



Beugung an Spalten und Gittern; Newtonsche Ringe

Prof. Dr. rer. nat. habil. E. Döpel
 Prof. Dr.-Ing. habil. O. R. Hofmann
 Dipl.-Lehrer B. Kley

gültig für die Fachrichtungen	AT, TI, KMT	im Fachbereich ET/IT
	MB, ME	im Fachbereich MB
	FT, AO, PiUS, WT	im Fachbereich SciTec
	MT, BPT	im Fachbereich MT

	Bearbeiter 1	2	3
Name, Vorname			
Matrikel-Nr.			
Studiengang			
Prakt-GrNr			
Datum der Ver- suchsdurchführung			
Unterschrift			
Betreuer			
Vortestat Bestätigung der Messwerte			
Testat- Protokoll			

1 Ziel des Versuches

Interferenz und Beugung verdeutlichen den Wellencharakter des Lichtes. Sie sind auch für die optische Abbildung von grundlegender Bedeutung. Darüber hinaus werden diese Erscheinungen in zahlreichen optischen Bauelementen (Interferenzfilter, Beugungsgitter), in der optischen Messtechnik (Interferometrie) und in der Holografie technisch angewendet.

Im vorliegenden Versuch sollen die zu diesem Thema erworbenen Kenntnisse vertieft und angewendet werden. Durch Auswertung der Beugungserscheinungen an Spalten und Gittern sowie der Interferenzerscheinungen an dünnen Schichten sollen die Kenngrößen der Elemente bzw. die Wellenlänge des verwendeten Lichtes bestimmt werden.

2 Physikalische Grundlagen

Eine harmonische Welle, die sich in die positive x -Richtung ausbreitet, kann mit

$$(1) \quad A(x,t) = A_{\max} \sin(\omega \cdot t - kx + \varphi_0) = A_{\max} \sin(\Phi(x,t))$$

beschrieben werden. Dabei sind A_{\max} die Amplitude, $\omega = 2\pi \cdot f$ die Kreisfrequenz (f - Frequenz), $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ die Wellenzahl (λ - Wellenlänge) und φ_0 eine Anfangsphase der Welle.

$\Phi(x,t)$ bezeichnet man als **Phase** der harmonischen Welle.

Das Ergebnis der Überlagerung (**Superposition**) zweier (oder mehrerer) harmonischer Wellen $A_1 + A_2 (+ \dots + A_n)$ gleicher Polarisationsrichtung hängt von ihrem Phasenunterschied $\Delta\Phi = \Phi_2 - \Phi_1$ ab. Bei gleicher Frequenz der Wellen ($f_1 = f_2 = f$) und zeitlich konstanter Differenz der Anfangsphase $\Delta\varphi_0 = \varphi_{02} - \varphi_{01} = \text{const}$ hängt der Phasenunterschied nur noch vom Ort ab ($\Delta\Phi(x)$).

Die betrachteten Lichtwellen besitzen eine solch hohe Frequenz, dass die oszillierende Amplitude von keinem elektronischen Detektor aufgelöst werden kann. Sie registrieren die Intensität der Lichtwellen, die man aus dem zeitlichen Mittelwert der Amplituden erhält $I(x) \propto \overline{A(x,t)^2}$. Man beobachtet also bei der Überlagerung der Wellen eine von $\Delta\Phi(x)$ bestimmte räumliche Intensitätsmodulation, die man auch als **Interferenz** bezeichnet.

An den Orten, wo

$$(2a) \quad \Delta\Phi = \Phi_n^{\max} = m \cdot 2\pi \quad \text{mit } m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

beträgt, entstehen Interferenzmaxima. Es verstärken sich die überlagerten Wellen, weil sie die gleiche Auslenkung besitzen (in gleicher Phase schwingen). Dieser Phasenunterschied entspricht einem **Gangunterschied**

$$(2b) \quad \Gamma_m^{\max} = m \cdot \lambda \quad \text{mit } m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad \left(\text{geradzahliges Vielfaches von } \frac{\lambda}{2}\right)$$

zwischen den interferierenden Wellen. Die Zahl m wird als **Interferenzordnung** bezeichnet. Minima der interferierenden Wellen beobachtet man an den Orten gegenphasiger Überlagerung. Der Phasenunterschied beträgt dann

$$(3a) \quad \Delta\Phi = \Phi_n^{\min} = (2m-1)\pi \quad \text{mit } m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

Das entspricht einem Gangunterschied von

$$(3b) \quad \Gamma_n^{\min} = (2m-1) \frac{\lambda}{2} \quad \text{mit} \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (\text{ungeradzahliges Vielfaches von } \frac{\lambda}{2}).$$

Vollständige Auslöschung beider Wellen tritt nur dann ein, wenn außerdem beide Wellen die gleiche Amplitude besitzen. Bei ungleichen Amplituden ist sie unvollständig. Für einen guten Kontrast dieser Modulation sollten die überlagerten Wellen also möglichst die gleiche Amplitude A_{\max} besitzen.

