

Optik und Licht

Jan Krieger

2. März 2005

INHALTSVERZEICHNIS

| | | |
|----------|---|-----------|
| 1 | Elektromagnetische Wellen im Vakuum | 2 |
| 1.1 | Wellengleichung | 2 |
| 1.2 | Ebene Wellen | 2 |
| 1.3 | Polarisation ebener Wellen | 3 |
| 2 | Elektromagnetische Wellen in Materie | 5 |
| 2.1 | Brechungsindex | 5 |
| 2.2 | Streuung | 6 |
| 2.3 | Phänomene an Grenzflächen | 7 |
| 2.3.1 | Brechung und Reflektion | 7 |
| 2.3.2 | Brewster-Winkel | 8 |
| 2.3.3 | Totalreflektion | 8 |
| 2.3.4 | Phasenänderung bei Reflektion | 9 |
| 2.4 | Anisotrope Medien | 9 |
| 2.4.1 | Brechungsindex-Ellipsoid | 9 |
| 2.4.2 | Doppelbrechung | 10 |
| 2.4.3 | Polarisationsdreher ($\lambda/2$ -Plättchen) | 11 |
| 3 | Geräte für optische Versuche | 12 |
| 3.1 | Pockels-Zelle | 12 |
| 3.1.1 | Elektro-optischer Effekt | 12 |
| 3.1.2 | Pockels-Zelle | 13 |
| 3.2 | Akustooptischer Modulator | 13 |

KAPITEL 1

Elektromagnetische Wellen im Vakuum

1.1 Wellengleichung

Man geht von den Maxwell-Gleichungen des ladungs- und stromfreien Vakuums ($\rho = 0$; $\vec{j} = 0$) aus und wendet jeweils von links den Rotationsoperator $\vec{\nabla} \times$ an:

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}; \quad \vec{\nabla} \times \vec{B} = \epsilon_0 \mu_0 \cdot \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (1.1)$$

Aus der ersten Gleichung in (1.1) erhält man dann für deren rechte Seite:

$$\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{E} = -\vec{\nabla} \times \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial t} (\vec{\nabla} \times \vec{B}) = -\epsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \quad (1.2)$$

Für den Term $\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{E}$ gilt:

$$\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{E} = \vec{\nabla} (\vec{\nabla} \cdot \vec{E}) - \vec{\nabla} \cdot (\vec{\nabla} \vec{E}) \quad (1.3)$$

Im Ladungsfreie Raum gilt $\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \rho / \epsilon_0 = 0$. Außerdem ist $\text{div grad} = \vec{\nabla} \cdot \vec{\nabla} = \Delta$. Damit erhält man die folgende Wellengleichung für das \vec{E} -Feld:

$$\Delta \vec{E} = \epsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \quad (1.4)$$

Betrachtet man nur ebene Wellen, mit Ausbreitung in z-Richtung, so vereinfacht sich (1.4) zu ($\epsilon_0 \mu_0 = 1/c^2$):

$$\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial z^2} = \frac{1}{c^2} \cdot \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \quad (1.5)$$

1.2 Ebene Wellen

Die ebenen Wellen bilden eine spezielle Lösung von (1.5). Sie werden beschrieben durch:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0 \cdot e^{i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})}; \quad k = \frac{2\pi}{\lambda}; \quad \omega = 2\pi \frac{c}{\lambda} \quad (1.6)$$

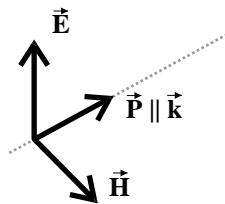
Das \vec{B} -Feld einer solchen Welle ist gegeben durch:

$$\vec{B} = \frac{1}{\omega} (\vec{k} \times \vec{E}) \quad (1.7)$$

Im Vakuum steht das Magnetfeld \vec{B} senkrecht auf dem \vec{E} -Feld und auf dem Wellenvektor \vec{k} . Im Vakuum gilt für seine Stärke:

$$|\vec{B}| = \frac{1}{c} |\vec{E}| \quad (1.8)$$

Die folgende Graphik verdeutlicht noch einmal die Zusammenhänge im Vakuum:



Die Energiedichte des EM-Feldes ist:

$$w_{em} = \frac{1}{2} \epsilon_0 (E^2 + c^2 B^2) \quad (1.9)$$

Im Vakuum ist dies wegen (1.8): $w_{em} = \epsilon_0 E^2$. Die **Intensität** oder Energiestromdichte beschreibt die Energie, die pro Zeiteinheit durch eine Fläche senkrecht zu \vec{k} mit der Geschwindigkeit c transportiert wird:

$$I = c \cdot \epsilon_0 \cdot E^2 \quad (1.10)$$

Für eine ebene Sinuswelle ergibt sich damit eine mittlere Intensität von:

$$\langle I(t) \rangle = \frac{1}{2} c \cdot \epsilon_0 \cdot E_0^2 \quad (1.11)$$

