

Polarisation

Einführung

Elektromagnetische Wellen breiten sich als Transversalwelle aus, d.h. der elektrische Feldvektor schwingt senkrecht zur Ausbreitungsrichtung. Eine Transversalwelle ist polarisierbar, d.h. die Schwingungsrichtung des E-Feldvektors und damit der Polarisationszustand ist ein Parameter zur Charakterisierung von Licht. In diesem Versuch wird die Wechselwirkung von polarisiertem Licht mit Materie untersucht.

Polarisiertes Licht

Eine Elektronenwolke, die einen Atomkern umgibt, kann durch äußere Einwirkung – etwa durch Stöße mit anderen Atomen – zum Schwingen angeregt werden. Das Atom wirkt dann als Hertzscher Dipol und sendet eine elektromagnetische Welle aus (vgl. hierzu auch Abschnitt *Dispersion* in der Einführung zum Versuch O1 *Geometrische Optik*). Schwingungsfähige Atome kommen natürlich auch in Molekülen und Festkörpern vor.

Licht, das von thermischen Strahlern (z.B. Glühdraht, Sonne) oder Gasentladungslampen ausgeht, ist typischerweise unpolarisiert, da es durch viele unabhängige Quellen (Hertzsche Dipole) erzeugt wird, deren Strahlung nicht synchronisiert ist. Der E-Feldvektor weist in diesem Fall eine Gleichverteilung über alle Schwingungsrichtungen senkrecht zur Ausbreitungsrichtung der Welle auf.

Schwingt der E-Feldvektor nur in einer festgelegten Raumrichtung, so nennt man eine solche Lichtwelle linear polarisiert. Bei zirkular polarisiertem Licht läuft die Spitze des E-Feldvektors am festen Ort auf einem Kreis um, bei der Ausbreitung im Raum beschreibt sie eine Schraubenlinie. Für elliptisch polarisiertes Licht läuft die Spitze des E-Feldvektors auf einer Ellipse um. Besteht ein Lichtbündel aus einer Mischung von polarisiertem und unpolarisiertem Licht, bezeichnet man es als teilweise (partiell) polarisiert.

Polarisation durch Reflexion

Licht wird beim Auftreffen auf eine Glasfläche mit Brechungsindex n zum Teil reflektiert und zum Teil gebrochen. Der Bruchteil R der reflektierten

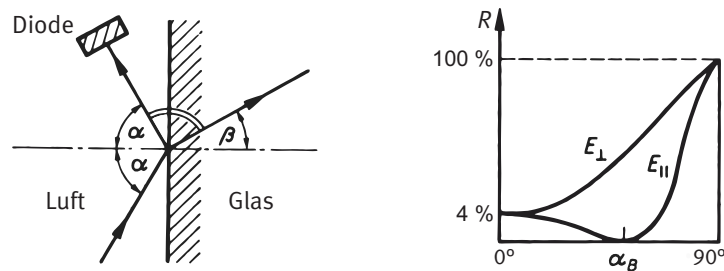


Abbildung 1: Links: Eine ebene Lichtwelle trifft auf Glas und wird teils reflektiert und teils gebrochen. Die reflektierte Intensität hängt außer vom Einfallswinkel α von der Polarisation des Lichts ab. Rechts: Der reflektierte Bruchteil R ist am kleinsten (größten), wenn der E-Feldvektor parallel (senkrecht) zur Einfallsebene schwingt. (Entnommen aus Wegener, *Physik für Hochschulanfänger*)

Intensität ist sowohl vom Einfallswinkel α als auch von der Polarisation des einfallenden Lichts abhängig. Schwingt der E-Feldvektor senkrecht zur Einfallsebene (s-polarisiertes Licht), ist das Reflexionsvermögen im Allgemeinen größer als bei p-polarisiertem Licht, d.h. wenn der E-Feldvektor parallel zur Einfallsebene schwingt¹. Bei dem sog. *Brewsterwinkel* α_B , mit

$$\tan \alpha_B = n, \quad (1)$$

wird p-polarisiertes Licht überhaupt nicht reflektiert. Lässt man unpolarisiertes Licht unter diesem Winkel auf eine Glasplatte fallen, so ist das reflektierte Licht vollständig linear s-polarisiert.

