

Versuch 19: Fresnelsche Formeln

In diesem Versuch werden die Polarisation von Licht und die Lichtintensitäten des einfallenden, reflektierten und gebrochenen Lichtstrahls an einer Glasplatte untersucht. Das Verhältnis der Intensitäten lässt sich durch die Fresnelschen Formeln beschreiben, die für den Fall vernachlässigbarer Lichtabsorption experimentell überprüft werden sollen.

Vorkenntnisse

Elektromagnetische Wellen – Maxwell'sche Gleichungen – Polarisation – Brechungsindex – Permittivität ϵ , Permeabilität μ und deren Beziehung zum Brechungsindex – Fresnelsche Formeln – Reflexions- und Transmissionskoeffizient – Snelliussches Brechungsgesetz – Reflexionsgesetz – Totalreflexion – Brewster-Winkel – Methoden der Polarisierung von Licht – Methoden zur Bestimmung des Brechungsindex

Literatur

L. Bergmann, C. Schaefer – Lehrbuch der Experimentalphysik Band 3: Optik

W. Demtröder – Experimentalphysik 2: Elektrizität und Optik

...

Physikalische Grundlagen

Licht als elektromagnetische Welle

Aus Experimenten zur Beugung und Interferenz, Dispersion und Reflexion folgt, dass Licht Welleneigenschaften hat. Seine Polarisierbarkeit zeigt, dass es sich bei Licht (in isotropen Medien) um eine Transversalwelle handeln muss, d.h. Ausbreitungsrichtung und Auslenkungsrichtung stehen senkrecht zu einander. Man findet, dass Licht dieselben Eigenschaften wie Radiowellen und insbesondere dieselbe Geschwindigkeit $c_0 = \sqrt{1/(\epsilon_0 \cdot \mu_0)}$ im Vakuum besitzt, wobei ϵ_0 die Dielektrizitätskonstante und μ_0 die Permeabilitätskonstante sind. Daraus kann gefolgert werden, dass Licht ebenfalls eine elektromagnetische Welle ist. Die Wellenlänge λ von Licht im sichtbaren Bereich beträgt $0,38 \mu\text{m} - 0,76 \mu\text{m}$, was einem Frequenzbereich von $\nu = c_0/\lambda \approx (3,9 - 7,9) \times 10^{14}$ Hz entspricht.

Sinusförmige Variationen der elektrischen Feldstärke \vec{E} sind gekoppelt an sinusförmige Variationen der magnetischen Feldstärke \vec{H} und bewegen sich mit der Geschwindigkeit c_0 durch den leeren Raum. Die Lichtgeschwindigkeit im mit Materie erfüllten Raum ist $c = c_0/n$, wobei sich der Brechungsindex n über $n = \sqrt{\epsilon_r \cdot \mu_r}$ berechnet. ϵ_r bezeichnet die relative Permittivität, μ_r die relative Permeabilität. Die über die Maxwell-Gleichungen verknüpften Feldvektoren \vec{E} und \vec{H} stehen dabei in jedem Punkt senkrecht aufeinander. Ihre Beträge sind zueinander proportional mit

$$|\vec{H}| = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} \cdot |\vec{E}|. \quad (1)$$

Hierbei ist $\varepsilon = \varepsilon_0 \varepsilon_r$ und $\mu = \mu_0 \mu_r$. Es genügt daher, zur Charakterisierung der Lichtwelle nur einen dieser Vektoren zu verwenden. Meist wird \vec{E} gewählt. Der Betrag $|\vec{E}_0|$ heißt Amplitude der Lichtwelle. Ihre Intensität ergibt sich aus dem Poynting-Vektor \vec{S}

$$\vec{S} = \vec{E} \times \vec{H}. \quad (2)$$

der eine Strahlungsflussdichte darstellt. Mit Gleichung (1) folgt

$$|\vec{S}| = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} \cdot |\vec{E}|^2. \quad (3)$$

Der zeitliche Mittelwert von \vec{S} ist die Intensität I , also

$$I = \frac{1}{T} \cdot \int_0^T |\vec{S}| \, dt = \frac{1}{T} \cdot \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} \cdot \int_0^T |\vec{E}|^2 \, dt = \frac{1}{2} \cdot \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} \cdot |\vec{E}_0|^2. \quad (4)$$

Die Intensität ist demnach proportional zum Quadrat der Amplitude der Welle.

