

V402

Dispersionsmessungen am Glasprisma

Evelyn Romanjuk
evelyn.romanjuk@tu-dortmund.de

Ramona-Gabriela Kallo
ramonagabriela.kallo@tu-dortmund.de

Durchführung: 12.06.18

Abgabe: 19.06.18

TU Dortmund – Fakultät Physik

Inhaltsverzeichnis

1 Zielsetzung	3
2 Theorie	3
2.1 Fall: $\lambda \gg \lambda_1$	5
2.2 Fall: $\lambda \ll \lambda_1$	5
3 Aufbau und Durchführung	6
4 Auswertung	8
4.1 Brechender Winkel φ	8
4.2 Bestimmung des Brechungsindizes n	9
4.3 Bestimmung der Dispersionskurve	9
4.4 Bestimmung der Abbeschen Zahl	12
4.5 Das theoretische Auflösungsvermögen	13
4.6 Bestimmung der Absorptionsstelle	14
5 Diskussion	14
Literatur	15

1 Zielsetzung

Im folgenden Versuch soll das Phänomen der Dispersion mithilfe einer Heliumlampe und eines Glasprismas untersucht werden. Genauer werden in zwei Versuchsteilen verschiedene Winkel bestimmt, aus denen auf das Dispersionsverhalten geschlossen werden kann.

2 Theorie

Tritt Licht mit der Lichtgeschwindigkeit c in ein Medium ein, so wechselwirken die Lichtwellen mit den im Medium befindlichen Elektronen, wodurch sich die Geschwindigkeit des Lichtes zu $v < c$ verringert. Beim Ein- oder Austreten des Lichts in oder aus dem Material unter einem Winkel ist ebenso zu beobachten, dass sich die Richtung des Lichtstrahls ändert, was Brechung genannt wird. Eine wichtige Größe, die dies charakterisiert, ist der Brechungsindex n , welcher sich aus dem Verhältnis der Lichtgeschwindigkeiten in den verschiedenen Medien ergibt:

$$n = \frac{v_1}{v_2} = \frac{c}{v} \quad (1)$$

Der Brechungsindex kann außerdem auch über zwei Winkel bestimmt werden. Wichtig ist hierbei das Huygenssche Prinzip, das besagt, dass jeder Punkt einer Wellenfront das Zentrum einer neuen Elementarwelle ist. Fällt ein Lichtstrahl unter dem Winkel α gegen die Flächennormale auf ein Medium, so kommt es beim Eindringen zu einer Richtungsänderung. Innerhalb des Mediums breitet sich das Licht dann unter dem Winkel β aus. In Abbildung ?? ist zu sehen, dass die Wellenfront zwischen den Punkten A und B im Punkt A die Grenzfläche der beiden Medien bereits erreicht hat, während Punkt B die Grenzfläche erst nach $T = \frac{\overline{BC}}{v_1}$ erreicht. Nach diesem Zeitraum besitzt die Elementarwelle von Punkt A den Radius Tv_2 , der Radius der Elementarwelle im Punkt C ist hingegen noch null. Ab diesem Zeitpunkt entsteht eine Wellenfront zwischen A' und C, wobei folgende Beziehungen gelten:

$$\begin{aligned} \sin(\alpha) &= \frac{\overline{BC}}{\overline{AC}} = \frac{Tv_1}{\overline{AC}}, \\ \sin(\beta) &= \frac{\overline{A'A}}{\overline{AC}} = \frac{Tv_2}{\overline{AC}} \end{aligned} \quad (2)$$

Hieraus folgt:

$$\frac{\sin(\alpha)}{\sin(\beta)} = \frac{v_1}{v_2} = n. \quad (3)$$

Weiterhin ist die Geschwindigkeit von Licht in einem Medium von der Frequenz abhängig und somit ist es auch der Brechungsindex n . Dieser Zusammenhang wird Dispersion genannt, wobei vor allem die Dispersionskurve der Form:

