

Polarisation: Wellenplatten und Polariskop

Sven Verpoort und Ulrich Wittrock

Fachhochschule Münster, Labor für Photonik, Praktikum Technische Optik

Stand: 14.11.2019 Version: 14

Dieser Versuch beschäftigt sich mit der Polarisation von Licht. Sie untersuchen hierbei die Funktionsweise von $\lambda/2$ - und $\lambda/4$ -Platten. Außerdem bauen Sie ein Polariskop auf, mit dem Sie kleine Brechzahl-Unterschiede, wie sie z. B. durch Spannungen im Material auftreten, sichtbar machen können.

1. Einführung

Im 19. Jahrhundert herrschte die Vorstellung, es handle sich bei Licht um eine, zur Ausbreitungsrichtung symmetrische, longitudinale Welle (wie bei der Schallausbreitung). Der französische Physiker E. L. Malus beobachtete im Jahr 1808, dass von einem Calcit-Kristall unter einem Winkel reflektiertes Sonnenlicht seine Symmetrie um die Ausbreitungsrichtung eingebüßt hatte, d. h. *polarisiert* wurde. Die Folgerung der Malus'schen Beobachtung ist, dass es sich bei Licht um eine transversale Lichtwelle handeln muss.

In der Natur ist die Polarisation durch das teilweise polarisierte Tageslicht allgegenwärtig. Bienen und auch viele andere Insekten nutzen diesen Effekt zur Orientierung. [1]

In der Technik wird polarisiertes Licht u. a. in Verbindung mit Flüssigkristallen verwendet. Der Flüssigkristall dreht die Polarisationsrichtung abhängig von der Größe einer angelegten Spannung. Wird er zwischen gekreuzte Polarisatoren gebracht, kann man durch Drehung der Flüssigkristallmoleküle eine Helligkeitsänderung einstellen. Weitere Anwendungen sind die Visualisierung und Messung von Spannungen in Materialien. Weiterhin liefert die Messung des Polarisationszustandes durch ein sogenanntes Ellipsometer Informationen über Schichtdicken im Sub-Nanometerbereich, Eigenschaften einzelner Moleküle auf Oberflächen und Materialkonstanten. In Laserresonatoren werden oft optische Dioden benötigt. Diese bestehen unter anderem aus einer $\lambda/2$ -Platte und einem linearen Polarisator. Neue Studien einer holländischen Forschergruppe [2] haben gezeigt, dass Festplatten durch Auslesen mit polarisiertem Laserlicht um den Faktor 10.000 schneller gemacht werden könnten. Anhand dieser Beispiele sehen Sie, dass die Erzeugung und Manipulation von polarisiertem Licht von großer Bedeutung ist.

2. Polarisationszustand

Licht ist eine transversale Welle. Die Amplitude dieser Welle im Vakuum ist das elektrische Feld \mathbf{E} . \mathbf{E} steht senkrecht zum Wellenvektor \mathbf{k} , dessen Richtung die Ausbreitungsrichtung der Welle beschreibt. Da \mathbf{E} transversal ist, kann man es immer als zweikomponentigen Vektor schreiben, so lange die Ausbreitung in z -Richtung erfolgt, also $\mathbf{k} = (0, 0, k_z) \parallel z$ ist. Mathematisch hat eine ebene Welle mit der Frequenz ω die folgende Form:

$$\mathbf{E} = \begin{pmatrix} E_{0x} \cos(k_z \cdot z - \omega \cdot t) \\ E_{0y} \cos(k_z \cdot z - \omega \cdot t + \delta) \end{pmatrix} \quad (1)$$

Hierbei ist $\delta = \delta_x - \delta_y$ die Phasendifferenz zwischen der x - und der y -Komponente des elektrischen Feldes. Wir diskutieren nun anhand von Gl. (1) zwei Spezialfälle und den allgemeinen Fall.

(i) *Linear polarisiertes Licht* – Falls es keine Phasenverschiebung oder eine Verschiebung von 180° zwischen der x - und der y -Komponente des elektrischen Feldes gibt, d. h. $\delta = n\pi$, ($n \in \mathbb{Z}$), erhält man eine linear polarisierte Welle. Der elektrische Feldvektor schwingt örtlich nur in einer Ebene, wie in Abb. 1a) dargestellt. Wir nehmen an, dass $\delta = 0$ ist. Damit vereinfacht sich Gl. (1) zu:

$$\mathbf{E}_{lin} = \begin{pmatrix} E_{0x} \\ E_{0y} \end{pmatrix} \cdot \cos(k_z \cdot z - \omega \cdot t) \quad (2)$$

Trifft linear polarisiertes Licht auf einen Polarisator, ändert sich die Intensität \cos^2 -artig mit dem Winkel des Polarisators (Gesetz von Malus). Man erhält vollkommene Dunkelheit, wenn der Polarisator senkrecht zur Schwingungsrichtung des Lichts steht.

(ii) *Zirkular polarisiertes Licht* – Ein weiterer Spezialfall ergibt sich für $\delta = (n + 1/2) \pi$ ($n \in \mathbb{Z}$) und $E_{0x} = E_{0y} =: E_0$. Die Spitze des elektrischen Feldvektors beschreibt im Raum eine Schraubenbahn, deren Projektion senkrecht zur Ausbreitungsrichtung einen Kreis ergibt, siehe Abb. 1b). Man spricht dann von zirkular polarisiertem Licht. Wir setzen $\delta = 1/2 \pi$ und erhalten damit aus Gl. (1):

$$\mathbf{E}_{circ} = E_0 \begin{pmatrix} \cos(k_z \cdot z - \omega \cdot t) \\ \sin(k_z \cdot z - \omega \cdot t) \end{pmatrix} \quad (3)$$

Mathematisch beschreibt Gl. (3) einen Kreis mit Radius E_0 in kartesischen Koordinaten. Trifft zirkular polarisiertes Licht auf einen Polarisator, ist die Intensität hinter dem Polarisator unabhängig von der Polarisatorstellung.