Die Richtung des Energieflusses wird durch den **Poynting-Vektor** \vec{P} angegeben:

$$\vec{P} = \vec{E} \times \vec{H} \quad (1.12)$$

Im Vakuum gilt $c^2 = 1/\mu_0\epsilon_0$ und damit:

$$\vec{P} = \epsilon_0 c^2 \cdot (\vec{E} \times \vec{B}) \quad (1.13)$$

Damit ist dann sein Betrag gleich der Intensität I . Die Einheit beider ist $[S] = [I] = 1 \frac{W}{m^2}$.

1.3 Polarisation ebener Wellen

Die Polarisation spezifiziert die Schwingung der Welle im Raum. Sie bezieht sich auf den Vektor \vec{E}_0 . Man unterscheidet verschiedene Polarisationsarten:

- **Lineare Polarisation:** Der Vektor \vec{E}_0 bleibt zeitlich konstant. Die Lichtwelle schwingt in einer Ebene. Die x - und y -Komponente von $\vec{E}(\vec{r}, t)$ schwingen in Phase (Phasenverschiebung 0). Siehe unten stehende Abbildung a)

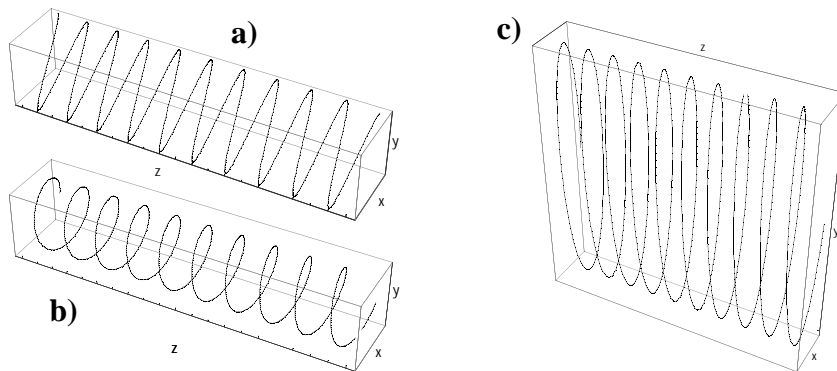
- **zirkulare Polarisation:** Der Vektor \vec{E}_0 rotiert in der Zeit, bleibt dabei aber gleich lang. Siehe unten stehende Abbildung b). Die beiden Komponenten E_x und E_y schwingen um einen Phasenfaktor $\pi/2$ versetzt:

$$E_x = E_0 \cdot e^{i(\omega t - kz)}; \quad E_y = E_0 \cdot e^{i(\omega t - kz + \pi/2)}$$

In Vektornotation kann man das auch schreiben als:

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = E_0 \cdot \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix} \cdot e^{i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})}$$

- **elliptisch polarisiertes Licht:** Ist die Phasenverschiebung nicht genau $\pi/2$, so läuft \vec{E} nicht auf einem Kreis, sondern auf einer Ellipse um. Siehe unten stehende Abbildung c).



KAPITEL 2

Elektromagnetische Wellen in Materie

2.1 Brechungsindex

In Materie ändert sich die Ausbreitungsgeschwindigkeit c des Lichtes. Dort ist sie:

$$c'(n) = \frac{c}{n} \quad (2.1)$$

Darin bezeichnet die Einheitenlose Größe n den Brechungsindex. Er ist dabei eine Funktion der Wellenlänge λ des Lichtes. Es gilt weiter folgender Zusammenhang mit der Dielektrizität des Mediums:

$$n = \sqrt{\epsilon}$$

Die Gleichung (2.1) gilt dabei nur für isotrope Medien. In anisotropen Medien wird n zu einem Tensor 2. Stufe, der die Geschwindigkeit des Lichtes in den unterschiedlichen Ausbreitungsrichtungen beschreibt. Genaugenommen betrachtet man in diesem Fall den Dielektrizitätseffizienten ϵ_{ij} .

