



光ファイバとその応用—I

光ファイバ構造と設計 (1)—光ファイバの導波理論と特性

左 貝 潤 一*

東京大学先端科学技術研究センター 〒153 東京都目黒区駒場 4-6-1

(1989年6月27日受理)

Optical Fibers and Its Applications—I

Optical Fiber Structure and Design (1)—Waveguide Theory and Characteristics of Optical Fibers

Jun-ichi SAKAI*

Research Center for Advanced Science and Technology, University of Tokyo,
4-6-1, Komaba, Meguro-ku, Tokyo 153

1. ま え が き

光ファイバの光損失水準が当時数千 dB/km であったにもかかわらず、石英系材料での低損失性が予見され¹⁾、さらに 20 dB/km の光ファイバが実現されて²⁾以来、光ファイバは低損失化の一途をたどった。現在では、すでに公衆通信の幹線ルートに導入されており、一部では技術が成熟している。しかし他方では、(i) 1.5 μm 帯伝送、コヒーレント光伝送などシステムの高性能化に向けた光ファイバ開発、(ii) 計測、制御、LAN などへの適用を目指した多様化技術、(iii) 赤外光ファイバ、光非線形効果、能動光ファイバなどの基礎的研究が展開されている。本稿では、これらのさまざまな光ファイバの特性を主に導波理論の立場から眺め、光ファイバを理解する一助としたい。全体の構成は次のものを予定している。

- 2章 光ファイバの導波理論
- 3章 光ファイバの導波構造と特性
- 4章 分散制御光ファイバ
- 5章 偏波光ファイバ
- 6章 光ファイバ中の光非線形効果

2. 光ファイバの導波理論

2.1 筒座標系での一般的性質

媒質が非磁性で電荷が存在せず、比誘電率 ϵ が場所のみの関数とする。このとき、マクスウェル方程式および物質方程式は次のように与えられる。

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad \nabla \times \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (1 \text{ a, b})$$

$$\operatorname{div} \mathbf{D} = 0, \quad \operatorname{div} \mathbf{B} = 0 \quad (1 \text{ c, d})$$

$$\mathbf{D} = \epsilon \epsilon_0 \mathbf{E}, \quad \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H} \quad (2)$$

式(1)、(2)より、電界 \mathbf{E} 、磁界 \mathbf{H} に対するベクトル波動方程式は次のように得られる³⁾。

$$\frac{\epsilon}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \operatorname{grad} \operatorname{div} \mathbf{E} - \operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathbf{E} + \operatorname{grad} \left(\frac{\operatorname{grad} \epsilon}{\epsilon} \cdot \mathbf{E} \right) \quad (3)$$

ただし、 c は真空中の光速である。磁界に対する式は、式(3)で \mathbf{E} を \mathbf{H} に置換し、かつ第3項目を $\{(\operatorname{grad} \epsilon)/\epsilon\} \times \operatorname{rot} \mathbf{H}$ とすればよい。比誘電率 ϵ の空間変化がゆるやかなとき、式(3)における右辺第3項目は無視できる。

ここで、媒質は波動の伝播方向に対して均一とする。伝播方向を z 軸にとり、筒座標系での横方向一般化座標を u_1, u_2 とする。媒質の比誘電率を $\epsilon(u_1, u_2)$ とし、電磁界が $\exp\{j(\omega t - \beta z)\}$ (ω : 光の角振動数, β : z 方向

* NTT 基礎研究所より出向

伝播定数)なる因子をもつとする. このとき, 電磁界成分を横方向座標のみの関数とする.

$$\Psi = \Psi_1(u_1, u_2)\hat{e}_1 + \Psi_2(u_1, u_2)\hat{e}_2 + \Psi_z(u_1, u_2)\hat{e}_z \quad (4)$$

ただし $\Psi = E$ または H であり, \hat{e}_i は各直交座標の単位ベクトルである. 式(4)を(3)に代入して, 軸方向電界成分に対して次の微分方程式を得る.

$$\nabla^2 E_z + (\omega^2 \epsilon \epsilon_0 \mu_0 - \beta^2) E_z - j \beta [(\text{grad } \epsilon) / \epsilon] \cdot \mathbf{E}_t = 0 \quad (5)$$

ただし, ∇^2 は横方向スカラーラプラシアン, \mathbf{E}_t は横方向電界ベクトルである.

各電磁界成分間の関係は, 式(4)を(1)に代入し, 横方向電磁界成分を軸方向成分の関数として求めると, 次式を得る.

$$E_1 = \frac{-j}{\kappa^2} \left(\beta \frac{1}{\sqrt{g_{11}}} \frac{\partial E_z}{\partial u_1} + \omega \mu_0 \frac{1}{\sqrt{g_{22}}} \frac{\partial H_z}{\partial u_2} \right) \quad (6a)$$

$$E_2 = \frac{-j}{\kappa^2} \left(\beta \frac{1}{\sqrt{g_{22}}} \frac{\partial E_z}{\partial u_2} - \omega \mu_0 \frac{1}{\sqrt{g_{11}}} \frac{\partial H_z}{\partial u_1} \right) \quad (6b)$$

$$H_1 = \frac{-j}{\kappa^2} \left(\beta \frac{1}{\sqrt{g_{11}}} \frac{\partial H_z}{\partial u_1} - \omega \epsilon \epsilon_0 \frac{1}{\sqrt{g_{22}}} \frac{\partial E_z}{\partial u_2} \right) \quad (6c)$$

$$H_2 = \frac{-j}{\kappa^2} \left(\beta \frac{1}{\sqrt{g_{22}}} \frac{\partial H_z}{\partial u_2} + \omega \epsilon \epsilon_0 \frac{1}{\sqrt{g_{11}}} \frac{\partial E_z}{\partial u_1} \right) \quad (6d)$$

$$\kappa^2 \equiv \omega^2 \epsilon \epsilon_0 \mu_0 - \beta^2 = (nk)^2 - \beta^2 \quad (7)$$

$$g_{ii} = \left(\frac{\partial x}{\partial u_i} \right)^2 + \left(\frac{\partial y}{\partial u_i} \right)^2 + \left(\frac{\partial z}{\partial u_i} \right)^2 \quad (8)$$

ただし, n は屈折率, k は真空中の波数, g_{ii} は計量係数⁴⁾である. 式(6)は方形座標, 円筒座標に対する結果^{5,6)}の自然な拡張形となっており, すべての筒座標系に対して容易に求められる. 表1に計量係数の例を示す.

