

単一モード光導波路の伝搬特性  
とその応用に関する研究

村上 泰 詞

単一モード光導波路の伝搬特性  
とその応用に関する研究

村 上 泰 司

DOC
1983
29
電気系

# 正 誤 表

ページ	行	誤	正
6	上から7	おいては方向	おいてはy方向
14	上から1	$E_z$	$H_z$
17	上から8	$1/W_2$	$1/W^2$
	下から1	$J_1(\nu) = 0$	$J_1(V) = 0$
24	下から3	Moditied	Modified
29	上から1	実際は	実線は
32	下から4	放射されると光	放射される光
34	上から13	第2, 3, 1(A)	第3, 3, 1(A)
39	上から1	湾曲	彎曲
50	下から6	ガラス分布	ガウス分布
60	図3.34	$0.28 \pm 0.2$	$0.28 \pm 0.02$
61	図3.35	DAY	BAY
79	上から1	1.45	14.5

# 目 次

第1章 序論	1
1.1 歴史的背景	1
1.2 本研究の目的	2
1.3 本論文の構成	3
第2章 単一モード光導波路の基本特性	5
2.1 はじめに	5
2.2 スラブ導波路の波動理論	5
2.2.1 基本モード	5
(A) TEモード	6
(B) TMモード	8
2.2.2 カットオフ特性	9
2.2.3 曲がりによる放射損失	10
2.3 矩形導波路の近似解	13
2.3.1 $E_{pq}^x$ モード	13
2.3.2 $E_{pq}^y$ モード	15
2.4 円形ファイバのモード解析	15
2.4.1 波動理論	15
2.4.2 LPモード	18
2.5 まとめ	20
第3章 単一モード光ファイバの伝搬特性	21
3.1 はじめに	21
3.2 第一次高次モードのカットオフ波長	22
3.2.1 ニアフィールドパターン法	22
3.2.2 カットオフ波長測定	24
3.2.3 考察	26

3.3	一様曲がり損失	29
3.3.1	理論	29
	A. 5層スラブ導波路	29
	B. 円筒ファイバ	34
3.3.2	実験	34
3.3.3	考察	37
3.4	直線一曲がり変換損失	39
3.4.1	曲がり導波路での電界分布	39
3.4.2	直線一曲がり部での変換損失	42
3.5	接続損失	43
3.5.1	理論	43
	A. 軸ずれによる損失	43
	B. 折れ曲がりによる損失	46
3.5.2	実験	47
3.6	半導体レーザとの結合損失	50
3.6.1	理論	50
3.6.2	微小レンズの作製法	51
3.6.3	結合実験	53
3.7	海底光ケーブル用単一モード光ファイバの最適設計	54
3.7.1	線路構成	54
3.7.2	構造パラメータ決定要因	55
	A. 半導体レーザとの結合損失	55
	B. ファイバ素線損失	56
	C. ケーブル化, 布設による損失増加	56
	D. 接続損失	57
3.7.3	最適構造	58
	A. 単一モード領域	58
	B. 最適構造パラメータ	59
3.8	海底光ケーブルの伝送試験	60
3.8.1	伝送路構成	60
3.8.2	光損失測定結果	62

3.9	まとめ	64
付録3-A	被覆付単一モードスラブ導波路の曲げ損失	66
第4章	単一モード光導波路の結合特性	69
4.1	はじめに	69
4.2	曲がり導波路間の結合特性	70
4.2.1	結合特性	70
	A. 同じ位相定数を持つ導波路間の結合特性	71
	B. 異なる位相定数を持つ導波路間の位相整合特性	72
4.2.2	数値例	74
	A. 同一断面構造を持つ導波路	74
	B. 異なる導波路幅を持つ導波路間の位相整合特性	78
4.3	2コアファイバにおける結合特性	79
4.3.1	理論	80
4.3.2	実験	82
4.4	埋込み形単一モード光導波回路の特性	89
4.4.1	ガラス導波路の製作	89
4.4.2	導波路損失	94
	A. 伝搬損失	94
	B. ファイバと導波路との結合損失	95
4.4.3	光方向性結合器の特性	96
	A. 構造定数	96
	B. 結合率測定結果	97
	C. 考察	99
4.4.4	光Y分岐回路の特性	101
	A. 構造定数	101
	B. 分岐損失	103
	C. 考察	104
4.5	まとめ	104
付録4-A	結合モード方程式の導出	106
付録4-B	$E_{11}^x$ モードおよび $E_{11}^y$ モードの結合率	107

A. $E_{11}^x$ モード .....	107
B. $E_{11}^y$ モード .....	108
第 5 章 超長尺単一モード光ファイバの障害点探索 .....	109
5.1 はじめに .....	109
5.2 測定原理 .....	109
5.3 測定可能距離 .....	111
5.3.1 ストークス光の発生 .....	111
5.3.2 最大測定可能距離 .....	115
5.4 障害点探索実験 .....	118
5.4.1 ストークス光強度分光特性 .....	118
5.4.2 探索距離限界の推定 .....	120
5.4.3 障害点探索実験結果 .....	121
5.5 まとめ .....	124
第 6 章 結論 .....	126
謝辞 .....	128
文献 .....	129

# 第1章 序 論

## 1.1 歴史的背景

1960年に、 $Al_2O_3$ 中に $Cr^{3+}$ を添加した合成ルビー結晶を用いてレーザ発振に成功し<sup>(1)</sup>、人類は初めて自然界にない新しいコヒーレントな光を手にすることになった。それ以前の時代にマイクロ波からミリ波へ、ミリ波からサブミリ波へと取扱う電磁波の周波数が次第に高くなって行ったが、一挙に光周波数の領域に達したものと期待された。更に、その2年後の1962年に発光ダイオード(LED)がKeyes等によって製作され<sup>(2)</sup>、引続きHall等によってGaAs半導体レーザによるレーザ発振が確認されるに至り<sup>(3)~(5)</sup>、光通信光源としてその将来は約束されたものとなった。

一方、導波路に関しては、マイクロ波やミリ波帯において1930年代から詳細に検討されている。光の領域では、1954年にHopkins等<sup>(6)</sup>がガラスファイバ束を用いて画像を伝送する際、ファイバ間における光のもれを防止するためクラッド形構造を提案しファイバ光学の基礎を作った。1961年には、Snitzer<sup>(7)</sup>がクラッド形ガラスファイバを用いて各種の導波モードを確認した。これが光導波路としての最初の実験であろう。このような状況下で、1968年英国S. T. L. のKaoは、当時のガラスファイバの伝搬損失が1000 dB/km以上であるにもかかわらずガラスの純化により損失20 dB/km以下のガラスファイバを製造できる見通しを発表した<sup>(8)</sup>。国内においては、東北大の川上と西沢によりモード分散を低減する光ファイバ導波構造の提案がなされた<sup>(9)~(10)</sup>。これらに答えて、1970年には米国コーニングガラス会社において石英の紡糸技術の開発、屈折率差をつけるドーパ材の発見等製造技術の開発が行われ、同社のKapron, Keck, Maurer等が波長0.63  $\mu\text{m}$ において伝搬損失20 dB/kmという低損失な光ファイバを数百メートル製造するのに成功したことを発表した<sup>(11)</sup>。この発表を皮切りに、1972年には同じくコーニング社のKeck等により7 dB/km<sup>(12)</sup>、1973年には米国Bell研究所のKaiserがMCVD法を開発し損失2.5 dB/km<sup>(13)</sup>、1976年には電電公社茨城電気通信研究所と藤倉電線との共同開発により波長1.2  $\mu\text{m}$ において0.47 dB/km<sup>(14)</sup>、更に、1979年に通研の宮らが波長1.55  $\mu\text{m}$ で0.2 dB/kmという理論的極限值に近い値を実現する<sup>(15)</sup>など低損失化への追求は目をみはるものがあった。

光ファイバは低損失であるばかりでなく、広帯域であること、軽量で可撓性に富み、電磁誘

導を受けないこと、材料が自然界に豊富に存在し今後価格の低下が期待できること等の特長を有している。電電公社では、中小容量および大容量光伝送方式、海底光無中継伝送方式が実用化され、引続き海底光中継伝送方式および加入者用光伝送方式等の公衆通信サービスへの適用が検討されている。実用化は、まず、接続作業等のハンドリングが容易な多モード光ファイバを用いた中小容量伝送方式についてなされ、次に、高精度な接続作業が要求されるが1 Gb/s以上の大容量伝送が可能な単一モード光ファイバを用いた大容量伝送方式についてなされた。多モード光ファイバと比較して単一モード光ファイバの欠点と思われるのは、半導体レーザとの結合、ファイバ間の接続等の結合効率に関するもののみであり、高精度接続技術の一層の改良が進展すれば公衆通信回線にはすべて単一モード光ファイバが用いられるであろう。

光導波回路の研究は、マイクロ波導波管回路の延長として当初とらえられ、1964年にKaplan<sup>(6)</sup>は有機薄膜光導波路の実験結果からマイクロ波導波管回路と同様な光回路が実現できることを述べた。その後、1969年に光発振器、光変調器、光結合器および光受信器を一体化した光集積回路の概念をBell研のMillerが発表して以来<sup>(7)</sup>、にわかに注目されるようになった。引続いて、1969年 Marcatili<sup>(8)~(9)</sup>、Goell<sup>(10)</sup>は、ステップ形屈折率分布を持つ矩形誘電体光導波路における伝搬モード、導波路間の結合、曲がり損失等の解析を行い、以後の光導波路解析の基礎を築いた。

光導波回路の研究は、光結合、光分岐、光フィルタ等の受動素子に関するものと、光変調、光アイソレータ等の能動素子に関するものの2種類に大別される。前者の例として、ガラス基板上にドーパント拡散<sup>(11)</sup>またはスパッタ法<sup>(12)</sup>により光導波路を作製したもの、GaAs等の結晶上にホトリソグラフィ技術によりグレーティングフィルタ<sup>(13)</sup>、光方向性結合器等<sup>(14)</sup>を作製したものがある。後者の例には、LiNbO<sub>3</sub>およびLiTaO<sub>3</sub>結晶上に光導波路を作製し、電気光学効果による光変調を実現した光変調器<sup>(15)~(16)</sup>がその代表である。

## 1.2 本研究の目的

長距離かつ大容量な伝送を必要とする公衆通信回線には、単一モード光ファイバは不可欠である。そこで本研究では、長距離伝送を行う上で必要となる単一モード光ファイバの特性を明らかにし、その設計を行うことを第1の目的とする。種々の特性、設計思想を述べた後、現場試験結果を報告し、単一モード光ファイバの実用性を証明する。

次に、大容量化、光ケーブルの有効利用、伝送方式構成上の柔軟性の増加等、光通信方式の高度化を実現するため、新しい光導波回路素子を提案しその特性を明らかにすることを第2の

目的とする。実用性を証明するまでに至っていないが、将来、公衆通信網を構成する上で重要な武器となるであろう。

最後に、単一モード光ファイバを用いた長距離伝送路の保守に不可欠な障害点位置検出に関する新しい方法を提案し、その特性を明らかにすることを第3の目的とする。保守技術の確立は、伝送路を実用化する上で重要な項目である。障害位置検出精度の向上、修理工法の簡易化等の問題は、伝送路が存在する限り永遠のテーマとなるであろう。

### 1.3 本論文の構成

本研究は、1976年より武蔵野電気通信研究所で開始され、更に1981年から1982年まで茨城電気通信研究所で引き続き行われた研究成果をまとめたものである。本論文は以下に述べる構成となっている。

第2章 単一モード光導波路の基本特性

第3章 単一モード光ファイバの伝搬特性

第4章 単一モード光導波路の結合特性

第5章 超長尺単一モード光ファイバの障害点探索

第6章 結論

第2章では以下の章で必要となるモードの分類、カットオフ特性等の概説をスラブ導波路、矩形導波路および円形ファイバについて行っている。

第3章では、単一モード光ファイバの伝送損失を決定する要因の特性を明らかにしている。検討した項目は、カットオフ波長測定、一様曲がり損失、直線一曲がり変換損失、接続損失および半導体レーザとの結合損失である。その結果を基に、海底光ケーブル用単一モード光ファイバの最適構造パラメータを求め、現場試験用光ファイバの規格値としている。最後に現場試験結果について述べ、設計値の妥当性を証明している。

第4章では、光分波・合波、光分岐、光スイッチ等の機能を持つ光部品を実現することを目的として光導波路間の結合特性を解明する。最初に曲がり方向性結合器を提案する。その結合特性を明らかにし、光スイッチおよび波長選択フィルタへの応用について言及する。次に、近接した位置に2本のコアを持つ2コアファイバを用いて、曲がり導波路間の結合特性を実験的に明らかにする。最後に、石英ガラス層を石英基板上に堆積して作製する埋込み形光導波路(DSガイド: Deposited Silica Guide)を提案し、本光導波路で構成された光方向性結合器および光Y分岐回路の特性を明らかにする。

第5章では、誘導ラマン散乱効果により被測定ファイバ内で誘起されたストークス光を探索用光パルスとして利用する新しい障害点探索法を提案する。最初に、単一モード光ファイバ破断点検出に対する測定可能距離を理論的に求める。次に、102 km長の単一モード光ファイバを用いて行った破断点探索実験結果について述べる。

第6章では本研究で得られた結果をまとめて述べている。

## 第2章 単一モード光導波路の基本特性

### 2.1 はじめに

本章では、以下の章における議論の準備として、光導波路の伝搬モードの分類、各モードの電磁界分布、カットオフ特性等について解析する。取扱う光導波路は、スラブ導波路、矩形導波路および円形ファイバの三種類である。スラブ導波路は二次元で構造が単純であるため、解析を見通しよい形で行うことができ、曲げ損失等の複雑な問題を論ずるときの理論モデルあるいは規範とすることができる。矩形導波路は、平面基板上に作製した立体光導波路における光波の振舞を解析する場合に用いる。円形ファイバは、光ファイバそのものの解析に使用する。

最初に、スラブ導波路の波動理論について概説する。まず伝搬モードの分類および電磁界分布を求め、カットオフ特性、曲げ損失について解析する。特に、曲げ損失の解析結果は第3章で利用する。

次に、矩形導波路の近似解を紹介する。この近似解は、伝搬モードがカットオフから十分離れている場合に有効である。

最後に、円形ファイバの電磁界分布を求める。厳密解によりTE, TM, HE およびEHの各モードを分類した後、コアとクラッド部の屈折率差が十分小さいという仮定のもとでLP (Linearly Polarized) モード<sup>(2)</sup>を求め、厳密解によるモード分類とLPモードとの対応を明らかにしている。電磁界分布の解析にはLPモードの方が便利であるため、以下の章では、LPモードを主として用いている。

### 2.2 スラブ導波路の波動理論<sup>(2)(3)</sup>

誘電体媒質中における光波の伝搬モードとして最も基本的な平面スラブ導波路のモードについて説明する。また、カットオフ現象、曲がりによる放射損失等の基本的特性について言及する。

#### 2.2.1 基本モード

図2.1に示すような、無損失、等方的な対称スラブ導波路を考える。屈折率  $n_1$ 、幅  $2a$  のコア

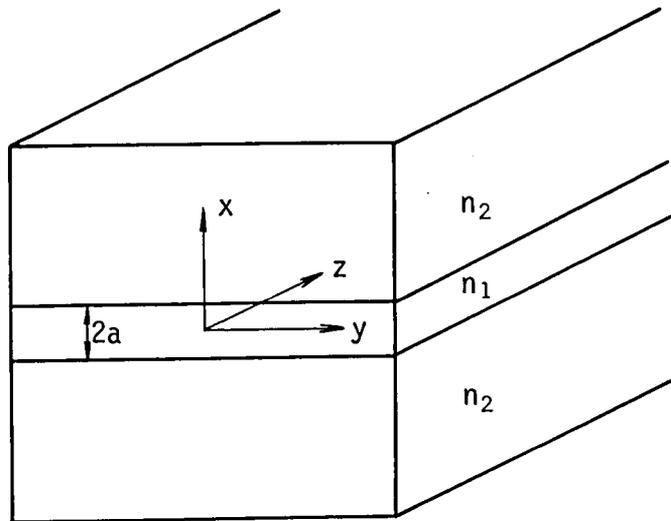


図 2.1 対称スラブ導波路

部は、屈折率  $n_2$  のクラッド部によりサンドイッチ状にはさまれており、光はコア部に沿って伝搬する。伝搬モードは、Maxwell の方程式の解として表わされる。電界ベクトル、磁界ベクトルを  $\mathbf{E}$ 、 $\mathbf{H}$  とおくと、Maxwell の方程式は

$$\mathbf{V} \times \mathbf{E} = -\mu_0 \partial \mathbf{H} / \partial t \quad (2.1)$$

$$\mathbf{V} \times \mathbf{H} = \epsilon_0 n^2 \partial \mathbf{E} / \partial t \quad (2.2)$$

である。ここで、 $\epsilon_0$  は真空中の誘電率、 $\mu_0$  は真空中の透磁率、また  $n$  は媒質の屈折率である。

図 2.1 に示すようなスラブ導波路においては方向の変化がないので

$$\partial / \partial y = 0 \quad (2.3)$$

とおける。また、伝搬方向を  $z$  方向、 $z$  方向に対する位相定数を  $\beta$ 、時間因子を  $e^{i\omega t}$  とおくと電界、磁界は

$$\mathbf{E} = \hat{\mathbf{E}} e^{i(\omega t - \beta z)} \quad (2.4)$$

$$\mathbf{H} = \hat{\mathbf{H}} e^{i(\omega t - \beta z)} \quad (2.5)$$

となる。

#### A. TEモード

$z$  方向に電界成分を持たない、すなわち、 $E_z = 0$  である TE モードの電磁界成分は、 $H_z$ 、 $H_x$  および  $E_y$  のみである。式 (2.3) - (2.5) を用いると、式 (2.1) および (2.2) の Maxwell の方程式は次式となる。

$$-i \beta H_x - (\partial H_z / \partial x) = i \omega \epsilon_0 n^2 E_y \quad (2.6)$$

$$i\beta E_y = -i\omega\mu_0 H_x \quad (2.7)$$

$$\partial E_y / \partial x = -i\omega\mu_0 H_z \quad (2.8)$$

式(2.7), (2.8)を式(2.6)に挿入すると $E_y$ 成分の波動方程式として

$$(\partial^2 E_y / \partial x^2) + (n^2 k^2 - \beta^2) E_y = 0 \quad (2.9)$$

を得る。ここで、 $k$ は真空中における光の波数であり、 $k = \omega\sqrt{\epsilon_0\mu_0} = 2\pi/\lambda$ である。微分方程式(2.9)の解をコア部またはクラッド部で別々に求めることは容易であるが、 $x$ の全域にわたって求めるために、境界 $x = \pm a$ において解の接続を行うことが必要である。簡単のため、偶モードと奇モードに分離して一般的な解の形を得ることとする。一般解は、両モードの重ね合せで表わされる。

(i) 偶 TE モード

コア部内 ( $|x| \leq a$ ) における式(2.9)の解は

$$E_y = A_e \cos(\kappa x) \quad (2.10)$$

であり、クラッド部 ( $|x| \geq a$ ) における解は

$$E_y = A_e \cos(\kappa a) e^{-r(|x| - a)} \quad (2.11)$$

である。ここで

$$\kappa = \sqrt{n_1^2 k^2 - \beta^2} \quad (2.12)$$

$$r = \sqrt{\beta^2 - n_1^2 k^2} \quad (2.13)$$

である。 $x = \pm a$ における $H_z$ 成分の連続性を満足させる必要から、式(2.10), (2.11)

より固有値方程式

$$\tan(\kappa a) = r/\kappa \quad (2.14)$$

を得る。

振幅係数 $A_e$ は、モードの伝搬パワ $P$ で表現できる。全モードパワは

$$P = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} (\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*)_z dx = \frac{\beta}{\omega\mu_0} \int_0^{\infty} |E_y|^2 dx \quad (2.15)$$

であるため、式(2.10), (2.11)を用いると

$$A_e = \left[ \frac{2\omega\mu_0}{\beta(a + 1/r)} P \right]^{1/2} \quad (2.16)$$

となる。

(ii) 奇 TEモード

コア部内 ( $|x| \leq a$ ) における電界は

$$E_y = A_0 \sin(\kappa x) \quad (2.17)$$

となり、クラッド部 ( $|x| \geq a$ ) における電界は

$$E_y = \frac{x}{|x|} A_0 \sin(\kappa a) e^{-\gamma(|x|-a)} \quad (2.18)$$

となる。固有値方程式および振幅係数  $A_0$  は、同様にして

$$\tan(\kappa a) = -\kappa/\gamma \quad (2.19)$$

$$A_0 = \left[ \frac{2 \omega \mu_0}{\beta(a + 1/\gamma)} P \right]^{1/2} \quad (2.20)$$

となる。

B. TMモード

$z$  方向に磁界成分を持たない TMモードの界成分は、 $E_z$ ,  $E_x$  および  $H_y$  のみである。

Maxwellの方程式は

$$i \beta H_y = i \omega \epsilon_0 n^2 E_x \quad (2.21)$$

$$\partial H_y / \partial x = i \omega \epsilon_0 n^2 E_z \quad (2.22)$$

$$i \beta E_x + (\partial E_z / \partial x) = i \omega \mu_0 H_y \quad (2.23)$$

となる。上式より、 $H_y$  成分に関する波動方程式

$$(\partial^2 H_y / \partial x^2) + (n^2 k^2 - \beta^2) H_y = 0 \quad (2.24)$$

を得る。

(i) 偶 TMモード

コア部内 ( $|x| \leq a$ ) における式 (2.24) の解は

$$H_y = B e \cos(\kappa x) \quad (2.25)$$

であり、クラッド部 ( $|x| \geq a$ ) の解は

$$H_y = B e \cos(\kappa a) e^{-\gamma(|x|-a)} \quad (2.26)$$

である。 $x = \pm a$  における  $E_z$  成分の連続性より固有値方程式

$$\tan(\kappa a) = \frac{n_1^2}{n_2^2} \cdot \frac{\gamma}{\kappa} \quad (2.27)$$

を得る。全モードパワ

$$P = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} (\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*)_z dx = \frac{\beta}{\omega \epsilon_0} \int_0^{\infty} \frac{1}{n^2} |H_y|^2 dx \quad (2.28)$$

より、振幅係数  $B_e$  として

$$B_e = \left\{ \frac{2 \omega \epsilon_0 n_1^2 P}{\beta \left[ a + \frac{(n_1 n_2)^2}{r} \cdot \frac{\kappa^2 + \gamma^2}{n_2^4 \kappa^2 + n_1^4 \gamma^2} \right]} \right\}^{1/2} \quad (2.29)$$

を得る。

(ii) 奇 TMモード

コア部内 ( $|x| \leq a$ ) の界は

$$H_y = B_0 \sin(\kappa x) \quad (2.30)$$

となり、クラッド部 ( $|x| \geq a$ ) での界は

$$H_y = \frac{x}{|x|} B_0 \sin(\kappa a) e^{-\gamma(|x| - a)} \quad (2.31)$$

となる。固有値方程式および振幅係数  $B_0$  は

$$\tan(\kappa a) = -\frac{n_2^2}{n_1^2} \cdot \frac{\kappa}{\gamma} \quad (2.32)$$

$$B_0 = \left\{ \frac{2 \omega \epsilon_0 n_1^2 P}{\beta \left[ a + \frac{(n_1 n_2)^2}{r} \cdot \frac{\kappa^2 + \gamma^2}{n_2^4 \kappa^2 + n_1^4 \gamma^2} \right]} \right\}^{1/2} \quad (2.33)$$

となる。

### 2.2.2 カットオフ特性

固有値方程式 (2.14), (2.19), (2.27) および (2.32) は、よく知られているように離散な実数解を持つ。今、スラブ導波路の規格化周波数  $V$  を

$$V = k a \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (2.34)$$

で定義すると、 $V$  値により伝搬可能なモードの数が限定される。

第  $m$  次モードのカットオフにおいては  $r_n = 0$  となるため、固有値方程式 (2.14) - (2.32) より

$$V = m \pi \quad (m = 0, 1, 2, \dots) \quad (2.35)$$

が第 $m$ 次モードのカットオフ条件となる。また、規格化周波数 $V$ が与えられたとき、伝搬可能なモード数は、TE, TMの両モードを含めると $4 \lceil V/\pi \rceil$ 整数となる。ただし、 $\lceil \quad \rceil$ 整数は括弧内の値を越える最小の整数を示す。

### 2.2.3 曲がりによる放射損失

伝搬する光のコア内での電界分布を直線路の電界分布で近似して求める、直線導波路近似<sup>(19)</sup>を用いて曲がりによる放射損失を求める。

今、図 2.2 に示すような均一な曲がりスラブ導波路を考え、TE モードが伝搬しているとする。

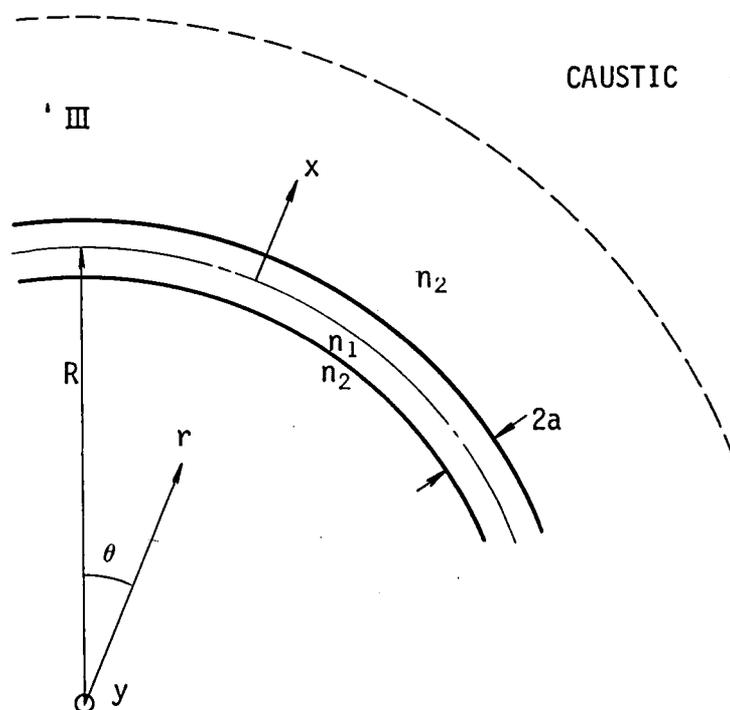


図 2.2 曲がりスラブ導波路からの放射

紙面に垂直な方向を $y$ 軸とすれば、TEモードの波動方程式は

$$\frac{d^2 E_y}{dr^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{dE_y}{dr} + \left[ n^2(r) k^2 - \frac{\nu^2}{r^2} \right] E_y = 0 \quad (2.36)$$

となる。ここで、光は $\theta$ 方向に伝搬すると仮定し、電界の指数因子を $e^{i(\omega t - \nu \theta)}$ とおいた。

式(2.5)より、

$$\nu = \beta R \quad (2.37)$$

とおけば、直線路の指数因子に変換される。

式(2.36)は形式的に解くことができ、曲がりの外側において解は

$$E_y = BH_\nu^{(2)}(n_2 kr) \quad (2.38)$$

となる。ここで、 $H_\nu^{(2)}$ は第2種 Hankel 関数である。曲がり導波路を伝搬するモードの位相面は曲率中心とした扇状の形をとるが、位相速度が光速を越える曲面で伝搬モードは放射モードに変換される。この曲面は、caustic(火面)と呼ばれている。causticの内側においては

$$\nu > n_2 kr \quad (2.39)$$

が成立し、外側においては

$$\nu < n_2 kr \quad (2.40)$$

となる。

さて、式(2.39)が成立する causticの内側において、第2種 Hankel 関数は

$$H_\nu^{(2)}(n_2 kr) = i \sqrt{\frac{2}{\pi \nu \tanh d}} e^{\nu(d - t \tanh d)} \quad (2.41)$$

と近似される。ここで、

$$\operatorname{sech} d = \frac{n_2 kr}{\nu} \quad (2.42)$$

である。 $r$ を座標変換して $r = x + R$ とおき、式(2.39)の条件を用いると

$$f = t \tanh d = \sqrt{1 - \operatorname{sech}^2 d} \\ \approx \frac{\kappa}{\beta} \left[ 1 - \left( \frac{n_1 k}{\kappa} \right)^2 \frac{x}{R} \right] \quad (2.43)$$

$$f^n \approx \left( \frac{\kappa}{\beta} \right)^n \left[ 1 - n \left( \frac{n_1 k}{\kappa} \right)^2 \frac{x}{R} \right]^n \quad (2.44)$$

が導びかれる。ここで、 $x/R$ の一次のオーダーまでを考慮した。式(2.43)、(2.44)を用いると、 $d$ は $t \tanh$ の逆変換公式より求めることができる。

$$d = t \operatorname{anh}^{-1} f \\ = f + \frac{1}{3} f^3 + \frac{1}{5} f^5 + \dots \\ = \frac{\kappa}{\beta} + \frac{1}{3} \left( \frac{\kappa}{\beta} \right)^3 + \frac{1}{5} \left( \frac{\kappa}{\beta} \right)^5 + \dots \\ - \left( \frac{n_1 k}{\beta} \right)^2 \frac{x}{R} \left[ \frac{\kappa}{\beta} + \left( \frac{\kappa}{\beta} \right)^3 + \left( \frac{\kappa}{\beta} \right)^5 + \dots \right]$$

$$= \tanh^{-1} \left( \frac{\kappa}{\beta} \right) - \frac{\beta}{\kappa} \cdot \frac{x}{R} \quad (2.45)$$

式(2.37)を用い、 $\kappa/\beta$ の3次のオーダーまでを考慮すると

$$\nu(d - \tanh d) = \frac{1}{3} \cdot \frac{\gamma^3}{\beta^2} R - r x \quad (2.46)$$

となる。式(2.43)を用いると、caustic内部の電界は式(2.41)より

$$E_y = B i \sqrt{\frac{2}{\pi R \gamma}} \exp \left( \frac{1}{3} \cdot \frac{\gamma^3}{\beta^2} R - r x \right) \quad (2.47)$$

となる。伝搬する光のコア内部における電界を直線導波路の電界で近似し、式(2.10)を用いると、 $x=a$ における境界条件より

$$B = i \sqrt{\frac{\pi R \gamma}{2}} A_e \cos(\kappa a) \exp \left( -\frac{1}{3} \cdot \frac{\gamma^3}{\beta^2} R + r a \right) \quad (2.48)$$

が導びかれる。

一様曲がりによる放射損失 $\alpha_R$ は導波路によって運ばれるパワ $P$ と放射されるパワ $S_r$ の比として線路の単位長当たり

$$\alpha_R = S_r / P \Big|_{r \rightarrow \infty} \quad (2.49)$$

と表わされる。ここで、 $S_r$ は $r$ 方向のポインティングベクトルであり、

$$S_r = -\frac{1}{2} E_y H_\theta^* = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} |E_y|^2 \quad (2.50)$$

となる。causticの外界において式(2.40)が成立するため、第2種 Hankel関数は

$$H_\nu^{(2)}(n_2 k r) = \sqrt{\frac{2}{\pi n_2 k r}} \exp \left( -i n_2 k r + i \frac{\pi}{4} + i \nu \frac{\pi}{2} \right) \quad (2.51)$$

と近似される。式(2.16)、(2.48)、(2.50)、(2.51)を式(2.49)に代入すると

TEモードの一様曲がり損失として

$$\alpha_R = \frac{\gamma \kappa^2}{(\kappa^2 + \gamma^2) \beta (a + 1/r)} \exp \left( -\frac{2}{3} \cdot \frac{\gamma^3}{\beta^2} R + 2 r a \right) \quad (2.52)$$

を得る。一様曲がり損失は、曲率半径が小さくなると指数関数的に増加する。

### 2.3 矩形導波路の近似解

本節では、図 2.3 に示すような矩形断面を持つ導波路内を伝搬する電磁波について考察する。矩形断面の導波路に対しては変数分離形の波動解が得られないため、この構造の解析を行うことは極めて困難である。このため、Goell は円柱関数で表わされるファイバの電磁界を直角座標系に変換して界分布およびカットオフ周波数を数値的に求めている<sup>(2)</sup>。また、Marcatili は前節で述べたスラブ導波路での解を矩形導波路に拡張して近似的に界分布を求めている<sup>(10)</sup>。この Marcatili の方法においては、図 2.3 に示す四隅の斜線の部分が考慮されていないため、クラッド部での界分布の影響が大きく寄与するカットオフ近傍での界の振舞およびカットオフ条件を求めることは困難である。しかしながら、カットオフから十分離れたモードすなわち界分布がコア部に集中しているモードに対しては、よい近似を与える。そこで、本論文では Marcatili の近似を用いてモード間の結合特性を解析する。このため、本節においては、Marcatili の解析方法を概説する。

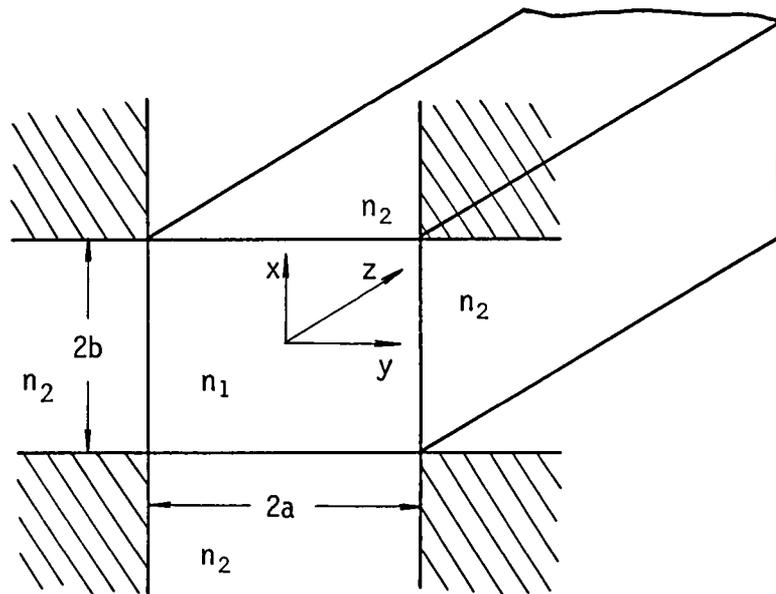


図 2.3 矩形導波路

#### 2.3.1 $E_{pq}^x$ モード

電界が主として  $x$  方向に向いている  $E_{pq}^x$  モードを考える。このモードは、図 2.3 の  $x$  方向に対してはほぼ TM モードのように振舞い、 $y$  方向に対しては TE モードのように振舞う。電磁界の主成分は  $E_x$  および  $H_y$  であり、 $[(n_1 - n_2)/n_2]^{1/2}$  を 1 位の微量とすれば、 $E_z$ 、

$E_z$  はそれより 1 次のオーダーで,  $E_y, H_x$  は 2 次のオーダーで十分小さい。

電界分布は

$$E_x = \begin{cases} A \begin{bmatrix} \cos(\kappa_x x) \\ \sin(\kappa_x x) \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \cos(\kappa_y y) \\ \sin(\kappa_y y) \end{bmatrix} & (|x| \leq a, |y| \leq b) \\ A \begin{bmatrix} \cos(\kappa_x x) \\ \sin(\kappa_x x) \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \cos(\kappa_y b) \\ \sin(\kappa_y b) \end{bmatrix} e^{-\gamma_y (|y| - b)} & (|x| \leq a, |y| \geq b) \quad (2.53) \\ A \begin{bmatrix} \cos(\kappa_x a) \\ \sin(\kappa_x a) \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \cos(\kappa_y y) \\ \sin(\kappa_y y) \end{bmatrix} e^{-\gamma_x (|x| - a)} & (|x| \geq a, |y| \leq b) \end{cases}$$

で近似される。ここで

$$\beta = [(kn_1)^2 - \kappa_x^2 - \kappa_y^2]^{1/2} \quad (2.54)$$

$$\kappa_x^2 + \gamma_x^2 = \kappa_y^2 + \gamma_y^2 = k^2 (n_1^2 - n_2^2) \quad (2.55)$$

である。固有値方程式は,  $x = \pm a, y = \pm b$  での境界条件より

$$\tan(\kappa_x a) = \begin{bmatrix} (n_1/n_2)^2 \gamma_x / \kappa_x \\ -(n_2/n_1)^2 \kappa_x / \gamma_x \end{bmatrix} \quad (2.56)$$

$$\tan(\kappa_y b) = \begin{bmatrix} \gamma_y / \kappa_y \\ -\kappa_y / \gamma_x \end{bmatrix} \quad (2.57)$$

となる。式(2.53)では,  $x$  および  $y$  各方向に対して偶対称性および奇対称性を有するモードを同時に示した。従って, 式(2.56), (2.57)の固有値方程式では, 偶・奇各々に対応する関係式が得られている。式(2.56)では  $TM_{p-1}$  モードの枝上の解をとり, 式(2.57)では  $TM_{q-1}$  モードの枝上の解をとると, 電界の主成分  $E_x$  が  $x$  方向に  $p$  個の極大を持ち,  $y$  方向に  $q$  個の極大を持つ。この意味で, 式(2.53)で表わされる電界分布を  $E_{pq}^x$  モードと名づける<sup>(8)</sup>。

式(2.53)の電界分布を延長して, 図2.3の斜線の部分における電界分布を

$$E_y = A \begin{bmatrix} \cos(\kappa_x a) \\ \sin(\kappa_x a) \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \cos(\kappa_y b) \\ \sin(\kappa_y b) \end{bmatrix} e^{-\gamma_x (|x| - a) - \gamma_y (|y| - b)} \quad (|x| \geq a, |y| \geq b) \quad (2.58)$$

と近似する場合もある。上式は、矩形導波路への励振効率を求める場合によく使われる。

### 2.3.2 $E_{pq}^y$ モード

電界が主としてy方向に向いているモードを $E_{pq}^y$ モードと呼ぶ。電磁界の主成分は $E_y$ および $H_x$ であり、 $E_z, H_z$ は1次のオーダーで、 $E_x, H_y$ は2次のオーダーでそれより十分小さい。導波路の対称性より、 $E_{pq}^x$ モードの電界分布、固有値方程式等の関係式(2.53)～(2.58)において、サフィックス $x, y$ を $y, x$ に変換すればそのまま $E_{pq}^y$ モードに適用される。

## 2.4 円形ファイバのモード解析

本節では、コアとクラッド部の二つの部分より形成され、ステップ形屈折率分布を持つ光ファイバのモード解析を行う。最初に厳密解を導出して伝搬モードを、TE, TM, HEおよびEHモードに分類する<sup>(30)(31)</sup>。次に、コアとクラッド部における屈折率差が十分小さいという仮定(Weakly guiding 近似)の基で導出されるLPモード<sup>(32)</sup>について概説する。

### 2.4.1 波動理論

図2.4にステップ形光ファイバの断面形状と座標系を示す。ファイバ内の光の伝搬方向をz軸とする円柱座標 $(r, \theta, z)$ において、電磁界が $e^{i(\omega t - \beta z)}$ の因子を持つと仮定すると、Maxwellの方程式より $E_z, H_z$ は次の波動方程式を満足する。

$$\left[ \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} + (n_j^2 k^2 - \beta^2) \right] \begin{Bmatrix} E_z \\ H_z \end{Bmatrix} = 0 \quad (j = 1, 2) \quad (2.59)$$

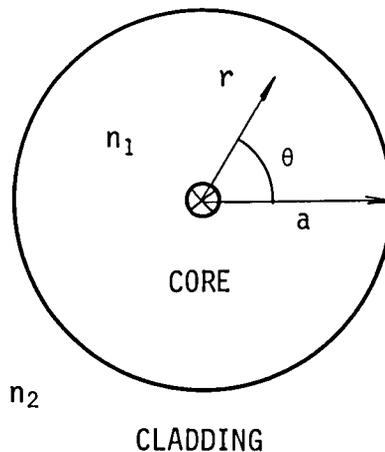


図2.4 光ファイバ断面

ここで、 $j=1$ はコア部、 $j=2$ はクラッド部を表わす。式(2.59)は次式のように変数分離して解くことができる。

$$E_z = AF(r)e^{i\nu\theta} \quad (2.60)$$

式(2.60)を式(2.59)に代入すると次式を得る。

$$\frac{d^2 F}{dr^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{dF}{dr} + \left( n_j^2 k^2 - \beta^2 - \frac{\nu^2}{r^2} \right) F = 0 \quad (2.61)$$

$r=0$ において電界は有限であるという境界条件の基に式(2.61)を解くと、 $E_z$ は

$$E_z = \begin{cases} AJ_\nu(Ur/a)e^{i\nu\theta} & (r \leq a) \\ CK_\nu(Wr/a)e^{i\nu\theta} & (r \geq a) \end{cases} \quad (2.62)$$

となる。ここで

$$U = a(n_1^2 k^2 - \beta^2)^{1/2} \quad (2.63)$$

$$W = a(\beta^2 - n_2^2 k^2)^{1/2} \quad (2.64)$$

であり、 $J_\nu, K_\nu$ は各々 $\nu$ 次のBessel関数および変形Bessel関数である。同様にして $H_z$ は

$$H_z = \begin{cases} BJ_\nu(Ur/a)e^{i\nu\theta} & (r \leq a) \\ DK_\nu(Wr/a)e^{i\nu\theta} & (r \geq a) \end{cases} \quad (2.65)$$

となる。一方、電界、磁界の $r, \theta$ 成分はMaxwellの方程式から次式のように $z$ 成分のみで表わされる。

$$E_r = -i \left( \beta \frac{\partial E_z}{\partial r} + \frac{\omega \mu_0}{r} \cdot \frac{\partial H_z}{\partial \theta} \right) / (n_j^2 k^2 - \beta^2) \quad (2.66)$$

$$E_\theta = -i \left( \frac{\beta}{r} \cdot \frac{\partial E_z}{\partial \theta} - \omega \mu_0 \frac{\partial H_z}{\partial r} \right) / (n_j^2 k^2 - \beta^2) \quad (2.67)$$

$$H_r = -i \left( \beta \frac{\partial H_z}{\partial r} - \frac{\omega \mu_0}{r} \cdot \frac{\partial E_z}{\partial \theta} \right) / (n_j^2 k^2 - \beta^2) \quad (2.68)$$

$$H_\theta = -i \left( \frac{\beta}{r} \cdot \frac{\partial H_z}{\partial \theta} + \omega \mu_0 \frac{\partial E_z}{\partial r} \right) / (n_j^2 k^2 - \beta^2) \quad (2.69)$$

式(2.66) - (2.69)に式(2.62), (2.65)を代入すれば各成分は求まる。また、式(2.62), (2.65)における未知係数 $A, B, C, D$ はコアとクラッド部との境界( $r=a$ )で電界、磁界の接線成分が連続であるという境界条件によって決定することができる。同時に、この境界条件によって固有値方程式が導びかれる。式(2.62), (2.65) - (2.69)によ

り、モードの位相定数  $\beta$  を与える固有値方程式は

$$\left[ \frac{J'_\nu(U)}{U J_\nu(U)} + \frac{K'_\nu(W)}{W K_\nu(W)} \right] \left[ \frac{n_1^2 k^2 J'_\nu(U)}{U J_\nu(U)} + \frac{n_2^2 k^2 K'_\nu(W)}{W K_\nu(W)} \right] \\ = \nu^2 \beta^2 \left( \frac{1}{U^2} + \frac{1}{W^2} \right) \quad (2.70)$$

となる。

式(2.70)は位相定数  $\beta$  について二つの解を与える。この解を分類する目安として、 $H_z$  と  $E_z$  の比を表す量

$$P_z = H_z / E_z \\ = \nu \left( \frac{1}{U^2} + \frac{1}{W^2} \right) / \left[ \frac{J'_\nu(U)}{U J_\nu(U)} + \frac{K'_\nu(W)}{W K_\nu(W)} \right] \quad (2.71)$$

を導入する。固有値方程式よりステップ形光ファイバには下記の4種類のモードが存在することがわかる。

(i)  $\nu = 0$  の場合

式(2.70)の右辺は0となるため、固有値方程式は次の2種類に分けられる。

$$\frac{J'_0(U)}{U J_0(U)} + \frac{K'_0(W)}{W K_0(W)} = 0 \quad (\text{TEモード}) \quad (2.72)$$

$$\frac{n_1^2 k^2 J'_0(V)}{U J_0(U)} + \frac{n_2^2 k^2 K'_0(W)}{W K_0(W)} = 0 \quad (\text{TMモード}) \quad (2.73)$$

式(2.72)が成立する場合、式(2.62)の係数Aが0となるため  $E_z = 0$  である。すなわち  $z$  方向の電界成分がないTEモードの固有値方程式である。カットオフ条件においては、 $W = 0$  の条件が満足されるため、式(2.72)より規格化周波数  $V$  は次式より決定される。

$$J_0(V) = 0 \quad (2.74)$$

式(2.73)が成立する場合、式(2.71)の  $P_z$  は0となる。従って、 $H_z = 0$  が成立するため、 $z$  方向に磁界成分がないTMモードの固有値方程式である。カットオフ条件は、TEモードと同様に式(2.74)で表わされる。

(ii)  $\nu \geq 1$  の場合

$E_z$  と  $H_z$  とがいずれも0とならず、いわゆるハイブリッドモードとなる。一般に、 $H_z$  の寄与が大きいモードを  $HE_{\nu m}$  モード、 $E_z$  の寄与が大きいモードを  $EH_{\nu m}$  モードと表示している。

$HE_{\nu m}$  モードは、カットオフ条件において  $P_z = -1$  となる。そのときは規格化周波数は

$$\nu = 1 \text{ の場合 } J_1(\nu) = 0 \quad (2.75)$$

$$\nu = 2 \text{ の場合 } \frac{V J_{\nu-2}(V)}{J_{\nu-1}(V)} = -(n-1) \frac{n_1^2 - n_2^2}{n_1^2} \quad (2.76)$$

で表わされる。特に、HE<sub>11</sub> モードは、J<sub>1</sub>(V)=0 の第 1 番目の根である V=0 となるカットオフ条件を持つ唯一のモードである。従って、HE<sub>11</sub> モードが円形ファイバの場合の最低次モードとなる。

EH<sub>νm</sub> モードは、カットオフ条件において P<sub>Z</sub> = (n<sub>1</sub>/n<sub>2</sub>)<sup>2</sup> となり、規格化周波数は

$$J_{\nu}(V) = 0 \quad (V > 0) \quad (2.77)$$

で表わされる。以上示したモードの分類をまとめて表 2.1 に示す。

表 2.1 円形ファイバのモード分類

	ν = 0		ν = 1		ν = 2	
	第 1 の解	第 2 の解	第 1 の解	第 2 の解	第 1 の解	第 2 の解
カットオフ条件	J <sub>0</sub> (V) = 0		J <sub>1</sub> (V) = 0 (V ≥ 0)	J <sub>1</sub> (V) = 0 (V ≠ 0)	$\frac{V J_{\nu-2}(V)}{J_{\nu-1}(V)}$ = - (ν-1) $\frac{n_1^2 - n_2^2}{n_1^2}$	J <sub>ν</sub> (V) = 0 (V ≠ 0)
カットオフでの P <sub>Z</sub>	0	∞	-1	$\frac{n_1^2}{n_2^2}$	-1	$\frac{n_1^2}{n_2^2}$
モード表示	TM <sub>0m</sub>	TE <sub>0m</sub>	HE <sub>1m</sub>	EH <sub>1m</sub>	HE <sub>νm</sub>	EH <sub>νm</sub>

#### 2.4.2 LP モード

実際に使用されている単一モード光ファイバにおいて、コアとクラディングとの比屈折率差 Δ は 0.3% 程度であり、Δ = (n<sub>1</sub> - n<sub>2</sub>)/n<sub>1</sub> ≪ 1 とみなすことができる。この近似を用いると、伝搬モードの電磁界分布をほぼ直線偏光とみなせる。この近似を、Weakly guiding 近似<sup>(7)</sup>とよぶ。今、電界の主成分が y 方向のみであると、

$$E_y = \begin{cases} A [J_{\nu}(Ur/a) / J_{\nu}(U)] \cos(\nu\theta) & (r \leq a) \\ A [K_{\nu}(Wr/a) / K_{\nu}(W)] \cos(\nu\theta) & (r \geq a) \end{cases} \quad (2.78)$$

$$H_x = \begin{cases} n_1 \sqrt{\epsilon_0 / \mu_0} E_y & (r \leq a) \\ n_2 \sqrt{\epsilon_0 / \mu_0} E_y & (r \geq a) \end{cases} \quad (2.79)$$

$$E_x = H_y = 0 \quad (2.80)$$

と仮定する。ここで、x 方向を電界の主成分としたモードと式 (2.78) - (2.80) で表わされるモードとは縮退している。また、式 (2.78) において cos(νθ) と sin(νθ) とは同

じく縮退しているため、 $\nu > 0$  の場合には同一の固有値で4個の縮退モードが存在する。 $\nu = 0$  の場合には、2個の縮退モードがある。

$z$  方向の電磁界成分は

$$E_z = \frac{i}{kn^2} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \cdot \frac{\partial H_x}{\partial y} \quad (2.81)$$

$$H_z = \frac{i}{k} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \cdot \frac{\partial E_y}{\partial x} \quad (2.82)$$

