
3.3: Polarisation und Doppelbrechung

Anton Konrad Cyrol

Matr-Nr.: 1639629

E-Mail: anton.cyrol@stud.tu-darmstadt.de

Andreas Kleiner

Matr-Nr.: 1574166

E-Mail: akleiner@online.de

Betreuer: Dr. Mathias Sinther

Versuch durchgeführt am: 21.11.2011

Abgabedatum: 28.11.2011



TECHNISCHE
UNIVERSITÄT
DARMSTADT

PHYSIKALISCHES PRAKTIKUM
FÜR FORTGESCHRITTENE

Hiermit versichern wir das vorliegende fortgeschrittenen Praktikumsprotokoll ohne Hilfe Dritter nur mit den angegebenen Quellen und Hilfsmitteln angefertigt zu haben. Alle Stellen, die aus Quellen entnommen wurden, sind als solche kenntlich gemacht. Diese Arbeit hat in gleicher oder ähnlicher Form noch keiner Prüfungsbehörde vorgelegen.

Darmstadt, den 28.11.2011

Anton Konrad Cyrol

Andreas Kleiner

Inhaltsverzeichnis

| | | |
|----------|---|-----------|
| 1 | Einführung | 2 |
| 2 | Theoretische Grundlagen | 2 |
| 2.1 | Polarisiertes Licht | 2 |
| 2.2 | Erzeugung von polarisiertem Licht | 2 |
| 2.2.1 | Erzeugung von linear polarisiertem Licht | 2 |
| 2.2.2 | Erzeugung von zirkular polarisiertem Licht | 2 |
| 2.3 | Nachweis von polarisiertem Licht | 3 |
| 2.4 | Doppelbrechung | 3 |
| 2.5 | Optische Aktivität | 3 |
| 2.6 | Soleilscher Kompensator | 4 |
| 2.7 | Dispersion | 4 |
| 3 | Versuchsaufbau | 4 |
| 4 | Versuchsdurchführung & Auswertung | 5 |
| 4.1 | Messung der Polarisation der Strahlung | 5 |
| 4.2 | Bestimmen der Rotationsdispersion des Quarzplättchens | 6 |
| 4.3 | Bestimmen der Phasendifferenz der Polarisationskomponenten durch Messen der Schwingungsellipsen | 7 |
| 4.4 | Eichen der Trommelskala | 14 |
| 4.5 | Bestimmen der Phasendifferenz der Polarisationskomponenten mit dem Soleilschen Komensator | 15 |
| 5 | Fazit | 15 |
| 6 | Messdaten | 16 |

1 Einführung

In diesem Versuch sollen die Polarisations-eigenschaften von Licht untersucht werden. Aus natürlichem Licht wird Licht mit linearer und elliptischer Polarisation erzeugt. Nach der Vermessung der Polarisationsrichtung soll die Rotationsdispersion eines Quarzplättchens bestimmt werden. Weiterhin soll die Schwingungsellipse von elliptisch polarisiertem Licht und die Dispersion der Doppelbrechung des Glimmerplättchens ermittelt werden.

2 Theoretische Grundlagen

2.1 Polarisiertes Licht

Licht besteht aus transversalen Wellen, bei denen ein \vec{E} und \vec{B} Feld schwingt. Im Vakuum stehen beide Felder senkrecht zueinander und paarweise senkrecht auf den Poyntingvektor \vec{S} , der in Ausbreitungsrichtung zeigt. Die Schwingungsfrequenzen von elektrischem und magnetischem Feld sind identisch. Elektromagnetische Wellen können linear polarisiert sein, d.h. die Richtung des Vektors des \vec{E} -Feldes ist zeitlich konstant. Zirkular polarisiertes Licht ergibt sich bei Überlagerung zweier Transversalwellen, deren Schwingungsrichtungen senkrecht zueinander sind und deren Amplitude gleich ist. Weiterhin müssen beide Wellen eine Phasendifferenz von $\pi/2$ haben. Elliptisch polarisiertes Licht ist ähnlich wie zirkular polarisiertes Licht, jedoch müssen die Amplituden nicht gleich sein, bzw. die Phasendifferenz ist ungleich 0 und $\pi/2$. Zirkular und elliptisch polarisiertes Licht kann links- oder rechtsdrehend sein.

2.2 Erzeugung von polarisiertem Licht

Natürliches Licht ist in der Regel unpolarisiert. Es gibt mehrere Methoden um polarisiertes Licht zu erzeugen.

2.2.1 Erzeugung von linear polarisiertem Licht

Reflexion und Brechung

Fällt Licht auf eine reflektierende Oberfläche, wird es dabei zumindest teilweise linear polarisiert. Unter dem Brewster-Winkel tritt eine vollständige lineare Polarisation auf, so dass im reflektierten Strahl alle Vektoren des \vec{E} -Feldes senkrecht zur Einfallsebene zeigen, und im transmittierten Strahl nur noch parallel zur Einfallsebene polarisiertes Licht vorhanden ist. Unter Ausnutzung der Tatsache, dass der transmittierte Strahl und der reflektierte Strahl einen Winkel von 90° einschließen, ergibt sich der Brewsterwinkel aus dem Snelliusschen Brechungsgesetz zu

$$\theta_B = \arctan\left(\frac{n_2}{n_1}\right) \quad (1)$$

Dabei ist n_1 die Brechzahl des Mediums in dem sich der einfallende und der reflektierte Strahl bewegen und n_2 die Brechzahl des Mediums des transmittierten Strahls.

Doppelbrechung

In doppelbrechenden Medien, z.B. anisotropen Kristallen ist die Ausbreitungsrichtung von Licht abhängig von der Polarisationsrichtung. Daher teilt sich das einfallende Licht in zwei Strahlen auf, die senkrecht zueinander polarisiert sind. Aufgrund der unterschiedlichen Ausbreitungsrichtung treten die beiden Strahlen an unterschiedlichen Stellen aus. Es liegen also zwei Strahlen vor, die jeweils linear polarisiert sind.

Dichroismus

Es gibt Materialien - zumeist doppelbrechende Kristalle und Kristalle mit mehreren optischen Achsen - die Licht abhängig von der Polarisationsrichtung unterschiedlich stark absorbieren. Ist der Kristall dick genug, wird eine Komponente genügend stark absorbiert und linear polarisiertes Licht tritt aus dem Material aus. Der Effekt des Dichroismus ist wellenlängenabhängig.

Streuung

Durch Streuung an Teilchen, deren Größe unterhalb der Wellenlänge des Lichts liegt, kann ebenso linear polarisiertes Licht erzeugt werden.

2.2.2 Erzeugung von zirkular polarisiertem Licht

Um zirkular polarisiertes Licht zu erzeugen, wird das Licht zuerst linear polarisiert. Durch den Einsatz eines $\lambda/4$ -Plättchens wird eine Komponente des \vec{E} -Feldes gegenüber der anderen um $\pi/2$ phasenverschoben.

Elliptisch polarisiertes Licht kann wie bei der Linearpolarisierung durch Doppelbrechung erzeugt werden, dabei muss der Kristall so geschliffen werden, dass die beiden Teilstrahlen mit orthogonaler Linearpolarisierung beim Austritt aus dem Kristall überlagert werden.

2.3 Nachweis von polarisiertem Licht

Linear polarisiertes Licht wird durch einen Analysator nachgewiesen. Dabei handelt es sich um einen weiteren Polarisator, der um beliebige Winkel gedreht werden kann. Hat das einfallende Licht eine lineare Polarisation, so gibt es einen Winkel α und einen Winkel $\alpha + \pi$ unter welchen ein Intensitätsmaximum auftritt. Die Intensität hinter dem Analysator wird durch das Gesetz von Malus bestimmt. Es gilt

$$I = I_0 \cos^2(\phi) \quad (2)$$

mit der Intensität vor dem Polarisator I_0 und dem Winkel zwischen Analysator- und Polarisationsrichtung ϕ .

Zirkular polarisiertes Licht kann durch Einsatz eines $\lambda/4$ -Plättchens nachgewiesen werden. Ist das Licht zirkular oder elliptisch polarisiert, wird es nach Durchlaufen des Plättchens linear polarisiert. Das linear polarisierte Licht kann wiederum wie oben beschrieben nachgewiesen werden.

Um elliptisch polarisiertes Licht nachzuweisen, kann durch einen Analysator die Intensität jeder Schwingungsrichtung gemessen werden. Alternativ kann mit Hilfe eines Soleil'schen Kompensators die Phasendifferenz zwischen zwei senkrecht zueinander polarisierten Richtungen gemessen werden.

