarisationsgrad von 95 % für das monochromatisierte Licht.

## 2.2 Das Reflektometer

Im Prinzip muß ein Reflektometer aus einem drehbaren Probenhalter und einem Detektor bestehen, der in der Lage ist, wahlweise die reflektierte oder primäre Intensität zu messen.

Im einzelnen waren folgende Anforderungen zu erfüllen:

1. Es soll die Reflektivität von Proben mit ebener Oberfläche vom streifenden bis zum nahe senkrechten Einfall gemessen werden.
2. Die Probe muß sich aus dem Strahlengang entfernen lassen, um die Primärintensität messen zu können.
3. Speziell für die Messung der Ausbeute von Gittern muß die Ausdehnung der empfindlichen Fläche des Detektors in der Dispersionsrichtung klein sein gegen den Abstand der Ordnungen auf dem Schwenkreis des Detektors, um die verschiedenen Ordnungen trennen zu können.
4. Kurzzeitige Schwankungen der Strahlungsintensität müssen durch ein Referenzsignal kompensiert werden (GKK74).

Das Reflektometer wurde in die UHV Probenkammer (vgl. Abb. 2.1) hinter den Austrittsspalt des Monochromators eingebaut. Obwohl selbst nur für Einsatz im Hochvakuum gedacht, sollte es doch UHV verträglich sein, um die Probenkammer für nachfolgende Experimente unter UHV Bedingungen nicht zu verunreinigen. Dies bedeutete den Verzicht auf die Verwendung von kleinen Elektromotoren oder Potentiometern innerhalb der Probenkammer. Alle Bewegungen von Probe und Detektor müssen deshalb über Drehdurchführungen von außen zum Reflektometer übertragen werden. Aus diesem Grunde war es nur möglich, die Apparatur für Messungen in s-Polarisation auszulegen.

Der schematische Aufbau der Apparatur ist in Abb. 2.2 gezeigt. Der monochromatische Lichtstrahl hinter dem Austrittsspalt des Monochromators bildet einen Winkel von ca. 8° mit der Waagerechten und wird von einem mit Gold bedampften Spiegel in waagerechte Richtung umgelenkt. Probe und Detektor sind unabhängig voneinander um eine gemeinsame Achse senkrecht zur Einfallrichtung drehbar. Der Einfallswinkel läßt sich zwischen 15° und 86° gegen die Normale variieren. Er ist nach oben durch die Ausdehnung des Lichtflecks auf der Probe bei sehr streifenden Einfall beschränkt und nach unten durch die Größe des Signaldetektors, der sich für Messungen bei steileren Einfallswinkeln zwischen Austrittsspalt und Probe schiebt.

Zum Messen der Primärintensität läßt sich die Probe seitlich aus dem Strahlengang ziehen. Da die Breite des monochromatischen Lichtstrahls am Ort der Probe ca. 4 mm beträgt, kann durch eine seitliche Verschiebung die Änderung der Reflektivität in Abhängigkeit von der Oberfläche gemessen werden. Insbesondere bei Gittern ermöglichte dies die Kontrolle der Homogenität in der Richtung parallel zu den Gitterstrichen.

Als Detektor diente ein offener 20-stufiger Elektronenvervielfacher (Johnston Typ MM1) mit einer speziellen Kathode. Die Kathoden dieser Verstärker bestehen aus Kupfer-Beryllium-Netzen, deren Photoausbeute unterhalb von 70 eV stark abnimmt (Ha74). Deshalb wurde ein mit KCl bedampftes Blech als Vorkathode benutzt (Ha74), das mit ca. 300 V gegen die nun als erste Dynode wirkende Kathode des Verstärkers vorgespannt war. In einem ersten Aufbau wurde bei Verwendung eines Eintrittsspalt vor dem Detektor festgestellt, daß das Wandern des Lichtflecks auf der Kathode zu Fehlern infolge unterschiedlicher, ortsabhängiger Ausbeute führte. Deshalb wurde anstelle des Spaltes ein äquivalenter schmaler Blechstreifen als Vorkathode benutzt.

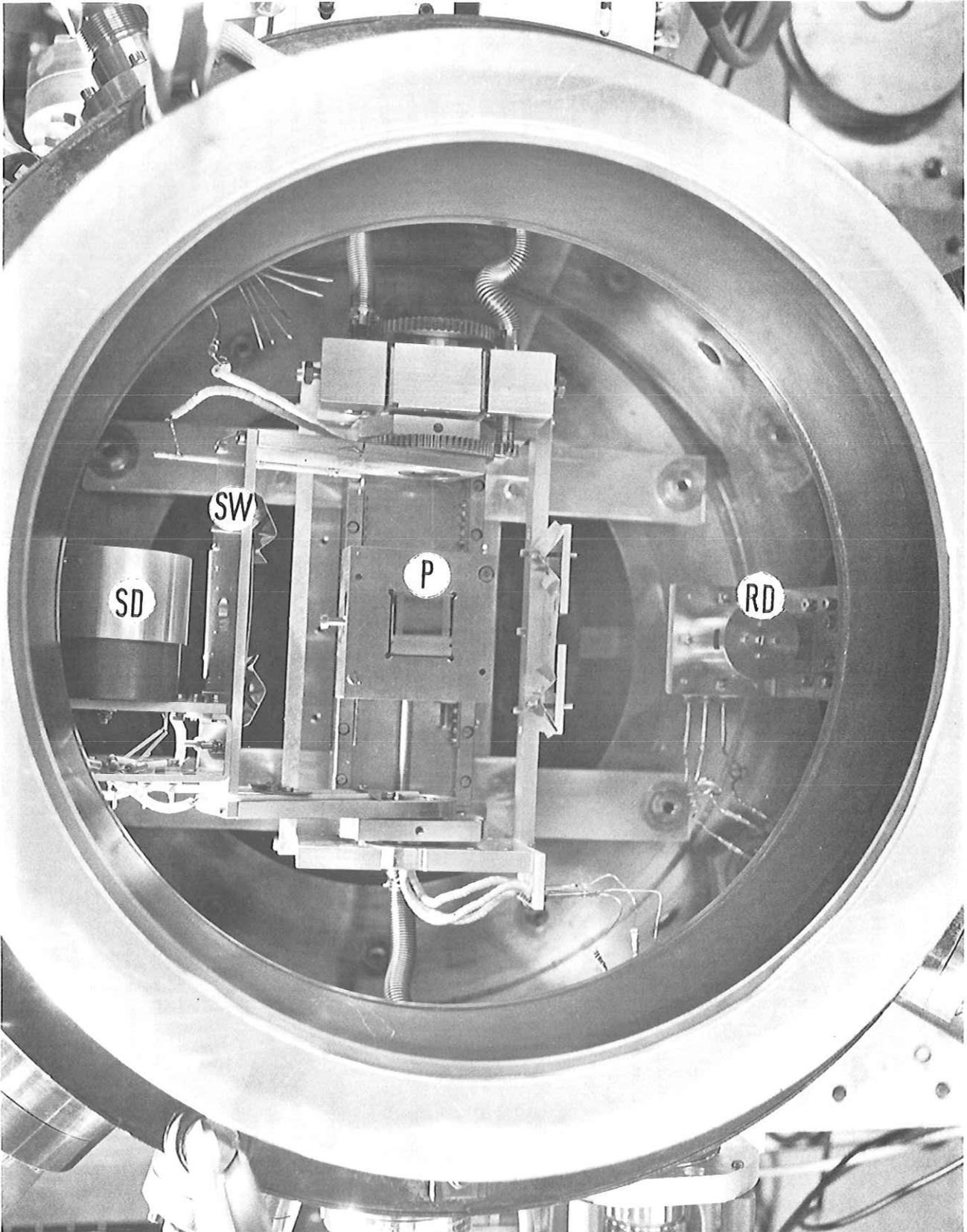


Abb. 2.3 Blick auf das Reflektometer in der geöffneten Probenkammer.  
Abkürzungen: RD: Referenzdetektor, P: Probe, SD: Signaldetektor,  
SW: Schwenkarm für Signaldetektor

Zur Kompensation der kurzzeitigen Schwankungen der Synchrotronstrahlung werden die vom goldbedampften Spiegel emittierten Photoelektronen auf die Kathode eines zweiten Elektronenvervielfachers (Johnston, Typ MM2) gezogen. Der Quotient der Ströme von Signal- und Referenzdetektor bildet dann das registrierte Meßsignal. Da auch die Messung der Primärintensität auf dieses Referenzsignal bezogen ist, kürzt es sich beim Berechnen der Reflektivität aus den Quotienten heraus.

Abbildung 2.3 zeigt ein Photo des Reflektometers in der geöffneten Probenkammer.

Nachweiselektronik

Eine Schaltskizze der Nachweiselektronik ist in Abb. 2.4 gezeigt.

Das Synchrotron stellt eine mit 50 Hz gepulste Lichtquelle dar. Die Anodenströme von Signal- und Referenzmultiplier werden daher mit phasenempfindlichen Resonanzverstärkern (Fa. Ithaco, Modell 351 oder Princeton, Modell 120) in Gleichspannungssignale umgeformt. Der in einem Divisionsverstärker gebildete Quotient aus beiden steuert die Y-Ablenkung eines X-Y-Schreibers. Um Überlagerungen von Störungen mit der Netzfrequenz auf die Anodenströme auszufiltern, wird eine geschlitzte rotierende Scheibe in den Strahlengang gebracht, die nur jeden 2. Puls durchläßt. Die Resonanzverstärker selektieren dann nur die 25 Hz Komponente aus den Anodenströmen heraus. Der X-Eingang des X-Y-Schreibers wird entweder mit dem Abgriff eines Potentiometers verbunden, dessen Abgriffsspannung proportional zum Drehwinkel des Detektors ist oder mit einem Potentiometer, dessen Spannung über die Monochromatorfunktion mit der Wellenlänge zusammenhängt.

2.3 Durchführung und Auswertung

Bei anisotropen Proben hängt die Reflektivität außer von der Polarisation des einfallenden Lichtes, die bei unseren Experimenten nicht geändert werden konnte, von Wellenlänge und Einfallswinkel ab. Bei Ausbeutemessungen an Gittern kommt als dritter Parameter der von Einfallswinkel und Wellenlänge abhängige Beugungswinkel hinzu. Deshalb wurden für Ausbeute und Reflektivität verschiedene Meßmethoden angewendet: Die Ausbeute von Gittern wurde bei fester Wellenlänge für schrittweise geänderte Einfallswinkel als Funktion des Drehwinkels des Signaldetektors (entspricht dem Beugungswinkel) gemessen. Die Reflektivität wurde als kontinuierliche Funktion der Wellenlänge bei verschiedenen festen Einfallswinkeln bestimmt. Alle Meßergebnisse sind mit einem X-Y-Schreiber aufgezeichnet worden.

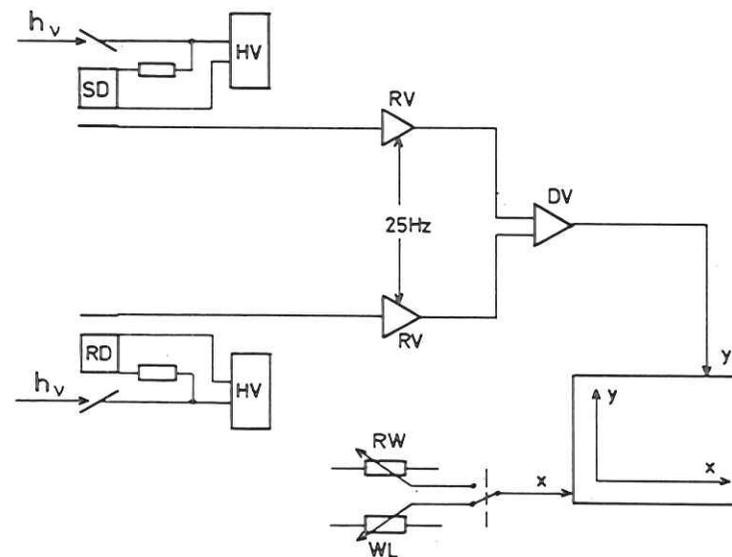


Abb. 2.4 Schematische Darstellung der verwendeten elektronischen Meßanordnung. Abkürzungen: SD, RD: Signal- und Referenzdetektor, HV: Hochspannungsversorgung für Detektoren, RV: phasenempfindliche Resonanzverstärker mit 25 Hz Referenzfrequenz, DV: Divisionsverstärker, RW: Potentiometer zur Angabe des Reflexionswinkels (Stellung des Signaldetektors), WL: Potentiometer zur Angabe der Wellenlänge am Austrittsspalt des Monochromators



#### 2.4 Fehler

Die Meßfehler sind hauptsächlich auf drei Ursachen zurückzuführen: Änderung der Nachweisempfindlichkeit der Detektoren, Schwankungen in der Elektronik und Fehler bei der Bestimmung der Peakhöhen. Hinzu kommen mögliche Fehler in der Justierung und speziell für kleine Signalströme Rauschen. Die Fehlerquellen werden unten einzeln diskutiert.

##### Änderung der Nachweisempfindlichkeit der Detektoren

Die Verstärkung von Elektronenvervielfachern nimmt infolge von Oberflächenveränderungen bei Gebrauch ab, wobei diese Alterung um so schneller erfolgt, je höher die Anodenströme sind. Je nachdem, ob Signal- oder Referenzdetektor schneller altert, erhöht oder erniedrigt sich das Quotientensignal bei gleicher Meßgröße. Typische Schwankungen bei der Bestimmung der Primärintensität vor und nach Beendigung eines Spektrums lagen in der Größenordnung von 5 %, in Einzelfällen bis zu 20 %. Bei der Messung der Reflektivität als Funktion der Wellenlänge wurde dies durch lineare Interpolation berücksichtigt, für Messungen bei fester Wellenlänge und schrittweise geändertem Einfallswinkel wurde proportional zur eingestrahlten Intensität interpoliert. Der trotz dieser Korrektur verbleibende Fehler wird auf 3 % geschätzt.

##### Schwankungen in der Elektronik

Nichtlinearitäten der phaseneempfindlichen Resonanzverstärker, des Divisionsverstärkers und des X-Y-Schreibers ergeben zusammen einen Fehler von höchstens 5 %.

##### Fehler bei der Bestimmung der Peakhöhe

Die Vorkathode (vgl. Abschnitt 2.2) des Signaldetektors entspricht einem schmalen langen Spalt senkrecht zur Richtung des einfallenden Lichtes. Deshalb kann der Detektor das Intensitätsprofil des Primärstrahles auflösen. Für die Reflexions- oder Beugungspeaks wird dieses Profil mit der Variation des Ausbeute der Probe in Richtung des einfallenden Strahles gefaltet. Die Spitzen der Peaks sind also nicht gleichförmig, zur Bestimmung der Peakhöhe mußte gemittelt werden. Ein äquivalenter Fehler trat bei Messungen der Reflektivität gegen die Wellenlänge auf, da das Intensitätsprofil des Primärstrahles leicht wellenlängenabhängig war. Der Fehler wird auf 3 % geschätzt.

Es ergibt sich ein größter Gesamtfehler von ungefähr 10 %. Für kleine Reflektivitäten trat ein zusätzlicher Fehler durch starke Störungen der Multipliersignale auf, die sich auch durch große Zeitkonstanten nicht genügend unterdrücken ließen.

Dies bedeutet für Reflektivitäten von der Größenordnung weniger Prozent einen zusätzlichen relativen Fehler von 10 % und mehr.

Eine weitere mögliche Fehlerquelle ist die Justierung des Reflektometers. Ist es gegen die Richtung des einfallenden Strahles verkantet, oder sind bei Gittern die Striche nicht genau senkrecht zur Einfallrichtung orientiert, so verschiebt sich der beleuchtete Fleck auf der Kathode gegenüber der Referenzmessung ohne Probe, was eine Änderung der Nachweisempfindlichkeit bewirken kann.

Der Einfluß aller aufgezählten Fehlerquellen auf die Reproduzierbarkeit von Ausbeutemessungen an Gittern läßt sich aus dem Vergleich zweier unabhängiger Messungen an dem gleichen Gitter bei fast gleicher Wellenlänge (200 Å bzw. 194 Å) abschätzen. Die 2. Messung wurde im Abstand von 3 Monaten bei völlig neuer Justierung des Reflektometers, neu bedampfter Kathode des Signaldetektors und mit anderen Resonanzverstärkern durchgeführt. Für alle Ausbeutewerte größer als 5 % betrug die Reproduzierbarkeit mindestens 93 %, obwohl bei der ersten Messung eine Änderung der Nachweisempfindlichkeit um 18 % durch Interpolation korrigiert werden mußte.

### 3. Theoretische Berechnung der Ausbeute von Gittern

Unter der (absoluten) Ausbeute eines Gitters in einer Ordnung wird das Verhältnis von einfallender Strahlungsleistung zu der in diese Ordnung gebeugten Strahlungsleistung verstanden. Der Quotient aus absoluter Ausbeute und der Reflektivität eines Spiegels aus gleichem Oberflächenmaterial und für gleichen Einfallswinkel heißt relative Ausbeute. Die Furchenausbeute ist ein theoretisch zu berechnender Wert, wobei man annimmt, die Gitteroberfläche sei ideal reflektierend. Die Furchenausbeute wird allein durch die Oberflächenform des Gitters bestimmt.

Um die exakte Verteilung der einfallenden Energie auf die verschiedenen Beugungsordnungen eines Gitters zu bestimmen, müssen die Maxwell'schen Gleichungen für das elektromagnetische Feld unter Benutzung der Randwerte für die Gitteroberfläche integriert werden. Der erste Lösungsansatz geht auf Lord Rayleigh (Ra07) zurück. Das Beugungsfeld wird von ihm beschrieben durch eine unendliche Summe ebener Wellen, zu denen er bei Polarisation der elektrischen Feldstärke parallel zu den Gitterstrichen Randbedingungen für ein perfekt leitendes Sinusprofil angeben konnte. Stroke hat diese Methode aufgegriffen und eine Lösung für die zweite Polarisationsrichtung angegeben (St60). Unter der einschränkenden Voraussetzung von unendlicher Leitfähigkeit des Gittermaterials folgten Erweiterungen für andere Furchenprofile von Bo63, St63, Pe63. Die ersten numerischen Lösungen stammen von Petit (Pe66). Es zeigte sich, daß die Methode von Rayleigh nicht generell anwendbar ist (Ne70; NC70) und es wurden neue Lösungsmethoden vorgeschlagen, die konforme Transformationen (NC70, NC71) oder Integralgleichungen (Ma72) benutzen. Rechnungen für beliebige Leitfähigkeit und beliebiges Gitterprofil gibt es von Maystre (Ma72; MPDG74) und Petit (NVP74). Soweit uns bekannt, gibt es bisher keine Rechnungen für den Bereich des extremen Vakuumultraviolett.

Außer den exakten Lösungen für das Randwertproblem gibt es die Möglichkeit, mit Hilfe des Huygensschen Prinzips die Intensitätsverteilung im Beugungsfeld eines Gitters zu berechnen. Diese Methode enthält aber zwei wesentliche Näherungen: (1) der vektorielle Charakter des elektromagnetischen Feldes wird vernachlässigt, es können deshalb keine Polarisierungseffekte berücksichtigt werden; (2) die exakten Randwerte werden wegen der Schwierigkeit, sie zu bestimmen, durch genäherte Randwerte ersetzt, die höchstens richtig sind, solange die geometrischen Dimensionen groß gegen die Wellenlänge sind. Das letztere ist im Bereich des extremen Ultraviolett zumindest teilweise erfüllt, weshalb wir versuchen, unsere Daten im Rahmen des Huygensschen Prinzips zu interpretieren. In FLBS74 ist gezeigt,

daß es möglich ist, die Maxima in den Ausbeutekurven von laminaren Gittern auf dieser Grundlage zu erklären, während sich die Absolutwerte der Ausbeute, wie auch in St67 berichtet, so nicht verstehen lassen. Um zu erläutern, welche genäherten Randbedingungen das Huygenssche Prinzip benutzt, ist eine kurze Ableitung an den Anfang gestellt (Abschnitt 3.1). Von Ja62 wird eine vektorielle Form des Huygensschen Prinzips abgeleitet, die benutzt wird, um in Abschnitt 3.2 die Furchenausbeute von Laminar- und Sägezahngrittern zu berechnen. Sprague et al. (STB55) haben eine genäherte Berechnung der absoluten Ausbeute beschrieben, die die Ergebnisse des Huygensschen Prinzips erweitern. Statt eine ideal reflektierende Oberfläche anzunehmen, was bedeutet, daß es nur ein Beugungsfeld im Außenraum gibt, wird auch das in das Gitter hineingebeugte Wellenfeld berücksichtigt. Die Stetigkeitsbedingungen an der Oberfläche bestimmen dann die Verteilung der Energie zwischen den sich entsprechenden reflektierten und transmittierten Ordnungen. Diese Theorie wird in Abschnitt 3.3 dargestellt.

#### 3.1 Das Huygenssche Prinzip

Im Folgenden soll die Herleitung des Huygensschen Prinzips in der auf Kirchhoff zurückgehenden Formulierung skizziert werden (BW59, So59, St67, Ja62).

Es ist

$$\Delta u + k^2 u = 0 \tag{3.1}$$

die allgemeine zeitunabhängige Wellengleichung.  $u$  und  $v$  seien Lösungen der Wellengleichung im Volumen  $R$  mit der Randfläche  $S$ . Sind  $u$  und  $v$  auf  $S$  zweimal partiell differenzierbar, dann läßt sich die Wellengleichung nach dem Greenschen Satz integrieren.

$$\int (u \Delta v + v \Delta u) dR = \int (u \frac{\partial v}{\partial n} - v \frac{\partial u}{\partial n}) dS \tag{3.2}$$

Das Volumenintegral verschwindet, weil  $u$  und  $v$  die Wellengleichung lösen. Für  $u$  kann man eine skalare Kugelwelle ansetzen

$$u(r) = \frac{e^{ikr}}{r} \tag{3.3}$$

mit einer Singularität im Punkt  $P$  im Innern von  $R$ . Die Integration auf der rechten Seite von Gl. (3.2) erstreckt sich dann über die Fläche  $S$  und eine kleine Kugel um  $P$ . Das Integral über die Kugelfläche ergibt  $4\pi v(P)$  (BW59), und es gilt

$$v(P) = \frac{1}{4\pi} \int (e^{ikr} \frac{\partial v}{\partial n} - v \frac{\partial}{\partial n} \frac{e^{ikr}}{r}) dS \tag{3.4}$$

Kennt man die Randbedingungen für  $v$  und  $\partial v/\partial n$  auf der Randfläche  $S$ , so kann man die Funktion  $v(P)$  in jedem Punkt im Volumen  $R$  bestimmen.<sup>\*)</sup>

Da man diese Randbedingungen im allgemeinen nicht kennt, hat Kirchhoff folgende genäherten Randbedingungen eingeführt für den Fall einer ebenen Begrenzungsfläche  $S$  - sie müßte ergänzt werden durch eine Halbkugel im Unendlichen, auf der das Integral aus Gl. (3.4) aber verschwindet. Die Fläche  $S$  wird zerlegt in einen undurchsichtigen Schirm  $S'$  und ein durchsichtiges Fenster  $F$ . Das Fenster werde durch eine einlaufende Welle beleuchtet. Für die Randbedingungen macht man die Annahme:

1.  $v$  und  $\frac{\partial v}{\partial n}$  verschwinden überall auf  $S'$ ,
2. im Fenster werden  $v$  und  $\frac{\partial v}{\partial n}$  gleich den Werten der einlaufenden Welle bei Abwesenheit des Schirmes gesetzt.

Diese Randbedingungen sind nur Näherungen, weil erstens die Lichterregung hinter dem Schirm nicht sofort völlig verschwindet und zweitens das Feld im Fenster nur unbeeinflusst vom Rand ist, wenn die Ausdehnung des Fensters groß gegen die Wellenlänge ist (So59, S. 180 f).

In vielen Fällen genügt es,  $v$  mit dem Betrag der elektrischen Feldstärke zu identifizieren, um damit Intensitätsverteilungen ohne Berücksichtigung der Polarisation zu berechnen. Dem vektoriellen Charakter der Felder mehr angemessen, kann man  $v$  aber auch mit den rechtwinkligen Komponenten des elektrischen oder magnetischen Feldes identifizieren. In Ja62 (S. 283 ff) werden die Gleichungen für die Komponenten zu einer vektoriellen Form des Kirchhoffschen Integrals (Gl. (3.4)) zusammengefaßt. Für einen Schirm mit unendlicher Leitfähigkeit ergibt sich für das elektrische Feld in Fraunhoferscher Näherung

$$\vec{E}(\vec{x}) = \frac{ie^{ikr}}{2\pi r} \vec{k} \times \int_F \vec{n} \times \vec{E}(\vec{x}') e^{-i\vec{k}\vec{x}'} dF' \quad (3.5)$$

$\vec{x}'$ : Vektor vom Ursprung zum Flächenelement  $dF'$

$r$ : Länge des Vektors  $\vec{x}$  vom Ursprung zum Beobachtungspunkt  $P$

$\vec{k}$ : Wellenvektor in Beobachtungsrichtung,  $k = k\vec{x}/r$

\*) Auf die mathematische Überbestimmtheit geht z.B. So59, S. 180 f ein.

Für einen rechteckigen Spalt haben SC39 gezeigt, daß diese Formel eine Intensitätsverteilung ergibt, die bis zu Spaltbreiten in gleicher Größenordnung wie die Wellenlänge gut mit exakten Rechnungen von MR38 übereinstimmt.

### 3.2 Furchenausbeute von Gittern

Die Oberfläche eines Transmissionsgitters liege in der  $x$ - $y$  Ebene eines Koordinatensystems mit den Gitterstrichen parallel zur  $y$ -Achse. Die Einfallsebene sei die  $x$ - $z$ -Ebene. Für eine dazu senkrecht polarisierte einfallende ebene Welle mit der Amplitude  $A$  gilt dann mit den Winkeln aus Abb. 3.1

$$\vec{E}_0(\vec{x}) = A \vec{e}_2 e^{ik(x \cos \alpha + z \cos \gamma)} \quad (3.6)$$

Dabei seien  $\vec{e}_1, \vec{e}_2, \vec{e}_3$  die Einheitsvektoren in Richtung der Achsen. Die Normale auf der Gitterfläche zeigt in  $z$ -Richtung, damit gilt

$$\vec{n} \times \vec{E} = -A \vec{e}_1 e^{ik(x \cos \alpha + z \cos \gamma)} \quad (3.7)$$

Für den Wellenvektor in Beobachtungsrichtung gilt (vgl. Abb. 3.1)

$$\vec{k} = k(\vec{e}_1 \cos \alpha' + \vec{e}_2 \cos \beta' + \vec{e}_3 \cos \gamma') \quad (3.8)$$

Um das Beugungsfeld nach Gleichung (3.5) zu berechnen, muß noch berücksichtigt werden, daß ein Gitter eine "strukturierte" Öffnung darstellt. Dies wird durch eine komplexe Gitterfunktion  $G(x)$  beschrieben

$$G(x) = g(x) e^{i\delta x} \quad (3.9)$$

$\delta$  bestimmt die durch die "Struktur" verursachte Phasenverschiebung, der reelle Faktor  $g(x)$  beschreibt die Änderung der Amplitude. Für ideal transmittierende oder bei Reflexionsgittern ideal reflektierende Flächen gilt  $g(x) = 1$ . Die Gitterfunktion  $G(x)$  ist periodisch, d.h. es muß für ganze Zahlen  $m$  und die Gitterkonstante  $d$  gelten

$$G(x + md) = G(x) \quad (3.10)$$

Für die elektrische Feldstärke  $\vec{E}$  am Beobachtungsort  $\vec{x}$  gilt dann nach Gl. (3.5) mit Gl. (3.6, 7, 8)

$$\vec{E}(\vec{x}) = \frac{-iAe^{ikr}}{2\pi r} (\vec{k} \times \vec{e}_1) \int_0^{Nd} dx G(x) e^{-ikx(\cos \alpha' - \cos \alpha)} \cdot \int_{-b/2}^{b/2} dy e^{-iky \cos \beta'} \quad (3.11)$$

$N$ : Anzahl der Gitterstriche

$b$ : Länge der Gitterstriche in  $y$ -Richtung

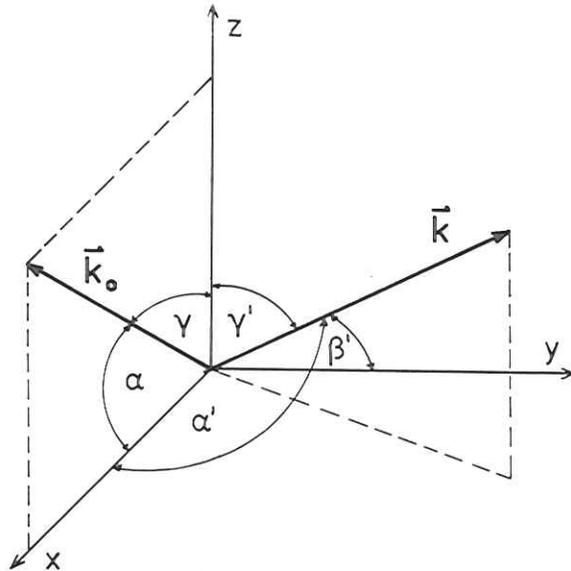


Abb. 3.1 Richtungen der Wellenvektoren von einfallender ( $\vec{k}_0$ ) und gebeugter ( $\vec{k}$ ) Welle bei der Beugung an einem Transmissionsgitter

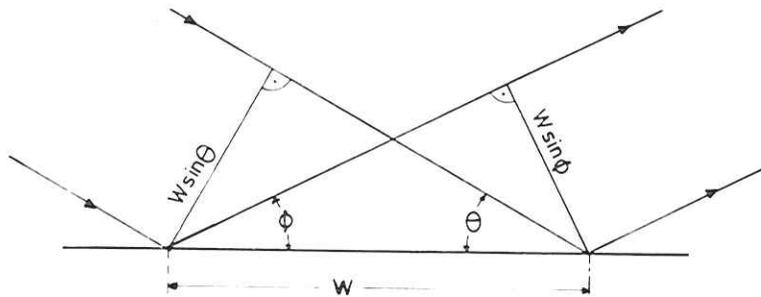


Abb. 3.2 Strahlquerschnitte von einfallender und gebeugter Welle am Gitter. W = ausgeleuchtete Länge des Gitters;  $\theta$  = Einfallswinkel,  $\phi$  = Beugungswinkel

