

Versuch D 11: Polarisation des Lichts

1. Literatur: Bergmann-Schaefer, Lehrbuch der Experimentalphysik, Bd. III: Optik
Gerthsen-Kneser-Vogel, Physik
Pohl, Bd. 2 u. 3: Elektrizitätslehre, Optik u. Atomphysik

Stichworte: Licht als elektromagn. Welle: Feldvektoren, Intensität, lineare, elliptische u. zirkulare Polarisation, Dispersion, Reflexion, Brechung, Doppelbrechung, $\lambda/4$ -Platte, Fresnelsche Formeln, Brewsterwinkel, Lichtstreuung

2. Grundlagen

2.1 Licht als elektromagnetische Welle

Sichtbares Licht stellt elektromagnetische Wellen mit Wellenlängen zwischen ca. 400 nm (violett) und 700 nm (rot) dar. Viele Aspekte der Ausbreitung von Licht und seiner Wechselwirkung mit Materie können klassisch durch das Verhalten elektromagnetischer Wellen erklärt werden.

Elektromagnetische Wellen werden von elektrischen und magnetischen Feldern gebildet, die zeitlich oszillierend sich im Raume ausbreiten. Diese Felder sind nicht unabhängig voneinander. Ihr Zusammenhang wird durch die Maxwell'schen Gleichungen beschrieben (J.C. Maxwell, 1831-79), welche besagen, dass ein sich zeitlich änderndes elektrisches Feld ein magnetisches Wirbelfeld und umgekehrt ein sich zeitlich änderndes magnetisches Feld ein elektrisches Wirbelfeld erzeugt.

Elektromagnetische Wellen sind Transversalwellen, d.h. die Vektoren der elektr. Feldstärke \underline{E} und magn. Induktion \underline{B} stehen senkrecht zur Ausbreitungsrichtung der Welle. \underline{E} und \underline{B} stehen außerdem noch senkrecht zueinander. (Zur Ausbreitung elektromagn. Wellen vergl. Versuch D16: Mikrowellen).

Betrachtet man eine ebene elektromagnetische Welle, d.h. eine sich in nur einer Richtung, z.B. der x-Richtung ausbreitende Welle, so liegen die \underline{E} - bzw. \underline{B} -Vektoren in der yz-Ebene und zeigen z.B. in die y- bzw. z-Richtung. Ihre Momentanwerte ändern sich phasengleich. Eine solche ebene Welle lässt sich darstellen als:

$$\begin{aligned} \underline{E} &= (0, E_0 \sin(kx - \omega t), 0) \\ \underline{B} &= (0, 0, B_0 \sin(kx - \omega t)) \end{aligned} \quad (1)$$

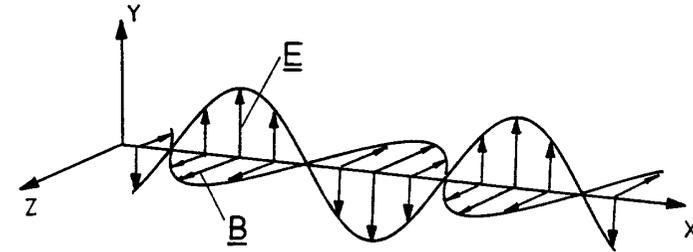


Abb.1: Momentbild der elektrischen Feldstärke \underline{E} und magnetischen Induktion \underline{B} einer ebenen elektromagnetischen Welle, die sich in x-Richtung ausbreitet.

Ein Momentbild dieser Welle zeigt Abb.1. Die Größen E_0 und B_0 in Gl. (1) sind die *elektr. und magn. Amplituden* der Welle, $k = 2\pi/\lambda$ ist die *Wellenzahl** und $\omega = 2\pi\nu$ die *Kreisfrequenz*. Die Intensität der Welle ist proportional zum Amplitudenquadrat E_0^2 . Die Welle bewegt sich mit ihrer *Phase* $\varphi = kx - \omega t$ mit der *Phasengeschwindigkeit*

$$v_{ph} = \frac{\omega}{k} = v\lambda = \frac{c}{\sqrt{\epsilon\mu}} = \frac{c}{n} \quad (2)$$

ϵ und μ sind die *Dielektrizitäts-* bzw. *Permeabilitätskonstante*, n ist die *Brechzahl* des Stoffes, in dem sich die Welle ausbreitet. Im Vakuum ($\epsilon = \mu = n = 1$) bzw. näherungsweise in Luft ist die Phasengeschwindigkeit der elektromagn. Welle gleich der (Vakuum-)Lichtgeschwindigkeit c . In Materie ist die Phasengeschwindigkeit (und Wellenlänge, s. Gl.(2)), um den Faktor $1/\sqrt{\epsilon\mu}$ geändert. I. Allg. ist in einem Stoff $n > 1$, d.h. v_{ph} und λ sind kleiner als die entsprechenden Größen im Vakuum.

