



Title	イオン交換光導波路の屈折率分布と導波モード特性
Author(s)	羽田, 典久; Haneda, Norihisa; 今井, 正明 他
Citation	北海道大學工學部研究報告, 115, 89-100
Issue Date	1983-07-30
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/41798
Type	departmental bulletin paper
File Information	115_89-100.pdf



イオン交換光導波路の屈折率分布と導波モード特性

羽田 典久* 今井 正明 大塚 喜弘

(昭和58年3月31日受理)

Refractive Index Profile and Its Guided Mode Characteristics of Ion-Exchanged Planar Optical Waveguides

Norihisa HANEDA, Masaaki IMAI,
and Yoshihiro OHTSUKA
(Received March 31, 1983)

Abstract

The refractive index profile and the propagation characteristics of guided beam mode for planar optical waveguides fabricated with ion-exchange from molten salts of silver nitrate are discussed.

The pyrex glass substrate was dipped into an AgNO_3 -melt for a typical 3-9 hours at 300°C of diffusion temperature; some alkali ions are exchanged by Ag^+ ions forming a high index at the surface. The index profiles are determined by the inverse W. K. B. method based on mode spectroscopy and shown to be exponentially decreasing from the surface. The mode functions are obtained by solving the wave equation for an exponential profile and shown graphically in order to have some understanding of the mechanism producing a scattering loss.

The attenuation of the sample waveguides fabricated is also measured and yields a beam loss of 2.0-2.5 dB/cm for TE_0 mode excitation. Measurements of mode conversion, mode- and thickness-dependent losses of the waveguide are discussed in detail. These results allow us to identify the loss mechanism which may depend on either the surface roughness or silver ion concentration in an ion-exchanged planar optical waveguide.

1. はじめに

最近、光通信・光情報処理のための能動・受動回路として光集積回路が注目を集めている。従来の光学系が周囲の温度変化、機械的振動に敏感であるのに対して、光集積回路はこれらの外的擾乱の影響を受けずらい点の他に、小型で安価、大量生産に適していることなどが特長として挙げられる。このようにレーザー、変調・検出素子、レンズ等を同じ基板上に一体化することが1969年ベル研究所の S.E. Miller¹⁾ によって最初に提案された。この光集積回路用素子として最も基本的な構造が光導波路である。光導波路をその屈折率分布で分類するならばステップ型屈折率分布とグレーデッド型屈折率分布に分けられる。屈折率がガイド層で一様なステップ型と異なり、

グレーデッド型は屈折率が膜厚方向に徐々に変化する形になる。グレーデッド型の屈折率分布をもつ光導波路の製作法には、イオン交換法²⁾、電界移入法³⁾がある。イオン交換等で製作された光導波路は製作時の条件(温度・時間)、基板およびドーパントの種類により様々な屈折率分布を示すことが報告されている²⁻⁵⁾。そこでイオン交換によって製作された光導波路の屈折率分布を決定し、導波モードの伝搬特性を考察することは光導波路を光回路用素子または結合線路として用いる上で重要なことである。

本報告では、イオン交換($A_g^+ \leftrightarrow N_g^+$)によって製作した光導波路の屈折率分布をモード分光法とIWKB法⁶⁻⁷⁾により決定し、その分布が指数関数で良く近似されることを見出した。次に指数関数型屈折率分布に基づいて実効屈折率、転回点を計算してIWKB法により求めた実験値との比較検討を行っている。屈折率分布が与えられたときに光導波路のモード関数、伝搬定数は、電磁界に対する波動方程式が量子力学におけるシュレディンガー方程式に類似していることから求められることも少なくない⁸⁻⁹⁾。また光導波路にレーザー光を入射させるのにプリズム結合法を用いているが、この導波モードの励振もポテンシャル井戸モデルから説明している。

実際に製作した導波路は表面の不規則な乱れ、導波路内部の屈折率の不均一などにより、励振した導波モードのエネルギーの一部は他の導波モードへ変換(モード変換)したり、導波路外へ散乱・放射される。このようなゆらぎをもつ導波路の議論は以前からステップ屈折率分布についてなされてきたが¹⁰⁻¹³⁾、グレーデッド型屈折率分布導波路についての報告は少ない。本報告の後半においては、製作した光導波路のモード変換の測定例と伝搬損失のモード依存性および膜厚依存性の測定結果について述べている。最後にこれらの測定結果に対する考察から、イオン交換により製作したグレーデッド型屈折率光導波路において伝搬損失は内部の屈折率ゆらぎに起因するものが主であると結論している。

