

輻射科学研究会資料

RS01-01

ツインコアファイバを用いた WDM 用等価増幅器の
偏波依存性の改善

Improvement in the Polarization Dependency of
a Twin-Core Channel Equalizer

山口 孜
近畿大学 理工学部

M. N. Zervas
ORC University of Southampton

2001 年 5 月 18 日

於 近畿大学

ツインコアファイバを用いた WDM 用等価増幅器の 偏波依存性の改善

1 はじめに

1本のファイバに波長の異なる多数の信号光を同時に伝送させることにより多重化を図る WDM (Wavelength Division Multiplexing) システムは、比較的容易に大容量の通信を実現できることから、実用化が進められている。

WDM システムに必要とされるデバイスの一つとして、振幅等価増幅器があげられる。これは、長距離伝送系の中継部分に用いられる増幅器で、長距離の伝送を経た後、様々のレベルに減衰している多数の信号光を、同じレベルに増幅・再送するためのものである。等価増幅器としては種々の構成が考えられるが、本報告で取り扱う増幅器はエルビウムをコア内にドーブしたツインコア形のファイバ増幅器である^[1]。1本のファイバ増幅器ですべての信号光を同時に増幅するため、各チャネルを分波、合波するための素子が不用であり、また、ファイバ形のため伝送路との接続が容易であるなどの利点を持つ。しかしながら、増幅器本体が長くなること、十分な等価増幅を行うためには数段の増幅器を接続する必要がある等の欠点も合わせもつ。特に、2本のコアを並置した構造は、もともとのファイバ増幅器の持つ横断面内の回転対称な構造を損ない、構造から生じる異方性、すなわち、入射光に対する偏波依存性をもたらすことが懸念される。

本報告では、ツインコア形ファイバ増幅器の持つ偏波依存性を、伝送軸方向にねじれを加えることにより低減できることを理論的な立場から示す。すなわち、等価増幅機能をもたらす主要因の一つである空間的分離効果をもとに、入射信号光の偏波が増幅特性に与える影響について考察し、ねじれを加えることにより偏波依存性を改善できることを提言する。さらに、数値シミュレーションを用いて、偏波依存性改善の効果を検証する。

2 ツインコア形等価増幅器

ツインコア形等価増幅器は、図 1 に示されるように、活性媒質 (Er) をドーブした同一形状の 2 つのコアを平行に配置したファイバ形の増幅器である。

伝送路を伝わってきた波長の異なる多数の信号光は、増幅器の入力端で一方のコアに入

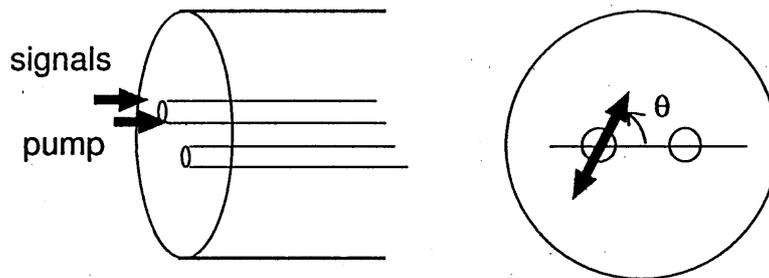


図 1: ツインコア形ファイバ増幅器

力される。このときポンピング光は、入力信号と共に一方のコアに入力しても良いし、あるいは、双方のコアに分配して入射させてもかまわない。一方のコアに入力された信号光とポンピング光は、2つのコア間を周期的に移動しながら増幅器中を伝搬してゆく。

ファイバ増幅器では、伝送軸上の各点での信号光の利得定数は一定の波長依存性を持ち、その大きさは、単にポンピング光の強度だけでなく、その位置にあるすべての信号光の強度とポンピング光の強度の和によって定まる^[2]。そのため、単一のコアで構成される一般のファイバ増幅器では、信号光の利得定数間の大小関係は伝送路上のすべての場所で変わらず、入力端で任意のばらつきを持つ各信号の強度を一定の大きさまで増幅するような、等価増幅器は実現できない。

ツインコア形のファイバ中では、一方のコアに入射された光は一定の周期で2つのコア間を移動しながら伝搬する。この周期は光の波長によって異なった値をとる。そのため、それぞれのコア上では、波長の異なる各信号光の強度分布は入力端での分布と違ったものとなる。すなわち、ツインコア形の構造は、信号光を空間的に分離する効果をもたらす。

先にも述べたように、信号光に対する利得定数は、それぞれのコアの伝送路上の各場所で、その場所に存在するすべての光の強度の和によって定まる。ポンピング光の強度が一定であっても、信号光の強度が大きい場所での利得は、小さい場所での利得に比べて小さくなる。このような利得の飽和特性と、各信号光の空間的分離効果により、等価増幅が実現される。

数値シミュレーションによる結果を示しながら、この増幅器の動作を確認する。

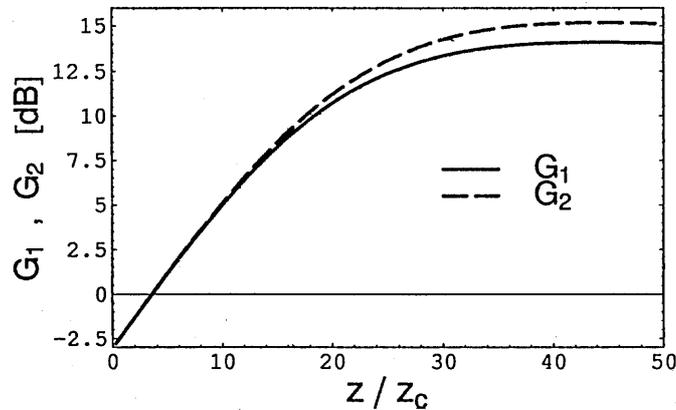


図 2: 各チャンネルの増幅度

簡単のため、信号光は2つの波長のみとし、これとポンピング光を合わせた3つの波長の光が増幅器内を伝搬するものとする。信号光の波長は、一方が $\lambda_1 = 1.550\mu\text{m}$ 、他方が $\lambda_2 = 1.551\mu\text{m}$ とした。これは、これらの波長が、放射・吸収散乱断面積の波長特性の一つのピークに位置し、両波長の光に対する放射・吸収散乱断面積を等しく設定できるためである。これにより、波長依存性を考慮することなしに、等価増幅作用をより明確に検討できる。波長 λ_1 の信号光をチャンネル1とし、入射端での入力を -5dBm に、また、波長 λ_2 のチャンネル2の入力は -10dBm と、チャンネル1の約 $1/3$ に設定している。ポンピング光としては波長 $\lambda_p = 0.980\mu\text{m}$ 、電力 50mW の光を、信号光と同様、コア1に入射させた。ファイバ増幅器の構造パラメタや、各派長の光に対する結合係数などの諸量は、巻末の付録Bに示されている。

図2は、各信号光に対する利得（入射強度との比）を伝送軸に沿って示したものである。伝送距離を規格化している z_c は特性長と呼ばれ、ツインコアファイバが無損失の場合、一方のコアに入射した2つの信号光の電力が共に、再び同じコアに戻ってくるまでの長さを表している。それぞれのコアを伝搬する基本モード間の結合係数を $c(\lambda_1), c(\lambda_2)$ とするなら

$$z_c = \frac{\pi}{c(\lambda_1) - c(\lambda_2)} \quad (1)$$

で表され、この量は、周期的に繰り返される空間的分離効果の1周期の長さにとらえることもできる。増幅後の出力を得るには、2つのコアからの出力光を合成する必要がある。その際、2つのコアをテーパ状に変形し1つのコアに収束させるような状況を考慮し、出力光強度の半分が失われるものとして利得を算出している。

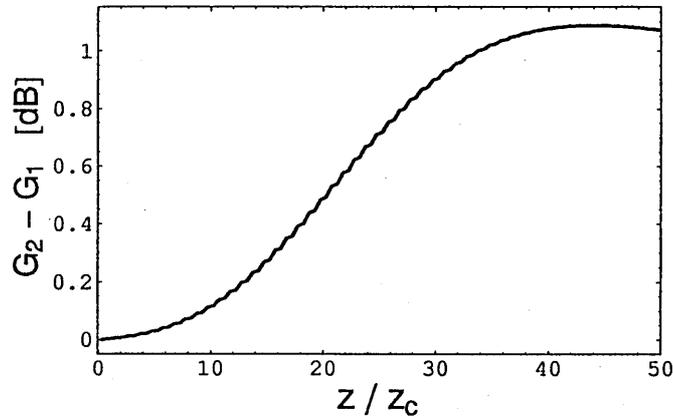


図 3: 増幅器の長さとの関係

図に示されたそれぞれの曲線は、信号光がコア間を移動しながら各場所で異なる増幅をうけていることを表す微細な変動を示しながら増加している。弱い入力を加えたチャンネル 2 の利得 G_2 がチャンネル 1 の利得 G_1 を上回っていることから、増幅器が等価増幅の役割を果たしていることが分かる。しかしながら増幅器内の伝搬距離が長くなると、信号光強度が増加するとともにポンピング光強度が減衰し、利得は減少する。そのため、十分な等価増幅を実現するためには増幅器を数段接続することも必要になる。

図 3 は、増幅器の長さ、2 つのチャンネルの利得の差 $G_2 - G_1$ の関係を図示したものである。 $z/z_c \approx 43.75$ ($z \approx 73.7$ m) の付近で $G_2 - G_1$ は最大となる。このときの長さが、等価増幅器として使用する場合の最適な長さといえる。

3 空間的分離効果と偏波依存性

ツインコア形ファイバ増幅器は、異なる波長の信号光を空間的に分離する目的で 2 つのコアを持つ構造を採用した。そのため、伝送路の横断面の構造が回転対称でなくなり、入射信号光の偏波方向により増幅度が変化するような、偏波依存性が生じる。この特性は、偏波方向により空間的分離効果の度合いが異なるためとして説明できる。

議論を簡単にするため、ツインコアファイバを 2 本の誘電体円柱線路が結合する分布結合系としてとらえ、入射光の偏波方向と伝送特性の関係を考える。媒質は無損失とし、また、1 波長の信号光のみが入射するとする。一方のコアに入射した直線偏波光の偏波方向がコアの中心を結ぶ線分に対して平行であったり (水平偏波)、あるいは、垂直であるよう

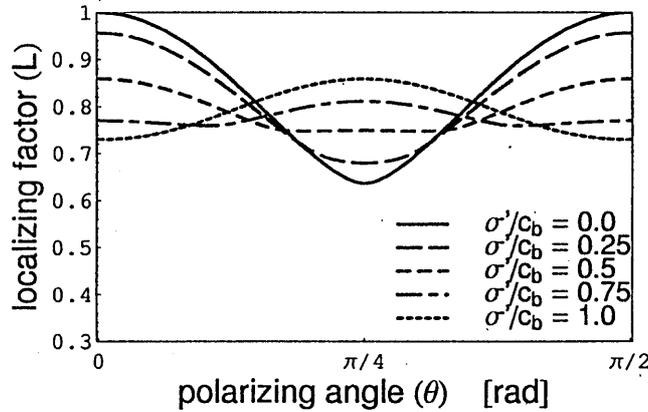


図 4: 局所性を示すファクタ L と偏波方向の関係 ($\sigma'/c_b < 1$)

な場合（垂直偏波）には、一方のコア上の光強度は一定の周期で正弦波状に変化する。

しかしながら、偏波方向が水平、垂直方向から傾いている場合には、正弦波状の振動に緩やかな周期の包絡線が付け加わる。これは、2つの線路の垂直偏波基本モード間の結合係数と、水平偏波基本モード間の結合係数とが微妙に異なる値を持つため、コア間を移動する周期にずれが生じたためである。包絡線の腰に近い部分では、コア間を移行する電力は小さく、光の電力は2つのコアにほぼ均等に分布する。そのため、このような領域では空間的分離効果は期待できず、等価増幅作用が損なわれることになる。

4 ねじれを用いた偏波依存性の改善

ツインコア形ファイバ増幅器で、伝送軸の方向にねじれを加えることにより、増幅器の偏波依存性を改善できる。

2本の誘電体円柱線路（コア）が平行に配置されている分布結合系で、伝送軸の方向にねじれを加えた場合の伝送特性は、モード結合理論をもとに、すでに詳しく調べられている^[3]。その結果によれば、一方のコアに適当な偏波方向 (θ) をもつ直線偏波光を入射させた場合、そのコアに沿った電力の変化は次式で示される。（詳細は付録 A 参照）

$$P_1(z) = \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \sqrt{A(\sigma', c_b, \theta, z)} \cos(2c_a z + \gamma) \quad (2)$$

ここで、

$$\sigma' = (1 + \kappa) \sigma \quad (3)$$

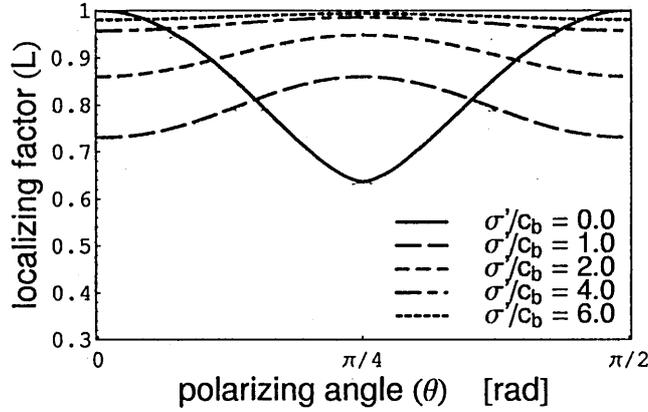


図 5: 局所性を示すファクタ L と偏波方向の関係 ($\sigma'/c_b > 1$)

$$c_a = \frac{1}{2}(c_x + c_y) \quad c_b = \frac{1}{2}(c_x - c_y)$$

である。 σ は'ねじれ'の強さ [rad/m] を表し、また、 κ は力応力歪みによる異方性の効果を表している。 c_x, c_y は、それぞれ、水平偏波モード間、垂直偏波モード間の結合係数である。

式 (2) で、 $\cos(2c_a z + \gamma)$ の項は同方向に偏波したモード間の結合に対応した短い周期の振動を表している。いっぽう、 $\sqrt{A(\sigma', \theta, z)}$ の項は c_x と c_y とが微少な違いを持つことに起因する包絡線を表し、その形状は入射直線偏波の方向だけでなく、ねじれの強さに比例する項 σ' によっても大きく変化する。特にねじれがつよいばあい、包絡線関数 $\sqrt{A(\sigma', \theta, z)}$ は正弦波状に変化するようになり、 σ' が大きくなるにつれその振幅は小さくなる。増幅器の空間的分離効果は包絡線関数の形状と振幅によって大きく影響されるので、上記の結果は、ねじれによって偏波依存性が改善できることを示唆している。

ねじれの強さと空間的分離効果が改善されることとの関連を量的に表すために、以下の指標を定義する。

$$L = \frac{1}{l_A} \int_0^{l_A} \sqrt{A(\sigma', \theta, z)} dz \quad (4)$$

ここで、 l_A は包絡線関数の 1 周期の長さを表す。 L は 1 以下の正の数で、 L が大きいほど空間的分離効果を損なわないといえる。図 4、および、5 は、ねじれの強さをパラメータとして、 L と偏波方向 (θ) の関係を示したものである。ねじれの強さが比較的弱く $\sigma'/c_b < 1$ の場合には、 L と (θ) の関係は一様とはいえず、 σ'/c_b の値によって種々変化する。いっぽう、 $\sigma'/c_b > 1$ の場合には、 L は $\theta = \pi/4$ で最小値をとる。 σ' が大きくなるにつれ最小値

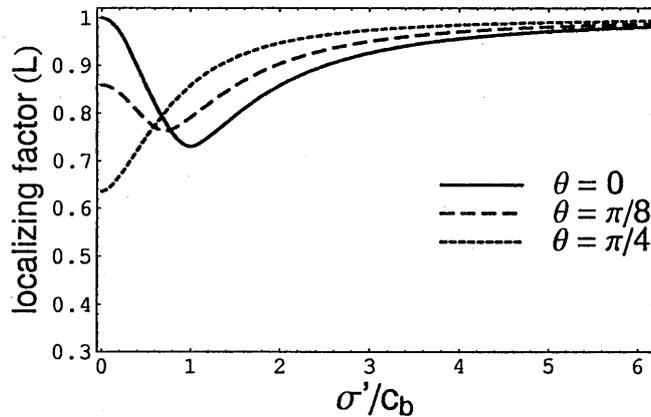


図 6: ねじれの強さによる L の変化

は 1 に近づく。この傾向は、偏波方向をパラメタとした、 L と σ' との関係 (図 6) から明らかである。

以上の検討をふまえ、等価増幅器の偏波依存性がねじれによって低減されることを確認するため、数値シミュレーションを行った。増幅器の構造的なパラメタ、および、信号光の波長や入射電力等は、すべて、2 節で示したシミュレーションの場合と同様である。以下では、特に 2 つの信号光に対する利得の差の最大値に関する結果を示す。利得差が最大となる増幅器の長さは入射光の偏波方向やねじれの強さによって変化するが、その変動はきわめて小さい。

図 7 は 2 つの信号光に対する利得差の最大値と入射信号光の偏波方向の関係を、ねじれの強さをパラメタとして示したものである。ここでは、2 つの信号光の偏波方向は同じ方向を向いている場合の結果が示されている。偏波依存性はねじれの強さが大きくなって行くほど小さくなって行く。偏波方向に対する $(G_2 - G_1)_{max}$ の変化は、図 5 に示された L の変化と同様の傾向を示し、ねじれによる空間的分離効果の改善が偏波依存性の改善につながっていることが分かる。図 8 は L の場合の図 6 に対応するもので、やはりねじれを大きくすると偏波依存性が小さくなることが示されている。等価増幅器としての利用には不向きであるが、 σ'/c_b が 0.75 の付近で偏波依存性がほとんど無くなっているのは興味深い。

図 9 は、2 つの信号光の偏波方向が異なる場合の偏波依存性を表すデータで、縦方向に利得差の最大値をプロットしたものである。チャンネル 1、2 の入射偏波方向は、それぞれ、 θ_1 、 θ_2 と記されている。偏波方向の一方を固定し、他方を変化させた場合の利得差最大値の変化は、図 7 と同じ傾向を示す。しかしながら、変動の範囲は図 7 に示されたものより

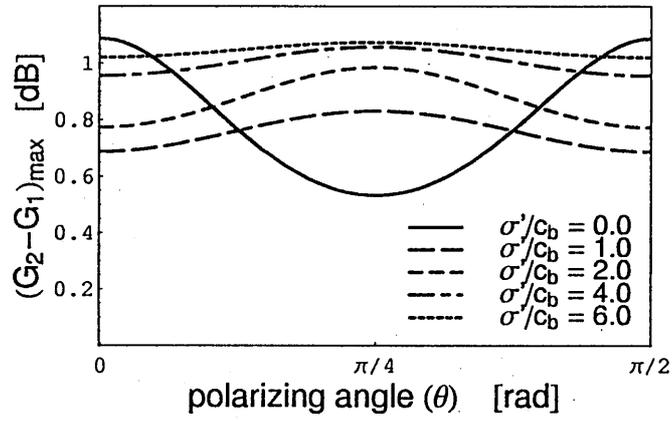


図 7: 利得差の最大値と偏波方向の関係

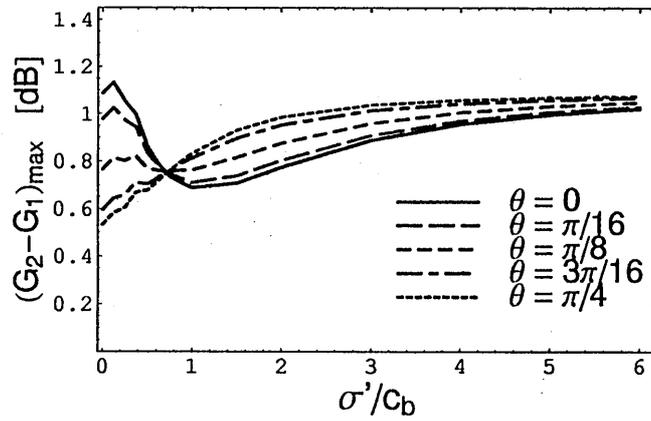


図 8: 利得差の最大値とねじれの強さの関係

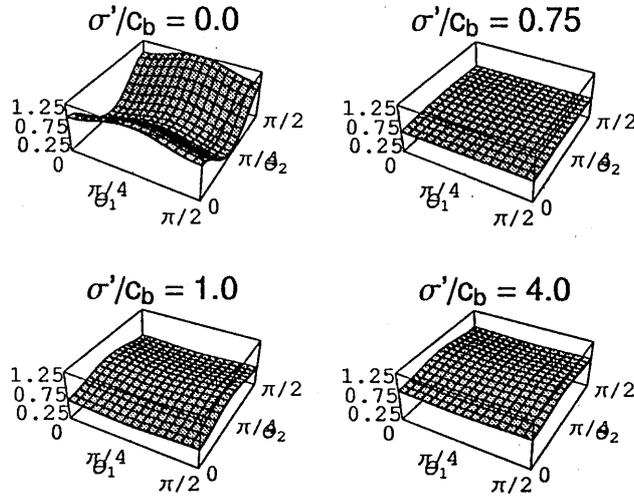


図 9: 利得差の最大値と偏波方向の関係 (2つの偏波方向が異なる場合)

も少し広がっている。 $\sigma'/c_b > 1$ の場合、利得差の最大値がもっとも大きな値をとるのは $\theta_1 = \pi/4, \theta_2 = 0$ の場合で、もっとも小さな値をとるのは $\theta_1 = 0, \theta_2 = \pi/4$ の場合である。図 5 に示されるように、 $\theta = \pi/4$ の場合には空間的分離効果が最も大きくなり、このチャネルの信号光の電力はいずれかのコアに局在する傾向にある。 $\theta = 0$ の場合には、伝送路上の各位置で信号の電力が2つのコアにより均等に配分されると考えられる。極端な見方をすれば、 $\theta = \pi/4$ の場合、信号電力はいずれかのコアに偏って存在し、 $\theta = 0$ の場合には信号電力は2つのコアに均等に分かれて存在する。数値計算例ではチャネル1の入射電力の方が大きいので、 $\theta_1 = \pi/4, \theta_2 = 0$ の場合の方が、2つのコアに分配される全電力のばらつきが大きいといえる。増幅の飽和特性を考えると、この場合の方が利得差が大きい結果が得られることが納得できる。図 10 は、 $\sigma'/c_b > 1$ の場合に利得差の最大値 $(G_2 - G_1)_{max}$ が最も大きくなる場合と小さくなる場合について、そのねじれの強さとの関係を示したものである。

5 むすび

WDM システム用の等価増幅器の1つとして提案されている、ツインコア形等価増幅器について、その偏波依存性を伝送軸方向にねじれを加えることにより改善できることを理

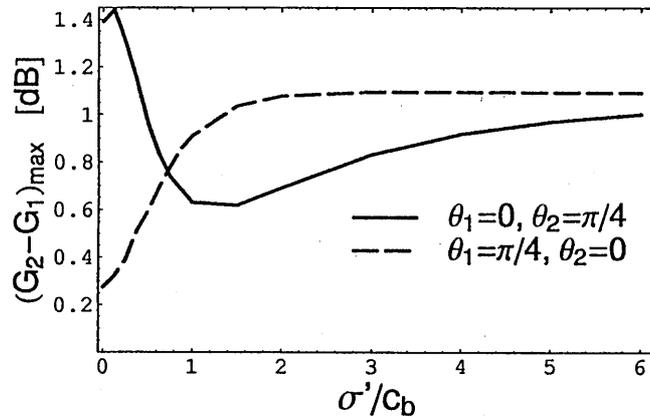


図 10: 利得差の最大値とねじれの強さの関係 (2つの偏波方向が異なる場合)

論的に明らかにした。

すなわち、等価増幅が実現できる主な要因がツインコアによる空間的分離効果であることを示し、偏波依存性は空間的分離効果の低下によるものであることを明らかにした。さらに、2つのコア間で電力の局在する度合いを示す指標を導入し、これを用いて、ねじれ構造により偏波依存性が改善できることを示した。2つのチャネル光を増幅するモデルを例として数値シミュレーションを行い、等価増幅器のもつ偏波依存性が改善され、その結果が理論で予測したと同様の傾向を持つことを確認した。シミュレーションの結果、入力端で5dBの信号光を増幅しようとする場合、ねじれを加えていない増幅器の場合には、2つの信号光に対する利得の差の中央値が0.902dB、偏波方向を変えた場合の利得差の変動が1.22dBであったものが、ねじれを加えた場合には中央値1.048dB、変動幅0.09dBにまで改善できることが示された。

より強いねじれを加えることにより偏波依存性をさらに改善できる可能性もあるが、ストレスによる異方性の影響が強まり、計算の前提になっている近似を外れる恐れがある。実験的な検証と同時に、さらに精度の高い解析手法を考えてゆくことが、今後の課題である。

[参考文献]

- [1] M.N.Zervas and R.L.Laming, "Twin-Core Fiber Erbium-Doped Channel Equalizer", IEEE J.Lightwave Technol., vol.13, pp.721-731 (May 1995)
- [2] C.R.Giles and E.Desurvire, "Modeling Erbium-Doped Fiber Amplifiers", IEEE J.Lightwave Technol., vol.9, pp.271-283 (Feb. 1991)
- [3] T.Yamaguchi, "Polarization Dependency of Twisted Fiber Couplers", Proc. of OFSET 2000, pp.227-230 (Dec. 2000)

[4] H. Renner, "Optical Fiber Couplers: Scalar Supermodes and Polarization Corrections", IEEE J. Lightwave Technol., vol.10, pp.728-734 (June 1992)

付録A ねじれをもつ結合系の結合方程式と解^[3]

基本モードのみが伝送可能な2本の誘電体円柱線路(コア)が伝送軸の方向にねじれているような分布結合系は、例えば、以下の結合方程式で記述される。

$$\frac{d}{dz} \begin{pmatrix} b_1^{(1)} \\ b_2^{(1)} \\ b_1^{(2)} \\ b_2^{(2)} \end{pmatrix} = -j \begin{pmatrix} \beta - \sigma' & 0 & c_a & c_b \\ 0 & \beta + \sigma' & c_b & c_a \\ c_a & c_b & \beta - \sigma' & 0 \\ c_b & c_a & 0 & \beta + \sigma' \end{pmatrix} \begin{pmatrix} b_1^{(1)} \\ b_2^{(1)} \\ b_1^{(2)} \\ b_2^{(2)} \end{pmatrix}$$

ここで、 $b_l^{(k)}$ ($k=1,2$ $l=1,2$) は円偏波モードの振幅を表し、上添字 k はコアの番号を、下添字 l は1が正の円偏波を、2が負の円偏波をあらわす。 β は基本モードの位相定数を表す。 c_a は、互いに同じ方向に回転する円偏波モード間の結合係数を、また、 c_b は、互いに逆方向に回転するモード間の結合係数を表す。垂直偏波モード間の結合係数を c_x 、水平偏波モード間の結合係数を c_y とするとき、

$$c_a = \frac{1}{2}(c_x + c_y)$$

$$c_b = \frac{1}{2}(c_x - c_y)$$

となる。 σ' は、ねじれの強さ σ [rad/m] に関する項で、

$$\sigma' = (1 + \kappa)\sigma$$

と表現される。 κ はねじれにより引き起こされた異方性の効果によるものであり、石英ファイバの場合、 $\kappa \simeq 0.08$ となる。

結合方程式の解は係数行列に関する固有値問題を解くことにより得られる。以下には、入射端で一方のコア(コア1)に、偏波方向がコア中心を結ぶ方向から θ 傾いている直線偏波光を入射させた場合、コア1上を伝搬する電力の変化 $P_1(z)$ を示す。

$$P_1(z) = \frac{1}{2} \left[1 + (\sin^2 \psi + \cos^2 \psi \cdot \cos 2c_0 z) \cos 2c_a z - \cos \psi \{ \cos 2\theta \cdot \sin 2c_0 z + \sin 2\theta \cdot \sin \psi \cdot (1 - \cos 2c_0 z) \} \sin 2c_a z \right]$$

ここで、

$$c_0 = \sqrt{c_b^2 + \sigma'^2}$$

$$\sin \psi = \frac{\sigma'}{\sqrt{c_b^2 + \sigma'^2}}, \quad \cos \psi = \frac{c_b}{\sqrt{c_b^2 + \sigma'^2}}$$

包絡線関数を用いた表現を用いれば、

$$P_1(z) = \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \sqrt{A(\psi, \theta, z)} \cos(2c_0 z + \gamma)$$

ここで、

$$A(\psi, \theta, z) = 1 - 4 \cos^2 \psi \cdot \sin^2 c_0 z \cdot \{ \sin^2 2\theta + (\cos^2 2\theta \cdot \sin^2 \psi - \sin^2 2\theta) \cdot \sin^2 c_0 z - \sin 4\theta \cdot \sin \psi \cdot \sin c_0 z \cdot \cos c_0 z \}$$

$$\gamma = \tan^{-1} \left[\frac{\cos \psi \cdot \{ \cos 2\theta \cdot \sin 2c_0 z + \sin 2\theta \cdot \sin \psi \cdot (1 - \cos 2c_0 z) \}}{\sin^2 \psi + \cos^2 \psi \cdot \cos 2c_0 z} \right]$$

となる。本文中の $A(\sigma', \theta, z)$ は A が σ' に関連して変化することを表現するためのもので、上式の $A(\psi, \theta, z)$ とまったく同じものである。

付録B 数値シミュレーションに関して

シミュレーションでは、付録Aに示した結合方程式をもとに計算を行った。波長の異なる信号光、ポンピング光のそれぞれに、4つのモードが結合する結合方程式が対応する。これらの結合方程式は、減衰（利得）定数を介して結び付けられる。減衰定数は結合方程式の係数行列の対角項に純虚数として登場する。付録Aで行ったと同様に、上添字と下添字によってモードを区別し、さらに、波長の違いを新たな添え字 m で表すことにするならば、減衰定数は以下の式から計算される [2]。

$$\alpha_{lm}^{(k)} = -\frac{1}{2} \Gamma_m^{(k)} n_t^{(k)} \left[(\sigma_{am} + \sigma_{em}) \frac{\sum_l \sum_m g_m Q_{lm}^{(k)}}{1 + \sum_l \sum_m Q_{lm}^{(k)}} - \sigma_{am} \right]$$

ここで $Q_{lm}^{(k)}$ は、各モードの伝送電力 $P_{lm}^{(k)}$ から計算される規格化された電力であり、

$$Q_{lm}^{(k)} = \frac{(\sigma_{am} + \sigma_{em}) \Gamma_{lm}^{(k)} \tau P_{lm}^{(k)}}{h\nu_m A}$$

また、

$$g_m = \frac{\sigma_{am}}{\sigma_{am} + \sigma_{em}}$$

である。式中に現れる諸量は、以下の表にその名称と数値を示している。

実際の計算には、振幅を用いず、伝送電力を含む2次の量が未知関数となるように結合方程式を変換した。変換された方程式では、1波長について16個の未知数が必要で、3波長で合計48元の微分方程式を解いた。微分方程式を解くためのアルゴリズムとしては、刻み幅を自動選択するルンゲクッタ法を採用し、 $z_c/4$ を1区間として計算を行った。

ファイバは、 $NA=0.2$ 、2次の伝搬モードのカットオフ波長が $0.835\mu\text{m}$ となるように各定数を定めた。他の諸量は表に示す。また、結合係数の計算には Renner の手法^[4]を採用した。

ファイバに関する諸元

Numerical Aperture	0.20
cutoff wavelength of the 2nd mode	.835 [μm]
core radius (a)	1.5979 [μm]
normalized core separation (d/a)	4.0
refractive index of core	1.4600
refractive index of cladding	1.4462
dopant concentration	$1.0 * 10^{24}$
fluorescent decay time (τ)	0.0121 [sec]

チャンネルに関する情報

	channel 1	channel 2	pump light
wavelength (λ)	$1.550 * 10^{-6}$	$1.551 * 10^{-6}$	$0.980 * 10^{-6}$
input power [mW]	0.31623	0.10000	50
absorption cross section (σ_a)	$0.344 * 10^{-24}$	$0.344 * 10^{-24}$	$0.255 * 10^{-24}$
emission cross section (σ_e)	$0.385 * 10^{-24}$	$0.385 * 10^{-24}$	0.0
overlap integral (Γ)	0.39925	0.39865	0.74623
phase constant (β)	$0.58705 * 10^{+7}$	$0.58667 * 10^{+7}$	$0.93104 * 10^{+7}$
coupling coefficient c_a	$0.23503 * 10^{+4}$	$0.23522 * 10^{+4}$	$0.48190 * 10^{+3}$
coupling coefficient c_b	$0.43645 * 10^{+1}$	$0.43654 * 10^{+1}$	$0.90139 * 10^{+0}$
coupling length ($\pi/(2c_a)$)	$0.66833 * 10^{-3}$	$0.66780 * 10^{-3}$	$0.32596 * 10^{-2}$
coupling length ($\pi/(2c_b)$)	0.35990	0.35983	$0.17426 * 10^{+1}$
$z_c = (\pi/(c_{a1} - c_{a2}))$	$0.16847 * 10^{+1}$		

静磁波の非線形特性を応用した マイクロ波デバイスについて

Toshiro Koderu, Yutaka Satomura, and Makoto Tsutsumi*
小寺敏郎 里村裕 堤 誠*

大阪工業大学工学部電気工学科
Department of Electrical Engineering, Osaka Institute of Technology
*福井工業大学工学部宇宙通信工学科
*Department of Space-Communications Engineering,
Fukui University of Technology

2001年5月18日
於 近畿大学 本館 第2会議室

Abstract: In this report, two types of application of the magnetostatic waves (MSWs) to the microwave devices have been investigated. The analysis is carried out by combining the equation of the magnetic dipole moment and Maxwell equation under the finite difference time domain (FDTD) method. First, the microwave signal amplification utilizing the MSW is analyzed. The improvement in the gain characteristics are examined by changing the position of the exciting and receiving antennas by taking the advantages of the FDTD method. The gain enhancement is about 3dB for the carrier frequency of 6GHz. The realization of the lossless waveguide made of an imperfect magnetic material with compensating the propagation loss by the parametric amplification is evaluated. Second, a new type of microwave signal mixer utilizing the MSW is proposed. As differences of the mixer operation from the conventional one, the MSW mixer described in this paper has no restriction to the operation frequency as far as the output signal can be tuned by the bias magnetic fields.

1. Introduction

The microwave devices utilizing the gyromagnetic properties of the ferrite media have been widely developed for more than fifty years. As a result, the microwave ferrite devices such as a circulator and an isolator become the key device in the wireless technology. When the operation frequency close to the magnetic resonance frequency, it is well known that magnetostatic waves (MSWs) can propagate. The MSW has some unique characteristics such as the frequency tunability and the very slow group velocity. These features can be controlled by the bias magnetic field and have been studied to develop delay lines and filters. In addition, the MSW has the nonlinearity as a response to the input power. The MSW has a novel point of this nonlinearity such as the threshold power from linear to nonlinear state is pretty low compared with the electromagnetic waves in the ferrite media. As for the electromagnetic waves, it requires at least tens of kilowatts[1], while the MSW calls for the input power of only tens of milliwatts to observe the nonlinear phenomena[2]. The nonlinearity has provided various novel microwave devices such as S/N ratio enhancers[3]. As for the analysis on the devices utilizing the MSW, most of them have been carried out in the frequency domain with Polder tensor permeability. In the conventional schemes the detailed phenomena of MSW in the time domain such as the spike leakage of MSSW have not been revealed. Moreover, it was very difficult to take the detailed structure of the waveguide into consideration. A new scheme for analyzing the MSW has been introduced by the authors[4] as a solution for the difficulties in the analysis on MSW. The scheme is the finite difference time domain (FDTD) method which is extended to contain the gyromagnetic equation without the linear approximation. Since the electromagnetic field is analyzed by the FDTD method, it takes over the advantages of the method. This scheme provides the detailed analysis considering the structure of the waveguide geometry such as the position and configuration of the exciting/receiving antennas. In this paper, as the application of the scheme introduced in Reference 4, parametric amplification and a microwave signal mixer have been developed and investigated.

First, the parametric amplification is analyzed. The mechanism of the parametric amplification on MSW by microwave pumping is well known and many works have already been done. This amplification has lately considerable attention to compensate the attenuation of soliton signals in the ferrite waveguides[5] and the generation of the phase conjugate wave[6]. But most of the works were carried out only in the frequency domain. On the other hand, the detailed characteristics in the time domain have not been revealed yet. Moreover, the detailed structure of the waveguide can not be considered with the conventional schemes. In this paper, the characteristics of the parametric amplification on the magnetostatic backward volume waves (MSBVW) are investigated by the FDTD method[4]. We confirmed the parametric amplification of MSBVW signal on the numerical calculation. The improvement of the parametric gain by changing the position of the exciting/receiving antennas is also evaluated utilizing the FDTD feature. Moreover, the realization of the lossless waveguide made of an imperfect magnetic material with compensating the propagation loss by the parametric amplification is evaluated.

Second, as another application of the MSW, the microwave mixer using the MSW is investigated. Some works on the microwave mixer have already been carried out[7][8]. As for the mixers reported previously, the output signal of difference and summation frequencies were obtained between the microwave signal and the bias magnetic field which was modulated by the signal of tens to hundreds MHz. Based on this principle, however, the wide band operation could not be expected

because both output and input microwave signal frequencies are restricted within the MSW passband. As a novel point of the mixer operation reported in this paper, the output signal is excited by the input signals which are out of the magnetostatic wave passband. In this paper, the frequency response of the microwave mixer utilizing the MSW is analyzed by the FDTD method. A prototype mixer is made using a YIG single crystal and some characteristics are measured. The frequency selective operation of the MSW mixer is observed experimentally as estimated in the numerical analysis. The application of the MSW to the microwave mixer provides the novel feature as frequency tunability and power limiting function in addition to the conventional mixing operation. The limiter characteristic can provide the protection of the receiver frontend from high input powers.

2. Numerical analysis on the parametric amplification

In this section, the analysis on the parametric amplification in the ferrite waveguide is investigated. Conventional analyses on the parametric amplification have been performed using the coupled mode equation. In these analyses, some experimental parameters such as the effective length of the wave interaction and the conversion coefficient of input powers into mode intensities are required to obtain the gain characteristics. And there are not theoretical calculations in the strict sense. In this paper, the numerical analysis without the experimental parameter is performed.

The analysis is performed by the scheme combining the equation for the movement of the magnetic dipole moment and Maxwell equation, which was introduced in Reference 4. The amplification is achieved with the nonlinear terms composed of rf magnetization and rf magnetic field in the magnetic dipole moment. Thus, the feature of the scheme described in [4] is indispensable because the nonlinear terms are the origin of the parametric amplification.

Figure 1 shows the geometry of the analysis. The two dimensional analysis is performed in this paper. The ferrite region is surrounded by a metallic wall including air region. The thickness of the ferrite is 1mm, and that of the air layer is 0.5mm. The ferrite layer is 25.6mm long for the propagation direction. It was divided 20 cells for the y direction and 512 cells for the z direction to use the FDTD procedure. Thus, the divided length for y and z is 50 μ m. The air region surrounding the ferrite layer is also divided into 10 cells in the same cell size. The time step is 0.1ps. The boundary condition between ferrite and air region is implemented by using the half value of the magnetization of the inside magnetic material[4]. In the same way, the boundary condition for the electric field can be established by using the permittivity ratio as the half value of that of the inside material. The excitation of the MSW is carried out by the current source at the left edge of the ferrite slab shown in Fig.1.

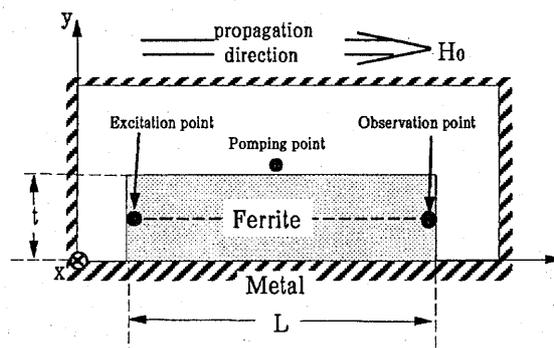


Fig.1 Geometry for the parametric pumping.

The pumping signal is injected at the middle point of the ferrite slab by the current source. The intensity of current is converted into the power by assuming that the input impedance equals to 50 ohms. The pumping signal frequency, f_p , is twice of the input signal (magnetostatic waves) frequency, f_s , to realize the parametric amplification. The applied dc magnetic intensity is tuned for the signal frequency of MSBVW, 6GHz, as 0.18T. In the ferrite slab, the applied dc magnetic

field is established as uniform by neglecting the demagnetization effect. The saturation magnetization is 0.173T. The pumping signal is excited by 12GHz of 3ns pulse width. The MSBVW is excited by 6GHz of 6ns pulse width. Each pulse envelope shape is 10th super-gaussian. The pumping excitation starts just as the MSBVW signal reaches the pumping point. The excitation of the longitudinal element of the dipole moment is implemented with this configuration.

3. Numerical Results of Parametric Amplification

First, the gain characteristics of the waveguide are investigated. Figure 2 shows the changes of the spectrum intensity versus the pumping power. This characteristics are obtained by the Fourier transforming of the time domain waveform at the observation point shown in Fig.1. The output signal is excited by 0dBm. The power level is well below the nonlinear threshold of MSBVW estimated by the numerical analysis. As shown in this figure, the intensity of the input signal frequency, 6GHz, is growing according to the pumping power increases. That is, the MSW signal is amplified. At the pumping power of 34dBm, the gain estimated numerically is 3dB. This result is obtained at the case that the receiving and excitation antennas are set up at the middle point toward the thickness of the ferrite region. Here, the influence of positioning the antennas on the gain characteristics is investigated to improve the gain of the parametric amplification. Figure 3 shows the influence of positioning antennas on the spectrum intensity of the signal frequency, 6GHz.

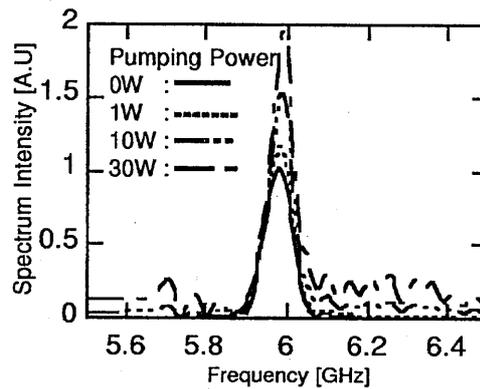


Fig.2 Spectra of the output signal as a response to the pumping signal. The power of the input signal is 0dBm. The calculations are carried out under $\Delta H=0$.

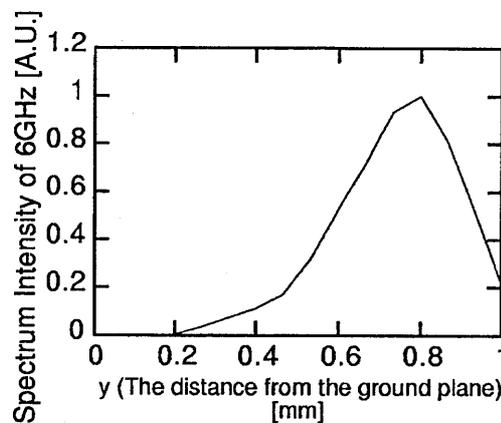


Fig.3 Influence of positioning the excitation/receiving antenna on the intensity of the output signal.

As shown in this figure, the point where the maximum intensity of the output signal obtained is the 0.8mm point far from the ground plane. This point can be estimated so as to obtain the highest gain on the parametric amplification. The evaluation of the gain characteristics by changing the position of the antennas is shown in Fig.4. In the figure, the dotted line represents the results in case of the antennas are put at the center of the ferrite slab. The solid line shows the results in case that the antennas are put at the point which is 0.8mm far from the ground plane as estimated as the optimum point in Fig.3. The improvement is obtained about 3dB at the pumping power of 30dBm. No consideration on the position of the antennas has been analytically performed before. The scheme performed in this paper will provide a effectiveness for the development and the optimization of the active devices using ferrite media.

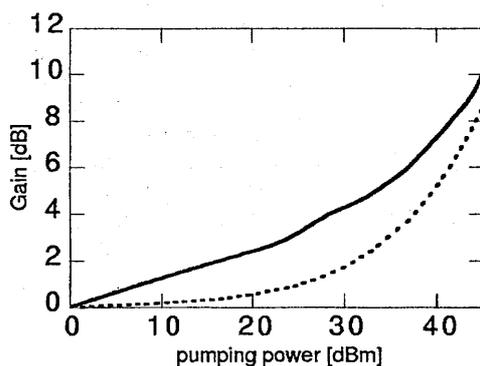


Fig.4 Gain characteristics under different excitation and receiving position. The dotted line represents the result that the antennas are put at the center of the ferrite slab. The solid line represents the result of the antennas are put at the point which is 0.8 mm far from the ground plane in Fig.1.

Next, by means of the parametric amplification, the compensation of the propagation loss caused by the magnetic loss will be tried. The numerical results shown above are the cases of the lossless ferrite material. Here, the gain characteristics in which the magnetic loss ΔH of 1 Oe are taken into consideration are evaluated, and the threshold power to compensate the wave attenuation caused by the magnetic loss is estimated. Figure 5 shows the relative gain to the loss less case versus the pumping power. The propagation loss caused by the magnetic loss, 1Oe is observed as 3dB judging from the point of the zero pumping power in Fig.5. In the figure, the pumping power which brings about the relative gain of zero can be read as 34dB. This result means that the waveguide with magnetic loss of 1Oe achieves the loss less state by the pumping power of 34dBm. The attenuation of the MSW have imposed the limitation in the previous work to utilize the nonlinear effect for the microwave devices. Thus, the parametric amplification will play a vital role in the nonlinear signal processing with MSW.

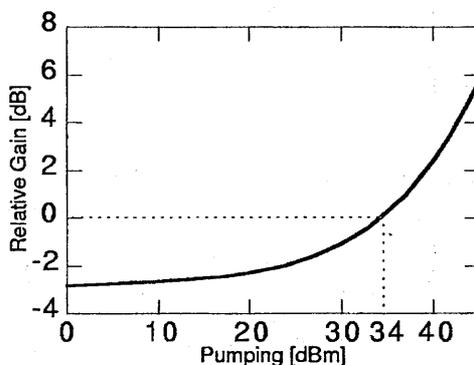


Fig.5 Evaluation of the parametric amplification under the magnetic loss $\Delta H = 1.0\text{Oe}$. In this figure, the vertical axes means the relative gain to the loss less case.

4. Numerical Analysis on Microwave Signal Mixer

As another application of MSW, the microwave mixer is investigated. Previously, some experimental results on the mixing function of the magnetostatic wave were reported[7][8]. But the numerical calculation considering the definite configurations of the mixer has not been performed. In this paper, the characteristics of the magnetostatic wave mixer is investigated using the FDTD method.

The characteristics of the ferrite media in the microwave region are formulated as the movement of the magnetic dipole moment. In this paper, Bloch's equation is adopted as the movement equation. The numerical analysis is carried out by the scheme introduced in [4]. The equation includes the nonlinear terms composed of the mutual product of the rf magnetization and the rf magnetic field. These terms have been omitted in most previous works. But they must be included in this analysis because they are the origin of the mixing feature and the parametric amplification noted above.

$$\frac{d}{dt} m_x = \gamma \mu_0 [\mathbf{M} \times \mathbf{H}] \Big|_x + \frac{m_x}{T_2}, \quad (1)$$

$$\frac{d}{dt} m_y = \gamma \mu_0 [\mathbf{M} \times \mathbf{H}] \Big|_y + \frac{m_y}{T_2}, \quad (2)$$

$$\frac{d}{dt} m_z = \gamma \mu_0 [\mathbf{M} \times \mathbf{H}] \Big|_z + \frac{m_z}{T_1}. \quad (3)$$

In these equation, γ represents the gyromagnetic ratio. Here, the basic principle of the MSW mixer is explained using the equation (1) to (3). The following equation can be derived by expanding Eq.(1).

$$\frac{d}{dt} m_x = \gamma \mu_0 \{m_y(H_0 + h_z) - (m_z + M_0)h_y\} - \frac{m_x}{T_2} \quad (4)$$

With an incoming signal of a monotonous frequency spectrum, the output signal of the second harmonics and dc component can be obtained by the nonlinear terms composed of the rf magnetization and rf magnetic field. On the other hand, the outputs of the difference and summation frequency can be obtained provided that the input signal has two different frequency spectra. However, the signal of the frequency which is far from the magnetic resonance frequency rapidly attenuates during the propagation. To obtain the waves of either difference or summation frequency without the attenuation, the MSW passband should be tuned by the bias magnetic field so as to include the output signal frequency.

As a novel point in this operation, the component of the output signal frequency, summation or difference, can be selected by the bias magnetic field, and the higher order signals out of the MSW passband are automatically suppressed.

Here, the mixer noted above is numerically analyzed. First, the numerical analysis on the magnetostatic wave mixer shown in Fig.6 is carried out. The mixer has two input and one output thin wire antennas on a single crystal YIG slab with the magnetic loss of $\Delta H=1.0$ Oe. The bias magnetic field is applied to the same direction as the propagation. The MSBVW can propagate inside the ferrite slab under this configuration. The MSW of the difference or summation frequency between two input signals can be excited.

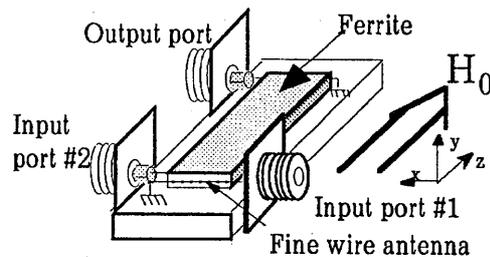


Fig.6 Geometry of the magnetostatic wave mixer.

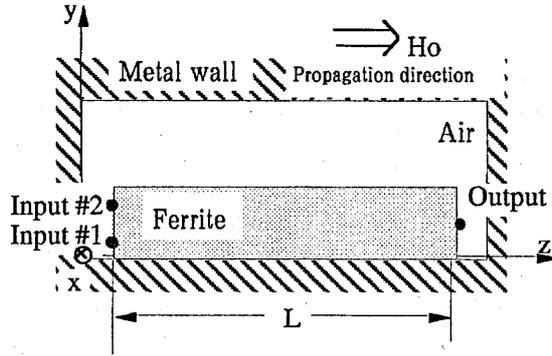


Fig.7 Two dimensional model for the analysis

Two input antennas are arranged on the edge side of the ferrite slab. The separation between two antennas is 0.5mm. The center of the two antennas locates in the midpoint of the thickness direction because the profile of the MSW is almost symmetric with respect to the midpoint. By setting up the antennas as mentioned above, the improvement of the mixing efficiency can be expected because the distance from the excitation point to the interaction point decreases.

Figure 7 shows the two dimensional model of the MSW mixer. The parameters for the geometry of the analysis are the same as in Fig.1. The saturation magnetization is 0.173 T. Inside the ferrite, both the bias magnetic field and the saturation magnetization are assumed as uniform by neglecting the demagnetization effect.

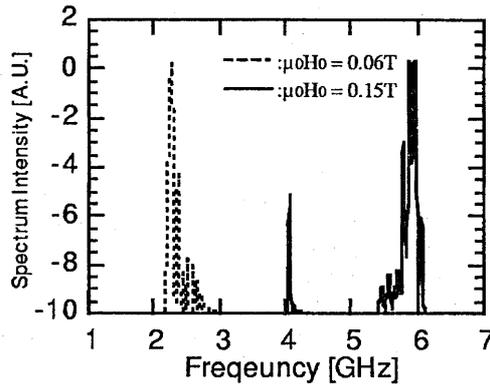


Fig.8 Numerical results of the signal mixing. The frequencies of the input signals are 1.8 and 4.0GHz. The dotted and solid lines show the output signal intensity under $\mu_0 H_0 = 0.06$ and 0.15 T. Each bias magnetic intensity is tuned for the difference and the summation signal, respectively.

Figure 8 shows the numerical results of the mixing characteristics for 1.8 and 4.0GHz signals. Both input powers are 50mW. This spectrum is derived from the time domain wave form at the output point in Fig.7 by the fast fourier transformation. If the output frequency f_{output} is set up as the center of the MSBVW passband, the bias dc magnetic field intensity should be chosen as given by Eq.(5).

$$H_0 = \frac{4f_{output}^2}{\alpha^2 M_0 + 4\alpha f_{output}} \quad (5)$$

$$\alpha = \frac{\eta \mu_0}{2\pi} \quad (6)$$

5. Experimental results on the microwave signal mixer

Figures 9(a) and (b) show the experimental results of the signal mixing. The experiment is performed with the mixer shown in Fig. 6. The diameter of the wires is 100 μ m. The size of YIG is 5x10x1 mm. The dissipation parameter H is 1.0 Oe. The input signals are 1.8 and 4.0GHz. The power of both inputs is 50mW.

The frequency characteristics are measured for the two values of the bias magnetic field, $\mu_0 H_0$, of zero and 0.06 T. The latter parameter is tuned for the MSBVW of 2.2GHz. The summation frequency could not be observed owing to the frequency limitation of the instruments. As shown in Fig.9, the frequency spectrum of the mixing output signal can be controlled by the bias magnetic field. In this figure, the second harmonics of 1.8GHz is observed, because the MSBVW passband also covers this frequency. In the practical operation, the bias magnetic field must be chosen to exclude this interference signal. The conversion efficiency observed is -70dB. This efficiency would be able to be improved by the optimization of the excitation structures and the waveguide length.

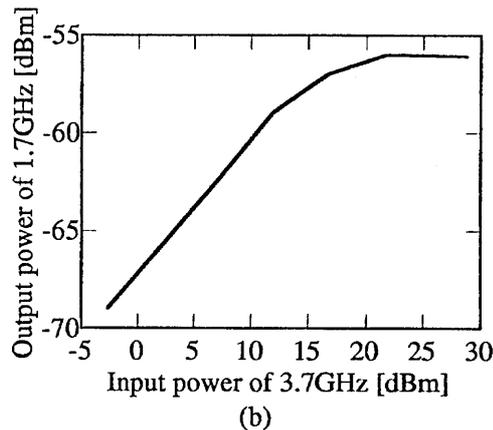
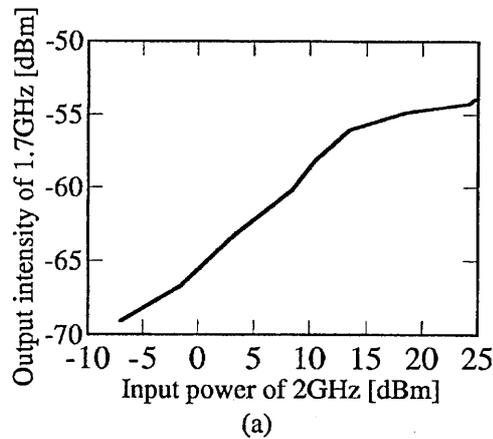


Fig.10 Experimental results of the output power at 1.7GHz as a response to the input power of (a)2GHz and of (b)3.7GHz.

Next, the linearity of the mixer is investigated experimentally. Figure 10(a) and (b) show the experimental results measuring the output signal of the difference frequency, 1.7GHz, as a response to the input power of two inputs. In both results, another input has a constant value of 15dBm. As shown in these figures, the linearity between the input and output powers can be confirmed if the input powers are less than 12dBm. Beyond this value of the input powers, the tendency of the saturation of the output signal can be observed. This saturation function can provide the frontend device protection in a microwave receiver from the high input power.

Equation(5) is obtained from the average of the maximum and the minimum frequencies of the MSBVW passband. In Fig.8, only the signal of the difference frequency , 2.2GHz, can be observed in the case of $\mu_0 H_0=0.06$ T. Similarly, only the signal of the summation frequency can be observed in the case of $\mu_0 H_0=0.15$ T. Moreover, any other higher order spectra are suppressed. This frequency selectivity of the mixer is the novel point which could not be observed in the conventional mixer.

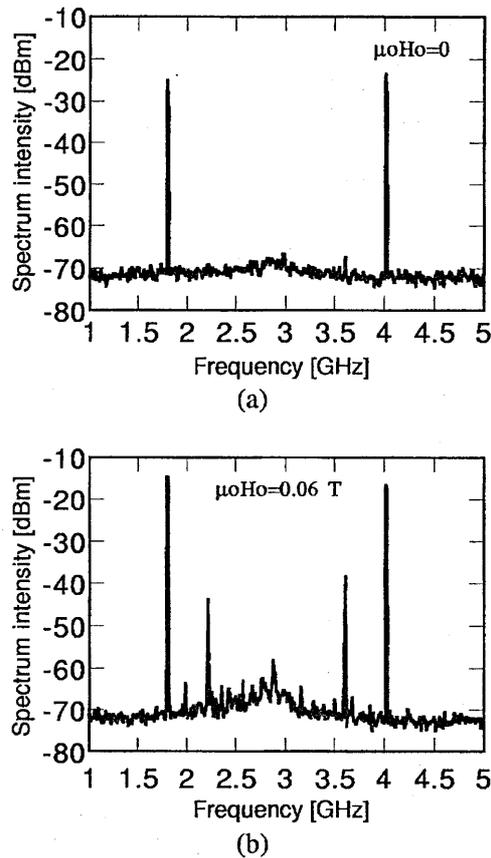


Fig.9 Experimental results of the signal mixing. The frequencies of input signals are 1.8 and 4.0GHz. Both input powers are 50mW. Figures (a) and (b) show the results under $\mu_0 H_0=0$ and 0.06 T, respectively.

6. Conclusion

Two types of applications of the MSW are investigated. The analyses are carried out by the FDTD method with the extension to include the nonlinear gyrotropic properties of the ferrite media. Since the analytical scheme takes over the advantages of the FDTD method, it provides the detailed analysis considering the structure of the waveguide geometry.

First, the parametric amplification in MSBVW is investigated numerically. The pumping is implemented by exciting waves with doubled frequency to the signal frequency. The improvement in the gain characteristics by changing the position of the exciting and receiving antennas is evaluated. The gain is estimated to improve by about 3dB. The realization of the lossless waveguide made of an imperfect magnetic material with the compensating the propagation loss by the parametric amplification is investigated. From the numerical analysis, the waveguide with the magnetic loss of $\Delta H=1.0$ Oe achieve the lossless state with the pumping power of 34dBm. No consideration on the position of the antennas has been analytically performed before. The scheme performed in this paper will provide a effectiveness for the development and the optimization of the active devices using ferrite media.

Second, the microwave mixer using the MSW is investigated both experimentally and numerically. This mixer has the novel characteristics of the frequency selectivity and the suppression of the higher order signals, and the power limiting function in addition to the conventional mixing function. These characteristics would be useful for various nonlinear signal processing.

References

- [1]H. Shimasaki, T. Kodera, and T. Tsutsumi, " Analysis on Nonlinear Characteristics of Electromagnetic Waves in a Ferrite Waveguide by FDTD method," *IEICE Trans. Electron.*, vol. E81-C, No.12 Dec. 1998.
- [2]M.A.Tsankov, M.Chen, and C.E.Patton, " Forward volume wave microwave envelope solitons in yttrium iron garnet films : propagation, decay, and collision," *J. Appl. Phys.*, vol.76, no.7, pp.4274-4389, 1994.
- [3]T. Nomoto and Y. Matsushita, " A signal-to-noise enhancer using two MSSW filters and its application to noise reduction in DBS reception," *IEEE Trans. Microwave Theory & Tech.*, vol.41, no.8, pp.1316-1322, Aug. 1993.
- [4]T. Kodera, H.Shimasaki, and M. Tsutsumi, " An analysis on magnetostatic waves by FDTD method," *IEICE Trans. Electron.*, vol.E83-C, no.5, pp.713-719, May 2000.
- [5]B. Kalinikos, M. Kostylev, " Parametric amplification of spin wave envelope solitons in ferromagnetic films by parallel pumping," *IEEE Trans. Magnetics*, vol.33, no.5, pp.3445-3447, Sept. 1997.
- [6]G.Melkov, A.Serga, V.Tiberkevich, A.Oliylyk, A.Bagada, and A. Slavin, " Parametric interaction of a spin wave pulse with localized non-stationary pumping: amplification and phase conjugation," *IEEE Trans. Magnetics*, vol.35, no.5, pp.3157-3159, Sept. 1999.
- [7]P. Hyben, R. Ceskovic, and P. Kabos, " Magnetostatic wave mixer," *Electron. Lett.*, vol.26, no.24, pp.1976-1979, Nov. 1990.
- [8]S.N.Dunaev and Y.K.Fetisov, " Frequency selective tunable microwave mixers using magnetostatic waves," *Proc. of European Microwave Conf.*, vol.1, pp.304-308, Sept. 1994.

輻射科学研究会技術報告
RS01-03

ウインドプロファイラーを用いた
対流圏気象擾乱の研究

柴垣 佳明
大阪電気通信大学・通信工学科

2001年5月18日(金)

(於 近畿大学)

輻射科学研究会

梅雨・秋雨季のメソスケール擾乱は、これまで降雨や雲の観測に基く研究が主であったため、特に力学的な成因に多くの謎を残していた。本研究では、ウインドプロファイラーを用いて対流雲に関わる現象から低気圧までのメソスケール擾乱の振舞いを調べている。ウインドプロファイラーとは、上空の風の鉛直プロファイルを測定する高感度ドップラーレーダーである。その代表的なものは、1984年に滋賀県信楽町に建設された京都大学宙空電波科学研究センター所属のMU (Middle and Upper atmosphere) レーダーが上げられる。MUレーダーは、直径103mの円形敷地内に475本の直交3素子八木アンテナを配置した大口径アレイアンテナを用いたモノスタティックパルスレーダーである(参照:図1)。その特長としては、全天候性に優れ、時間・高度方向において高い分解能を持ち、鉛直流を含めた3次元的大気運動を連続的に観測できることである。以下では、MUレーダーによって観測された梅雨季降水システムや台風中心構造の解析結果について述べる。

1991年6~7月にMUレーダーと気象レーダーを用いた梅雨季観測が行われた。この期間、梅雨前線上の小低気圧がMUサイト付近を何度か通過した。その結果、低気圧前面では発達した降水雲内で中~積雲規模の上昇流(~5km高度幅)が、その後面では降水を伴わない強い上昇流(~8km高度幅)が発見され、対流群あるいはクラウドクラスターの分布は小低気圧中心に対して非対称な構造を持っていることが確認された。また観測された風速から背景風を取り除くことで、温暖・寒冷前線近傍の降水雲内の中~積雲循環を示すことができた。例えば、温暖前線前線近傍では、高度4~5kmの東西風の収束とその上側の高度での南風の強化によって高度4~12kmに顕著な上昇流が生じていた(参照:図2)。寒冷前線に対応した降水システム内では、高度4~6kmと高度12km付近まで伸びた2つのレインバンドが観測され、両者ともに雲内では顕著な上昇流が存在した(参照:図3)。このように、小低気圧近傍の対流群・クラウドクラスターの雲対流の発生・成長・衰滅過程に関わる大気変動から低気圧構造への組織化までを一挙に調べることができた。

1994年9月29日には、台風9426号がMUレーダー上空を通過した。観測データから計算された接線風は、反時計まわり成分の風速が下層から上層に従い弱まり、対流圏界面高度付近で時計まわり成分に変化していた。台風前面の下層の反時計まわり成分の最大値の領域では顕著な上昇流が卓越し、そこでは強いエコー域に対応した降水雲が観測された。台風中心近傍でも時計まわり成分が発見されたが、それは台風の眼を形成する低気圧性渦の管が竜巻等で知られているような非軸対称の螺旋状構造を持つため、軸対象を仮定した解析によって現れた見かけ上の高気圧性風速であると考えられた(参照:図4)。

以上のように、MUレーダーを中心とした気象レーダーおよび気象庁データによる解析から、これまでモデル計算でしか得られなかった対流システムに伴う風速変動場の新しい観測手段を確立することができた。また、観測事実に基づく、メソスケールの力学的構造に関する新しい描像を示すことができた。最近では、簡便に移動観測が可能な車載型ウインドプロファイラーが開発され、九州地方で頻繁に発生する停滞性降水系の発生メカニズムの解明に用いられている。今後は、複数のウインドプロファイラーを用いたネットワーク化により、様々な気象擾乱の立体構造が明らかにされると期待される。



図1: MU レーダーの外観。

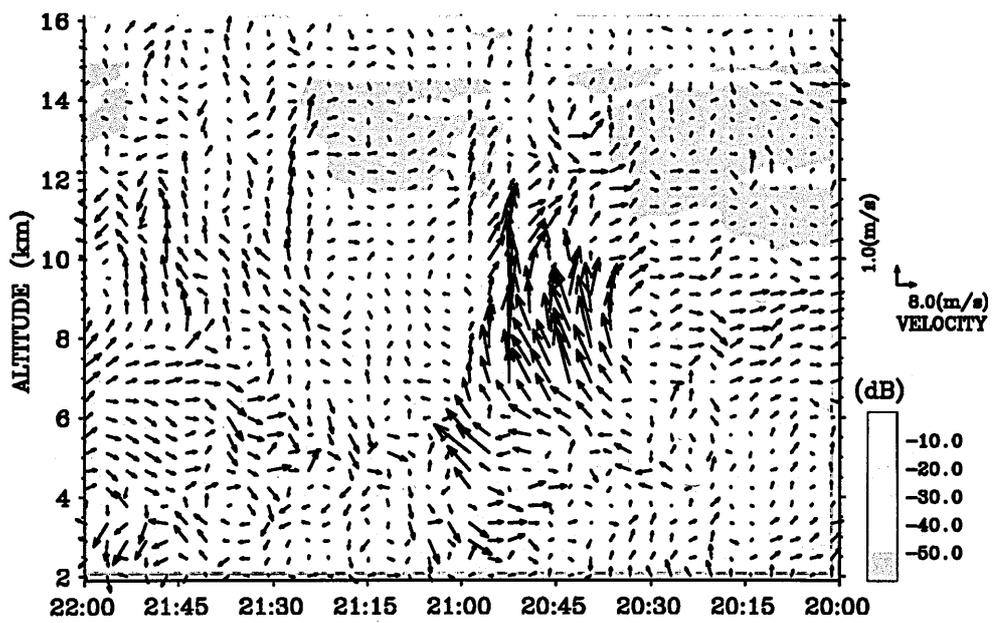


図2: MU レーダーで観測された温暖前線近傍の対流システム。

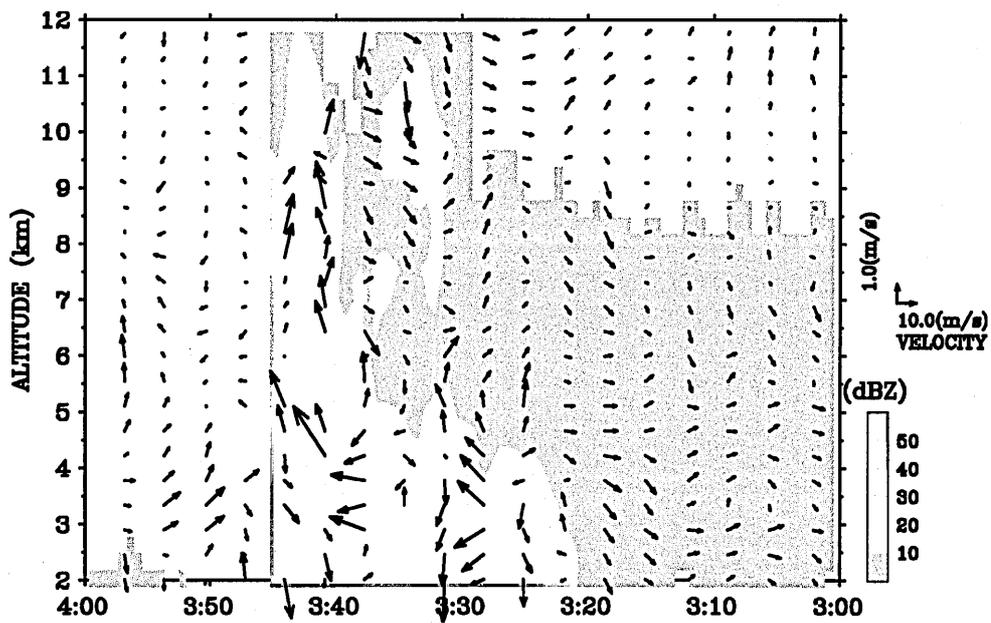


図 3: MU レーダーで観測された寒冷前線近傍の対流システム。

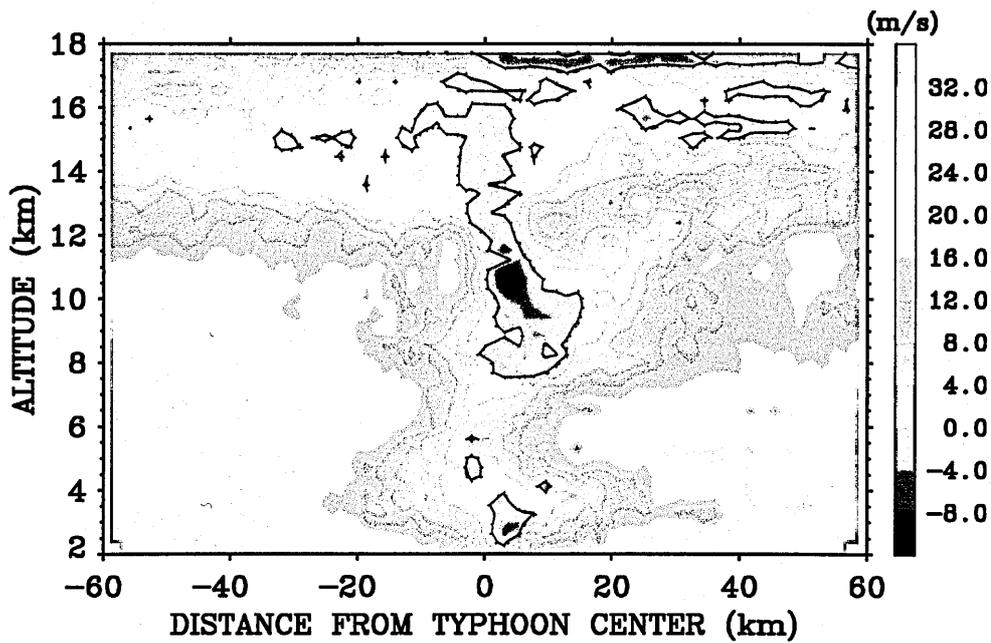


図 4: MU レーダーで観測された台風中心付近の螺旋状構造。

輻射科学研究会技術報告
Technical Report of RSSJ
RS01-04

高周波誘電加熱の応用
Application of High Frequency Dielectric Heating

山本 泰司
Y. Yamamoto

山本ビニター株式会社
Yamamoto Vinita Co., Ltd.

