

輻射科学研究会資料 RS89-1

4 ~ 18 GHz 帯結合度  
可変形方向性結合器

豊田 幸弘

大阪工業大学

中央電気倶楽部

平成 元年 5月19日

## 4 ~ 18 GHz 帯結合量 可変形方向性結合器

### 4 ~ 18 GHz Band Variable Coupling Directional Couplers

豊田 幸弘

Sachihiro TOYODA

大阪工業大学 電気工学科

Osaka Institute of Technology

#### あらまし

方向性結合器、 $180^\circ$  と  $90^\circ$  ハイブリッド結合器および電力分割器を用いた4種類の広帯域結合量可変形方向性結合器を考案した。最初の結合量可変形方向性結合器の構造については次に述べる。

$180^\circ$  ハイブリッド結合器の位相角  $0^\circ$  の端子に結合量 6 dB の方向性結合器の入力端子を接続し、位相角  $180^\circ$  の端子に  $90^\circ$  ハイブリッド結合器の入力端子を接続する。 $90^\circ$  ハイブリッド結合器の位相角  $90^\circ$  の端子（この端子は  $270^\circ$  の位相角になっている）と方向性結合器の2次側の方向性端子の間に広帯域可変減衰器を接続した。方向性結合器の1次側の出力端子と  $90^\circ$  ハイブリッド結合器の位相角  $0^\circ$  の出力端子を  $180^\circ$  ハイブリッド結合器へ接続して結合量可変形方向性結合器を構成した。

2番目は最初に述べた結合度可変形方向性結合器の  $90^\circ$  ハイブリッド結合器を結合量 6 dB の方向性結合器に置き換えただけである。

3番目は4分配の電力分割器2個と広帯域増幅器2個および広帯域可変減衰器を用いて結合量可変形方向性結合器を構成した。

4番目は3番目に述べた結合量可変形方向性結合器に用いた4分配の電力分割器AおよびBを2分配のものに置き換えただけである。

これらの結合量可変形方向性結合器の動作周波数特性範囲は  $4 \sim 8$  GHz および  $4 \sim 18$  GHz 帯であり、結合量は  $3.1 \sim 30$  dB まで変化した。

#### 1. まえがき

マイクロ波回路の方向性結合器の論文については数多く発表されている。方向性結合器には導波管回路、

同軸線路およびマイクロ・ストリップ線路等があり、マイクロ・ストリップ線路を用いた方向性結合器は広帯域特性のものが市販されている。これらの方向性結合器の結合量は一定である。

これらの方向性結合器を用いて電力や周波数を観測する時使用状態によつて結合量を最適なものとして使用したい場合がある。その時に結合量可変形方向性結合器があると便利である。

結合量可変形方向性結合器の論文については Gene. Cnso 1) は2本のストリップ線路の間に円盤の誘電体を回転させて結合量を可変させる方法を述べている。

Brodwin, M.E. 2) は方形導波管のz方向に誘電体板を入れ、2つの円孔結合孔に誘電体板を近づけて結合量を可変する方法について述べている 2)。

著者はバラクタ・ダイオードを用いた結合量可変形方向性結合器については既に報告した 3), 4)。

文献3)の方式については構造が複雑であり、動作周波数範囲も  $2.7 \sim 5.3$  GHz である。また、大きい電力に使用することができない。

著者は従来から市販されている結合量一定の方向性結合器および電力分割器を用いて4種類の結合量可変形方向性結合器を考案した。動作周波数範囲は  $4 \sim 8$  GHz および  $4 \sim 18$  GHz で、結合量は  $3.1 \sim 30$  dB まで変化した。この4種類の結合量可変形方向性結合器について述べる。

#### 2. $180^\circ$ と $90^\circ$ ハイブリッド結合器および方向性結合器を用いた結合量可変形方向性結合器

$180^\circ$  と  $90^\circ$  ハイブリッド結合器および方向性結合器を用いた結合量可変形方向性結合器の構成図を

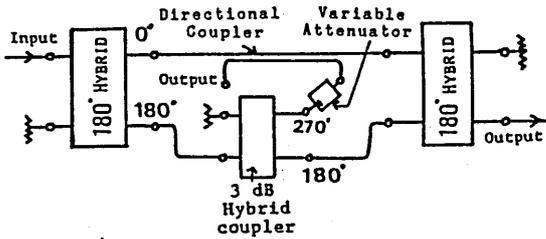


図1 結合量可変形方向性結合器の構成図

図1に示す。図1に示すように、 $180^\circ$  ハイブリッド結合器の位相角 $0^\circ$ の端子に結合量6 dBの方向性結合器の入力端子を接続し、位相角 $180^\circ$ の端子に $90^\circ$  ハイブリッド結合器の入力端子を接続した。 $90^\circ$  ハイブリッド結合器の位相角 $90^\circ$ の端子（この端子は $270^\circ$ の位相角になっている）と方向性結合器の2次側の方向性の端子との間に広帯域可変減衰器を接続し、方向性結合器の1次側の出力端子と $90^\circ$  ハイブリッド結合器の位相角 $0^\circ$ の出力端子を $180^\circ$  ハイブリッド結合器へ接続して結合量可変形方向性結合器を構成した。方向性結合器の2次側の結合出力端子には動作周波数範囲にわたって $90^\circ$ の位相量がある。可変減衰器の出力端子には $270^\circ$ の位相量があるので、この $270^\circ$ の位相量を方向性結合器の2次側の方向性の端子に供給すると2次側の回路で $90^\circ$ と $270^\circ$ の位相量が互いに打ち消し合う。 $90^\circ$ の位相量は一定であるから、 $270^\circ$ の位相量を調整するために可変減衰器の減衰量を変化させることに依って、結合出力端子に生じる出力電力を可変させることができる。可変減衰器の周波数特性は4~20 GHzまでである。ハイブリッド結合器と方向性結合器の動作周波数特性は4~8 GHzまでである。

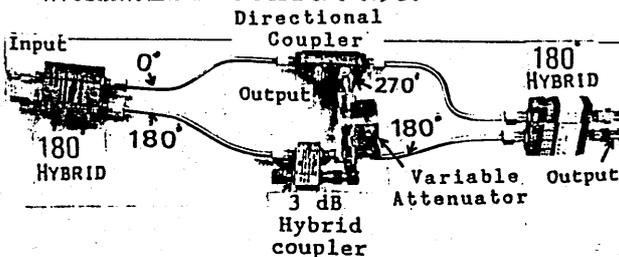


図2 図1に示す結合量可変形方向性結合器の写真

図1に示す結合量可変形方向性結合器の試作した写真を図2に示す。

図2に示す結合量可変形方向性結合器の周波数特性を図3に示す。図3 aに示すように、動作周波数範囲は4~8 GHzであり、可変減衰器に供給する電流を0.27から3.21 mAまで可変させると方向性結合器の結合量は3.5から25.5 dBまで変化した。

方向性は20 dBであり、結合量が3.5 dBの時挿入損は3 dB、25.5 dBの時2.6 dBであった。

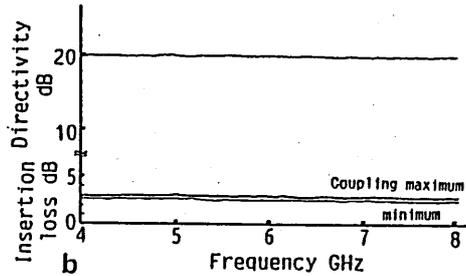
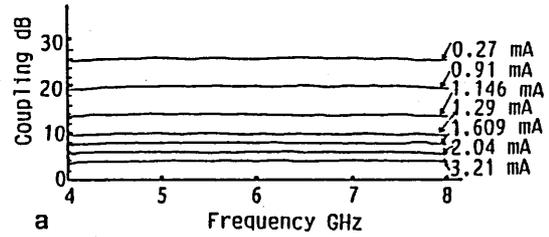


図3 図2に示す結合量可変形方向性結合器の周波数特性

挿入損が最大3 dBになったのは $90^\circ$  ハイブリッド結合量の分割による挿入損が3 dBあるからである。

2番目の結合量可変形方向性結合器の構造は図1に示す $90^\circ$  ハイブリッド結合器を6 dB結合量方向性結合器に置き換えただけである。その回路構成を図4に示す。図4に示すように方向性結合器bの結合端子1から方向性結合器aの方向性端子3の間に広帯域可変減衰器を接続した。方向性端子での位相角は $270^\circ$ であり、方向性結合器aの2次側の回路で $90^\circ$ と $270^\circ$ 位相量が互いに打ち消し合う。 $90^\circ$ の位相量は一定であるから、 $270^\circ$ の位相量を可変減衰器の減衰量で変化させて方向性結合器aの端子4に生じる出力電力を可変させることができる。

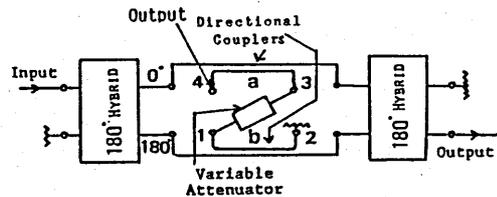


図4 結合量可変形方向性結合器の構成図

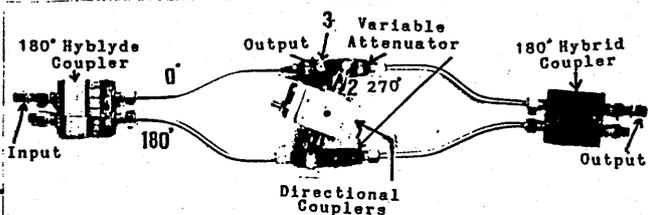


図5 図4に示す結合量可変形方向性結合器の写真

図4に示す結合量可変形方向性結合器を試作した写真を図5に示す。

図5に示す結合量可変形方向性結合度の周波数特性を図6に示す。図6aに示すように、動作周波数範囲は4~8GHzであり、可変減衰器に供給する電流を0.27mAから3.01mAまで可変させると結合量は6.2dBから26dBまで変化した。方向性は25dBであつた。結合量が6.2dBの時挿入損は0.72dBであり、26dBの時挿入損は0.6dBであつた。また、結合量を変化させることによって入力インピーダンスの変化のないこともNetwork Analyzerで観測した。

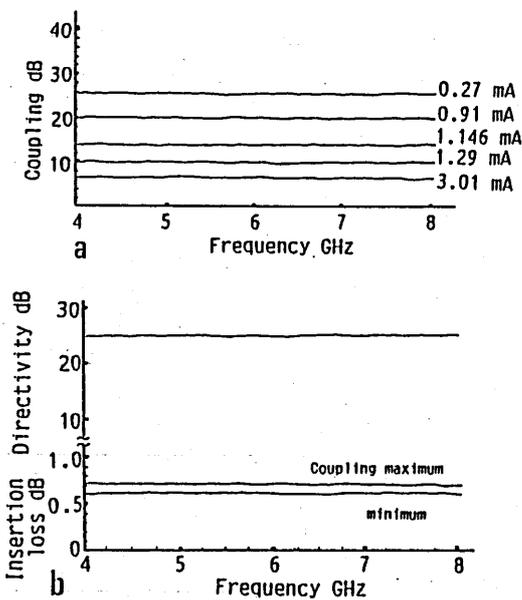


図6 図5に示す結合量可変形方向性結合器の周波数特性

### 3. 2個の電力分割器と増幅器および可変減衰器を用いた結合量可変形方向性結合器

2個の電力分割器を用いた結合量可変形方向性結合器の構成図を図7に示す。図7に示すように、電力分割器は4分配のものを用いた。電力分割器AおよびBの端子5~6および7~8の間に広帯域増幅器を接続した。端子9および10は無反射終端した。端子11および12には分割された出力電力が得られる。これらの端子に生じる出力電力を調整するために広帯域可変減衰器を接続した。

増幅器を用いた理由は電力分割器の入力端子1から出力端子2までの間に分割による挿入損が12dBあるので、この挿入損を少なくするためである。増幅器

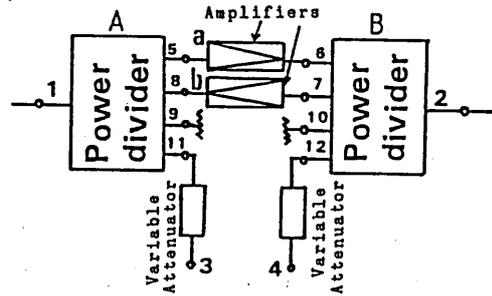


図7 2個の電力分割器と増幅器を用いた結合量可変形方向性結合の構成

aおよびbの利得はそれぞれ11.8dBで挿入損は0.2dBになつた。挿入損を0.2dBにすると図7に示す回路系は発振を起こさず安定であつた。このことについては文献5に詳細に述べている。端子1から電力を供給すると端子5から増幅器を介して出力端子2へ出る。一方、端子11には分割による挿入損6dB減衰した出力電力が生じ、可変減衰器の減衰量を変化させることによって端子3に現れる出力電力を可変させることができる。端子12には出力電力は出ない。

端子2から電力を供給すると端子7から増幅器を介して端子1へ出る。一方、端子12に6dB減衰した出力電力が生じ、可変減衰器の減衰量を変化させることによって端子4に現れる出力電力をも可変させることができる。端子11には出力電力は出ない。

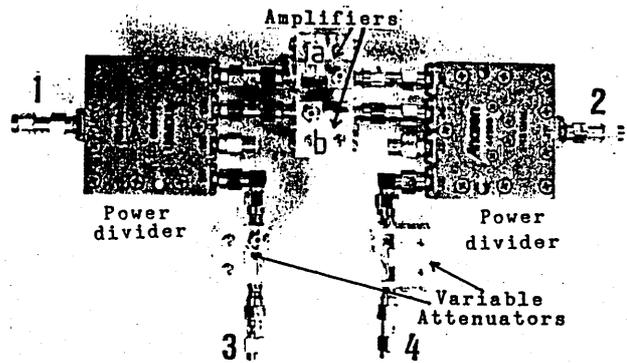


図8 図7に示す結合量可変形方向性結合器の写真

図7に示す回路構成は結合量可変形方向性結合器と同じ動作をすることがわかる。

図7に示す結合量可変形方向性結合器の写真を図8に示す。

図8に示す結合量可変形方向性結合器の周波数特性を図9に示す。図9aに示すように、動作周波数範囲は4~18GHzであり、端子1から入力電力を加え可変減衰器に供給する電流を0mAから3.7mAま

を変化させると端子3に得られる出力は6.1 dBから34 dBまで可変した。この場合可変減衰器の減衰量を増せば端子3に得られる出力電力はますます小さくなる事が分かる。図9 bに示すように、挿入損は0.2 dBであり、端子1 2での方向性は18 dBを得た。端子4での方向性は可変減衰器の減衰量を増加すれば大きくなる事が分かる。

端子2から電力を供給した時図9 aおよび9 bに示す同じ測定結果が得られることをNetwork Analyzerで観測した。

図10に示す回路構成も結合量可変方向性結合器である。図10に示すように、電力分割器は2分配のものを用いた。電力分割器AおよびBの端子2~3の間に広帯域増幅器を接続した。電力分割器AおよびB

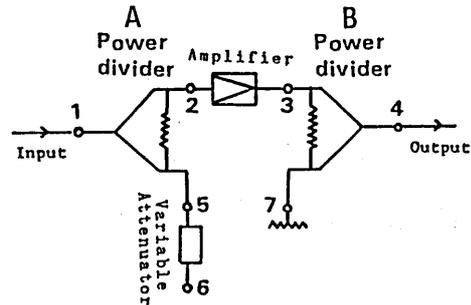


図10 2個の電力分割器と増幅器を用いた結合量可変方向性結合の構成

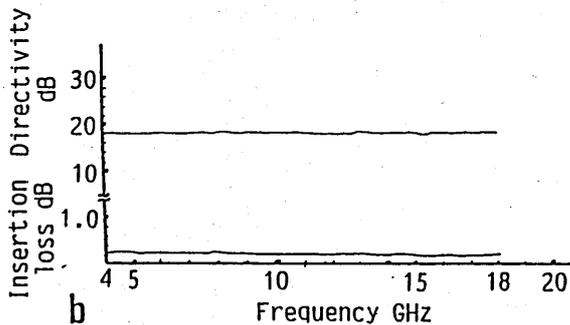
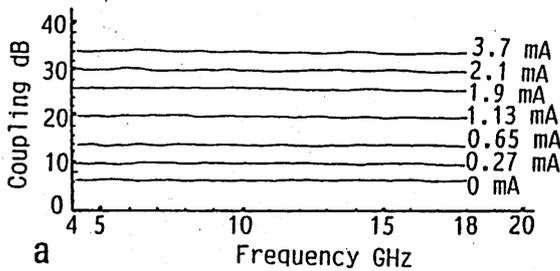


図9 図8に示す結合量可変方向性結合器の周波数特性

には分割による挿入損が6 dBある。この挿入損を補うために利得6 dBの増幅器を用いた。

端子1から電力を供給すると端子2から増幅器を介して出力端子4へ出る。

端子5には3 dB減衰した電力が得られる。この出力を小さくするには端子5と6の間に接続してある広帯域可変減衰器を調整すれば良い。端子7には電力は生じない。この回路構成も結合量可変方向性結合器の動作に良く似ている。

図10に示す結合量可変方向性結合器の写真を図11に示す。

図11に示す結合量可変方向性結合器の周波数特性を図12に示す。図12に示すように、動作周波数範囲は4~18 GHzであり、端子1から入力電力を

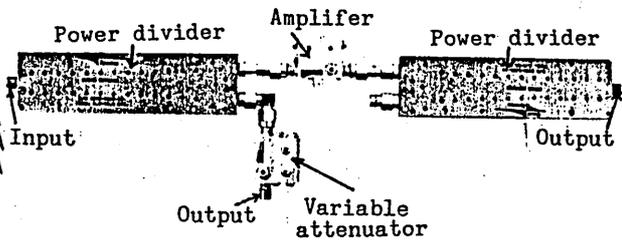


図11 図10に示す結合量可変方向性結合器の写真

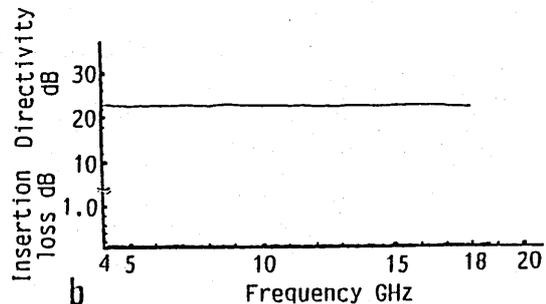
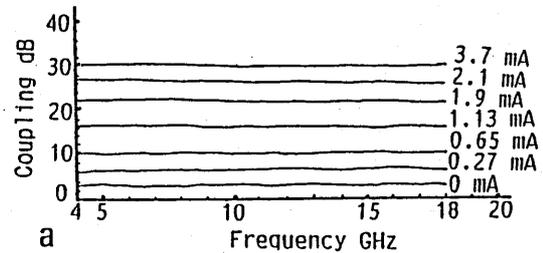


図12 図10に示す結合量可変方向性結合器の周波数特性

加え可変減衰器に供給する電流を0 mAから3.7 mAまでを変化させると端子3に得られる出力は3.1 dBから30 dBまで可変した。この場合可変減衰器の減衰量を増せば端子6に得られる出力電力はますます小さくなるのが分かる。図12bに示すように、挿入損は0 dBであり、端子7での方向性は23 dBを得られることをNetwork Analyzerで観測した。

## おわりに

この論文では4種類の結合量可変形方向性結合器について述べた。

市販されている方向性結合器と180° および90° ハイブリッド結合器を用いて広帯域結合量可変形方向性結合器を試作した。

また、2個の電力分割器と広帯域増幅器および2個の広帯域可変減衰器を用いて4~18 GHz帯広帯域結合量可変形方向性結合器も試作した。

これらの結合量可変形方向性結合器は大きな電力にも使用でき、結合量を変化させることに依って入力インピーダンスの変化がないこともNetwork Analyzerで観測した。

## 文 献

- 1) Gene Cnso "A Wide-Band Variable Microwave Coupler"  
IEEE Trans., MTT Vol MTT-18 No. 9  
September 1970.
- 2) Brodwin, M.E. and Ramaswany, V. "Continuously  
Variable Directional Coupler in Rectangular  
Waveguide" IEEE Trans., MTT-18 March 1963
- 3) 豊田 "バラクタダイオードを用いた結合量可変形方向  
性結合器" 電子通信学会論文誌 85/1 Vol J68-B  
No. 1 PP.141-142.
- 4) S.Toyoda "Variable Coupling Directional Coupler  
Using Varactor Diodes" 1982 IEEE MTT-s  
Int. Microwave Symp., PP.419-421
- 5) 豊田 "0.5~2.4 GHz および5~18 GHz  
帯アクティブ・サーキュレータ" 電子情報通信  
学会論文誌 C-1 Vol. J72-C-1 No.3 PP.  
1989年 3月

輻射科学研究会資料

RS 89-2

YIG 薄膜を基板としたマイクロストリップ線路  
Microstrip Lines using Yttrium Iron Garnet Films

奥村啓之<sup>†</sup>

堤 誠<sup>††</sup>

<sup>†</sup> 大阪大学工学部通信工学教室

<sup>††</sup> 京都工芸繊維大学電子情報工学科

平成元年5月19日

於 中央電気倶楽部

あらし

イットリウム鉄ガーネット薄膜を基板としたマイクロストリップ線路の特性をスペクトル領域法により解析した。その結果、透磁率が負になる周波数領域で電磁波が遮断されること、ストリップ幅を変えてもこの遮断周波数帯域は影響を受けないことが明らかになった。また、界の片寄りは遮断周波数の近傍で強く現れ、非可逆性を示すことがわかった。一方、薄膜を支えているガドリウムガリウムガーネットの影響を含めて解析を行い、ガーネットの厚みが大きくなると遮断周波数帯域が狭まることを明らかにした。

得られた理論結果を確かめるために厚さ20 $\mu$ mの薄膜を用いて実験を行い、理論値との比較検討を行った。

### 1. まえがき

誘電体の一種であるガドリウムガリウムガーネット(GGG)を基板として液相成長させたイットリウム鉄ガーネット(YIG)薄膜は主に静磁波デバイスの母体として使用されているが<sup>(1)(2)</sup>、これにストリップを加えた形の構造、すなわちYIG薄膜を基板としたマイクロストリップ線路をここで提案する。

YIGはフェライトであるから構造そのものは従来のフェライト基板マイクロストリップ線路と同じであり、その特性はすでに明らかにされているものと考えられがちだが、従来、この種の研究はフェライトの厚みを無視したエッジガイドモード<sup>(3)</sup>または平面回路的なもの<sup>(4)</sup>であって、ここに述べる様なYIGの膜厚を考慮、あるいはGGGの基板を含めて解析したこの種の論文は筆者らの知る限り見られない。

本稿ではYIG薄膜を基板としたマイクロストリップ線路をスペクトル領域法<sup>(5)(6)</sup>で解析し、その伝搬特性をGGGの厚みの影響に重きを置いて論じている。

### 2. 理論

まず最初にGGGの厚さを無視し、YIG薄膜のみを基板としたストリップ線路の解析を行なう。その問題の構成を図1に示す。なお直流磁界 $\mu_0 H_0$ は膜面に垂直に加わっているものとする。この様な問題の構成はエッジガイドモードの導波系<sup>(3)</sup>と全く同じであるが、エッジガイドモードではz方向すなわち直流磁界の方向の界の依存性を無視している。ここでは基板の厚みが特性に及ぼす影響を明らかにする事に重きを置いており、z方向の界を無視しない三次元的な解析を行う。

YIGにおける透磁率テンソルは

$$\hat{\mu} = \mu_0 \begin{bmatrix} \mu & jK & 0 \\ -jK & \mu & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (1)$$

であり、ここに  $\mu$ ,  $\kappa$  は

$$\mu = 1 + \frac{\omega_h \omega_m}{\omega_h^2 - \omega^2}, \quad \kappa = \frac{\omega \omega_m}{\omega_h^2 - \omega^2}$$

$$\omega_m = \gamma \mu_0 M, \quad \omega_h = \gamma \mu_0 H_0$$

である。また  $\mu_0 H_0$  は直流磁界の強さ、 $\mu_0 M$  は飽和磁化、そして  $\gamma$  は磁気回転比である。なお本稿では  $\mu_0 H_0$ ,  $\mu_0 M$  の値としてそれぞれ 0.1 T, 0.173 T の値を用いる。

電磁波は伝搬定数  $\beta$  で y 方向に進むものとする。この系における解析をスペクトル領域法で行う関係上、この線路の周囲を図 1 に示すように  $2a \times b$  の導体壁で囲むものとする。また、x 方向に関する有限フーリエ変換を

$$\tilde{f}(n) = \frac{1}{2} \int_{-2a}^{2a} f(x) e^{j\hat{k}_n x} dx, \quad \hat{k}_n = \frac{n\pi}{2a} \quad (2)$$

と定義する。

(2) を考慮し、(1) とマクスウエルの方程式から求まる YIG における電磁界成分を求めると

$$\begin{aligned} \tilde{E}_x &= \frac{1}{\omega^2 \epsilon_2 \mu_0 - \beta^2} (-\beta \hat{k}_n \tilde{E}_y + j\omega \mu_0 \frac{\partial \tilde{H}_y}{\partial z}) \\ \tilde{E}_z &= \frac{1}{\omega^2 \epsilon_2 \mu_0 \mu - \beta^2} [-j\beta \frac{\partial \tilde{E}_y}{\partial z} - (j\beta \omega \mu_0 \kappa + \omega \mu_0 \mu \hat{k}_n) \tilde{H}_y] \\ \tilde{H}_x &= \frac{1}{\omega^2 \epsilon_2 \mu_0 \mu - \beta^2} [-j\omega \epsilon_2 \frac{\partial \tilde{E}_y}{\partial z} - (j\omega^2 \epsilon_2 \mu_0 \kappa + \beta \hat{k}_n) \tilde{H}_y] \\ \tilde{H}_z &= \frac{1}{\omega^2 \epsilon_2 \mu_0 - \beta^2} (\omega \epsilon_2 \hat{k}_n \tilde{E}_y - j\beta \frac{\partial \tilde{H}_y}{\partial z}) \end{aligned} \quad (3)$$

そして

$$\begin{aligned} &(\omega^2 \epsilon_2 \mu_0 - \beta^2) \frac{\partial^2 \tilde{E}_y}{\partial z^2} + (\omega^2 \epsilon_2 \mu_0 - \beta^2 - \hat{k}_n^2) (\omega^2 \epsilon_2 \mu_0 \mu - \beta^2) \tilde{E}_y \\ &= -j\omega \mu_0 [(\mu - 1) \beta \hat{k}_n - j\kappa (\omega^2 \epsilon_2 \mu_0 - \beta^2)] \frac{\partial \tilde{H}_y}{\partial z} \\ &(\omega^2 \epsilon_2 \mu_0 \mu - \beta^2) \frac{\partial^2 \tilde{H}_y}{\partial z^2} + \mu (\omega^2 \epsilon_2 \mu_0 \mu - \beta^2 - \hat{k}_n^2) (\omega^2 \epsilon_2 \mu_0 - \beta^2) \tilde{H}_y \\ &= -j\omega \epsilon_2 [(\mu - 1) \beta \hat{k}_n + j\kappa (\omega^2 \epsilon_2 \mu_0 - \beta^2)] \frac{\partial \tilde{E}_y}{\partial z} \end{aligned} \quad (4)$$

となる。ここに $\sim$ はフーリエ変換を意味し、 $\mu_0$ は

$$\mu_e = \frac{\mu^2 - \kappa^2}{\mu}$$

で等価透磁率である。

次に $z = 0$ における境界条件を考慮して(4)を解き、YIG薄膜における各電磁界成分を未知振幅係数 $C$ 、 $D$ で表すと、

$$\begin{aligned} \tilde{E}_x &= \frac{1}{\omega^2 \epsilon_2 \mu_0 - \beta^2} [ (-\beta \hat{k}_n + j\omega \mu_0 K_+ \gamma_+) C \sinh \gamma_+ z \\ &\quad + (-\beta \hat{k}_n + j\omega \mu_0 K_- \gamma_-) D \sinh \gamma_- z ] \\ \tilde{E}_y &= C \sinh \gamma_+ z + D \sinh \gamma_- z \\ \tilde{E}_z &= \frac{1}{\omega^2 \epsilon_2 \mu_0 \mu - \beta^2} [ (-j\beta \gamma_+ - j\beta \omega \mu_0 K_+ - \omega \mu_0 \mu \hat{k}_n K_+) C \cosh \gamma_+ z \\ &\quad + (-j\beta \gamma_- - j\beta \omega \mu_0 K_- - \omega \mu_0 \mu \hat{k}_n K_-) D \cosh \gamma_- z ] \\ \tilde{H}_x &= \frac{1}{\omega^2 \epsilon_2 \mu_0 \mu - \beta^2} [ (-j\beta \epsilon_2 \gamma_+ - j\omega^2 \epsilon_2 \mu_0 K_+ - \beta \hat{k}_n K_+) C \cosh \gamma_+ z \\ &\quad + (-j\beta \epsilon_2 \gamma_- - j\omega^2 \epsilon_2 \mu_0 K_- - \beta \hat{k}_n K_-) D \cosh \gamma_- z ] \\ \tilde{H}_y &= K_+ C \cosh \gamma_+ z + K_- D \cosh \gamma_- z \\ \tilde{H}_z &= \frac{1}{\omega^2 \epsilon_2 \mu_0 - \beta^2} [ (\omega \epsilon_2 \hat{k}_n - j\beta K_+ \gamma_+) C \sinh \gamma_+ z \\ &\quad + (\omega \epsilon_2 \hat{k}_n - j\beta K_- \gamma_-) D \sinh \gamma_- z ] \end{aligned} \quad (5)$$

ここに

$$K_{\pm} = \frac{\gamma_{\pm}^2 + P}{Q \gamma_{\pm}}, \quad \gamma_{\pm}^2 = \frac{-Y \pm \sqrt{Y^2 - 4Z}}{2}$$

$$Y = P + R - QS, \quad Z = PR$$

$$P = \frac{(\omega^2 \epsilon_2 \mu_0 - \beta^2 - \hat{k}_n^2)(\omega^2 \epsilon_2 \mu_0 \mu - \beta^2)}{\omega^2 \epsilon_2 \mu_0 - \beta^2}$$

$$Q = \frac{-j\omega \mu_0 [(\mu - 1)\beta \hat{k}_n - j\kappa(\omega^2 \epsilon_2 \mu_0 - \beta^2)]}{\omega^2 \epsilon_2 \mu_0 - \beta^2}$$

$$R = \frac{\mu(\omega^2 \epsilon_2 \mu_0 \mu e - \beta^2 - \hat{k}_n^2)(\omega^2 \epsilon_2 \mu_0 - \beta^2)}{\omega^2 \epsilon_2 \mu_0 \mu - \beta^2}$$

$$S = \frac{-j\omega \epsilon_2 [(\mu-1)\beta \hat{k}_n + jK(\omega^2 \epsilon_2 \mu_0 - \beta^2)]}{\omega^2 \epsilon_2 \mu_0 \mu - \beta^2}$$

となる。

図 1 に示す空気中の電磁界はヘルムホルツ方程式

$$\frac{\partial^2 \tilde{E}_{y0}}{\partial z^2} + (\omega^2 \epsilon_0 \mu_0 - \beta^2 - \hat{k}_n^2) \tilde{E}_{y0} = 0$$

$$\frac{\partial^2 \tilde{H}_{y0}}{\partial z^2} + (\omega^2 \epsilon_0 \mu_0 - \beta^2 - \hat{k}_n^2) \tilde{H}_{y0} = 0$$

から未知振幅係数 A, B を用いて

$$\tilde{E}_{y0} = A \sinh k_{z0} (b-z)$$

$$\tilde{H}_{y0} = B \cosh k_{z0} (b-z)$$

$$k_{z0}^2 = \beta^2 + \hat{k}_n^2 - \omega^2 \epsilon_0 \mu_0$$
(6)

の形で求まる。

$z = d$ , すなわちストリップが存在する面における境界条件は幅  $2w$  のストリップに流れる電流  $J_x$ ,  $J_y$  が磁界の接線方向に等しいという形で与えられる。この境界条件に (5), (6) の解を代入し, かつ, 電界の接線成分が空気中と YIG 中とで等しいという境界条件から, 未知振幅係数 A, B, C, D を消去する。そして,  $z = d$  における電界成分のフーリエ変換を電流のフーリエ変換  $J_x(n)$ ,  $J_y(n)$  で表し,

$$\begin{bmatrix} \tilde{E}_x(n) \\ \tilde{E}_y(n) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Z_{11}(n) & Z_{12}(n) \\ Z_{21}(n) & Z_{22}(n) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{J}_x(n) \\ \tilde{J}_y(n) \end{bmatrix}$$
(7)

とおく。ここに  $Z_{11}(n)$ ,  $Z_{12}(n)$ ,  $Z_{21}(n)$ ,  $Z_{22}(n)$  はフーリエ変換されたグリーン関数である<sup>(5)</sup>。

(7) を解くために  $J_x(x)$ ,  $J_y(x)$  を既知の基底関数を用いて

$$J_x(x) = \sum_{i=1}^I C_i J_{xi}(x)$$
(8)

$$J_y(x) = \sum_{j=1}^J d_j J_{y_j}(x)$$

と展開する。(8)を(7)に代入し、各基底関数  $J_{xp}$ ,  $J_{yq}$  との内積をとると、(7)は

$$\left[ \begin{array}{cc|cc} K_{11}^{xx} & \dots & K_{11}^{xy} & \dots & K_{1J}^{xy} \\ \vdots & & \vdots & & \vdots \\ K_{I1}^{xx} & \dots & K_{I1}^{xy} & \dots & K_{IJ}^{xy} \\ \hline K_{11}^{yx} & \dots & K_{11}^{yy} & \dots & K_{1J}^{yy} \\ \vdots & & \vdots & & \vdots \\ K_{J1}^{yx} & \dots & K_{J1}^{yy} & \dots & K_{JJ}^{yy} \end{array} \right] \begin{bmatrix} c_1 \\ \vdots \\ c_I \\ d_1 \\ \vdots \\ d_J \end{bmatrix} = 0 \quad (9)$$

ここで

$$K_{pi}^{xx} = \sum_{n=-N}^N \tilde{J}_{xp} z_{1n} \tilde{J}_{xi} \quad (p = 1, 2, \dots, I)$$

$$K_{pj}^{xy} = \sum_{n=-N}^N \tilde{J}_{xp} z_{1n} \tilde{J}_{yj}$$

$$K_{qi}^{yx} = \sum_{n=-N}^N \tilde{J}_{yq} z_{2n} \tilde{J}_{xi} \quad (q = 1, 2, \dots, J)$$

$$K_{qd}^{yy} = \sum_{n=-N}^N \tilde{J}_{yq} z_{2n} \tilde{J}_{yd}$$

と  $(I+J)$  元の同次連立一次方程式に帰着される。(9)を

$$[K] a = 0$$

と書けば、係数行列  $[K]$  について

$$|K| = 0 \quad (10)$$

が本解析で求まる分散関係式となる。

ここでは YIG のような異方性基板を用いていることを考慮し、電流分布を  $x$  方向に偶対称と奇対称の混合した形で次のようにおく。

$$\begin{aligned} \tilde{J}_{xi}(x) &= \sin \left[ \frac{j}{2} \pi \left( \frac{x}{w} + 1 \right) \right] / \sqrt{1 - \left( \frac{x}{w} \right)^2} \\ \tilde{J}_{yj}(x) &= \cos \left[ \frac{(j-1)\pi}{2} \left( \frac{x}{w} + 1 \right) \right] / \sqrt{1 - \left( \frac{x}{w} \right)^2} \end{aligned} \quad (11)$$

ただし、 $i = 1, 2, 3, \dots$ ,  $j = 1, 2, 3, \dots$ である。

(10)の解の収束は1, Jの値そしてNによって変化するが, 遮閉導体壁までの距離bを6mmと固定し,  $a/w = 8.0$ とすれば $N = 200$ ,  $i = j = 2$ で十分に解は収束した。なお, 界分布の導出には $i = j = 4$ を用いている。

いま, YIGの比誘電率を15.3とし, (10)を数値的に評価して, ストリップ幅 $2w$ を一定にして薄膜の厚み $d$ を変えて求めた分散曲線を図2に示す。また,  $d$ を一定として $2w$ を変えて求めた分散曲線を図3に示す。これらの曲線でYIGの厚みが薄いほど, またストリップの幅が広がるほど伝搬定数 $\beta$ は大きくなる。しかしながら一般にストリップ線路の構造パラメータが変化しても分散曲線は大きく変化しない。また, ストリップ導体が存在していても, この場合 $\mu$ が負になる周波数帯域

$$f_h = \frac{\omega_h}{2\pi} = \frac{\gamma\mu_0 H_0}{2\pi} < f < f_o = \frac{\omega_o}{2\pi} = \frac{\gamma\mu_0 \sqrt{H_0(H_0 + M)}}{2\pi}$$

で電磁波は遮断されることになる。

これらの分散曲線を見る限りYIG基板ストリップ線路の大きな特徴は現れていない。しかしながら図4, 図5に示すように電界の分布を描くと界が片寄り, 非可逆性が生じ, 透磁率テンソルの非対角項 $\kappa$ の効果が現れる<sup>(3)</sup>。なお, 図4は $\omega < \omega_h$ の周波数領域での電界の分布であり, 図5は $\omega > \omega_o$ の周波数帯域での電界の分布である。両者を比べると $\mu < 0$ の領域を介して界の傾きが反転することは興味深い。また界の片寄りの度合は $\omega$ が $\omega_h$ や $\omega_o$ に近いほど大きく, ストリップ幅 $2w$ が大きいほど顕著である。しかしながら薄膜の厚み $d$ によって片寄りは左右されない。なお, この片寄りの非可逆性を応用したアイソレータがフェライト多結晶エッジガイドモードアイソレータである<sup>(3)</sup>。

今まではYIG薄膜のみを考慮してYIG薄膜作製時に必要なGGG基板の影響を考慮しなかった。

次にGGGを含めた場合のマイクロストリップ線路の解析結果について述べる。図6にこの線路の構造を示す。ここではGGGの厚みを $s$ , そして比誘電率はYIGと同じ $\epsilon_2$ とする。なお, GGG中の電磁界は誘電体中と同じである。したがって前者の解析に加えてGGG中の電磁界

$$\begin{aligned} \tilde{E}_{yGGG} &= G \sinh k_{zG} z \\ \tilde{H}_{yGGG} &= H \cosh k_{zG} z \end{aligned} \quad (12)$$

$$k_{zG}^2 = \beta^2 + k_n^2 - \omega^2 \epsilon_2 \mu_0$$

を考え, 境界条件

$$\begin{aligned}
\tilde{E}_x - \tilde{E}_x GGG &= 0, & \tilde{E}_y - \tilde{E}_y GGG &= 0 & (z=S) \\
\tilde{H}_x - \tilde{H}_x GGG &= 0, & \tilde{H}_y - \tilde{H}_y GGG &= 0 & (z=S) \\
\tilde{E}_{x0} - \tilde{E}_x &= 0, & \tilde{E}_{y0} - \tilde{E}_y &= 0 & (z=d+S) \\
\tilde{H}_{x0} - \tilde{H}_x &= \tilde{J}_y, & \tilde{H}_{y0} - \tilde{H}_y &= -\tilde{J}_x & (z=d+S)
\end{aligned} \tag{13}$$

を考慮し、スペクトル領域法を適用すれば式の量が多くなるものの、前述と同じ計算過程を経て分散関係式を導出できる。

図7にGGGの厚さsを変えて分散関係式を数値的に評価し、求めた分散曲線の一例を示す。なおa, bの値およびYIGの諸物質パラメータはYIGのみの解析に用いた値と同じである。図7から、薄膜の厚みdを固定しsを変えると遮断周波数帯域幅が大幅に変化することが分かる。また、sと遮断周波数帯域幅との関係を示したのが図8である。この結果はsが増すと電磁波のエネルギーがおもにGGG中を通り、YIGによる $\mu$ が負となる効果を避けるものとして説明できる。なお、sが200 $\mu$ mにもなると遮断周波数帯域幅は約100MHzにも狭まる事は興味深い。またストリップ幅2wは遮断周波数帯域には大きな影響を与えないことがわかり、これは前に求めたYIG単層の特性と類似する。

### 3. 実験

実験に用いたYIG薄膜は厚みdが20 $\mu$ m、GGGの厚さが400 $\mu$ mのもので寸法は18 $\times$ 10mm<sup>2</sup>である。この基板上に厚さ50 $\mu$ mの金属ストリップを装荷して入出力端子を構成する。0.39Tの直流磁界を膜面に垂直に印加し、周波数を5.5GHzから6.5GHzまで変えて挿入損をスカラネットワークアナライザで測定した結果を図9、図10に示す。図9はストリップ幅2wが1.45mm、図10はストリップ幅が2.0mmのものである。この場合、遮断周波数帯域内で10dB減衰した点での帯域幅 $\Delta f$ を求めると140MHzとかなり狭い。また図9、図10の測定結果の比較からストリップ幅の変化による大幅な遮断周波数 $\Delta f$ の変化は見られない。140MHzの遮断周波数帯域幅は図8に示した理論値に極めて近いことは注目すべきである。なお、ストリップ幅を0.5mmから5mmまで変えると、遮断周波数帯域幅 $\Delta f$ は実験的に100MHzから200MHz位まで変化した。これらの実験結果からGGGの幅を調整すれば必要な遮断帯域幅を有するフィルタがこの構造のまま実現できることになる。

### 4. むすび

YIG薄膜を基板としたマイクロストリップ線路の伝搬特性をスペクトル領域法を用いて解析した。その結果、YIG薄膜のみの場合は $\mu$ が負になる周波数帯域で電磁波が遮断されること、またストリップ幅によって遮断周波数帯域幅は変化しないこと、さらに遮断周波数に近い周波数では界の片寄りが大きくなることが明

らかになった。

一方、GGGを含むストリップ線路の解析では遮断周波数幅はGGGの厚みにかなり影響されることが明らかになり、これを20 $\mu$ m厚のYIG薄膜を用いて実験的にも調べ、ほぼ理論結果に近い遮断周波数帯域が現れることが明らかになった。

今後、GGGの厚さを変えて実験を行いフィルタ特性を調べ、さらにこの構造そのものが高速磁気光学変調回路になるため、光と静磁波との相互作用<sup>(7)</sup>の面からも検討する必要がある。

#### 謝辞

本研究の実験を行っていただいた立命館大学の小笹雅弘先生に感謝の意を表す。

#### 文献

- (1) 堤, 武田  
"マイクロストリップ静磁波共振器の解析"  
電子情報通信学会論文誌, vol. J72-C-1, no. 2, pp. 110-116, (Feb. 1989)
- (2) 堤, 片岡  
"静磁波トランスデューサに関する一考察"  
電子情報通信学会技術研究報告 マイクロ波 MW88-102 (Feb. 1989)
- (3) M. E. Hines  
"Reciprocal and Nonreciprocal Mode of Propagation in Ferrite Stripline and Microstrip Devices"  
IEEE Trans. Microwave Theory & Tech., vol. MTT-19, no. 5, pp. 442-451, (May 1971)
- (4) Z. Uzdy  
"Computer-Aided Design of Stripline Ferrite Junction Circulators"  
IEEE Trans. Microwave Theory & Tech., vol. MTT-28, no. 10, pp. 1134-1136, (Oct. 1980)
- (5) H. Simasaki, M. Tsutsumi  
"Light-Controlled Microstrip Lines Coupler"  
13th Inter Conf. on Infrared & Millimeter Waves Digset, pp. 100-101, (Dec. 1988)
- (6) T. Itoh, A. S. Hebert  
"A Generalized Spectral Domain Analysis for Coupled Suspended Microstriplines with Tuning Septums"  
IEEE Trans. Microwave Theory & Tech., vol. MTT-26, no. 10, pp. 820-826 (Oct. 1978)
- (7) 堤 誠  
"最近の静磁波デバイスの研究動向"  
日本応用磁気学会 磁気光学新材料研究会 (May 1989)

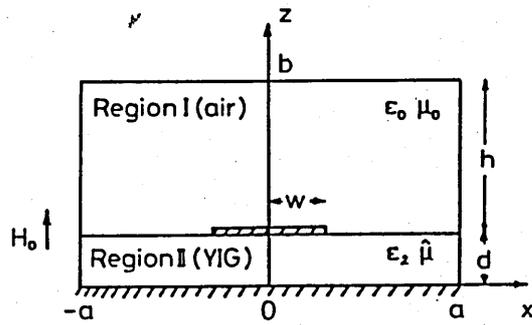


図1 解析モデル

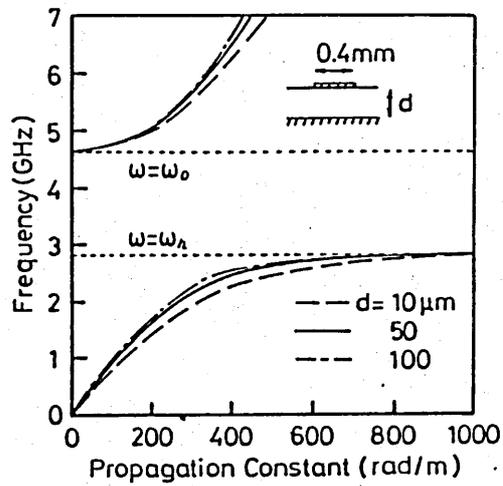


図2 YIGの厚みを変えた場合の分散曲線

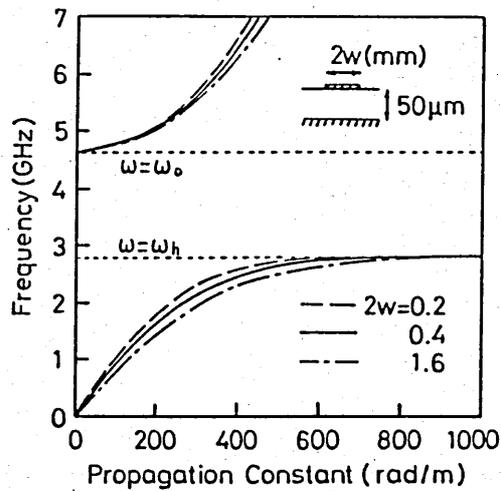


図3 ストリップ幅を変えた場合の分散曲線

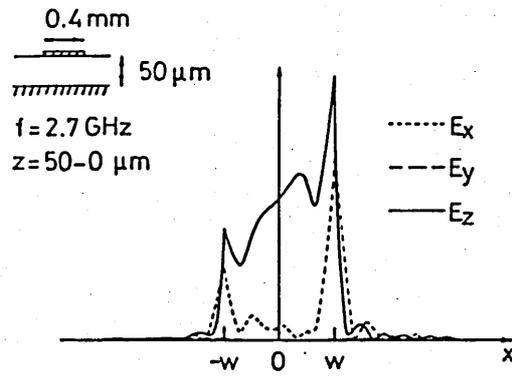


図4  $\omega_h$  以下のモードの界分布

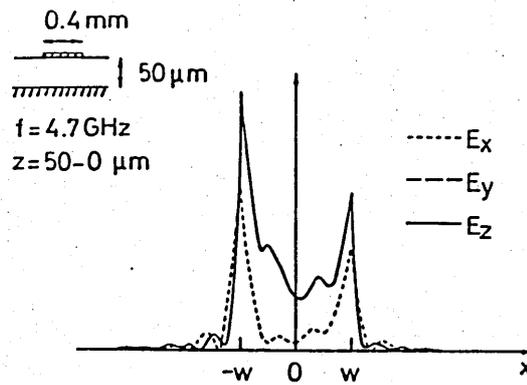


図5  $\omega_0$  以上のモードの界分布

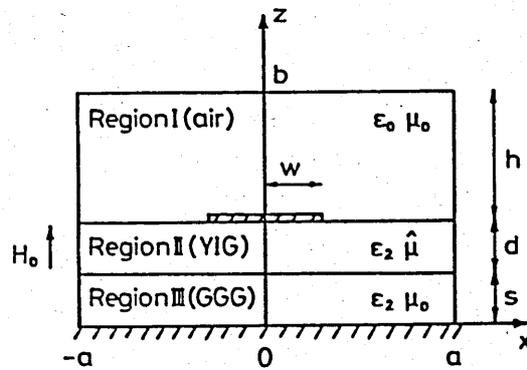


図6 GGGを考慮した場合の解析モデル

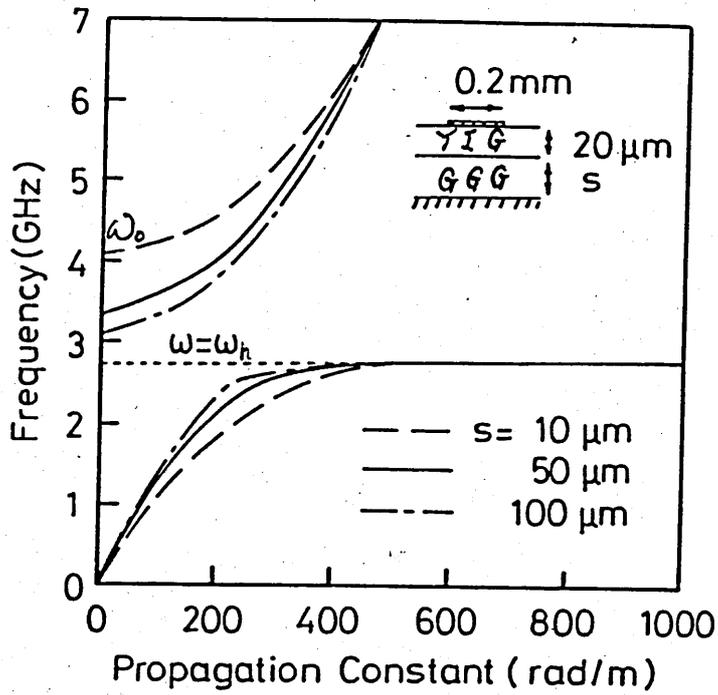


図7 誘電体 (GGG) の厚みをパラメータとした分散曲線

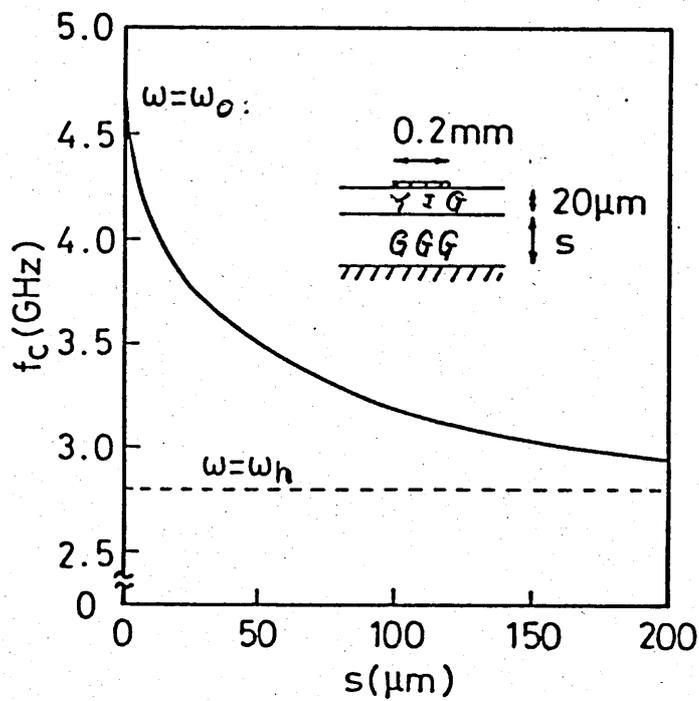


図8 誘電体 (GGG) の厚みとカットオフ周波数との関係

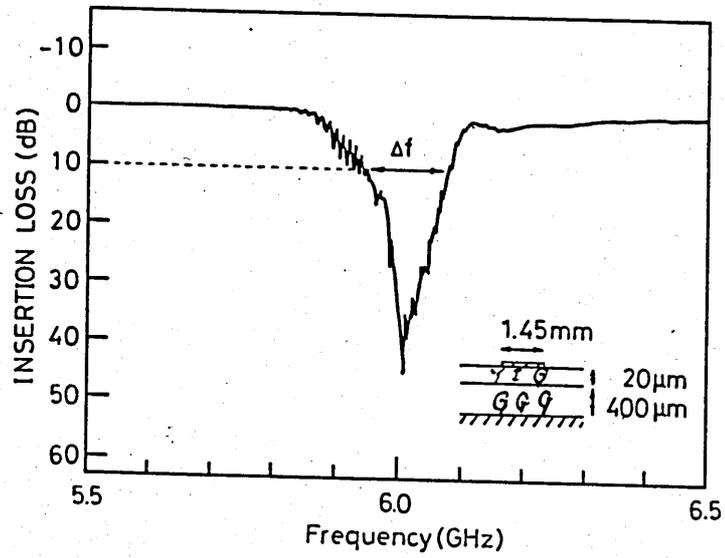


図9 ストリップの幅が1.45mmの場合の実験結果

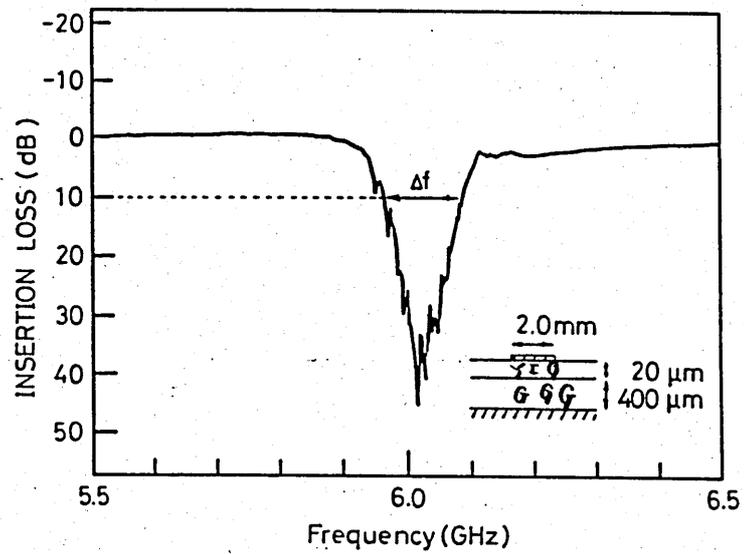


図10 ストリップの幅が2.0mmの場合の実験結果

周波数可変  
導波形CO<sub>2</sub>レーザ

松島朋史 末田 正

(大阪大学 基礎工学部)

1989年5月19日

(於 中央電気倶楽部)

## 周波数可変導波形CO<sub>2</sub> レーザ

### Tunable Waveguide CO<sub>2</sub> Laser

Tomoshi Matushima Tadasi Sueta

大阪大学 基礎工学部

Faculty of Engineering Science, Osaka University

#### [1] まえがき

CO<sub>2</sub> レーザは高効率、高出力であるため、広範囲な応用が考えられるが、用途によっては、レーザー光の周波数（波長）を精度良く、且つ広範囲にわたって可変できる周波数可変レーザーがしばしば要求される。一般に周波数（波長）可変CO<sub>2</sub> レーザは、レーザー共振器内に回折格子等の分散性媒質を挿入してブランチ内の発振線を選択するものと、発振線の利得幅内で共振器長を変えることにより、周波数を可変するものとに大別することができる。ここでは、高圧力で連続動作が可能な導波形レーザーを用い、後者の場合についての周波数可変範囲及びその拡大方法について述べる。

ここで述べる導波形CO<sub>2</sub> レーザの周波数可変範囲は、主に利得幅とレーザー共振器の縦モード周波数間隔によって制限される。後者の制限は、レーザー共振器長を短くするか、或はレーザー共振器内にモード選択素子を挿入することによって解決することができる。利得幅以上に周波数可変範囲を得る方法の一つとして、レーザー光を電気光学効果を用いた変調器で変調を行い、側波帯を発生させ、その成分の一つをファブリペローエタロン等によって取り出すことにより、周波数変換された出力を得るものがある。この場合、広い周波数可変範囲と大きな出力を得

るためには、広帯域で且、高効率な変調器が要求される。しかし、電気光学効果は波長に逆比例するため、CO<sub>2</sub> レーザ光のような長波長光では、広帯域、高効率変調器を作成することは容易でない。そこで、ここでは通常のCO<sub>2</sub> レーザに比べて周波数可変範囲の広い導波形CO<sub>2</sub> レーザを用い、周波数可変範囲の拡大方法の提案及びその動作を確認するための2、3の実験等、これまで末田研究室で行った周波数可変レーザに関する研究結果を報告する。

## [2] 周波数可変導波形CO<sub>2</sub> レーザ

導波形レーザは、通常のレーザに比べて管径が細く出来るため、高圧力動作が可能となり、このことより利得幅は衝突広がりにより圧力に比例して広がる。現在、数百 torr から大気圧付近の圧力で連続動作が可能な導波形CO<sub>2</sub> レーザがある<sup>1)~5)</sup>。通常のCO<sub>2</sub> レーザの利得幅が約 50 MHz であるのに比べて、このような圧力で動作する導波形CO<sub>2</sub> レーザでは、利得幅は 500 MHz 以上となる。この広い利得幅を持つ導波形レーザの応用として、周波数可変レーザがある。

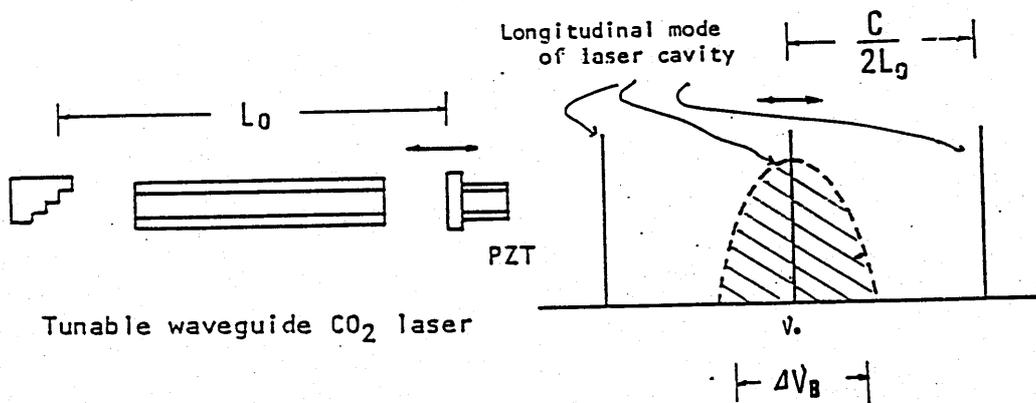


図2-1 周波数可変導波形  
CO<sub>2</sub> レーザの構成

図2-1 利得幅とレーザ共振器の  
縦モードとの関係

図2-1 は、一般によく用いられている周波数可変導波形CO<sub>2</sub> レーザの構成を示す。発振周波数は、まず、回折格子でブランチ内の発振線を選択し、次に

レーザ共振器長  $L_0$  を変化させることによって利得幅内で連続的に変えることができる。図 2-2 は利得幅とレーザ共振器の縦モードの関係を示す。図から明らかのように、利得幅全域にわたって有効に周波数を可変するには、レーザ共振器の縦モードが利得幅内に一本のみ存在し、利得幅内では、単一周波数で発振していることが必要である。この場合の導波形  $\text{CO}_2$  レーザの周波数可変範囲  $\Delta\nu_B$  は、利得係数対ガス圧力の測定曲線と均一広がりレーザ理論を組み合わせ、Degnan<sup>8)</sup> によって与えられ次式で表される。

$$\Delta\nu_B = \Delta\nu_0 \left( \frac{g_0(\nu_0) L_0}{\ln(\sqrt{r_1}\sqrt{r_0})^{-1}} - 1 \right)^{1/2} \quad (1)$$

ところで、 $r_0, r_1$  は回折格子およびミラーの反射係数、 $L$  は放電長である。また、 $g_0(\nu_0), \Delta\nu_0$  は圧力に依存するパラメータで、次式で与えられる。

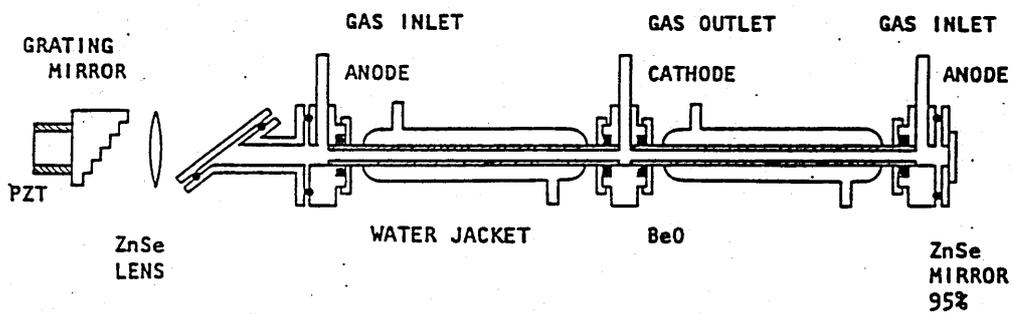
$$g_0(\nu_0) = g_{\max} \exp \left[ -\beta \left( \frac{p}{p_0} - 1 \right) \right] \quad (2)$$

$$\Delta\nu_0 = 7.58 (\psi_{\text{CO}_2} + 0.73\psi_{\text{N}_2} + 0.64\psi_{\text{He}}) p (300/T)^{1/2} \text{ MHz} \quad (3)$$

ここで、 $g_{\max}, \beta, p_0$  は実験で求められるパラメータで、 $g_{\max}$  は圧力に対する利得の最大値で  $p_0$  はそのときの圧力である。 $\psi_x$  はガス  $x$  の割合、 $p$  は全ガス圧力 (Torr)、 $T$  はガス温度 (k) である。

Abram<sup>7)</sup> 等は、放電長 10 cm、内径 1.5 mm の  $\text{BeO}$  管を用いて周波数可変導波形  $\text{CO}_2$  レーザを構成し、1.2 GHz にわたって周波数可変範囲を得ており、中心周波数での出力は 80 mW である。また、Schfer<sup>8)</sup> 等は、断面積 1 mm、長さ 10 cm の矩径導波路を用い、周波数可変範囲 800 MHz、出力約 1 W を得ている。

しかし、Abram, Schfer等の場合は、放電長がわずか 10 cm であるため、これ以上大きな出力を得ることは期待できない。そこで、大きな出力が要求される場合は、放電長を長くするもの、あるいは増幅器を用いて大きな出力を得ることが考えられる。放電長を長くする場合、レーザ共振器長も長くなり、利得幅内に多くの縦モードが存在する。その結果、周波数可変範囲は縦モードの周波数間隔によって制限され、利得幅全域を有効に利用して周波数を可変することが出来ない。



Tunable waveguide CO<sub>2</sub> laser

図2-3 試作した周波数可変導波形CO<sub>2</sub>レーザ

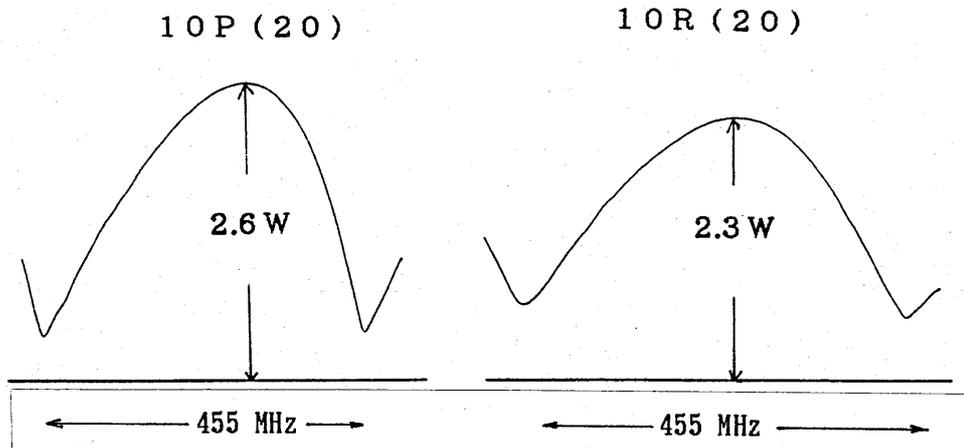


図2-4 出力と周波数可変範囲

図2-3 は出力の増大を計るために放電長を2倍(20 cm)にして試作した周波数可変導波形CO<sub>2</sub> レーザである。導波路は BeO 管(外径 5 mm, 内径 2 mm, 長さ 100 mm)を2本接続して用いた。レーザ共振器としては、回折格子(150/mm)と反射率 95% の部分透過ミラーを用いた。回折格子には圧電素子を取り付け、DC 電圧を加えることにより共振器長を変えることが出来る。また導波路と回折格子間には回折損失を減らすために焦点距離 25.4cm のレンズを挿入した。図2-4 は出力と周波数可変範囲の関係を示したものである。これより、出力は 2.6 W と増大し、約2倍以上になっているが、レーザ共振器長の縦モード間隔のために、周波数可変範囲は、455 MHz, 約半分となっている。そこで、レーザ共振器内に縦モード選択素子を挿入すれば、この制限を取り除くことが出来る。縦モード選択素子としては Fox-Smith 形複合ミラー及びエタロン等がある。ここでは、レーザ共振器の縦モード間隔による制限を取り除き、利得幅を有効に利用すると共に、周波数可変レーザの出力の増大を計る手段として、Fox-Smith 形複合ミラーによる縦モード選択素子を用いた周波数可変レーザ及び増幅器を用いた場合について述べる。

### [3] 周波数可変レーザの出力増大方法

#### (A) 縦モード選択素子を用いる方法

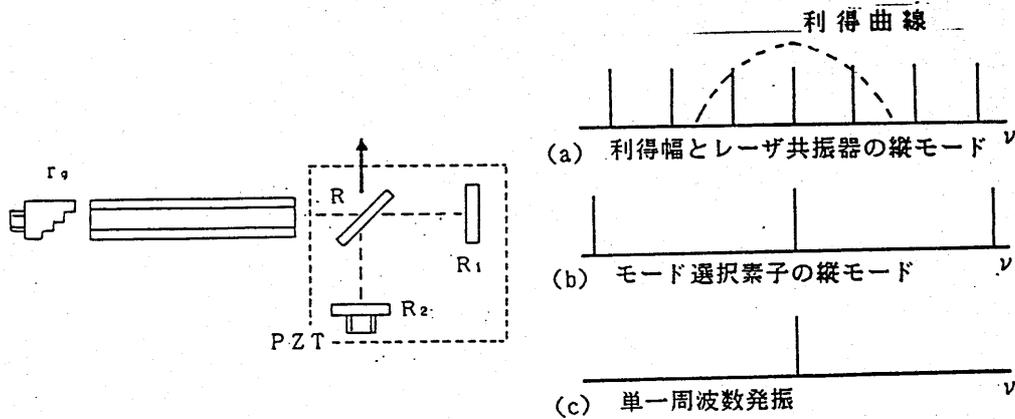


図3-1 Fox-Smith 形縦モード選択素子を  
周波数可変用いた導波形CO<sub>2</sub> レーザ

図3-2 レーザ共振器と  
モード選択素子の縦モード  
との関係

#### 1) Fox-Smith 形<sup>9)</sup>

図3-1 は、Fox-Smith 型の縦モード選択素子を用いた周波数可変レーザの構成を示す。図3-2(a), (b), (c) はレーザ共振器とモード選択素子の縦モードの関係を示す。レーザの発振周波数はレーザ共振器とモード選択素子の縦モード周波数を一致させ、それぞれの共振器長を変えることにより連続的に可変することが出来る。Fox-Smith 形モード選択素子を用いた単一発振周波数レーザについては P.W.Smith<sup>10)</sup> によって詳しく述べられているが、ここでは、周波数可変レーザに縦モード選択素子を用いた場合について述べる。周波数可変レーザを設計する場合、レーザ共振器内の小さな損失（導波路とミラーの結合による損失、レンズ、ビームスプリッタの透過損失）も周波数可変範囲に大きく影響するため、それらの損失を考慮すると、周波数可変範囲は次式で与えられる。

$$\Delta \nu_{\text{Brox}} = \Delta \nu_p \left( \frac{g_0(\nu_0) L_0}{\ln [\sqrt{r_{3n}} \sqrt{r_0} (1-\alpha_1) (1-\alpha_2)]^{-1} - 1} \right)^{1/2} \quad (4)$$

ところで、 $\alpha_1$  は導波路とモード選択素子の結合による損失、 $\alpha_2$  はビームスプリッタの透過損失等である。 $r_g$  は回折格子の反射係数である。また  $r_{3n}$  はモード選択素子の反射係数で次式で表される。

$$r_{3n} = \frac{T_{\max}}{1 + F \sin^2(\delta/2)} \quad (5) \quad F = \frac{4\sqrt{R_1}\sqrt{R_2} R}{(1 - \sqrt{R_1}\sqrt{R_2} R)^2} \quad (7)$$

$$T_{\max} = \frac{R_1 T^2}{(1 - \sqrt{R_1}\sqrt{R_2} R)} \quad (6) \quad \delta = \frac{4\pi L_1}{\lambda} \quad (8)$$

ここで、 $R, T$  はビームスプリッタの反射及び透過係数である。また、 $L_1, \lambda$  はモード選択素子の共振器長、及び波長、 $R_1, R_2$  はモード選択素子に用いたミラーの反射係数である。

## 2) エタロン形<sup>11)</sup>

エタロンをレーザ共振器内に挿入して周波数可変レーザを構成した場合については W. Leeb が解析を行っている。それによるとエタロンを挿入したときに増える損失はエタロン自体の吸収損失  $I_b$  と傾け損失とがあり、それぞれ

$$I_b = \frac{(1+r_0)}{(1-r_0)} d r \quad (9) \quad I_t = \frac{4 r_0}{(1-r_0)^2} \left( \frac{d \lambda}{n \pi \omega_0^2} \right)^2 \quad (10)$$

である。ところで  $r_0$  はエタロンの反射係数、 $n$  は屈折率、 $d$  はエタロン長、 $\gamma$  は吸収係数である。また、 $w_0$  はスポットサイズで導波路の半径を  $a$  とすれば、 $w_0 = 0.6435 a$  で表される。この損失を考慮した場合の周波数可変範囲は (4) 式の  $r_{3n}$  を  $r_1$  に、 $\alpha_1, \alpha_2$  を  $l_b, l_t$  に置き換えることにより与えられる。この場合のレーザ共振器は反射係数  $r_0$  の回折格子と反射係数  $r_1$  のミラーで構成される。

CO<sub>2</sub> レーザの場合、エタロンの材料として CdTe と Ge が挙げられるが、CdTe の方が吸収損失が少なく有利である。図 3-3 は Fox-Smith 形とエタロン形のモード選択素子を同じ条件のレーザを用い、又両者を比較するために導波路とモード選択素子との結合損失を無視した理想的な場合の周波数可変範囲とガス圧力の関係の一例を示す。モード選択素子として Fox-Smith 形とエタロン形とどちらが優れているかは一概に

言えないが、図 3-3 では Fox-Smith 形を用いた方が圧力全域に対して、周波数可変範囲はエタロン形より上回っている。特に低圧力側では有利である。しかし、Fox-Smith 形は構造が複雑でエタロン形に比べて振動に弱い点がある。またモード選択素子を用いて周波数可変レーザを設計する場合、周波数可変範囲のみならず、モード選択素子の選択性についても考慮しなければならない。この点では Fox-Smith 形の方が高い選択

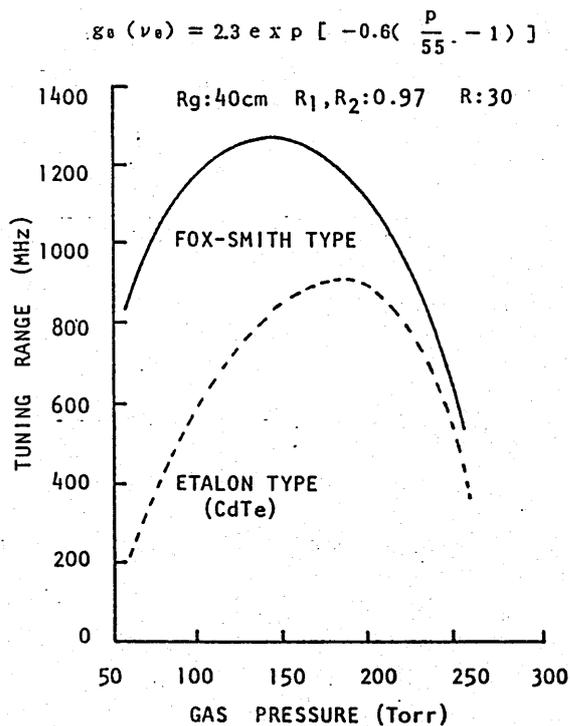


図 3-3 Fox-Smith 型とエタロン型の比較

性を得られやすいため、エタロン形に比べて有利と言える。

図3-4 は試作した Fox-Smith 形縦モード選択素子を用いた周波数可変レーザを示す。導波路としては図2-3 のレーザと同様の、導波路には内径 2 mm 外形 5mm、長さ 10 cm の BeO 管を4本用いて構成した。各 BeO 管はステンレス鋼のフランジで接続されている。放電長は 40 cm である。Fox-Smith 形のモード選択素子は、回折格子  $M_1$  と平面完全反射ミラーとビームスプリッターで構成されている。また回折格子と平面反射ミラーには圧電素子を取り付けられている。選択素子と導波路とはレンズにより結合されている。

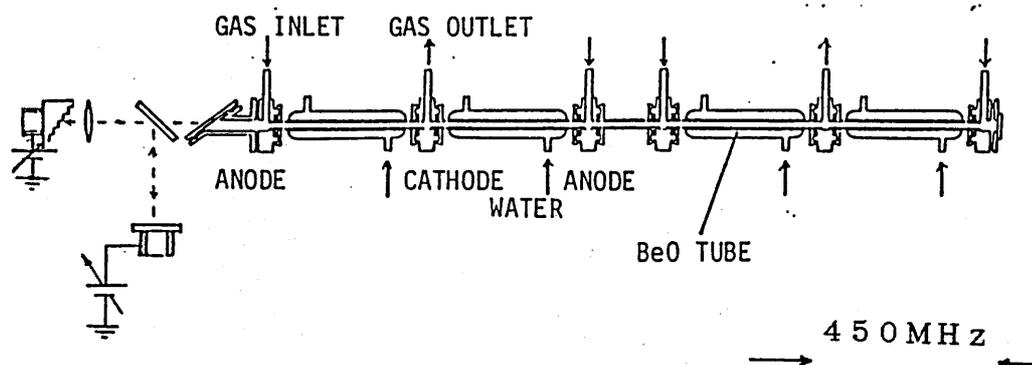


図3-4 試作した周波数可変レーザ

図3-5 は圧電素子の印加電圧に対する出力の関係を示す。この場合、モード選択素子の縦モード周波数のみ変化させているため、利得幅全域にわたって、連続的に周波数可変を行っていない。しかし、レーザ共振器の縦モード周波数と

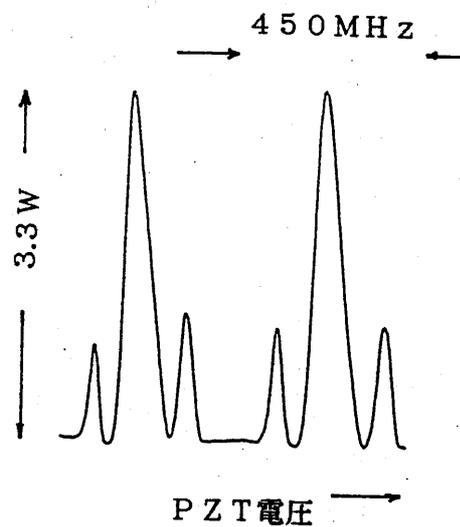


図3-5 出力と周波数可変範囲

モード選択素子の縦モード周波数を一致させながら、それぞれの周波数を変化させれば、連続的に周波数可変を行うことが出来る。また、図2-3の周波数可変レーザと比べて、出力は増加しているが、周波数可変範囲は、あまり増加していない。これは、導波路とモード選択素子との結合損失、ビームスプリッターの透過損失等の影響であると考えられる。このように放電長を長くしてもモード選択素子を用いれば、周波数可変レーザの出力を増大させることが出来るが、さらに大きな出力を得るために放電長を長くすると、装置自体も長くなり実用的とは言えない。

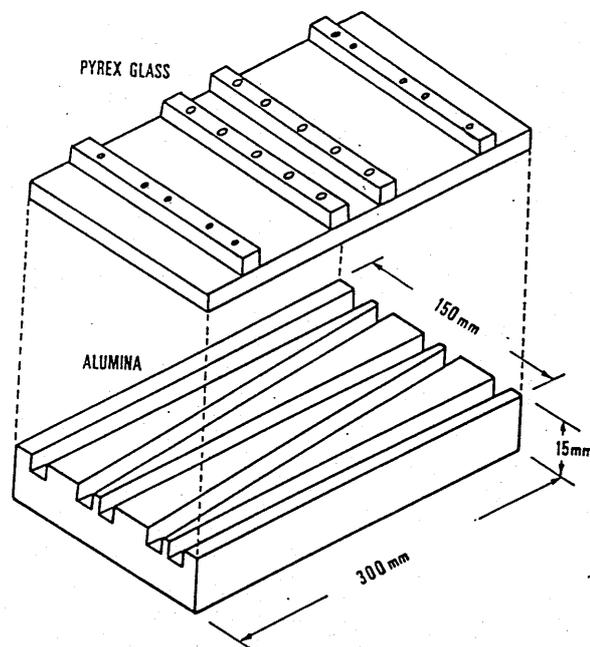


図3-6 アルミナ基板折り返し導波路

そこで図3-6に示すように一枚の基板（例えばアルミナ基板）上に折り返し導波路を設けることにより、装置自体は小形になり、放電の実効長は長くすることが出来る。図3-7は一枚のアルミナ基板上（15x15x300 mm）に5本の中空導波路（断面 5x5 mm）を作成し、それぞれの導波路に一对の反射鏡を設けることにより、小形で実効長の長い多段折り返し導波形CO<sub>2</sub>レーザを示す。この場合のレーザ共振器としては、図に示すように1枚の部分透過ミラーと5枚の反

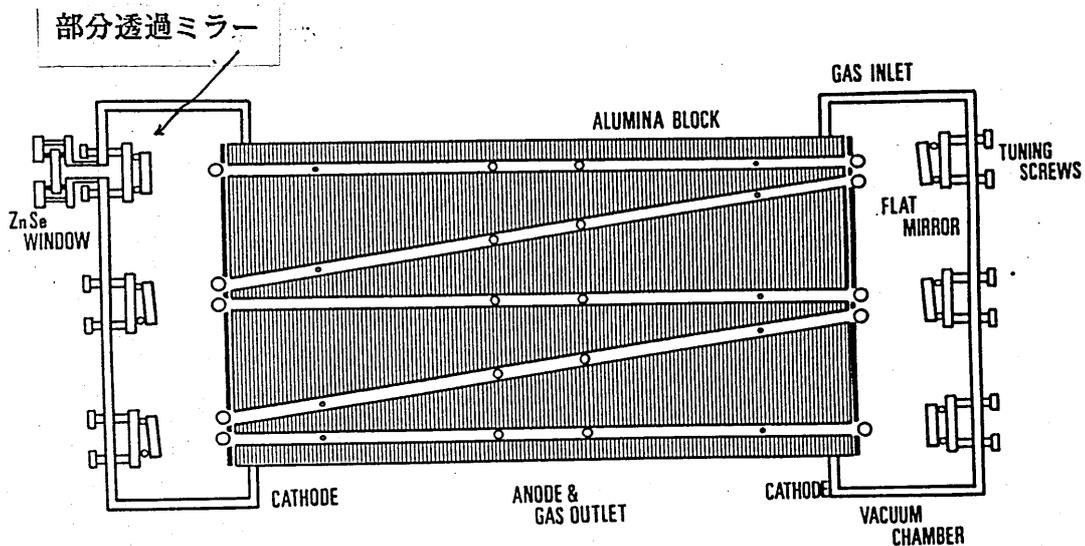


図3-7 多段折り返し導波形CO<sub>2</sub>レーザ

射ミラーからなっているが、このレーザを用いて周波数可変レーザを構成する場合は、終端の完全反射ミラーの代わりに、Fox-Smith形を用いるか、あるいは共振器内にエタロンを挿入して、縦モードを選択することにより大きな出力が得られる周波数可変レーザを構成することが出来る。図3-8は試作した5段折り返し導波形CO<sub>2</sub>レーザの出力特性を示す。これより、周波数可変レーザとして構成はされていないが、最大出力46Wを得ている<sup>12)</sup>。このことから、大きな出力の連続周波数可変レーザが期待できる。また、この場合、反射率が97-99%の折り返しミラーを用いたが、高反射率のミラーを用いれば80W以上の出力が期待できる。

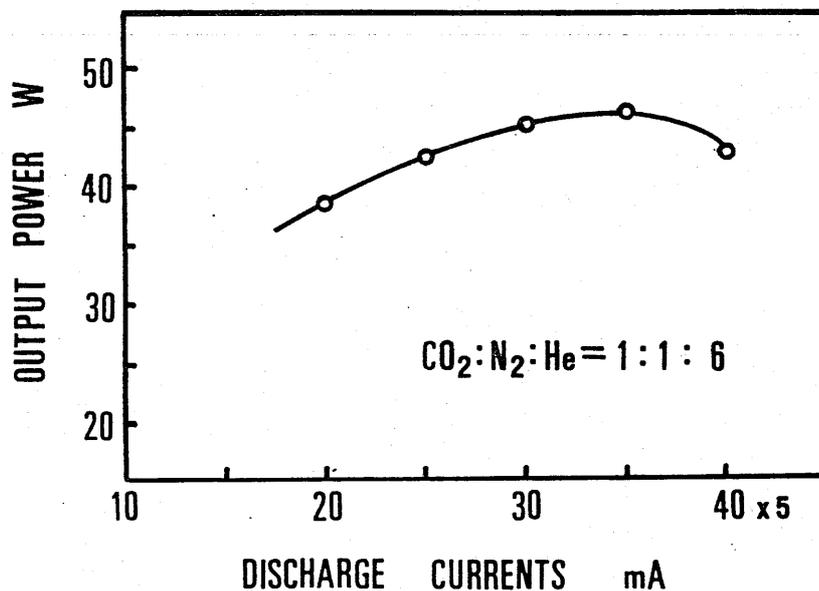


図3-8 5段折り返し導波形CO<sub>2</sub> レーザの出力特性

(B) 増幅器を用いる方法

導波形炭酸ガスレーザーは利得幅が広いと共に、管径が細いため、利得係数も高く、周波数可変レーザーのみならず広帯域増幅器としても有用である。そこで、周波数可変は縦モード間隔の制限によらない媒質長の短い小出力レーザーで行い、その後、広帯域パワー増幅器によって必要な出力レベルまで増幅するシステムが考えられる。特に導波形CO<sub>2</sub> レーザに於いては、通常のCO<sub>2</sub> レーザーに比べて飽和強度が大きい。この為、導波形CO<sub>2</sub> レーザを増幅器として利用した場合、入出力特性に於いて飽和が起こりにくい。このような特性をもつ増幅器では、片道増幅だけでなく、往復増幅、及び再生増幅を行い、増幅器を有効に利用することが考えられる。

ここでは、偏波回転反射法を用いて往復増幅、およびF-P形再生増幅器について述べる。

### 1) 往復増幅<sup>13)</sup>

往復増幅を行う場合、入力光と出力光の分離が問題となる。従来のレーザー増幅器では、復路を往路に対してわずかに傾けることにより、分離することが出来る。しかし、導波形CO<sub>2</sub>レーザーでは、光波は中空導波路中を導波させ増幅を行うので、入力光と出力光が同一軸上になり、分離には工夫が必要である。そこで偏波方向の違いを利用した偏波回転反射法により、入力光と出力光の分離を行い往復増幅を行った。

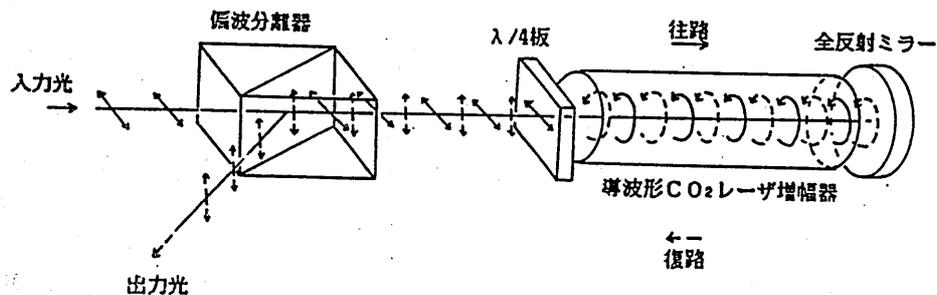


図3-9 往復増幅の構成

図3-9 は往復増幅の構成を示す。直線偏波の入力光は偏波分離器を通り、四分の一波長板で円偏波となる。次に導波形CO<sub>2</sub>レーザー増幅器に入射する。この円偏光はレーザー媒質中で増幅され、増幅器の終端においた反射ミラーで逆回りの円偏光となり、再びレーザー媒質中で増幅される。増幅器からでた円偏光は再び四分の一波長板を通り、入力光に対して直交した直線偏波となる。この直線偏波を偏波分離器で取り出し増幅光を得る。

往復増幅器の入力光と出力光の関係式は次式で与えられる。

$$\ln(\gamma_3 / \gamma_1) + 2(\gamma_3 - \gamma_1) = 2g_0 L \quad (11)$$

ところで、 $\gamma_1$ 、 $\gamma_3$  は、それぞれ入力及び出力の正規化強度で

$\gamma_1 = I_{in} / I_{sat}$ 、 $\gamma_3 = I_{out} / I_{sat}$ 、と表す。 $I_{in}$  は入力光強度、 $I_{out}$  は出力光強度、 $I_{sat}$  は飽和パラメータである。

同じ長さの増幅器を用いた場合について往復増幅と片道増幅の比較を行う。  
次式は片道増幅の入力光と出力光の関係式である。

$$\ln(\gamma_3 / \gamma_1) + (\gamma_3 - \gamma_1) = g_0 L \quad (12)$$

これより、同じ増幅度（利得） $g = \ln(\gamma_3 / \gamma_1)$  出力光を得るための必要な増幅器の長さは次式で与えられる。

$$\text{片道増幅} \quad L = (1/g_0) [\gamma_3 + g] \quad (13)$$

$$\text{往復増幅} \quad L = (1/g_0) [\gamma_3 + (g/2)] \quad (14)$$

これより、往復増幅の方が短くできることがわかる。図3-10 は適当なパラメータを設定して計算した片道増幅、往復増幅、および2倍の長さの片道増幅の入出力特性を示す。これより、同じ長さの媒質を用いた場合、片道増幅に比べ、往復増幅は増幅度が大きく媒質を有効に利用していることがわかる。

図3-11 は往復実験の構成を示す。ここで偏波分離器としてはブルースタ角に置いた Ge 板を用いた。この場合、Ge の屈折率が 4 であることから、増幅された出力光を約 80 % 取り出すことができる。

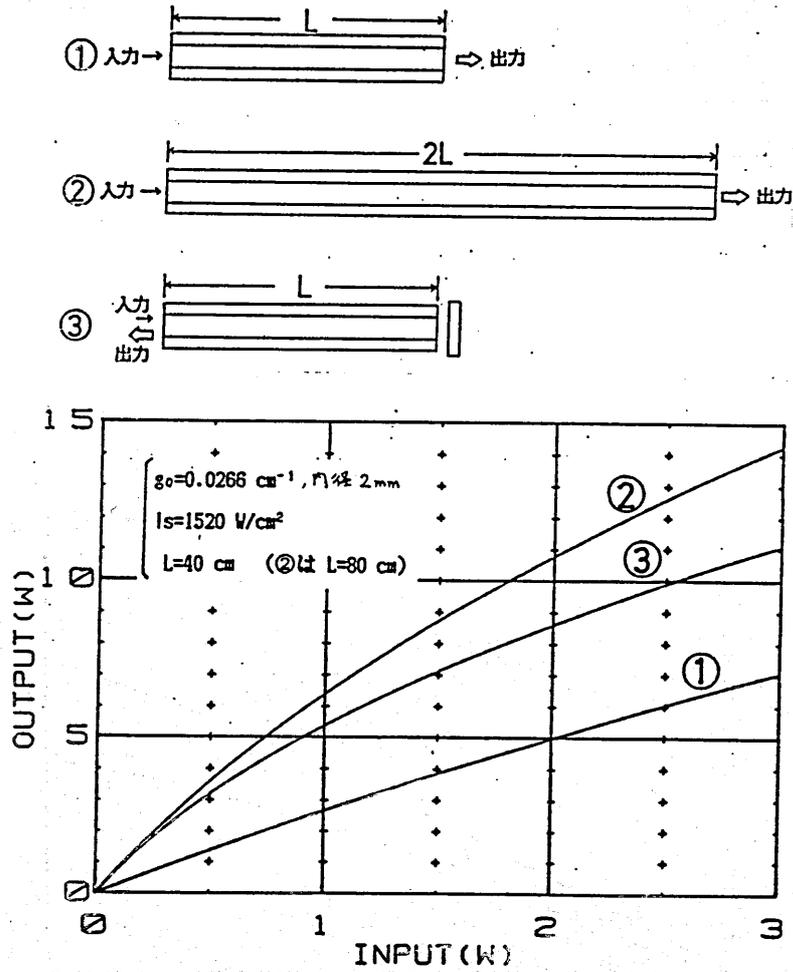


図3-10 往復増幅の入出力特性の一例

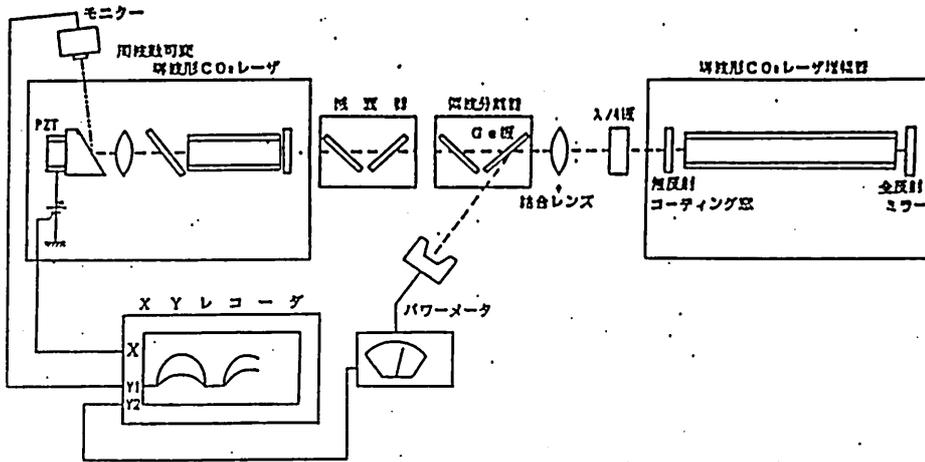


図3-11 往復実験の構成

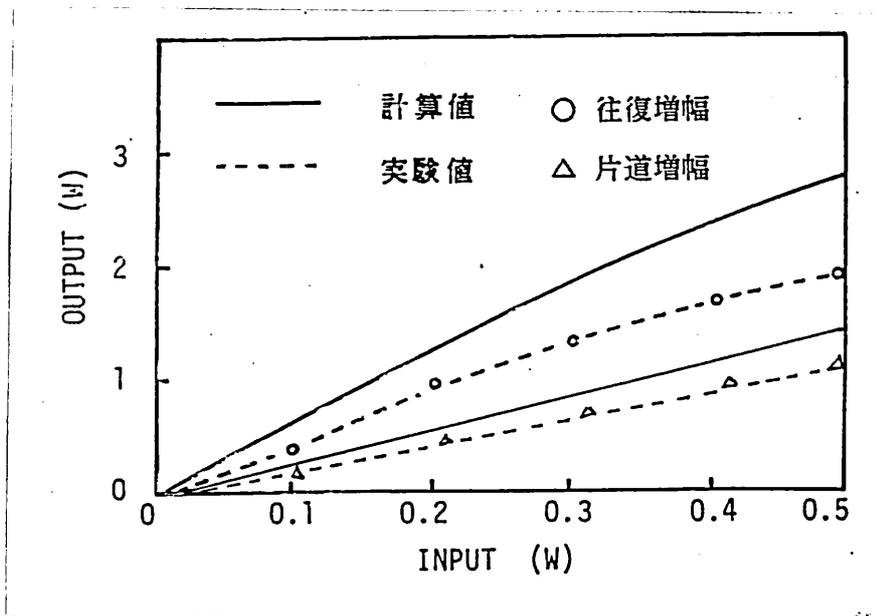


図3-12 は片道及び往復増幅の測定結果と計算値

図3-12は片道及び往復増幅の測定結果と計算値を示す。これより往復増幅の場合、300 mW の入力に対して約 1.2 W の出力を得ている。また片道増幅に比べても往復増幅の方が大きくなっていることから、同じ媒質長で効率よく増幅が行われていることがわかる。実験結果と計算値と比べると、往復実験の場合、計算値に比べて低い値になっている。これは導波路端とミラーの間の結合損失を考慮にいれていない為である。