2. 光導波路の構造と導波光の励振

光導波路の原理は光のエネルギーが屈折率の高い領域に集中するという性質を利用して、屈折率の高い媒質を屈折率の低い媒質で囲み屈折率の高い媒質中に光を閉じ込めて導くものである。最も基本的な構造をもつものが図1に示すような空気、導波層、基板の三層構造をもつ非対称平面導波路である。空気領域、導波領域、基板領域での屈折率をそれぞれ n_{air} , n_g , n_s とすると、

$$n_g > n_s > n_{air} \quad (1)$$

が成り立つ。ここで n_g はグレーデッド型屈折率導波路においては膜厚方向の関数であり、 $n_g = n(z)$ である。

この場合の波動方程式は TE モードについて次式を満足する¹⁴⁾。

$$\frac{d^2 E_y}{dz^2} + (k^2 n^2(z) - \beta^2) E_y = 0 \quad (2)$$

ここで k は真空中での光の波数、 β は伝搬定数である。これと1次元のシュレディンガー方程式

$$\frac{d^2 \psi}{dz^2} + \frac{8\pi^2 M}{h^2} \{E - V(z)\} \psi = 0 \quad (3)$$

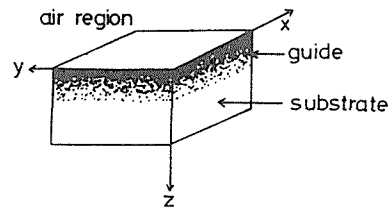


図1 イオン交換光導波路の座標系

と比較すると、図2に示すようにポテンシャル井戸におけるエネルギー準位が導波路に存在することのできるモードの伝搬定数に対応することがわかる¹⁵⁾。このことから導波路を伝搬するモードは離散的な伝搬定数をもつことになり、これに番号 m を付けて β_m と書くことにする。

導波モードを幾何光学的に考えると、グレーデッド型屈折率分布をもつ光導波路内での光線はステップ型とは異なり直線的ではない。導波路を伝搬する光線は図3に示すようにある膜厚の部分で全反射して、さらに空気-導波層境界で全反射を繰り返す。導波路内で全反射が生ずる位置は各モードにより異なり転回点と呼ばれて z_m で表わされる。またその膜厚に対応する屈折率は実効屈折率⁶⁾と呼ばれて、次式で表わされる。

$$N_m = n(z_m) = \beta_m/k \quad (4)$$

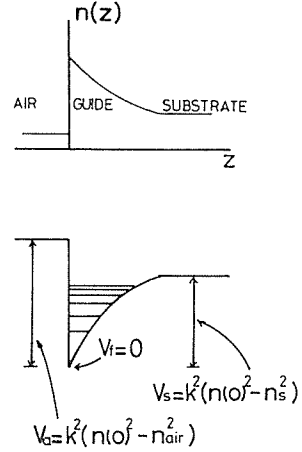


図2 グレーデッド型屈折率分布とポテンシャル井戸モデル

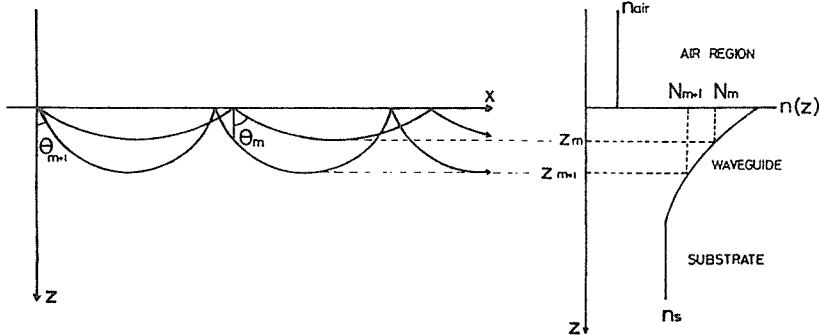


図3 光導波路におけるジグザグ光線の全反射角(θ_m)、実効屈折率(N_m) および転回点(z_m)

この実効屈折率は各導波モードを励振する際のプリズム入射角 θ_{im} に対応させることができる¹⁶⁾。

$$N_m = \sin\theta_{im} \cos\alpha_p + (n_p^2 - \sin^2\theta_{im})^{1/2} \sin\alpha_p \quad (5)$$

ここで α_p はプリズムの底面と入射面のなす角度であり、 n_p はプリズムの屈折率である。プリズムによる導波モードの励振もまたポテンシャル井戸モデルを考えると容易に理解される¹⁵⁾。図4のように空気、プリズム、空気、導波路、基板の5層構造を考えると、導波路とプリズムの間の薄い空気層がポテンシャルの障壁になっている。このよ

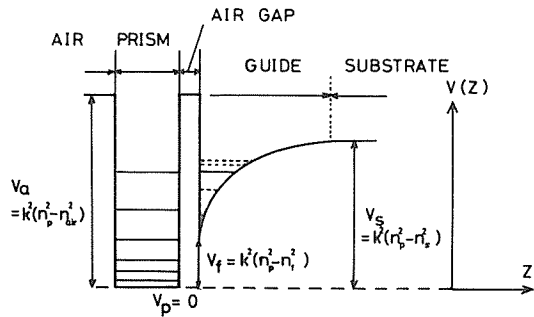


図4 プリズム結合による導波モードの励振を説明するためのポテンシャル井戸モデル

うなポテンシャル井戸モデルによると、プリズムのポテンシャル井戸と導波路のポテンシャル井戸はそれぞれ離散的な束縛エネルギー状態をもって、プリズムと導波路の両方の井戸におけるエネルギー準位が等しくなった時にトンネル効果によって光ビームは導波路内に結合されることになる。

3. 試料の製作

ガラスを基板としてグレーデッド型屈折率分布の光導波路を製作する方法の一つにイオン交換法がある。ガラスの屈折率は組成イオンの単位体積当りの電子分極率とその重量比で定まるので、その組成を変えることにより屈折率を制御して導波層を作ることができる。屈折率 n はクラウジウス-モソットィの式¹⁷⁾によって、ガラスを構成する i 原子の単位体積当りの数 N_i および電子分極率 α_i により次のように与えられる。