Polarisiertes Licht

Die Transversalität der Lichtwelle impliziert ihre Polarisierbarkeit. In diesem Zusammenhang werden folgende Begriffe und Definitionen verwendet:

Schwingungsebene: Ebene, die von \vec{E} und dem Vektor der Ausbreitungsgeschwindigkeit \vec{v} aufgespannt wird.

Polarisationsebene: Ebene, die von \vec{H} und dem Vektor der Ausbreitungsgeschwindigkeit \vec{v} aufgespannt wird. Sie steht senkrecht zur Schwingungsebene.

Einfallsebene: Ebene, die durch das Lot auf die Grenzfläche mit dem einfallenden und dem reflektierten Strahl gebildet wird.

Linear polarisiertes Licht: Der elektrische Feldvektor der Lichtwelle schwingt in einer Ebene senkrecht zur Ausbreitungsrichtung (Strahlrichtung) stets in der gleichen Richtung.

Zirkular polarisiertes Licht: Der Feldvektor \vec{E} verändert während des Fortschreitens der Lichtwelle kontinuierlich seine Richtung, die Amplitude verändert sich dabei nicht.

Elliptisch polarisiertes Licht: Der Feldvektor \vec{E} verändert während des Fortschreitens der Lichtwelle sowohl seinen Betrag als auch seine Richtung.

Allgemein lässt sich polarisiertes Licht in zwei zueinander senkrecht stehende linear polarisierte Wellen zerlegen. Besteht zwischen diesen Komponenten keine Phasendifferenz, so ergibt sich als resultierende Welle wieder eine linear polarisierte Welle, deren Richtung durch das Amplitudenverhältnis der beiden ursprünglichen Wellen festgelegt ist. Sind die Amplituden der Teilwellen gleich und beträgt die Phasendifferenz $\pi/2$, ist die resultierende Welle zirkular polarisiert. Alle übrigen Kombinationen von Amplitudenverhältnis und Phasendifferenz ergeben elliptisch polarisiertes Licht.

Natürliches Licht ist unpolarisiert, d.h. es enthält zugleich alle möglichen Polarisationsrichtungen. Mit Hilfe eines Polarisationsfilters kann man eine bestimmte Polarisationsrichtung herausfiltern. Liegt die Schwingungsebene des Lichts im Winkel ϕ gegenüber der Durchlassrichtung des Polarisationsfilters, so lässt dieser nur die Vektorkomponente in diese Richtung passieren.

Brechung und Reflexion

Wenn die Absorption vernachlässigt wird, teilt sich ein auf eine Grenzfläche zwischen zwei Medien auftreffender Lichtstrahl in einen reflektierten und einen gebrochenen Strahl auf. Für die auftretenden Winkel gelten dabei das Reflexionsgesetz

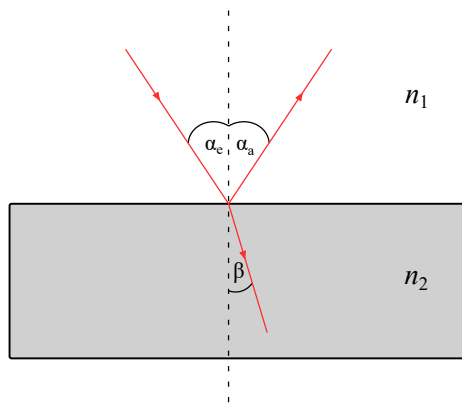
$$\alpha_e = \alpha_a = \alpha \tag{5}$$

sowie das Snelliussche Brechungsgesetz

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{c_1}{c_2} = n = \frac{n_2}{n_1} \tag{6}$$

mit $n > 1$ beim Übergang in das optisch dichtere Medium ($c_2 < c_1$) bzw. $n < 1$ im umgekehrten Fall.

Für die Amplituden des reflektierten und gebrochenen Strahls gelten die Fresnelschen Formeln, die im Folgenden angegeben sind. Sie geben die Verhältnisse von durchgehender und einfallender bzw. von reflektierter und einfallender Komponente des elektrischen Feldvektors an, die als Reflexionskoeffizient ρ und Transmissionskoeffizient σ ausgedrückt werden.

