

Phasendifferenz von  $0^\circ$ ,  $30^\circ$ ,  $90^\circ$ ,  $150^\circ$  und  $180^\circ$

# Gerät zur spektroskopischen Polarimetrie

Wettbewerb "Jugend Forscht" 2002

**Anna Maria Biedermann (18 Jahre)**

Arbeitsgemeinschaft "Jugend Forscht"  
des Christian-Gymnasiums Hermannsburg  
Leitung: StdRef Dirk Schuldt,  
Std Thomas Biedermann

# Inhaltsverzeichnis

<b>Einleitung</b>	<b>3</b>
<b>Grundlagen</b>	<b>3</b>
<b>Interferenz</b>	<b>3</b>
<b>Huygens'sches Prinzip</b>	<b>3</b>
<b>Beugung</b>	<b>4</b>
<b>Spektralzerlegung am Prisma durch Dispersion</b>	<b>4</b>
<b>Beugung und Interferenz am Gitter</b>	<b>4</b>
<b>Polarisiertes Licht</b>	<b>7</b>
<b>Phänomen optische Aktivität</b>	<b>8</b>
<b>Versuchsaufbau</b>	<b>9</b>
<b>Die Lichtquelle</b>	<b>9</b>
<b>Der Messkopf</b>	<b>10</b>
<b>Die Steuerung</b>	<b>11</b>
<b>Versuche und Beobachtungen</b>	<b>11</b>
<b>Messungen im 0. Maximum</b>	<b>12</b>
<b>Messungen im Spektrum</b>	<b>13</b>
<b>Messungen mit monochromatischem Licht</b>	<b>14</b>
<b>Messungen mit dem Laser</b>	<b>14</b>
<b>Ergebnisse</b>	<b>15</b>
<b>Danksagungen</b>	<b>17</b>
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>17</b>
<b>Anhang</b>	

## Einleitung

Die letzten Jahre habe ich mich im Bereich der Chemie mit optisch aktiven Substanzen beschäftigt. Das sind Stoffe, die die Polarisationssebene von in sie eingestrahlttem linear polarisiertem Licht drehen können. Dabei stellte sich mir irgendwann die Frage, inwieweit das Drehvermögen von der Wellenlänge abhängig ist. Nur hatte ich damals keine Möglichkeit, dies zu messen. Mit meinem jetzigen Projekt habe ich mich ein wenig von dieser Fragestellung entfernt. Mein Ziel ist es nunmehr gewesen, eine Apparatur zu bauen, mit der ich nicht nur die Drehung der Polarisationssebene durch bestimmte Objekte bestimmen kann. Ich möchte auch die Veränderung oder Erzeugung einer Polarisationsart durch bestimmte Untersuchungsobjekte messen können sowie direkt die Polarisation einer Lichtquelle.

## Grundlagen

### Interferenz

Wenn man auf einer Wasseroberfläche zwei benachbarte Punkte erregt, dann geht von jedem Erregerzentrum eine kreisförmige Oberflächenwelle aus. In der Umgebung kann man nun Auslöschung und Verstärkung beobachten: Die Wellen interferieren miteinander.

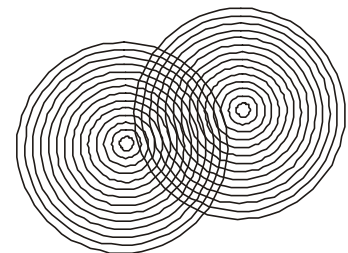


Abb. 1: Interferenz zweier Kreiswellen

Von zwei Punkten gehen zwei kohärente Wellen aus. Kohärent bedeutet, dass sie phasengleich sind und die gleiche Frequenz besitzen. Wenn diese Wellen aufeinandertreffen und der Weglängenunterschied ein Vielfaches der Wellenlänge ist, tritt Verstärkung oder konstruktive Interferenz auf. Sind die Wellen jedoch um  $180^\circ$  Grad phasenverschoben, wenn sie aufeinander treffen, und der Gangunterschied beträgt ein ganzzahliges Vielfaches der Wellenlänge, dann tritt Auslöschung ein.

Die auftretenden Überlagerungserscheinungen, wenn zwei oder mehr Wellenzüge am gleichen Raumpunkt zu beobachten sind, nennt man Interferenz. Bei der Interferenz handelt es sich aber um keine Wechselwirkung der Einzelwellen, sondern sie ist eine Folge des gleichzeitigen Vorhandenseins. Die Einzelwellen tragen keine bleibenden Spuren des Zusammentreffens, wenn sie den Interferenzbereich verlassen.

### Huygens'sches Prinzip

Das Huygens'sche Prinzip ist eine Modelvorstellung, die von dem holländischen Physiker Christiaan Huygens (1629-1695) entwickelt wurde [1, S.183/491]. Nach dieser Vorstellung ist jeder Punkt einer Wellenfront der Ausgangspunkt einer neuen Welle, die man Elementarwelle nennt. Diese Elementarwellen besitzen die gleiche Ausbreitungsgeschwindigkeit wie die Wellenfront. Die bei der Überlagerung der Elementarwellen entstehende Wellenfront ist mit der ursprünglichen identisch. Eine ebene Welle besteht damit aus einer Überlagerung vieler Kreiselementarwellen, eine räumliche Welle aus Kugелеlementarwellen.

## Beugung

Licht breitet sich normalerweise geradlinig aus. Unter Beugung versteht man nun die Abweichung einer Wellenausbreitung vom geradlinigen Strahlengang, wie sie zum Beispiel entsteht, wenn eine ebene Welle auf ein Hindernis auftritt. Diese Erscheinung läßt sich mit dem Huygens'schen Prinzip erklären. Danach ist jeder Punkt einer Wellenfront der Ausgangspunkt für eine Elementarwelle. In einem hindernisfreiem Raum überlagern sich diese Elementarwellen gegenseitig zur ursprünglichen Wellenfront. Beim Auftreten von einem Hindernis jedoch entsteht an der Stelle des Hindernisses in der Wellenfront ein „Loch“. Damit können sich die Elementarwellen an den Grenzen des Hindernisses nicht mit den fehlenden benachbarten Wellen überlagern. Hat die Wellenfront das Hindernis passiert, breiten sich die Elementarwellen in dem Raum hinter dem Hindernis aus, um sich schließlich wieder zur ursprünglichen geschlossenen Wellenfront zu überlagern. Die Welle ist sozusagen um das Hindernis „herum gekrochen“.

## Spektralzerlegung am Prisma durch Dispersion

Dispersion ist die Abhängigkeit einer physikalischen Größe von der Wellenlänge. Bei Licht ist es die Ausbreitungsgeschwindigkeit, die sich in einem optischen Medium je nach Wellenlänge verändert. Dadurch tritt beim Übergang zwischen zwei Medien, die optisch unterschiedlich dicht sind, eine Richtungsänderung auf. Dieses Verhalten nennt man Brechung. Die Brechzahl beschreibt das Brechungsverhältnis für den Übergang zwischen zwei optisch verschieden dichten Medien. Wenn nun ein weißer Lichtstrahl in ein Prisma einfällt, dann wird das Licht je nach Wellenlänge unterschiedlich stark gebrochen. Bei normaler Dispersion wird kurzwelliges Licht stärker als langwelliges Licht abgelenkt. Tritt das Licht dann aus dem Prisma aus, so zeigt sich ein Spektrum von rot über orange, gelb, grün und blau zu violett. Der violette Bereich ist mehr auseinander gezogen als der rote Bereich. Die Änderung der Brechzahl mit der Wellenlänge verläuft nämlich nicht gleichmäßig, sondern im langwelligen geringer als im kurzwelligen Bereich. Bei einem Glasprisma hängt die Ablenkung also von dem wellenlängenspezifischen Brechungsindex des Materials ab, der sich nicht durch eine Funktion darstellen lässt, sondern empirisch ermittelt werden muss. Deshalb kann man aus einem Prismenspektrum auch nicht die Wellenlänge einer Farblinie bestimmen.

