

9 Beugung und Interferenz

9.1 Grundlagen

9.1.1 Beugung am Spalt

Wird ein Spalt mit der Spaltbreite b mit parallelem Licht beleuchtet, so kommt es auf einem Schirm, der sich im Abstand $l \gg b$ hinter dem Spalt befindet, zu Interferenzerscheinungen: Die Huygensschen Elementarwellen der Spaltöffnung interferieren, auf dem Schirm entsteht ein System heller und dunkler Zonen, da Lichtwellen gleicher Phase sich gegenseitig verstärken und Lichtwellen in gegenläufiger Phase sich gegenseitig auslöschen.

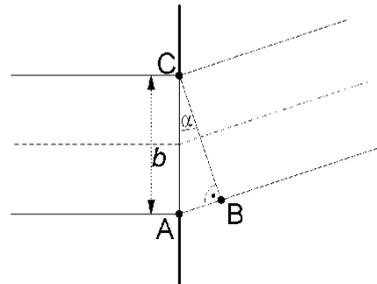


Abb. 9.1 Beugung am Spalt

Näherungsweise kann man wie folgt argumentieren (s. Abb. 9.1): Haben die von den Punkten A und C ausgehenden Randwellen einen Wegunterschied, der einem ganzzahligen Vielfachen einer ganzen Wellenlänge entspricht (d.h. die Länge der Strecke AB entspricht einem ganzzahligen Vielfachen der Wellenlänge), so kommt es unter dem Winkel α zu einer Auslöschung aller Wellenzüge. Denn dann beträgt zum Beispiel der Gangunterschied zwischen einem 'Lichtbündel' am Rand bei C und einem in der Mitte gerade eine halbe Wellenlänge; diese beiden Bündel löschen sich also aus. Für jedes weitere Lichtbündel findet sich eines mit einem Gangunterschied einer halben Wellenlänge; die Bedingung für die Intensitätsminima lautet demnach

$$\sin \alpha = \frac{k\lambda}{b}; \quad k = 1, 2, 3, \dots \quad (9.1)$$

Beträgt der Wegunterschied AB ein ungerades Vielfaches der halben Wellenlänge,

$$\sin \alpha = \frac{2k+1}{2} \frac{\lambda}{b} \quad (9.2)$$

so entsteht auf dem Schirm in Richtung α ein Intensitätsmaximum. Mit Hilfe dieser beiden Bedingungen lässt sich demnach die Wellenlänge oder aber die Spaltbreite b bestimmen, wenn die jeweils andere Größe bekannt ist.

Wird der Spalt durch eine kreisförmige Öffnung mit dem Radius R (bzw. Durchmesser D) ersetzt, so entsteht eine radialsymmetrische Intensitätsverteilung, und es gilt für die Intensitätsminima der Beugungsfigur

$$\sin \alpha = \frac{m\lambda}{R} = \frac{2m\lambda}{D} \quad (9.3)$$

mit $m = (0,61; 1,12; 1,62; 2,12; \dots)$ (Diese Faktoren entstehen aufgrund der komplizierten Geometrie bei der Überlagerung der von einer Kreisfläche ausgehenden Elementarwellen; Stichwort: Bessel-Funktionen).

Nach einem Lehrsatz aus der Wellenoptik (dem Babinet'schen Theorem) ist das Beugungsbild eines Spaltes gleich dem eines gleich breiten Gegenstandes. Wird der Spalt also durch ein gleich großes Hindernis ersetzt (Draht, Faden o.ä.), so gelten die oben genannten Beziehungen für die Minima und die Maxima ebenso.

9.1.2 Beugung am Gitter

Gegenüber dem Spalt hat ein optisches Gitter eine Vielzahl sehr schmaler, parallel zueinander angeordneter Spalte. Die Zahl der Spalte beträgt bei den im Praktikum verwendeten Gittern bis zu 600 pro Millimeter Gitterbreite. Der Abstand zweier Spalte voneinander ist dann $1/600$ mm oder

$$\frac{1}{600000} \text{ m} = 1,67 \cdot 10^{-6} \text{ m} = 1,67 \text{ } \mu\text{m}$$

Dieser Spaltabstand heißt Gitterkonstante g .