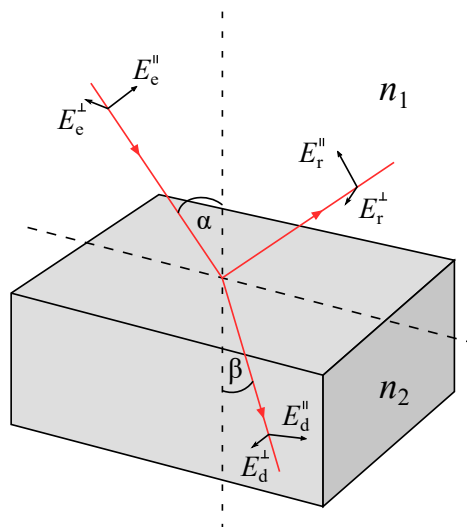


$$\rho^\perp = \frac{E_r^\perp}{E_e^\perp} = -\frac{\sin(\alpha - \beta)}{\sin(\alpha + \beta)} = \frac{1 - n \cdot \frac{\cos \beta}{\cos \alpha}}{1 + n \cdot \frac{\cos \beta}{\cos \alpha}} \tag{7}$$

$$\sigma^\perp = \frac{E_d^\perp}{E_e^\perp} = \frac{2 \cdot \sin \beta \cdot \cos \alpha}{\sin(\alpha + \beta)} = \frac{2}{1 + n \cdot \frac{\cos \beta}{\cos \alpha}} \tag{8}$$

$$\rho^\parallel = \frac{E_r^\parallel}{E_e^\parallel} = -\frac{\tan(\alpha - \beta)}{\tan(\alpha + \beta)} = \frac{n - \frac{\cos \beta}{\cos \alpha}}{n + \frac{\cos \beta}{\cos \alpha}} \tag{9}$$

$$\sigma^\parallel = \frac{E_d^\parallel}{E_e^\parallel} = \frac{2 \cdot \sin \beta \cdot \cos \alpha}{\sin(\alpha + \beta) \cos(\alpha - \beta)} = \frac{2}{n + \frac{\cos \beta}{\cos \alpha}} \tag{10}$$



Die Indizes haben dabei folgende Bedeutung: e: einfallender, r: reflektierter und d: durchgehender Strahl, \perp : \vec{E} schwingt senkrecht zur Einfallsebene, \parallel : \vec{E} schwingt parallel zur Einfallsebene.

Anmerkung: Im Kolloquium wird nicht das Ausschreiben dieser Formeln gefragt. Vollziehen Sie stattdessen die Kurvenverläufe nach und überlegen Sie sich, welche physikalischen Gesetzmäßigkeiten und Randbedingungen zu ihrer Herleitung nötig sind.