## 2) F-P形再生増幅器

F-P形再生増幅器はF-P共振器内にレーザ媒質をおき、光波を媒質中で多重反射させて媒質を有効に利用して大きな増幅度を得ようとするものである。このF-P形再生増幅器には、図3-13に示すように、F-P共振器の二つのミラーとも部分透過ミラーを用いた透過形と一方のミラーを全反射を用いた反射形とがある。



図3-13 F-P形再生増幅器の構成

ここでは、反射形再生増幅の実験をおこなった。F-P形再生増幅器は、往復増幅実験に用いた同じ導波形CO<sub>2</sub>レーザ増幅器を用い、全反射ミラーと部分反射ミラー（反射率17%）からなるF-P共振器内に増幅器を挿入して構成した。ただし、反射率17%の部分反射ミラーを用いたので、放電長が40 cmでは発振

が生じるため、3本の導波路のみ放電を行った。放電長は30 cmである。また部分反射ミラーには圧電素子を取り付けられている。これは、電圧を印加することにより、入力光の周波数に同調するためである。

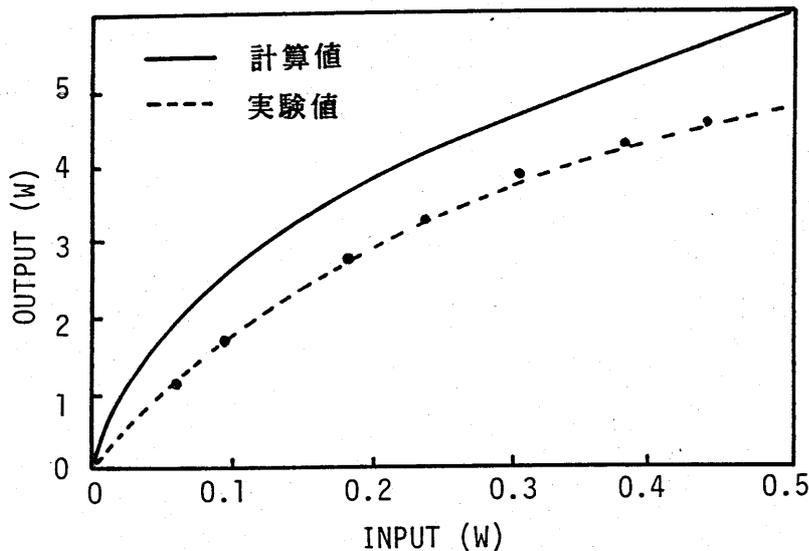
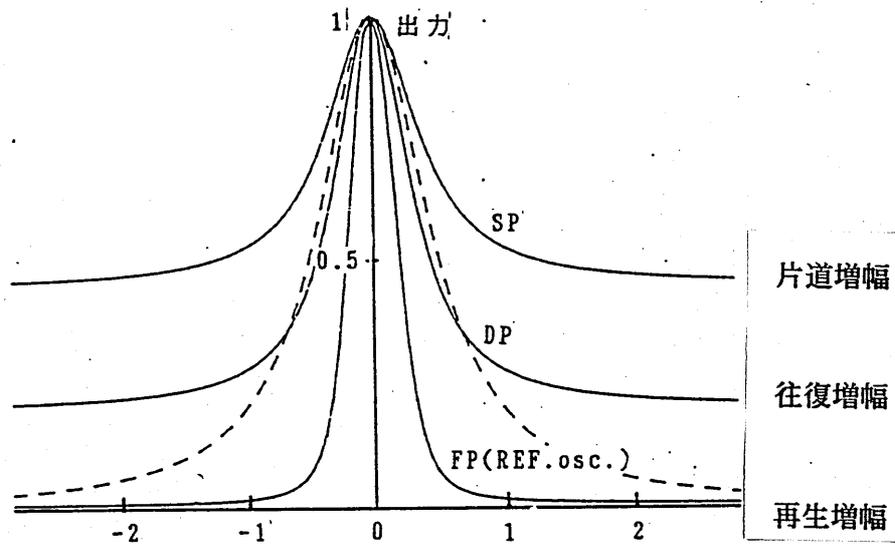


図3-14 再生増幅器の出力測定結果と計算値

図3-14は測定結果と計算値を示す。これより、入力300 mWに対して3 Wの出力を得ている。また計算値より出力が低いのは、往復増幅器と同様に導波路とミラー間の結合損失の為である。このように、往復増幅、再生増幅とも効率よく増幅が行われることがわかったが、増幅器の重要な特性の一つに周波数特性がある。そこで、ある設定したパラメーターにおいて、片道増幅、往復増幅、再生増幅について計算した周波数特性を図3-15に示す。これより、ここで、設定したパラメーターでは、利得による周波数帯域のせまばりが大きく、飽和に

よる広がりが生じていないことが分かる。しかし、飽和効果が生じる程度まで入力強度を大きくすると帯域は広くなると考えられる。特に、帯域が狭くなっている再生増幅器を用いて、周波数可変レーザの出力光を増幅する場合、入力光の周波数に再生増幅器を同調させる必要がある。



正規化周波数

$\gamma = 0.001$ : 正規化入力 ( $I_{in}/I_{sat}$ )

出力及び利得曲線は中心周波数の値で、周波数は

利得曲線の半値幅で正規化している

点線は利得曲線を表す

図3-15 増幅器の周波数特性

#### [ 4 ] 周波数可変範囲の拡大方法

##### ( 1 ) F - P 光変調器<sup>14) - 16)</sup>を用いる方法

F - P 光変調器の周期的な変調特性と周波数可変範囲の広い導波形 CO<sub>2</sub> レーザを組み合わせることにより、利得幅以上の周波数可変範囲を得る方法について述べる。F - P 形光変調器 (Fabry-Perot Type Light Modulator) は図 4 - 1 に示すように、F - P 干渉計内部に光位相変調素子 ( Electro-Optic Phase Modulator ) を挿入して構成される。素子に変調電圧を印加するとその光学長が変化するが、多重反射を用いているので光学長のわずかな変化に対しても光透過鏡度は大きく変化する。

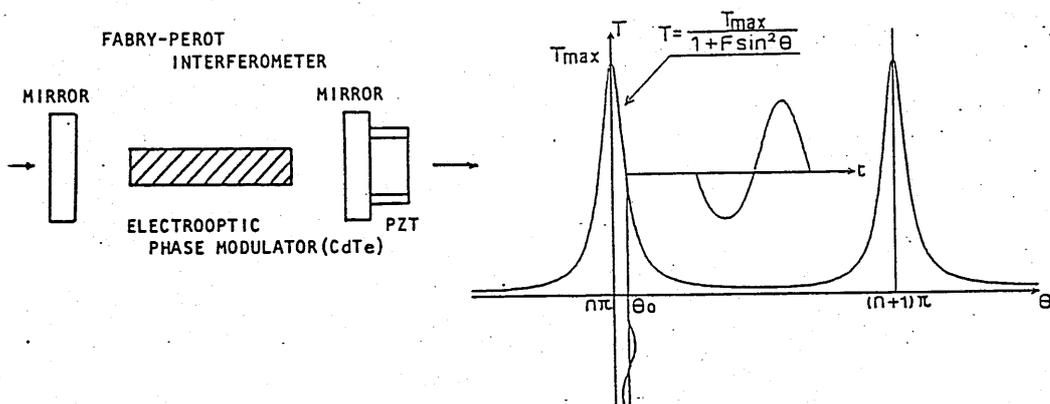


図 4 - 1 F - P 形光変調器の構成

図 4 - 2 F - P 形光変調器の静特性

図 4 - 2 は F - P 形光変調器の電力透過係数 T (Power transmission Coefficient) と移相量  $\theta$  の関係を示す。

図から明らかなように適当な光学バイアス  $\theta_0$  の付近で、変調電圧によって移相量  $\theta$  を変化させると出力強度が変化し、強度変調が得られる。ここで、 $T_{max}$  は最大透過係数を示す。そこで、 $10.6 \mu m$  帯での電気光学結晶として、光の透過損失の少ない CdTe 結晶を用い、F - P 形光変調器を構成した場合、結晶両端

面のARコーティングによる反射損失，及び結晶中の吸収損失を合わせて1.6%とした場合，変調感度  $M$  ( $M = dT/d\theta$  Modulation Sensitivity) は12となる．この値は通常の強度変調器構成方に比べて12倍となり，F-P形変調器は高感度な変調器といえる．一方，高感度なのに反して，変調帯域幅はF-P干渉計内での光の通過時間の増加によって減少する．しかし，光の多重反射を利用しているため，F-P共振器の縦モード周波数間隔  $f$  の整数倍 ( $= nc/2L$ ,  $n$ : 整数,  $L$ : F-P共振器長,  $c$ : 光速) 付近の周波数で高効率な変調を行うことができる．そこで，この周期的な変調特性と導波形CO<sub>2</sub>レーザを組み合わせることにより，2段階で周波数可変範囲の拡大を行う<sup>17)-22)</sup>．第一段階は，通常の周波数可変レーザに用いられているレーザの共振器長を変える方法により，レーザの周波数を変化させる(但し，ここでは単一周波数発振のレーザを用いる)．この場合の，周波数可変範囲は，ほぼ利得幅に等しい．第二段階では，第一段階で得られた周波数可変レーザからの出力をF-P形光変調器を用いて，変調周波数  $nf$  で変調を行い，側波帯を発生させ，周波数変換された出力を得るために，その成分の一つをF-Pエタロン等によって取り出す．

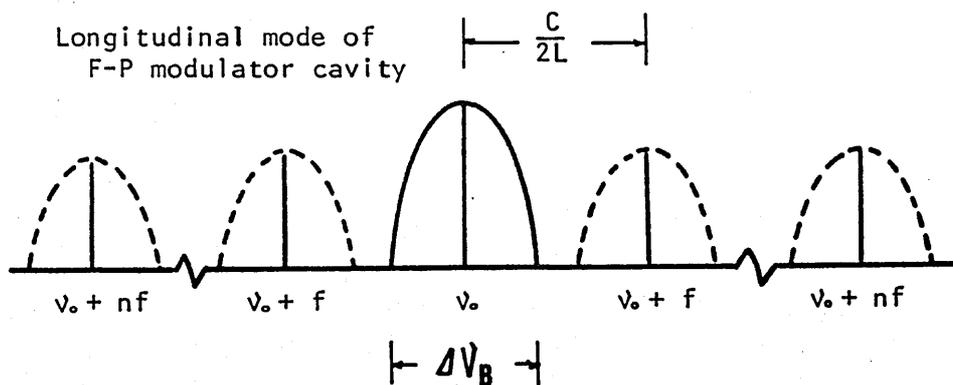


図4-3 拡大された周波数可変範囲

図4-3 は拡大された周波数可変範囲を示し、実戦は第一段階での周波数可変範囲  $\Delta B$  (中心周波数  $\nu_0$ )、点線は第二段階で得られた可変範囲を示す。図4-3 から明らかなように、第一段階での周波数可変範囲  $\Delta B$  の中心周波数  $\nu_0$  が  $\nu_0 \pm nf$  にシフトしたことを示している。また  $\Delta B$  が F-P 形変調器の縦モード間隔  $c/2L$  より広い場合 ( $\Delta B \geq c/2L$ ) は、周波数を連続的に変化させることが出来る。

そこで、この方法の動作を確認する為に、周波数可変導波形  $\text{CO}_2$  レーザと F-P 形光変調器を組み合わすことによって、周波数可変範囲を拡大する実験を行った。

ここで周波数可変レーザは図2-3 のレーザを用いた。また F-P 形変調器は、曲率 50 cm, 反射率 95% の ZnSe ミラー  $M_1$  と反射率 95% の平面ミラーによる F-P 干渉計と CdTe 結晶を挿入した半同軸共振器とで構成した。ミラー  $M_1$  に PZT を取り付け DC 電圧を印加することによって光学バイアスを調整した。図4-4 はその構成図を示す。

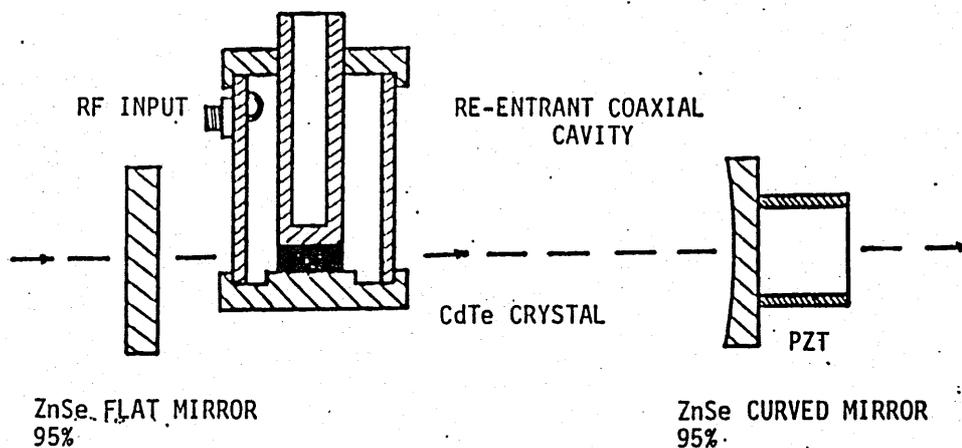


図4-4 F-P 形光変調器の構成

周波数可変範囲の拡大実験としては外部変調方式と結合変調方式の二つの方法を行った。

1) 外部変調方式

図4-5 は外部変調方式による実験装置の構成を示す。図4-6(a),(b),(c) は変調周波数 460 MHz, 変調電力 6.5 W で周波数可変レーザの出力光を変調したスペクトルを示す。(a),(b),(c) はレーザ共振器長を変えることによって、それ

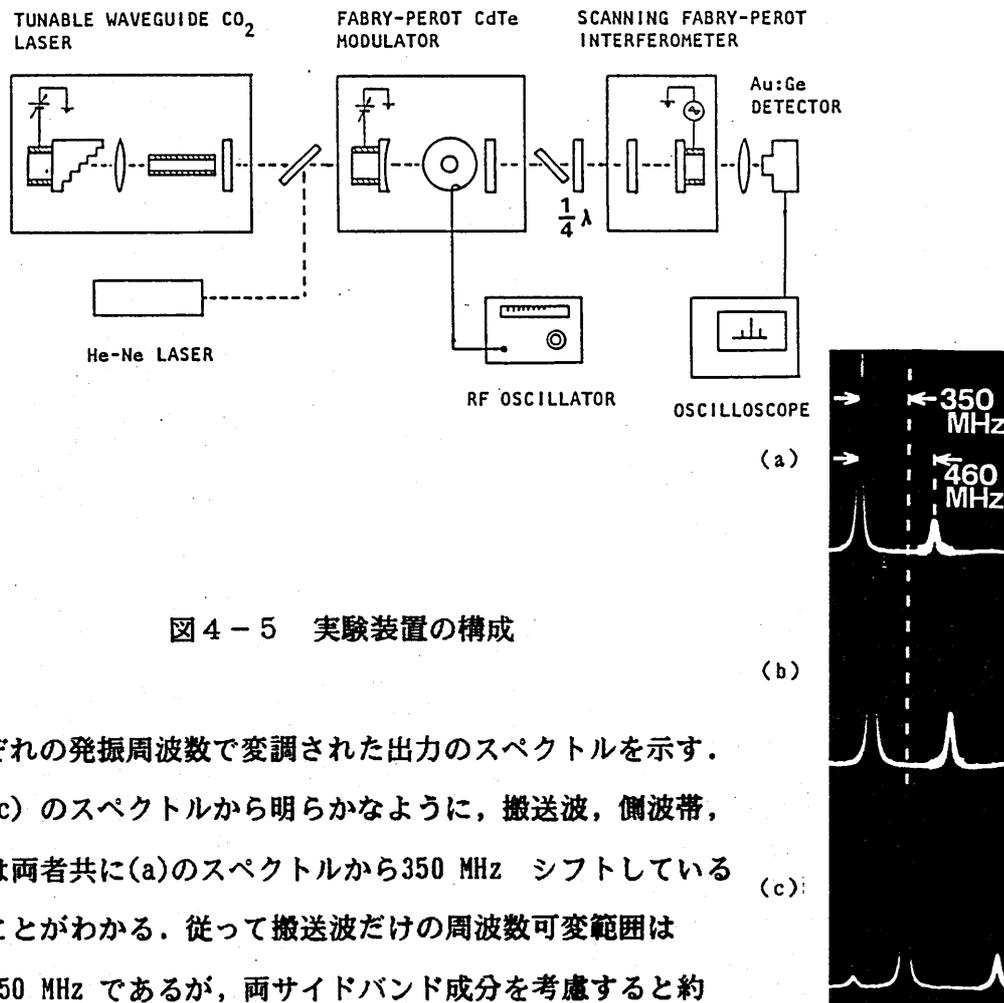


図4-5 実験装置の構成

ぞれの発振周波数で変調された出力のスペクトルを示す。(c) のスペクトルから明らかなように、搬送波, 側波帯, は両者共に(a)のスペクトルから350 MHz シフトしていることがわかる。従って搬送波だけの周波数可変範囲は 350 MHz であるが, 両サイドバンド成分を考慮すると約 1 GHzに周波数可変範囲が拡大されたことになる。

出力スペクトルの一例

## 2) 結合変調方式

1)の方法は周波数可変レーザからの出力光を変調した場合であるが、ここでは、レーザの内部パワーを有効に利用するため、内部パワーを直接変調し、大きな周波数変換出力を得られる結合変調方式を用いる。この実験では、1)の場合と同じ導波形CO<sub>2</sub>レーザを用いて、レーザ共振器のミラーをF-P変調器に置き換えた。図4-7は1)で用いたF-P変調器を用いて、外部変調を行い、変調電力20W、変調周波数452MHzで変調したときの被変調光スペクトルを示す。これより、4次の側波帯成分まで発生していることがわかる。この側波帯を利用すれば、外部変調に比べて、大きな変換出力が得られると共に、周波数可変範囲を9倍に拡大することが出来る。そこで、この条件のもとで結合変調を行った。図4-8は実験装置の構成を示す。

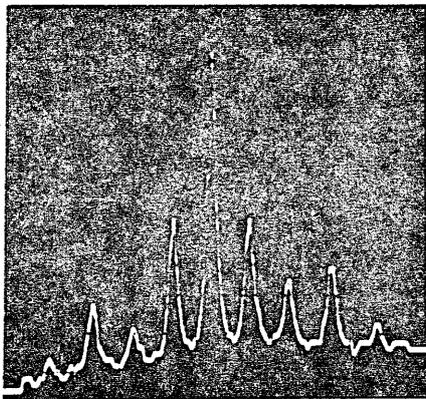


図4-7 被変調光スペクトル

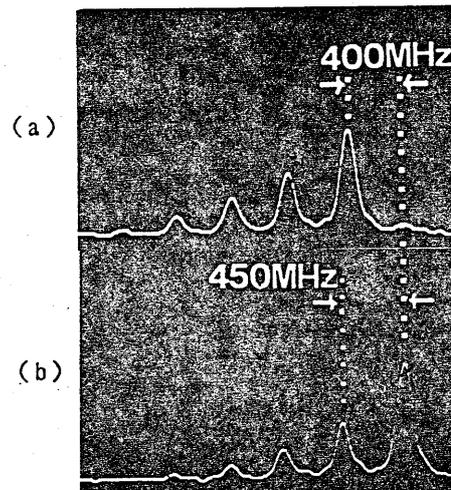


図4-9 出力スペクトル

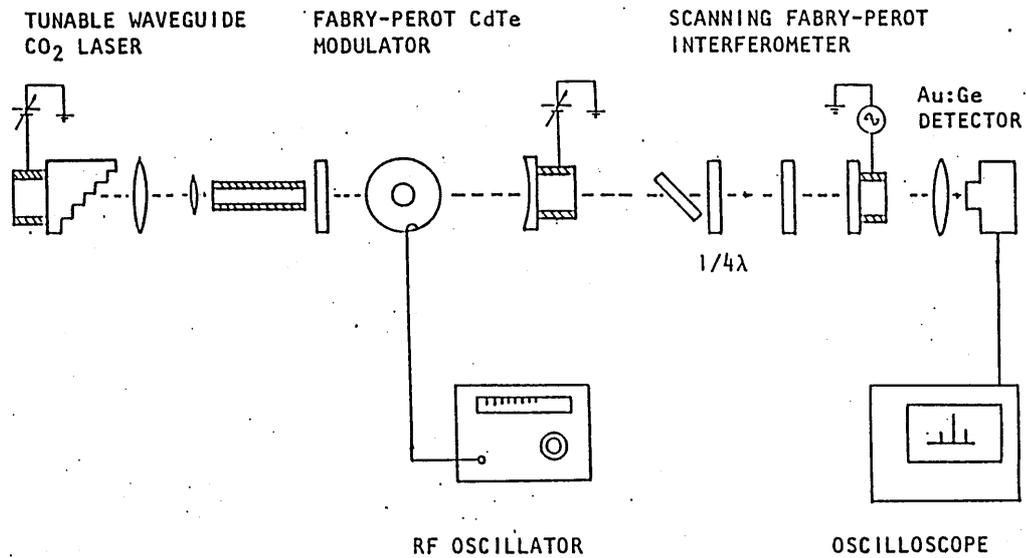


図 4 - 8 実験装置の構成

図 4 - 9 はレーザーのある周波数での出力光を変調した場合の出力スペクトルを示す。図から明らかなように搬送は、側波帯共に 400 MHz シフトしていることから、4 次の両サイドバンド成分まで考慮すると周波数可変範囲は 3.6 GHz まで拡大されたことになる。又、この場合の 1 次のサイドバンド出力の最大値は 0.4 W である。1) の場合と比較して、結合変調を用いた方が大きい周波数変換出力が得られた。

次に、前述の Fox-Smith 形モード選択素子を用いた周波数可変レーザーを用いて上記と同様に結合変調を行い、周波数可変範囲の拡大実験を行った。図 4 - 10 は実験装置の構成図を示す。変調周波数 448 MHz、変調電力 20 w で行った。

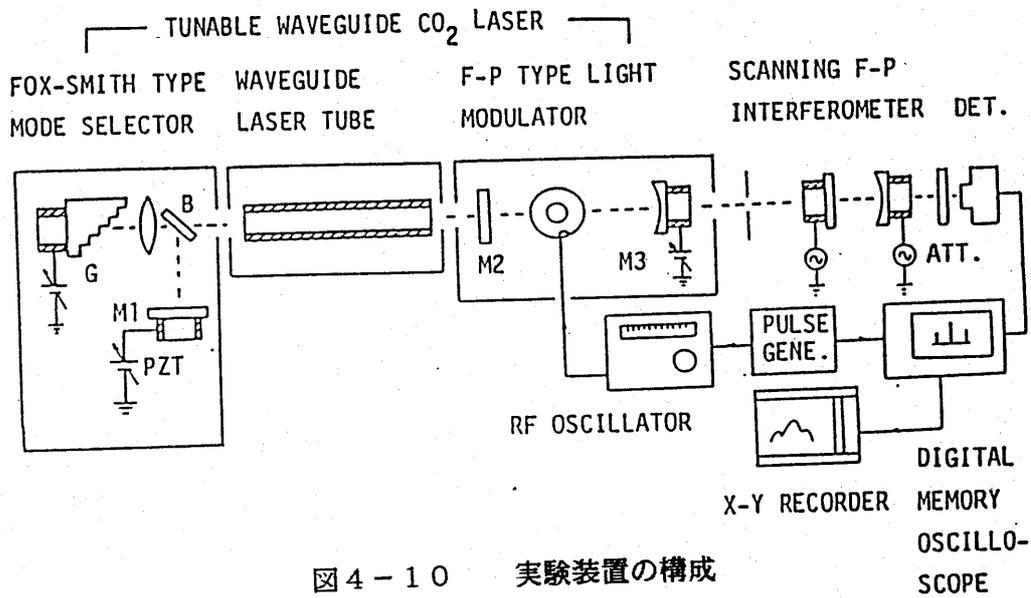


図 4-10 実験装置の構成

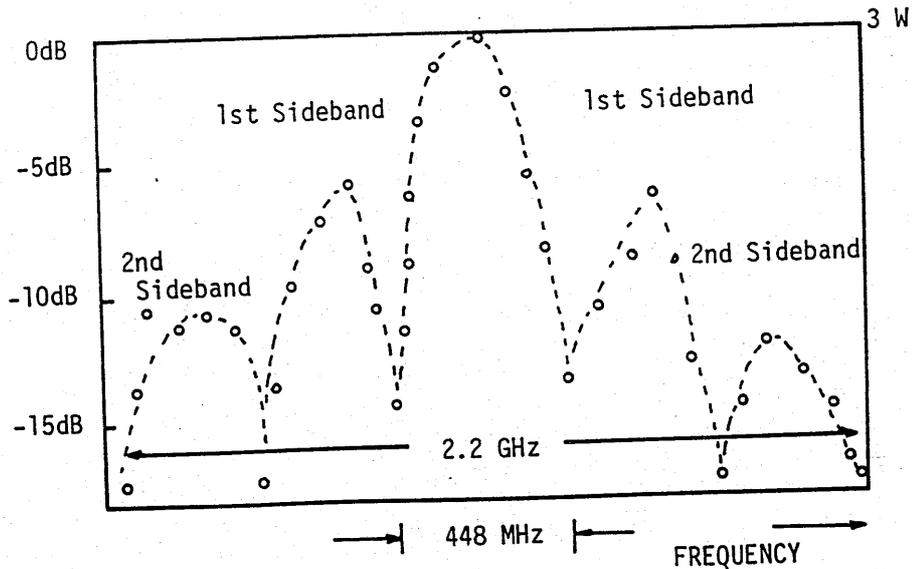


図 4-11 拡大された周波数可変範囲

図 4-11 は拡大された周波数可変範囲を示す。これより、周波数可変範囲は 450 MHz から 2.2 GHz に拡大された。

### 3) 複合共振器を用いて結合変調を行う方法

上記の方法はレーザ共振器の出力側ミラーにF-P変調器を用いたが、また、Fox-Smith形モード選択素子内に位相変調器を挿入し、結合変調を行うことによって周波数変換出力を得る方法が考えられる。Fox-Smith形共振器を用いた変調器はF-P変調器と同様に、共振器の縦モード周波数間隔の整数倍の周波数付近で高効率な変調を行うことができるため上記の方法と同様に周波数可変範囲の拡大を行うことができる。

#### 4) F-P変調器の高効率化

##### a) 3ミラー形F-P光変調器

通常のF-P形変調器は2枚のミラーで構成した干渉計内部に位相変調器を挿入したものであるが、この場合変調器内部で生成された側波帯成分は変調器の出力側のみならず入力側にも出射される。これらの大きさは出力側から出る側波帯成分とほぼ同等である。従って2ミラーの変調器では生成される側波帯成分をすべて利用されていない。そこで、側波帯成分を効率よく利用するため図4-12に示すような、3ミラーのF-P変調器を考える。ミラーM1、M2はF-P干渉計を構成し、ミラー間隔を適当に選ぶことにより、入射光の周波数に対しては適当な反射率をもたし生成された側波帯成分の周波数に対しては完全反射になるように選ぶ。このことより、変調器内で生成された側波帯成分は出力側しか出ることが出来ず側波帯成分の利用効率が向上されると考えられる。

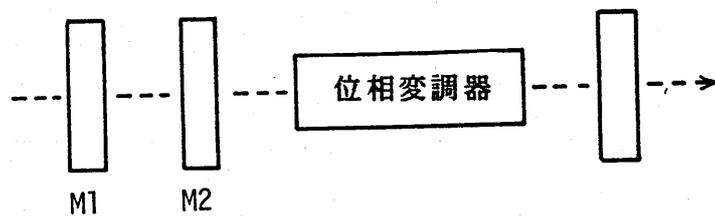


図4-12 3ミラー形F-P光変調器

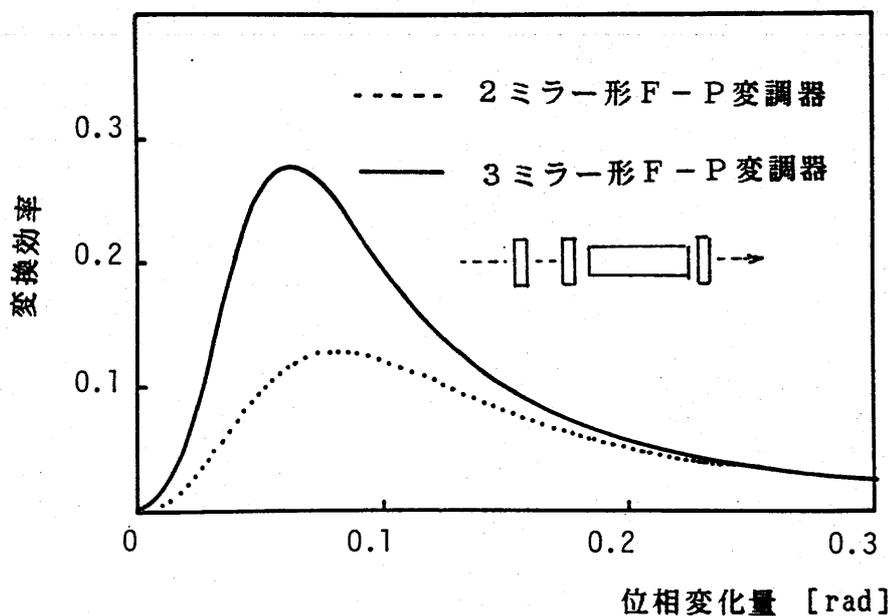


図4-13 通常のF-P形光変調器と3ミラー形との変換効率の比較

図4-13 は適当なパラメータを用いて、通常のF-P形変調器と3ミラー形の変換効率を計算したものである。ここで変換効率は、変調された側波帯成分と無変調時の入射光の最大透過光の比である。これより、変換効率は約2倍となる。上述の3ミラーを用いたF-P形変調器は、入力側のミラーに、搬送波と側波帯に対して反射率の違いをもたせたが、次に、出力側ミラーに反射率の違いをもたせた場合について考える。そこで、F-P形変調器の出力側のミラーが、搬送波に対しては高反射率、側波帯に対して、適当な反射率をもたせることにより、変換効率を高くすることが出来ると考えられる。図4-14 は適当なパラメータを用いて、通常のF-P形光変調器と3ミラー形の変換効率を計算したものである。これより、上述の3ミラーF-P形光変調器と同様に変換効率の向上を計ることが出来る。

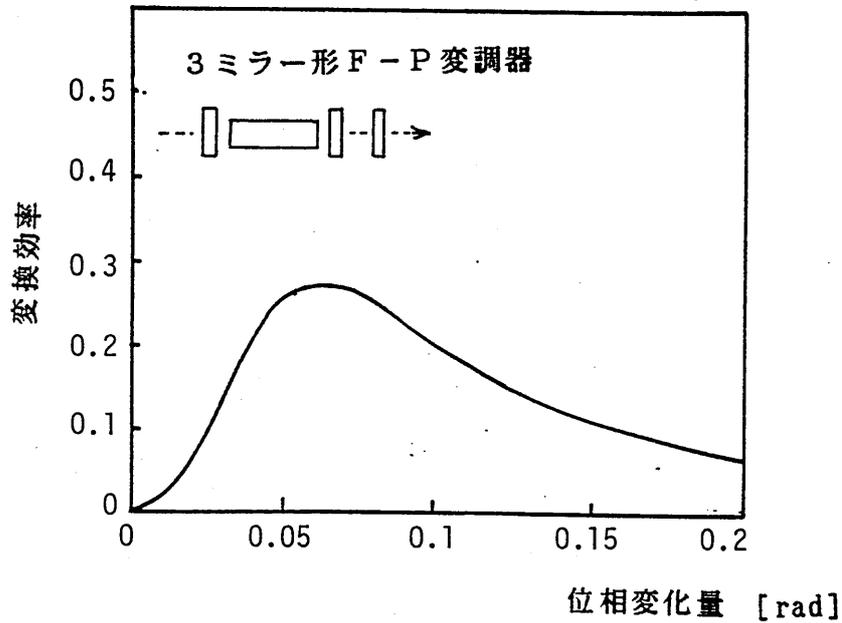


図 4 - 1 4 3 ミラー形の変換効率

b) F-P形SSB変調器<sup>23)</sup>

上述のようにF-P形変調器は高効率であるが、被変調光に、搬送波及び高次の側波帯成分が生じるため、周波数可変レーザと組合せて周波数可変範囲の拡大を行う場合、必要な周波数可変光以外はエタロン等により取り除く必要がある。そこで、搬送波及び高次の側波帯を生じない変調器が望ましい。このような変調器としては Buhner<sup>24), 25)</sup> 等の方法によるSSB変調器がある。この変調器は、変調電界、被変調光共に円偏波を用いることにより、搬送波及び高次の側波帯成分を生成しない。

図 4 - 1 5 はSSB変調による側波帯出力と通常の位相変調による側波帯出力を示したものである。ここで、縦軸の正規化出力は側波帯出力光と入力光の比である。この図から明らかなように、通常の位相変調器に比べて100%搬送波

が側波帯に変換できるが、リターデーションが $\pi$ 必要であるため、大きな変調電圧が必要となる。そこで、変調電圧の低減を図るため、F-P共振器内にこのSSB変調器を挿入したF-P形SSB変調器を提案した。

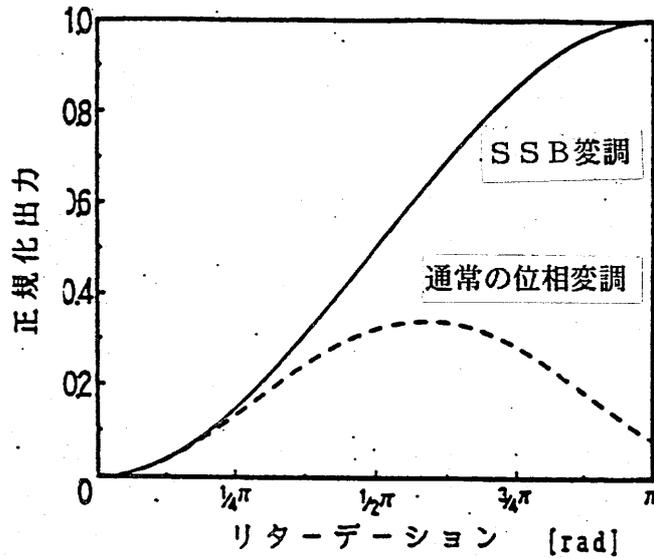


図4-15 SSB変調による側波帯出力と通常の位相変調による側波帯出力の比較

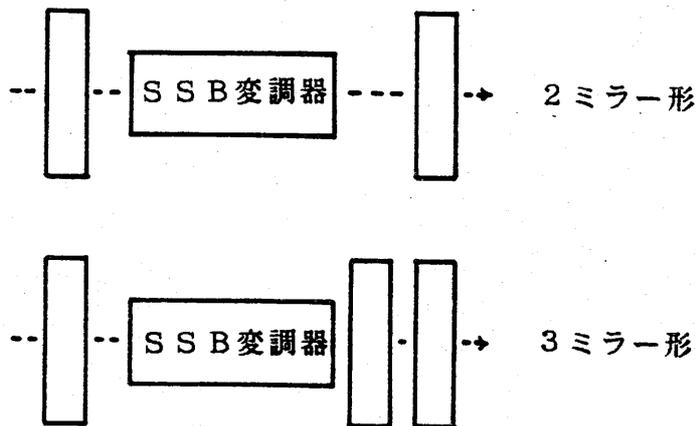


図4-16 F-P形SSB変調器の構成

図4-16 はF-P形SSB変調器の構成を示し、a)は2ミラー方式、b)は3ミラー方式を示す。

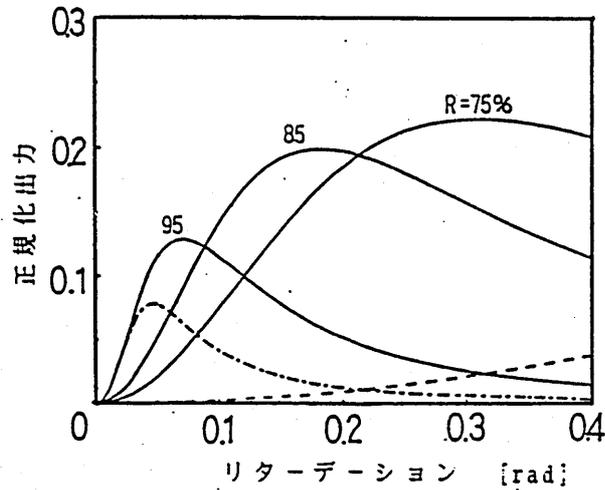


図4-17 2ミラー方式の変換特性

Rin :  
 入力側ミラーの反射率  
 Rc, Rs :  
 出力側ミラーの搬送波,  
 側波帯に対する反射率

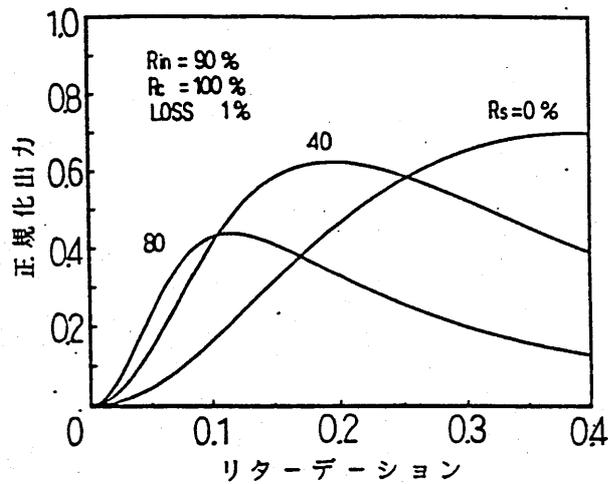


図4-18 3ミラー方式の変換特性

図4-17 は2ミラー方式、図4-18 は3ミラー方式の変換特性を示したものである。3ミラー方式の場合0.2のリターデーションで60%以上の変換効率を得ることができる。

### 5) F-P変調器の問題点

F-P形変調器を用いて変調を行う場合、問題となるのはおもに変調器のフィネスと光学バイアスである。フィネスが高いほど変調感度大きくなる。そこで、大きなフィネスを得るためには光学結晶の吸収係数が問題となる。10.6 $\mu\text{m}$ 帯においては光学結晶としてGaAs, CdTeがあるが吸収係数、光学常数共にCdTeが優れておりF-P形変調器に用いる場合にはCdTeが適している。次に光学バイアスにおいても変調感度に大きく影響を与えるので光学バイアスの設定及びその安定性が問題となる。特にF-P形変調器においては多重干渉を用いているので、わずかな共振器長の変化に対しても光学バイアスが大きく変化する。そこで長時間変調を行う場合には光学バイアスの安定化が必要である。

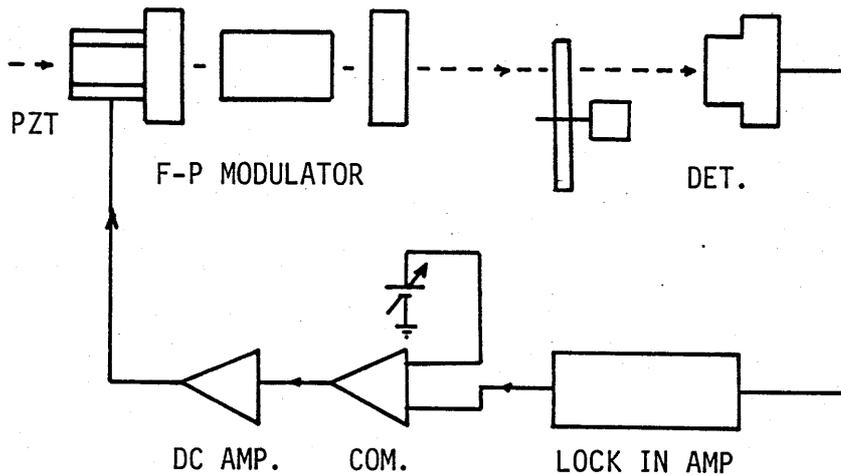


図4-20 F-P形光変調器のバイアス安定化回路

図4-20はF-P形光変調器のバイアス安定化回路構成の一例を示す。図4-21はF-P形変調器において、光学バイアスの安定化を行った場合と行わ

ない場合の透過光強度の変化の一例を示している。これより，安定化を行わない場合には透過光強度は約 40 % 変化している。しかし安定化を行えば 4 - 5 % に抑えられている。

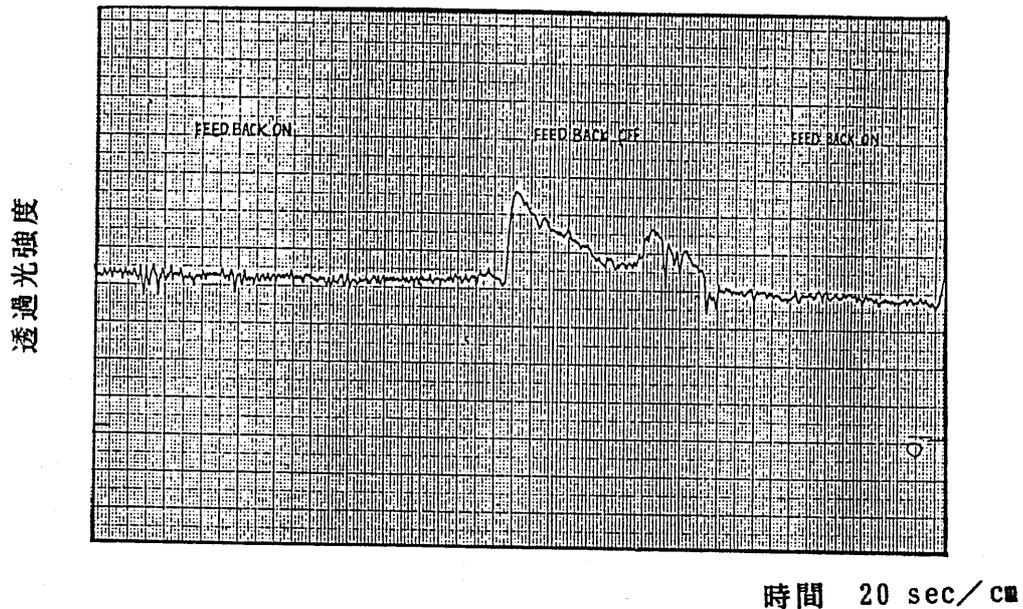
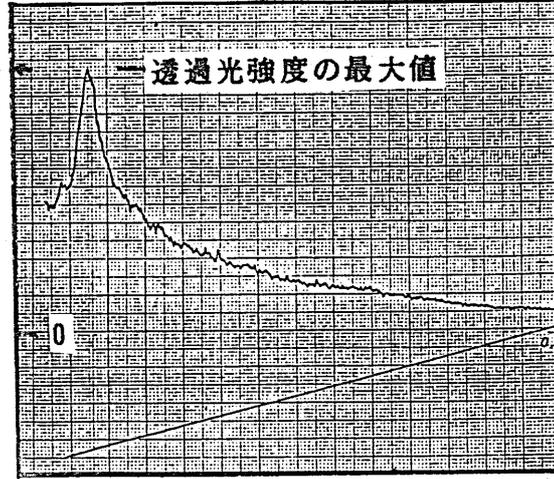


図 4 - 2 1 バイアスの安定化

図 4 - 2 2 (a) (b) は F - P 共振器の一方のミラーに圧電素子を取り付け，電圧印加し，共振器長を強制的に  $5\mu\text{m}$  変化させ，バイアス点の変動を与えた場合について，透過光強度の変化を示したものである。これより図 4 - 2 2 (a) に示す，安定化を行わない場合は，透過光強度は 0 から最大透過強度まで変化している。図 4 - 2 2 (b) は安定化を行った場合では，透過光強度の変化は約 20 % に抑えられている。これは，例えば温度変化などの外乱により，共振器長が約  $5\mu\text{m}$  変化しても，安定化により  $0.06\mu\text{m}$  に抑えられていることになる。このようにバイアスの安定化を施すことにより，F - P 形変調器を安定に動作させることが出来る。

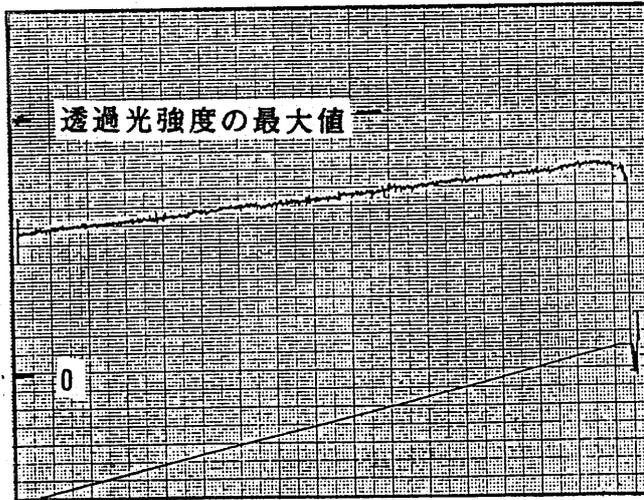
透過光強度



P Z T の印加電圧  
( 共振器長の变化  
0.4 μ m に相当 )

( a ) は安定化を行わない場合、

透過光強度



P Z T の印加電圧  
( 共振器長の变化  
0.4 μ m に相当 )

( b ) は安定化を行った場合

図 4 - 2 2 ( a ) ( b ) バイアスの変化に対する透過光強度の変化

(2) 内部変調を行う方法<sup>26), 27)</sup>

1) レーザ共振器内に変調器を挿入して、内部パワーを直接変調することにより、サイドバンドを発生させた場合、レーザ共振器からの出力光を変調する外部変調に比べて、同じ変調度に対して大きなサイドバンド成分を発生させることが出来る。しかし、この場合、レーザ共振器内に発生した側波帯成分の一つを如何に効率よくレーザ共振器から取り出すことが出来るかが大きな問題となる。そこで、レーザ共振器の出力ミラーに周波数可変フィルターを用いることにより側波帯成分のみ取り出し、周波数変換出力を得る方法を提案した。

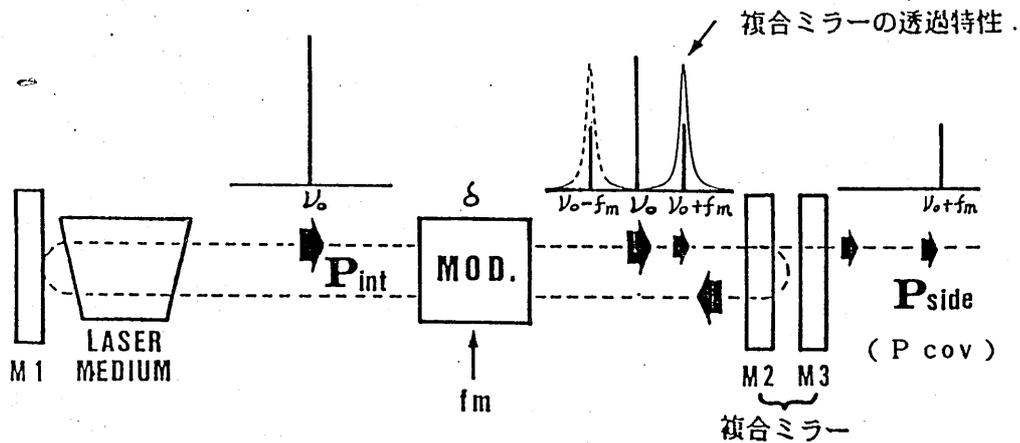


図4-24 内部変調を用いた周波数可変レーザの動作原理

図4-24 はその動作原理を示す。レーザ共振器はミラー M1, M2, 及び M3 で構成される。ミラー M2, M3 は透過周波数特性を持つ複合ミラー（周波数可変フィルター）となっている。ミラー M1, M2 間に挿入した変調器によって内部パワーを変調し、側波帯成分  $\nu_0 \pm n f_m$  を発生させる。 $\nu_0$  はキャリア周波数、 $f_m$  は変調周波数、 $n$  は整数である。今簡単なために、 $n=1$  とすると、側波帯成分は  $\nu_0 \pm f_m$  となる。そこで、複合ミラーの透過周波数が  $\nu_0 + f_m$  (或は  $\nu_0 - f_m$ )

なるようにミラー間隔を変えて同調をとることにより、 $\nu_0 + fm$  (或は  $\nu_0 - fm$ ) の成分だけが複合ミラーを透過し、周波数変換出力を得ることが出来る。この場合の周波数変換出力  $P_{cov}$  は

$$P_{cov} = P_{int} \cdot |J_n(s)|^2 \cdot T(nf) \quad (15)$$

となる。ところで、 $P_{int}$  はレーザ共振器内のパワーで Rigrad によって与えられている。また  $J_n(s)$  は 1 種  $n$  次のベッセル関数、 $\delta$  は位相変調指数、 $T(nf)$  は  $n$  次の側波帯周波数 ( $\nu_0 \pm nfm$ ) に対する複合ミラーの透過率である。また、周波数変換出力の周波数を可変するには、変調周波数を変化させると同時に複合ミラーの透過周波数を変化させれば良い。この場合の周波数可変範囲は変調器の帯域のみによってきまる。図 4-25 は実験装置の構成を示す。

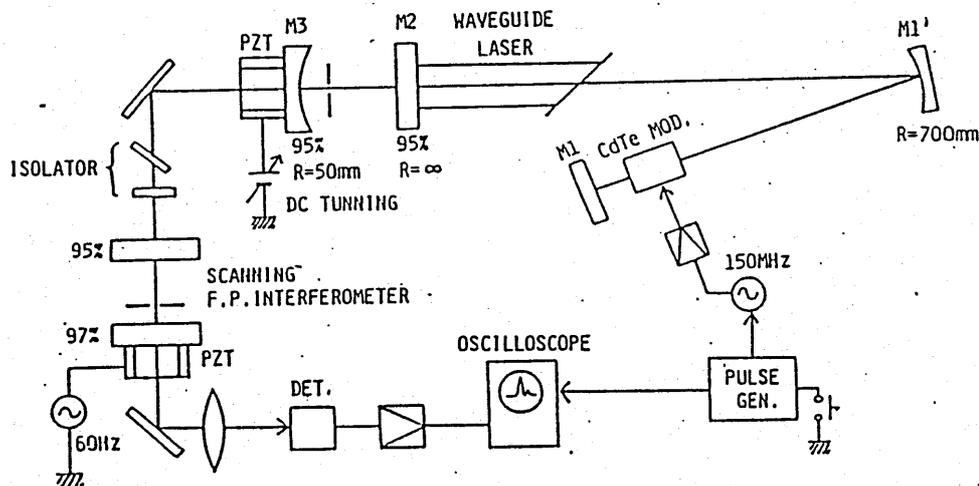


図 4-25 実験装置の構成

レーザは内径3.2 mm, 放電長 330 mm の導波形CO<sub>2</sub> レーザを用い, 変調素子は 5x5x40mm の-CdTe 結晶を用いた. 変調周波数 150 MHz, 変調電力 55 W の場合, 周波数変換出力 1.6 W を得た.

図4-26 (a), (b), (c) は出力スペクトルの一例を示す. 図4-27 は変調電力に対する側波帯出力を示す. 尚, ここで用いた導波形CO<sub>2</sub>レーザの無変調時における出力が 4 W であるのに対して, 周波数変換出力が 1.6 W 得たことは, この周波数可変レーザが高効率で周波数変換を行っていると言える. また変調周波数 1.45 GHz, 変調電力 7.9 W の場合, 周波数変換出力 60 mW - 70 mW を得た.

現在, 変調周波数 17 GHz で実験を行っているがまだ周波数変換出力は確認されていない.

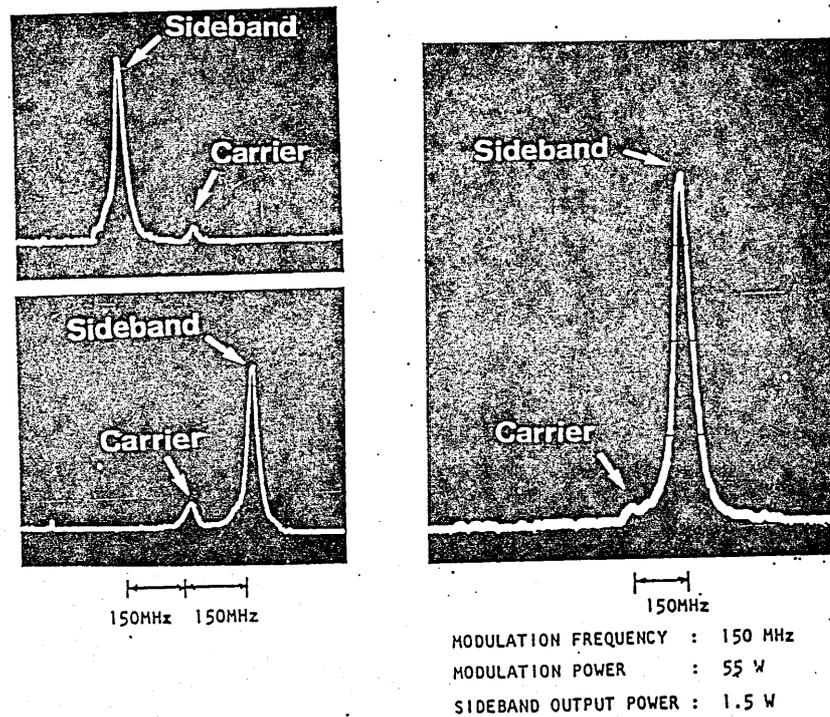


図4-26 出力スペクトルの一例

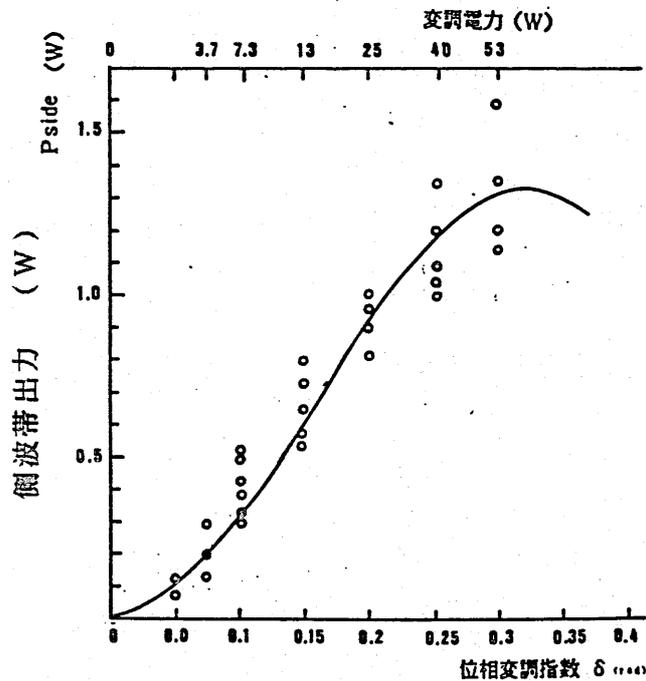


図4-26 変調電力に対する側波帯出力

[5] むすび

周波数可変導波形CO<sub>2</sub> レーザの周波数可変範囲について、述べると共に、周波数可変レーザの出力光を増大するための往復増幅、再生増幅の方法を提案し、実験を行った。再生増幅実験では 300 mW の入力光にたいして 3 W が得られた。また周波数可変レーザの周波数可変範囲の拡大方法を提案した。その拡大方法は

- 1) F-P形光変調器を用いる
  - 2) F-P形変調器を用いて結合変調を行う
  - 3) Fox-Smith 形の複合共振器を用いて結合変調を行う
  - 4) レーザ共振器の一方に、周波数可変フィルターを用いて内部変調を行う
- ものである。以上、4種類の方法を提案し、そのうち、1)、2)、3)の方法

について、動作を確認する実験を行った。1)の方法では周波数可変範囲は1GHzに、2)の方法では、3.6 GHz に拡大された。4)の方法では、変調周波数 150 MHz ,1.45GHz で変調を行い、出力 4 W の導波形CO<sub>2</sub>レーザを用いて、変調電力 55 W で周波数変換出 1.6 W を得た。これらの方法の中で、どれが周波数可変レーザとして適しているかは、一概に言えないが、その用途によって選ぶことが適切であると思われる。例えば、既に、光源のレーザが準備されている場合は、変換効率は少しわるくなるが、1)の外部変調方式が適している。大きな周波数可変光が必要な場合は 2)の結合変調方式が適している。また、広い周波数可変範囲が要求される場合には内部変調方式が適している。

今後の課題としては、内部変調方式を用いて、17 GHz 等の高い周波数で変調を行い、広帯域周波数可変を実現することである。

#### 謝辞

本研究を行うにあたり、適切な助言を頂いた小林哲郎助教授、井筒雅之助教授に感謝致します。本研究に関する解析、計算、実験に携わった大阪大学基礎工学部、末田研究室卒業生に感謝致します。本研究の一部は文部省科学研究費の援助を受けて行われたものである。関係各位に感謝致します。

参考文献

- 1) P.W.Smith, "Waveguide CO<sub>2</sub> laser," Appl. Phys. Letter, Vol. 19, pp. 132, 1972
- 2) 末田, 松島, "導波形CO<sub>2</sub>レーザ" 応用物理, Vol. 45, No. 3, pp. 255-259, 1976
- 3) T. Matsushima, T. Takano, T. Sueta, "Nearly atmospheric pressure continuous CO<sub>2</sub> waveguide laser using plasma injection technique", Optics Communications, vol. 26, No. 1, 1978.
- 4) T. Matsushima, K. Tanaka, Y. Okuda, T. Sueta, "ALN Ceramics for 10.6 $\mu$ m band hollow waveguide," J. Journal of Appl. Physics, vol. 27, No. 7, pp. 1357-1358, 1988.
- 5) 松島, 田中, 末田, "ALNセラミックス導波形炭酸ガスレーザ" 第35回応物予稿(春期)
- 6) J.J. Degnan, "Phenomenological approach to the design of highly tunable pressure-broadened gas laser," J. Appl. Phys., vol. 45, No. 1, pp. 257-267, 1974.
- 7) R.L. Abrams, "Gigahertz tunable waveguide CO<sub>2</sub> laser," Appl. Phys. Lett. vol. 25, pp. 304-306, 1974.
- 8) G. Schfer, H. Hofmann, W. Petersen, "Tunable CO<sub>2</sub> waveguide laser with high transverse mode and line discriminator," IEEE J. Quantum Electron. vol. QE-18, No. 1, 1982.
- 9) G. Merkle, J. Hepper, "CO<sub>2</sub> waveguide laser with Fox-Smith mode selector," IEEE J. Quantum Electron, vol. QE-19, No. 11, 1983.

- 10) P.W.Smith, "Stabilized, single-frequency output from a long laser cavity," IEEE J. Quantum Electronics, QE-1, No. 8, pp. 343-348, 1965.
- 11) W.R.Leeb "Tunability characteristics of waveguide CO<sub>2</sub> lasers," Appl. Opt., vol. 14, No. 7, pp. 1706-1709, 1975.
- 12) 松島, 中村, 中尾, 末田, "多段折り返し導波形炭酸ガスレーザ" 第49回応物予稿(秋期) 6a-R-10, 1988.
- 13) 若見, 松島, 末田, "往復形増幅器" 第34回応物予稿(春期) 31a-ZG-8, 1987
- 14) 末田, 小林, 画像技術, vol. 3, No. 5, pp. 21-22, 1972.
- 15) 松島, 田村, 末田, "CdTeを用いた10.6 $\mu$ m帯F-P形光変調器," 電子通信学会論文誌, J65C, 12, pp. 999-1000, 1982.
- 16) 松島, 田村, 水溜, 末田, "10.6 $\mu$ m帯F-P変調器," 量子エレクトロニクス研究会資料 oqe80-98, 1980.
- 17) 松島, 中島, 前田, 末田, "複合共振器を用いた周波数可変CO<sub>2</sub>レーザの広帯域化," 第32回応物予稿(秋期) 13P-N-4, 1984.
- 18) T.Matsushima, N.Nakajima, T.Sueta, "A tunable waveguide CO<sub>2</sub> laser with expanded tuning range," 9th IR and MM Waves, Th-2-2 Takarazuka 1984.
- 19) T.Matsushima, N.Nakajima, T.Sueta, "Tunable waveguide CO<sub>2</sub> laser with expanded tuning range," Int.J.Infrared and Milli.Wave. vol.7, no.10 1986.
- 20) T.Matsushima, N.Nakajima, T.Sueta, "Tunable waveguide CO<sub>2</sub> laser using Fabry-Perot modulator and Fox-Smith type mode selector. Tech.Digest of 11th IR and MM waves. Pisa. pp.460-461, 1986.
- 21) 松島, 中島, 前田, 田村, 末田, "F-P形光変調器を利用した周波数可変

- 導波形CO<sub>2</sub>レーザ”量子エレクトロニクス研究会資料, OQE84=68-72,1984
- 22) 中島, 松島, 前田, 末田, “F-P形光変調器を用いた周波数可変CO<sub>2</sub>レーザの広帯域化,” 第45回応物予稿(秋期) 13P-N-3,1984.
  - 23) 中尾, 松島, 小林, 末田, “内部変調を用いた10.6 $\mu$ m帯周波数変換”, 第49回応物予稿(秋期) 5a-ZB-2,1988.
  - 24) C.F.Buhrer,L.R.Bllom and D.Baird, “ Optical frequency shifting by electro optic effect,” Appl.Opt.,vol.2 pp.839-846,1963.
  - 25) G.M.Cater,H.A.Hous, “Optical single sideband generation at 10.6 $\mu$ m, IEEE J.quatum Electron.,vol.1;No.4,1979.
  - 26) 前田, 松島, 中島, 小林, 末田, 内部変調を用いた導波形CO<sub>2</sub>レーザの広帯域化” 第45回(秋期) 応物予稿13p-N-4, 1984.

輻射科学研究会資料 RS89-4

広帯域プッシュプル  
電力増幅器

豊田 幸弘

大阪工業大学

京都工芸繊維大学

平成 元年 7月14日

## 広帯域プッシュプル 電力増幅器

Broad band Push Pull Power Amplifier

豊田 幸弘

Sachihiro TOYODA

大阪工業大学 電気工学科

Osaka Institute of Technology

### あらまし

この論文は広帯域プッシュプル電力増幅器について述べる。プッシュプル増幅器を構成するに不可欠な新しい広帯域位相反転器を考案した。試作した広帯域プッシュプル電力増幅器は5~18GHz帯で実験を行った。電力増幅器の帯域幅は11GHzであり、出力電力は1.85W (32.7dBm)を得た。

### 1. まえがき

マイクロ波・ミリ波帯でFETを用いた広帯域の電力合成増幅器の研究が盛んに行なわれていて、これらの論文については数多く発表されている。

FETを用いた電力合成増幅器の回路構成の方法としては3dB90°ハイブリッド結合器を用いて行われている。この電力合成増幅器はA級増幅器として動作させているので無信号の時にFETに電流が流れ、また入力に加える信号の電力が大きくなるとFETの非直線がもはや無視できなくなつて大きな歪みを生じることになる。また、合成出力電力は合成効率100%で約2倍である。

電力合成増幅器の合成効率が良く、そして、歪みを少なくする方法として従来からあるプッシュプル電力増幅器が考えられる。

著者はこのプッシュプル電力増幅器について既に報告した<sup>1)</sup>2)。

本論文は文献1に述べた位相反転器に比べて構造が簡単で広帯域特性を持つ位相反転器を考案した。

この広帯域プッシュプル電力増幅器について述べる。

### 2. 広帯域プッシュプル電力増幅器の構造と実験結果

広帯域プッシュプル電力増幅器の入力回路にFETを用い、出力回路を集中定数回路で表示した回路系を図1aに示す。図1aに示すように、FETのドレインとソースの2個の端子から0°と180°の位相角が得られる。この2個の端子にそれぞれ増幅器の入力端子を接続する。2個の増幅器の出力端子を位相反転器へ接続してプッシュプル電力増幅回路を構成することができる。

入力回路に用いた位相反転器即ちFETのドレインとソース間の位相差は周波数の増加に伴つて180°以下になるためにプッシュプル回路に用いることが出来ない。この問題点を解決するために次に述べるものを用いた。

広い周波数範囲にわたつて常に180°の位相差を保っているハイブリッド結合器がある。

著者は従来から市販されている3dB180°ハイブリッド結合器を図1bに示す回路構成に用いた。

図1aに示すように、出力回路に用いた位相反転器は文献1で述べた。前述の位相反転器よりさらに周波数特性の良い位相反転器を3dB90°および180°ハイブリッド結合器を用いて構成した回路系を図1bに示す。

図1bに示す広帯域プッシュプル電力増幅器の回路構成について述べる。図1bに示すように、励振段は0.5Wの広帯域増幅器を接続し、この増幅器の出力



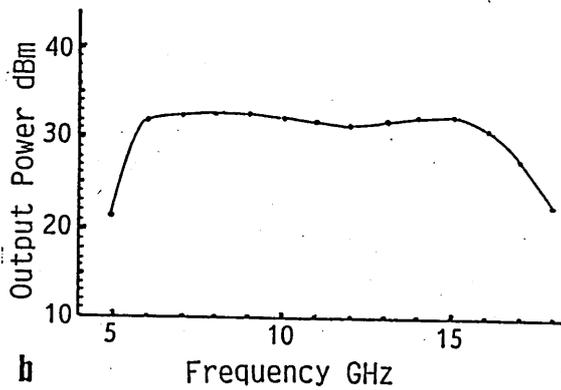


図3b 広帯域プッシュプル電力増幅器の周波数特性  
Fig. 3b Frequency characteristic of the broad-band push-pull power amplifier

せ、プッシュプル電力増幅器の方は $AB_2$ 級で動作をさせた。

図2に示すプッシュプル電力増幅器の周波数特性を図3に示す。2個の電力増幅器の位相差を図3aに示す。図3aに示すように、周波数が1.6GHz以上になると位相差は $10^\circ$ 以上になっている。文献1で詳細に述べたようにプッシュプル電力増幅器を構成する場合 $S_{21}$ の位相角が揃っていることが望ましい。しかし、広い周波数範囲に渡って $S_{21}$ の位相角を揃えることは非常に困難である。

図3aに示す位相差でプッシュプル電力増幅器の周波数特性を測定した結果を図3bに示す。図3bに示すように、出力電力は1.85W (32.7dBm)であり、帯域幅は1.1GHzを得た。

周波数が6~11GHzの範囲では位相差は $0^\circ$ から $13.5^\circ$ までであり、この時の出力電力は1.85Wで平坦な特性になっている。12GHz付近では位相差は $13.5^\circ$ 近くになっているので出力電力は1.5W (31.8dBm)になった。周波数が1.6GHz以上になると位相差は $10^\circ$ 以上になっているので出力電力は1.85W以下に低下していることを実験結果から確かめた。

以上の結果からわかるようにプッシュプル電力増幅器に用いる2個の増幅器の $S_{21}$ の位相角の位相差は $10^\circ$ 以内であればまず用いることができることを実験結果から確かめた。

## むすび

この論文では広帯域プッシュプル電力増幅器について述べた。

市販されている3dB90°および180°ハイブリッド結合器を用いて広帯域位相反転器を考案した。この位相反転器を用いて広帯域プッシュプル電力増幅器を試作した。このプッシュプル電力増幅器を試作するにあたり2個の電力増幅器の $S_{21}$ の位相差は $10^\circ$ 以内であれば良いことを実験結果から確かめた。

謝辞 広帯域プッシュプル電力増幅器の研究をするにあたり富士通株式会社より広帯域増幅器を提供して頂きましたことを感謝いたします。

## 文 献

- 1) 豊田 “マイクロ波帯プッシュプル電力増幅器”  
電子情報通信学会論文誌 C-I  
Vol. J72-C-J No. 2  
PP. 101-109 1989年2月
- 2) 豊田 “広帯域プッシュプル電力増幅器”  
1989年電子情報通信学会秋期全国大会

輻射科学研究会資料

RS 89-5

光によりプラズマが誘起された半導体スラブからの  
ミリ波の反射および透過

Reflection and Transmission of Millimeter waves  
from the Plasma-Induced Semiconductor Slab

杉山 茂            堤 誠

京都工芸繊維大学 電子情報工学科

平成元年7月14日  
於 京都工芸繊維大学

あらまし 光によってプラズマが誘起されたシリコンスラブにおける平面電磁波の反射および透過の問題をプラズマが不均一にスラブの厚み方向に分布するものとして、これを階段近似により解析した。その結果、TM入射は、TE入射よりも入射角に対するプラズマの影響を大きく受け、特にブリュスター角でその影響が顕著である事が分った。一方、高抵抗シリコンスラブに発光ダイオードによりプラズマを発生させ、35GHzのミリ波を用いて、反射特性の実験を行い、理論値と比較した。その結果1%内外の変調率でミリ波の反射特性を制御でき、またプラズマの応答速度は20μsec位である事が分った。

### I. まえがき

最近、高速フェイズドアレイアンテナの研究に関連して光によりミリ波を制御する研究が行われている<sup>(1)</sup>。いくつかの光による制御方法があるがここでは高抵抗半導体にその禁止帯幅より大きいエネルギーの光を照射して生じるプラズマ(光電効果)を利用する。<sup>(2)</sup>これはまた光による誘電率の変化を利用するものである。これまで半導体導波路における光電効果を用いてミリ波の移相器や結合器などの研究が行われてきたが、<sup>(3)(4)</sup>本稿では光電効果が大きく表れるものと想像できるプラズマが誘起された半導体スラブからのミリ波の反射および透過の問題を取扱う。まず理論的な検討を行った後35GHzのミリ波による実験でこれを確める。

### II. 理論

光によりプラズマが誘起された半導体媒質における比誘電率は

$$\epsilon_p = \epsilon_s - \sum_i \frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2 - \nu_i^2} (1 + j \frac{\nu_i}{\omega}) = \epsilon_{PR} - j \epsilon_{PI} \quad (1)$$

$$\omega_{pi}^2 = \frac{N_{pi} e^2}{m_i^* \epsilon_0} \quad (i = e, h)$$

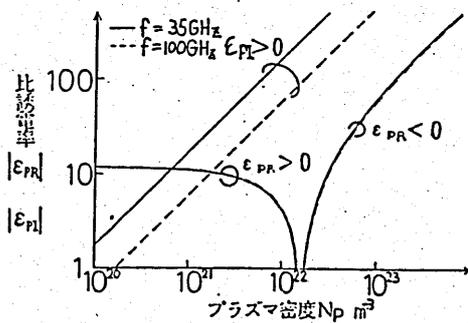


図1 プラズマ密度の関数として評価した誘電率

で与えられる。ここにe, hは電子、正孔を意味する。νは衝突周波数であり、ω<sub>p</sub>はプラズマ角周波数であり、eは電荷、m<sup>\*</sup>は質量である。またN<sub>p</sub>はプラズマ密度である。なお(1)における誘電率の物理定数はシリコンの場合

$$\begin{aligned} \epsilon_s &= 11.8 \\ m_e^* &= 0.259 m_0 \text{ (kg)} \\ m_h^* &= 0.380 m_0 \text{ (kg)} \\ m_0 &= 9.11 \times 10^{-31} \text{ (kg)} \\ \nu_e &= 4.52 \times 10^{12} \text{ (sec}^{-1}\text{)} \\ \nu_h &= 7.71 \times 10^{12} \text{ (sec}^{-1}\text{)} \end{aligned}$$

である。

いま(1)の誘電率の実数部ε<sub>PR</sub>と虚数部ε<sub>PI</sub>を周波数35GHzと100GHzにたいしてプラズマ密度N<sub>p</sub>(e=h)の関数として示すと、図1のごとくなる。同図でN<sub>p</sub>が1.6×10<sup>22</sup> m<sup>-3</sup>になるとε<sub>PR</sub>の符号が反転(負)になる事は興味深い。また、N<sub>p</sub>が10<sup>22</sup> m<sup>-3</sup>以下ではε<sub>PR</sub>はN<sub>p</sub>

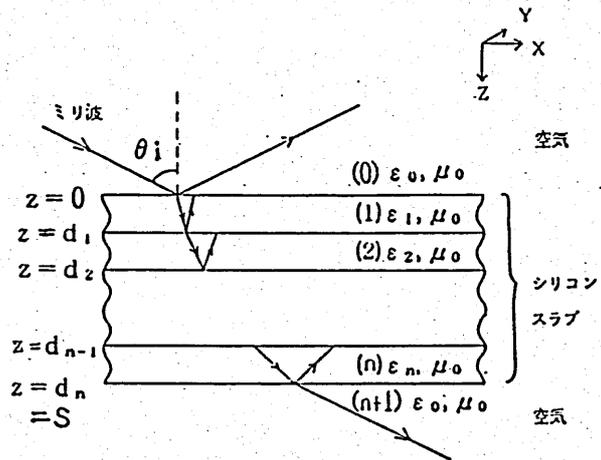


図2 問題の構成

に因与せず、 $\epsilon_{pi}$  のみが  $N_D$  に依存して大きく変化する。この事はプラズマ密度が小さい、すなわち、光の強さが弱い場合、プラズマは電磁波に損失のみを与える事になる。

このようにプラズマが誘起された半導体に電磁波（平面波）が入射した場合の反射および透過の問題をここで取扱う。問題の構成を図2に示す。ここではまず後に述べる実験に関連して半導体におけるプラズマは平面電磁波の入射する面と逆（図2に示す半導体スラブの下部）の面で生じるものとする。光を半導体スラブに照射した場合に生じるプラズマは半導体スラブの厚み方向に一樣に分布せず不均一に厚み方向に分布する事が予想できる。ここではこれを考慮し、不均一に分布するプラズマを階段状に近似し、各層で境界条件を合して任意の形でプラズマが分布する半導体スラブにおける電磁波の反射の問題を取扱う。

いま、ミリ波がTM入射（磁界は入射面に垂直な成分のみをもつ）すると考えると、入射波の磁界、電界成分は

$$\begin{aligned} H_{yi} &= A_i e^{-jk_{zi}z} + B_i e^{jk_{zi}z} \\ E_{xi} &= \frac{k_{zi}}{\omega \epsilon_i} (A_i e^{-jk_{zi}z} - B_i e^{jk_{zi}z}) \end{aligned} \quad (2)$$

( $i = 0, 1, 2, \dots, n+1$ )

と置くことが出来る。ここに  $A_i, B_i$  は入射波および反射波の振幅である。また  $k_{zi}$  はマクスウェルの方程式から

$$k_{zi} = k_0 \sqrt{\epsilon_{ri} - \sin^2 \theta_i} \quad (\epsilon_{ri} = \frac{\epsilon_i}{\epsilon_0})$$

で与えられる。ここに  $\theta_i$  は入射角、 $k_0$  は  $\omega \sqrt{\epsilon_0 \mu_0}$  である。(2)を基礎として図2に示す層ごとに界をもとめ、スネルの法則と境界条件を適用すると、 $i$  番目と  $i+1$  番目の層の境界での界の間の関係は

$$\begin{pmatrix} e^{-jk_{zi}d_i} & e^{jk_{zi}d_i} \\ \frac{k_{zi}}{\omega \epsilon_i} e^{-jk_{zi}d_i} & -\frac{k_{zi}}{\omega \epsilon_i} e^{jk_{zi}d_i} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_i \\ B_i \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} e^{-jk_{z,i+1}d_i} & e^{jk_{z,i+1}d_i} \\ \frac{k_{z,i+1}}{\omega \epsilon_{i+1}} e^{-jk_{z,i+1}d_i} & -\frac{k_{z,i+1}}{\omega \epsilon_{i+1}} e^{jk_{z,i+1}d_i} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_{i+1} \\ B_{i+1} \end{pmatrix} \quad (3)$$

で与えられる。

( $n+1$ ) 番目の層、すなわちスラブの裏側では反射波が無いから  $B_{n+1} = 0$  と置く。(3)を用いて入射波の振幅  $A_0$  と透過波の振幅  $A_{n+1}$  および反射波の振幅  $B_0$  との関係を求めると

$$\begin{pmatrix} A_{n+1} \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} P_1 & P_2 \\ P_3 & P_4 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_0 \\ B_0 \end{pmatrix} \quad (4)$$

となる。ここに  $P_1, P_2, P_3, P_4$  は (3) の漸化式の形で定義できる。いま入射平面波の  $Z$  方向のポインティング電力そして  $M+1$  層の  $Z$  方向のポインティング電力を求め、電力反射係数  $R_P$  および電力透過係数  $T_P$  を (4) から求めると

$$R_P = \left| -\frac{P_3}{P_4} \right|^2 \quad T_P = \left| P_1 - \frac{P_2 P_3}{P_4} \right|^2 \quad (5)$$

となる。もちろん (5) から損失が無い ( $\epsilon_{pi} = 0$ ) ならば

$$R_P + T_P = 1 \quad (6)$$

と電力の保存則を満足する。

この系で0番目の媒質は真空だから  $\epsilon_i = \epsilon_0$  と置き、 $i$  番目がプラズマの領域なら  $\epsilon_p = \epsilon_{pr} - j\epsilon_{pi}$  と  $\epsilon_i$  に (1) で求めたプラズマの複素誘電率を用いる。不均一にプラズマが分布する場合、 $n$  層目のプラズマ密度  $N_D$  を基準として、スラブの厚さ  $S$  の一部厚さ  $d$  の範囲でプラズマが一樣に存在する場合、 $S$  全体にわたってプラズマが指数関数的に不均一に分布する場合、そして  $S$  の幅にわたってプラズマが一樣に分布する（均一）場合にたいする平面波の反射係数を数値的に評価する。図3は  $S$  が  $400 \mu\text{m}$ 、 $d$  すなわちプラズマが誘起さ

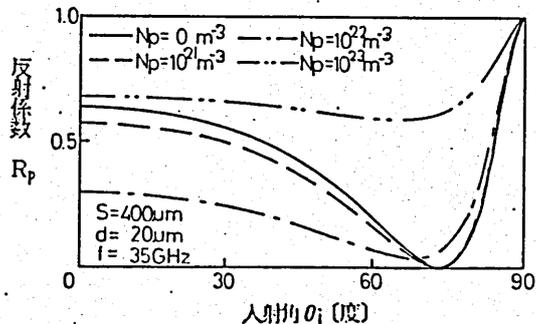


図3 TM波の反射係数

れている部分の厚さが $20\mu\text{m}$ とした場合の平面波の電力反射係数 $R_p$ の入射角 $\theta_i$ の依存性を(5)から求まる理論値で示したものである。なお、同図ではプラズマ密度をパラメータとしており、周波数は $35\text{GHz}$ と固定している。この場合 $\text{TM}$ 入射を仮定しているため $75$ 度付近でブリュースタ角が表れている。同図で $N_p$ が $10^{22}\text{m}^{-3}$ では $\theta_i$ が $70$ 度以下で $R_p$ は減り $70$ 度以上で $R_p$ は大きくなる事に注目すべきである。また、ブリュースタ角付近ではプラズマの影響が大きくなるが、 $N_p$ が $10^{23}\text{m}^{-3}$ と増すと、 $\theta_i$ に無関係に $R_p$ は大きくなる。図4は同じパラメータで電力透過係数 $T_p$ の入射角依存性を示している。図3と図4を比較すると、 $N_p=0$ であれば $T_p=R_p-1$ の関係を満足している事が分る。

次に、同じ様な計算を $\text{TE}$ 入射(電界は入射面に垂直な成分のみをもつ)の場合に対して行い、その反射係数および透過係数の入射角依存性を示すと、図5、6のごとくなる。

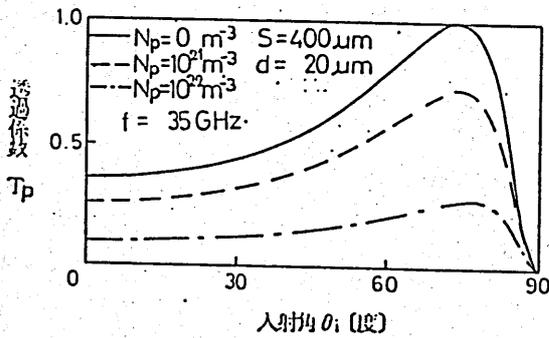


図4 TM波の透過係数

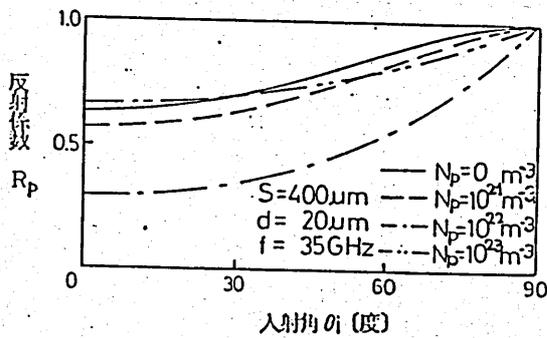


図5 TE波の反射係数

同図からプラズマ密度を増すと、密度が弱い場合には $R_p$ はプラズマが無い場合に比べて小さくなるが、プラズマ密度が $10^{22}\text{m}^{-3}$ にもなると急に $R_p$ は大きくなる。しかしながら、 $\text{TE}$ 入射のプラズマによる反射係数の入射角依存性は $\text{TM}$ 入射よりも小さい。

次に $\text{TM}$ 入射の場合で入射角およびプラズマ密度をパラメータとして反射係数の周波数依存性を評価したものが図7である。同図から周波数が高くなるとプラズマの影響は弱くなる事が分る。

以上の計算結果は全てプラズマが半導体スラブ内でステップ状に分布していると仮定したが、次に周波数を $35\text{GHz}$ と固定し、プラズマが厚さ $S$ にわたって指数関数的に分布する場合<sup>(5)</sup>と厚さ $S$ にわたって一様である場合における $\text{TM}$ 入射の反射係数の $\theta_i$ 依存性を計算した結果を図8に示す。この場合プラズマ密度の分布は不均一で、領域 $i$ では

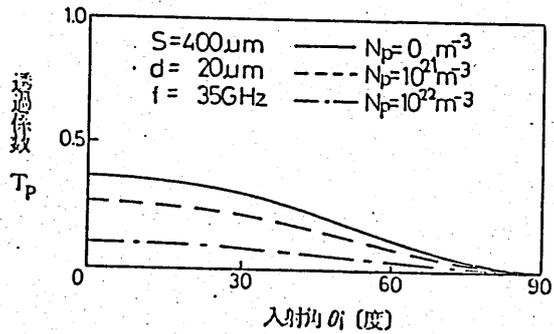


図6 TE波の透過係数

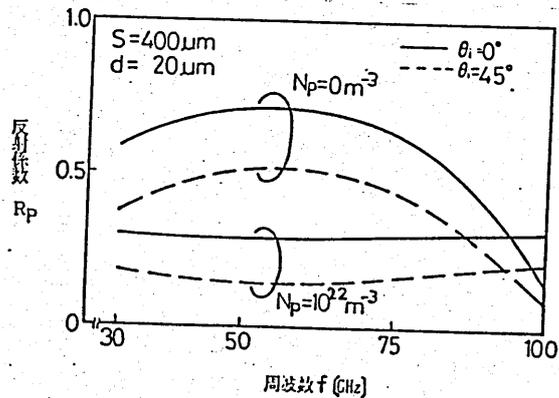


図7 反射係数の周波数依存性

$$N_{pi} = N_{p0} e^{-(n-i)}$$

$$(i = 1, 2, \dots, n)$$

と階段状に仮定している。ここに  $N_{p0}$  は  $Z = S$  におけるプラズマ密度である。ただし階段の数  $n$  はここでは 10 である。

図 8 から不均一にプラズマが分布すると、反射係数は均一に分布する場合に比べてかなり小さくなる事が分る。これはプラズマの不

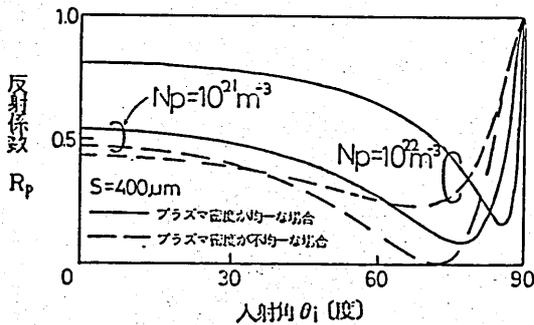


図 8 プラズマが指数関数的に不均一に分布している場合の T M 波の反射係数

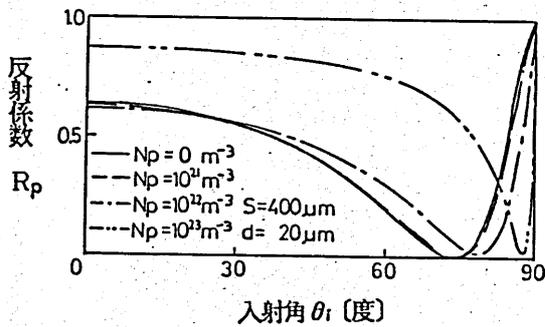


図 9 入射面にプラズマが存在するときの T M 入射反射係数

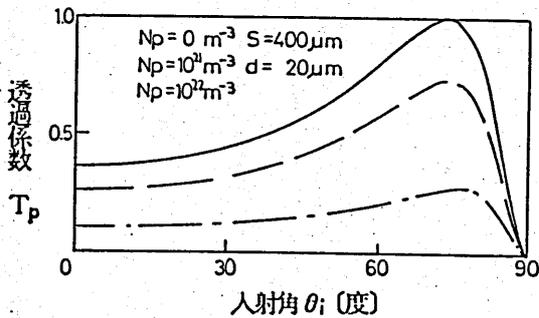


図 10 入射面にプラズマが存在するときの T M 入射透過係数

均一性が電磁波の入射にたいしてテーパ（整合）作用を与えるためであると考える。

一方 T M 入射で入射面にプラズマがステップ状に厚さ  $d$  で誘起された場合の反射特性および透過特性の入射角依存性を図 9、図 10 に示す。図 9 からプラズマ密度によってプリュスター角が大きく変化することが分り、興味深い。しかし図 10 に示す透過係数は T M 入射でプラズマがスラブの裏側に誘起された場合の図 9 とほぼ同じ特性を示している。また、図 11 はこの場合の反射係数の位相特性を示しており、同図から位相はプリュスター角で正から負へ急に変化する事が分る。

### III. 実験結果

図 12 に実験装置の概略図を示す。用いた半導体スラブは  $2000 \sim 4000 \Omega \text{ cm}$  の高抵抗シリコンで厚さは  $200 \mu\text{m}$  と  $400 \mu\text{m}$  の 2 種類である。 $200 \mu\text{m}$  厚のシリコンは径  $50 \text{ mm}$ 、 $400 \mu\text{m}$  厚の場合は径  $100 \text{ mm}$  の円板状のものである。これらのシリコンの表面はいずれも鏡面仕上げされて

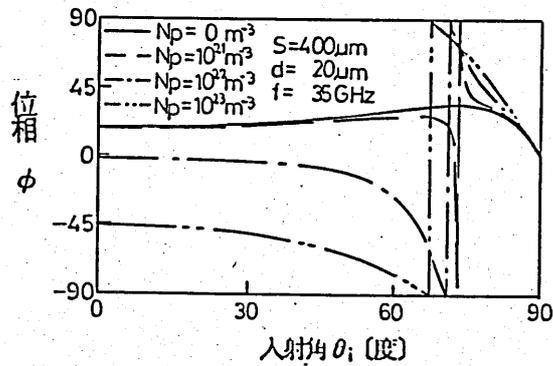


図 11 T M 入射反射係数の位相

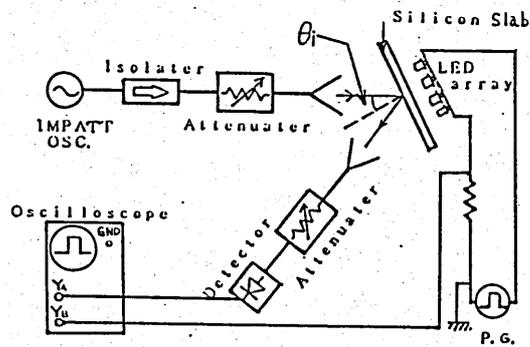


図 12 実験装置

いる。いま、このシリコンスラブの後方 3mm 離して Light Emitting Diode (LED) が 9 個円弧状に配列する。LED にはパルス状の電流を流し発光させる。発光の光の波長は 820nm 前後、そして光出力は平均して 1 個あたりほぼ 30mW である。このシリコンスラブから 5cm 離して入出力端子を矩形ホーンで構成し、これを通して 35GHz のミリ波をスラブに入射させる。ただし、ホーンとシリコンスラブとの間がかなり短いので、平面波でなくガウスビーム状のミリ波の励振になるものと想像できる。また発振器はインパット発振器を用い、その出力は 100mW である。

いま、シリコンスラブに厚さ 200 $\mu$ m のものを用い、LED を 5 個発光させ、入射角  $\theta_i$  を変えて光プラズマによる TM 入射したミリ波の反射の度合いを測定した結果を図 13 に示す。この場合変調率  $M$  は

$$M = \left| \frac{V_0 - V}{V_0} \right| \times 100$$

と定義している。すなわち  $V_0$  は光が無い場合に検波器に検出されるミリ波の信号電圧、 $V$  は光を加えた場合の信号電圧である。同図の横軸は LED に流れる電流、すなわち光強度であるが、これから LED 電流が 200mA で 1% 程度の変調率が  $\theta_i$  が 17.5 度の場合に生じる事が分る。

図 14 はシリコンスラブの厚み 400 $\mu$ m の場合に対して、光強度 (LED 9 個で電流 200mA) を一定として  $\theta_i$  を変えて測定した透過波の変調率  $M$  (TM 入射) の値である。図 14 には理論