Für die folgende Argumentation wird angenommen, dass die Spaltbreite vernachlässigbar klein ist. Jeden einzelnen Spalt eines Gitters kann man näherungsweise als ein Huygenssches Zentrum einer Elementarwelle auffassen, siehe [Abb. 9.2](#). Beleuchtet man ein Gitter mit monochromatischem Licht, so überlagern sich die von den einzelnen Gitterspalten ausgehenden Elementarwellen so, dass – unter den Winkeln α_k gegenüber der optischen Achse – eine Reihe scharfer, heller Maxima entsteht. Dies ist immer dann der Fall, wenn der Wegunterschied Δ der benachbarten Wellenzüge einem ganzzahligen Vielfachen der Wellenlänge entspricht:

$$\Delta = k\lambda = g \sin \alpha \quad \text{mit } k = 1, 2, 3, \dots \quad (9.4)$$

Folglich gilt für die Winkelabhängigkeit der Maxima

$$\sin \alpha_{\text{max}} = \frac{k\lambda}{g} \quad (9.5)$$

Ist der Wegunterschied Δ nur geringfügig von $k\lambda$ verschieden, z.B.

$$\Delta = g \sin \alpha_{\text{min}} = k\lambda + \frac{\lambda}{N} \quad (9.6)$$

(N = Anzahl der Gitterspalte, die zur Beugung beitragen), so interferieren die von je zwei um $N/2$ voneinander entfernten Spalten ausgehenden Wellenzüge zu einem Minimum. In ähnlicher Weise lassen sich für alle Abweichungen um $z\lambda/N$ ($z = 1, 2, 3, \dots, N-1$) von $k\lambda$ stets Paare von Wellenzügen finden, die untereinander einen Wegunterschied von einer halben Wellenlänge haben und sich daher auslöschen. Zwischen den scharfen Spektrallinien befinden sich demnach $N-1$ Minima und $N-2$ sogenannte Nebenmaxima, die allerdings mit steigendem N immer lichtschwächer werden.

Eine genauere Untersuchung zeigt, dass das Beugungsbild eines Gitters das Beugungsbild des Einzelspaltes multipliziert mit einem durch das Gitter bestimmten Interferenzterm ist:

$$I(\alpha) = I_0 \underbrace{\left(\frac{\sin\left(\frac{\pi b}{\lambda} \sin \alpha\right)}{\frac{\pi b}{\lambda} \sin \alpha} \right)^2}_{\text{Beugungsterm Einzelspalt}} \underbrace{\left(\frac{\sin\left(N \frac{\pi g}{\lambda} \sin \alpha\right)}{\sin\left(\frac{\pi g}{\lambda} \sin \alpha\right)} \right)^2}_{\text{Interferenzterm Gitter}} \quad (9.7)$$

Im der folgenden [Abb. 9.3](#) ist der Intensitätsverlauf für verschiedene N dargestellt ($g = 5b$).