Tritt eine EM-Welle in Materie ein, so werden die Atome dort zu Dipolschwingungen angeregt (Sekundärwellen), die zwar mit der gleichen Frequenz ω der Welle erfolgen, zu dieser aber phasenverschoben sind. Für einen Beobachter hinter dem Medium addieren sich diese Wellen dann zu einer neuen Welle auf, die immer noch mit der selben Frequenz schwingt, zur einfallenden Welle aber phasenverzögert ist. Im Medium muss sich die EM-Welle also langsamer als außerhalb ausgebreitet haben ($n > 1$ in (2.1)). Hierbei ändert sich nur die Wellenlänge, nicht die Frequenz der Strahlung!

$$c' = \frac{c}{n} = \omega \cdot \frac{\lambda}{2\pi}$$

Durchläuft eine EM-Welle ein Medium der Länge Δz , so benötigt sie darin nach (2.1) die zusätzliche Zeit

$$\Delta t = (n - 1) \cdot \frac{\Delta z}{c}. \quad (2.2)$$

Setzt man dies in (1.6) ein, so erhält man für die Welle nach Durchlaufen des Mediums ($k = \omega/c$):

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \cdot e^{i\omega(t-\Delta t-z/c)} = \vec{E}_0 \cdot e^{i\omega(t-z/c)} \cdot e^{-i\omega(n-1)\Delta z/c} \quad (2.3)$$

Der zweite Faktor ergibt also eine vom Material und dessen Dicke abhängige Phasenverzögerung um $\varphi = \omega(n - 1)\Delta z/c$.

Eigentlich muss der Brechungsindex als komplexe Zahl angesetzt werden:

$$n = n' - i\kappa \quad (2.4)$$

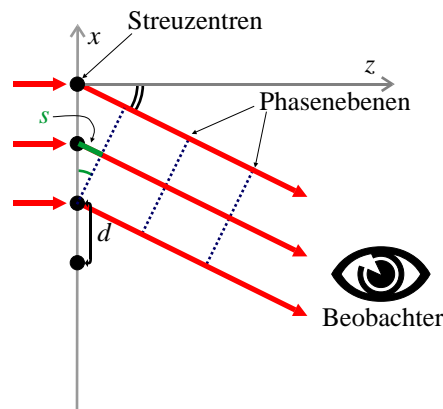
Dann beschreibt n' den schon bisher behandelten Brechungsindex und κ beschreibt eine Dämpfung der EM-Welle durch das Medium. Aus (2.3) wird dann:

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \cdot e^{i\omega(t-\Delta t-z/c)} = \vec{E}_0 \cdot e^{i\omega(t-z/c)} \cdot e^{-i\omega(n'-1)\Delta z/c} \cdot e^{-\omega\kappa\Delta z/c} \quad (2.5)$$

Der letzte Term $e^{-\omega\kappa\Delta z/c}$ beschreibt eine Dämpfung, die von der Länge des Mediums abhängt. Es gilt dann das Beer'sche Absorptionsgesetz für die Intensität (k_0 : Wellenzahl der Welle im Vakuum):

$$I = I_0 \cdot e^{-\alpha \cdot \Delta z}; \quad \alpha = \frac{4\pi\kappa}{\lambda_0} = 2k_0\kappa \quad (2.6)$$

2.2 Streuung



Jedes Streuzentrum (z.B. Atom) wird zu Dipolschwingungen angeregt. Dadurch bilden sich Sekundärwellen, die sich überlagern und so ein Interferenzmuster bilden. Ist in obiger Abbildung ist der Wegunterschied zwischen zwei benachbarten Strahlen $\Delta s = d \cdot \sin \alpha$. Daraus ergibt sich eine Phasenverschiebung $\Delta\varphi$ zwischen diesen Strahlen von:

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \Delta s = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot d \cdot \sin \alpha. \quad (2.7)$$

Ist diese Phasenverschiebung ein ungerades Vielfaches von π ($\pi, 3\pi, 5\pi, \dots$), so ist die Interferenz destruktiv und es ergeben sich Minima der Intensität ($\sin \alpha \approx \alpha$):