Stationäre (stehende) Interferenzfiguren entstehen nur, wenn die Phasenunterschiede $\Delta\Phi$ der interferierenden Wellen am Beobachtungsort zeitlich konstant sind. Man spricht dann von **Kohärenz**. Die monochromatische ebene harmonische Welle nach Gl. (1) erfüllt z.B. diesen Tatbestand.

Bei realen Lichtwellen treten Komplikationen auf, weil die Lichtquelle Wellenzüge endlicher Länge aussendet. Der maximale Gangunterschied darf nicht größer als diese Länge (Kohärenzlänge) sein. Interferierende Lichtwellen, die diese Bedingung erfüllen, bezeichnet man als zeitlich kohärent. Ihre spektrale Bandbreite $\Delta\lambda$ ist sehr klein (quasimonochromatische Welle $\Delta\lambda \ll \lambda$).

Eine weitere Komplikation besteht bei thermischen Lichtquellen darin, dass sie eine endliche Ausdehnung besitzen. Die Abstrahlung der Atome erfolgt an den verschiedenen Punkten der Oberfläche statistisch völlig unabhängig (unkorreliert). Stellt man z.B. einen Doppelspalt in die unmittelbare Nähe einer thermischen Lichtquelle, kann man keine Interferenzen beobachten, weil die Elementarwellen unkorreliert erregt werden. In größerer Entfernung von der Quelle nimmt die Interferenzfähigkeit des Lichtes (räumliche Kohärenz) zu. Bei Interferenzexperimenten, bei denen die Wellenfront geteilt wird (z.B. Spalt, Doppelspalt, Gitter, ...), muss deshalb die Winkelausdehnung der thermischen Quelle klein gegen die Beugungswinkel des 1. Minimums sein.

Das Licht aus dem im Praktikum verwendeten He-Ne-Laser besitzt sowohl eine große zeitliche wie auch räumliche Kohärenz, so dass Interferenz- und Beugungsversuche problemlos durchgeführt werden können.

Unter **Beugung** wird die Abweichung vom geometrisch-optischen Strahlverlauf durch Eindringen des Lichtes in den Schattenraum hinter Hindernissen verstanden. Hinter dem Objekt entsteht eine charakteristische Intensitätsverteilung, die Beugungsfigur. Das Entstehen dieser Beugungsfigur kann mit Hilfe des **Huygens-Fresnel'schen Prinzips** erklärt werden. Dieses sagt aus, dass jeder Punkt einer sich ausbreitenden Wellenfront Quellpunkt für eine Kugelwelle (Elementarwelle) ist. Die neue Wellenfront ergibt sich aus der Interferenz all dieser Elementarwellen (Abb. 1). Dieses Prinzip ist insbesondere gut zur Beschreibung der Beugung geeignet.

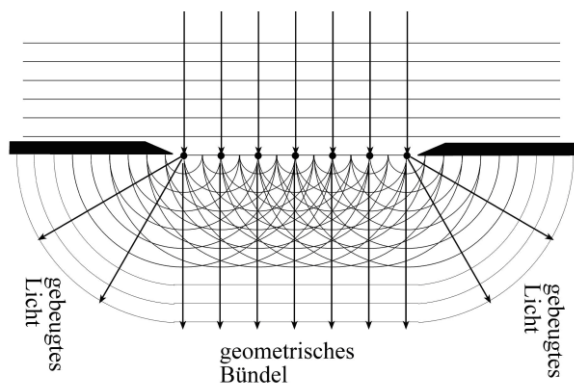


Abb. 1: Huygens-Fresnel'sches Prinzip

Die Beugungserscheinungen lassen sich theoretisch am einfachsten beschreiben und auswerten, wenn das Objekt mit einem kohärenten parallelen Lichtbündel (z.B. Laserstrahl) senkrecht beleuchtet und das Interferenzbild in sehr großer Entfernung vom Beugungsobjekt betrachtet wird. Letzteres ist näherungsweise gewährleistet, wenn die Abmessungen der beugenden Struktur (Spaltbreite, Gitterkonstante) klein gegen den Abstand zwischen Beugungsobjekt und dem Schirm ist, auf dem man das Beugungsbild beobachtet. Diesen in der Praxis oft gerechtfertigten Spezialfall bezeichnet man als **Fraunhofer-Beugung**. Die interferierenden Elementarwellen sind dann Parallelstrahlen, deren Gangunterschied in einfacher Weise nur vom Beugungswinkel abhängt.

