

## 2 Grundlagen

Eine elektromagnetische Welle mit der Amplitude  $\vec{E}$  lässt sich in komplexer Schreibweise darstellen als

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0(\vec{r}) \cdot \exp(-i\vec{k} \cdot \vec{r}) \exp(i\omega t) + c.c.$$

$\vec{r}$  : Ortsvektor

$\vec{k}$  : Wellenvektor mit  $|\vec{k}| = 2\pi n / \lambda$

$\omega$  : Kreisfrequenz

Oft betrachtet man zur Vereinfachung ebene Wellen der Form

$$E(\vec{r}, t) = E_0 \exp(-ikz) \exp(i\omega t) + c.c.$$

Die Ausbreitung erfolgt entlang der  $z$ -Richtung. Die Welle sei linear polarisiert, so dass  $\vec{E}$  nur eine transversale Komponente besitzt. Bei der komplexen Schreibweise wird immer nur der physikalisch relevante Realteil betrachtet, so dass mit der obigen Schreibweise immer das Folgende gemeint ist:

$$\begin{aligned} E(\vec{r}, t) &= E_0 \operatorname{Re}(\exp(i\phi)) \\ &= E_0 \frac{1}{2} (\exp(i\phi) + \exp(-i\phi)) \\ &= E_0 \cos(\omega t - kz) \end{aligned}$$

Amplitude  $E_0$  und Phase  $\phi = \omega t - kz$  bestimmen das elektrische Feld eindeutig. Die Intensität der Welle ist dann

$$\begin{aligned} I(\vec{r}, t) &= \frac{1}{Z} |E(\vec{r}, t)|^2 \\ Z &= \sqrt{\frac{\mu \mu_0}{\epsilon \epsilon_0}} = \frac{1}{cn\epsilon_0} \end{aligned}$$

Im zeitlichen Mittel gilt

$$\begin{aligned} I(\vec{r}) &= \frac{1}{Z} \cdot \frac{1}{T} \int_0^T |E(\vec{r}, t)|^2 dt \\ &= \frac{cn\epsilon_0}{2} |E_0|^2 \end{aligned}$$

Mit  $c$  wird im Folgenden stets die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum gemeint sein:

$$\begin{aligned} c &= 299.792.458 \text{ m/s} \\ &\approx 3 \times 10^8 \text{ m/s} \end{aligned}$$

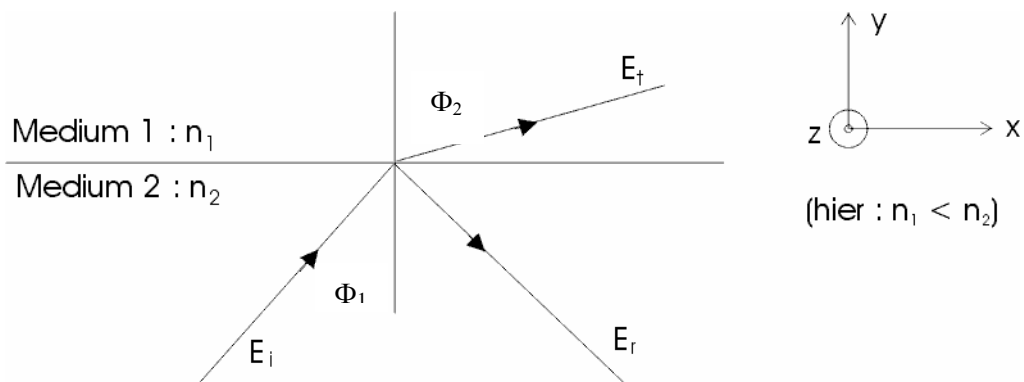
## 2.1 Brechung und Reflexion

An der Grenzfläche zweier optischer Medien mit den Brechungsindizes  $n_1$  und  $n_2$  tritt Brechung und Reflexion auf. Es gilt das Reflexionsgesetz

$$\phi_1 = \phi_1'$$

und das Snelliussche Brechungsgesetz

$$n_1 \sin \phi_1 = n_2 \sin \phi_2$$



Für die reflektierte Welle  $E_r$  und die transmittierte Welle  $E_t$  gilt

$$E_r = r E_i$$

$$E_t = t E_i$$

$r$  : (Amplituden-) Reflexionskoeffizient

$t$  : (Amplituden-) Transmissionskoeffizient

Die Größen von  $r$  und  $t$  für senkrecht ( $\perp$ ) und parallel ( $\parallel$ ) zur Einfallsebene polarisiertes Licht ergeben sich aus den Stetigkeitsbedingungen an der Grenzfläche und werden als Fresnel-Formeln bezeichnet:

$$r_{\perp} = (n_1 \cos \phi_1 - n_2 \cos \phi_2) / (n_1 \cos \phi_1 + n_2 \cos \phi_2)$$

$$r_{\parallel} = (n_2 \cos \phi_1 - n_1 \cos \phi_2) / (n_2 \cos \phi_1 + n_1 \cos \phi_2)$$