$$n = f(\lambda) \quad (4)$$

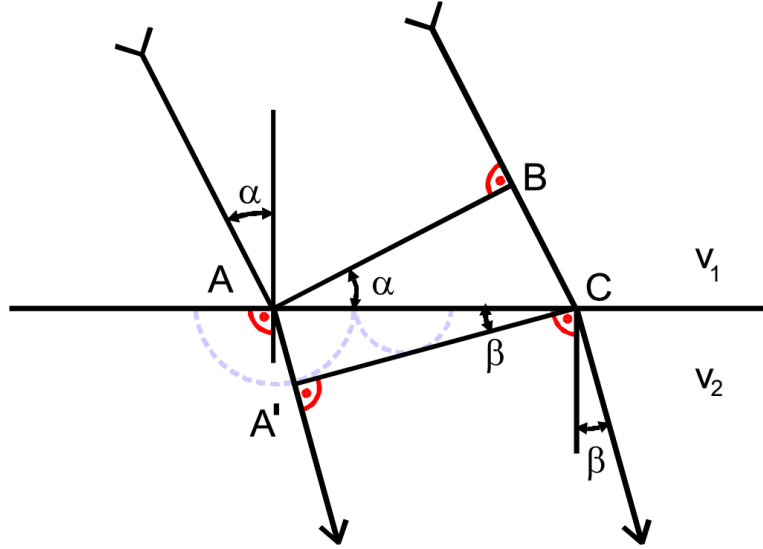


Abbildung 1: Skizze zum Huygenschen Prinzip, [1, S. 2].

wichtig ist. Diese kann mit einem Prisma gewonnen werden, indem in diesem ein Lichtstrahl zweimal gebrochen wird.

Zur Ableitung der Dispersionsgleichung werden Elektronen und Ionenrümpfe als Dipole betrachtet, die in dem elektrischen Wechselfeld der Lichtwellen zu schwingen beginnen. Dieses Modell ist nur für den sichtbaren Spektralbereich anwendbar, da die Absorption der Energie des Lichts hier zu vernachlässigen ist, wohingegen bei Wellenlängen unterhalb des sichtbaren Bereichs Resonanzstellen auftreten, bei denen Absorption stattfindet. Die einfallende Lichtwelle besitzt eine elektrische Feldstärke von:

$$\vec{E} = \vec{E}_0 e^{i\omega t} \quad (5)$$

durch die eine periodische Kraft:

$$\vec{F}_e = q_h \vec{E} \quad (6)$$

auf die Ladungen q_h ausgeübt wird, wodurch diese sich um \vec{x}_h aus ihrer Gleichgewichtslage verschieben. Dadurch wirkt auf die Ladungen eine rücktreibende Kraft \vec{F}_r , die proportional zur Auslenkung ist, sowie auch eine Reibungskraft \vec{F}_d , welche proportional zur Geschwindigkeit der Ladungsträger ist. Hieraus ergibt sich für die Bewegung der Ladungsteilchen eine Differentialgleichung der Form:

$$m_h \frac{d^2 \vec{x}_h}{dt^2} + f_h \frac{d\vec{x}_h}{dt} + a_h \vec{x}_h = q_h \vec{E}_0 e^{i\omega t} \quad (7)$$

Wird die Gleichung mit $\frac{N_h q_h}{m_h}$ erweitert, kann \vec{x}_h durch die Polarisation \vec{P}_h ersetzt werden:

$$\frac{d^2 \vec{P}_h}{dt^2} + \frac{f_h}{m_h} \frac{d\vec{P}_h}{dt} + \frac{a_h}{m_h} \vec{P}_h = \frac{N_q q_h^2}{m_h} \vec{E}_0 e^{i\omega t}. \quad (8)$$

Mithilfe der Polarisation \vec{P} :

$$\vec{P} = \sum_h \vec{P}_h = \sum_h N_h q_h \vec{x}_h \quad (9)$$

und der Maxwellschen Relation $n^2 = \epsilon$ kann nun ein Zusammenhang zwischen Brechungsindex und Lichtfrequenz gebildet werden:

$$\tilde{n}^2 = 1 + \sum_h \frac{1}{\omega_h^2 - \omega^2 + i \frac{f_h}{m_h} \omega} \frac{N_q q_h^2}{m_h \epsilon_0} \quad (10)$$

Dies lässt sich in einen Real- und einen Imaginärteil aufspalten, woraus sich die Dispersionsgleichungen ergeben. Da die Frequenzen des sichtbaren Lichts relevant sind, wird nur der Bereich betrachtet, der sich weit von den Resonanzstellen entfernt befindet. Hierzu kann

$$n^2 k \approx 0$$

angenommen werden. Wird nun ω durch die Wellenlänge λ im Vakuum ersetzt, so ergibt sich

$$n^2(\lambda) = 1 + \sum_h \frac{N_h q_h^2}{4\pi^2 c^2 \epsilon_0 m_h} \frac{\lambda^2 \lambda_h^2}{\lambda^2 - \lambda_h^2}. \quad (11)$$

Nun können zwei Fallunterscheidungen vorgenommen werden.

2.1 Fall: $\lambda \gg \lambda_1$

In dem Fall, dass λ viel größer ist als die Absorptionsstelle λ_1 , kann 11 wie folgt entwickelt werden:

$$\begin{aligned} n^2(\lambda) &= 1 + \frac{N_1 q_1^2 \lambda_1^2}{4\pi^2 c^2 \epsilon_0 m_1} \left(1 + \left(\frac{\lambda_1}{\lambda} \right)^2 + \left(\frac{\lambda_1}{\lambda} \right)^4 + \dots \right) \\ &= A_0 + \frac{A_2}{\lambda^2} + \frac{A_4}{\lambda^4} + \dots \end{aligned} \quad (12)$$

mit $A_0, A_2, A_4 > 0$.