2.1 Fraunhofer-Beugung am Spalt

Ein Spalt der Breite b wird senkrecht mit einem parallelen Lichtbündel (näherungsweise durch Laserbündel realisiert) beleuchtet (Abb. 2). In großer Entfernung hinter dem Spalt ist senkrecht zur Spaltrichtung die charakteristische Beugungsfigur erkennbar (Abb. 2 b). Sie besteht aus einem breiten zentralen Maximum (0-ter Ordnung) und weiteren Nebenmaxima, die durch Minima getrennt sind. Die Nebenmaxima sind bei kleinem Beugungswinkel β nur etwa halb so breit wie das Hauptmaximum ($\beta_1^{\min} - \beta_{-1}^{\min} \approx 2(\beta_2^{\min} - \beta_1^{\min})$).

Um das Entstehen des ersten Beugungsminimums zu veranschaulichen, wird die Spaltöffnung b gedanklich halbiert. Wir wählen einen beliebigen Punkt P_1 aus der oberen Hälfte und bestimmen im Abstand $b/2$ einen Partner P_2 aus der unteren Hälfte.

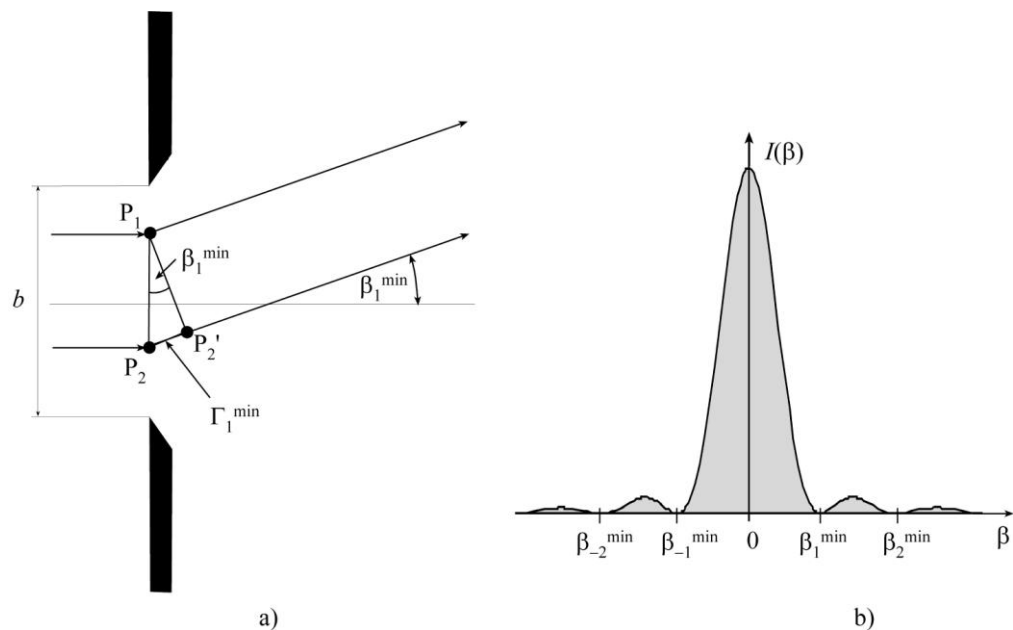


Abb. 2: Fraunhofer-Beugung am Spalt

- a) Zur Erklärung der Entstehung des Beugungsminimums 1. Ordnung β_1^{\min}
 b) Intensitätsverteilung im Beugungsbild

Die in diesen Punkten erregten Elementarwellen löschen sich unter dem Beobachtungswinkel β_1^{\min} aus, wenn sie nach Gl. (3b) den Gangunterschied $\lambda/2$ besitzen. Aus dieser Bedingung und einer geometrischen Betrachtung im Dreieck $P_1P_2P_2'$ erhält man über

$$(4) \quad \Gamma_1^{\min} = \overline{P_2P_2'} = \overline{P_1P_2} \sin \beta_1^{\min} = \frac{b}{2} \sin \beta_1^{\min} = \frac{\lambda}{2}$$

die Bestimmungsgleichung für die Richtung des Minimums 1-ter Ordnung

$$(5) \quad b \sin \beta_1^{\min} = \lambda .$$

Gleichung (5) gilt für alle weiteren wie oben bestimmten Punktepaare analog. So erfolgt eine paarweise Auslöschung von je einem Anteil aus der oberen und der unteren Hälfte des Spaltes.