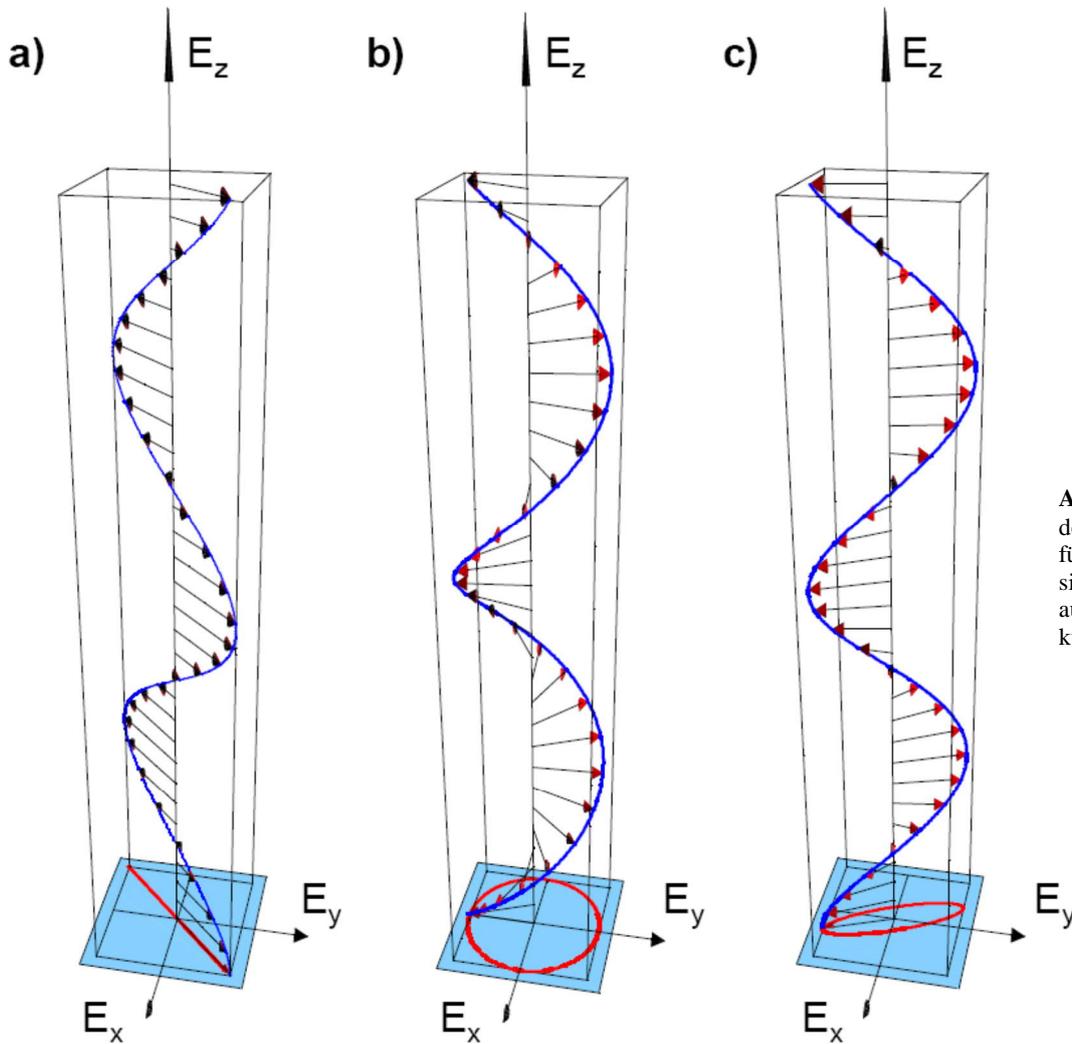


Abb. 1: Veranschaulichung der drei Polarisationsarten für eine ebene Welle, die sich in z -Richtung ($z \parallel E_z$) ausbreitet: a) linear, b) zirkular, c) elliptisch.

(iii) *Elliptisch polarisiertes Licht* – Für den allgemeinen Fall aus Gl. (1) beschreibt die Spitze des \mathbf{E} -Feld-Vektors eine elliptische Schraubenbahn, siehe Abb. 1c). Passiert elliptisch polarisiertes Licht einen Polarisator, so ändert sich die Intensität mit dem Drehwinkel. Man erhält jedoch niemals null wie im Fall der linearen Polarisation. Die zeitgemittelte Intensität schwankt zwischen $\frac{1}{2}\epsilon_0 c_0 E_{0x}^2$ und $\frac{1}{2}\epsilon_0 c_0 E_{0y}^2$.

Vorbereitung

- Auf welche Arten kann linear polarisiertes Licht erzeugt werden? Erstellen Sie eine kurze Übersicht inklusive Skizzen, die die folgenden Methoden abdeckt: (i) Reflexion (Brewsterplatten), (ii) Streuung, (iii) Doppelbrechung (Prismen), (iv) Absorption (Folienpolarisatoren)
- Zeichnen Sie die Kurvenverläufe für die zeitgemittelten Intensitätsverteilungen $I(\alpha) = \frac{1}{2}\epsilon_0 c_0 |\mathbf{E}(\alpha)|^2$ (α ist der Polarisatorwinkel) aus Gl. (1) - (3), wenn Sie diese mit einem rotierenden Polarisator vermessen.

3. Doppelbrechung und Wellenplatten

Die Wellenausbreitung in anisotropen Materialien (z. B. Quarz, Kalkspat) ist komplizierter als in isotropen

Materialien (z. B. Luft, Glas). Man beobachtet z. B. ein Doppelbild, wenn man durch ein anisotropes Material auf eine Schrift blickt. Man spricht deshalb vom Phänomen der *Doppelbrechung*. Was versteht man unter der oben erwähnten Anisotropie? Diese meint eine Abhängigkeit der Ausbreitungsgeschwindigkeit von der Polarisation des Lichts.