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = \frac{4\pi}{3} \sum_i N_i \alpha_i \quad (6)$$

すなわち電子分極率の大きなイオンを増加させることにより屈折率を大きくすることができる。しかし通常のガラスでは交換イオン同志の原子半径が異なるために置換部分に応力が発生して、光弾性効果により屈折率変化が生じて(6)式に従わない場合もあり、また媒質が異方性になることも報告されている¹⁸⁾。

イオン交換は拡散させたいイオンを含む熔融塩中にガラス基板を浸し熱拡散を行う。光導波路の製作に用いた基板はコーニング社のパイレックスガラス(# 7740)であり、屈折率は $n=1.474$ である。試料の製作は図5に示すように電気オープン内に2重拡散皿を用いて、内側の皿の中に拡散イオン源の硝酸銀を入れる。温度を300°Cまで上昇して、熔融した硝酸銀中にあらかじめ予備加熱しておいた基板を浮かべる。2重拡散皿は皿の中で温度分布ができないようにするためのもので、また予備加熱の時間・条件を同一にしておくことが再現性のよい導波路を作るために必要である。このようにして硝酸銀中の Ag^+ イオンと基板中の Na^+ イオンの交換を所定の拡散時間行った後、基板を室温で放置し基板の温度を下げてから水で洗浄して表面に付着した熔融塩を落とす。以上の手順により0.5~26時間のイオン交換を行ない、グレーデッド型屈折率分布をもつ光導波路を製作した。

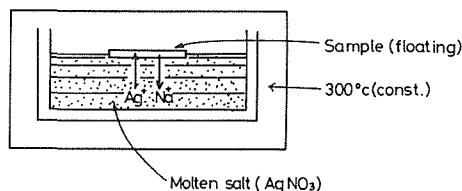


図5 イオン交換($Ag^+ \leftrightarrow Na^+$)の原理

4. 屈折率分布の決定

グレーデッド型屈折率光導波路の屈折率分布は基板の種類および製作の方法・条件等によって様々に変化する。そこで実際に作った導波路の屈折率分布を決定することは導波路の特性を評価する上で重要である。導波路の屈折率分布を決定する方法として、試料を測定に都合良く加工しなくてはならない破壊法と試料に加工を加える必要がない非破壊法がある。屈折率分布を決定した後も試料を導波路として用いることを考えれば非破壊法が望ましい。ここでは測定した各モ

ードの伝搬定数 β_m から屈折率分布を決定する方法として、最も一般的な逆 WKB (IWKB)法を用いた。この方法は量子力学においては古くから使われているが、光導波路の屈折率分布の決定に応用したのは1976年 IBM研究所の J. M. White ら⁹⁾ が最初である。

TE モードについて実効屈折率を用いた形の WKB 固有値方程式は次式で与えられる。

$$\int_0^{Z_p} [n^2(Z) - N_p^2]^{1/2} dZ = \frac{4p-1}{8} \quad (7)$$

ここで $p=m+1$ (m はモード次数) であり、 Z は光の波長で規格化した膜厚である。また、 $n(Z_p) = N_p$, $n(0) = N_0$ である。ここで WKB 近似の一般的な仮定に従い Z に対し $n(Z)$ がゆっくり変化するものとして、全反射による位相変化は空気-導波路境界で $\pi/2$ 、転回点においては $\pi/4$ とした¹⁹⁾。導波路の全てのモードに対応する実効屈折率が測定されているものとする、モード間の転回点毎に積分を分割して(7)式を積分の和の形に書き換える。

$$\sum_{k=1}^p \int_{Z_{k-1}}^{Z_k} [n^2(Z) - N_p^2]^{1/2} dZ = \frac{4p-1}{8} \quad (8)$$

また $n(Z)$ は測定から得られた N_p の値を滑らかにつなぐような部分的に線形な関数として考える。

$$n(Z) \approx N_k + \frac{(N_{k-1} - N_k)}{(Z_k - Z_{k-1})} (Z_k - Z), \quad Z_{k-1} \leq Z \leq Z_k \quad (9)$$

$n(Z) = N_p$ を中点の値 $(N_{k-1} + N_k)/2 + N_p$ で置き換えると、 Z_p に対する解は次式のようになる。

$$Z_p = Z_{p-1} + \left[\frac{3}{2} \left(\frac{N_{p-1} + 3N_p}{2} \right)^{-1/2} \cdot (N_{p-1} - N_p)^{-1/2} \right] \left\{ \left(\frac{4p-1}{8} \right) - \frac{2}{3} \sum_{k=1}^{p-1} \left(\frac{N_{k-1} + 3N_k}{2} + N_p \right)^{1/2} \right. \\ \left. \times \left(\frac{Z_k - Z_{k-1}}{N_{k-1} - N_k} \right) \cdot \left[(N_{k-1} - N_p)^{3/2} - (N_k - N_p)^{3/2} \right] \right\}, \quad p = 2, 3, \dots, M \quad (10)$$

ここで、

$$Z_1 = \frac{9}{16} \left(\frac{N_0 + 3N_1}{2} \right)^{-1/2} \cdot (N_0 - N_1)^{-1/2} \quad (11)$$

