

# AP3 Versuch: BUB

Kurs 3 Gruppe 1,  
Team 3 - 1:  
Frowin Wild 03756921,  
Delia Thalmayer 03755894

14. März 2023

## Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>3</b>
<b>2</b>	<b>Theorie</b>	<b>3</b>
2.1	Beugung . . . . .	3
2.1.1	Huygens'sches Prinzip . . . . .	3
2.1.2	Beugung am Spalt . . . . .	3
2.1.3	Beugung am Gitter . . . . .	4
2.2	Brechung . . . . .	5
<b>3</b>	<b>Experimentelles Vorgehen</b>	<b>7</b>
<b>4</b>	<b>Auswertung</b>	<b>8</b>
4.1	Beugung am Spalt . . . . .	8
4.2	Beugung am Gitter . . . . .	10
4.3	Untersuchungen am Prismenspektroskop . . . . .	11
<b>5</b>	<b>Fazit</b>	<b>13</b>

<b>6</b>	<b>Anhang</b>	<b>13</b>
6.1	Zusätzliche Überlegungen . . . . .	13
6.1.1	Mit welcher Lichtquelle lassen sich Interferenzerscheinungen am besten demonstrieren und warum? . . . . .	13
6.2	Treten Beugungserscheinungen nur an Objekten auf, deren Abmessung in der Größenordnung der Lichtwelle liegt? . . . . .	13
6.3	Wodurch kann das Auflösungsvermögen eines Prismenspektrometers in der Praxis begrenzt sein? . . . . .	14
6.4	Was versteht man unter Dispersion? . . . . .	14
6.5	Nimmt der Brechungsindex von Flintglas vom roten zum blauen Spektralbereich zu oder ab? . . . . .	14
6.6	Ist der Verlauf der Funktion $n(\lambda)$ linear? . . . . .	14
<b>7</b>	<b>Quellen</b>	<b>15</b>

# 1 Einleitung

Beugung und Brechung sind zwei Eigenschaften, durch die sich Wellenbündel mit unterschiedlichen Wellenlängen wieder aufspalten lassen. Das ist besonders deshalb wichtig, weil so viele Informationen über die Lichtquelle gewonnen werden können. In diesem Versuch wollen wir deshalb das Beugungs- bzw. Brechungsverhalten von Licht an Spalten, Gittern und Prismen untersuchen.

## 2 Theorie

### 2.1 Beugung

#### 2.1.1 Huygens'sches Prinzip

Eine Erklärung für Beugungseffekte bietet das Huygenssche Prinzip. Dieses besagt, dass jeder Punkt an einer Wellenfront wieder Ausgangspunkt einer kugelförmigen Elementarwelle ist. Dadurch wird die Grundlage aller mit Beugung in Zusammenhang stehenden Effekte gelgt. Um die Beugung einer Welle zu bestimmen, beobachtet man also die Interferenz der einzelnen Elementarwellen.

#### 2.1.2 Beugung am Spalt

Zunächst wollen wir uns mit der Beugung am Spalt beschäftigen. Damit Beugungseffekte auftreten, muss der Spalt sehr klein sein. Das macht es jedoch schwierig den Spaltabstand  $d$  zu messen. Aus diesem Grund versuchen wir die Spaltgröße  $d$  aus anderen Größen herzuleiten. Scheint man also einen Laser mit bekannter Wellenlänge  $\lambda$  auf den Spalt, so lassen sich auf einem Schirm hinter dem Spalt Interferenzmuster erkennen. Die Intensitätsverteilung  $I$  auf dem Schirm lässt sich durch folgende Funktion beschreiben

$$I \propto \left( \frac{\sin(\frac{\pi}{\lambda} d \cdot \sin(\alpha))}{\frac{\pi}{\lambda} d \cdot \sin(\alpha)} \right)^2 \quad (1)$$

Der Winkel  $\alpha$  ist dabei definiert über den Schirmabstand  $l$ , sowie den Abstand zum Hauptmaximum  $s$ :

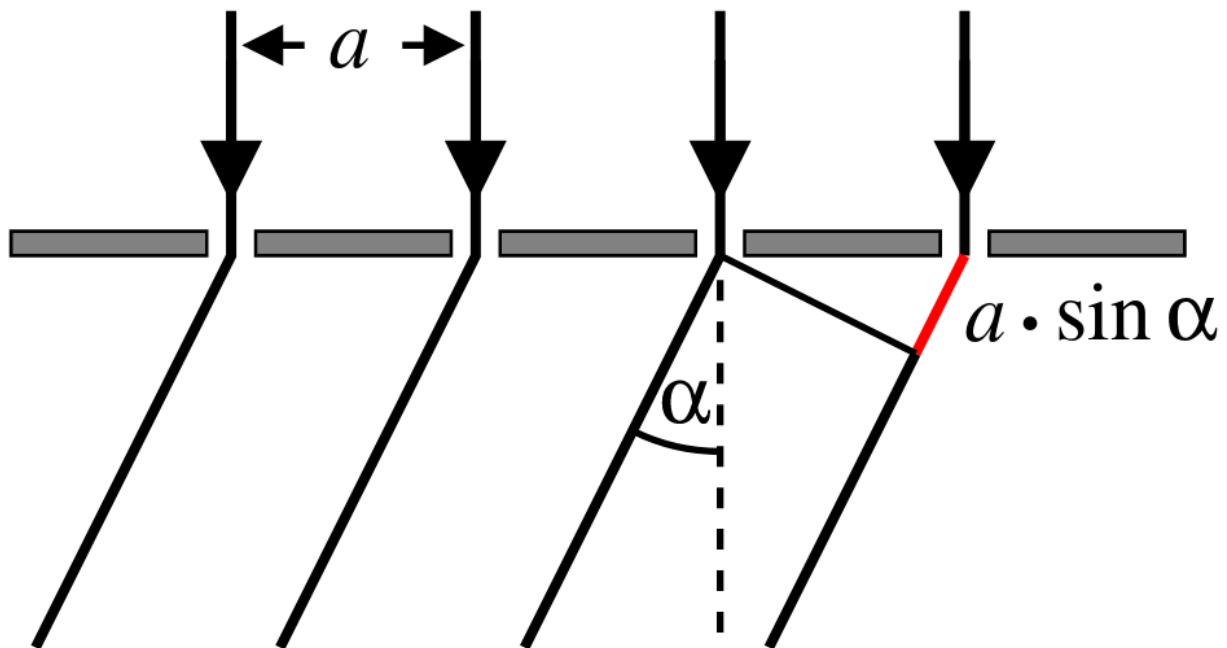
$$\tan(\alpha) = \frac{s}{l}, \quad \alpha \ll 1 \Rightarrow \alpha \approx \frac{s}{l} \quad (2)$$