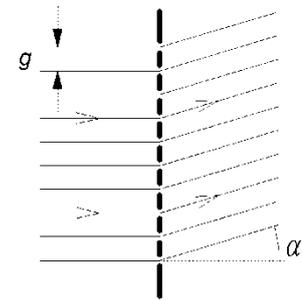


Abb. 9.2: Beugung am Gitter

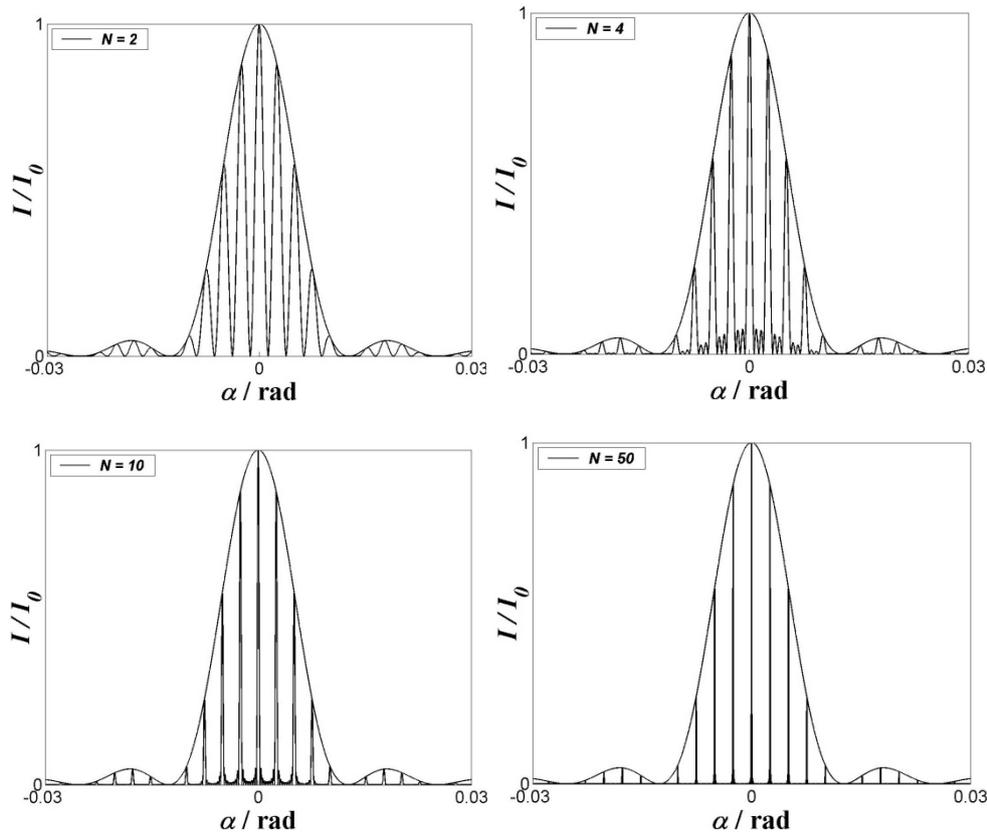


Abb. 9.3: Normierter Intensitätsverlauf als Funktion des Beugungswinkels α

Die Einhüllenden stellen jeweils den Verlauf des Beugungsbildes des Einzelspaltes dar. Der Interferenzterm, der durch die Interferenz der Lichtwellen aus den N Spalten entsteht, führt zum Auftreten von Interferenzmaxima, zwischen denen jeweils $N-2$ Nebenmaxima entstehen.

Emittiert die Lichtquelle eine weitere "Lichtfarbe" mit der Wellenlänge $\lambda + \Delta\lambda$, so überlagert sich dem durch die Wellenlänge λ bestimmten Beugungsbild ein weiteres; jedoch ist hierbei gemäß Gl. (9.5) der Winkelabstand der Maxima größer:

$$\sin \alpha_{\max} = \frac{k(\lambda + \Delta\lambda)}{g} \quad (9.8)$$

Bei spektralanalytischen Messungen mit dem Gitterspektrometer ist die Frage von Belang, wie klein der Wellenlängenunterschied $\Delta\lambda$ werden kann, ohne dass die durch λ und $\Delta\lambda$ bestimmten Beugungsmaxima für den Beobachter ineinander "verschimmen". Maßgeblich hierfür ist das Auflösungsvermögen A des Gitters. Man versteht darunter die Größe $A = \lambda / \Delta\lambda$; sie gibt an, bei welchem Wellenlängenunterschied $\Delta\lambda$ noch getrennte Maxima erkennbar sind (nicht zu verwechseln mit dem Auflösungsvermögen des Mikroskops).

Für eine deutliche Trennung muss das Maximum der zweiten Welle (mit Wellenlänge $\lambda + \Delta\lambda$) mindestens über dem ersten Minimum neben dem entsprechenden Maximum der ersten Welle (λ) liegen (sogenanntes Rayleigh-Kriterium). Für das Maximum gilt nach Gleichung (9.5):

$$g \sin \alpha_{\max} = k(\lambda + \Delta\lambda) \quad (9.9)$$

und für das erste Minimum gilt nach Gleichung (9.6):

$$g \sin \alpha_{\min} = k\lambda + \lambda / N \quad (9.10)$$

Wegen $\alpha_{\max} \geq \alpha_{\min}$ muss gelten: $k(\lambda + \Delta\lambda) \geq k\lambda + \frac{\lambda}{N}$. Daraus folgt:

$$A = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} \leq kN \quad (9.11)$$

Das Auflösungsvermögen steigt also mit der Ordnungszahl k der beobachteten Maxima sowie mit der Zahl N der Gitterspalte, die vom parallelen Licht durchsetzt werden.