から求めることができ、次式となる。

$$E_z = \frac{-iA}{2ka} \begin{cases} \frac{U J_{\nu+1}(Ur/a)}{n_1 J_\nu(U)} \sin(\nu+1)\theta + \frac{U J_{\nu-1}(Ur/a)}{n_1 J_\nu(U)} \sin(\nu-1)\theta & (r \leq a) \\ \frac{W K_{\nu-1}(Wr/a)}{n_2 K_\nu(W)} \sin(\nu+1)\theta - \frac{W K_{\nu-1}(Wr/a)}{n_2 K_\nu(W)} \sin(\nu-1)\theta & (r \geq a) \end{cases} \quad (2.82)$$

$$H_z = \frac{-iA}{2ka} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \begin{cases} \frac{U J_{\nu+1}(Ur/a)}{J_\nu(U)} \cos(\nu+1)\theta - \frac{U J_{\nu-1}(Ur/a)}{J_\nu(U)} \cos(\nu-1)\theta & (r \leq a) \\ \frac{W K_{\nu+1}(Wr/a)}{K_\nu(W)} \cos(\nu+1)\theta + \frac{W K_{\nu-1}(Wr/a)}{K_\nu(W)} \cos(\nu-1)\theta & (r \geq a) \end{cases} \quad (2.83)$$

$E_z$  および  $H_z$  は  $y$  方向成分と比較して  $A^{1/2}$  オーダ小さい。

$\theta$  および  $z$  方向の電磁界成分が  $r=a$  で連続であるという条件から次の固有値方程式を得る。

$$U J_{\nu \pm 1}(U) / J_\nu(U) = \pm W K_{\nu \pm 1}(W) / K_\nu(W) \quad (2.84)$$

これがLPモード (linearly polarized modes) の固有値方程式である。カットオフ条件は  $W=0$  より

$$J_{\nu-1}(U) = 0 \quad (2.85)$$

を得る。 $\nu=0$  の場合  $J_{-1} = -J_1 = 0$  となるため、表 2.1 より  $LP_{0m}$  モードは  $HE_{1m}$  モードと  $EH_{1m}$  モードとを重ね合わせたモードであることが理解される。特に、 $LP_{01}$  モードは基底モード  $HE_{11}$  を表わす。 $\nu=1$  の場合、 $J_0 = 0$  となる。表 2.1 より  $LP_{1m}$  モードは、 $TE_{0m}$ 、 $TM_{0m}$  および  $HE_{2m}$  モードの重ね合わせであることがわかる。LPモードと、HE、EH、TE、TMモードとの対応関係をまとめて表 2.2 に示す。

表 2.2 LPモードの分布

LP モード	縮退度	HE モード	縮退度
$LP_{0m}$	2	$HE_{1m}$	2
$LP_{1m}$	4	$TE_{0m}$	1
		$TM_{0m}$	1
		$HE_{0m}$	2
$LP_{\nu m}$	4	$HE_{\nu+1, m}$	2
		$EH_{\nu-1, m}$	2

## 2.5 まとめ

本章では、各種光導波路におけるモードの定義および基本特性について概説した。コアとクラディングの屈折率差が非常に小さいという仮定のもとでは、縮退した2個の最低次モードが存在し、いずれも規格化周波数が0でカットオフを持つ。

各導波路における最低次モードは次の通りである。

- (1) スラブ導波路： $TE_0$  ,  $TM_0$
- (2) 矩形導波路： $E_{x1}^{\times}$  ,  $E_{y1}^{\times}$
- (3) 円形ファイバ： $LP_{01}$  ( $HE_{11}$ )

## 第3章 単一モード光ファイバの伝搬特性

### 3.1 はじめに

単一モード光ファイバは、多モード光ファイバにみられるモード分散がないため広帯域であることから長距離大容量基幹回線用伝送路として有望視されている。特に、波長  $1.3 \mu\text{m}$  付近においては材料分散と構造分散とが打消しあい全波長分散が零となるため、 $1 \text{Gb/s}$  以上の高速伝送が可能である<sup>62)</sup>。このような単一モード光ファイバにおいては、特性上損失のみを考慮すれば充分である。

単一モード光ファイバ伝送路の損失要因は、(1)材料による吸収損失、(2)屈折率ゆらぎによるレイレー散乱、(3)ファイバの曲がりによる放射損失、(4)接続損失および(5)半導体レーザとの結合損失などに分類される。以上の項目のうち、曲がりによる放射損失、接続損失および半導体レーザとの結合損失は、ファイバ構造パラメータの設計およびケーブル構造の設計を行う上で重要である。

本章では、単一モード光ファイバにおける各種損失要因の特性について明らかにする。その結果を基に、海底光ケーブル用単一モードファイバの最適構造パラメータ設計を行う。

最初に、伝搬特性を把握するための基礎となるカットオフ波長の測定法について述べる。本論文では、測定法としてニアフィールドパタン法を提案する。

次に、曲がりによる放射損失について検討する。この損失は、①一様曲がりによる放射損失と②曲率変化点での変換損失に分類される。第3.3節では、一様曲がり損失の特性について明らかにし、第3.4節では直線-曲がり変換損失について明らかにする。解析には共にスラブモデルを用いた。

第3.4節では、接続損失、特に、コア軸ずれによる損失およびコア折れ曲がりによる損失の特性を明らかにする。

半導体レーザと単一モード光ファイバとの結合特性を解明する一環として、ファイバ端面に半球状微小レンズを装着する新しい方法を第3.5節で提案する。その結合損失を求めレンズがない場合と比較する。

以上解明した各種損失要因の特性を基に、単一モード光ファイバの最適構造パラメータ設計法を第3.6節で確立する。設計例として、中継伝送用海底光ケーブルの  $1.3 \mu\text{m}$  帯単一モード

ファイバの場合を示す。

最後に、設計した最適パラメータの妥当性を確認することを一つの目的として実施した 400 Mb/s 中継伝送用海底光ケーブル現場試験の結果について第 3.7 節で述べる。

### 3.2 第一次高次モードのカットオフ波長

第一次高次モードが消滅するカットオフ波長は、使用波長における規格化周波数を求めることができるため、単一モード光ファイバにとって重要なパラメータである。本節は、カットオフ波長を実測する新しい方法を提案する。提案した方法では、ニアフィールドパタンの変化によりカットオフ波長を求めている。

#### 3.2.1 ニアフィールドパタン法

第 2 章で明らかにしたように、 $LP_{01}$  モード以外のモードはカットオフが存在するため、伝搬する光の波長を短波長側より長波長側に掃引すると高次モードから順次伝搬不可能となり最終的に  $LP_{01}$  モードのみが伝搬する。 $LP_{01}$  モードと  $LP_{11}$  モードのパワ分布は中心付近が大きく異なるため、波長を掃引しニアフィールドパタンを観察することで単一モードとなるためのカットオフ波長が測定できる。測定系を図 3.1 に示す。キセノンアークランプからの白色光を分解能

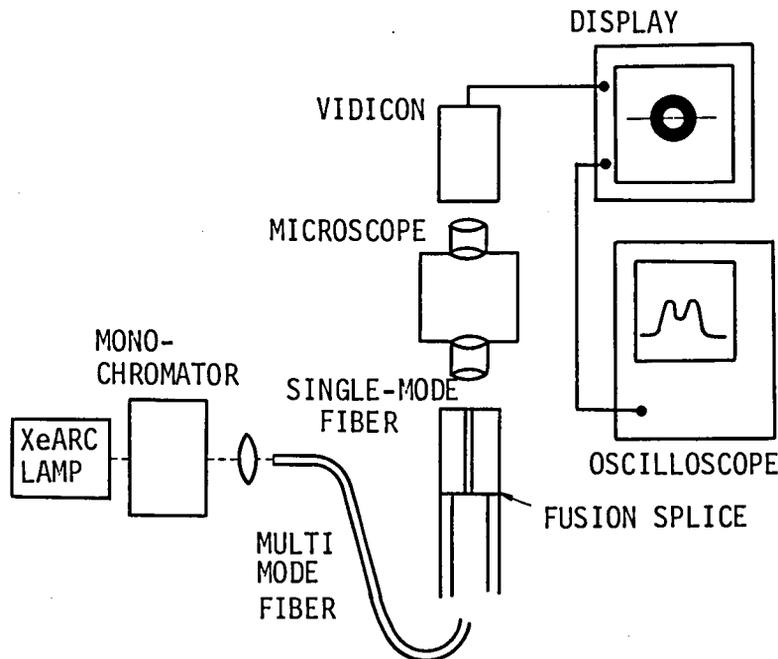


図 3.1 ニアフィールドパタン測定の実験系

1 nmの分光器で単色にし集光してグレーディッド形多モード光ファイバ(コア直径  $60 \mu\text{m}$ , 外径  $150 \mu\text{m}$ )に入射する。被測定単一モードファイバを, 上記多モードファイバの出射端に融着接続し, 一定状態で励振する。顕微鏡に設置された被測定ファイバを光ガイドとして用いる多モード光ファイバにより励振するため, 数mmの短尺ファイバの測定が可能である。被測定単一モードファイバは, クラッドモードを除去するため, 屈折率整合液に浸されている。ファイバ出射端面の拡大像をシリコンビジコンでとらえ, モニタテレビを通してオシロスコープ上で観察する。

長さ70 mのファイバの出射端面で測定したニアフィールドパターンを図3.2に示す。図の右側に測定波長を示した。波長600 nmでは双峰のパターンが得られるが, 700 nmにおけるパターンはガウス形に近い。波長を掃引すると, 2つのパターンは650 nm近傍で相互に変換する。図3.2には645, 650 および655 nmでのパターンも示した。波長を700 nmから600 nmに掃引すると, ガウス形のパターンは655 nmから変化し始める。

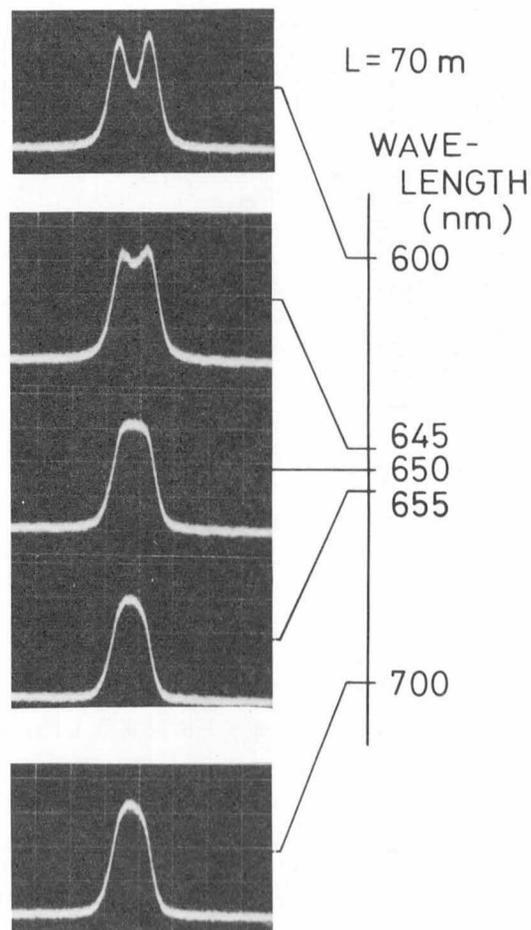


図3.2 ニアフィールドパターン測定例

LP<sub>01</sub>モードの光パワ分布はガウス形パタンに近いが、第1次高次モードであるLP<sub>11</sub>モードのパワ分布はリング状の双峰を持つ。図3.2に示す測定結果は、655 nmより長波長側ではパタンがガウス形に近いためLP<sub>01</sub>モードのみが伝搬しているが655 nmより短波長側ではLP<sub>01</sub>モードとLP<sub>11</sub>モードとが同時伝搬していることを示している。このことを定量化するためにLP<sub>01</sub>モードとLP<sub>11</sub>モードとのパワ比を曲げ損失測定より求めた。外径15 mmのドラムにファイバを巻き付け、巻き付け前後の出射パワの差を測定して得たLP<sub>01</sub>モードに対するLP<sub>11</sub>モードのパワ比を図3.3に示す。波長600 nm近傍でのパワ比は2.0である。LP<sub>01</sub>モードおよびLP<sub>11</sub>モードの縮退度が各々2と4であるので、グレーディッド形多モード光ファイバを励振器として使用することにより被測定ファイバの全モード均一励振がこの波長域で実現されることが理解される。波長を長波長側より短波長側に掃引すると、655 nmよりパワ比が立上がる。650 nmではパワ比が0.2と測定されている。従って、ニアフィールドパタ：ムにより、LP<sub>11</sub>モードが伝搬し始める実効的なカットオフ波長 $\lambda_c$ を測定することが可能である。パワ比が0.2以内となる範囲を測定誤差範囲と設定すれば、測定精度は±5 nm以下となる。

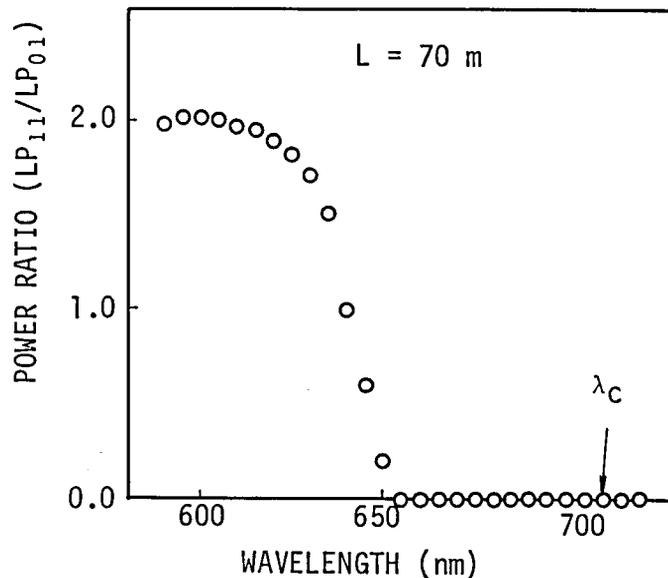


図3.3 LP<sub>01</sub>モードに対するLP<sub>11</sub>モードのパワ比

### 3.2.2 カットオフ波長測定

測定に使用した単一モードファイバは、MCVD (Modified Chemical Vapour Deposition) 法により作製されたものである。カットオフ波長の測定精度を確認するため、外径の異なる数種類のファイバを同一プリフォームから作製した。図3.4に、50 μm厚のファイバプリ

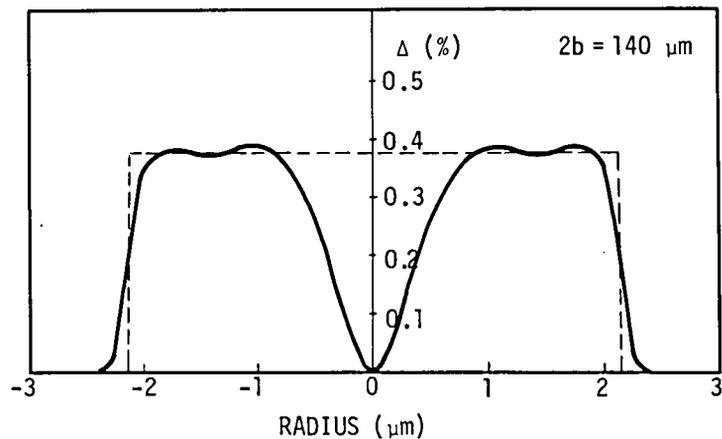


図 3.4 被測定ファイバの屈折率分布形

フォームを干渉顕微鏡で測定して求めた被測定ファイバの屈折率分布形を示す。図の横軸には線引き後のファイバは同じ分布形を持つと仮定して外径  $140 \mu\text{m}$  のファイバに換算した寸法を示した。クラッド部の屈折率が  $1.46$  であると仮定し変分法<sup>(33)(34)</sup>で計算したこのファイバのカットオフ波長は、 $710 \text{nm}$  であった。参考のため、最大屈折率差の  $1/2$  となる位置にコア-クラッド境界を設定して求めた同一カットオフ波長を持つ階段状分布形を図の点線で示した。この分布形のコア直径  $2a$  およびコア-クラッド間の比屈折率差は、各々  $4.30 \mu\text{m}$  および  $0.374\%$  である。

実効的カットオフ波長  $\lambda_e$  の測定ファイバ長依存性を測定した。コア直径が  $4.30 \mu\text{m}$  のファイバにおける測定結果を図 3.5 に示す。また、このファイバの長さ  $70 \text{m}$  におけるフィールドパターンを図 3.2 に示す。測定ファイバ長が  $1 \text{m}$  の場合、 $\lambda_e$  は  $675 \text{nm}$  と測定され、変分法による計算値よりも  $35 \text{nm}$  短い。一方、ファイバ長が  $20 \text{mm}$  以下の場合には、計算値と  $\pm 5 \text{nm}$  の精度で  $\lambda_e$  は一致する。

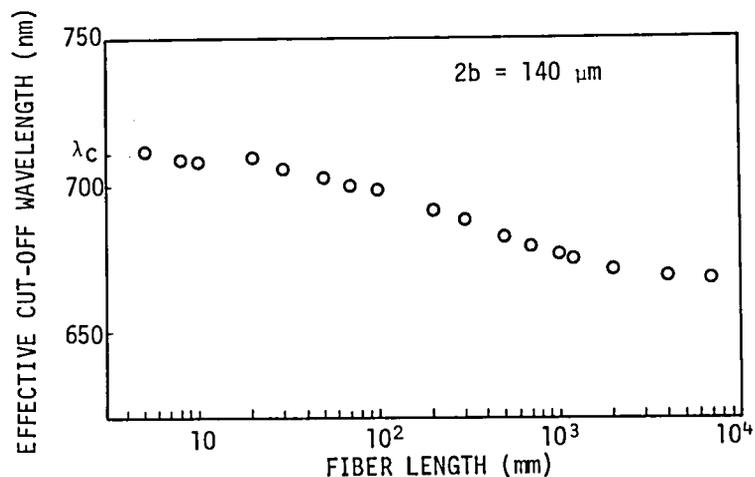


図 3.5 実効的カットオフ波長のファイバ長依存性

同一のプリフォームより外径を  $100\ \mu\text{m}$  から  $160\ \mu\text{m}$  まで変化させて作製した数種類のファイバの実効的カットオフ波長を図 3.6 に示す。コアクラッド境界を最大屈折率差の半分となる位置に設定すれば、ファイバのコア直径は  $3.1$  から  $4.9\ \mu\text{m}$  の範囲にある。白丸と黒丸は、各々長さ  $10\text{mm}$  および  $1000\text{mm}$  で測定した実効的カットオフ波長を示し、実線は、図 3.4 の屈折率分布形より計算した理論値を示す。長さ  $10\text{mm}$  のファイバにおける実効的カットオフ波長は、理論値とよく一致する。コア直径が  $3.1\ \mu\text{m}$  であるファイバの実効的カットオフ波長が理論値とわずかに異なる理由は、屈折率分布形をコア直径  $4.9\ \mu\text{m}$  のファイバ側のプリフォームで測定しており、 $3.1\ \mu\text{m}$  側のファイバではそれに対してわずかな屈折率変化が生じているためと思われる。

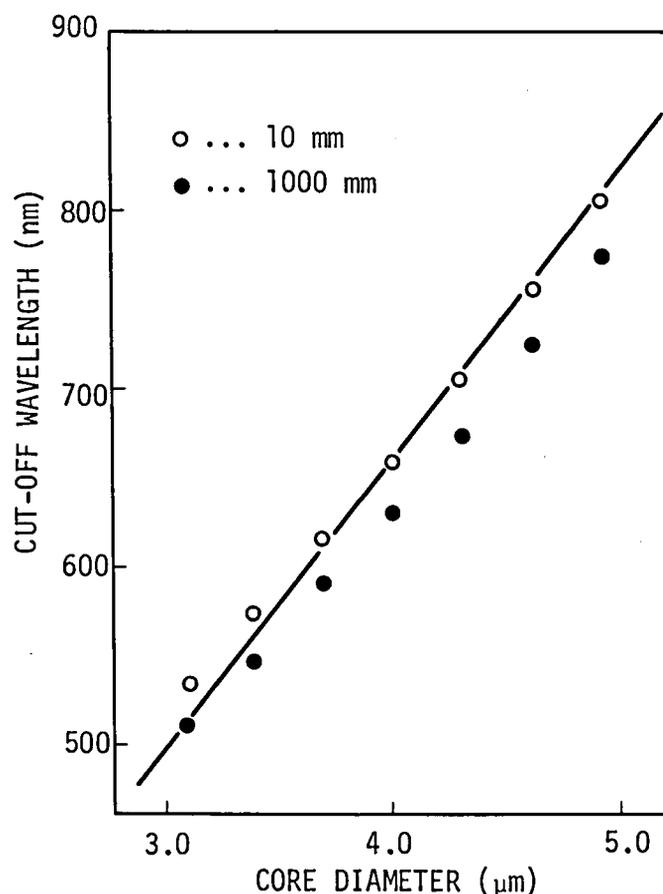


図 3.6 コア直径に対する実効的カットオフ波長

### 3.2.3 考察

実際のファイバにおいては、吸収および散乱以外に微少曲がりまたは構造不完性といった損失機構が存在する。これらの不完性によりカットオフ近傍にある高次モードは急速に減衰する。

その結果、図 3.5 に示すように、実効的カットオフ波長はファイバ長に依存し、ファイバ長が短くなるほど真のカットオフ波長に漸近する。しかしながら、ファイバ長が 10mm 以下になるとクラッドモードとして伝搬する光のパターンがモニタ上に現われ、導波モード自身のフィールドパターンのみを観察することが困難になる。従って、長さ 10 から 20mm の範囲がカットオフ波長測定に最も適している。図 3.5 および 3.6 に示すように、ファイバ長が 10 から 20 mm の範囲にあれば ± 5 nm の範囲で測定値は理論値と一致する。

カットオフ近傍にある高次モードが大きな損失で減衰する原因として、次の三つの損失機構が考えられる。(1) 溶融石英管内を伝搬する光パワの吸収損失、(2) ドラム径程度の大きな曲がりによる放射損失および(3) コア-クラッド境界に存在する屈折率ゆらぎによる散乱損失である。これらの原因による損失は次のように表わされる。

- (1) 内付された堆積石英ガラスは低損失であるが、溶融石英管においては  $10^2$  から  $10^3$  dB/km 程度の大きな吸収損失  $\alpha_q$  が存在するファイバを考える。このファイバにおける  $LP_{11}$  モードの吸収損失  $\alpha_a$  は

$$\alpha_a = \alpha_q \frac{c^2}{a^2} \cdot \frac{U_1^2}{V^2} \left[ \frac{K_0(W_1 c/a) K_2(W_1 c/a)}{K_0(W_1) K_2(W_1)} - \frac{K_1^2(W_1 c/a)}{K_0(W_1) K_2(W_1)} \right] \quad (3.1)$$

で与えられる。ここで

$2a$  = コア直径

$2c$  = 堆積ガラス直径,

$U_1, W_1$  = 各々、コアおよびクラッド部における  $LP_{11}$  モードの規格化横伝搬定数,

$V = (U_1^2 + W_1^2)^{1/2}$ ,

$K_\ell = \ell$  次の変形ハンケル関数,

である。

- (2) 半径  $R$  の曲がりによる  $LP_{11}$  モードの放射損失  $\alpha_b$  は

$$\alpha_b = \left( \frac{\pi}{R a} \right)^{1/2} \frac{U_1^2 \exp \left[ -\frac{2}{3} \cdot \frac{W_1^3}{(\beta_1 a)^2} \cdot \frac{R}{a} \right]}{W_1^{3/2} V^2 K_0(W_1) K_2(W_1)} \quad (3.2)$$

で与えられる<sup>85)</sup>。ここで、 $\beta_1$  は  $LP_{11}$  モードの伝搬定数である。

(3) コア-クラッド境界での屈折率ゆらぎによる損失  $\alpha_c$  は

$$\alpha_c = \sum_{\nu} \int_{-n_2 k}^{n_2 k} |K_{1\nu}|^2 \frac{c_1 |\beta_r| dBr}{(\beta_1 - \beta_r)^{4+2p}} \quad (3.3)$$

で与えられる<sup>(6)</sup>。ここで

$K_{1\nu}$  = LP<sub>11</sub>モードと伝搬定数  $\beta_r$  および周方向のモード数  $\nu$  を持つ放射モードとの結合係数,

$n_2$  = クラッド部の屈折率,

$k$  = 自由空間中の伝搬定数,

$p$  = 境界での屈折率ゆらぎに対するパワースペクトラム定数

である。式(3.3)において、強い結合は隣接モード間においてのみ生じるため、 $\Sigma$ の和は  $\nu=0$  と  $2$  のみを考える。

これら損失の計算値を図3.7に示す。ここで、定数として  $2a=4.3 \mu\text{m}$ ,  $c/a=5$ ,

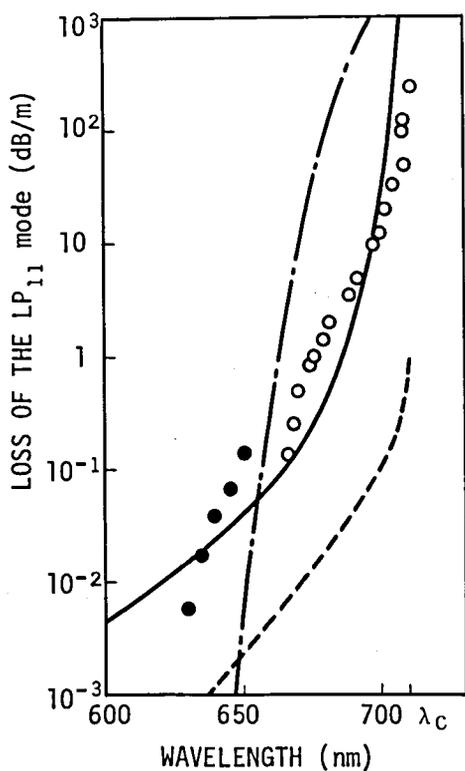


図3.7 LP<sub>11</sub>モードの損失

実線：境界面のゆらぎによる損失

破線：出発石英管の吸収による損失

一点鎖線：曲がりによる損失

$n_2 = 1.46$  および比屈折率差  $\Delta = 0.374\%$  を用いた。実際は、式 ( 3.3 ) で与えられるコア-クラッド境界の屈折率ゆらぎによる損失を示し、 $c_1 = 4.5 \times 10^2$  ( $1/m^3$ ) および  $p = 1$  とした。破線は、式 ( 3.1 ) で与えられる吸収損失を示し、 $\alpha_q = 1$  dB/m とした。一点鎖線は、式 ( 3.2 ) で与えられる曲がり損失を示し、 $R = 200$  mm とした。白丸は、実効的カットオフ波長においては  $LP_{01}$  モードに対する  $LP_{11}$  モードのパワ比が 0.2 であると仮定して図 3.5 より求めた測定値を示す。黒丸は、ファイバ入射端におけるパワ比が 2.0 であると仮定して図 3.3 より求めた測定値を示す。これらの測定値は、境界での屈折率ゆらぎによる損失理論値とほぼ一致する。従って、上記三種類の損失機構の中では、境界での屈折率ゆらぎによる損失が最も支配的であると考えられる。

伝搬波長がカットオフ波長より長波長側になると  $LP_{11}$  モードは漏洩モードとして伝搬する。Snyder と Mitchell の理論<sup>(9)</sup>によれば、カットオフ波長より 10 nm 長波長側に伝搬する漏洩モードの伝搬損失は 1 dB/mm となる。従って、この漏洩モードはニアフィールドパタンの測定に影響しない。

### 3.3 一様曲がり損失

被覆付単一モード光ファイバを用いて一様曲がり損失の測定を行ったところ、曲率半径に対して周期的な変動が曲げ損失に重畳して現われることを見出した。この現象を検討した結果、クラッド-被覆境界で反射して再びコア部付近に戻る放射光が導波モードと干渉するためであることが明らかとなった。

本節では、クラッド-被覆境界で反射する放射光の影響をも含めた単一モードファイバの一様曲がり損失について検討した結果を示す。

#### 3.3.1 理論

##### A 5層スラブ導波路

一次被覆の影響までを考慮して、図 3.8 に示すように 5 層スラブ導波路が一定の曲率  $R$  で曲げられた状態を考える。領域(I)は、屈折率  $n_1$ 、幅  $2a$  のコア部を表わし、領域(II)は、屈折率  $n_2$ 、幅  $2b$  のクラッド部を表わす。屈折率  $n_3$  の被覆部を無限に広がる領域(III)で表わす。クラッド幅はコア幅に比べて非常に大きく、放射面である caustic はクラッド内にあると仮定する。

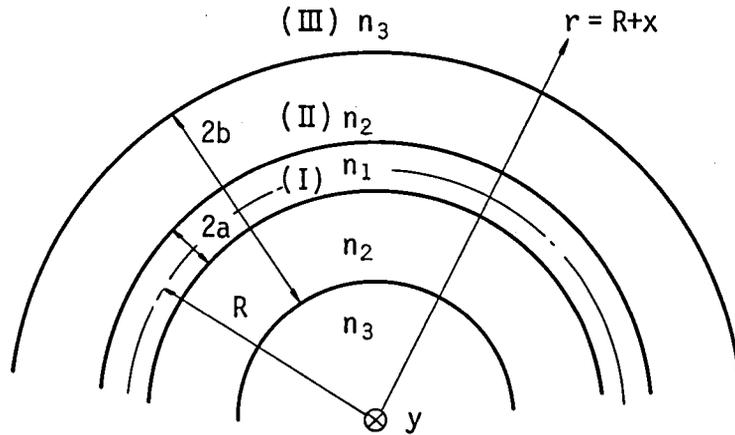


図 3.8 5層スラブモデル

caustic の曲率半径  $r_c$  およびコア中心から caustic までの距離  $x_c$  は

$$r_c = R \frac{\beta}{n_2 k} \quad (3.4)$$

$$x_c = R \left( \frac{\beta}{n_2 k} - 1 \right) \quad (3.5)$$

で与えられる。ここで、導波モードの伝搬定数を  $\beta$ ，自由空間での光の伝搬定数を  $k$  とおいた。コア中心から caustic までの距離  $x_c$  はクラッド半径  $b$  より小さいので次の不等式が成立する。

$$\frac{b}{R} > \frac{\beta}{n_2 k} - 1 \approx \Delta \frac{\gamma^2}{\kappa^2 + \gamma^2} \quad (3.6)$$

ここで

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

$$\kappa = \sqrt{(n_1 k)^2 - \beta^2}, \quad \gamma = \sqrt{\beta^2 - (n_2 k)^2}$$

である。クラッド部の屈折率  $n_2$  と被覆部の屈折率  $n_3$  との大小関係により、図 3.9 に示す三種類の場合に分けて考察する。

一様曲がり損失  $\alpha$  は、導波路のモードにより運ばれるパワと導波路から放射されるパワとの比として表わされる。領域 (I), (II), (III) での電界分布に、 $x = a$  および  $x = b$  での電磁界の境界条件を入れて求めると、 $\alpha$  は付録 3 - A により

$$\alpha = \alpha_s \cdot I \quad (3.7)$$

で与えられる。ここで、 $\alpha_s$  はコアと無限に広がるクラッドのみから形成される三層スラブ導波路の一様曲がり損失を表わし、

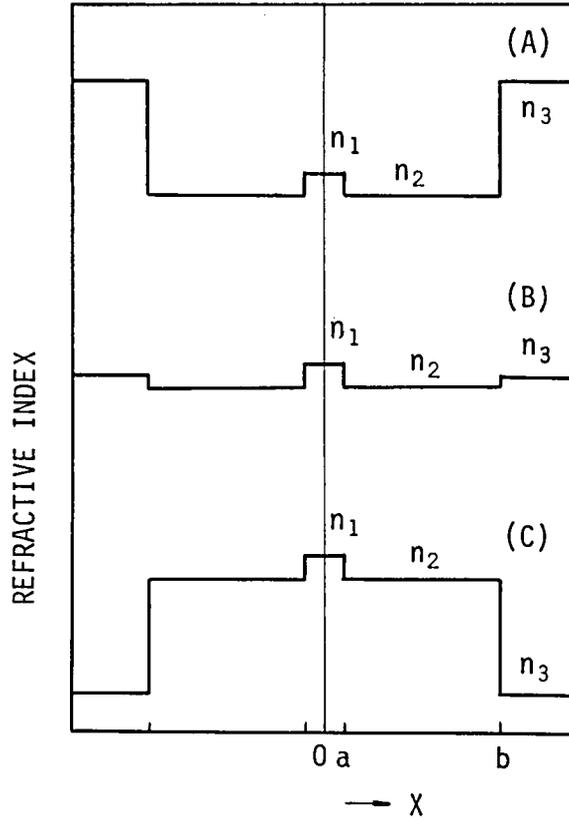


図 3.9 5層スラブモデルの屈折率分布形状

$$\alpha_s = \frac{\gamma \kappa^2}{(\kappa^2 + \gamma^2) \beta (a + 1/\gamma)} \exp\left(-\frac{2}{3} \cdot \frac{\gamma^3}{\beta^2} R + 2\gamma a\right) \quad (3.8)$$

で与えられる。また、 $I$ はクラッド-被覆境界で反射する放射光の影響を表わすため導入した係数であり、図 3.9 の三種類の場合について各々次のようになる。

i) 被覆の屈折率が高い場合

クラッド-被覆間の比屈折率差はコア-クラッド間のそれより大きいと仮定する。すなわち

$$d \ll (n_3 - n_2) / n_2 \quad (3.9)$$

のとき、係数は

$$I = \frac{\beta p}{\kappa_3} \cdot \frac{1}{\cos^2 q + (\beta p / \kappa_3)^2} \quad (3.10)$$

となる。ここで

$$\kappa_3 = \sqrt{(n_3 k)^2 - \beta^2}$$

$$p = \frac{n_2 k}{\beta} \left[ \frac{2b}{R} - \left( \frac{r}{n_2 k} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (3.11)$$

$$q = \frac{3\pi}{4} + \frac{(n_2 k)^3}{3\beta^2} \left[ \frac{2b}{R} - \left( \frac{r}{n_2 k} \right)^2 \right]^{3/2} R \quad (3.12)$$

である。通常  $\beta p / \kappa_3$  は  $10^{-2}$  から  $10^{-1}$  程度の値をとるため、 $\cos q = 0$ ，すなわち

$$q = (N + 1/2)\pi \quad (N = 1, 2, \dots) \quad (3.13)$$

で I はピークを持つ。上式は平面波解折からも得ることができる。

今、図 3.10 に示すように、クラッド領域内にある caustic X から出射した光が、クラ

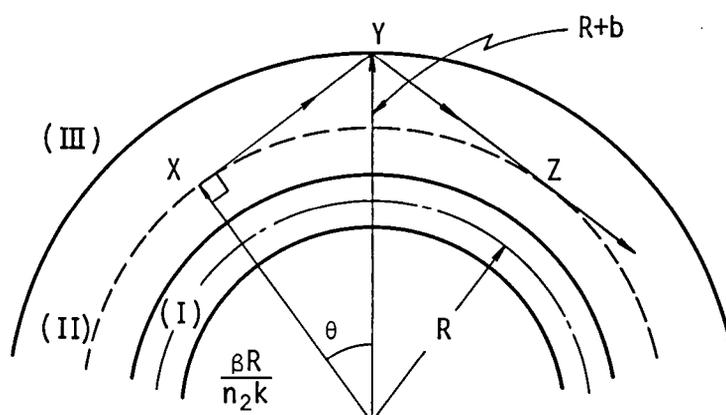


図 3.10 光線近似における放射光の軌跡

ッド外壁 Y で反射して再び caustic Z に返る場合を考える。XYZ を通過する光とコア内を伝搬する導波モードとの位相差  $\Delta\phi$  は

$$\begin{aligned} \Delta\phi &= -\pi - \pi/2 + n_2 k \cdot \overline{XYZ} - \beta R \cdot 2\theta \\ &\simeq -3\pi + 2q \end{aligned} \quad (3.14)$$

となる。ここで、 $-\pi$  は Y 点での反射により付加し、 $-\pi/2$  は Z 点で caustic を通過するため付加する<sup>(38)</sup>。  $\Delta\phi = 2(N-1)\pi$  とおけば、式 (3.13) は容易に得られる。

以上の論議をまとめると、クラッド-被覆境界で反射して再び caustic に返る放射光と新たに caustic から放射されると光とが干渉して強めあうことにより、一様曲がり損失にピークが出現する。

## ii) 被覆の屈折率が同程度の場合

被覆の屈折率がクラッド部のそれと同程度であると仮定する。すなわち、

$$\Delta \simeq (n_3 - n_2) / n_2 \quad (3.15)$$

係数は

$$I = \left(\frac{n_2}{n_3}\right)^2 \frac{p}{s} \cdot \frac{1}{\cos^2 q + \left(\frac{n_2}{n_3}\right)^4 \frac{p^2}{s^2} \sin^2 q} \quad (3.16)$$

となる。ここで

$$s^2 = \frac{n_2 k}{\beta} \left[ \frac{2b}{R} - \frac{r_3^2}{(n_3 k)^2} \right]^{1/2} \quad (3.17)$$

$$r_3^2 = | \beta^2 - (kn_3)^2 |$$

である。屈折率  $n_3$  が  $n_2$  に等しいとき、係数  $I$  は 1 となる。すなわち、クラッド-被覆境界での反射は消滅する。

### iii) 被覆の屈折率が低い場合

被覆の屈折率が次式の範囲にあるとき

$$\Delta \ll (n_2 - n_3) / n_2 \quad (3.18)$$

係数は

$$I = \frac{\beta p}{r_3} \cdot \frac{\exp\left(-\frac{2}{3} \cdot \frac{r_3^2}{\beta^2} R + 2rb\right)}{\left(\cos q - \frac{\beta p}{r_3} \sin q\right)^2} \quad (3.19)$$

となる。曲げ損失は  $\tan q = r_3 / \beta p$ 、すなわち

$$q = N\pi + \tan^{-1}(r_3 / \beta p) \quad (3.20)$$

で無限大となる。上式もまた、平面波解析から得られる。

光が全反射する場合、位相シフトを受ける。図 3.10 の角度  $\theta$  が非常に小さい場合、クラッド-被覆境界 Y での位相シフト量  $\phi_R$  は

$$\phi_R \simeq -2 \tan^{-1} \left\{ \frac{[n_2^2 - n_3^2]^{1/2}}{n_2 \tan \theta} \right\} \quad (3.21)$$

となる。導波モードと放射光との位相差は

$$\Delta \Phi = -\phi_R - 2\pi + 2q \quad (3.22)$$

となる。 $\Delta\phi = 2(N-1)\pi$ とおき $\beta \simeq n_2 k$ を用いれば、式(3.22)より式(3.20)が得られる。

## B 円筒ファイバ

曲がり損失に関して、スラブモデルで得た理論式を直接円筒ファイバに適用することはできない。しかしながら、曲がりの曲率中心とコア中心とがなす平面内にある放射光線の軌跡に対しては一平面のみで考察することができる<sup>(39)</sup>。従って、ピーク点の位置に関する式(3.13)および(3.20)は円筒ファイバに適用することができる。

スラブ導波路での一様曲がり損失は、式(3.7)のようにコアークラッドで形成される三層スラブ導波路の曲げ損失とクラッド-被覆境界での反射の影響を表わした係数とに分離することができる。被覆付ファイバの曲げ損失を、同様に分離して考えて

$$\alpha = \alpha_r \cdot I \quad (3.23)$$

で表わされると仮定する。ここで、 $\alpha_r$ はSnyderら<sup>(40)</sup>が導出したファイバでの一様曲げ損失を示し、 $I$ は第2.3.1(A)節で得た係数を示す。

機械的な曲げを受けたとき、曲率中心に対して内側と外側とでガラスファイバの屈折率は応力のため変化する。この屈折率変化は曲げ損失を減少させるように電磁界に影響をおよぼす<sup>(41)</sup>。実効的な曲率半径 $R_e$ は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} R_e &= R (1 + c_2 E / n_2) \\ &\simeq 1.27 R \quad (\text{石英に対して}) \end{aligned} \quad (3.24)$$

ここで、 $c_2$ は横光弾性係数であり、 $E$ はヤング率である。石英に対してこれらの値は $c_2 = -4.15 \times 10^{-5}$  ( $\text{mm}^2/\text{kg W}$ )および $E = 7.45 \times 10^3$  ( $\text{kg W}/\text{mm}^2$ )となる<sup>(41)(42)</sup>。実験値との比較のため、式(3.23)を用いる場合、 $R$ の代りに実効的曲率半径 $R_e$ を以後用いる。

### 3.3.2 実験

測定に用いた単一モード光ファイバの構造パラメータを表3.1に示す。ファイバBのコア部は楕円化しているので、コア径より $\Delta$ を一義的に算出することはできない。ファイバA、Bの一次被覆材料は共に屈折率1.56のウレタンである。

波長 $1.15 \mu\text{m}$ で発振するHe-Neレーザを用いて曲げ損失の測定を行った。クラッドモードを除去するため、ファイバの入出力部を屈折率整合液に浸した。ファイバAを用いて測定した1ターン当りの曲げ損失を図3.11の丸印で示す。曲がり半径20, 30および38mmにおいて

TABLE 3.1 FIBER PARAMETERS

Fiber	Core Diameter 2a ( $\mu\text{m}$ )	Cladding Diameter 2b ( $\mu\text{m}$ )	Index Difference $\Delta$ (%)	Cut-off Wavelength $\lambda_c$ ( $\mu\text{m}$ )
A	3.9	130	0.35	0.62
B	4.1 $\times$ 4.9	130	-	0.70

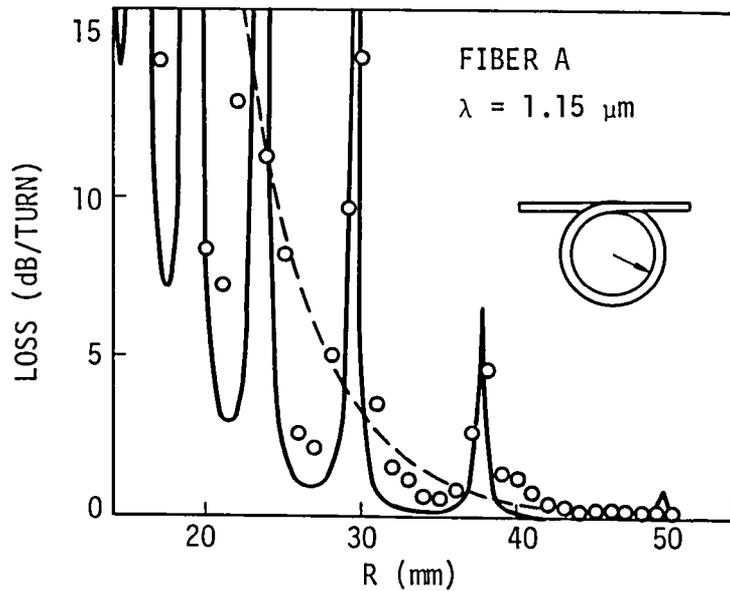


図 3.11 一ターン当りの曲げ損失

ピークが出現する。半径Rの代わりに実効半径 $R_e$ を用い式(3.23)より求めた理論値を実線で示す。破線は、Snyderらによる反射のない場合の理論値を示す。実験値は、反射の影響を考慮した理論値とよい一致を示す。反射の影響のため、1 dB/turnに達する曲率半径Rは、反射のない場合の約1.5倍となる。

曲げ損失の波長依存性をファイバAを用いて測定した。伝搬する光波長を選択するため、白色光源と分光器を用いた。結果を図3.12に示す。実線は測定結果であり、破線は理論値である。曲率半径Rを小さくすると、ピークは小さくなりしかも短波長側にシフトする。測定したピーク点の波長 $\lambda_p$ を、図3.13の波長と曲率半径の平面上に丸印で示した。実線は式(3.13)から求めた理論値を示す。理論と実験値とはよく一致する。図で、整数は式(3.13)におけるNを示し、点線はcausticがクラッド-被覆境界上にある場合を示す。

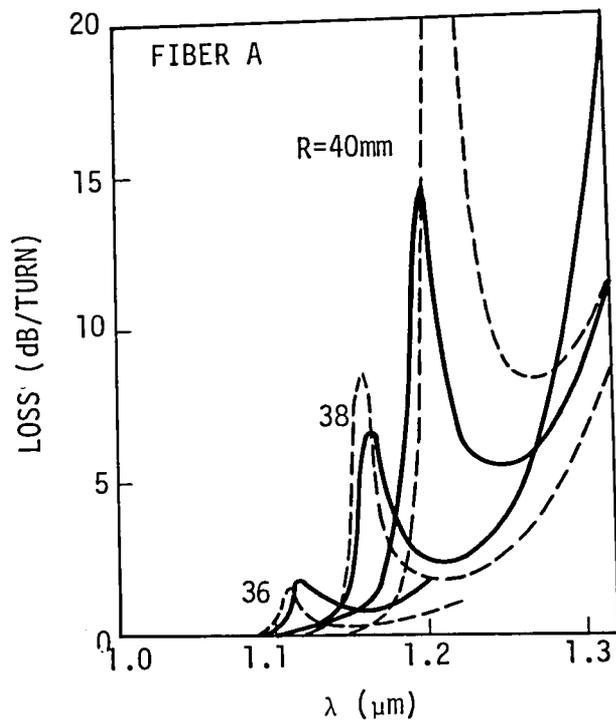


図 3.12 曲げ損失の波長依存性

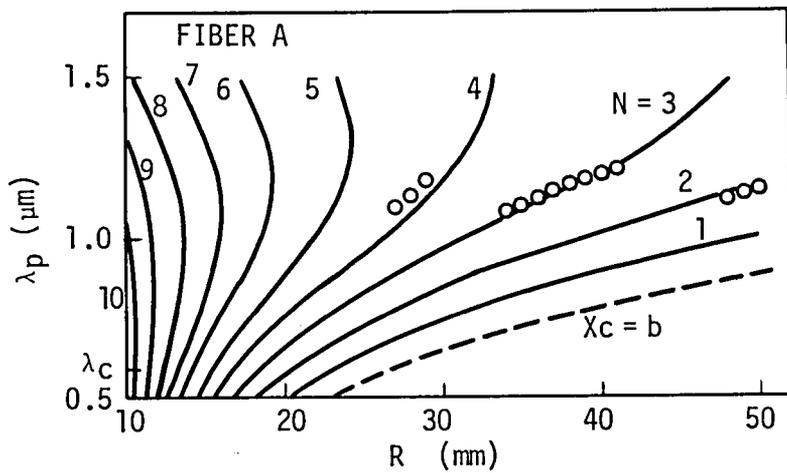


図 3.13 曲げ損失のピーク波長

クラッド-被覆境界で反射する放射光の影響を確認するため、一次被覆を除去した後ドラムに巻付けたファイバ全体を屈折率整合液に浸した。図 3.14(a)に曲率半径が40 mmの場合の測定結果を示す。屈折率が1.56の場合、波長1.20  $\mu\text{m}$ に鋭いピークがある。屈折率を1.46にするとこのピークは消滅する。屈折率を更に下げて1.44にすると損失は減少するが再びピークが出現する。このピークの波長は1.18  $\mu\text{m}$ であり、屈折率が1.56の場合よりも0.02  $\mu\text{m}$ 短波長側にシフトする。以上の結果は理論的に説明でき、その理論値を図 3.14(b)に示す。ピーク波長のシフトは、光が全反射する場合に受ける反射点での位相変化、すなわち、“Goos-Han-shen”シフトである。

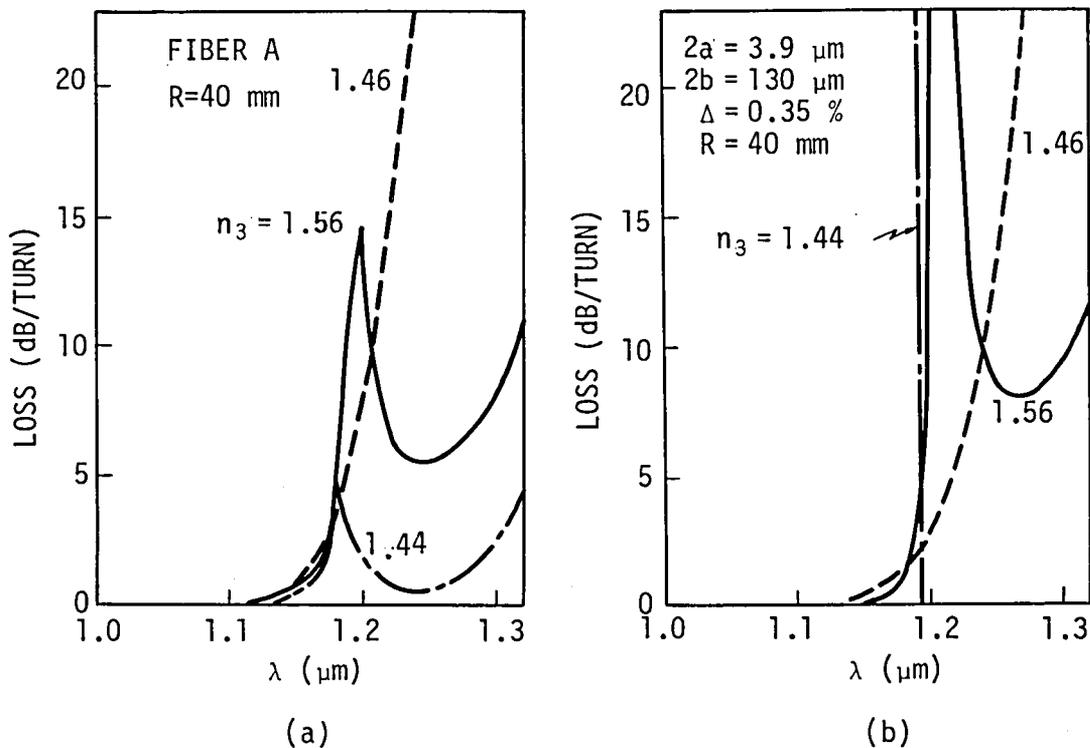


図 3.14 曲げ損失に対する被覆屈折率の影響  
((a): 実測値, (b): 理論値)