Das Integral über x läßt sich in eine Summe von N gleichartigen Teilintegralen zerlegen.

$$\int_0^{Nd} dx G(x) e^{-ikx(\cos\alpha' - \cos\alpha)} = \sum_{m=1}^N \int_{(m-1)d}^{md} dx G(x) e^{-ikx(\cos\alpha' - \cos\alpha)} \quad (3.12)$$

In jedem Teilintegral kann man substituieren  $x \rightarrow x - md$  und erhält unter Berücksichtigung der Periodizität von G(x) nach Gl. (3.10)

$$\int_0^{Nd} dx G(x) e^{-ikx(\cos\alpha' - \cos\alpha)} = dNL(\alpha') S(\alpha') \quad (3.13a)$$

mit 
$$L(\alpha') = \frac{1}{d} \int_0^d dx G(x) e^{-ikx(\cos\alpha' - \cos\alpha)} \quad (3.13b)$$

$$S(\alpha') = \frac{1}{N} \sum_{m=1}^N e^{-ikmd(\cos\alpha' - \cos\alpha)} \quad (3.13c)$$

Der Strukturfaktor  $S(\alpha')$  hängt nur von der Form der Gitterfunktion ab und wird für die von uns getesteten Gitterprofile in den beiden folgenden Abschnitten diskutiert. Der Gitterfaktor  $L(\alpha')$  ist unabhängig von der speziellen Furchenform und beruht nur auf der Periodizität des Gitters. Er stellt eine endliche geometrische Reihe dar, deren Summe bei Vernachlässigung eines komplexen Faktors vom Betrag eins gegeben ist durch

$$L(\alpha') = \frac{\sin Nkd(\cos\alpha' - \cos\alpha)}{N \sin kd(\cos\alpha' - \cos\alpha)} \quad (3.14)$$

Für die elektrische Feldstärke  $\vec{E}(\vec{x})$  aus Gl. (3.11) ergibt sich nach Ausführen des Integrals über y und Einsetzen von Gl. (3.13a)

$$\vec{E}(\vec{x}) = \frac{-iAc e^{ikr}}{2\pi r} dbN(\vec{k} \times \vec{e}_1) L(\alpha') S(\alpha') \cdot \frac{\sin(kb/2 \cos\beta')}{kb/2 \cos\beta'} \quad (3.15)$$

Die am Ort  $\vec{x}$  beobachtete Intensität ist durch den Betrag des Pointingvektors S gegeben

$$S = \frac{c}{4\pi} |\langle \vec{E} \rangle|^2 \quad (3.16)$$

$\langle \vec{E} \rangle$ : zeitliches Mittel von  $\vec{E}$

Betrachtet man den Energiefluß  $dP$  durch ein Oberflächenelement  $r^2 d\alpha' d\beta'$  einer Halbkugel mit Radius  $r$  um das Gitter, dann gilt

$$\frac{dP}{d\alpha' d\beta'} = P_0 \frac{dbk^2 N}{4\pi^2 \cos\gamma} (\cos^2\gamma' + \cos^2\beta') |L(\alpha')|^2 |S(\alpha')|^2 \left\{ \frac{\sin(kb/2 \cos\beta')}{kb/2 \cos\beta'} \right\}^2 \quad (3.17a)$$

$$P_0 = \frac{cA^2 Ndb}{8\pi} \cos\gamma \quad (3.17b)$$

$P_0$  ist der zeitlich gemittelte Energiefluß einer ebenen Welle durch eine Fläche der Größe  $Ndb \cos\gamma$  senkrecht zur Ausbreitungsrichtung. Der winkelabhängige Term  $\cos^2\gamma' + \cos^2\beta'$  ist durch das Kreuzprodukt in Gl. (3.15) bestimmt.<sup>\*)</sup>

Da die Länge der Gitterstriche  $b$  sehr groß gegen die Gitterkonstante  $d$  sein soll, läßt sich das Beugungsproblem durch Integration über  $\beta'$  auf ein ebenes Problem reduzieren

$$\frac{dP}{d\alpha'} = -P_0 \frac{Ndk}{2\pi^2 \cos\gamma} |L(\alpha')|^2 |S(\alpha')|^2 \int_0^\pi \frac{(\cos^2\gamma' + \cos^2\beta')}{\sin\beta'} \left(\frac{\sin u}{u}\right)^2 du \quad (3.18a)$$

$$u = kb/2 \cos\beta' \quad (3.18b)$$

Für großes  $b$  liefert der Faktor  $\sin u/u$  nur einen Beitrag für  $u=0$  bzw.  $\beta'=\pi/2$ . Der winkelabhängige Faktor läßt sich für  $\beta'=\pi/2$  vor das Integral ziehen und der Wert des restlichen Integrals ist  $\pi$ , da durch die Erweiterung der Integrationsgrenzen zu  $-\infty$  bis  $+\infty$  keine Beiträge geliefert werden. Man erhält

$$\frac{dP}{d\alpha'} = -P_0 \frac{Ndk}{2\pi} \frac{\cos^2\gamma'}{\cos\gamma} |L(\alpha')|^2 |S(\alpha')|^2 \quad (3.19)$$

Der Gitterfaktor  $|L(\alpha')|^2$  ist eine schnell veränderliche Funktion von  $\alpha'$  und hat Hauptmaxima für

$$m\lambda = d(\cos\alpha' - \cos\alpha) \quad (3.20)$$

$\lambda$ : Wellenlänge

Dazwischen liegen  $N-2$  Nebenmaxima, deren Funktionswerte für große  $N$  rasch gegen Null gehen. Die Gittergleichung (3.20) bestimmt also die Richtungen  $\alpha'$  in den  $dP/d\alpha'$  von Null verschieden ist.

<sup>\*)</sup>Die skalare Rechnung führt auf den winkelabhängigen Term  $(\cos\gamma + \cos\gamma')^2/4$ .

Der in eine durch (3.20) bestimmte Richtung gebeugte Energiefluß  $P_m$  läßt sich durch Integration über ein Hauptmaximum von  $|L(\alpha')|^2$  berechnen.

$$P_m = \frac{P_0}{\pi} \int_m \frac{\cos^2\gamma'}{\cos\gamma} |S(\alpha')|^2 \left(\frac{\sin Nv}{N \sin v}\right)^2 \frac{d(Nv)}{\sin\alpha'} \quad (3.21)$$

$$v = \frac{kd}{2} (\cos\alpha' - \cos\alpha)$$

Gegen  $(\sin Nv/N \sin v)^2$  sind alle übrigen Terme sehr langsam veränderliche Funktionen von  $\alpha'$  und können vor das Integral gezogen werden. Beachtet man, daß  $\beta' = \pi/2$  und darum  $\sin\alpha' = \cos\gamma'$  dann folgt

$$P_m = P_0 \frac{\cos\gamma'_m}{\cos\gamma} |S(\alpha'_m)|^2 \quad (3.22)$$

Damit gilt für die Furchenausbeute in der  $m$ -ten Ordnung

$$F_m = \frac{\cos\gamma'_m}{\cos\gamma} |S(\alpha'_m)|^2 \quad (3.23)$$

Bei streifendem Einfall ist es üblich, die Winkel  $\theta$  und  $\phi$  von einfallendem und gebeugtem Strahl gegen die Gitterfläche einzuführen (vgl. z.B. Abb. 3.9).

Beachtet man noch, daß für Reflexionsgitter  $\vec{k}_0$  in  $-\vec{k}_0$  übergeht, dann gilt

$$\begin{aligned} \cos\alpha &\rightarrow -\cos\theta \\ \cos\alpha' &\rightarrow -\cos\phi \\ \cos\gamma &\rightarrow \sin\theta \\ \cos\gamma' &\rightarrow \sin\phi \end{aligned} \quad (3.24)$$

Der Term  $\sin\phi/\sin\theta$  läßt sich auch aus einer einfachen geometrischen Überlegung verstehen.  $|S(\phi)|^2$  ist proportional zum Energiefluß pro Flächeneinheit (Intensität). Die Ausbeute ist das Verhältnis von pro Zeiteinheit einfallender Energie zu gebeugter Energie. Beim Übergang von Intensität zum Energiefluß muß noch die Änderung des Strahlungsquerschnitts (vgl. Abb. 3.2) berücksichtigt werden. Das Verhältnis der Strahlquerschnitte von gebeugter und einfallender Welle ergibt genau den Faktor, den wir aus der vektoriellen Form des Huygensschen Prinzips abgeleitet haben.

3.2.1 Laminare Gitter

Bei der Berechnung der Furchenausbeute von laminaren Gittern (FLBS74) beschränken wir uns auf den Fall gleicher Breite von Stegen und Gräben (vgl. Abb. 3.3a), d.h. auf ein symmetrisches Profil.

Für eine ideal reflektierende Oberfläche berücksichtigt die Gitterfunktion  $G(x)$  nach Gl. (3.9) nur den Gangunterschied, der durch die Reflexion an zwei um die Steghöhe  $h$  verschobenen Ebenen zustande kommt (vgl. Abb. 3.3a).

$$G(x) = \begin{cases} 1 & \text{für } 0 \leq x < d/2 \\ e^{i\delta x} & \text{für } \frac{d}{2} \leq x < d \end{cases} \quad (3.25a)$$

$$\delta = \frac{2\pi h}{\lambda} (\sin\theta + \sin\phi) \quad (3.25b)$$

Es wird zunächst angenommen, daß die Gräben voll ausgeleuchtet seien. Mit  $G(x)$  aus Gl. (3.25a) kann man den Strukturfaktor nach Gl. (3.13c) berechnen.

$$S(\phi) = S_1(\phi) \cdot S_2(\phi) \quad (3.26a)$$

$$S_1(\phi) = \frac{\sin \left\{ \frac{\pi d}{2\lambda} (\cos\theta - \cos\phi) \right\}}{\frac{\pi d}{2\lambda} (\cos\theta - \cos\phi)} \quad (3.26b)$$

$$S_2(\phi) = \cos \left\{ \frac{\delta}{4} + \frac{\pi d}{2\lambda} (\cos\theta - \cos\phi) \right\} \quad (3.26c)$$

$S_1(\phi)$  beschreibt die Amplitudenverteilung einer an einem Spalt der Breite  $d/2$  gebeugten Welle (So59, S. 204), der Term  $S_2(\phi)$  berücksichtigt die Interferenz der von den beiden gegeneinander versetzten Spalten gebeugten Wellen. Die Intensitätsverteilung  $I(\phi)$  im gebeugten Wellenfeld ist nach Gleichung (3.19) und (3.26a) proportional zu

$$|S_1(\phi)|^2 |S_2(\phi)|^2 |L(\phi)|^2$$

In Abb. 3.4 sind diese Faktoren und ihr Produkt als Funktion von  $\cos\phi$  gezeigt. Als Parameter sind benutzt  $\lambda = 100 \text{ \AA}$ ,  $d = 1000 \text{ \AA}$ ,  $\theta = 90^\circ$ . Die Kurve a zeigt  $|L(\phi)|^2$  für  $N=5$  Gitterstriche. Die Hauptmaxima von  $|L|^2$  bestimmen die Richtungen  $\phi_m$  der Ordnungen  $m$  des Gitters. Darunter (Kurve b) ist die Funktion  $|S_1|^2$

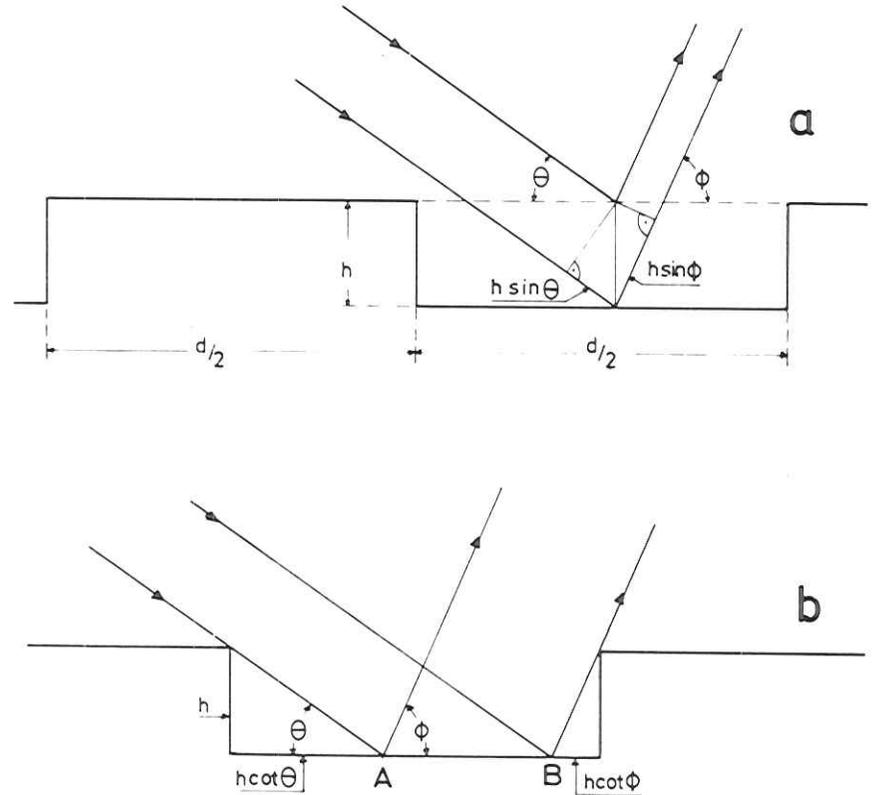


Abb. 3.3 a) Oberflächenprofil eines laminaren Gitters mit Gangunterschied bei Reflexion an den um die Steghöhe  $h$  verschobenen Ebenen.  $d$  - Gitterkonstante;  $\theta$  - Einfallswinkel;  $\phi$  - Beugungswinkel  
 b) Abschattung der Gräben durch die Stege. Zur Ausbeute trägt von den Gräben nur der Teil zwischen A und B bei.

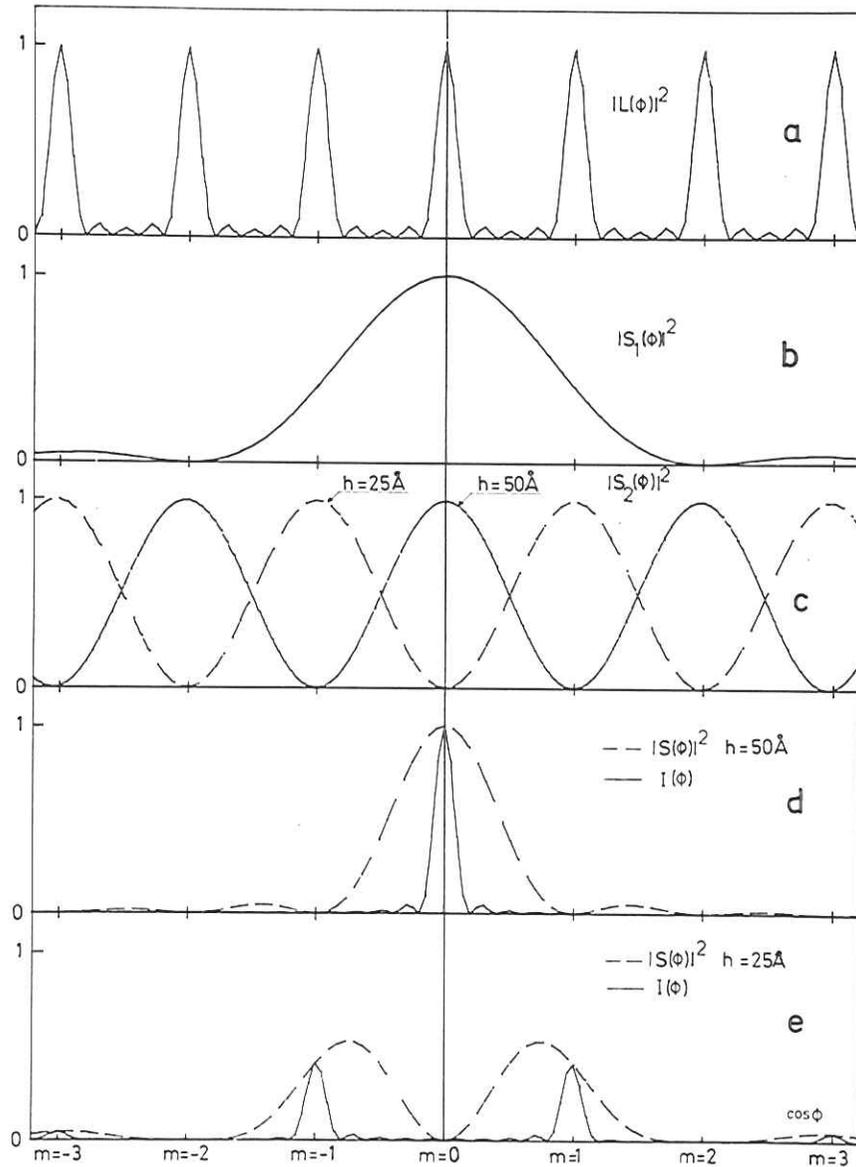


Abb. 3.4 Intensitätsverteilung im Beugungsfeld eines laminiaren Gitters als Funktion von  $\cos\theta - \cos\phi$  bei  $\theta = 90^\circ$ . Zur Verdeutlichung sind die Werte  $\cos\phi$  der Ordnungen  $m$  gekennzeichnet. Die Intensitätsverteilung  $I(\phi)$  ist durch das Produkt von Gitterfaktor  $|L|^2$  (Kurve a), Strukturfaktor  $|S_1|^2$  (Kurve b) und Interferenzterm  $|S_2|^2$  (Kurve c) gegeben. Beträgt der Gangunterschied für Reflexion an Stegen und Gräben  $\lambda$ , so tritt konstruktive Interferenz in der nullten Ordnung auf (Kurve d), für Gangunterschied  $\lambda/2$  gibt es Auslöschung in der 0. und maximale Ausbeute in allen ungeraden Ordnungen.

dargestellt. Sie beschreibt die Intensitätsverteilung einer an einem Spalt gebeugten ebenen Welle. Das Hauptmaximum liegt bei  $m=0$ , die Minima unterdrücken alle geraden Ordnungen. Alle Gitter mit symmetrischem Furchenprofil haben keine geraden Ordnungen (Wo36, S. 247). Der Interferenzterm  $|S_2|^2$  ist als Kurve c gezeigt. Für  $h = 50 \text{ \AA}$  beträgt der Gangunterschied zwischen dem in den Gräben und dem auf den Stegen in die 0. Ordnung ( $\theta=90^\circ$ ) gebeugten Licht  $2h=\lambda$ , das bedeutet konstruktive Interferenz. Für alle ungeraden Ordnungen ist der Interferenzterm Null. Das Produkt von  $|S_1|^2$  und  $|S_2|^2$  ergibt die Einhüllende der Intensitätsverteilung und ist für  $h = 50 \text{ \AA}$  in Abb. 3.4d dargestellt. Die Intensität in der 0. Ordnung ist eins, alle anderen Ordnungen werden aufgrund des symmetrischen Gitterprofils oder der Interferenz unterdrückt. Für die halbe Steghöhe  $h = 25 \text{ \AA}$  (Interferenzterm Kurve c) beträgt der Gangunterschied in der 0. Ordnung  $2h = \lambda/2$ , sie wird durch Interferenz ausgelöscht, dafür ist die Intensität in den beiden ersten Ordnungen maximal (Abb. 3.4e). Durch Variation der Steghöhe  $h$  läßt sich die Verteilung der gebeugten Intensität auf die einzelnen Ordnungen beeinflussen und für vorgegebene Werte von Wellenlänge und Einfallswinkel optimieren.

Für die Furchenausbeute eines laminiaren Gitters in der nullten und allen ungeraden Ordnungen gilt nach Einsetzen des Strukturfaktors aus Gl. (3.26) in Gl. (3.23) und Vereinfachen mit der Gittergleichung (3.20)

$$F(m=0) = \cos^2\left(\frac{2\pi}{\lambda} h \sin\theta\right) \quad (3.27a)$$

$$F(m \neq 0) = \frac{4}{\pi^2 m^2} \cos^2\left\{\frac{\pi}{\lambda} h(\sin\theta + \sin\phi) + \frac{\pi m}{2}\right\} \frac{\sin\phi}{\sin\theta} \quad (3.27b)$$

Die gleichen Formeln (wie auch 3.28) werden auch von FLBS74 angegeben, jedoch ohne den aus der vektoriellen Fassung des Huygensschen Prinzips gewonnenen winkelabhängigen Faktor  $\sin\phi/\sin\theta$ .

Es läßt sich aus Gl. (3.27b) ablesen, daß die Furchenausbeute in der  $\pm 1$ . Ordnung maximal  $0,4 \cdot \sin\phi/\sin\theta$  erreichen kann.

Für streifenden Einfall des Lichtes muß noch berücksichtigt werden, daß die Gräben wegen der Abschattung durch die Stege nicht vollständig ausgeleuchtet werden (vgl. Abb. 3.3b). Diese Annahme scheint uns berechtigt, da die von uns benutzten Gitter mit Gold bedampft waren und für 100 eV Photonenenergie die mittlere Eindringtiefe des Lichtes nur wenige Ångström beträgt (HGK75). Aus dem

gleichen Grund kann ein Teil des in den Gräben gebeugten Lichtes den Graben nicht wieder verlassen. Wegen der geringen Reflektivität von Gold in dem Energiebereich, in dem man Gitter im streifenden Einfall verwendet, können Mehrfachreflexionen die Intensitätsverteilung nicht verändern. Fragen, die sich im Zusammenhang mit nur teilweiser Abschattung ergeben, sind ausführlich in FLBS74 diskutiert.

Berücksichtigt man die volle Abschattung nach den Gesetzen der geometrischen Optik, dann trägt nur der Teil  $\overline{AB}$  (vgl. Abb. 3.3b) der Gräben zum Strukturfaktor nach Gl. (3.13b) bei. Für die Furchenausbeute mit Berücksichtigung der Abschattung (vgl. FLBS74) gilt dann mit  $\delta$  aus Gl. (3.25b)

$$F(m=0) = \frac{1}{4} + v \cos \delta + v^2 \quad (3.28a)$$

$$F(m \neq 0) = \frac{1}{\pi^2 m^2} \{ 1 + \sin^2(m\pi v) - 2(-1)^{n+1/2} \cos(m\pi v') \sin(m\pi v) \} \cdot \frac{\sin \phi}{\sin \theta} \quad (3.28b)$$

$$v = \frac{1}{2} - \frac{h}{d} (\cot \theta + \cot \phi) \quad (3.28c)$$

$$v' = \frac{3}{2} + \frac{h}{d} (\cot \theta - \cot \phi) \quad (3.28d)$$

Bei streifendem Einfall stellt ein laminares Gitter also eine Mischung aus Amplituden und Phasengitter dar und geht bei völliger Abschattung der Gräben in ein reines Amplitudengitter über (So59, S. 210 f).

Der Einfluß der Abschattung auf die Furchenausbeute als Funktion vom Einfallswinkel  $\phi$  ist in Abb. 3.5 gezeigt für die 0. Ordnung eines Gitters mit 1200 Strichen/mm,  $h = 200 \text{ \AA}$ ,  $\lambda = 150 \text{ \AA}$ . Man sieht, daß der Unterschied zwischen der Furchenausbeute mit und ohne Abschattung mit wachsendem Einfallswinkel immer kleiner wird. Im abgeschatteten Fall sind die Gräben für  $\phi < 6^\circ$  ganz verdeckt, die Furchenausbeute ist konstant, da keine Interferenz möglich ist. Die Maxima und Minima entsprechen einem Gangunterschied von einem gradzahligen bzw. ungradzahligen Vielfachen von  $\lambda/2$  für die an Stegen und Gräben reflektierten Teilbündel. Bei Abschattung sind die Minima und Maxima weniger ausgeprägt, weil die Teilbündel unterschiedliche Amplituden haben.

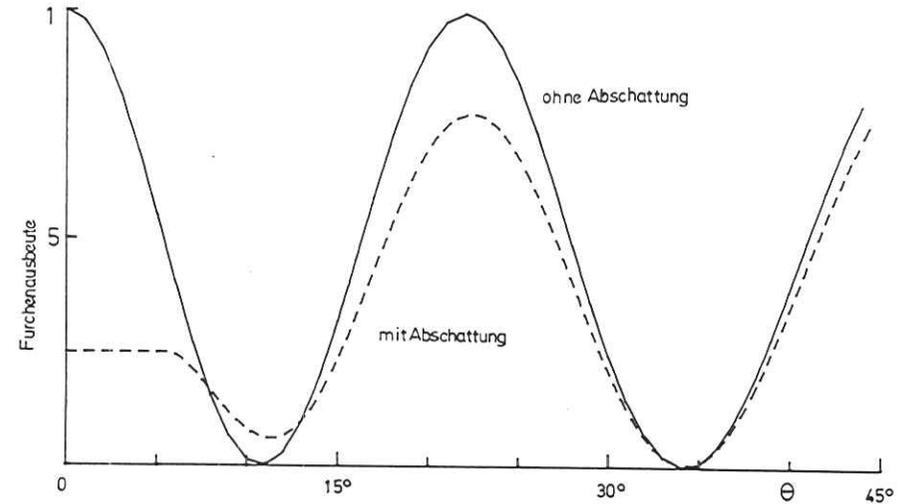


Abb. 3.5 Einfluß der Abschattung auf die Furchenausbeute der 0. Ordnung eines laminares Gitters als Funktion des Einfallswinkels  $\theta$ . Parameter: Steghöhe  $h = 200 \text{ \AA}$ ; Wellenlänge  $\lambda = 150 \text{ \AA}$ ; Gitterkonstante  $d = 8333 \text{ \AA}$ .

3.2.2 Gitter mit Sägezahnprofil

In Abb. 3.4a ist ein Gitter mit Sägezahnprofil ("blaze") gezeigt. Der Blazewinkel  $\gamma$  bestimmt die Neigung der langen Furchenflanke gegen die Gitterebene. Für unser Modell wird ein rechteckiger Sägezahn angenommen, da die Herstellerangaben für die von uns untersuchten geblazten Gitter (Bausch und Lomb) darüber nichts aussagen. Die genaue Größe dieses Winkels hat kaum Einfluß auf skalare Rechnungen, damit zusammenhängende Polarisierungseffekte werden in St63 diskutiert. Es wird angenommen, daß nur die lange Flanke des Sägezahns beleuchtet wird. Nach Abb. 3.6a ergibt sich für die Gitterfunktion nach Gl. (3.9) für eine ideal reflektierende Oberfläche

$$A(x) = \begin{cases} e^{i\delta x} & \text{für } 0 \leq x < d \cos^2 \gamma \\ 0 & \text{für } d \cos^2 \gamma \leq x < D \end{cases} \quad (3.29a)$$

$$\delta = -\frac{2\pi}{\lambda} \tan \gamma (\sin \theta + \sin \phi) \quad (3.29b)$$

Berechnet man damit den Strukturfaktor aus Gl. (3.13c) und vereinfacht mit Hilfe der Additionstheoreme für Winkelfunktionen, so erhält man bis auf einen komplexen Faktor vom Betrag eins (LS63;DC)

$$S(\phi) = \frac{\sin \frac{\pi b}{\lambda} (\cos(\theta + \gamma) - \cos(\phi - \gamma))}{\frac{\pi b}{\lambda} (\cos(\theta + \gamma) - \cos(\phi - \gamma))} \quad (3.30a)$$

$$b = d \cos \gamma \quad (3.30b)$$

$|S(\phi)|^2$  bestimmt im wesentlichen die Intensitätsverteilung  $dP/d\phi$  (vgl. Gl. (3.18)) eines Spaltes der Breite  $b$  (Länge der beleuchteten Flanke) mit dem Einfallswinkel  $\theta + \gamma$  und dem Beugungswinkel  $\phi - \gamma$ . Sie ist die Einhüllende der Intensitätsverteilung  $dP/d\phi$  (Gl. (3.18)) des Gitters und hat ihr Hauptmaximum bei

$$\theta + \gamma = \phi - \gamma \quad (3.31)$$

Dies ist gerade die Reflexionsbedingung für Reflexion an den um den Winkel  $\gamma$  gegen die Gitterebene geneigten Furchenflanken.

