

Vorlesungsmitschrift

Experimentalphysik III (Wellen und Quanten)

im WS2015/16 bei Prof. Dr. Christian Back

gesetzt von Hedwig Werner Gesina Schwalbe

Stand: 18. November 2015

Literatur

- [1] W. Demtröder. *Experimentalphysik 2: Elektrizität und Optik*. Springer-Lehrbuch. Springer Berlin Heidelberg, 2014. ISBN: 9783642299445. URL: <https://books.google.de/books?id=HBoeBAAAQBAJ>.
- [2] E. Hecht. *Optik*. de Gruyter - Studium. Oldenbourg, 2009. ISBN: 9783486588613. URL: <https://books.google.de/books?id=rb1RPgAACAAJ>.
- [3] D. Meschede. *Gerthsen Physik*. Springer-Lehrbuch. Springer Berlin Heidelberg, 2015. ISBN: 9783662459775. URL: <https://books.google.de/books?id=qW7dBgAAQBAJ>.
- [4] H.M. Schey. *Div, Grad, Curl, and All that: An Informal Text on Vector Calculus*. W.W. Norton, 2005. ISBN: 9780393925166. URL: <https://books.google.de/books?id=sembQgAACAAJ>.
- [5] W. Zinth und U. Zinth. *Optik: Lichtstrahlen - Wellen - Photonen*. Oldenbourg Wissenschaftsverlag, 2013. ISBN: 9783486721362. URL: <https://books.google.de/books?id=FDdb179jp31QC>.

Inhaltsverzeichnis

1 Einführung

1.1 Historischer Überblick

siehe Folien

Versuche: Messung der Lichtgeschwindigkeit

1.2 Hierarchie der Beschreibung optischer Phänomene

- geometrische Optik
- Wellenoptik
- Elektromagnetismus
- Quantenoptik

1.3 Licht als elektromagnetische Welle

Eine wichtige Frage vorab ist: Was ist Licht? Teilchen oder Welle?

pro elektromagnetische Welle

- Licht transportiert Energie, auch im Vakuum
- Licht wechselwirkt mit Atomen/Materie (z.B. Absorption)
- Licht zeigt Brechungserscheinungen

Daraus folgt: **Licht ist elektromagnetische Welle**

pro Korpuskel

- Licht zeigt „Körnigkeit“, es besteht aus Energiequanten (Photonen) mit $E = h\nu$
- Licht stößt wie ein Teilchen (Compton-Effekt)

1.4 Das elektromagnetische Spektrum

Die Vorlesung „Wellen und Quanten“ beschäftigt sich mit den Eigenschaften elektromagnetischer (Hertzscher) Wellen über einem breiten Wellenlängenbereich von $10^{-15} \text{ m} \leq \lambda \leq 10^3 \text{ m}$. Zum Vergleich: Sichtbares Licht hat Wellenlängen im Bereich $350 \text{ nm} \leq \lambda \leq 800 \text{ nm}$.

2 Elektromagnetische Wellen

2.1 Wiederholung

Im Folgenden wird ein Überblick über die häufig gebrauchten Operatoren Gradient (grad), Rotation (rot), Divergenz (div), den Nabla-Operator ($\vec{\nabla}$) und den Laplace-Operator (Δ) gegeben.

Vektorableitungen: Für 3-dimensionale Vektoren verwendet man den *Nabla*-Operator

$$\vec{\nabla} = \left(\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z} \right)$$

Der *Gradient* einer skalaren Funktion $f = f(x, y, z)$ zeigt in die Richtung des größten Anstiegs.

$$\text{grad } f = \vec{\nabla} f = \left(\frac{\partial f}{\partial x}, \frac{\partial f}{\partial y}, \frac{\partial f}{\partial z} \right)$$

Die *Divergenz* einer Vektorfunktion ist

$$\text{div } \vec{f} = \vec{\nabla} \cdot \vec{f} = \frac{\partial f_x}{\partial x} + \frac{\partial f_y}{\partial y} + \frac{\partial f_z}{\partial z}$$

Die Divergenz ist ungleich null, wenn es Quellen oder Senken gibt (vgl. elektr. Ladung).

Der *Laplace-Operator* einer skalaren Funktion ist die *Divergenz des Gradienten*.

$$\Delta f = \vec{\nabla}^2 f = \vec{\nabla} \cdot \vec{\nabla} f = \vec{\nabla} \cdot \left(\frac{\partial f}{\partial x}, \frac{\partial f}{\partial y}, \frac{\partial f}{\partial z} \right) = \frac{\partial^2 f}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 f}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 f}{\partial z^2}$$

Der Laplace einer Vektorfunktion wird komponentenweise gebildet.

$$\Delta \vec{f} = \vec{\nabla}^2 \vec{f} = \left(\frac{\partial^2 f_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 f_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 f_x}{\partial z^2} + \dots \right)$$

Die *Rotation* einer Vektorfunktion \vec{f} ist

$$\text{rot } \vec{f} = \vec{\nabla} \times \vec{f} = \left(\frac{\partial f_z}{\partial y} - \frac{\partial f_y}{\partial z}, \frac{\partial f_x}{\partial z} - \frac{\partial f_z}{\partial x}, \frac{\partial f_y}{\partial x} - \frac{\partial f_x}{\partial y} \right)$$

Funktionen, die sich stark „winden“, haben eine starke Rotation.

2.2 Licht als elektromagnetische Welle

In dieser Vorlesung behandeln wir Lichtausbreitung in nicht-magnetischen Medien, d.h. man kann die magnetische Permeabilität $\mu = 1$ setzen. Für nicht leitende Materialien ist zudem die Ladungsdichte ρ_{frei} und die Stromdichte j_{frei} gleich null. In Formeln also $\mu = 1$, $\rho_{\text{frei}} = 0$, $j_{\text{frei}} = 0$.

Lichtausbreitung in Vakuum oder in einem Dielektrikum

Im Dielektrikum muss man die **Maxwellgleichungen** (kurz **MWGl.**) für ein Medium mit **dielektrischer Verschiebung** verwenden. Weitere Annahmen sind

- lineare Optik
- isotropes Medium (Gase, Flüssigkeit, kubische Kristalle)

Mit diesen Annahmen gilt

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \varepsilon \vec{E}$$

wobei $\varepsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12} \text{ C}^2 \text{ m}^{-2} \text{ N}^{-1}$ die elektrische Feldkonstante ist und ε die relative *Dielektrizitätskonstante* des Mediums.

Achtung: in optisch anisotropen Medien wird ε durch einen Tensor ersetzt.

Elektrische und magnetische Felder sind wie folgt über die MWGl. verknüpft:

MWGl. für isolierendes nicht magnetisches Medium:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = 0$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_0 \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$$

mit magnetischer Feldkonstante $\mu_0 = 1,2566 \cdot 10^{-6} \text{ N A}^{-2}$

MWGl. im Vakuum:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_0}$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_0 \left(\vec{j} + \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right)$$

mit ε_0, μ_0 „Materialparameter“ für Vakuum.

Effekte in Materie

In echter Materie können (mikroskopisch) Polarisationsladungen und Ampere'sche Kreisströme induziert werden, was

- mikroskopische elektrische Dipole
- mikroskopische Kreisströme

verursacht. Zur Vereinfachung betrachten wir makroskopische, örtlich gemittelte Größen.

Unterschiede zwischen freien und gebundenen Ladungen Es gilt allgemein für die Ladungsdichte ρ und die Stromdichte \vec{j}

$$\begin{aligned}\rho &= \rho_{\text{frei}} + \rho_{\text{gebunden}} \\ \text{analog } \vec{j} &= \vec{j}_{\text{frei}} + \vec{j}_{\text{mag}} + \vec{j}_{\text{Polarisation}}\end{aligned}$$

wobei $\vec{j}_{\text{mag}} = \vec{\nabla} \times \vec{M}$ und $\vec{j}_{\text{Polarisation}} = \frac{\partial \vec{P}}{\partial t}$. Die gebundenen Ladungsträger führen zu einer makroskopischen Polarisation \vec{P} (bzw. zur makroskopischen Magnetisierung \vec{M} im Fall der Stromdichte), welche sich auf die elektrische Verschiebung \vec{D} und die magnetische Feldstärke \vec{H} auswirkt:

$$\begin{aligned}\vec{D} &= \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P} \\ \vec{H} &= \frac{1}{\mu_0} \vec{B} - \vec{M}\end{aligned}$$

Für isotrope, lineare Materialien mit Dielektrizitätskonstante ϵ_r gilt

$$\begin{aligned}\vec{P} &= \chi \epsilon_0 \vec{E} \\ \vec{D} &= (1 + \chi) \epsilon_0 \vec{E} = \epsilon_r \epsilon_0 \vec{E} \\ \rho_{\text{frei}} &= \rho - \rho_{\text{Pol}} = \rho + \text{div } \vec{P} \\ \implies \text{div } \vec{P} &= -\rho + \rho_{\text{frei}} = -\rho_{\text{Pol}}\end{aligned}$$

Damit ergeben sich

MWGl. in Materie mit Spezialfall (isotropes, ungeladenes, unmagnetisches Medium)

$$\begin{aligned}\vec{\nabla} \cdot \vec{D} &= \epsilon_0 \vec{\nabla} \cdot \vec{E} + \vec{\nabla} \cdot \vec{P} = \rho_{\text{frei}} = 0 \\ \vec{\nabla} \cdot \vec{B} &= 0 \\ \vec{\nabla} \times \vec{E} &= -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \\ \vec{\nabla} \times \vec{H} &= \vec{j}_{\text{frei}} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = \frac{1}{\mu_0} (\vec{\nabla} \times \vec{B})\end{aligned}$$

Von den MWGl. zur Wellengleichung für das \vec{E} -Feld Wir erhalten folgende Zusammenhänge

$$\begin{aligned}\vec{\nabla} \times \vec{E} &= -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \\ \vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{E}) &= -\vec{\nabla} \times \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -\epsilon \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \\ -\vec{\nabla} \times \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} &= -\frac{\partial}{\partial t} (\vec{\nabla} \times \vec{B}) = -\frac{\partial}{\partial t} \mu_0 \epsilon_0 \epsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \\ \vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{E}) &= \underbrace{\vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{E})}_{=0 \text{ da } \rho = 0} - (\vec{\nabla} \cdot \vec{\nabla}) \vec{E} = -\Delta \vec{E}\end{aligned}$$

Setzen wir diese zusammen, folgen die *Wellengleichungen für elektromagnetische Wellen*:

$$\Delta \vec{E} - \varepsilon \varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0$$

$$\Delta \vec{B} - \varepsilon \varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{B}}{\partial t^2} = 0$$

Allgemein Die allgemeine Form der Wellengleichungen (u.a. für elektromagnetische Wellen) sind Differentialgleichungen, die eine 2. Ableitung einer Größe nach der Zeit mit der 2. Ableitung der Größe nach dem Ort verknüpft:

$$\frac{\partial^2 y}{\partial t^2} = \frac{\tau}{\rho} \frac{\partial^2 y}{\partial x^2}$$

wobei $v_{ph} = \sqrt{\frac{\tau}{\rho}}$ die Ausbreitungsgeschwindigkeit (*Phasengeschwindigkeit*) ist. Die Berechnungen oben liefern für ein Elektrische Feld, das sich in einem isolierenden, nicht magnetischen Material ausbreitet, die Wellengleichung

$$\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \frac{1}{\varepsilon \varepsilon_0 \mu_0} \Delta \vec{E} \quad (2.1)$$

Die Ausbreitungsgeschwindigkeit des elektrischen Feldes in einem solchen Medium ist also

$$v_{ph} = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon \varepsilon_0 \mu_0}} = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon}} \cdot c$$

wobei c die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum ist mit $c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}} = 2,9979 \cdot 10^8 \frac{\text{m}}{\text{s}}$. **Achtung:** Nur im Vakuum (hier ist $\varepsilon = 1$) gilt $c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}} = v_{ph}$! In anderen Medien ist Einfluss eines Mediums ist durch $\frac{1}{\sqrt{\varepsilon}} = \frac{1}{n}$ gegeben. Der *Brechungsindex*

$$n = \sqrt{\varepsilon}$$

ist direkt mit der Wellenausbreitung verknüpft.