### 3.3.3 考 察

ピーク波長における規格化周波数が既知である場合、ピーク波長の測定値により比屈折率差を得ることができる。式 ( 3.13 ) により、 $A$  と  $\lambda_p$  との関係は

$$A = \left( \frac{V}{W} \right)^2 \left\{ \frac{b}{R} - \frac{1}{2} \left[ \frac{3}{2} \cdot \frac{\lambda_p}{n_2 R} (N - 1/4) \right]^{2/3} \right\} \quad (3.25)$$

となる。ここで  $V$  は規格化周波数であり、 $W = r_a$  である。

コア部が楕円化しているため比屈折率差を一義的に決めることができないファイバBを用いて試みた。測定したピーク波長を図3.15に示す。測定値を式(3.25)に代入しRの代りに実効半径 $R_e$ を用いると、表3.2が得られる。ファイバAに対して算出した比屈折率差もまた表3.2に示した。これらは、表3.1に示すコア径より算出した比屈折率差とよく一致する。精度は3%以内であり、これはほとんど波長分解能により決まる。ファイバBに対して、比屈折率差とコア径は各々0.344%、4.46  $\mu\text{m}$ と計算され、すべての波長および曲率半径に対してもほとんど同じ結果が得られる。算出されたコア径は、楕円の長径(4.9  $\mu\text{m}$ )と短径(4.1  $\mu\text{m}$ )との間に位置する。図3.15の実線は算出したパラメータを用いて求めた理論値を示す。

Table 3.2 REFRACTIVE INDEX DIFFERENCES  
DETERMINED FROM PEAK WAVELENGTHS

Fiber	Peak Wavelength $\lambda_p$ ( $\mu\text{m}$ )	Radius of Curvature R[N] (mm)	Calculated Index Difference (%)
A	1.15	38 [3]	0.347
	1.15	30 [4]	0.343
B	1.265	45 [2]	0.344
	1.265	34 [3]	0.344
	1.30	47.5 [2]	0.340
	1.30	35 [3]	0.344

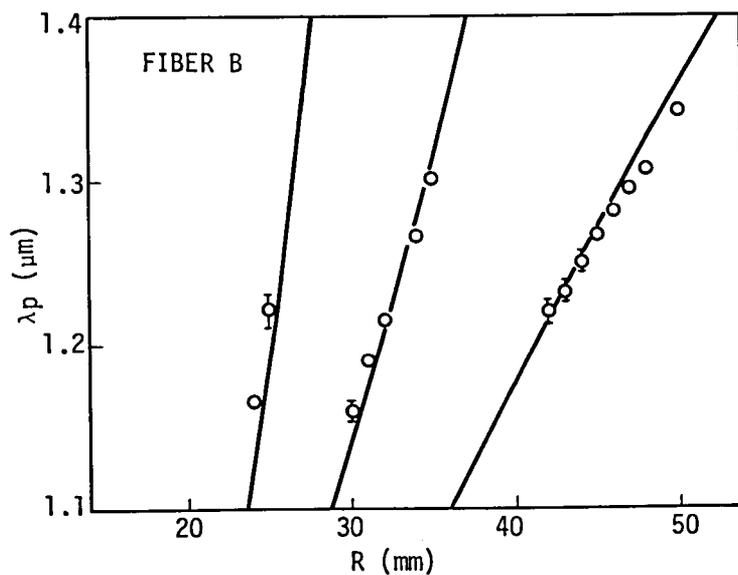


図3.15 曲げ損失のピーク波長

湾曲したクラッド外壁を反射しながら伝搬する光は、一つのモードとみなすことができる。両モード共に無損失で伝搬する場合、このモードとLP<sub>01</sub>モードとの群遅延差は約10 ns/kmであり、分散の点からはこのモードを除去するのが望ましい。

### 3.4 直線一曲がり変換損失

曲がり曲率変化による放射損失は、曲率のランダム変化に対して統計的に処理する報告がされている<sup>(43)(44)</sup>が、一様曲がり損失との比較において一ヶ所当りの曲率変化による損失を求めることが重要である。本節では、単一モードスラブ導波路における直線一曲がり部での変換損失を求め、一様曲がり損失と比較する。

#### 3.4.1 曲がり導波路での電界分布

変換点での損失を計算する目的で、曲がり導波路における電界分布を求める。図3.16に示す

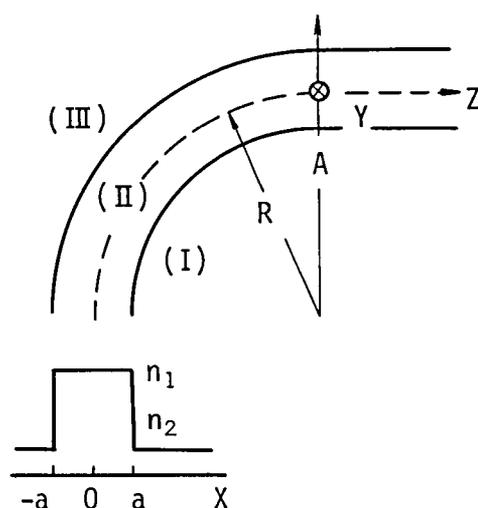


図 3.16 導波路の直線一曲がり変換部

ようにコア直径  $2a$  のスラブ導波路が曲率半径  $R$  で一様に曲がり、 $A$  点で直線路に変換する場合を考える。 $n_1$  および  $n_2$  を各々コア、クラッド部の屈折率とし、紙面の上下方向を  $y$  方向とする。波動方程式の解の形を  $\exp[i(\omega t - \nu\theta)]$  と仮定し、 $\partial/\partial y = 0$  であることを考慮すると、電界の  $y$  方向成分  $E_y$  に対する波動方程式は次式となる。

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial r^2} + \frac{\partial E_y}{r \partial r} + [k^2 n^2(r) - \frac{\nu^2}{r^2}] E_y = 0 \quad (3.26)$$

上式は以下のように正確に解くことができる。

領域(I),  $0 \leq r \leq R - a$ ,

$$E_y = A J_\nu (n_2 k r) \quad (3.27)$$

領域(II),  $R - a \leq r \leq R + a$ ,

$$E_y = B J_\nu (n_1 k r) + C N_\nu (n_1 k r) \quad (3.28)$$

領域(III),  $R + a \leq r$ ,

$$E_y = D H_\nu^{(2)} (n_2 k r) \quad (3.29)$$

ここで、 $J_\nu$ ,  $N_\nu$ ,  $H_\nu^{(2)}$  は各々  $\nu$  次の Bessel, Neumann, 第 2 種 Hankel 関数である。  $x = \pm a$  での電界の連続条件により、 $A \sim D$  間の関係が決まる。 $\nu$  が導波路の位相定数  $\beta$  により

$$\nu = \beta R \quad (3.30)$$

と表わされるとすると、一般に  $\nu$  は 100 以上の値をとる。この場合、 $J_\nu$ ,  $N_\nu$ ,  $H_\nu^{(2)}$  は解析的に取り扱うことが困難であるので、これら超越関数を理解し易い形に変形する。この場合、近似の範囲を

$$n_2 k (1 + a/R) < \beta < n_1 k (1 - a/R) \quad (3.31)$$

が成立する直線導波路近似の範囲とする。この範囲では曲率半径  $R$  が充分大きくて

$$a / (\Delta R) \ll 1 \quad (3.32)$$

が成立する。ちなみに、 $\Delta = 0.1\%$ ,  $a = 2.5 \mu\text{m}$  のとき、 $R = a / \Delta$  となる  $R$  の値は 2.5 mm である。従って、曲率半径が 10 mm 以上の場合には、式 (3.32) が成立する。

スラブ線路の最低次モードである  $TE_0$  モードについて考える。半径  $R$  の曲がりにより電界分布に歪が生じた場合、その電界を  $a/R$  で次式のように展開する。

$$E_y = E_y^{(0)} + \frac{a}{R} E_y^{(1)} + 0 \left[ \left( \frac{a}{R} \right)^2 \right] \quad (3.33)$$

ここで、 $E_y^{(0)}$  は曲がりのない場合の電界分布を表わし、 $E_y^{(1)}$  は曲がりによる電界の歪を表わし  $x = 0$  に対して奇対称となる。

式 (3.27) ~ (3.29) を変形して  $E_y^{(0)}$  および  $E_y^{(1)}$  の具体的な形を求めると

領域(I) ( $0 \leq x \leq a$ )では

$$E_y^{(0)} = A e \cos(\kappa a) e^{-\gamma(x+a)} \quad (3.34)$$

$$E_y^{(1)} = A e \left[ -p + \frac{1}{2} \left( \frac{n_2 k}{\gamma} \right)^2 \frac{x}{a} \right] \cos(\kappa a) e^{-\gamma(x+a)} \quad (3.35)$$

領域(II) ( $|x| \leq a$ )では

$$E_y^{(0)} = A e \cos(\kappa a) \quad (3.36)$$

$$E_y^{(1)} = A e \left[ q \cos(\kappa x) - \frac{1}{2} \left( \frac{n_1 k}{\kappa} \right)^2 \frac{x}{a} \cos(\kappa x) \right] \quad (3.37)$$

領域(III) ( $a \leq x$ )では

$$E_y^{(0)} = A e \cos(\kappa a) e^{-\gamma(x-a)} \quad (3.38)$$

$$E_y^{(1)} = A e \left[ p + \frac{1}{2} \left( \frac{n_2 k}{\gamma} \right)^2 \frac{x}{a} \right] e^{-\gamma(x-a)} \quad (3.39)$$

となる。ここで、

$$p = \frac{1}{2} \left[ \frac{\gamma}{\kappa^2 + \gamma^2} - 1 \right] \left[ \left( \frac{n_1 k}{\kappa} \right)^2 + \left( \frac{n_2 k}{\gamma} \right)^2 \right] \quad (3.40)$$

$$q = \frac{1}{2} \cdot \frac{\kappa}{\kappa^2 + \gamma^2} \left[ \left( \frac{n_1 k}{\kappa} \right)^2 + \left( \frac{n_2 k}{\gamma} \right)^2 \right] \quad (3.41)$$

である。一次の摂動計算の範囲内では位相定数  $\beta$  は曲がりの影響を受けない<sup>(45)(46)</sup>。従って、式(3.34)～(3.39)は次式の特性方程式を満足する。

$$\tan(\kappa a) = \gamma / \kappa \quad (3.42)$$

式(3.32)～(3.39)を用いて曲がり線路での電界分布を描くと図3.17となる。図は、 $a = 25 \mu\text{m}$ ,  $\lambda = 1 \mu\text{m}$  および  $R = 25 \text{mm}$  の場合であり、 $\Delta$  を変えることにより  $V$  値を変化させた。 $V$  が小さい場合、電界分布は曲率中心に対して外側に向かう。 $V$  が大きくなると、電界分布はコア内に閉じ込められると同時にその歪も小さくなる。

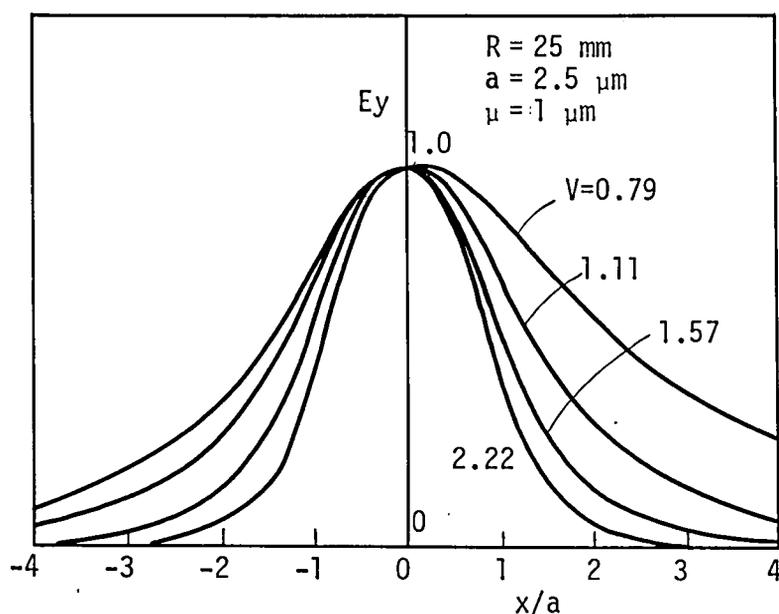


図 3.17 曲がり導波路での電界分布

### 3.4.2 直線一曲がり部での変換損失

前節で得られた曲がり線路での電界分布を用いて、直線一曲がり部で生じる  $TE_0$  モードの散乱損失を求める。変換部での損失  $\alpha$  を伝搬するパワと放射されるパワとの比で表わす。式 ( 3.33 ) を用いると、変換損失は

$$\alpha = \left( \frac{a}{R} \right)^2 \int_{-\infty}^{\infty} (E_y^{(1)})^2 dx / \int_{-\infty}^{\infty} (E_y^{(0)})^2 dx + 0 \left[ \left( \frac{a}{R} \right)^4 \right] \quad ( 3.43 )$$

となる。上式は、線路の曲がりにより歪んだ電界分布が直線一曲がり変換部での損失になるということを意味する。図 3.18 に、曲率半径  $R$  の変化に対する変換損失と一様曲がり損失を示す。実線は一ヶ所当りの変換損失であり、一点鎖線は 1 ラデアン当りの一様曲がり損失である。式 ( 3.31 ) の近似の範囲を越える領域を点線で示した。一様曲がり損失は  $R$  に対して急激に変化するが、変換損失は  $R^{-2}$  に比例する。変換損失が一様曲がり損失より大きくなる曲率半径は 15mm 以上の場合であり、そのときの損失の絶対値は  $5 \times 10^{-4}$  dB/point と非常に小さい。従って、変換損失は一様曲がり損失と比較すると線路の損失増加の主要因とはならない。

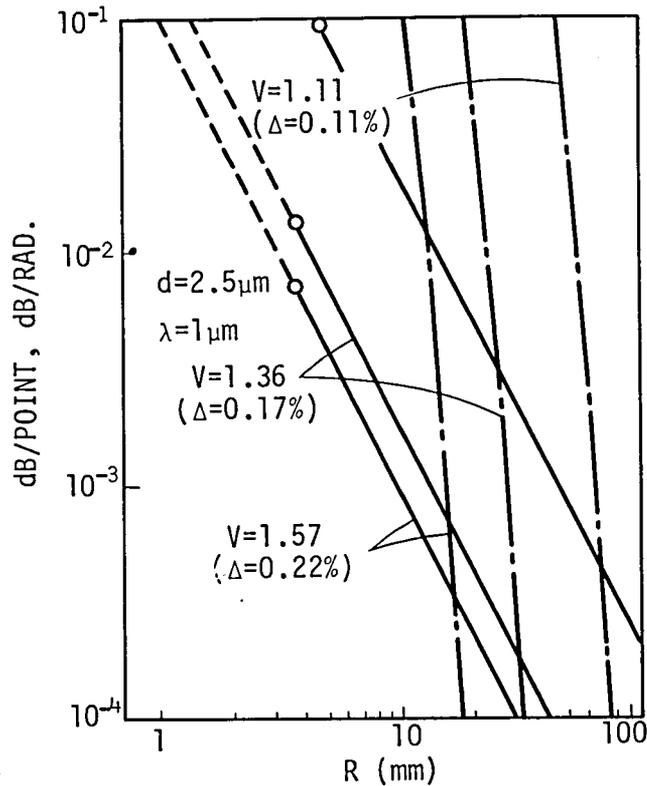


図 3.18 直線-曲がり変換損失と一様曲がり損失

### 3.5 接続損失

光ファイバの接続損失要因は、(i)軸ずれ、(ii)折れ曲り、(iii)間隙、(iv)構造パラメータの差および(v)端面の不完全性が挙げられる<sup>(47)</sup>。単一モードファイバについても同様であり、接続損失量からみて(i)軸ずれおよび(ii)折れ曲りが支配的である<sup>(48)</sup>。本節では、この二種類の要因による損失について議論する。

#### 3.5.1 理論

##### A 軸ずれによる損失

接続しようとする二本の単一モード光ファイバ1および2において伝搬モード函数を各々 $\psi_1$ 、 $\psi_2$ とする。結合効率 $\eta$ は

$$\eta = \left[ \int_S \psi_1 \psi_2 dS \right]^2 / \left[ \int_S \psi_1^2 dS \int_S \psi_2^2 dS \right] \quad (3.44)$$

である。ここで、Sは断面内の全平面を示す。いま、図3.19に示すような座標系を考えるとLP<sub>01</sub>モードの界分布は

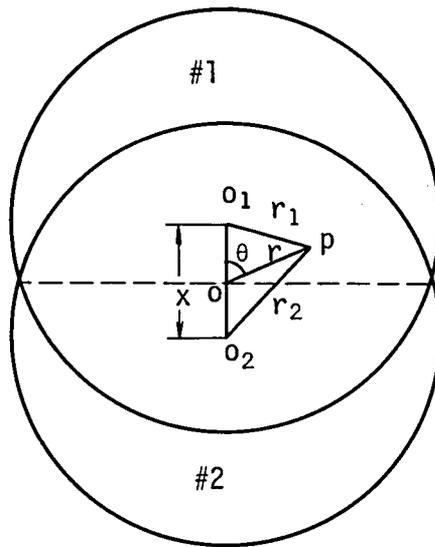


図 3.19 軸ずれ結合のモデル

$$\phi = \begin{cases} J_0 \left( \frac{U}{a} r_1 \right) & r_1 \leq a \\ QK_0 \left( \frac{W}{a} r_1 \right) & r_1 \geq a \end{cases} \quad (3.45)$$

$$\phi = \begin{cases} J_0 \left( \frac{U}{a} r_2 \right) & r_2 \leq a \\ QK_0 \left( \frac{W}{a} r_2 \right) & r_2 \geq a \end{cases} \quad (3.46)$$

となる。ここで

$$\left. \begin{aligned} r_1 &= \left[ r^2 + \left( \frac{x}{2} \right)^2 - rx \cos \theta \right]^{1/2} \\ r_2 &= \left[ r^2 + \left( \frac{x}{2} \right)^2 + rx \cos \theta \right]^{1/2} \end{aligned} \right\} \quad (3.47)$$

$$Q = J_0(U) / K_0(W) \quad (3.48)$$

である。式(3.44)のうち、分母 $P^2$ は

$$P = \left( J_1^2 + \frac{K_1^2}{K_0^2} J_0^2 \right) / \pi a^2 \quad (3.49)$$

であり、分子  $f(x)$  は

$$f(x) = [ F_1 + Q ( F_2 + F_3 ) + Q^2 F_4 ]^2 \quad ( 3.50 )$$

$$F_1 = \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \int_0^{R_2} J_0 \left( \frac{U}{a} r_1 \right) J_0 \left( \frac{U}{a} r_2 \right) r dr d\theta$$

$$+ \int_{\pi/2}^{3\pi/2} \int_0^{R_1} J_0 \left( \frac{U}{a} r_1 \right) J_0 \left( \frac{U}{a} r_2 \right) r dr d\theta$$

$$F_2 = \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \int_{R_2}^{R_1} J_0 \left( \frac{U}{a} r_1 \right) K_0 \left( \frac{W}{a} r_2 \right) r dr d\theta$$

$$F_3 = \int_{\pi/2}^{3\pi/2} \int_{R_1}^{R_2} J_0 \left( \frac{U}{a} r_2 \right) K_0 \left( \frac{W}{a} r_1 \right) r dr d\theta$$

$$F_4 = \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \int_{R_1}^{\infty} K_0 \left( \frac{W}{a} r_1 \right) K_0 \left( \frac{W}{a} r_2 \right) r dr d\theta$$

$$+ \int_{\pi/2}^{3\pi/2} \int_{R_2}^{\infty} K_0 \left( \frac{W}{a} r_1 \right) K_0 \left( \frac{W}{a} r_2 \right) r dr d\theta$$

である。ここで  $R_1$  および  $R_2$  は

$$\left. \begin{aligned} R_1 &= ( x \cos \theta + \sqrt{4 a^2 - x^2 \sin^2 \theta} ) / 2 \\ R_2 &= ( -x \cos \theta + \sqrt{4 a^2 - x^2 \sin^2 \theta} ) / 2 \end{aligned} \right\} \quad ( 3.51 )$$

であり  $x$  の関数である。

結合効率  $\eta$  は、 $x$  が  $a$  より十分小さい領域では  $x$  により Taylor 展開が可能であり

$$\eta(x) = \eta(0) + \frac{d^2 \eta}{d x^2} \Big|_{x=0} x^2 + O[x^4] \quad ( 3.52 )$$

となる。結合効率は、 $x$  に対して偶関数であるため奇数次の展開項は 0 となる。また、二次の展開項までを考慮する。式 ( 3.50 ) より、公式

$$\frac{d}{dx} \int_{\alpha(x)}^{\beta(x)} \psi(x, y) dy = \psi(x, \beta) \frac{d\beta}{dx} - \psi(x, \alpha) \frac{d\alpha}{dx} + \int_{\alpha(x)}^{\beta(x)} \frac{\partial \psi}{\partial x} dy \quad ( 3.53 )$$

を用いると

$$\frac{d^2 \eta}{dx^2} \Big|_{x=0} = -\frac{J_0^2}{J_1^2} W^2 \quad (3.54)$$

が導びかれる。上式の導出にあたり、LP<sub>01</sub>モードの特性方程式

$$\frac{(U)J_1(U)}{J_0(U)} = \frac{(W)K_1(W)}{K_0(W)} \quad (3.55)$$

の関係を用いた。 $\eta(0)=1$ であるので、式(3.54)を用いて

$$\eta(x) = 1 - K_X \left(\frac{x}{a}\right)^2 \quad (3.56)$$

$$K_X = \frac{1}{2} \left[ \frac{J_0(U)}{J_1(U)} W \right]^2 \quad (3.57)$$

となる。 $\eta(x)$ をデジベル表示すると、軸ずれによる損失 $\alpha_x$ は

$$\alpha_x \simeq 4.34 K_X \left(\frac{x}{a}\right)^2 \quad (3.58)$$

となる。

### B 折れ曲がりによる損失

図3.20に示すような座標系を考える。ファイバ1内での電界分布 $\phi$ は

$$\phi = \begin{cases} J_0 \left(\frac{U}{a} r_1\right) e^{-i\beta z_1} & (r_1 \leq a) \\ Q K_0 \left(\frac{W}{a} r_1\right) e^{-i\beta z_1} & (r_1 \geq a) \end{cases} \quad (3.59)$$

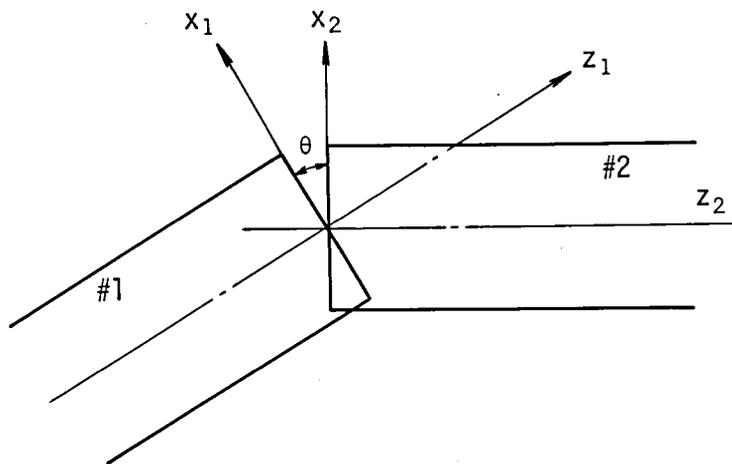


図3.20 折れ曲がり結合のモデル

である。ここで、 $r_1$ 、 $z_1$ は円柱座標系であり、 $\beta$ はLP<sub>01</sub>モードの位相定数である。 $r_1$ および $z_1$ は

$$\left. \begin{aligned} r_1 &= r_2 [1 - \cos^2 \theta \sin^2 \theta]^{1/2} \simeq r_2 + 0(\theta^2) \\ z_1 &= r_2 \cos \theta_2 \sin \theta \end{aligned} \right\} \quad (3.60)$$

で表わされ、位相項が $\theta$ の関数となる。

前述と同様な計算により、折れ曲がりによる損失 $\alpha_\theta$ は

$$\alpha_\theta = 4.34 K_\theta \left( \frac{\theta}{\sqrt{2} \Delta} \right)^2 \quad (3.61)$$

$$K_\theta = \frac{V^2}{6} \left[ 1 + 2 \left( \frac{1}{W^2} - \frac{1}{U^2} \right) + \frac{2}{U} \cdot \frac{J_0(U)}{J_1(U)} \right] \quad (3.62)$$

と導びかれる。

式(3.58)および(3.62)において、 $K_x$ および $K_\theta$ は規格化周波数のみの関数である。従って、接続損失は、規格化周波数のみに依存する係数と、 $x/a$ 、 $\theta/\sqrt{2} \Delta$ のような規格化変位量の二乗との積で表わされる。

### 3.5.2 実験

コア直径 6.0  $\mu\text{m}$ 、比屈折率差 0.18% の単一モードファイバを用いて、接続損失の測定を行った。このファイバのカットオフ波長は、0.68  $\mu\text{m}$  である。光源には、分光されたキセノンアークランプを用いた。波長 0.68  $\mu\text{m}$  から 1.50  $\mu\text{m}$  の測定範囲では、ファイバの規格化周波数は 1.1 から 2.4 まで変化する。測定中、接続点には屈折率整合液を浸した。

コア軸ずれによる接続損失の実測値より、係数  $K_x$  を求めた。結果を図 3.21 に示す。白丸およびバツ印は、各々軸ずれ量が 2  $\mu\text{m}$ 、4  $\mu\text{m}$  の場合の測定結果である。実線は、式(3.57)から求めた理論値である。ここで、屈折率差は波長に依存しないとして求めた。実測値は理論とよい一致を示す。係数  $K_x$  は規格化周波数  $V$  に対して単調に増加する。

コア軸の角度による接続損失の係数  $K_\theta$  を図 3.22 に示す。白丸とバツ印は、各々折れ曲り角 1 度および 2 度の場合の実測値であり、実線は式(3.62)より求めた理論値である。両者はほぼよい一致を示す。規格周波数が 1.5 から 2.4 までの間、係数  $K_\theta$  は一定であるが、1.5 より小さくなると係数は急激に増大する。規格化周波数に対する  $K_x$  および  $K_\theta$  のふるまいは大変異なるため、ある接続点における損失の規格化周波数依存性を測定すれば、その接続点における損失要因を推察することが可能である。

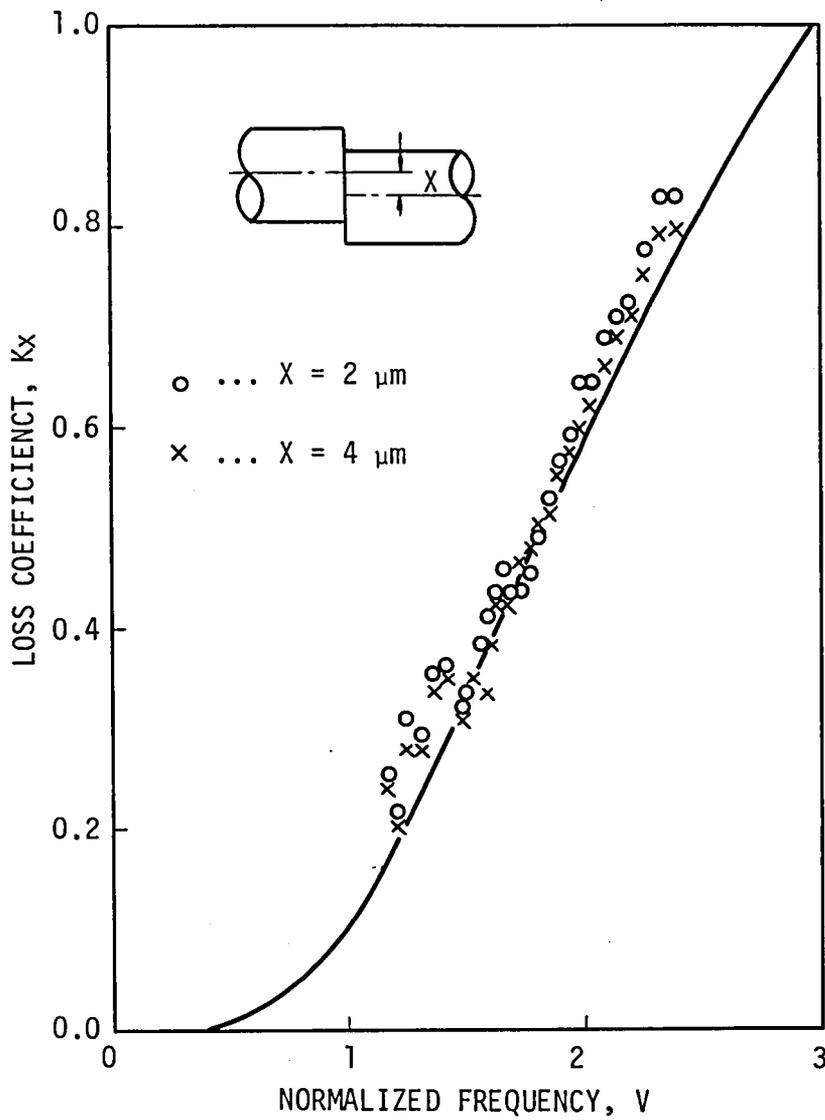


図 3.21 規格化周波数に対する軸ずれ損失

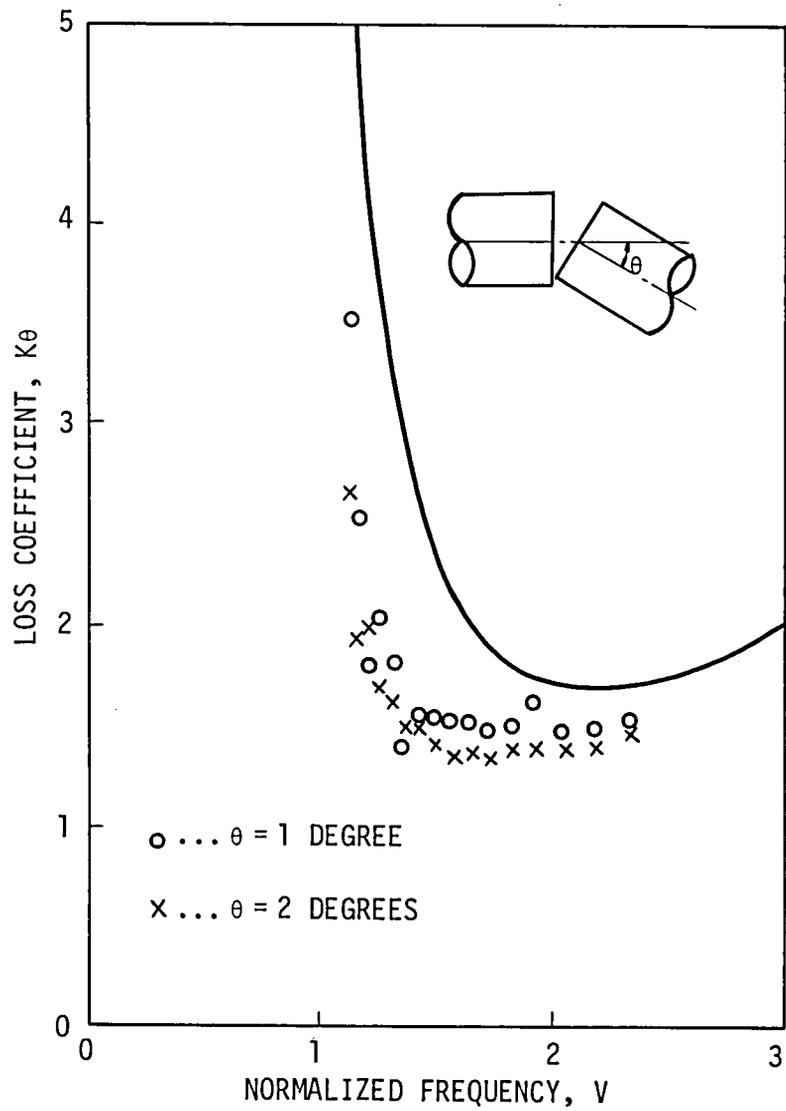


図 3.22 規格化周波数に対する折れ曲がり損失

実際の単一モードファイバ伝送路においては、ケーブル間のファイバ接続に放電加熱による融着接続が行われる<sup>(48)</sup>。高精度軸合せ機能を持つ融着接続器を用いた単一モードファイバの接続において、主な損失要因は、(i)コア偏心のあるファイバにおける残留軸ずれおよび(ii)端面の切断不良によって生じる融着接続部中心のコア変形である。コア変形による損失については、文献(49)において検討がなされている。

### 3.6 半導体レーザとの結合損失

半導体レーザと単一モード光ファイバとの結合効率を改善する目的で、微小レンズ付単一モード光ファイバを作製した。本節では、上記ファイバを用いて検討した半導体レーザとファイバとの結合特性について述べる。

#### 3.6.1 理論

図3.23に示すように、半球状のレンズが端面に装着された単一モード光ファイバと間隔 $z_L$ 離れた位置にその出射面がある半導体レーザとを考える。光源の出射パターンとファイバLP<sub>01</sub>

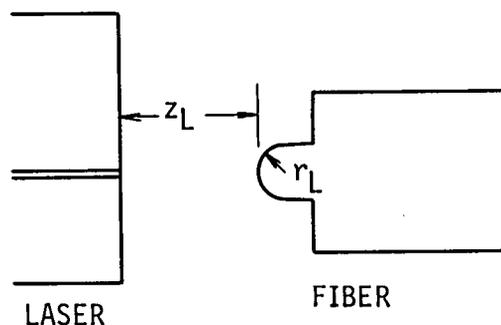


図3.23 半導体レーザとの結合モデル

モードのパターンをガウス分布で近似し、半球状の微小レンズを近軸光線近似のもとで焦点距離 $f = r_L / (n_L - 1)$ の作用を持つ位相物体とみなす。ここで、 $r_L$ はレンズの曲率半径、 $n_L$ はレンズの屈折率である。

結合効率 $\eta$ は次式で得られる<sup>(50)(51)</sup>。

$$\eta = \eta^{(x)} \cdot \eta^{(y)} \quad (3.63)$$

$$\eta^{(x)} = \frac{2}{\omega_0 \cdot \omega_x} (T_{sx}^2 + T_{px}^2)^{-1/2} \quad (3.64)$$

$$\omega_x(z) = [4z^2 + (k\omega_{0x}^2)^2]^{1/2} / (k\omega_{0x}) \quad (3.65)$$

$$R_x(z) = [4z^2 + (k\omega_{0x}^2)^2] / (4z) \quad (3.66)$$

$$T_{sx} = 1/\omega_x^2 + 1/\omega_0^2 \quad (3.67)$$

$$T_{px} = k / 2R_x - (n_\ell - 1)k / (2r_\ell) \quad (3.68)$$

ここで、レンズ表面での反射は無視した。 $\omega_{0x}$ は光源のスポットサイズであり、 $\omega_x(z)$ 、 $R_x(z)$ は各々距離 $z$ 伝搬後における波面のスポットサイズと曲率半径である。添字 $x$ 、 $y$ は各々レーザ接合面に水平な方向と垂直な方向の成分であることを示しており、 $y$ 方向成分は、式(3.63)～(3.68)で $x$ を $y$ に置換して得られる。 $\omega_0$ はLP<sub>01</sub>モードのスポットサイズであり、屈折率分布形状がステップ形の場合

$$\omega_0 / a = 0.65 + 1.619V^{-3/2} + 2.879V^{-6} \quad (3.69)$$

で近似的に得られる<sup>62)</sup>。

### 3.6.2 微小レンズの作製法

単一モード光ファイバの端面に半球状の微小レンズを作製する方法について述べる。

- (i) 平坦なカット面を持つ単一モードファイバと直径30～50 $\mu$ mのシリカロッドを、モニタ光を用いて軸合せする。
- (ii) 図3.24に示すように、電気放電により、必要量のシリカロッドをファイバ端面に融着する。この場合、シリカガラスの量は、放電位置、放電条件等により制御する。

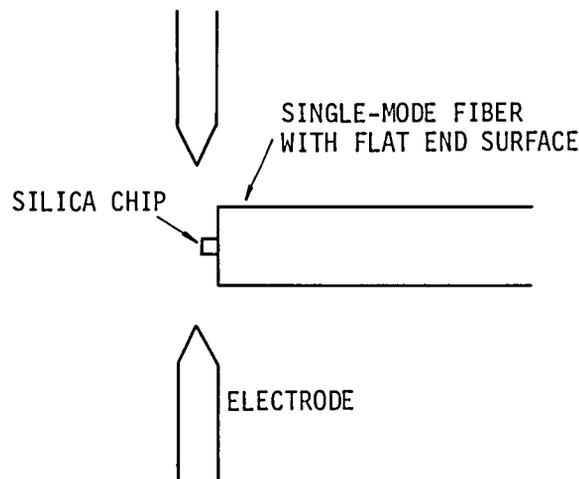


図 3.24 微小レンズの作製方法

(iii) 再び電気放電を行い，装着されたシリカガラスで半球状レンズを形成する。

本方法では，半球状レンズの半径を，ファイバ端面に装着するシリカガラスの量と電気放電により制御することが可能である。

以上の方法により， $3.5 \sim 17 \mu\text{m}$ の半径を持つレンズを作製した。試作例を図 3.25 に示す。

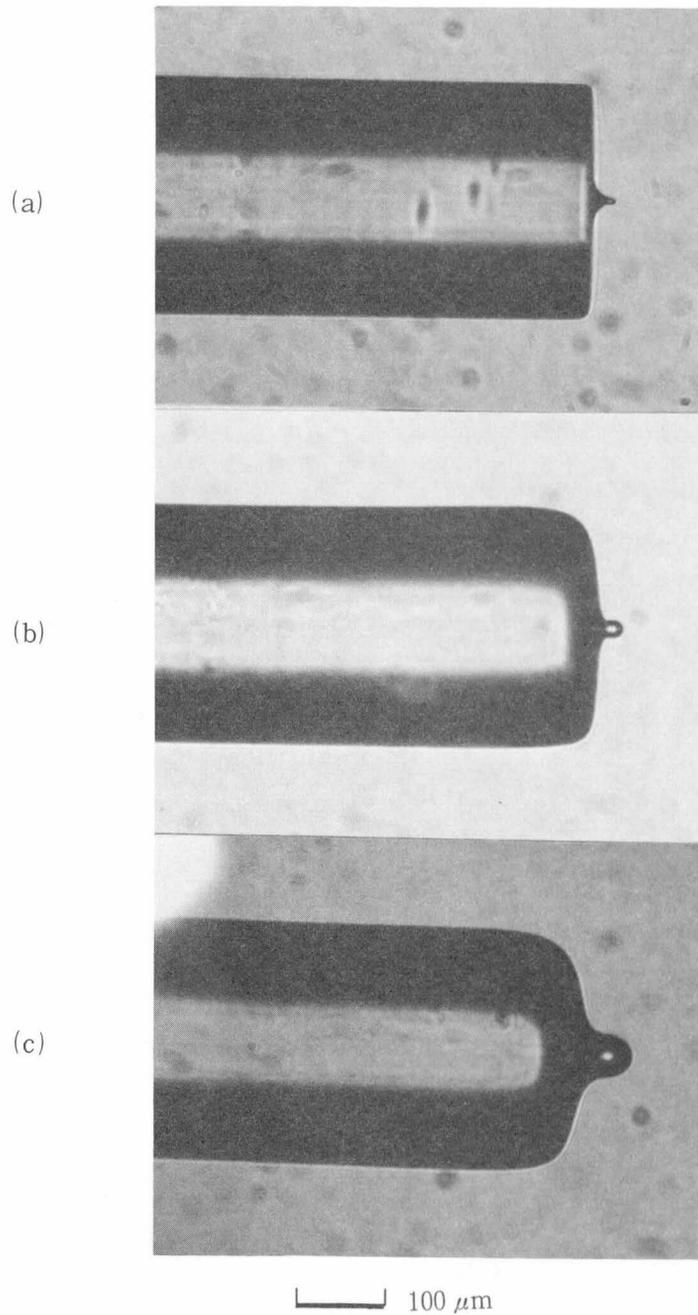


図 3.25 微小レンズ付単一モードファイバの試作例

(レンズ半径(a):  $3.5 \mu\text{m}$ , (b):  $8.5 \mu\text{m}$ , (c):  $17.1 \mu\text{m}$ )

### 3.6.3 結合実験

結合実験用光源として、 $1.29\ \mu\text{m}$ で発振する埋込みストライプ形 In Ga As P 半導体レーザを使用した。出射ファールドパタンから求めたレーザビームのスポットサイズは、接合面に水平方向が  $1.49\ \mu\text{m}$ であり、垂直方向が  $1.24\ \mu\text{m}$ であった。ファイバとレーザとの位置合せは、高精度微動装置を用いて行った。

図 3.26 に、レーザ端面と微小レンズ先端との距離を関数とした結合損失を示す。図にはレンズのない通常の平坦面での結合における損失も示した。最適条件下における結合損失の最小値は、 $2.9\ \text{dB}$ である。この値は、レンズのない場合と比較して  $4.4\ \text{dB}$ 改善されている。

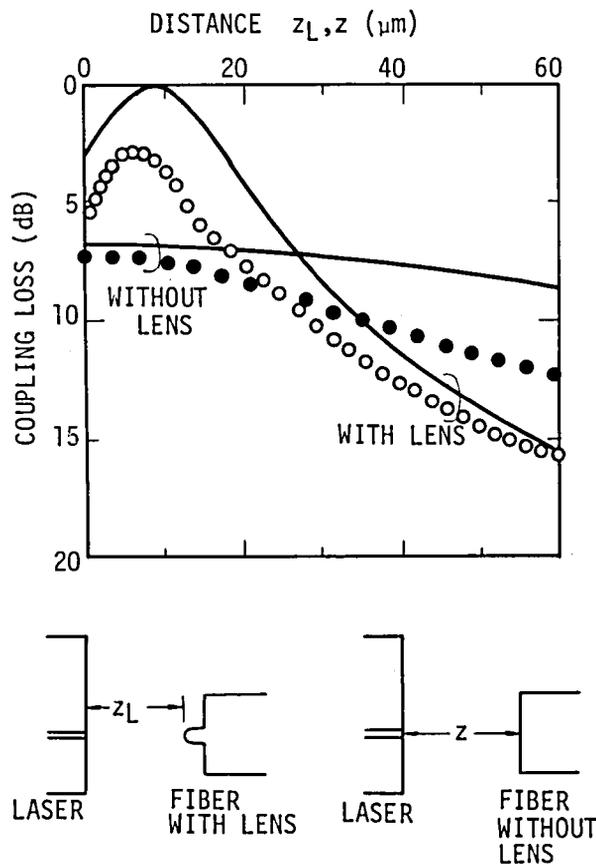


図 3.26 端面間隔に対する結合損失

異なる半径を持つ種々の微小レンズ付ファイバを用いて測定した結合損失を、図 3.27 に示す。いずれも、最適位置における最小損失値である。最適レンズ半径は  $9\ \mu\text{m}$ である。 $3.5\ \mu\text{m}$ から  $17\ \mu\text{m}$ のいずれの半径においても、結合損失はレンズなしの場合における損失  $7.3\ \text{dB}$ より小さい。また、図 3.26, 3.27 の実線は、式 (3.63) ~ (3.68) より求めた理論値を示す。実測値における傾向は、理論値とよい一致を示す。

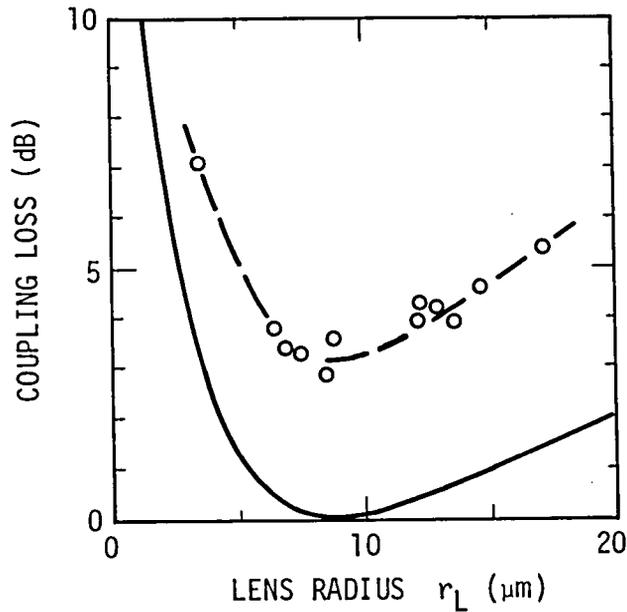


図 3.27 レンズ半径に対する最小結合損失

### 3.7 海底光ケーブル用単一モード光ファイバの最適設計

本節では、海底光ケーブル用単一モード光ファイバの最適構造パラメータを決定する設計法について述べる。構造パラメータのうち特に損失決定の主要因であるコア径と比屈折率差の決定法について述べる。設計例として、400 Mb/s 中継伝送用 1.3  $\mu\text{m}$  帯海底光ケーブルの場合を示す。

#### 3.7.1 線路構成

図 3.28 に示すような線路構成を考える。ケーブル単長  $l$  km のケーブルを  $n$  本接続して中継間隔は  $L$  km とする。中継器函内における接続ヶ所は 2ヶ所とする<sup>(5)</sup>。1ヶ所は中継器本体とフィードスルとの間にあり、もう一ヶ所はフィードスルとケーブル引留部との間に存在する。

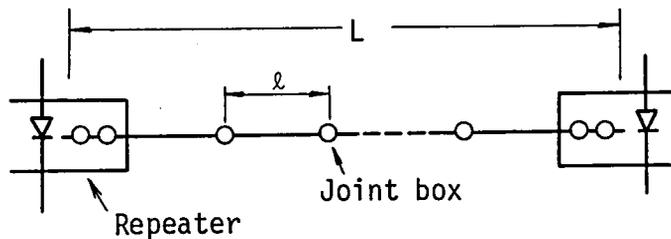


図 3.28 海底光ケーブルの線路構成

従って、接続ヶ所全数Nは

$$N = L / \ell + 3 \quad ( 3.70 )$$

となる。

ケーブル構造を図 3.29 に示す<sup>64)</sup>。外径 0.9 mm の中心抗張力体の周囲に同じく外径 0.9 mm の 6 心光ファイバ心線を配置し、心線を中心抗張力体のまわりに撚り合せることにより心線には微少な曲がりが生じるのを防ぐ構造としている。ファイバ心線のよりピッチは 120 mm でありこのためファイバに加わる曲がりの等価曲率半径  $R_f$  は

$$R_f = p^2 / ( 4 \pi^2 r ) + r \quad ( 3.71 )$$

より 406 mm となる。ここで、 $p$  はよりピッチ間隔、 $r$  は中心抗張力体とファイバとの中心間距離である。

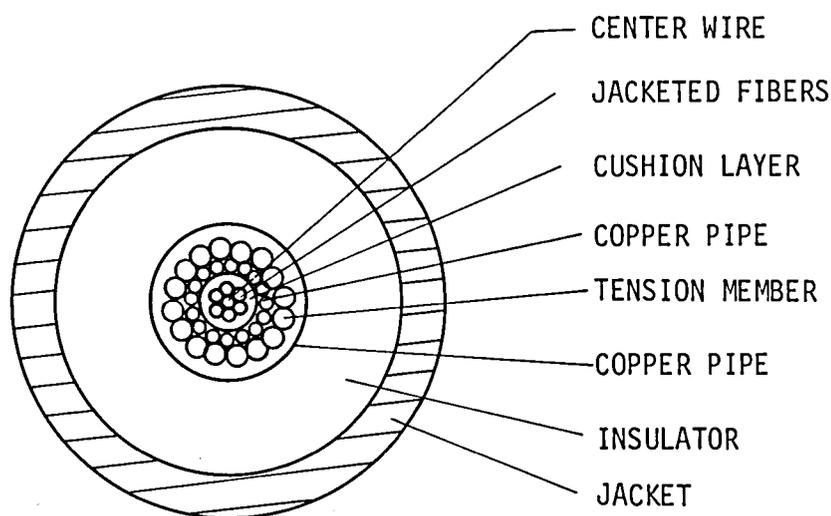


図 3.29 海底光ケーブルの構造

### 3.7.2 構造パラメータ決定要因

最適構造を決定する要因となる伝送損失について、各要因別に考察する。

#### A 半導体レーザとの結合損失

結合損失は式 ( 3.63 ) ~ ( 3.68 ) で表わされる。図 3.30 に、半導体レーザのスポットサイズ測定値  $\omega_x = 1.24 \mu\text{m}$ 、 $\omega_y = 1.49 \mu\text{m}$  を用い端面間隔を  $z = 10 \mu\text{m}$  として求めた  $1.3 \mu\text{m}$  発振半導体レーザとの結合損失  $\alpha_{c0}$  を示す。簡単のため、レンズを装着していない場合を示した。比屈折率差が大きくなるほど結合損失は小さくなる。これは、比屈折率差が大きくなるほど LP<sub>01</sub> モードのスポットサイズが小さくなり半導体レーザのフィールドパターンとの整合がとれるためである。