2.4 Doppelbrechung

Elektromagnetische Wellen bewirken in Kristallen eine Verschiebung der Elektronen. Die Verschiebung ist abhängig von der elektrischen Feldstärke. Allgemein gilt

$$\vec{D} = \begin{pmatrix} \epsilon_{xx} & \epsilon_{xy} & \epsilon_{xz} \\ \epsilon_{yx} & \epsilon_{yy} & \epsilon_{yz} \\ \epsilon_{zx} & \epsilon_{zy} & \epsilon_{zz} \end{pmatrix} \epsilon_0 \vec{E}. \quad (3)$$

Die Gleichung vereinfacht sich im Hauptachsensystem der ϵ -Matrix zu

$$\vec{D} = \begin{pmatrix} \epsilon_x & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_y & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_z \end{pmatrix} \epsilon_0 \vec{E}. \quad (4)$$

Ist $\epsilon_x = \epsilon_y = \epsilon_z$, dann ist der Kristall isotrop, anderenfalls anisotrop. Im anisotropen Fall ist der Brechungsindex, welcher durch $n_i = \sqrt{\epsilon_i}$ gegeben ist, von der Richtung abhängig. Die Energiedichte ω ist gegeben durch

$$\omega = \vec{D} \cdot \vec{E}. \quad (5)$$

Da die ϵ -Matrix invertierbar ist, lässt sich Gleichung (4) nach \vec{E} auflösen und in (5) einsetzen. So kann die Brechungsindex-Ellipsoid Gleichung erhalten werden:

$$\omega \epsilon_0 = \frac{D_x^2}{\epsilon_x} + \frac{D_y^2}{\epsilon_y} + \frac{D_z^2}{\epsilon_z} = \frac{D_x^2}{n_x^2} + \frac{D_y^2}{n_y^2} + \frac{D_z^2}{n_z^2}. \quad (6)$$

Kristalle, bei denen zwei Brechungsindices gleich sind, werden als optisch einachsige Kristalle bezeichnet, da sie genau eine ausgezeichnete Richtung besitzen. Trifft eine elektromagnetische Welle auf einen optisch einachsigen Kristall, so lässt sich der elektrische Feldvektor \vec{E} so in zwei Vektoren zerlegen, dass der eine Vektor senkrecht zur optischen Achse ist. Der andere Vektor ist eindeutig bestimmt, da der Wellenvektor \vec{k} orthogonal zu dem Vektor \vec{E} des elektrischen Feldes ist (siehe Abb. 1). Für die zerlegten Anteile des elektrischen Feldes gelten unterschiedliche Brechungsindices, folglich werden die beiden Anteile im Allgemeinen unterschiedlich gebrochen. Das bedeutet, dass sich ein einfallender Strahl in zwei Teilstrahlen aufspaltet. Dieses Phänomen wird als Doppelbrechung bezeichnet. Der Teilstrahl, dessen elektrischer Feldvektor senkrecht zur optischen Achse ist, wird als ordentlicher Strahl bezeichnet, da er dem Snelliusschen Brechungsgesetz gehorcht. Der andere wird außerordentlicher Strahl genannt.

2.5 Optische Aktivität

Einige lichtdurchlässige Materialien wie beispielsweise Quarz haben die Eigenschaft, die Polarisationsrichtung einfallenden Lichts zu drehen. Diese Eigenschaft wird optische Aktivität genannt. Sehr anschaulich ist dies für linear polarisiertes Licht. Der Vektor des elektrischen Feldes \vec{E} wird beim Durchlauf durch das Medium um den Winkel χ nach links oder rechts gedreht. Es wird daher zwischen links- und rechtsdrehenden Materialien unterschieden. Rechtsdrehend bedeutet, dass der Lichtstrahl, von einem Betrachter in entgegengesetzter Ausbreitungsrichtung, im Uhrzeigersinn gedreht wird. Der Drehwinkel ergibt sich mit der Dicke d und dem spezifischen Drehwinkel χ_s zu

$$\chi(\lambda, d) = \chi_s(\lambda) \cdot d. \quad (7)$$

Wie Gleichung (7) schon andeutet, ist der spezifische Drehwinkel χ_s von der Wellenlänge λ des Lichts abhängig. Folglich gibt es eine Rotationsdispersion.

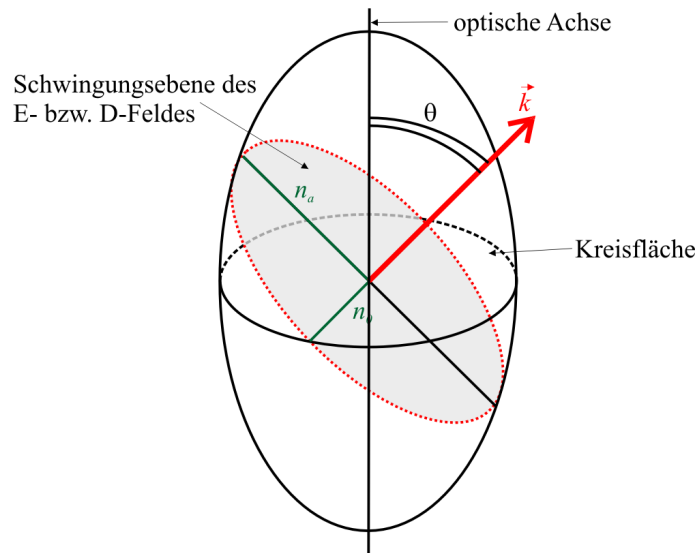


Abbildung 1: Brechungsindex-Ellipsoid. Quelle: Wikipedia, heruntergeladen am 20. Nov. 2011 von <http://de.wikipedia.org/w/index.php?title=Datei:Indexellipsoid.png>. Urheber: JKrieger. Das Bild ist gemeinfrei verwendbar.

2.6 Soleilscher Kompensator

Ein Soleilscher Kompensator besteht aus einer Quartzplatte und zwei Quartzkeilen (siehe Abb. 2). Die optischen Achsen der beiden Quartzkeile stehen senkrecht auf der optischen Achse der Quartzplatte. Der Vektor des elektrischen Feldes \vec{E} einer einfallenden elektromagnetischen Welle lässt sich aufsplitten in $\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2$. Wobei \vec{E}_1 parallel zur optischen Achse der Keile und \vec{E}_2 parallel zur optischen Achse der Quartzplatte ist.

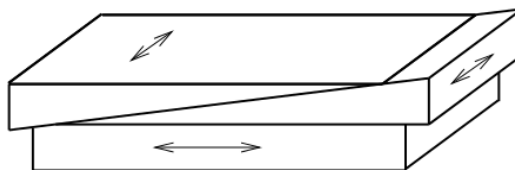


Abbildung 2: Skizze eines Soleilschen Kompensators. Quelle: Versuchsanleitung zu diesem Versuch, heruntergeladen am 20. Nov. 2011 von <http://www.iap.tu-darmstadt.de/fileadmin/iap/fp/a/PD.pdf>.

Durch Verschieben der Quartzkeile lässt sich die Länge, in der das Licht die Keile durchläuft, variieren. Somit lässt sich eine beliebige Phasenverschiebung zwischen den Wellenvektoren \vec{E}_1 und \vec{E}_2 erreichen.

2.7 Dispersion

Dispersion bezeichnet allgemein die Abhängigkeit einer Größe von der Wellenlänge. In der Optik bedeutet Dispersion oft die Abhängigkeit der Ausbreitungsgeschwindigkeit einer elektromagnetischen Welle von der Wellenlänge. Die Rotationsdispersion tritt bei optisch aktiven Medien auf. Sie bezeichnet die Abhängigkeit des Drehwinkels der Polarisationsrichtung von der Wellenlänge.