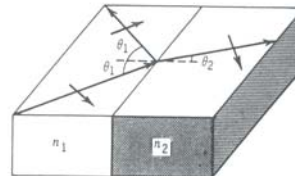
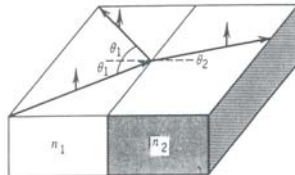
Die Größen für die Transmissionskoeffizienten folgen aus der Energieerhaltung. Für die reflektierten und transmittierten Leistungen  $P$  (bzw. Intensitäten) gilt  $R = |r|^2$  und  $T = 1 - R$ . Für die Umrechnung der Transmissionskoeffizienten  $t$  in  $T$  muss zudem das Brechungsgesetz berücksichtigt werden:  $T = (n_2 \cos \phi_2 / n_1 \cos \phi_1) |t|^2$ .

Aus dem Brechungsgesetz erhält man weiter

$$\cos \phi_2 = \sqrt{1 - \sin^2 \phi_2} = \frac{n_1}{n_2} \sqrt{\left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2 - \sin^2 \phi_1}$$

und damit

$$r_{\perp} = \left( \cos \phi_1 - \sqrt{\left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2 - \sin^2 \phi_1} \right) / \left( \cos \phi_1 + \sqrt{\left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2 - \sin^2 \phi_1} \right)$$



$n_2 > n_1$

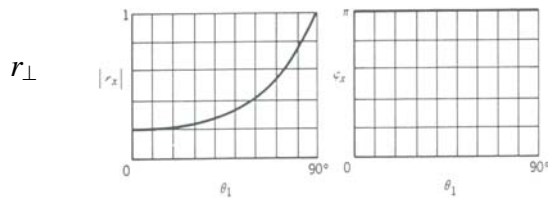


Figure 6.2-2 Magnitude and phase of the reflection coefficient as a function of the angle of incidence for external reflection of the TE polarized wave ( $n_2/n_1 = 1.5$ ).

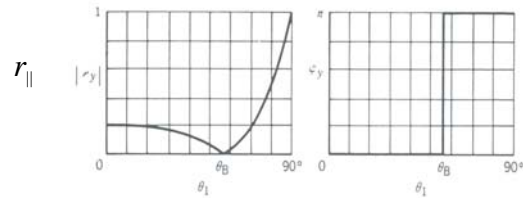


Figure 6.2-4 Magnitude and phase of the reflection coefficient for external reflection of the TM wave ( $n_2/n_1 = 1.5$ ).

$$r_{\parallel} = \left( n_2^2 \cos \phi_1 - n_1^2 \sqrt{\left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2 - \sin^2 \phi_1} \right) / \left( n_2^2 \cos \phi_1 + n_1^2 \sqrt{\left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2 - \sin^2 \phi_1} \right)$$

Für den Brewster-Winkel  $\phi_B$  ist der Zähler und damit die Reflektivität  $r_{\parallel}$  gleich Null. Das Brechungsgesetz ist immer erfüllt, wenn das Licht vom optisch dünneren ins optisch dichte Medien eintritt. Im umgekehrten Fall ergeben sich nur dann reelle Winkel  $\phi_2$ , wenn gilt

$$\sin \phi_1 \leq \frac{n_2}{n_1} = \sin \phi_t$$

$\phi_t$  : kritischer Winkel

Oberhalb des kritischen Winkels  $\phi_t$  tritt Totalreflexion auf:

$$\phi_1 \leq \phi_t : r < 1 \quad , \quad r \text{ ist reell}$$

$$\phi_1 > \phi_t : |r| = 1 \quad , \quad r \text{ ist komplex}$$

d.h. es gilt für  $\phi_1 > \phi_t$

$$\sqrt{\underbrace{\left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2 - \sin^2 \phi_1}_{< 0}} = \pm i \sqrt{\sin^2 \phi - \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2}$$

Bei der Totalreflexion tritt eine Phasenverschiebung  $\delta$  für die reflektierte Welle auf. Für senkrechte Polarisation sei  $\phi_I > \phi_T$ :

$$|r_{\perp}| = \sqrt{r_{\perp} \cdot r_{\perp}^*} = 1$$

$$r_{\perp} = |r_{\perp}| \exp(i \delta_{\perp})$$

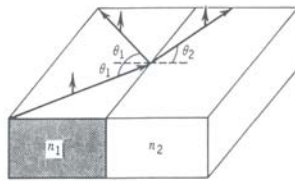
mit 
$$\delta_{\perp} = \tan^{-1}(\text{Im } r_{\perp} / \text{Re } r_{\perp})$$