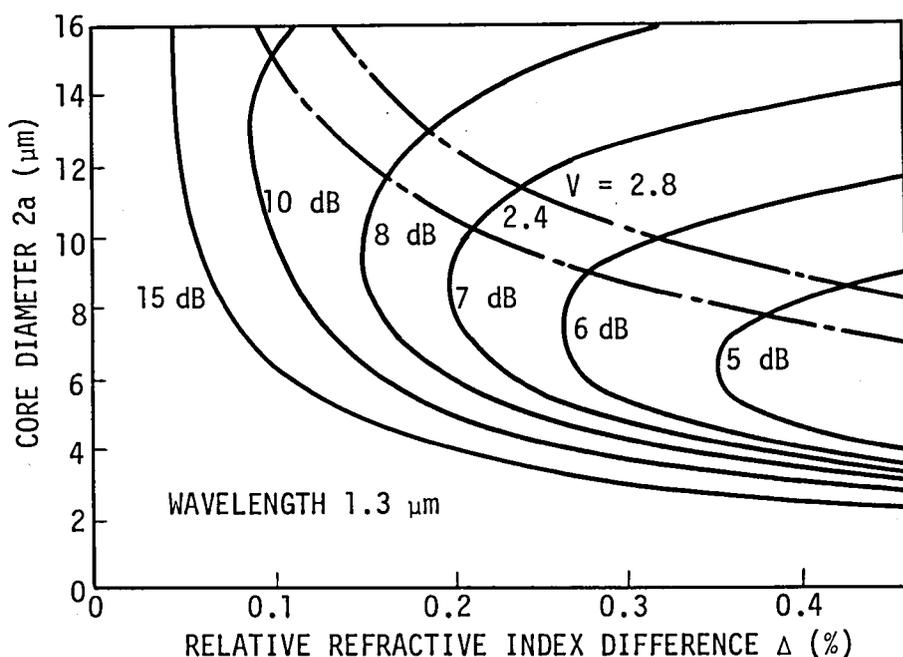


図 3.30 半導体レーザとの結合損失

### B ファイバ素線損失

ファイバ素線の損失要因として、紫外吸収、赤外吸収、レイレー散乱および構造不完全性がある。このうち、紫外吸収損失  $\alpha_{UV}$ 、赤外吸収損失  $\alpha_{IR}$  およびレイレー散乱損失  $\alpha_R$  は次式で表わされる<sup>65)</sup>。

$$\alpha_{UV} = \frac{15.42 \Delta}{4.46 \Delta + 60} 10^{-2} \exp\left(-\frac{4.63}{\lambda}\right) \quad [\text{dB/km}] \quad (3.72)$$

$$\alpha_{IR} = 7.81 \times 10^{11} \exp\left(-\frac{48.48}{\lambda}\right) \quad [\text{dB/km}] \quad (3.73)$$

$$\alpha_R = (0.75 + 0.45 \Delta) / \lambda^4 \quad [\text{dB/km}] \quad (3.74)$$

構造不完全性損失  $\alpha_I$  は、主に残留気泡やコアクラッド界面の微小変動に起因する。この損失は、波長に依存せず一定値であると仮定し、実測値からの平均  $\alpha_I = 0.2 \text{ dB/km}$  を用いる。

### C ケーブル化、布設による損失増加

ファイバ心線をケーブル化し布設した場合には、局所的な側圧およびケーブルの曲がりによるファイバの損失は増加する。図 3.31 に、無中継用海底光ケーブル現場試験<sup>66)</sup>において測定されたケーブル化前後および布設前後の損失値平均を示す。用いたファイバのパラメータ平均値は、コア直径  $10 \mu\text{m}$ 、比屈折率差  $0.24\%$  である。敷設船への積込前の測定値ではケーブル化

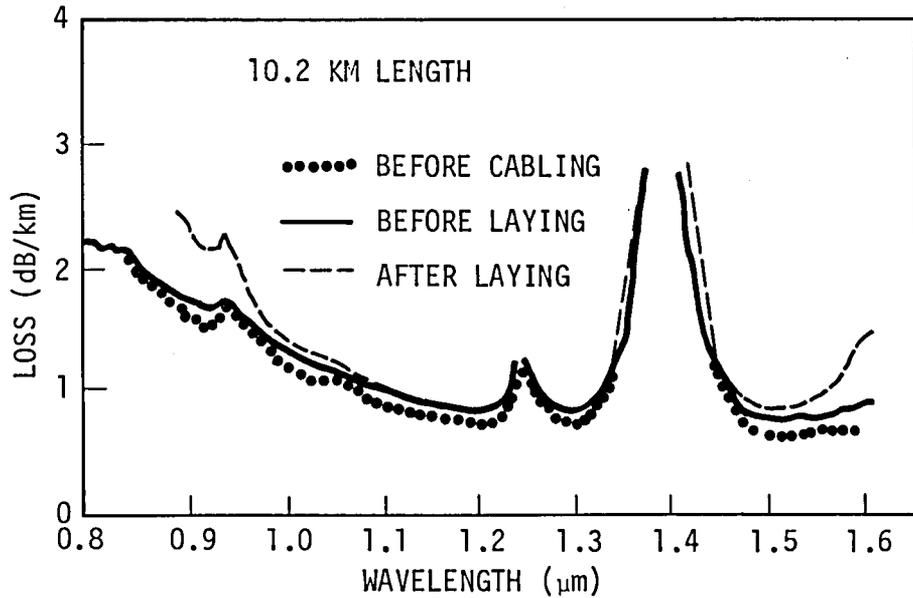


図 3.31 無中継用海底光ケーブル現場試験におけるケーブル化前後、布設前後の損失

による損失増加と接続損失とを含んでいる。ケーブル化および布設直後において、 $1.5 \mu\text{m}$ 以上の長波長側で損失増加がみられる。この損失増加は、側圧等により局所的に数多くの曲がりがあるファイバ心線に加わるためこれら曲がりによる損失増加の集積であると考えられる。しかしながら、実際に生じている曲がりの半径とその長さを個別に識別することは困難であるため、ここでは一定半径の一樣曲がりがある心線全体に生じていると仮定する。図 3.31 に示す測定結果より、ケーブル化および布設と等価な曲げ半径として  $40 \text{ mm}$  を得る。

布設された光ケーブルの損失は時間の経過と共にわずかに変化する可能性がある。この原因として、ケーブル内部歪の変化、外界からの側圧変化等が考えられる。そこで、線路の損失余裕として、 $1.3 \mu\text{m}$  帯海底光方式ではパラメータによらず一定値の  $0.1 \text{ dB/km}$  の経時変化損失を見込む。従って、ケーブル化および布設による損失増加  $\alpha_{cl}$  は

$$\alpha_{cl} = \alpha_b (R = 40 \text{ mm}) + 0.1 \quad [ \text{dB/km} ] \quad ( 3.75 )$$

となる。

#### D 接続損失

接続損失の原因として、①コア軸ずれ、②コア折れ曲がり、③端面不整等が考えられるが、ここでは損失の主要因となるコア軸ずれのみを考える。調心形融着接続装置を用いた接続における損失実測値より平均軸ずれ量として  $x = 1.25 \mu\text{m}$  を仮定する。図 3.32 に、式 ( 3.58 ) を用いて計算した  $x = 1.25 \mu\text{m}$  の場合の接続損失を示す。図 3.30 に示す半導体レーザとの結

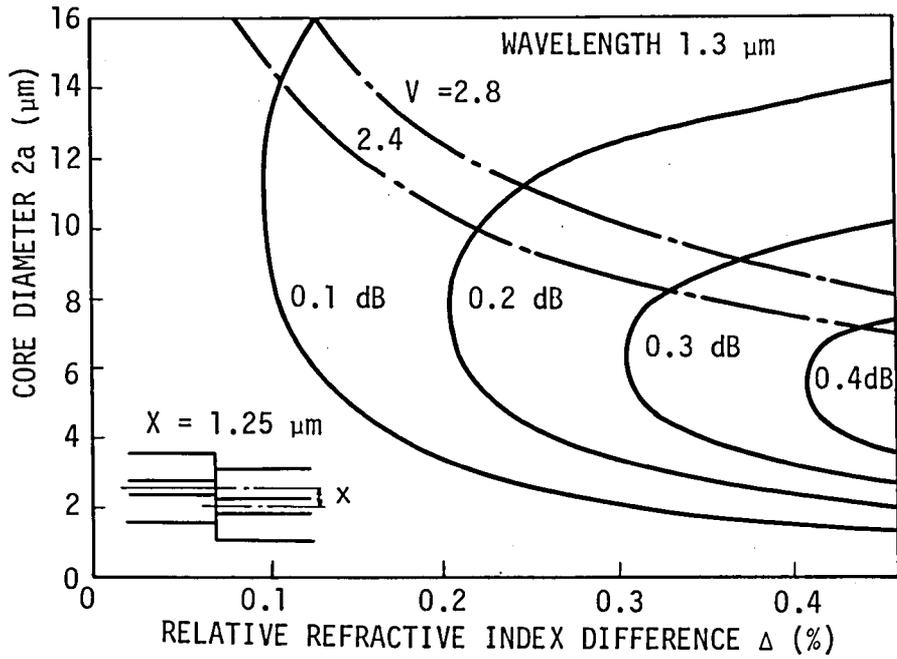


図 3.32 コア軸ずれによる損失

合損失とはほぼ逆の特性を示し、 $\Delta$ が大きいほど損失は大きい。中継区間にある全接続損失は式(3.70)より $(L/\ell + 3)\alpha_x$ である。

### 3.7.3 最適構造

#### A 単一モード領域

規格化周波数  $V$  が 2.4 以下では理論上  $LP_{01}$  モードのみが伝搬可能であり、2.4 以上では多モード領域となる。しかしながら、第 3.2 節での議論のように、カットオフ付近の高次モードはコア-クラッド境界の不完全性、曲がり等によりその損失が大きく実質上伝搬できない。 $LP_{11}$  モードの損失が  $LP_{01}$  モードの損失に比べて 1 km 当り 30 dB 以上あれば、符号伝送上の波形劣化はなく  $V$  値が 2.4 以上でも単一モード領域とみなすことができる。

図 3.29 に示す海底光ケーブルの構造では中心抗張力体の周囲に心線をよりあわせているため、このよりあわせによる曲率がカットオフ付近の高次モードに損失を与える。よりピッチが 120 mm すなわち等価曲率半径が 406 mm の場合、 $LP_{11}$  モードの損失が 30 dB/km となるパラメータを比屈折率差とコア直径との平面上の図 3.33 の点線で示す。図に一点鎖線で  $V = 2.4$ 、2.6 となるパラメータを示した。 $LP_{11}$  モードの損失が 30 dB/km となるパラメータは、 $V$  値で約 2.6 である。従って、図 3.33 の点線より下の領域が使用可能な単一モード領域となる。

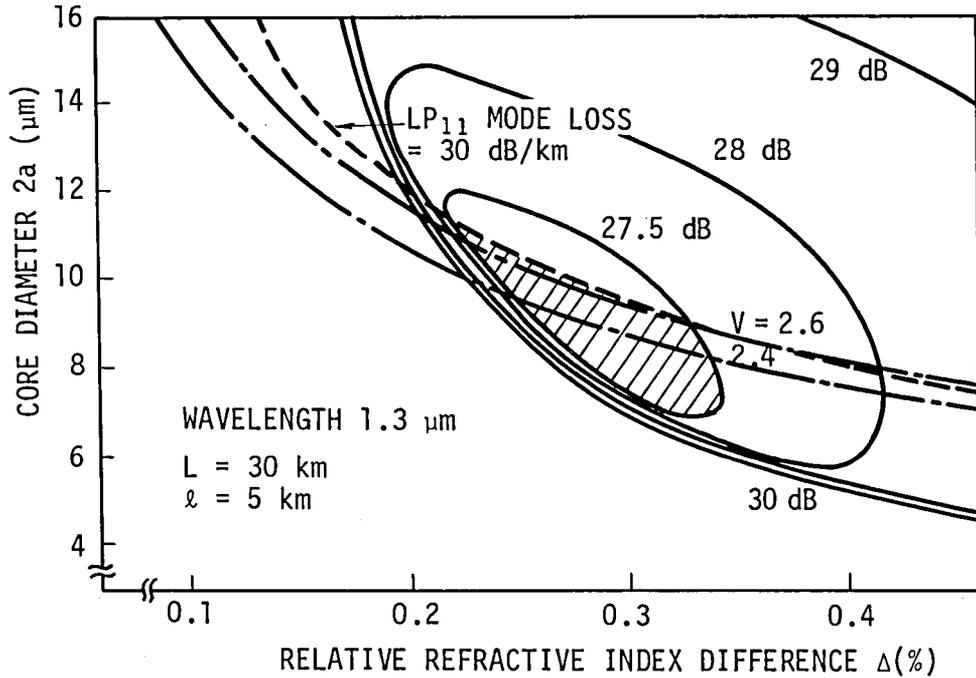


図 3.33 線路全損失とファイバパラメータ許容領域

#### B 最適構造パラメータ

半導体レーザからの出力光が受光器に達するまでの全損失  $\alpha$  は、前節で述べた各種損失を加え合わせれば算出できる。従って

$$\alpha = \alpha_{CO} + (\alpha_{UV} + \alpha_{IR} + \alpha_I + \alpha_{cl})L + (L/l + 3)\alpha_x \quad (3.76)$$

となる。図 3.33 にケーブル全長を 30km，ピース長を 5 km とした場合の全損失  $\alpha$  を，比屈折率差とコア直径との平面上に等損失曲線として示す。図の左下側の損失増加はケーブル化および布設効果より生じ，図の右側はレイレー散乱および接続損失，図の上側は半導体レーザとファイバとの結合損失より生じる。従って，最低損失となる領域が存在する。全損失が 27.5 dB 以下でありかつ単一モード領域となる範囲を図の斜線で示した。コア直径 8 ~ 10  $\mu\text{m}$ ，比屈折率差 0.24 ~ 0.32% が最低損失を示す領域である。ちなみに，400Mb/s 伝送上，装置余裕および修理割入れ損失を差引くと 28 dB が許容される全損失値である。

比屈折率差を横軸にした全損失を図 3.34 に示す。図には点線で各要因別の損失を示した。結合損失，ファイバ損失および接続損失はゆるやかに変化するが，ケーブル化および布設による損失は  $\Delta$  が小さくなると急激に増大する。コア直径 9  $\mu\text{m}$  の場合， $\Delta = 0.28\%$  で最低損失 27.3 dB が得られる。

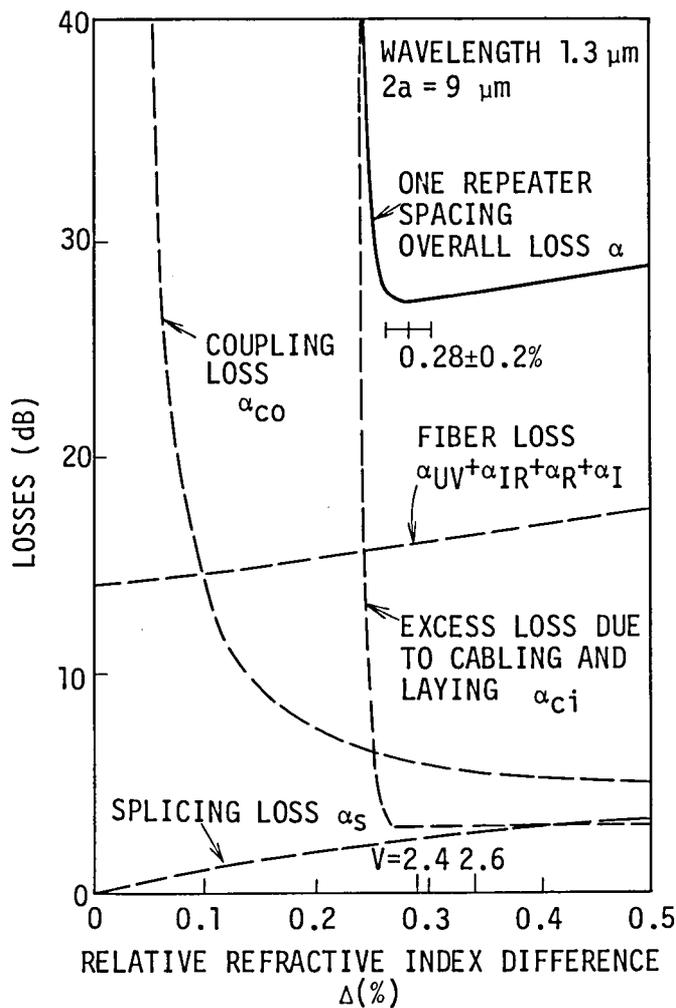


図 3.34 比屈折率差に対する全損失

### 3.8 海底光ケーブルの伝送試験

単一モード光ファイバを長距離、大容量な海底伝送路に適用するため、ファイバ構造パラメータ、ケーブル構造の研究を進めてきた<sup>(64)(67)</sup>。その結果をふまえ、昭和 57 年 1 月に、海底光中継器 2 台を含む全長 45 km の中継用海底光ケーブルを伊豆八幡野沖にループ状に布設し、本格的な現場試験を開始した。本節では 現場試験に用いた単一モード光ファイバの諸元および光損失特性を検討し、パラメータ設計値が実用上問題のないことを明らかにする。

#### 3.8.1 伝送路構成

現場試験の実施ルートを図 3.35 に、伝送路の構成と水深分布を図 3.36 に示す。海底光ケーブルは、海岸局と第 1 中継器との間に 10 km ケーブル、第 1 中継器と第 2 中継器との間に 4 個

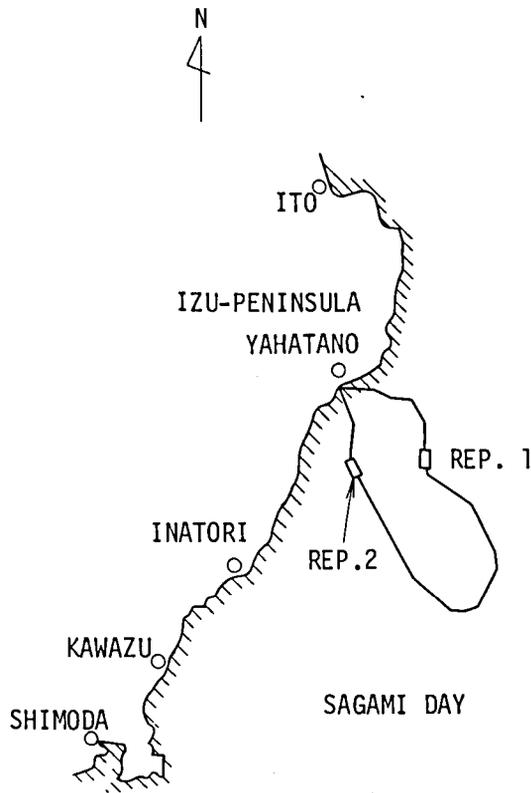


図 3.35 中継方式用海底光ケーブル現場試験ルート

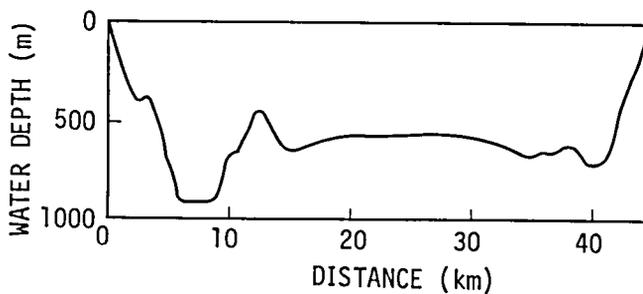
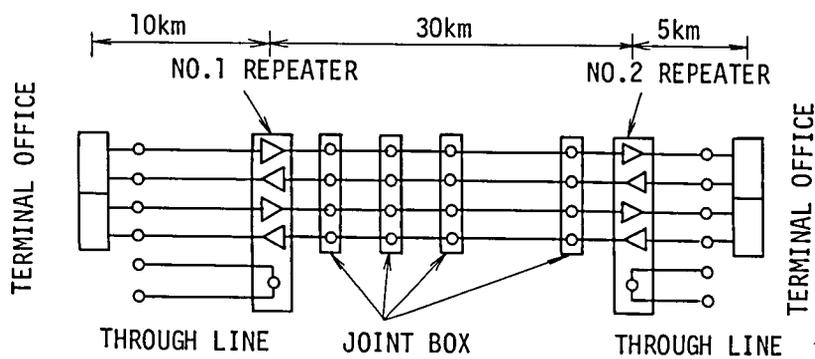


図 3.36 伝送路構成と水深分布

の接続函を含んだ 30 km ケーブル，更に第 2 中継器と海岸局との間に 5 km ケーブルをループ状に構成した。使用したファイバの種類は，VAD ファイバおよび MCVD ファイバの各々 2 心づつである。

使用した単一モード光ファイバのコア径と比屈折率差のヒストグラムを図 3.37 に示す。最適パラメータであるコア径  $9 \mu\text{m}$ ，比屈折率差  $0.28\%$  と中心値がほぼ一致している。カットオフ波長は， $1.1 \mu\text{m}$  から  $1.28 \mu\text{m}$  の範囲にあり中心値は  $1.18 \mu\text{m}$  である。ファイバ構造パラメータの上では規格通りの伝送路が実現できた。

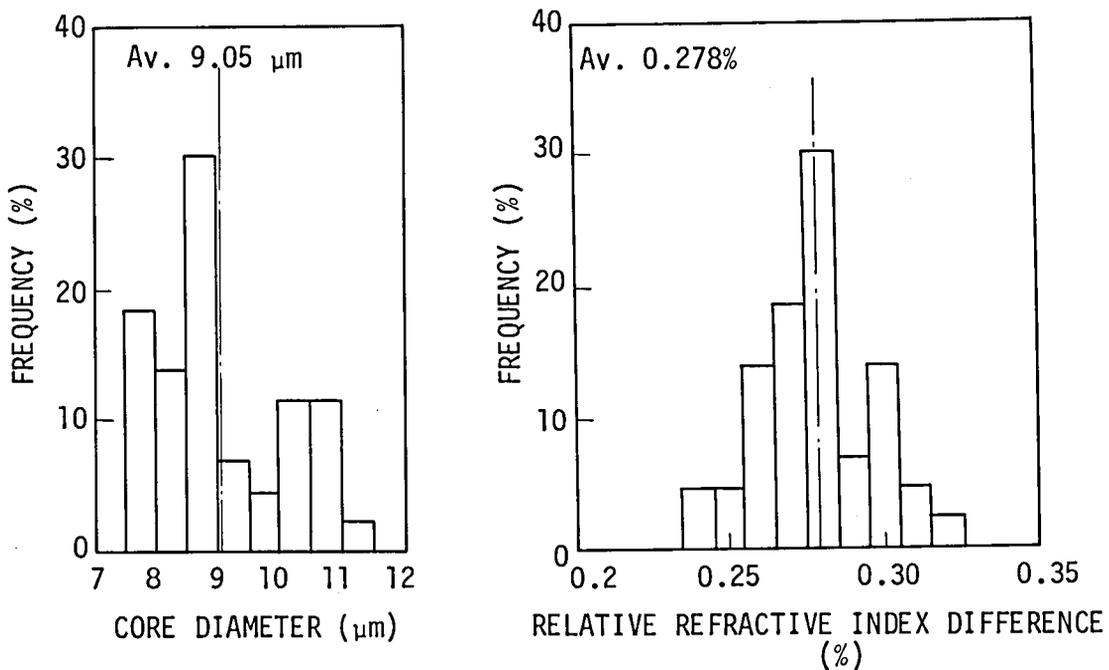


図 3.37 コア直径および比屈折率差のヒストグラム

### 3.8.2 光損失測定結果

現場試験に用いた単一モードファイバの心線化工程からケーブル化工程および船積み後までの光損失変化を図 3.38 に示す。心線化工程後の光損失値を基準にしたケーブル化工程後の光損失変動値は  $-0.006 \text{ dB/km}$  であり，ケーブル化による損失増加は測定誤差内で認められない。また接続損失は平均  $0.018 \text{ dB/km}$  であった。10 km ケーブルのスルーライン回線を用いて測定した布設前後の光損失波長特性を図 3.39 に示す。1.2  $\mu\text{m}$  から 1.6  $\mu\text{m}$  の波長域において損失変動がない。以上の結果，使用波長 1.3  $\mu\text{m}$  において平均損失  $0.52 \text{ dB/km}$  の低損失かつ高安定な海底光伝送路が実現された。

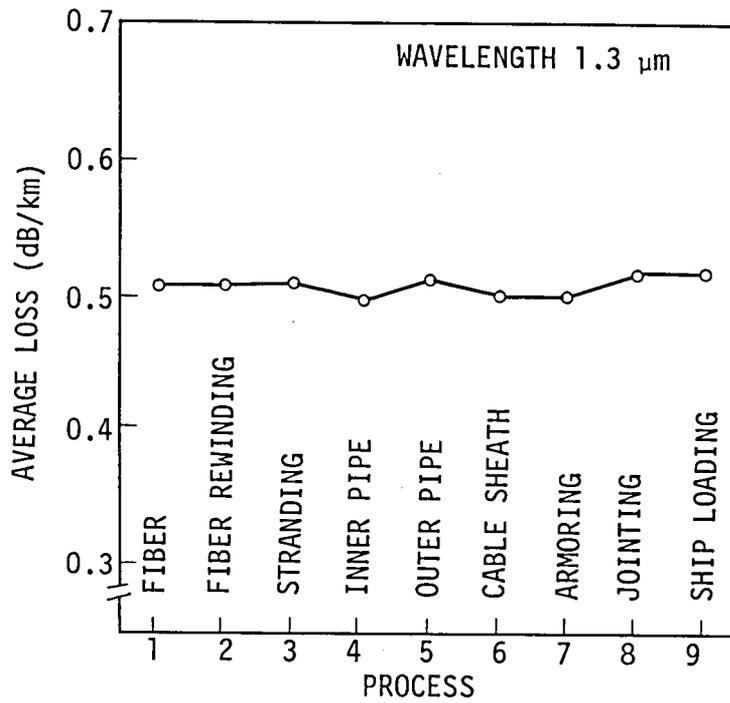


図 3.38 現場試験用海底光ケーブルの工程中損失変化

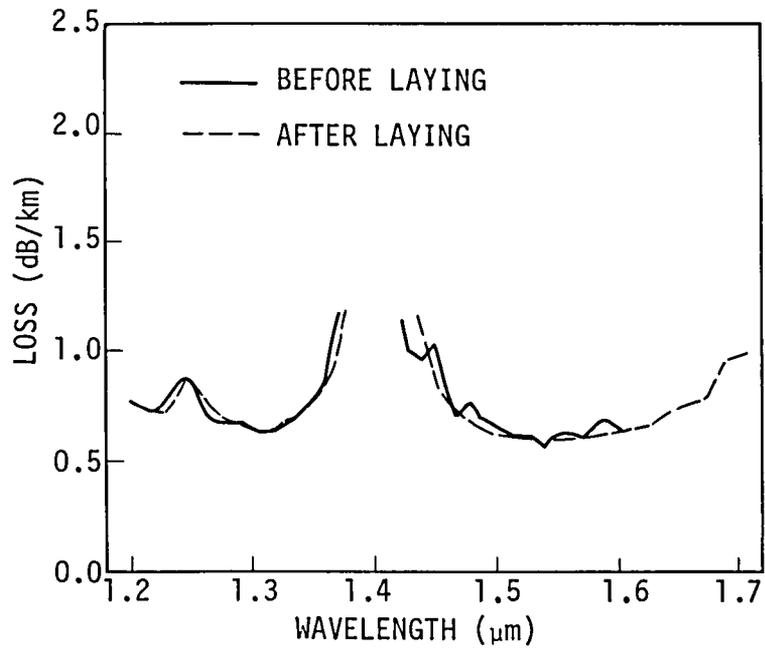


図 3.39 布設前後における損失

### 3.9 まとめ

本章では、損失面から単一モード光ファイバの伝搬特性を議論した。検討した項目は、カットオフ波長測定、一様曲がり損失、直線一曲がり変換損失、接続損失および半導体レーザとの結合損失である。その結果を基に、海底光ケーブル用単一モード光ファイバの最適構造パラメータ設計を行った。この設計値を規格とした単一モード光ファイバを用いて海底光ケーブル現場試験を実施し、低損失かつ安定な海底光伝送路を実現した。

主な結果は以下の通りである。

- (1) 精度±5 nmで測定する新しいカットオフ波長測定法を提案した。本方法による測定の結果、コアクラッド境界での屈折率ゆらぎによる散乱損失のため実効的カットオフ波長は測定ファイバ長に依存し、被測定ファイバの長さが短いほど真値に漸近することを明らかにした。
- (2) 被覆付単一モード光ファイバの一様曲がり損失について検討し、導波モードとクラッド-被覆境界で反射する放射光とが干渉するため一様曲がり損失にピークが出現することを理論および実験により明らかにした。更に、
  - (i) ピーク波長での規格化周波数が既知である場合、ピーク波長により比屈折率差を求めることができる。
  - (ii) 反射の影響を除去するためには、石英の屈折率に近い屈折率を持つ材質を一次被覆に使用すればよい。等を明らかにした。
- (3) スラブモデルを用いて直線一曲がり変換部での損失を理論的に求めた結果、変換損失は一様曲がり損失より充分小さく線路の損失増加の主要因とはならないことを明らかにした。
- (4) 接続損失を求める簡単な式を求めた。損失は、規格化周波数のみの関数である係数と規格化変位量の2乗との積で表わされる。実測値は理論とよい一致を示した。
- (5) ファイバ端面に半球状レンズを作製する新しい方法を提案した。In Ga As P 半導体レーザと半径8.5  $\mu\text{m}$ のレンズを装着した単一モードファイバとの結合損失は2.9 dBであり、レンズのない場合と比較して4.4 dB改善されている。
- (6) 以上の結果を基に、海底光ケーブル用単一モードファイバの最適構造パラメータ設計法を確立した。設計例として、400 Mb/s中継伝送用海底光ケーブルの1.3  $\mu\text{m}$ 帯単一モードファイバの最適構造パラメータを算出した。その結果、最適パラメータとして、コア直径9  $\mu\text{m}$ 、比屈折率差0.28%を得た。

- (7) パラメータ設計値の妥当性を確認するため、海底光中継器 2 台を含む全長 45km の中継用海底光ケーブルを伊豆八幡野沖に布設し、現場試験を実施した。その結果、設計値の妥当性が確認され、低損失かつ安定な海底光伝送路が実現された。

付録 3-A, 被覆付単一モードスラブ導波路の曲げ損失

曲がり半径が十分大きい場合, コア部付近の電界は直線路のそれと同じであると仮定できる。よって, 図 3.8 の領域 II) における電界分布は

$$E_y = A \cos \kappa x \quad (-a \leq x \leq a) \quad (3-A-1)$$

となる。領域 II), III) での Maxwell 方程式の解は次式となる。

$$E_y = \begin{cases} B H_\nu^{(1)}(n_2 \kappa r) + C H_\nu^{(2)}(n_2 \kappa r) & \text{for } a \leq x \leq b \\ D H_\nu^{(2)}(n_3 \kappa r) & \text{for } b \leq x \end{cases} \quad (3-A-2)$$

ここで,  $H_\nu^{(1)}$ ,  $H_\nu^{(2)}$  は各々  $\nu$  次の第一種, 第二種 Hankel 関数である。次数  $\nu$  は位相定数  $\beta$  により次式で表わされる。

$$\nu = \beta R \quad (3-A-4)$$

また, 単位長当りの曲げ損失  $\alpha$  は

$$\alpha = \frac{1}{R} \cdot \frac{2}{\pi} \cdot \frac{1}{\beta(a + 1/r)} \left| \frac{D}{A} \right|^2 \quad (3-A-5)$$

で与えられる。

コアークラッド境界付近の領域 II) では, 不等式  $\nu > n_2 \kappa r$  が成立する。よって, Hankel 関数は次式で近似できる。

$$\begin{aligned} H_\nu^{(1)}(n_2 \kappa r) &= [H_\nu^{(2)}(n_2 \kappa r)]^* \\ &= -i \left[ \frac{2}{\pi \nu \tanh f} \right]^{1/2} \exp[\nu(f - \tanh f)] \end{aligned} \quad (3-A-6)$$

ここで,

$$\cosh f = \nu / (n_2 \kappa r) \quad (3-A-7)$$

であり, \* は複素共役を示す。第 2.2.3 節での解析と同様にして, 電界分布 (3-A-2) は

$$E_y = -i (B - C) \sqrt{\frac{2}{\pi \gamma R}} \exp\left(-\frac{\gamma^3}{3 \beta^2} R - \gamma x\right) \quad (3-A-7)$$

となる。x = a での電磁界の境界条件により

$$i (B - C) = A \sqrt{\frac{\pi \gamma R}{2}} \cos(\kappa a) \exp\left(-\frac{\gamma^3}{3 \beta^2} R + \gamma a\right) \quad (3-A-8)$$

$$\tan(\kappa a) = r / \kappa \quad (3-A-9)$$

が導びかれる。式(3-A-9)は特性方程式である。

$n_2 k r > \nu$ の場合、Hankel関数は

$$\begin{aligned} H_{\nu}^{(1)}(n_2 k r) &= [H_{\nu}^{(2)}(n_2 k r)]^* \\ &= -\exp\left(\frac{3\pi}{4}i\right) \left[\frac{g}{\pi \nu \tan g}\right]^{1/2} \exp[i\nu(\tan g - g)] \end{aligned} \quad (3-A-10)$$

で近似される。ここで、

$$\cos g = \nu / (n_2 k r)$$

である。式(3-A-10)はクラッド-被覆境界付近の領域(II)に対して有効である。gのtanは

$$\begin{aligned} P(x) &= \tan g \\ &\simeq \frac{n_2 k}{\beta} \left[ \frac{2x}{R} - \left(\frac{r}{n_2 k}\right)^2 \right]^{1/2} \end{aligned}$$

で得られ、また

$$\tan g - g = \frac{1}{3}P^3 - \frac{1}{5}P^5 + \dots \quad (3-A-11)$$

である。上式の右辺の第一項のみを考慮して

$$Q(x) = \frac{3\pi}{4} + \frac{1}{3}\nu P^3(x) \quad (3-A-12)$$

を用いると、電界分布(3-A-2)は次式となる。

$$E_y = -\left[\frac{2}{\pi \nu P(x)}\right]^{1/2} [(B+C)\cos Q(x) + i(B-C)\sin Q(x)] \quad (3-A-13)$$

さて、被覆の屈折率がクラッド部のそれより高い(i)の場合を考える。領域(III)では  $n_3 k r > \nu$  が成立するので、Hankel関数は

$$\begin{aligned} H_{\nu}^{(2)}(n_3 k r) &= -\exp\left(-i\frac{3\pi}{4}\right) \left[\frac{2}{\pi \nu \tan d}\right]^{1/2} \exp[i\nu(\tan d - d)] \\ \cos d &= \nu / (n_3 k r) \end{aligned} \quad (3-A-14)$$

で近似される。不等式(3.9)を用いると

$$\tan d \simeq \frac{\kappa_3}{\beta} \left[ 1 + \left( \frac{n_3 k}{\kappa_3} \right)^2 \frac{x}{R} \right] \quad (3-A-15)$$

となり、電界分布(2-A-3)は

$$E_y = -D \left[ \frac{2}{\pi \kappa_3 R} \right]^{1/2} \exp \left[ -i \left( \frac{3\pi}{4} + \frac{\kappa_3^3}{3\beta^2} R + \kappa_3 x \right) \right] \quad (3-A-16)$$

で与えられる。

B, C および D 間の関係は  $x = b$  での境界条件より求まる。式(3-A-13), (3-A-16)より,

$$D = (C - B) \left[ \frac{\beta p}{\kappa_3} \right]^{1/2} \frac{\exp \left[ -i \left( \frac{3\pi}{4} + \frac{\kappa_3^3}{3\beta^2} R + \kappa_3 b \right) \right]}{\cos q + i \frac{\beta p}{\gamma_3} \sin q} \quad (3-A-17)$$

となる。ここで

$$p = P(b), \quad q = Q(b) \quad (3-A-18)$$

であり、また  $2R\beta p^3 \gg 1$  のため  $\rho(x)$  に関する微係数を無視した。

式(3-A-8), (3-A-17)を式(3-A-5)に代入すると、曲げ損失は

$$\alpha = \alpha_s \cdot I \quad (3-A-19)$$

と与えられる。ここで

$$\alpha_s = \frac{\gamma \kappa^2}{(\kappa^2 + \gamma^2) \beta (a + 1/\gamma)} \exp \left( -\frac{2\gamma^3}{3\beta^2} R + 2\gamma a \right) \quad (3-A-20)$$

$$I = \frac{\beta p}{\kappa_3} \cdot \frac{1}{\cos^2 q + (\beta q / \kappa_3)^2 \sin^2 q} \quad (3-A-21)$$

である。

## 第4章 単一モード光導波路の結合特性

### 4.1 はじめに

光ファイバ損失特性の解明により  $1 \text{ dB/km}$  以下の伝送損失を示す波長領域が  $1.0 \sim 1.8 \mu\text{m}$  と広範囲にわたっていることが明らかにされ<sup>(58)</sup>、光ファイバ製造技術の最近の進歩によりこの特性を示す無水光ファイバが製作されるに至った。<sup>(59)</sup><sup>(60)</sup> この波長領域において光分波・合波、光分岐、光スイッチ等の機能を持つ光部品は、大容量化、光ケーブルの有効利用等の経済効果をもたらすのみでなく伝送方式を構成する上での柔軟性を増加させ、光通信方式における一層の高度化を実現する。このため、その開発が期待されている。

一方、光集積回路の概念が提案されて以来<sup>(17)</sup>、単一モード光ファイバ伝送用光部品として光スイッチ、光フィルタ等多くの導波路形素子が開発されているが<sup>(61)</sup><sup>(62)</sup>、光ファイバとの接続損失が大きい、特性が偏波面に依存するなど問題が残されている。また、ロッドレンズ、ファイバ加工部品等を組み合わせた“マイクロオプティクス”と呼ばれる光部品が開発されているが<sup>(63)</sup>、多くの加工工程を要し、特性の再現性が容易に得られない。

本章では、以上の欠点を克服し上述した機能を実現する実用的な導波路形光部品を提案する。

最初に、曲がり方向性結合器における結合特性について述べ、本結合器により光スイッチ、波長選択フィルタが実現できることを示す。曲がり方向性結合器において、曲がり導波路間の伝搬定数差は曲率半径の関数である。このため、導波路幅または比屈折率差を変化することなく二本の導波路を曲げることにより伝搬定数差を変化できる。

次に、近接した位置に2本のコアを持つ2コアファイバを用いて、曲がり導波路間の結合特性を実験的に明らかにする。実験に用いた結合器は、同じ長さの直線部とその間にはさまれた曲がり部とで構成されている。2コアファイバ結合器は、低損失であること、特性が偏波方向に依存しないこと、単一モードファイバとの接続損失が小さいこと等により実用的光部品として有望である。

最後に、平面上に光回路を構成するため、石英ガラス層を基板上に堆積して作製する埋込み形光導波路（DSガイド：Deposited Silica Guide）を提案する<sup>(64)</sup>。DSガイドは、低損失化への可能性がありかつ経年変化が少ないことなどの特長を持つ。また、同一作製法により、単一モード光導波回路、多モード光導波回路を共に作製することができる。特に、単一モードDS

ガイドは、光合波・分波、光分岐、光配線を可能とするため、将来の波長分割多重伝送用部品としての活躍が期待される。

## 4.2 曲がり導波路間の結合特性

本節では、曲がり方向性結合器における結合特性について述べる。本結合器において曲がり導波路間の位相定数差は曲率半径に依存する。このため、導波路幅または比屈折率差を変化することなく二本の導波路を曲げることで位相定数差を変化できる。

### 4.2.1 結合特性

図4.1に示すように、導波路軸と曲率中心とが同一平面内にある二本の曲がり導波路を考える。導波路1および2は、各々曲率半径  $R_1$ 、 $R_2$  で湾曲している。二本の導波路軸間の距離  $s$

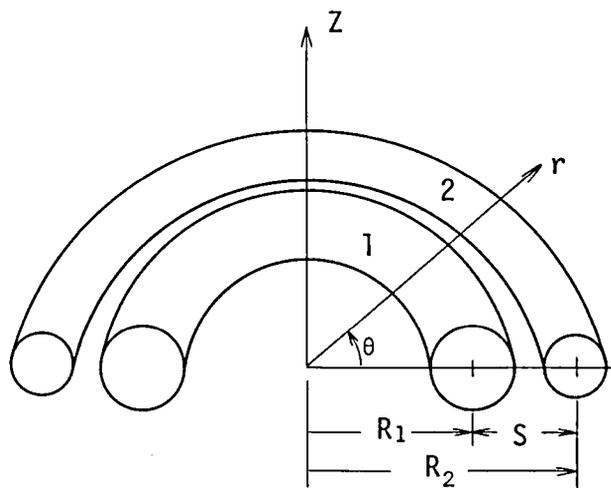


図4.1 結合する二本の曲がり導波路

は、曲率半径より十分小さく、

$$s = R_2 - R_1 \ll R_1, R_2 \quad (4.1)$$

とおく。 $N_1$  および  $N_2$  を導波路 1, 2 の屈折率分布とすると、屈折率の二乗は

$$n^2(r, z) = [N_1^2(r, z) - n_2^2] + [N_2^2(r, z) - n_2^2] + n_2^2 \quad (4.2)$$

となる。ここで、 $n_2$  はクラッド部での屈折率である。

電磁場の時間依存性を  $\exp(i\omega t)$  とおく。導波路が独立に依存する場合の各々の電磁場は次式のように書ける。

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{E}_p &= \hat{\mathbf{E}}_p \exp \{ i (\omega t - \nu_p \theta) \} \\ \mathbf{H}_p &= \hat{\mathbf{H}}_p \exp \{ i (\omega t - \nu_p \theta) \} \end{aligned} \right\} \quad (p=1, 2) \quad (4.3)$$

ここで、 $\nu_p$ は角度 $\theta$ 方向の位相定数である。二本の導波路が互いに接近して設置されている場合、全電磁場は導波路の無摂動場の重ねあわせで近似的に表現できる。しかしながら二本の導波路は互いに影響するため場の振幅は距離と共に変化する。従って、全電磁場は

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{E} &= A_1(\theta) \mathbf{E}_1 + A_2(\theta) \mathbf{E}_2 \\ \mathbf{H} &= A_1(\theta) \mathbf{H}_1 + A_2(\theta) \mathbf{H}_2 \end{aligned} \right\} \quad (4.4)$$

となる。場の振幅 $A_1, A_2$ は $\theta$ のみに依存し次の微分方程式に従う。

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial A_1}{\partial \theta} &= -i R_1 K_{12} A_2 \exp \{ -i (\nu_2 - \nu_1) \theta \} \\ \frac{\partial A_2}{\partial \theta} &= -i R_2 K_{21} A_1 \exp \{ i (\nu_2 - \nu_1) \theta \} \end{aligned} \right\} \quad (4.5)$$

ここで、 $K_{12}$ および $K_{21}$ は結合係数であり、明確な式を付録に示した。

式(4.5)に示すように結合モード方程式は容易に解くことができ、 $\theta = 0$ における初期条件 $A_1(0) = 1, A_2(0) = 0$ で

$$A_1(\theta) = \left[ \cos(c_0 \theta) + i \frac{\Delta \nu / 2}{c_0} \sin(c_0 \theta) \right] \exp \left( -i \frac{\Delta \nu}{2} \theta \right) \quad (4.6)$$

$$A_2(\theta) = -i \frac{R_2 K_{21}}{c_0} \sin(c_0 \theta) \exp \left( i \frac{\Delta \nu}{2} \theta \right) \quad (4.7)$$

となる。ここで

$$\Delta \nu = \nu_2 - \nu_1 \quad (4.8)$$

$$c_0 = \left[ (\Delta \nu / 2)^2 + R_1 R_2 K_{12} K_{21} \right]^{1/2} \quad (4.9)$$

である。

曲率半径が十分大きい場合、導波路付近の電磁界は直線路のそれと同じであると仮定する。従って、角度方向の位相定数 $\nu_p$ は直線路での位相定数 $\beta_p$ を用いて次の様に表現できる。

$$\nu_p = R_p \beta_p \quad (p=1, 2) \quad (4.10)$$

位相定数 $\nu_p$ は曲率半径 $R_p$ に依存するため、適当な曲率半径を選ぶことにより二本の曲がり導波路間の位相定数差 $\Delta \nu$ を任意に決定できる。この特性を考慮して、次の二つの場合を考える。

#### A. 同じ位相定数を持つ導波路間の結合特性

導波路1および2が同じ軸方向位相定数 $\beta$ を持つとする。

$$\beta = \beta_1 = \beta_2 \quad (4.11)$$

このとき、角度方向の位相定数差は

$$\Delta\nu = s\beta \quad (4.12)$$

となる。位相定数が等しい曲がり導波路間では完全結合が起きないことを式(4.12)は示す。物理的な解釈を図4.2に示す。導波路の波面を点線で示した。図4.2(a)に示すように、二本の導波路が直線状に並んだ場合波面は一致している。ところが図4.2(b)に示すように、導波路が曲線を描く場合波面は整合せず完全結合が起きない。式(4.6)および(4.7)より、

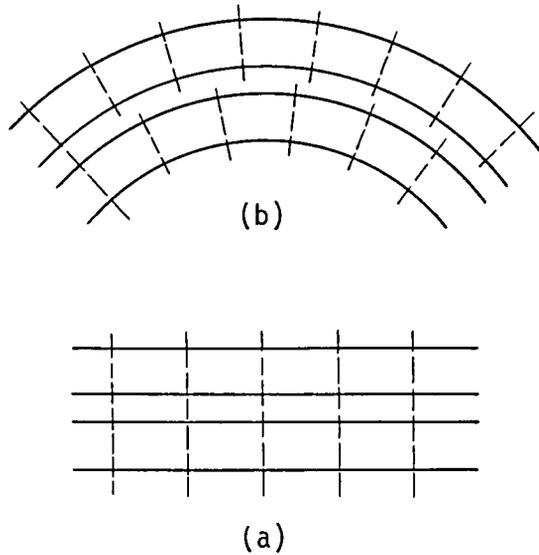


図4.2 等しい位相定数を持つ導波路の波面

最大結合効率  $\eta_{\max}$  は  $c_0\theta = \pi/2$  のとき

$$\eta_{\max} = \frac{R_1 R_2 K^2}{(s\beta/2)^2 + R_1 R_2 K^2} \quad (4.13)$$

となる。ここで  $K_{12} = K_{21} = K$  である。

曲率半径  $R_1$  および  $R_2$  を次式のように選ぶと

$$\frac{s\beta}{2} = (R_1 R_2 K^2)^{1/2} \quad (4.14)$$

最大結合効率は

$$\theta = \frac{\pi\sqrt{2}}{4} \left[ \frac{1}{R_1 R_2 K^2} \right]^{1/2} \quad (4.15)$$

で、 $\eta_{\max} = 1/2$  となる。

#### B. 異なる位相定数を持つ導波路間の位相整合特性

二本の導波路の位相定数が  $\beta_1$  および  $\beta_2$  であるとき、曲率半径  $R_1$  を

$$R_1 = \frac{s \beta_2}{\beta_2 - \beta_1} \quad (4.16)$$

と設定する。このとき、位相整合条件

$$\Delta \nu = 0 \quad (4.17)$$

を満足する。式(4.6)および(4.7)より、場の振幅は

$$\left. \begin{aligned} A_1(\theta) &= \cos(\sqrt{R_1 R_2 K_{12} K_{21}} \theta) \\ A_2(\theta) &= -i \sqrt{\frac{R_2 K_{21}}{R_1 K_{12}}} \sin(\sqrt{R_1 R_2 K_{12} K_{21}} \theta) \end{aligned} \right\} \quad (4.18)$$

となる。角度が

$$\theta = \frac{\pi}{2} \left[ \frac{1}{R_1 R_2 K_{12} K_{21}} \right]^{1/2} \quad (4.19)$$

のとき、導波路1から導波路2への完全結合が生じる。

位相整合の物理的な解釈を図4.3に示す。図4.3(a)に示すように、二本の導波路が直線状に並んだ場合波面は互いに整合しない。ところが図4.3(b)に示すように、導波路が適当な曲率で曲線を描く場合波面は一致し完全結合が生じる。

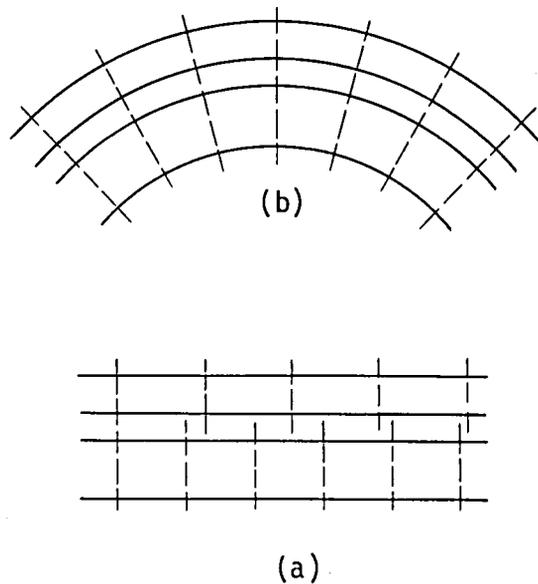


図 4.3 異なる位相定数を持つ導波路の波面

#### 4.2.2 数値例

考察する二本の導波路の断面構造を図 4.4 に示す。導波路  $p$  ( $p=1, 2$ ) は、屈折率  $n_1$ 、幅  $2a_p$  および高さ  $2b$  の導波部を持ち屈折率  $n_2$  の媒質に包まれている。コアとクラッド間の比屈