Wir benutzen zum Verständnis der Anisotropie ein vereinfachtes mechanisches Modell eines Atoms oder Festkörpers. Wir beginnen hierzu mit einem isotropen Festkörper, der in allen Raumrichtungen dieselben Eigenschaften besitzt. Eine Projektion auf zwei Dimensionen ist in Abb. 2a) gezeigt. Die einzelnen Atome bestehen aus Atomkernen, die als kleine Kugeln dargestellt sind, und der Elektronenhülle. In der Projektion ist die Hülle über vier Federn gleicher Federkonstante D an den Kern gekoppelt. Die Eigenfrequenzen für die Schwingung des Elektrons sind in jeder Raumrichtung $\omega_0^2 = 2D/m$ (m – Masse der Elektronen). Die Abstände zwischen zwei benachbarten Atomen sind in allen Raumrichtungen gleich. Deshalb ist die Elektronenhülle kugelförmig. Einer elektromagnetischen Welle mit der Winkelgeschwindigkeit ω entspricht im mechanischen Analogon eine periodische Kraft $\mathbf{F}(\omega)$, die an der Hülle angreift und diese aus der Gleichgewichtslage um s auslenkt, siehe Abb. 2d). Die Auslenkung s der

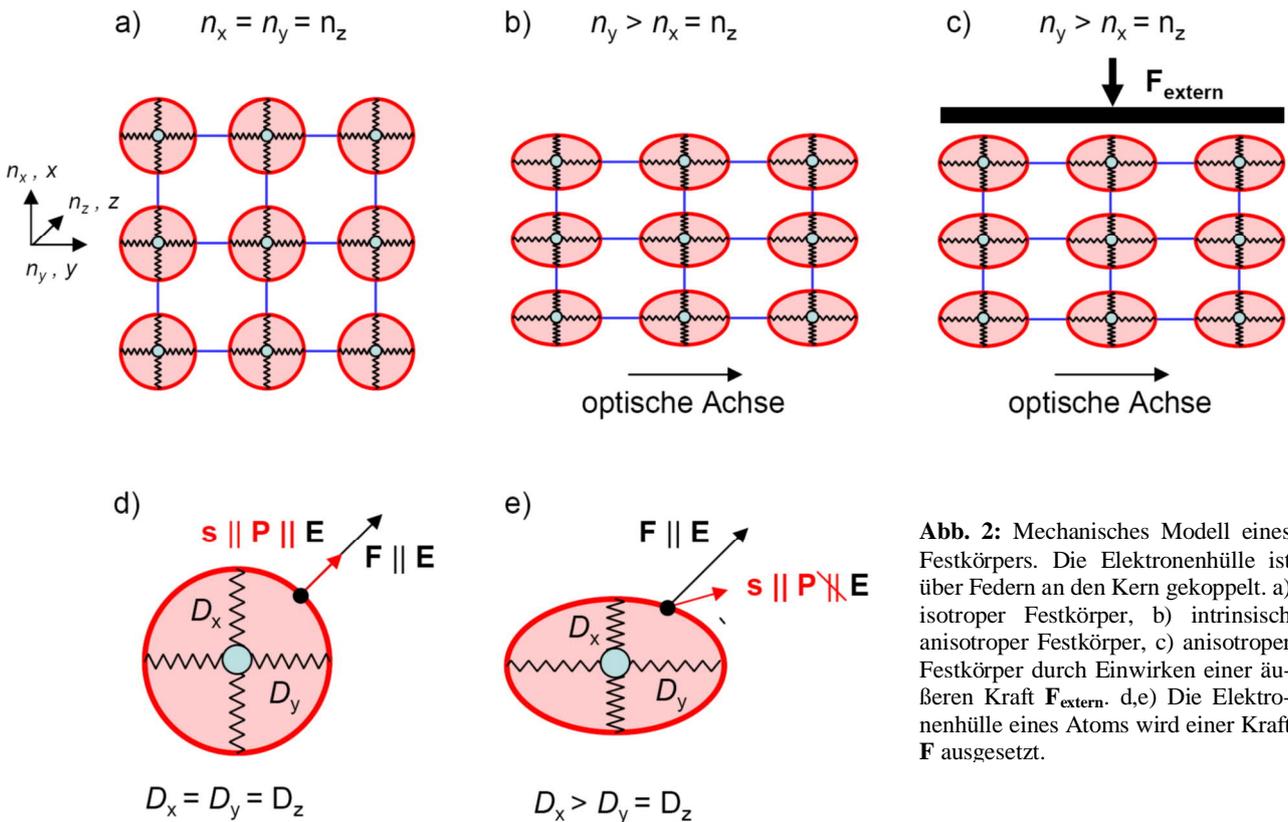


Abb. 2: Mechanisches Modell eines Festkörpers. Die Elektronenhülle ist über Federn an den Kern gekoppelt. a) isotroper Festkörper, b) intrinsisch anisotroper Festkörper, c) anisotroper Festkörper durch Einwirken einer äußeren Kraft F_{extern} . d,e) Die Elektronenhülle eines Atoms wird einer Kraft F ausgesetzt.

Elektronenhülle ist parallel zu F . Die Auslenkung s entspricht der Polarisation des Mediums durch die einfallende Welle. Dies kann man wie folgt einsehen: durch die äußere Kraft F wird im Medium eine erzwungene Schwingung induziert (erzwungener, harmonischer Oszillator). [3] Die schwingende Elektronenhülle stellt einen Dipol dar, der eine elektromagnetische Sekundärwelle abstrahlen kann. Die Summe aller Dipolmomente ergibt die makroskopische Polarisation des Mediums.