Woher diese Formeln kommen, werden wir bei der Verallgemeinerung (also beim Gitter) genauer diskutieren. Die Intensität wird also Minimal, wenn der Zähler minimal wird. Maximas der Intensitäten findet man in etwa in der Mitte zweier Minimas. Nummeriert man die Ordnung  $n$  der Intensitäten so folgen die Bedingungen:

$$\text{Minima bei: } \sin(\alpha) \cdot d = n \cdot \lambda \quad (3)$$

$$\text{Maxima bei: } \sin(\alpha) \cdot d \approx \frac{n+1}{2} \cdot \lambda \quad (4)$$

So kann man schließlich durch Umformen und einsetzen der bekannten/ gemessenen Größen den Spaltabstand  $d$  bestimmen

Abbildung 1: Huygensches Prinzip am Gitter<sup>[1]</sup>

### 2.1.3 Beugung am Gitter

Nun kommen wir zur Verallgemeinerung des Spaltes, dem Gitter. Der Spalt kann nämlich als Gitter mit unendlich vielen unendlich dünnen Gitterstreifen angesehen werden, wobei gelten muss Anzahl Gitterstreifen mal Streifenabstand  $a$  ist gleich die Spaltgröße  $d$ .

Geht man vom Huygenschen Prinzip aus, so ist also jede Öffnung des Gitters wieder Ausgangspunkt einer Kugelwelle. Zunächst nehmen wir also an, dass die Spaltöffnung jedes Gitterlochs  $d$  vernachlässigt werden kann. Interferieren diese Wellen miteinander, kann man Aussagen über die Intensität machen, die in einem Winkel  $\alpha$  zum Hauptmaximum gemessen werden kann. Dabei ist der Gangunterschied der Wellen Ursache für die Intensitätsverteilung. Es ergibt sich aufgrund des Gangunterschiedes  $\Delta s$ , wie auch in Abbildung (1) gezeigt:

$$\Delta s = a \cdot \sin(\alpha) \quad (5)$$

Wie bereits erwähnt handelt es sich bei der Größe  $a$  um den Spaltabstand. Damit berechnet sich die Phasendifferenz  $\delta$  zu

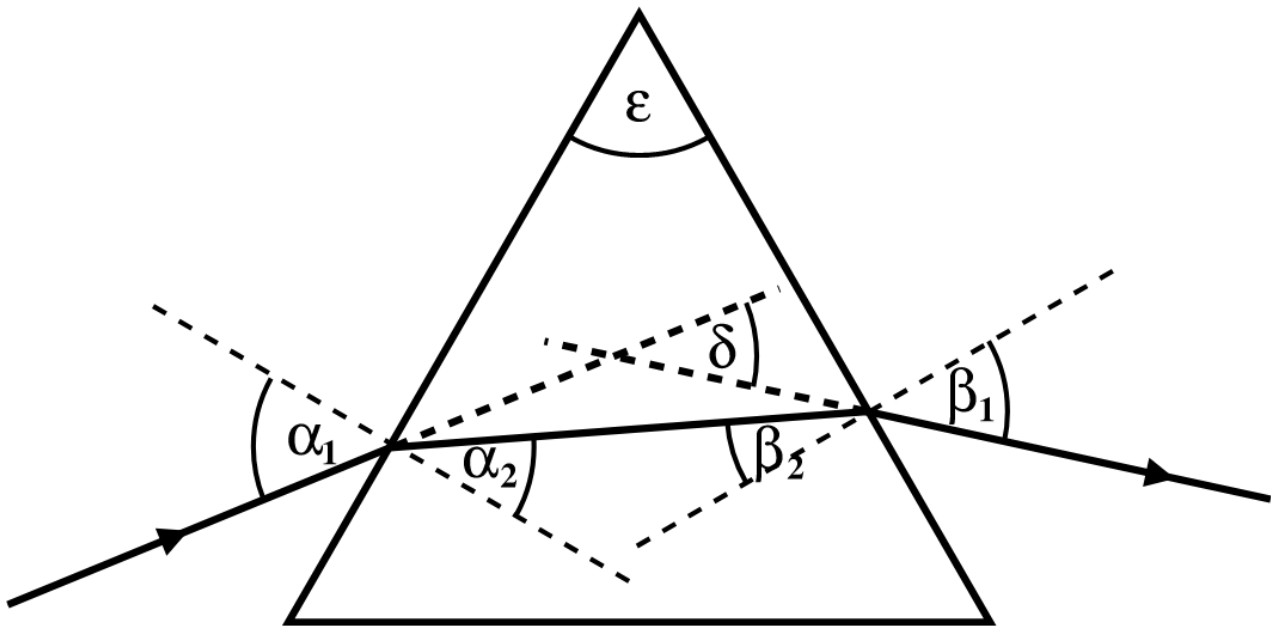
$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \Delta s = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot a \cdot \sin(\alpha) \quad (6)$$

Die Resultierende Welle des E-Feldes  $E$  ergibt sich durch Addition der  $N$  Teilwellen  $E'$ :

$$E(\alpha) = \sum_{n=1}^N E' \cdot \cos(2\pi f \cdot t + n \cdot \delta) \quad (7)$$

Rechnet man diese Summe heraus, so erhält man das Ergebnis:

$$E(\alpha) \propto \frac{\sin\left(\frac{N \cdot \pi \cdot a}{\lambda} \cdot \sin(\alpha)\right)}{\sin\left(\frac{\pi \cdot a}{\lambda} \cdot \sin(\alpha)\right)} \quad (8)$$