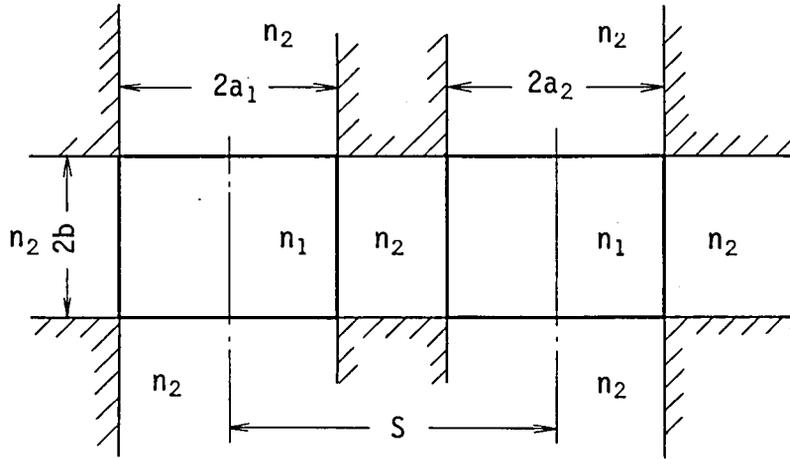


図 4.4 導波路の断面構造

折率差  $\Delta$  は 1 より十分小さい。影の部分には電磁界が存在せず、従って、位相定数は Marcatili の方法<sup>(18)</sup>で近似的計算できると仮定する。特性方程式および位相定数は

$$\left. \begin{aligned} \tan(\kappa_p a_p) &= \gamma_p / \kappa_p \\ \tan(\kappa_z b) &= (n_1/n_2)^2 \gamma_z / \kappa_z \\ \beta_p &= [(kn_1)^2 - \kappa_p^2 - \kappa_z^2]^{1/2} \end{aligned} \right\} \quad (4.20)$$

となる。ここで

$$\kappa_p^2 + \gamma_p^2 = \kappa_z^2 + \gamma_z^2 = k^2 (n_1^2 - n_2^2) \quad (4.21)$$

$$k = 2\pi/\lambda$$

であり、 $\lambda$  は自由空間での波長である。導波路 1 と導波路 2 との結合効率  $\eta$  は

$$\eta = 1 - |A_1(\theta)|^2 \quad (4.22)$$

より計算できる。

##### A. 同一断面構造を持つ導波路

導波路 1 および 2 は同一断面構造を持ち、従って  $2a_1 = 2a_2$  であると仮定する。曲率半径が 50 mm から 1000 mm まで変化した場合の結合効率の結合長依存性を図 4.5 に示す。パラメータは、 $2a_1 = 2a_2 = 10 \mu\text{m}$ 、 $2b = 5 \mu\text{m}$ 、 $s = 15 \mu\text{m}$ 、 $\lambda = 1.3 \mu\text{m}$ 、 $n_1 = 1.46$  および  $\Delta = 0.20\%$  である。曲率半径が大きくなると最大結合効率は増大する。最大結合効率と最大結合が起きる結合長を曲率半径の関数として図 4.6 に示す。半径が 1 m のとき結合効率は 95

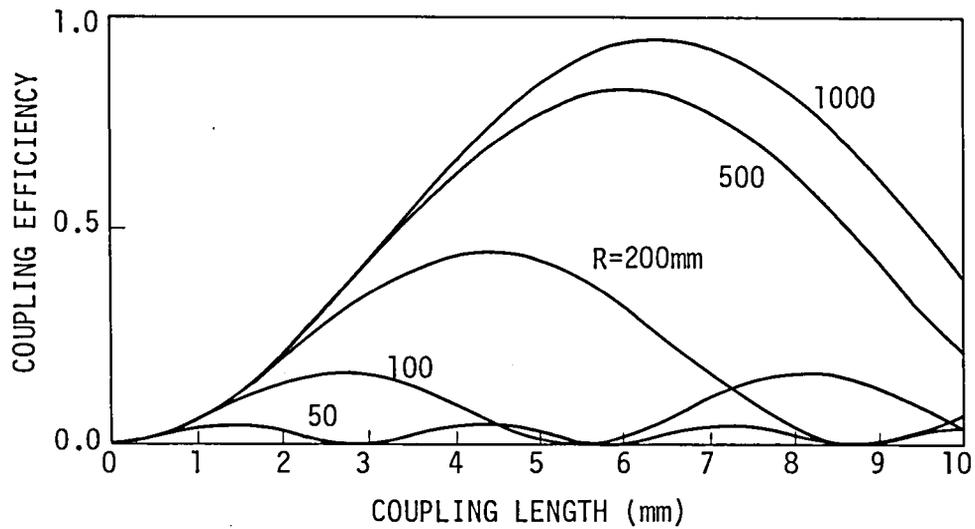


図 4.5 結合効率の結合長依存性

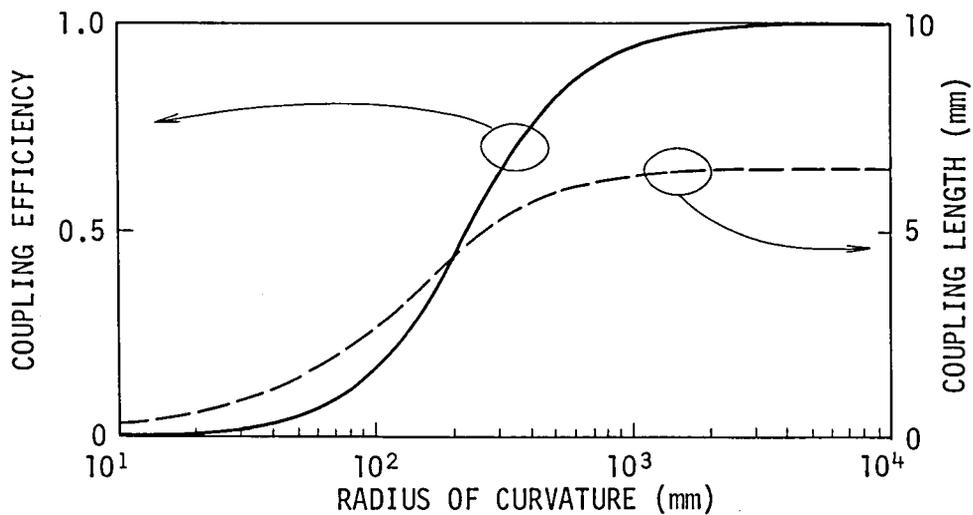


図 4.6 最大結合効率とその場合における結合長の曲率半径依存性

%である。半径が50mm以下の場合、5%以下の効率でのみ結合が生じる。以上により、たとえ導波路がわずかな曲率で湾曲していても結合効率は顕著に減少することが理解される。

結合効率に対する曲率の効果は、導波路間隔により決定される結合係数に依存する。導波路軸間距離  $s$  が増大すると同一の最大結合効率を与える曲率半径は急激に増大する。一例として、最大結合効率が0.5である曲率半径を軸間距離  $s$  の関数として図 4.7 に示す。この図より、軸間距離が大きい場合、即ち、ゆるい結合は結合効率に対する曲率の影響が大きい。たとえば、軸間距離が20  $\mu\text{m}$ 、曲率半径2mであるとき、最大結合効率は0.5に減少する。

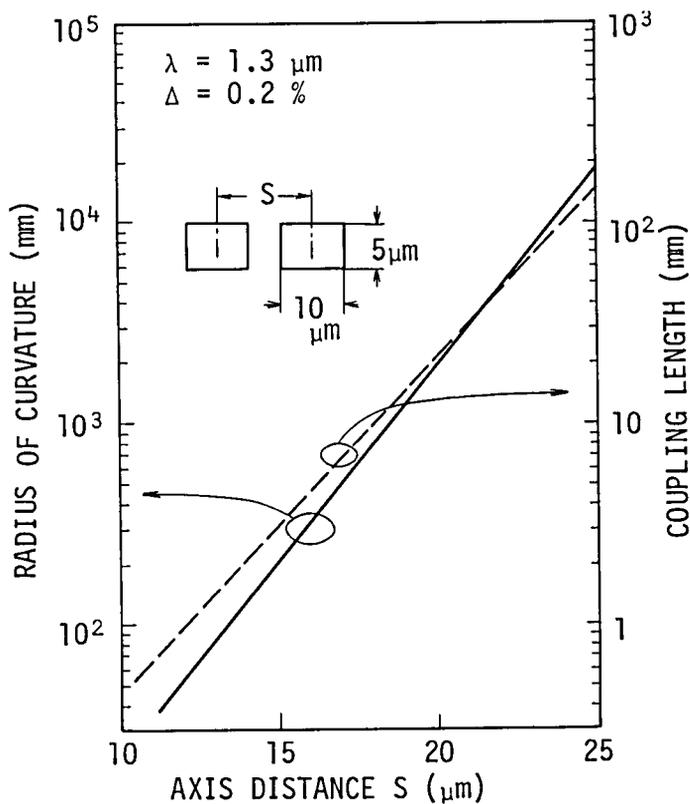


図 4.7 最大結合効率が 0.5 である曲率半径およびその場合における結合長の導波路軸間距離依存性

わずかな曲率により結合効率が大きく変化するという曲がり導波路間の結合特性は、方向性結合器形光スイッチとして応用できる。図 4.8 にその基本的構成を示す。1 および 2 は結合する光導波路である。曲率は、導波路側面にボンディングされた圧電素子に電圧を加えて得られる。図 4.8(a) のように二本の導波路が直線の場合、導波路 1 に入射された光は導波路 2 で出射される。ところが、図 4.8(b) に示すように圧電素子に電圧を加えると、導波路 1 への入射光は導波路 2 とは結合せずにそのまま導波路 1 で出射する。このようにして、曲がり導波路は光スイッチとして機能する。図 4.9 は、曲率半径に対する結合効率の変化の一例を示す。導波路のパラメータは次の通りである。 $2a = 10 \mu\text{m}$ ,  $2b = 5 \mu\text{m}$ ,  $s = 15 \mu\text{m}$ , 結合長  $L = 6.6 \text{ mm}$ ,  $\Delta = 0.2\%$  および  $\lambda = 1.3 \mu\text{m}$ 。直線路の場合は 100% 結合するが、曲率半径 130 mm の曲がりにより結合効率は 0% となる。

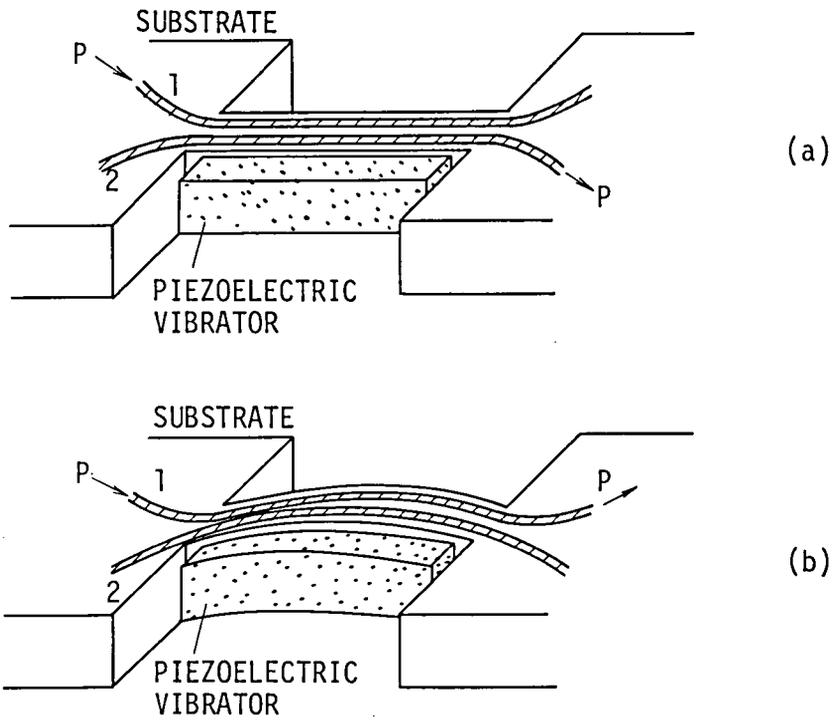


図 4.8 曲がり方向性結合器形スイッチ

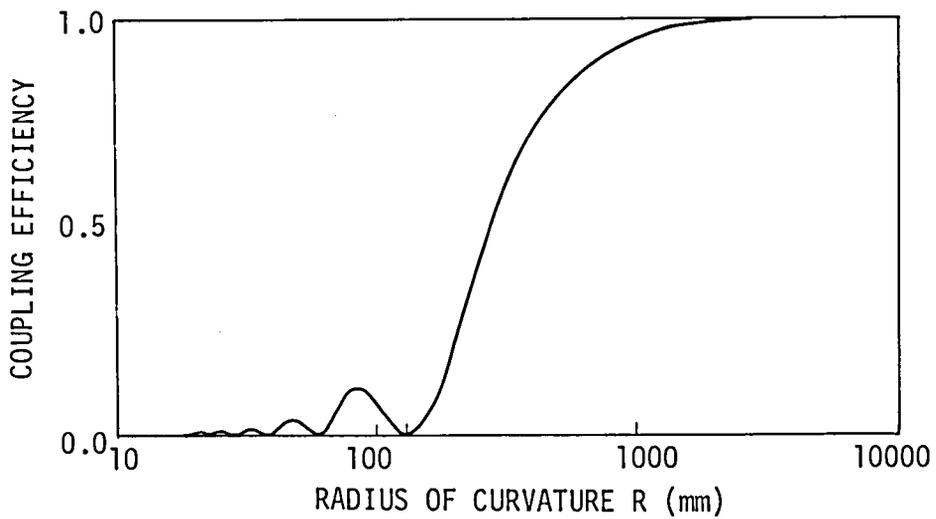


図 4.9 曲率半径に対する結合効率の変化

B. 異なる導波路幅を持つ導波路間の位相整合特性

比屈折率差が十分小さい場合，式(4.16)は

$$R_1 = \frac{s}{\Delta \left[ \left( \frac{U_2}{V_2} \right)^2 - \left( \frac{U_1}{V_1} \right)^2 \right]} \quad (4.23)$$

となる。ここで、 $U_p = \kappa_p a_p$ 、 $W_p = \gamma_p a_p$  および  $V_p^2 = U_p^2 + W_p^2$  である。Vに対して  $(U/V)^2$  は単調減少関数であるため、二つの導波路幅の差が大きいほど位相整合が生じるための曲率半径は小さくなる。

導波路1の導波路幅が  $2a_1 = 20 \mu\text{m}$  の場合，式(4.23)に示す  $R_1$  と完全結合する結合長を導波路2の導波路幅を横軸にして図4.10に示す。パラメータを， $2b = 5 \mu\text{m}$ ，導波路間隔  $c = s - a_1 - a_2 = 5 \mu\text{m}$ ， $\lambda = 1.3 \mu\text{m}$ ， $n_1 = 1.46$  および  $\Delta = 0.2\%$  とした。導波路幅がわずかに変化しても，曲率半径は大きく変化する。導波路2の導波路幅が  $2a_2 = 10 \mu\text{m}$  のとき，

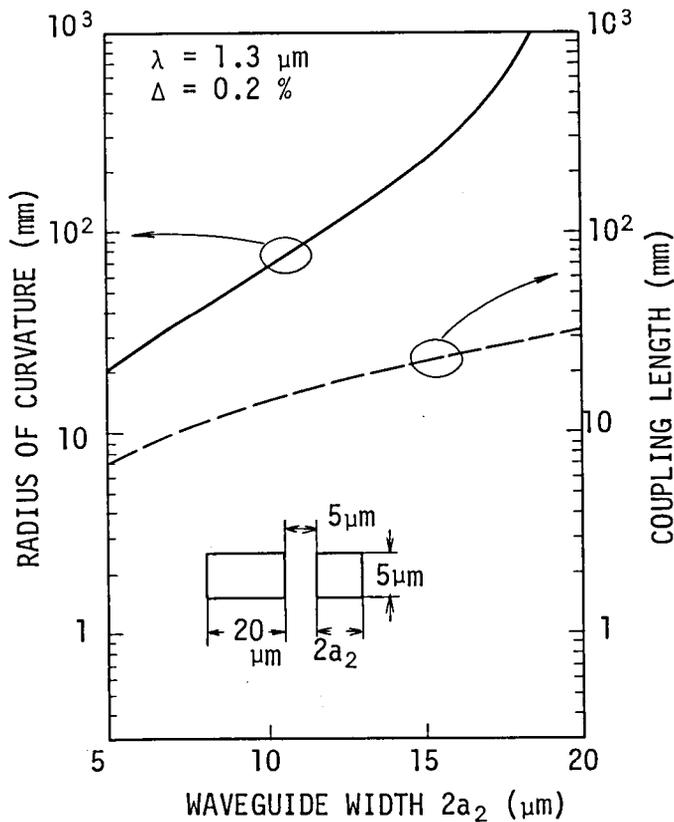


図 4.10 完全結合する曲率半径とその場合における結合長の導波路幅  $2a_2$  依存性

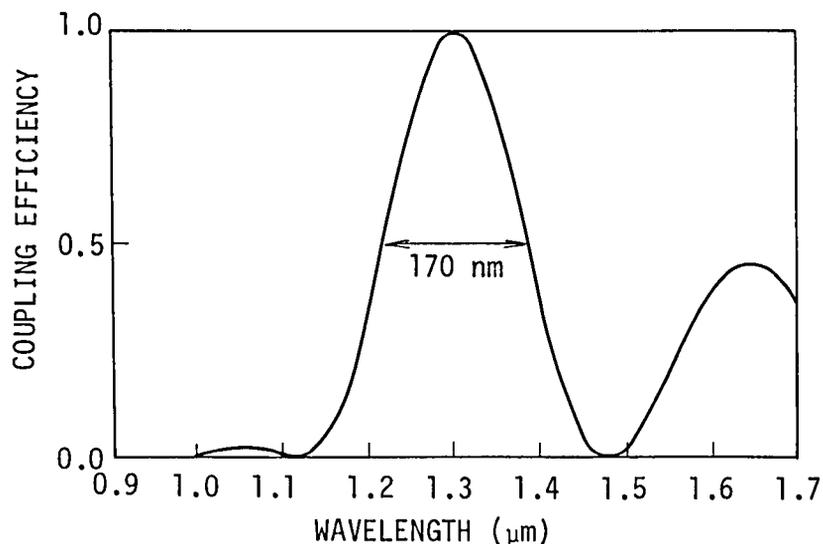


図 4.11 波長に対する結合効率の変化

曲率半径  $R_1 = 67.5 \text{ mm}$ ，結合長  $L = 1.45 \text{ mm}$  となる。このとき，波長の変化に対する結合効率の変化を図 4.11 に示す。波長  $1.3 \text{ } \mu\text{m}$  で完全結合しているが他の波長では位相不整合となり完全結合しない。3 dB 波長帯域幅は  $170 \text{ nm}$  である。この特性は波長選択フィルタとして利用できる。

本フィルタの 3 dB 波長帯域幅  $\Delta \lambda_{3\text{dB}}$  は

$$\frac{\Delta \lambda_{3\text{dB}}}{\lambda_0} = \frac{0.79 \lambda_0}{2 L n_1 \Delta [F(V_2) - F(V_1)]} \quad (4.24)$$

となる。ここで  $\lambda_0$  は 100% 結合する波長， $F$  は

$$F(V) = \left(\frac{U}{V}\right)^2 \frac{1}{1+W}$$

であり  $V$  に対して単調減衰関数である。従って，3 dB 波長帯域幅は二つの導波路幅の差が大きいほど狭い。

### 4.3 2 コアファイバにおける結合特性

前節において，曲がり導波路間の結合特性について理論的に明らかにし，光スイッチ，波長選択フィルタ等の機能素子への応用の可能性について言及した。本節では，近接した位置に 2 本のコアを持つファイバを用いて曲がり導波路間の結合特性を実験的に明らかにする。

#### 4.3.1 理論

図4.12に示すような2本のコアを持つ結合器を考える。結合器は、長さ $L_1$ の二つの直線部と長さ $L_2$ 、曲率半径 $R_2$ の曲がり部とで形成される。2本の曲がりコアは、同一平面上で同じ曲率中心を持って曲げられている。曲率半径 $R$ は、コア直径および2つのコア軸間の距離より十分大きいと仮定する。コア1はコア2より曲率の内側にある。2本のコアにおけるコア直径

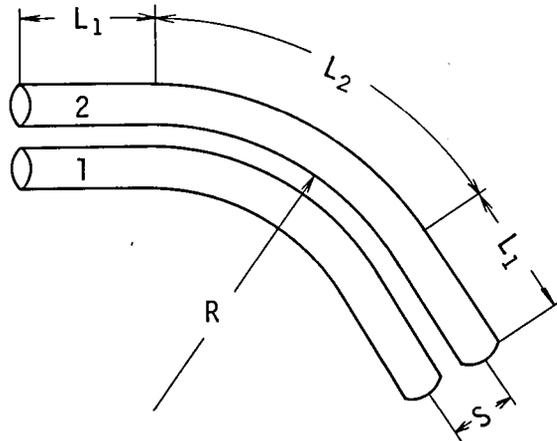


図 4.12 2 コアファイバ結合器のモデル

およびコアークラッド間の比屈折率差はほとんど等しいので、2本のコア間の位相定数差 ( $\Delta\beta$ ) は十分小さいと仮定する。従って

$$\Delta\beta = \beta_2 - \beta_1 \ll \beta_1, \beta_2 \quad (4.25)$$

である。ここで、 $\beta_1$  および  $\beta_2$  は、各々コア1 およびコア2 を伝搬する  $LP_{01}$  モードの位相定数である。

結合器の入射端でパワー1の光をコア1に入力した場合、コア1およびコア2の出射端における複素振幅  $A_1$  および  $A_2$  は、結合モード方程式<sup>(65)-(67)</sup>により与えられ次のようなマトリックス形式で表現される。<sup>(68)</sup>

$$\begin{bmatrix} A_1 \\ A_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} X_1 & -iY_1 \\ -iY_1^* & X_1^* \end{bmatrix} \begin{bmatrix} X_2 & -iY_2 \\ -iY_2^* & X_2^* \end{bmatrix} \begin{bmatrix} X_1 & -iY_1 \\ -iY_1^* & X_1^* \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (4.26)$$

ここで、

$$\left. \begin{aligned} X_1 &= \cos(c_1 L_1) + i \frac{\Delta\beta/2}{c_1} \sin(c_1 L_1) \\ Y_1 &= \frac{K}{c_1} \sin(c_1 L_1) \end{aligned} \right\} \quad (4.27)$$

$$\left. \begin{aligned} X_2 &= \cos(c_2 L_2) + i \frac{\delta}{c_2} \sin(c_2 L_2) \\ Y_2 &= \frac{K}{c_2} \sin(c_2 L_2) \end{aligned} \right\} \quad (4.28)$$

$$c_1 = \sqrt{K^2 + (\Delta \beta / 2)^2} \quad (4.29)$$

$$c_2 = \sqrt{K^2 + \delta^2} \quad (4.30)$$

$$\delta = \frac{\beta_2}{2} \left( \frac{s}{R} + \frac{\Delta \beta}{\beta_2} \right) \quad (4.31)$$

であり、 $K$ は結合係数である。

コア1および2のコア半径  $a$  および比屈折率差  $\Delta$  はほとんど等しいので、コア1および2の  $LP_{01}$  モード間の結合係数は同じコア間の結合係数として次式で与えられる。<sup>(65)</sup>

$$K = \frac{\sqrt{2\Delta}}{a} \cdot \frac{U^2 K_0 (Ws/a)}{V^3 [K_1(W)]^2} \quad (4.32)$$

ここで、 $K_0$ 、 $K_1$ は各々次数0および1の変形Hankel関係、 $U$ 、 $W$ は各々コアおよびクラッドにおける横方向の規格化周波数および  $V = (U^2 + W^2)^{1/2}$  である。式(4.26)よりコア1からコア2への結合効率  $\eta$  は

$$\begin{aligned} \eta &= |A_2|^2 \\ &= \left\{ \frac{2K}{c_1} \sin(c_1 L_1) \cos(c_1 L_1) \cos(c_2 L_2) + \frac{K}{c_2} \cos^2(c_1 L_1) \sin(c_2 L_2) \right. \\ &\quad \left. - \frac{K [K^2 + 2\delta(\Delta \beta / 2) - (\Delta \beta / 2)^2]}{c_1^2 c_2} \sin(c_1 L_1) \sin(c_2 L_2) \right\}^2 \quad (4.33) \end{aligned}$$

となる。

曲率半径が0に近づく極限において、 $c_2$ は

$$c_2 \rightarrow \frac{s}{2R} \beta_2 \gg K \quad (R \rightarrow 0)$$

となる。この場合、結合器の曲がり部におけるマトリックスは

$$\begin{bmatrix} X_2 & -iY_2 \\ -iY_2^* & X_2^* \end{bmatrix} \rightarrow \begin{bmatrix} \exp(i \frac{sL_2}{2R} \beta_2) & 0 \\ 0 & \exp(-i \frac{sL_2}{2R} \beta_2) \end{bmatrix} \quad (R \rightarrow 0) \quad (4.34)$$

となる。このマトリックスは単に2本のコア間の位相差を示しており、その大きさ  $\phi$  は

$$\phi = \frac{sL_2}{R} \beta_2 \quad (4.35)$$

である。長さ  $sL_2/R$  は、曲がり部におけるコア1の長さと同コア2の長さとの差である。従って、曲率半径が十分に小さい場合には二本のコアのモード間で結合が起きず伝搬距離の差が単に2本のコア間に位相差を与えるのみであるということを式(4.34)は示している。特に、 $\beta_1 = \beta_2$  および  $KL_1 = \pi/4$  のとき、式(4.33)は

$$\eta = \cos^2\left(\frac{1}{2}\phi\right) \quad (4.36)$$

となる。この場合、曲率半径が変化したならば位相差  $\phi$  は変化し、その結果、結合効率も0から1まで変化する。

ファイバが機械的な曲がりを受けた場合、応力のため曲率半径の外側と内側とはファイバの屈折率が変化する。応力のない中性軸はファイバの中心軸に位置し、曲がりの外側では張力が加わり内側では圧縮力が働く。このため、ファイバの外側部での屈折率は下がり、内側部での屈折率は高くなる。この屈折率変化が、曲がりの効果を減少するように作用する<sup>(41)</sup>。

曲がりにより誘起される応力は  $E_x/R$  で与えられる。ここで  $E$  はヤング率であり、 $x$  は半径方向におけるファイバの中心軸からの距離である。従って、半径方向におけるファイバの屈折率は  $cE_x/R$  のみ増加する。ここで、 $c$  は常光に対する光弾性係数である。二本のコアの中心軸間距離は  $s$  であるため、曲がりによって誘起された応力を考慮に入れた2本のコア間の位相差  $\Delta\beta'$  は  $\Delta\beta' = \Delta\beta + cEs/R$  となる。 $\Delta\beta'$  を式(4.31)に挿入すると、位相ずれ量  $\delta'$  は

$$\delta' = \frac{\beta_2}{2} \left[ \frac{s}{R} \left( 1 + \frac{cE}{\beta_2} \right) + \frac{\Delta\beta}{\beta_2} \right]$$

となる。上式を用いる代わりに、次式で定義される実効的な曲率半径  $R_e$  を用いた方が便利である。

$$R_e = R / (1 + cE/\beta_2) \quad (4.37)$$

ここで  $\beta_2 \approx n_2$  の関係を用いた。石英の場合、 $c = -4.15 \times 10^{-5} \text{ (mm}^2/\text{kgW)}$  および  $E = 7.45 \times 10^3 \text{ (kgW/mm}^2)$  であるため、<sup>(41)(42)</sup> 実効曲率は  $R_e = 1.27R$  となる。

曲がりにより誘起される複屈折  $\Delta\beta_b$  は、 $\Delta\beta_b/n_2 \approx 10^{-6}$  程度であるため、<sup>(69)(70)</sup> 次に示す実験条件においては無視することができる。

### 4.3.2 実験

測定に用いた2コアファイバはロッドインチューブ法<sup>(71)</sup>により作製した。エッチングしたファイバ端面の写真を図4.13に示す。断面写真より測定したファイバ寸法は、コア直径  $2a = 5.51 \mu\text{m}$ 、ファイバ外径  $2b = 150 \mu\text{m}$ 、コア軸間隔  $s = 9.91 \mu\text{m}$  である。また、干渉顕微鏡により測定したコア-クラッド間の比屈折率差は  $\Delta = 0.22\%$  である。第3.2節で述べたニアファイ

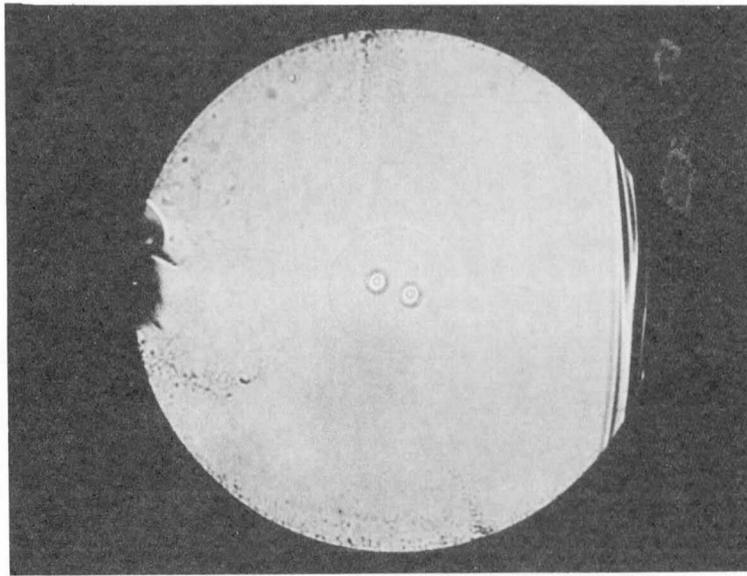


図 4.13 2 コアファイバ結合器のエッチング端面写真

ールドパタン法で測定したLP<sub>11</sub>モードのカットオフ波長は、二本のコア共に700nmであった。コア直径および比屈折率差より計算したカットオフ波長の理論値は697nmであり、測定した波長とよい一致を示した。

測定系を図4.14に示す。結合効率の波長依存性を測定するために、Xeアークランプ光を分解能1nmの分光器を通して使用した。2コアファイバの一つのコアのみを励振するため、2m長の単一モードファイバを励振器として使用し、突き合せ接続をした。励振器として使用した単

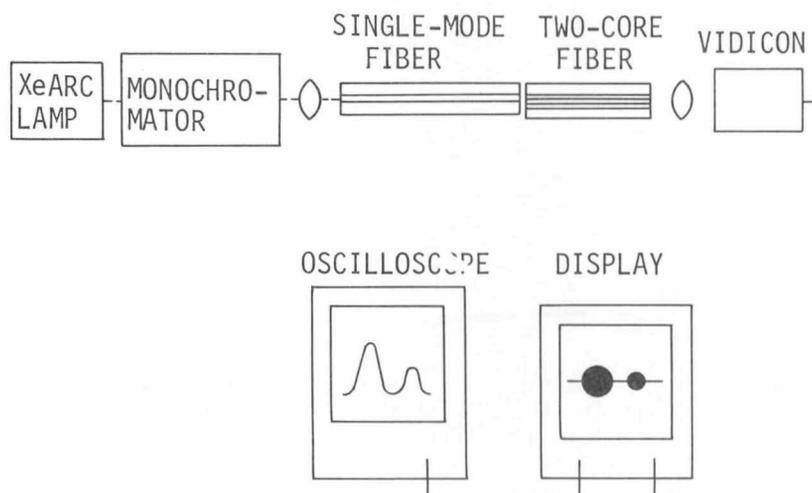


図 4.14 結合効率測定の実験系

一モードファイバは、コア直径 $5.9\ \mu\text{m}$ 、比屈折率差 $0.2\%$ 、カットオフ波長 $710\text{nm}$ である。2コアファイバの出射端を顕微鏡で拡大し、シリコンビジコンでとらえテレビモニタ上に表示する。テレビモニタに映された2つのコア軸を通るスキャンラインの強度を、オシロスコープ上で観察する。

直線状にある $40\text{mm}$ 長の2コアファイバの出射端で観察した波長の変化に対するニアフィールドパタンの変化を図4.15に示す。2本のコアのうち左側のみを単一モードファイバで励振し

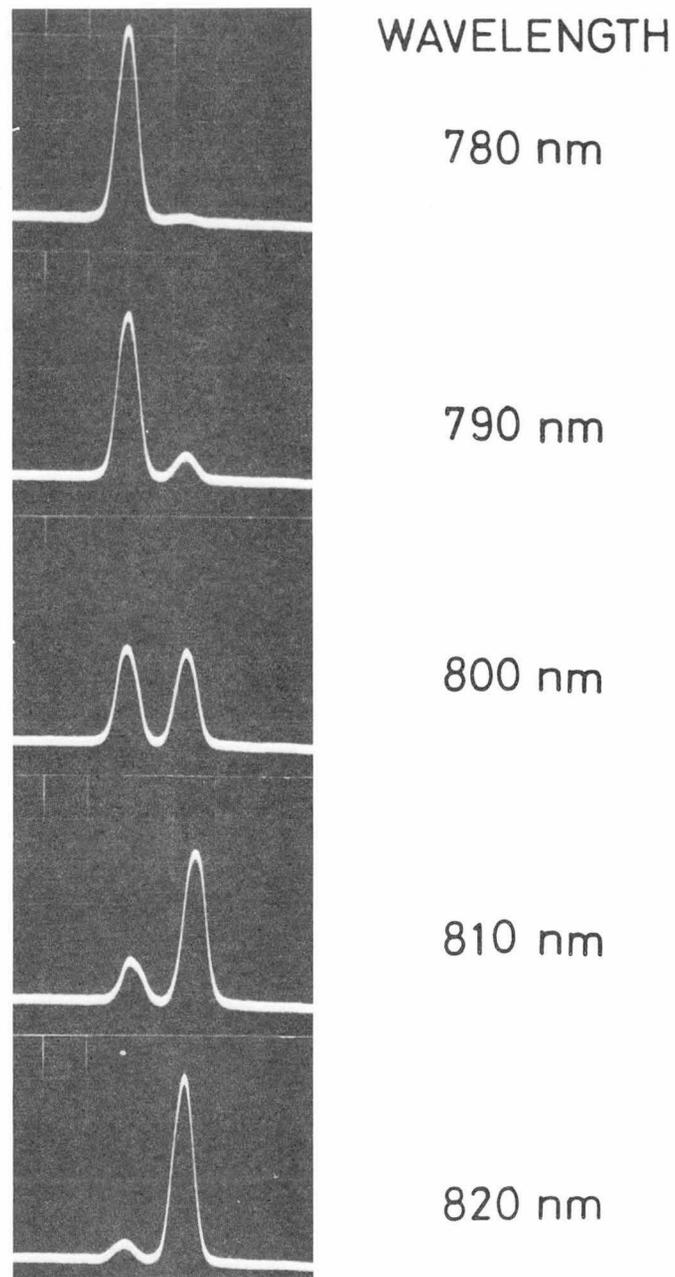


図 4.15 波長に対するニアフィールドパタンの変化

た。波長780nmにおいて光は左側のコアから出射する。ところが、800nmでは半分の光パワが右側のコアに移動し、820nmにおいては92%の光パワが移動している。結合効率 $\eta$ は

$$\eta = P_r / (P_i + P_r) \quad (4.38)$$

で与えられる。ここで、 $P_r$ は右側のコアから出射される光パワであり、 $P_i$ は左側のコアからの光パワである。

式(4.38)から求めた波長に対する結合効率の変化を図4.16に示す。白丸は長さ10mmの直線状ファイバでの実測値であり、黒丸は長さ40mmの直線状ファイバでの実測値である。40mm長ファイバの場合、750nm付近では結合効率が50%であるが、870nmにおいては93%に達する。このことは、2本のコア間に小さな位相定数差が存在することを示している。それ故、一つのコアAのカットオフ波長を701nm、もう一つのコアBのそれを697nmと仮定する。

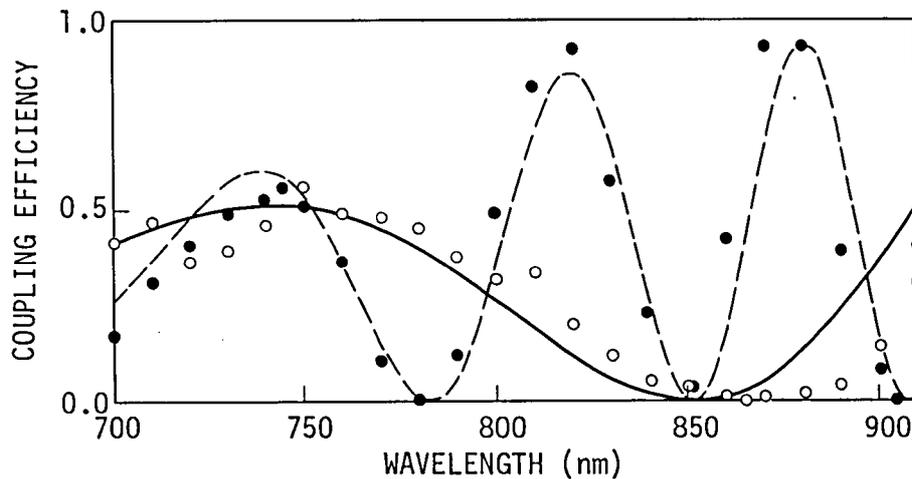


図 4.16 波長に対する結合効率の変化

結合効率の理論値を図4.16の実線と破線で示す。ここで波長 $\lambda$ におけるV値を

$$V = 2.405 (\lambda_c / \lambda) \quad (4.39)$$

より求め、結合係数Kは、 $2a = 5.51 \mu\text{m}$ 、 $s = 9.93 \mu\text{m}$ および $\Delta = 0.22\%$ のファイバパラメータを用いて計算した。実線は10mm長ファイバにおける結合効率を示し、点線は40mm長ファイバのそれを示す。実測値は理論とよい一致を示す。この実験により、コアAのカットオフ波長はコアBより4nm長波長側にシフトしているという仮定が正しいことが理解される。4nmの波長のシフトは波長に対して0.6%に相当し、この値はコア直径および比屈折率差の測定精度以内である。

40mm長のファイバを2本のコア軸と曲率中心とを同一平面上に設定して曲げた場合の結合効率の波長依存性を図4.17に示す。直線部の長さ $L_1$ は10mmであり、曲がり部の長さ $L_2$ は20

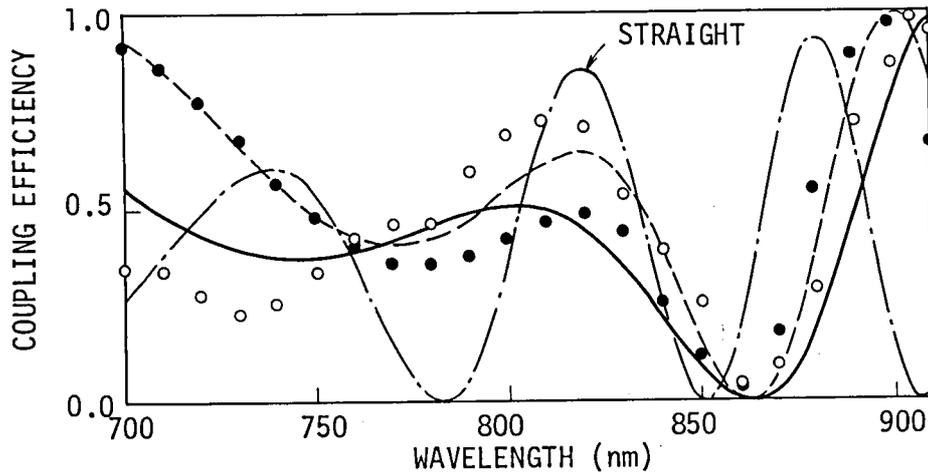


図 4.17 異なる曲げ方向に対する結合効率の波長依存性

mm, 曲率半径  $R$  は 100 mm である。白丸はファイバを右方向に曲げた場合の実測値であり、黒丸はファイバを左方向に曲げた場合の実測値である。これらの実測値にはわずかな違いが存在する。右側のコアを 701 nm のカットオフ波長を持つコア A, 左側のコアを 697 nm のカットオフ波長を持つコア B と仮定して求めた理論値を図中の実線と破線で示す。ここで、実線は右方向に曲げた場合の理論値、点線は左方向に曲げた場合の理論値である。実測値は理論とよく一致する。それ故、右側のコアおよび左側のコアは、各々コア A, コア B と同定される。また、図 4.16 および図 4.17 において波長 905 nm の結合効率を比較すると、ファイバが直線状の場合効率は 0% であるが、ファイバが右側に半径 100 mm で曲げられると効率は 99% になることがわかる。従って、905 nm においては曲率半径を変化することにより結合効率を 0 から 1 まで変化させることが可能である。

式 (4.30) を見ると、曲がりコア間の規格化結合係数  $c_2/\beta_2$  は、結合係数  $K/\beta_2$ , 曲がりによる位相シフト  $s/2R$  およびコア間の位相定数差  $(\beta_1 - \beta_2)/2\beta_2$  より形成されている。これら  $s/2R$ ,  $K/\beta_2$  および  $|\beta_1 - \beta_2|/2\beta_2$  の大きさを比較するため、その値を図 4.18 に示す。実線は曲がりによる位相シフト  $s/2R$  を示す。700 nm において係数  $K/\beta_2$  は  $|\beta_1 - \beta_2|/2\beta_2$  とほとんど同じであるが、900 nm では 4 倍も大きくなる。従って、図 4.16 に示すように、ファイバが直線の場合 700 nm で結合効率は約 50% であるが、900 nm では 95% となる。位相差  $|\beta_1 - \beta_2|/2\beta_2$  はほとんど波長に依存せず約  $1 \times 10^{-5}$  である。この大きさの位相シフトは半径 400 nm の曲がりにより作られる。半径 100 mm の曲がりによる位相シフト  $2s/R$  は、920 nm 以下の波長において  $K/\beta_2$  および  $|\beta_1 - \beta_2|/2\beta_2$  より大きい。半径 30 mm では、 $s/2R$  は  $K/\beta_2$  より 10 倍ほど大きい。20 mm 長の曲がり部における結合効率の理論値を図 4.19 に示す。実線はファイバが直線の場合の効率であり、破線、一点鎖線は各々半径 100

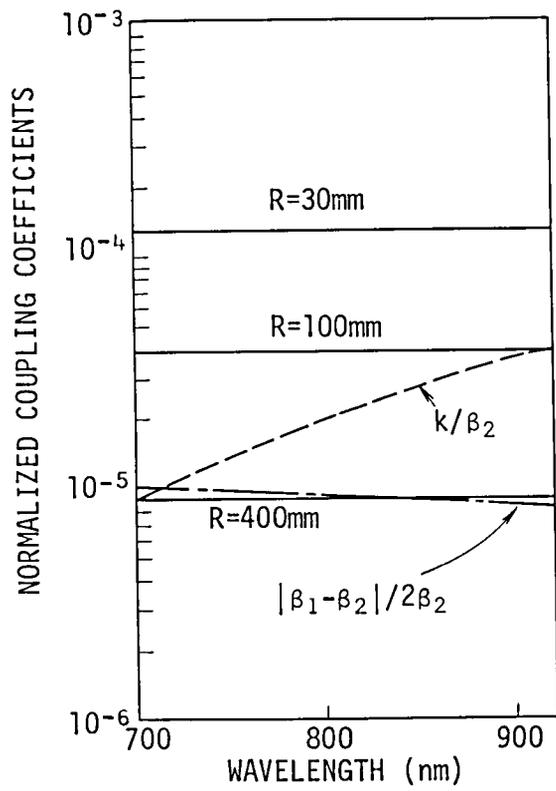


図 4.18 波長に対する規格化結合係数

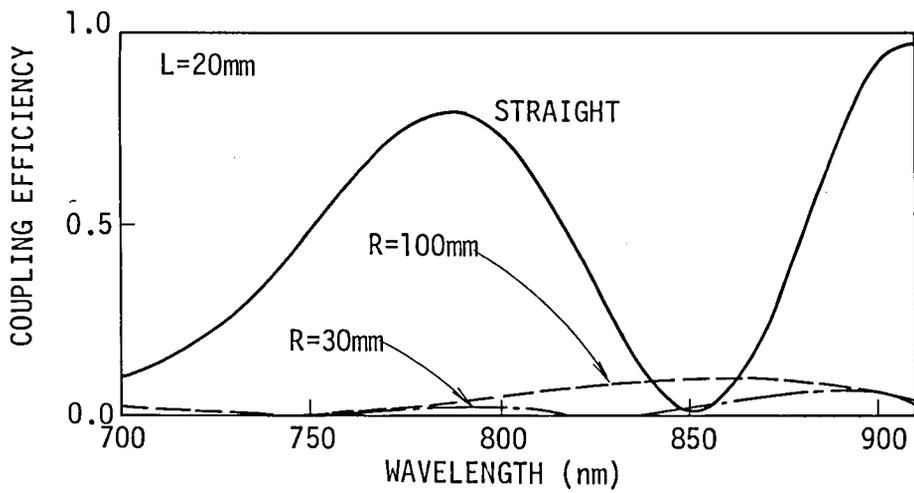


図 4.19 20 mm 長の曲がり結合部における結合効率

mm および 30mm で曲げられた場合の理論値である。ファイバが半径 30mm で曲げられた場合には効率はすべての波長で 6% 以下である。従って、半径 30mm の曲がりの場合には、コア間での結合はほとんど起きずコア間の位相差のみが存在する。

図 4.14 に示すような曲がり部が二つの直線部にはさまれた方向性結合器においては、曲がり部で発生する位相シフトにより結合効率は大きく変化する。曲率半径が 100mm および 30mm の場合における結合効率の波長依存性を図 4.20 に示す。白丸はファイバを右方向に半径 100mm で曲げた場合の測定値であり、黒丸は右方向に 30mm で曲げた場合の測定値である。実線、破線は各々の場合の理論値である。半径 100mm の場合波長 700nm から 800nm の範囲では結合効率はほとんど変化しないが、30mm の場合効率は 0 から 1 まで変化する。このことにより、半径 30mm の場合には曲がり部の位相シフト量が波長に対して大きく変化する事がわかる。

曲率半径に対する結合効率の変化の一例として、波長 820nm の場合を図 4.21 に示す。白丸は実測値、実線は理論値であり、理論と実測値とはよい一致を示す。ファイバが直線の場合結合効率は 92% であるが、半径 80mm の曲がり部で効率は 3% に低減する。それ故、曲率半径を変えることにより効率を 0 から 1 まで変化させることが可能である。この特性は方向性結合器形光スイッチに応用できる。なお、測定波長域においてファイバ損失および曲がり損失は測定精度 0.2dB 以下でありほとんど無視できる。

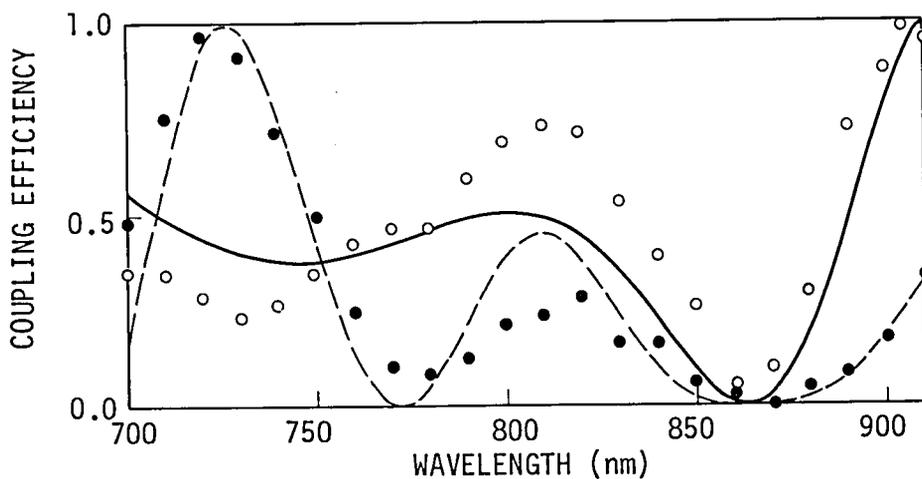


図 4.20 異なる曲率半径に対する結合効率

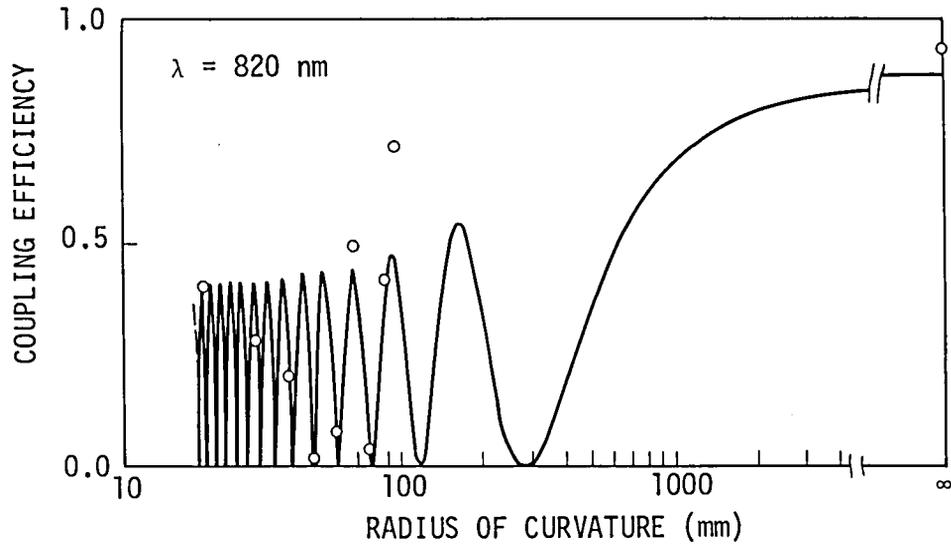


図 4.21 曲率半径に対する結合効率

#### 4.4 埋込み形単一モード光導波回路の特性

本節では、埋込み形光導波路（DS ガイド： Deposited Silica Guide）を用いた光導波回路の作製法および作製された方向性結合器，Y分岐回路の特性について報告する。