2001年5月18日
(於 近畿大学本館第2会議室)

輻射科学研究会
The Radiation Science Society of Japan

内 容

1. はじめに
2. 高周波誘電加熱の特徴
3. 高周波とマイクロ波
4. 高周波誘電加熱の応用
 - 1) 木材接着
 - 2) 木材乾燥
 - 3) 圧縮木材固定
 - 4) 解 凍
 - 5) 温熱治療

最新の高周波應用

山 本 勇 編



株式 会 社 C Q 出 版 社

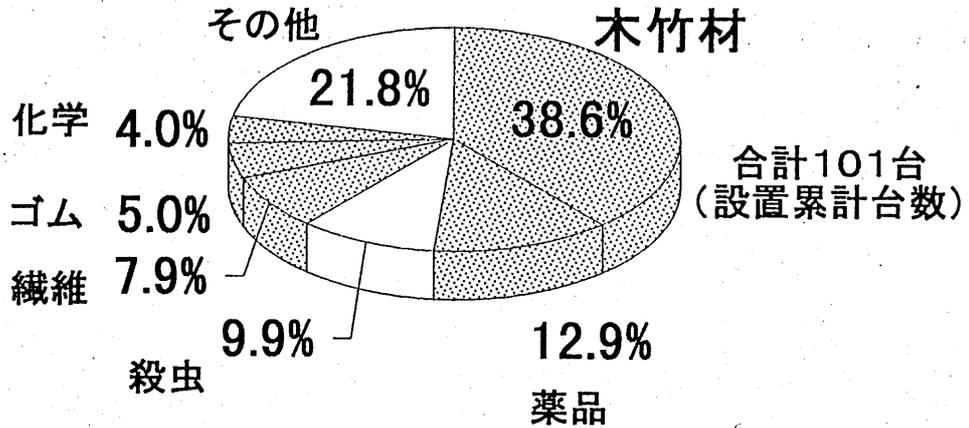
1949

目 次

第1編	高周波應用の展望	東京工大教授 電気科学研究所長	山 本 勇	7
第2編	選探發熱作用に関する研究	北 大 教授 理工部電気研究所長	池 見 鶴 弘	35
第3編	高周波加熱電源	日本電気會社研究所 第1研究部長	田 中 信 高	55
第4編	高周波による木材の乾燥	京大農学部三好研究室	山 本 勇	74
第5編	木材の高周波・乾燥並に接着の研究	名大教授工博	篠 原 卯 吉	83
第6編	粘土の高周波乾燥機構の研究	京大教授工博 助 教	加 藤 信 夫 藤 屋 信 夫	102
第7編	高周波の放電に伴う化学作用の展望	都立女専校長	鈴 木 桃 太 郎	112
第8編	高周波による綿絲の燃止および乾燥について	三菱電機研究所工博 三菱電機會社研究所 三菱電機會社研究所	坂 井 康 介 渡 島 文 夫	130
第9編	養 蠶 と 超 短 波	東北大教授工博	小 池 勇 二 郎	137
第10編	蠶兒に對する高周波の作用	上田機専教授農博	淵 生 俊 興	160
第11編	新製絲方式について	北元工業會社研究部長	難 波 桃 吾	170
第12編	高周波による蠶繭の低温乾燥機構の研究	京大教授工博 助 教	岩 井 秀 雄 石 川 正 七	179
第13編	高周波によるベニシリンの乾燥	東京電氣會社 研究部	佐 波 正 一	199
第14編	動植物に對する高周波の利用	日本高周波會社 研究部	佐 田 助 三 郎	212

高周波加熱装置の用途別シェア

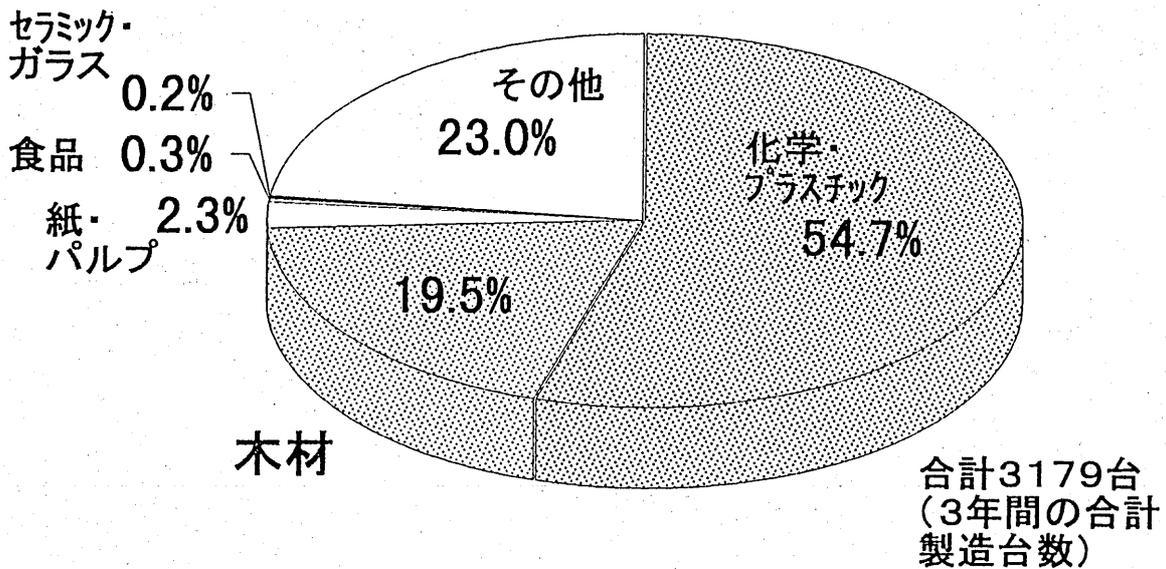
昭和23年調査



『最新の高周波応用』調査
(昭和24年発行、山本勇 著)

50年後

平成8年調査

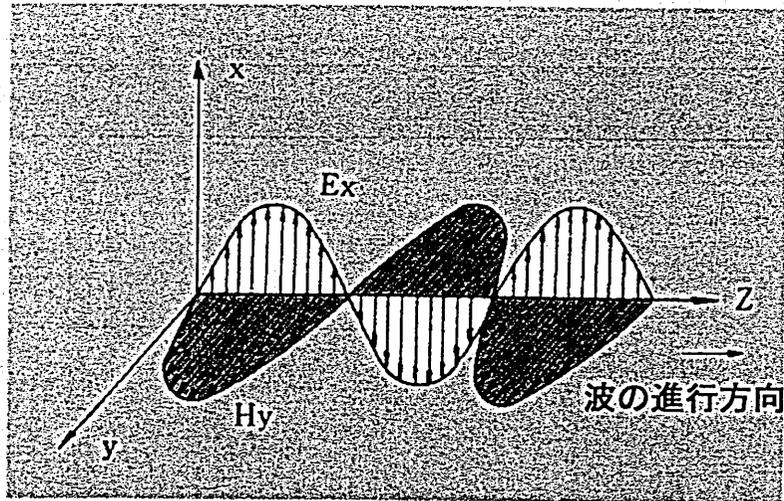


日本電熱協会アンケート調査

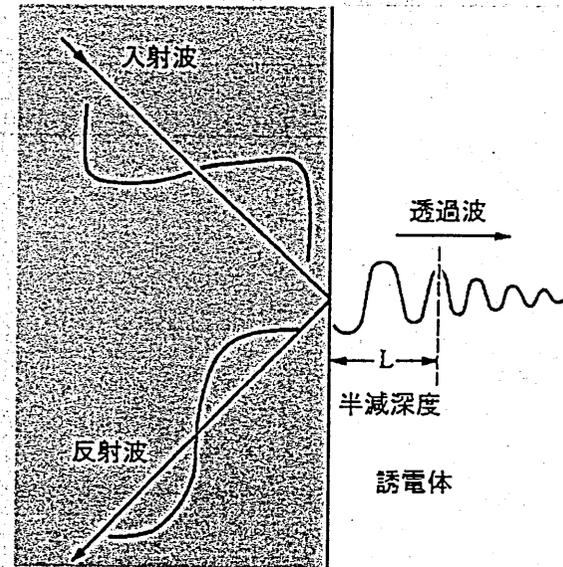
電磁波の種類と用途

周波数	波長(m)	名称		一般用途	工業用途
30~300Hz	$10^7 \sim 10^8$	低周波	可聴周波		
300~3000Hz	$10^6 \sim 10^5$				
3~30KHz	$10^5 \sim 10^4$	↑ 高周波 (電波) ↓ 10KHz 3000GHz	長波	放送	高周波
30~300KHz	$10^4 \sim 10^3$		中波	通信	誘導加熱 高周波
300~3000KHz	$10^3 \sim 10^2$		短波		
3~30MHz	$10^2 \sim 10^1$		超短波		
30~300MHz	$10^1 \sim 1$		極超短波	レーダー	誘電加熱
300~3000MHz	$1 \sim 10^{-1}$		(マイクロ波)		
3~30GHz	$10^{-1} \sim 10^{-2}$		ミリ波	通信	
30~300GHz	$10^{-2} \sim 10^{-3}$				
300~3000GHz	$10^{-3} \sim 10^{-4}$				
	$10^{-4} \sim 10^{-5}$		赤外線	遠赤外線	
	$10^{-5} \sim 10^{-6}$	近赤外線			
	$10^{-6} \sim 10^{-7}$	可視光線		物理実験 医療用	
	$10^{-7} \sim 10^{-8}$	↑ 紫外線			
	$10^{-8} \sim 10^{-9}$				X線
	$10^{-9} \sim 10^{-10}$				
	$10^{-10} \sim 10^{-11}$	↓ γ線			
	$10^{-11} \sim 10^{-12}$				
$10^{-12} \sim 10^{-13}$					

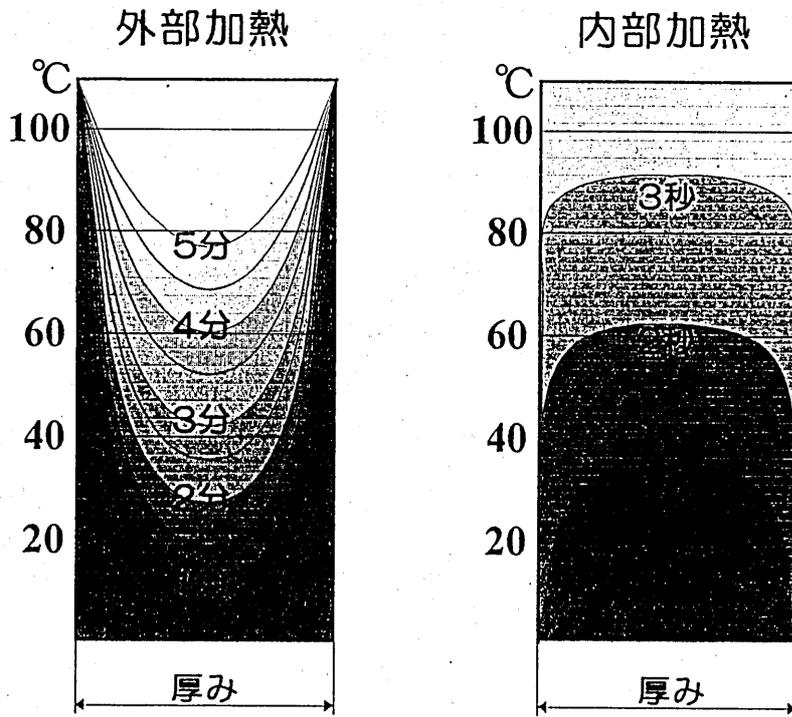
電磁波の電界と磁界



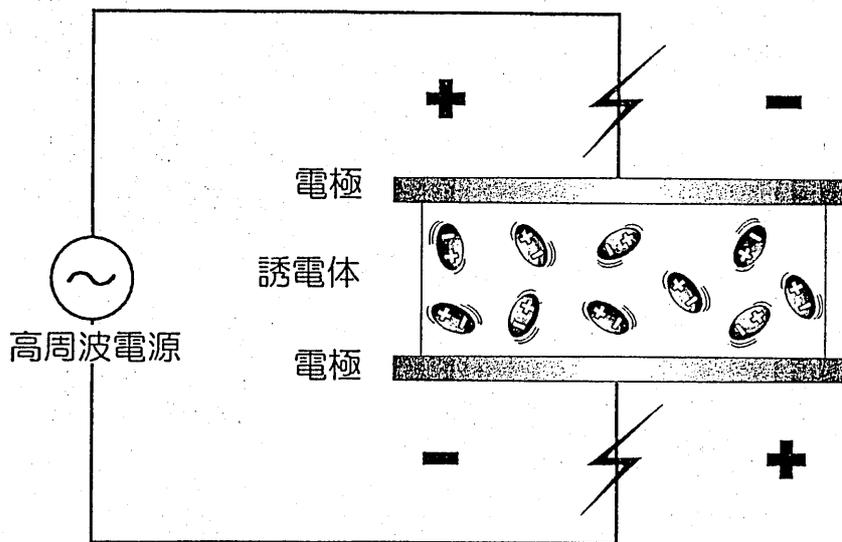
誘電体に投射された電磁波



外部加熱と内部加熱のイメージ加熱原理



外部加熱と内部加熱のイメージ



加熱原理

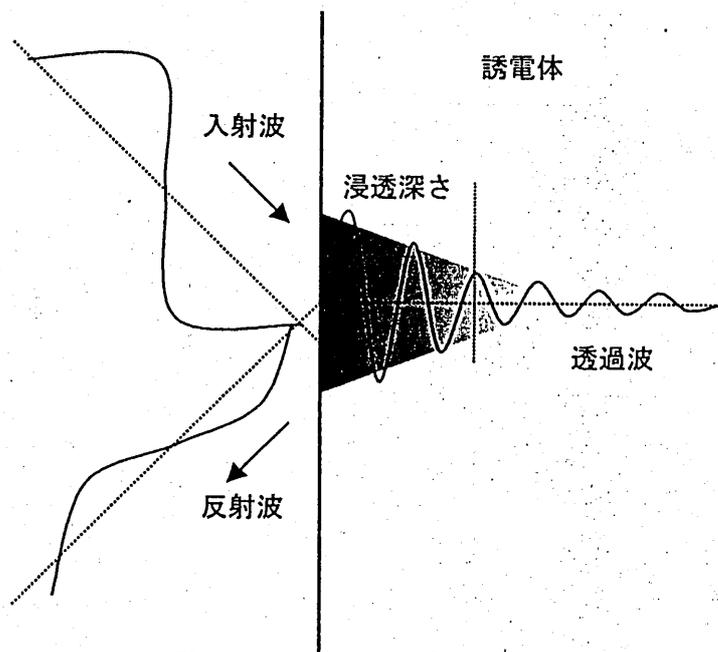


図1 誘電体に投射された電磁波

高周波誘電加熱によって発生する熱量(P)

$$P = \frac{5}{9} \times 10^{-12} \times f \times E^2 \times \epsilon r \cdot \tan \delta (\text{w/cm}^3)$$

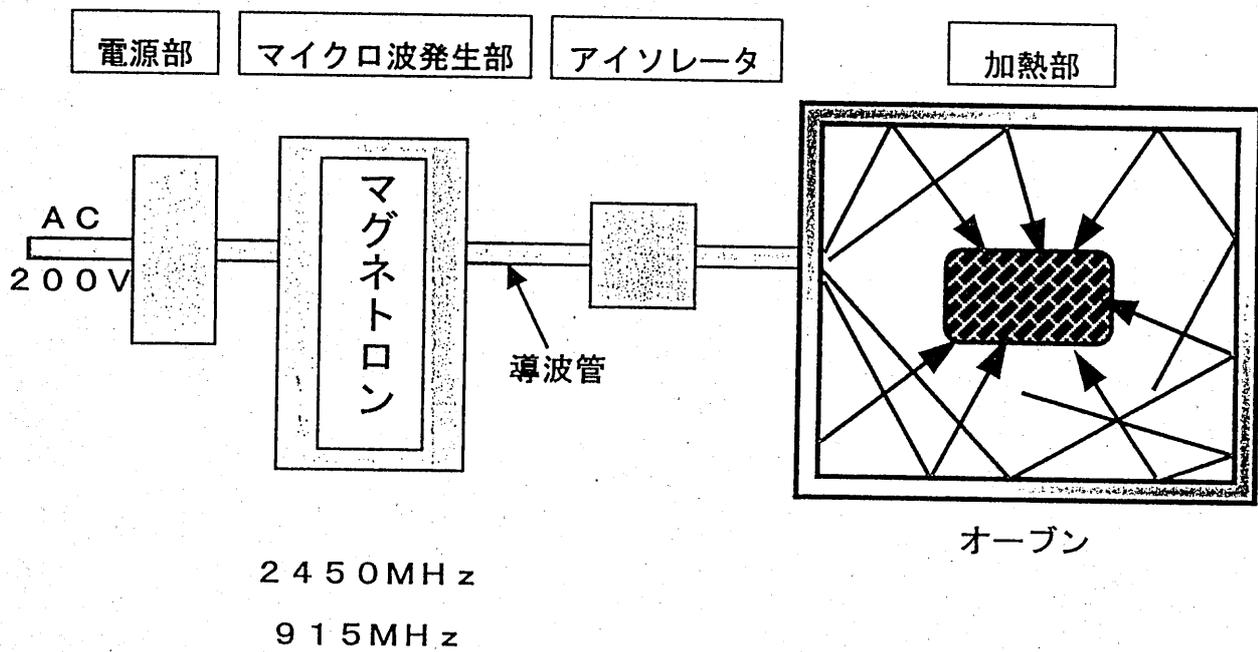
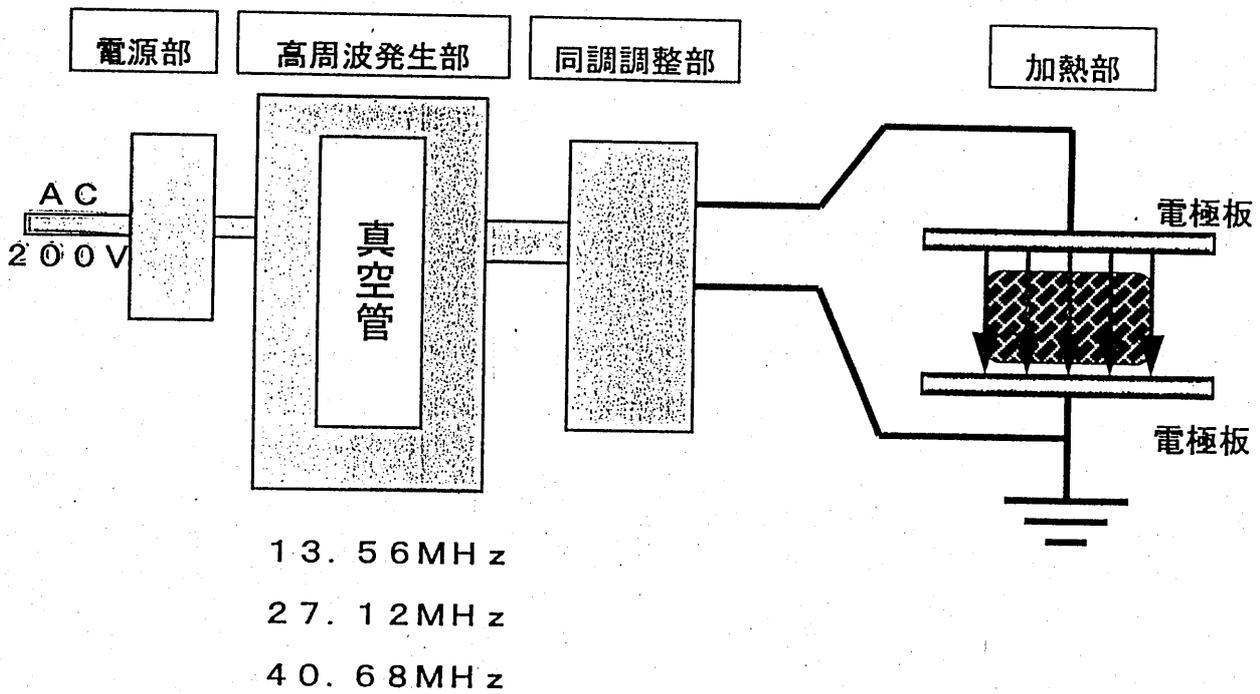
電力半減深度(D)

$$D = \frac{3.32 \times 10^7}{f \cdot \sqrt{\epsilon r} \cdot \tan \delta} \quad (\text{m})$$

f	: 周波数	E	: 電界の強さ
ϵr	: 誘電率	$\tan \delta$: 誘電体損失角
$\epsilon r \cdot \tan \delta$: 損失係数		

物質の損失係数 ($\epsilon_r \cdot \tan \delta$)

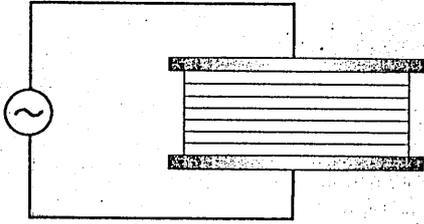
物質名 (例)	2450MHz	10MHz
氷 (-13°C)	28×10^{-4}	67×10^{-4}
水 (25°C)	$123,000 \times 10^{-4}$	$12,400 \times 10^{-4}$
牛肉 (4.5°C)	$170,000 \times 10^{-4}$	$144,000 \times 10^{-4}$
魚スリ身 (0°C)	$20,000 \times 10^{-4}$	$24,000 \times 10^{-4}$
木材 (気乾)	$5,500 \times 10^{-4}$	650×10^{-4}
紙	$1,600 \times 10^{-4}$	$3,000 \times 10^{-4}$
陶磁器	850×10^{-4}	800×10^{-4}
ガラス	500×10^{-4}	500×10^{-4}
ポリエチレン	5.2×10^{-4}	12×10^{-4}
テフロン	4×10^{-4}	15×10^{-4}



高周波加熱装置とマイクロ波加熱装置の構成

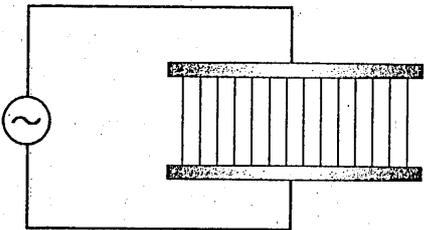
加熱方式

全体加熱方式



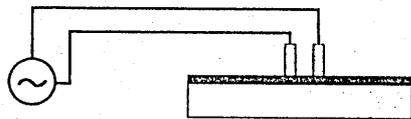
被加熱物と接着層は電極板と水平
被加熱物全体に高周波を印加する。

選択加熱方式



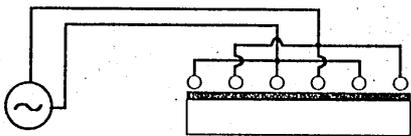
接着層は電極板と垂直
接着層を選択的に加熱する。

部分加熱方式



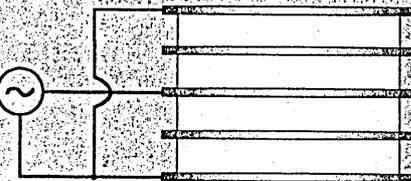
電極の形状や大きさを変えることで
部分的に加熱できる。

表面加熱方式



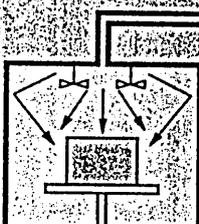
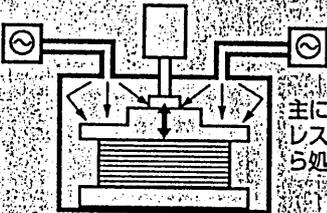
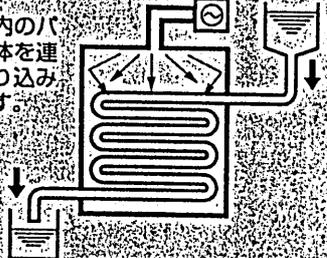
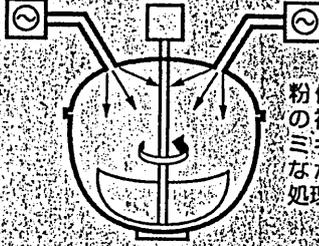
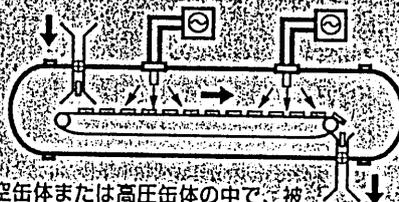
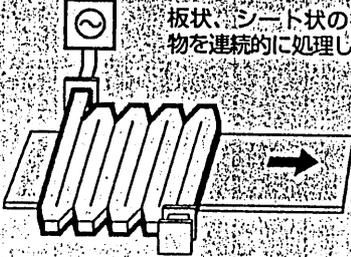
格子状に配置したグリッド電極によ
り被加熱物の表面層を効率良く加熱
できる。

多層加熱方式



電極板を複数組多層に配置して、高
周波を印加する。
減圧や蒸気と組み合わせられ、木材乾
燥に利用されている。

マイクロ波加熱方式

<p>●バッチ式 Batch Type</p>  <p>立体的な被加熱物を、比較的長時間処理するのに適しています。</p>	<p>●連続式 Conveyer Type</p>  <p>被加熱物をベルトコンベアで搬送しながら連続的に処理します。</p>
<p>●プレス式 Press Type</p>  <p>主に木材などをプレスで加圧しながら処理します。</p>	<p>●液体加熱式 Liquid Pipeline Type</p>  <p>オープン内のパイプに液体を連続して送り込み処理します。</p>
<p>●ミキシング式 Mixing Type</p>  <p>粉体、顆粒状の被加熱物をミキシングしながら均一に処理します。</p>	<p>●真空（減圧）／高圧式 Vacuum/High Pressure Type</p>  <p>真空缶体または高圧缶体の中で、被加熱物を真空／加圧状態で処理します。</p>
<p>●導波管式 Ladder (Waveguide) Type</p>  <p>板状、シート状の被加熱物を連続的に処理します。</p>	<p>●表面加熱式 Fringe (Surface Heating) Type</p>  <p>シート状の被加熱物の表面を強く加熱処理するのに適しています。</p>

高周波加熱の利用分野

木材	接着	家具、建具、楽器、仏壇、箱、 額縁、合板、集成材、L.V.L等
	乾燥	単板、厚材
プラスチック	溶着・溶断	倉羽、玩具、浮き輪、雑貨、袋物、 文具、自動車内装、ウォータベッド、 テント、シート、コンテナバッグ、 プリスター、靴、カバン等
	成形・加熱	熱可塑性樹脂、熱硬化性樹脂、 FRP製品、人工大理石、床材 等
食品	加熱	ビスケット、パン粉、大豆 等
	殺菌	レトルト食品、ゼリー類 等
	解凍	肉、魚、すり身 等
医療	加温	がん温熱治療、前立腺肥大症治療 等
繊維	乾燥	カセ、トップ、チーズ、染色布 等
	接着	カーペット、複合材 等
紙	乾燥	紙の乾燥
ゴム	加熱	ゴム製品の加熱、加硫、発泡
セラミック	乾燥	陶磁器 等
その他	殺虫・殺菌	畳、カーペット、籐筵、ペットフード 等
	乾燥	薬品、煙草、皮革、デンプン 等

マイクロ波加熱応用例

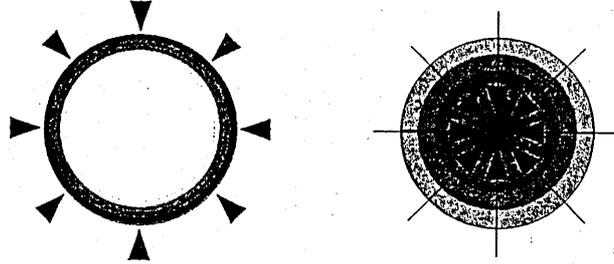
分野	用途
食品	加熱調理、殺菌、防ばい、乾燥、 解凍、膨化
木材	乾燥、接着、曲げ加工
ゴム	加硫、発砲
繊維・紙	乾燥
化学・プラスチック	乾燥
印刷	乾燥
穀類	乾燥、害虫駆除
窯業・セラミック	乾燥、接着
医療	温熱治療、ハイパーサーミア (がん治療)
廃棄物処理	乾燥、溶融
その他	プラズマ、原子力関係 (溶融、 破砕)

高周波とマイクロ波の比較

	高周波加熱	マイクロ波加熱
アプリケーション	〈非密閉型〉 平行平板状 棒状 格子状	〈密閉型〉 箱状 〈非密閉型〉 折曲導波管形 表面電界形
被加熱物の形状	<ul style="list-style-type: none"> ・ 主に平板型 ・ 局部加熱が可能 	<ul style="list-style-type: none"> ・ 任意 ・ 局部加熱は不適
加熱の均一性	良 い	悪 い <ul style="list-style-type: none"> ・ エッジ効果 ・ ランナウェイ現象
加熱の深達深さ	深 い	浅 い
マッチング調整	やや面倒 (自動調整方式にて対応)	容 易
漏洩防止	容 易	嚴重なシールド必要 (人体の発熱性高い)
1台当りの出力	大 き い <ul style="list-style-type: none"> ・ Max. 200kw 程度 	小 さ い <ul style="list-style-type: none"> ・ 2450MHz----Max. 5kw ・ 915MHz-----Max. 50kw
設備費	安 価	やや高価

高周波加熱の特徴

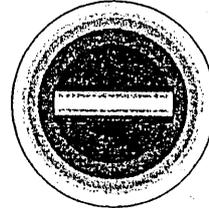
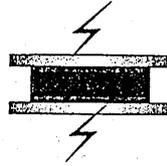
- ①急速加熱
- ②均一加熱



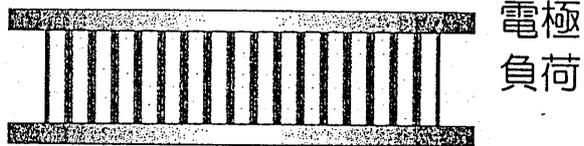
- ③加熱効率が良い

高周波加熱

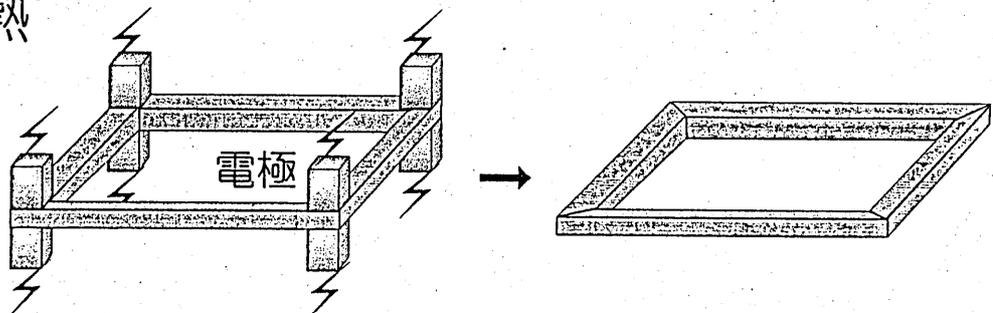
外部加熱



- ④選択加熱

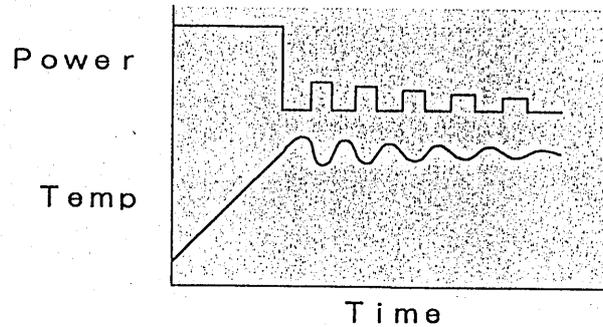


- ⑤部分加熱

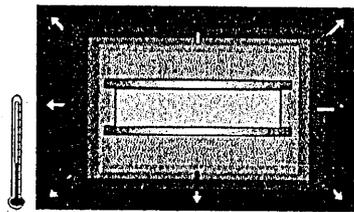


高周波加熱の特徴

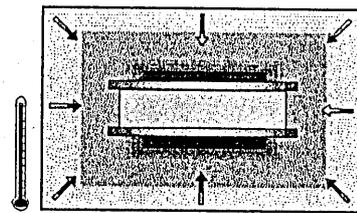
⑥温度制御



⑦減圧，加圧状態でも高周波加熱できる

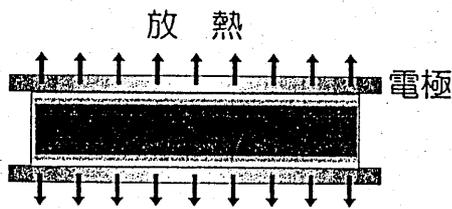


減圧状態で低温処理

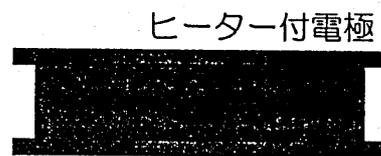


加圧状態で高温処理

⑧他熱源との併用



高周波加熱のみの場合

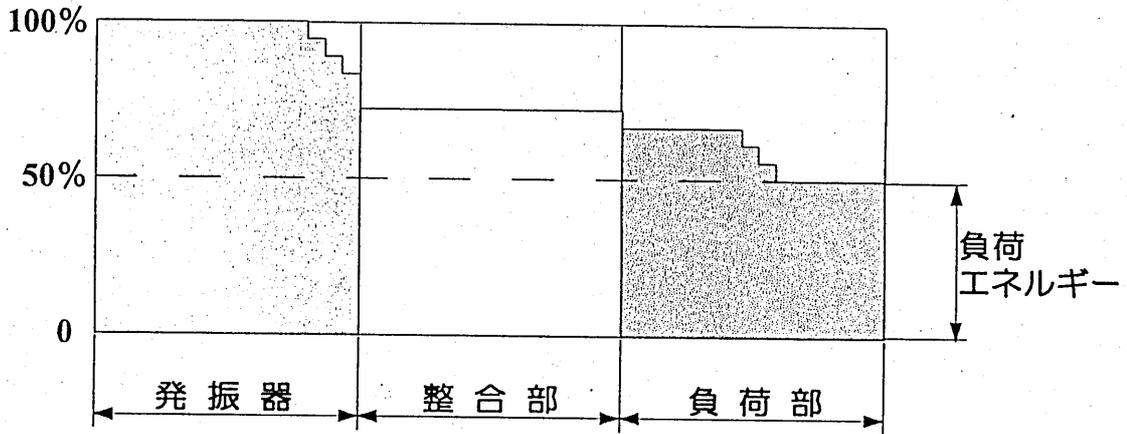


外部加熱を併用した場合

⑨作業環境が良い

高周波加熱の特徴

⑩熱効率



⑪温度計測

使用不可

熱電対温度計

使用可能

非接触の赤外線放射温度計

蛍光式光ファイバー温度計

⑫電波

ISM周波数バンド

13.560MHz ± 0.05%

27.120MHz ± 0.6%

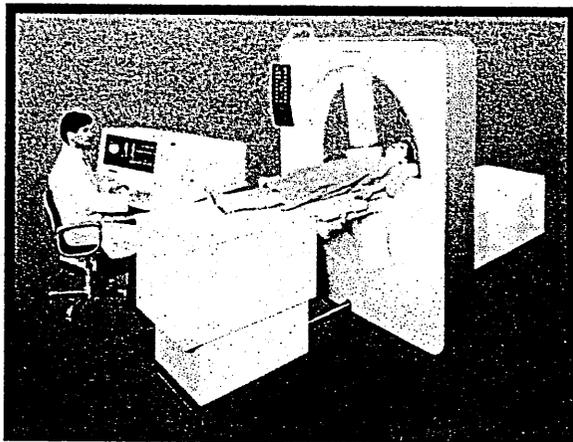
40.140MHz ± 240kHz *

40.460MHz ± 240kHz *

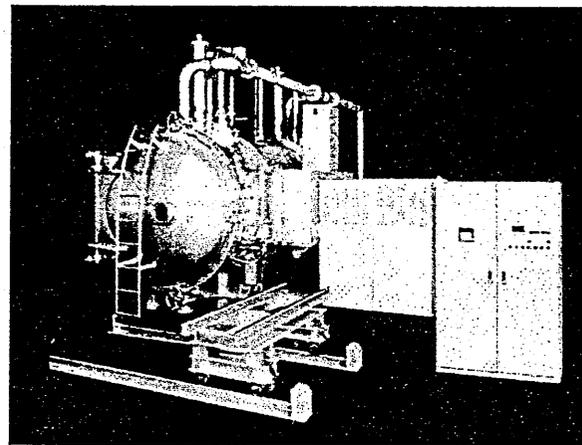
2450MHz ± 50MHz

* 地域によりいずれかを使用する。

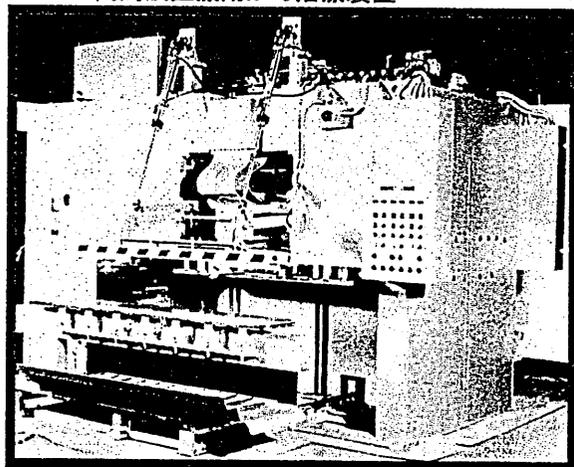
高周波応用装置



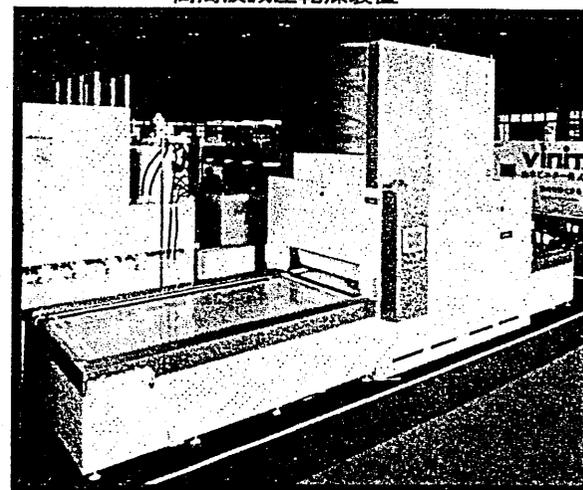
高周波医療用がん治療装置



高周波減圧乾燥装置



高周波ビニール溶着装置



高周波木材接着装置

両面对向型コムラインフィルタの多段化に関する検討

水津 毅†, 堀井 康史†, 北村 敏明†, 下代 雅啓†

† 大阪府立大学大学院工学研究科

‡ 関西大学総合情報学部

2001年 7月 27日 (金)

(於 大阪府立大学総合情報センター)

このとき、減衰極を与える周波数は

$$B_{in}^e = B_{in}^o \quad (3)$$

より求めることができる。

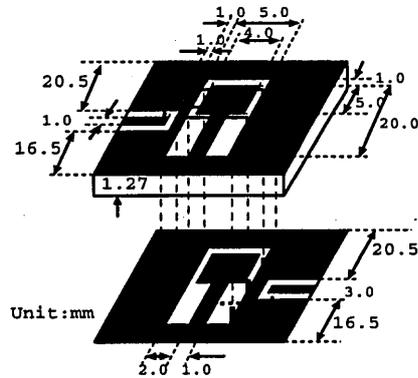


図 1: 両面对向型コムラインフィルタ

1 まえがき

コムラインフィルタは、携帯用端末フィルタとして広く用いられており、通過帯域近傍に発生する減衰極を利用して、通過帯域外の特性を改善できることが示されている [1-3]。また、コムラインフィルタ以外にも通過帯域近傍に減衰極を有するフィルタが種々考案されており [4-5]、減衰極の存在はフィルタ特性の改善に重要な役割を果たしている。さらに、コムラインフィルタに対して、構成伝送路の形態に関わらず一般的に適用し得る減衰極形成の原理に関する考察もなされている [6]。

最近、我々は、Conductor-backed CPW を用いた両面对向型コムラインフィルタを提案し [7]、共振器形状をステップインピーダンス型にすることにより、通過帯域を狭んで、その低周波数側と高周波数側の両方に減衰極が形成できることを報告した [8]。今回は共振器を 2 段にし、同一面内で共振器の向きを逆行させることにより、通過周波数の広帯域化が可能であることを明らかにする。

本報告では、フィルタを 2 段および 4 段と多段化することにより、通過帯域内および帯域外の特性のさらなる向上を目指し、理論および実験の両面から検討する。

2 コムラインフィルタの等価回路

本研究では、図 1 に示すような構造の両面对向型コムラインフィルタを取り上げる。このフィルタは、ステップインピーダンス型の 4 分の 1 波長コプレーナ線路共振器を誘電体基板の上下両面に一つずつ配置したもので、各共振器と入出力用コプレーナ線路はタッピングワイヤで接続されている。また、平行平板モードなどの不要モードの励振を抑え、かつフィルタの対称性を保つために、共振器の周囲にはスルーホールとタッピングワイヤを設けている。

コムラインフィルタの一般的な動作原理については、図 2 および図 3 に示すような等価回路を使った説明がよく用いられる [6]。すなわち、共振器の線路長を l 、偶奇両モードの特性アドミッタンスをそれぞれ Y_e および Y_o とし、共振器の開放端に発生する付加的な容量を C とすると、両モードの入力サセプタンスは、

$$B_{in}^e = -Y_e \cot \beta_e l + \omega C \quad (1)$$

$$B_{in}^o = -Y_o \cot \beta_o l + \omega C \quad (2)$$

と表すことができる。

また、対称回路に対する等価回路を用いることにより、図 2 のフィルタは、偶奇両モードの入力サセプタンス B_{in}^e および B_{in}^o を用いて、等価的に図 3 のように表現される。

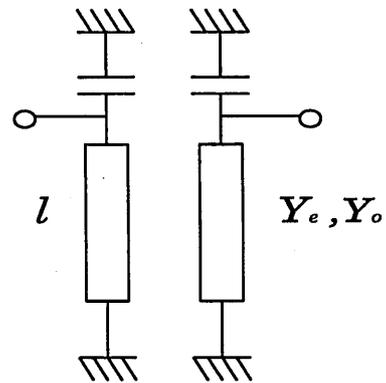


図 2: コムラインフィルタの概念図

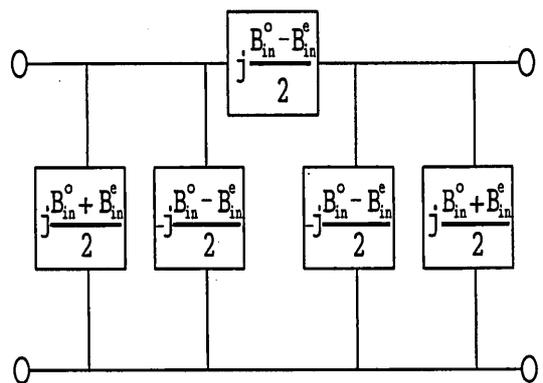


図 3: コムラインフィルタの等価回路

3 コムラインフィルタのFD-TD解析

図1に示すように、厚さ $h=1.27\text{mm}$ 、比誘電率 10.2 の誘電体基板の上下両面に、コプレーナ線路を基本とする 4 分の 1 波長ステップインピーダンス型共振器を設ける。ステップインピーダンス型共振器の形状は、通過帯域の両側に減衰極が発生するように選ばれており [7]、線路幅は狭い部分で 1.0mm 、広い部分で 4.0mm としている。また共振器の全長は 20.0mm であり、幅の広い部分の長さは 5.0mm としている。また、入出力用線路として、中央導体幅 1.0mm 、全幅 3.0mm 、特性インピーダンスが約 $50\ \Omega$ の Conductor-backed CPW を図1に記した位置に設け、タッピングワイヤを介して共振器に接続している。また、不要モードの励振などを抑える目的で、スルーホールおよびタッピングワイヤを図1の各部に設けている。

FD-TD 解析では、解析領域全体を $20 \times 80 \times 110$ セルに均等分割し、各セルの寸法をそれぞれ $0.635\text{mm} \times 0.5\text{mm} \times 0.5\text{mm}$ とした。また、導体の厚みは無視できるものとし、タッピングワイヤおよびスルーホールについては、2 点を結ぶライン上の電界の接線成分を、すべて強制的に零とおくことにより表現した。解析領域端の吸収境界には Mur の 2 次の吸収境界条件を用いた。

1 段両面対向型コムラインフィルタの散乱パラメータ $|S_{21}|$ および $|S_{11}|$ の周波数特性を実験結果とともに図4に示す。同図より明らかなように、通過帯域の低域側および高域側の両方に減衰極が形成されており、その付近で透過量が強く抑え込まれていることがわかる。また、 1.0GHz から 1.4GHz の通過帯域において、挿入損は理論値で最大 0.7dB 、実験値で最大 0.9dB を得ており、リップルはいずれも 0.5dB 以下であった。

等価回路的な扱いによれば、このような減衰極を与える周波数においては、式 (3) で与えられる偶奇両モードの入力サセプタンスが等しくなるはずである。そこで、偶モードに対しては同位相同振幅のガウシアンパルス、また、奇モードに対しては逆位相同振幅のパルスを、それぞれ入出力ポートに入射する。このときのそれぞれの入力サセプタンスを求めた。その結果を図5に示す。図5より、偶奇の入力サセプタンスは減衰極を与える周波数で交わっていることがわかる。このことは、FD-TD 法の解析の有効性を、等価回路的な取り扱いの妥当性ととも示している。

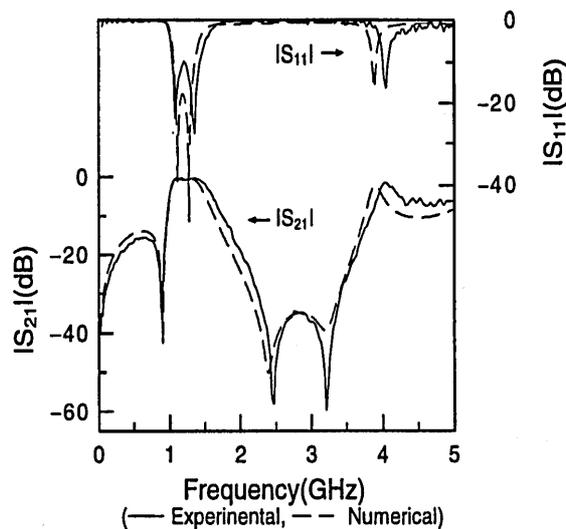


図4: 1 段両面対向型コムラインフィルタの散乱特性

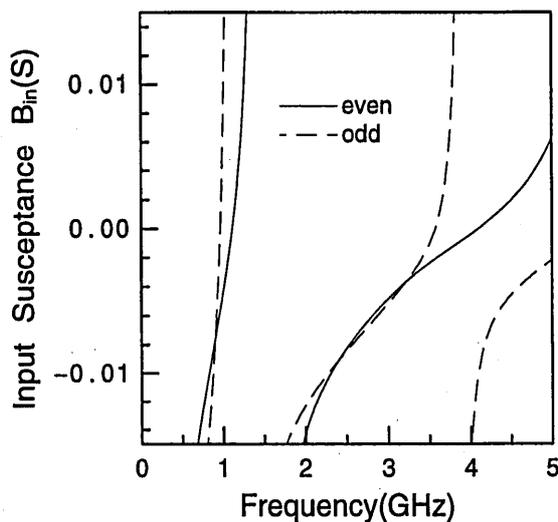


図5: 1 段両面対向型コムラインフィルタの入力サセプタンス応答

4 対向型コムラインフィルタの多段化

図1に示した1段両面対向型コムラインフィルタの特性は、減衰極の出現により帯域外特性が改善されている。本章では、1段両面対向型コムラインフィルタを並列に配置することによって多段化し、通過周波数の広帯域化の可能性を、FD-TD法による理論解析と実験の両面から検討し、その結果を示す。

4.1 2段両面対向並行型コムラインフィルタの特性

図6に、2段両面対向並行型コムラインフィルタの構造を示す。このフィルタは、図1とまったく同じステップインピーダンス型共振器を、基板の上下両面にも距離1.0mm隔てて並列に並べることによって構成される。入出力ポートは基板の上面にのみ配置し、下面には、上面における給電位置とほぼ同じ位置に、二つのステップインピーダンス共振器を接続するタッピングワイヤが施されている。

試作したフィルタの基板には比誘電率10.2、厚さ1.27mmのRT/Duroid 6010LM基板を用い、これに基板加工機LPKF C30sによる切削加工を施した。また、タッピングワイヤには直径約0.1mmの銅線を使用した。

図7に、このフィルタの理論解析結果と実験結果の両方を示す。1.1GHzから1.4GHzの通過帯域において、実験値で挿入損1.0dB以下、リップル0.5dB以下、リターンロス12dB以上の値を得ている。また、図7を見る限りでは、1段のフィルタにおいて観測された減衰極が明確に現れてはいないものの、通過帯域の低周波数側で急峻な肩特性が得られていることがわかる。しかし、1GHz近傍の阻止帯域において、帯域外特性が-30dB以上あり、大幅な特性改善は実現されていない。この理由として、並列に配置した共振器の間隔を1.0mmと狭く設定したために、個々のフィルタの基本特性が十分に活用できていないことが考えられる。

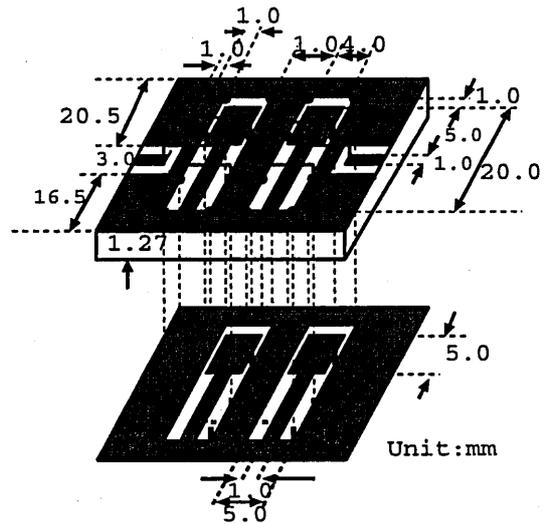


図6: 2段両面対向並行型コムラインフィルタ

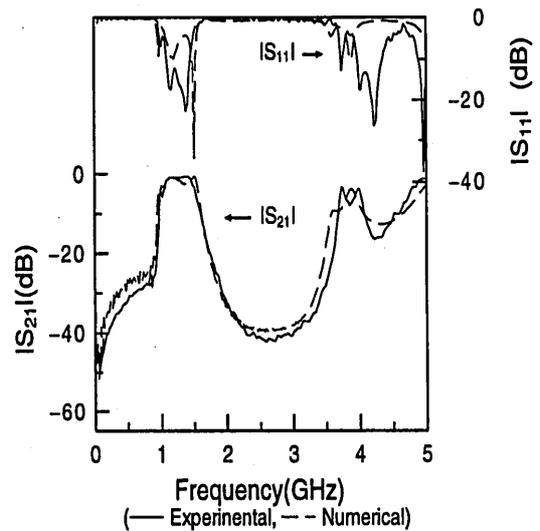


図7: 2段両面対向並行型コムラインフィルタの散乱特性

4.2 4段両面对向並行型コムラインフィルタの特性

さらなるフィルタ特性の改善を目指して、図8に示すような4段両面对向並行型コムラインフィルタについて検討を行った結果を次に示す。これまでのものと形状および寸法の等しいステップインピーダンス型共振器を、距離2.5mmずつ隔てて並列に配置する。そして、2段フィルタの接続方法に習ってタッピングワイヤを配置し、4段構成にしたものである。図9に、散乱パラメータの周波数特性を示す。通過帯域1.1GHz~1.5GHzにおける特性は、これまでのフィルタより若干悪化している。実験値によれば、挿入損2.3dB、リップル1.2dBであった。これに対して、帯域外特性は大幅に改善されており、通過帯域の低周波数側で-50dB以下、高周波数側で-70dB以下の値を得ている。

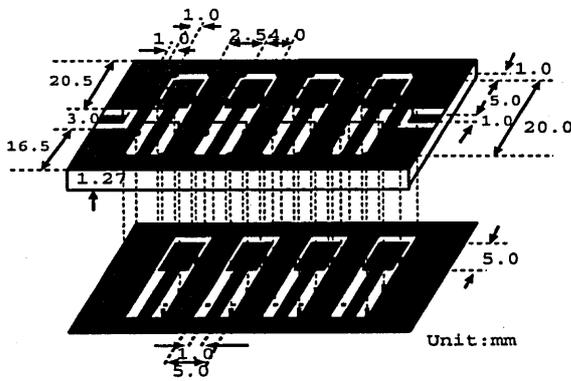


図8: 4段両面对向並行型コムラインフィルタ

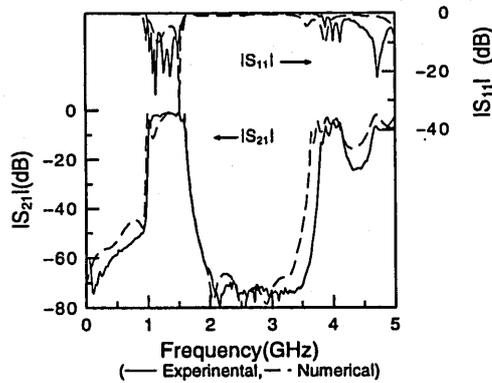


図9: 4段両面对向並行型コムラインフィルタの散乱特性

4.3 2段両面对向逆行型コムラインフィルタの特性

図10に、本研究で新しく提案する、2段両面对向逆行型コムラインフィルタの構造を示す。まず、ステップのない直線状共振器を、上下両面に距離2.0mm隔てて並列かつ逆向きに並べる。下面側だけに、二つの共振器を接続するタッピングワイヤが施されている。

図11に、理論解析結果および実験結果をともに示す。1段の場合に1.0GHzから1.4GHzであった通過帯域が、2段逆行型にすることによって1.7GHzから2.4GHzとなり、約300MHzほど広帯域化されている。しかしながら、高周波数側の減衰極がなくなり、フィルタ特性の急峻さが失われている。通過帯域においては、挿入損0.8dB以下、リップル0.1dB以下、リターンロス17dB以上の実験値を得ており、通過帯域特性が大幅に改善されている。

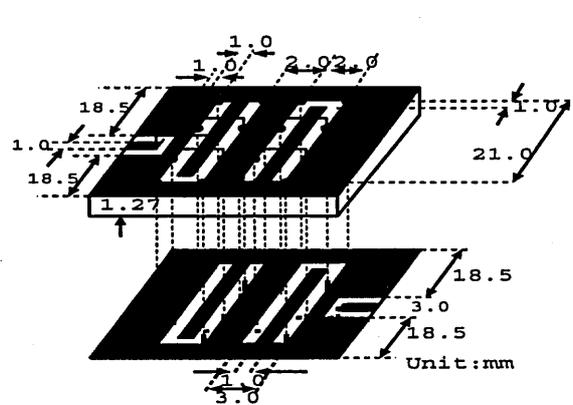


図10: 2段両面对向逆行型フィルタ

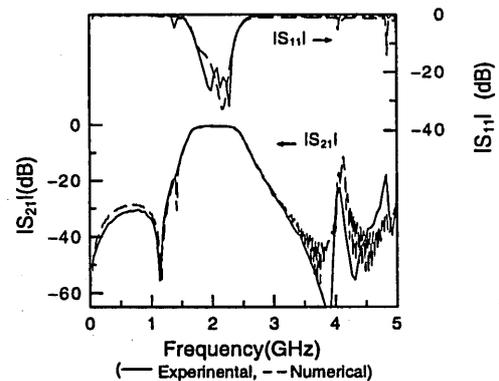


図11: 2段両面对向逆行型フィルタの散乱特性

4.4 ステップインピーダンス型共振器を用いた2段両面对向逆行型コムラインフィルタの特性

図12に、ステップインピーダンス型共振器を用いた場合の2段両面对向逆行型コムラインフィルタの構造を示す。このフィルタは、ステップインピーダンス型共振器を、上下両面でもともに距離5.0mm隔てて並列かつ逆向きに並べて構成する。下面のみに、二つのステップインピーダンス共振器を接続するタッピングワイヤが施されている。

図13に、理論解析結果および実験結果をともに示す。ステップインピーダンス型共振器を用いることにより、図11の特性に比べて、通過帯域幅が約100MHzほど狭くなっているが、実験値で挿入損1.0dB以下、リップル0.1dB以下、リターンロス12dB以上の値を得ている。また、1段のフィルタにおいて観測された減衰極はこの場合にも明確に現れている。さらに、1.6GHz以下の周波数帯において、帯域外特性が-30dB以下、2.5GHzから3.0GHzにおいては、-40dB以下と、大幅に改善されている。

5 まとめ

本研究では、両面对向型コムラインフィルタのより一層の高性能化と広帯域化をめざして、同フィルタを2段構成あるいは4段構成と多段化した場合について、理論および実験の両面から検討を加えた。その結果、4段構成の場合、通過帯域を挟んで、低周波数側で-50dB、高周波数側で-70dBの優れた帯域阻止特性を得ることができ、急峻な肩特性を実現することができた。

また、ステップインピーダンス型共振器を逆向きに二つ配置することにより、通過帯域を挟んだ低周波数側で-30dB、高周波数側で-40dBの強い帯域阻止特性を得ることができた。また、通過帯域に関しては、並行型と比較して約200MHz程度の広帯域化が実現され、実験値で挿入損1.0dB以下、リップル0.1dB以下、リターンロス12dB以上の値を得ることができた。

本フィルタ形状は、ステップインピーダンス型共振器の横並び配置による多段化が容易であることに加えて、多層化による多段化や通過帯域の狭帯化[9]が可能であるため、小型軽量化も含めてさらなる特性の向上が期待できる。

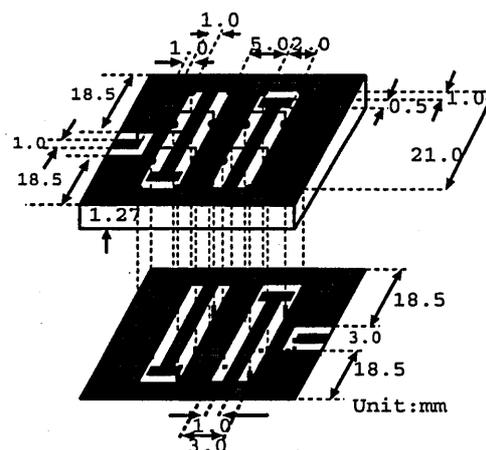


図12: ステップインピーダンス型共振器を用いた2段両面对向逆行型コムラインフィルタ

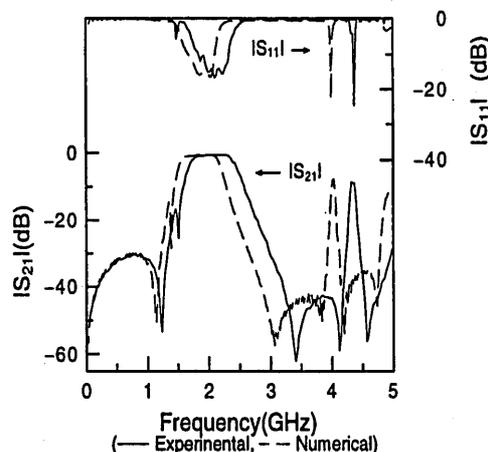


図13: ステップインピーダンス型共振器を用いた2段両面对向逆行型コムラインフィルタの散乱特性

参考文献

- [1] T.Ishizaki,M.Fujita,H.Kagata,T.Uwano, and H.Miyake,“A very small dielectric planar filter for portable telephones”,IEEE Trans.Microwave Theory Tech., vol.42, no.11, pp.2017-2022,Nov.1994.
- [2] T.Ishizaki,T.Uwano, and H.Miyake, “an extended configuration of a stepped impedance comb-line filter”,IEICE Trans.Electron., vol.E97-C,no.5, pp.671-678,May 1996.
- [3] K.Wada and I.Awai,”Basic characteristics of a quarter-wavelength CPW resonator with tap-feed structure and its application to a bandpass filter with attenuation poles”, IEICE Trans. Electron., vol.E81-C, no.6, pp.924-933,June 1998.
- [4] 宮崎守康,大和田哲,西野有,”ブリッジ結合ストリップ線路形フィルタにおける F 字型共振器による有極化の検討”,信学技報,MW97-173,pp.15-19,Feb.1998.
- [5] K.Wada and I.Awai,”A new concept of a band-pass filter with transmission zeros based on tap-connected half-wavelength resonators”,1998 Asia Pacific Microwave Conf.Proceedings,pp.89-92,Dec.1998.
- [6] 栗井郁雄,長崎修,和田光司,”2 段コムライン BPF における減衰極”,信学技報,MW99-27,pp.83-90,May 1999.
- [7] 北村敏明,堀井康史,下代雅啓,澤新之輔,”Conductor-backed CPW を用いた Dual-plane Comb-line Filter”,信学技報,MW2000-08,pp.43-48,May 2000.
- [8] 北村敏明,堀井康史,下代雅啓,澤新之輔,”多極特性を有する Dual-plane Comb-Line Filter”,信学技報,EMT00-108,pp.61-66,Oct.2000.
- [9] 富永武之,北村敏明,堀井康史,下代雅啓,澤新之輔,”多層構造を用いた SIR 型コムラインフィルタの狭帯域化”,信学技報,MW2000-194,pp.13-18,Mar.2001.