Abbildung 2: Strahlengang am Prisma<sup>[1]</sup>

Da die Intensität  $I$  proportional zum Quadrat der Feldamplitude  $E$  ist, folgt also:

$$I(\alpha) \propto \frac{\sin^2\left(\frac{N \cdot \pi \cdot a}{\lambda} \cdot \sin(\alpha)\right)}{\sin^2\left(\frac{\pi \cdot a}{\lambda} \cdot \sin(\alpha)\right)} \quad (9)$$

Verschwindet der Nenner von Gleichung (9) so ist die Intensität maximal. Dies bietet uns die Bedingung für die Hauptmaxima. zwischen jedem Hauptmaxima existieren  $N - 1$  Minima. In Gleichungen ausgedrückt gilt also für jede Ordnung  $n$  der Maxima/ Minima:

$$\text{Hauptmaxima: } n \cdot \lambda = a \cdot \sin(\alpha) \quad (10)$$

$$\text{Minima: } n \cdot \lambda = N \cdot a \cdot \sin(\alpha) \quad (11)$$

Im realen Fall muss man jedoch zusätzlich noch die Gitterspaltgröße  $d$  berücksichtigen. Dafür kombiniert man also den Spalteinfluss, sowie den Gittereinfluss für die Intensität. Mit Gleichungen (9 und (1) folgt also:

$$I(\alpha) \propto \left( \frac{\sin\left(\frac{N \cdot \pi \cdot a}{\lambda} \cdot \sin(\alpha)\right)}{\sin\left(\frac{\pi \cdot a}{\lambda} \cdot \sin(\alpha)\right)} \right)^2 \cdot \left( \frac{\sin\left(\frac{\pi \cdot d}{\lambda} \cdot \sin(\alpha)\right)}{\frac{\pi \cdot d}{\lambda} \cdot \sin(\alpha)} \right)^2 \quad (12)$$

## 2.2 Brechung

Um Brechung von Licht zu diskutieren sind die Welleneigenschaften von Licht nicht erforderlich. Man nimmt an, dass ein Lichtstrahl zu jedem Zeitpunkt keine Auslenkung habe, sowie dass 2 Lichtstrahlen, die sich kreuzen nicht einander beeinflussen. Man definiert zur weiteren Diskussion den Brechungsindex  $n$ :

$$n = \frac{c}{c_m} \quad (13)$$

Dabei beschreibt  $c$  die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum und  $c_m$  die Lichtgeschwindigkeit im Medium. Mithilfe des Brechungsindex lässt sich mit den Snelliusschen Brechungsgesetzen die Ausbreitung von Licht bestimmen:

$$\frac{\sin(\alpha_1)}{\sin(\alpha_2)} = \frac{n_2}{n_1} = \frac{c_1}{c_2} \quad (14)$$

Der Winkel  $\alpha$  ist der eingeschlossene Winkel zwischen der Grenzflächennormale zweier Grenzflächen und dem einfallenden Lichtstrahl.  $n_{1,2}$  sowie  $c_{1,2}$  sind der jeweilige Brechungsindex, beziehungsweise die jeweilige Lichtgeschwindigkeit im ersten und zweiten Medium.

Brechungseffekte können mithilfe eines Prismas besonders gut untersucht werden. Dafür benötigt man zuerst den Öffnungswinkel  $\varepsilon$  des Prismas. Um diesen Winkel zu bestimmen wird folgende Formel verwendet:

$$\varepsilon = \phi + \psi = \frac{\alpha}{2} \quad (15)$$

Die Winkel  $\phi$  und  $\psi$  bilden hierbei die Einfallswinkel des Lichtstrahls auf beiden Seiten des Prismas und  $\alpha$  der Winkel zwischen den beiden reflektierten Strahlen. Dies wird auch in Abbildung (3) dargestellt. Die Formel wird hergeleitet, über zweimalige Anwendung des Satzes, dass sich alle 3 Winkel in einem Dreieck auf  $180^\circ$  addieren.

Um nun den Brechungsindex des Prismas herzuleiten schaut man sich theoretisch einen beliebigen Strahl an und misst seine Ablenkung gegenüber dem einfallenden Strahl. Besonders einfach ist dies jedoch im Falle des symmetrischen Strahlenganges, da hier gilt:

$$\alpha_1 = \beta_1 \quad (16)$$

wobei  $\alpha_1$  den Einfallswinkel zum Lot der Einfallsebene, sowie  $\beta_1$  den Ausfallswinkel zum Lot der Ausfallsebene bildet. Die Winkelbezeichnung kann auch in Abbildung (2) betrachtet werden. Außerdem kann man für den Winkel  $\alpha_2$  aufgrund des symmetrischen Strahlenganges den Zusammenhang

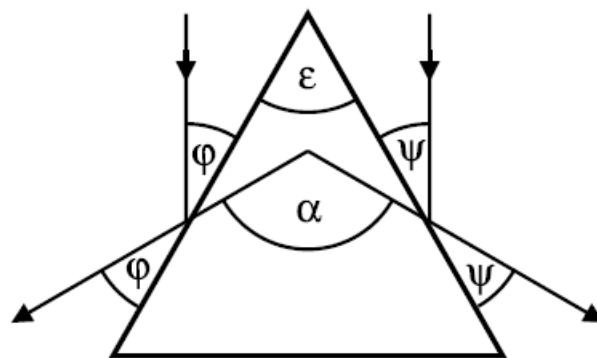
$$\alpha_2 = \beta_2 = \frac{\varepsilon}{2} \quad (17)$$

Weiterhin findet der symmetrische Strahlengang genau unter dem Winkel minimaler Ablenkung statt. Dieser Winkel kann experimentell leicht gefunden werden, da dies der Winkel ist, bei dem sich die Richtung der Änderung des abgelenkten Winkels ändert. Nun gilt außerdem für den Winkel der Gesamtablenkung  $\delta$

$$\delta = \alpha_1 + \beta_1 - \varepsilon \quad (18)$$

Mit all diesen Informationen, sowie der Annahme des symmetrischen Strahlenganges und dass der Brechungsindex in Luft gleich eins ist, lässt sich also eine geschlossene Formel für den Brechungsindex  $n$  des Prismas herleiten:

$$n_{\text{Prisma}} = \frac{\sin(\alpha_1)}{\sin(\alpha_2)} = \frac{\sin(\frac{\delta+\varepsilon}{2})}{\sin(\frac{\varepsilon}{2})} \quad (19)$$

