

O6 - Lichtbeugung

Julia Mariella Wiest

Gruppe A06

21.05.2025

Mit der Abgabe dieses Protokolls wird bestätigt, dass es kein Plagiat ist. Falls es dennoch eindeutig als Plagiat erkannt werden sollte, ist bekannt, dass das einen Punktabzug von 20 Punkten zur Folge, ohne Möglichkeit der Nachbearbeitung, hat. Diese Bewertung wird ausnahmslos zur Gesamtnote im Anfängerpraktikum beitragen.

1 Physikalische Grundlagen

Der nachstehende Versuch wurde mit dem Ziel durchgeführt, verschiedene Beugungsbilder am Einfach-, Zweifach- und Dreifachspalt zu interpretieren, mithilfe der Lichtbeugung an einem Gitter die Wellenlänge des benutzten Lasers zu bestimmen und die Spaltbreite eines Einzelspalts experimentell zu berechnen.

Wird die freie Ausbreitung des Lichts durch Objekte wie beispielsweise Spalten, Blenden oder Kanten, welche der Größenordnung der Lichtwellenlänge entsprechen, gestört, so kann sich das Licht nicht mehr geradlinig ausbreiten (Universität Augsburg [SoSe 2025](#)).

Diese sogenannte Beugung kann durch das Huygenssche Prinzip beschrieben werden: „Jeder Ort einer Phasenfläche einer Welle ist selbst wieder Ausgangspunkt einer Elementarwelle. Die an einem Aufpunkt beobachtete Wellenerscheinung ergibt sich durch Überlagerung dieser Elementarwellen“ (Weber [2007](#), S. 664).

Eine Überlagerung dieser Kugelwellen wird auch Interferenz genannt. Trifft ein Wellenberg auf ein Wellental, so löschen sich die aufeinandertreffenden Wellenamplituden aus. Dies führt im Interferenzmuster zu Dunkelheit und wird auch als destruktive Interferenz bezeichnet. Trifft jedoch ein Wellental auf ein Wellental oder ein Wellenberg auf einen Wellenberg, auch konstruktive Interferenz genannt, so wird die resultierende Amplitude verstärkt und im Interferenzmuster entsteht ein heller Lichtstreifen (Bannwarth, Kremer und Schulz [2019](#), S. 137).

Damit ein stationäres Interferenzmuster entsteht, müssen die einzelnen Partialwellen in einer festen Phasenbeziehung stehen und monochromatisch sein. Dies bedeutet, dass das einfallende Licht kohärent sein muss. „Lichtwellen sind kohärent, wenn die Zeitabhängigkeit ihrer elektrischen Felder $E_1(t)$ und $E_2(t)$ bis auf eine Phasenverschiebung τ die gleiche ist: $E_2(t) = \text{const} \cdot E_1(t + \tau)$ “ (Meschede [2010](#), S. 534). Das heißt, dass die gegenseitigen Phasenbeziehungen der Wellen zeitlich konstant sind und dieselbe Frequenz besitzen. Aus diesem Grund stammen die interferierenden Lichtquellen von demselben Punkt einer Lichtquelle, beispielsweise durch einen Laser.

Im nachfolgenden Versuch wird der Fraunhofer-Fall begutachtet, indem das einfallende Licht als monochromatische ebene Welle auf eine beugende Apertur, wie einen (Doppel-)Spalt, trifft und sich anschließend die interferierenden Teilstrahlen im Unendlichen vereinigen, sodass das Resultat der Beugung in großen Entfernungen betrachtet werden kann (Universität Augsburg [SoSe 2025](#)).

Für die Minima (Dunkelheit) n -ter Ordnung der Fraunhofer-Beugung am Einzelspalt, wie in Abbildung 1.1 zu sehen, gilt

$$b \sin(\alpha_n) = n\lambda \quad \text{mit } n = 1, 2, 3 \dots$$

beziehungsweise für die Maxima (Helligkeit) n -ter Ordnung gilt

$$b \sin(\alpha_n) = \pm \frac{2n+1}{2} \lambda \quad \text{mit } n = 1, 2, 3 \dots$$

(Universität Augsburg SoSe 2025).

Wird nun statt eines einzelnen Spaltes das Licht durch zwei Spalte gleicher Breite b mit dem Abstand D geschickt, so entstehen zwei Teilstrahlen, welche durch die beiden Einzelspalte unter demselben Winkel ausgehen und miteinander interferieren. Für die Minima und Maxima erster Klasse am Doppelspalt gilt derselbe Zusammenhang wie beim Einzelspalt. Jedoch entstehen am Doppelspalt zusätzliche Minima zweiter Klasse bei

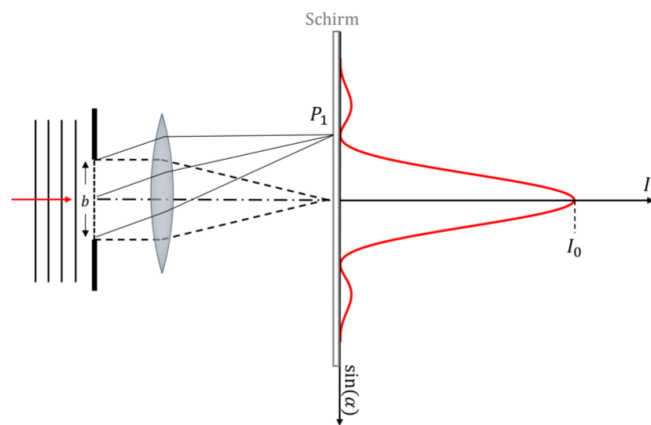
$$D \sin(\alpha_n) = \pm \frac{2n+1}{2} \lambda \quad \text{mit } n = 1, 2, 3 \dots$$

und Maxima zweiter Klasse bei

$$D \sin(\alpha_n) = \pm n\lambda \quad \text{mit } n = 1, 2, 3 \dots$$

Ist der Abstand D der Spalte größer als die Spaltbreite b , so wird die Helligkeitsverteilung des Einzelspaltes modifiziert und es treten helle und dunkle Streifen im Beugungsmuster auf. Die Anzahldichte der Maxima und Minima zweiter Klasse hängt dabei vom Verhältnis $k = \frac{D}{b}$ ab (Universität Augsburg SoSe 2025).

Wird nun die Anzahl der Spalte mit gleicher Breite und gleichem Abstand erhöht, so spricht man von einem Gitter. Dabei verändern sich zudem die Intensitätsverhältnisse und die Anzahl der Minima und Maxima. Bei einem Gitter mit einer Spaltenanzahl $n \geq 3$ treten nun zwischen den Hauptmaxima zusätzliche Nebenmaxima auf, deren relative Intensität mit wachsender Spaltenanzahl abnimmt. So ergeben sich für N Spalten $(N - 2)$ Nebenmaxima zwischen jeweils zwei Hauptmaxima, wobei die erwähnten Nebenmaxima die Hälfte der Breite der Hauptmaxima aufweisen (Universität Augsburg SoSe 2025).