## Beugung und Interferenz am Gitter

Ein optisches Gitter besteht aus einer großen Anzahl von dicht nebeneinander liegenden parallelen Stegen oder Gitteröffnungen, die alle dieselbe Breite haben. Bei einer Spaltanzahl von ungefähr 20 redet man von einem optischen Gitter. Der Abstand der Mitten ist die Gitterkonstante  $g$ .

Die Phänomene am Gitter entsprechen denen am Doppelspalt, der einfacher zu erläutern ist. Auf den Doppelspalt trifft senkrecht eine ebene Wellenfront. Am Spalt entstehen durch Beugung zwei Elementarwellen, die sich kreisförmig in den Raum hinter dem Spalt ausbreiten (s. Abb. 2). Da diese Elementarwellen aus der senkrecht auftreffenden ebenen Welle entstanden sind, sind sie kohärent.

Bei monochromatischem Licht zeigt sich auf einem Schirm hinter dem Doppelspalt eine aus hellen und dunklen Streifen bestehende Beugungs- oder Interferenzfigur. Die hellen Streifen sind Beugungsmaxima, an denen konstruktive Interferenz auftritt, die dunklen sind Beugungsminima, an denen Auslöschung

erfolgt. Die Intensität der Beugungsfigur nimmt von der Mitte zu den Seiten hin ab. Das Beugungsmaximum mit der größten Intensität nennt man Maximum 0. Ordnung oder 0. Maximum. Die nächsten Maxima rechts und links heißen Maxima 1. Ordnung oder 1. Maxima, deren benachbarten Maxima rechts bzw. links Maxima 2. Ordnung und so fort. Nehmen wir an, an einem Punkt P überlagern sich zwei Lichtstrahlen der Wellen. Man ziehe jetzt wie in der Abbildung 2 einen Kreis um P durch den näher dran liegenden Spalt. Der andere Lichtstrahl wird von dem Kreis geschnitten; die Entfernung vom Ausgangspunkt der Elementarwelle bis zum Schnittpunkt sei  $\Delta s$ . Damit an Punkt P konstruktive Interferenz eintritt, muss der Gangunterschied  $\Delta s$  ein ganzzahliges Vielfaches der Wellenlänge sein.

$$\Delta s = n \cdot \lambda \quad (1)$$

Der Abstand der Spalte sei  $d$ . Der Punkt P liege auf einem weitentfernten Schirm. Der Abstand von Schirm zum Doppelspalt sei  $e$ . Die beiden Lichtstrahlen zu P sind in dieser Darstellung nicht zu unterscheiden (s. Abb 3, oben). Zur Näherung vergrößert man den Bereich um den Spalt. Dann sieht man, dass die Lichtstrahlen annähernd parallel verlaufen, wenn  $e \gg d$  ist. Die eingezeichneten Lichtstrahlen schließen mit  $e$  den Winkel  $\varphi$  ein. Schläge man jetzt wieder einen Kreis um P, dann wäre der Kreisbogen tangential zu den Schnittpunkten mit den Lichtstrahlen. Statt des Kreisbogens kann man nun also eine Senkrechte wie in der Abbildung 3 einzeichnen. Die Senkrechte und der Spaltabstand  $d$  schließen ebenfalls den Winkel  $\varphi$  ein. Der Gangunterschied  $\Delta s$  ergibt sich dann mit (1) zu

$$\Delta s = d \cdot \sin \varphi = n \cdot \lambda \quad (2)$$

Für den Winkel  $\varphi$  erhält man aus (2) die Gleichung:

$$\sin \varphi = \frac{n \cdot \lambda}{d} \quad (3)$$

Für das Gitter setzt man an Stelle des Spaltabstandes  $d$  die Gitterkonstante  $g$  ein. Gitter bringen nun nicht nur zwei Wellenzüge wie der Doppelspalt zur Interferenz, sondern  $N$  Wellenzüge; dabei ist  $N$  die Anzahl der Gitteröffnungen bzw. Wellenzentren. Prinzipiell geschieht folgendes: Der Doppelspalt besitzt die Spalte A und B, die ein Maximum 0. Ordnung und zwei 1. Ordnung erzeugen usw. (s. Abb. 4). Ein Dreifach-Spalt besitzt die Spalte A, B und C. A und B sowie C und B erzeugen an derselben

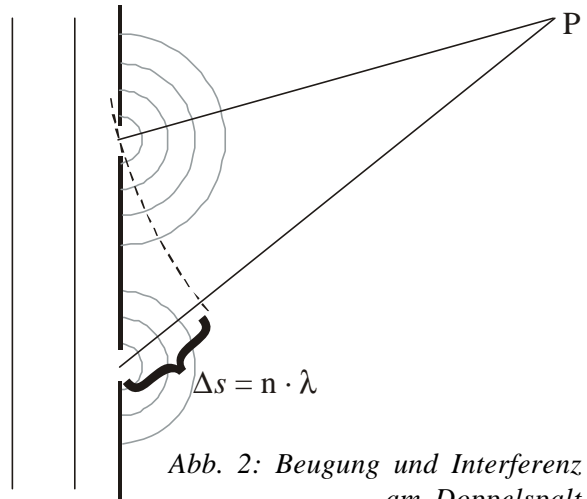


Abb. 2: Beugung und Interferenz am Doppelspalt

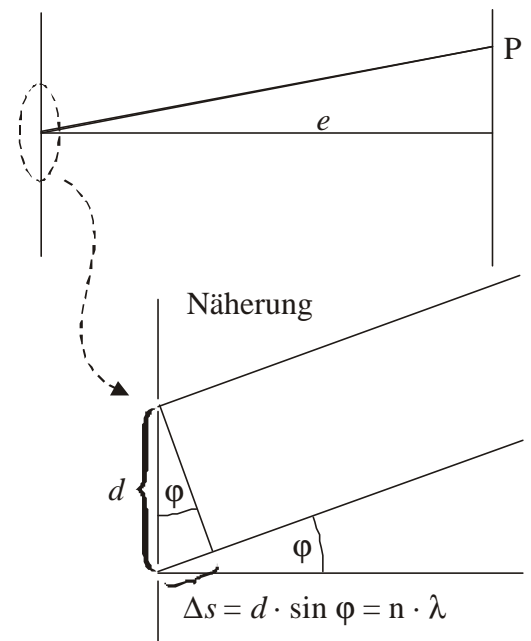


Abb. 3: Bestimmung des Gangunterschiedes  $\Delta s$

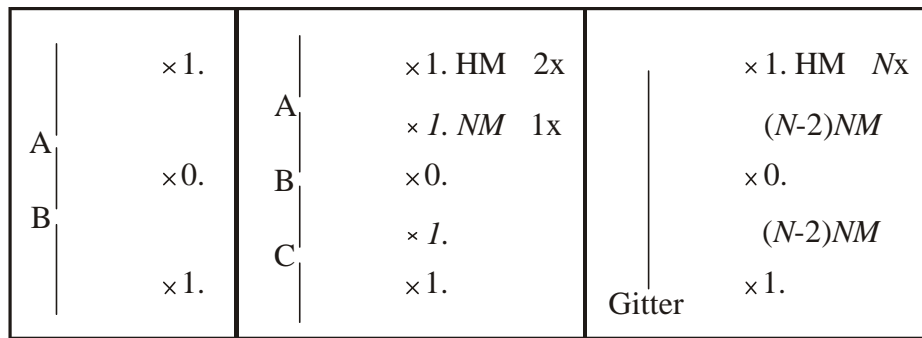


Abb. 4: Doppelspalt, Dreifachspalt, Gitter mit N Öffnungen

Position ein Maximum 0. Ordnung und zwei 1. Ordnung. Diese Maxima nennt man Hauptmaxima (HM). A und C erzeugen aber auch neben dem 0. Maximum noch zwei 1. Maxima, die zwischen dem nullten und dem ersten Hauptmaximum liegen (s. Abb. 4). Beim Dreifach-Spalt ist das 1. Hauptmaximum von dem 0. Maximum durch ein Nebenmaximum (NM) und - nicht zu vergessen! - zwei Minima getrennt. Bei  $N$  Wellenzentren ist das 1. Hauptmaximum durch  $N-2$  Nebenmaxima und  $N-1$  Minima vom 0. Maximum getrennt. Die Hauptmaxima werden also immer heller - die Intensität nimmt mit zunehmenden Wellenzentren zu, zwischen den Hauptmaxima wird es durch die ansteigende Zahl von Minima immer dunkler. Dies gilt nicht nur für das nullte und erste Hauptmaximum, sondern allgemein für jedes benachbarte Hauptmaximum. Durch die zunehmende Anzahl der Wellenzentren werden die Hauptmaxima schmaler und schärfer abgebildet und die Nebenmaxima verschwinden dabei. Deshalb hat ein Gitter eine deutlich bessere Winkelauflösung als ein Doppelspalt.