Das Auflösungsvermögen A des Gitters stellt allerdings den theoretischen Maximalwert dar, der meist nur erreicht werden kann, wenn die Breite b des Eintrittspaltes gegen "Null" geht. Wegen der endlichen Breite b und durch Beugung an der Kollimatorlinse mit dem Durchmesser D sind die Bilder der Spektrallinien verbreitert und der Theoriewert wird i.A. nicht erreicht.

9.1.3 Das Auflösungsvermögen des Mikroskops

Die Gesamtvergrößerung des Mikroskops ist, wie im letzten Versuchstag ermittelt,

$$V = \frac{ts}{f_{\text{Obj}} f_{\text{Ok}}},$$

also der Tubuslänge t direkt und den Brennweiten von Objektiv und Okular umgekehrt proportional. Hieraus folgt, dass man im Prinzip Mikroskope mit beliebig hoher Vergrößerung konstruieren kann, indem man die Tubuslänge hinreichend vergrößert und Optiken mit sehr kleinen Brennweiten verwendet.

Falsch ist allerdings der Schluss, dass man damit auch beliebig feine Strukturen eines Gegenstands erkennen kann. Liegt nämlich die Objektgröße im Bereich der Größenordnung der Lichtwellenlänge, so lassen sich auch bei beliebiger Vergrößerung und bei Verwendung von Objektiven mit sphärisch und chromatisch korrigierten Linsen keine Einzelheiten des Objekts mehr erkennen. Ursache hierfür sind Beugungserscheinungen: Ein Objektpunkt wird nie als Punkt, sondern immer als kleines Beugungsscheibchen abgebildet.

Zwei dicht benachbarte Punkte des Objekts mit dem Abstand d werden noch getrennt abgebildet, wenn die ihnen zugeordneten Beugungsscheibchen noch getrennt erscheinen. Dies ist der Fall, wenn

$$d > d_{\min} = \frac{0,610\lambda}{\sin \alpha} \quad (9.12)$$

ist. Hierbei ist α der halbe Öffnungswinkel des Objektivs, d.h. die Hälfte des Winkels, unter dem der nutzbare Durchmesser der Objektivlinse vom Objektpunkt aus gesehen wird. λ ist die Wellenlänge in dem Medium zwischen Objekt und Objektiv. Verwendet man eine Immersionsflüssigkeit¹ mit der Brechzahl n , so wird $\lambda = \lambda_{\text{vak}} / n$ und

¹ Flüssigkeit zwischen Objektiv und Präparat, z.B. Immersionsöl ($n=1,52$), Wasser ($n=1,33$) oder Glycerin ($n=1,47$).

$$d > d_{\min} = \frac{0,610\lambda_{\text{vak}}}{n \sin \alpha} \quad (9.13)$$

Das Produkt $n \sin \alpha$ in diesen Gleichungen heißt *numerische Apertur*; es handelt sich hierbei um eine gerätespezifische Konstante.

Unter Auflösung versteht man den Kehrwert des kleinstmöglichen noch abbildbaren Abstands zweier Objektpunkte:

$$A = 1/d_{\min} = \frac{n \sin \alpha}{0,610\lambda_{\text{vak}}} \quad (9.14)$$

Die Gleichung zeigt, dass die Auflösung durch Verwendung von kurzwelligerem Licht (z.B. Blaufilter, UV-Mikroskopie) oder durch Vergrößerung der numerischen Apertur verbessert werden kann.

Zitat aus 'Bergmann-Schäfer: Lehrbuch der Experimentalphysik, Band 3, Optik': "Es muss noch erwähnt werden, dass die obigen Erörterungen insofern mit einer gewissen Willkür behaftet sind, als definitionsgemäß festgesetzt wurde, dass zwei Lichtpunkte erst dann zu trennen seien, wenn das Zentrum des einen Beugungsscheibchens mit dem ersten dunklen Ring des anderen zusammenfalle. Es wird aber unter Umständen eine Trennung auch schon dann möglich, wenn der Abstand etwas kleiner ist; das hängt von physiologischen Faktoren ab. Daher können unsere Betrachtungen nur die richtige Größenordnung des Auflösungsvermögens ergeben, was auch die Erfahrung bestätigt. Man fügt daher in der Praxis auf der rechten Seite der Gleichung [hier im Skript Gl. (9.14)] noch einen 'physiologischen Faktor' zu, der größer als 1 ist und nur im ungünstigsten Fall den Wert 1 selbst annimmt."