2 Lichtbeugung

2.1 Versuchsaufbau und -durchführung

Zur Beobachtung von Beugungsbildern am Einfach-, Zweifach- und Dreifachspalt kommt ein Helium-Neon-Laser der Klasse 2 zum Einsatz. Dieser ist auf einer optischen Bank montiert und ist so zum Schirm beziehungsweise zur Photodiode ausgerichtet, dass das Laserlicht senkrecht darauf auftrifft. Für den ersten Versuchsteil wird nun ein blaues Dia verwendet, durch welches das Licht durch einen Einfach-, Zweifach- und Dreifachspalt gesendet werden kann, um die entstehenden Beugungsbilder an der Wand beobachten zu können. Hierfür wird das Dia beispielsweise für den Einfachspalt so in die Halterung eingespannt, dass der Laserpunkt genau auf den Spalt trifft. Nachdem das Deckenlicht des sonst abgedunkelten Raumes gelöscht wurde, lässt sich nun das Beugungsmuster gut beobachten und fotografieren. Analog wird für den Zweifach- und Dreifachspalt vorgegangen.

Für den zweiten Teilversuch wird nun ein Dia mit einem darauf angebrachten Stahllineal mit leichter Schräge in die Halterung gespannt. Dabei wirkt die eingefräste Skala des Stahllineals wie ein Gitter, an welchem das Licht gebeugt wird. Durch die geneigte Schräge des Lineals wird das Laserlicht reflektiert und es ergeben sich Maxima x_n höherer Beugungsordnungen am Schirm beziehungsweise an der Wand. Nun wird die Photodiode auf der Fahrschiene mithilfe des Aufnahme- und Steuerungsprogramms am Laptop zur Position des Beugungsmusters an der Wand gefahren. Der Abstand $L = 107,8 \text{ cm}$ des Laserpunktes auf dem Lineal zum Beugungsmuster auf der Photodiode wird nun mit einem Meterstab abgemessen. Die Photodiode verläuft dabei, wie in Abbildung 2.1 zu sehen, parallel zur Wand. An der Photodiode selbst sind zwei schwarze Striche angebracht, welche bei der Ausrichtung des Messbereiches Orientierung bieten, damit alle gewünschten Intensitäten aufgenommen werden. Für die Messung des abgelenkten Laserstrahls wird die Photodiode nun so eingestellt, dass sich das Lichtmuster rechtsseitig außerhalb der rechten Markierung der Photodiode befindet. Dies ist die Startposition der Messung, welche hier auf der Fahrschiene bei dem Wert $200,00 \text{ mm}$ liegt. Testweise wird nun mithilfe der Computersteuerung die Diode so lange nach rechts verschoben, bis sich das Lichtmuster links der linken Markierung befindet (hier: $280,00 \text{ mm}$). Somit kann nun der gewünschte Bereich von der Start- zur Endposition in der eingestellten Schrittweite $0,05 \text{ mm}$ mit der Photodiode abgefahren werden. Nachdem das Deckenlicht gelöscht wurde, wird am PC die Messung gestartet und die Photodiode tastet auf dem gewählten Bereich in der eingestellten Schrittweite die Intensitäten des auftreffenden Lichts ab, wobei mithilfe des Zwischengeschalteten AD-Wandlers die aufgenommene Spannung der Diode in Zahlen umgewandelt und vom Laptop als Tabelle beziehungsweise Graphik ausgegeben wird.

Für die Auswertung der Messergebnisse des abgelenkten Lichts wird ebenfalls die Lage des

Laserpunktes auf dem Schirm ohne Ablenkung benötigt. Hierfür wird nun das Dia entfernt und das Lichtmuster mit der Photodiode im unabgelenkten Zustand aufgenommen. Dafür wurde die Startposition 750,00 mm und die Endposition 780,00 mm gewählt. Das Muster wurde mit derselben Schrittweite von 0,05 mm aufgenommen. Wie man an der Wahl der Start- und Endpositionen des abgelenkten und des unabgelenkten Lichtstrahls sieht, ist es durchaus sinnvoll, sich vor der Messung zu überlegen, welcher Messbereich interessant erscheint, da bei einer Messung über die gesamte Fahrschiene mit einer Schrittweite von 0,05 mm viel Zeit in Anspruch genommen werden würde und die Ränder des ausgegebenen Diagramms nicht aussagekräftig wären. Mithilfe beider Messungen lassen sich anschließend in der Auswertung die Abstände x_n der Lage der Maxima in Relation zum (unabgelenkten) Nullpunkt ermitteln.

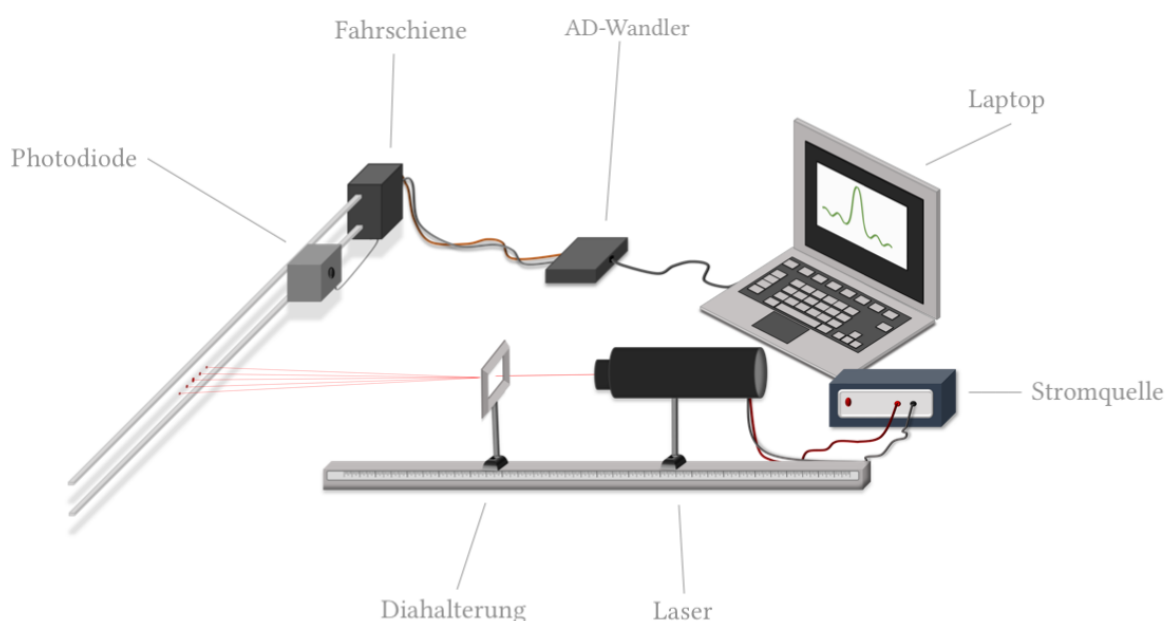


Abb. 2.1: Darstellung des Versuchsaufbaus (Universität Augsburg SoSe 2025).