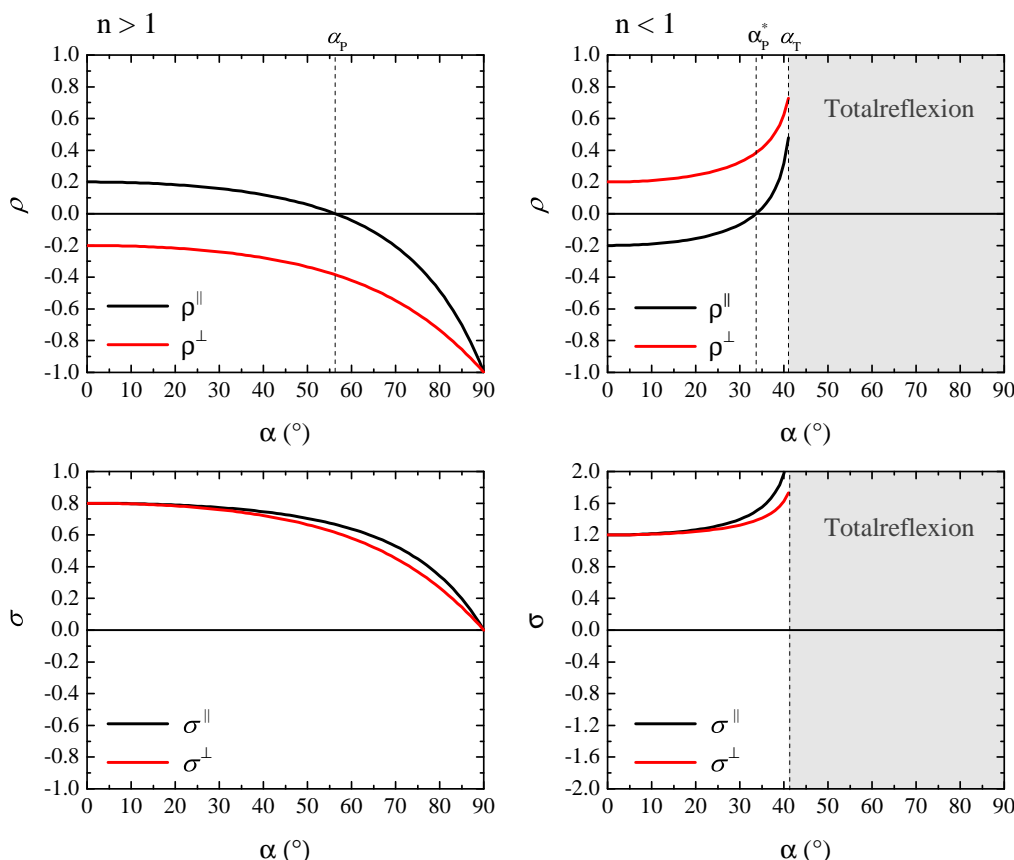


Abb. 1: Reflexionskoeffizienten $\rho = E_r/E_e$ und Transmissionskoeffizienten $\sigma = E_d/E_e$ in Abhängigkeit des Einfallswinkels α für parallel und senkrecht zur Einfallsebene polarisiertes Licht. Auf der linken Seite sind die Verläufe für den Übergang vom optisch dünneren ($n_1 = 1$) in das optisch dichtere Medium ($n_2 = 1,5$) dargestellt, auf der rechten Seite für den Übergang vom optisch dichteren ($n_1 = 1,5$) in ein optisch dünneres Medium ($n_2 = 1$). Die Winkel α_p , α_p^* und α_T kennzeichnen jeweils den Brewster-Winkel und den Grenzwinkel der Totalreflexion (siehe nachfolgendes Kapitel „Spezialfälle der Fresnelschen Formeln“). *Warum sind im Fall $n < 1$ für σ^\perp und σ^\parallel auch Werte > 1 möglich? Welche Bedeutung haben negative Transmissions- und Reflexionskoeffizienten?*

Spezialfälle der Fresnelschen Formeln

Aus den Fresnelschen Formeln ergeben sich zwei wichtige Spezialfälle, die im Folgenden näher erläutert werden sollen.

Totalreflexion

Zunächst wird der Fall $n < 1$ betrachtet. Hier tritt das Licht vom optisch dichteren Medium (c_1) in das optisch dünnere Medium ($c_2 > c_1$) über. Man erkennt bereits am Snelliusschen Brechungsgesetz, dass für den Einfallswinkel ein Grenzwert α_T existiert, für den das Licht gerade noch gebrochen wird. Für größere Einfallswinkel wird alles Licht reflektiert (Totalreflexion). Für Luft als optisch dünneres Medium gilt

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{n_2}{n_1} \approx \frac{1}{n_1} = n' \quad \Rightarrow \quad \sin \beta = n_1 \cdot \sin \alpha \leq 1 \quad \Rightarrow \quad \sin \alpha_T = \frac{1}{n_1} = n'. \quad (11)$$

Die Totalreflexion wird in Refraktometern (siehe z.B. L. Bergmann, C. Schaefer, Lehrbuch der Experimentalphysik Band 3: Optik) zur bequemen Bestimmung des Brechungsindex verwendet.

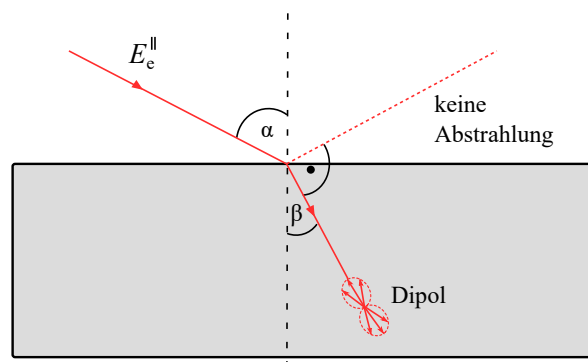
Brewster-Winkel

Beim Einfallswinkel $\alpha = \alpha_P$, dem Brewster-Winkel, wird die parallel zur Einfallsebene schwingende Komponente des reflektierten Lichts E_r^{\parallel} gleich Null, d.h. E_e^{\parallel} dringt vollständig in das Medium ein. Fällt unpolarisiertes Licht unter dem Brewster-Winkel ein, so findet man in der Reflexion senkrecht zur Einfallsebene (also vollständig) polarisiertes Licht. Der durchgehende Strahl beinhaltet neben der Parallel- auch einen Teil der Senkrechtkomponente des einfallenden Lichts, es handelt sich daher um teilweise polarisiertes Licht. Nach den Fresnelschen Formeln lautet die Bedingung für α_P