輻射科学研究会資料 RS01-06

層状キラル媒質中平面格子による回折波の解析
Analysis of plane wave diffraction from a plane grating
embedded in a planar-stratified chiral medium

浅居 正充 (近畿大学生物理工学部)、
山北 次郎 (岡山県立大学情報工学部)

2001年7月27日(金)

於 大阪府立大学総合情報センター

1 まえがき

近年、キラル媒質と電磁波との相互作用についての興味が高まっている。この相互作用は主としてキラル媒質内の波数の異なる右旋、左旋偏波モードに起因する光学活性によるものであり、種々の理論的研究が行なわれている [1]-[6]。これらの中には、その偏波変換機能に注目した 1 軸キラル媒質に関する報告 [6] も含まれる。また、キラル媒質の特徴を回折格子や周期構造導波路などの周期構造デバイスに応用することに関する研究も盛んに行なわれている。これは一様なキラリティを有するレリーフ格子や周期的キラリティをもつスラブなどの構造における電磁界の解析を必要とする。理論的考察として周期的キラル媒質に関する報告 [7] があり、またキラリティが等方性の場合 [8]、異方性の場合 [9] についての理論計算に関する報告もなされている。所望の偏波状態を有する回折波を出力する回折格子の設計は重要な応用の一つである。これをマイクロ波・ミリ波などの電波領域の素子として設計する場合、あらかじめ設計されたキラルスラブに付加した金属平板アレイや、人工キラルあるいは擬似キラルアレイを誘電体スラブに付加したプレーナ構造で実現することも可能と思われる。従ってこのような構造における電磁界の解析は重要である。等方性キラル上金属アレイによる FSS に関する報告例がある [10]。しかし回折格子の場合、各回折波に異なる影響を与える異方性媒質を仮定することが設計上重要である。キラル媒質は微小なキラル物体を誘電体ホスト媒質に分布させることにより構成されており、構造の境界面を境にキラルアドミタンスの値が突然異なる値となり層中で一様という仮定には無理がある。従って媒質定数の分布を多層近似などにより表現する用意が必要である。またこれによりキラル層の組み合わせによる新しい特性の可能性が増す。本報告では、多層 1 軸異方性キラル媒質中の平面格子による回折波の解析を 4×4 行列法 [11],[12] にモーメント法を組み込むことにより試みている。数値計算により、各回折波に特殊な偏波特性を与える設計条件の例を示す。

2 問題の構成

問題の構成を図 1 に示す。 $N-2$ 層から成る 1 軸異方性キラルスラブ領域 (領域 $2, 3, \dots, N-1$)、及び半無限の等方性非キラル (誘電体) 領域 1 及び N を仮定する。等方性誘電体領域も異方性キラル領域の特別な場合と考えると、領域 l ($l = 1, \dots, N$) のキラルアドミタンス、比誘電率及び比透磁率は一般に各々 3×3 テンソル (ξ_l) 、 (ϵ_l) 及び (μ_l) により表される。ここで (ξ_1) 及び (ξ_N) は零テンソルであり、 (ϵ_l) 及び (μ_l) ($l = 1, N$) は $\epsilon_{l,xx} = \epsilon_{l,yy} = \epsilon_{l,zz} = \epsilon_l$ 、 $\mu_{l,xx} = \mu_{l,yy} = \mu_{l,zz} = \mu_l$ ($l = 1, N$) なる要素をもつ対角テンソルである。1 軸異方性領域については、図 2 に示すような光軸を仮定する。光軸方向及びそれに直交する方向の媒質定数はそれぞれ添字 e 及び o により区別する。無限周期 Λ 及び幅 W をもつ平面格子が領域 k 及び $k+1$ (k は $1, 2, \dots, N-1$ のいずれか) の間の境界面 ($x = x_k$) 上に配置されているものとする。構造は y 方向に一様であるとする。TE または TM 平面波が xz 平面を入射面として入射角 θ で入射するものとする。この仮定のもとで反射、透過回折波を算出することが解析目標である。以下の解析においては、時間因子 $\exp(i\omega t)$ を仮定する。領域 l ($l = 1, \dots, N$) の電磁界は次式のような構成関係

式を満たす [1]。

$$\mathbf{D} = \epsilon_0(\tilde{\epsilon}_i)\mathbf{E} + \sqrt{\epsilon_0\mu_0}(\tilde{\tau}_i)\mathbf{H}, \quad \mathbf{B} = \sqrt{\epsilon_0\mu_0}(\tilde{\sigma}_i)\mathbf{E} + \mu_0(\mu_i)\mathbf{H} \quad (1)$$

$$\text{ここで } (\tilde{\epsilon}_i) = (\epsilon_i) + (\tau_i)(\mu_i)(\tau_i), \quad (\tilde{\tau}_i) = -i(\tau_i)(\mu_i), \quad (\tilde{\sigma}_i) = i(\mu_i)(\tau_i), \quad (2)$$

$$(\tau_i) = Z_0(\xi_i), \quad Y_0 = \frac{1}{Z_0} = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}}. \quad (3)$$

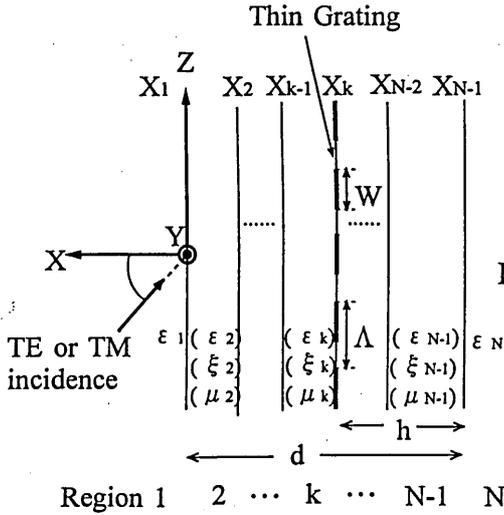
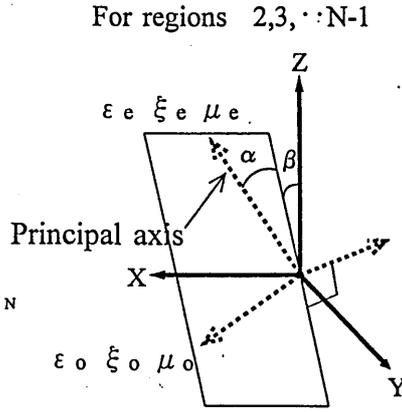


図 1 問題の設定



For regions 2,3, ..., N-1

図 2 光軸の方向

上式及び Maxwell 方程式より次式のような電磁界関係式が導出される。

$$\begin{aligned} \text{curl}\sqrt{Y_0}\mathbf{E} &= -i \left[(\mu_i)(\tau_i)\sqrt{Y_0}\mathbf{E} + (\mu_i)\sqrt{Z_0}\mathbf{H} \right], \\ \text{curl}\sqrt{Z_0}\mathbf{H} &= i[(\epsilon_i) + (\tau_i)(\mu_i)(\tau_i)]\sqrt{Y_0}\mathbf{E} + (\tau_i)(\mu_i)\sqrt{Z_0}\mathbf{H} \end{aligned} \quad (4)$$

ここで空間変数 (x,y,z) は真空中の波数 $k_0(= \omega\sqrt{\epsilon_0\mu_0})$ により $x \leftarrow k_0x$, $y \leftarrow k_0y$ and $z \leftarrow k_0z$ のように規格化されている。同様の規格化が演算子 curl にも施されている。(この規格化は式 (4)~式 (28) の解析処理のみに適用される。数値計算結果の長さなどの表記には適用されない。)

3 電磁界の一般解

各領域の全電磁界は電流に依存しない 1 次界 E_t^i, H_t^i ($t = x, y, z$) 及び平面格子上の表面電流に依存する 2 次界 E_s^i, H_s^i ($t = x, y, z$) の重ね合わせとして与えられる。いずれも境界面上の位相整合条件を満たす。2 次界は格子の周期構造の影響を受けるため、Floquet mode 展開形で表される。

$$\sqrt{Y_0}E_t^p(x, z) = e_t^p(x)e^{-is_0z}, \quad \sqrt{Z_0}H_t^p(x, z) = h_t^p(x)e^{-is_0z}, \quad (5)$$

$$\sqrt{Y_0}E_t^s(x, z) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} e_{tm}^s(x)e^{-is_mz}, \quad \sqrt{Z_0}H_t^s(x, z) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} h_{tm}^s(x)e^{-is_mz}, \quad (6)$$

$$\text{ここで } t = x, y, z, \quad s_m = s_0 + m\frac{\lambda}{\Lambda}, \quad s_0 = \sqrt{\epsilon_1} \sin \theta. \quad (7)$$

ただし、 λ は空気中の波長とする。係数 $e_t^p(x)$, $h_t^p(x)$ (式(5)) 及び展開係数 $e_{tm}^s(x)$, $h_{tm}^s(x)$ (式(6)) ($t = x, y, z$) を次式のように列ベクトルの形にまとめることとする。

$$\mathbf{f}^p(x) = (e_y^p \ e_z^p \ h_y^p \ h_z^p)^T, \quad \mathbf{f}_m^s(x) = (e_{ym}^s \ e_{zm}^s \ h_{ym}^s \ h_{zm}^s)^T, \quad (8)$$

$$\mathbf{f}^{pm}(x) = (e_x^p \ h_x^p)^T, \quad \mathbf{f}_m^{sn}(x) = (e_{xm}^s \ h_{xm}^s)^T. \quad (9)$$

上記の2次界の式(6)を式(4)に代入して整理することにより、領域 l ($l = 1, \dots, N$) における第 m 次 Floquet mode 展開係数に関する結合波方程式が導出される [13]-[15]。

$$\frac{d}{dx} \mathbf{f}_m^s = i(R_{l,m}) \mathbf{f}_m^s, \quad \mathbf{f}_m^{sn} = (K_{l,m}) \mathbf{f}_m^s \quad (10)$$

ここで $(R_{l,m})$ 及び $(K_{l,m})$ は各々領域 l ($l = 1, \dots, N$) における 4×4 、 2×4 結合波行列である (各行列要素の式表現は省略する)。領域 l ($l = 1, \dots, N$) における式(10)の一般解は次式のように 4×4 行列形式で表される。

$$\mathbf{f}_m^s(x) = (U_{l,m}) \begin{pmatrix} e^{i\kappa_{l,m}^{R+}(x-x_{g,l}^+)} & & & 0 \\ & e^{i\kappa_{l,m}^{L+}(x-x_{g,l}^+)} & & \\ & & e^{i\kappa_{l,m}^{R-}(x-x_{g,l}^-)} & \\ 0 & & & e^{i\kappa_{l,m}^{L-}(x-x_{g,l}^-)} \end{pmatrix} \mathbf{g}_{l,m}^s \quad (11)$$

ここで

$$\mathbf{g}_{l,m}^s = \begin{pmatrix} \mathbf{g}_{l,m}^{s+} \\ \mathbf{g}_{l,m}^{s-} \end{pmatrix}, \quad \mathbf{g}_{l,m}^{s\pm} = \begin{pmatrix} g_{l,m}^{s,R\pm} \\ g_{l,m}^{s,L\pm} \end{pmatrix}, \quad (12)$$

$$(U_{l,m}^{\pm}) = ((U_{l,m}^+) \ (U_{l,m}^-)) = (\mathbf{v}_{l,m}^{R+} \ \mathbf{v}_{l,m}^{L+} \ \mathbf{v}_{l,m}^{R-} \ \mathbf{v}_{l,m}^{L-}), \quad (13)$$

である。式(11)中の $\kappa_{l,m}^{R+}$, $\kappa_{l,m}^{L+}$, $\kappa_{l,m}^{R-}$, $\kappa_{l,m}^{L-}$ 及び 4×4 行列 $(U_{l,m})$ 中の $\mathbf{v}_{l,m}^{R+}$, $\mathbf{v}_{l,m}^{L+}$, $\mathbf{v}_{l,m}^{R-}$, $\mathbf{v}_{l,m}^{L-}$ はそれぞれ、結合波行列 $(R_{l,m})$ の固有値及び固有ベクトルである。式中の添字 $R\pm$, $L\pm$ はそれぞれ $\pm x$ 方向に伝搬する右旋および左旋楕円偏波モードを表している。これらの2種のモードの波数は媒質の異方性及びキラリティのために異なる値をもつ。列ベクトル $\mathbf{g}_{l,m}^{s\pm}$ は式(11)中で $x = x_{g,l}^{\pm}$ において定義される電磁波の未知振幅である。1次界の未知振幅ベクトル $\mathbf{g}_l^{p\pm}$ も同じ位置で定義される。evanescent mode を表現する指数関数のオーバーフローを避けるため、これらの未知振幅の定義位置を次式のように定めている。

$$x_{g,1}^- = x_1, \quad x_{g,N}^+ = x_N, \quad x_{g,l}^+ = x_{g,l+1}^- = x_l \quad (l = 1, \dots, N-1). \quad (14)$$

領域 l ($l = 1, \dots, N$) における 1 次界の一般界 $f^p(x)$ (未知振幅ベクトル g_l^p) は、式 (11) において $m = 0$ とすることにより得られる。キラルアドミタンス、比誘電率、比透磁率のすべてが等方性の場合、電磁界は波数の異なる左旋、右旋円偏波モードの重ね合わせとして表され、固有モード界の表現は閉じた式表現となる。等方性の非キラル媒質における電磁界は同じ波数をもつ左右の円偏波の重ね合わせ及び TE、TM 直線偏波の重ね合わせのいずれの表現も可能であり、式表現は閉じた形となる。[11]

4 散乱問題の解法

2 次界については領域 1 及び N においてそれぞれ $-x$ 及び $+x$ 方向に伝搬する電磁波が存在しない。また電磁界の y 及び z 成分が境界面 $x = x_l$ ($l = 1, \dots, k-1, k+1, \dots, N-1$) において連続となる。さらに、境界面 $x = x_k$ においては電界の y, z 成分は連続であり、磁界の同成分は平面格子上的表面電流 $I_t(x_k, z)$ ($t = y, z$) の存在により不連続となる。この電流は式 (6) と同様の Floquet mode 展開形で表される。

$$\sqrt{Z_0} I_t(x_k, z) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} c_{tm}(x_k) e^{-ismz}, \quad (t = y, z). \quad (15)$$

未知係数 $c_{tm}(x_k)$ ($t = y, z$) は次式のように磁界の Floquet mode 展開係数と関係づけられる。

$$c_{ym}(x_k) = h_{zm}^s(x_k + 0) - h_{zm}^s(x_k - 0), \quad c_{zm}(x_k) = h_{ym}^s(x_k + 0) - h_{ym}^s(x_k - 0). \quad (16)$$

これらの諸条件及び式 (11) より次のような線形方程式を得る。

$$(U_{1,m}^+) g_{1,m}^{s+} = (U_{2,m}) (P_{2,m}^u) g_{2,m}^s + \delta_{k1} s c_m, \quad (17)$$

$$(U_{l,m}) (P_{l,m}^d) g_{l,m}^s = (U_{l+1,m}) (P_{l+1,m}^u) g_{l+1,m}^s + \delta_{lk} s c_m \quad (l = 2, \dots, N-2), \quad (18)$$

$$(U_{N-1,m}) (P_{N-1,m}^d) g_{N-1,m}^s = (U_{N,m}^-) g_{N,m}^{s-} + \delta_{kN} s c_m \quad (19)$$

ここで $c_m = (c_{ym}(x_k) \ c_{zm}(x_k))^T$ 、 δ_{ij} は Kronecker のデルタであり、

$$s = \begin{pmatrix} 00 \\ 00 \\ 01 \\ 10 \end{pmatrix}, \quad (P_{l,m}^u) = \begin{pmatrix} e^{i\kappa_{l,m}^{R+}(x_{l-1}-x_l)} & (O) \\ e^{i\kappa_{l,m}^{L+}(x_{l-1}-x_l)} & \\ & 1 \\ (O) & 1 \end{pmatrix}, \quad (P_{l,m}^d) = \begin{pmatrix} 1 & (O) \\ 1 & \\ e^{i\kappa_{l,m}^{R-}(x_l-x_{l-1})} & \\ (O) & e^{i\kappa_{l,m}^{L-}(x_l-x_{l-1})} \end{pmatrix} \quad (20)$$

である。この線形方程式は $(c_{ym}, c_{zm}) = (1, 0)$ 及び $(c_{ym}, c_{zm}) = (0, 1)$ の各場合についてそれぞれ $g_{l,m,y}^s$ 及び $g_{l,m,z}^s$ ($l = 1, \dots, N$) の解をもつ。結局、2 次界の未知振幅ベクトル $g_{l,m}^s$ ($l = 1, \dots, N$) は次式のように表される。

$$g_{l,m}^s = g_{l,m,y}^s + g_{l,m,z}^s \quad (l = 1, \dots, N). \quad (21)$$

式 (21) 及び式 (11) より、領域 l ($l = 1, \dots, N$) における 2 次界が次式のように表される。

$$f_m^s(x) = G_{l,m,y}(x)c_{ym}(x_k) + G_{l,m,z}(x)c_{zm}(x_k), \quad (22)$$

$$G_{l,mt}(x) = \begin{pmatrix} G_{l,ymt}^e(x) \\ G_{l,zmt}^e(x) \\ G_{l,ymt}^h(x) \\ G_{l,zmt}^h(x) \end{pmatrix} = (U_{l,m}) \begin{pmatrix} e^{ik_{l,m}^{R+}(x-x_{g,l}^+)} & & & 0 \\ & e^{ik_{l,m}^{L+}(x-x_{g,l}^+)} & & \\ & & e^{ik_{l,m}^{R-}(x-x_{g,l}^-)} & \\ 0 & & & e^{ik_{l,m}^{L-}(x-x_{g,l}^-)} \end{pmatrix} g_{l,m,t}^s \quad (23)$$

ここで $l = 1, \dots, N$ 、 $t = y, z$ である。格子上的表面電流を基底関数系 $\Phi_{lkt}(z)$ ($k^t = 1, \dots, N^t$, $t = y, z$) による展開形で表す。

$$\sqrt{Z_0}I_t(x_k, z) = \sum_{k^t=1}^{N^t} C_{lkt} \Phi_{lkt}(z) e^{-is_0 z} \quad (t = y, z) \quad (24)$$

1 次界の y, z 成分は、境界面 $x = x_l$ ($l = 1, \dots, N-1$) において連続であり、領域 N において $+x$ 方向に伝搬する電磁波は存在しない。これらの条件より次式のような線形方程式を得る。

$$(U_{1,0})g_1^p = (U_{2,0})(P_{2,0}^u)g_2^p, \quad (25)$$

$$(U_{l,0})(P_{l,0}^d)g_l^p = (U_{l+1,0})(P_{l+1,0}^u)g_{l+1}^p \quad (l = 2, \dots, N-2), \quad (26)$$

$$(U_{N-1,0})(P_{N-1,0}^d)g_{N-1}^p = (U_{N,0})g_N^p \quad (27)$$

この線形方程式により、TE、TM 入射波に対応した $g_1^p = (10)$ 及び (01) の各場合に対応して未知振幅ベクトル g_l^p ($l = 1, \dots, N$) が決定され、1 次界が算出される。1 次界及び未知電流を含む 2 次界 (式 (22)) により平面格子上的境界条件が与えられる。これにスペクトル領域のモーメント法 (ガラーキン法) を適用することにより式 (24) の未知係数 C_{lkt} ($k^t = 1, 2, \dots, N^t$, $t = y, z$) が決定される。

$$\sum_{t=y}^z \sum_{k^t=1}^{N^t} \left(\sum_{m=-\infty}^{\infty} \phi_{uk^u m}^* G_{l,umt}^e(x_k) \phi_{lkt m} \right) C_{lkt} = -\phi_{uk^u 0}^* e_u^p(x_k) \quad (k^u = 1, 2, \dots, N^u, \quad u = y, z) \quad (28)$$

ここで $\phi_{lkt m}$ ($k^t = 1, \dots, N^t$, $t = y, z$) は基底関数 $\Phi_{lkt}(z)$ の第 m 次 Floquet mode 展開係数である。キラル領域の層数が大きい場合、式 (17)~式 (19) 及び式 (25)~式 (27) の各々は次数の大きな係数行列をもつ線形方程式となる。この場合、行選択による部分ピボットを用いた逐次消去法 [16] を応用することにより、2 次界振幅ベクトル $g_{1,m}^{s+}$ 、 $g_{k,m}^s$ 、 $g_{N,m}^{s-}$ 及び 1 次界振幅ベクトル g_1^{p+} 、 g_k^p 、 g_N^{p-} のみを未知数とし 8×8 係数行列を持つ方程式が得られ、モーメント法の計算処理、反射・透過波の計算評価を行なうための必要最小限の未知数を取扱うことが可能となる。逐次消去法を適用する場合、 $x = x_l$ 上の境界条件式を電流の存在する $l = k$ から $k+1, k+2, \dots, N$ 及び $l = k-1$ から $k-2, k-3, \dots, 1$ と両方向に適用することで、特に 2 次界の evanescent mode に対するグリーン関数を安定的に算出することが可能となる。

5 数値計算結果

数値計算に際しては、式(24)において $N^y = N^z = 30$ とし、基底関数として端部の特異性を考慮した関数を用いている [11]。また、式(6)の Floquet mode 展開は $m = \pm 90$ において展開を打ち切っている。これらの条件のもとでグラフ表示に支障のない程度の解の収束を確認している。以下の計算においては $N = 4$ 、 $k = 2$ すなわち 2 層のキラル層を仮定し、その間 ($x = x_2$) に $\Lambda = 1.1\lambda$ 、 $W = 0.3\Lambda$ の平面格子が配置されているものとする。また $x = x_3$ は接地され、領域 1 は空気と仮定する。2 層のキラル領域の媒質定数は同一であるとし、 $\epsilon_o = 1.2$ 、 $\epsilon_e = 1.35$ 、 $\xi_o = 1.0 \times 10^{-4}(S)$ 、 $\xi_e = 7.0 \times 10^{-4}(S)$ 、比透磁率は全領域で 1.0 とする。回折波の偏波特性は図 3 に示す偏波楕円の軸比角 χ (degree) 及び偏波面の傾き角 ψ (degree) により表すことができる [8]。

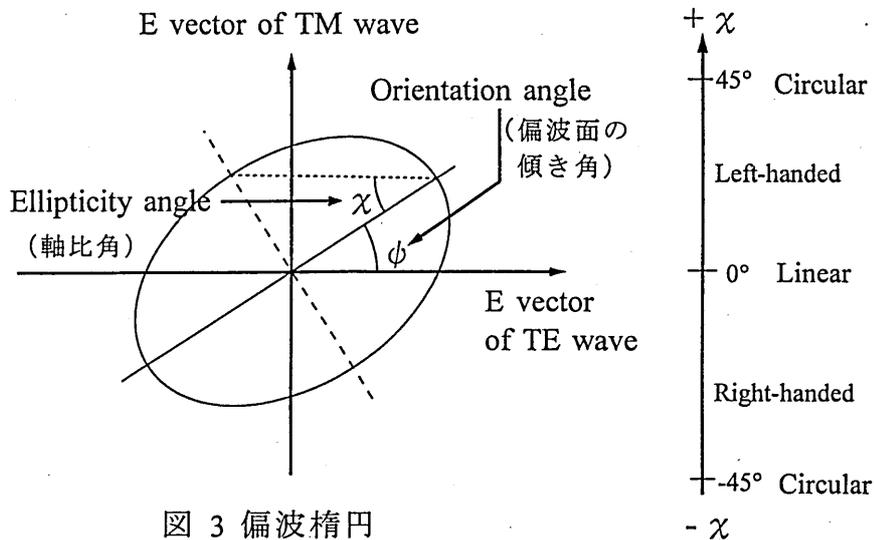


図 3 偏波楕円

ψ の結果は本原稿では省略する。軸比角の正負の値はそれぞれ左旋、右旋の楕円偏波を意味し、 45° は円偏波を表す。また 0° は直線偏波を表す。図 4 は入射角 $\theta = 10^\circ$ の TE 入射のもとで $\alpha = 45^\circ$ 、 $\beta = 0^\circ$ 、 $h = 0.6d$ の場合の回折波の軸比角の値をキラル層全体の厚さ d に対する変化として示している。0 次、-1 次回折波のいずれについても偏波特性はキラル層の厚さに強く依存していることがわかる。図 5 は図 4 と同一条件のもとでの回折効率の値をキラル層の厚さによる変化として示している。両図より、特に $d = 2.77\lambda$ 付近で入射波電力はほぼ均等に -1 次、0 次回折波に分配され、それぞれほぼ左旋円偏波及び直線偏波となっていることがわかる。直線偏波の傾き角 ϕ (図面略) はほぼ 45° となっている。入射角 $\theta = 10^\circ$ の TM 入射のもとで $\alpha = 35^\circ$ 、 $\beta = 0^\circ$ 、 $h = 0.8d$ の場合の同様の特性を図 6 及び図 7 に示す。この場合、 $d = 2.5\lambda$ 付近で、入射電力がほぼ均等に左旋及び右旋円偏波を有する 0 次及び -1 次回折波に分配されていることがわかる。これらのような興味深い現象に対する設計値は他にも存在する。

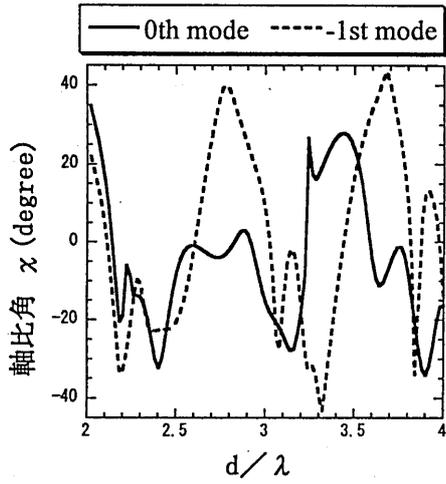


图 4 轴比角特性 (TE入射)
 $(\theta = 10^\circ, \alpha = 45^\circ, \beta = 0^\circ, h = 0.6d)$

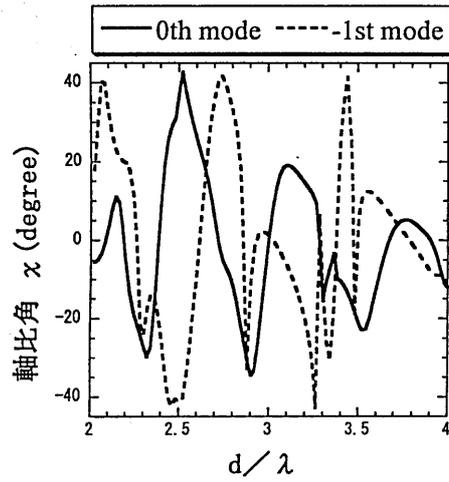


图 6 轴比角特性 (TM入射)
 $(\theta = 10^\circ, \alpha = 35^\circ, \beta = 0^\circ, h = 0.8d)$

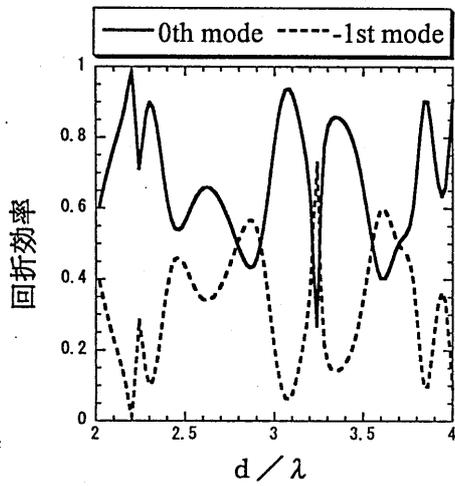


图 5 回折効率 (图 4 と同一条件)

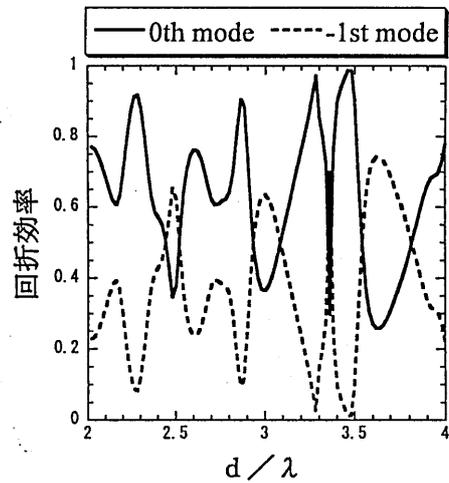


图 7 回折効率 (图 6 と同一条件)

6 むすび

本研究では、多層1軸異方性キラル媒質中の平面格子による回折波の解析を 4×4 行列法 [11],[12] にモーメント法を組み込むことにより試みた。層数の少ない簡単な構造条件のもとでの数値計算結果より、興味深い現象を与える設計条件が存在することがわかった。また1軸異方性キラル媒質の光軸の角度、媒質の厚さ、格子の位置などが有効な設計パラメータとなることが明かとなった。しかし、このようなキラル媒質を含む構造の有効性をアピールするにはさらに詳細な数値計算が必要であるとともに、2次元格子の場合、格子ベクトルに対して斜め入射となる場合などの検討も重要である。今回の研究では、あらかじめ設計されたキラル媒質に格子を付加した構造を解析したが、人工キラルあるいは擬似キラルアレイを誘電体スラブに付加した構造についても今後検討する予定である。

7 追記

本論文は、輻射科学研究会(平成13年7月27日(金)大阪府立大学総合情報センター)においてもたれた大阪府立大学教授 澤 新之輔 先生 追悼セッションにおいて発表させていただいたものです。発表者であります浅居は、平成4年大阪府立大学大学院工学研究科博士後期課程を修了し、その後、近畿大学理工学部、生物理工学部勤務させていただきました。学位論文の御指導から今日にいたりますまで、御指導いただきました澤先生に心より感謝申し上げますとともに、御冥福を御祈り申し上げます。

参考文献

- [1] J. A. Kong, "Optics of bianisotropic media," *J. Opt. Soc. Am.*, vol. 64, no. 10, pp. 1304-1308, 1974.
- [2] A. Lakhtakia, V. V. Varadan and V. K. Varadan, "Field equations, Huygens's principle, integral equations, and theorems for radiation and scattering of electromagnetic waves in isotropic chiral media," *J. Opt. Soc. Am.*, A, no. 5, pp. 175-184, 1988.
- [3] S. Bassiri, C. H. Papas and N. Engheta, "Electromagnetic wave propagation through a dielectric-chiral interface and through a chiral slab," *J. Opt. Soc. Am.*, A, vol.5, no.9, pp.1450-1459, 1988.

- [4] D. L. Jaggard and X. Sun, "Theory of chiral multilayers," *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 9, no. 5, pp. 804-812, 1992.
- [5] M. Tanaka and A. Kusunoki, "Scattering characteristics of stratified chiral slab," *IEICE Trans.* vol.E76-C, no.10, pp.1443-1448, 1993.
- [6] I. V. Lindell and A. H. Sihvola, "Plane-wave reflection from uniaxial chiral interface and its application to polarization transformation," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 43, no. 12, pp. 1397-1404, 1995.
- [7] D. L. Jaggard, N. Engheta, M. W. Kowarz, P. Pelet, C. Liu and Y. Kim, "Periodic chiral structures," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-37, no. 11, pp. 1447-1452, 1989.
- [8] S. H. Yueh and J. A. Kong, "Analysis of diffraction from chiral gratings," *J. Electro. Waves. Appl.* vol.5, no.7, pp. 701-714, 1991.
- [9] K. Matsumoto, K. Rokushima and J. Yamakita, "Analysis of wave diffraction by bianisotropic periodic structures," *Proc. of the 1998 URSI EMT*, pp.739-741, 1998.
- [10] A. O. Koca and T. Ege, "A novel frequency-selective surface, Chiro-FSS", *Microwave and Optical Technology Letters*, vol. 10, no. 3, pp. 157-160, 1995
- [11] 浅居正充, 山北次郎, 澤新之輔, 石井順也, "キラル媒質上の平板格子の解析," 電磁界理論研究会資料, vol.EMT-96-59, pp.35-44, 1996.
- [12] M. Asai, J. Yamakita, S. Sawa and J. Ishii, "Scattering from an infinite array of slots with polar-type anisotropic media," *IEICE Trans. Electron.*, vol. E79-C, no.10, pp.1371-1377, 1996.
- [13] M. Asai, J. Yamakita, H. Wakabayashi and J. Ishii, "Plane wave scattering from a thin metallic grating in a planar-stratified uniaxial chiral medium," *Proc. of PIERS2001*, vol. 1, pp. 113-116, 2001.
- [14] M. Asai, J. Yamakita, H. Wakabayashi and J. Ishii, "Analysis of diffracted waves from a grounded uniaxial chiral medium with a plane metallic grating," 電気学会論文誌A (基礎・材料・共通部門誌、英文論文) vol. 121, no. 10, 2001 (to be published).
- [15] M. Asai, J. Yamakita, "Electromagnetic wave interaction with a planar-stratified bianisotropic medium with a strip grating," *Proc. of FESS-MMNA '01*, 2001 (to be published).
- [16] 山北次郎, 森静雄, 六島克, "異方性誘電体の被膜でコーティングされた誘電体格子の解析," 輻射科学研究会資料 RS88-6, 1988.

輻射科学研究会資料

RS01-07

反射型近接場光学顕微鏡における偏光特性
Polarization Characteristics in Reflection-mode SNOM

笹川 清隆, 徳田崇, 太田淳, 布下正宏

奈良先端科学技術大学院大学 物質創成科学研究科

2001年 7月 27日

於 大阪府立大学

1. はじめに

近接場光学顕微鏡(Scanning Near-Field Optical Microscopy)は、物体表面に生ずる近接場光を利用することによって、回折限界を超えた解像度での光学観察が可能であるという特長を持つことから、高密度光記憶媒体やデバイスの高分解能測定等の分野で高い注目を集めている。また、プローブ開口における偏光を制御することによって異方性光学材料等の局所的な偏光観察を行うことが可能であり、特に不透明試料の観察が可能な反射型 SNOM での偏光測定は幅広い応用が期待される[1]。しかし、反射型 SNOM では、プローブの金属コート部と試料表面間の微小ギャップを通過した散乱光を観察するため、透過型 SNOM と比較して偏光の取り扱いが複雑になる。本報告では、反射型 SNOM により微細金属グレーティングの偏光測定を行い、CDA(Coupled-Dipole Approximation)法による 3D シミュレーションとの比較により、偏光方向が SNOM 像のコントラストに与える影響を検討した。

2. SNOM 装置の構成および測定試料

本研究で用いた SNOM のプローブは先端に微小な開口を持つテーパ化された光ファイバであり、レーザー光を結合させることによって微小開口に近接場光を発生させる。近接場光は開口からの距離に対して指数関数的に減衰するため、プローブは試料表面近傍を走査させる必要がある。そのために、プローブ-試料間の距離は、プローブを試料表面に接近させたときに生ずる剪断応力をチューニングフォークによって検出することで、数 nm に保たれる[2]。近接場光は試料表面で散乱されて伝播光を生ずるので、これを対物レンズにより集光し、PMT によって検出することにより局所的な光学情報がえられる。本研究では検光子を用いて、

検出光を試料表面に対して平行な成分(s 偏光)と垂直な成分(p 偏光)に分離して測定を行った。

He-Ne レーザ($\lambda = 632.8\text{nm}$;出力 0.8mW,消光比 500:1)をプローブに結合し、レーザーとファイバプローブの間に1/2波長板および1/4波長板を挿入することによってプローブ開口部での偏光方向の制御を行った。

偏光状態は、プローブ下方の透過測定用光学系によってプローブ先端からの伝播光成分を測定することによって評価した。プローブの開口は、テーパ化されたファイバに対して後方から Al を蒸着することによって形成されているが、この状態での消光比は 1:3-1:16 と低いものであった。

開口における偏光制御性を改善するために、集束イオンビーム(Focused Ion Beam; FIB)によるファイバプローブ先端の平坦化を行った[3]。その結果、直径 100nm の開口が高い再現性で得られ、約 1:30 以上の消光比が得られた。

SNOM 像の偏光依存性を観察するための測定試料として、微細な Al グレーティングを準備した。石英ガラス上に 50nm の Al 膜を蒸着した後、FIB を用いて幅 200nm の Al ラインを 1 μm 間隔で有する Al グレーティング構造を作製した。

3. 偏光 SNOM 測定結果

形状を制御したプローブと試料を用い SNOM 測定を行った。SNOM 像と同時に測定したトポグラフィ像と比較することで Al グレーティングのライン部とスペース部の位置を推定した。

入射偏光および検出光の偏光方向を変化させることによって、SNOM 像に変化が観察された。s 偏光成分の像はトポグラフィ像の変化部分における強度変化が大きくなったが、Al 部と SiO₂ 部における強度の違いは少なかった。一方、p 変更成分の像では Al 部と SiO₂ 部に強度差が観察された。

Al ライン上の強度分布については、近接場光の偏光を Al ラインに平行にした場合の p 偏光成分像を除いて Al ラインのエッジ部分が明るくなる傾向が見られた。

4. シミュレーション結果

SNOM 像の偏光依存性を検討するために CDA (Coupled-Dipole Approximation) [4]を用いた 3 次元シミュレーションを行った。

CDA では、物体を電気双極子の集合で近似する。ただし、各双極子は入射する光の波長に対して十分小さくなくてはならない。電場 $\mathbf{E}_0(\mathbf{r})$ が入射した場合の点 \mathbf{r} での電場 $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ は、

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \mathbf{E}_0(\mathbf{r}) + \mu_0 \omega^2 \sum_{j=1}^N \alpha_j \mathbf{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_j) \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}_j) \quad (1)$$

ここで、 $\mathbf{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_j)$ は dyadic Green's function であり、 $\mathbf{E}(\mathbf{r}_j)$ は分極率 α_j をもつ n 番目の双極子のサイトにおける自己無撞着場である。(1)より導出される、連立方程式を解くことにより、任意の点における電場が計算できる。物体の誘電率が大きくなければ、 $\mathbf{E}(\mathbf{r}_j)$ は $\mathbf{E}_0(\mathbf{r}_j)$ を近似してもよい一致が得られるが[5]、今回は散乱体として Al ラインを考えているので厳密解を計算した。

プローブ開口から発生する電場は直径 50nm の SiO₂ 球に誘起された電気双極子から生ずる電場で近似し、その周囲に Al particle を配置することで Al コーティングを表現した。試料は 12.5nm の半径を持つ Al 球を組み合わせることで(幅)200nm × (長さ)400μm × (高さ)50nm の line をモデル化した。ラインの長さは実験条件に比べて非常に短い、長さを 800nm にしても傾向はほとんど変化せず、400nm で十分であることを確認した。

プローブの金属コーティングおよび試料からの散乱光成分を計算した結果、Al ラインに対して

平行な偏光を照射した場合の p 偏光成分以外は Al ラインのエッジ部分が明るくなる傾向が現れ実験結果と一致した。しかし、SiO₂ 上ではすべての場合において検出信号の強度は弱くなり、実験と異なる結果となった。この点に関しては、プローブのモデル化を非常に単純化したため、プローブ先端の金属コーティングによる複雑な散乱を表現できていないと考えられる。

5. まとめ

反射型 SNOM を用いて、プローブ開口における近接場光および検出光の偏光方向を制御した観察を行った。SNOM 像には試料形状の情報も重畳されるため、光学特性のみを得ることは難しいが、偏光方向を制御することによって形状の影響を低減することが可能であると考えられる。

本研究の一部は文部省科研費 #11450251 によって行われた。

引用文献

- [1] 笹川, 吉田, 黄地, 徳田, 太田, 布下, 第 9 回近接場光学討論会予稿集(2000)
- [2] K. Karrai, and I. R. D. Grober, Appl. Phys. Lett 66, 1842 (1995).
- [3] M. Muranishi, K. Sato, S. Hosaka, A. Kikukawa, T. Shintani, and K. Ito, Jpn. J. Appl. Phys., Part 2 36, L942 (1997)
- [4] C. Girard, A. Dereux, and O. J. F. Martin, in *Photons and Local Probes*, edited by O. Marti and R. Moller (Kluwer, Dordrecht, 1995), Vol. 300, p.1.
- [5] P. J. Valle, J.-J. Greffet, and R. Carminati, J. Appl. Phys. 86, 648 (1999)

反射型近接場光学顕微鏡における偏光特性
Polarization Characteristics
in Reflection-mode SNOM

笹川 清隆, 徳田 崇, 太田 淳, 布下 正宏
奈良先端科学技術大学院大学 物質創成科学研究科

2001年 7月 27日

Contents

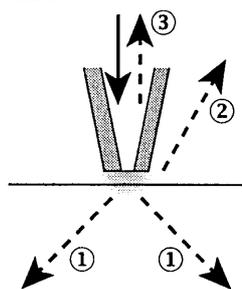
1. SNOMの特長と原理
2. SNOMプローブ開口における偏光方向の制御
3. AIグレーティングの作製と偏光SNOM測定
4. CDA(双極子結合近似)法による
SNOMシミュレーション
5. まとめ

SNOMの特長

- 回折限界を超えた分解能
プローブの大きさによって決定されるため理論的には制限が無い。
- 従来の光学測定と同様な応用が可能
 - 光学特性観察
 - 形状観察
 - 加工、操作

測定モード

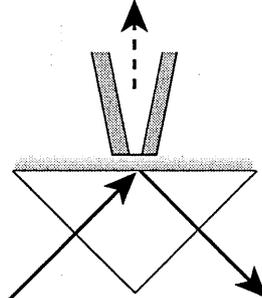
Illumination-mode



プローブ開口に発生する近接場光を照射

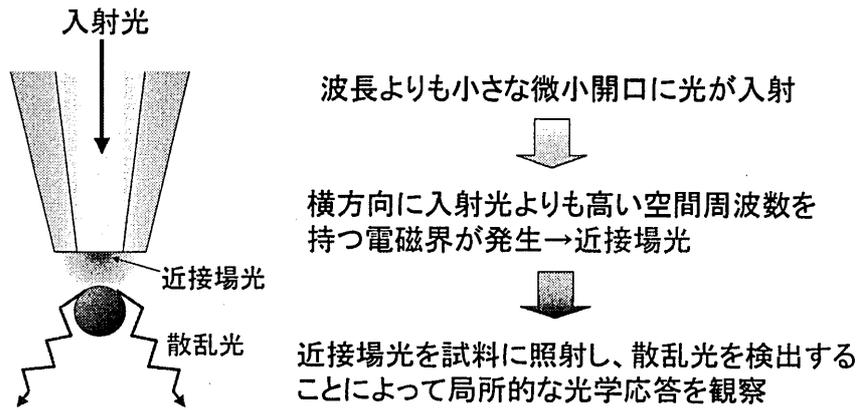
- ①透過型
- ②反射型
- ③Illumination-Collection mode

Collection-mode

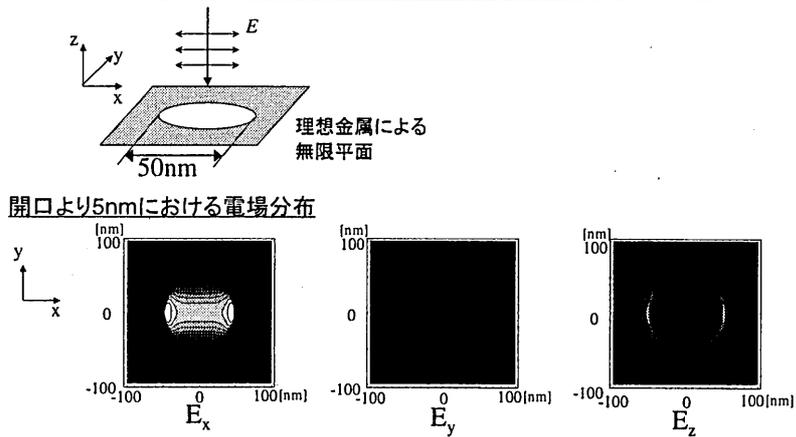


全反射によって試料表面に発生するエバネッセント場をプローブ開口より検出

SNOMの原理



微小開口における電場分布



円形の微小開口付近に発生する電場は入射電場の偏光方向に大きく依存

背景

SNOM(Scanning Near-field Optical Microscopy)

SNOMの分解能は開口径によって決定され、光源の波長よりも小さくすることが可能



開口径が100nm以下のファイバプローブを用いることによってナノ領域での光学特性の測定の可能性

Problem

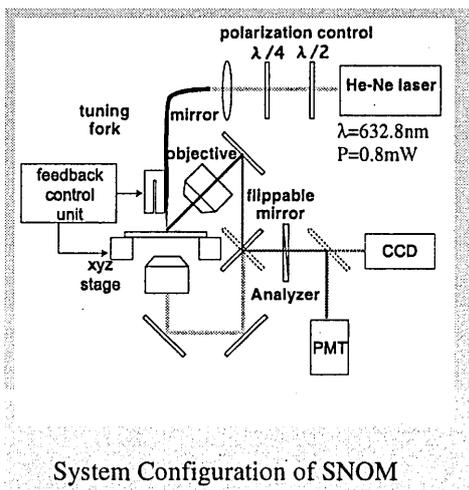
SNOM像はファイバプローブ開口における近接場光の偏光状態の影響により変化を示す

目的

SNOM像における偏光依存性の解明

- ファイバプローブの先端を切断し、円形開口を形成
- ファイバプローブの開口における偏光状態を制御
- 微細かつ高精度なグレーティング構造を持つ標準試料の作成
- CDA(双極子結合近似)法による反射型SNOM像のシミュレーション

SNOM装置構成



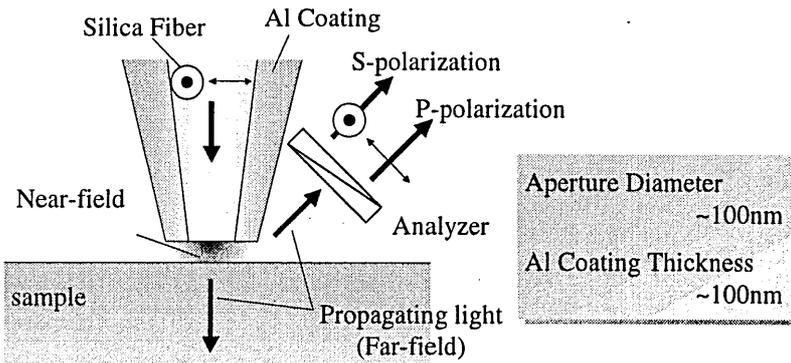
He-Neレーザー($\lambda=632.8\text{nm}$,
 $P=0.8\text{mW}$)を光源として用い、
 ファイバプローブに結合させた。

1/2波長板および1/4波長板をファイバプローブとレーザーの間に挿入した。

試料表面における散乱光は試料上方の対物レンズによって集光し、PMT(光電子増倍管)を用いて検出した。

System Configuration of SNOM

SNOMにおける偏光

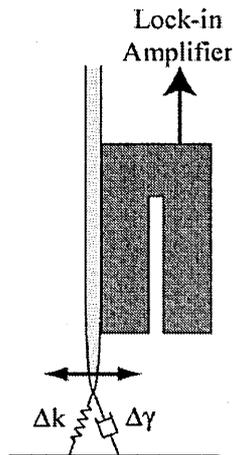


検光子によって散乱光を2つの偏光成分に分離して検出した。

S偏光.....試料表面に対して平行な成分

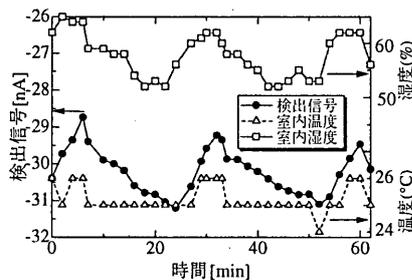
P偏光.....試料表面に対して垂直な成分

Tuning Fork による距離制御

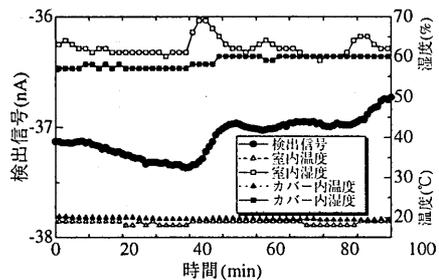


プローブを横方向に振動させる
 ↓
 プロブー試料間が約15nm以下になるとシアフォースが発生
 ↓
 チューニングフォークによって電気信号に変換して検出
 ↓
 検出信号が一定となるようにステージ高度を制御

シアフォース検出信号の温湿度依存性



温湿度による検出信号の変化

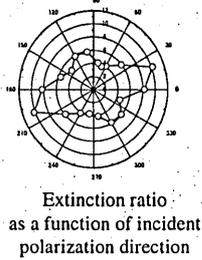
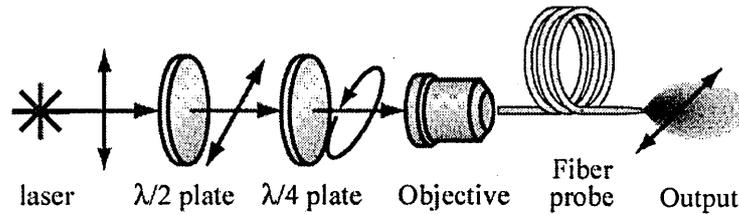


温室度制御後の検出信号の変化

温度および湿度によって検出信号強度が変化

↓
室内環境を制御することで安定性が向上

プローブ開口における偏光制御

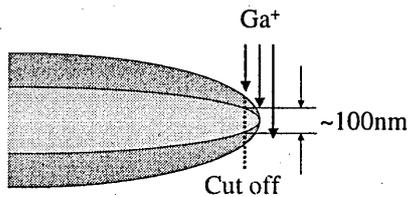


λ/2 板 - 偏光方向を任意方向に回転
λ/4 板 - ファイバ内での複屈折を補償

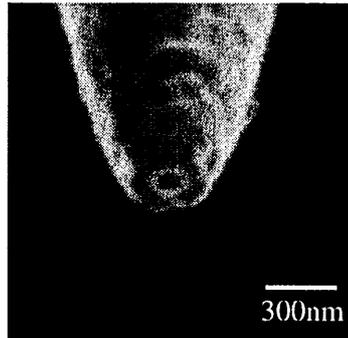


消光比の改善と偏光方向の制御を実現

FIBによるプローブ先端の平坦化



FIB condition	
Accelerating voltage	30keV
Aperture diameter	6μm
Beam current	0.68-0.83pA



SIM image of a FIB etched SNOM probe.
Aperture diameter is about 100nm.

FIBによってプローブ先端を切断することで円形の開口を形成

FIBエッチングによる消光比の改善

Extinction ratios

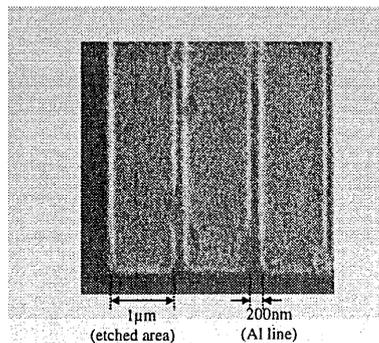
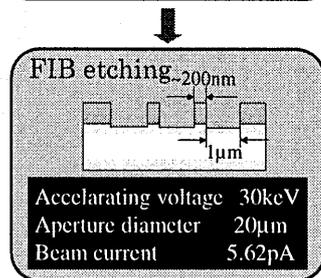
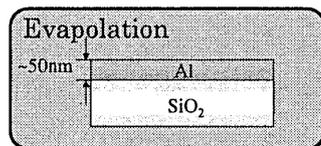
Probe No.	FIB etching	Extinction ratio	Throughput (min/max)
A	×	1:6.5-1:9.6	0.30/0.41
B	×	1:9.7-1:16	0.27/0.51
C	×	1:3.3-1:7.5	0.17/0.34
D	○	1:71.4-1:96.0	2.38/2.57
E	○	1:38.5-1:66.3	1.12/1.36
F	○	1:29.2-1:45.4	1.26/1.63

- ほとんどのプローブにおいて全方向に対して約1:30以上の消光比が得られた。

- プローブの開口からの伝搬光の出力は入射光の偏光方向の回転に対して30%以内の変化に抑えられた。

ファイバプローブの長さは 約40cm

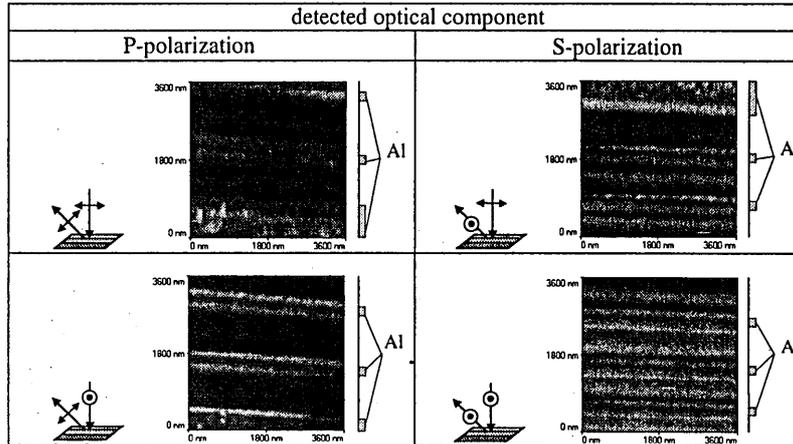
試料作製



The SIM(Scanning Ion Microscopy) image of the FIB etched sample

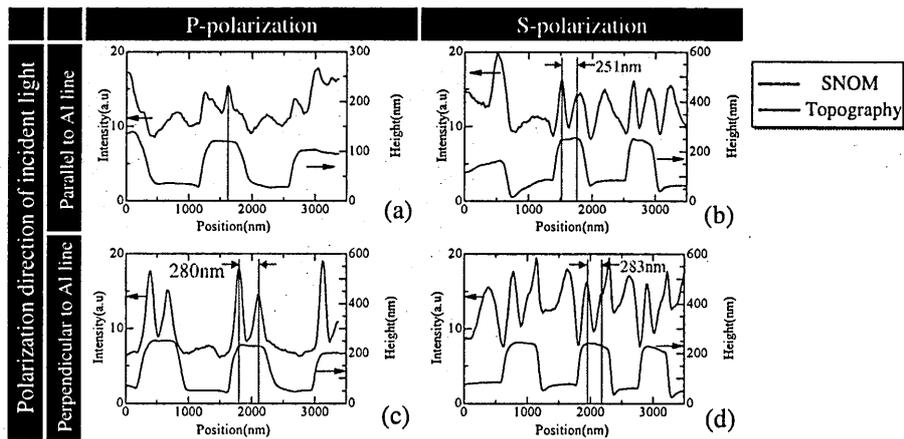
1μm間隔で200nm幅のAlラインを持つグレーティング構造を作製

SNOM像の偏光依存性



Alラインの中央部とエッジ部の強度比は入射光および検出光の偏光方向を制御することによって変化

SNOMおよびトポグラフィの強度プロファイル



図(a)を除いてAlラインのエッジ部にピークが観察された
→ 試料形状の影響大

SNOMシミュレーション法の比較

CDA(Coupled Dipole Approximation)法

物質内に誘起される分極からの電場を計算

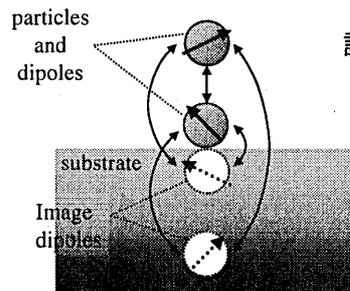
- 遠方まで計算が可能
- 複雑な形状には適用しにくい

FDTD(Finite Difference Time Domain)法

ヘルムホルツ方程式を差分近似により計算

- モデル化の自由度が高い
- 遠方界が直接計算できない

Coupled Dipole Approximation Method



試料表面に光が入射した際に、

入射電場は粒子内部に分極による
双極子を誘起する。

試料内には双極子の鏡像が誘起される。

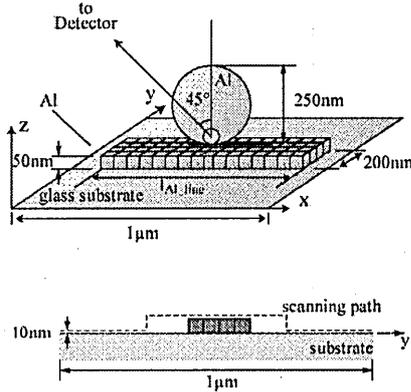
全ての双極子の相互作用を計算することによって全体の電場を得る。

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) = \mathbf{E}_{\text{inc}}(\mathbf{r}, \omega) + \int_{V_{\text{obj}}} \bar{\mathbf{g}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) \cdot \mathbf{P}(\mathbf{r}', \omega) d\mathbf{r}'$$

\mathbf{r}, \mathbf{r}' : position of a dipole
 \mathbf{E}_{inc} : Incident electric field

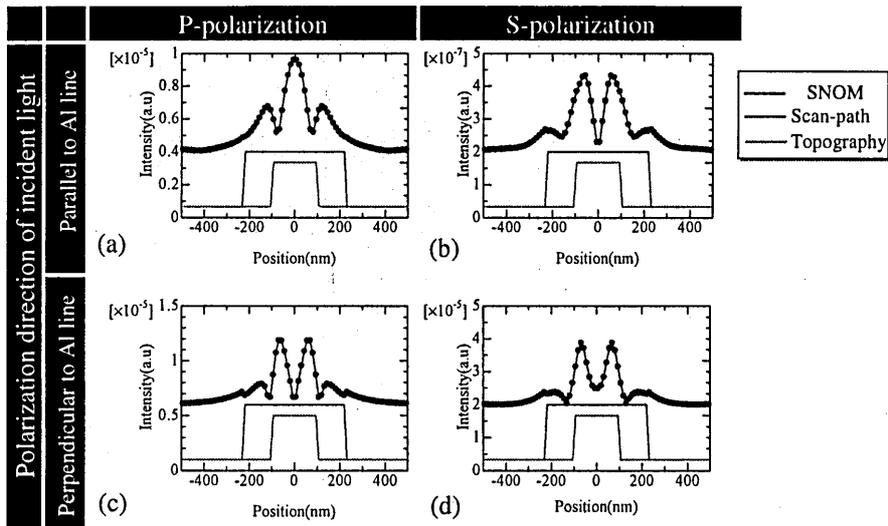
$\bar{\mathbf{g}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega)$: A propagator from \mathbf{r}' to \mathbf{r}
 $\mathbf{P}(\mathbf{r}', \omega)$: polarization at \mathbf{r}'

プローブおよび試料のモデル化



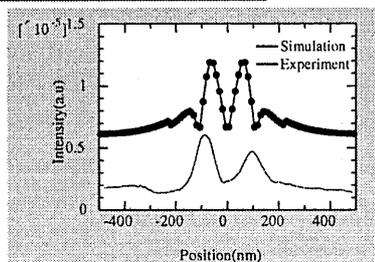
- 試料に照射される光は電気双極子による場で近似
- Alコーティングは単一のAl球でモデル化
- ストライプは1辺12.5nmの立方体セルに分割してモデル化
- プローブは試料の10nm上方を走査すると仮定

シミュレーション結果(I)

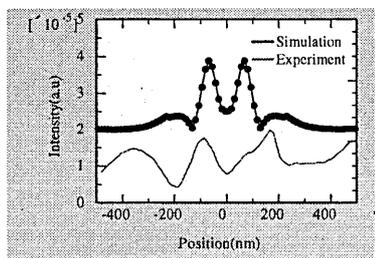


シミュレーション結果(II)

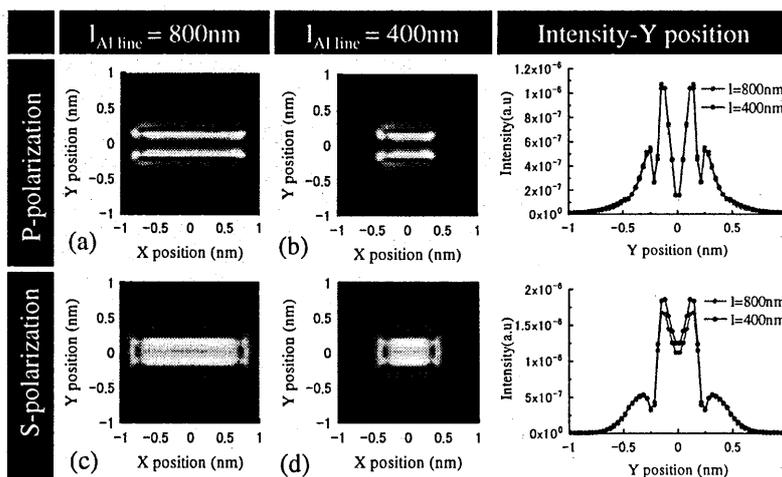
(a)以外のシミュレーション結果ではAIラインのエッジ部にピークが現れ、実験の結果と一致した。



S偏光の場合のAIラインの間における強度分布は実験と大きく異なる傾向が現れた。より正確にシミュレートするためにはプローブ形状のモデルを実際の形状に近づける必要があると考えられる。



AIライン長のプロフィールへの影響



近接場光の偏光方向がAIラインに対して垂直な場合

まとめ

- プローブの改善
→直径約100nmの円形開口が得られた。
- 偏光制御
→全方向に対して約1:30以上の消光比が得られた。
- 試料作製
→200nm幅のAlラインを持つグレーティング試料を作製
- SNOM シミュレーション
→シミュレーション結果は定性的に実験結果と一致したが、
Alライン間の傾向は表せなかった。

SNOM像は試料形状の情報を含むが、近接場光および検出光の偏光方向を制御することによって試料形状の影響を低減できる可能性がある。

サブ波長の表面周期構造をもつ光学素子
Optical elements with subwavelength structured surfaces

菊田 久雄
大阪府立大学

Hisao Kikuta
Osaka Prefecture University

2001年10月23日
於

輻射科学研究会の10月例会
サブ波長の表面周期構造をもつ光学素子

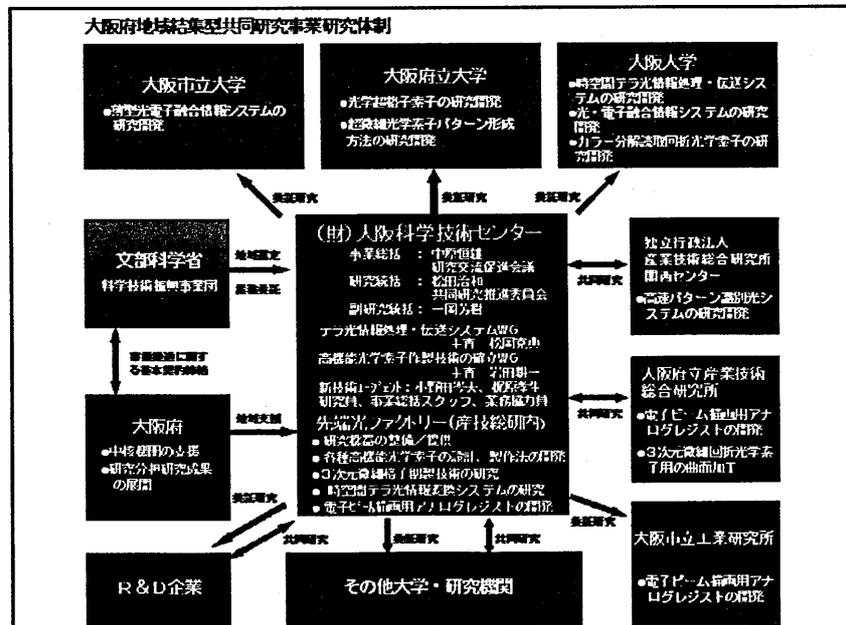
大阪府立大学 菊田 久雄

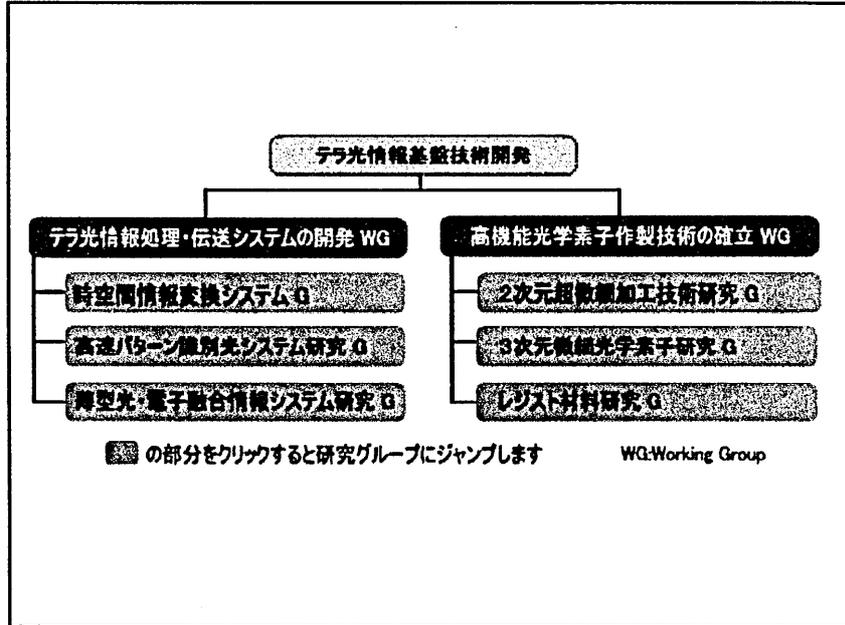
プロジェクトの構成

サブ波長格子の概要

偏光画像計測システム

共鳴格子フィルター





主要装置

電子ビーム描画装置
 レーザービーム描画装置
 紫外線ホログラム露光装置
 マスクアライナ

プラズマエッチング装置

電子線真空蒸着装置

干渉膜厚測定機
 白色干渉形状測定装置
 プローブ・プロファイラー



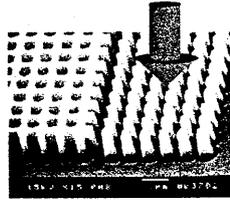
Direct-writing electron beam lithography system



Neutral loop discharge plasmas (NLD)

0. Artificial Refractive Index and Form Birefringence

Effective Refractive Index

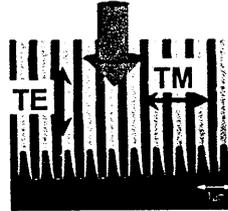


$$n_{\text{effec}} = \sqrt{\epsilon_{\text{effec}}}$$

$$\epsilon_{\text{effec}} = f \epsilon_1 + (1-f) \epsilon_2$$

f : fill factor,
 ϵ_1, ϵ_2 : dielectric constants

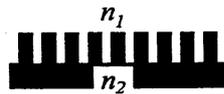
Form Birefringence



$$\text{TE: } \epsilon_{\parallel} = f \epsilon_1 + (1-f) \epsilon_2$$

$$\text{TM: } \frac{1}{\epsilon_{\perp}} = f \frac{1}{\epsilon_1} + (1-f) \frac{1}{\epsilon_2}$$

有効屈折率



異方性

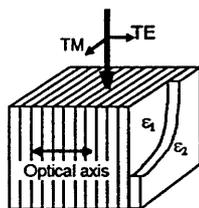


屈折率分布

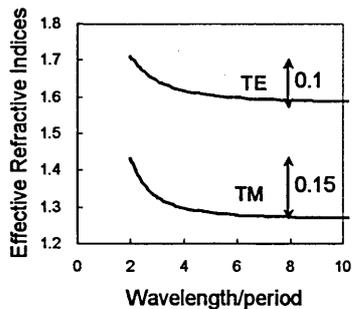


縦の分布

Birefringence and Dispersion



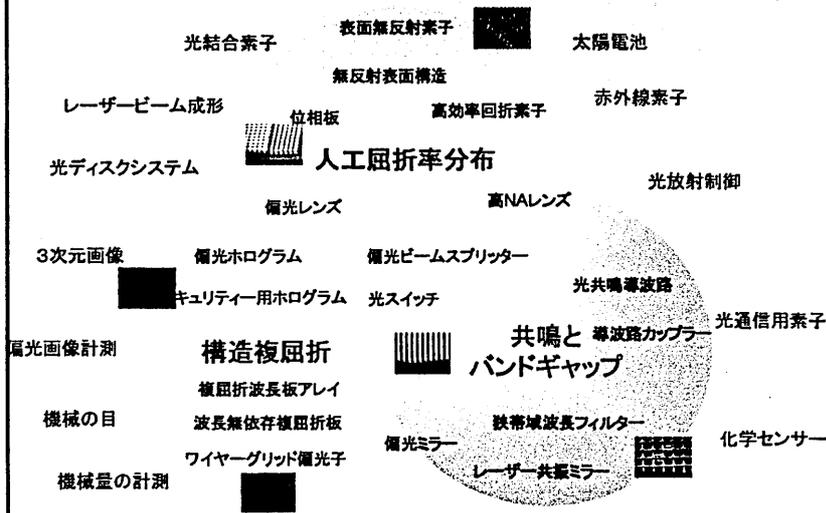
Indices : 2, 1
Duty Cycle: 0.5



強い複屈折	$\Delta n=0.3$	水晶	Δn 0.009
等方的	$\Delta n=0.0$	雲母	0.038
		方解石	0.170

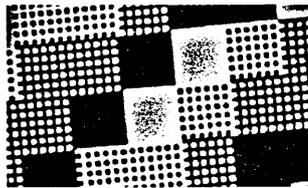
サブ波長の格子構造を持つ光学素子 (受動素子)

2001. Mar.
H. Kikuta

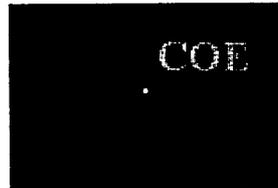


2. Computer generated holograms consist of subwavelength structures

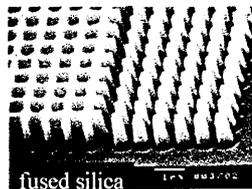
2.1 non-polarization CGH



4-level phase hologram



Diffraction image



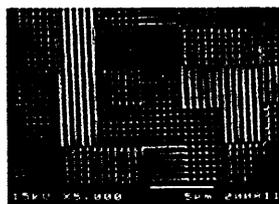
fused silica

Λ : $0.7\mu\text{m}$
 λ : $0.8\mu\text{m}$

Efficiency : 63%
(73% calculation)

W. Yu et al. Appl. Opt. 39 (2000) 3531

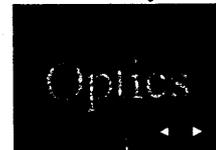
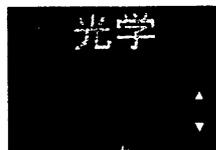
2.3 Polarization Hologram



Fabricated CGH pattern

Λ : $0.42\mu\text{m}$
 t : $1.0\mu\text{m}$

128×128 pixels
for 633nm wavelength



Diffraction images

Efficiency ~10%

W. Yu et al, Extended abstract of Optics Japan 2000, 151-152

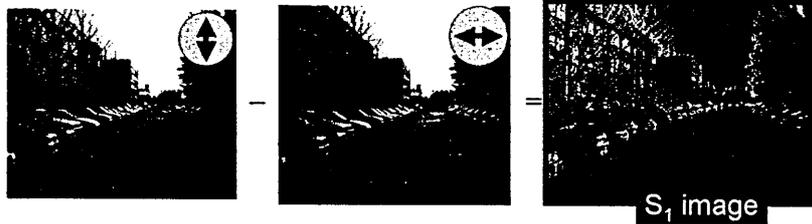
実時間偏光計測

偏光画像を高速でとらえる

製品の表面検査

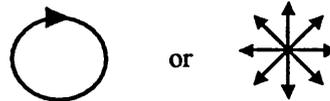
3次元物体の認識 → ロボット・ビジョン

偏光画像の例

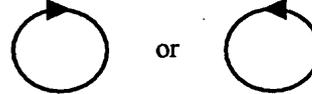


偏光状態の完全な判別不可

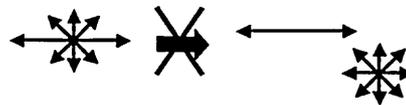
(例1) 非偏光と円偏光
が区別できない



(例2) 円偏光の回転方向
が判別できない

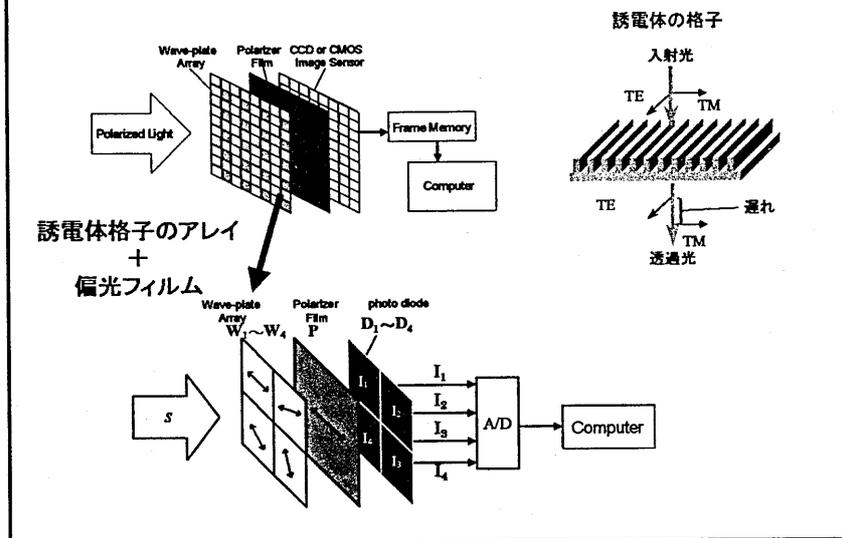


(例3) 偏光成分と非偏光
成分を分離できない



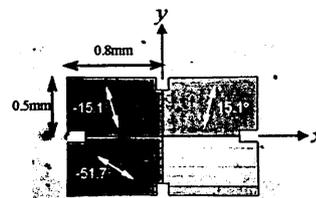
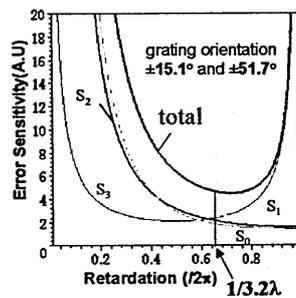
Stokes Parameters : S_0 S_1 S_2 S_3
?

