

V402

Dispersionsmessungen am Glasprisma

Jan Lukas Schubert
jan-lukas.schubert@tu-dortmund.de

Jan Lukas Späh
janlukas.spaeh@tu-dortmund.de

Durchführung: 26.06.18

Abgabe: 03.07.18

TU Dortmund – Fakultät Physik

Inhaltsverzeichnis

1	Ziel	3
2	Theorie	3
2.1	Brechung von Licht	3
2.2	Herleitung der Dispersion	3
2.3	Näherungen der Dispersionskurve	4
2.4	Grundlagen für die Messung und deren Auswertung	5
3	Durchführung	6
4	Fehlerrechnung und Hinweise zur Auswertung	8
5	Auswertung	9
5.1	Bestimmung des Brechenden Winkels	9
5.2	Bestimmung der Brechungsindizes und Ermittlung der Dispersionskurve .	10
5.3	Bestimmung der Abbeschen Zahl	13
5.4	Bestimmung des Auflösungsvermögens	13
5.5	Bestimmung der nächstgelegenen Absorptionsstelle	14
6	Diskussion	14
	Literatur	16

1 Ziel

In diesem Versuch soll die Dispersion von Licht an einem Prisma untersucht werden. Dazu wird die Brechung des Lichtes betrachtet, um danach eine Dispersionskurve und spezifische Daten des verwendeten Prismas zu ermitteln.

2 Theorie

2.1 Brechung von Licht

Durchdringt ein Lichtstrahl die Grenzfläche zweier Medien, in denen die Ausbreitungsgeschwindigkeiten des Lichtes unterschiedlich sind, so wird er gebrochen. Dies wird durch das Snellius'sche Brechungsgesetz beschrieben:

$$n = \frac{v_1}{v_2} = \frac{\sin \alpha}{\sin \beta}. \quad (1)$$

Dabei sind v_i die Lichtgeschwindigkeiten im jeweiligen Medium. α und β geben den Winkel an, den die Strahlen vor und nach der Brechung mit der Normalen der Grenzfläche einschließen. Eine Skizze hierzu ist in Abbildung 1 zu sehen.

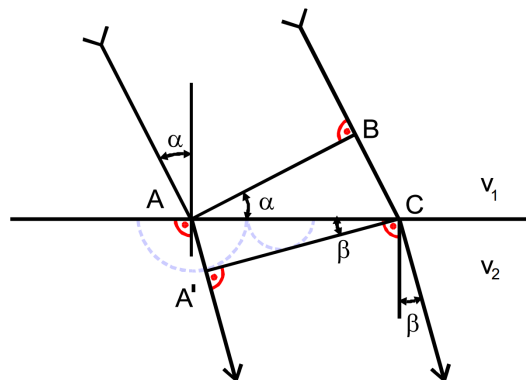


Abbildung 1: Skizze zur Brechung von Lichtstrahlen an einer Grenzfläche [1].

Das Snellius'sche Brechungsgesetz kann auch aus dem Huygens'schen Prinzip der Elementarwellen hergeleitet werden.

2.2 Herleitung der Dispersion

Der Begriff Dispersion beschreibt einen Zusammenhang zwischen Brechungsindex n und Wellenlänge λ . Wird der Brechungsindex mit sinkender Wellenlänge des Lichts größer, so liegt normale Dispersion vor. Der umgekehrte Fall wird anormale Dispersion genannt.

Unter einigen Annahmen lässt sich für einen Festkörper eine Dispersionsgleichung herleiten. Es muss dabei beachtet werden, dass die lokalisierten, elektrisch geladenen Bestandteile des Festkörpers berücksichtigt werden. Diese befinden sich in Gleichgewichtslagen, die durch Licht angeregt werden können. Für bestimmte Wellenlängen treten dabei Resonanzen auf. Bei diesen Wellenlängen absorbiert der Festkörper einen großen Teil des Lichts. Im Folgenden sollen nur Bereiche betrachtet werden, für die keine Absorption auftritt.