Phänomenologisch kann man das *Brewstersche Gesetz* (Gleichung (1)) verstehen, indem man sich überlegt, warum überhaupt Reflexion stattfindet: Die ins Glas gebrochene Welle regt die Elektronen im Glas zu erzwungenen Schwingungen an, erzeugt also eine Ansammlung Hertzscher Dipole, deren Dipolachsen senkrecht auf der Ausbreitungsrichtung der gebrochenen Welle stehen. Die von den Dipolen ausgesendeten Sekundärwellen überlagern sich (im Sinne des Prinzips von Huygens-Fresnel) zur reflektierten Lichtwelle. Stehen nun gebrochener und reflektierter Lichtstrahl aufeinander senkrecht (was der Fall ist für $\alpha = \alpha_B$), wird der p-polarisierte Anteil des Lichts nicht reflektiert, da die Hertzschen Dipole sonst entlang der Dipolachse abstrahlen müssten, bzw. das reflektierte Licht nicht transversal polarisiert wäre. Dieser Fall ist in Abbildung 1 (links) dargestellt, der rechte Winkel zwischen reflektiertem und gebrochenen Strahl ist durch den Doppelbogen symbolisiert.

¹Das Reflexions- und Transmissionsvermögen einer Grenzfläche wird allgemein mit Hilfe der Fresnelschen Formeln beschrieben.

Lichtausbreitung in anisotropen Medien

Polarisiertes Licht kann bei jeder Wechselwirkung mit Materialien entstehen, die senkrecht zur Ausbreitungsrichtung des Lichts anisotrope optische Eigenschaften aufweisen. In optisch anisotropen Medien ist (im Modell des schwingenden Oszillators) die Rückstellkraft, mit der ein schwingendes Elektron an seine Ruhelage gebunden ist, von der Richtung der Schwingung im Kristall abhängig. Dies bedeutet, dass die Eigenfrequenzen für die verschiedenen Polarisationsrichtungen der einfallenden Welle verschieden sind. Folglich ist der Brechungsindex (und damit auch der Absorptionskoeffizient) nicht nur von der Frequenz, sondern auch von der Richtung des E-Feldvektors und von der Ausbreitungsrichtung der Welle abhängig.

In doppelbrechenden Kristallen gibt es eine Symmetrieachse, die optische Achse². Breitet sich die Welle in Richtung der optischen Achse aus, so ist ihre Ausbreitungsgeschwindigkeit unabhängig von der Richtung ihres E-Feldvektors.

Anisotropie führt zur Doppelbrechung: Im Bild des Oszillatormodells sind Kraft und Auslenkungsrichtung bei ungleichen Rückstellkräften nicht parallel. Für die Lichtwelle heißt das, dass erregendes Feld und Polarisation nicht mehr dieselbe Richtung haben. Die Schwingungsrichtung der Oszillatoren im anisotropen Kristall ist also nicht unbedingt parallel zum elektrischen Vektor der einfallenden Welle.

Mathematisch lässt sich dies dadurch beschreiben, dass die relative Dielektrizitätskonstante ϵ kein Skalar mehr ist, sondern ein Tensor $\tilde{\epsilon}$. Wegen

$$\vec{D} = \tilde{\epsilon}\epsilon_0\vec{E} \quad (2)$$

sind Dielektrische Verschiebungsdichte \vec{D} und Feldstärke \vec{E} im Allgemeinen nicht mehr parallel.

Aus den Maxwellgleichungen lässt sich ableiten, dass damit die Richtung des Wellenvektors \vec{k} nicht mehr identisch mit der des Energieflusses $\vec{S} = \epsilon_0 c^2 (\vec{E} \times \vec{B})$ ist. In anisotropen Kristallen sind also im Allgemeinen Ausbreitungsrichtung der Lichtwelle und Energieflussrichtung voneinander verschieden. Nur bei Ausbreitung entlang der optischen Achse zeigen \vec{D} und \vec{E} sowie \vec{k} und \vec{S} in die gleiche Richtung.

Doppelbrechung in Kalkspat

Die optische Anisotropie hängt von der Kristallstruktur ab. In Abbildung 2 ist die Anordnung der Atome in einem Kalkspatkristall CaCO_3 illustriert. Man sieht, dass es eine Vorzugsrichtung gibt (optische Achse, senkrecht zur Ebene der rechten Seite von Abbildung 2), die Atomanordnung jedoch nicht rotationssymmetrisch um diese Achse ist. Dies macht bereits anschaulich

²Im allgemeinen Fall gibt es zwei optische Achsen, solche Kristalle nennt man biaxial.