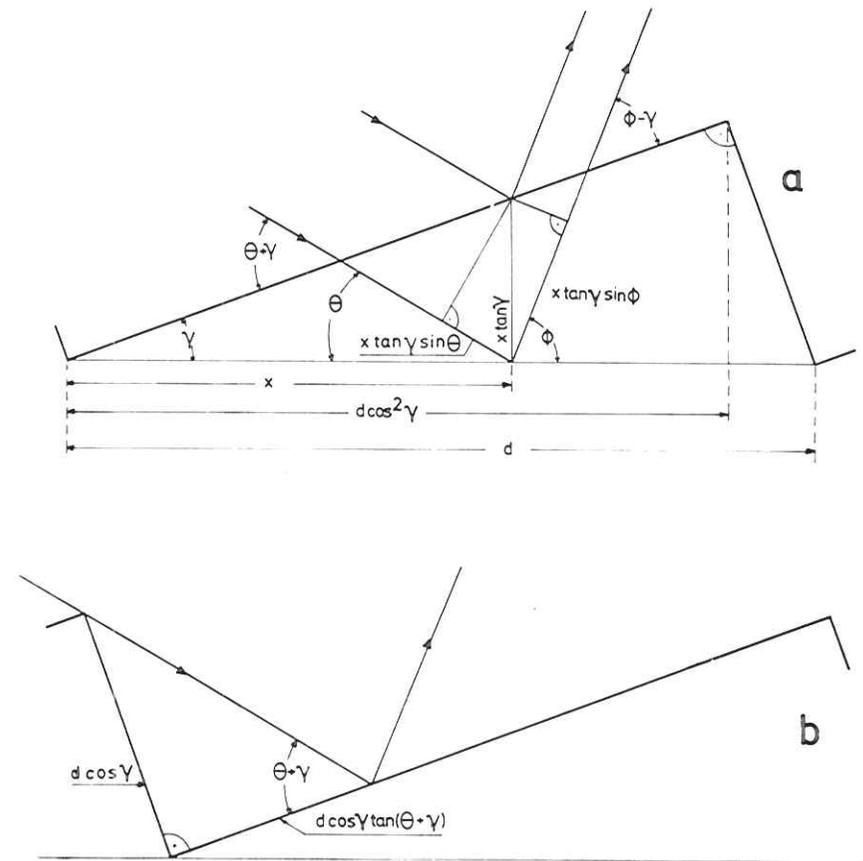


Abb. 3.6 Profil eines Sägezahngritters mit Blazewinkel  $\gamma$   
 a) Gangunterschied zwischen Reflexion am Sägezahn und Reflexion am ebenen Gitter am Ort  $x$ .  $d$ : Gitterkonstante  
 b) Abschattung bei streifendem Einfall

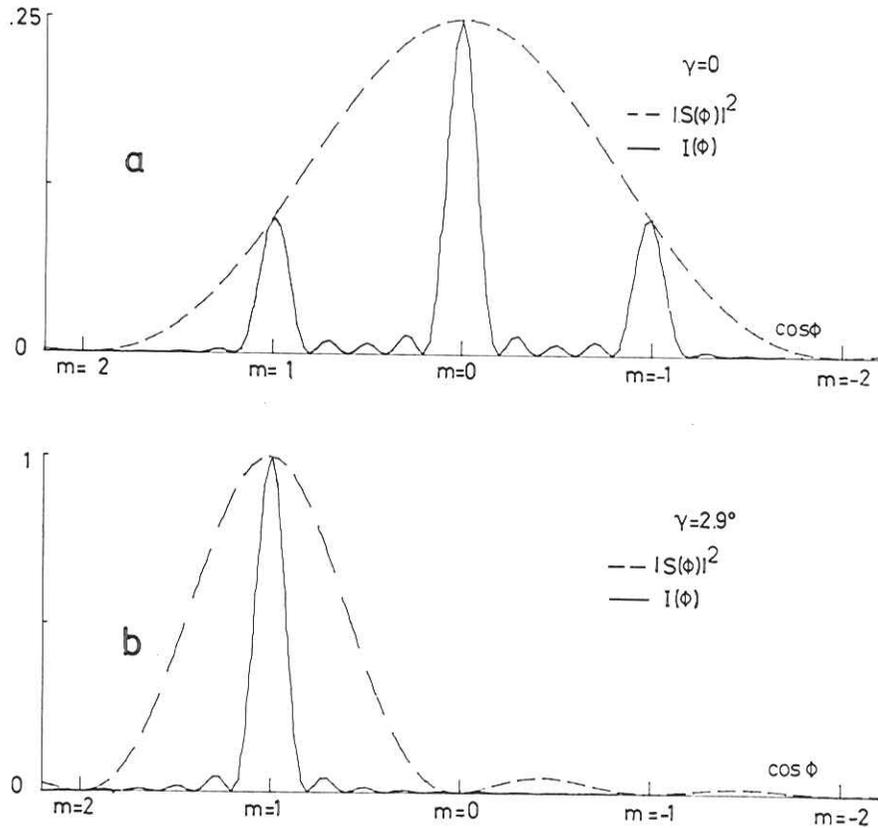


Abb. 3.7 Vergleich der Intensitätsverteilung  $I(\phi)$  bei einem ebenen (Kurve a) und einem geblazten (Kurve b) Gitter als Funktion von  $\cos\theta - \cos\phi$  bei  $\theta = 90^\circ$ . Zur Verdeutlichung sind die Werte  $\cos\phi_m$  der Ordnungen  $m$  gekennzeichnet. Das ebene Gitter hat abwechselnd reflektierende und nicht reflektierende Streifen von der Breite einer halben Gitterkonstanten. Das Sägezähngitter hat einen Blazewinkel  $\gamma = 2,9^\circ$ .

$|S|^2$  und die Intensität  $I(\phi) = |S|^2 |L|^2$  sind in Abb. 3.7 als Funktion von  $\cos\phi$  für konstantes  $\theta$  und  $\lambda/d = 0,1$  dargestellt. Die Kurve a zeigt das Produkt für ein ungeblaztes Gitter ( $\gamma=0$ ) mit Maxima für die  $\pm 1$ . Ordnungen, d.h., das Gitter muß  $d/2$  breite Streifen haben, die abwechselnd reflektieren bzw. nicht reflektieren. Durch Übergang zum geblazten Gitter mit  $\gamma = 2,9^\circ$  wird das Hauptmaximum der Einhüllenden  $|L|^2$  zur ersten Ordnung verschoben und alle anderen Ordnungen unterdrückt. Das Hauptmaximum von  $|L|^2$  wird außerdem schmaler und höher, weil die reflektierenden Flächen  $b$  größer  $d/2$  sind.

Berücksichtigt man noch die Abschattung eines Teils der Flanke  $b$  bei streifendem Einfall (vgl. Abb. 3.4b), dann reflektiert nur die Teilfläche der Breite  $b'$  (LS63)

$$b' = d(\cos\gamma - \sin\gamma \cot(\theta + \gamma)) \quad (3.32)$$

Die Furchenausbeute  $F(m)$  eines Sägezähngitters ergibt sich durch Einsetzen von Gl. (3.30) in (3.23). Dabei muß beachtet werden, daß in den winkelabhängigen Faktor die Einfallswinkel und Beugungswinkel gemessen zur Fläche der als Spalt wirkenden beleuchteten Flankenseite eingesetzt werden müssen. In Übereinstimmung mit LS63 erhalten wir

$$F(m) = \frac{\sin^2 \left\{ \frac{\pi b'}{\lambda} (\cos(\theta + \gamma) - \cos(\phi_m - \gamma)) \right\}}{\left\{ \frac{\pi b'}{\lambda} (\cos(\theta + \gamma) - \cos(\phi_m - \gamma)) \right\}^2} \cdot \frac{\sin(\phi_m - \gamma)}{\sin(\theta + \gamma)} \quad (3.33)$$

### 3.2.3 Optimierung der Furchenausbeute

Die Furchenausbeute von Gittern mit laminaem und sägezahnförmigem Profil läßt sich durch Variation der Steghöhe beziehungsweise des Blazewinkels für gegebenen Einfallswinkel und Wellenlänge optimieren. Beim Sägezähngitter wird das Hauptmaximum der Einhüllenden verschoben, so daß 100 % Intensität in einer Ordnung möglich sind, beim laminaem Gitter wird die Einhüllende durch einen Interferenzterm kleiner gleich eins moduliert, so daß die Intensität der  $m$ -ten Ordnung maximal  $4/m^2 \pi^2$  erreichen kann (vgl. Gl. (3.27b)).

In Abb. 3.8 ist die Furchenausbeute in der ersten Ordnung von einem Laminaem- und einem Sägezähngitter als Funktion des Einfallswinkels  $\theta$  (Abb. 3.6a) und als Funktion der Wellenlänge  $\lambda$  gezeigt. Die Gitter haben beide 1200 Striche/mm und Steghöhe  $h = 110 \text{ \AA}$  bzw. Blazewinkel  $\gamma = 1,5^\circ$ . Bei Variation des Einfallswinkels haben die

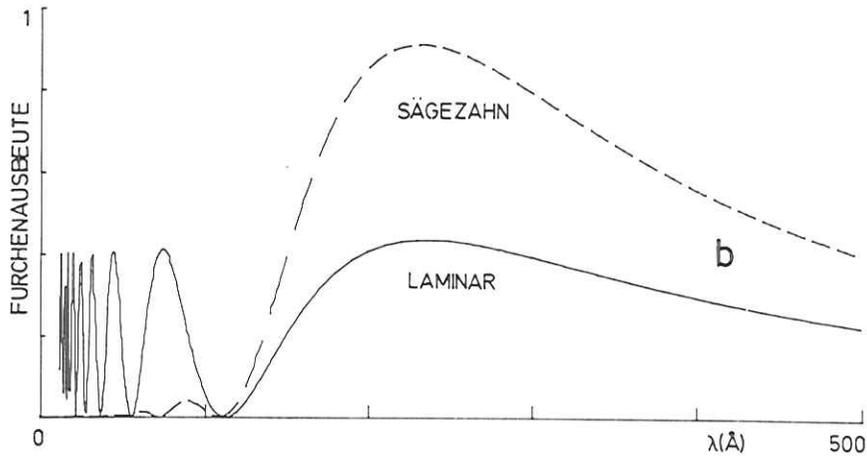
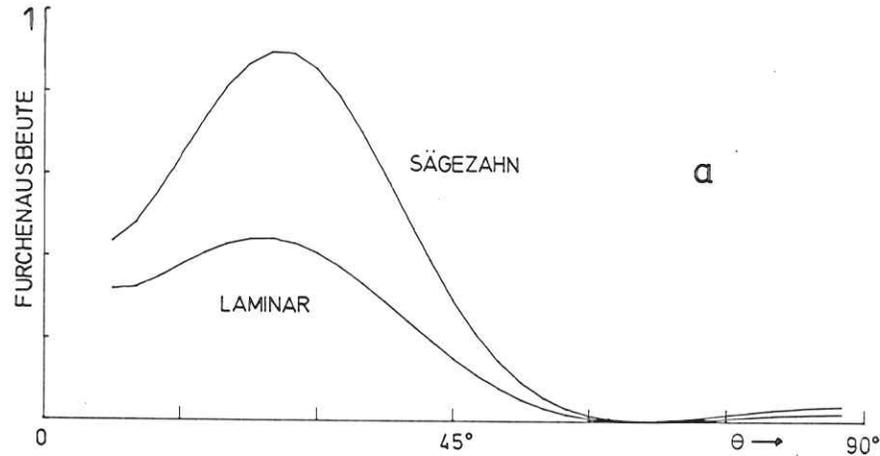


Abb. 3.8 Optimierung der Furchenausbeute für Laminar- und Sägezahngritter als Funktion des Einfallswinkels  $\theta$  (a) und der Wellenlänge  $\lambda$  (b). Parameter: 1200 Striche/mm, Steghöhe  $h = 110 \text{ \AA}$  bzw. Blazewinkel  $\gamma = 1,5^\circ$ .

Furchenausbeutekurven gleiche Form jedoch unterschiedliche Höhe. Als Funktion der Wellenlänge hat die Furchenausbeute des Laminargitters ein Hauptmaximum ähnlich wie das geblazte Gitter, aber zusätzlich noch Nebenmaxima, die einem Gangunterschied von einem ganzzahligen Vielfachen der Wellenlänge der interferierenden Teilbündel entspricht. Für die praktische Verwendung hat das Hauptmaximum die meiste Bedeutung.

Maystre und Petit (MP70, MP71) haben mit exakten Lösungen des Randwertproblems Abwandlungen eines Laminar- und Sinusprofils diskutiert, die gleiche Optimierung der Ausbeute haben wie Sägezahngritter.

### 3.3 Ausbeute von Gittern nach Sprague et al.

Sprague et al. (STB55) haben für den weichen Röntgenbereich und streifenden Einfall eine Theorie für die Ausbeute von Gittern, die die Stetigkeitsbedingungen an der Gitteroberfläche berücksichtigt, angegeben und durch einige Experimente belegt. Der Mangel an optischen Konstanten für den Bereich des EVU erklärt, daß - soweit uns bekannt - nur Lukirskii und Savinov (LS63) versucht haben, ihre Meßergebnisse im Rahmen dieser Theorie zu interpretieren. Optische Konstanten aus Absorptionsmessungen von Hagemann et al. (HGK75a) und aus eigenen Reflexionsmessungen ermöglichen einen Vergleich mit der Theorie von Sprague et al.

Die Gitteroberfläche liege in der  $x$ - $z$ -Ebene und sei in der  $z$ -Richtung parallel zu den Gitterstrichen unendlich ausgedehnt. Das allgemeine skalare Feld  $F(x,y)$  muß der zweidimensionalen zeitunabhängigen Wellengleichung genügen

$$\Delta F + k^2 F = 0 \tag{3.34}$$

$n$ : komplexer Brechungsindex, der hier eine Funktion von  $x, y, z$  ist und in  $x$ -Richtung periodisch mit der Periode  $d$  ist

$k$ : Betrag des Wellenvektors,  $k = 2\pi n/\lambda$

Nach Eckart (Ec33) läßt sich das Feld für weit von der Gitteroberfläche entfernte Gebiete darstellen durch eine einlaufende ebene Welle und eine unendliche Summe von reflektierten und transmittierten gebeugten ebenen Wellen

$$F = E_0 e^{ik(x \cos\theta - y \sin\theta)} + \sum_m A_m e^{ik(x \cos\phi_m + y \sin\phi_m)} \quad \text{für } y > 0 \quad (3.35a)$$

$$F = \sum_m B_m e^{ik'(x \cos\psi_m - y \sin\psi_m)} \quad \text{für } y < 0 \quad (3.35b)$$

Die Bezeichnungen sind aus Abb. 3.9 zu entnehmen. Aus der Forderung, daß das Feld in x-Richtung bis auf einen Phasenfaktor, der sich zu  $e^{ikx \cos\theta}$  ergibt, periodisch sein muß mit der Periode  $d$  gleich der Gitterkonstanten folgt nach Eckart (Ec33)

$$d(k \cos\theta - k \cos\phi_m) = 2\pi p \quad \text{für } y > 0 \quad (3.36a)$$

$$d(k \cos\theta - k' \cos\psi_m) = 2\pi p \quad \text{für } y < 0 \quad (3.36b)$$

Identifiziert man willkürlich  $m$  mit  $p$ , dann erhält man die Gittergleichung für die in den Außenraum zurückreflektierten Ordnungen ( $k = 2\pi/\lambda$ , vergl. Gl. (3.20)) und die transmittierten gebeugten Ordnungen ( $k' = 2\pi n/\lambda$ ).

Um die Stetigkeitsbedingungen an der Grenzfläche zu erfüllen, müssen bestimmte Phasen und Amplitudenbedingungen an der Grenzfläche erfüllt sein. Aus der Forderung nach zeitlich konstantem Energiefluß in die einzelnen Ordnungen folgt, daß nur der Anteil der einfallenden Welle, der gleiche Phase wie eine bestimmte Ordnung hat, den Energiefluß in diese Ordnung bestimmt. Unter der Voraussetzung, daß die Darstellung durch ebene Wellen auch an der Gitteroberfläche gilt, lassen sich die Phasen für  $y=0$  aus Gl. (3.35) ablesen. Die  $m$ -te reflektierte und transmittierte Ordnung haben die gleiche Phase (Gl. (3.36))

$$xk \cos\phi_m = xk' \cos\psi_m = \frac{2\pi m x}{d} + xk \cos\theta \quad (3.37)$$

Die einlaufende ebene Welle muß an der Grenzfläche nach den Phasen der gebeugten Wellen entwickelt werden.

$$e^{ikx \cos\theta} = \sum_m D_m e^{2\pi i m x/d + ikx \cos\theta} \quad (3.38)$$

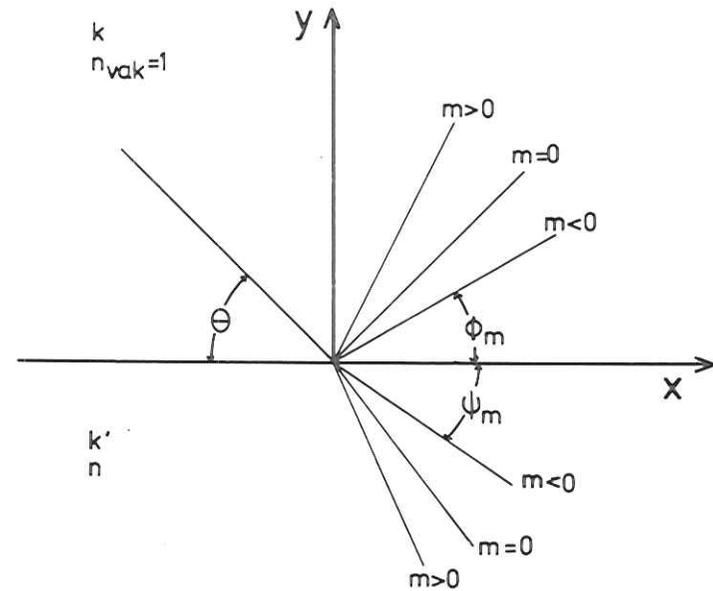


Abb. 3.9 Bezeichnung der Winkel, Wellenvektoren und Ordnungen für die Berechnung der Gitterausbeute nach Sprague et al. (STB55).

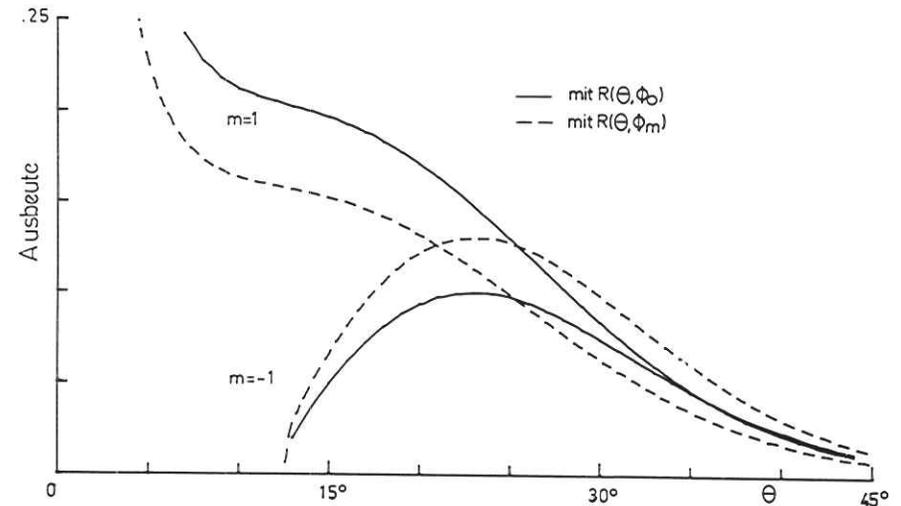


Abb. 3.10 Berechnete Ausbeute in der +1. und -1. Ordnung eines laminaren Gitters als Funktion des Einfallswinkels  $\theta$  bei  $\lambda = 200 \text{ \AA}$ . Die Ausbeute nach der Formel von Sprague et al. (STB55) (gestrichelt) wird verglichen mit der Näherung: Ausbeute gleich Furchenausbeute mal Reflektivität. Zur Berechnung wurde benutzt  $\epsilon = .741 + .269 i$  (HGK75a).

Die Fourierkoeffizienten  $D_m$  lassen sich bestimmen aus

$$D_m = \frac{1}{d} \int_0^d e^{-2\pi i m x / d} dx \quad (3.39)$$

Formt man den Exponenten mit Gleichung (3.36a) um und berücksichtigt die Oberfläche des Gitters durch die Gitterfunktion  $G(x)$ , so sieht man, daß  $D_m$  gleich dem Strukturfaktor  $S(\phi)$  aus Gleichung (3.13c) für  $\phi = \phi_m$  ist.

$$D_m = \frac{1}{d} \int_0^d G(x) e^{-ik(\cos\theta - \cos\phi_m)x} dx = S(\phi_m) \quad (3.40)$$

Zur Berechnung der Furchenausbeute nach dem Huygensschen Prinzip wurde von einer ideal reflektierenden Oberfläche ausgegangen, was bedeutet, daß der Anteil  $D_m$  der einfallenden Welle in die  $m$ -te Ordnung gebeugt wird. Nach der Theorie von Sprague et al. (STB55) verteilt sich der Anteil  $D_m$  auf die  $m$ -te reflektierte und transmittierte Ordnung gemäß den Stetigkeitsbedingungen für die Tangentialkomponenten des elektrischen und magnetischen Feldes. Für die von uns verwendete Polarisation des elektrischen Feldvektors senkrecht zur Einfallsebene lassen sich die Stetigkeitsbedingungen für  $E$  und  $H$  unter Beachtung von  $H = nE$  schreiben

$$D_m E_e + E_{rm} = E_{tm} \quad (3.41a)$$

$$D_m E_e \sin\theta - E_{rm} \sin\phi_m = n E_{tm} \sin\psi_m \quad (3.41b)$$

Die Indices  $e, r, t$  bezeichnen einfallende, reflektierte und transmittierte Welle. Für das Amplitudenverhältnis von einlaufender zu reflektierter gebeugter Welle gilt dann

$$\frac{E_{rm}}{E_e} = R(\theta, \phi_m) D_m \quad (3.42a)$$

mit 
$$R(\theta, \phi_m) = \frac{\sin\theta - n \cos\psi_m}{\sin\phi_m + n \cos\psi_m} \quad (3.42b)$$

Für  $m=0$  geht  $R$  in den bekannten Fresnelkoeffizienten (Ed67, S. 179) für die Reflexion über.

Die Ausbeute des Gitters erhält man durch Quadrieren von Gl. (3.42a) und Berücksichtigung des Verhältnisses der Querschnitte von gebeugtem und einfallendem Strahl (vgl. Abschnitt 3.2).

$$A(m) = |S(\phi_m)|^2 \cdot |R(\theta, \phi_m)|^2 \cdot \frac{\sin\phi_m}{\sin\theta} \quad (3.43)$$

Für die Strukturamplitude  $S(\phi_m)$  können die entsprechenden Ausdrücke für Laminargitter (Gl. 3.21) und Sägezahngitter (Gl. 3.27) eingesetzt werden (LS63). (Beim Sägezahngitter gehen in das Verhältnis der Strahlquerschnitte die Winkel  $\theta + \gamma$ ,  $\phi_m - \gamma$  ein (Abschnitt 3.2.2).)

Zur Ermittlung der Furchenausbeute wird  $R(\theta, \phi_m)$  oft in erster Näherung durch die Reflektivität  $R(\theta, \phi_0)$  beschrieben. Der Fehler gegenüber dem von Sprague et al. entwickelten Faktor  $R(\theta, \phi_m)$  läßt sich aus Abb. 3.10 ablesen. Die Ausbeute für die +1. und -1. Ordnung eines Laminargitters mit 1200 Strichen/mm und Steghöhe  $h = 110 \text{ \AA}$  ist als Funktion des Einfallswinkels dargestellt. Einmal wurde mit  $R(\theta, \phi_0)$  gerechnet und einmal mit  $R(\theta, \phi_1)$  bzw.  $R(\theta, \phi_{-1})$ . Für Wellenlänge  $\lambda = 200 \text{ \AA}$  wurde benutzt  $\epsilon = .741 + .269i$  nach (HGK75a).

Für die +1. Ordnung ergibt die genauere Theorie kleinere Ausbeuten, weil der Beugungswinkel größer als der Einfallswinkel ist, für die -1. Ordnung ist es umgekehrt. Für große Einfallswinkel (bei gleicher Gitterkonstante) wird der Unterschied geringer, da sich Einfallswinkel und Beugungswinkel nur wenig unterscheiden.

4. Ergebnisse der Ausbeutemessungen an Gittern und Diskussion

4.1 Laminaire Gitter (holographisch hergestellt)

Die von uns getesteten holographischen Gitter sind von der Universitäts-Sternwarte Göttingen hergestellt worden. Es handelte sich dabei um resistfreie Gitter auf einer Glasunterlage mit Stegen aus Kupfer. Die Oberfläche ist zur Erhöhung der Reflektivität mit 300 Å Gold überdampft. Die Herstellung von holographischen Gittern ist in Anhang A beschrieben.

Das erste von uns getestete Gitter zeigte eine starke Variation der Ausbeute über die Gitteroberfläche. Bei Verschiebung des Gitters parallel zu den Gitterstrichen (vgl. Abschn. 2.2) konnte eine Änderung der Ausbeute bis zu 50 % festgestellt werden. Die Form der Beugungsmaxima ließ auch auf eine starke Variation der Ausbeute senkrecht zu den Gitterstrichen schließen. Die Hersteller der Gitter, Rudolph und Schmahl aus Göttingen, gaben als Grund dafür ein ungleichmäßiges Verhältnis von Steg- und Grabenbreite an. Für alle danach hergestellten Gitter wurde als erstes die Gleichmäßigkeit der Ausbeute über die Oberfläche geprüft. Maximal- und Minimalwert unterschieden sich dann nie um mehr als 5 %.

4.1.1 Laminares Gitter mit 1160 Strichen/mm

4.1.1.1 Ergebnisse

Die Abb. 4.1 bis 4.4 zeigen die Ergebnisse der Ausbeutemessungen für die -1. bis +2. Ordnung als Funktion des Einfallswinkels  $\theta$  bei verschiedenen Wellenlängen zwischen 55 Å und 560 Å. Die Einfallswinkel  $\theta$  und Beugungswinkel  $\phi$  werden gegen die Gitteroberfläche gemessen (vgl. Abb. 3.9). Die sonst übliche Bezeichnung Glanzwinkel wurde vermieden, da sie nicht erkennen läßt, ob der einfallende oder gebeugte Strahl gemeint ist. Die Ordnungen werden positiv gezählt, wenn sie zwischen dem einfallenden und dem direkt reflektierten Strahl liegen (innere Ordnungen).

0. Ordnung

Bei allen Wellenlängen, für die über einen ausreichend großen Winkelbereich gemessen wurde, zeigt sich das erste Interferenzminimum, das sich mit wachsender Wellenlänge zu größeren Einfallswinkeln verschiebt. Seine Lage wird bestimmt durch die Bedingung, daß der Gangunterschied für die von den Stegen und den Gräben reflektierten Teilbündel  $\lambda/2$  beträgt (vgl. Abschn. 3.2.1). Mit der Steghöhe  $h$  und dem Einfallswinkel  $\theta$  (Glanzwinkel) ist diese Bedingung erfüllt, falls gilt

$$2h \sin\theta = \frac{\lambda}{2} \quad (4.1)$$

Aus der Lage des Interferenzminimums läßt sich die Steghöhe bestimmen. Durch den starken Abfall der Reflektivität für wachsende Einfallswinkel wird dieses Minimum jedoch zu größeren Einfallswinkeln verschoben. Aus dem gleichen Grund ist auch der Anstieg nach dem Minimum nur klein.

+1. Ordnung

Bei fast allen Ausbeutekurven zeigt sich ein interferenzbedingtes Maximum, das sich in gleicher Weise verschiebt wie das Minimum in der 0. Ordnung. Für  $\lambda = 55 \text{ Å}$  beträgt die maximale Ausbeute 7,8 %, ihren höchsten Wert erreicht sie bei  $90 \text{ Å}$  und  $120 \text{ Å}$  mit 21,4 % bzw. 21,2 % und fällt für größere Wellenlängen wieder bis auf 7,5 % für  $560 \text{ Å}$  ab. Dieses Maximum der Maximalwerte der Ausbeute im Bereich  $90 \text{ Å}$  bis  $120 \text{ Å}$  läßt sich mit der einfachen Näherung - Ausbeute gleich Furchenausbeute mal Reflektivität - verstehen. Je größer die Wellenlänge, desto weniger werden Rauigkeit der Gitteroberfläche und kleine Abweichungen von der Idealform das Beugungsfeld stören und desto mehr wird die Furchenausbeute gegen den Idealwert ansteigen. Mit wachsender Wellenlänge verschiebt sich aber das Interferenzmaximum zu größeren Einfallswinkeln. Überschreitet das Maximum den kritischen Winkel für die Reflexion, nimmt die Reflektivität rasch ab. Das absolute Maximum der Ausbeute im Bereich  $90 - 120 \text{ Å}$  ist also bestimmt durch den Abfall der Furchenausbeute für kürzere Wellenlängen und den Abfall der Reflektivität im Maximum für größere Wellenlängen.

+2. Ordnung

Für den Wellenlängenbereich  $55 - 120 \text{ Å}$  beträgt die Ausbeute in der +2. Ordnung zwischen 1 % und 4 %, für größere Wellenlängen ist sie kleiner als 1 %. Soweit über einen ausreichend großen Winkelbereich gemessen wurde, läßt sich ein Maximum erkennen, dessen Lage wellenlängenabhängig ist. Da die Beugungsrichtung der 1. Ordnung einer Wellenlänge mit der Beugungsrichtung der 2. Ordnung der halben Wellenlänge zusammenfällt, ist man an der Unterdrückung der 2. Ordnung interessiert. Für gleiche Intensität des einfallenden Lichts für die Wellenlängen  $\lambda$  und  $\lambda/2$  läßt sich der Intensitätsanteil der 2. Ordnung für  $\lambda/2$  vergleichen mit der Intensität der 1. Ordnung der doppelten Wellenlänge  $\lambda$  aus unseren Messungen wie folgt abschätzen: Für  $120 \text{ Å}$  und  $\theta = 6^\circ$  ergibt sich ein Anteil an 2. Ordnung von 3 - 10 %, bei  $200 \text{ Å}$  und  $\theta = 10^\circ$  ein Anteil von ca. 20 % und bei  $560 \text{ Å}$  und  $\theta = 30^\circ$  ein Anteil von ca. 3 %.