Um eine Gleichung für die Bewegung der Teilchen im Festkörper zu erhalten, wird angenommen, dass diese von einer ebenen Lichtwelle angeregt und durch eine Reibungskraft, die proportional zur Teilchengeschwindigkeit ist, abgebremst werden. Es ergibt sich die Differentialgleichung

$$m_h \frac{d^2 \mathbf{x}_h}{dt^2} + f_h \frac{d \mathbf{x}_h}{dt} + a_h \mathbf{x}_h = q_h \mathbf{E}_0 \exp(i\omega t). \quad (2)$$

Dabei ist m_h die Teilchenmasse, f_h der Reibungskoeffizient bei der Bewegung der Teilchen, a_h die Beschleunigung der Teilchen, q_h die Ladung der Teilchen, \mathbf{E}_0 das elektrische Feld der Lichtwelle, ω deren Frequenz und t die Zeit.

2.3 Näherungen der Dispersionskurve

Aus Gleichung (2) kann ein Zusammenhang zwischen der Wellenlänge λ des Lichts und dem komplexen Brechungsindex \tilde{n} hergeleitet werden:

$$\tilde{n}^2 = 1 + \sum_h \frac{1}{\omega_h^2 - \omega^2 + i \frac{f_h}{m_h} \omega} \frac{N_h q_h^2}{m_h \epsilon_0}. \quad (3)$$

Dabei ist ω_h^2 die Resonanzfrequenz und N_h die Teilchenanzahl pro Volumeneinheit. Zwischen \tilde{n} und n gilt der Zusammenhang

$$\tilde{n} = n(1 - ik), \quad (4)$$

wobei k die Absorptionskonstante des Lichts in Materie ist. Wie zuvor bereits erwähnt, soll hier nicht weiter auf die Absorption eingegangen werden, sodass

$$n^2 k \approx 0 \quad (5)$$

gelten soll. Damit ergibt sich der Zusammenhang

$$n^2(\lambda) = 1 + \sum_h \frac{N_h q_h^2}{4\pi^2 c^2 \epsilon_0 m_h} \frac{\lambda^2 \lambda_h^2}{\lambda^2 - \lambda_h^2} \quad (6)$$

zwischen Brechungsindex n und Wellenlänge λ .

Nun wird der Fall betrachtet, dass der Festkörper eine Absorptionsstelle λ_a besitzt. Dann lassen sich grundsätzlich die beiden Fälle $\lambda \gg \lambda_a$ und $\lambda \ll \lambda_a$ unterscheiden. Für den

ersten Fall lässt sich Gleichung (6) nach Potenzen von λ_a/λ entwickeln. Dann ergibt sich

$$n^2(\lambda) = A_0 + \frac{A_2}{\lambda^2} + \frac{A_4}{\lambda^4} + \dots \quad (7)$$

Dabei müssen die A_i größer als Null sein.

Für den zweiten Fall lässt sich Gleichung (6) zu

$$n^2(\lambda) = 1 - A'_2\lambda^2 - A'_4\lambda^4 - \dots \quad (8)$$

entwickeln. Hier müssen die A'_i für $i \geq 2$ größer als Null sein.

In Abbildung 2 sind die Dispersionskurven für beide Fälle skizziert. Es ist erkennbar, dass der für beide Fälle Brechungsindex mit steigender Wellenlänge sinkt. Beide Formeln beschreiben also normale Dispersion.

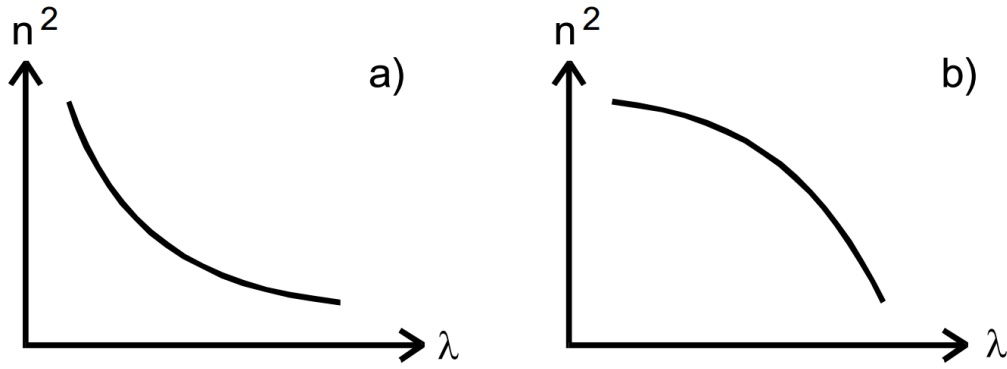


Abbildung 2: Skizze der Dispersionskurven der beiden Fälle [1].