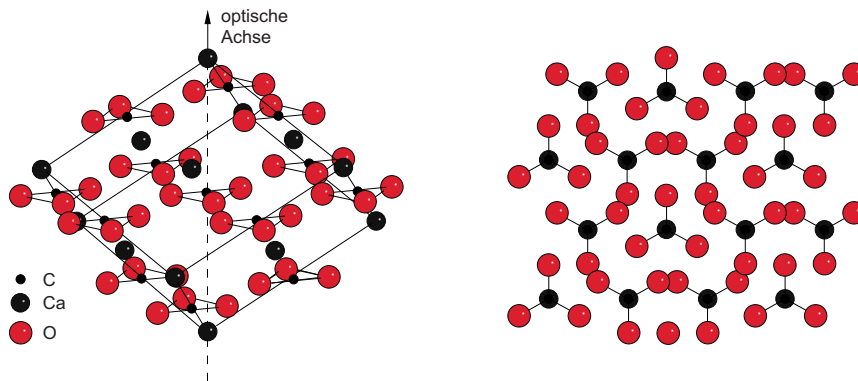


Abbildung 2: Kristallstruktur von Kalkspat CaCO_3 : Räumliche Anordnung der Atome (links) und ebener Schnitt senkrecht zur optischen Achse durch einen CaCO_3 -Kristall (rechts). (Entnommen aus Demtröder, *Experimentalphysik 2*)

deutlich, dass die Rückstellkräfte auf die Elektronenhüllen auf Grund des anisotropen Kraftfeldes der positiv geladenen Kerne von der Richtung in der Ebene der Abbildung 2 (rechts) abhängen.

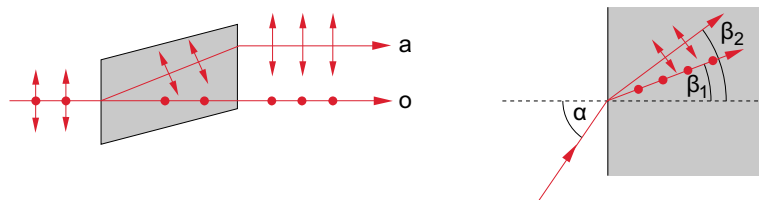


Abbildung 3: Optische Doppelbrechung: Beim Einfall von unpolarisiertem Licht sind ordentlicher und außerordentlicher Strahl senkrecht zueinander linear polarisiert. Links: Senkrechter Einfall; Rechts: Schräger Einfall. (Entnommen aus Demtröder, *Experimentalphysik 2*)

Lässt man in einen Kalkspatkristall einen unpolarisierten Lichtstrahl eintreten, so spaltet er (auch bei senkrechtem Einfall) in zwei Teilstrahlen auf (Abb. 3). Ein Strahl folgt dem Snelliusschen Brechungsgesetz (d.h. bei Einfallswinkel $\alpha = 0$ ist auch $\beta = 0$). Er wird deshalb ordentlicher Strahl genannt, für ihn gilt der Brechungsindex n_o . Der andere Teilstrahl hat auch für $\alpha = 0$ einen Brechwinkel $\beta \neq 0$. Für diesen außerordentlichen Strahl ist der Brechungsindex n_a . Misst man den Polarisationszustand der beiden Teilwellen, so stellt man fest, dass beide orthogonal zueinander polarisiert sind. Die ordentliche Welle ist senkrecht zur optischen Achse des Kristalls polarisiert, die außerordentliche parallel zu ihr.

Polarisation durch selektive Absorption

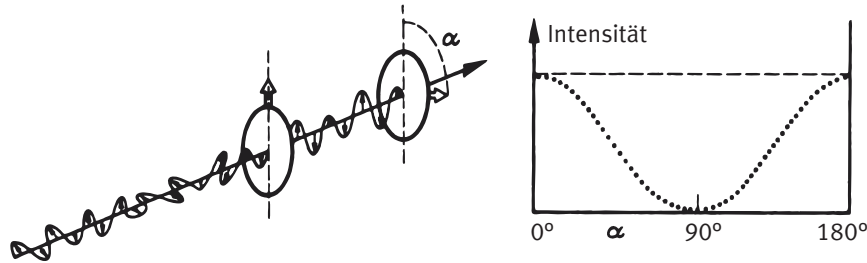


Abbildung 4: Unpolarisiertes Licht wird durch einen Polarisator linear polarisiert. Der Nachweis der Polarisation erfolgt mit einem zweiten Polarisator (Analysator). Die von ihm durchgelassene Intensität hängt vom Winkel α zwischen den Durchlassrichtungen der beiden Polarisatoren ab. Gekreuzte Polarisatoren ($\alpha = 90^\circ$) sind lichtundurchlässig. (Entnommen aus Wegener, *Physik für Hochschulanfänger*)

Ein dichroitischer Polarisator schwächt Licht, dessen E-Feldvektor senkrecht zur sogenannten Durchlassrichtung schwingt, maximal ab. Liegt die Schwingungsebene parallel zur Durchlassrichtung, wird das Licht nur minimal abgeschwächt, im Idealfall ist es hinter dem Polarisator zu hundert Prozent linear in Durchlassrichtung polarisiert.