偏光状態を完全に決定するシステム



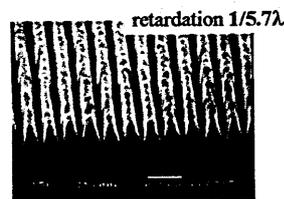
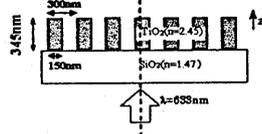
波長板アレイの設計と製作 (2x2アレイ)

誤差感度曲線



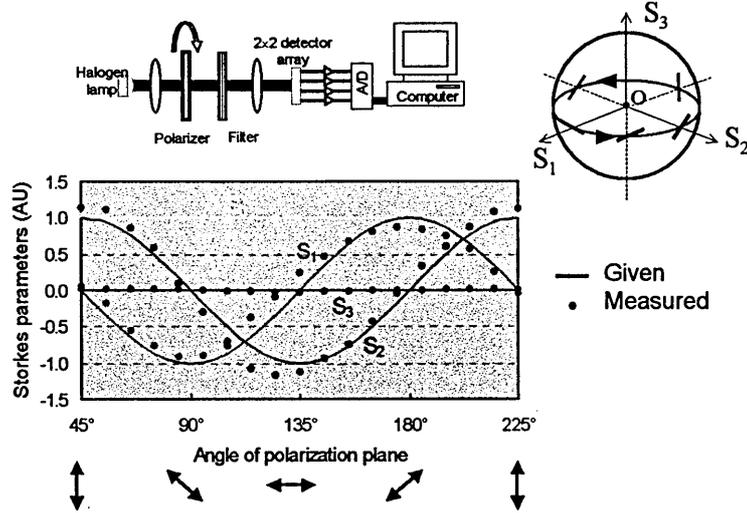
Fabricated 2x2 retarder placed between parallel polarizers

設計した微細周期格子



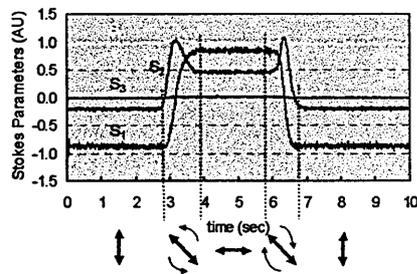
Scanning electron micrograph of form birefringent retarder

直線偏光の測定

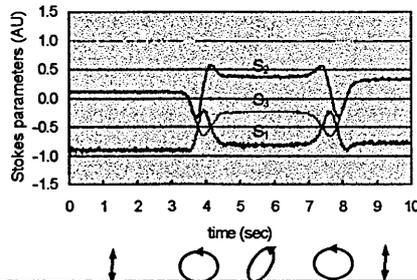


時間変化の測定例

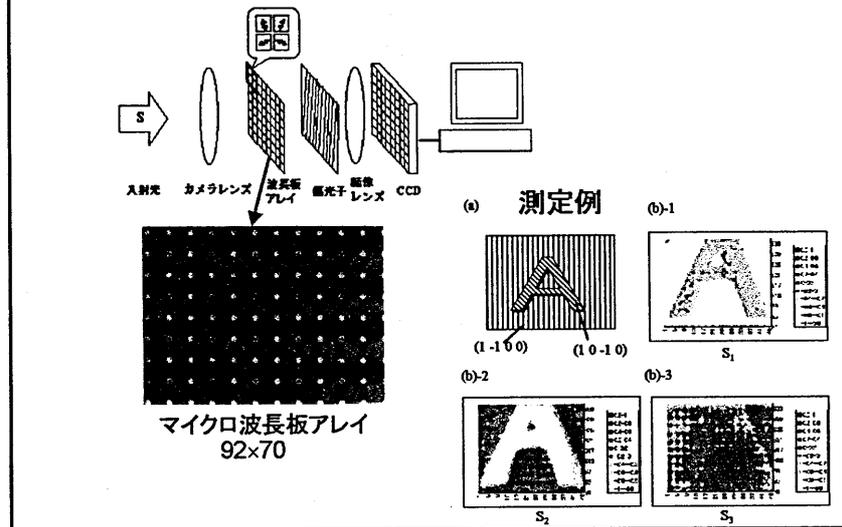
直線偏光の場合



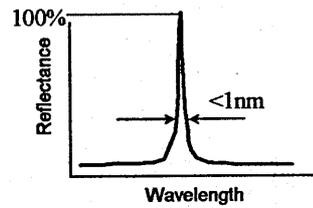
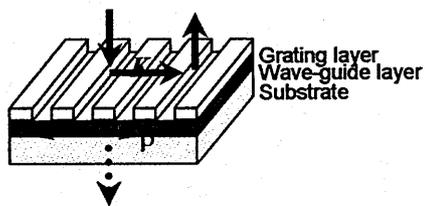
楕円偏光の場合



構造複屈折マイクロ波長板アレイを用いた偏光画像計測システム



3. Guided mode resonant grating filter



Resonance condition

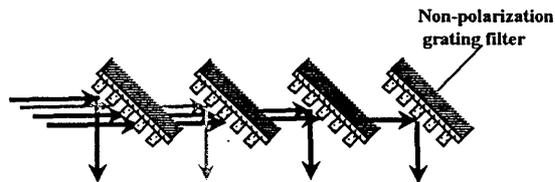
$$\beta = K \equiv \frac{2\pi}{\Lambda}$$

β : propagation constant
 K : grating vector
 Λ : grating period

reflection filter
 with
 narrow band,
 high efficiency

For example: M. G. Mugusson et al, Appl.Phys.Lett. 61 (1992) 1022-1024

Wavelength filter for WDM ?



無偏光化

非共鳴波長の無反射化

小さくできるの

反射スペクトルの形状はどの程度制御できるの？

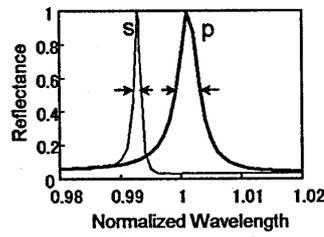
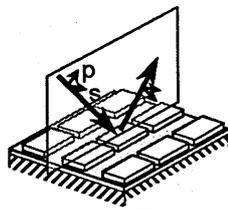
GMRG filterの課題

もと Popov, Magnusson

	垂直入射	斜め入射
低バンド	多層膜化 (Magnusson) Moth Eye (水谷)	
無偏光化	2次元正方配列 (Morris)	2次元菱形配列 (水谷)
光波閉じ込め	2重周期格子 (Lemarchand, 水谷)	未解決
反射スペクトル形状 の制御	未解決	未解決

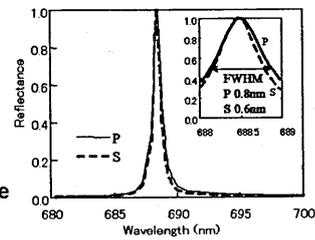
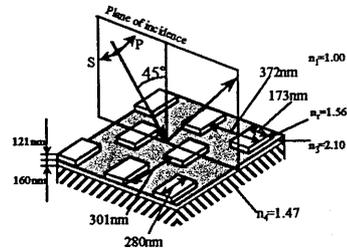
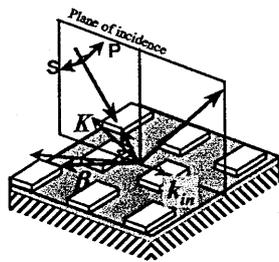
Non-polarization resonant grating filter for oblique incidence
 equal resonant wavelengths
 and
 equal band-widths

Polarized Case

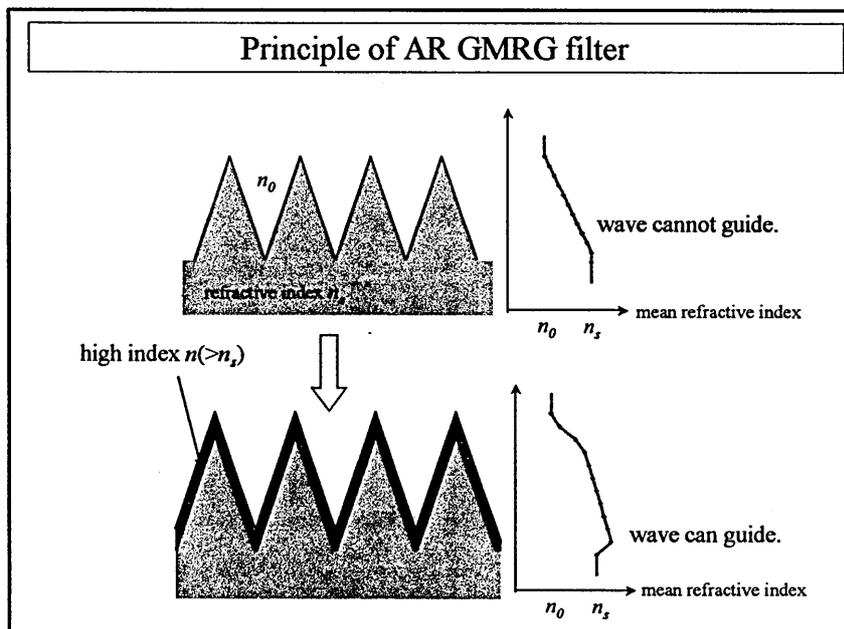
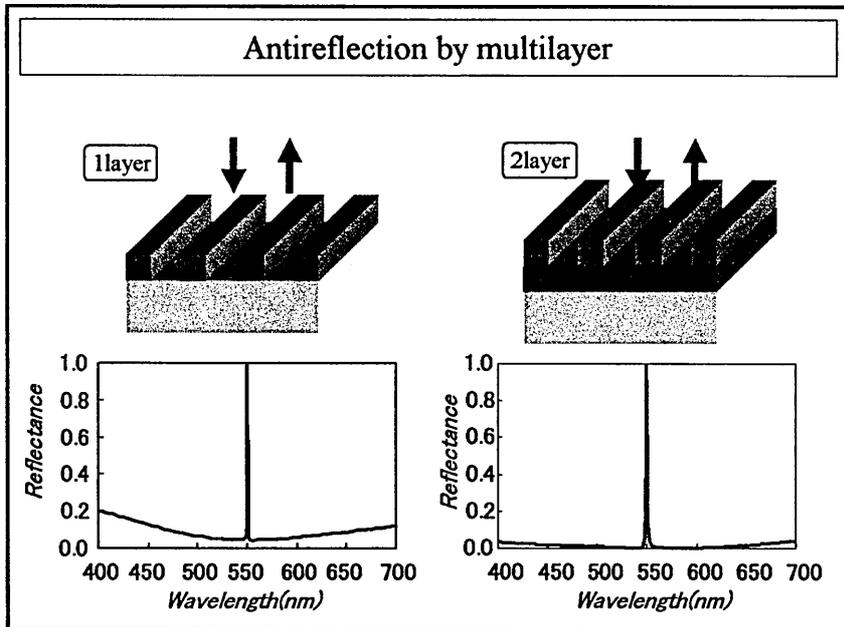


3.3 Designed grating structure

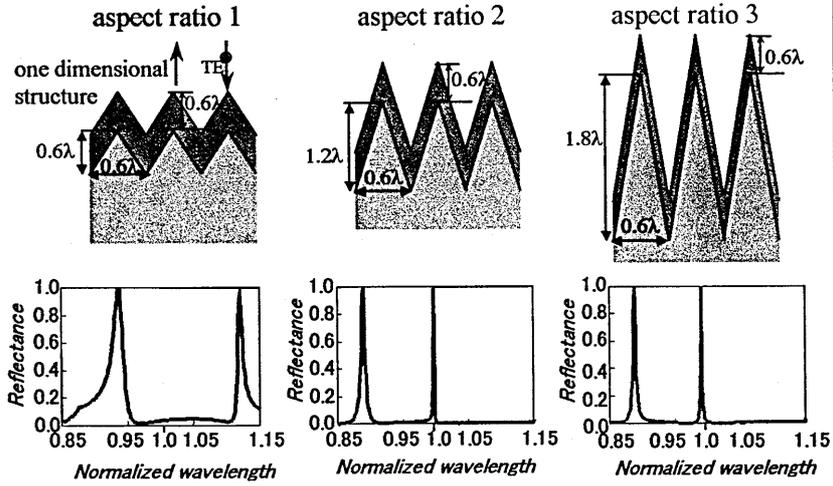
Mizutani et al, J. Opt. Soc. Am. A, 18, 5 (2000)



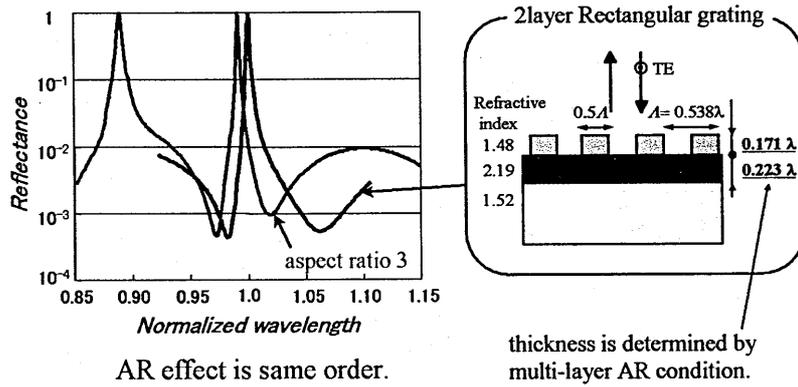
Calculated spectrum reflectance



Spectral reflectance about different aspect ratios



Compare spectral reflectance of 2layer GMRG filter



GMRG filter

Resonance condition
(input coupling condition)

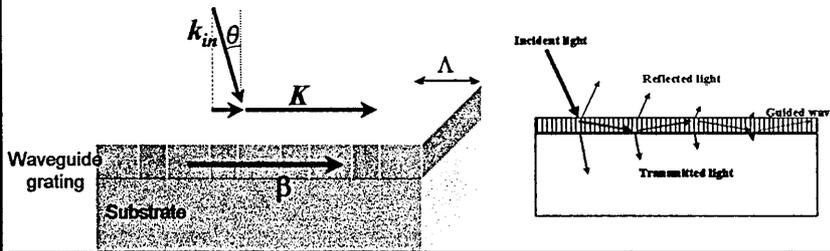
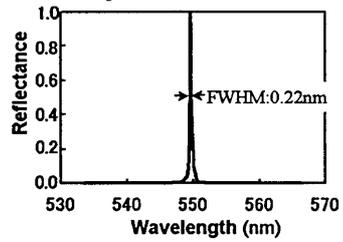
$$k_{in} \sin \theta + mK = \beta$$

K : grating vector ($2\pi/\Lambda$)

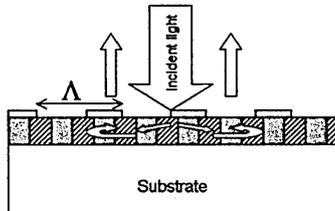
m : integer

β : propagation constant of waveguide

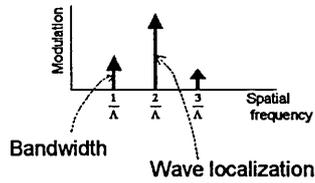
Example of a calculation result



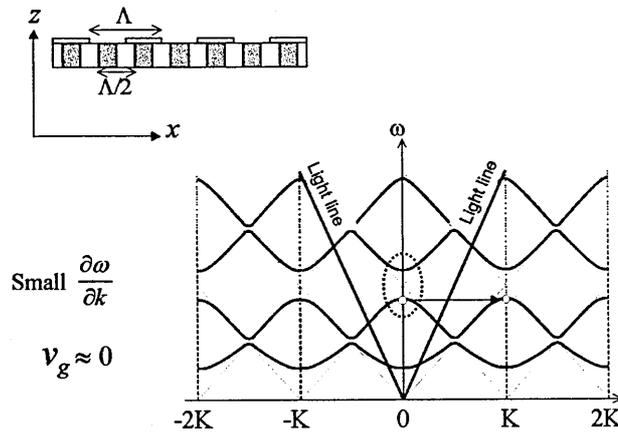
Concept of the wave localization



Spectrum of index modulation

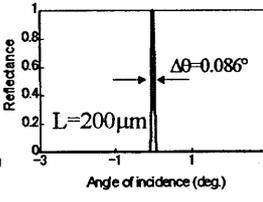
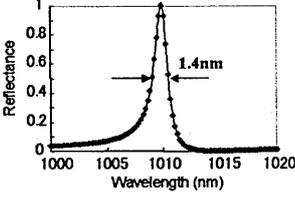
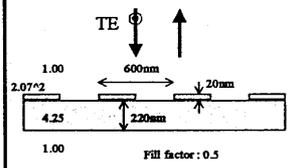
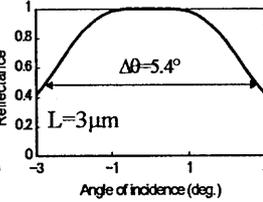
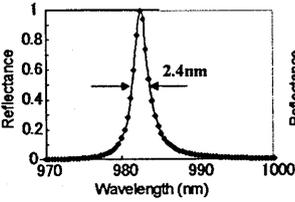
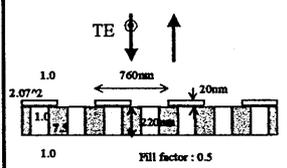


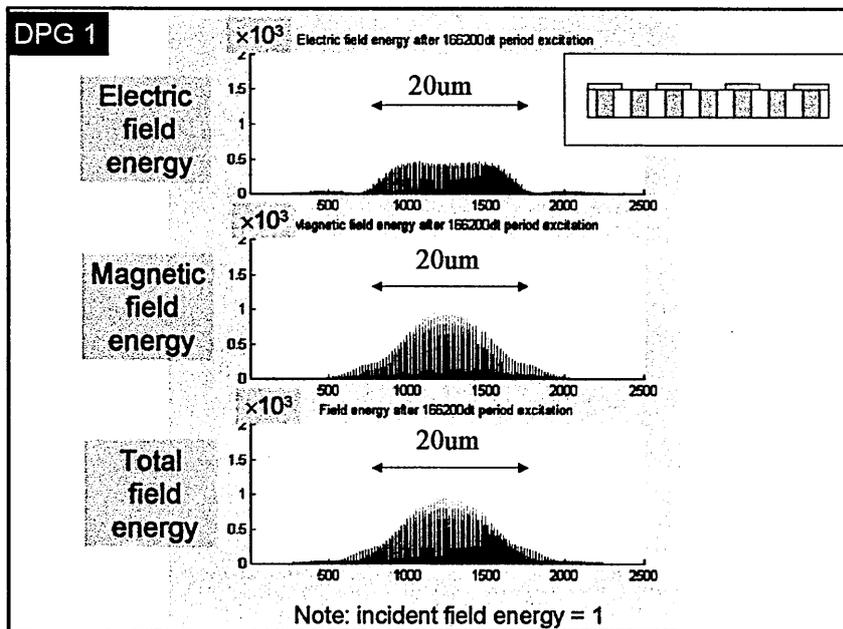
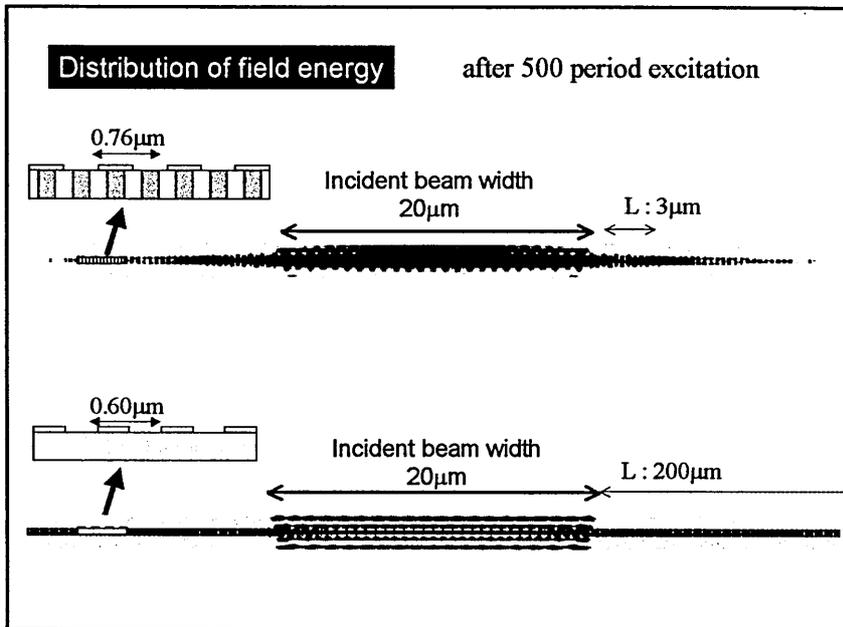
Schematic band-diagram

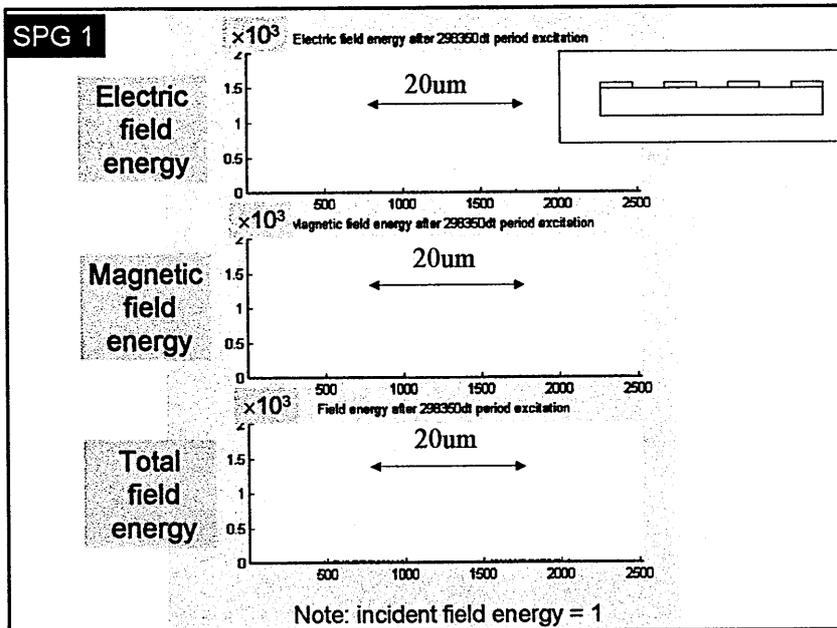


Examples of GMRG filters

$$L = \frac{\lambda}{\pi \sin(\Delta\theta)}$$







まとめ

- プロジェクトの構成
- サブ波長格子の概要
- 偏光画像計測システム
- 共鳴格子フィルター

サブ波長の格子は応用と作成技術による実用化が主題

共鳴領域の格子は新しい現象がある

プラズマエッチング技術を用いた
微細光学素子の製作

Fabrication of Optical Elements using Plasma Etching

豊田 宏、四谷 任

(財)大阪科学技術センター 地域 COE 推進室

2001年10月24日

於 (財)大阪科学技術センター 先端光ファクトリー

1. はじめに

近年、プラズマエッチング技術は微細加工に幅広く利用されており、その中でも半導体作製過程には欠かせないものとなっている。素子性能の向上に伴う高集積化のため、製作される半導体構造はさらに微細になってきており、このような構造を作製するためにエッチングプラズマを原子・分子レベルで制御することが重要視されている。このため、高精度化されたプラズマ計測技術を用いてプラズマ中の様々な反応過程の解明がされつつある。

一方、光学分野では使用する素子の小型・軽量化に伴い素子の微細化が進んでいる¹⁾。この時、使用する光の波長により光学素子の表面形状は回折型および屈折型に分類される。一例として、DVDのピックアップレンズに回折光学素子(Diffractive Optical Element: DOE)が適用されている。その素子表面はマイクロサイズからサブマイクロサイズの微細な構造を持っている。プラズマエッチング技術は、このような微細光学素子を一括製作できる有効な製造技術として関心が高まっている。光学素子作製を行う場合、石英ガラスなどの透明な材料に電子線レジストあるいはフォトリソを塗布し、そのレジストに微細光学素子のパターンを形成する。この形状をプラズマエッチングを用いて安定な材料である石英ガラス上に転写して光学素子を製作する。この時、所望の光学特性を満足する為には、それぞれの作製工程において光学設計から得られた表面形状からの寸法変換差を極力無くすることが必要となる。電子ビーム(EB)露光および光露光において、その差を小さくすることは可能であるが、エッチング工程においては寸法変換差が上記のものに比べて大きい為、エッチングを制御することが必要になり、石英ガラス(被エッチング材料)に対するエッチング特性を理解することが重要になる。

この報告では、光学素子製作を目的としたプラズマエッチング条件の最適化について述べる。具体的には反応性イオンエッチング装置を用いて、様々なプラズマ生成条件のもとで、石英ガラスのエッチング速度および表面粗さを測定した。また、レジストマスクとの選択性および製作した微細光学素子についても示す。

2. 実験装置および実験方法

図1に磁気中性線放電(Neutral Loop Discharge: NLD)プラズマ^{2,3)}を用いた

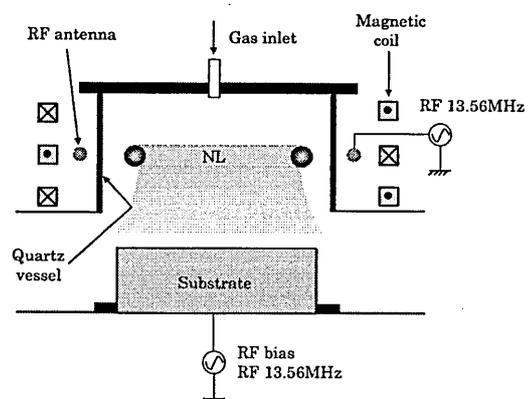


図1 NLD-800 エッチング装置

日本真空技術社製 NLD-800 エッチング装置の概略を示す。プラズマ生成には 13.56MHz の高周波電力を用いている。3つの円筒磁場コイルにより真空容器内に磁場 0 のループが形成される。この近傍にアンテナを配置し、高周波電力を供給するとループに沿って高密度プラズマが生成される。この高密度プラズマ中のイオンを、高周波バイアス電力を印加して基板に引き込み、反応性イオンエッチングを行う。放電圧力は 0.5 Pa とし、使用ガスは C_4F_8 、 CH_2F_2 で、マスフローコントローラーを用いてガス流量を制御し、その混合比を変えてチャンバー内に流入させる。また、微量の O_2 も加えている。供給した高周波電力はアンテナ電力を 1000 ~ 1500 W、バイアス電力を 200 ~ 400 W の範囲で変えた。エッチング材料は $25 \times 25 \times 1 \text{ mm}^3$ の石英ガラス（合成石英）と、その基板上にレジストを塗布したものである。また光学素子作製のために、基板として電子ビーム露光、紫外光露光で作製されたレジストパターンおよび金属マスクをもつ石英ガラス基板を用いた。エッチングによる段差計測および石英ガラスの表面粗さの評価装置には、3次元構造解析光学顕微鏡（New View5020、ZYGO 社製）を使用した。また、製作された微細光学素子の形状観察に走査型電子顕微鏡（JSM-5310、日本電子社製）を用いた。

3. 実験結果および考察

図 2 に C_4F_8 と CH_2F_2 のガス混合比に対する石英ガラスのエッチング速度依存性を示す。この時、真空チャンバー内に流入する全ガス流量は O_2 : 3sccm を含め 100sccm で、その中で CH_2F_2 流量を 7 ~ 70 % の範囲で変えた。放電条件は圧力 0.5 Pa、アンテナパワー P_A :1200W、バイアスパワー P_B :250W とした。 CH_2F_2 ガス混合の割合が 7 ~ 20%程度では、エッチング速度は $0.5 \mu\text{m}/\text{min}$ でほぼ一定の値を示すが、20 ~ 70%の領域ではエッチング速度は低下し、70%以上では完全にエッチングが停止している。これは 20%までの範囲ではエッチング反応のみが優勢な領域で、20%以降はプラズマ中での堆積反応が起こり始め、その結果としてエッチング速度が低下していること

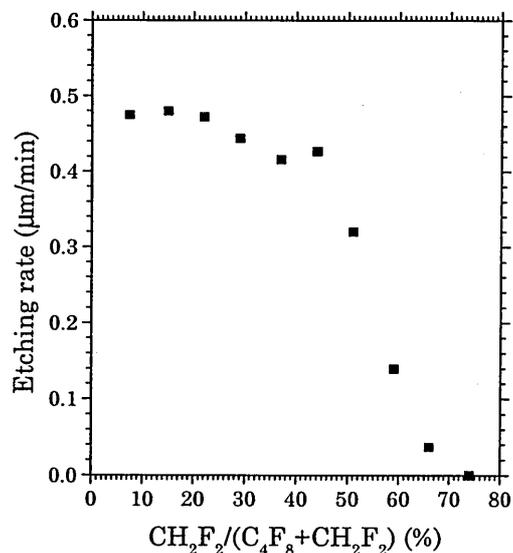


図 2 石英ガラスのエッチング速度のガス混合比依存性

が考えられる。この堆積反応はエッチングにより形成された初期形状を保つ上で、非常に重要である。この堆積反応はホールのような異方性エッチングを行う時、ホールの側壁へ保護膜形成を行う。つまり堆積反応によりその形状を維持することが可能となる。これを考慮すれば、全流量に対して CH_2F_2 ガスを 40～50%の割合で混合した領域、即ちエッチングと堆積反応が混在する領域でエッチングを行うことが最適な条件の一つとして考えられる。

次に、混合比を C_4F_8 : $\text{CH}_2\text{F}_2 = 6 : 4$ と固定し、ガス流量に対する石英ガラスのエッチング速度の変化を図3に示す。放電条件は圧力 0.5 Pa、アンテナパワー P_A :1200W、バイアスパワー P_B :250W とした。また、 O_2 を 3 sccm 流している。図3において、ガス流量が 30 sccm から 150 sccm

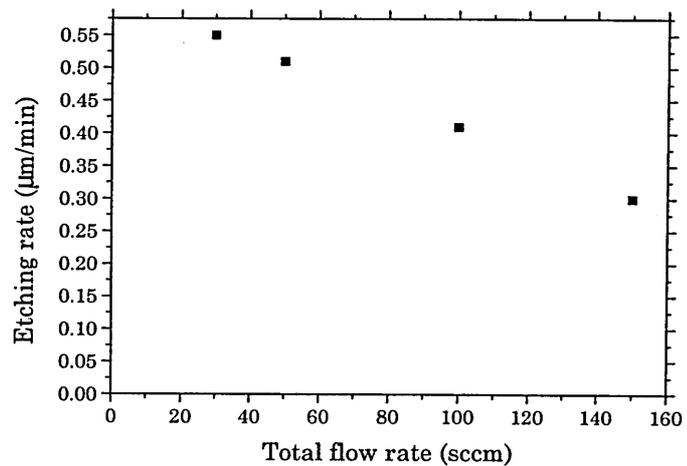


図3 流量に対する石英ガラスエッチング速度変化

へ増加するにつれて、エッチング速度は低下する傾向にある。今、圧力を一定として、流入するガス流量を変動させている。これは真空チャンバー内の原子・分子の滞在時間が流量に対応して変動していることを意味しており、この滞在時間は次の式で定義される。

$$\tau = \frac{PV}{Q} \quad (1)$$

ここで、 P および V は、真空チャンバー内の圧力および体積、 Q はチャンバー内に流入するガス流量である。故に、図3から滞在時間が長いほど、エッチング速度が大きくなるということを示している。これは、石英ガラス表面と活性種との反応により、エッチング材料をエッチングする時間と活性種の滞在時間が大きく関係していると考えられる。微細光学素子を作製する時、基板表面に露出する被エッチング材料の表面積は、パターン形成した部分としていない部分では大きく異なる。また、光学素子が非周期構造を持っている場合（例：回折型シリンドリカルレンズ）にも表面積が異なる。基板に向かうイオン束は、露出する表面積が小さくなる、即

ち開口サイズが狭くなると少なくなることが推測され、これが原因でエッチング速度が著しく低下する可能性がある。

エッチングで作製された素子が光学特性を満足する為には、エッチング深さはいづれの場所においても同じでなくてはならないため、露出した石英ガラス表面積に依存せず、同じエッチング速度である条件を見出す必要がある。つまり、実際にサブミクロンオーダーの微細な周期構造および非周期構造を持った光学素子をエッチングで作製するには、この滞在時間も考慮して最適化を行うべきであると考えられる。

放電条件のアンテナパワーおよびバイアスパワーを変えてエッチング速度を測定した結果を図4に示す。それぞれのパワーの増大に伴い、エッチング速度は速くなる傾向にあり、そのレートは $0.6 \sim 0.8 \mu\text{m}/\text{min}$ と変化している。この放電形式ではアンテナパワーを投入すればするほど、プラズマ電子の熱化が促進される。これによりプラズマ生成領域、すなわち磁気中性領域でのイオンの効率的な生成が行われてエッチング速度が速くなっていると考えられる。一方、バイアスパワーについては、パワーの増大に伴い、基板に入射するイオン束が増加することでエッチング速度が速くなっていると考えられる。

図4に示した実験条件に対応して、図5にエッチングされた石英ガラスの表面粗さのアンテナおよびバイアスパワー依存性を示す。縦軸に示す表面粗さは、各放電条件に対し1分間で得られたエッチング深さに対する割合で示している。図に見られるように、アンテナおよびバイアスパワーの増加に伴い、良い表面状態が得られることが実験により示されている。

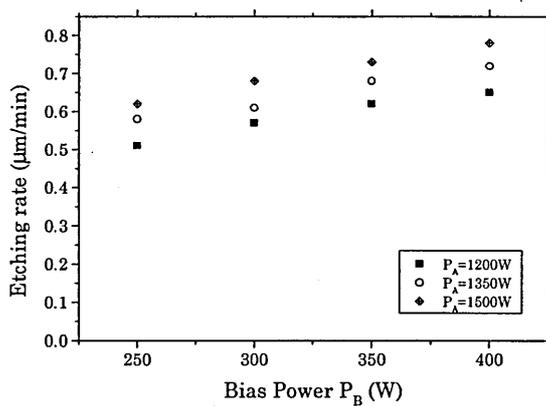


図4 アンテナおよびバイアスパワーに対するエッチング速度の変化

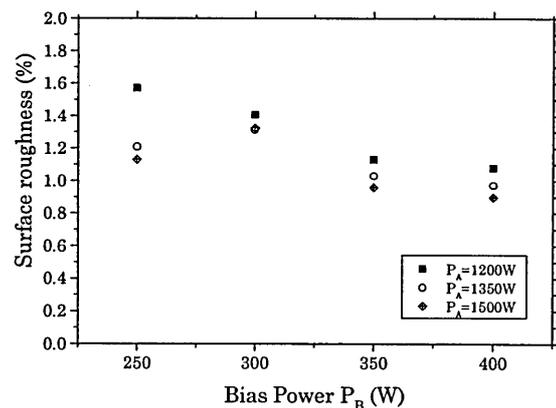


図5 アンテナおよびバイアスパワーに対する表面粗さ変化

実際の光学素子作製を行う場合には、所望の深さを得るためにレジストマスクのエッチング耐性を知ることが必要である。このエッチング耐性は、下地基板とマスクとのエッチング速度の比、つまり選択比により表現される。このとき、選択比 C は次の式により定義した。

$$C = \frac{R_{fs}}{R_m} \quad (2)$$

ここで、 R_{fs} は石英ガラス基板のエッチング速度、 R_m はレジストのエッチング速度である。

各種レジストマスクおよび、金属マスクを用いて選択比を測定した結果を図6に示す。

用いたマスクはデジタル型電子線レジスト ZEP520 およびアナログ型電子線レジスト OEBR1000 で、いずれもポジ型である。またフォトレジストおよび金属マスクとしてクロム薄膜も用いた。エッチング条件は全流量を 100 sccm、圧力 0.5 Pa、 $P_A / P_B = 1500 / 250$ W、エッチング時間は 60sec であった。電子線レジストではその耐性は低く、選択比で 2 ~ 3、フォトレジストでは ~ 5、金属マスクでは > 20 という結果が得られた。

4. 光学素子作製[4]

光学素子作製においては、半導体技術をそのまま転用しているが、ここでは光学素子作製の実施例に基づいて作製手順について述べる。実施例は透明

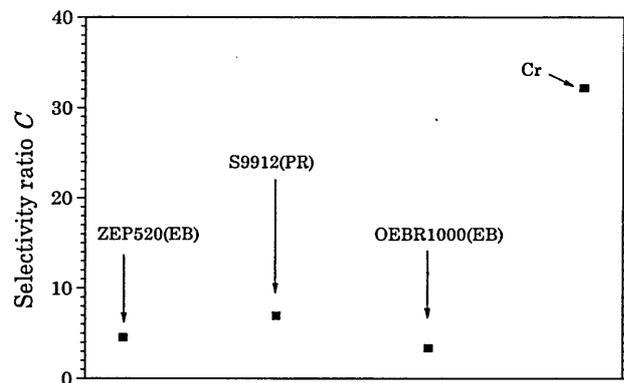


図6 各種レジストマスクのエッチング耐性

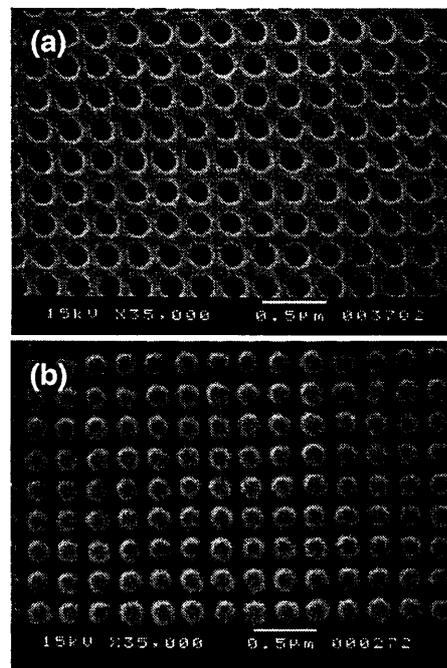


図7 SEM 写真。
(a) レジストパターン、
(b) クロムマスクパターン

光学材料の基板表面に光の波長以下の 2 次元周期構造を持つ反射防止構造表面の作製についてである。透明材料としては、石英ガラスを用いている。基板表面はレジストとの密着性を考慮して洗浄を施してある。その基板に電子線レジスト (ZEP520) をスピコートした。その後、電子ビーム描画装置 (JBX-5000SI、日本電子社製) を用いて $125\text{ nm} \times 125\text{ nm}$ の正方形を 250 nm 周期で描画した。EB 描画において加速電圧は 50 kV である。描画後、現像処理を施した結果を図 7(a) の走査型電子顕微鏡 (SEM) 写真に示す。

図に示すように、 125 nm サイズのパターンが周期 250 nm で描画されていることが確認できる。描画パターンは $125\text{ nm} \times 125\text{ nm}$ の正方形であるが、実際にはレジスト膜中および石英ガラス基板表面での電子線散乱による近接効果のために円形形状になっている。ここでは、その詳細に付いては触れないがこの近接効果補正も実際の電子線直描に対して重要な因子となっている。実際のエッチングには、金属マスクを有する石英ガラス基板を用いる。このため、次の処理を行った。この基板上にクロム薄膜を蒸着させた後、レジストを剥離液で除去すると (リフトオフ)、図 7 (b) に示すような、金属マスクをもつ石英ガラス基板が作製される。

図 7(b) に示す基板をクロムマスクがなくなるまでエッチングを施すと、図 8 に示すような形状が得られる。これは、周期 250 nm 、高さ 750 nm のアスペクト比 3 の 2 次元円錐構造を示している。これが反射防止構造として機能する。通常、基板表面での光の反射は屈折率の急激な変化により生じる。図 8 のような形状を作製した場合、空気層 ($n = 1$) から下地基板 (石英ガラス; $n = 1.46$) への平均的な屈折率分布が連続的に変化している効果により反射率を抑えることができる。このような構造では広帯域の波長および入射角度で反射防止効果が得られる。また、2 次元構造を有していることから、入射光の偏光依存性も少ないという利点もある。実際の光学特性測定から、 $400 - 800\text{ nm}$ の入射光に対して 0.5% 以下、He-Ne レーザーを用いて測定した入射角度依存性に対しては、 $5^\circ - 55^\circ$ の入射角度に対して 1% 以下の反射率を持つことを確認した。

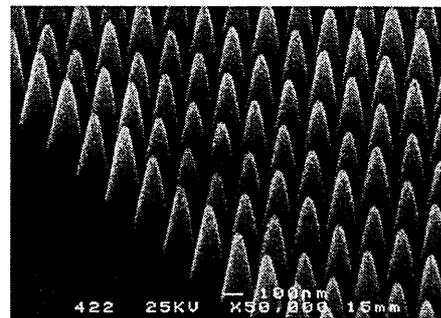
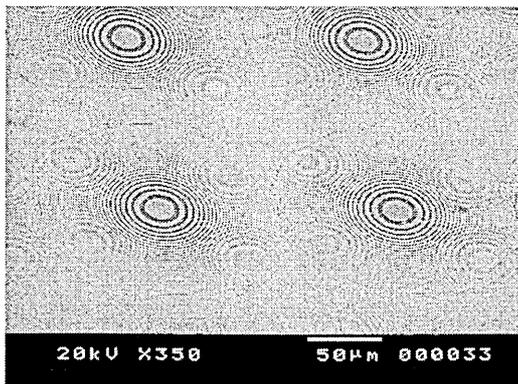


図 8 2 次元反射防止構造表面

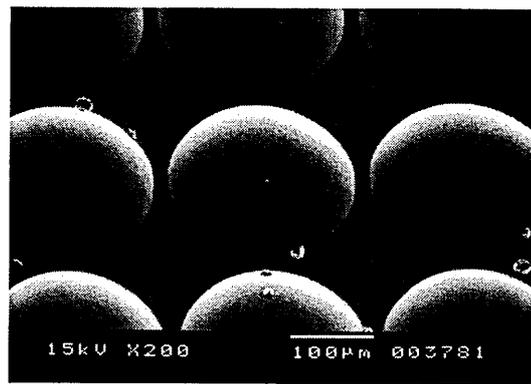
その他、試作した微細光学素子の代表的な例を示す。図 9 は微細光学素子の SEM

写真を示す。(a)は回折型マイクロレンズアレイで、そのサイズは直径 $176\mu\text{m}$ で、最外殻の最小線幅は $0.4\mu\text{m}$ である。(b)は屈折型マイクロレンズアレイ、(c)はホログラム素子、(d)はバイナリ型回折格子で $L\&S : 0.3\mu\text{m}$ 、深さ約 $0.6\mu\text{m}$ である。いずれの素子においても、目標とした任意の形状が得られている。

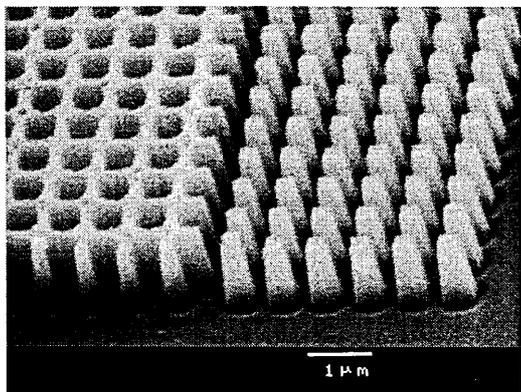
(a) 回折型マイクロレンズアレイ



(b) 屈折型マイクロレンズアレイ



(c) バイナリ型 CGH



(d) バイナリ型回折格子

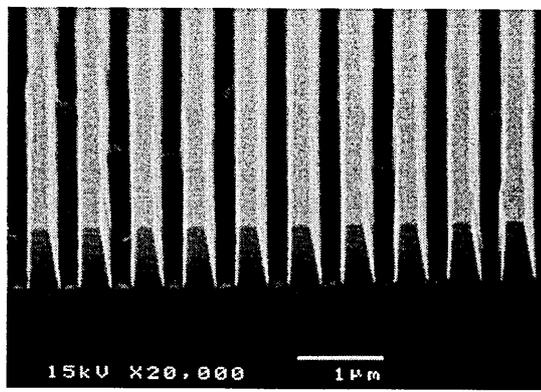


図9 作製した微細光学素子の SEM 写真

5. まとめ

反応性イオンエッチング装置を用いて、様々なプラズマ生成条件もとで、石英ガラスのエッチング速度および表面粗さを測定した。その結果、 CH_2F_2 ガスの混合比を $7 \sim 70\%$ と変えた場合、エッチングが優位な状態から堆積が優位な状態になる

ことがわかった。また、流量を変化させることで石英ガラスのエッチング速度を変えることができることがわかった。これはエッチングの反応時間と原子・分子の滞在時間との相関が原因と考えられる。さらに、アンテナおよびバイアスパワーの増加とともに、石英ガラスのエッチング速度が大きくなることもわかった。このうち、バイアスパワーがエッチングされた石英ガラスの表面粗さに影響を与えることもわかった。

これらの条件をもとに製作する光学素子に合わせてエッチング条件の最適化を行い、微細光学素子の試作を行った。結果として目標とした任意の形状が得られることも確認した。

[参考文献]

- [1] 塩野照弘, 応用物理 68(1999) 633
- [2] W. Chen, M. Itoh, T. Hayashi and T. Uchida: Jpn. J. Appl. Phys. 37(1998) 332
- [3] W. Chen, T. Hayashi, M. Itoh, H. Tsuboi and T. Uchida: J. Plasma Fusion Research 74(1998) 258 (in Japanese)
- [4] H. Toyota, K. Takahara, M. Okano, T. Yotsuya and H. Kikuta: Jpn J. Appl. Phys. 40 (2001) L747

会社概要と開発技術の紹介

北川 清一郎
ナルックス株式会社

2001年12月14日
於 ナルックス株式会社

NALUX logo

ナルックスご紹介

2001年12月14日

NALUX

NALUX logo

ビジネスの概要

方針
光とナノテクノロジー

NALUX

NALUX logo

プラスチック光学部品

コリメーターレンズ	センサー	ホログラム素子	結像レンズ
カメラ・デジタルカメラ	Fθレンズ	ディスプレイ	

NALUX

NALUX logo

事業所所在地

本社、研究所
山崎工場
東京営業所
大阪工場
野洲工場

NALUX

NALUX logo

概要

社長:北川 清一郎
従業員:260名
年間販売:約45億円(2000年度会計案)
資本金:8千万円
関連会社:日本非球面レンズ株式会社

NALUX

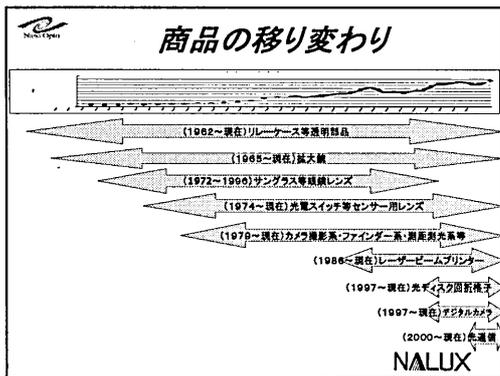
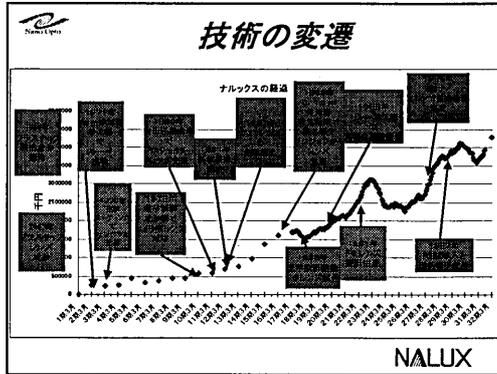
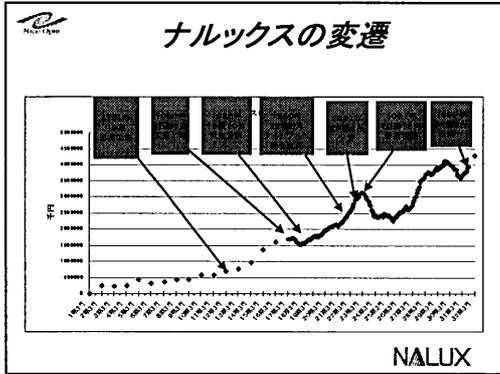
NALUX logo

ナルックス前身の北川商店のころ

創業明治42年

昭和24年大淀区本庄で
昭和35年成形機1号機導入
昭和38年ころ大淀区本庄

NALUX



研究開発部(山崎)

光学設計

超精密加工

光学測定器設計製作

ニフコ技術開発

NALUX

超精密加工室

ナフコ工場への対応
最新加工装置利用の精度向上
徹底した品質対策

NALUX

技術開発部(山崎)

成形技術開発・試作

金型設計・CAE

自動機設計製作

リアルタイムモニタリング

NALUX

開発に使用している設備など

マシプロ加工開発 成形機 2台 超高速成形機 1台	設計 光学設計(オリジナル含む3種類) 金型設計(solid works, Timon Ansys 等)
超精密加工開発 超精密10ナノ加工機 3 超精密3次元ナノ加工機 3 超精密7ナノ加工機 1 超精密機 4 エンジン/装置等 電気測定設備 CAM	測定器 原子間力アロー 3次元形状測定機 接触式非接触形状測定機 AFM レーザ干渉計 レーザ歪変異機 光線透過率測定器

NALUX

製造の体制—NAPSの確立

- 自動化と屋台生産ライン
- 全数検査とSPC
- 高い良品率追求→1. クリーン化(環境・原料)
- 2. 温度風速安定3. 設備のTPM
- 24時間年間357日稼働・5月と夏休みはタイムシェアによる重点商品の稼働
- 受注変動へ人件費の変動費化で対応
- 射出成形機 74 (50t-250t)
野洲: 39 大阪: 20 山崎: 15
- 真空蒸着機 3台
- 光学測定器(干渉計・MTF.....)

NALUX

山崎工場

山崎工場の生産の特徴
高いCpk (工程能力)の追求

1. 温度/風速の年中、全エリア一定化とクリーンルーム
2. 自動化生産
3. 24時間生産体制—原則は夜間無人
4. TPM(金型・自動機・周辺設備)

主な生産品目
 レーザープリンター光学素子

NALUX

山崎工場

1F 成形工場
 2F ユーティリティ
 見学フロア
 3F 成形工場
 4F 成形試作と工場
 主な設備
 150T以上成形機18台

NALUX

山崎工場

空調により±1.5℃、実質は±0.75℃

耐荷重構造

冷媒ヒート制御によるゾーン空調

NALUX

大阪工場

大阪工場の生産の特徴
成形・光学薄膜生成一環プロセスによる、高良品率を目指した生産

1. クリーンブース内での成形・蒸着
2. 成形・蒸着をつなぐ製品パレット
3. 自動化
4. TPM(金型・自動機・周辺設備)

主な生産品目
 光ディスク光学素子
 カメラ撮影系レンズ
 透明リレーケース

NALUX

3次元ナノ任意形状の例

サブ波長格子 光学微レンズ 曲面自由曲面 レリフ型回折格子

マイクロコーナーストープ 曲面型マイクロレンズアレイ

NALUX

超精密加工の概要

単結晶ダイヤモンド3次元ナノ加工
自由曲面・マイクロレンズアレイ
リアルタイム位置フィードバック加工

エッチング加工
電子ビーム加工
回折格子
サブ波長格子

レーザー加工
・レーザーアブレーション
波面制御による光学面
の創製
・レーザーライティング

NALUX

3次元ダイヤモンドターニング加工による自由曲面加工

Free-form: 3.0mm x 2.4mm
Accuracy: R.M.S. 0.0198µm
P-V 0.1816µm
Measured with: Polytec VA3F

$$z = \frac{1}{2} \left(\frac{x^2}{R_1} + \frac{y^2}{R_2} \right) + \frac{1}{24} \left(\frac{x^4}{R_1^3} + \frac{y^4}{R_2^3} \right) + \frac{1}{6} \frac{xy^2}{R_1 R_2} + \frac{1}{6} \frac{x^2 y}{R_1 R_2} + \frac{1}{24} \frac{x^2 y^2}{R_1 R_2} + \frac{1}{24} \frac{x^2 y^2}{R_1 R_2}$$

NALUX

ダイヤモンドターニングによる回折格子加工

形状精度 (New View 100)

工具顕微鏡 (対物100倍)

NALUX

エッチング加工による回折格子

5µmL&S

1.5µmL&S

NALUX

EB加工による回折格子加工

ブレード型回折格子 (ピッチ4µm, 高さ1.2µm)

キノフォーム型回折格子 (ピッチ2µm, 高さ1µm)

NALUX

**レーザーアブレーションによる
光学面の創製**

CCD
Reference beam
Lens & LD on light
XY-stage
Wavefront measurement
Control PC
ArF laser

NALUX

**レーザーアブレーションによる
光学面の創製**

透過波面データ

半導体レーザー
ビームシエーバー加工

NALUX

3次元ナノ任意形状今後の課題

<p>光学設計 結像・波動・ 照明の設計 とリンク 材料データ</p>	<p>超精密加工 高精度化 複合化 微細化 3次元化</p>	<p>測定 高精度化 可視化 シミュレーション との合致</p>
<p>量産技術 高転写化 高い工程能力 種小形状</p>	<p>シミュレーション CAEと設計の リンク</p>	<p>ナノテクノロジー ボトムアップ型 フォトニック結晶</p>

温度変化
材料特性
シミュレーション

NALUX

サブ波長格子構造をもつプラスチック光学素子

山本 和也

ナルックス株式会社

2001年12月14日

於 ナルックス株式会社

輻射科学研究会

サブ波長格子構造をもつ プラスチック光学素子

ナルックス株式会社 山本 和也

平成13年12月14日(金)

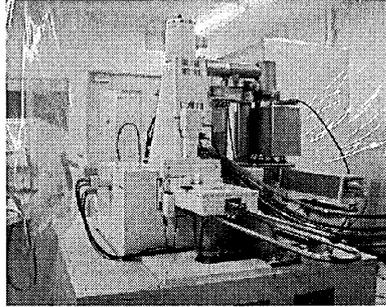
NALUX

概要

- ・EB描画装置を用いた微細構造のレジストのパターニング例
- ・サブ波長格子構造の特徴
- ・サブ波長構造をもつ光学デバイス
 - 反射防止構造
 - 偏光分離素子
 - 狭帯域波長フィルタ

NALUX

電子ビーム描画装置 (JBX-5000LS)



最小ビーム径 8nm

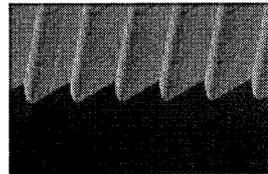
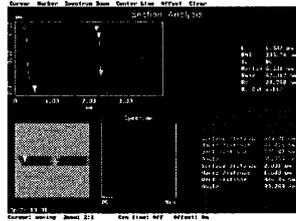
最小描画線幅 30nm フィールドつなぎ精度 30nm

スキャンレート 250Hz~6MHz (0.167nsec/stepで可変)

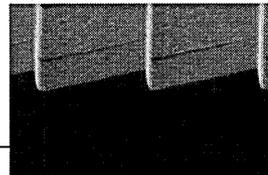
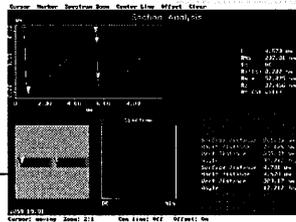
NALUX

露光量調整による高効率ブレード化回折格子のパターニング

ピッチ2 μm 深さ1.0 μm

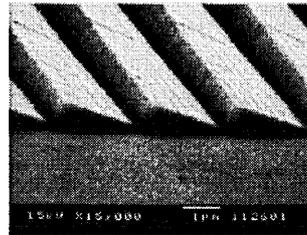
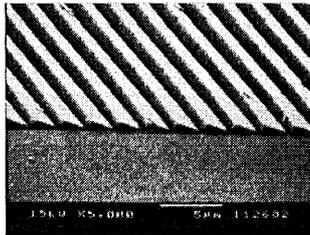


ピッチ5 μm 深さ1.0 μm



NALUX

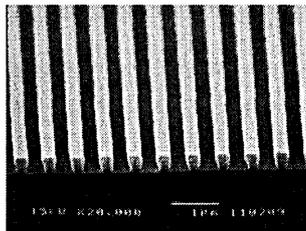
高効率ブレード化回折格子の射出成形用金型



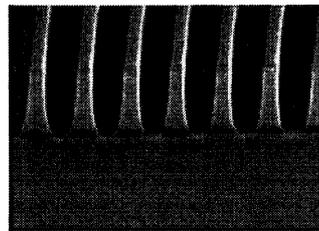
ピッチ2.5 μm 溝深さ1.0 μm

NALUX

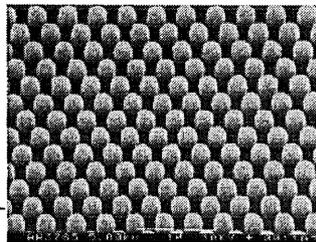
EB描画装置による微細格子の作製(サブ波長格子構造のパターニング)



ピッチ0.6 μm (Duty比0.5)



ピッチ0.3 μm アスペクト4

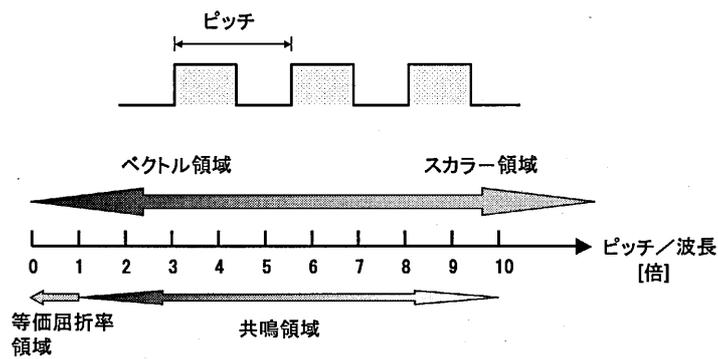


ピッチ0.34 μm
格子径0.17 μm 超格子構造

NALUX

サブ波長格子構造とは

ピッチが波長と同程度またはそれ以下の微細格子



NALUX

サブ波長構造をもつ光学素子の特性

・形状を光が感じる屈折率に置き換えることができる。

→ 反射防止構造

・強い偏光依存性をもつ。

→ 偏光制御素子

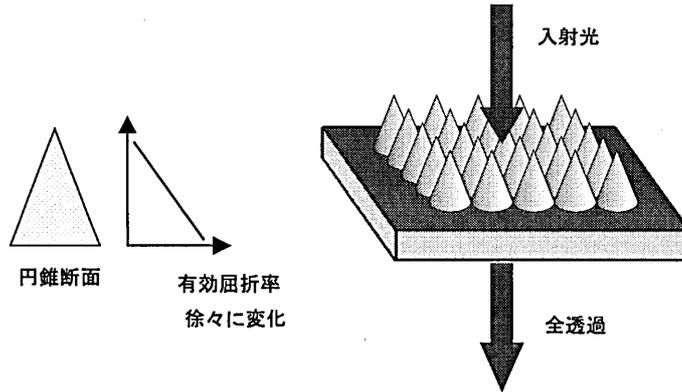
・強い波長選択性をもつ。

→ 狭帯域波長フィルタ

NALUX

反射防止構造

微細な円錐形状の格子が無数に配置されている。

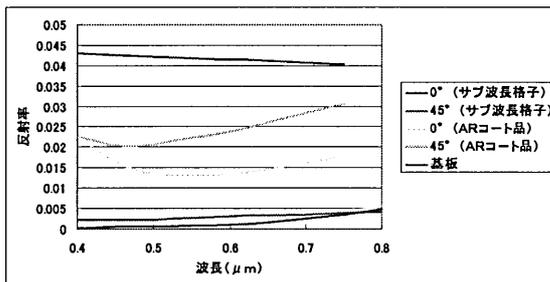


NALUX

反射防止構造の光学特性

設計値

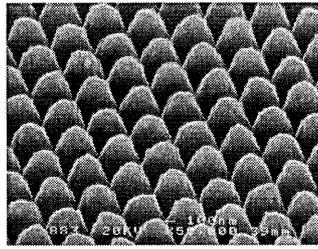
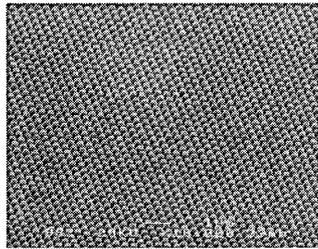
格子径(μm)	高さ(μm)
0.34	0.3



波長0.4~0.8μm
反射率0.5%以下

NALUX

作製された反射防止構造(開発段階)

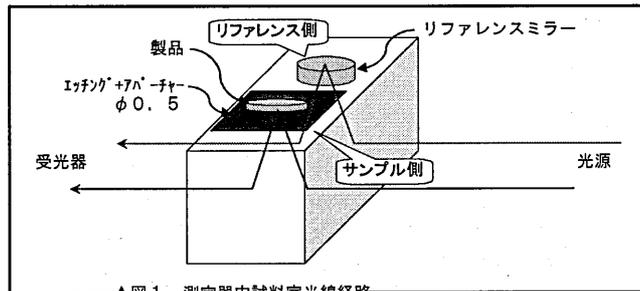


格子高さ 0.25 μ m

透過率99%以上期待できる。



反射防止構造(反射率測定方法)

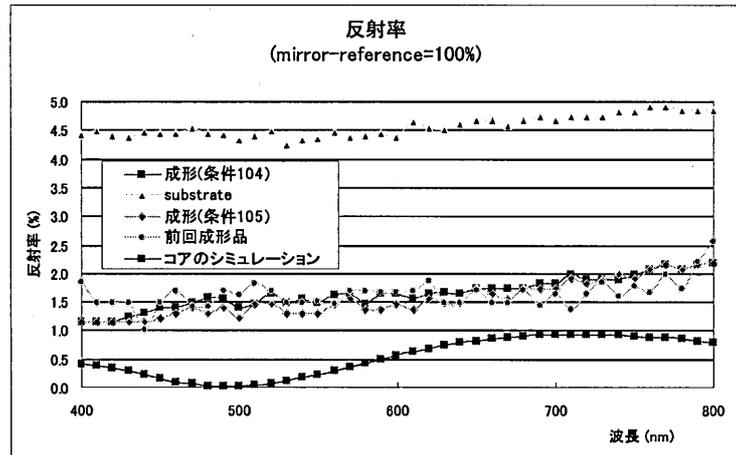


▲図1 測定器内試料室光線経路

裏面反射を防ぐため、反対面に墨塗りをしている。

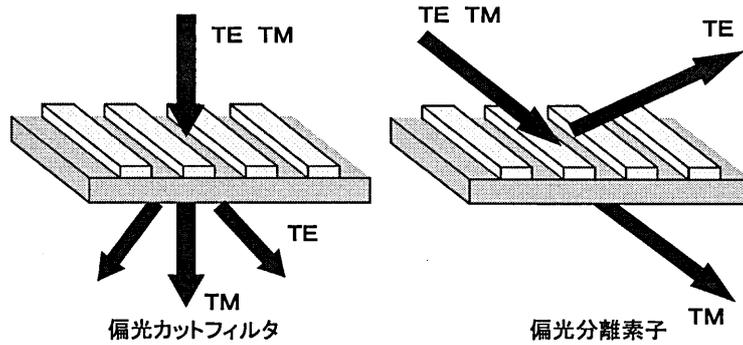


反射防止構造(反射率測定)



NALUX

偏光制御素子



応用例

他の光学素子と組み合わせた複合機能素子

光ピックアップ部品、光センサー等

NALUX

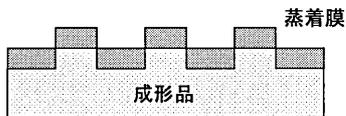
偏光分離素子の設計

設計波長 0.655 μm

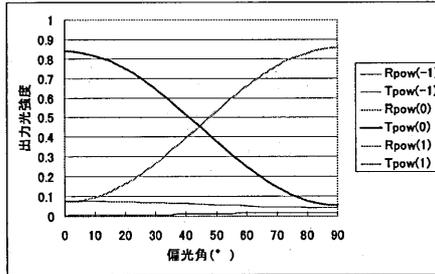
入射角度 45°

設計形状パラメータ

ピッチ	Duty比	格子高さ	蒸着膜厚
0.740 μm	0.45	0.085 μm	0.085 μm



偏光特性

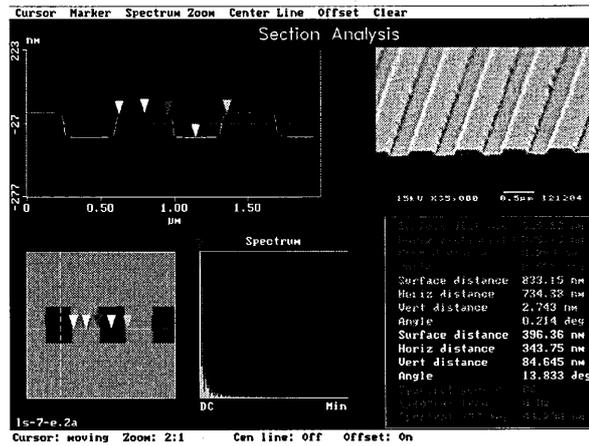


TE 反射効率 85.5%

TM 透過効率 84.1%

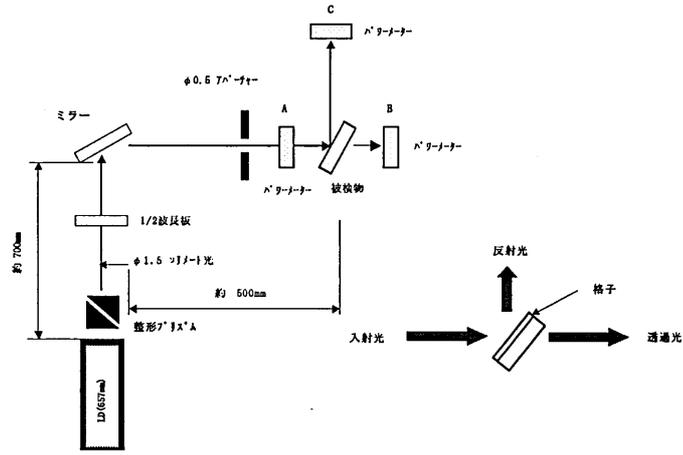
NALUX

作製された偏光分離素子



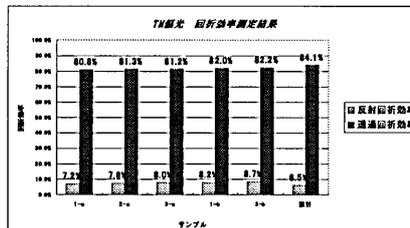
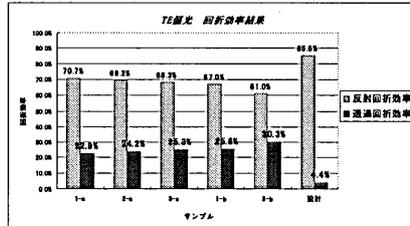
NALUX