Die Kalibrierung der Photodiode, dass die Diode und der Verstärker auf der Position der ersten Ordnung circa einen 80-prozentigen Wert des Intensitätsmaximalwertes von circa 65.000 anzeigt und die Anordnung der Fahrschiene so liegt, dass die einzelnen Beugungsordnungen auch auf der Fahrachse der Photodiode liegen, wurde bereits vom betreuenden Tutor vor Beginn des Versuches vorgenommen.

Für den dritten Teilversuch wird nochmals das blaue Dia mit dem Einfachspalt der Spaltbreite $b = 0,1 \text{ mm}$ in die Halterung gespannt und der Laserpunkt wie im ersten Teilversuch auf den Spalt ausgerichtet. Das nun an der Wand entstehende Beugungsbild wird nun, wie im zweiten Teilversuch, mithilfe der Photodiode aufgenommen. Als Startposition wurde der Wert 690,00 mm und als Endposition 815,00 mm gewählt. Das Interferenzmuster wurde mit einer Schrittweite von 0,0281 mm aufgenommen. Der Abstand $L = 93,1 \text{ cm}$ zwischen dem Dia mit dem Spalt und der Photodiode wurde mit dem Meterstab abgemessen.

2.2 Auswertung der Messergebnisse

Auf Grundlage der im vorherigen Kapitel beschriebenen Versuchsdurchführung werden die damit erlangten Messergebnisse nun ausgewertet.

Intensitätsverlauf der Beugungsbilder des Einfach-, Zweifach- und Dreifachspaltes

Im Folgenden sollen die erwarteten Interferenzmuster mit den aufgenommenen Bildern der Beugungsmuster am Einfach-, Zweifach- und Dreifachspalt verglichen und diskutiert werden. Das für den Einfachspalt aufgenommene Beugungsmuster (Abbildung 2.2) entspricht genau dem erwarteten Interferenzmuster, welches über die Simulationssoftware der Webseite LEIFI-Physik visualisiert wurde (Abbildung 2.10). Auf dem Foto 2.2 sind die einzelnen Minima, welche als dunkle Lücke zu sehen sind, eindeutig von den Maxima, als rote Striche sichtbar, abzugrenzen. Ebenso lässt sich die Intensität der Maxima anhand der Länge und Helle des Striches gut erkennen. So weist das Maximum 0. Ordnung in der Mitte den längsten und hellsten Strich des Beugungsmusters auf, wobei die Intensität der einzelnen Maxima mit steigender Ordnung abnimmt.

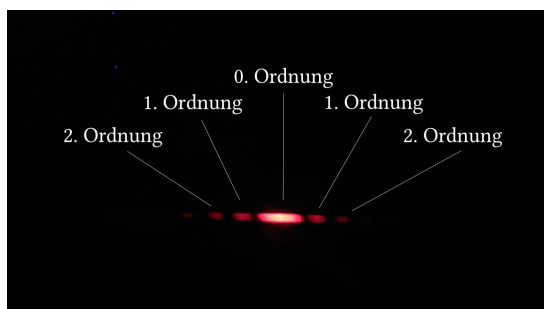


Abb. 2.2: Lichtmuster des Einfachspaltes am Schirm.

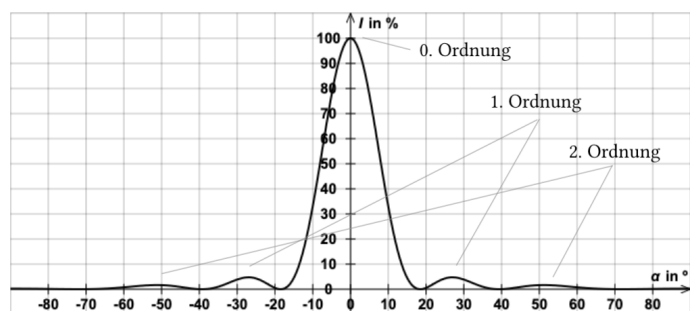


Abb. 2.3: Interferenzmuster des Einfachspaltes, visualisiert mit LEIFI-Physik (Joachim-Herz-Stiftung 2025b).

Das mit LEIFI-Physik erstellte Interferenzmuster des Doppelspaltes (Abbildung 2.5) zeigt, dass das resultierende Muster mit dem des Einzelspaltes eingehüllt werden kann. Der Vergleich des Interferenzmusters mit dem Foto des Beugungsbildes 2.4 zeigt, dass trotz des leicht verwackelten Bildes, weswegen das Muster parallel nach unten verschoben doppelt erscheint, die 0. Ordnung mit ihren Maxima 1. und 2. Klasse gut zu erkennen ist. Ebenfalls scheinen hier die Intensitäten mit steigender Ordnung abzunehmen, sodass die Helligkeit und Länge des Lichtstreifens der 1. Ordnung bereits deutlich geringer ausfällt. Die 2. und 3. Ordnung sind noch ganz leicht im Foto des Beugungsmusters erkennbar. Da diese jedoch von der Intensität bereits so gering sind, lassen sich diese mit dem generierten Interferenzmuster nicht mehr abdecken.

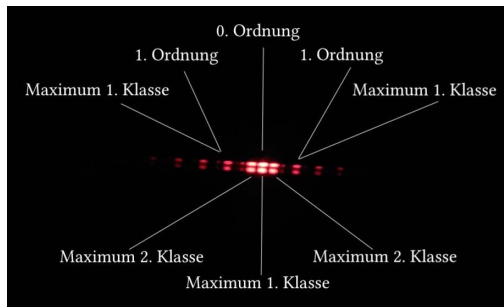


Abb. 2.4: Lichtmuster des Doppelspalts am Schirm.

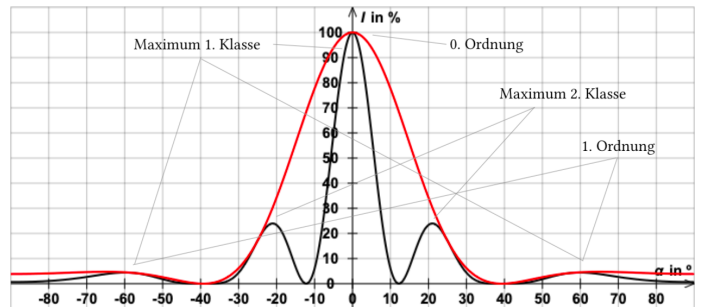


Abb. 2.5: Interferenzmuster des Doppelspalts, visualisiert mit LEIFI-Physik (Joachim-Herz-Stiftung 2025a).

