

---

# O8 Fraunhofersche Beugung

---

## **Grundbegriffe:**

Huygens-Fresnel'sches Prinzip

Interferenz

Beugungsordnungen

Auflösungsvermögen

Laser

Fourier-Transformation

Zum Verständnis des Entstehens optischer Abbildungen ist die geometrische Optik (Versuche O1 und O10) allein nicht ausreichend. Erst unter Hinzunahme von Beugung und Interferenz auf der Grundlage des Wellenbildes für die Lichtausbreitung können die Bildentstehung und für die Praxis so wichtige Fragen wie das Auflösungsvermögen optischer Geräte richtig erklärt werden. Wesentlich für die Deutung der Beugungserscheinungen ist das Huygens-Fresnel'sche Prinzip. Zum näheren Studium der Beugung eignen sich speziell geformte Hindernisse, welche zu besonders eindrucksvollen Beugungsbildern führen.

Da in der Praxis sowohl Lichtquelle als auch Beobachtungsbereich oft weit vom beugenden Objekt entfernt sind, lässt sich die Beschreibung der Lichtausbreitung unter entsprechenden Annahmen leichter beschreiben.

Die Fresnel'sche Näherung funktioniert im Allgemeinen für Entfernungen ab dem Zehnfachen der Wellenlänge, während die Fraunhofer Näherung mehr oder weniger von parallelem Licht ausgeht.

Der Vorteil der Nutzung von Optiken basierend auf der Fresnel'schen Theorie zeichnen sich durch Lichtstärke aus, was nicht überrascht, wenn man weiß, dass Fresnel Optiken für Leuchttürme entworfen hat. Ohne moderne Fertigungsmethoden war die Qualität des entstehenden Strahlprofils wohl mangelhaft, aber eben hell, und darum ging es.

Der Vorteil des Fraunhofer'schen Ansatzes liegt darin, dass die Beschreibung einfach wird und hochwertige Beugungsbilder mit relativ einfachen Elementen erreicht werden.

Sie ist von fundamentaler Bedeutung für verschiedenste Anwendungen der Optik, von Spektroskopie bis zur Mikroskopie.

Deswegen soll diese Beschreibung Gegenstand dieses Versuche sein.

Hier eine stark verkürzte Skizze, wie sich der Weg von Huygens-Fresnel-Prinzip zur Fraunhofer Näherung der Lichtausbreitung ins Fernfeld gestaltet. Grundlage sind im Wesentlichen die Bücher Optik (Zinth, Zinth), sowie Optik (Bergmann, Schäfer), die sich für weitere Informationen anbieten.

## Die Intensitätsverteilung im Fernfeld als Fourier Transformierte der feldformenden Struktur

Trifft eine monochromatische Kugelwelle:  $E_0 \cdot \frac{1}{i \cdot \lambda \cdot r_0} e^{ikr_0}$  auf ein Hindernis, das eine komplexe Transmissionsfunktion  $\tau(x, y)$  aufweist (Absorption und Phasenverschiebung), wobei  $r_0$  den Abstand der Quelle vom jeweiligen Punkt  $(x, y)$  beschreibt, dann lässt sich nach Huygen-Fresnell die Ausbreitung ausgehend von jedem dieser Punkte  $(x, y, z=0)$  an jedem Zielort  $(x', y', z)$  durch eine Kugelwelle mit richtungsabhängiger Amplitude (Kirchhoffscher Richtungsfaktor) beschreiben und die durch Interferenz daraus resultierende Gesamtintensität lässt sich schreiben als:

Integration über gesamtes Gebiet

Vorfaktor resultiert aus Energieerhaltung (z.B. BS Kap E)

$$E(x', y', z) = \iint_{-\infty}^{\infty} E_0 \cdot \tau(x, y) \cdot \frac{1}{i \cdot \lambda \cdot r \cdot r_0} \cdot e^{ik(r+r_0)} \cdot \frac{1}{2} [1 + \cos(\vec{e}_z, \vec{r})] dx dy \quad (14.1)$$

Transmissionsfunktion

Kugelwelle (beide Strecken tragen bei)

Richtungsfaktor

, wobei  $\vec{r}$  der Vektor vom Ausgangspunkt der jeweiligen Kugelwelle von Punkt  $(x, y)$  zum Zielpunkt ist.