2.3 Bestimmung der Lichtgeschwindigkeit

(s. Folien)

- Planetenmethode
- Zahnradmethode
- Drehspiegel

2.4 Lösung der Wellengleichung des elektrischen Feldes im Spezialfall

Einfachste Lösung der Wellengleichung (??) von oben (Ausbreitung eines Elektrischen Feldes in einem isolierenden, nicht magnetischen Material) ist die *ebene Welle*

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0 \cos(\omega t - \vec{k}\vec{r} + \phi)$$

bzw. $\vec{E}(\vec{r}, t) = \text{Re}[\vec{E}_0 e^{i(\omega t - \vec{k}\vec{r} + \phi)}]$

Ebenfalls ist die *Kugelwelle* eine Lösung. Der Phasenterm ϕ legt den Nulldurchgang des Kosinus/Sinus fest. Die Lösung eingesetzt in die Wellengleichung führt zur *linearen Dispersionsrelation*:

$$\vec{k}^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 = n^2 \frac{\omega^2}{c^2}$$

Allgemein nennt man eine Beziehung, die den Betrag des Wellenvektors \vec{k} mit der Kreisfrequenz verknüpft, *Dispersionsrelation* (z. B. bei Photonen $\omega \propto k$, bei freien e^- ist $\omega \propto k^2$). Es gelten die Beziehungen

$$\begin{aligned} k &= \frac{2\pi n}{\lambda} && \text{(Allgemein für beliebige Welle)} \\ \lambda &= \frac{2\pi n}{k} = \frac{2\pi c}{\omega} = \frac{c}{\nu} \quad \text{mit } \nu = \frac{\omega}{2\pi} && \text{(Wellenlänge im Vakuum)} \\ \lambda_m &= \frac{\lambda}{n} && \text{(Wellenlänge im Medium)} \\ \omega(k) &= c \cdot k \cdot \frac{1}{n} \end{aligned}$$

Weitere wichtige Beziehungen sind

$$\begin{aligned} \omega &= 2\pi\nu = \frac{2\pi}{T} \\ c &= \lambda\nu = \frac{\lambda\omega}{2\pi} \end{aligned}$$

Des weiteren gilt für \vec{E} , \vec{D} , \vec{B} und \vec{k}

$$\vec{k} \perp \vec{D} \quad (\text{bzw. } \vec{E}) \qquad \vec{k} \perp \vec{B} \qquad \vec{E} \perp \vec{B} \qquad \vec{D} \perp \vec{B}$$

In optisch isotropen Medien gilt $\vec{E} \perp \vec{k}$ und $|\vec{E}| = \frac{c}{n} |\vec{B}|$. \vec{k} , \vec{D} , \vec{B} bilden ein rechtshändiges System. Elektromagnetische Wellen in isolierenden Medien sind transversale Wellen (Beweis siehe Folien) mit Ausbreitungsrichtung \vec{k} .

Wechselwirkungen zwischen Licht und Materie werden fast immer durch die elektrische Feldstärke dominiert. Meist werden also nur \vec{E} -Felder diskutiert. Begründung: Betrachte die Kraft auf geladenes Teilchen, die durch Wechselwirkung entsteht

$$\begin{aligned} \vec{F} &= \vec{F}_{\text{el}} + \vec{F}_{\text{mag}} = q\vec{E} + q\vec{v} \times \vec{B} \\ \frac{F_{\text{mag}}}{F_{\text{el}}} &= \frac{qvB}{qE} = \frac{v}{c} \quad (B = \frac{1}{c} E) \end{aligned}$$

Daraus folgt: Für $v \ll c$ ist $F_{\text{mag}} \ll F_{\text{el}}$.

2.5 Energie von Licht, Poynting-Vektor

Licht kann Energie transportieren, z. B. von der Sonne zur Erde.

In der Elektrodynamik wird die Energiestromdichte einer elektromagnetischen Welle durch den *Poynting-Vektor* \vec{S} beschrieben.

$$\vec{S}(\vec{r}, t) = \frac{1}{\mu_0} (\vec{E} \times \vec{B}) = \varepsilon_0 c^2 \vec{E} \times \vec{B}$$

Die zeitliche Mittelung von \vec{S} über eine Schwingungsperiode T des Feldes gibt einem die *Strahlungsflussdichte* (mittlere Lichtenergie pro Zeit und Fläche) und die *Lichtintensität* I . Mit $|\vec{E}| = \frac{c}{n}$ folgt

$$I := \langle |\vec{S}| \rangle = \varepsilon_0 n c \langle |\vec{E}|^2 \rangle$$

Im Speziellen gilt für eine ebene Welle $\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0 \cos(\omega t - \vec{k}\vec{r} + \phi)$ mit Bedingungen wie in (??) und Brechungsindex n

$$\begin{aligned} \langle |\vec{E}|^2 \rangle &= \frac{1}{T} \int_0^T |E_0|^2 \cos^2(\omega t - \vec{k}\vec{r} + \phi) dt = \frac{1}{2} |E_0|^2 \\ \Rightarrow I &= \frac{1}{2} \varepsilon_0 n c |E_0|^2 \end{aligned}$$

2.6 Impuls von Licht

Licht besitzt eine Impulsdichte (wichtig bei Absorption und Reflexion), eine Art „Strahlungsdruck“. Beschreibungen in den beiden Modellen:

Teilchenbild

Energie des Photons:	$E_{Ph} = \hbar\omega = h\nu$
Impuls des Photons:	$p = \frac{E_{Ph}}{c} = \hbar k$
Gesamtimpuls:	$p_{\text{ges}} = \frac{N E_{Ph}}{c}$
Intensität:	$I = \frac{N E_{Ph}}{\Delta t A} = \frac{\Phi h\nu}{A}$
mittlere Photonenflussdichte:	$\frac{\Phi}{A} = \frac{I}{n\nu}$

Wellenbild

Hier wird als Ursache die Wechselwirkung eines elektromagnetischen Feldes mit einer zunächst ruhenden Ladung q gedeutet.

- Beschleunigung der Ladung im \vec{E} -Feld
- Aus dem Lichtfeld wird Leistung entnommen:

Kraft:	$\vec{F} = q\vec{E}$
Geschwindigkeit	\vec{v}_q
entnommene Leistung	$L = qE v_q$

- das sich jetzt bewegende Elektron erfährt eine Lorentzkraft \vec{F}_{Lorentz} im \vec{B} -Feld ($\vec{B} \perp \vec{E}$ und $\vec{B} \perp \vec{k}$)
- \vec{F}_{Lorentz} zeigt in Richtung von \vec{k}

2.7 Wellenpakete

Die Wellengleichung erfüllt das Superpositionsprinzip. Sind \vec{E}_1 und \vec{E}_2 Lösungen der Wellengleichung, dann ist auch $\vec{E}_s = \vec{E}_1 + \vec{E}_2$ eine Lösung (verwende Fouriertransformation). Addition von Wellen (ω_j wird zu $j\omega_0$) und Amplituden (E_{0j} wird zu beliebigem $\vec{E}(\vec{r}, t)$ mit Perioden $T = \frac{2\pi}{\omega_0}$) lassen sich konstruieren. z.B. bei $\vec{r} = 0$:

$$\vec{E}(t) = \sum_{j=-\infty}^{\infty} \vec{E}_{0j} \exp(i\omega_j t)$$

Kontinuierliche Verteilung der Frequenzkomponenten

$$\vec{E}(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \vec{E}_{0j} \exp(i\omega_j t) d\omega \quad (2.2)$$

da $\vec{E}(t)$ eine reelle Größe ist, kann man auch $E_0(\omega) = E_0^*(-\omega)$ schreiben. Rücktransformation:

$$\vec{E}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \vec{E}_{0j} \exp(-i\omega_j t) dt \quad (2.3)$$

Je nachdem, ob man die normierte Fouriertransformation durchführt (wie hier), oder nicht, ist der Vorfaktor in (??) $\frac{1}{2\pi}$ und in (??) 1, oder beide Male $\frac{1}{\sqrt{2\pi}}$. Frequenz- und Zeitraum sind äquivalent. Die eindimensionale Darstellung ist:

$$E(\omega) = A \exp\left(-\left(\frac{\omega - \omega_0}{\delta\omega}\right)^2\right) + A \exp\left(-\left(\frac{-\omega - \omega_0}{\delta\omega}\right)^2\right) \quad (2.4)$$

Einsetzen in Gleichung (??)

$$\begin{aligned}
 E(t) &= \int_{-\infty}^{\infty} E(\omega) \exp(i\omega t) \frac{d\omega}{2\pi} \\
 &= \frac{A}{\sqrt{\pi}} \frac{\delta\omega}{2} \exp\left[-\left(\frac{\delta\omega}{2}\right)^2 t^2\right] (\exp(i\omega_0 t) + \exp(-i\omega_0 t)) \\
 &= \frac{A\delta\omega}{\sqrt{\pi}} \exp\left[-\left(\frac{\delta\omega}{2}\right)^2 t^2\right] \cos(\omega_0 t)
 \end{aligned}$$

Das Resultat ist ein Wellenpaket mit Schwingungsfrequenz ω_0 und zeitlich modulierter Amplitude mit $\delta\omega\delta t = 2$

$$\Delta\omega_F \Delta t_F = 8 \ln(2) \approx 5,55$$

Es sind auch andere Einhüllende möglich, z. B. so dass $\Delta\omega_F \Delta t_F \approx 2\pi$, $\Delta\nu_F \Delta t \approx 1$.

2.8 Phasen- und Gruppengeschwindigkeiten

Ein Lichtimpuls breitet sich **nicht** mit der Phasengeschwindigkeit $v_{Ph} = \frac{\omega_0}{k_0} = \frac{c}{n}$, sondern mit der *Gruppengeschwindigkeit* aus.

$$v_{gr} = \left(\frac{d\omega}{dk}\right) = \frac{c}{n} - \frac{kc}{n^2} \frac{dn}{dk} \quad (2.5)$$

Wichtig! Zur Berechnung der Gruppengeschwindigkeit benötigen wir die *Dispersionrelation* $\omega(k)$. Für Licht gilt $\omega = \frac{c}{n}k$ also falls $n = n(k)$

$$\frac{d\omega}{dk} = \frac{c}{n} - \frac{kc}{n^2} \frac{dn}{dk}$$

3 Dispersion von Licht

Die Ausbreitung von Licht hängt vom Brechungsindex $n = n(\omega)$ ab. $n(\omega)$ bestimmt die Geschwindigkeit von Licht, das Auseinanderfließen von Lichtimpulsen, Ablenkungen und Reflexion an Grenzflächen.