Die Sekundärwelle ist gegen die einlaufende Welle phasenverzögert, welches insgesamt zu einer Phasenverzögerung der Gesamtwelle im Medium führt. Die Welle läuft also im Medium langsamer als im Vakuum. Diese Verlangsamung wird durch die Brechzahl n ausgedrückt. Man kann zeigen, dass im absorptionsfreien Medium die Ausbreitungsgeschwindigkeit c über [3, aus Formel (8.12b) mit $\gamma \ll \omega_0$ und $\omega \ll \omega_0$]

$$c(\omega) = \frac{c_0}{n} \approx \frac{c_0}{1 + \frac{e^2 N^2}{2\epsilon_0 m} \left(\frac{1}{\omega_0^2 - 2\omega^2} \right)} \quad (4)$$

mit der Eigenfrequenz ω_0 zusammenhängt. Hierbei sind e die Elektronenladung, N die räumliche Dichte der Dipole, ϵ_0 die Dielektrizitätskonstante und m die Elektronenmasse. Für eine feste Winkelgeschwindigkeit ω steigt die Ausbreitungsgeschwindigkeit mit steigender Eigenfrequenz ω_0 . Damit steigt die Ausbreitungsgeschwindigkeit auch mit steigender Federkonstante D .

Wir folgern: Da es im isotropen Medium nur eine Federkonstante D gibt, ist die Ausbreitungsgeschwindigkeit unabhängig von der Raumrichtung im Medium, also unabhängig von der Richtung der angreifenden Kraft F .

Wir betrachten nun ausgehend vom isotropen Festkörper den Fall des anisotropen Materials. Hier sind die Abstände in x - und y -Richtung unterschiedlich, siehe Abb. 2b, c). Die kugelförmige Hülle wird zum Ellipsoid. Im mechanischen Analogon bedeutet dies, dass die Federkonstanten zwischen Kern und Hülle in zwei Raumrichtungen unterschiedlich groß werden. Greift nun eine Kraft bzw. das elektrische Feld an der Hülle an, so erfolgt die Auslenkung nicht mehr in Kraftrichtung, sondern etwas zur Feder mit der kleineren Federkonstante hin verschoben, siehe Abb. 2e). Die Polarisation des Mediums ist also nicht mehr parallel zum elektrischen Feld. Für den Fall, dass $F \parallel x$ oder y bzw. $E \parallel x, y$ ist, folgt direkt aus Formel (4), dass die Brechzahlen und Ausbreitungsgeschwindigkeiten, für diese beiden Polarisationen unterschiedlich groß sein müssen, nämlich $c_x > c_y$ für den in Abb. 2e) gezeigten Fall.

Die obige, vereinfachte Betrachtung bezog sich auf optisch-einachsige Materialien. Diese Materialien haben zwei gleiche und eine unterschiedlich große Federkonstante und damit verknüpft zwei gleich und eine unterschiedlich große (Haupt-) Brechzahl. Sie besitzen eine sogenannte optische Achse. Fällt Licht entlang dieser Achse ein, verhält sich der Kristall so, als wäre er isotrop. Denkt man sich das mechanische Modell aus Abbildung 2e) in die dritte Dimension mit der Federkon-

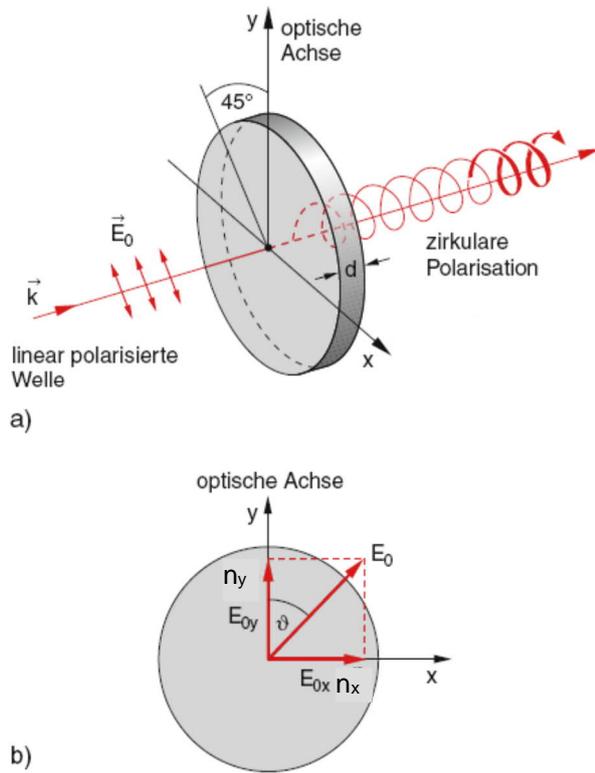


Abb. 3: Prinzip eines $\lambda/4$ -Plättchens. a) Prinzipskizze, b) Lage des \mathbf{E} -Feldvektors zur optischen Achse. Quelle [3].

stante $D_z = D_y$ erweitert, so läge die optische Achse entlang der x -Richtung. Es gibt ebenfalls Materialien, die zwei optische Achsen besitzen. Ihr Verständnis ist aber komplizierter und für diesen Versuch nicht erforderlich.