2.2 光ファイバの分類

光ファイバを屈折率分布形で分類すると, コアの屈折率が一様なステップ形, 屈折率がコア中心からクラッド

表1 筒座標系での計量係数 (g_{11}, g_{22})

座標系	横方向座標	g_{11}	g_{22}
直交	$u_1 = x, u_2 = y$	1	1
円筒	$u_1 = r, u_2 = \theta$ $x = r \cos \theta, y = r \sin \theta$	1	r^2
楕円筒	$u_1 = \eta, u_2 = \phi$ $x = a \cosh \eta \cos \phi$ $y = a \sinh \eta \sin \phi$	$a^2(\cosh^2 \eta - \cos^2 \phi)$	
放物筒	$u_1 = \mu, u_2 = \nu$ $x = (1/2)(\mu^2 - \nu^2), y = \mu\nu$	$\mu^2 + \nu^2$	

に向かってほぼ半径の2乗に比例して減少するグレーデッド形が代表的なものである. 2, 3章では上記構造の導波特性を扱う. 分散値を制御するためには, コア中心からクラッドにかけて屈折率が直線的に減少する三角形, コアとクラッドの間に両者より屈折率の低い溝があるW形などが用いられる. また, 偏波まで考慮するときには, 意図的に非軸対称分布とした偏波光ファイバも用いられる. これら特殊構造光ファイバの特性は4, 5章で述べる.

光ファイバを伝播モード数で分類すると, 複数モードを同時に伝播させる多モード光ファイバと, 基本モードのみを伝播させる単一モード光ファイバに分けられる.

2.3 モードと光線概念

図1に示すように, 光ファイバ中の z 方向に伝播する波動が, 光軸と角度 θ_m をなす平面波から構成されているとする. 波動を光線と対応させるとき, 光線の向きは波面に垂直だから, 光線の伝播角が θ_m と解釈できる. 個々の電界の符号が一致したところでは, 干渉の結果強め合い, 合成後の電界振幅が腹となる. 一方, 電界の符号が反転しているところ, たとえばコア・クラッド境界

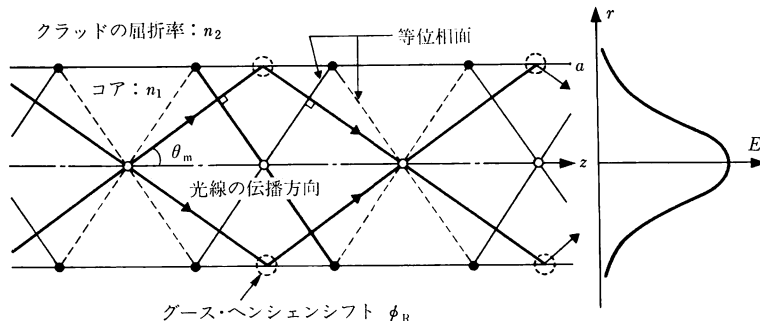


図1 モードと光線の対応

等位相面で実線は正の電界, 破線は負の電界. 白丸は電界振幅の腹, 黒丸は電界振幅の節を表わす.

では相殺され、電界の節となる。このような結果、断面内の電界振幅 E が決まる。

ところで、 z 方向および横方向の伝播定数は次式で表わされる。

$$\beta = n_1 k \cos \theta_m, \quad \kappa = n_1 k \sin \theta_m \quad (9)$$

光ファイバ断面内で定在波がたつためには、光線が z 方向に 1 周期伝播したとき、横方向の位相変化が 2π の整数倍でなければならない。コア・クラッド境界ではクラッドへの光エネルギーのしみ込みに起因した反射による位相変化、すなわちグース・ヘンシェンシフト $\phi_R^{3)}$ がある。横方向伝播による位相変化と ϕ_R が定在波条件を満たすのは、 θ_m の離散値に対してである。このとき、ある θ_m に対して横方向の電磁界分布が一つ決まり、それをモードと称する。このように光ファイバ中ではモードと光線が 1 対 1 に対応している。ただし、光線近似が良い精度を与えるのは高次モードに対してであり、この近似は多モード光ファイバで用いられる。

2.4 ステップ形光ファイバ

2.4.1 電磁界分布と特性方程式

2.1 節の座標系で $u_1 = r$, $u_2 = \theta$ とおくと通常の円筒座標系に対する結果が得られる。式(5)の解として $E_z = F(r) \exp(j\nu\theta)$ の変数分離形を想定すると、 $F(r)$ に対して次式が得られる。

$$\frac{d^2 F}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dF}{dr} + \left(\kappa_i^2 - \frac{\nu^2}{r^2} \right) F = 0 \quad (10)$$

ただし、 $\kappa_i^2 = (n_i k)^2 - \beta^2$ で、添字 $i=1(2)$ はコア(クラッド)に対応する。 ν は方位角方向モード指数で整数である。式(10)は光ファイバの半径方向の電磁界分布を与える基本式である。

ステップ形光ファイバのコア半径を a とし、式(10)を満たす解のうち、 F が原点で有界となり無限遠でゼロに収束する電磁界を次のようにとる。

$$\begin{cases} E_z \\ H_z \end{cases} = \begin{cases} A \\ B \end{cases} J_\nu(ur/a); \quad r \leq a \quad (11 a)$$

$$= \begin{cases} C \\ D \end{cases} K_\nu(wr/a); \quad r \geq a \quad (11 b)$$

ここで、 J_ν は ν 次ベッセル関数、 K_ν は変形ベッセル関数である。 u, w は

$$u \equiv \kappa_1 a = a(n_1^2 k^2 - \beta^2)^{1/2} \quad (12)$$

$$w \equiv j\kappa_2 a = a(\beta^2 - n_2^2 k^2)^{1/2} \quad (13)$$

で定義される横方向規格化伝播定数であり、それぞれはコア、クラッドにおける電磁界の半径方向減衰率に対応する。 A, B, C, D は境界条件から決まる定数である。

式(11)を(6)に代入して横方向電磁界成分が求められ

る。コア・クラッド境界 $r=a$ において電界、磁界の接続成分が連続であるという境界条件から

$$\begin{aligned} & \left(\frac{J_\nu'(u)}{uJ_\nu(u)} + \frac{K_\nu'(w)}{wK_\nu(w)} \right) \left(\frac{n_1^2 k^2 J_\nu'(u)}{uJ_\nu(u)} + \frac{n_2^2 k^2 K_\nu'(w)}{wK_\nu(w)} \right) \\ & = \nu^2 \beta^2 \{ (1/u)^2 + (1/w)^2 \}^2 \quad (14) \end{aligned}$$