Tauscht man das verwendete Gitter gegen ein anderes mit kleinerer Gitterkonstante aus, beobachtet man beim neuen Gitter eine stärkere Ablenkung des Lichts - der Winkel  $\varphi$  wird also größer. Führt man den Versuch mit verschiedenen monochromatischen Lichtquellen durch, stellt man fest, dass der Winkel  $\varphi$  mit zunehmender Wellenlänge  $\lambda$  ebenfalls größer wird. Auf einem genügend weit entfernten Schirm ist der Abstand von der optischen Achse, an dem für eine bestimmte Wellenlänge konstruktive Interferenz eintritt, abhängig vom Tangens des Winkels  $\varphi$ . Bei hinreichend kleiner Gitterkonstante sind die Winkel so klein ( $< 5^\circ$ ), dass als Näherung der Sinus des Winkels gleich seinem Tangens ist. Dann ist der Abstand des Interferenzmaximums einer bestimmten Wellenlänge proportional zur Wellenlänge.

Wenn man weißes statt monochromatisches Licht verwendet, erhält man beim 0. Maximum einen weißen Streifen und bei allen anderen statt scharfer Beugungsstreifen ein Spektrum. Das Spektrum verläuft genau entgegengesetzt zum Prismenspektrum, also von violett zu rot. Dabei erfolgt die Auffächerung der Wellenlängen gleichmäßig - der violette Bereich wird also nicht weiter, sondern genauso weit auseinander gezogen wie der rote Bereich. Deshalb wird dieses Spektrum auch als *Normalspektrum* bezeichnet [1, S. 45 „Beugung“], weil man anders als beim Glasprisma direkt jede beobachtbare Wellenlänge (bei bekannter Gitterkonstante) bestimmen kann - oder auch bei bekannter Wellenlänge die Gitterkonstante eines Gitters.

Zur Bestimmung einer unbekanntenen Wellenlänge benötigt man die Gleichung (3). Da man den Winkel  $\varphi$  nicht kennt, mißt man den Abstand  $a$  der gesuchten Wellenlänge zum 0. Maximum (s. Abb 5).

Dann läßt sich folgende Beziehung für den Winkel  $\varphi$  aufstellen:

$$\tan \mathbf{j} = \frac{a}{e} \quad (4)$$

Die Zusammenführung der Gleichung (3) und (4) ergibt für die Wellenlänge  $\lambda$ :

$$\mathbf{l} = \frac{g}{n} \cdot \sin \left( \arctan \frac{a}{e} \right) \quad (5)$$

Zur Berechnung einer unbekanntem Gitterkonstante kann man bei bekannter Wellenlänge die entsprechende Umformung von Gleichung (5) verwenden.

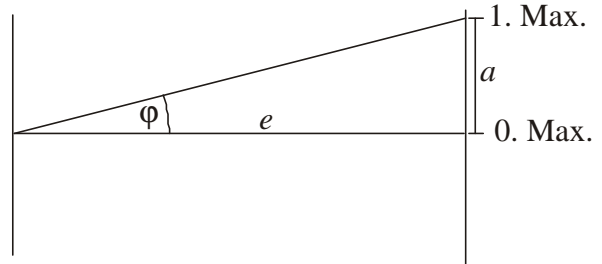


Abb. 5: Zur Wellenlängenbestimmung

### Polarisiertes Licht

Polarisiertes Licht besitzt eine bevorzugte Richtung des elektrischen Feldstärkevektors. Man spricht von linear polarisiertem Licht, wenn der Feldstärkevektor immer in einer Ebene schwingt. Diese Ebene nennt man Schwingungsebene, die dazu senkrechte Ebene nennt man Polarisationssebene. Dreht sich der Feldstärkevektor in einer Ebene senkrecht zur Ausbreitungsrichtung - die Spitze beschreibt dabei einen Kreis -, spricht man von zirkular polarisiertem Licht. Linear polarisiertes Licht kann man damit als die Überlagerung von zwei entgegengesetzten zirkular polarisierten Lichtstrahlen beschreiben. Es gibt auch noch eine weitere Polarisationsart. Wenn der Feldstärkevektor sich dreht und die Spitze dabei keinen Kreis, sondern eine Ellipse beschreibt, dann hat man elliptisch polarisiertes Licht.

Lineare und zirkulare Polarisation lassen sich auch als eine Überlagerung von zwei Sinusschwingungen beschreiben, die senkrecht aufeinander stehen und dieselbe Frequenz und Amplitude besitzen (s. Abb.6). Wenn die Phasendifferenz  $0^\circ$  beträgt, erhält man eine gerade Linie als Bahn, bei einer Phasendifferenz von  $90^\circ$  einen Kreis. Bei den anderen Winkeln ergibt sich eine elliptische Bahn - das Licht ist elliptisch polarisiert. Bei verschiedenen Amplituden ergibt sich in jedem Fall eine elliptische Polarisation. [3, S.128]

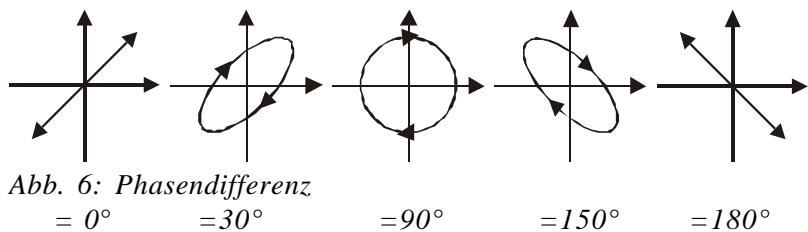


Abb. 6: Phasendifferenz  
 =  $0^\circ$       =  $30^\circ$       =  $90^\circ$       =  $150^\circ$       =  $180^\circ$

Geräte, mit denen man polarisiertes Licht erzeugt, bezeichnet man als Polarisatoren; Analysatoren werden zum Nachweis verwendet. Als Analysator und Polarisator lässt sich ein nicolsches Prisma oder auch ein Polarisationsfilter einsetzen, die beide auf dem Prinzip der Doppelbrechung beruhen. Die meisten Polarisationsfilter bestehen aus kleinen Kristallnadeln, die parallel zueinander in Zellulose eingeschmolzen sind und durch dünne Glasplatten geschützt sind [2, S. 316].

Doppelbrechung tritt bei anisotropen Stoffen auf. Anisotrop bedeutet, dass in einem Körper mindestens eine physikalische Eigenschaft von der Ausbreitungsrichtung abhängt. Ein senkrecht einfallender Strahl wird bei anisotropen Stoffen wie Kalkspat in zwei Lichtbündel aufgespalten. Das eine Lichtbündel, der ordentliche Strahl, geht ungebrochen durch. Das zweite Bündel bezeichnet man als außer-

ordentlichen Strahl, der entgegen des Brechungsgesetzes gebrochen wird. Beide Lichtbündel sind senkrecht zueinander linear polarisiert. Es gibt aber auch Stoffe, die nicht wie Kalkspat einachsiger sind. Kristalle, die zwei optische Achsen enthalten, bezeichnet man als zweiachsige Kristalle. Bei ihnen treten zwei außerordentliche Strahlen auf. Nach Huygens beruht die Doppelbrechung auf unterschiedlichen Lichtgeschwindigkeiten, die nicht mehr unabhängig von der Ausbreitungsrichtung und der Schwingungsebene des einfallenden Strahls ist [2, S. 318]. Der ordentliche und der außerordentliche Lichtstrahl haben in einem doppelbrechendem Medium also eine unterschiedliche Geschwindigkeit.