2.2 Fall: $\lambda \ll \lambda_1$

In dem Fall, dass λ kleiner ist als die Absorptionsstelle λ_1 , wird aus 11:

$$\begin{aligned}
n^2(\lambda) &= 1 - \frac{N_1 q_1^2}{4\pi^2 c^2 \epsilon_0 m_1} \left(\lambda^2 + \frac{\lambda^4}{\lambda_1^2} + \frac{\lambda^6}{\lambda_1^4} + \dots \right) \\
&= 1 - A'_2 \lambda^2 - A'_4 \lambda^4 - \dots
\end{aligned} \tag{13}$$

mit $A'_i > 0$ für $i \geq 2$.

In Abbildung 2 sind die zugehörigen Kurvenverläufe zu sehen, welche sich durch ihre Krümmung unterscheiden. Genauer gilt bei 12

$$\frac{d^2 n^2(\lambda)}{d\lambda^2} > 0 \tag{14}$$

und im Fall 13

$$\frac{d^2 n^2(\lambda)}{d\lambda^2} < 0. \tag{15}$$

Eine Gemeinsamkeit beider Fälle ist, dass es sich um normale Dispersion handelt, was bedeutet, dass der Brechungsindex bei zunehmender Wellenlänge abnimmt. Im Gegensatz dazu bedeutet die anormale Dispersion, dass der Brechungsindex bei größer werdenen Wellenlängen ebenfalls zunimmt. Die anormale Dispersion ist in diesem Experiment allerdings nicht zu beobachten.

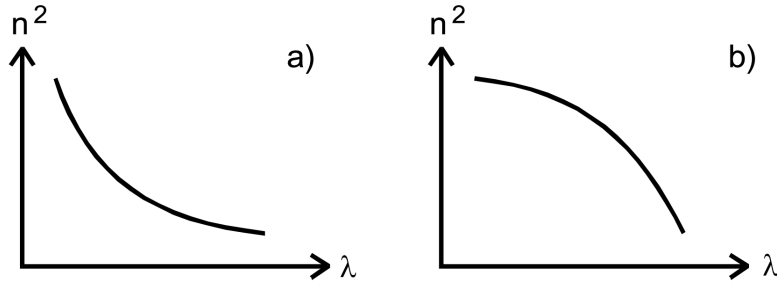


Abbildung 2: Typische Dispersionskurven, a) nach ??, b) nach ??, [1, S. 7].

3 Aufbau und Durchführung

Zur Apparatur gehört eine Heliumlampe, dessen Licht auf ein Glasprisma fällt, in dem es, sofern das Licht unter einem Winkel auftrifft, zweimal gebrochen wird. Mithilfe eines schwenkbaren Fernrohres können dann unter bestimmten Winkeln Spaltbilder beobachtet werden, die eingestellten Winkel werden dann an der angebrachten Scheibe abgelesen.

Im ersten Versuchsteil soll der Winkel φ zwischen den brechenden Prismenoberflächen bestimmt werden. Hierzu wird das Prisma so ausgerichtet, dass eine Spitze zur He-Lampe zeigt. Das Fernrohr wird dann auf die reflektierten Strahlen des Lichts ausgerichtet und die Winkel φ_l und φ_r , wie in Abbildung 3 zu sehen, auf der rechten und linken Seite des Prismas abgelesen. Der Winkel φ berechnet sich nun zu:

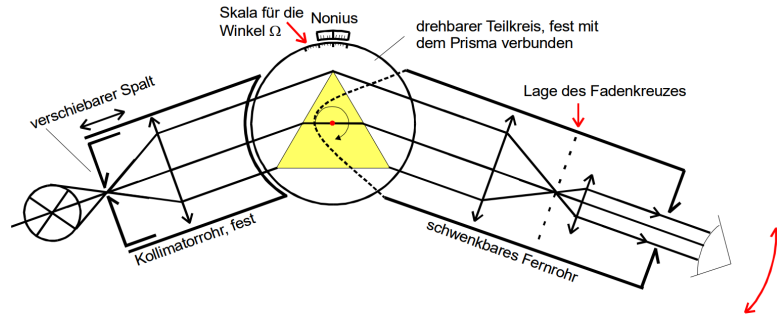


Abbildung 3: Aufbau des Prismen-Spektralapparates, [1, S. 9].