が得られる⁷⁾。ただし、ダッシュは変数についての微分を表わす。式(14)はステップ形光ファイバの特性を特徴づける式であり、特性方程式(固有値方程式)と呼ばれる。

ところで、式(12)、(13)より次式が成立する。

$$\begin{aligned} v & = (u^2 + w^2)^{1/2} \\ & = (2\pi a/\lambda)(n_1^2 - n_2^2)^{1/2} \quad (15) \end{aligned}$$

v は規格化周波数と呼ばれ、光ファイバの動作波長 λ 、コア半径 a 、屈折率 n_1, n_2 の個々の値によらず、特性を包括的に表わすうえで重要なパラメータである。式(14)、(15)を連立させて解くことにより、ある特定の v に対する u, w すなわち伝播定数 β が決められる。伝播定数が決定されると、式(11)より電磁界分布が決まる。

図2に示すように、伝播定数 β が、 $n_2 k \leq \beta \leq n_1 k$ を満たすものを伝播モードという。これは u, w がともに実数の条件からでる。 $w=0$ すなわち $\beta = n_2 k$ のとき、そのモードは光ファイバ中に閉じこめられない。そのときの周波数 ν_c をカットオフ周波数、波長 λ_c をカットオフ波長という。 $\beta \leq |n_2 k|$ を満たすものを放射モードという。伝播モードの β は離散的で、光線での伝播角 θ_m が離散的なことと等価である。放射モードの β は連続的である。

2.4.2 弱導波近似

光ファイバの比屈折率差 $\Delta \equiv (n_1^2 - n_2^2)/2n_1^2$ は 1 に比べて十分小さく、この条件を使ったときを弱導波近似と呼ぶ⁸⁾。このとき、いくつかの式が簡単化されて扱いやすくなるうえ、実用上十分の精度が得られるので、よく

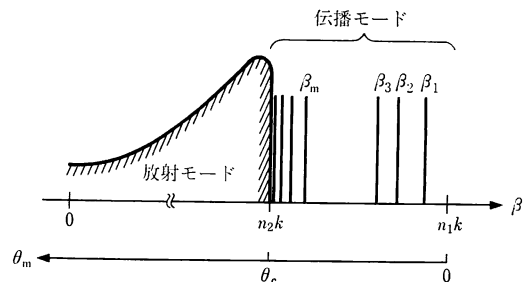


図2 伝播定数 β によるモードの分類

n_1 : コアの屈折率, n_2 : クラッドの屈折率,
 θ_m : 光線が光軸となす角度, θ_c : 光線の臨界角

用いられる。このとき、規格化周波数 v は次式で近似できる。

$$v \approx 2\pi a n_1 (2\Delta)^{1/2} / \lambda \quad (16)$$

$$\Delta = (n_1 - n_2) / n_1 \quad (17)$$

また、このときの電磁界分布はほぼ直線偏光とみなせるので LP (linearly polarized) モードともいう。 $E_x = H_y = 0$ を満たすように電磁界をとると

$$E_y = F(r) \cos(\nu\theta) \quad (18 a)$$

$$H_x = -Y E_y \quad (18 b)$$

と書ける。ただし、 Y は特性アドミッタンスである。特性方程式も次のように簡単化される (複号同順)⁹⁾。

$$u J_{\nu \pm 1}(u) / J_{\nu}(u) = \pm w K_{\nu \pm 1}(w) / K_{\nu}(w) \quad (19)$$

また、各モードの伝播定数は次のように書ける。

$$\beta = n_2 k (b\Delta + 1) \quad (20 a)$$

$$b(v) = 1 - u^2 / v^2 \quad (20 b)$$

式(19)を満たす解のうち、特定の ν に対し v_c が小さなモードから順に μ (半径方向モード指数) で区別し、LP _{$\nu\mu$} モードと呼ぶ。

ステップ形光ファイバに対する規格化伝播定数 b を図

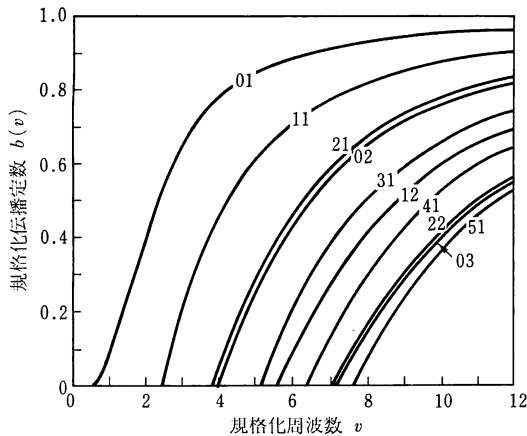


図3 ステップ形光ファイバの規格化伝播定数
図中の指数は LP _{$\nu\mu$} モードの (ν, μ) に対応する。

3 に示す。ステップ形の場合、最低次の LP₀₁ モードはカットオフをもたないので、どのような動作条件でも伝播可能であり、基本モードとも呼ばれる。 $v < 2.405$ では基本モードだけが伝播する単一モード光ファイバとなる。石英系光ファイバで単一モード条件を満たす一例は、 $\lambda = 1.3 \mu\text{m}$, $\Delta = 0.2\%$, $2a = 11 \mu\text{m}$ である。

伝播可能なモード数は、 v が十分大きなき、縮退を考慮して

$$N_s \approx v^2 / 2 \quad (21)$$

で得られる。

2.5 グレーデッド形光ファイバ

グレーデッド形光ファイバは、ふつう多モード光ファイバとして使用されるので、この節では光線(幾何光学)近似で扱い、屈折率分布は軸対称であるとする。特性方程式を求めるためには、光路に沿った位相変化が必要となり、この目的のためには、アイコナル ϕ を使うと便利である。これは2点間の光路長が端点座標のみの関数で求められる特徴を有しており、 n を任意の場所の屈折率として、次式を満たす⁹⁾。

$$(\text{grad } \phi)^2 = n^2(r, \theta, z) \quad (22)$$

いま、アイコナルの解として $\phi = \phi_r(r) + \phi_\theta(\theta) + \phi_z(z)$ を想定し、これを式(22)に代入すると、 β を z 方向伝播定数、 ν を方位角方向モード指数、 k を真空中の波数として

$$\left(\frac{d\phi_r}{dr}\right)^2 + \frac{(\nu/k)^2}{r^2} - \left\{n^2(r) - \frac{\beta^2}{k^2}\right\} = 0 \quad (23)$$

が得られる。

グレーデッド形の伝播モードには、図4に示すように、光軸を含む面内を伝播する子午光線と光軸の回りを回転しながら伝播するらせん光線がある。らせん光線は内側転移点(光線の半径方向成分の向きが反転する点)と外側転移点の間を伝播するが、 r_i, r_o を内側および外側転移点の半径とする。半径方向の位相変化量 ϕ_r は、 $\phi_r = k\phi_r$ より

