2004年度

輻射科学研究会資料集

RS04-01 ～ RS04-21
(May 2004 ～ March 2005)

開催会場（月・日）

第1回：大阪大学・石橋キャンパス(5月28日)
RS04-01 ～ RS04-04

第2回：電気通信大学・寝屋川キャンパス(7月30日)
RS04-05 ～ RS04-09

第3回：古野電気株式会社・三木工場(10月29日)
RS04-10 ～ RS04-12

第4回:近畿大学・本部キャンパス(12月17日)
RS04-13 ～ RS04-16

第5回:東京工業大学(2月4日)
「赤外放射の応用関連学会等年会」と協賛 RS04-17

第6回:電気通信大学・寝屋川キャンパス(3月14日)
RS04-18 ～ RS04-21

2005年6月1日発行

2004年度輻射科学研究会資料目次

＜平成16年5月28日（金）＞

RS04-01 浅居正充（近畿大学）、山北次郎（岡山県立大学）、松本恵治（大阪産大学）、
若林秀昭（岡山県立大学）
“キラル媒質研究の概要（An overview of the research on chiral media）”

RS04-02 森本健志、平田晃正、河崎善一郎（大阪大学）、牛尾知雄（大阪府立大学）
“電磁波観測による雷放電路の可視化
～VHF波帯広帯域ディジタル干渉計の実用化～“

RS04-03 塩見英久、香川泰宏、岡村康行（大阪大学大学）
“注入同期発振器を用いたアクティブフェーズドアレイアンテナ“

RS04-04 是角寿一、浦山俊、中尾利男（大阪電気通信大学）
“火災における煙および火炎による電磁波障害について”

＜平成16年7月30日（金）＞

RS04-05 山本明人、岸岡清（大阪電気通信大学）
“縦続非線形ファブリペロ共振器の特性”

RS04-06 森下克己，海野彰弘（大阪電気通信大学）
“加熱によるガラス構造変化を用いた長周期ファイバグレーティング
のピーク損失波長調節”

RS04-07 谷口純、岡村康行（大阪大学大学）
“周波数領域における拡散光トモグラフィー　-再構成アルゴリズムと基礎実験-”

RS04-08 堀川健、小寺敏郎（大阪工業大学）
“磁気同調可能なマイクロ波帯超再生検波回路”

RS04-09 小寺敏郎　（大阪工業大学）
“2端子間の伝送状態を任意に制御可能なアイソレータ”

＜平成16年10月29日（金）＞

RS04-10 西森靖　（古野電気(株)）
“オムニソナー（全方向対応ソナー）”

RS04-11 近藤仁志（古野電気(株)）
”GPSの概要と古野電気における取り組み”

RS04-12 山下武広（古野電気(株)）
“AIS(Automatic Identification System)”

＜平成16年12月17日（金）＞

RS04-13 粟井郁雄（龍谷大学）
“帯域通過フィルターにおける共振器の結合係数の意味”

RS04-14 松田詳平，日坂真樹（大阪電気通信大学）
“パルス超音波変調による散乱体深部のスペックル光計測”

RS04-15 井戸泰幸、 富岡明宏、本窪田徹、板倉靖明(大阪電気通信大学)
“有機色素微粒子の近接場光学測定”

RS04-16 吉田実（近畿大学）
“光ファイバ増幅と高出力ファイバレーザー”

＜平成17年2月4日（金）赤外放射応用関連学会との協賛＞

RS04-17 浅居正充（近畿大学)、山北次郎（岡山県立大学）
“らせん導体からなる“キラル媒質”による散乱電磁波について“

＜平成17年3月14日（月）＞

RS04-18 小田祥一朗(*)、前田篤司、河南求嶺、丸田章博(大阪大学)
“ファイバの非線形性を利用した全光アナログ-ディジタル変換および
ディジタル-アナログ変換に関する研究”

RS04-19 杉山俊介、田村安彦、中山純一(京都工芸繊維大学)
“一次元ゆらぎがある薄膜によるTM平面波の反射と透過”

RS04-20 久保 和也、堤 喜代司（京都工芸繊維大学）
“MMIカプラ型モード分離素子の干渉モード数制限による特性改善”

RS04-21 榎原 晃(1)、矢島浩義(1)、村田博司(2)、岡村康行(2)
(1) 松下電器産業株式会社先端技術研究所、(2)大阪大学
“ミリ波帯共振器電極光強度変調素子と分極反転法による高効率化の検討”

輻射科学研究会資料 RS04-01

キラル媒質研究の概要

An Overview of the Research on Chiral Media

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

松本 恵治　　大阪産業大学工学部

若林 秀昭　　岡山県立大学情報工学部

2004年5月28日（金）

於　大阪大学基礎工学部

1 はじめに

生体物質の分子のほとんどがキラリティ(chirality)をもち、円複屈折性に基づく旋光性(光学活性)(optical activity)や円二色性(circular dichroism)等の光学的特徴を有する。これを電磁波伝搬媒質として考える場合、キラル媒質(chiral medium)と呼ばれる[1]。近年、化学、光学のみならず電波工学においてもキラル媒質に対する関心が高まり、らせん等のキラル形状をもつ微小粒子を用いて上記の光学的特徴と同様の効果をもつキラル媒質を人工的に構成し、偏波変換器、低反射コーティング、アンテナ等の電磁波技術に応用する研究が行われてきた[2]-[40]。また地上の植生層は電波に対してキラル媒質と同様の影響を与えることが知られており、植生層内の電波の偏波変換の影響を受ける遠隔物体のレーダ探査(リモートセンシング)の分野においてもキラル媒質に対する関心がもたれている[3]。このような諸研究については実験的研究のみならず、理論解析手法や現象の理論的解明に関する報告も多数行われている[3]-[7],[9]-[40]。一方、1990年にカーボンマイクロコイル(CMC)の生成法が元島らにより明らかにされ[41]、μmオーダーのらせん構造から成るキラル媒質の実現の可能性が生まれた。CMCの期待される応用のうち、電磁波吸収材料としての良好な特性が注目されている[42]。CMCは現在、右巻及び左巻コイルがほぼ同量混在した状態で生成される。右巻または左巻のいずれかのCMCが多数を占める場合、キラル媒質と考えられ、その状態での生成の実現が期待されている。本論文では、近年関心を集めているCMC等のらせん構造物質や、らせん構造等から成るキラル媒質の理論研究の一助となるべく、電磁気学的キラリティに関する解説を行う。

2 キラル媒質研究の黎明

1811年、水晶における旋光分散がD. F. Aragoにより初めて確認され、これが光学活性現象に関する最初の発見となった。その後J. B. Biotにより旋光分散等の光学活性に関する定量的研究が行われた(1812-1838)[1],[3]。この間にBiotは、一定の固体構造をもたず等方的であるはずの酒石酸水溶液等の特殊な液体や気体にも旋光性が見られることを確認し、光学活性が固体の結晶構造のみならず物質の構成分子にも起因する可能性(natural optical activity)を示唆した(1815)[4]。L. Pasteurはワインの製造過程で生じる旋光性をもつ酒石酸(Biotが実験で用いたもの)と旋光性のないブドウ酸(後に酒石酸のラセミ体と判明)の違いに着目し、酒石酸のアンモニウムナトリウム塩の結晶化実験から右旋性と左旋性の2種類の酒石酸の存在を見出した(1848)。後に左右の旋光性がこの2種の酒石酸の互いに鏡像の関係にあるキラル分子に起因することが示された。これらの諸研究は立体化学の出発点となり、また電波工学におけるキラル媒質研究の黎明にも繋がった。1888年にH. HeltzによりMHz領域の電磁波の存在が確認された後、マイクロ波領域における光学活性と同様の現象についての関心が高まった。K. F. Lindman

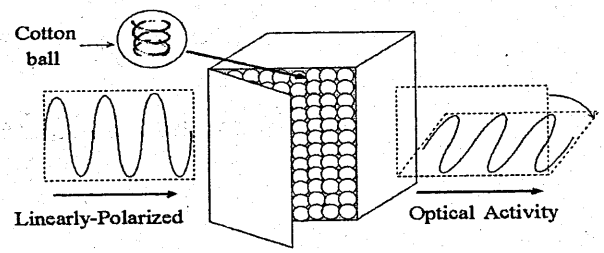
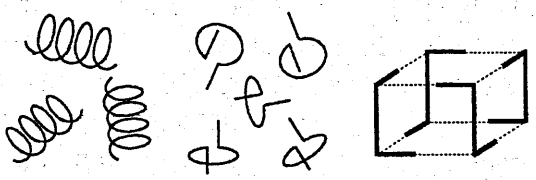


図 1: Lindmanの実験

はキラル分子のかわりに全長9cm、断面径1.2mmの銅線による2.5回巻らせんを球状綿中に埋め込んだキラル物体を作成し、これを紙箱に700個詰めることにより人工キラル混合物質を試作した。その際、液体や気体のように電気的性質を等方的にするため、らせん軸方向がランダムとなるよう構成した(図1)。1～3 GHzのマイクロ波を通過させる実験を行なった結果、右巻のみ及び左巻のみのらせんから成るキラル混合(chiral mixture)の場合について偏波面の回転、及び回転角度の周波数分散を示す測定結果が得られた。また、同数の左右らせんから成るラセミ混合(racemic mixture)の場合については偏波面の回転は現れなかった(1920-1922)[1],[3],[4]。電波領域も含む電磁波の偏波面回転現象は電磁波活性(electromagnetic activity)とも呼ばれるが、「光学活性」や「旋光性」という用語を流用することも多い。Lindmanの実験結果に対しては当初、回折の影響を偏波回転と誤ってとらえているなどの疑問ももたれたが、その後のI. Tinoco, M. P. Freeman [5], W. H. Pickering [6]らの実験により電磁波活性現象に関する結果の妥当性が確認された。

3 キラル媒質の構成

1990年代に入り、人工キラル混合物質に関する研究が発展し、旋光性等の偏波変換機能や円二色性に関連した電磁波吸収特性等に関心がもたれた。キラル混合物質は通常、背景物質内に電磁波の波長に比べて小さい(通常、波長の数%程度以上の大きさといわれる)右巻、左巻のいずれかのみのらせん導体(helix)(図2(a))等のキラル粒子を多数混入させて構成する。キラル粒子として、図2(b)の1回巻コイル導体(short helix)[1]や図2(c)の鉤形導体(hook)[7]を用いる場合もある。キラル形状の候補としてはこれら以外にメビウスの帯や不規則四面体などもしばしば挙げられる。また、媒質の設計法として球、楕円体等の一定形状のキラル媒質から成る粒子を設計し、その粒子群を背景物質に混入する密度等から媒質全体の特性を制御する方法もある。背景物質内にらせん導体を軸方



(a) helix (b) short helix (c) hook

図 2: キラル形状粒子の例

向や位置をランダムになるよう分布させた構造は、電磁気学的には均一等方性キラル媒質(Pasteur媒質)となる。この媒質は電磁気学的に可逆性(reciprocity)をもち、旋光性等の性質が互いに逆方向に伝搬する波に対して等しくなる。またある周波数領域で旋光角度が周波数の増加とともに右旋の極大値から零点を通過して左旋の極大値へ(あるいはその逆順に)変化するCotton効果や、電磁波吸収及び円二色性がその旋光角度の零点で最大となる、天然のキラル物質と同様の現象が実測により確認されている[8]。らせん軸の向きがランダムでない場合に異方性が生じる。らせん軸がある方向(異方性主軸方向)に揃い、軸まわりの回転角がランダムとなる場合、1軸異方性キラル媒質となる。図2(c)は鉤形導体を4回回転対称性をもつ単位エレメントとして構成したもので、これを3次元的に周期配列することにより1軸媒質が構成される[7]。1軸異方性キラル媒質は、らせん軸が異方性主軸に垂直な面に平行でかつランダム方向となるように分布させることによっても構成できる。人工構造粒子を用いたキラル媒質と同様の人工媒質として、オメガ(Omega)媒質、キラルーオメガ(Chiral-Omega)媒質[9]などがある。

4 キラル媒質の電磁気学的取り扱い

4.1 キラル媒質に対する構成関係式

キラル媒質中の電磁界は、巨視的にはMaxwell方程式及び背景物質内にキラル粒子を分布させた構造に対する等価媒質定数を用いた構成関係式[4],[10]により関係づけられる。近年、理論解析において用いられる等方性キラル媒質に対する構成関係式の1つに次式のDrude-Born-Fedorovの関係式がある。

$$\boldsymbol{D} = \epsilon_D(\boldsymbol{E} + \beta\nabla\times\boldsymbol{E}), \qquad \boldsymbol{B} = \mu_D(\boldsymbol{H} + \beta\nabla\times\boldsymbol{H}) \quad (1)$$

ただし、$\boldsymbol{D}$、$\boldsymbol{B}$、$\boldsymbol{E}$及び$\boldsymbol{H}$は各々電束密度、磁束密度、電界及び磁界である。ϵ_D、μ_D及びβは各々キラル媒質の等価誘電率、等価透磁率及びキラル定数と呼ばれる等価媒質定数であり、一般に複素数となる。βの単位はm(メートル)である。式(1)及び波源を含まない領域の正弦波電磁界に対するMaxwell方程式より、角周波数ωの正弦波界に対する次式のPost-Jaggardの構成関係式が得られる。ただし、虚数単位をi、時間因子を$e^{i\omega t}$と仮定する。

$$\boldsymbol{D} = \epsilon_P\boldsymbol{E} - i\xi_P\boldsymbol{B}, \qquad \boldsymbol{H} = -i\xi_P\boldsymbol{E} + \frac{1}{\mu_P}\boldsymbol{B}. \quad (2)$$

ϵ_P、μ_P及びξ_Pは式(1)と同様の意味の等価定数である。ξ_Pはキラリィアドミタンス(chirality admittance)と呼ばれ単位はS(ジーメンス)となる。キラル定数はキラル媒質特有の電場ー磁場結合を表す[1]。図2(b)の1回巻コイル導体の場合、作用する電場により直線アーム部分に誘起される電流は同時にループ部分にも流れ、各々電気及び磁気双極子モーメントに寄与する。磁場が作用する場合もループに誘起される電流がアームにも流れ、両双極子が生じる。正弦波電磁界のもとでのこのような結合は$\pi/2$(rad)の位相のずれを伴うことが式(2)中で乗じられている$i = e^{i(\pi/2)}$に表われている。同様のことは図2(a),(c)やその他のキラル形状物体でも生じる。構成関係式(1)及び(2)の各等価媒質定数は次式のように関係づけられる。

$$\epsilon_D = \epsilon_P, \quad \mu_D = \frac{\mu_P\epsilon_P}{\epsilon_P + \mu_P\xi_P^2}, \quad \beta = \frac{\xi_P}{\omega\epsilon_P}. \quad (3)$$

構成関係式として次式のような表現式も用いられる。

$$\boldsymbol{D} = \epsilon_T \boldsymbol{E} + \xi_T \boldsymbol{H}, \quad \boldsymbol{B} = \zeta_T \boldsymbol{E} + \mu_T \boldsymbol{H}, \tag{4}$$

$$\epsilon_T = \epsilon_P + \mu_P \xi_P^2, \quad \mu_T = \mu_P, \tag{5}$$

$$\xi_T = -i\mu_P \xi_P, \quad \zeta_T = i\mu_P \xi_P. \tag{6}$$

上式のキラル定数 ξ_T, ζ_T については次式のような真空中の光速 $c = 1/\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}$ (ϵ_0, μ_0 は真空中の誘電率及び透磁率) を乗じて無次元化した定数 κ による表記 (Lindell-Sihvola 表記) が用いられることも多い。

$$\xi_T = -i\kappa\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}, \quad \zeta_T = i\kappa\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}, \quad \kappa = \frac{\mu_p \xi_P}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}}. \tag{7}$$

以上の構成関係式 (1)、(2) 及び (4) は非可逆項を付加することにより、非可逆性媒質 (Tellegen 媒質) も含む、より一般的な双等方性媒質 (biisotropic medium) の構成関係式に拡張することが可能である。また、特に式 (4) の各定数をさらに 3×3 テンソルに拡張した関係式は、異方性キラル媒質、オメガ媒質、キラル-オメガ媒質等の人工媒質の他、運動媒質等も含む、より一般的な双異方性媒質 (bianisotropic medium)[11] の構成関係式として用いられることが多い。

4.2 等価媒質定数の決定法

キラル混合物質の等価媒質定数の算出法に関しては多くの報告例がある [7],[12]-[18]。背景物質の誘電率及び透磁率を各々 ϵ_h, μ_h と仮定すると、キラル媒質内の平均電束密度 $< \boldsymbol{D} >$ 及び磁束密度 $< \boldsymbol{B} >$ は次式のように表される。

$$< \boldsymbol{D} > = \epsilon_h < \boldsymbol{E} > + \boldsymbol{P_e} + \boldsymbol{Q_e}, \ \boldsymbol{P_e} = \boldsymbol{P_{ee}} + \boldsymbol{P_{em}}, \tag{8}$$

$$< \boldsymbol{B} > = \mu_h < \boldsymbol{H} > + \boldsymbol{P_m}, \ \boldsymbol{P_m} = \boldsymbol{P_{me}} + \boldsymbol{P_{mm}} \tag{9}$$

ただし、$< \boldsymbol{E} >$、$< \boldsymbol{H} >$ は平均電界及び磁界である。$\boldsymbol{P_{ij}}$ は電場 ($j = e$) または磁場 ($j = m$) により生じる電気 ($i = e$) または磁気 ($i = m$) 双極子モーメントの単位体積当りの平均値を表す。$\boldsymbol{Q_e}$ は電気 4 重極子モーメントの寄与を表す項である。電気 8 重極子及び磁気 4 重極子以上の高次の多重極子モーメントの寄与は無視できるほど小さく、さらに等方性キラル媒質においては電気 4 重極子の寄与も相殺されることが知られている [7],[12]。等価媒質定数の算法のうち、粒子間の多重散乱を考慮しない準静電近似手法の 1 つに Maxwell-Garnett 法がある [13]。1 種類のキラル粒子群で構成される等方性媒質を考える。単一粒子当りの分極モーメントを $\boldsymbol{p_{ij}}$ ($i, j = e, m$)、粒子の分布密度を n(個／m^3) とすると $\boldsymbol{P_{ij}} = n\boldsymbol{p_{ij}}$ となる。各粒子に作用する局所電磁界 (Lorentz 界) を $\boldsymbol{E_L}$、$\boldsymbol{H_L}$ とすると、周囲の分極の寄与を考慮することにより

$$\boldsymbol{p_{ie}} = \bar{\boldsymbol{\alpha}}_{ie} \boldsymbol{E_L}, \quad \boldsymbol{p_{im}} = \bar{\boldsymbol{\alpha}}_{im} \boldsymbol{H_L}, \tag{10}$$

$$\boldsymbol{E_L} = < \boldsymbol{E} > + \frac{\boldsymbol{P_e}}{3\epsilon_h}, \quad \boldsymbol{H_L} = < \boldsymbol{H} > + \frac{\boldsymbol{P_m}}{3\mu_h} \tag{11}$$

と表すことができる。ただし、$i = e, m$ で、$\bar{\boldsymbol{\alpha}}_{ij}$, ($i, j = e, m$) は単一粒子あたりの分極率テンソルである。式 (8)-(11) 及び構成関係式 (4) から、等価媒質定数を分極率 $\bar{\boldsymbol{\alpha}}_{ij}$ で表した関係式が得られる (Lorentz-Lorentz の公式)[13]。これに分極率の具体的な算定式を代入することにより等価媒質定数の算定式 (Maxwell-Garnett の公式) が得られる。単一粒子の分極率についてはキラル媒質球、楕円体、1 回巻コイル導体等に対する算定式 [4], [13]、線状導体に対する算法 [7],[14]、粒子の製造誤差分布を考慮した方法 [15] 等の報告がある。Maxwell-Garnett 法はキラル粒子サイズ等から決まる第 1 共振周波数を超えない低周波領域で有効な手法である。キラル媒質球がランダムに分布した構造の等価媒質定数の算定に関して粒子間の多重散乱を考慮した手法が報告されている [16]。これは誘電体球のランダム分布構造に対する立居場の方法 [17] を応用したもので、粒子の体積占有率が大きい場合など粒子間の多重散乱の影響が無視できない場合に有効である。また、キラル混合物質の電磁波散乱特性の数値解析結果や実測値から等価媒質定数を算出する逆散乱問題についても報告されている [12],[18]。等価媒質定数 (誘電率、透磁率、キラル定数) は、背景物質の誘電率 ϵ_h、透磁率 μ_h 及び単一粒子当りの分極率 $\bar{\boldsymbol{\alpha}}_{ij}$ のすべてを変数とする関数であり、一般に複素数となる。

4.3 キラル媒質における電磁波の伝搬

構成関係式 (2) 及び時間因子 $e^{i\omega t}$ をもつ正弦波界に対する Maxwell 方程式より等方性キラル媒質に対する波動方程式

$$\nabla \times \nabla \times \boldsymbol{C} - 2\omega\mu_P \xi_P \nabla \times \boldsymbol{C} - k_P^2 \boldsymbol{C} = 0 \tag{12}$$

が得られる [19]。ただし、$\boldsymbol{C} = \boldsymbol{E}, \boldsymbol{H}, \boldsymbol{D}, \boldsymbol{B}$、$k_P = \omega\sqrt{\epsilon_P \mu_P}$ である。これ以後、添字 P は省略する。各定数は一般に $\epsilon = \epsilon' - i\epsilon''$, $\mu = \mu' - i\mu''$, $\xi = \xi' - i\xi''$ なる複

素数である。式 (12) を満たす固有モードは各々波数 k_+、k_- をもつ右旋円偏波 (RCP)、左旋円偏波 (LCP) となる。

$$k_\pm = \pm\omega\mu\xi + \sqrt{k^2 + \omega^2\mu^2\xi^2} \qquad (13)$$

波数は $k_\pm = k'_\pm - ik''_\pm$ なる複素数であり、その実数部、虚数部は左右の円偏波で異なる値をもつ。波数の実数部

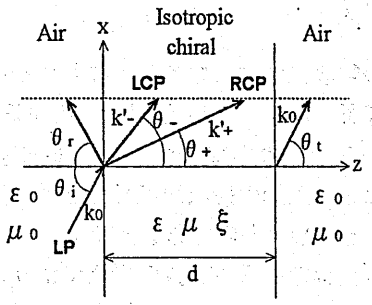


図 3: 等方性キラル媒質への直線偏波の入射

(位相定数) $k'_\pm$ は各円偏波の位相速度 $v_\pm = \omega/k'_\pm$ 及び等価的な屈折率 $n_\pm = k'_\pm/(\omega\sqrt{\epsilon_0\mu_0})$ に関係する。直線偏波 (LP) の平面波を空気領域から厚さ d の等方性キラル媒質に入射させると仮定する (図 3)。これは等振幅の右旋、左旋円偏波の同位相入射と等価であり、両円偏波は次式の Snell の法則に従い異なる屈折角で伝搬する [3]。

$$k_0 \sin\theta_i = k'_+ \sin\theta_+ = k'_- \sin\theta_- = k_0 \sin\theta_t \qquad (14)$$

ただし、$k_0 = \omega\sqrt{\epsilon_0\mu_0}$ は空気中の波数である。異なる位相速度で媒質内をその厚さ分だけ伝搬した後の左右の円偏波の位相はずれており、垂直入射 ($\theta_i = 0°$) で $\mu'' = 0$ の場合を例にとると透過後の偏波面の向きは入射時と比べて伝搬方向にみて右回りに $\omega\mu' d\xi'$(rad) だけ傾いている。波数の虚数部 (減衰定数) $k''_\pm$ は伝搬距離 z に対する電磁波振幅の $e^{-k''_\pm z}$ なる減衰 (吸収) を表し、$\mu'' = 0$ の場合、$|k''_+ - k''_-| = |2\omega\mu'\xi''|$ は左右の円偏波の吸収率の違いに関係する。すなわち、キラル定数の実数部、虚数部は、主としてそれぞれ旋光性及び円二色性に関係する。媒質の損失が無視できる場合、透過波は直線偏波となるが、損失をもつ場合、円二色性の影響で楕円偏波となる。異方性キラル媒質内の固有モードは波数の異なる右旋、左旋楕円偏波となる。等方性キラル媒質は電磁波の偏波面を回転させるが、異方性キラル媒質は偏波面及び軸比の両方を変化させ、自由度の高い偏波変換を実現する [20]。

5 キラル媒質から成る構造の解析

球、スラブ、円柱等の諸形状キラル媒質の偏波変換・散乱特性の解析や Green 関数の算出法及びそれらを応用したアンテナ、導波路、回折格子等の解析 [3];[20]-[33]、低反射コーティング [34]-[40] 等の諸技術に関し、理論解析に関する報告が多数行われている。異なる等価屈折率の影響をうける右旋、左旋円偏波モード界に分離して定式化する手法 (Bohren 分解法) が初期の等方性キラル媒質球の解析において示されている [21]。同様の考え方は座標軸に平行な主軸を仮定できる異方性キラル媒質を含む構造の解析にも適用される。しかし任意の異方性キラル媒質に対する適用は一般には不可能であり、特殊な数値解析手法を要する [28]-[32]。また複雑な構造に対しては近年計算機解法として発達したモーメント法、FDTD 法 [33] 等の数値解法の適用が不可欠である。著者らは、異方

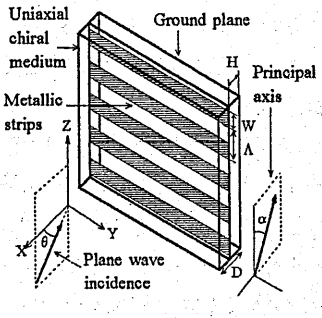
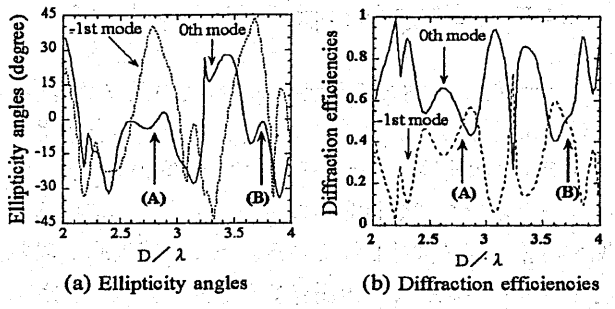


図 4: 金属ストリップ格子を埋設した 1 軸キラルスラブ

性キラルスラブ及び周期構造異方性キラル媒質における導波モードや回折波の数値解析 (松本、山北ら)[28],[29]、異方性層状キラル媒質に対する Green 関数算出法、ストリップ等の金属平板 (または開口) 周期格子を接合または埋設した異方性キラルスラブにおける回折波の数値解析 (浅居、山北、若林ら)[30]-[32] など任意の異方性や周期性をもつ構造の解析に関する報告を行っている。ストリップ格子を埋設した 1 軸キラルスラブ (図 4)[31] による反射回折波の軸比角及び回折効率の計算例を図 5 に示す (媒質定数値は省略する)。軸比角の正負は各々左旋及び右旋偏波を表し $0°, \pm 45°$ が各々直線及び円偏波に対応する。図中の (A) 及び (B) の各場合において入射直線偏波が直線及び左旋円偏波の 0 次及び-1 次回折波に均等に分波されることがわかる。これ以外に左右の円偏波あるいは直交する直線偏波に等配分される条件も存在する。



(a) Ellipticity angles (b) Diffraction efficiencies

図 5: 回折波の偏波変換特性、θ=10, α=45(degrees), $\Lambda = 1.1\lambda$, $W = 0.3\Lambda_z$, $H = 0.6D$, TE incidence

6 低反射・吸収技術に関する議論

薄く軽量なキラルコーティングによる反射電磁波低減化の可能性について、1987 年に V. K. Varadan らにより理論計算による検討が行なわれている [34]。キラル媒質を用いたレーダ断面積 (RCS) 低減等の反射低減技術に関しては、偏波変換効果 [35] とともに、上記報告を含む電磁波吸収効果やインピーダンス整合を用いる方法 [34], [36]-[38] が報告されている。文献 [36]-[38] では、等方性キラル媒質の左右円偏波の平均波数 $k_c = (k_+ + k_-)/2 = \omega\sqrt{(\epsilon + \mu\xi^2)\mu}$(式 (13) より) 及び波動インピーダンス $\eta_c = \omega\mu/k_c$ を定義している。また半無限キラル媒質 (本論文の図 3 において $d \to \infty$ としたもの) の垂直入射時 ($\theta_i = 0^\circ$) のインピーダンス整合による無反射条件は $\eta_c = \eta_0$ ($\eta_0 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0}$) となるが、通常媒質よりも多くのパラメータをもつキラル媒質の場合、設計値の選定が容易になるとしている [36]。また、導体板にキラルコーティングを施した構造 (同図で $z \geq d$ の空気領域を完全導体で置き換えた構造) についてのインピーダンス整合条件も示している [37]。これらの場合、平均波数 k_c が $\xi = 0$(S) の場合に比べて増加し、その虚数部に依存する電磁波の減衰が増すとしている [37]。しかし、これは等価誘電率及び透磁率が同じ値でキラル定数 ξ のみが異なるよう設計した媒質間の比較を前提とすべきものである。背景物質へのらせん導体粒子の混入による等価誘電率の虚数部の増加の効果も重要である。粒子形状により異なるが、らせん導体粒子のキラル混合とラセミ混合の両方の場合に同程度に増加する結果が示されている [39]。また、キラル混合の場合の平均波数 k_c と同じ値の平均波数がラセミ混合の場合にも得られる可能性が微視的に検討されている [40]。これらの議論は Maxwell-Garnett 法等の準静電近似を前提としたものであるが、右巻及び左巻のものが同率で生成されるカーボンマイクロコイルの電磁波吸収現象 [42] を考察する上で重要な示唆を与える。キラル媒質を用いた低反射技術・吸収技術に関しては現在でも盛んに研究が行われている [15]。

7 むすび

ここ数年の電波工学における人工媒質についての関心は「キラル媒質」から「左手系媒質」(負屈折率媒質) へと移行している。この媒質については 30 年以上前に論じられていたが、実際の構成法が発見されるに及び、最近俄かに関心を集めたものである。20 世紀初頭から行われた人工媒質、特にキラル媒質の研究により得られた知識や経験の集積は、このような新媒質の開発に少なからず生かされると同時に、カーボンマイクロコイル (CMC) における電磁波現象の解明や、他の電波工学の新技術の開拓にも大いに寄与すると思われる。キラル媒質研究は 1990 年前後から急速に発展し、多くの知見が得られたが、未解決な研究課題も多い。本論文では、キラル媒質に関する研究分野の紹介及び電磁気学的キラリティについての解説を試みた。近年関心を集めている CMC 等のらせん構造物質の理論研究の一助となれば幸いである。

参考文献

[1] D. L. Jaggard, A. R. Mickelson and C. H. Papas, *Appl. Phys.*, **18** 211 (1979).

[2] H.Cory, *J. Electro. Waves and Applic.*, **9** [5/6] 805 (1995).

[3] S. Bassiri, C. H. Papas and N. Engheta, *J. Opt. Soc. Am. A*, **5** [9] 1450 (1988).

[4] I. V. Lindell, A. H. Sihvola, S. A. Tretyakov and A. J. Viitanen, "Electromagnetic Waves in Chiral and Bi-Isotropic Media", Artech House (1994) pp. 1-18, 193-243.

[5] I. Tinoco and M. P. Freeman, *J. Phys. Chem.*, **61** [12] 1196 (1957).

[6] W. H. Pickering, *Experiment performed at California Institute of Technology (personal communication)*(1945).

[7] P. Theron and J. H. Cloete, *J. Electro. Waves and Applic.* **10** [4] 539 (1996).

[8] R. Ro, V. V. Varadan and V. K. Varadan, *Proc. IEE H* **139** [5] 441 (1992).

[9] I. V. Lindell, S. A. Tretyakov and A. J. Viitanen, *Microwave Opt. Technol. Lett.*, **6** [9] 517 (1993).

[10] A. H. Sihvola and I. V. Lindell, *Microwave Opt. Technol. Lett.*, **4** [8] 295 (1991).

[11] J. A. Kong, *J. Opt. Soc. Am. A*, **64** [10] 1304 (1974).

[12] C. Y. Chung and K. W. Whites, *J. Electro. Waves and Applic.*, **10** 1363 (1996).

[13] A. H. Sihvola and I.V. Lindell, *J. Electro. Waves and Applic.* **6** [5/6] 553 (1992).

[14] J. Reinert and A. F. Jacob, *IEEE Trans. Antennas. Propag.*, **49** [11] 1532 (2001).

[15] J. Reinert, J. Psilopoulos and A. F. Jacob, *Electromagnetics*, **23** 637 (2003).

[16] 南部幸久, 松岡剛志, 立居場光生, 電気学会論文誌 *(A)*, **123-A** [3] 259 (2003).

[17] M. Tateiba, *IEICE Trans.*, **E78-C** 1357 (1995).

[18] A. B. De Monvel, D. Shepelsky, *J. Math. Phys.*, **41** [9] 6116 (2000).

[19] A. Lakhtakia, V. V. Varadan and V. K. Varadan, *J. Opt. Soc. Am. A*, **5** [2] 175 (1988).

[20] I. V. Lindell, A. H. Sihvola, *IEEE Trans. on Antennas and Propag.*, **43** [12] 1397 (1995).

[21] C. F. Bohren, *Chem. Phys. Lett.*, **29** [3] 458 (1974).

[22] A. Kusunoki and M. Tanaka, *IEICE Trans.*, **E80-C** [11] 1428 (1997).

[23] 横田光広, 甲斐真由美, 電気学会論文誌 *(A)*, **122-A** [12] 1025 (2002).

[24] L. W. Li, P. S. Kooi, M. S. Leong and T. S. Yeo, *J. Electro. Waves and Applic.*, **9** [9] 1207 (1995).

[25] D. L. Jaggard, J. C. Liu, A. Grot and P. Pelet, *Electron. Lett.*, **27** [3] 243 (1991).

[26] P Pelet and N. Engheta, *IEEE Trans. Antennas. Propag.*, **38** [1] 90 (1990).

[27] S. H. Yueh and J. A. Kong, *J. Electro. Waves and Applic.*, **5** [7] 701 (1991).

[28] K. Matsumoto, K. Rokushima and J. Yamakita, *IEICE Trans.*, **E80-C** [11] 1421 (1997).

[29] K. Matsumoto, K. Rokushima and J. Yamakita, *Proc. URSI EMT*, **73** 739 (1998).

[30] M. Asai, J. Yamakita, S. Sawa and J. Ishii, 電気学会電磁界理論研究会資料, **EMT-96-59** 35 (1996).

[31] M. Asai and J. Yamakita, *Telecomm. Radio Eng.*, **58** [1] 154 (2002).

[32] 浅居正充, 山北次郎, 若林秀昭, 電気学会論文誌 (A), **123-A** [3] 239 (2003).

[33] A. Akyurtlu, D. H. Werner, *IEEE Antennas. Propag. Soc. Int. Symp.*, **2001** [1] 44 (2001).

[34] V. K. Varadan, V. V. Varadan and A. Lakhtakia, *J. Wave-Mater. Inter.*, **2** [1] 71 (1987).

[35] A. K. Bhattacharyya, *Electron. Lett.*, **26** [14] 1066 (1990).

[36] D. L. Jaggard and N. Engheta, *Electron. Lett.*, **25** [3] 173 (1989).

[37] D. L. Jaggard, N. Engheta and J. Liu, *Electron. Lett.*, **26** [17] 1332 (1990).

[38] D. L. Jaggard and J. Liu, *J. Electro. Waves and Applic.*, **6** [5/6] 669 (1992).

[39] S. A. Tretyakov, A. A. Sochava and C. R. Simovski, *Electromagnetics*, **16** 113 (1996).

[40] C. F. Bohren, R. Luebbers, H. S. Langdon and F. Hunsberger, *Appl. Opt.*, **31** [30] 6403 (1992).

[41] S. Motojima, M. Kawaguchi, K. Nozaki, H. Iwanaga, *Appl. Phys. Lett.*, **56** [4] 321 (1990).

[42] 元島栖二, 電気学会電磁界理論研究会資料, **EMT-03-83** 65 (2003).

輻射科学研究会資料
RS04-02

電磁波観測による雷放電路の可視化

～VHF 波帯広帯域ディジタル干渉計の実用化～

An Operational VHF Broadband Digital Interferometer for Lightning Monitoring

森本　健志
平田　晃正
河﨑　善一郎
（大阪大学大学院　工学研究科）
牛尾　知雄
（大阪府立大学大学院　工学研究科）

2004 年 5 月 28 日

於　大阪大学

An Operational VHF Broadband Digital Interferometer for Lightning Monitoring

Takeshi Morimoto*
Akimasa Hirata*
Zen Kawasaki*
Tomoo Ushio**

The authors have been developing a new type of lightning location and monitoring system based on a technique of "VHF broadband digital interferometry". This paper summarizes this VHF broadband digital interferometer (DIFT), together with new observations. As a first step of the development, the experimental system is installed and lightning observations are conducted. In these observations imaging of lightning progression is obtainable in two- and/or three-dimensions. The effectiveness of our results has been confirmed by the comparisons with the results of previous study and other observations. The evaluation of the system is discussed to improve its accuracy, and the advanced system is completed. At present, the advanced system has been completed and the first result is obtained. It is concluded that the function of the system works well, and the VHF broadband DITF for lightning monitoring is accomplished with high accuracy from the aspects of time and space resolutions.

Keywords : Broadband digital interferometry, Lightning discharge, Electromagnetic radiation, Direction-of-arrival estimation

1. Introduction

It is widely believed that lightning discharges emit fairly broadband electromagnetic (EM) waves from VLF/LF to VHF/UHF, occasionally up to SHF. Lightning discharges, both cloud-to-ground (CG) and cloud-to-cloud (CC) flashes, are the phenomena, which continue for one or two seconds. That is a main reason why from the aspect of the daily life the duration of lightning discharges can be concluded to be really short. One or two seconds in a daily life is seemed to be instantaneous. Therefore, the traditional understanding of "lightning discharges emit ultra broadband electromagnetic waves" may be correct. However, if we think about these phenomena from the aspect of science, like the comparison with the lifetime of free electrons in the atmosphere, the causes for VLF/LF and VHF/UHF waves are completely different. The VLF/LF EM waves are mainly radiated during lightning return strokes (RSs), while VHF/UHF are emitted during the progressions of breakdowns like stepped leaders. Since it is known that VHF/UHF impulses are mainly radiated from the tip of the breakdown, the locations for their sources are equivalent to imaging the lightning channel development. Moreover recent investigations suggest that locations of negative breakdown source may give us information on positive charge distribution inside thunderclouds as well[1][2].

The authors have been developing a new type of lightning location and monitoring system based on a technique of VHF broadband digital interferometry since 1995. The VHF broadband digital interferometer (DITF) has been proposed by the group of New Mexico Tech[3] and Lightning Research Group of Osaka University (LRGOU) [4][5] independently and simultaneously. LRGOU has been working for developing the system, and accomplished the experimental system. We have been conducting thunderstorm observations using this experimental system, and validating its capability. In order to improve the performance of the system further, we have designed a special analog-to-digital converter (ADC) and amplifier. This paper presents a brief summary and current state of the broadband DITF. The evaluation of the system and the first result by the advanced system are also described.

* Department of Communications Engineering, Graduate School of Engineering, Osaka University.
2-1, Yamada-oka, Suita, Osaka 565-0871, Japan
** Department of Aerospace Engineering, Graduate School of Engineering, Osaka Prefecture University.
1-1, Gakuen-cho, Sakai, Osaka 599-7531, Japan

2. A VHF Broadband Digital Interferometer

2·1 Basic Concept A broadband DITF is a system to locate sources of VHF impulses based on the digital interferometric technique. The basic idea of the technique is to estimate the phase differences between the EM pulses received by a pair of spatially separated broadband antennas at various frequencies. A remarkable feature of this system is its ultra-wide detection frequency range, and it takes no account of a carrier frequency. The simplest radio interferometer consists of two separate antennas. Let us consider two broadband antennas separated horizontally above the ground with a distance d, as shown in Fig. 1. The

received broadband signal, which is originated from a common source, by the antennas 1 and 2 are $r_1(t)$ and $r_2(t)$ respectively. These signals are digitized at a certain time interval Δt and expressed as discrete time series

$$r_i[m] = r_i(m\Delta t)$$

{i=1,2;m=0,1,···,N-1} ····(1)

Here $\Delta t \times (N-1)$ is a total record length. The Discrete Fourier Transform (DFT) is applied to r_1 and r_2 as

$$R_i[m] = \sum_{n=0}^{N-1} r_i[n] \exp\left(-\frac{j2\pi mn}{N}\right) \quad \{i=1, 2\}$$

·····(2)

The phase difference (θ_{12}) of signals r_1 and r_2 for each frequency component is given by

$$\theta_{12}[m] = \tan^{-1}\frac{\mathrm{Im}\,R_1[m]}{\mathrm{Re}\,R_1[m]} - \tan^{-1}\frac{\mathrm{Im}\,R_2[m]}{\mathrm{Re}\,R_2[m]}$$

·····(3)

In practice, the Fast Fourier Transform (FFT) is applied for data processing. Thus, N/2 Fourier components are taken into account. When the phase difference goes through more than one cycle in high frequency component, there is the possibility of the fringe ambiguity[6] [7] [8]. We remove the ambiguity using the feature that the phase difference should be linear dependence with frequency. In particular, we displace θ_{12} for the high frequencies over $\pm 2\pi$, $\pm 4\pi$, ···, and then select only a series of θ_{12}s that crosses the origin. This process is described in more detail in (5).

For the case where the source is sufficiently distant to be approximated by a plane wave from the antennas' positions, the angle of incidence $\phi[m]$ defined in Fig. 1 can be interpreted with $\theta[m]$ by

$$\phi[m] = \cos^{-1}\frac{c\theta[m]}{2\pi fd}$$

·····(4)

Where c is the speed of light in vacuum (~3×10^8m/s). We adopt the arithmetic mean value for all Fourier frequency components as the angle of incidence of the signal.

A radio interferometer as a two-element array gives the location of an EM source in the one-dimension, namely the

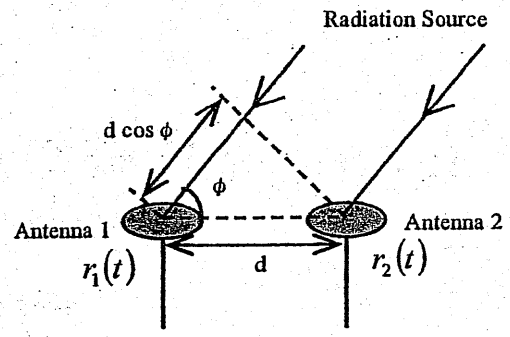


Fig. 1. The simplest radio interferometer.

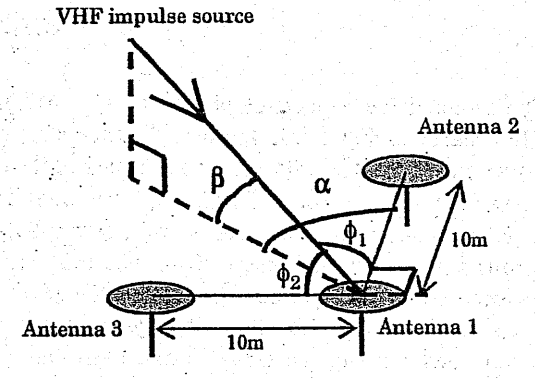


Fig. 2. Antenna arrangement of a perpendicular baseline interferometer for two-dimensional mapping. The antennas 1 and 2 form the first baseline, and the antennas 1 and 3 form the second baseline.

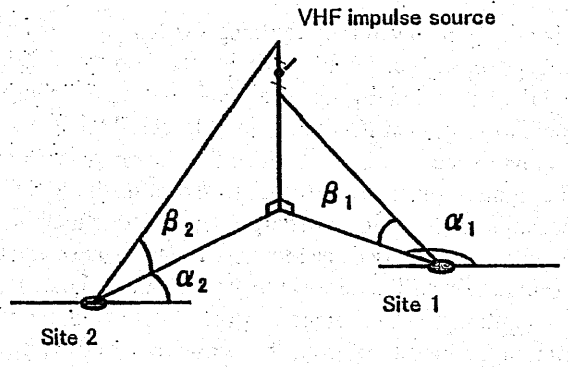


Fig. 3. Triangulation scheme. Each site provides azimuth-elevation mapping of radiation source.

angle of incidence. Two pairs of antennas and two independent baselines are imperative for two-dimensional mapping in azimuth and elevation format. In our system, we use three sensors, which are equipped at three apexes of a level isosceles right-angled triangle. We define linearly independent two couples of antennas with a separation of 10m as shown in Fig. 2. In this arrangement, antennas 1 and 2 form the first baseline, and antennas 1 and 3 form the second baseline. Note that these baselines are perpendicular to each other. From the angle of incidence ϕ_1 and ϕ_2 against to each baseline, the direction of an EM source can be estimated as azimuth (α) and elevation (β) by the

following equations.

$$\alpha = \tan^{-1}\frac{\cos\phi_1}{\cos\phi_2} \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots \quad (5)$$

$$\beta = \cos^{-1}\frac{\cos\phi_1}{\cos\alpha} \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots \quad (6)$$

Three-dimensional imaging of EM sources can be accomplished by a synchronized operation of two units of interferometers as in Fig. 2 with a proper separation using Global Positioning System (GPS). Fig. 3 gives a conventional algorithm for three-dimensional imaging by triangulation.

2·2 Computational Simulation of Broadband Digital Interferometry

In this subsection, a computational approach is carried out in order to demonstrate the effectiveness of the broadband DIFT. As a computational scheme, the finite-difference time-domain (FDTD) method is used[9]. In the FDTD method, the whole space considered is divided into the small region called 'cell', and the EM field components are distributed on the basis of the Yee algorithm. The time variation of fields is followed step by step with the discretized time, which satisfies the Courant condition. For the case where the wave-object interaction must be considered in the open region, the computational space has to be truncated by absorbing boundaries. In this paper, an 8-layered Berenger's PML is adopted.

The broadband DIFT shown in Fig.1 is considered. The separation between the antennas d is set to 2.0 m, while it is 10m in our experimental system. However, this computational demonstration clarifies the effectiveness and future works of the DIFT. A plane wave is considered as a wave source, since sources are sufficient distant from the antennas. It should be noted that the return loss of this antenna depends on the frequency of EM waves (smaller than 3dB at least over the above frequency band). However, it does not matter since the phase difference between the antennas is essential to the direction-of-arrival (DOA) estimation with the interferometry. Also note that the EM fields are calculated in the three-dimensions, while the DOA estimation is carried out in the one-dimension for simplicity.

Fig. 4 shows the phase difference between the antennas 1 and 2 for the angle of incidence of 60°. A regression line calculated from the method of least squares is also presented. Note that the reason for an obvious difference between the numerical value and the regression line at 70 MHz is that the power level at the frequency band is smaller than that at other frequency bands. On the basis of the phase difference in Fig.4, an estimated angle of the pulse is plotted in Fig. 5. From this figure, the estimated

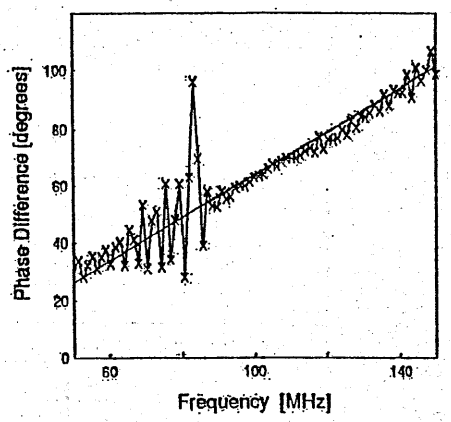


Fig. 4. Phase difference between the antennas. The separation between the antennas is 2.0 m

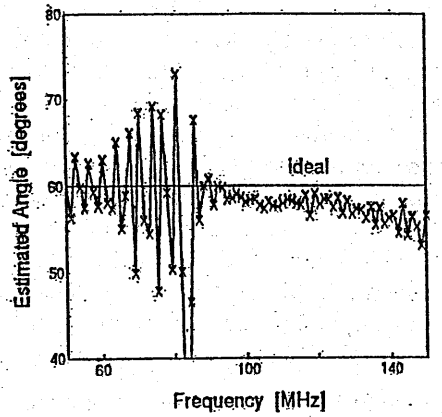


Fig. 5. Estimated DOA. The ideal value of the angle is 60°.

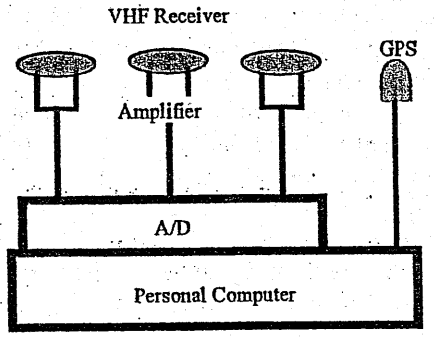


Fig. 6. Block diagram of the one unit of the broadband digital interferometer for two-dimensional mapping.

angle at 100 MHz is 58.5°, which is close to the ideal value of 60°. Similarly, reasonable agreement is obtained with the ideal value in the frequency range between 85 MHz and 120 MHz. A scheme for the determination of the angle of incidence, a weighting function dependent on the SN ratio of the EM pulse is used[10]. From these results, one can state that our broadband interferometer is effective to estimate the DOA of EM pulses. It should be noted that main reason for the error is the mutual impedance between the antennas. We have been developing a compensation scheme of this effect[11][12].

2·3 Instrumentations

Fig. 6 illustrates a block

Table 1. Specifications of the experimental and advanced broadband interferometer systems.

		Experimental system	Advanced system
Band-pass filter	Pass band	10 — 250MHz	25 — 100MHz
Amplifier	Input range (in)	-70 — 5dBm	-85 — -15dBm, -75 — -5dBm -65 — 5dBm, -55 — 15dBm (with 10dB-step variable attenuator)
	Output range (out)	out[-mV] = 3.33[dBm]+300 (logarithmic amplification)	out[dBm] = in[dBm]+25 (linear amplification)
ADC	Sampling rate	500MHz	200MHz
	Resolution	8-bit	10-bit
	Time of data acquisition	1μs × 2000segments	2.5μs × 2048segments
	Memory	1MW/ch (8-bit)	1.024MW/ch (16-bit)
	Dead time	~70μs	~1μs

diagram of one unit of the VHF broadband DITF for two-dimensional mapping. As a VHF receiver, we use circular flat-plate antenna, which has a diameter of 30cm. The received broadband signal is limited its bandwidth and amplified by a band-pass filter and an amplifier equipped beneath the sensor respectively. Then the signal transmitted through a coaxial cable is digitized by a three-channel ADC synchronizing with the signals from the other two antennas, and then stored in a personal computer (PC). As a first step of the development, we install an experimental system using a commercially available high-speed digital oscilloscope (LeCroy9374) with a sampling rate of 500MHz ($\Delta\tau$=2ns) and an 8-bit resolution. This is controlled by the PC through the IEEE-488 interface bus. The band-pass filter with the pass band of 10-250MHz and a logarithmic amplifier to compensate for an insufficient resolution are equipped. The original waveform and Fourier spectrum of a typical VHF impulse captured by the experimental system are given in Figs. 7 and 8 respectively. In Fig. 7, the output of the logarithmic amplifier (a) and the estimated input (b) are shown. In Fig.8, it is noted that the dominant frequency range of VHF impulses associated with lightning discharge is up to 100MHz. The output of logarithmic amplifier is unsigned though the polarity of the VHF pulse has significant physical meaning, in narrow bipolar event (NBE) for instance.

After the validation of the application of the broadband digital interferometric technique to lightning monitoring described later, the advanced system is developed by virtue of recent progress of electronics. Significant improvement can be expected from its specially developed ADC, which has a 200MHz sampling rate and a 10-bit resolution. The three-channel ADC is on one board and plugged in to ordinary PCI-bus of a PC. The band-pass filter with the pass band of 25-100MHz and a linear amplifier are also manufactured. A representative VHF impulse captured by the advanced system is given in Fig. 9. The specifications of experimental and advanced systems are summarized in Table 1. Because of such high-speed digitization, the whole VHF radiation from a lightning flash cannot be recorded

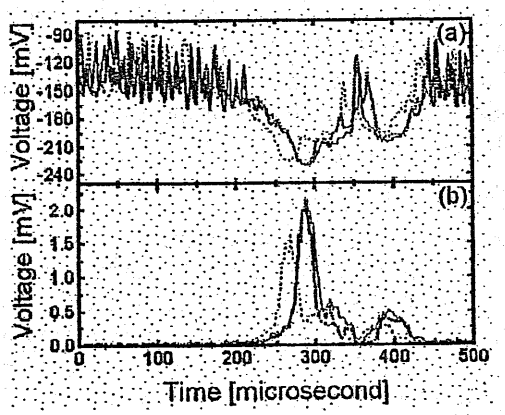


Fig. 7. Typical waveform of VHF impulse captured by the experimental system.

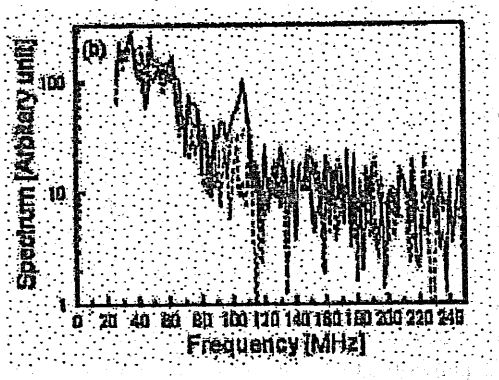


Fig. 8. Fourier spectrum of a typical VHF impulse.

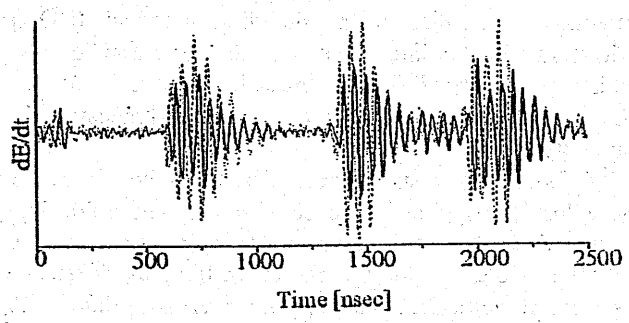


Fig. 9. Typical waveform of VHF impulse captured by the advanced system.

continuously. To overcome this difficulty we applied a sequential triggering technique. Namely the memory on the digitizer is divided into 2000/2048 segments to store signals for 1/2.5μs and here after it is called "event triggering". Dead time in Tab.1 means the instrumental interval between segments when signal cannot be recorded. We apply the mapping process described in the section 2.1 to each VHF impulse, which has at most 500ns pulse width. This means that the sources of three VHF impulses shown in Fig. 9 are located, while one source for the signal in Fig. 7. In other words, the second and third impulses in Fig. 9 cannot be seen by the experimental system, and this is a major improvement of the system.

3. Observation Results and Its Validations

3·1 Three-dimensional Localizations

The authors have conducted lightning observations in Darwin and Gifu during summer thunderstorm seasons, and in Fukui during winter period using the experimental system. Figs. 10 and 11 give three-dimensional images of lightning progression captured by the broadband DITF for the events recorded on 4 January, 2002 at 2159:36 h and on 30 December, 2001 at 0316:55 h local time (LT) for the duration of '01-'02 winter thunderstorm observation campaign in Fukui, respectively. All mappings and locations in this paper, excepting Fig. 15(b), are represented by the experimental system. Each figure shows the relative electric field change in the top panel and locations of the VHF impulse sources in three panels from the bottom as a function of time. The second and third panels give west-east and south-north distances from the observation site1. The bottom is the altitude. The site2 is located at 0.6km east and 5.0km south of the site1. The electric field changes are recorded by a common slow antenna at the site1. We adopt the traditional atmospheric sign convention to present an electric field change. Therefore, the character "R" in Fig. 10 indicates the occurrence of a RS, and the event in Fig. 10 is discriminated negative CG flash. In the period prior to occurrence of RS, that is leader propagation phase, the lightning channel toward the ground is visualized. Since an abrupt change is not noticeable for the electric field change of Fig. 11, this event is classified as a CC flash. The lightning channel with branching inside thundercloud is well visualized. In the 15 events visualized during the same campaign, the progression velocities of negative leaders and negative breakdowns are known to be the range of $1.0\text{-}3.0\times10^5$m/s without significant differences between them. The results in our other campaigns indicate the same order, and they are consistent with the velocity of downward negative leaders measured by optical emissions[13][14].

Fig. 12 shows three-dimensional VHF impulse sources for a CG flash recorded on 16 November, 2002 at 1226:44 h (LT) in the '02 Darwin campaign. They are superimposed on the vertical cross section of radar echo at the same time

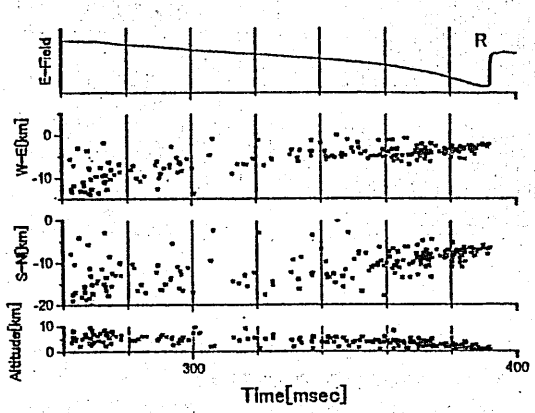


Fig. 10. Three-dimensional imaging of lightning channel corresponds to a negative CG recorded on 4 January, 2002 at 2159:36 h and on 30 December. (LT) in Fukui

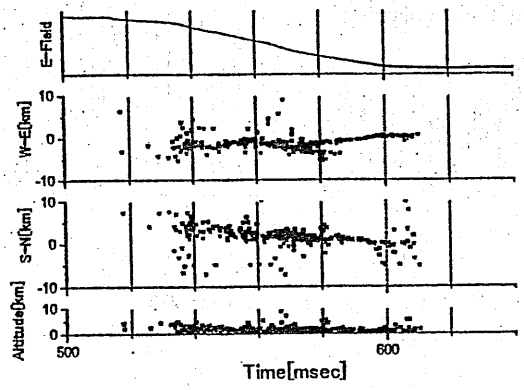


Fig. 11. Similar to Fig.10 but CC recorded on 30 December, 2001 at 0316:55 h (LT).

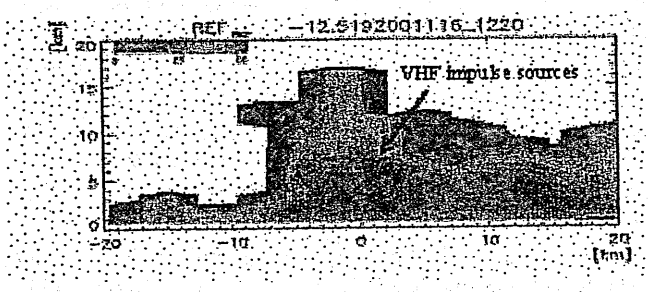


Fig. 12. Three-dimensional VHF impulse sources located by the broadband DITF superimposed on the cross section of radar echo recorded on 16 November, 2002 at 1226:44 h (LT) in Darwin.

drawn by plan-position-indicator (PPI) scanning of a C-band radar at variable elevations. Impulse sources drawn in Fig. 12 are located within 1.5km from vertical plane of the cross section. In this figure, an active core with intensity of more than 50dBz is observed. The locations of VHF impulse sources are concentrated around the core. This coincidence is understandable in common sense.

The consistencies of these results with previous studies and other observations are clear evidences that the

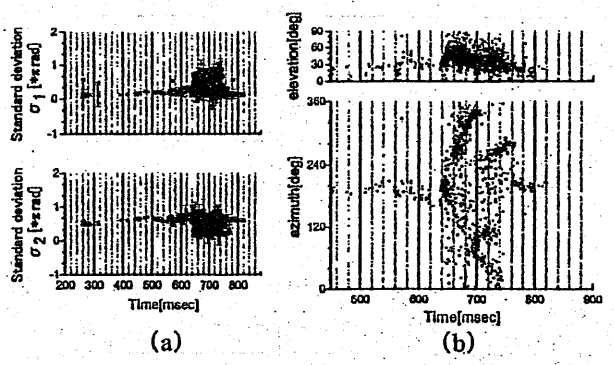


Fig. 13. Dispersions in terms of the angle of incidence (a) and two-dimensional source mapping (b) for all observed VHF impulses. This event is the CC flash recorded on 29 January, 2001 at 1240:03 h (LT) in Fukui

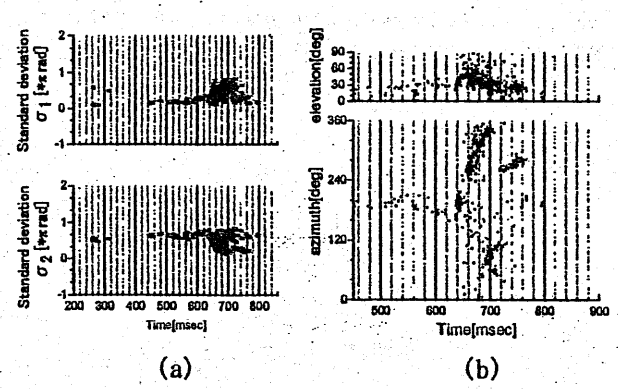


Fig. 14. The same as Fig. 13, but for VHF impulses with small dispersions.

broadband DITFs work well.

3·2 Error Evaluations and Improving the Accuracy

It is important to investigate the accuracy of the source locations determined by the broadband DITF to improve the accuracy in further study. One of the common procedures is the installation of additional antennas that is redundant antennas those are used to apply the least square error method. The calibration of location errors by means of artificial VHF signals from given sources might be another idea.

The error evaluation by comparing with already established narrow band system and with all-sky video camera has been reported in our previous papers[15][16]. The result showed that the average discrepancy for azimuth direction is less than 1° with standard deviation of 4.5° and for elevation direction is less than 2° with standard deviation of 5.0°.

In case of a broadband DITF we can use the redundant of Fourier spectrum, because tens of Fourier components exist for each VHF impulse. As mentioned before, the arithmetic mean of angles of incidence for each Fourier components is applied to estimate one pair of azimuth and elevation. Fig. 13 shows the dispersions in terms of angle of incidence (a) and the estimated azimuths and elevations (b) for all observed VHF impulses as a function of time correspond to the CC flash recorded on 29 January, 2001 at 1240:03 h (LT) in Fukui. Apparently the dispersions are large, but it is because some highlighted datasets with large dispersion. If we throw them, the lightning channel with branching becomes clear as shown in Fig. 14(b). The dispersions shown in Fig. 14(a) range less than 0.2 rad that constitutes 58% of Fig.13.

3·3 Progress in the advanced system

In this subsection, we show the first observation result by the advanced system described before to appreciate the progress achieved in this system. We operated both of the experimental and advanced system at the same location to compare their results. Fig. 15 gives the estimated azimuths and elevations of the same negative CG flash, which are recorded by the experimental system (a) and by the advanced system (b), respectively, in time domain. This event is the CC flash recorded on 1 September, 2003 at 1625:28 h (LT) in Gifu. The relative electric field change (not shown) indicates the occurrence of RS at the time of the character "R" in the figure. Both results show the leader propagations toward the ground. Comparing both results, it is noticed that the mapping by the advanced system have higher time resolution. Furthermore, the branching of the leader progression can be seen clearer in the azimuth in Fig. 15(b). The advantages of dead time and resolution of the ADC and the linearity of the amplifier (see Table 1) are responsible for these progresses. Because of its shorter dead time, the memory became full in the middle of the leader propagation in the event of Fig. 15. This is easily resolvable by changing the size of its memory.

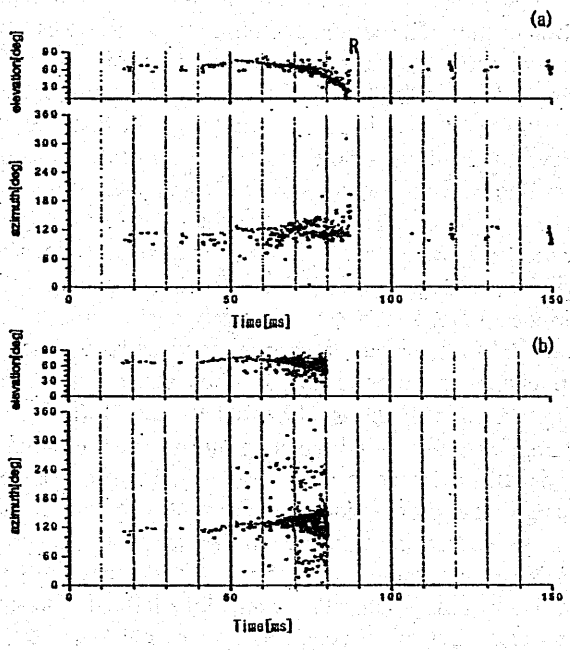


Fig. 15. Two-dimensional mapping of the same negative CG by the experimental system (a) and by the advanced system (b), respectively. This event is the CC flash recorded on 1 September, 2003 at 1625:28 h (LT) in Gifu

4. Summary

A VHF broadband DITF has been developed in order to image lightning channel. Lightning observations were conducted and imaging of lightning progression is realized in two- and/or three-dimensions using the experimental system. In order to validate the application of the broadband digital interferometric technique to lightning monitoring we compared our observations with observations by video camera, narrowband interferometer, weather radar, and so forth. The consistencies of these results with previous studies are explicit evidences for the effectiveness of the system. The error evaluated in terms of dispersions, Fourier components, and interactions can contribute to improve the accuracy. At present, the advanced system has been completed with some specific parts and the first result is shown. Furthermore, the mutual coupling between the antennas composing the DITF was estimated numerically and a compensation scheme of this effect was proposed.

It should be accented that two-dimensional mapping can be given in quasi real-time. Quasi real-time means the interval from data acquisition to output of the mapping for a flash is an instant (at most one second). The short baselines are responsible for the feature in the sense of that the data transfer from other sites is not needed. This suggests the superiority of interferometry to a time-of-arrival (TOA) technique.

In this paper the VHF broadband DITF was summarized with some resent results, and we conclude an operational system for lightning monitoring is accomplished with high accuracy from the aspects of time and space.

Acknowledgements

This work was supported by grant of Tropical Rainfall Measuring Mission (TRMM) 3rd Research Announcement of JAXA, Japan, and the Ministry of Education, Science, Sports and Culture, Grant-in-Aid for Scientific Research (A), 14254001, 2002. The radar observation result in the Fig. 12 is provided by Bureau of Meteorology Research Center. The authors thank them for their support.