Wie bereits beim Doppelspalt wird auch hier das Interferenzmuster des Dreifachspaltes 2.7 von dem des Einfachspaltes überlagert. Zusätzlich zu den auftretenden Maxima 2. Klasse treten nun auch Nebenmaxima auf. Diese lassen sich im Beugungsmuster des Dreifachspaltes 2.6 als ganz zarte Striche erahnen. Die Maxima 1. und 2. Klasse weisen eine hohe Intensität auf und sind damit auch an ihrer Helligkeit erkennbar.

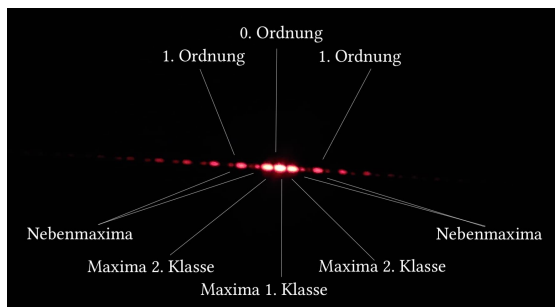


Abb. 2.6: Lichtmuster des Dreifachspaltes am Schirm.

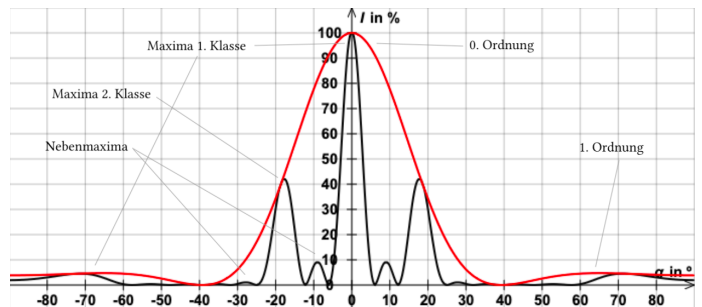


Abb. 2.7: Interferenzmuster des Dreifachspaltes, visualisiert mit LEIFI-Physik (Joachim-Herz-Stiftung 2025c).

Bestimmung der Wellenlänge des Helium-Neon-Lasers

Um die Wellenlänge des verwendeten Helium-Neon-Lasers bestimmen zu können, werden die Messergebnisse für die Interferenz des abgelenkten Laserstrahls durch das Stahllineal verwendet. Die in das Lineal eingefräzten Millimetermarkierungen entsprechen dabei jeweils einem Spalt mit dem Strichabstand von $d = 1,00 \text{ mm}$. Durch die Reflexion des Laserlichtes an dem Gitter, welches durch die Fräsung der Skala gebildet wird, entsteht ein Interferenzmuster, welches mit der Photodiode aufgenommen wurde.

Für die konstruktive Interferenz gilt

$$n\lambda = d(\cos(\Theta_0) - \cos(\Theta_n)), \text{ mit } n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

Anhand der systematischen Skizze des Versuchsaufbaus mit dem ausgelenkten Lineal in Abbildung 2.11 lassen sich die gesuchten Winkel Θ_0 und Θ_n über den folgenden Zusammenhang herleiten:

$$\begin{aligned} \tan(2\Theta_0) &= \frac{x_0}{L} \Rightarrow \Theta_0 = \frac{1}{2} \arctan\left(\frac{x_0}{L}\right) \\ \tan(\Theta_0 + \Theta_n) &= \frac{x_n}{L} \Rightarrow \Theta_n = \arctan\left(\frac{x_n}{L}\right) - \Theta_0 \end{aligned}$$

Dabei entspricht $L = 107,8$ cm Abstand zwischen ausgelenktem Lineal und Photodiode. Die Abstände x_n^P können aus der Graphik 2.8 beziehungsweise der vom Computer aufgezeichneten Wertetabelle der Photodiode abgelesen werden. Der Index P steht dabei für die aufgenommenen Werte ebenjener Photodiode. Diese werden nun relativ zur Position des Laserstrahls ohne Reflexion betrachtet. Damit ergibt sich die Relation des abgelenkten zum unabgelenkten Strahls über den Zusammenhang

$$x_n = |x_L - x_n^P|.$$

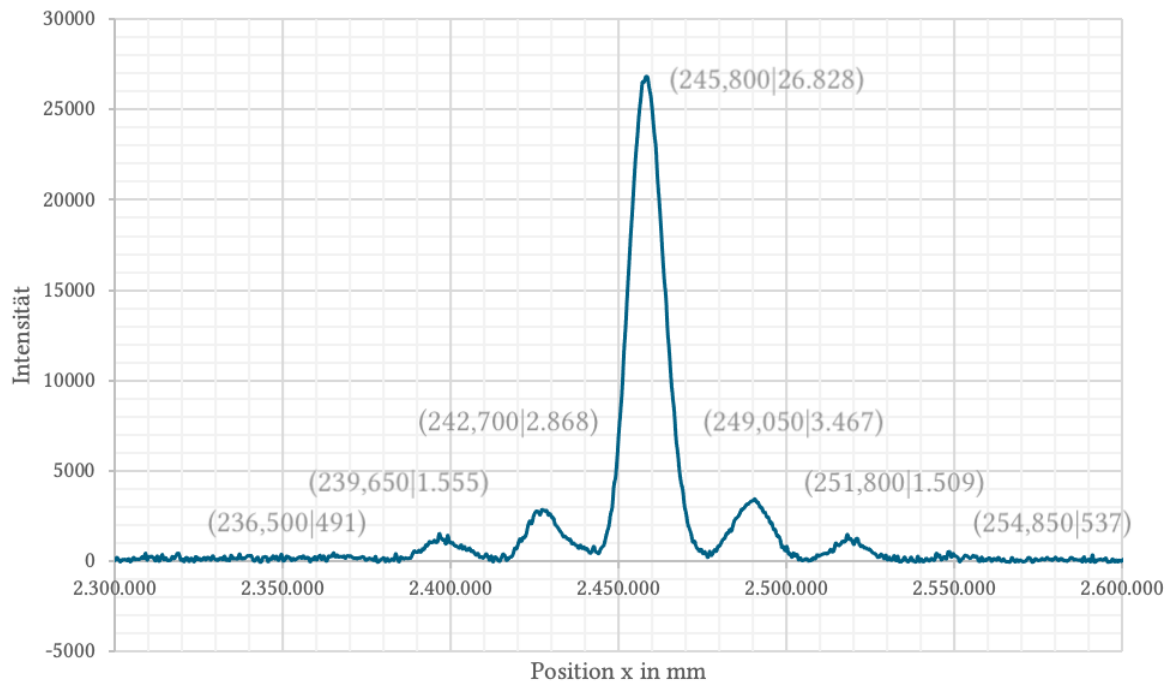


Abb. 2.8: Intensitätsverteilung bei Ablenkung des Laserstrahls durch das Stahllineal.