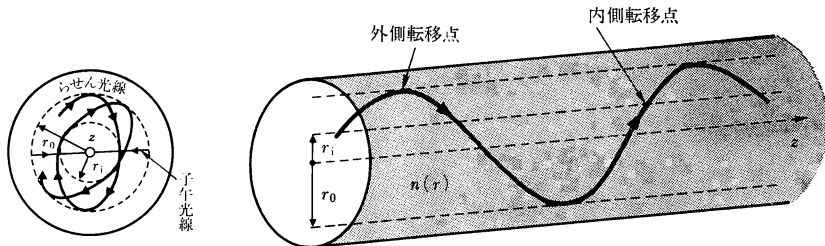


図4 グレーデッド形光ファイバでの光線

$$\phi_r = \int_{r_1}^{r_0} \{n^2(r)k^2 - \beta^2 - (\nu^2/r^2)\}^{1/2} dr \quad (24)$$

で求められる。光線が両転移点で反射するときの位相変化は $\phi_R = -\pi$ である。光ファイバ中で定在波が立つためには、光線が隣接する内側転移点の間を伝播するとき、転移点での位相変化も含めて半径方向の位相変化が 2π の整数倍、すなわち、

$$\int_{r_1}^{r_0} \{n^2(r)k^2 - \beta^2 - (\nu^2/r^2)\}^{1/2} dr = (\mu + 1/2)\pi \quad (25)$$

が成立しなければならない。ただし、 μ は整数で、半径方向モード指数に対応している。式(25)は位相計算による特性方程式である。これは WKB 法から求めた特性方程式¹⁰⁾と、式(25)での ν^2 が $\{\nu^2 - (1/4)\}$ に置き代わる点だけが異なる。しかし、高次モード ($\nu \gg 1$) に対しては両者の差は無視できる。

子午光線およびらせん光線に対して伝播速度を等化する屈折率分布は、 $\Delta \ll 1$ のもとでは、いずれも 2 乗分布形で近似できる¹¹⁾。そこで、屈折率分布を

$$n^2(r) = n_1^2 \{1 - 2\Delta(r/a)^2\} \quad (26)$$

で考える。式(26)を(25)に代入し、転移点では $n^2(r)k^2 - \beta^2 - (\nu^2/r^2) = 0$ を満たしていることを利用すると、次式が得られる。

$$u^2 = 2v(2\mu + \nu + 1) \quad (27)$$

ただし、 u, v はステップ形に対して定義したものと同一パラメータである。主モード数 $m \equiv 2\mu + \nu$ が同じ値のモード群は同じ u, v 関係を満たすから縮退している。ここでも式(27)と(15)を連立させて解くことにより、グレーデッド形光ファイバの各種特性が求められる。たとえば、伝播定数は、式(27)から次のように求められる。

$$\beta = n_1 k \{1 - (4m\Delta/v)\}^{1/2} \quad (28)$$

伝播モード数は

$$N_G \approx v^2/4 \quad (29)$$

で得られる。たとえば、 $\lambda = 1.3 \mu\text{m}$, $\Delta = 1\%$, $2a = 50 \mu\text{m}$ のとき、 $v = 24.8$ で $N_G = 153$ となる。

ところで、この節の扱いでは式(26)で示した屈折率分布が無制限まで続くものとしている。しかし、 v が十分大きくなると、電磁界(光線)はコア中心近傍に集中しているから、このようにクラッドを考慮しない扱いでも良い結果を与える。

3. 光ファイバ導波構造と特性

3.1 伝送帯域特性

3.1.1 分散要因

光ファイバ中の各モード(伝播定数: β) は固有の群

速度 v_g で伝播する。たとえば、光パルスが光ファイバに入射したとき、各モードの v_g が異なれば、光ファイバ出射端では異なる時間に光信号が到達するため、パルス広がりを生じる。このため、伝送できる信号量(伝送帯域)が分散で制限される。群速度による信号の伝播遅延時間を群遅延といい、

$$\tau_g \equiv 1/v_g = \frac{1}{c} \left(\frac{d\beta}{dk} \right) \quad (30)$$

で表わされる。ただし、 c は真空中の光速、 k は真空中の波数である。分散を要因別に分類すると、(i)モード分散、(ii)材料分散、(iii)導波路分散、(iv)偏波分散がある。材料分散と導波路分散を総称して波長分散または色分散ともいう。偏波分散の影響は、通常の強度変調方式では無視できるが、コヒーレント光伝送で偏波光ファイバを使用するときには重要となる。次にこれらの個々について説明する。

3.1.2 材料分散と導波路分散

光源が中心波長 λ で波長幅 $\delta\lambda$ をもつとき、ある特定のモードに着目すると、単位波長幅当たりの群遅延量は次式で与えられる。

$$S \equiv \delta\tau_g/\delta\lambda = \left(\frac{1}{c\lambda} \right) k \left(\frac{d^2\beta}{dk^2} \right) \quad (31)$$

ステップ形光ファイバにおいて、比屈折率差 Δ の波長依存性、モードの電磁界分布の影響を考慮に入れると、弱導波近似のもとで次式が得られる¹²⁾。

$$S = \frac{1}{c\lambda} \left[\lambda^2 \left(\frac{d^2n_1}{d\lambda^2} \right) H + \lambda^2 \left(\frac{d^2n_2}{d\lambda^2} \right) (1-H) + \Delta n_1 v \left\{ \frac{d^2(vb)}{dv^2} \right\} \right] \quad (32)$$

$$b(v) = 1 - u^2/v^2 \quad (33a)$$

$$H(v) = b + \left(\frac{1}{2} \right) v \left(\frac{db}{dv} \right) \quad (33b)$$

式(32)の第1, 2項目は光ファイバ構成材料の屈折率分散から決まるもので材料分散という。 $H(v)$ は全伝播光パワーに対するコア内伝播光パワー比に相当し、材料分散は光パワー分布に依存することを示している。第3項目は導波路構造をとったことにより生じる効果で、導波路分散または構造分散という。導波路分散は比屈折率差 Δ に比例している。

光ファイバ材料として石英がよく用いられる。これの屈折率はいわゆるセルマイヤー式で得られている¹³⁾。

$$n^2 - 1 = \sum_{i=1}^3 b_i \lambda^2 / (\lambda^2 - a_i^2) \quad [\lambda: \mu\text{m}] \quad (34)$$

ただし、 $a_1 = 0.0684043$, $b_1 = 0.6961663$, $a_2 = 0.1162414$,

$b_2=0.4079426$, $a_3=9.896161$, $b_3=0.8974794$ である。石英系単一モード光ファイバに対する材料分散、導波路分散、全分散の数値例を図5に示す。石英系では、通常 $1.3 \mu\text{m}$ 近傍で全分散がゼロとなり、この波長が現在長距離用単一モード光ファイバで使用されている。このゼロ分散波長は光ファイバへの屈折率分布形成用添加剤、導波路構造に強く依存しており、4章で述べるように、この性質を利用して分散値が制御されている。