2.4 Grundlagen für die Messung und deren Auswertung

Im Versuch sind Winkel η und φ zu bestimmen, aus denen sich der Brechungsindex gemäß

$$n = \frac{\sin\left(\frac{\eta+\varphi}{2}\right)}{\sin\left(\frac{\varphi}{2}\right)} \quad (9)$$

berechnen lässt.

Zudem soll eine Aussage darüber getroffen werden, ob die Messwerte durch Gleichung (7) oder durch Gleichung (8) besser beschrieben werden. Ein Maß dafür sind die Abweichungsquadrate. Diese berechnen sich zu

$$s_n^2 = \frac{1}{z-2} \sum_{i=1}^z \left(n^2(\lambda_i) - A_0 - \frac{A_2}{\lambda_i^2} \right)^2 \quad (10)$$

und

$$s_n'^2 = \frac{1}{z-2} \sum_{i=1}^z (n^2(\lambda_i) - A'_0 - A'_2 \lambda_i^2)^2 \quad (11)$$

wenn die Gleichungen bis zur zweiten Ordnung entwickelt werden. Dabei bezeichnet z die Anzahl der aufgenommenen Messwertpaare. Diejenige Gleichung, die die kleinere Summe der Abweichungsquadrate besitzt, beschreibt den Verlauf der Messwerte am besten.

Außerdem soll später die Abbe'sche Zahl

$$\nu = \frac{n_D - 1}{n_F - n_C} \quad (12)$$

berechnet werden. Diese ist ein Maß für die Dispersion des Materials. Die n_i bedeuten dabei die Brechungsindizes des verwendeten Materials für die Fraunhofer'schen Linien mit $\lambda_C = 656 \text{ nm}$, $\lambda_D = 589 \text{ nm}$ und $\lambda_F = 486 \text{ nm}$.

Zudem soll das Auflösungsvermögen untersucht werden. Dieses ist definiert durch

$$A = \frac{\lambda}{\Delta\lambda}. \quad (13)$$

Es kann gezeigt werden, dass gilt:

$$\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = b \frac{dn}{d\lambda}. \quad (14)$$

Dabei ist n der Brechungsindex und b die Seitenlänge des verwendeten Prismas.

3 Durchführung

Im Versuch sollen der Ablenkungswinkel η in Abhängigkeit von der Wellenlänge des Lichts und der Innenwinkel ϕ einer Prismenecke gemessen werden. Es wird die in Abbildung 3 dargestellte Messapparatur verwendet.

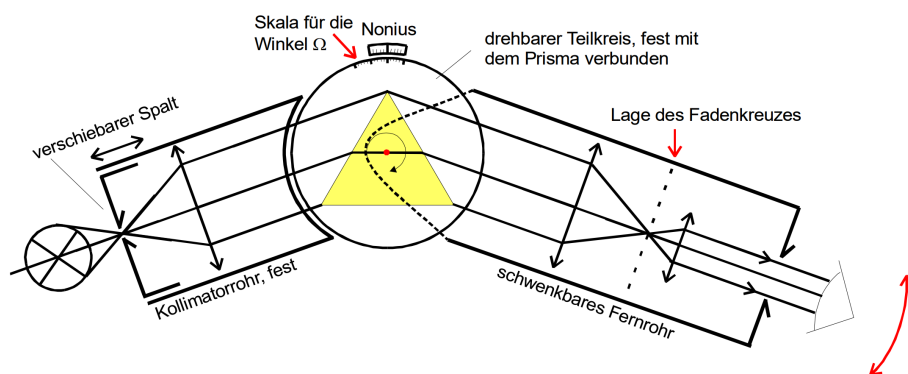
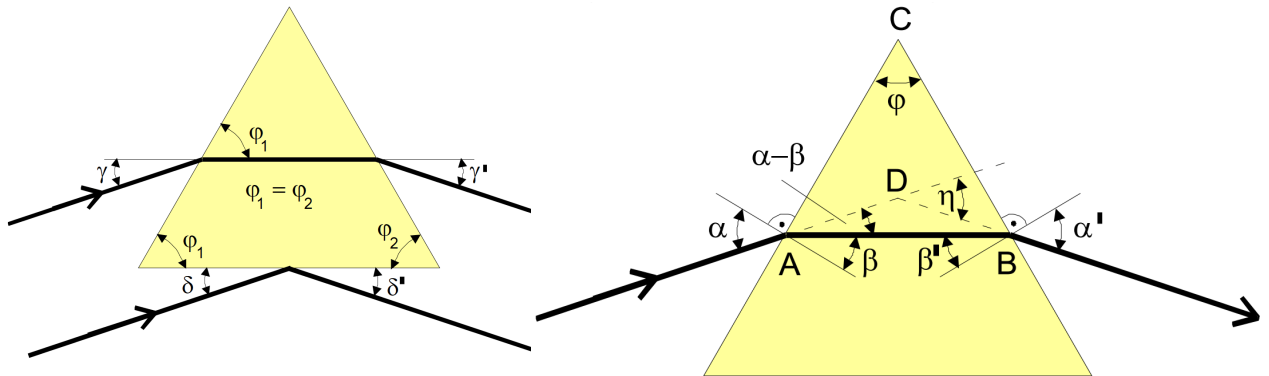