9.2 Experimente

ACHTUNG! Beim Umgang mit Laserlicht muss darauf geachtet werden, dass weder der Laserstrahl direkt, noch reflektierte Strahlen von Linsenoberflächen, Metallflächen usw. in die Augen gelangen. Es besteht die Gefahr der Netzhautzerstörung durch lokal extrem hohe Intensitäten! Niemals direkt in einen unaufgeweiteten Laserstrahl blicken!



9.2.1 Beugung am Spalt, Bestimmung der Spaltbreite

Geräte: Nd:YAG Laser ($\lambda = 532\text{nm}$, fehlerfrei), optische Bank 1,5 m, Reiter, Dia mit Spaltblende der Breite $(100 \pm 1)\mu\text{m}$, CCD (Sensorgröße 4,8mm x 3,6 mm), Sammellinse ($f = (133,0 \pm 1,5)\text{mm}$), Notebook.

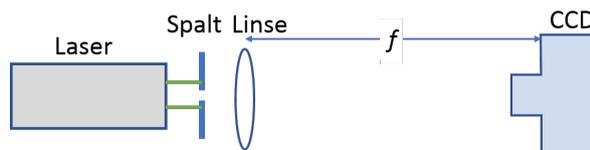


Abb. 9.4: Schematischer Versuchsaufbau zur Beugung am Spalt

Der Aufbau erfolgt wie in Abb. 9.4. Der Strahl eines grünen Lasers trifft auf einen schmalen Spalt und wird daran gebeugt. Durch Interferenz entsteht eine Intensitätsverteilung, die Sie mit einem CCD-Sensor aufnehmen können. Im Aufbau ist außerdem eine Sammellinse enthalten. Sie sorgt dafür, dass der effektive Abstand

zwischen Spalt und Sensor ausreichend groß ist; außerdem passt Sie die Größe des Interferenzmusters an den CCD-Sensor an. Dabei muss darauf geachtet werden, dass alles auf eine Höhe justiert wird, sodass ein scharfes Bild entstehen kann.

Die Brennweite f entspricht dadurch dem im Kapitel 9.1.1 genannten Abstand l . Dementsprechend ergibt sich für den Beugungswinkel $\tan\alpha = \frac{x}{f}$, wobei x die Koordinate senkrecht zur Ausbreitungsrichtung darstellt.

Noch folgender Hinweis: für die Fehlerrechnung (nicht für den Beugungswinkel selbst) können Sie hier und im weiteren Verlauf zur Vereinfachung immer die Kleinwinkelnäherung benutzen, d.h. $\tan\alpha = \frac{x}{f} \approx \alpha$.

Durchführung:

Zu Beginn werden der Beugungsspalt, die Linse und der CCD-Sensor auf der optischen Achse zentriert. Bei diesem und bei den folgenden Versuchen erzielt man nur dann gute Resultate, wenn alle Komponenten des Aufbaus mittig zur optischen Achse ausgerichtet sind.

Zum Aufnehmen des Intensitätsprofils des Beugungsbildes wird zunächst die Schutzkappe der CCD-Kamera entfernt. Anschließend wird mit dem Programm IC-Capture das Bild der CCD-Kamera auf dem Notebook angezeigt. Die technische Assistenz wird Sie in die Bedienung der Software einführen. Das gesuchte Beugungsmuster entsteht genau in der hinteren Brennebene der Linse (also ca. 133 mm hinter der Linse), da wo die **vertikale Ausdehnung** des Beugungsmusters minimal ist. Positionieren Sie die Kamera möglichst genau in dieser Ebene.

Prüfen Sie, ob das Beugungsbild mittig im Bild angezeigt wird. Nehmen Sie ein Bild des Beugungsmusters auf und speichern Sie es im bmp-Format, z.B. auf einem USB-Stick.

Für die Auswertung wird das Programm GWYDDION genutzt. Auch hier werden Sie von der technischen Assistenz eingeführt.

