

3 Lichtwellenleiter

Die Ausbreitung von Wellen in einem Lichtwellenleiter erfolgt nicht mehr in einem in allen Ortskoordinaten unendlich ausgedehnten homogenen Medium. Es existieren Grenzflächen, an denen sich die Brechzahl ändert. Es kommt zu einem Führungsmechanismus, man spricht von geführten Wellen.

3.1 Schichtwellenleiter

Der aus drei Schichten bestehende Schichtwellenleiter [3.1] sei in Ausbreitungsrichtung z sowie in einer Koordinate senkrecht dazu unendlich ausgedehnt (siehe **Bild 3.1**). Die mittlere Schicht ist beidseitig von Medien mit niedrigerer Brechzahl umgeben. Die Brechzahlen von oberer und unterer Schicht können verschieden sein ($n_2, n_3 < n_1$ und $n_2 \neq n_3$). Koppelt man in einen derartigen Wellenleiter seitlich Licht in die mittlere Schicht ein, so wird das Wiederaustreten des Lichtstrahls verhindert. Dies gilt unter der Voraussetzung, dass der Lichtstrahl im Medium 1 nicht zu steil verläuft, dass er also bereits ausreichend flach eingekoppelt wurde. Für den Neigungswinkel α folgt aus dem Snellius'schen Brechungsgesetz:

$$\alpha > \arcsin(n_2/n_1) \text{ und } \alpha > \arcsin(n_3/n_1). \quad (3.1)$$

Bei jeder weiteren Reflexion an der Grenzfläche zum Medium 2 oder 3 tritt erneut Totalreflexion auf (vergleiche Abschnitt 2.5). Der Lichtstrahl kann das Medium 1 nicht mehr verlassen. Es kommt zur Wellenleitung. Geht man von den bisherigen Überlegungen aus, so könnte man annehmen, dass sich im Lichtwellenleiter Wellen

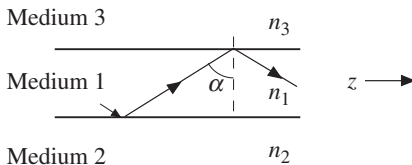


Bild 3.1 Schichtwellenleiter

- n_1 Brechzahl der wellenleitenden Schicht,
- n_2 Brechzahl der darunter liegenden Schicht,
- n_3 Brechzahl der darüber liegenden Schicht,
- α Einfallswinkel in der wellenleitenden Schicht

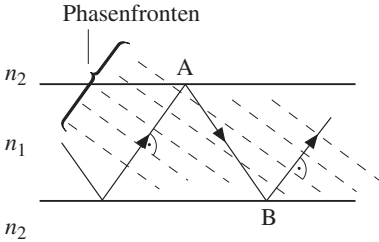


Bild 3.2 Bildung transversaler Moden; ursprüngliche und in A bzw. B reflektierte Welle interferieren phasengleich

- n_1 Brechzahl der wellenleitenden Schicht,
- n_2 Brechzahl der darunter und darüber liegenden Schicht

ausbreiten könnten, deren Lichtstrahlen jeden beliebigen Winkel annehmen dürften vom Grenzwinkel der Totalreflexion bis zum Lichtstrahl entlang der optischen Achse: $\alpha_G \leq \alpha \leq 90^\circ$.