References

(1) L.M.Coleman, T.C.Marshall, M.Stolzenburg, T.Hamlin, P.R.Krehbiel, W.Rison, and R.J.Thomas : "Effect of charge and electrostatic potential on lightning propagation", J. Geophys. Res., 108(D9), doi:10.1029/2002JD002718 (2003)

(2) T.A.Warner, J.H.Helsdon Jr., and A.G.Detwiler : "Aircraft observations of a lightning channel in STEPS", Geophys. Res. Lett., 30(19), doi:10.1029/2003GL017334 (2003)

(3) X.M.Shao, D.N.Holden, and P.R.Krehbiel : "Broadband radio interferometry for lightning observations", Geophys. Res. Lett., Vol.23, No.15, pp.1917-1920 (1996)

(4) T.Ushio, Z.Kawasaki, Y.Ohta, and K.Matsuura : "Broadband interferometric measurement of rocket triggered lightning in Japan", Geophys. Res. Lett., Vol.24, No.22, pp.2769-2772 (1997)

(5) R.Mardiana, and Z.Kawasaki : "Broadband radio interferometer utilizing sequential triggering technique for locating fast-moving electromagnetic sources emitted from lightning", IEEE Trans. on Instrumentation and measurement, Vol.49, No.2, pp.376-381 (2000)

(6) C.T.Rhodes, X.M.Shao, P.R.Krehbiel, R.J.Thomas, and C.O.Hayanga : "Observation of lightning phenomena using VHF radio interferometry", J. Geophys. Res., Vol.99, pp.13059-13082 (1994)

(7) C.O.Hayanga, and J.W.Warwick : "Two-dimensional interferometric positions of VHF lightning sources", J. Geophys. Res., Vol.86, pp.7451-7462 (1981)

(8) X.M.Shao, P.R.Krehbiel, R.J.Thomas, and W.Rison : "Radio interferometric observations of cloud-to-ground phenomena in Florida", J. Geophys. Res., Vol.100, pp.2749-2783 (1995)

(9) A.Taflove and S.Hagness : "Computational Electrodynamics: the finite-difference time-domain method", 2nd Ed., Arech House, Boston (2000)

(10) R.Mardiana, and Z.Kawasaki : "Dependency of VHF broadband lightning source mapping on Fourier spectra", Geophys. Res. Lett., Vol.27, No.18, pp.2917-2920 (2000)

(11) T.Morimoto, A.Hirata, Z.Kawasaki, and T.Shiozawa : "Direction-of-arrival estimation for ultra-wideband EM pulses with an interferometry", Microwave and Optical Tech. Lett., Vol.37, No.1, pp.17-18 (2003)

(12) A.Hirata, T.Morimoto, and Z.Kawasaki : "DOA estimation of ultla-wideband EM waves with MUSIC and interferometry", IEEE Antennas and Wireless Propagation Lett., Vol.2, pp.190-193 (2003)

(13) B.F.J.Schonland, : "The lightning discharge", Handb. Phys., Vol.22, pp.576-628 (1956)

(14) M.A.Uman : "The lightning discharge", Academic Press., pp.82-98 (1987)

(15) M.Murakami, Z.Kawasaki, Y.Ohrta, R.Mardiana, H.Isoda, and T.Ushio : "Comparison between broadband and narrowband interferometer for lightning observation", Trans. of IEE Japan, Vol19-B, No.7, pp.807-812 (1999)

(16) Z.Kawasaki, R.Mardiana, and T.Ushio : "Broadband and narrowband RF interferometers for lightning observations", Geophys. Res. Lett., Vol.27, No.19, pp.3189-3192 (2000)

輻射科学研究会資料
RS04-03

注入同期発振器を用いた アクティブフェーズドアレイアンテナ

Active Phased Array Antenna using Injection Locked Oscillator

塩見 英久, 香川 泰宏, 岡村 康行
大阪大学大学院基礎工学研究科

Hidehisa Shiomi, Yasuhiro Kagawa, Yasuyuki Okamura
Osaka University Graduate School of Engineering Science

2004年5月28日
於　大阪大学

はじめに

無線LANや無線送電、RFIDなどの新技術にマイクロ波ミリ波が盛んに応用されている。特に通信やセンシングなどの分野でアンテナの高利得化が求められている。一般に、アンテナの利得を高めるとビーム幅が狭くなり、アンテナがカバーできるエリアが狭くなることが知られているが、アクティブフェーズドアレイアンテナは、高利得のビームを任意の方向へ傾けられるため、高い利得を示すが疑似的に広いエリアをカバーできるアンテナとして期待される。

アクティブフェーズドアレイアンテナとは、給電回路の損失を補償する能動回路を素子アンテナ毎に設けたフェーズドアレイアンテナである。レーダ信号送信源などに応用される。特性可変を目的とした可変素子や非線形素子を集積したアンテナもアクティブアンテナと呼ぶことがある。従来のアクティブフェーズドアレイアンテナでは、複雑な給電回路や移相器の損失を補償する電力増幅器を素子アンテナの入力端子毎に設けている。比較的設計が容易で、アンテナと回路の分離が良好である反面、給電回路や移相器が必要なため複雑で高価である。

簡易で比較的安価なアクティブフェーズドアレイアンテナとして、素子アンテナ毎に同期機構を有する発振器を集積したものがある。隣同士の発振器が同期回路で結ばれ、それぞれの位相が可変できるため、給電回路や移相器を必要としない。さらに、マイクロ波発振器は自励発振ミキサなど様々な機能が実現できる。発振器を集積したアクティブアンテナは、多くの場合アンテナと発振回路が密に結合しており、また非線形動作する回路要素が含まれているため、十分に解析されていない要素が多く残されている。

本報告では、注入同期発振器を用いたアクティブフェーズドアレイアンテナの準定常解析と試作および実験について報告する。

アクティブアンテナ

注入同期発振器を用いたアクティブフェーズドアレイアンテナの構成例を図１に示す。発振器と一体化したアンテナが、互いに隣同士結合しながら配列されている。さらに、強制注入信号で周波数と位相を制御された注入同期発振器がアレイの両端に設けられている。

発振器に外部から自励発振周波数に近い強制信号が注入されると、その発振周波数は強制信号の周波数に同期し、さらに、その位相は周波数差とロッキングレンジにより決まる。このとき、同期位相θは、$\sin\theta = (\omega_0 - \omega_i)/\Delta\omega_m$で決まる。ここで、$\omega_0$は発振器の自励発振周波数、$\omega_i$は注入信号の周波数、$\Delta\omega_m$は、注入同期可能な周波数の上限から下限の範囲である。各々の発振器は隣り合った発振器と同期発振しながらアンテナへ電力を供給する。

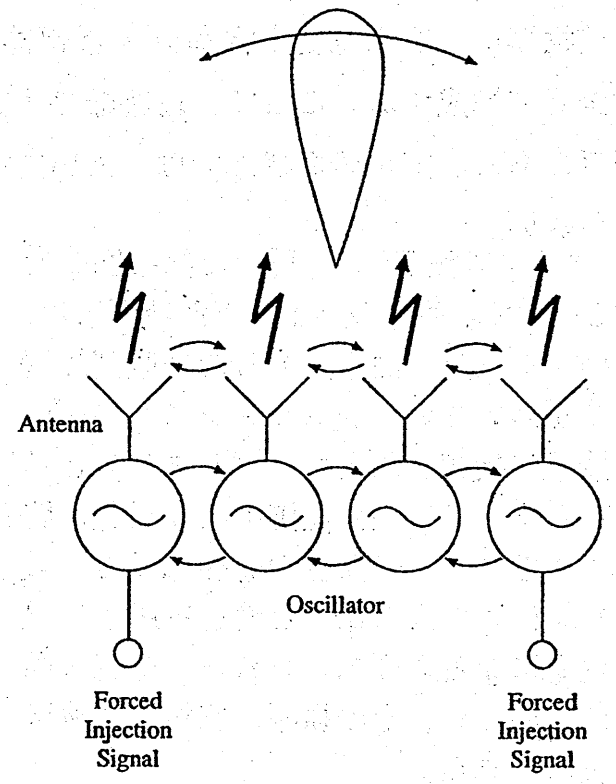


図 1: 注入同期を用いたアクティブフェーズドアレイの代表的な構成例

隣り合った発振器同士は、それを構成する伝送線路や素子自身からの不要放射により相互に結合している他、アンテナを介した結合などにより様々な摂動を受けながら動作する。したがって、これらの結合も考慮してアレイアンテナ全体が安定して動作するような設計を実施する必要がある。しかしながら、現状では試作報告に留まる例が多く、十分な解析が為されているとはいえない。

準定常解析

単一周波数の準定常解析は、マイクロ波負性抵抗発振器の解析に古くから用いられており、多くの成果が得られている。以下にFET発振器の準定常解析について述べる。

FET発振器

発振器は一般に電圧増幅率Aの増幅器の入力と出力を電圧帰還率βの帰還回路で結合して構成する。ここで、増幅器の入力v_{in}と帰還回路の出力v_fは$v_f = v_{in}A\beta$の関係にある。定常発振状態では、入出力電圧が等しくなるので、$A\beta = 1$でなければならない。

マイクロ波FETを用いた発振回路を図2に示す。多くのマイクロ波発振器は、回路パターンを簡単にするため直列帰還回路を用いている。トランジスタのゲート端子に接続されたキャパシタンスとインダクタンス、負荷抵抗により帰還回路が構成される。発振器の発振電圧は、数値計算により入力電圧と帰還電圧が自己無童着になるよう求められる。電流も同様に求められ、その振幅、位相、周波数が決められる。

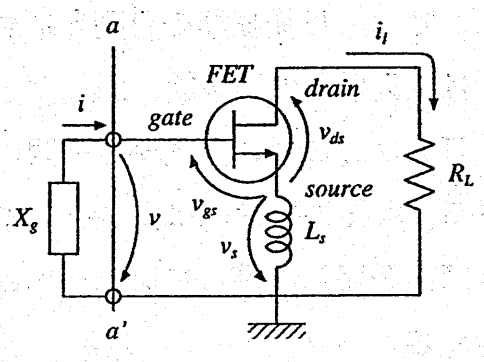


図 2: 発振器の回路図

電源を投入したとき、発振器が発振を開始するためには、出力の一部が正帰還されて発振周波数の信号が成長しなければならない。この条件を発振開始条件と呼び、

$$\begin{aligned} \text{Real}[A\beta] &> 1 \\ \text{Imag}[A\beta] &= 0 \end{aligned} \tag{1}$$

で示される。発振開始条件は、発振電圧及び電流の振幅が小さく線形領域で動作するため、その特性は簡単に計算できる。また、発振器設計に必要なマイクロ波トラ

ンジスタの特性は、困難な非線形測定は行わず、線形測定のみに留まる場合が多い。したがって、発振器の設計では、まず線形動作領域において発振開始条件を満たすように回路を設計し、その後、必要に応じて発振器の非線形解析を実施して定常発振周波数や発振出力を計算する。

FET 等価回路

発振器を準定常解析するには、使用するトランジスタの等価回路モデルを得なければならない。ここでは、使用したトランジスタ (GaAs HEMT) の準定常解析用等価回路として、回路設計に広く用いられる線形 FET 等価回路を変形した図 3 のモデルを仮定した。FET の直流特性及びマイクロ波特性の測定結果から等価回路パラメータを求める。

まず、直流の電流電圧特性について検討する。モデル中の i_{ds} は非線形電圧制御電流源であり、ゲートソース電圧及びドレインソース電圧に依存する電流源である。ここでは、i_{ds} として Curtice Cubic Model – 式 (2) を用いた。

$$i_{ds} = (a_0 + a_1 v_{gs} + a_2 v_{gs}^2 + a_3 v_{gs}^3) \tanh(\gamma v_{ds}) \qquad (2)$$

また、この電流値は交流等価回路では $g_m v_1$ で計算できる。

図 4 に FET の直流電流電圧特性を示す。ゲートーソース間電圧を $-0.6[V]$〜$0.0[V]$ まで $0.2[V]$ 毎に変化させたときのドレインーソース間電圧とドレイン電流の関係である。ドットが測定値を示し、実線が Curtice Cubic Model に 表 1 のパラメータを代入した計算結果を示す。

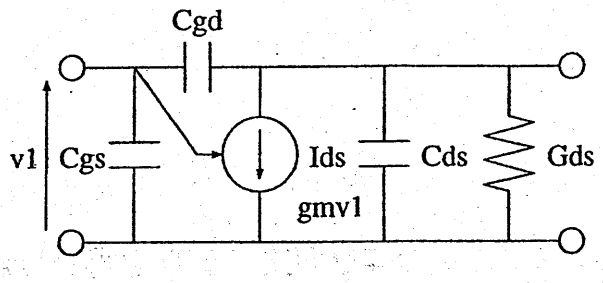


図 3: 準定常解析用 FET 等価回路

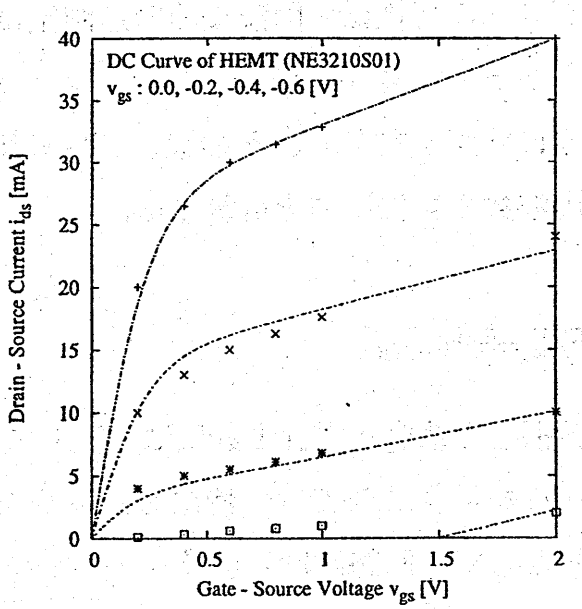


図 4: トランジスタの電流特性

図 3 のように仮定した等価回路の Y 行列は式 (3) のように表わされる。

$$\begin{aligned} Y_{11} &= j\omega(C_{gs}+C_{gd}) \\ Y_{12} &= -j\omega C_{gd} \\ Y_{21} &= gm - j\omega C_{gd} \\ Y_{22} &= G_{ds} + j\omega(C_{gd}+C_{ds}) \end{aligned} \tag{3}$$

式 (3) と FET の Y パラメータの測定値を用いることによって、図 3 の回路素子値を求めることができる。ネットワークアナライザを用いて測定された S パラメータを S-Y 変換することにより Y 行列の測定値が得られる。得られた測定値と、式 (3) を比較すると、C_{gd} は Y_{12} の虚数部の周波数特性の傾きから求められることがわかる。同様にして式 (3) の各素子値を求めることができる。

得られた素子値を表 2 に示す。また、図 5 に FET の S パラメータを示す。横軸に実数部、縦軸に虚数部を示し、周波数範囲は 3GHz-7GHz である。ここで、S_{21} と S_{12} は大きさが随分違うので、それぞれ 0.2 倍、10 倍に拡大縮小して表示した。また、ドッ

トは測定値を示し、実線は表2のパラメータを図3の回路に適用して計算した値である。

表1: Curtice Cubic Model のパラメータ

γ	4.00	a_0	0.026
v_{ds0}	2.00	a_1	0.095
β	-0.15	a_2	0.045
		a_3	-0.014

表2: 等価回路パラメータ

g_m	60 [mS]	g_{ds}	5.9 [mS]
c_{gd}	25 [fF]	c_{gs}	260 [fF]
c_{ds}	145 [fF]		

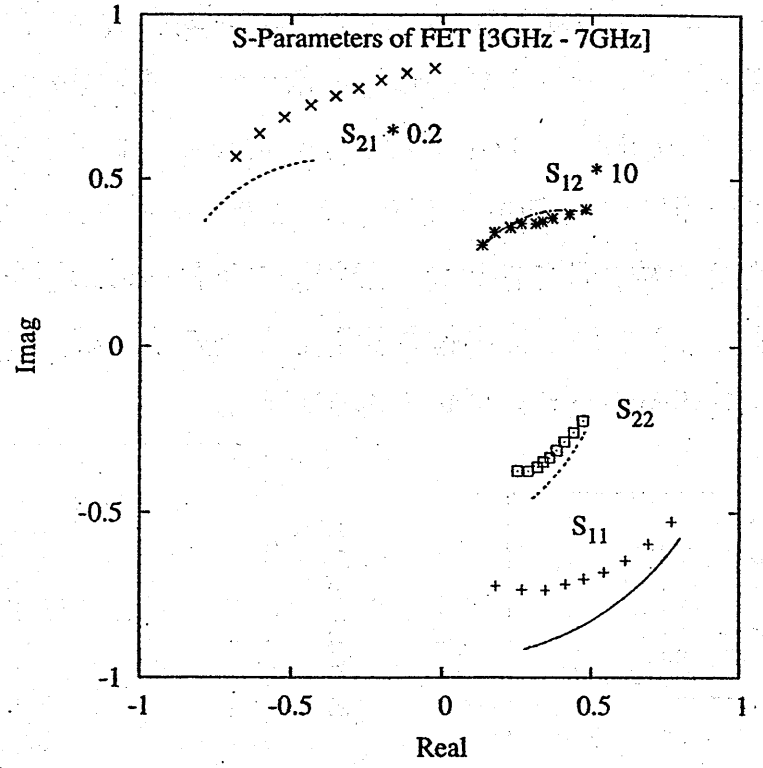


図5: トランジスタのSパラメータ

小信号設計

FET 等価回路が得られたのち、これを用いて発振器の小信号設計をおこなった。図 2 の a-a' において右側 (トランジスタ側) を見込んだインピーダンス Z_d と、左側を見込んだインピーダンス Z_L を考える。ここで、正帰還の条件、$Re(Z_d) < 0$、$|Re(Z_d)| > |Re(Z_L)|$、$Im(Z_d) = -Im(Z_L)$ を満たすように L_s 及び L_g を決定する。負荷抵抗 R_L は 50Ω とした。

図 6 に発振器の構造を示す。図 2 の回路を分布定数線路により構成した。厚さ 0.8[mm]、比誘電率 $\varepsilon_r = 3.5$ のガラスクロステフロン基板上にマイクロストリップ線路により各素子を整形した。ゲートに誘導性を示すオープンスタブ、ソースに誘導性を示すショートスタブを設け、ドレインには 50Ω のマイクロストリップ線路を設け、発振器の出力を負荷へ供給する構成とした。ここで、ゲートスタブには発振器へ参照信号を注入するための結合器を設けた。発振器の動作への影響を少なくするため、結合度は約 $-10dB$ とした。図 7 に小信号設計した後のインピーダンス特性を示す。$5.2GHz$ で発振開始条件が満たされているのがわかる。

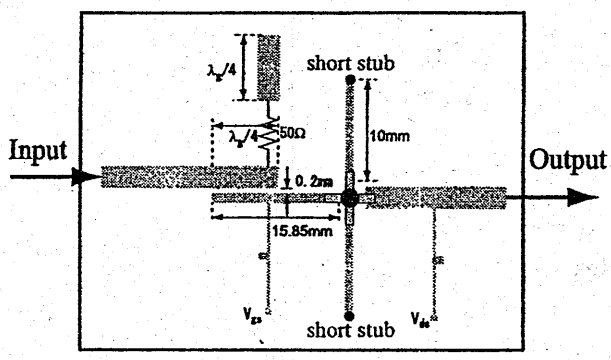


図 6: 発振器の構造

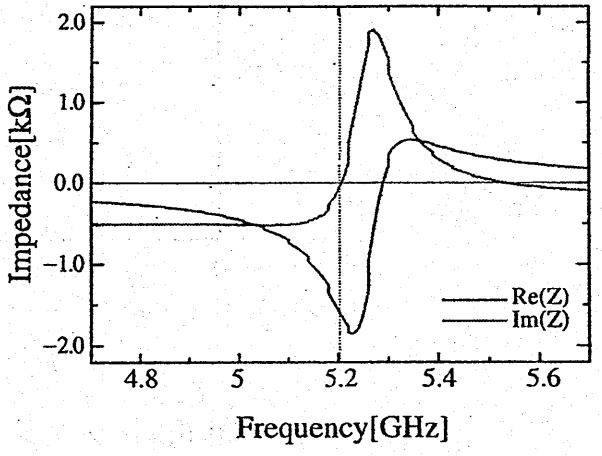


図 7: 小信号設計で得られた入出力特性

周波数と出力

FET発振器の定常発振周波数と定常発振出力を計算より求めるには、通常、正確な非線形FET等価回路モデルと非線形回路解析が必要となる。しかしながら、等価回路モデルの誤差などが原因で十分な精度の解が得られない場合が多い。本報告では、発振器の定常解を求める簡易手法として、準定常解析を試みた。[4]

準定常解析は、定常発振状態において、発振器の発生する電力が負荷での消費電力と平衡することを利用して、発振周波数や出力を計算する方法である。準定常解析の利点は、複雑なデバイスの動作を正確に記述しなくとも、平衡状態のトランジスタの相互コンダクタンスの値などが簡易的に求まることである。本報告では、新しい試みとして、簡易的なFETの相互コンダクタンスモデルを用いてあらかじめ計算しておいた飽和状態のFETの相互コンダクタンスと入力電圧振幅の関係を用いた出力電力の計算を試みた。

まず、FETの相互コンダクタンスと入力電圧振幅の関係を直流電流電圧特性から求める。マイクロ波FETの相互コンダクタンスは低周波領域と高周波領域でそれぞれ異なることが知られているので、まず低周波の交流動作時の相互コンダクタンスを求め、その後、FETの高周波等価回路パラメータを参考にしてスケーリングした。

トランジスタのゲート端子–ソース端子間、及びドレイン端子–ソース端子間にそれぞれ $v_{gs} = v_{gs}^{(dc)} + |v_{gs}^{(ac)}| \cos(\omega t)$、$v_{ds}^{(dc)}$ の電圧を印加したとき、ドレインに端子に流れ込む電流を i_{ds} とすると、相互コンダクタンスは、$g_m = i_{ds}/v_{gs}$ で求められる。この結果をフーリエ変換することで、印加電圧の周波数における相互コンダクタンス G_m が求められる。i_{ds} は非線形性を示すため、G_m には複数の周波数成分が現れるが、ここでは基本発振周波成分のみ扱った。図8に、$|v_{gs}^{(ac)}|$ と G_m の関係を示す。電圧振幅が0.5[V]を超えた付近から G_m の現象が顕著になることがわかる。

試作した発振器の定常発振周波数と出力のゲートバイアス依存性を図9に示す。ゲートバイアスを変化したとき、出力電力はあまり変動しないが、発振周波数が変動することがわかる。したがって、外部から強制信号を注入したとき、ゲートバイ

アスを変化させればその同期位相が変化することがわかる。この特性を利用してアレイアンテナの主ビーム方向を制御する。図 10 に位相制御特性を示す。最大で 120 度程度発振位相が変化することがわかる。

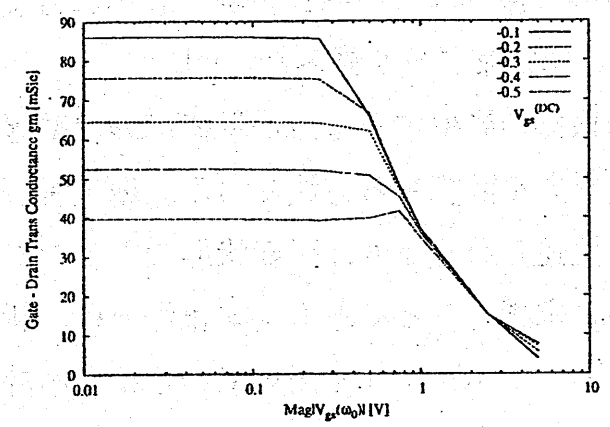


図 8: トランジスタの相互コンダクタンス

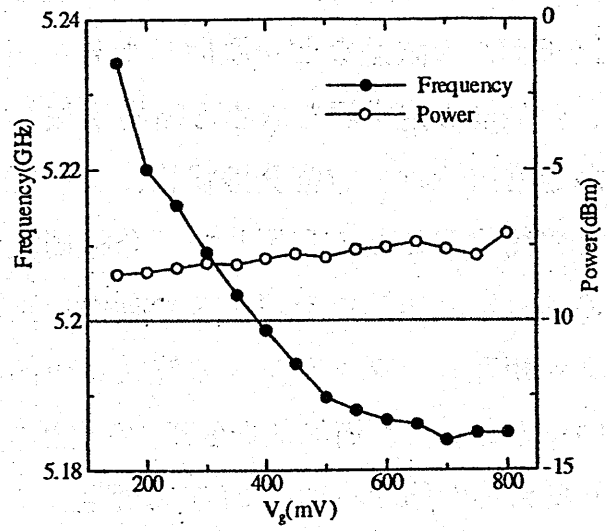


図 9: 定常発振周波数、出力 vs ゲートバイアス

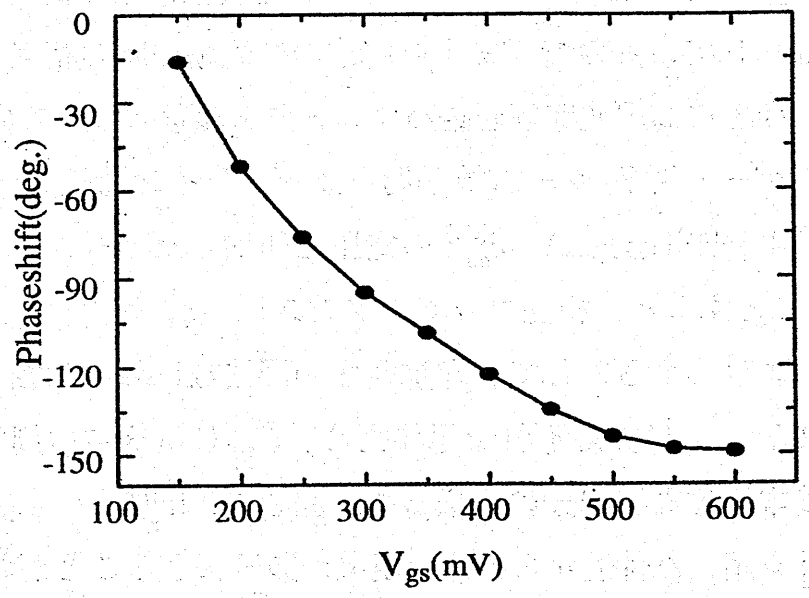


図 10: 発振器の位相制御特性

アレイ制御

試作した発振器を用いて、2素子アレイアンテナの主ビーム方向制御の実験をおこなった。5.2GHz用の空気基板を用いたパッチアレイアンテナの2素子に、試作した発振器を接続して5.2GHzの強制信号を注入した。図11に2素子アレイアンテナの放射パターンを示す。実線に白丸は、発振器のバイアス電圧v_{gs}をそれぞれ−0.468[V]、−0.478[V]としたときの測定結果である。このときの各発振器の同期位相は約60度であった。破線に白丸は、発振器のバイアス電圧v_{gs}をそれぞれ−0.709[V]、−0.490[V]としたときの測定結果である。ドレインバイアスはどの場合でも2.5[V]とした。このとき、それぞれのバイアス条件において、主ビーム方向が約10度変化することを確認した。

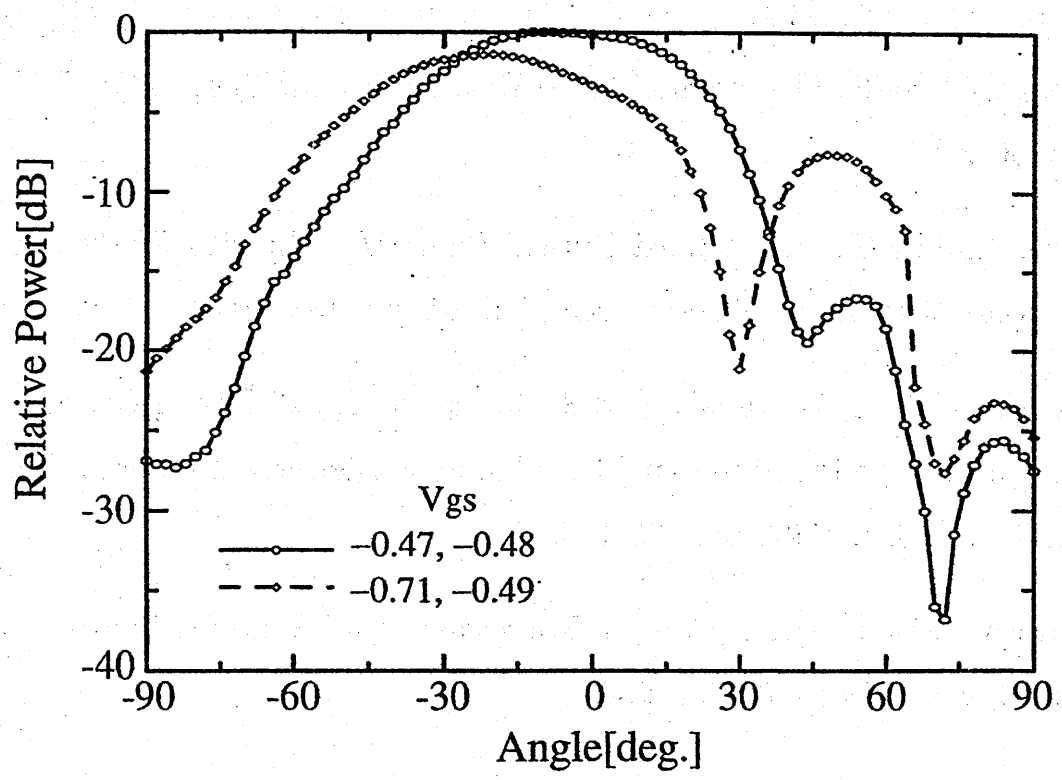


図 11: 放射指向性

まとめ

注入同期発振器を用いたアクティブフェーズドアレイについて報告した。様々なアクティブフェーズドアレイの構成方法のなかでも、注入同期発振器を用いる方法は複雑な給電回路が必要なく、また同期発振器アレイの制御により様々な機能を実現する可能性があることを示した。注入同期発振器の設計において、準定常解析により簡易に発振出力や発振周波数の検討ができることを示した。実際にアクティブフェーズドアレイを試作し、ビーム方向を約10度偏向させることができた。

参考文献

[1] De Lisio, M.P., S.W. Duncan, Der-wei Tu, S. Weinreb, Chen-Ming Lju, and D.B. Rut ledge, 'A 44-60 GHz monolithic pHEMT grid amplifier," MWSYM 96, pp. 1127-1130 vol.2.

[2] S. Kawasaki and T. Itoh, 'Quasi-Optical Planar Arrays with FET's and Slots," IEEE Trans. Microwave Theory Tech., vol. 41, pp. 1838-1844.

[3] M. Kaneko, T. Goi, M. Tanaka and S. Kawasaki, 'A 3x3 Strong Coupling Quasi-Optical Array with the Stable In-Phase Mode by Dielectric Resonator," ISAP'96, Chiba, Japan, Sep. 1996, pp. 133-136.

[4] K. Kurokawa, 'Injection Locking of Microwave Solid-State Oscillators," Proc. of the IEEE, vol. 61, no. 10, Oct. 1973.

RS04-04

輻射科学研究会資料

火災における煙および火炎による電磁波伝搬障害について

是角寿一　浦山　俊　中尾利男　(大阪電気通信大学)

1　はじめに

最近，迷路のようなトンネルをもつ地下鉄や大規模でファショナブルな地下街が次々と各都市で建設され，今後もその規模はますます増大し拡大発展していくものと思われる。　このような空間的に閉じ込められた場所で火災が発生した場合，消火活動や人命の安全を守る上で通信の確保は非常に重要な課題である。　火災が発生すると初期の段階では激しい煙が発生し，周囲が発火点温度になると瞬間にして大きな炎を発生する。　最近の建材には加工の段階で色々の薬品を使用しており，なかなか発火点に達しないで大量の煙を発生し，その中に含まれる水蒸気や様々な化合物などが空間に充満して気体の誘電率に影響を与えたり，あるいは，火炎の発生時には気体は加熱されて火炎プラズマが発生しイオン化される。これらがトンネルや地下街のような閉じ込められた場所に発生した場合，電磁波の伝搬に影響を与える恐れはないのか，の疑問が生じる。

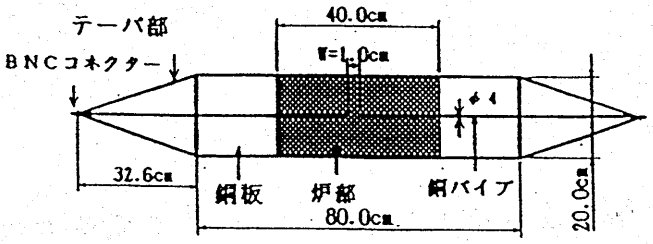
筆者らは実験室レベルの比較的小規模な実験[1]を実施したが，まだ定性的に確認はしていない。

本報告では炉と角型同軸線路[2]を用いて煙と火炎による電磁波伝搬障害の発生を検討したので報告する。

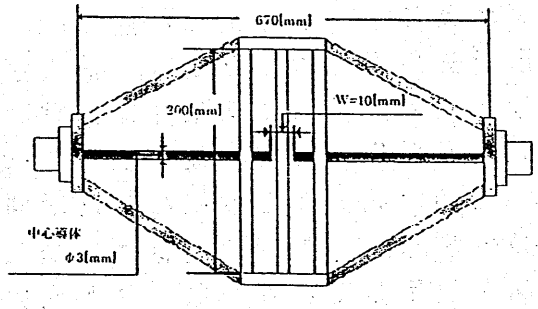
2　火災における煙と火炎の電磁波伝搬への影響

2－1　測定器について

煙と火炎の発生に伴う電磁波伝搬への影響を検討するために，図１に示すような角型同軸線路を用いた。



（a）煙の場合



（b）火炎の場合

図１　角型同軸線路

煙の場合の測定器は煙が多量に留まりやすくするために同軸線路の平行部分を長くとった。火炎の場合はプラズマ板の幅があればよいので短くした。測定器の両端は５０Ωの線路を空間インピーダンスに近ずけるためにテーパ部を取り付け、さらに中央部分まで平行部分を設けている。

２－２　実験方法

図１に示した電磁波伝送特性測定器を耐火レンガで囲った炉の中に閉じ込め、図２に示す測定ブロックダイアグラムを用いて煙および火炎の電磁波伝搬に及ぼす影響を検討した。測定器はネットワークアナライザ（YHP 製）、伝送反射セット（YHP 製）、および特性の記録にパソコンを用いた。しかし、アナライザのマーカが画面上でノイズとなり表示されるため、また記録の履歴現象を確認するために、あえてアナログ的な X-Y レコーダを用いた。温度計（マスダ製）は上部金網部分に設置した。

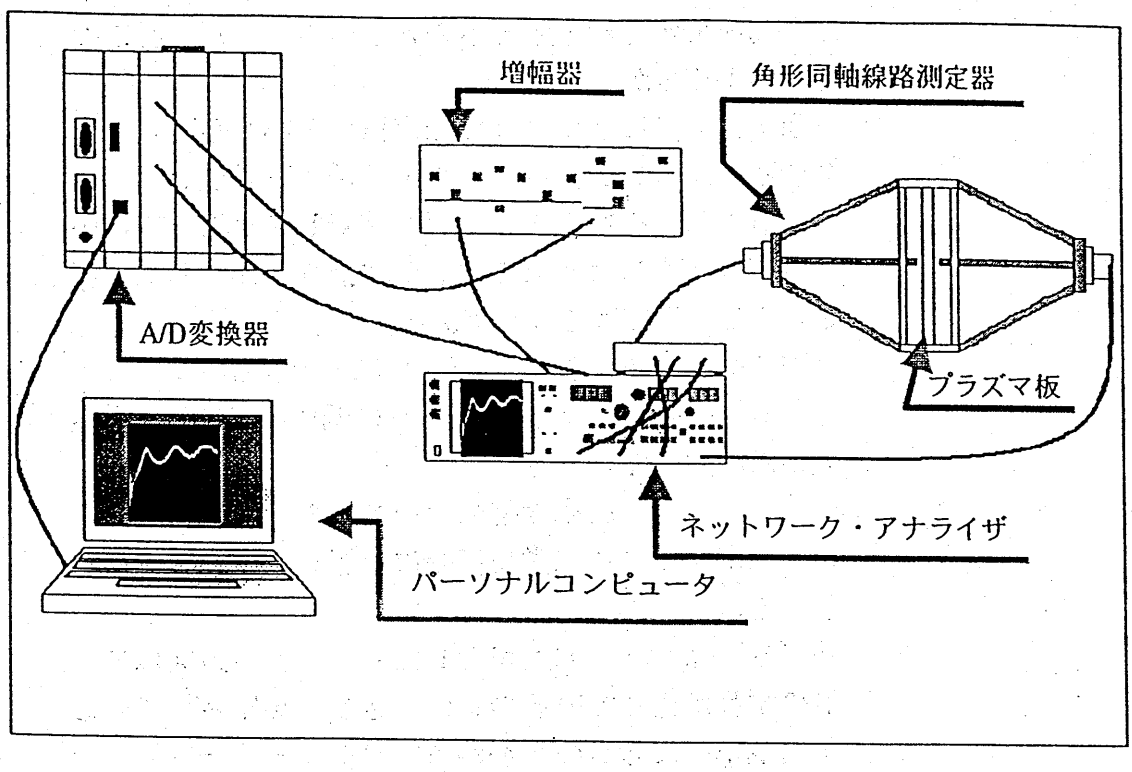


図２　測定ブロックダイアグラム

２－３　煙の電磁波伝搬に及ぼす影響

火災の際に発生する煙には燃焼する材料によって種々異なるが石油系の場合水蒸気、炭酸ガス、窒素酸化物、硫黄酸化物や炭素分子をコアとする亜鉛、アルミニュウム、鉄などの金属成分、その他種々の化学物質等が含まれこれらが煙中の誘電率に何等かの影響をあたえ電磁波の伝搬に影響を及ぼすと考えられる。つまり煙による損失を考慮に入れた媒質中の複素誘電率ε＊は次のように予想できる。

$$\varepsilon^{*} = \varepsilon_0 \varepsilon_r + \sigma / j\omega$$

ただし、εr：比誘電率、σ：導電率

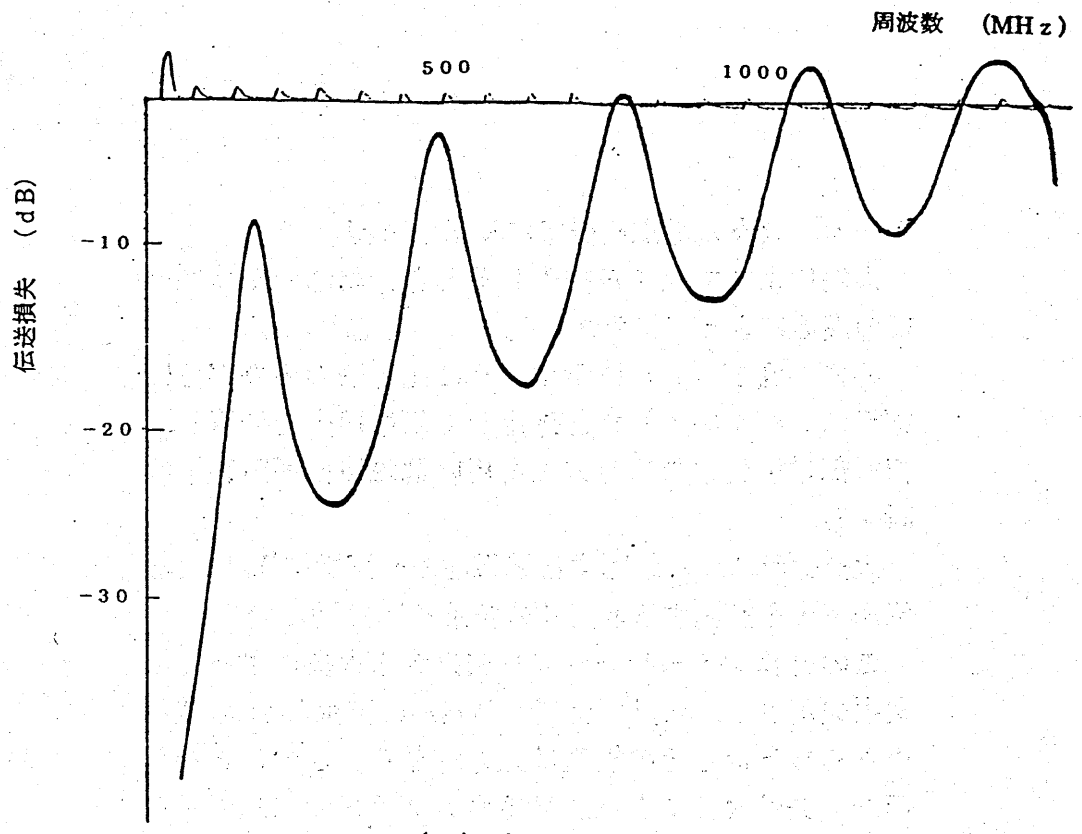
比誘電率は水蒸気、ガス類や化学物質類等、導電率は金属成分が影響をするものと予想されるが、現在のところよく分かっていない。

図１（ａ）に示すような測定器の下部からボロ布に２サイクルエンジン用オイルを浸透させ燃焼しにくくして点火し、炎は耐火レンガで遮蔽し測定器の中に煙のみが侵入するように工夫し伝送損失を測定した。測定時の最大温度は４０℃である。

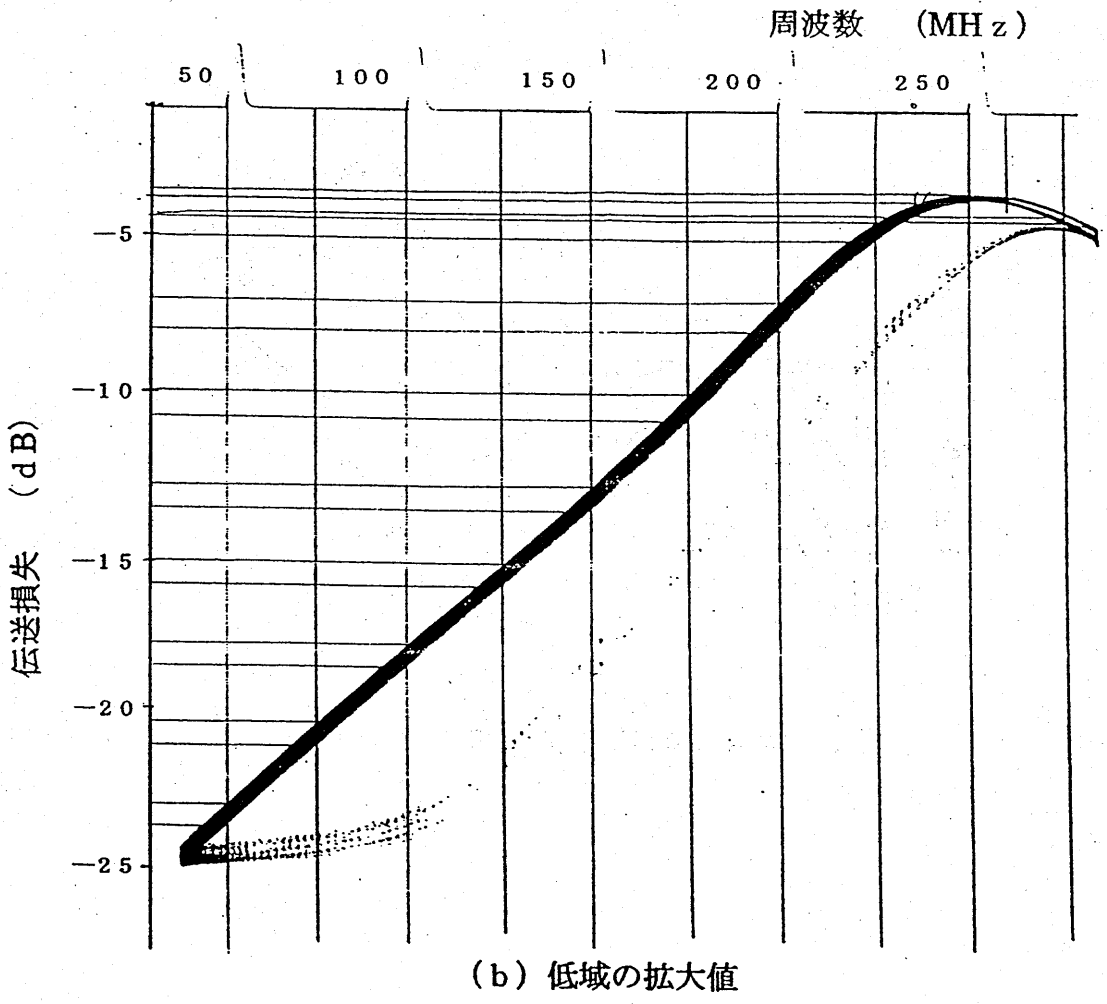
図３は測定結果を示す。（ａ）は全周波数帯域における伝送損失の周波数特性、（ｂ）は低域における伝送損失の周波数特性を示す。

（ａ）より全周波数帯において煙の影響により若干の変化が観測され電磁波伝搬に影響を与えているのが分かる。

図（ｂ）は低域を拡大表示したもので、右方向にモードのずれが生じているのがはっきりと測定されているが誘電率によるものか否かは計算シミュレーションを待たざるを得ない。



（a）全周波数帯



（b）低域の拡大値

図3　煙による低域伝送損失の実験値

２－４　火炎の電磁波伝搬に及ぼす影響

火災によって火炎が発生したとき、周囲の気体は火炎の高温によってプラズマ化されると思われる。

いま、図１（ｂ）に示すように測定器の中央部分にプラズマ板を挿入したと想定して伝送損失を計算し、相対伝送損失を求める方法を用い電磁波伝播障害を検討する。

火炎プラズマに起因する導電性の直流抵抗 R による伝送損失を計算すると図４の結果[1]が得られる。

この計算シミュレーション結果から火炎によって伝送損失が生じ、火炎プラズマが盛んに発生し R の値が小さくなるほどその損失は大きくなる。このことから伝送損失は火炎によって発生するプラズマに起因するものと言え、電磁波伝搬に障害が発生する恐れがある。

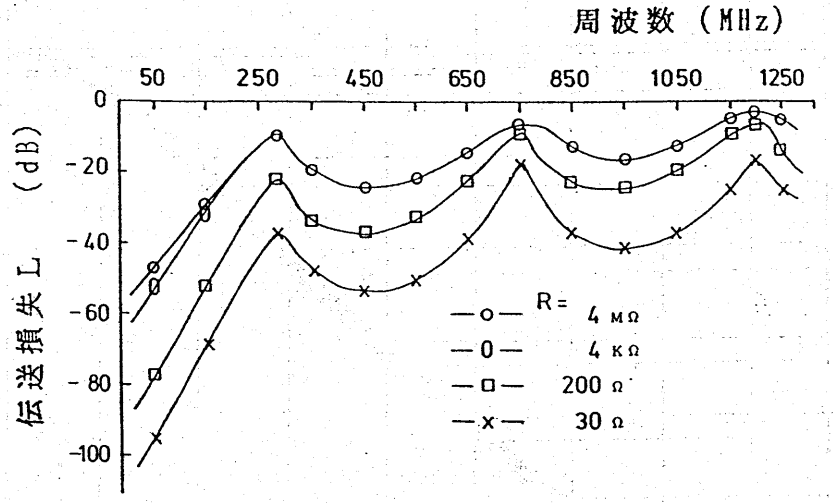


図４　火炎における伝送損失の計算値

これを相対伝送損失Tで図示したものを図5に示す。　図よりわかるようにR＝4MΩ以上ではほとんどRによる伝送損失は生じていない。　しかし，数KΩのオーダのRになると低域で約5dB程度の損失が生じるようになり，さらに数百Ωから数Ωになると，低域で約50dBの非常に大きな伝送損失が生じ，火炎によりかなり大きく電磁波伝搬に影響を及ぼしている。また，低域ほど損失は大きく周波数特性のあることがわかる。

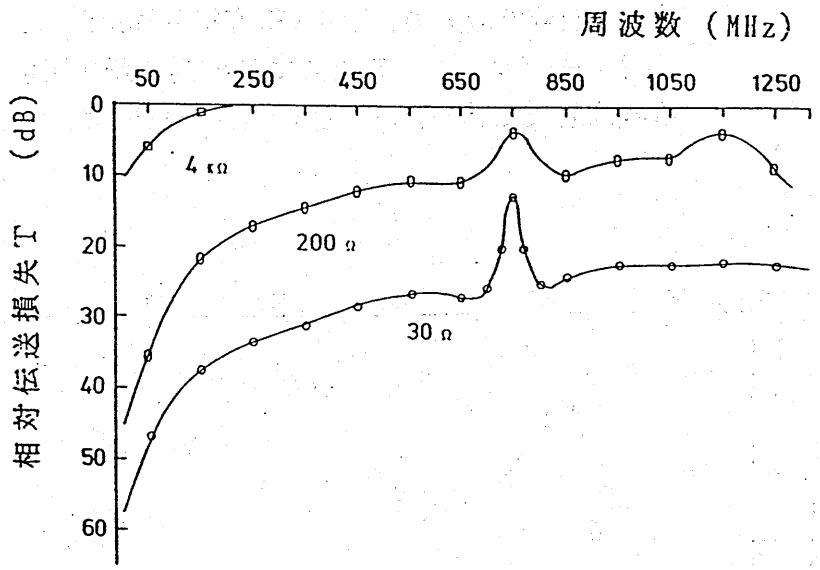
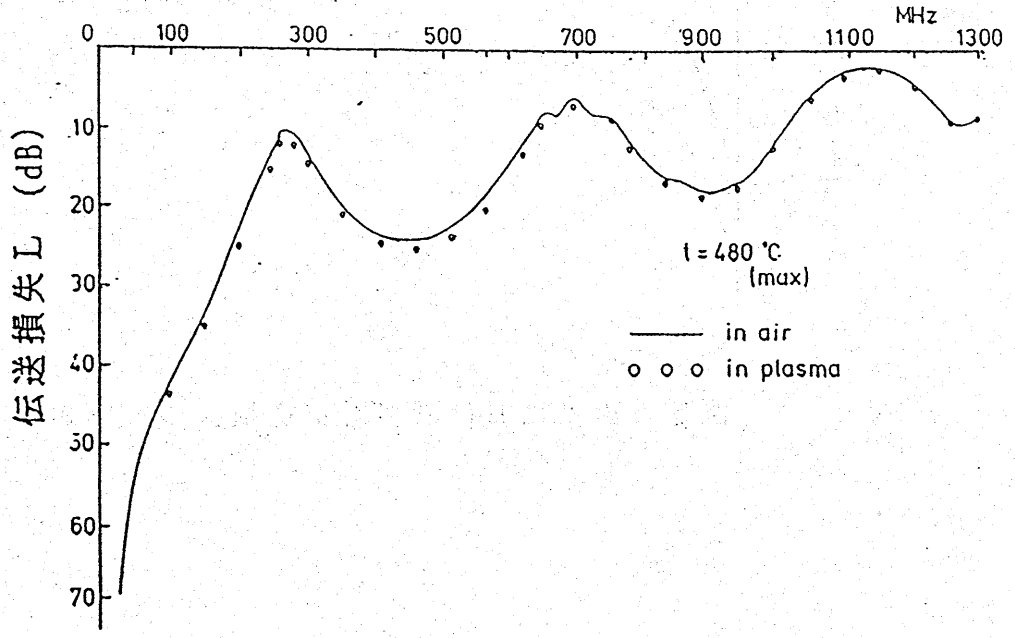


図5　火炎における相対伝送損失の計算値

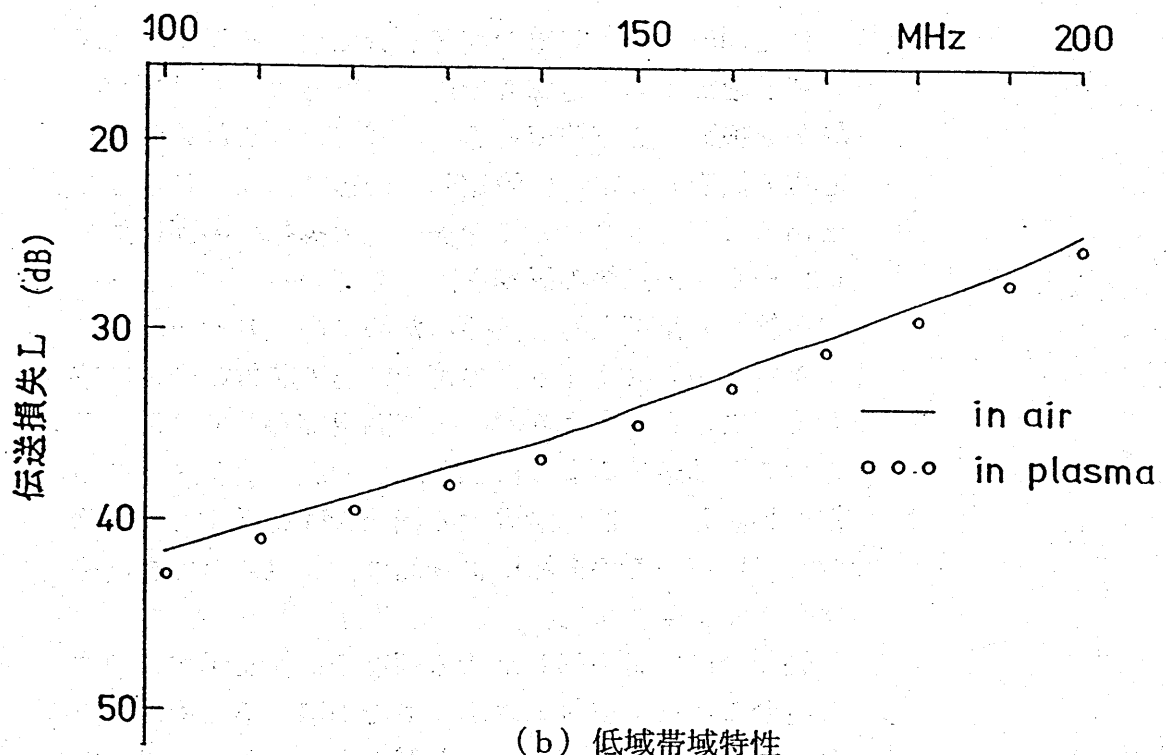
次に、火炎の電磁波伝搬の影響を実験的に検討した。

図１（ｂ）に示すように測定器の中央部分にセラミックの板に綿を張り付け灯油を吹き付けたものを挿入し点火して火炎を発生させ伝送特性を測定する方法を用いた。測定方法は煙の場合とまったく同じである。図７．に相対伝送損失Ｔの測定結果を示す。ただし、測定最大温度４８０℃である。

結果よりわかるように、火炎プラズマの発生はあまり活発でなく最大低域において約０．８ｄＢ、中域から高域にかけて約０．１ｄＢの相対損失が確認できた。僅かであるが周波数特性のあることを確認できる。温度をさらに高くするためにガソリンを吹き付け点火した場合、低域で最大０．９ｄＢ程度得られたが、これ以上相対損失を大きくするためにこの測定器で温度をあげるのは危険であるので、次の方法を用いた。



（ａ）全周波数帯域特性



（b）低域帯域特性

図６　伝送損失の周波数特性（実験値）

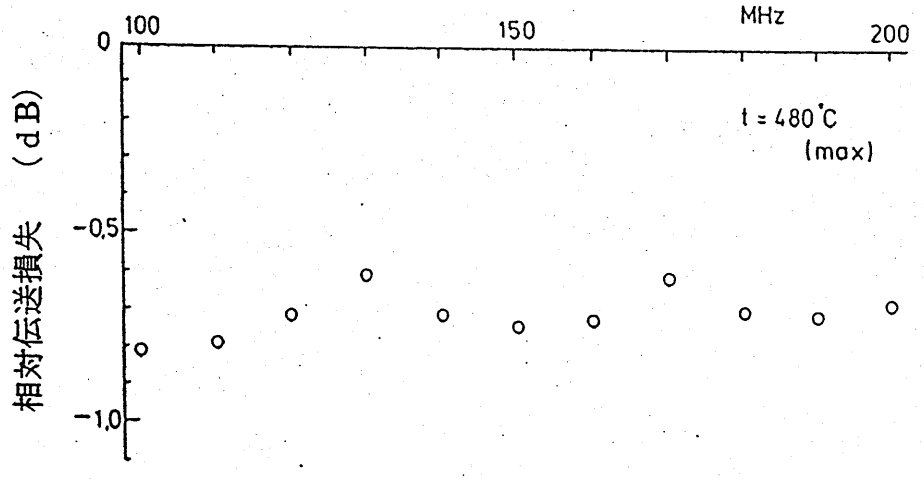


図７　低域帯域の相対伝送損失

角型同軸線路の芯線の間隙部分に火炎を発生させ導通特性を測定し、電磁波伝送における火炎プラズマの影響を検討する方法である。　図８　にこれを示す。芯線の間隙を５ｍｍに設定し、内径４ｍｍ、長さ４５ｍｍのセラミック製の筒を被せ、火炎発生の際に生じるカーボンや試料の影響を除去している。　　さらに中芯線間の温度上昇を高めるために内径８ｍｍ、長さ１１０ｍｍのセラミックの筒を前述の芯線の先端に被せて、ここを下方よりバーナで高温加熱して高温プラズマを閉じ込めるようにした。この際、セラミックの筒は加熱しても抵抗無限大の絶縁特性を示すことを確認している。この方法により簡単に高温照射でき高温プラズマを発生させられることが分かった。

図９　は空気を熱した時の両者の比較を示す。前述の場合に比べて空気をスポットで加熱するため温度を９５０℃まで上昇させることができた。その結果、温度が高くなる程、周波数が低い程電磁波伝送に大きく影響を与えていることが分かる。

つまり、火炎による電磁波伝搬障害は火炎プラズマによるものと考えられる。

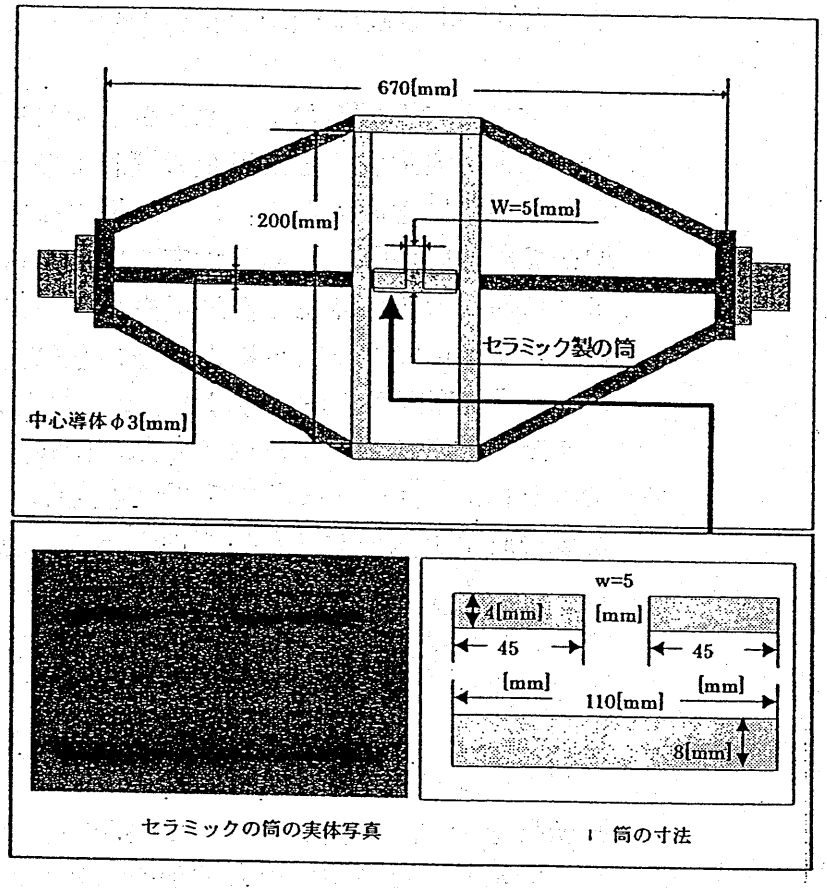


図 8　導通型同軸線路の構造

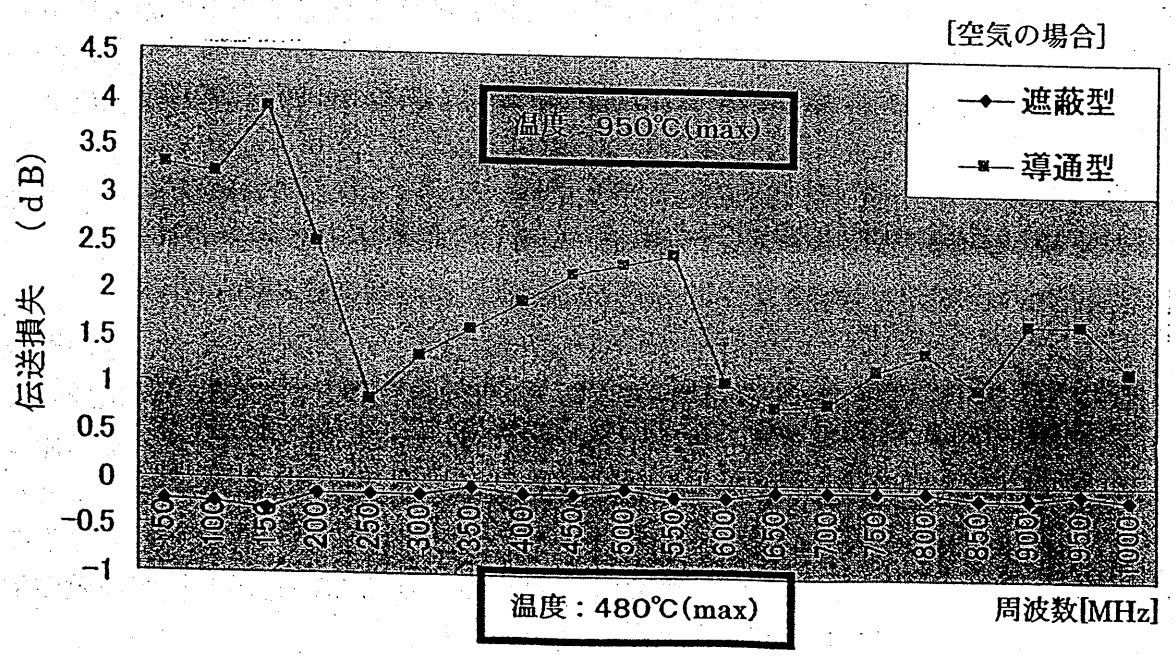


図 9　遮蔽型と導通型の伝送損失の比較

3　火災による電磁波伝搬障害の発生

トンネルや地下街および地下鉄等閉じ込められた場所で火災が発生すると相当量の煙および火炎が生じることは容易に想像できる。まず、煙についてはまだ不明な点が多いが図３　に示す実験結果から判断できるように僅かの煙の発生で伝送損失のモードが変化している。閉所における火災による煙の量は実験とは比較にならず伝搬障害の危険性はあるように思える。

一方、火炎においては火災の際、空気を熱するだけではそれほど大きな火炎プラズマ発生しない。しかし、燃焼の時に大量の発熱を伴う化学反応が急速に進行したとき、大量の火炎プラズマが発生することは考えられる。例えば、アルカリ金属類の燃焼物質が介在したときは比較的低い温度で大量の火炎プラズマが発生することはよく知られている。

図１０は硫酸カリュムを燃焼物質として利用した実験結果を示す。火炎が発生していないときを図中の基準線で示し、火炎が発生して加熱されたことにより火炎プラズマが活性化されて火炎プラズマ抵抗 R が小さくなり伝送損失は減少して図中のトレース軌跡は徐々に上方に移動し最大温度９５０℃で最上部の濃いトレース軌跡に収束する。この際、火炎加熱による温度上昇に伴って各温度のトレースを確認している。図のように基準線と最大温度時のトレースのモードがすこしずれているのが分かるが、激しく火炎プラズマが活性化していることを示している。

この実験より次のことが分かる。

図１１は空気が火炎によって加熱されたときの周波数をパラメータとした加熱温度に対する伝送損失の特性を示す。周波数の低いときは温度が上昇するに伴って伝送損失がプラスの方向に非常に大きくなることが確認できる。また、周波数が中域、高域と高くなるに従って伝送損失は小さくなる傾向を示し、周波数の依存性のあることがわかる。

図１２は硫酸カリュウムの粉末を介在させたときの温度対伝送損失の関係を示したものである。空気の場

合と比較してプラス方向に非常に大きな伝送損失が測定され火炎プラズマが盛んに発生し電磁波の伝送に障害を与えていることが分かる。さらに、温度の上昇に伴って伝送損失は空気の場合と比べて比較にならないほどの非常に大きなものとなる。つまり、介在するプラズマ活性物質への依存性のあることが確認できる。

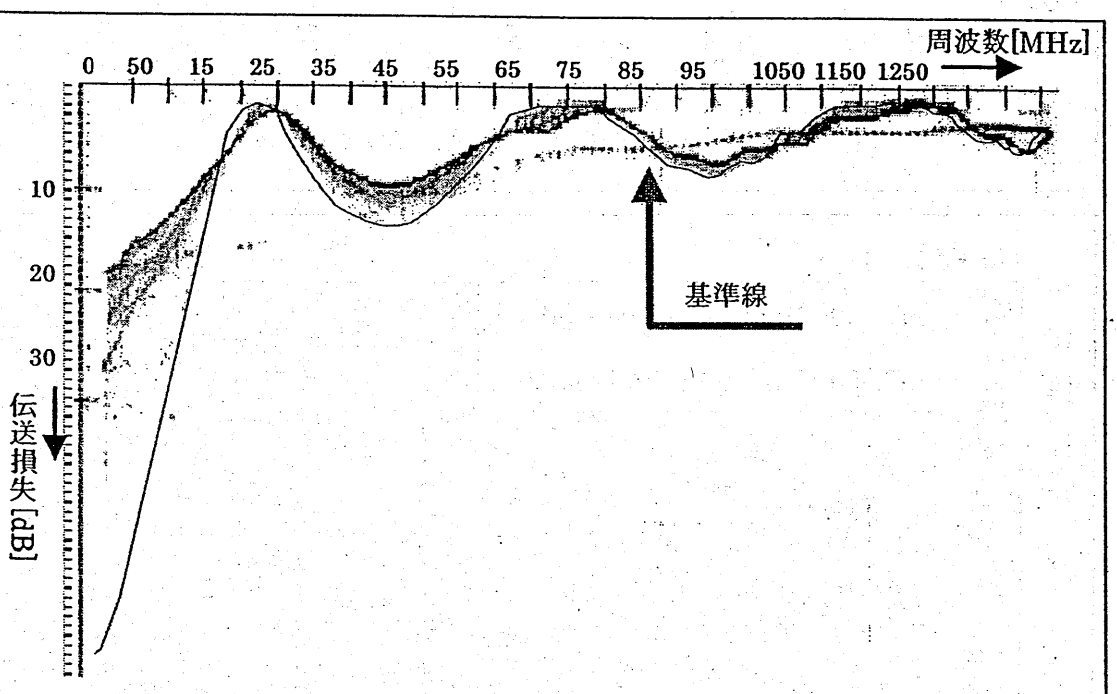


図１０　硫酸カリウムをシードとした伝送損失の周波数特性

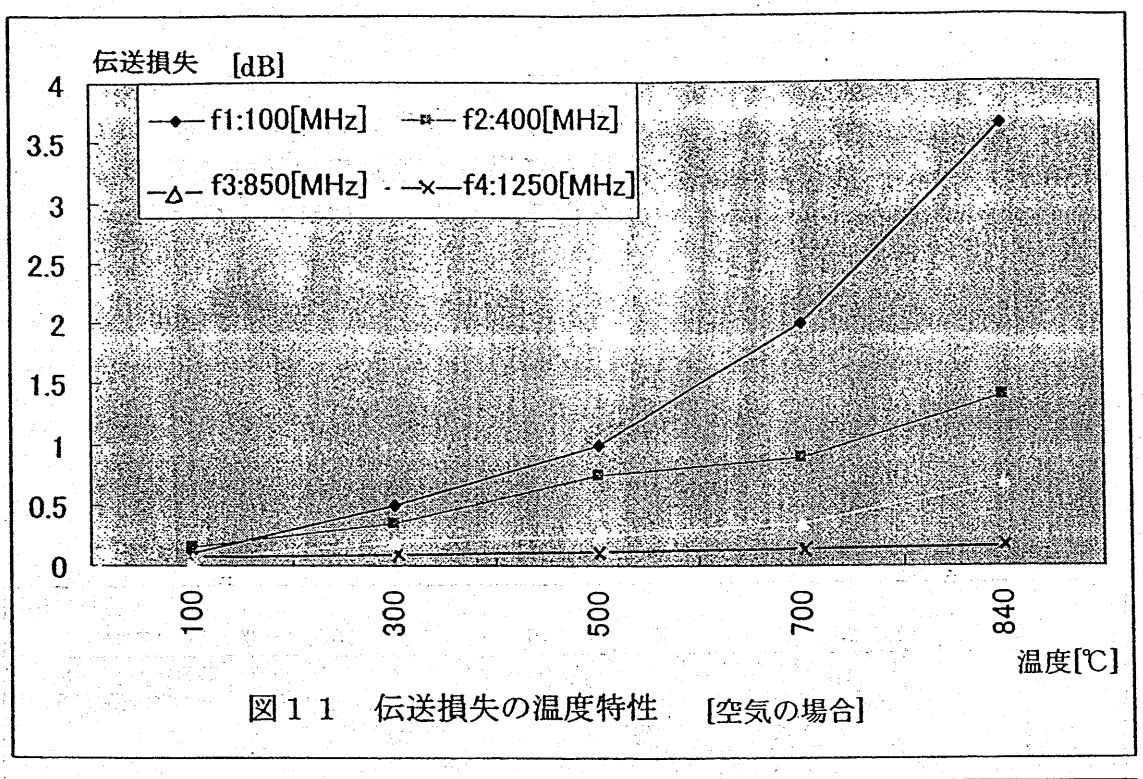


図１１　伝送損失の温度特性　[空気の場合]

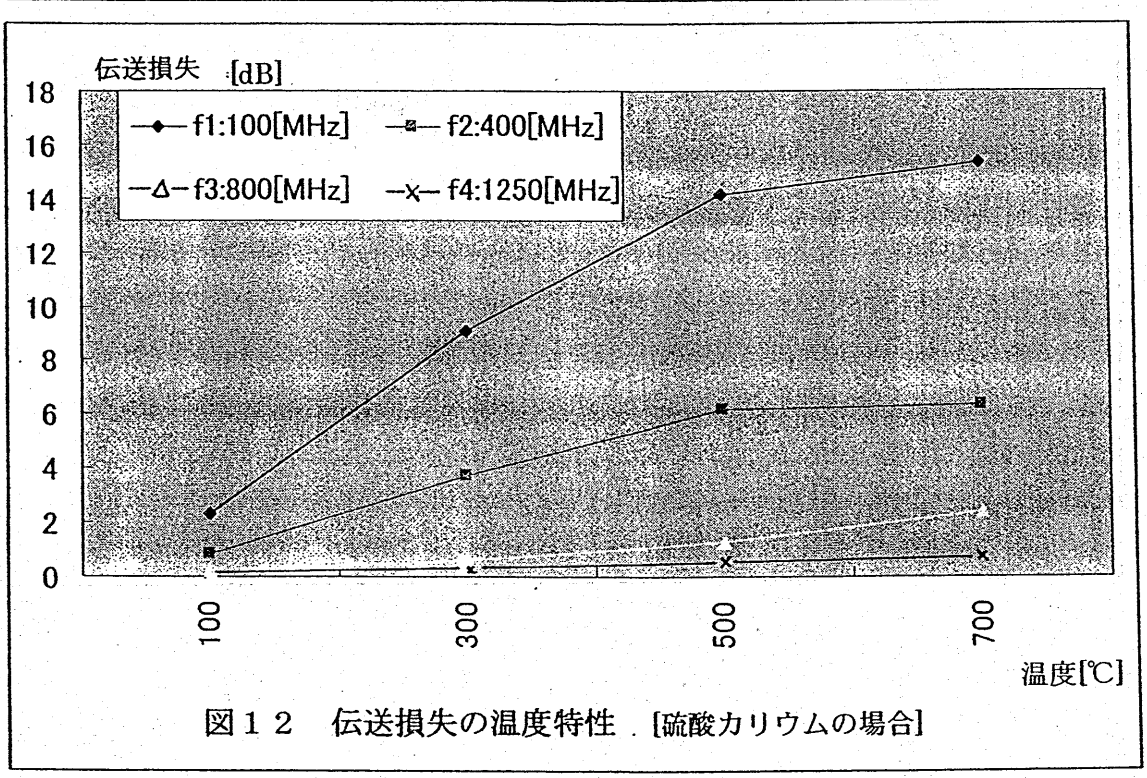


図１２　伝送損失の温度特性　[硫酸カリウムの場合]

次に、中心導体間５ｍｍの間隙にどの程度の火炎プラズマ抵抗Ｒが生じているかを検討するために、Ｒをパラメータとした伝送損失の計算シミュレーション値と図１０に示した９５０℃の実験値と比較検討し火炎プラズマ抵抗Ｒを推定した。これを図１３に示す。

図より数十から数百Ωの Ｒ のシミュレーション値が実験値に最も近いと思われる。このことは例えば、Ｒ=１００Ωとして伝送損失の値を計算すると消防無線等の VHF 帯１４０～１５０MHｚで約２８ｄＢ となり、ほとんど電磁波の伝搬は不可能になることを示している。

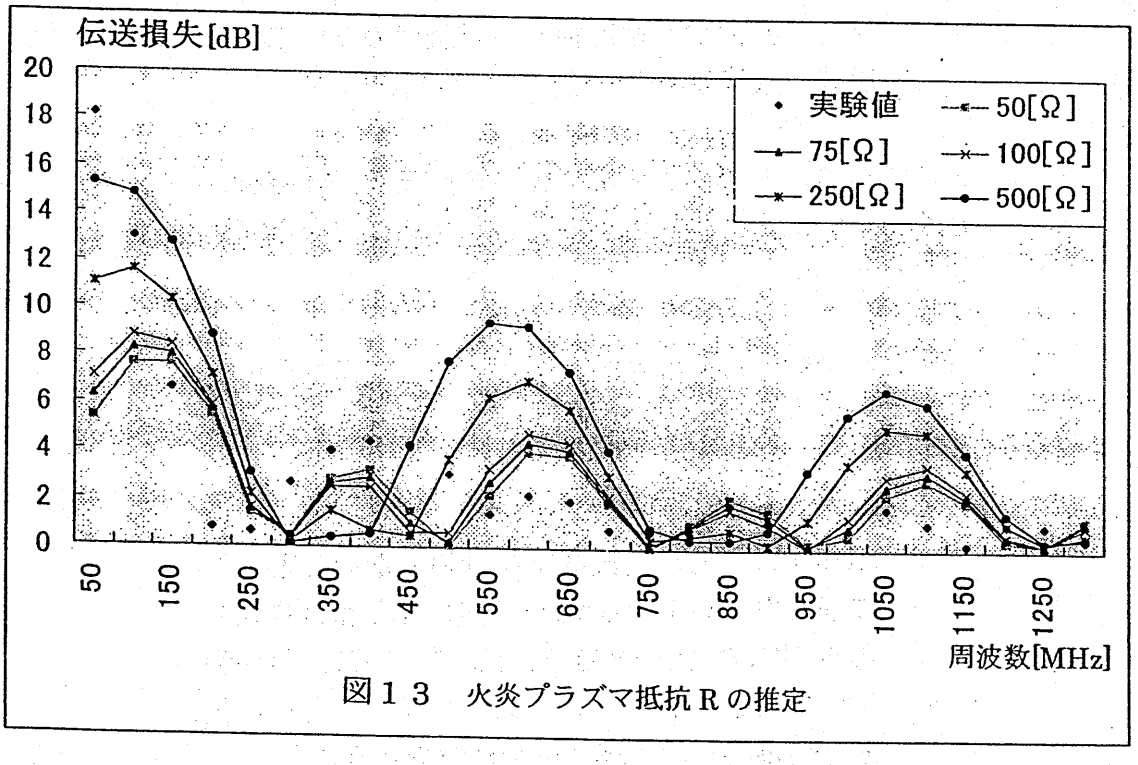


図１３　火炎プラズマ抵抗Ｒの推定

5　まとめ

火災が発生すると煙と火炎が発生する。この煙と火炎が電磁波伝搬に影響を及ぼさないかを理論的に実験的に検討した結果次のことが分かった。

（1）煙は煙中に含まれる水分、煤塵、化学物質等によって誘電率が変化しこれが電磁波伝搬に影響を及ぼしている。そして、煙中の比誘電率および導電率の高いほど電磁波伝搬障害が生じる度合いが高いと思われる。

（2）火炎は温度上昇によって火炎プラズマが発生しこれが電磁波伝搬に影響を及ぼしている。そして、火炎の温度の高いほど、周波数の低いほど、火災に介在する燃焼物質の電離度の高いほど電磁波伝搬障害の生じる度合いが高い。

これらのことから、火災による電磁波伝搬障害を大きくしないためには次のことに留意する必要があると思われる。

（1）煙対策として排煙設備を強力にして煙を閉所に留まらせないこと。

（2）火炎対策として閉所では温度上昇が激しいと思われるので低い周波数帯を利用しないこと。特に消防用無線１４０MHｚ等のVHF帯は危険である。携帯電話の８００MHz帯，１GHz帯の利用が推奨される。また、火炎プラズマを活性化する燃焼物質の管理に十分注意を払うこと。

以上の事を普段から注意すれば閉所でも火災による電磁波伝搬障害を過度に恐れることはないと思われる。

参考文献

（1）是角寿一、奥野喜好、倉薗貞夫："火炎による電磁波障害の発生について"、信学論、VOL.J79,B-2、No.１１、PP.９５６～９５８、１９９６.

（2）長谷部望、大野登、田中俊勝、小林一彦："角型同軸線路型測定器を用いたシールド材の透過特性"、テレビ誌、VOL.41、No.6、PP.５７４～５７９、１９８７.