である。結局(10), (11)式から屈折率分布を決定することができる。また TM モードについても同様にして屈折率の分布を求めることができる。

5. 導波路の伝搬特性

IWKB 法で得られる屈折率の分布は、その導波路が m 個のモードをもつとすると m 個の離散的な座標点 (規格化膜厚または実効屈折率) と表面の屈折率の推定値だけが与えられることになる。そこでこれらの点をつなぐような関数形を決定することが必要になる。ガウス関数、 $1/\cosh^2$ 関数、指数関数等を考えて、これらの中で回帰直線を用いる方法によりその相関が最も高い関数形として指数関数型が得られた。指数関数型の屈折率分布をもつ光導波路の伝搬定数、モード関数

は厳密に計算できることが知られていて²⁰⁾、その屈折率分布を次式のように置く。

$$n(z) = n_s + \Delta n \exp(-z/d) \quad (12)$$

ここで n_s は基板の屈折率であり、 Δn は屈折率差、 d は膜厚である。 $\Delta n \ll n_s$ のとき $\Delta N = 2n_s \Delta n$ を用いると 2 乗屈折率分布は次のようになる。

$$n^2(z) = n_s^2 + \Delta N \exp(-z/d) \quad (13)$$

膜面方向の電界分布は次の波動方程式を満足する。

$$\frac{d^2 F}{dz^2} + [k^2 n^2(z) - \beta^2] F = 0 \quad (14)$$

(14)式に(13)式を代入することにより次のような非整数次のベッセル関数が解として得られる。

$$F(z) = A \cdot J_{2dp} \{ 2dk\sqrt{\Delta N} \exp(-z/2d) \} \quad (15)$$

ここで A は定数であり、 P は膜厚方向の伝搬定数を表わして、

$$P = (\beta^2 - n_s^2 k^2)^{1/2} \quad (16)$$

である。また $z < 0$ (空気側) では指数関数的に減衰するエバネッセント波の解が得られる。

$$E_y(z) = B \cdot \exp(P_{\text{air}} z) \exp\{i(\beta x - \omega t)\} \quad (17)$$

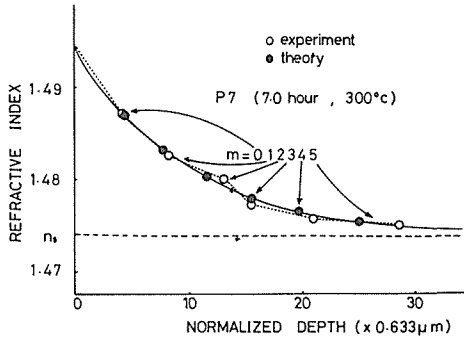
ここで B は定数、 P_{air} は空気領域での減衰定数を表して、

$$P_{\text{air}} = (\beta^2 - n_{\text{air}}^2 k^2)^{1/2} \quad (18)$$

である。 $z=0$ で E_y および $\partial E_y / \partial z$ が連続であることから、TEモードに対する特性方程式が次のように求められる²⁰⁾。

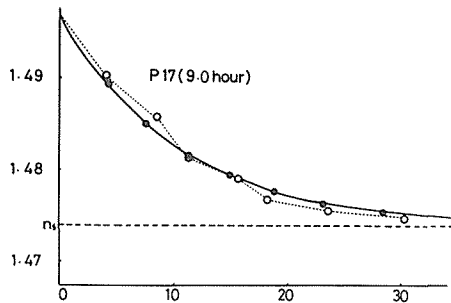
$$\frac{J_{2dp-1}(V) - J_{2dp+1}(V)}{J_{2dp}(V)} = -\frac{P_{\text{air}} \lambda}{\pi \sqrt{\Delta N}} \quad (19)$$

ここで $V = 4\pi d \sqrt{\Delta N} / \lambda$ は規格化導波路幅⁹⁾と呼ばれる。図6にIWKB法により決定した屈折率分布とそれに最も良く近似される指数関数、および指数関数型分布をもつ導波路の実効屈折率と転回点を示す。縦軸には屈折率、横軸には光の波長で規格化した膜厚、また破線は基板の屈折率 ($n_s = 1.474$) を表わす。○印と点線はIWKB法により決定した分布であり、実線はそれを近似した指数関数、●印は理論から求めた値である。実験によりプリズムへの入射角から求めた実効屈折率 N_m は、使用した回転台の測角器の精度が $1/60^\circ$ であることから N_m を計算する上で 1.3×10^{-4} 程度の誤差を生ずることが考えられる。実験における測定誤差を考慮に入れると、低次モードにおいて実験値と理論値が良く一致していることがわかる。また高次モード側になると、グレーデッド型の特徴である実効屈折率の値が接近するためにプリズムへの入射角を精度良く読み取ることが困難になる。そのために誤差が生じたと考えられる。また表1に実験値と理論値の比較例を示す。これによると実験よりも理論の方がモードが多数存在することになるが、実際には観測されなかった。イオン交換によって基板中の N_a^+ イオンと熔融塩中の A_g^+ イオンを交換する際に A_g^+ の浸透の深さは有限であるのに対して、理論計算では指数関数形の屈折率分布を仮定したため A_g^+