Trifft Licht auf einen optisch durchlässigen Stoff, wird ein Teil der Lichtwelle an seiner Oberfläche reflektiert, der andere dringt, i. Allg. unter *Brechung* in ihn ein. Die Intensität dieser Welle wird durch *Extinktion* (*Absorption* und *Streuung*) vermindert. Der verbleibende Rest wird z.T. an der rückseitigen Oberfläche nochmals reflektiert, z.T. tritt er, i.Allg. wieder unter Brechung, aus dem Stoff aus.

*) Der Vektor $\underline{k} = (k_x, k_y, k_z)$ vom Betrag der Wellenzahl wird *Wellenvektor* genannt. Er gibt zugleich die Ausbreitungsrichtung einer beliebigen Welle im Raume an: $\underline{E}(\underline{r}) = \underline{E}_0(\underline{r}) \sin(\underline{k} \cdot \underline{r} - \omega t)$; Im obigen Beispiel ist $\underline{k} = (k, 0, 0)$; $\underline{k} \cdot \underline{r} = kx$.

Die Reflexion der Lichtwelle an den Grenzflächen und ihre Ausbreitung im Volumen eines Stoffes (Dispersion, Absorption und Streuung) lässt sich im Rahmen der Maxwell'schen Theorie allgemein durch einen komplexen frequenzabhängigen Brechungsindex beschreiben. Die Reflexion hängt darüber hinaus von der Beschaffenheit der Oberfläche sowie der Polarisation der Welle ab. In einem optisch anisotropen Material (s.u.) beschreibt ein von dem Wellenvektor \underline{k} sowie der Polarisation des Lichts und der Kristallsymmetrie abhängiger Tensor $n_{ijk}(x,y,z)$ die Lichtbrechung und -ausbreitung.

2.2 Lichtpolarisation

Schwingen die Vektoren \underline{E} und \underline{B} wie im oben gezeigten Beispiel in festen Raumrichtungen y und z , ist die Welle *linear polarisiert*. Die in diesem Beispiel feste y -Richtung des E -Vektors gibt die Polarisationsrichtung an. Verschieden linear polarisierte Wellen können sich zu elliptisch oder zirkular polarisierten Wellen überlagern. Im natürlichen, unpolarisierten Licht der Sonne treten die E -Vektoren der Teilwellen räumlich und zeitlich mit gleichem statistischen Gewicht auf.

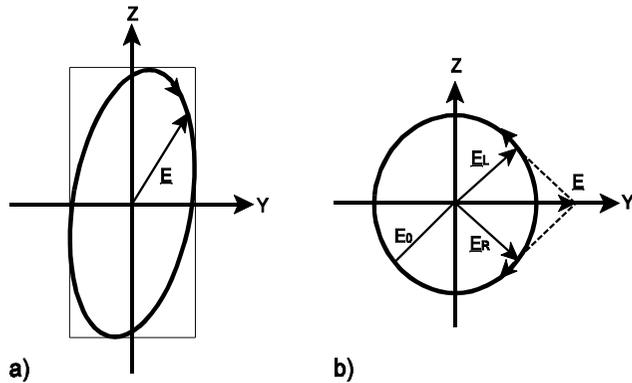


Abb. 2: a) Feldvektor \underline{E} einer rechts elliptisch polarisierten Welle in der y - z -Ebene ($x = 0$); b) Feldvektor \underline{E} (Amplitude $2E_0$) einer linear pol. Welle, zerlegt in links und rechts zirkular pol. Wellen mit Feldvektoren \underline{E}_L und \underline{E}_R der Amplitude E_0

Ab. 2a zeigt den Feldvektor einer allgemein (hier rechts) elliptisch polarisierten ebenen Lichtwelle, die sich in x -Richtung (aus der Zeichenebene heraus)

ausbreitet. Der Feldvektor \underline{E} beschreibt während der Periodendauer $T = 2\pi/\omega$ eine Ellipse, deren Hauptachsen i. Allg. nicht mit den Koordinatenachsen zusammenfallen.