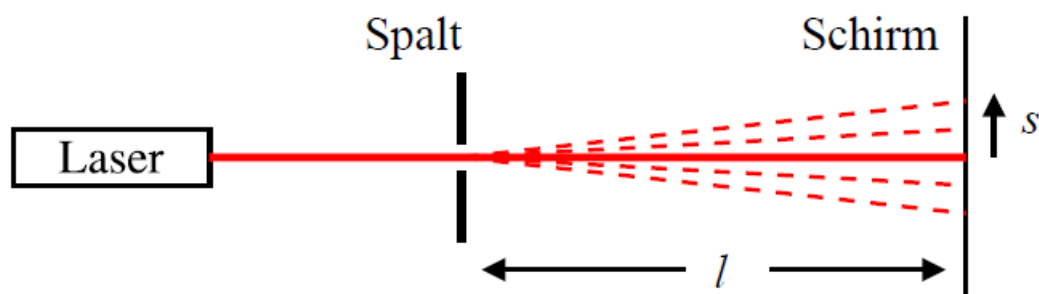
Abbildung 3: Bestimmung des Prismenwinkels<sup>[1]</sup>

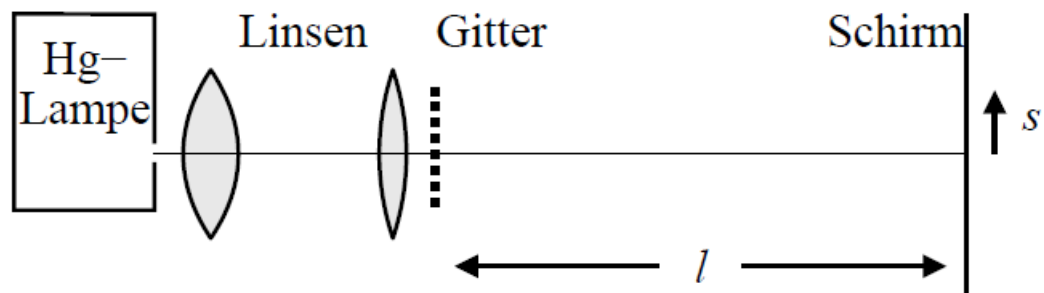
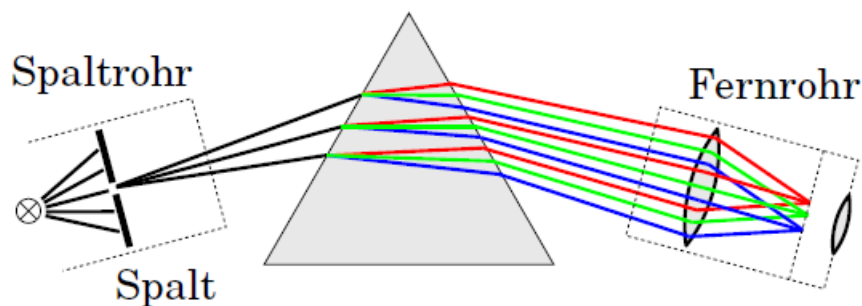
### 3 Experimentelles Vorgehen

Zuerst soll die Breite eines Spalts anhand der durch ihn erzeugten Beugung bestimmt werden. Dafür wird dieser mit einem Laser beleuchtet. Das dabei entstehende Interferenzmuster wird auf einem Schirm betrachtet, der in drei verschiedenen Abständen aufgestellt wird, wie in Abbildung (4) zu sehen. Dann werden die Abstände der Minima gleicher Ordnung gemessen.

Als nächstes soll die Wellenlänge des einfallenden Lichts an einem Gitter mit bekannter Gitterkonstante bestimmt werden. Licht aus einer Hg-Lampe trifft annähernd parallel auf ein Linsensystem aus zwei Linsen, die so eingestellt werden, dass das Gitter so hell wie möglich ausgeleuchtet ist und die Abbildung auf dem Schirm möglichst scharf ist. Als Schirm wird ein Transparenter Papierstreifen verwendet, durch den man die entstehenden Beugungsmuster erkennen kann. In drei verschiedenen Abständen werden die Maxima für orange, grün und blau markiert. Die erste Messposition sollte so gewählt werden, dass Maxima 5.ter Ordnung erkennbar sind. Der Aufbau ist in Abbildung (5) zu sehen. Zuletzt soll der Brechungsindex  $n$  eines Prismas für die zuvor bestimmten, sowie für zwei unbekannte Wellenlängen festgestellt werden. Das Licht wird durch einen einstellbaren Spalt auf das Prisma gestrahlt. Dieses ist auf einer drehbaren Halterung angebracht. Hinter dem Prisma befindet sich ein Fernrohr.

Zuerst wird dann der Prismenwinkel  $\varepsilon$  bestimmt. Dafür werden die Reflexionen an den polierten Seiten des Prismas durchs Fernglas betrachtet. Man stellt das Fernglas zuerst grob so ein, dass man die Reflexion dadurch sehen kann. Dann stellt man das Bild mit dem Okular scharf und positioniert danach das Fernrohr so, dass das

Abbildung 4: Aufbau für Beugung am Spalt<sup>[1]</sup>

Abbildung 5: Aufbau für Beugung am Gitter<sup>[1]</sup>Abbildung 6: Aufbau für die Messung des Brechungsindex am Prisma<sup>[1]</sup>

Fadenkreuz genau auf der Reflexion liegt. Nun kann man den Winkel des Fernrohrs relativ zum Prisma ablesen. Der selbe Vorgang wird mit der Reflexion auf der anderen Seite durchgeführt.

