

Polarisation von Licht durch Streuung und Reflexion und die elliptische Polarisation von Lichtwellen

9.06

I. Vorkenntnisse

Licht als ebene, transversale elektromagnetische Welle.

Linear polarisierte ebene Lichtwellen.

Vergleich von natürlichem mit linear polarisiertem Licht.

Energiedichte und Energieflußdichte einer ebenen Lichtwelle,
qualitative Funktionsweise einer Photozelle.

Prinzipielle Wirkungsweise eines Polarisationsfilters und das Gesetz von Malus.

Elektrische Dipolstrahlung einer harmonisch schwingenden Punktladung - die Winkelabhängigkeit der abgestrahlten Energie (qualitative Diskussion der relevanten Formeln - keine Ableitung!).

Polarisation von Licht durch Reflexion an einer Glasplatte - der Brewster'sche Winkel.
Maxwellsche Gleichungen.

Beschreibung einer elliptisch polarisierten Lichtwelle.

Definition des Drehsinns einer zirkular polarisierten Welle.

Eigenschaften doppelbrechender Materialien: Eigenschaften (Phasenverschiebung und Drehsinn) von Phasenverschiebungsplättchen, insbesondere von $\lambda/4$ - und $\lambda/2$ -Plättchen.

Aufbau und Eigenschaften eines Zirkularpolarisators.

Darstellung einer linear polarisierten Welle als Überlagerung einer rechts- und einer linkszirkular polarisierten Welle.

Die optische Aktivität einer Zuckerlösung und die Rotationsdispersion.

II. Literatur

BERKELEY-KURS, Bd. 3, Schwingungen und Wellen, Kap. 7.4, 7.5, 8.2, 8.3 und 8.4

BERGMANN-SCHÄFER, Bd. 3, Optik: Kapitel III.13 und IV.1

sowie Kap. IV.3, IV.4, IV.5 und IV.8 (sehr ausführliche Darstellung)

GERTHSEN, KNESER, VOGEL, Physik: Kap. 7.7 bis 7.7.7, 10.3.1, 10.3.2, 10.3.3, 10.3.4, 10.4.3, 10.5.5

III. Theorie zum Versuch

1) Einleitung

In den bisherigen Versuchen zur geometrischen Optik (GO1 und GO2) haben Sie Licht in Form von Lichtstrahlen oder Lichtbündeln kennengelernt. Die Gesetze der geometrischen Optik lassen sich unter Zugrundelegung des Fermat'schen Prinzips verstehen, wenn man annimmt, Licht sei eine Strahlung von Korpuskeln, die sich längs gerader Bahnen bewegen und deren Ausbreitungsgeschwindigkeit vom Brechungsindex des Mediums abhängt, in dem sie sich bewegen. In der geometrischen Optik tritt die Wellennatur des Lichts nicht unmittelbar in Erscheinung.

In dem ersten Versuchteil zur Wellenoptik sollen Sie nun einige Eigenschaften vom Licht und seiner Wechselwirkung mit Materie kennenlernen, die allein daraus zu verstehen sind, daß Licht eine transversale elektromagnetische Welle ist.

Das zentrale Experiment in der ersten Versuchsreihe WO1 wird die Untersuchung der Streuung von natürlichem und linear polarisiertem Licht in getrübttem Wasser sein. Außerdem werden Sie messen, daß Licht, welches unter einem bestimmten Winkel (dem Brewsterschen Winkel) an einer Glasplatte reflektiert wurde, vollständig linear polarisiert ist.

In der Versuchsreihe WO 2 sollen Sie die Eigenschaften von zirkular oder elliptisch polarisierten Lichtwellen und ihre Wechselwirkung mit Materie (Cellophan, Zuckerlösung und — wenn noch Zeit bleibt — Metalloberflächen) untersuchen.

Sie werden die doppelbrechenden Eigenschaften von Phasenverschiebungsplättchen ausmessen. Mit diesen Plättchen werden Sie zirkular bzw. elliptisch polarisiertes Licht herstellen und nachweisen. Das Verständnis des Drehsinns der Plättchen oder des erzeugten zirkularpolarisierten Lichtes wird dabei von Bedeutung sein.

Im zweiten Teil der Versuchsreihe WO 2 werden Sie die optische Aktivität einer Zuckerlösung untersuchen, die darin besteht, daß die Polarisationsrichtung von linear polarisiertem Licht beim Durchgang durch eine Zuckerlösung gedreht wird. Sie werden messen, daß dieser Drehwinkel eine Dispersion (die Rotationsdispersion) zeigt, außerdem werden Sie die Konzentration einer unbekanntenen Zuckerlösung messen.

Wenn gegen Ende der Versuchsreihe WO 2 noch Zeit bleibt, sollten Sie linear polarisiertes Licht an einer Metalloberfläche reflektieren und den Polarisationszustand des reflektierten Lichtes untersuchen. Sie werden finden, daß es einen Reflexionswinkel gibt, unter dem das linear polarisierte Licht nahezu vollständig zirkular polarisiert reflektiert wird.

2) Polarisiertes und natürliches Licht – Beschreibung, Erzeugung und Nachweis

2.1 Mathematische Beschreibung einer ebenen Lichtwelle

Licht ist eine transversale elektromagnetische Welle¹, die in großem Abstand von der Lichtquelle in guter Näherung als ebene Welle beschrieben werden kann (siehe Abb. 1)

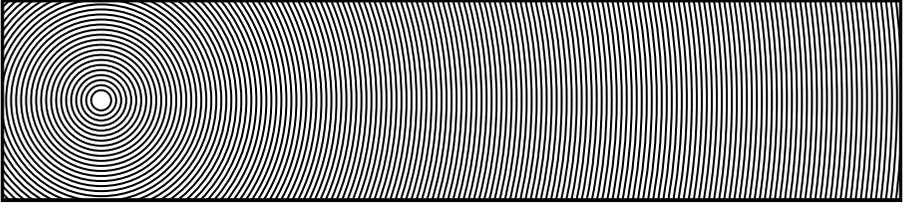


Abbildung 1: In großer Entfernung vom Erreger erscheinen auch Kugelwellen als eben

Transversalität bedeutet, daß die elektrischen und magnetischen Felder in einer ebenen elektromagnetischen Welle senkrecht zur Ausbreitungsrichtung \vec{z} stehen. Dies ist eine direkte Folge aus der Gültigkeit der Maxwell'schen Gleichung für ebene elektromagnetische Wellen im Vakuum. Die Ebene senkrecht zur Ausbreitungsrichtung \vec{z} wird durch die Einheitsvektoren \vec{x} und \vec{y} festgelegt. Mit diesen Bezeichnungen lassen sich die elektrischen und magnetischen Felder einer ebenen elektromagnetischen Welle (ebene Lichtwelle) darstellen als:

$$\vec{E}(z, t) = E_x(z, t)\vec{x} + E_y(z, t)\vec{y} \quad (1)$$

$$\vec{B}(z, t) = B_x(z, t)\vec{x} + B_y(z, t)\vec{y} \quad (2)$$

E_x und E_y sind völlig voneinander entkoppelte Lösungen der Maxwell'schen Gleichungen. Sind also E_x und E_y harmonische Funktionen von Ort und Zeit, so können insbesondere auch ihre beiden Phasen voneinander unterschiedlich sein.

Das elektrische Feld einer ebenen, harmonischen in \vec{z} -Richtung laufenden elektromagnetischen Welle der Frequenz ω (monochromatische Lichtwelle) läßt sich daher darstellen als

$$\vec{E}(z, t) = E_1 \cos(\omega t - kz)\vec{x} + E_2 \cos(\omega t - kz + \phi)\vec{y} \quad (3)$$

und es ist

$$E_x(z, t) = E_1 \cos(\omega t - kz) \quad (4)$$

$$E_y(z, t) = E_2 \cos(\omega t - kz + \phi) \quad (5)$$

wobei ϕ ein beliebiger Phasenunterschied zwischen den beiden Komponenten $E_x(z, t)$ und $E_y(z, t)$ ist.

¹im Folgenden wird der Ausdruck elektromagnetische Welle und Lichtwelle synonym verwendet.

2.2 Lineare Polarisation

Ist der Phasenunterschied ϕ zwischen den x - und y -Komponenten von $\vec{E}(z, t)$ gleich Null, so folgt aus Gl. 3 und 4:

$$\vec{E}(z, t) = (E_1 \vec{x} + E_2 \vec{y}) \cos(\omega t - kz) = E_0 \vec{e} \cos(\omega t - kz) \quad (6)$$

mit

$$E_0 = \sqrt{E_1^2 + E_2^2} \quad \text{und} \quad \vec{e} = \frac{E_1 \vec{x} + E_2 \vec{y}}{\sqrt{E_1^2 + E_2^2}} \quad (7)$$

Das elektrische Feld $\vec{E}(z, t)$ schwingt also nur in der durch den Einheitsvektor \vec{e} festgelegten Richtung (siehe Abb. 2).