$$\alpha_{\min} = \left(n + \frac{1}{2} \right) \frac{\lambda}{d} \quad (2.8)$$

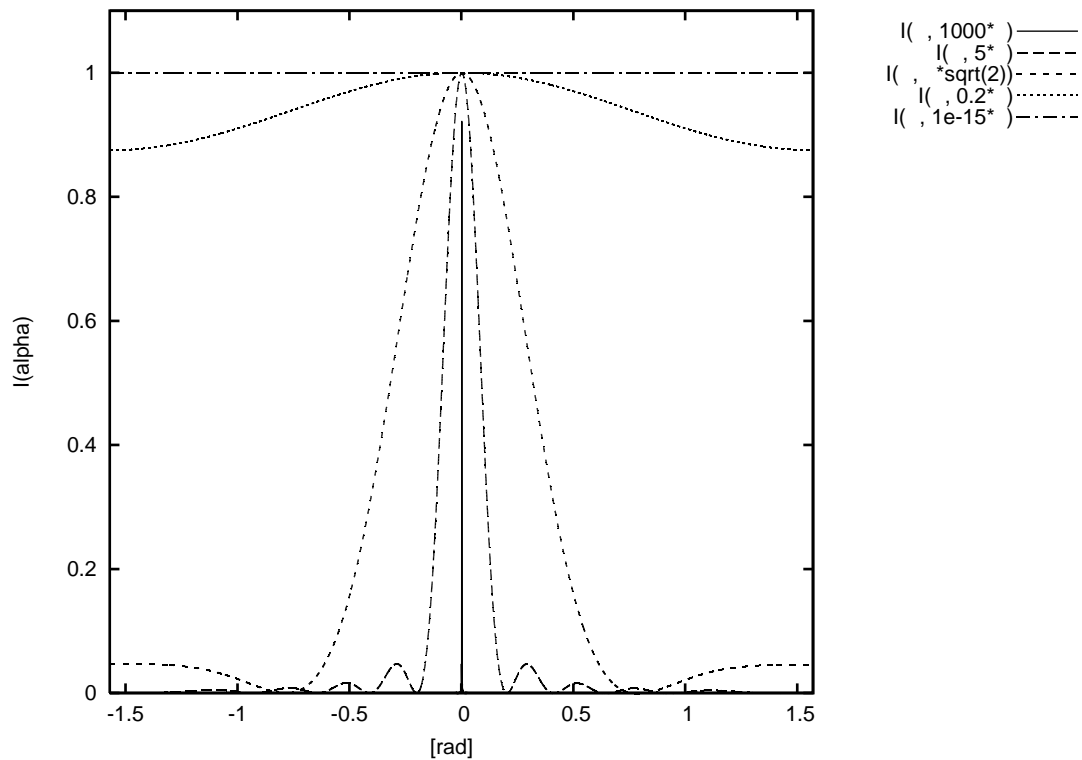
Für ganzzahlige Vielfache von π ($0, 2\pi, 4\pi, \dots$) erhält man Intensitätsmaxima:

$$\alpha_{\max} = n \cdot \frac{\lambda}{d} \quad (2.9)$$

Die Intensitätsverteilung ist eine sog. Spaltfunktion. Sie hat die folgende Form:

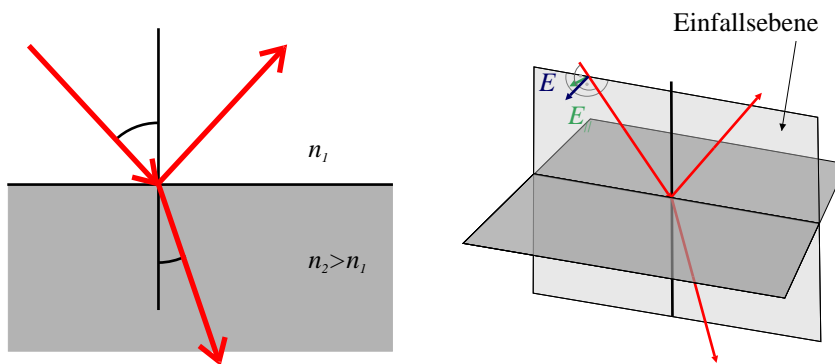
$$I(\alpha) = I_0 \cdot \frac{\sin^2(N\pi(d/\lambda) \sin \alpha)}{\sin^2(\pi(d/\lambda) \sin \alpha)} \quad (2.10)$$

Dabei ist N die Anzahl der Streuzentren. Die folgende Abbildung zeigt die Funktion in (2.10) für verschiedenen Parameter d und $N = 2$:



2.3 Phänomene an Grenzflächen

2.3.1 Brechung und Reflektion



An Grenzflächen gilt das Snellius'sche Brechungsgesetz:

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{n_2}{n_1} \quad (2.11)$$

Der Strahl wird beim Übergang in ein optisch dichteres Medium zum Lot hin gebrochen.

Für die folgenden Betrachtungen wird das \vec{E} - und \vec{B} -Feld der einfallenden ebenen Welle in eine Komponente senkrecht E_{\perp} und eine Komponente parallel E_{\parallel} zur Einfallsebene zerlegt.

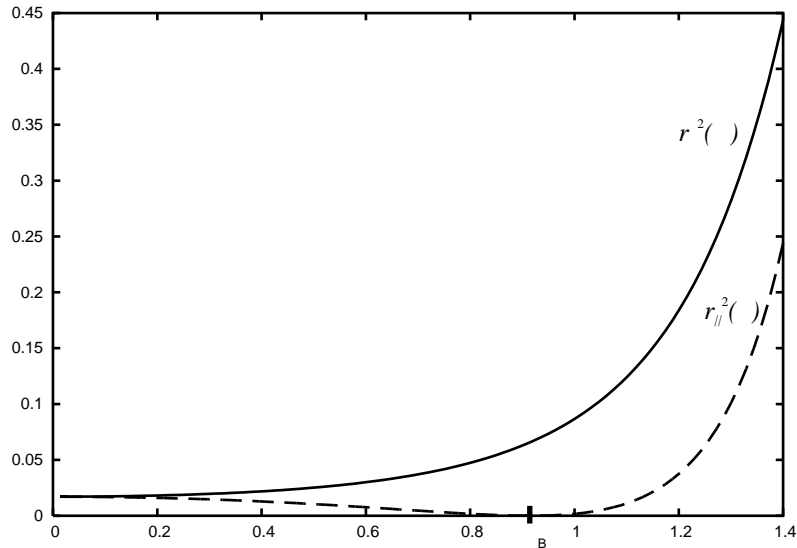
Für den Transmissionskoeffizienten τ_{\perp} und den Reflexionskoeffizienten ρ_{\perp} senkrecht zur Einfallsebene erhält man:

$$\tau_{\perp} = \frac{2 \sin \beta \cos \alpha}{\sin(\alpha + \beta)}; \quad \rho_{\perp} = -\frac{\sin(\alpha - \beta)}{\sin(\alpha + \beta)} \quad (2.12)$$

Die Koeffizienten parallel zur Einfallsebene lauten:

$$\tau_{\parallel} = \frac{2 \sin \beta \cos \alpha}{\sin(\alpha + \beta) \cdot \cos(\alpha - \beta)}; \quad \rho_{\parallel} = \frac{\tan(\alpha - \beta)}{\tan(\alpha + \beta)} \quad (2.13)$$

Reflexion $R(\alpha)$ und Transmission $T(\alpha)$ an der Grenzfläche ergeben sich dann als Quadrat der Koeffizienten in (2.12) und (2.13). Die folgende Grafik zeigt den Verlauf der Reflexion an einer Grenzfläche.



2.3.2 Brewster-Winkel

Wie man sieht hat $R_{\parallel}(\alpha)$ bei $\alpha = \alpha_B$ (Brewster-Winkel) ein Minimum. Das unter dem Brewster-Winkel reflektierte Licht ist also senkrecht zur Einfallsebene polarisiert. Man kann diesen Effekt für einfache Polarisatoren ausnutzen. Für den Brewster-Winkel gilt:

$$\tan \alpha_B = \frac{n_2}{n_1} \quad (2.14)$$

An einer Grenzfläche Glas-Luft ($n_1 = 1$, $n_2 = 1.5$) ist bei $\lambda = 600$ nm der Brewsterwinkel $\alpha_B = 56.3^\circ$.

2.3.3 Totalreflektion

Lässt man einen Lichtstrahl von einem optisch dichteren Medium in ein optisch dünneres Medium übertreten, so gibt es einen Punkt, ab dem nichts mehr transmittiert wird. Für diesen Grenzwinkel α_G gilt:

$$\sin \alpha_G = \frac{n_2}{n_1} \quad (2.15)$$

Man kann diesen Effekt z.B. für Lichtleiter ausnutzen. Dort ist der Kern optisch dünner als der Mantel und es kann so aufgrund des flachen Einstrahlwinkels und der daraus resultierenden Totalreflektion kein Licht austreten.

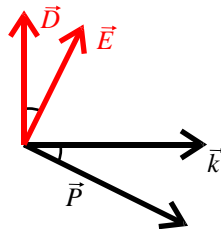
Analog zum quantenmechanischen Tunneleffekt dringt die Welle bei der Totalreflektion ein wenig in das optisch dünnere Medium ein. Darum kann man wieder eine Transmission erreichen, wenn man ein zweites Stück des optisch dichten Materials sehr nah an das erste heranzuführt. Die transmittierte Intensität hängt exponentiell vom Abstand der dichten Materialien ab.

2.3.4 Phasenänderung bei Reflektion

Bei der Reflektion an optisch dichteren Medien tritt für die zur Einfallsebene senkrechte Komponente der einfallenden Welle ein Phasensprung von π aus.

2.4 Anisotrope Medien

Für isotrope Medien wurde in 2.1 bereits die Phänomenologie beschrieben. In Anisotropen Medien ändern sich einige grundlegende Eigenschaften der eingestrahlten ebenen Welle: \vec{D} und \vec{E} sind nicht mehr parallel, ebenso sind \vec{k} und \vec{P} nicht mehr parallel. Der Energiefluss im Medium ist also nicht parallel zur Ausbreitungsrichtung der Welle. Alle diese vier Größen liegen aber in einer Ebene, da \vec{B} senkrecht auf ihnen allen stehen muss:



2.4.1 Brechungsindex-Ellipsoid

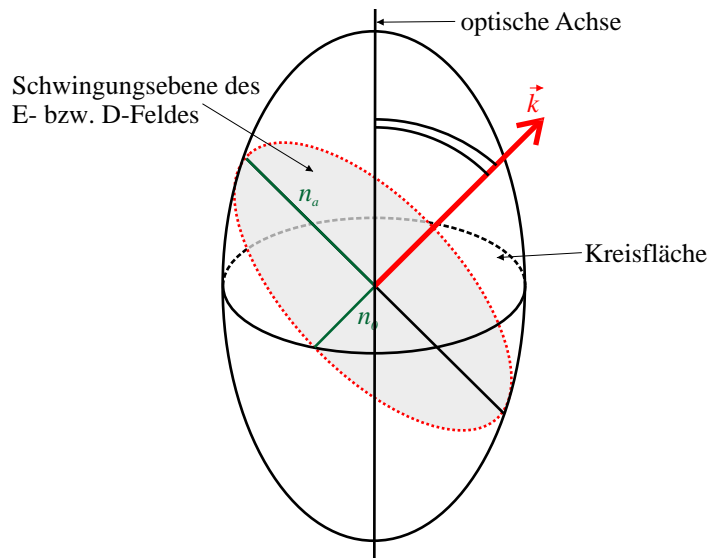
Ist das Medium anisotrop, so betrachtet man den Dielektrizitätstensor ϵ_{ij} , statt der Dielektrizitätszahl ϵ . Dann ist $\vec{D} = \epsilon_0 \cdot \underline{\underline{\epsilon}} \cdot \vec{E}$. Es lässt sich immer ein Koordinatensystem finden, in dem dieser Diagonalgestalt hat:

$$\underline{\underline{\epsilon}} = \begin{pmatrix} \epsilon_1 & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_2 & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_3 \end{pmatrix}; \quad n_1 = \sqrt{\epsilon_1}; \quad n_2 = \sqrt{\epsilon_2}; \quad n_3 = \sqrt{\epsilon_3} \quad (2.16)$$

Die Koeffizienten n_i nennt man Hauptwerte. Man kann den durch sie aufgespannten Brechungsindex-Ellipsoiden betrachten:

$$\frac{x^2}{n_1^2} + \frac{y^2}{n_2^2} + \frac{z^2}{n_3^2} = 1 \quad (2.17)$$

Die folgende Abbildung zeigt den Ellipsoiden:

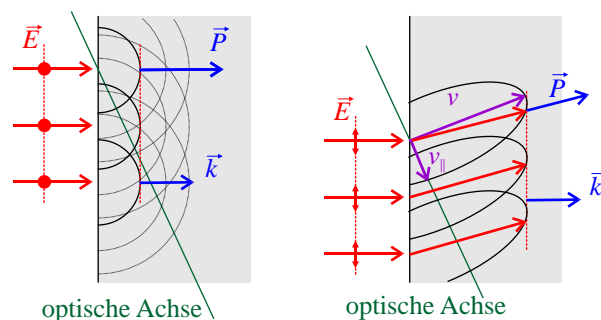


Ein ebene Welle geht durch den Indexellipsoiden in Richtung \vec{k} durch (siehe Abbildung). Es ist die Schnittfläche der ebene, auf der \vec{k} senkrecht steht eingezeichnet. Im allgemeinen Fall ist $n_1 \neq n_2 \neq n_3$. Der Ellipsoid ist damit nicht rotationssymmetrisch und es gibt zwei Richtungen von \vec{k} für die die Schnittfläche ein Kreis ist. Diese zwei Richtungen heißen optische Achsen. Ist der Kristall optisch einachsigen, so gilt $n_1 = n_2 \neq n_3$. Der Ellipsoid eines solchen Kristalles ist Rotationssymmetrisch um die n_3 -Achse. Man nennt den Kristall

- optisch positiv, falls $n_3 > n_1 = n_2$ und
- optisch negativ, falls $n_3 < n_1 = n_2$.

Wie in der Abbildung gezeigt kann man für einen optisch einachsigen Kristall den normalen Brechungsindex n_o und den außerordentlichen Brechungsindex n_a ablesen. Ist \vec{k} der einfallenden Welle parallel zur optischen Achse, so ist $n_o = n_a$, da die Schnittfläche ein Kreis ist. Der außerordentliche Brechungsindex ist als eine Funktion $n_a(\theta)$ des Winkels zwischen optischer Achse und \vec{k} der einfallenden Welle.