Mit der Beziehung  $\tan(2x) = 2 \tan(x) / (1 - \tan^2(x))$  erhält man

$$\tan\left(\frac{\delta_{\perp}}{2}\right) = \sqrt{\sin^2 \phi_1 - \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2} / \cos \phi_1$$

und für parallele Polarisation (bezogen auf die Einfallsebene) entsprechend

$$\tan\left(\frac{\delta_{\parallel}}{2}\right) = \left(\frac{n_1}{n_2}\right)^2 \cdot \tan\left(\frac{\delta_{\perp}}{2}\right)$$



$n_1 > n_2$

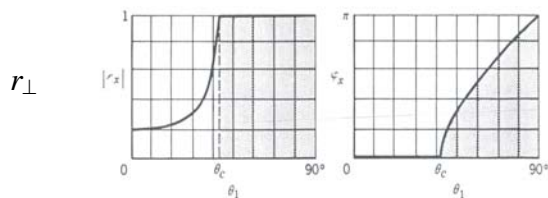
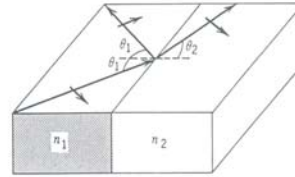


Figure 6.2-3 Magnitude and phase of the reflection coefficient for internal reflection of the TE wave ( $n_1/n_2 = 1.5$ ).

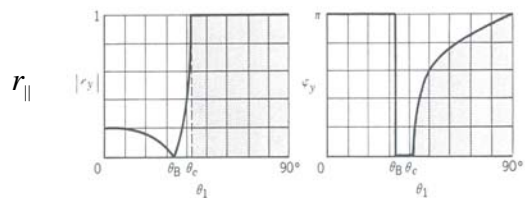


Figure 6.2-5 Magnitude and phase of the reflection coefficient for internal reflection of the TM wave ( $n_1/n_2 = 1.5$ ).

Bei Totalreflexion tritt im dünneren Medium eine quer gedämpfte Welle auf. Der Ansatz lautet dann

$$E_t = E_t^0 \exp(-i \vec{k} \cdot \vec{r}) \exp(i \omega t)$$

wird i.F. weggelassen

$$\vec{k} = \frac{2\pi n_2}{\lambda} \begin{pmatrix} \sin \phi_2 \\ \cos \phi_2 \end{pmatrix}, \quad \vec{r} = \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix}$$

$$\begin{aligned} \vec{k} \cdot \vec{r} &= \frac{2\pi n_2}{\lambda} (y \cos \phi_2 + x \sin \phi_2) \\ &= \frac{2\pi n_1}{\lambda} \left( -i \sqrt{\sin^2 \phi_1 - \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2} y + \sin \phi_1 x \right) \\ E_t &= E_t^0 \exp \left( \underbrace{-\frac{2\pi n_1}{\lambda} \sqrt{\sin^2 \phi_1 - \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2} y}_{\text{Amplitudenterm}} \right) \exp \left( \underbrace{-i \frac{2\pi n_1}{\lambda} \sin \phi_1 x}_{\text{Phasenterm}} \right) \end{aligned}$$

Die Eindringtiefe der Welle in das optisch dünnere Medium 1 liegt in der Größenordnung der Wellenlänge  $\lambda$ , da

$$2\pi n_1 \sqrt{\sin^2 \phi_1 - \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2} \approx 1$$

## 2.2 Geometrisches Wellenleitermodell

### 2.2.1 Planarer Schichtwellenleiter

Das einfachste Modell eines Wellenleiters besteht aus drei verschiedenen planaren Schichten mit jeweils konstantem Brechungsindex. Ein solcher planarer Wellenleiter führt das Licht in der Schicht mit dem Brechungsindex  $n_2$ , wobei an den Grenzschichten zum Substrat (Index  $n_1$ ) und Superstrat bzw. Luft (Index  $n_3$ ) das Licht totalreflektiert wird. Notwendige Bedingung

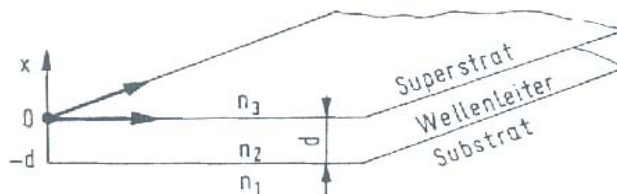


Abbildung 2.2.  
 Schichtwellenleiter mit stufenförmigem Brechzahlprofil

für Lichtführung ist daher  $n_2 > n_1 > n_3$ . In Abhängigkeit vom Einfallswinkel  $\phi_1$  einer Lichtwelle bzw. Lichtstrahls und den Brechungsindizes  $n_1, n_2, n_3$  lassen sich die folgenden Fälle unterscheiden:

- (1) freier Durchgang des Lichtstrahls : Strahlungsmoden

$$\phi_2 < \phi_{t1}, \phi_2 < \phi_{t3} \Rightarrow R_{23} < 1, R_{21} < 1$$

- (2) Totalreflexion an der Grenzschicht Wellenleiter-Luft : Substratmoden

$$\phi_2 < \phi_{t1}, \phi_2 > \phi_{t3} \Rightarrow |R_{23}| = 1, R_{21} < 1$$

- (3) Totalreflexion innerhalb der Schicht : Geführte Moden

$$\phi_2 > \phi_{t1}, \phi_2 > \phi_{t3} \Rightarrow |R_{23}| = |R_{21}| = 1$$

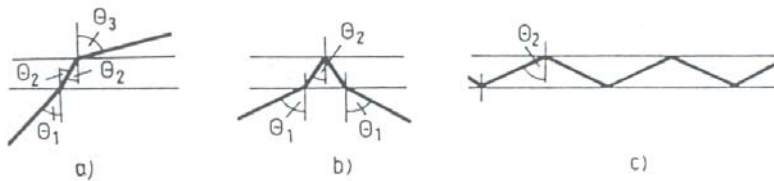


Abbildung 2.3.

Ausbreitung eines Lichtstrahles durch eine Anordnung von drei Medien mit unterschiedlicher Brechzahl ( $n_2 > n_1 > n_3$ ).

a) freier Durchgang; b) Totalreflexion am Übergang Medium 2 nach 3;  
 c) Totalreflexion innerhalb der Schicht

Jede Mode lässt sich durch eine Ausbreitungskonstante  $\beta$  bzw. einen effektiven Brechungsindex  $n_{eff}$  beschreiben:

$$\beta = k_0 n_2 \sin \phi_2 = k_0 n_{eff}$$

Für geführte Moden gilt dann immer die Bedingung

$$n_3, n_1 < n_{eff} < n_2$$

Eine zweite Bedingung ist die transversale Phasenbedingung, die besagt, dass die Welle nach einem vollständigen Umlauf in der wellenleitenden Schicht gerade eine Phasendifferenz von  $N 2\pi$  besitzt, wobei  $N$  eine ganze Zahl ist.

In der Phasendifferenz gehen die optischen Wege für die nach oben bzw. unten laufende Welle sowie die Phasensprünge bei Reflexion an der oberen bzw. unteren Grenzfläche ein:

$$\Delta \varphi = 2 k_0 n_2 d \cos \phi_2 + \delta_{oben} + \delta_{unten} = 2 N \pi$$

Mit der Umformung

$$\cos \phi_2 = \sqrt{1 - \sin^2 \phi_2} = \frac{1}{n_2} \sqrt{n_2^2 - n_{eff}^2}$$

und den Phasensprüngen  $\delta$  für senkrechte Polarisation erhält man (bitte beachten: im Gegensatz zu Kap. 2.1 gilt hier abweichend  $n_2 > n_1$  und damit wird  $\sin \phi_t = n_1 / n_2$ )

$$d k_0 \sqrt{n_2^2 - n_{eff}^2} - \arctan \left( \frac{n_{eff}^2 - n_1^2}{n_2^2 - n_{eff}^2} \right)^{1/2} - \arctan \left( \frac{n_{eff}^2 - n_3^2}{n_2^2 - n_{eff}^2} \right)^{1/2} = N \pi$$

Mit den Abkürzungen

$$u = k_0 \sqrt{n_2^2 - n_{eff}^2}, \quad v = k_0 \sqrt{n_{eff}^2 - n_1^2}, \quad w = k_0 \sqrt{n_{eff}^2 - n_3^2}$$

ergibt sich die Bestimmungsgleichung für  $n_{eff}$

$$\tan(u d - N \pi) = \frac{u(v+w)}{u^2 - v w}$$

Dieses strahlenoptische Modell gilt zunächst allerdings nur eingeschränkt, nämlich für den Fall  $d/\lambda \gg 1$ , d.h. die Welle spürt nur in der Nähe der Grenzflächen etwas von ihrer Wirkung. Für  $d/\lambda \approx 1$  sind also möglicherweise Korrekturen zu erwarten.

## 2.2.2 Geometrisches Modell der Glasfaser

Wir gehen aus von einem dielektrischen Material in Zylindergeometrie mit einem Kernbereich mit Radius  $a$  und Brechungsindex  $n_1$ , der umgeben ist von einem unendlich ausgedehnten Mantelbereich mit Brechungsindex  $n_0$ . In einer solchen Geometrie gibt es zwei mögliche Strahlengänge für die Wellenleitermoden: Die Strahlengänge laufen entweder durch die Faserachse (Meridianstrahlen), oder man erhält helixförmige Strahlen.