Wellenplatten dienen zur Konversion von linearem in zirkular polarisiertes Licht (oder umgekehrt) oder zur Drehung der Polarisationsrichtung. Eine Wellenplatte besteht aus einem optisch einachsigen Material. Sie ist eine planparallele Platte der Dicke d , bei der die optische Achse parallel zur brechenden Oberfläche liegt (y -Richtung in Abb. 2e)). Ein typisches Material ist Quarz. Wir stellen uns linear polarisiertes Licht vor, dessen elektrisches Feld entlang der z -Richtung senkrecht auf die xy -Fläche einfallt (siehe Abb. 3). Wir teilen das elektrische Feld in Komponenten parallel - (hier E_y) und senkrecht zur optischen Achse (hier E_x) auf. Beide Komponenten „sehen“ unterschiedlich große Federkonstanten, besitzen deshalb unterschiedlich große Brechzahlen und laufen damit unterschiedlich schnell mit den Geschwindigkeiten c_0/n_y und c_0/n_x durch das Medium, siehe Formel (4). Ist $n_y > n_x$ bezeichnet man n_y als „langsame“ Achse und n_x als „schnelle“ Achse. Die mit den beiden Komponenten des \mathbf{E} -Feldes assoziierten Strahlen nennt man *ordentlicher*- (senkrecht zur optischen Achse polarisiert) und *außerordentlicher* Strahl (parallel zur optischen Achse polarisiert). Die x - und y -Komponenten des \mathbf{E} -Feldes, die vor dem Eintritt in das Medium keine Phasenverschiebung aufwiesen, erhalten durch die unterschiedlichen Ausbreitungsgeschwindigkeiten der beiden Strahlen einen Phasenunterschied

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} d \cdot (n_y - n_x). \quad (5)$$

Man kann nun d so wählen, dass δ gerade $\pi/2$ ist, d.h. $d \cdot (n_y - n_x) = \lambda/4$. Man nennt diese Wellenplatten deshalb $\lambda/4$ -Plättchen. Wichtig bei diesen Plättchen ist allerdings die Orientierung der optischen Achse zum einfallenden \mathbf{E} -Feldvektor. Das transmittierte Licht ist im Allgemeinen elliptisch polarisiert, da E_{0x} und E_{0y} betragsmäßig nicht gleich sind. Für einen Winkel von 45° (135° , 225° , 315°) zwischen optischer Achse und einfallendem \mathbf{E} -Feld, sind aber E_{0x} und E_{0y} betragsmäßig gleich, so dass das transmittierte Licht nun zirkular polarisiert ist. Ebenfalls kann man $\delta = \pi$ wählen was mit $d \cdot (n_y - n_x) = \lambda/2$ gleichzusetzen ist. Diese $\lambda/2$ -Plättchen spiegeln die Polarisationsrichtung an der optischen Achse.

Vorbereitung

- Zeigen Sie, dass ein $\lambda/2$ -Plättchen die Polarisation an der optischen Achse spiegelt. Wie verhält sich der Winkel ϑ zwischen optischer Achse und einfallendem Feld $\mathbf{E}_0(z=0)$ zum Winkel zwischen $\mathbf{E}_0(z=0)$ und Feld hinter der Platte $\mathbf{E}_0(z=d)$? [3]
- Wie dick muss ein solches Plättchen aus Quarz sein ($n_y - n_x = 0.01$)?

4. Spannungsdoppelbrechung und Polariskop

Ein isotropes Material kann auch durch äußere Faktoren wie mechanische Kräfte (Spannungsdoppelbrechung), elektrische Felder (Kerr Effekt) oder magnetische Felder (Pockels Effekt) doppelbrechend werden, siehe Abb. 2c). Wir beschäftigen uns nur mit der Spannungsdoppelbrechung. Stellen Sie sich einen Festkörper aus mit Federn verbundenen Kugeln vor. Alle Federn haben die gleiche Federkonstante. Der Körper ist isotrop. Drückt man nun auf die gesamte obere Fläche mit einer Kraft $\mathbf{F}_{\text{extern}}$ in y -Richtung, wird der Körper in y -Richtung gestaucht und in den x - und z -Richtungen ausgedehnt. Es ändern sich also die Bindungslängen im Festkörper und somit auch die Federkonstanten, die die Elektronenhülle mit dem Kern verbinden. Die Elektronen-Kugelschale wird zur Elektronen-Ellipsenschale.

Es entstehen analog zu Abschnitt 3 lokale Wellenplatten. Die Brechzahldifferenz ist proportional zur Differenz der Hauptspannungen σ , d.h. es ergibt sich für die Phasendifferenz:

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} d \cdot (n_y - n_x) = \frac{2\pi}{\lambda S} d \cdot (\sigma_y - \sigma_x) \quad (6)$$

Hierbei ist S die spannungsoptische Konstante. Je nach Material kann S stark schwanken. In Glas ist die spannungsoptische Konstante viel kleiner als in den Versuch verwendeten Kunststoffmodellen aus Araldit B ($S_{\text{BK7}} = 3.4 \cdot 10^5 \text{ Nmm}^{-2}$, $S_{\text{Araldit B}} = 11.2 \text{ Nmm}^{-2}$). Bei gleicher Krafteinwirkung und Dicke ist die Phasendifferenz in Araldit B um drei bis vier Größenordnungen größer.