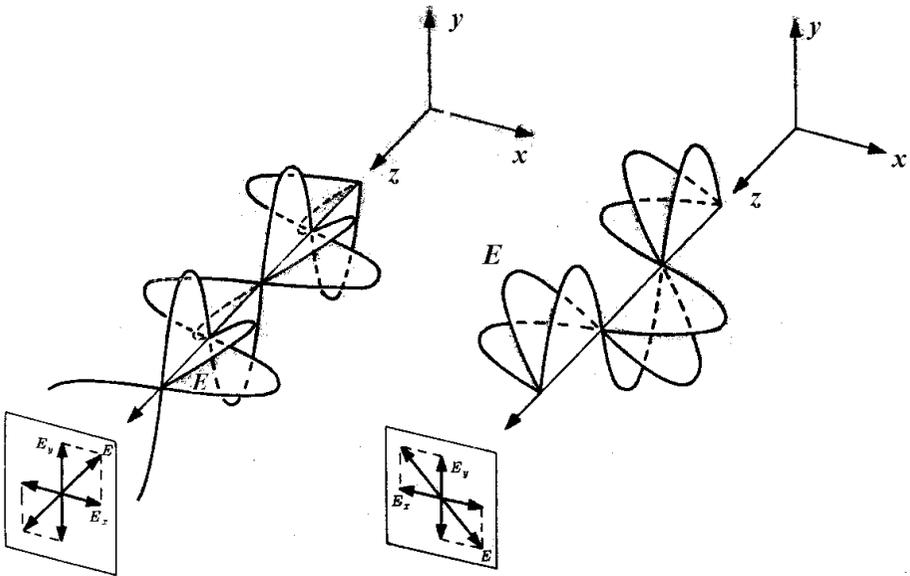


Abbildung 2: Der Feldvektor definiert die Polarisationsrichtung

Die durch die Polarisationsrichtung \vec{e} und die Fortpflanzungsrichtung \vec{z} der Welle aufgespannte Ebene nennt man die Polarisationsebene. Insbesondere gilt:

$$\vec{e} = \vec{x} \quad \text{falls} \quad E_2 = 0 \quad (8)$$

$$\vec{e} = \vec{y} \quad \text{falls} \quad E_1 = 0 \quad (9)$$

Eine in \vec{y} -Richtung harmonisch schwingende Ladung (z.B. in der Antenne eines Radiosenders) sendet harmonische elektromagnetische Wellen aus, die in \vec{y} -Richtung polarisiert sind.

2.3 Zirkulare und elliptische Polarisation

Für den Fall, daß $\phi = \pm \frac{\pi}{2}$ ist und $E_1 = E_2$ (siehe Gleichung 3), so läuft der \vec{E} -Vektor auf einer Kreisbahn um und man erhält zirkular polarisiertes Licht. Ist $E_1 \neq E_2$, so spricht man von elliptisch polarisiertem Licht. Die Eigenschaften und die Erzeugung von zirkular polarisiertem Licht werden in der Versuchsreihe WO2 untersucht.

Die detaillierte mathematische Beschreibung zirkularer und elliptischer Polarisation finden Sie ab Seite 10.

2.4 Das magnetische Feld einer ebenen elektromagnetischen Welle

Aus der Diskussion der Maxwell'schen Gleichungen für eine harmonische, ebene, elektromagnetische Welle im Vakuum folgen zwei weitere wichtige Beschreibungen für den Zusammenhang zwischen den Feldern \vec{E} und \vec{B} :

$$\vec{E} \vec{B} = 0 \quad (10)$$

und

$$\vec{E} = c|\vec{B}| = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}} |\vec{B}| \quad (11)$$

Gleichung 10 besagt, daß \vec{E} und \vec{B} immer aufeinander senkrecht stehen und aus Gleichung 11 folgt, daß die Beträge von \vec{E} und \vec{B} einander proportional sind. Da \vec{E} auf \vec{B} und beide auf der Ausbreitungsrichtung der Welle \vec{z} senkrecht stehen, gilt

$$\vec{z} = \frac{\vec{E}}{|\vec{E}|} \times \frac{\vec{B}}{|\vec{B}|} \quad (12)$$

2.5 Energiedichte und Energiestromdichte in einer ebenen elektromagnetischen Welle

In der Vorlesung „Elektrodynamik“ haben Sie gelernt, daß die Energiedichte in einem elektromagnetischen Feld (elektromagnetische Energie pro Volumeneinheit) gegeben ist durch:

$$\text{Energiedichte} = \frac{1}{2}\varepsilon_0 E^2 + \frac{1}{2}\varepsilon_0 c^2 B^2 \quad (13)$$

Für die Energiedichte in einer ebenen elektromagnetischen Welle folgt daraus mit Gl. 11:

$$\text{Energiedichte (ebene Welle)} = \varepsilon_0 E^2 \quad (14)$$

Diese Energiedichte breitet sich in Richtung von \vec{z} (siehe Gl. 12) mit Lichtgeschwindigkeit aus. Es ist daher sinnvoll, eine Energiestromdichte zu definieren, die das Maß für den Energiefluß in einer elektromagnetischen Welle darstellt:

$$\text{Energiestromdichte} = c \text{ Energiedichte} \quad (15)$$

Für eine ebene Welle ergibt sich daraus die Energiestromdichte $\varepsilon_0 c E^2$. Zur Beschreibung der Energiestromdichte in einer elektromagnetischen Welle führt man den Strahlungsvektor \vec{S} (auch Poynting-Vektor genannt) ein mit

$$\vec{S} = \varepsilon_0 c^2 (\vec{E} \times \vec{B}) \quad (16)$$

Für eine ebene Welle gilt wegen Gl. 12: \vec{S} weist in Richtung der Ausbreitungsrichtung der Welle und der Betrag von \vec{S} ist wegen Gl. 10 und 11 gegeben durch

$$S = |\vec{S}| = \varepsilon_0 c E^2 = \text{Energiestromdichte} \quad (17)$$

Eine linear in \vec{x} -Richtung polarisierte elektromagnetische Welle sei gegeben durch

$$\vec{E} = E_0 \cos(\omega t - kz) \vec{x} \quad (18)$$

Die Energiestromdichte dieser Welle an einem festen Ort z (der Einfachheit halber sei $z = 0$) ist dann gegeben durch:

$$S = \varepsilon_0 c E_0^2 \cos^2(\omega t) \quad (19)$$

Für den zeitlichen Mittelwert $\langle S \rangle$ der Energiestromdichte (die Intensität) der ebenen Welle gilt

$$\langle S \rangle = \frac{1}{T} \int_0^T \varepsilon_0 c E_0^2 \cos^2(\omega t) dt, \quad T = \frac{2\pi}{\omega} \quad \langle S \rangle = \frac{1}{2} \varepsilon_0 c E_0^2 \quad (20)$$

Die Intensität einer ebenen Lichtwelle an einem bestimmten Ort ist also immer proportional dem Quadrat der Amplitude E_0 der elektrischen Feldstärke.

2.6 Nachweis eines Lichtstromes mit einer Photozelle

Die genaue Funktionsweise einer Photozelle läßt sich nur im Rahmen der Quantenphysik verstehen (Vorlesung „Quantenphysik“ und Versuch „Photoeffekt“ im physikalischen Praktikum). Hier soll daher nur eine grobe Darstellung gegeben werden. Im Rahmen der Quantenphysik werden Sie lernen, daß sich eine ebene Lichtwelle der Frequenz ω als Summe von „Lichtquanten“ (auch Photonen genannt) der Energie $\hbar\omega$ darstellen läßt. h ist das Planck'sche Wirkungsquantum mit $h = 6,62 \times 10^{-34}$ Js und $\hbar = \frac{h}{2\pi}$.

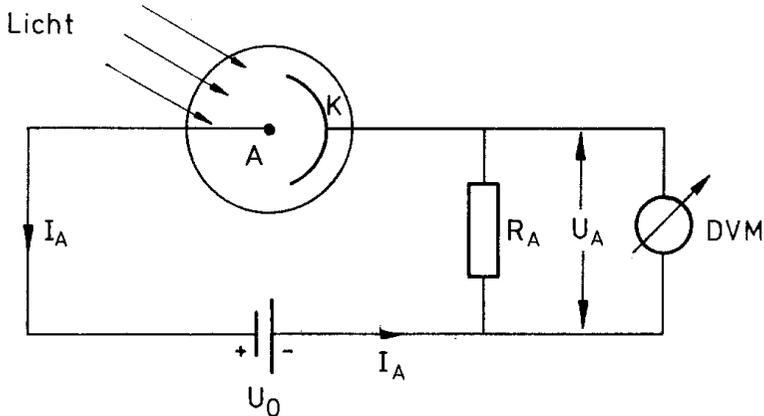


Abbildung 3: Schematische Darstellung einer Photozelle und ihrer elektrischen Schaltung

Die Anzahl der Photonen in einer Lichtwelle ist proportional der Energiedichte. Sie bewegen sich mit Lichtgeschwindigkeit und die Zahl der Photonen, die pro Sekunde auf die Kathode K der Photozelle auftreffen, ist daher proportional der Energiestromdichte der auftreffenden Lichtwelle. Die Photonen lösen durch Stöße Elektronen aus der Kathode der Photozelle aus (man nennt dies den Photoeffekt). Diese Elektronen werden auf die Anode hin beschleunigt und führen zu einem Anodenstrom I_A . Dieser Strom I_A ist daher der Energiestromdichte der ebenen Welle (im zeitlichen Mittel) proportional.