輻射科学研究会資料
RS04-05

縦続非線形ファブリペロ共振器の特性

山本　明人　　岸岡　清
(大阪電気通信大学大学院　工学研究科)

於　大阪電気通信大学
2004年7月30日

輻射科学研究会資料
RS04-05

縦続非線形ファブリペロ共振器の特性

山本　明人　　岸岡　清
大阪電気通信大学大学院　工学研究科

大阪府寝屋川市初町 18-8
E-Mail:kishioka@isc.osakac.ac.jp

1. まえがき

非線形光学効果の１つである光カー効果 (Kerr-effect) を用いた光素子は、周辺電気回路の制約を受けず、光の直接制御と言う観点から関心を集めている [1-3]。カー効果による屈折率の変化を十分に発揮させる構造として、帰還現象が利用できるファブリペロ共振器が多く用いられ [3-5]、入射と出射光パワー間に現れる双安定特性を利用した高速光スイッチも考案されている [6]。その構造に付いても、バルク形 [3][4]、非線形方向性結合器形 [7-9] 等、広く検討されている。中でも、バルク形非線形ファブリペロ共振器は、構造の単純さから取り扱いが比較的容易で、双安定等の非線形特性を把握し易い事から盛んに研究されている。

本報告では、バルク形非線形ファブリペロ共振器を縦続に配置した構造で起こる双安定特性を理論的に検討している。ここで検討される縦続非線形ファブリペロ共振器では、ミラーには TiO_2 膜が、非線形媒質には RM100 ガラス (HOYA 製) がそれぞれ想定され、２つの共振器（共振器１および２）は１枚のミラーを介して縦続されている。２つの共振器は互いに影響し合い、従来の単一ファブリペロ共振器には現れない特異な双安定特性が現れると期待される。加えて、パラメータの数が増え、それだけ種々の特性が得られることも期待される。

特性の解析方法として、単独の非線形ファブリペロ共振器の入出力特性を得るために広く使われている方法 [8-10] を拡張して、見通の良い方法を提案している。計算機シミュレーションによって、双安定特性のミラー反射率、および共振器長に対する依存性が検討されている。その結果、単独の共振器に比べて、パワージャンプの大きな双安定特性を実現することが可能であることが示されている。また、単独の共振器とは異なった双安定特性が得られる理由についても、そのパラメータ依存性も含めて考察している。

2. 非線形ファブリペロ共振器

この節では、非線形ファブリペロ共振器の基本動作を理解するために、単独の非線形ファブリペロ共振器で起こる双安定特性について述べられる。合わせて、その解析法についても述べられる。

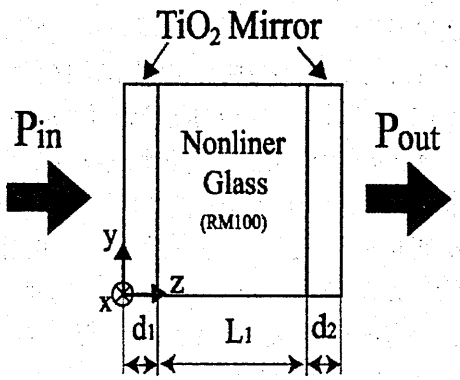


図 1: 非線形ファブリペロ共振器

図 1 に単独の非線形ファブリペロ共振器が示されている。非線形媒質の半導体ガラス RM100 (HOYA 製) を TiO_2 膜による 2 枚のミラーで挟んだ構造をしている。L、d は共振器長、ミラーの膜厚をそれぞれ表している。

非線形ファブリペロ共振器内の光強度 I と伝搬に伴う光の位相推移 δ の関係を考える。光の強度が変化すると、カー効果によって屈折率 n が変化し、その変化が位相推移 δ を変化させる。δ が変化すると共振器内の定在波の形が変化し、共振器内の強度分布が変化する。非線形共振器では、このように、3 つのパラメータ I、n および δ が複雑な関係でお互いに絡み合っている。

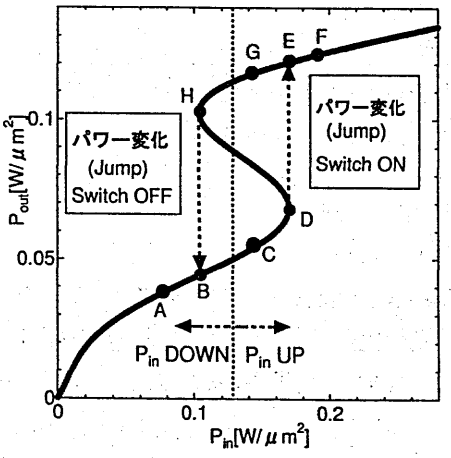


図 2: 双安定特性

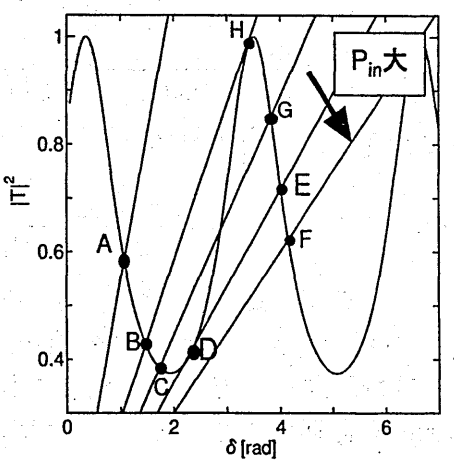


図 3: 図式解法

図 2 には、非線形共振器の入射光と出射光の間に現れる双安定特性が示されている。入射光強度 P_{in} に対する出射光強度 P_{out} の変化がプロットされている。P_{in}

を増加させていくと（図中の点A→点D）、カー効果によって位相推移δが増加し、共振点での値πに近づく。そのような状態では、共振器内の定在波の振幅は大きくなり、大きな光パワーが共振器内に蓄えられる。共振器内の定在波の振幅はさらに大きくなり、δはよりπに近づき、さらに、共振状態へと近づく。このようにして、カー効果による正帰還が働き、共振器内で急激に光パワーが蓄えられ、点D→点Eへと、他の安定状態に急激にパワー移行(ジャンプ)が起こる。

反対に、P_{in}を減少させていくと(図中の点F→点H)、δは減少するが、δの値が共振状態のπに近づくと、大きな振幅のために屈折率の変化量は維持され、入射光強度は減少しているにも関わらず、共振状態は保持される。このようにδの値がπに近づく過程では、負帰還が働き、共振状態が保持される。さらに入射光強度が小さくなり、共振状態から外れる過程では、定在波の振幅が小さくなる。そうするとカー効果による屈折率変化量が小さくなり、位相推移δが減少する。それによって、さらに共振状態から外れると言うP_{in}の増加時とは逆の正帰還が働き、共振器内に蓄えられる光パワーが急激に減少し、点H→点Bへと、他の安定状態に急激にパワー移行(ジャンプ)を起こす。

以上の様に、入射光パワーを増加または減少させると、正帰還が働き、P_{in}の2つの値でP_{out}の値に急激な変化（"ジャンプ"）が起こる、所謂、双安定特性が得られる。図では上向きの急激な変化は点Dで、下向きの急激な変化は点Hで起こっている。負帰還によって共振状態が保持される間、出力光強度は高い状態が維持され、これが上向きのジャンプと下向きのジャンプが起きる入射光強度に違いを生じる理由である。すなわち、このことが入出力特性に大きなヒステリシスが生じる理由である。

以下は非線形ファブリペロ共振器の入出力特性を得るための解析法である。共振器の透過率は、共振器内の位相推移δによって、

$$|T|^2 = |\,(1+R)f_{11} + Z_0^{-1}(1+R)f_{12}\,|^2 \tag{1}$$

$$|T|^2 = \frac{2(\delta-\delta_0)}{k_0 n_0 n_2 L_2(|f_{m11}+Z_0^{-1}f_{m12}|^2 + |f_{m22}+Z_0 f_{m21}|^2/n_0^2)\cdot P_{in}} \tag{2}$$

の様に2通りの表示式で書ける。式(1)中のRは反射係数を表し、

$$R = \frac{-Z_0^2 f_{21} + (f_{11}-f_{22})Z_0 + f_{12}}{Z_0^2 f_{21} - (f_{11}+f_{22})Z_0 + f_{12}} \tag{3}$$

である。ここで、k_0、Z_0は真空中の光の波数および波動インピーダンスである。n_0、n_2は半導体ドープガラスの線形屈折率（光強度が十分小さいときの屈折率）および非線形屈折率である。f_{ij}は2枚のミラーも含めた共振器内の光の電界と磁界の伝搬を記述する2×2行列の要素を表し、位相推移δの関数である。mの添え字はミラーの伝送行列の要素であることを示すためのものである。また、δ_0は、線形屈折率による位相推移を表わしている。すなわち、$\delta_0 = k_0 n_0 L$である。

式(1)はミラーとガラス、およびミラーと外部空気層との間の境界条件を適用して得られる。一方、式(2)は以下のようにして得たものである。共振器内の位相推

移の変化量は、伝搬軸に沿った光強度の積分で得られることに留意すると、共振器内の平均光強度 $\bar{I}$ と共振器長 L の積で近似的に与えられることになる。この近似の下では、式中に含まれる位相推移 δ は半導体ドープガラスの線形屈折率 n_0 と非線形屈折率 n_2 を用いて、$\delta = \delta_0 + k_0 n_2 \bar{I} L$ で与えられる。共振器内の光強度 $I(z)$ を共振器の透過率 $|T|^2$ と入射光強度 P_{in} を用いて表し、伝搬軸 (z) に沿って実際に積分を実行して求め、上式の関係に代入して得られた式を $|T|^2$ について解くと、式 (2) が得られる。

図 3 には、式 (1)、(2) で与えられた $|T|^2$ の δ に対する依存性が同時にプロットされている。振動する曲線で描かれているのが式 (1) の $|T|^2$ である。式 (2) の $|T|^2$ は直線状になっている。式 (2) にはパラメータとして入射光強度 P_{in} が含まれており、図には異なる 5 つの値の P_{in} に対して $|T|^2$ の値がプロットされている。

さて、式 (1) と (2) を 2 つの未知数 δ と $|T|^2$ に対する連立方程式と見ると、2 つの式に対する曲線の交点から未知数の δ と $|T|^2$ を知ることができる。式 (2) に含まれる P_{in} を変えて交点を追っていくと、P_{in} に対する透過率の変化を得ることができる。それより $P_{out} = |T|^2 P_{in}$ によって出射光強度の変化がわかるはずである。P_{in} の値によって式 (2) の $|T|^2$ を与える直線の傾きが変化し、交点がずれていくことが判る。式 (1) の曲線の変局点 (D, E) を通過するたびに交点が別の場所に飛躍し、透過率にジャンプが現れることになる。図中の交点の記号（A～H）は図 2 の記号に対応している。

非線形ファブリペロ共振器の双安定特性は、共振器長 L、ミラーの膜厚 d および δ_0 の値に大きく依存する。各パラメータに対する依存性のシミュレーション結果が図 4、5 および 6 に示されている。表 1 には、シミュレーションに用いた各部の物理定数の値が示されている。

シミュレーションの結果から、双安定特性の各パラメータに対する依存性は以下のように纏めることができる：（1）共振器長 L に対する依存性は（図 4）、共振器長が長いほど、双安定を呈するために必要な入射光強度は小さい。（2）ミラーの膜厚 d に対する依存性は（図 5）、反射率が低い場合、非線形効果による帰還が小さくなり双安定特性を得にくい。反射率が高い場合は、共振器内に光パワーを蓄え易いが、反面、共振器に流入するパワーが減ると言う効果も現れるため、2 つの事象の兼ね合いに応じて種々の特性が得られる。δ_0 に対する依存性は（図 6）、δ_0 が共振点 π に近い値を持つほど、双安定を得るために必要な入射光強度が小さい。

表 1:パラメータ

波長 $\lambda[\mu m]$	1.06
線形屈折率 n_0	1.570019
非線形屈折率 $n_2[\mu m^2/W]$[11]	8.6×10^3
TiO_2 膜の屈折率 n_m	2.18

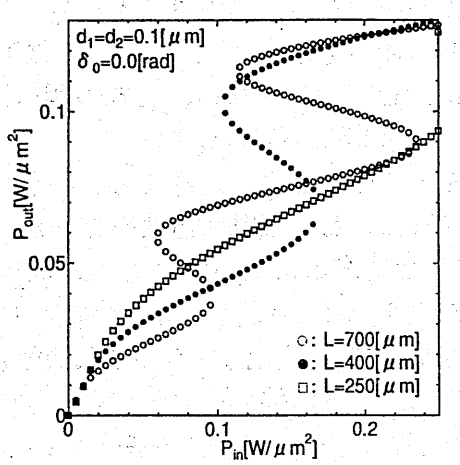


図 4: 共振器長の変化

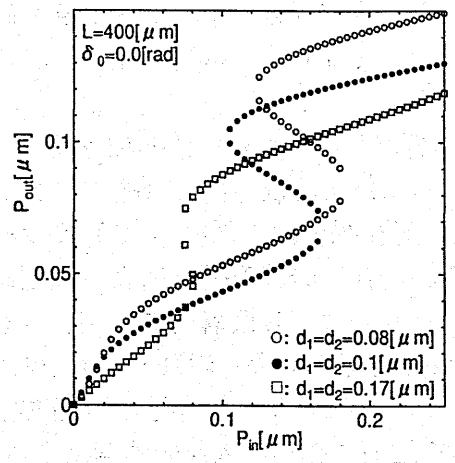


図 5: 膜厚を変化

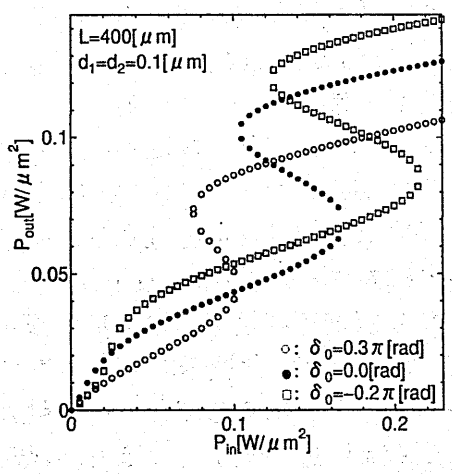


図 6: 初期離調を変化

3. 縦続非線形ファブリペロ共振器

本報告で考える縦続非線形ファブリペロ共振器が図7に示されている。前節で考えた単独のファブリペロ共振器がミラーを介して縦続接続された構造をしている。L_i,(i=1,2)、d_i,(i=1,2,3) は各共振器長、ミラーの膜厚をそれぞれ表している。

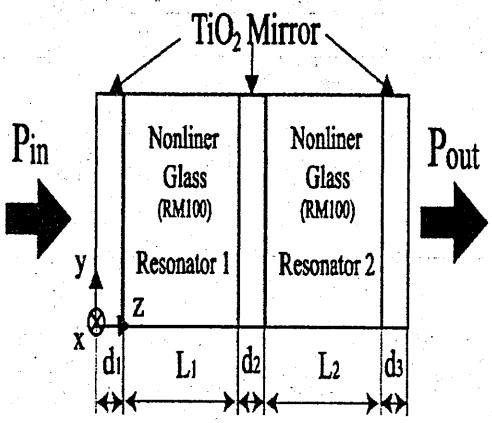


図 7: 縦続非線形ファブリペロ共振器

単独ファブリペロ共振器との動作の主な違いは以下の通りである。縦続構造では2つの共振器が関与するため、入出力特性はそれぞれの共振器内の伝搬に伴う位相推移 δ_{g1}、δ_{g2} によって決まると言うことである。従って、単独共振器の解析に比べて、位相推移が縦続構造では、δ_{g1} と δ_{g2} の2つに増えるだけで、基本的には同じ解析方法が使えると期待できる。

3.1 解析方法

以下に縦続非線形ファブリペロ共振器の入出力特性を得るための計算法が述べられる。具体的には、双安定特性を得るために必要となる縦続された非線形共振器の透過率の表示式が導出される。さらに、縦続構造における双安定特性の導出について、光の伝搬に伴う位相推移 δ_{g1}、δ_{g2} の関係並びに透過特性と合わせて述べられる。

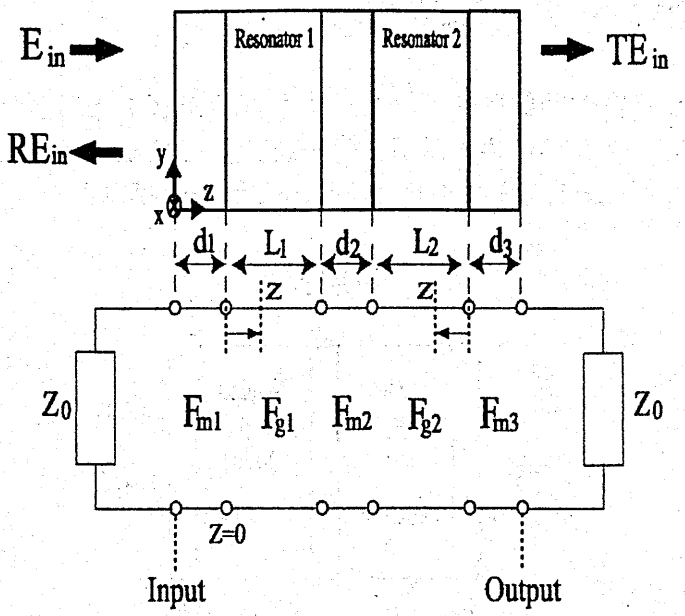


図 8: 共振器内の伝搬の等価表示

透過率 $|T|^2$ は、先に述べた単独共振器同様、電磁界の伝送行列を用いて 2 つの共振器の光の伝搬に伴う位相推移を含んだ式で与えられるが、違いは、透過率を与える式には未知数として、共振器の数に対応して 2 つの位相推移 δ_{g1}、δ_{g2} が含まれる事である。すなわち、決定すべき未知数の数が 2 つから $|T|^2$、δ_{g1}、δ_{g2} の 3 つに増える事である。連立方程式を解いてこれら 3 つの未知数を決定するためには、3 つの透過率の表示式を用意しなければならないと言う点である。以下では、まず、(1) 位相推移 δ_{g1} と δ_{g2} のみで表現される透過率の表示式が導出がされる。次いで、(2) 位相推移と入射光強度を含む透過率 $|T|^2$ の 2 つの表示式が導出される。

図 8 には、ここで考えている縦続非線形ファブリペロ共振器と、その内部の光（電界と磁界）の伝搬を等価的に表す伝送線路が示されている。電界と磁界の伝搬は、各部の伝送行列 $\hat{F}$ によって記述されている。共振器の両側（右側と左側）の領域は半無限の空気層と考えているので、その波動インピーダンス Z_0 で終端された等価伝送線路として描かれている。

縦続共振器の電界に対する振幅透過係数 T、反射係数 R は、単独共振器の場合の伝送行列 (ミラー・共振器・ミラー) を、ミラー・共振器 1・ミラー・共振器 2・ミラーの伝送行列 f_{sij} に変更するだけで単独共振器と同様に

$$T = (1+R)f_{s11} + Z_0^{-1}(1+R)f_{s12} \tag{4}$$

$$R = \frac{-Z_0^2 f_{s21} + (f_{s11} - f_{s22})Z_0 + f_{s12}}{Z_0^2 f_{s21} - (f_{s11} + f_{s22})Z_0 + f_{s12}} \tag{5}$$

と得ることができる。ここで、f_{sij} は縦続構造の伝送行列の (i,j) 要素である。これより、透過率 $|T|^2$ の位相推移のみによる表示式を

$$|T|^2 = |(1+R)f_{s11} + Z_0^{-1}(1+R)f_{s12}|^2 \tag{6}$$

と得ることができる。伝送行列の各要素 f_{sij} が位相推移 δ_{g1}、δ_{g2} の関数となっており、$|T|^2$ は2つの位相推移の関数となっている。また、f_{sij} は、非線形媒質とミラーの伝送行列を用いて以下のように与えられる。

非線形媒質中の光の伝搬を記述する $[E,H]^t$ の伝送行列 F_{gi} は、

$$\hat{F}_{gi}=\begin{pmatrix}\cos\delta_{gi} & -jZ_g\sin\delta_{gi}\\ -jZ_g^{-1}\sin\delta_{gi} & \cos\delta_{gi}\end{pmatrix} \tag{7}$$

で与えられる。添字 $i,(i=1,2)$ はそれぞれの共振器に関わる量であることを表している。また、Z_g は共振器の内の半導体ドープガラスの波動インピーダンスである。それは非線形性による屈折率変化を無視して、近似的に Z_0/n_0 で与えられる。

一方、ミラーの伝送行列 F_{mi} は、

$$\hat{F}_{mi}=\begin{pmatrix}\cos\delta_{mi} & -jZ_m\sin\delta_{mi}\\ -jZ_m^{-1}\sin\delta_{mi} & \cos\delta_{mi}\end{pmatrix} \tag{8}$$

で与えられる。ここで、$\delta_{mi}=k_0n_md_i$ で、ミラーの位相推移である。添字 $i,(i=1,2,3)$ は図8に示した各ミラーに関する量であることを表している。n_m、$Z_m(=Z_0/n_m)$ はそれぞれ、ミラー（TiO_2）の屈折率および波動インピーダンスである。縦続共振器の伝送行列 $\hat{F}(=[f_{sij}])$ は、式(6)、(7)で与えられる各部の伝送行列の積として、

$$\hat{F}=\hat{F}_{m3}\cdot\hat{F}_{g2}\cdot\hat{F}_{m2}\cdot\hat{F}_{g1}\cdot\hat{F}_{m1} \tag{9}$$

によって与えられる。

次に、位相推移（δ_{g1}、δ_{g2}）と入射光強度の両方を含む透過率の表示式を導出する。各共振器内の非線形性による位相推移の変化量は単独共振器の場合と同様、共振器内の平均光強度 $\bar{I}_{g1}$、$\bar{I}_{g2}$ によって与えられ、それぞれ、

$$\delta_{gi}=\delta_{0i}+k_0n_2L_i\cdot\bar{I}_{gi}\qquad(i=1\sim2) \tag{10}$$

と表される。ここで、$L_i,(i=1,2)$ は、共振器1および2の長さを表わしている。δ_{0i} は、$k_0n_0L_i$ で与えられる線形屈折率による（光強度が十分小さい時の）位相推移である。非線形性による屈折率の変化を与える平均光強度 $\bar{I}_{gi}$ は、屈折率 n_0 を持った媒質で作られた共振器（線形共振器）の電界 $E_i(z)$ を用いて、

$$\bar{I}_i=\frac{1}{L_i}\frac{1}{2}\frac{n_0}{Z_0}\int_0^{L_i}|E_i(z)|^2\,dz,\qquad(i=1,2) \tag{11}$$

で与えられる。ここで、添字 i は共振器1および2の電界であることを表している。

上で求められた伝送行列によって共振器内部の電界分布を計算するためには、共振器の入射面（図8参照）での電界と磁界が必要である。これらは、入射電界 E_{in}

と入射面での電界に対する反射係数 R を用いて、

$$\begin{cases} E = (1+R)E_{in} \\ H = Z_0^{-1}(1-R)E_{in} \end{cases} \tag{12}$$

と表される。これらにミラーの伝送行列 $\hat{F}_{m1}$ を掛けて得られる共振器 1 の入力端 ($z=0$)(図 8 参照) での電界、磁界に共振器内の伝搬を記述する伝送行列 $\hat{F}_{g1}(z)$(式 (7)) を掛けることによって、共振器内の任意の点の電界 $E_1(z)$ を得ることができる。但し、平均光強度の計算には線形共振器の電界が使われるため、式 (7) の各要素に含まれる位相推移には、式 (9) の定義式に代えて、$\delta_{g1}(z) = k_0 n_0 z$ が用いられる。

一方、共振器 2 の内部の電界は出射面での電界と磁界を用いて以下のようにして得られる。出射端での電界と磁界は、入射電界 E_{in} と電界に対する透過係数 T を用いて、

$$\begin{cases} E = TE_{in} \\ H = Z_0^{-1}TE_{in} \end{cases} \tag{13}$$

と得られる。これらにミラー 3 の伝送行列 $\hat{F}_{m3}$ を掛けて得られる共振器 2 の出射端側の電界、磁界に共振器内の伝搬を表す伝送行列 $\hat{F}_{g2}(z)$(式 (7)) を掛ける事により共振器内の各点の電界 $E_2(z)$ を得ることができる。但し、ここでは z は共振器 2 の出射面側の端から測った距離である。また、共振器 1 の場合と同様、式 (7) に現れる δ_{g2} は、$\delta_{g2}(z) = k_0 n_0 z$ に変更して用いられる。

このようにして得られる各共振器内の電界 E_1、E_2 を式 (11) に代入し、積分を実行して得られた結果を式 (10) に代入して、それぞれ $|T|^2$ について解くと、位相推移 δ_{g1}、δ_{g2} と入射光強度を含んだ透過率の表示式が、

$$|T|^2 = \frac{|f_{s11} - Z_0^{-1} f_{s12}|^2 (2\delta_1 - 2\delta_{01} - k_0 n_0 n_2 L_1 \eta_1 P_{in})}{k_0 n_0 n_2 L_1 \eta_2 P_{in}} \tag{14}$$

$$|T|^2 = \frac{2(\delta_2 - \delta_{02})}{k_0 n_0 n_2 L_2 \{(1+n_0^{-2})\cos^2\delta_{m3} + (n_0^{-2} n_m^{-2} + n_0^{-2} n_m^2)\sin^2\delta_{m3}\} \cdot P_{in}} \tag{15}$$

と得られる。ここで、$Pin = |E_{in}|^2 / 2Z_0$ である。また、式中の記号 η_1 と η_2 は、

$$\begin{aligned} \eta_1 &= (1+\eta_5)\eta_2 + 2\eta_3 \mathrm{Re}(R) - 2\eta_4 \mathrm{Im}(R) \\ \eta_2 &= (\cos^2\delta_{m1} + n_m^2 n_0^{-2}\sin^2\delta_{m1}) + (n_m^{-2}\sin^2\delta_{m1} + n_0^{-2}\cos^2\delta_{m1}) \end{aligned} \tag{16}$$

で与えられる。ここで、

$$\eta_3 = (\cos^2\delta_{m1} + n_{m1}^2 n_0^{-2}\sin^2\delta_{m1}) - (n_m^{-2}\sin^2\delta_{m1} + n_0^{-2}\cos^2\delta_{m1})$$

$$\eta_4 = 2(n_m^{-1} - n_m n_0^{-2})\cos\delta_{m1}\sin\delta_{m1}$$

$$\eta_5 = \frac{|f_{s11}|^2 + |f_{s12}|^2 - (f_{s11}^* + f_{s12}^*)T - (f_{s11} + f_{s12})T^* + f_{s11}f_{s12}^* + f_{s11}^* f_{s12}}{|f_{s11} - f_{s12}|^2}$$

である。

以下に3つの未知数$|T|^2$、δ_{g1}、δ_{g2}に関する連立方程式(4)、(14)、(15)の解法が述べられる。

式(14)、(15)から$k_0 n_0 n_2 P_{in}$を消去すると、

$$|T|^2\eta_2\eta_6 - |f_{s11} - Z_0^{-1} f_{s12}|^2 (\delta_{g1} - \delta_{01} - \eta_1\eta_6) = 0 \tag{17}$$

が得られる。さらに、式(4)を代入して$|T|^2$を消去すると、

$$|(1+R)f_{s11} + Z_0^{-1}(1+R)f_{s12}|^2 \cdot \eta_2\eta_6 - |f_{s11} - Z_0^{-1} f_{s12}|^2 (\delta_{g1} - \delta_{01} - \eta_1\eta_6) = 0 \tag{18}$$

のようなδ_{g1}とδ_{g2}の関係式が得られる。式中の記号η_6は、

$$\eta_6 = \frac{L_1(\delta_{g2} - \delta_{02})}{L_2\{(1 + n_0^{-2})\cos^2\delta_{m3} + (n_0^{-2}n_m^{-2} + n_0^{-2}n_m^2)\sin^2\delta_{m3}\}|T|^2} \tag{19}$$

で与えられる。このように2つの位相推移δ_{g1}とδ_{g2}は独立な値をとることができず、式(18)を満たすように両者は互いに制約されることを示している。

図9には、式(18)より求められるδ_{g1}とδ_{g2}の満たすべき関係（根軌跡）が線形屈折率による位相推移δ_{01}、δ_{02}の幾つかの値に対して描かれている。δ_{g1}とδ_{g2}は各曲線上の値しか取ることが許されないと言う制約を受けることになる。計算に用いた各パラメータは表2に纏められている。

式(17)の関係を満たすδ_{g1}とδ_{g2}の値を式(4)に代入すると、それぞれの共振器が位相推移δ_{g1}、δ_{g2}を持つ場合の透過率$|T|^2$の値を求めることができる。図10には例として、図9に示された3つの曲線の内で$\delta_{01} = \delta_{02} = 0$の場合の透過率の計算値がプロットされている。底面が図9の根軌跡が描かれている面に対応している。縦軸は$|T|^2$の値である。

上のようにして得られた$|T|^2$の値を得るための入射光強度P_{in}の値は式(14)または(15)に$|T|^2$の値とそれを得るために用いられたδ_{g1}とδ_{g2}の値を代入することによって得ることができる。また、出力光強度P_{out}は$P_{out} = |T|^2 P_{in}$により得ることができる。

表 2:パラメータ

波長 $\lambda[\mu m]$	1.06
線形屈折率 n_0	1.570019
非線形屈折率 $n_2[\mu m^2/W]$[11]	8.6×10^3
共振器長 L_1、$L_2[\mu m]$	400
ミラーの膜厚 d_1、d_2、$d_3[\mu m]$	0.1

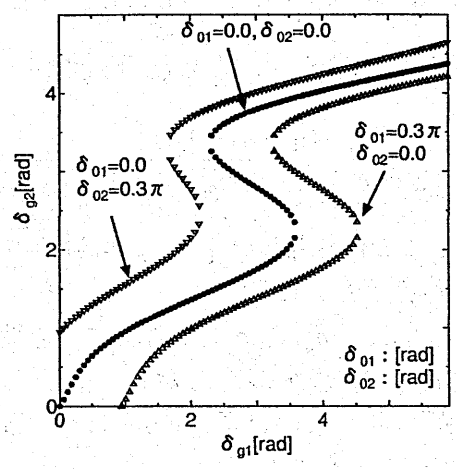


図 9: 位相推移の根軌跡

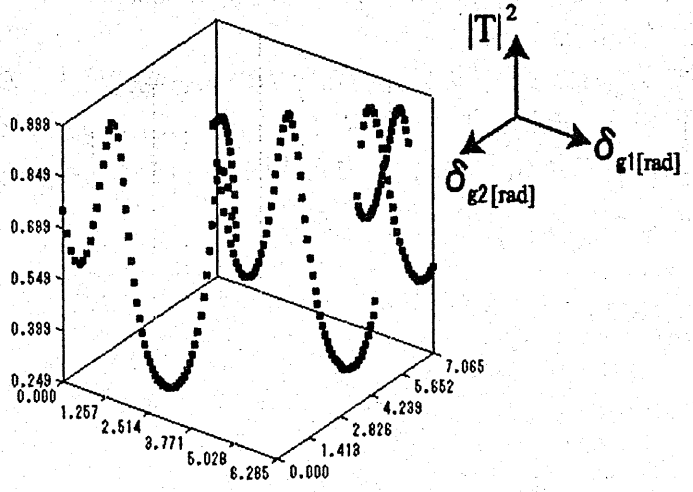


図 10: 透過特性

図11には、計算された縦続非線形共振器の双安定特性（入出力特性）の一例が、その特徴を述べるために示されている（黒丸）。ここでも計算には表2のパラメータの値が用いられた。また、δ_{01} と δ_{02} の値はそれぞれ 0.0rad に設定されている。図には比較のために、同じ共振器長 ($L=L_1+L_2$) をもつ単独の共振器の双安定特性 (白丸) も示されている。

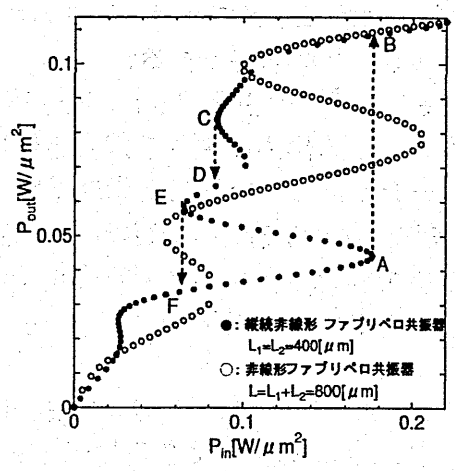


図 11: 双安定特性

図から単独共振器との違いは以下のように纏めることができる。単独共振器では、入射光強度の増加と減少時に、同程度のそれぞれ1回の出力光強度の飛躍（ジャンプ）が起こるのに対して、縦続共振器では、入射光の増加時、減少時に異なったジンプが現れる。増加時には、単独共振器のそれに比べて大きなジャンプが起きる ($A \to B$)。さらに、減少時には、$C \to D$ および、$E \to F$ の2回のジャンプが起きる。このような違いは構造上の相違から以下のように考察される。(1) 共振器が2つ存在しているため、共振器内に大きなパワーを蓄えることができ、その結果として大きなジャンプが現れる。(2)1つの共振器で起きる"単一共振"と、共振が両方の共振器に及ぶ"2重共振"との干渉によって2段のジャンプが現れる。

4. シミュレーション結果

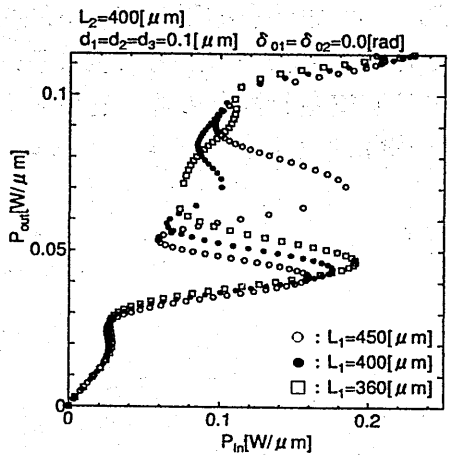
この節では、縦続非線形ファブリペロ共振器の双安定特性の構造パラメータに対する依存性がシミュレーション結果を基に示される。第2節で、単独のファブリペロ共振器において構造パラメータを変えると種々の双安定特性が得られることを示した。縦続構造は単独共振器に比べてパラメータの数が多く、それだけ種々の違った双安定特性を得られることが期待できる。

共振器長（L_1、L_2）、中央のミラーの膜厚（d_2）、線形領域での位相推移（δ_{01}、δ_{02}）の各パラメータの値を変えて入出力に現れる双安定特性のシミュレーション結果が示される。シミュレーションに用いられた物理定数の値は表2に与えられている。図12には共振器長に対する依存性が示されている。(a)にはL_2を400μ mに固定して、L_1をその前後で変化させた場合の双安定特性の変化が示されている。一方、(b)には反対にL_1を400μ mに固定して、L_2をその周りで変えた場合の特性が示されている。

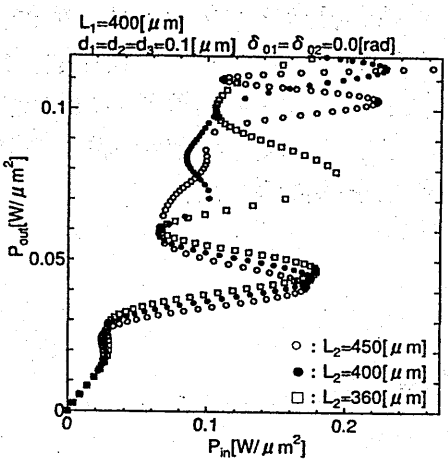
図12(a)、(b)より以下のことが判る。(1)$L_1 = L_2$の場合は、縦続共振器の特徴である、入射光強度の増加時に1回、減少時に2回のジャンプが得られる。これに対して、(2)$L_1 < L_2$の場合は、入射光強度の増加時に大きなジャンプが得られることが特徴である。一方、(3)$L_1 > L_2$の場合は、入射光強度の増加時、減少時とも同程度の1回のジャンプを起こし、単独共振器の特性に近いものとなった。このように、出力光強度P_{out}には若干の違いがあるものの、L_1とL_2の大小関係が双安定特性を決めることになる。

図13には、$L_1 = L_2$と設定して、中央のミラー膜厚d_2に対する依存性が示されている。膜厚$d_2 = 0.2\mu$ mでは、単独の共振器に似た特性が現れている。その理由は、以下のように推察される。中央のミラーの反射率の膜厚に対する依存性を計算した結果では、膜厚が$0.1\mu m$時に反射率が極大値を取り、膜厚が$0.2\mu m$時、極小値を取る。膜厚が0.2μmで単独の共振器と似た特性を示すのは、このように反射率の低下によって縦続構造が崩れ、一つの共振器のように動作したためである。0.1μmではもっとも単独構造の特性から異なっているのも理解できる。

最後に図14には、δ_{01}、δ_{02}に対する依存性が示されている。δ_{01}、δ_{02}が共振器点である$N\pi$に近い値を持つほど、双安定を得るために必要となる入射光強度が小さくなっている。この事情は、単独共振器と同じであるが、入射光強度が大きい領域での特性はδ_{01}、δ_{02}の値の組み合わせに大きく依存するようである。



(a)L_1 の変化



(b)L_2 の変化

図 12: 共振器長に対する変化

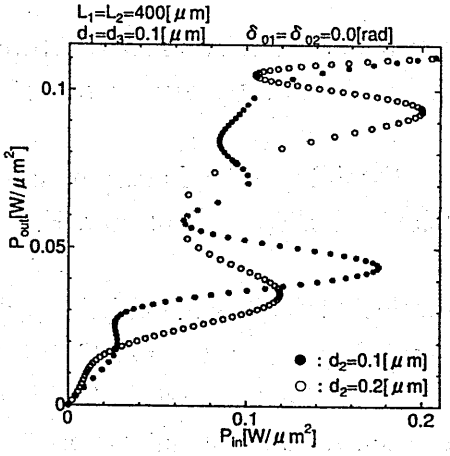


図 13: d_2 に対する変化

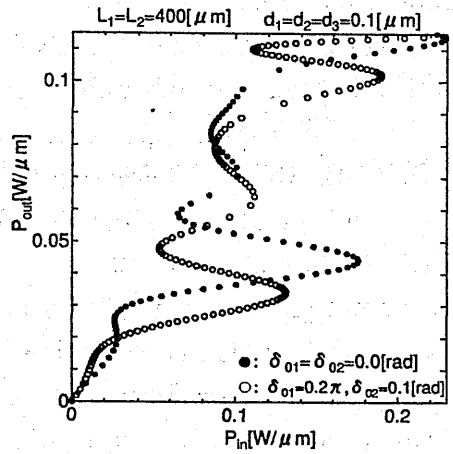


図 14: δ_{01}, δ_{02} に対する変化

5. まとめ

単独非線形ファブリペロ共振器に用いられていた方法を拡張して、縦続接続された非線形ファブリペロ共振器の解析を行った。共振器の入出力に現れる双安定特性を求め、単独非線形共振器で知られている双安定特性との違いを明らかにした。さらに、入出力特性の種々の構造パラメータに対する依存性をシミュレーション結果を基に示した。

参考文献

[1] 久保寺; "非線形光学デバイスの将来展望", 応用物理学会, 第59巻, 第2号,pp.155-163,1990.

[2] H.Murata, M.Izutsu and T.sueta; "Optical bistability and all-optical switching in novel wavegide junction with localized optical nonlinearity", IEEE J. Lightwave Tech., vol.16, No.5, pp.833-840, 1998.

[3] W.J.Firth; "Stability of Nonlinear Fabry-Perot Resonators", Optics Comm., Vol.39, No.5, pp.343-346, 1981.

[4] K.Ogusu,T.Kamizono; "Analysis of Transient Optical Bistability and Stability in a Nonlinear Fiber Fabry-Perot Resonator Based on an Iterative Method", Optica Rev., Vol.5, No.3, pp.185-190, 1998.

[5] D. A. B. Miller; "Refractive Fabry-Perot Bistability with Linear Absorption: Theory of Operation and Cavity Optimization", IEEE, J,Quantumm Electron., QE-17, No.3, pp.306-311,1981.

[6] J.Yumoto,S.Fukushima; "Observation of optical bistability in CdS_xSe_{1-x}-doped glasses with 25-psec switching time", Opt. Letts., Vol.12, No.10, pp.832-834, 2002.

[7] L. Thylen, E. M. Wright, G.I.Stegeman, C. T. Seaton and J. V. Moloney; "Beam propa-gation method analysis of a nonlinear directional coupler", Opt. Letts., Vol.11, No.11, pp.739-741, 1986.

[8] 岸岡; "非線形方向性結合器で構成された光共振器の特性", 電磁界理論研究会料,EMT-02-84, pp.45-51, 2002.

[9] 岸岡; "非線形方向性結合器で構成された光共振器の特性", 電気学会,Vol123,No12, pp.1166-1173, 2003.

[10] 花村; "物理学最前線14", 共立出版社, pp167-168,1986.

[11] 岸岡、西脇; "半導体ドープガラスの非線形屈折率の測定", 電磁界理論研究会資料, EMT-99-118, pp.69-78, 1999.

輻射科学研究会資料
RS04-06

加熱によるガラス構造変化を用いた長周期ファイバグレーティングのピーク損失波長調節

森下 克己† 海野 彰弘††

大阪電気通信大学 大学院 工学研究科 総合電子工学専攻
〒572-8530 寝屋川市初町 18-8
E-mail: †morisita@isc.osakac.ac.jp, ††m04105@isc.osakac.ac.jp

2004年7月30日
於 大阪電気通信大学

加熱によるガラス構造変化を用いた長周期ファイバグレーティングのピーク損失波長調節

森下 克己† 海野 彰弘††

大阪電気通信大学 大学院 工学研究科 総合電子工学専攻

〒572-8530 寝屋川市初町18-8

E-mail: †morisita@isc.osakac.ac.jp, ††m04105@isc.osakac.ac.jp

1. はじめに

部分的に屈折率を変化させることは、光デバイスの製作および特性を変化させるのに重要である。ファイバグレーティング(Fiber Grating:FG)は、一般的に屈折率を部分的に変化させて作られており、光通信や光センサへの応用等広い分野で急速に使われ始めている。FGの伝送特性を変化させ調節することは、FGを実際に用いる上で非常に重要である。ここではガラス構造を変化させることによりファイバ上に製作された長周期グレーティング(Long Period Grating:LPG)のピーク損失波長を変化できるかどうかまたどの程度変化できるかを調べる。

ガラス構造変化法は屈折率を部分的に変化させる簡単で適用範囲の広い方法である。これまで、この方法で分散性光ファイバのコア・クラッド間の屈折率差を調節できることが示され[1]、多モード分散性光ファイバを単一モード光ファイバに変化できることが示されている[2]。また、モードフィールド拡大器は分散性光ファイバを構造温度よりも低い温度で部分的に加熱することで製作され、モードフィールド縮小器は構造温度よりも高い温度で加熱し細くした後に急冷することで製作されている[3]。分散性光ファイバの屈折率はアーク放電によりガラス構造を変化させて部分的に変えることができ[4]、そしてアーク放電により通常の石英ファイバ[5]と純粋石英ホーリーファイバ[6][7]にLPGを書き込めることが示されている。

アーク放電による石英ファイバ[8][9]と純粋石英ホーリーファイバ[10]に書き込まれたLPGのピーク損失波長の温度依存性は約1200°Cまで調べられており、ピーク損失波長の移動は石英ファイバで約800°C、そして純粋石英ホーリーファイバでは約900°Cまで温度に対して線形に増加することが示されている。しかしながら、加熱温度と加熱時間に対する加熱後のLPG伝送特性の変化とピーク損失波長調節の可能性については調べられていない。

ここでは、加熱温度と加熱時間を変えてLPGを加熱し、ピーク損失波長とピーク損失の加熱後の変化を調べ、ピーク損失波長の調節に適用できるかどうかを調べた。また、ピーク損失波長の移動とピーク損失変化のメカニズムについても調べる。

2. ガラス構造変化による屈折率変化

ガラス構造変化により起こされる屈折率変化は、ガラスの構造緩和により起きる[11]。

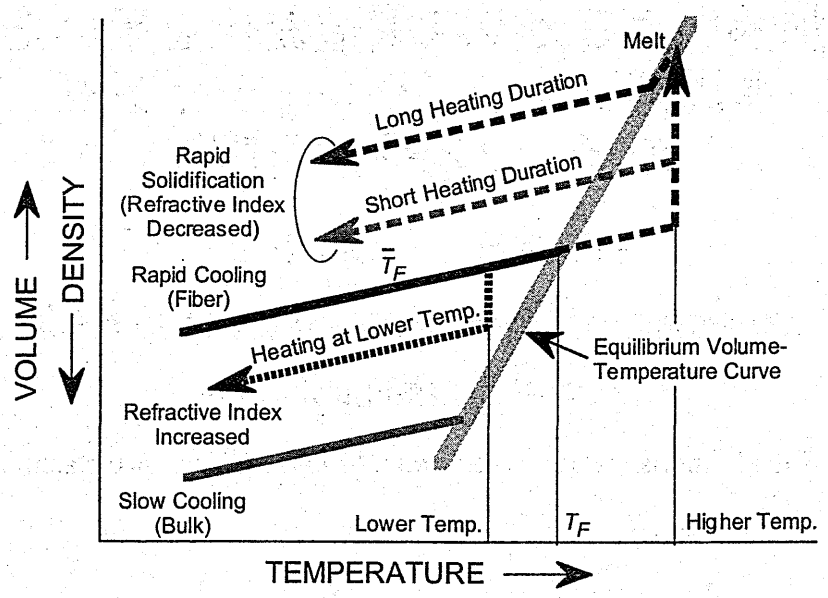


図1　ガラス構造変化による屈折率変化

屈折率変化のメカニズムを図により簡単に説明する。図1は加熱によるガラスの体積・温度変化を示している。ガラスを一定の温度で加熱し続けると、体積は加熱温度に応じた平衡状態になる。ガラス構造の平衡状態に対応する温度のことを構造温度または仮想温度と呼ぶ。淡い灰色の線は体積・温度平衡曲線を示している。

ゆっくりと温度を下げると、ガラス構造は平衡曲線に沿って変化し、ガラスの粘性が増加する。そして、ついにはガラスは粘性増加により平衡曲線に沿うことができなくなり、その時のガラス構造を保持したまま固化する。ファイバの線引き工程では、バルク状ガラスよりも速くファイバは冷やされるので、バルク状ガラスよりも高い温度T_Fで平衡曲線を離れ固化する。線引き後のファイバガラスの密度と屈折率はバルク状ガラスよりも小さくなる。黒の実線で示されている線引き時のガラス構造は、温度T_Fにおける平衡状態のガラス構造と同じであるので、ファイバガラスの構造温度を$\bar{T}_F$と表す。

LPGの製作は、線引き後のファイバを溶融温度以上で部分的に加熱し、溶融状態のガラスを急速に平衡状態に近づけた後、急冷して固化させる。破線で示すように、速く固化するので密度および屈折率は減少する。加熱時間が短いと、平衡状態になるまでに冷やされ、屈折率の減少は小さくなる。屈折率減少は加熱温度と加熱時間により調節することができる。T_Fよりも低い温度で加熱した場合には、ファイバの密度は増加しながら平衡状態に近づく。その後ファイバを室温まで冷却すると、屈折率は点線で示すように増加する。本論文では、アーク放電による急加熱急冷で屈折率を部分的に減少させ、周期的に放電場所を移動して通常の石英光ファイバにLPGを製作する[5]。その後LPGをT_Fよりも低い温度で加熱しLPGの伝送特性を変化させて、加熱温度と加熱時間に対する特性変化を調べる。

3. 長周期ファイバグレーティングの加熱による伝送特性変化

線引き工程でファイバは急冷されるほどより高い構造温度をもつようになり、構造温度は単一モード石英ファイバで1150-1660°Cの範囲にあることが報告されている[12]。したがって、本実験ではLPGを1150°Cより低い温度で加熱し、コアとクラッドの屈折率を

増加させて、加熱後の伝送特性が加熱温度と加熱時間に対してどの様に変化するかを調べる。

図2はグレーティング周期500μmのLPGを900°Cで5分、10分、200分加熱した後の伝送特性を示している。LPGは放電電流を30mA、放電時間を85msで製作した。放電回数は26回でLPGの長さは12.5mmである。長さ22mmのセラミックヒーターで、製作したLPGを加熱した。LPGの伝送特性は室温にまで冷やした後に測定した。損失ピークはLP_{01}コアモードからLP_{02}、LP_{03}、LP_{04}クラッドモードへの結合により生じるので、各損失ピークをLP_{02}、LP_{03}、LP_{04}と示している。ピーク損失波長は加熱時間とともに長波長側へ移動している。ピーク損失は加熱を始めると急に減少するが、その後はゆるやかに変動する。

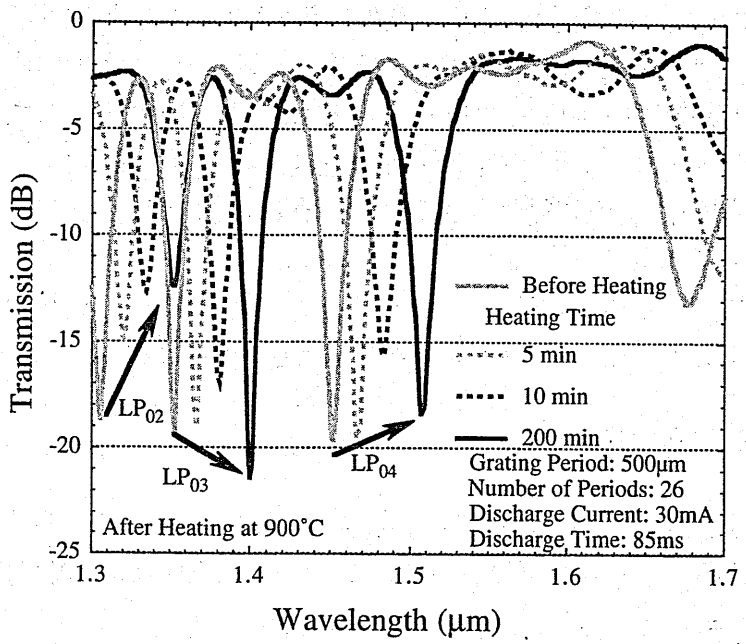


図2　900℃における加熱時間に対する伝送特性の変化

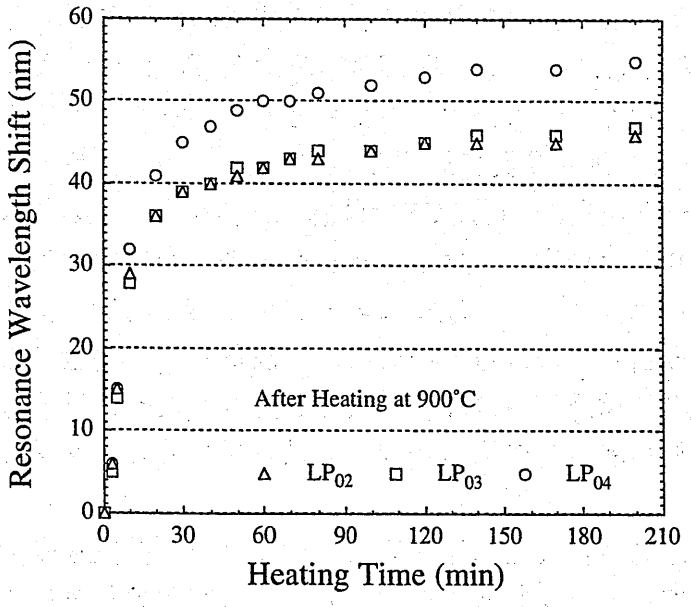


図3　900℃における加熱時間に対するピーク損失波長の移動

図3は900°C加熱での加熱時間に対するLP_{02}、LP_{03}、LP_{04}クラッドモードのピーク損失波長の変化を示している。ヒーターからLPGを取り出してピーク損失波長の移動を測定し、より長時間加熱のデータを得るためにLPGをヒーターに戻して実験を行っている。加熱時間は積算した加熱時間を示している。ピーク損失波長の移動は高次クラッドモードほど大きくなっている。ピーク損失波長は加熱時間とともに増加し、増加速度は加熱の始めでは大きく、それ以降は加熱時間とともに小さくなっている。

次にピーク損失波長の移動について考える。ピーク損失波長λ_{res}は式(1)の位相整合条件から得られる。

$$\lambda_{res} = (n_{01} - n_{0m})\Lambda \qquad (1)$$

Λはグレーティング周期、n_{01}とn_{0m}はLP_{01}コアモードとLP_{0m}クラッドモードの実効屈折率を表している。ファイバの構造温度$\bar{T}_F$より低い温度でLPGを加熱すると、コアとクラッドの屈折率は図1の点線のように高くなる。低次モードほどファイバ内に多くの電力が集中しているので、実効屈折率は低次モードほど大きく増加する。したがって、LP_{01}コアモードとLP_{0m}クラッドモード間の実効屈折率差$(n_{01} - n_{0m})$は、高次クラッドモードほど大きくなり、ピーク損失波長の移動は図3に示すように高次クラッドモードほど大きくなったと考えられる。

次にピーク損失波長の移動速度について考える。構造温度$\bar{T}_F$をもつファイバガラスをT_Hの温度で加熱すると、ファイバガラスの構造温度$\bar{T}(t)$は式(2)のように変わる[11]。

$$\frac{d\bar{T}(t)}{dt} = A\left(\bar{T}_H - \bar{T}(t)\right) \qquad (2)$$

Aは温度に関する速度定数で粘性の逆数であり、$\bar{T}_H$は温度T_Hにおける平衡ガラス構造に対応する構造温度である。構造温度$\bar{T}(t)$は式(2)を解くと得られ、式(3)のようになる。

$$\bar{T}(t) = \bar{T}_H + \left(\bar{T}_F - \bar{T}_H\right)\exp(-At) \qquad (3)$$

構造温度の変化は時間とともに指数関数的に減少し、$\bar{T}(t)$は構造温度$\bar{T}_H$に近づいていく。より高温で加熱すると粘性は小さくなりその変化は速くなる。ファイバの構造温度$\bar{T}_F$よりも低い温度で加熱すると、コアとクラッドの屈折率は増加し、その増加速度は始めは大きく、加熱時間とともに小さくなる。したがって、図3に示すようにピーク損失波長の移動は加熱の始めは速く、その後はだんだんと遅くなったと考えられる。

図4は900°C加熱での加熱時間に対するLP_{02}、LP_{03}とLP_{04}クラッドモードのピーク損失を示している。ピーク損失は10分以内では急速に減少し、その後は徐々に増加して、ついには少ししか変化しないようになる。ピーク損失の変化はコアとクラッドモード間の結合係数の変化が原因で、アーク放電によるファイバの屈折率変化の形状が変わったためだと思われる。残留応力は放電の中心部では放電により完全に緩和されるが、放電中心部の周りでは完全には緩和されない。LPGを加熱した時には放電中心部の周囲の残留応力も緩和され、屈折率変化の形状が変わり結合係数とピーク損失が急速に変化したと思われる。

未放電部の残留応力は実効屈折率を変えるのでピーク損失波長を移動させる。SMF-28に書き込まれたLPGのピーク損失波長は、800°Cで1時間の加熱による応力緩和で短波長側へ1.2nm移動したと報告されている[9]。今回の実験で使用しているSMF-28に製作さ

れたLPGでは短波長側へのピーク損失波長の移動は観測されていない[5]。このことから、SMF-28の残留応力は比較的小さいと考えられる。純粋石英コア/フッ素添加石英クラッドファイバの残留応力は900°C加熱で10分以内にほとんど緩和されることが報告されている[13]。したがって、ゲルマニウム添加石英コア/純粋石英クラッドファイバのSMF-28の残留応力も、900°C加熱で10以内に緩和されると考えられ、ピーク損失は10分以内で急速に変化したものと考えられる。10分以内の残留応力緩和の後は、ガラス構造変化がピーク損失変化の主な要因になっている思われる。加熱時間とともにガラス構造はゆっくりと変化し、屈折率変化の形状とピーク損失の変化も緩やかになったと考えられる。

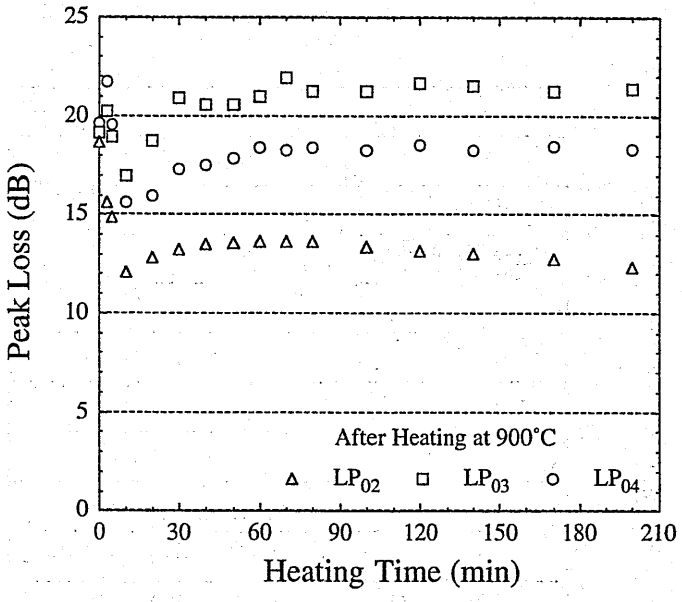


図4　900℃における加熱時間に対するピーク損失の変化

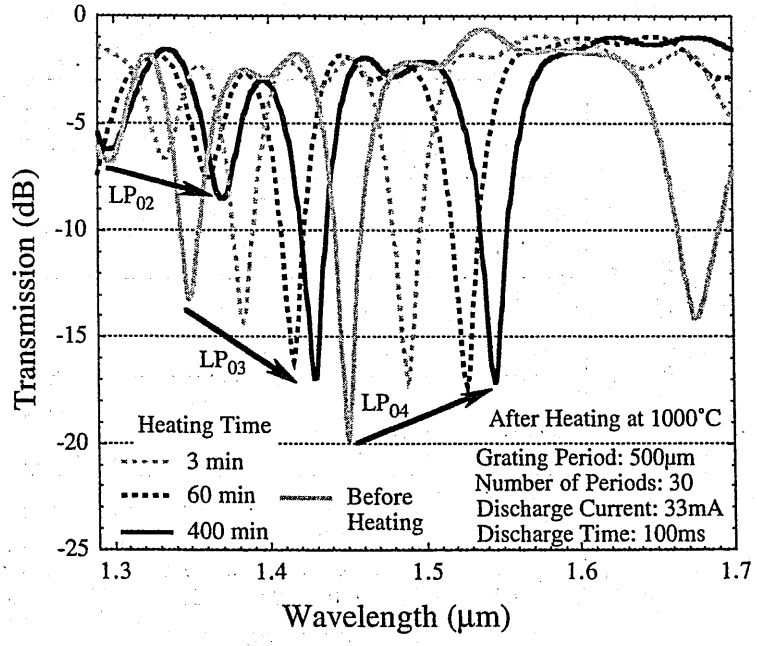


図5　1000℃における加熱時間に対する伝送特性の変化

図5はグレーティング周期500μmのLPGの加熱前と1000℃で3分、60分、400分加熱した後の伝送特性を示している。放電電流は33mA、放電時間は100ms、放電回数は30回、LPGの長さは14.5mmである。ピーク損失波長は加熱時間の増加とともに長波長側へ移動している。LP_{02}モードのピーク損失は3分で少し減少するが、60分と400分で増加している。LP_{03}モードのピーク損失は3分、60分、400分で増加している。LP_{04}モードのピーク損失は3分で減少し、60分と400分に対してはわずかに変化しただけである。

図6は1000℃における加熱時間に対するLP_{02}、LP_{03}、LP_{04}クラッドモードのピーク損失波長の移動を示している。ピーク損失波長は加熱時間とともに増加している。1000℃での増加速度は始めは非常に速く、しかも900℃加熱のときよりも速く、その後速度は遅くなる。ガラスは高温になるほど粘性は小さくなるので、ガラス構造変化は式(3)に示すよ

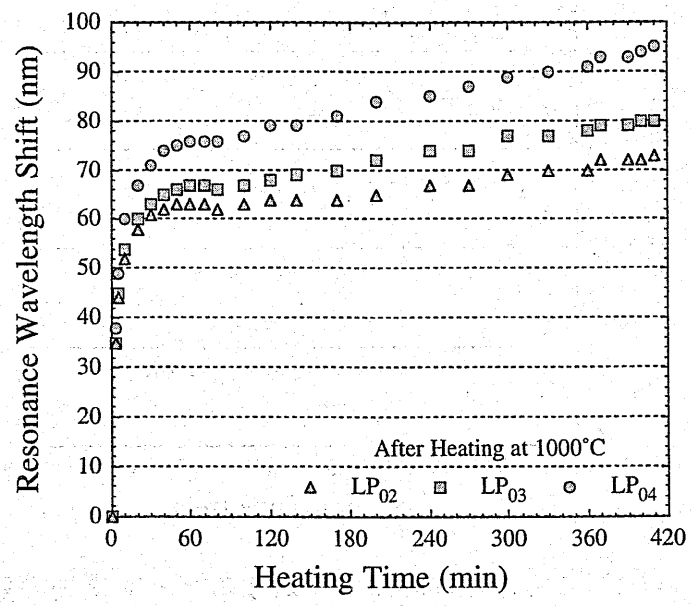


図6　1000℃における加熱時間に対するピーク損失波長の移動

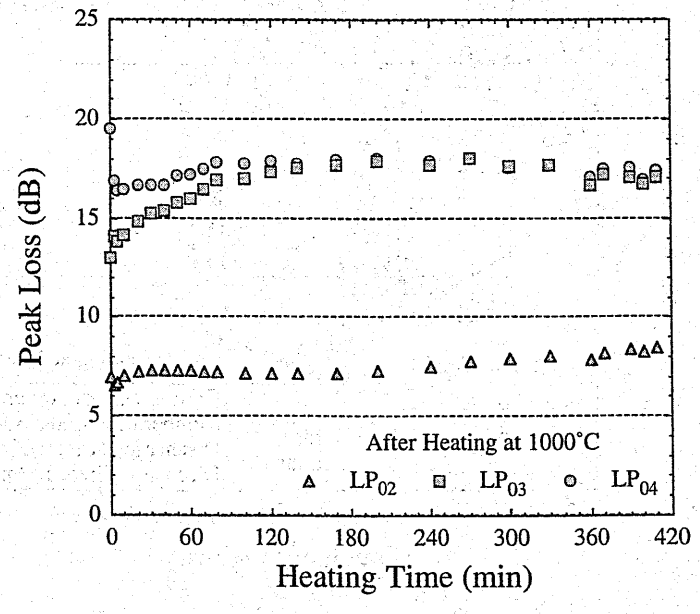


図7　1000℃における加熱時間に対するピーク損失の変化

うに高温になるほど速くなり、短時間で平衡状態に達する。したがって、ピーク損失波長は900°Cよりも1000°Cの方がより速く移動し、短時間で一定値に達する。LP_{02}、LP_{03}、LP_{04}のピーク損失波長は加熱約70分付近で、それぞれ63nm、67nm、76nm移動し、一旦ほとんど動かなくなるが、80分以降からピーク損失波長は再び移動を始める。80分以降の移動についてはファイバが長くなり始めたためだと思われる。

図7は1000°Cにおける加熱時間に対するLP_{02}、LP_{03}、LP_{04}クラッドモードのピーク損失を示している。ピーク損失は5分以内で急速に変化しており、それ以降は緩やかに増加している。残留応力は900°Cよりも1000°Cの方がより速く緩和されるので、5分以内のピーク損失の急速な変化は残留応力緩和によるものだと考えられる。80分から410分の間はピーク損失は増加するものと減少するものがあり、変化も小さい。ピーク損失の小さな変化はファイバの伸びによるものと考えられ、LPGの長手方向の屈折率変化の振幅は小さくなっていないと思われるので、1000°Cで410分まで加熱してもLPGの劣化は起こっていないと考えられる。

図8はグレーティング周期500μmのLPGの加熱前と1100°Cで3分、30分、80分加熱した後の伝送特性を示している。放電電流33mA、放電時間は95ms、放電回数は32回、LPGの長さは15.5mmである。ピーク損失波長は3分の加熱で長波長側へ大きく移動しているが、3分よりも長時間加熱してもほとんど移動していない。LP_{02}クラッドモードのピーク損失は加熱により減少し、ついには消失している。LP_{03}とLP_{04}クラッドモードのピーク損失は3分の加熱で増加し、それ以降は加熱時間に対して著しいピーク波長の移動はなく、ピーク損失は減少するとともにピーク幅が広くなっている。

図9はLP_{02}、LP_{03}、LP_{04}クラッドモードの1100°Cにおける加熱時間に対するピーク損失波長の移動を示している。ピーク損失波長は加熱3分以内で長波長側へ急速に移動し、3分以降からは長波長あるいは短波長側へ緩やかに移動している。ガラス構造は1000°Cよりも1100°Cの方が急速に変化し、短時間で平衡状態に達している。未放電部のガラス構

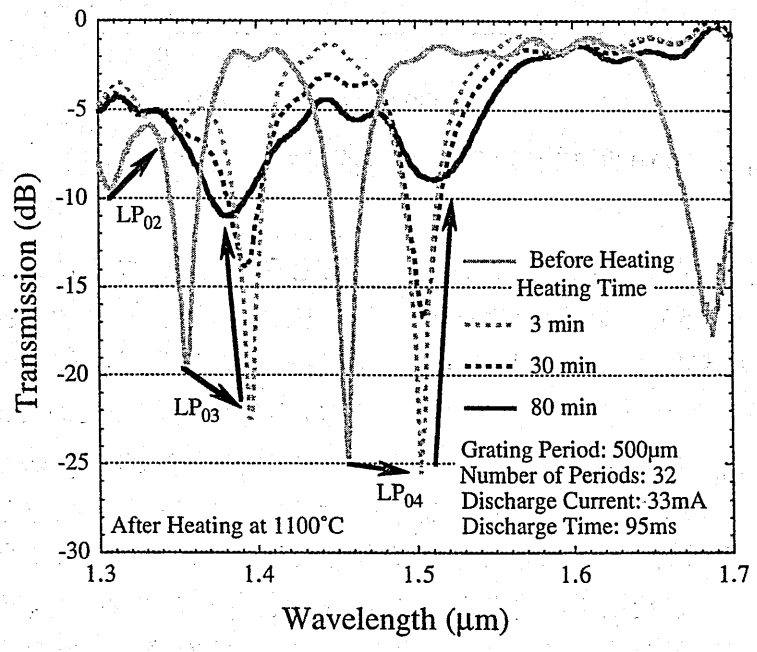


図8　1100℃加熱後の加熱時間に対する伝送特性の変化

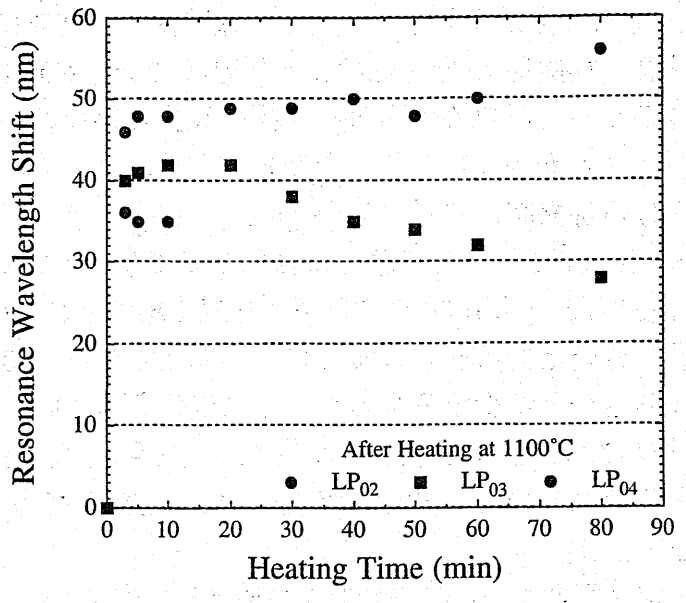


図9　1100℃における加熱時間に対するピーク損失波長の移動

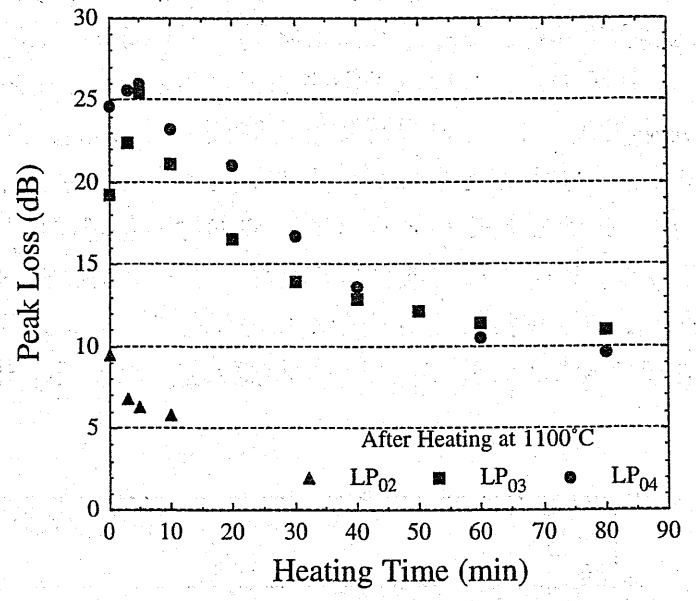


図10　1100℃における加熱時間に対するピーク損失の変化

造は約5分以内でほとんど平衡状態に達していると考えられ、コアとクラッドモードの実効屈折率n_{01}とn_{0m}は、5分～20分の間はほとんど増加せず、ピーク損失波長の変化は小さくなっている。加熱時間が20分以降のピーク損失波長の移動は損失ピークの減少と幅の広がり、非軸対称クラッドモードへの結合、LPGの劣化などのためであると思われる。

図10はLP_{02}、LP_{03}、LP_{04}クラッドモードのピーク損失の1100°Cにおける加熱時間に対する変化を示している。5分よりも長い加熱時間ですべてのピーク損失は減少している。未放電部のガラス構造は5分でほとんど平衡状態に到達しているが、放電部では構造温度が高いために5分ではまだ平衡状態に達していないと考えられる。放電部のガラス構造は加熱5分後も引き続き平衡状態に近づき、放電部と未放電部間の屈折率差は加熱時間とともに減少するものと思われる。そのためにLPGの長手方向の屈折率変化の振幅は加熱時

間とともに減少し、損失ピークは加熱時間とともに浅くそして広くなったと考えられる。1100°Cでは残留応力は急速に緩和され、ガラス構造の変化も速いので、残留応力緩和によるピーク損失の変化を分離して観察するのは難しくなったと思われる。

4. まとめ

アーク放電により書き込んだLPGを異なる温度で加熱し、ピーク損失波長とピーク損失の加熱後の変化を調べた。ピーク損失波長は加熱温度と加熱時間によりLPGを劣化させることなく最大で63～76nm程度調節できることを明らかにした。また、ファイバの構造温度よりも低い温度でLPGを加熱するとピーク損失波長は長波長側へ移動することが分かった。高次モードほどファイバ内にある電力の割合が小さいので、ピーク損失波長は高次クラッドモードの損失ピークほどより大きく移動することが明らかになった。高温で加熱するとピーク損失波長は速く移動し、より短い時間で一定の値に収束することが分かった。ピーク損失波長は1100°Cでは5分でほとんど動かなくなり、5分以後ではピーク損失波長はほとんど一定でピーク損失だけが減少し、LPGの特性が劣化することが分かった。ピーク損失波長がほとんど移動しなくなった後は、LPGのピーク損失は次第に減少を始めるが、その速さは加熱温度に大きく依存することが分かった。残留応力が小さい通常の光ファイバでは、残留応力緩和はピーク損失波長にはほとんど変化を与えないが、ピーク損失には影響を与えることが分かった。

5. 参考文献

[1] J. Nishimura and K. Morishita, "Control of spectral characteristics of dispersive optical fibers by annealing", *J. Lightwave Technol.*, vol. 15, no. 2, pp. 294-298, Feb. 1997.

[2] 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.

[3] 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, Sept./Oct. 1999.

[4] 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 (OFSET)*, 2000, Osaka, Japan, pp. 49-52.

[5] K. Morishita, S. F. Yuan, Y. Miyake and T. Fujihara, "Refractive index variations and long-period fiber gratings made by the glass structure change", *IEICE Trans. Electron.*, vol. E86-C, no. 8, pp. 1749-1758, Aug. 2003.

[6] K. Morishita and Y. Miyake, "Long-period gratings written in a pure silica holey fiber by the glass structure change", in *Proc. European Conf. Optic. Commun./Int. Conf. Integrated Optics Optic. Fibre Commun. (ECOC-IOOC)*, 2003, Rimini, Italy, vol. 1, pp. 4-5.

[7] K. Morishita and Y. Miyake, "Fabrication and resonance wavelengths of long-period gratings written in a pure silica photonic crystal fiber by the glass structure change," *J. Lightwave Technol.*, vol. 22, no. 2, pp. 625-630, Feb. 2004.

[8] 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.

[9] G. Humbert and A. Malki, "Electric-arc-induced gratings in non-hydrogenated fibres: fabrication and high-temperature characterizations," *J. Opt. A*, vol.4, no. 2, pp. 194-198, Feb. 2002.

[10] G. Humbert, A. Malki, S. Fèvrier, P. Roy, and D. Pagnoux, "Characterizations at high temperatures of long-period gratings written in germanium-free air-silica microstructure fiber," *Opt. Lett.*, vol. 29, no. 1, pp. 38- 40, Jan. 2004.

[11] T. S. Izumitani, *Optical Glass*, American Institute of Physics, New York, 1986, ch. 1

[12] D. -L. Kim, M. Tomozawa, S. Dubois, and G. Orcel, "Fictive temperature measurement of single-mode optical-fiber core and cladding," *J. Lightwave Technol.*, vol. 19, no. 8, pp. 1155-1158, Aug. 2001.

[13] 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. Optic. Fiber Commun./Int. Conf. Integrated Optics Optic. Fiber Commun. (OFC-IOOC)*, 1993, San Jose, USA, paper TuB4.

輻射科学研究会資料
RS04-07

周波数領域における拡散光トモグラフィー
-再構成アルゴリズムと基礎実験-
Diffuse Optical Tomography in Frequency Domain
-Reconstruction Algorithm and Fundamental Experiment-

谷口純
Taniguchi Jun

岡村康行
Okamura Yasuyuki

大阪大学大学院基礎工学研究科
Graduate School of Engineering Science, Osaka University

2004年7月30日(金)

於　大阪電気通信大学　寝屋川キャンパス

周波数領域における拡散光トモグラフィー
-再構成アルゴリズムと基礎実験-

Diffuse Optical Tomography in Frequency Domain
-Reconstruction Algorithm and Fundamental Experiment-

谷口純
岡村康行

大阪大学基礎工学研究科
TEL:06-6850-6308/FAX:06-6850-6341
taniguchi@ec.ee.es.osaka-u.ac.jp

1.はじめに

近年、医用工学の進展がめざましく、特に、生体の内部情報を取得する医用断層画像計測装置は急速に進歩している。[1]現在では、多くの医療機関でX線CTやMRIなどの医用断層画像計測装置が導入されている。しかし、これらの装置は、一台あたりの設置費用が数億円もするうえに、ランニングコストも高いため大病院にしか普及していない。そこで、注目されているのが光ファイバーや半導体レーザーなどの光学機器によって製作された、小型で安価な光トモグラフィー(光断層画像計測)装置である。光トモグラフィーの技術を確立すれば、小規模な医療機関にも医用断層画像計測装置を導入することができる。

光トモグラフィーの研究は、X線CTのアルゴリズムを応用した透過光トモグラフィーから始まった。透過光トモグラフィーでは、生体内部において光が多重散乱されて生体情報を取得できなくなるという問題点があった。そこで、本研究では、透過光ではなく、拡散光を用いての拡散光トモグラフィーを目指した。拡散光トモグラフィーを行うために、拡散光子密度波(Diffuse Photon Density Wave:DPDW)と呼ばれる散乱媒質中特有の波に注目した。DPDWは、高散乱媒質中の光源に数MHzから数GHzの正弦振幅変調を加えた時に発生するコヒーレントな光子の密度波であり、その振る舞いは拡散方程式によって記述される。DPDWの振幅と位相を計測することで生体内部画像を再構成することが可能となる。

拡散光トモグラフィーの特徴は、吸収・散乱係数などの光学特性を分離して生体断層画像を再構成できることにある。また、光源の波長を変化することにより、生体内部情報の差異を画像化することもできる。近赤外光を用いているため安全性に優れており、脳腫瘍や乳癌などの短期定期検診をおこなうことができる。さらには、高い時間分解のを有しているため、血液状態の時間的変化も画像化して脳機能を測定することも可能である。

本報告では、DPDWを用いた光トモグラフィーの吸収・散乱係数同時再構成アルゴリズムとDPDWに関する基礎実験について述べる。

2.拡散光子密度波
(Diffuse Photon Density Wave:DPDW)

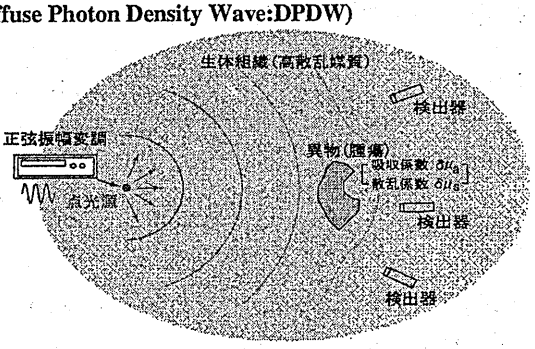


図1.生体などの高散乱媒質中を伝搬するDPDWの概念図

DPDWは、高散乱媒質中の光源に数MHzから数GHzの正弦振幅変調を加えた時に発生するコヒーレントな光子の密度波であり、その振る舞いは拡散方程式によって記述される。DPDWの振幅と位相を計測することで生体内部画像を再構成することが可能となる。[2][3]

光が生体組織などの高散乱媒質を伝搬するとき、その伝搬の様子は反射や屈折などで簡単に記述することができない。光波は高散乱媒質中を吸収や散乱などの影響を受け拡散伝搬する。その様子はボルツマンの輸送方程式によって記述することができる。この方程式は微小領域内のエネルギーの保存を考慮することにより得ることができる。[4][5]

2.1.ボルツマンの輸送方程式 (Boltzmann equation)

$$\frac{1}{v}\frac{\partial L(\vec{r},\hat{\Omega},t)}{\partial t}+\nabla\cdot L(\vec{r},\hat{\Omega},t)+\mu_t L(\vec{r},\hat{\Omega},t) = \mu_s\int L(\vec{r},\hat{\Omega}',t)f(\hat{\Omega},\hat{\Omega}')+S(\vec{r},\hat{\Omega},t) \quad (1)$$

$L(\vec{r},\hat{\Omega},t)$は放射輝度(Radiance)であり、ある位置($\vec{r}$)においてある方向($\hat{\Omega}$:立体角)へ伝搬するエネルギー量を表すものである。$f(\hat{\Omega},\hat{\Omega}')$は位相関数(Phase function of single scattering)であり、方向$\hat{\Omega}$から違う方向$\hat{\Omega}'$へ散乱される確率をあらわす関数である。vは媒質中の光速$v=c/n$、μ_aは吸収係数、μ_sは散乱係数、$\mu_t=\mu_a+\mu_b$は輸送係数、$S(\vec{r},\hat{\Omega},t)$は光源利得である。しかし、ボルツマンの輸送方程式の取り扱いは難しいので、近似を用いて光拡散方程式を用いた。[6][7]

2.2.光拡散方程式 (Photon diffusion equation)

$$-D\nabla^2\phi(\vec{r},t)+v\mu_a\phi(\vec{r},t)+\frac{\partial\phi(\vec{r},t)}{\partial t}=vS_0(\vec{r},t) \quad (2)$$

周波数領域で考えることで光拡散方程式はヘルムホルツ方程式にすることができる。$\phi(\vec{r},t)$は光子フルエンス(光強度)で方向依存性がない。そのため、$L(\vec{r},\hat{\Omega},t)$と違い位置($\vec{r}$)と時間($t$)だけであらわすことができる。$D$は拡散係数である。($D=v/3\mu_s$という関係があるため、以後は散乱係数$\mu_s$のかわりに拡散係数$D$を用いる。)

2.3.ヘルムホルツ方程式 (Helmholtz equation)

$$(\nabla^2+k^2)\phi_{AC}(\vec{r},t)=-\frac{v}{D}S_0(\vec{r},t) \quad (3)$$

波数kは複素数であらわされる。

$$k^2=\frac{-v\mu_a+j\omega}{D} \quad (4)$$

拡散光子密度波の波長は、波数の実部よりもとめられる。

$$\lambda_{DPDW}=\frac{2\pi}{\Re(k)}=\frac{2\pi}{\beta}=2\pi\left(\left(\frac{v^2\mu_a{}^2+\omega^2}{D^2}\right)^{\frac{1}{4}}\cos\left(\frac{1}{2}\tan^{-1}\left(\frac{\omega}{v\mu_a}\right)\right)\right)^{-1} \quad (5)$$

拡散光子密度波の減衰定数は、波数の虚部よりもとめられる。

$$\alpha=\Im(k)=\left(\frac{v^2\mu_a{}^2+\omega^2}{D^2}\right)^{\frac{1}{4}}\sin\left(\frac{1}{2}\tan^{-1}\left(\frac{\omega}{v\mu_a}\right)\right) \quad (6)$$

以上より均質な高散乱媒質中のDPDWの様子を記述することができる。図2には変調周波数とDPDWの波長の関係、図3には変調周波数と減衰定数の関係を図示した。

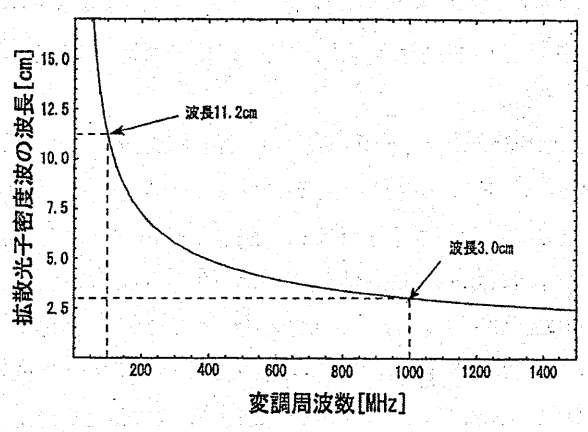


図2.変調周波数とDPDWの波長の関係

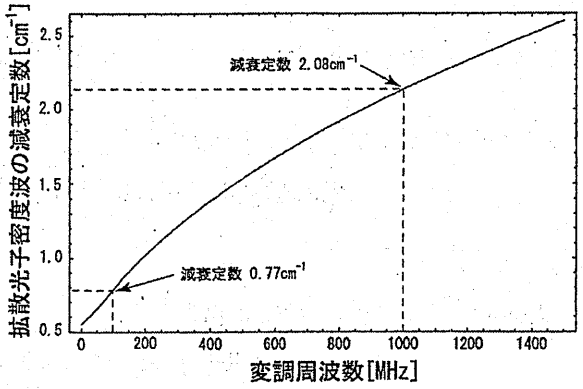


図 3.変調周波数と減衰定数の関係

3.腫瘍などの異物によって散乱される拡散光子密度波の記述

DPDW は均質散乱媒質中では、コヒーレントな球面波として伝搬する。均質散乱媒質中に腫瘍などの吸収・散乱係数変化があると散乱される。(腫瘍による吸収係数変化および散乱係数変化を $\delta\mu_a(\vec{r}),\delta D(\vec{r})$ とする。)

ヘルムホルツ方程式の解をボルン近似をもちいることによって得ることができる。腫瘍によって散乱される DPDW は次のように記述することができる。

$$\phi(\vec{r}_s,\vec{r}_d)-\phi_0(\vec{r}_s,\vec{r}_d)=-\frac{v}{D_0}\int\delta\mu_a(\vec{r})\phi^{(0)}(\vec{r}_s,\vec{r})G(\vec{r},\vec{r}_d)d\vec{r}+\frac{1}{D_0}\int\delta D(\vec{r})\nabla\phi^{(0)}(\vec{r}_s,\vec{r})\cdot\nabla G(\vec{r},\vec{r}_d)d\vec{r} \tag{7}$$

ただし、G は均質散乱媒質中でのグリーン関数である。[8]上式の左辺は腫瘍による散乱の影響である。そして、上式の右辺第一項は、吸収係数変化による影響、第二項は拡散係数(散乱係数)変化による影響である。腫瘍による散乱の影響を観測することにより、腫瘍の形状($\delta\mu_a(\vec{r}),\delta\mu_s'(\vec{r})$)を再構成することができる。

4.散乱をされた拡散光子密度波方程式の線形化

連続空間中の対象となる部分のみ離散化することで積分方程式を線形方程式にした。

$$\begin{bmatrix}\phi(\vec{r}_{s1},\vec{r}_{d1})\\ \vdots\\ \phi(\vec{r}_{sm},\vec{r}_{d1})\end{bmatrix}-\begin{bmatrix}\phi_0(\vec{r}_{s1},\vec{r}_{d1})\\ \vdots\\ \phi_0(\vec{r}_{sm},\vec{r}_{d1})\end{bmatrix}=\begin{bmatrix}A_{11}^{ab}&\cdots&A_{1n}^{ab}&A_{11}^{sc}&\cdots&A_{1n}^{sc}\\ \vdots&\ddots&\vdots&\vdots&\ddots&\vdots\\ A_{m1}^{ab}&\cdots&A_{mn}^{ab}&A_{m1}^{sc}&\cdots&A_{mn}^{sc}\end{bmatrix}\begin{bmatrix}\delta\mu_{a1}\\ \vdots\\ \delta\mu_{an}\\ \delta D_1\\ \vdots\\ \delta D_n\end{bmatrix} \tag{8}$$

ただし、A_{ij}^{ab},A_{ij}^{sc} は次のように定義する。

$$A_{ij}^{ab}=-\frac{v\Delta x\Delta y\Delta z}{D_0}\phi_0(\vec{r}_{si},\vec{r}_j)G(\vec{r}_j,\vec{r}_{di}) \tag{9}$$

$$A_{ij}^{sc}=\frac{\Delta x\Delta y\Delta z}{D_0}\nabla\phi_0(\vec{r}_{si},\vec{r}_j)\cdot\nabla G(\vec{r}_j,\vec{r}_{di}) \tag{10}$$

m は観測点数、n は総ボクセル数を表している。ボクセルとは、二次元セルを三次元に拡張したものである。

次に、ある要素をひとつの行列として定義する。

$$\mathbf{\Phi}=\begin{bmatrix}\phi(\vec{r}_{s1},\vec{r}_{d1})\\ \vdots\\ \phi(\vec{r}_{sm},\vec{r}_{dm})\end{bmatrix}-\begin{bmatrix}\phi_0(\vec{r}_{s1},\vec{r}_{d1})\\ \vdots\\ \phi(\vec{r}_{sm},\vec{r}_{dm})\end{bmatrix} \tag{11}$$

$$\mathbf{A}^{ab}=\begin{bmatrix}A_{11}^{ab}&\cdots&A_{1n}^{ab}\\ \vdots&\ddots&\vdots\\ A_{m1}^{ab}&\cdots&A_{mn}^{ab}\end{bmatrix} \tag{12}$$

$$\mathbf{A}^{sc}=\begin{bmatrix}A_{11}^{sc}&\cdots&A_{1n}^{sc}\\ \vdots&\ddots&\vdots\\ A_{m1}^{sc}&\cdots&A_{mn}^{sc}\end{bmatrix} \tag{13}$$

さらに再構成される吸収係数変化分布 $\boldsymbol{\delta\mu}_a$,散乱係数変化分布 $\boldsymbol{\delta D}$ が実数であるという条件を用いると、実部と虚部に分割することができる。

$$\begin{bmatrix}\mathrm{Re}[\mathbf{\Phi}]\\ \mathrm{Im}[\mathbf{\Phi}]\end{bmatrix}=\begin{bmatrix}\mathrm{Re}[\mathbf{A}^{ab}]&\mathrm{Re}[\mathbf{A}^{sc}]\\ \mathrm{Im}[\mathbf{A}^{ab}]&\mathrm{Im}[\mathbf{A}^{sc}]\end{bmatrix}\begin{bmatrix}\boldsymbol{\delta\mu}_a\\ \boldsymbol{\delta D}\end{bmatrix} \tag{14}$$

この式から $\boldsymbol{\delta\mu}_a$ と $\boldsymbol{\delta D}$ について求めると、吸収係数と散乱係数の同時画像再構成が可能となる。