Die Richtungen der weiteren Minima lassen sich erklären, indem man den Spalt weiter geradzahlig (4, 6, ...) unterteilt und den Abstand der Punktepaare P_1 und P_2 entsprechend kleiner wählt ($b/4$, $b/6$,...). Die von diesen Punkten ausgehenden Elementarwellen haben unter dem Beobachtungswinkel β_2^{\min} , β_3^{\min} , ... einen Gangunterschied von $b/4 \sin \beta_2^{\min}$, $b/6 \sin \beta_3^{\min}$, ..., der zur Auslöschung führt, wenn er $\lambda/2$ beträgt. Dies wird durch folgende Gleichung für die **Intensitätsminima** ausgedrückt:

$$(6) \quad b \sin \beta_m^{\min} = m \lambda \quad \text{mit } m = \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$$

Die Richtungen der Intensitätsmaxima können durch analoge Überlegungen veranschaulicht werden. Hierbei wird allerdings der Spalt in eine ungerade Zahl von Teilen zerlegt.

Eine detailliertere Betrachtung der Überlagerung aller Elementarwellen liefert die Verteilung der Intensität über alle Beugungswinkel (vgl. auch Abb. 2b)

$$(7) \quad I(u) = I_0 \cdot \left(\frac{\sin u}{u} \right)^2 \quad \text{mit} \quad (7a) \quad u = \frac{\pi \cdot b \cdot \sin \beta}{\lambda} .$$

Die Minima der Intensitätsverteilung (Gl. 7) liegen bei $u^{\min} = \pm\pi, \pm 2\pi, \pm 3\pi, \dots$. Das Einsetzen dieser Werte in (7a) führt ebenfalls auf Gleichung (6).

Bei $\beta = 0$ (d.h. $u = 0$) ist die Spaltfunktion Gl. (7) zunächst unbestimmt. Mit Hilfe der Regel von L'Hospital erhält man den Grenzwert $\lim_{u \rightarrow 0} (I(u)) = I_0$.

2.2 Fraunhofer-Beugung am Gitter

2.2.1. Ideales Gitter

Eine streng periodische Anordnung vieler Spalte ergibt ein (Amplituden-) Gitter. Ist die Spaltbreite b sehr viel kleiner als der Spaltabstand g , kann jeder Spalt näherungsweise als Quelle einer einzigen Elementarwelle betrachtet werden. Ein solches Gitter nennt man ein ideales Gitter. Den Spaltabstand g bezeichnet man auch als Gitterkonstante (vgl. Abb. 3a). Oft wird zur Charakterisierung des Gitters die reziproke Gitterkonstante $G = 1/g$ (Anzahl der Linien pro mm) angegeben.

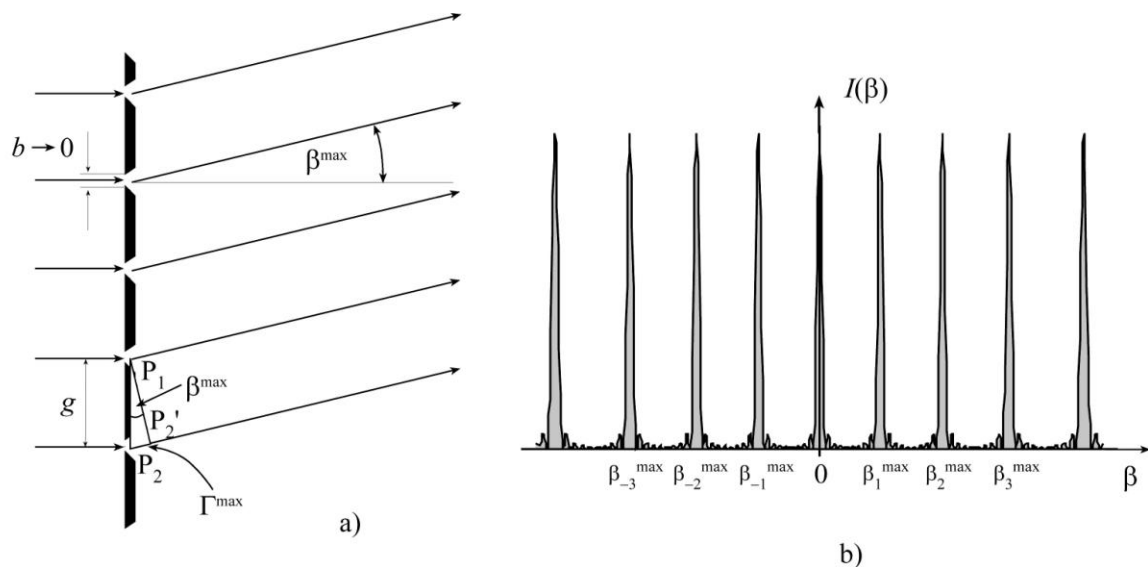


Abb. 3: Fraunhofer-Beugung am idealen Gitter
a) Zur Entstehung der Beugungsmaxima
b) Intensitätsverteilung des idealen Amplitudengitters