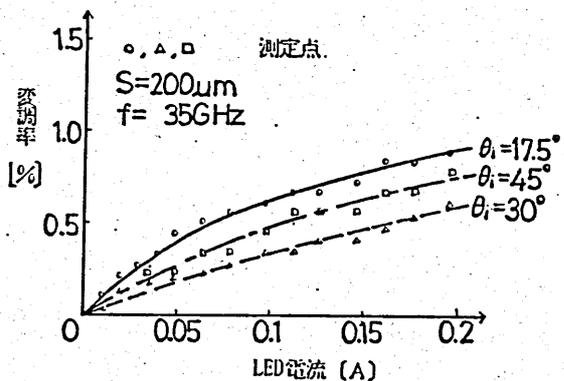


図 13 プラズマによるミリ波の変調率

値も実線で示している。理論値は電力透過係数 (実験値は電圧) であるので変調率を

$$M_T = \frac{\sqrt{T_0} - \sqrt{T_p}}{\sqrt{T_0}} \times 100$$

と定義している。ここに  $T_0$  はプラズマが無い場合の電力透過係数を、 $T_p$  はプラズマが存在する場合の電力透過係数を表す。同図から実験値は理論値と傾向は似るが一致していない。これは理論値は平面波と仮定していることと、LED や LED を支えている構造物などによるミリ波の反射が測定値に影響を与えているためと考える。

これらの実験結果から 9 個の LED に 200mA の電流を流すことによって生じるプラズマ密

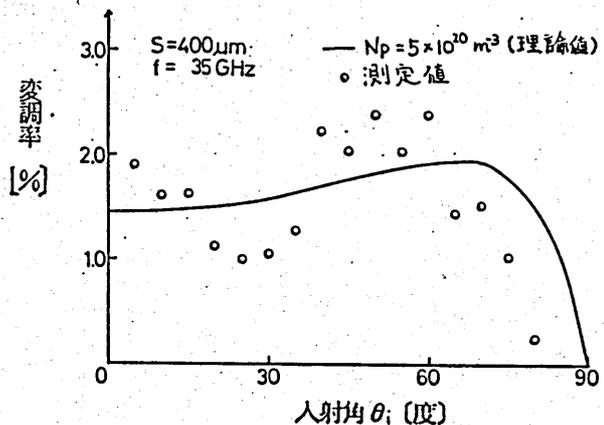


図 14 透過波の変調率の入射角依存性

S=400 $\mu$ m  
f=35GHz  
 $\theta_i=40^\circ$

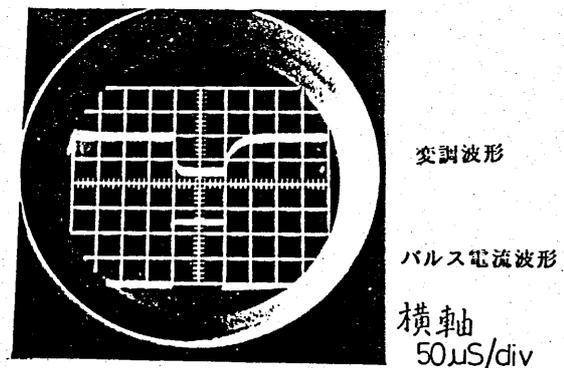


図 15 プラズマの応答速度

度は  $5 \times 10^{30}$   $\text{m}^{-3}$ 位と推定できる。

以上はすべて T M 入射での測定結果である。T E 入射の場合も偏波を変えて測定したが、その結果は現在の測定精度から考えて T M 入射の場合と大きな違いは見られなかった。

終わりにプラズマ発生、消滅の速度を LED に流すパルス状の電流の波形から検討すると図 14 の様になる。この図で下部の波形が LED の電流波形であり、横軸は  $50 \mu\text{sec}/\text{div}$  である。図 14 の上部のパルス波形からプラズマの応答速度は  $20 \mu\text{sec}$  と認め、かなり遅い事が分る。

#### IV. むすび

プラズマが誘起されたシリコンスラブにおけるミリ波の反射および透過特性の問題を平面波入射を仮定して理論的に取扱った。その結果ブリュスター角でプラズマの影響が大きく表れる事とブリュスター角がプラズマ密度によって変化する事、そして T M 入射の方が T E 入射よりプラズマによる反射特性の入射角依存性が大きい事が分った。

また LED で照射された高抵抗シリコンスラブを使い、 $35 \text{GHz}$  のミリ波の反射特性の実験を行い、その結果を理論で定性的に説明する事ができた。しかしながらここで行った実験は完全な形の平面波入射でない事、さらに実験時に問題となる LED または LED を支えている構造物からの反射の影響を定量的に考慮していない。

平面波をガウスビーム波で置き換えてこの問題を理論的に論じる事は光制御の新しい形の準光学回路素子<sup>(6)</sup>を見出す上で興味があり、これは今後の課題であろう。

#### 謝辞

高抵抗シリコンウェーハを提供していただいた関西 NEC 大江直彦氏に感謝の意を表す。

#### 文献

- 1) "13th International Conference on Infrared and Millimeter Waves" Digest Vol. 1039 (Dec. 1988)
- 2) K. Uhde and Muller  
"Pulsed Operations of an Optoelectronic Finline Switch"  
1988 IEEE HTI-S Digest
- 3) H. Shimasaki and H. Tsutsumi  
"Light-Controlled Microstrip Line Copuler"  
13th Inter Infra and Millimeter Waves Digest Vol. 1039, pp. 100-101 (Dec. 1988)  
島崎 堤  
"光制御マイクロストリップ線路結合器"  
信学論 vol. J72-C-1 No. 4 pp. 257-262  
(平元年 4月)
- 4) 島崎 堤 熊谷  
"ストリップ状にプラズマが誘起された半導体導波路の解析とその応用"  
信学論 vol. J-71c No. 1 pp. 115-121  
(昭 63年 1月)
- 5) Jerome K. Butler, Tran-Fu Wu,  
and Marion W. Scott  
"Nonuniform Layer Model of a Millimeter-Wave Phase Shifter"  
IEEE Trans. Microwave Theory and Tech. vol. MTT-34, No. 1, pp. 147-155 (Jan. 1986)
- 6) P. F. Goldsmith  
"Quasi-Optical Techniques at Millimeter and Submillimeter Wavelength"  
Infrared and Millimeter Waves, Vol. 6 Ch. 5, pp. 277-338, 1982

輻射科学研究会資料  
RS 89-6

光制御形  
スロット付マイクロストリップ線路の伝搬特性

島崎仁司

堤 誠

大阪大学工学部

京都工芸繊維大学工芸学部

1989年 7月14日

## 1. まえがき

最近、光によるマイクロ波・ミリ波制御の研究が盛んに行われている。[1] これにはいくつかの方法があるが、ここでは高抵抗率半導体における光プラズマ [2] ~ [7] を利用したスロット付マイクロストリップ線路を採り上げ、解析と実験の結果を報告する。

マイクロストリップ線路の基板として高抵抗率をもった半導体を用い、光を照射して基板中に電子-正孔プラズマを誘起させるわけであるが、光源を接地導体の側に置くために下側導体にスロットを設けた構造とする。

このような構造では、レーザ・発光ダイオードあるいはその光を導く光ファイバなどをストリップのある基板上面に置く場合と比べて、その光源を置いたことによる影響は少なくできると考えられる。また上側に障害がないのでアンテナへ応用することが可能になる。つまり上面にパッチアンテナや漏れ波アンテナを構成し、下から光照射することによってビーム走査を行うことができる。

解析にはスペクトル領域法を用い、プラズマ密度と伝搬定数との関係を明らかにする。

また、シリコンを基板として線路を試作し、光源に発光ダイオードを使って、周波数特性、光強度特性などを測定した。その結果を示し、理論値と比較する。

## 2. スペクトル領域法による解析

図1はスロット付マイクロストリップ線路の解析モデルであり、その断面を示したものである。基板の厚みを  $d$ 、そのうち下から  $t_p$  の厚さがプラズマ層とし、プラズマが誘起されていない部分の比誘電率は  $\epsilon_s$  とする。

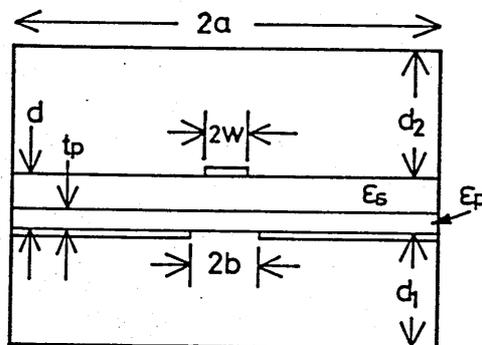


図1 解析モデル (線路断面)

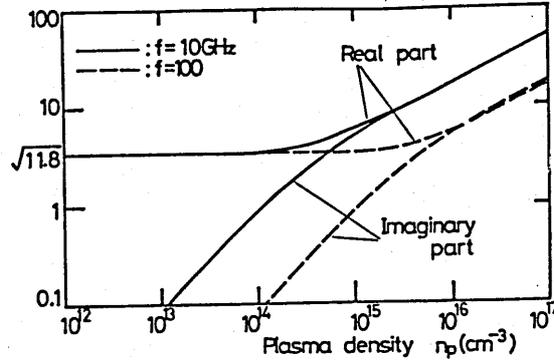


図2 複素屈折率とプラズマ密度との関係

実際にスロット部に光を当てた場合には（たとえプラズマの拡散を考慮に入れたとしても）プラズマはスロット部付近にしか誘起されないが、ここでは層内に一様に誘起されるものとして解析する。電磁界はストリップスロットの付近に集中しているので、この近似は悪くないものとする。またこれはスペクトル領域法を適用するためには必要な仮定である。プラズマ密度を  $n_p$  とし、比誘電率  $\epsilon_p$  は次式より計算できる。[3]、[7]

$$\epsilon_p = \epsilon_s - \sum_{i=e,h} \frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2 + \nu_i^2} \left( 1 + j \frac{\nu_i}{\omega} \right) \quad (1)$$

$$\omega_{pi}^2 = \frac{n_p e^2}{\epsilon_0 m_i^*}$$

ここで  $\epsilon_s$  はプラズマが誘起されていない場合の半導体の比誘電率、 $\omega_{pi}$  はプラズマ角周波数、 $\omega$  は電磁波の角周波数である。また、 $e$ 、 $\epsilon_0$ 、 $\nu_i$ 、 $m_i^*$  はそれぞれ、電子の電荷量、真空中の誘電率、キャリアの衝突周波数、有効質量である。添字の  $i$  は  $i=e$  のとき電子に関する量、 $i=h$  のとき正孔に関する量を表す。なお数値計算においては半導体としてシリコン（ $\epsilon_s = 11.8$ ）を想定し、シリコンに関するその他の諸定数は文献[7]と同じものを用いた。

図2に、比誘電率 $\epsilon_p$ の平方根すなわち複素屈折率とプラズマ密度との関係を示しておく。実線は周波数が10GHzの場合、破線は100GHzの場合である。例えば10GHzの場合、密度が $10^{14}/\text{cm}^3$ 以下では屈折率の実部は $\sqrt{11.8}$ で変化なく、虚部は実部に比べてかなり小さい。密度が $10^{15}/\text{cm}^3$ 以上になるとプラズマの影響は顕著になり、それは実部・虚部の両方に変化を与える。

基板上的ストリップの幅は $2w$ 、基板のすぐ下の導体には幅 $2b$ のスロットを設けていて、これらの導体の厚みは無視する。解析のために、上・下、両側に完全導体壁を置き、これらまでの距離は求める伝搬定数に影響がない程度にまで離すことにする。

この線路の特性インピーダンスおよび伝搬定数を準TEM波解析によって求めた。まずポテンシャル関数 $\phi$ を次式のように有限フーリエ変換してスペクトル領域法を用いる。

$$\tilde{\phi}(n, y) = \int_0^{+a} \phi(x, y) \cos \hat{k}_n x \, dx$$

(2)

$$\hat{k}_n = \left(n - \frac{1}{2}\right) \frac{\pi}{a}$$

$n=1, 2, 3, \dots$

上側ストリップおよび下側導体上の電荷分布を表す関数 $\rho_u(x)$ 、 $\rho_l(x)$ も同様に交換し、ラプラスの方程式と境界条件からポテンシャルと電荷分布との関係式を導く。

$$\begin{cases} \tilde{G}_{11}(n) \tilde{\rho}_u(n) + \tilde{G}_{12}(n) \tilde{\rho}_l(n) = \tilde{\phi}(n, y=d_1+d) & (3a) \\ \tilde{G}_{21}(n) \tilde{\rho}_u(n) + \tilde{G}_{22}(n) \tilde{\rho}_l(n) = \tilde{\phi}(n, y=d_l) & (3b) \end{cases}$$

但し

$$\begin{aligned} \tilde{G}_{11}(n) = & (\epsilon_s \coth \hat{k}_n d_1 \coth \hat{k}_n d_3 + \epsilon_s \epsilon_p \coth \hat{k}_n d_3 \coth \hat{k}_n t_p \\ & + \epsilon_p \coth \hat{k}_n t_p \coth \hat{k}_n d_1 + \epsilon_p^2) / \det \end{aligned}$$

$$\tilde{G}_{12}(n) = \tilde{G}_{21}(n) = \epsilon_s \epsilon_p / (\det \cdot \sinh \hat{k}_n d_3 \sinh \hat{k}_n t_p)$$

$$\begin{aligned} \tilde{G}_{22}(n) = & (\varepsilon_s \coth \hat{k}_n d_2 \coth \hat{k}_n d_3 + \varepsilon_s \varepsilon_p \coth \hat{k}_n d_3 \coth \hat{k}_n t_p \\ & + \varepsilon_p \coth \hat{k}_n t_p \coth \hat{k}_n d_2 + \varepsilon_s^2) / \det \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \det = & \hat{k}_n \varepsilon_0 \varepsilon_s \varepsilon_p [\coth \hat{k}_n d_1 (\varepsilon_s / \varepsilon_p + \coth \hat{k}_n d_3 \coth \hat{k}_n t_p) \\ & + (\varepsilon_p \coth \hat{k}_n d_3 + \varepsilon_s \coth \hat{k}_n t_p) + \coth \hat{k}_n d_2 \\ & \times \{ \coth \hat{k}_n d_1 (\coth \hat{k}_n t_p / \varepsilon_s + \coth \hat{k}_n d_3 / \varepsilon_p) \\ & + (\varepsilon_p / \varepsilon_s + \coth \hat{k}_n d_3 \coth \hat{k}_n t_p) \} ] \end{aligned}$$

$$d_3 = d - t_p$$

電荷分布についてはある基底関数の組を用いて展開しておく。

$$\rho_u(x) = \sum p_j \rho_{uj}(x), \quad \rho_l(x) = \sum r_m \rho_{lm}(x) \quad (4)$$

ガラーキン法を用いると未知定数  $p_j$ ,  $r_m$  に関する連立方程式を得る。

$$\begin{cases} \sum p_j K_{ij}^{11} + \sum r_m K_{im}^{12} = a V q_{ui} / 2 & i=1, 2 & (5a) \\ \sum p_j K_{kj}^{21} + \sum r_m K_{km}^{22} = 0 & k=1, 2 & (5b) \end{cases}$$

但し

$$K_{ij}^{11} = \sum_n \tilde{\rho}_{ui} \tilde{G}_{11} \tilde{\rho}_{uj}, \quad K_{im}^{12} = \sum_n \tilde{\rho}_{ui} \tilde{G}_{12} \tilde{\rho}_{lm}$$

$$K_{kj}^{21} = \sum_n \tilde{\rho}_{1k} \tilde{G}_{21} \tilde{\rho}_{uj}, \quad K_{km}^{22} = \sum_n \tilde{\rho}_{1k} \tilde{G}_{22} \tilde{\rho}_{lm}$$

$$q_{ui} = \int_0^w \rho_{ui}(x) dx, \quad V: \text{ストリップ導体の電位}$$

ストリップ導体上の電荷と電位  $V$  との関係からこの線路の単位長さ当りのキャパシタンスおよびコンダクタンスを求めることができる。伝搬定数はこれらの線路定数から計算できる。

電荷分布を表す基底関数は次のようなものを用いている。

ストリップ上

$$\rho_{uj}(x) = \frac{1}{\pi w} \frac{\cos \{(j-1)\pi x / w\}}{\sqrt{1 - (x/w)^2}} \quad (6)$$

$$-w < x < w \quad j=1, 2$$

下側導体上 [8]

$$\rho_{11}(x) = 4(a-x)^3 / (a-b)^4 \quad (7a)$$

$$\rho_{12}(x) = \frac{1}{2(a-b)} \frac{a-x}{\sqrt{(a-b)^2 - (a-x)^2}} \quad (7b)$$

$$b < x < a$$

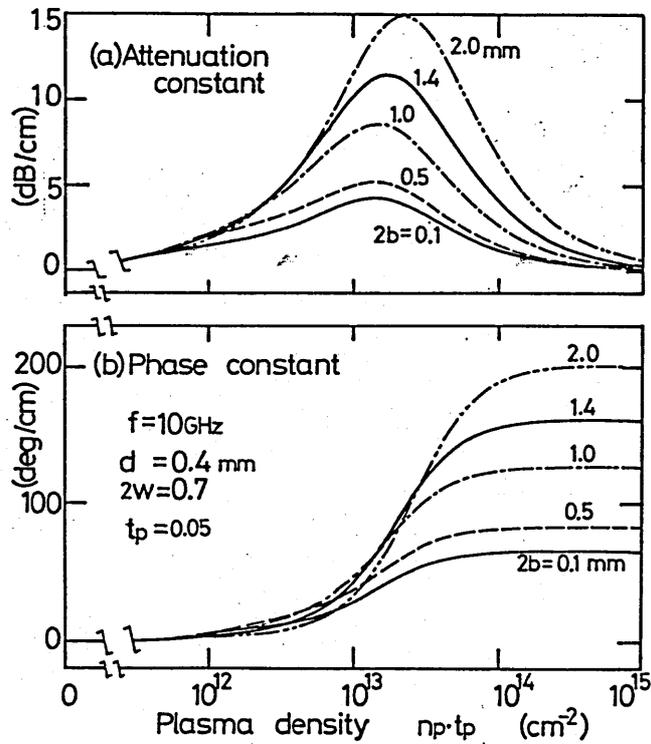


図3 スロット幅  $2b$  を変えたときのプラズマ密度と伝搬定数との関係

計算した線路のパラメータについて説明する。基板はシリコンとして $\epsilon_s = 11.8$ 、その厚みは $d = 0.4 \text{ mm}$ 。そのうち下から $0.05 \text{ mm}$ がプラズマ層とする。上側及び下側遮蔽導体までの距離は、解の収束を調べた上でそれぞれ $3, 2 \text{ mm}$ と決めた。両側の遮蔽導体の間隔は $12 \text{ mm}$ とする。

なおプラズマ密度は、単位体積当りの密度 $n_p$ とプラズマ層の厚み $t_p$ とをかけた量、すなわち単位面積当りの密度で表すことにする。

図3はスロット幅 $2b$ をパラメータとしたときの、プラズマ密度の変化にたいする減衰定数・位相定数の変化量である。ストリップ幅を $0.7 \text{ mm}$ とし、周波数は $10 \text{ GHz}$ として計算している。

密度の増加にしたがって減衰量は増えるが、最大値をとった後にかえって減少している。

例えば $2b = 1 \text{ mm}$ の場合をみると、プラズマ密度が単位面積当り $10^{14} / \text{cm}^2$ になると、線路 $1 \text{ cm}$ 当り減衰量が $3 \text{ dB}$ 以下となる。そのとき位相変化量は $1 \text{ cm}$ 当り $110$ 度以上で、これは線路内波長で表すと光を当てない場合の $70\%$ 以下の波長になる。

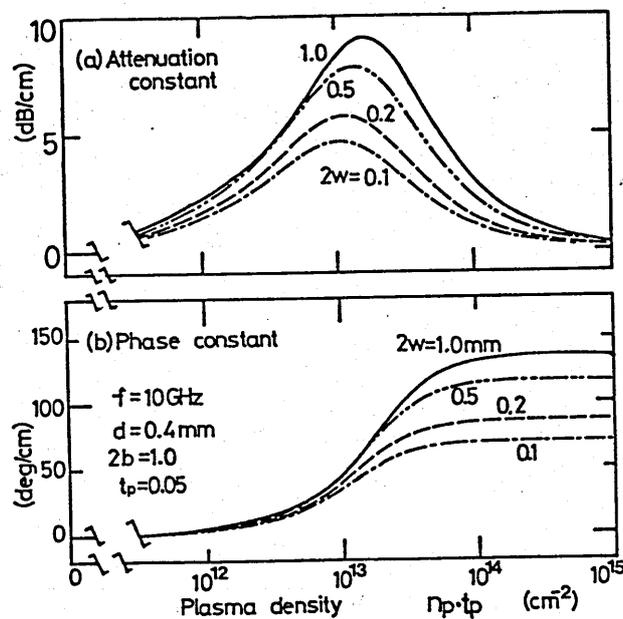


図4 ストリップ幅 $2w$ を変えたときのプラズマ密度と伝搬定数との関係

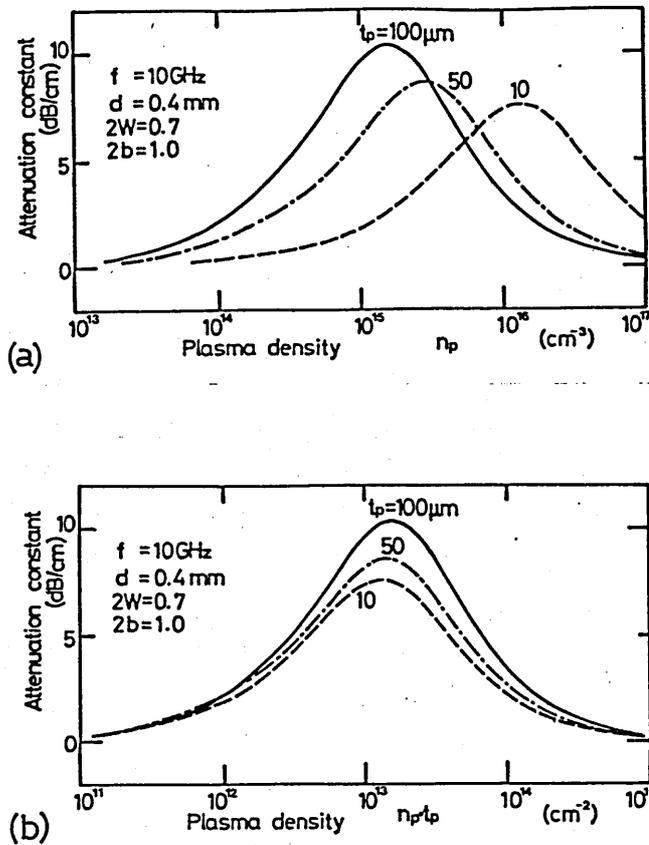


図5 プラズマ密度の変化に対する減衰定数の変化

(a) 単位体積当り  $n_p$  (b) 単位面積当り  $n_p \times t_p$

また図4はストリップ幅  $2w$ を変えたときのプラズマ密度の変化にたいする減衰定数・位相定数の変化量である。スロット幅を1.0mmとした。

図5はプラズマ層の厚み  $t_p$ を変えた場合の減衰定数の変化である。図5(a)は単位体積当りのプラズマ密度  $n_p$ を横軸にとったものであり、減衰定数が最大値をとるときの密度は厚み  $t_p$ により異なっている。図5(b)は単位面積当りのプラズマ密度  $n_p \times t_p$ を横軸にとったものであり、図からわかるように密度の変化に対して減衰定数はどの場合も同様の変化を示し、プラズマ層の厚み  $t_p$ に依らない。位相定数についてはここに示していないが減衰定数の場合と同じで、特に密度の小さい領域においては、単位面積当りの密度に対する特性が厚み  $t_p$ に依らずほぼ一致している。但し密度が大きいときには、厚み  $t_p$ の違いによって位相定数に差ができる。

以上の結果と、照射する光の照度と直接関係しているのは単位面積当りの

密度であること（これについては3章で論じる）から、プラズマ密度は単位面積当りの値で表し、厚み  $t_p$  の影響は考えないことにする。

### 3. 測定結果

#### 3-1 試作線路

試作した線路は図6のようなものである。基板は抵抗率が約  $2000 \sim 4000 \Omega \text{ cm}$ 、厚みが  $0.4 \text{ mm}$  のシリコンを用い、ストリップの幅  $2w$  が  $1 \text{ mm}$  のものと  $0.7 \text{ mm}$  のものとで測定した。破線で描き入れているのは基板裏側にある導体に設けたスロットの形で、幅  $2b$  は  $1.4 \text{ mm}$  としている。線路の長さは  $l = 49 \text{ mm}$  である。図6(b)は断面を示した図で、下側導体をくり抜いた部分に金属キャップのついたLEDを、はめ込む形で7ないし8個並べた。使用したLEDは前回の実験[7]と同じ日立HLP60RGである。減衰量と位相角とをネットワークアナライザで測定した。

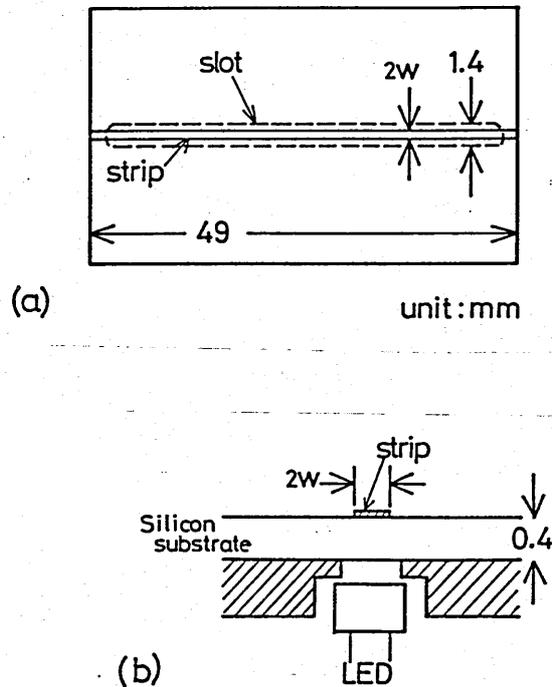


図6 試作したスロット付マイクロストリップ線路

### 3-2 光の照度とプラズマ密度

測定結果を示す前に、照射した光と誘起されるプラズマ密度との関係について説明しておく。実験に使用した発光ダイオードの特性より、駆動電流  $I_d$  と光の出力電力とはほぼ比例関係にある。また単位面積当りに照射される光のパワーつまり照度  $I_o$  と、単位面積当りのプラズマ密度  $n_p \times t_p$  とは近似的に次のような比例関係がある。

$$n_p \times t_p = \eta (1 - R) \frac{\lambda_{opt} \tau}{h c} I_o \quad (8)$$

ただし  $\tau$  はプラズマの寿命であり  $h$ 、 $c$ 、 $\lambda_{opt}$ 、 $\eta$ 、 $R$  はそれぞれプランク定数、光速、光の波長、量子効率、半導体表面での光の反射率である。従ってダイオード駆動電流  $I_d$  とプラズマ密度  $n_p \times t_p$  とは比例すると考えてよい。

式(8)はプラズマの寿命などが明確でないと正確には評価できない。いまプラズマの寿命を  $50 \mu$  秒、量子効率と半導体表面での光の反射に関連した因子を  $\eta(1 - R) = 0.3$  とすると、光の波長が  $0.9 \mu m$  のときに、

$$n_p \times t_p \text{ [cm}^{-2}\text{]} = 6.8 \times 10^{10} \times I_o \text{ [mW/cm}^2\text{]} \quad (9)$$

となる。

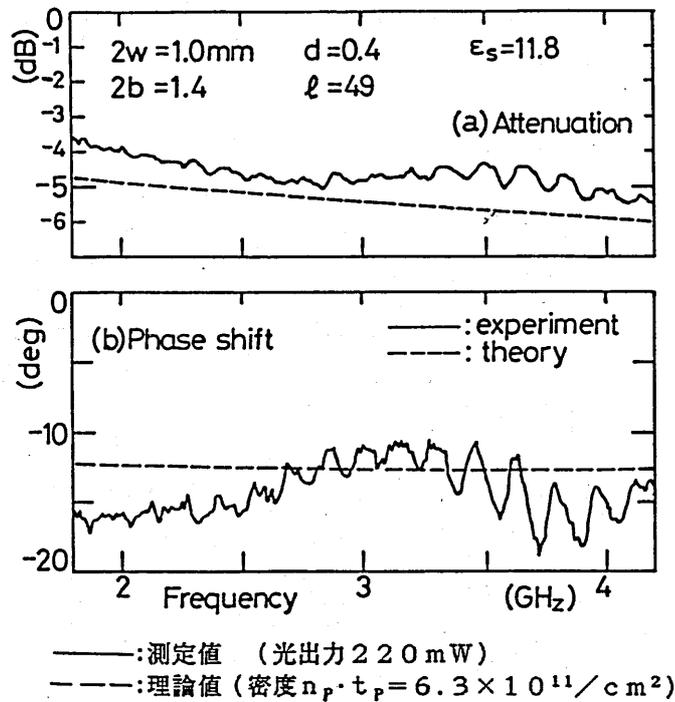
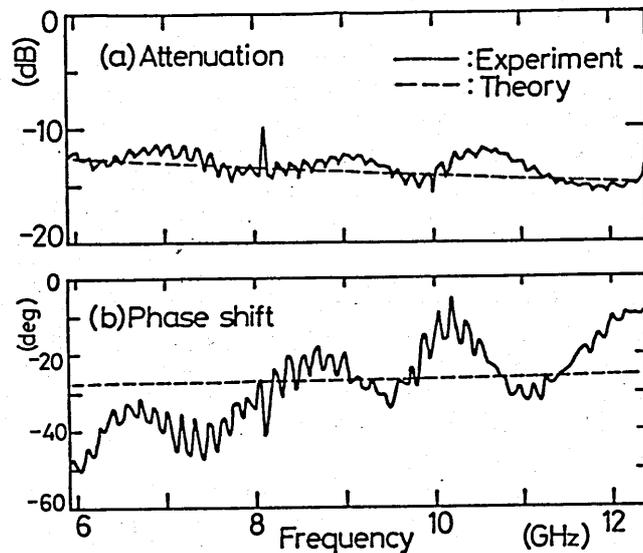


図7 周波数特性 (I)

### 3-3 測定結果

図7は周波数が1.8から4.2GHzにおける減衰量・位相変化量を示したものである。ストリップの幅は1.0mm、発光ダイオードは7個用い、光の出力電力はトータルで約220mWである。但し全ての光がスロット部に当たるわけではない。光を当てない場合をそれぞれ0dB, 0度の基準にとって、光を当てた場合の変化量を描いている。減衰量は-4から-5dB程度まで変化し、位相角については11から16度程度の変化を得た。図中の破線はプラズマ密度が $6.3 \times 10^{11} / \text{cm}^2$ として計算したものである。なお光を当てない場合の線路の挿入損はこの周波数帯で-1dB程度であった。

図8は5.9から12.4GHzの周波数における測定結果である。ストリップの幅は0.7mmとし、発光ダイオードの数を8個に増やしている。光の出力は約270mWであり、図中の破線はプラズマ密度が $1.6 \times 10^{12} / \text{cm}^2$ として計算したものである。位相変化量の方は測定にばらつきがみられるが、20度から40度程度の変化を得た。



$2w=0.7\text{mm}$      $d=0.4$   
 $2b=1.4$          $\epsilon_s=11.8$      $l=49\text{mm}$

———:測定値 (光出力270mW)  
 - - - -:理論値 (密度 $n_p \cdot t_p = 1.6 \times 10^{12} / \text{cm}^2$ )

図8 周波数特性 (II)

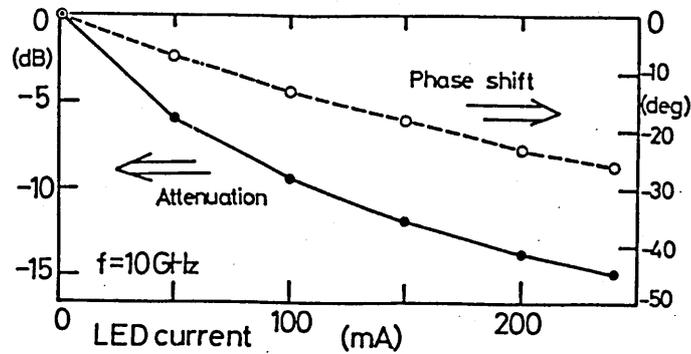


図9 光の強さを変えたときの振幅・位相角の変化（測定値）

次に周波数が10GHzにおける、光に強さに対する特性を図9に示す。横軸を発光ダイオードの駆動電流にとっていて、0から240mAまで変えている。●印が減衰量で-14.8dBまで変化し、○印が位相変化量で26度まで変化した。

図10は図9の結果に対する理論値であり、横軸は単位面積当りのプラズマ密度をlinear scaleで $2 \times 10^{12}/\text{cm}^2$ までとって描いている。実線が減衰量、破線が位相変化量であって、測定値と理論値とは変化の特性が定性的に一致していることがわかる。

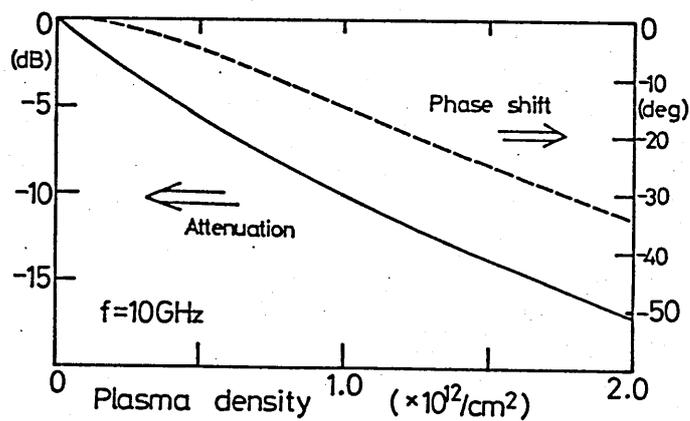


図10 プラズマ密度を変えたときの振幅・位相角の変化（理論値）

図11(a)は11GHzの周波数において、LEDをパルス動作させたときの波形を観測したものである。方形の波形がLEDを駆動した信号で、約180 $\mu$ 秒の間光をonの状態にしている。上側の波形がそのときのマイクロ波信号の振幅の変化で、波形がかなり変形しているように見えるが、これは縦軸を対数目盛にとっているためであり、この図では縦軸は1目盛10dBになっている。減衰量は最大30dB以上を得た。

次に光のパルス幅を20 $\mu$ 秒にしたときの波形が図11(b)である。横軸は1目盛20 $\mu$ 秒、縦軸は1目盛り4dBである。振幅は-10dBまで減衰し、-3dB以下になる長さは約80 $\mu$ 秒であった。

図12は6.92GHzのものであり、(a)は振幅の変化、(b)は位相角の変化を示したもので、位相角は120度以上変化した。

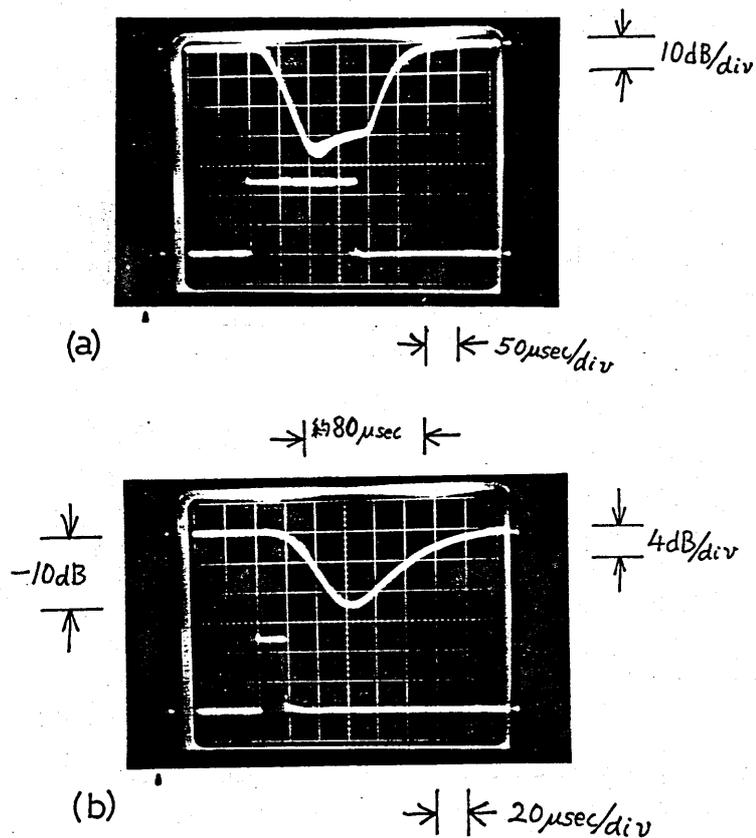


図11 LED駆動電流波形と  $f = 11.0\text{GHz}$   
変調されたマイクロ波の波形

パルスの立ち下がり時間から電子-正孔プラズマの寿命、つまりプラズマ数がe分の1に減るまでの時間を推定することができ[4]、約50μ秒になる。このプラズマの寿命は、変調やスイッチング動作の速度を制限するが、もっと寿命の短い半導体を使うか、あるいは不純物注入により寿命を短くすれば、より高速の動作が可能となる。今回使用したシリコンは寿命が数十μ秒であったが、金を打ち込んだシリコンを使った、ピコ秒のオーダーの速度をもつスイッチの報告がなされている。

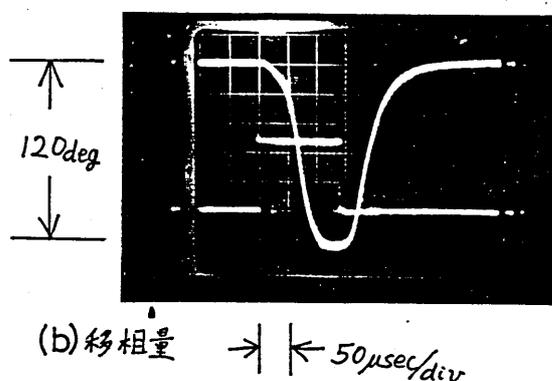
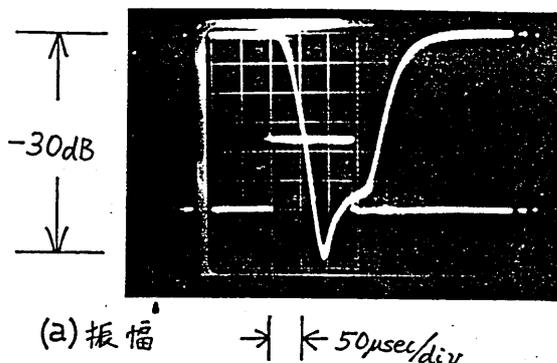


図12 LED駆動電流波形と  $f = 6.92\text{GHz}$   
変調されたマイクロ波の波形

#### 4. むすび

基板中にプラズマが誘起されたスロット付マイクロストリップ線路の解析と実験を行った。

実験結果より、照射光をパルス変調した場合に、減衰量は最大30dB以上、移相量は最大120度以上を得た。そして、測定値と理論値との比較から、誘起されたプラズマの密度は $2 \times 10^{12} / \text{cm}^2$ 程度と推測できた。

また理論計算からは、密度が $1.0^{14} / \text{cm}^2$ 以上のプラズマを誘起できれば、減衰は1cm当り3dB以下で位相変化量が110度以上にできることがわかった。

これには今回の発光ダイオードを使った実験の50~100倍程度の照度の光が必要で、レーザを使い、レンズなどで集光すればこれは可能な動作と考える。

## 文 献

- [ 1 ] 13th. International Conference on Infrared and Millimeter Waves Digest, Honolulu, Dec.1988.
- [ 2 ] A.M.Johnson and D.H.Auston:  
" Microwave Switching by Picosecond Photoconductivity",  
IEEE J.Quantum Electron., Q E - 1 1, 6, pp.283-287 (June 1975).
- [ 3 ] C.H.Lee, P.S.Mak and A.P.DeFonzo:  
"Optical Control of Millimeter-Wave Propagation in Dielectric Waveguides" IEEE J.Quantum Electron., Q E - 1 6, 3, pp.277-288 (March 1980).
- [ 4 ] 小楠, 田中, 伊藤: " 光によって制御されたプラズマ層を持つ誘電体導波路の伝搬特性", 信学論 (C), J 6 6 - C, 1, pp.39-46 (昭 5 8 - 0 1) .
- [ 5 ] M.Matsumoto, M.Tsutsumi and N.Kumagai:  
"Bragg Reflection Characteristics of Millimeter Waves in a Periodically Plasma-Induced Semiconductor Waveguide",  
IEEE Trans.Microwave Theory & Tech., M T T - 3 4, 4, pp.406-411(April 1986).
- [ 6 ] K.Uhde and J.Muller:  
"Pulsed operation of an optoelectronic finline switch",  
IEEE 1988 MTT-S Digest , 00-4, pp.1075-1078 (1988)
- [ 7 ] 島崎, 堤: "光制御マイクロストリップ線路結合器", 信学論 (C-1), J 7 2 - C - 1, 4, pp.257-262, (平 1 - 0 4) .
- [ 8 ] T.Itoh and A.S.Hebert :  
"A generalized spectral domain analysis for coupled suspended microstriplines with tuning septums", IEEE Trans. Microwave Theory & Tech., M T T - 2 6, 10, pp.820-826 (Oct.1978).

## 偏光における Berry の位相

北野正雄  
京都大学工学部

## 1 序論

Berry の位相 (BP) は、静磁場に断熱追従するスピンにおいてはじめて見いだされた [1] ものであるが、その後数多くの物理系においてその存在が確認されている。そのなかでも、光子に関する BP は非常に多様性に富んでおり、次のような場合に現れることが知られている。

1. 光線の  $k$ -ベクトルを変化させたとき。これは、Berkley の Chiao ら [2] によって調べられたものである。彼らはコイル状に巻いた光ファイバーに光を通して、その  $k$ -ベクトルを連続的に変化させた。また、筆者らは鏡をつかって  $k$ -ベクトルを非断熱的に変化させた場合でも BP が見られることを示した [3]。実験は Berry、Chiao らによって行われた [4]。
2. 損失のない偏光素子で偏光状態を変化させたとき。およそ 30 年前に Pancharatnum [5] が異なる偏光の干渉の研究に関連して見いだしていた。
3. 光子を squeeze したとき。Chiao ら [6] によって提案されているがまだ実現されていない。前二者と異なり回転群ではなく、ローレンツ群に関連した幾何学位相が見られるはずである。筆者らは直線偏光子を用いて同様の位相が観測されることを示し、実験的にも確認した [7]。

## 2 状態空間のゲージ構造

量子力学において系の状態はヒルベルト空間  $\mathcal{H}$  の要素 (状態ベクトル)  $|\psi\rangle$  であらわされる。しかし、この表現には位相因子だけの不定性がある。すなわち、 $|\psi'\rangle = e^{i\phi}|\psi\rangle$  は  $|\psi\rangle$  と物理的には同じ状態を表している。このような 2 つの状態ベクトルを同値であるといい、 $|\psi'\rangle \sim |\psi\rangle$  と書く。同値な状態は同じ密度行列をもつことはすぐわかる。

$$\rho = |\psi\rangle\langle\psi| = |\psi'\rangle\langle\psi'|$$

つまり、同値なベクトルの集合  $\{e^{i\phi}|\psi\rangle \mid 0 \leq \phi < 2\pi\} \subset \mathcal{H}$  と密度行列  $\rho$  は 1 対 1 に対応している。

このような状況は数学に言うところファイバー束 [9] に対応している。同値な状態の集合をファイバー、密度行列  $\rho$  の集合  $\mathcal{P}$  を基底集合、 $\mathcal{H}$  をファイバー束と呼ぶことができる。

従来、状態ベクトルの位相因子の不定性は考える必要のないものであり、密度行列による記述にはこの不定性がなく都合であると考えられてきた。<sup>1</sup>しかし、Berry の位相はこの位相因子の不定性に深く関係しており、これから述べるように空間  $\mathcal{H}$  のファイバー構造の表象と考えられる。

<sup>1</sup>例えば、メシアの教科書 [8] には次のように述べられている。

このように基本的な事象が量子力学の誕生以来、数十年間気づかれずに埋もれていたのは、まったく不思議なことである。この事情は、Maxwell 方程式のゲージ変換に対する認識とよく似ている。つまり、ベクトルポテンシャル  $A$  の不定性は単に面倒な問題と考えられてきたが、今日ではむしろ物理の基本原則として認識されている。

隣接するファイバー間の関係(ファイバーの接続)を見るために、ある状態ベクトル  $|\psi\rangle \in \mathcal{H}$ 、および密度行列  $\rho \in \mathcal{P}$  のハミルトニアン  $H$  による運動を考えよう。 $H$  は 2 つの部分に分解できる。<sup>2</sup>

$$H = H_d + H_g \quad (1)$$

この内、 $H_d$  は  $[H_d, \rho] = 0$  をみたし、ファイバーに沿った運動を表すのに対し、 $H_g$  はファイバーを渡る運動に対応する。このことは  $\rho$  の運動方程式

$$i \frac{d}{dt} \rho = [H, \rho] = [H_g, \rho]$$

から容易に理解される。つまり、 $H_d$  は  $\rho$  の変化に寄与しない。一方、 $H_g$  による運動が隣接するファイバー間の関係を規定する。

ここで便宜のため  $\mathcal{H}$  に座標を導入する。ファイバーすなわち  $\rho$  を指定するための座標を  $\{s_i\}$ 、各ファイバー上の座標を  $\phi$  とする。すると、 $H_g dt$  による運動は  $\mathcal{P}$  上の 1 形式 (one form)

$$d\phi_g = \sum_i A_i ds_i$$

として表せる。

全ハミルトニアン  $H$  による位相変化は

$$d\phi = -i \langle \psi | H | \psi \rangle dt + \sum_i A_i ds_i \quad (2)$$

さてここで、時刻  $t=0$  に  $|\psi(0)\rangle$  から出発して、時刻  $t=T$  に同じファイバーに戻ってくる運動を考える。つまり  $|\psi(T)\rangle = e^{i\phi} |\psi(0)\rangle$  とする。この全移相量  $\phi$  は (2) の右辺の各項からの寄与の和になる。すなわち、 $\phi = \phi_d + \phi_g$ 。このうち  $\phi_d$  は

$$\phi_d = -i \int_0^T \langle \psi | H | \psi \rangle dt$$

となる。一方、 $\phi_g$  は

$$\begin{aligned} \phi_g &= \int_C d\phi_g \\ &= \int_S d(d\phi_g) \\ &= \int_S \sum_{i,j} \frac{\partial A_i}{\partial s_j} ds_i \wedge ds_j \end{aligned} \quad (3)$$

---

... the density operator representing the state of a system is defined in a unique manner, while the vector representing a pure state is at best defined only to within a phase factor.

<sup>2</sup>この分解は一意的ではない。つまり、 $P = |\psi\rangle\langle\psi|$ 、 $Q = 1 - P$  とすると  $H = PHP + PHQ + QHP + QPQ$  であり、第 1 項は  $H_d$ 、第 2,3 項は  $H_g$  に属するが、第 4 項はどちらにも配分できるからである。しかし、この不定性は以下の議論には影響しない。

と書ける。ここで、 $C$ は $\mathcal{H}$ 内の軌跡 $|\psi(t)\rangle$  ( $0 \leq t \leq T$ )を $\mathcal{P}$ に写像して得られる閉曲線、 $S$ はその閉曲線で囲まれる曲面をそれぞれ表す( $C = \partial S$ )。 (3)式の変形には Stokes の定理:  $\int_{\partial S} \omega = \int_S d\omega$  ( $\omega$ は微分形式)を用いた。ここで重要なことは $\phi_g$ がハミルトニアン $H$ には直接依存せず、 $\mathcal{P}$ 上の経路 $C$ によって決定されていることである。さらに $\phi_g$ は $\mathcal{P}$ 上の2形式の積分として表されることも注目に値する。

各ファイバー毎に座標 $\phi$ の原点の取り方を変えてみる(ゲージ変換)。

$$\phi \rightarrow \phi + \Lambda(s)$$

すると、これに対応して $A_i$ は

$$A_i \rightarrow A_i + \frac{\partial \Lambda}{\partial s_i}$$

と変換される。しかし、このような変換をおこなっても $\phi_g$ は不変である。

### 3 Pancharatnum の位相

前節の議論を具体例に適用してみよう。状態空間 $\mathcal{H}$ として光の偏光状態を考える。このとき、密度行列の集合はポアンカレ球で表すことができる。ここで得られる幾何学的位相は Pancharatnum の位相と呼ばれるものである。この位相は 1956 年 Pancharatnum[5] が異なった偏光間の干渉を研究して得たものであるが、最近 Ramaseshan と Nityananda[10] が Berry の位相として解釈できることを指摘した。

$z$ 軸方向に伝搬する光を考え、偏光状態の基底ベクトルとして直交する直線偏光 $|x\rangle$ 、 $|y\rangle$ をとる。任意の偏光状態は

$$|\psi\rangle = a_x|x\rangle + a_y|y\rangle$$

で表せる。ただし、 $|a_x|^2 + |a_y|^2 = 1$  と規格化されているものとする。密度行列は

$$\rho = \begin{pmatrix} |a_x|^2 & a_x a_y^* \\ a_x^* a_y & |a_y|^2 \end{pmatrix}$$

となるが、Stokes のパラメータ  $s$

$$\begin{aligned} s_1 &= |a_x|^2 - |a_y|^2 \\ s_2 &= a_x a_y^* + a_x^* a_y \\ s_3 &= a_x a_y^* - a_x^* a_y \end{aligned} \quad (4)$$

を導入すると、

$$\begin{aligned} \rho &= \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 + s_1 & s_2 - i s_3 \\ s_2 + i s_3 & 1 - s_1 \end{pmatrix} \\ &= \frac{1}{2} + s \cdot J \end{aligned} \quad (5)$$

と表せる。ただし、 $J$ はパウリのスピン行列 $\sigma$ を用いて $J_1 = \sigma_z/2$ ,  $J_2 = \sigma_x/2$ ,  $J_3 = \sigma_y/2$ と書け、交換関係

$$[J_i, J_j] = i \epsilon_{ijk} J_k$$

をみます。

$s_1^2 + s_2^2 + s_3^2 = 1$  が成り立つから、 $\mathcal{P}$  は単位球面 (ポアンカレ球) と同一視できる。極点 ( $s_3 = \pm 1$ ) は左右円偏光を、赤道 ( $s_3 = 0$ ) は直線偏光を、その他の点は楕円偏光を表す。また共役点 ( $s$  と  $-s$ ) に対応する偏光は互いに直交している。

偏光状態は偏光子を通過することで変化する。この場合運動方程式は時間  $t$  の代わりに空間座標  $z$  に関するものになる。偏光子としては、光の強度を保存するもののみを考える。

$$i \frac{d}{dz} |\psi\rangle = N |\psi\rangle$$

$N$  は Jones 行列で  $N = B \cdot J$  と書ける。 $B_1, B_2$  はそれぞれ主軸が  $x$  軸、 $x$  軸から  $45^\circ$  方向の位相板、 $B_3$  は回転素子に対応する。 $N$  はエルミートである。密度行列の運動方程式は

$$\frac{d}{dz} s = B \times s$$

$d\phi_g$  を求めるより  $d(d\phi_g)$  をもとめる方が簡単なので、2 つの独立な無限小発展  $N_1, N_2$  で張られる  $\mathcal{P}$  上の四辺形無限小ループを考える。 $|\psi\rangle$  に対し  $N_1, N_2$  の順に作用させた場合と、その逆に  $N_2, N_1$  の順に作用させた場合の位相差  $\Delta$  を計算する。

$$(1 - iN_2)(1 - iN_1)|\psi\rangle = \exp(-i\Delta J_s)(1 - iN_1')(1 - iN_2)|\psi\rangle$$

ここで  $J_s = s \cdot J$  と置いた。また、

$$\begin{aligned} N_1' &= (1 - iN_2)N_1(1 + iN_2) \\ N_2' &= (1 - iN_1)N_2(1 + iN_1) \end{aligned}$$

である。高次の無限小を無視すると

$$i\Delta J_s = [N_1, N_2]$$

が得られる。 $N_1, N_2$  として次のものをえらぶ。

$$\begin{aligned} N_1 &= \epsilon [J_1 - (s_1/s_3)J_3] \\ N_2 &= \epsilon [J_2 - (s_2/s_3)J_3] \end{aligned} \quad (6)$$

$N_1, N_2$  はともに動力学成分をもたないので、 $\Delta$  は幾何学的なものになる。

$$\Delta = (2s_3)^{-1} \epsilon^2$$

この位相差  $\Delta$  をループの囲む面積  $\epsilon^2$  で割ったものが求める 2 形式である。したがって、有限ループに対する位相  $\phi_g$  は

$$\begin{aligned} \phi_g &= 2^{-1} \int_S s_3^{-1} ds_1 \wedge ds_2 \\ &= 2^{-1} \int_S \sin \theta d\theta \wedge d\phi \end{aligned} \quad (7)$$

で与えられる。2 番目の式は極座標で表したものである。容易に確かめられるように  $s_3^{-1}$  は単位球面の面積要素である。つまり、 $\phi_g$  はループが囲む球面の面積の半分になっている。

従来、ポアンカレ球は単に偏光を表すのに便利なパラメータ化の方法だと考えられてきた。しかし実際は、ポアンカレ球は球であるべくして球なのである。

## 参考文献

- [1] M. V. Berry, Proc. Roy. Soc. London, Ser. A 392, 45 (1984).
- [2] T. Tomita and R. Y. Chiao, Phys. Rev. Lett. 57, 937 (1986); R. Y. Chiao and Y.-S. Wu, Phys. Rev. Lett. 57, 933 (1986).
- [3] M. Kitano, T. Yabuzaki, and T. Ogawa, Phys. Rev. Lett. 58, 523 (1987).
- [4] M. V. Berry, Nature 326, 278 (1987); R. Y. Chiao, A. Antaramian, K. M. Ganga, H. Jiao, S. R. Wilkinson, H. Nathel, Phys. Rev. Lett. 60, 1214 (1988).
- [5] S. Pancharatnam, Proc. Indian Acad. Sci. A44, 247 (1956).
- [6] R. Y. Chiao and T. F. Jordan, Phys. Lett. A 132, 77 (1988); R. Y. Chiao, Nuc. Phys. B (to be published).
- [7] M. Kitano and T. Yabuzaki, preprint.
- [8] A. Messiah, *Quantum Mechanics*, Vol. 1, (Wiley, New York, 1958) p. 336.
- [9] B. F. Schutz, *Geometrical Method of Mathematical Physics*, (Cambridge University Press, 1980).
- [10] S. Ramaseshan and R. Nityananda, Curr. Sci. 55, 1225 (1986).

輻射科学研究会資料 (RS89-8)

イメージファイバの画像伝送特性

小見山 彰      橋本 正弘

(大阪電気通信大学)

1989年7月14日

(京都工芸繊維大学)

# イメージファイバの画像伝送特性

小見山 彰

橋本 正弘

大阪電気通信大学

## 1. まえがき

イメージファイバは単一クラッド内に数千本以上のコアを持ち、画像の直接伝送に用いられている。画像はファイバの端面で画素に分解され、イメージファイバを伝わり、ファイバの他端で再び画像を構成する。再構成された画像の質は、コア間の漏話により、伝送前の画像に比べて低下する。

イメージファイバの漏話現象を細野は文献 [1] において初めて扱い、弱結合理論を用いて伝送特性を解析した。そして、方形格子状にコアが並んでいる場合に、1本のコアから周囲のコアへ漏れる光の量がベッセル関数で表されることを示した。その後、一次元構造のイメージファイバの伝送特性をベクトル波動理論を用いて解析している [2] - [4]。これらの論文で扱われているのは、長いイメージファイバで生じる低次モードの漏れと非常に短いイメージファイバで生じる高次モードの漏れだけである。ところが、現実のイメージファイバでは少なくとも10m程度の長さにわたって高次モードの漏れが観測される。文献 [1] - [4] に、この現象は報告されていない。

上述の結合理論あるいは波動理論に基づく取り扱いとは別に、イメージファイバをインコヒーレント光源によって照明されたレンズ系としてとらえ、ナイフエッジ法によってその特性を評価することがしばしば行われている [5]。しかし、従来、漏話現象の機構に対する考察が不十分のままこの方法を使用して来たように思われる。

ところで、我々はこれまでに現実のイメージファイバの漏話現象について次のような報告をしている。漏話には漏話量がファイバ長とともに増大するものと、ファイバ長には依存せず常に一定値を取るものが存在し、これらの漏話は2モード間の結合によって表現できる。そして、この漏話機構は光を1本のコアに入れて行った漏話量の測定結果をよく説明することができる [6]。本稿ではこの漏話機構に基づいて単色光で照明された画像の伝送特性について述べる。そして、ナイフエッジ像の伝送特性から漏話量の表現式に含まれているパラメータを決定できることを述べる。このパラメータはイメージファイバの個々のコアを伝わっているモード間の電力結合係数に対応している。

## 2. 漏話機構

イメージファイバの各コアを伝わっているモードとして次のような2つのモード群を考える[6]。イメージファイバの端面で光が入射したコアにはモード a が励振される。このモード a は比較的低次の複数のモードから成る。また、モード a が伝わっているコア内には、モード a との結合によって生じたモード b が伝わっている。さらに、その周囲のコアをモード b が伝わっていて、光が入射したコアのモード a、モード b と結合を生じている。モード b は複数の高次モードから成る。

イメージファイバの漏話には、漏話量がファイバ長とともに増大するものと、ファイバ長には依存せず常に一定値を取るものが存在する[6]。前者は次のようなモード結合の結果として生じる。イメージファイバ端面で励振されたモード a によって運ばれる電力の大部分はファイバの出力端にそのまま到達する。モード a の電力の一部は同じコア内でモード b に変換される。このモード b が周囲のコアのモード b と結合して漏話を生じる。モード b 間の結合は隣合ったコア間でのみ生じるとし、また、モード a とモード b の結合は非常に弱く、モード a によって運ばれる電力は変化しないと仮定する。この時、コア間の間隔に比べて入力画像が十分な大きさを持つならば、各コアの電力を連続量とすることによって、漏話電力は次式で表される[6]。

$$Q_{b \text{ diffu}}(x, y, z) = d_a \int_0^z dz' \int_{-\infty}^{\infty} dx' \int_{-\infty}^{\infty} dy' \Phi(x-x', y-y', z-z') Q_a(x', y') \quad (1)$$

$$\Phi(x, y, z) = \frac{1}{4\pi D z} e^{-\frac{x^2+y^2}{4Dz}} \quad (2)$$

$$D = \frac{3}{2} d_b h^2 \quad (3)$$

$d_a, d_b$  はそれぞれモード a とモード b、モード b とモード b 間の電力結合係数である。z はファイバに沿った座標であり、x, y はファイバ軸に垂直な面の座標である。h はコア間の間隔である。 $Q_a$  は入力画像の電力密度分布を表し、 $Q_{b \text{ diffu}}$  はモード結合によって生じた漏話の電力密度分布を表す。 $\Phi(x, y, z)$  は拡散方程式の基本解であり、この漏話が電力拡散過程[7]に従っていることを示している。

ファイバ長に依存せず常に一定の漏話量を生じる漏話は隣合ったコア間のモード結合の結果として生じる。この場合、端面で光が入射したコアについてはモード a だけが隣のコアのモード b と結合し、他のコア間ではモード b 同士が結合する。モード a、モード b を構成する真のモード間では周期的な電力移行を生じているが、ファイバ軸に垂直な面内で電力移行量は変動する。モード a からモード b、モード b からモード b への電力移行量の断面上での平均値はファイバ軸に沿って一定値となる。この機構に従う漏話の電力密度  $Q_{b \text{ non-diffu}}$  は次式であたえられる(付録参照)。

$$Q_{b \text{ non-diffu}}(x, y) = A' \gamma^2 \int_{-\infty}^{\infty} dx' \int_{-\infty}^{\infty} dy' \phi(x-x', y-y') Q_a(x', y') \quad (4)$$

$$\phi(x, y) = \frac{1}{2\pi} K_0(\gamma \sqrt{x^2 + y^2}) \quad (5)$$

$$\gamma = \frac{2|\log 2B|}{\sqrt{3} \ell} \quad (6)$$

$$A' = \frac{6A}{(1-B)(1-2B)} \frac{I_1\left(\frac{\gamma \ell}{2}\right)}{K_1\left(\frac{\gamma \ell}{2}\right)} \quad (7)$$

A, Bはそれぞれモード a からモード b, モード b からモード b への平均電力移行率である。また,  $I_1, K_0$ 等 は変形ベッセル関数である。

式(1), (4)が本稿の出発点である。ところで, これらの式に含まれている係数  $d_a, d_b, A, B$  はイメージファイバ端面における光の入射条件によって変化する。しかし, 入射条件が変わっても, コア内に励振されるモードの大部分が低次モードであれば, ここで述べた漏話機構が成立していると考えられる。入射レーザ光のスポットサイズを変えて行った漏話量の測定結果[8]もこれを支持している。本稿では次に式(1), (4)に基づいて単色光で照明された画像の伝送特性について述べる。

### 3. 画像伝送特性

#### 3.1 ナイフエッジ像

ナイフエッジ像

$$Q_a(x, y) = \begin{cases} 1 & , x < 0, |y| < \infty \\ 0 & , x > 0, |y| < \infty \end{cases} \quad (8)$$

に対応する漏話電力密度は式(1), (4)より次のようになる。

$$Q_{b \text{ diffu}}(x, y, z) = \frac{d_a}{2} \int_0^z \operatorname{erfc}\left(\frac{x}{\sqrt{4Dz'}}\right) dz' \quad , x > 0 \quad (9)$$

$$Q_{b \text{ non-diffu}}(x, y) = \frac{A'}{2} e^{-\gamma x} \quad , x > 0 \quad (10)$$

式(9)における  $\operatorname{erfc}$  は補誤差関数であり, 次式で定義されている。

$$\operatorname{erfc}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_x^{\infty} e^{-t^2} dt \quad (11)$$

これらより, 出力画像 Q は次式で与えられる。

$$Q(x, y, z) = Q_a(x, y) + Q_{b \text{ diffu}}(x, y, z) + Q_{b \text{ non-diffu}}(x, y) \quad (12)$$

出力画像の  $x > 0$  における計算例を図1に示す。式中の係数は  $d_a = 1.69 \times 10^{-3}$

[1/m],  $d_b = 0.2$  [1/m],  $A = 3.98 \times 10^{-4}$ ,  $B = 0.158$  とし, コア間隔  $\ell = 10$  [ $\mu\text{m}$ ] としてある[6] (以下に示す計算例はすべて, 係数の値としてここで用いた値を使用している)。

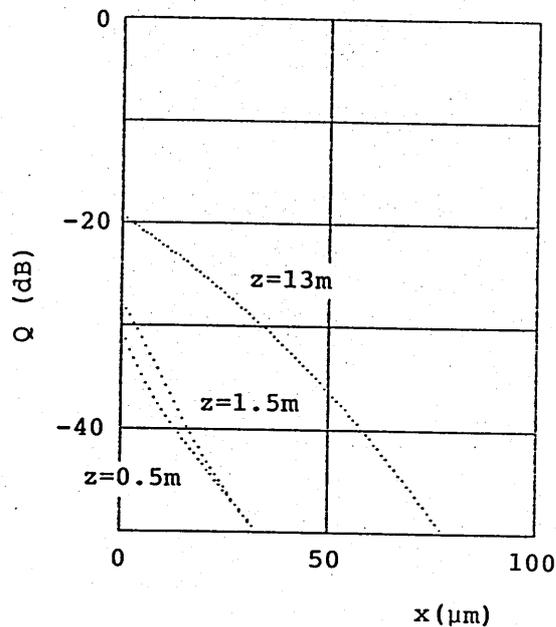


図1 ナイフエッジ像

図1の計算例では、レーザ光を1本のコアに入射した時の漏話量の測定結果から得た係数 $d_a, d_b, A, B$ の値より、式(1)、(4)に含まれている係数 $d_a, D, A', \gamma$ の値を求めて使用している。ところが、式(1)、(4)に含まれている係数はナイフエッジ像に対する応答特性から定められる。次にこれについて述べる。

式(9)、(10)において $x \rightarrow 0$ とすることにより、 $x \rightarrow 0$ での出力画像は次のようになる。

$$Q(x, y, z) = \frac{d_a}{2} z + \frac{A'}{2}, \quad x \rightarrow 0 \quad (13)$$

ファイバ長に対する出力画像 $Q$ の勾配より係数 $d_a$ を決定できる。次に $x \rightarrow 0$ での出力画像の $x$ 軸方向の勾配は次式で与えられる。

$$\frac{\partial}{\partial x} \log_{10} Q(x, y, z) = -\frac{1}{\log_{10}} \left( \frac{1}{Dz} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad x \rightarrow 0, z \rightarrow \infty \quad (14)$$

出力画像の $x$ 軸方向の勾配の $z$ 方向の変化より係数 $D$ を決定することができる。上式において $\log_{10}, \log$ はそれぞれ常用対数、自然対数を表す。十分短いファイバの出力画像は $z \rightarrow 0$ とすることにより次式となる。

$$Q(x, y, z) = \frac{A'}{2} e^{-\gamma x}, \quad x > 0, z \rightarrow 0 \quad (15)$$

$x$ 軸方向の勾配から $\gamma$ を、 $x \rightarrow 0$ における $Q$ より $A'$ を決めることができる。

### 3.2 矩形像

矩形像

$$Q_a(x, y) = 1, \quad |x| < L, \quad |y| < L \quad (16)$$

$$= 0, \quad |x| > L, \quad |y| < L$$

に対応する漏話電力密度は式(1)、(4)より次のようになる。

$$Q_{b, \text{diffu}}(x, y, z) = \frac{d_a}{2} \int_0^z \left\{ \operatorname{erfc}\left(\frac{|x|-L}{\sqrt{4Dz'}}\right) - \operatorname{erfc}\left(\frac{|x|+L}{\sqrt{4Dz'}}\right) \right\} dz', \quad |x| > L \quad (17)$$

$$Q_{b, \text{non-diffu}}(x, y) = \frac{A'}{2} \left\{ e^{-\gamma(|x|-L)} - e^{-\gamma(|x|+L)} \right\}, \quad |x| > L \quad (18)$$

これらを用いることにより、出力画像  $Q$  は式(12)と同じ形で与えられる。  $x > L$  における出力画像の計算例を図2に示す。計算において  $2L = 10[\mu\text{m}]$  としてある。

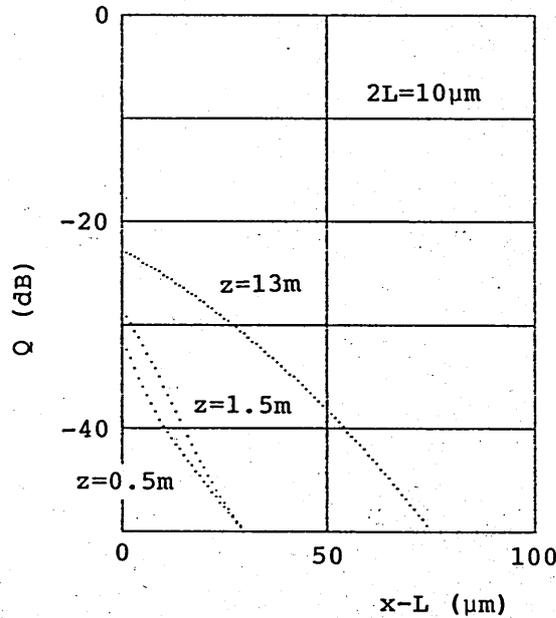


図2 矩形像

次にイメージファイバのOTFを求める。OTFはインパルス応答をフーリエ変換することにより求めることができる。イメージファイバのインパルス応答は、次のような入力画像に対する出力画像として得ることができる。

$$Q_a(x, y) = 1, \quad x^2 + y^2 \leq a_c^2 \quad (19)$$

$$= 0, \quad x^2 + y^2 > a_c^2$$

ここで  $a_c$  はイメージファイバのコアの半径である。出力画像のフーリエ変換  $g(\omega_x, \omega_y, z)$  は次式で与えられる。

$$g(\omega_x \omega_y z) = \mathcal{F}[Q(x y z)]$$

$$= \left\{ 1 + \frac{da}{D\omega} (1 - e^{-D\omega z}) + \frac{A'\gamma^2}{\omega^2 + \gamma^2} \right\} \frac{\pi a_c}{\omega} J_1(\omega a_c) \quad (20)$$

但し、 $\omega_x, \omega_y$ はx方向、y方向の空間角周波数であり、 $\omega^2 = \omega_x^2 + \omega_y^2$ である。また、 $\mathcal{F}[\cdot]$ は2次元フーリエ変換を表し

$$\mathcal{F}[Q(x y z)] = \int_{-\infty}^{\infty} dx \int_{-\infty}^{\infty} dy Q(x y z) e^{-j\omega_x x - j\omega_y y} \quad (21)$$

である。式(20)より、イメージファイバのOTFは次のようになる。

$$H(\omega_x \omega_y z) = \frac{g(\omega_x \omega_y z)}{g(0 0 z)} \quad (22)$$

OTFの数値例を図3に示す。コア半径  $a_c = 2.5[\mu\text{m}]$ としてある。

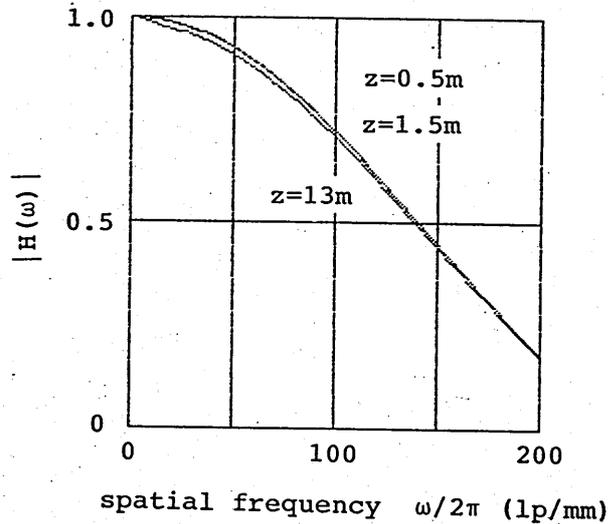


図3 イメージファイバのOTF

### 3.3 周期画像

次のような周期的な画像を考える。

$$Q_a(x y) = 1, \quad mL - L_1 < x < mL, \quad |y| < \infty \\ = 0, \quad mL < x < mL + L_2, \quad |y| < \infty \quad (23)$$

( $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ )

ここで、 $L$ は周期であり、 $L = L_1 + L_2$ である。この入力画像に対する漏話電力密度は次のようになる。

$$Q_{b\text{diffu}}(x y z) = \frac{da}{2} \int_0^z \left[ \sum_{m=0}^{\infty} \left\{ \operatorname{erfc}\left(\frac{mL+x}{\sqrt{4Dz'}}\right) - \operatorname{erfc}\left(\frac{mL+L_1+x}{\sqrt{4Dz'}}\right) \right\} \right]$$

$$+ \sum_{m=1}^{\infty} \left\{ \operatorname{erfc} \left( \frac{mL-L_1-x}{\sqrt{4Dz'}} \right) - \operatorname{erfc} \left( \frac{mL-x}{\sqrt{4Dz'}} \right) \right\} dz' \quad 0 < x < L_2 \quad (24)$$

$$Q_{\text{non-diffu}}(x, y) = \frac{A'}{2} \frac{1-e^{-rL_1}}{1-e^{-rL}} \{ e^{-rx} + e^{-r(L_2-x)} \}, \quad 0 < x < L_2 \quad (25)$$

出力画像  $Q$  は式 (12) とおなじ形で与えられる。出力画像は  $x = \frac{L_1}{2}$  の時最大値を取り、 $x = \frac{L_2}{2}$  の時最小値を取る。出力画像のコントラスト  $C$  は次式で求めることができる。

$$C = \frac{Q(-\frac{L_1}{2}, y, z) - Q(\frac{L_2}{2}, y, z)}{Q(-\frac{L_1}{2}, y, z) + Q(\frac{L_2}{2}, y, z)} \quad (26)$$

$L_1 = L_2 = L/2$  の場合には、出力画像の値は次のように簡単になる。

$$Q(-\frac{L}{2}, y, z) = 1 \quad (27)$$

$$Q(\frac{L}{2}, y, z) = da \int_0^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} \left\{ \operatorname{erfc} \left( \frac{(m+\frac{1}{2})L}{\sqrt{4Dz'}} \right) - \operatorname{erfc} \left( \frac{(m+\frac{3}{2})L}{\sqrt{4Dz'}} \right) \right\} dz' + A' \frac{1-e^{-\frac{rL}{2}}}{1-e^{-rL}} e^{-\frac{rL}{4}} \quad (28)$$

#### 4. まとめ

以前提案したイメージファイバの漏話機構を基に、単色光で照明された画像の伝送特性について述べた。そして、漏話特性を記述する式に含まれている4個の係数の値を、ナイフエッジ像の伝送特性から決定できることを述べた。従来、イメージファイバの漏話機構に関する考察が不十分のまま用いられていたナイフエッジ法に対して、それをイメージファイバのコア間の結合係数に関連づける基礎を与えたことになる。今後、ナイフエッジ像の伝送実験を行うことにより、本稿で述べたことの確認を行う予定である。

#### 参考文献

- [1] 細野敏夫：“イメージファイバの伝送特性”，信学論(C)，J66-C，11，pp. 843-850 (昭58-11)。
- [2] 森，山口，細野：“一次元イメージファイバの伝送特性—強結合漏話特性—”，信学論(C)，J67-C，10，pp. 706-713 (昭59-10)。
- [3] 細野，山口，森：“イメージファイバの像伝送特性改善について”，信学論(C)，J68-C，4，pp. 270-277 (昭60-4)。
- [4] 山口，下島，細野：“イメージファイバの像伝送特性解析—高次モードの影響と波長依存性について—”，信学論(C)，J71-C，

9, pp. 1274-1282 (昭63-9).

[5] 例えば,

田中, 社本, 瀬戸, 妻沼, 真田: "細径イメージファイバの画像伝送特性における条長依存性", 1989年度電子情報通信学会春季全国大会, C-582 (1989-3).

藤原, 吉村, 後藤, 小野, 津野: "低損失長尺イメージファイバとその応用", 輻射科学研究会資料 (昭56-12).

[6] 小見山, 橋本: "イメージファイバの漏話特性とモード結合", 電子情報通信学会技報, OQE88-126 (1989-2).

[7] D.Gloge: "Optical power flow in multimode fibers", Bell Sys. Tech., 51, pp. 1767-1783 (1972).

[8] 小見山, 橋本: "イメージファイバの漏話特性とモード結合", 1989年度電子情報通信学会春季全国大会, C-585 (1989-3).

付録. 電力非拡散過程による漏話

六角形格子状に並んだコアに対して文献 [6] と同じ番号付けをする. コア (0, 0) だけに光を入射させた場合, 電力非拡散過程によってコア (i, j) へ漏れる電力  $P_{bij\text{non-diffu}}$  は次式で与えられている [6].

$$P_{bij\text{non-diffu}} = P_a \binom{l+j}{j} A B^{l+j-1}, \quad i, j \geq 0 \quad (A.1)$$

この漏話電力はコア (0, 0) からの距離だけでなく, 方向にも依存している. しかし, 多数のコアからの漏話が重なるならば, このような方向性は打ち消される. そこで, 距離だけに依存する平均的な漏話電力を求めておくこと便利である. また, 式 (A.1) のような離散形でなく, 連続形での表現を得るために, i, j の代わりに連続的な変数として極座標 (r,  $\theta$ ) を使用する. (i, j) と (r,  $\theta$ ) の間には次の関係がある.

$$i = \frac{r}{\ell} \frac{\sin(\frac{\pi}{6}-\theta)}{\sin\frac{\pi}{6}}, \quad j = \frac{r}{\ell} \frac{\sin(\frac{\pi}{6}+\theta)}{\sin\frac{\pi}{6}}$$

$$x = r \cos \theta, \quad y = r \sin \theta, \quad |\theta| \leq \frac{\pi}{6} \quad (A.2)$$

$|\theta| \leq \frac{\pi}{6}$  における  $P_{bij\text{non-diffu}}$  の  $\theta$  方向の平均値は次のようになる.

$$\bar{P}_{bij\text{non-diffu}} = \frac{3}{\pi} \int_{-\frac{\pi}{6}}^{\frac{\pi}{6}} \frac{A}{B} \binom{l+j}{j} B^{l+j} d\theta$$

$$\sim \frac{3}{\pi} \frac{A}{B} e^2 \sqrt{\frac{2|\log 2B|}{\pi(\log 2B+3)}} K_0\left(\frac{2|\log 2B|}{\sqrt{3}} \frac{r}{\ell}\right) \quad (A.3)$$

上式の誘導において  $r \rightarrow \infty$  としてガンマ関数の漸近展開を使用している. また,  $B \leq \frac{1}{2}e^3$  となると上式の最後の右辺は成立しなくなるが, それにもかかわらず漏話電力の変形ベッセル関数による表現そのものは有用である.

変形ベッセル関数はインパルス応答に対応しているので、この関数を用いることにより漏話電力密度は次のように書くことができる。

$$Q_{b \text{ non-diffu}}(x, y) = A' r^2 \int_{-\infty}^{\infty} dz' \int_{-\infty}^{\infty} dy' \phi(x-x', y-y') Q_a(x', y') \quad (A.4)$$

$$\phi(x, y) = \frac{1}{2\pi} K_0(r \sqrt{x^2 + y^2}) \quad (A.5)$$

規格化定数  $A'$  は次の条件から決めた。

$$A' r^2 \int_{\Delta S_{ij} \text{を除く全領域}} \phi(x, y) dx dy = \frac{6A}{(1-B)(1-2B)} \quad (A.6)$$

$\Delta S_{ij}$  はコア (i, j) を囲む六角形領域である。これより本文の式 (4) - (7) を得る。

コア (0, 0) へだけ光を入射させた時、コア (i, j) への漏話電力  $P_{bij \text{ non-diffu}}$  は式 (A. 4) より次のようになる。

$$\begin{aligned} P_{bij \text{ non-diffu}} &= \int_{\Delta S_{ij}} Q_{b \text{ non-diffu}}(x, y) dx dy \\ &= P_a A' K_0(\sqrt{i^2 + j^2 + c_j} r) \end{aligned} \quad (A.7)$$

この式は式 (A. 1) のよい近似を与える。

輻射科学研究会資料  
RS89-9

# 高分解能回折格子分光器

大阪大学 基礎工学部

増井 成博, 森本 朗裕  
小林 哲郎, 末田 正

平成元年9月22日

# 高分解能回折格子分光器

阪大基礎工 増井成博, 森本朗裕, 小林哲郎, 末田 正

## 1. はじめに

光エレクトロニクス分野においては、光波に重畳された信号の光学域での周波数分析は基本的かつ重要な計測である。このような光波の分析には単に光学的レベルにとどまることなく、そこに乗っている低周波の信号をも分析できる高分解能な周波数分析器が基本計測器として必要になる。

しかし従来の回折格子分光器では、光波に重畳された変調信号の詳細な計測を可能にするような高分解能を得るためには大口径の回折格子が必要である。これは大変高価であり、作製も困難である。そこで現在では、ダブルモノクロメータのような分光器を直列に2段、3段と並べた分光器が使用されている。この場合は波長フィルタの直列接続に相当し、総合分解能は向上するが、装置全体が大きくなり、さらに操作性も悪くなる。また分解能の向上の度合は、ダブル、トリプル構造に対しそれぞれ $\sqrt{2}$ 、 $\sqrt{3}$ 倍程度となる（厳密な解析によるといくら重ねても最終的には2.8倍以上にならないとも言われている<sup>1)</sup>）。実際、非常に複雑な特殊多段構成の分光器（20cm回折格子のダブルモノクロメータを2巡利用したもの）を用いて、現在世界記録の分解能が720MHz（波長500nm）程度である<sup>1)2)</sup>。

一方、十分な高分解能をもつ掃引型ファブリ・ペロー干渉計やフーリエ変換分光光度計は、低速応答のため実時間計測が困難であるので、実時間分光が可能で高分解能のコンパクトな分光システムの開発が望まれている。

我々は、ダブルモノクロメータのような構成ではなく、普通の分光器の回折格子の部分をごく近距離で対向させた2枚の回折格子に置き換え、その間を多重回折させ分解能を向上させるという新方式の分光器の開発を進めている。この分光器は、高価な大口径の回折格子やダブルモノクロメータを用いずに高分解能を得る従来にない小形分光器である。しかも実時間分光が可能であり、単発現象や過渡現象の高分解分光計測にも利用できる。

もちろん、この分光器は基本光学計測器として、光エレクトロニクス分野に限らず他の様々な分野に応用できるものと考えられる。

今回は、この多重回折分光器の分解能と、実際に試作した2回回折分光器の実験結果について報告する。

## 2. 分光器の基本構成と原理, 分解能

### 2. 1 従来の回折格子分光器

後の参考のため, まず普通の分光器の構成とその原理, 分解能について述べる. 図1が基本構成である.