5.逆行列の求め方

一般的には次式のように逆行列を求めることにより、$\delta\mu_a$とδDを求める事ができる。しかし、次に述べるような問題点があるため、本研究ではティホノフの正則化と独立な二式を導出して用いた。

$$\begin{bmatrix}\delta\mu_a\\ \delta D\end{bmatrix}=\begin{bmatrix}\mathrm{Re}[A^{ab}] & \mathrm{Re}[A^{sc}]\\ \mathrm{Im}[A^{ab}] & \mathrm{Im}[A^{sc}]\end{bmatrix}^{-1}\begin{bmatrix}\mathrm{Re}[\Phi]\\ \mathrm{Im}[\Phi]\end{bmatrix} \tag{15}$$

逆行列を求める時の問題点

・逆行列は正方行列しか求められない
→ティホノフの正則化

・吸収係数変化と散乱係数変化量が違う
→独立な二式を導出

5-1.ティホノフの正則化

観測点数mとは未知数(総ボクセル数)nは、一般的には一致しない。そのため、行列は非正方行列となる。本研究では、ティホノフの正則化を用いて逆行列を求めた。

ティホノフ正則化

$$A^{+}=(A^{T}A+\alpha I)^{-1}A^{T} \tag{16}$$

Iは単位行列である。正則化パラメーターαを変化させることにより、解の不安定性を回避することができる。また、観測データにノイズが付加された場合にも対応ができる。

5.2.独立な二式の導出

生体内部腫瘍の吸収係数と拡散係数の変化量には大きな違いがある。そのため、式(14)の大行列に正則化パラメーターを適用したのでは、片方の係数変化が再構成されなくなる。そこで、小行列分割することにより、吸収係数変化$\delta\mu_a$と拡散係数変化δDに対する独立な二式を導出し個々の式に最適な正則化パラメーターを用いた。

$$\delta\mu_a=\left(\mathrm{Re}[A^{sc}][A^{ab}]^{+}\mathrm{Re}[A^{ab}]-\mathrm{Im}[A^{sc}]^{+}\mathrm{Im}[A^{ab}]\right)^{+}\times\left(\mathrm{Re}[A^{sc}]^{+}\mathrm{Re}[\Phi]-\mathrm{Im}[A^{sc}]^{+}\mathrm{Im}[\Phi]\right) \tag{17}$$

$$\delta D=\left(\mathrm{Re}[A^{ab}]^{+}\mathrm{Re}[A^{sc}]-\mathrm{Im}[A^{ab}]^{+}\mathrm{Im}[A^{sc}]\right)^{+}\times\left(\mathrm{Re}[A^{ab}]^{+}\mathrm{Re}[\Phi]-\mathrm{Im}[A^{ab}]^{+}\mathrm{Im}[\Phi]\right) \tag{18}$$

5.3.正則化パラメーターの決定法

逆行列を解くためには、全部で六種類の正則化パラメーターが必要となる。正則化パラメーターの決定の方法によって計算時間が大幅に変化する。様々な方法を用いて画像再構成した結果、最適な正則化パラメーターにはある関係があることを見つけた。六種類の内、四種類の最適な正則化パラメーターは観測データに付加されるノイズにだけ依存し、二種類だけを観測データと最適化をする必要があることがわかった。なお、今回は最適化の手法として相対平均二乗誤差平方根(RMSE)を用いた。このような手法を採用することによって画像再構成アルゴリズムの高速化をおこなった。

表1 六種類の正則化パラメーター

	正則化 適用する項	正則化 パラメーター
吸収係数	$\Re[A^{sc}]$	α_1
	$\Im[A^{sc}]$	α_2
	$\Re[A^{sc}]^{-1}\Re[A^{ab}]-\Im[A^{sc}]^{-1}\Im[A^{ab}]$	α_3
散乱係数	$\Re[A^{ab}]$	α_4
	$\Im[A^{ab}]$	α_5
	$\Re[A^{ab}]^{-1}\Re[A^{sc}]-\Im[A^{ab}]^{-1}\Im[A^{sc}]$	α_6

5.4.再構成評価

- 相対平均二乗誤差平方根(RMSE) -
再構成精度を評価し、最適な正則化パラメーターを決定するのに、RMSEを用いた。

$$RMSE = \frac{\|\phi - \phi'\|}{\|\phi\|} \tag{19}$$

ϕは観測によって得られる光強度、ϕ'は再構成から解析によって得られる光強度である。

6.画像再構成モデル

画像再構成モデルとして乳房に乳癌がある場合を想定した。この時の吸収係数は$\mu_a = 0.01cm^{-1}$散乱係数は$\mu_s = 10.0cm^{-1}$である。腫瘍による係数変化は$\delta\mu_a = 0.5cm^{-1}, \delta\mu_s = 1.0cm^{-1}$となる。解析領域は2cm×2cmで、セルサイズを1mm×1mmとした。変調周波数は1GHzの時、拡散光子密度波の波長は3.0cmである。図4のように、光源24点・検出点28点を配置した。

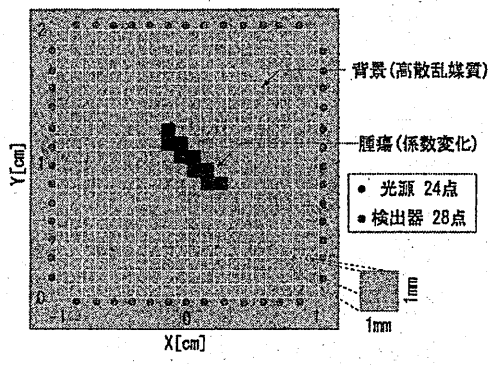


図4.再構成モデル

7.分解能

図5のように配置した2mm×2mmの二つの腫瘍を近づけて分離できる距離を測定した。レイリーの分解能基準を用いて、再構成画像の分解能を求めた。

(a) 変調周波数1GHzの時、観測データにノイズが無い場合(理想モデル)および観測データにノイズがある場合(現実モデル)の分解能を調べた。ノイズは観測データの平均値に対して1%のランダムノイズを観測データに加えた。理想モデルでは吸収係数分布および散乱係数分布の分解能は1mmとなった。現実モデルでは吸収係数分布の分解能が5mm、散乱係数分布の分解能が6mmとなり、分解能が低下した。

(b)変調周波数が1GHzの時と100MHzの時の分解能を調べた。変調周波数を低くすると分解能が低くなった。

表2.変調周波数1GHzの時の分解能

	吸収係数	散乱係数
理想モデル (ノイズが無い場合)	1mm	1mm
現実モデル (ノイズがある場合)	5mm	6mm

表3.理想モデル
(観測データにノイズの無い場合)の分解能

	吸収係数	散乱係数
変調周波数 1GHz	1mm	1mm
変調周波数 100MHz	5mm	5mm

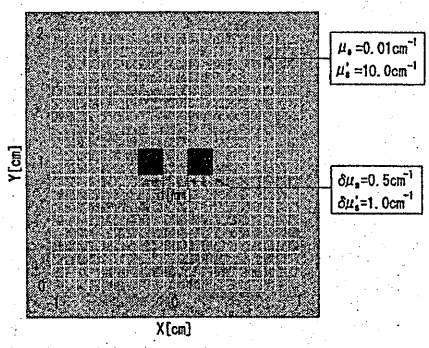


図5.分解能を調べるための再構成モデル

8.画像再構成結果

観測データにノイズを含まない場合(理想モデル)および観測データにノイズを含む場合(現実モデル)の画像再構成を行った。腫瘍は成長するために血管を周囲に形成する。そのため、画像再構成モデルは腫瘍の周辺に血管が張り巡らされている状態を考慮した。拡散光トモグラフィーでは、血液などの代謝状態も計測できる。乳癌の検診では、このようなモデルで画像再構成が可能になれば非常に有利となる。

8.1.観測データに ノイズの無い場合の画像再構成

観測データにノイズの無い場合の画像再構成をおこなった。図6に示す再構成モデルを用いて画像再構成をおこなった。外側の係数変化が実際より、少し大きめに再構成されたが形状は正確に再構成された。

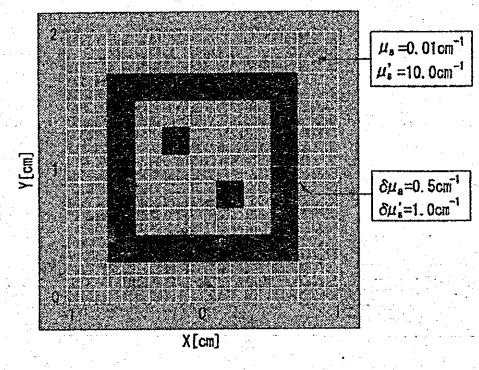


図6.観測データにノイズが無い場合の再構成モデル

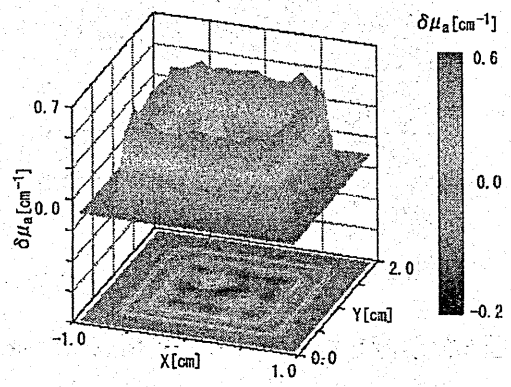


図7(a)吸収係数分布
観測データにノイズが無い場合の画像再構成

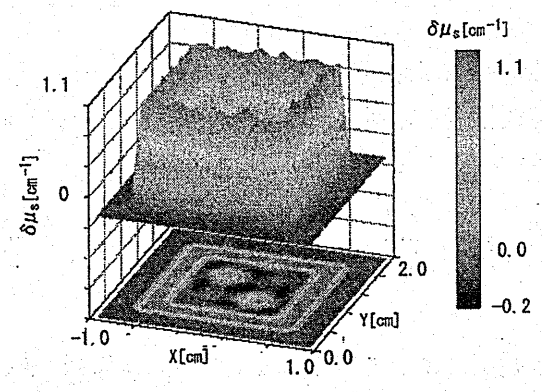


図7(b) 散乱係数分布
観測データにノイズが無い場合の画像再構成

8.2.観測データに ノイズがある場合の画像再構成

観測データにノイズがある場合の画像再構成をおこなった。図8に示す再構成モデルを用いて画像再構成をおこなった。観測データにノイズが無い場合に比べて再構成精度は悪くなった。特に、散乱係数の内部係数変化が再構成されなかった。散乱係数変化が正確に再構成されなかった理由として、生体内部での係数変化が小さいことが上げられる。さらなる再構成精度の向上に向けて、正則化方法の工夫が必要である。

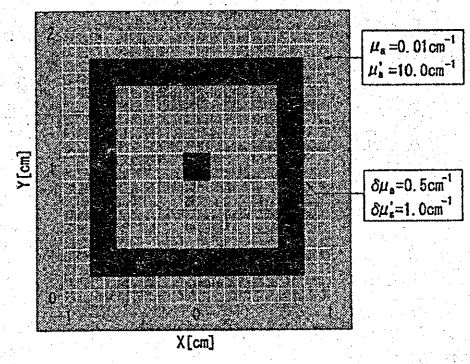


図8.観測データにノイズがある場合の画像再構成モデル

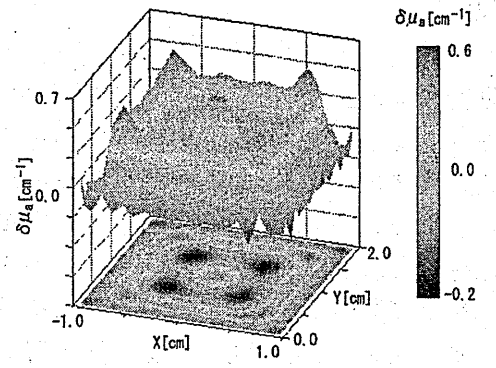


図9(a).吸収係数分布
観測データにノイズのある場合の画像再構成

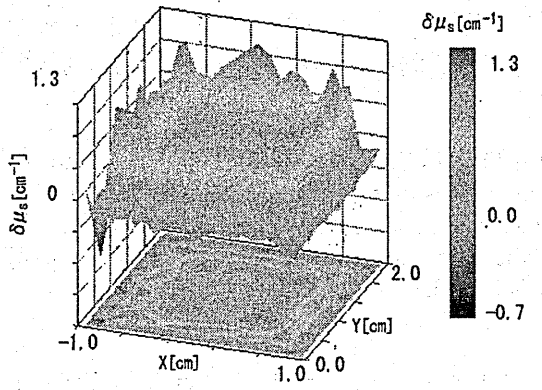


図9(b).散乱係数分布
観測データにノイズのある場合の画像再構成

9.拡散光子密度波の発生 - 基礎実験 -

拡散光子密度波を高散乱媒質中で発生させ、振幅と位相を測定することにより、高散乱媒質の吸収係数と散乱係数を求めた。図10のように入射光ファイバー(62.5μm)、受光ファイバー(1mm)を用いて光源との距離を変化させて測定した。また、高散乱媒質として牛乳(濃度10%)を用いた。図11のように拡散光トモグラフィーシステムの構成をおこなった。検出器に光電子増倍管を用い、さらに振幅と位相を測定するのにロックインを用いることにより、システム全体で100dB程度のゲインを得ることができる。

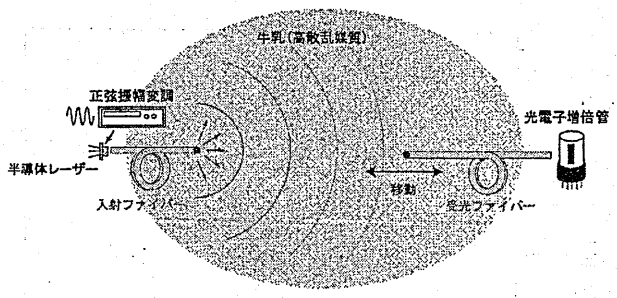


図10.拡散光トモグラフィー実験系の概念図

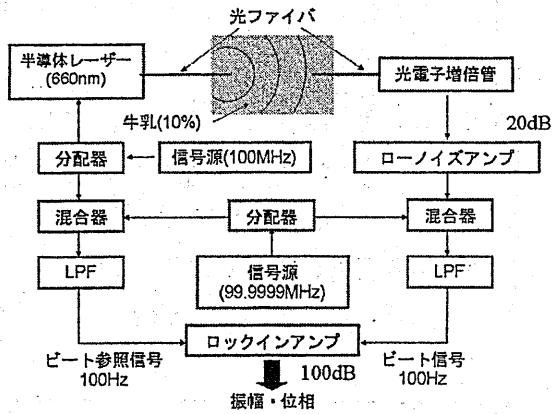


図11.拡散トモグラフィーシステムの構成

図2,図3に示したように、変調周波数を変化させると拡散光子密度波の波長と減衰定数が変化する。変調周波数を100MHz,50MHz,10MHzと変化させて測定を行った。拡散光子密度波は均質な散乱媒質中では、コヒーレントな球面波である。そのために、位相変化は距離に対して線形である。また、振幅は指数関数的に減衰するので、自然対数をとると線形な変化を示す。

実験結果は図12,図13のようになった。実験結果より牛乳(濃度10%)内でのDPDWの波長および吸収・散乱係数を求めて表4にまとめた。時間領域拡散光トモグラフィーによる牛乳(濃度10%)の測定では吸収係数は $\mu_a = 0.0056cm^{-1}$ と散乱係数は $\mu_s' = 5.0cm^{-1}$ となっている。[9]

変調周波数100MHzでは、時間領域拡散光トモグラフィーの値と一致している。しかし、変調周波数10MHzでは、散乱係数の値のずれが大きくなっている。理由として変調周波数10MHzではDPDWの波長が80cm程度となるためだと考えられる。

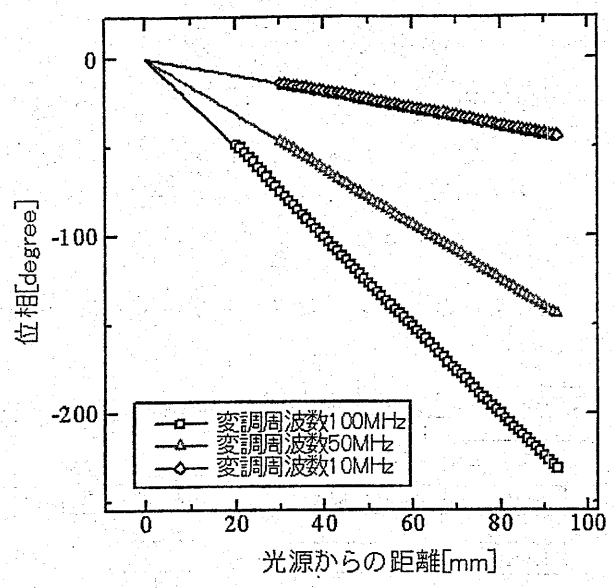


図 12 変調周波数を変化させた時の
光源からの距離と位相変化

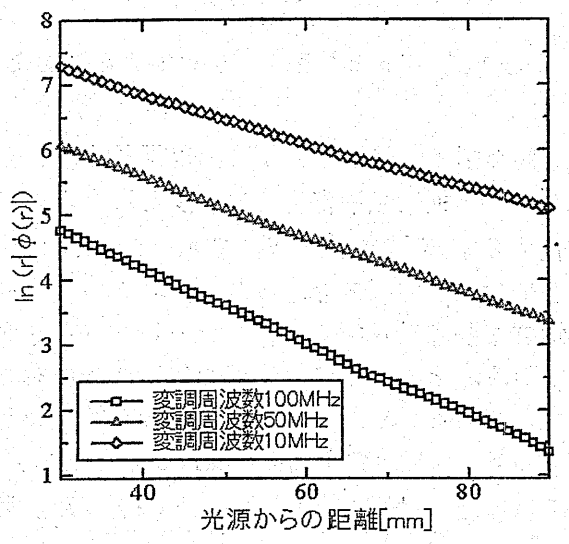


図 13.変調周波数を変化させた時の
光源からの距離と振幅変化

表 4.変調周波数を変化させた時の
DPDW の波長・吸収係数・散乱係数

	DPDW の波長 [cm]	吸収係数 [1/cm]	散乱係数 [1/cm]
100MHz	14.5	0.0054	5.3
50MHz	23.1	0.0073	5.8
10MHz	76.0	0.0057	6.7

11.まとめ

本研究では拡散光子密度波(DPDW)を用いた光トモグラフィーシステムに重要な役割を担う画像再構成アルゴリズムの構築をおこなった。さらに、拡散光子密度波を用いてな高散乱媒質の吸収係数と散乱係数を求めた。拡散光子密度波は高散乱媒質中で振幅情報と位相情報を保持したコヒーレントな波であり、拡散光子密度波を検出することで、X 線 CT や MRI では実現されていない、生体内部の吸収係数と散乱係数を同時に再構成することが可能となる。

参考文献

[1]遠藤真広,医療最前線で活躍する物理,裳華房, 2001

[2]J.B.Fishkin,E.Gratton,"Propagation of photon-density waves in strongly scattering media containing an absorption semi-infinite plane bounded by a straight edge,"J.Opt.Soc.Am.A,Vol.10,No.1,pp.127-140,Jan 1993.

[3] S.Fantini,M.A.Franceschini,J.B.Fishkin,B.Barbieri,Quantitative determination of the absorption spectra of chromophores in strongly scattering media:alight emitting diode based technique," Apple.Opt,Vol.33,No.22,pp.5204-5213,Aug.1994

[4]A.Ishimaru,Wave Propagation and Scattering in Random Media, Academic Press Inc, San Diego, 1978

[5]古津宏一,ランダム媒質中の波動伝搬, 岩波書店,1982

[6]D.A.Boas,"Diffuse Photon Probes of Structural and Dynamical Properities of Turbid Media: Theory and Biomedical Application," University of Pennsylvania,1996.

[7]M.A.O'Leary,"Imaging with Diffuse Photon Density Wave," University of Pennnsylvania,1996

[8]今井勤,物理とグリーン関数(物理と数学シリーズ 4),岩波書店,1978

[9]H.Wabnitz and H.Rinnberg "Imaging in turbid media by photon density waves: Spatial resolution and scalingrelations"Appl.Opt,Vol.36,No.1, Jan. 1997

輻射科学研究会資料

RS04 - 08

磁気同調可能な
マイクロ波帯超再生検波回路

堀川　健　　小寺　敏郎

大阪工業大学　工学部
電気電子システム工学科
E-mail : m1104333@eng.oit.ac.jp

2004年7月30日

於　大阪電気通信大学

磁気同調可能なマイクロ波帯超再生検波回路

堀川　健　　小寺 敏郎
大阪工業大学工学部　電気電子システム工学科
E-mail : m1104333@eng.oit.ac.jp

1　はじめに

近年, 移動体通信は著しく進化しており, これらシステムに用いられるマイクロ波デバイスも大きく進化してきた. さらに RF-ID 等, 従来に比べ広義の無線システムも発展しつつあり, その回路技術は発展において重要な役割を担っている.

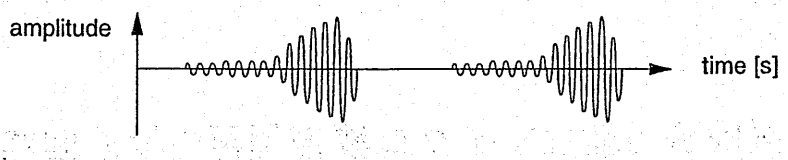
低コストな受信回路構成法のひとつである超再生検波方式はスーパーヘテロダインの開発者でもある E. H. Armstrong により 1922 年に発表された [1]. 能動素子が最低 1 つあれば動作可能であることから, マイクロ波・ミリ波回路の黎明期に受信回路として多く用いられた. しかし超再生検波固有の不要輻射の問題, さらに動作の不安定性から, 能動素子の低価格大量生産が実現されると, 用途は玩具等一部分に限定されたものになった. しかし近年, 集積回路技術の発展に伴い, 以前のものに比べ安定した回路が実現できはじめると, 近距離データ通信向けに回路の低コスト性, 低消費電力性が再び脚光を浴びつつある. 例をあげると 7.5 GHz の固定周波数の報告も見られる. 他にも 100 %振幅変調 (On-Off Keying) を用いて上限 50 kbps 程度, 見通し距離 20 m 程度の通信が報告されている [2] [3] [4] [5].

そこで今回, 発振周波数が可変な静磁波発振回路 [6] を間欠発振させ, 超再生状態とすることで超再生検波回路を構成し, その特性を評価したところ, 28 kHz の矩形波で 100 %パルス変調した 2 GHz, −53〜−23 dBm の入力信号に対して復調電圧 227〜199 mV p-p, SN 比 17.8〜20.1 dB という単一マイクロ波素子回路としては極めて高い感度が得られたので報告する。従来の報告例に見られる動作に加え, 磁気同調が可能であるため, 位相同期ループに組み込むことにより低コストな広帯域マイクロ波受信回路に応用も期待できる.

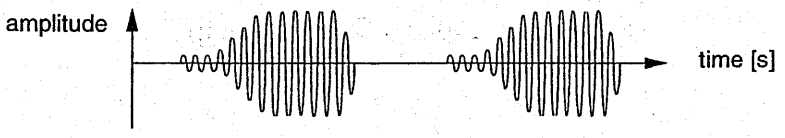
また超再生検波回路は受信回路でありながら, 受信する周波数における発振回路により構成される. このため変調回路を付加することにより, 送信回路としての動作も可能である [7].

2　動作原理

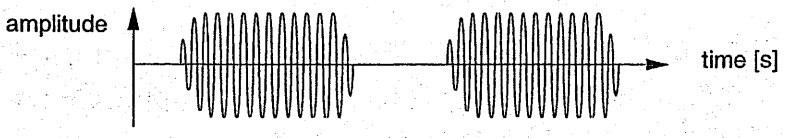
超再生検波回路は LC 発振回路の発振立ち上がりの過渡応答が外来信号の有無により変化することにその動作原理をおいている. その動作原理を模式図を用いて説明する.



(a) 外来信号が存在しないとき



(b) 外来信号を入力しているとき



(c) 大きい電力の外来信号を入力しているとき

図 1: 外来信号の入力による発振立ち上がりの変化

超再生検波は受信する周波数の発振回路を外乱信号により間欠発振させることで実現できる. この外乱信号をクエンチ信号という. クエンチ信号により, クエンチ信号の振幅変化と同じ周期で発振回路の発振がオンの状態とオフの状態を繰り返す, いわゆるブロッキング発振の状態にする. それぞれの発振開始時において, 発振周波数近傍の外来信号の有無, および外来信号の振幅により発振立ち上がり時間は変化する. 発振回路に対して外来信号が存在しない場合, 図 1(a) に示すように発振の開始は使用する能動素子内部の熱雑音, その他電源に含まれる雑音等により引き起こされる. 一方, 図 1(b) に示すように微小な電力であっても外来信号を入力している場合, 外来信号により発振の開始は図 1(a) の場合より早くなる. さらに外来信号の電力がより大きい場合, 図 1(c) に示すように発振の開始はさらに早くなる. ここで図 2 に示すように, 外来信号の電力に対応して間欠発振の包絡線は, 外来信号により PWM 変調される. 図のように振幅変調した信号を外来信号として発振回路に入力し, PWM 変調された間欠発振の包絡線を積分回路に入力すると, 信号の復調が可能となる [3].

上で述べたように超再生検波回路はクエンチ信号の周波数で間欠発振し, 発振の立ち上がり時間の早さに対して入力信号から得た情報を PWM 変調している. ここでクエンチ信号の周波数が低ければ, PWM 変調するパルスとパルスの間隔が長くなる. このとき受信する信号に変調しているベースバンド信号の周期がパルスの間隔に対して一定以上短ければ, 図 3 のようにベースバンド信号の情報を正しく PWM 変調できなくなる. よってクエンチ信号の周波数が低すぎると, 正確な波形の復調信号が得られないので注意が必要である [3].

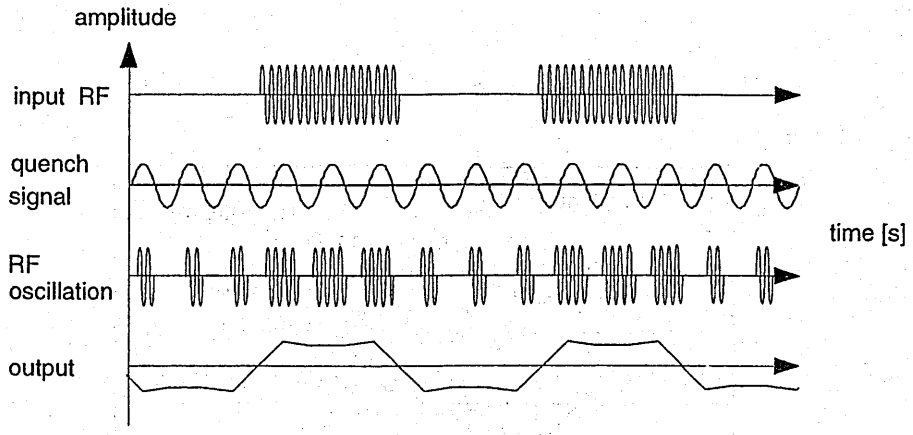


図 2: 超再生検波の原理

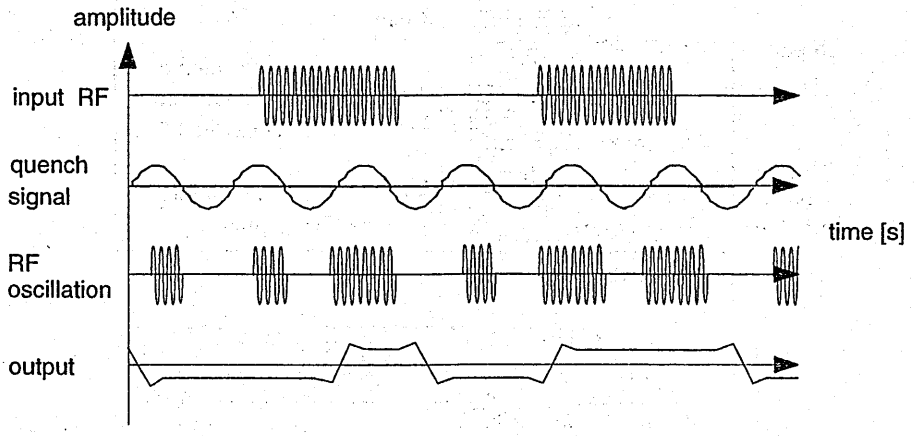


図 3: クエンチ信号の周波数が低すぎる場合の一例

3 超再生検波回路の実験

本研究では, 以下に示す実験をおこなった. まず, 静磁波導波路を用いた発振回路 [6] を製作し連続波発振において磁気同調特性を測定した. 次にこの回路を超再生検波回路とし, 検波・復調の実験をおこなった. はじめに, 図 4 に製作した超再生検波回路の構造を示す. この回路は YIG 薄膜を用いた静磁波導波路を回路要素として含んでおり, 導波路に印加する直流磁界の大きさにより動作周波数を決定できる. 今回は, 導波路の YIG 薄膜面に対し垂直な方向に磁界を印加し, 導波路で静磁前進体積波 (MSFVW) を励振する構造をとっている. 基板は Rexolite 2200 基板を用いて基板加工機により製作した. 静磁波導波路は, 中央部に GGG 上に液相成長した YIG 薄膜を埋め込む形で装荷した. 薄膜の上に細線アンテナ型静磁波トランスデューサを装荷して構成している. この導波路に FET (NEC, NE76084) を接続することにより発振回路を構成している. また直径 0.08 mm の細線による, 空芯で内径 0.3 mm, 14 回巻きのインダクタを介して FET のゲート端子を接地した. 電源, クエンチ信号および復調する信号はすべてドレイン端子に入力した. 直流電源は 300 Ω の電流制限抵抗

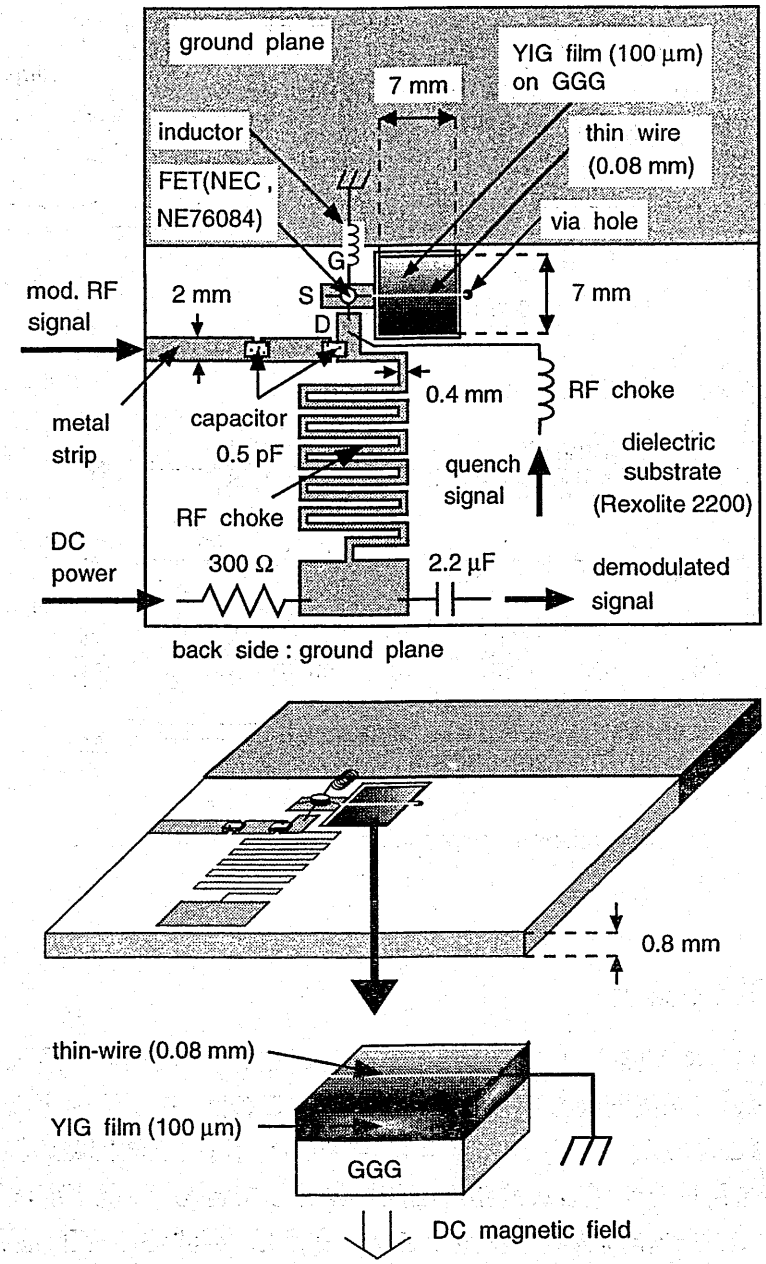
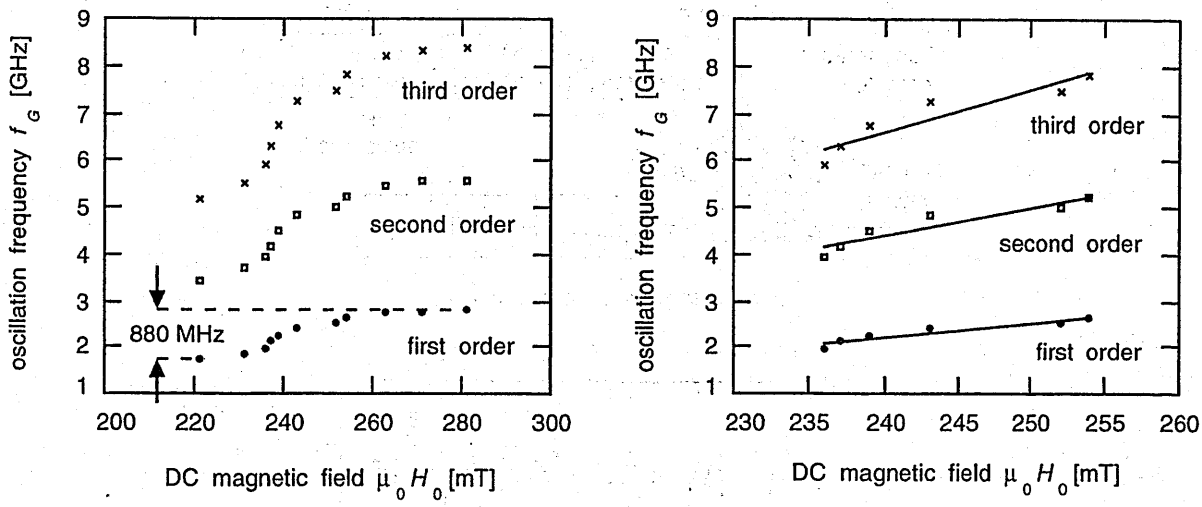


図 4: 製作した超再生検波回路



(a) 磁気同調特性　　(b) 線形性を示す範囲の磁気同調特性

図 5: 発振周波数の磁気同調特性

を介して印加した. 図に示すように電源, クエンチ信号ともに, それぞれマイクロ波を遮断するコイルを介して入力した. 入力した受信信号を伝搬するストリップ導体上に装荷している 0.5 pF のコンデンサは, 直流電源を遮断するためのものである. 復調された信号は, 直流電源を遮断する 2.2 μF のコンデンサを介して外部に出力する.

まず, 製作した発振回路に 8.50 V の電源電圧を印加し連続波発振させ, 発振周波数の磁気同調特性を測定した. 図 5(a) に結果を示す. 図のように 1 次の発振周波数に対し高次高調波も観測された. 図には 3 次のものまで示してある. 図よりわかるとおり 1 次の発振周波数において, 880 MHz にわたる連続的な磁気同調が得られた. ここで図に示す特性のうち, 印加磁界に対する発振周波数の変化が線形性を示す範囲を図 5(b) に示す. 図 5(b) において印加磁界を $B_0 = \mu_0 H_0$, 1 次, 2 次, 3 次の発振周波数をそれぞれ f_{G1}, f_{G2}, f_{G3} とすると, 1 次の発振周波数における近似直線は

$$f_{G1} = 0.030 B_0 - 5.0\,[\mathrm{GHz}] \tag{1}$$

で表される. 同様に 2 次では

$$f_{G2} = 0.060 B_0 - 10\,[\mathrm{GHz}] \tag{2}$$

で表される. 同様に 3 次では

$$f_{G3} = 0.089 B_0 - 15\,[\mathrm{GHz}] \tag{3}$$

で表される. 1 次の発振周波数では近似直線の傾きが, 磁気回転比 $\gamma = 1.76 \times 10^{11}\,\mathrm{s^{-1}T^{-1}}$ から求められる係数 0.028 GHz/mT とほぼ一致している. なお 2 次, 3 次の発振周波数ではそれぞれ 2 倍, 3 倍となっている. 以上より, 図に示した範囲では導波路が発振回路の発振周波数を決定する要素として確実に動作しているといえる. 線形性を示す範囲では位相同期ループに組み込むことが可能であり, 安定した動作周波数可変の受信回路の実現が期待できる.

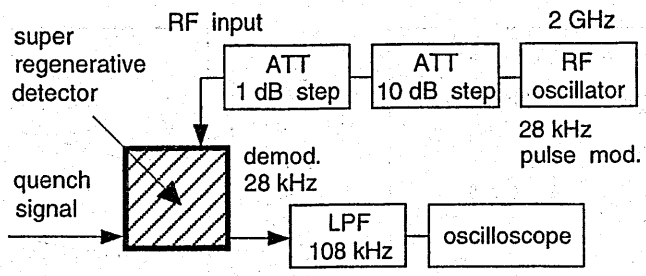


図 6: 測定時のブロックダイヤグラム

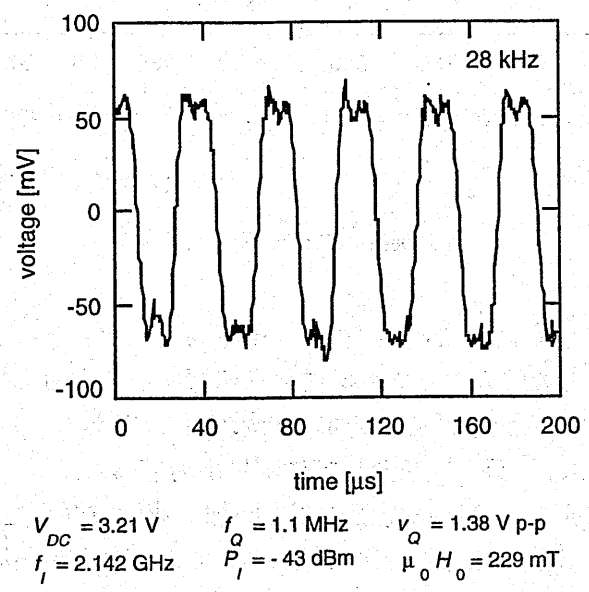


図 7: 復調信号の時間波形

次に, 検波・復調の実験をおこなった. 図 6 に測定時のブロックダイヤグラムを示す. クエンチ信号の周波数は 300〜1000 kHz 近傍とした. なおクエンチ信号は正弦波の発振器から入力した. 28 kHz の矩形波で 100 %パルス変調された 2 GHz の RF 信号を, 入力信号とした. なお入力信号の電力を変化させて実験するために, アッテネータを用いた接続とした. 復調された信号, すなわち 28 kHz の矩形波はカットオフ周波数 108 kHz のローパスフィルタによりクエンチ信号の成分を除去し, オシロスコープで測定した. まず, 図 7 に復調された信号の時間波形の一例を示す. これ以降, 直流電源電圧を V_{DC}, クエンチ信号の周波数と電圧をそれぞれ f_Q, v_Q, 入力信号の周波数, 電力をそれぞれ f_I, P_I, 印加直流磁界を $\mu_0 H_0$ とする. 図の波形は電力 $P_I = -43\,\mathrm{dBm}$ の入力信号に対するものである. 矩形波の形が崩れているのは, クエンチ信号成分を除去するローパスフィルタのために高調波が除去されているためである. 使用しているためである. とりわけ振幅の大きいノイズもなく, 復調していることがわかる. ここで図 8 に, 発振回路の間欠発振の包絡線を測定したものを示す. 図において実線で示した波形は入力信号が存在しないとき, 破線で示した波形は電力 $P_I = -23\,\mathrm{dBm}$ の入力信号が存在するときのものである. 2 つの波形から, 入力信号が発振の立ち上がり時間を早めている様子が確認できる. 次に, 図 9(a) に入力信号の電力に対する復調信号の電圧

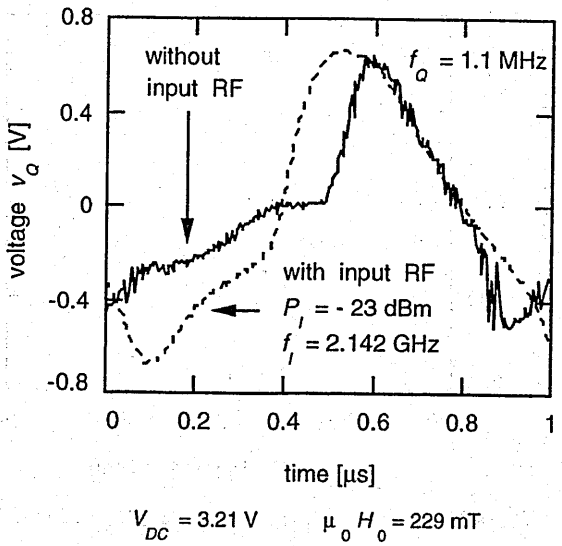
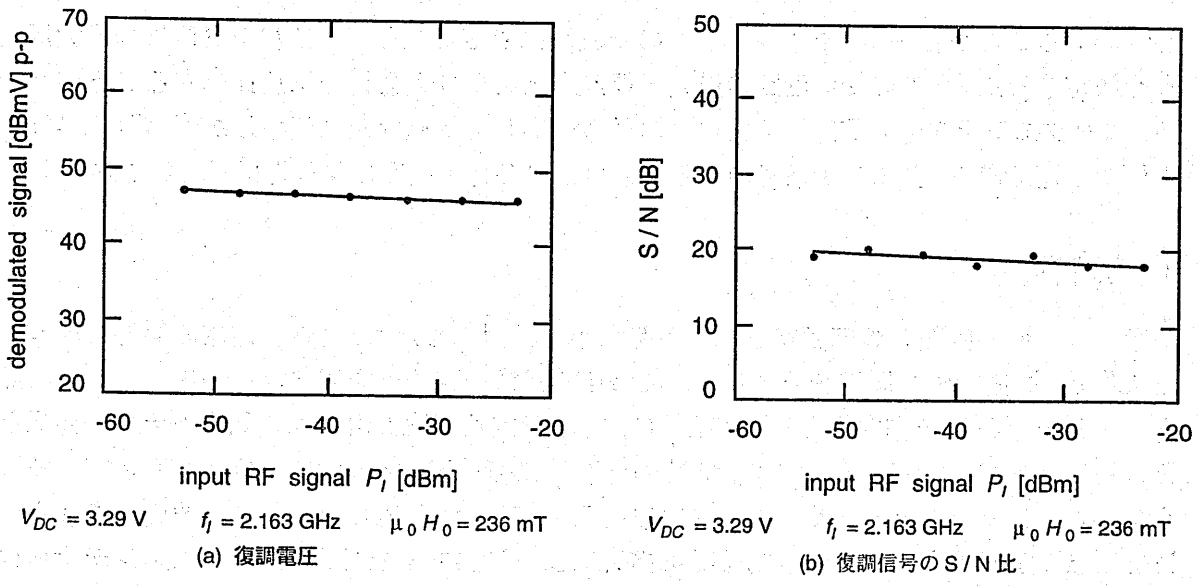


図 8: 間欠発振の包絡線



(a) 復調電圧　　(b) 復調信号の S / N 比

図 9: 入力信号の電力に対する復調電圧および復調信号の SN 比

を, 図 9(b) に復調信号の SN 比を示す. 印加磁界を $\mu_0 H_0 = 236\,\mathrm{mT}$ とし入力信号の周波数は $f_I = 2.163\,\mathrm{GHz}$ とした. 電源電圧は一定とした. 図のように, 入力信号の電力に大きく影響されることはなくほぼ一定の復調電圧が得られた. 1 つのマイクロ波能動素子による回路でありながら, このように高い感度を示すことが確認できた. また観測されたノイズの主な成分はその周期より, クエンチ信号によるものであった. なお測定をおこなうにあたり, クエンチ信号の周波数と電圧には入力信号の電力に応じた最適な値が存在した. 図 10 に, 入力信号の電力に対するクエンチ信号の最適な周波数を示す. ここでいう最適な値とは大きい復調電圧が得られ, かつ本実験で用いた範囲においてできるだけクエンチ信号の周波数が高いものをいう. 図より, 入力信号が小電力であるときにはクエンチ信号の周波数を低くする

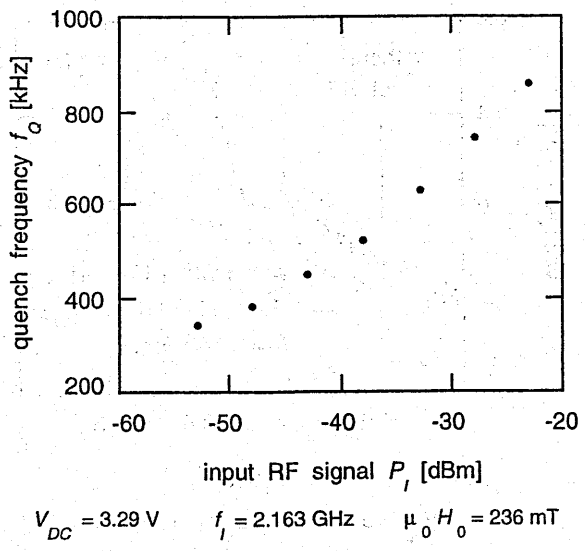


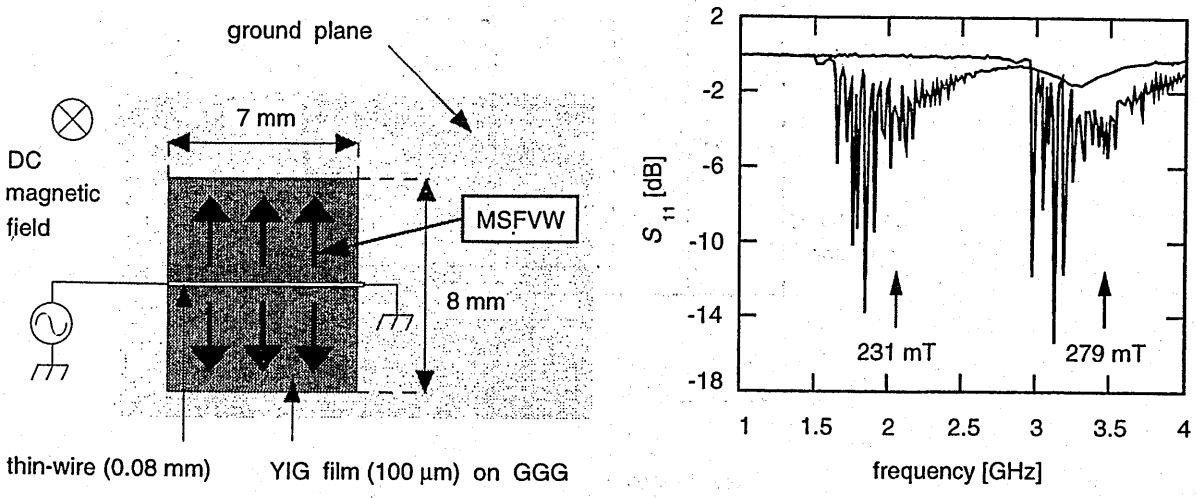
図 10: 入力信号の電力に対する復調電圧が最大となるクエンチ信号の周波数

必要があることがわかる. クエンチ信号の周波数は受信可能なベースバンド信号の最大周波数を決定するため, この受信回路の最大通信速度と必要な入力電力は反比例することがわかる. またクエンチ信号の電圧も入力信号の電力に応じて最適な値に調整したが, 常に 3 V p-p 近傍が最適であり, クエンチ信号の電圧と入力信号の電力の間に規則性は見られなかった.

4 等価回路

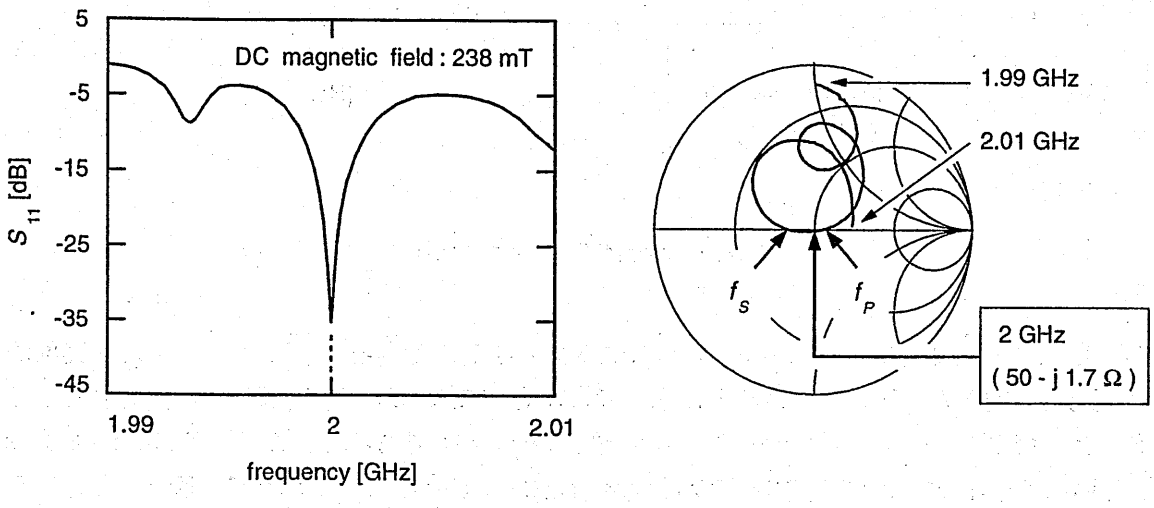
製作した発振回路の等価回路を求め回路動作を検討するため, 特性測定用の静磁波導波路を製作し, 単体で磁気同調を確認した. 合わせて発振回路の動作周波数近傍における導波路のインピーダンスを測定した. 図 11(a) に, 特性測定用静磁波導波路の構造を示す. 発振回路に用いたものとほぼ同じ大きさ, 構造の導波路に直流磁界を印加し, 特性を測定できるようにした. トランスデューサにマイクロ波を入力すると, 入射したマイクロ波のエネルギーは静磁波に変換される. この波動は磁気損失により減衰するため, 入力の細線アンテナには戻らない. よって静磁波の特性は, 導波路の反射特性の測定により明らかになる. 図 11(b) に反射特性の測定結果を示す. 印加直流磁界に対し, 静磁波励振周波数が同調できていることがわかる. ここで図 12(a) に, 製作した超再生検波回路における動作周波数の 2 GHz 近傍における反射特性の測定結果を示す. このときの印加磁界は 238 mT であった. 図は 2 GHz において反射損失が大きい状態, すなわち静磁波が強く励振している状態を示している. 図に示した, 2 GHz で静磁波が強く励振している状態のとき, 導波路のインピーダンスを測定しスミス図表で表したものを図 12(b) に示す.

ここで以上の実験結果を用いて, 製作した発振回路の等価回路を考察する. 図 13 に, 実験結果より導き出した等価回路を示す. 図中において, インダクタは図 4 に示した FET のゲート端子に接続したものであり, 寄生容量はソース, ドレイン端子間のものに対応している. 破線で囲んだ部分が静磁波導波路に相当する. ここで, 図 13 のように静磁波導波路が抵



(a) 構成　　(b) 磁気同調特性

図 11: 特性測定用に製作した静磁波導波路とその磁気同調特性



(a) 反射特性　　(b) インピーダンス

図 12: 2 GHz 近傍における静磁波導波路の特性

抗成分を含む直並列の共振器として表されることを説明する.

図 14 に, 一般的な直並列共振器のリアクタンスの周波数特性を示す. 図のように, 直並列共振器には直列共振周波数 f_S と並列共振周波数 f_P が存在する. 共振器のリアクタンスは, 直列共振周波数を境に低い周波数では容量性, 高い周波数では誘導性である. 逆に並列共振周波数を境に低い周波数では誘導性, 高い周波数では容量性である. 図 12(b) を見ると, 周波数が高くなるにつれリアクタンスが容量性から誘導性に変化する点, 逆に誘導性から容量性に変化する点が存在することがわかる. このことから, これらの点がそれぞれ直列共振周波数と並列共振周波数に相当するといえる. 図 12(a), (b) より, 静磁波が強く励振してい

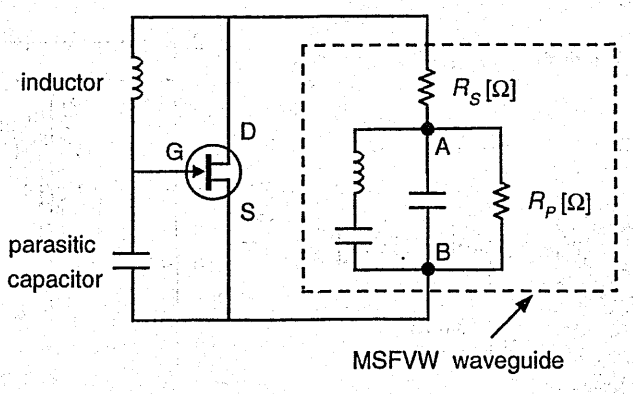


図 13: 超再生検波回路の等価回路

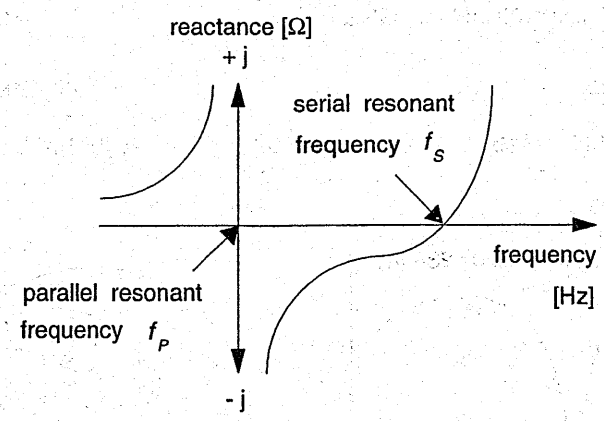


図 14: 直並列共振器のリアクタンス

る 2 GHz において導波路のインピーダンスは $50 - j1.7\,\Omega$ である. インピーダンスの実部が $50\,\Omega$ であり, 虚部が $j0\,\Omega$ に近いことから, 整合がとれている状態で静磁波が強く励振していることがわかる. 一方, インピーダンスの虚部が $j1.7\,\Omega$ であることから, 静磁波が強く励振している 2 GHz において導波路が容量性負荷となっていることがわかる. 図 13 の等価回路に対し発振するための異符号条件を考えると, 導波路の部分が容量性負荷のコルピッツ型発振回路を形成していると考えることができる. また導波路が磁気同調性をもつため, この導波路を用いた発振回路も発振周波数の磁気同調が可能である.

次に直列共振状態, 並列共振状態における共振器全体のインピーダンスを評価することで, 共振器のもつ抵抗成分について考察する. まず直列共振状態では図 13 中の点 AB 間のインピーダンスは $0\,\Omega$ となる. よって直列共振状態における共振器全体のインピーダンスを $Z_S\,\Omega$ とすると

$$Z_S = R_S\,[\Omega] \tag{4}$$

となる. 同様に並列共振状態では 13 中の点 AB 間のインピーダンスは無限大となる. よって並列共振状態における共振器全体のインピーダンスを $Z_P\,\Omega$ とすると

$$Z_P = R_S + R_P\,[\Omega] \tag{5}$$

となる. 式 (4), (5) より

$$Z_S < Z_P\,[\Omega] \tag{6}$$

である. 図 12(b) を見ても, 直列共振状態におけるインピーダンスが並列共振状態におけるそれより小さいことがわかる.

5 まとめ

今回, 静磁波導波路を用いた発振回路を製作したところ 2 GHz 近傍で 約 900 MHz にわたる連続的な磁気同調が可能であることを確認した. さらにこの回路を超再生検波回路としたところ, 28 kHz の矩形波で 100 %パルス変調した 2 GHz, −53〜−23 dBm の入力信号に対して復調電圧 227〜199 mV p-p, 復調信号の SN 比 17.8〜20.1 dB という結果が得られた. 1 つのマイクロ波能動素子による受信回路でありながら, 高い感度を有することが確認できた. また入力信号の電力に応じた最適なクエンチ信号のパラメータを, 実験により明らかにした. さらに静磁波導波路を含めた発振回路について, 実験結果をもとに等価回路の考察をおこなった.

超再生検波回路は 1 つのマイクロ波能動素子で構成できるため, 集積化にも有理で低コストである. このため適度な性能と低コストが重視される分野において有望である. したがって, ISM 帯における短距離データ通信, RF-ID に用いられるカードやタグに内臓された通信機器, さらに使い捨てを前提とする安価な受信機への応用が考えられる.

6 謝辞

本研究をおこなうにあたり有益な助言をいただいた大阪工業大学 工学部の里村 裕 教授に深謝いたします. また磁性体材料ならびに有益な助言をいただいた京都工芸繊維大学 工芸学部の島崎 仁司 助教授に感謝いたします.

参考文献

[1] E. H. Armstrong : " Some Recent Developments in the Audion Receiver, " Proceedings of the IEEE, vol. 85, NO. 4, pp. 685 - 697, Apr. 1997

[2] N. B. Buchanan, V. F. Fusco, and J. A. C. Stewart : " A 7.5 - GHz Super Regenerative Detector," IEEE Trans. on Microwave Theory and Tech., vol. 50, NO. 9, pp. 2198 - 2202, Sep. 2002

[3] C. Dehollain, M. Declercq, N. Joehl,and J. P. Curty : " A GLOBAL SURVEY ON SHORT RANGE LOW POWER WIRELESS DATA TRANSMISSION ARCHITECTURES FOR ISM APPLICATIONS," Proc. of Intl. Semicon. Conf., vol. 1, pp. 117 - 126, Oct. 2001

[4] A. Vouilloz, M. Declercq, and C. Dehollain : " A Low - Power CMOS Super - Regenerative Receiver at 1 GHz," IEEE Journal of Solid - State Circuits, vol . 36, NO. 3, pp. 440 - 451, Mar. 2001

[5] P. Favre, N. Joehl, A. Vouilloz, P. Deval, C. Dehollain, and M. J. Declercg : " A 2 - V 600 - μA 1 - GHz BiCMOS Super - Regenerative Receiver for ISM Applications," IEEE Journal of Solid - State Circuits, vol. 33, NO. 12, pp. 2186 - 2196, Dec. 1998

[6] 浅尾 英喜, 大橋 英征, 大和田 哲, 石田 修己 : " 幅広ストリップトランスジューサ付き静磁前進体積波共振器を用いた同調発振器," 信学技報, MW94 - 19, pp. 55 - 62, May. 1994

[7] N. Joehl, C. Dehollain, P. Favre, P. Deval, and M. Declercq : " A Low - Power 1 - GHz Super - Regenerative Transceiver with Time - Shared PLL Control," IEEE Journal of Solid - State Circuits, vol. 36, NO. 7, pp. 1025 - 1031, Jul. 2001

輻射科学研究会資料
RS04-09

2端子間の伝送状態を任意に制御可能なアイソレータ

A microwave isolator with total transmission control

小寺敏郎

大阪工業大学工学部 電気電子システム工学科

E-Mail : kodera@ee.oit.ac.jp

2004年7月30日

於　大阪電気通信大学

2端子間の伝送状態を任意に制御可能なアイソレータ

大阪工業大学電気電子システム工学科
小寺敏郎
E-Mail:kodera@ee.oit.ac.jp

2004年7月30日

Abstract

This paper introduces a new approach to realize a multi-state operation on the microwave isolator using ferrite edge-mode. The voltage control of total transmission on the isolator is realized. The operation is based on the unique property of ferrite edge-mode and the variable resistance of PIN diodes. On the isolator, the frequency response is investigated both experimentally and numerically. The numerical analysis is performed by the FDTD method. Both numerical and experimental results have shown that it the transmission between two ports can be totally controlled by the applied voltage for the diodes. The experimental results indicate that the transmission direction can be controlled at 11GHz, and the isolation ratio can be controlled for more than 30dB.

1 Introduction

The nonreciprocal microwave devices using ferrite media have been utilized in various microwave systems to protect and stabilize. The basic parameter to control the microwave ferrite device is the applied bias magnetic field. Changing intensity and direction of the field can control the whole characteristics. However, the magnetic coil to produce the variable field imposes the heat, size and weight problems. A lot of analyses on the microwave isolators have been developed, however, as far as I know, the isolator that can control the total transmission without the magnetic control have not been reported. In this paper, an isolator with the multi-state operation is presented. The operation is based on the unique property of ferrite edge-mode and the variable resistance of PIN diode. On the isolator, the possibility to miniaturize can be expected because the field displacement effect of the ferrite edge-mode is not governed by the resonance as the conventional circulator. On the device, the numerical analysis and the experiment are performed. Both results indicate that the transmission and the rejection direction between two ports can be determined arbitrarily by changing the applied bias voltage to diodes.

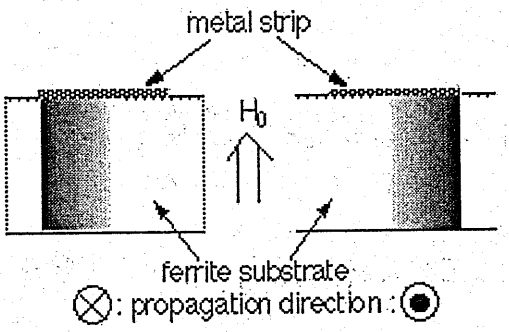


Figure 1: Field distribution of ferrite edge-mode

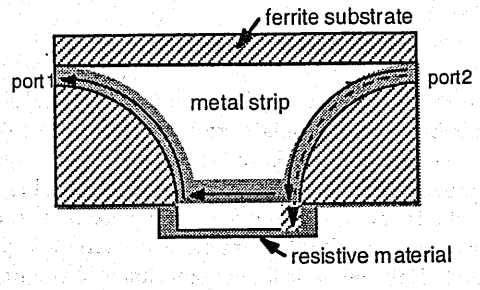


Figure 2: Change of reverse transmission as a response to the resistive material at the edge of the metal strip

2 Principle of Operation

First of all, the operation is explained. As shown in fig.1, it is well known that the field distribution of the ferrite edge-mode is concentrated on the left-hand side under the metal strip regarding to the propagation direction provided that the bias magnetic field is applied upward to the substrate [1]. By using this property, a lot of isolators have been developed[2][3]. The conventional ferrite edge-mode isolators have been developed by preparing a resistive body to absorb the reverse transmission. In case of the matching condition between the resistive body and the metal-strip edge is satisfied, the input signal is terminated at the resistive body. This case can be explained by the dotted-line in fig.2. However, inadequate choice of the resistive body leads to the imperfect termination, and the input signal is reflected at the edge of the stripline as shown by the solid-line in fig.2 , that is, the nonreciprocity is reduced [4].

In the presented isolator, the resistive body is exchanged for the two variable resistors realized by PIN diodes. Fig.3 shows the schematic of the isolator. The isolator consists of two resistors with a strip line on the ferrite substrate. On this isolator, changing the two resistors R_A and R_B, that is, the bias voltages for PIN diodes, can control the total transmission. Upper and lower side resistor can control the forward and reverse transmission independently by the nature of the mode. Here, the numerical analysis is performed on this type of isolator.

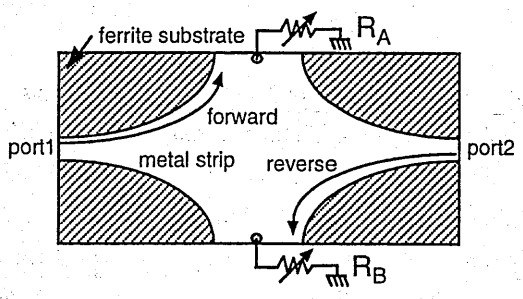


Figure 3: The configuration of the presented isolator. The forward and reverse transmission can be controlled independently by changing the ohmic value R_A and R_B by the nature of ferrite edge-mode.

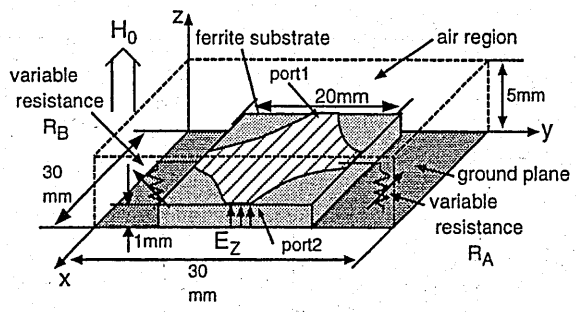


Figure 4: Numerical model

3 Numerical Modeling and Analysis

Fig.4 shows the schematic of the numerical model. It consists of four elements including ferrite substrate, metal strip, and two variable resistors. The ferrite substrate is set on the ground plane. The ferrite media is formulated by the FD-TD method with the extension to provide the gyromagnetic property of the ferrite media[5][6]. The thickness and the resistance of the metal strip are neglected.

The two variable resistors are formulated as a lumped element. Outside of the air region, the Mur's 2nd order ABC is applied. The wave excitation and observation are performed at port1 and port2 by Ez, the z-component of the electric field. The transmission characteristics are calculated from the time domain waveform by FFT of 65536 points. Other parameters for the numerical analysis are shown in Table.1.

The numerical results of the transmission characteristics as a response to the resistors are shown in fig.5 and 6. These results are obtained by changing the variable resistor in the numerical model.

Figs.5 show the transmission characteristics as a function of the resistor R_A in the numerical model. In these results, the ohmic value R_B remains the constant value of 100Ohms. Comparing with two figures, we can see that only the forward transmission is affected by the value of R_A, and the reverse transmissions have a invariant value as a response to the resistor.

On the other hand, figs.6 show the characteristics as a response to the R_B.

Table 1: Parameter for the numerical analysis

Applied Magnetic Field(internal)	$0.21T$
Saturation Magnetization	$0.18T$
Half value of the magnetic resonance ΔH	$4.0kA/m$
Space cell size$dx = dy = dz$	$0.1mm$
Time cell sizeΔt	$0.17ps$

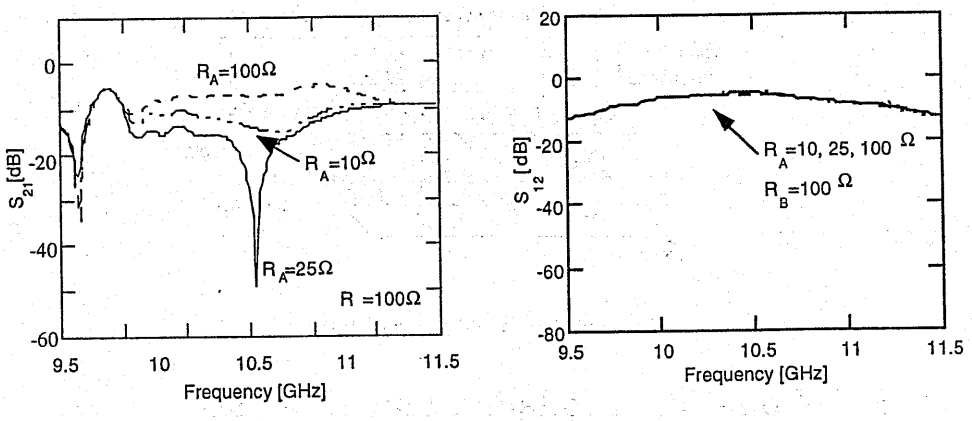


Figure 5: Transmission coefficientS_{21} as a response of R_A under$R_B = 25\Omega$

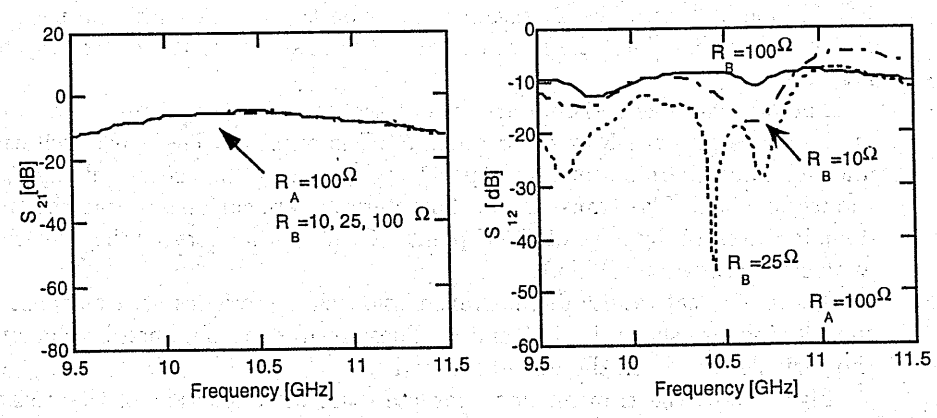
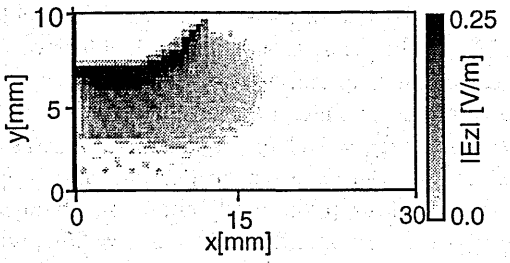


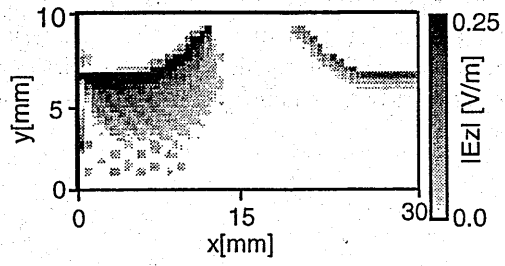
Figure 6: Transmission coefficientS_{21} as a response of R_A under$R_B = 25\Omega$

Unlike the result of figs.5, only the reverse transmission can be controlled by changing the R_B for the R_A with a constant value. These changes of the characteristics also have been confirmed by the changes of the field distribution.

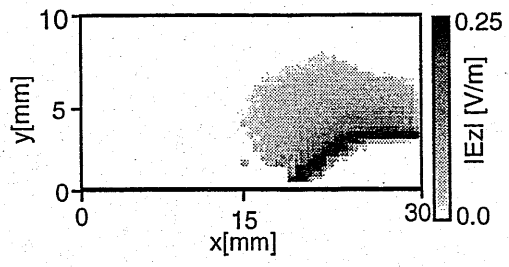
Figure.7 shows the changes of the field distribution as a response to the resistive value on the numerical model. In these figures, port1 and 2 locate on the left and right side. Fig.9(a) showd the result with the incident from port1 under $R_A = R_B = 25\Omega$. In this case, as shown, the incident wave is terminated on the upper side of the metal strip and does not propagate to the opposite port. This distribution corresponds to that of the rejection state on S_{21}. Moreover, fig.9(b) shows the field under $R_A = 100$ and $R_B = 25\Omega$. Contrast to the fig.9(a), the input from port1 is reflected at the edge portion, and propagates toward the port2. As the same, figures (c) and (d) show the change of the reverse transmission. Fig.9(c) is the result under $R_A = R_B = 25\Omega$, which contribute to the rejection state on S_12. Fig.9(d) shows the transmission state under $R_A = R_B = 25\Omega$. As same as figs.(a) and (b), figs.(c) and (d) represent the profile of the reverse transmission control. From these numerical results, it is found that the forward and reverse transmission characteristics on this isolator can be controlled independently by changing the ohmic value prepared on the each side of the edge.



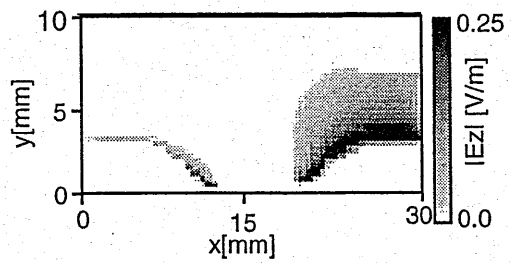
(a) $R_A = 25\Omega, R_B = 25\Omega$



(b) $R_A = 100\Omega, R_B = 25\Omega$



(c) $R_A = 25\Omega, R_B = 25\Omega$



(d) $R_A = 25\Omega, R_B = 100\Omega$

Figure 7: Chages of the field distribution as a response to the resistive value

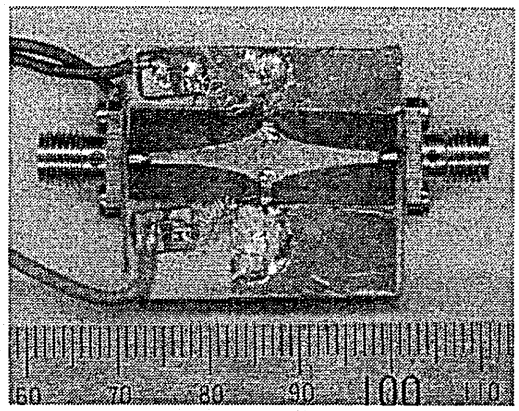


Figure 8: Picture of prototype isolator

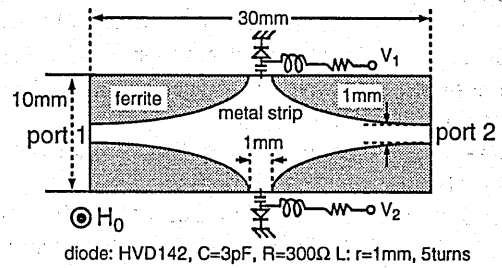


Figure 9: Schmatic of the isolator

4 Experimental Results

Here, based on the numerical result, experiment is performed on the prototype isolator. Fig.8 and 9 show the picture and structure. The metal strip is made with thin copper film by Nitto-denko on the ferrite substrate with polycrystalline YIG of 30x10x1mm. The saturation magnetization is 0.18T, and the half value of magnetic resonance H is 50Oe at 10GHz. The dc magnetic field is applied by Nd-Fe-B permanent magnets. The intensity of magnetic field at the ferrite surface is 0.42T.

Two PIN diodes via the bias cut capacitor are equipped on the both side of the metal strip. Each bias voltage for PIN diode is applied via the rf choke and resistors for current limit. The PIN diodes are HVD142 by Renesas Technology. First, the two-port resistance of HVD142 at 10GHz is measured by changing the forward applied voltage. Fig.10 shows the result. As shown, the curve with the peak value of 18Ω with the applied voltage 0.4V can be observed.

Fig.11 show the experimental results. Fig.11(a) shows the forward and reverse transmission coefficient under V_1 and V_2 are 0.4V. As shown, the isolator operates as rejection mode. This mode can be interpreted that the matching condition between metal strip and the resistance by PIN diode is satisfiled[5]. On this condition, only the V_2 is changed from 0.4V to 1.5V. In this case, this device operates as an isolator with the forward transmission from port2 to port1. The insertion loss in this case is 3.4dB, and the maximum isolation ratio is 42dB.

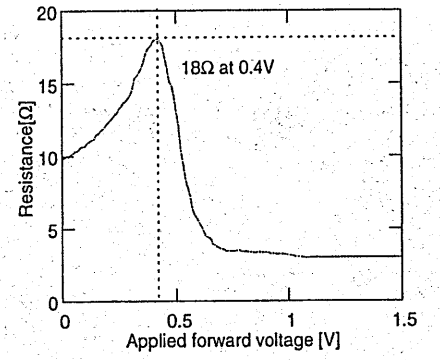


Figure 10: Two port resistor of HVD142 at 10GHz

Moreover, the measurement result under V_1 and V_2 are both 1.5V is shown in fig.11(c). As shown, the operation changes for through state. Last of the experimental result, fig.11(d) shows the results under V_1=1.5V and V_2=0.4V. In this case, the transmission direction is from port1 to 2, and the insertion loss is 3.5dB with the isolation ratio of 57dB.

As shown in these four experimental results, we can see that the device operates as a multi-state isolator, that is, the four state of (a) total rejection mode, (b) isolator mode with transmission from port2 to port1, (c) through mode between port1 and port2, (d)isolator mode with transmission from port1 to port2 can be realized on the device. These conditions can be changed by only the bias voltage for the diodes. These changes of the transmission characteristics are well agree with the numerical results.

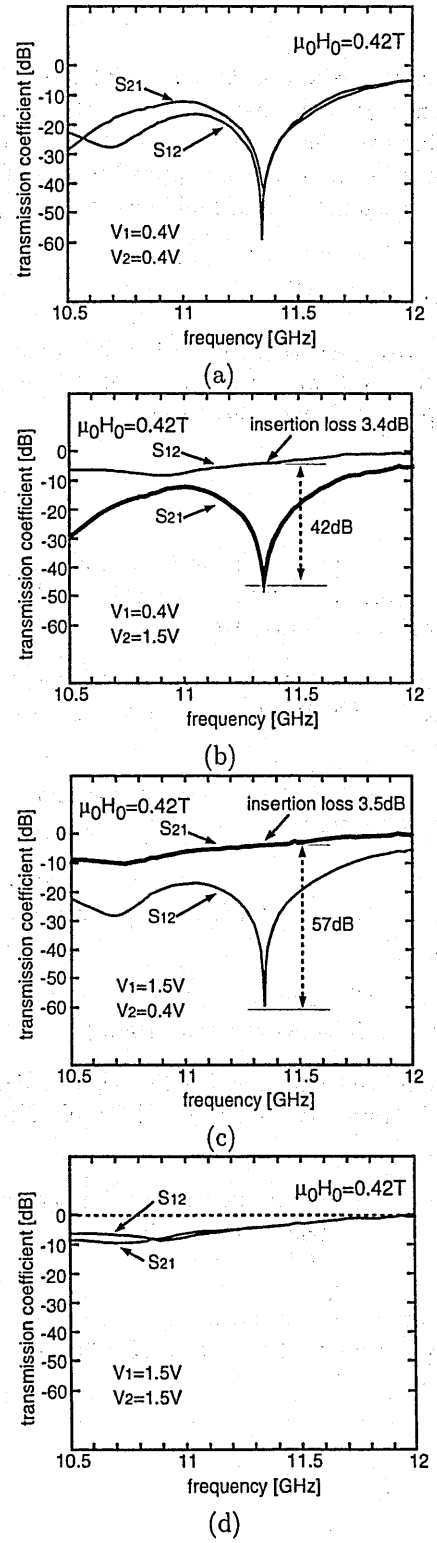


Figure 11: Transmission characteristics under various applied voltage for PIN diode

5 Conclusion

In this work, an analysis and experiment on an isolator that can arbitrarily control the transmission characteristics between two ports. Both the experimental and numerical results indicate that the forward and reverse transmission can be controlled independently by changing the applied voltage for the device. The configuration should be useful for various microwave signal processing.