Die Intensitätsmaxima des Gitters liegen in den Richtungen, in denen die Elementarwellen benachbarter Spalte konstruktiv interferieren. Das ist der Fall, wenn der Gangunterschied ein Vielfaches der Wellenlänge ($n\lambda$) ist

$$(8) \quad \Gamma_n^{\max} = \overline{P_2 P_2'} = g \sin \beta_n^{\max} = n\lambda \quad \text{mit } n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

(vgl. Abb. 3a). Die Bedingung für die Richtung β_n^{\max} des Intensitäts**maximums** n-ter Ordnung ergibt sich daraus zu

$$(9) \quad g \sin \beta_n^{\max} = n\lambda \quad n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (\text{Gittergleichung}).$$

Da bei der Beugung an einem Gitter in streng periodischem Abstand mehrere Elementarwellen erregt werden, entstehen zusätzliche Nebenminima, die umso näher an das Hauptmaximum heranrücken, je mehr Gitterspalte ausgeleuchtet werden. Dadurch werden die Interferenzmaxima sehr scharf und die Minima schwer bestimmbar. Deshalb geben wir auch keine Bedingung für die Richtung ihres Auftretens an.

Die Intensitätsverteilung des Beugungsbildes (Abb. 3b) kann durch Gleichung (10) beschrieben werden.

$$(10) \quad I = I_0 \cdot \left(\frac{\sin(N \cdot \nu)}{\sin \nu} \right)^2 \quad \text{mit} \quad (10a) \quad \nu = \frac{\pi \cdot g \cdot \sin \beta}{\lambda}$$

Die Maxima der Intensitätsverteilung (Gl. (10)) liegen bei $\nu^{\max} = 0, \pm\pi, \pm 2\pi, \pm 3\pi, \dots$. Das Einsetzen dieser Werte in (10a) führt ebenfalls auf Gleichung (9).

Zur Bestimmung der Höhe der Maxima der Gitterfunktion muss man den Grenzübergang (Regel von L'Hospital) für die Werte $\nu^{\max} = 0, \pm\pi, \pm 2\pi, \pm 3\pi, \dots$ berechnen. Man erhält als

$$\text{Funktionswert } \lim_{\nu \rightarrow \nu^{\max}} \left(\frac{\sin(N \cdot \nu)}{\sin \nu} \right)^2 = N^2.$$

2.2.2 Reales Gitter

Das Beugungsbild eines Gitters mit endlicher Spaltbreite (reales Gitter) ist das Ergebnis der kohärenten Überlagerung der Beugungsbilder N ausgeleuchteter Spalte.

Die resultierende Intensitätsverteilung (11) erhält man aus der Intensitätsverteilung des idealen Gitters (Gl. (10)), moduliert mit der Intensitätsverteilung am Spalt (Gl. (7)).

$$(11) \quad I = I_0 \underbrace{\left(\frac{\sin(N \cdot v)}{\sin v}\right)^2}_{\text{Gitterfunktion}} \cdot \underbrace{\left(\frac{\sin u}{u}\right)^2}_{\text{Spaltfunktion}} \quad \text{mit} \quad u = \frac{\pi \cdot b \cdot \sin \beta}{\lambda} \quad \text{und} \quad v = \frac{\pi \cdot g \cdot \sin \beta}{\lambda} .$$

Ein Beispiel für eine solche Intensitätsverteilung ist in Abb. 4 dargestellt.