3.1 Die Frequenzabhängigkeit der Dielektrizitätskonstante ε

I.A. ist ε ein Tensor mit ω -Abhängigkeit. Vergleicht man die statische Dielektrizitätskonstante bzw. den Brechungsindex $n_0 = \sqrt{\varepsilon(\omega=0)}$ mit $n = \sqrt{\varepsilon(\omega=589\text{ nm})}$, ist ein Unterschied zu erkennen! Typischerweise zeigt ε die Resonanzen an. Die Ursache ist mikroskopisch, da die Elektronenwolke gegenüber dem Atomkern durch das \vec{E} -Feld ausgelenkt wird.

einfaches Modell:

- ∞ -schwerer Kern
- negativ geladenes Elektron

Model: harmonischer Oszillator

Idee: Berechne $x(t)$ der Elektronenwolke und daraus das Dipolmoment bzw. die Polarisation \vec{P} . es folgt $\epsilon(\omega)$ über $\vec{P} = (\epsilon - 1)\epsilon_0\vec{E}$ mit der treibenden Kraft $\vec{F}(t) = -e\vec{E}(t) = -e\vec{E}_0 \exp(i\omega t)$, wobei $\vec{E} \parallel \vec{x}$ und \vec{E}_0 reell ist. Daraus erhält man die Bewegungsgleichung für einen 1-dim. harmonischen Oszillator mit schwacher Dämpfung.

$$\ddot{x} + \gamma\dot{x} + \omega_0 x = \frac{1}{m}F(t) = \frac{-e}{m}E_0 \exp(i\omega t)$$

mit der Lösung: $x(t) = \frac{-e}{m} \frac{1}{(\omega_0^2 - \omega^2) + i\gamma\omega} E(t)$

Wenn man nun noch die Teilchendichte N (Teilchen pro Volumen) dazunimmt, erhält man:

$$P(t) = -ex(t)N = \frac{eN^2}{m} \frac{1}{(\omega_0^2 - \omega^2) + i\gamma\omega} E(t) = (\varepsilon(\omega) - 1)\epsilon_0 E(t)$$

Daraus erhält man die frequenzabhängige Dielektrizitätskonstante:

$$\varepsilon(\omega) = 1 + \frac{e^2 N}{\epsilon_0 m} \frac{1}{(\omega_0^2 - \omega^2) + i\gamma\omega}$$

Bei einem Medium mit verschiedenen Atomen/Molekülen summiert man über die Dielektrizitätskonstanten und man erhält folgendes:

$$\varepsilon(\omega) = 1 + \frac{e^2}{\varepsilon_0 m} \sum_j \frac{N_j}{(\omega_0^2 - \omega^2) + i\gamma\omega}$$

3.2 Der Brechungsindex

Am einfachsten ist die Betrachtung eines verdünnten Mediums, d. h. man ist weit weg von Resonanzerscheinungen (s. Folien). Dazu machen wir folgende Annahmen:

$$\begin{aligned}\varepsilon(\omega) &\approx 1 \\ |\Delta\varepsilon| &\ll 1 \\ \implies n(\omega) &= \sqrt{\varepsilon(\omega)} \approx 1\end{aligned}$$

Mit dieser Schätzung erhalten wir

$$\begin{aligned}\varepsilon - 1 &= n^2 - 1 = \underbrace{(n+1)(n-1)}_{\approx 2} \approx 2(n-1) \\ n-1 &\approx \frac{1}{2}(\varepsilon - 1) = \frac{e^2 N}{\varepsilon_0 m \cdot 2} \cdot \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2 + i\gamma\omega}\end{aligned}$$

und es folgt

$$\begin{aligned}n_R &= 1 + \frac{e^2 N}{2m\varepsilon_0} \frac{\omega_0^2 - \omega^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2\omega^2} && \text{Realteil} \\ n_I &= \frac{e^2 N}{2m\varepsilon_0} \frac{-\gamma\omega}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2\omega^2} && \text{Imaginärteil}\end{aligned}$$

Oft schreibt man n' für den Realteil, genannt *reelle Brechzahl*, und k für den Imaginärteil, genannt *Absorptionsindex*:

$$n(\omega) = n'(\omega) - ik(\omega)$$

3.3 Absorption von Licht

Wir nehmen eine *ebene Welle* $E(z, t)$ an, welche in z -Richtung mit Wellenvektor $k = \frac{n\omega}{c}$ propagiert, in einem Medium mit $n(\omega) = n_R(\omega) + in_I(\omega)$. Dann ergibt sich

$$\begin{aligned}E(z, t) &= E_0 \exp(i\omega t - ikz) \\ &= E_0 \exp \left[i\omega t - i \frac{\omega n_R}{c} \cdot z + \frac{\omega n_I}{c} \cdot z \right] \\ &= \left(E_0 \exp \left(\frac{\omega n_I}{c} \cdot z \right) \right) \exp \left(i\omega t - \frac{i\omega n_R}{c} \cdot z \right)\end{aligned}$$

Die Amplitude der Welle wird exponentiell gedämpft, falls $n_I < 0$, was fast immer der Fall ist (aber z.B. nicht bei Lasermedien). Daraus folgt für die Intensität der ebenen Welle

$$I(z) = I(0) \exp\left(\frac{2\omega n_I z}{c}\right) = I(0) \exp(-az)$$

wobei $a = \frac{2\omega n_I}{c}$ *Extinktionskoeffizient* genannt wird. Es ist

$$a = \frac{e^2 N}{\varepsilon_0 m c} \frac{\gamma \omega_0^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2 \omega^2}$$

Das Verhältnis von Intensität zu Nullintensität wird Transmission T genannt

$$T := \frac{I(z)}{I(0)} = \exp(-az) \quad \text{Lambert-Beersches Gesetz}$$

Achtung: Imaginärteil und Realteil des Brechungsindex sind nicht unabhängig voneinander! Die Relation zwischen ihnen wird *Kramer-Kronis-Relation* genannt:

$$(\operatorname{Re}(n(\omega)))^2 - 1 = \frac{2c}{\pi} \int_0^\infty \frac{a(\omega')}{\omega'^2 - \omega^2} d\omega'$$

Diese Relation ist wichtig für die optische Spektroskopie.

3.4 Wie sieht das im Detail aus?

Die zu erzwungenen Schwingungen angeregten Atome (Elektronenwolken) im Medium strahlen mit der Anregungsfrequenz, aber mit *verzögerter Phase* ab (s. Mechanik)

3.5 Das elektromagnetische Feld eines oszillierenden Dipols

Die Licht-Materie-Wechselwirkung wird in erster Linie durch die Wechselwirkungen elektromagnetischer Wellen mit atomaren Dipolen beschrieben. Es wird hierzu das elektrische und magnetische Feld eines strahlenden Dipols berechnet. Wir werden im Folgenden das \vec{B} -Feld betrachten (das \vec{E} -Feld wird von den Maxwell-Gleichungen beschrieben).

Es gilt für das Vektorpotential $\vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A}$, wobei

$$\vec{A}(\vec{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int \frac{\vec{j}(\vec{r}_2) dV_2}{|\vec{r}_{12}|}$$

Achtung: für $\vec{j} = \vec{j}(\vec{r}_2, t)$ ergibt sich eine Retardierung, da sich das Feld nur mit Lichtgeschwindigkeit ausbreitet. Damit hängt $\vec{A}(\vec{r}_1, t)$ von $\vec{j}(\vec{r}_2)$ zur Zeit $t - \frac{|\vec{r}_{12}|}{c}$ ab:

$$\vec{A}(\vec{r}_1, t) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int \frac{\vec{j}\left(\vec{r}_2, t - \frac{|\vec{r}_{12}|}{c}\right)}{|\vec{r}_{12}|} dV_2$$

Im Fernfeld (d. h. $|\vec{r}_{12}| \gg l$) gilt mit $\vec{j} = \vec{v}\rho$

$$\vec{A}(\vec{r}_1, t) = \frac{\mu_0}{4\pi r_{12}} \int \vec{v}\rho \left(\vec{r}_2, t - \frac{|\vec{r}_{12}|}{c} \right) dV_2$$

wobei $\rho dV_2 = dq$ und $\int \rho dV = q$ für die Ladung q gilt.

Das elektrische Dipolmoment \vec{p} wird beschrieben durch

$$\vec{p}(t) = q \underbrace{d_0 \sin(\omega t)}_{\vec{d}(t)} \hat{e}_z = q\vec{d}(t)$$

mit d_0 als maximale Auslenkung der Ladung nach einer Viertel Periode.

Jetzt verwenden wir $\vec{p}(t) = \vec{p}_0 \sin(\omega t)$ und $\frac{\partial \vec{p}}{\partial t} = \dot{\vec{p}} = q\vec{v}$. Damit erhält man

$$\vec{A}(t)(\vec{r}_1, t) = \frac{\mu_0}{4\pi r_{12}} \frac{\partial \vec{p}(t - \frac{r_{12}}{c})}{\partial t}$$

mit $\omega(t - \frac{r_{12}}{c}) = \omega t - r_{12} \frac{2\pi}{\lambda} = \omega t - kr_{12}$ (k als Wellenvektor) sowie $\frac{\partial \vec{p}}{\partial t} = q \cdot d_0 \omega \cos(\omega t) \hat{e}_z$. Insgesamt ergibt sich ein zeitlich veränderliches Vektorpotential, das sich mit Lichtgeschwindigkeit ausbreitet:

$$\vec{A}(\vec{r}_1, t) = \frac{\mu_0}{4\pi} \underbrace{\frac{1}{r_{12}} q \cdot d_0 \omega \cos(\omega t - kr_{12}) \vec{e}_z}_{\text{Kugelwelle mit } c = \frac{\omega}{k}}$$

Zusammengefasst erzeugt eine oszillierende Ladung ein Vektorfeld \vec{A} , welches wiederum \vec{B} und \vec{E} erzeugt.

Es bleibt die Frage, wie sieht das \vec{B} -Feld am Ort P aus? Wir haben

$$\begin{aligned} \vec{B} &= \vec{\nabla} \times \vec{A} & \text{mit } \vec{A} &= (0, 0, A_z) \\ B_x &= \frac{\partial A_z}{\partial y} \\ B_y &= -\frac{\partial A_z}{\partial x} \\ B_z &= 0 \end{aligned}$$

Das heißt, das \vec{B} -Feld liegt in der x - y -Ebene. Die genaue Formel für B_x ist

$$B_x = \frac{\mu_0}{4\pi} \left[\dot{p} \left(t - \frac{r_{12}}{c} \right) \frac{\partial}{\partial y} \cdot \frac{1}{r} + \frac{1}{r} \left(\dot{p} \left(t - \frac{r_{12}}{c} \right) \right) \right]$$

Definiere zur Vereinfachung $u = t - \frac{r_{12}}{c}$, dann ist $\dot{p} = \frac{\partial p}{\partial u} \cdot \frac{\partial u}{\partial t} = \frac{\partial p}{\partial u}$ und $\frac{\partial u}{\partial r} = -\frac{1}{c}$. Außerdem gilt $\frac{\partial r}{\partial y} = \frac{y}{r}$, d.h.

$$\frac{\partial \dot{p}}{\partial y} = \frac{\partial \dot{p}}{\partial u} \cdot \frac{\partial u}{\partial r} \cdot \frac{\partial r}{\partial y} = -\ddot{p} \frac{1}{c} \frac{y}{r}$$

Damit gilt dann

$$B_x = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0 c^2} \left[\dot{p} \frac{y}{r^3} + \ddot{p} \frac{y}{cr^2} \right]$$

B_y analog. Insgesamt

$$\vec{B}(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0 c^2} \cdot \frac{1}{r^3} \left[\dot{\vec{p}} \times \vec{r} + \frac{r}{c} \ddot{\vec{p}} \times \vec{r} \right]$$

Wegen $\vec{p} \parallel \dot{\vec{p}} \parallel \ddot{\vec{p}}$ gilt $\vec{B} \perp \vec{p}_{\text{Dipol}}$ und $\vec{B} \perp$ Ausbreitungsrichtung. Damit folgen zwei Terme für \vec{B} :

1. Nahfeld $\propto \dot{\vec{p}} \propto \frac{1}{r^2}$
2. Fernfeld $\propto \ddot{\vec{p}} \propto \frac{1}{r}$

Daher kommen die Terme

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \underbrace{\mu_0 \vec{j}}_{\text{Nahfeld}} + \underbrace{\mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}}_{\text{Fernfeld}}$$

wobei das \vec{E} -Feld über die Maxwell-Gleichungen beschrieben wird.