Als nächstes wird für jede Wellenlänge der Winkel der minimalen Ablenkung bestimmt. Dafür wird das Prisma so aufgestellt, dass das Licht an einer Seite eintritt und auf der anderen wieder austritt. Dann wird das Prisma gedreht, bis sich die Bewegungsrichtung der sich mitbewegenden Spektrallinien umdreht. An dem Umkehrpunkt wird dann der Winkel gemessen. Dann wird noch der Winkel des Lichteinfalls ohne das Prisma gemessen. Der Winkel der minimalen Ablenkung ist die Differenz der beiden Winkel.

## 4 Auswertung

### 4.1 Beugung am Spalt

Ziel ist es die Spaltbreite zu bestimmen. Dafür wird zunächst gezeigt, dass die Näherung  $\tan(\alpha) \approx \alpha$  sinnvoll ist. Wie bereits erwähnt gilt dies nur für kleine  $\alpha$ . Es gilt  $\tan(\alpha) = s/l$ . Unsere Werte für den Schirmabstand  $l$  liegen etwa im Bereich von 50 bis 170 cm, die Werte der Auslenkungen der Minima  $s$  zwischen 0 und 7 cm. Je größer



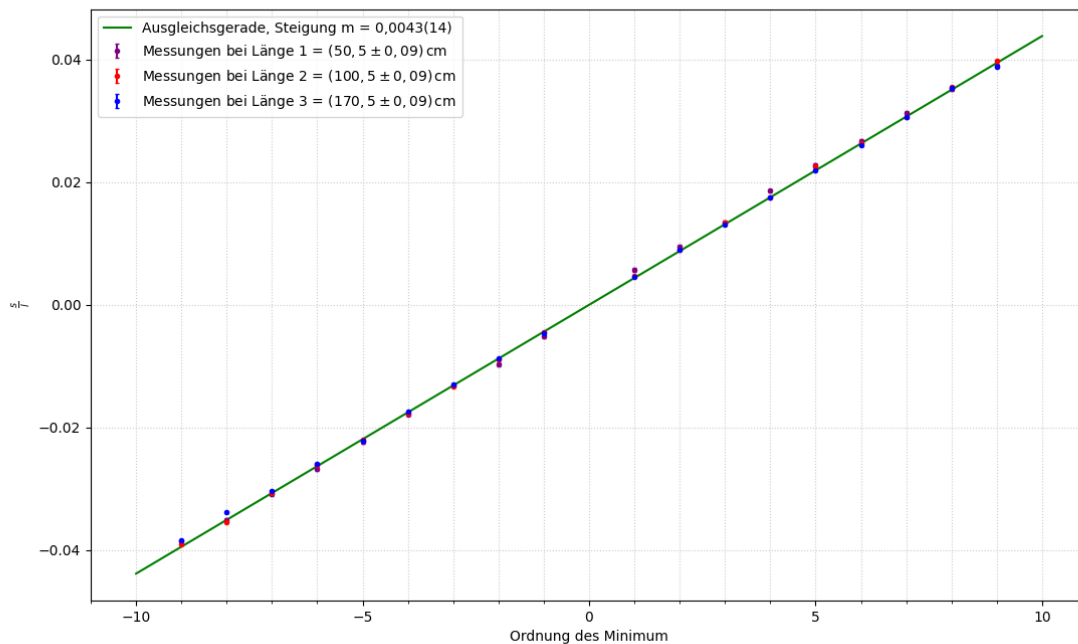


Abbildung 7: Messergebnisse der Minima bei der Beugung am Spalt, sowie deren Fit

der Schirmabstand, desto größer ist auch die Auslenkung der Minima. Dadurch ergibt sich der maximale Wert für  $\tan(\alpha)$  in der Größenordnung 0,05. Damit kann die Kleinwinkelnäherung hier sinnvoll verwendet werden. Die dabei beachteten Ungenauigkeiten sind im Anhang (siehe Tabelle (2)) vermerkt. Alle weiteren Unsicherheiten werden durch die Gaußsche Fehlerfortpflanzung gewonnen. Der Abstand von Spalt und Schirm ergibt sich aus der Differenz der Position zwischen dem Spalt und dem Schirm. Da der Spalt am Schirm anliegt und selber eine Dicke besitzt, ist die tatsächliche Position des Spaltes jedoch gegeben durch den auf der Messskala abgelesenen Wert plus die Hälfte der Halterungsdicke (Also  $\frac{1}{2} \cdot (0,2 \pm 0,05)$  cm) plus die Dicke des Spaltes ( $(0,2 \pm 0,05)$  cm). Beim Schirm muss aus analogen Gründen für die tatsächliche Position die Hälfte der Halterungsdicke (Also  $\frac{1}{2} \cdot (1,6 \pm 0,05)$  cm) addiert werden.

Mithilfe dieser Informationen lässt sich nun die Spaltbreite  $d$  herausfinden, da die Wellenlänge des Lasers von  $\lambda = (532 \pm 1)$  nm bereits bekannt ist. Löst man die Gleichung (3) nach  $\sin(\alpha) \approx \tan(\alpha) \approx \alpha$  aus, so ergibt sich:

$$\frac{s}{l} \approx \sin(\alpha) = n \cdot \frac{\lambda}{d} \quad (20)$$

An die Messwerte lässt sich also damit eine Gerade fitten um den freien Parameter  $\frac{\lambda}{d}$  herauszufinden. Aus dem Fit (Siehe Abbildung (7)) und mit Steigung  $m = \frac{\lambda}{d}$  folgt dann:

$$d = \frac{\lambda}{m} = (123,7 \pm 0,5) \mu\text{m}$$

Dieser Wert liegt mit seiner Größenordnung im erwarteten Bereich.