測定光学系



NALUX

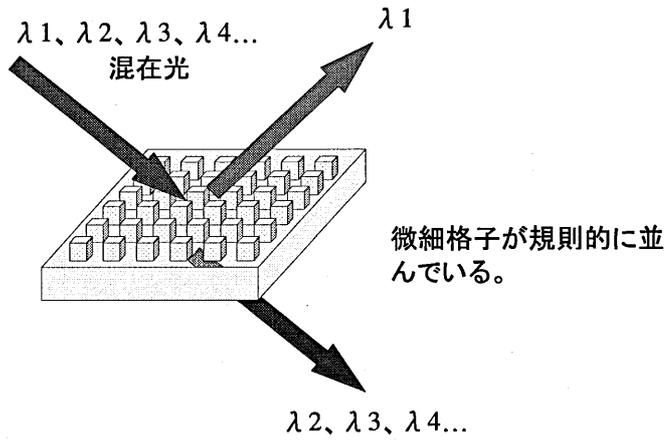
回折効率光学測定結果



誤差要因
蒸着後のDuty比変化

NALUX

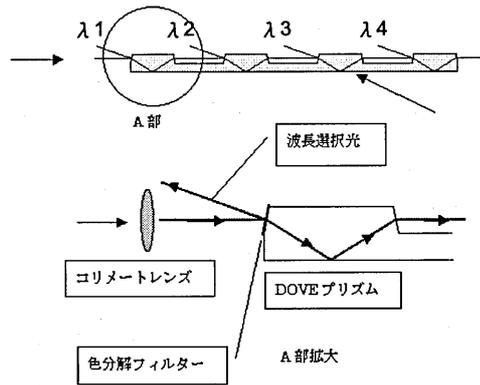
狭帯域波長フィルタ(共振波長フィルタ)



NALUX

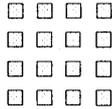
応用例

4波長狭帯域バンドパスフィルタ



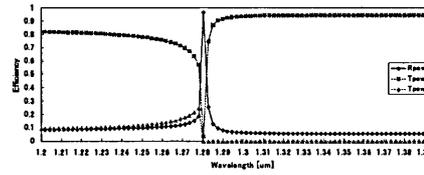
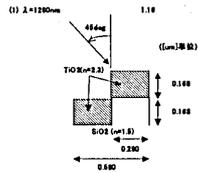
NALUX

狭帯域波長フィルターの設計



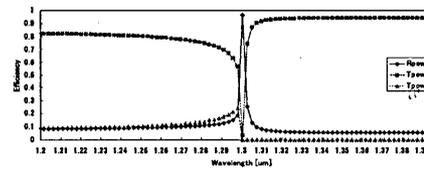
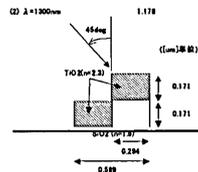
選択波長(μm)	ピッチ(μm)	線幅(μm)	格子高さ(μm)
1.280	0.580	0.290	0.168
1.300	0.589	0.294	0.171
1.320	0.598	0.299	0.173
1.340	0.607	0.303	0.176

(TM入射の場合)



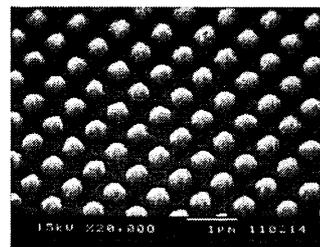
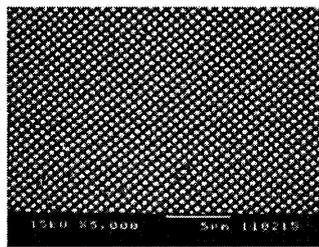
半値幅

1.6nm



NALUX

狭帯域波長フィルター(開発中)



成形品のSEM写真

NALUX

まとめ

・サブ波長格子構造をもつ光学素子の特性と光学デバイスについて述べた。

・実際に作製した光学素子について述べた。

NALUX

送、受信側双方にアンテナアレーを用いた
ホログラフィック方位解像法の実験的検討

A Holographic Imaging Method Using Antenna Array
for Both Transmitter and Receiver

賀川 史大 岸原 充佳 山根 國義

Fumihiko Kagawa Mitsuyoshi Kishihara Kuniyoshi Yamane

岡山県立大学 情報工学部

Okayama Prefectural University

2001年12月14日

(於 ナルックス(株)本社工場)

1 まえがき

自動車の走行安全性を高める技術の一つとして車載レーダの開発が急がれている[1]。これまでの研究・開発例では、車体に固定したレーダに正面前方数度の範囲を監視する形式のものが多く、これでは、曲線路では無力になり、衝突を回避すべき方向の情報も得られないという難点があった。この問題を解決するにはレーダに方位解像力をもたせて広い範囲を監視するしかないが、車載レーダに適用できる方位解像法にまだ確立されたものはない。そこで我々は可動部のない、高速動作可能なアンテナの電子的走査と回折変換処理とを組合せた映像法を検討してきた。

アンテナの電子的走査と回折変換処理との組合せによる方式により(広い有効視野と)十分な方位解像を行うには、回折界の空間サンプリングに用いる受信アレー(または送信アレー)素子を細かい間隔で、かつ、広い幅にわたって配置する必要があるため、経済性が厳しく要求される車載レーダへの応用はむずかしい。そこで我々は送信、受信側の双方に少数の素子を粗間隔に配列したアンテナアレーを使用する方法を提案してきた[2]。この方式は使用するアンテナアレーのうち長い方のものと同程度の幅の中で、素子間隔より細かい間隔で回折界をサンプルできるようにデータ収集法を工夫したものであり、それによれば、必要とする解像性能を、少ない素子を粗く配置したアンテナアレーによって実現できるので、その分だけ装置の部品点数が削減でき、回路構成も簡単になる。

すでに我々は、方式の骨格部分、つまり本方式によれば回折界を実際に使用した素子間隔より細かくサンプルできることを実験的に検証し、その結果を報告してきた。[3] 本報告では、これを一步進めて、ホログラム作成から映像再生までの全処理過程を実験的に検討し、方式の有効性を検証している。

2 方位解像レーダ基本原理^[2]

2・1 解像法の原理

本方式では、図1のように二つの送信用と受信用のアンテナアレーをスタック状に配置するアンテナシステムを使用する。送信アレーはスイッチ回路を経てCW波源につながれており、また受信アレーの各素子にはコヒーレント検波器が接続されていて送信波の一部を参照波とする受信波の複素振幅が検出できるようになっている。

このシステムにおいて、送信アレーはその素子を順に切り換えながら物体を照射する。一方、受信アレーでは、送信素子が切り換わるたびに变化していく物体エコーを各受信素子によって検出し、その複素振幅を記録する。この動作を、送信、受信素子のすべての組合せによるエコーの記録が完了するまで繰り返す。こうして記録したエコーの複素振幅は、送信素子の位置 x_a と受信素子の位置 x_b とを二つの変数として、

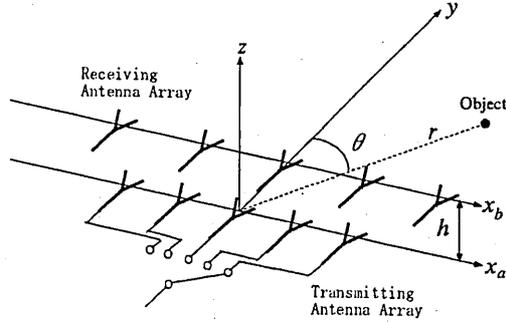


図1 レーダ系の構成

$$\begin{aligned}
 u_1(x_a, x_b) &= U \exp(-j2\pi f \tau) \\
 &= U \exp \left[-j \frac{2\pi f}{c} \left\{ 2r + \frac{x_a^2 + x_b^2}{2r} - (x_a + x_b) \sin \theta \right\} \right] \\
 &\approx U \exp \left[-j \left\{ \frac{2\pi}{\lambda} (2r - (x_a + x_b) \sin \theta) \right\} \right]
 \end{aligned} \tag{1}$$

のように2次元的に表現される。ただし、 r 、 θ はそれぞれ物点の距離と方位を表し、 U は定数を、 f 、 λ はそれぞれ送信CW波の周波数と波長を、また τ は物点の位置と受信素子の位置で決まるエコーの遅延時間であるが、受信アレー軸の z 座標を h とおき、 $r \gg x_a, x_b, h$ なる条件を仮定して、

$$\begin{aligned}
 \tau &= \frac{1}{c} \left(\sqrt{r^2 + x_a^2 - 2rx_a \sin \theta} + \sqrt{r^2 + x_b^2 + h^2 - 2rx_b \sin \theta} \right) \\
 &\approx \frac{1}{c} \{ 2r - (x_a + x_b) \sin \theta \}
 \end{aligned} \tag{2}$$

と近似している。ただし、 c は光速である。なお、送、受信アレーをスタック状に配置したのは、式(2)の近似誤差を小さくするためであり、二つのアレーを同じ軸上に重なりを避けて配置するよりも x_a, x_b の最大値を小さくできて、近似条件 $r \gg x_a, x_b, h$ が成立しやすくするためである。

こうして2次元記録した式(1)のエコーは、図2に示すように、1次元化、フーリエ変換という手順を経て映像化される。すなわち、 x_a, x_b の関数として2次元記録されているものを

$$x_a + x_b \rightarrow x_{ab} \tag{3}$$

とする変数変換により、 x_{ab} を座標軸とする新たな1次元空間の分布

$$u_2(x_{ab}) = U \exp \left(-j \frac{4\pi}{\lambda} r \right) \exp \left[j 2\pi \left(\frac{\sin \theta}{\lambda} \right) x_{ab} \right] \tag{4}$$

に変換する。上式は、変換 x_{ab} に対して物体方向 θ の正弦に比例する周波数で変化する

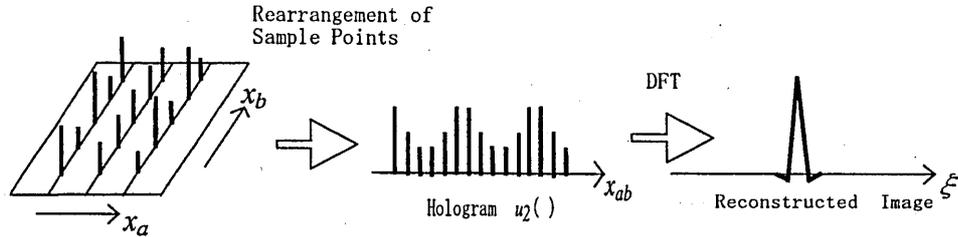


図2 映像化処理の手順

分布、つまり x_{ab} のフーリエ逆変換空間(座標を ξ とする)に仮想される分布 $\delta(\xi - \sin \theta / \lambda)$ のフーリエ変換になっていることから、その記録は物体方位の正弦を記録したフーリエ変換ホログラムになっていることがわかる。さらに、その変数 x_{ab} は、送信素子数を M 、受信素子数を N として、 $M \times N$ 個の離散値をとることになり、使用素子の総数を $M+N \geq 5$ とすれば、使用した送信、受信素子の合計数より多くのサンプル値をもつホログラムが得られることになる。このことは、使用した素子数と同数のサンプル値しか得られない従来法にはない大きな特長である。

このホログラムは、フーリエ逆変換によって映像再生され、逆変換座標上の $\xi = \sin \theta / \lambda$ の位置に方位映像を作るが、その解像性能はサンプル点が多くなった分だけ向上すると期待される。一般に、サンプルホログラムの解像性能を表す方位分解能 $\Delta \xi$ と有効視野 $\pm \xi_{\max}$ (1次回折像の範囲)は、それぞれホログラムの記録幅 X_{ab} とサンプル間隔 Δ_{ab} によって決まり

$$\Delta \xi = \frac{1}{X_{ab}}, \quad \xi_{\max} = \frac{1}{2\Delta_{ab}} \quad (5)$$

で与えられることが知られている。上式で示した分解能と有効視野は像空間座標 ξ についての表現となっていて感覚的にとらえ難いので、以降では差し支えない限り物体空間の角度

$$\Delta \theta = \sin^{-1}(\Delta \xi \cdot \lambda), \quad \theta_{\max} = \sin^{-1}(\xi_{\max} \cdot \lambda) \quad (6)$$

に換算して表すが、像空間座標と物体空間座標とが非直線的に対応($\xi = \sin \theta / \lambda$)することからも明らかなように、この表現による分解能は方位によって異なる値となる(シフトインバリエントな結像系)が、ここでは便宜上 $\theta = 0^\circ$ に対する値をもって $\Delta \theta$ としている点に注意してもらいたい。

2.2 アンテナアレーの組合せとホログラムサンプル点

図3は、アレー素子配置の組合せとそれによって記録できるホログラムのサンプル点の関係の一例を示したものである。図中のアレーAは素子間隔の狭いアレーを、アレーBは間隔の広いアレーを表しており、いずれが送信用、受信用であってもかまわない。

同図は、素子間隔が2の5素子アレーAと素子間隔が5の5素子アレーとの組合せ

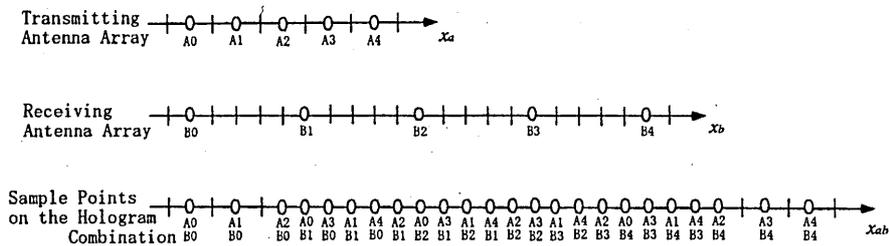


図3 アンテナアレーとホログラムサンプル点

によるホログラムの記録例である。各送信,受信素子の組合せにより、エコーを式(3)の規則に従ってホログラム座標 x_{ab} に順に記録していくと、最小サンプル間隔が1のホログラムを実現できることがわかる。この場合、ホログラムのサンプル点数は両アレーの素子数を乗算した値から25となっているが、間隔が2となる両端の各2点を除くと映像化に利用できる連続サンプル点の数は21になり、使用素子の総数10よりも多いサンプル値が得られることがわかる。次節に示すシミュレーション実験では同組合せで行うことにした。

本方式によれば、少ない素子数であっても、分解能の向上および有効視野の増大が期待できる。

3 シミュレーション実験による検証

3.1 実験系の構成

ここでは、本方法の映像化原理を確認し、使用したアンテナ素子間隔より細かい間

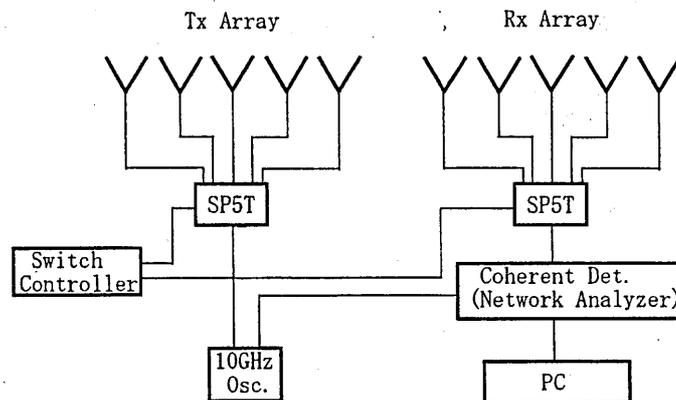


図4 レーダ系の構成図

隔のサンプル点を持ち、かつ、アンテナ素子数よりも多くのサンプル点数が得られるという特徴を確かめるために10GHz帯で行ったシミュレーション実験について述べる。

実験では、装置の都合により、車載レーダ用に割当てられている75GHz帯に代えて

10GHzの周波数を使用した。また、送信、受信アンテナアレイには、最終的に予定しているパッチアンテナに代えて、設計が容易で寸法の割に大きな利得が期待できるホーンアンテナを用いた。さらに受信機は、検波器を1つで済ませるため、各受信素子の出力をスイッチ切り替えにより順次検波するように構成した。送信側および受信側の素子切り替えに用いたスイッチは、いずれもSP5T（単極5投）のPINダイオードスイッチであることから、両アレイはどちらも5素子で構成するものとした。また、送受信アンテナ間隔比は2・2の例と同じ2:5 錐に選び、サンプル数21点のホログラムを得るものとした。したがって、それを再生した映像も21サンプル点から構成されることになる。図4に実験の構成図を示す。

すでに述べたように、本方式で得られる視野角と分解能はそれぞれホログラムの幅と

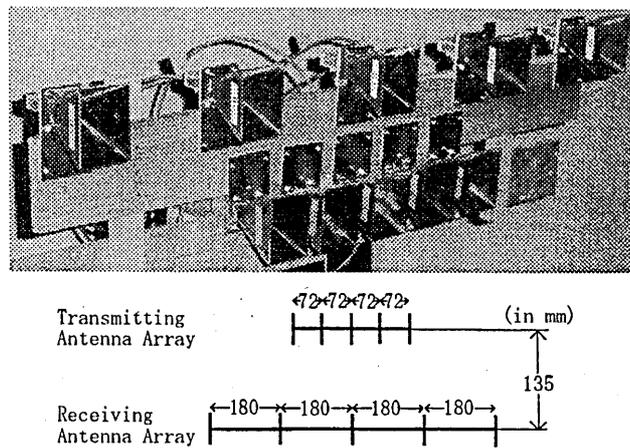


図5 使用したアンテナアレイ

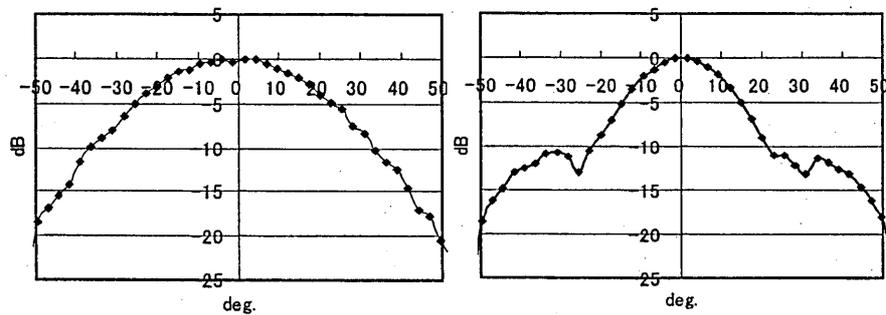


図6 製作した角錐ホーンアンテナの指向性(実測値)

サンプル間隔に依存する。車載レーダの実用性からすると、少なくとも 40° 以上の視野角と $2\sim 3^\circ$ 程度の角度分解能が必要であると考え、送信素子間隔を 72mm 、受信素子間隔を 180mm に選び、送信アレーと受信アレーを 135mm の間隔でスタック状に配置した。このとき、ホログラムサンプル間隔は 36mm となり、式(6)での計算上の有効視野は $\pm 24.6^\circ$ 、方位分解能は視野の中心で 2.4° 、両端で 2.6° となる。

また、送信アレーと受信アレー用の素子として、H面が 50mm 、E面が 70mm の角錐ホーンアンテナを製作し、それを H 面内に上記の間隔で各 5 個ずつ並べて送信、受信アレーを構成している。図 5 に使用したアンテナを、また図 6 に製作した角錐ホーンアンテナの指向性（実測値）を示す。

さらに、目標物としては、レーダ断面積 0.14m^2 と 0.18m^2 のコーナリフレクタを合計 3 個使用している。

3.2 システム動作および映像化原理の確認実験

初めに示すのは、試作したレーダ系の動作確認を兼ねて、本方式の映像化原理を確認するためにに行った実験の結果である。目標物としては方位 0° （正面方向）で距離 10m の位置にレーダ断面積 0.18m^2 のコーナリフレクタを置いている。図 7 は、実験により得られたホログラムと再生映像である。この場合、ホログラムは実部、虚部ともに一定

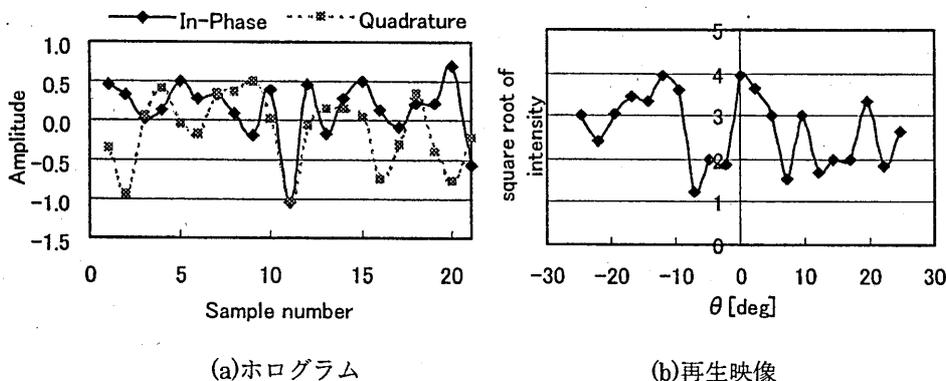


図 7 距離 10m 、方位 0° の目標に対するホログラムと再生映像

振幅となり、再生映像は 0° 方向に結像するはずであるが、期待とは大きく異なる結果はとなっている。再生映像はともかくとして、ホログラムがうまく記録されていないことから、データ収集系（アンテナ系）に問題があるのではないかと考えて、以下のように検討を進めた。

3.3 データ収集系に起因する誤差の検討

データ収集系で、まず疑われるのは、図 8 に示すような送、受信アンテナ素子間の

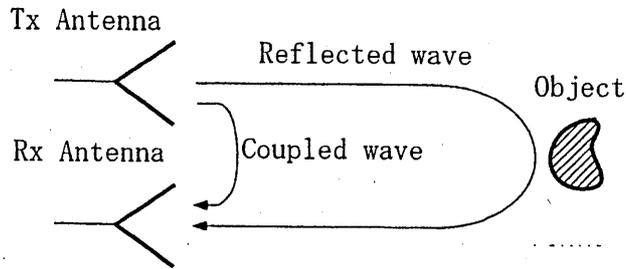


図8 直接結合波

直接結合波の寄与である。そこで、直接結合波の影響の程度を確かめるために、対象物体を取り除いた状態での受信出力(ホログラム)を確かめたところ、図9の結果が得られた。これは物体を置いた状態の図7の結果と比べてほとんど変わらぬ結果となっている。このことから、図7のホログラムには物体からの反射波と同程度のレベルの直

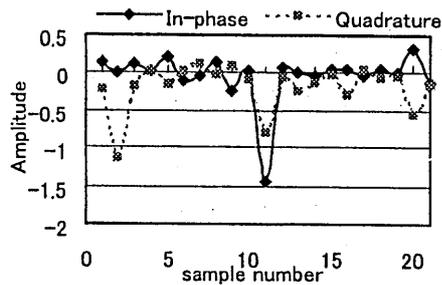


図9 直接結合波の複素振幅(ホログラム)

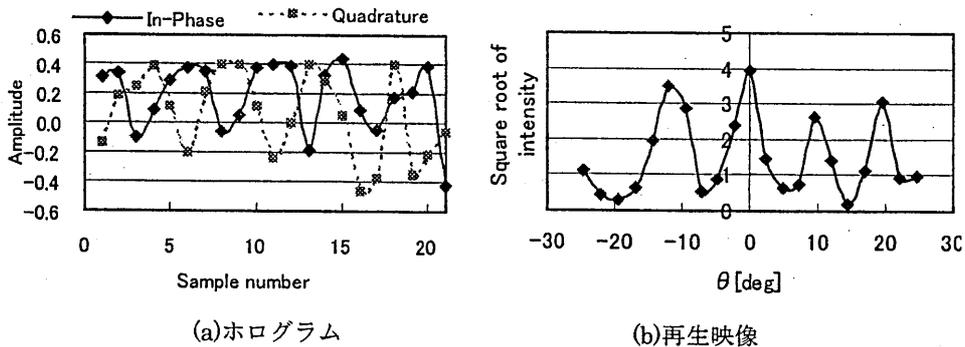


図10 直接結合波を除去した場合のホログラムと再生映像

接結合波が混入していたことがわかった。

そこで、この直接結合波の影響を取り除くため、対象物体を置いた状態で検出した

複素振幅値から、あらかじめ測定しておいた直接結合波の複素振幅を差し引いたものが正しいエコーの複素振幅であるとして、それをホログラムとして扱うことにした。以降、この処理を直接結合波除去処理と呼ぶことにする。この方法により作成したホログラムと再生映像を図 10(a)(b)に示す。直接結合波を除去することによって、ホログラムと再生映像は大きく違ってくるが、それでもなお期待される結果にはほど遠いものとなっている。

次に疑わしいのは、本実験の構成が本方式の成立要件を満たしているかどうかという点である。つまり、式(1)において条件 $r \gg x_a, x_b, h$ を満たす事が要求されるが、実験では設備の都合上 $r=10\text{m}$ に対して $x_{a\text{max}}=0.144\text{m}$ 、 $x_{b\text{max}}=0.36\text{m}$ としており、条件の成立は微妙である。実際に、受信データには近似が効かないことによる余分な自乗位相項
$$-\frac{2\pi f_0}{c} \cdot \frac{x_a^2 + x_b^2}{2r}$$
 を計算したところ、図 11 が得られ、 $r=10\text{m}$ では無視できない大きさになることがわかった。そこで、受信データを、計算した自乗位相項の数値計算値だけ位相シフトしたものをホログラムとすることにした。以下、この処理を自乗項除去処理と呼ぶこととする。ただし、実際の車載レーダでは 75GHz 帯の電波を用いて

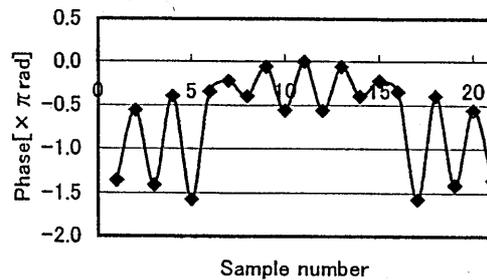
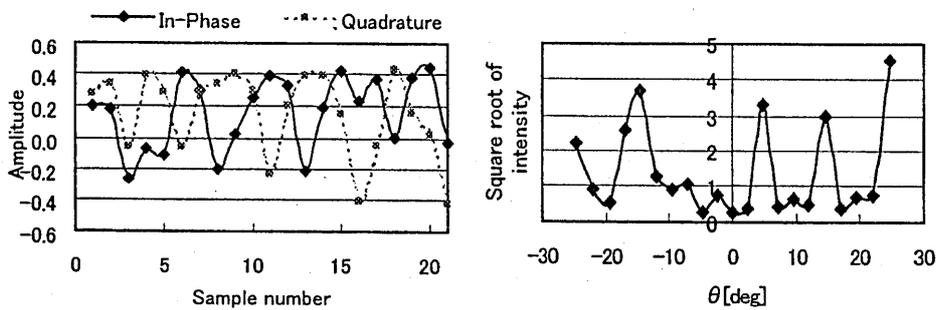


図 11 自乗項による位相量



(a)ホログラム

(b)再生映像

図 12 自乗項除去処理を施した場合のホログラムとその再生映像

20m 程度以上の距離(10GHz 帯の電波に換算すると 150m 以上)を映像化するので、この心配は無用である。

図 12 は直接波除去処理した結果に、この処理を施したものである。同図によれば、直接波除去処理に加えて自乗項除去処理を施しても、なお期待される結果は得られていないことがわかる。

疑うべき 3 つめの要素として、アンテナアレーのアラインメントの不揃いが考えられる。つまり図 13 に示すように、アレーを構成する素子の取付け位置が前後にわずかでも狂っていると、受信されるエコーの位相にも狂いを生じる。この誤差は、あらか

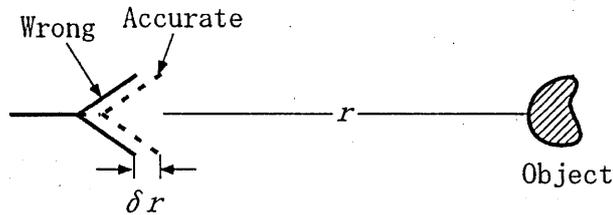


図 13 アンテナ素子のアラインメント不整

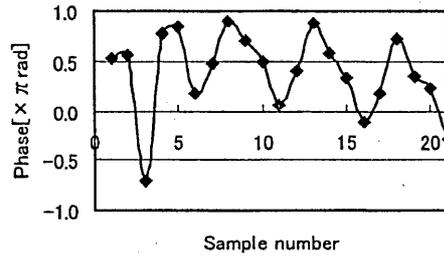
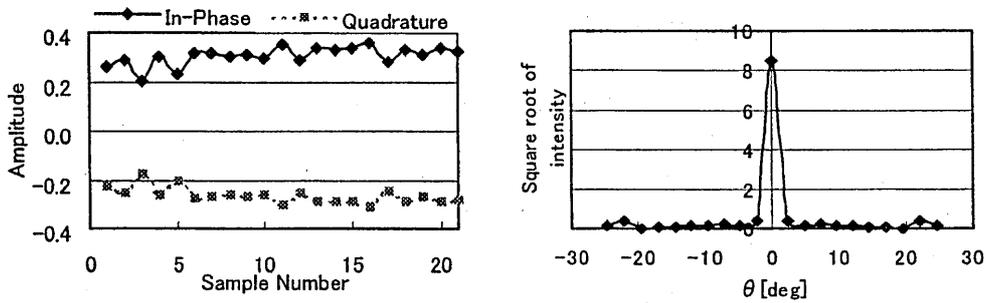


図 14 アラインメントの不整に起因する位相誤差



(a) ホログラム

(b) 再生映像

図 15 アラインメントの補正処理によるホログラムと再生映像

じめわかっている位相分布を計測するものとして、その計測位相量と既知位相量との差から、その値を抽出することができる。ここでは、計測位相量として距離 10m、方位 0° の単体ターゲットの計測値を、また既知位相量には同じターゲットによる受信位相 ϕ の数値計算

$$\phi(x_a, x_b) = -\frac{2\pi}{\lambda} [2r - (x_a + x_b) \sin \theta] \quad (7)$$

を利用した。こうして得た位相誤差を図 14 に示す。同図によれば、アラインメントの不整による誤差は無視できない大きさを持ち、その補正は不可欠であることがわかる。この処理をアラインメント不整除去処理法と呼ぶこととする。

自乗項補正処理の結果に、アラインメント補正処理を施したものを図 15(a)、(b) に示す。同図(a)のホログラムは実部、虚部ともほぼ一定の分布となり、また同図(b)の再生映像は物体を置いた 0° 方向に現れており、ともに納得できる結果となっている。このことから機器は正常に動作しており、映像化の前処理として直接結合波除去、自乗項補正、アラインメント補正の3つが必要であることがわかった。

以上に述べた3つの前処理をフローチャート化すると図 16 のようになる。実験で得たデータを初めにターゲットを除いたデータによる直接波の除去処理を行い、次にエ

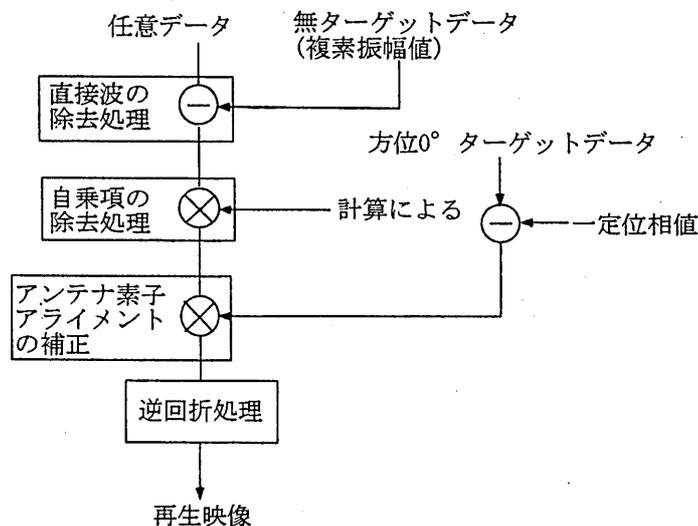


図 16 方位再生映像の3つの処理に関するフローチャート

コーの複素振幅の式から自乗項の除去処理を行い、最後にアンテナ素子のアラインメントの不整によって生じる位相差の処理を行う。そして逆回折処理を行うことによって再生映像が得られるという手順になる。

3.4 映像法の有効性の検証

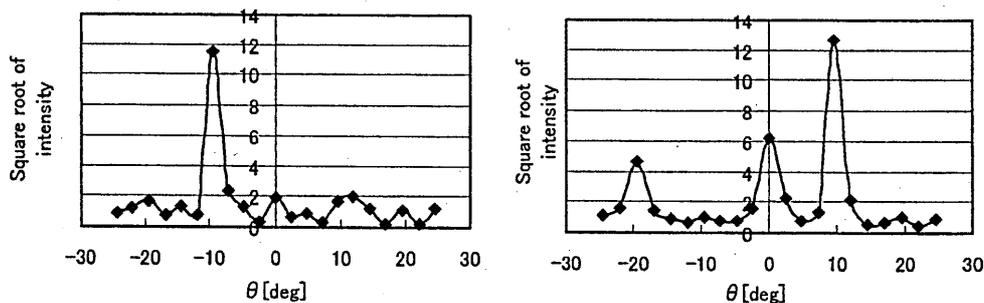
2.1 および 2.2 で解析的に導いた分解能とサンプル点数の式は前節の実験結果によって実証された。つまり、図 15(b)によれば、物点を表す 0° 方向のピーク幅は 2 サンプル点(以内)に納まっている、分解能は 2.4° 以内とした設計値どおりの映像になっていることがわかった。また、図 15 (a)によれば、サンプル点数についても設計したとおりの 21 点が現れていて、原理と矛盾しない結果となっている。

前節までに示した実験結果は単体ターゲットを正面方向に置いた特別な場合であるが、次に正面を外れたターゲット、さらに距離・方位の異なる複数のターゲットについても実験を行った。なお、前処理のための各補正值は前節で使用したのと同じものを用いている。

はじめに、距離 7m、方位 -10° に単一のターゲット(コーナーリフレクタ 0.18 m^2)を置いて像再生を行ったところ、図 17(a)に示すように正しい方位にターゲット像が現れることを確認した。

次に、それぞれの距離、方位が異なる 3 つのターゲットを映像化する実験を行った。それぞれのターゲットは距離 8.5m 方位 -20° (コーナーリフレクタ 0.14 m^2)、距離 10m 方位 0° 、距離 7m 方位 10° (コーナーリフレクタ 0.18 m^2)とした。その結果は図 17(b)となりそれぞれ $\theta = -19.5^\circ$ 、 0° 、 9.6° の位置にターゲット像が現れることが確認できる。この結果により、設計した有効視野角 $\pm 24.6^\circ$ の範囲内が映像化されることを確認できた。

以上により、送、受信側の双方にアンテナアレーを用いたホログラフィック方位解像法の映像化原理と、アンテナアレーの組合せとホログラムサンプル点の関係の確認を実験的に検証することができた。



(a) 距離 7m、方位 -10°

(b) 距離 8.5m、方位 -20° 、10m、 0° 7m、 10°

図 17 さまざまな物体配置に対する再生像

4 まとめ

車載レーダに適用できる方位解像法の確立をめざして提案した、送、受信側の双方にアンテナアレーを用いたホログラフィック方位解像法を実験的に検証した。

はじめに、本解像法の映像化原理を説明し、物体からのエコーを記録することで方位に関するフーリエ変換ホログラムが得られることを示した。また、送、受信アンテナアレーの構成法の一例を示し、粗間隔配列した少素子数のアンテナアレーにより、アンテナ間隔より密でアンテナ素子数より多いサンプル点数が得られることを示した。

次に、送信、受信アレーのそれぞれに5つのホーンアンテナを使用し、10GHz帯でシミュレーション実験を行った。ホログラムデータをもとに映像化処理を行ったが、以下に述べる3つの原因により満足すべきデータが得られなかった。1つめは、送、受信素子間の直接結合波の影響が大きいことであり、まずこの直接結合波を除去するための処理法について検討した。2つめの原因として、実験条件の距離が10m程度と短く、本方式の成立要件を満たしていないのではないかと考え、これによって受信データに付加される不要位相量を別途計算し、データから削除した。3つめは、アンテナアレーのアラインメントの不整による影響であり、その程度を実験的に検討したところ、ホログラムの位相に無視できない影響を与えていることがわかった。そこで、これを解消するため、アラインメントの不整に起因する受信エコーの位相誤差を抽出して、受信位相を補正する処理を施した。なお、2つめの自乗項補正は、車載レーダ用に割当てられた75GHz帯では、波長に対する映像化距離が長くなるので、不要になる。

以上3つの前処理を用いることによって、正常なホログラムデータが得られるようになり、分解能、サンプル点数、有効視野角など、すべてにおいて原理どおりに動作することを確認できた。

さらに異なる方位、距離に置いた複数のターゲットの映像化を試み、正しい方位映像が得られることを確認した。

以上により、本方式によれば可動部のないアンテナを用いて超高速に動作する方位解像を実現できることを検証することができた。

今後の課題は、本方式に距離解像機能を付与して、より実用的な車載レーダの方式を検討していくことを考えている。

参考文献

- [1] M.Kotaki, E.Akutsu, Y.Fujita, H.Fukuhara, and T.Takahashi: "Development of Millimeter Wave Automotive Sensing Technology in Japan," '92 IEEE MTT-S Digest, pp.709-712, June 1992
- [2]山根國義、真田篤志、大久保賢祐: "車載レーダ用ホログラフィック方位解像法の検

討” 電子情報通信学会論文誌(B・II)、vol.J81・B・II、no.8、pp.805-813、Aug.1998

[3]中西功、真田篤志、大久保賢祐、山根國義: “粗間隔アンテナアレーによるホログラフィック方位解像法の検討” 輻射科学研究会、RS99-7、Dec.1999

FDTD 法による磁気プラズマ中のアンテナ
の数値解析に関する研究

A study on the FDTD Analysis of an Antenna
Immersed in a Magneto-Plasma

何 一偉

大阪電気通信大学通信工学科

安達 三郎

東北工業大学通信工学科

Yiwie He

Osaka Electro-Communication University

Saburo Adachi

Tohoku Institute of Technology

1. まえがき

電離層や宇宙空間、および核融合炉などのプラズマ中のアンテナや電波の伝搬に関する研究は、古くから行われ、現在、衛星の宇宙観測データ解析、衛星アンテナの設計、核融合の RF 加熱用アンテナの開発、プラズマパラメータの計測などの分野において重要である。磁気プラズマの強い分散性と異方性のため、これらの問題における解析は一般的には複雑で、厳密な解を得るのが困難である。

従来の解析手法としては、グリーン関数に基づく厳密解法[1]、と有限要素法がある[2]。厳密な解はわずかの特殊の場合に限って得られる。また、有限要素法は汎用性に優れているが、定式化とモデル化は複雑である。

近年、コンピュータの性能の飛躍的な向上により、FDTD 法 (Finite Difference Time Domain: 時間領域差分法) は数波長～数十波長の 3 次元開放空間における電磁問題の解析が可能となった。定式化とモデル化が簡単、精度がよいという利点から、FDTD 法は電磁数値解析の各分野に広く利用され、特に、アンテナ・散乱問題の数値解析に最も重要な手法となった。多くの研究者によって、FDTD 法が適用できる媒質も、従来の等方非分散性媒質から、異方性媒質、分散性媒質に拡張してきた。

プラズマ中の電磁問題を FDTD 法で解析する場合、一般に 2 つの手法がある。一つは、プラズマ媒質を分散性・異方性の媒質として取り扱う方法である[3]。FDTD における異方性の解析は比較的簡単である。分散性媒質における FDTD 解析手法としては、Lubbers 氏らによって提案された RC 法 (Recursive Convolution Method) が一般的である。しかし、RC 法における定式化は煩雑である。もう一つの手法としては、自由空間中の FDTD 法に粒子の運動方程式を組み込んで、プラズマ電流 (粒子の速度) を求めながら電磁界を計算する手法である[4]。この手法は定式化が簡単、用いられるパラメータの物理概念も明瞭などの特徴があるほか、プラズマをより正確にモデル化することができるという利点がある。

開放空間における FDTD 解析の場合、解析領域を囲むように吸収境界を設ける必要がある。自由空間の場合、Mur の吸収境界条件、Liao の吸収境界条件、Higton の吸収境界条件と Berenger 氏によって提案された PML (Perfectly Matched Layer) 吸収境界条件は FDTD 法の代表的な手法である。この中で、PML 吸収境界条件の性能が最もよい、高精度の解析に利用されている。著者らは PML 吸収境界条件を異方性、分散性媒質にも適用できるように拡張した[5][6]。しかし、運動方程式を用いるプラズマの FDTD 解析には、適用できる吸収境界条件がない。文献 4 の数値シミュレーションには、自由空間の Liao の吸収境界条件を用いて行っていた。

本論では、自由空間中の FDTD 法に粒子の運動方程式を組み込んで、磁気プラズマ中に置かれたダイポールアンテナの数値解析を試みる。異方性媒質中の PML 吸収境界条件を本手法に適用できるようにし、種々のプラズマパラメータにおけるダイポールアンテナの近接電磁界パターンを解析する。

2. 運動方程式を用いた磁気プラズマ中の FDTD 定式化

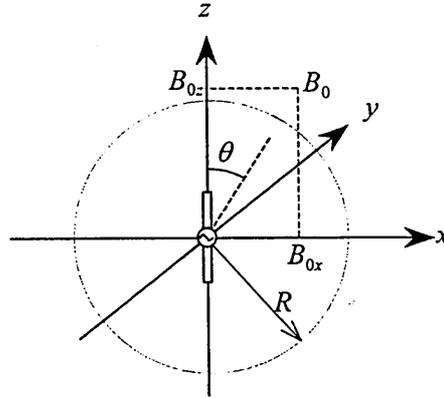


図1 解析モデル

図1に解析モデルを示す。モデル化の都合上、ダイポールアンテナはz軸方向の向きをとり、磁気プラズマ中に置かれているとする。静磁界の向きはxz面内にあるとし、z軸と角度 θ をなしているとする。冷たい磁気プラズマと仮定し、電子の運動方程式は

$$m \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{u} = -e(\mathbf{E} + \mathbf{u} \times \mathbf{B}_0) - m\nu \mathbf{u} \quad (1)$$

と表すことができる。但し、 m, e はそれぞれ電子の質量と電荷量、 ν は電子の衝突頻度、 \mathbf{u} は電子の速度ベクトルである。 $\mathbf{B}_0 = (B_{0x}\hat{x} + B_{0z}\hat{z}) = B_0(\sin\theta\hat{x} + \cos\theta\hat{z})$ は静磁界である。プラズマ電流 $-ne\mathbf{u}$ をマクスウェルの方程式に代入すると以下の式が得られる：

$$\begin{aligned} \varepsilon_0 \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{E} &= \nabla \times \mathbf{H} + ne\mathbf{u} \\ \mu_0 \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{H} &= -\nabla \times \mathbf{E} \end{aligned} \quad (2)$$

但し、 n はプラズマ密度である。

まず、時間軸における電界、磁界と電子速度の値を離散化する。式(1),(2)の時間微分を差分に直すと、以下のようなFDTD更新式が得られる：

$$\begin{aligned} \mathbf{H}^{n+\frac{1}{2}} &= \mathbf{H}^{n-\frac{1}{2}} - \frac{\Delta t}{\varepsilon_0} (\nabla \times \mathbf{E}^n) \\ \mathbf{u}^{n+\frac{1}{2}} &= \left(\bar{I} + \frac{\Delta t}{2} \bar{\Omega} \right)^{-1} \left\{ \left(\bar{I} - \frac{\Delta t}{2} \bar{\Omega} \right) \mathbf{u}^{n-\frac{1}{2}} - \frac{e\Delta t}{m} \mathbf{E}^n \right\} = \bar{S} \mathbf{u}^{n-\frac{1}{2}} - \bar{T} \mathbf{E}^n \\ \mathbf{E}^{n+1} &= \mathbf{E}^n + \frac{\Delta t}{\varepsilon_0} (\nabla \times \mathbf{H}^{n+\frac{1}{2}}) + \frac{\Delta t}{\varepsilon_0} ne\mathbf{u}^{n+\frac{1}{2}} \end{aligned} \quad (3)$$

但し,

$$\bar{\bar{\Omega}} = \begin{pmatrix} v & \frac{eB_{0z}}{m} & -\frac{eB_{0y}}{m} \\ -\frac{eB_{0z}}{m} & v & \frac{eB_{0x}}{m} \\ \frac{eB_{0y}}{m} & -\frac{eB_{0x}}{m} & v \end{pmatrix} \quad (4)$$

$$\bar{S} = \left(\bar{I} + \frac{\Delta t}{2} \bar{\bar{\Omega}} \right)^{-1} \left(\bar{I} - \frac{\Delta t}{2} \bar{\bar{\Omega}} \right)$$

$$\bar{T} = \frac{e\Delta t}{m} \left(\bar{I} + \frac{\Delta t}{2} \bar{\bar{\Omega}} \right)^{-1}$$

電界と磁界の右上の添え字は時刻のステップ数を表し、式(3)から分かるように、電子速度は磁界と同じ時刻となっている。電界、磁界、電子速度の初期値から、式(3)の中の磁界の更新式、電子速度の更新式、電界の更新式の計算を繰り返すことによって、次々と後の時刻の電磁界を求めることができる。

次に、式(3)の中の空間微分を数値的に計算するため、解析領域を小さな直方体に分割する。図2に示すように各直方体(FDTDセル)に電界、磁界と電子速度の各成分を配置する。電界と磁界の配置は従来のFDTDのYeeセルと同じである。電子速度の各成分は電界の同じ成分と同じ位置に配置されている。

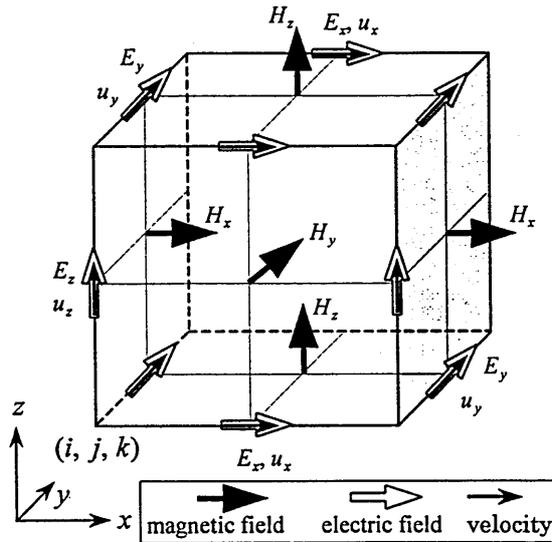


図2 FDTDセル上の電界、磁界、電流各成分の配置

式 (3) の中の電界と磁界の更新式の最終結果は従来の自由空間中の式にプラズマ電流の項を加えただけとなるので、その詳細を省略する。電子速度の x 成分の更新式を次式のように示す。

$$u_x^{n+\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2}, j, k\right) = \sum_{\zeta=x,y,z} S_{x\zeta} u_{\zeta}^{n-\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2}, j, k\right) - \sum_{\zeta=x,y,z} T_{x\zeta} E_{\zeta}^n\left(i+\frac{1}{2}, j, k\right) \quad (5)$$

但し、 (i, j, k) は空間分割数で表す空間の位置である。FDTD セル上の電界の x 成分の位置における電界 y と z の成分の値は、周りの平均値を用いる。電子速度の y と z 成分の更新式も同じように導かれる。

3. PML 吸収境界条件

Berenger の PML 吸収境界条件では電界と磁界の各成分を 2 つの部分に分け、それぞれの部分に違う導電率と導磁率を持たせた。同じように、ここでは、電束密度と磁界の各成分 2 つの部分に分け、それぞれの部分に違う電束導電率と導磁率を持たせ、吸収境界条件内のマクスウェル方程式を次のように表す：

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial}{\partial t} D_{xy} + \sigma'_y D_{xy} = -\frac{\partial}{\partial y} H_z \\ \frac{\partial}{\partial t} D_{xz} + \sigma'_z D_{xz} = -\frac{\partial}{\partial z} H_y \\ \frac{\partial}{\partial t} D_{yz} + \sigma'_z D_{yz} = -\frac{\partial}{\partial z} H_x \\ \frac{\partial}{\partial t} D_{yx} + \sigma'_x D_{yx} = \frac{\partial}{\partial x} H_z \\ \frac{\partial}{\partial t} D_{zx} + \sigma'_x D_{zx} = -\frac{\partial}{\partial x} H_y \\ \frac{\partial}{\partial t} D_{zy} + \sigma'_y D_{zy} = \frac{\partial}{\partial y} H_x \end{array} \right. \quad (6)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \mu_0 \frac{\partial}{\partial t} H_{xy} + \sigma_y^* H_{xy} = \frac{\partial}{\partial y} E_z \\ \mu_0 \frac{\partial}{\partial t} H_{xz} + \sigma_z^* H_{xz} = -\frac{\partial}{\partial z} E_y \\ \mu_0 \frac{\partial}{\partial t} H_{yz} + \sigma_z^* H_{yz} = \frac{\partial}{\partial z} E_x \\ \mu_0 \frac{\partial}{\partial t} H_{yx} + \sigma_x^* H_{yx} = -\frac{\partial}{\partial x} E_z \\ \mu_0 \frac{\partial}{\partial t} H_{zx} + \sigma_x^* H_{zx} = \frac{\partial}{\partial x} E_y \\ \mu_0 \frac{\partial}{\partial t} H_{zy} + \sigma_y^* H_{zy} = -\frac{\partial}{\partial y} E_x \end{array} \right. \quad (7)$$

但し,

$$\begin{cases} D_x = D_{xy} + D_{xz} \\ D_y = D_{yz} + D_{yx} \\ D_z = D_{zx} + D_{zy} \end{cases} \quad (8)$$

$$\begin{cases} H_x = H_{xy} + H_{xz} \\ H_y = H_{yz} + H_{yx} \\ H_z = H_{zx} + H_{zy} \end{cases}$$

$$\mathbf{D} = \bar{\bar{\epsilon}} \mathbf{E} = \begin{pmatrix} \epsilon_{xx} & \epsilon_{xy} & \epsilon_{xz} \\ \epsilon_{yx} & \epsilon_{yy} & \epsilon_{yz} \\ \epsilon_{zx} & \epsilon_{zy} & \epsilon_{zz} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} \quad (9)$$

入射角 (θ, ϕ) でこの損失性媒質中に伝搬する平面波を次のように表す:

$$\begin{cases} \mathbf{D} = (D_\theta \hat{\theta} + D_\phi \hat{\phi}) e^{-j(k_x x + k_y y + k_z z)} \\ \mathbf{H} = (H_\theta \hat{\theta} + H_\phi \hat{\phi}) e^{-j(k_x x + k_y y + k_z z)} \end{cases} \quad (10)$$

媒質の電束導電率と導磁率が以下のような条件に満足しているとする.

$$\sigma'_x = \frac{\sigma_x^*}{\mu_0}, \quad \sigma'_y = \frac{\sigma_y^*}{\mu_0}, \quad \sigma'_z = \frac{\sigma_z^*}{\mu_0} \quad (11)$$

(10)式と(11)式を(8)式に代入すると以下のような結果が得られる:

$$\begin{cases} H_\theta = Y' D_\phi \\ H_\phi = -Y' D_\theta \end{cases} \quad (12)$$

$$\begin{aligned} k_x &= \frac{\omega - j\sigma'_x}{Y'} \sin \theta \cos \phi \\ k_y &= \frac{\omega - j\sigma'_y}{Y'} \sin \theta \sin \phi \\ k_z &= \frac{\omega - j\sigma'_z}{Y'} \cos \theta \end{aligned} \quad (13)$$

但し,

$$s(\bar{\beta} - \mu_0 Y'^2 \hat{I})^{-1} s^T = 0$$

$$\begin{aligned} \mathbf{s} &= (\sin \theta \cos \phi, \sin \theta \sin \phi, \cos \theta) \\ \bar{\beta} &= \bar{\epsilon}^{-1} \end{aligned} \quad (14)$$

式(14)には電束導電率と導磁率が含まないため、式(14)から得られる Y' は電束導電率と導磁率には無関係である。従って、式(11)の条件に満たすような電束導電率と導磁率を持つ損失性媒質を用いて同じような誘電率テンソルを持つ媒質を終端すると、境界の接線方向の電束導電率と導磁率だけを0にすれば、式(12),(13)から分かるように、2つの領域の波数と電磁界成分が連続となり、反射が起きない。

運動方程式を用いるプラズマのFDTD解析に以上のPML吸収境界条件を適用する場合、式(9)の計算は以下のように変更する：

$$\epsilon_0 \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{E} - ne\mathbf{u} = \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{D} \quad (15)$$

差分に直すと以下ようになる：

$$\mathbf{E}^{n+1} = \mathbf{E}^n + \frac{1}{\epsilon_0} (\mathbf{D}^{n+1} - \mathbf{D}^n) + \frac{ne\Delta t}{\epsilon_0} \mathbf{u}^{n+\frac{1}{2}} \quad (16)$$

4. 数値解析結果

本手法の妥当性を確認するため、磁気プラズマ中に置かれた微小ダイポールによる近接電界をFDTD法により計算し、グリーン関数[1]を用いた厳密解と比較した。図3にその結果を示す。但し、静磁界の向きはz方向で、示した電界はxz面内微小ダイポールから1m離れた円上の近接界のパターンである。FDTD法の解析結果は厳密解とよく一致していることが分かる。電界のr成分に僅かな違いは、モデル化の違いによるものと考えられる。FDTDの計算ではダイポールが有限の長さを持ち、これに対して、厳密解はポイントソースと考えている。この計算では、プラズマ周波数を550MHz、サイクロトロン周波数を250MHz、衝突頻度を0Hz、励振周波数は500MHzとしている。

図4にダイポールアンテナの近接電界のパターンを示す。同じように、観測点はxz面内にアンテナの中心から1mから円とする。静磁界の傾斜角は0度から90度まで変化させている。この計算では、プラズマ周波数を200MHz、サイクロトロン周波数を450MHz、衝突頻度を0Hz、励振周波数は500MHzとしている。静磁界がz方向に向いているとき、主伝搬モードが正常波であることが分かる。静磁界の傾斜角が大きくなるにつれ、静磁界方向付近に伝搬するL波とR波が大きくなっていく。傾斜角が90度のとき、R波がカットオフとなるので、水平方向の伝搬モードはR波だけとなる。

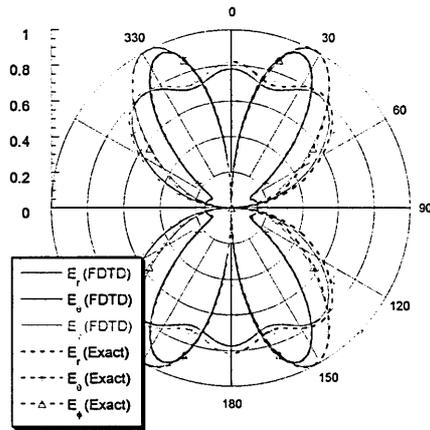
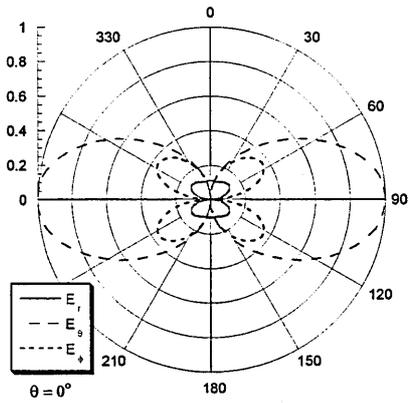
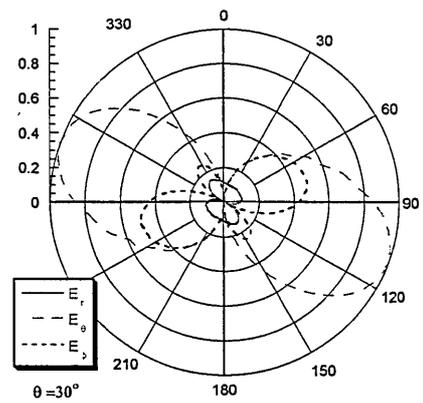


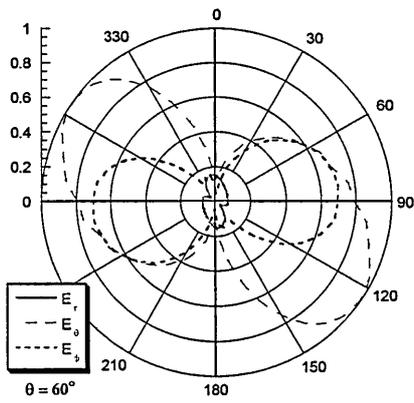
図3 FDTD法の結果と厳密解の比較



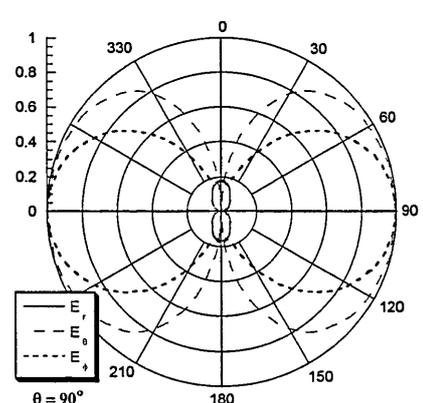
(a) $\theta=0^\circ$



(b) $\theta=30^\circ$



(c) $\theta=60^\circ$



(d) $\theta=90^\circ$

図4 ダイポールアンテナの近接電界パターン

6. まとめ

本論では、FDTD法を用いて磁気プラズマ中のアンテナの解析を試みた。従来のFDTD法に電子の運動方程式を組み込み、プラズマ電流を求めながら、電磁界を計算した。なお、解析領域の周りに本手法に適用できるPML吸収境界条件を用いている。厳密解との比較より、本手法の有効性を示した。

参考文献

- [1] K. Takaku, "Electric field in an axially symmetric anisotropic plasma", J. of Phys. Soc. Of Japan, vol.20, no.7, p.1230, 1965.
- [2] 加川, 小柴, 池内, 鏡, "電気・電子のための有限/境界要素法 一波動問題への応用一", オーム社, 1984.
- [3] Hunsberger, R. Luebbers and K. Kunz, "Finite-Difference Time-Domain analysis of gyrotropic media-I, Magnetized Plasma", IEEE Trans Antennas Propag., vol.40, no.12, 1489-1495, 1992.
- [4] J. L. Young and F. P. Bruechner, "A time domain numerical model of warm plasma", Radio Science, vol.29, no.2, pp.451-463, 1994.
- [5] T. Uno, Y. He and S. Adachi, "Perfectly Matched Layer Absorbing Boundary Condition for Dispersive Medium," *IEEE Microwave Guided WaveLett.*, 7,9, pp.264-266, 1997.
- [6] Y. He, T. Uno and S. Adachi, "PML Absorbing Boundary Condition for Dielectric Anisotropic Media", Proc. International Symp. on Electromagnetic Theory, vol.II, pp.713-715, 1998.