Ergebnisse im Fernfeld

- \vec{E} und \vec{B} sind Pulse.
- $E = cB$ (für elektromagnetische Wellen)
- Das \vec{B} -Feld beschreibt konzentrische Kreise um die Dipolachse, $\vec{E} \perp \vec{B}$.
- Im großen Abstand sind \vec{B} und \vec{E} linear polarisierte ebene Wellen.
- Das abgestrahlte Feld ist proportional zur Dipolbeschleunigung und die Amplitude nimmt proportional zu $\frac{1}{r}$ ab.

Zusammengefasst haben wir folgende Formeln:

$$|\vec{E}| \propto |\vec{B}| \propto \frac{\dot{p}(\vec{r}, t)}{r}$$

$$|\vec{E}| = \frac{1}{4\pi\epsilon_0 c^2} \frac{p_0 \omega^2}{r} \sin \theta \sin(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})$$

Die Intensität ist dabei $\propto \sin^2 \theta$. Die gesamte vom Dipol abgestrahlte zeitlich gemittelte Leistung dabei beträgt:

$$\langle P_{em} \rangle = \frac{q^2 \omega^4 d_0^2}{12\pi\epsilon_0 c^3} \propto \omega^4$$

3.6 Die Dispersion von dichten Medien

Bisher lagen die Werte für n bzw. ε nahe bei 1. Jetzt betrachten wir $\varepsilon > 1$ und mehrere Resonanzen (beispielsweise bei verschiedenen Molekülsorten). Bei mehreren Atomen im System erhält man folgende Gleichung

$$n^2(\omega) = \varepsilon(\omega) = 1 + \frac{e^2}{\varepsilon_0 m_e} \sum_j \frac{f_j N_j}{\omega_0^2 - \omega^2 + i\gamma_j \omega} \quad (3.1)$$

wobei f_j die Oszillatorstärke, γ_j die Dämpfungskonstante, e die Elementarladung und m_e die Elektronenmasse ist. Zur Berechnung des Brechungsindex verwendet man oft die *Sellmeier-Beziehung*:

$$n^2(\lambda) = A + \sum_{i=1}^N \frac{B_i}{\lambda^2 - C_i^2}$$

A , B_j , C_j werden aus Messungen von $n(\lambda)$ bestimmt. Oft genügt der erste Term (z. B. beim sichtbaren Bereich, für nicht absorbierende Materialien).

- Im sichtbaren (z. B. Gläser) nimmt $n(\omega)$ über weite Bereiche mit ω zu. Diese nennt man die „*positive* oder *normale Dispersion*“ mit $\frac{dn}{d\omega} > 0$ und $\frac{dn}{d\lambda} < 0$.
- Nahe bei den Resonanzen findet man $\frac{dn}{d\lambda} > 0$ und $\frac{dn}{d\omega} < 0$. Diese nennt man die „*negative* oder *anormale Dispersion*“. Der Imaginärteil ist hier wesentlich von null verschieden, deshalb absorbiert das Material.

Transparente Materialien Dispersion im sichtbaren Bereich ist dominiert von einer elektronischen Resonanz im UV-Bereich. Die Dispersion bei transparenten Materialien ist ähnlich.

3.7 Brechungsindex und Absorption von Metallen

Metalle sind in erster Linie ein freies Elektronengas. Ein See von Leitungselektronen führt zu hoher Leitfähigkeit. Eine charakteristische Größe ist die Streuzeit τ bzw. die Stoßfrequenz $\frac{1}{\tau}$. Für diese gilt

$$\tau = \frac{\sigma_0 m_e}{N e^2}$$

wobei N die Teilchenzahldichte ist. Die Streuzeit liegt in einer Größenordnung von ca. 10^{-14} bis 10^{-15} . Für Frequenzen der elektromagnetischen Wellen $\omega \gg \frac{1}{\tau}$ (Dämpfung vernachlässigbar) kann man im einfachsten Modell schreiben

$$\varepsilon = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \quad (3.2)$$

mit *Plasmafrequenz* $\omega_p^2 = \frac{e^2 N}{\varepsilon_0 m_e}$. Es gilt

$0 < \frac{1}{\tau}$ normaler Skineffekt

$\frac{1}{\tau} < \omega_p$ annormaler Skineffekt

$\omega_p < \omega$ normale Wellenausbreitung

Aus der Gleichung ?? folgt für

große Frequenzen ($\omega > \omega_p$): Hier ist die Dielektrizitätskonstante positiv und somit der Brechungsindex reell. Daher gibt es keine Absorption.

kleine Frequenzen ($\omega < \omega_p$): Hier ist die Dielektrizitätskonstante negativ und somit der Brechungsindex rein imaginär. Also es gibt Absorption.

Wenn man nun aber ein realistischeres Metall betrachtet, also ein Medium mit Dämpfung, erhält man folgende Gleichungen

$$\sigma = \frac{Ne^2}{m_e} \tau = \varepsilon_0 \omega_p^2 \tau = \frac{\varepsilon_0 \omega_p^2}{\gamma} \quad \text{mit } \tau = \frac{1}{\gamma}$$
$$\varepsilon(\omega) = 1 + \frac{e^2 N}{\varepsilon_0 m} \frac{1}{-\omega^2 + i\gamma\omega} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - i\gamma\omega} \quad \text{aus (??)}$$

Anschaulich:

$0 < \frac{1}{\tau}$ (**normaler Skineffekt**) Die Eindringtiefe fällt mit wachsender Frequenz proportional zu $\sqrt{\omega}$ ab.

$\frac{1}{\tau} < \omega_p$ (**annormaler Skineffekt**) Die Eindringtiefe ist konstant mit $\frac{1}{a} = \frac{c}{2\omega_p}$.

$\omega_p < \omega$ (**normale Wellenausbreitung**) Das Material ist transparent.

4 Elektromagnetische Wellen an Grenzflächen

4.1 Randbedingungen der elektromagnetischen Welle

Wir wollen jetzt Wellenausbreitung in inhomogenen Medien beschreiben, z. B. den Übergang von Medium 1 nach Medium 2, also einer Grenzfläche.

Randbedingungen der MWGI.: Die Tangentialkomponenten von \vec{E} und $\vec{H} = \frac{1}{\mu_0 \mu_r} \vec{B}$ sind stetig. Die Normalkomponenten von $\vec{D} = \varepsilon_0 \varepsilon_r \vec{E}$ und \vec{B} sind ebenfalls stetig (Erinnerung: Für isotrope, isolierende, nicht magnetische Medien gilt $\mu_r =: \mu = 1$).

einfachster Fall: Wir betrachten zwei homogene Medien mit Brechungsindex n_e (einfallender Strahl) und n_t (transmittierte Welle). Der Winkel α liegt zwischen \vec{k}_e und \vec{e}_y bzw. zwischen \vec{k}_t und \vec{e}_y . Wir nehmen an, dass es eine fest vorgegebene einlaufende Welle ist.

$$\begin{aligned}\vec{E}_e &= \vec{E}_{0,e} \cos(\omega_e t - \vec{k}_e \vec{r}) = \vec{E}_{0,e}(\phi_e(\vec{r}, t)) \\ \vec{E}_r &= \vec{E}_{0,r} \cos(\omega_r t - \vec{k}_r \vec{r} + \varphi_r) = \vec{E}_{0,r}(\phi_r(\vec{r}, t)) \\ \vec{E}_t &= \vec{E}_{0,t} \cos(\omega_t t - \vec{k}_t \vec{r} + \varphi_t) = \vec{E}_{0,t}(\phi_t(\vec{r}, t))\end{aligned}$$

Die Wellenvektoren \vec{k}_e , \vec{k}_r und \vec{k}_t müssen die Dispersionsrelationen im jeweiligen Medium erfüllen. Die *Phasenfaktoren* φ_r , φ_t bestimmen die Phasenlage relativ zur einlaufenden Welle.

4.2 Reflexions- und Brechungsgesetz

Die Stetigkeit der Tangentialkomponente des elektrischen Feldes an der Grenzfläche ist wichtig für den Wellenverlauf. Daher muss man die Randbedingung annehmen, dass die x - und die z -Komponente von \vec{E} und \vec{H} stetig sein müssen. Z. B. ist für

$$\begin{aligned}E_{0_{ex}} \cos(\phi_e(\vec{r}, t)) + E_{0_{rx}} \cos(\phi_r(\vec{r}, t)) &= E_{0_{tx}} \cos(\phi_t(\vec{r}, t)) \\ E_{0_{ez}} \cos(\phi_e(\vec{r}, t)) + E_{0_{rz}} \cos(\phi_r(\vec{r}, t)) &= E_{0_{tz}} \cos(\phi_t(\vec{r}, t))\end{aligned}$$

die notwendige Bedingung, dass für alle t und alle \vec{r} mit $y = 0$ gilt

$$\begin{aligned}\phi_e(\vec{r}, t) &= \phi_r(\vec{r}, t) = \phi_t(\vec{r}, t) \quad \text{bzw.} \\ \omega_e t - \vec{k}_e \vec{r} &= \omega_r t - \vec{k}_r \vec{r} = \omega_t t - \vec{k}_t \vec{r}\end{aligned}$$

Diese ist nur erfüllbar, wenn folgendes gilt

- $\omega_e = \omega_r = \omega_t$.
Achtung: Es ist eine Wellenlängenänderung möglich.
- Die Ebenengleichungen

$$\begin{aligned}\vec{k}_e \vec{r} &= \vec{k}_r \vec{r} \quad \text{bzw.} \quad (\vec{k}_e - \vec{k}_r) \vec{r} = 0 \\ \vec{k}_e \vec{r} &= \vec{k}_t \vec{r} \quad \text{bzw.} \quad (\vec{k}_e - \vec{k}_t) \vec{r} = 0\end{aligned}$$

D. h. die Vektoren $(\vec{k}_e - \vec{k}_r)$ und $(\vec{k}_e - \vec{k}_t)$ müssen senkrecht auf der Ebene $y = 0$ stehen.