3.1.3 偏波分散

単一モード光ファイバの最低次モードの縮退がとけて二つの固有偏波モードが生じ、これらのモードの伝播定数が異なることにより偏波分散となる。この原因として、コアの楕円化、振れ、曲げ、側方圧力などが考えられる。詳しくは5章で触れるが、熱応力の効果が大きい。コアの楕円化による偏波分散は、コア楕円化を $e=(a_1-a_s)/a_1$ (a_1 : コアの長径, a_s : コアの短径) で表わすと、 e が1に比べて微小なとき、

$$\delta\tau_g = \frac{e(\alpha_1 - \alpha_2)(-\delta T)EC}{2c(1-\nu)} \cdot \frac{d\{vS(v)\}}{dv} \quad (35)$$

と書ける¹⁴⁾。 $\delta\tau_g$ は近似的に Δ および e に比例する。ただし、 $\alpha_1(\alpha_2)$ はコア(クラッド)の熱膨張係数、 δT はガラスの軟化点と室温の差、 C は光弾性係数、 E はヤング率、 ν はポアソン比、 $S(v)$ は複屈折の規格化周波数依存性、 c は光速である。石英系光ファイバの場合、楕円変形による偏波分散は 10 ps/km 程度である。

3.1.4 モード分散

多モード光ファイバでは伝播定数が各モードごとに異なる。ベキ乗 (α 乗) 分布光ファイバの場合、インパル

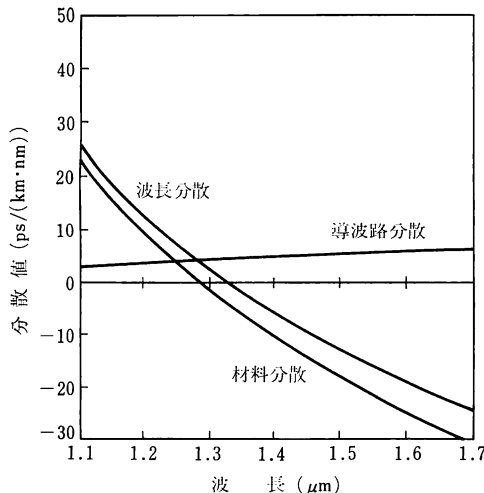


図5 石英系単一モード光ファイバの分散特性 $\Delta=0.29\%$, $\lambda_c=1.0 \mu\text{m}$

ス応答 $P(t, z)$ を、全モード均一励振に対して求めると、結果は図6で得られる¹⁰⁾。インパルス応答幅は、ステップ形 ($\alpha=\infty$) の場合は屈折率差 Δ に比例し、 $\alpha=2$ 近傍では Δ^2 に比例している。したがって、多モード光ファイバでは、ベキ乗指数を $\alpha=2$ 近傍に設定すると高帯域伝送が可能となることが裏付けられる。

次に、インパルス応答の2乗平均パルス幅を $\sigma(z)=\{(M_2/M_0)-(M_1/M_0)^2\}^{1/2}(M_n: P$ に対する n 次のモーメント) で定義する。モード間分散によって決まる2乗平均パルス幅 σ_M は、モード変換がないとき、ベキ乗指数 α が

$$\alpha_{opt}=2+y-\Delta\{(4+y)(3+y)/(5+2y)\} \quad (36)$$

$$y = -\left(\frac{2n_1}{N_1}\right)\left(\frac{\lambda}{\Delta}\right)\left(\frac{d\Delta}{d\lambda}\right) \quad (37)$$

で最小値をとる¹⁵⁾。ここで、 N_1 はコア中心での群屈折率である。 y は比屈折率差の波長依存性を表わすパラメータであり、プロファイル分散と呼ばれる。これはグレーデッド形光ファイバの最適ベキ乗指数を決めるうえで重要な因子である。式(36)が成立するとき、 $\sigma_M \approx 150\Delta^2$ [ns/km] となり、たとえば $\Delta=1\%$ のとき $\sigma_M=150 \text{ ps/km}$ が得られる。

石英系グレーデッド形光ファイバに対する α_{opt} の屈折率分布形成用添加剤依存性の実例を図7に示す¹⁶⁾。通常 $1.8 < \alpha_{opt} < 2.3$ 程度である。

多モード光ファイバの場合、光源のスペクトル広がりによる分散効果はモード分散に比べて微小である。

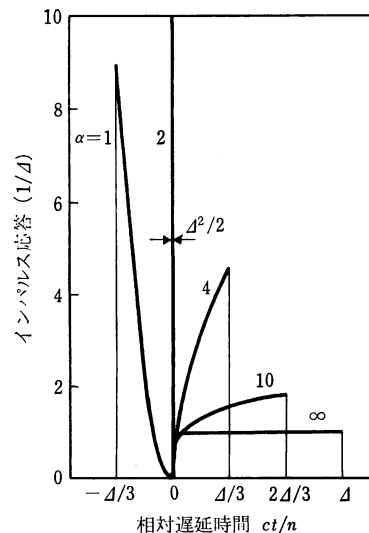


図6 α 乗多モード光ファイバに対するインパルス応答 (全モード均一励振の場合)

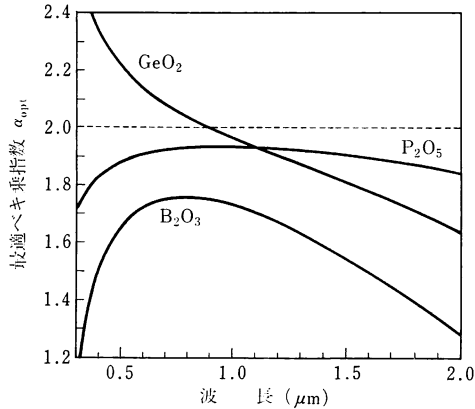


図7 グレーデッド形多モード光ファイバにおける最適ベキ乗指数の添加剤依存性 (石英系光ファイバ)