液晶の複素屈折率評価と赤外偏光子の製作

Evaluation of the complex refractive indices of a liquid crystal
and fabrication of an infrared polarizer

安田 晃幸、齊藤 光徳
龍谷大学理工学部

Teruyuki Yasuda and Mitsunori Saito
Ryukoku University

2001年12月14日

1. はじめに

今日、液晶は様々な光学デバイスに用いられているが、赤外領域において強い吸収があるため、赤外線用の光学デバイスに用いられることはほとんど無い。しかしながら、吸収帯の隙間には透過波長帯もあり、そこでは液晶を赤外線制御に用いることができる^{1,4)}。それ故に、液晶ごとに赤外吸収の波長依存性や異方性を測定することが重要である。また、強い吸収帯の周辺では、屈折率が(したがって複屈折も)著しく変化するので、デバイス設計のためには屈折率の波長依存性も測定する必要がある。しかし、液晶は流動性や異方性を有しているため、屈折率は測定が極めて困難である。従って、液晶の屈折率のデータは、NaランプやHe-Neレーザなどの強力な光源を使用できる特定の波長でしか測定されていないことが多い。そのうえ、赤外領域では液晶の吸収があるので、屈折率 n に加えて消衰係数 κ も考慮する必要があるため、測定と解析がさらに複雑になる^{5,6)}。また液晶は異方性を有するため、常光(o)と異常光(e)とで屈折率も消衰係数も異なっており、 n_o 、 κ_o 、 n_e 、 κ_e の4つものパラメータを同時に評価しなければならないという難しさもある。さらに、赤外領域においては偏光子やセンサなどの光学素子の性能が低いことも測定を困難にしている原因である。

このように光学特性の評価が難しい複屈折性と吸収性をもつ液体材料について、我々は全反射減衰分光法による評価方法を提案した⁷⁾。この方法は、半円形プリズムを用いて広い入射角範囲で反射率を測定することにより、プリズムと液体サンプルとの界面における全反射臨界角とエバネッセント光の吸収を同時に評価し、屈折率と消衰係数を求めることを原理としている。そして、この方法を用いることで、液晶と磁性流体の異方性複素屈折率を波長 0.55 ~ 1.60 μm の可視・近赤外域において評価することに成功した。本研究では、この方法を利用して液晶の屈折率を中赤外域において測定することを試みた。しかしながら、赤外領域での測定を行う上で、解決すべき多くの問題があった。まず第一に、屈折率や製作可能なサイズ・コストを考慮に入れ、プリズムに適した赤外透過材料を選択する必要があった。プリズムの屈折率は、全反射を起こすために液晶の屈折率(1.5 ~ 1.7)より大きくなければならず、かつ高精度な屈折率評価のために液晶の屈折率に近いことが望まれる⁷⁾。そこで赤外領域において広い透過範囲を持ち、屈折率が1.78であるヨウ化セシウム(CsI)を選択した。第二に、液晶の配向膜に用いる素材の選択である。第3節で示すように、配向膜が低屈折率の場合、プリズムと配向膜の界面で全反射が起こり、反射率測定に影響を与えるため、高屈折率のポリイミド配向膜を用いた。第三に、20°

～ 80° という広範囲な入射角度において反射率スペクトルを測定できるよう測定機器を改造する必要があった。また、CsI 結晶には潮解性があるので、劣化を防ぐためにドライブースの中で窒素ガスを吹きつけて測定を行った。本報告では、赤外線での反射率測定装置の製作と複素屈折率の評価方法について述べるとともに、液晶界面での全反射を利用した赤外偏光子に関する実験結果を紹介する。

2. 反射率測定実験

入射角を広い範囲で変化させて反射率を精度よく測定するため、図 1 に示す液晶セルを製作した。まず、CsI の半円形プリズム（半径 30mm、高さ 30mm）を用意し、その平面側に厚さ数百 nm のフッ素化ポリイミド（チッソ、PIA-X107-G01）の膜をディッピングと焼成により形成した。この半円形プリズムを台座に固定して、コーティング面をレーヨン製の布で一定方向にラビングすることにより、ホモジニアス配向処理を施した。このように配向処理した半円形プリズムを 2 個準備し、10 μ m のガラススペーサを混ぜたエポキシ系接着剤を周囲 3 辺に塗布して接着した。接着剤が固化した後、接着剤のついていない部分から液晶を注入した。今回の実験で用いた液晶は、波長 0.59 μ m において常光屈折率 n_o が 1.49、異常光屈折率 n_e が 1.58 で、正の誘電異方性を持つネマティック液晶（チッソ、LIXON2400-000XX）である⁸⁾。

図 1 に示すように、液晶が x 方向に配向している場合、p 偏光は常光屈折率を、s 偏光は異常光屈折率をそれぞれ感じることになる。反射光強度 $I(\theta)$ は、p 偏光、s 偏

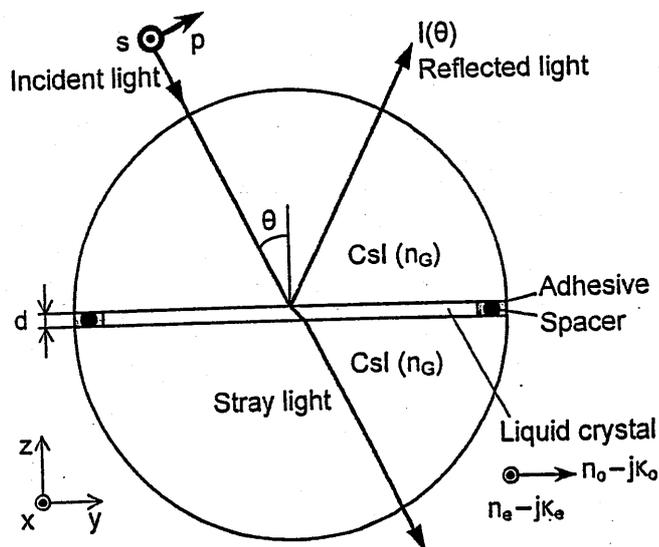


図 1 液晶セルの構造。

光とも、入射角 $20^\circ \sim 80^\circ$ の範囲で測定した。このように、広範囲の測定を可能にするため、図 2 に示すように光学系をゴニオメータの上に組み立てた。放物面鏡とアパーチャと偏光子が同一のレール上に固定されており、サンプルステージは 360° 回転が可能である。このステージの上に液晶セルを固定し、入射角を自由に設定することができる。そして、このステージを中心として約 180° 回転するレール上に集光レンズと検出器が固定されており、反射光を検出できるようになっている。またこの光学系は、湿度を低く保ったブースの中に置かれており、空気中の水分による CsI 表面の劣化を防ぐために、サンプルステージに直接窒素ガスを吹き込むようになっている。

赤外スペクトル測定のために、フーリエ変換赤外分光光度計 (FTIR、島津製作所、8200PC) を外部の検出器で赤外光を測定するように改造して用いた。FTIR から出た赤外光は、アルミニウム製の放物面鏡 (焦点距離 150mm) を用いてサンプルステージの中心に集光した。赤外ビームの直径は 30mm 程度あるので、そのまま集光すると集光角が約 6° にもなり、反射率測定における入射角の誤差が大きくなる。そこでサンプルステージの中心から 100mm のところに、直径 9mm のアパーチャーを取り付けることで集光角が約 2° になるようにした。また、入射光の偏光方向を決めるために、ワイヤーグリッド赤外偏光子 (ケンブリッジ、IGP228、 CaF_2 製、透過波長 $1 \sim 12\mu\text{m}$) をアパーチャーの後ろに置いた。サンプルで反射された赤外光は、KRS-5 (TlBrI) 結晶でできた焦点距離 20mm のレンズで集光し、液体窒素冷却型の HgCdTe 検出器 (浜松ホトニクス、P2748-10) に結像させた。そして、このセンサの出力信号をフーリエ変換して赤外光の強度スペクトルを求めた。

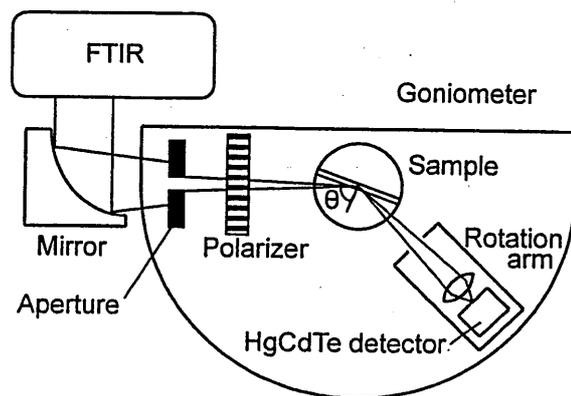


図 2 赤外光の反射率測定のための光学系。

角度依存性の測定結果の例を図 3 に示す。入射角を変化させた場合の、s 偏光、p 偏光の反射光強度 $I(\theta)$ をそれぞれ \circ と \triangle で示している。左側の縦軸は反射光強度（任意単位）である。図 3(a) のように、液晶の吸収が小さい波長域では、全反射臨界角付近（ 60° 前後）で反射光強度が急峻に大きくなっており、この角度以上で値が一定になっているのがわかる。このときの反射光強度 I_0 を基準として $I(\theta)$ との比 $I(\theta)/I_0$ を反射率とし、このスケールを右の縦軸に表した。全反射は s 偏光より p 偏光の方が小さい角度で起こっているが、これは常光、異常光がそれぞれ異なる屈折率 n_o と n_e を感じるためである。図 3(b) に示すように、液晶の吸収が大きい場合には、エバネッセント光の吸収があるため、全反射臨界角を越えても反射率が低く、反射率曲線の立ち上がりが緩やかになる。このようにして測定した反射率曲線の立ち上がりの角度とそのなだらかさから、屈折率 n と消衰係数 κ を測定することができる。

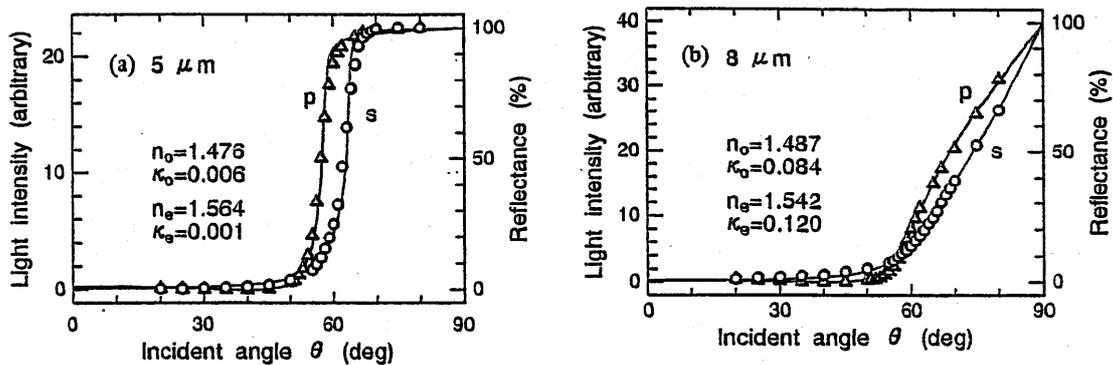


図 3 CsI と液晶の境界面における反射率の角度依存性。 \circ と \triangle はそれぞれ s 偏光と p 偏光の反射光強度（左軸）の測定値を示す。 90° での値 I_0 は、式(5)に示す最小二乗法によって決定しており、その値を基準に測定値 $I(\theta)$ との比をとった値が反射率（右軸）である。(a) が $5\mu\text{m}$ 、(b) が $8\mu\text{m}$ の場合で、図中の数値は最もフィットした時の n_o 、 κ_o 、 n_e 、 κ_e の値を示している。

3. 複素屈折率評価

第 2 節に示したような反射率曲線から、 n と κ を求めるためには、理論曲線とのフィッティングを行う必要がある。CsI プリズムの屈折率を n_G とし、液晶の常光屈

折率と異常光屈折率をそれぞれ $n_o - j\kappa_o$ 、 $n_e - j\kappa_e$ とすると、Csl と液晶の境界での反射率の理論式は、

$$R_p(\theta) = \left| \frac{(n_o - j\kappa_o)^2 \cos \theta - n_G \sqrt{(n_o - j\kappa_o)^2 - n_G^2 \sin^2 \theta}}{(n_o - j\kappa_o)^2 \cos \theta + n_G \sqrt{(n_o - j\kappa_o)^2 - n_G^2 \sin^2 \theta}} \right|^2 \quad (1)$$

$$R_s(\theta) = \left| \frac{n_G \cos \theta - \sqrt{(n_e - j\kappa_e)^2 - n_G^2 \sin^2 \theta}}{n_G \cos \theta + \sqrt{(n_e - j\kappa_e)^2 - n_G^2 \sin^2 \theta}} \right|^2 \quad (2)$$

となる。ここで θ は図 1 における入射角である。また、厚さ d の液晶層において多重反射が起こることを考慮すると、式(1)、(2)の R_p 、 R_s を用いて、反射率は

$$\overline{R_p(\theta)} = \frac{1 + (1 - 2R_p) \exp[-8\pi \kappa_o d / (\lambda \sqrt{1 - n_G^2 \sin^2 \theta / n_o^2})]}{1 - R_p^2 \exp[-8\pi \kappa_o d / (\lambda \sqrt{1 - n_G^2 \sin^2 \theta / n_o^2})]} R_p \quad (3)$$

$$\overline{R_s(\theta)} = \frac{1 + (1 - 2R_s) \exp[-8\pi \kappa_e d / (\lambda \sqrt{1 - n_G^2 \sin^2 \theta / n_e^2})]}{1 - R_s^2 \exp[-8\pi \kappa_e d / (\lambda \sqrt{1 - n_G^2 \sin^2 \theta / n_e^2})]} R_s \quad (4)$$

と表される。式(1)、(3)の n_o と κ_o に適切な値を仮定すると、図 3 の Δ で示されている p 偏光の実験値にフィットした理論曲線を描くことができる。同様に、 n_e と κ_e に適切な値を仮定すると s 偏光 (○) の理論曲線を描くことができる。図 3 の理論曲線は、それぞれの図中に示されている n_o 、 κ_o 、 n_e 、 κ_e の値を用い計算した結果である。実験値と理論値の誤差は、

$$\sigma = \frac{1}{N} \sqrt{\sum_{i=1}^N [\overline{R(\theta_i)} - I(\theta_i) / I_0]^2} \quad (5)$$

で表すことができる。ここで $\overline{R(\theta_i)}$ と $I(\theta_i)$ は、p 偏光または s 偏光の理論値と測定値を示し、 N は測定点 θ_i の数を示している。 n_o 、 κ_o 、 I_0 の最適値は、これらの値を組み合わせることで求めた理論値と p 偏光の実験値との誤差 σ が最小になるようにして求めることができる。 n_e 、 κ_e 、 I_0 の最適値も同様に、s 偏光のデータを用いて求めることができる。図 3 に示した屈折率と消衰係数はこのような方法で求めたものである。

液晶の測定の前に、あらかじめ CsI の屈折率 n_G を評価しておく必要がある。そのため、CsI と空気の境界面での反射率を、図 1 のサンプルに用いる CsI 半円形プリズムの 1 個を空気中に置いて測定した。図 4(a) の○と△は、測定した反射率を示している。反射率曲線は、35° 付近に全反射臨界角をもつ典型的な角度依存性の形を示している。しかしながら、一般的に用いられている屈折率 1.66 のポリイミドを液晶配向膜としてコートした場合、図 4(a) の●と▲に示すように複雑な反射率曲線が現れた。このようになる理由は、ポリイミドと空気の境界面での全反射(理論的には 35° と計算される)に加えて、CsI とポリイミドの境界面でも全反射が起こった(理論的には 73°)ためと考えられる。このように CsI と配向膜の境界面で全反射が起こると、液晶の反射率を求めることが難しいので、その影響をなくすためには、CsI と同じ屈折率を持つ材料で配向膜を形成することが必要である。そこで、屈折率が 1.78 のフッ素化ポリイミドを用いることにした。この高屈折率ポリイミドをコートしたプリズムの反射率は、コートしていないプリズムの反射率とほとんど変化はなかった。CsI プリズムと空気の境界面における反射率の理論曲線は、式(1)と(2)に空気の屈折率($n_o = n_e = 1$, $\kappa_o = \kappa_e = 0$)を代入することで求めることができる。CsI の屈折率 n_G は、理論曲線が○や△の測定点にフィットするように選択して決定することができる。図 4(b) は、各波長で求めた n_G の最適値を示している。CsI の屈折率は約 1.78 と評価され、長波長側ほどわずかに屈折率が低下する正常分散が見られる。

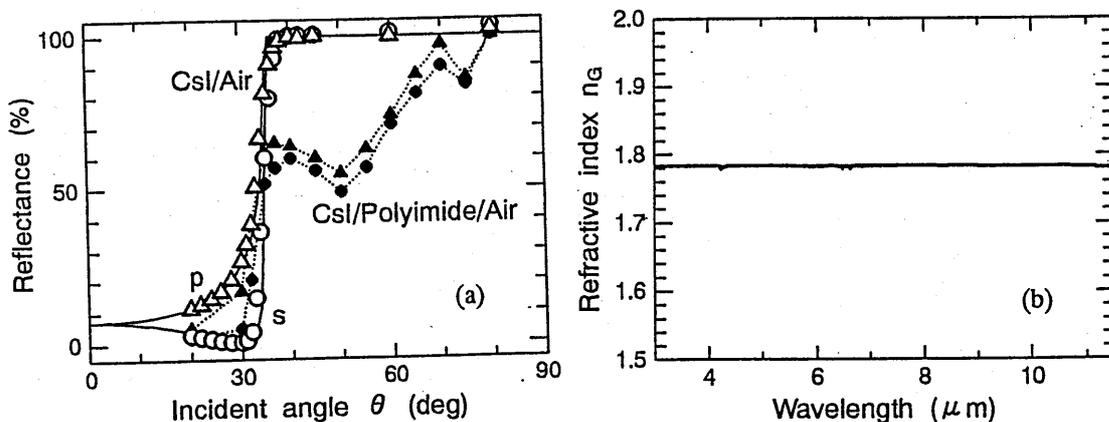


図 4 (a)CsI と空気の境界面における反射率の角度依存性。○と△は、それぞれ s 偏光と p 偏光での測定値を示している。実線は最もフィットした理論曲線である。●と▲は CsI プリズムに低屈折率のポリイミドをコートした場合の反射率を示している。(b)反射率曲線から CsI の屈折率 n_G を 3.0 ~ 11.5 μm の各波長で評価した結果。

液晶の複素屈折率評価には、図 4(b)に示す n_G の値を用いた。先に述べたように、理論反射率 $\overline{R_p}(\theta)$ と $\overline{R_s}(\theta)$ を計算し、誤差 σ が最も小さくなるような値を求め、波長ごとの複素屈折率 $n_o - j\kappa_o$ と $n_e - j\kappa_e$ を決定した。図 5 に、このような方法で求めた n_o 、 κ_o 、 n_e 、 κ_e の値を示す。消衰係数のスペクトルには、3.4、5.8、6.7、8.2 μm などをはじめとして多くの吸収ピークが存在する。そして、これらの波長付近で、屈折率が大きく変化している。6.7 μm の吸収ピークは、常光(κ_o)より異常光(κ_e)の方が大きくなっており、この波長付近において異常光屈折率 n_e は常光屈折率 n_o より大きく変化している。その結果、6.6 μm において異常光屈折率(1.456)が常光屈折率(1.463)より小さくなるという逆転が起こっている。

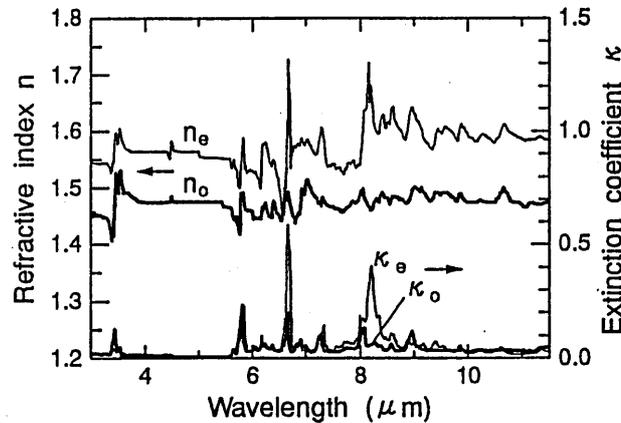


図 5 各波長における液晶の屈折率(n_o 、 n_e)と消衰係数(κ_o 、 κ_e)。

4. 赤外偏光子の製作

以上に述べた液晶の異方性屈折率の評価は、全反射の偏光方向依存性に基づいているが、この原理を利用すると、赤外線用の偏光子やスイッチを作ることにもできる。可視・近赤外域では複屈折性結晶や多層膜を利用した偏光子があるが、波長 2 μm 以上の赤外領域では材料による吸収が大きいため利用することができない。そのため、一般に赤外域ではワイヤグリッド偏光子が用いられているが、消光比が低く、耐久性に乏しいことなど問題が多い。そこで本研究では、液晶の屈折率異方性と電界による再配向性、そして半導体シリコンが導電性と赤外線透過性を併せ持つという特徴を活かし、赤外線用の偏光スイッチの製作を試みた。

図 6 のように、2 つの三角形のシリコンプリズムの間に液晶をホモジニアス配向

させて封入し、屈折率異方性から生じる全反射臨界角の違いを利用し直線偏光を取り出すことにより、偏光子としての機能を実現できる。また、シリコンプリズム間に電圧を印加して液晶分子を垂直に配向させることにより、取り出す偏光を選択することも可能である。図 6(b)、(d)に示すように、シリコンと液晶の境界面での入射角を 28.5° にすると良い偏光特性が得られると予測されるので、鋭角が 28.5° のシリコンプリズムを 2 つ用意し、斜面にホモジニアス配向処理を施した後、 $5\mu\text{m}$ のスペーサを挟んで接着しサンプルを製作した。実験で用いた液晶は、波長 $0.59\mu\text{m}$ において常光屈折率 n_o が 1.53、異常光屈折率 n_e が 1.82 で正の誘電異方性をもつネマティック液晶 (Merck、BL-006) である。

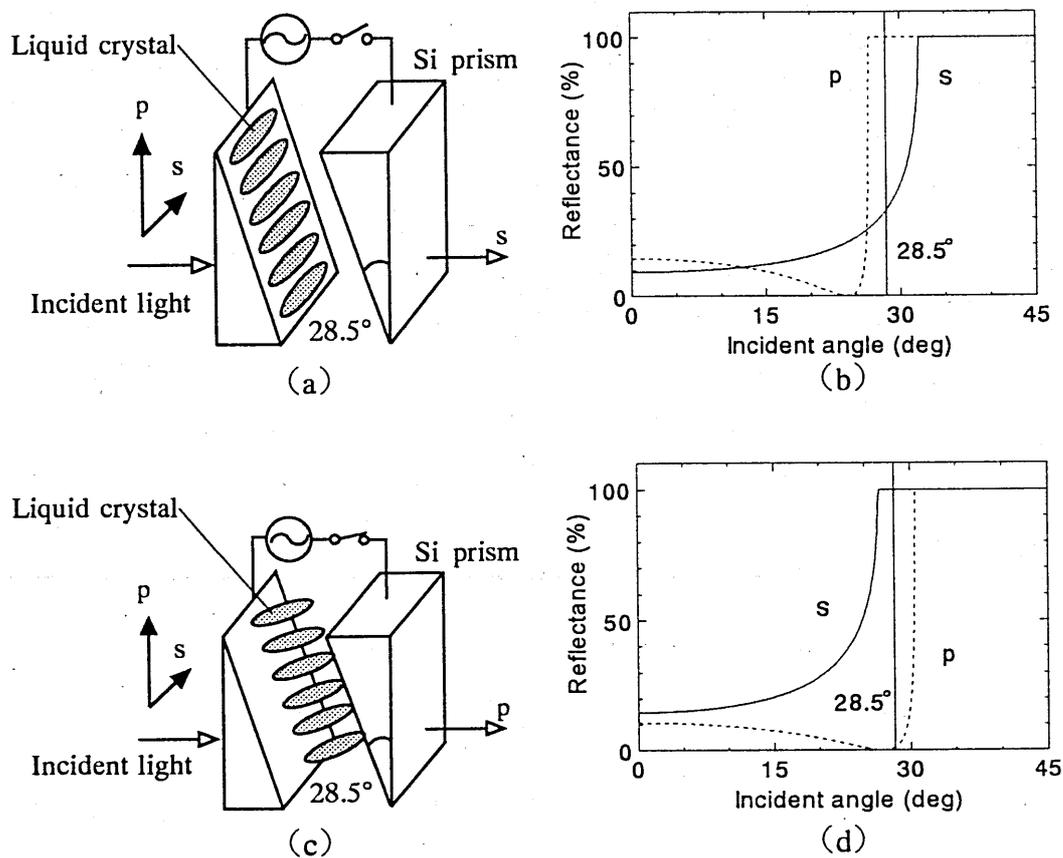


図 6 (a)サンプルの構造と液晶の配向方向、および(b)そのときの反射率の理論曲線。(c)サンプルに電圧をかけた場合の液晶の配向方向、および(d)そのときの反射率の理論曲線。

図7に示すように、波長 $6\mu\text{m}$ 以上の領域では液晶やシリコンによる吸収のため低い透過率しか得られなかったが、短波長域では、 $3.4\mu\text{m}$ や $4.3\mu\text{m}$ などの吸収帯を除いて高い透過率が得られた。印加する電圧について、周波数 100Hz で $0\sim 60\text{V}$ までの特性を調べた結果、 50V (実効値) でほぼ飽和することがわかった。 50V の電圧をかけたときには、p 偏光の透過率が $50\sim 60\%$ であるのに対し、s 偏光ではほぼ 0% になっており、偏光子として機能していることがわかる。消光比は約 30dB であり、 $50\sim 60\%$ という透過率は、シリコンプリズムと空気との境界面での反射損失を考慮すれば、理論限界に近い。また、電圧をかけていないときには、p 偏光の透過率は 0% まで下がるので、光スイッチとしても機能していることがわかる。

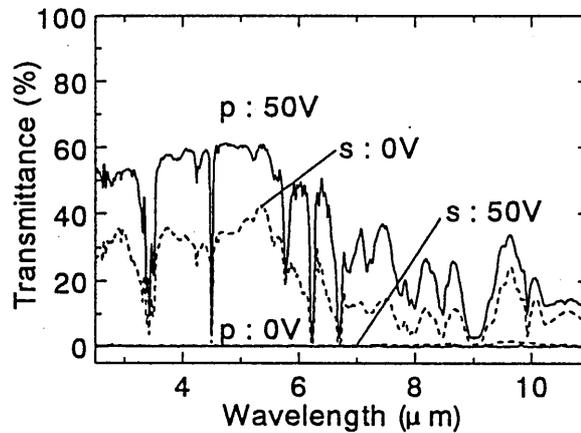


図7 赤外域における透過率スペクトル。

5. まとめ

CsI 半円形プリズムを用いて反射率を測定することで、赤外域における液晶の複素屈折率を評価した。ネマティック液晶の複素屈折率を測定した結果、吸収の大きな波長帯において、常光屈折率と異常光屈折率の大小関係が逆転し、負の複屈折になる波長が見い出された。この測定方法は、液晶を用いた赤外線用光学素子の製作に有用なデータを与えることになる。

また、液晶表面での全反射の偏光依存性を利用すると、赤外線偏光素子を製作できることも示された。プリズムの表面に無反射コートを施して空気との境界面での反射をなくせば、ほぼ 100% の透過率が得られると考えられ、実用的な素子になると期待される。

参考文献

1. A. F. Fray, C. Hilsum, and D. Jones, "Some properties of liquid crystals as infrared modulators," *Infrared Phys.* **18**, 35–41 (1978).
2. J. G. Pasko, J. Tracy, and W. Elser, "Liquid crystal infrared modulation," *Opt. Eng.* **20**, 970–975 (1981).
3. R. C. Sharp, D. P. Resler, D. S. Hobbs, and T. A. Dorschner, "Electrically tunable liquid-crystal wave plate in the infrared," *Opt. Lett.* **15**, 87–89 (1990).
4. 小林潤也, 喜多純一, 吉野勝美, 「強誘電性液晶を用いた赤外線検出用チョッパ」, *電子情報通信学会論文誌 C-I*, **J79-C-I**, 240–248 (1996).
5. S. T. Wu, U. Efron, and L. D. Hess, "Infrared birefringence of liquid crystals," *Appl. Phys. Lett.* **44**, 1033–1035 (1984).
6. D. B. Chenault, R. A. Chipman, K. M. Johnson, and D. Doroski, "Infrared linear diattenuation and birefringence spectra of ferroelectric liquid crystals," *Opt. Lett.* **17**, 447–449 (1992).
7. M. Saito, N. Matsumoto, and J. Nishimura, "Measurement of the refractive-index spectrum for birefringent and absorptive liquids," *Appl. Opt.* **37**, 5169–5175 (1998).
8. *Lixon Information* (チッソ株式会社, 千葉, 1995).
9. M. Saito, K. Nakajima, and M. Shishido, "Polymer coating on infrared silver halide fiber for photo-darkening protection," *J. Lightwave Technol.*, **20** (2002), 印刷中.

2D-FDTD法による
多層チャネル型Si光導波路の光伝搬解析

竹井 知朗[†] 清水 勇輔^{††} 小嶋 敏孝[†] 何 一偉^{†††}
関西大学[†] 久米電気株^{††} 大阪電気通信大学^{†††}

2002年3月13日

於 大阪電気通信大学

2D-FDTD法による多層チャネル型Si光導波路の光伝搬解析

1. まえがき

近年、情報通信技術の発展は目覚しく、社会を行き交う情報量は、急激に増加している。それに伴い、光デバイスの集積化も進み、次代のフォトニックネットワークの実現のために、様々な観点で精力的に研究がなされている。ここで、フォトニックネットワークとは、ネットワーク転送機能を光領域で実現したネットワークを指す。この場合、システムの中核を担うのは、光集積回路であり、その中でも特に基本的な構成要素で、重要なデバイスとされているのが、光導波路である。従来の光導波路においては、低損失化・長距離伝送が一つの目標であったが、フォトニックネットワーク実現のための光導波路に求められる特性は、導波路自身がスイッチングやフィルタの役目を担うような、多くの機能性である。

最近、そのような機能性を持つ光導波路として、Si光導波路⁽¹⁾が提案されている。このSi光導波路の構造的な特徴としては、屈折率差が大きい多層構造であるということ及びコアの厚さが入射波長 $1.5[\mu\text{m}]$ に比べ $10.0[\mu\text{m}]$ という大きさを持っていることが挙げられる。文献(1)にはシングルモード伝送が可能であり、同じコア径を持つシングルモードファイバーとの接続が可能となると記述されているが、詳しい特性は定かではない。

我々はこれまでに、3D-FDTD法によって、このような光導波路に対する曲がり部の損失特性の解析などを行ってきた⁽²⁾。更に、2D-FDTD法によって伝搬特性の解析を試みている⁽³⁾。

2D-FDTD法とは、解の指数関数依存性を利用して、3次元問題を2次元問題として、扱うための手法である。この2D-FDTD法を用いる事により、計算時間及び計算機容量を減らす事ができ、3D-FDTD法では、計算機容量及び計算時間の問題により解析が不可能であった光導波路に対しても、ハイブリッドモード解析をする事が出来る。

そこで、文献(1)の多層チャネル型Si光導波路について、2D-FDTD法を用いて光伝搬解析を行い、基本モードで光が伝搬する構造について考察する。

2. 2D-FDTD法

2.1 2D-FDTD 法について

FDTD法^{(6),(7),(8)}は、Maxwell の方程式を空間的・時間的に差分し、解析領域内の電磁界成分を逐次計算する数値解析法である。FDTD 法はマイクロ波・ミリ波回路、光回路の電磁界解析をはじめ、様々な場所で用いられている電磁界シミュレータである。ここでは、本解析で用いた 2D-FDTD 法について述べる。

FDTD 法は、一般的に定式化が容易、汎用性があるなどの優れた特徴を持つが、その反面、計算時間や計算機メモリの制限を受ける解析手法である。また、汎用性が高いために実際に FDTD 法を解析の目的によって正しく条件を整えて解析しなければならない。当然、本研究のような 3 次元光導波路の解析に対しても例外ではない。計算機資源と解析時間などの制限に対してどのように対処するか等が問題になってくる。特に多層構造などの複雑な断面構造を有する導波路解析のハイブリッドモード解析は精度及び計算時間等を考慮すると満足する解析結果を得ることが一層困難になると思われる。そこで、本研究では 3 次元的光導波路のハイブリッドモード解析に有用な 2D-FDTD 法を用いる。2D-FDTD 法は Compact-FDTD 法とも呼ばれ、定常界の指数関数依存性を利用して 3 次元問題を 2 次元問題として解析できるようにしたものである。ここでは、2D-FDTD 法について定式化及び入射条件などの基本原理について説明する。

2.2 2D-FDTD 法の定式化^{(4),(5)}

今、角周波数 ω 、伝搬定数 β なる波が z 方向に伝搬しているものとする。このとき各領域の電磁界は次式の形に書くことができる。

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_0(\mathbf{r}) \exp\{-j(\beta z - \omega t)\} \quad (2.1)$$

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{H}_0(\mathbf{r}) \exp\{-j(\beta z - \omega t)\} \quad (2.2)$$

こうすることで z 軸方向に無限に長い空間を伝搬する波を二次元で考えることができる。その FDTD セルを図 2.1 に示す。式 (2.1) 及び式 (2.2) とマクスウェルの方程式から、式 (2.3)、式 (2.4)、式 (2.5)、式 (2.6)、式 (2.7) 及び式 (2.8) が導かれる。

$$\frac{\partial}{\partial y} E_z + j\beta E_y = -\mu \frac{\partial}{\partial t} H_x \quad (2.3)$$

$$j\beta E_x + \frac{\partial}{\partial x} E_z = \mu \frac{\partial}{\partial t} H_y \quad (2.4)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} E_y - \frac{\partial}{\partial y} E_x = -\mu \frac{\partial}{\partial t} H_z \quad (2.5)$$

$$\frac{\partial}{\partial y} H_z + j\beta H_y = \varepsilon \frac{\partial}{\partial t} E_x + \sigma E_x \quad (2.6)$$

$$-j\beta H_x - \frac{\partial}{\partial x} H_z = \varepsilon \frac{\partial}{\partial t} E_y + \sigma E_y \quad (2.7)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} H_y - \frac{\partial}{\partial y} H_x = \varepsilon \frac{\partial}{\partial t} E_z + \sigma E_z \quad (2.8)$$

式 (2.3)、式 (2.4)、式 (2.5)、式 (2.6)、式 (2.7) 及び式 (2.8) を差分化して、2D-FDTD 法の差分式である式 (2.9)、式 (2.10)、式 (2.11)、式 (2.12)、式 (2.13) 及び式 (2.14) が導かれる。

$$H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j+\frac{1}{2}) = H_x^{n-\frac{1}{2}}(i, j+\frac{1}{2}) - \alpha_1 \{E_z^n(i, j+1) - E_z^n(i, j)\} - \alpha_2 E_y^n(i, j+\frac{1}{2}) \quad (2.9)$$

$$H_y^{n+\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}, j) = H_y^{n-\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}, j) + \alpha_1 \{E_z^n(i+1, j) - E_z^n(i, j)\} + \alpha_2 E_x^n(i+\frac{1}{2}, j) \quad (2.10)$$

$$H_z^{n+\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}) = H_z^{n-\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}) - \alpha_1 \{E_y^n(i+1, j+\frac{1}{2}) - E_y^n(i, j+\frac{1}{2})\} + \alpha_1 \{E_x^n(i+\frac{1}{2}, j+1) - E_x^n(i+\frac{1}{2}, j)\} \quad (2.11)$$

$$E_x^{n+1}(i+\frac{1}{2}, j) = E_x^n(i+\frac{1}{2}, j) + \alpha_3 \{H_z^{n+\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}) - H_z^{n+\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}, j-\frac{1}{2})\} - \alpha_4 H_y^{n+\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}, j) - \alpha_5 E_x^{n+1}(i+\frac{1}{2}, j) \quad (2.12)$$

$$E_y^{n+1}(i, j+\frac{1}{2}) = E_y^n(i, j+\frac{1}{2}) - \alpha_3 \{H_z^{n+\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}) - H_z^{n+\frac{1}{2}}(i-\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2})\} + \alpha_4 H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j+\frac{1}{2}) - \alpha_5 E_y^{n+1}(i, j+\frac{1}{2}) \quad (2.13)$$

$$E_z^{n+1}(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}) = E_z^n(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}) + \alpha_3 \{H_y^{n+\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}, j) - H_y^{n+\frac{1}{2}}(i-\frac{1}{2}, j)\} - \alpha_3 \{H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j+\frac{1}{2}) - H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j-\frac{1}{2})\} - \alpha_5 E_z^{n+1}(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}) \quad (2.14)$$

ただし、

$$\alpha_1 = \frac{\Delta t}{\mu \Delta L}, \quad \alpha_2 = \frac{\beta \Delta t}{\mu}, \quad \alpha_3 = \frac{\Delta t}{\varepsilon \Delta L}, \quad \alpha_4 = \frac{\beta \Delta t}{\varepsilon}, \quad \alpha_5 = \frac{\sigma \Delta t}{\varepsilon}$$

ΔL はセルサイズ、 Δt は時間ステップである。

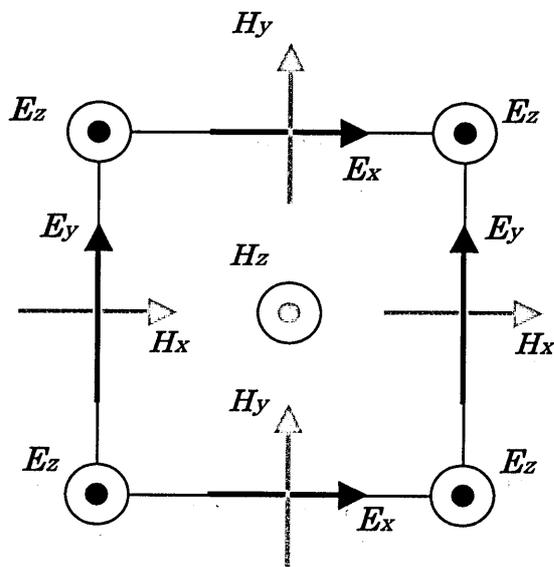


図 2.1 2D - FDTD cell

2.3 入射条件

二次元FDTD法において、初期条件として $t=0$ に入射界を与えるとする。例えば y 軸方向に一様な電界を与えた場合、これは式(2.15)で表される、デルタ関数である。

$$\tilde{E}(x, y, \beta, t) \Big|_{t=0} = \delta(\beta - \beta_0) E(x, y) \quad (2.15)$$

z 軸方向では式(2.16)で表される正弦波である。

$$E(x, y, z, t) \Big|_{t=0} = E(x, y) e^{-j\beta_0 z} \quad (2.16)$$

3. 解析モデル

3.1 多層チャンネル型Si光導波路の特徴

図 3.1 に本研究で用いた解析モデルについて示す。図 3.1 の Si 光導波路は、光学素子を Si 基板上に集積するために、それらの素子をつなぐ役割を持つことを目的とする。しかし、従来通信に用いられる波長 $1.5[\mu\text{m}]$ の伝搬光を考えた時、Si 光導波路のコア径は $1.0[\mu\text{m}]$ 以下になってしまう。このようなコアの大きさでは、ファイバーとの接続が難しくなる。

そこで、図 3.1 に示すような構造を持つ Si 光導波路が提案された。図 3.1 の Si 光導波路はシングルモードファイバーのコア径と同じ $10.0[\mu\text{m}]$ のコア径を持ち、高屈折率差を持つ多層構造によって、基本モード成分以外の高次モード成分が放射して、実質的なシングルモードを実現する構造である。⁽¹⁾

しかしここでは、具体的な導波路パラメータについては、触れられていない。そこで、本稿では、2D-FDTD法により、このモデルに対して以下の条件を仮定し解析を行う。

- 図 1 のような構造を持つチャンネル型 3 次元光導波路である
- コアの大きさはシングルモードファイバとの接続を考え、 $10.0[\mu\text{m}]$ とする
- 伝搬波長は $1.5[\mu\text{m}]$ と仮定する

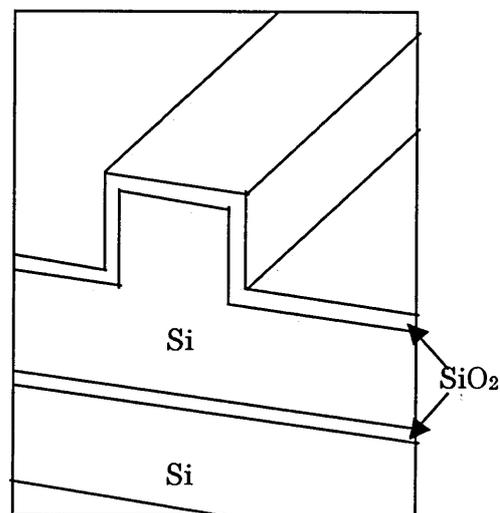


図 3.1 解析モデル

具体的に本解析モデルの導波路パラメータを決定する際に、参考にした、図 3.2 に示すような ARROW 型光導波路^{(9),(10),(11)}についてここでは触れておく。

図 3.2 に示すのは ARROW-B と呼ばれる光導波路である。ARROW とは、AntiResonant - Reflecting - Optical - Waveguides の略である。ARROW 型光導波路はその構造により ARROW 及び ARROW - B に分類されるが、ここでは図 3.1 のモデルに近い構造を持つ ARROW-B について図 3.2 に示す。

まず、本研究の解析モデルである図 3.1 のモデルと共通する点は以下のとおりである。

- ・ 高屈折率差を持つ光導波路である
- ・ コアの下に 2 つのクラッド層を持ち、下層のクラッド層に関してはコアと同じ物質である
- ・ コアを大きくとることができる

また、この光導波路の構造的な特徴として以下のことが述べられている⁽⁷⁾。

- ・ 基本モード成分に比べ高次モード成分は伝搬損失が大きく実質的なシングルモード光導波路として扱うことができる
- ・ 奇次のモードに関してはコアと 2 次クラッドの間で光結合が起こり基板への放射モードとなる。
- ・ 1 次クラッドの厚みと伝搬波長の関係によって伝搬によるロスが変わる。
- ・ 2 次クラッドの厚みはほぼ、 $d_{ce}/2$ である。ただし d_{ce} とは、上部クラッドへの光電磁界のしみだしを考慮した等価的なコア厚で、コアの厚みより少し大きくなる。

ここで挙げた特徴を参考にして実際の解析のパラメータを変化させて解析を行う。

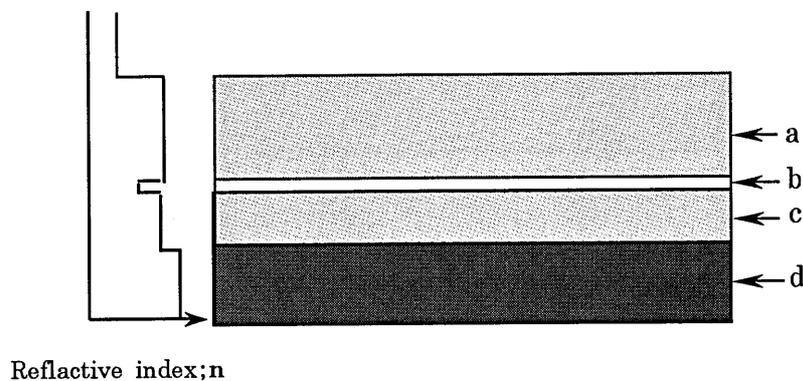


図3.2 ARROW-Bの基本構造

表3.1 各部の名称

Place(in fig3.1)	Name
a	core
b	1st cladding
c	2nd cladding
d	substrate

3.2 解析モデル

図 3.3 に Si 光導波路の断面図及び図 3.4 に図 3.3 中の A-A' 面(y - z 平面)図を示す。ただし、伝搬方向は z 軸方向とする。図中の a~e の名称、大きさ及び屈折率は表 3.2 に示すとおりである。導波路の上部 a は真空であり、コアの上部 b は第 1 クラッドと同じ大きさ及び屈折率を持つ SiO₂ の膜を仮定している。コアは、Si とする。クラッドについては、図のように第 1 クラッド及び第 2 クラッドで成り立っており、第 1 クラッドには SiO₂、第 2 クラッドには、コアと同じ Si とする。このような構造を持つ Si 光導波路に対して、導波路パラメータを変えつつ 2D-FDTD 法を用い解析を行う。

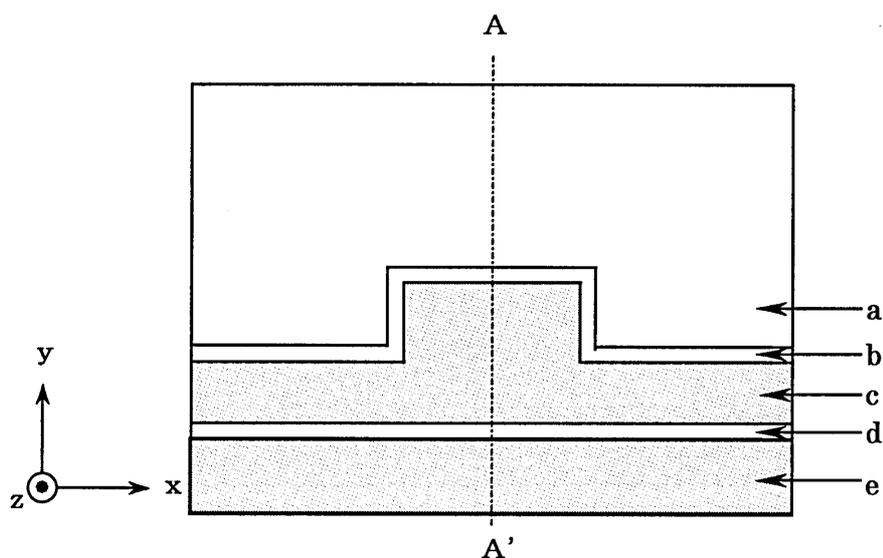


図 3.3 多層チャネル型 Si 光導波路(断面図)

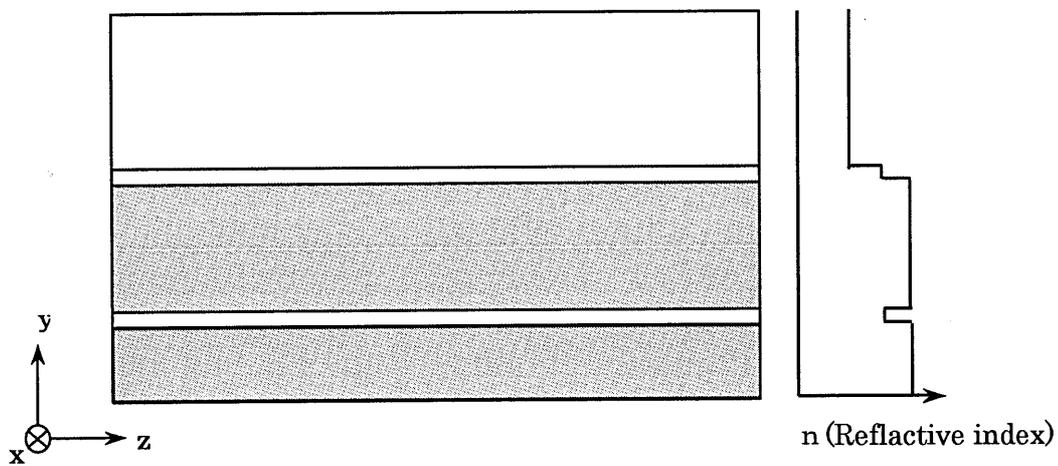


図 3.4 多層チャネル型 Si 光導波路
y-z 平面図(図 4.1 A-A' 面)

表 3.2 多層チャネル型 Si 光導波路各部の名称、大きさ及び屈折率

Place(in fig4.2)	Name	material	Refractive index
a	——	air	1.0
b	——	SiO_2	1.46
c	core	Si	3.5
d	1st cladding	SiO_2	1.46
e	2nd cladding	Si	3.5

4. 解析結果

4.1 コアが $1.5[\mu\text{m}]$ の Si 光導波路の解析

本節では、図 4.1 のようなコアの大きさが $1.5[\mu\text{m}]$ である Si 光導波路の解析結果について示す。FDTD法のパラメータに関しては表 4.1 に示す。表 4.1 中の ABC とは吸収境界条件 (Absorbing Boundary Condition) を表す。

また、等価屈折率 n_{0eq} (ただし、等価屈折率とは、伝搬定数 β と真空中の平面波の伝搬定数の比 $n_{0eq} = \beta/k_0$ を表す。)を初期値として、FDTD 法解析を行い共振周波数を求めている。そのため次のように呼び方を定める。初期値として任意に与える等価比誘電率 ϵ_{eq} を参照比誘電率と呼ぶ。

ここでは、周波数 $210.0[\text{THz}]$ 及び、 ϵ_{eq} が $2.5, 7.0$ 及び 11.6 の伝搬定数 β を仮定し、FDTD 法シミュレーションを行った。まず、初期値としてこのような値を設定したのは、3つの異なる周波数に対する伝搬の様子を確認する為である。

電界 E_y の時間波形とその周波数スペクトラムをそれぞれ図 4.2 から図 4.7 に示した。ここで、図 4.3、図 4.5 及び図 4.7 中の 1,2,3,4 及び 5 とは、それぞれ電界 E_y の時間波形における、 $0[\text{s}] \sim 4095 \Delta t [\text{s}]$, $4096 \Delta t [\text{s}] \sim 8191 \Delta t [\text{s}]$, $8192 \Delta t [\text{s}] \sim 12287 \Delta t [\text{s}]$, $12288 \Delta t [\text{s}] \sim 16383 \Delta t [\text{s}]$ 及び $16384 \Delta t [\text{s}] \sim 20479 \Delta t [\text{s}]$ の部分をフーリエ変換した結果である。 Δt とは、FDTD 法の時間のきざみ幅であり、 Δt は、約 $5.90 \times 10^{-15}[\text{ps}]$ である。また、通常の導波路に比べてこのような機能的な導波路を解析する際には、伝搬方向に対して 100λ 分くらい程度伝搬させることが好ましいとされる⁽¹¹⁾ことから、 $2.0 [\text{ps}] (\approx 30000 \Delta t)$ までの電界の時間波形を観測した。

図 4.3、図 4.5 及び図 4.7 の周波数スペクトラムを見ると、それぞれの基本モードの周波数成分が、減衰すること無く伝搬している様子が観測できる。

一方で設定した 3 つの伝搬定数に対して、それぞれ高次モード成分が現れている。これらの高次モード成分は、いずれの場合も基本モードの次の高次モード成分が時間がたつと共に、減衰していく様子が確認できる。これは、弱導波近似の条件が成り立つ通常の導波路には、見られない特性である。今回示したのは 3 つの参照比誘電率についての解析であるが、 $\epsilon_{eq} = 2.5$ の時が一番高次モードの成分が減衰しており、逆に

$\varepsilon_{eq} = 11.6$ の時には高次モード成分は、時間がたっても多く残っている。

そこで、先ほど述べた時間より伝搬光を進ませた時の時間波形に対しても周波数成分を観測してみる。具体的に、 $0[\text{s}] \sim 8191 \Delta t [\text{s}]$ までの時間波形と、 $73728 \Delta t [\text{s}] \sim 81919 \Delta t [\text{s}]$ での時間波形をフーリエ変換したものを比較する。図 4.8、図 4.9 及び図 4.10 は、それぞれ観測点における電界 E_y の $0[\text{s}] \sim 8192 \Delta t [\text{s}]$ と、 $73728 \Delta t [\text{s}] \sim 81920 \Delta t [\text{s}]$ の時間波形をフーリエ変換して、比較したものである。図中の start とは、前者の周波数スペクトラムであり、end とは後者の時間帯 ($4.27 [\text{ps}] \sim 4.75 [\text{ps}]$) の周波数スペクトラムである。いずれの図とも start では、高次モード成分がはっきりと現れているにもかかわらず end では、高次モード成分が減衰している。特に $\varepsilon_{eq} = 2.5$ 及び 7.0 の時は、end において基本モード成分しか現れていない。 $\varepsilon_{eq} = 11.6$ の時に注目すると基本モードはほとんど減衰していないのに対して、高次モード成分は減衰している。このことから、この高屈折率差を持つ導波路構造によって、伝搬定数 β の伝搬光では基本モードに比べ他の高次モードが減衰するといえる。また、低い周波数成分の高次モードほど減衰しやすいということがいえる。

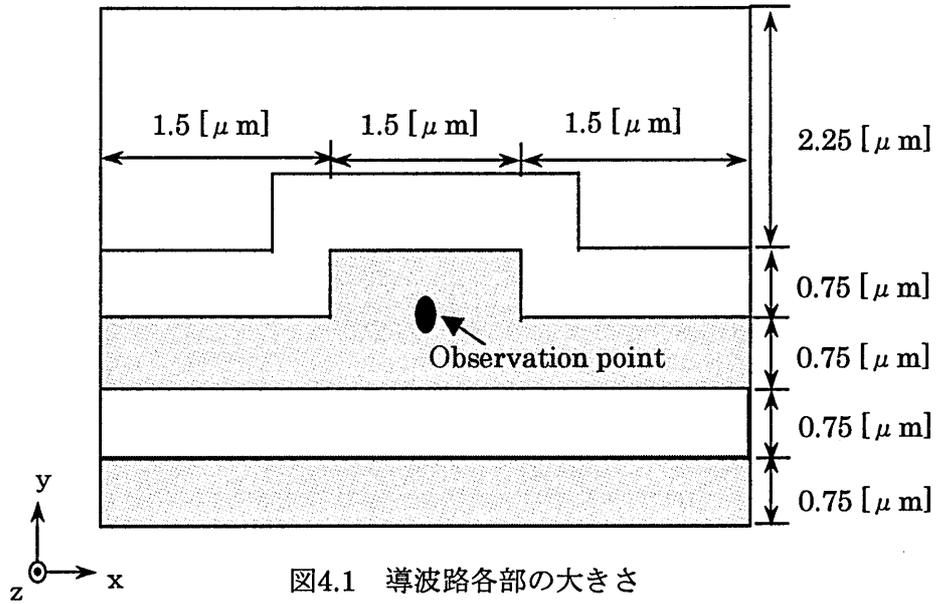


図4.1 導波路各部の大きさ

表 4.1 FDTD法解析パラメータ

Cell size ($\Delta x = \Delta y$)	Analysis domain ($NX \times NY$)	Timestep (Δt)	ABC
$0.025 [\mu m]$	181×231	$5.896 \times 10^{-5} [\text{ps}]$	Mur's 2nd ABC

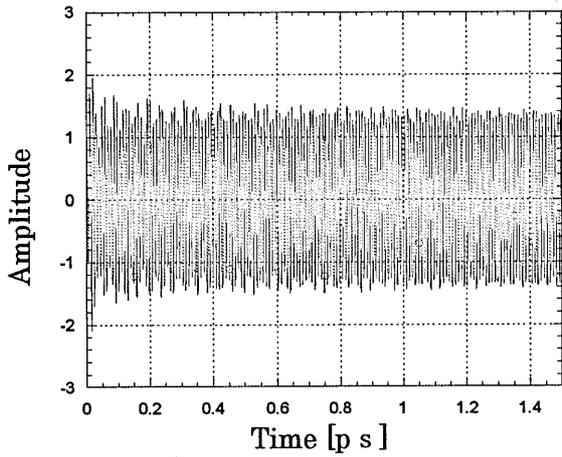


図 4.2 観測点における E_y の時間波形
($\epsilon_{eq} = 2.5$)

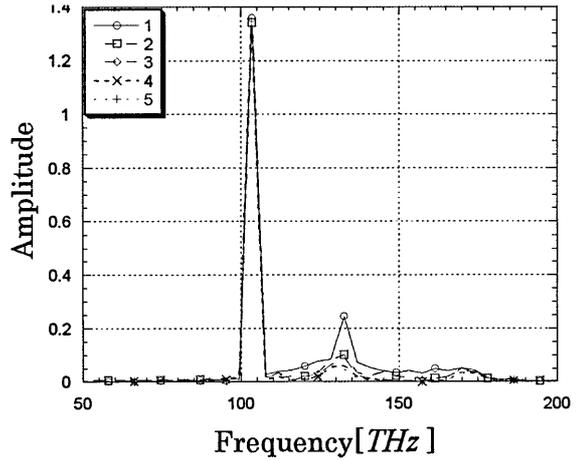


図 4.3 電界 E_y の時間波形に対する
周波数スペクトラム($\epsilon_{eq} = 2.5$)

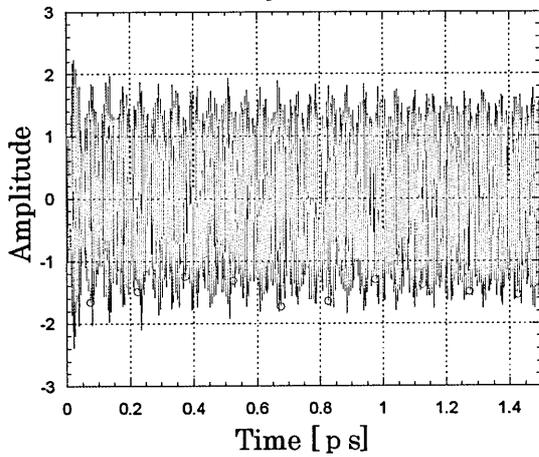


図 4.4 観測点における E_y の時間波形
($\epsilon_{eq} = 7.0$)

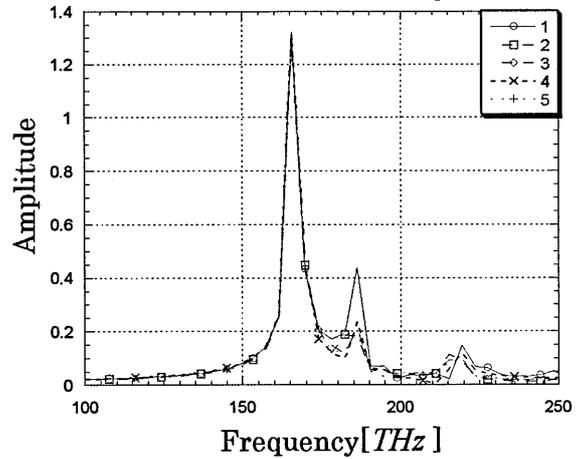


図 4.5 電界 E_y の時間波形に対する
周波数スペクトラム($\epsilon_{eq} = 7.0$)

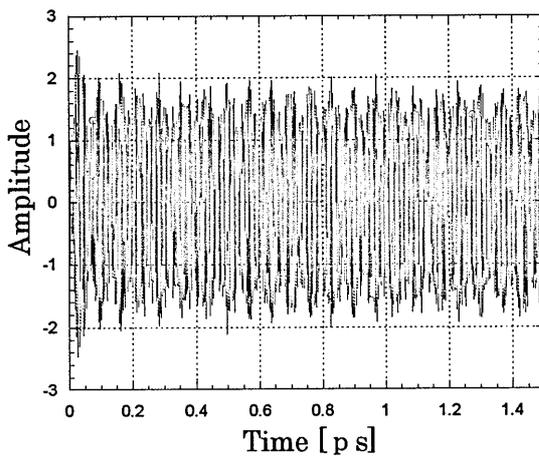


図 4.6 観測点における E_y の時間波形
($\epsilon_{eq} = 11.6$)

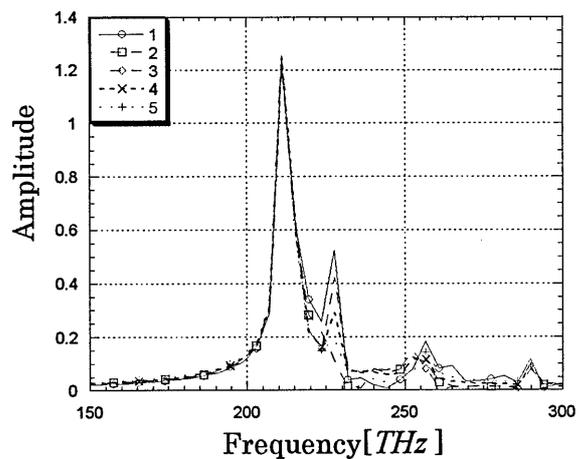


図 4.7 電界 E_y の時間波形に対する
14 周波数スペクトラム($\epsilon_{eq} = 11.6$)

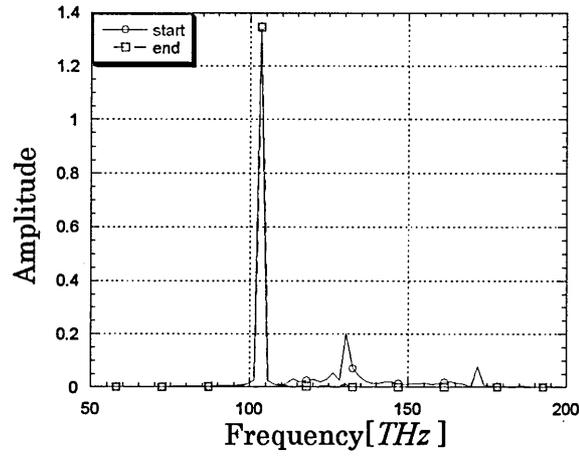


図 4.8 電界 E_y の時間波形に対する周波数スペクトラム ($\epsilon_{eq} = 2.5$)

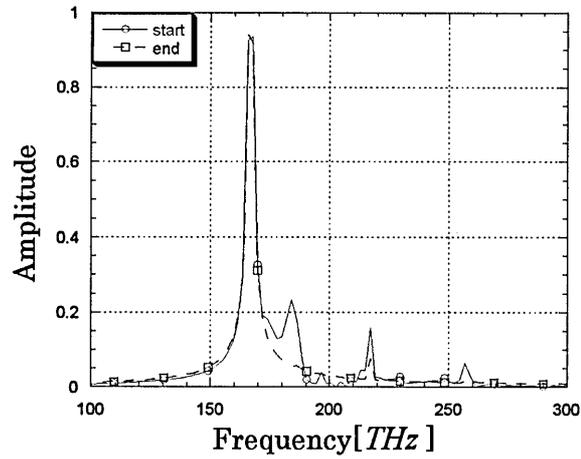


図 4.9 電界 E_y の時間波形に対する周波数スペクトラム ($\epsilon_{eq} = 7.0$)

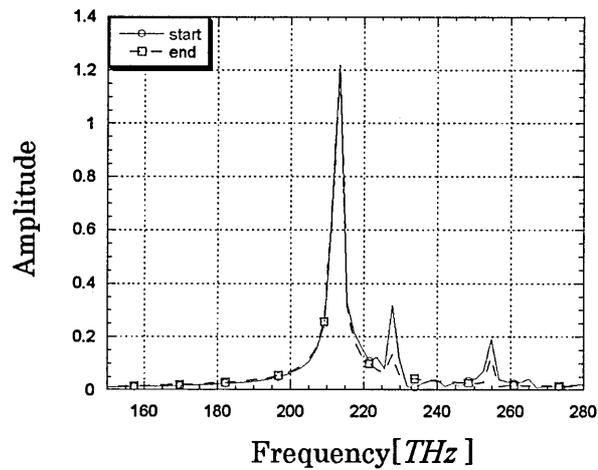


図 4.10 電界 E_y の時間波形に対する周波数スペクトラム ($\epsilon_{eq} = 11.6$)

4.2 コアが $10.0[\mu\text{m}]$ のSi光導波路の解析

(a) 解析モデル

まず、導波路パラメータに関しては、図 4.11 に示すとおりである。また、解析に用いたFDTD法のパラメータに関しては表 4.2 に示す。

(b) 解析結果 1・・・基本モードの分散特性

ここではまず、伝搬定数 β と周波数 f の関係を示す分散曲線を描き、基本モード成分について波長 $1.5[\mu\text{m}]$ (周波数 $200.0[\text{THz}]$)の時の伝搬定数 β_0 を求める。

周波数 f' を $205.0[\text{THz}]$ として、 ε_{eq} が $2.5, 3.0, 4.0, 5.0, 6.0, 7.0, 8.0, 9.0, 10.0$ 及び 11.6 の時の伝搬定数 β に対して、FDTD法シミュレーションを行なった。図 4.12 は伝搬定数 β と共振周波数の関係を示した分散曲線である。共振周波数と伝搬定数は比例の関係にある。このグラフから共振周波数が $200.0[\text{THz}]$ に対する伝搬定数 β_0 は、 1.42×10^7 となる。以後の解析ではこの伝搬定数 β_0 を初期値として解析を進める。

(c) 解析結果 2・・・導波特性及び第1クラッドに関する考察

ここでは、まず、第1クラッド層の厚さを変化させその伝搬特性について結果を示す。(b)で定めた伝搬定数を用いて、第1クラッドの厚さ及び真空に面した SiO_2 の膜の厚さ(=第1クラッドの厚さ)に対する伝搬特性の依存性を調べる。第1クラッドの厚さを、 $0.15[\mu\text{m}]$ から $1.5[\mu\text{m}]$ まで $0.15[\mu\text{m}]$ 間隔で変化させて解析を行なったところ、いずれの場合も同じ解析結果になった。そこで、以下に第1クラッドの厚さが $0.75[\mu\text{m}]$ の時の解析結果のみを示す。

図 4.13 及び図 4.14 は、 $0.0[s]$ から $2.0[ps]$ までの観測点における電界 E_y の時間波形及びその周波数スペクトラムである。 $0.0[s]$ から $1.85[ps]$ 間での時間波形をサンプリングし、フーリエ変換した。

その基本モードの共振周波数は $199.8453[\text{THz}]$ であり、先程設定した伝搬定数 β_0 を初期値とした時、共振周波数は、ほぼ $200.0[\text{THz}]$ であると言える。

さて、各モードに対する周波数成分について注目すると、コアの大きさが $1.5[\mu\text{m}]$ の時に比べ多くの高次モードの周波数成分が観測された。しかもこれらの高次モード

成分は時間の経過と共に減衰することはなかった。従ってこのモデルでは多モード伝搬が生じていることになる。

図 4.15 に導波面の平均電力の時間波形を示す。ここで、縦軸は入射時の規格化電力を 1 とした時の値である。この図より、この光導波路が弱導波近似が成り立つ通常の導波路に比べて光をよく閉じ込めていることがわかる。

図 4.16 に第 1 クラッドの中心点における電界 E_y の時間波形を示す。コアの中心部に比べて 1% 以下の振幅値である。また、第 2 クラッドにおける電界 E_y についても調べたが、さらに小さい値であった。このことから、第 1 クラッド及び第 2 クラッドにはほとんど導波光の電界が達していないことが分かる。

そこで、第 1 クラッドの厚みを様々に変えてみたが、ほぼ完全に計算結果が同じになった。これは、図 4.17 の第 1 クラッドが $0.15 [\mu\text{m}]$ の時と、 $0.75 [\mu\text{m}]$ の時の時間波形から確認できる。今回の計算結果からは、光がコアのみを伝搬し、クラッド部にはほとんどもれていないことが分かる。

図 4.18(a) に、 $t = 0.812 [\text{ps}]$ の時の導波路断面内における電界 E_y の分布及び (b) に電界 E_y の平均の分布図を示す。(a) の電界の分布は、その時間におけるモードの重ね合わせである。図 4.18 より導波光が強力にコアで光が閉じ込められている様子を確認することが出来る。

以上の結果より、本解析モデルにおいては、光はよく閉じ込められているが、高次モード成分の減衰は見られず、これらの成分まで伝搬していることがわかった。さらに 1 次クラッドの厚みがモード形成に影響を及ぼしていることが無かった。

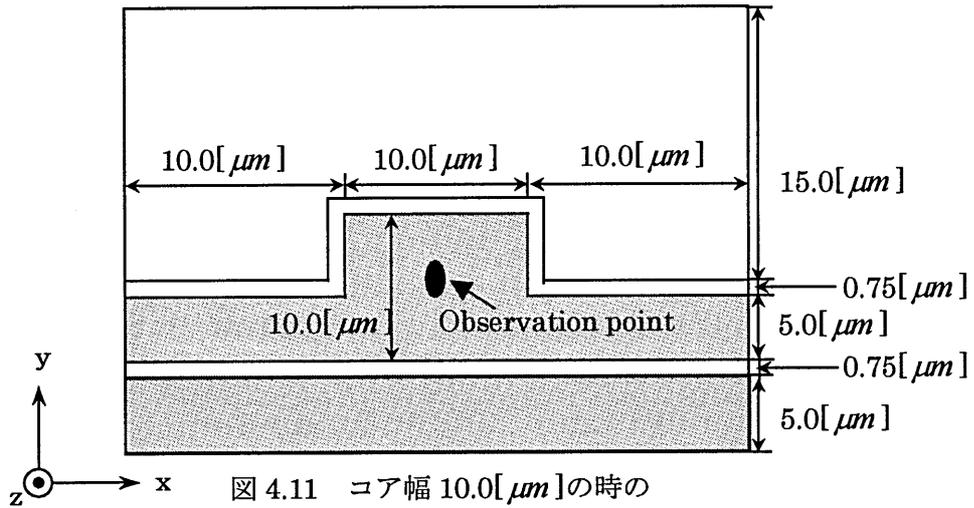


表 4.2 FDTD法解析パラメータ

Cell size ($\Delta x = \Delta y$)	Analysis domain ($NX \times NY$)	Timestep (Δt)	ABC
$0.025 [\mu\text{m}]$	1201×1061	$5.896 \times 10^{-5} [\text{ps}]$	Mur's 2nd ABC

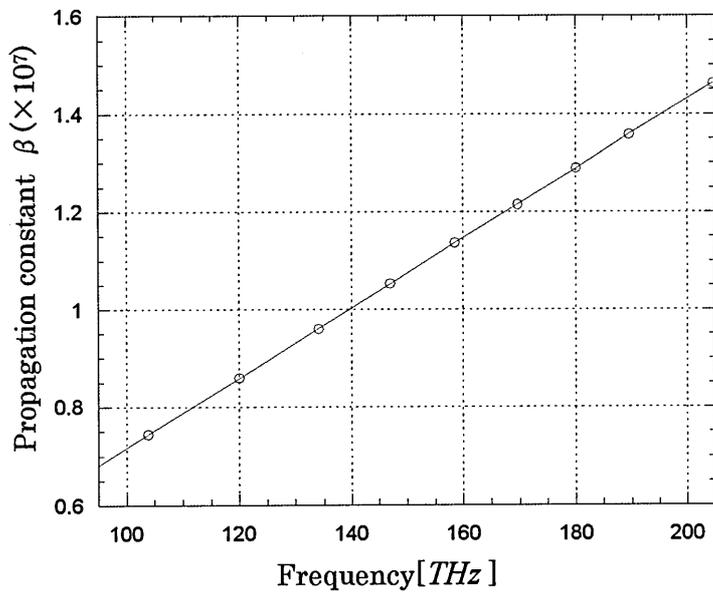


図 4.12 基本モードの分散

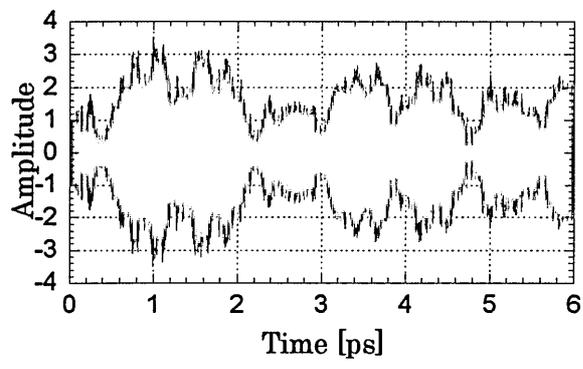


図 4.13 観測点における E_y の時間波形

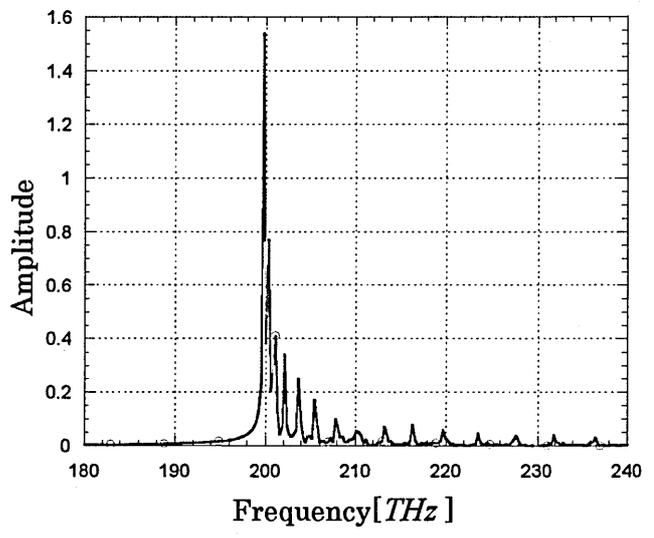


図 4.14 周波数スペクトラム

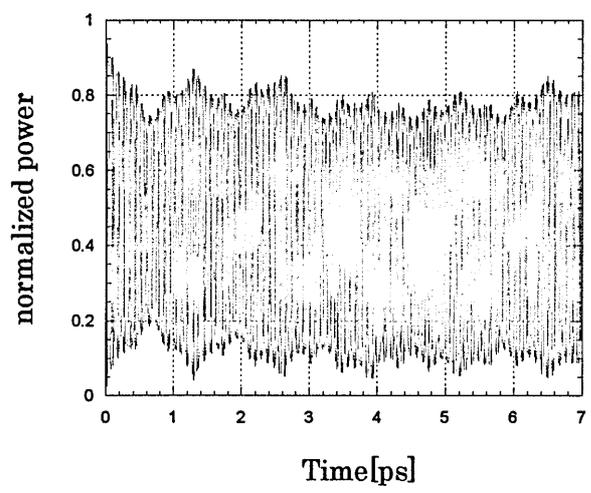


図 4.15 導波面の平均電力の時間波形

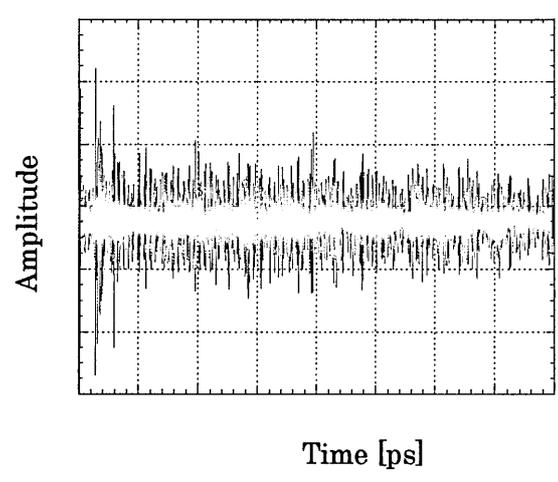


図 4.16 観測点における E_y の時間波形

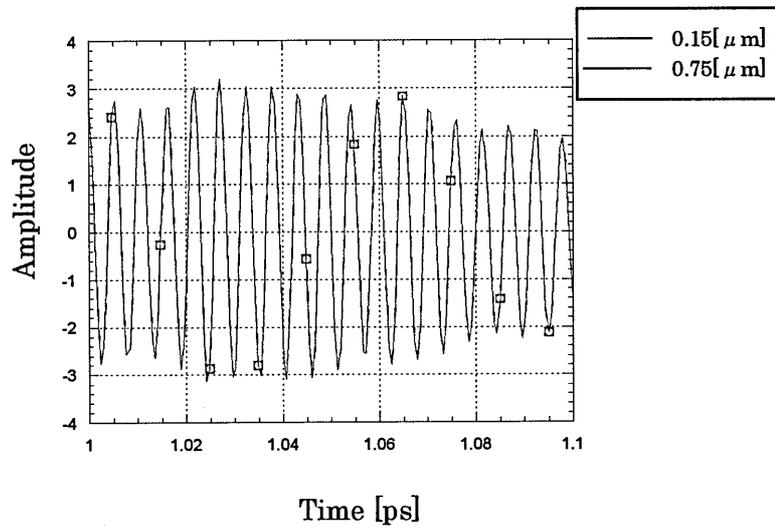
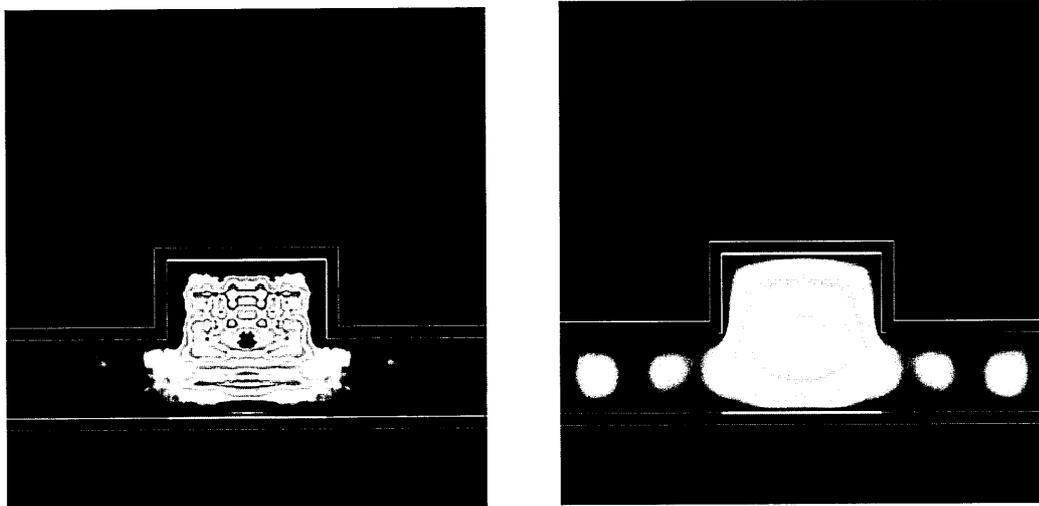


図 4.17 第 1 クラッドの厚さが異なる場合の E_y の時間波形の比較



(a) $t = 0.812[ps]$ の時の導波路断面における電界 E_y の分布

(b) 電界 E_y の時間平均

図 4.18 電界 E_y の分布

4.3 コアが横 $20.0[\mu\text{m}]$ ・縦 $10.0[\mu\text{m}]$ の Si 光導波路の解析

ここまでは、導波部分が縦横同じ大きさの Si 光導波路について考察を行ってきたが、ここでは、縦 $10.0[\mu\text{m}]$ 、横幅が $20.0[\mu\text{m}]$ のコアを持つ Si 光導波路を考える。解析モデルに関しては図 4.19 に示すとおりである。表 4.3 に解析に用いた FDTD 法パラメータを示す。