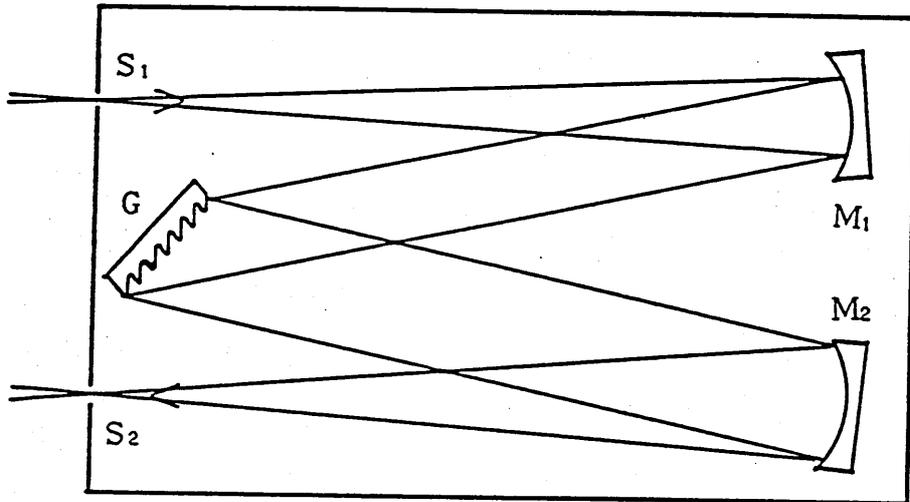


図1 従来の回折格子分光器の基本構成

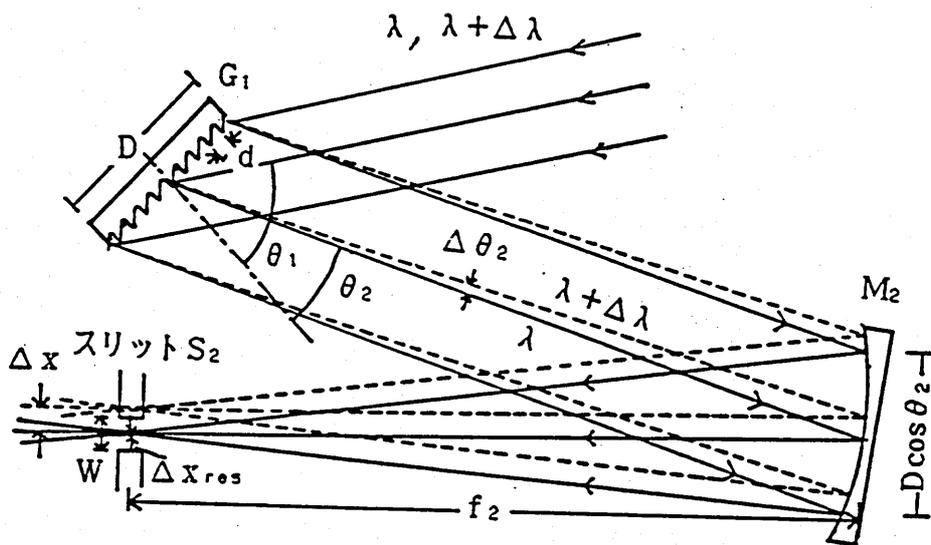


図2 回折格子分光器の分解能

まず、図2に基づき回折格子分光器の分解能について述べる。回折格子のピッチを  $d$ 、入射角を  $\theta_1$  とすると、波長  $\lambda$  の光の回折角  $\theta_2$  は次式を満たす。

$$d(\sin\theta_1 + \sin\theta_2) = n\lambda$$

( $n$ (回折次数):  $\pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$  で通常は  $\pm 1$ )

(1)

簡単のため回折格子の全幅  $D$  にわたって、ビームが照射されているとすると（この場合が最良の波長分解能が得られる）、集光凹面鏡  $M_2$  が十分に大きい場合はここでのビーム径はほぼ  $D \cos\theta_2$  となる。集光凹面鏡の焦点距離を  $f_2$  とすると、集光ビームは  $M_2$  よりほぼ  $f_2$  だけ離れたところでもっとも細くなり、回折限界ではその値は

$$\Delta X_{res} \sim f_2 \cdot \lambda / (D \cos\theta_2)$$
(2)

となる。また、波長が  $\lambda$  から  $\Delta\lambda$  だけ異なると、回折角が  $\theta_2$  から

$$\Delta\theta_2 = n \cdot \Delta\lambda / (d \cos\theta_2)$$
(3)

だけずれ、この結果、集光位置は横方向へずれる。このずれの量は図から分かるように

$$\Delta x = f_2 \Delta\theta_2 = n \cdot f_2 \Delta\lambda / (d \cos\theta_2)$$
(4)

となる。式(2)より小さいずれでは分解できないので、式(2)と同じずれを与える波長差が理論的に可能な波長分解能にあたる。式(2),(4)より、波長分解能  $\Delta\lambda_{res}$  (理論限界) が次式のように求まる。

$$\Delta\lambda_{res} = \Delta X_{res} / (n \cdot f_2 / (d \cos\theta_2)) = \lambda d / n D$$
(5)

通常の分光器では、集光部にスリット  $S_2$  を置き、特定の波長だけを選択検出する。スリットの幅  $W$  が式(2)以下なら理論限界式(5)に近い分解能が得られる。一般には、広い幅（例えば  $10\mu\text{m}$  以上）のスリットが使われるので分解能は式(2)ではなく、スリット幅  $W$  で決まり、

$$\Delta \lambda_{res}' = W / (n \times f_2 / (d \cos \theta_2)) = (d \cos \theta_2 / n) W / f_2 \geq \Delta \lambda_{res}$$

となる。この場合は  $f_2$  を大きくすると分解能が向上することになる。

式(5)から分光器の相対分解能  $\Delta \lambda_{res} / \lambda$  は回折格子の格子数 ( $D/d$ ) と回折の次数  $n$  だけで決まることが分かる。これはすでによく知られたことである。さらに、 $d$  は  $n\lambda/2$  より大きくなければ回折格子として働かないので、

$$\begin{aligned} |\Delta \nu_{res}| &= |\nu(\Delta \lambda_{res} / \lambda)| \\ &= \nu |d/n| / D \geq \nu \lambda / (2D) = c / (2D) \end{aligned} \quad (6)$$

等号は  $d = n\lambda/2$  のとき、 $c$  : 光速

となり、”  $d$ 、 $n$  を最適に選んだときの最良の周波数分解能は回折格子の大きさを光が1往復する時間の逆数程度” というシンプルな結論が得られる。この結果、分光器の可能な分解能は、格子ピッチ  $d$ 、回折次数  $n$  を最適に選べば、回折格子の口径  $D$  で決まる。

## 2.2 多重回折分光器

我々の考案した多重回折分光器の基本構成を示す。この方式では、回折格子の口径を大きくせずに分解能を向上させることができる。図3はそのうち最も簡単な2回回折の例である。これは通常分光器の回折格子の部分に対向させた2枚の回折格子に置き換えて多重回折させている。

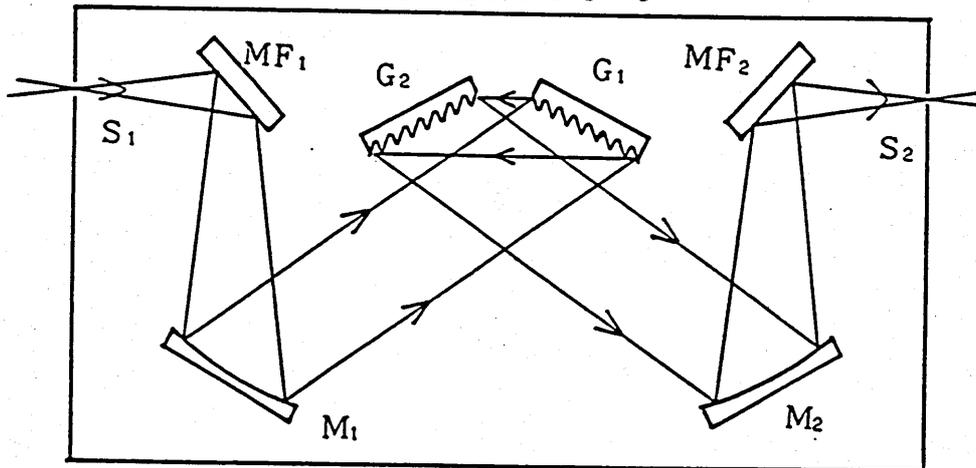


図3 多重回折分光器の基本構成 (2回回折の場合)

被測定光はスリット  $S_1$  を通り凹面鏡  $M_1$  で幅広の平行ビームにコリメートされたのち回折格子  $G_1$  に照射され、通常の回折格子分光器と同様に波長に応じた角度で回折される。この回折ビームが広がり、波長により分離されるより十分近く（近視野）にもう1個の回折格子  $G_2$  を置き、再度回折させる。この2度回折されたビームを通常の分光器と同様に凹面鏡  $M_2$  で集光し、スリット  $S_2$  を通して光検出する。

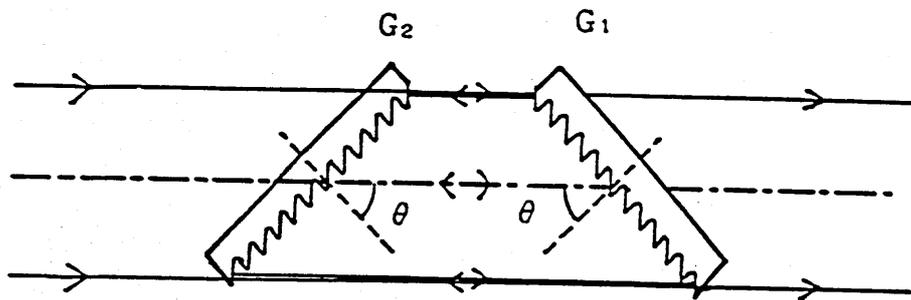


図4 (a) 多重回折の別の構成例

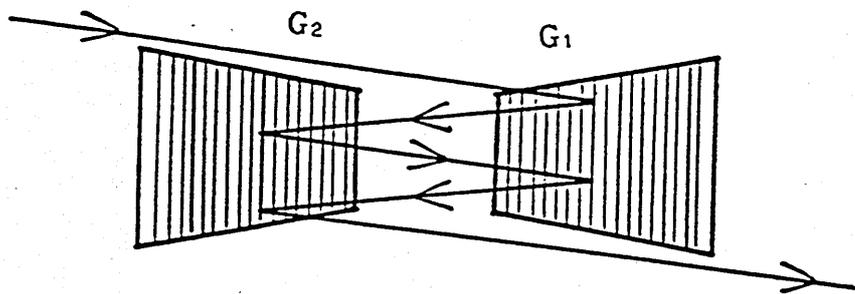


図4 (b) (a) の正面図

#### 別の構成A

また、図3の回折格子部の代わりに、図4に示すように扁平ビームが2枚の回折格子の間を何度も往復するようにすると多重回折の回数を何回にでも増やすことができ、分解能を向上させることができる。これは円筒鏡  $M_1$  で水平方向にだけ広げられたビームを一方の回折格子  $G_2$  の上方を越えさせ、他方の回折格子  $G_1$  に照射し、 $G_1 G_2$  間で多重回折させた後、 $G_1$  の下方をくぐらせて凹面鏡  $M_2$  で集光するものである。

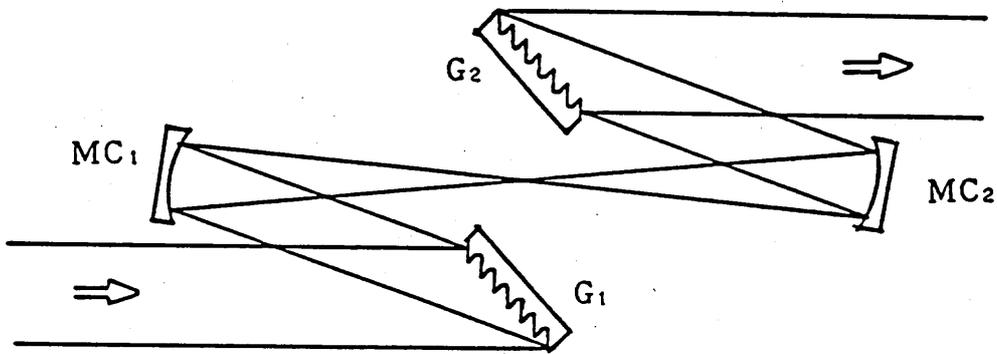


図5 凹面鏡を用いて実現した多重回折の例

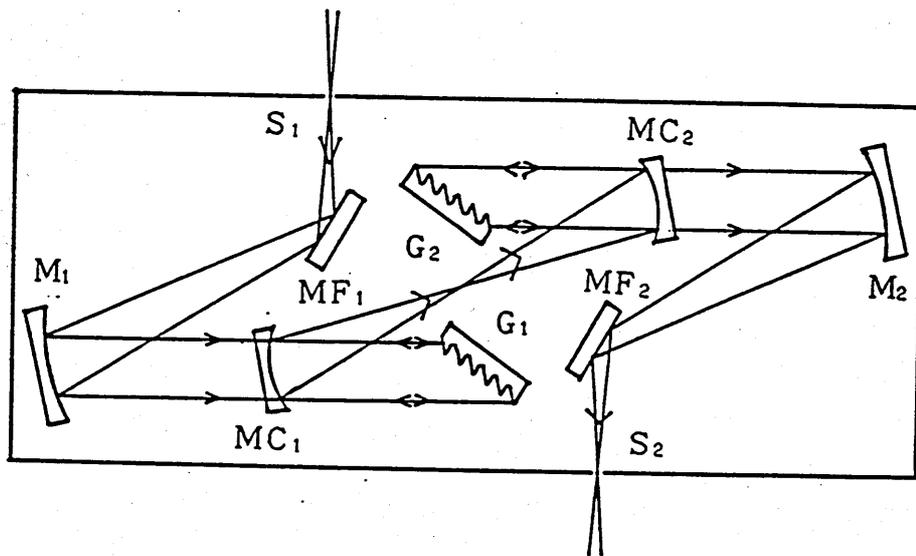


図6 図5を利用した全体構成例

別の構成B

近視野はレンズや凹面鏡を用いても実現できることは光学でよく知られている。このことを利用して近視野多重回折を実現させた代表例を図5に示す。図6は実際の全体構成例である。ここでの回折格子部の構成は図5で照射角と回折角がほぼ等しい場合に相当する。さて、2回回折の場合は、 $S_1$ より入射し、

$M_1$ でコリメートされた光が $G_1 \rightarrow MC_1 \rightarrow MC_2 \rightarrow G_2$ と回折格子部を通り、2回回折されて、 $M_2$ で集光され $S_2$ に出力される。4回回折の場合は $S_1$ より入射し、 $M_1$ でコリメートされた光が $G_1 \rightarrow MC_1 \rightarrow MC_2 \rightarrow G_2 \rightarrow MC_2 \rightarrow MC_1 \rightarrow G_1 \rightarrow MC_1 \rightarrow MC_2 \rightarrow G_2$ と回折格子部を2度通り、4回回折され、やはり、 $M_2$ で集光され $S_2$ に出力される。さらに6、8回と回折回数を増加させることも可能である。

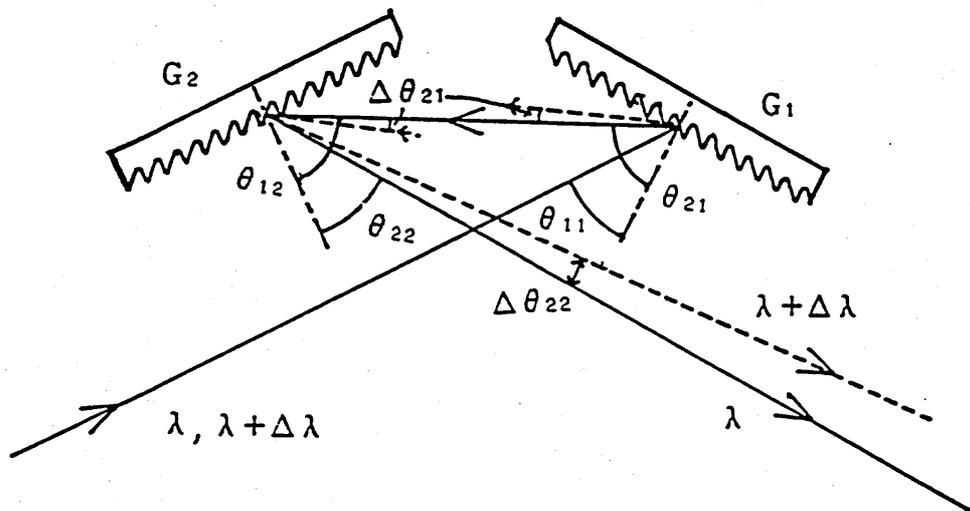


図7 多重回折分光器の分解能 (2回回折の場合)

次に、最も簡単な2回回折の場合の分解能について述べる。

図7に示すように波長が $\lambda$ 、 $\lambda + \Delta\lambda$ の2波が回折格子 $G_1$ で回折されると、それらの回折角の差は式(3)より

$$\Delta\theta_{21} = n_1 \cdot \Delta\lambda / (d \cos\theta_{21}) \quad (3)'$$

である。この回折波がごく近傍に置かれたもう1つの回折格子 $G_2$ で回折されると、入射角がすでに異なっているので、回折角 $\theta_{22}$ の差 $\Delta\theta_{22}$ は、波長差 $\Delta\lambda$ に直接によるものと、 $G_2$ への入射角 $\theta_{12}$ の差 $\Delta\theta_{12}$ によるものの和になり

$$\begin{aligned} \Delta\theta_{22} &= \Delta\lambda \partial\theta_{22} / \partial\lambda + \Delta\theta_{12} \partial\theta_{22} / \partial\theta_{12} \\ &= n_2 \cdot \Delta\lambda / (d \cos\theta_{22}) - \Delta\theta_{12} \cos\theta_{12} / \cos\theta_{22} \\ &= n_2/n_1 \Delta\theta_{21} \{ \cos\theta_{21} / \cos\theta_{22} - (n_1 \Delta\theta_{12} / n_2 \Delta\theta_{21}) \cos\theta_{12} / \cos\theta_{22} \} \end{aligned}$$

となる。ここで $\Delta\theta_{12}$ と $\Delta\theta_{21}$ は絶対値が等しく、また、2度の回折は正負の符号は別に同じ次数にとれば $n_1$ 、 $n_2$ の絶対値も等しい。しかもこの符号は回折格子の設定等で選択できるので $(n_1\Delta\theta_{12}/n_2\Delta\theta_{21})$ を $-1$ に設定できる。この場合

$$|\Delta\theta_{22}| = |\Delta\theta_{21}| (\cos\theta_{21} + \cos\theta_{12}) / \cos\theta_{22} \quad (7)$$

となる。従って、 $\theta_{21}$ 、 $\theta_{12}$ 、 $\theta_{22}$ の絶対値を大体同じ程度に選べば

$$|\Delta\theta_{22}| \sim 2 \cdot |\Delta\theta_{21}| \quad (8)$$

が得られ、2重路構成での回折角の差は1回の回折の場合に比べ、ほぼ2倍になることが分かる。従って、2回回折のあと、通常の分光器と同様に凹面鏡で集光すれば、 $\Delta\lambda$ だけ波長の異なる光は1回の回折の場合に比べ空間的に2倍離れて集光される。一方、回折格子の口径が同程度ならビームの幅は殆ど変わらないので集光幅も1回回折の場合と同程度に留まっている。つまり分解可能な波長差は $1/2$ になり、分解能は2倍に向上することになる。同様にして、3回回折になれば分解能は3倍向上する。他の構成のものも基本的には同様で、回折の回数分だけ2倍、3倍、4倍・・・と分解能が向上する。

### 3. 実験構成と実験結果

以上のことを確認するために、実際に分光器を試作し分解能の測定を行った。まず多重回折分光器の基本となる1回回折の場合、つまり通常の分光器を試作した。その実験構成を図8に示す。

観測用光源として半導体レーザー( $\lambda=804\text{nm}$ )を用い、この縦モードを観測する。ここでは図1のスリット $S_1$ 、凹面鏡 $M_1$ の代わりにビームエキスパンダでコリメートし、出力側でもスリットを用いずにCCDカメラで出力像の空間的光強度を検出する。そして、半導体レーザーの縦モード間隔( $150\text{GHz}$ )とスペクトルの半値幅との比より分解能を計測する。また、回折格子はピッチ $1/2400\text{mm}$ 、口径 $50\text{mm}$ のもの、集光凹面鏡は焦点距離 $1.5\text{m}$ のものを使用した。

試作した1回回折分光器で分光した半導体レーザーの縦モードをCCDカメラで観測したものを図9に示す。また、これの光強度分布を図10に示す。

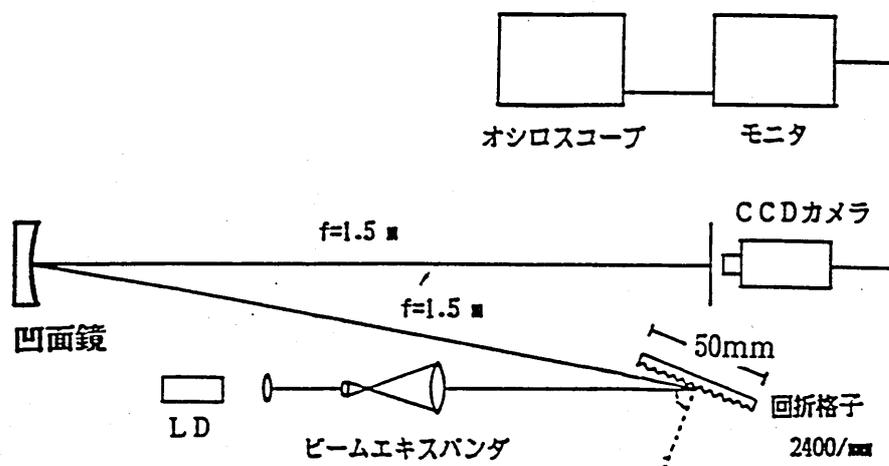


図8 実験構成図 (1回回折の場合)

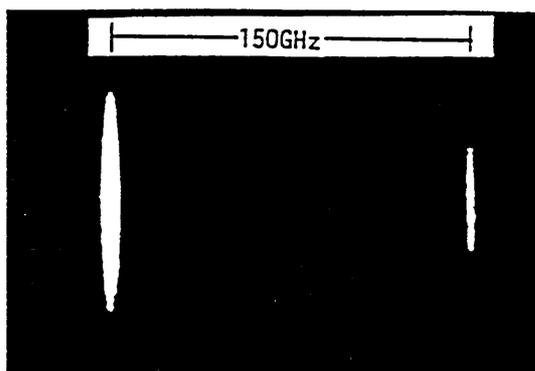


図9 1回回折分光器で観測した半導体レーザーの縦モード

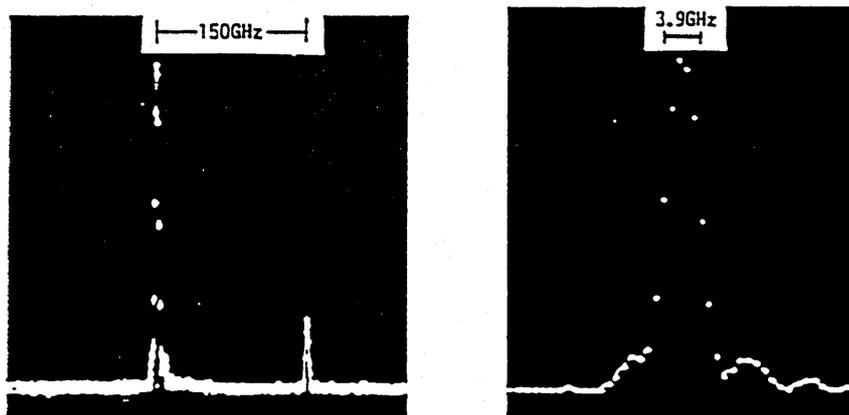


図10 (a) 図9の光強度分布 (b) (a)の拡大図(10倍)

図10より、縦モード間隔とスペクトルの半値幅との比が求められるので、半導体レーザーの縦モード間隔を150GHzとすると、スペクトル幅は3.9GHzである。よって、周波数分解能、波長分解能は、

$$\begin{aligned} \Delta f_{(1)} &= 3.9 \text{ GHz} \\ \Delta \lambda_{(1)} &= 0.083 \text{ \AA} \quad \text{at } \lambda = 804 \text{ nm} \end{aligned} \quad (9)$$

である。

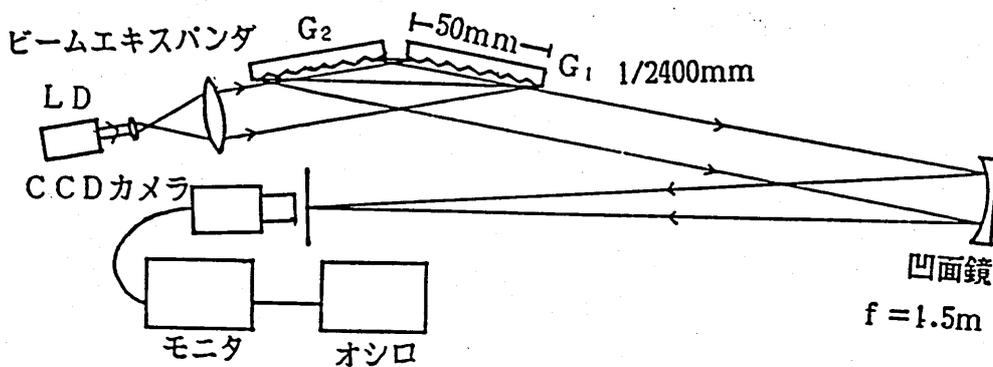


図11 実験構成 (2回回折の場合)

次に2回回折分光器を試作した。その実験構成を図11に示す。1回回折の場合と同様に、入力、出力スリットとも用いないが、これは図3の構成と同じである。

実験結果を図12, 13に示す。

図13より、分解能は次のように求まる。

$$\begin{aligned} \Delta f_{(2)} &= 2.2 \text{ GHz} \\ \Delta \lambda_{(2)} &= 0.047 \text{ \AA} \quad \text{at } \lambda = 804 \text{ nm} \end{aligned} \quad (10)$$

3回回折以上の分光器は、今回試作するには至らなかったが、今後さらに多重化を図り、分解能を向上させる予定である。

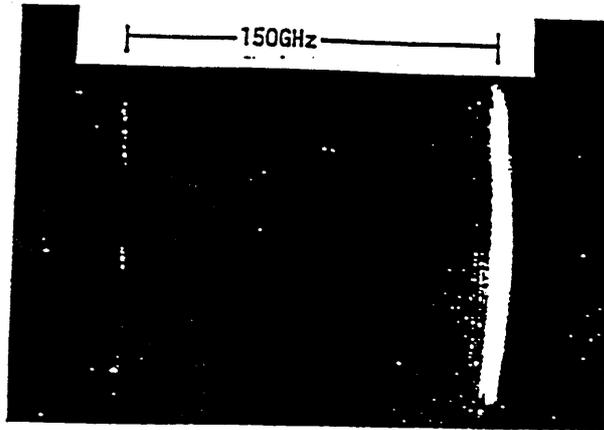


図12 2回回折分光器で観測した半導体レーザの縦モード

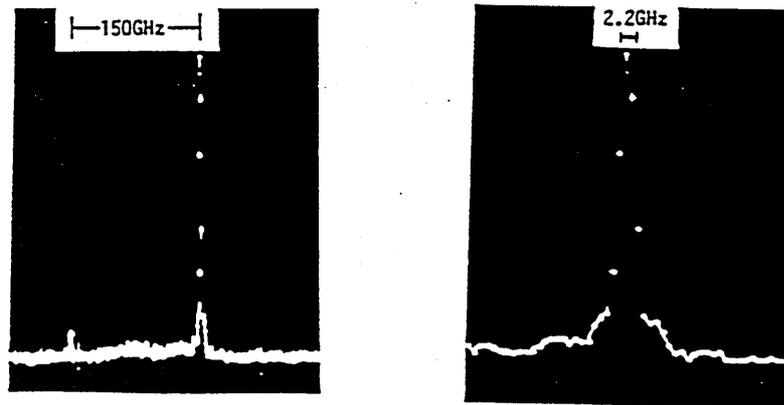


図13 (a) 図12の光強度分布 (b) (a)の拡大図(10倍)

#### 4. 検討

2回回折分光器の分解能は、(9)、(10)式より、1回回折の場合の分解能の約1.8倍向上した。半導体レーザ自身のスペクトル広がりやCCDカメラの分解能等を考慮すると、実際は、1.8倍以上向上したと見積れる。つまり、2.2節で述べたように2重路構成にすると分解能は2倍になり、さらに多重化を進めれば、3倍、4倍...と分解能が向上していくと思われる。しかし現

段階ではこれは推測に過ぎず、実際に多重回折分光器を作製し、このことを確認することが必要である。

だが、試作した2回回折分光器の2.2 GHzという分解能だけでも、かなり高い値であり、さらに多重化を進めれば非常に高い分解能が得られる。

## 5. まとめ

本研究独自の多重回折分光器を考案し、その分解能について検討した。また、2回回折分光器を作製し、周波数分解能2.2 GHz、波長に換算して0.047 Å ( $\lambda = 804 \text{ nm}$ )という高分解能を得た。一般計測器としては、信頼性、再現性(波長精度を含む)、ワイドレンジ性が重要であり、これらに重点をおいた設計がなされており、その結果、波長分解能は回折格子サイズ限界に至っておらず、最高級のダブルモノクロメータでやっと0.1 Å (5~10 GHz)程度である。このため試作した分光器はこれ自体かなりの高分解能と言える。

今後の課題としては、さらに多重化した分光器を作製し高分解能化を進めることと、信頼性、再現性、ワイドレンジ性をあげることが重要である。そしてそのような超高分解能分光器は、光エレクトロニクス他、様々な分野で有用な計測器となるであろう。

なお本研究の一部は、文部省科研費試験(1)01850016の補助のもとに行われた。

## 参考文献

- 1) V.Mazzacurati, G.Ruocco and G.Signorelli: Opt.Comm., 67, 399 (1988)
- 2) V.Mazzacurati, P.Benassi and G.Ruocco: J.Phys.E:Sci.Instrum., 21, 798 (1988)
- 3) 増井, 白垣, 森本, 小林, 末田: 第50回応物予稿集(1989), 予定

半導体レーザーのTE/TMモード間光双安定動作  
 松下電器産業(株) 半導体研究センター 森 義弘

【序】 TEモードで発振する半導体レーザーにTM光を入力した時、レーザー増幅とレーザー発振を同時に起こす事が出来る(1)。今回、光双安定動作を中心にその特性の理論解析を行なったので報告する。

【方程式】 TE発振は、レート方程式を用いて表せる。TE, TMは各モードを示す添え字である。

$$\begin{aligned} \frac{dn}{dt} &= I - n/\tau_n - v_{TE} g_{TE} S_{TE} - v_{TM} g_{TM} S_{TM} \\ \frac{dS_{TE}}{dt} &= v_{TE} (\Gamma_{TE} g_{TE} - \alpha_0) S_{TE} + \Gamma_{TE} \beta n / \tau_n \end{aligned}$$

尚、 $n$ : キャリア濃度、 $S_{TE}$ : TEフォトン密度、 $I$ : 注入電流密度、共振器長 $L$ 、 $\tau_n$ : 電子寿命、 $v$ : 群速度、 $g$ : 利得、 $\Gamma$ : 閉じ込め係数、 $\alpha_0 = \alpha_s + (1/L) \ln(1/R_{TE})$ 、 $\alpha_s$ : 吸収係数、 $\beta$ : 自然発光係数、 $S_{TM}$ : TMフォトン密度である。

一方、TM増幅は、レーザー共振器のTM光の透過率 $T$ で表せる。

$$T = (1 - R_{TM})^2 e^{GL} / \{(1 - R_{TM} e^{GL})^2 + 4 R_{TM} e^{GL} \sin^2 \phi\}$$

ここで、位相シフト量 $\phi$ は $2\pi n_r r_{TM} L / \lambda_{TM}$ と表される。

また、キャリア密度の変化 $\Delta n$ に対し等価屈折率 $n_r$ が変化する。この変化量 $\Delta n_r$ は、

$$\Delta n_r = \Gamma_{TM} \alpha \lambda_{TM} / (4\pi) (dg_{TM}/dn) \Delta n$$

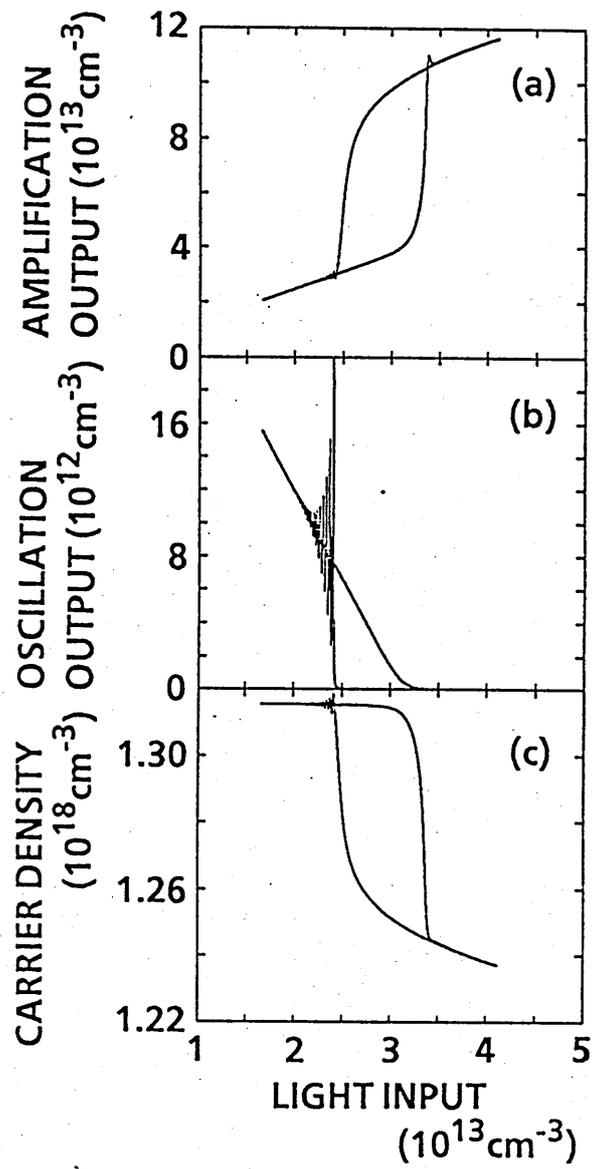
と表せる。尚、 $R$ : 反射率、 $G = \Gamma_{TM} g_{TM} - \alpha_s$ 、 $\lambda$ : 波長、 $\alpha$ : 線幅増大係数である。また、近似的な利得プロファイルを設定し、注入波長と利得ピークのずれを考慮できるようにした。用いたパラメータを第1表に示す。

【結果】 実験事実に基き、バイアス電流はしきい値の1.05倍、TE発振とTM増幅の波長は各々1.305、1.310 $\mu$ mとした。位相シフト量の初期値 $\phi_0$ は $-0.3 \times 2\pi$ とした。第1図は、5MHzの正弦波を入力したときのTM出力対TM入力、TE出力対TM入力及びキャリア密度対TM入力の特性を示す。第2図の実験結果と定性的に一致している。実験結果の方に緩和振動が見られないのは、受光素子の応答が遅いためと思われる。次に、TM入力をヒステリシスループの中央にバイアスし正負のパルス状の光信号を入力した時のキャリア密度、TM出力及びTE出力の応答波形を第3図に示す。パルス高が十分でない場合スイッチングは起きていない。また、パルスが大きいほどスイッチング時間は短くなっている。

【参考文献】 (1) Mori, et. al.; IEEE JQE, vol.25(3)1989, pp.265-272

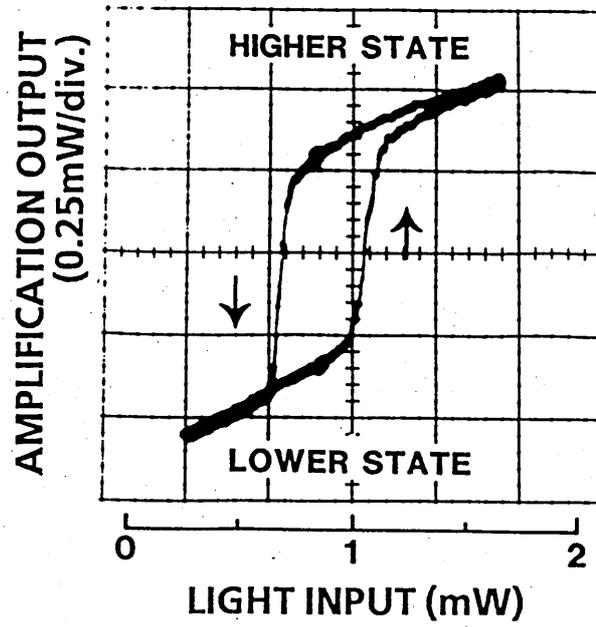
Symbol	Definition	Value	Unit
L	cavity length	$2.5 \times 10^{-2}$	cm
W	active layer width	$1.3 \times 10^{-4}$	cm
d	active layer thickness	$0.2 \times 10^{-4}$	cm
$\alpha$	linewidth enhancement factor	-3	
$\alpha_s$	absorption coefficient of laser waveguide	20	cm <sup>-1</sup>
$\tau_n$	carrier lifetime	$1 \times 10^{-9}$	s
$v_{TM}$	group velocity of TM mode	$c/\bar{n}_{TM0}$	cm/s
$v_{TE}$	group velocity of TE mode	$c/\bar{n}_{TE0}$	cm/s
$\Gamma_{TM}$	TM confinement factor	0.45	
$\Gamma_{TE}$	TE confinement factor	0.5	
$a_{TM}$	gain parameter of TM mode	$4.8 \times 10^{-16}$	cm <sup>2</sup>
$a_{TE}$	gain parameter of TE mode	$5.6 \times 10^{-16}$	cm <sup>2</sup>
$n_{TM}$	carrier density at $g_{TM} = 0$	$1.05 \times 10^{18}$	cm <sup>-3</sup>
$n_{TE}$	carrier density at $g_{TE} = 0$	$1.08 \times 10^{18}$	cm <sup>-3</sup>
$\bar{n}_{TM0}$	effective refractive index for TM mode at $n = n_{TE}$	3.4	
$\bar{n}_{TE0}$	effective refractive index for TE mode at $n = n_{TE}$	3.5	
$R_{TM}$	facet reflectivity for TM mode	0.28	
$R_{TE}$	facet reflectivity for TE mode	0.32	
$\beta$	spontaneous emission factor	$1 \times 10^{-5}$	
$\lambda_{TE}$	wavelength of TE mode in vacuum	1.3052	$\mu\text{m}$
c	velocity of light in vacuum	$2.998 \times 10^{10}$	cm/s

第1表 計算に用いたパラメータ

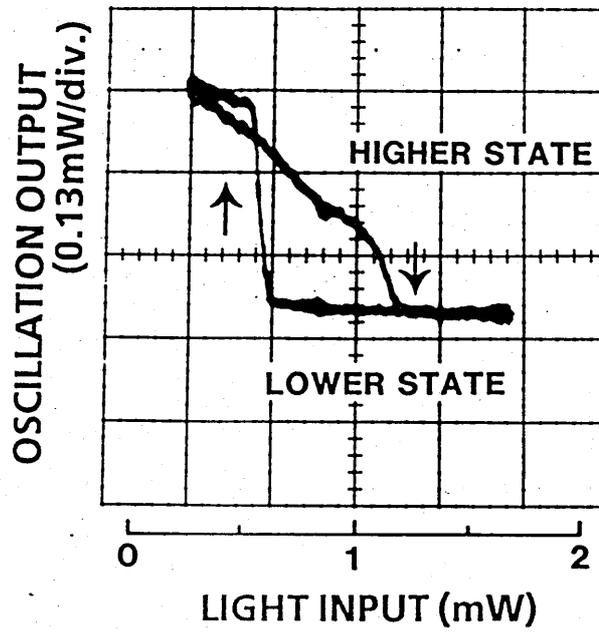


第1図 ヒステリシスの計算結果例

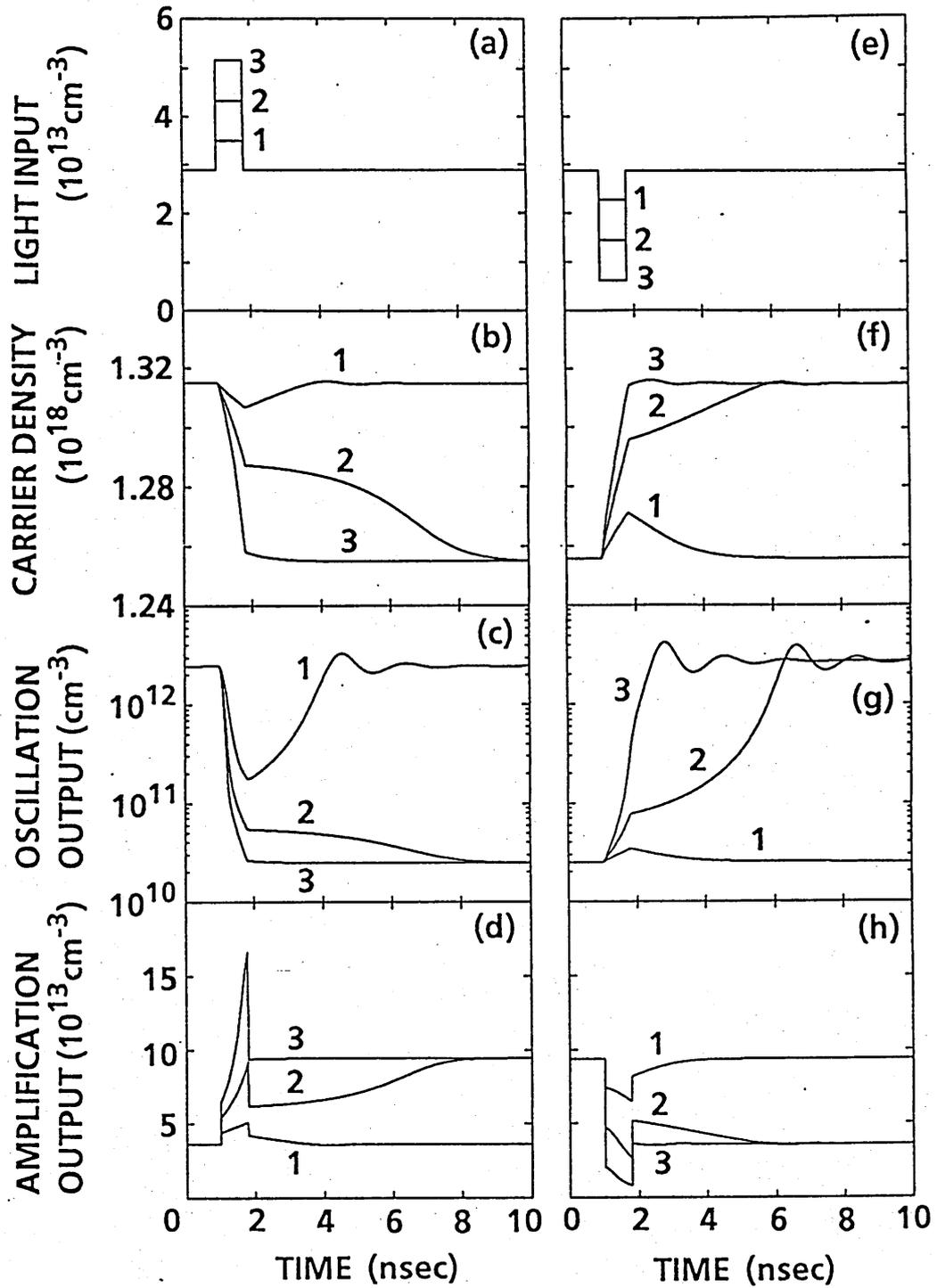
(a)



(b)



第2図 ヒステリシスの実験結果



第3図 スイッチング特性の計算結果

パルス幅 : 0.8 nsec

パルス高 1: ヒステリシス幅の1.5倍

2: ヒステリシス幅の3.5倍

3: ヒステリシス幅の5.5倍

RS89-11

光集積ディスクピックアップの読出し応答の解析  
— 超分解読出しの可能性 —

ANALYSIS OF READ-OUT RESPONSE IN INTEGRATED-OPTIC DISC PICKUP  
— POSSIBILITY OF SUPER-RESOLUTION READOUT —

栖原 敏明      鹿井 正博      西原 浩  
Toshiaki SUHARA    Masahiro SHIKAI    Hiroshi NISHIHARA

大阪大学 工学部 電子工学科  
Department of Electronics, Faculty of Engineering, Osaka University

1989年 9月22日

輻射科学研究会

# 光集積ディスクピックアップの読出し応答 の解析 —超分解読出しの可能性—

ANALYSIS OF READ-OUT RESPONSE IN INTEGRATED-OPTIC DISC PICKUP  
— POSSIBILITY OF SUPER-RESOLUTION READOUT —

栖原 敏明 鹿井 正博 西原 浩

Toshiaki SUHARA Masahiro SHIKAI Hiroshi NISHIHARA

大阪大学 工学部 電子工学科

Department of Electronics, Faculty of Engineering, Osaka University

## 1. まえがき

著者らは、光ディスクピックアップヘッドの小型・軽量・高性能化と生産性改善を目的として、薄膜光導波路を用いた光集積回路化を提案し、理論的・実験的に検討を行ってきた。<sup>1-3)</sup>

考案した光集積ディスクピックアップ (Integrated-Optic Disc Pickup; IODPU) は、図1のように導波路上に集光グレーティングカップラ (Focusing Grating Coupler; FGC), グレーティングビームスプリッタとフォトダイオードを集積化した構成であり、レーザー光をディスクピット上に集光し、反射光を検出して読出し信号、フォーカシング/トラッキング誤差信号を出力する機能を持っている。

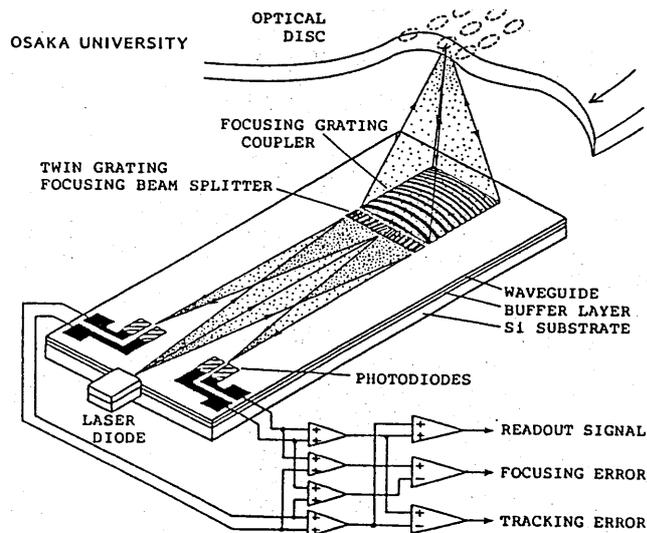


図1 光集積ディスクピックアップ (IODPU)

このIODPUで集光素子として用いているFGCは、

1. 集光機能を、屈折ではなく、回折による波面変換で実現している
2. 入出力波の一方は自由空間の波であるが、他方は空間的拡がり1次元少なく離散的な性質を持った導波モードである
3. 入出力波の光軸がFGC位置で折れ曲がっており、全体として軸対称性をもたない
4. 円形開口でなく、矩形開口をもっている

などの点で通常のピックアップに用いられるレンズとは大きく異なった性格を持っている。既にこれまで、回折（結合）効率、集光スポット形状・サイズ、結像特性<sup>4)</sup>や、収差特性<sup>5)</sup>など、FGC単体の基本特性について解析を行い、その特性を明らかにしてきた。

ところでディスクピックアップの光学的な総合特性は読出し応答により詳細に記述・評価することができる。<sup>6)</sup> 通常のレンズ型ピックアップの応答の解析として知られる Hopkinsの理論<sup>7)</sup>は上記の理由によりIODPUには適用できない。すなわち、IODPUは読出し応答も特異なものとなることが予想され、これを解析することは興味深い問題である。IODPUの目的の一つであるデバイス小型化のためには、焦点距離や開口を極限まで短縮する必要がある。従って、読出し応答のデバイスパラメータ依存性を明らかにすることは、最適設計を行ううえで重要である。そこで、著者らは先に、光集積ディスクピックアップの読出し応答をスカラー回折理論により解析し、特異性を明らかにした<sup>8) 9)</sup>。本論文では、その結果を基礎として、FGCの瞳関数が読出し応答に与える影響<sup>10)</sup>を解析し、超分解読出しの可能性について検討する。<sup>11)</sup>

## 2. 読出し応答からみたIODPUの特徴

IODPUの読出し応答は図2に示すモデルを用いて解析することができる。解析方法は付録の参考資料<sup>8)</sup>を参照されたい。以下では同資料中の数式を式\*( )の形で引用する。ここでは読出し応答からみたIODPUの特徴を要約する。

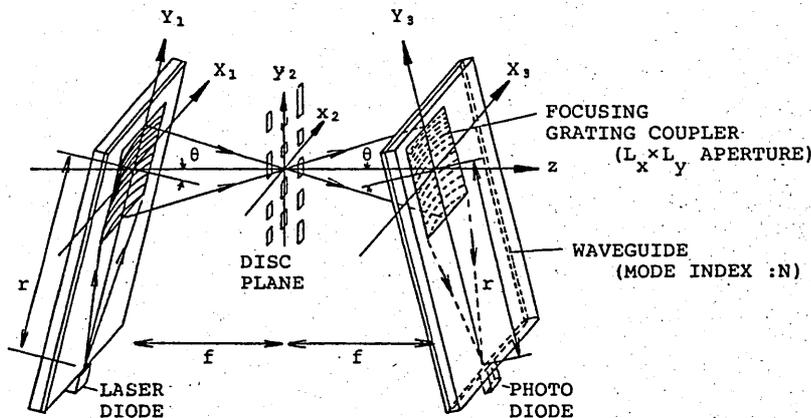


図2 光集積ディスクピックアップの読出し応答の解析モデル

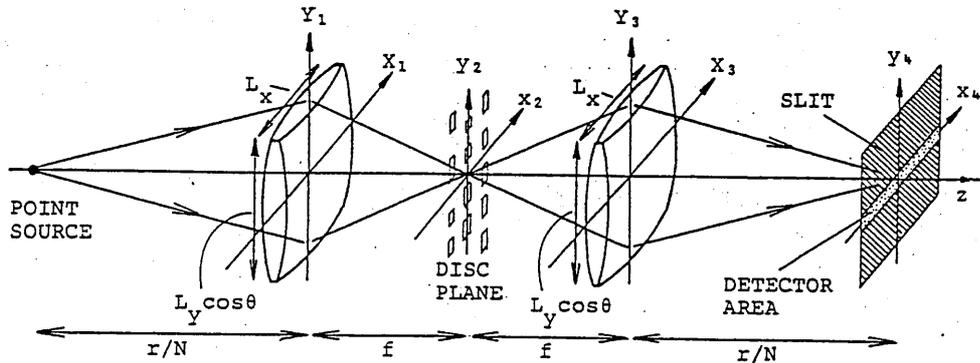


図3 光集積ディスクピックアップと等価なレンズ光学系

I ODP Uでは導波モードの離散性に起因するフィルタ効果が読出し応答に影響を与える結果、Y方向の分解に関する特性はタイプIIの走査型顕微鏡<sup>12)</sup> すなわち共焦点光学系のそれと等価なものとなる。一方、X方向の分解に関する特性はタイプIの走査型顕微鏡それと等価であり、レンズを用いた通常のピックアップと同様である。すなわち、読出し応答の観点からはI ODP Uは図3のように検出器直前にスリット状の空間フィルタを挿入したレンズ光学系と等価である。このことから、I ODP UのY方向の分解能は、同一の開口を持つ通常のピックアップのそれに比べて僅かながら高いものとなる。(瞳関数が一樣な場合について計算した参考資料の図12参照)

レンズやFGC等の集光素子の焦点光スポットサイズを議論する際には、通常、開口内の光振幅分布を一樣として、開口数NAと光波長で一意的に決まる回折限界値を実現可能な最小スポットサイズと考えることが多い。しかし、開口内の光振幅分布(瞳関数)を適当な分布に変調すること(アポジレーション)により、焦点スポットのメインローブのサイズを上回る回折限界値より小さくできる(但しサイドローブ振幅は増大する)ことは古くから知られている。<sup>13)</sup> 走査型顕微鏡の理論<sup>12)</sup> によれば、このようなアポジレーションはタイプIの走査型顕微鏡では殆ど有効でないが、タイプIIの走査型顕微鏡(共焦点光学系)においては超分解能化に有効である。一方、ディスクピックアップで必要なトラッキング誤差・フォーカシング誤差の検出には空間的波面変化を伝達・処理できるタイプIが適している。したがって、上記のI ODP Uの特徴であるタイプI・タイプIIの異方性は超分解能化に有利なものである。

### 3. 瞳関数のモデル

集光グレーティングカップラ(FGC)の開口内の瞳関数の典型的な例を図4に示す。この瞳関数は、半導体レーザからの発散導波光のプロファイルを表すx方向のガウス関数と、FGCによる導波光の放射による減衰を反映したy方向の指数関数の積であり、

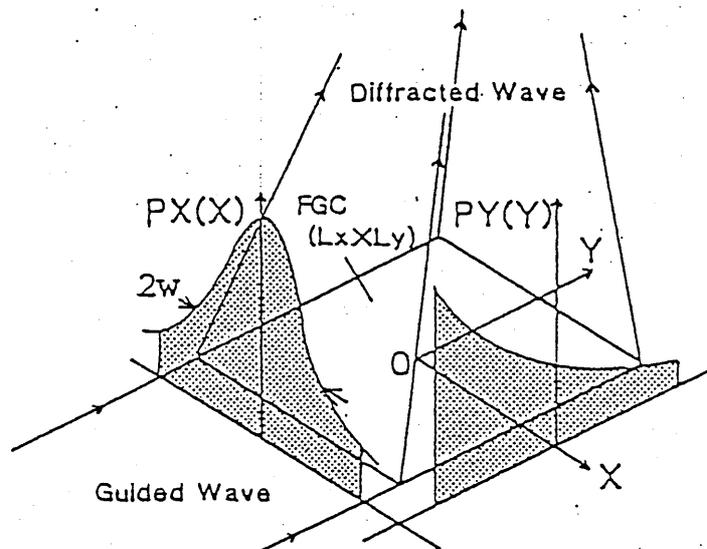


図4 集光グレーティングカップラの開口内の瞳関数の典型例

$$P(X, Y) = P_X(X) \cdot P_Y(Y) = \exp\left\{-\left(\frac{X}{w}\right)^2\right\} \cdot \exp(-\alpha_r Y)$$

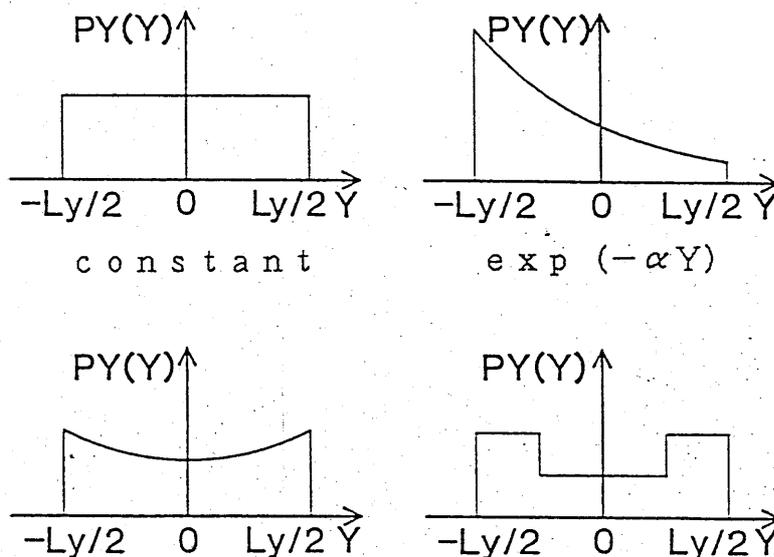
$$\left(|X| < L_x/2, |Y| < L_y/2\right)$$

と表される。ここに  $w$  は  $1/e^2$  半幅,  $\alpha_r$  は放射減衰係数であり,  $L_x, L_y$  はFGCの開口サイズを表す。FGCの往復効率 (出力効率  $\times$  入力効率) は

$$\alpha_r L_y = 1$$

のときに最大となる。

超分解の可能性を調べるために,  $x$  方向プロファイル  $P_X(X)$  を上式のガウス型に固定し,  $y$  方向プロファイル  $P_Y(Y)$  として図5に示すように



高域強調 (cosh (a Y), 凹型)

図5 解析に用いた各種の瞳関数の形

- 1) 一様型 (低効率極限)
- 2) 対称方形型 一高域強調
- 3) 対称cosh型 一高域強調
- 4) 指数関数型 (上記説明)

の4種類のプロファイルを考え、そのパラメータの値を種々変化させたものを式\*(5), (17)の $PY_1$  および $PY_3$  として代入して解析を行った。

#### 4. 解析結果と検討

##### 4. 1 光学的伝達関数

まず概略の読出し特性を知るために、それぞれの瞳関数に対するIODPU光学系の光学的伝達関数(OTF)を計算した。部分的コヒーレント検出系であるIODPUの伝達特性を完全に記述するためには、式\*(40), (41)の相互伝達係数 $QX_{mm'}$ ,  $QY_{nn'}$ を全て用いる必要があるが、Y方向の伝達特性を支配する要素は $QY_{no}$ である。この情報は全て式\*(30), (31)のように瞳関数の自己コンボリューションであるY方向OTF

$$\begin{aligned} \text{OTF}(\eta) &= \text{PPY}(\lambda f \eta / \cos \theta) \\ &= \int \text{PY}_1(Y-Y') \text{PY}_3(Y') dY' \end{aligned}$$

に含まれる。

図6に図5のそれぞれの瞳関数に対するOTFの概形を示す。1)の一様型に対するOTFを比較基準にとると、2)の対称方形型や3)の対称cosh型では、高空間周波数域でOTFが大きく高域強調となるが、低域にOTFが減少する部分が生じることが分かる。一方、4)の指数関数型では、 $\eta$ の正負でOTFは非対称であり、負の全域でOTFが増大、正の全域で減少していることが分かる。

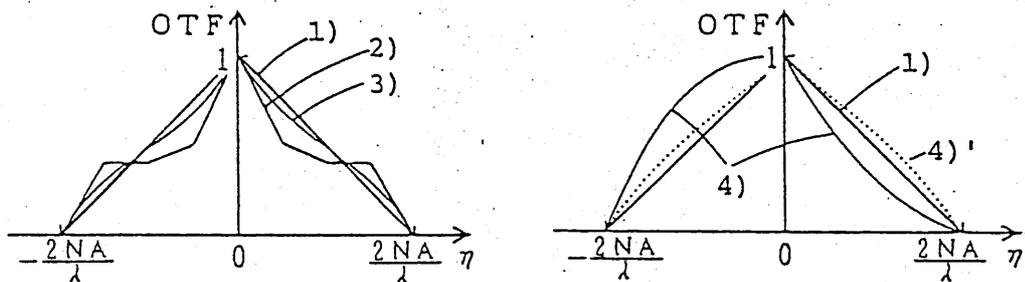


図6 図5のそれぞれの瞳関数に対する光学的伝達関数OTFの概形

##### 4. 2 読出し信号波形とアイパターン

CDコードのデータビット列をもつディスクの読出しについて式\*(39)を用いて読出し信号の波形を計算し、重畳表示したアイパターンを求めた。フォーカシング誤差、トラッキング誤差はない場合を考え、FGCの開口数NAは読出し信号の識別が可能な限界近く

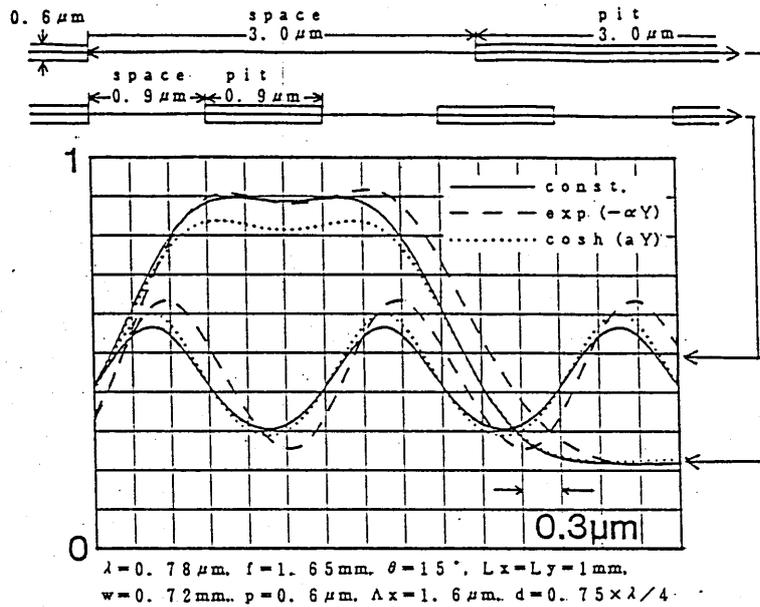


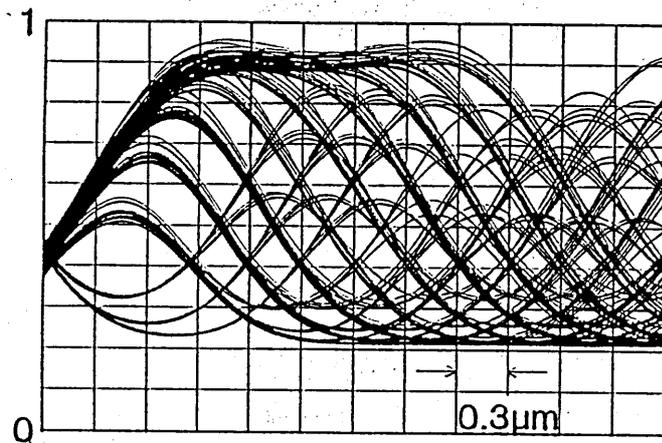
図7 瞳関数が異なる場合の読出し信号波形の比較例

の値に選んだ。瞳関数のパラメータは種々の値で計算した。図7に2種のビット配列に対する読出し信号の波形の比較例を示す。周期の短いビット配列に対しては、一様瞳関数の場合に比べ、 $\cosh$ 型や  $\exp$ 型の方が振幅や勾配の大きな信号波形となっている。一方、周期の長いビット配列に対しては、 $\cosh$ 型では信号振幅が小さくなっているのに対し、 $\exp$ 型では信号振幅、勾配ともに大きくなっていることが分かる。また  $\exp$ 型では読出し信号の位相はビット位置に対し僅かシフトすることが分かる。

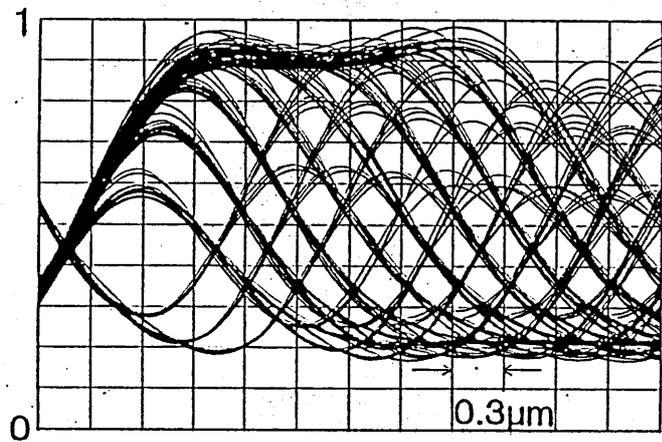
図8に同一のFGC開口(NA)、異なる瞳関数に対するアイパターンの比較を示す。開口数NAを限界近くを選んでいることから、一様瞳関数の場合のパターンはジッタや符号間干渉が大きく、誤りなく読出すことは殆ど不可能である。方形型や $\cosh$ 型の対称高域強調瞳関数では、図の例のようにアイパターンは劣化し、パラメータを選んでも改善は見られなかった。一方、 $\exp$ 型瞳関数では、 $\alpha_r L_y = 1$ の場合(効率最大化と同条件)において、図のように改善が見られ、読出し可能なアイパターンが得られることが分かった。

#### 4.3 検討

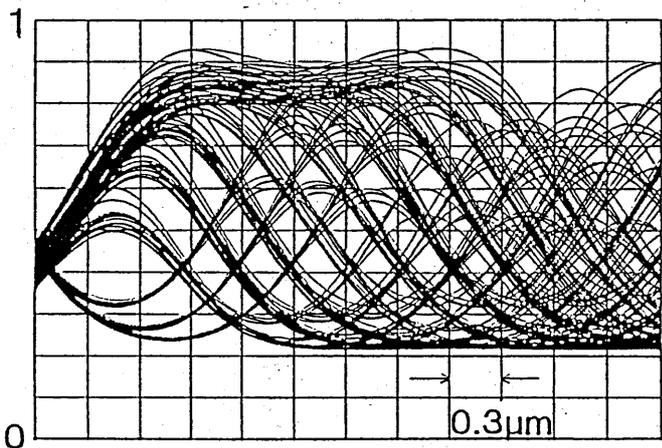
4.2の結果は4.1で述べたOTFの瞳関数依存性に対応している。しかし $\exp$ 型瞳関数ではOTFは正負領域で非対称であるので、他との比較が困難である。そこで式\*(3.9)を検討したところ、非対称OTF [OTF( $\eta$ )]の場合の読出し信号は、対称化した関数 {OTF( $+\eta$ ) + OTF( $-\eta$ )} / 2をOTFとする系による読出し信号に、位相シフトを除いて近似的に等しいことが分かった。またこのことは数値的にも正しいことが確認された。このような対称化OTFは図6に点線4)で示すように、全空間周波数域 ( $\eta = 0$  とカットオフ点を除く) で一様瞳関数のOTFより大きな値をとる。すなわち、 $\exp$ 型瞳



$$PY(Y) = \text{const.}$$



$$PY(Y) = \exp(-\alpha Y)$$



$$PY(Y) = \cosh(aY)$$

図8 同一のFGC開口 (NA), 異なる瞳関数に対するアイパターンの比較

関数による読出し信号の改善は、全空間周波数域での振幅伝達の増強によるものであり、超分解能 (super resolution; 文献12の定義に従えばultra resolution) の実現であると考えることができる。

これまで研究されてきた通常のレンズを用いた軸対称性を持つ共焦点光学系では、2)、3)と同様の対称な高域強調の瞳関数(但しこの場合は光軸からの距離 $r$ の関数)により、超分解特性が実現できることが知られている。<sup>12)</sup>しかしIODPUに関する本解析の結果では、2)、3)のような対称な高域強調では超分解の特性は得られず、 $Y$ の負の領域でのみ高域強調となっている指数関数型の瞳関数で超分解特性が得られることが分かった。このような違いは、軸対称な共焦点レンズ光学系では瞳関数( $r$ の関数)を高域強調とすることにより2次元( $X$ と $Y$ 方向)の高域強調を行っているのに対し、本解析では1次元( $Y$ 方向のみ)が共焦点光学系であるIODPUでこの方向のみの高域強調を考慮していることにより生じたものである。

## 5. 結論

著者らの提案による光集積ディスクピックアップにおいて、瞳関数を適当なパラメータの指数関数型とすることにより、超分解読出し特性を得ることが可能なことを理論解析により示した。この超分解特性は、フォーカシング/トラッキング誤差検出機能を損なうことなく、しかも高効率化と同時に実現できる。このことは、通常の回折限界評価を越えた高分解能・記録密度を実現できること、または通常のピックアップより小さなNAで必要な読出し性能を達成できる(IODPUを極限まで小型化できる)可能性があることを意味する。また、本研究で取り扱った異方性を持つ光学系(タイプI/タイプII組合せ)はレンズを用いたピックアップにおいて同様な超分解特性を得るためにも応用できると考えられる。今後、収差や作製誤差、動的誤差の影響を含めた解析を行い、実現可能性と問題点をより明らかにしてゆきたい。

## 文 献

1. T.Suhara and H.Nishihara: "Integrated-optics components and devices using periodic structures," IEEE J. Quantum Electron., QE-22 (1986) 845-867.
2. S.Ura, T.Suhara, H.Nishihara and J. Koyama: "An integrated-optic disc pick-up device," IEEE J. Lightwave-Tech., LT-4 (1986) 913-918.
3. 栖原敏明, 西原浩: "光ピックアップの光集積回路化," O plus E, 76 (1986) 102-108.
4. 裏升吾, 栖原敏明, 西原浩, 小山次郎: "光集積ディスクピックアップ用集光グレーティング," 信学論(C), J68-C (1985) 803-811.
5. S.Ura, T.Suhara and H.Nishihara: "Aberration characterizations of a

- focusing grating coupler in an integrated-optic disc pickup device,"  
Appl. Opt., 26 (1987) 4777-4782.
6. G.Bouwhuis, J.Braat, A.Huijser, J.Pasman, G.van Rosmalen and K.Schouhamer Immink: "Principles of optical disc systems," (Adam Hilger, Bristol, 1985).
  7. H.H.Hopkins: "Diffraction theory of laser read-out systems for optical video discs," J. Opt. Soc. Am., 69 (1979) 4-24.
  8. 栖原, 西原: "光集積ディスクピックアップの読出し応答の解析," 信学技報, OQE88-117 (1989).
  9. 栖原, 西原: "光集積ディスクピックアップにおける読出し応答の解析," 光学, 18, (1989) 82-90.
  10. 鹿井, 栖原, 西原: "光集積ディスクピックアップにおける瞳関数の読出し応答への影響," 平1 春応物連合講演会, 2p-ZB-1 (1989).
  11. T.Suhara and H.Nishihara: "Possibility of super-resolution readout in integrated-optic disc pickup," Int. Symp. Opt. Memory, 27D-16, Kobe, Sept.26-28 (1989).
  12. T.Wilson and C.Sheppard: "Theory and practice of scanning optical microscopy," (Academic Press, London, 1984).
  13. H.Osterberg and J.E.Wilkins: "The resolving power of a coated objective," J. Opt. Soc. Am., 39, (1949) 553-557.

# 光集積ディスクピックアップの読出し応答の解析

ANALYSIS OF READ-OUT RESPONSE IN INTEGRATED-OPTIC DISC PICKUP

栖原 敏明                      西原 浩  
 Toshiaki SUHARA              Hiroshi NISHIHARA

大阪大学 工学部 電子工学科  
 Department of Electronics, Faculty of Engineering, Osaka University

## 1. まえがき

著者らは、光ディスクピックアップヘッドの小型・軽量・高性能化と生産性改善を目的として、薄膜光導波路を用いた光集積回路化を提案し、理論的・実験的検討を行ってきた。<sup>1-3)</sup> 考案した光集積ディスクピックアップ (Integrated-Optic Disc Pickup; IODPU) は、図1のように導波路上に集光グレーティングカップラ (Focusing Grating Coupler; FGC)、グレーティングビームスプリッタとフォトダイオードを集積化した構成であり、レーザー光をディスクピット上に集光し、反射光を検出して読出し信号、フォーカシング/トラッキング誤差信号を出力する機能を持っている。

このIODPUで集光素子として用いているFGCは、

1. 集光機能を、屈折ではなく、回折 (グレーティングでの分布結合) による波面変換で実現している
2. 入出力波の一方は自由空間の波であるが、他方は空間的拡がりか1次元少なく離散的な性質を持った導波モードである
3. 入出力波の光軸がFGC位置で大きく折れ曲がっており、全体としては軸対称性をもたない
4. 円形開口でなく、矩形開口をもっているなどの点で通常のピックアップに用いられるレンズとは大きく異なった性格を持っている。既にこれまでの研究で、回折 (結合) 効率、集光スポット形状・サイズ、結像特性<sup>4)</sup> や、収差特性<sup>5)</sup> など、FGC単体の基本特性について解析を行い、その特異性を明らかにしてきた。

ところでディスクピックアップの光学的な総合特性は読出し応答により詳細に記述・評価することができる。<sup>6)</sup> 通常のレンズ型ピックアップの応答の解析として、Hopkinsの理論<sup>7)</sup> がよく知られているが、この理論は上記の理由によりIODPUには適用できない。すなわち、IODPUは読出し応答も特異なものとなることが予想され、これを解析することは興味深い問題である。FGCパターンの作製には電子ビーム描画法が用いられ、<sup>1)</sup> 高精度が要求されるが、開口の大きなFGCでは精度要求が加速的に厳しくなり、その達成が困難となる。またIODPUの目的の一つであるデバイス小型化のためには、焦点距離や開口を極限まで短縮する必要がある。従って、読出し応答のデバイスパラメータ依存性を明らかにすることは、必要最小限のパラメータ値を知り最適設計を行ううえで重

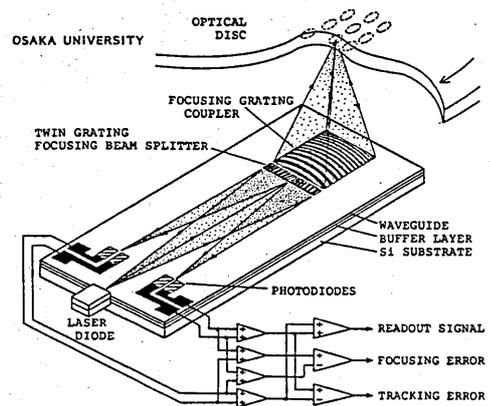


図1 光集積ディスクピックアップ

要である。

本論文は、このような背景のもとに、FGCを用いた光集積ディスクピックアップの読出し応答を理論的に解析したものである。以下の各節では、IODPUのモデル化、応答解析の数式表現、レンズ光学系との比較、および計算結果について述べる。

## 2. IODPUにおける情報読出しの数式表現

### 2.1 光集積ピックアップ光学系の解析モデル

図1のIODPUの光学系は、基本的には点光源(LD)からの光をFGCによりディスク上に集光し反射光を再び同一のFGCでLDと同じ位置に集光して検出するものとなっている。フォーカシング誤差のない場合を考えると、この反射型光学系は図2に示す透過型光学系と等価である。 $X_1, Y_1$ 面、 $X_2, Y_2$ 面はそれぞれ往路と復路の光に対する導波路面を表し、自由空間中の光軸に対し垂直から出射角 $\theta$ だけ傾いており、 $|X| \leq \frac{1}{2}L_x$ 、 $|Y| \leq \frac{1}{2}L_y$ の矩形領域にFGCが設けられている。また焦点面( $x_2, y_2$ 面)にはディスクの複素反射率Rに等しい透過率の透過型ディスクが置かれていると考える。

FGCは導波路内の発散波を自由空間の収束球面波に波面変換する。これらの波の導波路面上での位相をそれぞれ $\phi_1, \phi_2$ とすれば、

$$\phi_1 = kN\sqrt{X^2 + (Y+r)^2} \quad (1)$$

$$\phi_2 = -k\sqrt{X^2 + (Y-f \sin \theta)^2 + (f \cos \theta)^2} \quad (2)$$

であり、FGCの位相変調は

$$\phi_{rc} = \phi_2 - \phi_1 \quad (3)$$

で表される。ここで $k = 2\pi/\lambda$ は波数、Nは導波モード実効屈折率であり、f、rはそれぞれ自由空間中、導波路内の焦点距離を表す。以下の

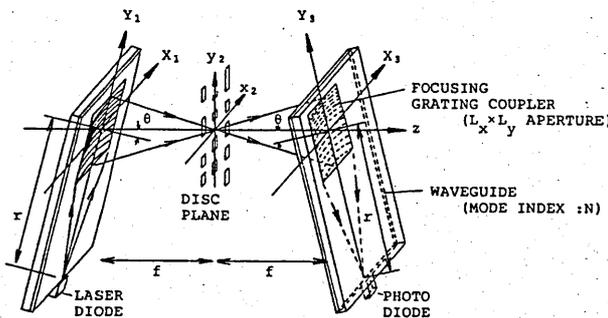


図2 光集積ディスクピックアップと等価な透過型のFGC光学系(解析モデル)

解析では導波光はTEモードとし、光波電界のX方向成分のみを考え、自由空間の波に対しては近軸近似スカラー回折理論<sup>6)</sup>を適用する。

### 2.2 出力点像分布

図3のように光源からの導波光がFGCにより波面変換されて導波路を出射した直後の電界を $U_1(X_1, Y_1)$ とする。FGCは $x_2, y_2$ 面の原点に収束する波面を出力するように設計されているので、 $U_1$ は $\exp(j\phi_2) = \exp(-jks_0)$ の位相因子を持っており、 $P_1(X_1, Y_1)$ をFGC面での振幅分布を表す瞳関数(Pupil Function)として

$$U_1(X_1, Y_1) = P_1(X_1, Y_1) \exp(-jks_0) \quad (4)$$

と書ける。一様な結合強度をもつFGCの場合には $P_1$ はX方向には発散レーザー光の分布を反映したガウス分布、Y方向には回折による導波光の減衰を反映した指数関数分布となり、FGC領域内で

$$P_1(X_1, Y_1) = P_X(X_1) P_Y(Y_1) = \exp\left\{-\frac{(X_1/w)^2}{2}\right\} \exp(-\alpha_r Y_1) \quad (5)$$

と書け、FGC外では $P_1=0$ である。ここにwは導波光の $1/e^2$ 半幅、 $\alpha_r$ はFGCの放射減衰係数である。このとき焦点面の電界 $U_2(x_2, y_2)$ は $U_1$ のFresnel-Kirchhoff積分で与えられ、近軸近似( $s_0 \approx f$ )を行えば、

$$U_2(x_2, y_2) = (\cos \theta / j \lambda f) \times \iint P_1(X_1, Y_1) \exp\{-j(k/f)(X_1 x_2 + Y_1 y_2 \cos \theta)\} dX_1 dY_1 \quad (6)$$

と書ける。すなわち、点像分布関数 $U_2$ は $\cos \theta$ の係数を除いて一般の集光系と同様に瞳関数 $P_1$ のフーリエ変換で与えられる。

### 2.3 入力結合のインパルス応答

図4のように、 $x_2, y_2$ 面上の原点近傍の点( $x_2, y_2$ )にデルタ関数で表される光インパルス入力

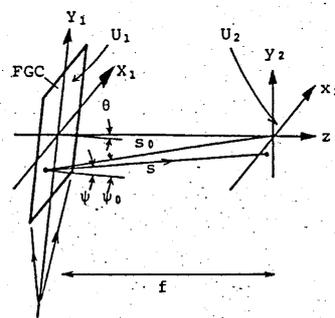


図3 投光側光学系の座標軸とパラメータ

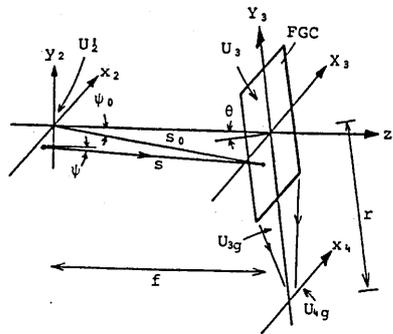


図4 受光側光学系の座標軸とパラメータ

を考える。これがFGC面に到達してできる電界  $U_3(X_3, Y_3)$  は近軸近似Fresnel-Kirchhoff積分により

$$U_3(X_3, Y_3) = (1/j \lambda f) \exp(jks) \quad (7)$$

となり、点  $(x_2, y_2)$  からの発散球面波を表す。

上の波がFGCに入射したとき励振される導波光を求める。ここでは  $(X_3, Y_3) = (X, Y)$  と略記する。式(7)のFGC面上電界をベクトル表現して入射波を

$$E_i(X, Y) = e_a (1/j \lambda f) \exp\{j \Phi_{in}(X, Y)\} \quad (8)$$

$$\Phi_{in}(X, Y) = ks = k \sqrt{(X-x_2)^2 + \{Y - (f \sin \theta + y_2 \cos \theta)\}^2 + (f \cos \theta - y_2 \sin \theta)^2}$$

$e_a$ : 規格化自由空間電界ベクトル (8) と置き、励振される導波光の電界を  $Y \leq -1/2 L_y$  で

$$E_c(X, Y, Z) = e_g^*(Z) F(X, Y) \exp\{-j \Phi_c(X, Y)\} \quad (9)$$

$e_g^*(Z)$ : 規格化導波モード電界 (9) と置く。位相  $\Phi_{in}$  の入力があったときFGCは位相  $\Phi_{in} + \Phi_{rc}$  の導波光を生じさせようとするが、導波モードの離散性のため、 $(x_2, y_2) = (0, 0)$  以外では実際に励振される波の位相  $-\Phi_c$  は  $\Phi_{in} + \Phi_{rc}$  に完全には等しくない。すなわち  $-\Phi_c$  は導波モードとして許された位相で

$$-\Phi_c \approx \Phi_{in} + \Phi_{rc} = \Phi_{in} + \Phi_1 - \Phi_2 \quad (10)$$

を近似的に成立させる位相である。ここで  $\Phi_{in} \approx -\Phi_2$  であるから  $-\Phi_c \approx -\Phi_1$  (収束導波光) で、 $(x_2, y_2) = (0, 0)$  の時は等号が成立する。位相  $-\Phi_c$  を近似的に求めるため、参照面として導波路内の点  $(X, Y) = (-r' \sin \delta, -r' \cos \delta)$  に収束する導波面の位相

$$-\Phi_c = -kN \sqrt{(X+r' \sin \delta)^2 + (Y+r' \cos \delta)^2} \quad (11)$$

を考え、 $\Phi_{in}$ 、 $\Phi_1$ 、 $\Phi_2$ 、 $\Phi_c$  を  $X, Y$  で展開して式(10)に代入し両辺の係数を比較する。式(10)

の両辺は  $X, X^2$  の係数を一致させたとき最もよく整合することがわかり、これからFGCの結像関係

$$N \sin \delta = x_2/f', \quad f'^2 = f^2 + x_2^2 + y_2^2 \quad (12)$$

$$N \cos^2 \delta / r' + (1 - N^2 \sin^2 \delta) / f' = N/r + 1/f \quad (13)$$

が得られ、導波光の焦点位置(像点)の極座標  $(r', \delta)$  が求まる。しかし  $Y, Y^2, XY$  の係数は一致させることはできない。また  $-\Phi_c$  は式(11)右辺に  $(r', \delta)$  を代入して近似的に表される。

次に励振振幅を求めるため、式(9)の  $E_c$  と共役な  $Y \leq -1/2 L_y$  の領域の発散導波光

$$E_o(X, Y, Z) = e_g(Z) F(X, Y) \exp\{j \Phi_o(X, Y)\} \quad (14)$$

がFGCに入射したときの出力結合を考える。このときの出力放射はFGC面上で

$$E_r(X, Y) = e_a^* g P_3(X, Y) F(X, -1/2 L_y) \times \exp\{-j \Phi_r(X, Y)\} \quad (15)$$

と書け、放射は連続スペクトルが許されているから

$$-\Phi_r = \Phi_o + \Phi_{rc} = \Phi_o + \Phi_2 - \Phi_1 \quad (16)$$

が正確に成立し、 $-\Phi_r \approx \Phi_2$  (収束球面波) である。 $P_3(X, Y)$  はFGCの瞳関数で、結合強度が一様なとき、放射減衰係数  $\alpha_r$  を用いてFGC領域内で

$$P_3(X, Y) = P X_3(X) P Y_3(Y), \quad P X_3(X) = 1, P Y_3(Y) = \exp(-\alpha_r Y) \quad (17)$$

と書け、FGC外では  $P_3 = 0$  である。また  $g$  は出力振幅係数で、 $P_3$  を上式のように表したときは、放射減衰係数  $\alpha_r$ 、空気側放射へのパワー分配比  $p^*$  と

$$|g|^2 = 2 \alpha_r p^* \exp(-\alpha_r L_y) \quad (18)$$

の関係があることを示すことができる。

ここで上の入力結合、出力結合の電界をそれぞれ  $E_1, E_2$  とし、電磁界の相反定理

$$\iint_S (E_1 \times H_2 - E_2 \times H_1) \cdot ds = 0 \quad (19)$$

を適用する。閉面  $S$  をFGCの導波光線に平行な狭い帯状の領域とその直下の導波層を包含する薄い直方体表面とし、 $F(X, Y)$ 、 $P X_3(X)$  は  $X$  に関して速い変化をしないとし、 $e_a, e_g$  の規格化条件を用れば、

$$F(X, -1/2 L_y) = (g/j \lambda f) P X_3(X) \times \int P Y_3(Y) \exp(j \Delta \Phi) dY \quad (20)$$

$$\Delta \Phi = \Phi_{in} - \Phi_r = \Phi_{in} + \Phi_1 + \Phi_2 - \Phi_1 \quad (21)$$

が導かれる。式(10)が  $X, X^2$  の項に関して成立しているから、上式の  $\Delta \Phi$  は  $Y, Y^2, XY$  および高次の項だけを含み、一次近似では  $Y$  のみの関数

$$\Delta \Phi \approx k(Nr' + f' - Nr - f) - (k y_2 \cos \theta / f) Y \quad (22)$$

となる。

式(9)で $-\Phi$ はFGCの結像関係で決まる導波路内像点に収束する波面を表しており、 $(x_2, y_2) = (0, 0)$ のとき以外は収差を伴っている。ここで式(9)の $Y$ の範囲を $Y \leq 0$ に拡張して、 $0 \geq Y \geq -\frac{1}{2} L_y$ ではFGCと相互作用することなく伝播し、 $-\frac{1}{2} L_y \geq Y$ では実際に励振される導波光に一致する導波光を考える。この仮想導波光の $X_3$ 軸上の電界を $U_{30}(X_3, x_2, y_2)$ とすれば、

$$U_{30}(X_3, x_2, y_2) = F(X_3, 0) \exp\{-j\Phi_0(X_3, 0)\} \\ \approx F(X_3, -\frac{1}{2} L_y) \exp\{-j\Phi_0(X_3, 0)\} \quad (23)$$

となる。そこで式(11)-(13)、(20)-(23)から、 $X_3$ 軸上で仮想的に観測されるインパルス応答は

$$U_{30}(X_3, x_2, y_2) = (g/j\lambda f) G(y_2) P X_3(X_3) \\ \times \exp(-j\frac{2\pi}{\lambda f} x_2 X_3) \exp(-j\frac{\pi N}{\lambda f} X_3^2) \quad (24)$$

$$G(y_2) = \int P Y_3(Y_3) \exp(-j\frac{2\pi \cos \theta}{\lambda f} y_2 Y_3) dY_3 \quad (25)$$

となることが分る。ここで $G(y_2)$ は入力結合の角度依存性を表している。

さらに $Y_3 = -r$ にある導波路内焦点面 $X_4$ 軸上の電界は式(24)の2次元Fresnel-Kirchhoff積分により

$$U_{40}(X_4, x_2, y_2) = (-1/\lambda f) \sqrt{jN/\lambda r} \times \\ \int \int P_3(X_3, Y_3) \exp\{-j\frac{2\pi}{\lambda f}(x_2 + \frac{Nf}{r} X_4) X_3\} \\ \cdot \exp\{-j\frac{2\pi \cos \theta}{\lambda f} y_2 Y_3\} dX_3 dY_3 \quad (26)$$

となりこれが $X_4$ 軸上で観測したインパルスレスポンスを表す。なお式(24)、(26)で $U_{30}$ 、 $U_{40}$ の本質的でない位相因子は省略した。

## 2.4 光学伝達特性

図2の $x_2 y_2$ 面に複素透過率 $R$ で表される物体が置かれたときの直後の界は $U_2' = R \cdot U_2$ であるから、このとき励振される導波光は式(24)のインパルス応答 $U_{30}(X_3, x_2, y_2)$ を用いて、 $X_3$ 軸上で

$$U_{30}(X_3) = \iint R(x_2, y_2) U_2(x_2, y_2) \cdot \\ U_{30}(X_3, x_2, y_2) dx_2 dy_2 \quad (27)$$

と書ける。 $R$ をフーリエ変換により

$$R(x, y) = \iint T(\xi, \eta) \cdot \\ \exp\{2\pi j(x\xi + y\eta)\} d\xi d\eta \quad (28)$$

と表し、式(27)に代入し、式(5)、(6)、(24)、(25)を用いれば、 $X_3$ 軸上の強度分布を表す式

$$|U_{30}(X_3)|^2 = |g P X_3(X_3)|^2 \times \\ \int \int P X_1(\lambda f \xi - X_3) P P Y(\frac{\lambda f}{\cos \theta} \eta) \\ \cdot T(\xi, \eta) d\xi d\eta \quad (29)$$

が得られる。ここで $P Y_1$ と $P Y_3$ のコンボリュ-

ションを

$$P P Y(Y) = \int P Y_1(Y-Y') P Y_3(Y') dY' \quad (30)$$

と置いた。

式(29)右辺は、空間周波数 $(\xi, \eta)$ の成分は振幅が相対的に $P X_3 \cdot P X_1 \cdot P P Y$ 倍となって伝達されることを示している。 $R$ が弱散乱物体を表すときは強度変調は近似的に振幅変調に比例し、後の2.6で述べるように $X_3$ 軸上の積分の形で検出される。このことからI O D P Uの光学伝達関数(OTF)は

$$O T F(\xi, \eta) = P P X(\lambda f \xi) P P Y(\frac{\lambda f}{\cos \theta} \eta) \quad (31)$$

$$P P X(X) = \int P X_1(X-X') P X_3(X') dX' \quad (32)$$

であることが分る。特に、瞳関数が一樣な場合( $L_x/w \ll 1$ ,  $\alpha_r L_y \ll 1$ )は規格化したOTFは

$$O T F(\xi, \eta) = (1 - |\xi|/\xi_c)(1 - |\eta|/\eta_c) \quad (33)$$

と計算され、 $X, Y$ 方向のカットオフ周波数は

$$\xi_c = L_x / f \lambda, \quad \eta_c = L_y \cos \theta / f \lambda \quad (34)$$

である。式(33)のOTFを図5に示す。

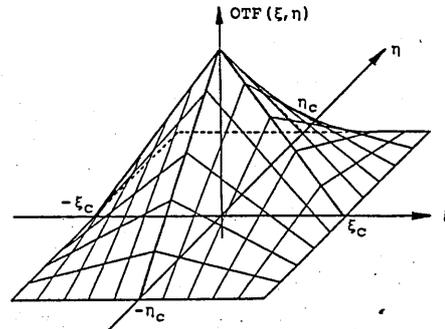


図5 瞳関数が一樣な場合の光学伝達関数

## 2.5 ディスクのフーリエ表現

ディスクのモデルとして図6に示すように光学的深さ $\phi = 2\pi d/\lambda$ 、幅 $p = a\Lambda_x$ 、長さ $q = b\Lambda_y$ の方形ビットが $x, y$ 方向にそれぞれ周期 $\Lambda_x, \Lambda_y$ で配列された反射型ディスクを考える。表面が完全反射面であるとする複素反射率 $R_0(x, y)$ はフーリエ級数により

$$R_0(x, y) = 1 + \{\exp(2j\phi) - 1\} \\ \times \sum A_m \exp(j2\pi m x / \Lambda_x) \\ \times \sum B_n \exp(j2\pi n y / \Lambda_y), \\ A_m = \sin(m\pi a) / m\pi, \quad B_n = \sin(n\pi b) / n\pi \quad (35)$$

と表され、そのフーリエ変換 $T_0(\xi, \eta)$ は

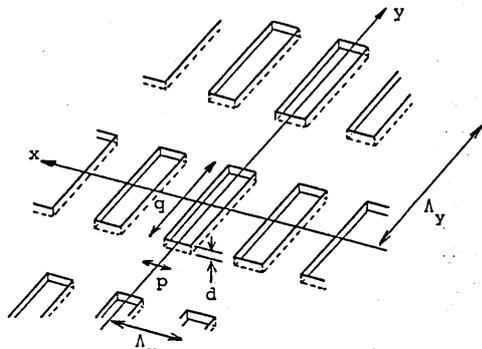


図6 光ディスクのモデル

$$T_o(\xi, \eta) = \sum T_{mn} \delta(\xi - m/\Lambda_x) \delta(\eta - n/\Lambda_y)$$

$$T_{mn} = 1 + \{\exp(2j\phi) - 1\} ab; (mn) = (00)$$

$$= \{\exp(2j\phi) - 1\} A_m B_n; (mn) \neq (00)$$
(36)

となる。Σはm, nの和をとる。ディスクがx, y方向にu, vだけ移動したときの反射率はR(x, y) = R\_o(x-u, y-v)で、そのフーリエ変換は

$$T(\xi, \eta) = T_o(\xi, \eta) \exp\{-2\pi j(u\xi + v\eta)\}$$
(37)

で与えられる。

### 2.6 出力光電流信号

式(37)のディスクがx<sub>2</sub>z<sub>2</sub>面に置かれたときのX<sub>3</sub>軸上の光強度分布は式(29), (36), (37)から

$$|U_{33}(X_3)|^2 = |g PX_3(X_3) \times \sum PX_1(\lambda f \frac{m}{\Lambda_x} - X_3) \cdot PPY(\frac{\lambda f}{\cos\theta} \frac{n}{\Lambda_y}) \cdot T_{mn} \cdot \exp\{-2\pi j(u \frac{m}{\Lambda_x} + v \frac{n}{\Lambda_y})\}|^2$$
(38)

となる。この導波光の全パワーを検出するときの光電流Jは式(38)の積分に比例する。ここでParsevalの定理によりX<sub>3</sub>軸上の全パワーはX<sub>1</sub>軸上の全パワーに等しい。すなわちこの場合の光電流Jは式(38)より

$$J = \sum \sum QX_{mn} \cdot QY_{nn} \cdot T_{mn} \cdot T_{m',n'}^* \cdot \{\exp\{-2\pi j(u \frac{m-m'}{\Lambda_x} + v \frac{n-n'}{\Lambda_y})\}\}$$
(39)

となる。ここでQX, QYは相互伝達係数であり、

$$QX_{mn} = \int PX_1(\lambda f \frac{m}{\Lambda_x} - X) PX_1^*(\lambda f \frac{m}{\Lambda_x} - X) \cdot PX_3(X) PX_3^*(X) dX$$
(40)

$$QY_{nn} = |g|^2 PPY(\frac{\lambda f}{\cos\theta} \frac{n}{\Lambda_y}) PPY^*(\frac{\lambda f}{\cos\theta} \frac{n}{\Lambda_y})$$
(41)

と表される。以後はQをQX<sub>00</sub>=1, QY<sub>00</sub>=1となるように規格化する。このときディスクの代わりに完全反射鏡が置かれたときの光電流がJ=1となるように規格化される。なお瞳関数Pが実関数のときQも実数となるが、フォーカシング誤

差、FGC収差の効果を複素数表現で解析できるので、拡張性を考え、複素数として取り扱う。

ディスクがy方向に速度Sで動いているときを考える。v=Stと置き、Jの時間tに依存しないDC成分J<sub>0c</sub>と、周波数S/Λ<sub>y</sub>の基本成分J<sub>1c</sub>を求める。式(39)に式(36)を用いると、トラッキング誤差が無く(u=0), QX, QYが実数、QY<sub>01</sub>=QY<sub>-10} (α<sub>r</sub>L<sub>y</sub>→0)のとき</sub>

$$J_{0c} = 1 - 4\sin^2\phi \{ (\sum A_m QX_{m0}) B_0 - (\sum A_m A_m \cdot QX_{mm}) (\sum B_n^2 QY_{nn}) \}$$
(42)

$$J_{1c} = -8\sin^2\phi \{ (\sum A_m QX_{m0}) QY_{01} B_1 - (\sum A_m A_m \cdot QX_{mm}) (\sum B_n B_{n+1} QY_{nn+1}) \} \times \cos(2\pi St/\Lambda_y)$$
(43)

が得られる。

次に図1のIODPUで得られるトラッキング誤差信号について考える。+X<sub>3</sub>軸上と-X<sub>3</sub>軸上の導波光パワーをプッシュプル検出した光電流Kは、式(38)の|U<sub>33</sub>(X<sub>3</sub>)|^2の+X<sub>3</sub>軸上と-X<sub>3</sub>軸上の積分の差に比例する。トラッキング誤差信号はKの低周波成分であるから、DC成分K<sub>0c</sub>をとる。瞳関数が実関数のとき、式(39), (42)の導出と同様にして、

$$K_{0c} = 4\sin\phi \cos\phi B_0 \times \sum A_m \overline{QX_{m0}} \sin(2\pi mu/\Lambda_x)$$
(44)

が得られる。ここでQXは式(40)のQXの積分を+X<sub>3</sub>軸上と-X<sub>3</sub>軸上の積分の差に置き換えたものである。

### 3. レンズ光学系との比較

瞳関数P(X, Y)をもつ通常のレンズを物点距離d<sub>o</sub>、像点距離d<sub>i</sub>で用いた場合のインパルス応答は

$$U_4(X_4, Y_4; X_2, Y_2) = \text{const.} \times \int \int P(X, Y) \exp\{-j \frac{2\pi}{\lambda d_i} (x_2 + \frac{d_i}{d_o} X_4) X\} \cdot \exp\{-j \frac{2\pi}{\lambda d_o} (y_2 + \frac{d_i}{d_o} Y_4) Y\} dXdY$$
(45)

である。<sup>9)</sup> 式(26)は式(45)に

$$P(X, Y) = PX_3(X) PY_3(Y/\cos\theta),$$

$$d_o = f, d_i = r/N, Y_4 = 0$$
(46)

を代入したものである。図2のFGC光学系はレスポンスの観点からは図7のようなレンズ光学系と等価であることがわかる。すなわち、X方向には通常のピックアップと同様に部分的コヒーレント検出系となっているが、Y方向にはこれと本質的に異なっている。導波モードの離散性に起因する入力結合の角度選択性によるフィルタ効果は、X<sub>4</sub>Y<sub>4</sub>面に幅の狭いスリットを挿入し、Y<sub>4</sub>=0の線上の強度のみを検出することと等価である。(光軸がθだけ傾いていること

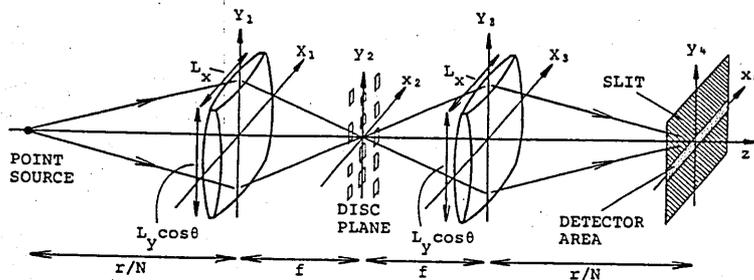


図7 IODPUと等価なレンズ光学系

はY方向開口が  $L_y \cos \theta$  となることとして表される。) これを走査型顕微鏡<sup>10)</sup>の光学系\*と比較すれば、X方向にはタイプI、Y方向には等価的にタイプII(共焦点光学系)となっており、Y方向に関しては分解能が改善されることを意味している。なお図7の光学系はスリット幅→0では受光量→0となるのに対し、IODPUではFGC入力結合効率で決まる大きな受光量が得られる点で、両者は異なる。

ここで、以下での比較の便宜のため、IODPUと同じ矩形開口を持つレンズ光学系(図7でスリットを取外した系)をSLDPU(SL: Square-aperture Lens)と略称する。また  $L_x = L_y \cos \theta = D$  のとき口径Dの円形開口を持つレンズ光学系(通常のピックアップ)をCLDPU(CL: Circular-aperture Lens)と略称する。式(31)はIODPUのOTFが瞳関数のコンボリューションで与えられることを示しており、これはレンズを用いた部分的コヒーレント検出系(及びインコヒーレント検出系)の場合<sup>1)</sup>と同様である。従って図5に示したIODPUのOTFはSLDPUのそれに等しい。一方、CLDPUのOTFは、 $\xi, \eta$ 変数分離形ではなく回転対称形である。 $\xi$ 軸上、 $\eta$ 軸上のカットオフ周波数は両者で等しいが、矩形開口の方が対角方向のカットオフが高く伝達領域が広い。これは矩形開口が4隅まで広がっているこ

\* 受光側の像面(検出器前)に空間フィルタを挿入しない光学系をタイプI、検出器前(像面)に空間フィルタ(軸対称系ではピンホール)を挿入した光学系をタイプII(共焦点光学系)と分類されている。タイプIIは投光側の集光機能と受光側の結像(集光)機能の両方を像分解に利用するものであり、前者のみを利用するタイプIに比べて分解能が改善される。

とに対応している。

IODPUの相互伝達係数、式(40)、(41)はX方向とY方向で異なる形の式となっており、これがIODPUの特徴である。SLDPUではX方向、Y方向ともに式(40)の形となる。またIODPUとSLDPUはX方向の相互伝達係数が共通であるから、4.1、4.2で述べるX方向に関する特性は両者で共通である。

#### 4. 計算結果

この節では、2で導いた数式を用いて瞳関数が一樣な場合について計算した結果について述べる。一樣な瞳関数は、投光側導波光の幅がFGCをカバーし、FGCの放射減衰係数が大きくないとき( $L_x/w < 1, \alpha_r L_y < 1$ )に、近似的に実現される。FGCの焦点距離は便宜上  $f=2$  mmとしたが、 $L_x/f, L_y/f$  が等しければ同じ結果を得る。また、 $L_x/2f, L_y \cos \theta/2f$  をそれぞれX方向、Y方向の開口数  $NA_x, NA_y$  で置換えれば近似精度は改善される。なおディスクのパラメータはコンパクトディスクのそれに近い値とした。

##### 4.1 低域応答とクロストーク

長いビットとスペースに対する低域の応答は式(43)で  $\Lambda_y \rightarrow \infty$  と置いて計算でき、 $L_y$  には依存しない。読出中のトラックにビット長:スペース長 = 1:1 ( $b=0.5$ )でビットがあり、隣のトラックにはビットがない場合の読出し信号基本波振幅の  $L_x$  依存性を図8に示す。緩やかな山形のカーブは、 $L_x=1.4$  mm近傍で光スポット幅がビット幅に整合し、大きな読出し信号振幅が得られることを表している。また、読出中のトラックにビットがなく、隣のトラックにビットがある場合の信号基本波振幅の上記振幅に対する比で定義したクロストーク比を同図

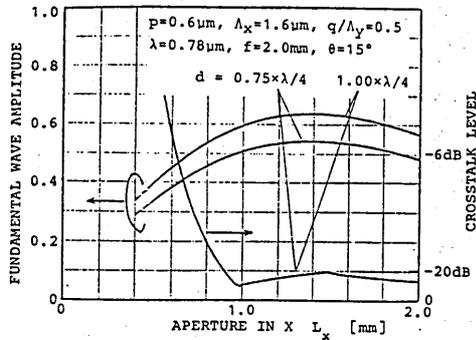


図8 低域応答とクロストークレベル

中に示す。  $L_x = 1\text{mm}$  近傍、 $1.5\text{mm}$  近傍の極小、極大は、それぞれ点像分布の谷とサイドローブが隣接トラック上に来ることに対応している。これらから  $1\text{mm} < L_x < 2\text{mm}$  の領域では  $-20\text{dB}$  以下のクロストークとほぼ最大に近い変調振幅で読出しができることが分る。

#### 4.2 トラッキング誤差信号

図9に式(44)から計算したトラッキング誤差信号を示す。この信号は  $L_x$  に依存するが、 $L_y$  には依存しない。同図より、トラッキング誤差検出感度は  $L_x$  の増加とともに単調に高くなること、 $L_x$  が  $1\text{mm}$  では信号は小さいが、 $1.2\text{mm}$  近傍から一応の信号が得られ、 $1.6\text{mm}$  以上では飽和の傾向が見られることが分る。

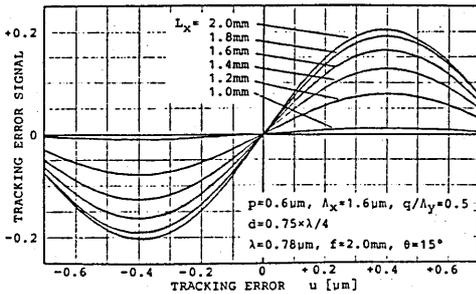


図9 トラッキング誤差信号

#### 4.3 周波数応答

ビット長：スペース長 = 1 : 1 ( $b=0.5$ ) の場合を考える、式(35)から  $n$  が 0以外の偶数のとき  $B_n = 0$  であるので、式(43)から  $J_{Ac}$  は  $QY_{01}$  に比例しこの因子以外は  $Y$  方向の空間周波数  $1/\lambda_y$  に依存しないことが分る。 $QY_{01}$  は  $\eta$  方向

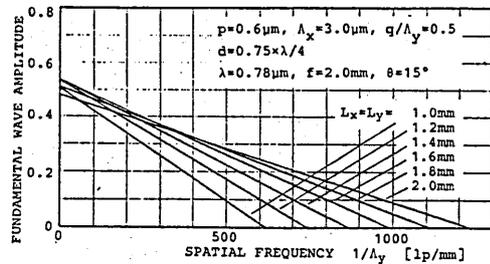


図10 周波数応答特性

の OTF と比例関係にあるので、周波数応答は図5に示した OTF の  $\eta$  軸上の断面と同形であり、4.1 で求めた低域応答と、式(34)が与えるカットオフ点  $\eta_c$  を結ぶ直線となる。図10に  $L_x = L_y$  のときの周波数応答を示す。

$Y$  方向の相互伝達係数が IODPU と SLDPU で共通でないことは3で述べたが、規格化した  $QY_{01}$  に限れば両者が共通なことが式(40)、(41)から分る。従って上に述べた IODPU の結果は SLDPU にも共通である。CLDPU では、相互伝達係数が  $X, Y$  方向で変数分離形でないので周波数応答は OTF と同形にはならないが、Hopkins の理論<sup>7)</sup> で計算した周波数応答は OTF と似た形になる。カットオフは IODPU と同じであるが、直線ではなく緩い逆S形の曲線で、中高域では IODPU の応答より小さな値をとる。この相違は3で述べたことと同様に、矩形開口のもつ4隅の開口部分が円形開口にはないことに対応している。

#### 4.4 読出し信号波形とアイバターン

図11に3種のビット配列について式(39)で計算した IODPU の読出し信号波形を太線で示す。また比較のため SLDPU の信号波形を細

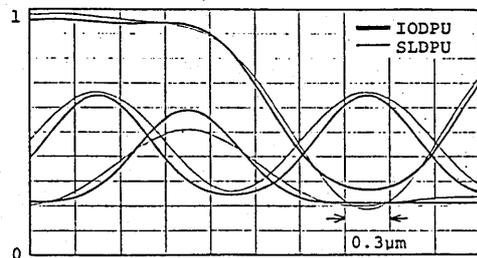


図11 IODPU と SLDPU (矩形開口レンズビックアップ) の読出し信号波形の比較

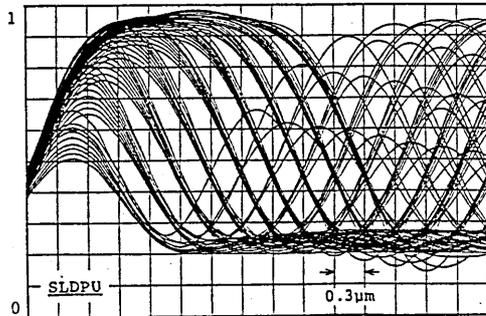
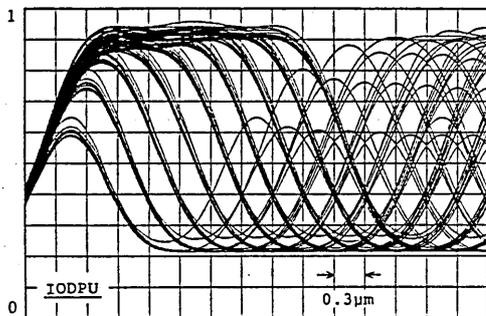


図12 IODPUとSLDPU(矩形開口レンズピックアップ)のアイパターンの比較(図11と同様のパラメータの場合)

線で示す。ビット長:スペース長=1:1のとき、4.3で明らかにしたように両者の基本波成分振幅は等しく、Peak-Peak(PP)振幅も等しい。しかし1:1以外の場合も含めたPP振幅の最小値はIODPUの方が大きく、さらに波形勾配は常にIODPUの方が大きいことが分った。図12に同様の計算結果を重畳表示したIODPUとSLDPUのアイパターンの比較を示す。SLDPUのパターンは大きなジッタを示しているが、IODPUのそれは符号間干渉とジッタが少なくSLDPUより良好なものとなっている。これらの結果から、IODPUではY方向の分解能が改善されるという走査型顕微鏡の理論からの類推が正しいことが確認された。

#### 5. むすび

光集積ディスクピックアップ(IODPU)の読出し応答を理論的に解析し、レンズを用いた通常のピックアップ(LDPU)との相違を明らかにした。IODPUでは導波モードの離

散性に起因するフィルタ効果によりLDPUに比べてビット長方向の分解能が改善される。分解能は開口増大とともに単調に高くなるので、IODPUではLDPUに比べて小さな開口数NAで必要な読出し性能を達成できる可能性があることが分った。今後、瞳関数が一様でない場合、収差や各種の作製誤差、動的誤差の影響を含めたより詳細な解析を行い、IODPUの最適設計のデータを蓄積したい。

謝辞 本研究は、文部省科学研究費補助金一般研究(B)課題番号62460136の補助を受けた。

#### 文 献

1. T.Suhara and H.Nishihara: "Integrated-optics components and devices using periodic structures," *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-22** (1986) 845-867.
2. S.Ura, T.Suhara, H.Nishihara and J. Koyama: "An integrated-optic disc pickup device," *IEEE J. Lightwave-Tech.*, **LT-4** (1986) 913-918.
3. 栖原敏明, 西原浩: "光ピックアップの光集積回路化," *O plus E*, **76** (1986) 102-108.
4. 裏升吾, 栖原敏明, 西原浩, 小山次郎: "光集積ディスクピックアップ用集光グレーティング," *信学論(C)*, **J68-C** (1985) 803-811.
5. S.Ura, T.Suhara and H.Nishihara: "Aberration characterizations of a focusing grating coupler in an integrated-optic disc pickup device," *Appl. Opt.*, **26** (1987) 4777-4782.
6. G.Bouwhuis, J.Braat, A.Huijser, J. Pasman, G.van Rosmalen and K.Schouhamer Immink: "Principles of optical disc systems," (Adam Hilger, Bristol, 1985).
7. H.H.Hopkins: "Diffraction theory of laser read-out systems for optical video discs," *J. Opt. Soc. Am.*, **69** (1979) 4-24.
8. J.W.Goodman: "Introduction to Fourier optics," (McGraw-Hill, New York, 1968).
9. 西原浩, 春名正光, 栖原敏明: "光集積回路," (オーム社, 東京, 1985) 88-100.
10. T.Wilson and C.Sheppard: "Theory and practice of scanning optical microscopy," (Academic Press, London, 1984).