Abb. 2b zeigt den elektrischen Feldvektor \underline{E} einer linear in y -Richtung polarisierten ebenen Lichtwelle. Sie kann in zwei gegensinnig zirkular pol. Teilwellen mit Vektoren \underline{E}_L und \underline{E}_R zerlegt werden:

$$\begin{aligned} \underline{E} &= 2E_0(0, \cos(kx - \omega t), 0) \\ \underline{E}_{L,R} &= E_0(0, \cos(kx - \omega t), \pm \sin(kx - \omega t)) \end{aligned} \quad (3)$$

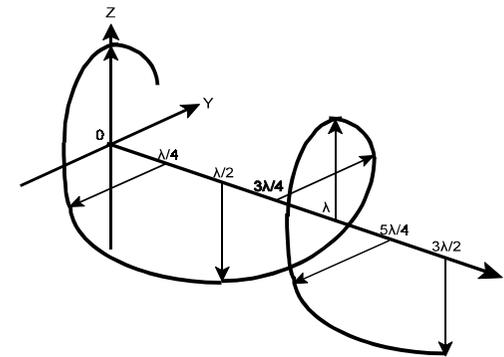


Abb. 3: Momentbild des E -Vektors einer ebenen rechts zirkular polarisierten Lichtwelle

Abb. 3 zeigt das Momentbild einer rechts zirkular polarisierten Lichtwelle. Blickt man gegen die Ausbreitungsrichtung, so hat nach der Zeit $T = 2\pi/\omega$ die Spitze des Feldvektors einen Umlauf auf der Kreisbahn in der y - z -Ebene ($x = 0$, s. Abb. 2) im Uhrzeigersinn durchlaufen, im gleichen Zeitintervall hat sich der Feldvektor konstanter Phase um die Strecke $\lambda = 2\pi/k$ in die x -Richtung fortbewegt. Die Spitze des Feldvektors beschreibt also hier eine Rechtsschraube, die sich mit Lichtgeschwindigkeit in die Ausbreitungsrichtung bewegt.

Die Lichtpolarisation kann durch Reflexion und Brechung an der Grenzfläche oder Transmission innerhalb eines optisch transparenten Materials erzeugt oder beeinflusst werden.

2.2.1 Polarisation durch Absorption

Zur Herstellung von linear polarisiertem Licht werden bevorzugt Polarisationsfolien benutzt. Diese bestehen aus Kunststoff, in den optisch einachsige Kristalle

bzw. Kettenmoleküle in gleicher Richtung orientiert eingebettet sind. Solche Stoffe absorbieren nichtpolarisiertes Licht aufgrund ihrer stark anisotropen elektronischen Eigenschaften so, dass die in einer bestimmten Richtung schwingende elektrische Feldkomponente der Lichtwelle maximal gedämpft wird während die senkrecht dazu schwingende Komponente nahezu ungeschwächt bleibt. (vergl. Versuch D16: Mikrowellen; Filterwirkung eines Metallstabgitters für lin. pol. Mikrowellen)

Durchläuft unpolarisiertes Licht zwei Polarisationsfilter P_1 und P_2 nacheinander, dient P_1 als Polarisator, P_2 als Analysator. Sind P_1 und P_2 gleich ausgerichtet, durchtritt das vom Filter P_1 linear polarisierte Licht das Filter P_2 ungehindert. Steht P_2 um den Winkel θ zu P_1 verdreht, wird nur die auf P_2 projizierte Komponente $E \cos \theta$ des elektrischen Feldes durchgelassen. Hat das Licht nach Passieren von P_1 die Intensität $I_1 \sim E_1^2$, ergibt sich für die Intensität $I_2 \sim E_2^2$ nach Passieren von P_2 :

$$I_2 = I_1 \cos^2 \theta \quad \text{Gesetz von Malus} \quad (4)$$

2.2.2 Polarisation durch Reflexion

Trifft natürliches Licht unter dem Einfallswinkel α auf eine Platte aus Glas (bzw. optisch transparentem u. isotropem Material) mit ebener Oberfläche, so ist das reflektierte (wie das gebrochene) Licht teilweise linear polarisiert. Der Polarisationsgrad hängt vom Einfallswinkel und Brechungsindex des Glases ab.

Vollständige Polarisation des reflektierten Strahls tritt beim Einfallswinkel α_p , dem *Polarisations- bzw. Brewsterwinkel* auf (Brewster 1813). Aus der Stetigkeitsbedingung für die Tangentialkomponente des elektrischen Feldes und des Energiestroms (Pointingvektor $S \sim E^2$) an der Grenzfläche folgt, dass bei senkrechter Stellung von reflektiertem und gebrochenem Strahl der reflektierte Strahl vollständig senkrecht (der gebrochene Strahl lediglich bevorzugt parallel) zur Einfallsebene polarisiert ist (s. Abb. 4).