Daraus folgt, dass die Komponenten \vec{k}_e und \vec{k}_r parallel zur Grenzfläche gleich sein müssen:

$$\vec{k}_e = \vec{k}_r$$

Setzt man hier nun die Dispersionsrelation $\vec{k}^2 = \frac{n^2 \omega^2}{c^2}$ ein, erhält man $k_{eG} = \frac{\omega n_e}{c} \sin \alpha = k_{rG} = \frac{\omega n_e}{c} \sin \alpha'$, umgeschrieben das *Reflexionsgesetz*

$$\sin \alpha = \sin \alpha'$$

Die Oberflächennormalen \vec{e}_y und \vec{k}_e spannen die Einfallsebene auf, in der auch \vec{k}_r liegen muss (d. h. keine Seitwärtsreflexion).

Transmittierter Strahl Für den transmittierten Strahl erhält man analog $\vec{k}_{er} = \vec{k}_{tG}$ und daraus wieder mit der Dispersionsrelation $k_{eG} = \frac{\omega n_e}{c} \sin \alpha = k_{tG} = \frac{\omega n_t}{c} \sin \beta$, also das sog. *Snellins'sche Brechungsgesetz*

$$n_e \sin \alpha = n_t \sin \beta \tag{4.1}$$

Es gilt anschaulich

$n_e < n_t$ zum Lot hin gebrochen

$n_e > n_t$ vom Lot weg gebrochen

und mit relativem Brechungsindex $n_{et} = \frac{n_e}{n_t}$ lässt sich (??) umformen zu

$$\sin \alpha = n_{et} \sin \beta$$

4.3 Die Fresnel'schen Formeln

Die in diesem Kapitel behandelten *Fresnel'schen Formeln* beschreiben den Reflexionsgrad einer Grenzfläche. Dieser hängt von der *Polarisation* ab.

4.3.1 Linear Polarisiertes Licht

Es sei $\vec{E} \perp \vec{B}$ und $\vec{E}, \vec{B} \perp \vec{k}$. Definiere $\vec{k} = (0, 0, k_z)$, dann liegt \vec{E} in der x - y -Ebene mit

$$\vec{E} = \vec{E}_x + \vec{E}_y = \begin{pmatrix} E_{x,0} \cos(k_z z - \omega t) \\ E_{y,0} \cos(k_z z - \omega t + \varphi) \\ 0 \end{pmatrix}$$

Man sieht, dass eine Phasendifferenz zwischen E_x und E_y möglich ist. Für $\phi = 0$ bzw. $\phi = \pm m\pi$ ($m \in \mathbb{N}$) gilt

$$\vec{E} = \begin{pmatrix} E_{x,0} \\ E_{y,0} \\ 0 \end{pmatrix} \cos(k_z z - \omega t) = \vec{E}_0 \cos(k_z z - \omega t)$$

Die Richtung von \vec{E}_0 ist nicht zeitabhängig.

4.3.2 Zirkular polarisiertes Licht

Zirkular polarisiertes Licht ist der Spezialfall $E_{x,0} = E_{y,0} = E_0$ und $\varphi = \frac{\pi}{2} + m\pi$ (wieder $m \in \mathbb{N}$), in Formel

$$\vec{E} = E_0 \begin{pmatrix} \cos(k_z z - \omega t) \\ \cos(k_z z - \omega t + \frac{\pi}{2} + m\pi) \\ 0 \end{pmatrix} = E_0 \begin{pmatrix} \cos(k_z z - \omega t) \\ \pm \sin(k_z z - \omega t) \\ 0 \end{pmatrix}$$

Hier ist der Betrag der Feldstärke zeitlich konstant und der \vec{E} -Vektor beschreibt eine Helixbahn (s. Folien), während m den Drehsinn bestimmt. Die Unterscheidung zwischen rechts und links zirkular ist:

rechts zirkulares Licht Blick zur Lichtquelle, \vec{E} rotiert im Uhrzeigersinn

links zirkulares Licht Blick zur Lichtquelle, \vec{E} rotiert gegen den Uhrzeigersinn

4.3.3 Elliptisch polarisiertes Licht

Hier gilt $E_{x,0} \neq E_{y,0}$ und φ ist beliebig. Dann Beschreibt der \vec{E} -Vektor eine Ellipse in x - y -Richtung.

4.3.4 Fresnel'sche Formeln

Bisher wurden nur die Phase und damit die Ausbreitungsvektoren betrachtet. Jetzt betrachten wir die Amplituden. Dazu spaltet man die Felder in Komponenten parallel und senkrecht zur Einfallsebene auf:

E_s **bzw.** E_\perp Feldvektor schwingt senkrecht zur Einfallsebene; E_s ist automatisch tangential zur Grenzfläche

E_p **bzw.** E_\parallel Feldvektor schwingt in der Einfallsebene

4.3.5 Senkrechter Lichteinfall

Wir nehmen für senkrechten Lichteinfall folgende Randbedingungen für das elektrische und magnetische Feld an

$$\vec{E}_{0_e} + \vec{E}_{0_r} = \vec{E}_{0_t} \quad (4.2)$$

$$\vec{H}_{0_e} + \vec{H}_{0_r} = \vec{H}_{0_t} \quad (4.3)$$

Verwendet man die MWGl $\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -\mu_0 \mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}$ und setzt alles in die ebene Welle ein, erhält man

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0 e^{i(\vec{k}\vec{r} - \omega t)} \quad \text{und} \quad \vec{B}(\vec{r}, t) = \vec{B}_0 e^{i(\vec{k}\vec{r} - \omega t)}$$

sowie

$$\begin{aligned} & \left(\frac{\frac{\partial E_{0,z} e^{i(\vec{k}\vec{r} - \omega t)}}{\partial y}}{\frac{\partial E_{0,x} e^{i(\vec{k}\vec{r} - \omega t)}}{\partial x}} - \frac{\frac{\partial E_{0,y} e^{i(\vec{k}\vec{r} - \omega t)}}{\partial z}}{\frac{\partial E_{0,z} e^{i(\vec{k}\vec{r} - \omega t)}}{\partial y}} \right) = -\frac{\partial \vec{B}_0 e^{i(\vec{k}\vec{r} - \omega t)}}{\partial t} \\ & \iff \begin{pmatrix} E_{0,z} \cdot ik_y - E_{0,y} \cdot ik_z \\ E_{0,x} \cdot ik_z - E_{0,z} \cdot ik_x \\ E_{0,y} \cdot ik_x - E_{0,x} \cdot ik_y \end{pmatrix} = -\vec{B}_0 \cdot (-i\omega) \end{aligned}$$

Also

$$\begin{aligned} \vec{k} \times \vec{E}_0 &= \omega \vec{B} \quad \text{bzw.} \\ \vec{B}_0 &= \frac{1}{\omega} (\vec{k} \times \vec{E}_0) \end{aligned} \quad (4.4)$$

Setze (??) in (??) ein und erhalte

$$\frac{1}{\omega} (\vec{k}_e \times \vec{E}_{0,e}) + \frac{1}{\omega} (\vec{k}_r \times \vec{E}_{0,r}) = \frac{1}{\omega} (\vec{k}_t \times \vec{E}_{0,t})$$

da $\vec{k} \perp \vec{E}$ und $\vec{k}_e = -\vec{k}_r$, $\vec{k}_t = \frac{n_t}{n_e} \vec{k}_e$. Daraus erhält man

$$n_e \vec{E}_{0,e} - n_r \vec{E}_{0,r} = n_t \vec{E}_{0,t}$$

Eliminiere $\vec{E}_{0,t}$ durch Einsetzen von (??)

$$\begin{aligned} \vec{E}_{0,r} &= \frac{n_e - n_t}{n_e + n_t} \vec{E}_{0,e} = r \vec{E}_{0,e} & r &= \frac{n_e - n_t}{n_e + n_t} & \text{(Reflexionskoeffizient)} \\ \vec{E}_{0,t} &= \frac{2n_e}{n_e + n_t} \vec{E}_{0,e} = t \vec{E}_{0,e} & r &= \frac{2n_e}{n_e + n_t} & \text{(Transmissionskoeffizient)} \end{aligned}$$

05.11.2015

$n_e > n_t$: Wenn Licht von optisch dichteren in ein optisch dünneres Medium übergeht, ist der Reflexionskoeffizient größer null. Daraus folgt, dass \vec{E}_{0r} und \vec{E}_{0e} in die gleiche Richtung zeigen und die Wellen an der Grenzschicht in Phase sind.

$n_e < n_t$: Wenn Licht aus einem optisch dünneren in ein optisch dichteres Medium übergeht, wird der Reflexionskoeffizient kleiner Null und \vec{E}_{0r} und \vec{E}_{0e} zeigen in antiparallele Richtungen. Außerdem liegt bei der Reflexion ein Phasensprung von π vor, bei Transmission aber nicht.

Da die reflektierte Intensität nur proportional zu $|\vec{E}|^2$ ist, spielt der Phasenfaktor keine Rolle.

Reflexionsgrad der Intensität

$$R = \frac{I_r}{I_e} = \left(\frac{n_e - n_t}{n_e + n_t} \right)^2 = \left(\frac{n_{et} - 1}{n_{et} + 1} \right)^2 = \left(\frac{1 - n_{te}}{1 + n_{te}} \right)^2$$

Der Reflexionsgrad ist unabhängig davon, von welcher Seite das Licht einfällt. Er hängt allein von der Änderung des relativen Brechungsindex ab. Wird das Licht aber absorbiert, wird der Reflexionskoeffizient komplex und kann geschrieben werden als

$$R = |r|^2 = rr^*$$

Beispiel:

Übergang	relativer Brechungsindex	Reflexion in %
Luft – Glas	1,5	4 %
Luft – Diamant	2,41	17 %

4.3.6 Beliebige Einfallswinkel α

Zunächst betrachten wir ein \vec{E} -Feld, das parallel zur Einfallsebene schwingt und p-polarisiert (d. h. parallel zur Einfallsebene) ist. Im Folgenden werden die Tangentialkomponenten mit dem Index T versehen und die Normalkomponenten mit dem Index N . Betrachte außerdem noch die Stetigkeitsbedingungen für \vec{E} und $\vec{D} = \varepsilon_0 \varepsilon \vec{E}$.

$$\begin{array}{lll} E_{eN} = E_e \sin \alpha & E_{tN} = E_t \sin \beta & E_{rN} = E_r \sin \alpha \\ E_{eT} = E_e \cos \alpha & E_{tT} = E_t \cos \beta & E_{rT} = -E_r \cos \alpha \end{array}$$

Mit Hilfe der Stetigkeitsbedingungen und der Snellschen Formel, erhalten wir daraus die *Fresnelschen Formeln*, wobei r_p der Reflexionskoeffizient für p-polarisiertes Licht ist.

$$r_{\parallel} = r_p = \frac{n_t \cos \alpha - n_e \cos \beta}{n_t \cos \alpha + n_e \cos \beta} = \frac{\tan(\alpha - \beta)}{\tan(\alpha + \beta)} \quad (4.5)$$

$$r_{\perp} = r_s = \frac{n_e \cos \alpha - n_t \cos \beta}{n_e \cos \alpha + n_t \cos \beta} = -\frac{\sin(\alpha - \beta)}{\sin(\alpha + \beta)} \quad (4.6)$$

Die Amplituden der reflektierten \vec{E} -Felder erhält man durch Multiplikation der Amplituden des emittierten \vec{E} -Felder mit den Reflexionskoeffizienten.