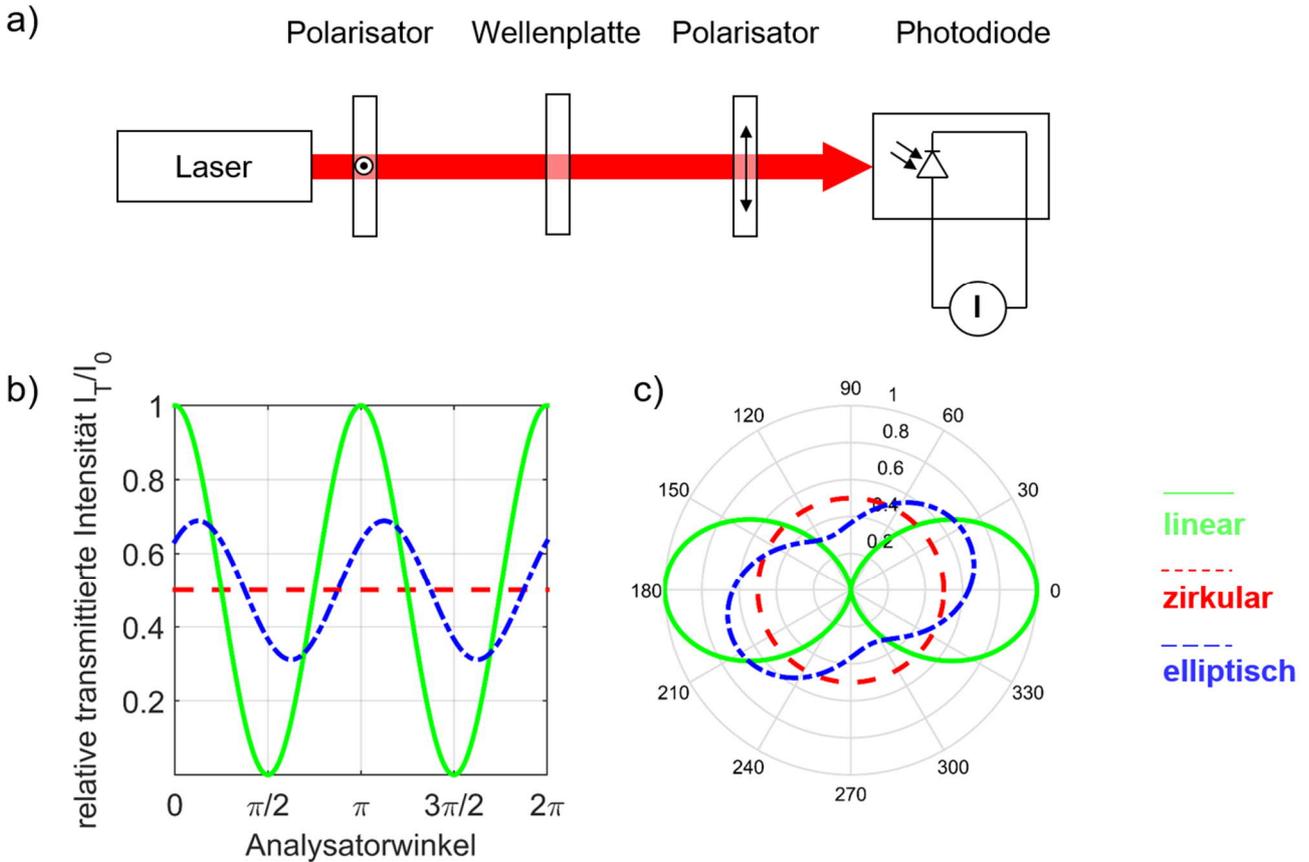


Abb. 4: a) Versuchsaufbau zur Messung des Polarisationszustandes. Photostrom (Lichtintensität) als Funktion des Winkels des zweiten Polarisators: b) auf die Eingangsintensität normierte transmittierte Intensität, c) Polardarstellung.

Aus Gl. (6) erkennt man sofort, dass im Fall homogener Spannung, d. h. $\sigma_x = \sigma_y$, keine Phasenverschiebung auftritt. Wenn inhomogene Spannungen vorliegen, aber der Polarisator zufällig parallel zu einer der Hauptspannungsrichtungen steht, läuft nur eine Welle, entweder die ordentliche oder die außerordentliche, durch das Material. Die Welle bleibt nach dem Durchgang linear in Richtung des ersten Polarisators polarisiert. In beiden Fällen sperrt der zweite Polarisator und das Sichtfeld bleibt in diesen Bereichen dunkel. Diese dunklen Gebiete nennt man *Isoklinien*, denn ihre Lage ändert sich bei gleichzeitiger Drehung der gekreuzten Polarisatoren um den gleichen Winkel. (Isoklinien sind eigentlich Linien gleicher Neigung, hier also gleicher Neigungsänderung.) Man kann so spannungsfreie Gebiete erkennen.

Für den Fall $\delta = n \cdot \pi$ ($n \in \mathbb{Z}$) wird die Polarisationsrichtung für eine spezielle Wellenlänge nicht geändert. Der zweite Polarisator sperrt und man erhält Dunkelheit im Sichtfeld. Alle anderen Wellenlängen sind im allgemeinen Fall elliptisch polarisiert und werden deshalb durch den zweiten Polarisator teilweise durchgelassen. Ein Beispiel: grünes Licht solle gerade durch den zweiten Polarisator geblockt werden. Wir nehmen vereinfachend an, dass alle anderen Wellenlängen den zweiten Polarisator ohne Schwächung passieren können. Der Farbeindruck hinter dem zweiten Polarisator ist dann magenta (additive Farbmischung von blau und rot). Um

das nachzuprüfen, können Sie z. B. mit den RGB-Reglern eines Zeichenprogramms spielen. Der Farbeindruck ist also direkt mit dem Gangunterschied zwischen ordentlichem und außerordentlichem Strahl verknüpft und dieser mit den Hauptspannungsdifferenzen. Im spannungsoptischen Modell bedeuten also gleiche Farben gleiche Spannungsdifferenzen. Man nennt die Bereiche gleicher Farbe *Isochromaten*. („Farbe“ heißt auf Griechisch „chroma“.)

Um die Isochromaten von den Isoklinien zu trennen, verwendet man zusätzlich zwei $\lambda/4$ -Plättchen, eins vor und eins hinter dem verspannten Festkörper. Durch das erste $\lambda/4$ -Plättchen wird das Licht vor dem Festkörper zirkular polarisiert. Das zirkular polarisierte Licht, welches Gl. (6) mit $\delta = n \cdot \pi$ ($n \in \mathbb{Z}$) erfüllt, bleibt hinter dem Festkörper weiter zirkular. Das zweite $\lambda/4$ -Plättchen erzeugt aus dem zirkular polarisierten Licht wieder linear polarisiertes Licht, aber senkrecht zur ursprünglichen Polarisationsrichtung. Der zweite Polarisator sperrt also für eine Wellenlänge und die Argumentation folgt der obigen für linear polarisiertes Licht. Isoklinien treten jetzt jedoch nicht mehr auf, da keine Polarisationsrichtung ausgezeichnet ist.