Das lässt sich ohne Näherungen nur bedingt berechnen, daher ein paar Annahmen. Der Abstand von der z-Achse wird hinreichend klein und z hinreichend groß angenommen, so dass gilt:

- $\cos(\vec{e}_z, \vec{r}) \approx 1$
- $r = \sqrt{(x' - x)^2 + (y' - y)^2 + z^2} = \sqrt{1 + \left(\frac{x' - x}{z}\right)^2 + \left(\frac{y' - y}{z}\right)^2} \approx z + \frac{(x' - x)^2}{2z} + \frac{(y' - y)^2}{2z}$   
d.h. die Entwicklung der Wurzel wird nach dem ersten Glied abgebrochen
- r im Nenner kann durch z ersetzt werden, das beeinflusst nur (sehr wenig) die Amplitude, nicht die Phase und ist daher OK

Bis hierher geht die Fresnellsche Näherung die bereits bei relativ kleinen Abständen recht gute Ergebnisse liefert.

Die Fraunhofer Näherung geht noch weiter und betrachtet gleich das Fernfeld mit  $(x'^2 + y'^2) \frac{\pi}{\lambda} \ll z$

Damit wird r ungefähr z und der Richtungsfaktor fällt weg.

Außerdem wird die Lichtquelle auf die Achse und weit weg positioniert. Das einfallende Licht ist also eine ebene Welle und  $r_0$  bedeutungslos. Damit vereinfacht sich (1) zu:

$$E(x', y', z) = \frac{E_0 \cdot e^{ikz}}{i \cdot \lambda \cdot z} \iint_{-\infty}^{\infty} \tau(x, y) e^{-2\pi i \frac{x'}{\lambda z} x} e^{-2\pi i \frac{y'}{\lambda z} y} dx dy \quad (14.2)$$

$$= \frac{e^{ikz}}{i \cdot \lambda \cdot z} \mathcal{F}[E_0 \cdot \tau(x, y)](v_x, v_y) \text{ mit } v_x = \frac{x'}{\lambda z} \text{ und } v_y = \frac{y'}{\lambda z} \quad (14.3)$$

Das Fernfeld ergibt sich in Fraunhofer Näherung also als Fouriertransformierte des Hindernisses, wobei v die Raumfrequenzen im Frequenzraum sind.

Die Fouriertransformation verknüpft Orts- und Frequenzraum, wobei die Transformation in beide Richtungen funktioniert. Man kann also auch bei der felderzeugenden Geometrie nach Raumfrequenzen zerlegen und entsprechend den dazugehörigen Ortsraum berechnen.

Beispiel: Sinusgitter

Ein perfektes Sinus Transmissionsgitter lässt sich als Summe eines konstanten Werts und eines Sinus beschreiben. Es sind also im Sinne der Raumfrequenzen genau zwei vertreten. Aufgrund der Linearität der Fourier Transformation

$$\mathcal{F}[a \cdot g(x) + b \cdot h(x)] = a \cdot \mathcal{F}[g(x)] + b \cdot \mathcal{F}[h(x)] \quad (14.4)$$

kann man beide Komponenten einzeln transformieren und dann addieren.

Die Fouriertransformation einer Gleichverteilung ist die Delta-Funktion ( $\delta$ ), die einer Sinusverteilung sind zwei Deltafunktionen, somit besteht das Bild im Fernfeld aus genau drei Beugungsordnungen (-1, 0 und 1).

Im Gegensatz dazu liefert die Fourier Zerlegung eines Rechteck Gitters (so wie es im Versuch verwendet wird), wesentlich mehr Terme höherer Ordnungen und damit entsprechend mehr Beugungsordnungen, wenn mit der Wellenlänge des verwendeten Lichtes darstellbar.

Beispiel: Babinetsches Prinzip

Die Feldstärke des Beugungsbild der invertierten Intensitätsverteilung (in relativen Werten zwischen 0 und 1)  $f(x)$ , lässt sich schreiben als:

$$\mathcal{F}[1 - f(x)] = \mathcal{F}[1] - \mathcal{F}[f(x)] = \delta - \mathcal{F}[f(x)] \quad (14.5)$$

Für die damit verbundene Intensität gilt dann:

$$I(f(x)) = (\mathcal{F}[1 - f(x)])^2 = (\delta - \mathcal{F}[f(x)])^2 = \delta + (\mathcal{F}[f(x)])^2 = I(1 - f(x)) \quad (14.6)$$

Womit sich die Intensität des Beugungsbildes einer Intensitätsverteilung und der dazu inversen nur in der nullten Ordnung ( $\delta$ -Funktion) unterscheidet.