Die Position $x_L = 764,275$ mm wird dabei aus der Graphik 2.9 beziehungsweise aus der Wertetabelle der Aufnahme des unabgelenkten Laserstrahls abgelesen. In der Graphik ist gut zu sehen, dass dabei die Intensität von 65535 im Bereich zwischen 763,250 mm und 765,300 mm konstant gleich bleibt, sodass für x_L der Mittelwert daraus gewählt wurde.

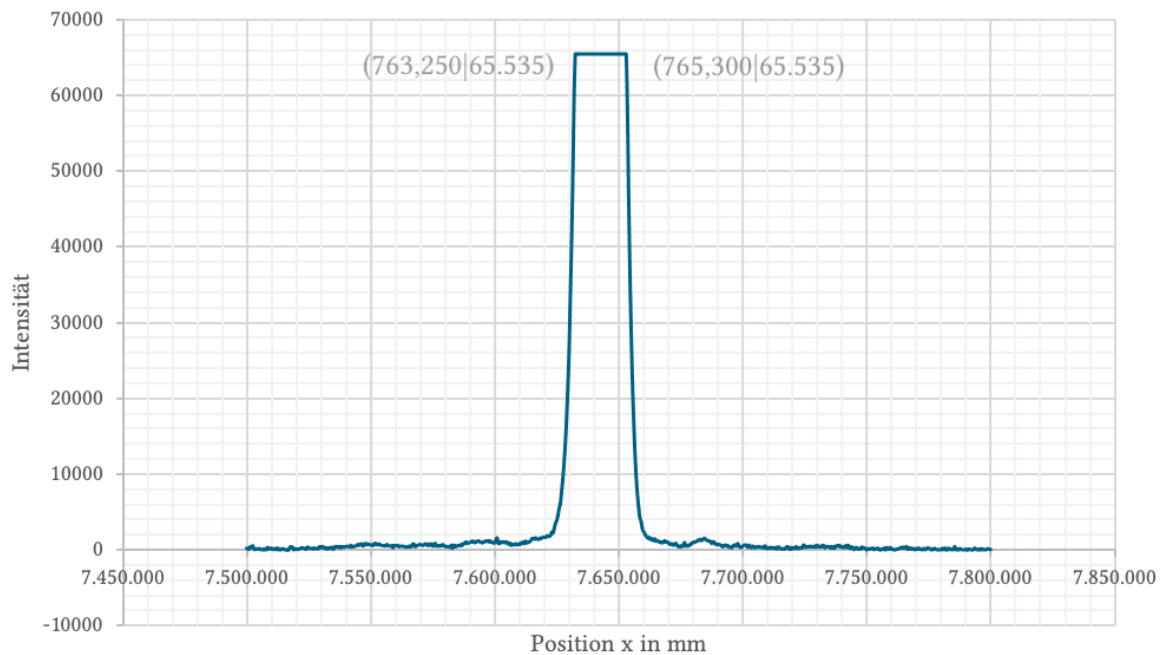


Abb. 2.9: Intensitätsverteilung des Laserstrahls ohne Ablenkung.

Die gesuchte Wellenlänge für den Laser lässt sich über die Formel

$$\begin{aligned}\lambda_i &= \frac{d}{n}(\cos(\Theta_0) - \cos(\Theta_n)) \\ &= \frac{d}{n} \left[\cos\left(\frac{1}{2} \arctan\left(\frac{x_0}{L}\right)\right) - \cos\left(\arctan\left(\frac{x_n}{L}\right) - \frac{1}{2} \arctan\left(\frac{x_0}{L}\right)\right) \right]\end{aligned}$$

berechnen.

Nachdem für jede aufgenommene Beugungsordnung die zugehörige Wellenlänge bestimmt wurde, wird der Mittelwert über alle Wellenlängen

$$\bar{\lambda} = \sum_{i=-3}^6 \frac{\lambda_i}{6}$$

gebildet.

Zur Fehlerbertrachtung wird die Standardabweichung

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{n-1} \sum_{i_1}^n (\lambda_i - \bar{\lambda})^2}$$

herangezogen.

Alle benötigten Werte und daraus resultierenden Ergebnisse sind der folgenden Tabelle 2.1 aufgetragen:

| Ordnung i | x_i^P in mm | x_i in mm | Θ_i in ° | λ_i in nm |
|--------------------|---------------|-------------|-----------------|-------------------|
| -3 | 235,000 | 529,275 | 2,32 | 732,370 |
| -2 | 239,650 | 524,625 | 2,29 | 731,828 |
| -1 | 242,700 | 521,575 | 2,26 | 731,476 |
| 0 | 245,800 | 518,475 | 2,24 | |
| 1 | 249,500 | 514,775 | 2,24 | 731,121 |
| 2 | 251,800 | 512,475 | 2,21 | 730,700 |
| 3 | 254,850 | 509,425 | 2,20 | 730,440 |
| Mittelwert | | | 2,251 | 731,322 |
| Standardabweichung | | | 0,043 | 0,719 |

Tabelle 2.1: Auswertung der Messergebnisse des abgelenkten und unabgelenkten Laserstrahls zur Bestimmung der Wellenlänge λ des Lasers.

Der Wert für λ_0 kann aufgrund der verwendeten Formel für $n = 0$ nicht berechnet werden. Somit ergibt sich für den Helium-Neon-Lasers nach den obigen Berechnungen die Wellenlänge

$$\bar{\lambda} = (731,322 \pm 0,719) \text{ nm.}$$

Der Vergleich des berechneten Werts mit einem Literaturwert $\lambda_{\text{Literatur}} = 632,8 \text{ nm}$ ergibt, dass der berechnete Mittelwert viel zu hoch ist und nicht im Fehlerbereich liegt (Tipler und Mosca 2024, S. 1065).