$$\varphi = \frac{1}{2}(\varphi_r - \varphi_l). \quad (16)$$

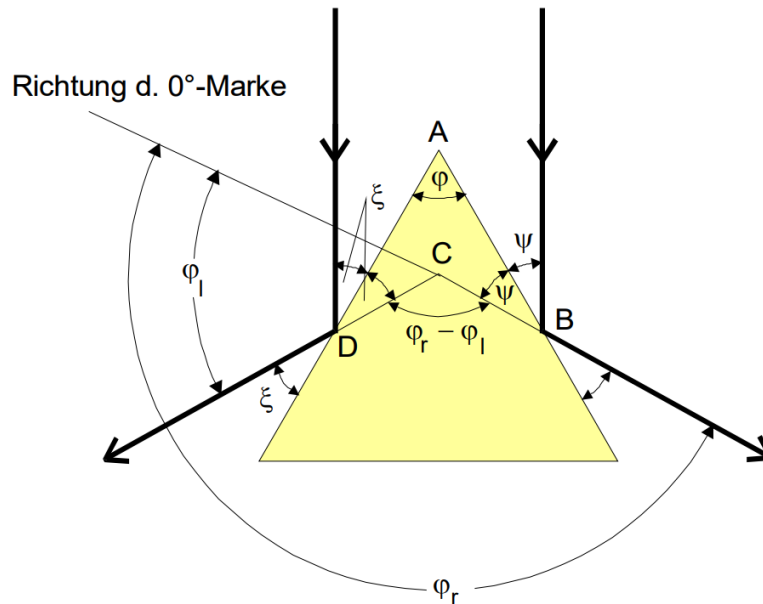


Abbildung 4: Skizze zur Bestimmung des Winkels φ , [1, S. 11].

Im zweiten Teil des Versuchs werden die Brechungswinkel η_i für sichtbaren Linien des Helium-Spektrums bestimmt, wofür ein symmetrischer Strahlengang notwendig ist. Das Prisma wird so gedreht, bis das Spaltbild mit dem reflektierten Strahl der He-Lampe zusammenfällt. Wenn die Linie des reflektierten Strahlenbündels auf einer der Spektrallinien liegt, kann der entsprechende Winkel Ω auf der Scheibe abgelesen werden. Dies wird für eine Spektrallinien, sowie auch für die spiegelsymmetrische Stellung des Prismas wiederholt. Der Brechungswinkel ergibt sich dann aus den Winkeln Ω_l und Ω_r der entsprechenden Seiten:

$$\eta = 180(\Omega_r - \Omega_l). \quad (17)$$

Hieraus kann der Brechungsindex berechnet werden:

$$n = \frac{\sin \frac{\eta + \varphi}{2}}{\sin \frac{\varphi}{2}}. \quad (18)$$

4 Auswertung

4.1 Brechender Winkel φ

Der Winkel φ berechnet sich nach der Gleichung 16 aus den Ablenkungswinkeln der reflektierten Strahlen. Die jeweiligen Messwerte zur Bestimmung des Brechungswinkels befinden sich in der Tabelle 1.

Tabelle 1: Messwerte zur Bestimmung des Brechungswinkels φ .

$\varphi_r / ^\circ$	$\varphi_l / ^\circ$	$\varphi / ^\circ$
204,2	84,1	60,05
206	86	60
206,9	87	59,95
203,9	83,8	60,05
208	88	60
210,1	90	60,05
210,7	90,8	59,95

Der Mittelwert \bar{x} aus n Stichproben x_i ergibt sich aus:

$$\bar{x} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i \quad (19)$$

Die Standardabweichung errechnet sich nach:

$$s_i = \sqrt{\frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2} \quad (20)$$

mit zufälligen Fehlern behafteten Werten x_i mit $i = 1, \dots, n$.

Der aus der Standardabweichung aus der Gleichung 20 resultierende Fehler des Mittelwertes ergibt sich nach:

$$\Delta \bar{x} = \frac{s_i}{\sqrt{n}} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2}{n(n-1)}} \quad (21)$$

Mit der Gleichung 19 und 21 wird nun der Mittelwert sowie der Fehler des Mittelwerts des Brechungswinkels φ bestimmt und es ergibt sich der folgende Wert:

$$\varphi = (60,00 \pm 0,02)^\circ.$$

4.2 Bestimmung des Brechungsindex n

Zur Berechnung des Brechungsindex n wird für jede Wellenlänge λ der Brechungswinkel η bekannt sein. Der Winkel η wird mit der Gleichung 17 berechnet. Hieraus ergibt sich nach der Gleichung 18 die jeweiligen Brechungsindizes n . Die Messwerte zu der η -Messung dazu befinden sich in der Tabelle 2.

Tabelle 2: Messwerte zur Bestimmung des Brechungsindex n .