## Die Sammellinse als Fourier Transformator

Parallele Strahlen, schneiden sich in der Brennpunktebene. Somit überträgt eine Linse das Fernfeld in die Brennebene. Man kann die Linse damit als Fourier Transformer betrachten.

Schauen wir uns den Aufbau moderner Mikroskope an (Abb. 14.1), dann besteht die erste Vergrößerungsstufe aus zwei abbildenden Elementen: Dem Objektiv und der Tubuslinse. Die Objektive sind daher auf  $\infty$  korrigiert und erst die Tubuslinse erzeugt dann das Zwischenbild. Anders, als bei früheren Mikroskopen, die eine einheitliche Tubuslänge von 160 mm aufwiesen, hängt die tatsächliche Vergrößerung der ersten Stufe von der Tubuslinse ab und ist daher Anbieter-spezifisch. Der Vorteil dieser Bauform liegt im variablen Abstand zwischen Objektiv und Tubuslinse und damit dem Zwischenbild. Das erlaubt andere Bauformen (inverse Mikroskope) oder Einbindung in Detektionssysteme.

Die Fourierebene ist ungeachtet dessen immer genau in der Brennebene hinter dem Objektiv (Abb. 14.1). Die Intensitätsverteilung spiegelt die übertragenen Raumfrequenzen wider. Je weiter von der Achse entfernt hier ein Punkt liegt, desto höher ist die dazugehörige Raumfrequenz.

Beschränkt man nun diesen Frequenzraum (Abb. 14.2), wird das Bild unschärfer.

Das lässt sich auch ins Extrem treiben, wenn man hochwertige gleichverteilte Beleuchtung erreichen will. Dann wählt man eine Blende, die nur die geringsten Raumfrequenzen durchlässt (Pinhole), genannt Raumfilterung.

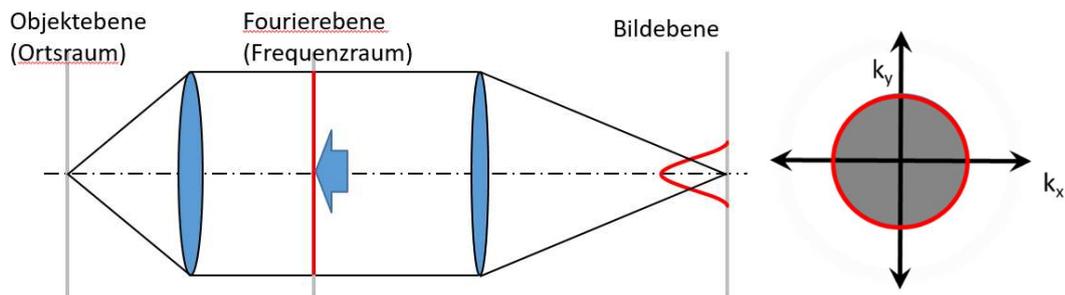
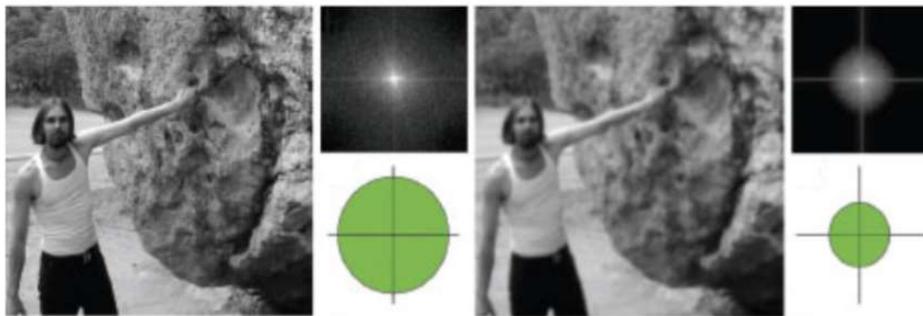


Abbildung 14.1: Erste Stufe eines Mikroskops mit Objektiv und Tubuslinse. Die Fourierebene befindet sich in der Brennebene hinter dem Objektiv. Die rechte Darstellung zeigt den Blick in Richtung des Pfeils. Die Ebene spannt die Raumfrequenzen auf, wobei höhere Frequenzen weiter außen liegen.