Für den Fall einer ebenen Lichtwelle (Gleichung 18) bedeutet dies:

$$I_A = \langle S \rangle = \frac{1}{2} \varepsilon_0 c E_0^2 \quad (21)$$

I_A ist also proportional zum Quadrat der Amplitude E_0 einer ebenen Lichtwelle. Man mißt I_A z.B. dadurch, daß man den Spannungsabfall

$$U_A = I_A R_A \quad (22)$$

über dem Widerstand R_A ($\simeq 1$ M Ω) mit einem hochohmigen Spannungsmesser nachweist.

2.7 Natürliches Licht

Die meisten uns zur Verfügung stehenden Lichtquellen (z.B. Glühlampen) senden unpolarisiertes, „natürliches“ Licht aus. Dies läßt sich auf klassische Weise (ohne Zuhilfenahme der Quantenphysik, was eigentlich nötig wäre) wie folgt verstehen:

In einer natürlichen Lichtquelle wird eine extrem große Zahl von Atomen durch irgendeinen Mechanismus der Energiezufuhr (z.B. durch Erwärmung) in Schwingungen versetzt. Wir betrachten nun jedes schwingende Atom als einen schwingenden Dipol, der in einer gedämpften Schwingung einen Wellenzug (Wellenpaket) der mittleren Frequenz ω emittiert. Ist \vec{x} z.B. die Schwingungsrichtung eines solchen atomaren Dipols, so sendet dieser Licht aus, das in \vec{x} -Richtung linear polarisiert ist. Da jedoch jedes Atom in einer anderen Richtung schwingt und da es im allgemeinen keine Korrelation zwischen den Atomen gibt, so ist die aus der Summe der Strahlung aller Atome bestehende Lichtwelle unpolarisiert. Das heißt, im zeitlichen Mittel ist jede Polarisationsrichtung in einer natürlichen Lichtwelle gleich häufig vertreten. Im allgemeinen ist auch die Schwingungsfrequenz der Atome untereinander verschieden und es kommen innerhalb eines bestimmten Bandes alle Frequenzen vor. Natürliches Licht ist also nicht monochromatisch und es ist unpolarisiert.

2.8 Erzeugung von linear polarisiertem Licht - Wirkungsweise eines Polaroidfilters

Eine besonders einfache Vorrichtung zur Erzeugung von polarisiertem Licht aus natürlichem Licht ist das Polaroidfilter (E.H. Land 1938). Zu seiner Herstellung verwendet man eine Plastikfolie, die aus langen Kohlewasserstoffketten besteht. Diese wird erwärmt und gedehnt. Die Kohlewasserstoffketten richten sich dann in Richtung der Dehnung aus und bilden eine Art von Lattenzaun. Anschließend wird die Folie in eine jodhaltige Lösung getaucht. Das Jod lagert sich an den Kohlewasserstoffketten ab und gibt Leitungselektronen an diese ab, die sich jedoch nur entlang der Ketten und nicht senkrecht dazu bewegen können.

Betrachten wir nun eine ebene Lichtwelle $\vec{E}(z, t)$, die senkrecht auf ein solches Polaroidfilter einfällt. Die Komponente von \vec{E} , die parallel zur Richtung der Kohlewasserstoffketten (dies sei die \vec{x} -Richtung) einfällt (E_x), bewegt die Leitungselektronen, verrichtet an ihnen Arbeit, die in Wärme umgewandelt wird, und wird dadurch nahezu vollständig absorbiert.

Die dazu senkrechte Komponente (E_y) kann wegen der Bewegungsunfähigkeit der Leitungselektronen in \vec{y} -Richtung keine Energie abgeben und durchdringt das Polarisationsfilter praktisch ungeschwächt. Nach Durchgang durch das Polaroidfilter ist daher die Lichtwelle in \vec{y} -Richtung (senkrecht zu den Kohlenwasserstoffketten) polarisiert. Man bezeichnet diese Richtung auch als die Durchlaßrichtung des Polaroidfilters.

2.9 Nachweis von polarisiertem Licht - das Gesetz von Malus

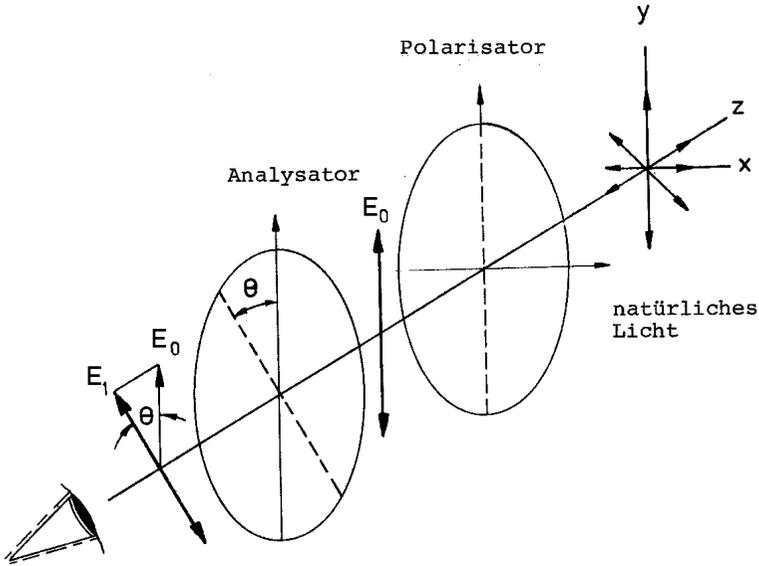


Abbildung 4: Erzeugung und Nachweis von polarisiertem Licht

Abb. 4 zeigt den Aufbau einer Versuchsanordnung zur Erzeugung von polarisiertem Licht aus natürlichem Licht durch ein Polaroidfilter, den sogenannten Polarisator. Ein weiteres Polaroidfilter, der Analysator, wird verwendet, um die Polarisationsrichtung des polarisierten Lichtes festzustellen. Dabei ist vorausgesetzt, daß die Durchlaßrichtung des Analysators bekannt ist.

Das vom Polarisator ausgehende Licht habe die Amplitude E_0 und sei in \vec{y} -Richtung polarisiert.

Die Durchlaßrichtung des Analysators bilde mit \vec{y} den Winkel θ . Nur die zu dieser Richtung parallele Komponente von $E_0\vec{y}$, nämlich

$$E_1 = E_0 \cos \theta \quad (23)$$

kann den Analysator passieren. Ist I_{durch} die durch den Analysator gehende Lichtintensität und I_{ein} die einfallende, so gilt

$$I_{durch} \approx E_1^2 = E_0^2 \cos^2 \theta \approx I_{ein} \cos^2 \theta \quad (24)$$

also

$$I_{durch} = I_{ein} \cos^2 \theta \quad (25)$$

Man bezeichnet Gl. 25 als das Gesetz von Malus (1808).

3) Beschreibung und Erzeugung von elliptisch polarisiertem Licht

3.1 Mathematische Beschreibung von elliptisch polarisiertem Licht

Das elektrische Feld jeder ebenen, harmonischen (monochromatischen) Lichtwelle, die sich in \vec{z} -Richtung ausbreitet, läßt sich wie bereits beschrieben darstellen als

$$\vec{E}(z, t) = E_x(z, t)\vec{x} + E_y(z, t)\vec{y} \quad (26)$$

mit

$$\vec{E}_x(z, t) = E_1(z, t) \cos(\omega t - kz) \quad (27)$$

$$\vec{E}_y(z, t) = E_2(z, t) \cos(\omega t - kz + \phi) \quad (28)$$

Ist der Phasenunterschied ϕ zwischen E_x und E_y gleich Null, so ist die Lichtwelle linear in \vec{e} -Richtung polarisiert und es ist:

$$\vec{e} = \frac{E_1\vec{x} + E_2\vec{y}}{\sqrt{E_1^2 + E_2^2}} \quad (29)$$

(siehe Gleichung 7). Ist ϕ jedoch ein beliebiger (aber zeitlich konstanter) Winkel, so ist die Lichtwelle elliptisch polarisiert. Im Grenzfall von $E_1 = E_2$ und $\phi = \pm\frac{\pi}{2}$ geht die elliptische Polarisation in eine zirkuläre Polarisation über. Der Ausdruck elliptisch (oder zirkular) bezieht sich auf die Kurve, welche die „Pfeilspitze“ des \vec{E} -Vektors (bei festgehaltenem z) im Raum beschreibt. Betrachten wir also den geometrischen Ort (x, y) dieser „Pfeilspitze“ bei festem z (z.B.: $z = 0$). Aus den Gleichungen 26, 27 und 28 folgt dann:

$$x = E_x(0, t) = E_1 \cos \omega t \quad (30)$$

$$y = E_y(0, t) = E_2 \cos(\omega t + \phi) \quad (31)$$

Nach Anwendung des Additionstheorems und nach Umformung folgt aus 30 und 31:

$$\cos \omega t = \frac{x}{E_1} \quad (32)$$

$$\sin \omega t = \left(\frac{\cos \phi}{E_1 \sin \phi} \right) x - \left(\frac{1}{E_2 \sin \phi} \right) y \quad (33)$$

Quadrieren und Addieren von 32 und 33 liefert dann:

$$\alpha x^2 + \beta y^2 + \gamma xy = 1 \quad (34)$$

(Gleichung für einen Kegelschnitt!) mit (für $\phi \neq 0$)

$$\alpha = \frac{1}{E_1^2 \sin^2 \phi} \quad (35)$$

$$\beta = \frac{1}{E_2^2 \sin^2 \phi} > 0 \quad (36)$$

$$\gamma = -\frac{2 \cos \phi}{E_1 E_2 \sin^2 \phi} \quad (37)$$

Aus den Gleichungen 35, 36 und 37 folgt also, daß im allgemeinen Fall die „Pfeilspitze“ des elektrischen Vektors \vec{E} auf einer Ellipse umläuft. Man spricht dann von elliptisch polarisiertem Licht.