6 Acknowledgement

The author would like to express his gratitude to Prof. Y. Satomura of Osaka Institute of Technology and Prof. M. Tsutsumi of Fukui University of Technology for constructive comments related to this work.

References

[1] M. E. Hines: "Reciprocal and Nonreciprocal Model of Propagation in Ferrite Stripling and Microstrip Devices," IEEE Trans. Microwave Theory and Tech., MTT-19, No.5, pp.442-451, May 1971.

[2] K. Araki, T. Koyama and Y. Naito : "A New Type of Isolator using the Edge-Guided Mode," IEEE Trans. Microwave Theory and Tech., MTT-23, pp.321, March 1975.

[3] A. Aly and B. Elsharawy: "Modeling and Optimization of Parallel Line Edge Mode Isolators," IEEE IMS-2002, TH-1D-4, June 2002.

[4] T. Kodera, Y. Satomura, and M. Tsutsumi," An analysis on Edge-Guide Mode Isolator by FDTD method," IEICE Trans. Electron., vol. E86-C, no.8, pp.1678-1684, Aug. 2003.

[5] T. Kodera, "An Optically Controlled Isolator using Ferrite Edge Mode," 2003 IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Dig., pp. 413-416, June 2003.

[6] Toshiro Kodera, "Optical Control on Ferrite Edge-Mode Isolator with Semiconductor," IEICE Trans. on Electron. vol.E87-C, No.9, accepted, to be published on Sept. 2004.

[7] 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 2001.

[8] T. Kodera, "A Multi-State Isolator using Ferrite Edge Mode," 2004 IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Dig., pp. 1899-1902, June 2004.

輻射科学研究会資料
RS04-10

最新のスキャニングソナーと新規技術の紹介

西森　靖
（古野電気株式会社　研究部・第１研究室）

於 古野電気株式会社三木工場
2004 年 10 月 29 日

最新のスキャニングソナーと新規技術の紹介

2004.10.29

FURUNO ELECTRIC CO., LTD.

Researching Department

発表内容

1. 魚群探知用・超音波機器　概説
   魚群探知機、PPIソナー、スキャニングソナー
2. 新規技術の紹介
   - ■球形送受波器
   - ■広帯域化
   - ■フルディジタル化
3. まとめと今後の研究課題

スキャニングソナー

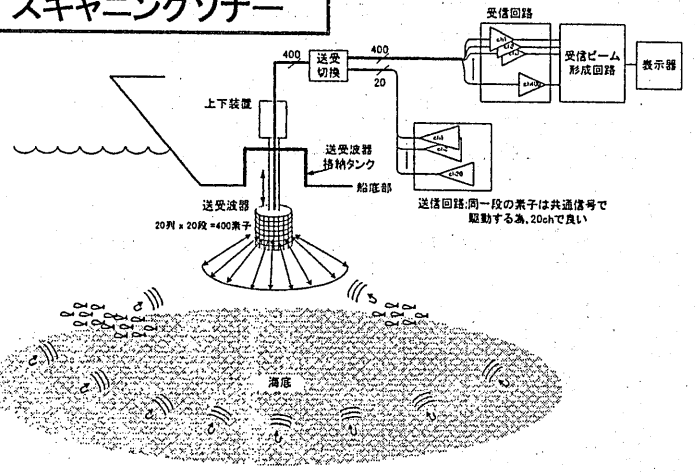


図3. スキャニングソナー・構成

魚群探知用・超音波機器のまとめ

機種	用途	装備船	構成	送信出力	動作原理 出力画像
魚群探知機	真下方向魚群探索 魚種・魚量判別 水深の把握 海底の底質判別 プランクトン層の把握 潮目、水温躍層 魚群上下動の探知	レジャーボート 釣り舟 大型～小型漁船	単一送受波器 送信回路(1 channel) 受信回路(1 channel) 表示器（含信号処理回路）	1～3KW	図1参照
PPI ソナー	広範囲魚群探索 （近レンジ） 広範囲"瀬"の探知 底付き魚群の発見	レジャーボート 釣り舟 小型漁船	単一送受波器 機械的旋回、俯仰動機構 上下装置 送信回路(1 channel) 受信回路(1 channel) 表示器（含信号処理回路）	1～3KW	図2参照
スキャニング ソナー	広範囲魚群探索（長レンジ） 広範囲"瀬"の探知 魚群形状、魚量の判別 魚群移動方向の探知 全周方向の底質判別	大・中・小型漁船 近年、送受信部の小型化、及び送受波器の小型化（高周波化）が進み、小型船（5t クラスまで）への導入も進んでいる。	アレイ型送受波器（240 素子～960 素子） 上下装置 送信回路(12～16 channel) 受信回路(240～960 channel) ビーム形成回路 表示器（含信号処理回路）	10K ～ 80KW	図3参照 注：最新機種 FSV24 は送信回路 300ch

スキャニングソナー要素技術マップ

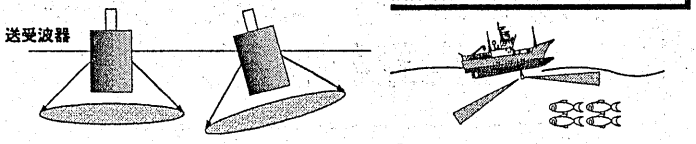
	従来型 CSH−23F	最新型 FSV−24	次世代型 FSV−30
送受波器	円筒	円筒	球形
帯域幅	狭	狭	広
ディジタル化	アナログ	半ディジタル	フルディジタル
新機能		動揺補正	垂直断面表示
		オートフィルタ	広帯域応用機能

5

スタビライザー(動揺補正機能)

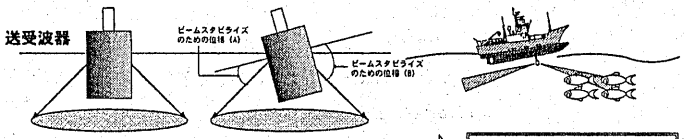
船のローリング・ピッチングなどの動揺による探知漏れを軽減し安定して魚群を追尾

スタビライズ OFF



船の揺れに従いビームの角度が変化 ⇨ ビームが魚群から外れる

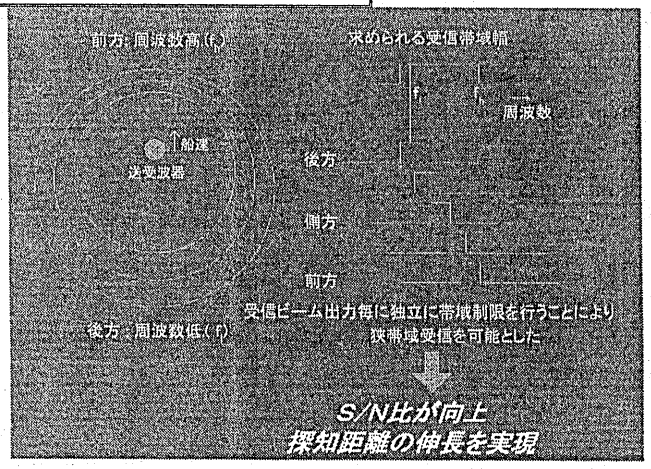
スタビライズ ON



船が揺れてもビームの角度は一定 ⇨ ビームが魚群から外れない

6

オートフィルター



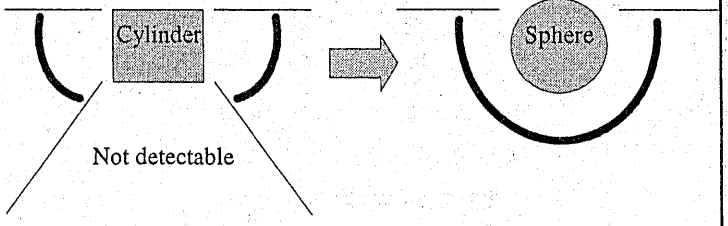
7

球形送受波器

⇩

水中全範囲探知

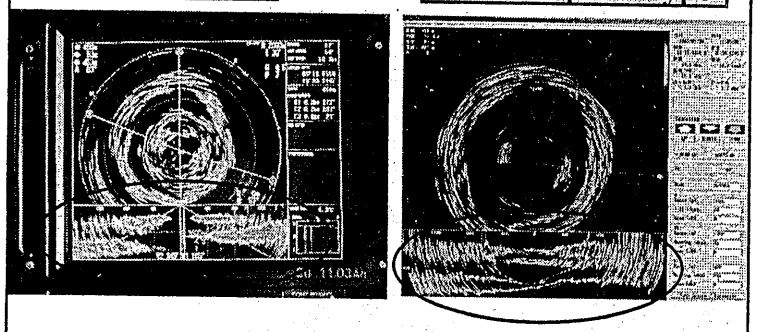
従来(円筒型)	球形



8

球形送受波器

FSV-24　　FSV-30　proto-type

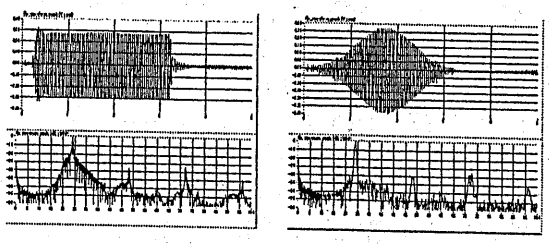


ニシン魚群（ノルウェー）　レンジ：2000 m

9

フルディジタル設計

■送信：320ch　1bitディジタル制御
全ch独立任意波形送信可能

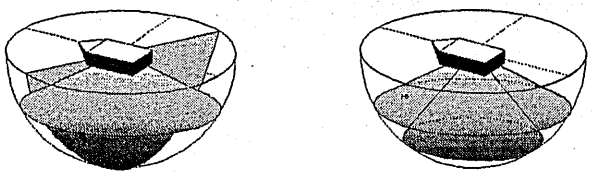


■受信：320ch 16bit　ディジタイズ
帯域幅：6kHz

10

広帯域アプリケーション

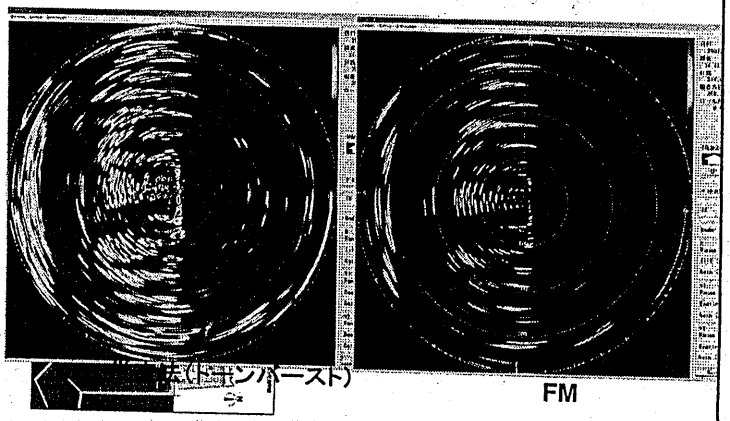
同時デュアル走査



11

広帯域アプリケーション

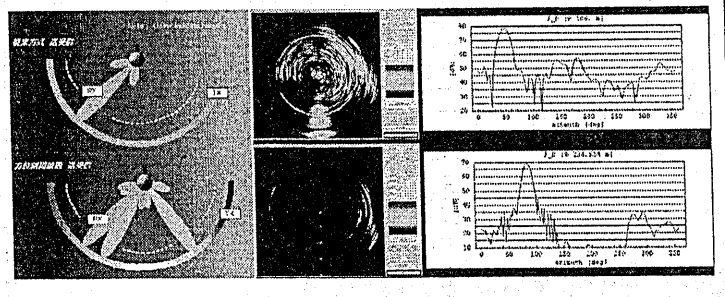
FM 送受信　　新西宮ヨットハーバー



12

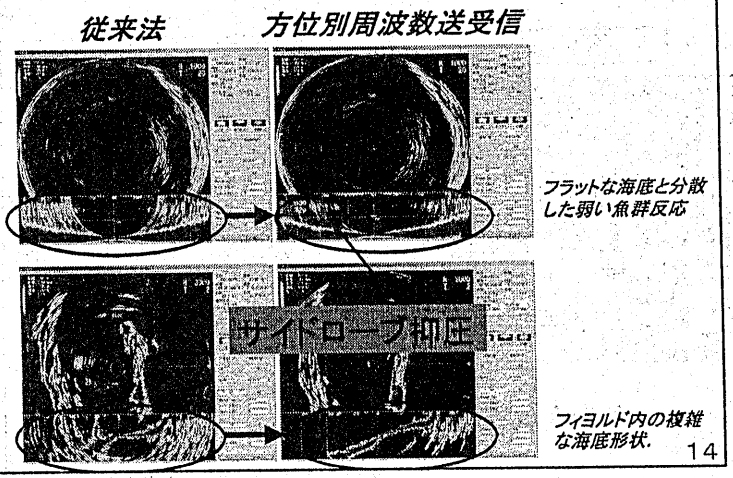
広帯域アプリケーション

方位別周波数送受信



13

広帯域アプリケーション

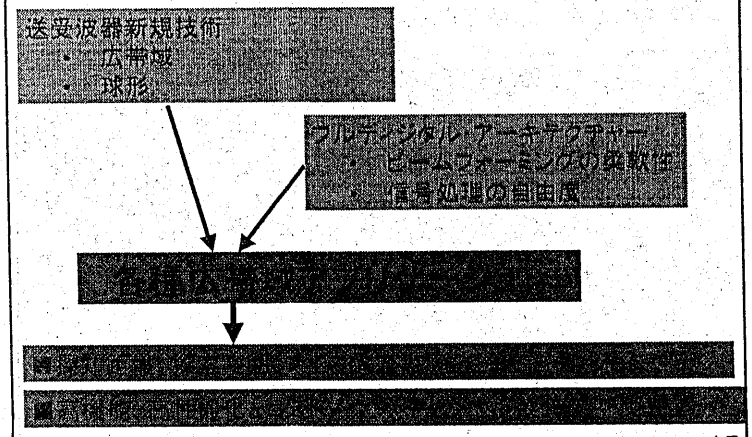


フラットな海底と分散した弱い魚群反応

フィヨルド内の複雑な海底形状.

14

技術開発のまとめ



15

今後の研究開発課題

- 球形送受波器を活用した3D走査及び表示方法
- エコー解析による探知魚群の魚量推定
- 広帯域技術、信号処理技術により、
  魚体長推定、魚種判別機能の実用化

16

輻射科学研究会講演資料　　ＲＳ０４－１１

＜ＧＰＳの概要と古野電気における取り組み＞

近藤　仁志

（古野電気株式会社　研究部　第３研究室）

期日：２００４年１０月２９日

会場：古野電気株式会社三木工場

FURUNO

はじめに

GPSは、軍民両用として開発された衛星および管制システムと、先端半導体技術による大量生産が容易な受信機からなる、非常に高度で洗練されたシステムであり、全世界で誰でもが容易に利用できるというすばらしい特徴を持っています.

弊社は, その黎明期よりGPS受信機の研究・開発に取り組んでまいりました. その一端をご紹介することで, GPSの応用範囲の広さをご理解いただくことができましたら幸いです.

FURUNO

概要

- GPSの動作原理
  - 位置を求める, 速度を求める, 時刻を求める
- GPSの使われ方
  - 位置を使う, 速度を使う, 時刻を使う
  - 移動するものにつける, 動かないものにつける
- GPS受信機の例
- 今後GPSの技術動向
  - GPS近代化計画
  - 他のGNSS

FURUNO

GPSの動作原理

測位原理

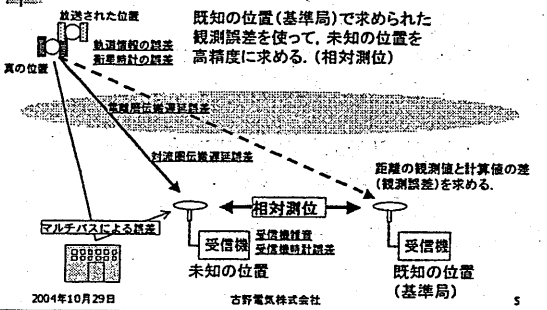
測位に必要な要件	GPSの実現手段	備考
既知の位置	GPS衛星の位置. GPSの軌道情報から指定の時刻の位置を計算する.	軌道情報はGPS衛星自身が放送する.
距離の測定	GPS衛星から受信機までの電波の到達時間. 受信機の時計で計測する.	受信機の時計の誤差も未知数として解く. 4個以上の衛星を受信すると, 3次元の位置が求まる.

- GPS衛星
  - 24個以上の衛星が高度約2万kmを周回している.
  - 常に8個～10個程度の衛星が頭上にある.
  - 距離を測定する方法としてC/Aコードを使う方法とキャリア位相を使う方法がある.

FURUNO

GPSの動作原理

誤差要因と精度向上技術(相対測位)



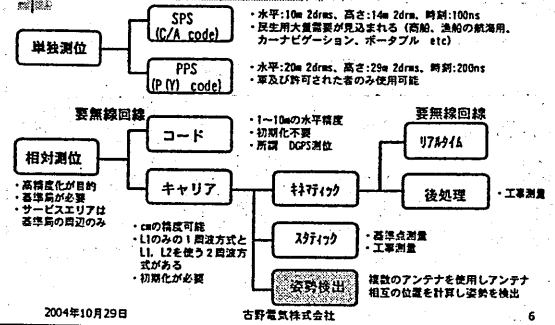
既知の位置(基準局)で求められた観測誤差を使って, 未知の位置を高精度に求める. (相対測位)

距離の観測値と計算値の差(観測誤差)を求める.

FURUNO

GPSの動作原理

測位方式の種類

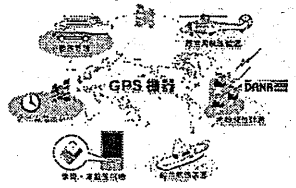


FURUNO

GPSの動作原理

GPSが提供できるもの

- **P** 正確な3次元の位置を提供できます
- **V** 正確な3次元の速度を提供できます
- **T** 正確な時刻およびタイミングを提供できます



陸, 海, 空 を問わず, あらゆるところで利用されている

GPSの使われ方(位置情報)

- 位置の情報を利用
  - 最も多い利用方法
    - カーナビゲーション
    - レーダー探知機
    - GPSプロッタ(船舶の位置と航跡を表示)
    - デジタルマップシステム(ヘリコプター等の位置と高度を表示)
    - 連続モニタリングシステム(火山など地表面の変位を計測)
- 方位・姿勢の情報を利用
  - 2つ(または3つ)のGPS受信機を既知の位置関係に置く
    - サテライトコンパス(船舶の方位・ロール・ピッチの計測)

FURUNO

GPSの使われ方(速度・時刻情報)

- 速度
  - ドップラー周波数を利用
    - スリップ計測
    - ヒーブ計(船の上下動を計測)
- 時刻・タイミング同期
  - GPSの時系はUTC(世界協定時)に同期している
    - 携帯電話基地局の同期
    - 基準発振器(OCXOやRb発振周波数の制御)
    - ネットワークタイムサーバー
    - 震源地・落雷地点の推定

FURUNO

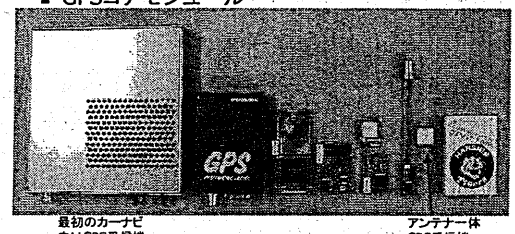
GPSの使われ方(その他の見方)

- 動くものにつけて計る
  - 車, 船, 飛行機, ヘリコプター, ...
  - 人(子供, 高齢者, ...)
  - 牛, 猿, ...?
- 動かないものにつけて計る
  - 時刻・タイミング同期
  - 測量
  - 電離層(電離した電子量), 水蒸気量

FURUNO

GPS受信機の例(1)

- GPSコアモジュール



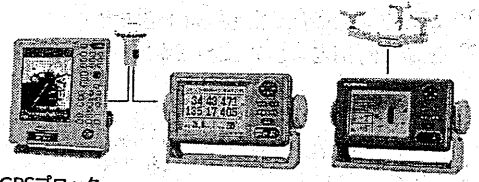
最初のカーナビ向けGPS受信機 (1990年頃)

アンテナ一体GPS受信機 (2002年)

FURUNO

GPS受信機の例(2)

- 船舶用GPS受信機

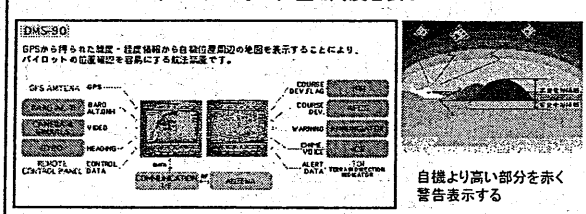


GPSプロッタ　GPS受信機　サテライトコンパス

FURUNO

GPS受信機の例(3)

- デジタルマップシステム
  - ヘリコプター等の位置と高度を表示

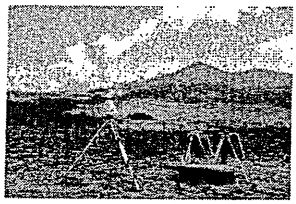


自機より高い部分を赤く警告表示する

FURUNO

GPS受信機の例(4)

●連続地殻変動監視システム

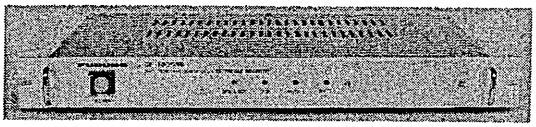


- 1cm単位でのキネマティック測位を実施し、地盤の変動を正確に把握
- 太陽電池、バッテリー、携帯電話を装備し、メンテナンスフリー、リモートオペレーションが可能
- 火山などの危険地帯で連続計測が可能

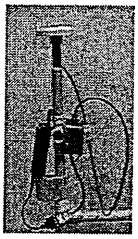
FURUNO

GPS受信機の例(5)

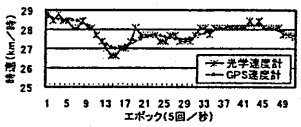
- 地上デジタル放送の周波数・タイミング基準
  - SFN(Single Frequency Network)実現のために、高い周波数安定性が要求される
  - GPSでロックしたルビジウム周波数リファレンスを使用
  - GPSタイミングをOFDM変調の同期基準とする
  - 周波数確度　1×10^{-12}



GPS受信機の例(6)



- GPS速度計とその応用
  - スリップ計測
  - 散布量制御
  - 進行方位計(直進センサー)
  - 鉄塔の揺れ計測
  - 浮体動揺計
  - 接岸計
  - ヒーブ計(波高計)



FURUNO

今後の技術動向

- GPS近代化計画 http://www.navcen.uscg.gov/cgsic/meetings/summaryrpts/44thmeeting/44th_CGSIC_agenda.htm
  - 民生用の第2, 第3の周波数
    - 電離層遅延量の補正が可能に ⇒ 高精度化
    - コードの改良 ⇒ 高精度化, および混信・妨害に強くなる
  - コントロールセンターの充実
    - 衛星の制御能力が向上する
- Galileo計画 http://europa.eu.int/comm/dgs/energy_transport/galileo/index_en.htm
  - ヨーロッパで進められているGNSS
  - 2008年より運用開始予定

FURUNO

今後の技術動向

- 準天頂衛星システム(QZSS)計画 http://www.satnavi.jaxa.jp/joho_pj/soiu.html http://qzss.jaxa.jp/
  - 日本とその付近のあらゆる場所で、高速衛星通信・高精度測位を可能にするシステム.
  - 3基の衛星のうち, 必ず一基が日本の天頂付近に飛来するようにし, GPSと組み合わせてこれまで測位が困難であった場所でも測位できるようになる.
- A-GPS(Assisted GPS)
  - GPSを高感度にするための支援技術
  - 日本でも携帯電話の緊急通報時に, 位置の特定ができる機能を付加することが求められることになった.
    - http://www.soumu.go.jp/s-news/2004/040630_10.html

FURUNO

今後に向けて

- GPSはますます小型・軽量・安価になる
  - システムLSIの一部となる場合もある
- GPSに加え, Galileoの利用や, 他のセンサとの組み合わせにより, 中断なく位置を出力できるセンサとなり得る
- 屋外の位置はGPSで, 屋内の位置は種々の技法を組み合わせて, いつでもどこでも位置がわかるシステム構築ができるようになる
- 弊社は, GPS・GNSSの応用範囲を広げるべく, 今後も積極的に技術開発をすすめます.

輻射科学研究会講演資料　　ＲＳ０４－１２

＜AIS　（船舶自動識別装置）＞

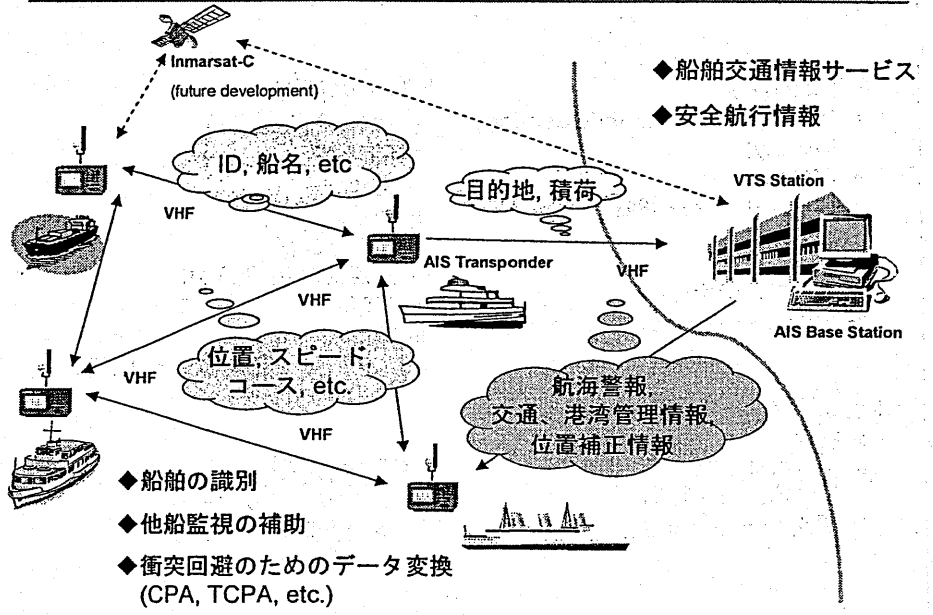
氏名　山下武広

（古野電気株式会社　開発部　通信機器開発課）

期日：２００４年１０月２９日

会場：古野電気株式会社三木工場

AIS のシステム概要



AIS 搭載要件[Class A]

- 2000年SOLAS条約(Safety Of Life At Sea Convention)の改正によりAIS(船舶自動識別装置)の搭載が義務化

AIS[Class A] 搭載義務船舶

- 全ての客船
- 300GT以上の国際船
- 500GT以上の内航船

2002年7月以降に建造される船舶に対しては全船、
既存船に関しては2008年7月までに段階的に装備をする

AISによって提供されるデータ

▶静的情報
- ▶ MMSI (Maritime Mobile Service Identity)
- ▶ IMO number
- ▶ コールサイン & 船名
- ▶ 船の大きさ
- ▶ 船のタイプ
- ▶ GPSアンテナ位置

➢ 更新レート：6分

▶航海関連情報
- ▶ 喫水
- ▶ 積荷のタイプ
- ▶ 目的地、予定到着時刻

➢ 更新レート：6分

▶動的情報
- ▶ 位置(緯度・経度)
- ▶ UTC時刻
- ▶ 対地コース
- ▶ 対地スピード
- ▶ ヘディング
- ▶ 航海状態 (手動入力)
- ▶ 回頭率

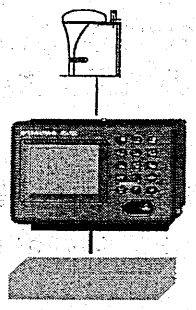
➢ 更新レート
スピード、回頭率により変化.
(2 秒 – 3 分)

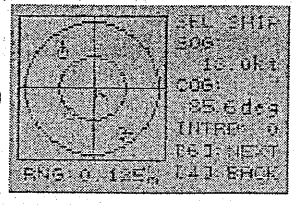
▶ 安全関連メッセージ
- ▶ フリーメッセージ

➢ 更新レート：任意

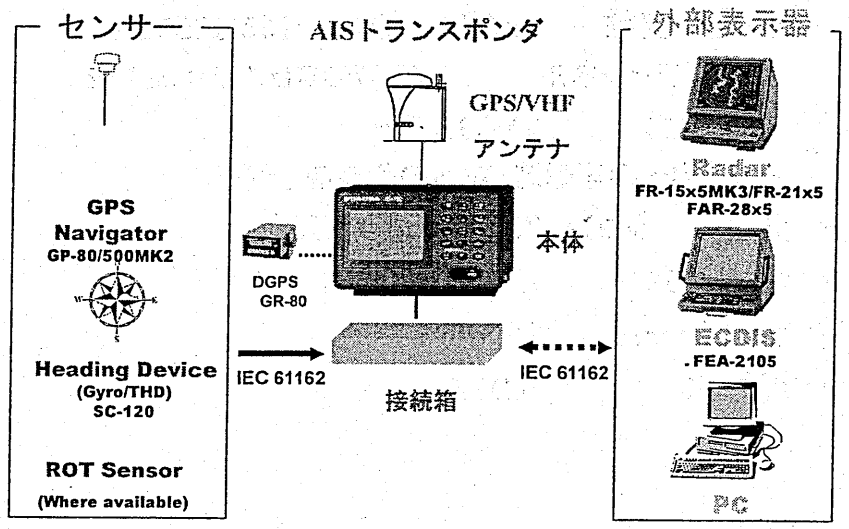
AISトランスポンダの概要

- 試験基準　　IEC61993-2
- ITU技術基準　ITU-R M.1371
- UTC時刻同期TDMAディジタル通信
  - 内蔵GPSの時刻を利用。
  - 外部測位装置のバックアップ。
- AIS TDMA送信
- AIS TDMA受信×2ch
  - 2250slot/min ×2 = 4500slot/min
- DSC
- MKD (minimam keyboad display)
  - 最小限の操作表示器

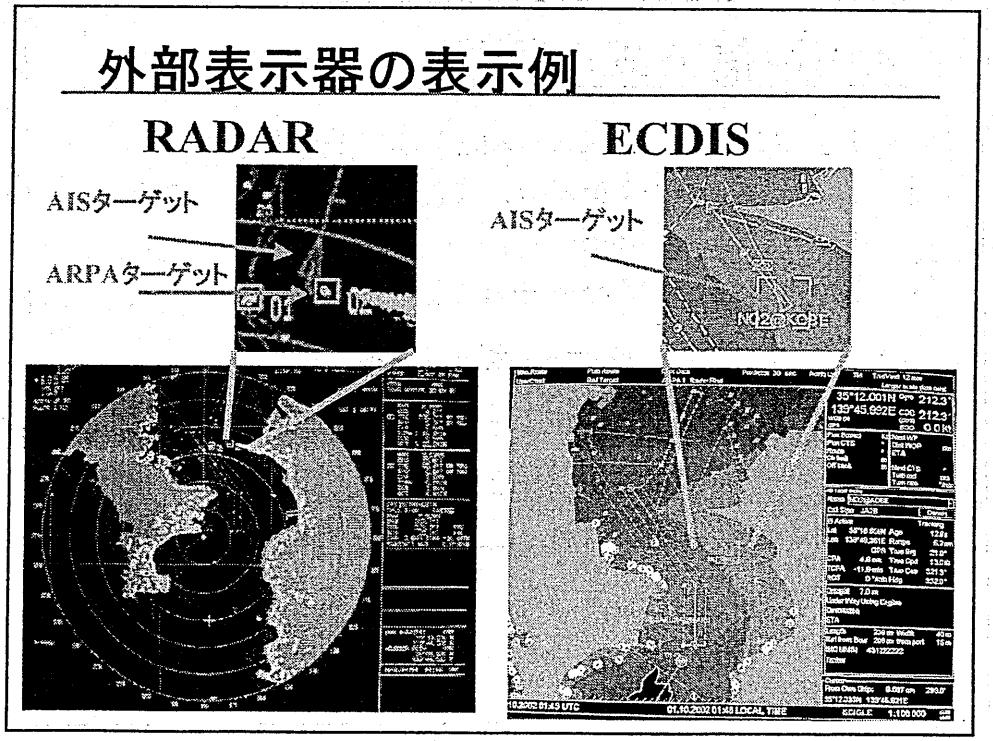




AISシステムにおける接続機器



外部表示器の表示例

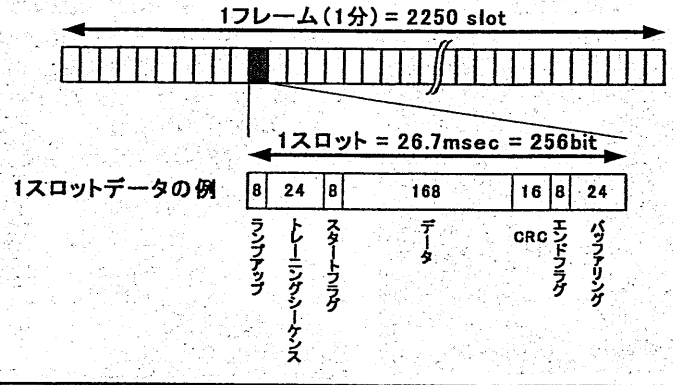


送受信部の概要

- 無線周波数　156.025MHz – 162.025MHz
  - 国際チャンネル　161.975MHz,162.025MHz
- 送信電力　2W/12.5W
  - タンカーの停船時1Wへの低減有り
- セパレーション　25KHz/12.5KHz
- 変調方式　GMSK/GFSK
- ビットレート　9600bps
- 符号化　HDLC

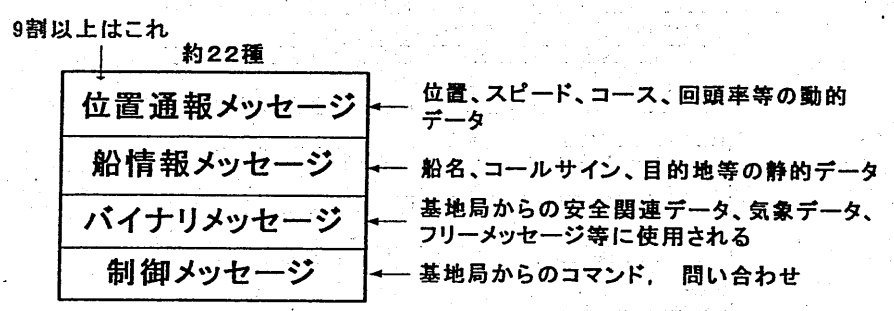
AIS通信方式の概要

- UTCに同期したスロットにより構成される。
- 1分(1フレーム)が基本　2250スロット/分 ×2ch
- ボーレート 9600bps
- SOTDMA (self-organized TDMA)



メッセージの種類

- メッセージは22種類　大きくわけて4種類
- 位置通報メッセージが9割以上



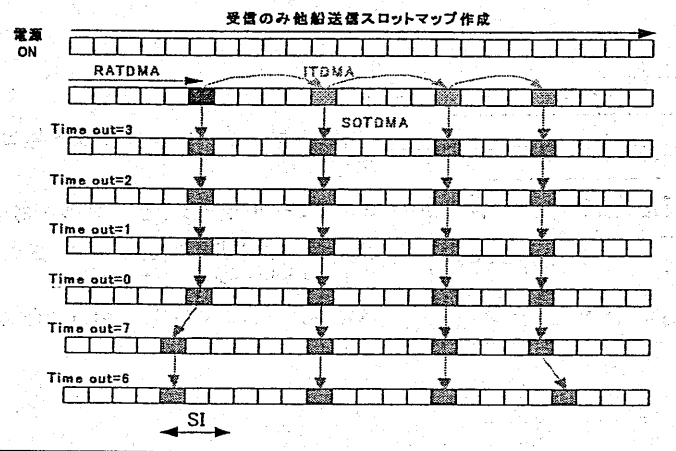
AISネットワークへのアクセス形態

◇AISネットワークは1分(1フレーム)が基本となる

- RATDMA　(random access TDMA)
  ランダムに空きスロットで送信(フレームの概念無視)
- ITDMA　(incremental TDMA)
  インクリメンタル(フレーム内をオフセットでスロット予約)
- SOTDMA　(self-organized TDMA)
  フレーム内の同一スロットを予約、ランダムに位置を変更する
- FATDMA　(fixed access TDMA)
  基地局の指定による固定的なスロットで送信

初期のネットワークエントリー

- 最初の1分間は受信のみ
  - 他船の送信スロットマップ作成
- 2分以内に送信(RATDMA)
- 1フレーム内の予約(ITDMA)と次フレームの予約(SOTDMA)



今後のAIS

- Class A
  運用中
  ↓
- Class B（Class Aよりも小型の船舶）
  規格制定中
  ↓
- Aids to Navigation（航路標識）

輻射科学研究会資料

RS04-13

帯域通過フィルター設計における共振器の結合係数の意味

MEANING OF COUPLING COEFFICIENT BETWEEN RESONATORS IN DESIGN OF BANDPASS FILTERS

粟井郁雄

龍谷大学理工学部

IKUO AWAI
SCHOOL OF ENGINEERING AND TECHNOLOGY,
RYUKOKU UNIVERSITY

E-mail: awai@rins.ryukoku.ac.jp

2004年12月17日

於　近畿大学

帯域通過フィルター設計における共振器の結合係数の意味

龍谷大学理工学部　粟井郁雄

1. まえがき

帯域通過フィルター(BPF)の設計において,隣接共振器間の結合係数を用いる方法は応用範囲が非常に広く,有効な方法である[1]。特に共振器の等価的な定数を理論的に求めることが困難な電磁波回路フィルターには、この方法は実験的設計手法として威力を発揮する。

集中定数 LC フィルターに対する BPF の設計理論をたどって行くと,意外にも共振器の結合係数なる量は必ずしも必要でない事に気づく。それが必要になるのは設計理論を電磁波回路即ちマクスウェル方程式の支配する領域にまで拡張する場合である。私見では従来その拡張のやり方に問題があった。従って物理的に妥当性の高い拡張を行い,それに基いて等価的な集中定数 LC 共振器を結ぶ結合容量又はインダクタンスを求める必要がある。そのような過程を経て初めて電磁波回路共振器を用いた BPF 設計が可能となる。

この報告は従来の結合係数の定義を批判的に分析し,電磁波回路共振器を用いた BPF 設計に結合係数を用いる根拠を与えようとするものである。

2．BPF 設計における比帯域の決定

電圧伝達関数を基にした現代フィルタ理論においては図１のようなステップをふんでBPFの設計が行われる[2]。即ちあくまでも LC 集中定数素子を用いてそれらをインバータで結ぶという回路が基本となっている。これらのインバータは矢張り LC 素子で定義され図２のようにいくつかの例がある。インバータ中に含まれる負定数素子を単独で実現する事は難しいため,他の正定数素子と合わせると実現可能となるような回路がこの中から選ばれる。例えば図３のように LC 並列共振器の両端に置かれるインバータはπ型の容量が最も扱いやすい。

上記のような理論に従ってBPFの設計を行うの

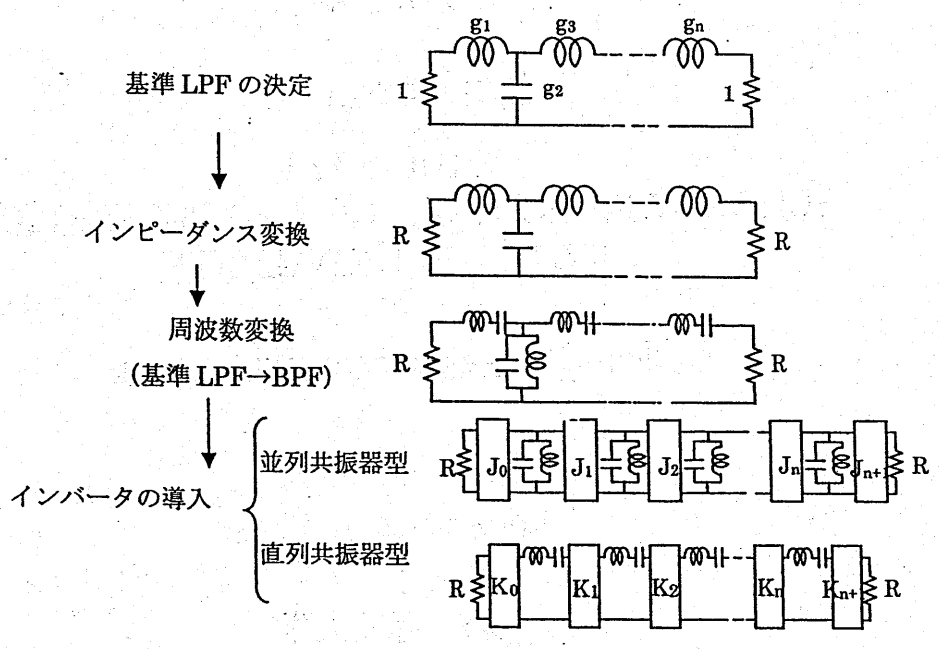


図１　代表的な BPF 設計方法

であれば最終的に図 4 のように並列共振器を直列のCで接続,又は直列共振器をシャントのLで接続した構造に到達する。これらの共振器間の結合は下に書いたような単位回路によって検討する事ができるが,更に等価変換して図 5 のような回路を用いることが多い。以上の設計において比帯域wは相互容量C_mまたは相互インダクタンスMで決まる事が知られている。集中定数回路であれば設計によって決められたC_m, Mを実現する事は可能であるが,マイクロ波帯においてはC_m, Mが何によって与えられるのかを明らかにせねばならない。そこで従来とられてきた考え方について次節で説明する。

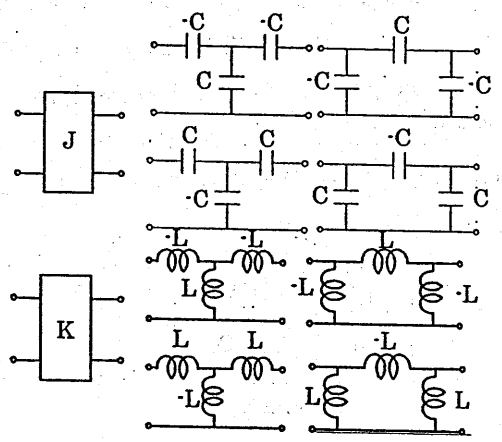


図２　インバータの集中回路による実現法

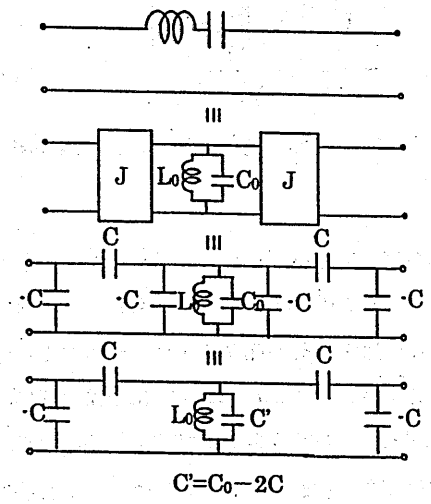
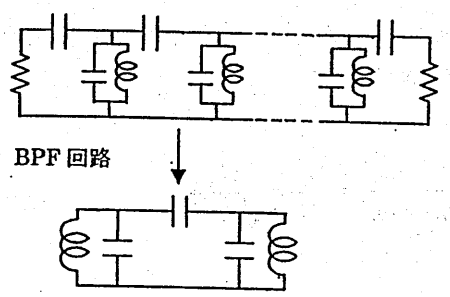
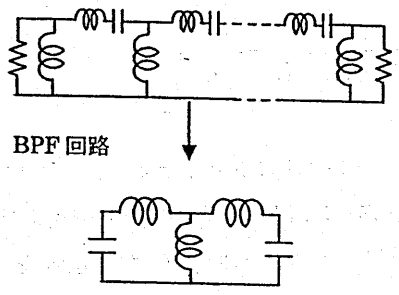


図３　Jインバータの並列共振器への適用



単位結合共振回路



単位結合共振回路

図４　代表的な２つの BPF 回路とその共振器間結合

３．結合係数の必要性

図5においてC_m, Mによって結ばれた2つの共振器の共振周波数は結合前は

$\omega_0 = 1/\sqrt{L_1C_1} = 1/\sqrt{L_2C_2}$ と等しかったと仮定すると,図 5(a)に対しては

$$\omega_h = \frac{1}{\sqrt{L(C-C_m)}}, \omega_l = \frac{1}{\sqrt{L(C+C_m)}} \qquad (1)$$

図 5(b)については

$$\omega_h = \frac{1}{\sqrt{(L-M)C}}, \omega_l = \frac{1}{\sqrt{(L+M)C}} \qquad (2)$$

となる(付録参照)。但しω_h, ω_lは夫々結合によって分離した高い方及び低い方の共振周波数であり,

$$C_1C_2 = C^2, L_1L_2 = L^2 \qquad (3)$$

としている。式(1), 及び(2)を用いて $(\omega_h^2-\omega_l^2)/(\omega_h^2+\omega_l^2)$ を計算すると非常に簡単化された関係

$$\frac{\omega_h^2-\omega_l^2}{\omega_h^2+\omega_l^2}=\frac{C_m}{C}=\frac{C_m}{\sqrt{C_1C_2}} \qquad (4)$$

及び

$$\frac{\omega_h^2-\omega_l^2}{\omega_h^2+\omega_l^2}=\frac{M}{L}=\frac{M}{\sqrt{L_1L_2}} \qquad (5)$$

を得る。この関係式から言える事は「図4のような回路形式のBPFの比帯域を決める結合容量,結合インダクタンス値を知りたければ ω_h, ω_l を知れば良い」という事である。更につけ加えるならば(4), (5)式の右辺はそれぞれ電気回路論において容量間の結合係数, インダクタンス間の結合係数又は両者合わせて誘導係数という名前で知られている。

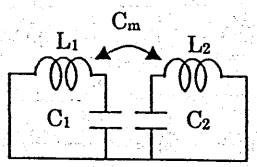
従って2つの共振器が図5のように結合している限り,共振器間の結合係数は夫々容量間結合係数又はインダクタンス間結合係数によって代表させても良さそうである。しかしここで「共振器間の結合係数の定義」が示されていない事に注意すべきである。上の予測は「2つの共振器が相互容量又は相互インダクタンスを介して結合しているのだから容量間結合係数,インダクタンス間結合係数で代用できよう」という理屈である。

集中定数回路LCフィルターの設計に対しては実は結合係数は必要ではない。なぜなら結合係数はBPFの比帯域を決めるのに使われる量であり,その限りでは C_m, C_1, C_2 又は M, L_1, L_2 がわかれば良く式(4), (5)の量が結合係数と呼ばれるかどうかはどうでも良い事だからである。しかし電磁波回路(高周波回路)に対して式(4), (5)を拡張しようとすると問題が生ずる。式(4), (5)の美しい関係は図5の回路に対して得られたものであり,電磁波回路に対して成り立つという保証は何もないからである。

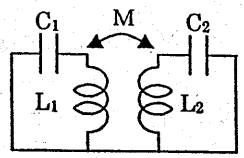
従来ここで重大な論理の飛躍がなされてきた(と筆者は考える)。式(4), (5)左辺の ω_h, ω_l によって計算される量を一般的に共振器の結合係数 k

$$k=\frac{\omega_h^2-\omega_l^2}{\omega_h^2+\omega_l^2} \qquad (6)$$

と定義し,その結合係数は共振器の集中定数近似をすれば C_m/C 又は M/L に等しいと仮定したようである[3], [4]。その根拠はどこにも示されていないので想像するしかないが,「ω_h と ω_l を用いた同じ表現がC結合,M結合によらず成立するので式(4), (5)の関係は一般性が高い。それゆえ電磁波回路にも拡張できるだろう」と考えたものと思われる。しかしこの考えは集中定数回路の範囲内で存在する一般性をその範囲を超えて適用するという誤りをおかしているように見える。ただ, 式(4), (5), (6)に基づいて電磁波回路共振器の等価的な C_m, M を定めBPFの設計に用いるという手法は実践的に有効性が確認されており,結果として間違っていない事は確かである。従って我々のやるべき事は電



(a) C結合共振回路



(b) M結合共振回路

図5　結合係数の計算に用いられる共振回路

磁波回路においてC_m又はMにあたる量がどうすれば求まるか,又式(6)の根拠はどこにあるのかを見出すことである。

4．結合係数の定義

図 6 のような容量結合共振器の特性は電気回路の知識を用いて解析的に求める事ができる。詳細は文献[5]に譲る事にして必要な結果のみを示すと次のようになる。

共振器#1 及び 2 の持つ電気・磁気エネルギーの総和はそれぞれ

$$W_1 \cong \frac{CV_0^2}{4}[1+\cos(\omega_e-\omega_0)t + \frac{C_m}{C}\sin\omega_0 t(\sin\omega_0 t+\sin\omega_e t)] \quad (7)$$

$$W_2 \cong \frac{CV_0^2}{4}[1-\cos(\omega_e-\omega_0)t + \frac{C_m}{C}\sin\omega_0 t(\sin\omega_0 t-\sin\omega_e t)] \quad (8)$$

である。通常C_m/Cは 1 に比べて十分に小さいので無視するとW_1とW_2は

$$W_1 = \frac{1}{2}CV_0^2\cos^2(\frac{\omega_e-\omega_0}{2}t) \quad (9)$$

$$W_2 = \frac{1}{2}CV_0^2\sin^2(\frac{\omega_e-\omega_0}{2}t) \quad (10)$$

と書くことができて

$$T_m = \frac{2\pi}{\omega_e-\omega_0} \quad (11)$$

の周期でエネルギーのやり取りが起こっている事がわかる。

共振器に限らず一般的に何らかの 2 つのものが相互作用している時,その結合の強さを測る指標としてエネルギーや情報のやり取りの頻度を用いるのは理解し易い。しかし共振器の場合自分自身の共振によって内部で磁気/電気エネルギーのやり取りをしているので,結合係数としては自己の周期T_0で 2 共振器間のエネルギー交換の周期を除したものの逆数により

$$k = \frac{T_0}{T_m} \quad (12)$$

とするのが妥当であろう。こうすれば

$$T_0 \cong \frac{4\pi}{\omega_e+\omega_0} \quad (13)$$

なる関係と式(11), (12)より

$$k = \frac{2(\omega_e-\omega_0)}{\omega_e+\omega_0} \quad (14)$$

が得られ,周知の式(4), (5)ともほぼ一致して好都合である。これと全く同様な議論がインダクタンス結合共振器系に対しても成立するであろう事は容易に理解できる。

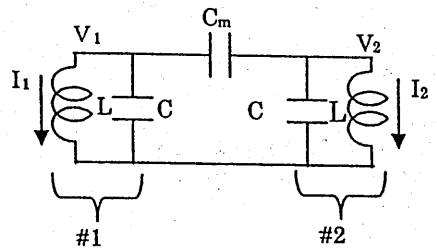


図6　解析する容量結合並列共振器

5．電磁波回路共振器

集中定数のLC回路ではなくマクスウェルの方程式によって記述される共振器系の解析は結合モード理論を用いて行う事ができる。それは既に文献[6]に発表しているので結果だけを記す。全く等しい2つの結合共振器について最終的に得られた結合モード方程式は夫々の共振器の電界振幅a_1, a_2に対して,

$$\frac{\mathrm{d}^2 a_1}{\mathrm{d}t^2}+\frac{k_0^2}{g_{11}h_{11}}a_1-\frac{k_0^2}{g_{11}h_{11}}\left(\frac{h_{12}}{h_{11}}+\frac{g_{12}}{g_{11}}\right)a_2=0 \quad (15)$$

$$\frac{\mathrm{d}^2 a_2}{\mathrm{d}t^2}-\frac{k_0^2}{g_{11}h_{11}}\left(\frac{h_{12}}{h_{11}}+\frac{g_{12}}{g_{11}}\right)a_1+\frac{k_0^2}{g_{11}h_{11}}a_2=0 \quad (16)$$

となる。ここでk_0は各共振器の固有値であり

$$g_{11}=\int \varepsilon \mathbf{E}_1^2 dv, g_{12}=\int \varepsilon \mathbf{E}_1\cdot\mathbf{E}_2 dv \quad (17)$$

$$h_{11}=\int \mu \mathbf{H}_1^2 dv, h_{12}=\int \mu \mathbf{H}_1\cdot\mathbf{H}_2 dv \quad (18)$$

である。

$$\frac{k_0^2}{g_{11}h_{11}}=\omega_0^2, \frac{h_{12}}{h_{11}}+\frac{g_{12}}{g_{11}}=\kappa \quad (19)$$

とおきかえる事により式(15),(16)は次のように簡単化される。

$$\frac{\mathrm{d}^2 a_1}{\mathrm{d}t^2}+\omega_0^2 a_1-\omega_0^2\kappa a_2=0 \quad (20)$$

$$\frac{\mathrm{d}^2 a_2}{\mathrm{d}t^2}+\omega_0^2 a_2-\omega_0^2\kappa a_1=0 \quad (21)$$

この解を求めるためにa_iは$\exp(\mathrm{j}\omega t)$に比例すると仮定して式(20), (21)に代入しωを決定する。ωは

$$\omega=\omega_0\sqrt{1\pm\kappa} \quad (22)$$

と求まるので大きい方をω_h小さい方をω_lとするとa_iは次のように式(22)の2つの固有値に対応する2つの固有解の一次結合で表わされ

$$a_1=C_1\exp(\mathrm{j}\omega_h t)+C_1'\exp(\mathrm{j}\omega_l t) \quad (23)$$

$$a_2=C_2\exp(\mathrm{j}\omega_h t)+C_2'\exp(\mathrm{j}\omega_l t) \quad (24)$$

と書ける。ただしここで$\kappa>0$及び$\kappa<0$に対応して

$$\omega_h=\omega_0\sqrt{1\pm\kappa}, \omega_l=\omega_0\sqrt{1\mp\kappa} \quad (25)$$

である。固有解に対する条件と,初期条件を式(23), (24)に課する事によりC_i, C_i'を求める。t=0においてa_1=1, a_2=0という初期条件を仮定すれば結局

$$C_1=C_1'=-C_2=C_2'=\frac{1}{2} \quad (26)$$

となり,これを(23), (24)に代入すれば

$$|a_1|^2=\cos^2\left(\frac{\omega_h-\omega_l}{2}t\right) \quad (27)$$

$$|a_2|^2=\sin^2\left(\frac{\omega_h-\omega_l}{2}t\right) \quad (28)$$

なる解が得られる。これは前節の式(9), (10)と本質的にまったく同じであり,前節で2つの結合並列LC共振器の蓄積エネルギーに対して成立した式(12)が一般的な電磁波回路結合共振器に対しても成立する事がわかった。

以上により,2つの共振器の結合係数を共振器間のエネルギーのやりとりの速さによって与え

$$\kappa=\frac{T_0}{T_m} \quad (29)$$

と表す事の妥当性が示されたと言えよう。ここにT_0は各共振器の共振周期(非結合時), T_mは共振器間のエネルギーのやりとりの周期である。又その結果T_0, T_mを逆に角周波数で表せば

$$k=\frac{2(\omega_h-\omega_l)}{\omega_h+\omega_l} \tag{30}$$

と書ける事が証明されたので,従来の方法(式(6)の一般使用)の根拠が初めて与えられたと言えよう。

6．BPF の比帯域決定法の根拠ーあとがきに代えてー

上に述べた事を整理すると次のようになる。

1) BPF の設計理論は LC 集中定数回路に対して与えられている。

2) 比帯域は並列又は直列共振回路を結ぶインバータの特性インミタンスJ又はKによって定められる。

3) J又はKはT型又はπ型容量又はインダクタンス回路で作られるインバータの要素C_m又はMによって定められる。

4) C_m又はMは 2 つの共振器を結ぶ相互容量又は相互インダクタンスであり結合共振器の共振周波数ω_hとω_lを用いて

$$\frac{C_m}{\sqrt{C_1C_2}}=\frac{M}{\sqrt{L_1L_2}}=\frac{\omega_h^2-\omega_l^2}{\omega_h^2+\omega_l^2} \tag{31}$$

で与えられる。

5) 従来の理論はここで直ちに上式を共振器の結合係数と定義し,この関係が LC 共振器だけでなく電磁波回路共振器にも成り立つものと仮定した。

しかし我々はその仮定を根拠薄弱と考え以下のプロセスを追加した。

6) 結合した 2 つの.LC 共振器のエネルギー交換を計算すると

$$\frac{T_0}{T_m}=\frac{2(\omega_h-\omega_l)}{\omega_h+\omega_l} \tag{32}$$

なる関係が成り立つ。この式の左辺即ち(各共振器の固有共振周期/共振器間のエネルギー交換の周期)はまさに共振器の結合係数の定義としてふさわしいものである。

7) 結合モード理論を用いて 2 つの結合した電磁波回路共振器のエネルギー変換を計算すると上と同じ関係が成立する事を見出した。又式(32)の右辺は実質的に式(31)の右辺と等しく,従来の方法との整合性も保たれてる。従って

$$k=\frac{T_0}{T_m} \tag{33}$$

は結合係数の定義として一般性が高く物理的に明快で,かつ従来の理論も含むものとなっている。

8) 以上によって結合係数として式(33), (32)又は(31)を用いる事の正当性が説明されたと考える。従って 1)～8)のステップを逆にたどることにより電磁波回路共振器を用いたBPFの比帯域設計に必要なインバータの特性インミタンス J,K を決定できる事がわかった。

仮にこの報告に述べたことが了解いただけたとしても,そこから何か新しい事が出てくるわけではない。従来実践されてきた手法の根拠を与えただけだからである。しかしこの批判的分析の手法が将来の新しい発見の手法の 1 例となることを願って筆を置く。

謝辞

この研究の一部は科学研究費補助金基板研究(c)(2)「分割と空隙によるマイクロ波誘電体共振器の高性能化」「15560297」に負っていることを記し謝意を表する。

文献

[1] A. E. Atia and A. E. Williams, "Narrow-bandpass waveguide filters", IEEE Trans. Microwave Theory Tech., vol. MTT-20, pp.258-265(1972).

[2] G. Matthaei, L. Young and E.M.T. Jones, "Microwave filters, impedance-matching networks, and coupling structures", Artech House Inc., North Bergen, NJ, USA (1980).

[3] J. S .Hong and M.J. Lancaster, "Microstrip filters for rf /microwave applications", John Wiley & Sons, Inc., New York et. al. (2001).

[4] C. Wang, H. W. Yao, K. A. Zaki and R. R. Mansour, "Mixed modes cylindrical planar dielectric resonator filters with rectangular enclosure", IEEE Trans. Microwave Theory Tech., vol.43, pp.2817-.2823 (1995).

[5] 粟井郁雄, 小田宣史:「共振器の結合係数」 電子情報通信学会技術研究報告, EMT-97-47, pp.55-62 (1997).

[6] 粟井郁雄;「共振器の結合係数と線路の結合係数」 電気学会研究会資料 EMT-04-58, pp.37-42 (2004).

付録 式(2)の導出

図5(b)の回路において2つの共振器の共振周波数は等しいが個々の容量及びインダクタンスは等しくないものとする。このような場合をわざわざ考えるのはBPF設計において異なったタイプの共振器を用いたい事があるからである。上のような場合

$$C_1L_1 = C_2L_2 \tag{A.1}$$

が成立する。図5(b)は付図1と等価であるのでこの回路の共振周波数を計算する。図のAA'から左右を見たインピーダンスの和を0に等しいとすれば

$$\frac{1}{\dfrac{1}{j\omega M}+\dfrac{1}{j\omega(L_2-M)+\dfrac{1}{j\omega C_2}}} + j\omega(L_1-M)+\frac{1}{j\omega C_1}=0 \tag{A.2}$$

なる関係を得る。これを整理すると

$$\omega^2 = \frac{(\frac{L_2}{C_1}+\frac{L_1}{C_2}) \pm \sqrt{(\frac{L_2}{C_1}+\frac{L_1}{C_2})^2 - \frac{4}{C_1C_2}(L_1L_2-M^2)}}{2(L_1L_2-M^2)} \tag{A.3}$$

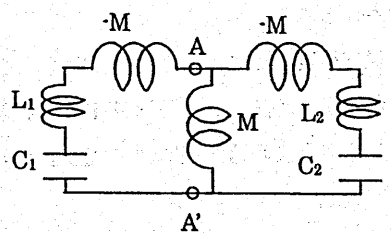
となるので

$$C_1C_2 = C^2, L_1L_2 = L^2 \tag{A.4}$$

と置きかえ(A.1)を合わせ用いると

$$\omega^2 = \frac{1}{C(L \pm M)} \tag{A.5}$$

が得られる。



付図1 M結合共振器

輻射科学研究会資料
RS04-14

パルス超音波変調による散乱体深部のスペックル光計測

Optical Speckle Measurement for Scattering Medium by Pulsed-ultrasound Modulation

松田 詳平, 日坂 真樹

大阪電気通信大学

S. Matsuda and M. Hisaka
Osaka Electo-Communication University

2004 年 12 月 17 日
於　近畿大学

1. はじめに

光を用いた生体組織計測は近年，その有効性の認識とともに精力的に研究されている。光計測は生体組織に対して安全性、経済性，利便性に優れる一方で，分光学的情報から組織の形態的な情報（構造情報）のみならず，組織の生きた情報（生理情報）をも観察できる有力な手法として注目されており，今後，医療分野を始め，生物分野，計測分野において開発需要は高くなると期待される。

生体光計測は，これまでに低コヒーレンス干渉計測による眼底検査装置[1]や光トポグラフィーによる脳機能検査など，観察領域と空間分解能を狭く限定した場合には大きな成功を納めている。しかしながら生体組織の強い光散乱性によって，組織組織深部を高い空間分解能で観察することは非常に困難である。

本研究ではこの問題を克服する一つの手法として光計測に超音波変調技術を融合し[2-7]，深さ数センチメーターの組織領域をサブミリオーダーの空間分解能で観察する手法の開発を試みてきた。本発表では，光散乱試料により形成されるスペックルパターンを超音波によって変調し，その変調信号をアバランシェフォトダイオード(APD)及びデジタル CCD カメラで測定した場合について報告する。

2. 光—超音波相互作用による観察原理

生体組織内部における MHz オーダーの超音波波長はサブミリオーダーの長さに相当し，生体の構成組織細胞に比べて十分に大きく，超音波は組織によって散乱を受けにくいという性質を持つ。このため，超音波は組織内部で散乱されることなく伝搬し，組織内部で超音波波長程度の領域に局所的に収束させることが可能である。

超音波を光散乱状態の物質内部に照射すると，物質を介した光と超音波の相互作用が生じる。この相互作用は，超音波の粗密変化に起因して物質の光散乱断面積や複素誘電率が変化することで生じる。特にこれらの変化は超音波強度の大きさに依存するので超音波の収束点では著しく大きな相互作用を起こし，光散乱変調信号はほぼ超音波収束点からのみの情報と考えられる。従って，生体組織深部の光学情報を超音波の空間分解能で観察することが実現できる。

散乱試料からの光学情報の測定には，試料からの射出光が空間的に離れた位置に形成するスペックルパターンを利用する。このスペックルパターンは光学分布に応じて超音波変調されるので，超音波伝搬にともなうスペックルパターン変化を測定することで内部情報を観察する。特にスペックルパターン計測においては，光検出面とスペックルグレインの大きさを等しくすることで，効率よくその変化を検出できる。スペックルグレインの平均の大きさはφは，

$$\phi = 2 \times \frac{\lambda D}{L} \qquad (1)$$

で与えられ，λ，D，Lはそれぞれ光の波長，開口と散乱光の開口径，光検出面の距離を表す。図1は光検出器の大きさに対するスペックルグレインの大きさ比を示したものであり，両者の大きさがほぼ等しいときに検出信号が効率よいことを実験的に示している。

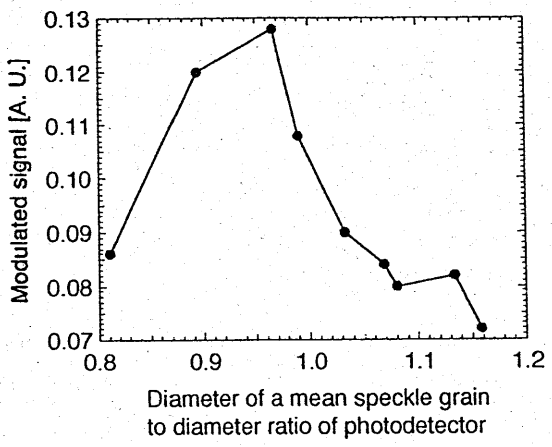


図1　スペックルグレイン依存性

3. APDによる透過型光変調測定

3.1. 実験光学系

図2は APD による透過型スペックルパターン変化の測定光学系である。波長 632.8nm, 光強度 4.5mW のレーザー光を光散乱体に照射し，曲率半径 25.0mm の超音波発生器から収束超音波をパルス幅 1.0μsec で同軸方向から照射する。超音波の伝搬にともなう光散乱体内部からの光変調信号を帯域周波数 100.0MHz, 有効受光径φ0.5mm の APD で光検出し，デジタルオシロスコープで 256 回積算してコンピューター内部に信号波形を取り込む。

検出する光信号にはスペックルパターンを構成する1つのグレインに着目し，その動きを検出する。光散乱試料直後に配置した開口絞りの大きさと試料-光検出器間の距離を調節することで，APD 受光面の大きさとスペックルグレインの大きさとを調整する。

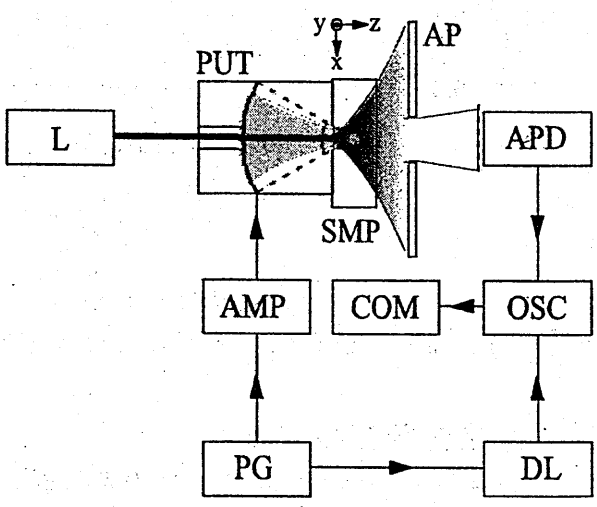


図2 APDによる光変調測定光学系
L:レーザー，PUT:パルス超音波発生器，AP:開口絞り，APD:アバランシェフォトダイオード，OSC:デジタルオシロスコープ，PG:パルス発生器，DL:遅延時間発生器，COM:コンピューター，AMP:増幅器

光散乱試料は，配合するイントラリピッド量で光散乱係数を調整できる厚さ 10mm のシリコンゴムで形成した。この光散乱試料表面から 5.0mm の位置に大きさ 2.0mm x 2.0mm, 厚さ 0.5mm の光吸収物体を埋包している。光吸収物体の吸収係数はシリコンゴムに配合するビクトリアブルー色素量で調整する。試作した光散乱試料の音響インピーダンスは試料全体で整合されており，試料内部では複素誘電率分布のみを持つ。従って，試作試料では複素誘電率や光散乱係数の超音波変化の影響のみ受けた光計測を実現している。本実験で用いた光散乱係数及び光吸収係数はそれぞれ 0.4 mm^{-1}, 4.7 mm^{-1} である。

3.2. 実験結果

図3(a)に超音波伝搬にともなう APD による光変調波形を示す。横軸は試料内部での伝搬時間，縦軸は光変調信号である。時間 5.0μsec にて大きな変調が観察されているが，これは試料内部での超音波速度 1.0 x 10^3m/sec から換算すると 5.0mm に相当する。したがって，吸収分布が配置された位置において大きな変調信号が現れていることが分かる。また，時間 5.0μsec 以外の領域において現れている変調信号は散乱係数の分布や超音波発生器からの多重反射によるものである。

図3(b)は試料を走査間隔 100μm で x 軸方向に 100 点走査させながら1次元波形を測定し，測定光信号の直流成分で規格化した光断層像である。透過光測定では吸収分布内部を多く通過してきた光変調信号の透過光強度が低くなるため，透過光の直流成分でそれぞれ規格化している。得られた光断層像から分かるように，吸収物体を埋包した深さ 5.0mm, x 軸方向に 1.8mm の領域において変調信号が強く観察され，超音波の波長程度の空間分解能を有していることが分かる。画像内に示されている軸 A は図3(a)の波形位置に対応している。

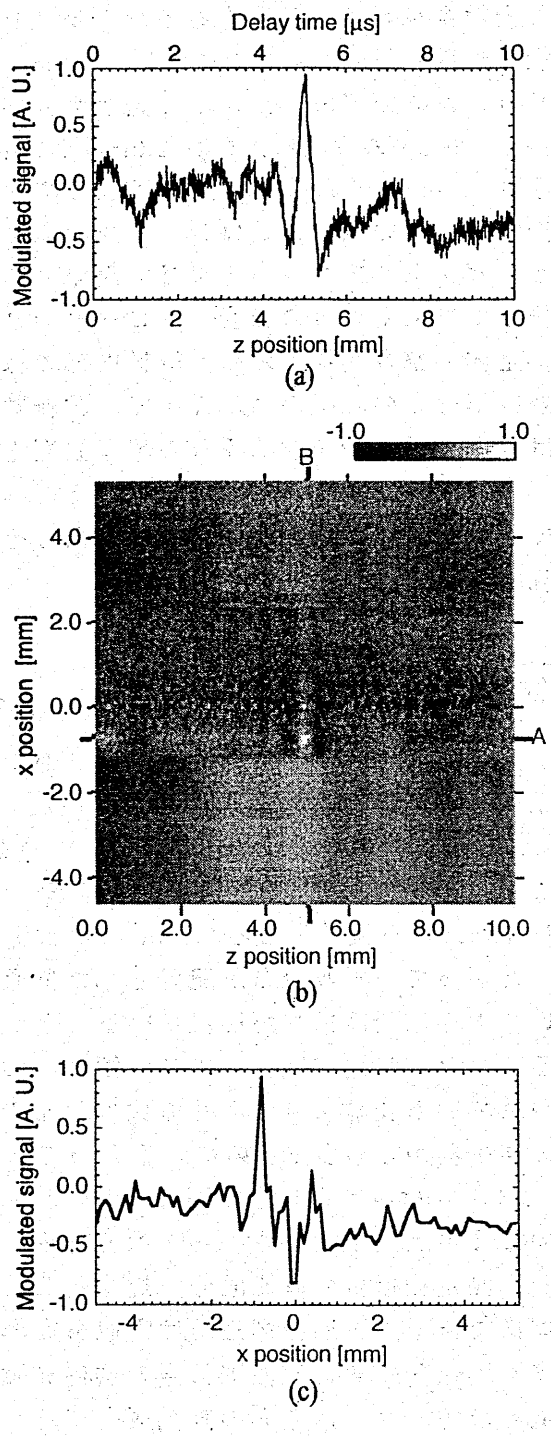


図３　APDによる観察結果
(a) 時間波形，(b) 2次元断層像，
(c) 断層波形

図３(c)に時間 5.0μsec における断層波形を示す。横軸は走査軸（x 軸），縦軸は変調信号であり，図３(b)の B 軸に対応している。光変調信号として特に試料側面(x=-1.0mm)において強く現れている。反対側の側面(x=1.0mm)においても変調信号が現れているが，スペックルグレインと光検出面の位置ズレにより変調信号強度が低下している。

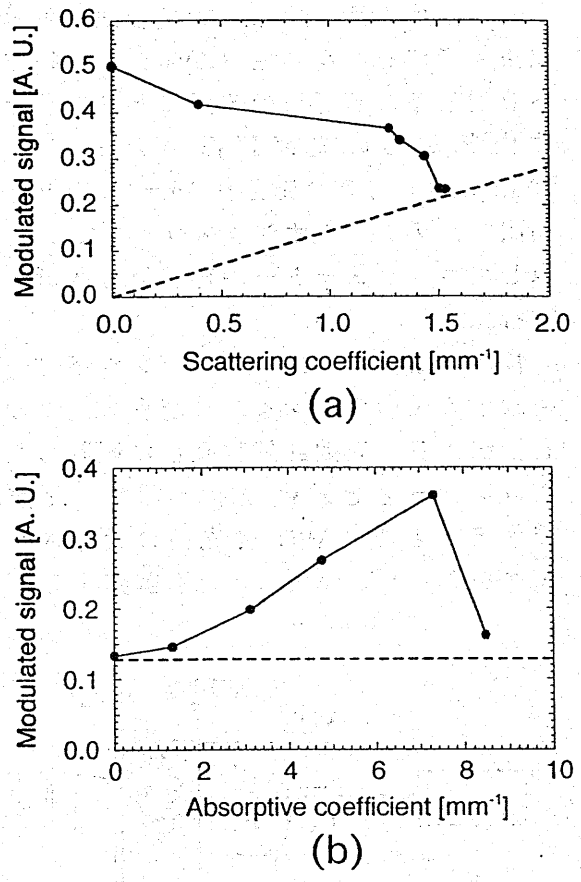


図４　吸収係数依存性
(a) 散乱係数依存性，(b)吸収係数依存性

3.3. 定量計測の検討

生体計測では光散乱体内部の定量観察が重要となってくる。図４(a)に光散乱係数依存性の実験結果を示した。現実験装置では散乱係数として 2.0×10^{-3} mm^{-1} までの散乱試料の観察を実現できている。図中の波線は装置のノイズレベルであり，試作装置では 2.0×10^{-3} mm^{-1} より強い散乱媒体では信号がノイズに埋もれて信号観察が不可能である。生体組織は $10.0mm^{-1}$ であるので，実用機としては光源の高強度化や長波長化，光検出法の改善が

求められる。

図4(b)に低散乱試料を用いた場合の吸収係数依結果を示す。結果は吸収係数が小さい領域では変調強度は比例するが，しだいに飽和状態になる結果となった。生体組織の吸収係数はおよそ 1.0×10^{-1} mm^{-1} であるので，吸収係数に関しては定量的評価が期待される。

4. CCDカメラによる透過型変調測定

4.1. 実験光学系

CCD カメラによる光検出では，受光面が広く，多素子受光するため，スペックルグレインと受光面の位置調整が不要となる利点がある。しかしながら，CCD カメラの光検出速度は超音波周波数に比べて十分に遅く，APD による測定法とは異なってくる。

CCD カメラを用いる場合のスペックルパターンの時間変化計測では，CCD カメラフレーム(Hz)と超音波(MHz)の周波数領域は大きく異なるため，パルス超音波が試料内部の特定領域を伝搬している瞬間のみにレーザー光を瞬間的に照射する。CCD カメラである瞬間のスペックルパターン観察を実現し，超音波照射からの光照射時間を遅延時間を調整することで超音波伝搬にともなう1次元波形を収集する。

図5に CCD カメラによる透過型スペックルパターン変化の測定光学系を示す。パルス幅 1.0μsec の収束超音波照射後に，コンピューター制御による遅延時間を設けて，波長635.0nm，パルス幅 0.1μsec，平均光強度 13μW のレーザー光を同軸方向から光散乱体に照射する。光散乱体からの透過光を開口絞りを介して冷却デジタル CCD カメラ（1280 x 1024 pixels）で観察する。CCD カメラの1フレームを 1.0sec，パルス超音波照射の繰り返し周波数を 4.0kHz と設定し，フレームあたりの多重露光を4000回とした。測定試料には APD の実験と同一の試料を使用した。

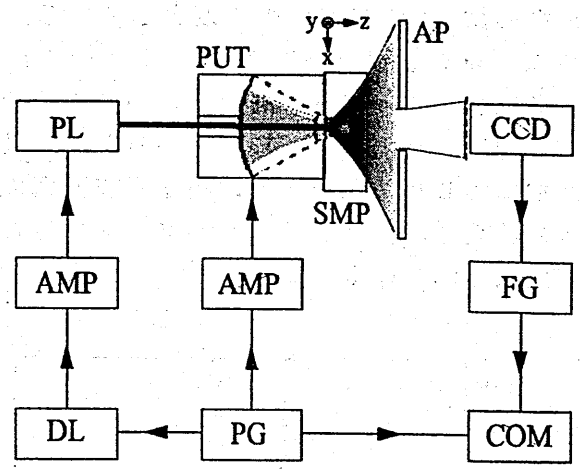


図5 CCDによる光変調測定光学系
PL:パルス半導体レーザー，PUT:パルス超音波発生器，AP:開口絞り，CCD:CCD カメラ，FG:フレームグラバー，PG:パルス発生器，DL:遅延時間発生器，COM:コンピューター，AMP:増幅器

4.2. 実験結果

パルス超音波照射の伝搬にともない，スペックルパターンは時間的に変化する。このスペックルパターンの変化を評価するために，時間 t_n（n:整数）でのスペックルパターン撮影像を A_n，それぞれの撮影画像の画素座標を i，j として，次に示す評価式 S_n

$$S_n = \frac{\sum_{i,j} \left| A_{n,ij} - A_{0,ij} \right|}{\sum_{i,j} \left| A_{1,ij} - A_{0,ij} \right|} \qquad (2)$$

を導入した。ここでは，時間 t_n の画像と時間 t_{n+1} とを用いて各同一セルごとに絶対値をとり，全セルに渡って積算している。また，S_n を規格化するために,初期画像を用いた。

図6(a)は S_n による光散乱試料からの1次元透過光信号 S の測定結果である。グラフの横軸はパルス光照射の遅延時間，縦軸は S_n の時間変化を示す。パルス光の遅延時間差を 0.1μsec 間隔として測定した。測定波形に見られるように，光吸収物体が存在する 5.0μsec

を中心に S の値が大きく変動している。厚さ 0.5mm の吸収試料に対して，およそ 1.1mm の半値全幅で観察されている。パルス超音波の影響により信号が拡がっているが，光吸収係数に応じた散乱パターンが超音波変調によって誘起され，スペックルパターン変化として観察されている。

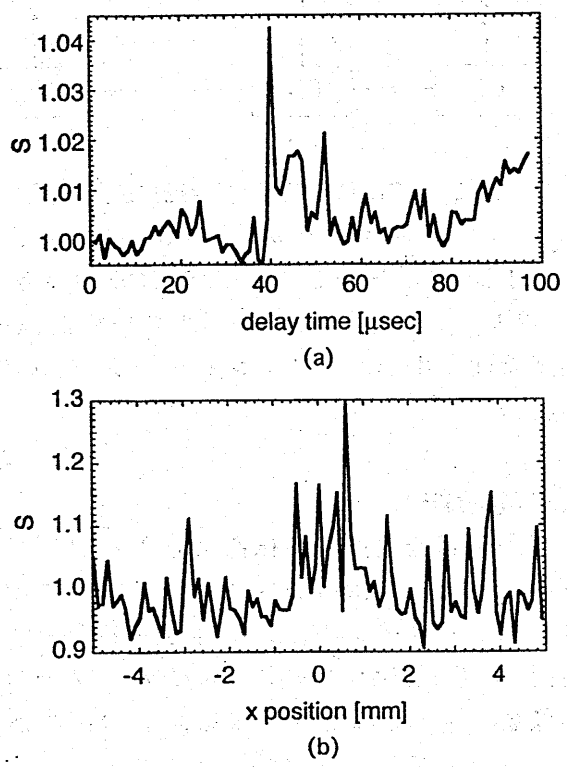


図 6　CCD による観察結果
(a) 1 次元波形光信号，(b) 1 次元断層光信号

図 6 (b)は遅延時間 5.0μsec における光散乱試料からの 1 次元断層光信号の測定結果である。試料を x 軸方向に移動させながら，n が 0, 1, 50 (それぞれ 0μsec, 0.1μsec, 5.0μsec の遅延時間に相当) の 3 つ場合を測定し，S_n による規格化によって断層波形を得た。試料が移動することによって各スペックルパターンは全く異なる形状に変化するにもかかわらず，吸収物体の位置にて強い変調信号が観測される結果となった。このことより，CCD カメラによる断層観察も有効な 1 つの手法であると考えられる。

4.3. 評価式 S の考察

評価式 S_n を用いて得られる信号は画像間の差分を測定しているため，変調信号の時間軸に対する微分形として観察される。そのため，奥行き方向に吸収分布等を持つ場合，吸収の変化位置や境界面において変調信号が観察されると予測される。今回得られた結果では変調信号のピークが 4.0～5.2μsec に数本のピークが観察され，吸収境界面及び吸収物体内部でも変調が現れている。吸収境界面以外に吸収物体内部でも信号が観察されている理由としては，試料作成時における吸収分布の不均一性が原因だと考えられる。

4.4. 吸収係数依存性

CCD カメラを用いた場合の光吸収依存性の結果を図 7 に示す。それぞれの吸収係数で示した値は吸収物体による変調信号をその他の平均の変調信号で規格化したものである。測定結果から吸収係数が低い領域では変調信号は大きいが，吸収係数が大きくなるに従って変調信号は低下した。特に吸収係数 8.5mm^{-1} より大きい値では変調信号が急速に減少し，測定が困難な状況である。この結果から吸収係数が低い値では定量計測が期待される。

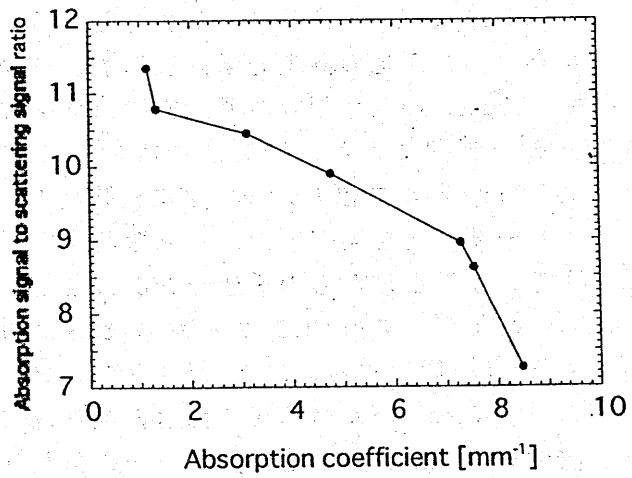


図 7　CCD カメラ計測法における吸収係数依存性

4.5. CCD カメラの計測信号ゆらぎ

スペックル光計測における測定信号には，目的の信号以外に計測装置に起因する揺らぎが侵入する。ここでは，この計測装置に起因する揺らぎについての評価を行った。揺らぎは散乱媒体を計測した場合の平均の振幅で測定した。

表 1 に CCD カメラによる揺らぎの測定結果を示している。測定に使用しているデジタルカメラはペルチェ素子により冷却されており，熱雑音による暗電流は低く抑えられている。しかしながら入射光のパルス化や超音波印加，さらには測定実験に使用する遅延制御の導入によって揺らぎは 20 倍程度に増している。特にパルス光の使用と遅延制御によって強い影響を受けている。パルス光による影響の理由としては，半導体レーザーの熱的安定性及び回路上の光強度の不安定性が原因として考えられる。一方，遅延制御に関しては遅延時間制御の安定化が不十分であることが原因として，スペックルパターンに揺らぎが混入していると考えられる。

表 1 CCD カメラからの信号揺らぎ

	遅延制御なし	遅延制御あり
遮光（暗電流）	0.001	——
連続光	0.003	——
パルス光	0.008	0.026
パルス光＋超音波	0.018	0.027

5. 比較・評価

APD 及び CCD カメラともに散乱体内部の吸収分布を光変調信号として計測できることが分かった。APD の場合，高速測定が実現できる利点がある一方，スペックルグレインと受光面の光学調整や単一グレイン計測による測定信号の非効率性の欠点がある。それに対して CCD カメラを用いた場合，測定時間が低速ではあるが，光学調整は簡便でスペックルパターン全体を効率よく受光できるという利点がある。

観測波形を比較すると，CCD による方法は吸収物体以外の領域の変調成分が押さえられ，吸収分布を 3.8 倍の S/N で検出することが実現されている。

6. まとめ

超音波と光の相互作用による光散乱試料内部の透過型光計測において，試料内部からの透過散乱光によって形成されるスペックルパターンを APD 及び CCD カメラのそれぞれの場合で測定し，測定データの比較・検討を行った。

参考文献

[1] D. Huang, E. A. Swanson, C. P. Lin, J. S. Schuman, W. G. Stinson, W. Chang, M. R. Hee, T. Flotte, K. Gregory, C. A. Puliafito, and J. G. Fujimoto, "Optical coherence tomography," Science **254**, 1178-1181 (1991).