Abrahamsson (2015) 10.1080/00107514.2018.1426630-7

Abbildung 14.2: Je höhere Raumfrequenzen übertragen werden, desto schärfer wird das Bild

Will man nun eine bestimmte Auflösung mit dem Mikroskop realisieren, muss im Frequenzraum die dazugehörige Information enthalten sein.

Hier setzt Abbe an. Die beste Auflösung wird im Frequenzraum (Abb. 14.1, rechts) durch den roten Kreis repräsentiert. Das heißt dann aber, dass Licht von der abzubildenden Struktur geradeso noch ins Objektiv gelangt. Ein einzelner Punkt im Frequenzraum liefert aber im erzeugten Bildpunkt Licht mit gleichmäßiger Intensität. Wenn wir diesen Punkt als verschobene Deltafunktion betrachten (genauer um  $D/2$ , den halben Linsendurchmesser), folgt:

$$\mathcal{F}[\delta(x + D/2)] = e^{-i\frac{Dv}{2}} \cdot const \quad (14.7)$$

Es ergibt sich also Gleichlicht, nur mit verschiedenen Phasenlagen.

Eine periodische Intensitätsverteilung im Bild (also Auflösung der Struktur) ergibt sich nur, wenn die Intensitätsverteilung im Frequenzraum punktsymmetrisch ist, im Falle der besten Auflösung also zwei gegenüberliegende Punkte auf dem äußersten Kreis im Frequenzraum. Dann bildet sich die zugehörige Cosinus-Intensitätsverteilung im Ortsraum wieder aus:

$$\mathcal{F}[\delta(x - D/2)] + \mathcal{F}[\delta(x + D/2)] = \left[ e^{i\frac{Dv}{2}} + e^{-i\frac{Dv}{2}} \right] \cdot const = \cos(D \cdot v) \cdot const \quad (14.8)$$

Um genau diese beiden Punkte im Frequenzraum zu erzeugen, bedeutet dies für die Beugung eines Lichtstrahls am Gitter, dass für das Gitter mit der geringstmöglichen Gitterkonstante mindestens zwei der Beugungsordnungen gerade noch so in das Objektiv eintreten müssen (Abb 14.3). Damit kann man das Abbe Kriterium dann einfach aufschreiben.

$$d_{min} = \frac{\lambda}{2 NA} \text{ mit } NA = n \cdot \sin(\alpha) \text{ (numerische Apertur)} \quad (14.9)$$

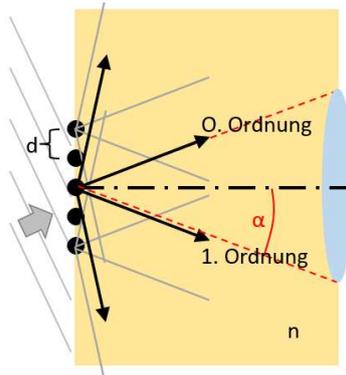


Abbildung 14.3: Illustration der Abbesschen Überlegung zur Auflösung eines Mikroskops

Im Rahmen dieses Versuches, wollen wir nun genau diese Überlegung zum Abbekriterium nachvollziehen und auch einige Beugungsbilder ausgewählter Geometrien untersuchen.

### Einfachspalt

Trifft paralleles Licht senkrecht auf einen Schirm, in dem sich ein Spalt der Breite  $b$  befindet, so findet man hinter dem Schirm eine Intensitätsverteilung des gebeugten Lichtes ( $I_S(\alpha)$ ) gemäß:

$$I_S(\alpha) \sim \left[ \frac{\sin(\varphi_S/2)}{\varphi_S/2} \right]^2 \quad \text{mit} \quad \varphi_S = \frac{2\pi \cdot b \cdot \sin(\alpha)}{\lambda} \quad (14.10)$$

Hierbei ist  $\alpha$  der Beobachtungswinkel gegen die Geradeausrichtung und  $\lambda$  die Lichtwellenlänge.