Der Grenzfall $\phi = 0$ führt zu linear polarisiertem Licht.

Der Spezialfall $E_1 = E_2 =: E_0$ und $\phi = \pm \frac{\pi}{2}$ liefert zirkular polarisiertes Licht. Die „Pfeilspitze“ des \vec{E} -Vektors läuft dann auf einer Kreisbahn um, wie folgende Betrachtung zeigt:

Wegen $\alpha = \frac{1}{E_0^2}$; $\beta = \frac{1}{E_0^2}$ und $\gamma = 0$ folgt aus Gl. 34:

$$x^2 + y^2 = E_0^2 \quad (38)$$

Die Gleichungen 26, 27 und 28 führen mit obiger Annahme zu:

$$\vec{E}(z, t) = E_0(\cos(\omega t - kz)\vec{x} \pm \sin(\omega t - kz)\vec{y}) \quad (39)$$

woraus $E^2 = E_0^2$ folgt. Der \vec{E} -Vektor dreht sich mit der Kreisfrequenz ω .

3.2 Definition des Drehsinns von zirkular polarisierten Wellen

Für die Definition des Drehsinns einer zirkular (oder auch elliptisch) polarisierten Welle gibt es zwei Vereinbarungen. Die optische Konvention und die Drehimpulskonvention, die entgegengesetzt gleich sind. Im physikalischen Praktikum wollen wir uns an die optische Konvention halten, die in Abb. 5 schematisch dargestellt ist.

Optische Konvention: Eine zirkular (oder auch elliptisch) polarisierte ebene Welle breite sich von einer Lichtquelle aus in positive z -Richtung. Ein Beobachter blickt der Welle entgegen auf die Lichtquelle. „Sieht“ der Beobachter den \vec{E} -Vektor dann entgegengesetzt dem Uhrzeigersinn rotieren, so ist die Welle rechtszirkular polarisiert. Die Spitze des \vec{E} -Vektors der laufenden Welle bewegt sich dann auf einer Rechtsschraubenlinie. Dreht sich der Vektor im Uhrzeigersinn, so ist die Welle linkspolarisiert.

3.3 Doppelbrechung

Führen Sie als Vorversuch zum Versuch WO2.1 folgendes Experiment durch:

Kreuzen Sie zwei Polaroidfilter, so daß kein Licht mehr hindurchfällt. Schieben Sie dann ein Stück Cellophanfolie (z.B. Verpackungsfolie oder Klebeband) zwischen die Polaroidfilter. Sie werden sehen, daß jetzt wieder Licht durch die Filterkombination hindurch

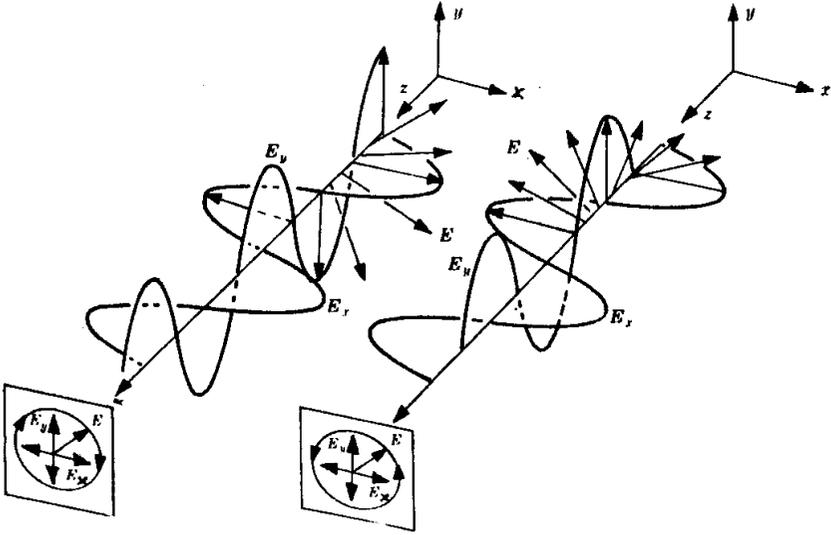


Abbildung 5: Schematische Darstellung links- und rechtszirkular polarisierter Wellen

geht. Dies geschieht, obwohl die Cellophanfolie vollkommen durchsichtig ist und daher kein Linearpolarisator sein kann. Sie finden außerdem *zwei* Stellungen (zueinander um 90° verschoben), bei denen die Filterkombination wieder transparent wird.

Erklärt werden diese Beobachtungen durch eine Eigenschaft der Cellophanfolie, die man Doppelbrechung nennt und die auch bei vielen anderen Materialien z.B. bei Kalkspat beobachtet wird. Die Doppelbrechung der Cellophanfolie kommt folgendermaßen zustande: Bei der Herstellung wird die Folie in einer Richtung besonders stark gedehnt. Die vor der Dehnung ungeordnet „zusammengerollten Cellophanmoleküle“ werden dabei zu langen Ketten gestreckt. Hieraus folgt, daß der Brechungsindex einer Cellophanfolie unterschiedlich ist, je nachdem ob der \vec{E} -Vektor der Lichtwelle parallel oder senkrecht zur Dehnungsrichtung schwingt. Der kleinere Brechungsindex werde mit n_s (s für schnell, da sich die Welle mit der Phasengeschwindigkeit $\frac{c}{n_s}$ ausbreitet) bezeichnet und der größere mit n_l (l für langsam). Die beiden zugehörigen optischen Achsen (senkrecht oder parallel zur Dehnungsrichtung der Folie) seien durch die Einheitsvektoren \vec{e}_s (schnelle Achse) und \vec{e}_l (langsame Achse) charakterisiert. Der Ausdruck „Doppelbrechung“ ist durch die Existenz von zwei Brechungsindizes erklärt. Eine linear in \vec{e} -Richtung polarisierte Welle

$$\vec{E}(z, t) = E_0 \vec{e} \cos(\omega t - kz) \quad (40)$$

falle senkrecht auf eine Cellophanfolie der Dicke Δz .

\vec{e} liege zwischen der schnellen und der langsamen Achse der Folie (siehe Abb. 6). Zerlegt

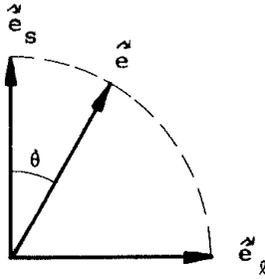


Abbildung 6: Feldvektor zwischen schneller und langsamer Achse

man $\vec{E}(z, t)$ in Komponenten parallel zu \vec{e}_s und \vec{e}_l , so erhält man:

$$\vec{E}(z, t) = A_s \cos(\omega t - kz) \vec{e}_s + A_l \cos(\omega t - kz) \vec{e}_l \quad (41)$$

mit

$$A_s = E_0 \cos \theta \quad \text{und} \quad A_l = E_0 \sin \theta \quad (42)$$

Sie sollten nun zeigen, daß folgende Behauptung gilt:

Die Phasenverschiebung der schnellen Komponente von $\vec{E}(z, t)$, also von $A_s \cos(\omega t - kz)$ nach Durchlaufen der Folie gegenüber dem Vakuumwert (Wert ohne Folie) ist gegeben durch: $-(n_s - 1) k \Delta z$.

Für die Phasenverschiebung der langsamen Komponente, also für $A_l \cos(\omega t - kz)$, gegenüber dem Vakuumwert erhält man: $-(n_l - 1) k \Delta z$, wobei k die Vakuumwellenzahl ist.

Denken Sie bei der Ableitung dieser Phasenverschiebungen daran, daß die Wellenzahl der Welle in der Folie durch $n_s k$ bzw. $n_l k$ gegeben ist.