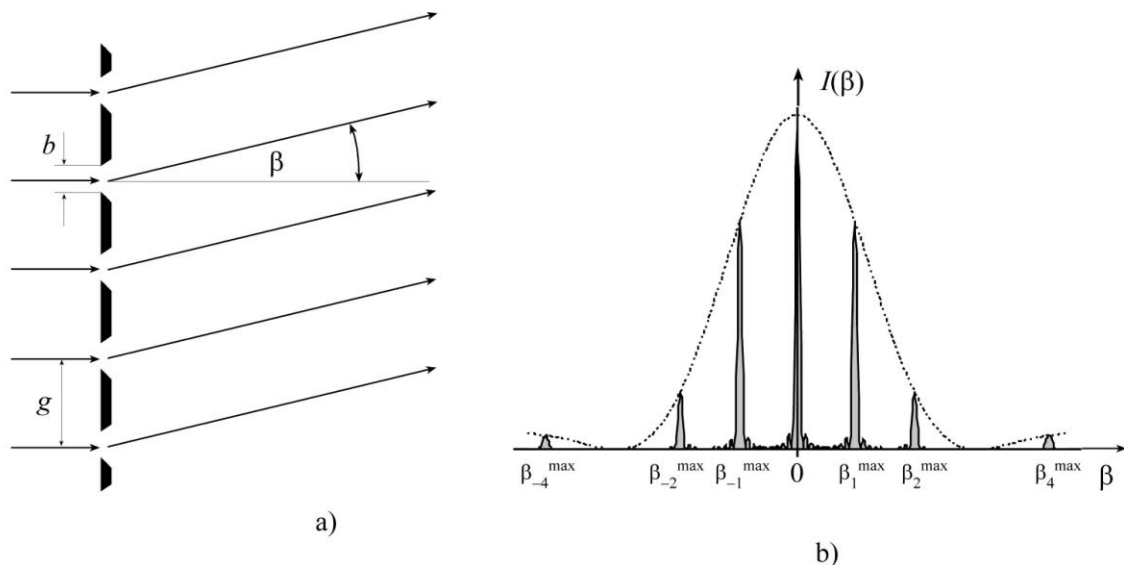


Abb. 4: Beugung am realen Amplitudengitter.

a) Die Spalte besitzen jetzt eine endliche Breite

b) Die Intensitätsverteilung (hier für $b = g/3$) ist mit der Spaltfunktion (gestrichelt) moduliert.

Ist bei einem konkreten Gitter unter einem Beobachtungswinkel β die Bedingung $\sin \beta = \frac{n\lambda}{g} = \frac{m\lambda}{b}$ erfüllt, fällt ein Gittermaximum der Ordnung n auf ein Spaltminimum der

Ordnung m und dieses Gittermaximum wird unterdrückt. In Abb. 4b erkennt man, dass das dritte Gittermaximum auf das erste Spaltminimum fällt. Zählt man im Beugungsbild also n Hauptmaxima bis zu ersten Spaltminimum ($m = 1$), kann man das Verhältnis der Spaltbreite b zum Spaltabstand (Gitterkonstante) g abschätzen

$$(12) \quad \frac{b}{g} = \frac{1}{n} .$$

Im Allgemeinen kann in einem Gitter die Transmission auch kontinuierlich variieren (nicht nur schwarz/weiß, sondern kontinuierlicher Verlauf von Grautönen). Das hat jedoch bei gleichbleibender Gitterkonstante keinen Einfluss auf die Beugungsrichtungen, sondern lediglich auf die Intensitätsverteilung über die Beugungsordnungen. Dies trifft auch auf solche Gitter zu, die die Phase der einfallenden Welle in der Gitterebene modulieren (Phasengitter).

2.3 Newton'sche Ringe

Legt man auf eine ebene Glasplatte (E) die (leicht) gekrümmte Fläche (K) einer Linse (Linsenradius r) und beleuchtet diese senkrecht mit parallelem Licht (Abb. 5), dann entstehen sowohl in Reflexion als auch in Transmission Interferenzen gleicher Dicke. Die Höhe p des Luftspaltes zwischen den beiden Grenzflächen bildet sich im Interferenzbild ab (ähnlich der Höhenlinien auf einer Landkarte). Man erhält hierfür konzentrische Kreise, die man auch als **Newton'sche Ringe** bezeichnet.