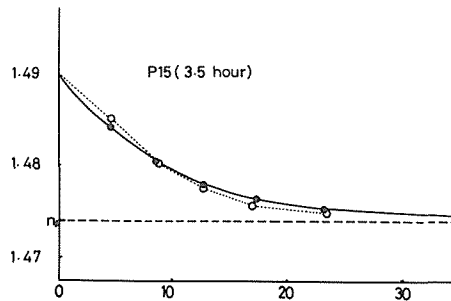
P7(7h)

m	Experiment		Theory	
	N _m	Z _m	N _m	Z _m
0	1.48786	4.08006	1.48722	4.48199
1	1.48282	8.12119	1.48306	7.90282
2	1.48028	13.1957	1.48023	11.5760
3	1.47702	15.4285	1.47819	15.4741
4	1.47590	21.0608	1.47678	19.5039
5	1.47518	28.7754	1.47560	24.9499
6			1.47483	31.3898
7			1.47433	40.3709
8			1.47407	56.1577



P17(9h)

m	Experiment		Theory	
	N _m	Z _m	N _m	Z _m
0	1.49016	4.05624	1.48917	4.16951
1	1.48585	8.60171	1.48476	7.75819
2	1.48130	11.3031	1.48174	11.2025
3	1.47927	15.7370	1.47947	14.8292
4	1.47672	18.1081	1.47777	18.7220
5	1.47569	23.7209	1.47647	23.1199
6	1.47488	30.0264	1.47553	28.1491
7			1.47483	34.5960
8			1.47435	43.4282
9			1.47409	58.1644



P15(3.5h)

m	Experiment		Theory	
	N _m	Z _m	N _m	Z _m
0	1.48504	4.65230	1.48388	4.50474
1	1.48079	8.94557	1.48033	8.67986
2	1.47739	12.8663	1.47806	12.8524
3	1.47570	17.0112	1.47647	17.5291
4	1.47467	23.4286	1.47534	23.2639
5			1.47462	30.4970
6			1.47419	41.2485

図6 イオン交換光導波路の屈折率分布の測定値, 上から試料 P7(7時間拡散), P17(9時間拡散), P15(3.5時間拡散)を示す。

表1 イオン交換光導波路の実効屈折率(N_m)と転回点(Z_m)の実験値と理論値の比較, 上から試料 P7, P17, P15を示す。

が少量ではあるが無限の深さまで浸入していることになる。このような理由でモード数に違いが生じたと考えられる。以上の考察から実験値と理論値は基板の有限の深さまでは比較的良く一致していることがわかり, 指数関数形の屈折率分布を考えることが妥当であると結論される。

導波路のモード関数も指数関数型屈折率分布を仮定した場合厳密解を求めることができる²⁰⁾。(15)式を計算して得られたモード関数を図7に示す。縦軸は電界のy成分の振幅、横軸は光の波長で規格化した膜厚である。またmはモード次数であり縦軸のスケールは任意である。図に示した結果から指数関数型屈折率分布をもつ光導波路のモード関数は転回点の手前に最大のピークをもつことがわかる。モード関数は空気-導波路境界と転回点の間で振動して(定在波を形成して)、転回点よりも膜厚の深いところでは指数関数的に減衰する。またモード次数と同じ数の零点をもち、モード次数が増えるにしたがい膜厚の深いところにピークが移動する。すなわち高次モードになり伝搬定数が小さくなるほど振動数が大きくなり零点の数は多くなる。膜厚の異なる試料のモード関数については、同じモード次数に注目すると膜厚の厚い導波路のモード関数の方がピーク