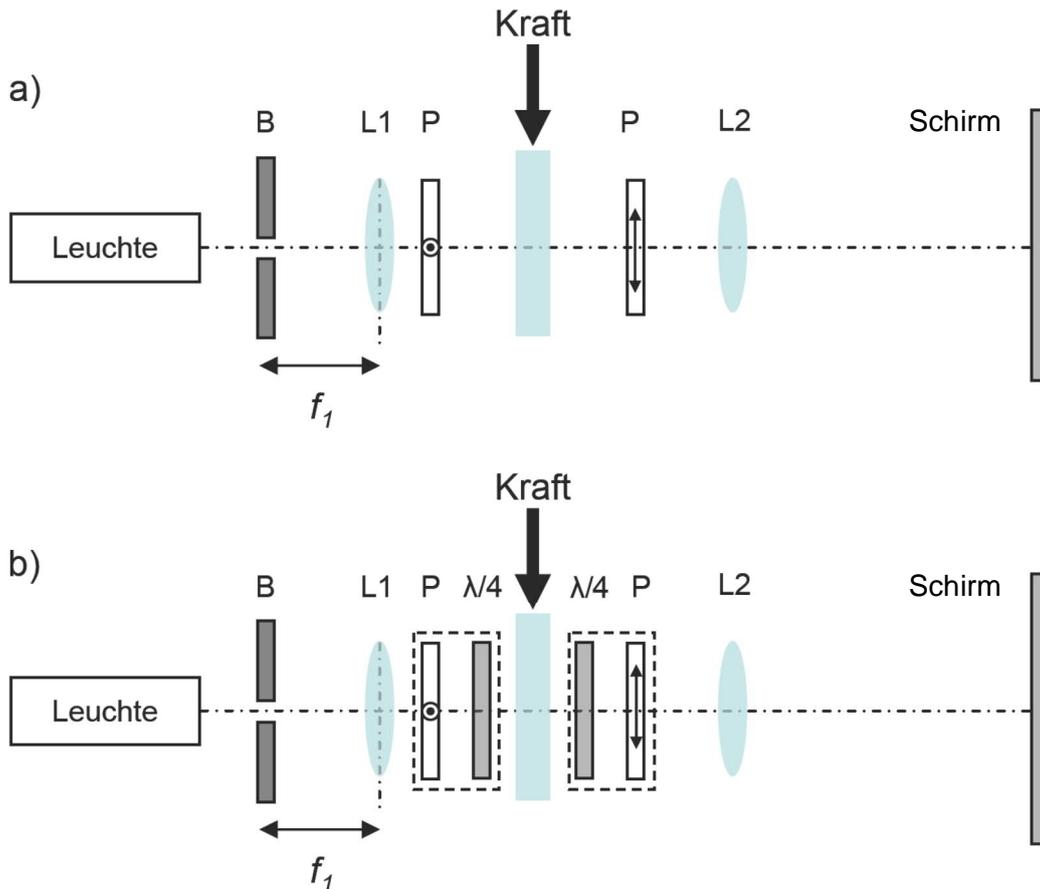


Abb. 5: Polariskop bei Beleuchtung mit a) linear polarisiertem Licht, b) zirkular polarisiertem Licht. Die verwendeten Komponenten sind: Leuchte, Irisblende (B), zwei Linsen (L1, L2) mit $f_{1,2} = 100$ mm, zwei Polarisatoren (P), ein spannungsoptisches Modell, zwei $\lambda/4$ -Plättchen, ein Schirm.

5. Versuchsdurchführung zum Vermessen der Wellenplatten

5.1 Bestimmung der Nullstellung der Polarisatoren – Bauen Sie den Versuch gemäß Abb. 4 auf. Lassen Sie zunächst die Wellenplatte weg. Stellen Sie den Polarisator auf 0° und drehen Sie den zweiten Polarisator in 10° -Schritten von $\alpha = 0^\circ$ bis 360° und messen Sie jeweils die Spannung U , welche über dem Messwiderstand abfällt. Bestimmen Sie ebenfalls die Dunkelspannung bei geblocktem Laser.

5.2 Vermessen der Wellenplatten – Ergänzen Sie den Aufbau nach Abb. 4 um das $\lambda/4$ -Plättchen ($\lambda/2$ -Plättchen). Achten Sie beim Einbau auf die senkrechte Orientierung aller Komponenten, besonders der Wellenplatten, zur Strahlrichtung (warum?). Stellen Sie für jede der beiden Wellenplatten nacheinander die Winkel 0° , 30° , 45° und 90° zwischen dem ersten Polarisator und der optischen Achse der Wellenplatte ein. Wie lässt sich der Winkel 0° praktisch bestimmen? Messen Sie für jeden Winkel die Photospannung für die Winkel $\alpha = 0^\circ$ bis 360° des zweiten Polarisators in 20° Schritten.