Hält man einen Polarisator und einen Analysator hintereinander, dann kann man folgendes beobachten: In der Abbildung 7 sind Polarisator und Analysator in der gleichen Richtung ausgerichtet. Das Licht, das den Polarisator passieren kann, gelangt auch durch den Analysator.

Wenn man nun aber den Analysator um  $90^\circ$  dreht - wie in Abbildung 8, so dass beide senkrecht zueinander ausgerichtet sind, kann das durch den Polarisator polarisierte Licht nicht durch den Analysator gelangen.

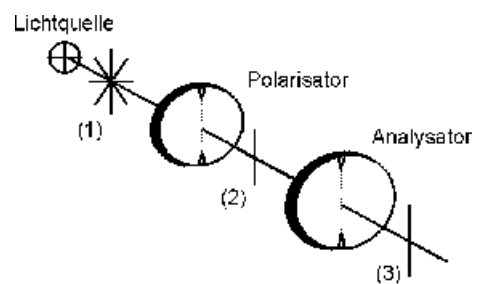


Abb. 7: Polarisator und Analysator sind in der gleichen Richtung ausgerichtet

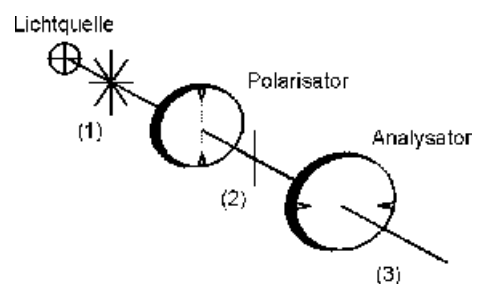


Abb. 8: Polarisator und Analysator sind senkrecht zueinander ausgerichtet

## Phänomen optische Aktivität

Die optische Aktivität ist die Fähigkeit eines Stoffes, die Polarisationssebene von linear polarisiertem Licht um einen für das Molekül charakteristischen Winkel zu drehen. Sie tritt sowohl bei anorganischen wie bei organischen Verbindungen auf.

Die Ursache bei festen Stoffen - also Kristallen - liegt in einer schraubenförmigen Kristallstruktur, bei Flüssigkeiten und Lösungen in einer „Schraubenstruktur“ der Moleküle selber. Nach van't Hoff und Le Bel ist bei Flüssigkeiten und Lösungen die Voraussetzung für die optische Aktivität, dass das Molekül und sein Spiegelbild nicht deckungsgleich sind. Ein Molekül, das sich von seinem Spiegelbild wie die rechte Hand von der linken unterscheidet, nennt man chiral (griechisch: „Hand“). Die Verbindung und sein Spiegelbild bezeichnet man als Enantiomere (griechisch: „entgegengesetzte Teile“). Enantiomere besitzen bis auf zwei Ausnahmen die gleichen chemischen und physikalischen Eigenschaften: sie können unterschiedlich mit anderen chiralen Verbindungen reagieren, außerdem drehen sie als optisch aktive Substanzen die Ebene von linear polarisiertem Licht um den gleichen Winkel, aber in die entgegengesetzte Richtung. Ein homogenes Gemisch beider Enantiomere heißt Racemat und ist optisch inaktiv.

Die optische Aktivität ist bei organischen Substanzen meist an ein Kohlenstoffatom geknüpft, an das vier unterschiedliche Gruppen gebunden sind; so ein Kohlenstoffatom nennt man ein *asymmetrisches Kohlenstoffatom*.

Die Drehung der Polarisationssebene kann man sich folgendermaßen vorstellen: In der Substanz wird der Lichtstrahl in zwei entgegengesetzt zirkular polarisierte Lichtwellen gleicher Intensität zerlegt. Der

eine Lichtstrahl läuft „mit“ der Schraubenstruktur, der andere Lichtstrahl läuft „dagegen“ an. Dieser zweite Lichtstrahl wird dadurch stärker abgebremst als der erste. Wenn nun beide Lichtstrahlen die Substanz durchquert haben, überlagern sie sich wieder zu einem linear polarisierten Lichtstrahl, aber durch die unterschiedliche Geschwindigkeit hat sich die Polarisationssebene in die Richtung des schneller gelaufenen Strahls verschoben. [5] Blickt man in Richtung der Lichtquelle, so wird eine Drehung der Polarisationssebene im Uhrzeigersinn als rechts oder (+)- bezeichnet; die entgegengesetzte Drehung folglich links oder (-)-.

Ein Maß für das Drehvermögen einer optisch aktiven Substanz ist der spezifische Drehwinkel  $[\alpha]$ . Bei Kristallen wird der spezifische Drehwinkel aus dem Quotienten vom gemessenen Drehwinkel  $\alpha$  in Grad und der durchlaufenen Schichtdicke  $d$  in mm berechnet. Für reine Flüssigkeiten gilt :

$$[\mathbf{a}] = \frac{\mathbf{a}}{\ell} \quad (6)$$

mit  $\alpha$  als dem gemessenen Drehwinkel und  $\ell$  als der durchlaufenen Schichtdicke in dm. [5]

Bei Lösungen wird der Wert nach folgender Formel berechnet:

$$[\mathbf{a}] = \frac{100 \cdot \mathbf{a}}{\ell \cdot c} \quad (7)$$

Dabei ist  $\alpha$  der gemessene Drehwinkel,  $\ell$  die durchlaufene Schichtdicke in dm und  $c$  die Konzentration in g/100 cm<sup>3</sup>. Aus (7) ist erkennbar, dass in einer Lösung der spezifische Drehwinkel unabhängig von der Konzentration ist. Diese Erscheinung nennt man das Biot'sche Gesetz. Diese Gesetzmäßigkeit gilt aber nur, solange keine chemische Reaktion zwischen der optisch aktiven Substanz und dem Lösungsmittel stattfinden. [4]

Das Drehvermögen einer optisch aktiven Substanz ist - wie auch schon die Brechung - von der Wellenlänge des in sie eingestrahlten Lichtes abhängig - es tritt also Dispersion auf. Man spricht hier von Rotationsdispersion. Eine geläufige Abkürzung ist ORD, das für die englische Bezeichnung *Optical Rotation Dispersion* steht. Normalerweise nimmt der Drehwinkel vom langwelligem Bereich zum kurzwelligem Bereich zu. Es gibt aber auch Substanzen bei denen genau das Gegenteil zutrifft - dieses Verhalten nennt man anomale Rotationsdispersion. Im Zusammenhang mit anomaler Rotationsdispersion kann auch eine unterschiedliche Absorption von links und rechts zirkular polarisiertem Licht auftreten. Das führt zu einem Minimum und einem Maximum des Drehwinkels. Damit verbunden ist auch eine Änderung des Vorzeichens vom negativen zum positiven beziehungsweise umgekehrt. Diese Erscheinung wird als Cotton-Effekt bezeichnet.

## Versuchsaufbau

Meine Apparatur besteht im wesentlichen aus drei Teilen, der Beleuchtungseinheit, dem Messkopf und einem 19"-Rack, das die Steuerungselektronik und eine Spannungsversorgung enthält. Alle Teile sind auf einer dicken Sperrholzplatte befestigt.