Es zeigt sich jedoch, dass zwischen diesen Grenzwerten die Winkel nicht kontinuierlich vertreten sind, sondern dass nur ganz bestimmte diskrete Winkel erlaubt und damit nur deren zugehörige Wellen ausbreitungsfähig sind. Dieses Phänomen lässt sich veranschaulichen, wenn man die Überlagerung mehrfach reflektierter Wellen zur Hilfe nimmt. Betrachtet man die Welle in **Bild 3.2** im Punkt A und nach der zweimaligen Reflexion im Punkt B, so hat sie eine bestimmte Wegstrecke Δg zwischen diesen beiden Punkten zurückgelegt. Diese Wegdifferenz führt nach Gl. (2.23) zu einer Phasendifferenz, die sich bei der Interferenz der ursprünglichen mit der reflektierten Welle auswirkt. (Außerdem sind Phasensprünge bei der Reflexion an dichteren Medium zu berücksichtigen.) Dies kann nach Gl. (2.17) je nach Phasendifferenz zu konstruktiver oder zu destruktiver Interferenz führen. Im letzteren Fall wird ein Transport der Lichtenergie in die gewünschte Ausbreitungsrichtung unterbunden. Es sind nur ganz bestimmte Phasendifferenzen und damit verbunden nur ganz bestimmte Wegdifferenzen zulässig. Die Wegdifferenzen sind abhängig vom Neigungswinkel α der Lichtstrahlen. Dies wiederum bewirkt, dass nur Wellen, deren Lichtstrahlen unter ganz bestimmten Winkeln α_i verlaufen, ausbreitungsfähig sind. Die verbleibenden Wellen, die sich entsprechend den erlaubten Lichtwegen im Wellenleiter ausbreiten, bezeichnet man als *Moden*. Da es sich hierbei um Eigenschaften im Raum handelt, spricht man auch von *räumlichen* oder *transversalen Moden*.

3.2 Fasern

Während beim Schichtwellenleiter zwei parallele Grenzschichten existieren, ist die Begrenzung bei einer Faser in sich geschlossen. Die geometrische Form einer Faser

stellt einen Zylinder dar, über den ein konzentrischer Hohlzylinder gestülpt ist. **Bild 3.3** zeigt den Aufbau einer Faser. Der Zylinder stellt den *Kern* der Faser dar, dieser besitzt die Brechzahl n_1 , der Hohlzylinder bildet den *Fasermantel* mit der Brechzahl n_2 . Eine wichtige Größe, insbesondere für die Einkoppelung von Licht in eine Faser, ist der Akzeptanzwinkel δ , der größtmögliche Winkel, damit gerade noch Wellenführung existiert. Wird δ überschritten, so kommt es nicht mehr zur Totalreflexion im Kernbereich, und es dringen Lichtwellen in den Mantelbereich ein. Aus dem Snellius'schen Brechungsgesetz und aus der Grenzbedingung für Totalreflexion folgt:

$$n \sin \delta = n_1 \sqrt{1 - \sin^2 \alpha_G} = n_1 \sqrt{1 - (n_2/n_1)^2} . \quad (3.2)$$

Das Produkt aus der Brechzahl n außerhalb der Faser und dem Sinus des Akzeptanzwinkels δ nennt man *numerische Apertur* A_N . Mit Gl. (3.2) folgt:

$$A_N = n \sin \delta = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} . \quad (3.3)$$

Unter dem Gesichtspunkt, eine möglichst hohe Einkoppeleffizienz an Lichtleistung in eine Faser zu erzielen, ist eine möglichst große numerische Apertur anzustreben (Anmerkung: Der Begriff „numerische Apertur“ gilt auch für andere Bereiche in der Optik).

Zur weiteren Betrachtung benötigt man noch die *relative Brechzahldifferenz* Δ :

$$\Delta = \frac{n_1^2 - n_2^2}{2n_1^2} . \quad (3.4)$$

Für kleine Brechzahldifferenzen ($n_1 - n_2$) lässt sich Gl. (3.4) nach Entwicklung in eine Taylorreihe folgendermaßen annähern:

$$\Delta \approx \frac{n_1 - n_2}{n_1} . \quad (3.5)$$

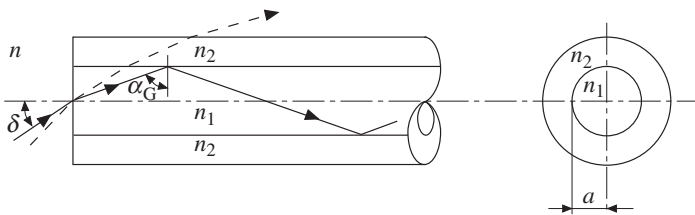


Bild 3.3 Faser mit Kernbereich (Brechzahl n_1) und Mantelbereich (Brechzahl n_2)
 n Brechzahl außerhalb der Faser,
 α_G Grenzwinkel der Totalreflexion,
 δ Akzeptanzwinkel,
 a Kernradius