Abbildung 3: Skizze der Messapparatur [1].

Aus einer Hg-Cd-Lampe fällt Licht auf einen Spalt, der in der Brennebene einer Linse liegt, die den Strahl so fokussiert, dass ein paralleler Strahlengang auf das Prisma fällt. Das Prisma besteht dabei aus Schwerflintglas 18. Nachdem das Licht im Prisma gebrochen oder vom Prisma reflektiert wurde, kann es durch ein mit konstantem Abstand zum Prisma auf einem Kreis bewegbaren Fernrohr mit dem Auge beobachtet werden. Die Schärfe des Bildes kann am Fernrohr geregelt werden.

Für die Messung des Winkels η wird für jede sichtbare Spektrallinie ein möglichst paralleler Strahlengang im Prisma erzeugt, indem Prisma und Fernrohr so justiert werden, dass das reflektierte Strahlenbündel genau mit der zu untersuchenden Spektrallinie zusammenfällt. Für jede Spektrallinie wird der Winkel notiert. Skizzen hierzu sind in den Abbildungen 4a und 4b zu sehen.



(a) Skizze des gebrochenen und des reflektierten Strahls bei Symmetrischem Strahlenverlauf [1]. (b) Skizze des symmetrischen Strahlenverlaufs durch ein Prisma [1].

Danach wird die gleiche Messung in Spiegelsymmetrischer Stellung des Prismas erneut durchgeführt. Eine Skizze hierzu befindet sich in Abbildung 5. Aus den beiden bestimmten Winkeln kann schließlich der Winkel η gemäß

$$\eta = 180^\circ - (\Omega_r - \Omega_l) \quad (15)$$

berechnet werden.

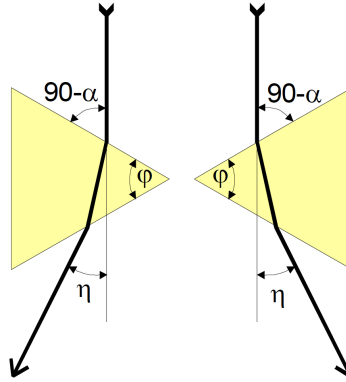


Abbildung 5: Skizze zur Bestimmung des Winkels η aus zwei spiegelsymmetrischen Stellungen des Prismas [1].

Zur Bestimmung des Winkels ϕ einer Ecke des Prismas wird das Prisma mit dieser Ecke in Richtung der Lampe positioniert und es wird auf beiden Seiten der Winkel gemessen, unter dem Reflexion zu finden ist. Aus diesen beiden Winkeln kann der Winkel ϕ gemäß

$$\phi = \frac{1}{2}(\phi_r - \phi_l) \quad (16)$$

berechnet werden. Eine Skizze hierzu befindet sich in Abbildung 6. Die Messung wird für sieben leicht verschiedene Ausrichtungen des Prismas bestimmt.

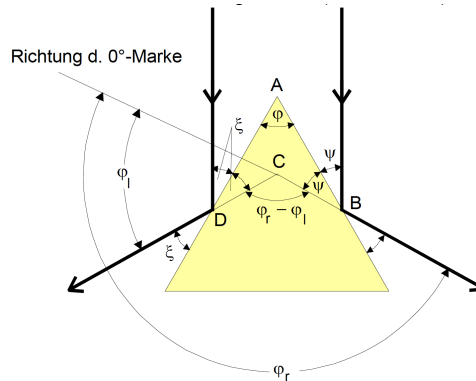


Abbildung 6: Skizze zur Bestimmung des Winkels ϕ [1].