Aus den Querabständen x_k der Intensitätsminima und der Brennweite f der Linse kann der Sinus des Beugungswinkels k -ter Ordnung bestimmt werden. Mit Hilfe der bekannten Lichtwellenlänge λ soll jeweils die Breite b des verwendeten Spaltes bestimmt werden. Aus den ermittelten Werten wird der Mittelwert und die Standardabweichung für b berechnet.

Was ergibt ein Vergleich mit dem angegebenen Wert? Was sind mögliche Fehlerursachen?

9.2.2 Dicke eines Hindernisses

Geräte: Wie im Versuch zur Beugung am Spalt, jedoch anstelle des Spaltes ein Strichmuster mit Durchmesser $(100\pm 1) \mu\text{m}$.

Statt auf den Spalt, trifft das Licht nun auf einen dünnen Draht, dessen Dicke gemessen werden soll. Aus den Querabständen x_k der Intensitätsminima und Brennweite f der Linse kann wiederum der Sinus des Beugungswinkels k -ter Ordnung bestimmt werden. Mit Hilfe der gemessenen Größen und der bekannten Lichtwellenlänge λ soll die Dicke des verwendeten Strichmusters bestimmt werden.

Wichtig: unbedingt darauf achten, dass im Programm 'IC-Capture' der Kameramodus 'RGB64' eingestellt ist.

Was ergibt ein Vergleich mit dem angegebenen Wert? Was ergibt ein Vergleich des Beugungsbildes des Strichmusters mit dem Ergebnis aus 9.2.1?

9.2.3 Brechzahl von Wasser und die Lichtgeschwindigkeit in Wasser

Geräte: Laser ($\lambda = 532\text{nm}$, fehlerfrei), Küvette ($l = (400 \pm 1)\text{mm}$) mit Beugungsgitter (25 Linien/mm) und mm-Papier.

Mittels Beugung von monochromatischem Licht durch ein Gitter sollen die Brechzahl von Wasser (für die verwendete Lichtwellenlänge) und die Lichtgeschwindigkeit in Wasser bestimmt werden. Das Gitter befindet sich an der Stirnseite einer Küvette (s. Abb. 9.5). Diese ist bis zur halben Höhe des Gitters mit Wasser gefüllt. Auf der Rückseite der Küvette sind die Beugungsfiguren auf einem mm-Papier erkennbar.

Durchführung:

Justieren Sie den Laser so in der Höhe, dass das Licht des Lasers das Gitter zunächst *oberhalb* des Wasserspiegels durchsetzt (Position 1 in Abb. 9.5). Auf dem an der Rückseite angebrachten mm-Papier entsteht das Beugungsmuster. Aus den gemessenen Abständen zwischen dem Beugungsmaximum k -ter Ordnung und dem Maximum nullter Ordnung sind die jeweiligen Beugungswinkel leicht bestimmbar. Sie können zur späteren Auswertung und Dokumentation auch ein Handyfoto des mm-Papiers aufnehmen. Wegen der Lichtbrechung an der Küvettenwand müsste der Abstand der Maxima eigentlich an der Innenwand der Küvette gemessen werden; die Messung an der Außenwand bedingt wegen der Brechung einen kleinen, jedoch vernachlässigbaren Fehler.

Anschließend wird der Laser so weit abgesenkt, dass das Gitter *unterhalb* des Wasserspiegels vom Licht durchsetzt wird (Position 2 in Abb. 9.5). Die Beugungswinkel werden analog zum oben geschilderten Vorgehen gemessen.

Leiten Sie aus der Gl. (9.5), dem Gesetz $c = \lambda \nu$ und dem Snelliusschen Brechungsgesetz eine Beziehung zur Berechnung von n_{Wasser} und c_{Wasser} her. Die Lichtgeschwindigkeit in Luft beträgt $2,9979 \cdot 10^8 \text{ m/s}$.

Wie groß ist die Lichtgeschwindigkeit in Wasser? Wie groß ist die Brechzahl von Wasser bei der verwendeten Lichtwellenlänge?