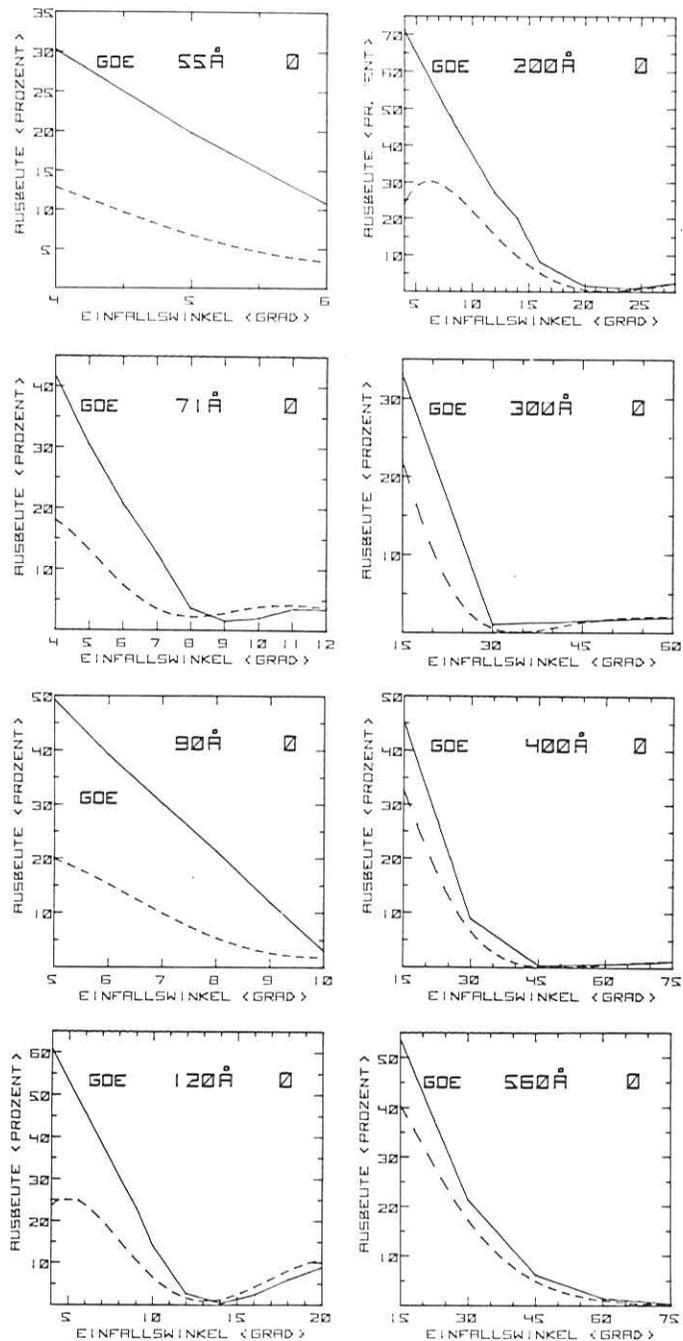


Abb. 4.1 Ausbeute eines Laminargitters in der 0. Ordnung als Funktion des Einfallswinkels (Glanzwinkel) für verschiedene Wellenlängen (durchgezogen). Das holographisch hergestellte Gitter (Göttingen) hat 1160 Striche/mm und die Steghöhe  $h = 135 \text{ \AA}$ . Für die Modellrechnungen (gestrichelt) wurden optische Konstanten (Tab. 4.2) aus eigenen Messungen verwendet.

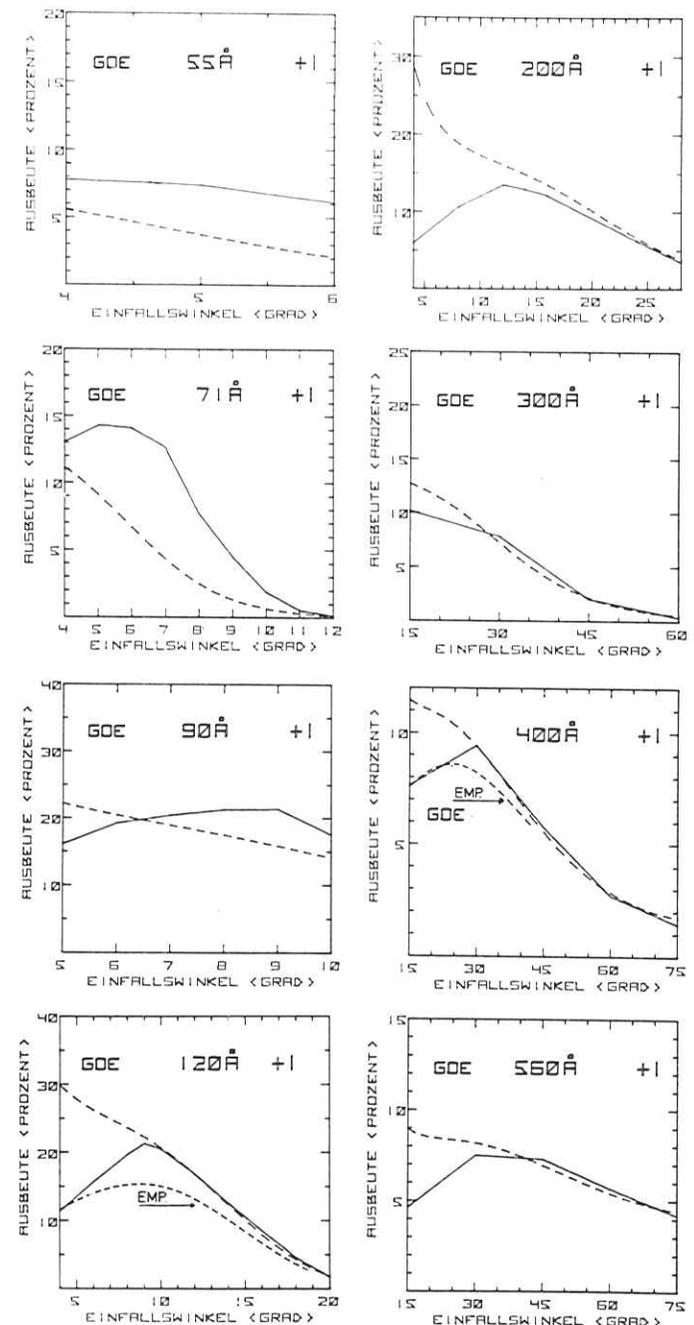


Abb. 4.2 Ausbeute eines Laminargitters in der +1. Ordnung verglichen mit Modellrechnungen (vgl. Abb. 4.1). Die mit EMP. gekennzeichneten Modellkurven basieren auf einer empirischen Formel (siehe Text).

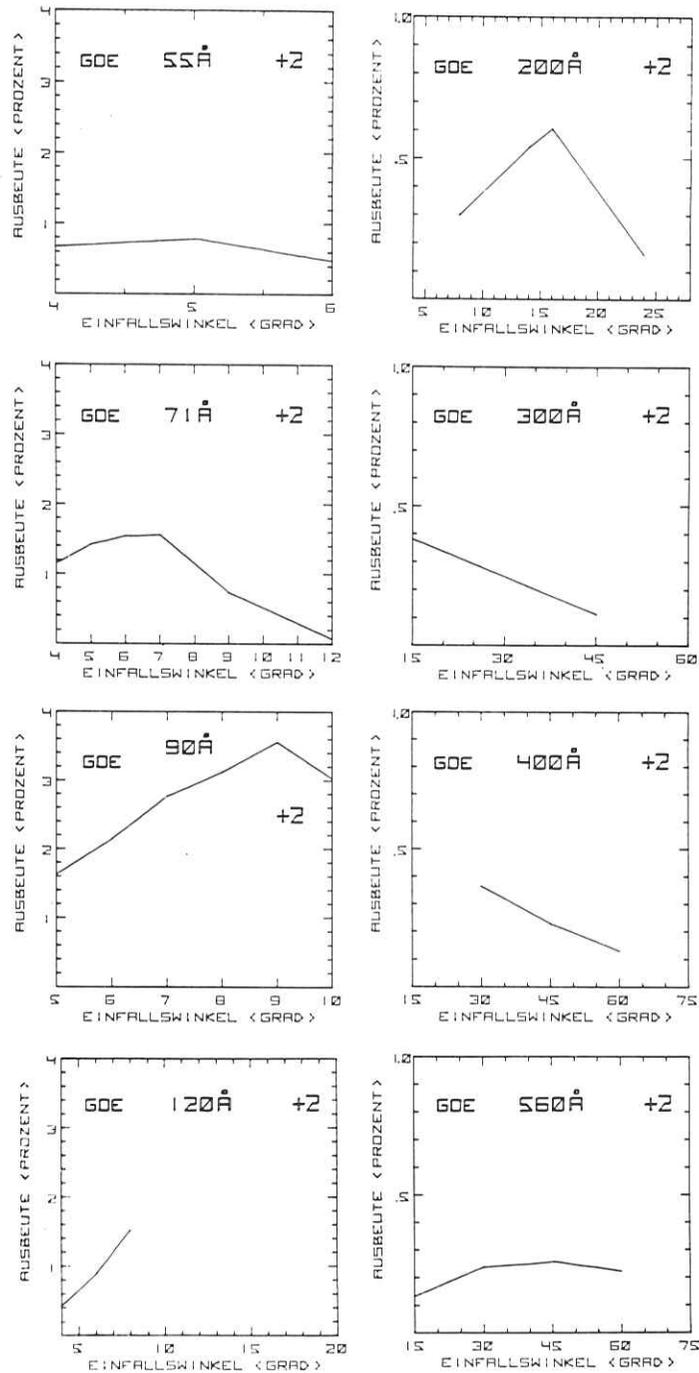


Abb. 4.3 Ausbeute eines Laminiargitters in der +2. Ordnung (vgl. Abb. 4.1). Die Modellkurve ist die Nulllinie, da das Gitterprofil symmetrisch ist.

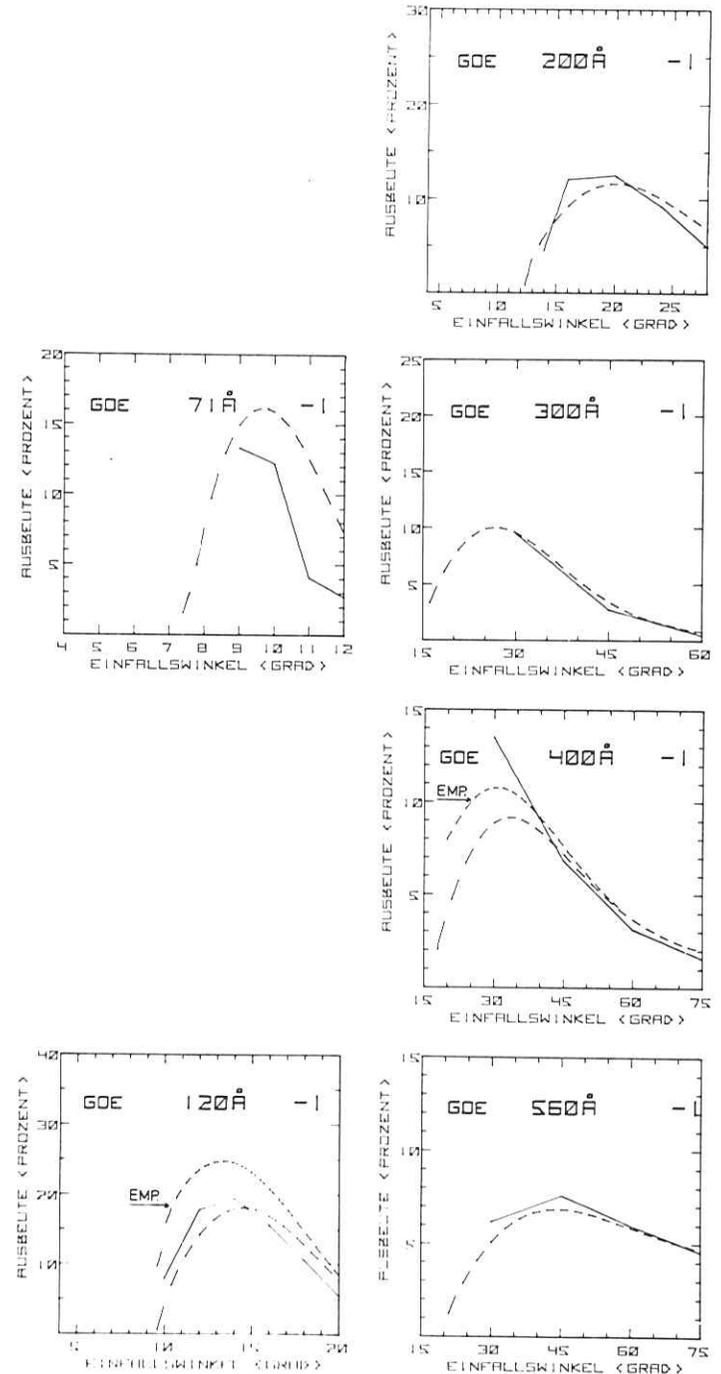


Abb. 4.4 Ausbeute eines Laminargitters in der -1. Ordnung, verglichen mit Modellrechnungen (vgl. Abb. 4.1). Die mit EMP. gekennzeichneten Modellkurven basieren auf einer empirischen Formel (siehe Text).

-1. Ordnung

Die Maximalwerte der Ausbeute in der -1. Ordnung (Abb. 4.4) liegen nur wenig unterhalb der Maximalwerte in der +1. Ordnung in einem Fall (400 Å) sogar darüber. Auch diese Ordnung zeigt ein Interferenzmaximum, es liegt für die gleiche Wellenlänge immer bei etwas größeren Einfallswinkeln als das Minimum der 0. Ordnung, umgekehrt wie das Maximum in der +1. Ordnung.

Höhere Ordnungen

In Tab. 4.1 sind für verschiedene Wellenlängen die Ausbeuten in höheren Ordnungen angegeben. Aufgrund des symmetrischen Gitterprofils sollten alle geraden Ordnungen fehlen (Wo36), ihr Auftreten ist ein Zeichen für Abweichungen vom Idealprofil. Für größere Wellenlängen läßt sich erkennen, daß die Ausbeute in den geraden Ordnungen meist niedriger ist als in der folgenden ungeraden Ordnung.

Wie in Abschn. 2.1 ausgeführt, hat der Monochromator für Wellenlängen kleiner als 55 Å erhebliche Streulichtanteile, die zur Kohlenstoff K Kante bei 44 Å hin ansteigen. Deshalb waren in diesem Bereich keine exakten Ausbeutemessungen möglich. Um trotzdem einen Eindruck von der Wirkungsweise des Gitters bei 44 Å zu geben, ist in Abb. 4.5a die Ausbeute der 0., +1. und +2. Ordnung als Funktion des Einfallswinkels angegeben. Da bei Messung der Primärintensität alle Streulichtanteile mit berücksichtigt werden, bei Bestimmung der Intensität in der +1. und +2. Ordnung jedoch nicht, stellen die angegebenen Ausbeutewerte für diese Ordnungen nur untere Abschätzungen dar.

4.1.1.1.2 Modellrechnungen

Zur Interpretation der Ausbeutemessungen haben wir Modellrechnungen für die Ausbeute nach der Theorie von Sprague et al. nach Gl. (3.43) gemacht. Dafür werden die optischen Konstanten der Gitteroberfläche, in diesem Fall der aufgedampften Goldschicht, benötigt. Diese haben wir gewonnen aus Reflektivitätsmessungen am Rand der Glasunterlage des Gitters. Dort war kein Gitterprofil mehr unter der Goldschicht. Durch zeichnerische Anpassung von gemessenen und gerechneten Reflektivitätskurven als Funktion des Einfallswinkels haben wir daraus die in Tabelle 4.2 angegebenen optischen Konstanten bestimmt. Dabei können drei mögliche Fehler aufgetreten sein: (1) Der für die Reflektivitätsmessungen zur Verfügung stehende Randstreifen hatte genau die gleiche Breite wie das beleuchteten Lichtbündel. Falls wir diesen Streifen nicht genau getroffen haben, sind unsere Reflektivitäten zu klein. (2) Die zeichnerische Bestimmung

Tabelle 4.1 Ausbeute in den höheren Ordnungen

λ: Wellenlänge; θ: Einfallswinkel; m: Index der Ordnung  
 GOE: holographisches Gitter (Göttingen), 1160 Str./mm,  
 Steghöhe h = 135 Å; B+L 9-2: geritztes Replikagitter  
 (Nr. 2588-9-2, Bausch und Lomb) 1200 Str./mm, Blazewinkel γ=1,5°;  
 B+L 10-1-1: geritztes Replikagitter wie B+L 9-2

λ (Å)	Gitter	θ (°)	m=-4	m=-3	m=-2	m=+2	m=+3	m=+4	m=+5	m=+6	m=+7
55	GOE	5				0,79	0,30				
	B+L 9-2	5				0,49	0,34				
	B+L 10-1-1	5				0,12	0,38				
71	GOE	6				1,55	0,50	0,23	0,07		
	B+L 9-2	6				0,85	0,53				
	B+L 10-1-1	6				1,18	0,53	0,05			
120	GOE	9				1,64	1,84	0,69	0,41	0,23	0,10
	B+L 9-2	10				1,20	1,12	0,18	0,02		
	B+L 10-1-1	10				1,84	0,80	0,55	0,05		
200	GOE	12				0,60	0,95	0,32	0,22	0,15	0,08
	B+L 9-2	20				0,82	0,44	0,13	0,0	0,02	
	B+L 10-1-1	20				0,89	0,39	0,25	0,0	0,04	
400	GOE	60	0,11	0,32	0,18	0,17	0,22	0,07			
	B+L 9-2	60	0,05	0,04	0,15	0,13	0,29	0,12	0,01	0,02	
	B+L 10-1-1	60		0,02	0,17	0,20	0,26	0,11			
560	GOE	60		0,43	0,22	0,22	0,38	0,10			
	B+L 9-2	60		0,61	0,88	1,43					
	B+L 10-1-1	60		0,27	0,78	1,29					

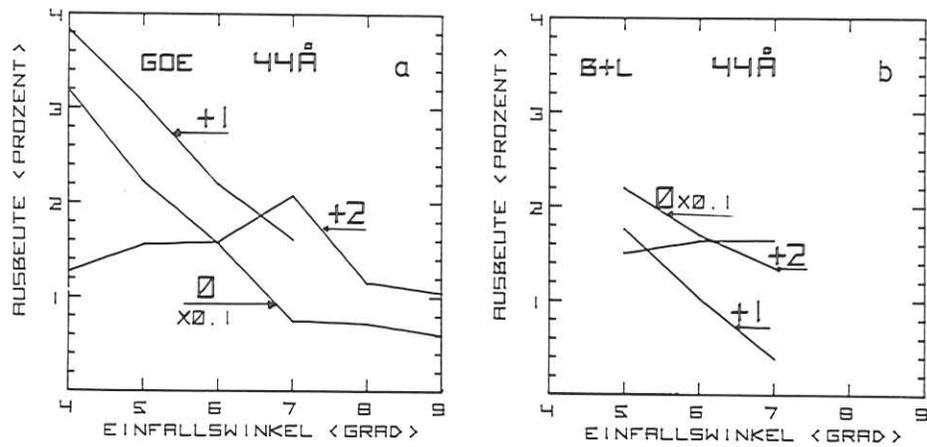


Abb. 4.5 Ausbeute eines holographisch hergestellten Laminargitters (a) und eines geritzten Sägezähngitters (b) für die 0. bis +2. Ordnung als Funktion des Einfallswinkels bei  $\lambda = 44 \text{ \AA}$ . Das Laminargitter hat 1160 Striche/mm und die Steghöhe  $h = 135 \text{ \AA}$ , das Sägezähngitter 1200 Striche/mm und den Blazewinkel  $\gamma = 1,5^\circ$ . Wegen des hohen Streulichts des Monochromators bei  $44 \text{ \AA}$  sind die Ergebnisse nur unter sich, nicht aber mit den Messungen bei anderen Wellenlängen vergleichbar. Die Ausbeute der 0. Ordnung ist um den Faktor 0,1 verkleinert.

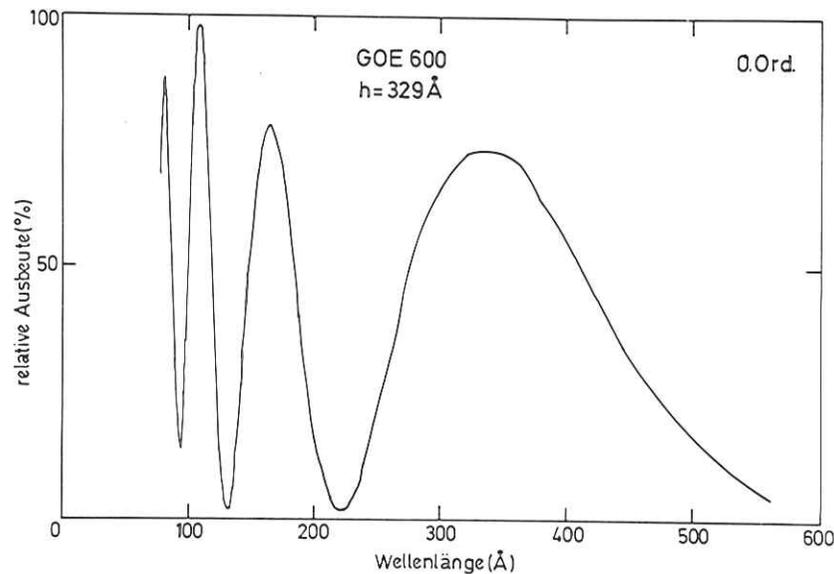


Abb. 4.6 Relative Ausbeute in der 0. Ordnung eines Laminargitters als Funktion der Wellenlänge beim Einfallswinkel  $\theta = 30^\circ$ . Das Gitter hat 600 Str/mm und die Steghöhe  $h = 329 \text{ \AA}$ .

Tabelle 4.2 Vergleich der optischen Konstanten von Gold für verschiedene Wellenlängen. Im Rahmen dieser Arbeit wurden sie aus Messungen der Reflektivität für verschiedene Einfallswinkel am Rand der holographischen Gitter bestimmt. Die anderen Werte stammen von HGK75a und wurden mit einer Kramers-Kronig-Analyse aus Absorptionsmessungen gewonnen.  $\lambda$  : Wellenlänge, n: Brechungsindex, k: Absorptionskoeffizient

$\lambda$ (Å)	HGK75a		diese Arbeit	
	n	k	n	k
55	0,976	0,0111	0,981	.011
71	0,961	0,00835	0,970	0,012
90	0,926	0,00554	0,912	0,045
120	0,834	0,0406	0,87	0,070
200	0,714	0,269	0,80	0,27
300	0,544	0,499	0,70	0,40
400	0,370	1,01	0,55	0,65
560	0,435	2,07	0,50	1,3

der optischen Konstanten erfolgte nur über einen begrenzten Winkelbereich, der in der Regel genauso groß war wie bei den Ausbeutemessungen bei gleicher Wellenlänge. (3) Sollte Oberflächenrauigkeit und daraus resultierendes Streulicht die Reflektivitätsmessungen verfälscht haben, so kann man mit den daraus gewonnenen optischen Konstanten zwar noch die Ausbeute in der 0. Ordnung gut beschreiben, da hier die optischen Konstanten in gleicher Weise wie bei der Reflektivität eingehen, nicht aber in den anderen Ordnungen (vgl. Gl. (3.42). Zum Vergleich sind in Tabelle 4.2 auch die optischen Konstanten nach HGK75a angegeben, die mit Hilfe einer Kramers-Kronig Analyse aus Absorptionsmessungen gewonnen sind. Die Ergebnisse wurden bei 300 Å an die von Canfield et al. (CHH64) gemessenen Reflektivitäten angepaßt. Während diese optischen Konstanten bei Wellenlängen oberhalb von 300 Å gemessene Reflektivitäten repräsentieren, stellen sie für kürzere Wellenlängen nur eine Extrapolation dar. Sie ergeben größere Reflektivitäten als von uns gemessen (vgl. Abschn. 7.1). Für die Modellrechnungen schien es uns sinnvoll zu sein, die zu den tatsächlich gemessenen Reflektivitäten passenden optischen Konstanten zu verwenden.

Bei der Herstellung der Gitter wurde eine Steghöhe von 120 Å angestrebt, bei den Modellrechnungen ergab sich im Mittel die beste Übereinstimmung für 135 Å.

Die theoretischen Kurven sind gestrichelt in die Abb. 4.1 bis 4.4 mit eingezeichnet.

#### 0. Ordnung

Das Interferenzminimum wird durch die theoretischen Kurven gut wiedergegeben. Seine Lage bestimmt sich in den Modellrechnungen durch die angenommene Steghöhe  $h$  und wird durch den Abfall der Reflektivität leicht verschoben. Bei kurzen Wellenlängen und damit verbunden kleinen Einfallswinkel ist die relative Übereinstimmung in der Lage des Minimums schlechter. Dieses Problem wird in Abschn. 4.1.2.3 ausführlich diskutiert.

Die absolute Höhe der theoretischen Ausbeutekurve ist erheblich niedriger als in den Messungen. Bei kleinen Einfallswinkel wirkt sich die Abschattung der Gräben durch die Stege in den Rechnungen stark aus, während die gemessenen Kurven keine Anzeichen von Abschattung zeigen. Es läßt sich vorstellen, daß es realistischer wäre, ein abgerundetes statt einem eckigen Gitterprofil für die Rechnungen anzunehmen, was die Abschattung verringern würde. Um Fragen der Abschattung genauer zu diskutieren, haben wir deshalb ein Gitter mit besonders hohen Stegen untersucht (Abschn. 4.1.2.2). Jedoch konnten auch Rechnungen ohne

jede Abschattung die Höhe der Ausbeute nicht voll erklären. Auch die Annahme, daß aufgrund von Abweichungen vom Idealprofil ein größerer Anteil des einfallenden Energieflusses auf Kosten der anderen Ordnungen in die 0. Ordnung reflektiert wird, läßt sich durch den Vergleich von berechneten und gemessenen Werten nicht erhärten. Ein weiterer möglicher Grund ist in den eingangs aufgezählten Fehlern der Reflektivitätsmessungen an Rand zu suchen.

#### +1. Ordnung

Die Maxima in der Ausbeute werden durch die Modellrechnungen nach Gleichung (3.43) nicht wiedergegeben, vielmehr steigen die theoretischen Kurven für kleine Einfallswinkel an. Das Auftreten des Maximums und seine Lage lassen sich nur durch eine empirische Formel (FLBS74) beschreiben, die im Gegensatz zu Gleichung (3.43) den Faktor  $\sin\phi/\sin\theta$  nicht enthält. Für 120 Å und 400 Å sind diese empirischen Kurven mit eingezeichnet worden. Dieser Faktor ließ sich anschaulich begründen durch die Änderung des Querschnitts von einfallendem und gebeugtem Lichtbündel und ist auch mit Hilfe der vektoriellen Form des Huygensschen Prinzips in Abschnitt 3.2 abgeleitet worden. Die Auswirkung dieses Faktors ist besonders groß für kleine Einfallswinkel  $\theta$  und große Beugungswinkel  $\phi$ . Inwieweit sich hier eine Grenze für die Anwendbarkeit des Huygensschen Prinzips abzeichnet, ist in Abschn. 4.1.2.3 diskutiert.

Ab  $\lambda = 120 \text{ Å}$  wird die absolute Höhe der Ausbeute für Einfallswinkel größer als der Einfallswinkel für das Maximum durch die Modellrechnungen gut wiedergegeben. Für 55 Å und 71 Å sind die berechneten Ausbeuten erheblich kleiner als die gemessenen. Gerade in diesem Bereich ergibt sich die größte Abweichung des die Reflektivität berücksichtigenden Faktors  $R(\theta, \phi_m)$  aus Gl. (3.42b) nach Sprague et al. (STB55) gegenüber der Reflektivität  $R(\theta)$  nach den Fresnelformeln. So ist  $|R(\theta, \phi_1)|^2$  für  $\theta = 4^\circ$  und  $\lambda = 55 \text{ Å}$  mehr als 3 mal kleiner, bei  $\theta = 15^\circ$  und  $\lambda = 200 \text{ Å}$  nur 1,5 mal kleiner. Dies liegt wieder an den kleinen Einfallswinkeln und den großen Beugungswinkeln und deutet auf eine Grenze für die Anwendbarkeit der Theorie von Sprague et al. hin (vgl. Abschn. 4.1.2.4).

Die gute Übereinstimmung von Theorie und Experiment rechts vom Maximum ist bemerkenswert, weil sie besagt, daß dieses Gitter dort eine Ausbeute hat, die so groß ist, wie man sie nur bei idealem Oberflächenprofil erwarten würde. Zu bedenken ist aber, daß die theoretische Kurve nicht mit den wahren optischen Konstanten von Gold, sondern mit angepaßten optischen Konstanten, die die geringe gemessene Reflektivität am Rand der Gitter wiedergeben, berechnet wurde. Außer-

dem ist bereits oben gezeigt, daß Bedenken gegen die Theorie von Sprague et al. (STB55) bestehen, weil diese Theorie die Tendenz hat, die Ausbeute in der +1. Ordnung zu stark zu reduzieren und in der -1. Ordnung zu stark anzuheben.

+2. Ordnung

Die Modellkurve für die +2. Ordnung ist die Nulllinie, da ein symmetrisches Gitterprofil zugrunde gelegt wird. Das Auftreten der 2. Ordnung ist folglich ein Kennzeichen dafür, daß eine völlige Symmetrie, d.h. gleiche Breite von Stegen und Gräben, noch nicht erreicht ist. Vom Prinzip her müßte sich aber die Unterdrückung der 2. Ordnung noch verbessern lassen.

-1. Ordnung

Der Verlauf der Ausbeute in der -1. Ordnung wird durch die Modellrechnungen gut wiedergegeben, sowohl was die Lage, als auch was die Höhe der Maxima betrifft. Die empirische Kurve (bei 120 Å und 400 Å eingezeichnet), die ohne Berücksichtigung des Faktors  $\sin\theta/\sin\theta_0$  berechnet ist, unterscheidet sich nicht so wesentlich von der Kurve nach Gl. (3.43) wie bei der +1. Ordnung. Auch in der -1. Ordnung ist die experimentell bestimmte Ausbeute teilweise größer als in den Rechnungen.

4.1.2 Laminargitter mit extra hohen Stegen

Da sich in der Ausbeute der 0. Ordnung des in Abschn. 4.1.1 beschriebenen Gitters keine Anzeichen von Abschattung erkennen ließen, haben wir die Ausbeute für ein Gitter mit besonders hohen Stegen gemessen. Um wenigstens eine grobe Prüfung des Furchenprofils mit einem Lichtmikroskop durchführen zu können, wurden nur 600 Striche pro Millimeter gewählt.