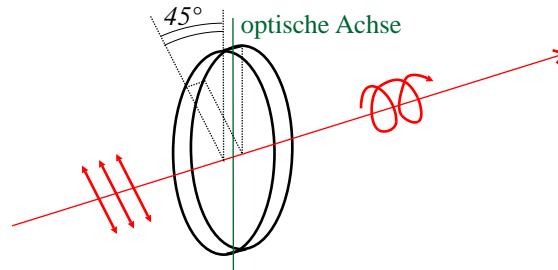
2.4.2 Doppelbrechung



In einem Kalkspatkristall spaltet sich ein einfallendes Lichtbündel in zwei Strahlen auf. Einen ordentlichen Strahl, der dem Snellius'schen Gesetz folgt und einen außerordentlichen. Dies kann man verstehen, wenn man die eben eingeführten Indexellipsoiden benutzt: Das \vec{E} -Feld des einfallenden Strahles hat Komponenten senkrecht und nicht-senkrecht zur Einfallsebene (siehe Abbildung). Steht das \vec{E} -Feld senkrecht zur optischen Achse, so „merkt“ es nichts von der Anisotropie des Mediums. Dies Ausbreitung ist dann normal, mit dem Brechungsindex n_o . Die zweite Komponente hingegen

ändert ihre Ausbreitungsrichtung aufgrund des anisotropen Mediums. Zusätzlich ergibt sich daraus, dass die beiden Strahlen zueinander senkrecht polarisiert sind. Mit diesem Effekt lassen sich Polarisatoren herstellen (Nicol'sches Prisma und Glan-Thompson-Polarisator).

Zirkularpolarisatoren ($\lambda/4$ -Plättchen)

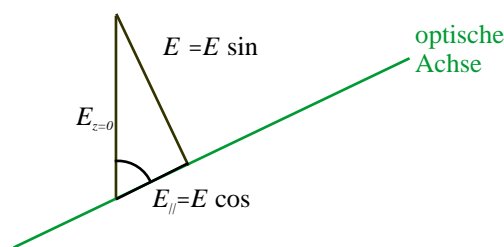


Stellt man einen doppelbrechenden Kristall so in linear polarisiertes Licht, dass die optische Achse und 45° zur Polarisationsrichtung steht, so wird das \vec{E} -Feld in zwei Komponenten aufgespalten, die die zwei unterschiedlichen Brechungsindizes n_o und n_a „sehen“. Sie haben dann nach Durchlaufen der Strecke Δs eine Phasenverschiebung zueinander, von

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot d \cdot (n_o - n_a). \quad (2.18)$$

Wählt man d so, dass $d \cdot (n_o - n_a) = \frac{\lambda}{4}$, so wird $\varphi = \pi/2$, man erhält also zirkular polarisiertes Licht. Ist der Winkel ungleich 45° , so erhält man elliptisch polarisiertes Licht.

2.4.3 Polarisationsdreher ($\lambda/2$ -Plättchen)



Der Aufbau eines $\lambda/2$ -Plättchens gleicht dem eines $\lambda/4$ -Plättchens. Allerdings wählt man die doppelte Dicke, sodass eine Phasenverzögerung von $\varphi = \pi$ entsteht. Mit der in der Abbildung eingeführten Aufspaltung des \vec{E} -Vektors erhält man:

$$\vec{E} = \begin{pmatrix} E_{\perp} \\ E_{\parallel} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\sin \alpha e^{ik_{\perp} d} \\ \cos \alpha e^{ik_{\parallel} d} \end{pmatrix} \cdot E_0 \cdot e^{i\omega t} \quad (2.19)$$

Damit wird der Vektor der Schwingungsebene um einen beliebigen Winkel gedreht.

3.1 Pockels-Zelle

3.1.1 Elektro-optischer Effekt

Einige Materialien ändern ihren Brechungsindex in Abhängigkeit vom angelegten elektrischen Feld. Für kleine Änderungen kann man den Brechungsindex als Taylor-Reihe schreiben:

$$n(E) = n(0) + \left. \frac{dn}{dE} \right|_{E=0} \cdot E + \frac{1}{2} \left. \frac{d^2n}{dE^2} \right|_{E=0} \cdot E^2 + \dots \quad (3.1)$$

Benutzt man die Koeffizienten $r = -\frac{2}{n_0^3} \left. \frac{dn}{dE} \right|_{E=0}$ und $s = -\frac{1}{n_0^3} \left. \frac{d^2n}{dE^2} \right|_{E=0}$, so erhält man aus (3.1):

$$n(E) = n_0 - \frac{1}{2} r n_0^3 E - s n_0^3 E^2 \quad (3.2)$$

Überwiegt der lineare Anteil (also $r \gg s$), so nennt man dies den Pockels-Effekt. Im gegenteiligen Regime ($r \ll s$) spricht man vom Kerr-Effekt. Der Wert des Koeffizienten r hängt vom angelegten Feld und der Polarisation des Lichtes ab. Um dies zu berücksichtigen betrachtet man den Brechungsindex-Ellipsoiden in einer etwas allgemeineren Form:

$$B_1 x^2 + B_2 y^2 + B_3 z^2 + 2B_4 yz + 2B_5 xz + 2B_6 xy = 1 \quad (3.3)$$

Dabei ändert sich also sowohl die Länge, als auch die Lage der Hauptachsen. Man erhält die Koeffizienten B_i , indem man den Pockels-Elektro-Optischen Tensor r_{ij} einführt und mit \vec{E} multipliziert:

$$\begin{pmatrix} B_1 \\ B_2 \\ B_3 \\ B_4 \\ B_5 \\ B_6 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} r_{11} & r_{12} & r_{13} \\ r_{21} & r_{22} & r_{23} \\ r_{31} & r_{32} & r_{33} \\ r_{41} & r_{42} & r_{43} \\ r_{51} & r_{52} & r_{53} \\ r_{61} & r_{62} & r_{63} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} \quad (3.4)$$