Abb. 14.4 zeigt diese Verteilung. Symmetrisch zum Hauptmaximum in Geradeausrichtung liegen in der Intensität stark abnehmende Nebenmaxima. Die dazwischenliegenden Minima sind deutlich schmaler und deshalb leichter zu lokalisieren als die benachbarten Maxima. Zählt man diese Minima von der Mitte beginnend fortlaufend ( $k = 1, 2, \dots$ ), so erhält man aus den Nullstellen von Gl. (14.10) für die Winkel  $\alpha_k$ , unter denen die Minima in Bezug auf die Geradeausrichtung auftreten,

$$\sin(\alpha_k) = k \cdot \frac{\lambda}{b} \quad k = 1, 2, 3, \dots \quad (14.11)$$

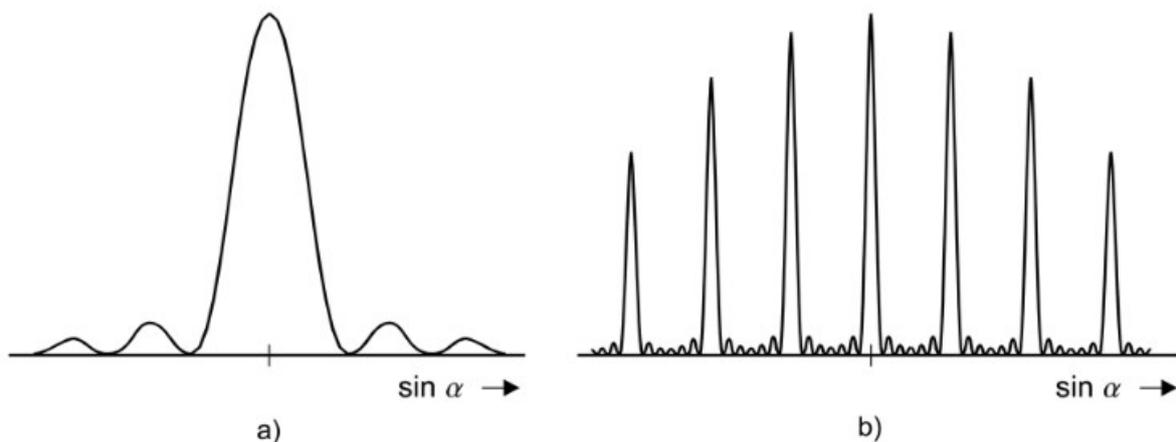


Abbildung 14.4: Beugungsbilder an a) Spalt und b) Gitter

---

## Gitter

Lässt man paralleles Licht senkrecht auf ein optisches Gitter auffallen, so beobachtet man Beugungserscheinungen, welche durch Überlagerung der Beugungserscheinungen an den Einzelspalten entstehen. Die Vielstrahlinterferenz der Strahlen aus allen  $N$  beleuchteten Spalten, welche voneinander den gleichen Abstand  $g$  (Gitterkonstante) haben, führt zur Intensitätsverteilung

$$I \sim I_S(\alpha) \cdot \left[ \frac{\sin(N\varphi_G/2)}{\varphi_G/2} \right]^2 \text{ mit } \varphi_G = \frac{2\pi \cdot g \cdot \sin(\alpha)}{\lambda} \quad (14.12)$$

Abb. 14.4 b zeigt diese Verteilung für ein Gitter mit 7 Spalten. Die Lage der Hauptmaxima folgt aus den Maximalwerten  $N^2$  des zweiten Faktors in Gl. (14.11) für die Beugungswinkel

$$\sin(\alpha_k) = k \cdot \frac{\lambda}{g} \quad k = 1, 2, 3, \dots \quad (14.13)$$

Zwischen den Hauptmaxima befinden sich  $N - 2$  Nebenmaxima, welche mit wachsendem  $N$  immer flacher werden und bei den in der Optik benutzten Gittern praktisch unsichtbar sind. Die Hauptmaxima hingegen werden wegen  $I \sim N^2$  mit wachsendem  $N$  immer höher und schmaler.

---

## Lochblende

Fällt paralleles Licht senkrecht auf eine Lochblende, so entsteht als Beugungsfigur eine Anordnung konzentrischer Ringe mit einem ausgeprägten zentralen Maximum. Bezeichnet man mit  $I_0$  die Maximalintensität und mit  $\alpha$  wieder den Beobachtungswinkel gegen die Geradeausrichtung, so ergibt sich die Intensitätsverteilung nach der Formel:

$$I = I_0 \cdot \left[ \frac{J_1(\theta/2)}{\theta/4} \right]^2 \text{ mit } \theta = \frac{2\pi \cdot B \cdot \sin(\alpha)}{\lambda} \quad (14.14)$$