4.1.2.1 Steghöhe

Um die Steghöhe h exakt zu bestimmen, wurde die Ausbeute in der 0. Ordnung in Abhängigkeit von der Wellenlänge gemessen. Um die Interferenzstrukturen klar von der Änderung der Reflektivität zu trennen, ist in Abb. 4.6 die relative Ausbeute, d.h. der Quotient aus Ausbeute und Reflektivität, gemessen am Rand des Gitters, dargestellt. Der Einfallswinkel betrug 30°. Die Extrema entstehen durch Interferenz zwischen den beiden Teilgittern, bestehend aus den Stegen bzw. den Gräben. Die Lage der Extrema läßt sich durch die Bedingung

$$2h \sin\theta = \frac{n\lambda}{2} \tag{4.2}$$

$\theta$  : Einfallswinkel, gemessen gegen die Gitterfläche

bestimmen. D.h., beträgt der Gangunterschied für Reflexion an den Stegen gegenüber Reflexion in den Gräben ein ungerades Vielfaches von  $\lambda/2$  so tritt Auslöschung ein, bei einem geraden Vielfachen konstruktive Interferenz. Das breite langwellige Maximum in Abb. 4.6 entspricht  $n=2$ . Der Mittelwert für die Steghöhe h, berechnet aus allen Extrema, beträgt  $h = 329 \text{ Å} \pm 2 \text{ Å}$ . Dieser Wert wurde für die in Abb. 4.7 und 4.8 gezeigten Modellrechnungen verwendet.

4.1.2.2 Abschattung

In Abb. 4.8 ist die Ausbeute in der 0., +1. und -1. Ordnung als Funktion des Einfallswinkels für  $\lambda = 71 \text{ Å}$  gezeigt. Da die Wellenlänge klein gegen die Steghöhe ist, wird die Ausbeute in allen Ordnungen stark durch Interferenz moduliert. Zur Diskussion der Abschattung ist die Ausbeute, dividiert durch die Reflektivität von der Goldoberfläche, gemessen am Rand des Gitters, zusammen mit Modellrechnungen für die Furchenausbeute in Abb. 4.7 dargestellt. Dabei ist vereinfachend Furchenausbeute gleich relativer Ausbeute gesetzt, was exakt nur für die 0. Ordnung gilt. Für alle Ordnungen sind theoretische Kurven mit und ohne Berücksichtigung der Abschattung nach Gl. (3.28) bzw. Gl. (3.27) eingezeichnet. Bei der 0. Ordnung sieht man deutlich, daß sich die gemessene Furchenausbeute nur mit Abschattung erklären läßt. Der Vergleich auf der Ebene der Ausbeute (Abb. 4.8) ergibt das gleiche Resultat.

Für die ersten Ordnungen ist die Beurteilung schwieriger, da die experimentell bestimmte relative Ausbeute nur eine Näherung für die Furchenausbeute ist. Die Werte in den Maxima lassen sich bei der Furchenausbeute in der +1. Ordnung besser mit Abschattung erklären und in der -1. Ordnung besser ohne, während es bei den Modellrechnungen für die Ausbeute gerade umgekehrt ist. Es läßt sich nicht eindeutig feststellen, ob die Fehler in der Abschattung oder in der Berücksichtigung der Reflektivität nach Sprague et al. (vgl. Abschn. 4.1.2.4) begründet liegt.

Einen deutlicheren Hinweis geben die Minimalwerte der gemessenen Kurven. Alle Rechnungen ohne Abschattung ergeben im Minimum völlige Auslöschung, während nur die theoretischen Kurven mit Abschattung die Minimalwerte angenähert richtig wiedergeben.

Zusammengefaßt halten wir die Annahme, daß die Gräben teilweise durch die Stege abgeschattet sind für richtig. Das Fehlen von Abschattungserscheinungen in der 0. Ordnung des Laminargitters mit niedrigeren Stegen (vgl. Abschn. 4.1.1.2)

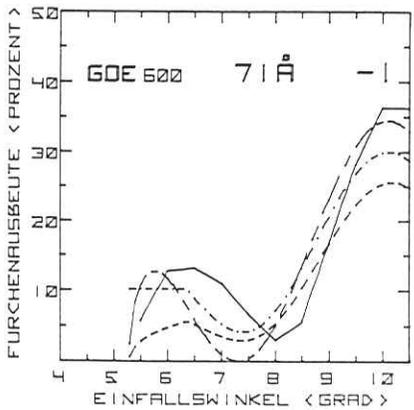
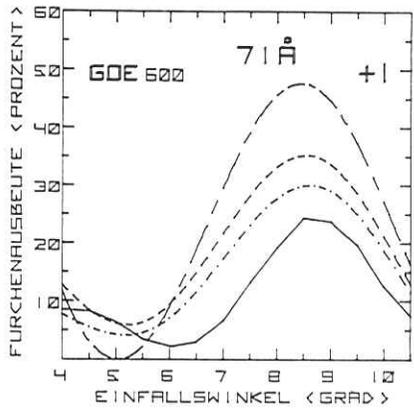
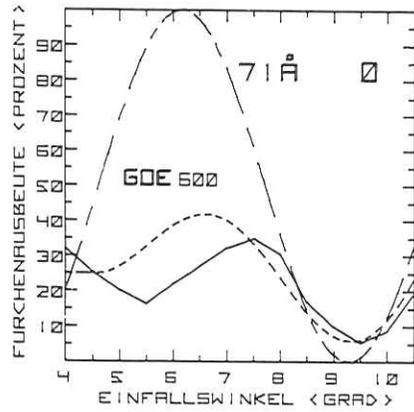


Abb. 4.7 Vergleich der experimentell bestimmten (durchgezogen) relativen Ausbeute (als Näherung für die Furchenausbeute) eines Laminargitters mit verschiedenen Modellrechnungen. Das Gitter hat 600 Str./mm und Steghöhe  $h = 329 \text{ \AA}$ . Neben den Modellrechnungen mit (gestrichelt) und ohne (kurz-lang gestrichelt) Berücksichtigung der Abschattung ist auch die 'empirische' Modellkurve (strichpunktiert) angegeben (siehe Text).

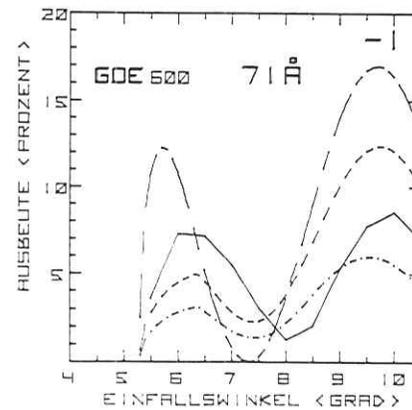
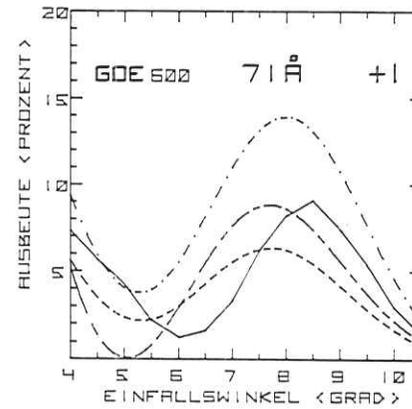
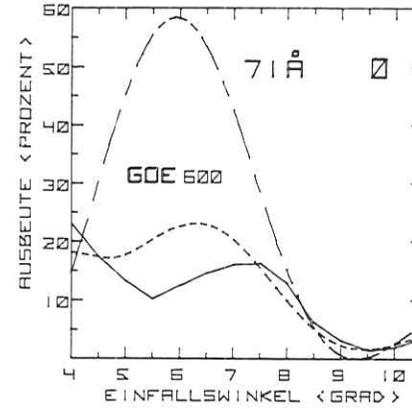


Abb. 4.8 Vergleich der gemessenen (durchgezogen) Ausbeute eines Laminargitters mit verschiedenen Modellrechnungen. (Parameter des Gitters wie Abb. 4.7). Es sind Modellkurven nach STB55 mit (gestrichelt) und ohne (kurz-lang gestrichelt) Berücksichtigung der Abschattung angegeben und das Produkt von Furchenausbeute und Reflektivität (strichpunktiert).

läßt sich teilweise durch Abrundung des rechteckigen Profils erklären und andererseits als Hinweis darauf, daß das Huygenssche Prinzip in diesem Grenzfall nicht mehr gilt (vgl. Abschn. 4.1.2.3).

4.1.2.3 Lage der Extrema

Die Lage der Extrema in den Ausbeutekurven wird durch die Steghöhe h bestimmt. Obwohl h durch die Messung der relativen Ausbeute der 0. Ordnung gegen die Wellenlänge sehr genau bestimmt werden kann (Abschn. 4.1.2.1), geben die Modellrechnungen für die Ausbeute als Funktion des Einfallswinkels die Lage der Extrema nur unvollkommen wieder. Auch die 'empirische Kurve' (vgl. Abschn. 4.1.1.2), eingezeichnet in Abb. 4.7, ergibt nur wenig bessere Übereinstimmung.

Der Unterschied zwischen berechneter und gemessener Lage der Maxima ist für kleine Einfallswinkel am größten, er nimmt mit wachsendem Einfallswinkel ab. Auch bei dem Gitter mit 1160 Str./mm lassen sich zwei Erscheinungen für sehr kleine Einfallswinkel nicht mit unseren Modellrechnungen erklären: Das steile Ansteigen der Ausbeute in der 0. Ordnung und der Abfall in der +1. Ordnung.

Für kleine Einfallswinkel nimmt die Projektion der Gitterkonstanten auf die einlaufende Wellenfront die Größenordnung der Wellenlänge an und damit ist es fraglich, ob die dem Huygensschen Prinzip zugrunde liegenden Randbedingungen (vgl. Abschn. 3.1) noch richtig sind. Es ist jedoch von SC39 gezeigt worden, daß für mäßig schrägen Einfall die Intensitätsverteilung eines Rechteckspaltes auch mit Ausdehnungen in gleicher Größe wie die Wellenlänge, sich noch gut mit der vektoriiellen Form des Huygensschen Prinzips berechnen läßt. Diese Grenze wird von uns jedoch nicht überschritten, da die Projektion der Gitterkonstanten auf die einfallende Wellenfront nie kleiner wird als die Wellenlänge. Es ist nicht verstanden, ob der Fehler in der Theorie oder im Experiment zu suchen ist.

4.1.2.4 Vergleich der Höhe der Ausbeutewerte mit den Modellrechnungen

Für die ersten Ordnungen ist in Abb. 4.8 neben den Modellrechnungen nach der Theorie von Sprague et al. auch eine vereinfachte Modellkurve, berechnet aus Furchenausbeute mal Reflektivität bei gleichem Einfallswinkel angegeben. Der Vergleich dieser vereinfachten Modellkurve mit der gemessenen Ausbeute ist äquivalent mit dem in Abb. 4.7 gezeigten Vergleich von Furchenausbeute und experimentell bestimmter relativer Ausbeute. In der +1. Ordnung ergibt die vereinfachte Modellrechnung zu hohe Ausbeutewerte, in der -1. Ordnung zu niedrige. Der die Reflektivität berücksichtigende Faktor  $R(0, \phi_m)$  von Sprague et al. ist für die +1. Ordnung kleiner als die Reflektivität  $R(0, \phi_0)$ , für die -1. Ordnung

größer (vgl. auch Abb. 3.10). Die Unterschiede sind jedoch so groß, daß damit die berechnete Ausbeute in der +1. Ordnung zu klein und in der -1. Ordnung zu groß wird.

Dieser Effekt hatte sich auch schon bei den Modellrechnungen für die +1. Ordnung des Laminargitters mit 1160 Str./mm gezeigt (Abschn. 4.1.1.2). Er war dort noch stärker, da für ein Gitter mit doppelter Strichzahl die Beugungswinkel gemessen gegen die 0. Ordnung größer sind. Es stellt sich die Frage, ob für große Beugungswinkel die Grenze der Anwendbarkeit der Theorie von STB55 erreicht ist.

4.2 Sägezähngitter (geritzt)

Die von uns getesteten Gitter mit Sägezahnprofil sind von der Firma Bausch und Lomb hergestellt. Es handelte sich um verschiedene Replikagitter von dem gleichen Ursprungsgitter mit der Nr. 2588. Deshalb hatten alle Gitter die gleichen Parameter: 1200 Striche pro Millimeter und einen Blazewinkel von 1,5°. Die von uns getesteten Abdrücke haben die Seriennummern

- 2588-9-2
- 2588-10-1-1
- 2588-4-6-1
- 2588-4-1-2

Die zweite Zahl gibt an, um den wievielten Abdruck vom Ursprungsgitter es sich handelt. Im Fall des ersten Gitters ist davon ein weiterer Abdruck gemacht, so daß das Replikagitter wieder dem Ursprungsgitter entspricht. Bei den anderen Gittern sind noch Zwischenabdrücke gemacht, so daß ihre Oberfläche spiegelbildlich zu der des Ursprungsgitters ist, d.h. die Gräben des Ursprungsgitters entsprechen der oberen Furchenkante des Abdruckes. Es wird angenommen (Lo73), daß Abdrücke mit spiegelbildlicher Oberfläche für streifenden Einfall besser geeignet sind, weil die ursprüngliche obere Furchenkante am meisten unter der plastischen Verformung beim Ritzen leidet, während der eingedrückte Winkel des geritzten Grabens durch den Diamanten sauber geformt wird.

Die beiden zuerst genannten Gitter waren neu, die Ausbeutemessungen an ihnen sind in Abschn. 4.2.1 beschrieben. Die beiden anderen Gitter waren gebraucht und wurden für die Untersuchung der Alterung durch Bestrahlung (Abschn. 4.2.2) verwendet.

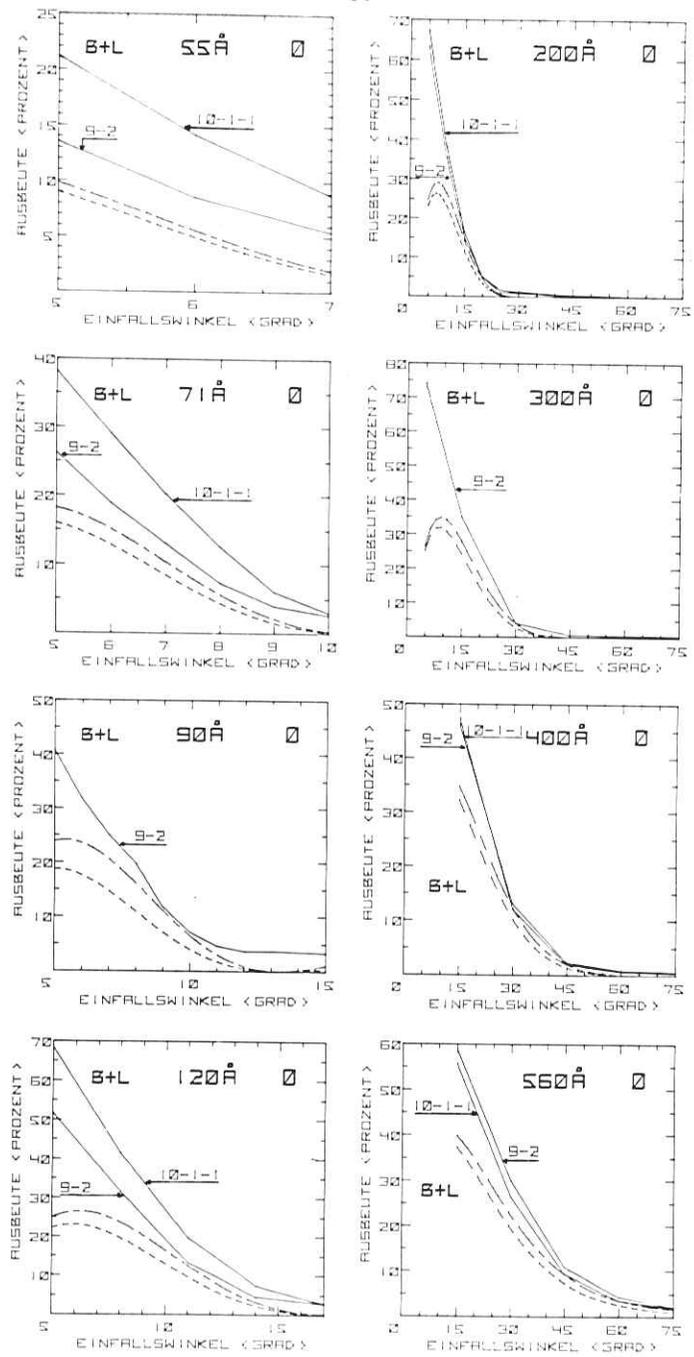


Abb. 4.9 Ausbeute von zwei Sägezahngrittern (Bausch und Lomb Nr. 2588-9-2 und 2588-10-1-1) in der 0. Ordnung als Funktion des Einfallswinkels (durchgezogen). Für die Modellrechnungen wurden optische Konstanten (Tab. 4.2) von HGK75a (kurz-lang gestrichelt) und aus eigenen Messungen (gestrichelt) verwendet. Gitterparameter 1200:Str/mm, Blazewinkel  $\gamma = 1,5^\circ$ .

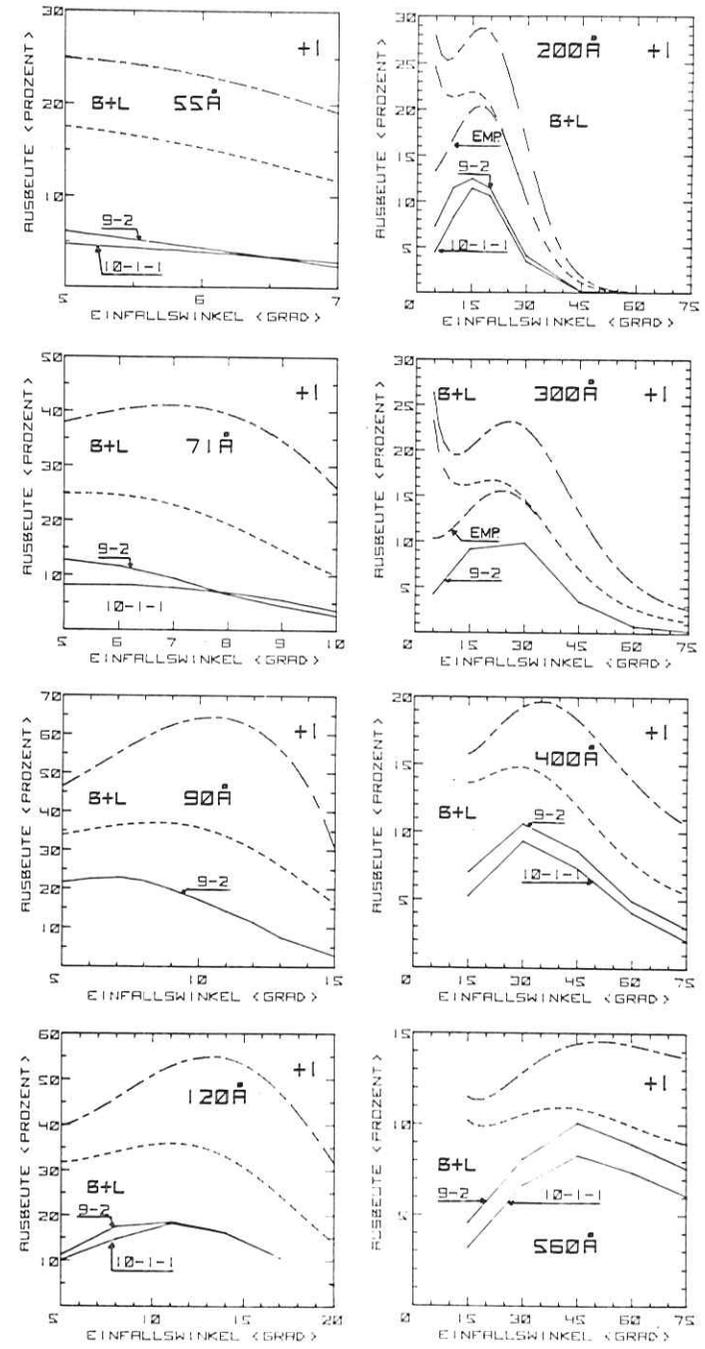


Abb. 4.10 Ausbeute von zwei Sägezahngrittern in der +1. Ordnung verglichen mit Modellrechnungen (vgl. Abb. 4.9). Die mit EMP. gekennzeichneten Modellkurven basieren auf einer empirischen Formel (siehe Text).

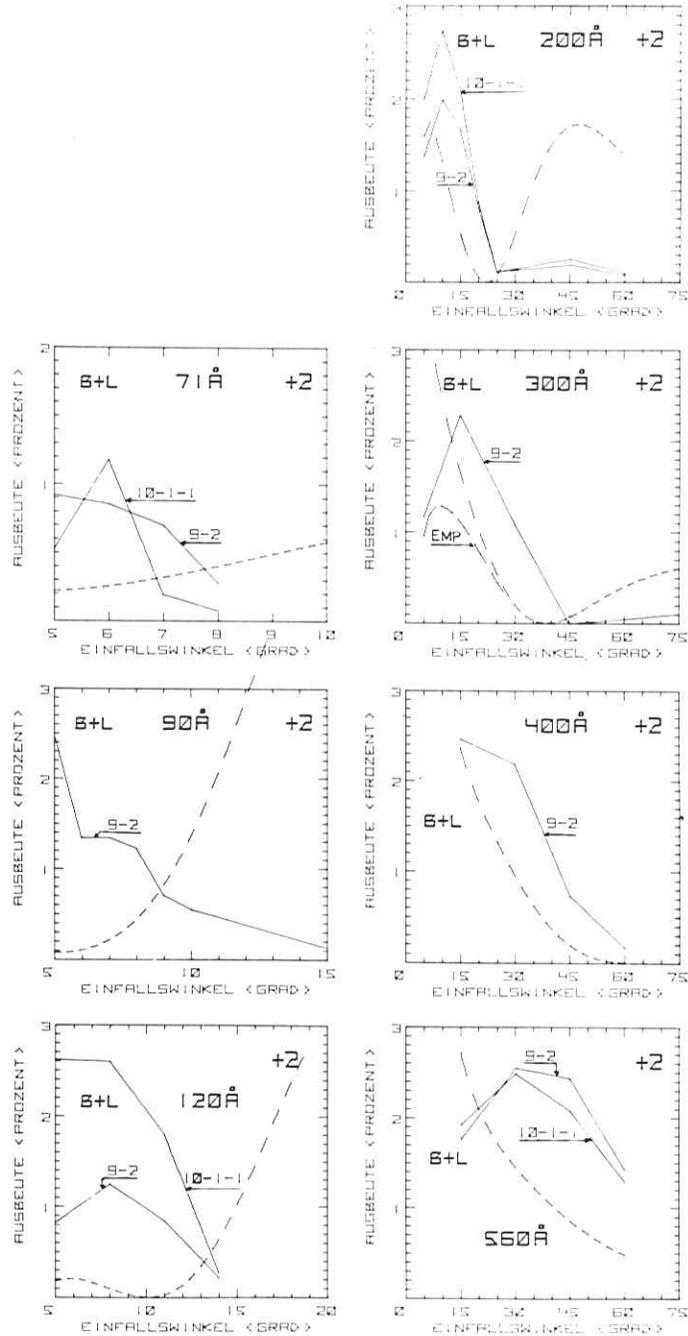


Abb. 4.11 Ausbeute von zwei Sägezahngrittern in der +2. Ordnung verglichen mit einer Modellrechnung, die optische Konstanten aus eigenen Messungen verwendet (vgl. Abb. 4.9). EMP.: mit empirischer Formel berechnet.

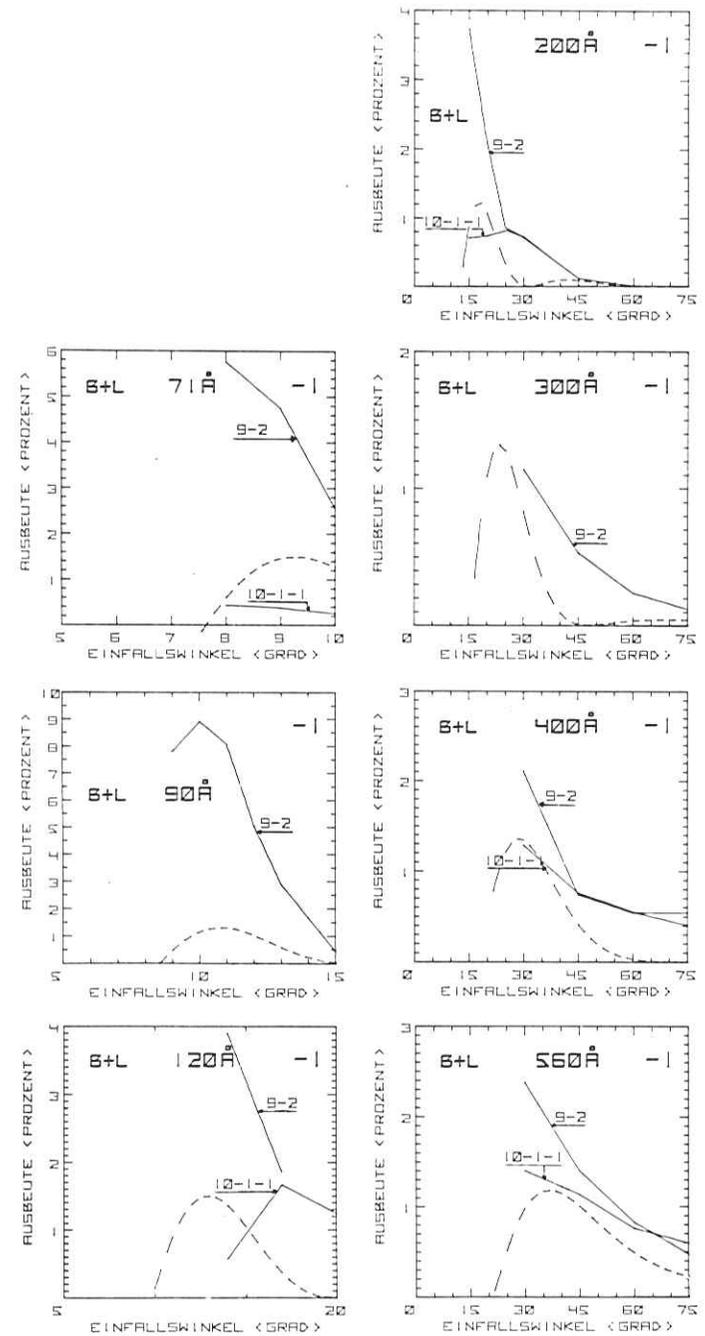


Abb. 4.12 Ausbeute von zwei Sägezahngrittern in der -1. Ordnung verglichen mit einer Modellrechnung, die optische Konstanten aus eigenen Messungen verwendet (vgl. Abb. 4.9).

#### 4.2.1 Ausbeute von zwei Replikagittern

In den Abb. 4.9 bis 4.12 ist die Ausbeute der Replikagitter Nr. 2588-9-2 und 2588-10-1-1 für die 0., +1., +2. und -1. Ordnung als Funktion des Einfallswinkels für verschiedene Wellenlängen gezeigt. Zum Vergleich sind Modellkurven, berechnet nach Gl. (3.43) mit angegeben. Da die ganze Gitterfläche geritzt war, konnten keine Reflektivitätsmessungen zur Bestimmung der optischen Konstanten gemacht werden. Deshalb wurden für die Modellrechnungen neben den optischen Konstanten, bestimmt aus den Reflektivitäten am Rand der Laminargitter für die 0. und +1. Ordnung, noch zusätzlich mit den optischen Konstanten nach HGK75a gerechnet (vgl. Tab. 4.2 und Abschn. 4.1.1.2). Es läßt sich so auch abschätzen, welchen Einfluß ein Fehler der optischen Konstanten auf die Modellrechnungen hat. Speziell für 560 Å ergeben unsere eigenen Werte zu kleine Reflektivitäten, was man daran erkennt, daß für kleine Einfallswinkel die Summe der Ausbeuten in den gemessenen Ordnungen größer als diese Reflektivität ist.

Die Ergebnisse für  $\lambda = 44 \text{ \AA}$  sind wegen des hohen Streulichts (vgl. Abschn. 4.1.1.1) gesondert in Abb. 4.5b gezeigt.

#### 0. Ordnung

Die Ausbeute in der 0. Ordnung nimmt für große Einfallswinkel schnell ab. Auffällig ist der Unterschied zwischen den beiden Gittern. Für kleine Einfallswinkel, bei denen besonders bei kleinen Wellenlängen gemessen wurde, hat der Abdruck 10-1-1 eine höhere Ausbeute, bei größeren Einfallswinkeln, bei denen nur für größere Wellenlängen genügend Reflektivität ist, kehrt sich das Verhältnis um.

Unabhängig von der Wahl der optischen Konstanten ergeben die Modellrechnungen eine stärkere Unterdrückung der 0. Ordnung. Der Unterschied zwischen den experimentellen Werten und den Rechnungen läßt sich nur erklären durch Abweichungen der tatsächlichen Furchenform von dem für die Rechnungen verwendeten Idealprofil.

Für kleinere Einfallswinkel zeigen die theoretischen Kurven eine Minderung der Ausbeute wegen der Abschattung, während sich dies ebenso wie bei den Laminargittern bei den experimentellen Kurven nicht andeutet.

#### +1. Ordnung

Die gemessene Ausbeute in der +1. Ordnung zeigt deutlich ein Maximum, das sich mit größerer Wellenlänge zu steileren Einfallswinkeln verschiebt. Seine Lage bestimmt sich aus der Bedingung, daß Einfalls- und Beugungswinkel gemessen gegen

die reflektierende Flanke des Sägezahns gleich sind. Die Ausbeute des Abdrucks 9-1 mit einer Oberfläche wie das Ursprungsgitter ist fast überall, insbesondere auch bei kleineren Einfallswinkeln, höher als bei dem anderen Abdruck. Damit können wir die in Abschn. 4.2 zitierte Vermutung nicht bestätigen.