Aus den Phasenverschiebungen der beiden Komponenten folgt für den Phasenunterschied ϕ zwischen langsamer und schneller Komponente:

$$\phi = -(n_l - n_s) k \Delta z \quad (43)$$

Nach Durchlaufen der Cellophanfolie kann die Lichtwelle dann in folgender Form geschrieben werden:

$$\vec{E}(z, t) = A_s \cos(\omega t - kz) \vec{e}_s + A_l \cos(\omega t - kz + \phi) \vec{e}_l \quad (44)$$

Dies ist eine elliptisch polarisierte Welle. Hieraus erklären sich die Beobachtungen des oben geschilderten Vorversuches. In einer doppelbrechenden Folie ist ϕ immer ungleich Null, daher nennt man ein doppelbrechendes Plättchen auch Phasenverschiebungsplättchen.

3.4 Eigenschaften von $\frac{\lambda}{4}$ - und $\frac{\lambda}{2}$ -Phasenverschiebungsplättchen

Betrachtet sei ein bestimmter Spezialfall eines Phasenverschiebungsplättchens, für welches $(n_l - n_s) k \Delta z = \frac{\pi}{2}$ ist. Ein solches Plättchen nennt man auch $\frac{\lambda}{4}$ -Plättchen ($\frac{\pi}{2} \circ \frac{\lambda}{4}$). Der Winkel θ (siehe Abb. 6) zwischen der Polarisationsrichtung \vec{e} einer auf das $\frac{\lambda}{4}$ -Plättchen auftreffenden linear polarisierten Welle und der schnellen Achse des $\frac{\lambda}{4}$ -Plättchens sei 45° . Daraus folgt:

$$A_s = \frac{1}{\sqrt{2}E_0} \quad \text{und} \quad A_l = \frac{1}{\sqrt{2}E_0} \quad (45)$$

also:

$$A_s = A_l =: A \quad (46)$$

Damit wird Gl. 44 zu:

$$\vec{E}(z, t) = A(\cos(\omega t - kz)\vec{e}_s + \sin(\omega t - kz)\vec{e}_l) \quad (47)$$

Dies ist eine zirkular polarisierte Welle. Daß die Welle linkszirkular polarisiert ist, lernt man aus Abb. 7. Hier ist $\vec{E}(z = 0, t)$ für verschiedene Zeiten $t = 0, \frac{\tau}{8}, \frac{\tau}{4}$ (mit $\tau = \frac{2\pi}{\omega}$) aufgetragen.

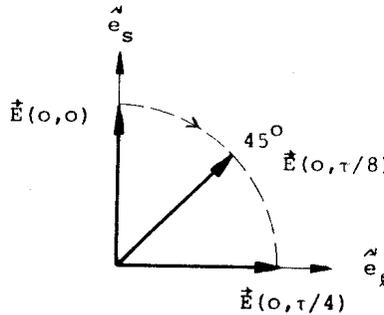


Abbildung 7: Zirkulare Polarisation

Die Ausbreitungsrichtung zeigt aus der Papierebene heraus.

Für ein $\frac{\lambda}{4}$ -Plättchen gelten folgende Regeln, die Sie sich, sobald Sie die Wirkung eines $\frac{\lambda}{4}$ -Plättchens einmal verstanden haben, immer leicht ableiten können:

1. Ein $\frac{\lambda}{4}$ -Plättchen verwandelt linear polarisiertes Licht ($0^\circ < \theta < 90^\circ$, siehe Abb. 6) in linksdrehendes elliptisch polarisiertes Licht.
2. Ein $\frac{\lambda}{4}$ -Plättchen verwandelt linear polarisiertes Licht ($90^\circ < \theta < 180^\circ$) in rechtsdrehendes elliptisch polarisiertes Licht.

3. Ist $\theta = 45^\circ$ bzw. 135° , so verwandelt ein $\frac{\lambda}{4}$ -Plättchen linear polarisiertes in links- bzw. rechtszirkular polarisiertes Licht.
4. Ist $\theta = 0^\circ, 90^\circ, 180^\circ, 270^\circ$ so wird die Polarisationssebene von linear polarisiertem Licht durch ein $\frac{\lambda}{4}$ -Plättchen nicht beeinflusst.
5. In Umkehrung von 1. bis 3. verwandelt ein $\frac{\lambda}{4}$ -Plättchen elliptisch bzw. zirkular polarisiertes Licht in linear polarisiertes Licht. Rechtszirkular polarisiertes Licht tritt als linear polarisiertes Licht aus und $\theta = 45^\circ$. Bei linkszirkular polarisiert einfallendem Licht ist $\theta = 135^\circ$ für das aus dem $\frac{\lambda}{4}$ -Plättchen austretende linear polarisierte Licht.

Aus den Eigenschaften des $\frac{\lambda}{4}$ -Plättchens ergeben sich folgende interessante Eigenschaften eines $\frac{\lambda}{2}$ -Plättchens (doppelt so dick wie ein $\frac{\lambda}{4}$ -Plättchen):

1. Ein $\frac{\lambda}{2}$ -Plättchen ändert den Polarisationszustand von linear polarisiertem Licht nicht.
2. Ein $\frac{\lambda}{2}$ -Plättchen verwandelt rechtzirkular polarisiertes in linkszirkular polarisiertes Licht und umgekehrt.

Ebenfalls aus den Eigenschaften eines $\frac{\lambda}{4}$ -Plättchens läßt sich die Wirkungsweise eines Zirkularpolarisators verstehen:

Ein Zirkularpolarisator besteht aus einem Polaroidfilter und einem $\frac{\lambda}{4}$ -Plättchen, wobei die Durchlaßrichtung des Polaroidfilters mit den optischen Achsen des $\frac{\lambda}{4}$ -Plättchens einen Winkel von 45° bildet (vgl. Winkel θ in Abb. 7!).

Prüfen Sie folgende Aussage auf ihre Richtigkeit: Fällt auf die Vorderseite des Zirkularpolarisators Glühlampenlicht, so tritt linkszirkular polarisiertes Licht auf seiner Rückseite aus. Dreht man den Zirkularpolarisator um, so ist er für linkszirkular polarisiertes Licht transparent und für rechtszirkular polarisiertes undurchlässig.

4) Optische Aktivität

4.1 Linear polarisiertes Licht als Überlagerung von rechts- und linkszirkular polarisiertem Licht

Eine linear (z.B. in \vec{x} -Richtung) polarisierte ebene Welle läßt sich als Überlagerung einer rechts- und einer linkszirkular polarisierten Welle darstellen, wie sich aus dem folgenden ergibt:

Die in \vec{x} -Richtung linear polarisierte Welle

$$\vec{E}(z, t) = E_0 \vec{x} \cos(\omega t - kz) \quad (48)$$

läßt sich schreiben als eine Überlagerung der rechtszirkular polarisierten Welle

$$\vec{E}_R(z, t) = \frac{E_0}{2} (\vec{x} \cos(\omega t - kz) + \vec{y} \cos(\omega t - kz + \frac{\pi}{2})) \quad (49)$$

und der linkszirkular polarisierten Welle

$$\vec{E}_L(z, t) = \frac{E_0}{2} (\vec{x} \cos(\omega t - kz) + \vec{y} \cos(\omega t - kz - \frac{\pi}{2})) \quad (50)$$

Sie zeigen leicht, daß gilt:

$$\vec{E}(z, t) = \vec{E}_R(z, t) + \vec{E}_L(z, t) \quad (51)$$

4.2 Optische Aktivität einer Zuckerlösung

Schickt man linear polarisiertes Licht durch eine Zuckerlösung (der Zucker muß von ein und derselben Pflanzenart stammen), so beobachtet man, daß die Polarisationsrichtung des Lichtes gedreht wird (siehe Abb. 8)

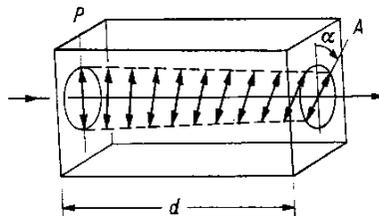


Abbildung 8: Drehung der Polarisationsrichtung von Licht beim Durchgang durch eine Zuckerlösung (optische Aktivität)

Für den Drehwinkel α gilt:

$$\alpha = [\alpha] q d \quad (52)$$

Hierbei ist d die Schichtdicke der Zuckerlösung, q die Konzentration in Gramm Zucker pro cm^3 Wasser. $[\alpha]$ nennt man die spezifische Drehung der Zuckerlösung.

Es gibt noch andere Materialien (z.B. Quarz), die diese Erscheinung der optischen Aktivität zeigen.

Die Drehung der Polarisationsrichtung in der Zuckerlösung erklärt sich folgendermaßen: Zuckermoleküle haben einen schraubenartigen Aufbau. Alle aus einer Pflanzenart gewonnenen Zuckermoleküle haben dabei denselben Drehsinn. Nun hat aber eine Schraube ein und denselben Drehsinn unabhängig davon, von welcher Seite man sie betrachtet. Daraus folgt, daß die Zuckerlösung, die ja aus statistisch verteilt angeordneten Molekülen besteht, denselben Drehsinn hat wie die einzelnen Moleküle. Man bezeichnet konventionell eine Lösung (und damit ein Molekül) als rechtsdrehend, wenn sich die Polarisationsrichtung des Lichtes, falls der Beobachter der Lichtquelle entgegblickt, im Uhrzeigersinn dreht.