Hierbei ist  $J_1$  die Besselfunktion 1. Ordnung und  $B$  der Blendendurchmesser. Aus den Nullstellen der Besselfunktion 3.832, 7.016, 10.173, 13.324, 16.471,.... erhält man die Lage der Minima. Für den Winkelabstand  $\alpha$  zwischen der Geradeausrichtung und dem 1. Minimum, welcher wesentlich für das Auflösungsvermögen optischer Geräte ist, folgt daraus:

$$\sin(\alpha) = 1.22 \cdot \frac{\lambda}{B} \quad (14.15)$$

---

## Auflösungsvermögen optischer Geräte

Das Auflösungsvermögen vergrößernder optischer Geräte wie z. B. Fernrohr und Mikroskop wird grundsätzlich durch die Beugung des einfallenden Lichtes an den kreisförmigen Objektivrändern begrenzt. Die Abbildung eines selbstleuchtenden Punktes erfolgt nicht als Punkt, sondern als ein helles Beugungsscheibchen, welches von Beugungsringen umgeben ist, deren Intensität in radialer Richtung stark abnimmt. Zwei Objektpunkte können getrennt wahrgenommen werden, wenn ihre Beugungsscheibchen mit dem Durchmesser  $D$  in der Bildebene einen Mindestabstand vom halben Scheibchendurchmesser haben (Abb. 14.5).

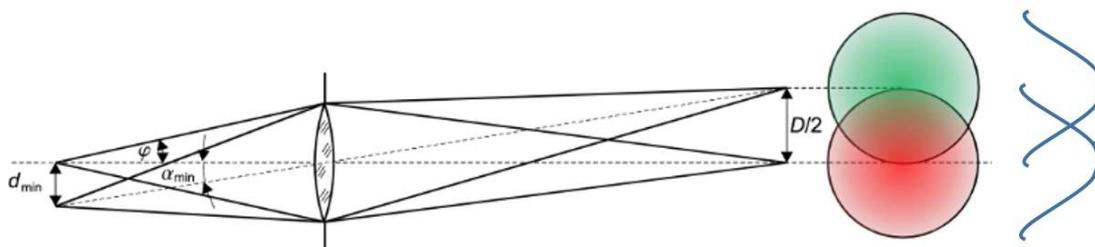


Abbildung 14.5: Zum Auflösungsvermögen optischer Geräte

Nimmt man für den Scheibchenradius den Abstand zwischen dem Intensitätsmaximum der zu einem Objektpunkt gehörenden Beugungsfigur und dem ersten Intensitätsminimum an, so folgt für den kleinsten auflösbaren Winkelabstand der Objektpunkte nach Gl. (14.15) näherungsweise  $\alpha_{\min} = 1.22\lambda/B$  ( $B$  ist der Objektivdurchmesser). Für das Mikroskop, bei welchem das Objekt näherungsweise in der vorderen Brennebene des Objektivs liegt und  $\alpha_{\min}$  sehr klein ist, folgt aus diesen Überlegungen ein Mindestabstand der Punkte in der Objektebene von

$$d_{\min} \approx f \cdot \alpha_{\min} \approx 1.22f \cdot \frac{\lambda}{B} \quad (14.16)$$

Hieraus lässt sich abschätzen, dass man Objektstrukturen nicht mehr auflösen kann, wenn die Abstände kleiner als die Wellenlänge des benutzten Lichtes werden. Eine Berechnung des Auflösungsvermögens des Mikroskops auf dieser Grundlage wurde zuerst von H. v. Helmholtz angegeben. Zu einem quantitativ sehr ähnlichen Ergebnis für das Mikroskop, bei welchem das Objekt normalerweise nicht selbst leuchtet, gelangte E. Abbe im Rahmen seiner Theorie der Bildentstehung für periodische Objekte. Danach ist die notwendige Voraussetzung für die Ähnlichkeit von Bild und Objekt, dass bei der Annahme der Beleuchtung des Objektes mit parallelem Licht außer der 0. mindestens die 1. Ordnung des am Objekt gebeugten Lichtes in das Objektiv gelangt. Schauen Sie sich in diesem Zusammenhang bitte an, was es heißt, ein Mikroskop zu „köhlern“. Die Abbildung wird umso getreuer, je mehr Ordnungen zu ihr beitragen.

---

## Aufgaben

1. Justierung des Laserstrahls
2. Ausmessen der Breite eines Spaltes aus dem Abstand der Beugungsminima nach Gl. (14.11).
3. Bestimmung der Gitterkonstante eines Transmissionsgitters aus dem Abstand der Beugungsmaxima nach Gl. (14.13)
4. Überprüfung der Abbeschen Formel für das Auflösungsvermögen des Mikroskops am eben vermessenen Gitter nach Gl.(14.9).
5. Messung der relativen Intensitätsverteilung des Beugungsbildes hinter einer Lochblende und Vergleich der damit theoretisch ermittelten Größe gem. Gl. (14.14) mit der Messung im Mikroskop.