Mit einem zweiten Polarisator (Analysator) kann die Linearpolarisation nachgewiesen werden. Wenn die Durchlassrichtungen der Polarisatoren aufeinander senkrecht stehen (gekreuzte Polarisatoren), bleibt es hinter dem Analysator dunkel. Dreht man den Analysator, steigt die transmittierte Lichtintensität bis zu einem Maximum I_0 bei parallelen Durchlassrichtungen. Da der Analysator nur die Feldstärkekomponente $\vec{E} = \vec{E}_0 \cos \alpha$ durchlässt, gilt wegen $I = \vec{E}^2$ folgender Zusammenhang zwischen transmittierter Intensität I und Winkel α zwischen den Durchlassrichtungen, das *Gesetz von Malus*:

$$I = I_0 \cos^2 \alpha. \quad (3)$$

$\lambda/4$ -Platte

Mit doppelbrechenden Kristallen lässt sich aus linear polarisiertem einfallenden Licht elliptisch bzw. zirkular polarisiertes transmittiertes Licht erzeugen. Dazu dreht man den Kristall, der in Form einer dünnen, planparallelen Platte mit der optischen Achse in der Plattenebene geschnitten ist, so, dass die optische Achse um $\alpha = 45^\circ$ gegen die Polarisationsrichtung der einfallenden Welle geneigt ist. Die beiden zueinander senkrecht polarisierten Anteile der Welle (Wellenlänge λ) erfahren unterschiedliche Brechungsindizes n_1 bzw. n_2 und haben daher nach Durchlaufen der Strecke d die relative Phasenver-

schiebung

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda}d(n_2 - n_1) \quad (4)$$

gegeneinander. Wird die Dicke d so gewählt, dass $d(n_2 - n_1) = \lambda/4$ wird, also $\Delta\varphi = \pi/2$, so ist die austretende Welle für $\alpha = 45^\circ$ zirkular polarisiert ($\lambda/4$ -Platte). Für andere Winkel α ist sie elliptisch polarisiert.

$\lambda/2$ -Platte

In der optischen Praxis tritt häufig das Problem auf, die Schwingungsebene von linear polarisiertem Licht um einen vorgegebenen Winkel $\Delta\alpha$ zu drehen. Dies lässt sich mit einer $\lambda/2$ -Platte erreichen, welche die doppelte Dicke einer $\lambda/4$ -Platte hat. Die optische Achse liegt wieder in der Plattenebene. Hat der \vec{E} -Vektor der einfallenden Welle den Winkel φ gegen die optische Achse, so lässt sich \vec{E} in die beiden Komponenten $E_{\parallel} = E \cos \varphi$ und $E_{\perp} = E \sin \varphi$ parallel bzw. senkrecht zur optischen Achse zerlegen. Beim Eintritt in die Platte sind die beiden Komponenten in Phase. Nach Durchlaufen der doppelbrechenden Platte ist aufgrund der unterschiedlichen Laufzeiten der beiden Komponenten eine Phasendifferenz $\Delta\varphi$ zwischen beiden Komponenten entstanden. Für $d(n_2 - n_1) = \lambda/2$ wird $\Delta\varphi = \pi$ und der \vec{E} -Vektor hat sich um den Winkel $\Delta\alpha = 2\varphi$ gedreht. Durch Drehen der $\lambda/2$ -Platte um die Einfallrichtung lässt sich jeder Winkel φ und damit jede gewünschte Drehung $\Delta\alpha = 2\varphi$ einstellen.

Optische Aktivität

Manche Stoffe drehen auch bei beliebiger Richtung der Polarisationssebene des einfallenden linear polarisierten Lichtes diese Ebene beim Durchgang durch die Schichtdicke d um einen Winkel

$$\alpha = \alpha_s \cdot d. \quad (5)$$

Der Proportionalitätsfaktor α_s heißt spezifisches optisches Drehvermögen. Man unterscheidet zwischen rechtsdrehenden und linksdrehenden Substanzen, wobei der Drehsinn für einen Beobachter definiert ist, der gegen die Lichtrichtung schaut.