(Die als Grundbausteine des Lebens angesehenen Moleküle der rezenten (noch lebenden) Desoxyribonukleinsäure (DNS-Moleküle) sind rechtsdrehend. Es gibt aber keine Kräfte, die rechts oder links bevorzugen und die für die Struktur von Molekülen verantwortlich gemacht werden können. Es ist bislang unbekannt, warum es heute keine linksdrehenden DNS-Moleküle mehr gibt.)

Wegen der Schraubenstruktur der Zuckermoleküle ist es verständlich, daß der Brechungsindex n_L für linkszirkular polarisiertes Licht in einer Zuckerlösung unterschiedlich ist vom Brechungsindex n_R für rechtszirkular polarisiertes Licht. Eine auf die Zuckerlösung auffallende linear polarisierte Welle läßt sich nach Gl. 51 als Überlagerung einer rechtszirkular und einer linkszirkular polarisierten Welle darstellen. Der \vec{E} -Vektor in diesen beiden Wellen dreht sich (im Vakuum und in der Zuckerlösung) mit der Winkelgeschwindigkeit ω . Der \vec{E} -Vektor derjenigen zirkular polarisierten Welle, für die die Lösung einen kleineren Brechungsindex hat, wird sich also weniger weit nach Durchgang durch die Zuckerschicht gedreht haben, als derjenige mit größerem Brechungsindex. Insgesamt hat sich dadurch die Polarisationsrichtung der linear polarisierten Welle gedreht.

Überlegen Sie, ob folgende Aussage richtig ist: „Ist n_R größer als n_L , so ist die untersuchte Substanz linksdrehend“ .

Die Brechungsindizes n_R und n_L sind frequenzabhängig. Dies bedeutet, daß die spezifische Drehung $[\alpha]$ stark frequenzabhängig ist. (Bedenken Sie, daß die Dicke der durchstrahlten Schicht der Zuckerlösung in Einheiten der Lichtwellenlänge sehr groß ist!) Man nennt dies auch Rotationsdispersion.

5) Streuung von Licht in einem trüben Medium

In der Versuchsreihe WO 1.2 bis WO 1.4 werden Sie die Streuung von Licht in einem trüben Medium untersuchen.

Sie werden eine trübe Lösung herstellen, indem Sie Styrofan (eine von BASF produzierte Suspension von Styroporkügelchen, die nur Bruchteile eines Mikrometers groß sind) in Wasser lösen. Hierdurch wird das Wasser milchig getrübt (man hätte dazu auch Milch nehmen können).

Die milchig weiße Trübung entsteht dadurch, daß Moleküle in Wasser schweben, die Eigenschwingungen im Frequenzbereich des sichtbaren Lichtes haben. Schickt man nun Licht durch diese getrübt Flüssigkeit, so führen diese Moleküle (besser gesagt die Elektronen in diesen Molekülen) erzwungene Schwingungen im elektrischen Feld der einfallenden Lichtwelle aus, entziehen dieser Energie und strahlen gleichzeitig ihrerseits Lichtwellen aus. Man sagt, das einfallende Licht wird an den Molekülen gestreut.

Wir wollen uns in einem klassischen Modell ein Molekül (oder Atom) vorstellen als ein Elektron, das an einen sehr schweren Kern elastisch gebunden ist. In dem harmonischen Feld einer ebenen Lichtwelle wird dieses Elektron zu erzwungenen harmonischen Schwingungen angeregt.

5.1 Das Feld einer schwingenden Ladung

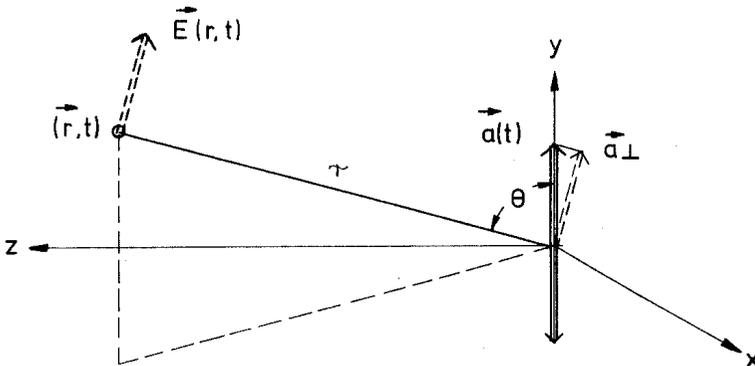


Abbildung 9: Zum elektrischen Feld einer schwingenden Ladung

In sehr großer Entfernung r von einer mit der Beschleunigung a schwingenden Punktladung Q beobachtet man am Ort \vec{r} zur Zeit t eine ebene elektromagnetische Welle, wobei für \vec{E} gilt:

$$\vec{E}(r, t) = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0 c^2 r} \vec{a}_\perp(t') \quad (53)$$

mit $t' = t - \frac{r}{c}$

und $\vec{a}_\perp =$ senkrecht auf \vec{r} stehende Komponente der Beschleunigung \vec{a} .

Dieses wichtige Ergebnis für das „Fernfeld“ einer schwingenden Ladung wird im Rahmen der theoretischen Elektrodynamik abgeleitet. Aus Gl. 53 sieht man, daß \vec{E} in der von \vec{a} und \vec{r} aufgespannten Ebene schwingt.

Die elektromagnetische Welle ist also in dieser Ebene linear polarisiert. Die Polarisationsrichtung ist durch die auf \vec{r} senkrecht stehende Komponente von \vec{a} , nämlich \vec{a}_\perp gegeben.

Um vom Ort der schwingenden Ladung bis zum Ort \vec{r} des Beobachters zu gelangen, benötigt eine elektrische Störung die Zeit $\frac{r}{c}$. Daher ist für das Feld \vec{E} am Ort \vec{r} zur Zeit t die Beschleunigung der Ladung zu der früheren Zeit $t' = t - \frac{r}{c}$ maßgebend.

5.2 Polarisation durch Einfachstreuung

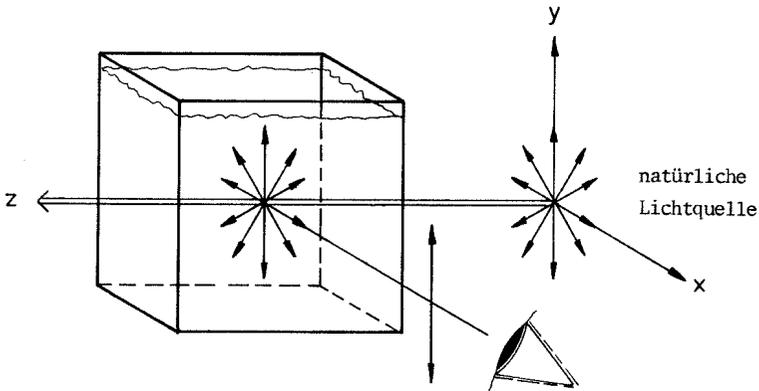


Abbildung 10: Polarisation von Licht durch Einfachstreuung

Eine ebene Lichtwelle breite sich in \vec{z} -Richtung aus und falle dabei auf ein trübes Medium. Die Elektronen der Moleküle des trüben Mediums führen nun erzwungene Schwingungen mit der Frequenz der einfallenden Lichtwelle aus. Da das elektrische Feld der ebenen Welle senkrecht zu \vec{z} schwingt, gilt dies auch für die Beschleunigung \vec{a} des schwingenden Elektrons. Aus Gleichung 53 folgt dann, daß das unter 90° zur \vec{z} -Richtung gestreute Licht vollständig polarisiert ist.

5.3 Die von einer schwingenden Punktladung emittierte Energiestromdichte

Die von einer schwingenden Punktladung emittierte Energiestromdichte läßt sich in großer Entfernung von der schwingenden Ladung schreiben als

$$S = \epsilon_0 c E^2 \quad (54)$$

(siehe Gleichung 17).

Mit der Beziehung für das Fernfeld einer schwingenden Ladung (Gleichung 53) gilt daher für die Energiestromdichte

$$S = \frac{Q^2}{16\pi^2 \epsilon_0 c^3 r^2} (\vec{a}_\perp(t'))^2 \quad (55)$$

Für $(\vec{a}_\perp)^2$ gilt aber (siehe Abb. 9)

$$\vec{a}_\perp^2 = \vec{a}^2 \sin^2 \theta \quad (56)$$

Also mit Gl. 55:

$$S = \frac{Q^2 a^2(t')}{16\pi^2 \epsilon_0 c^3 r^2} \sin^2 \theta \quad (57)$$

Aus Gleichung 57 ist ersichtlich, daß eine schwingende Ladung in Schwingungsrichtung ($\theta = 0$) keine Strahlung emittiert.