### Die Lichtquelle

Die Beleuchtungseinheit (s. Abb. 9) ist auf einer Aluplatte mit den Maßen 24,7 x 10,1 cm montiert, die mit Ausschnitten für die Lampenfassung und die Drehachse versehen ist. Als Lichtquelle benutze ich eine Xenon-Halogenlampe (1) mit 250 W in einem Dia-Linsensystem. Dieses System besteht aus

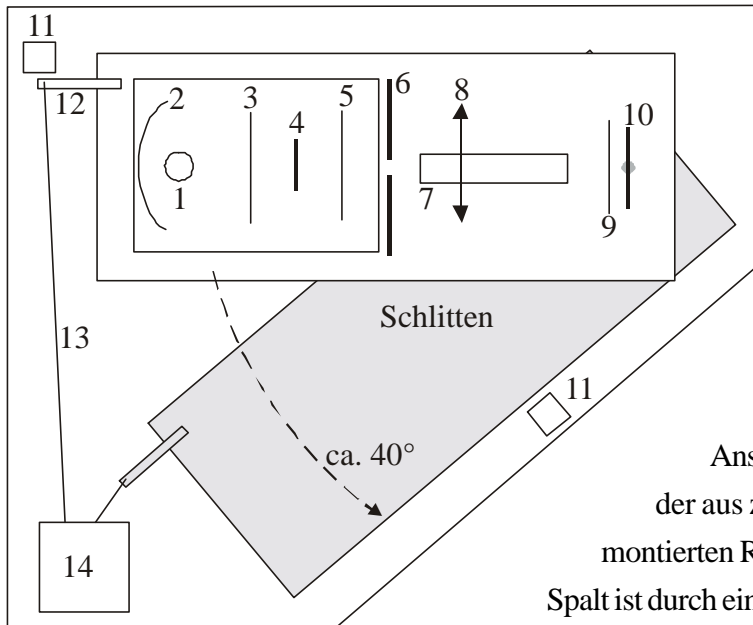


Abb. 9: Beleuchtungseinheit

einem Hohlspiegel (2), der das nach hinten abgestrahlte Licht wieder nach vorne reflektieren soll, einem Infrarotfilter (4) und zwei Linsen (3,5). Die Verspiegelung des Hohlspiegels ist beschädigt, so dass der Spiegel seine Funktion nicht optimal erfüllt. Die Halogenbirne wird durch einen Lüfter von oben gekühlt.

Anstelle des Dias befindet sich ein Spalt (6), der aus zwei auf einem Alu-Blech verstellbar montierten Rasierklingen besteht. Die Position des Spalts ist durch einen verstellbaren Anschlagspunkt variierbar. Der Spalt wird durch eine Feder an eine Schraube - den Anschlag - gezogen. Diese Schraube ist verstellbar; wenn die

Schraube also gedreht wird, verändert sich die Position des Spalts. Eine weitere Linse (9) befindet sich direkt vor dem Gitter (10). Zwischen Spalt und Linse befindet sich eine Bank (7), auf der mittels Einschubleisten der Polarisator (8) und ein Messobjekt befestigt werden können. Das verwendete optische Gitter hat eine Gitterkonstante von  $g = 0,00175 \text{ mm}$ ; das entspricht 570 Linien pro mm. Es sitzt genau über der Drehachse. Der Drehpunkt des Systems liegt also in der Gitterebene. Die Drehachse ist auf der unteren Seite durch ein Kugellager in einem Lagerblock aus Kunststoff gelagert. Auf der gegenüberliegenden Seite sind zwei Rollen in einem Kunststoffbock eingefasst. Die gesamte Anlage wird auf einer weiteren Platte gefahren. Auf dieser Platte befindet sich der Schrittmotor (14), zwei Mikroschalter (11) und die dazugehörigen Anschlüsse. Der Schrittmotor bewegt die Beleuchtungseinrichtung über ein 0,4 mm dickes Stahlseil (13). Das Stahlseil ist an einem Auslegerarm (12) befestigt. Die Mikroschalter verhindern, dass die Beleuchtungseinrichtung vom Motor von der Platte runter gezogen wird. Der Schrittmotor und die Schalter werden über eine Elektronik vom Computer angesteuert. Mit diesem Schrittmotor habe ich bei 200 Schritten für eine Umdrehung eine Auflösung von  $0,1^\circ$ .

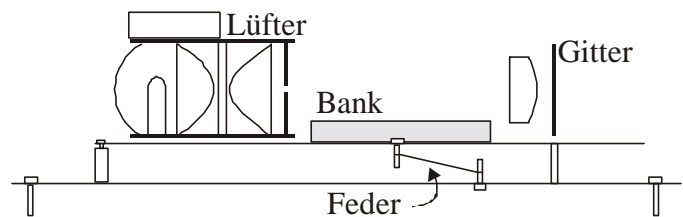


Abb. 10: Seitenansicht der Lichtquelle

### Der Messkopf

Ein weiterer wichtiger Bestandteil ist der Messkopf. Vor dem Messkopf befindet sich ein Spalt und dahinter eine Blende, die das auf den Sensor fallende Streulicht reduzieren und damit die Messgenauigkeit erhöhen sollen. Nach dieser Abschirmung kommt der Analysator, der von einem Schrittmotor mit einer Auflösung von  $0,75^\circ$  gedreht werden kann. Darauf folgt eine Fotodiode, die einen zur Lichtstärke proportionalen Strom liefert (technisches Datenblatt im Anhang). Zu dem Messkopf gehört eine kleine

Elektronik, die hauptsächlich für die Verstärkung der Signale der Fotodiode benutzt wird. Zwischen dem Messkopf und der Lichtquelle ist ein Zwischenraum gelassen. In diesem Bereich können Untersuchungsobjekte, ein zusätzlicher Spalt sowie weitere Linsen auf einer zweiten Bank untergebracht werden. Um Fremdlicht möglichst auszuschließen, ist dieser Bereich - inklusive Messkopf - durch einen Holzkasten mit den Maßen von 53,4 x 18,5 x 15 cm abgedeckt, der an der Frontplatte einen Spalt zum Lichteinlass besitzt.

### **Die Steuerung**

Die Apparatur wird durch ein Programm in Pascal gesteuert. Das Programm ist im letzten Jahr entstanden und nun von mir auf meine Bedürfnisse angepasst worden. Es besteht aus verschiedenen Units, die jeweils nur einen bestimmten Bereich der Steuerungsfunktionen enthalten. Auf der Benutzeroberfläche zeigt sich ein viergeteilter Bildschirm (Menü mit Angabe der Tastenfunktionen, Steuerung des Analysators, Steuerung der Lichtquelle (Schrittmotor, Mikroschalter), Meldungsfenster). Die Kommunikation zwischen Aufbau und Computer erfolgt über eine bidirektionale Druckerportverbindung. Die Messaufnahme ist größtenteils automatisiert. Sie erlaubt zum Beispiel die Drehung der Lichtquelle um das Gitter und die gleichzeitige Speicherung der Fotowerte mit der Position der Lichtquelle in einer Textdatei, die anschließend direkt von Excel ausgewertet werden kann.

## **Versuche und Beobachtungen**

Mit meinem Versuchsaufbau lassen sich theoretisch verschiedene Versuche durchführen. Wenn man nur den Messkopf einsetzt, läßt sich die Polarisierung einer Lichtquelle vermessen. Eine weitere Verwendungsmöglichkeit der gesamten Apparatur besteht in der Untersuchung von anisotropen, also zum Beispiel doppelbrechenden Stoffen, wo man die Veränderung der Polarisierungsebene beobachten und die Anteile des ordentlichen und außerordentlichen durch ihre entgegengesetzte Polarisierung bestimmen kann. Desweiteren ist es möglich, das Verhalten von optisch aktiven Substanzen bei verschiedenen Wellenlängen zu untersuchen. Da ich nicht über optisch aktive Substanzen mit entsprechenden Eigenschaften verfüge, kann ich den zuletzt genannten Versuchstyp nicht durchführen.

Mit meinen Versuchen bin ich auf das vorhandene Material eingeschränkt. Für die Polarisierungsvermessung einer Lichtquelle habe ich eine kleine Laserdiode mit 1 mW Leistung und einer Wellenlänge von  $\lambda = 630 - 680 \text{ nm}$ , deren Polarisierung mir unbekannt ist. Als zu untersuchendes Objekt steht mir eine Glimmerscheibe zur Verfügung. Glimmerscheiben können in Abhängigkeit von ihrer Stärke polarisierend wirken [3, S. 131]. Allerdings ist mir die Dicke der Glimmerscheibe unbekannt und eine Messung ist durch die Einfassung zwischen zwei Glasscheiben nicht mit einfachen Mitteln möglich.