輻射科学研究会資料

RS89-12

酸化物超伝導薄膜の微細加工技術  
および3端子デバイス

榎原 晃, 東野秀隆, 瀬恒謙太郎, 和佐清孝

(松下電器産業株式会社 中央研究所)

平成元年9月22日

## 酸化物超伝導薄膜の微細加工技術および3端子デバイス

榎原 晃 東野秀隆 瀬恒謙太郎 和佐清孝

(松下電器産業株式会社 中央研究所)

### 1. はじめに

最近相次いで発見された酸化物高温超伝導材料[1-4]の中には90 K を越えるゼロ抵抗温度( $T_c$ )を有するものもあり、その超伝導機構の解明だけでなく、本材料を用いた液体窒素温度またはそれ以上の温度での動作が可能な超伝導デバイスの実現に向けた研究が精力的になされている。酸化物超伝導体のデバイス化において、微細加工は、最も基本となる技術の一つである。従来から、化学的なウエットエッチングは、酸化物超伝導薄膜の微細構造形成に一般的に広く用いられてきた手法である[5,6]。最近では、ドライプロセスの適用も多く試みられてきている。不活性ガスを用いたイオンビームエッチング法 (IBE) [7,8]、反応性イオンビームエッチング法 (RIBE) [9]、反応性イオンエッチング法 (RIE) [10]、レーザー光による直接加工[11]等が酸化物超伝導体のパターン化に利用できるという報告がある。さらに、イオン注入により、選択的に結晶構造を破壊することにより、疑似的なパターン化を行なう手法[12]もある。

ところで、酸化物超伝導体は、化学的損傷に影響され易いことがよく知られている。従来、酸化物超伝導薄膜の加工プロセスにおいては、エッチングの際に生じる損傷を取り除き、超伝導特性を回復させるためにエッチングの後に高温(900℃前後)でのアニールが多くの場合行なわれてきた。[8] このような高温の熱処理を施した膜は、薄膜材料の再結晶のため



に表面平坦度やパターンエッジの形状が乱れ、加工精度の劣化を招く。また、そのような高温の熱処理が必要なプロセスでは、超伝導体の半導体電子デバイスとの集積化もきわめて困難になる。したがって、エッチングの前後で、超伝導特性の劣化が少なく、そのための熱処理を必要としないエッチングプロセスの開発が不可欠である。

I B E は、エッチングのメカニズムが完全に機械的であることから、エッチング材料に対する化学的損傷はない。また、元素の違いによるエッチングレートの違いも比較的小さく[13]、多くの種類の元素を含む酸化物超伝導体のパターン化には有効である。さらに、極めて異方性の高いエッチングが可能であるためマスクパターンの転写の精度は非常に高い。したがって、I B E は、酸化物超伝導体の微細加工には、非常に有効な手法であると期待される。

酸化物超伝導体のデバイスへの応用に関しては、今までに、SQUID [12,14]、3端子デバイス[15,16]、あるいは、光検出[17,18]などの研究が行われてきた。今回の超伝導体は、コヒーレント長が2~3 nmと言われており[19]、S I S構造のトンネル型ジョセフソン接合を作製するためには、絶縁体の厚さもその程度にする必要があり、作製はきわめて困難である。従来は、超伝導体の成長の際に自然にできる粒界を利用した、粒界接合が利用されてきたが[20]、この方法は再現性に乏しい。また実際には、超伝導性の弱い短かなリンク部で接合されたいわゆる弱結合型ジョセフソン接合となっている場合が多く、酸化物超伝導体を用いた厳密なトンネル型接合の形成はまだ成されていない。再現性の優れた接合の形成方法の開発が望まれている。また、作製困難なジョセフソン接合は利用せず、いわゆるクーパー対と準粒子との間の非平衡状態を利用した電荷注入型3端子素子[16]なども研究されている。さらに、酸化物超伝導体はギャップエネルギーが大きいことから、従来の金属超伝導体に比べて、より短波長の電磁波の検出やミキシング[21]に利用できる可能性がある。

本研究では、はじめに、Arガスをを用いたIBEを、酸化物超伝導膜の微細加工に適用した。まず、ネガ型フォトリソとの組合せにより、2  $\mu\text{m}$  幅の超伝導線路を形成し、加工後の熱処理などを行なうことなく良好な特性を示すことを確認した[7]。さらに、電子ビーム描画法を用い、サブミクロン配線パターンを作製し、その超伝導特性を観測した[22]。次に、この加工技術を用い、新しい3端子デバイスである熱制御型可変臨界電流ジョセフソン素子を作製し、その基本的な動作を確認した[23]。

## 2. Ar IBEによる酸化物超伝導薄膜の微細加工

### 2-1. 2 $\mu\text{m}$ 幅超伝導線路の作製

本実験で使用したIBE装置の概略図を図1に示す。大口径のイオンビームが得られることを特徴とするカウフマン型のイオン源を利用している。試料台は、イオンの入射角を調節するために、傾けることが可能であり、また、エッチング中は約10  $^{\circ}\text{C}$  に水冷されている。

エッチングの際のマスク材料として、本実験ではネガ型フォトリソト OMR (東京応化) を採用した。今回の酸化物超伝導体が、化学的に不安定であり、水に対してでさえ化学的な損傷を受けることが知られている。本レジストは合成ゴム系のもので現像液やリンス液に有機溶剤が使える。したがって、通常のポジ形レジストが現像及びリンスの行程で多量の水溶液を必要とするのに比較して、酸化物超伝導体のためのレジスト材料としては適当である。

図2には、 $\text{GdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ 膜および $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ 膜のエッチングレートを入射Arイオンの加速電圧に対して測定したものを示す。ここで、イオン電流密度は570  $\mu\text{A}/\text{cm}^2$ 、圧力は試料付近で $10^{-4}$  torrとした。1 kV以下ではエッチングレートは加速電圧と共に増加するが、1 kV付近で最大値をとり、それ以上ではむしろ減少している。これは、1 kV以上の加速電圧

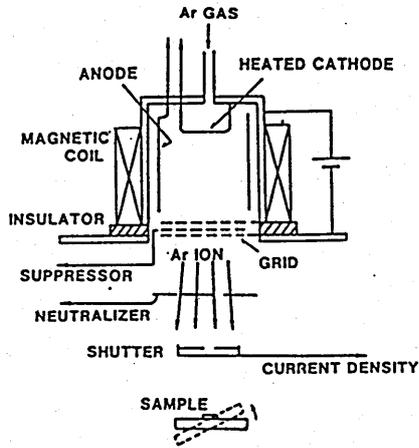


図1 Ar IBE装置

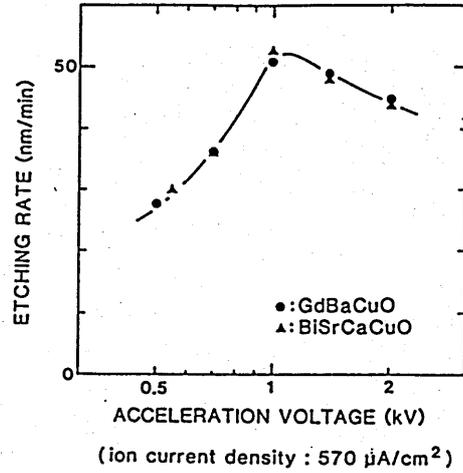


図2 加速電圧に対するエッチングレート

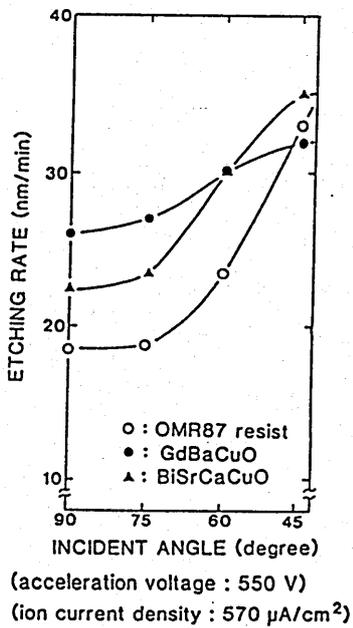


図3 イオン入射角度に対するエッチングレート

表1 酸化物超伝導薄膜の作製条件

作製法	高周波マグネトロンスパッタリング
ターゲット (100mm $\phi$ )	組成比: $\text{Gd}_1\text{Ba}_2\text{Cu}_{4.5}\text{O}_x$ $(\text{Er}_1\text{Ba}_2\text{Cu}_{4.5}\text{O}_x)$
基板	MgO (100)
基板温度	650 $^{\circ}\text{C}$
雰囲気	Ar (60%) + O (40%), 0.4 Pa
高周波電力	150 W
堆積率	~20 nm/min

では入射イオンが膜中に深くまで侵入しまい、そのため表面の原子のスパッタ率が減少するものと考えられる。したがって、この領域では、もしも超伝導体に直接 Ar イオンが照射された場合、それによる物理的損傷は比較的深くまで及ぶものと考えられる。したがって、エッチングの損傷を最小限に抑えるためには、1 kV 以下の加速電圧を選ぶことが望ましいものと考えられる。また、図より  $\text{GdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  と  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$  の間にエッチングレートの差がほとんどないこともわかる。これは、エッチングのメカニズムが機械的で、材料の種類の影響をあまり受けないことを示している。Ar IBE は、Tl系等の他の酸化物超伝導体のエッチングにも適用できるものと考えられる。

次に酸化物超伝導薄膜のエッチングレートの入射角 ( $\theta$ : 試料表面に対する入射ビームの角度) 依存性を調べたものを図 3 に示す。フォトレジスト OMR のレートも同じ図に示す。エッチングの際の加速電圧は 550 V、その他の条件は先と同様である。図より  $\theta$  の減少に従って、レートは増加しており、スパッタエッチングの典型的な特性を示している。また、 $60^\circ$  以上の  $\theta$  に対しては、レジストのレートは、両薄膜のそれに対して常に小さい。したがって、この範囲では、膜と同程度かそれ以上の厚さのレジストをエッチングマスクに利用すれば、酸化物超伝導薄膜のパターン化が十分可能であることがわかる。

実際の微細加工のために使用する試料には、 $\text{MgO}$  単結晶基板に、高周波マグネトロンスパッタリングにより形成した  $\text{GdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  薄膜を利用した。膜形成の際の基板温度は  $650^\circ\text{C}$  とし、形成後、熱処理などは行っていない。作製条件の詳細を表 1 に示す。膜厚は 500 nm で、結晶学上の  $c$  軸は膜表面に対して垂直に配向していることを、X線回折像の観測によって確認している。また、作製後の膜の抵抗の温度変化を図 4 の実線で示す。ゼロ抵抗温度 ( $T_c$ ) は 77 K、オンセット温度  $T_{c0n}$  は 91 K であった。

本実験で採用した超伝導膜のパターン化の行程を以下に述べる。

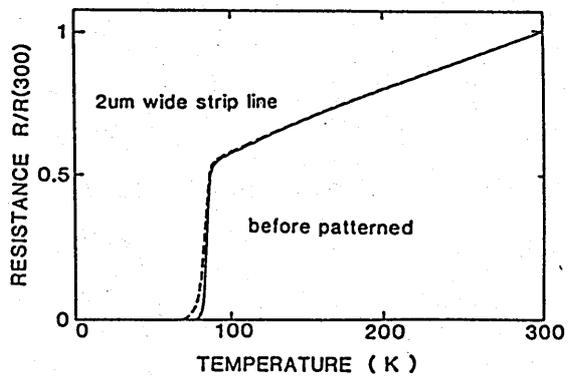


図4 2 μm 幅線路にエッチングする前後での抵抗率の温度変化

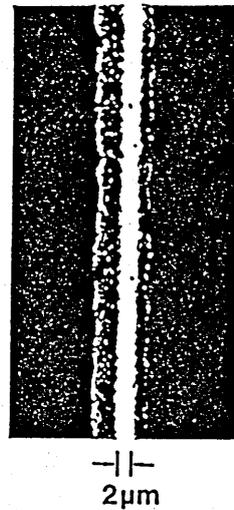


図5 2 μm 幅超伝導線路のSEM写真

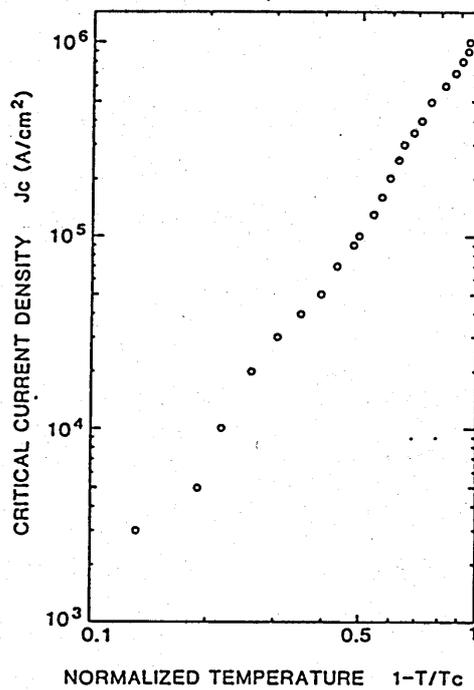


図6 2 μm 幅超伝導線路の臨界電流密度の温度変化

☼

GdBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-x</sub> 膜の表面に OMRレジストをスピコートし、95 °C、30 分間プリベークを行なう。Cr マスクを用いた、接触露光により UV 光の照射を行ない、現像の後、95 °C、1 時間のポストベークを行なう。この状態で、レジストの厚さは約 1 μm である。そして、この試料を、θ が 60° でエッチングを行ない、最後に、1,1,1-トリクロロエタンによりレジスト膜を溶解させ、剥離する。

GdBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-x</sub> 膜は、はじめに、10 μm 幅で 100 μm 長のストリップラインに加工し、超伝導特性を測定した。その後、同じエッチングプロセスを利用してこのストリップラインを、さらに 2 μm 幅にエッチングした。図 5 に 2 μm 幅にエッチングした後の超伝導ストリップ線路の走査電子顕微鏡(SEM)写真を示す。ストリップ線路両側にある MgO 基板表面の盛り上がりは、2 度目のエッチングの際に 10 μm 幅のストリップ線路がエッチングマスクとして働いたためにエッチングされずに残ったものである。10 μm 幅ストリップ線路の抵抗の温度変化は、加工前 (Fig. 2 の実線) とほぼ変化はなかった。2 μm 幅ストリップ線路の抵抗の温度変化は図 4 の破線で示されている。アニールなどの熱処理は行なっていないにもかかわらず、抵抗の温度変化に関しては顕著な変化は認められない。

ゼロ抵抗温度 (T<sub>c</sub>) は、2 μm 加工前 77 K であったものが、加工後 69 K 低下した。しかし、10 μm 加工の前後では変化がなかった。また、T<sub>c0n</sub> (91 K) は、2 度のエッチングの前後で、変化はなかった。本測定では、試料表面に形成した金蒸着膜を電極に用い、通常の 4 端子法で行なった。試料温度は金鉄クロメル熱電対で計測した。また、T<sub>c</sub> は、ストリップ線路に 5 μA の電流を流したときに、線路の両端に 2.5 μV の電圧が生じる温度とした。

図 6 には、磁界を印加しない時の臨界電流密度 (J<sub>c</sub>) と規格化した温度 (1-T/T<sub>c</sub>) との関係を示している。ここで、J<sub>c</sub> は線路を流れる電流を線路の断面積で割った値を用いている。図より、J<sub>c</sub> は近似的には、

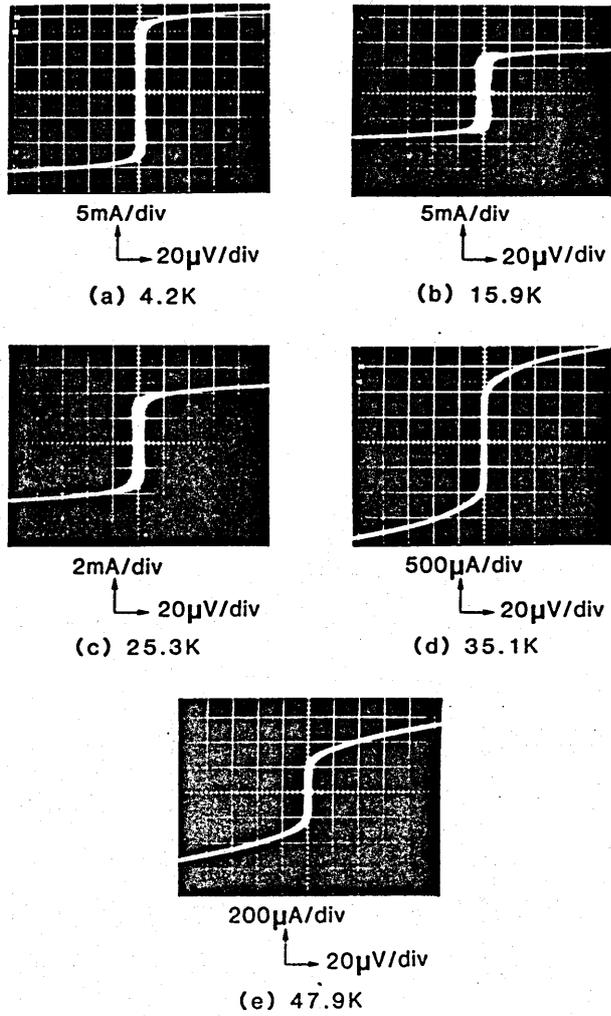


図 7 2  $\mu\text{m}$  幅超伝導線路の電流・電圧特性

$(1-T/T_c)^2$  に比例していることがわかる。また、4.2 K での  $J_c$  は  $10^6$  A/cm<sup>2</sup> であった。図 7 には、2  $\mu$ m 幅ストリップ線路のゼロ磁場における電流・電圧特性をいくつかの温度で測定したものである。ここで、1 mA の電流は  $10^5$  A/cm<sup>2</sup> の電流密度に対応している。測定には、85 Hz で、正弦波的に変調された電流源を用いた。ただし、測定は 300 °C で 3 時間の酸素雰囲気中でのアニールの後に行なった。このアニールによって、 $T_c$  には変化がなかったが、同図(a)からわかるように 4.2 K での  $J_c$  は  $1.3 \times 10^6$  A/cm<sup>2</sup> に向上した。

2  $\mu$ m 幅エッチングの前後で  $T_c$  は 8 K 減少したが、これはエッチングによる損傷か、あるいは、膜質の不均一による影響と考えられる。しかし、10  $\mu$ m 幅線路のエッチングの際には  $T_c$  の劣化は認められなかったこと、また、2  $\mu$ m 幅の線路が比較的大きな  $J_c$  を有していることなどを考え合わせると、この  $T_c$  の低下は、主として膜質の不均一によるものではないかと考えられる。

## 2-2. 電子ビーム描画法によるサブミクロン加工

さらに微細なパターンの作製のためには、今までのフォトリソグラフィの利用では、精度に限界がある。そこで次に、電子ビーム描画法を用いてサブミクロン配線パターンを作製した。試料には、表 1 の条件で作製した  $\text{ErBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  超伝導薄膜を用いた。超伝導膜上に直接、電子ビームレジスト PMMA (0.6  $\mu$ m 厚) をスピコートし、0.5 mm 長で 0.5  $\mu$ m のラインアンドスペースパターンを電子ビームで描画した。現像後、ArIBE を用い、超伝導膜をパターン化した。エッチング条件はさきの 2  $\mu$ m 幅線路形成の際と同様である。図 8 に、加工後の電子顕微鏡写真を示す。レジストと超伝導膜との選択比の関係で、超伝導膜表面も幾分エッチングされ、最終的な膜厚は 350 nm となった。加工後に、300 °C 3 時間、酸素中でアニールを行なった。図 9 に、加工後、および、アニール後の超伝導

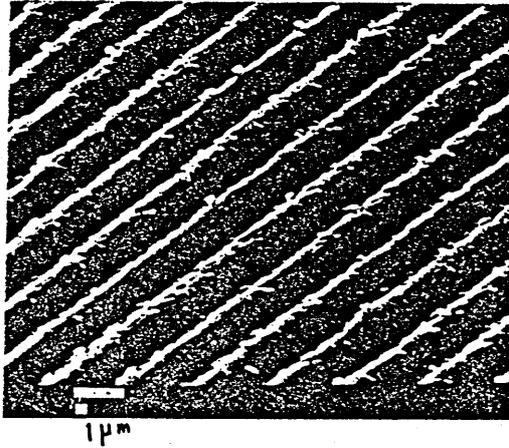


図8 サブミクロン配線のSEM写真

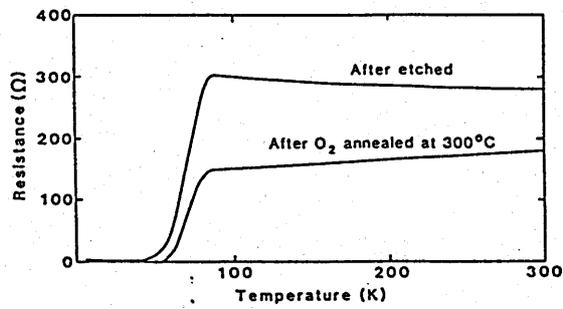


図9 サブミクロン配線のアニール前後での抵抗の温度変化

線路の抵抗の温度変化を示す。抵抗測定では、先ほどのフォトリソプロセスを利用して部分的にパターンの幅をエッチングにより制限し、12本のラインのみに測定電流が流れるようにしている。図からわかるように、加工直後はゼロ抵抗は示さなかったが、アニールにより  $T_c = 54 \text{ K}$  を示し、4.2 K での臨界電流は 2 mA であった。超伝導性が、300 °C 程度の低温のアニールで回復していることから、加工後の特性の劣化は、結晶構造の破壊によるものではなく、結晶中の酸素のみが一部離脱したことによるものと考えられる[24].

### 3. 熱制御型可変臨界電流ジョセフソン素子

酸化物超伝導体を用いたジョセフソン接合では、従来、粒界を用いたものが多く、再現性のよいジョセフソン接合の形成がきわめて困難であった。また、微細パターンによって、ブリッジ型のジョセフソン接合をつくるためには、超伝導体のコヒーレント長程度の寸法の加工が必要となり、酸化物超伝導体（コヒーレント長：2~4 nm）では事実上不可能に近い。ここでは、特殊形状のマイクロヒータによる熱で臨界電流値を制御するジョセフソン素子を提案し、試作評価を行なった。素子作製後に、熱的に接合部の超伝導性を弱めることにより、従来の加工精度でも、再現性よくジョセフソン接合を実現すると共に、ヒータ電流によって超伝導電流を制御する電流制御素子としての機能をも有するものである。

#### 3-1. 素子の作製

素子の構成を図10に示す。表1の条件で作製した  $\text{ErBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  超伝導薄膜を、先の 2  $\mu\text{m}$  幅線路加工と同じプロセスで図のような 10  $\mu\text{m}$  幅 Dayem ブリッジ形状に加工した。その後、300 °C、3 時間酸素中でアニールを行なった。このブリッジ上に電気絶縁層として、 $\text{Ta}_2\text{O}_5$  膜(150 nm

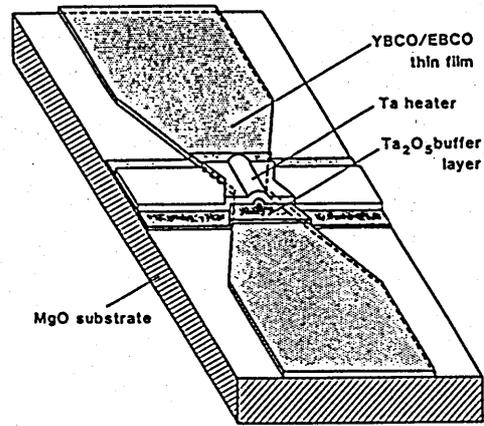


図 1 0 熱制御型可変臨界電流ジョセフソン素子の構成

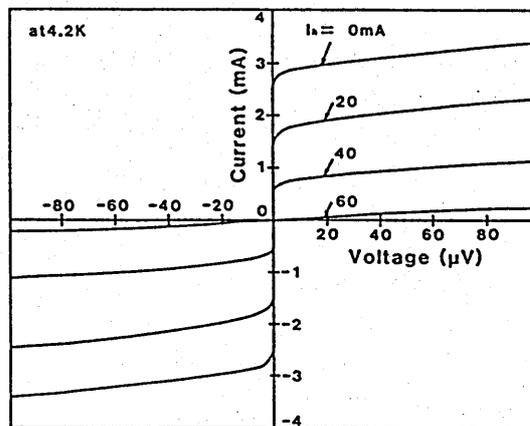


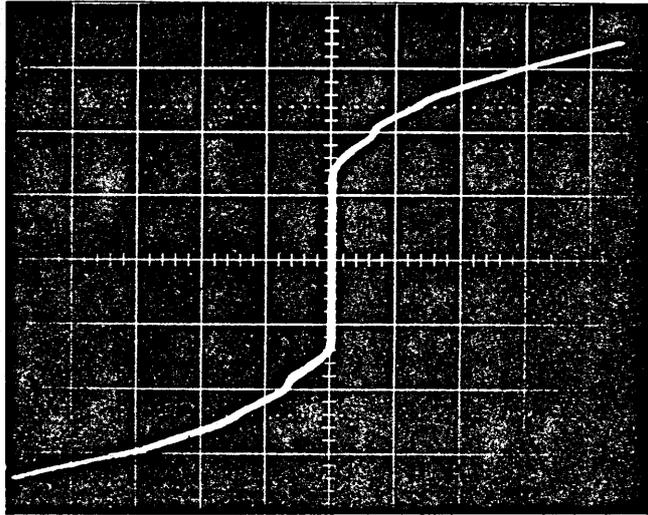
図 1 1 素子の電流・電圧特性

厚) をスパッタで形成した。次に、リフトオフ法により Ta マイクロヒータを作製した。超伝導膜を、ポジレジストの現像液に直接触れないように、保護層としてネガ形レジスト(120 nm 厚)をスピコートした後、ポジ形レジスト(MP1400)を 850 nmコートし、80 °Cで 25 分間プリベークを行ない、露光現像を行なった。その後、下のネガ形レジストを酸素プラズマアッシングにより除去した後、400 nm 厚の金属 Ta を高周波スパッタリングにより堆積させた。アセトン中に浸してリフトオフし、図のように、幅 10  $\mu\text{m}$ のブリッジの中央部に高さ 0.5  $\mu\text{m}$  長さ 2  $\mu\text{m}$  のエアブリッジ形状の Ta マイクロヒータを形成した。

### 3-2. 特性評価

素子の電流・電圧特性は、液体ヘリウム温度(4.2 K)で測定した。図 1 1 に、Ta ヒータに流す電流  $I_h$  をパラメータにとった特性を示す。 $I_h = 0$  の時の臨界電流  $I_{c0}$  は 2.6 mA であった。臨界電流密度に直せば、約  $3.3 \times 10^4 \text{ A/cm}^2$  となる。図 1 2 には、ヒータに流す電流  $I_h$  にたいする臨界電流  $I_c$  の変化を示す。 $I_c$  は  $I_h$  にほぼ直線的に変化し、 $I_h = 55 \text{ mA}$  で、超伝導電流が観測されなくなる。このときの  $I_c/I_h$  を電流制御効率  $\varepsilon$  と定義すると、今回の素子は  $\varepsilon = 0.05$  であった。かりに臨界電流密度が  $7 \times 10^5 \text{ A/cm}^2$  以上の薄膜を用いた場合には、 $\varepsilon > 1$  の素子が実現でき、高効率な電流制御が可能であるものと予想される。また、Ta ヒータの抵抗を大きくすることにより、さらに効率の改善が期待できる。

次にジョセフソン効果確認のために、素子にマイクロ波の照射を行なった。図 1 2 には  $I_h = 27 \text{ mA}$  の時に 6.2 GHz のマイクロ波注入により観測されたシャピロステップを示す。このステップは、 $I_h$  が 27 mA 付近でのみ観測された。ステップの位置は 12.8  $\mu\text{V}$  と 25.6  $\mu\text{V}$  である。電流ステップの高さは、 $I_h$  を変えることにより変化した。マイクロヒータに電流を流すことによって生じる温度分布により、エアブリッジ近辺の非常に微



$I_h = 27\text{mA}$   
 $f = 6.2\text{GHz}$   
 $\updownarrow I: 0.5\text{mA/div}$   
 $\leftrightarrow V: 20\mu\text{V/div}$

図12 マイクロ波を照射した時の  
電流・電圧特性

小さな領域のみが超伝導電流路となることによって、ジョセフソン接合の特性が観測されるものとする。

#### 4. まとめ

Arイオンビームエッチング (IBE) を酸化物超伝導薄膜の微細加工プロセスに適用した。MgO 単結晶基板上に 650 °C で形成した  $GdBa_2Cu_3O_{7-x}$  薄膜 (500 nm 厚) を、加速電圧 550 V でエッチングし、幅 2  $\mu\text{m}$ 、長さ 100  $\mu\text{m}$  のストリップ線路を作製した。エッチング後の熱処理などを行なわないにもかかわらず、この線路はゼロ抵抗温度 69 K、4.2 K での臨界電流密度  $10^6 \text{ A/cm}^2$  を示した。エッチングによる損傷は小さいものと予想される。

さらに、微細な構造形成のために、電子ビーム描画法を用い、0.5  $\mu\text{m}$  ラインアンドスペースのサブミクロン配線パターンを形成した。300 °C の低温酸素アニールの後 54 K の  $T_c$  が観測された。これらの結果から、Ar IBE法は酸化物超伝導薄膜の微細加工プロセスにとって有効な手段であることがわかった。

次に、この技術を用いて、新しい超伝導デバイスである、熱制御型臨界電流可変ジョセフソン素子を試作し、特性の評価を行なった。この素子は、ヒータ電流により高効率な電流制御が可能であることがわかった。また、ヒータ電流を適当に設定することによって、従来の加工精度でも、再現性よくジョセフソン接合が実現できることがわかった。これにより、特性を微調整可能なマイクロ波、ミリはミキサーや検出器などに利用できるものと考えられる。

## 参考文献

- [1] J. G. Bednorz and K. A. Müller: Z. Phys. B64 (1986) 189.
- [2] M. K. Wu, J. R. Ashburn, C. J. Torng, P. H. Hor, R. L. Meng, L. Gao, Z. J. Huang, Y. Q. Wang and C. W. Chu: Phys. Rev. Lett. 58 (1987) 908.
- [3] H. Maeda, Y. Tanaka, M. Fukumoto and T. Asano: Jpn. J. Appl. Phys. 27 (1988) L209.
- [4] Z. Z. Sheng and A. M. Hermann: Nature 332 (1988) 138.
- [5] Y. Enomoto, T. Murakami, M. Suzuki and K. Moriwaki: Jpn. J. Appl. Phys. 26 (1987) L1248.
- [6] M. Tonouchi, Y. Sakaguchi and T. Kobayashi: Jpn. J. Appl. Phys. 27 (1988) L98.
- [7] A. Enokihara, H. Higashino, K. Setsune, T. Mitsuyu and K. Wasa: Jpn. J. Appl. Phys. 27 (1988) L1521.
- [8] H. Tsuge, S. Matsui, N. Matsukura, Y. Kojima and Y. Wada: Jpn. J. Appl. Phys. 27 (1988) L2237.
- [9] S. Matsui, N. Takado, H. Tsuji and K. Asakawa: Appl. Phys. Lett. 52 (1988) 1.
- [10] J. W. C. de Vries, B. Dam, M. G. J. Heijman, G. M. Stollman, M. A. M. Gijs, C. W. Hagen and R. P. Griessen: Appl. Phys. Lett. 52 (1988) 1904.
- [11] J. P. Zheng, H. S. Kim, Q. Y. Ying, R. Barone, P. Bush, D. T. Shaw and H. S. Kwok: Appl. Phys. Lett. 55 (1989) 1044.
- [12] R. H. Koch, C. P. Umbach, G. J. Clark, P. Chudhari and R. B. Laibowitz: Appl. Phys. Lett. 51 (1987) 200.
- [13] A. Enokihara, H. Higashino, S. Kohiki, K. Setsune and K. Wasa: Jpn. J. Appl. Phys. 28 (1989) L452.

- \*
- [14] H. Nakane, Y. Tarutani, T. Nishino, H. Yamada and U. Kawabe: Jpn. J. Appl. Phys. 26 (1987) L1925.
- [15] H. Higashino, A. Enokihara, K. Mizuno, K. Setsune and K. Wasa: 6th International Workshop on Future Electron Devices in Shikabe (Hokkaido) (1988) p. 257.
- [16] T. Kobayashi, K. Hashimoto and M. Tonouchi: Abstr. Appl. Superconductivity Conf. in San Francisco, (1988) 22.
- [17] Y. Enomoto and T. Murakami: Appl. Phys. Lett. 59 (1986) 3807.
- [18] M. Leung, P. R. Broussard, J. H. Claassen, M. Osofsky, S. A. Wolf and U. Strom: Appl. Phys. Lett. 51 (1987) 2046.
- [19] Y. Hidaka, M. Oda, M. Suzuki, A. Katsui, T. Murakami, N. Kobayashi and Y. Muto: Physica 148 B (1987) 329.
- [20] H. Tanabe, S. Kita, Y. Yoshizako, M. Tonouchi and T. Kobayashi: Jpn. J. Appl. Phys. 26 (1987) L1961.
- [21] H. K. Olsson, W. R. McGrath, T. Claeson, S. Eriksson and L. G. Johansson: J. Appl. Phys. 62 (1987) 4923.
- [22] 東野, 榎原, 水野, 三露, 和佐: 1988年春季応用物理学会講演予稿集 30p-S-10.
- [23] 東野, 榎原, 水野, 三露, 瀬恒, 和佐: 1988年秋季電子情報通信学会講演予稿集SC-3-4.
- [24] A. Enokihara, H. Higashino, K. Setsune and K. Wasa: International Superconductivity Electronics Conference in Tokyo PR-3 (1989) p. 455.

輻射科学研究会資料  
(RS89-13)

# 高能率誘電体装荷 アンテナの実験

津川哲雄<sup>†</sup> 杉尾嘉彦<sup>‡</sup> 牧本利夫<sup>‡</sup>  
大阪工業大学<sup>†</sup> 摂南大学<sup>‡</sup>

日時：1989年12月8日（金）  
会場：摂南大学7号館（第3会議室）

# 高能率誘電体装荷 アンテナの実験

津川哲雄 杉尾嘉彦 牧本利夫  
大阪工業大学 摂南大学

あらまし

この論文は、有限の大きさのグラウンド板と、有限の大きさの誘電体板との間に波源を置くことによって利得を増加させることについて述べたものである。直方体の誘電体を用いた場合に、正面に対して直角な方向の断面の寸法を $1.375\lambda_0 \times 1.375\lambda_0$  ( $\lambda_0$ は空間波長)とし、厚みを $1.7\lambda_0$ として誘電体とグラウンド板との間隔を $0.08\lambda_0$ とすることにより、利得において17dB、開口効率 210%のアンテナを得ることが出来る。

また、素子間隔の広い波源列、たとえば、バッチ・アレイなどに誘電体を装荷して各素子の利得を高めることにより グレイディング・ローブを抑えることが出来ること等について述べる。

はじめに

グラウンド板と、これに平行な半透過板、たとえば、誘電体板、金属格子等の間に波源を置くことによって、利得を増加させることが出来る。(1)-(4) 筆者らは無限構造のグラウンド板と誘電体板の間隔 $h$ が $n\lambda_0/2$  ( $n=1,2,3,\dots$ )で、誘電体の厚みが $m\lambda_0/4\sqrt{\epsilon_r}$  ( $m=1,3,5,\dots$ )において電力利得が正面方向において比誘電率倍になることを示した。ここに $\epsilon_r$ は比誘電率である。(3)-(4)

この論文では誘電体とグラウンド板を有限構造として、誘電体は低誘電率のものを用いることにより利得を増加させることが出来ることを示す。

低誘電率のものを使ったロッドアンテナは広く研究されているが、これらは表面波だけを利用している。(7)-(8) そのロッドの断面の直径は1波長より小さく、長さは数波長である。ここに示すアンテナは厚みが誘電体のグラウンド板に平行な断面積の平方根か、あるいはそれよりも少し大きいめの誘電体を使用している。たとえば、導波管の開口面にグラウンド板を取り付けたものを波源とすると、誘電体の比誘電率が2の場合、その一辺が $1\sim 3\lambda_0$ のほぼ立方体において

高利得が得られる。この場合には、グラウンド板と誘電体板の間隔  $h$  は  $0.08 \sim 0.2\lambda_0$  において整合性がよくなる。周波数帯域幅はその波源の帯域幅を維持するか、あるいはそれ以上に広くなる。一辺を  $D_1$  とする正方形のグラウンド板に平行な誘電体の寸法を  $D_2 \times D_2$  とした場合、 $D_1 = D_2 = 1 \sim 2.5\lambda_0$  としたアンテナの利得は、 $D_1$  だけを大きくしてもほぼ  $0.5\text{dB}$  くらい増加する程度である。

このタイプのアンテナはレンズアンテナや、キャビティアンテナではない。しかし、これはキャビティアンテナ、ロッドアンテナや誘電体カバードアンテナ<sup>(4)</sup>の性質をもっている。

平面配列にした場合は素子間隔を  $1.6\lambda_0$  にするとグレイディング・ローブのレベルをメイン・ローブより約  $15\text{dB}$  抑えられる。素子間隔を  $1.3\lambda_0$  にするとグレイディング・ローブはほとんど消滅する。

#### 実験結果

グラウンド板と誘電体の間に置かれる波源は、たとえば、マイクロストリップ・アンテナ、スロットアンテナ、ダイポールやスパイラルアンテナ等でもよいが、ここでは基本的に開放導波管 (WRJ-10) を用いた。これは加工が簡単で再現性が良く、周波数帯域幅が広いからである。装荷される誘電体はその形状を Fig.1 に示すように直方体とし、その寸法は  $D_2 \times D_2 \times t$  で材質はポリプロピレン ( $\epsilon_r = 2, \tan \delta = 0.0003$ ) を用いた。

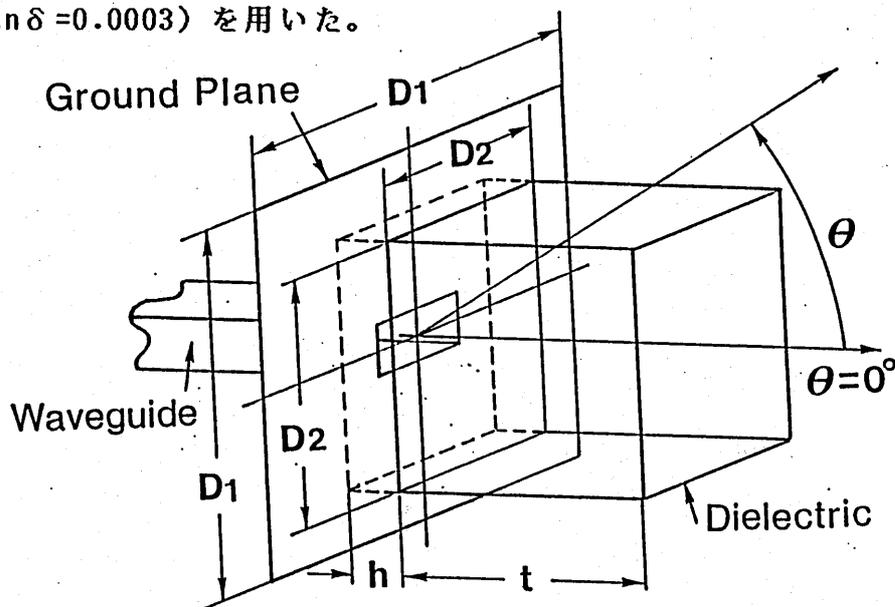


Fig. 1 誘電体の構造

Fig.2 は  $D_2 (= D_1)$  をパラメータとして誘電体とグランド板の間隔を半波長とした11.85(GHz)時の誘電体厚に対する利得の変化を示すものである。Fig.2 (a) の  $D_2 = 4\lambda_0$  においては誘電体厚  $t$  が  $m\lambda_0 / 4\sqrt{\epsilon_r}$  ( $m=1,3,5,\dots$ ) において利得の大きさが周期的に変化しているのが分かる。これは誘電体とグランド板が無限に広い場合<sup>(3)-(4)</sup> に生ずる現象を示しており、放射源はリーキーウェーブが支配的になっている。この場合にはリーキーウェーブが正面方向に放射される。

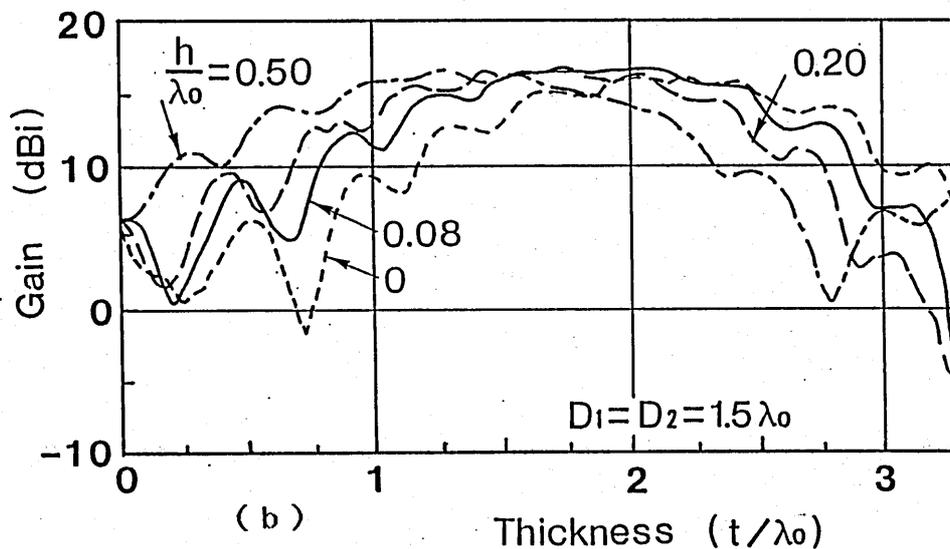
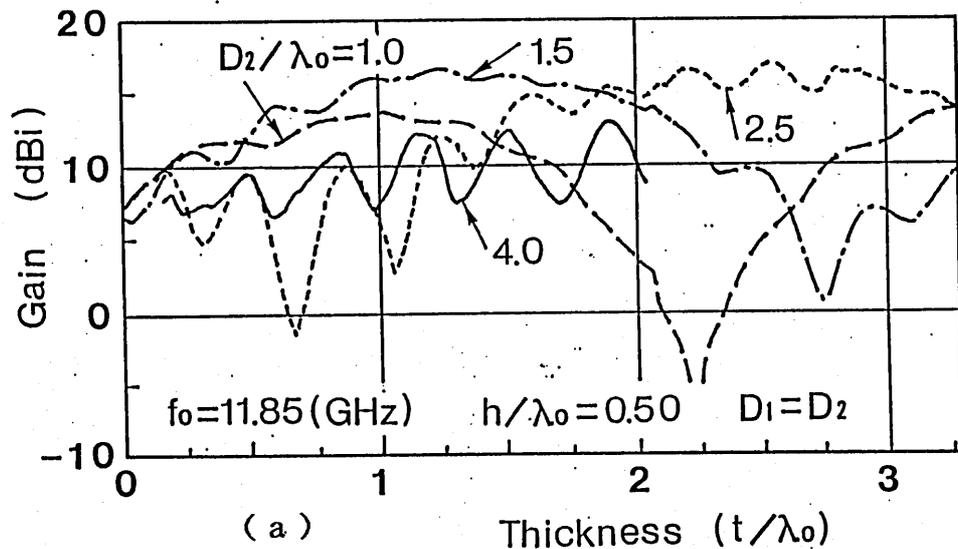


Fig. 2 (a) 誘電体の断面の大きさをパラメータとした誘電体の厚みに対する利得特性  
 (b) 誘電体とグランド板の間隔  $h$  をパラメータとした誘電体の厚みに対する利得特性

Fig.2 (b) から分かるように  $\epsilon_r=2, t=D_1=D_2$  においては  $h=0$  の場合を除いて利得が最大値に近いところで  $h$  に無関係になる点があり、間隔  $h$  のそれぞれの場合において最大利得を得るためには、間隔  $h$  を小さくすれば誘電体の厚み  $t$  を大きくしなければならないことが分かる。また、 $t=2D_1=2D_2$  において周期的にヌル点を持っている。

Fig.3 において誘電体を円柱状（円柱の軸方向を正面方向に一致させる）とし、その断面積を直方体の断面積  $D_2 \times D_2$  に等しくして誘電体の厚み  $t$  に対する利得変化を求め、直方体のものと比較した。

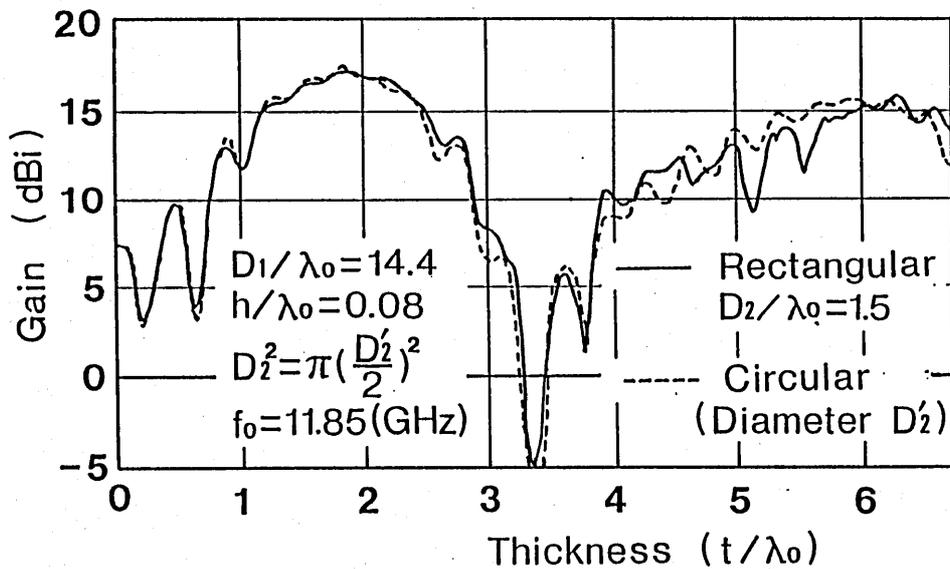
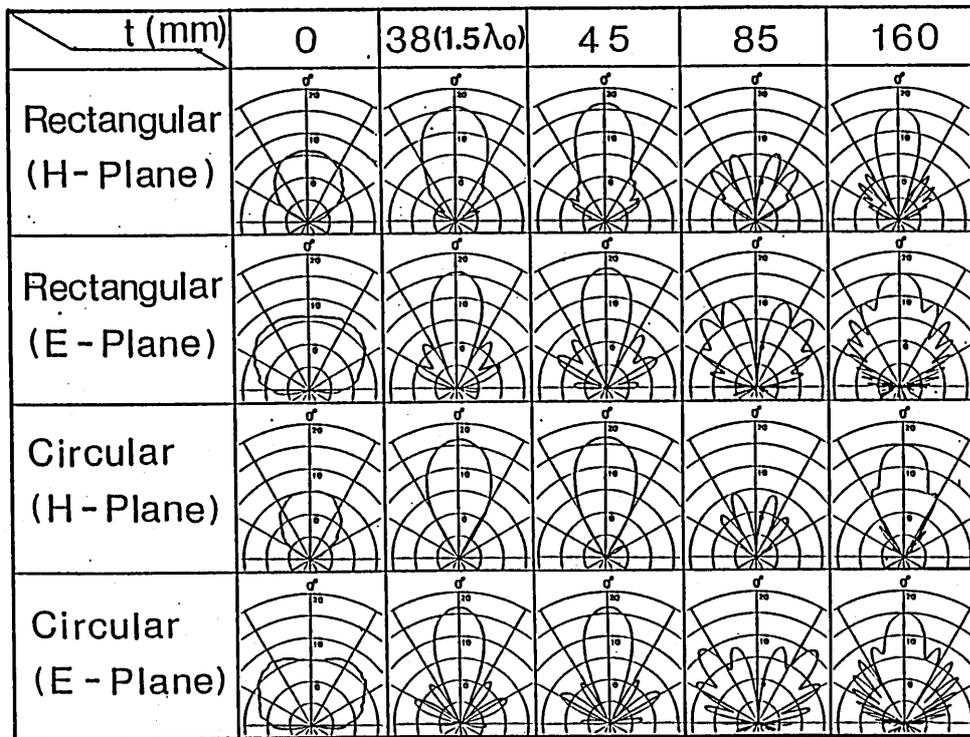


Fig. 3 誘電体の形状による利得の比較

Fig.4 は誘電体が直方体の場合と円柱の指向性を比較したものである。これによるとH面方向の指向性においては円柱を使用した場合にサイド・ローブが幾分小さくなっていることが分かる。Fig.3, Fig.4 から分かるように、誘電体の形状を直方体にしても円柱状にしてもその利得はそれらの断面積が等しければ余り変わらないことがわかる。なお、Fig.3 のデータは  $D_1=14.4\lambda_0$  の場合のものである。また、グランド板の大きさを大きくしても、利得は最大 0.5dB ほど大きくなる程度である。

Fig.5 は誘電体の寸法  $D_2$  に対する最高利得と、開口効率を示したものである。このFig.5とFig.2 (a) から、ほぼ  $D_2=t=2.5\lambda_0$  において最大利得が得られることが分かる。 $D_2$  が  $1\sim 2.5\lambda_0$  にお



$D_1 = D_2 = 1.5\lambda_0$ ,  $D_2 = 2D_1/\sqrt{\pi}$ ,  $h = 0.08\lambda_0$   
 $f_0 = 11.85$  (GHz), Scale: -10 ~ 20 (dBi)

Fig. 4 誘電体の形状による指向性の比較

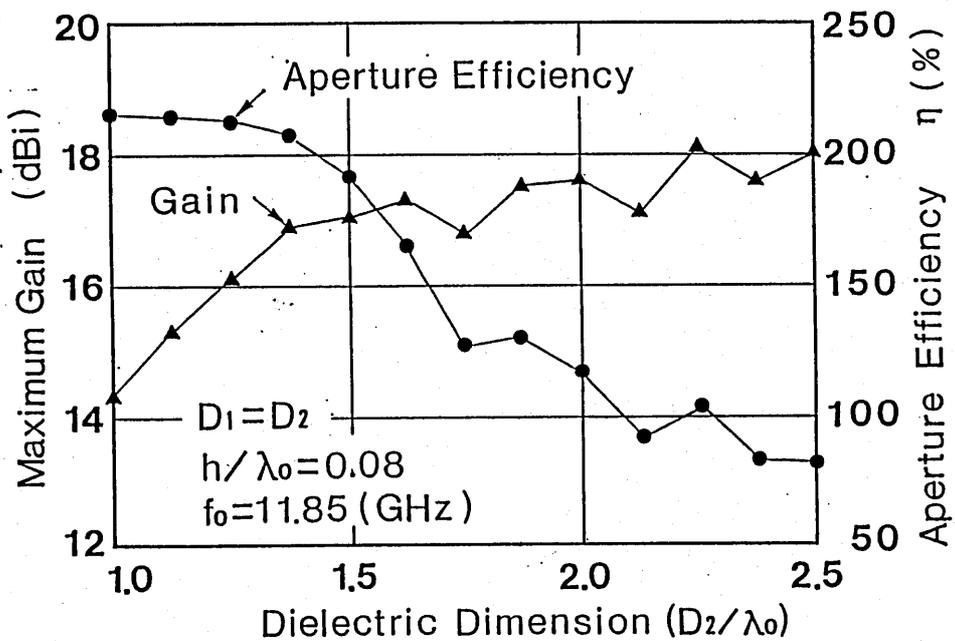


Fig. 5 誘電体の底辺寸法による利得，開口効率の比較

いて開口効率は220%～80%まで変化する。これはこのアンテナを受信アンテナと考えると、受信電力は2つに分けて考えられる。一つは平面波が面積 $D_2 \times D_2$ に投影するだけの電力と、もう一つはそれ以外からの入射電力である。この電力の比率は開口面積を小さくすると後の電力、即ち誘電体の側面の表面波による電力の比率が増加しているからである。周波数 11.85 (GHz) において  $\epsilon_r = 2$ ,  $D_1 = D_2 = 1.375 \lambda_0$ ,  $t = 1.7 \lambda_0$ ,  $h = 0.08 \lambda_0$  とすることにより利得において17 (dBi), 開口効率 210% の高い効率のアンテナが得られる。

Fig.6 はFig.1 のようなグランド板を取り付けた開放導波管において  $t = D_1 = D_2 = 1.5 \lambda_0$ , として  $h$  を変化させた場合のアンテナの周波数に対する利得特性を示す。  $h = 0$  の場合を除けば8～9dB の利得を増加させることができる。これは誘電率が低いので共振の影響が少ないため装荷される波源の周波数特性を損なわない。むしろ一般には誘電体表面からの反射波のため周波数帯域幅は広がる。さらに、波源の共振周波数と、誘電体のわずかな共振による共振周波数をずらせることにより、周波数帯域幅をひろげることが容易であり、パッチのような定在波型のアンテナに誘電体を装荷することはかなり有効な手段である。

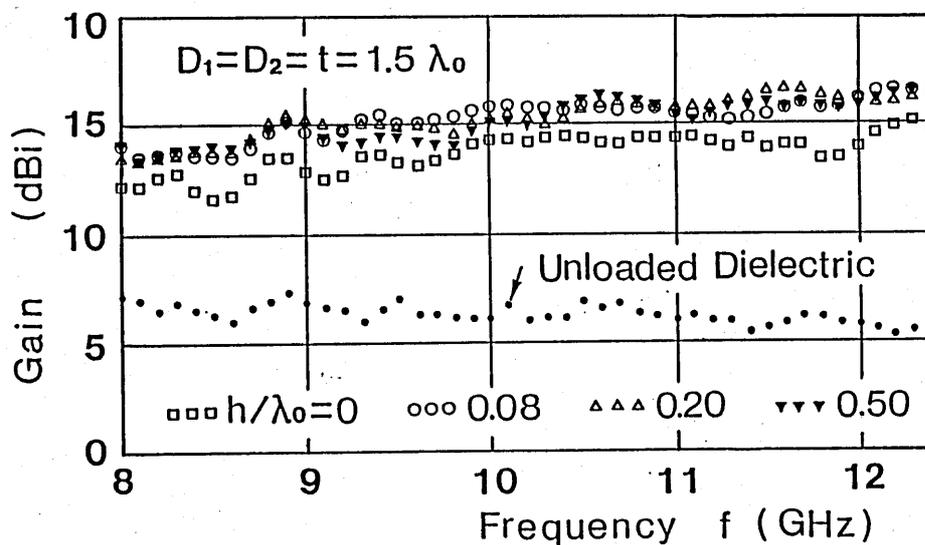


Fig. 6 方形誘電体を装荷したアンテナの周波数特性

Fig.7 は  $t = D_1 = D_2 = 1.5\lambda_0$  における定在波比を示す。これは誘電体を装荷することにより広帯域にわたり整合性が改善されていることが分かる。

つぎに応用例としてFig.8 (a) に円偏波マイクロストリップ・アンテナ 64個を  $1.6\lambda_0$  間隔で配列し、これに誘電体を装荷した場合の指向性を示す。(b) は利得の周波数特性であり (c) は軸比の周波数特性である。(a) から分かるように各素子の利得が高いためにグレイティング・ローブは約 14.5dB以下に抑えられているのが分かる。また、(b) (c) からは帯域幅を非常に広くすることができることがわかる。

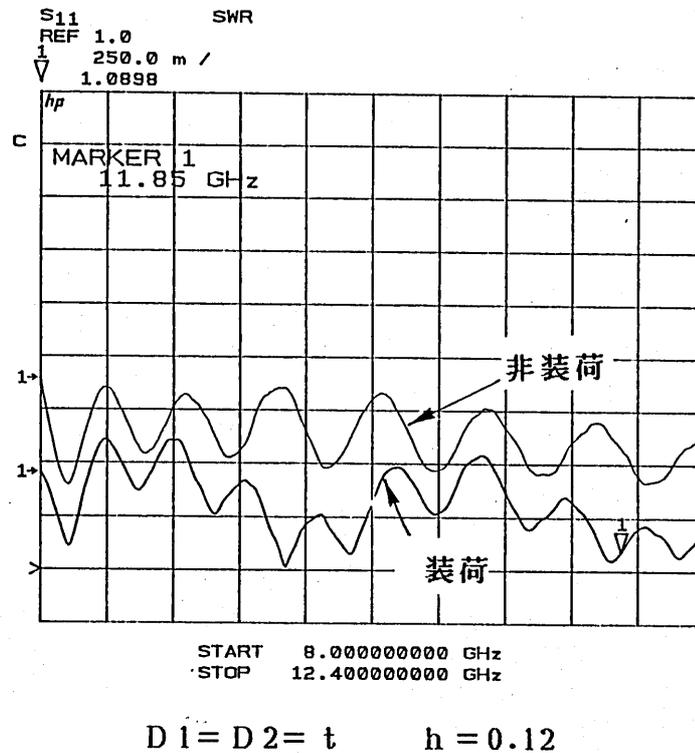
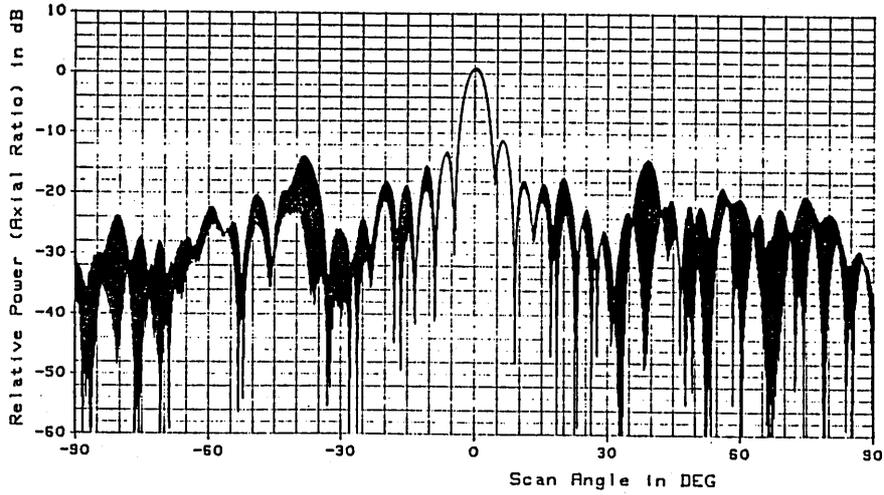
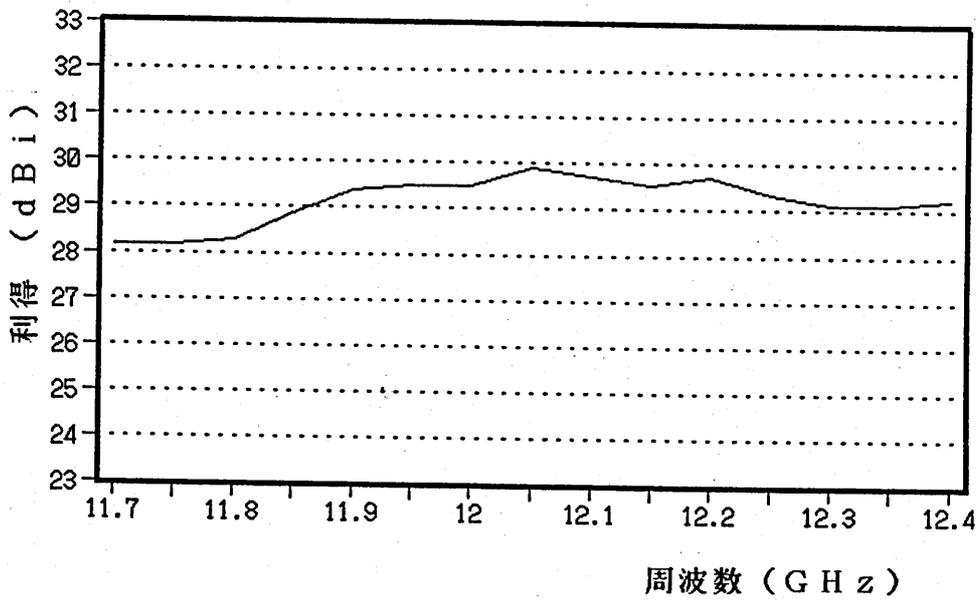


Fig. 7 方形誘電体を装荷した場合の定在波比

Device Name : DBS Antenna  
 Meas.Freq. : 12.20GHz  
 Scan Axis : Azimuth  
 Test Posit. : Feed 90 & 180 Deg.



(a) 指向性图



(b) 周波数特性



## むすび

波源の利得を高くする問題について有限のグラウンド板上の波源に有限の誘電体を装荷することによって実験的に研究した。

比誘電率が2の場合の直方体，あるいは円柱の誘電体を使った場合の最大利得は誘電体の厚みが誘電体のグラウンド板に平行な断面積の平方根の値にほぼ等しい所で得られることを示した。

利得増加の要因はFig.2 Fig.4 から誘電体の中にいくつかの波が存在するからであると思われる。それはリーキーウエーブや誘電体のグラウンド板に平行な面や，垂直な面に出来る表面波を含む放射波のためであると思われる。

適当なパラメーターを選ぶことによって背が低くて高利得，高能率で広帯域のアンテナが得られるので平面アンテナに応用するのに好都合であることを示した。

なお，測定の一部は関西電子工業振興センターのコンパクト・レンジを使用させて頂きました。心より感謝する次第であります。

## 文献

- (1) Giswalt von Trentini : "Partially Reflecting Sheet Arrays", IRE Trans. Antennas & Propag., pp. 666-671 (Oct. 1956)
- (2) R. G. Immell and B. H. Sasser : "A highly thinned array using the image element antenna", Proc. of 1979 Antenna Applications Symposium, held at Rovert Allerton Park, Illinois, pp.150-153 (Sep. 1979)
- (3) Y. Sugio, T. Makimoto, S. Nishimura and H. Nakanishi : "Analysis for gain enhancement of multiple-reflection line antenna with dielectric plates", Technical Rept. IEICE Japan, No. A.P80-112, pp. 7-12 (Jan. 1981)
- (4) Y. Sugio, T. Makimoto, S. Nishimura and H. Nakanishi : "Gain enhancement of the dielectric covered antennas with a ground plane", Third Conference on Antennas & Propag., ICAP 83, Pt.1, pp289-293 (April 1983)

- (5) T. Tsugawa, Y. Sugio and T. Makimoto : "High gain antenna loaded by a dielectric", National Convention of IEICE Japan, 678, p.3-120 (March 1987)
- (6) T. Tsugawa, Y. Sugio and T. Makimoto : "Experimental study of gain enhancement of dielectric loaded antenna with a ground plane", 1989 IEEE AP-S International Symp., Vol.III, pp.1368-1371 (June 1989 )
- (7) T. Sueta, S. Nishimura and T. Makimoto : "A study on the radiation mechanism of dielectric rod antennas and the new types with high gain", J. IECE Japan, Vol. 48, No. 4, pp. 217-225 (April 1965)
- (8) R. Chatterjee : "Dielectric and Dielectric-Loaded Antennas", Chap. 2, p.61, Research Studies Press Ltd, England (1985)
- (9) S. A. Long, M. W. McAllister and L. C. Shen : "The resonant cylindrical dielectric cavity antenna", IEEE Trans. Antennas & Propag. Vol. AP-31, No. 3, pp. 406-412 (May 1983)
- (10) J. R. James, C. M. Hall and G. Andrasic : "Microstrip elements and arrays with spherical dielectric overlays", IEE Proceedings, Vol. 133, Pt. H, No. 6 (Dec. 1986)

輻射科学研究会資料 (RS89-14)

# 誘電体装荷アンテナの利得増加に 関する2次元解析

杉尾 嘉彦 \*

牧本 利夫 \*

津川 哲雄 \*\*

\* 摂南大学工学部電気工学科

\*\* 大阪工業大学電子工学科

1989年12月8日(金)

摂南大学第3会議室

# 誘電体装荷アンテナの利得増加に 関する 2次元解析

杉尾 嘉彦

牧本 利夫

津川 哲雄

Two-Dimensional Analysis for Gain Enhancement of  
Dielectric Loaded Antenna with a Ground Plane.

Yoshihiko SUGIO, Toshio MAKIMOTO, Tetsuo TSUGAWA,

**あ**らまし 反射板付のアンテナの前方に反射板と平衡に比誘電率  $\epsilon_r$  の誘電体板を装荷することによって利得が向上できることを理論的に示した。まず無限な広がりをもつ誘電体板について、簡単のためアンテナとしてデルタ関数の線状電磁流を考えた2次元問題を扱い、フーリエ解析および幾何光学的解析にとって、反射板と誘電体板間の距離  $h$ 、誘電体板の厚さ  $t$  および  $\epsilon_r$  の変化に対して放射特性、利得、表面波の発生率および近傍界について詳細な検討を行い、利得向上の機構を明らかにしている。特にTE、TM波いずれの場合においても、 $h = m\lambda/2$ 、 $t = \epsilon_r = (2n-1)\lambda/4$ 、( $m, n$  整数,  $\lambda$ : 自由空間波長) とすると放射ビームは正面 ( $\theta = 0^\circ$ ) を向き、放射電力はアンテナ本体のそれに対し  $\epsilon_r$  倍される。

次に、有限幅  $W$  の誘電体板についてフーリエ解析およびグリーンの定理を用いて検討し、 $W$  が数波長以内で  $\epsilon_r = 2$  程度でも  $\epsilon_r = 10$  の無限平板の場合よりも高い利得が得られること、この現象が連続スペクトルの放射波成分と誘電体の厚さ方向に沿う表面波の作用によることを明らかにしている。

# 1. まえがき

アンテナの高利得化，高能率化は重要な問題であり，特に反射板を持つアンテナとしてリフレックスキャビティアンテナ<sup>(1)</sup>，イメージエレメントアンテナ<sup>(2)</sup>，誘電体カバーアンテナ<sup>(3)~(4)</sup>，多層化プリントアンテナ<sup>(5)~(6)</sup>，誘電体共振器アンテナ<sup>(7)</sup> およびレンズ形アンテナ<sup>(8)</sup>等の研究が行われてきた。文献(1)~(6)は反射板と利得向上のための装荷物体間の多重反射現象を利用したものである。即ち装荷物体として，リフレックスキャビティアンテナは金属グレイティングを，イメージエレメントアンテナはスロットアレイをアンテナの前面に配置したもので，これら2例はいずれも幾何光学的解析のみが与えられている。文献(3)~(6)のアンテナは共に無限に広い誘電体板(層)を配置したものであるが，文献(5)~(6)ではすでに文献(3)が引用されている。

本論文は，無限および有限な広さの誘電体板を用いて利得の向上がはかれることをフーリエ解析およびグリーンの定理を用いて2次元的に論じ、各種の波の効果を明らかにすると共に、このアンテナと誘電体共振器およびレンズ形アンテナとの差異について言及している。

## 2. 無限誘電体板

この章では、完全導体の反射板の前方に無限に広い誘電体板を平行に置き、それらの間でアンテナとしてデルタ関数の線状電流  $J_y$  および磁流  $J_y^*$  によって励振した TE 波および TM 波の問題を考察する（図 1 (a) 参照）。積層誘電体についても同様に解析できるが繁雑になるため、ここでは一層の誘電体板の場合についてのみフーリエ解法を用いて近傍界および放射特性の式を導く。2次元問題を考え、電磁流源は  $y$  軸方向に一様とするので、電磁界は  $y$  座標に関して不変とし、時間因子は  $\exp(j\omega\tau)$  を仮定しておく。ただし  $\omega$  は励振角周波数、 $\tau$  は時間を表す。

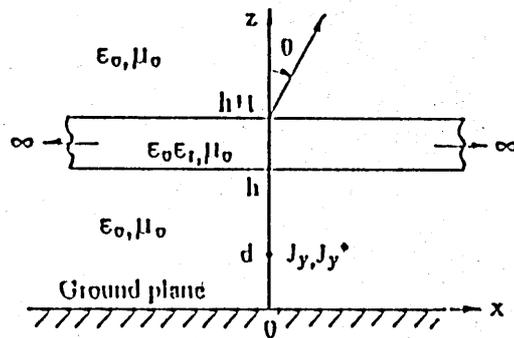
いま、電磁流をデルタ関数  $\delta(x)$  を用いて

$$J_y, J_y^* = J_1 \delta(x) \delta(Z-d) \quad (1)$$

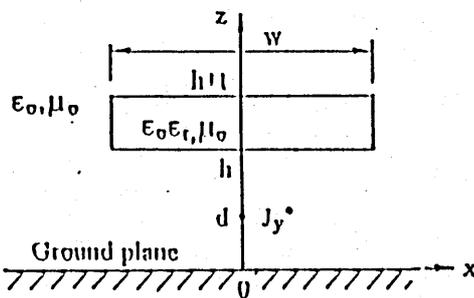
と仮定すると、グリーン関数  $\phi_i$  の満足する方程式は

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + K^2 \frac{\epsilon}{\epsilon_0} \right) \phi_i(x, Z) = J_1 \delta(x) \delta(Z-d) \quad (2)$$

となる。ここに、 $i = 1, 2$  はそれぞれ  $J_y, J_y^*$  に対応し、 $k = \omega\sqrt{\epsilon_0\mu_0}$ 、 $\epsilon_0$  および  $\mu_0$  はそれぞれ



(a) Infinite structure



(b) Finite structure

図1 2次元誘電体積荷アンテナ

Fig.1 Geometry of two-dimensional dielectric loaded antenna.