Die Modellrechnungen geben das Ausbeutemaximum mit Einschränkung wieder. Bei 200 Å und 300 Å ist gezeigt, daß auch hier die empirische Formel ohne den Faktor, der das Verhältnis der Querschnitte von einfallendem und gebeugtem Lichtbündel berücksichtigt, besser die Form des Maximums wiedergibt (vgl. Abschn. 4.1.1.2). Verglichen mit den Modellrechnungen für Laminargitter muß berücksichtigt werden, daß der Unterschied zwischen der empirischen Formel und der aus der vektoriellen Form des Huygensschen Prinzips abgeleitete Formel bei Sägezahngittern nicht so groß ist. Dies liegt daran, daß in den Strahlquerschnittsfaktor bei gebrazeten Gittern die Winkel gemessen gegen die reflektierende Gitterflanke eingehen (vgl. Gl. (3.33)). Dadurch wird die theoretische Kurve bei kleinen Einfallswinkeln und großen Beugungswinkeln nicht so stark hochmultipliziert. Die Absolutwerte der Ausbeute wurden von den Modellrechnungen zwei bis dreimal höher angegeben als gemessen. Berücksichtigt man, daß bei der 0. Ordnung die experimentellen Werte größer sind, so läßt sich dies erklären durch Abweichungen des tatsächlichen Furchenprofils von der Idealform. Die Konzentration des gebeugten Lichtes in die erste Ordnung auf Kosten der 0. Ordnung ist nur unvollkommen erreicht.

#### +2. Ordnung

Die Ausbeute in der +2. Ordnung liegt in der Größenordnung von 1 % - 3 % und muß verglichen werden mit der Ausbeute in der +1. Ordnung bei der doppelten Wellenlänge. Sind beim nichtmonochromatisierten Licht die Intensitäten für die Wellenlänge  $\lambda$  und  $\lambda/2$  gleich, so würde für monochromatisiertes Licht mit  $\lambda = 120 \text{ \AA}$  in der +1. Ordnung bei  $\theta = 6^\circ$  ein Intensitätsanteil von 5 - 10 % aus der 2. Ordnung der halben Wellenlänge beigemischt sein. Für  $\lambda = 200 \text{ \AA}$  und  $\theta = 10^\circ$  wäre der Anteil rund 15 % und bei 560 Å und  $30^\circ$  ungefähr 10 %.

Für kurze Wellenlängen und kleine Einfallswinkel unterscheiden sich die Ausbeutewerte für die beiden Gitter sehr, was vermuten läßt, daß Fehler im Furchenprofil, wie sie beim Herstellen der Abdrücke entstehen können, großen Einfluß auf die Ausbeute in der +2. Ordnung haben.

Der Vergleich mit den Modellrechnungen deutet dasselbe an. Nur für 200 Å bis 400 Å ist eine gewisse Übereinstimmung in der Kurvenform zu erkennen. Genau wie die +1. Ordnung hat auch die +2. Ordnung in der Theorie ein Ausbeutemaximum, wenn Einfallswinkel und Beugungswinkel gemessen gegen die reflektierende Furchenflanke gleich sind. Der Anstieg zu diesem Maximum, in den Modellkurven gut erkennbar, deutet sich bei den experimentellen Kurven nur für 200 Å und 300 Å schwach an.

-1. Ordnung

Ähnlich wie bei der +2. Ordnung ist der Unterschied zwischen den beiden Gittern sehr groß. Nur für große Einfallswinkel stimmen die gemessenen Kurven überein. Angesichts dieser großen Unterschiede ist auch keine gute Übereinstimmung mit den Modellrechnungen zu erwarten.

Höhere Ordnungen

Die Ergebnisse der Ausbeutemessungen in höheren Ordnungen, soweit sie beobachtet werden konnten, sind in Tab. 4.1 zusammengefaßt.

4.2.2 Alterung durch Bestrahlung

Neben den beiden neuen Gittern standen uns zwei weitere zur Verfügung, die schon längere Zeit in dem Monochromator, hinter dem das Reflektometer aufgebaut war (vgl. Abschn. 2.1), benutzt worden waren. Bei einem Basisdruck von  $1 \times 10^{-6}$  Torr im Monochromator sind immer noch Spuren von Kohlenwasserstoffen vorhanden, die vom energiereicheren Anteil des Spektrums der Synchrotronstrahlung gekrackt werden können und eine reflektivitätsmindernde Deckschicht auf den optischen Komponenten bilden (GBW75). Nach einigen Monaten Bestrahlung lassen sich diese bräunlichen Beläge schon mit dem bloßen Auge als braune, später schwarze Verfärbung erkennen.

Eines der gebrauchten Gitter war anschließend mit 600 Å Gold überdampft worden, um wieder eine gut reflektierende Oberfläche zu erhalten.

In Abb. 4.13 ist das Ergebnis der Ausbeutemessungen für die beiden neuen und die beiden gebrauchten Gitter, eines davon überdampft, für  $\lambda = 194 \text{ Å}$  gezeigt. Die Ergebnisse für die beiden neuen Gitter entsprechen im Rahmen der Meßgenauigkeit den Werten aus Abschn. 4.2.1.

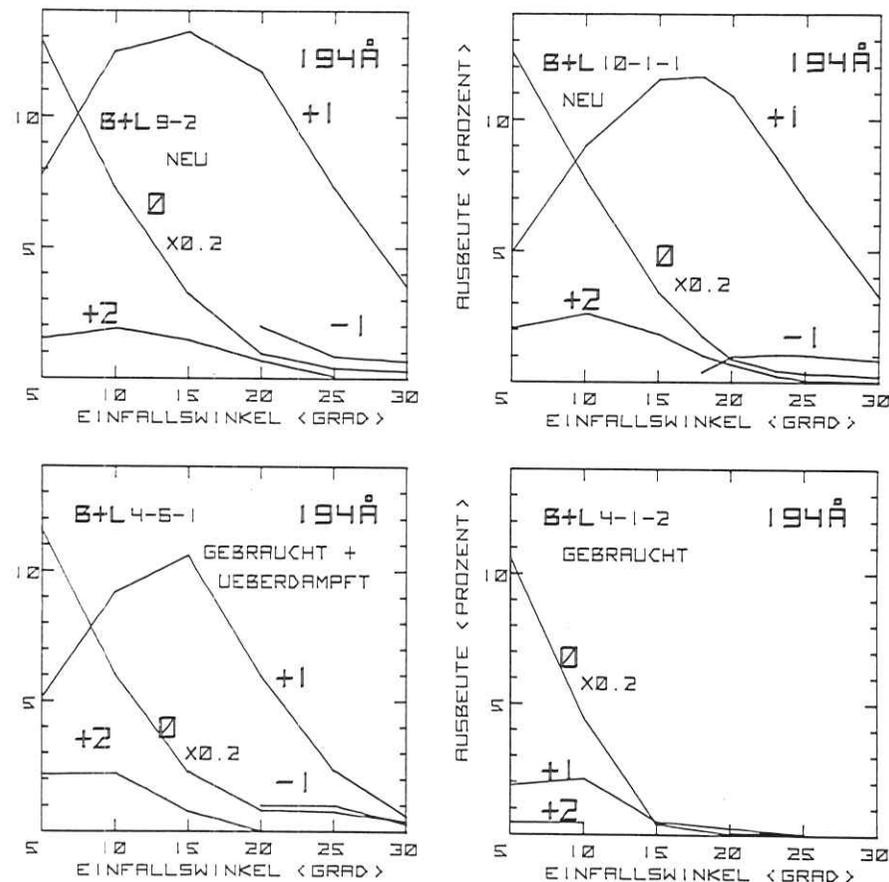


Abb. 4.13 Vergleich der Ausbeute von zwei neuen (Nr. 2588-9-2 und 2588-10-1-1) und zwei für Synchrotronstrahlung gebrauchten (Nr. 2588-4-6-1 und 2588-4-1-2) Replikagittern (Bausch und Lomb). Sie stammen vom gleichen Ursprungsgitter mit 1200 Str./mm und Blazewinkel  $\gamma = 1,5^\circ$ . Das Gitter Nr. 2588-4-6-1 wurde nach Gebrauch mit 600 Å Gold überdampft. Die 0. Ordnung ist um den Faktor 0,2 verkleinert dargestellt.

Unter der Annahme, daß die Ausbeute des gebrauchten Gitters, bevor es in den Monochromator eingebaut wurde, vergleichbar war mit den beiden neuen Gittern, läßt sich eine Verschlechterung der Ausbeute in der +1. Ordnung für  $\theta = 15^\circ$  um einen Faktor 25 feststellen.

Von dem zweiten gebrauchten Gitter wissen wir nicht, wie groß die Ausbeute vor dem erneuten Bedampfen war, es ist aber anzunehmen, daß der Verlust ähnlich groß war. Durch Neubedampfen läßt sich, wie die Messungen zeigen, die ursprüngliche Ausbeute für kleine Einfallswinkel wieder herstellen, für größere Einfallswinkel ist die Ausbeute jedoch schlechter als bei den neuen Gittern. Dies läßt sich wahrscheinlich auf größere Oberflächenrauigkeit, verursacht durch den Belag aus gekrackten Kohlenwasserstoffen und die zusätzliche Goldschicht, zurückführen.

#### 4.3 Vergleich der Ausbeute von einem holographischen und einem geritzten Gitter

In Abb. 4.14 sind zum Vergleich die Ergebnisse der Ausbeutemessungen für die +1. und +2. Ordnung des untersuchten holographischen Gitters (Abschn. 4.1.1) und des geritzten Gitters mit der höheren Ausbeute in der +1. Ordnung gezeigt. Ergänzend können die Ergebnisse für  $44 \text{ \AA}$  aus Abb. 4.5 herangezogen werden.

Der Vergleich läßt nur eingeschränkt verallgemeinernde Schlüsse zu, da es sich nur um Messungen an einem einzigen holographisch hergestellten Gitter und zwei Abdrücken eines geritzten Gitters handelt.

##### +1. Ordnung

Die Form der Ausbeutekurven ist ähnlich, weil die Optimierung des Sägezahnprofils mit dem Blazewinkel  $\gamma = 1,5^\circ$  gut der Optimierung des Laminarprofils mit Steghöhe  $h = 135 \text{ \AA}$  entspricht (vgl. Abschn. 3.2.3). Zwischen  $44 \text{ \AA}$  und  $300 \text{ \AA}$  ist die Ausbeute des holographischen Gitters etwas höher, für größere Wellenlängen ist es umgekehrt. Ausgehend von den Modellrechnungen würde man für die geblazeten Gitter eine wesentlich höhere Ausbeute erwarten. Das holographisch hergestellte Laminargitter ist trotzdem konkurrenzfähig, weil es die theoretisch vorhergesagte Ausbeute auch weitgehend erreicht, während das Furchenprofil des Sägezahngitters beim Ritzen nicht so genau kontrolliert werden konnte, daß sich der rechnerische Vorteil auch tatsächlich auswirkt.

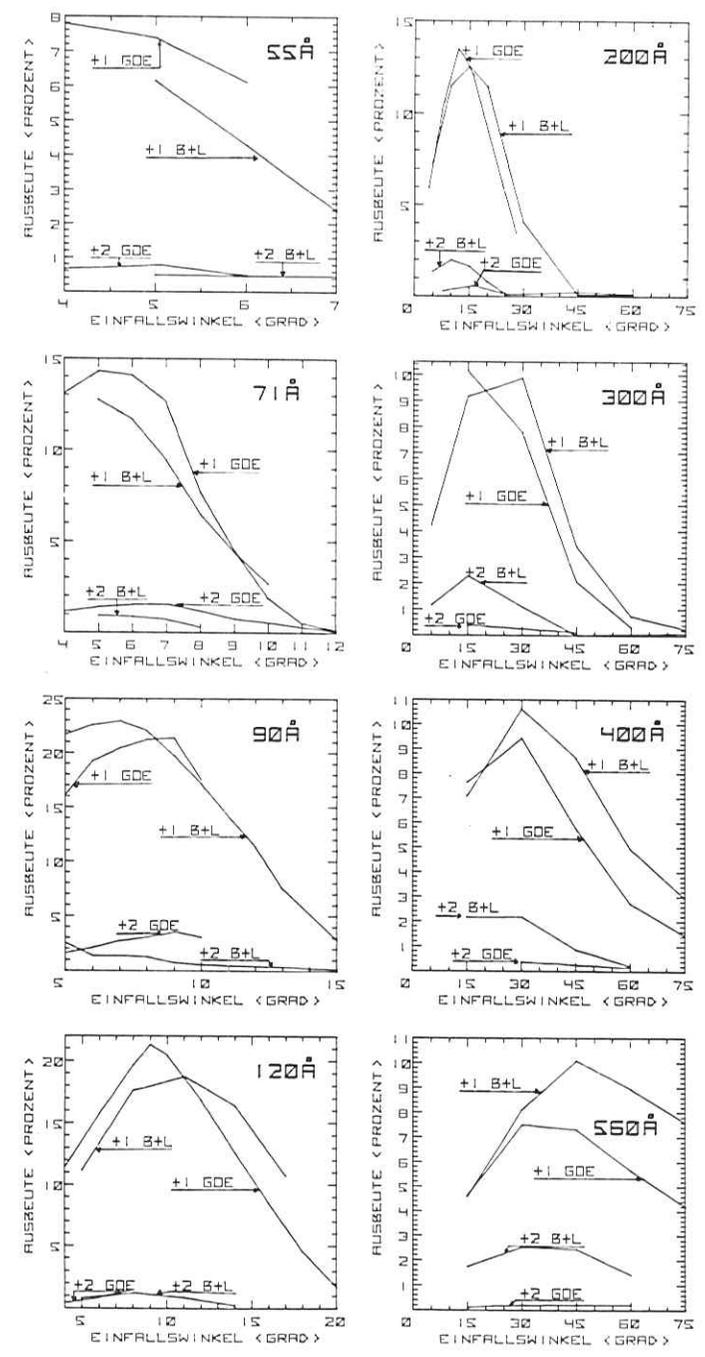


Abb. 4.14 Vergleich der Ausbeute von einem holographisch hergestellten Laminargitter (Göttingen) und einem geritzten Sägezahngitter (Bausch und Lomb) in der +1. und +2. Ordnung.

+2. Ordnung

Die Ergebnisse für die 2. Ordnung sind noch schwerer vergleichbar, da große Unterschiede für die beiden Abdrücke des geritzten Gitters festgestellt wurden (Abschn. 4.2.1). Pauschal läßt sich feststellen, daß für  $\lambda \leq 120 \text{ \AA}$  die Werte von ähnlicher Größe sind, während für größere Wellenlängen die holographischen Gitter etwas kleinere Ausbeutewerte haben, was für die Anwendung günstiger ist.

4.4 Streulicht

Aufgrund statistischer Fehler der Furchenform und Rauigkeit der Gitteroberfläche tritt diffuses Streulicht auf (Hu74a, SR76).

Die Bestimmung des Streulichts erfolgt nur relativ. Dabei werden die Intensitäten im Minimum zwischen den Ordnungen verglichen. Um absolute Streulichtmessungen machen zu können, müßte man über die Fläche zwischen den Ordnungen integrieren und mit der Fläche unter dem Maximum der Primärintensität vergleichen.

Die Ergebnisse sind mit einem großen Fehler behaftet, da den sehr kleinen Meßgrößen ein Rauschen überlagert war und sich das Streulicht des Monochromators zu dem der Gitter addiert. Dieser additive Untergrund wirkt sich am stärksten für das Gitter mit dem geringsten Streulicht aus.

In Tab. 4.3 sind die relativen Streulichtintensitäten für ein holographisches und 2 geritzte Gitter, gemessen zwischen den Ordnungen -1/0, 0/+1, +1/+2 für verschiedene Wellenlängen angegeben. Dabei ist jeweils der Wert des holographischen Gitters gleich eins gesetzt. Die Streulichtintensitäten der geritzten Gitter unterscheiden sich nur wenig voneinander, sie sind im Mittel 2 bis 4 mal höher als für das holographische Gitter.

4.5 Vergleich mit anderen Messungen

Ein direkter Vergleich mit anderen Messungen im gleichen Wellenlängenbereich ist nur in einem Fall möglich, da unser Spektralbereich wegen des Mangels an geeigneten Lichtquellen nur schwer zugänglich ist. Im Bereich des UV oberhalb von  $1040 \text{ \AA}$  und im Sichtbaren gibt es mehrere Veröffentlichungen über Ausbeute und Streulicht von holographischen Gittern mit verschiedenem Furchenprofil. Auch für den Bereich des weichen Röntgenlichts unterhalb der Kohlenstoff K-Kante gibt es Untersuchungen von geritzten und holographischen Gittern, darunter auch von Gittern mit Laminarprofil hergestellt in Göttingen.

Tabelle 4.3 Relativer Vergleich des Streulichts im Minimum zwischen den Ordnungen -1/0, 0/+1 und +1/+2 bei einem holographisch hergestellten Gitter (Göttingen) und zwei Replikagittern eines geritzten Ursprungsgitters (Bausch und Lomb Nr. 2588-9-2 und 2588-10-1-1). Das Streulicht des holographischen Gitters ist jeweils gleich eins gesetzt.

Goe: Göttingen, B+L: Bausch und Lomb

$\lambda$	$\theta$	-1/0		0/+1			+1/+2			
		Goe	B+L 9-2	B+L 10-1-1	Goe	B+L 9-2	B+L 10-1-1	Goe	B+L 9-2	B+L 10-1-1
55	5°				1	3,7	3,4	1	1,3	0,8
71	6°				1	2,3	2,5	1	1,9	1,2
120	10°				1	3	3,2	1	3,1	2,6
200	20°	1	4,8	4	1	2,3	2,3	1	2,3	2,1
400	60°	1	1,5	1,2	1	1,8	1,5	1	1,4	1,8
560	60°	1	1,2	1,2	1	1,8	1,4	1	2,2	2

#### 4.5.1 Messungen im gleichen Spektralbereich

Namioka und Hunter (NH73, Hu74a) haben die Ausbeute und das Streulicht von einem geritzten Gitter (Bausch und Lomb) und einem holographischen Gitter (Jobin Yvon) verglichen. Beide Gitter hatten 1200 Str/mm und waren mit Gold bedampft. Das geritzte Gitter hatte ein Sägezahnprofil, während das holographische ein Sinusprofil hatte.

Der Vergleich der Ausbeute in der +1. Ordnung bei senkrechtem Einfall zeigte eine Überlegenheit des geritzten Gitters bei  $\lambda = 1216 \text{ \AA}$  und  $\lambda = 584 \text{ \AA}$ , während bei  $\lambda = 304 \text{ \AA}$  die Ausbeute gleich groß war (0,15 %). Die von NH73 angegebenen Werte bei  $\lambda = 584 \text{ \AA}$  und senkrechtem Einfall von 3 % für das geritzte und 1,5 % für das holographische Gitter sind niedriger als die von uns bei  $560 \text{ \AA}$  und fast senkrechtem Einfall ( $15^\circ$  gegen die Normale) gemessenen Werte von 7,6 % (geritzt) und 4,2 % (holographisch). Beim Streulicht konnten von NH73 keine Unterschiede festgestellt werden.

Bei einem anderen Vergleich (Hu74a) des Streulichts eines holographischen und eines geritzten Gitters für den Wellenlängenbereich 150 - 180  $\text{\AA}$  zeigte sich ein 6 mal größerer Streulichtuntergrund bei dem geritzten Gitter.

Eine experimentelle Überprüfung der Theorie von Sprague et al. (STB55) wird von den Autoren selbst gegeben. Bei der Reflexion an einem nicht absorbierenden Spiegelmaterial gibt es zu jedem Einfallswinkel eine Wellenlänge  $\lambda_{Kr}$  oberhalb der Totalreflexion eintritt. Bei einem Gitter ist die Wellenlänge  $\lambda_{Kr}$  zusätzlich abhängig von der Ordnung und läßt sich nach der Theorie von Sprague et al. berechnen. Für ein Glasgitter ergab sich im Wellenlängenbereich 50 - 250  $\text{\AA}$  gute Übereinstimmung mit gemessenen Werten von  $\lambda_{Kr}$ . Auch konnte das gemessene Verhältnis der Ausbeute von +1. zu +2. Ordnung durch Rechnungen richtig wiedergegeben werden.

Lukirskii und Savinov (LS62) haben im Wellenlängenbereich 23 - 113  $\text{\AA}$  die Ausbeute von Gittern bei streifendem Einfall gemessen und mit den gleichen Modellrechnungen wie in dieser Arbeit verglichen. Für ebene Gitter, bestehend aus abwechselnd reflektierenden und nichtreflektierenden Streifen wichen die Ausbeutewerte erheblich von den berechneten Werten ab. Für Gitter mit Sägezahnprofil ließ sich die Lage des Blazemaximums, nicht aber die Höhe der Ausbeute durch die Rechnungen wiedergeben.

#### 4.5.2 Messungen im Bereich des ultravioletten und sichtbaren Lichts

Von Hutley (Hu74b, Hu75) wird über Ausbeutemessungen an holographisch hergestellten Gittern mit Sägezahnprofil (vgl. Anhang A) berichtet. Die mit Aluminium bedampften Gitter hatten im Maximum um 2000  $\text{\AA}$  Wellenlänge eine absolute Ausbeute von über 50 %. Ähnliche Werte werden von BHR68 für geritzte Gitter in diesem Spektralbereich angegeben.

Für sichtbares Licht haben LF69 Ausbeutewerte von 50 - 70 % von holographisch hergestellten Gittern mit Sinusprofil gemessen. Die Streulichteigenschaften waren besser als bei geritzten Gittern.

Von GBW75 wird über die Alterung von holographischen Gittern bei Benutzung für Synchrotronstrahlung berichtet. Für den Wellenlängenbereich 400 - 3000  $\text{\AA}$  wird eine ähnliche Abnahme der Ausbeute, verursacht durch Kohlenstoffbeläge, festgestellt, wie bei unseren Messungen.

#### 4.5.3 Messungen im Bereich sehr kurzer Wellenlängen

Speer et al. (ST74, SR73) haben die Ausbeute von verschiedenen geritzten und holographischen Gittern für streifenden Einfall im Wellenlängenbereich 8 - 44  $\text{\AA}$  gemessen. Sie kommen zu dem Ergebnis, daß die Ausbeute in der 1. Ordnung von Replikagittern von verschiedenen Ursprungsgittern sehr stark schwankt (0,01 % < Ausbeute < 10 %). Dagegen sind die Unterschiede von verschiedenen Abdrücken des gleichen Ursprungsgitters klein.

Von Rudolph et al. (RSJS73) ist die Ausbeute eines in Göttingen hergestellten holographischen Laminargitters für  $\lambda = 44 \text{ \AA}$  untersucht. Für die Ausbeute als Funktion des Einfallswinkels zeigen sich die gleichen Kurvenformen wie bei unseren Messungen mit einem Interferenzminimum in der 0. Ordnung und Maxima für die +1. und -1. Ordnung. Die aus der Lage der Extrema bestimmte Steghöhe stimmt gut mit der bei der Herstellung angestrebten überein.

Ebenfalls Laminargittern, jedoch nach einem Ätzverfahren hergestellt, sind von FLBS74 im gleichen Wellenlängenbereich (8-44  $\text{\AA}$ ) bei streifendem Einfall untersucht worden. Auch diese Gitter zeigen die gleiche Form der Ausbeutekurven bei Auftragung gegen den Einfallswinkel wie unsere Messungen. Die Lage der Minima und Maxima läßt sich mit Hilfe der auch von uns teilweise verwendeten "empirischen Formel" (vgl. Abschn. 4.1.1.2) gut erklären, nicht jedoch die Absolutwerte der Ausbeute.

5. Theorie der Mehrschichtinterferenzspiegel

Reflektivitätsverändernde Mehrschichtbeläge für optische Komponenten sind weit verbreitet für Wellenlängenbereiche, für die es transparente Materialien gibt. Vor einiger Zeit hat Spiller (Sp72a) vorgeschlagen, solche Beläge auch im Bereich des VUV zu benutzen, indem man Interferenzbeläge herstellt, die aus einer Folge von Schichten aus zwei Materialien mit abwechselnd hohem und niedrigem Absorptionskoeffizienten bestehen. Die Grundidee ist, die stark absorbierenden Schichten in die Knoten des gewünschten Wellenfeldes zu legen (vgl. Abb. 5.1). Da die Absorption in den Knoten klein ist, läßt sich so eine große Eindringtiefe erreichen mit Beteiligung von vielen Schichten am Reflexionsprozeß. Man kann auf diese Weise die niedrigen Reflektivitäten einer einzelnen opaken Schicht übertreffen und erhält Spiegel, die zusätzlich noch wellenlängenselektierend sind. Dieser Effekt ist vergleichbar mit dem in der Röntgenphysik beobachteten Borrmanneffekt.

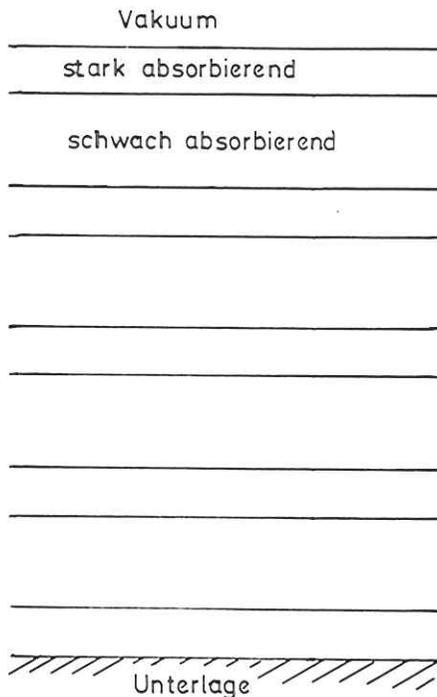


Abb. 5.1 Schematischer Aufbau eines Mehrschichtinterferenzspiegels (nicht maßstabsgerecht).

5.1 Berechnung der Reflektivität von Mehrschichtschichten

Da das von uns aufgebaute Reflektometer nur Messungen in s-Polarisation gestattet, beziehen sich alle Rechnungen nur auf diese Polarisationsrichtung.

Die komplexe Reflektivität eines dünnen Films der Dicke  $d_1$  auf einer Unterlage wird berechnet aus (Pe70)

$$r = \frac{r_1 + r_2 e^{2id_1k_1}}{1 + r_1 r_2 e^{2id_1k_1}} \quad (5.1)$$

mit der Normalkomponente des Lichtvektors in Film  $k_1$ ,  $r_1$  und  $r_2$  sind die komplexen Reflektivitätskoeffizienten an den Grenzen Vakuum / Film beziehungsweise Film / Unterlage. Für die Grenze zwischen der  $i-1$ -ten und der  $i$ -ten Schicht gilt

$$r_i = \frac{k_i - k_{i-1}}{k_i + k_{i-1}} \quad (5.2)$$

Die Formel (5.1) läßt sich leicht auf ein System mit zwei Schichten, bei dem der zweite Film die Dicke  $d_2$  und die Normalkomponente des Wellenvektors  $k_2$  hat, ausdehnen. Man ersetzt  $r_2$  durch

$$r_2 = \frac{r'_2 + r_3 e^{2id_2k_2}}{1 + r'_2 r_3 e^{2id_2k_2}} \quad (5.3)$$

dabei beziehen sich  $r'_2$  und  $r_3$  auf die Grenzen zwischen den Filmen 1 und 2 beziehungsweise Film 2 und Unterlage. Auf diese Weise läßt sich die Formel (5.1) für jede gewünschte Schichtzahl erweitern.

Alle Rechnungen wurden nach dieser algebraischen Methode auf einem programmierbaren Tischrechner ausgeführt.

Die von uns hergestellten Spiegelbeläge bestanden aus Kohlenstoff als dem Material mit niedriger Absorption und Gold bzw. Kupfer als stark absorbierender Komponente. Dabei ist wichtig, daß Metall und Kohlenstoff nur wenig ineinander diffundieren (HGK75b). Für Gold, Kupfer und Kohlenstoff wurden die wellenlängenabhängigen optischen Konstanten von Hagemann et al. (HGK75a) benutzt, während für die Glasunterlage konstant  $\epsilon = 0,9 + 0,1i$  gesetzt wurde, da uns keine Daten in unserem Wellenlängenbereich bekannt waren.

Die Rechnungen haben ergeben, daß es vorteilhaft ist, eine ungerade Schichtzahl zu wählen mit je einer stark absorbierenden Schicht oben und unten. Für eine periodische Struktur mit abwechselnd stark und schwach absorbierenden Schichten läßt sich das Verhältnis der Dicke der beiden Schichten und ihre Summe, die Periodenlänge, leicht optimieren. Spiller hat in Sp72a ausgeführt, daß eine leicht aperiodische Struktur etwas vorteilhafter ist. Deshalb haben wir die Dicke jeder einzelnen Schicht in Schritten von 2 Å variiert, um maximale Reflektivität zu erhalten. Das Ergebnis war eine leichte Zunahme der Dicke der absorbierenden Schicht von der Vakuumseite zur Unterlage. Der Reflektivitätsgewinn war nur klein, aber wir hoffen dadurch ein Mehrschichtsystem zu erhalten, das nicht so anfällig gegen Fehler in der aufgedampften Schichtdicke ist. In Tabelle 5.1 sind die Parameter von zwei aperiodischen Spiegeln aus Au/C, optimiert für Einfallswinkel  $\alpha = 15^\circ$  und  $\lambda = 200 \text{ \AA}$  bzw.  $150 \text{ \AA}$ , und einen periodischen Spiegel aus Cu/C, optimiert für  $\alpha = 15^\circ$  und  $170 \text{ \AA}$  angegeben.

Tabelle 5.1 Schichtenfolge der Interferenzspiegel (in Å Einheiten). Es sind die zur Optimierung angestrebten und die beim Aufdampfen erreichten Werte, wie sie mit dem Schwingquarz gemessen wurden, angegeben. Für die Spiegel aus Au/C wurde eine leicht aperiodische Struktur gewählt.