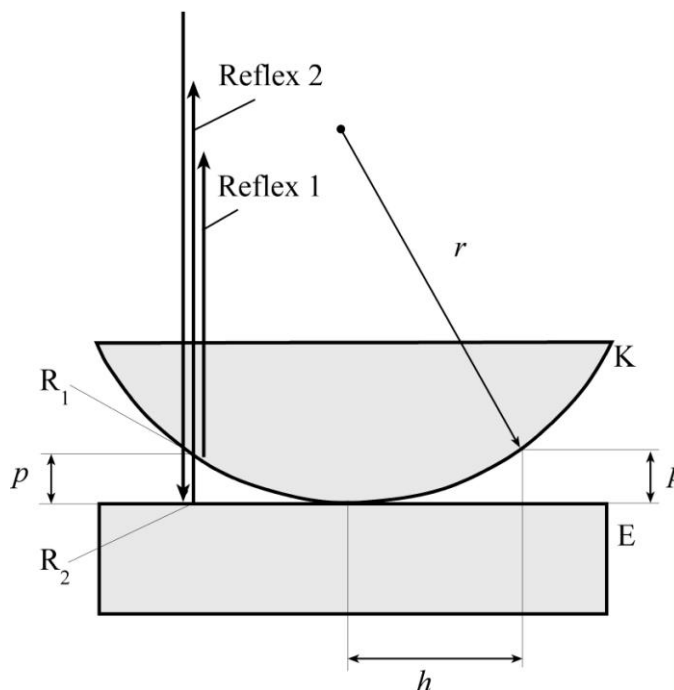


Abb. 5: Zur Erzeugung der Newton'schen Ringe in Reflexion

Für das Entstehen der Interferenzen gleicher Dicke müssen Gangunterschiede Γ betrachtet werden, die durch den Abstand p zwischen der Linsenfläche K und der ebenen Glasplatte E bestimmt sind. Wir beleuchten die Anordnung mit einer ebenen Wellenfront (Abb. 5) und betrachten den Gangunterschied der beiden in den Punkten R_1 und R_2 reflektierten Strahlen (Reflex 1 und Reflex 2). Bei der Reflexion am optisch dichteren Medium tritt ein Phasensprung von $\Phi_s = \pi$ auf, der einem Gangunterschied $\Gamma_s = \lambda/2$ entspricht. Beide Reflexe überlagern sich im Punkt R_1 wieder und interferieren. Reflex 2 hat den Spalt zweimal durchlaufen, also gegenüber dem Reflex 1 zusätzlich den optischen Weg von $\Gamma_w = 2 \cdot p \cdot n_L$ ($n_L \approx 1$ - Brechzahl der Luft) zurückgelegt. Der Gangunterschied zwischen Reflex 1 und Reflex 2 beträgt also

$$(13) \quad \Gamma = \Gamma_w + \Gamma_s = 2p + \lambda/2.$$

Die Kreisgleichung

$$(14) \quad r^2 = h^2 + (r - p)^2$$

liefert den Zusammenhang zwischen dem Abstand p der beiden Flächen, dem Krümmungsradius r der Linse und dem Radius h der kreisförmigen Interferenzstreifen. Offenbar gilt $p \ll r$, so dass man näherungsweise

$$(15) \quad p \approx h^2 / 2r$$

erhält. **Interferenzminima** findet man an Orten, an denen der Gangunterschied gleich einem ungeradzahligem Vielfachen der halben Wellenlänge ist (Gl. (3b)). Aus den Gleichungen (3b), (14) und (15) erhält man die Gleichung zur Bestimmung der Radien n-ter Ordnung:

$$(16) \quad h_n = \sqrt{nr\lambda} \quad \text{mit} \quad n = \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$$

h_n ist der Radius des n-ten dunklen Newton'schen Ringes in Reflexion.

Im Durchlicht interferiert das direkt transmittierte mit dem Licht, welches zunächst an E und danach an K reflektiert wurde. Die Reflexion erfolgt zweimal am optisch dichteren Medium. Deshalb beschreibt Gleichung (16) in diesem Fall den Radius der hellen Interferenzringe. Wegen des großen Intensitätsunterschiedes der interferierenden Wellen ist der Interferenzkontrast in Transmission deutlich geringer als in Reflexion.

Dieses Verfahren wird in der Praxis bei der Linsenherstellung zur Überprüfung der Krümmung der Linsenoberflächen benutzt. Der Prüfling wird auf ein Probeglas mit komplementärer Krümmung gelegt. Je größer die Anzahl der beobachteten Interferenzringe, um so größer die Unterschiede der beiden Krümmungsradien.

3 Beschreibung der Experimente, Hinweise zur Durchführung und Auswertung des Versuches

Im ersten Teil des Versuches sollen Aussagen über die Struktur und die Abmessungen beugender Strukturen durch Auswertung der Fraunhoferschen Beugungsfiguren getroffen werden. Im zweiten Teil (Newtonsche Ringe) soll durch Auswertung einer Interferenzfigur der Krümmungsradius eines Prüflings bestimmt werden.

Beachten Sie bei der Messung und Auswertung die folgenden Hinweise.