##### 4.4.1 ガラス導波路の製作

主な製作工程を図4.22に示す。作製手順は次の通りである。

1. 表面を平滑研磨した厚さ 1 mm，50 mm 角の合成石英基板を用意する（図4.22(a)）。
2. 反応性スパッタエッチング<sup>(72)</sup>により溝加工する（図4.22(b)）。
  - ① トリクロルエチレンまたはアセトンを溶媒として，基板を30分間超音波洗浄する。
  - ② 電子ビーム蒸着装置により基板表面に Ti 膜を 1  $\mu\text{m}$  蒸着する。
  - ③ Ti 膜が被着した基板表面にフォトレジストを塗布する。プレベークを行った後，所望のパターンを持つホットマスクにより露光し，現象する。
  - ④ 円筒形プラズマエッチング装置内のアルミ台上にホットエッチングされた基板を設置する。チェンバ内に  $\text{CF}_4$  ガスを流し，Ti 膜のプラズマエッチングを行う。Ti マスクが形成されたのを確認した後， $\text{O}_2$  ガスにより残留するホットレジストを除去する。
  - ⑤ 平行平板形プラズマエッチング装置の陰極板上に炭素板を設置し，表面に Ti マスクが形成された基板をその炭素板上に搭載する。チェンバ内に  $\text{C}_2\text{F}_6$ ， $\text{C}_2\text{H}_4$  の混合ガスを流し，反応性スパッタエッチングを行う。図4.23に， $\text{C}_2\text{F}_6$  ガス流量を一定値 15 cc/min に設

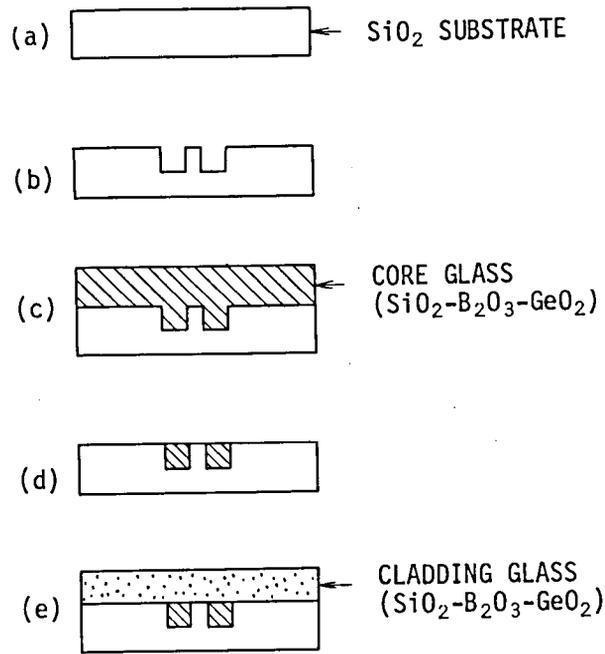


図 4.22 DS ガイド製作工程

(a)石英基板, (b)反応性スパッタエッチング  
(c)コアガラスの形成, (d)反応性スパッタエッチング, (e)クラッドガラスの形成

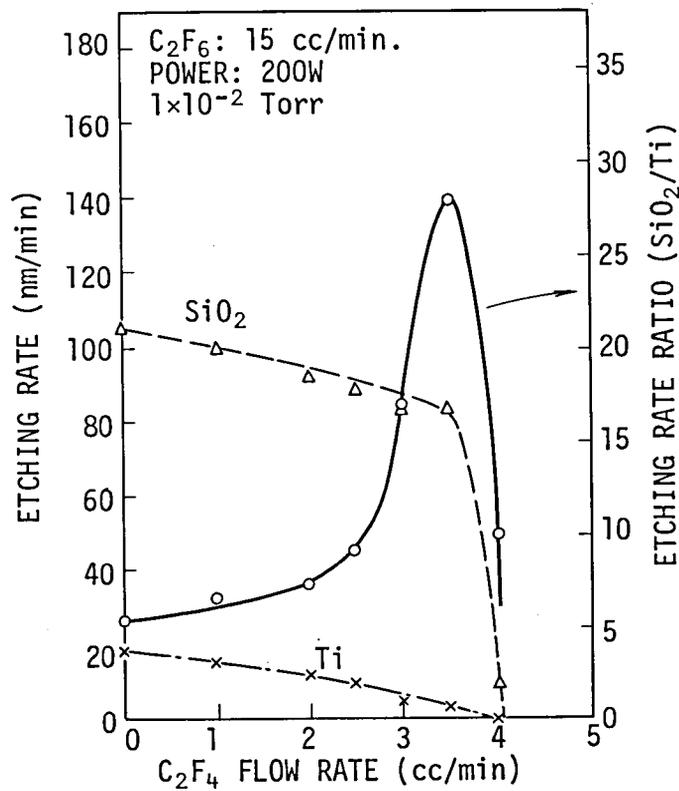


図 4.23 反応性スパッタエッチングにおける  $\text{SiO}_2$  および Ti のエッチング速度

定し、 $C_2H_4$  ガス流量を変化させた場合の  $SiO_2$  および  $Ti$  のエッチング速度を示す。 $C_2H_4$  ガス流量が  $3.5\text{ cc/min}$  の場合、 $SiO_2$  のエッチング速度は  $86\text{ nm/min}$ 、 $Ti$  のそれは  $3\text{ nm/min}$  であるため、両者のエッチング速度比として28倍とれる。その結果、2時間のエッチングにより深さ  $10\text{ }\mu\text{m}$  の加工が可能となる。

⑥ 基板を再び円筒形プラズマエッチング装置に搭載し、④と同様にして残留する  $Ti$  膜を除去する。

3. 溝加工した基板表面上にコアガラス層を形成する (図4.22(c))。

① 基板を図4.24に示すようなCVD 反応容器内に固定し、 $900^\circ\text{C}$  に加熱する。

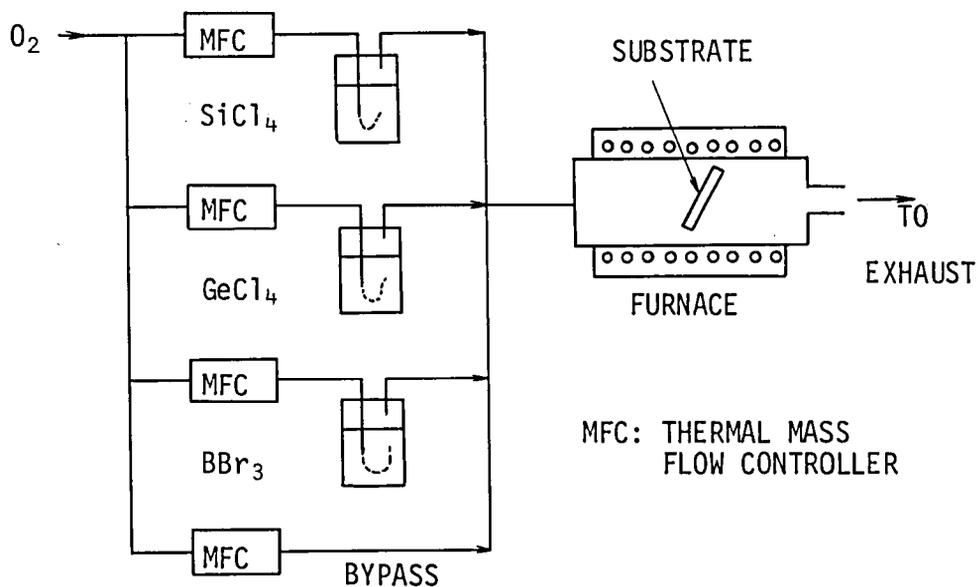


図 4.24 CVD 反応装置系

②  $SiCl_4$ 、 $BBr_3$ 、 $GeCl_4$  のサチュレータ温度を  $20^\circ\text{C}$  に固定し、その中に  $O_2$  ガスを流し各ガラス原料で飽和させて容器内に30分間導入する。導入されたハロゲン化合物は  $1,400^\circ\text{C}$  の加熱部で酸化反応して  $SiO_2-B_2O_3-GeO_2$  系のガラス微粒子を形成し基板上に堆積する。

③ 表面にガラス微粒子が堆積した基板を反応容器内により取り出し、別の加熱炉内にある炭素板上に設置する。炉内を  $He$  雰囲気にして、基板温度を1時間で  $1,480^\circ\text{C}$  に上昇しそのまま20分間保持する。その結果、ガラス微粒子は透明化し溝はコアガラスで埋込まれる。図4.25に、堆積時間に対するガラス膜厚を示す。30分間の堆積時間では約厚さ  $30\text{ }\mu\text{m}$  のガラス層が形成される。この場合、面内の均一性は  $\pm 3\text{ }\mu\text{m}$  であり、中央部ほど膜は厚い。

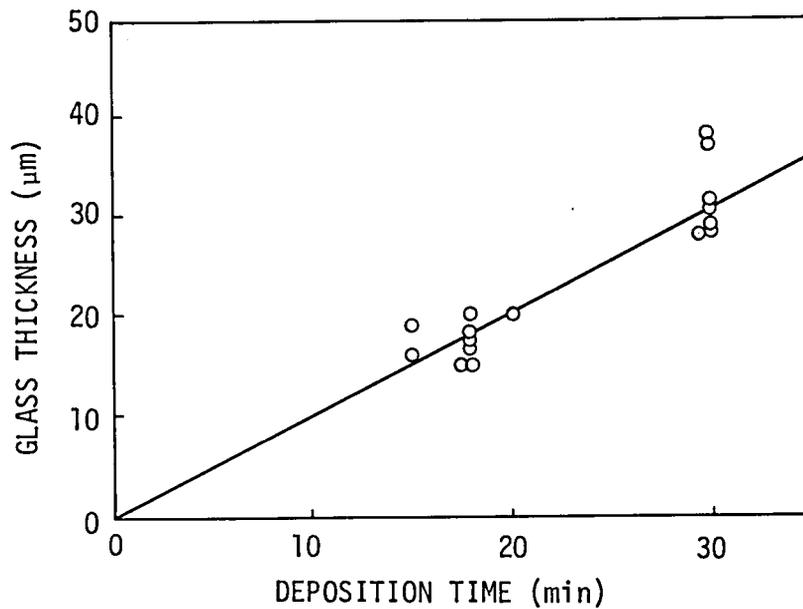
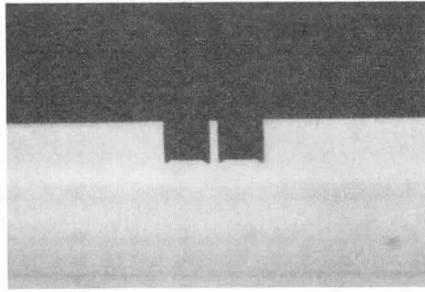


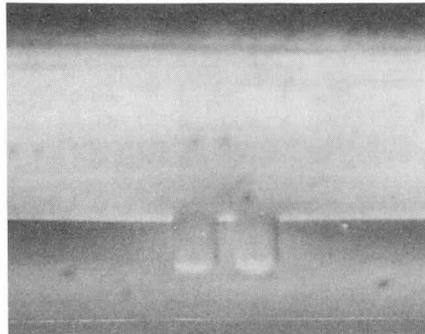
図 4.25 堆積時間に対するガラス膜厚

4. 2-⑤と同様にして、反応性スパッタエッチングにより不要なコアガラスを除去する（図 4.22(d)）。
5. 石英基板を再び CVD 反応容器内に固定し、3と同様にしてクラッド層を形成する（図 4.22(e)）。この場合、 $\text{GeCl}_4$  のサチュレータに流す  $\text{O}_2$  ガス流量を減らし、コアガラスより屈折率を下げる。

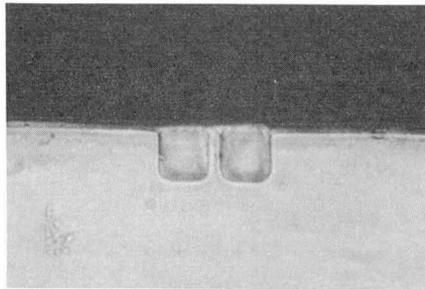
以上の工程により方向性結合器および Y 分岐回路を作製した。図 4.26 に、各工程において方向性結合器中央で切断して得た断面写真を示す。図 4.26(c), (d) および (e) に示す断面は、端面カットした後エッチング処理した。図 4.26(b) に示すように、反応性スパッタエッチングによりエッチング壁面は垂直に加工されている。図 4.27 に、エッチング壁面の SEM 写真を示す。壁面での凹凸は  $0.2 \mu\text{m}$  以下であることが写真より判断される。図 4.26(b) および (e) に示すコア部を比較すると、(b) に示すコアは矩形であるが (e) のコアでは角がまるみを帯びている。また、コア-クラッド境界においてドーパントの拡散が生じている。以上により高温時にはコアドーパントが四方に拡散すると考えられる。この拡散は、コア境界面での凹凸を減少するような効果を持つことが予想される。



← SiO<sub>2</sub>  
SUBSTRATE



← CORE GLASS



← CLADDING  
GLASS

↔ 10 μm

図 4. 26 各工程における導波路断面

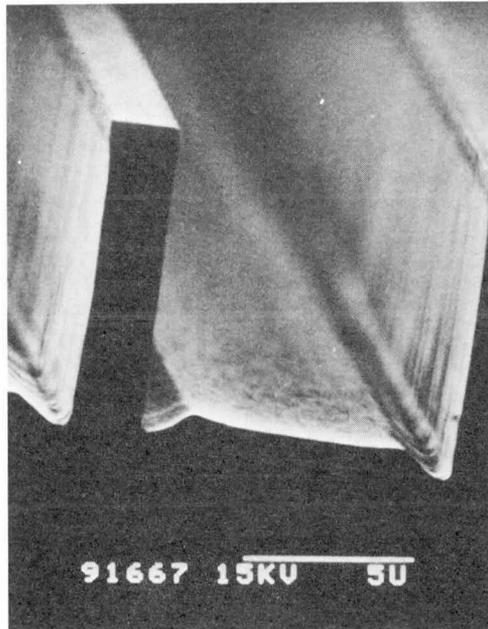


図 4.27 導波路壁面の SEM 写真

#### 4.4.2 導波路損失

長さ 25 mm の導波路を用いて、伝搬損失およびファイバと導波路との結合損失の測定を行った。測定した導波路のコア幅  $2a$  およびコア高さ  $2b$  は各々  $2a = 7 \mu\text{m}$ ,  $2b = 10 \mu\text{m}$  である。また、干渉顕微鏡による測定では、コア-基板間の比屈折率差  $\Delta_1$  およびコア-クラッド間の比屈折率差  $\Delta_2$  は各々  $\Delta_1 = 0.40\%$ ,  $\Delta_2 = 0.48\%$  であった。

##### A. 伝搬損失

基板を切断して導波路長 25 mm での出射光強度と 3 mm での出射光強度との差より伝搬損失を測定した。導波路の励起は、白色光源からの光を分解能 1 nm で分光して単一モードファイバに入射し端面カットした導波路端に接続して行った。結果を図 4.28 に示す。V 値は

$$V = (2\pi/\lambda) n_1 a \sqrt{2\Delta_1} \quad (4.40)$$

より計算した。ここで、 $\lambda$  は光の波長、 $n_1$  はコアガラスの屈折率であり波長に依存せず一定値  $n_1 = 1.45$  であるとした。波長  $1.25 \mu\text{m}$  で最低損失  $1.3 \text{ dB/cm}$  となる。波長  $647 \text{ nm}$  の光によるカロリメトリック測定の結果では、基板に堆積したガラス膜の吸収損失は  $0.1 \text{ dB/cm}$  以下であるため、<sup>(58)</sup> この損失のほとんどは散乱損失である。短波長側での損失増加はレイレー散乱によるものである。長波長側における損失増加は V 値が小さくなり光のとじ込め効果が弱くなるためコア境界面の不完全性による散乱損失の増加および曲がり部における放射損失の増加によるものと考えられる。

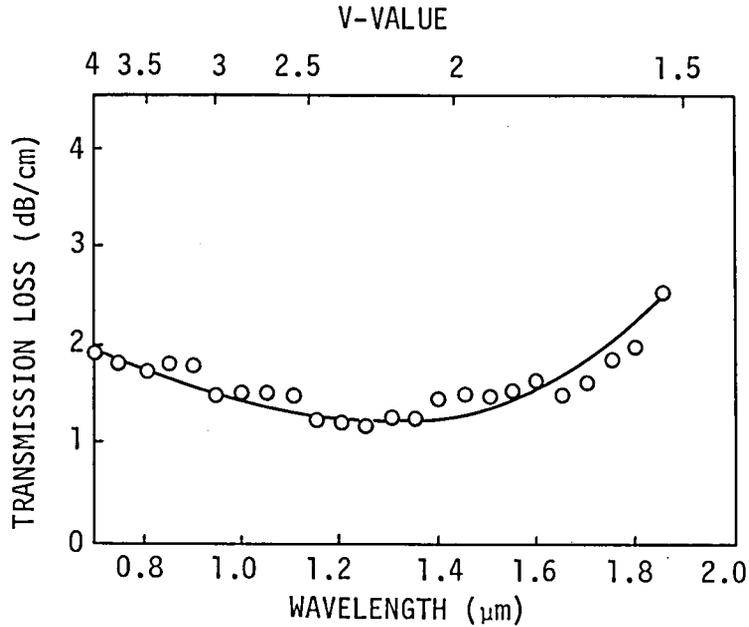


図 4.28 DS ガイドの損失波長特性

なお、導波路損失は、加工精度の向上により最終段階において0.6dB/kmまで低減化することができた。

B. ファイバと導波路との結合損失

導波路長 3 mm で測定した出射光強度とファイバ出射光強度との差より 3 mm で見積られる導波路損失を差引いて、ファイバ-導波路間の接続損失を算出した。波長 1.15 μm で測定した結果、0.1dBであった。励起用単一モードファイバの構造定数は、コア直径 8.7 μm ，コア-クラッド間の比屈折率差 0.22% ，カットオフ波長 1.08 μm である。図 4.29 に、長さ 25

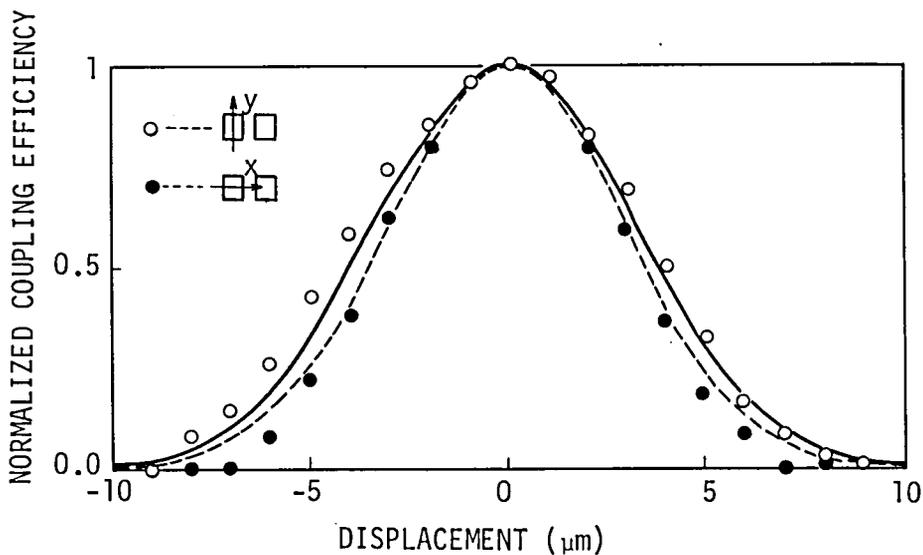


図 4.29 ファイバ軸ずれ量に対する規格化出射光強度

mmの導波路で測定したファイバ軸ずれ量に対する規格化出射光強度を示す。白丸は基板に対して垂直方向にファイバを軸ずれさせた場合、黒丸は基板に平行にファイバを軸ずれさせた場合の結果である。実線および点線は各々の場合の理論値を示す。導波路の電界分布は Marcatili の近似<sup>(18)</sup>を用いて求めた。図4.30に、計算のために分割した導波路断面を示す。影の部分は x 方向、y 方向共に指数関数で近似して求めた。実験値は理論とよい一致を示す。LiNbO<sub>3</sub> 基板上に作製した拡散導波路<sup>(73)</sup>と異なり、測定した導波路は埋込み形であるため正負の軸ずれ量に対して対称な結合効率を示す。

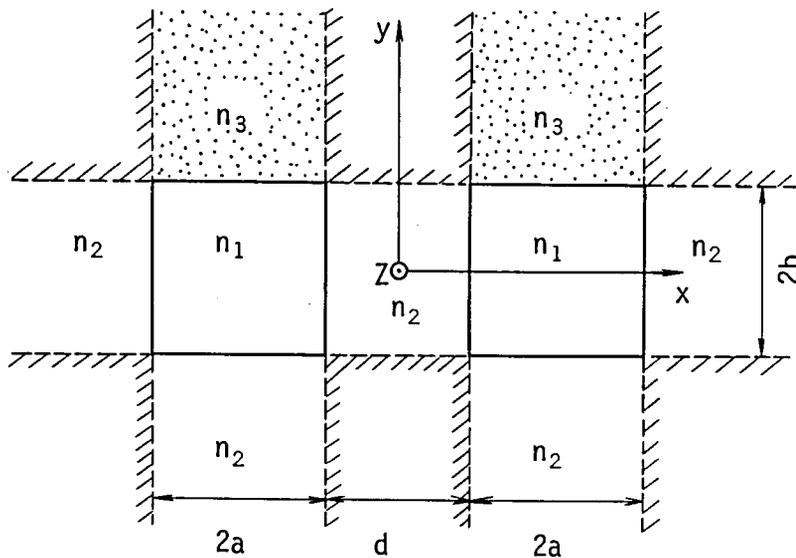


図 4.30 計算に用いた導波路断面

#### 4.4.3 光方向性結合器の特性

方向性結合器は結合パワーが波長に対して周期的に変動するため、これを多段に接続することにより数多くの波長を分波することが可能である。そこで結合率を中心に検討した。

##### A. 構造定数

作製した方向性結合器の形状を図4.31に示す。この結合器は、曲率半径200mmの曲がりを持つガイド1と直線状のガイド2よりなる。結合長Lは10mmであり、コア間間隔dは4.7 $\mu$ mである。また、二本の導波路は入出射端で200 $\mu$ m離れている。構造定数は、 $2a = 7\mu\text{m}$ 、 $2b = 10\mu\text{m}$ 、 $\Delta_1 = 0.40\%$ および $\Delta_2 = 0.48\%$ である。ニアフィールドパタン法により、長さ25mmで等価的なカットオフ波長を測定したところ、ガイド1では1.03 $\mu\text{m}$ 、ガイド2では1.15 $\mu\text{m}$ であった。この値は、コア径および屈折率差比の測定値より計算されるカットオフ波長1.32 $\mu\text{m}$ より短波長側にシフトしている。この波長シフトは、境界面の不

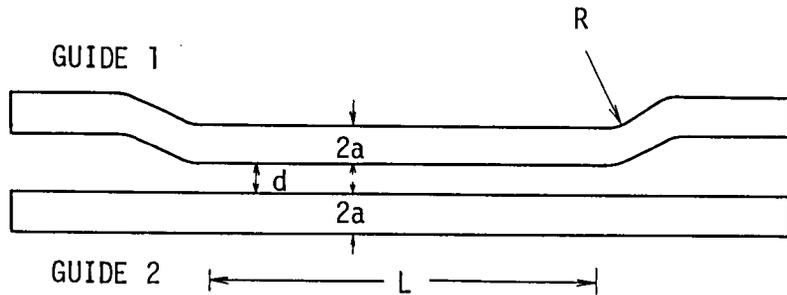


図 4.31 作製した光方向性結合器の形状

完全性および曲がりによりカットオフ付近にある第一次高次モードの損失が大きいため生じると考えられる。

B. 結合率測定結果

測定系を図4.32に示す。光源には、Qスイッチ励起されたYAGレーザによりポンピングされた波長可変の光パラメトリック発振器を用いた。レーザ出射光を1/4波長板、偏光子を通した後単一モードファイバに入射し、端面カットした基板にファイバを接続してガイド2を励起した。2本の導波路からの出射光をGe-PINホトダイオードで検波し、ボックスカー積分器で出力させた。

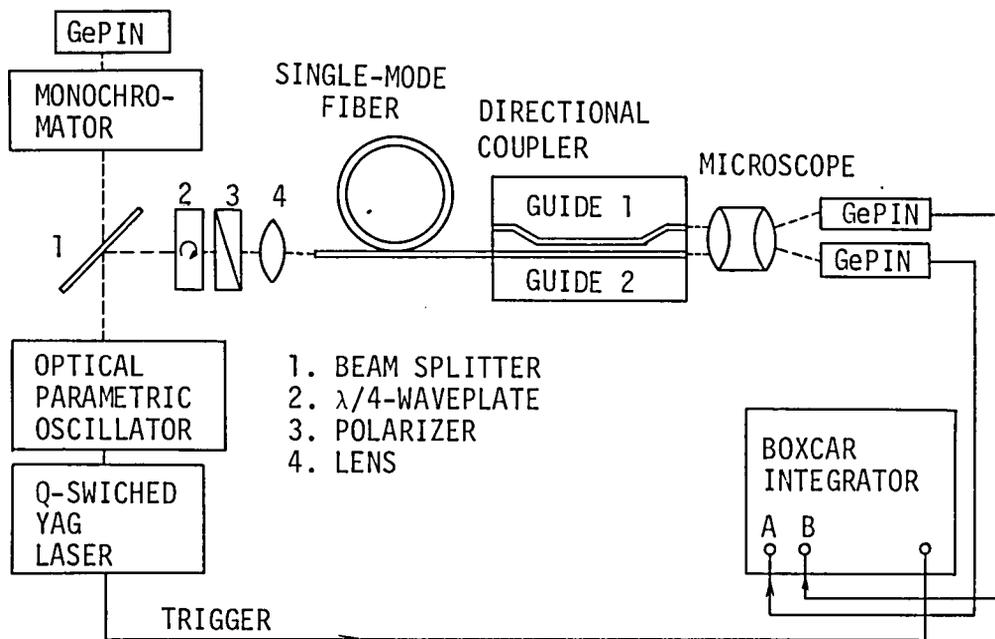


図 4.32 結合効率測定の実験系

測定結果を図4.33に示す。励起側導波路であるガイド2の出力パワを $P_2$ ，ガイド1の出力パワを $P_1$ とした場合，

$$\eta = P_1 / (P_1 + P_2) \quad (4.41)$$

を結合率とした。白丸は電界偏波面が基板平面に垂直な場合，黒丸は平行な場合の結果である。偏波面の方向により結合率の波長シフトが存在する。偏波面が基板に対して垂直な場合，波長 $1.82 \mu\text{m}$ で96%の結合（消光比で14 dB）が得られている。もう一つの極大値がある $1.51 \mu\text{m}$ の場合，結合率は76%である。このことは，わずかな位相定数差がガイド1とガイド2との間に存在することを意味する。実線は，ガイド1のコア幅を $7.16 \mu\text{m}$ ，ガイド2のそれを $6.84 \mu\text{m}$ と仮定して位相定数差 $\Delta\beta$ を求め付録の式（4-B-5）および（4-B-8）より $E_{11}^y$ モード<sup>(18)</sup>の結合率を計算した場合の理論値である。他パラメータは，実測値 $2b = 10 \mu\text{m}$ ， $d = 4.7 \mu\text{m}$ ， $\Delta_1 = 0.40\%$ および $\Delta_2 = 0.48\%$ を用いた。実測値と理論とはよく一致する。計算に用いたガイド1およびガイド2のコア幅差は4.6%であり，この値は測定誤差内である。

付録の式（4-B-4），（4-B-8）より計算される $E_{11}^x$ モードの結合率と $E_{11}^y$ モードの結合率との差は，上記のパラメータを用いると $10^{-3}$ 程度であり両者はほぼ等しい。従って，破線は，コア-基板間の比屈折率差を測定値より0.04%高い $\Delta_1 = 0.44\%$ として式（4-B-5）および（4-B-8）式より計算した結合率の理論値である。黒丸の実験値とよく一致する。1.85  $\mu\text{m}$ 以上の波長で測定した結合率が理論値より低いのは，図4.28に示

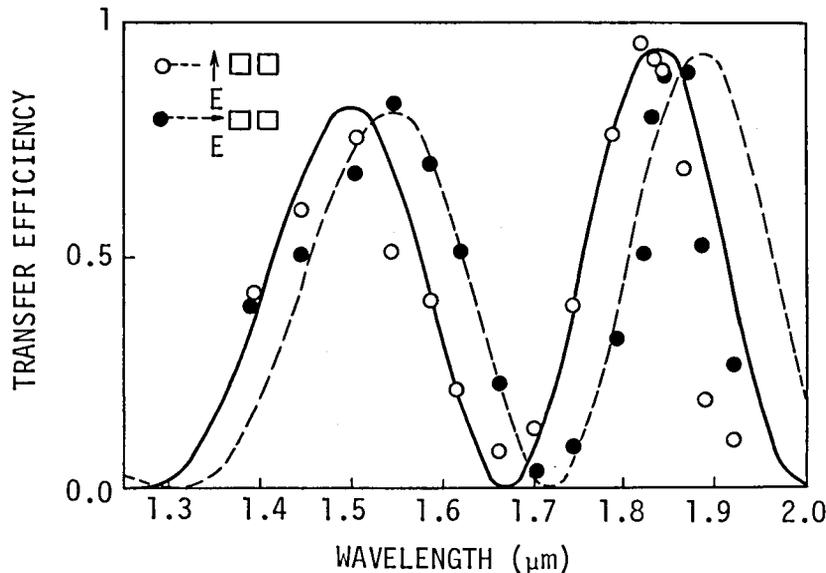


図4.33 結合効率の波長依存性

すようにガイド1の損失が1.8  $\mu\text{m}$ 以上の波長で急激に増加するためと思われる。以上の結果、コアには、x方向の屈折率 $n_x$ とy方向のそれ $n_y$ とが0.04%異なる屈折率異方性が存在すると考えられる。

### C. 考 察

コア部での屈折率異方性により、 $E_{11}^x$ モードの位相定数と $E_{11}^y$ モードの位相定数とが異なることが予想される。図4.34に、ガイド1に入射する光の偏波面を変えた場合の出射偏波

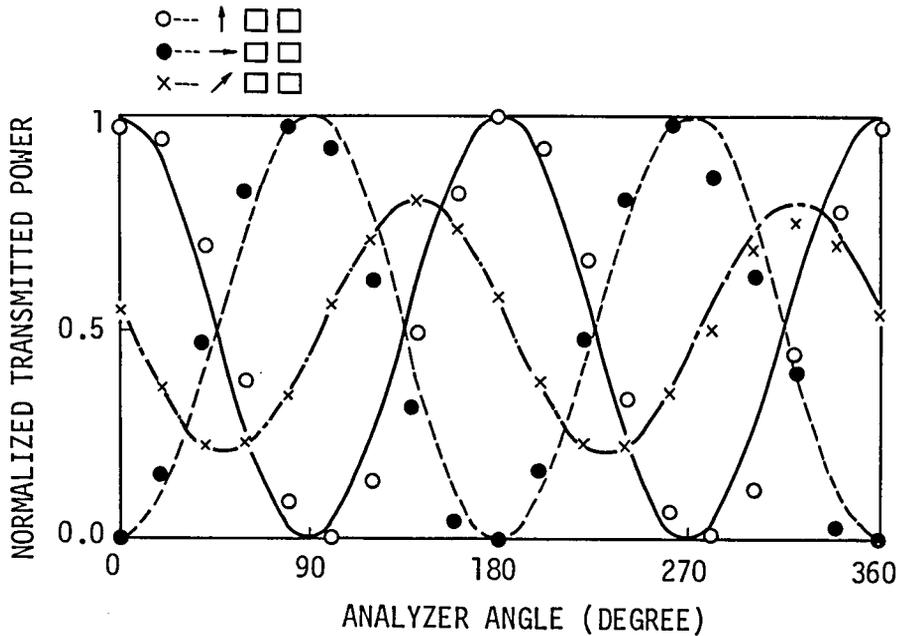


図 4.34 入射光偏波面をパラメータとした出射偏波状態

状態を示す。波長1.15  $\mu\text{m}$ の光を用い、出射端に検光子を置いて測定した。図では、最大出射パワを $I_{\max}$ 、最小出射パワを $I_{\min}$ とおいたとき、 $I_{\max} + I_{\min} = 1$ となるように出射パワを規格化してある。入射偏波面の方向が基板に垂直および水平の場合、出射偏波面は保存される。基板に対して45°の場合、偏波面は保存されず次式で定義される偏光度 $P$ は0.6に劣化する。

$$P = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \quad (4.42)$$

従って、 $E_{11}^x$ モードの位相定数と $E_{11}^y$ モードのそれとに差があることが実験的に確認された。

図4.35に、導波路軸に対して垂直に切断された長さ430  $\mu\text{m}$ の基板を偏光顕微鏡で観察した場合の写真を示す。図4.35(a)は、基板を検光子の方向と平行においた場合の結果である。

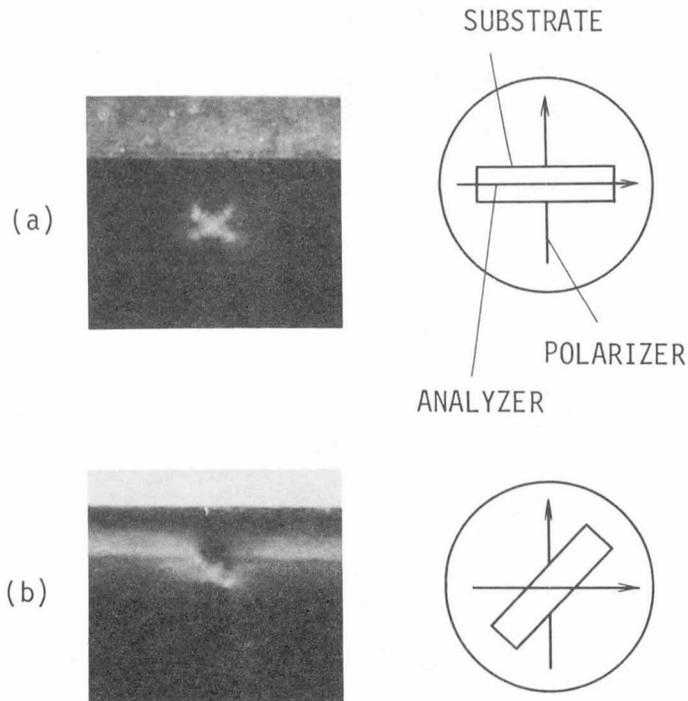


図 4.35 導波路断面の偏光顕微鏡写真

(a) 基板が検光子に平行な場合

(b) " 45°の場合

導波路には基板に対して垂直および平行な電界成分を同時に持つ高次モードが励起されているが、クラッド層には偏波面の回転はない。図4.35(b)は、基板を偏光子および検光子に対して45°の角度においた場合の結果である。コア部付近およびクラッド-基板境界には偏波面の回転が存在する。従って、これらの場所には屈折率異方性があることが理解される。クラッド-基板境界付近にも屈折率異方性が生じるため、この原因として熱膨張係数の違いによる熱応力が考えられる。

熱応力による屈折率異方性を計算するため、図4.36のモデルを用いる。コアガラスの熱膨張係数を $\alpha_1$ 、SiO<sub>2</sub>基板のそれを $\alpha_2$ とおくと、コア部におけるx方向の屈折率 $n_x$ およびy

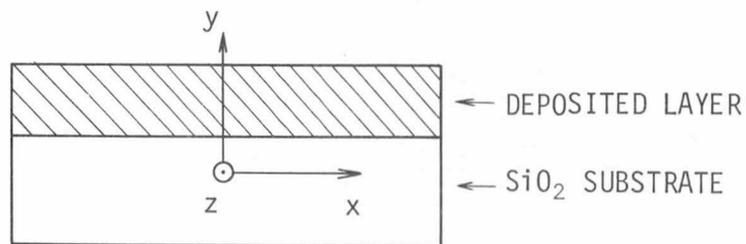


図 4.36 熱応力の解析に用いたモデル

方向の屈折率  $n_y$  との差は

$$n_x - n_y = (c_1 - c_2) E (\alpha_1 - \alpha_2) \Delta T \quad (4.43)$$

となる。ここで、 $c_1$  は直接光弾性係数、 $c_2$  は横光弾性係数、 $E$  はヤング率、 $\Delta T$  はコアガラスの軟化温度から常温までの温度差である。 $c_1, c_2, E$  には溶融石英での測定値  $c_1 - c_2 = 3.44 \times 10^{-7} \text{ cm}^2/\text{kgW}$  および  $E = 7.75 \times 10^5 \text{ kgW}/\text{cm}^2$  <sup>(42)</sup> を用い、 $\alpha_1 - \alpha_2$  にはドーパント濃度 25% での値  $\alpha_1 - \alpha_2 = 2.0 \times 10^{-6}/^\circ\text{C}$  <sup>(74)</sup> を用い、 $\Delta T = 1000^\circ\text{C}$  として式 (4.43) に代入すると

$$(n_x - n_y) / n_1 = 3.6 \times 10^{-4} \quad (4.44)$$

となる。この値は、結合率の波長シフトより推察される屈折率差 0.04% とほぼ一致する。従って、熱応力により屈折率異方性が生ずるため  $E_{11}^x$  モードと  $E_{11}^y$  モードとの間に結合率の波長シフトが存在すると結論される。

光合波・分波用光部品として方向性結合器を用いる場合、この結合率の波長シフトは光のアイソレーションの劣化をまねく。基板とその熱膨張係数が一致するような材質をクラッドガラスに用いれば、コア部では熱応力が等方的になるためこの波長シフトを除去することは可能である。

今回作製した方向性結合器では分岐の波長間隔が 150 nm であるが、結合長を 40 mm とし導波路間隔を 3  $\mu\text{m}$  にすればその波長間隔を 20 nm にすることが可能である。

#### 4.4.4 光 Y 分岐回路の特性

光パワを単に分割する場合、Y 分岐回路が通常用いられる。この場合、分岐点では本質的に損失が生じる。そこで、この分岐損失を中心に検討した。

##### A. 構造定数

作製した Y 分岐回路の形状を図 4.37 に示す。コア幅およびコア高さは、入出射導波路共に  $2a = 10 \mu\text{m}$ 、 $2b = 8 \mu\text{m}$  である。コア-基板間の比屈折率差およびコア-クラッド間の比屈折率差は、各々  $\Delta_1 = 0.30\%$ 、 $\Delta_2 = 0.35\%$  である。また、分岐損失を評価するため、分岐角度  $\theta = 0.3^\circ$ 、 $0.6^\circ$  および  $1.0^\circ$  を持つ Y 分岐回路を同一基板上に作製した。図 4.38 に、溝加工後の Y 分岐回路の SEM 写真を示す。反応性スパッタエッチングによる Ti マスクの後退により、導波路幅は広くなるが分岐先端は鋭くなる。

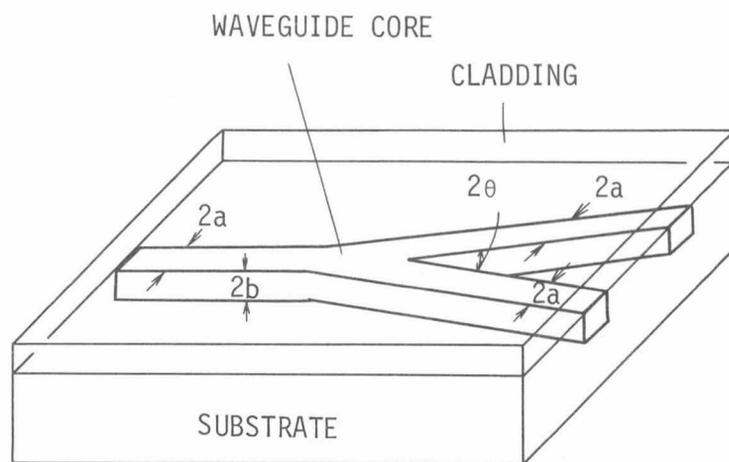
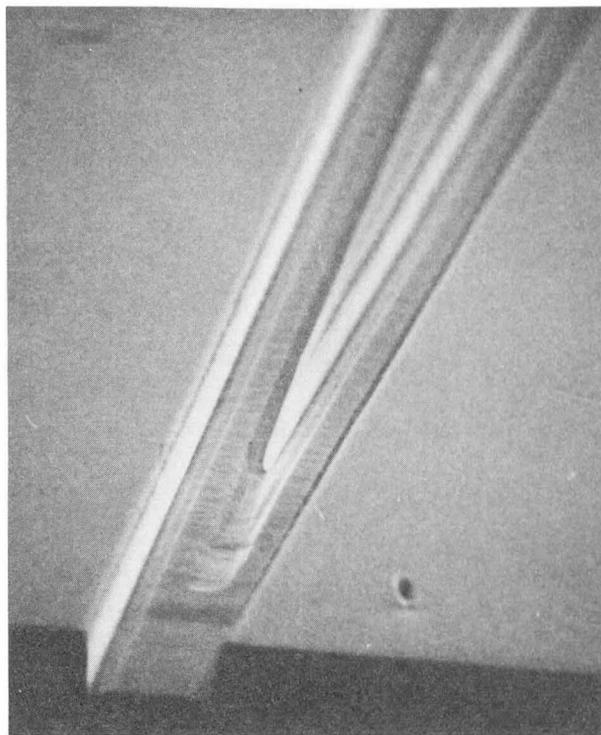


図 4. 37 作製した Y 分岐回路の形状



50  $\mu\text{m}$

図 4. 38 溝加工後の Y 分岐回路 SEM 写真

## B. 分岐損失

全長15mm, 入射端からY分岐点までの長さが7mmであるY分岐回路の損失を, 波長 $1.523\ \mu\text{m}$ のHe-Neレーザー光を用いて測定した。図4.39に分岐角度 $\theta$ が各々 $0.3^\circ$ ,  $0.6^\circ$ ,  $1.0^\circ$ の場合の出射ニアフィールドパターンを示す。二つの導波路端からはほぼ等しいパワの光が出射している。図4.40に, 分岐点での損失を示す。これは, Y分岐回路を含んだ全長15mmの導波路の全損失より, 直線路7mmで測定した損失から見積られる導波路損失を差引いて算出した。実線は, 分岐損失を導波路の折れ曲がり損失<sup>(75)</sup>とみなして計算した理論値である。分岐角度が $0.5^\circ$ 以下の場合, 測定値は理論とよく一致しかつ損失が $0.5\text{dB}$ 以下である。これは, コアを溝加工により形成しているため, 分岐先端のなまりのない理想に近い分岐路が作製されているためと思われる。

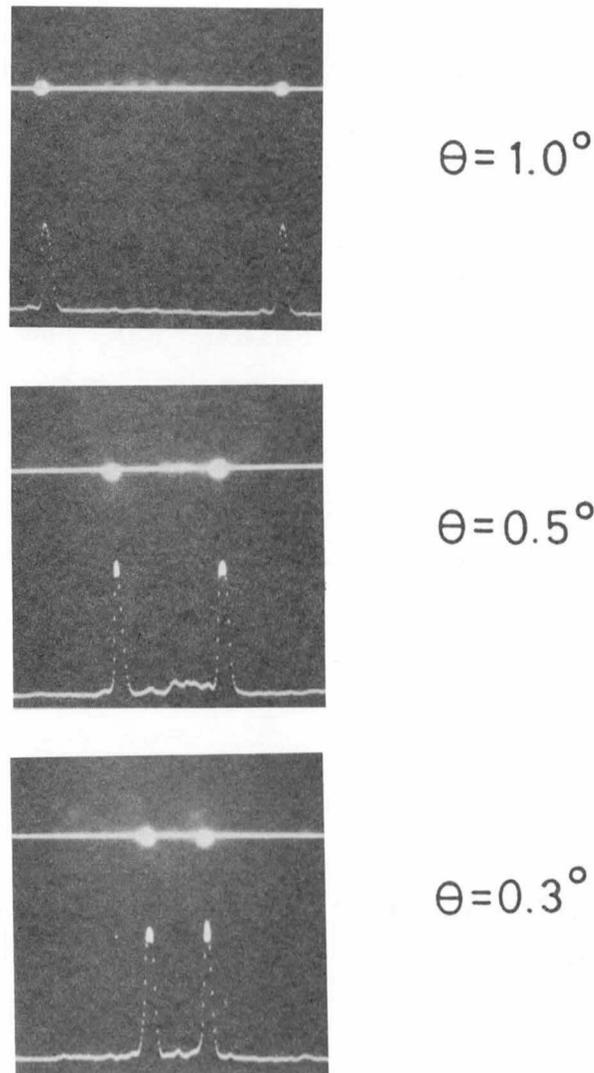


図 4.39 Y分岐回路の出射ニアフィールドパターン

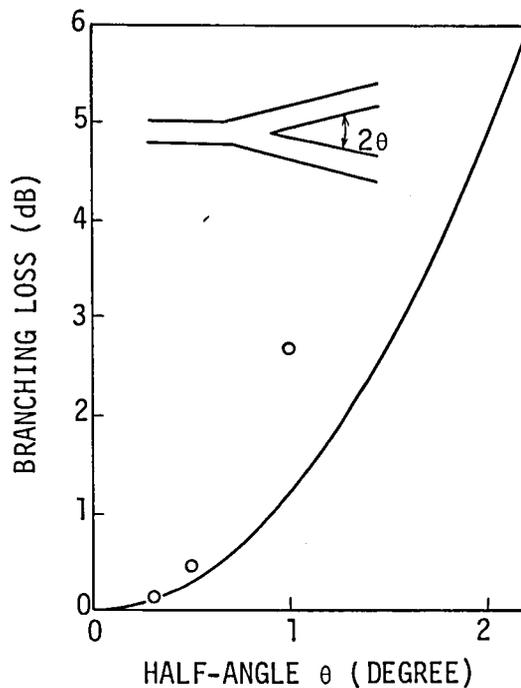


図 4.40 分岐角度に対する分岐点での損失

### C. 考 察

方向性結合器によりパワ分割を行う場合、その分割比は図4.33に示すように波長により周期的に変動する。一方、Y分岐回路では波長に依存せず常に3dBの分割比が得られる。また、分割比は、導波路幅あるいは比屈折率差という導波路構造定数に対する依存性が小さい。従って、厳しい製作精度を必要としない利点がある。しかしながら、図4.40に示すように、Y分岐回路では本質的に分岐損失が存在する。たとえば、分岐角度が $0.5^\circ$ の場合、分岐損失と斜め導波路から直線路へのコーナ曲がり損失とを加えると約0.8dBの損失が見込まれる。従って、パワ分割を行う場合、その目的に応じて方向性結合器とY分岐回路とを使いわけると必要がある。

### 4.5 ま と め

本章では、光合波・分波、光スイッチ、光分岐等の機能を実現する光部品についてその特性を述べた。

- (1) 曲がり導波路を用いた方向性結合器において、導波路間の位相定数差は曲率半径の関数であることを明らかにした。従って、
  - (i) 同一の位相定数を持つ二本の曲がり導波路間において、曲率半径を増大させると最大結

合効率は0から1まで変化する。

- (ii) 異なる位相定数を持つ二本の導波路間において、適当な曲率を付加することにより完全結合が実現できる。

前者の特性は機械的に曲率を与えて駆動する光スイッチとして、後者の特性は波長選択フィルタとして応用できる。

- (2) 近接した位置に2本のコアを持つファイバを用いて曲がり導波路間の結合特性を実験的に明らかにした。実測値は、機械的な応力効果を考慮した理論値とよい一致を示した。実験結果より以下のことを明らかにした。