Das Maximum der Energiestromdichte liegt vor, wenn die Ladung senkrecht zur Beobachtungsrichtung schwingt ($\theta = 90^\circ$)

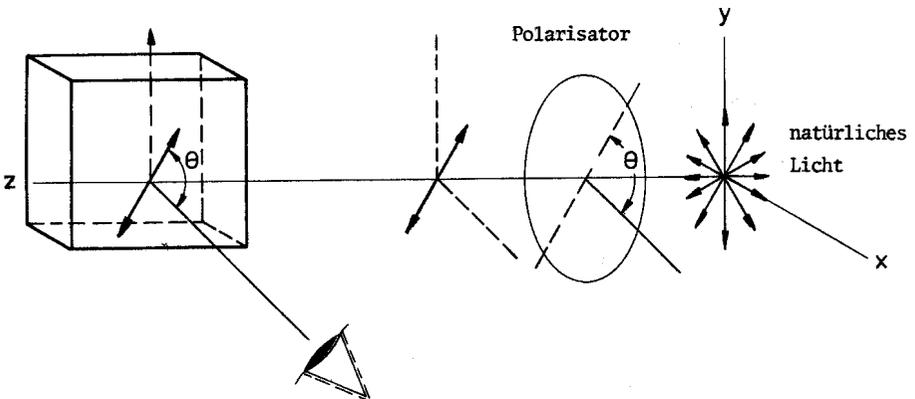


Abbildung 11: Beobachtung des gestreuten Lichts

Aus Gleichung 57 und aus dem Versuch WO 1.2 geht hervor:

Die Intensität der auf die Photozelle fallenden Streustrahlung ist proportional zu $\sin^2 \theta$.

6) Polarisation durch Reflexion - das Brewster'sche Gesetz

Fällt ein Lichtbündel auf eine Glasplatte, so wird ein Teil des Lichtes in das Glas hinein gebrochen und ein anderer, wesentlich geringerer Teil wird reflektiert.

Die vom einfallenden und reflektierten Strahl aufgespannte Fläche bildet die „Einfallsebene“. Es existiert nun ein Winkel, der sogenannte Brewster'sche Winkel, bei dem der reflektierte Strahl auf dem gebrochenen Strahl senkrecht steht.

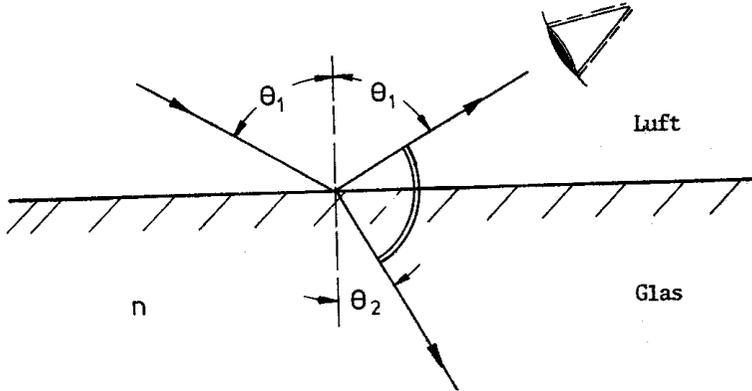


Abbildung 12: Zum Brewster'schen Gesetz

In diesem Fall folgt aus dem Snellius'schen Berechnungsgesetz

$$\frac{\sin \theta_1}{\sin \theta_2} = n \quad (58)$$

und wegen $\theta_2 = 90^\circ - \theta_1$ folgt aus 58:

$$\tan \theta_1 = n \quad (59)$$

D. Brewster fand im Jahr 1813, daß das Licht, welches unter diesem Winkel reflektiert wird, vollständig linear polarisiert ist und zwar senkrecht zur Einfallsebene.

IV. Versuchsdurchführung:

1) Versuch WO1.1: Verifizierung des Malusschen Gesetzes

Bauen Sie auf einer optischen Bank die in Abb. 4 skizzierte Anordnung auf. Als Lichtquelle verwenden Sie eine Glühlampe mit Kondensator, der so eingestellt ist, daß das von der Glühlampe ausgehende Licht auf die Photozelle fokussiert ist. Eine Irisblende zwischen Kondensator und Polarisator dient der Regelung der Lichtintensität. Regeln Sie die Lichtintensität so, daß der Photostrom I_A der Photozelle (siehe Abb. 3 und Gleichungen 21, 22) den Wert von $1,0 \mu\text{A}$ nicht überschreitet. ($U_A \approx 100\text{V}$, $R_A = 1 \text{M}\Omega$)

Messen Sie den Photostrom I_A als Funktion von θ , überprüfen Sie das Malussche Gesetz und wählen Sie hierzu eine geeignete graphische Darstellung.

Stellen Sie einen dritten Polarisator zwischen die beiden anderen, deren Durchlaßrichtung in 90° gegeneinander verdreht ist. Bei welchem Winkel erhalten Sie maximale Helligkeit? Erklären Sie schriftlich Ihre Beobachtung.

2) Versuch WO1.2: Beobachtung der Polarisation von Licht durch Einfachstreuung

Bauen Sie auf einer optischen Bank den in Abb. 10 skizzierten Versuch auf. Als Lichtquelle dient eine Glühlampe mit Kondensator. Das von dieser Lichtquelle ausgehende Lichtbündel fällt auf eine wäßrige Lösung von Styrofan in einer rechteckigen Glasküvette.

Sehen Sie sich das unter 90° gestreute Licht, durch ein Polarisationsfilter (= Analysator) an. Was beobachten Sie bei Drehung des Analysators? Ist das Streulicht polarisiert? Wenn ja, in welche Richtung? Ist die Polarisation vollständig?

3) Versuch WO1.3: Messung der Richtungscharakteristik der Strahlung einer schwingenden Ladung

Verwenden Sie den Versuchsaufbau zu Versuch WO1.2, um den in Abbildung 11 skizzierten Aufbau zu realisieren (lediglich das Polarisationsfilter wechselt seinen Platz).

Was beobachten Sie jetzt, wenn sie das Polarisationsfilter drehen?

4) Versuch WO1.4: Das Brewstersche Gesetz

Verifizieren Sie das sogenannte Brewster'sche Gesetz experimentell, indem Sie im Versuchsaufbau zu WO1.2 die Glasküvette durch einen Glasblock (Plexiglas) ersetzen und die Polarisation des reflektierten Lichtes beobachten.

Der Glasblock wird dabei auf einen Drehtisch mit Winkelskala gesetzt; auf dem Tisch ist eine Schiene, an die der Block angelegt wird, damit eine feste Beziehung zwischen Drehtischskala und Glasoberfläche entsteht. Die Winkelskala kann leicht verdreht sein. (Können Sie diesen Fehler kompensieren, wenn Sie den Brewsterwinkel nach beiden Seiten hin messen?)

Aus den Betrachtungen zu den Versuchen WO1.2 und WO1.3 können Sie die Gültigkeit des Brewster'schen Gesetzes verstehen. Beachten Sie, daß der reflektierte Strahl von „schwingenden Glasmolekülen“ ausgesandt wird. Diese aber schwingen in einer Ebene senkrecht zur Ausbreitungsrichtung des gebrochenen Strahls.

Suchen Sie den Winkel, unter dem die Polarisation nahezu vollständig ist. Am sichersten ist es zu beobachten, wann nahezu kein reflektiertes Licht mehr durch den (um 90° verdrehten) Analysator gelangt.

Wenn Sie den Brewster'schen Winkel experimentell gefunden haben, können Sie nach Gleichung 59 den Brechungsindex ermitteln.

5) Versuch WO2.1: Doppelbrechung von Cellophan

- a) Stellen Sie aus einer Dreh- oder Spannhalterung einem Stück Cellophanfolie (Klebefolie, Verpackungsfolie) ein Phasenverschiebungsplättchen (PVP) her (nur 1 Folie!). Beschreiben und erklären Sie die Wirkung des PVP, die sie bei Drehung des PVP zwischen zwei gekreuzten Polaroidfiltern beobachten!

Bestimmen Sie die Lage der optischen Achsen des PVP !

Für alle folgenden Versuche verwenden Sie die industriell hergestellten $\frac{\lambda}{4}$ -Plättchen (in gleicher Halterung wie die Polarisationsfilter). Bitte verwechseln sie die Plättchen nicht mit den Filtern! Sie können die $\frac{\lambda}{4}$ -Plättchen an zwei Merkmalen von den Polarisationsfiltern unterscheiden:

- 1) Polarisationsfilter lassen nur die Hälfte des natürlichen Lichtes durch und sind daher dunkelgrau, $\frac{\lambda}{4}$ -Plättchen hingegen klar transparent.
 - 2) Die Fassung der $\frac{\lambda}{4}$ -Plättchen trägt den Aufdruck „ $\frac{\lambda}{4}$ “. Die Polarisationsfilter sind unbeschriftet.
 - 3) **Keine** Rolle spielt die Farbe der Drehhebel oder Aufschrift (weiß oder gelb)!
- b) Nehmen Sie nun ein industrielles $\frac{\lambda}{4}$ -Plättchen und drehen Sie es so, daß der Polarisator genau zwischen den beiden optischen Achsen (45°) des $\frac{\lambda}{4}$ -Plättchens steht. Variieren Sie die Durchlaßrichtung des Analysators und diskutieren Sie Ihre Intensitäts- und Farbbeobachtungen für das weiße Glühlampenlicht und für die fünf Farbfilter violett, blau, grün, gelb und rot. Die Monochromfilter (achten Sie auf die fünfstellige Nummer am Filterrahmen und nicht nur auf die Filterfarbe!) haben folgende Durchlässigkeitsbereiche (DLB) für die Wellenlänge:

Filternr.	468 01	468 05	468 07	468 09	468 13
Farbe	dunkelrot	gelb	gelbgrün	blaugrün	violett
DLB (nm)	über 660	560–595	510–570	490–550	390–465

Für welche Farbe weist Ihr $\frac{\lambda}{4}$ -Plättchen annähernd die Eigenschaften eines idealen $\frac{\lambda}{4}$ -Plättchens auf ?