- Beim Umgang mit dem Laser sind besondere Sicherheitsbestimmungen zu beachten. Vermeiden Sie unbedingt eine direkte Bestrahlung des Auges (auch mit Reflexen). Führen Sie den Laserstrahl also immer so, dass er in der Tischebene verläuft und dass er den Tisch nicht verlässt.
- Sie führen die Beugungsexperimente mit einem Laserbündel aus einem He-Ne-Laser der Wellenlänge $\lambda = 633 \text{ nm}$ durch.
- Die Beugungsfiguren betrachten Sie auf einem Schirm, dessen Normale zur Vereinfachung der Auswertung mit der Einstrahlrichtung des ungebeugten Lichtes zusammenfallen sollte. Überprüfen Sie das! Der Projektionsschirm steht wahrscheinlich auch nach der Korrektur nicht genau senkrecht auf dem ungebeugten Laserstrahl. Bei genügend kleiner Abweichung kann man jedoch zunächst näherungsweise von einer senkrechten Stellung ausgehen und den Messfehler ausgleichen, indem man den Mittelwert des Sinus der beiden (dann unsymmetrischen) Strahlauslenkungen auswertet.
- Die Bestimmungsgleichungen für die Richtungen der Beugungscharakteristika enthalten den Sinus des Winkels. Zur Vereinfachung der Auswertung sollten Sie deshalb die Strecken in Ihrer Versuchsanordnung messen, aus deren Verhältnis Sie sofort den Sinus des Beugungswinkels erhalten.
- Für eine Bestimmung des Messfehlers ist eine Schätzung des Fehlers der gemessenen Strecken und eine Größtfehlerabschätzung für die zu bestimmenden Größen zu empfehlen.

4 Aufgabenstellung, Messprotokoll und Auswertung

- Bestimmen Sie die Wellenlänge λ des Laserlichtes durch Auswertung der Beugungsfigur eines Transmissionsgitters mit bekannter Gitterkonstante g nach Gleichung (9). Den Beugungswinkel β erhalten Sie über Ausmessen des Abstandes der geeigneter Beugungsmaxima auf dem Projektionsschirm sowie des Abstandes zwischen Gitter und Projektionsschirm. (Ordnen Sie die Symbole a und A in der Skizze den Messstrecken zu.)

Skizze der Anordnung mit Bezeichnung der Messgrößen			verwendete Formel	
g in m	Ordnung m	a	A	λ

- Bestimmen Sie die Breiten b dreier Spalte nach Gleichung (6) (d.h. über die Bestimmung des Beugungswinkels der Intensitätsminima). Gehen Sie dabei von der Laserwellenlänge $\lambda = 633$ nm aus. (Ordnen Sie die Symbole a und A in der Skizze den Messstrecken zu.)

Skizze der Anordnung mit Bezeichnung der Messgrößen			verwendete Formel	
	Ordnung m	a	A	b
1				
2				
3				

- Bestimmen Sie die Gitterkonstanten g (nach Gl. (9)) von vier verschiedenen Transmissionsgittern (Linien- und/oder Kreuzgittern), die Ihnen vom Versuchsbetreuer benannt werden. Gehen Sie dabei von der Laserwellenlänge $\lambda = 633$ nm aus. Analysieren Sie die Intensitätsverteilung über die Beugungsordnungen und geben Sie das Verhältnis b/g der Spaltbreite b zur Gitterkonstante g nach Gleichung (12) an. Skizzieren Sie zur Übung das Beugungsbild von Transmissionsgittern mit einem Verhältnis $b/g = 2/5$. Welche Gitterordnungen werden durch die Minima der Spaltfunktion unterdrückt?

Intensitätsverteilung eines realen Gitters mit $b/g = 2/5$			zur Auswertung verwendete Formeln			
	1	2	3		4	
			horiz	vert	hori	vert
Ordnung m						
a						
A						
g						
verschw. Ordn.						
b/g						

(Anordnung wie in Aufgabe 2)

4. Bestimmen Sie den Krümmungsradius r einer Linse durch Ausmessen der Newton'schen Ringe an der Planplatten - Linsen - Kombination. Messen Sie hierzu die Radien der Interferenzminima (dunkle Interferenzringe im reflektierten Licht). Wenn Sie den Prüfling mit Weißlicht beleuchten, setzen Sie zur Berechnung $\lambda = 500 \text{ nm}$ an (Empfindlichkeitsmaximum des Auges). Zur Verbesserung der zeitlichen Kohärenz können Sie auch mit einem Spektralfilter (nahezu monochromatisch) arbeiten. In diesem Fall ist natürlich die Transmissionswellenlänge des Filters zu verwenden. Der Linsenradius r wird für jeden einzelnen Newton'schen Ring nach Gleichung (16) ermittelt. Der Endwert wird durch Mittelung dieser Werte errechnet.

Formel für Krümmungsradius $R =$				
$\lambda =$	1. Ordnung $m = 1$	2. Ordnung $m = 2$	3. Ordnung $m = 3$	4. Ordnung $m = 4$
\varnothing Minima d_m				
R				
Ergebnis				