Diese hohe Abweichung könnte auf mögliche systematische Messfehler zurückgeführt werden:

- Wenn der Laser nicht ganz exakt senkrecht zur Wand beziehungsweise zur Photodiode ausgerichtet war, würden dadurch die berechneten Winkel verfälscht werden.
- Das Messen des Abstandes des abgelenkten Laserstrahls zur Photodiode mit dem Meterstab könnte dazu geführt haben, dass beim Anlegen des Meterstabes das Dia aus Versehen leicht verschoben wurde und dadurch die gemessene Länge nicht mehr exakt zum ausgelenkten Lineal gepasst hat. Dieser Fehler wird zwar statistisch durch die Standardabweichung abgedeckt, jedoch kann der Fehlerwert der Größe ΔL größer sein als angenommen.
- Durch eine zu ungenaue Kalibrierung der Photodiode oder zusätzlich aufgenommenes Licht im Raum durch die Diode könnten ebenfalls die Ergebnisse verfälscht haben.
- Das verwendete Stahllineal könnte verkratzt gewesen sein. Durch weitere Kratzer und Unebenheiten wird das Laserlicht zusätzlich zu den Millimetermarkierungen noch anderweitig abgelenkt werden.

Bestimmung der Spaltbreite des Einzelspalts

Nun soll die Spaltbreite des Einfachspaltes mithilfe der obigen berechneten Wellenlänge $\bar{\lambda} = (731,322 \pm 0,719) \text{ nm}$ und des aufgenommenen Interferenzmusters 2.10 des Laserstrahls durch den Einfachspalt ermittelt werden.

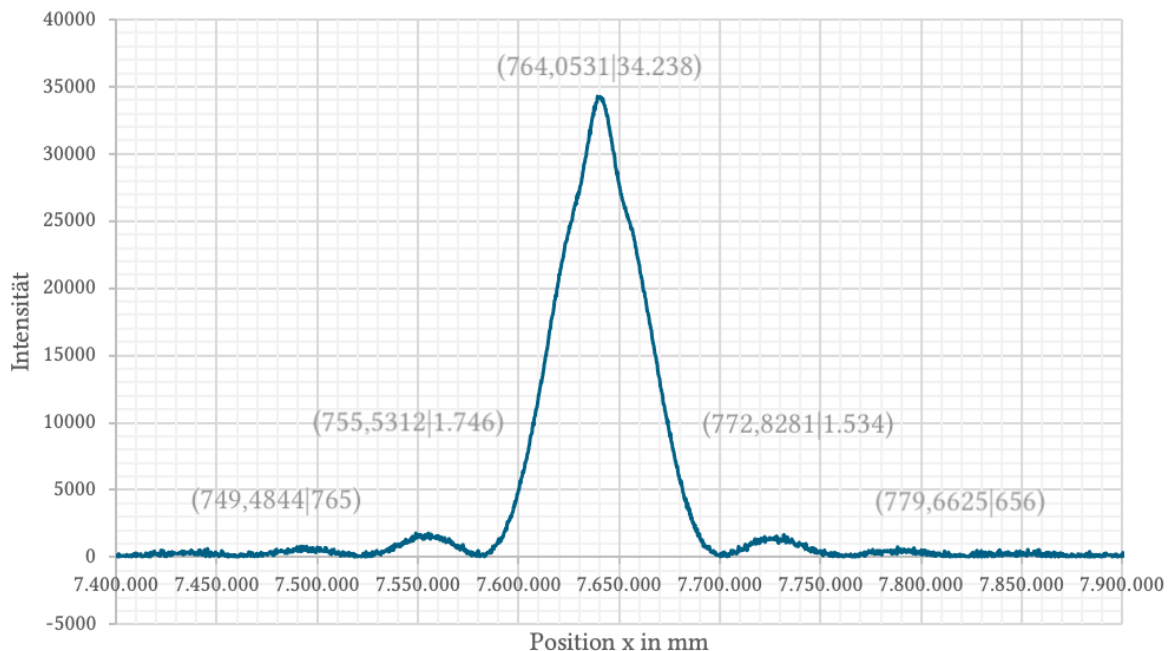


Abb. 2.10: Intensitätsverteilung des Laserstrahls durch den Einzelspalt.

Die Maxima des Einzelspaltes lassen sich über die Formel

$$b \sin(\alpha_n) = \pm \frac{2n+1}{2} \lambda \Rightarrow b = \frac{2n+1}{2 \sin(\alpha)}$$

berechnen.

Der Laser trifft senkrecht auf dem Dia mit dem Einzelspalt auf, sodass zur Bestimmung des Winkels α folgender Zusammenhang verwendet werden kann:

$$\tan(\alpha) = \frac{x_n}{L} \Rightarrow \alpha = \arctan\left(\frac{x_n}{L}\right).$$

Die Messung der Länge $L = 93,1 \text{ cm}$ ergibt sich durch das Messen des Abstandes zwischen dem Dia und der Photodiode mit dem Meterstab. Die Position der Photodiode zum Zeitpunkt der Aufnahme des Hauptmaximums lässt sich der Graphik 2.2 beziehungsweise der Wertetabelle der aufgenommenen Wertepaare entnehmen.

Wie bereits bei dem Versuch mit den abgelenkten Strahlen werden die Positionen x_n der Maxima erster Ordnung in Relation zum Hauptmaxima abgelesen und mithilfe der Formel

$$x_n = |x_n^P - x_0|$$

bestimmt.

Insgesamt lässt sich die Spaltbreite b über die folgende Formel berechnen:

$$b = \frac{2n + 1}{2 \sin\left(\arctan\left(\frac{x_n}{L}\right)\right)}.$$

Der Fehler wird über den Größtfehler bestimmt:

$$\begin{aligned}\Delta\alpha &= \left|\frac{\partial\alpha}{\partial x_n}\right| \cdot \Delta x_n + \left|\frac{\partial\alpha}{\partial L}\right| \cdot \Delta L \\ &= \frac{L}{x_n^2 + L^2} \cdot \Delta x_n + \frac{x_n}{x_n^2 + L^2} \cdot \Delta L\end{aligned}$$

und

$$\begin{aligned}\Delta b &= \left|\frac{\partial b}{\partial\alpha}\right| \cdot \Delta\alpha + \left|\frac{\partial b}{\partial\lambda}\right| \cdot \Delta\lambda \\ &= \frac{(2n + 1)\lambda \cos(\alpha)}{2 \sin^2(\alpha)} \cdot \Delta\alpha + \frac{2n + 1}{2 \sin(\alpha)} \cdot \Delta\lambda\end{aligned}$$

mit $\Delta x_n = 0,02 \text{ mm}$, $\Delta L = 0,3 \text{ mm}$ und $\Delta\lambda = 0,072 \text{ mm}$.