		Glas	Au	C	Au	C	Au	C	Au	C	Au
Au/C 106 Å	angestrebt	∞	50	64	42	70	42	72	40	72	36
	erreicht	∞	50	64	42	69	42	72	40	71	36
Au/C 81 Å	angestrebt	∞	39	47	35	47	35	47	35	47	33
	erreicht	∞	39	47	35	49	35	46	35	47	33
		Glas	Cu	C	Cu	C	Cu	C	Cu		
Cu/C 103 Å	angestrebt	∞	35	65	35	65	35	65	35		
	erreicht	∞	37	60	32	70	27	60	32		

### 6. Probenpräparation

Als Unterlage für die Spiegel verwendeten wir Mikroskopobjektträger. Gold und Kupfer wurden aus einem widerstandbeheizten Schiffchen verdampft, Kohlenstoff mit einer Elektronenkanone. Der Basisdruck in der Aufdampfapparatur betrug  $5 \times 10^{-7}$  Torr und änderte sich nur wenig beim Aufdampfen der Metalle, bei Kohlenstoff stieg er jedoch bis auf  $1 \times 10^{-5}$  Torr an. Die aufgedampften Schichtdicken wurden mit Hilfe eines Schwingquarzes kontrolliert (Balzers). Beim Aufdampfen der Metalle wurde eine bewegliche Blende benutzt, die die Probe erst freigab, wenn sich eine konstante Aufdampftrate eingestellt hatte.

Bei der Bedampfung mit Kohlenstoff aus der Elektronenkanone erwärmte sich der Schwingquarz so stark, daß sich seine Resonanzfrequenz erheblich verschob. Selbst eine zusätzlich eingebaute Wasserkühlung konnte nur teilweise Abhilfe schaffen. Zur Bestimmung der Kohlenstoffschichtdicke wurde deshalb die Resonanzfrequenz des Quarzes vor Beginn der Bedampfung und anschließend nach einer Minute Abkühlung abgelesen. Um die gewünschte Schichtdicke zu erhalten, mußte dieser Vorgang in der Regel einige Male wiederholt werden. Die Tabelle 5.1 gibt einen Eindruck, welche Genauigkeit sich mit dieser Methode erreichen läßt. Zu berücksichtigen bleibt, daß Langzeitinstabilitäten des Kontrollgerätes beim Aufdampfen des Kohlenstoffs zusätzliche Fehler bewirken können.

Nach dem Aufdampfen wurden die Spiegel 3 bis 5 Tage an Luft aufbewahrt, bevor sie in das Reflektometer eingebaut werden konnten.

7. Ergebnisse für Mehrschichtinterferenzspiegel und Deutung

7.1 Ergebnisse

Die Reflektivität der Mehrschichten wurde als Funktion der Wellenlänge für verschiedene Einfallswinkel gemessen. Abbildung 7.1 zeigt die Ergebnisse für einen Interferenzspiegel aus Au/C mit 4,5 Perioden (entsprechend 9 Schichten) und 106 Å mittlere Periodenlänge. Für alle Einfallswinkel zeigen sich deutliche Interferenzstrukturen mit einem Hauptmaximum. Die Lage des Hauptmaximums wird bestimmt durch die Bedingung, daß die Knoten der stehenden Welle im Inneren der Mehrschicht mit den stark absorbierenden Goldfilmen zusammenfallen. Für senkrechten Einfall wird die Wellenlänge des Hauptmaximums λ\_max durch die doppelte optische Periodenlänge gegeben. (Diese weicht wegen der Differenz des Brechungsindex von 1 von der geometrischen Periodenlänge ab.) Für größere Einfallswinkel α (gemessen gegen die Normale) verschiebt sich das Maximum zu kürzeren Wellenlängen. Die gemessenen Werte für λ\_max bei α = 15° weichen bei allen Proben um nicht mehr als 10 % von den bei der Herstellung angestrebten ab. Auf der langwelligeren Seite des Hauptmaximums zeigt sich ein Nebenmaximum, das offensichtlich auch interferenzbedingt ist, da es sich in gleicher Weise wie das Hauptmaximum verschiebt.

Abbildung 2 zeigt die Ergebnisse für einen zweiten Spiegel aus Au/C mit der kleineren Periodenlänge von 81 Å. Die Interferenzmaxima liegen entsprechend bei kürzeren Wellenlängen und verschieben sich in der gleichen systematischen Weise. Das Nebenmaximum ist höher verglichen mit dem Spiegel Au/C 106 Å und wächst für größere Einfallswinkel stärker an. Für α = 15° ist eine der N\_6,7 Strukturen vom Gold dem Hauptmaximum überlagert.

Zum Vergleich haben wir die Reflektivität einer 1000 Å dicken Goldschicht für die gleichen Einfallswinkel gemessen. Die Resultate sind in den Abbildungen 7.1 und 7.2 mit eingezeichnet. Für α = 15° läßt sich für den Spiegel Au/C 106 Å ein Reflektivitätsgewinn um einen Faktor 6 verglichen mit einer einzelnen opaken Goldschicht feststellen, für den Spiegel Au/C 81 Å sogar ein Faktor 12. Für die anderen Winkel sind die Werte aus Tabelle 7.1 abzulesen. Zusätzlich ist in den Abbildungen 7.1 und 7.2 noch die Goldreflektivität berechnet aus optischen Konstanten (HGK75a) angegeben. Diese berechneten Reflektivitäten weichen beträchtlich von den gemessenen ab. Die optischen Konstanten für Gold in dieser Region wurden aus Absorptionsmessungen mit Hilfe einer Kramers-Kronig Analyse bestimmt. Die Ergebnisse wurden bei 300 Å an die von Canfield et al. (CHH64) gemessenen

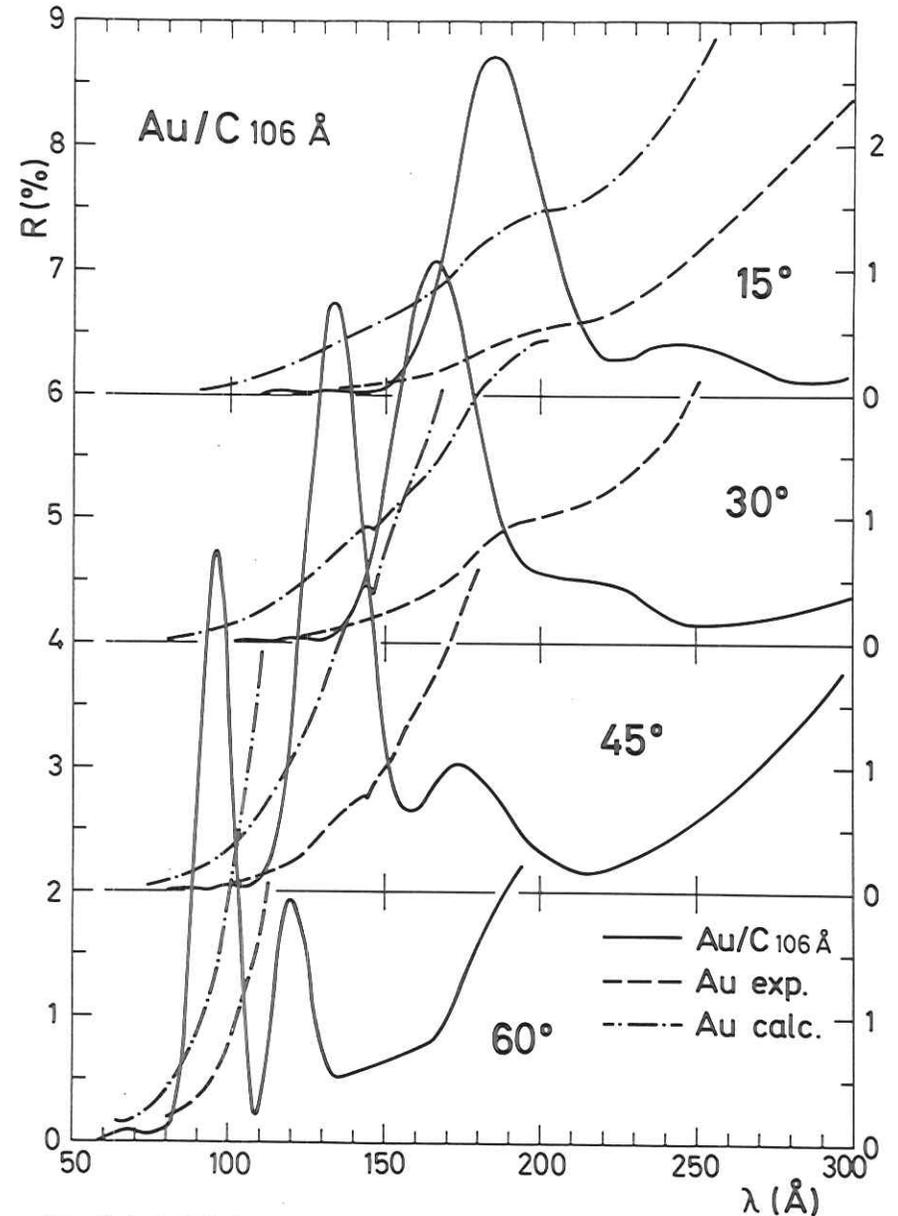


Abb. 7.1 Reflektivität R eines Interferenzspiegels (durchgezogene Kurve) mit 4,5 Perioden Au/C und 106 Å mittlerer Periodenlänge als Funktion der Wellenlänge. Zum Vergleich sind die an einer einzelnen opaken (1000 Å) Goldschicht (gestrichelt, Au exp.) gemessenen Reflektivitäten und die aus optischen Konstanten (HGK75a) theoretisch berechneten Werte (strich-punktiert, Au calc.) angegeben. Der Einfallswinkel wurde in Schritten von 15° bis 60° geändert.

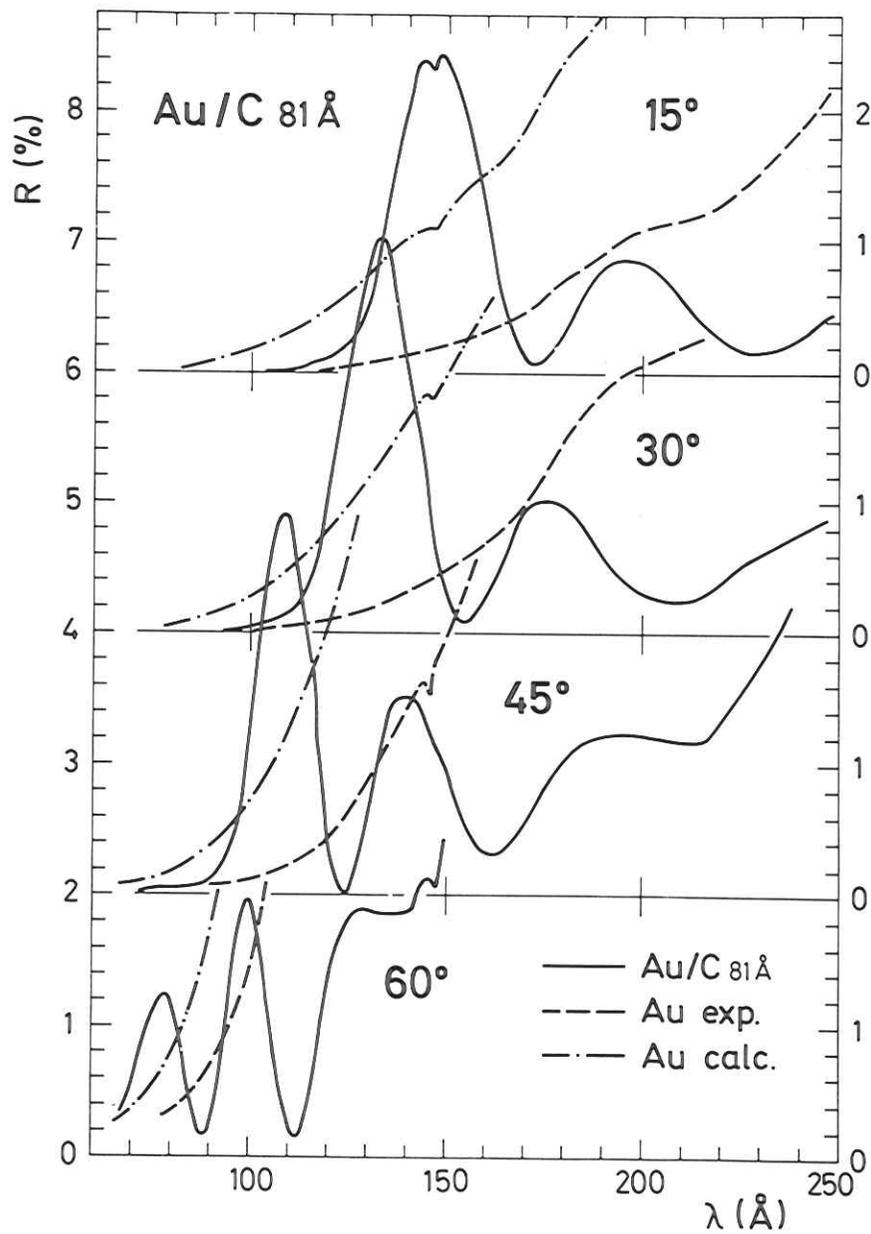


Abb. 7.2 Reflektivität R des Au/C 81 Å Interferenzspiegels mit 4,5 Perioden als Funktion der Wellenlänge, verglichen mit der gemessenen und berechneten Reflektivität einer einzelnen opaken Goldschicht (vgl. Abb. 7.1).

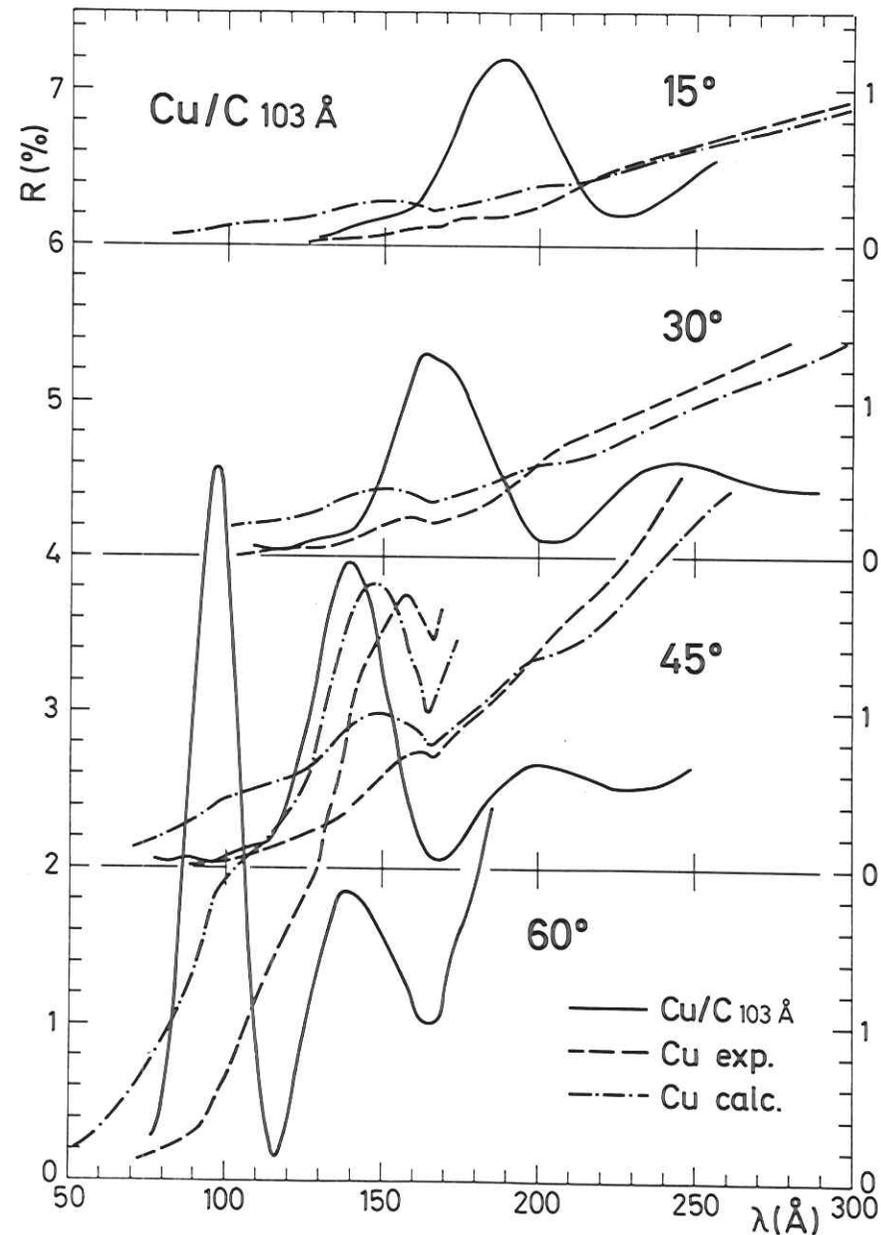


Abb. 7.3 Reflektivität R des Cu/C 103 Å Interferenzspiegels mit 3,5 Perioden als Funktion der Wellenlänge, verglichen mit der gemessenen und aus optischen Konstanten (HGK75a) berechneten Reflektivität einer einzelnen opaken (1000 Å) Kupferschicht (vgl. Abb. 7.1).

Tabelle 7.1 Maximalwerte der Reflektivität und Wellenlängen der Maxima von Interferenzspiegeln verglichen mit der Reflektivität von opaken einzelnen Metallfilmen bei der gleichen Wellenlänge. Die theoretischen Werte basieren auf optischen Konstanten aus HGK75a,  $\alpha$ : Einfallswinkel;  $\lambda_{\max}$ : Wellenlänge des Interferenzmaximums (in  $\text{\AA}$ );  $f$ : gemeinsamer Korrekturfaktor für die gemessenen Schichtdicken (siehe Text);  $R_I^{\text{ex}}$ ,  $R_I^{\text{th}}$ : gemessene bzw. berechnete Reflektivitäten der Interferenzspiegel im Maximum;  $R_M^{\text{ex}}$ ,  $R_M^{\text{th}}$ : gemessene bzw. berechnete Reflektivitäten der opaken Metallfilme. Alle Reflektivitätsangaben sind in %.

	$\alpha$	$\lambda_{\max}$	$f$	$R_I^{\text{ex}}$	$R_I^{\text{th}}$	$R_I^{\text{th}}/R_I^{\text{ex}}$	$R_M^{\text{ex}}$	$R_M^{\text{th}}$	$R_I^{\text{th}}/R_M^{\text{th}}$	$R_I^{\text{ex}}/R_M^{\text{ex}}$
Au/C 106 $\text{\AA}$	15	186	0,95	2,7	12,5	5	0,4	1,3	10	7
	30	167		3,1	15,0	5	0,4	1,4	11	8
	45	134		4,8	23,3	5	0,6	1,8	13	8
	60	96		4,8	32,2	7	0,5	1,3	25	9
Au/C 81 $\text{\AA}$	15	146	0,99	1,2	11,3	9	0,1	0,6	19	12
	30	133		1,5	15,0	10	0,1	0,7	21	15
	45	109		1,5	16,5	11	0,1	0,6	28	15
	60	78		0,6	11,6	19	0,1	0,3	39	6
Cu/C 103 $\text{\AA}$	15	188	1,12	1,2	3,2	2,7	0,2	0,3	11	6
	30	167		1,3	4,0	3,1	0,2	0,4	10	7
	45	139		2,0	7,2	3,6	0,3	0,9	6	7
	60	97		4,6	11,0	2,4	0,5	1,7	7	9

Reflektivitäten angepaßt. Für kürzere Wellenlängen stellen diese Rechnungen daher nur eine Extrapolation dar. Es ist bekannt, daß die gemessenen Reflektivitäten oft erheblich niedriger sind verglichen mit Werten aus optischen Konstanten, die aus Absorptionsmessungen stammen. Gewöhnlich wird Oberflächenrauigkeit als einer der Gründe angeführt und dicke Goldschichten werden für besonders rau gehalten (CHH64). Auf der anderen Seite können auch die abwechselnden Bedampfungen mit Gold und Kohlenstoff eine Schicht mit Oberflächenrauigkeit ergeben. Wir meinen daher, daß es vernünftig ist, auf Grundlage der gemessenen Werte zu vergleichen, um eine Vorstellung vom Reflektivitätsgewinn mit Interferenzspiegeln zu bekommen.

Um zu probieren, ob auch andere Materialkombinationen sich eignen, haben wir einen Spiegel aus Kupfer und Kohlenstoff mit 3,5 Perioden untersucht. Abbildung 7.3 zeigt die Ergebnisse für diesen Spiegel als Funktion der Wellenlänge zusammen mit der gemessenen Reflektivität an einer einzelnen 1000  $\text{\AA}$  dicken Schicht und der aus optischen Konstanten (HGK75a) berechneten. Es treten analoge Interferenzmaxima wie bei den Gold/Kohlenstoff-Spiegeln auf. Vergleicht mit der gemessenen Reflektivität einer opaken Kupferschicht ist die Reflektivität für den Interferenzspiegel bei  $\alpha = 15^\circ$  um einen Faktor 6 höher.

Die Reflektivitätsgewinne für alle Einfallswinkel sind zusammen mit anderen Daten über die drei Spiegel in Tabelle 7.1 angegeben. Für zwei weitere Interferenzspiegel finden sich einige Angaben im Anhang C.

### 7.2 Modellrechnungen und Diskussion

Um die Ergebnisse der Reflektivitätsmessungen an den Mehrschichtinterferenzspiegeln interpretieren zu können, haben wir Modellrechnungen nach dem im Abschnitt 5 beschriebenen Formalismus gemacht. Als Schichtdicken wurden die beim Aufdampfen mit den Schwingquarz gemessenen Werte versehen mit einem gemeinsamen Faktor  $f$  genommen. Dieser Korrekturfaktor wurde so gewählt, daß bei  $\alpha = 15^\circ$  die Lage vom gemessenen und berechneten Interferenzmaximum übereinstimmen.  $f$  ist auch in Tabelle 7.1 angegeben.

In Abbildung 7.4 und 7.5 werden gemessene und gerechnete Kurven für die beiden Spiegel aus Au/C verglichen. Die Gestalt der Maxima und ihre Verschiebung zu kürzeren Wellenlängen werden von den Rechnungen gut wiedergegeben. Bei kurzen Wellenlängen reagiert die Lage des Hauptmaximums empfindlicher auf die optischen Konstanten der Glasunterlage, da die Absorptionskoeffizienten von Gold und Kohlen-

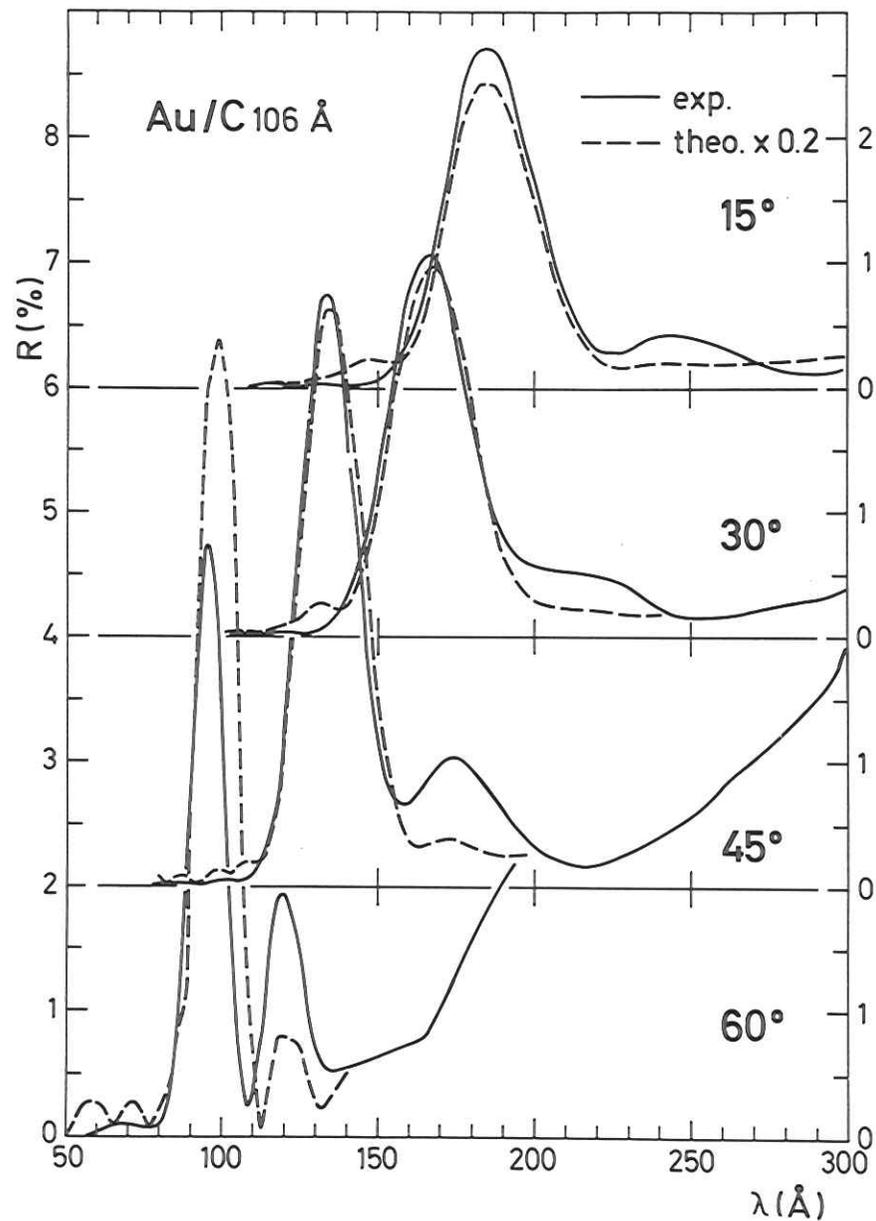


Abb. 7.4 Vergleich der gemessenen (durchgezogen) und theoretisch berechneten (gestrichelt) Reflektivität des Interferenzspiegels mit 4,5 Perioden Au/C und  $106 \text{ Å}$  mittlerer Periodenlänge. Die theoretischen Werte basieren auf optischen Konstanten von HGK75a. Für die Glasunterlage wurde unabhängig von der Wellenlänge gesetzt  $\epsilon = 0,9 + 0,1i$ . Die theoretische Kurve ist um den Faktor 0,2 verkleinert.

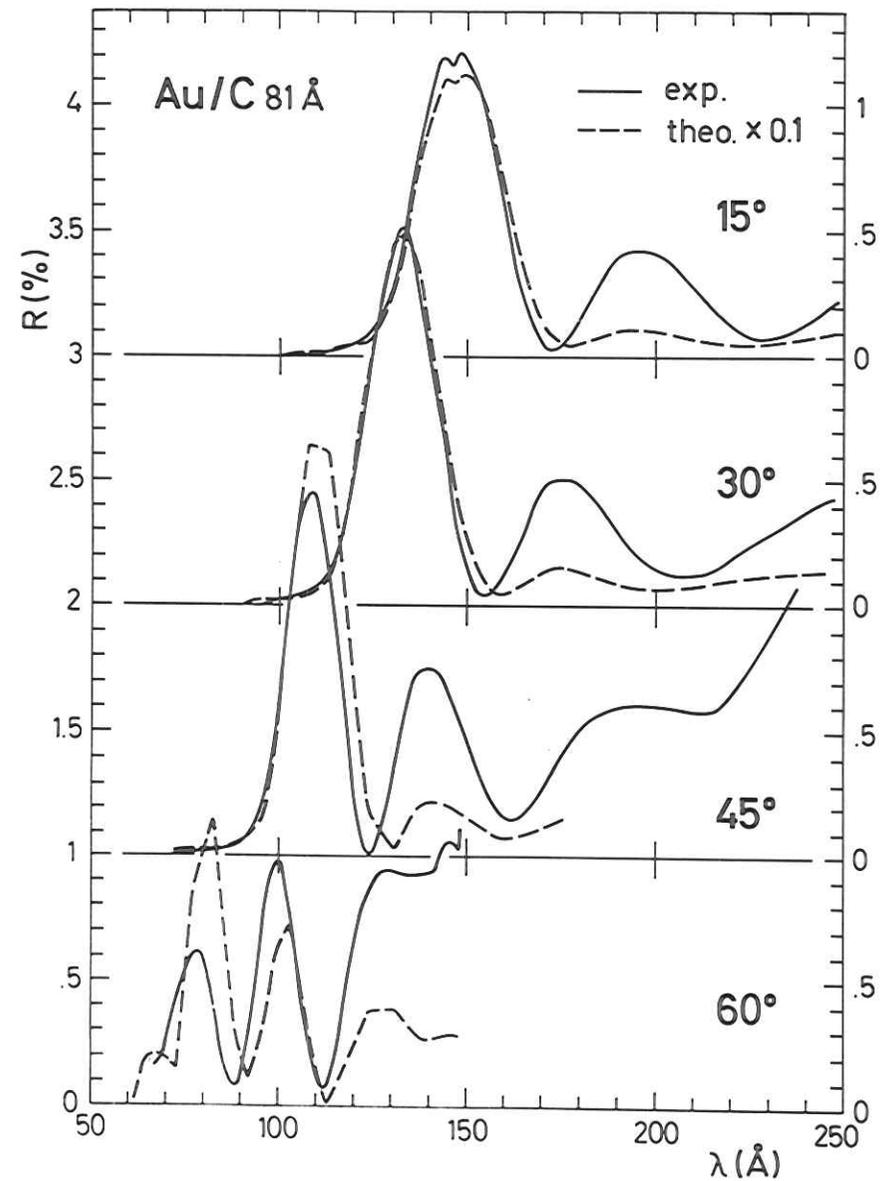


Abb. 7.5 Vergleich der gemessenen und theoretisch berechneten Reflektivität des Interferenzspiegels mit 4,5 Perioden Au/C und  $81 \text{ Å}$  mittlerer Periodenlänge (vgl. Abb. 7.4).

stoff rasch abnehmen. Als Folge wird der Film durchsichtiger, trotz der vergrößerten geometrischen Weglänge für das Licht. Modellrechnungen, bei denen die relative Dielektrizitätskonstante der Glasunterlage in der erwarteten Richtung geändert wurde, haben gezeigt, daß die Lage der Maxima aus den berechneten Kurven dann für große Einfallswinkel noch besser mit den gemessenen Werten übereinstimmen (vgl. Abb. C.2 im Anhang C).