4 Fehlerrechnung und Hinweise zur Auswertung

Der Mittelwert einer Stichprobe von N Werten wird durch

$$\bar{x} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i \quad (17)$$

berechnet. Die empirische Standardabweichung des Mittelwerts dieser Stichprobe ist durch

$$\sigma_{\bar{x}} = \sqrt{\frac{1}{N(N-1)} \sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})^2} \quad (18)$$

gegeben. Ist f eine Funktion, die von unsicheren Variablen x_i mit Standardabweichungen σ_i abhängt, so ist die Unsicherheit von f

$$\sigma_f = \sqrt{\sum_{i=1}^N \left(\frac{\partial f}{\partial x_i} \sigma_i \right)^2}. \quad (19)$$

Diese Formel bezeichnet wird als „Gauß’sches Fehlerfortpflanzungsgesetz“ bezeichnet.

Wenn im Folgenden Mittelwerte, Standardabweichungen und Fehler von Funktionen unsicherer Größen berechnet werden, so werden stets die obigen Formeln verwendet. Jegliche Rechnungen werden mit IPython 5.3.0 in Python 3.6.1 durchgeführt. Dabei werden die Bibliotheken „numpy“ [2] und „scipy“ [3] verwendet. Letztere dient insbesondere zur Erstellung von Ausgleichsrechnungen. Die Ausführung von Fehlerrechnungen geschieht unter Verwendung des Pakets „uncertainties“ [4]. Zur Erstellung von Graphen wird die Bibliothek „matplotlib“ [5] verwendet.

5 Auswertung

5.1 Bestimmung des Brechenden Winkels

Zuerst wird der brechende Winkel φ des Prismas bestimmt. Die dazu aufgenommen Messwerte und die nach Gleichung (15) bestimmten φ sind in Tabelle 1 zu sehen.

Tabelle 1: Gemessene φ -Winkel und daraus erhaltene brechende Winkel φ .

$\varphi_1/^\circ$	$\varphi_r/^\circ$	$\varphi/^\circ$
72,5	192,5	60,00
82,8	202,6	59,90
80,2	200,2	60,00
83,3	203,5	60,10
81,4	201,4	60,00
79,4	199,5	60,05
78,5	198,7	60,10

Die einzeln ermittelten brechenden Winkel lassen sich mitteln, um als Ergebnis

$$\varphi = (60,021 \pm 0,026)^\circ$$

zu erhalten. Dieser Wert wird in späteren Rechnungen weiter verwendet.

5.2 Bestimmung der Brechungsindizes und Ermittlung der Dispersionskurve

Nun werden die Ablenkungswinkel η für die Wellenlängen λ der Spektrallinien bestimmt. Zuvor sind einige Anmerkungen angebracht: Es wurden zwei getrennte orangefarbene Spektrallinien gesehen, sodass für beide getrennt gemessen wurde. Auf die Auswirkungen dessen wird in der Diskussion eingegangen. Des Weiteren wurde das Prisma bei der konkreten Durchführung den Werten zufolge nicht korrekt gedreht, da sich für η nach Gleichung (15) negative Werte ergeben. Dies wird durch das Bilden des Betrags der Werte umgangen. Die Wellenlängen der Spektrallinien werden [6] entnommen. Die Werte der gemessenen Winkel Ω_l und Ω_r für die ebenso dort notierten Spektrallinien sind gemeinsam mit den bestimmten Brechungswinkeln in Tabelle 2 eingetragen. Die nach (9) ermittelten Werte für die Brechungsindizes bei den entsprechenden Spektrallinien sind auch bereits in der Tabelle enthalten.

Tabelle 2: Übersicht über die gemessenen Ω -Winkel und daraus berechnete Brechwinkel η .

Farbe (und Weiteres)	λ/nm	$\Omega_l/^\circ$	$\Omega_r/^\circ$	$\eta/^\circ$	n
Rot (Cadmium)	643,85	92,7	332,8	60,1	$1,7325 \pm 0,0005$
Orange (1)	614,95	91,7	333,2	61,5	$1,7446 \pm 0,0005$
Orange (2)	614,64	91,7	333,2	61,5	$1,7446 \pm 0,0005$
Gelbgrün	597,07	91,4	333,5	62,1	$1,7497 \pm 0,0005$
Grün	546,08	91,1	333,8	62,7	$1,7547 \pm 0,0005$
Blaugrün	508,58	90,7	334,2	63,5	$1,7614 \pm 0,0005$
Blau (Cadmium)	467,81	90,5	334,3	63,8	$1,7639 \pm 0,0005$
Violett (stark)	435,83	89,9	335,0	65,1	$1,7744 \pm 0,0005$
Violett (schwach)	404,66	89,1	335,7	66,6	$1,7863 \pm 0,0006$