Ich habe verschiedene Messungen durchgeführt. Diese lassen sich in vier Gruppen einteilen. Die erste Gruppe besteht aus Messreihen, die im 0. Maximum - also in weißem Licht - aufgenommen worden sind, die zweite aus Messungen, die bei einer bestimmten Wellenlänge durchgeführt wurden. Bei den ersten beiden Gruppen steht die Beleuchtungseinheit in einer vorher festgelegten Position und der Analysator wird gedreht. In der dritten Gruppe verhält es sich genau umgekehrt. Hier wird die Lichtquelle um das Gitter gedreht und der Analysator mißt in der vorher festgelegten Position. Die vierte Gruppe besteht aus den unterschiedlichen Messreihen mit der Laserdiode.

## Messungen im 0. Maximum

Die ersten Messungen im 0. Maximum dienen dazu, den Einfluss der Apparatur auf die Polarisierung und Lichtintensität zu testen. Dafür habe ich verschiedene Komponenten ausgebaut und nacheinander wieder eingesetzt. Die Messungen ohne Infrarotfilter (IR-Filter), Gitter und Polarisator zeigen geringe Schwankungen der Lichtintensität, die auch nach dem Einsetzen des IR-Filters und des

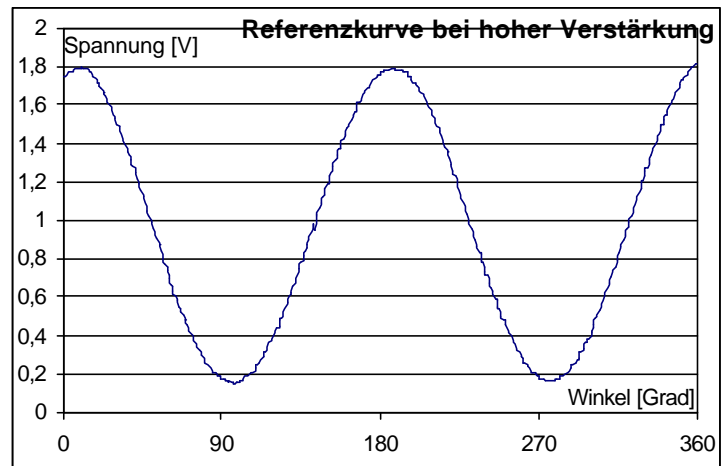


Diagramm 1: Referenzkurve bei hoher Verstärkung

Gitters auftreten. Die Messreihe mit dem Polarisator (Diagramm 1) zeigt den typischen Verlauf für linear polarisiertes Licht: Bei paralleler Stellung von Polarisator und Analysator ergibt sich ein Maximum der Lichtintensität, bei gekreuzter Stellung ein Minimum der Lichtintensität bei Null. Der Abstand zwischen Minimum und Maximum beträgt normalerweise  $90^\circ$ , zwischen zwei Minima beträgt er folglich  $180^\circ$ . Die Amplitude zwischen Minimum und Maximum ist konstant. Bei den Beobachtungen und der Auswertung der Messungen werde ich zumeist die Minima betrachten. Das liegt daran, dass die Minima auch bei hoher Verstärkung eindeutig abzulesen sind. Bei hoher Verstärkung werden die Messwerte oben „abgeklippt“ - ich erhalte einen Overflow. Bei sehr hoher Verstärkung kann ich also keine Aussage mehr über die genaue Lage der Maxima machen, aber dafür um so genauer über die Minima. Die Minima der Messreihe liegen bei  $96,75^\circ$  und  $276,75^\circ$ . Auf diese Messung und ihre Werte - besonders die Minima - werde ich noch öfter als Referenzmessung oder Referenzwerte Bezug nehmen.

Nun setze ich die Glimmerscheibe auf die Bank zwischen Spalt und Polarisator. Die Messdaten zeigen den Verlauf einer linearen Polarisation - also im Abstand von  $180^\circ$  zwei eindeutige Minima bei Null und zwei Maxima, deren Lage allerdings wegen der hohen Verstärkung und dem daraus resultierenden Overflow der Messwerte nur zu erraten ist. Die Lage der Minima stimmen mit denen der Referenzmessung exakt überein.

Nun vertausche ich die Positionen - nach dem Spalt folgt nun der Polarisator und dann die Glimmerscheibe (Diagramm 2). Die erste auffällige Veränderung besteht darin, dass die Minima über der Intensität Null liegen, die Fotodiode mißt also in jeder Position des Analysators eine gewisse Lichtintensität. Beim Ausmessen der Minima ergeben sich  $38,5^\circ$  und  $209,25^\circ$ . Diese Werte weichen gemittelt um  $-63^\circ$  von den Referenzwerten ab. Außerdem

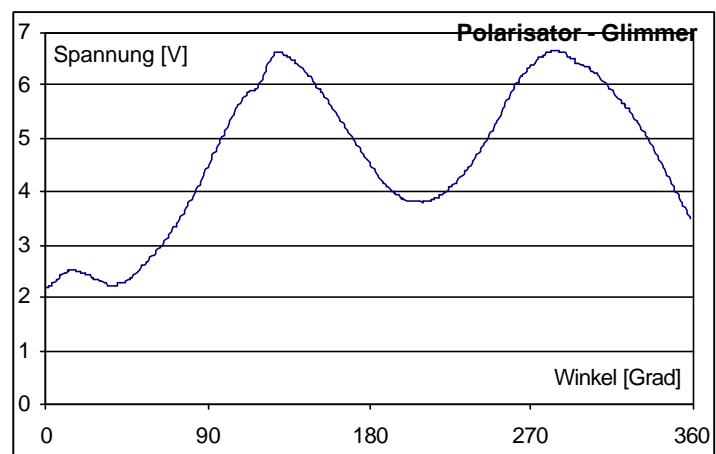


Diagramm 2: Anordnung Polarisator - Glimmer

ist die Amplitude zwischen dem zweiten Minimum und Maximum geringer als zwischen dem ersten Minimum und Maximum. Die Glimmerscheibe beeinflusst also das in sie eingestrahlte linear polarisierte Licht deutlich.

Zum Vergleich nehme ich jetzt eine Messreihe mit der Glimmerscheibe und ohne den Polarisator auf - die Glimmerprobe wird mit nicht polarisiertem Licht beleuchtet. Die graphische Darstellung der Messdaten ähnelt den beiden vorhergehenden Messreihen mit Glimmer nicht. Die Messwerte haben keinen sich alle  $180^\circ$  periodisch wiederholenden Verlauf und weisen keine zwei ausgeprägte Minima und Maxima auf. Bis auf die etwas niedrigeren Werte entspricht der Verlauf den ersten Messungen über den Einfluss der Apparatur.

### Messungen im Spektrum

Wie aus dem technischen Datenblatt zu entnehmen, hat die von mir verwendete Fotodiode einen Messbereich von etwa 400 nm bis 1100 nm. Die größte Empfindlichkeit liegt in dem Bereich von 600 nm bis 1000 nm.