**ACHTUNG !** Da der Laser auf Grund seiner hohen Leistungsdichte eine intensive Strahlungsquelle darstellt, sollten Sie es unbedingt vermeiden, in den ungeschwächten Laserstrahl bzw. in gerichtete Reflexionen direkt hineinzuschauen.

Am Versuchsplatz stehen Laserdiode ( $\lambda = 532 \text{ nm}$ ), Gitter, Spalt, Lochblende, Sammellinse (Brennweite  $f = 7.8 \text{ cm}$ ) mit Abblendschiebern, eine verstellbare, eine Zylinderlinse, ein Beobachtungsschirm mit Skala und eine Mobil/Tablet Aufnahme zur Verfügung.

Für alle Aufgaben soll die Länge der optischen Bank sinnvoll ausgenutzt werden.

Alle mechanischen makroskopischen Maße werden mit dem Millimetermaß bestimmt. Alle Beugungsbilder werden fotografiert. Die Abstände lassen sich anschließend (PC-Pool / eigener Rechner) mit Bildverarbeitung und Vergleich der Millimeterskala im Schirm bestimmen. Empfohlene Freeware: Image-J. Achten Sie beim Fotografieren darauf, Über-, bzw. Unterbelichtungen zu vermeiden. Die hohe Dynamik der einzelnen Beugungsbilder kann es notwendig machen, mehrere Fotos mit unterschiedlicher eingestellter Empfindlichkeit zu schießen und anschließend zusammenzufügen. Positionieren Sie die Kamera (Mobiltelefon oder Tablet) in der

vorgesehenen Halterung hinter dem Schirm, um Bilder mit identischem Blick zu bekommen. Dies erleichtert das Zusammenfügen der bestimmten Intensitätsprofile.

Für Aufgabe 1 (Justierung). Die optische Achse der jeweiligen Aufbauten verläuft parallel zur optischen Bank. Bei guter Justierung lässt sich die Lochblende über eine Strecke von mindestens 1 m verschieben, ohne dass der Lichtpunkt des Lasers merklich aus der Lochmitte auswandert.

Für Aufgabe 2 muss die Justierung des fest eingestellten Spaltes sehr sorgfältig erfolgen. Wenn er gut ausgeleuchtet ist, sehen Sie auf dem Schirm symmetrisch zum Zentralbild gleiche Intensitäten und deutliche Minima bis zu hohen Ordnungen (größer 10). Sollte der Laser den Spalt nicht gut treffen, können Sie durch Verschieben des Lasers geringfügig nachjustieren.

Für Aufgabe 3 platzieren Sie das Gitter direkt vor dem Laser und den Beobachtungsschirm so, dass 3, 5 bzw. 7 Beugungsordnungen gerade auf den Schirm passen.

Für Aufgabe 4 platzieren Sie den Schirm zunächst etwas hinter der Mitte der optischen Schiene und platzieren anschließend die Linse mit den vollständig geöffneten Blendenschiebern so, dass eine vergrößernde Abbildung des beleuchteten Gitterpunktes auf den Schirm erfolgt. Positionieren Sie jetzt die Zylinderlinse hinter dem Schirm und platzieren Sie den Schirm danach soweit ans Ende der Schiene, dass Sie die Kamera noch platzieren können (Abb. 14.6). Verschieben Sie jetzt die Zylinderlinse geringfügig, bis Sie die Gitterlinien auf dem Schirm klar erkennen können.

Fertigen Sie eine Aufnahme für den Fall, dass das Gitter gerade noch mit seiner Struktur abgebildet wird und für den Fall, dass diese verloren ist.

Der in Gl. (14.9) enthaltenen Grundaussage wird die Bildstruktur verschwinden, wenn weniger als mindestens zwei Ordnungen zur Abbildung beitragen. Überzeugen Sie sich, dass dies für beliebige Ordnungen gilt, insbesondere, dass auch ohne die nullte Ordnung eine Abbildung erreichbar ist. Hinweis: Die Zylinderlinse ist nicht sonderlich hochwertig. Da sie stranggepresst ist, können Längsstrukturen zu Störungen im Bild führen. Versuchen Sie ggf., durch Drehen des Zylinders, eine gute Position zu finden.