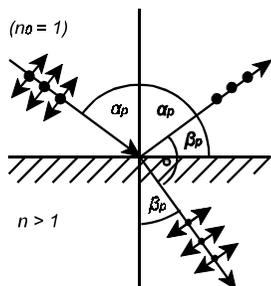


Abb. 4:

Vollständige lineare Polarisation des reflektierten Strahls beim Auftreffen unpolarisierten Lichts auf eine Grenzfläche unter dem Brewsterwinkel α_p

Mit dem Brechungsgesetz ergibt sich:

$$\sin \alpha_p = n \sin \left(\frac{\pi}{2} - \alpha_p \right) = n \cos \alpha_p \quad (5)$$

bzw. $\tan \alpha_p = n$

Die Reflexionskoeffizienten $R_{||}$ und R_{\perp} , d.h. die Verhältnisse der reflektierten zur eintreffenden Lichtintensität von parallel und senkrecht zur Einfallsebene polarisiertem Licht für beliebige Winkel α beschreiben die *Fresnelschen Formeln* (Fresnel 1821):

$$R_{||} = \frac{\tan^2(\alpha - \beta)}{\tan^2(\alpha + \beta)} = \left(\frac{n^2 \cos \alpha - \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}}{n^2 \cos \alpha + \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}} \right)^2 \quad (6)$$

$$R_{\perp} = \frac{\sin^2(\alpha - \beta)}{\sin^2(\alpha + \beta)} = \left(\frac{\cos \alpha - \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}}{n^2 - 1} \right)^2$$

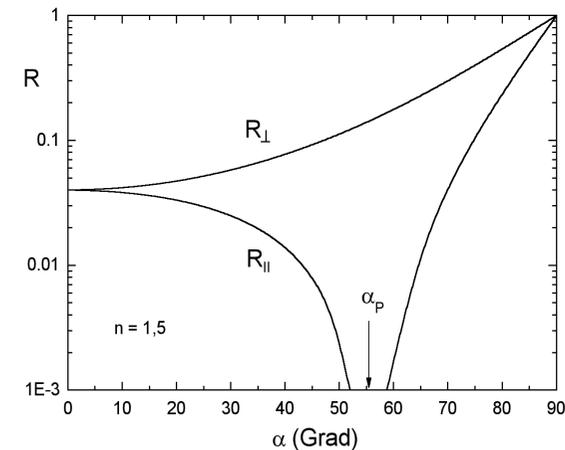


Abb. 5: Reflexionskoeffizienten $R_{||}$ und R_{\perp} vs. Einfallswinkel für parallel und senkrecht zur Einfallsebene polarisiertes Licht an der Grenzfläche Luft-Glas ($n = 1,5$). Der Brewsterwinkel α_p beträgt ca. 56° .

Abb. 5 zeigt den Verlauf von R_{\parallel} und R_{\perp} gem. Gln. (6) für $n = 1,5$. Es sei erwähnt, dass für senkrechten Lichteinfall ($\alpha = \beta = 0$) aus den oben erwähnten Stetigkeitsbedingungen das Reflexionsvermögen R eines optisch transparenten Materials wie Glas an jeder Grenzfläche Luft-Glas bzw. Glas-Luft

$$R = \left(\frac{1 - n}{1 + n} \right)^2 \quad (7)$$

beträgt. Mit $n \approx 1,5$ ist $R = 4 \%$ (s. Abb. 5).

2.2.3 Polarisation durch Streuung

Wird Licht z.B. durch Luftmoleküle oder Staubteilchen in der Luft gestreut, so geschieht dies, weil die streuenden Teilchen in der Lichtwelle polarisiert werden und ihr zeitlich veränderliches elektrisches Dipolmoment seinerseits die Aussendung einer Lichtwelle verursacht. Die Welle wird maximal senkrecht zur Richtung des elektrischen Feldes abgestrahlt, nicht jedoch genau in Feldrichtung. Das senkrecht zur Ausbreitungsrichtung der (unpolarisierten) Lichtwelle gestreute Licht ist zudem linear polarisiert. Abb. 6 zeigt schematisch den Streuvorgang zur Erläuterung:

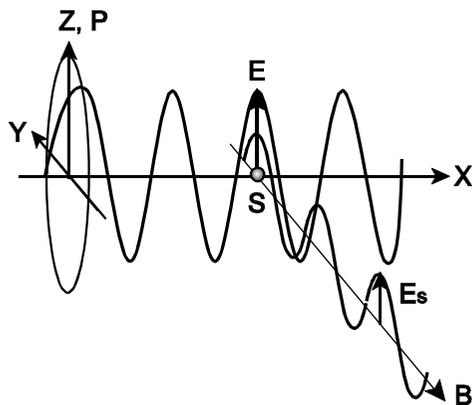


Abb. 6:

Polarisation durch Lichtstreuung:
 P Polarisator,
 E Feld des pol. Lichts,
 S Streuzentrum,
 E_s Feld des in B-Richtung gestreuten Lichts,

Das sich in x-Richtung ausbreitende Licht sei durch einen Polarisator P in z-Richtung linear polarisiert. Das E-Feld der Welle erzeugt im Streuzentrum S ein in

z-Richtung schwingendes elektrisches Dipolmoment, welches die Emission einer Lichtwelle verursacht. Diese von S ausgehende Lichtwelle breitet sich hauptsächlich in der x-y-Ebene aus, so auch in B-Richtung und dort mit parallel zur z-Richtung liegender Polarisation (Feld E_s). Wird der Polarisator in y-Richtung gedreht, liegt die Polarisation der Lichtwelle parallel zur y- und B-Richtung und mit ihr das Dipolmoment des Streuzentrums. Da der E-Vektor einer Lichtwelle immer transversal zur Ausbreitungsrichtung liegt, kann sich die von S gestreute Welle nicht in B-Richtung ausbreiten.

2.2.4 Doppelbrechung, $\lambda/4$ -Platte

Manche optisch transparenten Stoffe, wie z.B. Kalkspat (Calcit, CaCO_3), verhalten sich aufgrund ihrer niedrigen Kristallsymmetrie optisch anisotrop. Die Phasengeschwindigkeit des Lichts hängt in solchen Stoffen von der Ausbreitungsrichtung und Polarisation relativ zu den Kristallachsen ab.

Bei der *linearen Doppelbrechung* wird ein paralleles Lichtbündel, wenn es in den Stoff eintritt, in zwei Strahlen aufgespalten, einen *ordentlichen Strahl* mit Brechzahl n_o , welche unabhängig von der Ausbreitungsrichtung des Lichts ist, und einen *außerordentlichen Strahl* mit Brechzahl n_{ao} , welche von der Ausbreitungsrichtung des Lichts abhängt. Beide Lichtwellen haben also i. Allg. unterschiedliche Phasengeschwindigkeiten. Sie sind zudem senkrecht zueinander linear polarisiert. Man unterscheidet von dieser *linearen Doppelbrechung* die *zirkulare Doppelbrechung*, bei der sich die Phasengeschwindigkeiten zirkular gegensinnig polarisierter Lichtwellen (s. Abb. 2) unterscheiden.

Durchläuft linear polarisiertes Licht eine sog. $\lambda/4$ -Platte, d.h. eine dünne (linear) doppelbrechende Platte geeigneter Orientierung und Dicke, so dass beim Lichteintritt die Teilwellen die gleiche Amplitude haben und beim Lichteintritt gleiche Phasen der Teilwellen eine Weglängendifferenz von $\lambda/4$ haben bzw. eine Teilwelle die Phasendifferenz $\pi/2$ zur anderen aufweist, entsteht zirkular polarisiertes Licht. Zur Erläuterung sei \underline{E}_I die an der Vorderseite der Platte ($x = 0$) einlaufende in yz-Richtung linear pol. Lichtwelle und \underline{E}_{II} die an der Rückseite der Platte ($x = x_0$) auslaufende Lichtwelle (vergl. mit Gl. 3):

$$\begin{aligned} \underline{E}_I &= E_0 (0, \sin(-\omega t), \sin(-\omega t)) \\ \underline{E}_{II} &= E_0 (0, \sin(kx_0 - \omega t), \sin(k'x_0 - \omega t)) \\ \text{Mit } k'x_0 &= \frac{2\pi}{\lambda} \left(x_0 - \frac{\lambda}{4} \right) = kx_0 - \frac{\pi}{2} \text{ folgt:} \\ \underline{E}_{II} &= E_0 (0, \sin(kx_0 - \omega t), -\cos(kx_0 - \omega t)) \end{aligned} \quad (8)$$

Ist das in die $\lambda/4$ -Platte eintretende Licht in anderer Richtung als oben beschrieben linear polarisiert, so haben die Teilwellen ungleiche Amplituden, das Licht ist nach Durchlaufen der Platte i. Allg. elliptisch polarisiert.

Durchläuft linear polarisiertes Licht zwei $\lambda/4$ -Platten gleicher Orientierung nacheinander, d.h. eine $\lambda/2$ -Platte, so haben die Teilwellen beim Lichtaustritt eine Phasendifferenz von π und für die (bei $2x_0$) auslaufende Welle \underline{E}_{III} gilt:

$$2k'x_0 = \frac{2\pi}{\lambda} \left(2x_0 - \frac{\lambda}{2} \right) = 2kx_0 - \pi$$

$$\underline{E}_{III} = E_0 (0, \sin(2kx_0 - \omega t), -\sin(2kx_0 - \omega t)) \quad (9)$$

Der Vergleich von \underline{E}_{III} mit \underline{E}_I zeigt, dass die in z-Richtung schwingende Teilwelle ihr Vorzeichen geändert hat, d.h. die Richtung der linearen Polarisation hat sich um 90° gedreht.