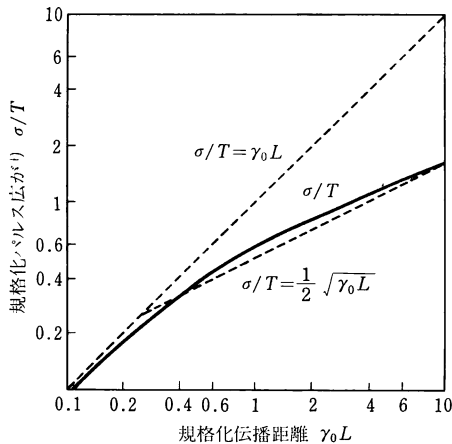


図8 多モード光ファイバにおけるパルス広がり距離依存性

3.1.5 帯域の距離特性

多モード光ファイバにおいて、モード結合が隣接モード間でのみ生じ、モード依存性損失は主モード数の2乗に比例して増大すると仮定して、インパルス応答が求められている。どんな分布の光が入射したときでも、モード変換の結果光パルス幅が狭くなり、ある伝播距離以上ではインパルス応答は定常モード分布 (ガウス関数) に近づく。インパルス応答の幅 σ は、入射パルス幅に関係した T で規格化すると、次のように求められる¹⁷⁾。

$$\sigma/T = (1/2)[\gamma_0 L \{1 - 2 \exp(-2\gamma_0 L)\} + (3/4) \exp(-2\gamma_0 L) + (1/4) \exp(-4\gamma_0 L)]^{1/2} \quad (38)$$

ここで、 γ_0 は定常モード分布での減衰定数である。

パルス幅の距離特性を図8に示す。帯域の距離特性を $L^{-2}(x)$ (距離係数) で表わすことにする。 $L \ll 1/\gamma_0$ のときパルス幅は $\gamma_0 L$ に漸近し、 $x=1$ となる。一方、 $L \gg$

表2 伝送損失の要因別分類

製造技術要因	素線	吸収損失	紫外吸収…電子遷移
			赤外吸収…分子振動
製造技術要因	素線	散乱損失…レイリー散乱	不純物吸収…OH基
			構造不完全性損失…コア・クラッド界面での散乱
製造技術要因	ケーブル化	結合損失…光源と光ファイバ間	光軸の不規則な
			ディグ損失 微小曲がり
外的要因	敷設時	接続損失…接続不整	同様曲げ損失…一様な曲がり
			使用条件…誘導散乱損失…入射光パワー密度

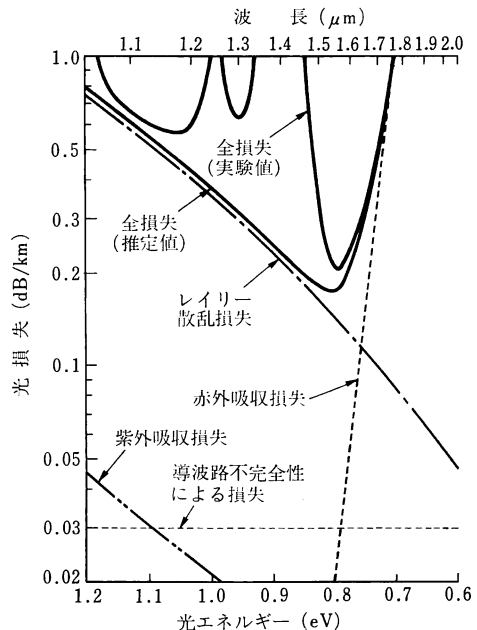


図9 低損失石英光ファイバの損失スペクトルの例

$1/\gamma_0$ のとき、モード変換による伝播遅延時間の平均化の効果が見られ、 $x=1/2$ となる。上記二つの特性の変換点 $x_c=1/(4\gamma_0)$ を結合距離と呼ぶ。光ファイバの帯域を改善するため x_c を小さくすれば、定常モード損失 γ_0 が増加する。

実際に光ファイバを敷設した場合、接続部でもモード変換を生じるので、帯域の距離特性はいろいろ複雑となる。通常 $x=0.75$ 前後である。

3.2 伝送損失特性

3.2.1 概略説明

光ファイバの伝送損失は、表2に示す要因でももに決定される。これらは製造技術要因と敷設条件などの外的

要因に分けられる。図9に低損失石英光ファイバの損失特性の一例を示す¹⁸⁾。図からわかるように、損失曲線はおもに赤外吸収損失とレイリー散乱損失で決定されており、その上に OH 基による吸収損失がのっている。最低損失は波長 1.55 μm で実現されている。この波長は通常の単一モード光ファイバがゼロ分散となる 1.3 μm とずれている。光ファイバ敷設時に損失増加が起きないようにするには、光ファイバの構造パラメータを適切に設定する必要がある (3.3.2 項参照)。とくに重要となる損失要因は接続損失、曲げ損失である。誘導散乱損失は6章で述べる。

3.2.2 結合および接続損失

入射側の電磁界を E_i 、受光側の電磁界を E_r とすると、結合効率 η は電磁界の重なり積分で求められる。

$$\eta = \left| \int_S E_i \cdot E_r dS \right|^2 / \left(\int_S E_i^2 dS \int_S E_r^2 dS \right) \quad (39)$$

ただし、 S は被接続断面であり、断面全域にわたって積分する。 E_i と E_r が整合しないとき、損失を生じる。この損失の原因として、(i) 構造パラメータの不一致、(ii) 軸ずれ、(iii) 角度ずれ、(iv) 間隙などがある。間隙の効果は軸ずれ、角度ずれの効果に比べて小さい。

多モード光ファイバの接続損失を扱うとき、伝播中にモード変換、モード結合を生じるので、接続時のモード分布を規定することが重要である。一様モード分布と定常モード分布がよく用いられる。ステップ形、二乗分布形多モード光ファイバに対する接続損失が求められている¹⁹⁻²¹⁾。ステップ形単一モード光ファイバの接続損失²²⁾と合わせて計算例を図10に示す。ずれ量が微小なとき、いずれの損失もずれ量の2乗に比例している。単一モード光ファイバで軸ずれ損失を 0.1 dB とするには、軸ずれ量を約 1 μm 以内に抑えなければならない。

3.2.3 一様曲げ損失

光ファイバが曲げ半径 R で一様に曲がっているとき、光ファイバを直線路とみなす代わりに断面内の屈折率分布が変化するとして扱う方法を等価直線導波路近似という。このとき、等価的な屈折率は²³⁾

$$n_{eq} = n_0(r) \{1 + (r \cos \theta / R)\} \quad (40)$$

で与えられる。ここで、 n_0 は曲げのないときの屈折率、 (r, θ) は光ファイバ断面内の座標系である。 $\theta=0$ は曲げ面内で曲げ中心より外側にとっている。これより、曲げ中心より外側の導波路部分の屈折率が等価的に上昇することがわかる。そのため、導波路断面での界分布が全体に外側へシフトし、クラッド部である距離より外側では、外側へいくほど振幅が大きくなる振動電界となり、