Mit der Einführung der relativen Brechzahldifferenz folgt für die numerische Apertur:

$$A_N = n_1 \sqrt{2\Delta} . \quad (3.6)$$

Bei den bisherigen Überlegungen wurde angenommen, dass die Brechzahlen n_1 und n_2 über dem Faserquerschnitt konstant sind. Dies ist im Allgemeinen nicht der Fall. Damit ändert sich auch die numerische Apertur als Funktion der Radialkoordinate r (siehe hierzu auch Bild 5.8):

$$A_N = \sqrt{n^2(r) - n_2^2} . \quad (3.7)$$

Man bezeichnet $n(r)$ als *Brechzahlprofil*; d. h., die Brechzahl ändert sich im Kernbereich der Faser als Funktion der Radialkoordinate r . Im Mantelbereich gilt weiterhin $n_2 = \text{const.}$ (für besondere Fasern gibt es auch dort Änderungen [3.2, 3.3, 3.4]). Für numerische Rechnungen geht man von Brechzahlprofilen aus, die sich folgendermaßen darstellen lassen:

$$\begin{aligned} n(r) &= n_1 \sqrt{1 - 2\Delta(r/a)^g} \quad \text{für } r < a , \\ n(r) &= n_2 \quad \text{für } r \geq a , \end{aligned} \quad (3.8)$$

wobei:

a Kernradius,

g Profilexponent.

Eine grafische Darstellung für $n(r)$ zeigt **Bild 3.4**. Durch Variation des Profilparameters g lassen sich verschiedene Fasertypen beschreiben:

Für $g \rightarrow \infty$ gilt für $r < a$: $(r/a)^g \rightarrow 0$ und damit $n(r) = n_1 = \text{const.}$

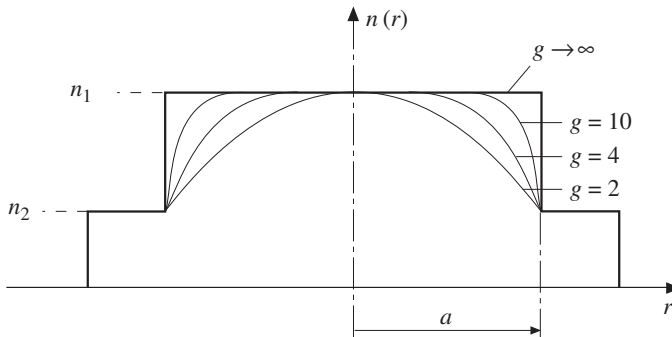


Bild 3.4 Brechzahlprofil, Brechzahl n als Funktion der Radialkoordinate r und Profilparameter g

Man erhält wieder die ursprüngliche Form der konstanten Brechzahlen. Eine solche Faser bezeichnet man als *Stufenindexfaser*. Man erkennt eine deutliche Stufe im Brechzahlprofil an der Stelle $r = a$. Für alle übrigen Profilparameter g erfolgt eine kontinuierliche Änderung der Brechzahl mit dem Radius. Es ergibt sich ein Gradient. Man bezeichnet daher solche Fasern als *Gradientenindexfasern*. Häufig wird ein Profilparameter $g \approx 2$ gewählt (siehe Abschnitt 3.4.1). Man erhält in etwa ein parabolisches Brechzahlprofil.

Bei Stufenindexfasern lassen sich folgende Überlegungen anstellen. Man bezeichnet den Betrag des Wellenvektors auch als Phasenausbreitungskonstante, dabei gilt im Medium:

$$k = k_0 n_1. \tag{3.9}$$

Für die Phasenausbreitungskonstante in z -Richtung β folgt (siehe **Bild 3.5**):

$$\beta = k_0 n_1 \sin \alpha, \tag{3.10}$$

wobei $90^\circ > \alpha > \alpha_G$ gilt.