$$\alpha_P + \beta_P = \pi/2 \tag{12}$$

oder mit dem Brechungsgesetz $\tan(\alpha_P) = n$. Für den Fall des Brewster-Winkels stehen also reflektierter und gebrochener Strahl senkrecht aufeinander.

Die Ursache für das Verhalten des Lichts bei der Brechung sowie beim Auftreffen unter dem Brewster-Winkel lässt sich folgendermaßen erklären: Geht man von einer Streuung des einfallenden Lichts an den Atomen des zweiten Mediums aus, so folgen die Atomelektronen dem elektrischen Feld der Lichtwelle, werden also zu Schwingungen angeregt. Die Abstrahlcharakteristik der Elektronen entspricht der eines elektrischen Dipols (siehe rechts), der allerdings in Richtung des reflektierten Strahls keine Intensität besitzt. Zwischen erregender und erregter Schwingung tritt zudem eine Phasenverschiebung auf, das heißt die Elektronen strahlen das Licht gegenüber der einfallenden Welle verzögert ab. Insgesamt ergibt sich dann eine geringere Geschwindigkeit der Welle im Medium, also die Brechung.



Auch die normale und die anomale Dispersion sind in diesem Bild verständlich: Die erwähnte Phasendifferenz hängt von der Frequenz ab, somit wird die Fortpflanzungsgeschwindigkeit und der Brechungsindex wellenlängenabhängig (Dispersion). Stimmt die Frequenz der einfallenden Welle mit einer Eigenfrequenz der schwingenden Elektronen überein (Resonanz), wird die Welle maximal absorbiert und es tritt anomale Dispersion auf. Der Lichteinfall unter dem Brewster-Winkel kann zum Beispiel zur Polarisation des Lichts oder zur Bestimmung des Brechungsindex n genutzt werden.

Methoden zur Erzeugung von linear polarisiertem Licht

Reflexion und gewöhnliche Brechung

Bei Einfall unter dem Brewster-Winkel ist das von einer Glasplatte reflektierte Licht vollständig, das durchgehende Licht teilweise polarisiert. Zur praktischen Verwendung ist jedoch die reflektierte Komponente zu schwach. Um die lichtstarke durchgehende Komponente vollständig(er) zu polarisieren, lässt man an einem Glasplattensatz den Vorgang der Reflexion und Brechung

unter dem Brewster-Winkel wiederholt ablaufen. Nach den Fresnelschen Formeln gilt für $\alpha = \alpha_p$, $\beta = 90^\circ - \alpha$ für die 1. Grenzfläche

$$E_d^\parallel = \frac{1}{n_2} \cdot E_e \quad , \quad E_d^\perp = \frac{2}{1+n^2} \cdot E_e \quad , \quad E_e = E_e \text{ (unpolarisiert)}. \quad (13)$$

Damit folgt für den Polarisationsgrad

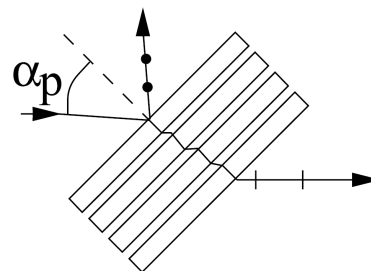
$$Q = \frac{(1+n^2)^2 - (2 \cdot n)^2}{(1+n^2)^2 + (2 \cdot n)^2}. \quad (14)$$

Nach der 2. Grenzfläche (1. Platte) ist

$$Q_1 = \frac{(1+n^2)^4 - (2 \cdot n)^4}{(1+n^2)^4 + (2 \cdot n)^4} \quad (15)$$

und allgemein nach m Platten

$$Q_m = \frac{(1+n^2)^{4m} - (2 \cdot n)^{4m}}{(1+n^2)^{4m} + (2 \cdot n)^{4m}}. \quad (16)$$