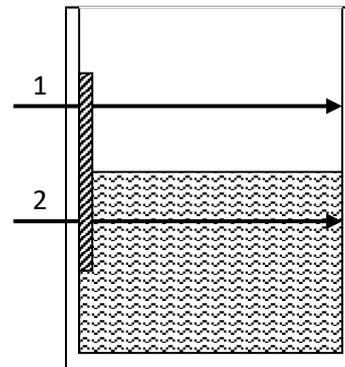


Abb. 9.5: Schematischer Aufbau zur Bestimmung der Brechzahl und der Lichtgeschwindigkeit in Wasser

9.2.4 Gitterspektrometer: Wellenlängenmessung und spektrale Auflösung

Geräte: Spektrallampen, Stativ mit Fassung, Netzgerät für Spektrallampe, Spektro-Goniometer, Gitter, Abdeckblenden.

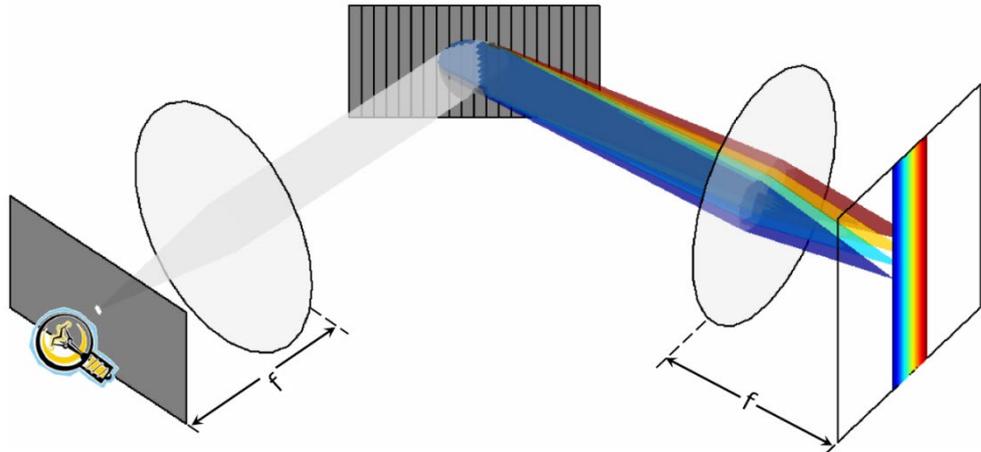


Abb. 9.6: Schematischer Aufbau eines Gitterspektrometers, mit Lichtquelle und Blende, Linse zur Parallelisierung des Lichtbündels, Reflexionsgitter, und Linse zur spektral zerlegten Abbildung der Blende in der Bildebene. Statt einer Blende wird meist ein Spalt b

Durchführung:

Die Wellenlängen der im sichtbaren Bereich liegenden Spektrallinien des Heliums werden mit einem Spektro-Goniometer gemessen. Der Aufbau ist schematisch in [Abb. 9.6](#) dargestellt. Dazu wird die Spektrallampe direkt vor den Eintrittsspalt des Spektrometers gestellt, und es werden die Winkel, unter denen die einzelnen Spektrallinien durch das Gitter gebeugt werden, bestimmt. Hieraus lassen sich aufgrund der Beugungsgesetze am Gitter die Wellenlängen berechnen.

Voraussetzung für eine saubere Messung ist unter anderem, dass das Gitter genau senkrecht zum einfallenden Licht ausgerichtet ist (Drehtisch am Gerät arretieren). Achten Sie bitte darauf, dass die Winkel auf dem Goniometer in Grad und nicht im Bogenmaß angegeben sind. Dieser Versuchsteil wird mit dem Gitter mit 600 Linien pro Millimeter durchgeführt.

In gleicher Weise werden die Wellenlängen im Emissionsspektrum des Natriums gemessen. Es handelt sich (im Wesentlichen) um zwei Linien, deren Wellenlängenunterschied $\Delta\lambda$ nur 0,6 nm (d.h. $0,6 \cdot 10^{-9}$ m) beträgt. Dieser Versuchsteil ist mit dem 100-er und dem 600-er Gitter durchzuführen.

Wie groß ist die zur deutlichen Trennung beider Spektrallinien erforderliche theoretische Auflösung des Spektrometers? In welcher Beugungsordnung sollten die Linien deutlich getrennt sein? Was ergibt sich im Experiment?

Für die Auswertung brauchen Sie den Durchmesser des Lichtflecks auf dem Gitter, um die Zahl N der Gitterspalte bestimmen zu können. Dieser Durchmesser beträgt 18mm.