Durchläuft linear polarisiertes Licht hingegen zwei $\lambda/4$ -Platten deren Kristallachsen um 90° gegeneinander verdreht sind, so wird in der ersten Platte z.B. die y-Komponente, in der zweiten aber die z-Komponente des Lichts verzögert; das Licht tritt daher mit ungeänderter Polarisation aus den Platten.

Doppelbrechung zeigen auch optisch isotrope Substanzen, wenn sie äußeren oder inneren Kräften oder Feldern ausgesetzt werden. So wird z.B. verspanntes Glas doppelbrechend. Durchläuft linear polarisiertes Licht ein optisch isotropes Glas in einem Magnetfeld, welches in die Richtung der Lichtausbreitung zeigt, beobachtet man zirkuläre Doppelbrechung. Das Licht hat beim Wiederaustritt aus dem Glas eine gedrehte lineare Polarisation. Der Drehwinkel der Polarisation hängt u. a. von der Stärke des Magnetfeldes, der Länge des Lichtweges im Glas und der Dispersion $dn/d\lambda$ des Glases ab (s. Versuch D12: Faraday-Effekt).

Es sei hier noch erwähnt, dass sog. *optisch aktive Substanzen* aufgrund ihrer chiralen Struktur die Polarisationsrichtung von linear polarisiertem Licht drehen können. Es gibt optisch linksdrehende Substanzen (z. B. Fruchtzucker = Fructose) und optisch rechtsdrehende Substanzen (z. B. Traubenzucker = Glucose). Die sog. *Polarimetrie* ist eine Messmethode z. B. zur Bestimmung des Zuckergehalts wässriger Lösungen.

3. Aufgabenstellung

- 1. Aufgabe:** Bestimmen Sie die Intensität einer linear polarisierten Lichtwelle in Abhängigkeit des Winkels zwischen Polarisator und Analysator.
- 2. Aufgabe:** Bestimmen Sie die Intensität und Polarisation von Licht nach Durchgang von linear polarisiertem Licht durch eine $\lambda/4$ -Platte für verschiedene Orientierungen der Platte.
- 3. Aufgabe:** Bestimmen Sie den Reflexionskoeffizienten einer Glasplatte für parallel und senkrecht zur Einfallsebene polarisiertes Licht in Abhängigkeit vom Einfallswinkel.
- 4. Aufgabe:** Untersuchen Sie die Intensität und Polarisation von Streulicht, welches beim Durchtritt eines parallelen Lichtbündels durch eine Wasser-Milch-Mischung entsteht.

4. Versuchsaufbau

Abb. 7 zeigt exemplarisch den Versuchsaufbau zur Bestimmung der Reflexionskoeffizienten $R_{||}$ und R_{\perp} einer Glasplatte für parallel und senkrecht zur Einfallsebene einfallendes Licht.

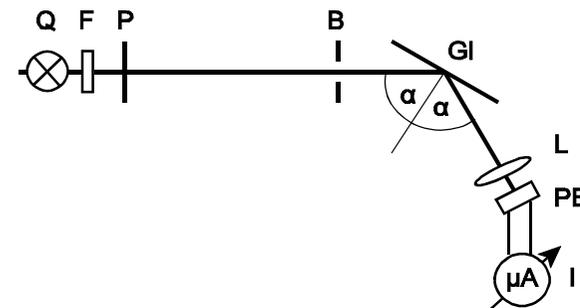


Abb. 7:
 Versuchsaufbau
 Aufgabe 3:
 Q Lichtquelle
 F IR-Filter
 P Polarisator
 B Blende
 Gl Glasplatte
 L Linse
 PE Photoelement

Auf einer optischen Bank mit Schwenkarm ist die Lichtquelle Q, eine Halogenlampe mit Kondensator und einem Wärmeschutzfilter F montiert. Die Lampe wird über einen Transformator mit $8V \approx$ betrieben und ist so zu justieren dass ein etwa paralleles horizontal verlaufendes Lichtbündel entsteht. Der

Polarisator P (Winkelskala auf der Lichteintrittsseite) gestattet, linear polarisiertes Licht mit um 180° drehbarer Polarisationsrichtung zu erzeugen. Die Blende B begrenzt das Lichtbündel, so dass es für Winkel α bis 80° ganz auf die Glasplatte Gl fällt. Die Platte ist auf ihrer Rückseite mattiert und mit schwarzem Fotokarton abgedeckt, um eine Reflexion des Lichts an dieser Seite möglichst gering zu halten. Die Einfallswinkel α können auf einer mit der Platte verbundenen Scheibe mit Winkelskala abgelesen werden. Sie werden durch Drehen der Platte und des Schwenkarms eingestellt. Die Sammellinse L bündelt das reflektierte Licht auf ein Fotoelement FE (Solarzelle). Der Kurzschlussstrom I des Elements wird mit einem μA -Meter gemessen. Er ist proportional zur einfallenden Lichtintensität.