Alle zur Berechnung benötigten Werte und Ergebnisse sind wiederum der nachfolgenden Tabelle 2.2 zu entnehmen:

| Ordnung i | x_i^P in mm | x_i in mm | α_i in ° | $\Delta\alpha$ in ° | b_i in mm | Δb_i in mm |
|-------------|---------------|-------------|-----------------|---------------------|-------------|--------------------|
| -1 | 755,5312 | 8,5219 | 0,92 | 0,0013 | 0,1199 | 0,0893 |
| 1 | 772,8281 | 8,7750 | 0,94 | 0,0013 | 0,1116 | 0,0834 |
| -2 | 749,4844 | 14,5687 | 1,56 | 0,0013 | 0,1169 | 0,1380 |
| 2 | 779,6625 | 15,6094 | 1,68 | 0,0013 | 0,1091 | 0,1424 |

Tabelle 2.2: Auswertung der Messergebnisse des Laserstrahls durch den Einzelspalt zur Bestimmung der Spaltbreite b .

Anhand der Aufgabenstellung in der Versuchsanleitung genügt es, die Spaltbreite für $n = 1$ zu bestimmen. Dies lässt sich anhand der näheren Betrachtung des Größtfehlers für die Spaltbreite Δb erklären. Der Fehlerwert für $n = \pm 1$ ist bereits relativ groß, jedoch für die Werte 2. Ordnung, aufgrund des einsetzens von $n = \pm 2$ in die Formel für Δb , ist der Fehler bereits größer, als die tatsächliche Spaltbreite b . Das heißt, die Messgenauigkeit für größere n nimmt immer weiter ab.

Somit ergibt sich ein experimentell bestimmter Wert von

$$b = (0,1116 \pm 0,0893) \text{ mm}.$$

Die tatsächliche Spaltbreite des blauen Dias betrug $b_{\text{tatsächlich}} = 0,1 \text{ mm}$. Beim Vergleich mit dem experimentell bestimmten Wert fällt auf, dass dieser innerhalb des Fehlerbereichs liegt.

Weiterhin soll nun noch das Intensitätsverhältnis zweier aufeinanderfolgender Maxima näher betrachtet werden. Für die Phasenverschiebung am Einzelspalt gilt

$$\varphi = b \sin(\alpha) \frac{2\pi}{\lambda}. \quad (2.1)$$

Zur Bestimmung der Maxima am Einzelspalt gilt die Bedingung

$$b \sin(\alpha) = \frac{2n+1}{2} \lambda. \quad (2.2)$$

Durch das Einsetzen des Ausdruckes (2.2) in die Gleichung (2.1) resultiert

$$\frac{\varphi}{2} = \left(\left(n + \frac{1}{2} \right) \pi \right). \quad (2.3)$$

Setzt man nun diesen Ausdruck (2.3) wiederum in Gleichung für das Intensitätsverhältnis

$$\frac{I}{I_0} = \frac{\sin^2 \left(\frac{\varphi}{2} \right)}{\left(\frac{\varphi}{2} \right)^2} \quad (2.4)$$

ein, so ergibt sich

$$\frac{I}{I_0} = \frac{\sin^2 \left(\left(n + \frac{1}{2} \right) \pi \right)}{\left(\left(n + \frac{1}{2} \right) \pi \right)^2}. \quad (2.5)$$

Dabei lässt sich über den Zusammenhang

$$\varphi_n = \pm \pi(2n+1) \quad \text{und} \quad \sin^2 \left(\pm \pi \left(n + \frac{1}{2} \right) \right) = 1 \quad (2.6)$$

die obige Formel (2.3) noch weiter vereinfachen, sodass für die Intensität

$$I = \frac{I_0}{\left(\left(n + \frac{1}{2} \right) \pi \right)^2}$$

gilt.

Insgesamt lässt sich also das Intensitätsverhältnis zweier aufeinanderfolgender Maxima mit der Formel

$$\frac{I_n}{I_{n-1}} = \left(\frac{n - \frac{1}{2}}{n + \frac{1}{2}} \right)^2$$

darstellen.

In der folgenden Tabelle 2.3 sind die theoretischen und tatsächlich gemessenen Intensitätsverhältnisse aufgetragen.

| Ordnung n | -2 | -1 | 0 | 1 | 2 |
|-----------------------------------|------|------|-------|------|------|
| Intensität | 765 | 1746 | 34238 | 1534 | 656 |
| $\frac{I_n}{I_{n-1}}$ gemessen | 0,36 | 0,11 | | 0,11 | 0,36 |
| $\frac{I_n}{I_{n-1}}$ theoretisch | 0,44 | 0,05 | | 0,05 | 0,43 |

Tabelle 2.3: Vergleich der theoretischen und der gemessenen Intensitätsverhältnisse.

Es fällt auf, dass die gemessenen und theoretischen Werte sowohl bei der 1. als auch der 2. Ordnung sich bei Abweichungen zwischen 0,06 und 0,08 bewegen.

Mögliche systematische Fehlerquellen, wodurch sich die obige Abweichung erklären lässt, sind analog zu denen, welche bereits im obigen Teilkapitel diskutiert wurden.

Abschätzung der Strahldicke eines Lasers mittels eines geeigneten Gitters

Die endliche Ausdehnung, also die Strahldicke, des Lasers, kann mithilfe eines Gitters bestimmt werden. Wird ein Laserstrahl durch ein Gitter mit $N \geq 3$ Spalten gestrahlt, so treten im Interferenzmuster zusätzlich $(N - 2)$ Nebenmaxima neben den Hauptmaxima auf. Durch das Zählen der auftretenden Nebenmaxima, welche auf dem Schirm zu erkennen sind, lässt sich folgern, dass der Laser $(N + 2)$ Spalten beim Durchstrahlen getroffen hat. Um letztendlich die Strahldicke des Lasers bestimmen zu können, muss die Gitterkonstante d des Gitters bekannt sein. Somit kann die Strahlenbreite s über die Formel

$$s = d(N + 2)$$

bestimmt werden. Damit diese Formel jedoch angewandt werden kann, müssen der verwendete Laser und das Gitter bestimmte Anforderungen erfüllen: Wie bereits oben genannt, muss die Gitterkonstante d bekannt und konstant sein. Das heißt, der Abstand der Striche des Gitters bleibt über die gesamte bestrahlte Fläche gleich. Ist zudem der Gitterabstand d zu groß, lassen sich die Nebenmaxima aufgrund der breiteren Ausdehnung weniger gut erkennen, da keine scharfe visuelle Trennung mehr sichtbar ist und dadurch das Zählen erschwert wird. Ist im Gegenzug dazu die Gitterkonstante d zu klein, ist die Intensität der Nebenmaxima so gering, dass diese wiederum so blass sind, dass diese nicht mehr wahrgenommen werden können. Zudem muss der Laserpunkt senkrecht und vollständig auf das Gitter ausgerichtet sein.