Betrachtet man zunächst die Meridianstrahlen, so erhält man eine zum symmetrischen planaren Wellenleiter analoge Situation. Für einen Längsschnitt durch die Faserachse ergibt sich so das bekannte Bild eines zick-zack-förmigen Strahlengangs. Die Bedingung für Totalreflexion lautet dann wieder

$$\sin \theta_m > \sin \theta_g = n_0 / n_1$$

und die transversale Phasenbedingung reduziert sich auch für die Meridianstrahlen auf eine Dimension

$$4 n_1 k_0 a \cos \theta_m - 2 \delta = m 2\pi .$$

Aus der Bedingung für Totalreflexion ergeben sich Konsequenzen für die Endflächenkopplung von Licht in die Glasfaser. Mit dem Winkel  $\theta_0 = \pi/2 - \theta_m$  lautet die Bedingung nun

$$\cos \theta_0 > n_0 / n_1 \quad \Leftrightarrow \quad \sin^2 \theta_0 < 1 - (n_0 / n_1)^2 .$$

Anwendung des Brechungsgesetzes hierauf liefert die folgende Ungleichung für den Öffnungswinkel  $\theta$  des Lichts außerhalb der Faser:

$$\sin \theta < \sqrt{n_1^2 - n_0^2} = NA .$$

Die Größe  $NA$  wird als numerische Apertur der Faser bezeichnet.

Die helixförmigen Strahlen beschreiben eine spiralförmige Bahn um die Faserachse, ohne diese zu schneiden. Zur Beschreibung des Wellenvektors  $\vec{k}_H$  dieser Strahlen verwendet man aufgrund der Symmetrie Zylinderkoordinaten:

$$\vec{k}_H = \begin{pmatrix} k_r \\ k_\varphi \\ k_z \end{pmatrix}$$

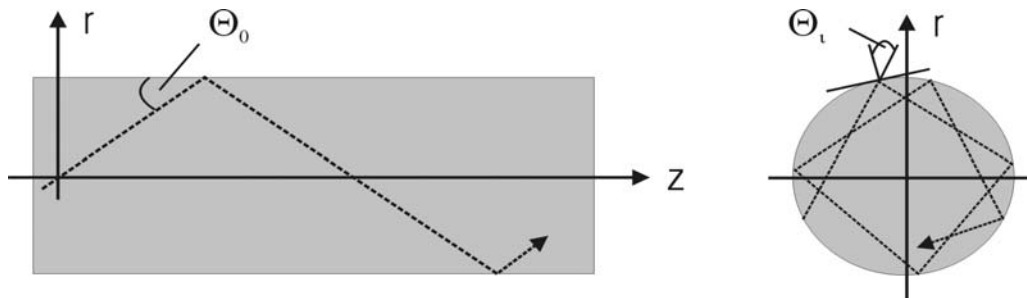
mit der betragsmäßigen Größe  $|\vec{k}_H| = k_0 n_1$  im Kernbereich der Faser. Die Richtung von  $\vec{k}_H$  schließt mit der Faserachse den Winkel  $\theta_0$  ein, d.h. es gilt

$$\cos \theta_0 = \frac{k_z}{k_H} = \frac{n_{eff}}{n_1} ,$$

wobei hier  $k_z = k_0 n_{eff}$  der Betrag des Wellenvektors in Ausbreitungsrichtung ist, also die Ausbreitungskonstante der Mode mit dem effektiven Brechungsindex  $n_{eff}$  darstellt.

Die helixförmigen Strahlen treffen unter dem Winkel  $\theta_i$  auf die tangentielle Ebene auf der Kernoberfläche, wobei dieser Winkel zum Lot der Fläche gemessen wird. Für diesen Winkel gilt dann

$$\cos \theta_i = \frac{k_r}{k_H} = \frac{k_r}{k_0 n_1} .$$



Für den Betrag des Wellenvektors gilt ganz allgemein

$$k_H^2 = k_0^2 n^2(r) = k_r^2 + k_\phi^2 + k_z^2 .$$

Die Existenzbedingung für verlustfreie Ausbreitung einer Wellenleitermode lässt sich ausdrücken durch die Bedingung  $k_r^2 > 0$ . Dies ist gleichbedeutend mit einem reellen Wert von  $k_r$ . Die Welle breitet sich also nicht in radialer Richtung aus, es erfolgt keine Abstrahlung von Energie in Richtung von  $\vec{e}_r$ .