真空中の誘導率および透磁率， $\epsilon$  は各領域の誘電率を表わす。TE波の電界  $E_y$ ，TM波の磁界  $H_y$  は

$$E_y = j\omega\mu_0\phi_1(x, Z) \quad (3)$$

$$H_y = j\omega\epsilon_0\phi_2(x, Z) \quad (4)$$

と表わされる。式(2)の解は

$$\phi_1(x, Z) = \frac{J_1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \Phi_1(\alpha, Z) e^{j\alpha x} d\alpha \quad (5)$$

なるフーリエ積分を用いて解析される。

## 2. 1. T M 波

この場合の磁界は次式から求められる。

$$H_x = \frac{\partial \phi_1}{\partial z}, \quad H_z = -\frac{\partial \phi_1}{\partial x} \quad (6)$$

電界  $E_y$  および磁界  $H_x$  に関する境界条件を考慮して式 (5) の形で解を求めると以下のようなになる。

$$\phi_1(\alpha, Z) = -\frac{\sinh \Gamma d}{\Gamma} \frac{U(\alpha, Z)}{F_0(\alpha)} \quad (7)$$

$U(\alpha, Z)$

$$= \begin{cases} \left[ e^{\Gamma(h-d)} + R e^{-\Gamma(h-d)} \right] \frac{\sinh \Gamma Z}{\sinh \Gamma d}, & (0 < Z < d) \\ e^{\Gamma(h-z)} + R e^{-\Gamma(h-z)}, & (d < Z < h) \\ (1+R) \frac{e^{j\gamma(h+t-z)} + R_0 e^{-j\gamma(h+t-z)}}{e^{j\gamma t} + R_0 e^{-j\gamma t}}, & (h < Z < h+t) \\ (1+R) \frac{(1+R_0) e^{-\Gamma(z-h-t)}}{e^{j\gamma t} + R_0 e^{-j\gamma t}}, & (h+t < Z) \end{cases} \quad (8)$$

$$F_0(\alpha) = e^{\Gamma h} + R e^{-\Gamma h} \quad (9)$$

$$R_0 = \frac{j\gamma - \Gamma}{j\gamma + \Gamma} \quad (10)$$

$$R = \frac{(\Gamma^2 + \gamma^2) \sin \gamma t}{(\Gamma^2 - \gamma^2) \sin \gamma t + 2\gamma \Gamma \cos \gamma t} \quad (11)$$

ここに、Rは平面素波の誘電体表面 ( $z = h$ ) における反射係数、 $\Gamma = (\alpha^2 - k^2)^{1/2}$ 、 $\gamma = (k^2 \epsilon_r - \alpha^2)^{1/2}$ である。 $\gamma$ の分岐は文献(3)のようにとり

$$\Gamma = \begin{cases} (\alpha^2 - k^2)^{1/2} & , k < \alpha \\ j(k^2 - \alpha^2)^{1/2} & , \alpha < k \end{cases} \quad (12)$$

とする。 $\phi_1(x, z)$ は一般にカットの周りの積分項と留数の合計として計算される。放射特性は  $h + t < z$  の界によって記述されるので、改めてこの領域の界を以下のように表す。

$$\phi_1(x, z) = \phi_1^c(x, z)$$

$$\mp j J_1 \sum_i \frac{\sinh \Gamma_i d}{\Gamma_i} \frac{e^{-\Gamma_i(z-h-t)}}{dF(\alpha_i)/d\alpha} \quad (13)$$

$$\phi_1^c(x, z) = \frac{-J_1}{2\pi} \int_C \frac{\sinh \Gamma d}{\Gamma F(\alpha)} e^{-\Gamma(z-h-t) + j\alpha x} \times d\alpha \quad (14)$$

ここに、積分記号のCはカットの周りの積分を表わし  $\alpha_i$  ( $i = 1, 2, \dots$ )は表面波または漏洩波の伝搬係数を表わす。また

$$F(\alpha) = \left( \frac{\Gamma}{\gamma} \cosh \Gamma h - \frac{\gamma}{\Gamma} \sinh \Gamma h \right) \sin \gamma t + e^{\Gamma h} \cos \gamma t \quad (15)$$

であり、 $F(\alpha_i) = F_0(\alpha_i) = 0$ を満足する。式(13)の複号の $-$ 、 $+$ はそれぞれ  $0 < x$ 、 $x < 0$ に対応し、さらに  $\Gamma_i$ 、 $\gamma_i$ は  $\Gamma$ 、 $\gamma$ の  $\alpha$ に  $\alpha_i$ を代入したものである。式(13)は誘電体板の外部表面近傍の界を求めるのに、式(14)は以下で述べるように遠方界を求めるのに用いる。

遠方界を求めるため、いま

$$\alpha = -k \cos \beta, \quad \beta = u + jv \quad (16)$$

なる変換により  $\alpha$  平面の積分路を  $\beta$  平面に写像しかつ

$$Z - h - t = \rho \cos \theta, \quad x = \rho \sin \theta \quad (17)$$

として積分路を最急降下線に移して鞍部点法を適用すると<sup>(9)</sup>、積分項  $\phi_1(x, z)$  は  $1 < k\rho$  として

$$\phi_1^c(\rho, \theta) = \frac{-j\omega\mu_0 J_1}{\sqrt{2\pi k\rho}} e^{-j(k\rho - \pi/4)} E(\theta) \quad (18)$$

$$\frac{E(\theta)}{E_0(\theta)} = \left[ \left\{ j \frac{\cos \theta}{\xi} \cos(kh \cos \theta) - \frac{\xi}{\cos \theta} \sin(kh \cos \theta) \right\} \sin(kt\xi) + e^{jkh \cos \theta} \cos(kh\xi) \right]^{-1} \quad (19)$$

$$E_0(\theta) = \sin(kd \cos \theta) \quad (20)$$

$$\xi = \sqrt{\epsilon_r - \sin^2 \theta} \quad (21)$$

と表わされる。 $E_0(\theta)$  は誘電体板無しの放射特性式を示し、さらに  $\alpha = -k \sin \theta$ ,  $\Gamma = jk \cos \theta$ ,  $r = k\xi$  である。また、 $k = 2\pi/\lambda$  ( $\lambda$ : 自由空間波長) である。式(19)が放射特性式(パターン)を与える。いま、 $\theta_0$  を主ビーム方向とし

$$h \cos \theta_0 = m\lambda / 2 \quad (22a)$$

$$t \sqrt{\epsilon_r - \sin^2 \theta_0} = (2n-1)\lambda / 4 \quad (22b)$$

ただし、 $m, n =$  整数、と選ぶと

$$\left| \frac{E(\theta_0)}{E_0(\theta_0)} \right| = \frac{\sqrt{\epsilon_r - \sin^2 \theta_0}}{\cos \theta_0} \quad (23)$$

なる興味ある結果を得る。(3)~(4)

遠方の磁界  $H_0$  は  $H_0 = j k \phi_1(\rho, \theta)$  と表わされるので、主ビーム方向の指向性利得  $G_1(\theta_0)$  は式(13)を用いて以下のように表わされる。

$$G_1(\theta_0) = \frac{\pi |E(\theta_0)|^2}{E_r + E_s} \quad (24)$$

$$E_r = \int_0^{\pi/2} |E(\theta)|^2 d\theta \quad (25 a)$$

$$E_s = \frac{2\pi |\alpha_1| |\sinh \Gamma_1 d|^2}{|\Gamma_1 d F_0(\alpha_1) / d\alpha|^2} \int_0^\infty |U(\alpha_1, Z)|^2 dZ \quad (25 b)$$

ここに、 $E_r$ 、 $E_s$  はそれぞれ放射波および最低次表面波モードの運ぶ電力に比例した量で、この表面波の発生率  $\eta$  を次式で定義する。

$$\eta = \frac{E_s}{E_r + E_s} \quad (26)$$

## 2. 2 T M 波

この場合の電界は次のように与えられる。

$$E_x = -\frac{\epsilon_0}{\epsilon} \frac{\partial \phi_2}{\partial Z}, \quad E_z = \frac{\epsilon_0}{\epsilon} \frac{\partial \phi_2}{\partial X} \quad (27)$$

T M 波の場合と同様にして

$$\phi_2(\alpha, Z) = -\frac{\cosh \Gamma d}{\Gamma} \frac{U(\alpha, Z)}{F_0(\alpha)} \quad (28)$$

となる。ここに、 $U(\alpha, z)$ 、 $F_0(\alpha)$  は共に式 (8)、(9) と同一形式で表わされるが、この場合の  $R_0$ 、 $R$  は以下のようになる。

$$R_0 = \frac{j\gamma - \epsilon_r \Gamma}{j\gamma + \epsilon_r \Gamma} \quad (29)$$

$$R = \frac{(\epsilon_r^2 \Gamma^2 + \gamma^2) \sin \gamma t}{(\epsilon_r^2 \Gamma^2 + \gamma^2) \sin \gamma t + 2\epsilon_r \gamma \Gamma \cos \gamma t} \quad (30)$$

式 (13)、(14) に対応した類似の式が導かれるが、式 (15) に対して

$$F(\alpha) = \left( \frac{\epsilon_r \Gamma}{\gamma} \sinh \Gamma h - \frac{\gamma}{\epsilon_r \Gamma} \cosh \Gamma h \right) \cdot \sin \gamma t + e^{\Gamma h} \cos \gamma t \quad (31)$$

と表わされる。この式の根が TM 波の表面波または漏洩波の伝搬定数を与える。

遠方界は以下のように表される。

$$\phi_z^c(\rho, \theta) = \frac{j\omega \epsilon_0 J_2}{\sqrt{2\pi k \rho}} e^{-j(k\rho - \pi/4)} H(\theta) \quad (32)$$

$$\frac{H(\theta)}{H_0(\theta)} = \left[ \left\{ \frac{j\xi}{\epsilon_r \cos \theta} \cos(kh \cos \theta) - \frac{\epsilon_r \cos \theta}{\xi} \cdot \sin(kh \cos \theta) \right\} \sin(kt\xi) + e^{jk h \cos \theta} \cos(kt\xi) \right]^{-1} \quad (33)$$

$$H_0(\theta) = \cos(kd \cos \theta) \quad (34)$$

この場合にも、匹 (22) を仮定すると主ビーム方向を  $\theta_0$  とすると

$$\left| \frac{H(\theta_0)}{H_0(\theta_0)} \right| = \frac{\epsilon_r \cos \theta_0}{\sqrt{\epsilon_r - \sin^2 \theta_0}} \quad (35)$$

なる興味ある結果を得る。(4)

遠方の電界  $E_\theta$  は  $E_\theta = -jk\phi_z^c(\rho, \theta)$  と表わされるので、主ビーム方向の指向性利得  $G_2(\theta)$  は次のように表わされる。

$$G_2(\theta_0) = \frac{\pi |H(\theta_0)|^2}{H_r + H_s} \quad (36)$$

$$H_r = \int_0^{\pi/2} |H(\theta)|^2 d\theta \quad (37 a)$$

$$H_s = \frac{2\pi |\alpha_1| |\cosh \Gamma_1 d|^2}{|\Gamma_1 d F_0(\alpha_1) / d\alpha|^2} \frac{\epsilon_0}{\epsilon} \cdot \int_0^\infty |U(\alpha_1, z)|^2 dz \quad (37 b)$$

ここに、 $H_r$ 、 $H_s$  はそれぞれ放射波および最低次表面波モードの選ぶ電力に比例する量である。この表面波の発生率  $\eta$  を次式で定義する。

$$\eta = \frac{H_r}{H_r + H_s} \quad (38)$$

## 2. 3 幾何光学的取扱 <sup>(1), (4)</sup>

電磁流源によって励振された平面波が、 $z = h$  および  $z = h + t$  の二つの誘電体-空気境界面で反射および透過すると共に、反射板で反射を繰返し、誘電体を透過した各々の波が遠方のある角度  $\theta_0$  方向で同相に

相加されてビームを形成するものと考えられる。

いま、 $z = h$ における反射係数  $R$  を

$$R = |R| \exp(-j\psi) \quad (39)$$

とし、さらに上述の如く透過波が同相で相加されると考えると

$$\psi + 2kh \cos \theta_0 = \begin{cases} (2n-1)\pi & (\text{TE}) \\ 2n\pi & (\text{TM}) \end{cases} \quad (40)$$

すなわち、これらはそれぞれ以下のようになる。(4)

$$\frac{\xi \cos \theta_0}{\xi^2 + \cos^2 \theta_0} \cot(kt\xi) + \tan(2kh \cos \theta_0) = 0 \quad (\text{TE}) \quad (41)$$

$$\frac{\xi^2 + \epsilon_r^2 \cos^2 \theta_0}{\xi \epsilon_r \cos \theta_0} \cot(kt\xi) + \tan(2kh \cos \theta_0) = 0 \quad (\text{TM}) \quad (42)$$

これらの式において、式(22)のようにパラメータを選定すればビームは $\theta_0$ の方向に形成される。

### 3. 有限誘電体板

この章では、誘電体板が有限な幅を持つ場合について考察する(図1(b)参照)。TE, TM波いずれについても同様な議論が成立するので、ここでは簡単のためTM波について論じる。比誘電率が2程度の低誘電率を持つ有限幅(数波長)の誘電体板について、その厚さを1~2波長程度にしたとき格段に利得増加がなされるという実験報告がある。(10)~(11)このような現象がいかなる波に起因するかを解析する。

誘電体の外部領域にグリーンの定理を適用すれば、  
誘電体外部の磁界  $H_y$  は

$$\begin{aligned}
 H_y(\rho) = & \int_V G(\rho, \rho') J_y(\rho') dV' \\
 & + \frac{1}{j\omega\epsilon_0} \int_S \left[ H_y(\rho') \frac{\partial G(\rho, \rho')}{\partial n'} \right. \\
 & \left. - G(\rho, \rho') \frac{\partial H_y(\rho')}{\partial n'} \right] dS' \quad (43)
 \end{aligned}$$

ここに、 $V$  は誘電体外部の領域、 $S$  は誘電体表面、 $\rho = (x, z)$ 、 $\rho' = (x', z')$ 、ダッシュ記号は境界表面  $S$  上の変数を表わす。 $n'$  は  $S$  上の誘電体内部に向く単位法線ベクトル方向の変数を表わす。また、 $G(\rho, \rho')$  は磁界に対する半無限空間のグリーン関数で次式のように与えられる。

$$\begin{aligned}
 G(\rho, \rho') & = -\frac{\omega\epsilon_0}{4} \left[ H_0^{(2)}(k\sqrt{(x-x')^2 + (z-z')^2}) \right. \\
 & \left. + H_0^{(2)}(k\sqrt{(x-x')^2 + (z+z')^2}) \right] \quad (44)
 \end{aligned}$$

$H_0^{(2)}(x)$  は零次の第2種ハンケル関数である。

誘電体内部の界をいかに表示するかは重要な問題である。有限要素法<sup>(12)</sup>などによって数値的に精度良く界を求めることが可能であるが、存在する波の種類の見分けがむずかしくなる。そこで、ここではスペクトル法とモード展開法を組合せた形で界を表示して各種の波の影響について検討する。比誘電率が2前後の誘電

体に対しては，多少厳密性に欠けるが第1近似として次のように内部の界を仮定できるであろう。

$$H_{y1} \approx G_d(\rho, \rho_0) + (Ae^{-j\beta z} - Be^{j\beta z}) \cos \bar{\gamma} x \quad (45)$$

ここに， $\beta$ ， $\bar{\gamma}$ は幅 $w$ の誘電体板に沿う（ $z$ 方向）表面波の最低次モード（ $TM_1$ ）の位相定数， $\rho_0 = (0, d)$ ， $G_d(\rho, \rho_0)$ は2.2で論じた無限誘電体板に対する $h < z < h+t$ における界である。

$$\begin{aligned} G_d(x, Z; 0, d) &= -\frac{j\omega\epsilon_0}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{k(u, Z) \cos ud}{\sqrt{k^2 - u^2} F_1(u)} \\ &\quad \cdot e^{-j\sqrt{k^2 - u^2} |x|} du \\ &\quad \pm \omega\epsilon_0 \sum_n \frac{K_n(\alpha_n, Z) \cosh \Gamma_n d}{\Gamma_n d F(\alpha_n) / d\alpha} e^{-j|\alpha_n x|} \quad (46) \end{aligned}$$

$$J_y = \delta(0) \delta(Z-d) \quad (47)$$

ここに，

$$\begin{aligned} K(u, Z) &= \cos \gamma(h+t-Z) + \frac{j\epsilon_r u}{\gamma} \sin \gamma(h+t-Z) \\ K_n(\alpha_n, Z) &= \cos \gamma_n(h+t-Z) + \frac{\epsilon_r \Gamma_n}{\gamma_n} \sin \gamma_n(h+t-Z) \\ F_1(u) &= e^{juh} \cos \gamma t - \left( \frac{\epsilon_r u}{\gamma} \sin uh \right. \\ &\quad \left. - \frac{j\gamma}{\epsilon_r u} \cos uh \right) \sin \gamma t \\ \gamma &= \sqrt{k^2(\epsilon_r - 1) + u^2} \quad (48) \end{aligned}$$

であり， $\alpha_n$ ， $\Gamma_n$ ， $r_n$  は式(31)の根である。勿論，精度を上げるために高次の表面波モードも考慮して，第1次近似式を式(43)の右辺に代入し次々と第2次，第3次，・・・というようにすればより厳密な解が得られることは言を待たない。

式(45)を式(43)に代入してまとめ直すと

$$H_y(\rho) = G(\rho, \rho_0) + g(x, Z) + AQ_1(x, Z) - BQ_2(x, Z) \quad (49)$$

ここに， $g(x, Z)$  は  $G_d(\rho, \rho_0)$  による寄与を表わし， $Q_1(x, Z)$ ， $Q_2(x, Z)$  はそれぞれ  $Z$  の正方向および負方向に進む表面波の寄与を表わす。式(49)が境界面  $S$  上で式(45)と連続という条件の下で  $A$ ， $B$  を決定できる。

遠方界は，ハンケル関数の漸近展開式を用いて

$$H_y(\rho, \theta) = \frac{\omega \epsilon_0 \cos kd}{\sqrt{2\pi k \rho}} e^{-j(k\rho - \pi/4)} \left[ \frac{\cos(kd \cos \theta)}{\cos kd} + R_r + S_x + S_z \right] \quad (50)$$

なる形式で表わされる。ここに， $R_r$  は式(46)の第1項の連続スペクトルで表わされる放射波による寄与， $S_x$  および  $S_z$  はそれぞれ  $x$  方向および  $z$  方向に沿う表面波の寄与を表わすが，繁雑なため表示式は省略する。後での便宜のため，式(50)の大括弧の中

全体を  $H(\theta)$  , その第 1 項と第 2 項の和を  $R_a$  と表わしておく。

指向性利得  $G_i(\theta)$  は次式で計算される。

$$G_i(\theta_0) = \frac{\pi |H(\theta)|^2}{\int_0^{\pi/2} |H(\theta)|^2 d\theta} \quad (51)$$

## 4. 数値計算結果と検討

この章では, 2, 3 章の方法を用いて数値解析した結果を示し, それらについて検討する。

無限誘電体板に対する TM 波の放射パターンを図 2, 3 に示す。

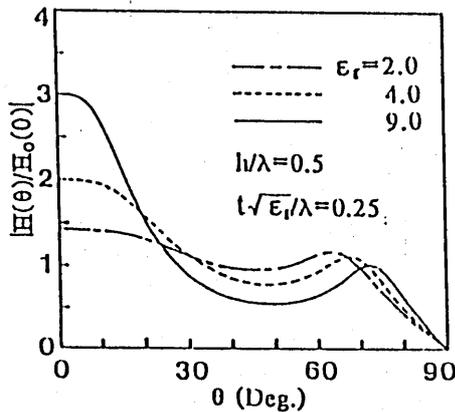


図 2 誘電率と放射パターンの関係

Fig.2 Relation between radiation pattern and permittivity. (TM-wave)

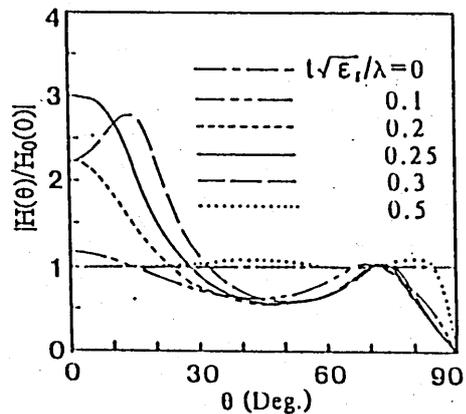
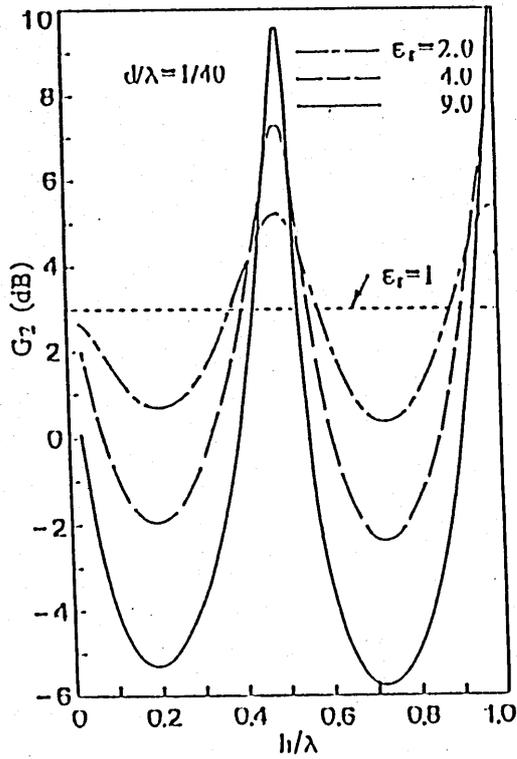
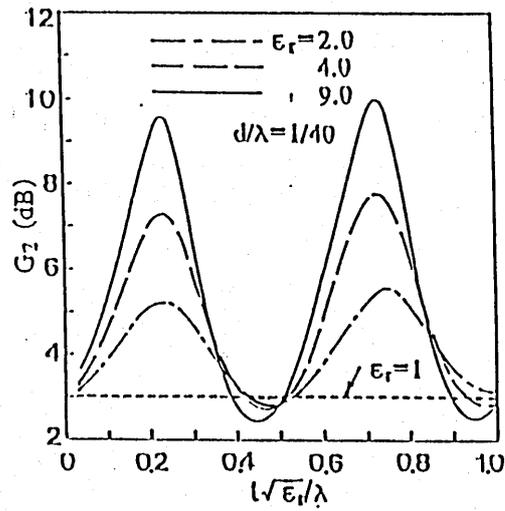


図 3 誘電体厚と放射パターンの関係

Fig.3 Relation between radiation pattern and thickness of dielectric plate. (TM-wave),  $\epsilon_r=9.0$ ,  $l/\lambda=0.5$

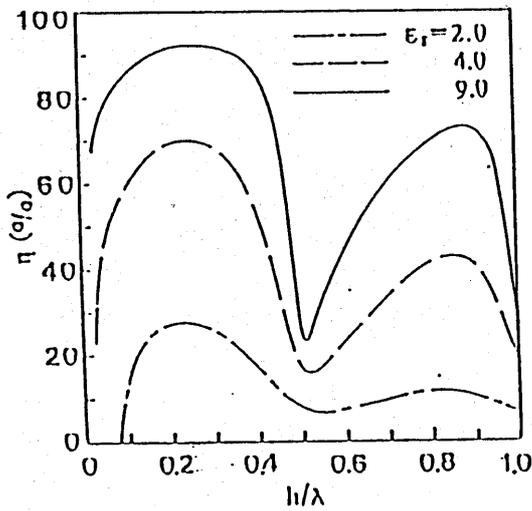


(a)  $\sqrt{\epsilon_r}/\lambda = 0.25$

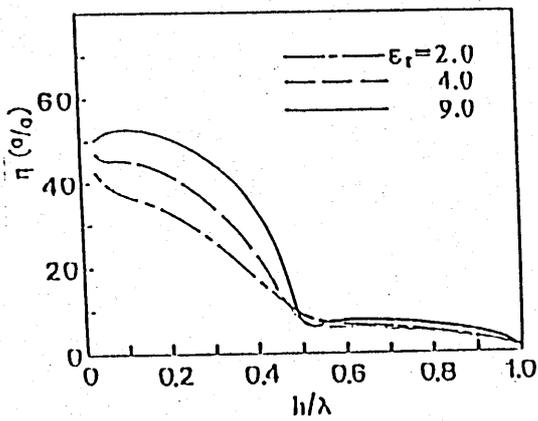


(b)  $h/\lambda = 0.5$

図4 指向性利得と間隔および誘電体厚の関係  
Fig.4 Directivity versus separation and thickness of dielectric. (TM-wave)



(a) TE-wave



(b) TM-wave

図5 最低次表面波モードの発生率と間隔との関係  
Fig.5 Power percentage of lowest order surface wave mode versus separation.  
 $\sqrt{\epsilon_r}/\lambda = 0.25, d/\lambda = 1/40$

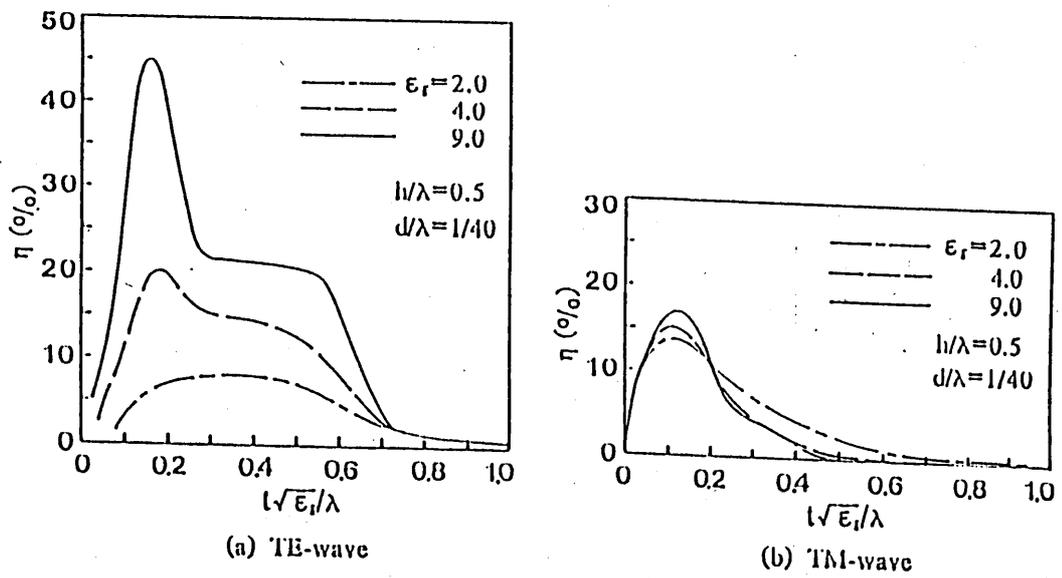


図6 最低次表面波モードの発生率と誘電体厚との関係  
 Fig.6 Power percentage of lowest order surface wave mode versus thickness of dielectric.

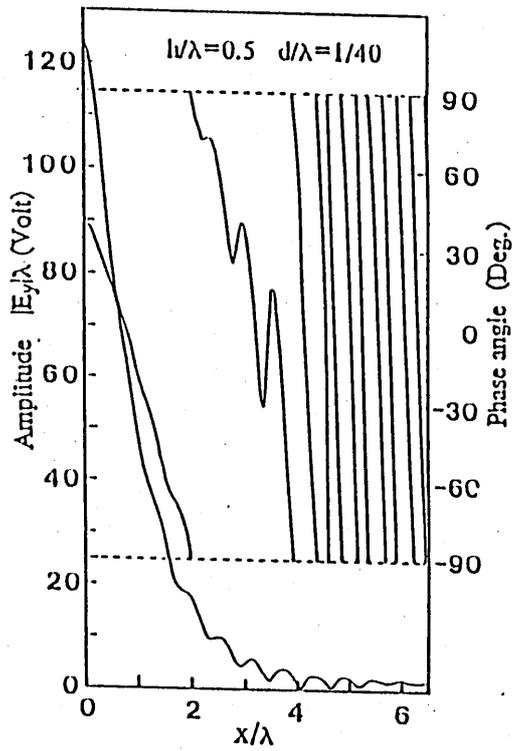


図7 誘電体表面における電界分布  
 Fig.7 Field distribution at dielectric surface ( $z=h+i$ ) of TE-wave.  $\epsilon_r=9$ ,  $\sqrt{\epsilon_1}/\lambda=0.25$

特定条件(22)の下で利得増加がなされ、相対振幅が $\sqrt{\epsilon_r}$ 倍されている(図2)。70度付近のピークはブリュースタ角 $\theta_B = \arctan \sqrt{\epsilon_r}$ に対応する。ブリュースタ角付近のピークを除いては、TE波もほぼ同様のパターンとなる。図3は $h = \lambda/2$ のときの、種々の誘電体厚に対するパターンを示している。これらの結果は実験と良く一致する。(4)

正面( $\theta = 0^\circ$ )における指向性利得を図4に示すが、この場合も式(22)の条件に近づくにつれ利得が増加していることがわかる。TE波に対しても同様の結果が得られる。(4)

無限誘電体板のx方向に沿う表面波の発生率を図5, 6に示している。 $t \sqrt{\epsilon_r} = \lambda/4$ のとき、 $h$ の変化に対して $\eta$ は $h = \lambda/2$ 付近で極少となるが、その他の部分における変化はTEとTMでは随分異なる。また、 $h = \lambda/2$ としたときは、 $t$ の変化に対して $\eta$ は $t \sqrt{\epsilon_r} = \lambda/4$ のとき極少とならず $t$ の増加と共に減少する。

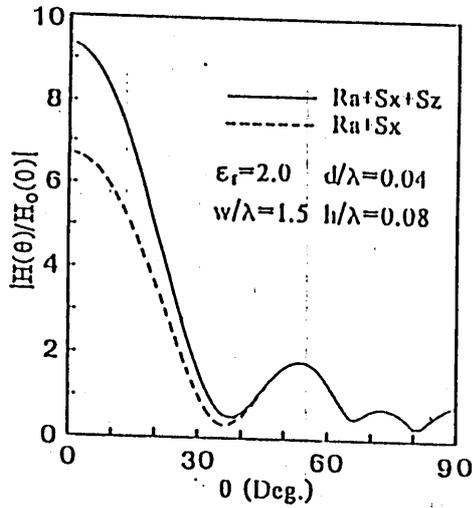


図8 放射パターンへの各波の寄与  
Fig.8 Contribution of wave of radiation pattern for finite structure. (TM-wave)

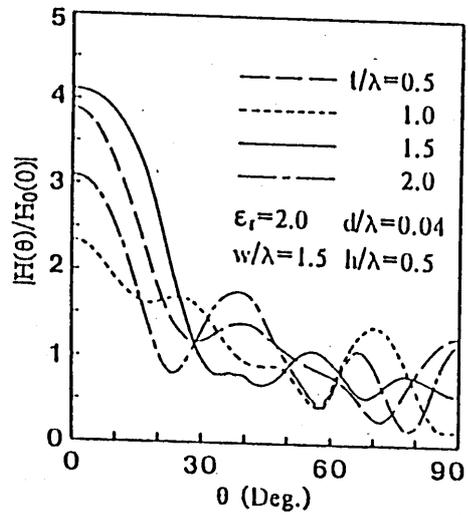


図9 放射パターンと誘電体厚との関係  
Fig.9 Radiation pattern and thickness of dielectric for finite structure. (TM-wave)

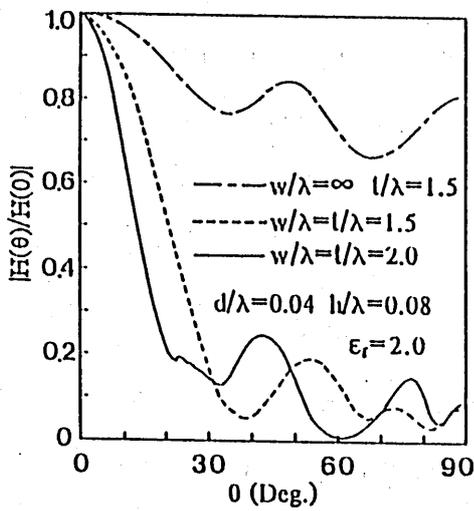


図10 放射パターンと、誘電体幅および厚さとの関係  
Fig.10 Variation of normalized radiation pattern with width and thickness of dielectric for finite structure. (TM-wave)

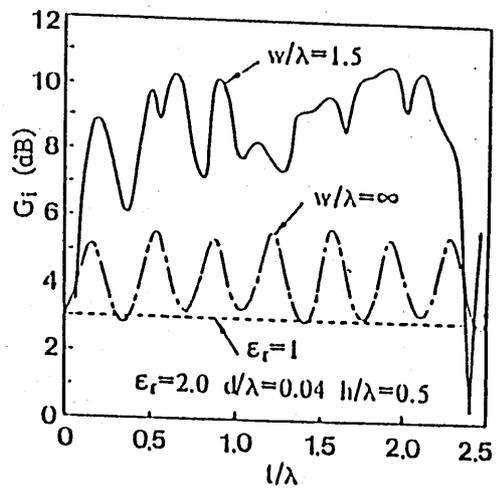


図11 指向性利得と誘電体厚との関係  
Fig.11 Directivity versus thickness of dielectric for finite structure. (TM-wave)

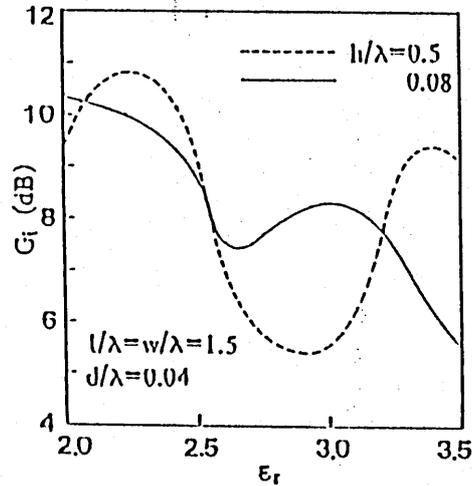


図 12 指向性利得と比誘電率との関係  
 Fig.12 Directivity versus permittivity of dielectric for finite structure. (TM-wave)

誘電体の外部表面 ( $Z = h + t$ ) における界分布の一例を TE 波に関して示したのが図 7 である。TM 波に対しても同様の傾向を示す。この図より、界分布がほぼ 3 領域に分けて説明される。すなわち、第 1 領域は  $x \approx 0 \sim 2 \lambda$  であり、ここでは連続スペクトルで表される放射波と一定位相定数の漏洩波との合成波が主であり、第 2 領域  $x \approx 2 \sim 4 \lambda$  ではこの合成波と表面波とが競合し、第 3 領域  $x \geq 4 \lambda$  にはほとんど遅波である表面波のみが分布していることがわかる。

次に有限な誘電体板の場合において、TM波の放射パターンおよび指向性利得について検討する。図8に、 $w = t = 1.5\lambda$ としたときの放射パターンへの各種の波の寄与を示している。これには示していないがRaのみの場合は $Ra + S_x$ のパターンにおいて $\theta \geq 60^\circ$ で少し変動するのみである。当然のことながら、高角度のパターンはほとんど $x$ 方向の表面波 $S_x$ に支配されている。正面方向では放射波と $Z$ 方向の表面波 $S_z$ が主たる役割を分担していることがわかる。

図9には、種々の誘電体厚に対するパターンをしめしている。図3と比べると、 $\epsilon_r = 2$ 、 $w = 1.5\lambda$ なる有限幅の方が、 $\epsilon_r = 9$ で無限幅の場合より利得増加がなされている。又、ビーム幅の観点から寸法によるパターンの違いを図10に示した。誘電体板の各辺が等しいとき、 $\epsilon_r = 2$ では $w = 1.5\lambda$ より $w = 2\lambda$ の場合が利得が高い。このとき、 $w = \infty$ でも $w = 1.5\lambda$ のパターンも示したが、格段に利得が低くなる。

図11に、誘電体厚に対する指向性利得を示した。 $w = 1.5\lambda$ の方が $w = \infty$ のときより4~5dB利得が増加している。

$w = 1.5\lambda$  の場合、 $\epsilon_r$  による利得の変動傾向は実験結果と良く似ている。(11)

比誘電率に対する利得の変化を図 12 に示す。 $\epsilon_r = 2 \sim 3.5$  の範囲で、利得が 5 ~ 6 dB 変動する。これは、誘電率の変化が等価的に寸法の変化となり、誘電体内の各種の波が相加、相殺を繰り返すためと考えられる。

以上、有限幅誘電体板の場合には、特に図 8 および図 11 より、 $\epsilon_r = 2$  程度では複数のタイプの異なる波の相加によって利得増加がなされておりレンズアンテナや誘電体共振器アンテナと様子が異なる。

## 5. むすび

反射板の前方に誘電体板を配置し、さらにそれらの間に線状電磁流を配して励振した場合の利得増加の問題を 2 次元的に解析した。誘電体板の広さが無限および有限の場合について検討し、それぞれの場合の利得増加機構を明らかにした。特に、有限幅誘電体板の場合には、その幅および厚さが 1 ~ 2 波長程度でかつ比誘電率が 2 程度のときに、無限の場合に比べて格段に利得増加作用があることを明らかにした。又、この現象が、連続スペクトルで表される放射波と誘電体の厚さ方向に沿う表面波が相加されて起こることを示した。

利得増加を利用する誘電体装荷アンテナでは、反射板と誘電体板との間に配置可能な励振源（アンテナ）ならいかなるタイプのものを用いてもよいが、インピーダンス整合の問題が残る。この件については、3次元の解析を行い後日報告する。

## 文 献

- ( 1 ) G.von Trentini : "Partially reflecting sheet arrays"  
 , IRE Trans. Antennas & propag.,pp.666-671(Oct.1956)
- ( 2 ) R.G.Immell and B.H.Sasser : "A highly thinned array  
 using the image element antenna" ,Proc. 1979 Antenna  
 Applications Symposium, held at Robert Allerton Park,  
 Illinois, pp.150-153(Sep.1979)
- ( 3 ) 杉尾嘉彦, 牧本利夫, 西村貞彦, 仲西秀基 :  
 "誘電体板付加反射板付線状アンテナの利得増加に関する解析"  
 , 信学技報, A・P80-112(1981-01)
- ( 4 ) Y.Sugio,T.Makimoto,S.Nishimura, and H.Nakanishi:  
 "Gain enhancement of the dielectric covered antennas  
 with a ground plane" ,IEE 3rd Internl. Conf. Antennas  
 & Propag.,ICAP 83, Pt. 1 ,pp.289-293(April 1983)
- ( 5 ) N.G.Alexopoulos and D.R.Jackson : "Fundamental  
 superstrate (cover) effects on printed circuit antennas"  
 ,IEEE Trans. Antennas & Propag., Ap-32,8,pp.  
 807-816(Aug.1984)
- ( 6 ) D.R.Jackson and N.G.Alexopoulos : "Gain enhancement  
 methods for printed circuit antennas" , IEEE Trans.  
 Antennas & Propag.,Ap-33,9,pp.976-987(Sep.1985)

- (7) S.A.Long, M.W.McAllister and L.C.Shen : "The resonant cylindrical dielectric cavity antenna" , IEEE Trans., Antennas & Propag., AP - 31 ,3,pp.406-412(May 1983)
- (8) J.R.James, C.M.Hall, and G.Andrasic : "Microstrip elements and arrays with spherical dielectric overlays" , IEE Proc., 133, Pt. H, 6(Dec.1986)
- (9) R.Mitra and S.W.Lee : "Analytical Techniques in the Theory of Guided Waves", pp.20-29, Macmillan Company, New York (1971)
- (10) 津川哲雄, 杉尾嘉彦, 牧本利夫 : "誘電体装荷高利得アンテナ" , 昭和62信学総全大, 678(1987-03)
- (11) T. Tsugawa, Y.Sugio, and T.Makimoto : "Experimental study of gain enhancement of dielectric loaded antenna with a ground plane" , 1989 IEEE AP-S Internl.Symp., III, pp.1368-1371(June.1989)
- (12) B.H.McDonald and A.Wexler : "Finite-element solution of unbounded field problems" , IEEE Trans. Microwave Theory & Tech., MTT - 20 ,12,pp.841-847(Dec.1972)

輻射科学研究会資料 (RS89-15)

イメージファイバのエッジ像伝送特性

小見山 彰      橋本 正弘

(大阪電気通信大学)

1989年12月8日

(摂南大学)

# イメージファイバのエッジ像伝送特性

小見山 彰          橋本 正弘  
(大阪電気通信大学)

## 1. まえがき

イメージファイバは単一クラッド内に数千本以上のコアを持ち、画像の直接伝送に用いられている。画像はファイバの端面で画素に分解され、イメージファイバを伝わり、ファイバの他端で再び画像を構成する。再構成された画像の質は、コア間の漏話により、伝送前の画像に比べて低下する。

イメージファイバの漏話現象を細野は文献[1]において初めて扱い、弱結合理論を用いて伝送特性を解析した。そして、方形格子状にコアが並んでいる場合に、1本のコアから周囲のコアへ漏れる光の量がベッセル関数で表されることを示した。その後、1次元構造のイメージファイバの伝送特性をベクトル波動理論を用いて解析している[2]—[4]。これらの論文で扱われているのは、長いイメージファイバで生じる低次モードの漏れと非常に短いイメージファイバで生じる高次モードの漏れだけである。ところが、現実のイメージファイバでは少なくとも10m程度の長さにならないうちに高次モードの漏れが観測される。文献[1]—[4]に、この現象は報告されていない。

上述の結合理論あるいは波動理論に基づく取り扱いとは別に、イメージファイバをインコヒーレント光によって照明されたレンズ系としてとらえ、その特性を評価することがしばしば行われている。例えば、ナイフエッジ法による伝送特性評価[5]、あるいはスリットを用いたMTFの測定[6]などである。しかし、従来、漏話現象の機構に対する考察が不十分のままこれらの方法を使用して来たように思われる。

我々はこれまでにイメージファイバの漏話現象について次のような報告をしている。漏話には漏話量がファイバ長とともに増大するものと、ファイバ長には依存せず常に一定値を取るものが存在し、これらの漏話は2モード間の結合によって表現できる。そして、この漏話機構は光を1本のコアに入れて行った漏話量の測定結果をよく説明することができる[7]。また、この漏話機構に基づいて単色光で照明された画像の伝送特性について述べ、ナイフエッジ像の伝送特性から漏話量の表現式に含まれているパラメータを決定できることを述べた。このパラメータはイメージファイバの個々のコアを伝わっているモード間の電力結合係数に対応している[8]。その後、この伝送理論に基づいてエッジ像の伝送特性の測定を行った。本稿ではその測定結果について報告する。

## 2. エッジ像伝送特性

イメージファイバの各コアを伝わっているモードとして次のような2つのモード群を考える[7]。イメージファイバの端面で光が入射したコアにはモード a が励振される。このモード a は比較的低次の複数のモードから成る。また、モード a が伝わっているコア内には、モード a との結合によって生じたモード b が伝わっている。さらに、その周囲のコアをモード b が伝わっていて、光が入射したコアのモード a、モード b と結合を生じている。モード b は複数の高次モードから成る。

イメージファイバの漏話には、漏話量がファイバ長とともに増大するものと、ファイバ長には依存せず常に一定値を取るものが存在する[7]。前者は次のようなモード結合の結果として生じる。イメージファイバ端面で励振されたモード a によって運ばれる電力の大部分はファイバの出力端にそのまま到達する。モード a の電力の一部は同じコア内でモード b に変換される。このモード b が周囲のコアのモード b と結合して漏話を生じる。モード b 間の結合は隣合ったコア間でのみ生じるとし、また、モード a とモード b の結合は非常に弱く、モード a によって運ばれる電力は変化しないと仮定する。この時、コア間の間隔に比べて入力画像が十分な大きさを持つならば、各コアの電力を連続量とすることによって、漏話電力は次式で表される[7]。

$$Q_{c1}(x, y, z) = c_1 \int_0^z d\bar{z}' \int_{-\infty}^{\infty} dx' \int_{-\infty}^{\infty} dy' \Phi(x-x', y-y', z-z') Q_{in}(x', y') \quad (1)$$

$$\Phi(x, y, z) = \frac{1}{4\pi C_2 z} e^{-\frac{x^2+y^2}{4C_2 z}} \quad (2)$$

$z$  はファイバに沿った座標であり、 $x, y$  はファイバ軸に垂直な面の座標である。 $Q_{in}$  は入力画像の電力密度分布を表し、 $Q_{c1}$  はモード結合によって生じた漏話の電力密度分布を表す。 $\Phi(x, y, z)$  は拡散方程式の基本解であり、この漏話が電力拡散過程[9]に従っていることを示している。係数  $C_1$  は単位長当たりの全漏話電力を表し、その単位は  $1/m$  である。係数  $C_2$  は  $x, y$  面内での電力の拡散係数であり、単位は  $\mu m^2/m$  である。前者はモード a とモード b、後者はモード b とモード b 間の電力結合係数に対応している[8]。

ファイバ長に依存せず常に一定の漏話量を生じる漏話は隣合ったコア間のモード結合の結果として生じる。この場合、端面で光が入射したコアについてはモード a だけが隣のコアのモード b と結合し、他のコア間ではモード b 同士が結合する。モード a、モード b を構成する真のモード間では周期的な電力移行を生じているが、ファイバ軸に垂直な面内で電力移行量は変動する。モード a からモード b、モード b からモード b への電力移行量の断面上での平均値はファイバ軸に沿って一定値となる。この機構に従う漏話の電力密度  $Q_{c2}$  は次式であたえられる[8]。

$$Q_{c2}(x, y) = C_3 C_4^2 \int_{-\infty}^{\infty} dx' \int_{-\infty}^{\infty} dy' \phi(x-x', y-y') Q_{in}(x', y') \quad (3)$$

$$\phi(x, y) = \frac{1}{2\pi} K_0(C_4 \sqrt{x^2 + y^2}) \quad (4)$$

短いイメージファイバでエッジ像を伝送した時、観測される漏話電力密度  $Q_c$  と  $Q_{in}$  のエッジ端での比  $Q_c/Q_{in}$  が係数  $C_3$  である。係数  $C_4$  は漏話電力密度  $Q_c$  のエッジ端からの距離に対する勾配を表し、その単位は  $1/\mu m$  である。  $K_0$  は変形ベッセル関数である。

式(1), (3)より単色光で照明された画像の伝送特性を求めることができる。入力画像として画像のボケを考慮して次のようなエッジ像を考える。

$$Q_{in}(x, y) = \frac{1}{2} \operatorname{erfc}\left(\frac{x}{w}\right) \quad (5)$$

$\operatorname{erfc}$  は補誤差関数である。

$$\operatorname{erfc}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_x^{\infty} e^{-t^2} dt \quad (6)$$

$w$  はエッジ像のボケの程度を表す量である。 $w \rightarrow 0$  ならば理想的なエッジ像となる。この入力画像に対する漏話電力密度は次のようになる。

$$Q_{c1}(x, y, z) = \frac{C_1}{2} \int_0^z \operatorname{erfc}\left(\sqrt{\frac{W^2}{4C_2 z' + W^2}} \frac{x}{W}\right) dz' \quad (7)$$

$$Q_{c2}(x, y) = \frac{C_3}{2} \left\{ \operatorname{erfc}\left(\frac{x}{w}\right) + e^{-C_4 x + \left(\frac{C_4 W}{2}\right)^2} \left[ 1 - \frac{1}{2} \operatorname{erfc}\left(\frac{x}{w} - \frac{C_4 W}{2}\right) \right] - \frac{1}{2} e^{C_4 x + \left(\frac{C_4 W}{2}\right)^2} \operatorname{erfc}\left(\frac{x}{w} + \frac{C_4 W}{2}\right) \right\} \quad (8)$$

出力画像  $Q$  は次のようになる。

$$Q(x, y, z) = Q_{in}(x, y) + Q_{c1}(x, y, z) + Q_{c2}(x, y) \quad (9)$$

出力画像の計算例を図1に示す。式中の係数は  $C_1 = 0.002 (1/m)$ ,  $C_2 = 30 (\mu m^2/m)$ ,  $C_3 = 0.001$ ,  $C_4 = 0.1 (1/\mu m)$  とし、また  $w = 9 \mu m$  としてある。併せて、 $w \rightarrow 0$  とした理想的なエッジ像に対する出力画像の計算例も示す。

式(1), (3)に含まれる4つの係数  $C_1$  から  $C_4$  は理想的なエッジ像に対する応答特性から次のように求めることができる[8]。式(1), (3)において  $W \rightarrow 0$ ,  $z \rightarrow 0$  とすると出力画像は次のようになる。

$$Q(x, y, z) = \frac{C_1}{2} z + \frac{C_3}{2} \quad (10)$$

ファイバ長に対する出力画像  $Q$  の勾配より  $C_1$  を決定できる。次に  $z \rightarrow 0$  での出力画像の  $x$  軸方向の勾配は次式で与えられる。

$$\frac{\partial}{\partial x} \log_{10} Q(x, y, z) = -0.434 \left(\frac{1}{C_2 z}\right)^{\frac{1}{2}}, \quad z \rightarrow \infty \quad (11)$$

出力画像の  $x$  軸方向の勾配の  $z$  方向の変化より拡散係数  $C_2$  を決定するこ

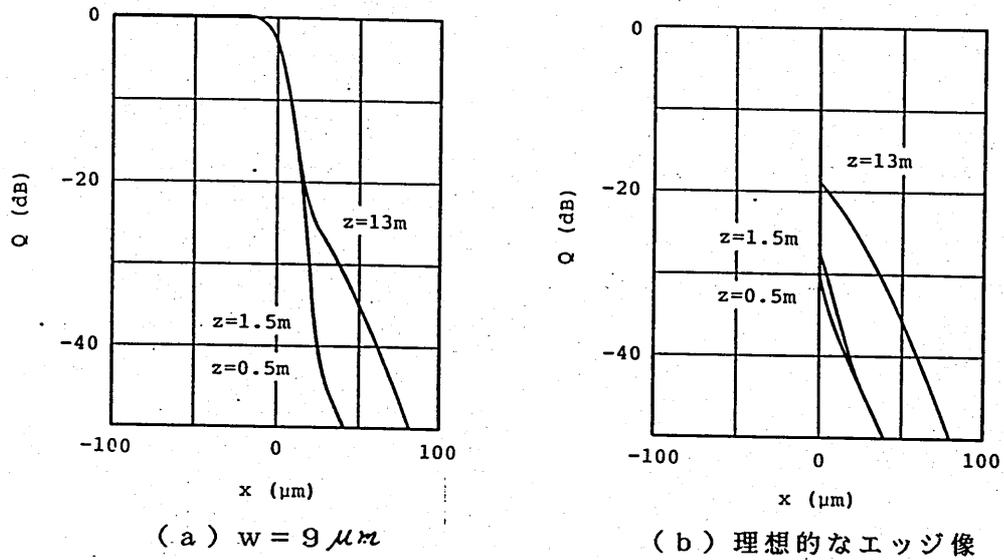


図1 伝送エッジ像

とができる。十分短いファイバの出力画像は次のようになる。

$$Q(x, y, z) = \frac{C_3}{2} e^{-C_4 x} \quad (12)$$

x 軸方向の勾配から  $C_4$  を、 $x \rightarrow 0$  における Q より  $C_3$  を決めることができる。

### 3. 測定および測定結果

単色のインコヒーレント光で照明されたナイフエッジ像の伝送特性の測定を行った。その実験装置の概要を図2に示す。光源としてハロゲンラン

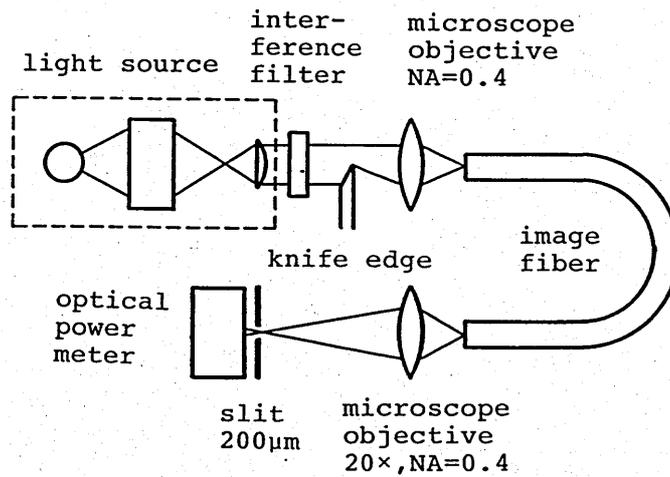


図2 実験装置の概要

ブを使用し、干渉フィルタにより単色波とした。使用した干渉フィルタの中心波長は650 nmであり、全半値幅は10 nmである。干渉フィルタ透過光によって照明されたナイフエッジを対物レンズ(20倍, NA=0.4)でイメージファイバ端面に結像させた。ナイフエッジと対物レンズ間の距離は対物レンズの機械的鏡筒長に一致させてある。イメージファイバの他端からの出力画像を対物レンズ(20倍, NA=0.4)でスリット面に結像させた。スリットを通過した光の電力をパワーメータで測定した。スリットを移動させることにより出力画像の電力分布を得た。使用したスリットの幅は200  $\mu\text{m}$  であり、イメージファイバ端面に幅10  $\mu\text{m}$  のスリットを置いたことに対応する。スリット幅はイメージファイバのコア間の距離に基づいて決定した。

図2の測定系においてイメージファイバを取り去って測定した入力エッジ像を図3に示す。横軸は像面での距離を表す。式(5)で表されたエッ

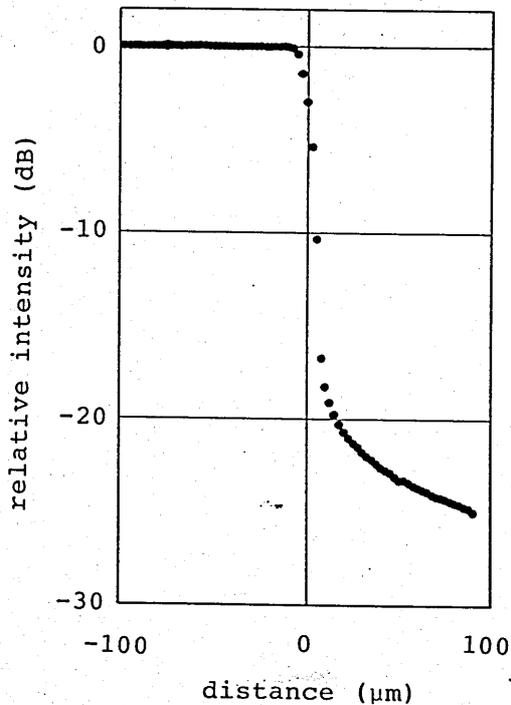
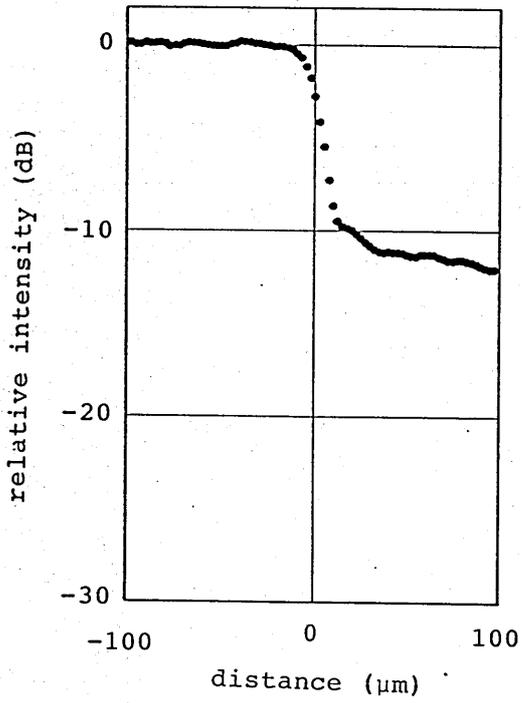


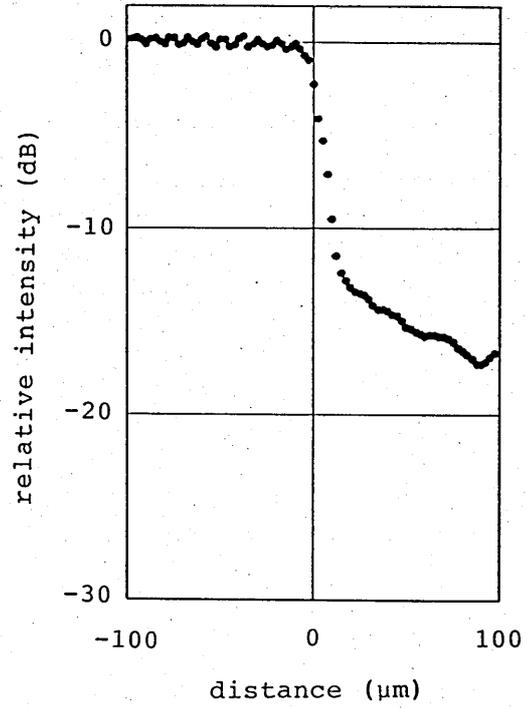
図3 入力エッジ像

ジ像と比較することにより  $w = 6 \mu\text{m}$  のエッジ像が得られたことになる。

先ず、コアの大きさが比較的揃っているイメージファイバとして試料1(住友電工製)の測定結果を示す。このイメージファイバのファイバ直径は2 mm, コア数は3万本, コア直径は約5  $\mu\text{m}$ , コアの間隔は約10  $\mu\text{m}$  である。長さ0.5 m, 1.5 mと13 mの3本のファイバを用意した。図3のエッジ像をイメージファイバで伝送した時、出力端で得られるエッ

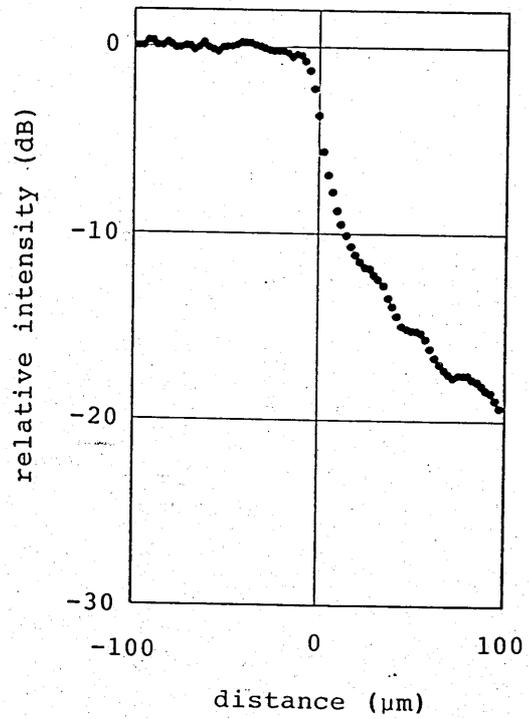


(a) ファイバ長 0.5 m



(b) ファイバ長 1.5 m

図4 出力エッジ像 (試料1)



(c) ファイバ長 1.3 m

ジ像の測定結果を図4に示す。縦軸は画像の相対強度を、横軸はイメージファイバ端面での距離を表す。ファイバ長0.5mの出力エッジ像のwの値は約 $10\mu m$ となっている。この値は入力像のwの値より大きくなっているが、この事はコア間の漏話に依るものではない。入力画像がイメージファイバ端面で画素に分解されるのがその原因である。エッジの暗部側での光の強度は短いファイバ程強くなっている。これはクラッドモードの影響であると思われるが、その詳細について現在検討中である。図5に伝送エッジ像の写真を示す。ファイバ長は13mである。漏話によって生じた高次モードの存在が分かる。

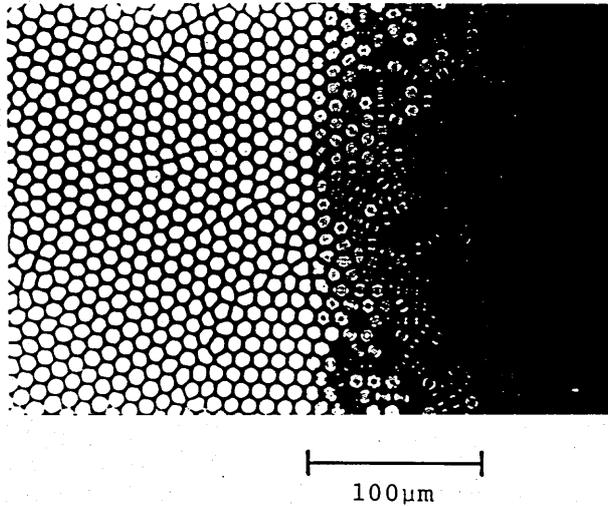
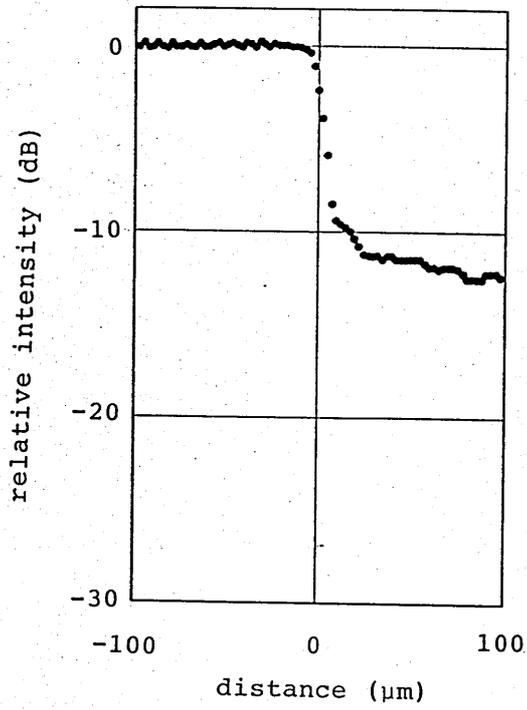
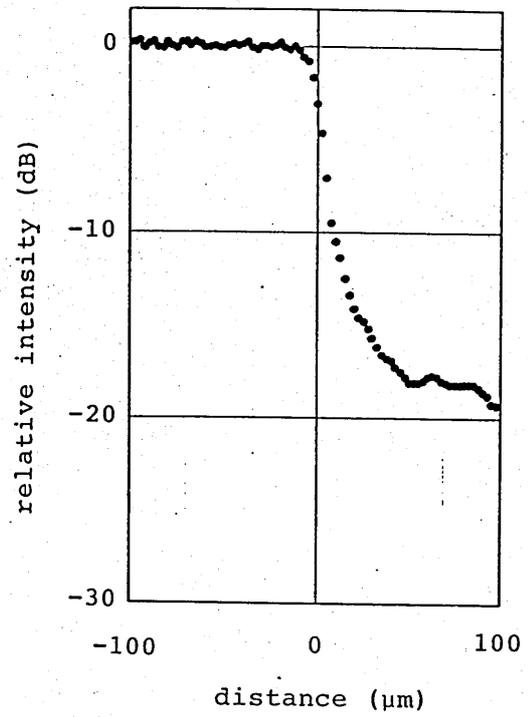


図5 伝送エッジ像の写真(試料1,ファイバ長13m)

次にコアの大きさがかなり不揃いなイメージファイバの例として試料2(古河電工製)の測定結果を示す。このイメージファイバのファイバ直径は0.8mm,コア数は5千本,コア直径は平均約 $5\mu m$ コア間隔は約 $8\mu m$ である。長さ0.6m,1.5mと10mの3本のファイバを用意した。図6に測定結果を示す。ファイバ長0.6mの出力エッジ像のwの値は約 $7\mu m$ となっている。入力エッジ像よりwの値が大きくなっている理由は、先に述べた通りである。0.6mのファイバに対してエッジの暗部側で入力エッジ像に比べてかなり強い光が観測されている。これは、試料1の場合と同様に、クラッドモードの影響によるものと考えられる。図7に伝送エッジ像の写真を示す。ファイバ長は10mである。

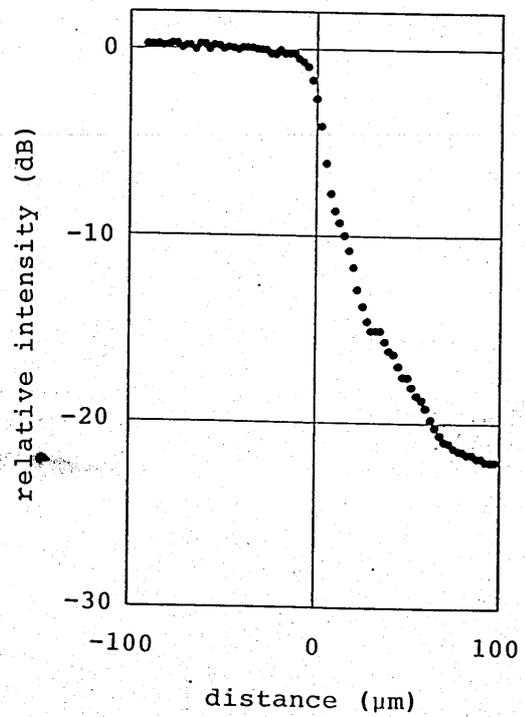


(a) ファイバ長 0.6 m



(b) ファイバ長 1.5 m

図6 出力エッジ像 (試料2)



(c) ファイバ長 10 m

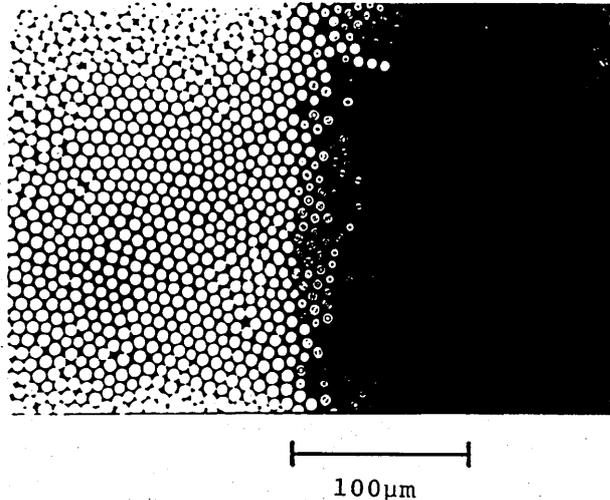


図7 伝送エッジ像の写真(試料2, ファイバ長10m)

#### 4. まとめ

単色(波長650nm)のインコヒーレント光で照明されたナイフエッジ像の伝送特性の測定結果を示した。漏話量の表現式の中に含まれている4つの係数を決定するのが測定の目的であるが、現在までの測定結果からこれらの係数を決定することはできていない。その理由として短いファイバでのクラッドモードの影響が挙げられる。現在、係数の決定を含め、測定結果について検討を行っている。

#### 参考文献

- [1] 細野敏夫: "イメージファイバの伝送特性", 信学論(C), J66-C, 11, pp. 843-850 (昭58-11).
- [2] 森, 山口, 細野: "一次元イメージファイバの伝送特性-強結合漏話特性-", 信学論(C), J67-C, 10, pp. 706-713 (昭59-10).
- [3] 細野, 山口, 森: "イメージファイバの像伝送特性改善について", 信学論(C), J68-C, 4, pp. 270-277 (昭60-4).
- [4] 山口, 下島, 細野: "イメージファイバの像伝送特性解析-高次モードの影響と波長依存性について-", 信学論(C), J71-C, 9, pp. 1274-1282 (昭63-9).
- [5] 例えば,

田中，社本，瀬戸，妻沼，真田：“細径イメージファイバの画像伝送特性における条長依存性”，1989年度電子情報通信学会春季全国大会，C-582(1989-3)。

藤原，吉村，後藤，小野，津野：“低損失長尺イメージファイバとその応用”，輻射科学研究会資料(昭56-12)。

[6] 例えば，

田中，瀬戸，妻沼，真田：“石英系細径イメージファイバのMTF測定”，昭63年電子情報通信学会秋期全国大会，C-289(昭63年9月)。

[7] A.Komiyama and M.Hashimoto: "Crosstalk and mode coupling between cores of image fibers", Electronics Letters, Vol.25, No.16, pp.1101-1103(1989-8).

小見山，橋本：“イメージファイバの漏話特性とモード結合”，電子情報通信学会技報，OQE88-126(1989-2)。

[8] 小見山，橋本：“イメージファイバの画像伝送特性”，輻射科学研究会資料RS89-8(1989-7)あるいは電気学会電磁界理論研究会資料EMT-89-107(1989-10)。

[9] D.Gloge: "Optical power flow in multimode fibers", Bell Sys. Tech., 51, pp.1767-1783(1972).

輻射科学研究会資料

RS89-16

偏波に依存しない  
導波形光ハイブリッド結合器

根上 卓之, 芳賀 宏, 山本 錠彦

大阪大学

基礎工学部

平成元年 12月 8日

# 偏波に依存しない 導波形光ハイブリッド結合器

根上 卓之, 芳賀 宏, 山本 錠彦

大阪大学 基礎工学部

## 1. はじめに

導波形光ハイブリッド結合器は光回路を構成する上で重要な素子である。特に、光変調器や光センサに用いる導波形マッハツェンダ干渉回路やマイケルソン干渉回路には必要不可欠である。現在までに報告されている導波形光ハイブリッド結合器としては、分岐導波路<sup>(1)・(2)</sup>、方向性結合器<sup>(3)・(4)</sup>がよく知られている。分岐導波路は動作が偏波及び波長に依存せず、作製が容易であるという利点がある。しかし、分岐部での放射損が大きく（約1 dB）、また、実際作製する上で分岐部の不整による光パワーの分配比の変動や放射損の増大という欠点がある。方向性結合器では、放射損が小さく（0.2~0.3 dB程度）、素子長を短くできるという利点がある。しかし、動作が偏波、波長に依存し、また、結合係数（導波路間隔）、結合長に大きく依存するので高い作製精度が要求される。さらに、非平行な2

導波路による方向性結合器<sup>(5)</sup>が報告されている。この素子では、結合長に対する作製精度は緩和されるが、結合係数（導波路間隔）に対しては作製許容度が小さく、偏波及び波長に対する依存性は大きい。

本報告では、分岐導波路と方向性結合器の利点を合わせ持つ導波形光ハイブリッド結合器<sup>(6)</sup>を提案し、その解析結果について述べる。この結合器の特徴としては、放射損が小さく（方向性結合器と同程度）、動作が偏波及び波長に依存しない。また、結合長、結合係数に対する依存性が小さいので作製許容度が大きいという利点を有する。欠点としては、素子長が長くなるという点が挙げられ、従って、伝搬損の小さい導波路で構成する必要がある。

以下に、まず、素子の構造及び動作原理について述べる。次に、具体的な導波路例を取り上げ、作製する上で妥当な導波路パラメータ（結合係数、位相定数差）について検討し、偏波に対するパラメータ値の違いについて述べる。次に、結合モード方程式を用いて解析した結果を示し、さらに、素子長を短くできる構造の解析結果について述べる。

## 2. 素子の構造及び動作原理

図1に導波形光ハイブリッド結合器の構造を示す。この素子は導波形方向性結合器を基礎としており、2つの導波路は単一モードである。従って、放射損は方向性結合器と同程度になる。2つの導波路が平行である領域（平行部）とポート1, 2から平行部へ2つの導波路が漸近する領域（対称部）では両導波路の位相定数（ $\beta$ ）は等しい。これに対し、平行部からポート3, 4へ導波路間隔が徐々に広がる領域（非対称部）では各々の導波路では位相定数が異なり、ポート3へ続く導波路（導波路3）の位相定数（ $\beta_3$ ）はポート4への導波路（導波路4）の位相定数（ $\beta_4$ ）より大きい

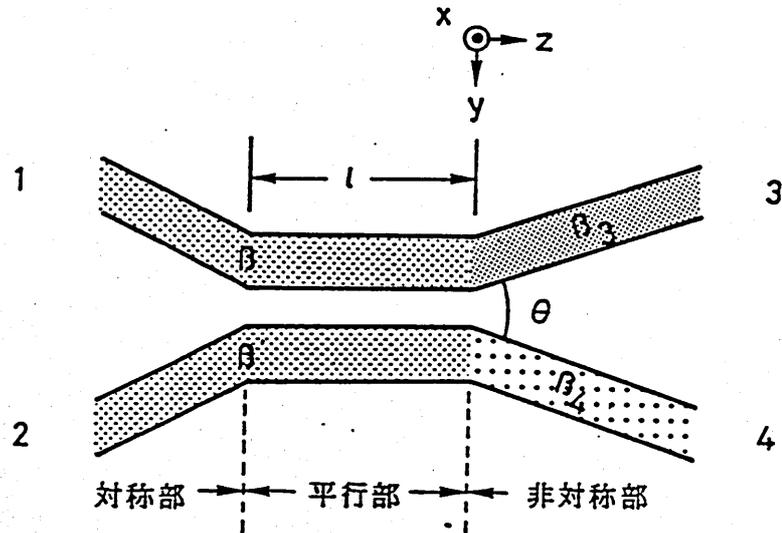
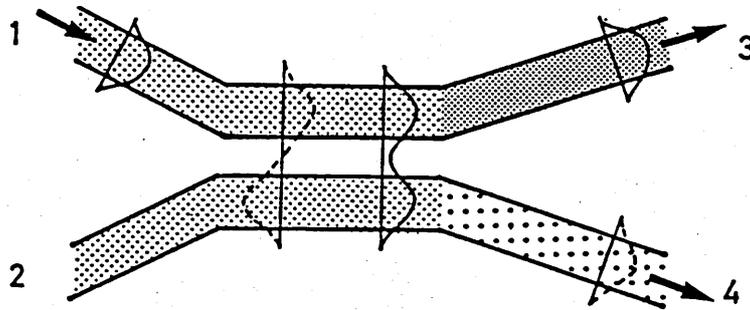


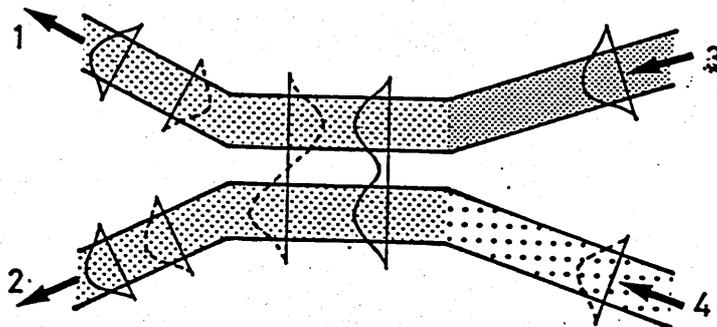
図1 基本形構造結合器 ( $\beta_3 > \beta_4$ )

とする。また、平行部の長さ（結合長）を  $l$ ，非対称部の分岐角を  $\theta$  とする。以下、この構造を基本形構造と呼ぶ。

今、ポート1から入射した光は平行部において偶モードと奇モードを等振幅で励振する。ここで、分岐角  $\theta$  が十分小さい場合、非対称部で、偶モードは位相定数の大きい導波路3の基本モードへ、奇モードは位相定数の小さい導波路4の基本モードへと移行する。従って、ポート3、4からの出射光パワーは等しくなる（図2(a)）。ポート2からの入射光は、ポート1、2からの導波路の位相定数が同じであることから、ポート1からの入射光と同様な動作となり、ポート3、4からの出射光パワーは等しい。次に、非対称部からの光の入射を考える。ポート3からの入射光は、導波路3の位相定数が導波路4のそれより大きいことから、平行部で偶モードのみを励振し、対称部で同相、等振幅の基本モードへと移行してポート1、2へと出射する。ポート4からの入射光は、逆に、平行部で奇モードのみを励振し、ポート1、2へ逆相、等振幅で出射する（図2(b)）。



(a) ポート1から入射した場合



(b) ポート3または4から入射した場合

図2 動作原理

従って、ポート1, 2からの出射光パワーは等しくなる。また、図2(b)においてポート1, 2から同時に同相、等振幅で入射した光は平行部で偶モードのみを励振するのでポート3へ、これに対し、ポート1, 2から逆相、等振幅で入射した光は平行部で奇モードのみを励振し、ポート4へ出射する。以上より、ハイブリッド動作を行うことがわかる。この動作は偏波や波長に関係なく生じる。

以上の動作は非対称部のモード分離特性が完全な場合起こる。しかし、実際には、非対称部で偶・奇モード間の結合が生じるので、動作は結合長

2, 分岐角  $\theta$ , 結合係数  $c_a$ , 導波路 3, 4 の位相定数差  $\Delta\beta (= \beta_3 - \beta_4)$  に依存する。従って, 偏波に対し特性が異なることがある。

以下では, 作製許容度が大きく, 偏波に依存しない導波路パラメータ (結合係数, 位相定数差) について解析を行う。

### 3. 導波路パラメータ

まず, 具体的な導波路の例を示し, 作製可能な導波路パラメータ及び偏波に対するパラメータ値の違いについて述べる。ここでは等価屈折率法<sup>(7)</sup>を用いて, 導波路パラメータとして, 結合係数及び位相定数差を算出した。非対称部の断面図を図 3 に示す。以下では, 導波路の構造パラメータ ( $d, w, g$ ) は全て波長  $\lambda$  で規格化し, 大文字で表す。すなわち,

$$D = d/\lambda, \quad W = w/\lambda, \quad G = g/\lambda \quad (1)$$

さらに, 結合係数  $c_a$  及び位相定数差  $\Delta\beta$  を次のように規格化する。

$$C_a = c_a \lambda \quad (2)$$

$$\Delta N = \Delta\beta \lambda / 2\pi \quad (3)$$

以下に  $\Delta N$  を等価屈折率差と呼ぶ。

ここでは, 導波路 3, 4 に位相定数差を与えるために導波路幅に違い ( $\Delta W$ ) を設けてある。また, 偏波としては主電界成分が基板に対し垂直

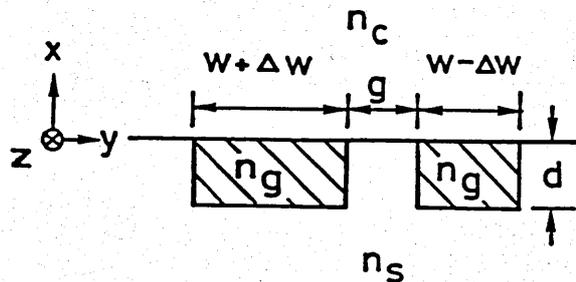
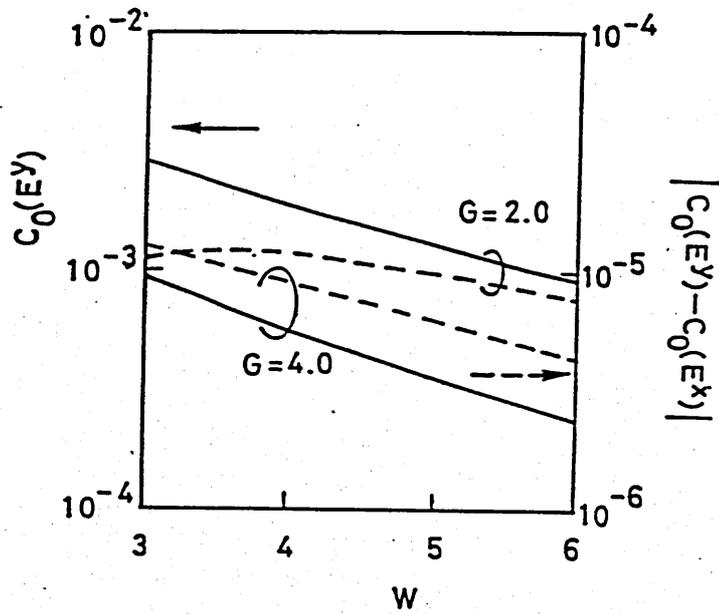


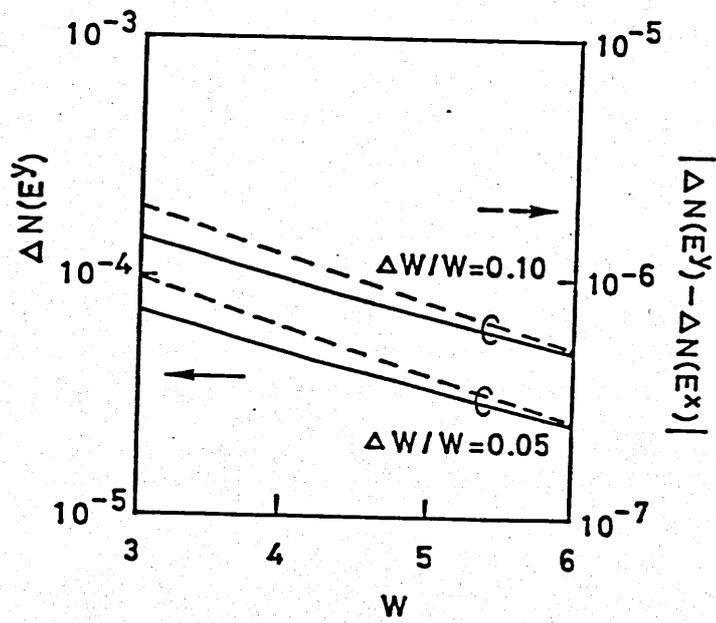
図 3 非対称部の断面図

方向（x方向）にあるE<sup>x</sup>モードと、水平方向（y方向）にあるE<sup>y</sup>モードについて考える。

最初の例として、等方性材料であるガラスを基板として、Na<sup>+</sup>とK<sup>+</sup>イオンを交換して作製する導波路（ガラス導波路）を取り上げる。基板の屈折率  $n_s=1.520$ ，導波部の屈折率  $n_g=1.527$ ，上部層（空気）の屈折率  $n_a=1.000$  とした。また，屈折率分布としては取り扱いやすいステップ形を仮定し，材料分散は考慮しない。導波路厚Dとしては，単一モード条件を満足し，十分光波の閉じ込めが得られる厚さを用い  $D=3.0$  とした。図4(a)に導波路間隔Gをパラメータとして導波路幅Wに対する結合係数  $C_c$  の関係を示す。また， $\Delta W=0$  として計算した。図中の実線はE<sup>y</sup>モードにおける結合係数を表し，その値は左側の縦軸で示す。破線はE<sup>y</sup>モードとE<sup>x</sup>モードでの結合係数の差を表し，右側の縦軸でその値を示している。図からわかるように導波路間隔G，導波路幅Wが狭いほど結合係数は大きい。これは，Gが狭いほど両導波路の界の重なりが大きくなるためであり，Wが狭いほど界が広がり，結果的に界の重なりが増大するためである。ガラス導波路では，結合係数としては  $1 \times 10^{-3}$  程度が得られることがわかる。また，偏波に対する結合係数の差はその値の約1%である。ここでは図に示していないが  $\Delta W \neq 0$  の場合でも結合係数  $C_c$  はほとんど変わらず1%程度の差である。図4(b)に，導波路幅の変化率  $\Delta W/W$  をパラメータとし導波路幅Wに対する等価屈折率差  $\Delta N$  の関係を示す。図中の実線はE<sup>y</sup>モードにおける等価屈折率差を表し，その値は左側の縦軸で示す。破線はE<sup>y</sup>モードとE<sup>x</sup>モードにおける等価屈折率差の違いを表し，右側の縦軸でその値を示す。導波路幅Wが広いほど等価屈折率差  $\Delta N$  が小さいのは，Wが広いと界の閉じ込めが強く，導波路幅の変化に対し界の変化が小さいからである。図より，ガラス導波路では等価屈折率差は  $1 \times 10^{-4}$  程度が得られる。また，偏波の違いに対する等価屈折率差は約1%程度異なる。ガラス導波路のような等方性基板で導波部と基板の屈折率差が小さい場合は結合係数の値の偏波による



(a) 導波路幅と結合係数の関係



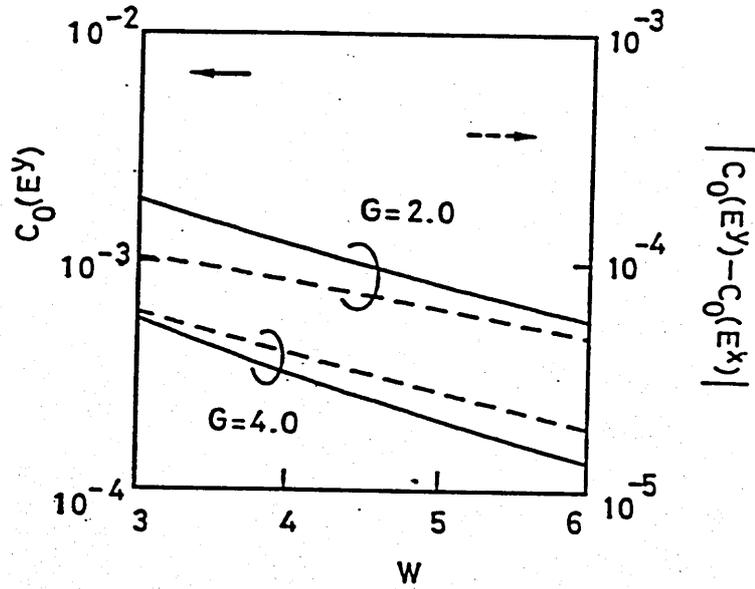
(b) 導波路幅と等価屈折率差の関係

図4 ガラス導波路の導波路パラメータ

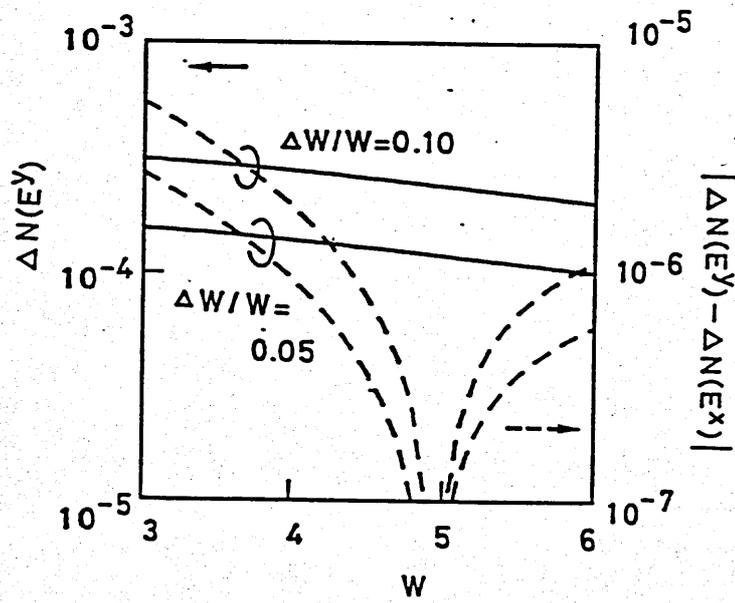
差が1%程度と小さいので、通常の方角性結合器（平行な2つの導波路で構成された結合器）でもほぼ偏波無依存のハイブリッド結合器となる。

次に、異方性基板 $\text{LiNbO}_3$ を用いたTi拡散導波路（ $\text{LiNbO}_3$ 導波路）について考える。ここではcカット $\text{LiNbO}_3$ を取り上げる。基板屈折率は $E^y$ モードでは常光線に対する屈折率 $n_o=2.286$ 、 $E^x$ モードでは異常光線に対する屈折率 $n_e=2.200$ である。常光線、異常光線に対するTi拡散による屈折率変化 $\Delta n$ は等しいとし、その値は $\Delta n=0.005$ とする<sup>(8)</sup>。また、導波路厚はガラス導波路の場合と同様な条件を満たす値を用い、 $D=3.0$ とした。導波路幅 $W$ に対する結合係数 $C_0$ の関係を図5(a)に、等価屈折率差 $\Delta N$ の関係を(b)に示す。実線、破線の定義は図4と同じである。図5(a)より $E^y$ モードに対する結合係数はガラス導波路と同様 $1 \times 10^{-3}$ 程度の値が得られる。しかし、偏波による結合係数の差は10%程度あり、無視できない値となっている。また、等価屈折率差は $1 \times 10^{-4}$ 以上の値となっている。その偏波による値の差は最大で約1%であり、導波路幅 $W=4.8 \sim 4.9$ で零となっている。これは、基板屈折率の異方性によって生じている。このように、偏波に対して結合係数の違いが無視できない場合、通常の方角性結合器では動作が偏波に依存してしまう。例えば、 $E^y$ モードに対しては入射光パワーが3dBに分配され2つのポートに出射されるとすると、 $E^x$ モードでは結合係数が10%違うので、各々のポートに2.68dB、3.37dBで分配されることになる。

そこで、次節では、異方性基板のように偏波の違いによる結合係数の差が大きい場合や作製誤差等により結合係数及び等価屈折率差が変動した場合でもハイブリッド動作を行う導波路パラメータの範囲を求める。



(a) 導波路幅と結合係数の関係



(b) 導波路幅と等価屈折率差の関係

図5 LiNbO<sub>3</sub>導波路の導波路パラメータ

#### 4. 基本形構造

この結合器は2節で述べた説明では偏波に依存しない動作が得られる。しかし、実際は非対称部において偶・奇モードで結合が生じるので、その動作は平行部の結合長 $l$ や非対称部の分岐角 $\theta$ 、結合係数、位相定数差に依存する。そこで、2節で述べたような結合系の偶・奇モードに代わり、非対称部の導波路3, 4の各々独立したモードを用い、その結合について考える。それに基づき、大きな作製許容度を得られ、偏波に依存しない結合器となる導波路パラメータの解析を行う。

ここでは、図1のポート1から光が入射した場合、ポート3, 4へ光パワーが等分配される動作(3dB分配動作)について考える。非対称部において、導波路パラメータ(結合係数 $C_0$ 、等価屈折率差 $\Delta N$ )の違いによる出射光パワーの変化を結合モード方程式<sup>(9)</sup>を用いて計算した。

図1において導波路3, 4のモード振幅をそれぞれ $a_3$ ,  $a_4$ 、位相定数を $\beta_3$ ,  $\beta_4$ とすると、結合モード方程式は以下のようなになる。

$$\frac{d a_3}{d z} = -j c(z) \exp(j \Delta \beta z) a_4 \quad (4)$$

$$\frac{d a_4}{d z} = -j c(z) \exp(-j \Delta \beta z) a_3 \quad (5)$$

ここで、 $\Delta \beta = \beta_3 - \beta_4$ である。非対称部では光の伝搬方向( $z$ )に沿って導波路間隔が徐々に広がるため結合係数 $c$ は $z$ の関数となる。 $z$ の変化に対し導波路間隔が直線的に十分緩やかに変化する場合を考えると、結合係数 $c(z)$ は以下のように表される<sup>(10)</sup>。

$$c(z) = c_0 \exp(-\theta \gamma z) \quad (6)$$

ここで、 $c_0$ は $z=0$ つまり平行部における結合係数であり、 $\theta$ は分岐角、

$\gamma$  は 2 つの導波路間の  $y$  方向での界の浸み出しを表す値である。式(1), (2), (3)で伝搬距離  $z$  を波長  $\lambda$  で規格化すると ( $Z=z/\lambda$ ),

$$\frac{d a_3}{d Z} = -j C_0 \exp \{-2\pi (\theta \Gamma - j \Delta N) Z\} a_4 \quad (7)$$

$$\frac{d a_4}{d Z} = -j C_0 \exp \{-2\pi (\theta \Gamma + j \Delta N) Z\} a_3 \quad (8)$$

となる。ここで、 $\Gamma = \gamma \lambda / 2\pi$  である。

ポート 1 から光が入射した場合、非対称部の入口  $z=0$  におけるモード振幅  $a_3(0)$ ,  $a_4(0)$  は平行部で 2 つの導波路の位相定数が等しいことから、

$$a_3(0) = \cos (C_0 L) \quad (9)$$

$$a_4(0) = -j \sin (C_0 L) \quad (10)$$

で表される。ここで、 $L=l/\lambda$  である。

今、初期条件として、まず、入射光が平行部で 3dB に分配された状態すなわち  $|a_3(0)|^2 = |a_4(0)|^2 = 0.5$  の場合を考える。つまり、 $C_0 L = 0.25\pi$  である。この状態では非対称部における導波路パラメータ  $C_0$ ,  $\Delta N$  の最も広い範囲の値で 3dB 分配動作が得られる。これは、 $\Delta N$  の値が大きい場合を考えると光パワーの変化が小さいので最終的に  $|a_3|^2 = |a_4|^2 = 0.5$  となることから予想される。さらに、作製上の誤差あるいは異方性基板のように偏波の違いにより  $C_0 L$  に  $\pm 10\%$  のずれが生じた  $C_0 L = (0.25 \pm 0.025)\pi$  の場合について十分光波が伝搬した後の光パワー  $|a_3|^2$ ,  $|a_4|^2$  をルンゲ・クッタ・ギル法を用いて計算した。

図 6 に光パワー ( $|a_3|^2$ ) の変化の一例を示す。横軸は伝搬距離  $Z$ , 縦軸はパワーを表す。実線は  $\Delta N = 2 \times 10^{-4}$ , 破線は  $\Delta N = 2 \times 10^{-5}$  の場合の様子である。実線の条件では等価屈折率差が大きいので  $Z=0$  付近でのパワー

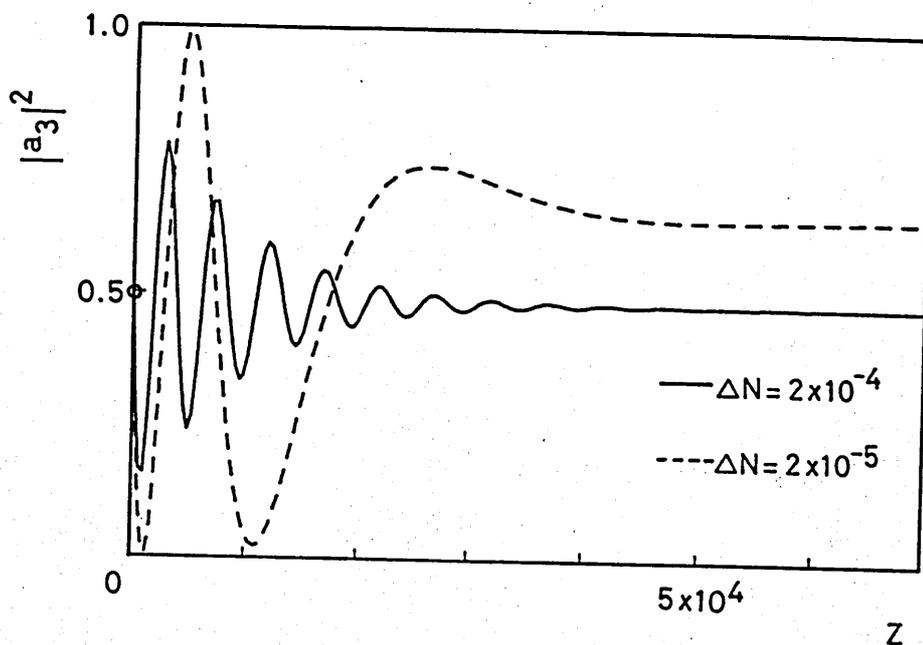
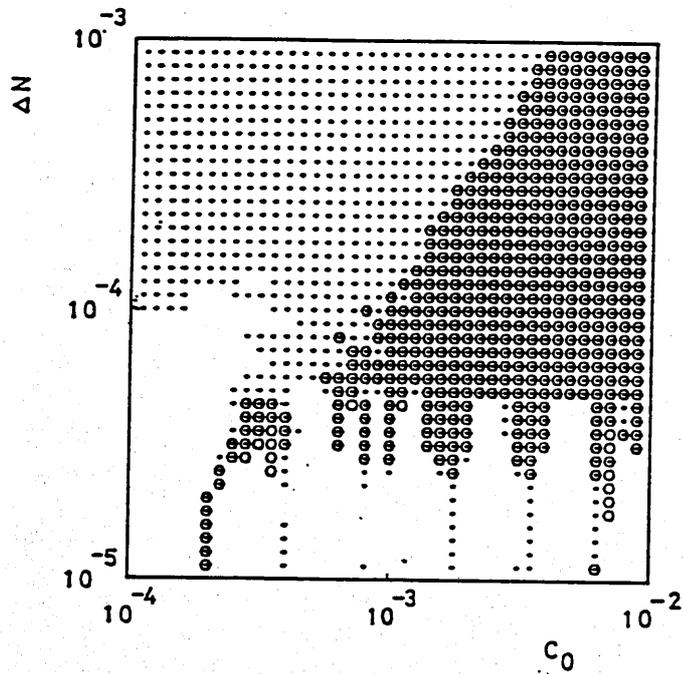


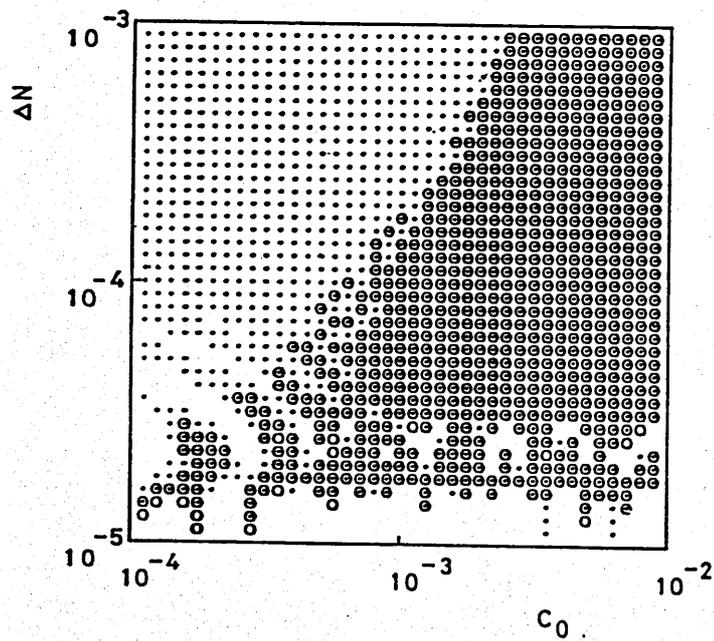
図6  $\Delta N$ の違いによる光パワーの距離に対する変化（基本形構造）  
 $(C_a L = 0.25\pi, C_a = 6.5 \times 10^{-4}, \theta \Gamma = 2 \times 10^{-5})$

の変化は小さく、2つの導波路の位相速度が大きく違うので光パワーの  
 変化の周期が短い。距離  $Z$  に対し結合係数が指数関数で減少することから、  
 パワーの変化は減衰振動となり  $|a_3|^2 = 0.5$  へと収束する。これに対し、  
 破線の等価屈折率差が小さい場合、 $Z=0$  付近でほぼ完全結合状態となり、  
 パワーの変化の周期が長いので十分な減衰振動となる以前に結合しなくな  
 るため  $|a_3|^2 = 0.5$  以外の値に収束している。

ここで、3dB分配動作の許容範囲は光パワーが定常状態となった時の値が  
 入射光パワーに対し  $-3.0 \pm 0.3$  dB 内である場合とし、その条件を満たす導波  
 路パラメータを算出した。結果を図7に示す。図7(a),(b)はそれぞれ  $\theta \Gamma = 2 \times 10^{-5}$ 、  
 $\theta \Gamma = 1 \times 10^{-5}$  の場合の計算結果である。横軸は結合係数  $C_a$ 、縦  
 軸は等価屈折率差  $\Delta N$  である。また、結合係数  $C_a$  は  $1 \times 10^{-4} \sim 1 \times 10^{-2}$ 、等  
 価屈折率差  $\Delta N$  は  $1 \times 10^{-5} \sim 1 \times 10^{-3}$  の範囲を40分割した計1600点について



(a)  $\theta \Gamma = 2 \times 10^{-5}$



(b)  $\theta \Gamma = 1 \times 10^{-5}$

図7 3dB分配動作許容範囲内の結合係数及び等価屈折率差（基本形構造）

計算した。・印，○印はそれぞれ  $C_0 L = 0.25\pi$ ， $(0.25 \pm 0.025)\pi$  である時に3dB分配動作の許容範囲内にある  $C_0$  と  $\Delta N$  の組み合わせを表す。従って，○印となる  $C_0$ ， $\Delta N$  では  $C_0 L$  に  $\pm 10\%$  のずれが生じても3dB分配動作の許容範囲内となるので，作製誤差や偏波の違いに依存しない動作を行うことになる。

図7(a)，(b)では  $C_0 L$  の値が  $0.25\pi$  より  $\pm 10\%$  ずれると3dB分配動作許容範囲となる  $C_0$ ， $\Delta N$  の領域が大きく狭まることがわかる。これは， $C_0$  が小さく， $\Delta N$  が大きい場合，非対称部での光パワーの変化が小さくほとんど初期条件の光パワーの状態が保存されるためである。しかしながら， $C_0$ ， $\Delta N$  が共に大きな値である図中右上の広い領域で○印となる  $C_0$ ， $\Delta N$  の組み合わせが得られる。従って，この領域内の導波路パラメータを選べば， $C_0$ ， $\Delta N$  及び  $C_0 L$  がずれても3dB分配動作の許容範囲内となるので，作製の許容度が大きいハイブリッド結合器が得られる。

次に，図7の(a)と(b)を比較すると， $\theta \Gamma$  の値が小さい方が3dB分配動作の許容範囲内にある  $C_0$ ， $\Delta N$  の組み合わせが広い領域で得られることがわかる。これは， $\theta \Gamma$  が小さいと式(3)からわかるように結合係数  $c(z)$  の変化が緩やかになり，定常状態となるまでに2つの導波路でパワーのやり取りの頻度が増加する。従って，図6の実線に示したようにパワーの変化が減衰振動となり， $|a_3|^2 = 0.5$  へと収束するからである。

前節で述べたようにガラス導波路や  $\text{LiNbO}_3$  導波路で実現できる値は， $C_0 \approx 1 \times 10^{-3}$ ， $\Delta N \approx 1 \times 10^{-4}$  である。図7(a) ( $\theta \Gamma = 2 \times 10^{-5}$ ) の場合，○印となる領域つまり  $C_0 L$  のずれに動作が影響しない領域がこの値を含むあたりでは狭いので，導波路パラメータや初期条件のずれに対し動作が変動しやすい。これに対し，図7(b) ( $\theta \Gamma = 1 \times 10^{-5}$ ) では， $C_0 \approx 1 \times 10^{-3}$ ， $\Delta N \approx 1 \times 10^{-4}$  を含む広い領域で○印となる  $C_0$ ， $\Delta N$  の組み合わせが得られるので，具体的な導波路で作製許容度が大きく偏波に依存しないハイブリッド結合器を構成できる。さて，ガラス導波路や  $\text{LiNbO}_3$  導波路では  $\Gamma \approx 1 \times 10^{-2}$  であ

る。従って、実際の分岐角は図7 (b)では $\theta \approx 1 \times 10^{-3}$ となり、かなり小さい値を必要とする。言い換えれば、長い素子長を必要とすることになる。

そこで、分岐角が大きくつまり素子長が短くても作製誤差や偏波に依存しないハイブリッド結合器となる構造について次に述べる。

#### 4. テーバ形構造

前節で述べたように、基本形構造では等価屈折率差が大きい場合はパワーの変化が小さく定常状態での値はほとんど非対称部入口 ( $z=0$ ) での値と同じとなる。従って、導波路パラメータの広い領域で許容範囲内にある3dB分配動作を得るには分岐角を小さくし、結合係数の変化を緩やかにする必要があった。そこで、非対称部の入口では2つの導波路の位相定数を等しくし、光パワーの変化を大きくしてやり、伝搬するにつれ徐々に位相定数差を設けることにより減衰振動を起こさせるテーバ形構造結合器について考える。この構造を用いることにより、基本形構造より大きな分岐角で3dB分配動作の許容範囲内となる導波路パラメータを広い領域で得ることができると考えられる。