- (i) 曲率半径を変化することにより結合効率を0から1まで変化できる。

- (ii) 曲がり部で結合が生じていない場合においても曲がり部で生じる位相シフトにより結合効率を大きく変化させることが可能である。

これらの特性は、方向性結合器形光スイッチとして応用できる。

- (3) 埋込み形単一モードガラス導波路を用いた方向性結合器およびY分岐回路を作製し、その特性を明らかにした。ガラス導波路は、石英基板にコアとなる溝を加工した後コアガラスを堆積させて作製した。導波路の損失は波長 $1.52\ \mu\text{m}$ で $0.6\ \text{dB}/\text{cm}$ であり、またファイバー導波路接続損失は $0.1\ \text{dB}$ であった。

- (i) 製作した方向性結合器の結合率を波長可変なレーザ光を用いて測定した結果、 $1.82\ \mu\text{m}$ で96%の結合（消光比で $14\ \text{dB}$ ）を得た。また、入射偏波面の方向により結合率の波長シフトが存在する。このシフトは、熱応力による屈折率異方性が原因であり、クラッドガラスと基板との熱膨張率を一致させることにより除去できる。

- (ii) 作製したY分岐回路の分岐損失を測定した。分岐角度が $0.5^\circ$ 以下の場合、実測値は理論とよく一致した。このことにより、分岐先端のなまりのない理想に近い分岐回路が作製されていると判断される。

本光方向結合器およびY分岐回路は、低損失でありかつ光ファイバとの接続損失が小さいので、光合波・分波用などの光部品として広範囲な適用が考えられる。

付録 4-A 結合モード方程式の算出

図 4.1 に示すような円筒座標系  $(r, \theta, z)$  を採用する。ベクトル演算子  $\mathbf{V}$  は次式のように書き表わせる。

$$\mathbf{V} = \mathbf{V}_t + \mathbf{e}_\theta - \frac{\partial}{r \partial \theta} \quad (4-A-1)$$

ここで、 $\mathbf{e}_\theta$  は  $\theta$  方向の単位ベクトル、 $\mathbf{V}_t$  は  $\mathbf{V}$  の横方向成分である。互いに導波路が独立に存在する場合の電磁界は次の形の Maxwell 方程式を満足する。

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{V}_t \times \mathbf{H}_p - i \frac{\nu_p}{r} (\mathbf{e}_\theta \times \mathbf{H}_p) - i \omega \epsilon_0 N_p^2 \mathbf{E}_p &= 0 \\ \mathbf{V}_t \times \mathbf{E}_p - i \frac{\nu_p}{r} (\mathbf{e}_\theta \times \mathbf{E}_p) + i \omega \mu_0 \mathbf{H}_p &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (4-A-2)$$

ここで、 $p=1$  または  $2$ 、 $\epsilon_0$  は真空誘電率、 $\mu_0$  は真空透磁率である。全電場  $\mathbf{E}$  および全磁場  $\mathbf{H}$  は Maxwell 方程式を満足し

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{V} \times \mathbf{H} &= i \omega \epsilon_0 n^2 \mathbf{E} \\ \mathbf{V} \times \mathbf{E} &= -i \omega \epsilon_0 \mathbf{H} \end{aligned} \right\} \quad (4-A-3)$$

となる。ここで  $n^2$  は式 (4.2) より与えられる。式 (4.4) を式 (4-A-3) に代入し、式 (4-A-2) を用いると、

$$\begin{aligned} & \frac{\partial A_1}{r \partial \theta} (\mathbf{e}_\theta \times \mathbf{H}_1) + \frac{\partial A_2}{r \partial \theta} (\mathbf{e}_\theta \times \mathbf{H}_2) \\ &= i \omega \epsilon_0 (N_2^2 - n_2^2) A_1 \mathbf{E}_1 + i \omega \epsilon_0 (N_1^2 - n_2^2) A_2 \mathbf{E}_2 \end{aligned} \quad (4-A-4)$$

および

$$\frac{\partial A_1}{r \partial \theta} (\mathbf{e}_\theta \times \mathbf{E}_1) + \frac{\partial A_2}{r \partial \theta} (\mathbf{e}_\theta \times \mathbf{E}_2) = 0 \quad (4-A-5)$$

となる。式 (4-A-4) と  $\mathbf{E}_1^*$  ( $\mathbf{E}_1$  の複素共役) とのスカラ積より式 (4-A-5) と  $\mathbf{E}_1^*$  との同様な積を差し引き無限断面での積分を実行すると、次式が得られる。

$$\frac{\partial A_1}{\partial \theta} = -i c_{12} A_2 \exp[-i(\nu_2 - \nu_1)\theta] \quad (4-A-6)$$

ここで、

$$c_{12} = \frac{\int_s \omega \epsilon_0 r (N_1^2 - n_2^2) \mathbf{E}_2 \cdot \mathbf{E}_1^* dS}{\int_s [\mathbf{e}_\theta \cdot (\mathbf{E}_1 \times \mathbf{H}_1^*) + \mathbf{e}_\theta \cdot (\mathbf{E}_1^* \times \mathbf{H}_1)] dS} \quad (4-A-7)$$

が得られる。

係数  $c_{12}$  の分子の積分は導波路 1 のコア領域のみで実行されている。それ故、 $r$  は  $R_1$  と置換えることができる。 $c_{12}$  の分母が 4 となるように規格化条件を選らぶと、式 (4-A-7) は

$$c_{12} = R_1 K_{12} \quad (4-A-8)$$

となる。ここで

$$K_{12} = \frac{\omega \epsilon_0}{4} \int_s (N_1^2 - n_2^2) \mathbf{E}_2 \cdot \mathbf{E}_1^* ds \quad (4-A-9)$$

である。同様にして、 $c_{21}$  は

$$c_{21} = R_2 K_{21} \quad (4-A-10)$$

$$K_{21} = \frac{\omega \epsilon_0}{4} \int_s (N_2^2 - n_2^2) \mathbf{E}_1 \cdot \mathbf{E}_2^* dS \quad (4-A-11)$$

となる。

#### 付録 4-B $E_{11}^x$ モードおよび $E_{11}^y$ モードの結合率

##### A. $E_{11}^x$ モード

ガイド 1 およびガイド 2 のコア幅および比屈折率差はほぼ等しく、従って、位相定数差は十分小さいと仮定する。また、光パワはコア部に十分とじこめられていて、図 4.30 に示す影の部分には光フィールドがないとする。このとき固有方程式および位相定数は Marcatill の方法<sup>(41)</sup> を用いて次のようになる。

$$\left. \begin{aligned} \tan(\kappa_x a) &= (n_1/n_2)^2 \gamma_x / \kappa_x \\ \tan(2\kappa_y b) &= \frac{\kappa_y (\delta_y + \gamma_y)}{\kappa_y^2 - \delta_y \gamma_y} \end{aligned} \right\} \quad (4-B-1)$$

$$\beta = [(kn_1)^2 - \kappa_x^2 - \kappa_y^2]^{1/2} \quad (4-B-2)$$

ここで

$$\left. \begin{aligned} \kappa_x^2 + \gamma_x^2 &= \kappa_y^2 + \gamma_y^2 = k^2 (n_1^2 - n_2^2) \\ \kappa_y^2 + \delta_y^2 &= k^2 (n_1^2 - n_3^2) \\ k &= 2\pi / \lambda \end{aligned} \right\} \quad (4-B-3)$$

である。ここで、 $n_1$  はコアガラスの屈折率、 $n_2$  は基板の屈折率、 $n_3$  はクラッドガラスの屈折率である。結合係数は

$$K = \frac{(n_1^2 + n_2^2) \beta \kappa_x^2 \gamma_x^2 \exp(-\gamma_x d)}{2k^2 [(n_1 n_2)^2 (\kappa_x^2 + \gamma_x^2) + a \gamma_x (n_2^4 \kappa_x^2 + n_1^4 \gamma_x^2)]} \quad (4-B-4)$$

となる。結合長がLの場合、ガイド1とガイド2との結合率は

$$\eta = \frac{K^2}{K^2 + (\Delta\beta/2)^2} \sin^2 [\sqrt{K^2 + (\Delta\beta/2)^2} \cdot L] \quad (4-B-5)$$

となる。

B.  $E_{11}^y$ モード

固有方程式および位相定数は

$$\left. \begin{aligned} \tan(\kappa_x a) &= r_x / \kappa_x \\ \tan(2\kappa_y b) &= \frac{n_1^2 \kappa_y (n_2^2 \delta_y + n_3^2 r_y)}{n_2^2 n_3^2 \kappa_y^2 - n_1^4 r_y \delta_y} \end{aligned} \right\} \quad (4-B-6)$$

$$\beta = [(kn_1)^2 - \kappa_x^2 - \kappa_y^2]^{1/2} \quad (4-B-7)$$

となり、結合係数は

$$K = \frac{\kappa_x^2 r_x^2 \exp(-r_x d)}{\beta (1 + r_x a) (\kappa_x^2 + r_x^2)} \quad (4-B-8)$$

となる。結合率は、式(4-B-5)より求まる。

## 第5章 超長尺単一モード光ファイバの障害点探索

### 5.1 はじめに

長波長帯における光ファイバの極低損失化に伴い、伝送距離が50kmを超えるような超長尺の無中継海底光伝送路の実現が期待されている。こうした長尺海底伝送路で障害が起きた場合に伝送路を速やかに修理する必要上、長尺光ファイバの障害点位置を正しく計測するための障害点位置測定装置が必要不可欠である。時間帯域光反射計（Optical Time Domain Reflectometry : OTDR）は、ファイバ破断点位置測定のための有力な手段であり、<sup>(76)</sup> 単一モード光ファイバに対するOTDRの研究はいくつか報告がされている。<sup>(77)–(79)</sup> いずれの方式においても、光方向性結合器および受光器の損傷を防ぐためファイバに入射される光パワーは10W以下であり、50km以上の長尺単一モードファイバでの障害点位置測定が困難であった。

本章では、誘導ラマン散乱効果により被測定ファイバ内で誘起されたストークス光を探索用光パルスとして利用する新しい方法を提案する。本測定法は、(1)入射光と後方散乱光との波長が異なるため、入射光パルスと後方散乱光パルスとを波長フィルタにより低損失かつ低ろう話に分離することが可能である、(2)後方散乱光の波長を光ファイバの最低損失領域である1.5 $\mu\text{m}$ 帯に設定できる、(3)入射光パワーが50W以上の大出力である等の特長を持つ。このため、長尺なファイバの障害点探索に有利である。

初めに、提案した障害点位置測定法の原理について述べる。次に、単一モード光ファイバにおける測定限界距離の理論的検討結果を示し、最後に、実験結果を示す。

### 5.2 測定原理

誘導ラマン散乱（Stimulated Raman Scattering : SRS）効果を用いた障害点探索法の測定原理を図5.1に示す。波長1.06 $\mu\text{m}$ でQスイッチパルス発振するNd : YAGレーザからの光はダイクロミックミラーで全反射された後に、被測定ファイバ中に入射される。光ファイバに高出力の光パルスを入射すると、SRS効果により入射光より450 $\text{cm}^{-1}$ 長波長側にずれた一次ストークス光が発生する。このストークス光は、更に高次のストークス光を誘起しながらファイバ中を伝搬する。誘起されたストークス光はレイレー散乱を受け、一部は後方散乱光となり

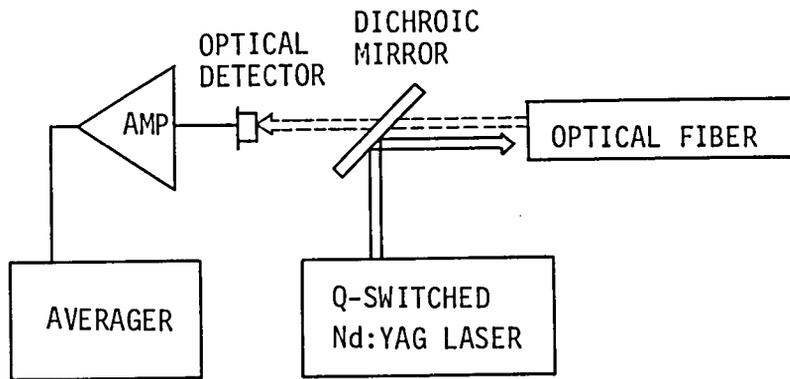


図 5.1 障害点探索装置の測定原理図

ファイバ入射端より出射しダイクロイックミラーに達する。ダイクロイックミラーは、 $1.1 \mu\text{m}$  以下の波長の光は全反射するが  $1.1 \mu\text{m}$  以上の光は透過する特性を持つため、誘起されたストークス光のみがダイクロイックミラーを通過し、Ge 受光素子に達する。ファイバ端面でフレネル反射するポンピング光はダイクロイックミラーで全反射されるため、この光による受光素子の過大電流は除去される。

図 5.2 に、以下の計算に用いるダイクロイックミラーの透過率と Ge 受光素子の量子効率を示す。共に理想的な場合を想定した。ダイクロイックミラーは  $1.1 \mu\text{m}$  以下は全反射するが、 $1.1 \mu\text{m}$  以上は 100% 透過する。Ge 受光素子の量子効率は、カットオフ波長である  $1.60 \mu\text{m}$  以下では波長によらず 60% とする。従って、1 次から 7 次までのストークス光（1 次： $1.12 \mu\text{m}$ 、2 次： $1.18 \mu\text{m}$ 、…、7 次： $1.60 \mu\text{m}$ ）のみが Ge 素子に受光される。

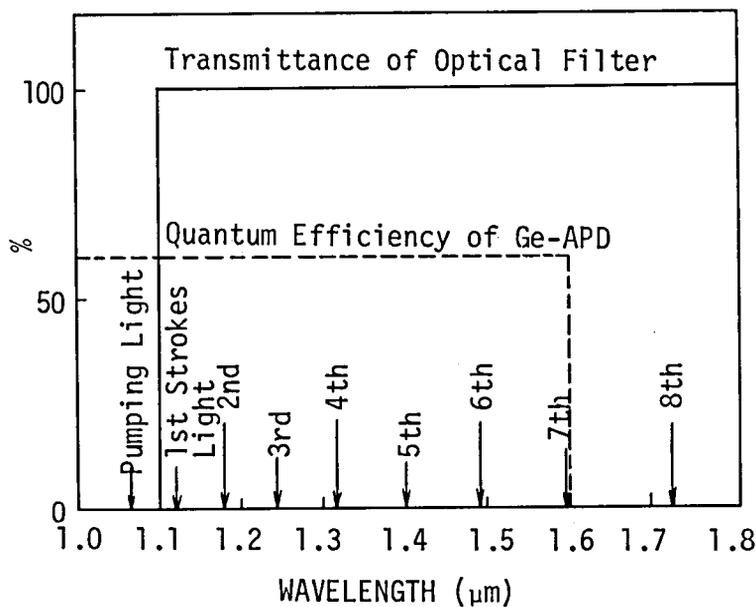


図 5.2 ダイクロイックミラーの透過率と Ge 受光器の量子効率

### 5.3 測定可能距離

前節で述べた測定法における最大測定可能距離を、本節では理論的に検討する。

#### 5.3.1 ストークス光の発生

本測定法においては、被測定ファイバ内で誘起されたストークス光のレイレー後方散乱光を信号光として利用している。従って、受信S/N比の計算のためにはストークス光パワを求める必要がある。このため、次の二つの仮定をする。

(i) ポンピング光の時間波形は矩形波であるとし、そのパルス幅はポンピング光とストークス光との最大結合時間より長い。

(ii) ラマン利得の帯域幅は十分狭く、ストークス光は単一波長として近似する。

従って、ファイバ分散によるポンピング光パルスとストークス光パルスとの分離は無視し、連続波として非線形効果の計算を行う。

波長 $1.06\ \mu\text{m}$ のポンピング光および $n$ 次ストークス光( $n=1, 2, \dots$ )のファイバ内での点 $z$ におけるパワを $P_0, P_n$ とおくと、単一モード光ファイバでの伝搬に伴う変化は

$$dP_0/dz + \alpha_0 P_0 = -(g_0/A_0) P_0 P_1 \quad (5.1)$$

$$dP_n/dz + \alpha_n P_n = (g_{n-1}/A_{n-1}) P_{n-1} P_n - (g_n/A_n) P_n P_{n+1} \quad (5.2)$$

となる。<sup>(80)</sup>ここで、 $\alpha_n, g_n, A_n$ ( $n=0, 1, \dots$ )は各々各波長におけるファイバ損失、利得係数、単一モード光ファイバの等価断面積である。ファイバ損失 $\alpha_n$ として、紫外吸収損失 $\alpha_{UV, n}$ 、赤外吸収損失 $\alpha_{IR, n}$ 、レイレー散乱損失 $\alpha_{R, n}$ 、構造不完全性損失 $\alpha_{I, n}$ 、およびOH基吸収損失 $\alpha_{OH, n}$ を考慮する。従ってファイバ損失は

$$\alpha_n = \alpha_{UV, n} + \alpha_{IR, n} + \alpha_{R, n} + \alpha_{I, n} + \alpha_{OH, n} \quad (5.3)$$

$$\alpha_{UV, n} = \frac{15.42 \mathcal{A}}{4.46 \mathcal{A} + 60} 10^{-2} \exp\left(+\frac{4.63}{\lambda_n}\right) \quad [\text{dB/km}], \quad (5.4)$$

$$\alpha_{IR, n} = 7.81 \times 10^{11} \exp\left(-\frac{48.48}{\lambda_n}\right) \quad [\text{dB/km}], \quad (5.5)$$

$$\alpha_{R, n} = (0.75 + 0.45 \mathcal{A}) / \lambda_n^4 \quad [\text{dB/km}], \quad (5.6)$$

$$\begin{aligned} \alpha_{OH, n} = & \alpha_{1.38} \exp\left[-\left(\frac{1.38 - \lambda_n}{0.024}\right)^2\right] + \alpha_{1.38} \left(\frac{2.8}{65}\right) \\ & \cdot \exp\left[-\left(\frac{1.24 - \lambda_n}{0.024}\right)^2\right] \quad [\text{dB/km}] \end{aligned} \quad (5.7)$$

となる。<sup>(81)</sup>ここで、 $\alpha_{1.38}$  は1.38  $\mu\text{m}$ におけるOH基の吸収損失、 $\lambda_n$  はn次ストークス光の波長を示す。図5.3に、 $\Delta = 0.28\%$ の場合のファイバ損失計算値を示す。(A)は、 $\alpha_1 = 0 \text{ dB/km}$ 、 $\alpha_{1.38} = 0 \text{ dB/km}$ とした場合の極低損失ファイバの理論値である。(B)は、構造不完全性損失を波長に依存せず一定値0.15 dB/kmとした場合の理論値であり、(C)は更に $\alpha_{1.38} = 3 \text{ dB/km}$ とした場合の理論値である。いずれの場合も、6次と7次ストークス光の波長で最低損失となる。

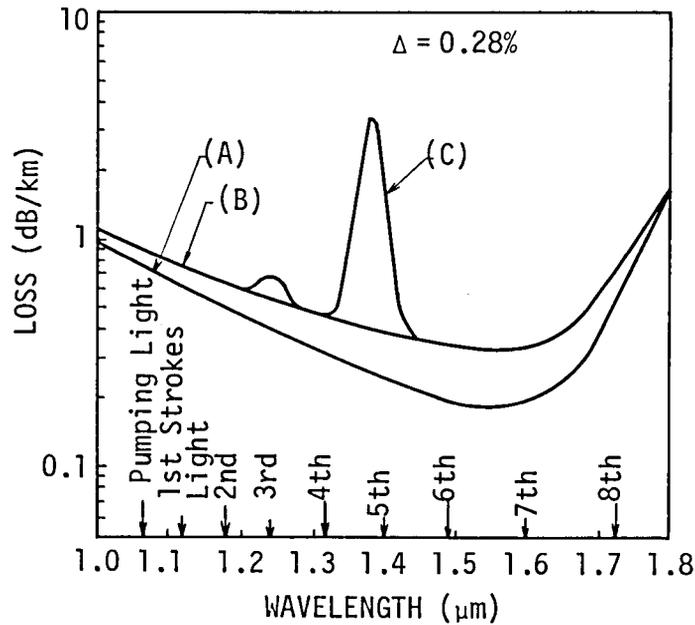


図 5.3 ファイバ損失計算値

SRSの利得係数は波長に逆比例する。<sup>(81)</sup>波長1.064  $\mu\text{m}$ では利得係数が $9.2 \times 10^{-14} \text{ m/W}$ であるため、利得係数 $g$ の波長依存性は

$$g(\lambda_n) = 9.2 \times 10^{-14} (1.06 / \lambda_n) \quad [\text{m/W}] \quad (5.8)$$

となる。<sup>(82)</sup>等価断面積は、単一モードファイバの強度分布をガウス分布と仮定して

$$A_n = 2 \pi w_n^2 \quad (5.9)$$

$$w_n = a (0.65 + 1.619 / V_n^{3/2} + 2.879 / V_n^6) \quad (5.10)$$

となる。<sup>(52)</sup>ここで、 $a$ はコア半径であり、 $V_n$ は $\lambda_n$ における規格化周波数である。

式(5.1)および(5.2)をルンゲークッタ法により数値計算した。 $z = 0$ におけるストークス光入力

$$P_n(0) = h \nu_n B_{\text{eff}, n} \quad (5.11)$$

とおいた。ここで、 $h$ はプランク定数、 $\nu_n$ はn次ストークス光の周波数、 $B_{\text{eff}, n}$ は等価利得幅であり

$$B_{\text{eff}, n} = \frac{4\nu_R}{2} \left[ \frac{\pi \alpha_n A_n}{g_n P_n(0)} \right]^{1/2}$$

とおける。<sup>(83)</sup>  $4\nu_R$ はSRSの利得幅であり、以下の計算では $300\text{cm}^{-1}$ とした。<sup>(84)</sup>

図5.4に、ファイバ長に対する誘起されたストークス光パワを示す。ファイバ構造パラメータとして、海底光ケーブル用単一モードファイバの最適パラメータであるコア径 $9\mu\text{m}$ 、比屈折率差 $0.28\%$ を用いた。また、ファイバ損失は、図5.3の(B)に示す $\alpha_I = 0.15\text{dB/km}$ 、 $\alpha_{OH} = 0\text{dB/km}$ の値とした。図3.4(a)は入力光パワが $50\text{W}$ 、(b)は $60\text{W}$ 、(c)は $70\text{W}$ の場合の光パワである。入力光パワが $50\text{W}$ の場合、 $16\text{km}$ 地点で5次ストークス光が発生するが、6次ストークス光は誘起されない。 $60\text{W}$ の場合には、 $30\text{km}$ 地点で最終的なストークス光として7次ストークス光が発生し、 $70\text{W}$ の場合には $25\text{km}$ 地点で8次ストークス光が発生する。8次ストークス光の波長では7次ストークス光の波長よりファイバ損失が大きいため、 $60\text{km}$ 地点での光パワは入力光パワが $60\text{W}$ の場合の方が $70\text{W}$ の場合より4倍大きい。

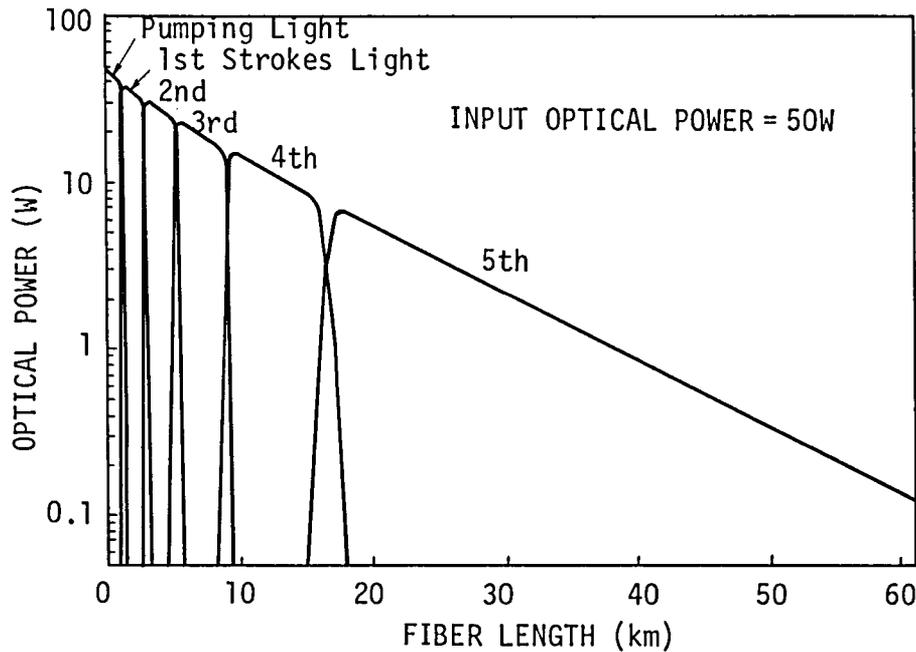


図5.4(a) 発生するストークス光パワ  
(入力光ピークパワ:  $50\text{W}$ )

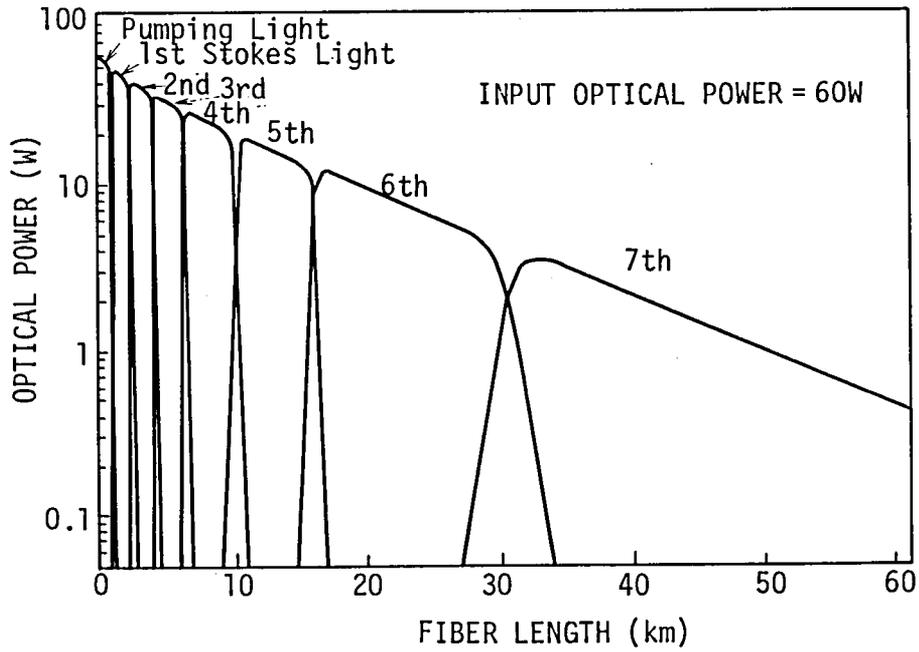


図 5. 4 (b) 発生するストークス光パワ  
 (入力光ピークパワ : 60 W)

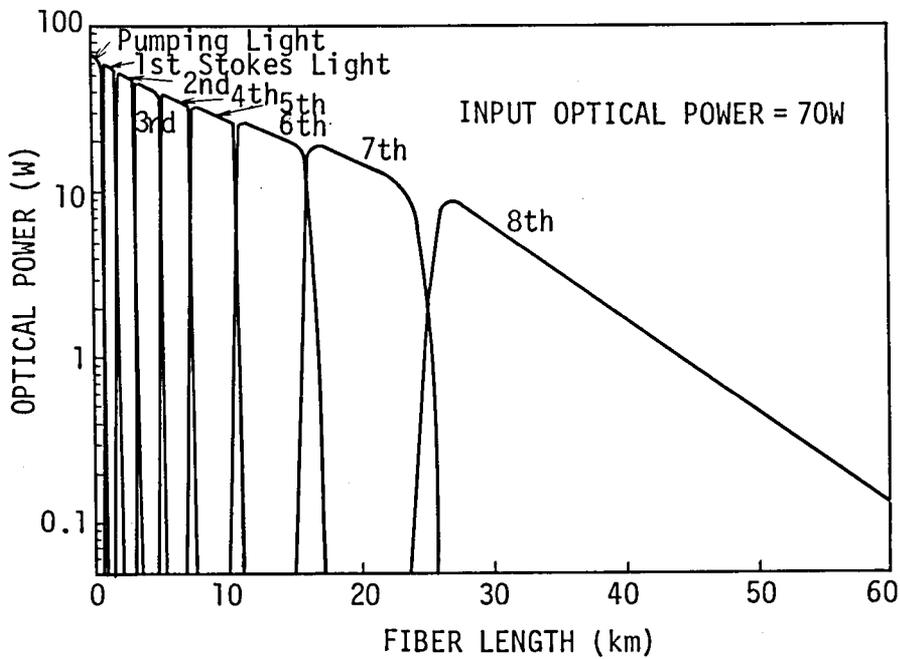


図 5. 4 (c) 発生するストークス光パワ  
 (入力光ピークパワ : 70 W)

### 5.3.2 最大測定可能距離

ファイバ長  $z$  でのストークス光パワが  $P_n(z)$  の場合、この点でのレイレー後方散乱により Ge 受光素子に受光される光パワは

$$P = \frac{Wv}{2} \sum_{n=1}^7 P_n(z) \alpha_{R,n} S_n \exp(-\alpha_n z) \quad (5.13)$$

となり、この光パワによる光電流は

$$I = \frac{Wv}{2} \sum_{n=1}^7 \frac{\eta e}{h \nu_n} P_n(z) \alpha_{R,n} S_n \exp(-\alpha_n z) \quad (5.14)$$

となる。ここで、 $W$  は入力光パルス幅、 $v$  はファイバ内での光の群速度、 $\eta$  は Ge 受光素子の量子効率、 $e$  は電子の電荷、 $S_n$  はストークス光の波長  $\lambda_n$  における散乱係数である。 $S_n$  は

$$S_n = \frac{1}{4} \left( \frac{\lambda_n}{\pi n_1 W_n} \right)^2 \quad (5.15)$$

で与えられる。<sup>(78)</sup>ここで、 $n_1$  はコア屈折率である。

Ge 受光素子に Ge-APD (Avalanche Photo Diode) を用いた場合、障害探索における受信  $S/N$  比は次式で与えられる。<sup>(78)</sup>

$$S/N = \frac{(IM)^2}{(2e(I+I_d)M^3 + \frac{4FkT_{eff}}{R})B} \quad (5.16)$$

ここで、

$M$  ; Ge-APD の増倍係数

$I_d$  ; Ge-APD の暗電流

$R$  ; Ge-APD の負荷抵抗

$F$  ; 受信アンプの雑音指数

$k$  ; ボルツマン定数

$T_{eff}$ ; 等価温度

$B$  ; 受信帯域幅

である。図 5.5 に、 $2a = 9 \mu\text{m}$ 、 $\Delta = 0.28\%$ 、 $\alpha_I = 0.15 \text{ dB/km}$ 、 $\alpha_{OH} = 0 \text{ dB/km}$  のファイバにおける受信  $S/N$  比を示す。入力光パワをパラメータにしてファイバ長を横軸に示した。各定数は、 $M = 7.4$ 、 $I_d = 10^{-7} \text{ A}$ 、 $R = 1 \text{ k}\Omega$ 、 $F = 6 \text{ dB}$ 、 $T_{eff} = 300 \text{ K}$ 、 $B = 20 \text{ MHz}$  とした。図 5.4 に示すように、ファイバ入力光パワが  $50 \text{ W}$  の場合、最終的には波長  $1.40 \mu\text{m}$  の 5 次ストークス光が伝搬するため、より低損失な波長である  $1.60 \mu\text{m}$  の 7 次ストークス光が伝搬する  $60 \text{ W}$  の場合と比較して  $S/N$  比は低下する。一方、 $70 \text{ W}$  の場合には、Ge-APD のカットオフ

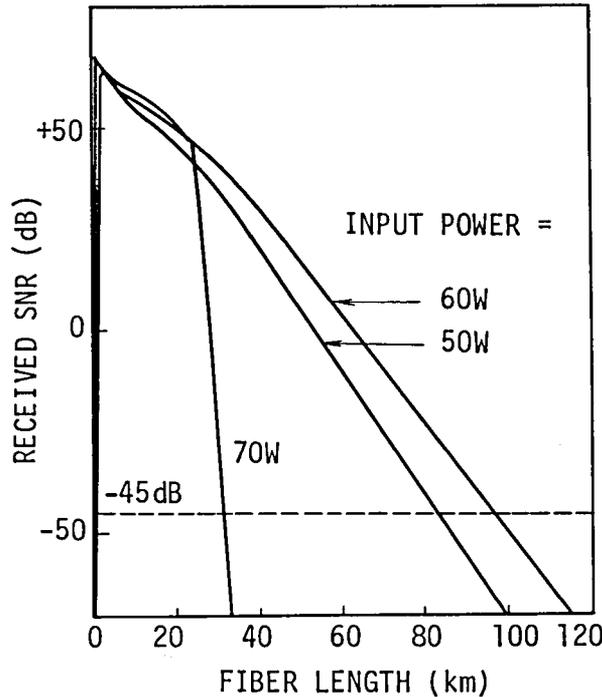


図 5.5 ファイバ長に対する受信 S/N 比

波長となる  $1.73 \mu\text{m}$  の 8 次ストークス光が 25 km 地点で発生するため S/N 比は急速に劣化する。従って、60 W 程度が最適入力光パワとなる。信号のアベレージング操作により 50 dB の S/N 比改善が可能であるため、識別可能な S/N 比が 5 dB とすると測定可能な最少 S/N 比は  $-45 \text{ dB}$  となる<sup>(78)</sup>。図には点線でその限界を示した。

図 5.6 に、S/N 比限界を  $-45 \text{ dB}$  とした場合の入力光パワに対する測定可能距離を示す。 $\alpha_{\text{OH}} = 0 \text{ dB/km}$  とし、 $\alpha_1$  をパラメータとした。図 5.3 の(A)に示すような極低損失ファイバの場合には入力光パワが 44 W で最大 165 km まで測定可能である。損失が増加すると、最大測定可能距離は減少し、測定可能距離が最大となる最適入力パワは増加する。図 5.7 に、 $\alpha_1 = 0.15 \text{ dB/km}$  で一定とし、 $1.38 \mu\text{m}$  での OH 基吸収損失  $\alpha_{1.38}$  をパラメータとした場合の測定可能距離を示す。 $\alpha_{1.38} = 1.5, 3.0 \text{ dB/km}$  の場合、入力光パワに対する測定可能距離には 2 つのピークが存在する。各々、最終的なストークス光が  $1.32 \mu\text{m}$  の 4 次および  $1.60 \mu\text{m}$  の 7 次の場合に相当する。しかしながら、各 OH 基吸収損失においても最大測定可能距離は約 95 km とほぼ一定である。これは  $1.60 \mu\text{m}$  でのファイバ損失が三つの場合で一致するためである。

ファイバパラメータが異なると等価断面積が変化するため、ストークス光の結合長が変わり、その結果最適入力光パワが変化する。図 5.8 に、異なるファイバパラメータに対する測定距離を示す。(I)は  $2a = 9 \mu\text{m}$ ,  $\Delta = 0.28\%$ , (II)は  $2a = 5 \mu\text{m}$ ,  $\Delta = 0.28\%$ , (III)は  $2a = 5 \mu\text{m}$ ,  $\Delta = 0.80\%$  の場合である。特に(III)は  $1.55 \mu\text{m}$  で零分散となるファイバパラメータである。損失

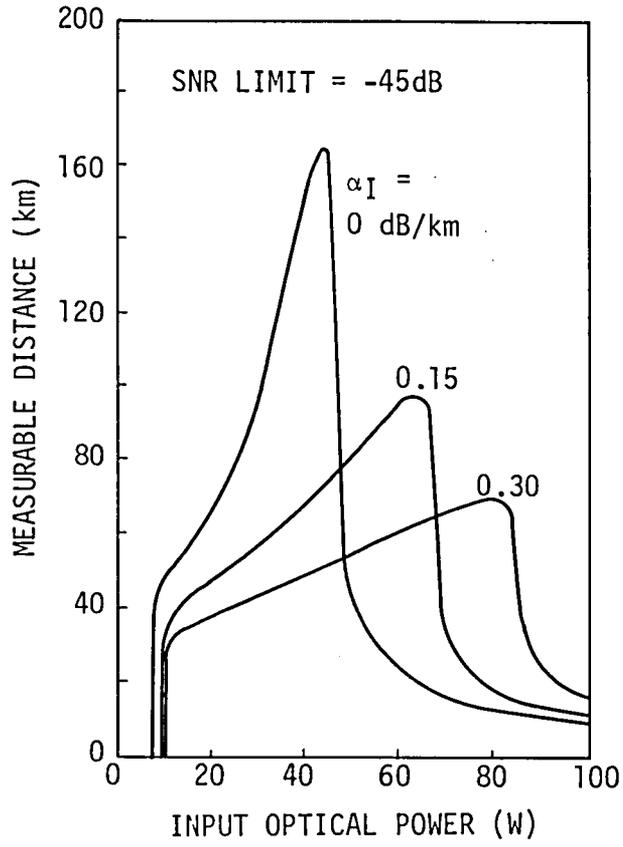


図 5.6 入力光ピークパワーに対する測定可能距離

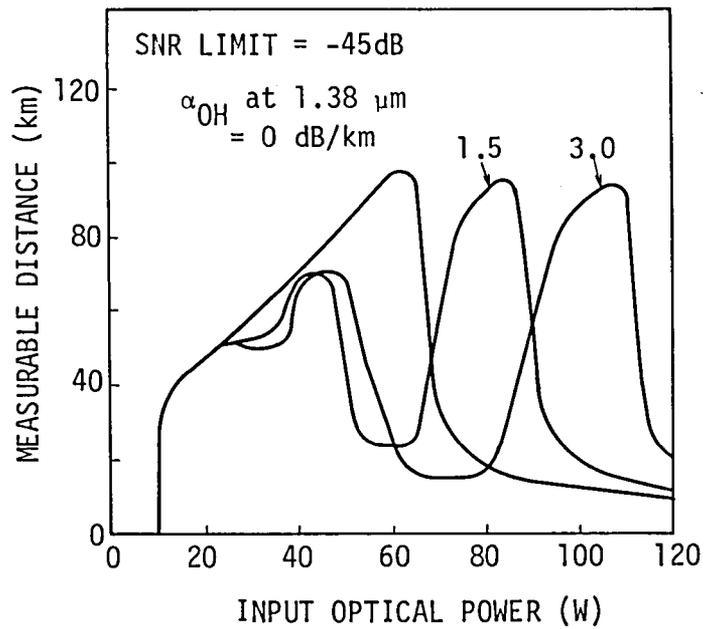


図 5.7 OH 基吸収損失をパラメータとした測定可能距離

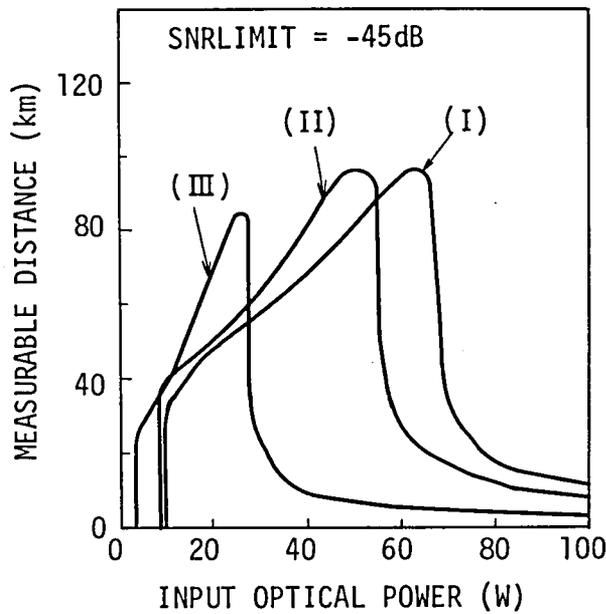


図 5.8 異なるファイバパラメータに対する測定可能距離

- (I)  $2a = 9 \mu\text{m}$ ,  $\Delta = 0.28\%$ , (II)  $2a = 5 \mu\text{m}$ ,  $\Delta = 0.28\%$
- (III)  $2a = 5 \mu\text{m}$ ,  $\Delta = 0.80\%$

は  $\alpha_I = 0.15\text{dB/km}$ ,  $\alpha_{OH} = 0\text{dB/km}$ とした。コア径が小さくなるか比屈折率差が大きくなると最適入力パワは減少する。これは、等価断面積が小さくなりストークス光発生のしきい値が小さくなるためである。しかしながら、 $1.60 \mu\text{m}$ での損失が同じであれば最大測定距離はほぼ一致する。

#### 5.4 障害点探索実験

提案した測定法により障害点探索実験を行った。最初に、発生するストークス光パワを実験的に求め探索可能距離を推定する。次に、 $102\text{km}$ 長の単一モードファイバを用いて探索実験を行い、推定距離との比較を行う。

##### 5.4.1 ストークス光強度分光特性

本測定法においては、 $1.5 \sim 1.6 \mu\text{m}$ 帯の高次ストークス光を探索光として利用する。従って、探索可能距離を推定するためには  $1.5 \mu\text{m}$ 帯の高次ストークス光の伝搬特性を明らかにする必要がある。そこで、コア径  $9 \mu\text{m}$ 、比屈折率差  $0.24 \sim 0.30\%$ 、波長  $1.3 \mu\text{m}$  および  $1.55 \mu\text{m}$  における損失が各々  $0.36 \sim 0.54\text{dB/km}$ 、 $0.25 \sim 0.36\text{dB/km}$  の範囲にある単一モードファイバを

7本融着接続して全長29kmの光伝送路を構成し、これから発生するストークス光強度分光特性を測定した。光源には波長 $1.06\ \mu\text{m}$ 、パルス半値幅 $0.2\ \mu\text{s}$ 、繰り返し周期 $2\ \text{kHz}$ のQスイッチNd:YAGレーザを用い、光減衰器によって光ファイバへの入射光強度を調整した。また、ファイバ出射端から発するストークス光の強度を、分光した後Ge-PINホトダイオードを受光素子として用いた光パワーメータにより測定した。また、ストークス光強度のファイバ長依存性を明らかにするため、その接続点において順次切断し同様な測定を繰り返し行った。

図5.9にファイバ長が29kmの場合に得られるストークス光強度の分光特性の一例を示す。入射光パルスのピーク強度が75Wの場合の分光特性である。波長 $1.06\ \mu\text{m}$ 、 $1.12\ \mu\text{m}$ 、 $1.18\ \mu\text{m}$ 、 $1.24\ \mu\text{m}$ および $1.31\ \mu\text{m}$ にみられるピークは、各々ポンピング光、1次、2次、3次および4次ストークス光を示す。 $1.38\ \mu\text{m}\sim 1.40\ \mu\text{m}$ の波長領域ではファイバのOH基吸収損失によりストークス光がほとんど観測されないが、 $1.4\sim 1.7\ \mu\text{m}$ の波長領域では波長に対して連続的に分布する高次のストークス光が観測される。この高次ストークス光のうち、ファイバ損失が最も小さな領域である $1.5\sim 1.6\ \mu\text{m}$ の光を探索光として利用する。

図5.10に、 $1.5\ \mu\text{m}$ 帯の高次ストークス光パワとファイバ長との関係を示す。ポンピングパルス光のピーク強度 $P$ が、 $25\ \text{W}$ 、 $75\ \text{W}$ および $240\ \text{W}$ の場合を示した。ピーク強度が大きいほど、より入射端に近い位置でストークス光が発生する。しかしながら、ピーク強度が $100\ \text{W}$ 以上になると、 $1.6\ \mu\text{m}$ より長波長側にあるより高次のストークス光が発生するため、 $1.5\sim 1.6\ \mu\text{m}$

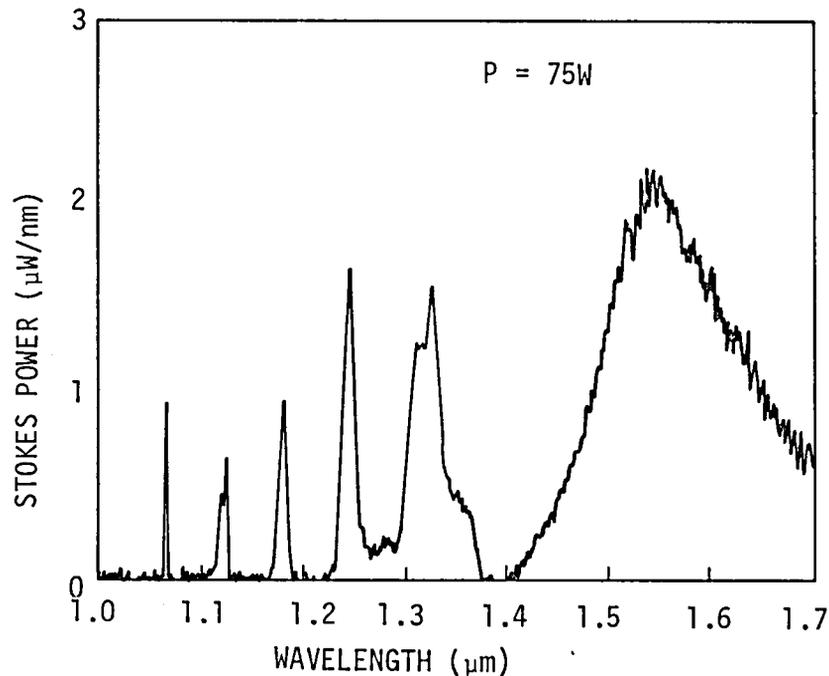


図5.9 ストークス光強度の分光特性

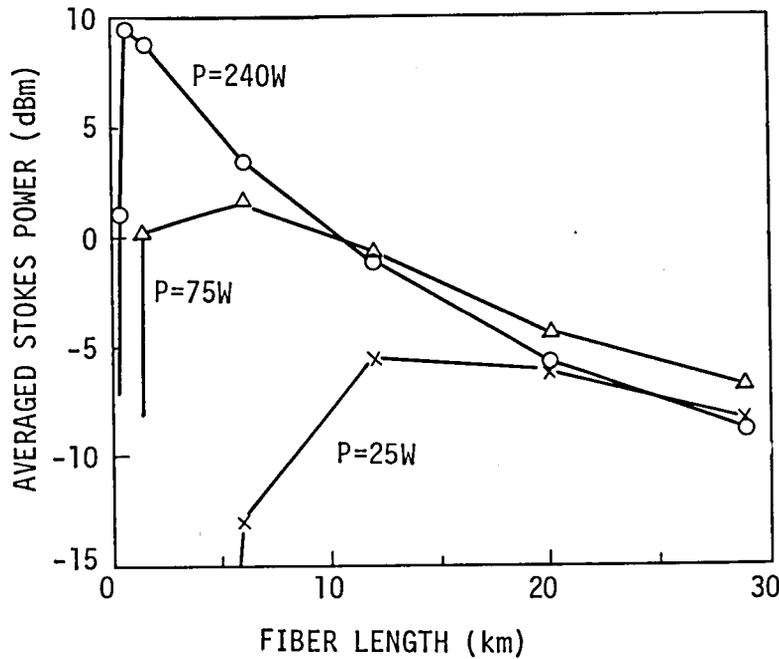


図 5.10 ファイバ長に対する 1.5 μm 帯ストークス光パワー  
(測定範囲 1.5 ~ 1.6 μm)

帯ストークス光は減少する。図に示すように、1.5 μm 帯のストークス光は P=75 W の場合が最大である。この場合、20~29km 長領域におけるストークス光減衰率は、この領域で用いたファイバの 1.55 μm での損失である 0.25 dB/km の傾きと一致する。このことは、20km 以上の領域では非線形効果が非常に小さいことを示している。また、図 5.10 に示す実験結果は前節の図 5.5 の理論値とほぼ一致する。

#### 5.4.2 探索距離限界の推定

測定した 29 km 長ファイバのストークス光強度分光特性から障害点探索が可能なファイバ長を推定した。計算に当たって、コア径を 9 μm、比屈折率差を 0.28%、構造不完全性損失を 0.13 dB/km と仮定した。この場合、1.3 μm および 1.55 μm での損失値は各々 0.43 dB/km、0.30 dB/km である。

ファイバ長  $z$  の位置でレイレー散乱が生じたとき、受光器に達する後方散乱光強度  $P_m(z)$  は、29 km 以遠での非線形効果を見れば次式で与えられる。

$$P_m(z) = \int_0^{\infty} T(\lambda) \cdot \frac{Sv\alpha_R(\lambda)A}{2} J_{(29)}(\lambda) e^{-\alpha(\lambda)(2z-29)} d\lambda \quad (5.17)$$

ただし

$T(\lambda)$  ; 波長  $\lambda$  の光に対するダイクロイックミラーの透過率

$J^{(29)}(\lambda)$ ; 29 km 単一モードファイバから発生するストークス光強度の波長分布である。式 (5.17) に  $P=75\text{ W}$  の場合の  $J^{(29)}(\lambda)$  の測定結果および以下実験に用いた光部品のパラメータを代入して  $P_m(z)$  を求めた。この場合、 $T(\lambda)$  は  $1.1\ \mu\text{m} < \lambda < 1.7\ \mu\text{m}$  の時には 0.9 それ以外の波長では 0 とした。結果を図 5.11 に示す。受光器に液体窒素冷却 Ge-PIN ホトダイオードを用いた場合、その信号出力の  $S/N$  比が各々 0 dB, -20 dB および -40 dB となる受光パワレベルを破線で示した。図より、ファイバ長 100 km の位置から戻る後方散乱光強度は -85 dBm (3 pw) であることがわかる。これを液体窒素冷却 Ge-PIN ホトダイオードで受光した場合、その信号出力  $S/N$  比は -37 dB となる。従って、信号の平均化処理により 40 dB 以上の  $S/N$  比改善が達成されれば、単一モードファイバにおいて 100 km 遠方の無反射破断点を識別することが可能である。