Bestimmen Sie für die übertragende Geometrie den Abstand der äußersten Laserstrahlen kurz nach Verlassen der Linse, platzieren Sie den Schirm für dieses Foto also so dicht wie möglich hinter der Linse. Die verwendete Numerische Apertur lässt sich unter Zuhilfenahme der beteiligten Abstände abschätzen. Vergleichen Sie die für diese Geometrie bestimmte mögliche Auflösung mit der Gitterkonstante.

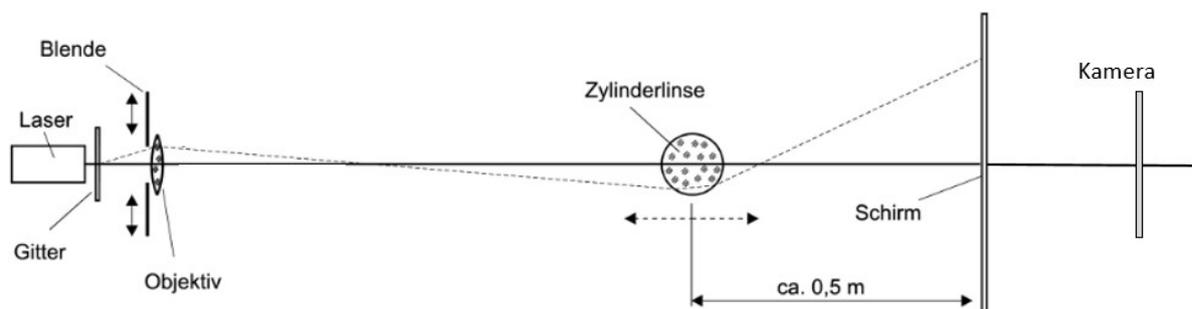


Abbildung 14.6: Aufbau für Aufgabe 4

Für Aufgabe 5 wird zunächst der Durchmesser der Lochblende mit dem Mikroskop bestimmt. Anschließend platzieren Sie Blende und Schirm so, dass mindestens 7 Ringe der entstehenden Besselfunktion zu sehen sind. Versuchen Sie, die Geometrie dieses Beugungsbildes zu optimieren durch geringfügiges Verschieben des Lasers.

## Report

1) Schreiben Sie ein Abstract, indem Sie vier grundlegende Fragen kurz und prägnant beantworten:

- Warum ist das was Sie hier gemacht haben möglicherweise interessant?
- Was genau und wie haben Sie untersucht?
- Was ist als wesentliches Ergebnis dabei herausgekommen?
- Was haben Sie daraus gelernt, das auch für andere wichtig sein könnte?

2) Stellen Sie grafisch den Sinus des Winkels der Beugungsminima nach Durchgang des Lasers durch den Einfachspalt über der Ordnung samt Unsicherheiten dar. Bestimmen Sie die Spaltbreite samt Unsicherheit aus dem Anstieg der Regressionsgeraden. Kommentieren Sie das Ergebnis in maximal drei Sätzen.

3) Fertigen Sie eine Tabelle, in der die Beugungsordnungen aller drei Versuchsanordnungen enthalten sind, samt Ungenauigkeiten und der daraus resultierenden Gitterkonstanten. Bestimmen Sie den Mittelwert (ggf. gewichtet) und seine Messgenauigkeit.

4) Stellen Sie kurz die Idee hinter der Abbeschen Formel für das Auflösungsvermögen dar und erklären Sie, warum das bei selbstleuchtenden Objekten immer, bei passiven Objekten aber nur bei geköhlerten Mikroskopen gilt. Stellen Sie zwei Fotos vom resultierenden Beugungsbild (hinreichende und nicht hinreichende Auflösung) her und vergleichen Sie die bestimmte Auflösung mit der Gitterkonstante des verwendeten Gitters.

5) Fertigen Sie eine Abbildung, die die gemessenen Werte für die relative Intensitätsverteilung hinter einer Lochblende logarithmisch darstellt, sowie einen Fit gemäß der zu erwartenden Intensitätsverteilung. Bewerten Sie den Fit. Vergleichen Sie den gefitteten Wert für den Blendendurchmesser mit dem vorher bestimmten und diskutieren Sie eventuelle Abweichungen.

6) Fassen Sie Ihren gesamten Bericht in zwei Sätzen zusammen, so dass die wesentlichen Ergebnisse enthalten sind.