図8に素子の構造を示す。この素子では導波路3, 4の位相定数は非対称部入口  $z=0$  で等しく、徐々に導波路3の位相定数は増加し、導波路4では減少しており、距離  $z_1$  で両導波路とも一定の位相定数になる構成である。図中に示すように位相定数を変化させるために導波路幅を直線的に変化させる構造を考え、その勾配を  $\theta_2/2$  とした。

位相定数が連続に変化している領域では2つの導波路にローカル・ノーマル・モードを適用すると、導波路3, 4のモードの位相項はそれぞれ  $\exp\{-j \int \beta_3(z) dz\}$ ,  $\exp\{-j \int \beta_4(z) dz\}$  となる。従って、波長  $\lambda$  で規格化した結合モード方程式は、

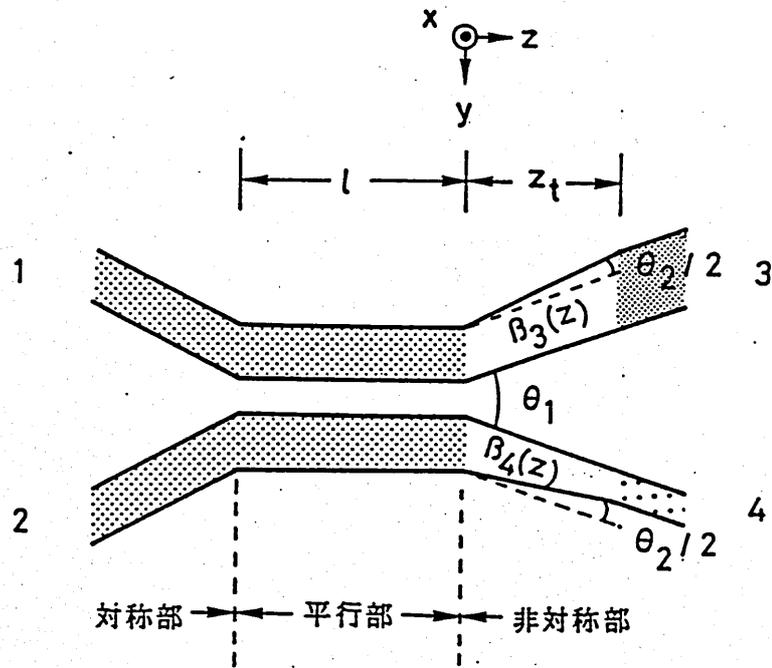


図8 テーパー形構造結合器

$$\frac{da_3}{dZ} = -j C_0 \exp \left\{ -2\pi \left( \theta_1 \Gamma Z - j \int_0^Z \Delta N(\xi) d\xi \right) \right\} a_4 \quad (11)$$

$$\frac{da_4}{dZ} = -j C_0 \exp \left\{ -2\pi \left( \theta_1 \Gamma Z + j \int_0^Z \Delta N(\xi) d\xi \right) \right\} a_3 \quad (12)$$

ただし,

$$\Delta N(Z) = \begin{cases} \Delta N \theta_2 Z & (0 \leq Z \leq Z_t) \\ \Delta N & (Z_t \leq Z) \end{cases} \quad (13)$$

で表される。ここで、 $Z_1=1/\theta_2$ であり、 $\Delta N$ は2つの導波路の等価屈折率が一定となったときのその差である。

図9に光パワーの変化の様子を示す。実線は $C_0L=0.25\pi$  ( $|a_3|^2=|a_4|^2=0.5$ )、破線は $C_0L=2\pi$  ( $|a_3|^2=1, |a_4|^2=0$ )の場合である。このように等価屈折率が直線的に変化する場合、実線、破線を比較してわかるように、結合係数 $C_0$ が大きければ、初期条件 $C_0L$ がどのような値でも導波路間隔の狭い領域(非対称部入口付近)では2つの導波路の等価屈折率がほぼ等しいので、100%に近いパワーの移行が得られる。導波路間隔が広がるにつれ、等価屈折率差は大きくなるので、両導波路の光パワーの授受が徐々に少なくなり、 $|a_3|^2=0.5$ へと収束する。つまり、初期条件に関係なく3dB分配動作を行うと考えられる。

次に、導波路パラメータの変動に対する動作の変化を検討してみる。いま、非対称部を導波路間隔が違う平行な2つの導波路でできた微小な方向

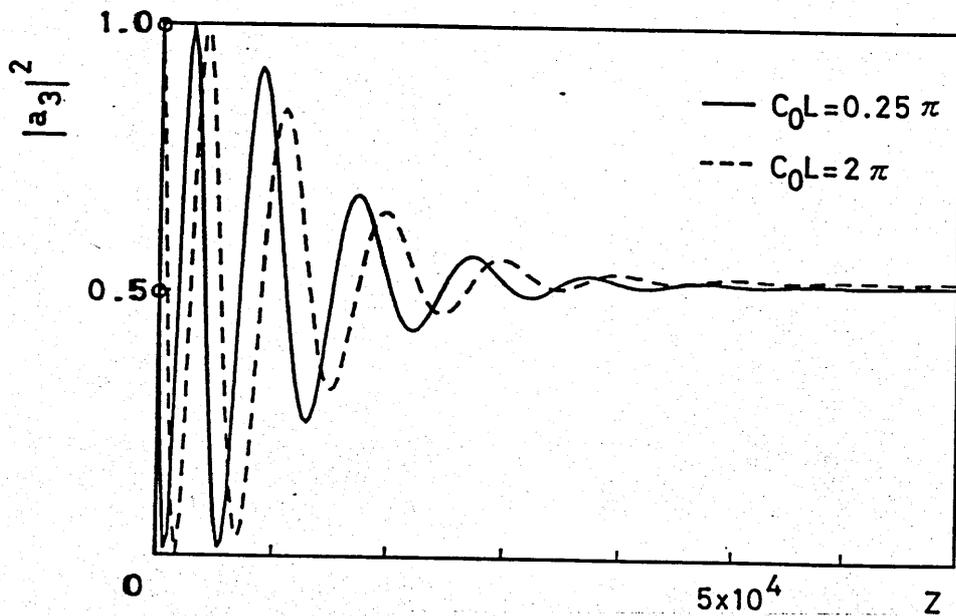


図9  $C_0L$ の違いによる光パワーの距離に対する変化(テーパ形構造)  
( $\theta_1\Gamma=2\times 10^{-5}$ ,  $\theta_2=8\times 10^{-5}$ ,  $C_0=1\times 10^{-3}$ ,  $\Delta N=1\times 10^{-4}$ )

性結合器のつなぎ合わせと仮定する。ここで、平行2導波路方向性結合器では、一方の導波路から光が入射した場合 ( $|a_3|^2=1$ ,  $|a_4|^2=0$ ), 各々の導波路の光パワーは結合係数  $C$ , 等価屈折率差  $\Delta N$  とすると,

$$|a_3(Z)|^2 = 1 - F \sin^2(KZ) \quad (14)$$

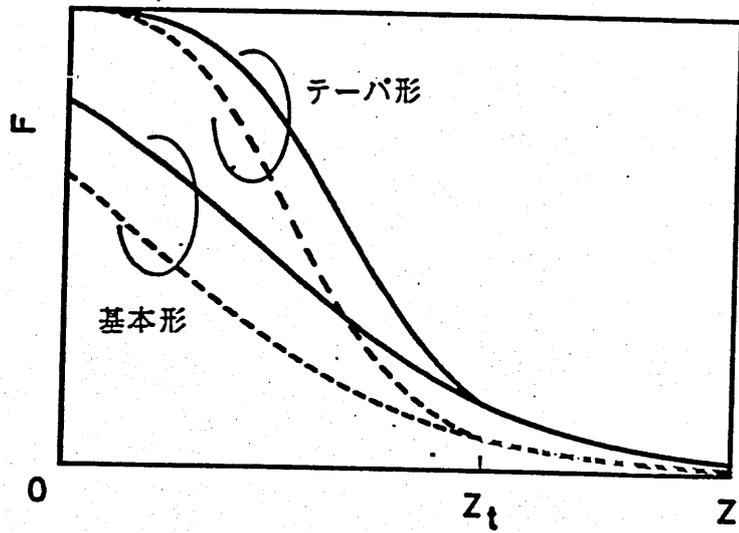
$$|a_4(Z)|^2 = F \sin^2(KZ) \quad (15)$$

ここに,

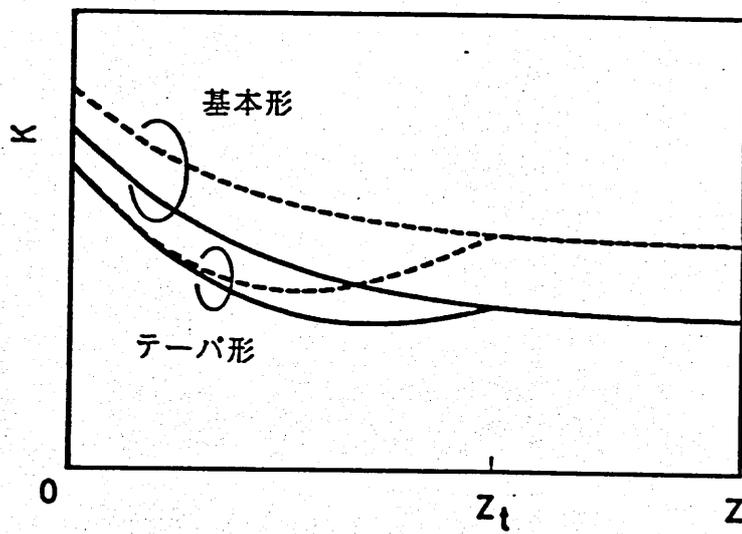
$$F = 1 / \{1 + (\pi \Delta N / C)^2\} \quad (16)$$

$$K = \sqrt{C^2 + (\pi \Delta N)^2} \quad (17)$$

となる。従って、光パワー分配動作に影響を及ぼす因子として  $F$  及び  $K$  が挙げられる。非対称部における結合係数及び等価屈折率差の変化を用いて、 $F$ ,  $K$  の距離  $Z$  に対する変化を図 10 (a), (b) に示す。図に示す実線と破線では結合係数  $C_0$  及び等価屈折率差  $\Delta N$  が異なっているとす。図 10 (a), (b) より、 $F$ ,  $K$  共にテーパ形構造の方が基本形構造より  $Z=0$  付近つまり結合が強い部分で実線と破線の値の差が小さい。  $Z$  が大きいつまり結合の弱い部分では両構造の実線と破線の差は変わらない。結合の弱い部分ではパワーの変化が小さいので、結合の強い部分で実線と破線の差が小さいテーパ形の方が基本形よりも結合係数または等価屈折率差が変化しても動作の変動が小さいと考えられる。従って、テーパ形、基本形ともに実線の結合係数及び等価屈折率差で  $|a_3|^2 = |a_4|^2 = 0.5$  であったとすると、結合係数及び等価屈折率差のずれに対しテーパ形の方がより広い範囲で 3dB 分配動作を行うと考えられる。



(a) ZとFの関係



(b) ZとKの関係

図10 基本形とテーパ形構造におけるFとKの違い

図 1 1 にテーパ形構造結合器において 3dB 分配動作の許容範囲内にある結合係数  $C_0$  と等価屈折率差  $\Delta N$  の組み合わせを示す。  $\theta_1 \Gamma = 2 \times 10^{-5}$ ,  $\theta_2 = 8 \times 10^{-5}$  であり、 $\cdot$  印と  $\circ$  印は図 7 と同じ定義である。図 1 1 より、初期条件  $C_0 L$  の値が  $0.25\pi$  より  $\pm 10\%$  ずれても許容範囲内の 3dB 分配動作が得られる領域がほぼ変わらないことがわかる。  $\theta_1 \Gamma$  ( $\theta \Gamma$ ) が同じ値である基本形構造での結果図 7 (a) と比較すると、  $\Delta N$  の大きな部分で  $\circ$  印となる領域が広がっていることがわかる。これは前述したように  $\Delta N$  を徐々に増加させることにより、パワーの変化が大きい減衰振動となるためである。また、実際に作製可能な結合係数  $C_0 \approx 1 \times 10^{-3}$ , 等価屈折率差  $\Delta N \approx 1 \times 10^{-4}$  を含む広い領域で 3dB 分配動作の許容範囲内となることを示している。従って、  $\Gamma \approx 1 \times 10^{-2}$  とすると分岐角  $\theta_1 \approx 2 \times 10^{-3}$  で作製誤差や偏波に依存しない導波形光ハイブリッド結合器が作製できることがわかる。

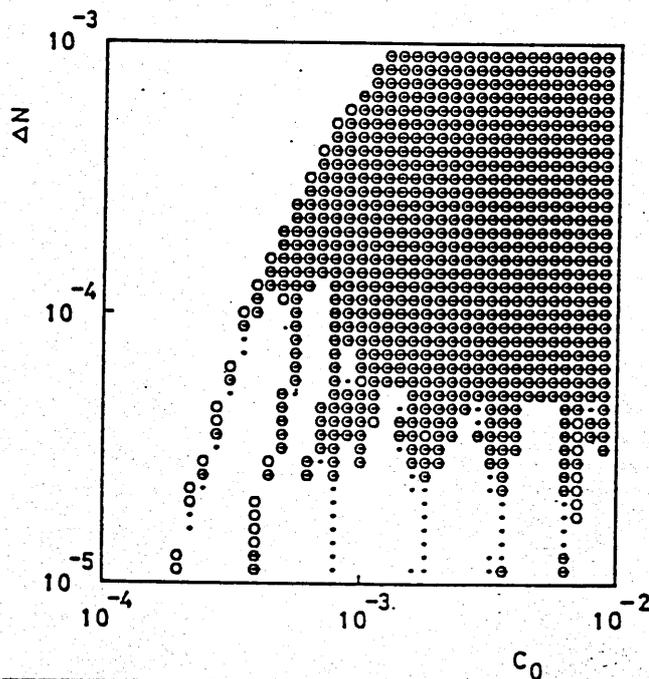


図 1 1 3dB 分配動作許容範囲内の結合係数及び等価屈折率差  
(テーパ形構造)

ここでは、 $\theta_2 = 4\theta_1\Gamma$ としている。この場合、最も広い領域の $C_0$ 、 $\Delta N$ の組み合わせで許容範囲内の3dB分配動作が得られる。このように最適な $\theta_2$ の値は $\theta_1\Gamma$ の値に関連している。例えば、 $\theta_2 \ll \theta_1\Gamma$ では結合係数 $c(z) = c_0 \exp(-\theta_1\gamma z)$ がほぼ零の状態でも等価屈折率差はまだ変化していることになる。この時、実際に動作に影響する等価屈折率差 $\Delta N$ は小さな値となり、図11において等価屈折率差の小さい下側の領域を表示することになる。また、 $\theta_2 \gg \theta_1\Gamma$ の場合は結合係数が十分大きな値の時に等価屈折率差が一定の値となるので基本形構造に近い動作を行うことになり、図7(a)に似た結果となる。従って、最適な $\theta_2$ の値は結合係数の変化の度合つまり $\theta_1\Gamma$ の値によって決まる。また、 $\theta_2$ の値が $4\theta_1\Gamma$ より若干変動しても、等価屈折率差が距離に対し徐々に変化しているので、その動作に対する影響は小さい。つまり、3dB分配動作の許容範囲内にある $C_0$ 、 $\Delta N$ の領域はほぼ変わらない。

以上より、テーパ形構造を用いることにより、比較的大きな分岐角で作製誤差や偏波の違いに依存しない光ハイブリッド結合器を実現できることがわかる。

また、ここでは、波長の違いに対する動作変動についてふれていないが、偏波の違いや作製誤差により動作がほとんど変動しない導波路パラメータの領域では、波長に対してもその動作が依存しないといえる。

## 5. まとめ

偏波に依存しない導波形光ハイブリッド結合器を提案し、その解析について述べた。この導波形光ハイブリッド結合器は動作が偏波、波長に依存せず、また、作製許容度が大きい。さらに、放射損が小さいという利点を有している。この結合器の構造は通常の方角性結合器を基本としており、

2つの導波路が漸近する一方の部分（対称部）及び平行である部分（平行部）では両導波路の位相定数が等しく，他方の部分（非対称部）では位相定数に違いを設けてある。

この素子の動作では非対称部のモード分離特性が重要となる。そこで，非対称部における結合係数，等価屈折率差（位相定数差）に対する光パワー分配比の違いを結合モード方程式を用いて解析を行った。その結果，作製許容度の大きなハイブリッド結合器を得るには比較的大きな結合係数と等価屈折率差を必要とすることがわかった。実際に作製可能な導波路でこのハイブリッド結合器を実現するには，非対称部の分岐角を約 $1 \times 10^{-3}$ 程度の小さな値にする必要がある。そこで，非対称部の2つの導波路の位相定数差を徐々に増大するように変化させたテーパ形構造について検討した。その結果，分岐角 $2 \times 10^{-3}$ 程度でハイブリッド結合器を作製でき，素子長を短くできることがわかった。また，このテーパ形構造では平行部での長さ（結合長 $l$ ）にほとんど依存しない動作を示すことがわかった。

ここで述べた導波形光ハイブリッド結合器は作製許容度が大きいというだけでなく，異方性導波路のように偏波によって結合係数の差が大きい場合でも使用できるという利点を有する。

#### 参考文献

- (1) W.K.Burns, A.F.Milton, A.B.Lee, J.West: Appl. Opt., 15, 1065(1976).
- (2) M.Izutsu, A.Enokihara, T.Sueta: Opt., Lett., 7, 549(1983).
- (3) R.V.Schmidt, H.Kogelnik: Appl. Phys. Lett., 28, 503(1976)
- (4) O.Mikami, S.Zembutsu: Appl. Phys. Lett., 35, 38(1979).
- (5) T.Findakly, C.Chen: Appl. Opt., 17, 769(1978).
- (6) 根上, 芳賀, 山本: 1989秋季信学全大C-243.

- (7) M.J.Adams:"An introduction to optical waveguides",John Wiley & Sons,188(1981).
- (8) M.Minakata,S.Saito,M.Shibata,S.Miyazawa:J.Appl.Phys.,49,4677 (1978).
- (9) A.Yariv:IEEE J.Quantum Electron.,QE-9,919(1973).
- (10) N.S.Kapany,J.J.Burke:"Optical Waveguides",Academic,237(1972).

輻射科学研究会資料

RS89-17

光散乱法による  
ナノメータオーダーの粒径測定法

安 弘  
森 勇蔵, 遠藤勝義, 山内和人  
井出 敏

大阪電気通信大学 工学部  
大阪大学 工学部  
愛媛大学 工学部

1990年3月10日

於 大阪電気通信大学

## 1. はじめに

### 1.1 超微粒子の検出と粒径の計測の意義

本研究では Ar<sup>+</sup> レーザを用いて光散乱法により、パターン未形成のシリコンウエハのような鏡面上に付着している単一微粒子の検知と、その直径をナノメータオーダーで計測する、新しい測定法の開発を行っている。

近年発展が著しいエレクトロニクスをはじめ、コンピュータによる情報化時代において、その実現の担い手であるのが、超LSI を代表とするエレクトロニクス素子である。とくに、高集積化により、高精度で微細加工要求されるダイナミックラムメモリ(DRAM)IC では、年に 2倍というスピードで集積度が増加し続け、いまや 10 M ビットの容量のもので、そのパターンの線幅もサブミクロンのものが出現しはじめています。

したがって、これら超 LSIの製造のためには、原子や分子の大きさの数倍から数十倍のナノメータオーダーの精度での、超精密加工技術、超精密位置決め技術、極限環境技術、及び計測技術が必須の条件となり、このような超精密技術が駆使されてはじめて、高精度で超微細な加工を行う超 LSI製作の実現が可能になるものと思われる。

さて、超精密加工技術でも金属はもちろんシリコンウエハに対しても、原子オーダーの超高精度で表面加工が行える EEM (Elastic Emission Machining) が開発されており、<sup>1)~4)</sup> 今後はサブミクロンオーダーのパターン線幅に対する超微細加工技術と、計測技術の開発が重要である。さらに、前述の超LSI の製作はもちろん、高エネルギー加速器であるシンクロトロン軌道放射(SOR) で重要な役割を果たす、超精密反射鏡の製作分野などでも、0.01  $\mu\text{m}$  以下のナノメータオーダーのダスト粉塵などの異物の存在が問題となることから、その検知と粒径を計測する測定技術、及び付着防止をはかる極限環境技術の開発が強く要望されている。<sup>5)~7)</sup>

しかしながら、それら塵埃の単一微粒子に対して、現在開発されている粒径測定器の検出可能粒径は、0.2  $\mu\text{m}$  程度で、ナノメータオーダーまで検出できるものはみあたらない。<sup>8)~17)</sup>

### 1.2 光散乱法を用いたナノメータオーダーの粒径計測

ナノメータオーダーの異物の検知と、その粒径を計測できる新しい測定法の開発にあたっては、まず球形微粒子に対するミー及びレーリ散乱理論が、本測定法に応用できるかどうか検討を行った。そのため、直径 1~20 nm までの球形微粒子に対する散乱光の強度分布の関係を、ミー散乱理論とレーリ散乱理論を用いて算出して解析し、その結果レーリ散乱理論の本測定法への有効性を明らかにした。

さらに、その散乱光強度分布解析より、粒径に応じて生じる極微弱散乱光を効率よく集光して光電子増倍管(PMT)で検出するため集光用光学系と、収束光学系、及び検出回路などで構成された、新しい測定システムを開発した。

その検出測定原理は、レーザスポット光をシリコンウエハ上に照射して走査させながら、異物である微粒子を探索していき、それを検知したときに生じる散乱光強度より粒径を計測するものである。散乱光は  $10^{-11} \text{ W}$  程度の極微弱光であるため、単一光電子状態(SPE)の離散パルス状電流信号としてPMTで検出される。これを簡単なCR充放電回路で積分電圧波形として取り出し、ナノメータオーダの粒径検出する新しい測定法である。(8)(9)

また、レーザ光による微粒子とシリコンウエハの融解問題についても熱伝導理論を用いて解析した。その結果、本測定法で用いている、出力1Wで直径5  $\mu\text{m}$  程度に絞ったスポット光の強度密度では、両方とも融解されないことも明らかにした。

さらに、PMTでの迷光(背景光)を含めた検出信号のショットノイズによる揺らぎについて解析しその揺らぎ幅を算出した。この粒径に応じて生じた散乱光による検出電流と、迷光による電流における揺らぎ幅の大きさの関係より、S/Nを求めて本測定法の粒径検出可能限界について検討した。その結果、本測定法はナノメータオーダの超微粒子の直径を、非破壊的に計測できることを示すことができ、さらに本測定システムを用いて、実験も行ったので報告する。

## 2. 測定原理

本測定原理は、レーザ光を微粒子に照射して得られる、その粒径に比例したレーリ散乱光の強度を計測すれば、微粒子の検知と直径を知ることができるに基ずいている。

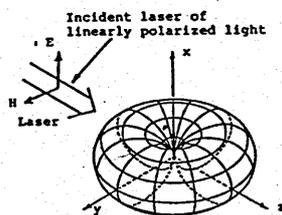


図1 球形粒子によるレーリ散乱強度パターン図

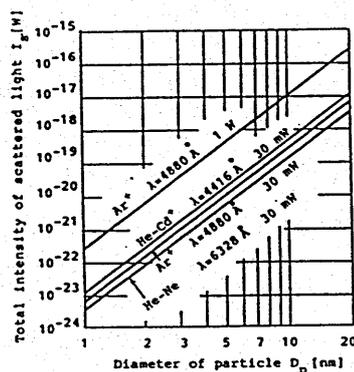


図2 レーザ光に対する粒径と全散乱光強度の関係

直線偏光レーザー光による球形粒子からの散乱光強度は、マクスウェル電磁方程式の厳密解として得られる、ベッセル関数と円筒関数を含んだ、複雑なミー散乱式で求められる。<sup>20)~21)</sup>さらに、粒子の直径を粒子の直径を  $D_p$  とし、また  $\alpha$  を粒径パラメータと定義して、 $\alpha = D_p \pi / \lambda$  で示すとき、粒径が光波長  $\lambda$  より十分小さい  $\alpha < 1$  であれば、式(1)の略解として次式のレーリー散乱式が得られる。

$$\left. \begin{aligned}
 I_R &= |E_\theta|^2 + |E_\phi|^2 \\
 &= \frac{\lambda^2 I_0}{4\pi^2 r^2} (i_1 \sin^2 \phi + i_2 \cos^2 \phi) \\
 i_1 &= \left| \frac{\bar{n}^2 - 1}{\bar{n}^2 + 2} \right|^2 \cdot \alpha^6, \quad i_2 = \left| \frac{\bar{n}^2 - 1}{\bar{n}^2 + 2} \right|^2 \cdot \alpha^6 \cdot \cos^2 \theta
 \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

ここに、 $n$  は複素屈折率である。上式で算出した散乱光強度より、強度分布図を求めて図1に示した。これより、散乱光の全強度  $I_s$  は、 $I_R(\theta, \phi)$  を極座標による動径方向の強度とすれば、次式で求められる。

$$\begin{aligned}
 I_s &= \iint I_R(\theta, \phi) dF = \int_0^{2\pi} \int_0^\pi I_R r^2 \sin \theta d\theta d\phi \\
 &= \frac{2}{3\pi} \lambda^2 I_0 \alpha^6 \left| \frac{\bar{n}^2 - 1}{\bar{n}^2 + 2} \right|^2
 \end{aligned} \quad (2)$$

### 3. 散乱光検出原理

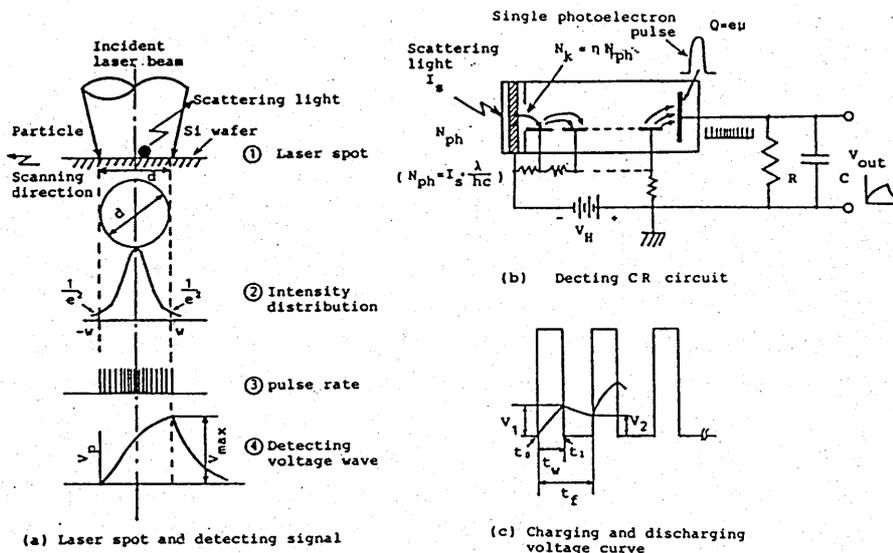


図3 レーザスポット光走査法による極微弱散乱光の検出と粒径の測定原理

ナノメータオーダーの粒子による散乱光強度は、粒子を  $\text{SiO}_2$  とし、出力 1 W 波長が 488 nm のレーザ光を  $5 \mu\text{m}$  に絞って照射しても、 $10^{-12}\text{W}$  以下の極微弱光である。したがって、PMT からの出力信号は、光電子パルスが離散化された単一光電子状態 (SPE) で取り出される。そこで、我々はこの単一光電子パルスを、簡単な CR 検出回路を通して積分電圧波形として検出し、超微粒子の直径を計測する測定法を開発した。その原理図を図 3 に示す。散乱光強度  $I_s$  に応じた光電子数を  $N_{ph}$ 、PMT 光電面より放出する光電子数を  $N_k = \eta \cdot N_{ph}$  とするとき、各光電子は  $\mu$  倍された  $Q = e \cdot \mu$  なる電荷をもつパルスとして出力される。ここに、 $\eta$  は量子効率で、 $\mu$  は増幅率で、また  $e$  は電子の電荷である。

これら粒子がスポット内を通過している間に、散乱光強度に応じて生じた単一光電子パルス列を、CR 回路を通すことにより、その積分電圧波形として検出できる。この波高値  $V_p$  は散乱光強度に比例するので、 $V_p$  を知ることでより粒子の直径を測定することができる。これが本測定法でのナノメータオーダーの粒径測定法の原理である。

#### 4. 測定システム

##### 4.1 測定装置

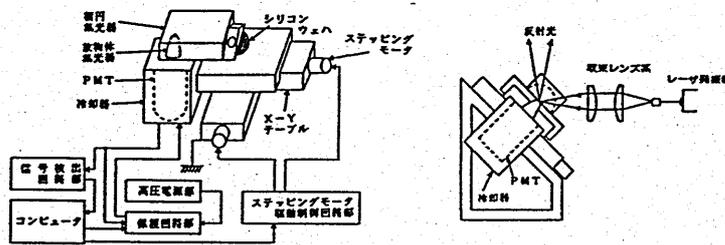


図4 測定システム構成図

前節までに述べた散乱及び検出理論に従って、図 4 に示した測定装置の設計製作を行なった。装置はレーザ光の収束装置と散乱光の集光装置、及び検出回路、さらにコンピュータによる制御装置で構成されている。レーザ光はシリコンウエハ上で直径約  $5 \mu\text{m}$  のスポット光に収束されており、微粒子による極微弱散乱光を楕円及び放物面集光器で PMT 光電面に導いている。

##### 4.2 本光学システムによる受光可能散乱光強度

本測定システムの散乱光集光率  $\beta$  は、光学系の楕円及び放物面集光ミラーでのレーザ入射口や反射面における損失を算出したのち、 $\beta = 20\%$  と算定した、この光学系での集光効率  $\beta$  を考慮して式 (2) より散乱光強度を算出し、超微粒子の直径と受光散乱光強度の関係を図 5 に示した。

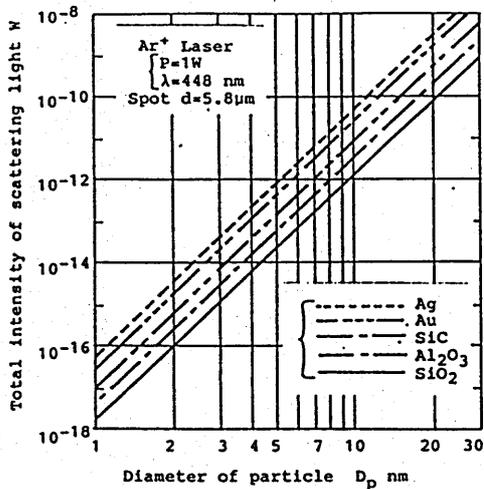


図5 微粒子素材に対する粒径と集光散乱光強度の関係

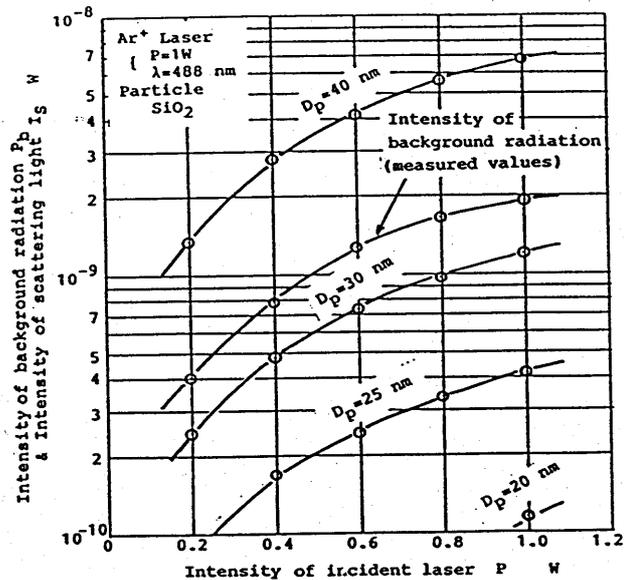


図6 本光学システムでの迷光強度測定値

#### 4.3 光学系での迷光強度測定値

本測定システムの光学系における迷光（背景光）の実測値は、照射レーザー光の出力が1Wのとき  $1.9 \times 10^{-9}$  W程度であった。その結果を各粒径に対して得られる、算出受光散乱光強度とともに図6に示した。したがって、図6より迷光強度は、直径20nmの微粒子から受光できる算出散乱光強度よりも大きくなっている。しかし、本測定法の粒径測定限界は、迷光の直流成分は相殺できるので、そのショット雑音による揺らぎの幅と、検出電圧波高値  $V_0$  との比による S/N 比で決められるが、これについては後で述べる。

### 5. 測定方法

#### 5.1 粒径検出原理

図3に示した検出原理図において、レーザービーム光はガウシアン光強度分布であるので、散乱光強度も位置  $r$  によって異なり、単一光電子パルスの発生レートも  $r$  により異なる。そこでこの強度変化を考慮した全散乱光強度  $I_s'$  は、式(2)より次式のように与えられる。

$$I_s' = \frac{2}{3\pi} \lambda^2 I(r) a^6 \left| \frac{\bar{n}^2 - 1}{\bar{n}^2 + 2} \right|^2 \quad (3)$$

ここに、 $I(r)$ は強度が  $1/e^2$ になる点の輪郭半径を  $w$  として次式で示される。

$$I(r) = \frac{2P}{\pi w^2} \exp\left(-\frac{2r^2}{w^2}\right) \quad (4)$$

本測定システムの光学系での集光効率を  $\beta$  とすれば、PMT 光電面での受光可能散乱光強度  $I_i$  は  $I_i = \beta I_s$  として求められる。

したがって、散乱光強度に応じて PMT出力から取り出される単一光電子パルス数  $N_k(r)$  は、

$$N_k(r) = I_i \frac{\lambda}{hc} \cdot \eta \cdot \delta = \beta \cdot I_s \frac{\lambda}{hc} \cdot \eta \cdot \delta \quad (5)$$

で求められる。ここに、 $\delta$  は PMTのダイノード集光効率で  $\delta = 0.8$  とした。さらに、微粒子が走査レーザスポット光で検知され生じるスポット径当りのパルス数  $N_{ks}$  は、スポット走査速度を  $v$  とすれば、次式で求められる。

$$N_{ks} = \frac{d}{v} \int_{-w}^w N_k(r) dr = \frac{d}{v} \cdot N_k \quad (6)$$

このパルス数と粒径の関係を図7に示した。

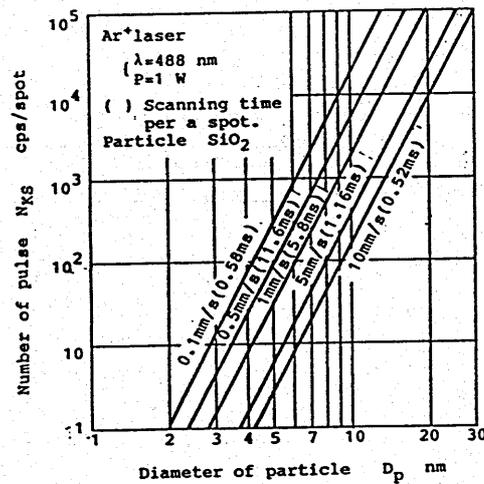


図7 粒径と光電子流パルス数との関係

## 5. 2 単一光電子パルスによる CR 回路出力電圧

図3(b),(c)に示すように、単一光電子により PMT出力部で生じた、総電荷量  $Q$  が  $Q = e\mu$  で幅が  $t_u$  (通常  $2 \sim 10$  ns) のパルスを CR 回路に与えるとき、その出力電圧  $V_n$  は次のように表わされる。

$0 < t \leq t_i$  における充電電圧は  $V_{oc}$  は

$$V_{oc} = R_L \frac{Q_0}{t_1} \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \right\} \quad (7)$$

となりまた  $t > t_1$  での放電電圧  $V_{od}$  は

$$V_{od} = R_L \frac{Q_0}{t_1} \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{t_1}{\tau}\right) \right\} \exp\left(-\frac{t-t_1}{\tau}\right) \quad (8)$$

となる。ここで、回路時定数  $\tau = CR_1$  を  $t_1$  に対して  $\tau > t_1$  とすれば、充放電電圧比  $V_2/V_1$  は

$$\frac{V_2}{V_1} = \exp\left(-\frac{t_1-t_w}{\tau}\right) \approx 1 \quad (9)$$

とすることができる。したがって、単一光電子パルスによる充電電圧  $V_1$  はほぼ減衰することなく、次のパルスで充電されて電圧が上昇し、この繰り返しによりパルス数に応じた図3(a)④に示すような積分電圧波形として検出される。この波高値  $V_p$  は単一光電子パルスの数に比例し、すなわち微粒子からの散乱光強度に比例しているため、この波高値を知ることにより散乱光強度に応じた超微粒子の粒径を測定することができる。

### 5.3 検出電圧値の計算結果

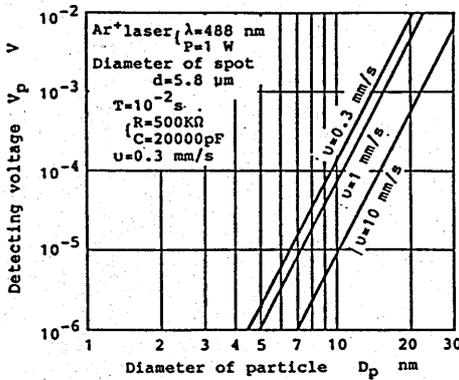


図8 走査速度に対する粒径と光電子パルス数との関係

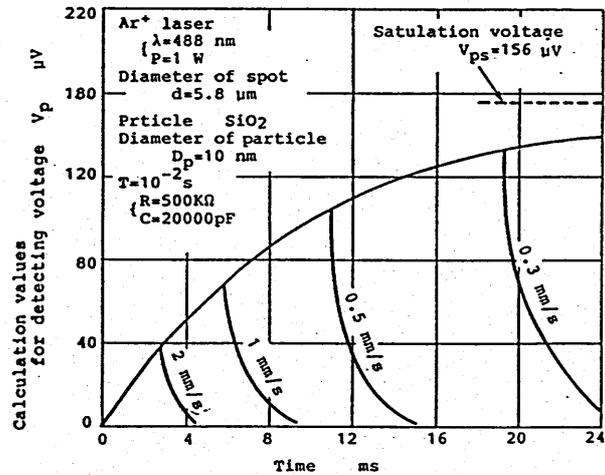


図9 走査速度に対する PMT出力での検出積分電圧波形

図3の検出原理により、収束レーザー光を被測定面上に照射して走査するとき、直径が 10 nm の粒子 ( $SiO_2$ ) から散乱光に応じた単一光電子パルスの数は、式(14)と(5)または図7より求められる。これより、CR 検出回路を通して得る粒径と検出電圧波高値との関係を、走査速度をパラメータとして図8に示した。また、その検出積分電圧波形を図9に示した。

## 6. 測定限界

### 6.1 ショット雑音

PMT においては、ショット雑音によりその出力電圧に揺らぎが生じるが、極微弱光測定を行う本測定法ではこれが測定限界に大きく影響を与える。

PMTでのショット雑音による光電子流の揺らぎを示すショット雑音自乗平均出力電流  $\overline{i_{nh}^2}$  と、その雑音出力電流の揺らぎ幅のピーク間の値  $i_{nh(P-P)}$  は、次式のように得ることができる。<sup>22)~26)</sup>

$$\begin{aligned} \overline{i_{nh}^2} &= 2 e I_{nh} \Delta B \mu F \\ &= 2 e^2 \mu^2 \eta F P_o \Delta B / h \nu \end{aligned} \quad (10)$$

$$\begin{aligned} i_{nh(P-P)} &= 2 \sqrt{2} \sqrt{\overline{i_{nh}^2}} \\ &= 2 \sqrt{2} \cdot \sqrt{2 e^2 \mu^2 \eta F P_o \Delta B / h \nu} \end{aligned} \quad (11)$$

したがって、PMT出力回路の負荷抵抗を  $R$  とすれば、この揺らぎ幅のピーク間電圧  $V_{nh(o-n)}$  は、それぞれ次式で与えられる。

$$\begin{aligned} V_{nh(rms)} &= \sqrt{\overline{i_{nh}^2}} \times R \\ V_{nh(o-n)} &= i_{nh(P-P)} \times R = 2 \sqrt{2} \sqrt{\overline{i_{nh}^2}} \times R \end{aligned} \quad (12)$$

### 6.2 S/N による測定限界の解析

PMT 出力電流の直流成分  $I_{nh}$  は後段の回路で相殺できるので、PMT出力信号は揺らぎの交流成分に検出積分波形が重畳した、図10に示すような形で示すことができる。したがって、ショット雑音による出力電圧の揺らぎ量の最大値  $V_{nh(o-n)}$  の半分より検出電圧波高値  $V_p$  が小さければ、雑音交流成分に埋もれて検出が不可能となるので、必ず  $V_{nh(o-n)} < V_p$  の条件でなければ計測ができないことになる。

そこで、本測定法による粒径の測定限界は、揺らぎ幅のピーク値  $V_{nh(o-n)}$  の半분을ノイズ成分  $N$  とし、検出電圧の波高値  $V_p$  を信号成分  $S$  として、次式で示す二つの比、すなわち信号対雑音比  $S/N$  比から決めることができる。

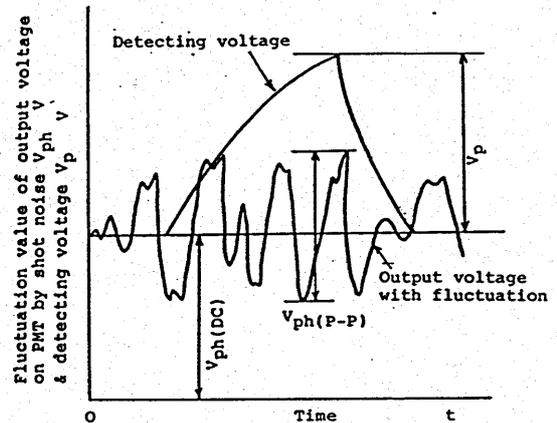


図10 ショット雑音による出力電圧の揺らぎと検出電圧によるS/Nの定義

$$\begin{aligned}
\frac{S}{N} &= \frac{\text{(粒子からの散乱光強度に応じた検出電圧波高値)}}{\text{(ショット雑音による出力電圧の揺らぎ量ピーク値の半分)}} \\
&= \frac{V_n}{V_{nh(n-n)}/2} = \frac{V_p}{\sqrt{2} \sqrt{i^2_{nh}} \times R} \\
&= \frac{V_n}{(\sqrt{2} \sqrt{e^2 \mu^2 \eta F P_0 \Delta B / h \nu}) \times R} \quad (13)
\end{aligned}$$

原理的には S/N が 1 以上あれば、波高値  $V_p$  の検出はできることになるが、ノイズが光電子の不規則放出から起こるショット雑音に伴う揺らぎ幅で、一定な値を示すものでもないことも考慮して、安定でより確実性の高い計測を行うには余裕をみて S/N が 10 以上必要であるとした。すなわち、本測定法での粒径の測定限界を  $S/N \geq 10$  として定義した。

### 6.3 ショット雑音の要因と S/N の関係

ここで、PMT における光電子流発生要因としては、

- ① 迷光（背景光）の光電面への入射
- ② 粒子からの検出散乱光の光電面への入射
- ③ 光電面からの熱電子放出による暗電流

の三つがあり、これらが合わさって PMT の陽極から出力電流として取り出される。しかも、これらの出力電流には光電子流の大きさに応じた、ショット雑音に伴う揺らぎが生じた形で検出される。

これら三つの場合におけるショット雑音の算出結果より、それぞれ S/N の関係を求めて図11と図12に示した。

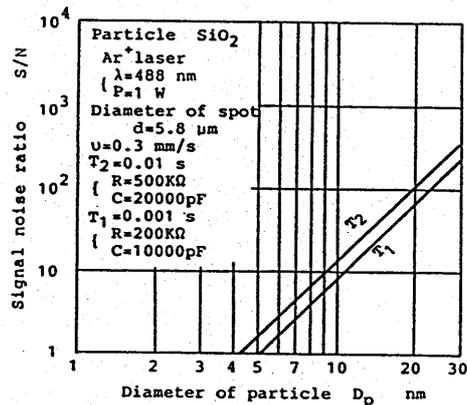
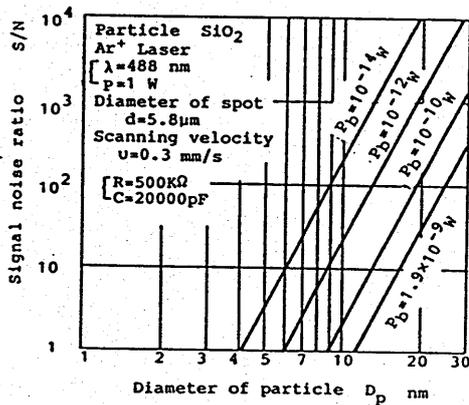


図11 迷光によるショット雑音と 図12 検出散乱光によるショット雑音

本測定システムの迷光強度が  $1.9 \times 10^{-9} \text{ W}$  であるので、図11より  $S/N=10$  が保てるのは約 17nm で、これが現測定システムでの測定限界となる。したがって、10 nm 以下の粒径の検出を行うには、今後迷光を  $10^{-12} \text{ W}$  以下に削減する必要がある。

## 7. 測定結果及び考察

本測定システムを用いて、シリコンウエハに対して微粒子の検知と直径の測定を行い、その測定結果について以下に示す。

その結果、25 nm 程度の微粒子の直径に相当する信号電圧を安定して検出することができた。また、微弱電圧信号のためノイズとの識別に少し不安定さはあるものの、19 nm 程度の粒径に相当する信号電圧も、一応検出することができた。

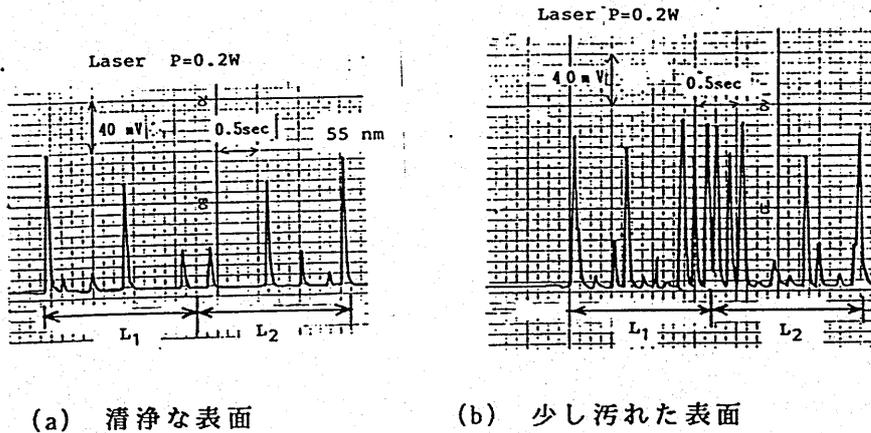


図13 シリコンウエハに対する検出電圧測定値

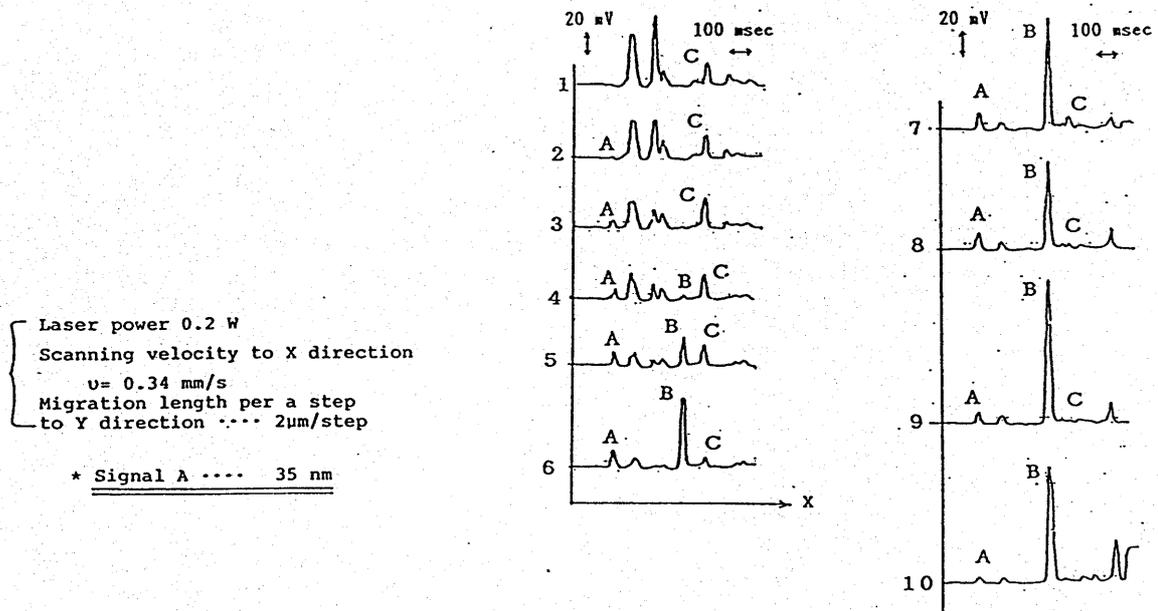


図14 シリコンウエハに対するレーザスポット光の2次元走査による検出電圧の測定結果

参考文献

1. 森 勇蔵: Elastic Emission Machining とその表面, 精密機械, 46, 6. (1980)5.
2. 森 勇蔵, 井川直哉, 奥田徹, 杉山和久: EEM(Elastic Emission Machining)による超精密数値制御加工法, 46.12(1980)1537.
3. 森 勇蔵, 井川直哉, 奥田徹, 杉山和久, 山内和人: EEM(Elastic Emission Machining)による超精密数値制御加工法 - 流体の挙動解析と膜厚分布 -, 精密機械, 49,11(1983)1540.
4. 森 勇蔵, 山内和人: 原子の大きさに迫る加工, 精密機械, 51,1(1985)12.
5. 森村正道: 3次元ナノメートル技術の現状と将来, 計測と制御, 25,5(1986)405.
6. 松永正久: 超精密工学と素子工学, 精密機械, 46,6(1980)1.
7. 本郷俊夫: NC Elastic Emission Machining を利用したシンクロトロン放射光反射ミラーの加工システム, 光学, 13,6(1984)463.
8. Van de Hulst: Light Scattering by Small Particles, John Wiley & Sons, (1957).
9. K.Suda and T.Hanada: Portable Optical Particle Counter, Rev.Sci. Instrument, 50,7(1979)831.
10. K.Suda: Instrumentation for the Size Determination of Submicron particulates System by Side Way Light Scattering Method, Rev. Sci. Instrument, 51,7(1980).
11. A.Shintani, K.Suda and M. Maki: SiO<sub>2</sub> Particulates Dispersed in a CVD Reactor, J.Electrochem. Soc.,127,2(1980)426.
12. 須田匡, 高見勝美, 岩谷福雄: 半導体プロセスにおける欠陥・微粒子のレーザーによる検出, 電子材料, 9(1977)103.
13. 高見勝美, 秋山伸幸, 長友宏人, 岩谷福雄: 微小欠陥及びサブミクロン粒子計測におけるレーザーセンシング技術, 日立評論, 65,7(1983)39.
14. 八掛保夫, 鈴木道夫, 伊藤誠: 表面検査装置による粒子検出, 日立評論, 65,7,(1983)39.
15. 秋山伸幸, 大島良正, 小泉光正ほか: 偏光レーザーによるパターン付試料上の異物検査の自動化, 計測自動制御学会論文集, 17,2(1985)856.
16. 小泉光正, 秋山伸幸: LSI ウエハパターンからの反射光の解析, 計測自動制御学会論文集, 21,8(1985)856.
17. 秋山伸幸: 半導体用異物検査技術, 精密工学会誌, 5,55(1989)294.
18. Y.Mori, H.An, K.Endoh, K.Yamauchi et al.: Designing a New Apparatus for Measuring Particle Sizes of the Order of Nanometer by Light Scattering, Tech. Reports Osaka University, 38,1924(1988)135.
19. 森 勇蔵, 安 弘, 遠藤勝義, 山内和人ほか: 光散乱法によるナノメートルオーダーの粒径測定法の開発, 精密工学会誌, 54,11(1988)100.
20. Max Born and Emil Wolf: Principles of Optics, PERGAMON Press.
21. 草川徹, 横田英嗣: 光学
22. 戸塚博美: 光電管, 光電子増倍管とその使い方, 照明学会雑誌, 58,11(1974)598.
23. 林達郎: 光電子増倍管の雑音指数, 静岡大学電子工学研究所研究報告, 7, 1(1972)33.
24. 林達郎: 微弱光測定用光電子増倍管, 分光研究, 22,4(1973)233.
25. 清水慶昭, 遠保宏, 稲葉文男: 極微弱な光情報の計測, 光学, 4,3(1975)105.
26. 瀧保夫, 飯島健一, 田宮潤一: 雑音, 近代科学社(昭和37年)90.

輻射科学研究会資料

RS89-18

進行波形光変調素子のための超伝導電極の特性

榎原 晃、東野秀隆、瀬恒謙太郎、和佐清孝

(松下電器産業株式会社 中央研究所)

平成2年3月10日

## 進行波形光変調素子のための超伝導電極の特性

榎原 晃, 東野秀隆, 瀬恒謙太郎, 和佐清孝

(松下電器産業株式会社 中央研究所)

### 1. はじめに

コヒーレント光通信をはじめとした将来の超高速・大容量光通信システムにおいては、半導体レーザの直接変調の適用は困難であるとされており、それに代わる、外部変調形の高速度光変調器の重要性が認識されてきている。外部変調器の中で、 $\text{LiNbO}_3$  などの誘電体電気光学結晶を用いたものは、電気光学効果の高速度応答性等から、将来の光通信システムへの応用が期待される。

電気光学効果による光変調では、変調用電極自体を変調波の伝送路とする、いわゆる進行波形光変調方式を利用することによって、電極間容量による変調帯域幅の制限を取り除くことができる。とくに、光導波路構造を利用すれば、 $20\text{GHz}$  程度まで、きわめて高効率に変調できることが示されている[1]。しかし、導波路構造による進行波形光変調器では、変調電極をきわめて細くし、なおかつ、往復の2本の線路を非常に接近させるために、変調波の伝搬損失もかなり大きくなる。この伝搬損失は、変調効率の低下や変調帯域幅の減少を招く。また、それに伴う分散の影響も無視できなくなる恐れがあり、広帯域変調の際に深刻な問題である。そこで、進行波形光変調器の変調電極材料として、従来の金属に代えて、超伝導体を

用いば、これら問題が解決される可能性がある。

最近、銅酸化物を基本とした高温超伝導体が発見され、様々な分野への応用が期待されている。この材料は、物性的な面で解明されていないことが非常に多く、作製も容易ではないが、液体窒素温度でも超伝導性を有するものもあり、将来この種の材料で室温超伝導体が発見される可能性もある。したがって、光変調器の変調電極に酸化物超伝導体を利用することは、将来的に見ても非常に有効であると考えられる。しかし、超伝導体の電気特性、とくに、高周波特性は通常の金属とは異なる点が多く、光変調器の進行波形電極に利用した場合の伝送特性について詳しく検討する必要がある。そこで、通常の金属と酸化物超伝導体を進行波電極に用いた場合の伝搬特性について、主として有限要素法を用いて求めてみた。

本報告では、まずはじめに、超伝導体の高周波特性について2流体モデルに基づいて説明し、次に、最も簡単な伝送線路である平行平板形線路に超伝導体を利用したときの特性を示し、最後に、導波路形光変調器の進行波形電極に超伝導体および金属 Al を用いたときの伝送特性を有限要素法による数値計算で求めた結果を述べる。

## 2. 超伝導体の高周波特性

### 2-1. 超伝導体への場の侵入

超伝導体と完全導体とのもっとも異なる点は、超伝導体にはいかなる状況でも磁場侵入長 ( $\lambda$ ) よりも内部には電磁場が侵入しないことが挙げられる。これは、マイスナー効果と呼ばれていて、超伝導体中の磁場 ( $\vec{H}$ )、および、電流密度 ( $\vec{J}$ ) は次の式を満足するように分布することになる。

$$\begin{aligned}\nabla^2 \vec{H} &= \frac{\vec{H}}{\lambda^2} \\ \nabla^2 \vec{J} &= -\frac{\vec{J}}{\lambda^2}\end{aligned}\tag{1}$$

$\lambda$  は、超伝導体中の場と電流の関係を記述するロンドンの方程式を利用すると次のように表される[2].

$$\lambda = \left( \frac{m}{\mu_0 n_s e^2} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2)$$

ここで、 $m$ 、 $e$ 、 $n_s$ はそれぞれ電子の質量、電荷、対電子の密度である。 $n_s$ は近似的に、温度 $T$ の関数として、

$$\frac{n_s}{n} = 1 - \left( \frac{T}{T_c} \right)^4 \quad (3)$$

で表される。但し、 $n$  は全伝導電子密度、 $T_c$  は臨界温度である。したがって、 $\lambda$  は電磁場の振動周波数には依存しない。

ここで示した、ロンドンの方程式から導かれる  $\lambda$  はロンドンの磁場侵入長と呼ばれ、必ずしも実測値と一致するわけではなく、実際の  $\lambda$  は超伝導体中の不純物などにもいくぶん依存することが示されている。いずれにせよ、温度が臨界温度に非常に近い場合を除いて  $\lambda$  は長くても  $1 \mu\text{m}$  以下であり、YBCO系超伝導体では  $140 \text{ nm}$  という実測値が報告されている[3]。良导体での表皮効果における侵入長、つまり、表皮厚さ  $\delta$  に比べれば、高い周波数においても十分小さいことから、超伝導体への場の侵入は周波数に関係なく、直流から一定であると考えて差し支えない。

## 2-2. 超伝導体の高周波損失

超伝導体では、直流電流は全く抵抗なく流れることができるが、交流電流に対しては必ずしも無損失ではない。絶対零度以上の有限温度においては、超伝導体中の全ての伝導電子が無損失で移動するクーバー対電子（以後、対電子と呼ぶ）としては存在しておらず、幾分かの割合で対を成していない常伝導状態の電子（以後、不對電子と呼ぶ）が存在する。超伝導体

に交流電界を印加すると、超伝導体内部でその電界の侵入を防ぐように対電子が移動するが、対電子の慣性のために電界変化に追従できずに相殺しきれない電界が超伝導体内に残る。この電界によって、加速された対電子がフォノン散乱によってエネルギーを失い、電力損失の原因となる。

このような、対電子と対電子の混合状態での振舞いについては、2流体モデルと呼ばれる考え方を利用すれば、比較的簡単に説明でき、また、実測値と比較的よい一致をすることが知られている。この理論では、対電子流体と対電子流体の2種の流体が混在しているとし、それぞれの流体を別々の運動方程式で記述する。ここで、対電子は衝突に感じないものとし、対電子については衝突による運動量緩和の影響を取り入れる。これによって、

$$m \frac{d\vec{v}_s}{dt} = -e \vec{E} \quad (4)$$

$$m \frac{d\vec{v}_n}{dt} + m \frac{\vec{v}_n}{\tau} = -e \vec{E} \quad (5)$$

但し、 $\vec{v}_s$  および  $\vec{v}_n$  はそれぞれ対流体、対流体の粒子速度、 $\tau$  は運動量の緩和時間、両流体に対応する電流密度  $\vec{J}_s$ 、 $\vec{J}_n$  は、対および対電子の粒子密度をそれぞれ  $n_s$ 、 $n_n$  とすれば、

$$\vec{J}_s = -n_s e \vec{v}_s \quad (6)$$

$$\vec{J}_n = -n_n e \vec{v}_n \quad (7)$$

ここで交流理論に従い、式(4)~(7)の各変数は複素表示されているものとする。時間微分を  $j\omega$  で置き換え、全電流密度と電界の関係を、 $\vec{J} = \vec{J}_s + \vec{J}_n = \sigma_{\text{eff}} \vec{E}$ 、として、式(4)~(7)から実効導電率  $\sigma_{\text{eff}}$  を求めると、

$$\sigma_{\text{eff}} = \sigma_1 - j\sigma_2 \quad (8)$$

但し,

$$\sigma_1 = \frac{n_n e^2 \tau}{m(1 + \omega^2 \tau^2)} \quad (9)$$

$$\sigma_2 = \frac{n_n e^2}{m\omega} + \frac{n_n e^2 (\omega \tau)^2}{m\omega(1 + \omega^2 \tau^2)} \quad (10)$$

となり、導電率として複素数を導入することによって、交流電界と電流の関係が表される。ここで、 $\sigma_2$  は両流体の、 $\sigma_1$  は不対電子流体のみの寄与である。 $\omega^2 \tau^2 \ll 1$  の低周波 ( $f < 10^{11}$  Hz 程度) では式(8)は、常伝導状態での伝導率  $\sigma_n = n e^2 \tau / m$  および式(2)<sup>(3)</sup> の関係を利用して、

$$\sigma_{\text{eff}} = \sigma_1 - j\sigma_2 \cong \sigma_n \frac{n_n}{n} - j \frac{1}{\omega \mu_0 \lambda^2} \quad (11)$$

と簡単化できる。

### 2-3. 超伝導体の表面インピーダンス

さきに述べたように、超伝導体はマイスナー効果によって電磁場の存在が表面付近に限られる。このような場合の電磁波に対する特性を求めるには、表面インピーダンス  $Z_s$  を考えた方が便利である。式(11)の複素導電率を、通常の良い導体の表面インピーダンスの式  $Z_s = (j\omega\mu_0/\sigma)^{1/2}$  に代入し、2項展開をして整理すると、

$$Z_s = R_s + j\omega L_s = \frac{\omega^2 \mu_0^2 \lambda^3 n_n \sigma_n}{2n} + j\omega \mu_0 \lambda \quad (12)$$

実部  $R_s$  (表面抵抗) は高周波電流の表面損失に対応する。通常の金属に

においては、場の侵入長（表皮深さ）および導電率が小さいと損失が増加するのに対して、式(12)からわかるように、超伝導体での高周波損失は場の侵入長  $\lambda$  および常伝導状態での導電率  $\sigma_n$  の減少に対して減少する。式(12)に、YBCO系超伝導体の場合、各物性値を代入すると、

$$R_s = 2.72 \times 10^{-26} f^2 \quad (13)$$

のようになる。  $R_s$  は周波数  $f$  の2乗に比例して増加することがわかる。実際の測定では、式(13)よりも1~2桁以上大きな値が報告されている[4]。これは、表面抵抗が、表面状態や結晶の不完全性等に大きく依存することが原因ではないかと考えられる。いずれにせよ、比較的高い周波数においても、通常に金属よりもはるかに小さいことから、超伝導体は高周波域における伝送路として非常に有望であることがわかる。

### 3. 平行平板線路の伝搬特性

ここでは、図1に示すもっとも簡単な構造の線路である平行平板形伝送線路を例にとって、超伝導体と、通常の金属を電極に利用した時の特性について検討する。

議論を単純化するために、図1において、電極間隔 ( $d$ )、電極厚さ ( $t$ ) は、電極幅 ( $w$ ) に比べて十分小さいとする。したがって、電極間では、電磁場は均一に分布しているとし、電極両端における場の乱れの影響は無視する。さらに、伝搬モードとして、TEMモードを仮定し、電界、磁界の  $z$  方向成分はないものとする。

TEMモードでは、電極間の電界分布は、静電場のそれと等しいので、電極間では  $y$  成分のみを有し、

$$E_y = \frac{V}{d} \quad (14)$$

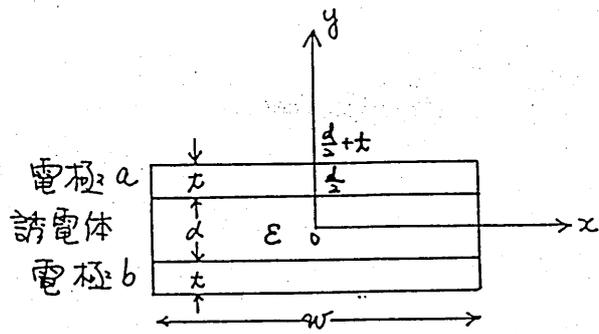


図1 平行平板線路の断面図

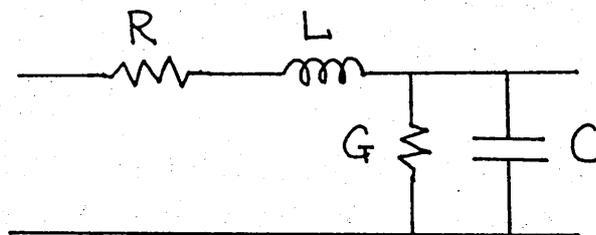


図2 伝送線路の等価回路

ここで、 $V$  は電極間の電位差である。電極間の磁界は、誘電体の固有インピーダンス  $Z_0$  を用いて、

$$H_x = \frac{E_y}{Z_0} = \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu_0}} E_y = \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu_0}} \frac{V}{d} \quad (15)$$

で表され、 $x$  成分のみを有する。電極内部の磁界分布を求めるには、適当な境界条件でヘルムホルツ方程式  $\nabla^2 \vec{H} = \vec{H} / \delta^2$  を解けばよい。但し、 $\delta$  は場の侵入長である。電極 a の内部の磁界を求めるための境界条件としては、磁界の連続性より電極の内側境界 ( $y = d/2$ ) で (15) 式の値を、電極の外側境界 ( $y = d/2 + t$ ) では 0 とすればよい。したがって、

$$H_x = \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu_0}} \frac{V}{d} \frac{\sinh \frac{\frac{d}{2} + t - y}{\delta}}{\sinh \frac{t}{\delta}} \quad \left( \frac{d}{2} \leq y \leq \frac{d}{2} + t \right) \quad (16)$$

下側電極 b 内の分布については対称的であるので省略する。電極内の全電流  $I$  は、

$$I = \oint_{\text{電極}} H ds = \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu_0}} \frac{w}{d} V \quad (17)$$

また、 $z$  方向に流れる電流の断面内の分布は、 $\nabla \times \vec{H} = \vec{J} + j\omega\epsilon\vec{E}$  の関係より、変位電流の項を無視して、

$$J_z = \sigma E_z = -\frac{\partial H_x}{\partial y} = \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu_0}} \frac{V}{d\delta} \frac{\cosh \frac{\frac{d}{2} + t - y}{\delta}}{\sinh \frac{t}{\delta}} \quad \left( \frac{d}{2} \leq y \leq \frac{d}{2} + t \right) \quad (18)$$

これで、電極内外での電磁界分布および、電流分布が求まった。次に、これらをもとに、図 2 に示すような、単位長当りの等価的な線路の各定数  $R$ ,  $L$ ,  $G$ ,  $C$  を求める。C,  $G$  については明らかに、

$$C = \varepsilon \frac{w}{d} \quad (19)$$

$$G = C \omega \tan \delta_t = \varepsilon \frac{w}{d} \omega \tan \delta_t \quad (20)$$

で表される。ここで、 $\delta_t$  は誘電体の損失角である。R については単位長当りの損失が、

$$P_l = \frac{1}{2} R I^2 = \frac{1}{2} \frac{1}{\sigma} \int_{\text{電極} a+b} J_z^2 dS \quad (21)$$

と表されることから、式(18)の  $J_z$  を上の式に代入し計算すると、

$$R = \frac{t}{w \delta^2 \sigma} \frac{1}{\sinh^2 \frac{t}{\delta}} \left( \frac{\delta}{2t} \sinh \frac{2t}{\delta} + 1 \right) \quad (22)$$

L については、磁界の蓄積エネルギーの式

$$W_m = \frac{1}{4} L I^2 = \frac{1}{4} \mu_0 \int_{\text{全断面}} H^2 dS \quad (23)$$

から求められるが、ここでは、電極外の磁界エネルギーによる外部インダクタンス  $L_o$  と電極内の磁界による内部インダクタンス  $L_i$  とに分けて考える。 $L_o$  は、式(15), (17), (23)より、

$$L_o = \frac{\mu_0 d}{w} \quad (24)$$

となる。同じく、内部インダクタンス  $L_i$  は、式(16), (17), (23)より、

$$L_i = \frac{t}{w} \frac{\mu_0}{\sinh^2 \frac{t}{\delta}} \left( \frac{\delta}{2t} \sinh \frac{2t}{\delta} - 1 \right) \quad (25)$$

$L_i$  は  $L_o$  と違い,  $\delta$  の関数である. 全インダクタンス  $L$  は,  $L_o + L_i$  より与えられる. 式(22), (25)の  $R$ ,  $L_i$  は  $t \gg \delta$  の時, つまり, 場の侵入長が電極厚さよりも十分小さいときは以下のように近似できる.

$$R = \frac{2}{w \delta \sigma} = 2 \frac{R_s}{w} \quad (26)$$

$$L_i = \frac{2 \mu_o \delta}{w} \quad (27)$$

ただし,  $R_s$  は表面抵抗である. 超伝導体の場合は, 場の侵入長  $\delta$  は磁場侵入長  $\lambda$  に対応し, 非常に短いことから上の式を用いても差し支えない.

線路の特性インピーダンス  $Z_o$ , 伝搬定数  $\gamma$  は各線路定数,  $R$ ,  $G$ ,  $C$ ,  $L$  より,

$$Z_o = \sqrt{\frac{R + j\omega L}{G + j\omega C}} \quad (28)$$

$$\gamma = \sqrt{(R + j\omega L)(G + j\omega C)} \quad (29)$$

で与えられる.

これらの関係より, 室温および 77 K での金属 Al, および, YBCO系超伝導体を電極材料に用いた時の伝搬特性を求めたものを図3~6に示す. ここで, 伝送線路の寸法は,  $d = 10 \mu\text{m}$ ,  $w = 20 \mu\text{m}$ とし,  $t$  は  $1 \mu\text{m}$  (点線) と  $5 \mu\text{m}$  (実線) の場合を仮定した. 電極間の誘電体は z-cut  $\text{LiNbO}_3$  結晶 ( $\epsilon = 28 \epsilon_o$ ) とし, さらに, 金属 Al の導伝率  $\sigma$  は, 室温で  $3.72 \times 10^7 [\Omega\text{m}]$ , 77 K で  $4.76 \times 10^8 [\Omega\text{m}]$ , YBCO超伝導体の磁場侵入長  $\lambda$  は  $140 \text{nm}$  として計算を行なった. また, 簡単のため,

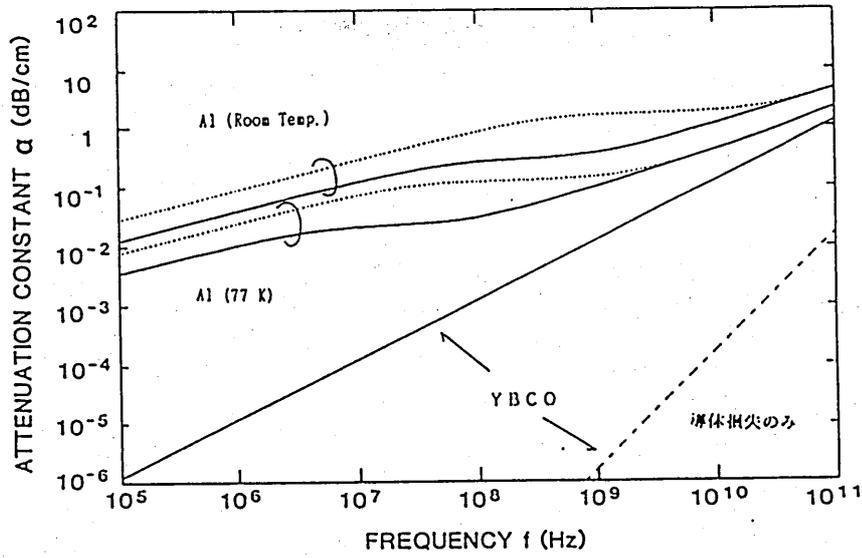


図3 減衰定数 ( $\alpha$ ) の周波数変化

— :  $t = 5 \mu\text{m}$ ,    - - - :  $t = 1 \mu\text{m}$

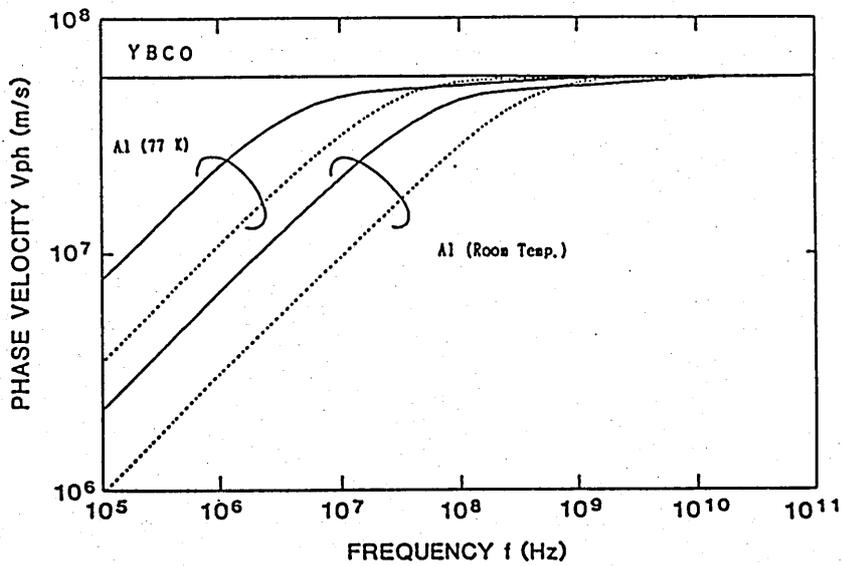


図4 位相速度 ( $v_{ph}$ ) の周波数変化

— :  $t = 5 \mu\text{m}$ ,    - - - :  $t = 1 \mu\text{m}$

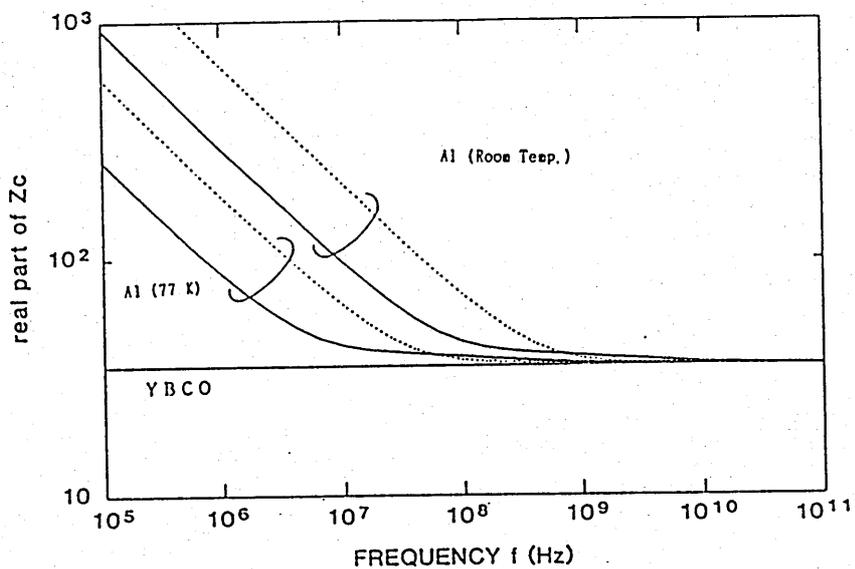


図5 特性インピーダンスの実数部 ( $\text{Re}[Z_c]$ ) の周波数変化  
 — :  $t = 5 \mu\text{m}$ ,    ····· :  $t = 1 \mu\text{m}$

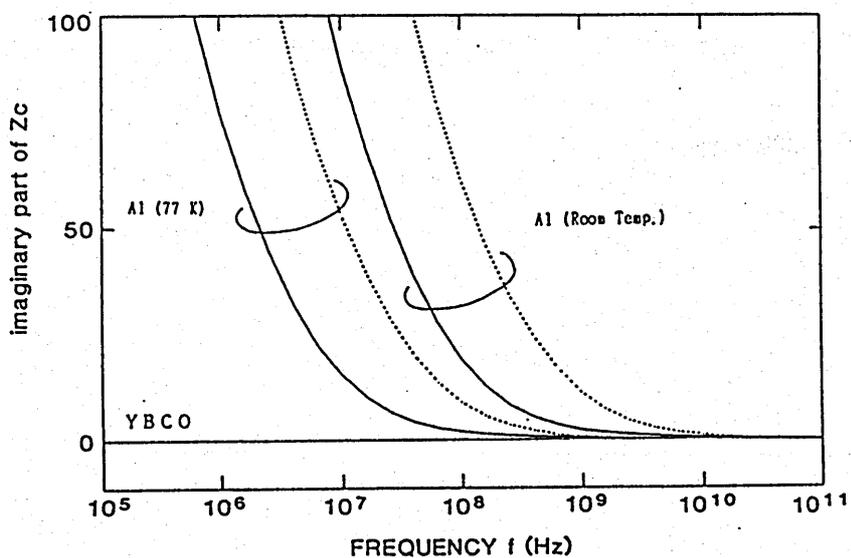


図6 特性インピーダンスの虚数部 ( $\text{Im}[Z_c]$ ) の周波数変化  
 — :  $t = 5 \mu\text{m}$ ,    ····· :  $t = 1 \mu\text{m}$

LiNbO<sub>3</sub> の誘電率は室温の時の値を全ての計算で用いた。

図からわかるように、超伝導体線路の場合、磁場侵入長  $\lambda$  が非常に小さいため、 $t$  が  $1\ \mu\text{m}$  と  $5\ \mu\text{m}$  の時で、特性の差が全くない。伝搬損失については、導体損失が非常に小さいため、誘電損失が支配的となることがわかる。また、Al 電極では、特性インピーダンスと位相速度が、とくに低周波域でかなり変化することがわかる。これは、線路の  $R$  がかなり大きいこと、および、場の侵入長の変化によって内部インダクタンス  $L_i$  が周波数に依存することが原因である。これに対して超伝導体線路では、特性インピーダンス、位相速度ともほとんど変化せず、周波数分散のないきわめて良質の線路であることがわかる。但し、超伝導体線路の場合、電極厚さ  $t$  と間隔  $d$  を磁場侵入長  $\lambda$  程度まで薄くすると、力学的インダクタンスが急激に大きくなり、位相速度が極端に遅くなることが知られている[5]。しかし、 $t$ 、 $d$  は  $\lambda$  に比べて十分大きいので、ここではこの影響は無視している。

#### 4. 導波路形光変調素子の進行波形電極の特性

つぎに、導波路形光変調器に利用できる 進行波形電極として、図7に示す断面構造の伝送線路の高周波特性について検討する。この場合についても、伝搬モードについてはTEMモードを仮定する。実際の伝搬特性の計算手順を述べると、まずはじめに、電極表面を等電位面としてスカラーポテンシャル  $\phi$  の分布を有限要素法による数値計算を利用して求めた。境界条件としては、 $x=0$  (対称面) で  $\phi=0$ 、電極表面で  $\phi=1$  とし、十分遠方 (電極から約  $40\ \mu\text{m}$  程離れたところ) では、電極厚さを無視して等角写像法で解析的に求めた  $\phi$  の値を用いた。ここで求めた  $\phi$  の分布をもとに、つぎに電極表面での電界の垂直成分  $E_n$  を求め、さらに、磁界の接線成分  $H_t$  を算出する。 $H_t$  は、 $H_t = E_n / Z_0$ 、より求められ

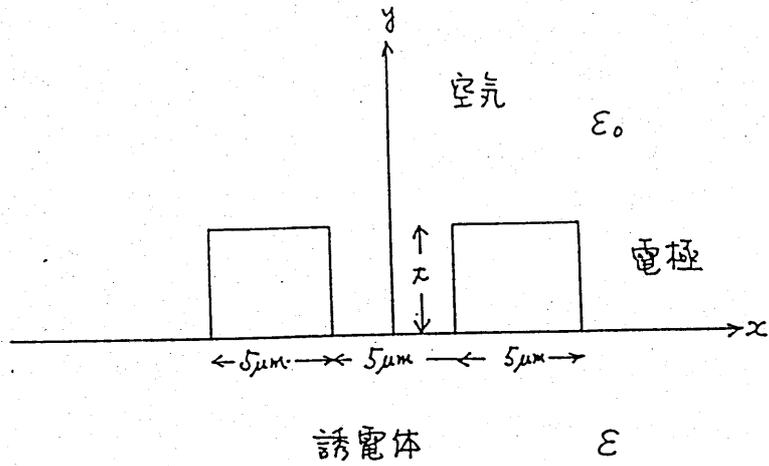


図7 進行波形電極の断面図

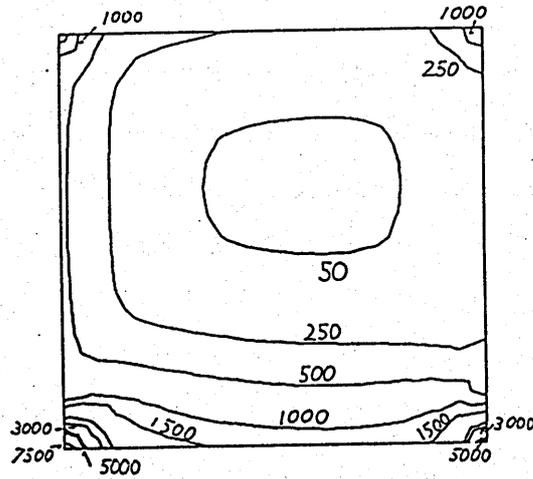


図8 電極断面内の磁界強度分布；図中の数字は磁界強度 (A/m)  
 ( $t = 5 \mu\text{m}$ ,  $V = 1 \text{V}$ ,  $\delta = 1.5 \mu\text{m}$ の時の右側の電極内の分布)

る。電極断面内の磁界分布は、磁界の連続性より、先の電極表面での  $H_t$  を境界条件として方程式  $\nabla^2 \vec{H} = \vec{H} / \delta^2$  を解くことによって得られる。ここでは、磁界  $H_t$  を  $x$  成分 ( $H_x$ ) と  $y$  成分 ( $H_y$ ) とに分けて、それぞれ別々に有限要素法によって求めた。電極内の電流分布は  $\vec{J} = \nabla \times \vec{H}$  から算出する。但し、この方法では、電極の角では、電磁界が不連続になり電流密度  $J_x$  が発散する。つまり、角では電磁界の集中によってその  $z$  成分がかなり大きくなり、TEM近似が成立しなくなっていると考えられる。そこで、実際の計算では、次のような方法を採用した。例えば、 $H_x$  を求めるときは、TEM近似では、磁界は電極表面で接線成分のみであるから境界条件として電極の垂直表面内では至るところで  $H_x$  は 0 と置くべきところを、角から  $t/10$  までの距離の部分で、境界条件を与えずに方程式の解を求めた。 $H_y$  についても同様である。これによって、角から  $t/10$  までの部分では、磁界は接線成分だけでなく垂直成分も幾分か存在し、磁界の不連続がなくなって電流密度  $J_x$  の発散は防ぐことができる。図 8 は、 $t = 5 \mu\text{m}$ 、 $\delta = 1.5 \mu\text{m}$  の時、この方法によって求めた電極内の磁界強度分布の一例を示す。誘電体との境界面、とくに、その角での磁界強度はかなり大きくなっており、また、全体にかなり偏った分布をしていることがわかる。最後に、電極内の磁界分布から、前節と同様の手続きで線路の回路定数 ( $R$ ,  $C$ ,  $G$ ,  $L$ ) を求め、それから、式(28), (29)を利用して、伝搬特性を算出した。

図 9 は、基板に  $\text{LiNbO}_3$  の  $x$  板 (点線) を使ったときと、 $z$  板 (実線) を使ったときの減衰定数  $\alpha$  [dB/cm] と位相速度  $v_{ph}$  の周波数依存性を比較したものである。図より、 $\alpha$  にはほとんど差はないが、 $z$  板を使った方が位相速度  $v_{ph}$  が 10% 程速くなる。これは変調波と光波の速度整合のためには好都合である。以後の計算結果はすべて  $z$  板を使った場合について述べていく。

図 10 ~ 13 は、変調波の減衰定数  $\alpha$ 、位相速度  $v_{ph}$ 、特性インピー

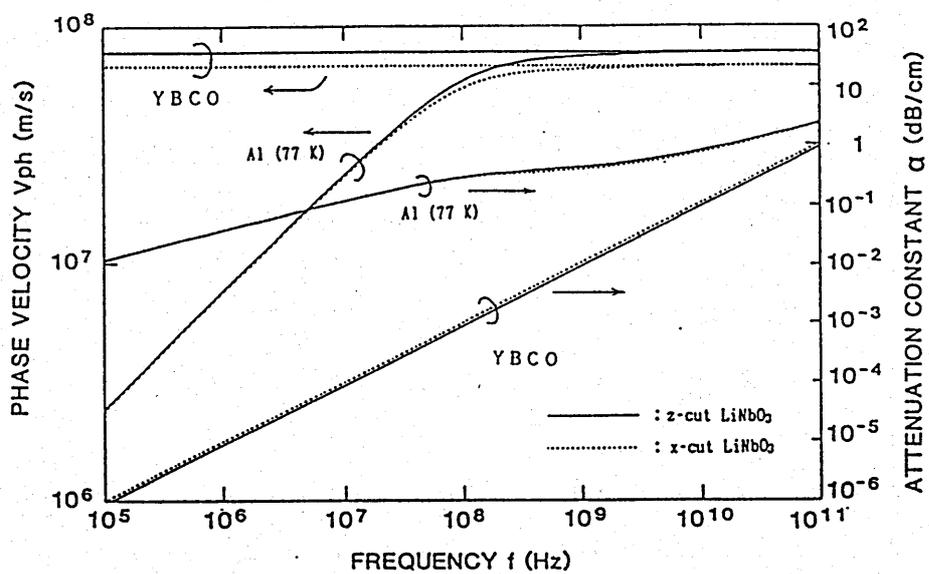


図9 基板の結晶方位の差による減衰定数、位相速度の変化  
( $t = 5 \mu\text{m}$ の時)

ダンス  $Z_0$  の実数部, および,  $Z_0$  の虚数部を示したものである. ここで, 電極材料として, YBCO系超伝導体, 77 K の金属アルミニウム, および, 室温の金属アルミニウムを用いた場合について,  $t = 1$  (破線), 2.5 (点線), 5 (実線)  $\mu\text{m}$  の 3 通りの断面構造を仮定している. また, 図 10 には比較のために, 超伝導体を用いた場合の導体損失のみによる減衰定数の変化も示している. 先の平行平板形の時と同様, 超伝導体の場合には伝搬損失においては誘電損失が支配的である. 超伝導伝送線路の伝搬損失は, 金属 Al を 77 K に冷やした場合に比較しても, かなり小さいことがわかる. 位相速度 (図 11) については, 金属 Al では, 1 GHz 以下程度の周波数から, 急激に遅くなるが, 超伝導体では全くその影響はない. 特性インピーダンス  $Z_0$  の実数部 (図 12) は, 金属 Al で, 1 GHz 以下で急激に増加する. これは, 変調波を供給する線路とのインピーダンス非整合を招き, 実質的に低周波域での変調効率を低下させるものと考えられる. 一方, 超伝導体ではその影響は全くないことがわかる.  $Z_0$  の虚数部 (図 13) についても同様の变化を呈している. このような, 金属 Al を用いたときの分散現象の程度は, 膜厚  $t$  を薄くするほど, また, 77 K よりは室温の時の方が大きく現れる. これは, 線路の抵抗成分  $R$  の大きさにも依存するものと考えられる. 導波形光変調器の電極は, 寸法が極端に小さく, また, 往復の線路が非常に接近していることから,  $R$  がたいへん大きくなり, 通常のマイクロ波回路では無視できるような影響が現れてきていると考えられる. したがって, 超伝導体を進行波電極に用いる意義は, 伝搬損失を抑えられるだけでなく, このような周波数分散の影響をほぼ完全に排除することができる点にもあることがわかる.