Transmittierte Leistung P_t und Intensität I_t

Wenn man nicht direkt an den Amplituden sondern an der Leistung interessiert ist, kann man diese auch über den Transmissionsgrad $T^P = \frac{P_t}{P_e}$ (bzw. bei der Intensität $T^I = \frac{I_t}{I_e}$) berechnen. Aufgrund der Energieerhaltung gilt $P_e = P_r + P_t$ und man erhält

$$T_{\parallel}^P = 1 - |r_{\parallel}|^2 \quad \text{sowie} \quad T_{\perp}^P = 1 - |r_{\perp}|^2$$

Für die Berechnung der Intensität ist allerdings die Änderung der Fläche zu berücksichtigen, da sich die Ausdehnung des Lichtstrahls auf der Einfallsebene und im transmittierten Strahl ändert.

$$d' = \frac{d}{\cos \alpha} \quad d_t = d' \cos \beta$$

Nun kann man folgende Gleichungen formulieren

$$T^P = \frac{P_t}{P_e} = \frac{I_t A_t}{I_e A_e} = \frac{I_t \cos \beta}{I_e \cos \alpha} = \frac{n_t |t|^2 \cos \beta}{n_e \cos \alpha}$$
$$T^I = \frac{I_t}{I_e} = T^P \frac{\cos \alpha}{\cos \beta} = |t|^2 \frac{n_t}{n_e}$$

Diskussion der Fresnel'schen Formeln: Reflexionsgrad bei Lichteinfall aus einem optisch dünnerem Medium

Ein Beispiel hierfür ist der Übergang von Luft in Glas mit $\frac{n_t}{n_e} = 1,5$. Betrachte nun die Winkelabhängigkeit von $R = |r|^2$ aus den Fresnel'schen Formeln ?? und ?. Bei Erhöhung des Winkels steigt R_{\perp} stetig von 4 % bis 100 % an. R_{\parallel} sinkt hingegen anfangs bis zu einem gewissen Winkel auf Null ab. Dieser Winkel wird auch *Brewsterwinkel* genannt, danach steigt R_{\parallel} ebenfalls auf die 100 % an (siehe Abb.??). Der Brewsterwinkel α_B oder auch α_P wird dann erreicht, wenn der Nenner divergiert, also $\tan(\alpha_B + \beta) = \infty$ bzw. $\alpha + \beta = 90^\circ$. In diesem Fall stehen der reflektierte und der gebrochene Strahl aufeinander senkrecht. Dies lässt sich wie folgt erklären. Man nehme an, dass der reflektierte Strahl durch einen oszillierenden Dipol mit Dipolmoment parallel zum \vec{E} -Feld in der Grenzschicht erzeugt wird. Dabei ist die abgestrahlte Leistung $P(\theta) \propto \sin^2 \theta$ und θ ist der Winkel zwischen Wellenvektor des abgestrahlten Lichts und Dipolachse. Also wird längs zur Dipolachse ($\theta = 0$) kein Licht abgestrahlt – \vec{E}_{\parallel} wird nicht reflektiert. *Daraus kann man folgern, dass das Licht vollständig linear polarisiert ist.* Der Brewsterwinkel ergibt sich aus der Formel

$$\tan \alpha_B = \frac{n_t}{n_e}$$

09.11.2015

Reflexionsgrad bei Lichteinfall aus optisch dichteren Medien Wir betrachten $n_e > n_t$ und beobachten, dass ab einem Einfallswinkel $\alpha = \alpha_T < 90^\circ$ das Reflexionsvermögen 100% erreicht, d.h. *Totalreflexion*. Aus Snell erhalten wir $\sin \beta = 1$, also für den Winkel

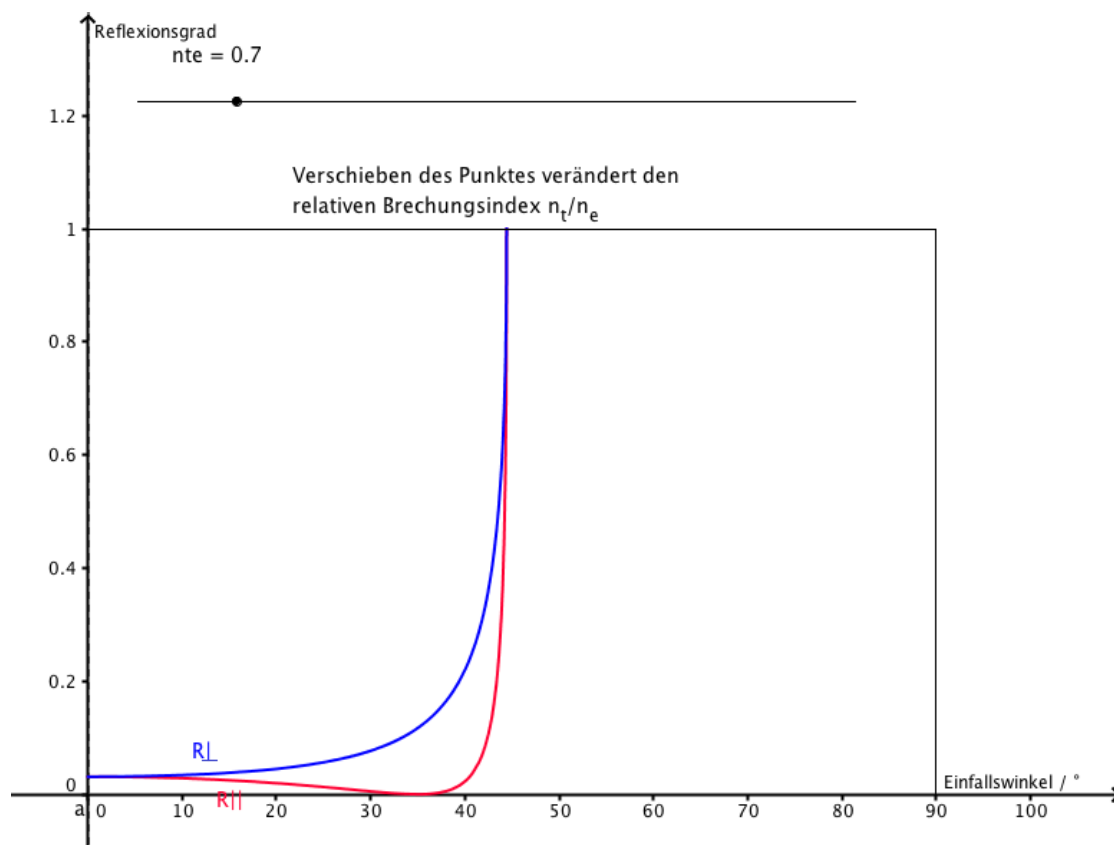


Abbildung 4.1: Reflexionsgrad in Abhängigkeit des Einfallswinkels

α_T der Totalreflexion

$$\sin \alpha_t = \frac{n_t}{n_e} \quad \text{bzw.} \\ \alpha_T = \arcsin\left(\frac{n_t}{n_e}\right)$$

Für Winkel $\alpha > \alpha_T$ gibt es nach Snell keine Lösung für β . Der transmittierte Wellenvektor \vec{k}_t besitzt keine reelle Komponente senkrecht zur Grenzfläche. Die imaginäre Komponente führt zu Absorption! Wir erhalten eine *evaneszente Welle*.

Die Fresnel'schen Formeln können weiterhin verwendet werden. Ersetze hierfür $\cos \beta = \sqrt{1 - \sin^2 \beta}$ durch die Snell'sche Formel

$$\cos \beta = \sqrt{1 - \left(\frac{n_e}{n_t}\right)^2 \sin^2 \alpha}$$

Für $\alpha > \alpha_T$ wird dieser Ausdruck rein imaginär.

Der Reflexionsgrad (für Intensitäten) ist $R_{\perp} = R_{\parallel} = 1$. Die Koeffizienten r_{\parallel} und r_{\perp} werden ebenfalls komplex. Diese komplexen Amplitudenkoeffizienten verursachen eine *Phasenverschiebung* φ_r bei Totalreflexion, die polarisationsabhängig ist.

Anwendungen sind z. B.

- Fresnel-Rhombus (Polarisationsdreher)
- Umlenkprisma: Einlaufendes linear polarisiertes Licht wird nach zweimaliger Reflexion zirkular polarisiert. Der Grund dafür ist, dass die relative Phase von s- und p-polarisierten Komponenten des \vec{E} -Feldes sich ändert.

Lichtwellenleiter (s. Folien)

Lichtwellenleiter sind wichtig für die Telekommunikation. Anwendungen sind u. a.

- Mono-Moden Fasern
- Multi-Moden Fasern
- Bildübertragung

4.3.7 Totalreflexion und evaneszente Welle

Trifft eine ebene Welle auf eine Grenzschicht, erhält man ein Interferenzbild durch Überlagerung von einlaufender und reflektierter Welle im ersten Medium (aus dem die einlaufende Welle kommt). Im zweiten Medium beobachtet man eine stetige Abnahme der Feldstärke in y -Richtung. Um dies zu beschreiben, verwende

- \vec{k}_e hat die Komponenten

$$k_{ex} = k_e \sin \alpha$$

$$k_{ey} = k_e \cos \alpha$$

- Für \vec{k}_t gilt

$$k_{tG} = k_{eG} = \frac{\omega n_e}{c} \sin \alpha$$

Mit der Dispersionsrelation folgt

$$k_t = \frac{\omega n_t}{c} = \sqrt{k_{tG}^2 + k_{ty}^2}$$

Hiermit lässt sich die Komponente $k_{ty} = k_{t,\perp}$ berechnen als

$$k_{t,\perp}^2 = \left(\frac{\omega n_t}{c} \right)^2 - k_{tG}^2 = \frac{\omega^2}{c^2} (n_t^2 - n_e^2 \sin^2 \alpha)$$

Für $\alpha > \alpha_T$ gilt wegen Snell ($n_e \sin \alpha > n_t$), dass $k_{t,\perp}$ rein imaginär wird:

$$k_{t,\perp} = \pm i k_t \sqrt{\frac{n_e^2}{n_t^2} \sin^2 \alpha - 1} = \pm i \beta$$

Die Oberflächenwelle wird dann beschrieben durch

$$\vec{E}(x, y, t) = \underbrace{\vec{E}_{0,t} \exp(-\beta y)}_{\substack{\text{exponentiell gedämpft} \\ \text{in } y\text{-Richtung}}} \cdot \underbrace{\exp(ik_{tG}x - i\omega t)}_{\substack{\text{ebene Welle} \\ \text{in } x\text{-Richtung}}}$$

Wir betrachten das Beispiel $n_e = 1,5$, $n_t = 1$, also $\alpha_T = 41,8^\circ$, für eine Welle mit Wellenlänge $\lambda = 600 \text{ nm}$. Hier erhält man $\beta = 3,7 \cdot 10^3 \frac{1}{\text{mm}}$ bzw. $\frac{1}{\beta} \approx \frac{\lambda}{2}$. D.h. die evaneszente Welle klingt auf der Längenskala der Wellenlänge ab (hier ca. 300 nm).