Farbe	λ/nm	$\Omega_r/^\circ$	$\Omega_l/^\circ$	$\eta/^\circ$	n
rot	643,84	328	210,2	62,2	1,751
orange	576,96	327,5	210	62,5	1,753
gelb	546,07	327,2	211,4	64,2	1,768
grün	508,58	326,8	212	65,2	1,776
cyan	479,99	326,2	212,3	66,1	1,783
blau	467,81	326	212,6	66,6	1,787
violett	453,83	325,2	213,4	68,2	1,799
violett schwach	404,66	324,1	214,5	70,4	1,816

4.3 Bestimmung der Dispersionskurve

Nun soll jetzt überprüft werden, welche der beiden Verläufe aus den Gleichungen 12 und 13 die Messwerte besser beschreibt. Dazu werden die errechneten Brechungsindizes n aus der Tabelle 2 quadriert und eine lineare Regression durchgeführt. Die erste Möglichkeit ist gegeben durch die folgende Gleichung:

$$n^2(\lambda) = A_0 + \frac{A_2}{\lambda^2}. \quad (22)$$

Dabei ergibt sich ein linearer Zusammenhang, wenn n^2 gegen $\frac{1}{\lambda^2}$ aufgetragen wird. Die Werte und die errechneten Werte befinden sich in der Abbildung 5.

Eine lineare Ausgleichsgerade lässt sich berechnen wie:

$$y = mx + b \quad (23)$$

wobei m die Steigung und b der y-Achsenabschnitt sind. Über Formel 23 wird die Steigung und der Fehler der Ausgleichsgerade vom Python-Modul Scipy `curve_fit` berechnet. Es ergaben sich für die Ausgleichsgerade m als Steigung und b als y-Achsenabschnitt die folgenden Werte:

$$\begin{aligned} m &= (63\,942,4 \pm 3115,3) \text{ nm}^2 \\ b &= (2,902 \pm 0,013) \end{aligned}$$

und somit für n^2 :

$$n^2(\lambda) = (2,902 \pm 0,013) + \frac{(63\,942,4 \pm 3115,3) \text{ nm}^2}{\lambda^2}.$$

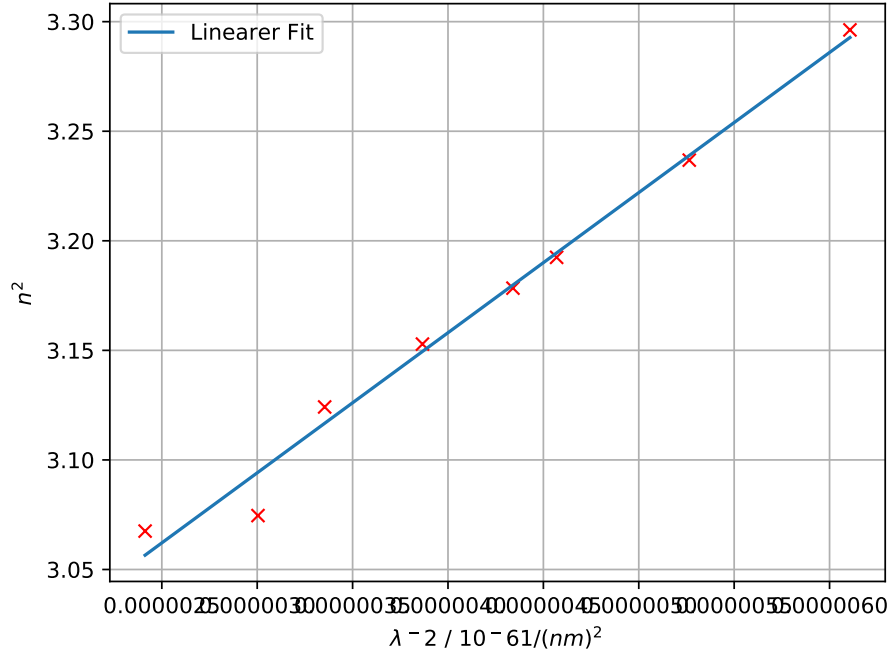


Abbildung 5: Ausgleichsgerade für die erste Methode.

Für die zweite Möglichkeit ergibt sich die folgende Gleichung:

$$n'^2(\lambda) = A'_0 + A'_2 \cdot \lambda^2. \quad (24)$$

Dabei stellt sich ein linearer Zusammenhang fest, wenn n'^2 gegen λ^2 aufgetragen wird. Die Werte und die errechneten Werte befinden sich in der Abbildung 6. Analog wird über die Formel 23 die Steigung und der Fehler vom Python-Modul Scipy curve_fit berechnet.