6. Versuchsdurchführung zum Polariskop

6.1 Polariskop mit linear polarisiertem Licht – Bauen Sie das Polariskop gemäß Abb. 5a) auf. Richten Sie zunächst die Leuchte und deren Wendel so aus, dass der Lichtkegel parallel zur Schiene verläuft. Fokussieren Sie nun die Wendel mit Hilfe der eingebauten Kollimationslinse so stark wie möglich. Stellen Sie in die Brennebene eine Irisblende. Kollimieren Sie ausgehend von der Irisblende das Licht mit einer $f_1 = 100$ mm Linse. Stellen Sie die beiden Polarisatoren in den Strahlengang und drehen Sie sie so, dass die Transmission maximal wird. Stellen Sie zunächst ein Dia an die Stelle des Strahlengangs, an der das spannungsoptische Objekt später stehen soll. Bilden Sie das Dia mit Hilfe der zweiten $f_2 = 100$ mm Linse vergrößert auf den Schirm ab. Anstelle des Dias bringen Sie nun eines der spannungsoptischen Objekte auf einem „Tisch“ in den Strahlengang. Kreuzen Sie nun die beiden Polarisatoren, so dass das Gesichtsfeld (im Idealfall) völlig dunkel wird. Üben Sie nun Kraft (Biegen oder Drücken) auf das Objekt aus und beobachten Sie das Bild auf dem Schirm. Dokumentieren Sie Ihre Beobachtungen mit Hilfe einer Digitalkamera. Drehen Sie nun die beiden

Polarisatoren um einen konstanten Winkel in die gleiche Richtung. Was beobachten Sie? Dokumentieren Sie mit Hilfe einer Digitalkamera.

6.2 *Polariskop mit zirkular polarisiertem Licht* – Tauschen Sie die beiden Polarisatoren gegen die „Zirkularpolarisatoren“ aus. Es handelt sich um die Kombination von einem Linearpolarisator und einem $\lambda/4$ -Plättchen, dessen optische Achse 45° zur Durchlassrichtung des linearen Polarisators orientiert ist. Ermitteln Sie zunächst experimentell die richtige Orientierung der Zirkularpolarisatoren (Auf welcher Seite befindet sich der Linearpolarisator?). Durch diese Anordnung werden, wie in Abschnitt 4 ausgeführt, die Isoklinen unterdrückt. Nehmen Sie ein Bild auf. Beachten Sie, dass das Gesichtsfeld nicht dunkel wird, da die Polarisatoren leider nicht für alle Wellenlängen zirkular polarisiertes Licht erzeugen.

7. Protokoll und Versuchsauswertung

7.1 *Theorieteil* – Die Vorbereitungskästen bilden den Theorieteil Ihres Protokolls.

7.2 *Versuchsaufbau und Durchführung* – Skizzieren Sie die Aufbauten mit allen verwendeten Komponenten. Dokumentieren Sie das Vorgehen zu den einzelnen Messaufgaben stichpunktartig.

7.3 *Versuchsauswertung und Fehlerrechnung* – Zu 5.1: Stellen Sie die Daten $U(\alpha)$ mit einem Computerprogramm graphisch dar und führen Sie eine Kurvenanpassung mit der Funktion

$$U(\alpha) = U_0 \cos^2(\alpha - \phi) + U_1 + U_2 \quad (7)$$

durch. Für U_1 setzen Sie den Dunkelspannung ein. Der Winkel ϕ und der Versatz U_2 sollten im Idealfall Null sein. Abweichungen hiervon sind auf den ungenauen Einbau der Polarisatoren in die Halterungen zurückzuführen. Geben Sie jeweils die Größen U_0 , U_1 , U_2 , ϕ an.

Zu 5.2 – Stellen Sie die Daten $U(\alpha)$ mit einem Computerprogramm graphisch dar. Zeichnen Sie dazu jeweils ein Diagramm mit allen mit dem $\lambda/4$ -Plättchen und allen mit dem $\lambda/2$ -Plättchen gemessenen Daten. Führen Sie für jeden Datensatz eine Kurvenanpassung mit Gl. (7) durch und geben Sie jeweils wieder die Größen U_0 , U_1 , U_2 , ϕ an. Stellen Sie zusätzlich die Daten in Polarkoordinaten dar (siehe Abb. 4c). Hierzu finden Sie Polarkoordinatenpapier auf unserer Homepage bei der Versuchsanleitung, das Sie für die Darstellung per Hand verwenden können. Zeichnen Sie auch hier wieder jeweils ein Diagramm mit allen mit dem $\lambda/4$ -Plättchen und allen mit dem $\lambda/2$ -Plättchen gemessenen Daten. Zeichnen Sie für jeden Datensatz per Hand die passende Theoriekurve dazu.

Zu 6.1 – Erklären Sie anhand Ihrer Bilder, an welchen Stellen Isochromaten und Isoklinen vorliegen. Wie kommt es zu den beobachteten Farben? An welchen Stellen ist das Material stärker verspannt?

Zu 6.2 – Vergleichen Sie mit den Ergebnissen aus 6.1. Sind die Isoklinen verschwunden?

8. Literatur

- [1] www.optipina.de
- [2] C. D. Stanciu *et al.*, Phys. Rev. Lett. **99**, 047601 (2007).
- [3] W. Demtröder: Experimentalphysik II, Springer (2004), 3. Auflage, Kap. 8.5
- [4] Versuchsanleitung P5.4.2.3 zur „Spannungsoptik: Untersuchung der Spannungsverteilungen in mechanisch belasteten Körpern“, LD Systeme

Die Referenzen [1] bis [4] stehen auf der Webseite zu diesem Versuch zum Download bereit.

9. Stückliste

Komponente	#	Firma
BNC-Kabel	1	N.N.
Dia	1	Eigenbau
Dialhalter	1	Thorlabs
Experimentierleuchte	1	Frederiksen
Helium-Neon-Laser	1	JDS Uniphase
Irisblende	1	Thorlabs
Linse, $f = 100$ mm	2	Thorlabs
Linsenhalter	2	Thorlabs
Multimeter	1	Voltcraft
Optikenhalter	7	Thorlabs
PC+Bildschirm	1	Dell
Photodiode mit Tubus	1	Thorlabs
Polarisatoren, 2 Zoll	2	Edmund/Thorlabs
Reiter	8	Owis
Schiene, 1m	1	Owis
Schirm	1	Eigenbau
Spannungsoptische Modelle	4	Leybold
Tisch für Modelle	1	Thorlabs
Webcam	1	Philipps
Wellenplatten	2	Thorlabs
Zirkularpolarisatoren	2	Hama