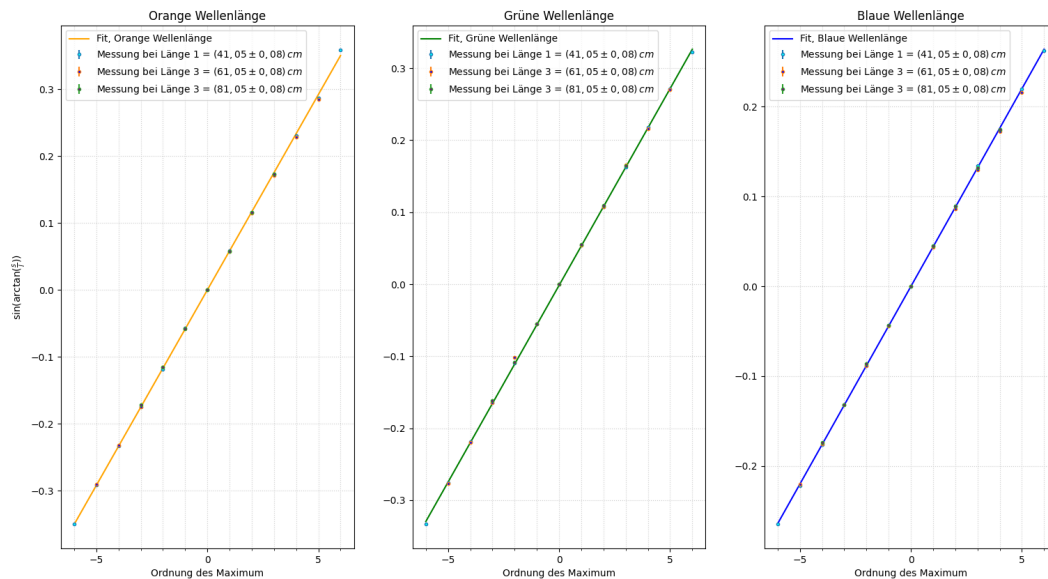


Abbildung 8: Messergebnisse der Minima bei der Beugung am Gitter, sowie deren Fit

## 4.2 Beugung am Gitter

Nun soll die Wellenlängen einer Hg-Dampflampe ermittelt werden, unter der Annahme, dass der Gitterspaltabstand  $a$  bereits bekannt ist. Zunächst wird gezeigt, dass die Kleinwinkelnäherung von vorher hier nicht sinnvoll ist. Aus den gemessenen Werten ergeben sich für  $\tan(\alpha) = \frac{s}{l}$  Werte in der Größenordnung von etwa 0,3. Da  $\arctan(0,3) \approx 0,3 \text{ rad}$ , sind die Werte für  $\alpha$  hier zu groß um sinnvoll die Kleinwinkelnäherung zu benutzen. Die Ungenauigkeiten, sowie Abstandsbestimmung werden analog zum Spalt behandelt. Ein bemerkenswerter Unterschied ist jedoch, dass das Gitter hier auf der anderen Seite der Halterung platziert ist und deshalb die tatsächliche Position sich nun durch Subtraktion der halben Halterungsdicke ergibt. Außerdem liegt die Halterungsdicke des Gitters bei 0,5 cm. Der Schirm aus dem Versuch ist derselbe, wie in dem vorherigen Versuch, also ändert sich sonst nichts an den Berechnungen.

Die Maximabedingung am Gitter wurde in Gleichung (12) bereits diskutiert. Setzt man für  $\alpha = \arctan(\frac{s}{l})$  ein, so erhält man die Gleichung:

$$\sin(\arctan(\frac{s}{l})) = n \cdot \frac{\lambda}{a} \quad (21)$$

So können die Messwerte also wieder linear gefittet werden. Die Ausgleichsgerade sowie die einzelnen Messungen ist in Abbildung (8) zu sehen. Für den freien Parameter  $\frac{\lambda}{a}$  ergibt sich

$$\begin{aligned} \frac{\lambda_{\text{orange}}}{a} &= 0,058(24) \\ \frac{\lambda_{\text{gruen}}}{a} &= 0,055(14) \\ \frac{\lambda_{\text{blau}}}{a} &= 0,044(91) \end{aligned}$$

Bemerkenswert ist auch, dass die Gerade nicht exakt durch den Nullpunkt gehen. Der y-Achsenabschnitt  $b$  der Geraden lautet:

$$\begin{aligned}b_{orange} &= -1,19 \cdot 10^{-6} \pm 2,6 \cdot 10^{-12} \\b_{gruen} &= -0,0015 \pm 0,00052 \\b_{blau} &= -0,00024 \pm 0,00034\end{aligned}$$

Diese Verschiebung lässt sich damit erklären, dass es sich bei dem Gitter um ein reales Gitter handelt, welches eine nicht vernachlässigbare Gitterspaltöffnung besitzt. Damit ergeben sich mit dem Gitterspaltabstand  $a = (10 \pm 0,02) \mu\text{m}$  folgende Wellenlängen:

$$\begin{aligned}\lambda_{orange} &= (584 \pm 9) \text{ nm} \\ \lambda_{gruen} &= (546 \pm 5) \text{ nm} \\ \lambda_{blau} &= (440,6 \pm 3,5) \text{ nm}\end{aligned}$$

Diese Werte stimmen mit den Literaturwerten des Spektrums einer Hg-Dampfampe in etwa überein<sup>[3]</sup>. Die Diskrepanzen können aber durch die Messungenauigkeiten erklärt werden. Die Doppellinie im Orangenfarbenen Spektrum ist jedoch beim Versuch nicht aufgefallen

### 4.3 Untersuchungen am Prismenspektroskop

Ziel ist es, den Brechungsindex in Abhängigkeit einiger Wellenlängen herauszufinden. Dafür benötigt man zuerst den Öffnungswinkel  $\varepsilon$  und nutzt den gegebenen Zusammenhang in Gleichung (15) um ihn zu berechnen. Der Winkel  $\alpha$  ergibt sich über die Differenz beider gemessener Reflexions-Winkel  $\gamma$ :

$$\begin{aligned}\gamma_1 &= (8,4 \pm 0,01)^\circ \quad \text{und} \quad \gamma_2 = (128,0 \pm 0,01)^\circ \\ \Rightarrow \varepsilon &= \frac{\alpha}{2} = (59,800 \pm 0,007)^\circ\end{aligned}$$

Die dabei berücksichtigte Unsicherheit ist in Tabelle (2) niedergeschrieben. Alle weiteren Größen lassen sich mithilfe der Gaußschen Fehlerfortpflanzung ermitteln. Nachdem für jede Wellenlänge der Winkel minimaler Ablenkung  $\delta$  bestimmt wurde kann man nun mithilfe der Gleichung (19) den Brechungsindex berechnen:

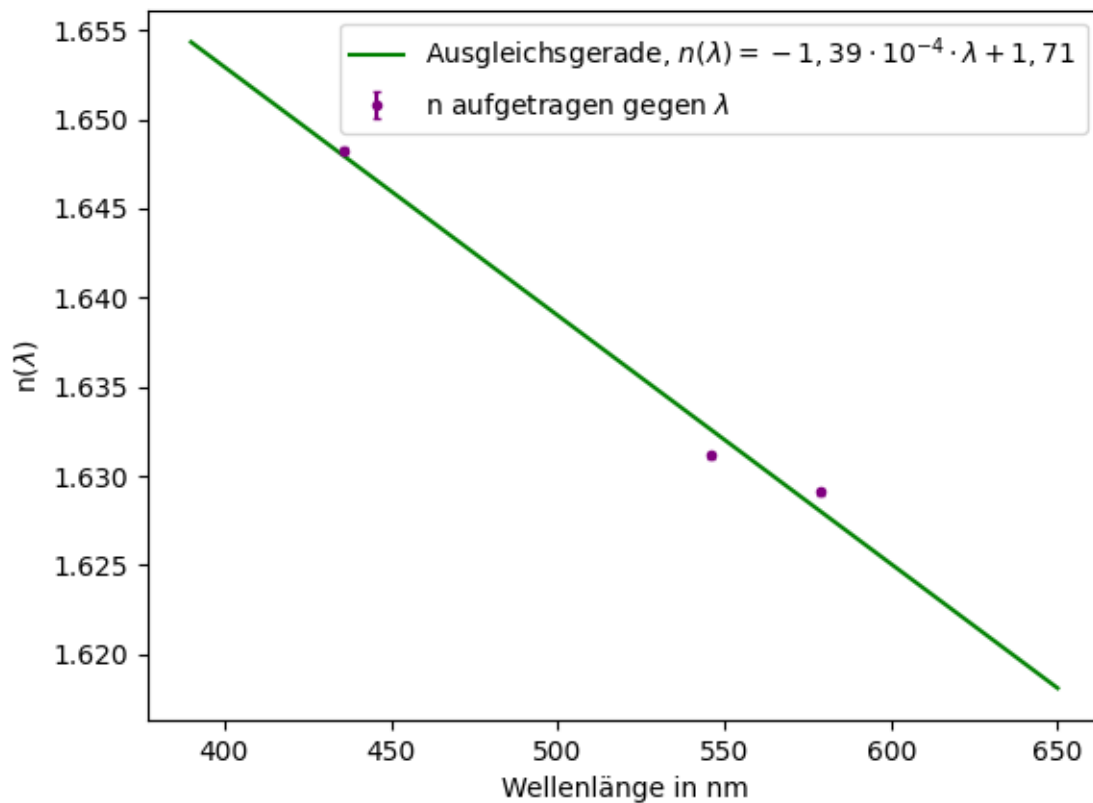
$$\begin{aligned}n_{orange} &= (1,62909 \pm 0,00018) \\ n_{gruen} &= (1,63113 \pm 0,00018) \\ n_{blau} &= (1,64828 \pm 0,00018) \\ n_{E_{rot}} &= (1,62088 \pm 0,00018) \\ n_{E_{grn}} &= (1,62705 \pm 0,00018)\end{aligned}$$

Durch Auftragen der Wellenlängen der bekannten Wellen gegen den gemessenen Brechungsindex erhalten wir eine lineare Annäherung der Wellenlängenabhängigkeit des Brechungsindex im Prisma:

$$n(\lambda) = -1,39 \cdot 10^{-4} \cdot \lambda + 1,71 \quad (22)$$

Tabelle 1: Messungen zum Minimalen Ablenkungswinkel

Welle	$\gamma$	Referenzwinkel	Min. Auslenkwinkel
Orange	$(135,2 \pm 0,01)^\circ$	$(184,0 \pm 0,01)^\circ$	$(48,800 \pm 0,014)^\circ$
Grün	$(135,0 \pm 0,01)^\circ$	$(184,0 \pm 0,01)^\circ$	$(49,0 \pm 0,014)^\circ$
Blau	$(133,3 \pm 0,01)^\circ$	$(184,0 \pm 0,01)^\circ$	$(50,7 \pm 0,014)^\circ$
Energiesparlampe Rot	$(358,0 \pm 0,01)^\circ$	$(310,0 \pm 0,01)^\circ$	$(48,0 \pm 0,014)^\circ$
Energiesparlampe Grün	$(357,8 \pm 0,01)^\circ$	$(309,2 \pm 0,01)^\circ$	$(48,6 \pm 0,014)^\circ$

Abbildung 9: Fit für  $n(\lambda)$ 

Grundsätzlich ist der Zusammenhang nicht linear, aber in dem gegebenen Bereich kann er als linear angenähert werden. Der Fit befindet sich in Abbildung (9)

Für den Fit wurden folgende Literaturwerte für die Wellenlängen verwendet:<sup>[??]</sup>

$$\lambda_{orange} : 579,07 \text{ nm}, \lambda_{gruen} : 546,07 \text{ nm}, \lambda_{blau} : 435,83 \text{ nm}$$

Mithilfe der gefundenen Funktion können nun die Wellenlängen des Lichts aus der Energiesparlampe bestimmt werden indem man sie nach  $\lambda$  umstellt:  $\lambda = -\frac{n-1,71}{1,39 \cdot 10^{-4}}$

$$\lambda_{\text{rot}, \text{Energiesparlampe}} = 647 \text{ nm}$$

$$\lambda_{\text{grn}, \text{Energiesparlampe}} = 597 \text{ nm}$$

Damit liegt die rote Wellenlänge im Erwartungsbereich, die grüne Wellenlänge ist jedoch etwas zu hoch. Das liegt vermutlich an dem linearen Fit, welcher nicht wirklich linear sein sollte, sowie Messungenauigkeiten.