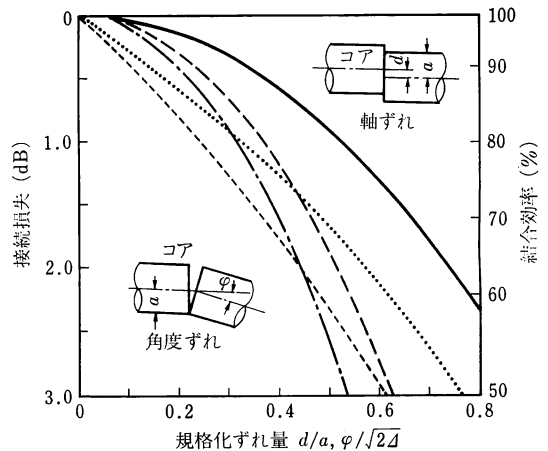


図10 光ファイバの軸ずれおよび角度ずれ損失
 d : 軸ずれ量, φ : 角度ずれ量, a : コア半径, Δ : 比屈折率差。——: ステップ形単一モード, 軸ずれ, $v=2.405$, - - -: ステップ形単一モード, 角度ずれ, $v=2.405$,: ステップ形多モード, 一様モード分布励振, - · - · -: 二乗分布形多モード, 一様モード分布励振, - - - - -: 二乗分布形多モード, 定常モード分布

この部分に相当する電磁界が放射されて損失となる。放射光パワーを P_r 、伝播光パワーを P_g とし、曲げ損失は $\alpha_B = P_r / P_g$ で定義される。

多モード光ファイバの場合、各モードを光線近似することにより、ステップ形、二乗分布形に対する曲げ損失が求められている²⁴⁾。また、ステップ形単一モード光ファイバに対する曲げ損失は、種々の手法で求められているが、損失式は本質的に一致している²⁵⁾。いずれの曲げ損失 α_B も

$$\alpha_B \propto \exp \{-R \Delta^{3/2} B(v) / \lambda\} \quad (41)$$

で示されるように、曲げ半径 R に対して指数関数的に大きく変化するのが特徴である。ただし、 $B(v)$ は規格化周波数依存性である。そこで、一定の曲げ損失値に対応する曲げ半径を許容曲げ半径 R^* と呼び、 R^* で曲げ損失特性を評価する。図11は $\alpha_B = 0.1 \text{ dB/km}$ となる R^* を求めた結果であり、 R^* はほぼ数 cm のオーダーとなっている。これより、 $\Delta = 0.2\%$ の単一モード光ファイバとほぼ等しい曲げ損失を与えるのは、二乗分布形多モード光ファイバでは $\Delta = 1\%$ 近傍となることがわかる。

3.2.4 マイクロベンディング損失

光ファイバは一般に、ケーブル化後には素線よりも光損失が増す。これは、ケーブル化により光ファイバの光

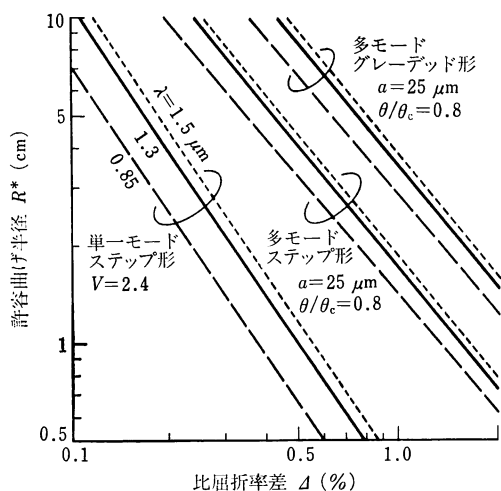


図 11 一様曲げ損失における許容曲げ半径の比屈折率差依存性
 曲げ損失: $\alpha_B=0.1$ dB/km, a : コア半径,
 θ_c : 光線の臨界角

軸が不規則な微小曲がりを生ずるためと考えられており、マイクロベンディング損失と呼ぶ²⁶⁾。光ファイバ軸の不規則な曲げ分布は、適当なパワースペクトラム ϕ を仮定することにより、統計的手法で処理される。マイクロベンディング損失の説明に入る前に、モード結合について少し触れておく。

外乱が光ファイバの伝播方向 z に対して一定の空間周波数 ϕ で変動しているとき、伝播定数がそれぞれ β_m, β_n で与えられる二つのモード間の結合の強さは、進行波間の結合のほうが優勢であるとする、

$$\phi \approx \lim_{L \rightarrow \infty} \frac{L}{4} \left[\frac{\sin \{(\phi - \beta_m + \beta_n)L/2\}}{(\phi - \beta_m + \beta_n)L/2} \right]^2 \quad (42)$$

で近似できる。これは、二つのモード間の伝播定数差が外乱の空間周波数 ϕ に一致したときのみモード結合が生じることを示している。一般に外乱はいろいろなフーリエスペクトルをもつから、上記考えを拡張することによりモード結合の大きさを見積もられる。

マイクロベンディング損失は、伝播モードの隣接モード間でのみモード結合が生じ、最高次の伝播モードが放射モードと結合することにより放射損を受けるというモデルで解析されている。ベキ乗分布形多モード光ファイバのマイクロベンディング損失は、定常モード分布の場合について求められている²⁷⁾。ステップ形単一モード光ファイバのマイクロベンディング損失は、連続的に分布する放射モードの代わりに、ある伝播定数を有する準伝播モードを仮定し、伝播モードとこのモードとの結合で

損失が生じるというモデルで求められた²⁸⁾。いずれの場合も、 $\Phi = (\delta\beta \cdot u_0)^{-2p}$ ($\delta\beta$: 隣接モード間の伝播定数差, u_0 : 相関長, p : 指数) とすると、損失 α_M はともに

$$\alpha_M \propto \overline{(1/R)^2} \lambda^{2p} / \Delta^{2p+1} \quad (43)$$

で与えられる。ただし、 $\overline{(1/R)^2}$ は不規則曲がりの曲率の2乗平均である。式(41), (43)からわかるように、 Δ を大きくするほど曲げ損失が減少する。

3.3 光ファイバ特性と設計

3.3.1 光ファイバ特性と伝送システム

各種光ファイバの分散・損失特性と伝送システム設計との関係を示す。図 12 は符号伝送速度と中継間隔との関係を示したものである²⁹⁾。光ファイバの全損失は伝播損失と接続損失を含んだ値で 0.7 dB/km が仮定されている。光ファイバの分散限界は点線で示されており、多モード光ファイバでの帯域の距離特性は \sqrt{L} 特性に従うとされている。中継間隔は、いずれの光ファイバも低い符号速度では損失で制限されている。分散限界はステップ形多モード、グレーデッド形多モード、ステップ形単一モード光ファイバの順に延びている。

3.3.2 光ファイバの構造パラメータ設計

光ファイバの特性は式(15), (16)で定義した規格化周波数 v によって決定される。単一モード光ファイバの場合、直接測定できるのは第1高次モードのカットオフ波長 λ_c である。よって、構造を決定するには、 λ_c 以外にコア半径 a , 比屈折率差 Δ のいずれかをパラメータとすればよい。