[2] M. Hisaka, T. Sugiura and S. Kawata, "Optical cross-sectional imaging with pulse ultrasound wave assistance," J. Opt. Soc. Am. A, Vol.18, No.7, pp.1531-1534 (2001).

[3] 日坂真樹，杉浦忠男，河田聡 "パルス超音波と光の相互作用を利用した散乱体深部の光断層像観察，" 光学 29 巻，10 号，pp. 631-634 (2000).

[4] M. Hisaka, T. Sugiura, S. Kawata, "Ultrasound-Assisted Optical Reflectometry in Highly Scattering Media," Jpn. J. Appl. Phys., Vol. 38, No. 12A. pp. L1478-1481 (1999).

[5] J. Li, G. Ku, L. V. Wang, "Ultrasound-Modulated Optical Tomography of Biological Tissue by Use of Contrast of Laser Speckles," Appl. Opt., **41**, 6030-6035 (2002).

[6] S. Leveque, A. C. Boccara, M. Lebec, and H. Saint-Jalmes, "Ultrasonic tagging of photon paths in scattering media: parallel speckle modulation processing," Opt. Lett. **24**, 181-183 (1999).

[7] A. Lev, B. Sfez, "In vivo demonstration of the ultrasound-modulated light technique," J. Opt. Soc. Am. A, **20**, 2347-2354 (2003).

輻射科学研究会資料

RS04-15

有機色素微粒子の近接場光学測定と蛍光観測

Near-Field Optical Measurement and Fluorescence Detection of Sub-micrometer Particles of Organic Dye

井戸泰幸[1)]，富岡明宏[1) 2)]，板倉靖明[1)]，本窪田徹[1)]

大阪電気通信大学[1)]，学術フロンティア[2)]

Yasuyuki Ido[1)]，Akihiro Tomioka[1) 2)]，Yasuaki Itakura[1)]，Tooru Motokubota[1)]

Osaka Electro-Communication University[1)], Academic Frontier Promotion Center[2)]

2004年12月17日

近畿大学

有機色素微粒子の近接場光学測定と蛍光観測

Near-Field Optical Measurement and Fluorescence Detection of Sub-micrometer Particles of Organic Pigmentq

井戸泰幸[1)]，富岡明宏[1) 2)]，板倉靖明[1)]，本窪田徹[1)]

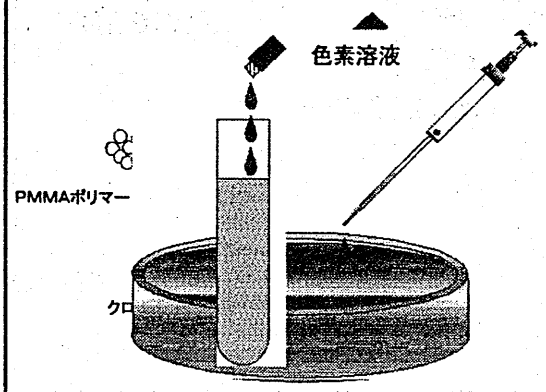
大阪電気通信大学[1)]，学術フロンティア[2)]
Osaka Electro-Communication University[1)], Academic Frontier Promotion Center[2)]
E-mail: tomioka@isc.osakac.ac.jp

研究目的

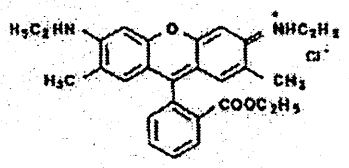
分子性結晶中の有機色素分子を自己組織的に配列
光学的に分子環境を調べる
→ 近接場光学顕微鏡で個々の微粒子を分光

ラングミュア・ブロジェット法（LB法）による薄膜の作製

①PMMAポリマーをクロロホルムに溶かす
②その中にエタノールに溶かしたローダミン6Gを滴下し攪拌
③ピペットに溶液をとり水面に広がるように静かに落とす
④膜の上からカバーガラスを押しつける
⑤カバーガラスを持ち上げる

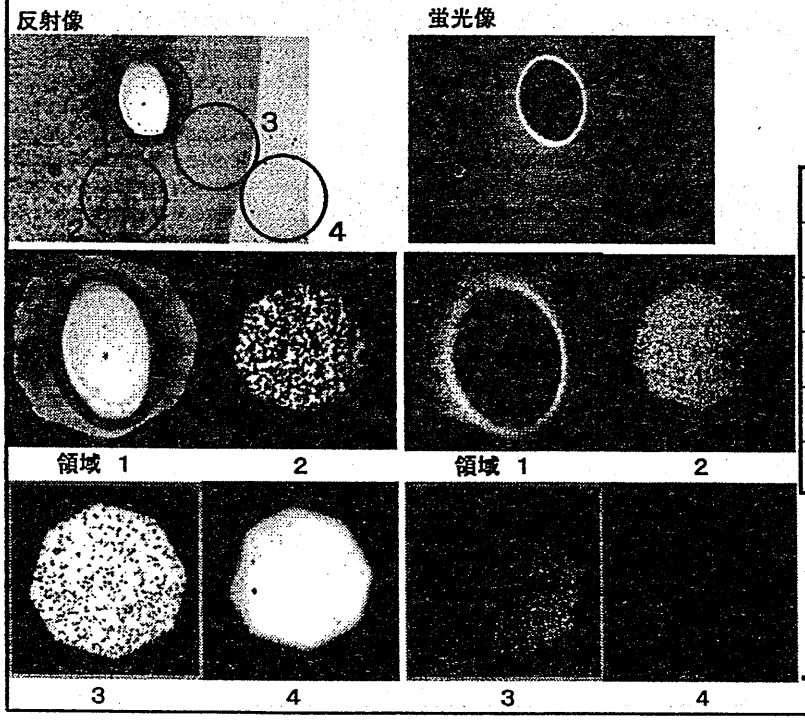


試料：ローダミン6G



透明ポリマー：PMMA(アクリル樹脂)

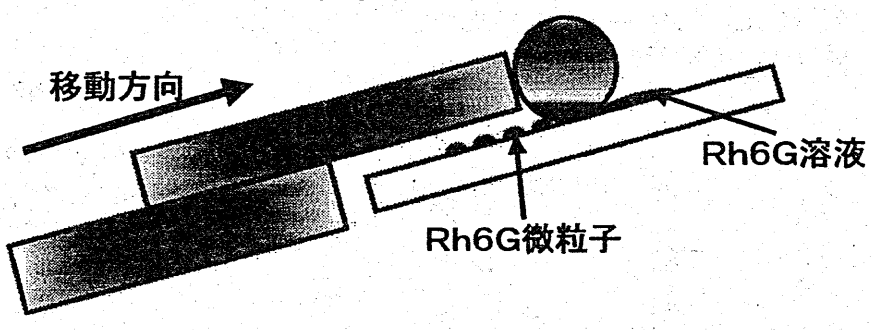
Rh6G蛍光色素を包埋したPMMA薄膜の光学顕微鏡観察



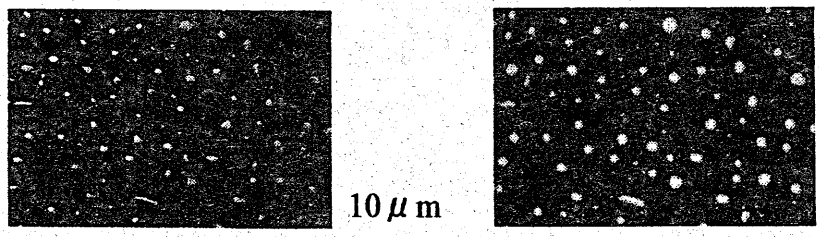
領域	蛍光強度
全体	60mV
1	20mV
2	15mV
3	2mV
4	0V

色素濃度
0.16%

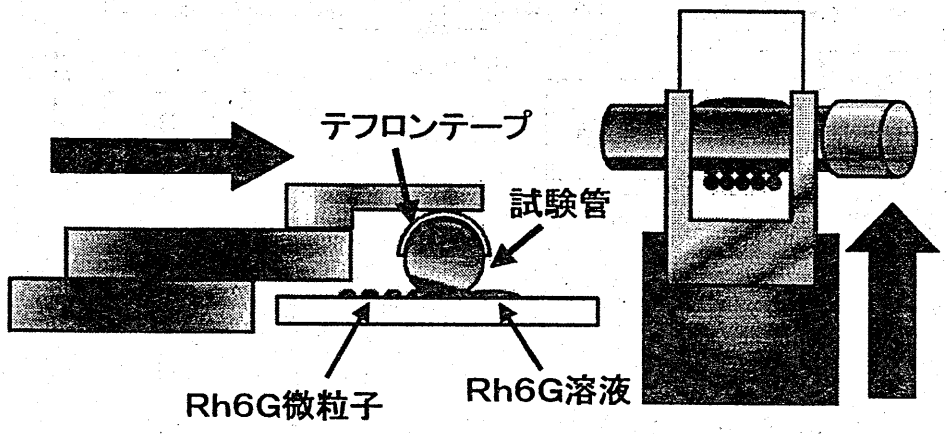
ディウェッティング法(dewetting法)による薄膜の作製



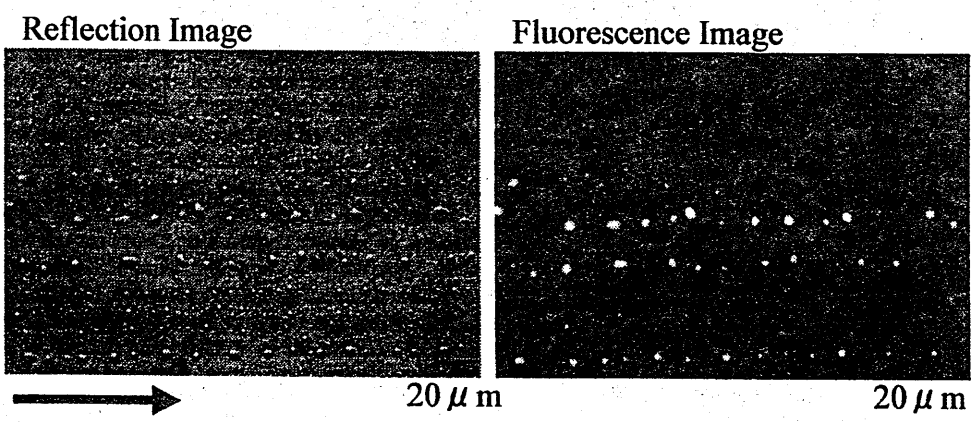
ディウェッティング法による蛍光色素Rh6G微結晶の光学顕微鏡観察



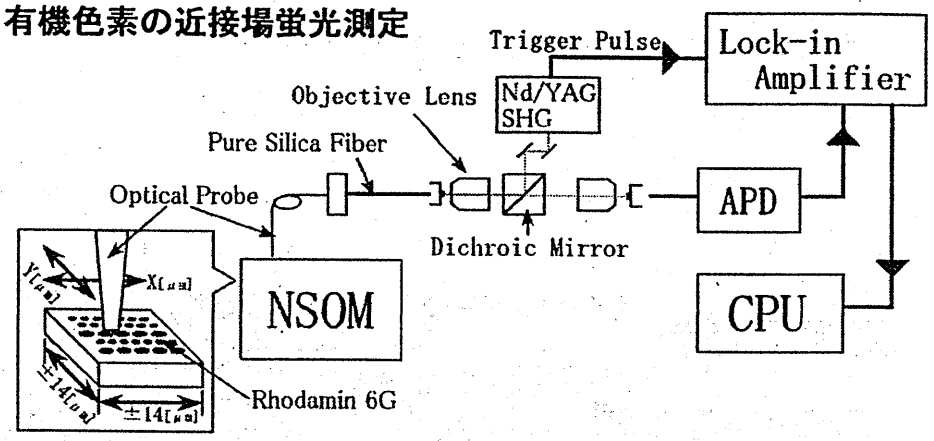
ディウェッティング法(dewetting法)による微粒子の作製

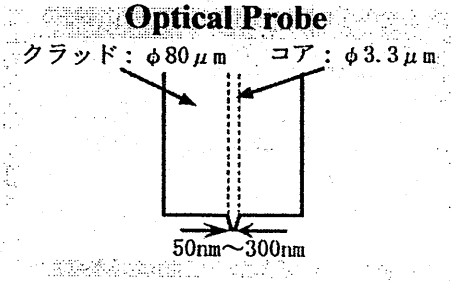


Optical microscope images of grown particles of rhodamin 6G organic pigment.



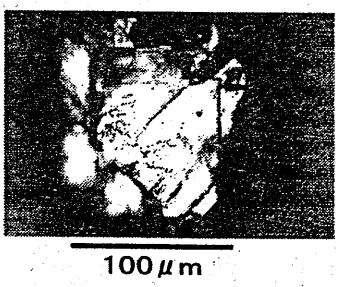
有機色素の近接場蛍光測定



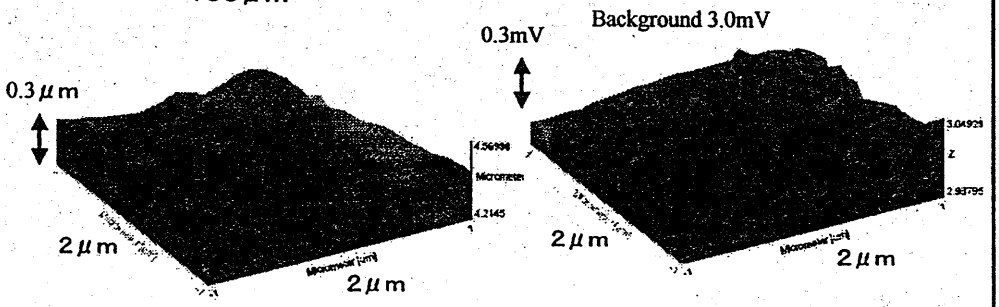


先端開口:300nm

Macroscopic Crystal (Rh6G)

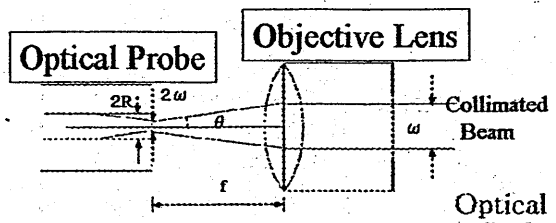






a) Topography　　b) Fluorescence

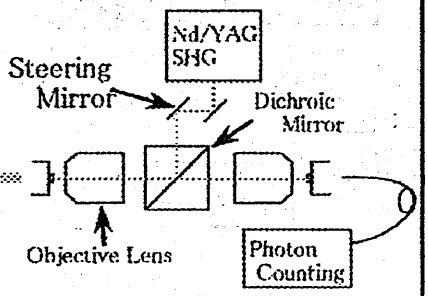
Optical Coupling of Collimated Laser to Optical Fiber



① Beam Diameter $R \geq \omega\left(=\frac{\lambda f}{\pi\omega_0}\right)$

②Angle of Incidence $NA_{FIBER} \geq \sin\theta$

Where $f\tan\theta = \omega_0$

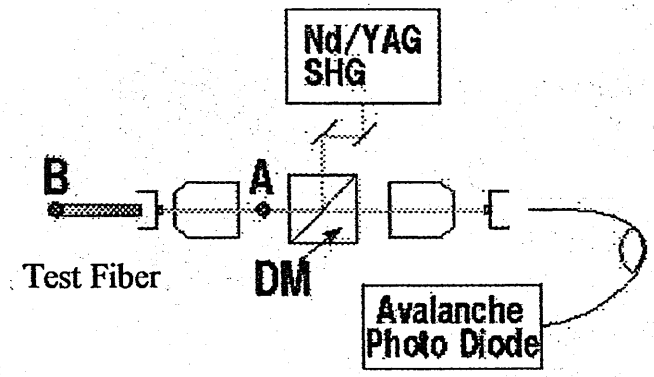


∴対物レンズの結合条件

$$\frac{\lambda}{\pi R} \leq \frac{\omega_0}{f} \leq \frac{\mathrm{NA}}{\sqrt{1-\mathrm{NA}^2}}$$

	Rhodamin 6G [count/s]	No specimen [count/s]	S/N ratio
f = 11mm	2500	1300	1.9
f = 6mm	17000	1200	14.2

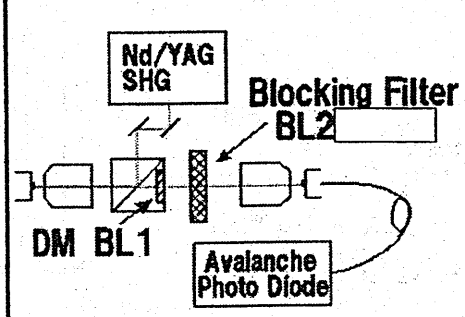
Pure Silica Fiber – Reduction of Background Fluorescence

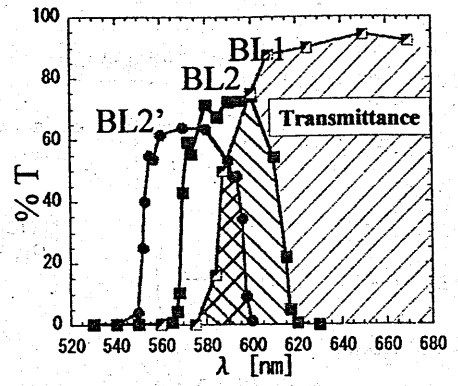


	SM Fiber	Pure Silica
Incident (A)	1.5mW	1.5mW
Transmitted (B)	1mW / 60%	1.3mW / 86%
Fiber Fluorescence	**200mV**	**16mV**

8%

Optical Blocking of Background Fluorescence

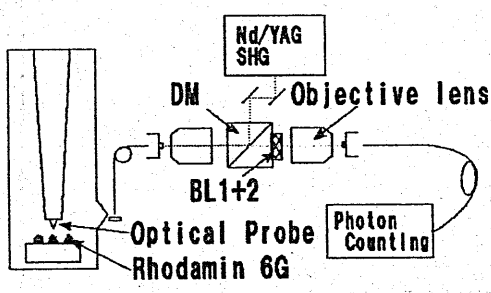


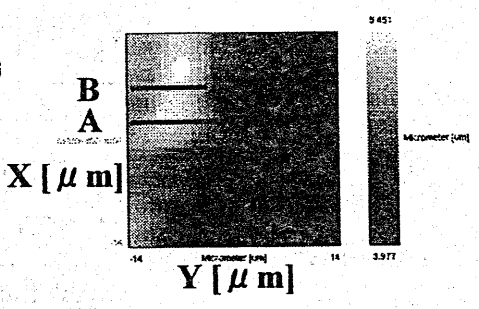


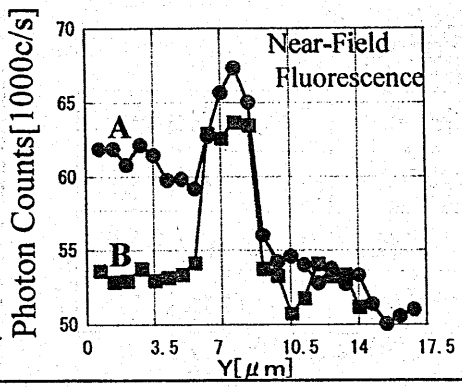
Used the Blocking Filter
BL2 : 590DF50

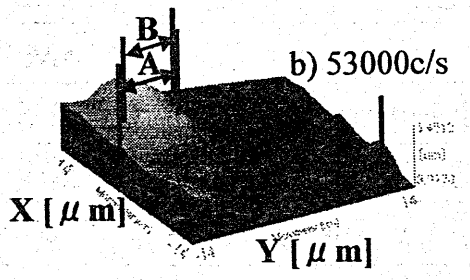
BF	a) Back gr	b) Total	b)-a) Specimen	S/N
BL1	2.2mV	7.8mV	5.6mV	2.5
BL1+BL2	0.2mV	2.2mV	2.0mV	**10**

Near-Field Fluorescence of Large Particles

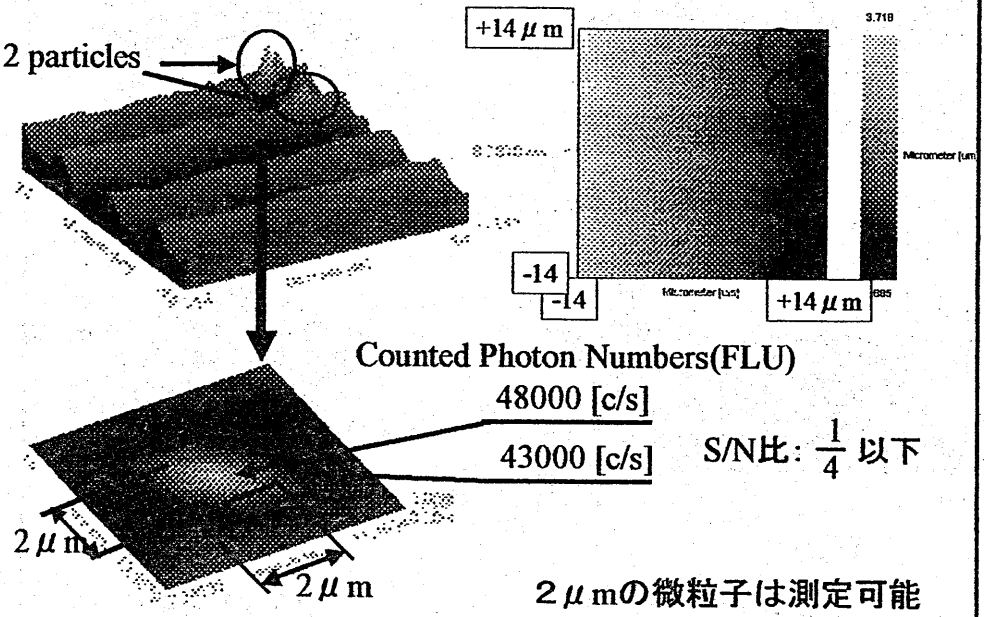


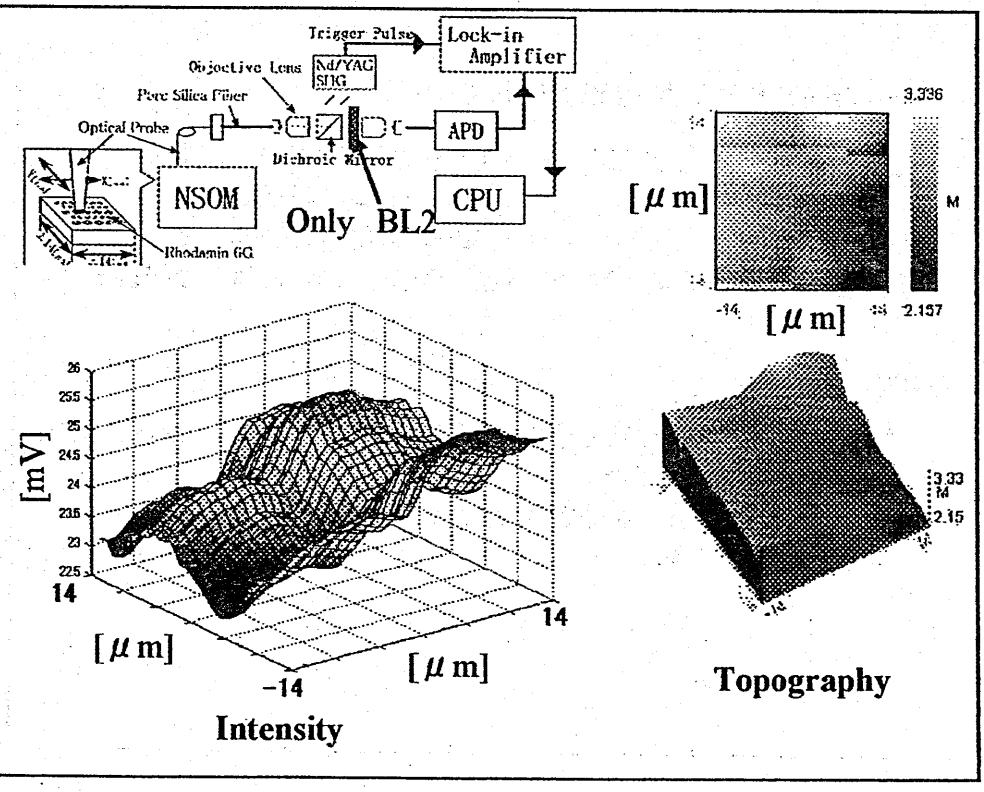


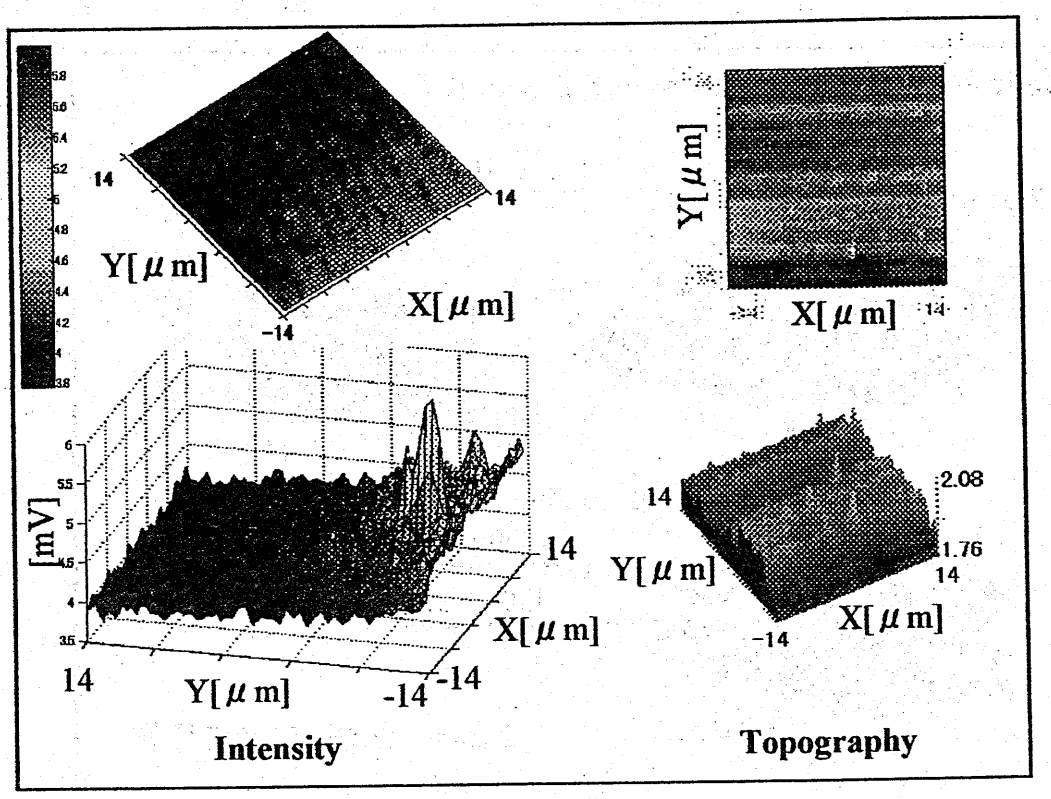




Near-Field Image of Separated Small Particles







2μm径以下の微粒子が蛍光を発していない

① 励起しなくて発光もしない → 近接場の電場の方向と試料の遷移モーメントが違うため？

② 励起されて発光している → 検出器の感度が足りない？

③ 励起されても発光しない → 強い励起光による微粒子の褪色？

対策

① → 偏光方向が異なった励起光を微粒子し、発光の仕方を観察。

② → 光検出器を変更する。

③ → 褪色を抑制するため、色素をPMMA薄膜内に閉じこめ空気と分離する。

①

$$Z = \frac{1}{2\beta}$$

$$= 1/2 \times \lambda / 2\pi [n_1^2 \cdot \sin^2\theta - n_2^2]^{1/2}$$

(但し $\theta > \theta_c$ 臨界角: $\theta_c = \mathrm{Sin}^{-1}(n_2/n_1)$)

Z	(nm)	:光の強度が1/eとなる界面からの距離
λ	(nm)	:入射光の波長
n_G		:スライドガラスの屈折率
n_{air}		:空気中の屈折率
θ		:入射角

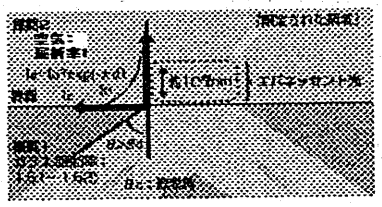
λ = 532nm

n_G = 1.5

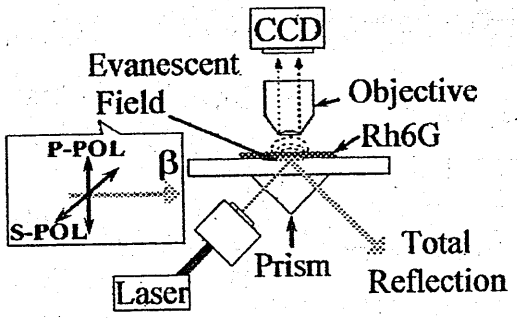
n_{air} = 1

θ = 45°

Z=107.46nm



参考文献 Nikon 技術情報



エバネッセント場で試料を励起

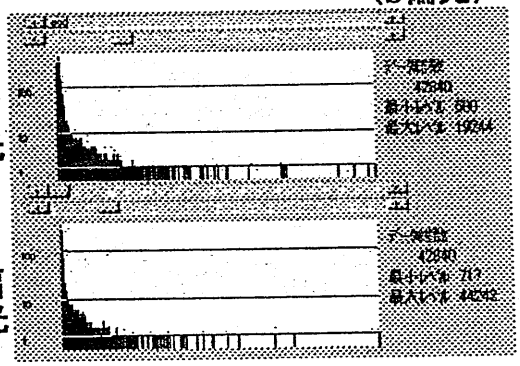
試験管の移動方向 ―10μm

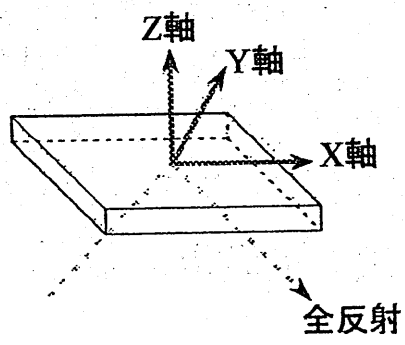


伝搬光→X,Yに配列

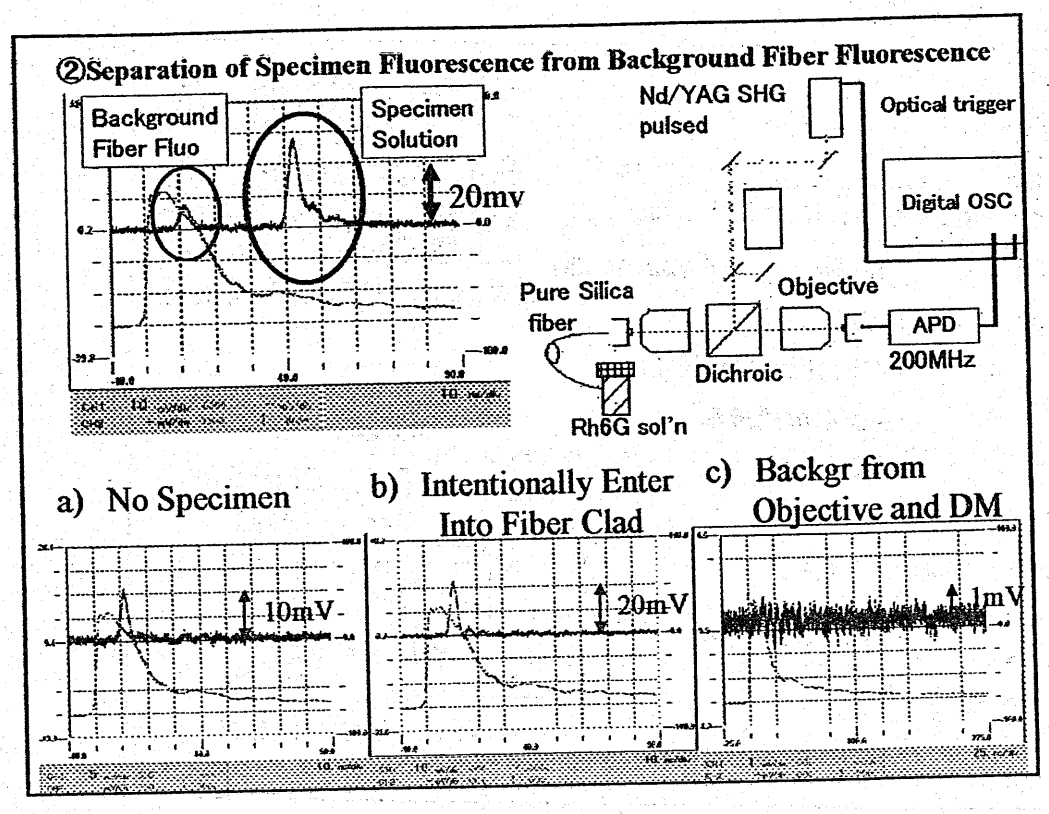
エバネッセント場 (S偏光)→Y配列

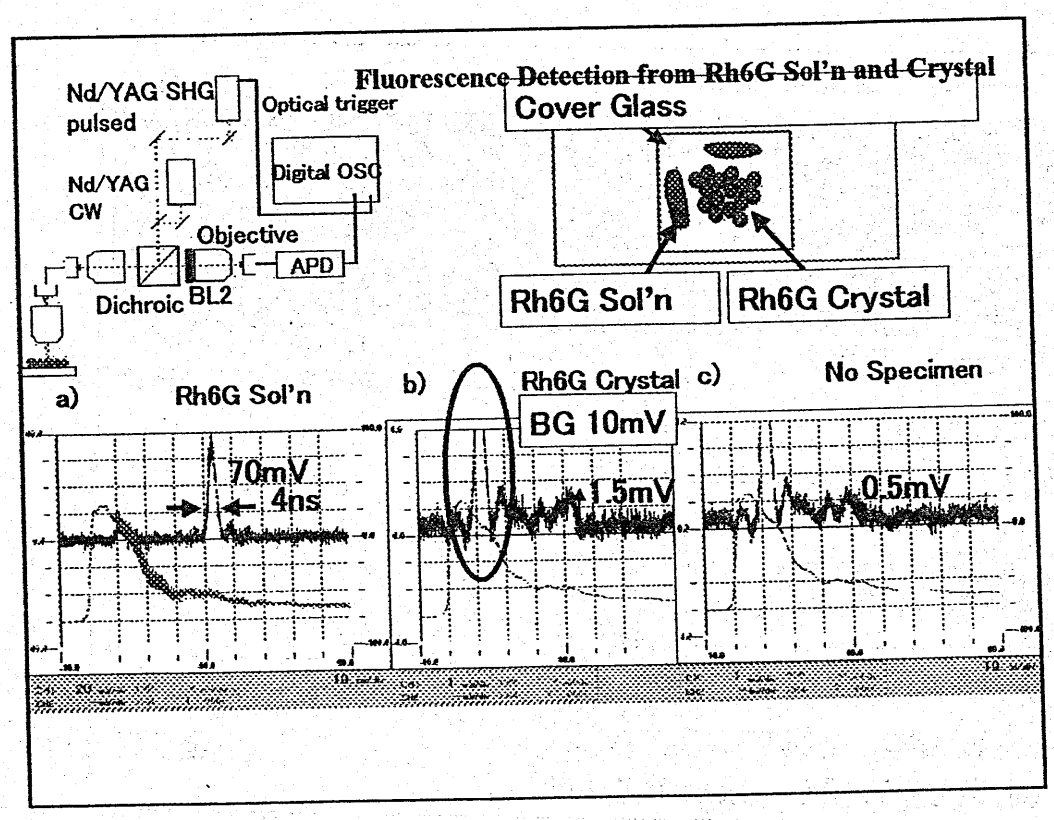
エバネッセント場 P偏光→X,Z配列



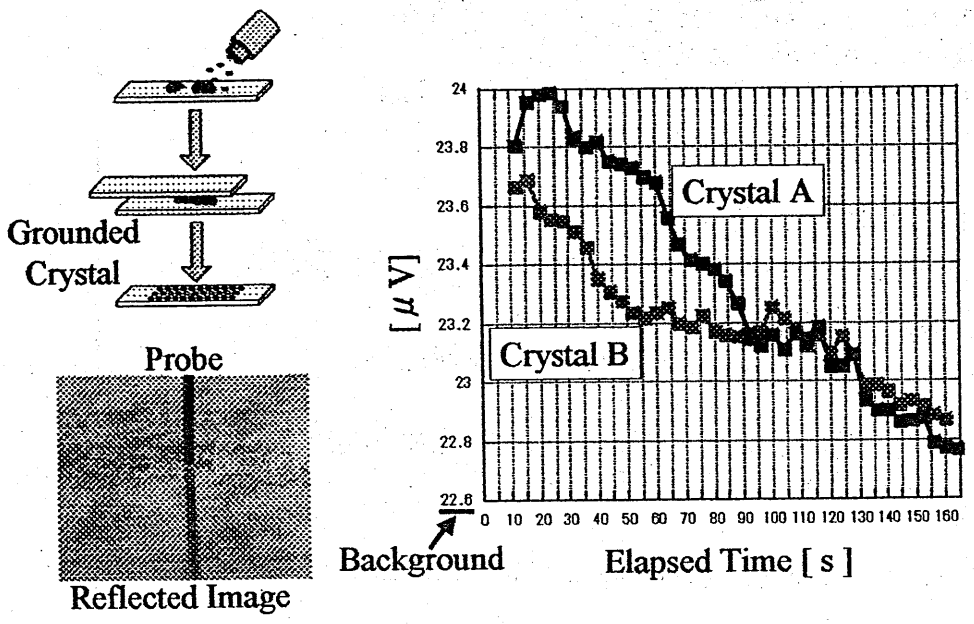


縦軸:微粒子の個数 横軸:蛍光強度

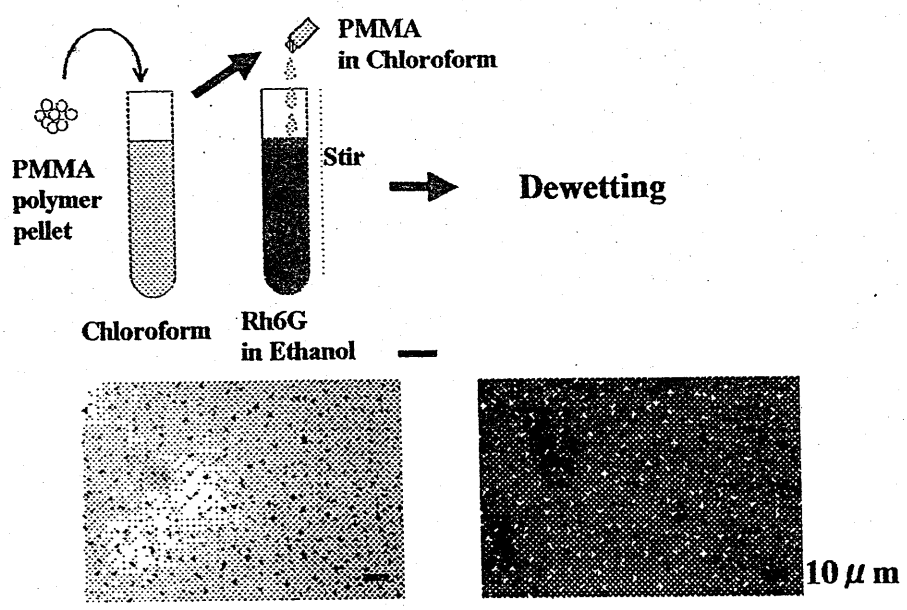

②Separation of Specimen Fluorescence from Background Fiber Fluorescence
Background Fiber Fluo
Specimen Solution
20mv
Nd/YAG SHG pulsed
Optical trigger
Digital OSC
Objective
Pure Silica fiber
APD
200MHz
Dichroic
Rh6G sol'n
a) No Specimen
b) Intentionally Enter Into Fiber Clad
c) Backgr from Objective and DM
10mV
20mV
1mV


Fluorescence Detection from Rh6G Sol'n and Crystal
Nd/YAG SHG pulsed
Optical trigger
Digital OSC
Nd/YAG CW
Objective
APD
Dichroic
BL2
Cover Glass
Rh6G Sol'n
Rh6G Crystal
a) Rh6G Sol'n
b) Rh6G Crystal
c) No Specimen
BG 10mV
70mV
4ns
1.5mV
0.5mV

有機色素微結晶の褪色過程



①PMMAに包埋した有機色素微粒子(Rh6G)の作製



まとめ

○ 粒の大きさ、間隔が揃った、微粒子を作製
○ 直径2μm微粒子の近接場蛍光を測定
○ 近接場顕微鏡で個々の分子を分光が可能

今後

近接場蛍光測定のS/N比の向上を目指す。

⟶ 微粒子蛍光をボックスカー積分器で積算平均。

分子環境を調べるため、蛍光寿命or発光スペクトルを測定する。

⟶ 高速APD、ストリークカメラを使用

謝辞

Dewetting法に関して助言して頂きました千歳科学技術大学
Karthaus助教授に深く感謝いたします

参考文献

1. O. Karthaus, L.Grasjo, N. Maruyama and M. Shimomura. *Chaos.* 9, 308-314 (1999)

RS04-16

光ファイバ増幅と高出力ファイバレーザー

ー通信から非通信への展開ー

近畿大学理工学部
吉田 実
yoshida@ele.kindai.ac.jp

平成16年12月17日

光通信周辺技術の変化

■高速大容量長距離通信技術の変化
- ✓コヒーレント通信(1985年当時の技術では実用化困難)
  ⇨ EDFAの登場 1989年

■光通信の一般化

	1985年		2004年
✓LD出力	100μW	⇨	800mW
✓バンドパスフィルタ	10nm	⇨	0.1nm
✓スイッチ	プリズム	⇨	ヒーター+WG LN、MEMS
✓合分波器	回折格子	⇨	AWG、カプラ
✓ファイバ	1.3零分散	⇨	DSF、DCF、NZDSF
	120円/m	⇨	1円/m

次世代光産業に求められる技術は何???

アウトライン

■光通信に用いられるファイバアンプ
- 通信需要の増加と光増幅 ＜釈迦に説法＞
- 光ファイバアンプ

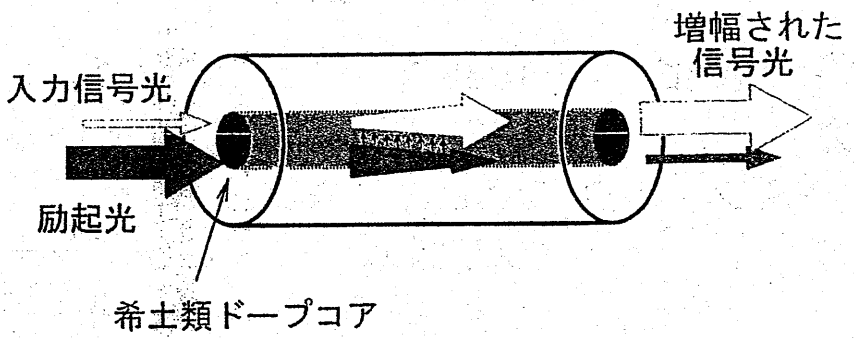
■性能向上
- EDFA の広帯域化
- 次世代 WDM 対応
- 通信帯域以外のファイバアンプ

■高出力パルス源
- パルスファイバレーザー

■高出力化
- ダブルクラッドファイバ

希土類元素ドープファイバによる光増幅

ファイバ増幅の模式図



希土類元素	Er	Nd	Pr	Tm	・・・・
増幅波長	1.55	1.1	1.3	1.65	μm

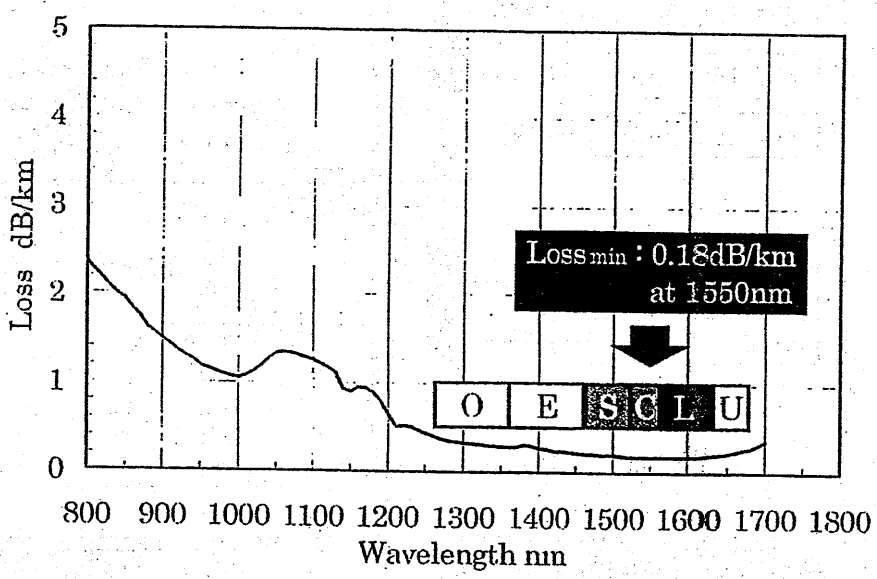
ITU規格 光バンド

ITU 規格

バンド名	波長 nm
O-band	1260-1360
E-band	1360-1460
S-band	1460-1530
C-band	1530-1565
L-band	1565-1625
U-band	1625-1675

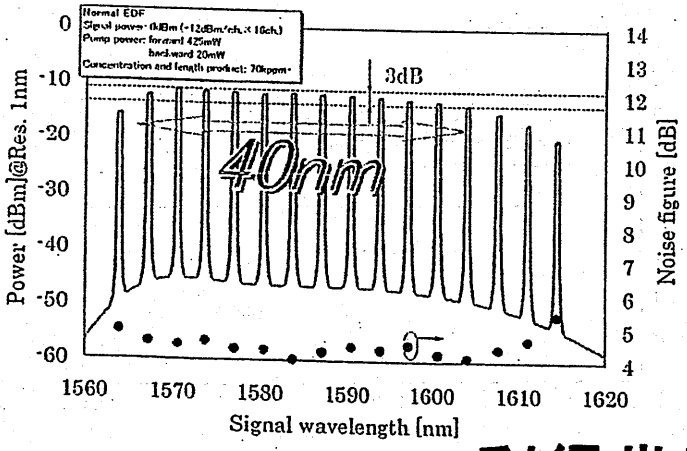
ITU-T Q86&17

SMF 損失波長特性

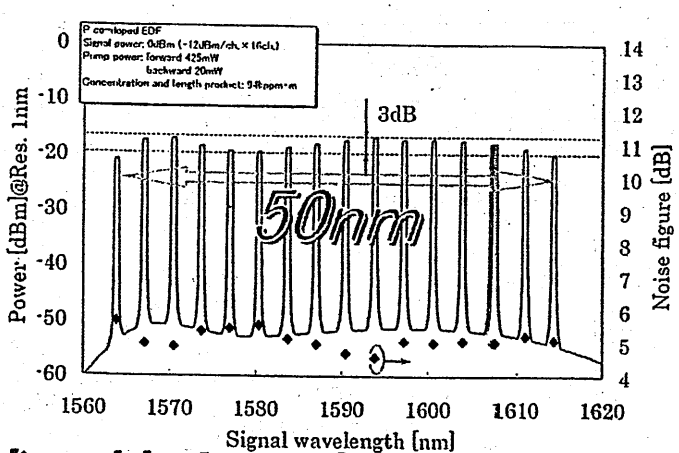


広帯域LバンドEDFAの特性

従来の Al 共ドープ EDFA



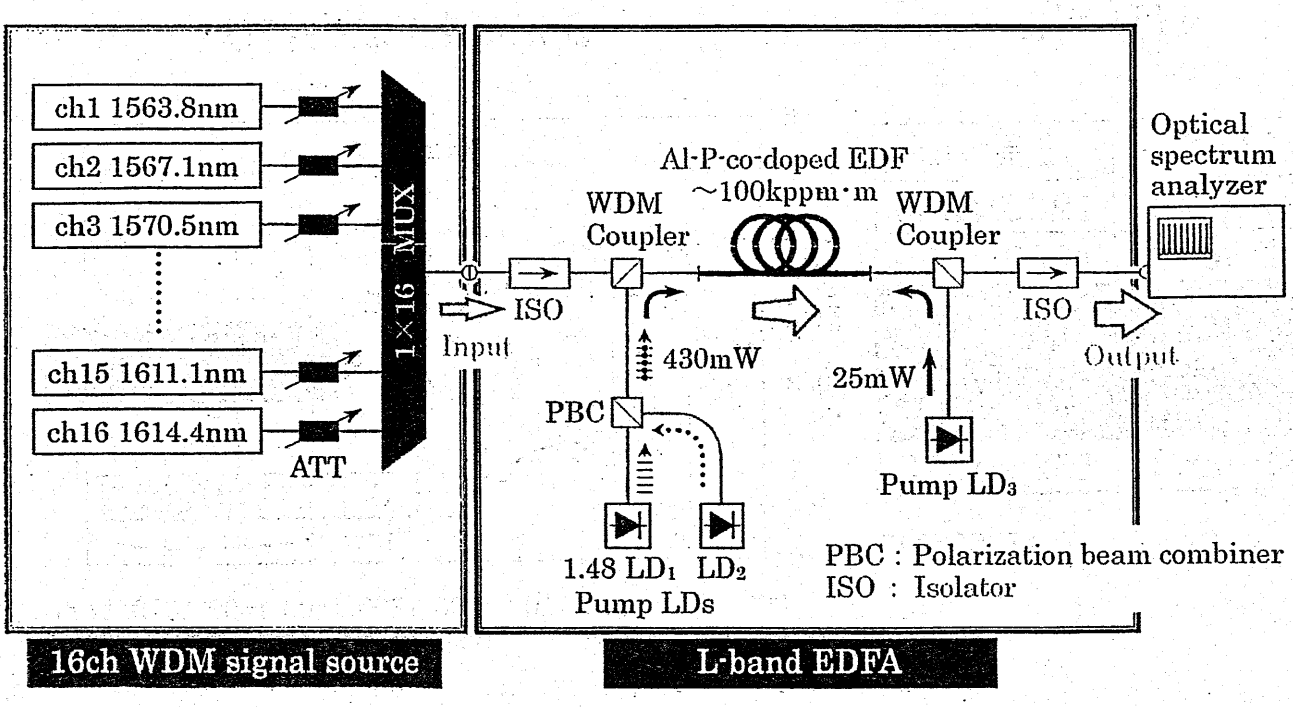
新開発 P 共ドープ EDFA



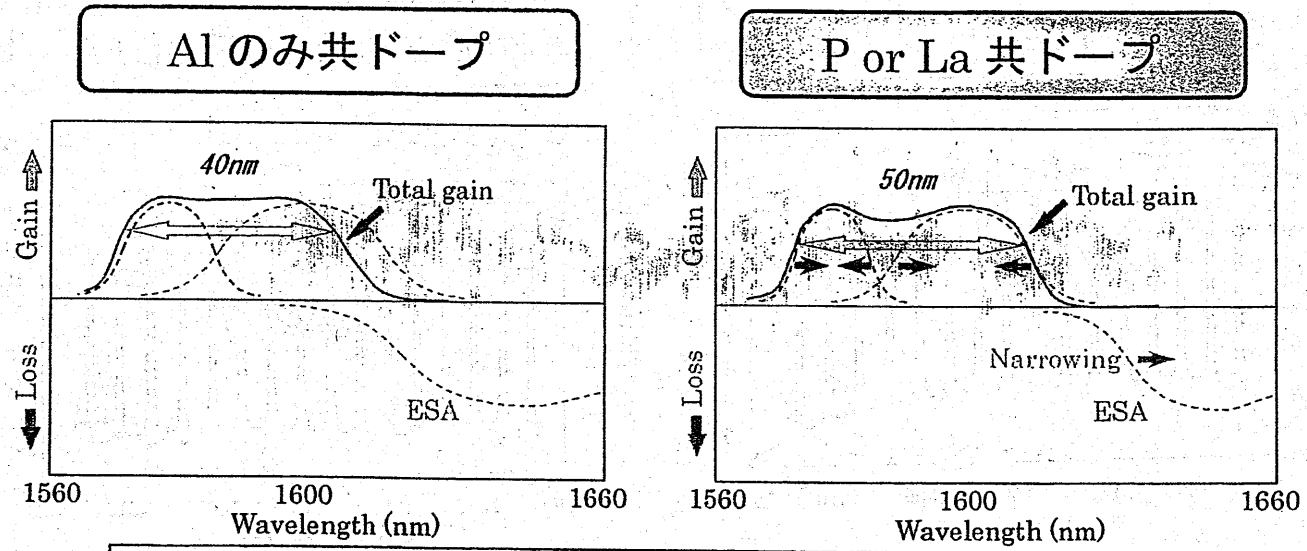
利得帯域の拡大に成功

40nm ⇒ 50nm

広帯域LバンドEDFAの構成



EDFへのP, La共ドープ効果



各バンドの狭窄化による ESA 吸収端の長波長への実質的移動

Lバンドの広帯域化

広帯域LバンドEDFAとは

Lバンド利用の目的

- ■従来から用いられてきたCバンドにLバンドを追加
  ⇨ 帯域二倍に
- ■Cバンドの WDM に適さない分散シフトファイバに対応

新Lバンド EDFA の特長

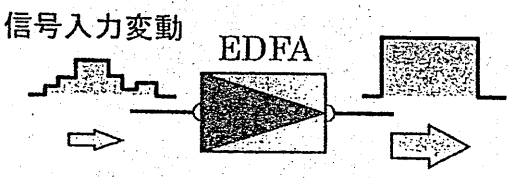
- ■Lバンドの広帯域化
  - 従来型 EDFA ≒40nm
  - 新開発 EDFA ＞50nm

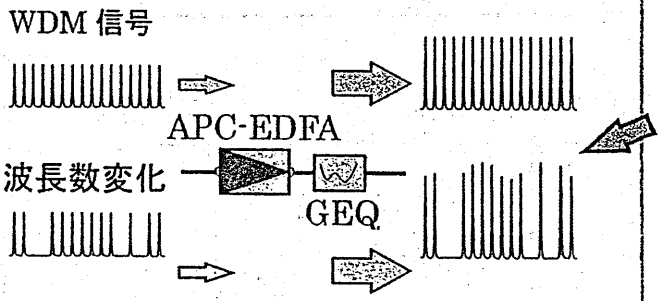
  10nm の広帯域化 ⇨ 帯域 25%増加
- ■KDDI 研究所様共同開発



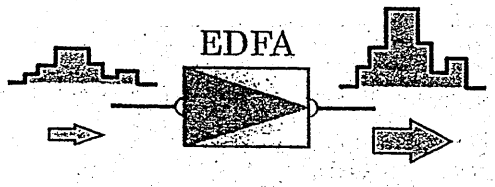
出力一定制御と利得一定制御

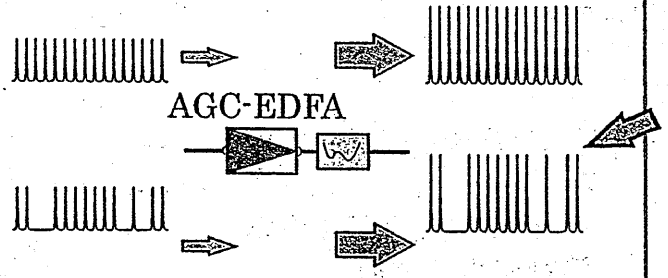
APC(ALC)制御





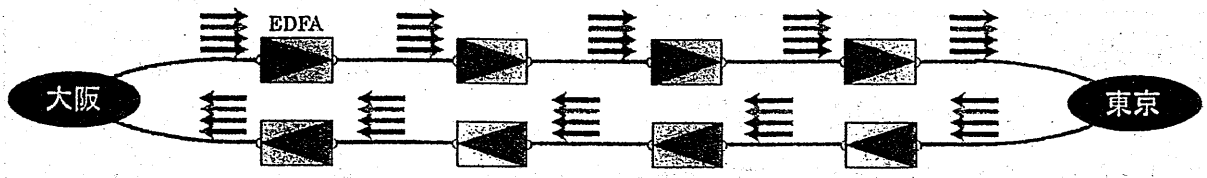
AGC 制御



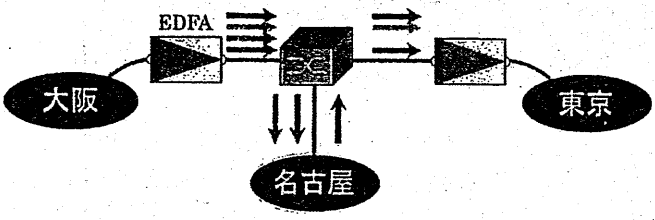


止まらない波長情報利用の流れ

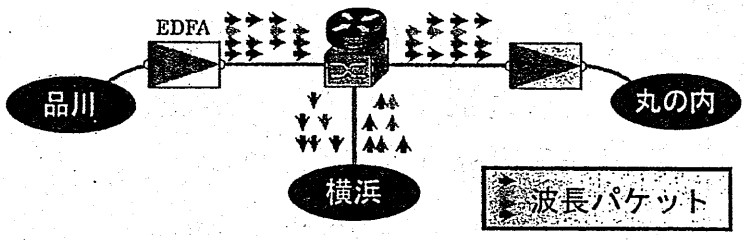
従来の通信方式



フォトニックネットワーク化



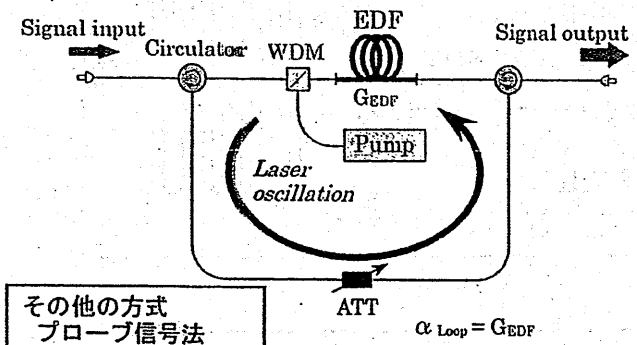
光クロスコネクト



波長ラベルスイッチング

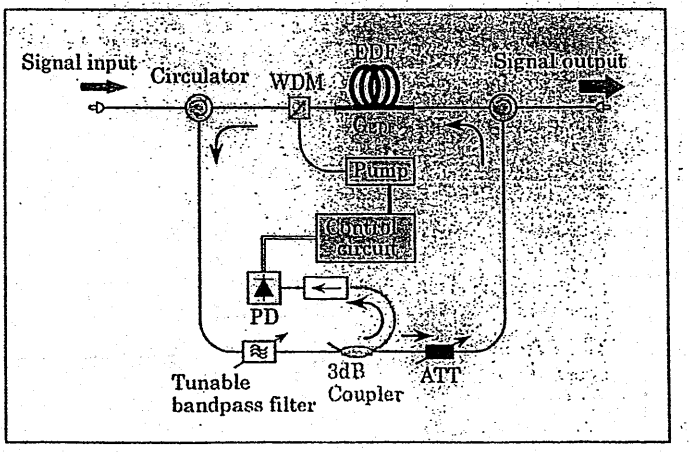
新しい利得一定制御EDFA

従来の AGC 制御



その他の方式
- プローブ信号法
- 入力 ch 数モニタ法
- 可変光減衰器法

新しい HAGC 制御

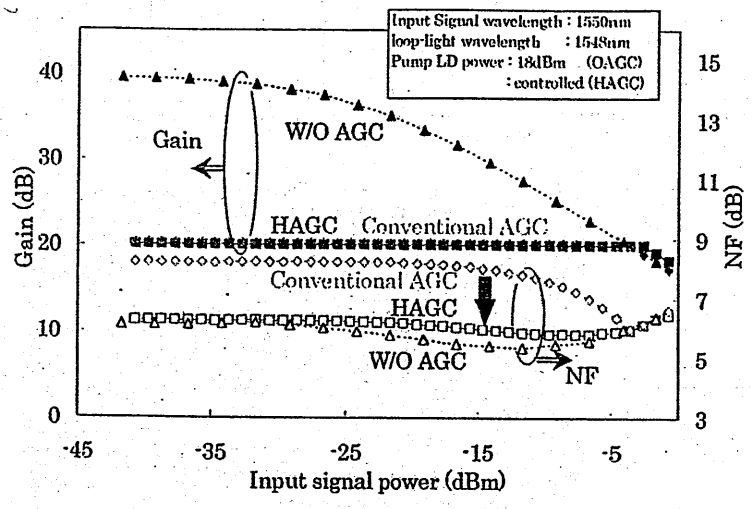


利得圧縮用の大制御光パワー
- 雑音劣化
- SHB に依る利得不安定
- 消費電力の増加

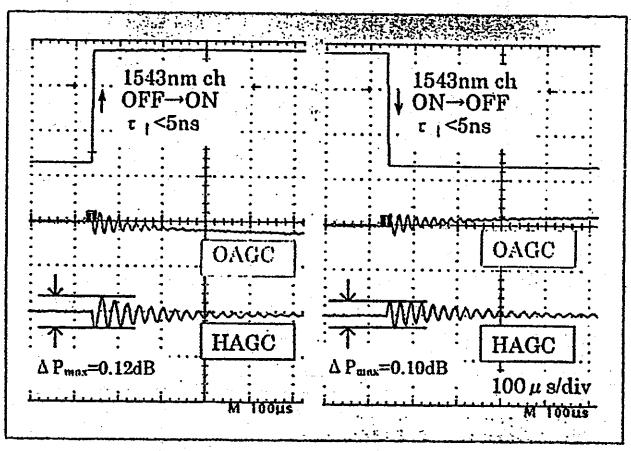
制御光パワーの最適化
- 雑音改善
- SHB の解消
- 消費電力の低減

HAGCの増幅特性

利得安定度



過渡特性

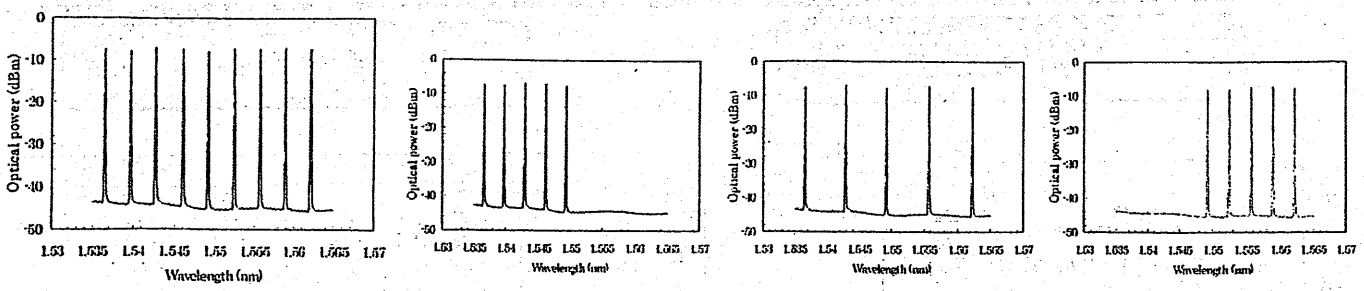


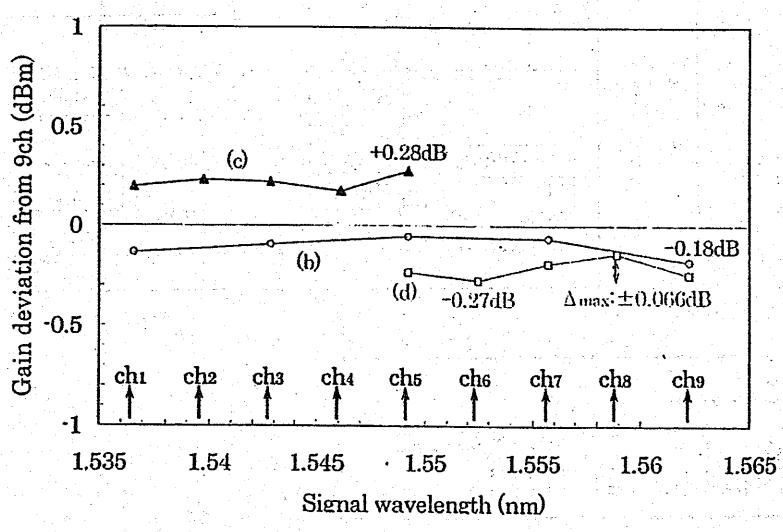
従来の AGC と比較して
雑音指数　2.1dB 改善　→　*実用化可能*
過渡特性　実用機として許容範囲

HAGCの特長

- ■高安定な利得一定制御
- ■WDM 信号の入力変動に対応
  - 光波長数変化に対する利得波長特性一定制御
  - フォトニックネットワークに対応
- ■低雑音
  - 通常 EDFA と同程度の雑音特性
- ■省電力
  - 必要最小電力で動作