## 5 Fazit

Das Ziel der Versuche war das Beugungs- und Brechungsverhalten verschiedener Lichtquellen zu untersuchen, und dadurch Informationen über diese oder die optischen Instrumente, die diese durchlaufen, zu erhalten. Alle Messmethoden haben schlüssige Ergebnisse geliefert, die im erwarteten Bereich lagen. Beim Versuch am Spalt liegen die Messwerte sehr nahe am Fit. Dies liegt daran, dass bei diesem Versuch sehr genaue Messungen möglich sind. Das selbe gilt für den Versuch am Gitter. Beim letzten Versuch liegt eine etwas größere Abweichung vor, was daran liegt, dass die Funktion in der Realität keine Gerade ist, weshalb wir sie nur damit annähern können.

## 6 Anhang

### 6.1 Zusätzliche Überlegungen

#### 6.1.1 Mit welcher Lichtquelle lassen sich Interferenzerscheinungen am besten demonstrieren und warum?

Am besten lassen sich Interferenzerscheinungen mit einer Lichtquelle, die nur eine Wellenlänge emittiert demonstrieren. Bei Lichtquellen, die mehrere verschiedenen Wellenlängen ausstrahlen können sich Maxima verschiedener Wellen überlagern, wodurch sie schwerer zu erkennen sind.

#### 6.2 Treten Beugungserscheinungen nur an Objekten auf, deren Abmessung in der Größenordnung der Lichtwelle liegt?

Die Frage soll hier anhand eines Beispiels beantwortet werden: Sei das zu betrachtende Objekt ein Spalt. Wenn die Öffnung eine größere Größenordnung als die Wellenlänge hat, kann die Welle ungehindert einfach durch den Spalt hindurchgehen, dadurch tritt keine Beugung auf. Wenn die Öffnung eine kleinere Ordnung hat, kann die Welle nicht mehr durchgehen, somit werden auf der anderen Seite der Öffnung auch keine Beugungseffekte auftreten.

Tabelle 2: Berücksichtigte Unsicherheiten beim Versuch

Ungenauigkeit	Beschreibung	Unsicherheit
Position Spalt	Messskala, im Bereich 0,05 cm halbe Dicke der Halterung im Bereich 0,05 cm Spaltdicke im Bereich 0,05 cm	$\sqrt{3} \cdot \frac{0,05}{2\sqrt{6}} \text{ cm}$
Position Schirm bei Beugung am Spalt	Messskala, im Bereich 0,05 cm halbe Dicke der Halterung im Bereich 0,05 cm	$\sqrt{2} \cdot \frac{0,05}{2\sqrt{6}} \text{ cm}$
Position Gitter	Messskala, im Bereich 0,05 cm halbe Dicke der Halterung im Bereich 0,05 cm	$\sqrt{2} \cdot \frac{0,05}{2\sqrt{6}} \text{ cm}$
Position Schirm bei Beugung am Gitter	Messskala, im Bereich 0,05 cm halbe Dicke der Halterung im Bereich 0,05 cm	$\sqrt{2} \cdot \frac{0,05}{2\sqrt{6}} \text{ cm}$
Auslenkung der Minima beim Spalt	Beim Zeichnen Dreiecksverteilung im Bereich 0,05 cm Messkala beim Ablesen 0,05 cm	$\sqrt{2} \cdot \frac{0,05}{2\sqrt{6}} \text{ cm}$
Auslenkung der Maxima beim Gitter	Beim Zeichnen Dreiecksverteilung im Bereich 0,05 cm Messkala beim Ablesen 0,05 cm	$\sqrt{2} \cdot \frac{0,05}{2\sqrt{6}} \text{ cm}$
Position Fernrohr beim Prisma	Messkala im Bereich 0,05°	$\left(\frac{0,05}{2\sqrt{6}}\right)^\circ$

### 6.3 Wodurch kann das Auflösungsvermögen eines Prismenspektrometers in der Praxis begrenzt sein?

In der Praxis ist bei Prismen die Ortsauflösung zu beachten. Es gibt einen minimalen Abstand, bei dem zwei Punkte, die durch ein Prisma betrachtet werden noch als unterschiedlich erkennbar sind. Ausserdem können Fingerabdrücke oder Staub auf den polierten Flächen das Auflösungsvermögen des Prismas verschlechtern.

### 6.4 Was versteht man unter Dispersion?

Dispersion bedeutet, dass die Ausbreitungsgeschwindigkeit eines Lichtstrahls in einem Medium von seiner Frequenz abhängig ist. Dies bedeutet, dass der Brechungsindex  $n$  in solchen Medien von  $\lambda$  abhängig ist.

### 6.5 Nimmt der Brechungsindex von Flintglas vom roten zum blauen Spektralbereich zu oder ab?

Der Brechungsindex von Flintglas nimmt von rotem zu Blauem Licht zu.<sup>[2]</sup> Das heißt also, je größer die Wellenlänge, desto kleiner der Brechungsindex.

### 6.6 Ist der Verlauf der Funktion $n(\lambda)$ linear?

Nein, der Verlauf der Funktion  $n(\lambda)$  ist im allgemeinen in dispersiven Medien nicht linear.<sup>[4]</sup> Für Glas sinkt der Brechungsindex häufig für größer werdende kleine Wellenlängen sehr schnell ab. Für größere Wellenlängen findet diese Abnahme deutlich langsamer statt. Begrenzt man sich jedoch auf einen Bereich für sehr kleine oder große Wellenlängen, so kann je nach Material eine lineare Näherung sinnvoll sein.

## 7 Quellen

1. Anleitung Versuch BUB (Stand: 14. März 2023):  
<https://www.ph.tum.de/academics/org/labs/ap/ap3/BUB.pdf>
2. Wikipediaeintrag Flintglas (Stand: 14. März 2023):  
<https://de.wikipedia.org/wiki/Flintglas>
3. Spektrum einer Hg-Dampflampe (Stand: 14. März 2023):  
<https://de.wikipedia.org/wiki/Quecksilberdampflampe#Emissionsspektrum>
4. Wellenlängenabhängigkeit des Brechungsindex (Stand 14. März 2023): <https://de.wikipedia.org/wiki/Brechungsindex#Wellenl%C3%A4ngenabh%C3%A4ngigkeit>