Je nach Neigungswinkel folgt somit aus Gl. (3.10) und aus der Bedingung für Totalreflexion Gl. (2.44):

$$k_0 n_1 > \beta > k_0 n_2. \tag{3.11}$$

Aus den Maxwell'schen Gln. (2.1) bis (2.4) lässt sich durch Anwendung der Gesetze aus der Vektor-Analyse folgende, für die weiteren Betrachtungen notwendige Wellengleichung ableiten. Unter der Voraussetzung, dass sich die Brechzahl nur wenig ändert, gilt näherungsweise (für das \mathbf{H} -Feld analog):

$$\Delta \mathbf{E} + k_0^2 n_1^2 \mathbf{E} = 0 \tag{3.12}$$

mit $n_1 = n_1$ für $r < a$ und $n_1 = n_2$ für $r \geq a$, (Δ hier Laplace-Operator, vergleiche Gl. (2.8)).

Als Lösungsansatz für diese Differenzialgleichung wählt man:

$$\mathbf{E}(x, y, z) = \mathbf{E}(x, y) \exp(-j\beta z), \tag{3.13}$$

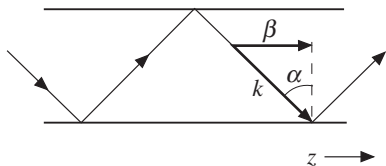


Bild 3.5 Phasenausbreitungskonstante β in Ausbreitungsrichtung und Phasenausbreitungskonstante k (Beträge der Vektoren)

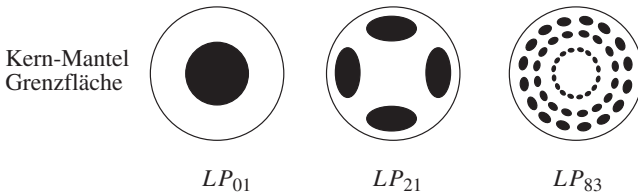


Bild 3.6 Modenbilder auf Faserstirnfläche

LP_{01} Grundmodus,
 LP_{21}, LP_{83} höhere Moden [3.8]

also eine Gleichung, die die räumliche Ausbreitung einer Welle in z -Richtung beschreibt und deren Feldstärkevektor in x - bzw. y -Richtung schwingt. Die Geometrie der Faser legt nahe, Zylinderkoordinaten (r, Φ) einzuführen:

$$E(x, y, z) \rightarrow E(r, \Phi) \exp(-j\beta z). \quad (3.14)$$

Unter Beachtung der Randbedingungen, dass die Feldstärken beim Übergang vom Kernbereich in den Mantelbereich stetig differenzierbar sein müssen, erhält man Lösungen der Wellengleichung. Im Kernbereich ergeben sich Lösungen, die durch Besselfunktionen [3.16] beschrieben werden können, im Mantel ergeben sich Hankelfunktionen [3.16]. Bei Gradientenindexfasern sind die Verhältnisse sogar noch komplizierter. Es lassen sich keine analytisch geschlossenen Lösungen mehr finden. Man kann nur noch mit Näherungsmethoden arbeiten [3.5 – 3.7] (WKB-Methode, WKB: Wentzel, Kramer, Brillouin).

Die möglichen Lösungen, die existierenden Schwingungsformen, werden als Moden einer Faser bezeichnet. Man spricht von LP_{mn} -Moden, wobei m die Umfangsordnung und n die radiale Ordnung darstellt. **Bild 3.6** zeigt Modenbilder auf einer Faserstirnfläche; m lässt sich auch als halbe Zahl der Flecken auf einem Ring interpretieren, n entspricht der Anzahl der Ringe.

Darüber hinaus gibt es Moden, bei denen Energie vom Kern in den Mantel abgeführt wird. Es kommt zu Strahlungsverlusten durch eine Verbindung von Wellenführung und Abstrahlung; es entstehen *Leckwellen* [3.9 – 3.11]. Die Tendenz zur Leckwellenbildung steigt, wenn die Faser gekrümmt wird.

Bild 3.7 zeigt die Leistungsverteilung ($P \sim |E|^2$) entlang einem Schnitt durch die Faserachse. Man erkennt, dass ein bestimmter Leistungsanteil nicht nur im Kern, sondern auch im Mantel geführt wird. Die möglichen Moden, die sich in z -Richtung fortpflanzen können, sind bei vorgegebener Wellenlänge noch abhängig von den Faserparametern a und A_N . Diese Größen werden zusammengefasst im *Strukturparameter* V (auch V -Parameter oder normierte Frequenz genannt):

$$V = 2\pi a A_N / \lambda. \quad (3.15)$$