5. Versuchsdurchführung und Auswertung

Die Messungen sind möglichst im dunklen Raum (ohne Deckenbeleuchtung) durchzuführen. Stellen Sie sicher, dass bei Benutzung einer Taschenlampe kein zusätzliches Licht auf das Fotoelement fällt und die Messergebnisse verfälscht.

5.1 1. Aufgabe

Die in Abb. 7 gezeigte Blende B wird durch einen zweiten Polarisator A als Analysator ersetzt (Winkelskala wie bei P auf der Lichteintrittsseite). Er dient zugleich als Blende. Das Drehgelenk wird gerade gestellt ($\alpha = 90^\circ$) und die Glasplatte aus der Halterung genommen. Stellen Sie den Polarisator und Analysator zunächst in senkrechte Position ($\varphi = 0$). Der Photostrom sollte einige hundert μA betragen. Wird der Analysator nun aus der Vertikalen (in Lichtwegseite gesehen nach rechts) um den Winkel φ gedreht, sollte der Photostrom vom Maximalwert I_{\max} mit $\cos^2\varphi$ abnehmen. Dies ist zu zeigen. Bestimmen Sie dazu den Photostrom als Funktion des Analysatorwinkels φ in Schritten von 5° von -5° bis 95° .

Für den Winkel $\varphi = 90^\circ$ wird der Strom i . Allg. nicht verschwinden. Man misst einen kleinen Reststrom I_{\min} (einige μA), da die Polarisation nicht perfekt ist, hauptsächlich weil das Licht nicht exakt parallel ist. Überzeugen Sie sich, indem Sie für $\varphi = 90^\circ$ vom Fotoelement aus durch die Polarisatoren auf die Lampe schauen.

Tragen Sie in der Auswertung der Messung $(I - I_{\min})/(I_{\max} - I_{\min})$ über φ als Messpunkte auf sowie Funktion $\cos^2\varphi$ als Liniendiagramm zum Vergleich.

5.2 2. Aufgabe

Montieren Sie zwischen Polarisator P und Analysator A die $\lambda/4$ -Platte. Ihre

Winkelskala (α) sollte wie beim Polarisator und Analysator in die Richtung der Lichtquelle zeigen. Da die Funktion der Platte von der Wellenlänge des Lichts abhängig ist, wird ein geeignetes Filter (Grünfilter: $\lambda = 525 \text{ nm}$) am Diahalter der Lampe in den Lichtstrahl geschoben. Um den Intensitätsverlust etwas auszugleichen, wird die Lampe mit $12 \text{ V} \approx$ betrieben.

Stellen Sie zunächst den Polarisator und die $\lambda/4$ -Platte senkrecht ($\alpha = 0$) und bestimmen Sie den Photostrom I als Funktion des Analysator-Winkels φ in 10° -Schritten von -90° bis 90° . Verstellen Sie danach den Zeiger der $\lambda/4$ -Platte (in Lichtwegseite gesehen nach links) auf den Winkel $\alpha = 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ$ und 90° und bestimmen Sie jeweils $I(\varphi)$ wie für $\alpha = 0$.

Tragen Sie in der Auswertung $I(\varphi) - I_{\min}$ ($\varphi = \pm 90^\circ, \alpha = 0$) für alle Winkel α als Funktion des Analysatorwinkels φ auf und bestimmen Sie aus dem Messergebnis den jeweiligen Polarisationszustand des Lichts hinter der $\lambda/4$ -Platte.

5.3 3. Aufgabe

Bauen Sie den Versuch gem Abb. 7 auf. Justieren Sie die Glasplatte so, dass für eingestellte Winkel $\alpha = 60^\circ$ das reflektierte Licht genau auf die Linse fällt. Stellen Sie sicher, dass die Blende B soweit geschlossen ist, dass das Lichtbündel für die Winkel $\alpha = 80^\circ$ noch ganz auf die Glasplatte fällt.