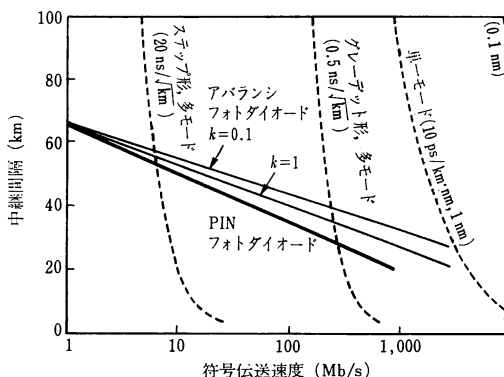


図 12 各種光ファイバに対する符号伝送速度と中継間隔の関係
 実線は損失限界、破線は分散限界。光源はレーザー (光出力: 0 dBm) を使用。接続損失を含めた光ファイバ損失は 0.7 dB/km を想定。光検出器で $k=0.1$ は InGaAs-APD, $k=1$ は Ge-APD を想定。単一モード光ファイバの () 内での最後の値は光源のスペクトル幅

実線は損失限界、破線は分散限界。光源はレーザー (光出力: 0 dBm) を使用。接続損失を含めた光ファイバ損失は 0.7 dB/km を想定。光検出器で $k=0.1$ は InGaAs-APD, $k=1$ は Ge-APD を想定。単一モード光ファイバの () 内での最後の値は光源のスペクトル幅

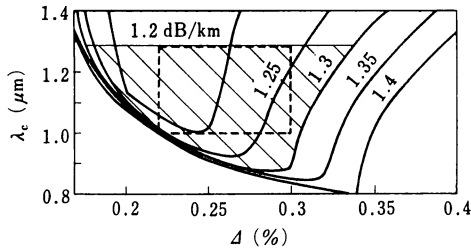


図 13 単一モード光ファイバ伝送系の線路損失に対する等損失値曲線
 動作波長: $1.3 \mu\text{m}$, 損失値は式(43)で計算。
 $L=20 \text{ km}$, $l=1.5 \text{ km}$, $\alpha_m=7 \text{ dB}$

光ファイバを長距離伝送に用いる場合を想定し、中継区間が全長 $L(\text{km})$ 、ケーブル単長 $l(\text{km})$ であるとする。全損失 α_T は、光源と光ファイバの結合損失 α_c 、光ファイバ伝播損失 α_p 、接続損失 α_s 、経時劣化を見越した損失余裕 α_m を用いて、次式で表わされる。

$$\alpha_T = \alpha_c + L\alpha_p + N\alpha_s + \alpha_m \quad (44)$$

ただし、 N は中継器内接続点数 N_R を含んだ接続点数である。3.2 節での各損失特性を考慮した $1.3 \mu\text{m}$ での等損失曲線の例を図 13 に示す³⁰⁾。 $L=20 \text{ km}$, $l=1.5 \text{ km}$, $N_R=6$ としている。図中の数字は単位距離当りの線路損失値である。このデータより、線路損失が 1.25 dB/km のとき、単一モード光ファイバの設計値は $\lambda_c = 1.15 \mu\text{m}$, $\Delta = 0.26\%$ となる。

文 献

- 1) K. C. Kao and G. A. Hockman: Proc. IEE, **113**(1966) 1151.
- 2) F. P. Kapron, D. B. Keck and R. D. Maurer: Appl. Phys. Lett., **17** (1970) 423.
- 3) M. Born and E. Wolf: *Principles of Optics* (Pergamon Press, New York, 1975).
- 4) P. Moon and D. E. Spencer: *Field Theory Handbook*,

- 2nd ed. (Springer-Verlag, Berlin, 1988).
- 5) D. Marcuse: *Light Transmission Optics* (Van Nostrand Reinhold Co., New York, 1972) p. 290.
- 6) T. Okoshi: *Optical Fibers* (Academic Press, New York, 1982) p. 85.
- 7) E. Snitzer: J. Opt. Soc. Am., **51** (1961) 491.
- 8) D. Gloge: Appl. Opt., **10** (1971) 2252.
- 9) A. W. Snyder: IEEE Trans. Microwave Theory Tech., **MTT-17** (1969) 1130.
- 10) D. Gloge and E. A. J. Marcatili: Bell Syst. Tech. J., **52** (1973) 1563.
- 11) S. Kawakami and J. Nishizawa: IEEE Trans. Microwave Theory Tech., **MTT-16** (1968) 814.
- 12) D. Gloge: Appl. Opt., **10** (1971) 2442.
- 13) I. H. Malitson: J. Opt. Soc. Am., **55** (1965) 1205.
- 14) J. Sakai and T. Kimura: IEEE J. Quantum Electron., **QE-18** (1982) 1899.
- 15) R. Olshansky and D. B. Keck: Appl. Opt., **15** (1976) 483; *ibid.*, **25** (1986) 1030.
- 16) F. M. E. Sladen, D. N. Payne and M. J. Adams: *Proc. of 4th ECOC* (Genova, Italy, 1978) p. 48.
- 17) D. Gloge: Bell Syst. Tech. J., **52** (1973) 801.
- 18) T. Miya, Y. Terunuma, T. Hosaka and T. Miyashita: Electron. Lett., **15** (1979) 106.
- 19) E. G. Neumann and W. Weidhaas: Arch. Elektron. Übertragungstech., **30** (1976) 448.
- 20) D. Gloge: Bell Syst. Tech. J., **55** (1976) 905.
- 21) P. Di Vita and U. Rossi: Opt. Quantum Electron., **10** (1978) 107.
- 22) Y. Murakami, I. Hatakeyama and H. Tsuchiya: Electron. Lett., **14** (1978) 277.
- 23) K. Petermann: Arch. Elektron. Übertragungstech., **30** (1976) 337.
- 24) D. Gloge: Appl. Opt., **11** (1972) 2506.
- 25) L. Lewin: IEEE Trans. Microwave Theory Tech., **MTT-22** (1974) 718; *ibid.*, **MTT-23** (1975) 779.
- 26) W. A. Gardner: Bell Syst. Tech. J., **54** (1975) 457.
- 27) R. Olshansky: Appl. Opt., **14** (1975) 935.
- 28) J. Sakai: IEEE J. Quantum Electron., **QE-16** (1980) 36.
- 29) T. Kimura and K. Daikoku: Opt. Quantum Electron., **9** (1977) 33.
- 30) 立田光広, 加藤康之, 青海恵之, 内田直也: 信学論文誌, **J 65-B** (1982) 324.