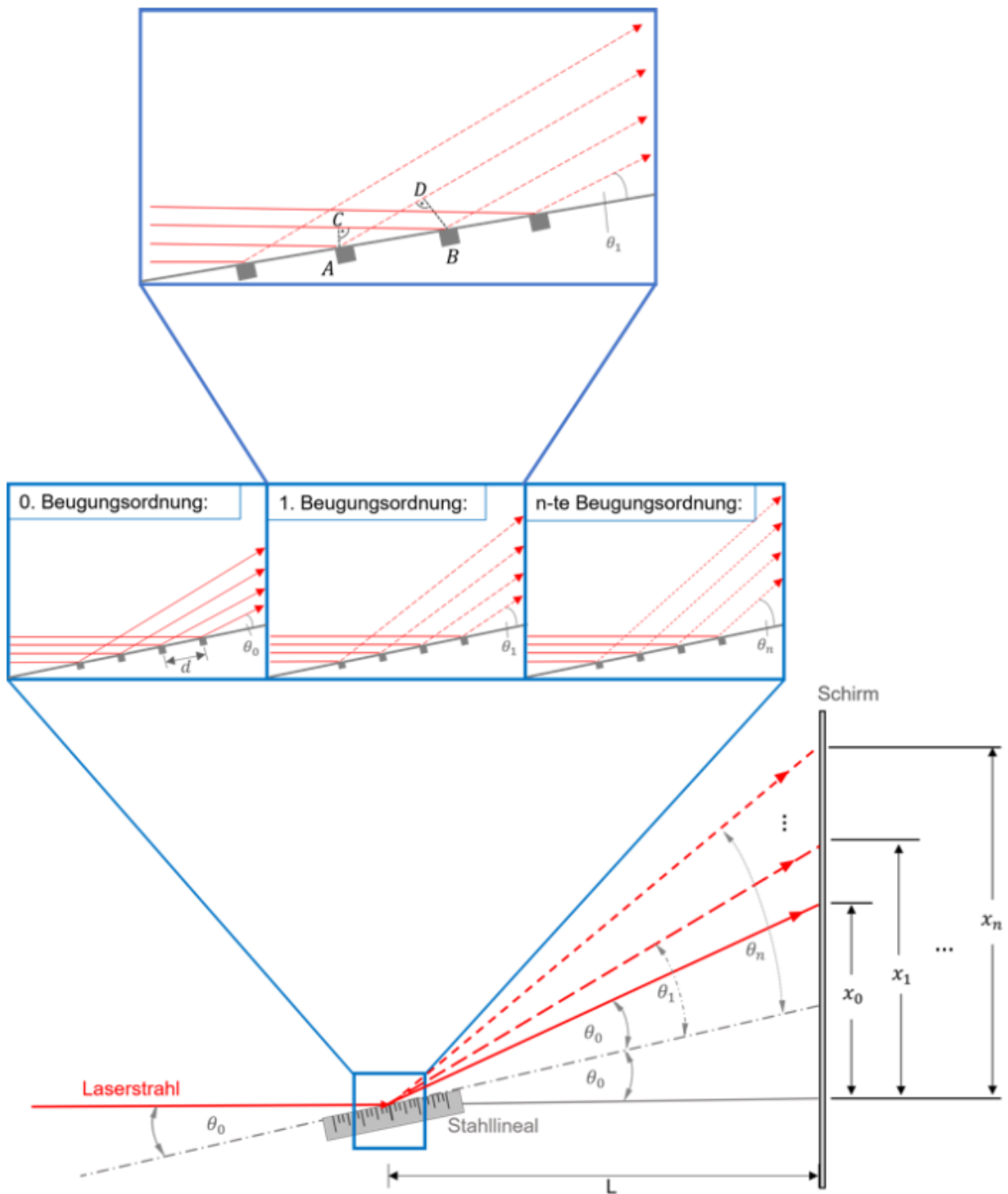


Abb. 2.11: Detaillierte Darstellung der Reflexion an einem um den Winkel θ_0 geneigten Stahlraster (Gitter) (Universität Augsburg SoSe 2025).

Literatur

- Bannwarth, Horst, Bruno Kremer und Andreas Schulz (2019). *Basiswissen Physik, Chemie Und Biochemie*. 4. Aufl. Berlin: Springer Spektrum.
- Joachim-Herz-Stiftung (2025a). *Doppelspalt* | LEIFIphysik. URL: <https://www.leifiphysik.de/optik/beugung-und-interferenz/grundwissen/doppelspalt> (besucht am 26.05.2025).
- (2025b). *Einzelspalt* | LEIFIphysik. URL: <https://www.leifiphysik.de/optik/beugung-und-interferenz/grundwissen/einzelspalt> (besucht am 26.05.2025).
 - (2025c). *Vielfachspalt Und Gitter* | LEIFIphysik. URL: <https://www.leifiphysik.de/optik/beugung-und-interferenz/grundwissen/vielfachspalt-und-gitter> (besucht am 26.05.2025).
- Meschede, Dieter (2010). *Gerthsen Physik*. 24. Aufl. Heidelberg: Springer.
- Tipler, Paul und Gene Mosca (2024). *Tipler Physik*. 9. Aufl. Berlin: Springer Spektrum.
- Universität Augsburg (SoSe 2025). *Versuchsanleitung O6 - Lichtbeugung*.
- Weber, Reinhart (2007). *Klassische Physik*. 1. Aufl. Bd. Teil I. Wiesbaden: B.G. Teubner.

3 Anhang

| | | |
|---|--|--|
| <p>Versuch 1 Gruppe A06 21.05.2005 PE</p> | <p>Einfachspalt Spaltbreite 0,05 mm</p> | <p>Linien 2/mm</p> |
| | <p>Zweifachspalt Spaltbreite 0,05 mm</p> | <p>Linien 80/mm</p> |
| | <p>Dreifachspalt</p> | <p>Linien 50/mm</p> |
| <p>Versuch 2</p> | <p>Abstand $L = 107,8 \text{ cm}$ $d = 19,6 \text{ cm}$ $x_L = \text{Auswertung}$</p> | <p>$\Delta L = 0,5 \text{ cm}$ „Abgelenkt“ $\Delta d = 0,2 \text{ cm}$ $\Delta x_L =$</p> |
| | <p>Messung A06-T2.1 lineal mit Ablenkung Start: 200,00 mm Schrittweite 0,05 mm Ende: 280,00 mm</p> | |
| | <p>Messung A06-T2.2 ohne lineal Start: 750,00 mm Schrittweite 0,05 mm Ende: 780,00 mm</p> | |
| <p>Versuch 3</p> | <p>Einfachspalt Spaltbreite 0,1 mm $L = 93,1 \text{ cm}$</p> | <p>$\Delta L = 0,3 \text{ cm}$</p> |
| | <p>Messung A06-T3.1 Start: 690,00 mm Ende: 815,00 mm</p> | <p>Schrittweite: 0,0281 mm</p> |