Es ergaben sich für die Ausgleichsgerade m als Steigung und b als y-Achsenabschnitt die folgenden Werte:

$$m = (-9,01 \pm 1,28) \cdot 10^{-7} \frac{1}{\text{nm}^2}$$

$$b = (3,402 \pm 0,035)$$

und somit für n'^2 :

$$n'^2(\lambda) = (3,402 \pm 0,035) + (9,01 \pm 1,28) \cdot 10^{-7} \frac{1}{\text{nm}^2} \cdot \lambda^2.$$

Zum Vergleich der beiden Möglichkeiten wird die Summe der Abweichungsquadrate benötigt:

$$s_n^2 = \frac{1}{z-2} \sum_{i=1}^z \left(n^2(\lambda_i) - A_0 - \frac{A_2}{\lambda_i^2} \right)^2 \quad (25)$$

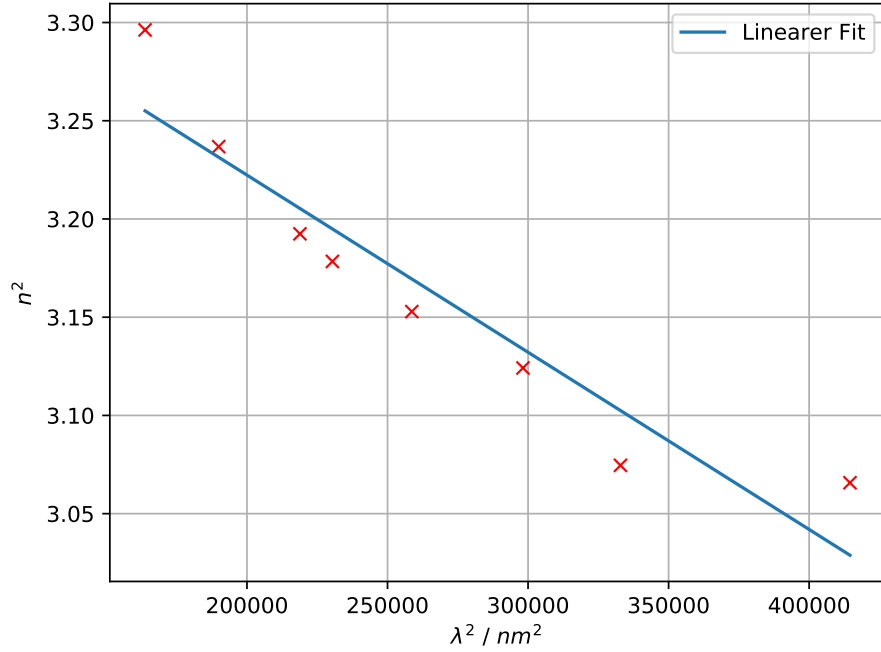


Abbildung 6: Ausgleichsgerade für die zweite Methode.

und

$$s_n^2 = \frac{1}{z-2} \sum_{i=1}^z (n^2(\lambda_i) - A'_0 + A'_2 \lambda_i^2)^2, \quad (26)$$

wobei z die Anzahl der Messungen ist. Für die erste Möglichkeit nach der Gleichung 25 ergibt sich ein Wert von:

$$s_n^2 = 9,413 \cdot 10^{-5}$$

und für die zweite Möglichkeit nach der Gleichung 26 ergibt sich:

$$s_n^2 = 0,326.$$

Es ergibt sich, dass die Abweichungsquadrate der ersten Dispersionsgleichung kleiner sind als die der zweiten. Zum einen lautet die Dispersionsgleichung wie folgt:

$$n(\lambda) = \sqrt{(2,902 \pm 0,013) + \frac{(63\,942,4 \pm 3115,3) \text{ nm}^2}{\lambda^2}} \quad (27)$$

und zum anderen ist diese Gleichung zusammen mit den errechneten Werten in die Abbildung 7 dargestellt.