3 Versuchsaufbau

Der vollständige Versuchsaufbau besteht aus einer Halogenlampe, mehreren optischen Elementen und einem Mikrovoltmeter. Die Details sind in Abb. (3) zu sehen. Die Brennweite der Linse liegt bei $f = 5 \text{ cm}$, das Quartzplättchen hat eine Dicke von 4 mm und ist linksdrehend. Für keine der Messungen wurde der vollständige Versuchsaufbau verwendet. Einzelne Elemente wurden je nach Messung eingesetzt bzw. herausgenommen. Die bei den jeweiligen Messungen verwendeten Aufbauten sind in der Auswertung beschrieben. Im Versuch wurden mehrere Interferenzfilter eingesetzt. In nachfolgender Tabelle sind die Filter und die transmittierten Wellenlängen aufgelistet.

| Filter | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 |
|-------------------|-----|-----|-----|-----|-----|-----|
| Wellenlänge in nm | 435 | 467 | 516 | 585 | 616 | 686 |

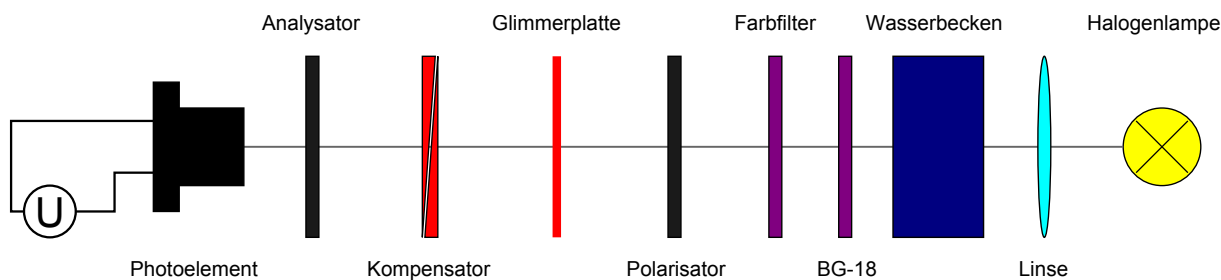


Abbildung 3: Versuchsaufbau

4 Versuchsdurchführung & Auswertung

4.1 Messung der Polarisation der Strahlung

Die Eichung und die Messung der Polarisationsrichtung des Lichts wurden ohne die optischen Elemente zwischen Polarisator und Analysator durchgeführt, siehe Abb. (3). Bevor die eigentlichen Messungen durchgeführt wurden, wurde der Versuchsaufbau geeicht. Dazu wurde der Analysator auf 90° gestellt und der Polarisator so lange gedreht bis ein Minimum der Intensität zu sehen war. Ein Minimum wurde bei der Polarisatorstellung von 18.5° gefunden. Bei bekannter Stellung des Analysators ist somit auch die Richtung der Polarisation im Raum bekannt. Der Polarisator wurde für die folgenden Teile des Versuchs in dieser Stellung belassen.

Um die Polarisationsrichtung zu messen, wurde die Intensität in Abhängigkeit des Analysatorwinkels ϕ zwischen (0° und 180°) in Schritten von 10° gemessen. Eine Messung bei mehr als 180° ist aus Symmetriegründen nicht notwendig.

Die Unsicherheit für den Winkel ϕ entsteht durch die Ungenauigkeit beim Ablesen und wurde auf $\Delta\phi = 0.2^\circ$ abgeschätzt. Der Fehler für die Intensität ist abhängig von der verwendeten Skala am Messgerät und in der folgenden Tabelle aufgelistet.

| Intensität I in μV | ΔI in μV |
|---------------------------|-----------------------|
| $I > 300$ | 5 |
| $100 < I < 300$ | 3 |
| $30 < I < 100$ | 2 |
| $I < 30$ | 2 |

Die Messwerte und der Fit für die Überprüfung des Malusschen Gesetzes sind in Abb. (4) aufgetragen. Erwartungsgemäß ergibt sich ein Minimum bei 90° bzw. $\cos^2(90^\circ) = 0$. Der Verlauf der Intensität genügt wie erwartet dem Malus'schen Gesetz. Durch das Quadrieren des \cos liegen die Messwerte für ϕ und $\phi + 90^\circ$ übereinander. Wie zu sehen ist stimmen die Messwerte für ϕ und $\phi + 90^\circ$ bei fast allen ϕ sehr gut überein, was auf eine genaue Messung hinweist.

Die Messpunkte wurden durch eine $\cos^2(\phi)$ -Kurve gefittet. Die Fitkurve lautet

$$I(\phi) = ((470 \pm 2.5) \cdot \cos^2(\phi) + (2.6 \pm 1.6)) \mu V \quad (8)$$

Der Offset kommt durch Streulicht der Halogenlampe zustande, das während des Versuchs nicht vermieden werden konnte. In der \cos^2 -Auftragung erscheint die Fitkurve als Gerade. Wie zu sehen ist, verläuft die Kurve mit Ausnahme von drei Messpunkten innerhalb der Fehlergrenzen.

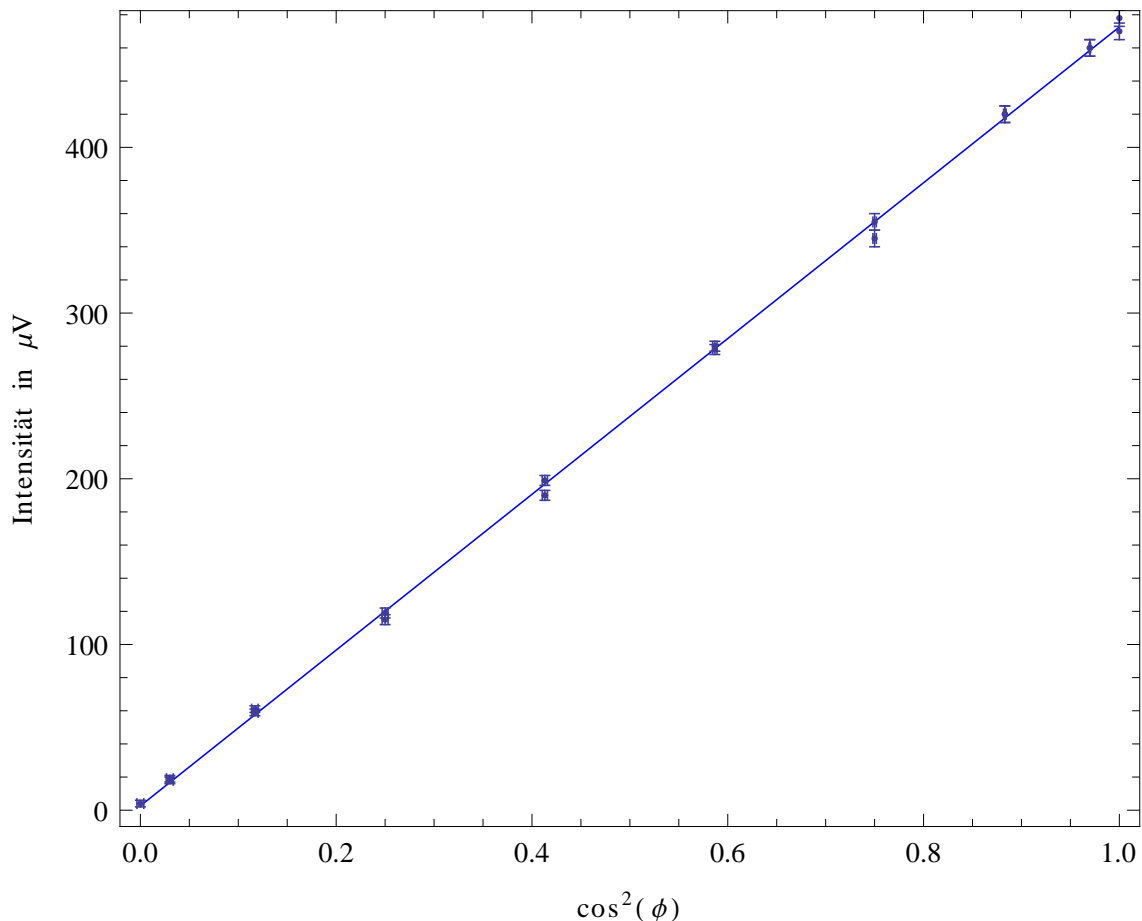


Abbildung 4: Intensität des Lichts in Abhängigkeit von der Analysatorstellung. Aufgetragen ist die Intensität über $\cos^2(\phi)$

4.2 Bestimmen der Rotationsdispersion des Quarzplättchens

Zur Bestimmung der Rotationsdispersion des verwendeten Quarzplättchens wurde für jeden Farbfilter die Analysatorstellung gesucht, bei der ein Minimum auftrat. Diese Messung wurde für jeden Farbfilter einmal mit dem Photodetektor und einmal mit dem Auge durchgeführt. Der Grund für den Einsatz dieser beiden Messmethoden ist, dass der Detektor objektiver ist und die Intensität zwar genauer messen kann, aber auch bei einem Minimum Licht anderer Wellenlänge den Interferenzfarbfilter passieren kann. Der Detektor nimmt also noch Intensität wahr, obwohl das Licht der relevanten Wellenlänge nicht vorhanden ist. Ein weiterer Grund für die Abweichung könnte die schlechte Lampe gewesen sein. Das Auge ist in der Lage unterschiedliche Farben zu unterscheiden. Jedoch ist das Auge bei rotem und blauem Licht nicht sehr sensitiv.