図 4.20 に観測点における電界 E_y の時間波形を、図 4.21 にその周波数スペクトラムと縦 $10.0[\mu\text{m}] \times$ 横 $10.0[\mu\text{m}]$ の Si 光導波路の周波数スペクトラム比較する。この図から、コアの縦及び横の大きさが $10.0[\mu\text{m}]$ のモデルで現れている基本モード成分の次の高次モード成分が、縦 $10.0[\mu\text{m}] \times$ 横 $20.0[\mu\text{m}]$ のコアを持つ光導波路では現れていないということがわかる。すなわち、横方向のコアのサイズが導波するモードに影響を与え得るということを示している。

図 4.22 に入射時の規格化電力を 1 とした時の導波面における平均電力の時間波形を示す。この図からは、導波部の損失がそれほど大きくないことが分かり、コアの大きさが縦 $10.0[\mu\text{m}] \times$ 横 $10.0[\mu\text{m}]$ の導波路と同様にクラッド部に電界があまりもれていないことが示されている。

図 4.23 に電界 E_y の時間平均を示す。電界が中央に強力に閉じ込められている様子が観察できる。

以上よりコアが縦 $10.0[\mu\text{m}] \times$ 横 $10.0[\mu\text{m}]$ の Si 光導波路に比べて違ったモード形成をしていることが分かった。横方向の閉じ込め状態がモード形成に関係することが分かる。

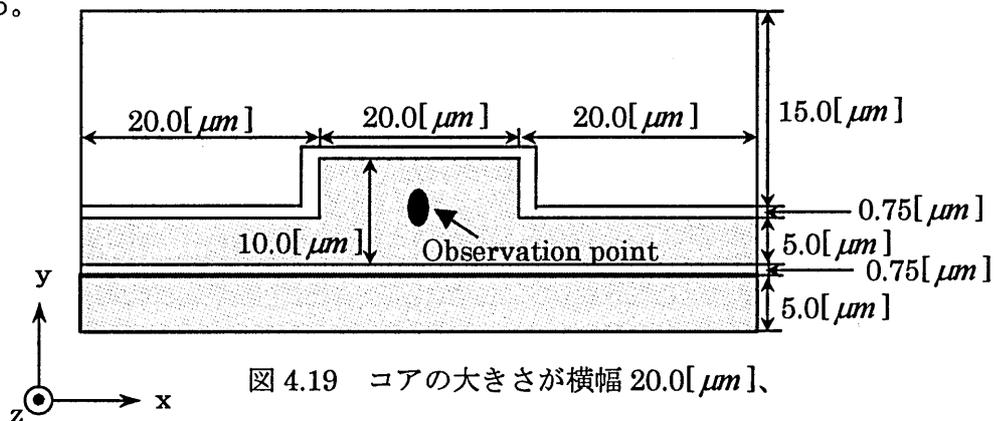


表 4.3 FDTD法解析パラメータ

Cell size ($\Delta x = \Delta y$)	Analysis domain ($NX \times NY$)	Timestep (Δt)	ABC
0.025 [μm]	2401 \times 1061	5.896×10^{-5} [ps]	Mur's 2nd ABC

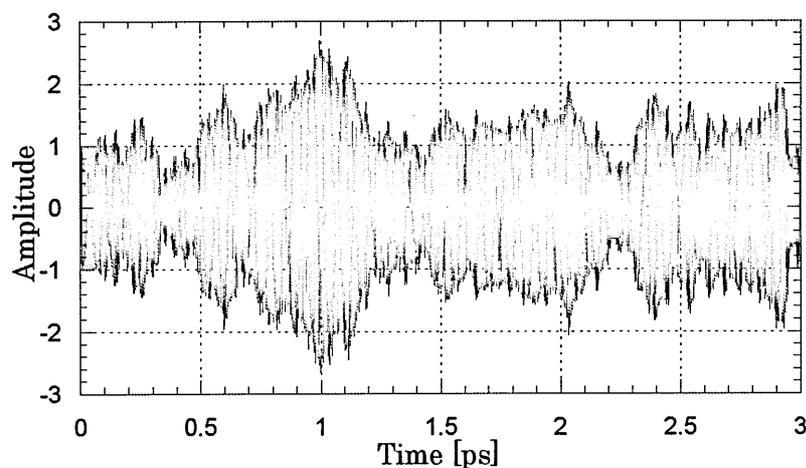


図 4.20 観測点における E_y の時間波形

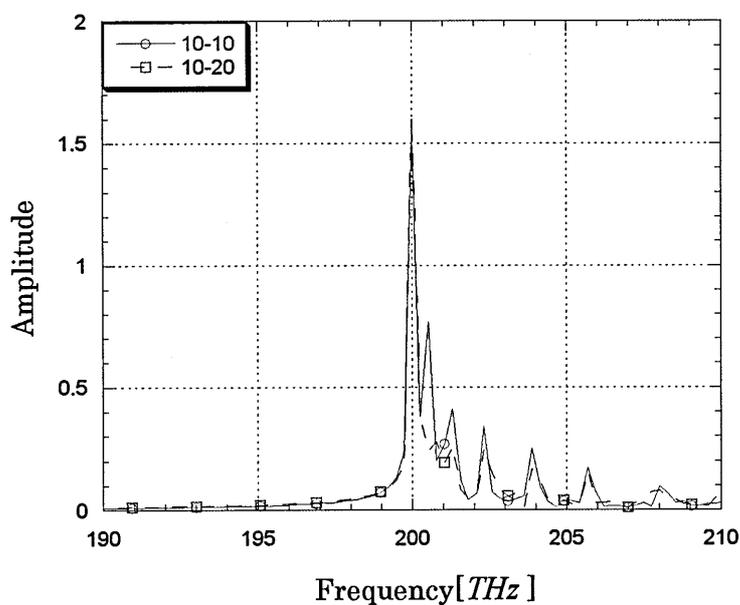


図 4.21 周波数スペクトラムの比較

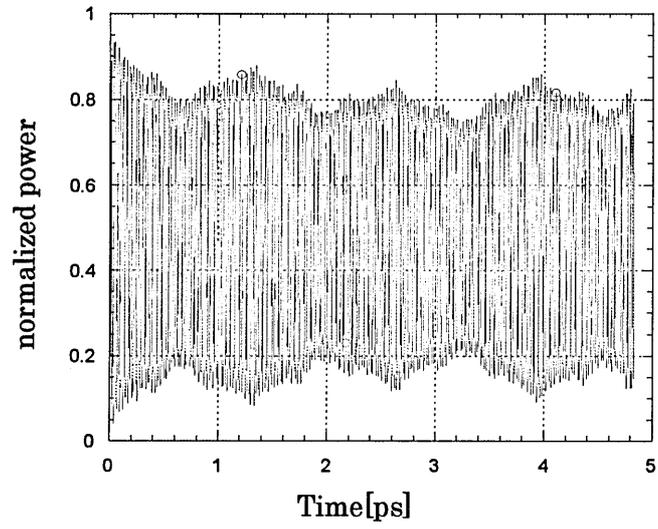


図 4.22 導波面の平均電力の時間波形

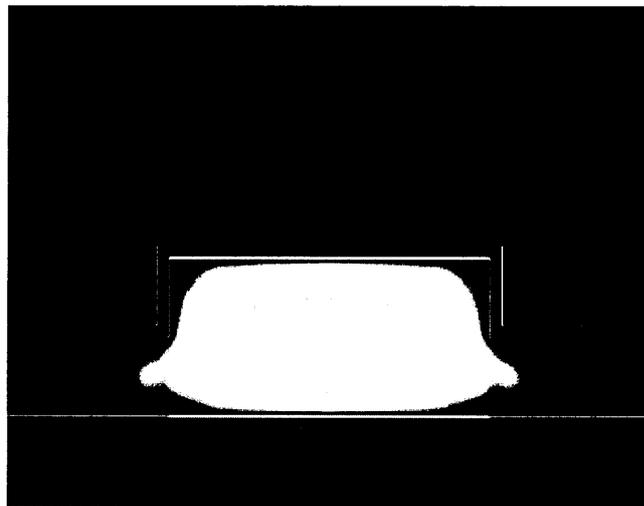


図 4.23 電界 E_y の時間平均

5. まとめ

本研究では 2D-FDTD 法を用いて多層チャネル型 Si 光導波路のハイブリッドモード解析を行なった。

解析結果をまとめると以下のように列挙できる。

1. コアの大きさが $1.5[\mu\text{m}]$ の時には、基本モード成分が減衰することなく伝搬するのに対し、高次モード成分については減衰しながら伝搬した。特に周波数成分が低い高次モード成分に関して急激に減衰した。
2. コアの大きさが $10.0[\mu\text{m}]$ の時、基本モードの周波数成分が $200.0[\text{THz}]$ (波長 $1.5[\mu\text{m}]$) である伝搬定数 β で伝搬する導波光の高次モード成分は時間の経過と共に減衰しなかった。つまりこのモデルでは、多モード伝搬が生じていることになる。
3. 基本モードの周波数成分が $200.0[\text{THz}]$ (波長 $1.5[\mu\text{m}]$) である伝搬定数 β で伝搬する導波光に対して第 1 クラッドの厚みを変化させても、モードの形成には影響がなかった。
4. コアの横幅が $20.0[\mu\text{m}]$ 、縦の厚みが $10.0[\mu\text{m}]$ であるモデルに対して解析を行なった。その結果コアの大きさが縦 $10.0[\mu\text{m}] \times$ 横 $10.0[\mu\text{m}]$ の大きさを持つモデルの解析で見られた高次モード成分のうち現れない成分があった。すなわち、横方向のコアのサイズが導波するモードに影響を与え得るということを示している。

これらの結果よりコア部の形状が伝搬モード、とりわけ高次モードの伝搬に影響を及ぼすことがわかる。しかし、構造と文献^{(16),(17)}などから推測するとコアの下部にある第 1 クラッド及び第 2 クラッドが高次モード、特に奇モードの減衰に寄与すると考えられるが、本稿では、クラッド部には減衰した高次モードは観測されなかった。このことから、第 1 クラッド、第 2 クラッド及びコアの大きさ及び横方向のサイズなどを考慮に入れながら、より詳しい解析を行なう必要があると考えられる。その上で、高次モード成分が伝搬しない導波路構造、つまり実質的なシングルモードの Si 光導波路の導波路構造を求めていかなければならない。

参考文献

- (1) Linda Geppert, "Guiding light through silicon," IEEE SPECTRUM, Vol.34, No.8, pp.16, Aug. 1997.
- (2) 小川 洋一, 小嶋 敏孝, "シリコン光導波路の 3 次元 FDTD 法による伝搬特性解析," 第 5 回 学生会研究発表講演会 講演論文集, no.C-25, pp.25, March 2000.
- (3) 清水 勇輔, "シリコン光導波路における伝搬特性の 2 次元計算機シミュレーション," 関西大学工学部平成 11 年度特別研究報告, March 2000.
- (4) S. Xiao, R. Vahldick, and H.Jin, "Full-wave analysis of guided wave structure using a novel 2-D FDTD," Electron. Lett., Vol. 28, No. 15, pp. 1451-1452, 1992.
- (5) A.Asi and L.Shafai, "Dispersion analysis of anisotropic inhomogeneous waveguides using compact 2-D FDTD," Electron. Lett., Vol. 28, No. 15, pp. 1451-1452, 1992.
- (6) 山下 栄吉, 銭 永喜, "FDTD 法によるマイクロ波平面回路・アンテナ特性の解析," リアライズ社, 1996
- (7) 宇野 亨, "FDTD 法による電磁界およびアンテナ解析," コロナ社, 1998
- (8) 橋本 修, 阿部 琢美, "FDTD 時間領域差分法入門," 森北出版株式会社, 1996.
- (9) 国文 泰雄, "光波工学," 共立出版, 1999.
- (10) M. A. Duguay, Y. Kokubun, T. L. Koch and L. Koch and L. Pfeiffer, "Anti-Resonant Reflecting Optical Waveguides in SiO₂-Si Multi-Layer Structures," Appl. Phys. Lett., Vol. 49, No. 1, pp13-15, 1986.
- (11) T. Baba and Y. Kokubun, "Dispersion and radiation loss characteristics of antiresonant reflecting optical waveguides— numerical results and analytical expressions —," IEEE J. Quantum Electron., Vol. 28, No. 7, pp.1689-1700, 1992.
- (11) 柏 達也, 宇野 亨, 山内 潤治, "FDTD 法中級コース, 計算電磁気学の基礎とその応用に関するワークショップ," 電気情報通信学会, September 2000.

26GHz 帯 $TM_{11\delta}$ □モード誘電体共振器フィルタ
26 GHz $TM_{11\delta}$ Rectangular-Mode Dielectric Resonator Filter

榎原 晃¹ 難波 英樹² 中村 俊昭² 石崎 俊雄³

Akira ENOKIHARA¹, Hideki NANBA², Toshiaki NAKAMURA² and Toshio ISHIZAKI³

¹松下電器産業株式会社 先端技術研究所
Advanced Technology Research Laboratory, Matsushita Electric Industrial Co., Ltd.

²松下日東電器株式会社 技術部
Engineering Division, Matsushita Nitto Electric Co., Ltd.

³松下電器産業株式会社 デバイス開発センタ
Device Development Center, Matsushita Electric Industrial Co., Ltd.

2002年3月13日
(於 大阪電気通信大学)

輻射科学研究会
The Radiation Science Society of Japan

26GHz 帯 $TM_{11\delta}$ 〇モード誘電体共振器フィルタ

榎原 晃¹ 難波 英樹² 中村 俊昭² 石崎 俊雄³

¹松下電器産業株式会社先端技術研究所
〒619-0237 京都府相楽郡精華町光台 3-4
E-mail: enoki@crl.mei.co.jp

²松下日東電器株式会社技術部
〒610-0343 京都府京田辺市大住浜 55-12

³松下電器産業株式会社デバイス開発センタ
〒571-8501 門真市大字門真 1006

概要

$TM_{11\delta}$ 矩形 ($TM_{11\delta}$ 〇) モードを利用した新規構造の誘電体共振器フィルタおよびデュプレクサについて報告する。これらは、従来の導波管フィルタに代わる低損失特性と、小型で回路基板上への表面実装可能な素子構造とを目指して提案したものである。フィルタに用いた誘電体共振器の形状は $1 \times 1 \times 5.6\text{mm}$ で、断面形状が $3 \times 3\text{mm}$ の遮蔽筐体内に設置される。低損失セラミックス材料を用いた場合、26GHz での無負荷 Q の実測値は 2600 であり、導波管共振器に匹敵する高い値を有することがわかった。本共振器構造を用いて、マイクロストリップ線路を入出力に用いた 3 段の帯域通過フィルタを設計し、試作・評価を行った。フィルタ仕様は帯域内リップル 0.01dB, 比帯域 0.4% のチェビシェフ型で、中心周波数 26GHz, 挿入損は 1.7dB であった。さらに、2 つの 3 段帯域フィルタとマイクロストリップ T 分岐線路からなる移相回路によって構成されるデュプレクサを設計・試作し、評価を行った。

1. はじめに

近年、FWA システムをはじめとしたミリ波帯での通信システムは、高速の無線データ伝送に向けて注目を集めている。これらシステムの広範囲の普及のためには、システムに用いられる個別のデバイスの小型化・高性能化が不可欠である。フィルタは、無線通信システムにおける基本的な構成要素であり、フィルタの特性はシステム全体に大きな影響を与える。ミリ波帯のような高周波域においては、表皮深さの減少によって高周波電流が導体表面に集中し、導体損失が大きくなる。

(表面抵抗の増加) これは、素子性能を劣化させる大きな要因であり、特にフィルタにおいては、導体損失の増加は共振器の Q 値 (quality factor) の減少を招き、フィルタ性能を劣化させる。従来、ミリ波帯でのフィルタとして用いられているものの中で、急峻な特性が要求される場所では、主に導波管型フィルタが用いられる。導波管はミリ波域においても低損失な伝送路であることから、このタイプのフィルタでは、26GHz 帯でも Q 値が約 3000 程度と高く、この周波数帯では最も低損失である。しかし、形状が立体的で大きく、かつ、回路基板との接続には、導波管-ストリップ線路変換が必要となるなど、無線装置の小型化には大きな問題がある。これに対して、マイクロストリップ線路による半波長共振器結合型のフィルタでは、回路基板に直接作りつけることができ、設計・作製が非常に簡単ではあるが、26GHz 帯では Q が 100 程度しかないために、急峻なフィルタの実現は不可能である。将来のミリ波無線システムの家庭内への応用などが期待される中、小型で高性能なフィルタの実現はきわめて重要である。

誘電体共振器構造は、マイクロ波帯の無線機器においては、共振器の小型化・高 Q 化のために良く用いられている。従来から、 TE_{010} 円形モード (TE_{010}° モード)、 TM_{010} 円形モード (TM_{010}° モード) は、低損失な誘電体キャビティ共振器としてよく知られている。[1-3] これら共振器では、電磁界エネルギーの大部分が誘電体内部に閉じこめられるので、キャビティ内壁での導電性の損失の影響が小さい。そのため、高誘電率で低損失な誘電体を用いることによって、小型で高 Q な共振

特性が得られる。この特徴は、ミリ波帯での共振器の小型・高Q化において特に有効であると考えられる。[4,5]

本報告では、 TM_{110} 矩形モード (TM_{110} モード) を利用した新規構造の誘電体共振器フィルタおよびそれを用いたデュプレクサについて述べる。これらは、従来の導波管フィルタに代わる低損失特性と、小型で回路基板上への表面実装可能な構造とを目指して提案・設計したものである。

2. TM_{110} モード誘電体共振器

図1に、今回検討を行った TM_{110} モード共振器の基本構造を示す。図のように、四角柱形状の誘電体により構成され、周囲の電磁界の影響をなくすために同じく矩形断面の遮蔽導体内中央に固定されている。 TM_{110} モードは、矩形断面の誘電体における呼称であり、円柱状誘電体における TM_{010} モードに対応している。

今、図1において誘電体の比誘電率を 21 とし、また、誘電体と筐体との隙間を比誘電率 2 の支持材料で満たしていると仮定する。そして、キャビティの両端から共振器の両端付近に測定用ポートとしてマイクロストリップ線路を挿入し、共振器に対して弱く結合させた場合の 2 ポートでの特性を電磁界解析により求めた。図2は、 $a=3\text{mm}$, $b=1\text{mm}$, $l=5.7\text{mm}$ の時のポート間の透過特性を示す。図

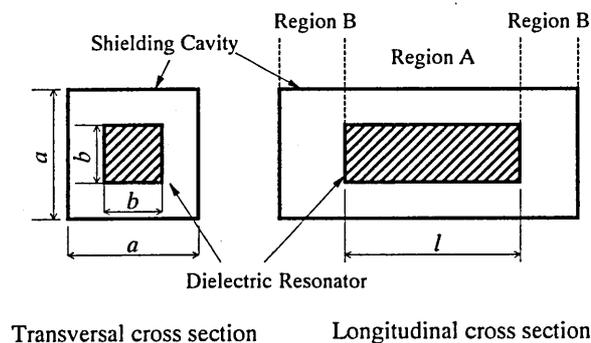


図1 TM_{110} モード誘電体共振器の構成

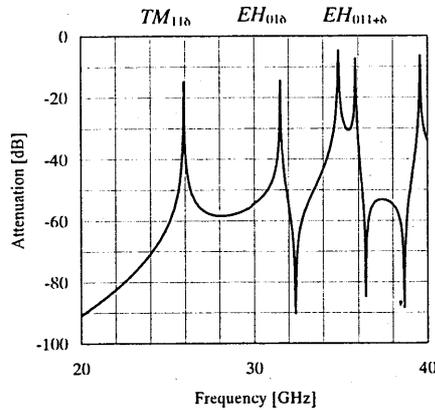


図2 2ポート結合による共振器の透過特性

から、26GHz 付近に共振ピークがあり、モード解析によりこれは TM_{110} モードによる共振であることを確認している。最近接高次モードは、 EH_{010} モードであり、基本モードに対して 5GHz 以上離れていることが分かる。また、図3は、固有モードの数値解析により求めた各モードの電界分布である。 TM_{110} モードでは、電界が誘電体内部では長手方向に向いており、共振器の両端付近から、電界が誘電体外に大きく漏れ出しているため、この付近にマイクロストリップ線路などを置くことによって、強い入出力結合が得られる可能性がある。これに対して、従来から良く用いられてきた TE_{010} モード共振器では、電気力線が誘電体内で閉じた形をしており、外部からの線路と強い結合を得るのが困難であった。また、近接する高次モードは、電界が共振器の断面方向を向く EH モードとなることから、誘電体を細長くすれば、 TM_{110} モードの共振周波数を相対的に下げることができ、近接高次モードとの周波数差を広げることができるものと予想される。

この点に関して、さらに詳しく検討するために、最低次の TM_{110} モードと最近接の EH_{010} モード（円筒共振器の EH_{110} モードに対応）について、共振器構造と共振周波数の関係を実際に計算した。図4(a)は、 $a=3\text{mm}$ 、 $b=1\text{mm}$ としたときの共振器長 l に対する、両モードの共振周波数の変化を、図4(b)は、 $l=5.4\text{mm}$ と

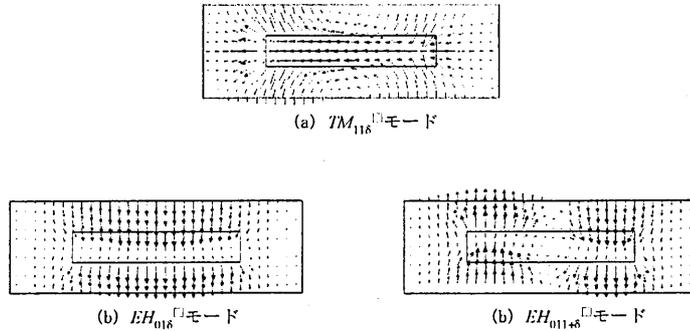


図3 TM_{118} モードと高次共振モードの電界分布

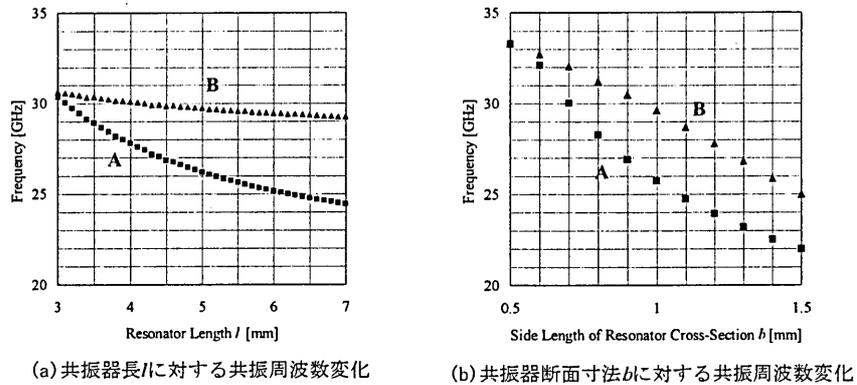


図4 TM_{118} モードおよび隣接高次モードの特性

A: TM_{118} モード共振
B: EH_{018} モード共振

したときの共振器断面の一边の長さ b に対する各モードの共振周波数の変化を示したグラフである。図4(a)より、 $a=3\text{mm}$ 、 $b=1\text{mm}$ の条件では共振器長 $l=5.2\text{mm}$ 付近で共振周波数が 26GHz となり、断面形状を一定に保って共振器長を変化させる場合、 EH_{018} モードの周波数は TM_{118} モードに比べれば変化は小さいことがわかる。また、同図(b)より、共振器の断面形状の変化に対しては、両モード共に変化はするが、 $b=1\text{mm}$ 付近で周波数差が大きいことがわかる。この結果から、最低次 TM_{118} モード共振器に対して EH_{018} モード高次共振を離すためには、誘電体はより細長い形状となり、断面形状では最適の大きさが存在することがわ

かる。

次に、遮蔽筐体を共振器として共振するモード（キャビティ共振モード）の存在について考えてみる。キャビティ共振が生じるためには、遮蔽筐体内を導波管伝搬モードが伝搬可能である必要がある。図1において、領域B(Region B)の部分は誘電率の低い支持材料で満たされているので、この部分の導波管伝搬モードのカットオフ周波数以上では、筐体の長さによって決まるキャビティ共振モードが生じる。矩形導波管においてカットオフ周波数(f_c)が最も低い伝搬モードは、 TE_{01} モードであり、その f_c [GHz]は、 $f_c = 150 / (a\sqrt{\epsilon_r})$ で表される。ここでは、図1の筐体と同様に、一辺 a の正方形断面の矩形導波管を仮定しており、 ϵ_r は導波管内の比誘電率である。キャビティ共振モードの影響を抑えるためには、このカットオフ周波数 f_c を共振周波数よりも十分大きくなるように、筐体の断面形状を決定する必要がある。

表1には、誘電体共振器によく用いられる3種類の高誘電率のセラミックス材料で共振器を構成したときの共振器と遮蔽筐体の寸法とカットオフ周波数、および、無負荷Q値 Q_u の実測値を示す。ここでは、共振器は、1mm厚に成形したセラミックス板を所望の寸法にダイシング加工して作製した。筐体内壁は金メッキし、また、筐体内では、3枚重ねにしたPTFE板を支持材として用いており、真ん中のPTFE板の厚さを共振器の厚さと同じにして、共振器はそのPTFE板にあけた長方形の穴にはめ込むことによって、遮蔽筐体の中央に固定した。Q値の測定

表1 26GHz TM_{110} モード共振器の形状と特性

誘電体セラミックス材料		26GHzでのサイズ[mm]		カットオフ周波数[GHz]	無負荷Q値(実測)
材料名	特性	誘電体共振器	キャビティ断面		
Zr-Ti-O ₄	$\epsilon_r=42.5$ $fQ=44000$ [GHz]	1×1×4.2	2×2	53	1000
MgTiO ₃ -CaTiO ₃	$\epsilon_r=21$ $fQ=70000$ [GHz]	1×1×5.6	3×3	35	2000
Ba(Mg,Ta)O ₃	$\epsilon_r=24$ $fQ\sim 120000$ [GHz]	1×1×5.1	3×3	35	2600

では、共振器の両端付近の筐体内部に2本のマイクロストリップ線路を挿入し、線路の伝搬波と共振モードとを弱く結合させた。そして、共振器を介した2本のマイクロストリップ線路間の透過率の周波数特性を観測し、それから無負荷Q値を計算した。表からわかるように、低損失な $\text{Ba}(\text{Mg,Ta})\text{O}_3$ 系セラミックス材を用いた場合、最大の2600の Q_u が得られた。この値は導波管共振器に匹敵するものであり、これら共振器を用いて構成することによって、小型で低損失なフィルタが実現できるものと期待される。また、これら共振器においては、遮蔽筐体中の導波管伝搬モードのカットオフ周波数 f_c は35GHzあるいはそれ以上にあるので、少なくとも35GHz以下にはキャビティ共振モードは存在しえないことがわかる。

3. 帯域通過フィルタ

図5は、 TM_{110} モード共振器を用いた26GHz帯の3段帯域フィルタの構成図である。共振器としては、断面寸法 $1 \times 1\text{mm}$ の $\text{MgTiO}_3\text{-CaTiO}_3$ 系セラミックス ($\epsilon_r=21$) を仮定し、遮蔽筐体の内壁断面を $3 \times 3\text{mm}$ とした。遮蔽筐体内の隙間はPTFE樹脂 ($\epsilon_r=2$) で満たされているものとする。また、信号入出力には、ア

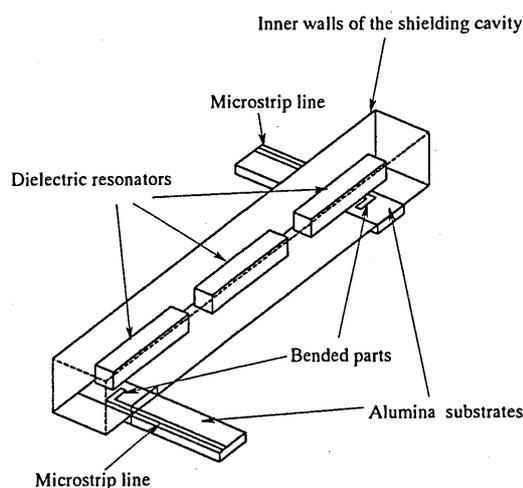


図5 3段帯域フィルタ構成

ルミナ基板上の 0.3mm 幅のマイクロストリップ線路を用い、図のように先端部を両側共振器の端部の直下に挿入している。また、マイクロストリップ線路の先端は図のように、直角に曲げて、線路の方向と共振波の伝搬方向とを一致させることによって、結合効率を向上させている。図 6 は、直角に曲げた先端部の長さ x に対する、入出力結合度を表す外部 Q 値、 Q_e の関係を電磁界解析により求めたものである。また、図 7 は、共振器の間隔と共振器間結合度（段間結合度） k との関係を計算したものである。図からわかるように、入出力結合度は、マイクロストリップ線路先端部の長さ x によって変えることができ、段間結合度は共振器の間隔によって変化することがわかる。今回、設計したフィルタはリップル 0.01dB、比帯域 0.4% の 3 段チェビシェフ型帯域フィルタで、このフィルタ仕様を実現するのに必要な結合度は、 $Q_e = 160$ 、 $k = 0.0055$ と計算される。図 6、7 より、これら結合度は本結合構造を用いることで十分実現可能であることがわかる。

組み立て後の後調整は、共振器やその他部品の加工精度・組み立て精度を緩和する上で非常に重要である。本フィルタにおいては、図 8 のように、金属ねじを筐体上面から挿入し、その部分の電磁界分布に影響を与えることにより、各共振器の共振周波数と共振器間結合度 k を微調整することができる。共振周波数の微調整では、共振器の中央上方に挿入された周波数調整ねじにより、共振周波数が

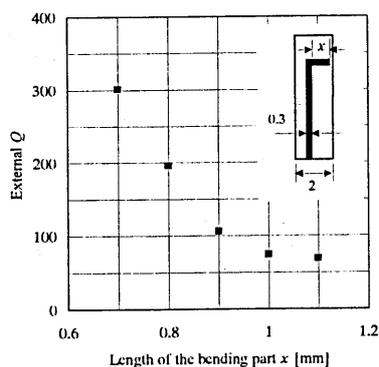


図 6 入出力結合度（外部 Q ） Q_e

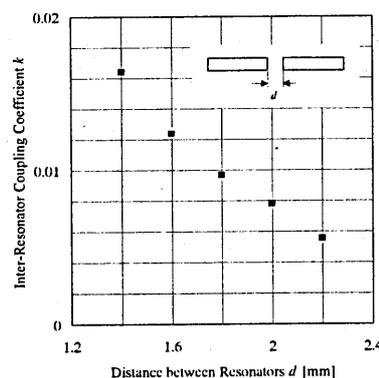


図 7 段間結合度 k

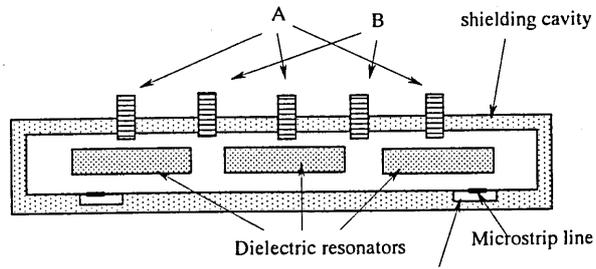


図8 調整用金属ねじを装加したフィルタの断面図
A: 周波数調整, B: 段間結合調整

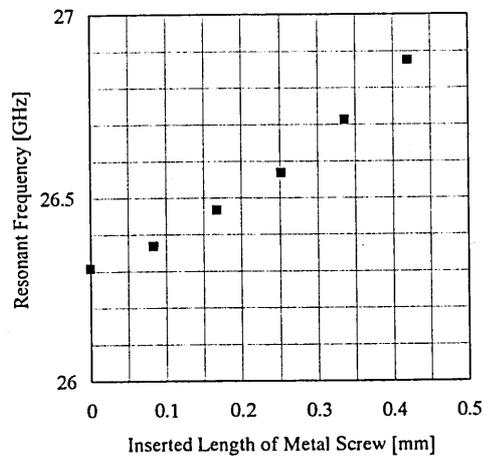


図9 調整用金属ねじによる周波数変化

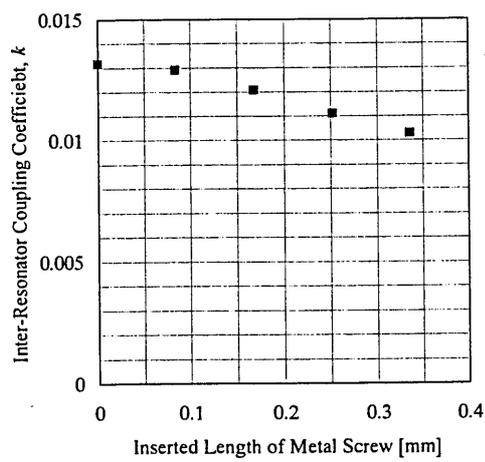


図10 調整用金属ねじによる段間結合度変化

上昇する。図9には、 $\text{MgTiO}_3\text{-CaTiO}_3$ 系材料を用いた長さ5.6mmの共振器の中央上方に1.6mmのねじを挿入したとき（図8のAのねじに対応）の遮蔽筐体内への挿入量と共振周波数の関係を実測したものを示す。ここでは、Q値の測定の際と同様に、PTFE板を支持材として用い、ねじが挿入される部分のPTFE板にはねじが貫通できるように穴をあけている。図より、0.4mmの挿入量で約500MHzの広範囲の周波数調整ができることがわかる。図10は、1.5mm間隔で並べた2つの共振器の間隙部分の真上から筐体内にねじを挿入し（図8のBのねじに対応）、その挿入深さと段間結合度 k との関係を測定したものである。段間結合度調整の場合は0.4mmの挿入量で約30%の結合度の調整が可能であることがわかる。

次に、帯域フィルタの作製・評価について述べる。フィルタで使用する共振器は、1mm厚に成形された $\text{MgTiO}_3\text{-CaTiO}_3$ 系セラミックス材（ $\epsilon_r=21$ ）をダイシング加工したものをを用いた。また、筐体内では、前回の実験と同様、3枚重ねにした1mm厚のPTFE板を支持材として用い、共振器は真ん中のPTFE板に穴をあけて固定した。図11は試作した3段帯域フィルタの写真である。主要部分の寸法は約 $9\times 6\times 35\text{mm}$ で、通常の導波管フィルタに比べればはるかに小型である。

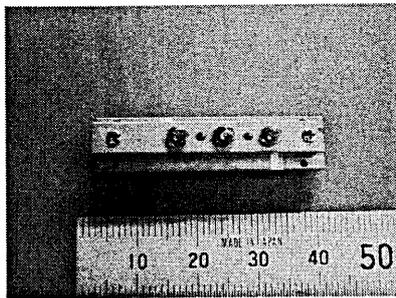


図11 3段帯域フィルタ

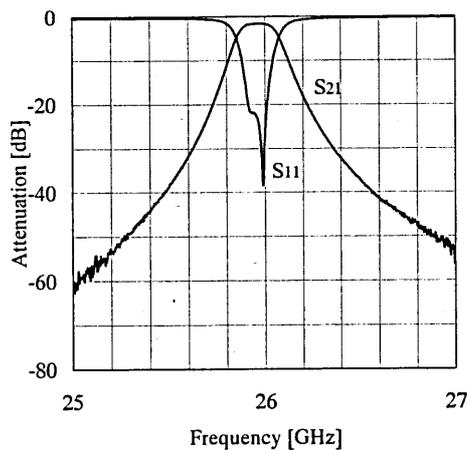


図12 3段帯域フィルタの周波数特性

ここでは段間結合度の後調整は行っていない。設計したフィルタは、リップル 0.01dB、比帯域 0.4%の3段チェビシェフ型帯域フィルタで、入出力結合用マイクロストリップ線路先端部の長さ x は 0.95mm、共振器の間隔は 1.9mm である。図 1 2 は、周波数特性である。この測定では、マイクロストリップ基板用の汎用テストフィクスチャとアジレント 8510C ネットワークアナライザを用いた。帯域内の挿入損失 L_0 は 1.7dB である。本フィルタ仕様における挿入損失 L_0 と共振器の無負荷 Q 値 Q_u との関係は、理論的には $L_0 = 2400/Q_u$ と表される。今回用いた $MgTiO_3$ - $CaTiO_3$ 系セラミックス材料による共振器の Q_u は、表 1 より 2000 と予測される。したがって、上の式より、 Q_u から理論的に予測される挿入損失 L_0 は 1.2dB で、実測値はこれよりも 0.5dB 大きい。この差については、入出力結合用のマイクロストリップ線路部分や周波数調整ねじの部分などで生じる損失が原因であると考えられる。

4. デュプレクサ

デュプレクサは FDD(Frequency Division Duplex)方式の無線通信システムにおいては、周波数の異なる送・受信信号を合波・分離するために不可欠なデバイスである。現行の 26GHz 帯 FWA システムでは、送受信帯域が比較的接近しているため、高いアイソレーションを得るためには急峻なフィルタが必要となる。そのため、通常は導波管フィルタによるデュプレクサが用いられている。ここでは、FWA 向けアンテナデュプレクサの小型化を目指し、既に述べた TM_{110} モード共振器フィルタで構成した小型のデュプレクサについて述べる。図 1 3 に試作したデュプレクサの写真を示す。本デュプレクサは送信 (Tx) 帯域および受信 (Rx) 帯域を通過域とする 2 つの TM_{110} モード共振器フィルタ (Tx および Rx フィルタ) と、それらを繋ぐ移相回路であるマイクロストリップ T 分岐線路からなる非常に簡単な構造を有している。ここで、T 分岐の分岐線路の電気長は以下の条件で決定される。受信 (Rx) フィルタ側の分岐線路の電気長は、送信帯域において、分岐点から見た受信フィルタ側の入力インピーダンスが無限大になるように、

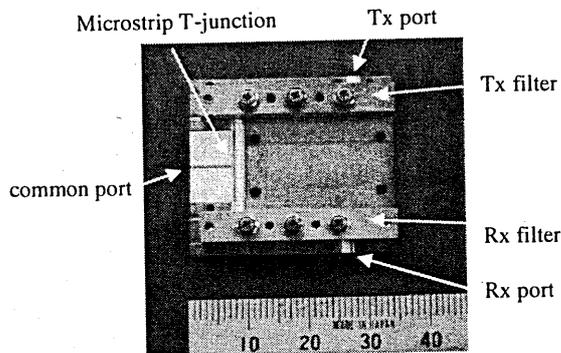


図 1 3 26GHz帯デュプレクサ

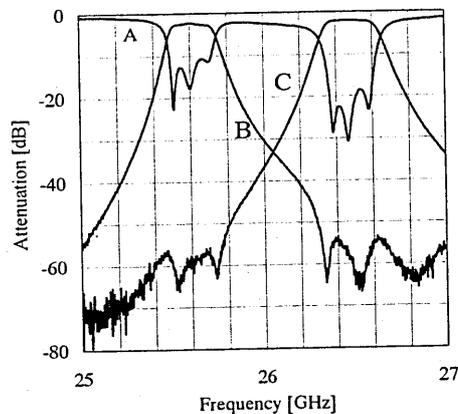


図 1 4 デュプレクサの周波数特性

- A: Common portでの反射損
- B: Tx port から Common portへの挿入損
- C: Common port から Rx portへの挿入損

言い換えると、開放状態になるように、設定する。同様に、送信 (Tx) フィルタ側の分岐線路の電気長は、受信帯域において、送信フィルタ側の入力インピーダンスが無限大になるように設定する。この条件を満足すれば、位相器部分で送受信信号を分離・合波することができる。位相器の分岐線路の実際の長さは、あらかじめ個別に実測した送信・受信フィルタの特性を用いて、回路シミュレータによって求めた。図 1 4 には、試作したデュプレクサの周波数特性を示す。設計の仕様は、送受の周波数差が約 850MHz で、帯域幅 60MHz である。アンテナ端 (Common Port)から受信端 (Rx Port)、および、送信端(Tx Port)からアンテナ端への挿入損失は約 2dB、送受信間のアイソレーションは 55dB 以上である。挿入損失は、フィルタ単体での実測値 (1.7dB) に比べてわずかに大きい。これは、位相器部分での伝搬損失と電気長の最適値からのずれによるものと考えられる。いずれにせよ、準ミリ波帯でのデュプレクサとしては、小型でありながら優れた特性を有することが確認できた。

5. まとめ

TM_{110} モードを利用した新規構造の誘電体共振器フィルタおよびそれを用い

たデュプレクサについて報告した。本共振器は、低損失セラミックス材料を用いることによって、26GHz帯において導波管共振器に匹敵する高い Q 値が実現できるとことがわかった。今後は、回路基板への実装方法の検討、他の周波数帯への応用、ミリ波帯でのより低損失な誘電体材料の開発などが重要である。

文 献

- [1] 小林禎夫, 福岡宣重, 吉田信一郎, “しゃへい形誘電体円柱共振器の共振モード,” 信学論(B), vol.J64-B, no.5, pp.433-440, May.1981.
- [2] Ji-Fuh Liang and William D. Blair, “High-Q TE₀₁ mode DR filters for PCS wireless base stations,” *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol.46, pp.2493-2500, 1998.
- [3] 星野和己, 小林禎夫, “最低次 TM₀₁₀モード誘電体共振器を用いた帯域通過フィルタ,” 信学技報,MW93-77, pp.45-50, Oct.1993.
- [4] T. Hiratsuka, T. Sonoda, K. Sakamoto, and Y. Ishikawa, “K-band Planar Type Dielectric Resonator Filter with High- ϵ Ceramic Substrate,” *1998 IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Dig.*, vol. 3, pp. 1311-1314, 1998.
- [5] 榎原晃, 難波英樹, 中村俊昭, 石崎俊雄, “26GHz帯 TM₁₁₀モード誘電体共振器フィルタ,” 2001 信学全大, 分冊 1, no.C-2-48, pp.72, Sept.2001.

Refractive-Index Changes and Long-Period Fiber
Gratings in Optical Fibers Made by Rapid
Solidification

急固化法による光ファイバの屈折率変化と
長周期グレーティングの製作

Katsumi MORISHITA, Shi Feng YUAN, and Yoshihiro MIYAKE

森下 克己 元 世鋒 三宅 義弘

Department of Electronics and Applied Physics

Graduate School of Engineering

Osaka Electro-Communication University

大阪電気通信大学 大学院 工学研究科 総合電子工学専攻

2002年3月13日

於 大阪電気通信大学

Refractive-Index Changes and Long-Period Fiber Gratings in Optical Fibers Made by Rapid Solidification

急固化法による光ファイバの屈折率変化と長周期グレーティングの製作

Katsumi MORISHITA, Shi Feng YUAN, and Yoshihiro MIYAKE

森下 克己 元 世鋒 三宅 義弘

Department of Electronics and Applied Physics

Graduate School of Engineering

Osaka Electro-Communication University

大阪電気通信大学 大学院 工学研究科 総合電子工学専攻

Abstract

It is shown that rapid solidification is a simple and widely applicable method to change refractive-index locally in various glass fibers. A small part of a glass fiber is heated immediately to its melt temperature by arc discharge, and then the molten fiber undergoes rapid cooling, which freezes the change of the glass structure. Therefore the refractive-index of the fiber is decreased partially by rapid solidification. The index reduction in glass fibers fabricated from optical glasses is estimated at more than 0.006.

Long-period gratings are written in a standard telecommunication fiber with various discharge currents and times. It becomes evident that the index change can be adjusted by the discharge conditions, the gratings are not degraded by heating at 700 °C for 2 hours, and the resonance can be shifted to the longer wavelength by heating in the transformation temperature region.

I. INTRODUCTION

Various optical components are used to construct optical communication and optical sensor systems. Changing refractive-index locally is a very important technique for fabricating optical components and adjusting their optical properties. The successful and hopeful components made by local index changes are fiber gratings which work as filters, mirrors, dispersion compensators, mode converters, gain equalizers in optical fiber amplifier, add/drop multiplexers, and so on. Mode-field expanders and reducers are also fabricated.

Several methods have been proposed to realize local index change in optical fibers. The ultraviolet (UV) photosensitivity formed gratings in germanium-doped silicate glasses [1]. The UV-induced gratings in optical fibers have been demonstrated in numerous applications. Photosensitization techniques such as hydrogen loading are required to write gratings in conventional silica fiber [2]. Long-period gratings are fabricated in standard telecommunication fiber by use of a 157-nm F₂-laser without photosensitization techniques [3]. However, the UV-induced index change decays rapidly, and the decay is accelerated by increasing temperature [4]. The photosensitivity cannot be applied to fibers that have no photoreaction centers inside such as pure-silica core fibers. The UV-based photosensitivity in silica glasses and optical fibers is reviewed, and the mechanism is discussed [5].

The residual stress relaxation by local heating is used to increase the core index in the stress-induced fibers. Mode-field converters and long period fiber gratings are fabricated by the thermal relaxation of the residual stress using an electric furnace [6], a CO₂ laser [7], and arc discharge [8]. However, the residual stress relaxation requires stress-induced fibers, and cannot be employed to conventional fibers.

Densification has been proposed for writing waveguide structures in bulk glasses using an infrared laser operating at 810-nm [9]. Densification of silica glasses has been investigated using excimer

lasers, and the index change is mainly caused by densification [10], and the rate of densification becomes faster with the lower viscosity of the glass [11]. Long-period fiber gratings are fabricated using focused CO₂ laser pulses [12]. Densification is applicable to conventional fibers, but requires H₂-loaded fibers to get large index changes.

Density and refractive-index of the glass cooled fast are smaller than those cooled slowly [13], and rapid solidification decreases refractive-index. A mode-field reducer using a dispersive fiber fabricated from different optical glasses is made by rapid cooling after heating and tapering by a microheater [14]. The mode-field narrowing is due to different index reductions of the core and the cladding glasses. Rapid solidification causes index reduction in variety of glasses. We proposed a simple and widely applicable method to modify refractive-index partly by rapid solidification [15][16]. A fiber is heated locally to its melting temperature. The molten fiber then undergoes rapid cooling, which freezes the glass structure and the density change. The index at the heated part of the fiber is decreased by rapid solidification. Recently, long-period fiber gratings are written in silica fibers by rapid solidification using the electric arc discharge technique, and a good high-temperature stability is shown [17][18].

In this paper, the magnitude and the extent of the index change in a fiber made from optical glasses caused by arc discharge are investigated by measuring the optical intensity distribution along the heated area. Long-period fiber gratings are made in a standard telecommunication fiber by rapid solidification induced by arc discharge with various currents and duration times. We have performed heating experiments to test the temperature stability of the fiber gratings and the possibility of adjusting resonance wavelengths.

II. INDEX CHANGES CAUSED BY RAPID SOLIDIFICATION

The index change induced by rapid solidification results from the stabilization of glasses [13]. The stabilization is one of the fundamental properties of glasses, and is explained schematically. Fig. 1 shows a schematic diagram of volume-temperature variation of a glass for heat treatments. When a glass is maintained at a constant temperature, the volume changes with time until it reaches a certain equilibrium structure for each temperature. There is a corresponding equilibrium structure for each temperature. The temperature that corresponds to this structure is called the fictive temperature or structural temperature. The light gray line indicates an equilibrium volume-temperature curve.

When temperature drops slowly, the glass can follow changes in temperature. According to decreasing temperature, the viscosity of the optical glass increases, and it takes a longer time for the glass structure to reach an equilibrium state. This eventually results in lack of time for rearrangement of the internal glass structure including the movement of atoms and the rotation of molecules. Finally the glass cannot trace the equilibrium curve owing to the large viscosity, then

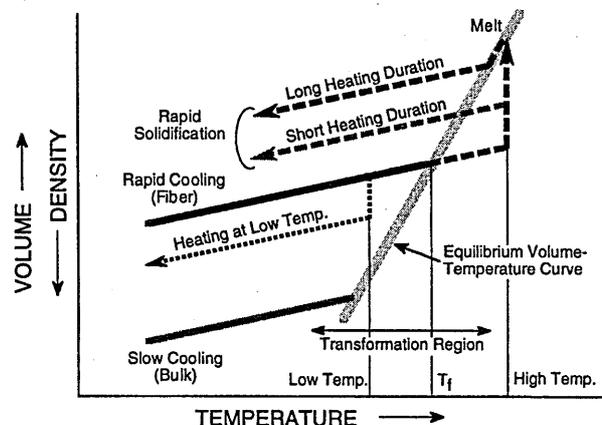


Fig. 1. Schematic diagram of volume-temperature variation of a glass for heat treatments.

the glass structure is frozen at a certain fictive temperature and the glass becomes solid. After this freezing occurs, only atomic vibrations are possible.

The liquid glass is transformed into the solid glass through a certain temperature region, generally characterized by the transformation region. Solidification occurs independently of the composition of a glass at a uniform viscosity, namely at about 10^{13} poise. The temperature at which a glass has a viscosity of 10^{13} poise is called as the transformation temperature of the glass.

In case of slow cooling, the glass can follow the equilibrium curve down to low temperature. Therefore the density of the glass cooled slowly is larger than that cooled fast [13]. Since the bulk optical glass is cooled slowly in the manufacturing process, it stops following the equilibrium curve at a low temperature, and its density becomes large as shown by the dark gray line. Its fictive temperature becomes low. The refractive-index is given by the Lorentz-Lorenz formula and increases with the density [5][13]

In the fiber drawing process, the fiber glass is heated over the melting temperatures, and drawn to a fiber. Since the fiber is cooled fast and the fiber glass structure is frozen at a fictive temperature T_f , the refractive-index of the fiber glass is lower than that of the bulk glass as indicated by the solid black line. In case such a drawn fiber is heated and held at a lower temperature than the fictive temperature of T_f in the transformation region, the glass approaches to the equilibrium state as shown by the dotted line. Then the fiber glass is cooled, and the density and refractive-index become larger. Densification is due to heating below its fictive temperature, and it takes a long heating time to modify glass structure and increase refractive-index, and the index change is relatively small in general.

In case the fiber is heated rapidly over the melting temperature, the viscosity of the molten glass decreases. Since the glass structure is rearranged in short time, the volume is expanded quickly and the density becomes lower. Then the molten glass is cooled rapidly and frozen. The fictive temperature of the fiber glass resolidified quickly becomes higher than T_f . The refractive-index in the heated region is decreased as indicated by the broken lines. In case of short heating duration, the glass is cooled before it reaches the equilibrium state and the index change becomes smaller than that for long heating duration. We could regulate the index reduction by controlling the heating temperature and heating time.

In this paper, the fiber is heated locally over the melting temperature in a short time using arc discharge. Subsequently the heated fiber is quenched to room temperature in air, and the refractive-index is reduced partly by this rapid resolidification. The index reduction brought about by this air quenching is investigated for a dispersive fiber made from optical glasses with different transformation temperatures. Long-period fiber gratings are written in a conventional silica fiber by rapid solidification induced by arc discharge under various heating conditions. We have performed heating experiments to test the temperature stability of the fiber gratings and the adjustment of the resonant wavelength.

III. INDEX CHANGES IN A DISPERSIVE FIBER CAUSED BY RAPID SOLIDIFICATION

The index difference between the core and the cladding glasses is estimated from the optical intensity distribution on the cross section of the heated fiber. The index difference of the conventional silica fiber is changed little by local heat treatment owing to similar characteristics of the core and

Table I Principal components and properties of bulk optical glasses

Glass Name	BaCED4 (Hoya)	F11 (Ohara)
Principal Components	$\text{SiO}_2\text{-B}_2\text{O}_3\text{-BaO}$	$\text{SiO}_2\text{-TiO}_2\text{-Na}_2\text{O-K}_2\text{O-B}_2\text{O}_3$
Transformation Temperature	645 °C	590 °C
Thermal Expansion Coefficient	$71 \times 10^{-7}/\text{K}$	$89 \times 10^{-7}/\text{K}$

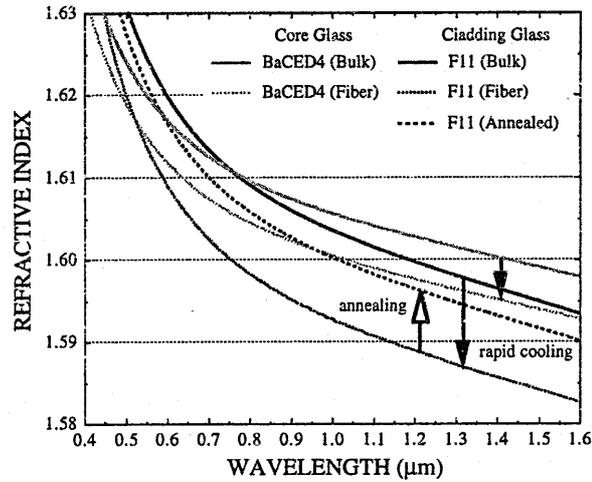


Fig. 2. Chromatic refractive-indexes of optical glasses of BaCED4 and F11.

the cladding glasses. We, therefore, use a dispersive fiber named BaCED4/F11, which is fabricated from the core glass of BaCED4 (Hoya) and the cladding glass of F11 (Ohara). Table I shows their principal components and properties. The transformation temperatures of BaCED4 and F11 glasses are 645 and 590 °C, respectively. The transformation temperature difference is 65 °C, and linear thermal expansion coefficient difference is approximately 20 %. The fiber is heated locally over the melting temperature by arc discharge, and is cooled quickly to room temperature in air. The refractive-indexes of the fiber glasses are decreased differently by rapid cooling, and the index difference is changed partly. The change of the index difference is estimated by measuring the optical intensity distribution.

Fig. 2 shows the refractive-index spectra of optical glasses of BaCED4 and F11. The chromatic refractive-indexes of bulk optical glasses are computed from dispersive formula given in Hoya and Ohara optical glass catalogs [19][20], and are shown by the gray and black solid lines. The refractive-indexes of the core and the cladding glasses are decreased differently by the rapid cooling in the fiber drawing process, and the index difference is increased. Their refractive-indexes at 0.633 μm are measured by the refracted near-field method and indicated by the gray and black dotted lines [21]. Since the fabricated dispersive fiber supports several guided modes, the fiber is changed into a single-mode fiber by annealing under a suitable condition [22]. The chromatic refractive-index of the cladding glass is shown by the black broken line supposing that the core index is not changed by annealing, because the core index is increased less than the cladding index by annealing and we could not know the refractive-index. The relative index difference Δ of the annealed fiber is estimated so that the theoretical intensity distribution of the fundamental mode agrees with the measured one [14], and we get $\Delta = 0.1$ %. The theoretical intensity distribution is computed by solving the characteristics equation for the uniform-core fiber under the weakly-guiding approximation.

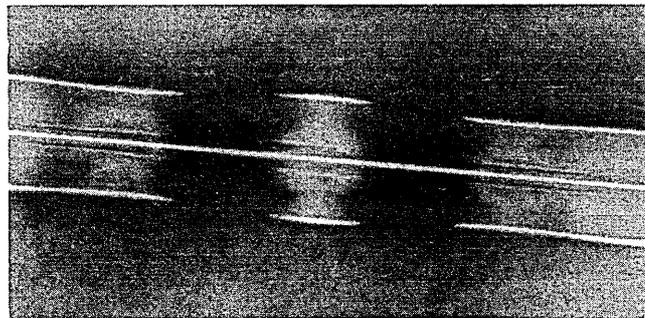


Fig. 3. Photograph of the dispersive fiber BaCED4/F11 heated locally by arc discharge.

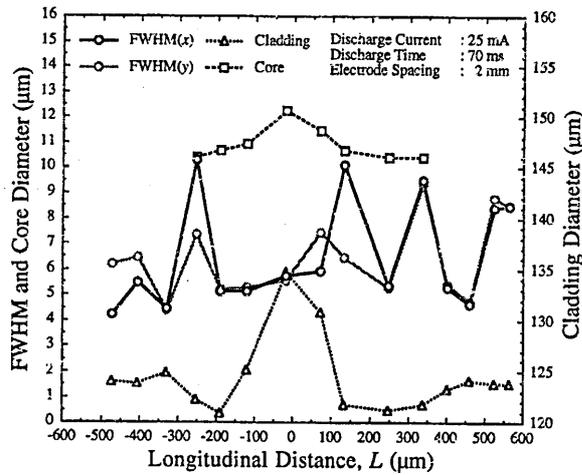


Fig. 4. FWHM of near-field intensity distributions and the cladding and core diameters.

The annealed BaCED4/F11 fiber is fixed on a stage with tension, and is heated locally by arc discharge with the discharge current of 25 mA and various discharge times. The external shape and the core and cladding diameters are observed by an optical microscope. Near-field intensity distributions on the cross section are measured along the discharged region with a digitizing infrared camera by removing the cross section surface by use of mechanical polishing. Fig. 3 shows the photograph of the dispersive fiber heated locally by arc discharge. The discharge time is 70 ms. The volume at the middle of the discharged part is increased. The fiber is broken for a little longer discharge time than 70 ms. The expansion is decreasing with shorter discharge time. The volume change is not observed for the discharge time of 10 ms using the optical microscope, but the intensity distribution varies around the heated part.

Fig. 4 shows the cladding and core diameters and the full width at half maximum (FWHM) of near-field intensity distributions on the cross section of the discharged fiber at 1.31- μm wavelength. The fundamental mode is launched at the large L , which is the longitudinal distance from the middle of the discharged zone. The FWHMs in the x - and y - directions, which are shown by black and gray circles, are decreased steeply from 8.6 to 4.7 μm around $L = 500 \mu\text{m}$ owing to the index change, and fluctuates with propagating the discharged area. The asymmetrical modes are excited around $L = 150 \mu\text{m}$, and the intensity distributions in x - and y -directions become remarkably different. The cladding and core diameters indicated by triangles and squares are enlarged from 124.0 and 9.9 μm to 134.7 and 12.2 μm at $L = 0$, respectively. We can see the core-cladding boundary around L

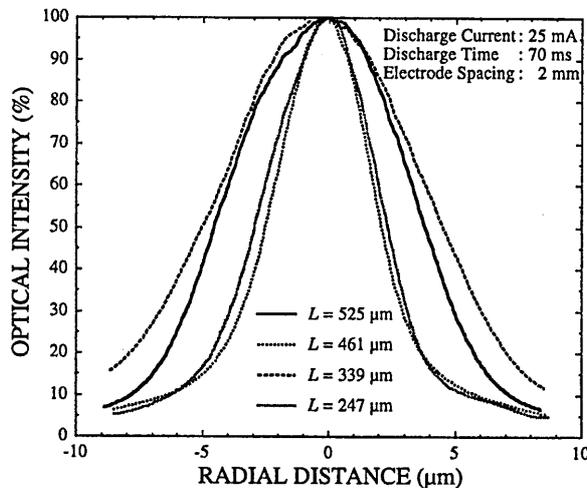


Fig. 5. Near-field intensity distributions on the cross section along the discharged region.

= 0 using the microscope because of the index difference increased greatly, and can measure the core diameter. The refractive-index is modified over 1000 μm length for the electrode spacing of 2 mm. In case of the smaller spacing, the index changed region becomes narrower, and the index is decreased more greatly for the same discharge current and time.

Fig. 5 shows the measured near-field intensity distributions on the cross section along the discharged region. The solid line agrees with the mode-field of the undischarged fiber. The intensity distributions at $L = 461$ and $247 \mu\text{m}$ are thinner than the calculated mode-field for the uniform-core fiber with a large index difference, but that at $L = 339 \mu\text{m}$ is broader than the mode-field at the undischarged part in spite of the greater index difference. These large changes of intensity distributions inside the core would be due to the interference among guided modes and radiation field.

The passage of light through the discharged fiber is simulated to estimate roughly the index change and to investigate the fluctuation of the FWHM by the beam propagation method. Since we were not able to know the profile of index change along the discharged part because of the fluctuation of the intensity distributions, it is assumed that the index difference is increased discontinuously and the extent of index change is 1 mm long. Fig. 6 shows the simulated propagation light at $1.31\text{-}\mu\text{m}$ wavelength along the fiber with the core diameter of $10 \mu\text{m}$ whose index difference changes discontinuously at the longitudinal distance of 0.1 and 1.1 mm. The simulation is performed increasing the relative index difference Δ , and the contour lines of the intensity distribution are shown in dB. The fiber with the larger Δ than 0.5 % can support the LP_{02} core-mode.

In Fig. 6 (a) the FWHM decreases and increases repeatedly, and the interval between minimum FWHMs becomes longer with propagation. The radiation field is excited on the discontinuity at the distance of 0.1 mm, and is propagating nearly along the core. It would be thought that the

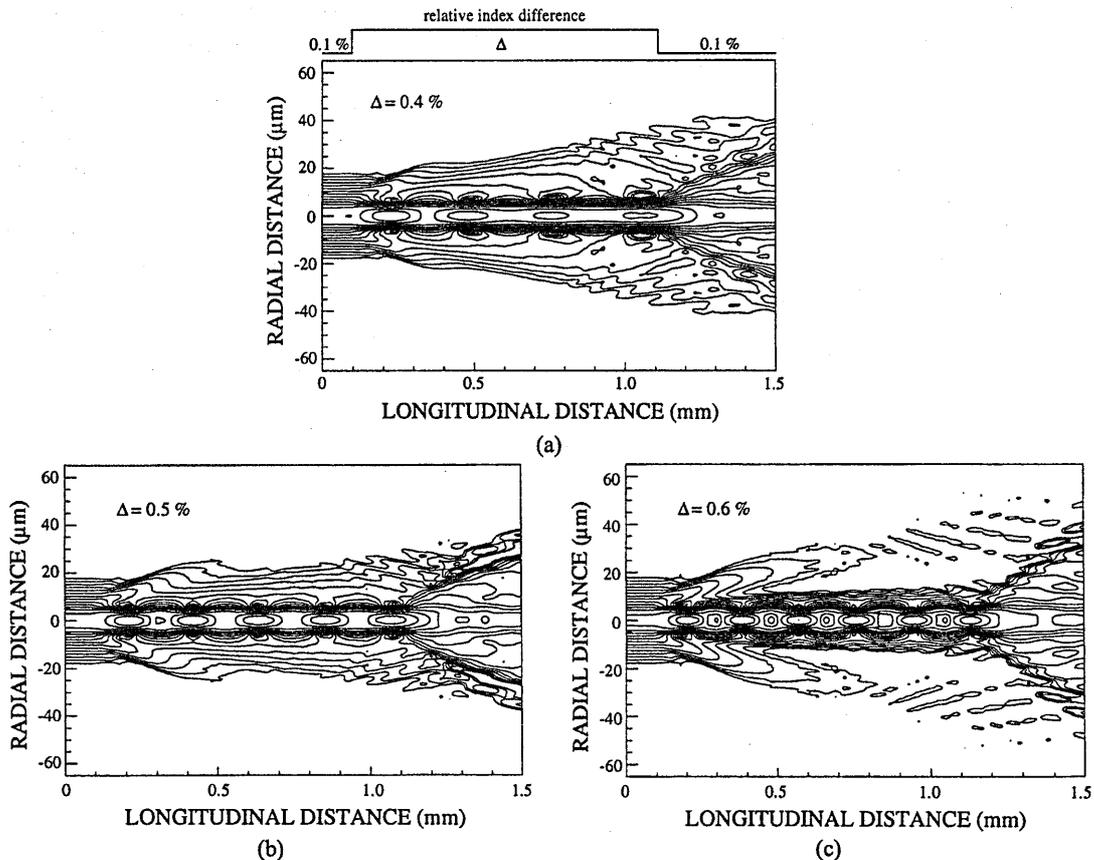


Fig. 6. Simulated propagation of light along discharged fibers with the relative index difference change of $\Delta = 0.1\%$ to (a) $\Delta = 0.4\%$, (b) $\Delta = 0.5\%$, and (c) $\Delta = 0.6\%$.

FWHM varies repeatedly owing to the interference between the LP₀₁ core-mode and radiation field. When Δ becomes large so that the fiber can support the LP₀₂ core-mode, then the FWHM begins to show a periodic change. In Fig. 6 (b) and (c) the FWHM fluctuates periodically, and the period is about 217 and 182 μm , respectively.

In case that the LP₀₁ and the LP₀₂ core-modes are excited at the same time, the FWHM fluctuates periodically owing to the interference between them and the intensity distribution becomes broader and narrower than the LP₀₁ mode field. The period ΔL caused by the interference is calculated by

$$\Delta L = \frac{2\pi}{\beta_{01} - \beta_{02}} = \frac{\lambda}{n_{01}^{\text{eff}} - n_{02}^{\text{eff}}} \quad (1)$$

where β_{01} and β_{02} are the propagation constants of the LP₀₁ and the LP₀₂ core-modes, n_{01}^{eff} and n_{02}^{eff} are their effective refractive indexes, and λ is the wavelength of the incident light. The effective indexes are computed numerically by solving the characteristics equation for the uniform-core fiber under the weakly-guiding approximation. The period ΔL is 216, 180, and 166 μm for $\Delta = 0.5$, 0.6, and 0.7 %, respectively. Since the periods shown in Fig. 6 almost correspond to those computed by (1), it would be considered that the fluctuation is due to the interference between the LP₀₁ and LP₀₂ core-modes.

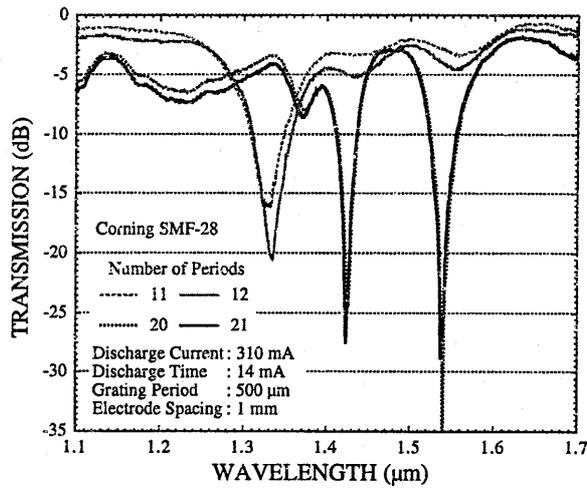
The calculated period becomes shorter with increase of Δ , because the difference between β_{01} and β_{02} grows with Δ . The observed interval between minimum FWHMs shown in Fig. 4 is about 200 μm at the edge of the heating region. The relative index difference Δ , therefore, would be more than 0.5 %. The index reduction of the cladding for $\Delta = 0.5$ % is about 0.006 supposing that the core index is not reduced by arc discharge. Since the core-cladding boundary can be observed more clearly at the discharged center, the refractive-index is decreased more there and the maximum index reduction of the cladding is thought to be more than 0.006.

The core index is modified by thermal and mechanical stress. Thermal stress is due to the mismatch of the thermal expansion coefficients of the core and the cladding glasses. Mechanical stress is caused by the difference of the viscosities of the core and the cladding, and is increased with increasing fiber drawing force. It was demonstrated that the mechanical stress was fully relaxed by CO₂ laser irradiation and that the remaining stress in the core was solely thermal stress [23]. As the dispersive fiber is annealed to make it a single mode fiber, it would have no mechanical stress [22]. Mechanical stress in the dispersive fiber BaCED4/F11 decreases the core index and the index difference owing to the higher transformation temperature of the core glass BaCED4. Thermal stress increases them because of the smaller expansion coefficient of the core glass. Since the fiber drawing process decreases the core index and increases the index difference, the index change of the core induced by mechanical and thermal stress is smaller than that caused by rapid cooling [21]. The core index, therefore, is actually reduced by arc discharge, and the index reduction of the cladding would be larger than 0.006.