Es ist zu beachten, dass der brechende Winkel φ bereits fehlerbehaftet ist, sodass sich der Fehler des Brechungsindex zu

$$\sigma_n = \sqrt{\sigma_\varphi^2 \left(\frac{\cos\left(\frac{\eta}{2} + \frac{\varphi}{2}\right)}{2 \sin\left(\frac{\varphi}{2}\right)} - \frac{\sin\left(\frac{\eta}{2} + \frac{\varphi}{2}\right) \cos\left(\frac{\varphi}{2}\right)}{2 \sin^2\left(\frac{\varphi}{2}\right)} \right)^2}$$

ergibt.

Im Folgenden soll untersucht werden, welche der beiden Dispersionskurven, die durch die Gleichungen (7) und (8) beschrieben werden, die vorliegenden Brechungsindizes, bzw. vielmehr ihre Quadrate besser anpasst. Dazu werden die konkreten Ausgleichsrechnungen

durchgeführt. Es ergeben sich die folgenden Werte für die Parameter:

$$\begin{aligned} A_0 &= 2,922 \pm 0,014, \\ A_2 &= (4,4 \pm 0,4) \cdot 10^4 \text{ m}^2, \\ A'_0 &= 3,271 \pm 0,017, \\ A'_2 &= (6,3 \pm 0,5) \cdot 10^{-7} \frac{1}{\text{m}^2}, . \end{aligned}$$

Mithilfe der Gleichungen (10) und (11) lassen sich die Abweichungsquadrate berechnen, um eine Aussage darüber treffen zu können, welche der beiden Dispersionskurven geeigneter ist. Sie ergeben sich zu

$$\begin{aligned} s_n^2 &= 0,000\,169, \\ s_{n'}^2 &= 0,19 \pm 0,03. \end{aligned}$$

Es sei darauf hingewiesen, dass sich der Fehler von s_n^2 in der Größenordnung von 10^{12} befindet, sodass er nicht explizit ausgeschrieben wurde. Da das Abweichungsquadrat für die erste Anpassungsfunktion deutlich geringer ist als für die zweite, wird geurteilt, dass diese Kurve die Quadrate der Brechungsindizes besser anpasst, sodass mit ihr auch im Folgenden weitergerechnet wird. Die Quadrate der Brechungsindizes sind zusammen mit dem Graph der konkreten Anpassungsfunktion in Abbildung 7 dargestellt.