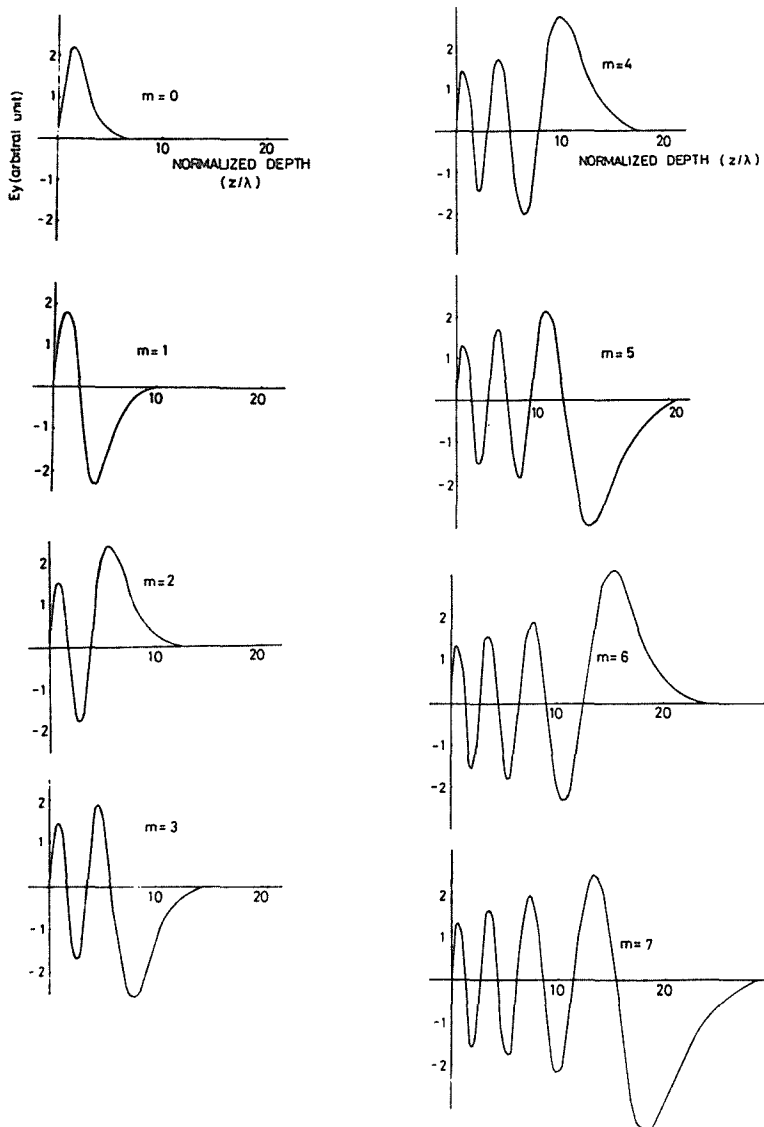


図7 モード関数(電界振幅)の分布, P17の試料の場合

クは表面近くに存在する。

6. モード変換と伝搬損失

実際に製作される光導波路は様々な要因によって不均一さ（ゆらぎ）をもつ。すなわち導波路境界面の乱れおよび屈折率分布のゆらぎ等である。このようなゆらぎをもつ導波路と理想的な導波路のモデルを図8に示す。ゆらぎをもつ導波路の場合励振したモードは他の導波モードへ変換したり、放射モードへ変換することにより導波路外部へ散乱される。これらのモード変換は入射した特定のモードの減衰を意味するので、ゆらぎのない導波路を製作することが望ましい。

導波路を伝搬する導波光の損失は大きく次の3つに分けられる。

- (1) 導波路内での吸収による損失
- (2) 導波路の屈折率ゆらぎや境界面の乱れによる他の導波モードへの変換による損失
- (3) 導波路の屈折率ゆらぎや境界面の乱れによる放射モードへの変換による損失

He-Ne レーザー光の波長 ($0.633 \mu\text{m}$) において、(1)は(2)、(3)に比べて小さいので損失の原因の大部分はこのゆらぎによるものと考えられる。励振した導波モードが導波路内で他の導波モードに変換される現象は図9の実験系で観測できる。He-Ne レーザー光は偏光板でTEモードに偏光方向が選択され、レンズで入射プリズム底面に集光される。導波路と直角プリズムは、プリズムの直角端を中心に回転台によって回転することができる。プリズムの回転により特定の導波モードを励振することができる。このようにしてTE₀モードを励振した場合導波路に不均一がない場合、出射プリズムからはTE₀モードだけが観測されることになる。実際にはTE₀モードに対応するラインだけでなく他のモードに対応するラインも観測される。このプリズムからの出射パターンはMライン^{(14)~(15)}

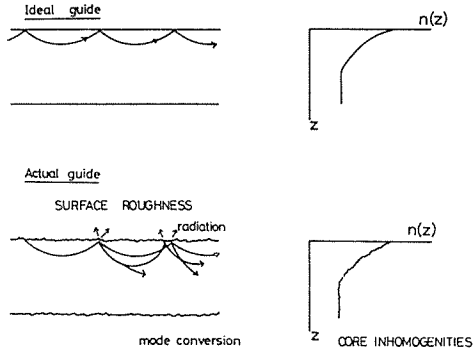


図8 理想的な導波路と実際に製作されるゆらぎのある導波路

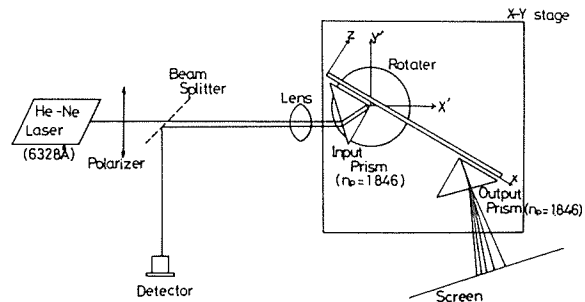


図9 Mラインを観測するための実験系

と呼ばれる。Mラインの例を図10に示す。(a)は最低次のモードを励振した場合の出射パターンであり、(b)は高次モードを励振した場合の出射パターンである。(a)では最低次モード以外に他のモードもわずかに現われていて、(b)では(a)よりも他のモードが強く出射している。このことから励振されるモードが低次モード、特に零次(TE₀)モードの場合導波路内部の屈折率ゆらぎや表面の乱れによるモード変換が小さいことがわかる。しかし高次モードを入射端で励振した場合モード変換は大きく、入射エネルギーは低次モード側に移る。