In Abb. (5) ist die spezifische Drehung über der Wellenlänge auf logarithmischen Achsen aufgetragen. Zu erwarten ist $\Phi \propto \lambda^{-2}$. Φ bezeichnet die spezifische Drehung. Zu sehen ist, dass bei der Messung mit dem Auge das Minimum für große Wellenlängen fast bei dem gleichen Winkel gefunden wurde. Das lässt sich auf die geringe Sensitivität des Auges für diese Wellenlängen zurückführen.

Die Fitfunktion für die Messung mit dem Detektor ergibt sich zu

$$\Phi_{\text{Det}}(\lambda) = (0.89 \pm 0.47) \cdot \lambda^{0.83 \pm 0.08} \quad (9)$$

Bei diesem Fit wurde der Messwert für 476 nm vernachlässigt, da es sich um einen Ausreißer handelt, der deutlich von der Geraden abweicht.

Für die Messung mit dem Auge lautet die Fitgerade

$$\Phi_{\text{Auge}}(\lambda) = (0.0008 \pm 0.0007) \cdot \lambda^{1.94 \pm 0.1} \quad (10)$$

Die Fehler ergeben sich aus den Fits.

Aufgrund der geringen Sensitivität des Auges bei Wellenlängen ab ungefähr 600 nm, wurden die Messwerte für 616 nm und 686 nm für den Fit nicht berücksichtigt. Für die Messung mit dem Auge ergibt sich $a = 1.94 \pm 0.1$. Dieser Wert liegt innerhalb der Fehlergrenzen bei dem theoretisch zu erwartenden Wert von 2. Für die Messung mit dem Detektor kann diese Übereinstimmung nicht erreicht werden. Hier ist a mit 0.83 ± 0.08 weniger als halb so groß wie der erwartete Wert von 2. Diese Abweichung kann darauf zurückgeführt werden, dass der Detektor bei jeder Messung noch Intensität, bedingt durch andere Wellenlängen, gemessen hat. Die Messung mit dem Auge kann daher als genauer angesehen werden.

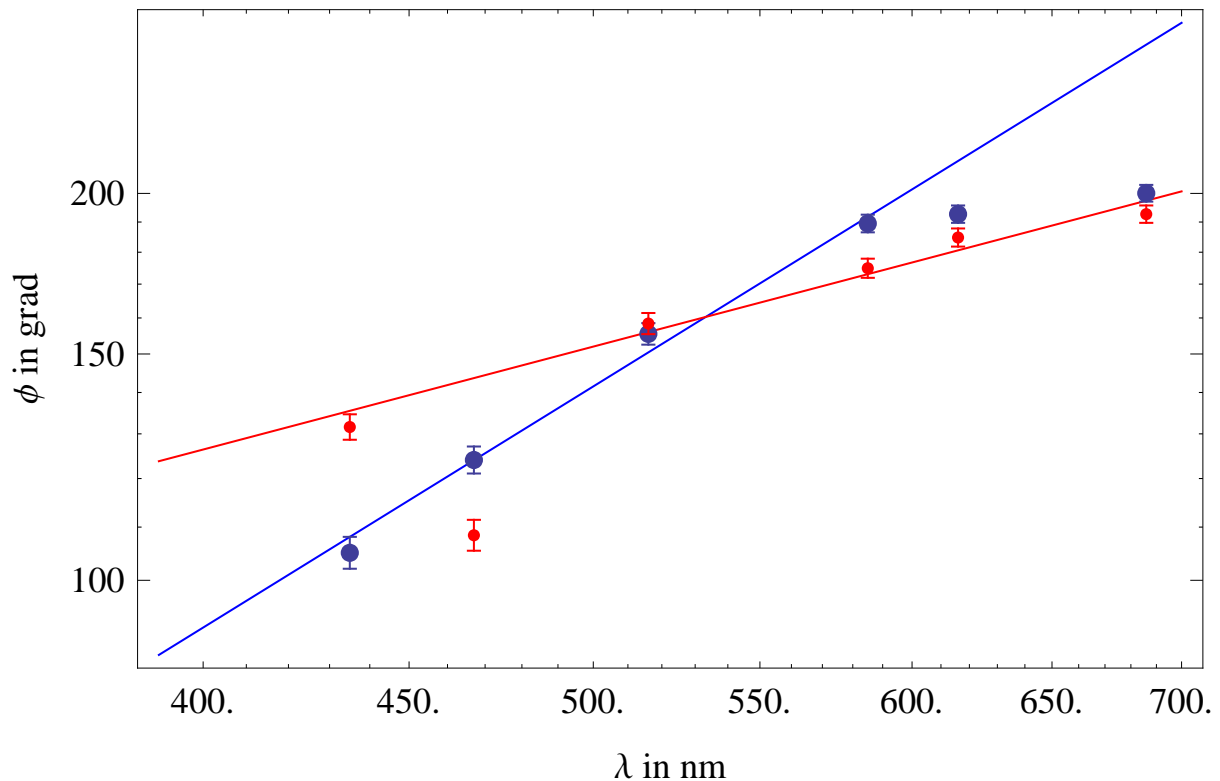


Abbildung 5: Rotationsdispersion des Quarzplättchens. Die mit dem **Detektor** gemessenen Werte sind **rot**, die mit dem **Auge** gemessenen Werte **blau** eingezeichnet.

4.3 Bestimmen der Phasendifferenz der Polarisationskomponenten durch Messen der Schwingungsellipsen

Anhand der Schwingungsellipsen kann unmittelbar festgestellt werden, wie stark das Licht elliptisch polarisiert ist. Durch Messung der Intensität bei verschiedenen Analysatorstellungen wurde die Form der Schwingungsellipsen ermittelt. Zwischen Polarisator und Analysator wurde das Glimmerplättchen in einem Winkel von 45° zwischen Polarisator und Analysator gestellt, um aus linearer elliptische Polarisation zu gewinnen. Zur Ausrichtung des Glimmerplättchens wurden Analysator und Polarisator in einem relativen Winkel von $^\circ$ aufgestellt, das Glimmerplättchen wurde so lange gedreht bis die Intensität minimal war. Zur Messung wurde der Analysator in Schritten von 10° beginnend bei 0° bis 180° gedreht. Eine Messung von 180° bis 360° ist aus Symmetriegründen nicht notwendig.

Die Messwerte wurden für alle Wellenlängen mit der Funktion

$$I(\Delta\phi) = (I_{\max} - I_{\min}) \cdot \sin^2(\Delta\phi + \phi_0) + I_{\min} \quad (11)$$

gefittet.

Die Fitparameter und die Phasenverschiebung sind in Tabelle (1) aufgeführt. Die Phasenverschiebung müsste theoretisch der Gleichung

$$\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot d \cdot (n_1 - n_2) \quad (12)$$

gehörchen. Das bedeutet, dass die Phasenverschiebung mit steigender Wellenlänge kleiner wird. Wie in Tabelle (1) zu sehen ist, ist das bei unserer Messung nicht der Fall. Das ist darauf zurückzuführen, dass bei großen und kleinen Wellenlängen die Messung ungenau war. Das Umgebungslicht war so stark, dass es die Messung verfälscht hat. Diese Ungenauigkeit trat bei Wellenlängen in der Mitte des sichtbaren Spektrums nicht auf, da der BG-18 Filter für diese Wellen die höchste Transmission besitzt, wohingegen blaues und rotes Licht schlechter transmittiert wird, wodurch sich das störende Umgebungslicht gerade bei diesen Wellenlängen am stärksten bemerkbar macht. Der Photodetektor ist sehr empfindlich gegenüber Infrarotstrahlung. Das zeigte sich dadurch, dass die Intensität änderte, wenn sich einer der Experimentatoren am Versuchstisch bewegte. Durch einen Infrarotfilter direkt vor dem Photodetektor könnte das Messergebnis verbessert werden.