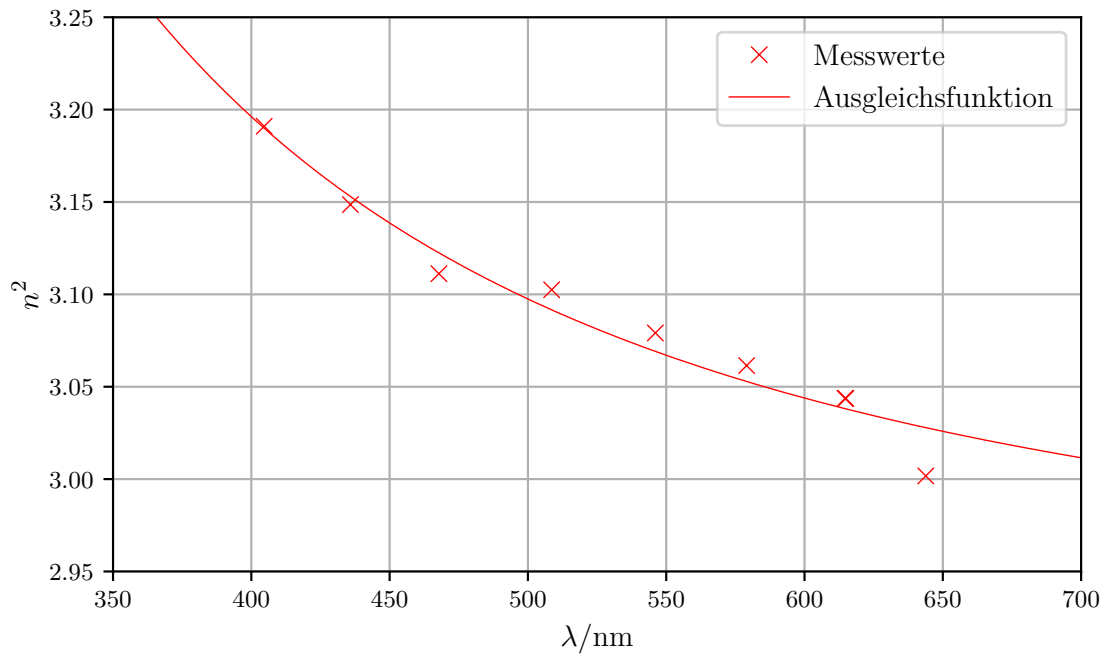


Abbildung 7: Auftragung der Quadrate der Brechungsindizes gegen die Wellenlängen und Graph der Ausgleichsfunktion.

Es werden später noch direkt Brechungsindizes durch Einsetzen der Wellenlänge in die Dispersionskurve mit den empirisch bestimmten Koeffizienten A_0 und A_2 berechnet. Die Unsicherheit ergibt sich dann zu

$$\sigma_n = \sqrt{\frac{\sigma_{A_0}^2}{4A_0 + \frac{4A_2}{\lambda^2}} + \frac{\sigma_{A_2}^2}{4\lambda^4 \left(A_0 + \frac{A_2}{\lambda^2}\right)}}.$$

5.3 Bestimmung der Abbeschen Zahl

Zur Berechnung der Abbeschen Zahl wird Gleichung (12) verwendet. Mit den in Kapitel 5.2 berechneten Parametern und der Ausgleichsfunktion aus Gleichung (7) können die n_i bestimmt werden. Diese sind in Tabelle 3 eingetragen.

Tabelle 3: Brechungsindizes an den Fraunhoferschen Linien mit Wellenlängen λ_i .

	λ/nm	n
λ_C	656	$1,7390 \pm 0,0019$
λ_D	589	$1,7460 \pm 0,0015$
λ_F	486	$1,7629 \pm 0,0013$

Mithilfe dieser Werte und Gleichung (12) kann nun die Abesche Zahl berechnet werden. Sie ergibt sich zu

$$\nu = 31,2 \pm 2,6.$$

Der Fehler ergibt sich durch Fortpflanzung der Unsicherheiten der Brechungsindizes zu

$$\sigma_\nu = \sqrt{\frac{\sigma_{n_C}^2 (n_D - 1)^2}{(-n_C + n_F)^4} + \frac{\sigma_{n_D}^2}{(-n_C + n_F)^2} + \frac{\sigma_{n_F}^2 (n_D - 1)^2}{(-n_C + n_F)^4}}.$$

Nach [7] beträgt die Abbe-Zahl für das verwendete Material (Schwerflintglas 18) 29,30. Die relative Abweichung beträgt 6,48%.

5.4 Bestimmung des Auflösungsvermögens

Wie in Kapitel 2.4 dargelegt wurde, ist es durch Gleichung (14) möglich, mit Kenntnis der Absorptionskurve das theoretische Auflösungsvermögen $\frac{\lambda}{\Delta\lambda}$ zu bestimmen. Da die Dispersionskurve hier experimentell bestimmt wurde, ist es also zumindest möglich das Auflösungsvermögen abzuschätzen. Unter Anwendung der obigen Gleichung ergibt sich dann für das Auflösungsvermögen

$$\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = b \left| \frac{dn(\lambda)}{d\lambda} \right| = \frac{A_2}{\lambda^3 \sqrt{A_0 + \frac{A_2}{\lambda^2}}}, \quad (20)$$

wobei $b = 3 \text{ cm}$ die Basislänge des verwendeten Prismas ist. Die verschiedenen Auflösungsvermögen bei den Wellenlängen λ_C und λ_F ergeben sich dann zu

$$\begin{aligned} A_C &= 3690 \pm 30, \\ A_F &= 6500 \pm 50. \end{aligned}$$

Die Unsicherheit des Auflösungsvermögens ist

$$\sigma_A = \sqrt{\frac{A_2^2 \sigma_{A_0}^2}{4\lambda^6 \left(A_0 + \frac{A_2}{\lambda^2}\right)^3} + \sigma_{A_2}^2 \left(-\frac{A_2}{2\lambda^5 \left(A_0 + \frac{A_2}{\lambda^2}\right)^{\frac{3}{2}}} + \frac{1}{\lambda^3 \sqrt{A_0 + \frac{A_2}{\lambda^2}}} \right)^2}.$$