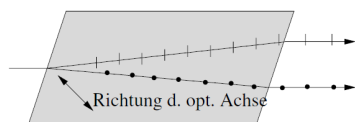


Zum Beispiel ergibt sich für $n = 3/2$ nach einer Platte

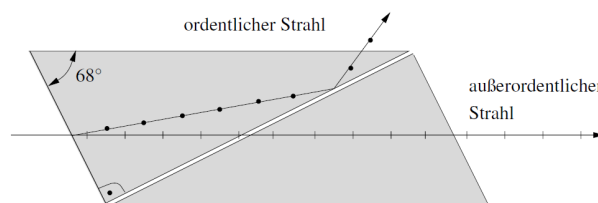
$Q_1 = 0,16$, nach zwei Platten $Q_2 = 0,31$, nach 5 Platten $Q_5 = 0,66$ usw. Q nähert sich mit zunehmender Plattenzahl asymptotisch dem Wert 1, was einer vollständigen Polarisation entspricht.

Doppelbrechung und Dichroismus

Alle nicht amorphen und nicht kubisch kristallinen Substanzen sind *optisch anisotrop*. In Richtung der optischen Achse ist die Lichtgeschwindigkeit für Licht aller Polarisationsrichtungen gleich. Fällt Licht verschiedener Polarisation also *nicht* in Richtung der optischen Achse ein, so pflanzt es sich in verschiedenen Kristallrichtungen mit verschiedenen Geschwindigkeiten fort. Bei optisch einachsigen Kristallen (nur eine einzige optische Achse) ergeben sich dadurch zwei mögliche Ausbreitungsrichtungen: Der Feldvektor \vec{E} des ordentlichen Strahls (o) schwingt senkrecht zur von optischer Achse und Einfallrichtung aufgespannten Ebene (Einfallsebene); dieser Strahl gehorcht dem Brechungsgesetz nach Snellius. Für den außerordentlichen Strahl (ao), dessen Feldvektor parallel zur Einfallsebene schwingt, ist das Brechungsgesetz zunächst nicht allgemein gültig. Der Brechungsindex des ao-Strahls ist zudem abhängig von der Einfallrichtung. Wegen ihrer verschiedenen Geschwindigkeiten und damit auch verschiedenen Brechungsindizes treten die beiden Strahlen räumlich versetzt aus dem Kristall aus.



Doppelbrechung



Nicol'sches Prisma

Das Nicolsche Prisma nutzt diese Erscheinung zur Herstellung von linear polarisiertem Licht: Durch einen geeigneten Schnitt der Flächen und Zusammenkitten zweier Kristallteile mit einem Kitt passenden Brechungsindex erreicht man, dass der ao-Strahl ($n_{ao} > n_o$, $n_{ao} = n_{Kitt}$) das

Prisma ohne Richtungsänderung verlässt, während der o-Strahl ($n_o < n_{\text{Kitt}}$) an der Kittfläche totalreflektiert und von der geschwärzten Seitenfläche absorbiert wird.

Liegt in einem doppelbrechenden Material zusätzlich Dichroismus vor, so besitzt es ein für o- und ao-Strahl unterschiedliches Absorptionsvermögen. Dieses Phänomen kann zur Polarisierung verwendet werden, wenn einer der beiden Strahlen nahezu vollständig absorbiert wird. In optisch isotropen Stoffen kann Doppelbrechung künstlich erzeugt werden, zum Beispiel durch Spannungsdoppelbrechung oder durch elektromagnetische Felder.

Polarisationsfilter

Heutzutage werden vorwiegend künstlich hergestellte Polarisationsfilter verwendet. In eine Trägerschicht werden anisotrope Moleküle gleichmäßig orientiert eingelagert. Dies gelingt zum Beispiel, indem man sie vor dem Aushärten der Schicht mit Hilfe starker elektrischer Felder (Kerr-Effekt) einheitlich ausrichtet. Die Trägerschicht wird dann so eingefärbt, dass eine der beiden polarisierten Komponenten absorbiert wird.