Aufgrund der zweidimensionalen Wellenführung in der Glasfaser erhält man für helixförmige Strahlen auch zwei Bedingungen für die transversale Phasen Anpassung, je eine für die beiden transversalen Koordinaten  $\vec{e}_r$  und  $\vec{e}_\phi$ . Die Bedingung für den Azimutwinkel  $\phi$  lautet

$$k_\phi 2\pi r = l 2\pi \quad \text{mit } l = 1, 2, 3, \dots$$

oder  $k_\phi = l/r .$

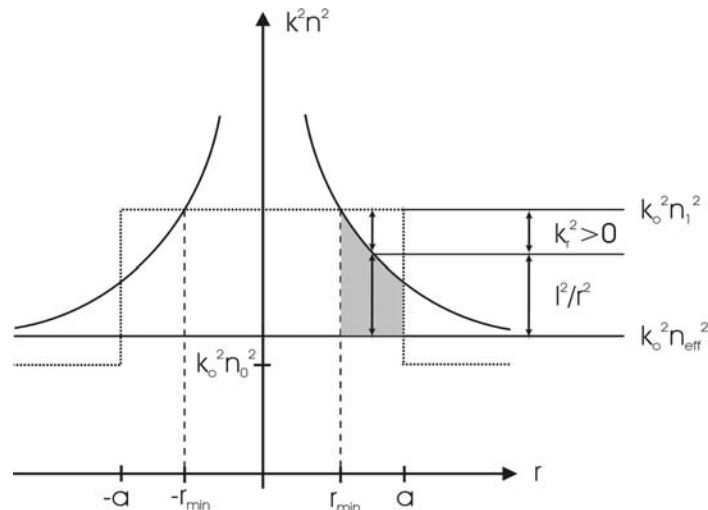
Bei der Projektion einer Helixbahn auf einen Querschnitt der Faser muss die aufsummierte Phase also ein Vielfaches von  $2\pi$  betragen.

Die Existenzbedingung für geführte Moden im Kernbereich  $n_1$  lässt sich schreiben als

$$k_0^2 n_1^2 - k_0^2 n_{eff}^2 = k_r^2 + l^2 / r^2 ,$$

wobei  $k_r^2 > 0$  gilt und zudem die Bedingung  $n_{eff} > n_0$  erfüllt sein muss. Der Gültigkeitsbereich dieser Bedingung lässt sich graphisch veranschaulichen, wenn man die Größen  $k^2 n^2$  für ein vorgegebenes Brechzahlprofil  $n(r)$  als Funktion des Radius  $r$  aufträgt. Man findet hierbei, dass in Abhängigkeit des Modenparameters  $l$  ein minimaler Radius  $r_{min}$  existiert. Geführte Moden mit helixförmigem Strahlverlauf können also nur in dem hier grau schraffierten Radienbereich  $[r_{min}, a]$  existieren.

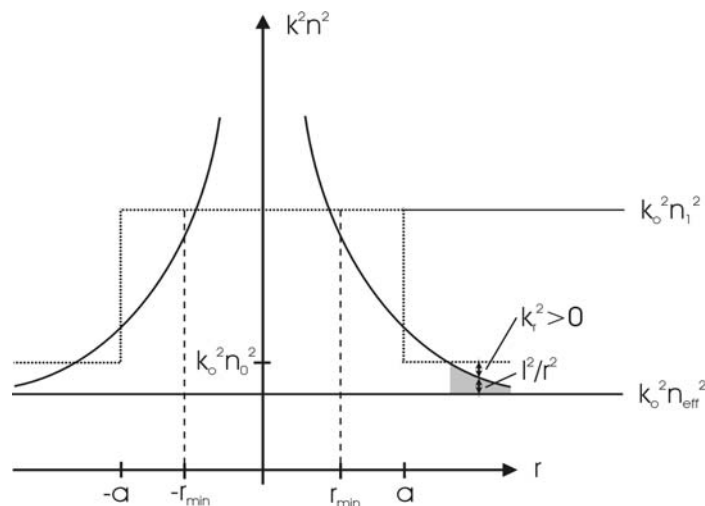




Leckmoden der Faser treten auf für  $n_{eff} < n_0$ . In diesem Fall ist die Totalreflexion nicht mehr erfüllt. Licht kann hier den Bereich, in welchem  $k_r^2 < 0$  ist, durch optisches tunnelt überwinden und breitet sich als Leckmode im Mantelbereich  $n_0$  aus. In der folgenden graphischen Lösung ist zu beachten, dass hier nun die Existenzbedingung für Leckmoden

$$k_0^2 n_0^2 - k_0^2 n_{eff}^2 = k_r^2 + l^2 / r^2$$

lautet, da im Mantelbereich  $k_H = k_0^2 n_0^2$  gilt. Für den Fall, dass der effektive Brechungsindex nur geringfügig unter dem Wert  $n_0$  liegt und für große Modenparameter  $l$ , wird ein nicht unerheblicher Teil der optischen Leistung in Glasfasern für die optische Nachrichtentechnik in solchen Leckmoden geführt, da hier die Leistungsverluste noch relativ gering sind.



Die zweite transversale Phasenbedingung in radialer Richtung lautet

$$\int_{r_{min}}^a k_r(r) dr + \delta + \frac{\pi}{4} = p\pi, \quad p = 1, 2, 3, \dots$$

wobei hier der Wert  $\pi/4$  den „Phasensprung“ an der Stelle  $r = r_{min}$  berücksichtigt. Jede Mode wird dann durch die zwei Parameter  $l, p$  vollständig charakterisiert.