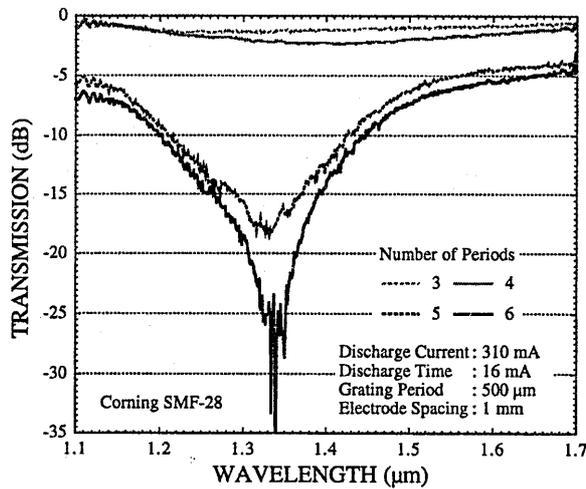
IV. LONG-PERIOD FIBER GRATINGS MADE BY RAPID SOLIDIFICATION

The index reduction caused by rapid solidification for optical glasses is large enough to produce fiber gratings. The magnitude of the index reduction of a glass depends on its thermal history, the heating temperature and time, and the cooling rate. It is known that the refractive-index of the borosilicate glass is reduced by chilling [24]. Recently, long-period fiber gratings are made in silica fibers by rapid solidification [17][18]. We fabricate long-period gratings in silica fibers with changing the heating conditions, and investigate the transmission characteristics. Long-period gratings are written in a standard telecommunication silica fiber (Corning SMF-28) by arc discharge with various discharge currents and times. The fiber fixed on a translation stage is heated locally by arc discharge, then is moved by the grating period and heated again. This procedure is repeated. During the fabrication of gratings, the spectral transmission of the fiber is monitored in real time using a spectrum analyzer and white light from a tungsten halogen lamp.

Fig. 7(a) and (b) show the transmission spectra for the fiber gratings with the grating period of 500 μm . The transmission spectra are measured increasing the number of periods in gratings. The



(a)



(b)

Fig. 7. Transmission spectra of long-period fiber gratings with the grating period of 500 μm and the electrode gap of 1 mm. The discharge current is 310 mA, and the discharge time are (a) 14 ms and (b) 16 ms.

electrode spacing is 1 mm to make the index change narrow. The grating shown in Fig. 7(a) is written with the discharge current and time of 310 mA and 14 ms, respectively. As the number of periods increases, the resonance around 1.33 μm first becomes stronger, reaches a peak coupling strength, then through over-coupling becomes weaker, and finally disappears. Subsequently new resonance arises around 1.42 μm and 1.54 μm and grow to 27 dB and more than 35 dB loss peaks.

Fig. 7(b) indicates the transmission spectra of the grating written with the discharge time of 16 ms. The resonance around 1.33 μm becomes less than -25 dB for only 6 grating periods. The index modulation for the discharge time of 16 ms is larger than that for 14 ms, because the resonance becomes stronger for fewer numbers of periods. It seems that the fiber glass does not reach the equilibrium state within 14 ms and consequently we get the larger index change for the longer discharge time of 16 ms as shown by the broken lines in Fig. 1. However the volume expansion is not observed for the silica fiber by the optical microscope. For the exceeded discharge time, the heated fiber becomes thinner and is broken finally owing to its low viscosity.

Fig. 8 indicates the transmission spectra of the grating written with the discharge current and time of 25 mA and 70 ms. The resonance around 1.31 μm becomes -16 dB for 35 periods. The loss in the pass-band is less than 0.3 dB. The index modulation for the discharge current and time of 25

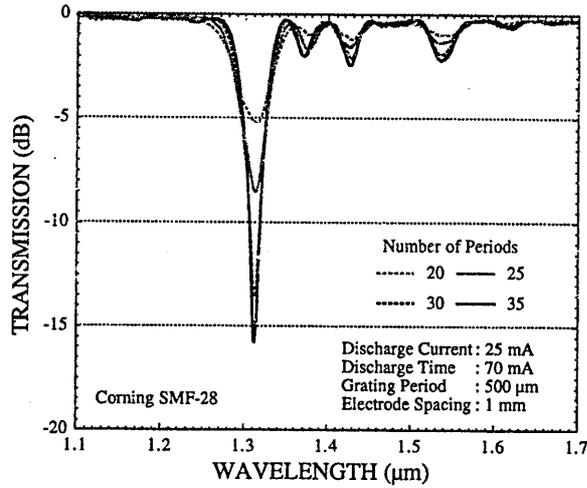


Fig. 8. Transmission spectra of long-period fiber gratings with the grating period of 500 μm and the electrode gap of 1 mm. The discharge current is 25 mA, and the discharge time is 70 ms.

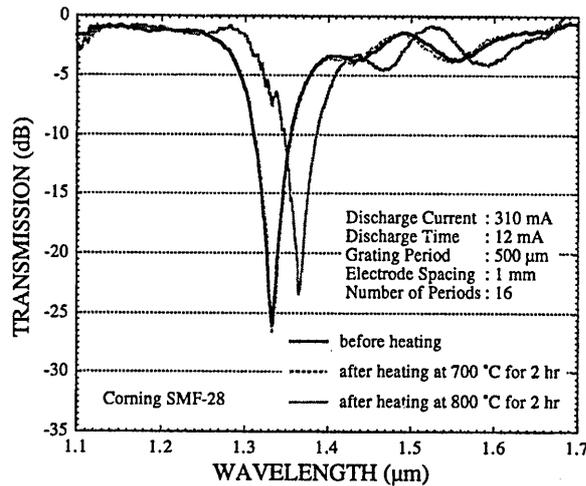


Fig. 9. Transmission spectra of the long-period fiber grating before and after heating at 700 °C and 800 °C during 2 hours.

mA and 70 ms is smaller than that for 310 mA and 14 ms, because the resonance is weaker for the same number of periods. In case the current is smaller and the fiber is heated at lower temperature, the viscosity of the heated part becomes higher and it takes a longer time for the glass structure to be rearranged, i.e. the longer discharge time is necessary for the larger index modification.

We have performed heating experiments to investigate the temperature stability of the gratings and the possibility of tuning resonance wavelengths. Fig. 9 shows the transmission spectra of the long-period grating before and after heating at 700 °C and 800 °C during 2 hours. The grating is written with the discharge current and time of 310 mA and 12 ms. The grating does not show any degradation and any resonance wavelength shift after exposing to a temperature of 700 °C for 2 hours. The index changes induced by rapid solidification are highly temperature-stable, and the gratings are useful for long term or high-temperature applications.

Resonance wavelengths are moved for the higher heating temperature and/or the longer heating time, because the refractive-index is changed by heating in the transformation temperature range. The refractive-index increases or decreases by heating below or above the fictive temperature, respectively. Since the glass structure is rearranged more rapidly with increasing heating temperature, the resonance around 1.33 μm is shifted to the longer wavelength of 1.36 μm by heating at 800 °C

for 2 hours. It is considered that the fictive temperature of the fiber glass is higher than 800 °C and the refractive-index is increased by heating. We could adjust resonance wavelengths by heating gratings in the transformation region. The gratings are stable below the transformation region.

V. CONCLUSIONS

It is shown that rapid solidification is a simple and widely applicable method to change refractive-index locally in various glass fibers. A fiber made from optical glasses is heated locally by arc discharge over the melting temperature, and is cooled rapidly and then becomes solid. The solidification process decreases the refractive-index in the heated region. The index reduction in a glass fiber fabricated from optical glasses is estimated at more than 0.006, and can be regulated by the discharge current and time.

Since the index change caused by rapid solidification is based on the glass properties, it can be applied to various glass fibers and waveguides, including silica fibers. Long-period fiber gratings are fabricated in a standard telecommunication silica fiber by arc discharge with various discharge currents and times. Strong loss peaks of more than 25 dB are formed without the need for enhancement techniques such as hydrogen loading. A grating is written with the discharge current and time of 25 mA and 70 ms, and the loss peak becomes 16 dB for 35 periods, and the loss in the pass-band is less than 0.3 dB. The loss peak of more than 25 dB is obtained by only 6 periods for the discharge current and time of 310 mA and 16 ms. Therefore the index reduction induced by arc discharge would be quite large. The index modulation can be adjusted by controlling the discharge current and time. We can get the gratings with the large rejection-band loss and the small pass-band loss by the smaller discharge current and the more number of periods.

The index change caused by rapid solidification is stable below the transformation temperature range. The gratings are not degraded by heating at 700 °C during 2 hours, and are highly temperature-stable. However the refractive-index is changed by heating in the transformation range. A resonance wavelength of a fiber grating is shifted by 30 nm by heating at 800 °C for 2 hours. We could adjust grating characteristics by the heating temperature and time. This method is expected to be applied to fabricating optical components and adjusting their optical properties by using lasers and heaters.

REFERENCES

- [1] K. O. Hill, Y. Fujii, D. C. Johnson, and B. S. Kawasaki, "Photosensitivity in optical fiber waveguides: Application to reflection filter fabrication," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 32, no. 10, pp. 647-649, 1978.
- [2] P. J. Lemaire, R. M. Atkins, V. Mizrahi, and W. A. Reed, "High pressure H₂ loading as a technique for achieving ultrahigh UV photosensitivity and thermal sensitivity in GeO₂ doped optical fibres," *Electron. Lett.*, vol. 29, no. 13, pp. 1191-1193, June 1993.
- [3] K. P. Chen, P. R. Herman, J. Zhang, and R. Tam, "Fabrication of strong long-period gratings in hydrogen-free fibers with 157-nm F₂-laser radiation," *Opt. Lett.*, vol. 26, no. 11, pp. 771-773, June 2001.
- [4] T. Erdogan, V. Mizrahi, P. J. Lemaire, and D. Monroe, "Decay of ultraviolet-induced fiber Bragg gratings," *J. Appl. Phys.*, vol. 76, no. 1, pp. 73-80, July 1994.
- [5] M. Douay, W. X. Xie, T. Taunay, P. Bernage, P. Niay, P. Cordier, B. Poumellec, L. Dong, J. F. Bayon, H. Poignant, and E. Delevaque, "Densification involved in the UV-based photosensitivity of silica glasses and optical fibers," *J. Lightwave Technol.*, vol. 15, no. 8, pp. 1329-1342, August 1997.
- [6] S. Ishikawa, H. Kanamori, T. Kohgo, M. Nishimura, and H. Yokota, "New mode-field conversion technique in optical fiber using thermal relaxation of residual stress," in *Tech. Dig. Conf. on Optical Fiber Communication and Internat. Conf. on Integrated Optics and Optical Fiber Communication*, paper TuB4, 1993.
- [7] M. Akiyama, K. Nishide, K. Shima, A. Wada, and R. Yamauchi, "A novel long-period fiber grating using periodically released residual stress of pure-silica core fiber," in *Tech. Dig. Optical Fiber Communication Conf.*, paper ThG1, 1998.

- [8] T. Enomoto, M. Shigehara, S. Ishikawa, T. Danzuka, H. Kanamori, "Long-period fiber grating in a pure-silica-core fiber written by residual stress relaxation," in *Tech. Dig. Optical Fiber Communication Conf.*, paper ThG2, 1998.
- [9] K. M. Davis, K. Miura, N. Sugimoto, and K. Hirao, "Writing waveguides in glass with a femtosecond laser," *Opt. Lett.*, vol. 21, no. 21, pp. 1729-1731, Nov. 1996.
- [10] N. F. Borrelli, C. Smith, D. C. Allan, and T. P. Seward III, "Densification of fused silica under 193-nm excitation," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 14, no. 7, pp. 1606-1615, July 1997.
- [11] N. F. Borrelli, C. Smith, D. C. Allan, and T. P. Seward III, "Excimer-laser-induced densification in binary silica glasses," *Opt. Lett.*, vol. 24, no. 20, pp. 1401-1403, Oct. 1999.
- [12] D. D. Davis, T. K. Gaylord, E. N. Glytsis, S. G. Kosinski, S. C. Mettler, and A. M. Vengsarkar, "Long-period fibre grating fabrication with focused CO₂ laser pulses," *Electron. Lett.*, vol. 34, no. 3, pp. 302-303, Feb. 1998.
- [13] T. S. Izumitani, *Optical Glass*. New York: American Institute of Physics, 1986, ch. 1 and 2.
- [14] J. Nishimura and K. Morishita, "Mode-field expansion and reduction in dispersive fibers by local heat treatments," *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.*, vol. 5, no. 5, pp. 1260-1265, Sep./Oct. 1999.
- [15] K. Morishita, S. F. Yuan, and Y. Miyake, "Refractive-index changes in optical fibers caused by local heat treatments," in *Record of the 2000 Kansai-section Joint Convention of Institutes of Electrical Engineering, Japan*, Nov. 25-26, 2000, paper G9-7 (in Japanese).
- [16] K. Morishita, "Refractive-index changes in optical fibers by local heat treatments," in *Proc. Japan-China Joint Meeting on Optical Fiber Science and Electromagnetic Theory*, Osaka, Japan, Dec. 4-6, 2000, pp.49-52.
- [17] K. Morishita, Y. Miyake, and T. Fujihara, "Long-period fiber gratings made by glass structure variations by heat treatments," in *Proc. the 2001 Electronics Society Conference of IEICE*, Sept. 18-21, 2001, vol. 1, p. 232 (in Japanese).
- [18] G. Rego, O. Okhotnikov, E. Dianov, and V. Sulimov, "High-temperature stability of long-period fiber gratings produced using an electric arc," *J. Lightwave Technol.*, vol. 19, no. 10, pp.1574-1579, Oct. 2001.
- [19] Hoya Optical Glass Technical Data, Hoya Corporation, Tokyo, Japan, 1985.
- [20] Ohara Optical Glass, Ohara Inc., Kanagawa, Japan, 1987.
- [21] J. Nishimura, Y. Ueda, and K. Morishita, "Fabrication of dispersive fibers and their application to long-wavelength-pass filters," *Trans. IEICE*, vol. J78-C-I, no. 12, pp. 658-663, Dec. 1995 (in Japanese).
- [22] J. Nishimura and K. Morishita, "Changing multimode dispersive fibers into single-mode fibers by annealing and guided mode analysis of annealed fibers," *J. Lightwave Technol.*, vol. 16, no. 6, pp. 990-997, June 1998.
- [23] B. H. Kim, Y. Park, T. -J. Ahn, D. Y. Kim, B. H. Lee, Y. Chung, U. C. Paek, and W. -T. Han, "Residual stress relaxation in the core of optical fiber by CO₂ laser irradiation," *Opt. Lett.*, vol. 26, no. 21, pp. 1657-1659, Nov. 2001.
- [24] J. W. Fleming, "Material and mode dispersion in GeO₂-B₂O₃-SiO₂ glasses," *J. Amer. Ceram. Soc.*, vol. 59, no. 11-12, pp. 503-507, Nov.-Dec. 1976.

輻射科学研究会資料

RS01 - 18

近接場光学顕微鏡の
高速走査実現のための基礎技術

**Fundamental Optical Technology Utilized for
Rapid-Scanning Near-Field
Optical Microscopy**

大阪電気通信大学 工学部 電子工学科

富岡明宏

Akihiro Tomioka

Dept. of Electronic Engineering and Computer Science

Faculty of Engineering I

Osaka Electro-Communication University

財団法人 輻射科学研究会 平成13年度3月例会

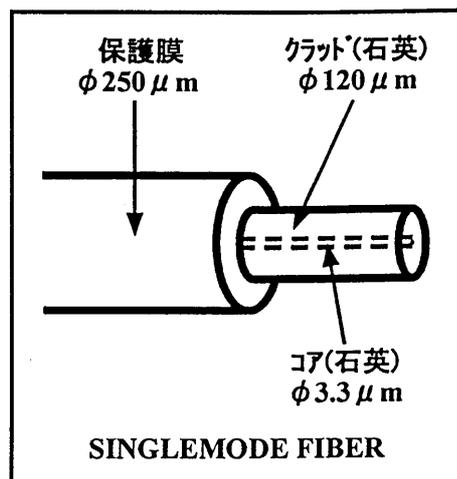
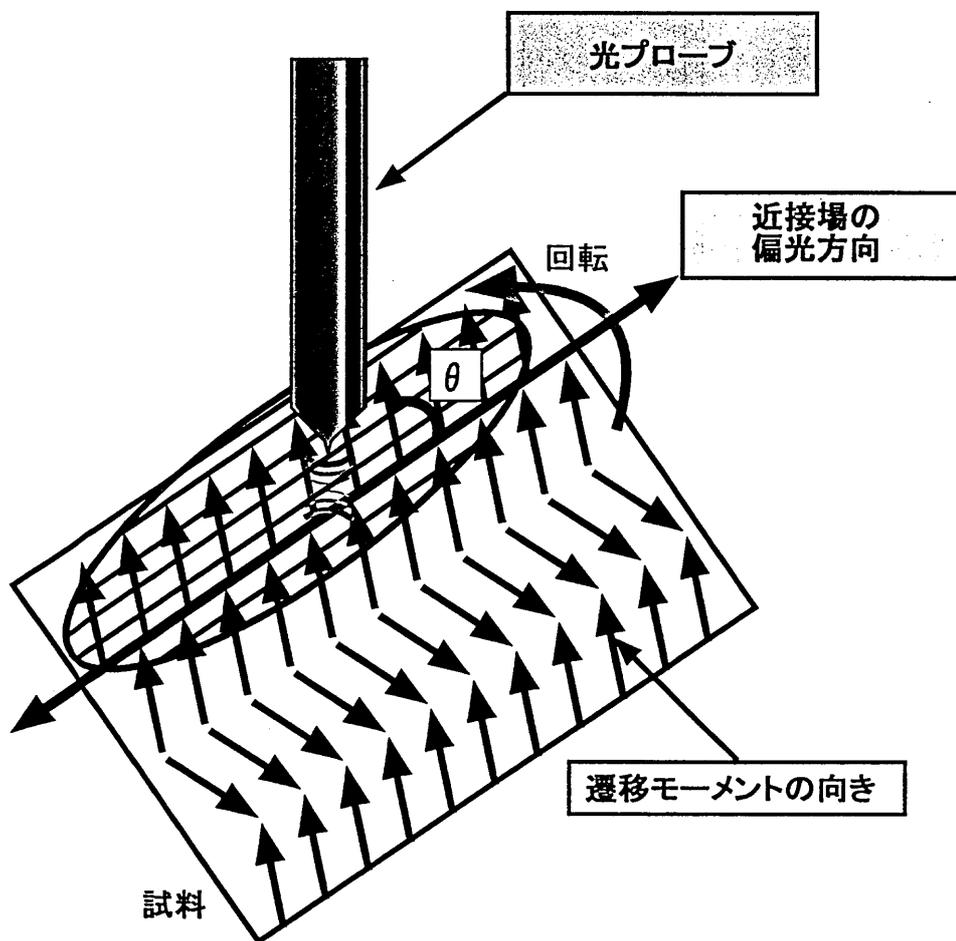
2002年3月13日 (水) 大阪電気通信大学 (寝屋川キャンパス)

RS01-18R

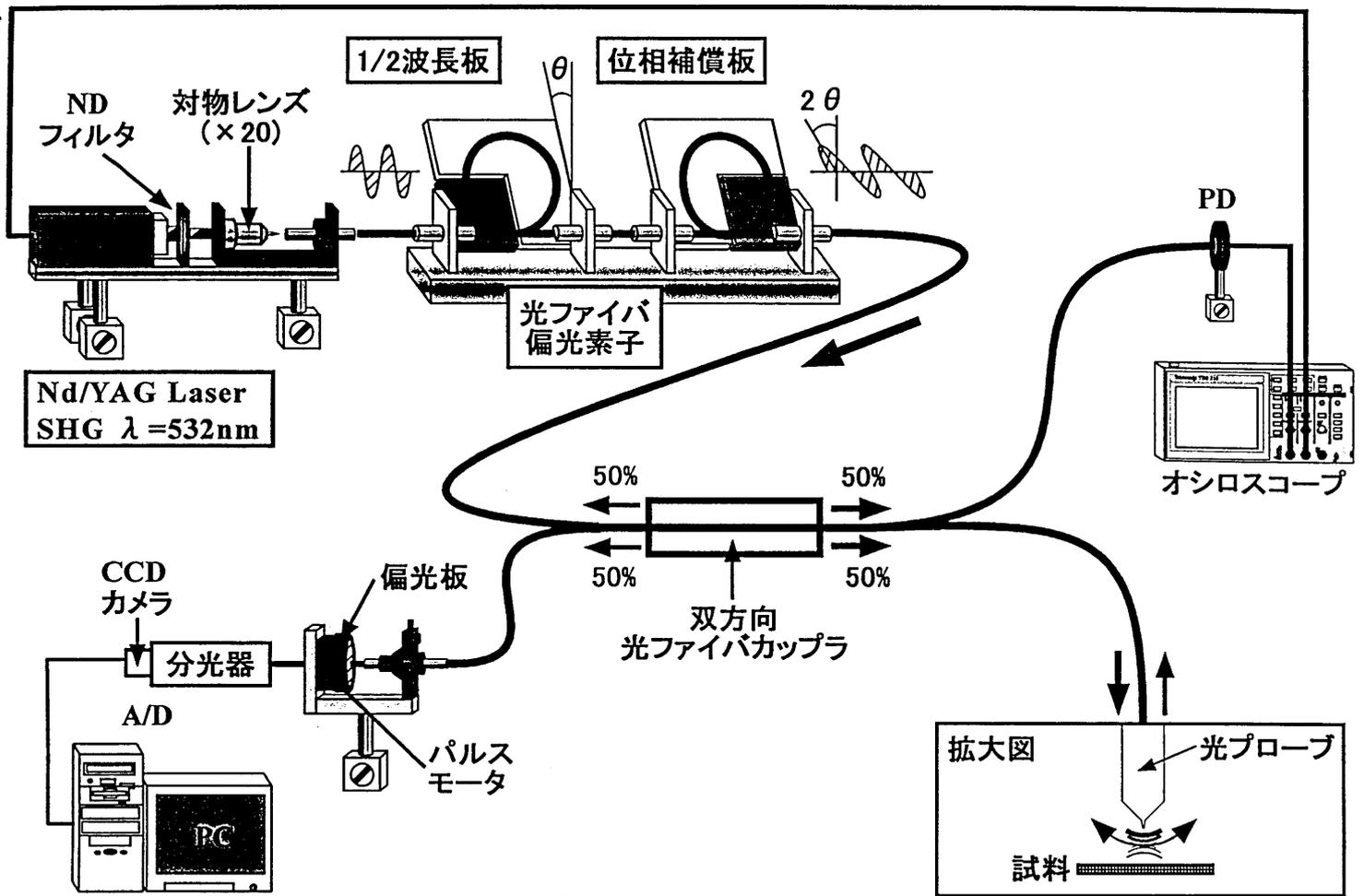
「近接場光学顕微鏡の高速走査実現のための基礎技術」

大阪電気通信大学 工学部 電子工学科
富岡明宏

1. 偏光近接場による蛍光近接場測定のための光ファイバー偏光素子の作製
2. ナノ構造にfine-tuneした分光測定を行うための外部共振器ダイオードレーザーの構築
3. 禁制光検出による遠視野場の除去



偏光近接場による蛍光近接場測定



偏光近接場による蛍光測定

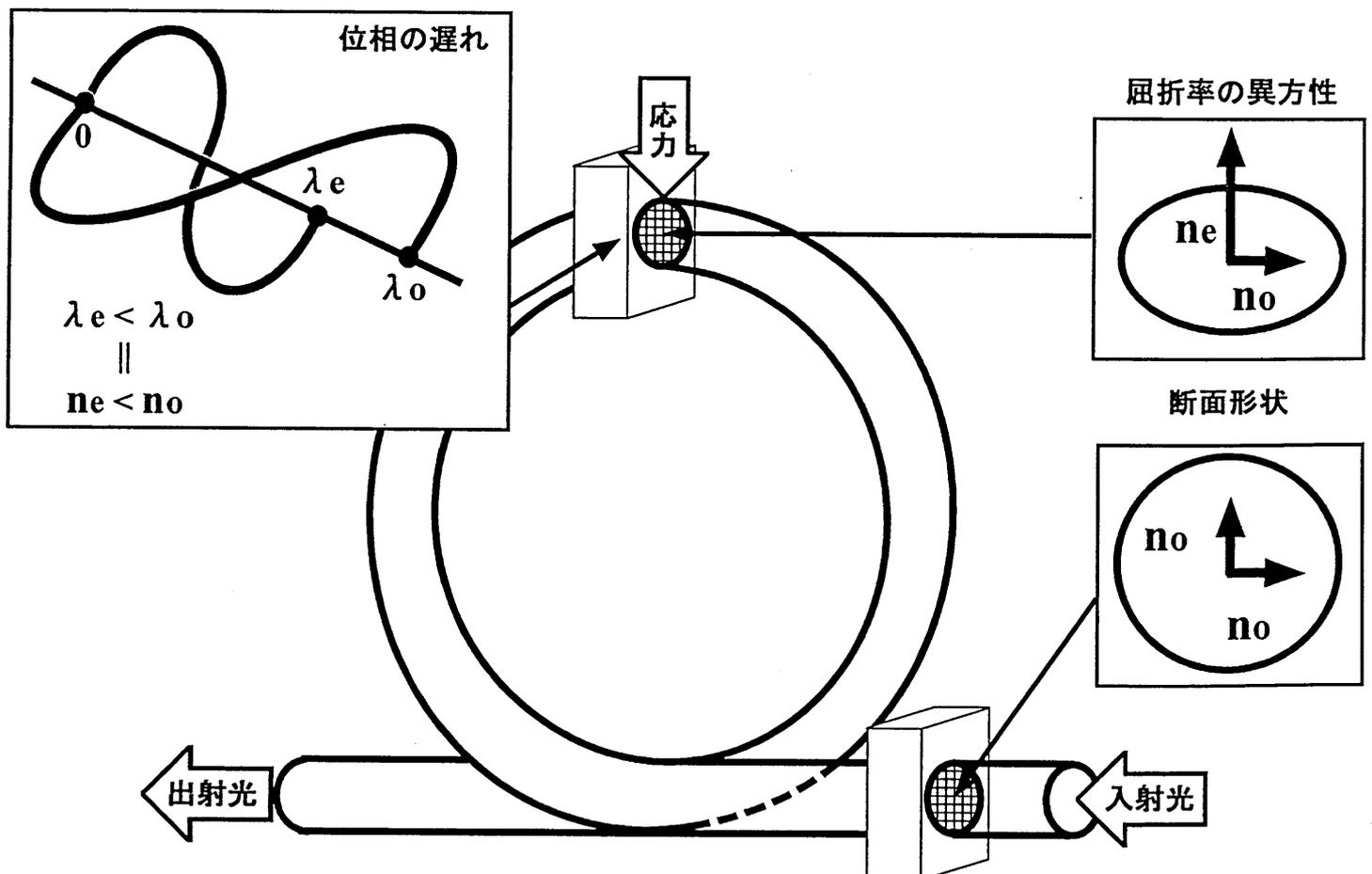
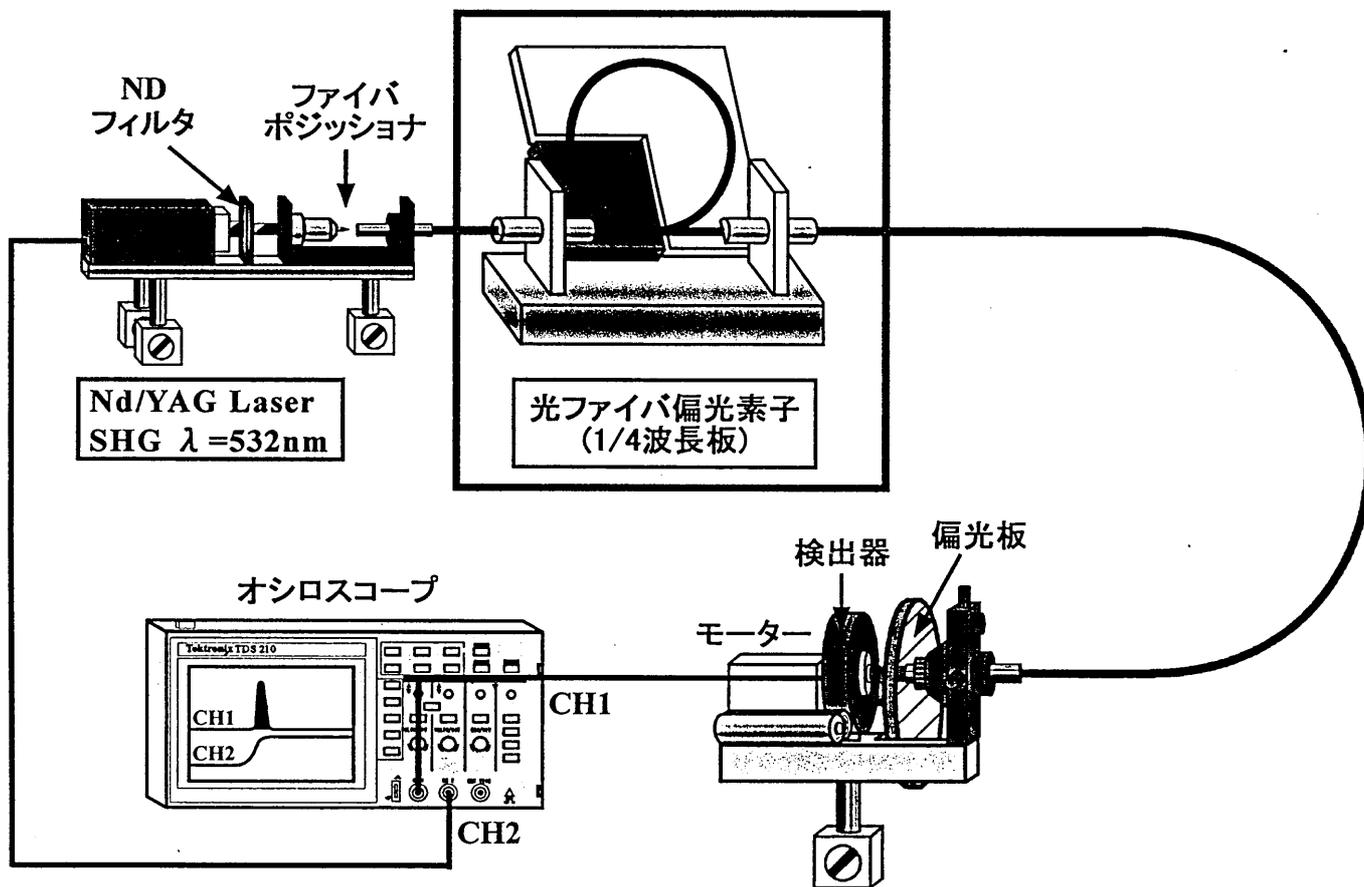
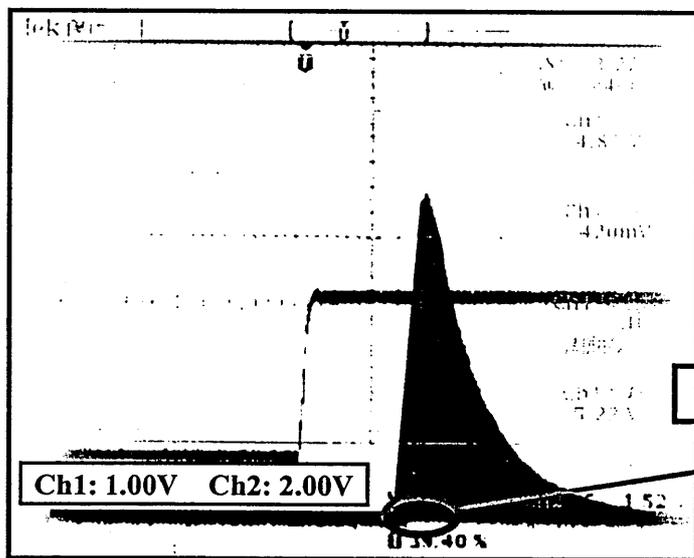


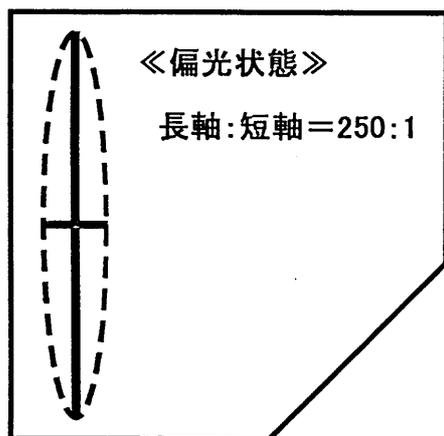
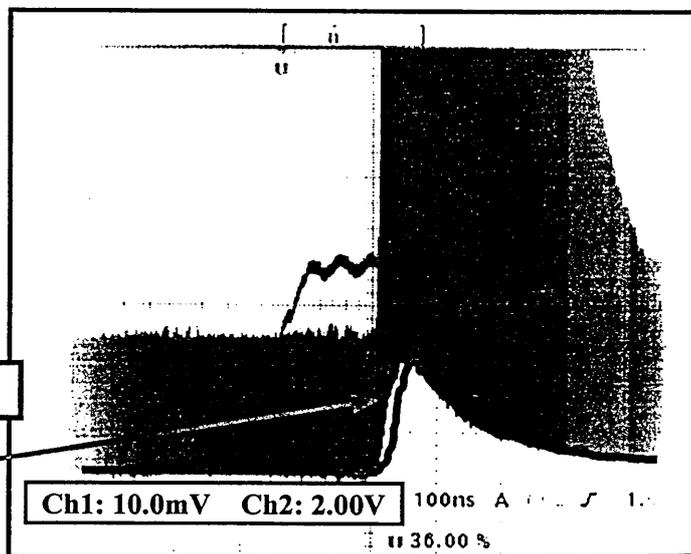
図3.光ファイバーの屈折率の関係



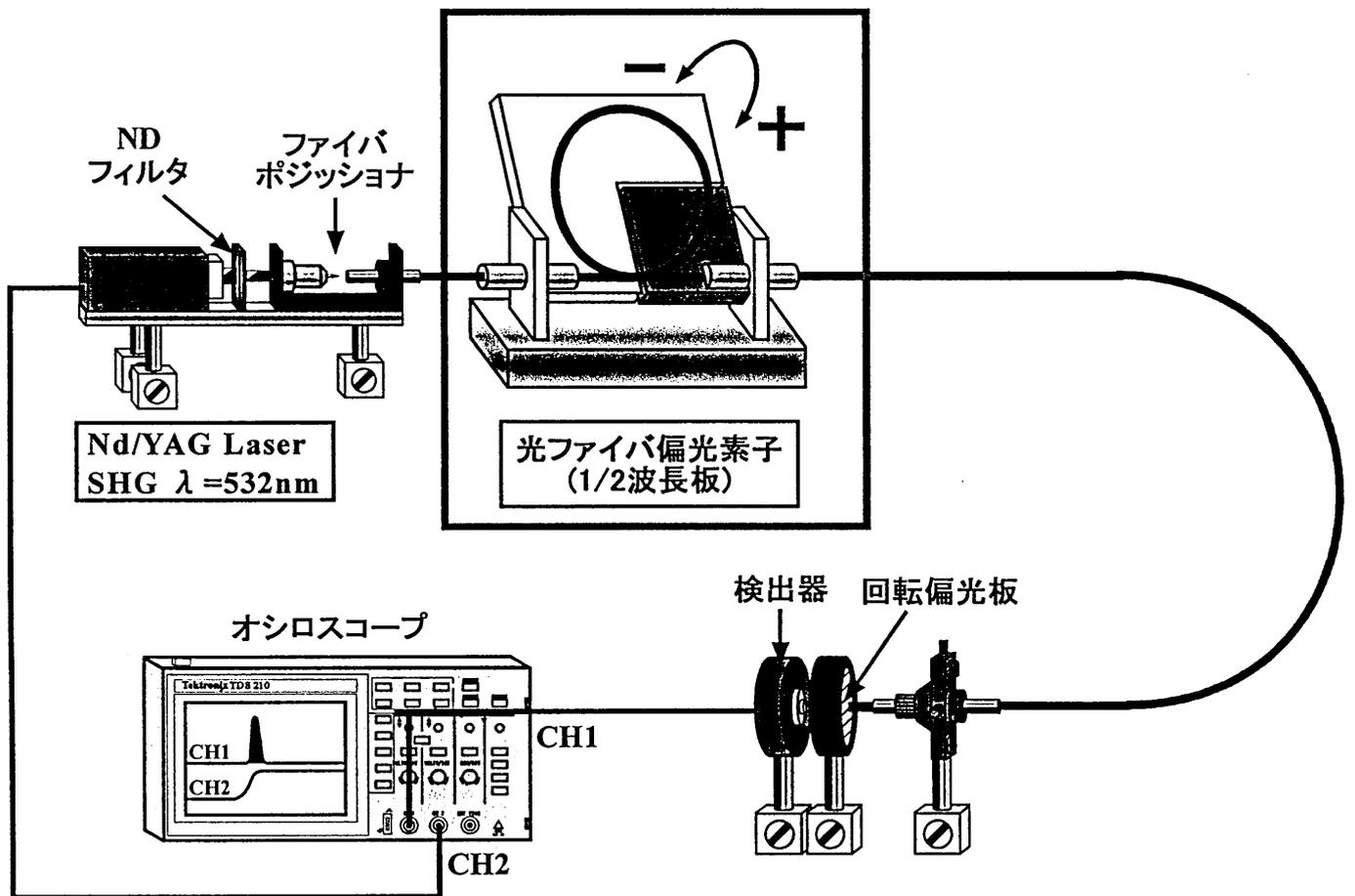
1/4波長板の調整



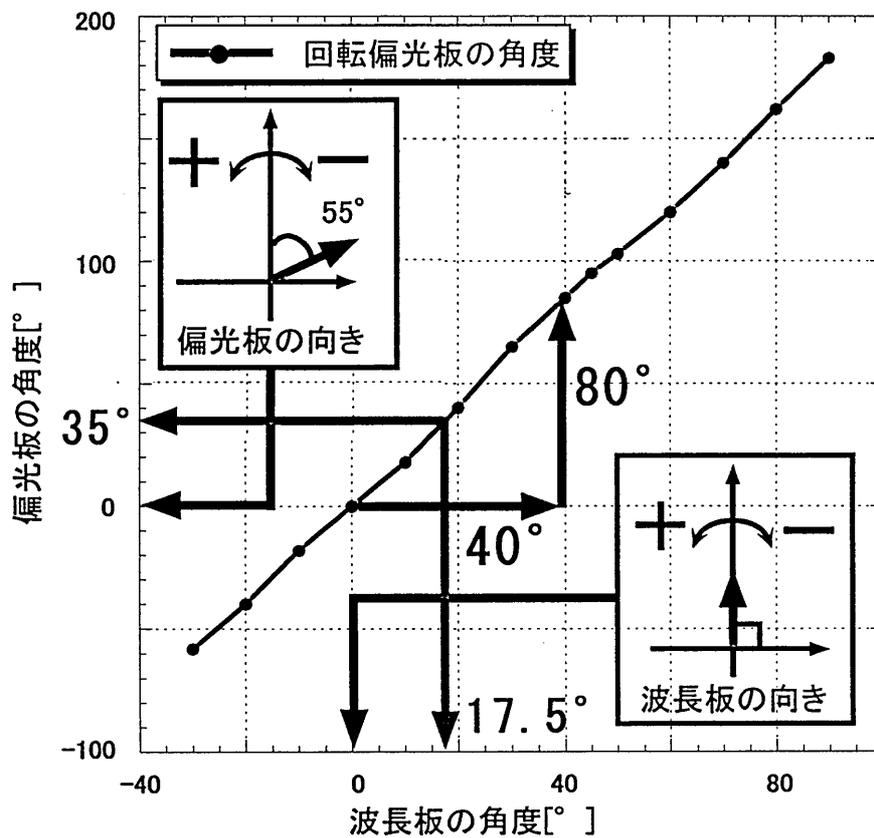
拡大



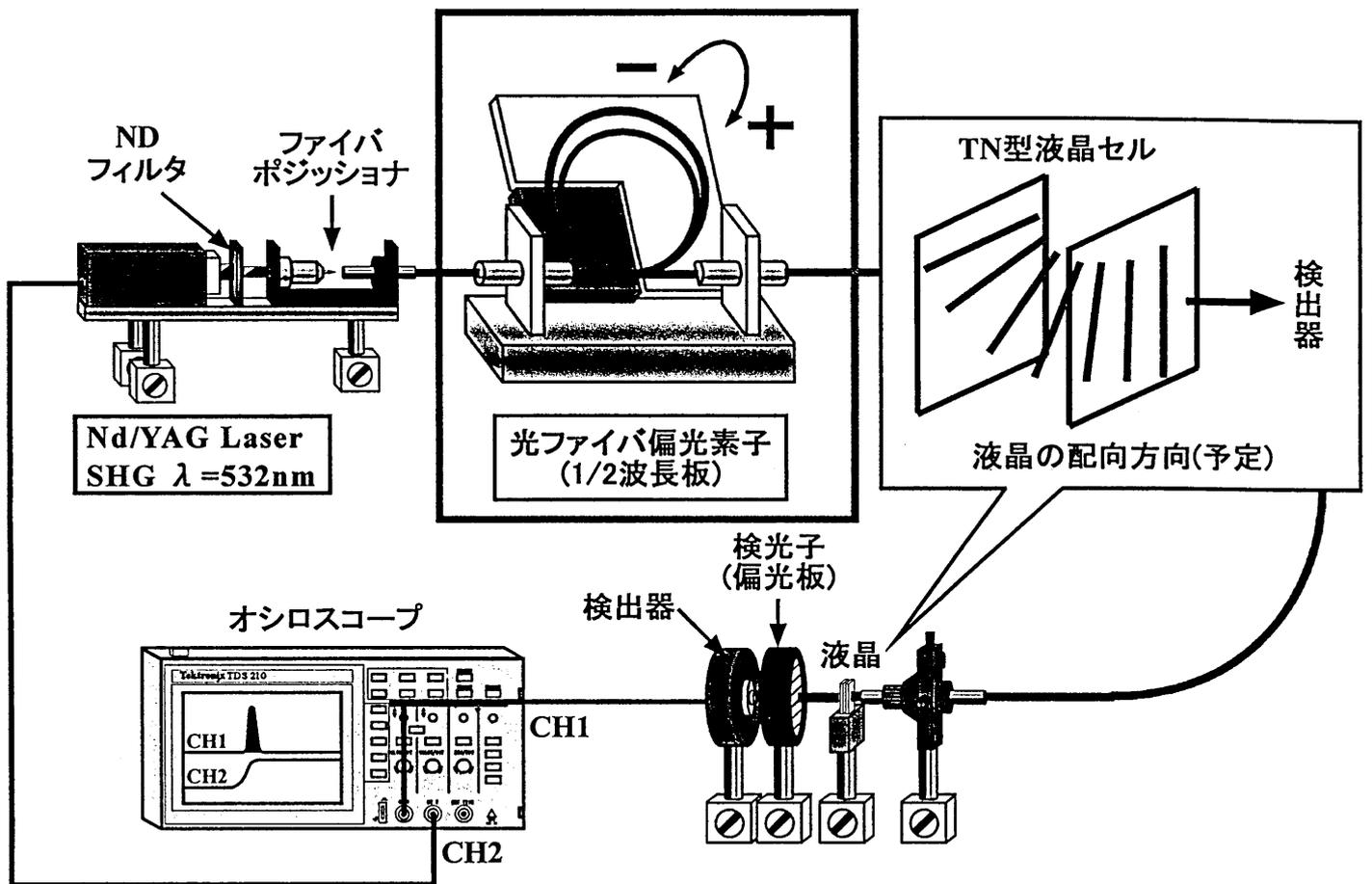
1/4波長板の特性測定



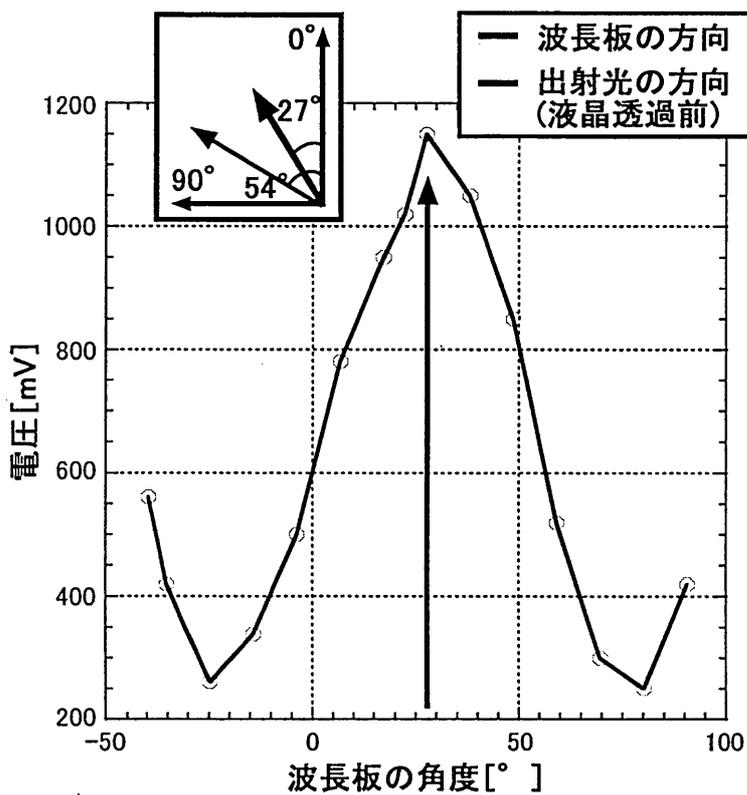
1/2波長板の調整



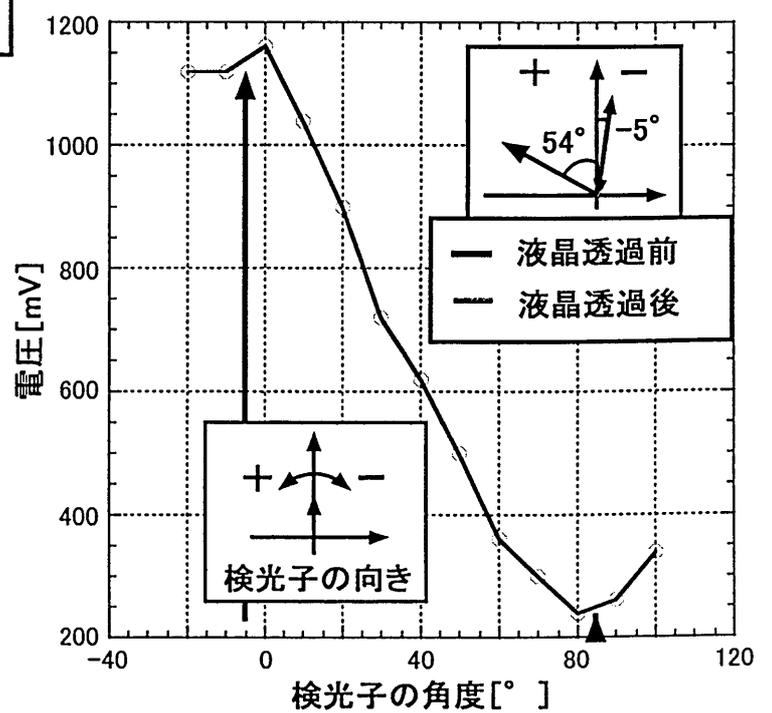
1/2波長板の特性測定



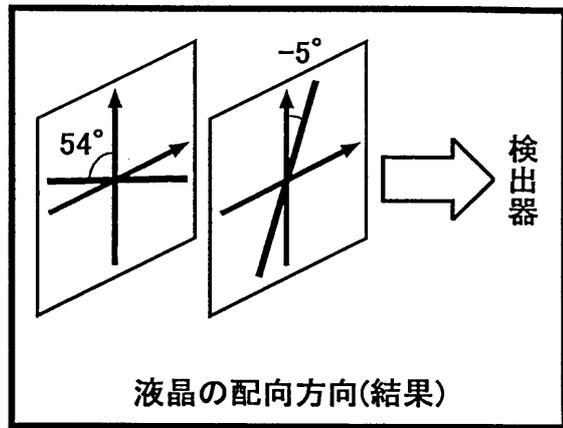
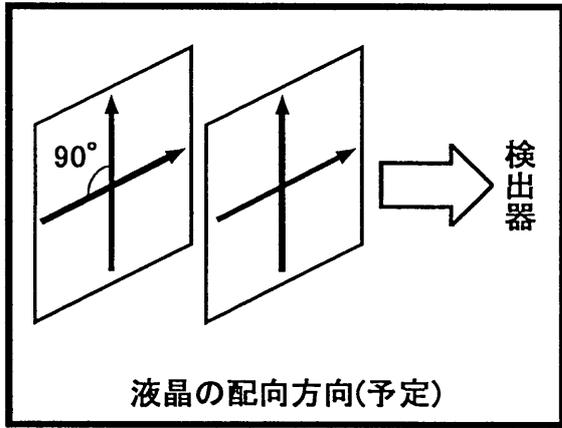
液晶の配向方向の確認



1/2波長板の傾きと出力の関係



検光子の向きと出力の関係

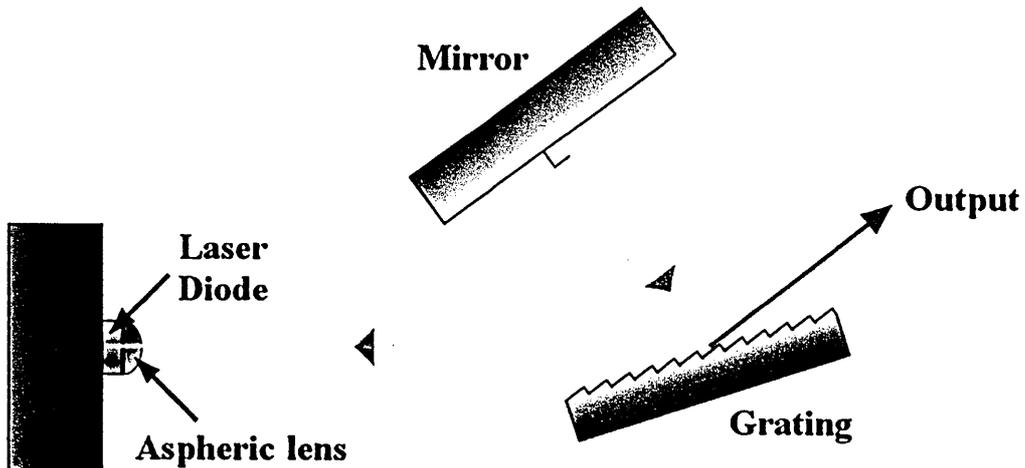


液晶の配向方向

外部共振器利点

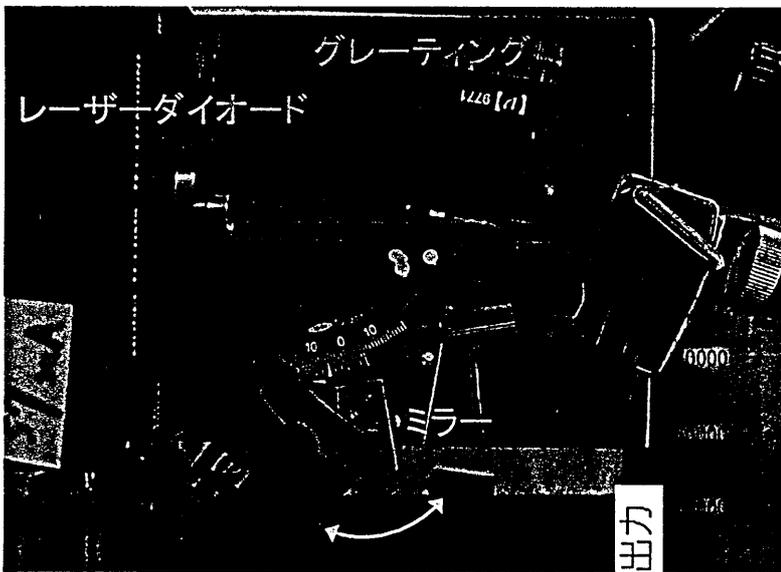
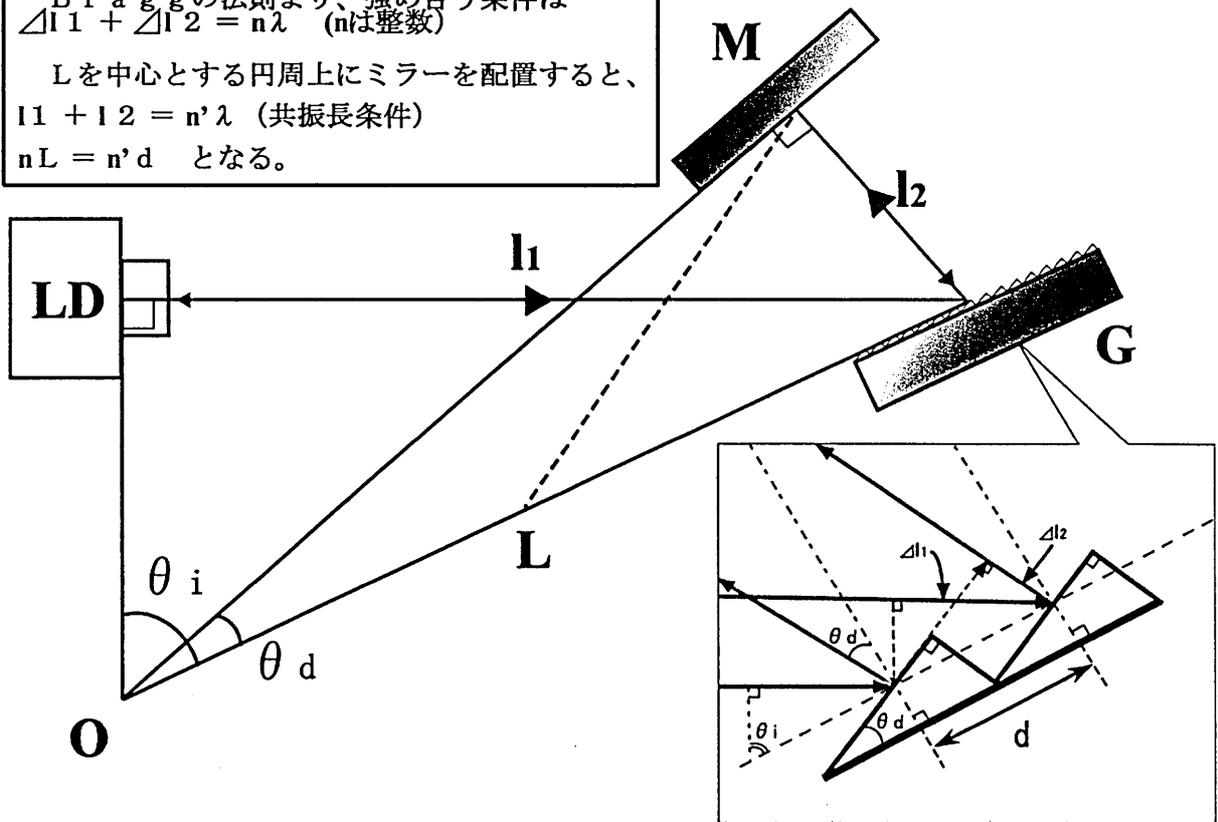
外部共振器ダイオードレーザー

利点：線幅を狭くする
波長を可変にする



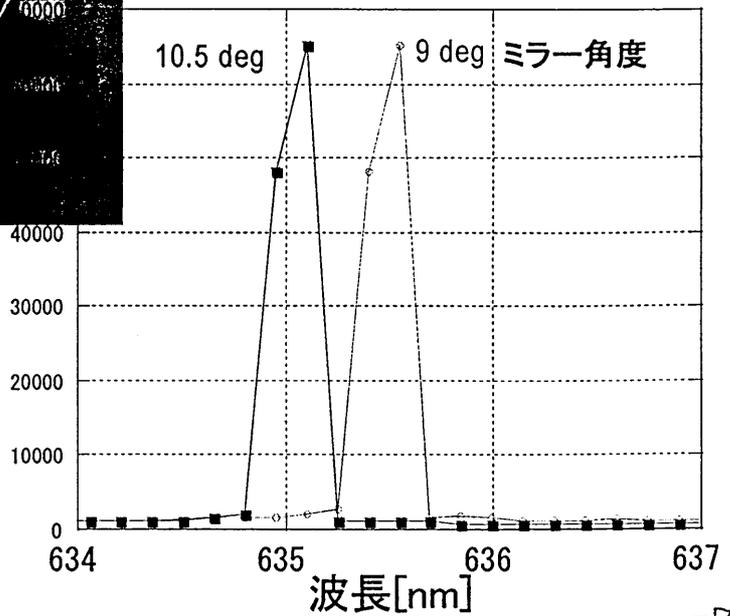
Braggの法則より、強め合う条件は
 $\Delta l_1 + \Delta l_2 = n\lambda$ (n は整数)

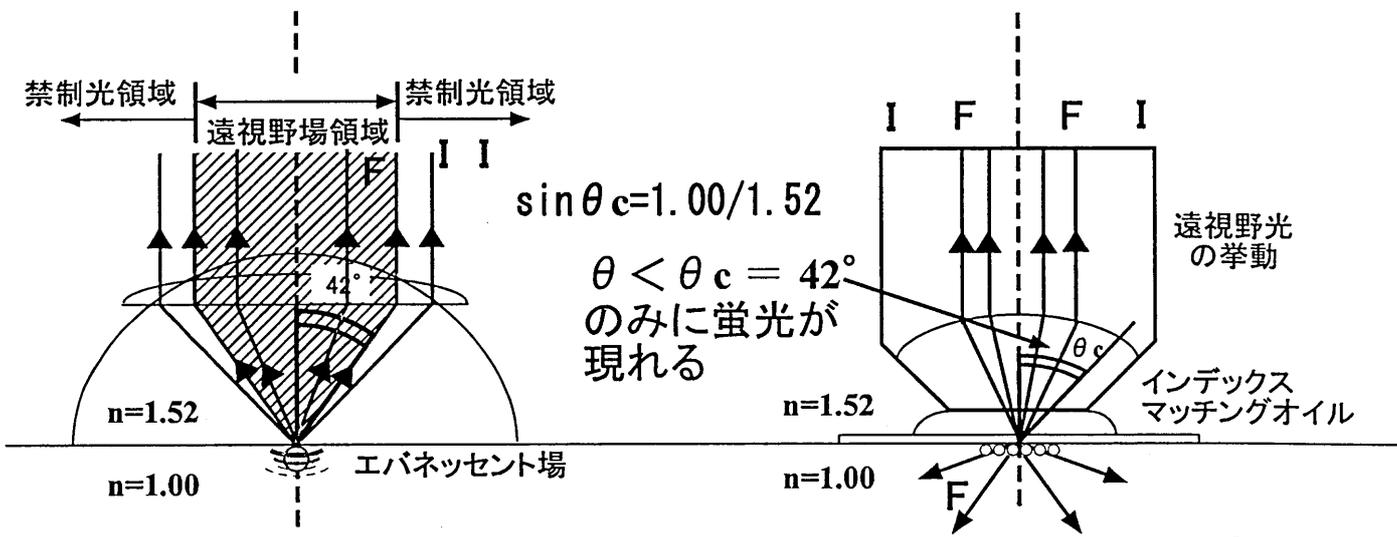
Lを中心とする円周上にミラーを配置すると、
 $l_1 + l_2 = n'\lambda$ (共振長条件)
 $nL = n'd$ となる。



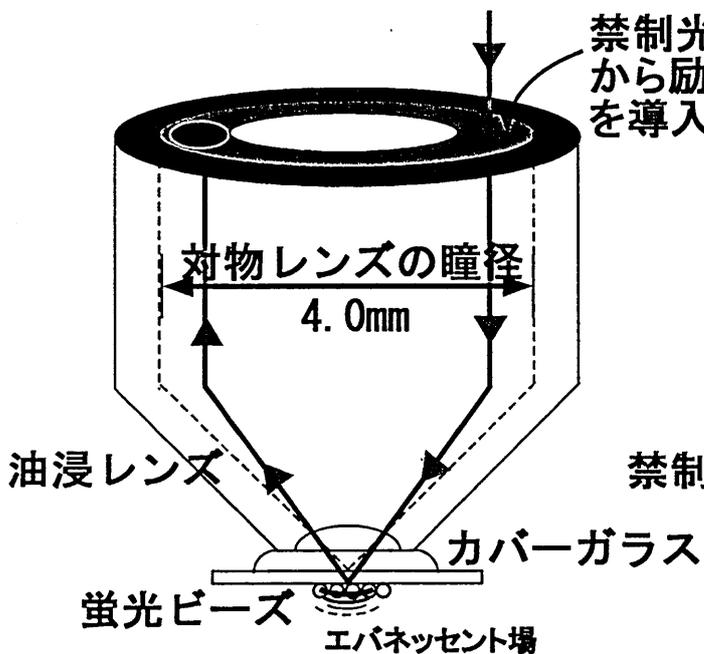
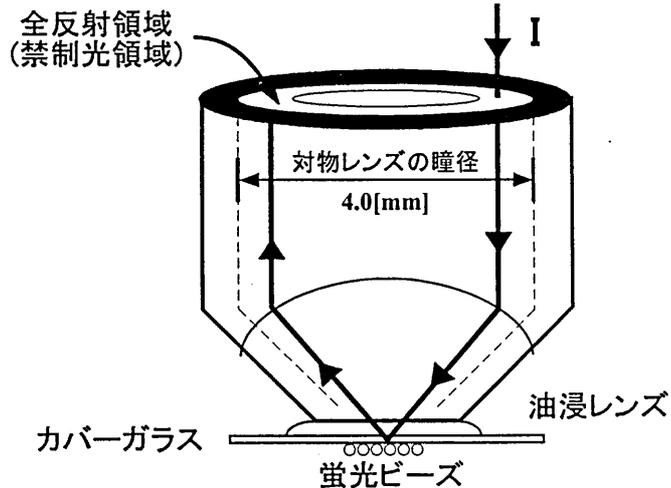
$I_{LD} = 37.5mA$

光出力

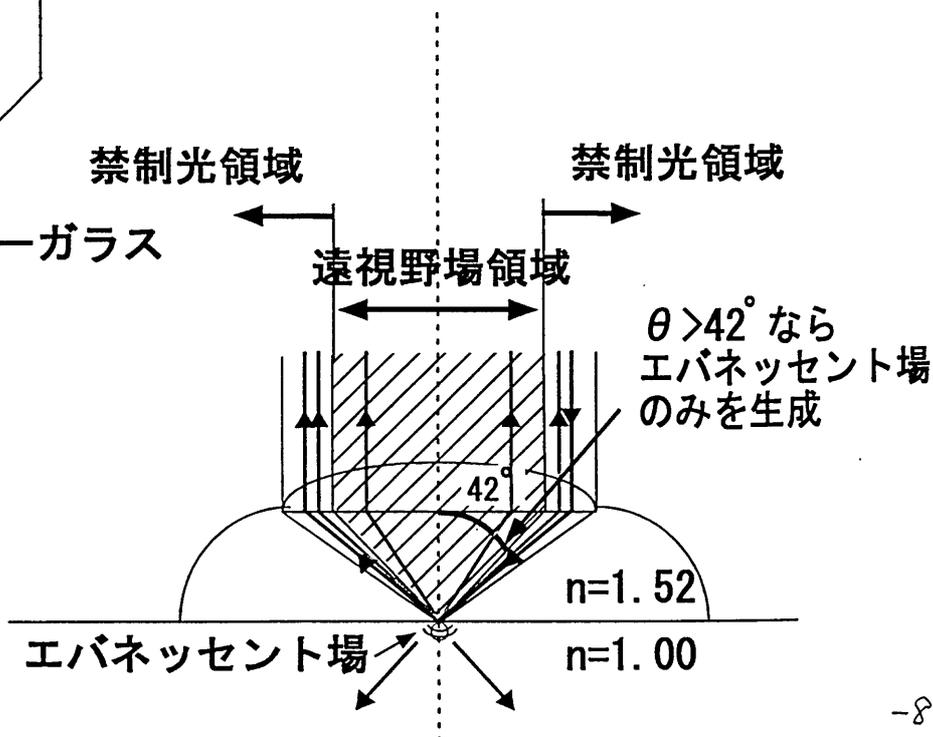




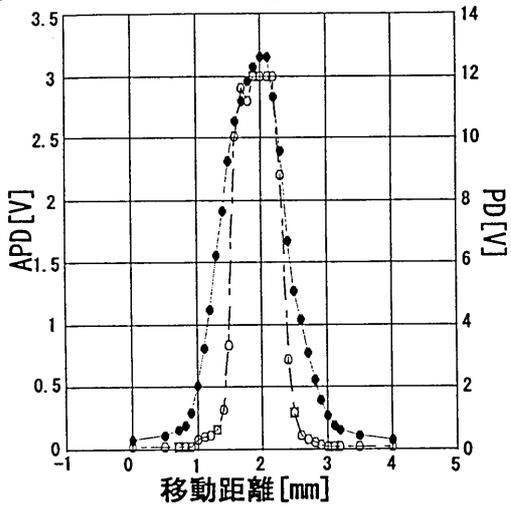
禁制光検出の原理



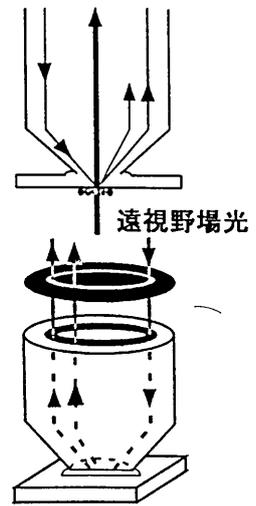
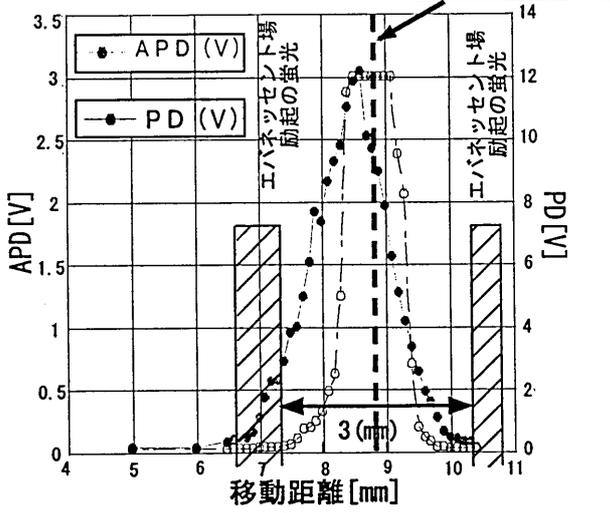
エバネッセント場励起と禁制光検出を組合せる



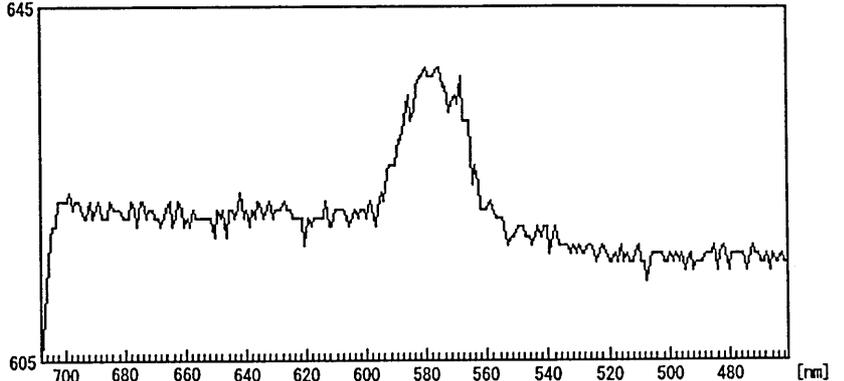
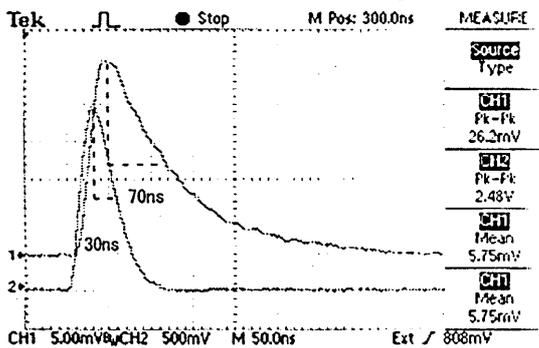
X軸移動



Y軸移動



PDとAPD同時に用いて測定した結果図



蛍光とレーザー光の比較 CH1 : 蛍光 CH2 : レーザー光

CCDカメラを用いた蛍光スペクトル

謝辞

本研究を遂行するにあたり次の方々にご協力いただきました

光プローブの作成

佐藤友弘

蒸着・SEM観察

本学 榎本博行助教授・佐藤友弘
産業技術総合研究所 村井健一・田村繁治

光ファイバーカップラーの製作

本学 森下克己教授

光ファイバー偏光素子

寺岡宏晃・山口友規・福永勇治

禁制光測定

和田謙吾・西垣直宏

外部共振器レーザーダイオード

本学 須崎涉教授・足立貴之・田中宏和