Die Phasenverschiebung ergibt sich aus der Brechungsindex-Ellipsoid Gleichung (6) zu

$$\Delta\phi = 2 \arctan \left(\sqrt{\frac{I_{\max}}{I_{\min}}} \right) + \phi_0 \quad (13)$$

Der Fehler folgt aus der Gaußschen Fehlerfortpflanzung.

| λ in nm | I_{\max} in μV | I_{\min} in μV | ϕ_0 in $^\circ$ | $\Delta\phi$ in $^\circ$ |
|-----------------|-----------------------|-----------------------|----------------------|--------------------------|
| 435 | 5.29 ± 0.06 | 5.02 ± 0.05 | 0.17 ± 0.17 | 91.5 ± 0.4 |
| 467 | 5.77 ± 0.1 | 5.09 ± 0.09 | 0.05 ± 0.1 | 93.6 ± 0.7 |
| 516 | 15.07 ± 0.1 | 7.29 ± 0.1 | -0.03 ± 0.01 | 110.4 ± 0.5 |
| 585 | 16.17 ± 0.2 | 9.78 ± 0.2 | -0.04 ± 0.03 | 104.2 ± 0.6 |
| 616 | 16.1 ± 0.2 | 10.7 ± 0.2 | -0.07 ± 0.03 | 101.6 ± 0.5 |
| 686 | 6.56 ± 0.1 | 6.21 ± 0.06 | -0.46 ± 0.1 | 91.6 ± 0.4 |

Tabelle 1: Fitparameter und Phasenverschiebung für die Wellenlängen der verwendeten Farbfilter.

In der Auftragung in Polarkoordinaten ergibt sich für linear polarisiertes Licht ein Graph in Form einer 8. Zirkular polarisiertes Licht erscheint als Kreis. Der Graph für elliptische Polarisation hat die Form einer Erdnuss. Anhand der Abbildungen (6-11) ist zu erkennen, dass bei $\lambda = 435$ nm und $\lambda = 686$ nm zirkular polarisiertes Licht aufgetreten ist. Bei allen Wellenlängen dazwischen war das Licht elliptisch polarisiert. Theoretisch hätte nur bei einer Wellenlänge zirkular polarisiertes Licht auftreten dürfen und zwar bei der größeren Wellenlänge, d.h. bei 686 nm.