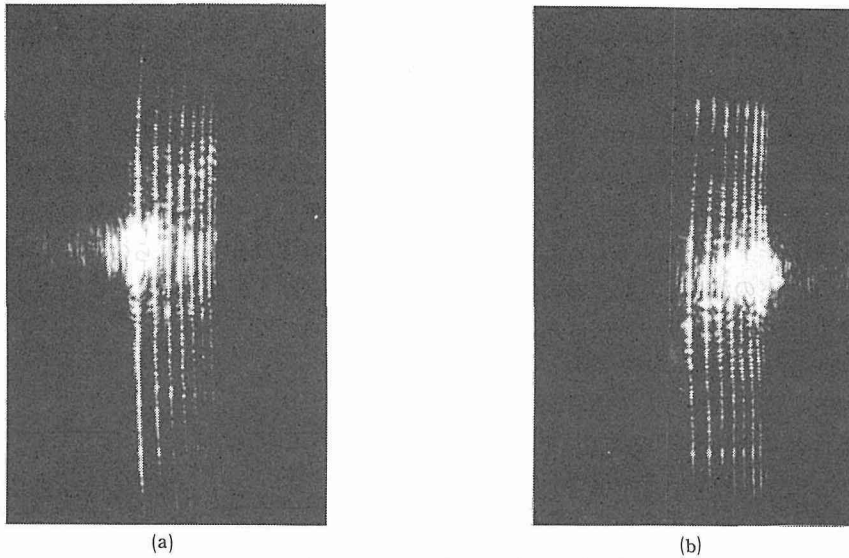


図10 Mラインの観測例, (a)は最低次モードを励振した場合, (b)は高次モードを励振した場合

次に導波路のゆらぎによって導波光が放射モードに変換するために生ずる損失の測定結果について述べる。図11に散乱光強度の伝搬距離依存性を測るための実験系を示す。He-Ne レーザ光はビームスプリッターで分割されて、一方はロックインアンプの参照光に、他方は入射プリズムによって導波路に結合する。導波路表面からの散乱光強度を測定するために、ライトガイド（オリンパス LG-3-5）の先端を表面から1mm離して伝搬方向に沿って走査する。指向性の向上とごみなどの散乱体による影響を低減するためライトガイドの先端に円形開口（ $\sim 0.5\text{mm}\phi$ ）のピンホールを付けている。この円形開口によって検出される散乱光強度は微弱なのでロックインアンプで同期検波・増幅してX-Yレコーダー上に記録する。このような散乱光強度の測定は全ての方向に散乱する光が円形開口内に入る散乱光強度に比例することを利用している。散乱光の強度は一般に次式で表わされる。

$$I = I_0 \exp(-\alpha x) \quad (20)$$

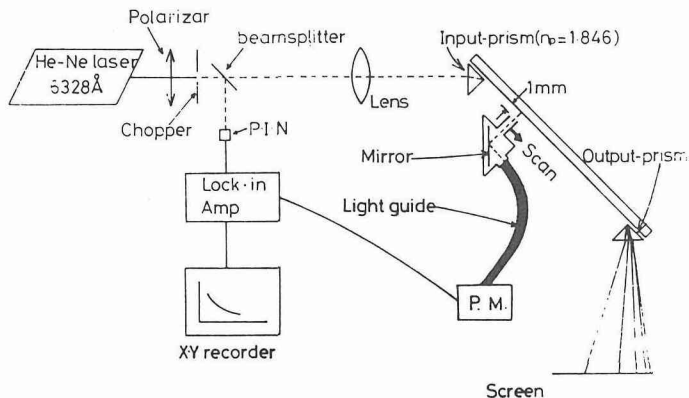


図11 伝搬損失を測定するための実験系

散乱光の減衰曲線から減衰定数 α を求めて単位距離当りの損失 (dB/cm) に換算する。測定は同一の試料について各 TE モードを励振した場合と拡散時間を変えて製作した試料の場合とに分けて行なった。製作した導波路の損失は約 2.0~2.5 dB/cm であった。損失のモード依存性、膜厚依存性を図12, 13に示す。縦軸は cm 当りのデシベル損失であり、図12の横軸はモード次数、図13の横軸は拡散時間をとった。これは膜厚が拡散時間の 1/2 乗に比例すること²¹⁾を利用したものである。散乱損失はモード次数が増加すると、また膜厚が増加すると減少する。図7のモード関数の分布から考察すると、モード次数の増加にともないモード関数のピークは膜厚の深いところに移動する。電界振幅のピークが表面近くにある低次モードに比較して高次モードは表面の乱れによる影響が少ないため損失は小さくなると考えられる。一方、基板自体に屈折率ゆらぎが存在しない場合屈折率のゆらぎはイオン交換によって銀イオンが浸入した部分にできると考えられる。す