### 2.3 Verluste in Wellenleitern

Für alle Anwendungen sind niedrige Verluste bei der Führung des Lichtes im Wellenleiter erforderlich. Für die Dämpfung einer geführten Mode lassen sich prinzipiell zwei Mechanismen unterscheiden: Einerseits Absorptionsverluste durch Umwandlung von Licht in z.B. Wärme, und andererseits Verluste durch Überkopplung der geführten Mode in andere Moden, wobei hier Strahlungsmoden mit eingeschlossen sein sollen.

Bei Vernachlässigung von nichtlinearen Effekten (Materialeigenschaften wären dann z.B. intensitätsabhängig) lässt sich die Dämpfung der Intensität  $I$  einer sich entlang der  $z$ -Richtung ausbreitenden Welle beschreiben durch das Lambert-Beersche Absorptionsgesetz

$$\frac{dI}{dz} = -\alpha I$$

$$I = I_0 \exp(-\alpha z)$$

mit der Anfangsintensität  $I_0$  und dem Absorptionskoeffizient  $\alpha$ . Meist wird in der integrierten Optik die Dämpfung  $D$  jedoch in dB angegeben:

$$D = 10 \log (I_0 / I) \text{ dB}$$

mit der Umrechnung  $4.34 D [\text{dB cm}^{-1}] = 1.0 \alpha [\text{cm}^{-1}]$ . Absorptionsverluste lassen sich im Rahmen der elektromagnetischen Theorie durch eine komplexe Dielektrizitätskonstante beschreiben

$$\varepsilon = \varepsilon' + i \varepsilon''$$

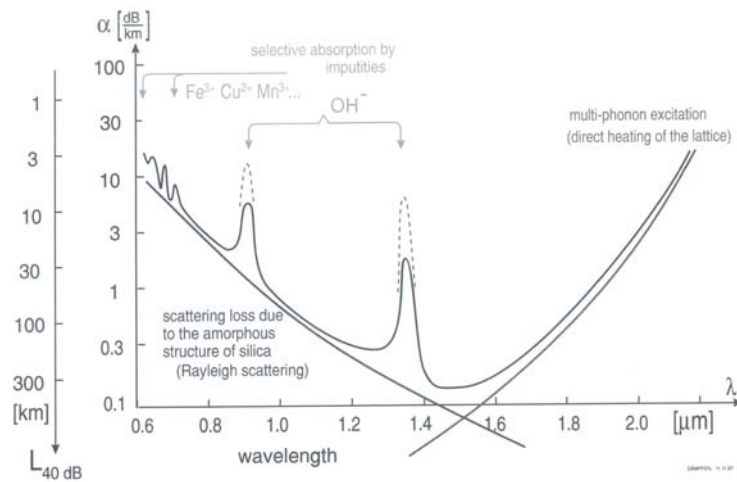
wobei der die Absorption beschreibende Imaginärteil  $\varepsilon''$  in üblichen Materialien klein ist gegen den Realteil. Dies hat zur Folge, dass sich die Ausbreitungseigenschaften der geführten Mode allein durch  $\varepsilon'$  beschreiben lassen.

Als mikroskopische Ursache von Absorptionsverlusten lassen sich, je nach Material, verschiedene Beiträge nennen:

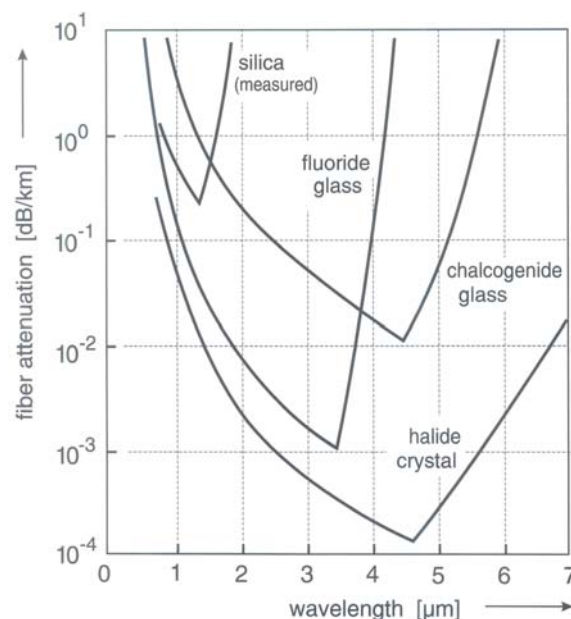
Band-Band-Übergänge treten auf, wenn die Energie der Photonen groß genug ist um den Energieabstand vom Valenz- zum Leitungsband zu überwinden. Typische Größenordnungen in Oxidkristallen (z.B.  $\text{LiNbO}_3$ ) liegen bei Wellenlängen unter 400 nm und für Halbleiter bei Wellenlängen unter 1  $\mu\text{m}$ . Intraband-Übergänge erfolgen durch Anregung von Elektronen durch Lichteinstrahlung innerhalb eines (teilweise gefüllten) Bandes. Sie spielen für Ionenkristalle mit ihren vollständig gefüllten Valenzbändern bzw. leeren Leitungsbandern keine Rolle, sind aber für Halbleiter wesentlich und bilden hier den wichtigsten Verlustmechanismus.