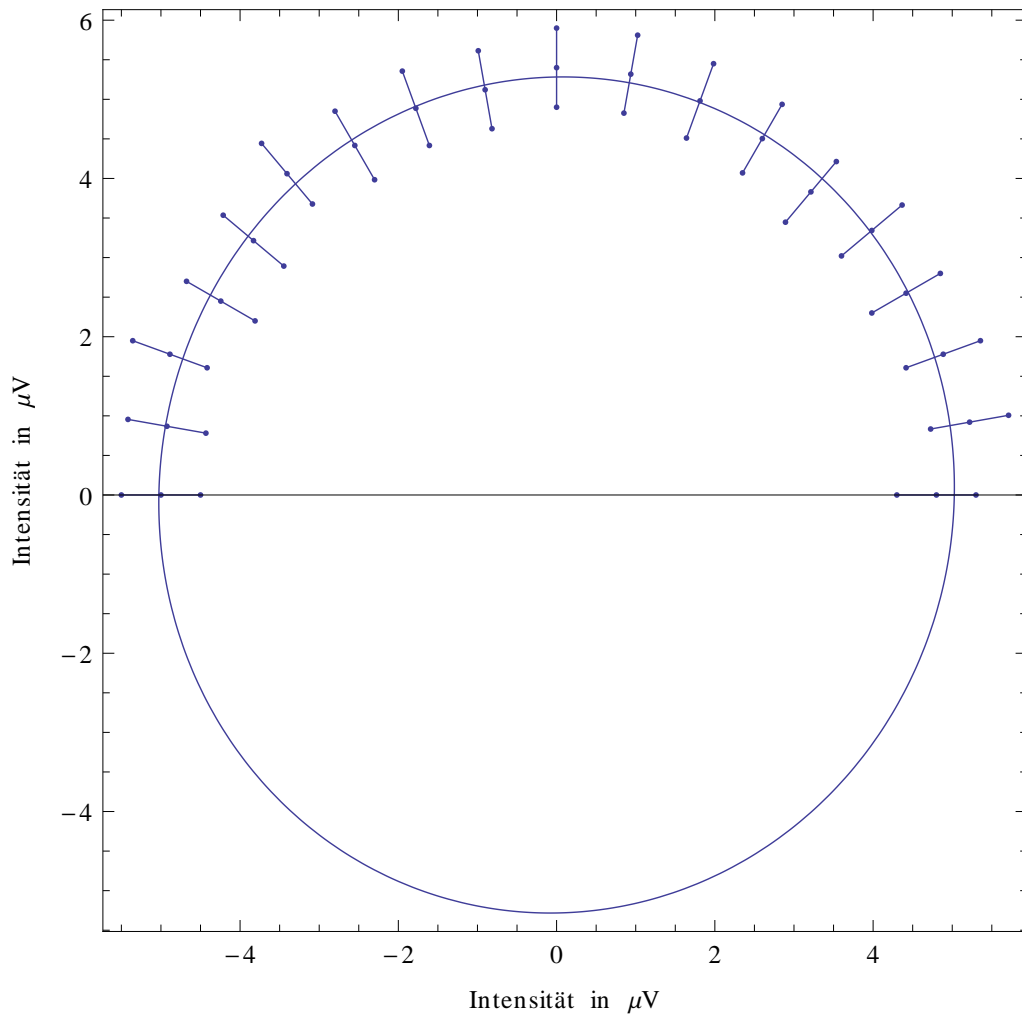


Abbildung 6: Schwingungsellipse für $\lambda = 435 \text{ nm}$

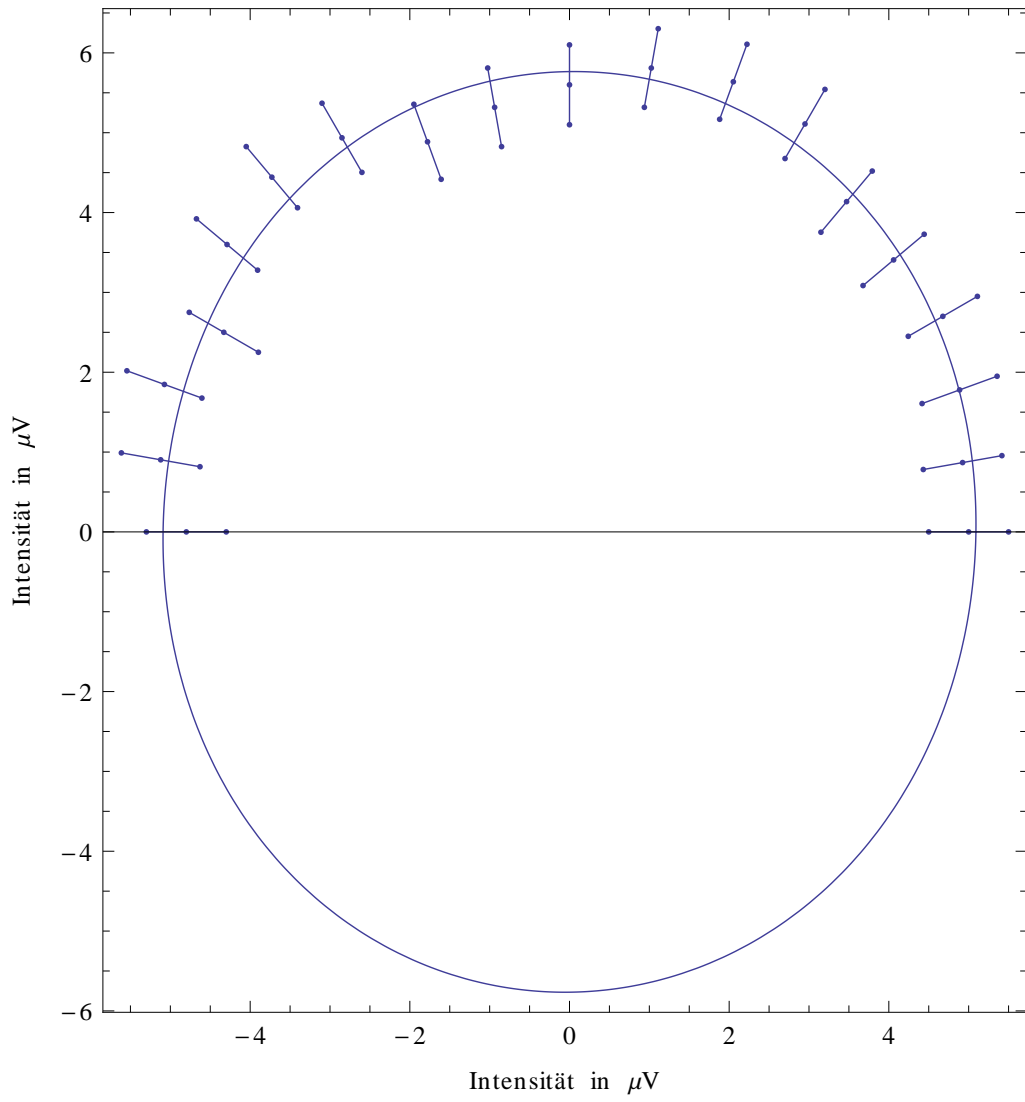


Abbildung 7: Schwingungsellipse für $\lambda = 467 \text{ nm}$

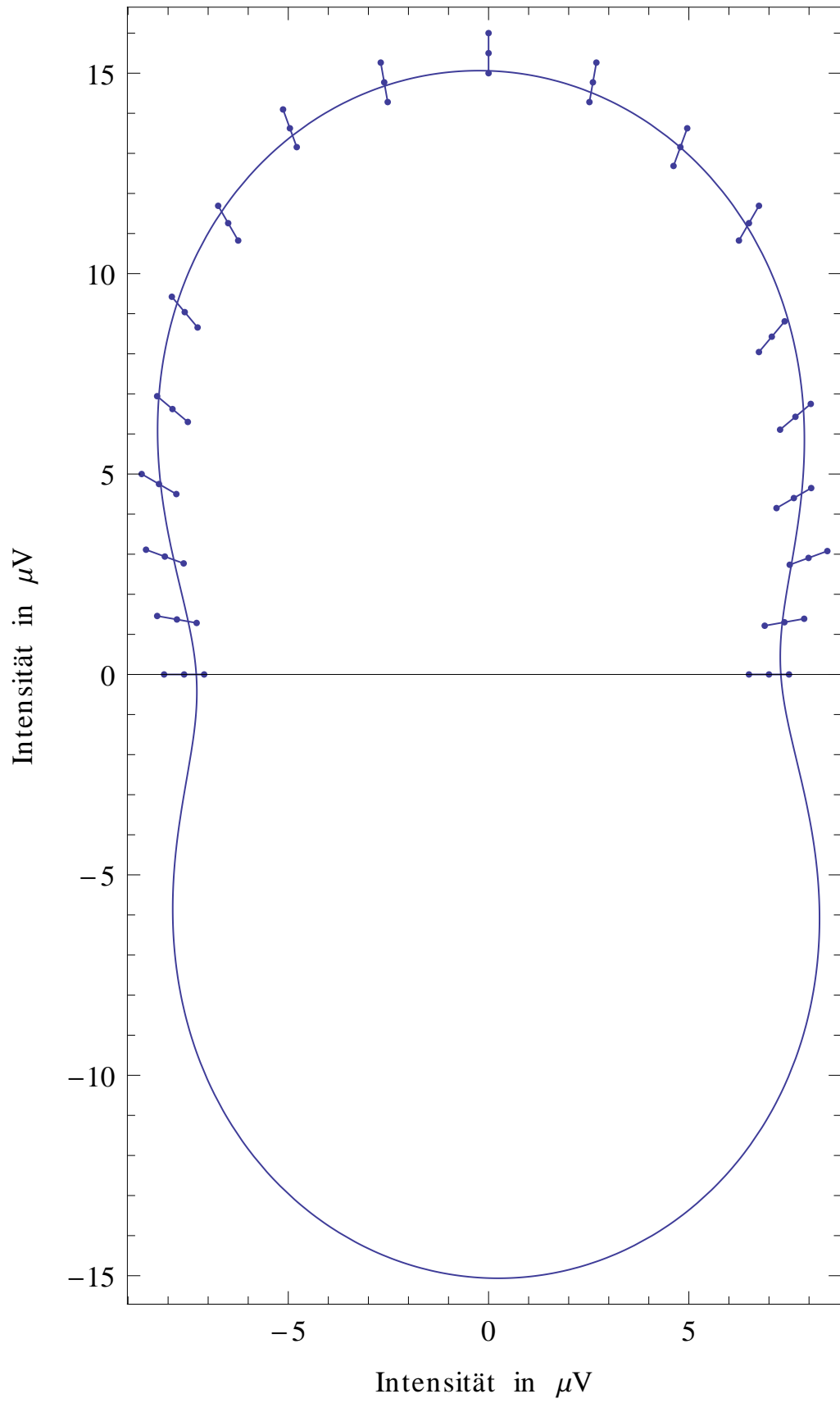


Abbildung 8: Schwingungsellipse für $\lambda = 516 \text{ nm}$

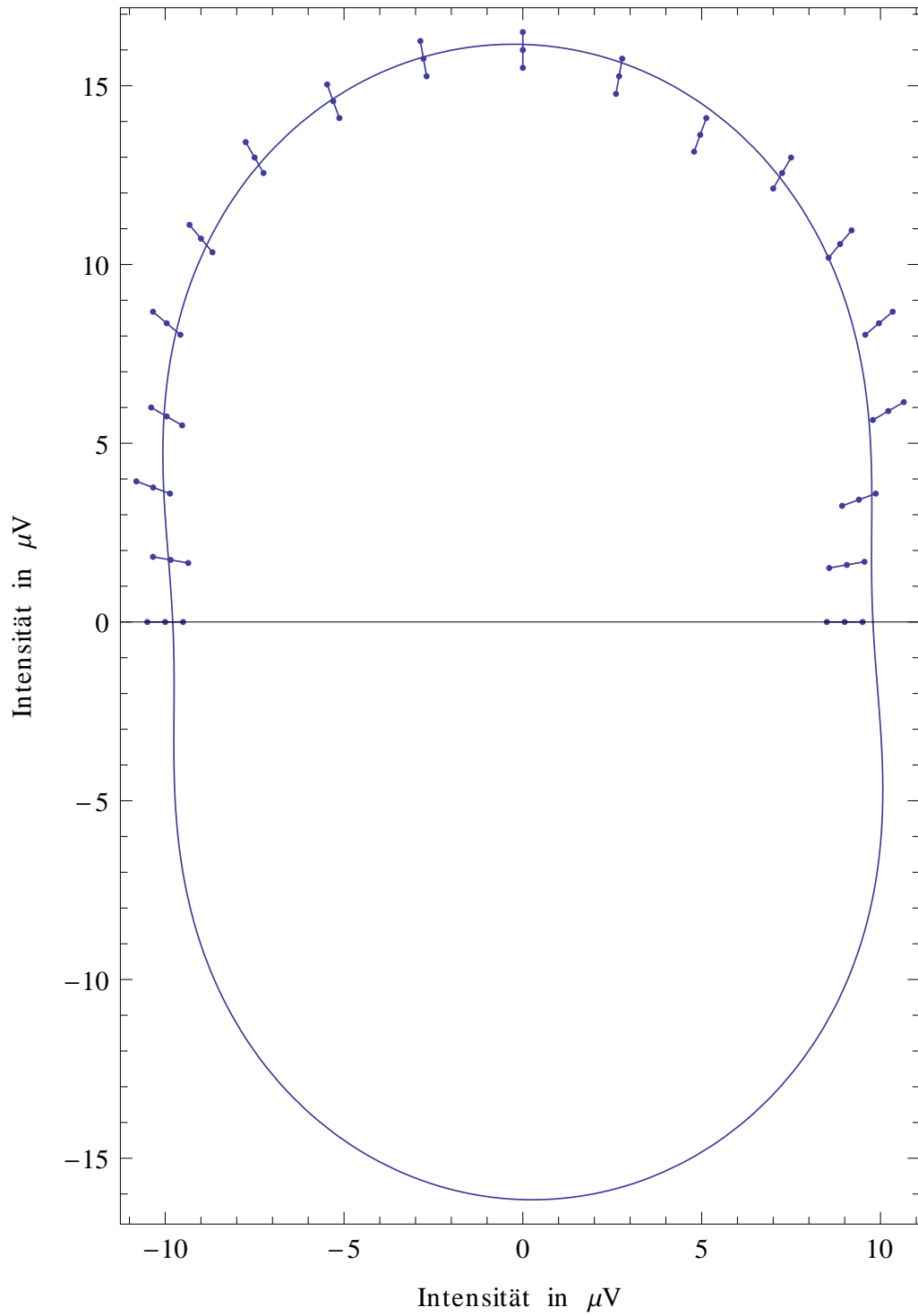


Abbildung 9: Schwingungsellipse für $\lambda = 585 \text{ nm}$

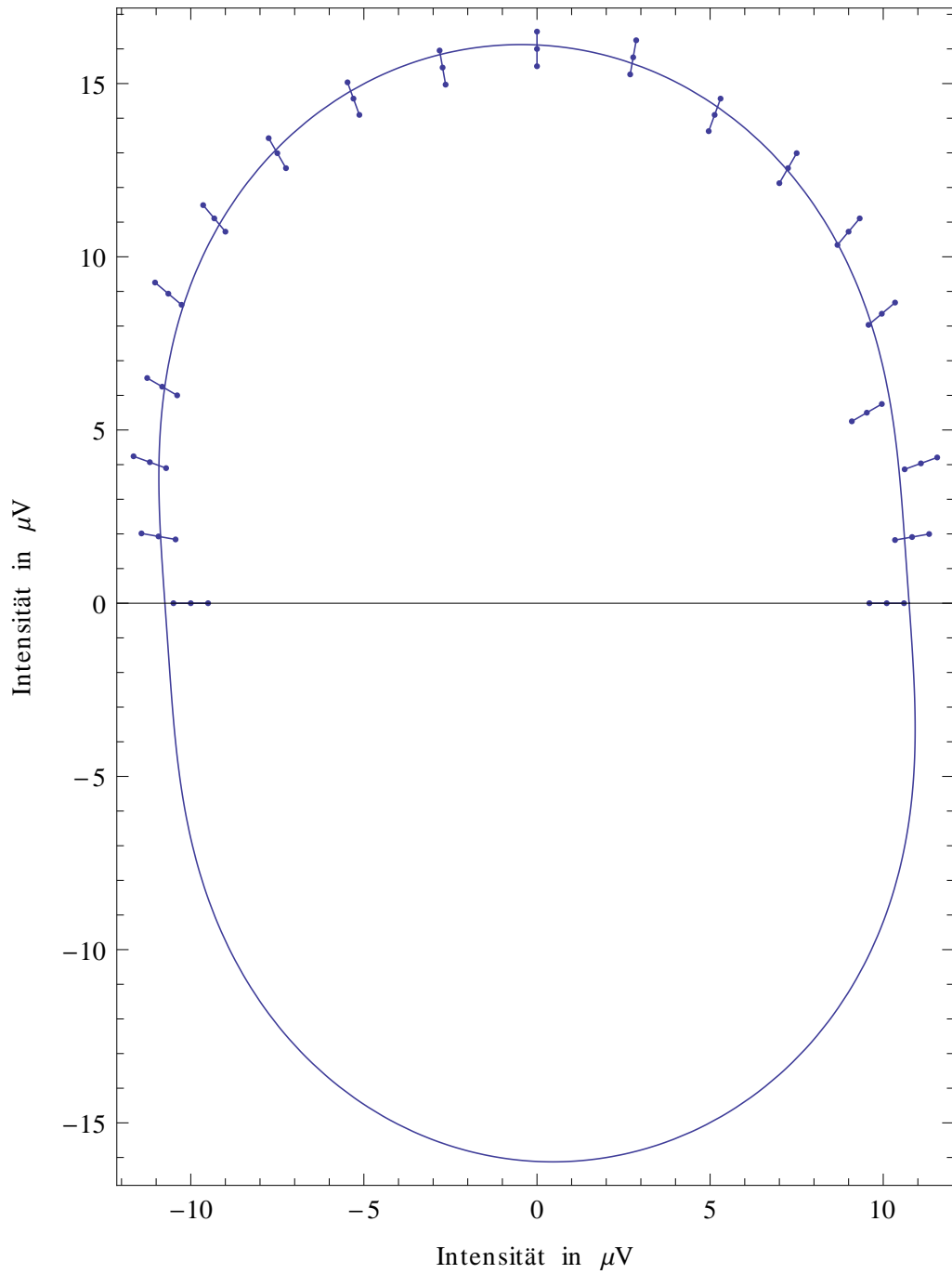


Abbildung 10: Schwingungsellipse für $\lambda = 616 \text{ nm}$

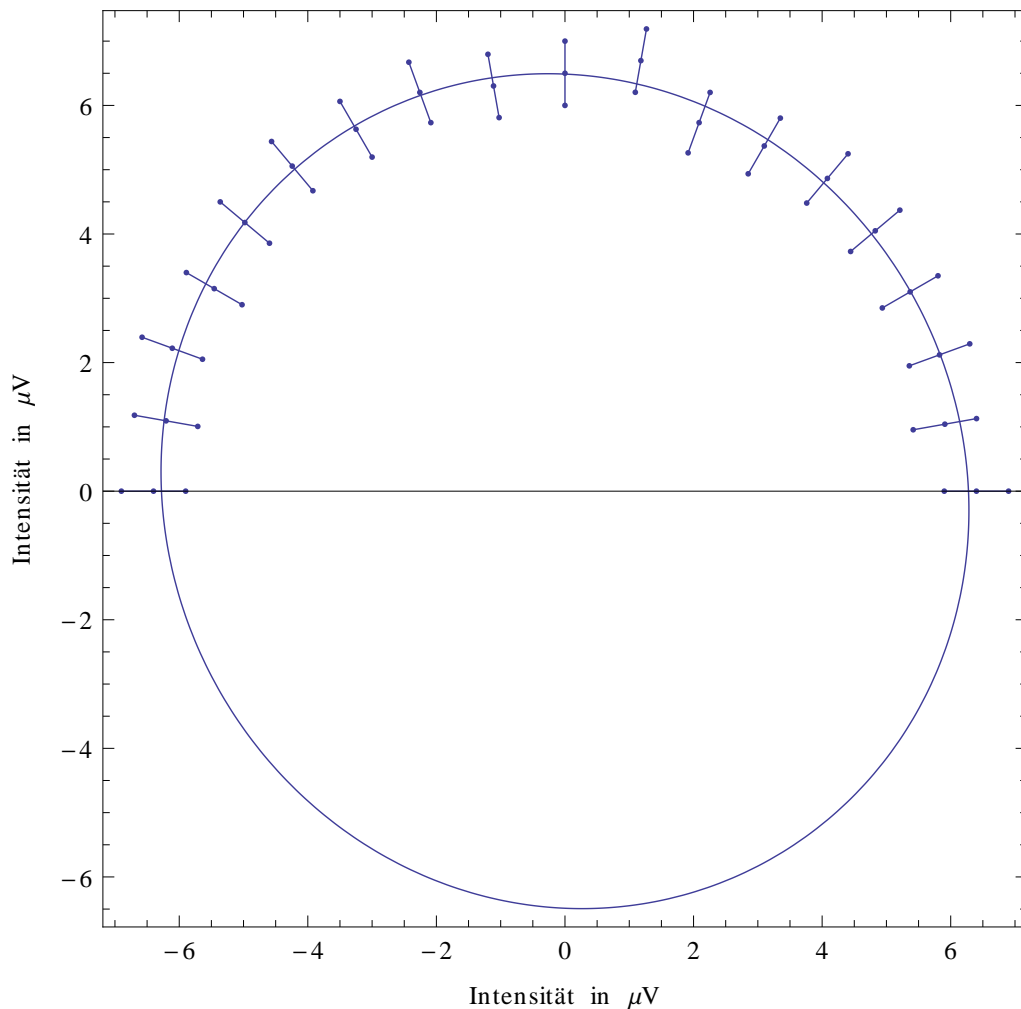


Abbildung 11: Schwingungsellipse für $\lambda = 686 \text{ nm}$

4.4 Eichen der Trommelskala

Zuvor wurde der Grad der elliptischen Polarisation durch Messen der Intensität bei unterschiedlichen Polarisationswinkeln und die sich daraus ergebenden Schwingungsellipsen ermittelt. Eine weitere Möglichkeit den Grad der elliptischen Polarisation zu ermitteln ist die direkte Messung der Phasendifferenz von zwei Polarisationskomponenten durch den Soleilschen Kompensator. Dazu wurde das Glimmerplättchen aus dem Strahlengang genommen und der Soleilsche Kompensator eingesetzt. Die Farbfilter wurden durchgewechselt.