12.11.2015

4.3.8 Absorbierende Medien

Das Reflexionsvermögen bei absorbierenden Medien ist mit Fresnelformeln ebenfalls berechenbar. Man ersetze nur n durch seine komplexe Darstellung $n_R + in_I$. Nun erhält man einen komplexen Reflexionskoeffizient und Reflexionsgrad:

$$r = \frac{n_{rel} - 1}{n_{rel} + 1}$$

$$R = rr^* = \frac{(n_R - 1)^2 + n_I^2}{(n_R + 1)^2 + n_I^2}$$

Daraus ergibt sich allgemein

- Das Reflexionsvermögen nimmt mit steigender Absorption zu (z.B. ideal leitende Metalle $\omega < \omega_p$). Bei Spiegeln ist beispielsweise $R \approx 100\%$ im Infrarot (IR), Nahinfrarot (NIR) und im sichtbaren Bereich (VIS), wobei R im sichtbaren Bereich bereits zurück geht.
- Mit wachsender Absorption (n_I bzw. k) verschwindet der Brewsterwinkel, es bleibt ein Minimum von R_{\parallel}

- Die Farbe von Gegenständen hängt von den dielektrischen Eigenschaften ab.

Verwendet man im sichtbaren Bereich ein weißes Licht mit allen Spektralanteilen, lässt sich das Erscheinungsbild verschiedener Materialien durch Reflexion, Transmission und Absorption beschreiben:

Metalle sind durch ihre hohe Leitfähigkeit charakterisiert, die sich in einer spektral breitbandigen Reflexion äußern. Dadurch entsteht der metallische Glanz.

Isolatoren, die im VIS-Bereich keine Absorption besitzen, sind transparent. Allerdings wenn ihre Oberfläche gestört wird, werden sie weiß aufgrund ihres wellenlängenunabhängigen Reflexionsvermögen (vgl. Zucker – Puderzucker).

Isolatoren mit nur einer schwachen Absorption im VIS-Bereich zeigen in Transmission und Reflexion jeweils andere Farben. Dies wird durch die spektrale Verteilung des transmittierten Lichts bestimmt (vgl. verdünnte Tinte).

Isolatoren mit sehr hoher Absorption – also sehr hoher Reflexion – haben eine Transmissionsfarbe, die wieder durch den Spektralbereich mit optimaler Transparenz bestimmt.

5 Polarisation

Im allgemeinen Fall ist $E_{ox} \neq E_{oy}$ und φ beliebig. Deshalb beschreibt das \vec{E} -Feld eine Ellipse in der x - y -Ebene. Stärke und Richtung des \vec{E} -Felds ändern sich als Funktion der Zeit. Der Endpunkt des \vec{E} -Felds beschreibt eine Ellipse in der x - y -Ebene. Für den Winkel α zwischen der großen Halbachse der Ellipse und der x -Achse erhalten wir:

$$\tan(2\alpha) = \frac{2E_{ox}E_{oy}\cos\varphi}{E_{ox}^2 + E_{oy}^2}$$

Für spezielle Werte von α wird $\varphi = 0$ und es gilt

$$\frac{E_x^2}{E_{ox}^2} + \frac{E_y^2}{E_{oy}^2} = 1$$

5.1 Mathematische Formulierung

Definiere Polarisationszustand eines Feldes als 2D-Vektor mit komplexen Amplituden, den sogenannten *Bones-Vektor*:

$$\vec{E} = \begin{pmatrix} E_{ox} \\ E_{oy} \end{pmatrix}$$

Normiere nun den Vektor auf Eins, denn oft ist nur der relative Wert von Interesse:

$$\frac{vecE}{E_x} = \begin{pmatrix} 1 \\ \frac{E_{oy}}{E_{ox}} \end{pmatrix}$$

Lineare Polarisation

Lineare Polarisation lässt sich wie folgt charakterisieren

$$0^\circ: \frac{E_y}{E_x} = 0$$

$$90^\circ: \frac{E_y}{E_x} = \infty, \text{ d. h. } \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$$

$$45^\circ: \frac{E_y}{E_x} = 1$$

$$\text{bel.: } \frac{E_y}{E_x} = \frac{\sin\alpha}{\cos\alpha} = \tan\alpha$$

Zirkulare und elliptische Polarisation

Bei *zirkularer Polarisation* hat der Bokes-Vektor eine rein imaginäre y -Komponente

$$\vec{E} = \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ \pm i \end{pmatrix}$$

Die Richtungen lassen sich wie folgt unterscheiden:

rechtszirkular $\frac{E_y}{E_x} = -i$

linkszirkular $\frac{E_y}{E_x} = +i$

Bei *elliptischer Polarisation* hat der Bokes-Vektor eine komplexe (nicht rein imaginäre) y -Komponente

$$\frac{E_y}{E_x} = a + bi$$

5.2 Polarisatoren

Ein Polarisator ist ein optisches Element, das aus „unpolarisiertem“ Licht einen definierten Polarisationszustand selektiert. Beispiele sind Linearpolarisatoren, Zirkularpolarisatoren oder elliptische Polarisatoren. Für die Funktionsweise ist eine *optisch asymmetrische Komponente* nötig, die Licht mit ungewünschter Polarisation absorbiert/unterbindet.

Man unterscheidet vier Mechanismen von Polarisatoren:

1. *Reflexion* (Brewsterfenster, Fresnel-Rhombus)
2. *Streuung* (Hertz'scher Dipol)
3. *richtungsselektive Absorption* (Dichroismus)
4. *Doppelbrechung*

Mit Hilfe eines Polarisators kann man die Polarisations Eigenschaften von Licht bestimmen, ihn also als *Analysator* verwenden.

Beispiel Selektiere den Polarisationszustand mit einem Linearpolarisator und analysiere mit dem Linearpolarisator. Es gilt für den Winkel α zwischen Polarisator und Analysator

$$\vec{E}_0 = \vec{E}_{0\parallel} + \vec{E}_{0\perp} = |\vec{E}_0| \cos \alpha \vec{e}_{\parallel} + |\vec{E}_0| \sin \alpha \vec{e}_{\perp}$$

und $|\vec{E}_{\parallel}| = |\vec{E}_0| \cos \alpha$.

Beispiel Polarisation durch Dichroismus Dichromatische Materialien sind z. B. Turmalin oder (preiswerter) gestreckte, gefärbte Polymerfolien. Hier gilt das Malus'sche Gesetz

$$I = I_0 \cos^2 \alpha$$

wobei die Stromstärke proportional zur Intensität ist.

Polarisation durch Reflexion

Beispiele für Polarisation durch Reflexion sind:

- Für den *Brewster Winkel* gilt, dass das reflektierte Licht senkrecht zur Einfallsebene polarisiert ist.
- *Fresnel-Rhombus*
- *Polarisationsdrehung* durch Reflexion, z. B. Doppelspiegel

16.11.2015

Polarisation durch Dichroismus

Bisher haben wir eine kugelsymmetrische Elektronenverteilung um den Atomkern betrachtet. Jetzt werden wir eine *anisotrope Ladungsverteilung* betrachten. Der einfachste Fall ist eine zigarrenförmige Ladungsverteilung. Wir machen folgende vereinfachende Annahmen:

- Die Bewegungen senkrecht und parallel zur Atom-/Molekülvorzugsachse sind unabhängig voneinander
- zwei unabhängige harmonische Oszillatoren mit Eigenfrequenzen ω_{\perp} und ω_{\parallel}

In unserem „Zigarrenmodell“ sind folgende zwei Fälle der Ausrichtung der asymmetrischen Moleküle/Atome im Material zu unterscheiden:

isotrope Verteilung Die Ausrichtung der asymmetrischen Moleküle/Atome ist isotrop in alle Richtungen verteilt.

anisotrope Verteilung Die asymmetrischen Moleküle sind geordnet, d. h. gleich ausgerichtet, wie z. B. im kristallinen Festkörper. Hier können die optischen Eigenschaften stark anisotrop (richtungsabhängig) werden.

Eine Folge von anisotroper Verteilung der Ausrichtung ist der *Dichroismus* (richtungsabhängige Absorption): Je nach Richtung der Polarisation ist die Absorption stark unterschiedlich. Beispiele für Materialien, die ausgeprägten Dichroismus aufweisen, sind:

- Turmalinkristalle
- Polaroidfolien (Folienpolarisatoren)
- Drahtgitterpolarisatoren

5.3 Doppelbrechung

Doppelbrechung gibt es in folgenden Formen

natürlich anisotrope Kristalle (z. B. Calcit)

mechanisch induziert z. B. durch mechanische Spannung

durch Felder induziert z. B. durch elektrische Felder

Der physikalische Hintergrund ist eine anisotrope Ladungsverteilung, d. h. zwei Resonanzfrequenzen ω_{\perp} und ω_{\parallel} . Dies lässt sich schön anhand des folgenden Modells darstellen:

Federmodell Als Modell betrachtet man eine Kugel, die mit zwei unterschiedlichen Federn befestigt ist. Zieht man mit der Kraft $\vec{F}(x, y)$, so beugt sich die Masse nicht parallel zur Kraft.

Lichtausbreitung in einem doppelbrechenden Medium Die Experimentelle Beobachtung ergibt

- Es treten Doppelbilder auf.
- Es tritt eine Aufspaltung in zwei getrennte Strahlen auf; Es gibt eine Abhängigkeit von der Polarisation.
- Die relativen Intensitäten sind abhängig von der Polarisation der einlaufenden Welle.
- Nur der ordentliche Strahl folgt dem Snellius'schen Gesetz.
- Der ordentliche und der außerordentliche Strahl bilden einen Winkel zueinander; Dieser wird Strahlenversatz genannt.

Für die dielektrischen Eigenschaften bedeutet das, dass

1. zwischen \vec{D} und \vec{E} ein tensorieller Zusammenhang besteht:

$$\vec{D} = \epsilon_0 \epsilon \vec{E} \quad \text{oder} \quad D_i = \epsilon_0 \sum_{k=1}^i \epsilon_{ik} E_k$$

2. \vec{E} und \vec{P} sind i. A. nicht mehr parallel

Wir erhalten durch orthogonale Transformation der Koordinatenachsen die sog. *Hauptachsenform des Dielektrizitätstensors*, d. h. die Diagonalform der Matrixdarstellung des Tensors (ϵ_i ist der Eintrag auf der Diagonale in der i -ten Zeile). Hier gilt

$$D_i = \epsilon_0 \epsilon_i E_i \quad \text{bzw.} \quad E_i = \frac{1}{\epsilon_0 \epsilon_i}$$

Die spezielle Form von ϵ hängt von der Symmetrie des Mediums ab. Man unterscheidet drei Fälle:

optisch isotrope Medien: $\epsilon_i = \epsilon$ Alle drei Tensorelemente sind gleich. Hier sind die optischen Eigenschaften nicht richtungsabhängig.

optische einachsige Kristalle: $\epsilon_x = \epsilon_y = \epsilon_\perp$ **und** $\epsilon_z = \epsilon_\parallel$ Zwei der drei Tensorelemente sind gleich, d. h. es gibt eine ausgezeichnete optische Achse (hier als Beispiel die z -Achse). Für Richtungsausbreitung entlang der optischen Achse tritt keine Polarisationsabhängigkeit der Ausbreitung auf (die \vec{E} -Felder schwingen entlang ϵ_\perp). In der anderen Richtung treten Abweichungen vom Snellius'schen Gesetz auf. Dieser Effekt wird *Doppelbrechung* genannt.

optisch zweiachsige Kristalle: $\varepsilon_x \neq \varepsilon_y \neq \varepsilon_z \neq \varepsilon_x$ Es gibt zwei optische Achsen, längs derer polarisationsunabhängige Lichtausbreitung stattfinden kann.