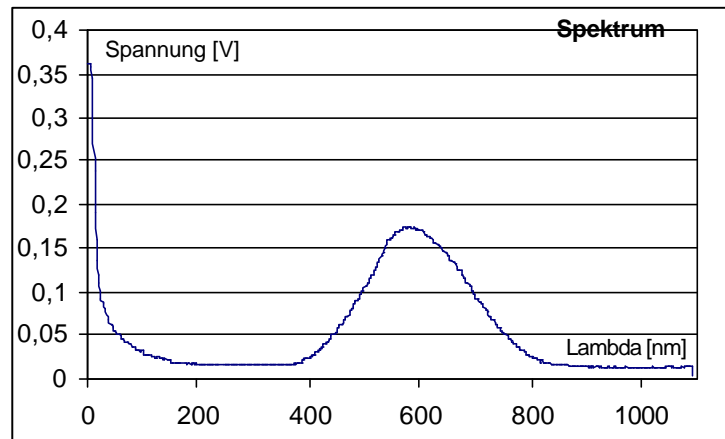


Diagramm 3: Spektrum ohne Polarisator

Welchen Bereich nun aber meine Halogenlampe liefert musste ich erst ausmessen. Dazu habe ich drei Messreihen aufgenommen. Der Polarisator und Analysator stehen zueinander parallel. In der ersten Messreihe ohne Polarisator und in der zweiten Messreihe mit Polarisator sind keine wesentlichen Unterschiede festzustellen. In der graphischen Darstellung der Messwerte (z. B. Diagramm 3) ist das 0. Maximum und das 1. Maximum - mein Spektrum - deutlich zu erkennen. Im Bereich des 0. Maximums gehen die Messdaten an den Anschlag, sobald die Lichtquelle um das Gitter vom Messkopf weggedreht wird, nimmt die Lichtintensität stark bis nahe Null ab. Ab etwa 400 nm steigt die Lichtintensität wieder an, die Fotodiode vermisst das 1. Maximum. Die maximale Lichtintensität wird bei etwa 580 nm erreicht. Bis ungefähr 850 nm fallen die Messwerte wieder auf ein Minimum ab. Der Wellenlängenbereich, in dem sinnvoll Messungen vorgenommen werden können, liegt etwa zwischen 400 nm bis 800 nm. Der Ausschnitt von etwa 400 nm bis 800 nm aus der graphischen Darstellung der Messwerte zeigt eine starke Ähnlichkeit mit dem Graphen für die spektrale Empfindlichkeit im technischen Datenblatt (S. 3).

Für die dritte Messreihe habe ich das IR-Filter entfernt. Dadurch ist eine deutliche Veränderung in der Darstellung der Messdaten zu sehen. Die gesamte Lichtintensität ist angestiegen. Die „Signalbreite“ des 0. Maximums hat sich um mehr als das Doppelte vergrößert. Der Abfall der Messdaten erfolgt weniger steil, das Minimum liegt höher als vorher. Ab 400 nm steigt auch hier die Lichtintensität aufgrund des 1. Maximums an. Etwa zwischen 560 nm und 600 nm ergibt sich ein Bereich mit einer niedrigen Steigung. Nach dieser Stufe fällt die Intensität nicht wie vorher ab, sondern steigt steil bis etwa 750 nm an. Auf diesem Niveau bleibt sie bis ungefähr 900 nm, und fällt erst dann wieder auf ein Minimum ab. Der

Messbereich liegt hier etwa zwischen 400 nm bis 1000 nm. Die hohe gemessene Lichtintensität in der dritten Messreihe ist auf zwei Faktoren zurückzuführen. Zum einen hat das IR-Filter die Infrarotmenge deutlich reduziert, zum anderen hat die Fotodiode in dem Bereich von ca. 750 nm bis 1000 nm die größte Empfindlichkeit.

Mit meiner Glimmerscheibe habe ich ebenfalls eine Messreihe durchgeführt - allerdings ohne Polarisator und mit IR-Filter. Die Lichtintensität fällt nach dem Verlassen des 0. Maximums wie bei den ersten beiden Messungen stark ab. Sie steigt wieder ab ca. 400 nm und nach einem Maximum bei ca. 580 nm fällt sie wieder ab, um bei ungefähr 850 nm erneut ein Minimum zu erreichen. Der Verlauf der Messdaten unterscheidet sich also nicht von den ersten beiden Messungen.

### Messungen mit monochromatischem Licht

Mit der Glimmerscheibe habe ich die letzten beiden Messreihen im 0. Maximum bei kurz- und langwelligem Licht wiederholt. Dazu habe ich die Wellenlängen von 450 nm und 750 nm ausgewählt. Die Anordnung Glimmerscheibe - Polarisator zeigt den gleichen Verlauf wie im 0. Maximum, also mit den Minima bei  $96,75^\circ$  und  $276,75^\circ$  und die Maxima an den entsprechenden Stellen. Die Minima liegen auch in derselben Höhe. Dass sie nicht bei Null liegen, hat seinen Grund in der äußerst hohen Verstärkung der Messwerte, denn mit den Messwerten wird auch das Rauschen verstärkt. Die Anordnung Polarisator - Glimmerscheibe hat ebenfalls den gleichen Verlauf wie im 0. Maximum, also die Minima bei  $38,5^\circ$  und  $209,25^\circ$ . Die Messreihe bei 750 nm mit der Anordnung Glimmerscheibe - Polarisator entspricht bis auf die niedrigere Lichtintensität und die etwas geringere Amplitude der Messung bei 450 nm. Eine deutliche geringere Amplitude als bei 450 nm zeigt bei 750 nm die Anordnung Polarisator - Glimmerscheibe. Die Lage der Minima und Maxima ist aber unverändert. Das Verhalten der Glimmerscheibe ändert sich also nicht bei kurz- oder langwelligem Licht.

### Messungen mit dem Laser

Für diese Messreihen habe ich den Laser auf der kleinen Bank vor dem Spalt aufgesetzt. Der Laser ist im Fokus verstellbar. Ich habe ihn einmal so eingestellt, dass er die Fotodiode gut

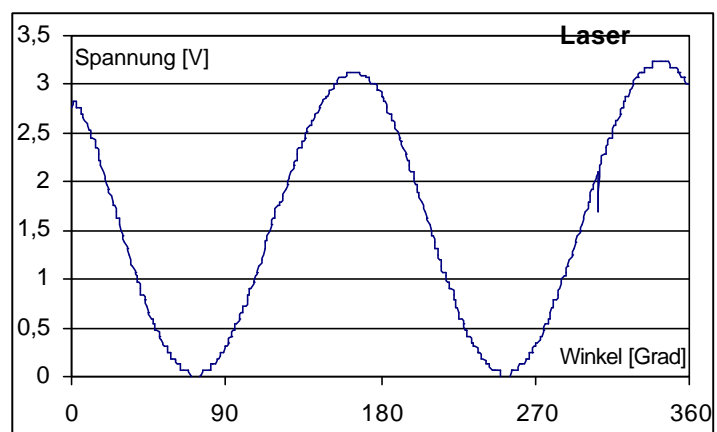


Diagramm 4: Laser

ausleuchtet. Die erste Messreihe besteht nur aus dem Laser und dem Messkopf. Die graphische Darstellung der Messwerte (Diagramm 4) zeigt ein Verhalten wie bei linear polarisiertem weißem Licht. Es gibt zwei Minima der Intensität bei Null und zwei Maxima. Die Amplitude der Messwerte ist konstant. Die Minima liegen bei  $72,75^\circ$  und  $252,75^\circ$ , also genau  $180^\circ$  auseinander. Gegenüber den Referenzwerten bei weißem Licht sind sie also um  $-24^\circ$  verschoben.

Für die zweite Messreihe wird vor den Laser der Polarisator aufgestellt. Auch hier erhalte ich einen Verlauf mit zwei Minima bei Null, zwei Maxima und einer konstanten Amplitude. Die Minima liegen bei

einem Winkel von  $47,25^\circ$  und  $226,5^\circ$  und damit nahezu  $180^\circ$  auseinander. Diese Werte weichen von denen der vorhergehenden Messung um  $-26^\circ$  und von der Referenzmessung um  $-50^\circ$  ab. Die gesamte Lichtintensität hat sich durch das Einfügen des Polarisators im Vergleich zur vorherigen Messreihe um fast die Hälfte reduziert. In der dritten Messreihe habe ich den Polarisator gegen die Glimmerplatte ausgetauscht.