Das Nebenmaximum auf der langwelligen Seite des Hauptmaximums tritt ebenfalls in den gerechneten Kurven auf. Es ist dort jedoch, verglichen mit dem Hauptmaximum, weniger ausgeprägt. In einer einfachen Erklärung läßt sich dieses Maximum verstehen als zu einer stehenden Welle gehörig, die Knoten an den Grenzen zum Vakuum und zur Unterlage hat und im Inneren einen Knoten weniger als beim Hauptmaximum. Bis jetzt ist jedoch unklar, warum das Nebenmaximum in den Rechnungen nicht so ausgeprägt ist, wie bei den Messungen.

Auch auf der kurzwelligen Seite des Hauptmaximums treten schwache Nebenmaxima auf, die sich durch stehende Wellen mit zusätzlichen Knoten erklären lassen, doch sind sie in den Rechnungen vergleichsweise ausgeprägter als im Experiment, und ihre Lage zeigt eine starke Abhängigkeit von der Wahl der optischen Konstanten der Unterlage (vgl. Abb. C.2).

Die absoluten Reflektivitäten der berechneten Kurven sind 5 bis 10 mal höher als die gemessenen. Wichtige Gründe dafür können unentdeckte Fehler in der Schichtdickenbestimmung der einzelnen Filme, Rauigkeit und teilweise Diffusion an der Metall/Kohlenstoff-Grenze seien.

Für Interferenzspiegel, die mit verbesserter Technik unter Vermeidung der oben genannten Fehler hergestellt sind, läßt sich ein möglicher Reflektivitätsgewinn vielleicht realistisch abschätzen, indem man den theoretischen Gewinn einer Interferenzschicht gegenüber einer einzelnen Schicht vergleicht mit dem experimentell festgestellten Gewinn. Nach Tabelle 7.1 ist der theoretische Gewinn in der Größenordnung 10 bis 30, während der experimentelle Gewinn im Mittel nur halb so groß ist. Aus dieser Sicht erscheint es vernünftig, für Spiegel, die unter besseren Bedingungen hergestellt werden als unsere, wenigstens eine Steigerung um einen Faktor 2 zu erwarten. Zusätzlich sollte auch die Erhöhung der Schichtzahl die Reflektivität noch weiter anheben.

Für solche gut reflektierenden Spiegelbeläge gibt es Anwendungsmöglichkeiten bei Spektrographen und astrophysikalischen Instrumenten, um die Ausbeute zu erhöhen und unerwünschte Strahlung zu unterdrücken. Weiterhin eröffnen die recht großen Reflektivitäten für nahe senkrechten Einfall die Möglichkeit, ein Mikroskop mit Reflexionsoptiken für Wellenlängen um  $100 \text{ \AA}$  oder darunter zu konstruieren. Anwendungen beim Versuch, Laser im weichen Röntgengebiet zu bauen, scheinen ebenfalls möglich zu sein. Zwar sind die erreichbaren Reflektivitäten erheblich geringer als die normaler Laserspiegel, aber ein Resonator mit diesen Spiegeln könnte dazu dienen, die Richtung des Laservorgangs vorzugeben.

## 8. Zusammenfassung

Der Aufbau eines Reflektometers für Ausbeutemessungen mit Synchrotronstrahlung für streifenden bis nahe senkrechten Einfall in s-Polarisation wurde beschrieben.

Die Ausbeute von holographisch hergestellten Laminargittern und geritzten Sägezahngrittern in der -1. bis +2. Ordnung wurde im Wellenlängenbereich 55 - 560 Å für verschiedene Einfallswinkel gemessen.

Bei beiden Gittertypen zeigte die Ausbeute in der +1. Ordnung als Funktion des Einfallswinkels deutliche Maxima.

Die maximale Ausbeute in der +1. Ordnung unterschied sich für das holographische (h) und die geritzten (g) Gitter nur wenig. Typische Werte waren 6 % (g) bzw. 7,5 % (h) bei  $\lambda = 55 \text{ \AA}$ , 19 % (g) bzw. 21 % (h) bei  $120 \text{ \AA}$  und 10 % (g) bzw. 7,5 % (h) bei  $\lambda = 560 \text{ \AA}$ .

Die Ausbeute in der +2. Ordnung lag im Bereich unterhalb von 3 %. Das Streulicht des holographischen Gitters zwischen den Ordnungen war 2 - 4 mal niedriger als bei den geritzten Gittern.

Für die Berechnung der Ausbeute wurden Formeln für beide Gitterprofile auf Grundlage der vektoriellen Form des Huygensschen Prinzips angegeben. Die Reflektivität der Gitteroberfläche wurde in den Modellrechnungen nach der Theorie von Sprague et al. berücksichtigt.

Die Ausbeutemaxima in der +1. Ordnung ließen sich durch die Modellrechnungen nicht gut beschreiben, da für kleine Einfallswinkel und große Beugungswinkel starke Abweichungen von den gemessenen Kurven auftraten. Für große Einfallswinkel wird die Höhe der Ausbeute des holographischen Gitters gut durch die Rechnungen beschrieben, während die theoretischen Werte für die geritzten Gitter zu hoch sind, was auf Fehler im Furchenprofil hindeutet.

Modellrechnungen mit Berücksichtigung der Abschattung geben - abgesehen von der 0. Ordnung - bei sehr streifendem Einfall die Ergebnisse besser wieder als ohne Berücksichtigung der Abschattung.

Die durch Kohlenstoffbeläge bedingte Abnahme der Ausbeute nach längerem Gebrauch des Gitters (Alterung) läßt sich durch Überdampfen mit Gold weitgehend wieder ausgleichen.

Es kann zusammenfassend gesagt werden, daß die erst wenige Jahre verfügbaren holographischen Gitter auch in diesem Spektralbereich erfolgreich eingesetzt werden können und konkurrenzfähig mit geritzten Gittern sind. Sie sind außerdem einfacher und besser reproduzierbar herzustellen. Ihre Eigenschaften werden im allgemeinen durch Modellrechnungen recht gut beschrieben, was eine Planung von Gittern für bestimmte Anwendungen ermöglicht. Die Grenzen der Modellrechnungen sind in dieser Arbeit aufgezeigt worden.

Es gelang außerdem zum ersten Mal, Mehrschichtinterferenzbeläge mit erhöhter Reflektivität in einem Photonenenergiebereich herzustellen, in dem es keine transparenten Materialien gibt. Schichten mit 4,5 Perioden Au/C und 3,5 Perioden Cu/C wurden für Einfallswinkel  $\alpha = 15^\circ$  bis  $\alpha = 60^\circ$  untersucht.

Die höchsten gemessenen Reflektivitäten R bei nahe senkrechtem Einfall betragen  $R = 2,7 \%$  für Au/C und  $R = 1,2 \%$  für Cu/C bei  $\lambda \approx 190 \text{ \AA}$  und  $\alpha = 15^\circ$ . Diese Werte sind um einen Faktor 7 (bzw. 6 für Cu/C) höher als für einzelne opake Schichten, aufgedampft unter den gleichen Bedingungen. Weitere Verbesserungen erscheinen möglich. Solche Spiegel versprechen Anwendungen für Spektrographen und astrophysikalische Instrumente zur Steigerung der Ausbeute und Unterdrückung unerwünschter Strahlung, für Mikroskope mit Reflexionsoptiken im Bereich des weichen Röntgenlichts und für Resonatoren von Lasern im gleichen Spektralbereich.

Die Ergebnisse wurden mit Hilfe von Modellrechnungen interpretiert.

#### Anhang A: Herstellung von holographischen Gittern

Die Herstellung von holographischen Gittern wird von RS70, Sc74 und SR76 beschrieben.

Es werden zwei ebene Laserlichtbündel mit dem Durchdringungswinkel  $\alpha$  zur Interferenz gebracht. Das Interferenzfeld besteht aus hellen und dunklen Streifen, die in einer Photoresistschicht registriert werden. Der Abstand der Streifen ist durch den Durchdringungswinkel bestimmt und wird durch die Wellenlänge des Lichts nach unten begrenzt (minimal  $\lambda/2$ ). Je nach Art des verwendeten Resists werden die belichteten oder unbelichteten Partien bei der Entwicklung mit einem Lösungsmittel herausgelöst. Das entstehende Furchprofil ist abhängig von der Gradation des Resists, Belichtungs- und Entwicklungszeit und dem Verhältnis von Schichtdicke des Resists zur Gitterkonstanten. Für nicht zu dünne Resistschichten entsteht ein sinusähnliches Profil, das mit einem gut reflektierenden Material bedampft werden kann. Die Qualität des Gitters wird bestimmt durch die Ebenheit der Unterlage, die Gleichmäßigkeit der Resistschicht und die Fehlerfreiheit der zur Interferenz gebrachten ebenen Wellenfronten.

Zwei Abwandlungen erlauben es, resistfreie Gitter mit Laminarprofil herzustellen.

Bei der "Stripping-Methode" (RSJS73, Sc74) wird eine verglichen mit der Gitterkonstanten dünne Resistschicht auf eine Unterlage gebracht und ausreichend lange belichtet, so daß sich anschließend die belichteten oder unbelichteten Streifen bis zur Unterlage herauslösen lassen. Das verbleibende Profil wird mit einer Metallschicht bedampft, die so dick ist, wie die angestrebte Steghöhe. Danach werden die restlichen Resiststreifen auch gelöst und zusammen mit der darüberliegenden Metallschicht entfernt ("Stripping"). Zurück bleiben die Stege, unter denen keine Resist war. Auch dieses Profil kann mit einem gut reflektierenden Material überdampft werden.

Das zweite Verfahren beruht auf einer Ätzung (SR75). Die Unterlage wird erst mit einer Metallschicht so dick wie die angestrebte Steghöhe bedampft, anschließend wird eine dünne Resistschicht aufgebracht und belichtet. Nach der Entwicklung werden die freigelegten Metallstreifen bis auf die Unterlage weggeätzt. Unter den Resiststreifen, die abgewaschen werden, befinden sich die nicht weggeätzten Metallstege. Die von uns getesteten Laminargitter sind nach diesem Verfahren hergestellt.

Die Herstellung von Gittern mit Sägezahnprofil ist entweder durch Fourier-synthese aus sinusförmigen Interferenzmustern (SR76) oder durch Schrägstellen der Normale der Resistschicht gegen die Winkelhalbierende der Laserlichtbündel (Sh68, Hu75b) möglich.

Anhang B: Korrekturfaktor für die Ausbeutemessungen an Gittern

Da bei der Auswertung der Ausbeutemessungen an Gittern statt der Fläche unter den Maxima die Höhe der Maxima verglichen wird, um nicht Fehler in die Meßergebnisse infolge von Ungenauigkeiten im Detektorantrieb einzuführen (Abschn. 2.3.1), muß für die Berechnung der Ausbeute die Änderung des Strahlquerschnitts und der Divergenz (DK72, Di70) in den gebeugten Ordnungen (außer der 0. Ordnung) berücksichtigt werden.

Das von der Punktquelle P (Austrittsspalt des Monochromators; Abb. B.1) kommende monochromatische Licht falle im Abstand  $R_1$  unter dem Winkel  $\theta$  auf das Gitter und werde in die durch die Gittergleichung bestimmte Richtung  $\phi_m$  gebeugt.

$$m\lambda = d (\cos\theta - \cos\phi_m) \quad (B.1)$$

- $\lambda$ : Wellenlänge
- $d$ : Gitterkonstante
- $m$ : Ordnung

Der unter dem Winkel  $\theta+d\theta$  auf das Gitter fallende Randstrahl wird in die Richtung  $\phi_m+d\phi_m$  gebeugt.  $d\phi_m$  erhält man durch Differentiation der Gittergleichung (B.1) für konstante Wellenlänge.

$$d\phi_m = d\theta \frac{\sin\theta}{\sin\phi_m} \quad (B.2)$$

Für die Divergenz des einfallenden Lichtbündels gilt nach Abb. B.1

$$d\theta = W \frac{\sin\theta}{R_1} \quad (B.3)$$

Das gebeugte Lichtbündel hat einen virtuellen Quellpunkt in der Entfernung  $R_2$  vom Gitter und die Divergenz

$$d\phi_m = W \frac{\sin\phi_m}{R_2} \quad (B.4)$$

Die vom Detektor D im Abstand  $R_0$  vom Gitter gemessene Intensität  $I_0$  ist in der 0. Ordnung, wo keine Korrektur nötig ist, proportional zu  $d\theta(R_1+R_0)$  und für die m-te Ordnung ist die Intensität  $I_m$  proportional zu  $d\phi_m(R_2+R_0)$ . Für den Korrekturfaktor K gilt dann

$$K = \frac{I_0}{I_m} = \frac{d\theta(R_1+R_0)}{d\phi_m(R_2+R_0)} \quad (B.5)$$

Nach Einsetzen der Gleichungen (B.2, 3, 4) ergibt sich

$$K = \frac{R_1 \frac{\sin\phi_m}{\sin\theta} + R_0 \frac{\sin\theta}{\sin\phi_m}}{R_1 + R_0} \quad (B.6)$$

Weitere Faktoren, die zur Winkelbreite der Beugungsmaxima beitragen könnten, wäre (1) das endliche Auflösungsintervall des Monochromators, da der Beugungswinkel von der Wellenlänge abhängt, und (2) die Breite der Vorkathode (vgl. Abschn. 2.2), mit der die Intensitäten gemessen werden. Die durch diese Faktoren verursachte Winkelverbreiterung ist klein gegen die natürliche Winkelbreite des Strahles und muß daher nicht weiter berücksichtigt werden.

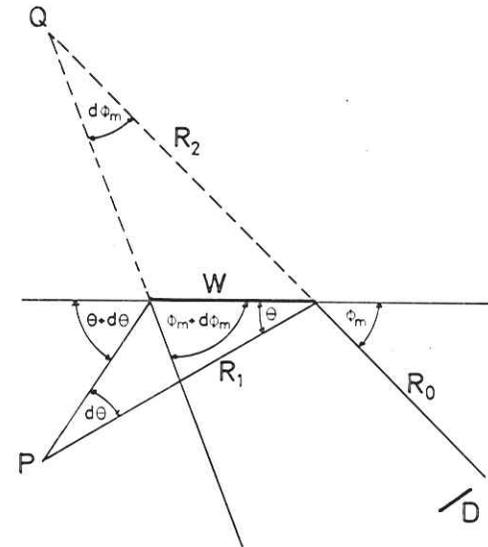


Abb. B.1 Strahlengang für die Ableitung des Korrekturfaktors (Erklärung siehe Text).

Anhang C: Interferenzspiegel

C.1 Reflektivitäten von zwei weiteren Mehrschichtinterferenzspiegeln

Außer den in Abschnitt 7 vorgestellten Spiegeln wurde noch eine Reihe weiterer Spiegel aus Cu/C und Au/C hergestellt und untersucht. Sie zeigten jedoch nicht alle so günstige Eigenschaften wie die Spiegel Au/C 106 Å, Au/C 81 Å und Cu/C 103 Å. Besonders das langwellige Nebenmaximum zeigt sich verstärkt auf Kosten des Hauptmaximums. In Tabelle C.1 sind die Daten von zwei weiteren Interferenzspiegeln mit befriedigender Wirkungsweise angegeben.

Tabelle C.1 Maximalwerte der Reflektivität und Wellenlängen der Maxima von Interferenzspiegeln verglichen mit der Reflektivität von opaken einzelnen Metallfilmen bei der gleichen Wellenlänge. Die theoretischen Werte basieren auf optischen Konstanten aus HGK75a.  $\alpha$ : Einfallswinkel;  $\lambda_{max}$ : Wellenlänge des Interferenzmaximums (in Å);  $R_I^{ex}$ : gemessene Reflektivitäten der Interferenzspiegel im Maximum;  $R_M^{ex}$ ,  $R_M^{th}$ : gemessene bzw. berechnete Reflektivitäten der opaken Metallfilme. Alle Reflektivitätsangaben sind in %.

	$\alpha$	$\lambda_{max}$	$R_I^{ex}$	$R_M^{ex}$	$R_M^{th}$	$R_I^{ex}/R_M^{ex}$
Au/C	15	177	2,5	0,3	1,3	8
105 Å	30	155	2,4	0,4	1,1	6
	45	127	2,0	0,4	1,4	5
Cu/C	15	138	0,41	0,03	0,23	14
	30	123	0,37	0,05	0,25	7,4
	45	100	0,50	0,01	0,40	50

C.2 Erläuterungen zu den Modellrechnungen

Für die Modellrechnungen zur Interpretation der Mehrschichtinterferenzspiegel (Abschn. 7.2) wurden die wellenlängenabhängigen optischen Konstanten von HGK75a für Au und Cu benutzt. In Abb. C.1 ist gezeigt, wie sich die theoretischen Kurven ändern, wenn man statt dessen wellenlängenunabhängig die optischen Konstanten an der Stelle des Maximums benutzt. Besonders die ebenfalls interferenzbedingten

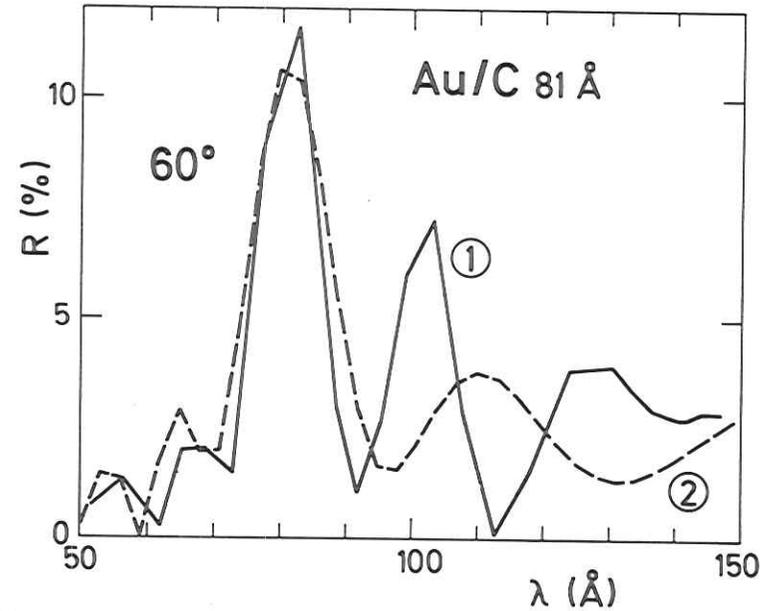


Abb. C.1 Vergleich von zwei Modellrechnungen für den Spiegel Au/C 81 Å bei  $\alpha = 60^\circ$ . Kurve 1 wurde mit wellenlängenabhängigen optischen Konstanten für Au und C aus HGK75a berechnet, Kurve 2 mit festen Werten, die der Wellenlänge des Maximums entsprechen. Für die Glasunterlage wurde gesetzt  $\epsilon = 0,9 + 0,1i$ .

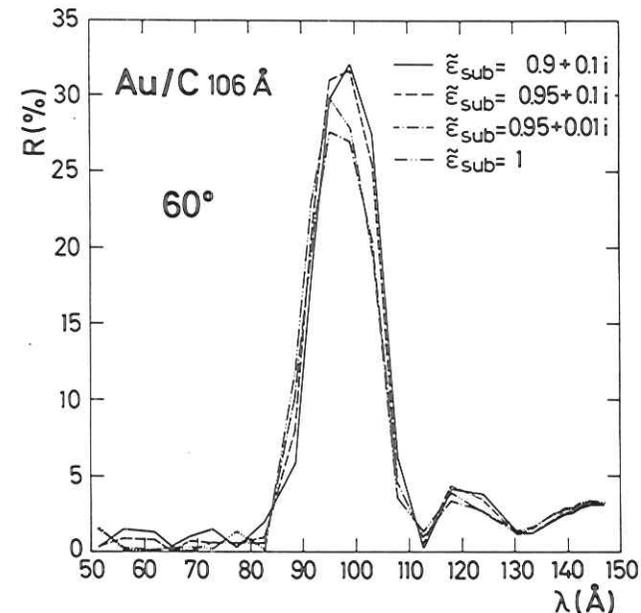


Abb. C.2 Einfluß der optischen Konstanten der Glasunterlage  $\epsilon_{sub}$  auf den Verlauf der theoretischen Reflektivität für den Interferenzspiegel

Nebenmaxima ändern ihre Höhe und Lage, da der Fehler, verglichen mit den Rechnungen mit wellenlängenabhängigen optischen Konstanten, mit zunehmendem Abstand vom Hauptmaximum größer wird.

Da uns keine optischen Konstanten der Glasunterlage in unserem Wellenlängenbereich bekannt sind, haben wir konstant gesetzt  $\epsilon = 0,9 + 0,1i$ . Dabei bleibt unberücksichtigt, daß man erwartet, daß für  $\epsilon = n+ik$  für steigende Photonenenergien im Mittel gilt  $n \rightarrow 1$ ,  $k \rightarrow 0$ . Bei nahe senkrechtem Einfall ist bei unseren Spiegeln der Einfluß der Unterlage gering. Für große Einfallswinkel verschiebt sich das Interferenzmaximum zu kürzeren Wellenlängen und seine Lage hängt wegen der geringeren Absorption (vgl. Abschn. 7.2) in den Schichten stärker von den optischen Konstanten der Unterlage ab. Abb. C.2 zeigt Modellrechnungen für den Spiegel Au/C 106 Å bei  $\alpha = 60^\circ$  für verschiedene optische Konstanten der Unterlage.

Literatur

- BHR68 W.M. Burtun, A.T. Hatter and A. Ridgeley in Calibration Methods in the Ultraviolet and X-ray Regions of the Spectrum, Konferenzbericht München (1968)
- Bo63 P. Bousquet, C.R.Acad.Sci. Paris, 256, 3422 (1963) und C.R. Acad. Paris 257, 80 (1963)
- BW59 M. Born and E. Wolf, Principles of Optics, Pergamon Press, London (1959)
- CHH64 L.R. Canfield, G. Hass and W.R. Hunter, J. de Physique 25, 124 (1964)
- DG Diffraction Gratings - Ruled and Holographic, Handbuch, herausgegeben von Jobin Yvon Optical Systems, Longjumeau, Frankreich
- Di70 H. Dietrich, Aufbau und Wirkungsweise des Gleitspiegelmonochromators, Hamburg (1970)
- DK72 H. Dietrich and C. Kunz, Rev.Sci.Instrum. 43, 434 (1972)
- Ec33 C. Eckart, Phys.Rev. 44, 12 (1933)
- Ed67 G. Ederer, Elektrodynamik, B.I. - Hochschultaschenbüchser Bd. 233, 233a, Bibliographisches Institut Mannheim (1967)
- EHIK76 W. Eberhardt, R.-P. Haelbich, M. Iwan, E.E. Koch, and C. Kunz, wird veröffentlicht in Chem.Phys.Lett.
- FLBS74 A. Franks, K. Linday, J.M. Bennett, R.J. Speer, D.Turner, and D.J. Hunt, Philos, Trans. A 277, 503 (1974)
- GBW75 G.W. Grime, J.H. Beamont, and J.B. West, wird veröffentlicht in Applied Optics
- Gu74 W. Gudat, Dissertation Universität Hamburg (1974), Interner Bericht DESY F41-74/10
- Ha74 H.-J. Hagemann, Diplomarbeit Universität Hamburg (1974) Interner Bericht DESY F41-74/4
- HGK75a H.-J. Hagemann, W. Gudat, and C. Kunz, J.Opt.Soc.Am. 65, 742 (1975) und Interner Bericht DESY SR-74/7
- HGK75b H.-J. Hagemann, W. Gudat, and C. Kunz, Internal Report DESY SR-75/15 (1975)
- HK67 R. Haensel und C. Kunz, Z. Angew. Physik 23, 267 (1967)
- Hu74a R. Hunter, in Vacuum Ultraviolet Radiation Physics, Herausg. E.E. Koch, R. Haensel, and C.Kunz, Pergamon-Vieweg, Braunschweig. (1974) S. 683
- Hu74b M.C. Hutley, in Vacuum Ultraviolet Radiation Physics, Herausg. E.E. Koch, R. Haensel, and C. Kunz, Pergamon-Vieweg, Braunschweig (1974) S. 713
- Hu75 M.C. Hutley, Optica Acta 22, 1 (1975)

- Ja62 J.D. Jackson, Classical Electrodynamics, John Wiley and Sons, New York (1962)
- LF69 A. Labeyrie and J. Flamand, Opt.Com. 1, 5 (1969)
- Lo73 E.G. Loewen, Bausch und Lomb, Rochester, New York, private Mitteilung (1973)
- LS63 A.P. Lukirskii and E.P. Savinov, Optics and Spectroscopy 14, 147 (1963)
- Ma72 D. Maystre, Opt.Com. 6, 50 (1972)
- MP70 D. Maystre et R. Petit, Opt. Com. 2, 309 (1970)
- MP71 D. Maystre et R. Petit, Opt.Com. 4, 25 (1971)
- MPDG74 D. Maystre, R. Petit, M. Duban, et J. Gilewicz, Nouv.Rev. Optique 5, 79 (1974)
- MR38 P.M. Morse and P.J. Rubenstein, Phys.Rev. 54, 895 (1938)
- NC70 M. Neviere et M. Cadilhac, Opt.Com. 2, 235 (1970)
- NC71 M. Neviere et M. Cadilhac, Opt.Com. 3, 379 (1971) und Opt.Com. 4, 13 (1971)
- Ne70 M. Neviere, Opt.Com. 2, 51 (1970)
- NH73 T. Namioka and W.R. Hunter, Opt.Com. 8, 229 (1973)
- Ni73 U. Nielsen in Proc. Int. Symp. Synchrotron Radiation Users, Daresbury (1973) S. 13
- NVP74 M. Neviere, P. Vincent et R. Petit, Nouv. Rev. Optique 5, 65 (1974)
- Pe63 R. Petit, Rev.Opt. 42, 263 (1963)
- Pe66 R. Petit, Rev.Opt. 6, 249 (1966)
- Pe70 S.V. Pepper, J.Opt.Soc.Am. 60, 805 (1970)
- Ra07 Lord Rayleigh, Phil.Mag. 14, 60 (1907)
- RS67 D. Rudolph and G. Schmahl, Umschau in Wissenschaft und Technik 67, 225 (1967)
- RS70 D. Rudolph and G. Schmahl, Optik 30, 475 (1970)
- RSJS73 D. Rudolph, G. Schmahl, R.L. Johnson, and R.J. Speer, Appl.Optics 12, 1731 (1973)
- SC39 J.A. Stratton and L.J. Chu, Phys.Rev. 56, 99 (1939)
- Sh68 N.K. Sheridan, Appl.Phys.Lett. 12, 316 (1968)
- Sc74 G. Schmahl, Vacuum Ultraviolet Radiation Physics, Herausg. E.E. Koch, R. Haensel, and C. Kunz, Pergamon-Vieweg, Braunschweig (1974), S. 667
- So59 A. Sommerfeld, Optik, Akademische Verlagsanstalt Geest & Portig K.-G., Leipzig, 2. Auflage (1959)
- Sp72a E. Spiller, Appl.Phys.Lett. 20, 365 (1972)

- Sp72b E. Spiller, in Space Optics, ISBN 0-309-02144-8, National Academy of Science, Washington, D.C. (1974) and Proc. of the Intern. Commission for Optics IX, Santa Monica (1972)
- Sp73 E. Spiller, Optik 39, 118 (1973)
- SR74 R.J. Speer and D. Rudolph, in Vacuum Ultraviolet Radiation Physics, Herausg. E.E. Koch, R. Haensel, and C. Kunz, Pergamon-Vieweg, Braunschweig (1974) S. 709
- SR75 G. Schmahl und D. Rudolph, Universitäts-Sternwarte Göttingen, private Mitteilung (1975)
- SR76 G. Schmahl and D. Rudolph in Progress in Optics, Vol. XIV, im Druck
- ST73 R.J. Speer and D. Turner, in Proc.Int.Symp. Synchrotron Radiation Users, Daresbury (1973), S. 106
- St60 G.W. Stroke, Rev.Optique 39, 291 (1960)
- St63 G.W. Stroke, Physics Letters 5, 45 (1963)
- St67 G.W. Stroke, in Handbuch der Physik XXIX, 426 Herausg. S. Flügge, Springer Verlag, Berlin (1967)
- STB55 G. Sprague, D.H. Tomboulion, and D.E. Bedo, J.Opt.Soc.Am. 45, 756 (1955)
- Wo36 R.W. Wood, Physical Optics, The MacMillan Company, 3. Auflage, New York (1936)

Die vorliegende Arbeit entstand innerhalb der Forschungsgruppe F 41 am Deutschen Elektronen-Synchrotron DESY in Hamburg.

Die verwendeten holographischen Gitter sind von der Universitäts-Sternwarte Göttingen hergestellt worden, die geritzten Gitter stammen von der Firma Bausch und Lomb.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Privatdozent Dr. C. Kunz für die Betreuung der Arbeit. Seine Ratschläge bei der experimentellen Durchführung und seine Anregungen und Kritik bei der Interpretation der Ergebnisse haben wesentlich zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen.

Herrn H. Zeiger danke ich für die technische Unterstützung im Aufdampflabor.

Allen Mitgliedern der Gruppe F 41 möchte ich hier für die gute Zusammenarbeit danken.

Den Herren Dr. D. Rudolph und Privatdozent Dr. G. Schmahl von der Universitäts-Sternwarte Göttingen danke ich für zahlreiche anregende Diskussionen.

Der Werkstatt des II. Instituts für Experimentalphysik gebührt Dank für die schnelle und sorgfältige Arbeit beim Bau der Antriebe.

Weiterhin gilt mein Dank Frau E. Thumann für das Schreiben der Arbeit, Frau V. Fischer und Herrn W. Knaut für die Fertigstellung eines Teils der Zeichnungen und Herrn J. Schmidt, Frau D. Dembrowski und Frau K. Köhler für die Photoarbeiten.