Für die Herleitung verwende die MWGI in Tensorform mit dem Ansatz ebene Welle und Grenzbedingungen. Dann erhält man die Beziehungen für die Richtungen von \vec{E} , \vec{B} , \vec{D} , \vec{S} und \vec{k} . Das Resultat ist: Die Dielektrische Verschiebung ist i. A. nicht parallel zu \vec{E} .

Resultat für den Brechungsindex (einachsige Kristalle)

Es sei wie oben die Koordinatendarstellung so gewählt, dass der Dielektrizitätstensor Hauptachsenform hat, und die optische Achse sei wieder die z -Achse. Wir erhalten die Beziehung

$$\frac{1}{n_{ao}^2} = \frac{\cos^2 \theta}{\varepsilon_{\perp}} + \frac{\sin^2 \theta}{\varepsilon_{\parallel}} \quad \text{und} \quad n_o = \sqrt{\varepsilon_{\perp}}$$

Der Brechungsindex ist also richtungsabhängig mit $\varepsilon_x = \varepsilon_y = \varepsilon_{\perp}$ und $\varepsilon_z = \varepsilon_{\parallel}$. θ ist der Winkel, den der Wellenvektor \vec{k} mit der optischen Achse (z -Achse) einschließt. Wir betrachten folgende Fälle:

$\theta = 0^\circ$ Es gibt keine Doppelbrechung für Licht, das sich entlang der optischen Achse ausbreitet ($n_{ao} = n_o$).

$\theta = 90^\circ$ Wenn der Wellenvektor in x -Richtung zeigt, ergeben sich zwei Werte für den Brechungsindex: $n_o = \sqrt{\varepsilon_{\perp}}$ und $n_{ao} = \sqrt{\varepsilon_{\parallel}}$. Dabei liegen die \vec{E} -Vektoren entlang der z -Richtung (optische Achse) bzw. längs der y -Richtung. Licht kann sich in x -Richtung nur mit diesen beiden Polarisationsrichtungen im Kristall ausbreiten!

Im optisch einachsigen Kristall gibt es zwei Polarisationsrichtungen

ordentlicher Strahl Hier haben wir die Eigenschaften

- \vec{E} und \vec{D} sind senkrecht zur optischen Achse gerichtet.
- Der Brechungsindex ist unabhängig von der Ausbreitungsrichtung $n_o = \sqrt{\varepsilon_{\perp}}$.
- Das Snellius'sche Gesetz gilt.

außerordentlicher Strahl Hier gilt:

- Der Strahl ist in der Ebene, die durch die optische Achse und \vec{k} gebildet wird, polarisiert (Hauptschnitt).
- Der Brechungsindex ist richtungsabhängig.
- Das Snellius'sche Gesetz gilt nicht.

Phasengeschwindigkeiten

Für den ordentlichen Strahl erhalten wir eine Kugelgleichung für n bzw. v_{ph} und für den außerordentlichen Strahl wird es zu einem Ellipsoid:

$$v_{ao} = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon_{\parallel}}} = \frac{c}{n_{ao}}$$
$$v_o = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon_{\perp}}} = \frac{c}{n_o}$$

Es gilt:

$v_{ao} > v_o$ ($n_{ao} < n_o$): negativ einachsig

$v_{ao} < v_o$ ($n_{ao} > n_o$): negativ einachsig

Symbolverzeichnis

α_B	Brewsterwinkel; Winkel, bei dem reflektierter und gebrochener Strahl senkrecht aufeinander stehen; Winkel vollständiger linearer Polarisierung bei Reflexion; $\tan \alpha_B = \frac{n_t}{n_e}$
α_T	Winkel für Totalreflexion
χ	elektrische Suszeptibilität
ε	relative Dielektrizitätskonstante eines Mediums
ε_0	elektrische Feldkonstante
ε_i	i -tes Tensorelement des Dielektrizitätstensors in der Hauptachsenform
$\frac{1}{\tau}$	Stoßfrequenz bei Streuzeit τ ; $\gamma := \frac{1}{\tau}$
γ	Stoßfrequenz bei Streuzeit τ ; $\gamma := \frac{1}{\tau}$
γ_j	Dämpfung; $\varepsilon(\omega) = 1 + \frac{e^2}{\varepsilon_0 m_e} \sum_j \frac{f_j N_j}{\omega_0^2 - \omega^2 + i \gamma_j \omega}$
\hbar	normiertes Planksches Wirkungsquantum; Naturkonstante; $\hbar = \frac{h}{2\pi}$
λ	Wellenlänge; $\lambda = \frac{c}{\nu}$
μ	magnetische Permeabilität eines Mediums; hier immer $\mu = 1$
μ_0	magnetische Feldkonstante; $\mu_0 = 1,2566 \cdot 10^{-6} \text{ NA}^{-2}$
ν	Frequenz; auch f ; $\nu = \frac{v_{\text{ph}}}{\lambda}$
ω	Kreisfrequenz; $\omega = 2\pi\nu = \frac{2\pi}{T}$
ω_{\perp}	Eigenfrequenz der harmonischen Oszillation der Elektronen senkrecht zur Atom-/Molekülvorzugsachse
ω_{\parallel}	Eigenfrequenz der harmonischen Oszillation der Elektronen parallel zur Atom-/Molekülvorzugsachse
ω_p	Plasmafrequenz; $\omega_p^2 = \frac{e^2 N}{\varepsilon_0 m_e}$ im nahezu ungedämpften Fall
Φ	Photonenfluss
ρ	Ladungsdichte (Ladung pro Volumen)

ρ_{frei}	Ladungsdichte; in isolierenden Materialien $\rho_{\text{frei}} = 0$
τ	Streuzeit
ϵ	Dielektrizitätstensor; $\vec{D} = \epsilon_0 \epsilon \vec{E}$
φ_r	Phasenfaktor der reflektierten Welle; bestimmt Phasenverschiebung zur einlaufenden Welle
φ_t	Phasenfaktor der transmittierten Welle; bestimmt Phasenverschiebung zur einlaufenden Welle
\vec{B}	magnetische Flussdichte
\vec{F}	Kraft
\vec{H}	Magnetische Feldintensität; unabhängig davon, ob Materie im Magnetfeld ist
\vec{j}	Stromdichte (Ladung pro Zeit pro Fläche)
\vec{k}_e	Wellenvektor der einlaufenden Welle
\vec{k}_r	Wellenvektor der reflektierten Welle
\vec{k}_t	Wellenvektor der transmittierten Welle
\vec{M}	Magnetisierung (magnetisches Dipolmoment pro Volumen)
\vec{P}	Polarisation (Dipolmoment pro Volumen)
\vec{S}	Poynting-Vektor, Energiestromdichte einer elektrom. Welle
\vec{D}	dielektrische Verschiebung
\vec{E}	elektrische Feldstärke
A	Fläche
a	Extinktionskoeffizient eines Mediums
c	Lichtgeschwindigkeit im Vakuum; $c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} = 2,9979 \cdot 10^8 \frac{\text{m}}{\text{s}}$
e	Elementarladung
E_{ph}	Energie eines Photons
F_{el}	elektrische Kraft
F_{mag}	magnetische Kraft, Lorentzkraft
f_j	Oszillatorstärke; $\epsilon(\omega) = 1 + \frac{e^2}{\epsilon_0 m_e} \sum_j \frac{f_j N_j}{\omega_0^2 - \omega^2 + i \gamma_j \omega}$

I	Lichtintensität; $I = \langle \vec{S} \rangle$
I_t	transmittierte Intensität
j_{frei}	Stromdichte; in isolierenden Materialien $j_{\text{frei}} = 0$
k	Absorptionsindex eines Mediums; Imaginärteil n_I des Brechungsindex n
m_e	Elektronenmasse
N	Anzahl (einheitenlos)
N	Teilchenzahldichte
n	materialspezifischer Brechungsindex; $n = \sqrt{\varepsilon}$
n'	reelle Brechzahl eines Mediums; Realteil n_R des Brechungsindex n
P_t	transmittierte Leistung
q	elektrische Ladung
R	Reflexionsgrad
r	Reflexionskoeffizient; $r = \frac{n_e - n_t}{n_e + n_t}$
T	Periodendauer
T	Transmission eines Mediums bei ebener Welle; $T := \frac{I(z)}{I(0)} = \exp(-az)$
t	Transmissionskoeffizient; $t = \frac{2n_e}{n_e + n_t}$
t	Zeit
T^I	Transmissionsgrad der Intensität; $T^I = \frac{I_t}{I_e}$
T^P	Transmissionsgrad der Leistung; $T^P = \frac{P_t}{P_e}$
v_{gr}	Gruppengeschwindigkeit einer Welle; $v_{\text{gr}} = \frac{\partial \omega}{\partial k}$
v_q	Geschwindigkeit eines Teilchens mit Ladung q
v_{ph}	Phasengeschwindigkeit; Ausbreitungsgeschw. einer Welle; $\frac{\partial^2 y}{\partial t^2} = v_{ph}^2 \frac{\partial^2 y}{\partial x^2}$

Index

- Absorptionsindex, 15
- Analysator, 32

- Bones-Vektor, 31
- Brechungsgesetz
 - Snellins'sches Brechungsgesetz, 22
- Brechzahl, 15
- Brewsterwinkel, 26

- Dichroismus, 33
- Dielektrizitätskonstante, 7
- Dielektrizitätstensor, 34
 - Hauptachsenform, 34
- Dispersion
 - normal, 19
 - positiv, 19
- Dispersionsrelation, 10
 - linear, 10
- Divergenz, 6
- Doppelbrechung, 34

- ebene Welle, 10
- elektrische Feldkonstante, 7
- Extinktionskoeffizient, 16

- Fresnel'sche Formeln, 22
- Fresnelsche Formeln, 25

- Gradient, 6
- Gruppengeschwindigkeit, 13

- Hauptschnitt, 35

- Kramer-Kronis-Relation, 16
- Kugelwelle, 10

- Lambert-Beersches Gesetz, 16
- Laplace-Operator, 6

- Lichtintensität, 11
- Lichtwellenleiter, 28

- Malus'sches Gesetz, 32
- Mathematische Operatoren
 - Divergenz, 6
 - Gradient, 6
 - Laplace-Operator, 6
 - Nabla-Operator, 6
- Maxwellgleichungen
 - mit dielektrischer Versch., 7

- Nabla-Operator, 6

- optisch asymmetrische Komponente, 32
- Oszillatorstärke, 19

- Phasenfaktoren, 21
- Phasengeschwindigkeit, 9
- Photonenenergie, 11
- Photonenflussdichte, 11
- Photonenimpuls, 11
- Plasmafrequenz, 19
- Polarisation
 - elliptisch, 32
 - elliptisch polarisiertes Licht, 23
 - linear polarisiertes Licht, 23
 - zirkular, 32
 - zirkular polarisiertes Licht, 23
- Polarisator, 32
- Poynting-Vektor, 11

- Reflexionsgesetz, 22
- Reflexionsgrad, 25
- Reflexionskoeffizient, 24

- Sellmeier-Beziehung, 19
- Strahlenversatz, 34

Strahlungsflussdichte, 11

Streuzeit, 19

Totalreflexion, 26

Transmission, 16

Transmissionsgrad, 26

Transmissionskoeffizient, 24

transmittierte Intensität, 26

transmittierte Leistung, 26

Wellenfunktion

ebene Welle, 10

Kugelwelle, 10

Wellengleichung

Elektromagnetische Wellen, 9