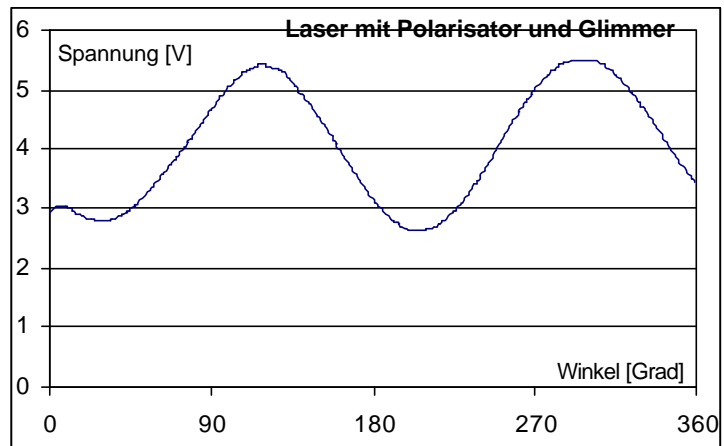


Diagramm 5: Laser mit Polarisator und Glimmerscheibe

Die graphische Darstellung der Messdaten ähnelt den anderen Darstellungen. Die Amplitude ist annähernd konstant, die gesamte Lichtintensität hat sich im Vergleich zur zweiten Messreihe nicht verändert. Allerdings geht die Lichtintensität bei den Minima nicht auf Null runter, ein gewisser Lichtanteil erreicht also immer die Fotodiode. Die Lage der Minima beträgt  $96,75^\circ$  und  $276^\circ$ . Diese Werte stimmen mit denen aus der Referenzmessung überein. Gegenüber der ersten Lasermessreihe sind sie um  $+24^\circ$  verschoben, gegenüber der zweiten um  $+49^\circ$ . Laser und Glimmer erzeugen die gleichen Werte wie der Polarisator in weißem Licht.

Die letzte Messreihe besteht aus der Anordnung Laser - Polarisator - Glimmerscheibe (Diagramm 5). Auch hier kann man eine konstante Amplitude, zwei Minima und zwei Maxima beobachten. Die minimale Lichtintensität erreicht den Wert Null nicht, sondern liegt deutlich darüber. Die Minima liegen bei einem Winkel von  $27^\circ$  und  $203,75^\circ$ . Sie weichen von der Referenzmessreihe (und der dritten Lasermessung) um ca.  $-70^\circ$  ab, von der ersten Lasermessung um  $-46^\circ$  und von der zweiten um  $-20^\circ$ . Der Unterschied zu derselben Messreihe im 0. Maximum beträgt nur  $-11^\circ$ .

## Ergebnisse

Aus den Messreihen im Spektrum ist zu entnehmen, dass der Bereich von 400 nm bis 800 nm bzw. ohne IR-Filter bis 1000 nm grundsätzlich für Messungen geeignet ist. Die Idee, verschiedene Objekte bei unterschiedlichen Wellenlängen zu untersuchen, ist also durchführbar. Der Ausschnitt aus dem Graphen von 400 nm bis etwa 800 nm ähnelt dem Graphen im technischen Datenblatt für die spektrale Empfindlichkeit. Wenn man also weiß, welche Wellenlängen man in welchen Anteilen - also zum Beispiel viel oder wenig Infrarotlicht - einem Fotosensor anbietet, dann läßt sich mit dieser Versuchsanordnung auch bei einem beliebigen Fotosensor die spektrale Empfindlichkeit ausmessen.

Die Übereinstimmung der Messdaten mit und ohne Polarisator zeigt, dass das Gitter keinen Einfluss auf die Polarisation des Lichtes hat. Damit kann ich auch polarisierend wirkende Objekte zwischen Lichtquelle und Gitter setzen. Die Untersuchungen von Glimmer im Spektrum und in monochromatischem Licht zeigen liefern nur die Erkenntnis, dass die Phänomene, die bei dieser Glimmerscheibe auftreten, unabhängig von der Wellenlänge sind. In weißem Licht des 0. Maximums wird die Glimmerscheibe bei zwei Messanordnungen mit nicht polarisiertem Licht beleuchtet. Bei diesen Versuchen konnte ich kei-

nen Effekt der Glimmerscheibe auf die Polarisation des Lichtes nachweisen. Bei einer Messanordnung fällt durch den Polarisator linear polarisiertes Licht auf die Glimmerscheibe. Die Glimmerscheibe bewirkt eine Drehung der Polarisationssebene um etwa  $-63^\circ$ . Da die minimale Lichtintensität deutlich über Null liegt, kann es sich nicht mehr um rein linear polarisiertes Licht handeln, bei dem es im Minimum zu einer vollständigen Auslöschung kommt. Es bleiben also die Möglichkeiten, dass die Glimmerplatte zirkular oder elliptisch polarisiert oder das Licht unpolarisiert streut. Bei einer zirkularen Polarisation hat der schwingende elektrische Feldvektor in alle Richtungen (senkrecht zur Ausbreitungsrichtung) den gleichen Betrag. Das bedeutet, der Analysator ließe immer dieselbe Lichtintensität durch. Die graphische Darstellung zeigt in dem Fall eine Gerade. Das ist aber eindeutig nicht der Fall. Ein weiteres Argument gegen eine zirkulare oder elliptische Polarisation ist, dass diese auch meßbar sein müsste, wenn die Glimmerscheibe nicht mit linear polarisiertem Licht beleuchtet wird. Die verbleibende Möglichkeit, dass Licht, welches durch die Glimmerscheibe fällt, mit einer beliebigen Polarisationssebene gestreut wird, schließe ich ebenfalls aus, denn dann müsste bei der Anordnung Polarisator - Glimmerscheibe ein Graph entstehen, der dem der Messreihen im 0. Maximum ohne Polarisator und IR-Filter gleicht. Ich kann also zur Zeit das Verhalten der Glimmerscheibe nicht erklären.

Die erste Messreihe mit dem Laser liefert mir eine Aussage über die Polarisation des Lasers. Diese Laserdiode erzeugt mir linear polarisiertes Licht. Bei linear polarisiertem Licht schwingt der elektrische Feldstärkevektor immer in einer Ebene, bei zirkular polarisiertem Licht beschreibt die Spitze des Vektors einen Kreis. Das bedeutet, der Feldstärkevektor hat in jeder Richtung der Polarisationssebene dieselbe Amplitude. Trifft nun zirkular polarisiertes Licht auf einen linearen Polarisationsfilter, dann läßt der Polarisationsfilter in jeder Stellung die gleiche Lichtmenge durch. In der graphischen Darstellung ergäbe sich eine Gerade. Bei elliptisch polarisiertem Licht beschreibt die Spitze des Feldstärkevektors eine Ellipse, das heißt die Amplitude ändert sich. Wie beim zirkular polarisiertem Licht tritt immer ein bestimmter, aber sich mit der Amplitude ändernder Anteil durch einen linearen Polarisationsfilter. Die Lichtintensität wird also niemals Null. Deshalb ist der Laser linear polarisiert.

Die dritte und vierte Messreihe mit dem Laser zeigen einen Effekt durch die Glimmerscheibe, den ich aber wie oben nicht deuten kann. Ebenso wenig kann ich die zweite Messreihe einordnen, in der die Anordnung Laser als Lichtquelle und Polarisator ganz andere Winkel für die Minima liefern als der Polarisator im weißen Licht. Diese Deutung dieser interessanten, aber auch etwas verwirrenden Ergebnisse muss ich an dieser Stelle offen lassen.

## Danksagungen

Ich möchte erst einmal ganz herzlich Herrn Dr. Gregor und Prof. Ulbrecht für einige sehr hilfreiche Hinweise danken, ohne die ich mit meiner Arbeit wohl nicht weitergekommen wäre. Meinem Betreuungslehrer Herrn Schuldt danke ich für die inhaltliche Begleitung, meinem Vater für die Unterstützung bei der technischen Umsetzung des Projektes. Mein Dank gilt auch einem ehemaligem Jufo, der mir durch seine Hilfe bei der Fehlersuche eine Menge Zeit und auch Frust erspart hat.

## Literaturverzeichnis

- [1] „Schülerduden Physik“, Dudenverlag, Mannheim 1995
- [2] „Metzler Physik“, Metzlersche Verlagsbuchhandlung, Stuttgart 1992
- [3] „Optik und Atomphysik“, R. Pohl, Springer Verlag, Berlin - Heidelberg 1967
- [4] „abc physik“ Bd.I a-1, Brockhaus Verlag, Leipzig 1972; S. 297 f. „Drehvermögen“
- [5] „Gerthsen Physik“, H. Vogel, Springer-Verlag, Berlin - Heidelberg 1997, 19. Auflage, Sonderauflage für Weltbild Verlag; S. 544 f. „Drehung der Polarisationssebene“