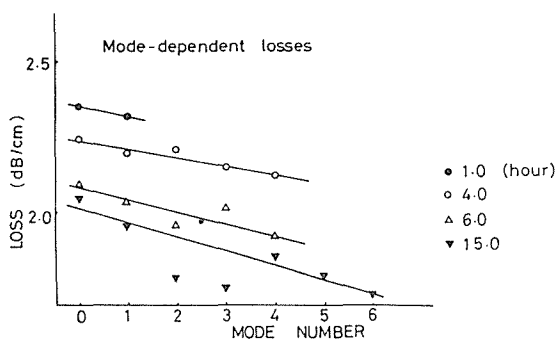


図12 伝搬損失のモード依存性

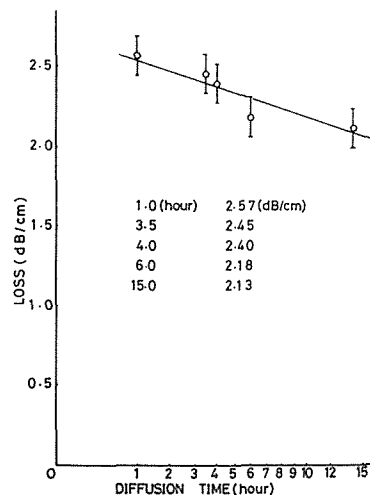


図13 伝搬損失の導波路膜厚依存性

なわち銀の量が多い部分、換言すれば屈折率の高い部分にゆらぎが存在することになるので高次モードは低次モードよりも屈折率ゆらぎによる影響は少ない。次に膜厚の厚い導波路を製作するためには、長時間イオン交換を行わなくてはならない。膜厚が厚くなるほど特定のモードの電界振幅のピーク位置は表面近くに移動することから (図7参照)、屈折率ゆらぎが同一ならば厚い試料の方が損失は増大しなければならない。しかし図13では膜厚の厚い試料ほど散乱損失が少ないことが示された。このことから拡散時間を長くすると内部の屈折率ゆらぎが小さくなることが予想される。以上の考察から、イオン交換によって製作されたグレーデッド型屈折率導波路の伝搬損失は内部の屈折率ゆらぎが支配的であることがわかった。

7. む す び

イオン交換法 ($A_g^+ \leftrightarrow N_a^+$) を用いて多モードグレーデッド型光導波路を製作した。IWKB法によって屈折率分布を決定して、その屈折率が指数関数型分布で良く近似されることがわかった。また製作した導波路の屈折率差 (Δn) は0.018~0.022であった。次に指数関数型屈折率分布をもつ導波路の実効屈折率、転回点を計算して実験により求めた値とほぼ一致することを確認した。こ

のような指数関数型屈折率分布をもつ導波路のモード関数は非整数次のベッセル関数で表わされて、導波路領域では振動し、空気領域および転回点よりも深いところでは減衰する。これらのモード関数の振舞いは導波路の散乱損失機構を調べる上で重要である。最後にグレーデッド型屈折率光導波路のモード変換と伝搬損失を測定した。高次モードの方が低次モードよりもモード変換が大きいことがわかった。伝搬損失はモード次数の増加にともなって減少して、 TE_0 モードの場合2.0~2.5 dB/cmであった。これらの結果とモード関数の電界分布から考察して、内部の屈折率ゆらぎが散乱損失の主な原因であると考えられる。さらにこのゆらぎを定量的に把握するためには、散乱光の空間角度分布を測定して、これと摂動計算にもとづく散乱光強度の理論曲線を対応させることによりゆらぎの相関長を推定することが必要である²²⁻²³⁾。これらの問題が今後に残された検討課題である。

参 考 文 献

- 1) S. E. Miller : Bell System Tech. J., 48 (1969) p. 2059-2069.
- 2) T. G. Giallorenzi *et al* : Appl. Opt., 12 (1973) p. 1240-1245.
- 3) T. Izawa and H. Nakagome : Appl. Phys. Lett., 21 (1972) p. 584-586.
- 4) G. Stewart and P. J. R. Laybourn : IEEE J. Quantum Electron., QE-14 (1978) p. 930~934.
- 5) G. Chartier *et al* : Appl. Opt., 19 (1980) p. 1092-1095.
- 6) J. M. White and P. F. Heidrich : Appl. Opt., 15 (1976) p. 151~155.
- 7) A. Guez, P. C. Jaussaud and G. H. Chartier : Rev. Phys. Appl., 14 (1979) p. 847~852.
- 8) H. Kogelnik : Theory of Dielectric Waveguides, in *Integrated Optics*, T. Tamir ed., (1979). Springer-Verlag, New York. 2nd ed.
- 9) G. B. Hocker and W. K. Burns : IEEE J. Quantum Electron., QE-11 (1975) p. 270-276.
- 10) 末松, 古屋 : 応用物理, 42 (昭48) p. 938~942.
- 11) D. Marcuse : Theory of Dielectric Optical Waveguides., Chap. 3 (1974), Academic Press, New York.
- 12) M. Imai, S. Miyanaga and T. Asakura : IEEE J. Quantum Electron., QE-13 (1977) p. 255~262.
- 13) 小関, 今井, 大塚 : 工学部研究報告, 99 (昭55) p. 89~96.
- 14) P. K. Tien : Rev. Modern Phys., 49 (1977) p. 361~409.
- 15) P. K. Tien : Radio Science, 16 (1981) p. 437~444.
- 16) R. Ulrich : J. Opt. Soc. Amer., 60 (1970) p. 1337~1350.
- 17) フレーリッヒ, 永宮・中井訳 : 誘電体論, (昭50) 吉岡書店, 京都.
- 18) J. Viljanen and M. Leppihalme : J. Appl. Phys., 51 (1980) p. 3563~3565.
- 19) P. K. Tien, *et al* : Appl. Phys. Lett., 24 (1974) p. 503~505.
- 20) E. M. Conwell : Appl. Phys. Lett., 23 (1973) p. 328~329.
- 21) G. Stewart, *et al* : IEEE J. Quantum Electron., QE-13 (1977) p. 192~200.
- 22) 小関, 今井, 大塚 : 工学部研究報告, 105 (昭56) p. 153~162.
- 23) M. Imai, Y. Ohtsuka and M. Koseki : IEEE J. Quantum Electron., QE-18 (1982) p. 789~795.