Direkte Absorption durch Dotierungen und Eigendefekte wie z.B. Farbzentren spielen bei Anwendungen meist eine untergeordnete Rolle, da sich die meisten Materialien in der erforderlichen hohen Reinheit herstellen lassen.

Phononenanregung des Gitters führt in vielen Materialien zu Absorptionsbanden im infraroten. Für  $\text{LiNbO}_3$  liegen diese Banden z.B. bei Wellenlängen von  $2.8 \mu\text{m}$  (OH-Streckschwingung) sowie bei  $5.5 \mu\text{m}$ . In Glasfasern trägt die Absorption durch Anregung der OH-Bande stark zur Dämpfung in den für die optische Nachrichtentechnik Bändern bei  $1.3 \mu\text{m}$  und  $1.5 \mu\text{m}$  bei. Die Grundbande liegt wiederum bei etwa  $2.8 \mu\text{m}$ ; allerdings treten zusätzliche Obertöne bei  $1.4 \mu\text{m}$  und  $0.93 \mu\text{m}$  auf. Die Dämpfung wird daher durch Verwendung von möglichst protonenarmem Glasmaterial (Restkonzentrationen von  $c_{\text{OH}} < 0.1 - 1 \text{ ppm}$ ) verringert. In Zukunft ist durch weitere Materialoptimierung ein breites durchgehendes Transmissionsfenster über den gesamten Bereich von  $1.2 \mu\text{m}$  bis  $1.6 \mu\text{m}$  zu erwarten. Dies wäre von großer Bedeutung für kommende Übertragungssysteme, die Wellenlängenmultiplexen mit hoher Kanalanzahl nutzen (siehe Abschnitt 8.2). Ein typisches Absorptionsdiagramm für optische  $\text{SiO}_2$ -Fasern zeigt die folgende Abbildung.



Bei kurzen Wellenlängen im sichtbaren Bereich macht sich die Absorption durch Band-Band-Übergänge bemerkbar sowie die Rayleigh-Streuung aufgrund der amorphen Glasstruktur. Für große Wellenlängen dominiert die Phononen-Anregung. Eine deutliche Verringerung der Absorption für den langwelligeren Bereich wird für Fluorgläser erreicht. Kristalline Glasfasern zeigen aufgrund der geordneten Kristallstruktur auch im nahen Infraroten stark verringerte Dämpfung.



Verluste durch Modenkopplung treten einerseits im Volumen auf, andererseits an Ober- und Grenzflächen. Die Ursache für Volumenstreuung liegt in Brechzahlinhomogenitäten des Materials, die wiederum auf eine inhomogene Teilchendichte  $N_j$  und Polarisierbarkeit  $\alpha_j$  zurückzuführen sind. Eine einfache Beschreibung bietet die Lorentz-Lorenz-Beziehung

$$\frac{\varepsilon' - 1}{\varepsilon' + 2} = \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = \frac{1}{3 \varepsilon_0} \sum_j N_j \alpha_j$$

Hierbei wird über alle Bestandteile  $j$  des Festkörpers summiert. Mit der Annahme von Rayleigh-Streuung, d.h. die Streuzentren sind klein gegen die Lichtwellenlänge  $\lambda$ , findet man die übliche  $\lambda^{-4}$ -Abhängigkeit. Die Volumenstreuung kann in vielen Materialien (z.B. in Gläsern wegen der Netzstruktur) nicht beliebig reduziert werden. Vorteilhaft für Anwendungen in der optischen Nachrichtentechnik wirkt sich aber die starke Abnahme bei größeren Wellenlängen aus.

Oberflächenstreuung tritt durch Anregung von Strahlungsmoden an Ober- und Grenzflächeninhomogenitäten auf. Eine einfache Abschätzung führt auf die folgenden Abhängigkeiten des Dämpfungskoeffizienten  $\alpha_{os}$ :

$$\alpha_{os} \sim \sigma^2 / \lambda^2$$

$$\alpha_{os} \sim d_{eff}^{-1}$$

mit der Oberflächenrauhigkeit  $\sigma^2 = \langle \Delta x^2 \rangle - \langle \Delta x \rangle^2$  und der effektiven Dicke  $d_{eff}$  der wellenleitenden Schicht. Für die zweite Abhängigkeit ist von Bedeutung, dass für schwach geführte Moden mit einem großen evaneszenten Feldanteil an der Oberfläche die Rauigkeiten heraus gemittelt werden und die Dämpfung entsprechend sinkt.