HAGCのWDM信号 Add/Drop特性



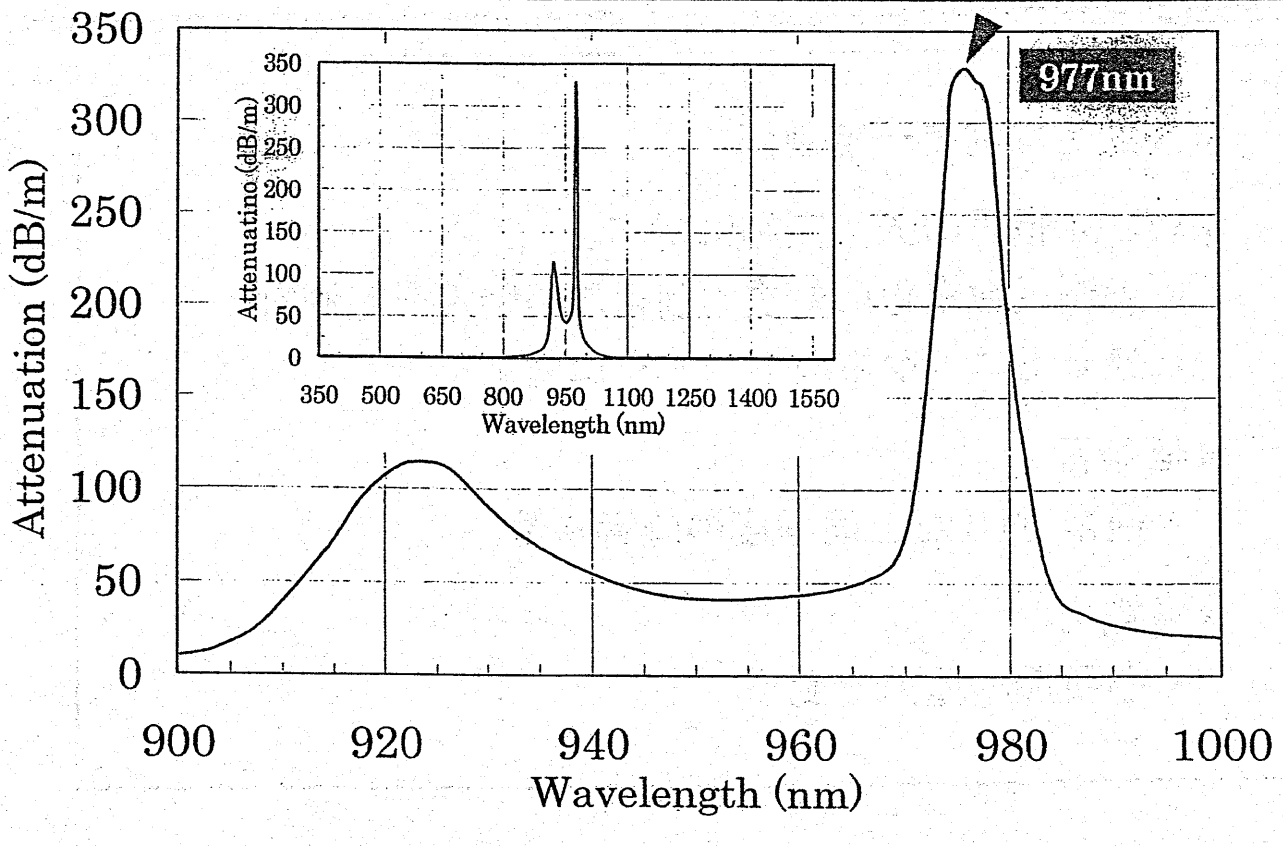


WDM 信号の波長数変化に対応
最大利得変化 ： +0.28dB
波長間利得偏差：±0.066dB

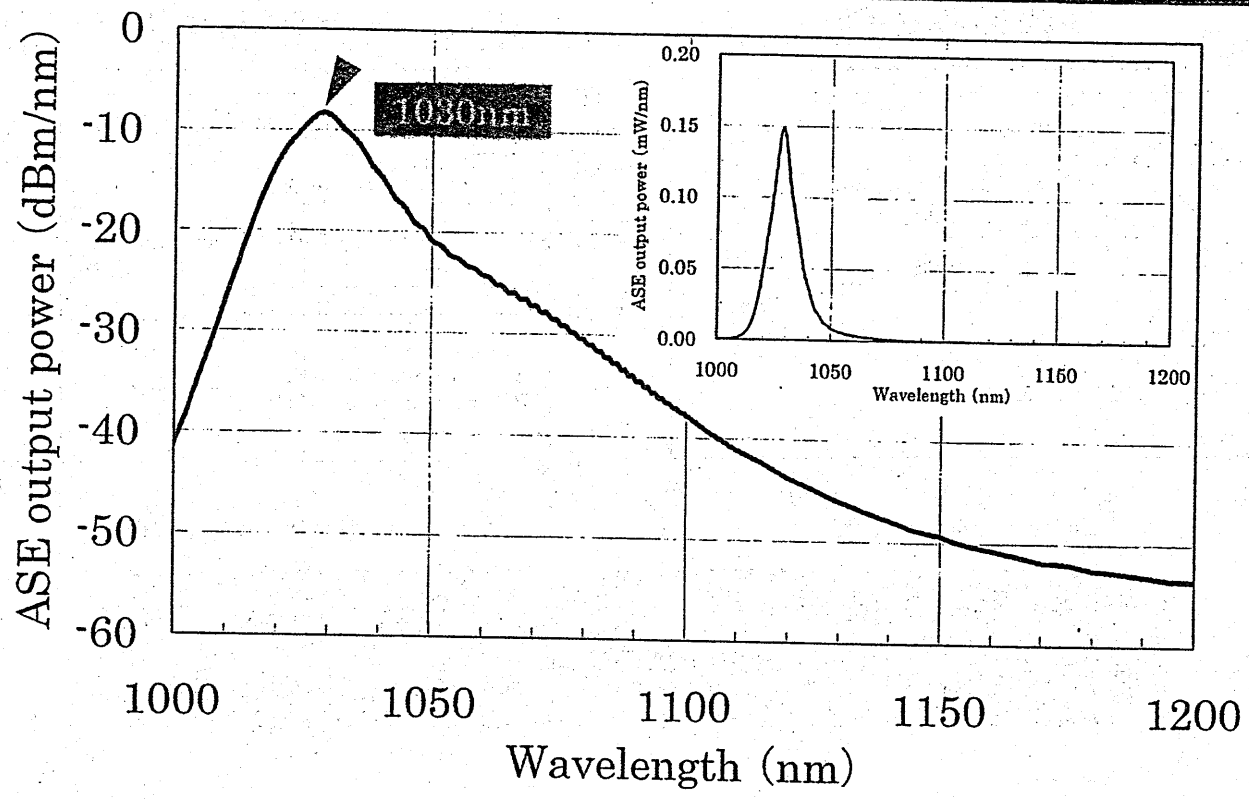
利得等化器(GEQ)の調整不要

フォトニックネットワークに対応
したWDM増幅用 EDFA の実用化

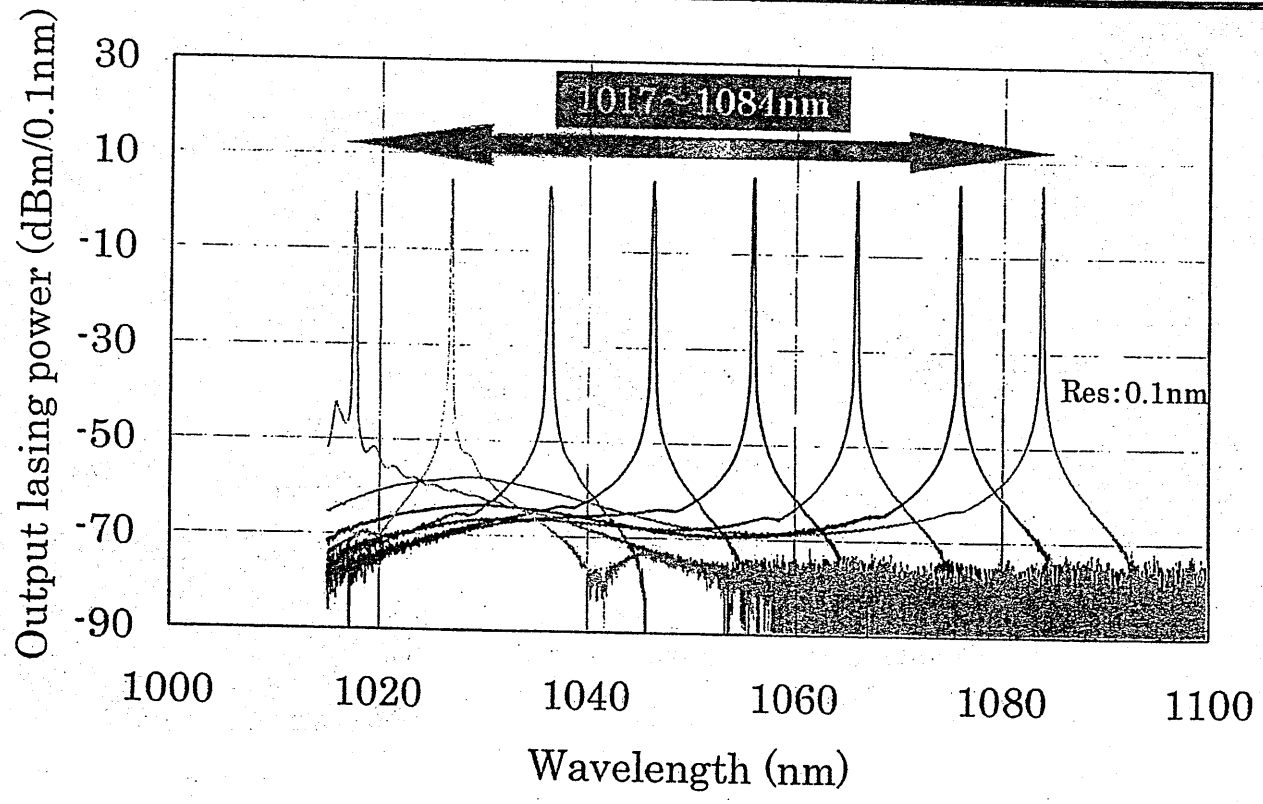
Ybドープファイバ分光損失特性



Ybドープファイバの蛍光特性

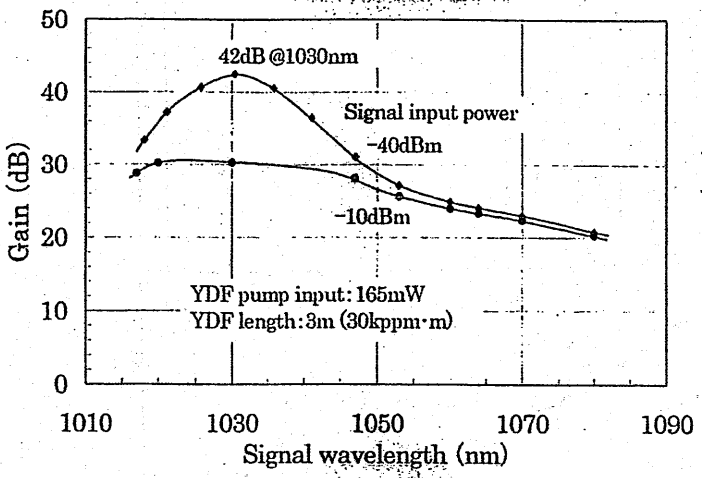


波長可変Ybドープファイバレーザー

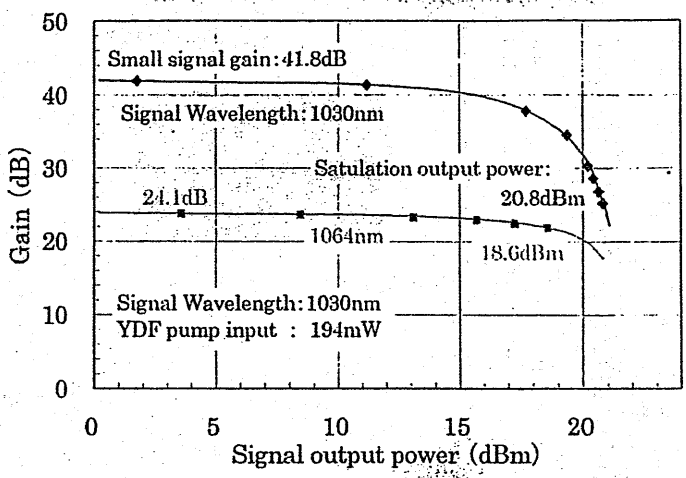


Ybドープファイバ増幅特性

利得波長特性

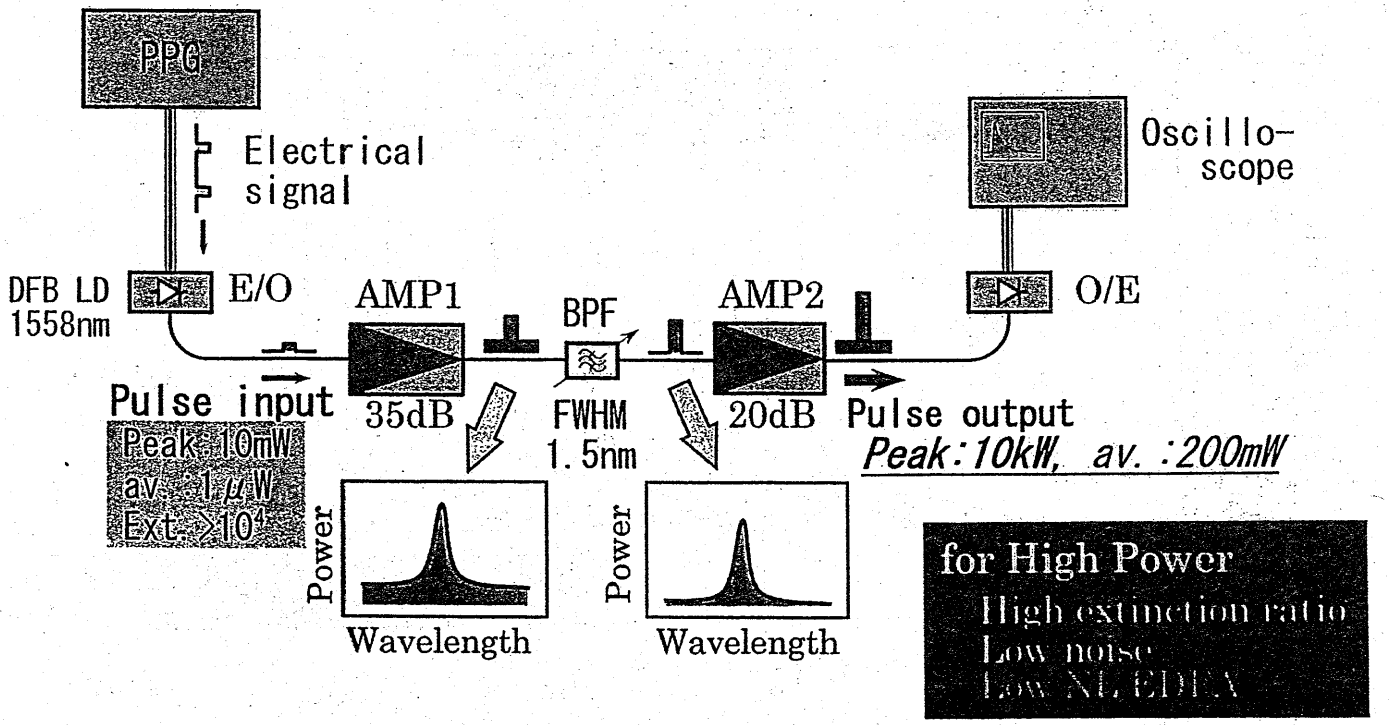


出力飽和特性



Nd YAG (1042, 1053nm), Nd YLF (1062nm) に対応
パワー変換効率：59%,　最大利得：43dB

高出力パルス光源の構成



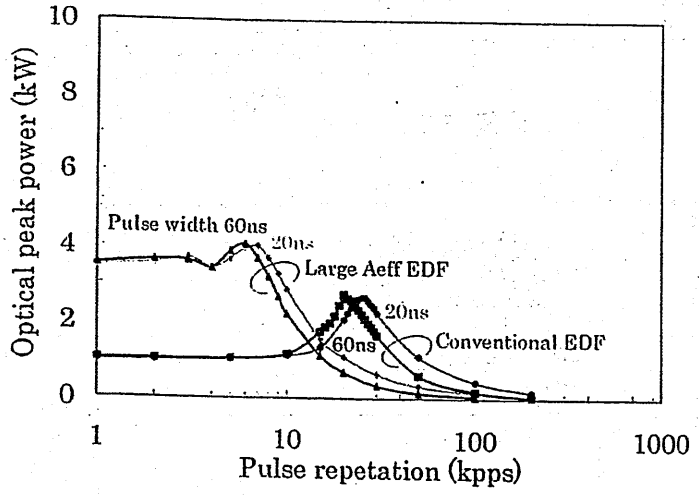
高出力パルス光源とは

■ 超高輝度 & 純粋な空間モード
- シングルモードファイバの直径 10μm のコアから
  10kW の高出力
  12GW/cm²
- 完全な横単一モード出力
  ファイバ内で LP_{01}　空間で TEM_{00}
  $M^2 \fallingdotseq 1$　理論限界まで小さく集光できる

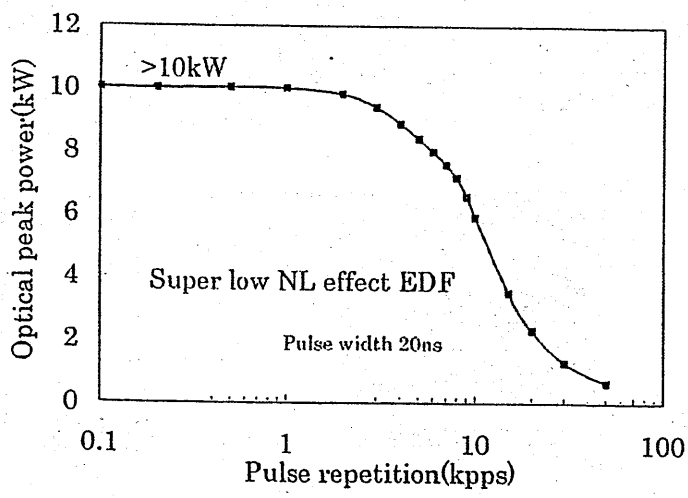
■ 原理と技術のポイント
- Er ドープファイバの長上準位寿命を利用≒10ms
- 時間的、波長的雑音の除去 → 光パルスにエネルギを集中
- 低非線形(NL)な Er ドープファイバの開発

低非線形 EDF による SMF 10kW 発生

A_{eff} 拡大効果



位相整合抑止効果



波長変換除去による高出力化

高パワー用 EDF

通常 EDF と低非線形 EDF のファイバパラメータ比較

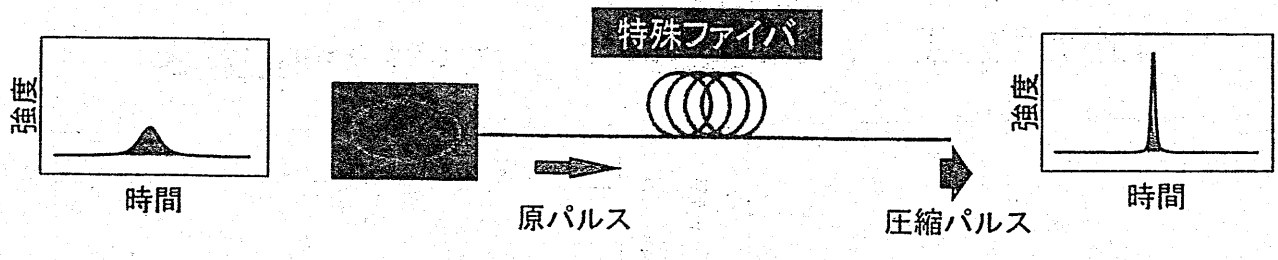
	Er 濃度 ppm	Δ %	λc μm	コア径 μm	MFD μm	A_{eff}		長さ cut back m
						μm^2	A_{eff} 比	
SRS 除去	1300	0.68	0.63	2.94	10.75	90.72	3.41	>1.7(0)
A_{eff} 拡大	1700	0.55	0.81	4.14	8.21	47.64	1.79	≤5
通常 EDF	570	1.85	0.89	3.11	5.98	26.62	1	<5

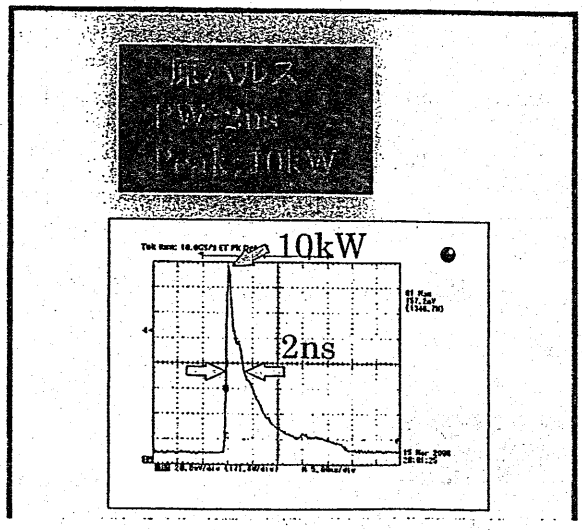
A_{eff}: 有効コア断面積

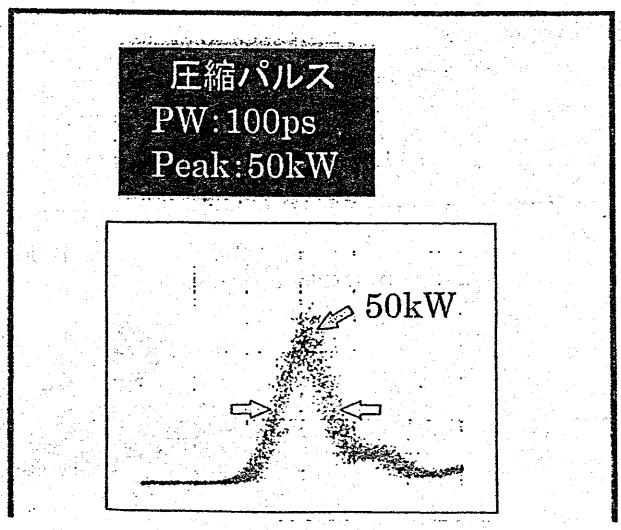
Er 高濃度化 → 短媒質長化　570/1300= 0.44 倍
A_{eff} の拡大 → 低パワー密度化　1/3.41= 0.29 倍
1.6μm 帯損失 → 誘導ラマン散乱損失の低減

ラマン、ブリルアンなどの波長変換によるパワー損失を軽減

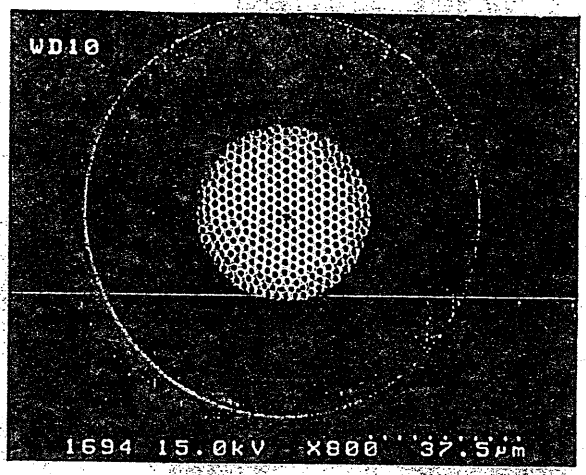
超高出力パルス発生

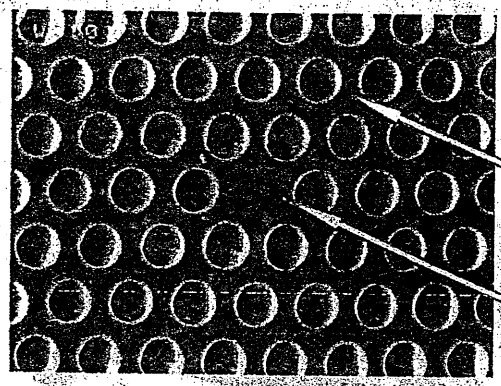




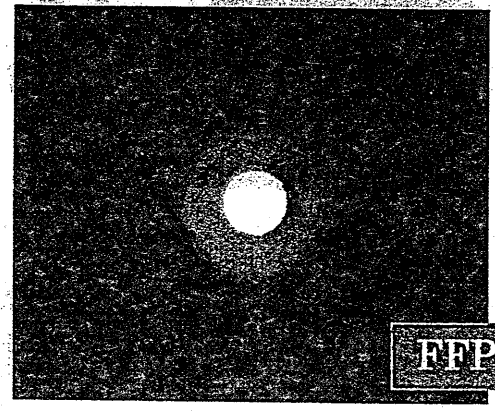


PXF構造

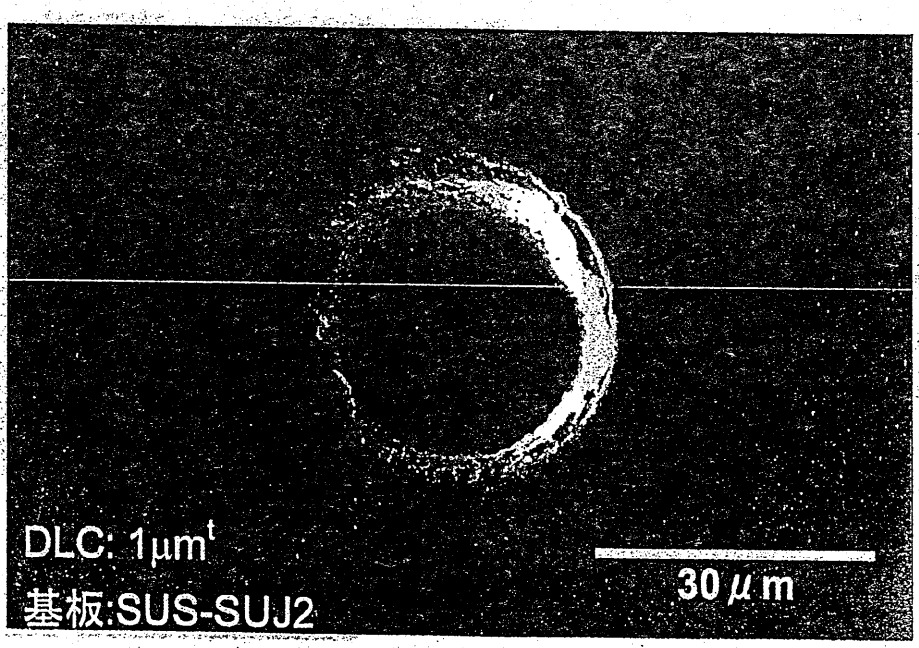




ホールピッチΛ：2.18μm
ホール径　　d：1.63μm
モードフィールド：3μm$^{\phi}$
分散値@1.3μm：95ps/(km・nm)
分散値@1.55μm：114ps/(km・nm)
零分散波長λ_0：740nm



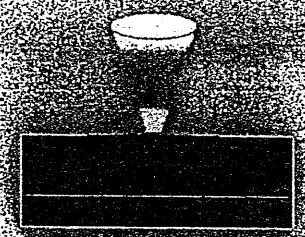
加工例　－SUSへの穴開け－



DLCコーティングされたSUSへの加工例

低熱侵襲

低ピークパワー加工



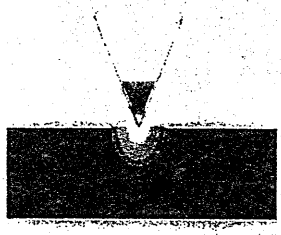
通常のレーザー加工

ロングパルス、大面積の照射

高い平均エネルギーで加工

熱の拡散による周辺への侵襲大

高ピークパワー加工



SMF 出力パルスレーザー加工

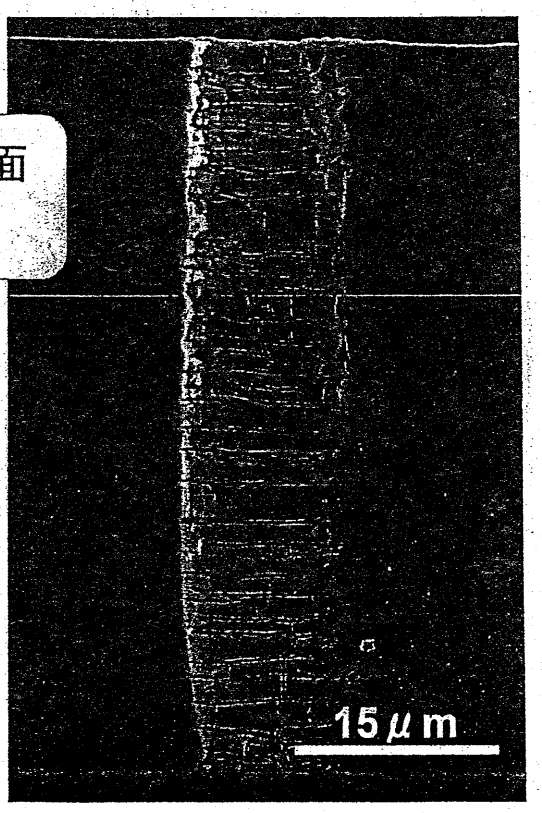
GW/cm^2 の高ピークパワー密度

低い平均エネルギーで加工

熱拡散少なく熱侵襲少 ⇨微細加工

加工例　－タングステン薄膜－

タングステン薄膜への加工例



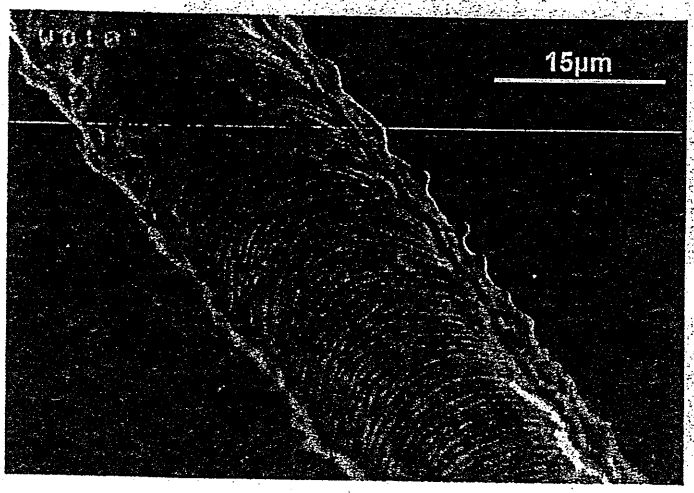
レーザー入射面
（加工方向）

断面写真
穴径 13μm
タングステン厚　54μm

高アスペクト比加工　深さ>200μm

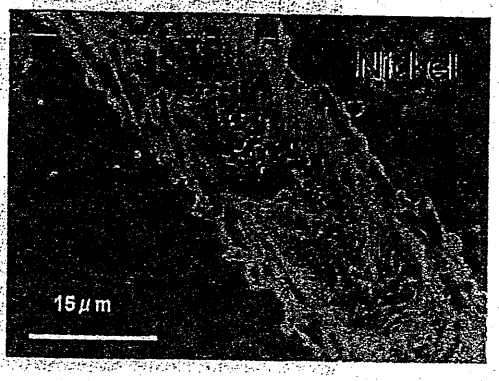
加工例　－金属表面の溝加工－

金属表面への溝加工



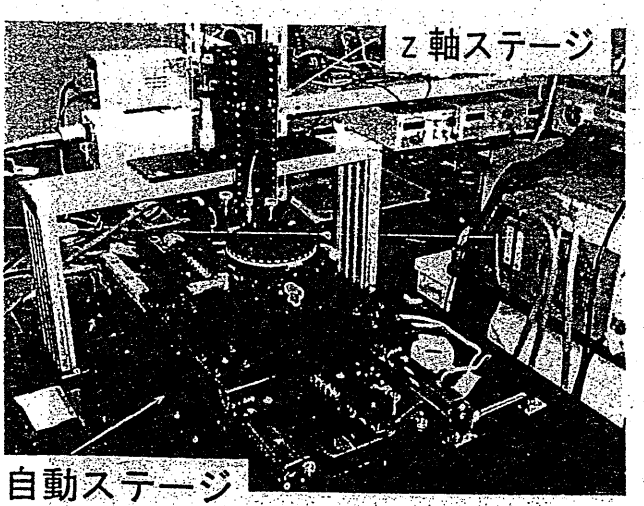
SUS304

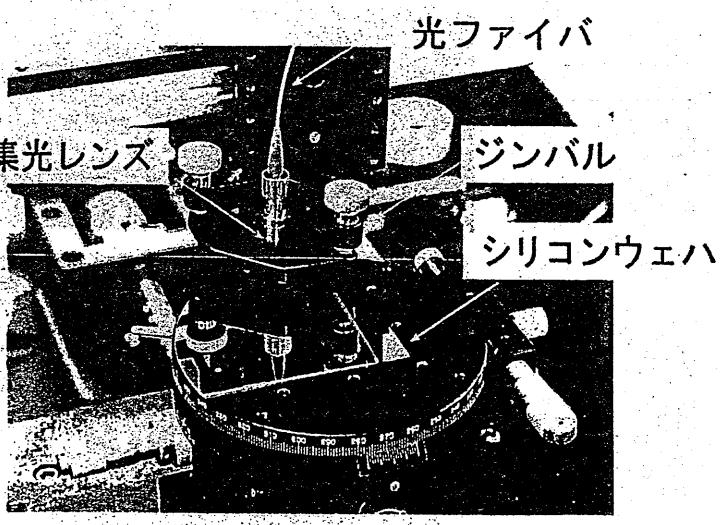
パルス間隔1μm



Ni

シリコンウェハの溝切り加工　－装置－

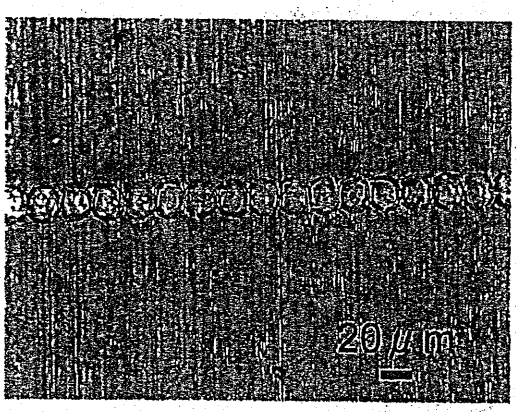




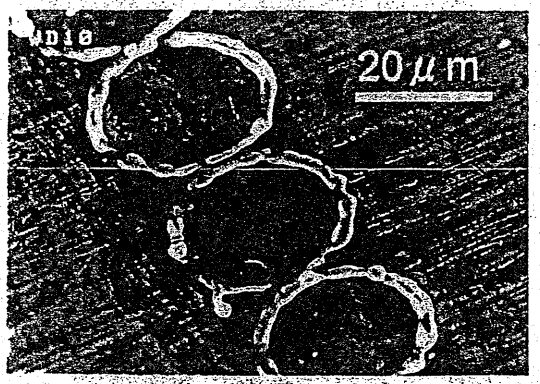
加工装置の構成（右、照射系部分拡大）

加工例　－表面のダル加工－

金属表面への微少ディンプル加工



10kW 2ns 10kpps 200mm/s



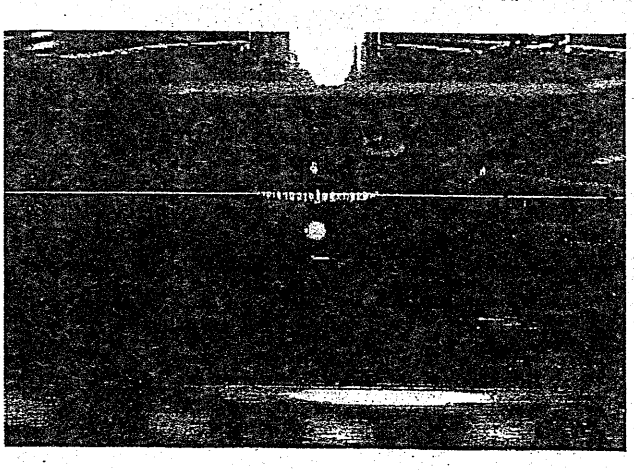
SMF 高出力パルスレーザー加工

縁部の付着物の低減

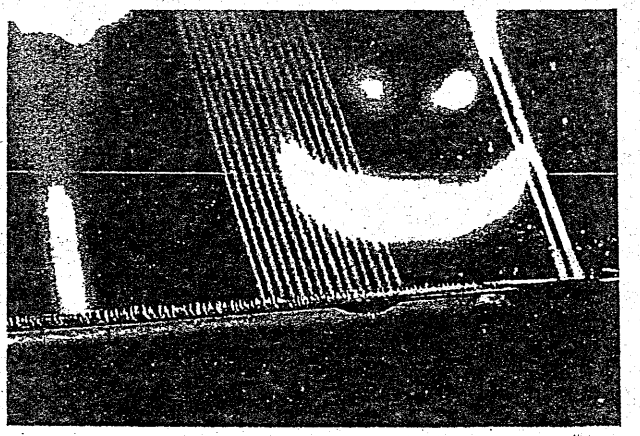
周辺部の熱変質が少ない

シリコンウェハの溝切り加工

シリコン表面の加工



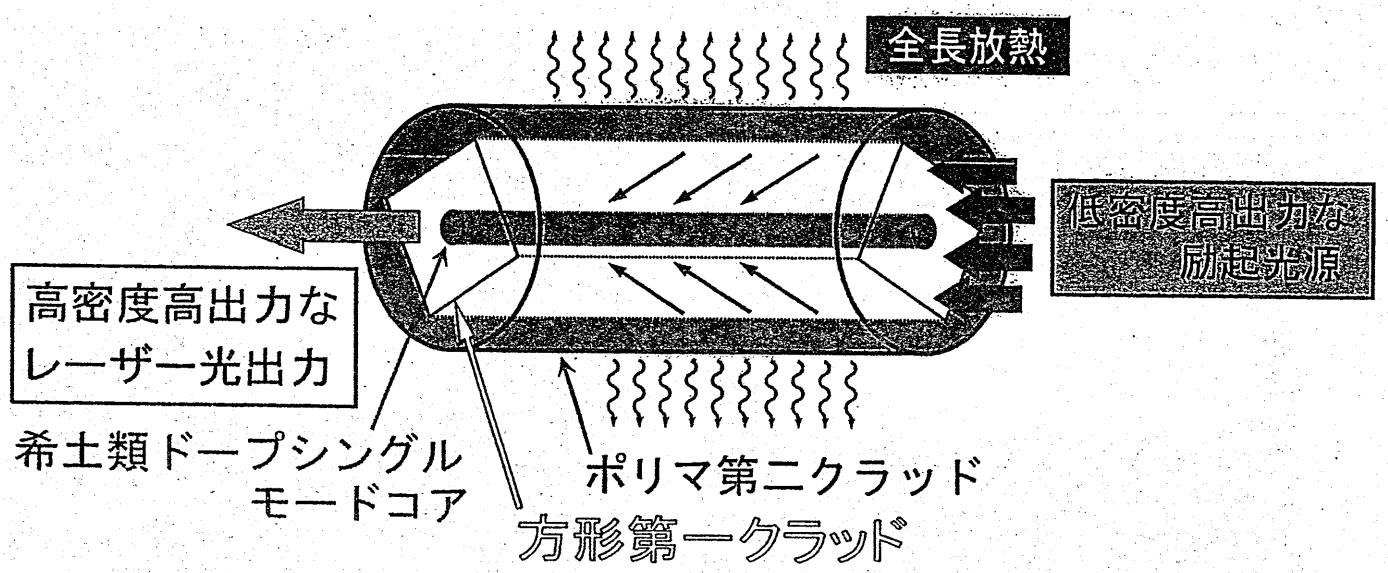
加工速度:200mm/s
高温のプラズマ発光



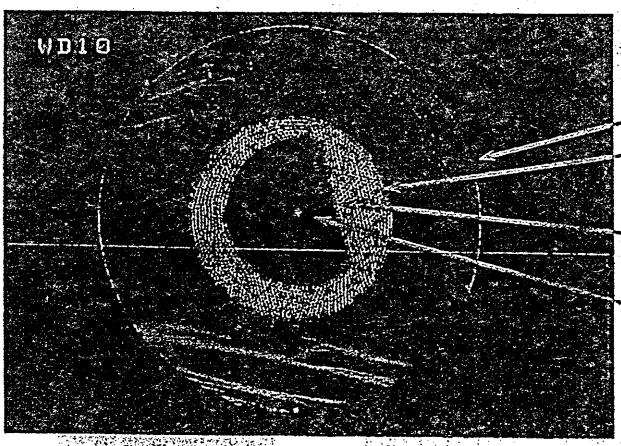
加工表面状態
幅、深さ＞15μm

ダブルクラッドファイバの構成

励起光パワーを高密度化



全石英ダブルクラッドファイバ



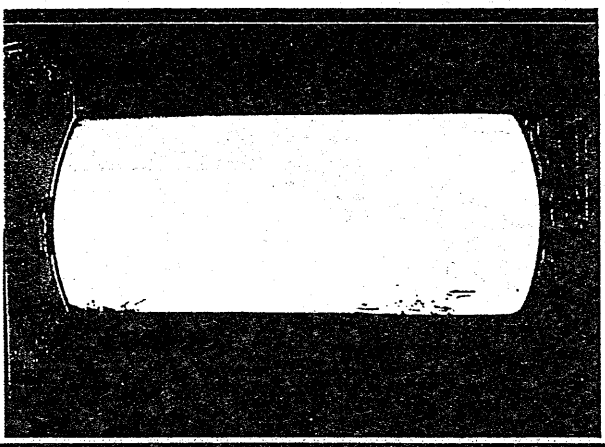
第１クラッド：φ125μm、25%カット
希土類ドープシングルモードコア
ファイバ径：250μm

- 第１クラッドの高NA化：0.4～0.9
  樹脂第２クラッドでは0.42まで
- 第１クラッド背景損失低減
- 全石英による高パワー耐力

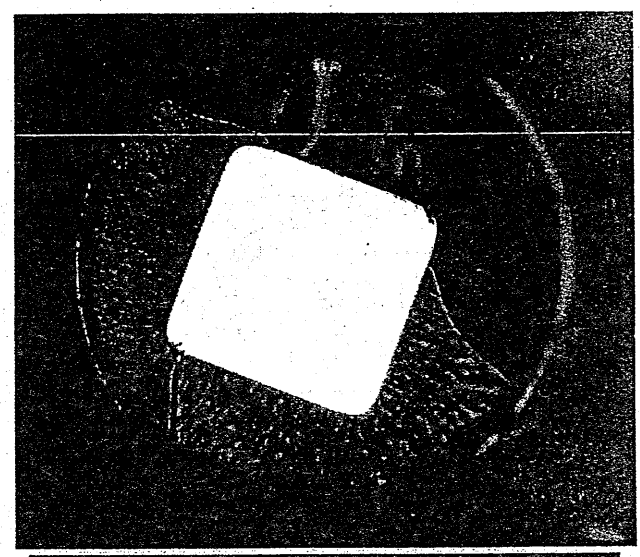
方形ダブルクラッドファイバ

方形化による効果

- 励起光吸光係数　　3～5 倍
- レーザー出力への変換効率>50%
- パワー密度圧縮　数 100 倍

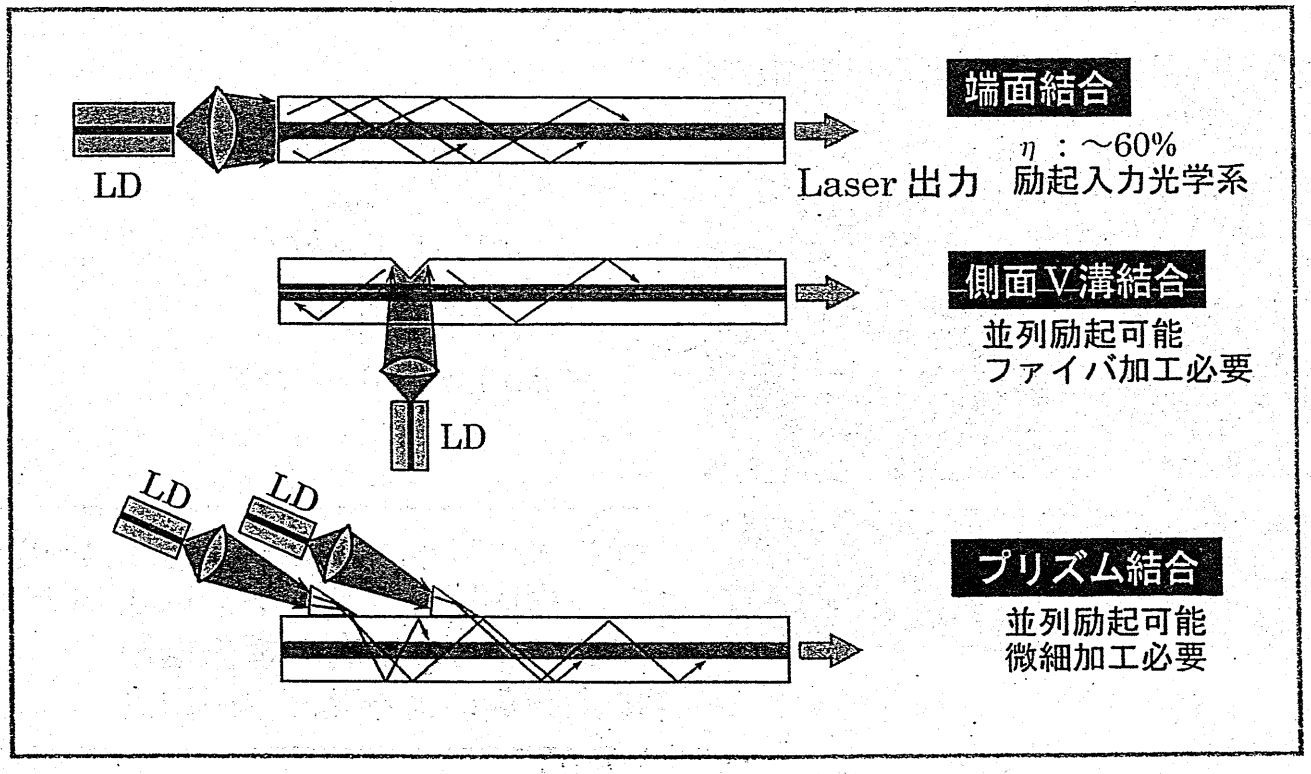


第一クラッド:603×239μm、コア径:16.5μm

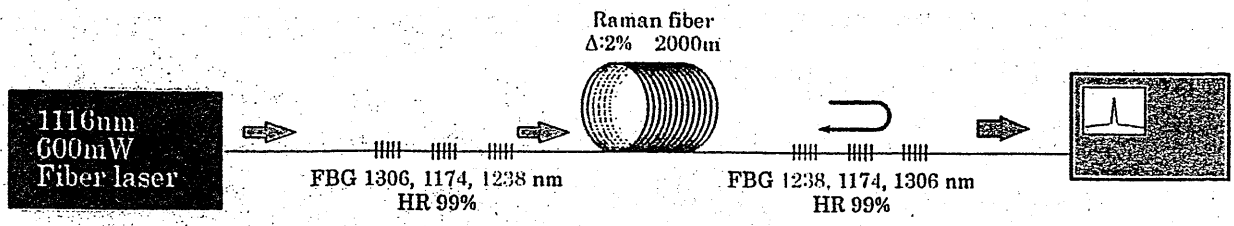


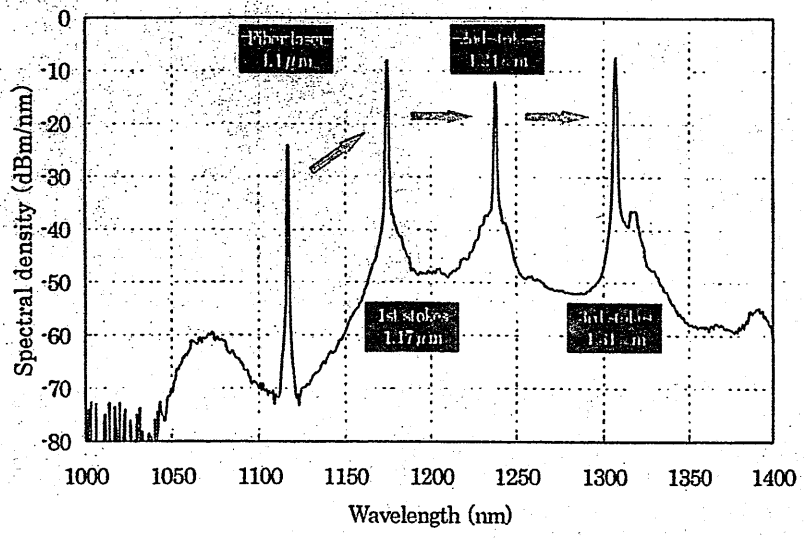
第一クラッド:125×125μm、SM コア

ダブルクラッドファイバ励起光学系



ファイバラマンレーザー





終わりに

■ファイバアンプの開発動向

- 広帯域化のためのEDFA、AGCによる次世代通信対応

  1560～1610nm 広帯域な光増幅 多ch化

- Ybドープファイバ増幅 1μm帯の高効率増幅

■高出力パルス光源

- SMFから10kWパルス
- 高パワー密度レーザーによる加工 低侵襲、高アスペクト比

■謝辞

本講演は講演者が三菱電線工業㈱在籍時の資料を基に構成し致しました。講演をご快諾下さった前田純也様他、三菱電線工業㈱の皆様にお礼申し上げます。

輻射科学研究会資料 RS04-17

らせん導体から成る"キラル媒質"による散乱電磁波について

On electromagnetc waves scattered by chiral media made of conducting helices

浅居 正充　近畿大学 生物理工学部
Masamitsu ASAI　*Faculty of Biology-Oriented Sci. and Tech., Kinki University*
山北 次郎　岡山県立大学 情報工学部
Jiro YAMAKITA　*Faculty of Computer Sci. and Sys. Eng., Okayama Prefecture University*

（概要）代表的な人工電磁波媒質の一つであるキラル媒質に関する基礎事項及び研究動向等についての解説を行っている。また著者らの行った解析結果の一部についての紹介も行っている。

1 はじめに

生体物質の分子のほとんどがキラリティ(chirality)をもち、円複屈折性に基づく旋光性(光学活性)(optical activity)や円二色性(circular dichroism)等の光学的特徴を有する[1]。これを電磁波伝搬媒質として考える場合、キラル媒質(chiral medium)と呼ばれる[2]-[4]。近年、化学、光学のみならず電波工学においてもキラル媒質に対する関心が高まり、K. F. Lindman等の人工キラル構造の諸実験[5]-[7]以降、らせん導体等のキラル形状粒子を用いて上記の光学的特徴と同様の効果をもつキラル媒質を人工的に構成し電磁波技術に応用することに関する研究が盛んに行われてきた。これらの中にはキラル媒質の電磁波散乱実験[8]、基礎理論[9]-[12]、Green関数[13]、媒質定数決定法[20]-[22]、キラル媒質を用いた偏波変換器[23]、アンテナ[24]、回折格子[25]-[32]、低反射コーティング[33]-[39]、その他諸構造[40]-[45]の理論解析に関するものが含まれる。また地上の植生層は電波に対してキラル媒質と同様の影響を与えることが知られており、植生層内の電波の偏波変換の影響を受ける遠隔物体のレーダ探査（リモートセンシング）の分野においてもキラル媒質に対する関心がもたれている[3]。一方、1990年にカーボンマイクロコイル(CMC)を高収量で合成する手法が元島らにより明らかにされ[46]、μmオーダーのらせん構造から成るキラル媒質の実現の可能性が生まれた。さらに数十～数百GHzの周波数領域においてCMCが良好な電磁波吸収特性を示すことが報告されている[47]。高収量で生成されるCMCのバルクは、ほぼ同量の右巻及び左巻コイルから成り（ラセミ混合：racemic mixture）巨視的にアキラル(achiral)である。右巻または左巻のいずれかのCMCが多数を占める場合（キラル混合：chiral mixture）巨視的にキラル媒質であり、その状態での生成の実現が期待されている。本論文では、近年関心を集めているCMC等のらせん構造物質や、電波工学における重要な技術である人工媒質の理論研究の一助となるべく、キラル媒質の概要、研究動向等に関する解説を行う。

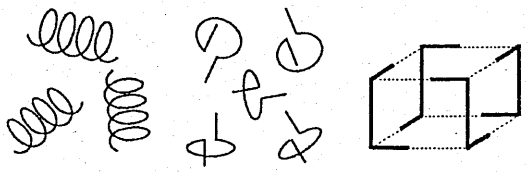
2 キラル媒質研究の黎明

1811年、水晶における旋光分散がD. F. Aragoにより初めて確認され、これが光学活性現象に関する最初の発見となった。その後J. B. Biotにより旋光分散等の光学活性に関する定量的研究が行われた(1812-1838)[2],[3]。この間にBiotは、一定の固体構造をもたず等方的であるはずの酒石酸水溶液等の特殊な液体にも旋光性が見られることを確認し、光学活性が固体の結晶構造のみならず物質の構成分子にも起因する可能性(natural optical activity)を示唆した(1815)[4]。L. Pasteurはワインの製造過程で生じる旋光性をもつ酒石酸（Biotが実験で用いたもの）と旋光性のないブドウ酸（後に酒石酸のラセミ体と判明）の違いに着目し、酒石酸のアンモニウムナトリウム塩の結晶化実験から右旋性と左旋性の2種類の酒石酸の存在を見出した(1848)。後に左右の旋光性がこの2種の酒石

酸の互いに鏡像の関係にあるキラル分子に起因することが示された。これらの諸研究は立体化学の出発点となり、また電波工学におけるキラル媒質研究の黎明にも繋がった。1888年にH. HeltzによりMHz領域の電磁波の存在が確認された後、マイクロ波領域における光学活性と同様の現象についての関心が高まった。K. F. Lindmanはキラル分子のかわりに全長9cm、断面径1.2mmの2.5回巻らせん銅線を球状綿中に埋め込んだキラル物体を作成し、これを紙箱に700個詰めることにより人工キラル混合物質を試作した。その際、液体や気体のように電気的性質を等方的にするため、らせん軸方向がランダムとなるよう構成した。約1 GHz-3 GHzにおいてマイクロ波通過実験を行なった結果、右巻のみ及び左巻のみのらせんから成るキラル混合 (chiral mixture) の場合について偏波面の回転、及び回転角度の周波数分散を示す測定結果が得られた。また、同数の左右らせんから成るラセミ混合 (racemic mixture) の場合については偏波面の回転は現れなかった (1920-1922)[4],[5]。電波領域も含む電磁波の偏波面回転現象は電磁波活性 (electromagnetic activity) とも呼ばれるが、「光学活性」や「旋光性」という用語を流用することも多い。Lindmanの実験結果に対しては当初、回折の影響を偏波回転と誤ってとらえているなどの疑問ももたれたが、その後のI. Tinoco, M. P. Freeman [6], W. H. Pickering [7] らの実験により電磁波活性現象に関する結果の妥当性が確認された。

3 キラル媒質の構成

1990年代に入り、人工キラル混合物質に関する研究が発展し、旋光性等の偏波変換機能や円二色性に関連した電磁波吸収特性等に関心がもたれた。キラル混合物質は通常、背景物質内に電磁波の波長に比べて小さい (通常、波長の数%程度以上の大きさといわれる) 右巻、左巻のいずれかのみのらせん導体 (helix)(図1(a)) 等のキラル粒子を多数混入させて構成する。キラル粒子として、図1(b)の1回巻コイル導体 (short helix)[2] や図1(c) の鉤形導体 (hook)[16] を用いる場合もある。キラル形状の候補としてはこれら以外にメビウスの帯や不規則四面体などもしばしば挙げられる。また、媒質の設計法として球、楕円体等の一定形状のキラル媒質から成る粒子を設計し、その粒子群を背景物質に混入する密度等から媒質全体の特性を制御する方法もある。背景物質内にらせん導体を



(a) helix (b) short helix (c) hook

図 1: キラル形状粒子の例

軸方向や位置をランダムになるよう分布させた構造は、電磁気学的には均一等方性キラル媒質 (Pasteur 媒質) となる。この媒質は電磁気学的に可逆性 (reciprocity) をもち、旋光性等の性質が互いに逆方向に伝搬する波に対して等しくなる。またある周波数領域で旋光角度が周波数の増加とともに右旋の極大値から零点を通過して左旋の極大値へ (あるいはその逆順に) 変化するCotton効果や、電磁波吸収及び円二色性がその旋光角度の零点で最大となる、天然のキラル物質と同様の現象が実測により確認されている [8]。らせん軸の向きがランダムでない場合に異方性が生じる。らせん軸がある方向 (異方性主軸方向) に揃い、軸まわりの回転角がランダムとなる場合、1軸異方性キラル媒質となる。図1(c) は鉤形導体を4回回転対称性をもつ単位エレメントとして構成したもので、これを3次元的に周期配列することにより1軸媒質が構成される [16]。1軸異方性キラル媒質は、らせん軸が異方性主軸に垂直な面に平行でかつランダム方向となるように分布させることによっても構成できる。人工粒子を用いた、いわゆる人工媒質としては、人工誘電体やキラル媒質以外に、近年、負屈折率媒質 (左手系媒質) が注目を集めている。

4 キラル媒質の電磁気学的取り扱い

4.1 キラル媒質に対する構成関係式

キラル媒質中の電磁界は、巨視的にはMaxwell方程式及び背景物質内にキラル粒子を分布させた構造に対する等価媒質定数を用いた構成関係式 [4],[9] により関係づけられる。近年、理論解析において用いられる等方性キラル媒質に対する構成関係式の1つに次式のDrude-Born-Fedorovの関係式がある。

$$\boldsymbol{D} = \epsilon_D(\boldsymbol{E} + \beta\nabla\times\boldsymbol{E}), \qquad \boldsymbol{B} = \mu_D(\boldsymbol{H} + \beta\nabla\times\boldsymbol{H}) \quad (1)$$

ただし、D、B、E及びHは各々電束密度、磁束密度、電界及び磁界のベクトルである。ϵ_D、μ_D及びβは各々キラル媒質の等価誘電率、等価透磁率及びキラル定数と呼ばれる等価媒質定数であり、一般に複素数となる。βの単位はm(メートル)である。式(1)及び波源を含まない領域の正弦波電磁界に対するMaxwell方程式より、角周波数ωの正弦波界に対する次式のPost-Jaggardの構成関係式が得られる。ただし、虚数単位をi、時間因子を$e^{i\omega t}$と仮定する。

$$D = \epsilon_P E - i\xi_P B, \qquad H = -i\xi_P E + \frac{1}{\mu_P} B. \quad (2)$$

ϵ_P、μ_P及びξ_Pは式(1)と同様の意味の等価定数である。ξ_Pはキラリィアドミタンス(chirality admittance)と呼ばれ単位はS(ジーメンス)となる。キラル定数はキラル媒質特有の電場ー磁場結合を表す[2]。図1(b)の1回巻コイル導体の場合、作用する電場により直線アーム部分に誘起される電流は同時にループ部分にも流れ、各々電気及び磁気双極子モーメントに寄与する。磁場が作用する場合もループに誘起される電流がアームにも流れ、両双極子が生じる。正弦波電磁界のもとでのこのような結合は$\pi/2$(rad)の位相のずれを伴うことが式(2)中で乗じられている$i = e^{i(\pi/2)}$に表われている。同様のことは図1(a),(c)やその他のキラル形状物体でも生じる。構成関係式(1)及び(2)の各等価媒質定数は次式のように関係づけられる。

$$\epsilon_D = \epsilon_P, \quad \mu_D = \frac{\mu_P \epsilon_P}{\epsilon_P + \mu_P \xi_P^2}, \quad \beta = \frac{\xi_P}{\omega \epsilon_P}. \quad (3)$$

構成関係式として次式のような表現式も用いられる。

$$D = \epsilon_T E + \xi_T H, \qquad B = \zeta_T E + \mu_T H, \quad (4)$$

$$\epsilon_T = \epsilon_P + \mu_P \xi_P^2, \quad \mu_T = \mu_P, \quad (5)$$

$$\xi_T = -i\mu_P \xi_P, \quad \zeta_T = i\mu_P \xi_P. \quad (6)$$

上式のキラル定数ξ_T, ζ_Tについては次式のような真空中の光速$c = 1/\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}$ (ϵ_0, μ_0は真空中の誘電率及び透磁率)を乗じて無次元化した定数κによる表記(Lindell-Sihvola表記)が用いられることも多い。

$$\xi_T = -i\kappa\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}, \quad \zeta_T = i\kappa\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}, \quad \kappa = \frac{\mu_P \xi_P}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}}. \quad (7)$$

以上の構成関係式(1)、(2)及び(4)は非可逆項を付加することにより、非可逆性媒質(Tellegen媒質)も含む、より一般的な双等方性媒質(biisotropic medium)の構成関係式に拡張することが可能である。また、特に式(4)の各定数をさらに3×3テンソルに拡張した関係式は、異方性キラル媒質、オメガ媒質、キラル-オメガ媒質等の人工媒質の他、運動媒質等も含む、より一般的な双異方性媒質(bianisotropic medium)[10]の構成関係式として用いられることが多い。

4.2 等価媒質定数の決定法

キラル混合物質の等価媒質定数の算出法に関しては多くの報告例がある[20]-[22]。背景物質の誘電率及び透磁率を各々ϵ_h, μ_hと仮定すると、キラル媒質内の平均電束密度$< D >$及び磁束密度$< B >$は次式のように表される。

$$< D >= \epsilon_h < E > + P_e + Q_e, \; P_e = P_{ee} + P_{em}, \quad (8)$$

$$< B >= \mu_h < H > + P_m, \; P_m = P_{me} + P_{mm} \quad (9)$$

ただし、$< E >$、$< H >$は平均電界及び磁界である。P_{ij}は電場($j = e$)または磁場($j = m$)により生じる電気($i = e$)または磁気($i = m$)双極子モーメントの単位体積当りの平均値を表す。Q_eは電気4重極子モーメントの寄与を表す項である。電気8重極子及び磁気4重極子以上の高次の多重極子モーメントの寄与は無視できるほど小さく、さらに等方性キラル媒質においては電気4重極子の寄与も相殺されることが知られている[16],[20]。等価媒質定数の算法のうち、粒子間の多重散乱を考慮しない準静電近似手法の1つにMaxwell-Garnett法がある[14]。1種類のキラル粒子群で構成される等方性媒質を考える。単一粒子当りの分極モーメントをp_{ij} $(i, j = e, m)$、粒子の分布密度をn(個／m^3)とすると$P_{ij} = np_{ij}$となる。各粒子に作用する局所電磁界(Lorentz界)をE_L、H_Lとすると、周囲の分極の寄与を考慮することにより

$$p_{ie} = \bar{\alpha}_{ie} E_L, \quad p_{im} = \bar{\alpha}_{im} H_L, \quad (10)$$

$$E_L =< E > + \frac{P_e}{3\epsilon_h}, \quad H_L =< H > + \frac{P_m}{3\mu_h} \quad (11)$$

と表すことができる。ただし、$i = e, m$で、$\bar{\alpha}_{ij}$, $(i, j = e, m)$は単一粒子あたりの分極率テンソルである。式(8)-(11)及び構成関係式(4)から、等価媒質定数を分極率$\bar{\alpha}_{ij}$で表した関係式が得られる(Lorentz-Lorentzの公式)[14]。これに分極率の具体的な算定式を代入することにより等価媒質定数の算定式が得られる(Maxwell-Garnett法)。単一粒子の分極率についてはキラル媒質球、楕円体、1回

巻コイル導体等に対する算定式 [4], [14]、線状導体に対する算法 [15],[16]、粒子の製造誤差分布を考慮した方法 [17] 等の報告がある。Maxwell-Garnett 法はキラル粒子サイズ等から決まる第 1 共振周波数を超えない低周波領域で有効な手法である。キラル媒質球がランダムに分布した構造の等価媒質定数の算定に関して粒子間の多重散乱を考慮した手法が報告されている [18]。これは誘電体球のランダム分布構造に対する立居場の方法 [19] を応用したもので、粒子の体積占有率が大きい場合など粒子間の多重散乱の影響が無視できない場合に有効である。また、キラル混合物質の電磁波散乱特性の数値解析結果や実測値から等価媒質定数を算出する逆散乱問題についても報告されている [20]-[22]。等価媒質定数 (誘電率、透磁率、キラル定数) は、背景物質の誘電率 ϵ_h、透磁率 μ_h 及び単一粒子当りの分極率 $\bar{\alpha}_{ij}$ のすべてを変数とする関数であり、一般に複素数となる。

4.3 キラル媒質における電磁波の伝搬

構成関係式 (2) 及び時間因子 $e^{i\omega t}$ をもつ正弦波界に対する Maxwell 方程式より等方性キラル媒質に対する波動方程式

$$\nabla \times \nabla \times C - 2\omega\mu_P\xi_P \nabla \times C - k_P^2 C = 0 \qquad (12)$$

が得られる [12]。ただし、$C = E, H, D, B$、$k_P = \omega\sqrt{\epsilon_P\mu_P}$ である。これ以後、添字 P は省略する。各定数は一般に $\epsilon = \epsilon' - i\epsilon''$, $\mu = \mu' - i\mu''$, $\xi = \xi' - i\xi''$ なる複素数である。式 (12) を満たす固有モードは各々波数 k_+、k_- をもつ右旋円偏波 (RCP)、左旋円偏波 (LCP) となる。

$$k_\pm = \pm\omega\mu\xi + \sqrt{k^2 + \omega^2\mu^2\xi^2} \qquad (13)$$

波数は $k_\pm = k'_\pm - ik''_\pm$ なる複素数であり、その実数部、虚数部は左右の円偏波で異なる値をもつ。波数の実数部 (位相定数) $k'_\pm$ は各円偏波の位相速度 $v_\pm = \omega/k'_\pm$ 及び等価的な屈折率 $n_\pm = k'_\pm/(\omega\sqrt{\epsilon_0\mu_0})$ に関係する。直線偏波 (LP) の平面波を空気領域から厚さ d の等方性キラル媒質に入射させると仮定する (図 2)。これは等振幅の右旋、左旋円偏波の同位相入射と等価であり、両円偏波は次式の Snell の法則に従い異なる屈折角で伝搬する [3]。

$$k_0 \sin\theta_i = k'_+ \sin\theta_+ = k'_- \sin\theta_- = k_0 \sin\theta_t \qquad (14)$$

ただし、$k_0 = \omega\sqrt{\epsilon_0\mu_0}$ は空気中の波数である。異なる位相速度で媒質内をその厚さ分だけ伝搬した後の左右の円

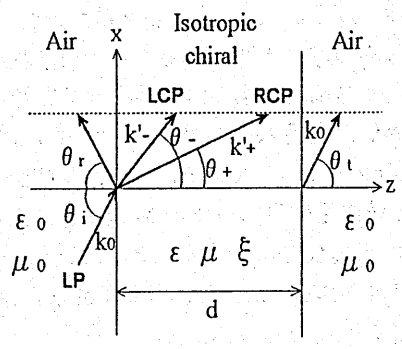


図 2: 等方性キラル媒質への直線偏波の入射

偏波の位相はずれており、垂直入射 ($\theta_i = 0^\circ$) で $\mu'' = 0$ の場合を例にとると透過後の偏波面の向きは入射時と比べて伝搬方向にみて右回りに $\omega\mu' d\xi'$(rad) だけ傾いている。波数の虚数部 (減衰定数) $k''_\pm$ は伝搬距離 z に対する電磁波振幅の $e^{-k''_\pm z}$ なる減衰 (吸収) を表し、$\mu'' = 0$ の場合、$|k''_+ - k''_-| = |2\omega\mu'\xi''|$ は左右の円偏波の吸収率の違いに関係する。すなわち、キラル定数の実数部、虚数部は、主としてそれぞれ旋光性及び円二色性に関係する。媒質の損失が無視できる場合、透過波は直線偏波となるが、損失をもつ場合、円二色性の影響で楕円偏波となる。異方性キラル媒質内の固有モードは波数の異なる右旋、左旋楕円偏波となる。等方性キラル媒質は電磁波の偏波面を回転させるが、異方性キラル媒質は偏波面及び軸比の両方を変化させ、自由度の高い偏波変換を実現する [23]。

5 著者らの解析例

著者らは、これまで異方性キラルスラブ及び周期構造異方性キラル媒質における導波モードや回折波の数値解析 (松本、山北ら)[27],[28]、異方性層状キラル媒質に対する Green 関数算出法、ストリップ等の金属平板 (または開口) 周期格子を接合または埋設した異方性キラルスラブにおける回折波の数値解析 (浅居、山北、若林ら)[29]-[31] など任意の異方性や周期性をもつ構造の解析に関する報告を行っている。また、らせん導体の集合体から成る構造による散乱電磁界のモーメント法解析も試みている [44]。ストリップ格子を埋設した 1 軸キラルスラブ (図 3) による反射回折波の軸比角及び回折効率の 4×4 行列解法による計算例 [30] を図 4 に示す (媒質定数値は省略する)。軸

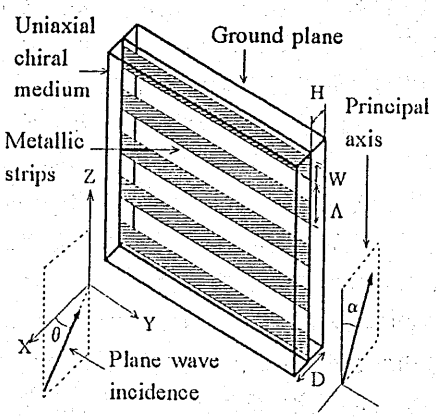


図 3: 金属ストリップ格子を埋設した 1 軸キラルスラブ

比角の正負は各々左旋及び右旋偏波を表し 0°, ±45° が各々直線及び円偏波に対応する。図中の (A) 及び (B) の各場合において入射直線偏波が直線及び左旋円偏波の 0 次及び-1 次回折波に均等に分波されることがわかる。これ以外に左右の円偏波あるいは直交する直線偏波に等配分される条件も存在する。直方体状にに周期配列したらせ

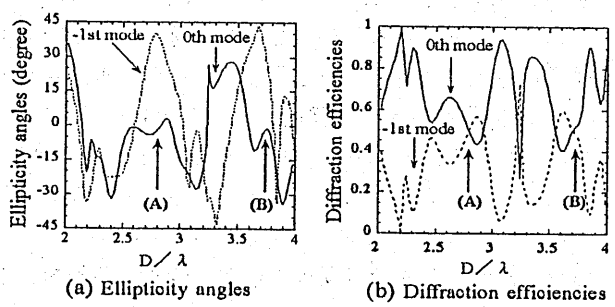


図 4: 回折波の偏波変換特性、θ=10, α=45(degrees), $\Lambda = 1.1\lambda$, $W = 0.3\Lambda_z$, $H = 0.6D$, TE incidence

ん導体構造を図 5 に示す。各らせん導体の軸は擬似乱数に基づく近似的にランダムな方向に向くものと仮定する。ここで、直方体の各辺に平行な座標軸をもつ直角座標を定めることとし、x、y 及び z 軸方向への配列数を各々 N_x、N_y 及び N_z とする（合計 $N_x \times N_y \times N_z$ 個）。また、y 軸に平行な偏波（直線偏波）をもち $-z$ 方向に伝搬する入射平面電磁波を仮定する。すべてのらせん導体が同じ巻数 N_t、らせん半径 a、ピッチ P、導体線の半径 w をもつものとする。細線近似モーメント法に基づく NEC2 code [48]

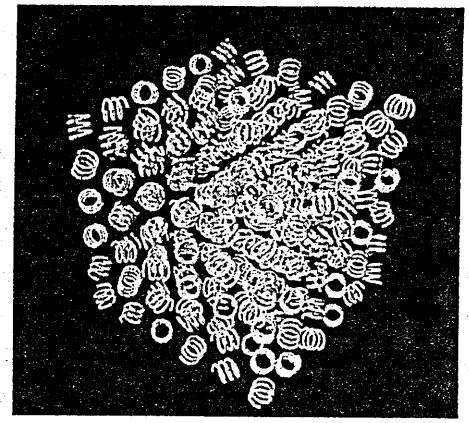


図 5: 直方体領域に分布したらせん導体

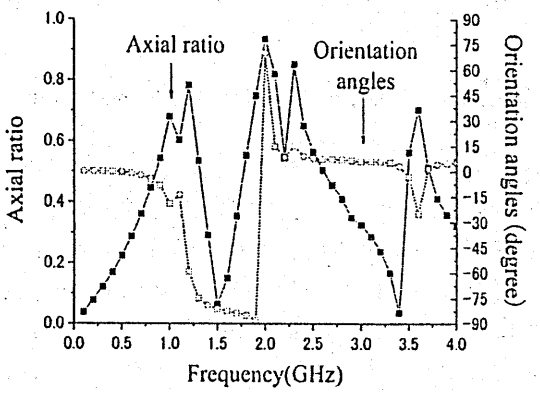


図 6: 前方遠方散乱界の偏波特性（キラル混合）

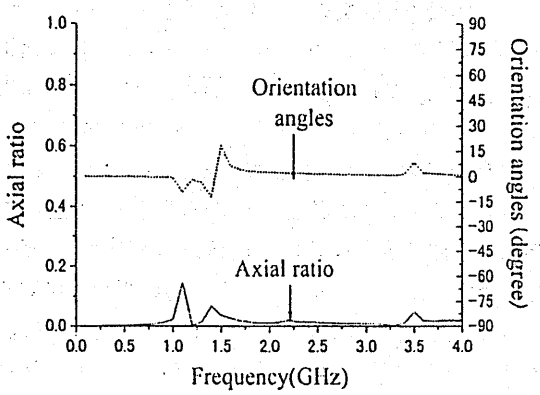


図 7: 前方遠方散乱界の偏波特性（ラセミ混合）

により解析した結果を示す [44])。図 6 及び 7 に各々キラル及びラセミ混合の場合についての前方遠方散乱界の偏波特性を示す。いずれの場合も (N_x, N_y, Nz)=(8,8,7)、$N_t = 3$、$a = 0.7$(cm)、$P = 0.5$(cm)、$w = 0.05$(cm) としている。各らせんを 40 セグメントの折れ線で近似する。キラル混合は右巻らせんのみで構成し、ラセミ混合については座標軸方向に隣り合う導体の巻方向が互いに逆となるよう配置している。キラル混合の場合、全体の外形が直方体であり、らせん軸の向きを定める擬似乱数の精度が（らせんサンプルが少数のため）不十分でることから全体として異方性を示し、周波数とともに軸比が大きく変動している。偏波面の向きについては、通常に近い分散性を示している。ラセミ混合の場合については、軸比、偏波回転ともに 0° に近い値となり、ほぼ妥当な結果といえる。現在、試みの段階であり、分散処理等の計算時間短縮の工夫や配列方法などの検討が必要である。

6 低反射・吸収技術に関する議論

薄く軽量なキラルコーティングによる反射電磁波低減化の可能性について、1987 年に V. K. Varadan らにより理論計算による検討が行なわれている [33]。キラル媒質を用いたレーダ断面積 (RCS) 低減等の反射低減技術に関しては、偏波変換効果 [34] とともに、上記報告を含む電磁波吸収効果やインピーダンス整合を用いる方法 [33], [35]-[37] が報告されている。文献 [35]-[37] では、等方性キラル媒質の左右円偏波の平均波数 $k_c = (k_+ + k_-)/2 = \omega\sqrt{(\epsilon + \mu\xi^2)\mu}$(式 (13) より) 及び波動インピーダンス $\eta_c = \omega\mu/k_c$ を定義している。また半無限キラル媒質 (本論文の図 2 において $d \to \infty$ としたもの) の垂直入射時 ($\theta_i = 0°$) のインピーダンス整合による無反射条件は $\eta_c = \eta_0$ ($\eta_0 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0}$) となるが、通常媒質よりも多くのパラメータをもつキラル媒質の場合、設計値の選定が容易になるとしている [35]。また、導体板にキラルコーティングを施した構造 (同図で $z \geq d$ の空気領域を完全導体で置き換えた構造) についてのインピーダンス整合条件も示している [36]。これらの場合、平均波数 k_c が $\xi = 0$(S) の場合に比べて増加し、その虚数部に依存する電磁波の減衰が増すとしている [36]。しかし、これは等価誘電率及び透磁率が同じ値でキラル定数 ξ のみが異なるよう設計した媒質間の比較を前提とすべきものである。背景物質へのらせん導体粒子の混入による等価誘電率の虚数部の増加の効果も重要である。粒子形状により異なるが、らせん導体粒子のキラル混合とラセミ混合の両方の場合に同程度に増加する結果が示されている [38]。また、キラル混合の場合の平均波数 k_c と同じ値の平均波数がラセミ混合の場合にも得られる可能性が微視的に検討されている [39]。これらの議論は Maxwell-Garnett 法等の準静電近似を前提としたものであるが、右巻及び左巻のものが同率で生成されるカーボンマイクロコイルの電磁波吸収現象 [47] を考察する上で重要な示唆を与える。キラル媒質を用いた低反射技術・吸収技術に関しては現在でも盛んに研究が行われている [17]。

7 むすび

ここ数年の電波工学における人工媒質についての関心は「キラル媒質」から「左手系媒質」(負屈折率媒質) へと移行している。この媒質については 30 年以上前に論じられていたが、実際の構成法が発見されるに及び、最近俄かに関心を集めたものである。20 世紀初頭から行われた人工媒質、特にキラル媒質の研究により得られた知識や経験の集積は、このような新媒質の開発に少なからず生かされると同時に、カーボンマイクロコイル (CMC) における電磁波現象の解明や、他の電波工学の新技術の開拓にも大いに寄与すると思われる。キラル媒質研究は 1990 年前後から急速に発展し多くの知見が得られたが、未解決な研究課題も多く、現在でも電波工学における重要な基本アイテムとして研究が続けられている。本論文では、このような研究分野の位置付けの紹介も兼ねて、キラル媒質の基礎及び研究の概要に関する解説を行なわせていただいた。

参考文献

[1] S. R. Buxton and S. M. Roberts, "Guide to organic stereochemistry", Addison Wesley Longman (1996).

[2] D. L. Jaggard, A. R. Mickelson and C. H. Papas, *Appl. Phys.*, **18** 211 (1979).

[3] S. Bassiri, C. H. Papas and N. Engheta, *J. Opt. Soc. Am. A*, **5** [9] 1450 (1988).

[4] I. V. Lindell, A. H. Sihvola, S. A. Tretyakov and A. J. Viitanen, "Electromagnetic Waves in Chiral and Bi-Isotropic Media", Artech House (1994) pp. 1-18, 193-243.

[5] I. V. Lindell, A. H. Sihvola and J. Kurkijarvi, *IEEE Antennas Propag. Magazine*, **34** [3] 24 (1992).

[6] I. Tinoco and M. P. Freeman, *J. Phys. Chem.*, **61** [12] 1196 (1957).

[7] W. H. Pickering, *Experiment performed at California Institute of Technology (personal communication)*(1945).

[8] R. Ro, V. V. Varadan and V. K. Varadan, *Proc. IEE H* **139** [5] 441 (1992).

[9] A. H. Sihvola and I. V. Lindell, *Microwave Opt. Technol. Lett.*, **4** [8] 295 (1991).

[10] J. A. Kong, *J. Opt. Soc. Am. A*, **64** [10] 1304 (1974).

[11] C. F. Bohren, *Chem. Phys. Lett.*, **29** [3] 458 (1974).

[12] A. Lakhtakia, V. V. Varadan and V. K. Varadan, *J. Opt. Soc. Am. A*, **5** [2] 175 (1988).

[13] L. W. Li, P. S. Kooi, M. S. Leong and T. S. Yeo, *J. Electro. Waves and Applic.*, **9** [9] 1207 (1995).

[14] A. H. Sihvola and I.V. Lindell, *J. Electro. Waves and Applic.* **6** [5/6] 553 (1992).

[15] J. Reinert and A. F. Jacob, *IEEE Trans. Antennas. Propag.*, **49** [11] 1532 (2001).

[16] P. Theron and J. H. Cloete, *J. Electro. Waves and Applic.* **10** [4] 539 (1996).

[17] J. Reinert, J. Psilopoulos and A. F. Jacob, *Electromagnetics*, **23** 637 (2003).

[18] 南部幸久, 松岡剛志, 立居場光生, 電気学会論文誌 (A), **123-A** [3] 259 (2003).

[19] M. Tateiba, *IEICE Trans.*, **E78-C** 1357 (1995).

[20] C. Y. Chung and K. W. Whites, *J. Electro. Waves and Applic.*, **10** 1363 (1996).

[21] K. W. Whites, *IEEE Trans. Antennas. Propag.*, **43** [4] 376 (1995).

[22] A. B. De Monvel, D. Shepelsky, *J. Math. Phys.*, **41** [9] 6116 (2000).

[23] I. V. Lindell, A. H. Sihvola, *IEEE Trans. on Antennas and Propag.*, **43** [12] 1397 (1995).

[24] D. L. Jaggard, J. C. Liu, A. Grot and P. Pelet, *Electron. Lett.*, **27** [3] 243 (1991).

[25] S. H. Yueh and J. A. Kong, *J. Electro. Waves and Applic.*, **5** [7] 701 (1991).

[26] A. O. Koca and T. Ege, *Microwave Opt. Technol. Lett.*, **10** [3] 157 (1995).

[27] K. Matsumoto, K. Rokushima and J. Yamakita, *IEICE Trans.*, **E80-C** [11] 1421 (1997).

[28] K. Matsumoto, K. Rokushima and J. Yamakita, *Proc. URSI EMT*, **73** 739 (1998).

[29] M. Asai, J. Yamakita, S. Sawa and J. Ishii, 電気学会電磁界理論研究会資料, **EMT-96-59** 35 (1996).

[30] M. Asai and J. Yamakita, *Telecomm. Radio Eng.*, **58** [1] 154 (2002).

[31] 浅居正充, 山北次郎, 若林秀昭, 電気学会論文誌 (A), **123-A** [3] 239 (2003).

[32] T. X. Wu and D. L. Jaggard, *IEEE Antennas. Propag*, **52** [7] 1859 (2004).

[33] V. K. Varadan, V. V. Varadan and A. Lakhtakia, *J. Wave-Mater. Inter.*, **2** [1] 71 (1987).

[34] A. K. Bhattacharyya, *Electron. Lett.*, **26** [14] 1066 (1990).

[35] D. L. Jaggard and N. Engheta, *Electron. Lett.*, **25** [3] 173 (1989).

[36] D. L. Jaggard, N. Engheta and J. Liu, *Electron. Lett.*, **26** [17] 1332 (1990).

[37] D. L. Jaggard and J. Liu, *J. Electro. Waves and Applic.*, **6** [5/6] 669 (1992).

[38] S. A. Tretyakov, A. A. Sochava and C. R. Simovski, *Electromagnetics*, **16** 113 (1996).

[39] C. F. Bohren, R. Luebbers, H. S. Langdon and F. Hunsberger, *Appl. Opt.*, **31** [30] 6403 (1992).

[40] A. Kusunoki and M. Tanaka, *IEICE Trans.*, **E80-C** [11] 1428 (1997).

[41] 横田光広, 甲斐真由美, 電気学会論文誌 (A), **122-A** [12] 1025 (2002).

[42] A. Akyurtlu, D. H. Werner, *IEEE Antennas. Propag. Soc. Int. Symp.*, **2001** [1] 44 (2001).