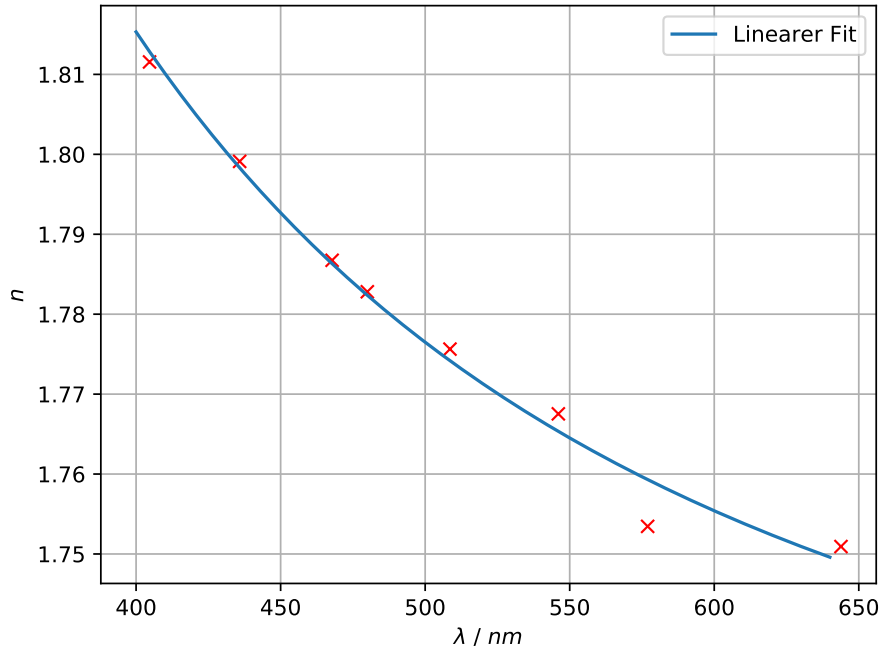


Abbildung 7: Die Dispersionskurve mit den errechneten Werten.

4.4 Bestimmung der Abbeschen Zahl

Im nächsten Aufgabenteil soll die Abbesche Zahl aus der bestimmten Dispersionsgleichung ausgerechnet werden. Dafür wird die vorherige Gleichung 27 verwendet. Es werden die drei Fraunhoferschen Linien mit $\lambda_C = 656 \text{ nm}$, $\lambda_D = 589 \text{ nm}$ und $\lambda_F = 486 \text{ nm}$ eingesetzt und es ergaben sich die folgenden Brechungsindizes:

$$n_C = 1,746$$

$$n_D = 1,757$$

$$n_F = 1,781.$$

Es muss eine Fehlerfortpflanzung durchgeführt werden, da die Brechungsindizes aus den fehlerbehafteten Größen A_0 und A_2 bestimmt worden sind. Die Fehlerfortpflanzung ist im Allgemeinen gegeben durch:

$$\sigma_f = \sqrt{\sum_{i=1}^n \left(\frac{\partial g}{\partial y_i} \right)^2 (\sigma_y)^2} \quad (28)$$

wobei σ_f der Fehler ist, der zu errechnenden Größe f , die aus den fehlerbehafteten Größen y_i mit den jeweiligen Fehlern σ_y mit der Formel f berechnet wird. Also in dem Fall wird

der Fehler berechnet durch:

$$\sigma_n = \sqrt{\left(\frac{1}{2\sqrt{A_0 + \frac{A_2}{\lambda^2}}}\right)^2 \cdot \sigma_{A_0}^2 + \left(\frac{1}{2\lambda^2\sqrt{A_0 + \frac{A_2}{\lambda^2}}}\right)^2 \cdot \sigma_{A_2}^2}. \quad (29)$$

Für die jeweiligen Brechungsindizes n ergeben sich die folgenden Fehler:

$$\sigma_{n_C} = 0,004$$

$$\sigma_{n_D} = 0,0045$$

$$\sigma_{n_F} = 0,005.$$

Letztendlich für die Abbesche Zahl wird die folgende Gleichung benötigt:

$$\nu = \frac{n_D - 1}{n_F - n_C} \quad (30)$$

und dafür ergibt sich ein Wert, bei dem auch die Fehler fortgepflanzt wird, von:

$$\nu = 21,62 \pm 3,95.$$

4.5 Das theoretische Auflösungsvermögen

Im nächsten Teil soll das theoretische Auflösungsvermögen bestimmt werden unter der Annahme, dass das Prisma voll ausgeleuchtet ist. Bei voller Ausleuchtung ergibt sich das Auflösungsvermögen A zu:

$$A = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} = b \frac{dn}{d\lambda}, \quad (31)$$

wobei λ die Wellenlänge und $\Delta\lambda$ den kleinsten messbaren Wellenlängenunterschied zweier benachbarter Spektrallinien darstellt und mit der Ableitung der Dispersionsgleichung nach λ ergibt sich dann auch zu:

$$\frac{dn}{d\lambda} = -\frac{A_2}{\lambda^3 \sqrt{A_0 + \frac{A_2}{\lambda^2}}}. \quad (32)$$