5.5 Bestimmung der nächstgelegenen Absorptionsstelle

Durch Koeffizientenvergleich und Verwendung der Gleichungen (6) (in zweiter Ordnung) und (7) lässt sich die nächstgelegene Absorptionsstelle durch

$$\lambda_1 = \sqrt{\frac{A_2}{A_0 - 1}}$$

berechnen. Dies ergibt konkret durch Einsetzen der Ausgleichsparameter

$$\lambda_1 = (151 \pm 7) \text{ nm}.$$

Die Unsicherheit beträgt dabei

$$\sigma_{\lambda_1} = \sqrt{\frac{A_2 \sigma_{A_0}^2}{4(A_0 - 1)^3} + \frac{\sigma_{A_2}^2}{4A_2(A_0 - 1)}}.$$

6 Diskussion

Die Messung des Brechenden Winkels φ wird als genau bewertet. Dieser wurde zu ca. 60° bestimmt. Da die Flächen des Prismas gleichseitigen Dreiecken ähneln, war dieser Wert auch zu erwarten.

Die Anpassung der erhaltenen Brechungsindizes durch die Dispersionskurve ist erfolgreich. Durch die Methode der Abweichungsquadrate wird sich klar für die Kurve nach Gleichung (7) entschieden. Wie an der Abbildung 7 zu erkennen ist, passt die Ausgleichsfunktion die Werte gut an und die Abweichungen sind statistischer, unter Umständen auch geringfügig systematischer Natur.

Hier ist anzumerken, dass das Hinzunehmen beider orangefarbener, eng beieinanderliegender, Spektrallinien zu einer Betonung in diesem Wellenlängenbereich führen könnte. Es wurde sich trotzdem dafür entschieden, beide Spektrallinien getrennt zu betrachten, da diese bei Durchsicht durch das Fernrohr klar getrennt waren und beurteilt wurde, dass sie hinreichend genau gemessen werden können. Da jedoch die Ablenkungswinkel η für beide Linien gleich sind, ist dies nicht der Fall. Es folgt, dass die Parameter der Dispersionskurve geringfügig falsch geschätzt sein könnten.

Die Abbesche Zahl ist mit einer Abweichung von ca. 6% als genau zu bewerten.

Über die Genauigkeit des Auflösungsvermögens kann kein Urteil gefällt werden, da keine

Vergleichswerte bekannt sind. Die geringen relativen Unsicherheiten von unter einem Prozent sprechen jedoch für eine tendenziell genaue Messung.

Die Absorptionsstelle λ_1 ist plausibel, da der experimentell bestimmte Wert von ca. 150 nm im Ultraviolettbereich liegt, wo er theoretisch zu erwarten ist.

Insgesamt sind die erhaltenen Werte als genau und der Versuch als erfolgreich durchgeführt zu bewerten.

Literatur

- [1] TU Dortmund. *Versuch Nr.402: Dispersionsmessungen am Glasprisma*. [Online; aufgerufen am 28.06.2018]. 2018. URL: <http://129.217.224.2/HOMEPAGE/PHYSIKER/BACHELOR/AP/SKRIPT/V402.pdf>.
- [2] Travis E. Oliphant. „NumPy: Python for Scientific Computing“. Version 1.9.2. In: *Computing in Science & Engineering* 9.3 (2007), S. 10–20. URL: <http://www.numpy.org/>.
- [3] Eric Jones, Travis E. Oliphant, Pearu Peterson u. a. *SciPy: Open source scientific tools for Python*. Version 0.16.0. URL: <http://www.scipy.org/>.
- [4] Eric O. Lebigot. *Uncertainties: a Python package for calculations with uncertainties*. Version 2.4.6.1. URL: <http://pythonhosted.org/uncertainties/>.
- [5] John D. Hunter. „Matplotlib: A 2D Graphics Environment“. Version 1.4.3. In: *Computing in Science & Engineering* 9.3 (2007), S. 90–95. URL: <http://matplotlib.org/>.
- [6] A. Kramida u. a. *NIST Atomic Spectra Database Lines Data*. 2018. URL: <https://physics.nist.gov/asd>.
- [7] Edmund Optics. *Spezifikationen für Optisches Glas*. [Online; aufgerufen am 28.06.2018]. 2018. URL: <https://www.edmundoptics.de/resources/application-notes/optics/optical-glass/>.