## 5. まとめ

酸化物超伝導体を導波形光変調器の進行波電極に用いることを前提に,

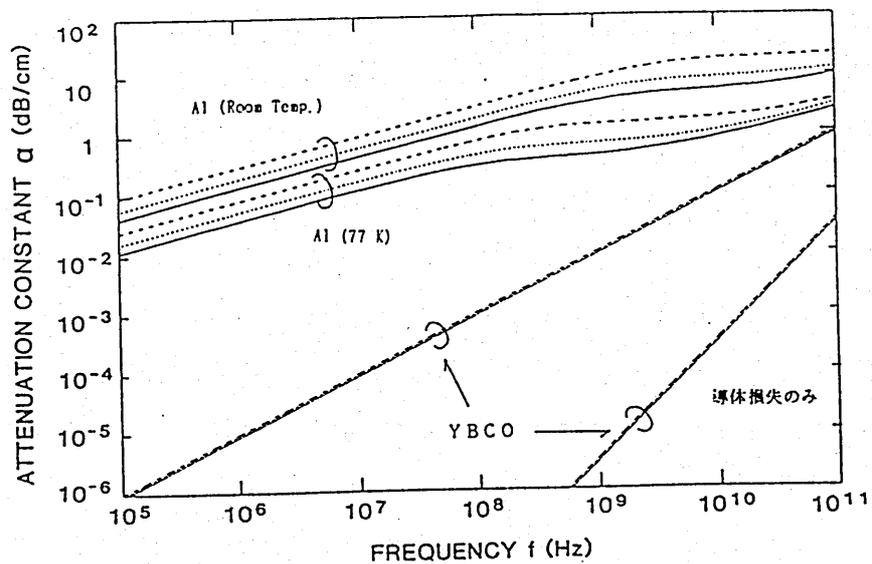


図10 減衰定数 ( $\alpha$ ) の周波数変化

— :  $t = 5 \mu\text{m}$ ,    ..... :  $t = 2.5 \mu\text{m}$ ,    - - - :  $t = 1 \mu\text{m}$

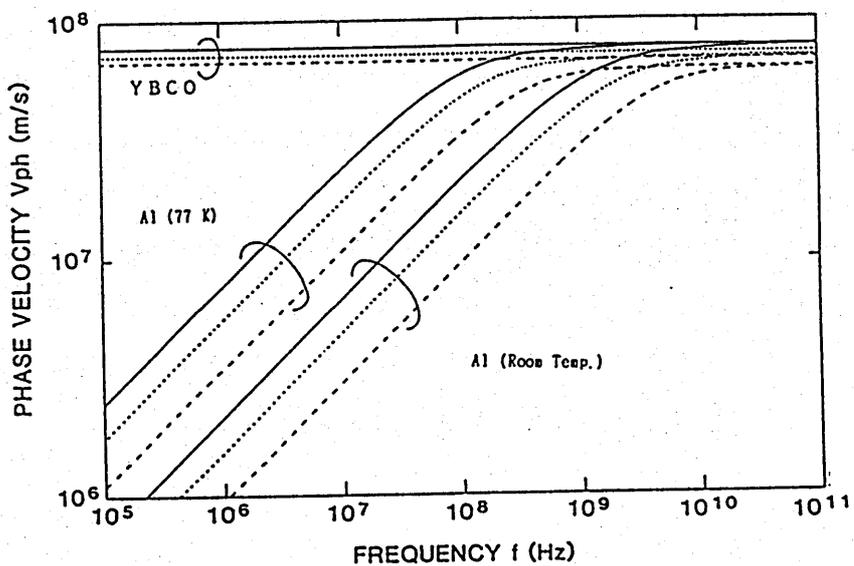


図11 位相速度 ( $v_{ph}$ ) の周波数変化

— :  $t = 5 \mu\text{m}$ ,    ..... :  $t = 2.5 \mu\text{m}$ ,    - - - :  $t = 1 \mu\text{m}$

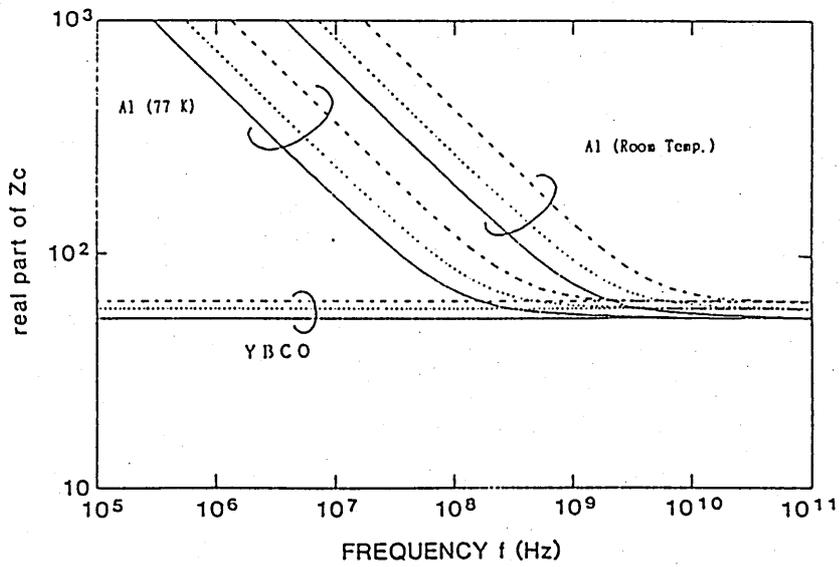


図1.2 特性インピーダンスの実数部 ( $\text{Re}[Z_c]$ ) の周波数変化

— :  $t = 5 \mu\text{m}$ ,    ..... :  $t = 2.5 \mu\text{m}$ ,    ---- :  $t = 1 \mu\text{m}$

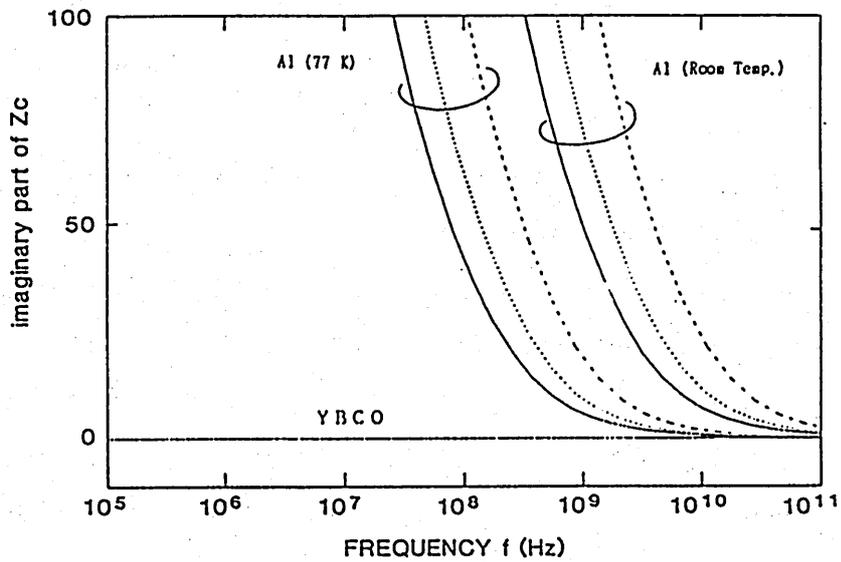


図1.3 特性インピーダンスの虚数部 ( $\text{Im}[Z_c]$ ) の周波数変化

— :  $t = 5 \mu\text{m}$ ,    ..... :  $t = 2.5 \mu\text{m}$ ,    ---- :  $t = 1 \mu\text{m}$

酸化物超伝導体の高周波特性を検討し、実際に超伝導電極と通常の金属電極の伝搬特性を有限要素法による数値計算によって求めた。それによると、超伝導体を用いた場合の導体損失はきわめて小さく、伝搬損失の中で誘電損失が支配的となる。また、超伝導体では、位相速度や特性インピーダンスの周波数分散がほとんどないことがわかり、パルス変調や、低周波域からの広帯域光変調などに特に有効であると考えられる。

今後は、光変調に与える影響の検討や、さらに実際に素子の試作実験等が重要である。

#### 謝辞

本研究を進めるにあたり、有益なご助言を頂いた、大阪大学基礎工学部末田正教授 ならびに、井筒雅之助教授に深謝致します。

#### 参考文献

- [1] M. Izutsu and T. Sueta: IEEE J. Quantum Electron., vol. QE-19, (1983) 668.
- [2] T. Van Duzer and C. W. Turner 著: "超伝導デバイスおよび回路の原理", コロナ社, (1983).
- [3] A. C. D. Chaklader, W. N. Hardy, S. R. Kreitzman, G. M. Luke, D. R. Noakes and M. Senba: Phys. Rev., vol. B36, (1987) 2386.
- [4] T. Venkatesan et al.,: in Technical Digest of 1989 International Superconductivity Electronics Conference (Tokyo) KNA-1.
- [5] J. C. Swihart: J. Appl. Phys., vol. 32, (1961) 461.

光集積ディスクピックアップの高精度設計・作製

HIGH-PRECISION DESIGN AND FABRICATION OF INTEGRATED-OPTIC DISC PICKUP

梶井正博 河村政宏 栖原敏明 西原 浩  
 Masahiro SHIKAI Masahiro KAWAHURA Toshiaki SUHARA Hiroshi NISHIHARA

大阪大学 工学部 電子工学科  
 Department of Electronics, Faculty of Engineering, Osaka University

1. まえがき

光ディスクのピックアップを薄膜光導波路を用いた光集積回路で実現すれば、プレーナ技術による作製が可能となり、デバイスの小型軽量化やプロセス単純化等の面で大幅な改善が期待できる。我々は図1に示す薄膜光導波路を用いた、光集積ディスクピックアップ(Integrated-Optic Disc Pickup; IODPU)を提案し、理論的・実験的検討を行ってきた<sup>1-3)</sup>。考案したIODPUは導波路上に、集光グレーティングカップラ(Focusing Grating Coupler; FGC)、グレーティングビームスプリッタとフォトダイオード(PD)アレイを集積化した構成であり、半導体レーザ(LD)からのレーザ光をディスクピット上に集光し、反射光を検出して読出し信号、フォーカシングおよびトラッキング誤差信号を出力する機能をもっている。

すでにプロトタイプデバイス(FGC焦点距離2.0 mm, 開口 $1.0 \times 1.0 \text{ mm}^2$ )を作製し、定性的な動作確認を行った<sup>1-4)</sup>。しかし、その仕様は実際の規格どうりのディスクを読出せるものではなかった。我々はデバイスを最適設計するために、IODPUの読出し応答の理論的な解析を行い、IODPUでは、導波モードの離散性に起因するフィルタ効果により、通常のレンズを用いたピックアップに比べ小さな開口数NAで必要な読出し性能が達成できる可能性があることを明らかにした<sup>5-7)</sup>。

本研究では、これまでの検討を基礎として、IODPUによる光ディスク読出しを実証するための次の段階として、読出しのシミュレーションを行うことにより光ディスク読出し可能なデバイスを設計し作製した。FGCには厳しい作製精度が要求され、NAが大きく

なるほど要求精度は加速度的に厳しくなる。そこで今回、理論上読出し可能な範囲でNAが最小となるようデバイスの設計を行った。そして、その作製精度を満たすためには、FGCの電子ビーム描画を高精度化した。

本稿では、シミュレーションによる設計、電子ビーム描画の改善について述べ、デバイスの作製および特性評価実験の結果について報告する。

2. 集光グレーティングカップラの設計

2.1 読出し特性のシミュレーション

読出し信号のシミュレーションには、光集積ディスクピックアップ(IODPU)の光学系と等価な図2に示す透過型光学系を用いた。X<sub>1</sub>、Y<sub>1</sub>面、X<sub>2</sub>、Y<sub>2</sub>面はそれぞれ往路と復路の光に対する導波路面を表し自由空間中の光軸に対し垂直

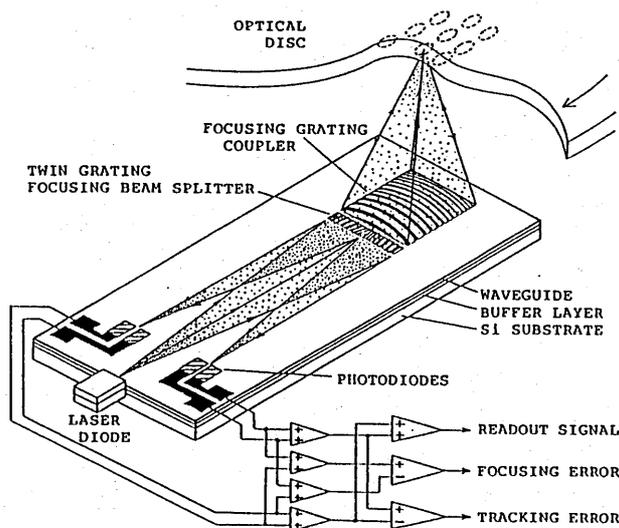


図1. 光集積ディスクピックアップの構成

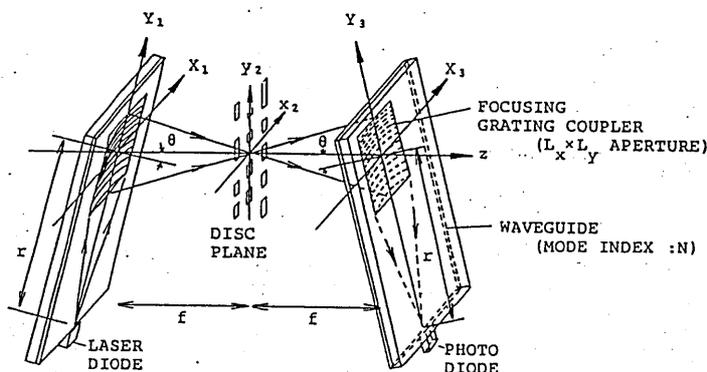


図2. IODPUのシミュレーションモデル

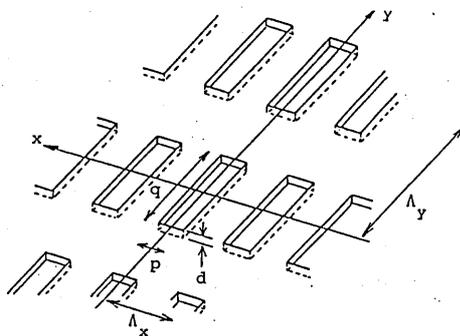


図3. 光ディスクのモデル

から出射角  $\theta$  だけ傾いており、 $|X| \leq \frac{1}{2} L_x$ 、 $|Y| \leq \frac{1}{2} L_y$  の矩形領域に集光グレーティングカップラ (FGC) が設けられている。また、焦点面 ( $X_2Y_2$ 面) には図3に示す方形のビットを持つ透過型ディスクが置かれていると考えた。そして、近軸近似スカラ回折理論に基づいた解析手法<sup>6),7)</sup>を適用してIODPUの読出し特性のシミュレーションを行った。

## 2.2 瞳関数のモデル

FGCの開口内の振幅分布を表す瞳関数の典型的な例を図4に示す。この瞳関数は、LDからの発散導波光の分布を反映したX (ビット幅) 方向のガウス関数と、FGCによる導波光の回折による減衰を反映したY (ビット長) 方向の指数関数の積であり、

$$P(X, Y) = P_X(X) \cdot P_Y(Y) \\ = \exp\left\{-\left(\frac{X}{w}\right)^2\right\} \cdot \exp(-\alpha_r Y) \quad (1)$$

$$\left( |X| \leq \frac{1}{2} L_x, |Y| \leq \frac{1}{2} L_y \right)$$

と表される。ここで、 $w$  は  $1/e^2$  半幅、 $\alpha_r$  は放射損失係数であり、 $L_x$ 、 $L_y$  はFGCの開口のサイズを表す。FGCの往復効率 (出力効率  $\times$  入力効率) は、

$$\alpha_r \cdot L_y = 1 \quad (2)$$

のときに最大になる。

瞳関数を最適化するために、X方向プロファイル  $P_X(X)$  を(1)式のガウス型に固定して、Y方向プロファイル  $P_X(Y)$  として、

- 1) 一様型 (低効率極限)
- 2) 対称方形型 - 高域強調
- 3) 対称 cosh 型 - 高域強調
- 4) 指数関数型 (上記説明)

の4種類のプロファイルを考え、そのパラメータの値を種々変化させて読出し信号の計算を行

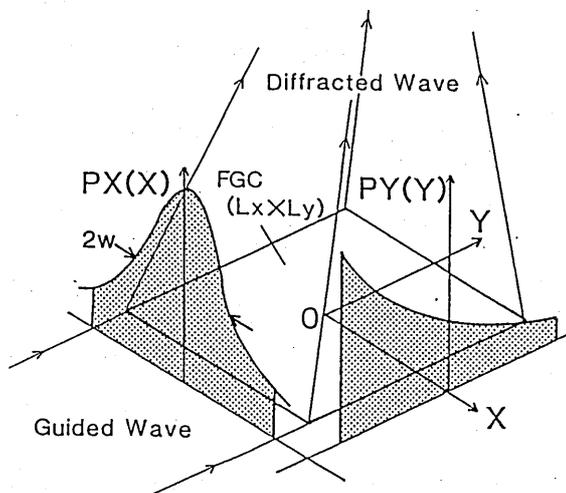


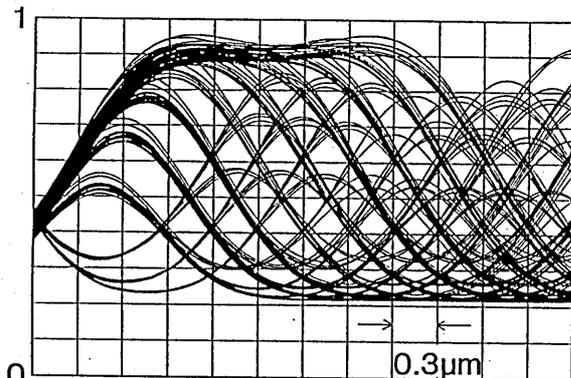
図4. FGC開口内の瞳関数の典型例

った。

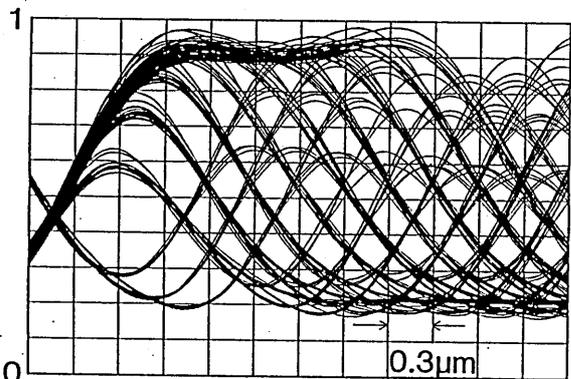
## 2.3 アイパターン

CDコードのデータビット列をもつディスクの読出しについてIODPUの読出し信号の波形を計算し、重畳表示したアイパターンを求めた。フォーカシング誤差、トラッキング誤差はない場合を考え、FGCのパラメータを種々変えて計算した。

まず、FGCのNAを同一とし異なる瞳関数に対するアイパターンの比較を行った。図5に比較例を示す。NAを限界近くに選んでいることから図5(a)に示す一様型瞳関数の場合のアイパターンは、ジッタや符号間干渉が大きく、大きなビットについては読出しが可能であるが、小さなビットについては誤りなく読出すことは不可能である。また、高域強調瞳関数では、一様型の瞳関数に比べアイパターンは劣化し、瞳



(a) uniform



(b)  $\exp(-\alpha_r Y)$  ( $\alpha_r L_y = 1$ )

図5. 異なる瞳関数に対するアイパターン  
( $f = 1.65 \text{ mm}$ ,  $L_x = L_y = 1.0 \text{ mm}$ )

関数のパラメータを変えても改善は見られなかった。一方、指数関数型瞳関数では効率が最大となる  $\alpha_r L_y = 1$  の場合に、図5(b)のように改善が見られ、読出し可能な良いアイパターンが得られることが分かった。この改善は指数関数型瞳関数による全空間周波数域での振幅伝達の増強によるものであり、超分解能の実現であると考えられる<sup>9-10)</sup>。以上より、IODPUでは、効率が最大となる指数関数型瞳関数が最適であり、より小さなNAで読出しが可能であることがわかった。

次に作製するデバイスの仕様の決定を行った。波長  $0.78 \mu\text{m}$ 、FGCの開口  $1.0 \times 1.0 \text{ mm}^2$ 、瞳関数を  $\alpha_r L_y = 1$  の指数関数型として、FGCの焦点距離を変えてシミュレーションを行った結果、焦点距離  $1.67 \text{ mm}$  が理論上読出し限界近くであることがわかった。これは、フォーカシングおよびトラッキング誤差がない場合の結果であり、ピックアップとしての実働状態では、

これらの誤差は無視できず十分な読出し性能が得られるとは限らない。しかし、今回の実験で作製の改善を評価し理論との比較を行うための適当な仕様と考え、この仕様(表1)でデバイスを作製した。

### 3. FGCの高精度描画

#### 3.1 実効屈折率の校正

発散導波光と集束光の位相整合を考慮することにより得られるFGCの形状式は次式で表される。

$$kN \sqrt{X^2 + (Y+r)^2} - k \sqrt{X^2 + (Y-f \sin \theta)^2} + (f \cos \theta)^2 = 2m\pi + \text{const.} \quad (3)$$

ここで、 $N$ 、 $r$ 、 $f$ 、 $\theta$  はそれぞれ導波路実効屈折率、LDとFGCの距離、焦点距離、出射角であり、この式よりFGCのグレーティングパターンの座標を計算する。光導波路の実効屈折率はその1パラメータである。実際作製する光導波路では、膜厚、屈折率等の作製誤差により実効屈折率に設計値との誤差が生じることを考慮しなければならない。表1の仕様で回折限界のスポットを得るためには、実効屈折率の誤差を0.01以下にする必要がある<sup>5)</sup>。そこで、FGC描画前に一定周期  $\Lambda$  をもつグレーティングカップラを導波路上に作製し、波長  $\lambda$  のレーザー光のそのグレーティングカップラへの入射角  $\phi$  を測定し、グレーティングカップラの位相整合条件

$$N = \sin \phi + \lambda / \Lambda \quad (4)$$

より実効屈折率  $N$  を実測した。その測定誤差は  $\pm 0.001$  であった。そして、その値  $N$  を式(3)に代入してパターンを描画した。

#### 3.2 位置合わせ・サイズの校正

回折限界を得るためにFGCの電子ビーム描画に要求される精度は、位置合わせ数  $\mu\text{m}$ 、パターン伸縮誤差 0.1% 以下である<sup>5)</sup>。この精度を達成するために、描画装置に描画範囲の部分拡大観察・表示する機能を付加し、図6に示すようにFGCの各辺の延長線上を示すマーク(基板上にフォトリソグラフィで予め設けた)の6箇所を観察することによりFGC描画前の位置合わせおよびサイズの校正を行った。マークの境界については段差になっているために山となって表示される。このような機能によって、 $1 \mu\text{m}$  の誤差まで観察することができ、位置合わせ  $\pm 1.0 \mu\text{m}$ 、パターン伸縮誤差約 0.1% を達成することができた。

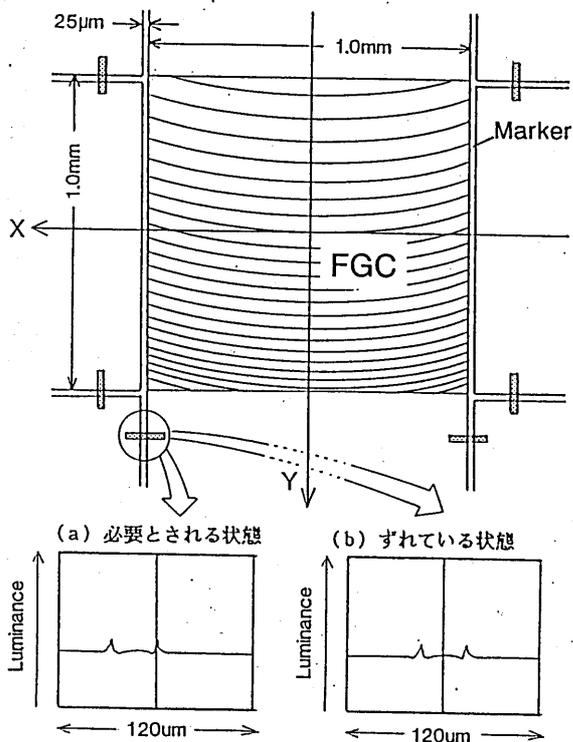


図6. FGC描画時の高精度位置合わせ・校正

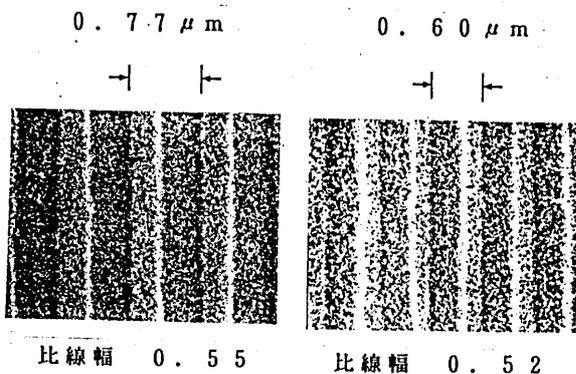


図7. 線幅制御の結果

### 3.3 線幅の制御

グレーティングの矩形断面の一周期に対する溝の幅の比である比線幅が0.5からずれるとFGCの回折効率は低下してしまう。FGCのグレーティングライン1本の描画は、1回の電子ビーム走査によって行うため、電子ビームの電流および走査速度を一定として描画するとグレ

ーティングの溝の幅は一定となる。したがってグレーティングの周期に関わらず電子ビームの電流および走査速度を一定として描画したのでは、グレーティング周期がチャープしているFGCでは全体にわたって比線幅を0.5とすることができない。そこで、これまでの描画結果をもとに近接効果を補正し周期の大きさに応じて電子ビームの走査速度をグレーティングラインごとに制御した<sup>11)</sup>。その結果、図7に示すようにFGC全体にわたって比線幅を $0.50 \pm 0.06$ という良好な値とすることができた。

### 4. デバイスの作製

デバイスの仕様を表1に示す。n型Si基板を熱酸化して $\text{SiO}_2$ パッファ層を形成し、PDアレイを作製した。さらに、パッファ層上にコーニング#7059ガラスをRFスパッタにより堆積し導波層とした。FGCおよびグレーティングビームスプリッタは図8に示すように導波路上にプラズマCVDでSi-N膜を堆積し、上記の改善を行った電子ビーム直接描画により形成したレジストパターン(OEBR1010)を反応性イオンエッチングでSi-N膜に転写して作製した。

FGC等を集積化した光導波路をICベース上で半導体レーザと端面結合し、PDの電極配線をした。図9に作製したデバイスの外観写真を示す。

表1. 作製したデバイスの仕様

光源	半導体レーザ 波長	$\lambda = 0.787 \mu\text{m}$
導波路	Si基板 SiO <sub>2</sub> パッファ層 #7059ガラス導波層 Si-Nクラッド層 実効屈折率	1.72 $\mu\text{m}$ 0.835 $\mu\text{m}$ 26 nm 1.516
FGC	出射角 開口 焦点距離 周期 理論回折効率	15° $1.0 \times 1.0 \text{ mm}^2$ $f = 1.67 \text{ mm}$ $r = 10.5 \text{ mm}$ $0.50 - 0.79 \mu\text{m}$ 52%
PDアレイ	素子サイズ	$150 \times 50 \mu\text{m}^2$

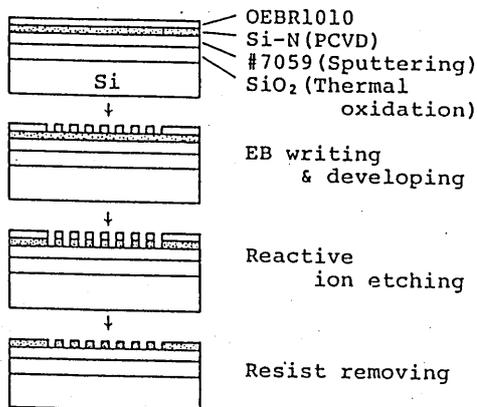


図8. グレーティングの作製過程

## 5. 実験結果

### 5.1 集光特性

図10に作製したデバイスによる集光スポットの像とプロファイルを示す。得られた集光スポット半値全幅はX方向  $1.4\mu\text{m}$  Y方向  $1.5\mu\text{m}$  (回折限界X方向  $1.2\mu\text{m}$  Y方向  $1.3\mu\text{m}$ ) であり、これまでに得られた値  $2.2\mu\text{m}$  にくらべ改善された。この改善は、焦点距離の短縮、電子ビーム描画の改善によるものである。今回行った電子ビーム描画の精度はFGCの作製に要求される精度をほぼ満たすものであったと考えられる。集光スポット径が理論限界値よりわずかに大きくなった原因として、導波路における光散乱 (in-plane scattering), 導波路端面のへき開位置の不正確さなどが考えられる。

### 5.2 フォーカス誤差信号検出

図11に示す光学系によりフォーカス誤差信号の検出を行った。光ディスクを光軸方向に変位させ、デバイスの各PD出力をX-Yレコーダにより記録し、その差をプロットしたものを図12に示す。また、フォーカス誤差信号の理論シミュレーション結果を図13に示す。ディスクの変位  $\xi$  が負から正に変化するに従い、まず内側のPD2の検出電流が最大になり、次に外側のPD1の検出電流が最大になり、これらの差から図12のようなフォーカス誤差信号を得ることを確認した。また図12のフォーカス誤差信号の極大および極小をとる  $\xi$  の間隔は約  $6\mu\text{m}$  と図13の理論シミュレーション結果に近く、これは空間中の集光スポットが回折限界近くに改善されたためである。

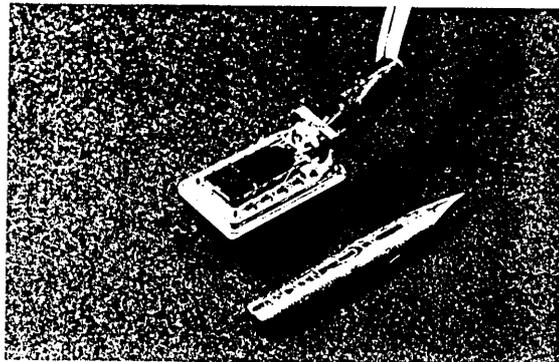


図9. 作製したデバイス

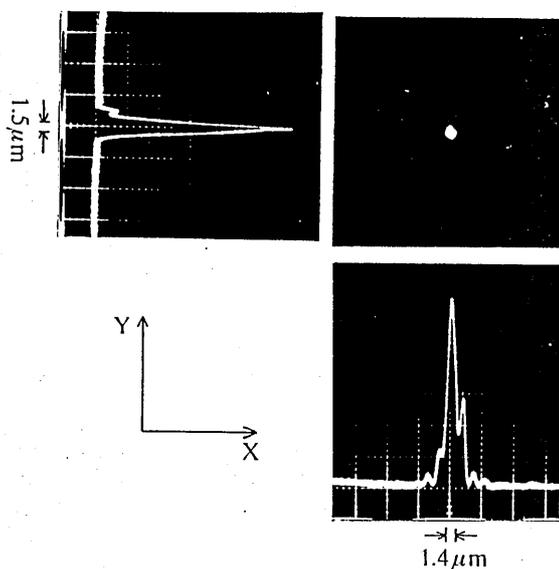


図10. 集光スポット像と強度分布

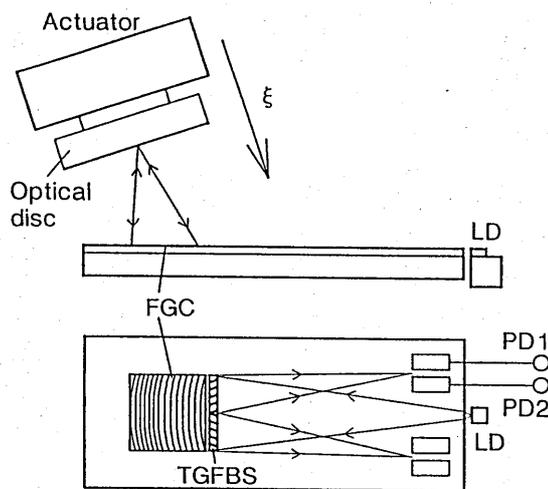


図11. フォーカス誤差信号検出の実験光学系

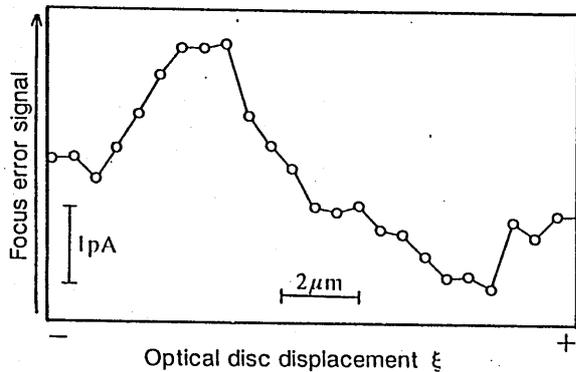


図12. PD2-PD1をプロットして得られたフォーカス誤差信号

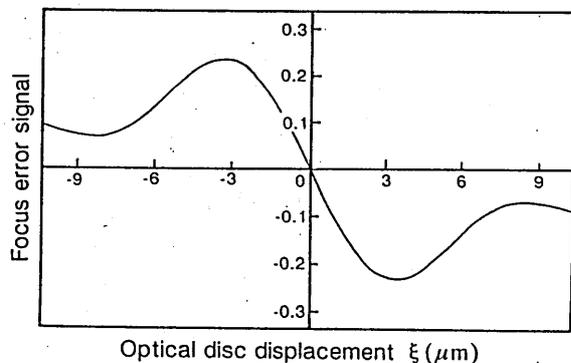


図13. フォーカス誤差信号の理論計算結果 ( $w/L_x = \infty$ )

## 6. まとめ

光集積ディスクピックアップ (IODPU) の読出しのシミュレーションを行い、理論上読出し可能な範囲でFGCの開口数NAが最小となるようデバイスの仕様を設計した。

FGCの電子ビーム描画において、実効屈折率の校正、高精度の位置合わせ・サイズの校正および高効率化のための線幅の制御という改善を行い、設計した仕様にしたがってデバイスを実際に作製した。電子ビーム描画の改善により、集光特性が改善されたことを確認した。

今回作製したデバイスでは、十分な光電流レベルが得られなかったために、ディスク情報の読出しの実証までには至らなかった。その原因として、FGCの効率最大条件からの作製誤差、LDとの結合効率の低下、光散乱による導波損失等が考えられる。今後、これらの改善等を行い、ディスクの読出し実現を図りたい。

謝辞 PDアレイ作製で協力頂いた三菱電機の電子商品開発研究所及びLSI研究所に感謝する。

## 参考文献

- 1) T. Suhara, S. Ura, H. Nishihara and J. Koyama: "An integrated-optic disc pickup device," Int. Conf. Integrated Optics and Opt. Fiber Comm. (IOOC'85), p.117-120, Venezia, Oct.1-4 (1985).
- 2) 裏, 栖原, 西原, 小山: "光集積ディスクピックアップの光集積回路化," 信学論(C), J69-C, 5, p.609 (1986).
- 3) S. Ura, T. Suhara, H. Nishihara and J. Koyama: "An integrated-optic disc pickup device," IEEE J. Lightwave Technol., LT-4, p.913-918 (1986).
- 4) 裏: "高密度情報読取りデバイスの光回路化に関する研究," 昭和62年度大阪大学工学部学位論文
- 5) S. Ura, T. Suhara and H. Nishihara: "Aberration characterizations of a focusing grating coupler in an integrated-optic disc pickup device," Appl. Opt., 26, p.4777-4782 (1987).
- 6) 栖原, 西原: "光集積ディスクピックアップの読出し応答の解析," 信学技報, OQE88-117 (1989).
- 7) 栖原, 西原: "光集積ディスクピックアップにおける読出し応答の解析," 光学, 18, p.82-90 (1989).
- 8) T. Suhara and H. Nishihara: "Possibility of super-resolution readout in integrated-optic disc pickup," Int. Symp. Opt. Memory, 27D-16, Kobe, Sept. 26-28 (1989).
- 9) 栖原, 鹿井, 西原: "光集積ディスクピックアップの読出し応答の解析-超分解読出しの可能性-, " 放射科学研究会資料, RS89-11 (1989).
- 10) 鹿井, 栖原, 西原: "光集積ディスクピックアップにおける瞳関数の読出し応答への影響," 平1春応物連合会, 2p-ZB-1 (1989).
- 11) 鹿井, 河村, 栖原, 西原: "収差補正集光グレーティングカップラの高精度EB描画," 平1秋応物連合会, 30p-ZH-3 (1989).

光 衛 星 間 通 信

——要素技術の研究・開発——

安 川 交 二

Research and Development of Basic Technologies for an Optical  
Intersatellite Link

Koji YASUKAWA

The Review of Laser Engineering, Vol.17, No. 9, September 1989, pp.628-634.

© 1989 The Laser Society of Japan.

[レーザー研究, Vol.17, No. 9 (1989) 別刷]

## レーザー解説

## 光 衛 星 間 通 信

## ——要素技術の研究・開発——

安 川 交 二\*

(1989年6月30日 受理)

## Research and Development of Basic Technologies for an Optical Intersatellite Link

Koji YASUKAWA\*

(Received June 30, 1989)

The current state of research and development activities of optical intersatellite link (ISL) technologies in ATR Optical and Radio Communications Research Laboratories is introduced. Concerning modulation/demodulation techniques, the development of a high power, high speed optical modem is described. Optical beam control techniques under the solar conjunction are also introduced. Subjects for further research on coherent detection etc. are summarized. An optical space communication experiment program in USA, Europe, and Japan is outlined.

**Key Words :** Intersatellite link, Optical beam control, Optical modem, Etalon filter.

## 1. はじめに

宇宙空間での高速・大容量な通信は、21世紀における人類の宇宙活動を支えるインフラストラクチャとして重要な役割を果たすものであり、静止衛星間や、静止衛星・低軌道周回衛星間でのデータ中継などの分野で大きな需要が見込まれている。日本においても1990年代後半から宇宙ステーションの運用が始まり、必要とされるデータ伝送量は近い将来1 Gbpsに達するものと予想される。光を用いる衛星間での通信は、ミリ波・マイクロ波を用いる方式に比べて

- (a) 小型・軽量の装置で大容量通信が可能
- (b) システム間の干渉が無視できる

Table I System parameters of an optical intersatellite link.

Modulation scheme	: Intensity Modulation / Direct Detection
Link Configuration	: GEO/GEO
Distance between Satellites	: 40,000 km
Transmitting Antenna Diameter	: 20 cm
Receiving Antenna Diameter	: 20 cm
Solar Radiation	: 7000 K
Optical Filter Bandwidth	: 30 Å
Field of View of Receiver	: Diffraction Limited

\* (株)ATR光電波通信研究所 (〒619-02 京都府相楽郡精華町乾谷・三平谷)

\* ATR Optical and Radio Communications Research Laboratories, (Sanpeidani, Inuidani, Seikacho, Soraku-gun, Kyoto, 619-02)

Table II Major performance specifications of the optical modulator/demodulator.

Modulator	Demodulator
Average light output : 100 mW	Photo detector : Si-APD
Wavelength : ~800 nm	Quantum efficiency : 83%
Transmission bit rate : 360 Mbps	Dark current : 0.16 nA
Max. bias current : 550 mA	Excess noise factor : 0.25
Max. signal current : 300 mA (p-p)	Equivalent input noise : 5.4 pA/Hz <sup>1/2</sup>
Modulating code : NRZ	current of pre-amplifier (at 180 MHz)
Temperature : 10~30 °C	Bandwidth : 200MHz
control range	

などの基本的な利点がある。

光衛星間通信の実現には、光アンテナから放射される極めて鋭い指向性をもつ光ビームを捕捉/追尾/指向する光ビーム制御技術、高出力半導体レーザーの変復調といった光変復調技術およびこれらに関連する半導体レーザー (LD)、CCDなどのデバイスの研究・開発が基本となる。

本文では、ATR光電波通信研究所における光衛星間通信の研究・開発、日本、欧州、米国での実験計画などを中心に光衛星間通信技術の現状と課題について述べる。

## 2. 光変復調技術

### 2.1 強度変調/直接検波方式

光衛星間通信 (光 ISL) に用いる変復調方式としては、当面強度変調/直接検波方式が最も実現性の高い方式である。Table I のような光衛星間通信システムを考えると、0.8 μm 帯で 400 mW の高出力半導体レーザーを用いる必要があり、光ファイバ通信システムに比べ相当に大きな光出力が必要とされる<sup>1)</sup>。さらに 100 Mbps 以上のビットレートで変調しなければならない。

Table II は高出力・高ビットレート光変復調器実現にあたっての問題点を明らかにするために開発した高出力・高ビットレート光変復調器の概要である<sup>2)</sup>。また基本ブロック図を Fig. 1 に示す。

送信側 E/O ヘッドは、レーザーダイオードの波長・光出力安定化の為に、ペルチェ素子による温度制御及び APC 制御を行っている。高

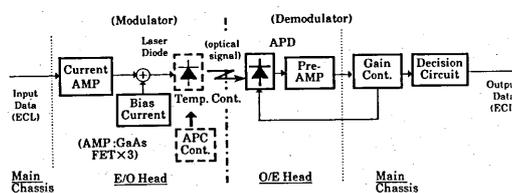


Fig. 1 Functional block diagram of the optical modulator/demodulator.

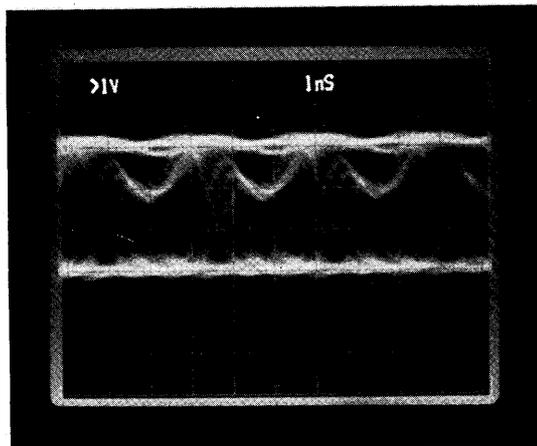


Fig. 2 Eye pattern at output of a laser diode drive circuit.

電流注入を行うレーザーダイオード駆動回路 (以下、ドライバと略記) は、マイクロ波/準ミリ波帯衛星通信システム最終段アンプ用 GaAs-EET (2~18GHz) を用いたスイッチング回路である。平均光出力 100 mW 時における送信側ドライバ出力点の信号波形を Fig. 2 に示す。出力点における立ち上がり時間 (10-90%) は 1.0 nsec 程度、立ち下がり時間は 1.2 nsec 程度である。Fig. 3 に、注入電流と光出力の関係を、CW

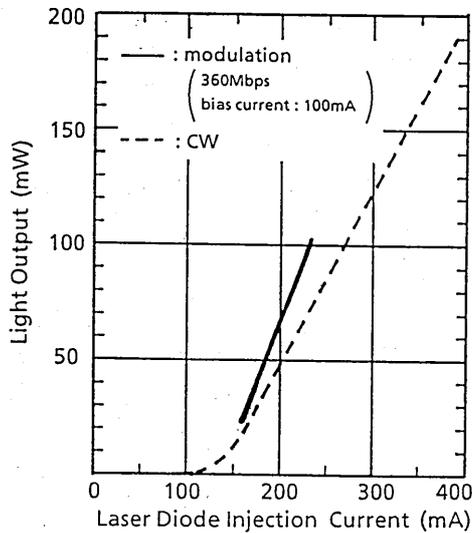


Fig. 3 Optical output as a function of an applied laser diode injection current.

及び変調時に対してそれぞれ示す。変調・100 mW 平均出力時の、温度制御部分を除いた E/Oヘッドの消費電力は約14W、レーザーダイオードの E/O電力変換効率は約25%となっている。

### 2.2 エタロン光フィルタ

直接検波方式では、太陽が受信機の視野に入ると回線品質が著しく劣化する。干渉フィルタを用いた場合を考えると、マルチモード発振の半導体レーザーを用いる Table I のようなシステムでは、太陽が受信機の視野に入った時、所定のビット誤り率を維持するのに必要な光電力の増加量（パワーペナルティ）は 5 dB を越える。これに対して、光フィルタとして帯域幅  $5 \times 10^{-3} \mu\text{m}$  の干渉フィルタとエタロンの組合せを用いることにより、例えば、スペクトル幅  $3 \times 10^{-3} \mu\text{m}$  のマルチモードレーザーの場合、パワーペナルティが 4 dB 近くも改善されることが示されている<sup>3)</sup>。

### 2.3 コヒーレント通信方式

光衛星間通信にコヒーレント通信方式を用いれば、強度変調/直接検波方式に比べて受信感

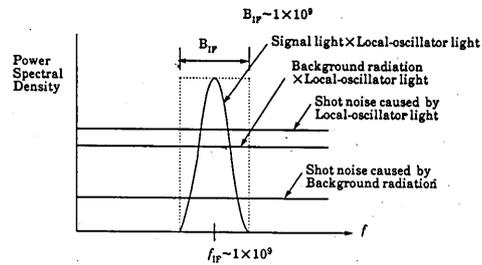


Fig. 4 Spectral power density resulting from coherent detection.

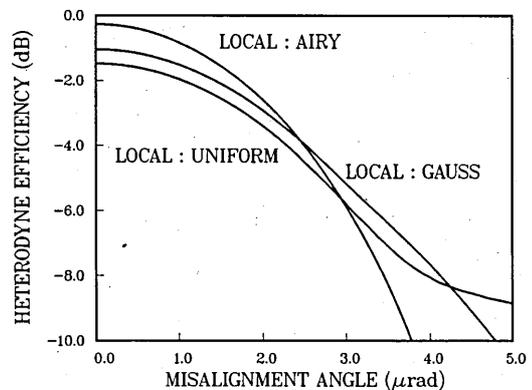


Fig. 5 Heterodyne efficiency as a function of a misalignment angle.

度が大幅に改善されるほか、耐背景光雑音性が向上する。すなわち、強度変調/直接検波方式では雑音の主成分は背景光によるショットノイズであるがコヒーレント通信方式では Fig. 4 に示すように局発光によるショットノイズが支配的となる。

コヒーレント通信方式の実現には、高出力半導体レーザーの発振周波数安定化および狭スペクトル化に加え、衛星間通信特有の課題として  
(1) 信号光と局発光の電界分布の整合  
(2) 信号光と局発光の周波数捕捉/追尾  
があり、これらは次節で述べる光ビーム制御と密接に関連している。

Fig. 5 は電界分布の位置不整合に起因するヘテロダイン効率の劣化を求めたものである。局発光に比較的实现の容易なガウス分布を用いる場合、約  $1 \mu\text{rad}$  のずれ角に対して 2 dB 程度の劣化を見込む必要があることを示している<sup>4)</sup>。

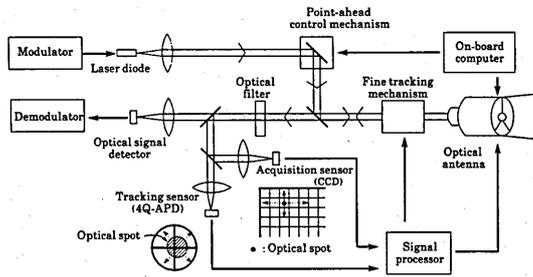


Fig. 6 Basic configuration of optical beam control system.

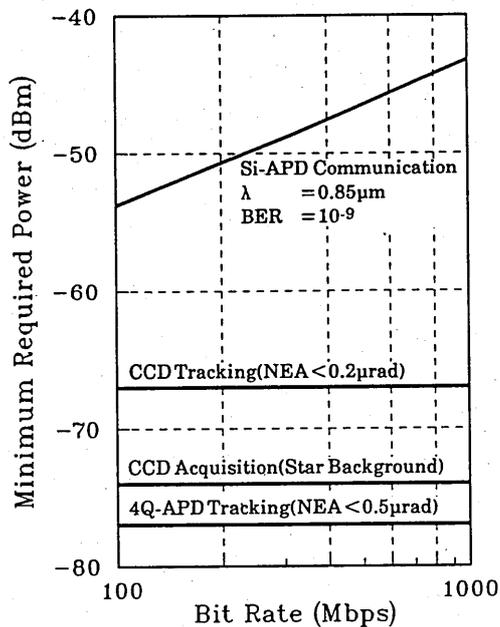


Fig. 7 Required power for acquisition and tracking.

### 3. 光ビーム制御技術

光衛星間通信に用いられる光アンテナは極めて鋭い指向性をもっている。波長  $0.8 \mu\text{m}$ 、アンテナ直径  $20\text{cm}$  の場合、ビーム幅 ( $\lambda/D$   $D$ : アンテナ直径,  $\lambda$ : 波長) は  $4 \mu\text{rad}$  である。このため、対向する衛星からの光ビームを「捕捉」(acquisition) 「追尾」(tracking) すると共に、高速移動する衛星に光ビームを正確に「指向」(pointing) する機能の実現が必要となる。

初期捕捉範囲は衛星機体からの情報に依存し

て変化する。相手衛星の位置、自衛星の姿勢が高精度に与えられれば、不確定幅は通信装置の本体への取付け精度と姿勢決定精度から決まり、およそ  $0.01$  度の程度にまで減少させることができる。また、必要となる光ビームの追尾・指向の範囲は衛星の軌道運動、姿勢変動に依存する。衛星間通信の基礎実験が計画されている ETS-VI (Engineering Test Satellite VI) 衛星(1992 年打ち上げ予定) の場合、姿勢制御精度は  $\pm 0.05$  度(東西, 南北)となっており、高精度の姿勢及び軌道の制御が行われる。

光ビーム制御装置の基本構成例を Fig. 6 に示す。捕そくセンサは数ミリラジアンの大な視野 (field of view) を持つ高密度 CCD イメージセンサである。これによって対向する衛星の光ビーコンあるいは信号光の角度位置を検出し、光アンテナの指向方向を制御してこれらの光ビームを追尾センサ上に導く。追尾センサは高感度の 4 分割 APD であり、このセンサの四つのエレメント出力の電流差に基づいて精追尾機構を制御、追尾状態を保持する。また、対向する衛星への送信光ビームは、受信ビームの方向でなく、光の往復時間内での衛星の移動を考慮に入れた方向に送出される。これは見込み角 (point-ahead angle) 補正とよばれ、その大きさは最大で  $10 \mu\text{rad}$  と予想されている<sup>5)</sup>。

捕捉 / 追尾に必要な受信電力の典型的な例を Fig. 7 に示す<sup>6)</sup>。同図には、通信に必要な受信電力も示しており、通信と捕捉の必要受信電力には約  $26\text{dB}$  の差があることがわかる。

Table III Categorized tracking/pointing error and their sources.

Error category	Relating systems	Error sources in system
Residual tracking error $\sigma_T(\text{rms})$	Tracking servo control system	<ul style="list-style-type: none"> <li>Satellite disturbance</li> <li>Gimbal drive mechanism</li> </ul>
Angle estimation error $\sigma_A(\text{rms})$	Tracking sensor	<ul style="list-style-type: none"> <li>Photo detector noise</li> <li>Pre-amplifier noise</li> <li>Background radiation</li> </ul>
Static and semi-static axis errors $\sigma_c$	Open loop tracking system, Optics	<ul style="list-style-type: none"> <li>Boresight misalignment</li> <li>Thermal axis error</li> <li>Orbit prediction error</li> <li>Attitude measurement error</li> <li>Point ahead prediction error</li> <li>Angle sensor offset</li> </ul>

3.1 追尾/指向誤差

Table IIIに3つに分類された追尾・指向誤差とその発生要因を示す。残留追尾誤差は、衛星の振動などを補償するサーボ系の不完全さに起因しており、rms値で0.1  $\mu$ rad程度に抑えることが可能と考えられている<sup>7)</sup>。光ビーム到来角の角度推定誤差は追尾センサ、プリアンプのノイズ、背景雑音の大きさなどに依存しており、そのrms値は雑音等価角 (NEA) と呼ばれ、追尾特性の評価に用いられる。静的・準静的軸誤差は光学系やオープンループ制御系に含まれる時定数の大きな変動の誤差である。安定した指向・追尾を実現するためには、二つの衛星間での追尾誤差の相互作用を考慮して追尾装置の軸ずれ、雑音等価角など電気的・機械的性能を決定することが必要である<sup>8)</sup> (Fig. 8 参照)。

3.2 背景光雑音に強い光ビーム追尾方式

光衛星間通信システムでは、通常、通信信号検波時の直流成分を用いて光ビームの追尾を行うが、太陽のような強力な背景雑音光を受光すると雑音光が生じさせる直流電流が極めて大きくなる為追尾が行えなくなる。太陽干渉時にも双方向通信の可能な追尾方式として通信信号光の交流成分の全電力を用いる方式<sup>9)</sup>や通信信号中に含まれるタイミング成分を用いる方式<sup>10)</sup>が検討されている。

4. 光衛星間通信実験の計画

米国、欧州宇宙機関 (ESA)、日本において衛星を用いた光衛星間通信の実証実験が計画されている。米国では早くから ACTS (Advanced Communications Technology Satellite)衛星

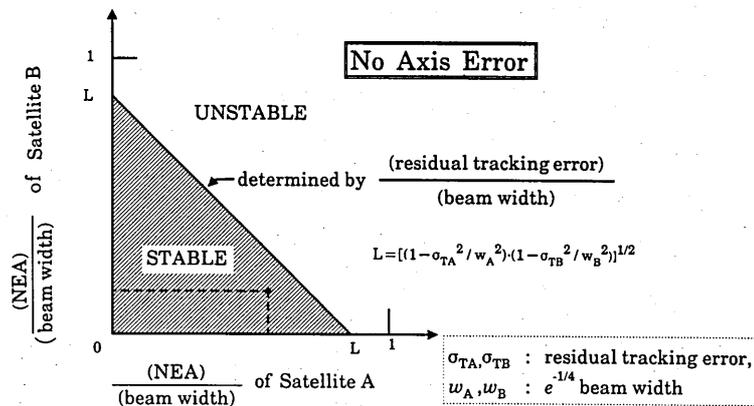
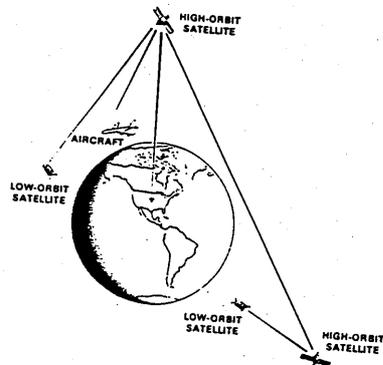


Fig. 8 Relation between system parameters for stable tracking/pointing operation.



GOALS

- SMALL TELESCOPE SIZES ( $\leq 20$  cm)
- MEDIUM WEIGHT (~250 lbs) AND POWER (~250 W) FOR 100-300 Mbps SYSTEM
- THCHNOLOGY APPLICABLE TO WIDE RANGE OF DATA RATES (1 Mbps - 5 Gbps)
- CONTINUOUS OPERATIONS WITH SUN IN RECEIVER FOV

Fig. 9 Optical communication applications in space and desirable system characteristics<sup>11)</sup>.

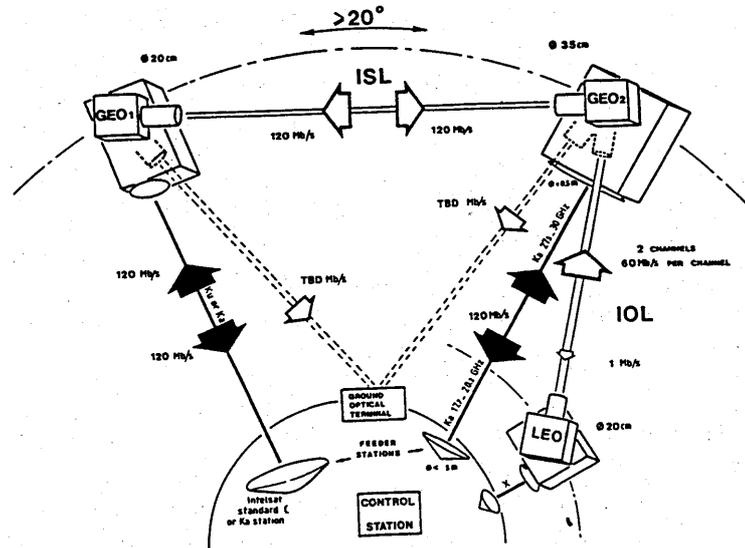


Fig. 10 SILEX/PSDE configuration<sup>12)</sup>.  
 SILEX : the Semiconductor Intersatellite Link Experiment  
 PSDE : Payload and Spacecraft Development Experiment

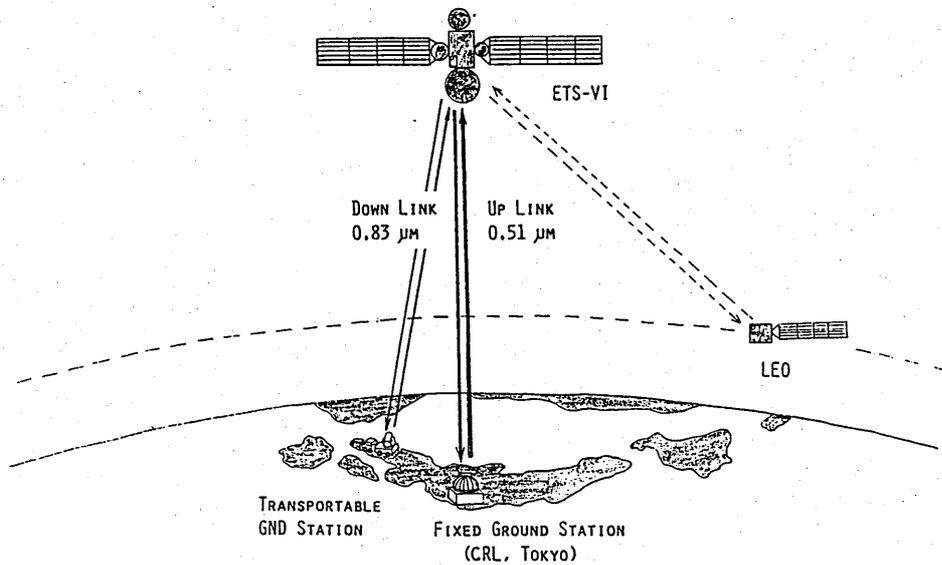


Fig. 11 Concept of basic optical communication experiments<sup>13)</sup>.

を対象としてFig. 9に示すような目標のもとに強度変調/直接検波方式およびヘテロダイン検波方式の研究・開発を進めてきた<sup>11)</sup>。またESAは、Fig.10に示すようなリンク形態を想定し強度変調/直接検波方式の研究・開発を進めてい

る<sup>12)</sup>。このシステムでは0.8 μm帯半導体レーザーを用いた4値PPM(Pulse Position Modulation)方式が特徴的である。日本では郵政省通信総合研究所が中心になって、Fig.11に示すようなETS:VI衛星を用いた静止衛星-地上間

での光通信基礎実験計画を進めている<sup>13)</sup>。この実験は主として光ビーム制御技術に関する基礎的実験であるが上記の3つの計画の中で最も早期に実現する見込みであり、貴重なデータが得られるものと期待される。

## 5. むすび

光衛星間通信は、宇宙ステーションを用いた理工学・通信実験の有力な候補である。その実現にはここで述べた光ビーム制御・光変復調技術の確立に加え、宇宙環境での光デバイスの信頼性評価など、数多くの克服すべき課題がある。ATR光電波通信研究所では、今後も我が国におけるレーザー応用技術、光通信技術、光デバイス技術など関連基礎技術レベルの高さを考慮に入れ、将来の光衛星間通信システムの実証モデル作製に向けた要素技術の研究を進める計画である。

## 参考文献

- 1) Y. Furuhashi, K. Yasukawa, K. Kashiki and Y. Hirata : *SPIE Proc.* 810 (1987) 141.
- 2) 榎木, 荒木, 安川, 長井 : 信学会昭和63年度秋期全大, B-392, 1988.
- 3) 後藤, 荒木, 安川 : 信学会1989年度春季全大, SB-2-2, 1989.
- 4) 後藤, 荒木, 安川 : 信学会昭和63年度春季全大, B-159, 1988.
- 5) 林, 井口, 荒木 : 昭62電気・情報関連学会連合大会, 28-4, 1987.
- 6) J. C. Boutemy : *SPIE Proc.* 810 (1987) 215.
- 7) P. W. Young, L. M. Germann and R. D. Nelson : *SPIE Proc.* 616 (1986) 118.
- 8) K. Araki, K. Kashiki, K. Inagaki, K. Yasukawa and Y. Furuhashi : *Proc. CLEO '88 TUY5, Anaheim 1988*, 164.
- 9) 榎木, 荒木, 安川 : 信学会昭和63年度春季全大, B-160, 1988.
- 10) 原田, 榎木, 荒木, 安川 : 信学会1989年度春季全大, B-708, 1989.
- 11) V. W. S. Chan : *J. Lightwave Technol.* LT-5, (1987) 633.
- 12) M. Arnold, A. Barumchercyk and E. Sein : *Int. Jour. Satellite Communications* 6 (1988) 127.
- 13) 鹿谷, 有賀, 板部, 石津, 廣本, 塩見 : 昭和63年度信学会春季全大, SB-7-4, 1988.

## レーザーオリジナル

亜音速流 N<sub>2</sub>/CO<sub>2</sub>混合型レーザー

土志田 実\*・原 照\*

(1988年10月15日 受理)

A N<sub>2</sub>/CO<sub>2</sub> Subsonic Mixing Laser

Minoru DOSHIDA,\* and Hiroshi HARA\*

(Received October 15, 1988)

The operational properties of a N<sub>2</sub>/CO<sub>2</sub> subsonic mixing laser are described. A small signal gain of 1.8m<sup>-1</sup>, a saturation intensity of 100W/cm<sup>2</sup> and a specific power of 9.5J/g were obtained under the optimum conditions. Comparison of the results with those of a N<sub>2</sub>/CO<sub>2</sub> supersonic mixing laser indicates that a N<sub>2</sub>/CO<sub>2</sub> subsonic mixing laser is scalable in size and power more easily than the N<sub>2</sub>/CO<sub>2</sub> supersonic mixing laser.

Key Words : CO<sub>2</sub> laser, Mixing laser.

## 1. はじめに

1964年 Patel によって報告された CO<sub>2</sub>レーザー<sup>1)</sup>は、励起方式の多様性、高出力化、高効率化が可能であるなどの多くの魅力を備えているため、多数の研究がなされてきた。なかでも放電励起 N<sub>2</sub>/CO<sub>2</sub>後混合型レーザーは、CO<sub>2</sub>ガスに直接放電をかけないため、CO<sub>2</sub>ガスの過度の温度上昇を防ぐことができ、放電および熱によるレーザー下位準位への励起、CO<sub>2</sub>分子の解離等の高出力の妨げとなる要因が排除できる。さらにフロータイプであるため、ガスの再利用は困難であるが、レーザー下位準位分子の強制排気等の利点があり、高出力可能なレーザーとし

て期待される<sup>2)</sup>。

Brown はガス流速 150 m/sec の混合型 CO<sub>2</sub>レーザーにおいて小信号利得 4.3 m<sup>-1</sup>、レーザー出力 12 W/cm<sup>2</sup> を得<sup>3)</sup>、さらに原らはガスを超音速流として小信号利得 11 m<sup>-1</sup>、レーザー出力 3.3 W/cm<sup>2</sup> を得た<sup>4)</sup>。この方式の CO<sub>2</sub>レーザーでは、ガス流を速くするほどガス温度の上昇を抑制できるため小信号利得は大きくなり、通常の放電励起 CO<sub>2</sub>レーザーに比べ 1 桁程大きな値が得られている。しかし、ガス流を速くするためには大型の排気系が必要となり、高出力レーザーの製作上問題が生じてくる。小型の排気系を用いるとガス流は遅くなり、ガス温度の上昇、および共振器内の静圧の上昇を招くため利得は

\* 防衛庁第2研究所 (〒153 目黒区中目黒 2-2-1)

\* Second Research Center, Japan Defense Agency (2-2-1, Nakameguro Neguro, Tokyo 153)

輻射科学研究会資料

マギル大学（モントリオール）における  
光集積回路研究

大阪電気通信大学

岸岡 清

平成元年9月22日

（於 松下電器産業株式会社 技術館）

【研究室人員】

Yip 教授

Ph.D. コース 2名 (中国人留学生)

Ms. コース 4名

【研究室テーマ】

	Ph.D.	Ms.
埋込型導波路の特性評価		1 拡散方程式 / X線解析による K <sup>+</sup> イオン分布の測定
LiNbO <sub>3</sub> プロトン拡散導波路 の特性評価		1 純光学的測定法による拡散係数 の決定
ファイバのマイクロベンデ ィングロスの理論計算		1 積分方程式による解析
Ti:LiNbO <sub>3</sub> 3分岐スイッチ (Y-分岐)		1 BPM法による設計及び製作
Y-分岐型分波器 (K <sup>+</sup> イオン拡散 / アルミナ装荷導波路)	1	BPM法による設計及び製作
X-分岐型分波器 (K <sup>+</sup> イオン拡散導波路)	1	等価屈折法による設計及び製作

【設備】

RF スッパタ/真空蒸着装置  
イオンビーム蒸着装置  
DI 水製造装置  
マスクアライメント (2台)  
スピナー  
Ti-拡散炉  
K-拡散炉

【光源】

0.6328 $\mu\text{m}$	He-Ne ガスレーザ	5 mW
1.152 $\mu\text{m}$	He-Ne ガスレーザ	1.5 mW
1.310 $\mu\text{m}$	半導体レーザ	1 mW
1.523 $\mu\text{m}$	He-Ne ガスレーザ	1 mW
1.550 $\mu\text{m}$	半導体レーザ	1 mW

【計算機】

IBM パーソナルコンピュータ	3台
-----------------	----

**【一年間の研究テーマ】**

- 1、結合器型三波分波器
- 2、結合係数の簡易測定法
- 3、電界印加 $K^+$ イオン拡散導波路の特性評価  
(MS. コース学生と共同研究)

# Three-wavelength Demultiplexer

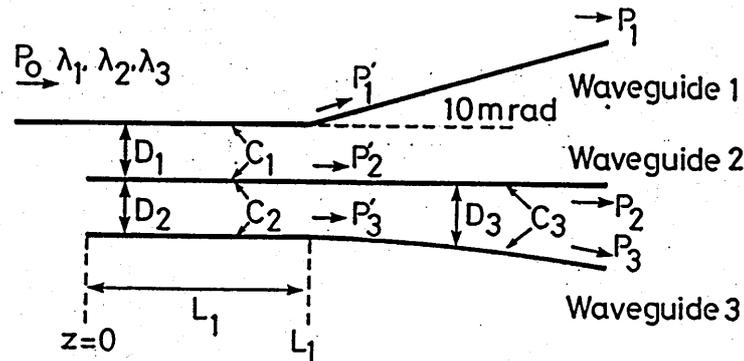


Fig.1 Three-wavelength demultiplexer

$P_0$ : Input light power

$P_1, P_2, P_3$ : Output light power  
from each waveguide

## I. 動作原理及び設計方法

本分波器は、ソーダガラス基板の上に $K^+$ イオンの熱拡散で作られた3導波路結合器と2導波路結合器の従属接続により構成されている。ここで用いられている3導波路結合器は、異なる導波路間隔を持つ非対称な構造をしており、また、2導波路結合器は、導波路間隔が光の進行方向（ $z$ 方向）に沿って

$$D_3 = A[\exp\{B(z-L_1)\} - 1] + D_2 \quad (1)$$

に従って変化する構造をしている。 $z=0$ と $L_1$ の間が3導波路結合器、 $z>L_1$ の部分が2導波路結合器である。

図2には、このような非対称な構造の3導波路結合器の出力の波長依存性の計算結果が示されている。横軸は波長の代わりに $\theta_1 = CaL_1$ で示されている。ここで、 $Ca = (C_1^2 + C_2^2)^{1/2}$ である。弱結合の条件下では、 $\theta_1$ はほぼ波長 $\lambda$ に比例するので、波長への変換は容易に行える。(a)には、 $\theta_1 < 2\pi$ 、(b)には、 $\theta_1 > 2\pi$ の領域に対する特性が示されている。使用波長の間隔の違いによりこれら2つの領域が使い分けられる。 $\lambda_2 - \lambda_1 < \lambda_3 - \lambda_2$ 【Case 1】では、(a)の領域が、 $\lambda_2 - \lambda_1$

> $\lambda_3 - \lambda_2$  【Case 2】 では、(b)の領域がそれぞれ使われる。説明を簡単にするために以下では【Case 1】の場合が取り扱われる。【Case 2】も同様にして取り扱うことができる。

導波路1の出力パワーのレスポンスには、 $\theta_1 = \pi$ においてピークを持つサイドローブが現れ、そのピークの両側 $\theta_1 = \pi \pm \Delta\theta$ に零点が現れる。 $D_1 = D_2$ の対称構造の場合は、サイドローブは現れず、零点は一つだけである。 $C_1, C_2$  及び $L_1$ を調整して、 $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$ をそれぞれ $\theta_1 = \pi - \Delta\theta, \pi + \Delta\theta$ 及び、 $2\pi$ に対応させると、波長 $\lambda_3$ の光は全て導波路1から出力される。一方、 $\lambda_1$ と $\lambda_2$ の波長の光のエネルギーは導波路1には存在せず、全て導波路2と3に存在している。これら二つの波長の光は2導波路結合器に導かれ、ここで、分波され、導波路2及び3の出力端子よりそれぞれ出力される。

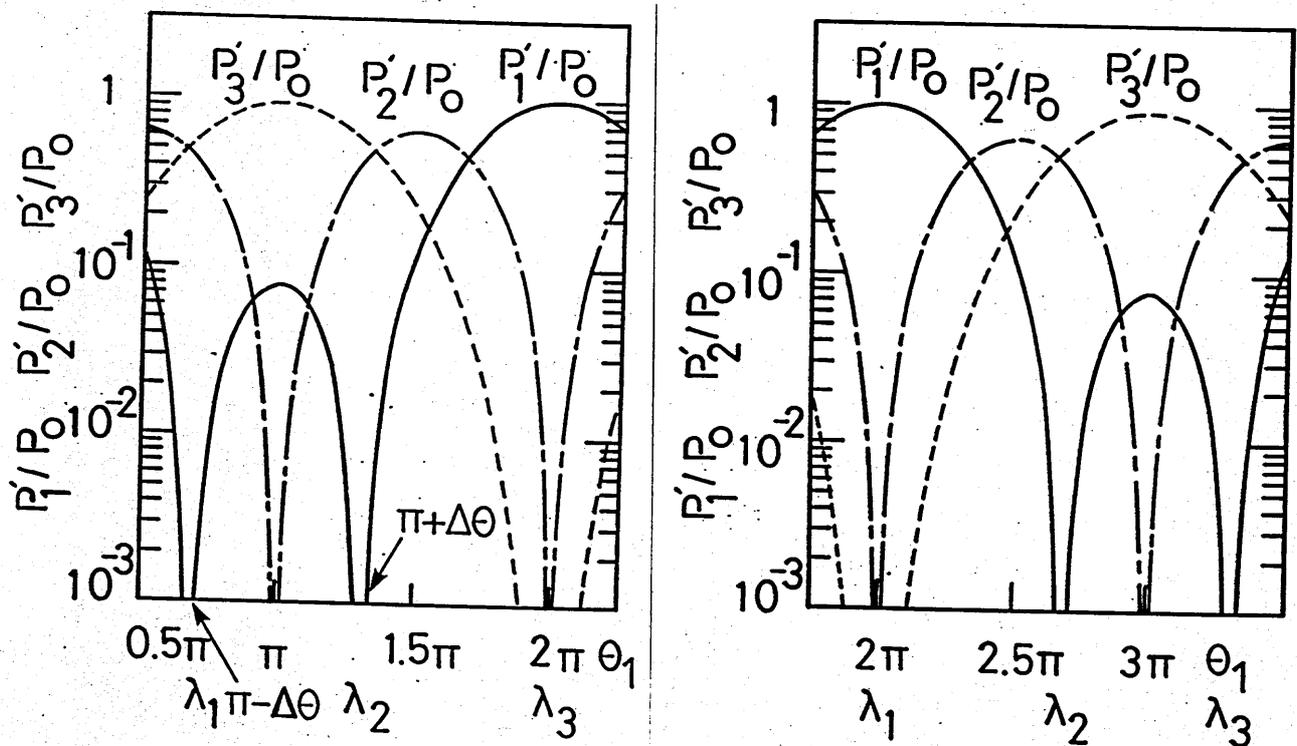


Fig.2 Wavelength responses of the light power at  $z=L_1$ .

上に述べた $\theta_1$ と $\lambda$ の満たすべき関係を図3に示す。ここで、 $\lambda_a = (\lambda_1 + \lambda_2)/2$ である。 $\theta_1$ と $\lambda$ にこのような関係を与える $D_1, D_2$ 及び $L_1$ は $\theta_1$ が $\lambda$ に対して直線的に変化するという近似の下では解析的に求めることができる。

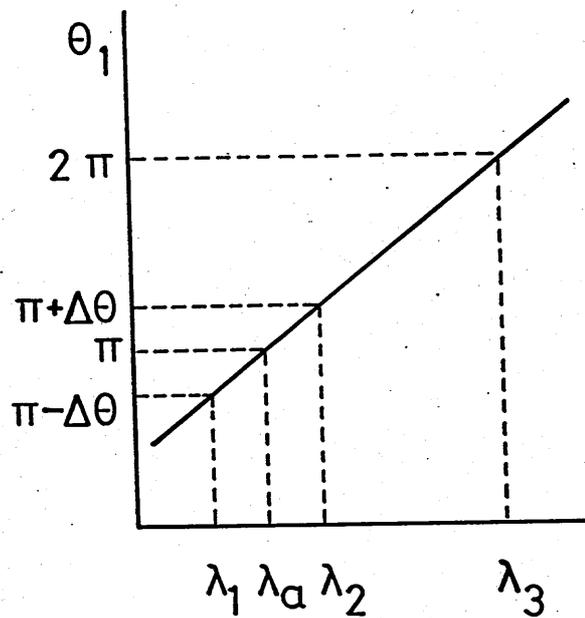


Fig.3 Relation between  $\theta_1$  and  $\lambda$ .

2導波路結合器に導入された光の $z=L_1$ での各導波路のモード振幅はそれぞれの波長に対して

$$\lambda = \lambda_1: a_2 = -j(1 - \alpha^2)^{1/2}, a_3 = -\alpha \quad (2)$$

$$\lambda = \lambda_2: a_2 = j(1 - \alpha^2)^{1/2}, a_3 = -\alpha \quad (3)$$

ここで、 $\alpha = C_2/C_1$ ,

で与えられる。これより出力端での光パワーは $\lambda_1, \lambda_2$ に対して、

$$P_2/P_0 = \sin^2(\theta_2 \pm \theta) \quad (4)$$

$$P_3/P_0 = \cos^2(\theta_2 \pm \theta) \quad (5)$$

ここで、 $\theta = \cos^{-1} \alpha$ ,  $\theta_2 = \int_{L_1+z}^{L_0} C_3(z, \lambda) dz$

で与えられる。但し、 $\lambda_1$ に対して負符号、 $\lambda_2$ に対して正符号をとる。従って、 $\lambda_1, \lambda_2$ の光が分離して出力するための条件

$$\theta 2(\lambda 1)-\theta=N \pi / 2 \quad (6)$$

$$\theta 2(\lambda 2)-\theta=(N+1) \pi / 2 \quad (7)$$

ここで、 $N$ は正整数

より導波路間隔を決めるパラメータ $A, B$ を解析的に決定することができる。

図4に上に述べた方法により設計された分波器の特性の計算機によるシミュレーションを示す。 $\lambda 1, \lambda 2, \lambda 3$ は $1.152, 1.310,$ 及び $1.523 \mu\text{m}$ に設定されている。

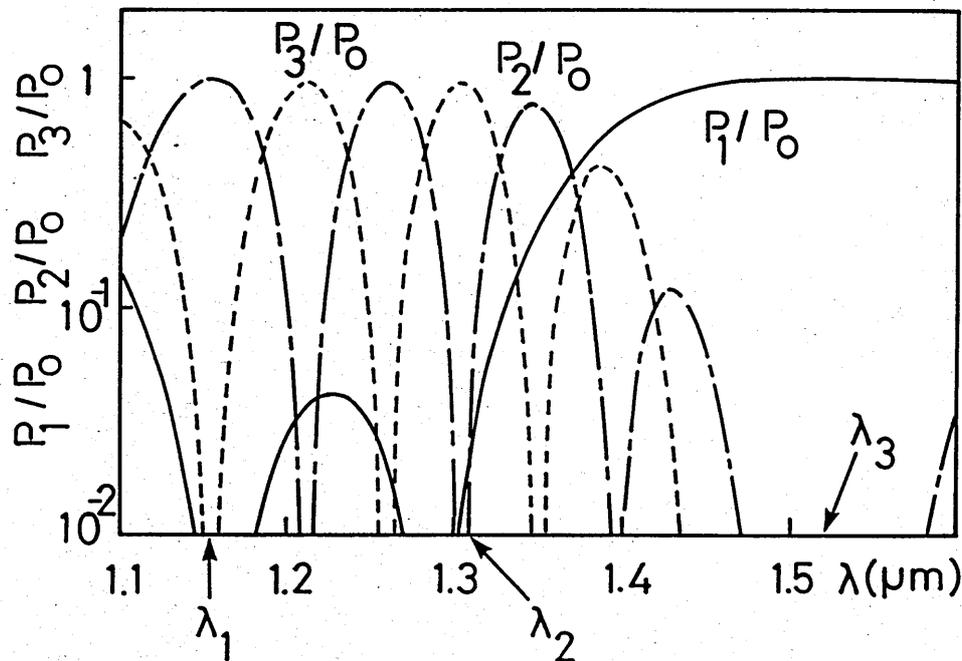
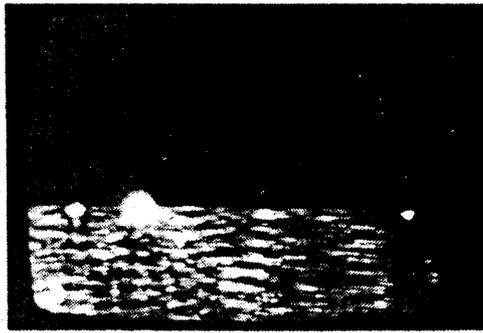


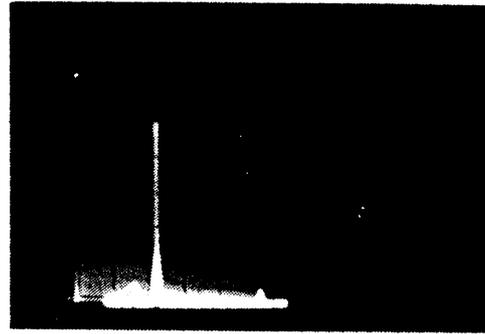
Fig.4 Wavelength responses of the output light power for the designed parameters.

## 11. 実験結果

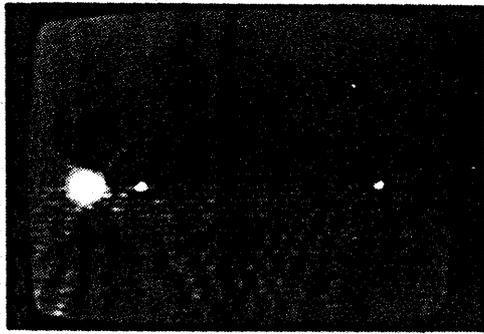
波長 $1.152$ と $1.523 \mu\text{m}$ の光源には He-Ne ガスレーザが、 $1.310 \mu\text{m}$ には、半導体レーザがそれぞれ使用された。図5に、各波長に対する出力端面の写真と、各導波路端面からの出力光の振幅を表すオシロスコープの写真が示されている。オシロスコープの写真では、出力光強度に比例するピークが導波路の位置に現れている。なお、実験はTEモードで行われた。



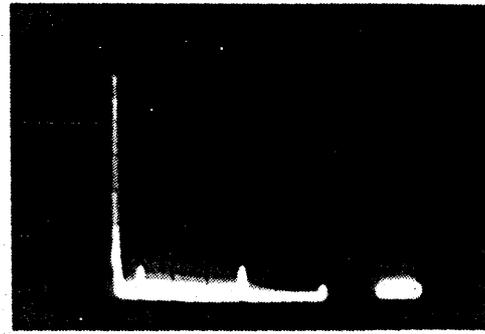
(a)



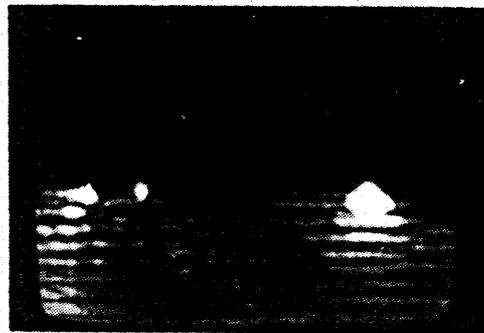
(b)



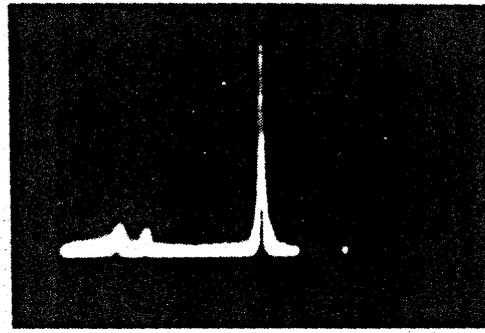
(c)



(d)



(e)



(f)

Fig.5 Photographs of the end face of the three-wavelength demultiplexer[(a),(c) and (e)] and the amplitude of the output light from each waveguide[(b),(d) and (f)].

(a) and (b):1.152  $\mu\text{m}$

(c) and (d):1.310  $\mu\text{m}$

(e) and (f):1.523  $\mu\text{m}$

# A Simple Measurement Technique for the Coupling Coefficient

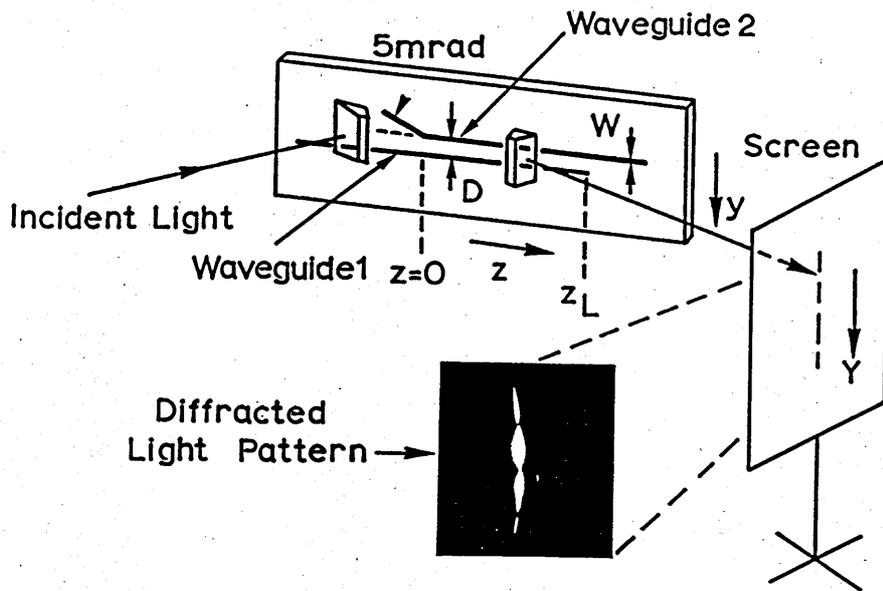


Fig.1 Schematic illustration of the measurement system.

## I. 測定原理

図1に測定方法を示す。結合器は、ソーダガラス基板表面に $K^+$ イオンの熱拡散により作られている。光は結合領域に入ると、偶モードと奇モードに分離して伝搬するが、両モードの伝搬定数が僅かに異なっているために、両モードの間の振幅の位相が $z$ 軸に沿って緩やかに変化する。そのため、両モードにより作られる合成界分布も $z$ 軸に沿って変化する。一方、出力プリズムの下の導波路は平行に置かれた光開口として働く。従って、出力用プリズムを光の伝搬方向に沿って移動させると、界分布の変化に応じた回折像をスクリーン上に観測する事ができる。

図2には、出力プリズムの位置に対する回折像のパワー分布の変化が示されている。横軸は規格化されたスクリーン上の座標である。 $\phi_0 + \phi$ がプリズムの位置に対応している。ここで、 $\phi = \Delta\beta z$ であり、 $\Delta\beta$ は両モード間の伝搬定数差である。また、 $\phi_0$ は結合領域の前におかれた曲線導波路部分で生じる両モードの位相差を表している。 $\phi_0 + \phi$ が $\pi$ の整数倍の位置で対称な回折像が得られる。 $N\pi + \pi/2$ の位置で最も偏った像が得られる。

結合長は対称な回折像が得られるプリズムの移動距離より測定できる。結合長

の値より結合係数が求められる。

回折像は偶モードと奇モードの振幅比  $\alpha$  の値にも依存する。この依存性は対称な回折像に顕著に現れる。図3に対称な回折像の  $\alpha$  に対する依存性を示す。このことを利用すると、回折像の形より  $\alpha$  の値をもとめる事ができる。

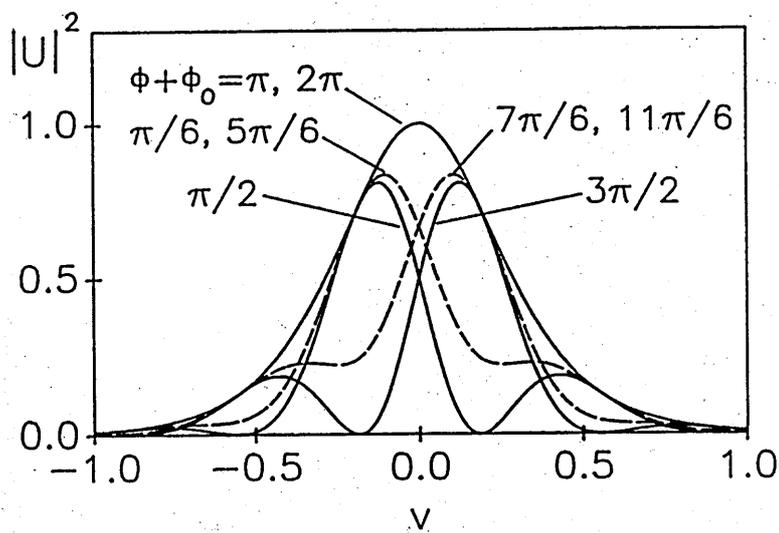


Fig.2 Variation of the diffraction pattern with the value of  $\phi + \phi_0$  for the case of  $\alpha=1$ .

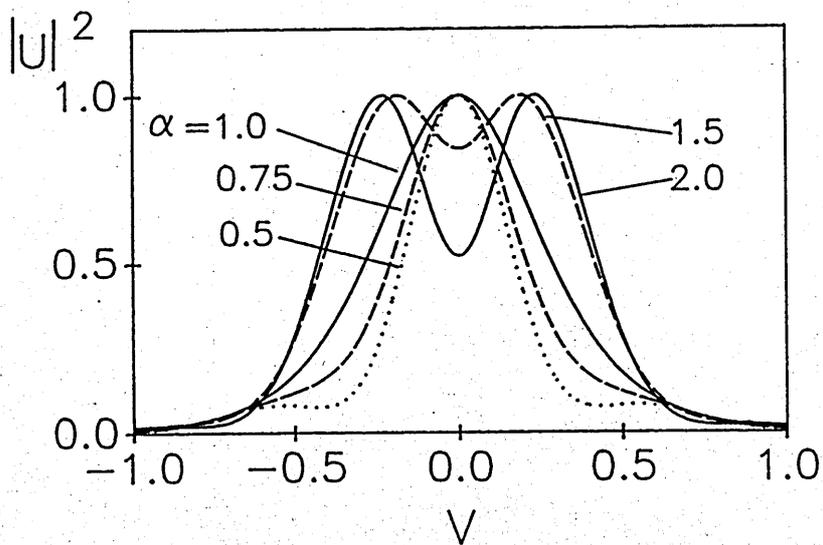


Fig.3 Dependence of the symmetric profile of the diffraction pattern on the value of  $\alpha$ .

## 11. 測定結果

図4にはプリズムの位置を変えて写された回折像の写真が示されている。但し、これらの写真は回折像そのものではなくて、光強度の測定のために用いられたオシロスコープのイメージである。縦軸は光の振幅に比例している。表1及び2に結合係数 $C$ 、 $\alpha$  および 電力移行率 $F$ の測定結果を示す。測定は拡散時間の違う4つのサンプルについて行われた。

図5には、結合長の拡散時間に対する変化を示す。図中の破線は理論値を示している。

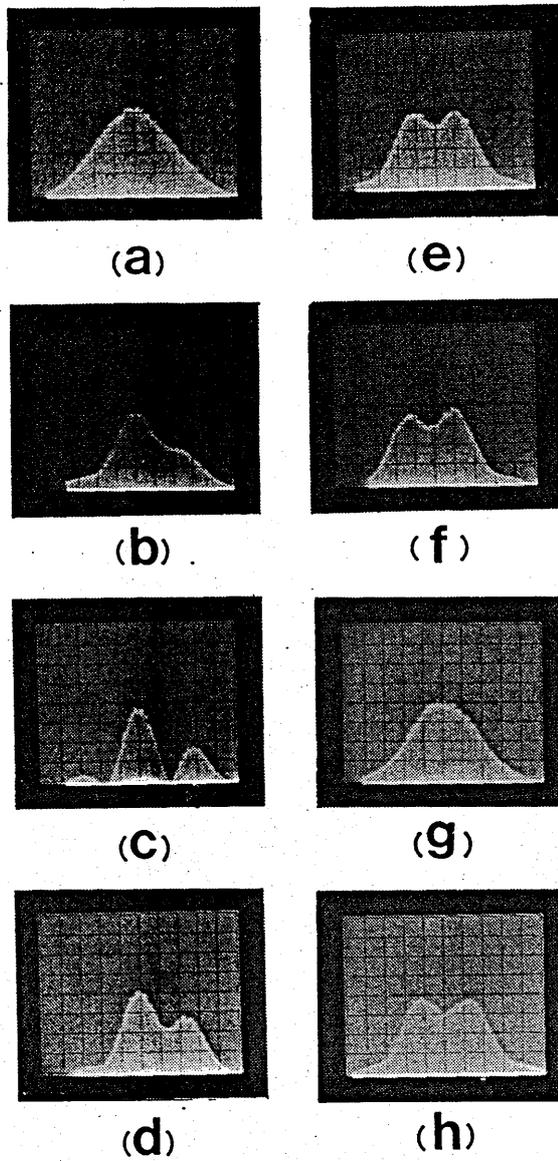


Fig.4 Photographs of the oscilloscope images of the diffraction patterns of coupler #2.  
 (a) $z = -2.74$  mm (b) $z = -0.04$  mm (c) $z = 1.54$  mm  
 (d) $z = 3.54$  mm (e) $z = 4.00$  mm (f) $z = 4.08$  mm  
 (g) $z = 8.70$  mm (h) $z = 13.18$  mm

Table 1 Measurement results of L and C

Coupler	$z_1$ (mm)	$z_2$ (mm)	$z_3$ (mm)	$L$ (mm)	$C$ (mm <sup>-1</sup> )
# 1	4.19	8.10	12.28	4.0	0.39
# 2	4.00	8.70	13.18	4.5	0.34
# 3	5.06	10.32	15.42	5.2	0.30
# 4	5.28	10.58	16.08	5.4	0.29

Table 2 Measurement results of  $\alpha$  and F

Coupler	$\frac{A(\pi/D)}{A(0)}$	Position	$\frac{U(\pi/D)}{U(0)}$	$\alpha$	$P_1 : P_2$ (%)	F
# 1	0.66	$z_1$	0.99	1.50	3.8:96.2	0.92
		$z_2$	0.90	1.36	97.7:2.3	0.95
		$z_3$	0.86	1.30	1.7:98.3	0.97
# 2	0.68	$z_1$	0.92	1.35	2.2:97.8	0.96
		$z_2$	0.59	0.87	99.5:0.5	0.99
		$z_3$	0.97	1.43	3.0:97.0	0.94
# 3	0.70	$z_1$	1.42	2.02	10.2:89.8	0.80
		$z_2$	0.54	0.77	98.3:1.7	0.97
		$z_3$	1.31	1.87	8.4:91.6	0.83
# 4	0.78	$z_1$	2.00	2.56	16.1:83.9	0.68
		$z_2$	0.55	0.71	97.2:2.8	0.94
		$z_3$	1.97	2.53	15.8:84.2	0.68

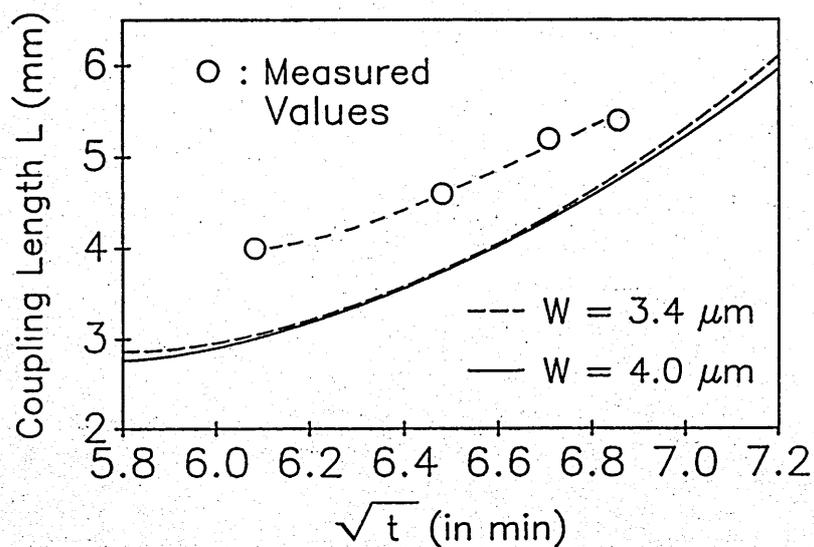


Fig.5 Comparison of the measured values of L with the theoretical curves.