Vorbereitende Aufgaben

Berechnen Sie ausgehend von den Maxwell-Gleichungen bzw. den Fresnelschen Formeln (Gleichungen (7) bis (10)) in Vorbereitung auf den Versuch die folgenden Aufgaben:

1. Das Verhalten der Tangential- und Normalkomponenten der Felder \vec{E} , \vec{D} , \vec{B} und \vec{H} an Grenzflächen.
2. Den Reflexionskoeffizienten ρ und den Transmissionskoeffizienten σ für senkrechten Lichteinfall auf eine Grenzfläche (Medium n , $n_{\text{Luft}} \approx 1$). Betrachten Sie hierbei die Feldstärken, nicht die Intensitäten.
3. Bei welchem Brechungsindex n tritt bei einer Reflexion ein Phasensprung um 180° auf (Fallunterscheidungen $n \gtrless 1$, Polarisationsrichtung)?

Experiment

Versuchsaufbau und Justierung

Der Versuch ist gemäß der Abb. 2 aufgebaut. Nachdem der Lichtstrahl Blende und Polarisator passiert hat, trifft er auf die Glasplatte. Der reflektierte Strahl wird dann gebündelt und die Intensität über ein Photoelement gemessen. Der Winkel α beschreibt den Winkel zwischen optischer Achse und der Normalen der Platte (= Einfallswinkel). Er kann aus γ , dem Winkel zwischen optischer Achse und reflektiertem Strahl, über

$$\alpha = \frac{180^\circ - \gamma}{2} \quad (17)$$

berechnet werden. Führen Sie zur Justierung des Strahlenganges die folgenden Punkte durch.

1. Grundeinstellung

Bilden Sie die Glühlampe der Lampe bei zunächst geradlinigem Strahlenverlauf ($\gamma = 0^\circ$) auf das Photoelement ab. Ordnen Sie die Lampe und das Objektiv so an, dass die Glasplatte und der Polarisator von Parallelstrahlen durchsetzt werden. Das Bild der Wendel sollte deutlich kleiner sein als die Fassung des Photoelements. Stellen Sie die Drehachse der Glasplatte so ein, dass sie möglichst genau mit der Achse des Nachweissystems zusammenfällt. Überprüfen Sie, ob die Abbildung der Wendel bei allen Winkeln γ in der Mitte des Photoelements liegt.

2. Prüfung der Linearität der Photozelle und Einstellen des Messgeräts

Da im Folgenden Intensitäten verglichen werden sollen, muss die Photozelle während der gesamten Versuchsdurchführung im linearen Bereich arbeiten, d.h. sie darf also nicht zu stark belichtet werden. Gleichzeitig soll die maximal mögliche Lichtintensität eingestellt werden.

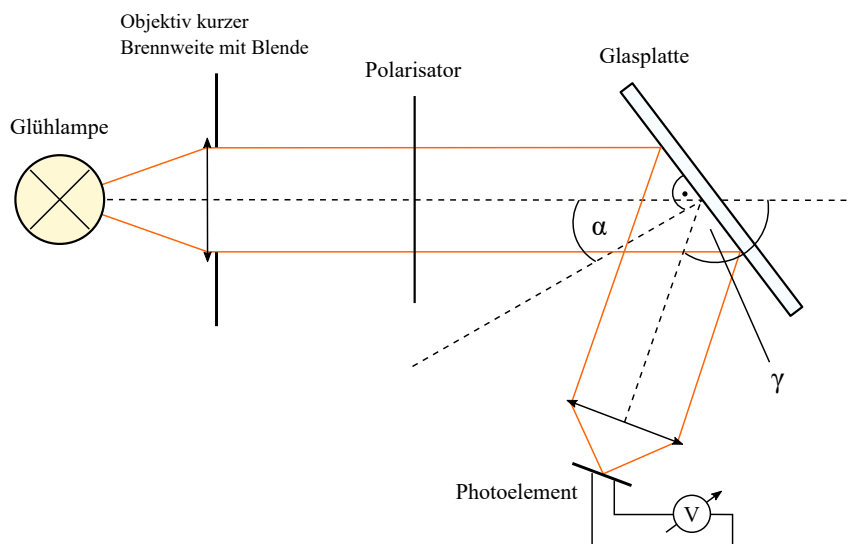


Abb. 2: Schematische Darstellung des Versuchsaufbaus. Licht einer Glühlampe fällt auf eine Glasscheibe. Mit Hilfe eines Photoelements kann die reflektierte und transmittierte Lichtintensität I relativ zu einer Referenzintensität ohne Glasplatte I_0 gemessen werden. Das Photoelement kann in einem Winkel γ von der optischen Achse wegbewegt werden, um winklabhängige Intensitätsverläufe vermessen zu können.