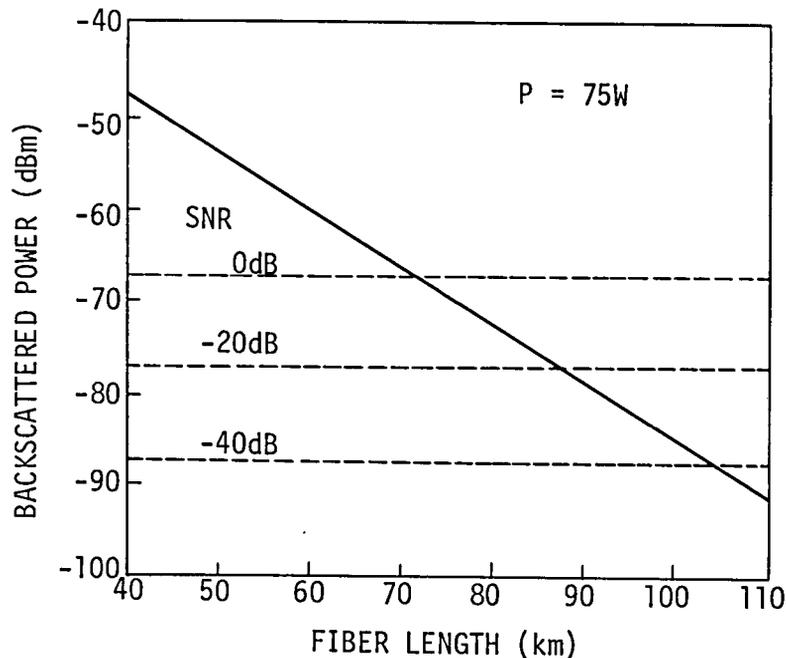


図 5.11 ファイバ長に対する後方散乱光強度

#### 5.4.3 障害点探索実験結果

波長  $1.55\ \mu\text{m}$  での損失が  $0.21\sim 0.35\text{ dB/km}$  の範囲の単一モードファイバ 13 本を融着接続して全長 102 km の単一モードファイバ伝送路を構成し、障害点探索実験を行った。表 5.1 に、13 本のファイバの単長および波長  $1.55\ \mu\text{m}$  での損失を接続順に示す。ファイバ全長にわたる  $1.55\ \mu\text{m}$  での全損失は 28 dB である。更に、融着接続損失の合計が 2 dB 存在するため、102 km 長光伝送路の  $1.55\ \mu\text{m}$  での全損失は 30 dB となる。

表 5.1 被測定ファイバの損失値

Fiber No.	Fiber length (km)	Fiber loss at 1.55 $\mu\text{m}$ (dB/km)	Total loss at 1.55 $\mu\text{m}$ (dB)
1	8.85	0.25	2.21
2	5.71	0.35	2.00
3	4.66	0.33	1.54
4	7.05	0.25	1.76
5	5.14	0.23	1.18
6	8.81	0.23	2.03
7	8.82	0.27	2.38
8	8.86	0.25	2.22
9	6.23	0.34	2.12
10	6.13	0.30	1.84
11	11.83	0.28	3.31
12	13.28	0.31	4.12
13	6.93	0.21	1.46
Total	102.30	-	28.17

実験系を図 5.12 に示す。被測定光ファイバの終端を屈折率整合液に浸して無反射状態とした。図 5.13 に、使用したダイクロイックミラーの透過率波長特性を示す。Nd: YAG レーザの発振波長に対しては、0.1% 以下の透過率である。一方、発生するストークス光の波長帯である 1.3~1.6  $\mu\text{m}$  の光に対しては、90% 以上の透過率を持つ。従って、本ミラーは、挿入損失が 0.5dB 以下で消光比が 30dB 以上の光方向性結合器として動作する。実験系では、消光比を向上させるため受光部の直前に本ミラーと同等な特性を有するミラーを更に一枚挿入している。この結果、2 枚ダイクロイックミラー全体の特性は、挿入損失 1dB 以下、消光比 60dB 以上となる。

入射光パルスのピーク強度を 75W, パルス幅を 0.2  $\mu\text{sec}$ , 繰り返し周波数を 500Hz とした。後方散乱光の受光器には液体窒素冷却 Ge-PIN ホトダイオードを用い、平均化処理にはボックス積分器を用いた。平均化処理の際にゼロレベルサンプリングを行い、波形のドリフトによる S/N 比劣化を防止した。更に、積分器の時定数を 10  $\mu\text{sec}$ , ゲートの時間幅を 0.5  $\mu\text{sec}$  とし、200 回の掃引を行って得られた波形データの平均化を行った。これら平均化処理による S/N 比改善率は、39dB である。

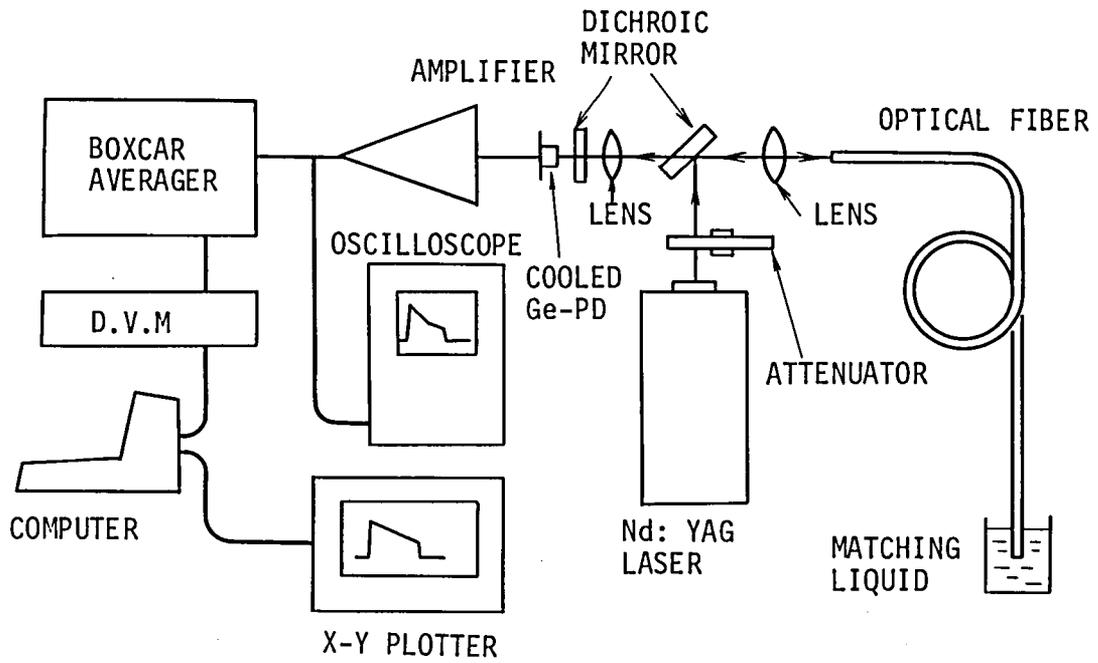


図 5.12 障害点探索の実験系

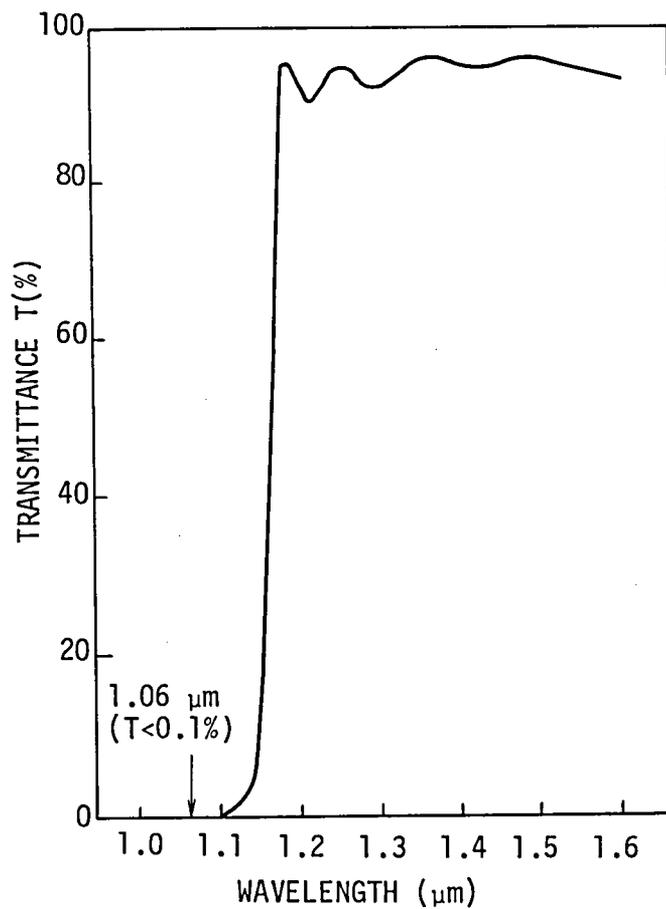


図 5.13 ダイクロイックミラーの波長特性

図5.14に、実験により得られた102km長単一モードファイバの後方散乱光波形を示す。図において71km 点に2dB 程度の段差が認められるが、これはNa10ファイバとNa11ファイバとの接続損失を表わしている。また、ファイバ長102km の位置には無反射破断点を示す波形の落ち込みが認められ、それ以遠のファイバ長領域には受光部での雑音を示す不規則なスパイク状の波長が認められる。この雑音波形のピークレベルは102km 点における後方散乱光強度より約2dB小さい。一方、100km 近傍での後方散乱光波形のゆらぎ幅は±2dB以下である。従って、102km 点での無反射破断点を確認することができる。この結果は、前節での理論推定値とよく一致する。

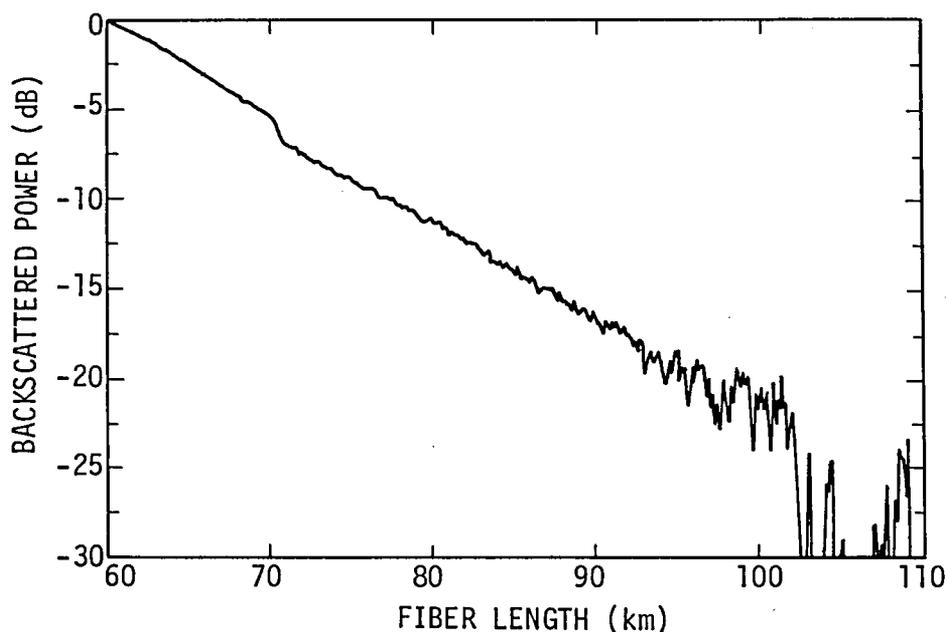


図 5.14 100 Km長単一モード光ファイバの障害点探索実験

## 5.5 まとめ

単一モード光ファイバ伝送路において100km 長以上の位置にある障害点探索を可能とする新しい測定法を提案した。本測定法は、被測定ファイバ中で誘導ラマン散乱光により発生する1.5  $\mu\text{m}$  帯の高次ストークス光を探索用光源として利用している。

- (1) 光源に1.06  $\mu\text{m}$ でQスイッチパルス発振するNd:YAGレーザ、光検出器にGe-APDを想定し、測定限界距離の理論検討を行った。その結果、次のことが明らかにされた。
  - (i) ファイバ入力光パワーに最適値が存在し、この最適値で入力すると極低損失ファイバにお

いては最大165kmまで測定可能である。

- (ii) ファイバ損失およびファイバパラメータにより最適入力光パワーは変化するが、最大測定可能距離は1.6  $\mu\text{m}$ でのファイバ損失により決定される。損失が大きいほど距離は減少する。
- (2) 102km 長の単一モードファイバを用いて障害点探索実験を行った。
- (i) ストークス光パルスの伝搬特性を実験的に求めた結果、入射光パルスの強度には最適値が存在し、この最適値を用いれば1.55  $\mu\text{m}$ での全損失が30dB となる100km 長ファイバの探索が可能であることを明らかにした。
  - (ii) 光検出器に液体窒素冷却Ge-PIN ホトダイオードを用いて破断点検出実験を行った結果、102km 遠方の単一モードファイバ無反射破断点の検出に成功した。

## 第6章 結 論

単一モード光ファイバ・光導波路の伝搬特性および結合特性について検討し、ファイバ設計および光導波回路設計を行った。得られた結果は次の通りである。

- (1) 低損失、大容量および細径という光ファイバのすぐれた特長を利用すれば、従来の同軸ケーブル方式をはるかに凌駕する光ファイバ伝送方式が実現できる。そこで、単一モード光ファイバを海底光ケーブル方式に適用するため、その損失面からファイバの伝搬特性を検討し、ファイバの最適構造設計を行った。検討した項目は、第一次高次モードのカットオフ波長測定法、一様曲がり損失、直線一曲がり変換損失、接続損失および半導体レーザとの結合損失である。

単一モード光ファイバの基本パラメータである第一次高次モードのカットオフ波長を測定する新しい方法を提案した。本方法では、伝搬波長を掃引することによるニアフィールドパタンの変化を利用しており、 $\pm 5 \text{ nm}$  以下の精度で測定できることを明らかにした。被覆付単一モード光ファイバの一様曲がり損失について検討した結果、導波モードとクラッド被覆境界で反射する放射光とが干渉するため曲がり半径または伝搬波長に対して損失が周期的に変動することを明らかにした。また、直線一曲がり変換損失は一様曲がり損失より充分小さく無視できることを理論的に明らかにした。単一モード光ファイバ間の接続損失を求める簡単な公式を導出し、その有効性を実験により確認した。更に、半導体レーザと光ファイバとの結合効率を向上させる半球状レンズをファイバ端面に作製し、結合損失 2.9dB を得た。

以上の結果を基に、海底光ケーブル用単一モード光ファイバの最適構造パラメータ設計法を確立し、最適パラメータとしてコア直径  $9 \mu\text{m}$ 、比屈折率差 0.28% を得た。更に、パラメータ設計値の妥当性を確認するため、海底光中継器 2 台を含む全長 45 km の中継用海底光ケーブルを布設し、現場試験を実施した。その結果、低損失かつ安定な海底光伝送路を実現した。

- (2) 光分波・合波、光分岐、光スイッチ等の機能を持つ光部品を実現することを目的として光導波路間の結合特性を解明した。

曲がり導波路を用いた光方向性結合器では、導波路間の位相定数差が曲率半径の関数であるため曲率半径を制御することにより結合効率を変化できることを明らかにした。この特性は、光スイッチ、波長選択フィルタに応用できる。更に、この特性を、近接した位置に 2 つ

のコアを持つファイバを用いて実験的に確認した。実測値は、応力による屈折率歪を考慮した理論とよい一致を示した。本論文で提案した曲がり方向性結合器は、曲率により位相定数差を制御できる点で従来の結合器より設計上の柔軟性がある。

任意パターンの光回路を平面上に構成するため、石英ガラス層を基板上に堆積して作製する埋込み形光導波路を検討した。作製した単一モード光導波路の最低損失は $0.6\text{dB/cm}$ であり、単一モード光ファイバとの接続損失は $0.1\text{dB}$ であった。更に、機能素子として作製した光方向性結合器では96%の結合効率を得、光Y分岐回路における分岐損失は分岐角度が $0.5^\circ$ の場合で $0.4\text{dB}$ を得た。

- (3) 超長尺単一モード光ファイバ伝送路における障害点位置検出法の検討を行い、被測定ファイバ内で誘導ラマン散乱効果により発生する高次ストークス光を探索光として利用する新しい測定法を提案した。

理論的な検討を行った結果、ファイバ入力光パワーに最適値が存在しこの最適値で入力すると極低損失光ファイバにおいては最大 $165\text{km}$ まで測定可能であること明らかにした。更に、 $1.55\ \mu\text{m}$ における平均損失が $0.30\text{dB/km}$ の単一モード光ファイバを用いて実験を行い、 $102\text{km}$ 点での破断点検出に成功した。

## 謝 辞

本研究をまとめるに際して、京都大学超高層電波研究センター小川徹教授、藪崎努助教授ならびに工学部電子工学教室池上文夫教授に御指導、御教示を頂きました。ここに厚く感謝致します。

本研究は、日本電信電話公社武蔵野電気通信研究所において、野田健一元基礎研究部長（現東京農工大学教授）、新関暢一元基礎研究部統括調査役（現総裁室調査役）、大原省爾元基礎研究部第三研究室長（現三洋電機開発研究所長）により最初に機会が与えられたものであり、引続き畔柳功芳情報通信基礎研究部長、加藤嘉則材料物性基礎研究部長、木村達也材料物性基礎研究部統括調査役に御指導、御鞭撻を頂きました。ここに深謝致します。また、直接御指導して頂きました厚木電気通信研究所池上徹彦機能デバイス部統括調査役、伊沢達夫超格子応用研究室長、縄田嘉代志調査役、横須賀電気通信研究所伊藤武調査役、土屋治彦調査役、武蔵野電気通信研究所池田正宏調査役、川名明夫調査役ならびに茨城電気通信研究所畠山巖調査役に深く感謝致します。左貝潤一調査役、清水延男研究主任、横須賀電気通信研究所山田順一調査員ならびに森英史厚木電気通信研究所調査役には、著者が第三研究室在室当時研究の御指導、御協力をして頂きました。また、試料ファイバを心よく提供して頂きました茨城電気通信研究所宮哲雄総括補佐、須藤昭一調査員に感謝致します。

更に、著者が茨城電気通信研究所に配属後引き続き本研究の機会を与えて頂きました福富秀雄茨城電気通信研究所長、小島伸哉線路研究部長、内田直也線路研究部統括調査役ならびに根岸幸康光線路研究室長には、その後も御指導、御鞭撻を頂きました。また、直接指導して頂きました茨城電気通信研究所石原浩志調査役、芦谷文博調査員、藪田哲郎調査員に深く感謝致します。海底光ケーブルおよび障害点探索技術等の研究に際して、河田修調査員、古川真一調査員、山下克也調査員、野口一博研究主任には御討論、御協力を頂きました。特に、障害点探索技術の研究には野口研究主任の全面的な協力を得ました。ここに深く感謝致します。

## 文献

- (1) T. H. Maiman, "Stimulated optical radiation in ruby masers," *Nature*, vol. 187, p. 493, 1960.
- (2) R. J. Keyes and T. M. Quist, "Recombination radiation emitted by gallium arsenide," *Proc. IRE (Corresp.)*, vol. 50, pp. 1822-1823, 1962.
- (3) R. N. Hall, G. E. Femmer, J. D. Kingsley, T. J. Soltys, and R. O. Carlson, "Coherent light emission from GaAs junctions," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 9, pp. 366-378, 1962.
- (4) M. T. Nathan, W. P. Dumke, G. Burns, F. H. Dill, Jr., and G. J. Lasher, "Stimulated emission of radiation from GaAs p-n junctions," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 1, pp. 62-64, 1962.
- (5) T. M. Quist et al, "Semiconductor maser of GaAs," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 1, pp. 91-92, 1962.
- (6) H. H. Hopkins and N. S. Kapany, "A flexible fiberscope, using static scanning," *Nature*, vol. 173, pp. 39-41, 1954.
- (7) E. Snitzer and H. Osterberg, "Observed dielectric waveguide modes in the visible spectrum," *J. Opt. Soc. Amer.*, vol. 51, pp. 499-505, 1961.
- (8) K. C. Kao and T. W. Davies, "Spectrophotometric studies of ultra low loss optical glasses 1: Single beam method," *J. Sci. Instrum.*, vol. 1 (ser. 2), pp. 1063-1068, 1968.
- (9) S. Kawakami and J. Nishizawa, "Kinetics of an optical wave packet in a lens-like medium," *J. Appl. Phys.*, vol. 38, pp. 4807-4811, 1967.
- (10) S. Kawakami and J. Nishizawa, "An optical waveguide with the optimum distribution of refractive index with reference to waveform distortion," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. MTT-16, pp. 814-818, 1968.
- (11) F. P. Kapron, D. B. Keck, and R. D. Maurer, "Radiation losses in glass optical waveguides," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 17, pp. 423-425, 1970.
- (12) D. B. Keck, P. C. Schultz, and F. Zimar, "Attenuation of multimode glass optical waveguides," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 21, p. 215, 1972.
- (13) P. Kaiser, "Spectral losses of unclad fibers made from high-grade vitreous silica," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 23, pp. 45-46, 1973.

- (14) M. Horiguchi and H. Osanai, "Spectral losses of low-OH-content optical fibers," *Electron. Lett.*, vol. 12, pp. 310-311, 1976.
- (15) T. Miya, Y. Terunuma, T. Hosaka, and T. Miyashita, "An ultimately low-loss single-mode fiber at 1.55  $\mu\text{m}$ ," *Electron. Lett.*, vol. 15, pp. 106-108, 1979.
- (16) R. E. Kaplan, "Optical waveguide of macroscopic dimension in single-mode operation," *Proc. IEEE*, vol. 51, pp. 1144-1145, 1964.
- (17) S. E. Miller, "Integrated optics; An introduction," *Bell Syst. Tech. J.*, vol. 48, pp. 2059-2069, 1969.
- (18) E. A. J. Marcatili, "Dielectric rectangular waveguide and directional coupler for integrated optics," *Bell Syst. Tech. J.*, vol. 48, pp. 2071-2102, 1969.
- (19) E. A. J. Marcatili, "Bends in optical dielectric guides," *Bell Syst. Tech. J.* vol. 48, pp. 2161-2187, 1969.
- (20) J. E. Goell, "A circular harmonic computer analysis of rectangular dielectric waveguide," *Bell Syst. Tech. J.*, vol. 48, pp. 2133-2160, 1969.
- (21) 伊沢, 中込, "エレクトロマイグレーションによる光導波路", *応用物理*, 第42巻, pp. 38-43, 1973.
- (22) J. E. Goell and R. D. Standley, "Sputtered glass waveguide for integrated optical circuits," *Bell Syst. Tech. J.*, vol. 48, pp. 3445-3448, 1969.
- (23) S. Somekh and H. C. Casey, Jr., "Dry processing of high resolution and high aspect ratio structures in  $\text{GaAs-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  for integrated optics," *Appl. Opt.*, vol. 16, pp. 126-136, 1977.
- (24) S. Somekh, E. Garmire, A. Yariv, H. L. Garvin, and R. G. Hunsperger, "Channel optical waveguide directional coupler," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 22, pp. 46-47, 1973.
- (25) I. P. Kaminon and L. W. Stulz, "Efficient strip-waveguide modulator," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 27, pp. 555-557, 1975.
- (26) K. Kubota, M. Minakata, S. Saito, and S. Uehara, "Temperature stabilized optical waveguide modulator," *Opt. Quantum Electron.*, vol. 10, pp. 205-211, 1978.
- (27) D. Gloge, "Weakly guiding fibers," *Appl. Opt.*, vol. 10, pp. 2252-2258, 1971.
- (28) D. Marcuse, "Theory of dielectric optical waveguides," Academic Press, New York, 1974.

- (29) D. Marcuse, "Light Transmission Optics," Van Nostrand Reinhold, New York, 1972.
- (30) E. Snitzer, "Cylindrical dielectric waveguide modes," J. Opt. Soc. Amer., vol. 51, pp. 491-498, 1961.
- (31) A. W. Snyder, "Asymptotic expressions for eigenfunctions and eigenvalues of a dielectric or optical waveguides," IEEE, Trans. Microwave Theory Tech., vol. MTT-17, pp. 1138-1144, 1969.
- (32) J. Yamada, S. Machida, and T. Kimura, "2 G bits optical transmission experiments at 1.3  $\mu\text{m}$  with 44 km single-mode fibre," Electron. Lett., vol. 17, pp. 479-480, 1981.
- (33) M. Matsuhara, "Analysis of TEM modes in dielectric waveguides by a variational method," J. Opt. Soc. Amer., vol. 63, pp. 1514-1518, 1973.
- (34) T. Okoshi and K. Okamoto, "Analysis of wave propagation in inhomogeneous optical fibers using a variational method," IEEE Trans. Microwave Theory Tech., vol. MTT-22, pp. 938-933, 1974.
- (35) D. Marcuse, "Curvature loss formula for optical fibers," J. Opt. Soc. Amer., vol. 43, pp. 1727-1739, 1964.
- (36) R. Olshansky, "Microbending loss of single-mode fibers," in Digest of Second European Conference on Optical Fiber Communication, Paris, pp. 101-102, 1976.
- (37) A. W. Snyder and D. J. Mitchell, "Leaky rays on circular optical fibers," J. Opt. Soc. Amer., vol. 64, pp. 599-607, 1974.
- (38) J. D. Love and A. W. Snyder, "Optical fiber engenvalue equation: Plane wave derivation," Appl. Opt., vol. 15, pp. 2121-2125, 1976.
- (39) W. A. Gambling and H. Matsumura, "Modes in curved step index optical fibres," Electron. Lett., vol. 13, pp. 532-535, 1977.
- (40) A. W. Snyder, I. White, and D. J. Michell, "Radiation from bent optical waveguides," Electron. Lett., vol. 11, pp. 332-333, 1975.
- (41) K. Nagano, S. Kawakami, and S. Nishida, "Change of the retractive index in an optical fiber due to forces," Appl. Opt., vol. 17, pp. 2080-2085, 1978.
- (42) W. Primak, "Photoelastic constants of vitreous silica and its elastic coefficient of retractive index," J. Appl. Phys., vol. 3D, pp. 779-788, 1959.
- (43) D. Marcuse, "Microbending losses of single-mode, step-index and multimode, parabolic-index fibers," Bell Syst. Tech. J., vol. 55, pp. 937-955, 1976.

- (44) S. Kawakami, "Mode conversion losses of randomly bent, singly and doubly clad waveguides for single mode transmission," *Appl. Opt.*, vol. 15, pp. 2778-2784, 1976.
- (45) S. Kawakami, M. Miyagi, and S. Nishida, "Bending losses of dielectric slab optical waveguide with double or multiple claddings: theory," *Appl. Opt.*, vol. 14, pp. 2588-2597, 1975.
- (46) K. Petermann, "Microbending loss in monomode fibers," *Electron. Lett.*, vol. 12, pp. 107-109, 1976.
- (47) H. Tsuchiya, H. Nakagome, N. Shimizu, and S. Ohara, "Double eccentric connectors for optical fibers," *Appl. Opt.*, vol. 16, pp. 1323-1331, 1977.
- (48) I. Hatakeyama and H. Tsuchiya, "Fusion splices for single-mode optical fibers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-14, pp. 614-619, 1978.
- (49) 畠山, 土屋, 「単一モード光ファイバの融着接続損」, 電子通信学会論文誌 (C), vol. J62-C, pp. 803-810, 1979.
- (50) J. Sakai and T. Kimura, "Design of miniature lens for semiconductor to single-mode fiber coupling," *IEEE S. Quantum Electron.*, vol. QE-16, pp. 1059-1067, 1980.
- (51) J. Yamada, Y. Murakami, J. Sakai and T. Kimura, "Characteristics of a hemispherical microlens for coupling between a semiconductor laser and single-mode fiber," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-16, pp. 1067-1072, 1980.
- (52) D. Marcuse, "Loss analysis of single-mode fiber splices," *Bell Syst. Tech. J.*, vol. 56, pp. 703-718, 1977.
- (53) 宮内, 野村, 「海底光中継伝送方式の技術的可能性について」, 電子通信学会 通信方式研究会資料, CS 80-114, pp. 57-64, 1980.
- (54) N. Kojima, Y. Miyajima, Y. Murakami, T. Yabuta, O. Kawata, K. Yamashita, and N. Yoshizawa, "Studies on designing of submarine optical fiber cable," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QU-18, pp. 733-740, 1982.
- (55) T. Miya, A. Kawana, Y. Terunuma, and T. Hosaka, "Fabrication of single-mode fibers for 1.5  $\mu\text{m}$  wavelength region," *Trans IECE Japan*, vol. E63, pp. 514-519, 1980.
- (56) N. Kojima, T. Yabuta, Y. Negishi, K. Iwabuchi, O. Kawata, K. Yamashita, Y. Miyajima and N. Yoshizawa, "Development and laying results of submarine optical fiber cable," *Appl. Opt.*, vol. 21,

- pp. 815-821, 1982.
- (57) 藪田, 小島, 宮島, 吉沢, 石原, 「海底光ファイバケーブルの伸び設計に関する考察」, 電子通信学会論文誌, nol.65-B, pp. 695-702, 1982.
  - (58) T. Izawa, N. Shibata, and A. Takada, "Optical attenuation in pure and doped fused silica in the IR wavelength region," Appl. Phys. Lett., vol. 31, pp. 33-35, 1977.
  - (59) T. Moriyama, O. Fukuda, K. Sanada, K. Inada, T. Edahiro, and K. Chida, "Ultimately low OH content VAD optical fibers," Electron. Lett., vol. 16, pp. 698-699, 1980.
  - (60) F. Hanawa, S. Sudo, M. Kawachi, and M. Nakahara, "Fabrication of completely OH-free VAD fiber," Electron. Lett., vol. 16, pp. 699-700, 1980.
  - (61) H. Kogelnik, "An introduction to integrated optics," IEEE Trans. Microwave Theory Tech., vol. MTT-23, pp. 2-16, 1975.
  - (62) R. V. Schmidt and R. C. Alferness, "Directional coupler switches, modulators, and filters using alternating  $\Delta\beta$  techniques," IEEE Trans. Circuits Syst., vol. CAS-26, pp. 1099-1108, 1979.
  - (63) K. Kobayashi and M. Seki, "Microoptic grading multiplexers and optical isolators for fiber-optic communication," IEEE J. Quantum Electron., vol. QE-16, pp. 11-22, 1980.
  - (64) T. Izawa, H. Mori, Y. Murakami, and N. Shimizu, "Deposited silica waveguide for integrated optical circuits," Appl. Phys. Lett., vol. 38, pp. 483-485, 1981.
  - (65) A. W. Snyder, "Coupled-mode theory for optical fibers," J. Opt. Soc. Amer., vol. 62, pp. 1267-1277, 1972.
  - (66) P. D. McIntyre and A. W. Snyder, "Power transfer between optical fibers," J. Opt. Soc. Amer., vol. 63, pp. 1518-1527, 1973.
  - (67) A. Yariv, "Coupled-mode theory for guided-wave optics," IEEE J. Quantum Electron., vol. QE-9, pp. 919-933, 1973.
  - (68) H. Kogelnik and R. V. Schmidt, "Switched directional couplers with alternating  $\Delta\beta$ ," IEEE J. Quantum Electron., vol. QE-12, pp. 396-401, 1976.
  - (69) A. M. Smith, "Bend induced birefringence in single-mode optical fiber," paper presented at the Optical Communication Conference, Amsterdam, The Netherlands, Sept. 1976, paper 10. 2.
  - (70) R. Ulrich, S. C. Rashleigh and W. Eichhoff, "Bending-induced birefringence in single-mode fibers," Opt. Lett., vol. 5, pp. 273-275, 1980.

- (71) D. Kato, "Fused-silica-core glass fiber as low-loss optical waveguide," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 22, pp. 3-4, 1973.
- (72) S. Matsuo, "Etching characteristics of various materials by plasma reactive sputter etching," *Japan. J. Appl. Phys.*, vol. 17, pp. 235-236, 1978.
- (73) M. Fukuma and J. Noda, "Optical properties of titanium-diffused  $\text{LiNbO}_3$  strip waveguides and their coupling-to-a-fiber characteristics," *Appl. Opt.*, vol. 19, pp. 591-597, 1980.
- (74) T. Izawa, S. Sudo, F. Hanawa, and S. Kobayashi, "Continuous fabrication of high-silica fiber preforms," *Elec. Commun. Lab. Tech. J.*, vol. 26, pp. 2531-2541, 1977.
- (75) L. D. Hutcheson, I. A. White, and J. J. Burke, "Comparison of bending losses in integrated optical circuits," *Opt. Lett.*, vol. 5, pp. 276-278, 1980.
- (76) S. D. Personick, "Photon probe-An optical-fiber time-domain reflectometer," *Bell Syst. Tech. J.*, vol. 56, pp. 355-366, 1977.
- (77) K. Okada, K. Hashimoto, T. Shibata, and Y. Nagaki, "Optical cable fault location using correlation technique," *Electron. Lett.*, vol. 16, pp. 629-630, 1980.
- (78) K. I. Aoyama, K. Nakagawa and T. Itoh, "Optical time domain reflectometry in a single-mode fiber," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-17, pp. 862-868, 1981.
- (79) M. Nakazawa, T. Tanifuji, M. Tokuda, and N. Uchida, "Photon probe fault locator for a single-mode optical fiber using an acousto-optical light deflector," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-17, pp. 1264-1269, 1981.
- (80) Y. R. Shen and N. Bloembergen, "Theory of stimulated Brillouin and Raman scattering," *Phys. Rev.*, vol. 137, 6A, pp. 1787-1805, 1965.
- (81) T. Miya, A. Kawana, Y. Terunuma, and T. Hosaka, "Fabrication of single-mode fibers for 1.5  $\mu\text{m}$  wavelength region," *Trans. IECE Japan*, vol. E63, pp. 514-519, 1980.
- (82) C. Lin, L. G. Cohen, R. H. Stolen, G. W. Tasker, and W. G. French, "Near-infrared sources in the 1-1.3  $\mu\text{m}$  region by efficient stimulated Raman emission in glass fibers," *Opt. Commun.*, vol. 20, pp. 426-428, 1977.
- (83) R. G. Smith, "Optical handling capability of low-loss fibers as

determined by stimulated Raman and Brillouin scattering," Appl. Opt., vol. 11, pp. 2489-2494, 1972.

- (84) R. H. Stolen, E. P. Ippen, and A. R. Tynes, "Raman oscillation in glass optical waveguides," Appl. Phys. Lett., vol. 20, pp. 62-64, 1972.

## 本研究に関する発表

### 1. 論文

- (1) Yasuji Murakami, Iwao Hatakeyama, and Haruhiko Tsuchiya, "Normalized frequency dependence of splice losses in single-mode fibers," *Electron. Lett.*, vol. 14, pp. 277-278, 1978.
- (2) Yasuji Murakami and Haruhiko Tsuchiya, "Bending losses of coated single-mode optical fibers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-14, pp. 495-501, 1978.
- (3) Yasuji Murakami, Akio Kawana, and Haruhiko Tsuchiya, "Cut-off wavelength measurements for single-mode optical fibers," *Appl. Opt.*, vol. 18, pp. 1101-1105, 1979.
- (4) Yasuji Murakami, "Coupling between curved dielectric waveguides," *Appl. Opt.*, vol. 19, pp. 398-403, 1980.
- (5) Yasuji Murakami, Jun-ichi Yamada, Jun-ichi Sakai, and Tatsuya Kimura, "Microlens tipped on a single-mode fibre end for InGaAsP laser coupling improvement," *Electron. Lett.*, vol. 16, pp. 321-322, 1980.
- (6) Jun-ichi Yamada, Yasuji Murakami, Jun-ichi Sakai, and Tatsuya Kimura, "Characteristics of a hemispherical microlens for coupling between a semiconductor laser and single-mode fiber," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-16, pp. 1067-1072, 1980.
- (7) Yasuji Murakami and Shoichi Sudo, "Coupling characteristics measurements between curved waveguides using a two-core fiber coupler," *Appl. Opt.*, vol. 20, pp. 417-422, 1981.
- (8) Tatsuo Izawa, Hidefumi Mori, Yasuji Murakami, and Nobuo Shimizu, "Deposited silica waveguide for integrated optical circuits," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 38, pp. 483-485, 1981.
- (9) Yasuji Murakami, Masahiro Ikeda, and Tatsuo Izawa, "Optical directional coupler using deposited silica waveguides (DS guides)," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-17, pp. 982-987, 1981.
- (10) Yasuji Murakami and Masahiro Ikeda, "Single-mode optical Y-branching circuit using deposited silica guides (DS guides)," *Electron. Lett.*, vol. 17, pp. 411-413, 1981.
- (11) Kazuhiro Noguchi, Yasuji Murakami, Katsuya Yamashita, and Fumihiro Ashiya, "52 km-long single-mode optical fibre fault location using the stimulated Raman scattering effect," *Electron. Lett.*, vol. 18, pp. 41-42, 1982.

- (12) Nobuya Kojima, Yoshiaki Miyajima, Yasuji Murakami, Tetsuo Yabuta, Osamu Kawata, Katsuya Yamashita, and Nobuyuki Yoshizawa, "Studies of designing of submarine optical fiber cable," IEEE J. Quantum Electronics, vol. QE-18, pp. 733-740, 1982.
- (13) 古川, 星野, 村上, 石原, 「シングルモード光ファイバのモニター無し接続方法」, Trans. IECE, vol. J65-B, pp. 662-663, 1982.
- (14) Yasuji Murakami, Kazuhiro Noguchi, Fumihiro Ashiya, Yukiyasu Negishi, and Nobuya Kojima, "Maximum measurable distances for a single-mode optical fiber fault locator using the stimulated Raman scattering (SRS) effect," IEEE J. Quantum Electron., vol. QE-18, pp. 1473-1477, 1982.
- (15) 小島, 宮島, 村上, 藪田, 「海底光伝送線路の基本設計」, 通研実報, vol. 32, pp. 1637-1649, 1983.
- (16) Nobuya Kojima, Yoshiaki Miyajima, and Yasuji Murakami, "Fundamental designing of submarine optical fiber cable," Rev. Elect. Commun. Lab., vol. 31, pp. 775-785, 1983.
- (17) 村上, 河田, 吉川, 藪田, 「中継伝送方式用海底光ケーブルの現場試験結果」, 通研実報, 投稿中。

## 2. 学会・研究会講演等

- (1) 村上, 縄田, 「単一モードスラブ線路における直線-曲がり変換損失」, 昭和52年度信学会全国大会, 4172, 1977年3月。
- (2) 山内, 村上, 「ジャケットによるファイバの微少曲り測定」, 昭和52年度信学会全国大会, 4-116, 1977年3月。
- (3) 土屋, 村上, 「単一モード光ファイバ構造パラメータの測定法」, 昭和52年度信学会全国大会, 4-115, 1977年3月。
- (4) 村上, 土屋, 「単一モード光ファイバの曲げ損失」, 光・量エレ研究会, 信学技報, OQE 77-81, 1977年12月。
- (5) 村上, 土屋, 「単一モード光ファイバの曲げ損失: 被覆の影響」, 昭和53年度信学会全国大会, 4-87, 1978年3月。
- (6) 村上, 「単一モード光ファイバのカットオフ波長測定」, 昭和53年度信学会光・電波部門全国大会, 527, 1978年8月。
- (7) 村上, 「曲がり誘電体導波路間の結合特性」, 光・量エレ研究会, 信学技報, OQE 79-30, 1979年6月。
- (8) 村上, 「曲がり誘電体導波路間の結合特性」, 昭和55年度信学会全国大会, 4-223, 1980年3月。
- (9) 山田, 左貝, 村上, 「微小レンズ付単一モード光ファイバと半導体レーザーの結合特性」, 光・量エレ研究会, OQE 80-8, 1980年4月。
- (10) 山田, 村上, 左貝, 木村, 「半導体レーザー単一モードファイバ結合用微少レンズ」, 昭和55年度信学会光・電波部門全国大会, 438-439, 1980年9月。
- (11) 清水, 村上, 森, 伊沢, 「光回路用ガラス導波路」, 昭和55年度信学会全国大会, 4-13, 1980年。
- (12) 村上, 清水, 森, 伊沢, 「光回路用単一モードガラス導波路」, 昭和55年度信学会光・電波部門全国大会, 252, 1980年。
- (13) 村上, 池田, 「埋込型ガラス導波路(SDガイド)を用いた方向性結合器」, 昭和56年度信学会全国大会, 4-28, 1981年3月。
- (14) 森, 清水, 村上, 池田, 「光回路用埋込み型ガラス導波路(DSガイド)」, 光・量エレ研究会, 信学技報, OQE 80-135, 1981年2月。
- (15) 村上, 清水, 森, 池田, 「光回路用単一モードガラス導波路とその応用」, 光・量エレ研

- 究会, 信学技報, OQE 80-153, 1981年3月。
- (16) 野口, 村上, 芦谷, 「長尺光ファイバケーブルの新しい破断点検出法」, 通信方式研究会, 信学技術, CS 81-156, 1982年1月。
- (17) 野口, 村上, 山下, 芦谷, 「誘導ラマン散乱効果を用いた光ファイバの障害点探索技術の検討」, 昭和57年度信学会全国大会, 4-186, 1982年3月。
- (18) 村上, 野口, 山下, 「ラマン光による単一モード光ファイバ障害点探索の測定限界距離」, 昭和57年度信学会全国大会, 4-187, 1982年3月。
- (19) 村上, 小島, 根岸, 「海底用光ファイバの最適構造パラメータ」, 昭和57年度信学会全国大会, 7-311, 1982年3月。
- (20) 星野, 古川, 村上, 石原, 「海底光ファイバケーブル用心線の非モニター接続」, 昭和57年度信学会全国大会, 7-320, 1982年3月。
- (21) 村上, 加藤, 柳川, 臼井, 渡辺, 「VADとMCVDシングルモードファイバの相互接続」, 昭和57年度信学会全国大会, 7-371, 1982年3月。
- (22) 村上, 石原, 芦谷, 「海底光中継方式用線路の構造と特性」, 昭和57年度信学会通信部門全国大会, 2-72, 1982年8月。
- (23) 木村, 村上, 野口, 「1.55  $\mu\text{m}$ 帯海底光方式用単一モードファイバの構造設計」, 昭和57年度信学会通信部門全国大会, 2-74, 1982年8月。
- (24) 野口, 村上, 木村, 石原, 「100km 単一モード光ファイバの障害点探索」, 光・量エレ研究会, 信学技術, OQE 82-108, 1983年2月。
- (25) Yasuji Murakami, Kazuhiro Noguchi, and Yasuo Kimura, "Maximum measurable for fiber fault locator using Raman OTDR," IOOC '83, pp. 44-45, 1983, Tokyo.

その他の発表論文

1. 論文

- (1) Noriaki Tsukada, Yasuji Murakami, and Toru Ogawa, "Modulation in absorption for longitudinal optical pumping," Phys. Lett., vol. 46A, pp. 59-60, 1973.
- (2) Noriaki Tsukada, Yasuji Murakami, and Toru Ogawa, "Saturation effects of transverse resonances in optical pumping experiments," J. Phys. B: Atom. Molec. Phys., vol. 6, pp. 2605-2612, 1973.
- (3) Tsutomu Yabuzaki, Shigeru Nakayama, Yasuji Murakami, and Toru Ogawa, "Interaction between a spin-1/2 atom and a strong rf field," Phys. Rev. A, vol. 6, pp. 1955-1963, 1974.
- (4) Tsutomu Yabuzaki, Yasuji Murakami, and Toru Ogawa, "Power shifts of multiphoton transitions in a spin 1/2 system," J. Phys. B : Atom. Molec. Phys., vol. 9, pp. 9-19, 1976.
- (5) Masahiro Ikeda, Yasuji Murakami, and Kenichi Kitayama "Mode scrambler for optical fibers," Appl. Opt., pp. 1045-1049, 1976.
- (6) Kazuhiro Noguchi, Yasuji Murakami, Yasuo Kimura, and Koushi Ishihara, "Ultralong multimode optical fiber fault location using Raman optical time domain reflectometry," Electron. Lett., vol. 13, pp. 542-543, 1982.
- (7) Yasuji Murakami, Koushi Ishihara, Yoshiyuki Negishi, and Nobuya Kojima, "Microbending losses of P<sub>2</sub>O<sub>5</sub>-doped graded-index multimode fiber," Electron. Lett., vol. 18, pp. 774-775, 1982.
- (8) Kazuhiro Noguchi, Yasuji Murakami, and Koushi Ishihara, "Ultra-long graded-index multimode fiber fault location using Raman optical time domain reflectometry," IEEE J. Lightwave Tech., vol. LT-1, pp. 2-8, 1983.
- (9) Osamu Kawata, Yasuji Murakami, Nobuyuki Yoshizawa, Yukiyasu Negishi, and Nobuya Kojima, "Residual elongations of submarine optical-fiber cable laid on the sea bottom," IEEE J. Lightwave Tech., vol. LT-1, pp. 190-194, 1983.
- (10) Yasuo Kimura, Yasuji Murakami, Koushi Noguchi, and Koushi Ishihara, "Characteristics of wire-space-type submarine optical fiber," Electron. Lett., vol. 19, pp. 595-596, 1983.
- (11) Katsuya Yamashita, Yasuji Murakami, Koushi Ishihara, Yukiyasu Negishi, and Nobuya Kojima, "Design of a submarine optical-fiber cable using graded-index multimode fibers," IEEE J. Lightwave Tech.,

- vol. LT-2, pp. 346-353, 1983.
- (12) 村上, 山下, 石原, 根岸, 「海底光ファイバケーブルの心線集合体の設計」, 通研実報, nol. 32, pp. 1663 - 1671, 1983.
  - (13) 野口, 村上, 石原, 木村, 「誘導ラマン散乱効果を用いた超長尺多モード光ファイバ障害点探索」, 通研実報, nol. 32, pp. 1695 - 1706, 1983.
  - (14) 河田, 村上, 山下, 根岸, 「海底光ファイバケーブル用光ファイバ伸び測定装置」, 通研実報, nol. 32, pp. 1707 - 1718, 1983.
  - (15) Naoshi Uesugi, Yasuji Murakami, Chihaya Tanaka, Yoshinari Ishida, Yutaka Mitsunaga, Yukiyasu Negishi, and Naoya Uchida, "Infrared optical loss increase for silica fibre in cable filled with water," *Electron. Lett.*, vol. 19, pp. 762-764, 1983.
  - (16) Yasuji Murakami, Naoshi Uesugi, Kazuhiro Noguchi, and Yutaka Mitsunaga, "Optical fiber loss increase in the infrared wavelength region induced by electric current," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 43, pp. 896-897, 1983.
  - (17) Yasuji Murakami, Katsuya Yamashita, and Koushi Ishihara, "Designing the fiber unit for submarine optical fiber cable," *Rev. Elect. Commun. Lab.*, vol. 31, pp. 792-799, 1983.
  - (18) Kazuhiro Noguchi, Yasuji Murakami, and Koushi Ishihara, "Ultra-long multimode optical fiber fault location using the stimulated Raman scattering effect," *Rev. Elect. Commun. Lab.*, vol. 31, pp. 815-822, 1983.
  - (19) Osamu Kawata, Yasuji Murakami, and Katsuya Yamashita, "Designing of elongation measurement apparatus for long optical fiber," *Rev. Elect. Commun. Lab.*, vol. 31, pp. 823-830, 1983.
  - (20) Kazuhiro Noguchi, Yasuji Murakami, and Koushi Ishihara, "Infra-red loss spectrum of hydrogen molecules in a silica fibre," *Electron. Lett.*, vol. 19, pp. 1045-1046, 1983.
  - (21) Kazuhiro Noguchi, Yasuji Murakami, Naoshi Uesugi, and Koushi Ishihara, "Raman scattering spectrum analysis for fluorine-doped silica optical fibers", *Appl. Phys. Lett.*, in press.
  - (22) Yasuji Murakami, Kazuhiro Noguchi, Koushi Ishihara, and Yukiyasu Negishi, "Fiber loss increases due to hydrogen generated at high temperatures", to be published.
  - (23) Kazuhiro Noguichi, Yasuji Murakami, and Koushi Ishihara, "Assignment for infrared absorption peaks of hydrogen and deuterium dissolved into silica optical fiber", to be published.

- (24) Yasuji Murakami, Kazuhiro Noguchi, Naoshi Uesugi, and Kouch Ishihara, "Optical fiber loss increase in the infrared wavelength region induced by electric current", to be published.

2. 国際会議

- (1) Yasuo Kimura, Yasuji Murakami, and Osamu Kamata, "Design and characteristics of 1.5  $\mu\text{m}$  submarine optical fiber cable", IOOC'83, pp.92-93, 1983, Tokyo.
- (2) Naoya Uchida, Naoshi Uesugi, Yasuji Murakami, Motohiro Nakahara, Tadatoshi Tanifuji, and Nobuo Inagaki, "Infrared loss increase in silica optical fiber due to chemical reaction of hydrogen", 9th ECOC, Post-deadline paper, 1983, Geneva.