Dabei haben die Koeffizienten r_{ij} eine typische Größenordnung von 10^{-12} m/V.

3.1.2 Pockels-Zelle

Fällt das Licht senkrecht zum elektrischen Feld der Pockels-Zelle ein, so wird im doppelbrechenden Medium der Zelle eine Phasenverschiebung $\delta\varphi$ zwischen normalem und außerordentlichem Strahl erzeugt, die linear (Pockels-Effekt) vom an den Kristall angelegten Feld abhängt. Setzt man (3.2) in (2.18) ein, so gilt für die hier beschriebene Situation (l : Länge der Zelle):

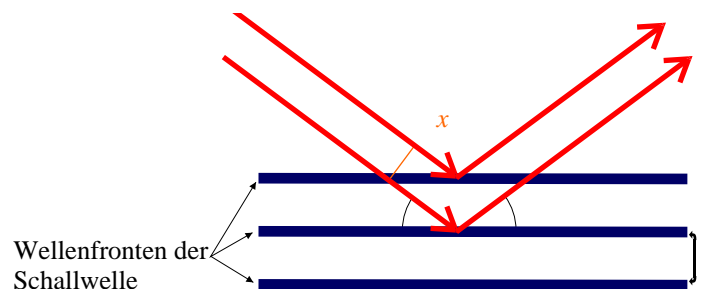
$$\varphi(E) = \frac{2\pi}{\lambda}(n_a(E) - n_o(E)) \cdot l = \frac{2\pi \cdot l}{\lambda}(n_{n0} - n_{a0}) + \frac{\pi d}{\lambda}(r_a n_a^3 - r_o n_o^3) \cdot E \quad (3.5)$$

Da das angelegte elektrische Feld $E = U/d$ linear von der angelegten Spannung abhängt (Plattenkondensator) erhält man in (3.5) also eine lineare Spannungsabhängigkeit der Phasenverzögerung zwischen den zwei Strahlen der Doppelbrechung. Führt man weiter noch $\varphi_0 = \frac{2\pi \cdot l}{\lambda}(n_{n0} - n_{a0})$ und $U_\pi = \frac{\lambda d}{l(r_a n_a^3 - r_o n_o^3)}$ ein, so erhält man:

$$\varphi(U) = \varphi_0 - \pi \frac{U}{U_\pi} \quad (3.6)$$

Die Pockelszelle entspricht also einem spannungsabhängigen Polarisationsdreher bringt vor und hinter der Zelle einen Polarisator an (gegeneinander um 90° verkippt), so kann man damit die Intensität des ausfallenden Lichtes kontrollieren. Der effekt ist nahezu instantan und es lassen sich so sehr schnelle optische Schalter realisieren.

3.2 Akustooptischer Modulator



Der Brechungsindex ist von der Dichte eines Mediums abhängig. Deswegen kann man ihn durch Schallwellen (=Dichteschwankungen) in Kristallen verändern. Die periodische Änderung des Brechungsindexes ist beschrieben durch:

$$n(x, t) = n_0 - \Delta n_0 \cdot \cos\left(\Omega t - \frac{2\pi}{\lambda_s} x\right) \quad (3.7)$$

Dabei ist $\Omega = 2\pi f$ die Frequenz der Schallwelle und $\lambda_s = \frac{c}{f}$ ihre Wellenlänge. Im einfachsten Fall betrachtet man Bragg-Reflexion am AOM. Unter Für konstruktive Interferenz gilt die Bragg-Bedingung (λ : Wellenlänge des Lichtes):

$$m \cdot \lambda = 2 \cdot \lambda_s \sin \theta; \quad m \in \mathbb{N}. \quad (3.8)$$

Da das Licht durch eine laufende Schallwelle abgelenkt wird, beobachtet man Doppler-Verschiebung im Versuch. Der gebeugte Strahl wird zum ungebeugten um $\Delta\omega$ Doppler-Verschoben:

$$\Delta\omega = 2m\lambda_s \frac{\Omega}{\omega\lambda} \sin \theta = \Omega. \quad (3.9)$$