Die Verschiebung der beiden Keile des Kompensators wurde in Skalenteilen angezeigt, weitere Informationen zur Eichungen waren nicht bekannt. Bevor die Phasendifferenz ermittelt werden kann, wird eine Referenzmessung zur Eichung der Trommelskala für die einzelnen Wellenlängen durchgeführt. Dazu wurden die Minima -1., 0. und 1. Ordnung gesucht und die Position in Skalenteilen notiert. Die Phasendifferenz zwischen zwei benachbarten Minima ist immer 360° . Damit besteht ein linearer Zusammenhang zwischen Skalenteilen und Phasenverschiebung, der durch eine Eichgerade hergestellt wird. Es gilt

$$\Delta\phi(x) = a \cdot x + b \quad (14)$$

x kennzeichnet die Verschiebung des Kompensators in Skalenteilen. Der Fehler der Eichung ergibt sich aus der Fitgeraden und den Fehlern für die Fitparameter. Die Fitparameter sind für die verwendeten Farbfilter in nachfolgender Tabelle aufgeführt. Für Filter 1 ($\lambda = 435 \text{ nm}$) konnten keine Werte gemessen werden, da die Halogenlampe zu wenig Intensität lieferte um Minima festzustellen.

| λ in nm | ϕ_{-1} in Sk. | ϕ_0 in Sk. | ϕ_1 in Sk. | a in $^\circ$ /Sk. | b in $^\circ$ |
|-----------------|--------------------|-----------------|-----------------|----------------------|-----------------|
| 435 | - | - | - | - | - |
| 467 | 38.71 | 51.401 | 60.14 | 33.2 ± 3.5 | -1664 ± 180 |
| 516 | 40.795 | 52.16 | 64.79 | 30.0 ± 0.9 | -1576 ± 49 |
| 585 | 40.525 | 54.87 | 68.65 | 25.6 ± 0.2 | -1399 ± 11 |
| 616 | 40.595 | 54.970 | 70.159 | 24.3 ± 0.4 | -1345 ± 22 |
| 686 | 23.709 | 38.690 | 56.124 | 22.0 ± 1.0 | -876 ± 40 |

Tabelle 2: Position der Minima und Fitparameter der Eichgeraden.

4.5 Bestimmen der Phasendifferenz der Polarisationskomponenten mit dem Soleilschen Komensator

Um die Dispersion der Doppelbrechung und die Phasendifferenz zwischen den Polarisationskomponenten zu ermitteln wurde das Glimmerplättchen in den Strahlengang eingesetzt und die gleiche Messung wie bei der Eichung der Trommelskala durchgeführt. Mit der bekannten Eichung kann nun die Phasendifferenz berechnet werden.

Die wellenlängenabhängige Phasendifferenz ergibt sich aus der Eichgeraden (Gleichung (14)) und den Fitparametern. Die Ergebnisse sind in der Tabelle aufgeführt.

| λ in nm | ϕ_{-1} in Sk. | ϕ_0 in Sk. | ϕ_1 in Sk. | $\Delta\phi$ in $^\circ$ | $\Delta(\Delta\phi)$ in $^\circ$ |
|-----------------|--------------------|-----------------|-----------------|--------------------------|----------------------------------|
| 435 | - | - | - | - | - |
| 467 | 42.81 | 54.288 | 64.045 | 120.6 | 152.087 |
| 516 | 44.979 | 57.152 | 69.808 | 141.8 | 41.6431 |
| 585 | 45.129 | 58.758 | 72.09 | 102.6 | 9.54712 |
| 616 | 44.965 | 59.7 | 69.781 | 70.8 | 18.267 |
| 686 | 26.278 | 44.515 | 60.759 | 96.3 | 34.7333 |

Tabelle 3: Position der Minima bei eingesetztem Glimmerplättchen und die daraus errechnete Phasenverschiebung $\Delta\phi$.

Die Fehler für die Phasenverschiebung ergeben sich aus den Fehlern der Eichgeraden durch Gaußsche Fehlerfortpflanzung. Wie in Tabelle zu sehen ist, tritt für die Phasenverschiebung bei $\lambda = 467$ nm ein Fehler von $\Delta(\Delta\phi) = 152.087^\circ$ auf. Dieser Abweichung ist größer als der Messwert selbst und kommt rührt von einem Messfehler bei der Eichung der Trommelskala her. Verbindet man die Messpunkte, ergibt sich ein deutlicher Knick in der Geraden.

Die mit dem Soleilschen Kompensator ermittelten Ergebnisse für die Phasenverschiebung weichen von den Ergebnissen durch Vermessung der Schwingungsellipsen teilweise deutlich ab. Lediglich für $\lambda = 686$ nm und $\lambda = 585$ nm ergeben sich Werte, die innerhalb der Fehlergrenzen den Werten entsprechen, die durch das Vermessen der Schwingungsellipsen gefunden wurden. Die mit dem Kompensator ermittelte Phasenverschiebung für $\lambda = 467$ nm lässt sich trotz des großen Fehlers mit dem theoretischen Modell vereinbaren. Die Phasenverschiebung bei den beiden übrigen Wellenlängen liegt völlig außerhalb des erwarteten Bereichs. Daher und aufgrund der größeren Unsicherheit der Messwerte bei der Messung mit dem Kompensator, kann das Vermessen der Schwingungsellipsen als die genauere Messmethode betrachtet werden.

5 Fazit

Es ist im Versuch gelungen polarisiertes Licht herzustellen und zu vermessen. Das Malus'sche Gesetz konnte bestätigt werden und auch die Rotationsdispersion konnte zumindest mit dem Auge gemäß der Erwartung bestimmt werden. Die elliptische Polarisation konnte nur für mittlere Wellenlängen genau vermessen werden. Aufgrund der geringen Intensität der Quelle, waren die Messungen an beiden Enden des sichtbaren Spektrums ungenau, wobei die Messung am blauen Ende aufgrund der Transmissionseigenschaften des BG-18 noch ungenauer ist als am roten Ende. Um hier genauere Ergebnisse zu erhalten, sollte der Versuch mit einer stärkeren Lichtquelle durchgeführt werden.

Literatur

- [1] Demtröder, Wolfgang: Experimentalphysik 2. Kaiserslautern ⁵2009.
[2] Hering, Martin, Stohrer: Physik für Ingenieure. o.O. ³1989.
[3] Hecht, Eugene: Optik. o.O. ³1994.

6 Messdaten

| | λ in nm | Drehung in grad Auge | Drehung in grad Detektor |
|----------|-----------------|-------------------------|-----------------------------|
| Filter 1 | 435 | 285.05 | 311.6 |
| Filter 2 | 467 | 304.05 | 288.4 |
| Filter 3 | 516 | 335.5 | 338.4 |
| Filter 4 | 585 | 9.5 | 354.9 |
| Filter 5 | 616 | 12.7 | 4.8 |
| Filter 6 | 686 | 20.05 | 12.7 |

Abbildung 12: Messdaten zur Rotationsdispersion.

| Winkel in grad | λ in nm | 0 | 10 | 20 | 30 | 40 | 50 | 60 | 70 | 80 | 90 | 100 | 110 | 120 | 130 | 140 | 150 | 160 | 170 | 180 |
|----------------------|-----------------|------|-----|------|------|-----|------|------|------|------|------|------|------|-----|------|------|------|------|------|-----|
| Aufgabe 1 | 0 | 478 | 460 | 420 | 345 | 278 | 190 | 115 | 59 | 18 | 4 | 19 | 61 | 119 | 199 | 280 | 355 | 420 | 460 | 470 |
| Aufgabe 3 - Filter 3 | 516 | 7 | 7.5 | 8.5 | 8.8 | 10 | 11 | 13 | 14 | 15 | 15.5 | 15 | 14.5 | 13 | 11.8 | 10.3 | 9.5 | 8.6 | 7.9 | 7.6 |
| Aufgabe 3 - Filter 4 | 585 | 9 | 9.2 | 10 | 11.8 | 13 | 13.8 | 14.5 | 14.5 | 15.5 | 16 | 16 | 15.5 | 15 | 14 | 13 | 11.5 | 11 | 10 | 10 |
| Aufgabe 3 - Filter 5 | 616 | 10.1 | 11 | 11.8 | 11 | 13 | 14 | 14.5 | 15 | 16 | 16 | 15.7 | 15.5 | 15 | 14.5 | 13.9 | 12.5 | 11.9 | 11.1 | 10 |
| Aufgabe 3 - Filter 2 | 467 | 5 | 5 | 5.2 | 5.4 | 5.3 | 5.4 | 5.9 | 6 | 5.9 | 5.6 | 5.4 | 5.2 | 5.7 | 5.8 | 5.6 | 5 | 5.4 | 5.2 | 4.8 |
| Aufgabe 3 - Filter 6 | 686 | 6.4 | 6 | 6.2 | 6.2 | 6.3 | 6.35 | 6.2 | 6.1 | 6.8 | 6.5 | 6.4 | 6.6 | 6.5 | 6.6 | 6.5 | 6.3 | 6.5 | 6.3 | 6.4 |
| Aufgabe 3 - Filter 1 | 435 | 4.8 | 5.3 | 5.2 | 5.1 | 5.2 | 5 | 5.2 | 5.3 | 5.4 | 5.4 | 5.2 | 5.2 | 5.1 | 5.3 | 5 | 4.9 | 5.2 | 5 | 5 |

Abbildung 13: Intensität in Abhängigkeit des Analysatorwinkels, ohne und mit Farbfiltern