9.2.5 CD oder DVD?

Geräte: Optische Bank, Laser ($\lambda = 532\text{nm}$, fehlerfrei), CD- und DVD-Rohling auf Schiebereiter, durchbohrter Schirm mit Papierauflage.

CD- und DVD-Rohlinge besitzen vorgepresste Spuren, um den Schreiblaser zu führen. Die Spuren wirken bei Lichteinfall wie ein Gitter (daher das Farbenspiel auf der

vermeintlich glatten Oberfläche zum Beispiel unter einer Lampe). In diesem Experiment werden die Rohlinge daher als Reflexionsgitter genutzt. Der Abstand der Spuren einer CD ist $(1,6 \pm 0,1) \mu\text{m}$, der einer DVD $(0,74 \pm 0,01) \mu\text{m}$.

Durchführung:

Befestigen Sie ggf. ein neues A3-Blatt an dem Schirm. Justieren Sie die Rohlinge dann so, dass sie **senkrecht zur optischen Achse** stehen. Das Beugungsbild entsteht dann in Reflexion auf dem durchbohrten Schirm. Das Maximum 0. Ordnung sollte dann ungefähr auf den Laserpointer treffen.

Messen Sie den Abstand zwischen den Rohlingen und dem Schirm.

Markieren Sie die Maxima k -ter Ordnung so, dass Sie sie später zuordnen können. Wiederholen Sie die Prozedur nun für den anderen Rohling.

Nehmen Sie das Blatt ab und messen Sie die Entfernung zwischen den Punkten. Falls das Maximum 0. Ordnung »ins Loch gefallen« ist (so sollte es sein), können Sie auch die Entfernung der zwei k -ten Maxima zueinander messen und diese halbieren.

Welche Spurbstände ergeben sich aus der Vermessung des Beugungsbildes? Welches ist die CD, welches die DVD?

9.2.6 Auflösungsvermögen des Mikroskops und Objektivapertur

Geräte: Optische Bank, Mikroskoptubus, 2 Leuchtdioden in Messverschiebereiter, Spannungsquelle 6 V=, Kreisblende, Okular, 1 Objektiv in Objektivrevolver.

Die numerische Apertur eines Mikroskopobjektivs soll gemessen und mit dem aufgetragten Wert verglichen werden.

Durchführung:

Zur Messung werden die Geräte nach [Abb. 9.7](#) so justiert, dass die Öffnung der Kreisblende scharf in der Mitte des Gesichtsfeldes des Mikroskops zu sehen ist. Zur Einstellung sollte die Kreisblende von hinten mit einer Taschenlampe beleuchtet werden. Der gratige Rand der Öffnung sollte scharf erkennbar sein. Benutzen Sie die Feinverstellung (Rändelschraube) des Justierreiters, um das Loch in die Brennebene zu bewegen.

Anschließend wird das Okular entfernt und das Bild der Leuchtdioden im Tubus beobachtet (Abstand Auge – Mikroskop > 30 cm.). Die Dioden werden dann so weit nach außen geschoben, bis ihre Bilder auf dem Rand des Gesichtsfeldes liegen. Bei weiterer Verschiebung über diesen Punkt hinaus werden die Dioden nicht mehr abgebildet. Über geometrische Beziehungen kann nun die Apertur berechnet werden.

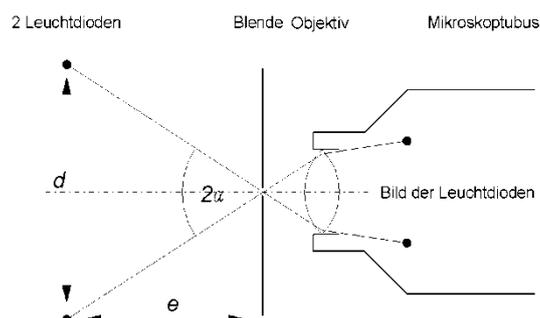


Abb. 9.7: Versuchsaufbau zur Bestimmung des Auflösungsvermögens des Mikroskops und der Objektivapertur

1. Wie groß ist das Auflösungsvermögen des Objektivs bei dem für die Messung verwendeten Rotlicht der Wellenlänge ca. 600 nm?
2. Wie groß ist der kleinste Abstand zweier Objektpunkte, den das Objektiv bei Verwendung von blauem Licht mit der Wellenlänge 420 nm noch auflösen kann?