Der physikalische Grund für diese Drehung sind spezielle Symmetrieeigenschaften des Mediums. Es gibt eine Reihe von Substanzen, bei denen optische Aktivität nur in der festen, kristallinen Phase beobachtet wird, während die Drehung der Polarisationssebene im flüssigen oder gasförmigen Zustand verschwindet. Sie muss also durch die Symmetrie der Kristallstruktur bedingt sein. Ein Beispiel ist kristalliner Quarz, der als rechtsdrehender oder linksdrehender Quarz in der Natur vorkommt.

Auf der anderen Seite gibt es Stoffe (wie z.B. Zucker oder Milchsäure), die auch im flüssigen Zustand optische Aktivität zeigen. Hier muss also die

Symmetrie der Moleküle eine Rolle spielen. Die physikalische Erklärung der optischen Aktivität ist korrekt nur mithilfe der Quantentheorie möglich. Ein anschauliches Modell kann jedoch die Grundzüge dieses Phänomens deutlich machen.

Analog zur Erzeugung von linearen Schwingungen der atomaren Dipole, die in einem homogenen Medium durch eine linear polarisierte Welle induziert werden, nimmt man hier an, dass die äußeren Elektronen dieser speziellen Moleküle bzw. Kristalle durch zirkular polarisiertes Licht zu elliptischen Spiralbewegungen um die Ausbreitungsrichtung angeregt werden. Dieses Modell wird auch in der Tat nahegelegt durch die spiralförmige Anordnung der Sauerstoff- und Silizium-Atome in kristallinem Quarz, wobei die Spirale rechtshändig für rechtsdrehenden und linkshändig für linksdrehenden Quarz ist. Man nennt solche Moleküle, die in zwei zueinander spiegelbildlichen Strukturen (Spiegelisomerie) vorkommen, auch chirale (“händige”) Moleküle.

Man kann eine linear polarisierte Welle immer zusammensetzen aus zwei entgegengesetzt zirkular polarisierten Wellen. Haben beide Komponenten im Medium unterschiedliche Brechungsindizes, so ist die zusammengesetzte Welle nach der Strecke d wieder linear polarisiert, aber ihre Polarisations-ebene hat sich um einen Winkel $\alpha \propto d \cdot \Delta n$ gedreht.

Auch in einer Flüssigkeit, in der ohne Lichtwelle die Orientierungen der Moleküle statistisch verteilt sind, kann durch die induzierten elektrischen und magnetischen Dipolmomente der chiralen Moleküle eine, wenn auch kleine, Orientierung zustande kommen, die dann die optische Aktivität bewirkt. Sind in einer Flüssigkeit gleich viele links- wie rechtsdrehende Moleküle vorhanden, so heben sich ihre Effekte auf, und die optische Aktivität wird null.

Bei biologischen Molekülen bevorzugt die Natur offensichtlich eine der beiden Spiegelisomere. So ist der Blutzucker, zum Beispiel, linksdrehend. Man kann aus dem Drehwinkel

$$\alpha = \alpha_s \cdot c \cdot l \quad (6)$$

einer Zuckerlösung mit der Konzentration c und der Flüssigkeitslänge l die Konzentration bestimmen. Dazu setzt man die Probe zwischen zwei Polarisatoren und misst, bei welchem Kreuzungswinkel der Durchlassrichtungen die transmittierte Intensität null wird.

Photodiode

Ein gebräuchlicher Lichtdetektor ist ein pn -Übergang (vgl. hierzu den Abschnitt *Leuchtdioden* in der Einführung zum Versuch O3 *Spektrometer*) in Form einer Photodiode, die ohne angelegte Spannung betrieben wird. Im Grenzbereich zwischen den p - und n -dotierten Materialien entsteht aufgrund

der Diffusion der Ladungsträger ein elektrisches Feld. Wenn in der Umgebung des pn -Übergangs Photonen absorbiert werden, werden die erzeugten Elektron-Lochpaare durch dieses Feld getrennt und verursachen eine äußere Spannung, die proportional zur einfallenden Lichtintensität ist.

Weiterführende Literatur

Mehr zur Optik finden Sie zum Beispiel in *Optik für Ingenieure* von F. Pedrotti, L. Pedrotti, W. Bausch und H. Schmidt oder in *Experimentalphysik 2: Elektrizität und Optik* von W. Demtröder. Die “Bibel” der Optik ist fraglos *Optics* von E. Hecht.