Analog werden hier die vorherigen Fraunhofscher Linien λ_C und λ_F , die Basislänge $b = 3 \text{ cm}$ und in die Gleichung 31 eingesetzt:

$$A_C = 3890,5$$

$$A_F = 9381,7.$$

Der Fehler berechnet sich erneut nach der Gleichung 28 wie folgt:

$$\sigma_A = \sqrt{\left(\frac{bA_2}{2\lambda^3(A_0 + \frac{A_2}{\lambda^2})^{\frac{3}{2}}}\right)^2 \cdot \sigma_{A_0}^2 + \left(\frac{-b}{\lambda^3\sqrt{A_0 + \frac{A_2}{\lambda^2}}} + \frac{bA_2}{2\lambda^5(A_0 + \frac{A_2}{\lambda^2})^{\frac{3}{2}}}\right)^2 \cdot \sigma_{A_2}^2} \quad (33)$$

und die Fehler betragen dann:

$$\sigma_{A_C} = 185,53$$

$$\sigma_{A_F} = 439,03$$

Insgesamt ergibt sich ein Auflösungsvermögen von:

$$A_C = 3890,5 \pm 185,53$$

$$A_F = 9381,7 \pm 439,03.$$

4.6 Bestimmung der Absorptionsstelle

Nun soll die dem sichtbaren Bereich am nächsten liegende Absorptionsstelle λ_1 berechnet werden. Für die Bestimmung der Absorptionsstelle, gelten die folgenden Formeln:

$$n^2(\lambda) = 1 + \frac{N_1 q_1^2 \lambda_1^2}{4\pi^2 c^2 \epsilon_0 m_1} \left(1 + \left(\frac{\lambda_1}{\lambda} \right)^2 \right) \quad (34)$$

$$n^2(\lambda) = A_0 + \frac{A_2}{\lambda^2}. \quad (35)$$

Dabei sind A_0 und A_2 gegeben wie folgt:

$$A_0 = 1 + \frac{N_1 q_1^2 \lambda_1^2}{4\pi^2 c^2 \epsilon_0 m_1} \quad (36)$$

$$A_2 = \lambda_1^2 (A_0 - 1) \quad (37)$$

und diese beiden Gleichungen müssen entsprechend nun nach λ_1 aufgelöst werden, welches ja die gesuchte Wellenlänge der nächsten Absorptionsstelle darstellt:

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

$$\lambda_1 = 183,25 \text{ nm.}$$

5 Diskussion

Das Experiment weist bei der Anwendung einige Fehlerquellen auf. Zum einen gibt es in dem Raum, in dem der Versuch durchgeführt wird, neben der Quecksilber-Lampe auch andere Lichtquellen, die zu Streulicht im Prisma führen können. Dadurch können die Messwerte verfälscht werden. Es ist nicht auszuschließen, dass kleine Verunreinigungen auf der Oberfläche des Prismas den Strahlengang verändern. Bei den unterschiedlichen Spektrallinien war das Fadenkreuz nicht gut zu sehen durch die Helligkeit der Linien und da diese Spektrallinien eine endliche Breite besitzen, konnte das Fadenkreuz nicht exakt auf die Mitte gerichtet werden. Es ergaben sich auch Ablesefehler beim Übereinanderlegen

des reflektierten und gebrochenen Strahles, da der reflektierte Strahl nur sehr schwach erscheint.

Die Bestimmung des brechenden Winkels zeigt, dass dieser eine relativ kleine Fehler besitzt und dieser ein Winkel von $\varphi = 60^\circ$ aufzeigt. Dies kann auch auf die Qualität der Apparatur führen. Außerdem ist es noch zu erkennen, dass in der Tabelle 2 der Winkel η mit sinkender Wellenlänge immer mehr zunimmt. Die Summe der Abweichungsquadrate zeigt, dass die Dispersionskurve 7 im sichtbaren Wellenlängenbereich gut mit der Ausgleichskurve 27 angenähert werden kann.

Die berechnete nächstgelegene Absorptionsstelle λ_1 ist kürzer als die Wellenlängen im sichtbaren Bereich und liegt im UV-Wellenlängenbereich.

Durch die berechnete Abbesche Zahl von 21,62 kann das Material des Prismas den Flintgläsern mit einer Abbeschen Zahl $\nu < 50$ zugeordnet werden, das bedeutet, dass die verwendete Prisma eine hohe Dispersion besitzt im Gegensatz zu den Krongläsern ($\nu > 50$).
[2]

Bei dem Auflösungsvermögen ist bei den Ergebnisse für A_C und A_F zu erkennen, dass dieses für kleine Wellenlängen größer ist im Gegensatz zu den größeren Wellenlängen. Kurzwelliges Licht wird stärker gebrochen als langwelliges.

Literatur

- [1] TU Dortmund. *Versuch 402: Dispersionsmessungen am Glasprisma*. 2018. URL: <http://129.217.224.2/HOMEPAGE/MEDPHYS/BACHELOR/AP/SKRIPT/V402.pdf> (besucht am 16.06.2018).
- [2] Beuth Hochschule für Technik. *Brechzahl und Abbesche Zahl von Glas*. 2018. URL: http://labor.beuth-hochschule.de/fileadmin/labor/gos/dokument/ogg/aufgabe/OGG_03_Brechzahl_und_Abbesche_Zahl_von_Glas.pdf (besucht am 16.06.2018).