- c) Sie haben elliptisch polarisiertes Licht hergestellt. Untersuchen Sie, ob sich die Lage der Ellipse ändert, wenn Sie das $\frac{\lambda}{4}$ -Plättchen um 90° drehen. Vergleichen Sie Ihre Beobachtung mit der theoretischen Erwartung!
- d) Nach den Ergebnissen aus b) können Sie für einen Farbfiler mit Hilfe des $\frac{\lambda}{4}$ -Plättchens nahezu einen Zirkularpolarisator (ZP) herstellen, und zwar sowohl links- als auch rechtsdrehend. Stellen Sie zwei ZP her und diskutieren Sie Ihre Intensitätsbeobachtungen, die Sie bei verschiedenen Winkelstellungen zwischen den Durchlaßrichtungen der beiden Polaroidfilter und den optischen Achsen der $\frac{\lambda}{4}$ -Plättchen machen!

6) Versuch WO 2.2: Bestimmung der spezifischen Drehung einer Zuckerlösung

- a) Stellen Sie sich zunächst eine Zuckerlösung bekannter Konzentration q (in $[\frac{\text{g}}{\text{cm}^3}]$) her (bis zu etwa $q = 0,5 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$ sind je nach Zuckersorte und Temperatur möglich). Bringen Sie diese Lösung in einer Glasküvette zwischen zwei Polaroidfilter und bestimmen Sie die spezifische Drehung $[\alpha]$ als Funktion der Wellenlänge des Lichts! (Verwenden Sie alle fünf Ihnen zur Verfügung stehenden Farbfiler!)
- b) Stellen Sie sich nun eine weitere Zuckerlösung mit einer anderen Konzentration als in a) her. Bestimmen Sie mit Hilfe der in a) gemessenen Werte für $[\alpha]$ die Konzentration dieser zweiten Zuckerlösung und vergleichen Sie mit der aus Zucker- und Wassergewicht errechneten! (Es genügt die Messung bei einer Farbe.)

7) Versuch WO2.3: Reflexion von linear polarisiertem Licht an einer Metalloberfläche

Wir haben in allen bisherigen Versuchen im Praktikum immer nur die Wechselwirkung von Lichtwellen mit Isolatoren (Glas, Plexiglas, Kunststoffe, Zuckerlösung etc.) betrachtet. Mit der Vorstellung von Atomen als schwingungsfähige elektrische Dipole und mit Hilfe der Maxwell'schen Theorie waren wir in der Lage, die beobachteten Phänomene zu erklären. Diese Vorstellungen versagen jedoch, wenn wir elektromagnetische Wellen mit Wellenlängen kleiner als 10^{-3} cm und ihre Wechselwirkung mit Metallen, also Leitern, untersuchen wollen. Wollen wir also die Reflexion von Lichtwellen an Metalloberflächen

untersuchen, so versagen unsere bislang erworbenen Kenntnisse. Ein gutes Verständnis der Theorie der Leitfähigkeit von Metallen im Rahmen der Festkörperphysik, die sich wiederum auf die Quantenphysik stützt, ist hierfür notwendig. Dies soll uns jedoch nicht hindern, einige experimentelle Beobachtungen über die Reflexion von linear polarisiertem Licht an einer Metalloberfläche (Oberflächenspiegel) zu machen. Sie benötigen für Ihre Versuche neben Lichtquelle und Oberflächenspiegel ein $\frac{\lambda}{4}$ -Plättchen und zwei Polaroidfilter.

Führen Sie damit folgende Experimente aus:

Beobachtung 1: Licht, das parallel oder senkrecht zur Einfallsebene linear polarisiert ist, ändert bei der Reflexion an einem Metallspiegel seine Polarisation nicht.

Beobachtung 2: Licht, das in einem Winkel von 45° zur Einfallsebene linear polarisiert ist, wird durch die Reflexion in elliptisch polarisiertes Licht umgewandelt.

Beobachtung 3: Es gibt einen Einfallswinkel, bei dem „unter 45° linear polarisiertes Licht“ als nahezu zirkular polarisiert reflektiert wird.

Eine plausible Erklärung für diese Beobachtungen finden Sie im Berkeley Kurs Band 3, Kap. 8.6, Heimversuch 26.

V. Anhang zu WO 2

Bei der Auswertung zum Versuch WO 2.1 d) benötigen Sie den Zusammenhang zwischen dem Phasenwinkel ϕ eines Phasenverschiebungsplättchens und dem Intensitätsverhältnis $\frac{I_{max}}{I_{min}}$ einer elliptisch polarisierten Welle!

Bereits hergeleitet wurde (siehe Gl. 34 bis 37)

$$\frac{x^2}{E_1^2 \sin^2 \phi} + \frac{y^2}{E_2^2 \sin^2 \phi} - \frac{2 \cos \phi}{E_1 E_2 \sin^2 \phi} xy = 1$$

Wählt man nun $\theta = 45^\circ$ (siehe Seite 14), so sind die Amplituden der schnellen und langsamen Komponente gleich (vgl. Gl. 42:

$$E_1 = E_2 = \frac{E_0}{\sqrt{2}} \quad (60)$$

Damit folgt

$$\frac{2x^2}{E_0^2 \sin^2 \phi} + \frac{2y^2}{E_0^2 \sin^2 \phi} - \frac{4 \cos \phi}{E_0^2 \sin^2 \phi} xy = 1 \quad (61)$$

Diese Gleichung ist eine *gerade* Funktion bzgl. ϕ , d.h. die Lage der Ellipse ist unabhängig vom Drehsinn! Sie werden sicherlich in der analytischen Geometrie die Halbachsenform der Ellipse kennengelernt haben:

$$\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} = 1 \quad (62)$$

Um nun die Halbachsen a und b zu berechnen, dreht man die Ellipse (Gleichung 61) um den Winkel α :

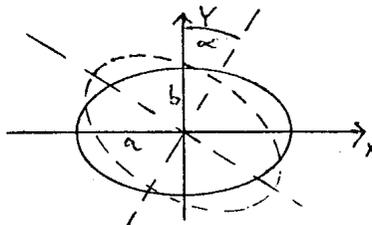


Abbildung 13: Drehung der Ellipse

Drehung der Koordinaten (x,y) um α in Uhrzeigerrichtung bewirkt die Drehmatrix D_α

$$(x', y') = (x, y) D_\alpha = (x, y) \begin{pmatrix} \cos \alpha & -\sin \alpha \\ -\sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix} \quad (63)$$

Wie Sie leicht nachrechnen können, transformiert nun die Drehung Gl. 63 die Ellipse Gl. 61 bei Verschwinden des xy -Mischterms für

$$\cos^2 \alpha - \sin^2 \alpha = 0 \quad \text{d.h.} \quad \alpha = \pm 45^\circ \quad (64)$$

in die Form der Gl. 62:

$$\frac{2(1 \mp \cos \phi)}{E_0^2 \sin^2 \phi} x^2 + \frac{2(1 \pm \cos \phi)}{E_0^2 \sin^2 \phi} y^2 = 1 \quad (65)$$

Damit erhalten wir für gleiche Ausgangsamplituden elliptisch polarisiertes Licht mit den Halbachsen

$$a = E_0 |\sin \phi| \sqrt{2(1 \mp \cos \phi)} \quad (66)$$

$$b = E_0 |\sin \phi| \sqrt{2(1 \pm \cos \phi)} \quad (67)$$

wobei beide Lösungen Gl. 64 zu dem gleichen Ergebnis führen, daß die größere Halbachse senkrecht zur ursprünglichen Polarisationsrichtung liegt! Für das Intensitätsverhältnis folgt aus Gln. 66 und 67

$$\frac{I_{max}}{I_{min}} = \frac{(1 + \cos \phi)}{(1 - \cos \phi)} \quad (68)$$

bzw.

$$\cos \phi = \frac{\left(\frac{I_{max}}{I_{min}} - 1\right)}{\left(\frac{I_{max}}{I_{min}} + 1\right)} \quad (69)$$

Beachten Sie bitte, daß aus Gl. 69 nicht hervorgeht, ob ϕ positiv oder negativ ist. Eindeutigkeit liefert erst die Definition von ϕ (Gl. 43), die jeweils nur eine physikalisch sinnvolle Lösung zuläßt.