Drehen Sie die Blende stufenweise zu und beachten Sie die Markierungen am Objektiv (die Blende rastet bei jeder Einstellung mit einem leisen Klicken ein). Tragen Sie die gemessenen Photospannungen *sofort* in einem Diagramm graphisch als Funktion der Blendenstufe auf. Wählen Sie anhand der Messwerte eine geeignete Blendenstufe aus, für die die Photozelle möglichst linear arbeitet. *Verändern Sie den am Multimeter eingestellten Messbereich nun nicht mehr.*

3. Auffinden der Polarisationsrichtungen des Polarisators

Stellen Sie für einen Einfallswinkel $\alpha > 0^\circ$ die minimale und maximale am Multimeter angezeigte Spannung ein, indem Sie den Polarisator drehen. Messen Sie dazu das reflektierte Licht. Zum Bestimmen der Polarisationsrichtungen empfiehlt es sich, bei einem festen Winkel α die Intensität des reflektierten Lichts als Funktion des Polarisatorwinkels in 10° -Schritten aufzutragen. *Welchen Schwingungsrichtungen entsprechen die Polarisations Einstellungen mit minimaler und maximaler Intensität?*

Versuchsaufgaben

1. Messung des relativen Intensitätsverlaufs für den reflektierten Strahl

Nehmen Sie den relativen Intensitätsverlauf I/I_0 des reflektierten Lichts als Funktion des Einfallswinkels α auf. I_0 ist hierbei die Intensität ohne Glasplatte bei einer Detektoreinstellung von $\gamma = 0^\circ$ ($\alpha = 90^\circ$). Mit I wird die am Multimeter angezeigte Intensität (Photospannung) bezeichnet. Verschieben Sie für die Aufnahme eines Messwerts Glasplatte und Detektor so, dass der Reflex der Platte unter einem von Null verschiedenen Winkel γ auf die Photozelle auftrifft. Der Einfallswinkel α kann aus dem Detektorwinkel γ über Gl. (17) berechnet werden (s. Abb. 2). Führen Sie die Messung für parallel und senkrecht zur Einfallsebene polarisiertes Licht durch. Tragen Sie die Messreihen graphisch auf und vergleichen Sie Ihre Ergebnisse mit den aus den Fresnelschen Formeln erwarteten Ergebnissen.

2. Messung des relativen Intensitätsverlaufs für den transmittierten Strahl

Nehmen Sie nun analog zu 1. den relativen Intensitätsverlauf I/I_0 des transmittierten Lichts auf. Belassen Sie den Detektor bei der Einstellung $\gamma = 0^\circ$ und drehen Sie die Glasplatte schrittweise. Der Einfallswinkel α kann in diesem Fall direkt mit Hilfe der Winkelscheibe abgelesen werden. Führen Sie auch in diesem Versuchsteil die Messungen für parallel und senkrecht polarisiertes Licht durch. Tragen Sie die Messreihen graphisch auf und vergleichen Sie Ihre Ergebnisse mit den aus den Fresnelschen Formeln erwarteten Ergebnissen.

Insgesamt sollten sich aus den ersten zwei Versuchsaufgaben vier Messreihen ergeben.

3. Bestimmung des Brechungsindex der Glasplatte

Bestimmen Sie den Brechungsindex der Glasplatte auf zwei Arten:

- (a) aus dem Brewster-Winkel und
- (b) aus dem Transmissionskoeffizienten bei senkrechtem Einfall an einer planparallelen Glasplatte:

$$\sigma^2 \propto T = \frac{I_d^\perp}{I_e^\perp} = \frac{2n}{n^2 + 1}. \quad (18)$$

Lösungsansätze zur Herleitung von Gl. (18) finden sich zum Beispiel in W. Demtröder, Experimentalphysik 2: Elektrizität und Optik oder L. Bergmann, C. Schaefer, Lehrbuch der Experimentalphysik Band 3: Optik.

4. Messung des Polarisationsgrades

Bestimmen Sie den Polarisationsgrad Q des transmittierten Lichts bei unpolarisiertem einfallenden Licht über

$$Q = \left| \frac{I^{\parallel} - I^{\perp}}{I^{\parallel} + I^{\perp}} \right| \quad (19)$$

für $\alpha = 0^\circ$ und $\alpha = \alpha_P$. Bringen Sie dazu den Analysator jetzt nach der Glasplatte in den Strahlengang.