Messen Sie nun für Winkel α von ca. 10° bis 80° in Schritten von 5° jeweils den Fotostrom für vertikal gestellten Polarisator (I_{\perp}) und horizontal gestellten Polarisator (I_{\parallel}). Beobachten Sie dabei zur Kontrolle der Winkeleinstellung die Lage des Lichtreflexes auf der Linse. Nehmen Sie anschließend die Platte aus der Halterung und bestimmen Sie die Fotoströme I_{\perp}, I_{\parallel} für $\alpha = 90^\circ$. Diese Ströme sind i. Allg. nicht gleich, da die Lampe teilweise polarisiertes Licht erzeugt.

Tragen Sie in der Auswertung die auf die jeweiligen Maximalwerte $I(90^\circ)$ normierten Fotoströme, also die Reflexionskoeffizienten R_{\parallel} und R_{\perp} als Messpunkte halblogarithmisch (3 Dekaden) über dem Winkel α auf. Schätzen Sie den Brewsterwinkel α_p aus der Lage des Minimums für R_{\parallel} ab und berechnen Sie mit Gl. (5) die Brechzahl n . Extrapolieren Sie den Verlauf von R_{\parallel} und R_{\perp} auf $\alpha = 0$ und bestimmen Sie mit Gl. (7) ebenfalls n . Die Zahlenwerte sollten auf ca. 1% genau übereinstimmen. Berechnen Sie zum Vergleich Ihrer Messungen mit der Theorie für alle Messwinkel α die Koeffizienten R_{\parallel} und R_{\perp} mittels Gl. (6) für den Mittelwert n ihrer Messung und tragen Sie die Werte als Liniendiagramm ein. Diskutieren Sie mögliche Abweichungen von Theorie und Experiment.

5.4 4. Aufgabe

Zur Beobachtung der Lichtpolarisation durch Streuung wird eine Glasküvette ca. 3/4 voll mit Wasser gefüllt, in das eine geringe Menge Milch gegeben wird (einige Tropfen). Nach Umrühren darf sich das Wasser nicht deutlich eintrüben. Gegebenenfalls ist eine Verdünnung der Mischung nötig. Die Küvette wird auf einen kleinen Prisentisch geklemmt mit ihrer Schmalseite zur Lampe zeigend direkt hinter den Polarisator gestellt. Das an der Breitseite seitlich bzw. nach oben austretende Streulicht kann gut mit dem Auge beobachtet werden. Da der im Fotoelement erzeugte Strom aufgrund der geringen Lichtintensität nicht bestimmt werden kann, ist der Versuch qualitativ durchzuführen.

Schauen Sie zunächst senkrecht zum Lichtweg durch die Küvette hindurch und prüfen Sie, ob bei eingeschalteter Lampe Ihre etwa 20 cm hinter die Küvette ins Halbdunkel gehaltene Hand noch gut sichtbar ist. Anderfalls ist die Mischung weiter zu verdünnen. Warum?

Schauen Sie nun für verschiedene Winkelstellungen des Polarisators (im rechten Winkel zur Strahlrichtung) horizontal sowie von oben und schräg von oben auf die Küvette. Notieren Sie Ihre Beobachtungen. Wann ist das Streulicht maximal, wann ist es minimal? Nehmen Sie nun den Analysator in die Hand und untersuchen Sie die Polarisation des Streulichts. Notieren Sie Ihre Beobachtungen, auch die unter schrägem Blickwinkel gemachten (halb in Strahlrichtung bzw. halb dagegen). Diskutieren Sie Ihre Beobachtungen und vergleichen Sie sie mit dem in Kap. 2.2.3 erwähnten Verhalten von Streulicht.

6. Fragen zur Selbstkontrolle

- 1) Wie wird die Ausbreitung von Licht im Wellenbild dargestellt?
- 2) Wie verhalten sich die Felder einer ebenen Lichtwelle räumlich und zeitlich im Vakuum und in Materie?
- 3) Beschreiben Sie die verschiedenen Arten der Lichtpolarisation.
- 4) Wie kann unpolarisiertes Licht linear, wie zirkular oder elliptisch polarisiert werden?
- 5) Warum wird Licht i. Allg. an den Grenzflächen eines optisch transparenten Stoffes gebrochen? Wie wird die Brechung beschrieben?
- 6) Was ist lineare, was zirkulare Doppelbrechung?
- 7) Wie funktioniert ein Polfilter, wie eine $\lambda/4$ -Platte?

- 8) Was beschreiben die Fresnelschen Formeln?
- 9) Was passiert bei der Reflexion von Licht, welches unter dem Brewsterwinkel auf die Grenzfläche eines optisch transparenten Stoffes auftrifft?
- 10) Was bedeutet optische Aktivität und warum sind manche Substanzen optisch aktiv?