[43] H.Cory, *J. Electro. Waves and Applic.*, **9** [5/6] 805 (1995).

[44] 浅居正充, 山北次郎, 電気学会電磁界理論研究会資料, **EMT-04-119** 19 (2004).

[45] M. Asai, J. Yamakita, K. Matsumoto and H. Wakabayashi, *Materials Integration*, **17** [7] 27 (2004).

[46] S. Motojima, M. Kawaguchi, K. Nozaki, H. Iwanaga, *Appl. Phys. Lett.*, **56** [4] 321 (1990).

[47] 元島栖二, 電気学会電磁界理論研究会資料, **EMT-03-83** 65 (2003).

[48] G. J. Burke and A. J. Poggio, *Lawrence Livermore National Laboratory Report*, **UCID-18834** (2004).

輻射科学研究会資料
RS04-18

ファイバの非線形性を利用した全光アナログ–ディジタル変換およびディジタル–アナログ変換に関する研究

All-Optical Analog-to-Digital and Digital-to-Analog Conversions Based on Fiber Nonlinearities

小田 祥一朗　前田 篤司　河南 求嶺　丸田 章博
大阪大学 大学院工学研究科

Sho-ichiro ODA, Atsushi MAEDA, Motomine KANNAN, and Akihiro MARUTA
Graduate School of Engineering, Osaka University

2005年3月14日
於 大阪電気通信大学

2005 年 3 月 14 日
於 大阪電気通信大学

輻射科学研究会資料
RS04-18

ファイバの非線形性を利用した全光アナログ–ディジタル変換およびディジタル–アナログ変換に関する研究

小田祥一朗　前田 篤司　河南 求嶺　丸田 章博†

† 大阪大学 大学院工学研究科
〒 565–0871 大阪府吹田市山田丘 2–1
TEL : 06–6879–7728, FAX : 06–6879–7688
E-mail: †maruta@comm.eng.osaka-u.ac.jp

あらまし　近年，電子デバイスの動作速度に制限を受けない全光アナログ–ディジタル（AD），ディジタル–アナログ（DA）変換の研究が盛んに行なわれている．本報告では，ファイバの非線形性を用いた全光 AD，DA 変換法を示す．まず，四光波混合を用いた標本化とソリトン現象を用いた量子化による全光 AD 変換法と，スーパーコンティニューム光のスペクトルスライスを用いた量子化と，非線形ループミラーを用いた符号化による全光 AD 変換法の原理を述べる．次に，光パラメトリック増幅を用いた全光 DA 変換法の原理を述べる．数値シミュレーションによって提案した方法の有効性を示した後，原理確認実験を行ない，その実現可能性を確認する．

キーワード　スーパーコンティニューム光発生，光アナログ–ディジタル変換，光ディジタル–アナログ変換，光ソリトン，光パラメトリック増幅，非線形ループミラー

All-Optical Analog-to-Digital and Digital-to-Analog Conversions Based on Fiber Nonlinearities

Sho-ichiro ODA, Atsushi MAEDA, Motomine KANNAN, and Akihiro MARUTA†

† Graduate School of Engineering, Osaka University
2–1 Yamada-oka, Suita, Osaka, 565–0871 Japan
TEL : +81–6–6879–7728, FAX : +81–6–6879–7688
E-mail: †maruta@comm.eng.osaka-u.ac.jp

Abstract　Recently, the research on all-optical analog-to-digital conversion (ADC) digital-to-analog conversion (DAC) have been extensively attempted to break through inherently limited operating speed of electronic devices. In this paper, we describe two all-optical ADC schemes based on fiber nonlinearities. One consists of the sampling by four-wave mixing and the quantizatin by soliton phenomina, and another consists of the quantization by slicing Supercontinuum spectrum and the coding by switching pulses with a nonlinear optical loop mirror. We also describe an all-optical DAC scheme utilizing optical parametric amplification in fiber. We show numerical and experimental results, which allow us to confirm the feasibility of the schemes.

Key words　Supercontinuum generation, Optical analog-to-digital conversion, Optical digital-to-analog conversion, Optical parametric amplifier, Optical soliton, Nonlinear optical loop mirror

1. まえがき

アナログ–ディジタル（AD），ディジタル–アナログ（DA）変換は信号処理技術の根幹をなすものとして電気信号に対しては幅広く用いられている．近年の信号処理速度の向上にともない，電子デバイスの動作速度に制限を受けない超高速光 AD 変換の研究が盛んに行なわれており [1]，また全光 DA 変換の研究も始められている．

一方，光通信の分野では，光 DA 変換器 [2] を用いたヘッダ識別処理 [3] や，光 M-ary ASK（Amplitude Shift Keying）変調方式の検討 [4], [5] が行なわれいる．現在光通信の主流である OOK（On Off Keying）変調フォーマットと M-ary ASK 変調

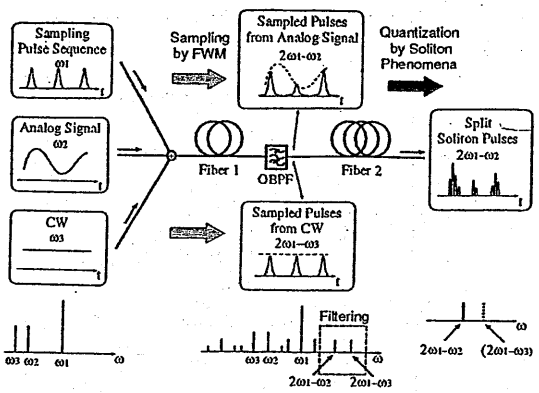


図 1　提案する全光 AD 変換法の概略図

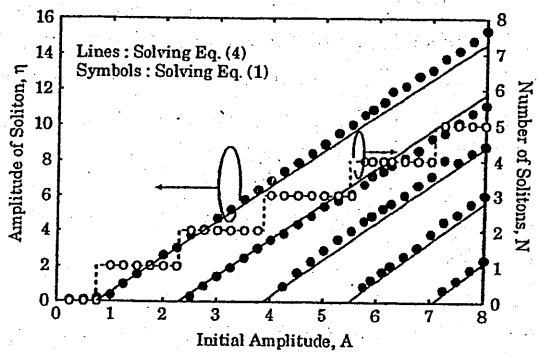


図 2　パルスの初期振幅と分裂後のソリトンの振幅および個数の関係

フォーマットが混在したフォトニックネットワークを実現するために，光アナログ信号と光ディジタル信号との間の橋渡しを行なう全光 AD，DA 変換は，その実現が強く期待される技術である．

AD 変換の標本化，量子化，符号化の 3 つの操作のうち，光標本化を実現する方法として，2 次非線形光学結晶中での和周波発生 [6]，非線形ループミラー（Nonlinear Optical Loop Mirror : NOLM）中での相互位相変調（Cross Phase Modulation : XPM) [7]，ファイバ中での四光波混合（Four-Wave Mixing : FWM）[8] などを用いる方法がすでに提案されている．これらの方法では光パルス列を用いて標本化の操作を行なっている．さらに，光量子化および光符号化の操作についても，導波路型干渉計 [9], [10] や NOLM [11] の周期的透過特性を利用する方法や，ソリトンの自己周波数シフトを利用する方法 [12], [13] が提案されている．

一方，光 DA 変換を実現するためには，光領域で加算演算を行う必要がある．光の位相調節行ない，加算演算を実現したという報告はなされているが [2]，一般に時間的に変動する光の位相調節を行なうことは困難である．よって，光の位相調節が不要な光 DA 変換技術の実現が求められる．

我々は，FWM を利用した標本化とソリトン現象を用いた量子化から構成される全光 AD 変換法 [14], [15] と，スーパーコンティニューム（Supercontinuum : SC）光のスペクトルスライスを用いた量子化と，NOLM を用いた符号化による，全光 AD 変換法を提案している [16], [17]．また，光パラメトリック増幅を利用した全光 DA 変換法を提案している [18], [19]．本稿では，それぞれの方法の原理を説明する．数値シミュレーション結果と原理確認実験結果を示し，提案した全光 AD，DA 変換法が有効であることを示す．

2. 四光波混合とソリトン現象を用いた全光 AD 変換

2.1 原　　理

分散と損失または利得を含む非線形性の係数比が一定なファイバを伝搬する光パルスの振舞は非線形シュレディンガー方程式

$$i\frac{\partial q}{\partial Z}+\frac{1}{2}\frac{\partial^2 q}{\partial T^2}+|q|^2 q=0 \tag{1}$$

によって記述される [20]．ここで，Z, T はそれぞれ規格化された伝搬距離および群速度で動く座標系での時間であり，$q(Z,T)$ は電場の複素包絡線振幅である．

提案する全光 AD 変換法の概略を図 1 に示す [14]．

まず，光標本化にはファイバ中での非線形光学効果の一つである，FWM を利用する [8]．一定周期の光パルス列 q_1（角周波数 ω_1）および光アナログ信号 q_2（ω_2）を零分散ファイバ（Fiber 1）に入射させる場合を考える．$q=q_1+q_2$ として，式 (1) の左辺第 3 項に代入すると，

$$\begin{aligned}|q|^2 q=&\left(|q_1|^2+2|q_2|^2\right)q_1+\left(|q_2|^2+2|q_1|^2\right)q_2\\&+q_1^2 q_2^*+q_2^2 q_1^*\end{aligned} \tag{2}$$

となる．式 (2) の最後の 2 項は，FWM により角周波数 $2\omega_1-\omega_2$ と $2\omega_2-\omega_1$ の新たな光波が発生することを表している．これらのうち，$q_1^2 q_2^*$ は振幅がアナログ信号に比例し，一定周期で標本化された光パルス列となっている．さらに，Fiber 1 に角周波数 ω_3 の連続（Continuous Wave : CW）光 q_3 を入射させると，$2\omega_1-\omega_3$ に振幅一定の光パルス列 $q_1^2 q_3^*$ が標本化されたパルス列 $q_1^2 q_2^*$ と同期した状態で発生する．これらの二つの周波数成分を光狭帯域フィルタ（Optical Bandpass Fileter : OBPF）で切り出し，光増幅器を通した後に異常分散ファイバ（Fiber 2）に入射させる．

次に，異常分散ファイバ中でのソリトン現象を利用した光量子化の原理を示す．アナログ信号 q_2 の時間変化に比べて十分パルス幅の狭い sech 形の光パルスを q_1 として用いた場合，その振幅 A がアナログ信号 q_2^* に比例して標本化された光パルスは

$$q(Z=0,T)=A\,\mathrm{sech}^2(T) \tag{3}$$

と表される．式 (1) の初期値問題は逆散乱法 [21] によって解くことができ，初期値が式 (3) のように時間対称性 ($q(-T)=q(T)$) を持つ場合，その解は離散的な有限個の固有値を持つ高次ソリトンと，連続的なスペクトルを持つ分散波からなることが知られている．高次ソリトンとは，異なる離散固有値を持った複数個のソリトンが重なり合ったままで同一速度で伝搬する状態をいう．この場合，ソリトン間の位相干渉によって高次ソリトンの波形は周期的に変化し，この周期をソリトン周期という．さ

らに，離散固有値の個数，すなわち，高次ソリトンに含まれるソリトンの個数は，初期パルスの振幅によって異なる [22]．このような異常分散ファイバ中でのソリトンの性質を利用して，量子化を行うことができる．初期条件 (3) の下で式 (1) の解は，次式に示す随伴固有値方程式

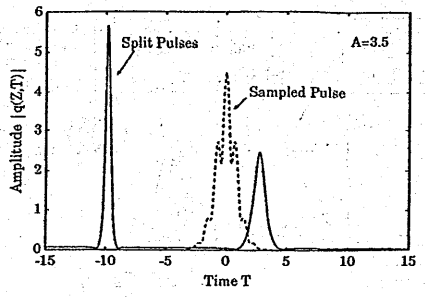
$$\begin{cases} i\dfrac{\partial \phi_1}{\partial T} &= \zeta\phi_1 - q\phi_2 \\ -i\dfrac{\partial \phi_2}{\partial T} &= \zeta\phi_2 + q^*\phi_1 \end{cases} \tag{4}$$

を解くことにより求められる．ここで，$\zeta\,[=(\kappa+i\eta)/2]$ は固有値であり，η，κ はそれぞれソリトンの振幅と速度を表す実数である．また，$\phi_i(Z,T)$，$(i=1,2)$ は固有関数である．式 (3) を代入した式 (4) を数値的に解くことにより求めた，初期振幅 A とソリトンの振幅およびその個数との関係を図 2 に示す．実線はソリトンの振幅を表し，破線は発生するソリトンの個数を表している．破線に注目すると，連続的に変化する初期振幅 A に対して，発生するソリトンの個数がステップ状に変化している．このことから，量子化の操作に必須で，かつ，今まで実現が困難とされてきた，光領域における多値閾値処理がソリトン現象を用いることによって実現可能であると言える．

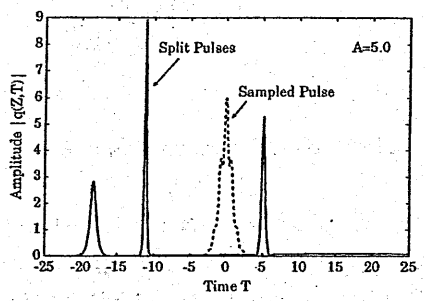
さて，Fiber 2 に入射するアナログ信号から標本化された光パルス列 $(2\omega_1-\omega_2)$ は，その振幅に応じた個数のソリトンを含む高次ソリトンとして Fiber 2 を伝搬する．しかし，高次ソリトンでは複数個のソリトンが重なりあったままの状態で伝搬するため，そこに含まれるソリトンの個数を数えることはできない．そのため，高次ソリトンを個々のソリトンに分裂させる必要がある．そこで，XPM によるソリトンの周波数シフトがその振幅に依存することを用いる [23]．高次ソリトンを含む標本化された光パルス列と同期した振幅一定の光パルス列 $(2\omega_1-\omega_3)$ を同時に Fiber 2 に入射させることにより，それらの間の XPM によって高次ソリトンは複数のソリトンパルスに分裂する．よって，光アナログ信号をパルス数変調 (Pulse Number Modulation : PNM) により量子化することは原理的に可能である．

2.2 数値シミュレーション

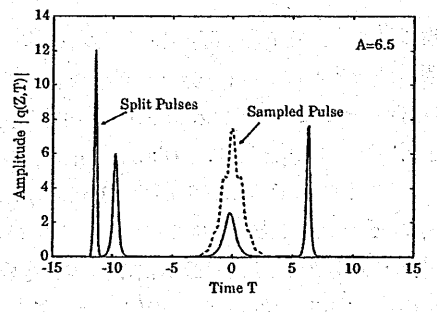
2.1 で述べた原理の有効性を確認するために，表 1 に示すパラメータを用いて数値シミュレーションを行なった．ただし，OBPF によるフィルタリングの後，標本化された光パルスの振幅がもとの光アナログ信号の振幅とほぼ同じになるように増幅を行なっている．もとのアナログ信号の振幅を $A=3.5, 5, 6.5, 8$ としたときの図 1 における OBPF 直後および Fiber 2 伝搬後の時間波形を図 3 にそれぞれ破線および実線で示す．OBPF 直後の波形では，アナログ信号および CW 光からそれぞれ標本化されたパルスが重なり合っており，その頭頂部が振動しているのは，これらの周波数成分の干渉による．また，Fiber 2 伝搬後では，周波数の異なるパルス間の XPM によって，標本化されたパルスがその振幅に応じた数のソリトンに分裂していることが分かる．ここで，提案している AD 変換では，量子化数を増やす，すなわち発生するソリトンの個数を増やすと．それに応じて標本化パルス列のパルス間隔を広げる必要がある．



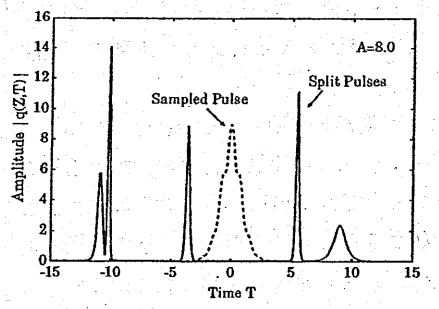
(a) $A=3.5$ の場合



(b) $A=5$ の場合



(c) $A=6.5$ の場合



(d) $A=8$ の場合

図 3　Fiber 2 の出力端で観測された分裂したソリトン

よって，量子化数とサンプリング周波数はトレードオフの関係にある．また，図 4 には，$A=5$ の場合に標本化されたパルスが 3 つのソリトンに分裂していく様子を示す．連続光から標本化された周波数 $2\omega_1-\omega_3$ のパルスはアナログ信号から標本化されたパルスとは大きく異なった速度を持っているため，ファイバの分散性により，Fiber 2 を伝搬後には図に示すタイムスロットの外に出てしまう．

次に，初期振幅 A を変化させた場合に数値シミュレーションによって得られたソリトンの振幅および個数を図 2 に黒丸および白丸で示す．これらの結果は理論的な予測とよく一致しており，2.1 で提案した原理の有効性が示された．

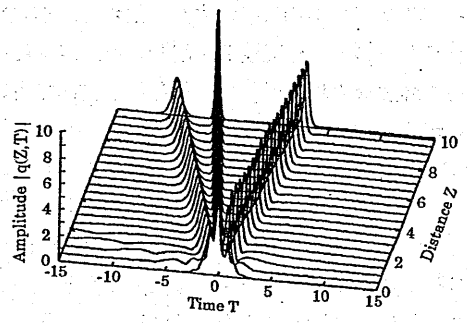


図 4　標本化されたパルスが分裂する様子（$A = 5$ の場合）

表 1　数値シミュレーションの諸元

入力信号	標本化パルス列	パルス波形：sech(T) 振幅：1.0 中心周波数：$\omega_1 = 0.0$
	アナログ信号	振幅：$A\sqrt{0.02}$(注1) ($A = 0.25 \sim 8.0$) 中心周波数：$\omega_2 = -40.0$
	CW	振幅：$\sqrt{0.02}$(注2) 中心周波数：$\omega_3 = -48.0$
Fiber 1		零分散 ファイバ長：$Z_1 = 0.008$
Fiber 2		異常分散 ファイバ長：$Z_2 = 20.0$
光バンドパスフィルタ (OBPF)		伝達関数：ガウス形 中心周波数：$\omega_F = 44.0$ 帯域幅：$B = 10.0$

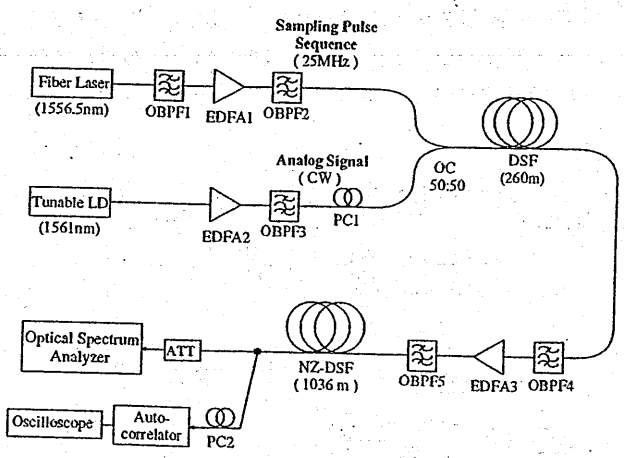


図 5　ソリトン現象を用いた光量子化の実験系

2.3　原理確認実験

2.3.1　ソリトン現象を用いた光量子化

図 5 にソリトン現象を用いた光量子化の原理確認のための実験系を示す．ファイバレーザーから出射された中心波長 1556.5nm，繰返し周波数 25MHz，パルス幅（半値全幅）1.4ps のパルス列を帯域幅 1nm の OBPF1 と帯域幅 0.5nm の OBPF2 に通すことによりパルス幅 約 6ps の sech 形パルスを得る．今回の実験においては，これを標本化パルス列とみなす．一方，波長可変単一モード半導体レーザー（Tunable LD）から出射された中心波長 1561nm の CW 光を光アナログ信号とみなす．これら二つの光信号をそれぞれ光増幅器（EDFA1，2）によって FWM を起こすために十分な電力にまで増幅した後，光カプラ（OC）を用いて合波し，零分散波長 1556nm，全長 260m の分散シフトファイバ（Dispersion Shifted Fiber：DSF）に入射させた．DSF 入力端における標本化パルス列の平均入射電力は 5.5dBm であり，アナログ信号（CW 光）の平均入射電力は，-2.9dBm から 11.4dBm で可変である．また，FWM 光が最も効率良く発生するように，二つの信号間の相対偏波を偏波コントローラ（PC1）を用いて調節している．

図 6 に DSF 出力端で観測されたスペクトルを示す．標本化パルスのスペクトルに複数のピークが見られるのは自己位相変調（SPM：Self Phase Modulation）によるものである．波長 1550.5nm に FWM 光が新たに発生していることがわかる．この FWM 光は振幅がアナログ信号に比例し，繰返し周波数が 25MHz の標本化されたパルス列である．本実験では，標本化パルス列の中心波長を DSF の零分散波長と一致させ，波長 1550.5nm の FWM 光が効率良く発生する波長配置を行なって

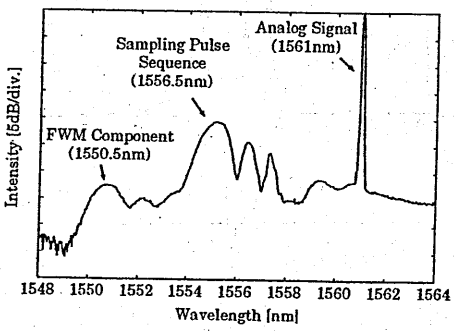


図 6　DSF 出力端で観測されたスペクトル

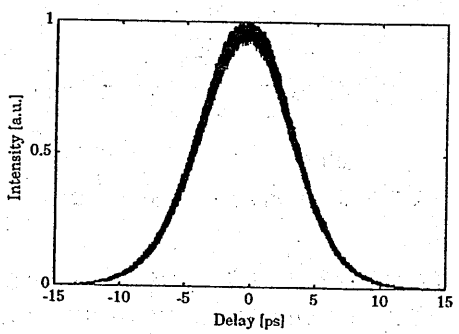
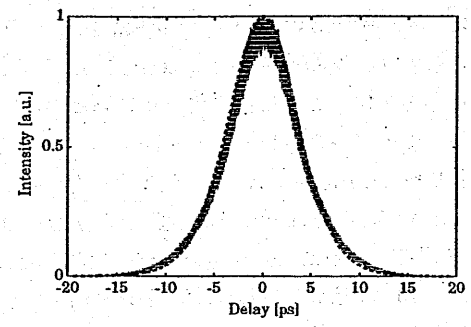


図 7　NZ-DSF 入力端で観測された自己相関波形

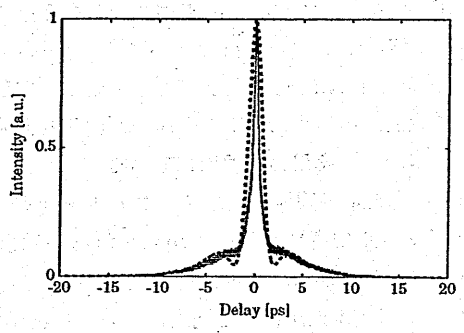
表 2　高次ソリトンの発生に必要な平均電力

	理論値	実験値
基本ソリトン	-13.2dBm	-13.08dBm
2 次ソリトン	-7.17dBm	-6.21dBm
3 次ソリトン	-3.65dBm	-3.2dBm
4 次ソリトン	-1.15dBm	-1.9dBm

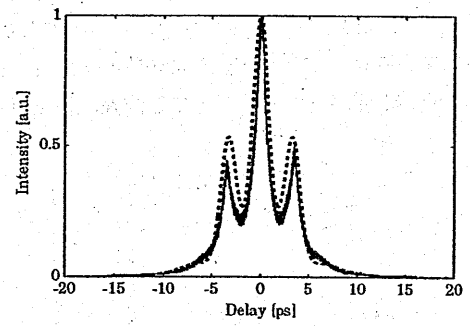
(注1)：振幅 A が 1 である時のアナログ信号と標本化パルス一つのエネルギーが等しくなるように設定した．標本化パルス一つのエネルギーは $E = \int_{-\infty}^{\infty} \mathrm{sech}^2(T)dT = 2$ であり，今回の数値シミュレーションのタイムウインドウが 100 であるので，アナログ信号の振幅は $A\sqrt{0.02}$ となる．
(注2)：CW 光の振幅は標本化パルス一つのエネルギーと等しくなるように設定した．



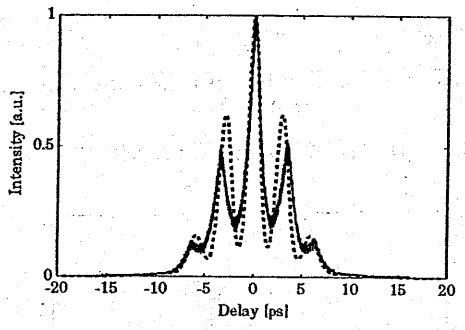
(a) 基本ソリトン



(b) 2 次ソリトン



(c) 3 次ソリトン



(d) 4 次ソリトン

図 8　NZ-DSF 出力端で観測された自己相関波形

いる．標本化されたパルス列である FWM 光のみを中心波長 1550.5nm，帯域幅 1nm の OBPF4 によって切り出し，EDFA3 を用いて適当な電力まで増幅を行ない，分散値 3.84 ps/nm/km，全長 1036m の非零分散シフトファイバ（NZ-DSF）に入射させる．NZ-DSF 入力端において観測された自己相関波形を図 7 に示す．パルス幅は 5.5ps である．2.1 で述べた原理によると，標本化された光パルスは sech^2 形であるはずだが，今回の実験では sech 形に近い波形が得られた．これは，光フィルタの影響であると考えられる．今後，標本化された光パルスは sech 形と仮定する．CW 光の平均入射電力を変化させ，NZ-DSF 出力端で高次ソリトンの自己相関波形を観測した．表 2 に高次ソリトンの発生に必要な平均入射電力の理論値と実験で用いた平均入射電力を示す．また，実験によって観測された自己相関波形を図 8 の実線で示す．図 8 (a) と図 7 とを比較すると，パルスの形状にほとんど変化が見られず，基本ソリトンであることが分かる．(b) はパルス幅が狭まっているとともに，ペデスタルが見られる 2 次ソリトンに特徴的な波形である．(c)，(d) はそれぞれ 3 つ，5 つのピークを持っていることから，時間波形では 2 つ，3 つのピークを持っていると考えられる．高次ソリトンを特徴づける複数のピークを持つ波形から，それぞれ 3 次ソリトン，4 次ソリトンが発生していると言える．比較のために行なった数値計算結果を図 8 に破線で示す．この数値計算には，実験と同じファイバパラメータを用いており，基本ソリトンから 3 次ソリトンまでは，実験と同じ平均入射電力を用い，ファイバ長は 1200m とした．4 次ソリトンについては，理論値の平均入射電力を用い，ファイバ長は 1549m とした．平均入射電力とファイバ長の誤差はあるが，全ての結果について，実験結果である実線とよく一致しているので連続的に変化する CW 光の振幅に応じた高次ソリトンの発生に成功したと言える．このことから，アナログ信号の振幅の連続的な変化に応じて発生するソリトンの個数がステップ状に変化する．すなわち，多値閾値処理が可能であることが示された．

2.3.2　高次ソリトンの分裂

図 9 に高次ソリトン分裂を観測するための実験系を示す．2.3.1 の実験と同じファイバレーザーから出射された中心波長 1553nm，繰返し周波数 25MHz，パルス幅 2ps のパルス列を OC1 で二つに分ける．一方では，中心波長 1554nm，帯域

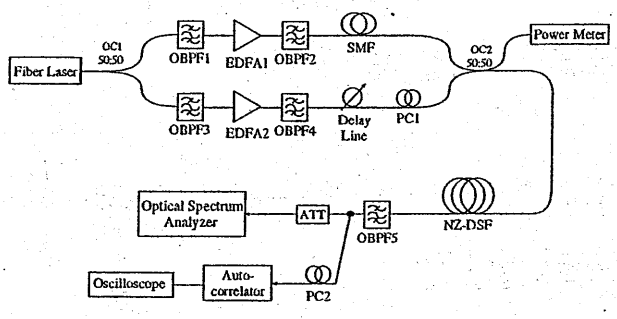


図 9　高次ソリトン分裂の実験系

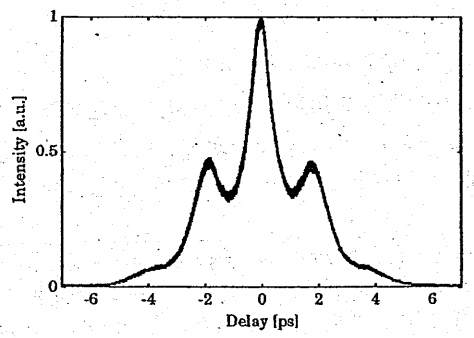
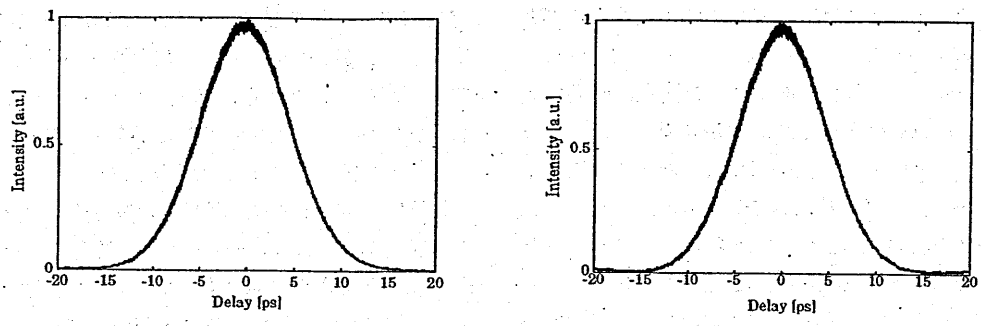
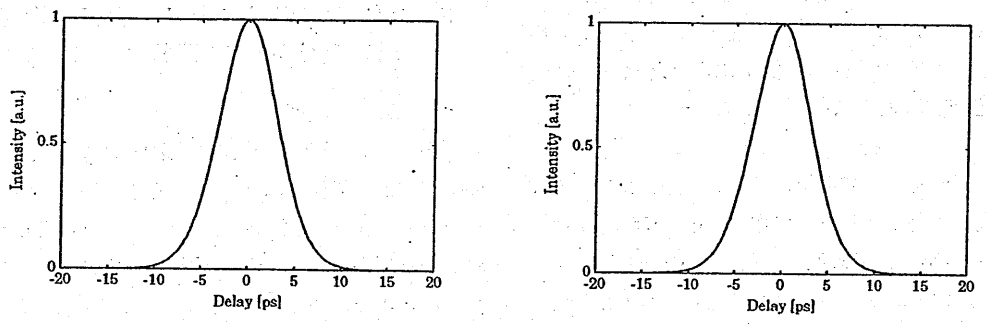


図 10　NZ-DSF 入力において衝突している状態の光パルスの自己相関波形



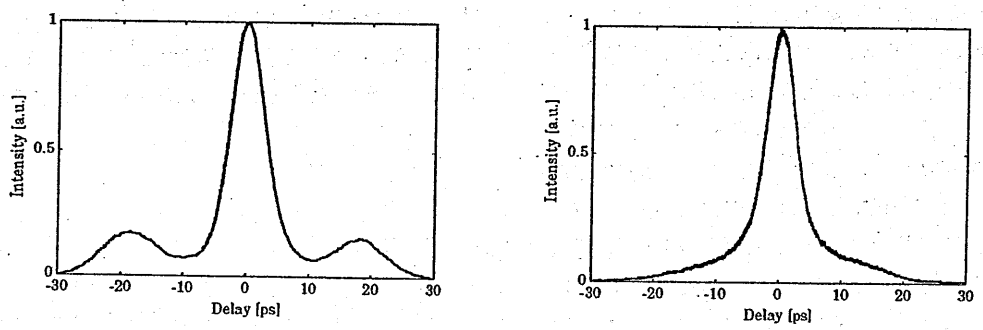
(a) 衝突あり　　(b) 衝突なし

図 11　標本化されたパルスが基本ソリトンである場合に，全長 10km の NZ-DSF の出力端で観測された自己相関波形



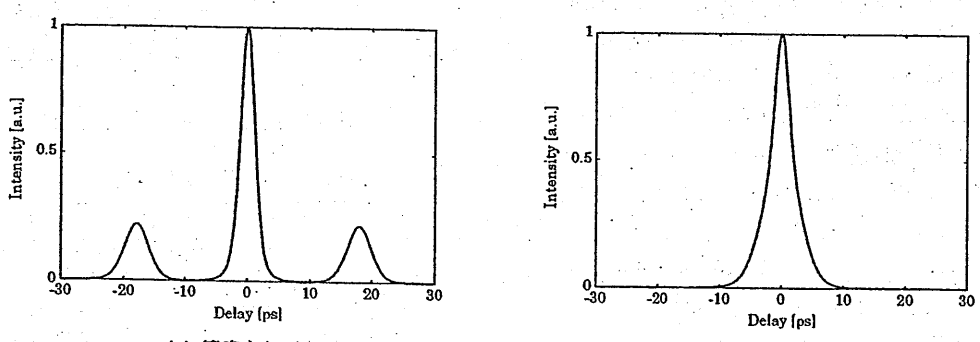
(a) 衝突あり　　(b) 衝突なし

図 12　標本化されたパルスが基本ソリトンである場合に，全長 10km の NZ-DSF の出力端で数値計算により得られた自己相関波形



(a) 衝突あり　　(b) 衝突なし

図 13　標本化されたパルスが 2 次ソリトンである場合に，全長 10km の NZ-DSF の出力端で観測された自己相関波形



(a) 衝突あり　　(b) 衝突なし

図 14　標本化されたパルスが 2 次ソリトンである場合に，全長 10km の NZ-DSF の出力端で数値計算により得られた自己相関波形

幅 3nm の OBPF1 に通し，EDFA1 により基本，2 次ソリトン発生に必要な光電力まで増幅する．これを標本化されたパルスとする．もう一方では，中心波長 1550nm，帯域幅 3nm の OBPF3 に通し，EDFA2 により基本ソリトン発生に必要な光電力まで増幅する．これを標本化されたパルスを衝突により分裂させるためのパルス（以下，分裂用パルス）とする．標本化されたパルスと分裂用パルスの中心波長差は 4nm である．これら二つの光パルスを，OC2 によって合波し，一方の出力から 2.3.1 で用いたものと同じ NZ-DSF に入射させる．もう一方の出力には光パワーメータを接続し，NZ-DSF に入射する光電力をモニターする．NZ-DSF 入力端において二つの光パルスが完全に重なるように遅延線を調節する．また，XPM の効果は二つの光パルス間の相対的な偏波状態に依存するので，その大きさが最大になるように PC1 を調節する．NZ-DSF 出力端において，中心波長 1554nm，帯域幅 3nm の OBPF5 により分裂用パルスの周波数成分を除去し，標本化されたパルスの成分のみを SHG 自己相関計と光スペクトルアナライザを用いて観測する．

NZ-DSF 入力端での，標本化されたパルスのパルス幅は 2.6ps である．平均入射電力は基本ソリトンの場合，-9.7dBm であり，2 次ソリトンの場合，-3dBm である．また，分裂用パルスのパルス幅と平均入射電力は 2.7ps，-10dBm である．NZ-DSF 入力端で観測された，2 次ソリトンと分裂用パルスが衝突している状態の自己相関波形を図 10 に示す．異なる中心波長を持ったパルス間の干渉によって，複数のピークを持った自己相関波形が観測される．図 11 には，標本化された基本ソリトンが全長 10km の NZ-DSF を伝搬した後の自己相関波形を示す．(a) は基本ソリトンと分裂用パルスを NZ-DSF 入力端で衝突させて伝搬させた場合であり，(b) は比較のために基本ソリトンのみを伝搬させた場合である．衝突ありと衝突なしでは，ほとんど波形に変化が見られなかった．また，実験結果と比較するために数値計算を行なった．数値計算には，実験で使用したファイバのパラメータと実験で測定されたパルス幅，平均入射電力を用いている．図 12 に得られた数値計算結果を示す．実験結果と数値計算結果を比較すると，実験結果の方がパルス幅が拡がっている．これは，ファイバの損失が仕様より大きかったために，ファイバの分散の影響を受けたためだと考えられる．標本化された 2 次ソリトンが全長 10km の NZ-DSF を伝搬した後の自己相関波形を図 13 に示す．(a) は 2 次ソリトンと分裂用パルスを衝突させて伝搬させた場合であり，(b) は比較のために 2 次ソリトンのみを伝搬させた場合である．(b) では一つのピークのみを持つ自己相関波形が観測されているのに対して，(a) では三つのピークを持つ自己相関波形が観測される．このことから，パルス衝突によって，2 次ソリトンが二つのパルスに分裂していることがわかる．二つのパルスのピーク間隔は約 19ps である．図 12 と同様に図 14 に数値計算結果を示す．ただし，標本化されたパルスと分裂用パルスとの位相差を $\pi/3$ としている．図 13 (a) と図 14 (a) を比較すると，二つのパルスのピーク間隔はほぼ等しいが，実験結果のパルス幅が拡がっていることがわかる．これも，基本ソリトンの場合と同じ原因であると考えられる．このように，実験結果と数値計算結果は定性的に一致しており，パルス衝突による XPM によって，2 次ソリトンが二つのソリトンに分裂する様子を観測することができた．このことから，波長の異なるパルスの衝突によって，高次ソリトンを分裂させることができ，その中に含まれるソリトンの数を数えられることが示された．なお，このパルス分裂の様子は，標本化されたパルスの振幅を 2 次ソリトンに比べて，ある程度大きくしたり小さくしても観測された．このことから，図 2 に示したように発生するソリトンの個数がステップ状に変化する様子が実現していることが確認できた．一方，発生個数が 1 個から 2 個に変化する辺りでは，振幅の小さいソリトンを実験的に確認することが困難であり，ステップ付近に不感領域があることが分かった．

3. SC 光のスペクトルスライスと NOLM を用いた全光 AD 変換

3.1 原　　理

提案する量子化法の概略を図 15 に示す [16]．適当な標本化の操作によって得られた光パルスを EDFA で増幅した後，分散フラットファイバ（Dispersion Flattened Fiber : DFF）に入射し，SC 光を発生させる [24]．得られた SC 光を AWG に通すことにより，複数の波長成分に分割する．SC 光のスペクトル幅は，DFF へ入射した光パルスのピーク電力に依存する．このことから，SC 光発生現象により，入射パルスのピーク電力の変化をスペクトル幅の変化に変換することができる．よって，AWG の出力ポートにおいて，標本化された光パルスのピーク電力に応じた個数の光パルスを得ることができる．すなわち，PNM に基づく光量子化が原理的に可能である．

次に，提案する符号化法の概略を図 16 に示す．符号化の

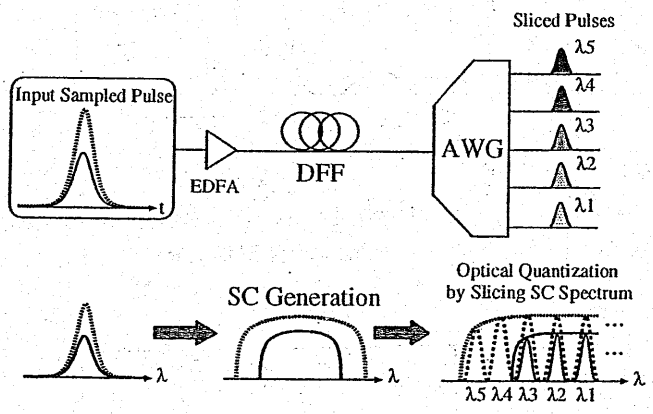


図 15　提案する量子化法の概略図

表 3　グレイ符号を用いた符号化表

アナログ信号	ディジタル信号	
	MSB λ_2	LSB λ_1
0	0	0
1	0	1
2	1	1
3	1	0

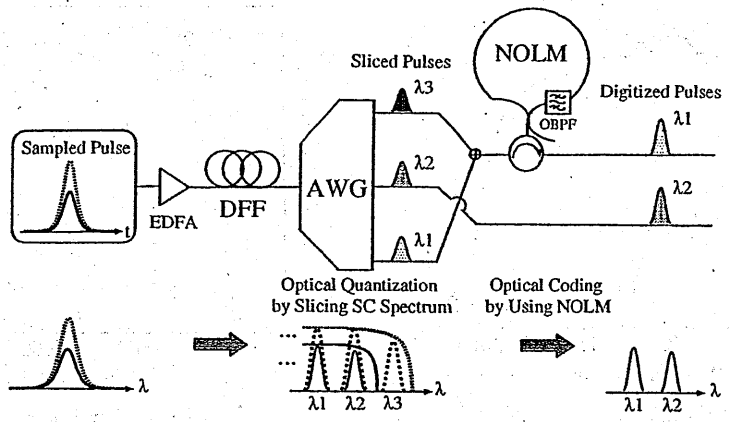


図 17　提案する全光 2 ビット AD 変換法の概略図

操作は，光時分割多重信号の多重分離に用いられる NOLM [7], [25], [26] のスイッチング動作を用いて実現する．本稿では，グレイ符号を用いた 2 ビットの符号化を行なうことを考え，表 3 にその符号化表を示す．AWG の波長 λ_1 のポートから得られたパルスを信号パルスとする．また，波長 λ_3 のポートから得られたパルスを制御パルスとする．信号パルスと制御パルスを合波し NOLM へ入力する．この時，光カプラの分岐比は 1 : 1 とする．右回りの信号パルスには，制御パルスからの XPM によって，次式で表される位相シフト $\Delta\phi_{XPM}$ が生じる．

$$\Delta\phi_{XPM} = 2\gamma P_c L \tag{5}$$

ただし，γ，P_c，L はそれぞれ，NOLM を構成するファイバの非線形係数，制御パルスのピーク電力，ファイバ長である．一方，左回りの信号パルスは，まず光フィルタを通ることにより，制御パルスは取り除かれ，XPM による位相シフトは生じない．NOLM へ入射した信号パルスの振幅を E_s とすると，NOLM で反射される信号パルスの振幅 E_r は，

$$\begin{aligned} E_r &= \frac{i}{\sqrt{2}} \cdot \frac{1}{\sqrt{2}} E_s \exp(i\Delta\phi_{XPM}) + \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \frac{i}{\sqrt{2}} E_s \\ &= \frac{i}{2} E_s \{\exp(i\Delta\phi_{XPM}) + 1\} \end{aligned} \tag{6}$$

となる．式 (6) より，NOLM の反射率 R は，次式のように表される．

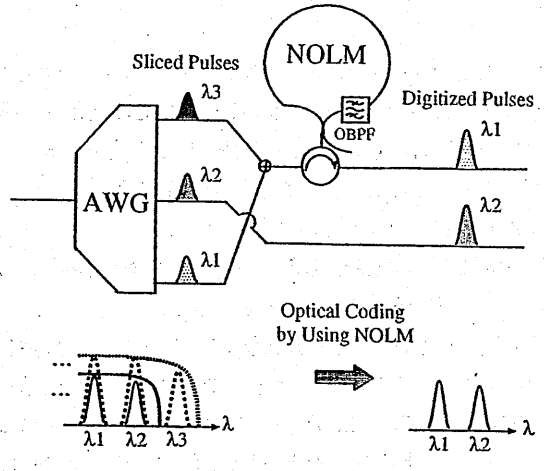


図 16　提案する符号化法の概略図

$$R = \left|\frac{E_r}{E_s}\right|^2 = \cos^2\left(\frac{\Delta\phi_{XPM}}{2}\right) \tag{7}$$

式 (7) より，$\Delta\phi_{XPM} = 0$ の時，反射率は 1 となる．また，$\Delta\phi_{XPM} = \pi$ の時，反射率は 0 となる．NOLM において反射されたパルスを光サーキュレータによって取り出し，LSB (Least Significant Bit) に割り当てる．一方，波長 λ_2 のポートから得られたパルスを MSB (Most Significant Bit) に割り当てる．アナログ信号が “0” の時は，何も出力が得られないのでディジタル信号は “00” である．アナログ信号が “1” の時，波長 λ_1 のポートのみからパルスが NOLM へ入射される．この場合，$\Delta\phi_{XPM} = 0$ となり，信号パルスは反射される．よって，得られるディジタル信号は “01” となる．アナログ信号が “2” の時，波長 λ_2 のポートからパルスが出射され，ディジタル信号は “11” となる．最後に，アナログ信号が “3” の時，波長 λ_3 のポートからの制御パルスが NOLM へ入射される．この場合，$\Delta\phi_{XPM} = \pi$ となるように NOLM を設計すると，式 (7) より $R = 0$ となり，波長 λ_1 の信号パルスは NOLM を透過する．よって，得られるディジタル信号は “10” となる．以上に示す構成により，前節で示した光量子化の操作によってパルスの個数に変換された信号をグレイ符号によって符号化されたディジタル信号へと変換することが可能である．

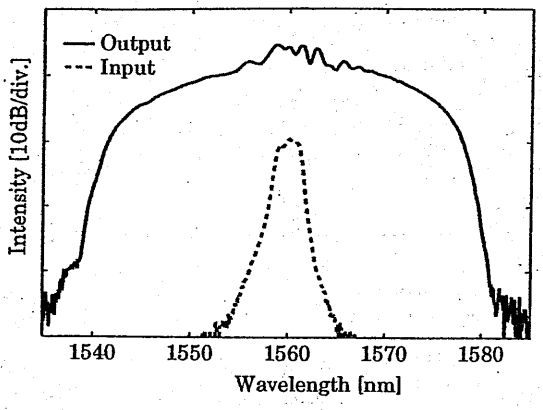
前述した光量子化法と光符号化法を組み合わせた全光 2 ビット AD 変換の概略を図 17 に示す [17]．標本化された光パルスを増幅した後，DFF に入射し，SC 光を発生させる．AWG を用いてスペクトルスライスを行ない，量子化を行なう．さらに，NOLM のスイッチ特性を用いて 2 ビットグレイ符号へと符号化を行なう．

提案している全光 AD 変換のフォトニックネットワークへの応用法として 4-ary ASK 信号から，OOK 信号への変調フォーマット変換を挙げることができる．

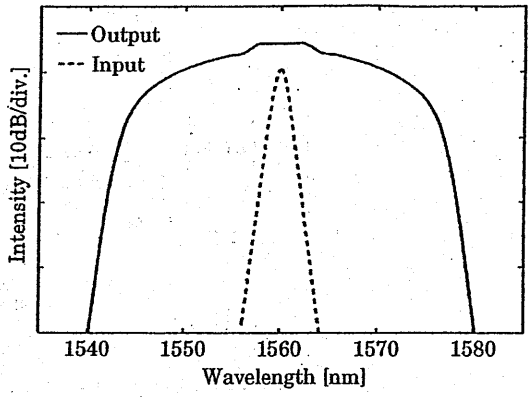
3.2　原理確認実験

3.2.1　SC 光発生および 3 ビット量子化実験

SC 光発生および SC 光のスペクトルスライスの実験系を図 18 に示す．ファイバレーザー (FL) から出射された中心波長 1560nm，繰返し周波数 25MHz，パルス幅 (半値全幅) 0.53ps のパルス列を帯域幅 3nm の OBPF1 と，帯域幅 5nm の OBPF2 に通すことにより，パルス幅 2.0ps の sech 形パル



(a) 実験結果



(b) 数値シミュレーション結果

図 19　入射ピーク電力が 30W の時，DFF の入出力端で観測されたスペクトル

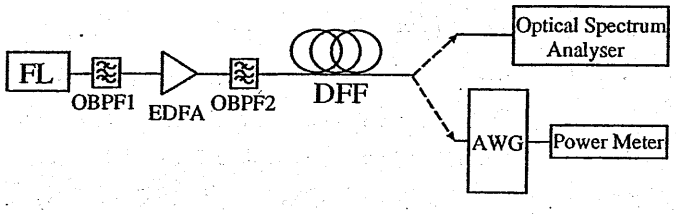


図 18　SC 光発生および SC 光のスペクトルスライスの実験系

表 4　実験に用いた DFF のパラメータ@1550nm

分散 [ps/nm/km]	-1.93
分散スロープ [ps/nm^2/km]	-0.001
損失 [dB/km]	0.24
非線形係数 [/W/km]	3.9
長さ [km]	1.5

スを得る．EDFA によりパルス列のピーク電力を変化させ，これを標本化されたパルス列とみなす．標本化されたパルス列を DFF に入射させ，出射端において光スペクトルアナライザを用いて，発生した SC 光のスペクトルを観測した．また，発生した SC 光を，チャネル間隔 200GHz，帯域幅 160GHz，8 チャネルの AWG に通し，光パワーメータを用いて各チャネルの透過関数を測定した．今回の実験では，7 チャネルのポートの透過関数を測定した．これは，3 ビットの量子化に相当する．SC 光発生に用いた DFF のパラメータは，表 4 に示す通りである．

まず SC 光発生実験の結果について述べる．入射パルスのピーク電力を 30W とした場合に実験によって得られた，DFF の入出射端におけるスペクトルを図 19 (a) に示す．破線で示された入射端のスペクトルと比較して，実線で示された出射端のスペクトルは平坦に大きく広がっており，SC 光が発生していることがわかる．また，比較のため実験と同じ条件で行なった数値シミュレーションの結果を図 19 (b) に示す．両者は概ね一致していることがわかる．入射ピーク電力に対する-10dB スペクトル幅の変化を図 20 に示す．実験結果を白丸で，数値シミュレーション結果を実線で示している．両者はよく一致していることがわかる．

次に，3 ビット量子化実験の結果について述べる．図 21 に各ポートの透過関数を各種の破線で，また “ON” ポートの個数を

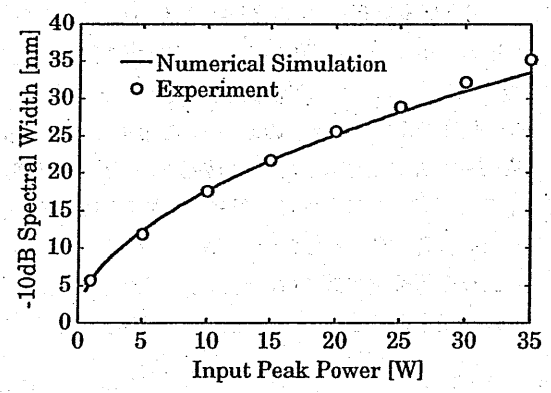


図 20　入射パルスのピーク電力に対する-10dB スペクトル幅の変化

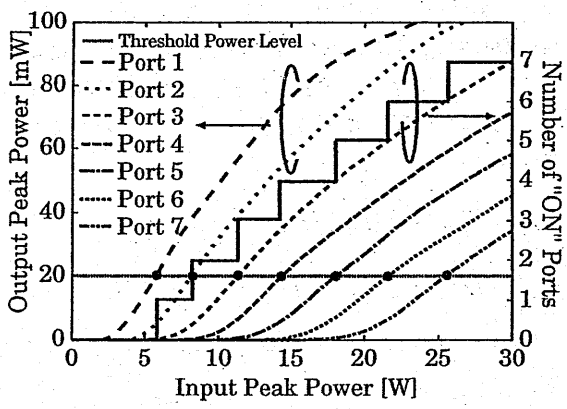


図 21　各ポートの透過関数と “ON” ポートの個数

実線で示す．ここで “ON” ポートとは，ピーク電力が 20mW 以上の光パルスが得られたポートとする．連続的に変化する入射パルスのピーク電力に応じて “ON” ポートの個数がステップ状に写像されていることから，提案する PNM による 3 ビット量子化が有効であることが示された．

今回の実験結果では，各量子化ステップ幅が異なっており，線形性のよい量子化が実現しているとは言えない．しかし，AWG の出力ポート数と中心波長を適切に選ぶことにより，線形性のよい量子化を可能にすることができる．文献 [24] では，繰返し周波数 10GHz，パルス幅 0.9ps，平均電力 210mW の光パルス列から，140nm 以上のスペクトル幅を持った SC 光発生に

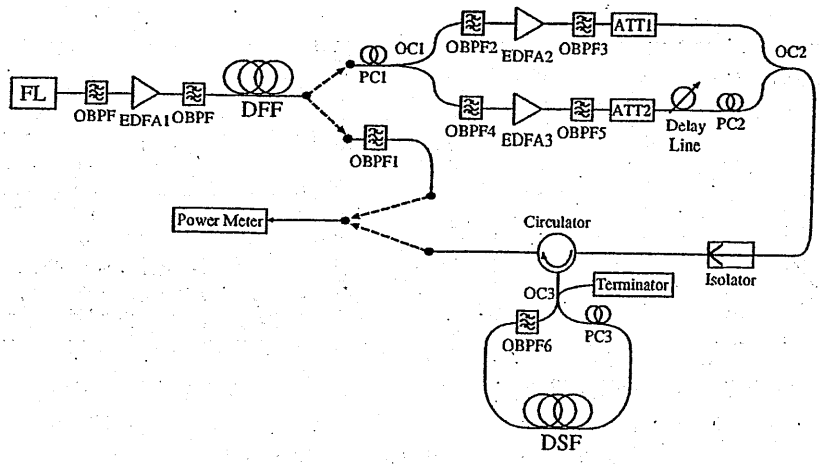


図 22　2 ビット全光 AD 変換の実験系

成功している．この SC 光をチャネル間隔 25GHz (0.2nm) の AWG でスペクトルスライスすると，300 チャネル以上得ることができる．よって，10GS/s で少なくとも 8 ビットの量子化が実現可能であると考えられる．また，繰返し周波数 40GHz で SC 光を発生させた時に必要となる平均電力はたかだか 1W 程度であり，商用の EDFA で実現可能な値である．

3.2.2　2 ビット全光 AD 変換の実験

SC 光のスペクトルスライスと NOLM を用いた 2 ビット全光 AD 変換の実験系を図 22 に示す．まず，前節の SC 光発生実験と同じ系を用いて SC 光を発生させる．ただし，DFF への入射パルスの中心波長は 1561nm，パルス幅は 2.0ps である．発生した SC 光を OC1 で二つに分ける．一方では，中心波長 1559nm，帯域幅 1.0nm の OBPF2 に通し，これを信号パルスとする．もう一方では，中心波長 1553nm，帯域幅 0.5nm の OBPF4 に通し，これを制御パルスとする．これら二つのパルスの電力を EDFA2，EDFA3 を用いて増幅し，ATT1，ATT2 を用いてピーク電力の調節を行なった後，OC2 により合波する．合波された二つのパルスはサーキュレータを通過し，全長 5km の DSF，OC3，OBPF6 (帯域幅 3nm)，PC3 で構成される NOLM に入射する．DSF の零分散波長，分散スロープ，非線形係数，損失はそれぞれ，1556nm，0.06ps/nm^2/km，2.1/W/km，0.21dB/km である．このとき，NOLM の入射端で二つのパルスが完全に重なるように光遅延線を調整している．また，PC1 と PC2 を調節して，二つパルスの偏波状態を一致させている．NOLM からの反射光を完全に消すため，サーキュレータの前段にアイソレータを挿入している．NOLM を透過したパルスは終端器により終端される．NOLM により反射されたパルスはサーキュレータを通過後，SHG 自己相関計，光スペクトルアナライザと光パワーメータを用いて観測する．

まず，本実験で用いた NOLM の反射特性を測定した．NOLM へ入射する信号パルスの平均電力を 8μW に固定し，制御パルスの入射平均電力を変化させ，反射したパルスの平均電力を測定した．NOLM 入射端における信号パルスと制御パルスのパルス幅は，sech 形の波形を仮定すると，それぞれ，4.5ps，6.4ps である．図 23 の実線に実験結果を示し，比較のために行なった数値シミュレーション結果を破線で示す．実験結果より，入

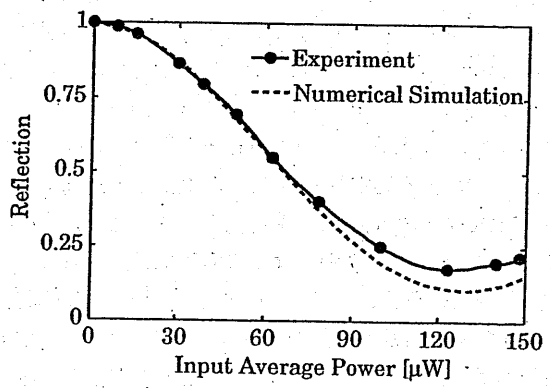


図 23　NOLM の反射特性

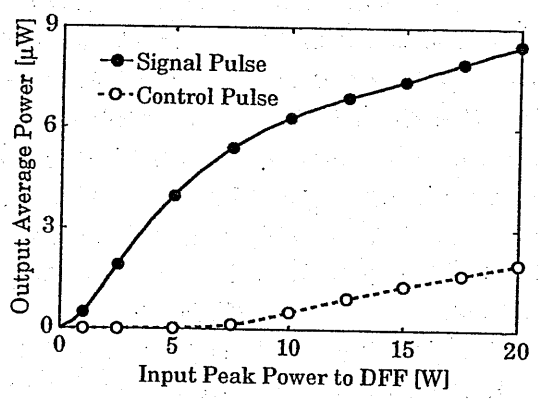
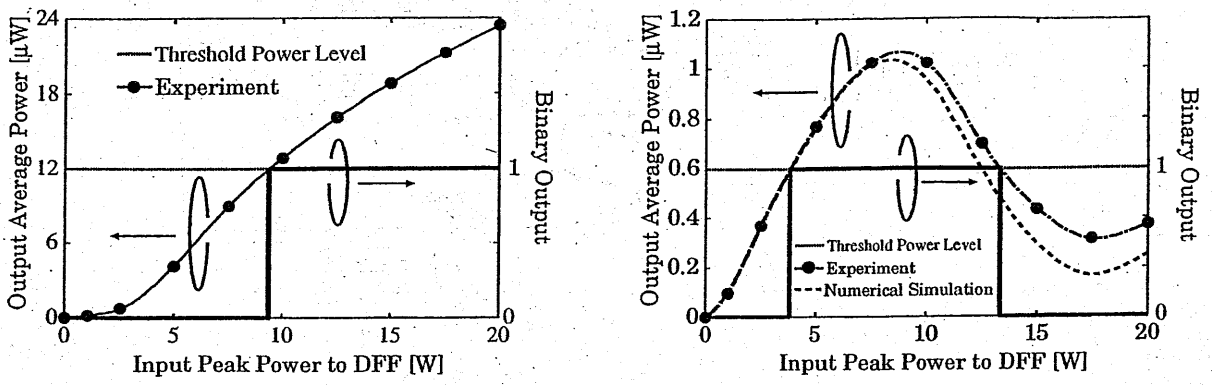


図 24　信号パルスと制御パルスの透過関数

射平均電力 123μW の時，消光比が最も高く，7.4dB である．数値シミュレーション結果では，平均電力 130μW の時，消光比が最も高く，10dB である．実験結果と数値シミュレーション結果の誤差は，数値シミュレーションでは，信号パルスと制御パルスの偏波が完全に一致していると仮定したが，実験結果では，完全に偏波を一致させることができなかったためであると考えられる．

次に，符号化実験の結果について述べる．OBPF1 の出力端で得られた透過関数と，その透過関数から “0”，“1” の 2 値化した出力を図 25 (a) に示す．今回は，平均電力が 12μW 以上得られた時 “1” と見なす．図 25 (a) より，2 値化した出力



(a) OBPF1　　(b) NOLM

図 25　OBPF1 と NOLM 通過後の透過関数

は，表 3 にあるグレイ符号の MSB に一致していることがわかる．OBPF2，4 通過後の信号パルスと制御パルスの透過関数を図 24 に示す．信号パルスは，DFF への入射ピーク電力が 1W の辺りから，また制御パルスは 7.5W の辺りから発生していることがわかる．DFF への入射ピーク電力を 30W として，EDFA2，3 の利得を固定しておき，ATT1，2 を調節することにより，NOLM への入射電力を変化させる．これは，今回の実験で用いた EDFA2，3 が異なる入力平均電力に対し，同じ利得で増幅を行なうことができないので，疑似的に増幅利得を一定として実験を行なうためである．信号パルスの NOLM への入射電力は，図 24 に示す透過関数に従って変化させる．また，制御パルスは DFF への入射ピーク電力が 17.5W の時に，NOLM への入射平均電力が $123\mu W$ となるように増幅する．この時必要な増幅利得は約 19dB である．以上のように，信号パルスと制御パルスの入射電力を変化させて，NOLM の出射端で得られた符号化後の信号パルスの透過関数を図 25 (b) の黒丸で示す．DFF への入射ピーク電力が 0 から 7.5W までは，制御パルスが入射されないので，信号パルスはそのまま反射され，NOLM へ入射される信号パルスの電力が増加するに従って，反射される信号パルスの電力も増加する．一方，7.5 から 17.5W の間では，制御パルスの電力が増加するにつれて，反射される信号パルスの電力が徐々に減少していることがわかる．17.5W の時，消光比が最大となり 5.2dB 程度である．比較のため行なった数値シミュレーションにより得られた信号パルスの透過関数を図 25 (b) に破線で示す．実験結果と同様，入射ピーク電力が 17.5W あたりで消光比が最大となっていることがわかる．その時，8.2dB 程度である．実験結果と数値シミュレーション結果との間の誤差は，さきほどの NOLM 反射特性を測定した時と同様に，信号パルスと制御パルスの偏波の不一致が原因であると考えられる．2 値化した出力を図 25 (b) に実線で示す．ここでは平均電力が 0.6μW 以上得られた時 “1” と見なす．図 25 (b) より，2 値化した出力は，表 3 にあるグレイ符号の LSB に一致していることがわかる．数値シミュレーション結果との誤差はあるが，提案した全光 AD 変換の原理確認を実験的に行なうことに成功した．実験結果で得られた消光比は，実用上不十分である可能性はあるが，消光比を改善する方法として，1) NOLM に高非線形ファイバを使用してファイバの短尺化を施し，偏波の不一致を低減させる，2) 制御パルスのパルス幅を信号パルスより広くし，さらに矩形化することにより，信号パルス全体に位相シフトを生じさせる，ことが考えられる．

4. 光パラメトリック増幅を用いた全光 DA 変換

4.1 原　　理

提案する光パラメトリック増幅を用いた全光 DA 変換の概略を図 26 に示す [19]．ビットごとの中心波長が λ_1，λ_2 と異なる 2 ビットディジタル信号を光増幅器によって高強度に増幅する．そのディジタル信号と，中心波長 λ_3 の微弱なプローブパルスを合波して，光ファイバに入射させる．光ファイバ中でディジタル信号はポンプパルスとして，またプローブパルスは信号光として働き，プローブパルスは光パラメトリック増幅される．その時のパラメトリック利得 G[dB] は，ファイバの損失を無視すると，

$$G = 10\log_{10}\left\{1+\left(\frac{\gamma P}{g}\right)^2 \sinh^2(gL)\right\} \qquad (8)$$

となる [27]．ここで，γ と L はそれぞれ非線形係数とファイバ長である．$g=\sqrt{(\gamma P)^2-(\kappa/2)^2}$ は，パラメトリック利得係数である．ディジタル信号が “11” の時，総ポンプ光電力 P と位相不整合量 κ は，$P=2\sqrt{P_1P_2}$，$\kappa=\Delta\beta+\gamma(P_1+P_2)$ となる．ここで，$\Delta\beta$ は線形位相不整合量である．ディジタル信号が “01”，“10” の時，$P=P_n$，$\kappa=\Delta\beta+2\gamma P_n$，$(n=1,2)$ となる．以上より，パラメトリック利得 G は，P,κ に依存することがわかる．よって，ポンプ光波長 λ_1,λ_2 と電力 P_1,P_2 を適切に選ぶことにより，“01”，“10”，“11” というディジタル信号を，“1”，“2”，“3” というアナログ信号に変換することができる．また “00” の時に得られるプローブパルスは微弱であるため，“0” とみなす．最後にパラメトリック増幅されたパルスを光フィルタで切りだし，光アナログ信号を得ることができる．提案した全光 DA 変換法は，OOK-to-4-ary 変調フォーマット変換器へ応用することができる．

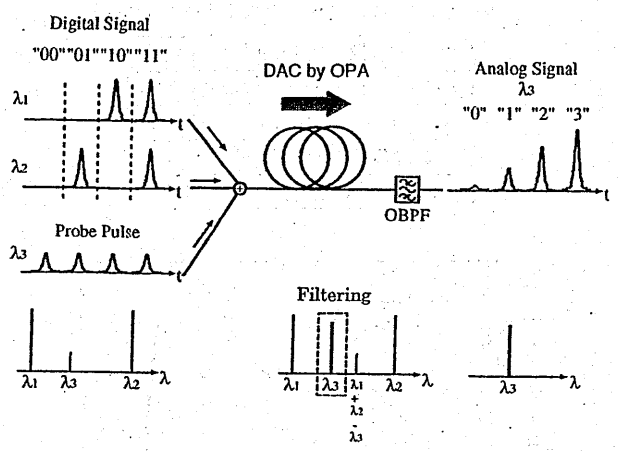


図 26　提案する全光 DA 変換法の概略図

表 5　数値シミュレーションに用いた DSF のパラメータ@1550nm

零分散波長 [nm]	1556
分散スロープ [ps/nm^2/km]	0.03
損失 [dB/km]	0.2
非線形係数 [/W/km]	2.1
長さ [km]	2.4

表 6　ポンプパルスのパラメータ

パルスの波形	super-Gaussian
中心波長 [nm]	λ_1=1557.0 λ_2=1563.5
パルス幅（半値全幅）[ps]	100.0
入射ピーク電力 [mW]	500.0

表 7　プローブパルスのパラメータ

パルスの波形	sech
中心波長 [nm]	1559.0
パルス幅（半値全幅）[ps]	100.0
入射ピーク電力 [mW]	500.0

4.2　数値シミュレーション

4.1 で提案した原理を確認するために，数値シミュレーションを行った．数値シミュレーションに用いたファイバのパラメータを表 5 に示す．また，ポンプパルス，プローブパルスのパラメータを表 6，7 に示す．プローブパルスとポンプパルスのウォークオフが，光パラメトリック増幅に与える影響を小さくするために，ポンプパルスの波形はその頭頂部分が平坦な super-Gaussian とし，またパルス幅もプローブパルスの 10ps より十分に大きい 100ps としている．数値シミュレーションによって得られたファイバ出力端でのディジタル信号“00”–“11”に対応するスペクトルを実線と各種破線で図 27 に示す．ディジタル信号“00”と比較して，ディジタル信号“01”–“11”と変化するにつれてプローブパルスが光パラメトリック増幅されていることが分かる．ポンプパルスのスペクトルに注目すると，シングルポンプ増幅の場合と比較して，ディジタル信号“11”つまりデュアルポンプ増幅の時，スペクトルが大きく広がっていることがわかる．これはポンプパルス同士の XPM によって

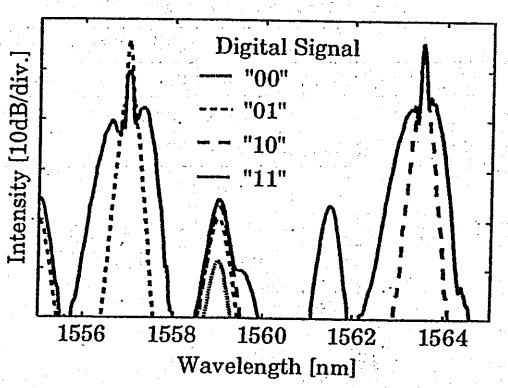


図 27　DSF 出力端でのスペクトル

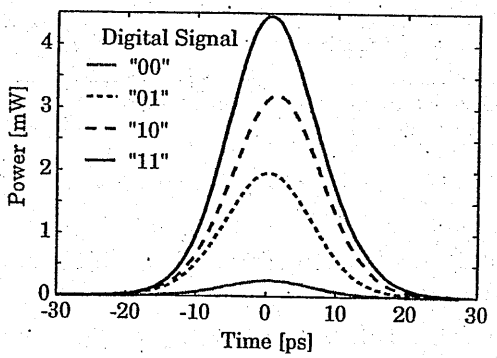


図 28　光フィルタ通過後の時間波形

生じていると考えられる．ディジタル信号“11”の時のプローブパルスのスペクトルが，非対称になっているのは，ポンプパルスのスペクトル広がりに原因があると考えられる．帯域幅 0.4nm のガウス型光フィルタ通過後のプローブパルスのディジタル信号“00”–“11”に対応する時間波形を実線と各種破線で図 28 に示す．図 28 より各ディジタル信号に対応したピーク電力のアナログ信号が得られていることがわかる．すなわち，光パラメトリック増幅を用いた全光 DA 変換が実現可能である．

理論式 (8) と数値シミュレーションから得られた λ_1，λ_2 それぞれのシングルポンプ増幅利得と，デュアルポンプ増幅利得を表 8 に示す．ただし，理論計算ではファイバの損失を無視している．シングルポンプ増幅時の理論と数値シミュレーションから得られたの利得の差は，SPM によりポンプパルスのスペクトルが広がり，増幅利得が低下したと考えられる．次にデュアルポンプ増幅時の理論と数値シミュレーションから得られた利得を比較すると，数値シミュレーションから得られた値が，理論値より著しく小さくなっていることが分かる．このような大きな差が見られる原因として，先ほど述べたように，デュアルポンプ増幅の場合ポンプパルス同士の XPM により各ポンプパルスのスペクトルが広がってしまい，増幅利得が低下したものと考えられる．

4.3　原理確認実験

シングルポンプ光パラメトリック増幅の実験系を図 29 に示す．実験で使用した DSF のパラメータを表 9 に示す．波長可変レーザ（LD1）から出射された CW 光を，ファンクションジェネレータから発生した RF 信号で駆動した $LiNbO_3$ 変調器

表 8　光パラメトリック増幅利得の比較

	理論	数値シミュレーション
シングルポンプ増幅（λ_1）[dB]	9.35	5.95
シングルポンプ増幅（λ_2）[dB]	13.0	8.07
デュアルポンプ増幅（λ_1, λ_2）[dB]	27.9	9.5

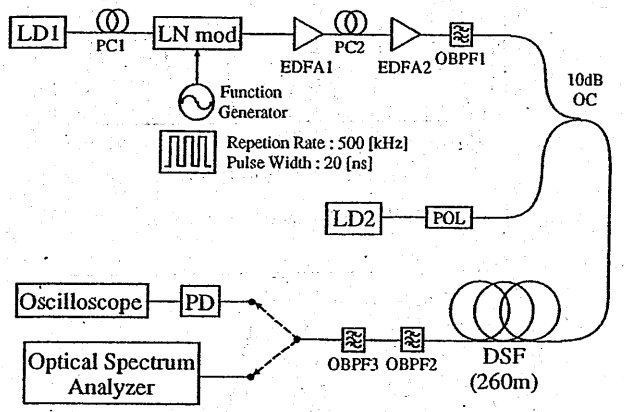


図 29　シングルポンプ光パラメトリック増幅の実験系

(LN mod.) で光強度変調を行い，繰り返し周波数 500kHz，パルス幅 20ns の光パルス列を得る．これをポンプパルス列として EDFA1 および高出力の EDFA2 によって，光パラメトリック増幅を発生させるために十分な光電力まで増幅する．一方 LD2 から出射された中心波長 1559nm の CW 光をプローブ光とする．この 2 つの光を 10dBOC によって合波して，全長 260m の DSF に入射させる．DSF 入力端におけるプローブ光の平均入射電力を-10dBm とする．この時，プローブ光の増幅利得が最大となるように，PC2 を用いてポンプパルス列の偏波を調節し，偏光子（POL）を透過したプローブ光の直線偏波に一致させている．DSF 出力端で光パラメトリック増幅されたプローブ光のみを帯域幅 0.5nm の OBPF2，OBPF3 によって切り出す．プローブ光の時間波形からポンプパルスの中心波長を変化させた時の光パラメトリック増幅利得を求める．

図 30 に，実験より得られたシングルポンプ増幅利得を白丸で示し，比較のために式 (8) を用いて計算した理論値を実線で示す．実験値は理論値と同じ傾向を示しており，ほぼ一致している．波長 1562nm と 1564nm における増幅利得の実験値と理論値の差は，理論計算ではポンプパルス，プローブ光の偏波が完全に一致しているとして計算したが，実験では完全に両方の偏波を一致させることができなかったためであると考えられる．図 31 に，ポンプパルスの中心波長 λ_1=1556.0nm，λ_2=1566.0nm とした時の OBPF2，OBPF3 通過後のプローブ光つまりアナログ信号の時間波形を実線と各種破線で示す．ポンプパルスの中心波長が 1556nm，すなわちディジタル信号“01”に対応するアナログ信号の増幅利得は 7.08dB である．ポンプパルスの中心波長が 1566nm，すなわちディジタル信号“10”に対応するアナログ信号の増幅利得は 13.0dB である．また，ポンプパルスが入射されない時，つまりディジタル信号“00”に対応する波形は，アナログ信号“00”と見なしてよいほど，低い電力であることがわかる．ディジタル信号“01”に対応するアナログ信号と比較して，“10”に対応するアナログ信号のパルス幅が狭くなっている．これは式 (8) からわかるように，光パラメトリック増幅利得がポンプパルスのピーク電力に対して指数関数的に増大するので，ポンプパルスの頭頂部分と裾の部分との増幅利得の差で，アナログ信号のパルス幅は圧縮される．実システムに応用する時は，前節の数値シミュレーションのように，プローブパルスのパルス幅に対して十分広いパルス幅で，その頭頂部が平坦なポンプパルスを用いれば，今回の実験結果のようなパルス圧縮は発生しない．アナログ信号のピーク電力は等間隔ではないが，ディジタル信号“00”，“01”，“10”に対応した強度のアナログ信号が得られたことから，提案した方法の原理確認を行うことに成功した．

表 9　実験に用いた DSF のパラメータ@1550nm

零分散波長 [nm]	1556
分散スロープ [ps/nm^2/km]	0.08
損失 [dB/km]	0.21
非線形係数 [/W/km]	1.8
長さ [m]	260

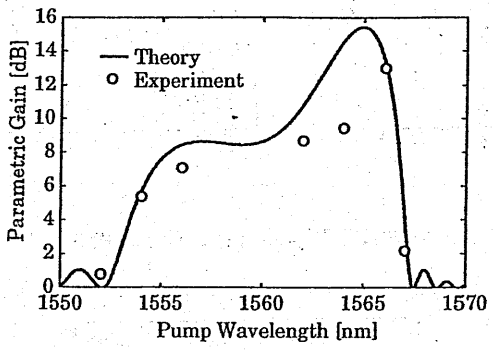


図 30　ポンプ波長に対する増幅利得曲線

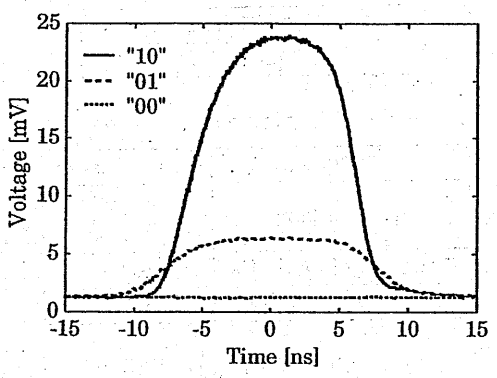


図 31　光フィルタ通過後の時間波形

5. むすび

本稿では，FWM を用いた標本化とソリトン現象を用いた量子化による全光 AD 変換法と，SC 光のスペクトルスライスを用いた量子化と，NOLM を用いた符号化による，全光 AD 変換法の原理を示した．また，光パラメトリック増幅を用いた全光 DA 変換法の示した．それぞれの方法について，数値シミュレーションと原理確認実験を行ない提案した全光 AD，DA 変

換が実現可能であることを示した．これらの方法は，何ら能動的な操作を必要とせず，ファイバの非線形性のみを用いてAD, DA変換の操作を実現していることから，電子デバイスの処理速度の限界といわれている40GHz以上で動作が可能である．

文　献

[1] Barry L. Shoop, *Photonic Analog-to-Digital Conversion, Springer Verlag, Berlin* (2000).
[2] T. Saida *et al.*, *Electron. Lett.*, **37**, 1237–1153, 2001.
[3] H. Uenohara *et al.*, in *Conf. Proc. of OFC 2004*, Paper ThV4, Los Angeles, USA, 2004.
[4] Sheldon Walklin *et al.*, *IEEE/OSA J. Lightwave Technol.*, **17**, 2235–2248, 1999.
[5] T. Nakamura *et al.*, *IEEE/OSA J. Lightwave Technol.*, **22**, 733–738, 2004.
[6] H. Takara *et al.*, *Electron. Lett.*, **30**, 1152–1153, 1994.
[7] T. Yamamoto *et al.*, *Electron. Lett.*, **34**, 1013–1014, 1998.
[8] T. Morioka *et al.*, *Electron. Lett.*, **32**, 833–834, 1996.
[9] H. F. Taylor, *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-15**, 210–216, 1979.
[10] R. A. Becker *et al.*, *Proc. IEEE*, **72**, 802–819, 1984.
[11] K. Ikeda, *et al.*, in *Conf. Proc. of ECOC 2004*, Paper Mo3.5.4, Stockholm, Sweden, 2004.
[12] T. Konishi *et al.*, *J. Opt. Soc. Am. B*, **19**, 2817–2823, 2002.
[13] Chris Xu *et al.*, *Opt. Lett.*, **28**, 986–988, 2003.
[14] 小田 他, 信学論（B）, **J87-B**, 116–124, 2004.
[15] S. Oda *et al.*, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **16**, 587–589, 2004.
[16] S. Oda *et al.*, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **17**, 465–467, 2005.
[17] S. Oda *et al.*, in *Conf. Proc. of OFC 2005*, Paper OThN3, Anaheim, USA, 2005.
[18] S. Oda *et al.*, 2004 信学ソ大, B-10-31, 徳島大学, 2004 年.
[19] S. Oda *et al.*, in *Conf. Proc. of CPT 2005*, Paper P7, Roppongi, Japan, 2005.
[20] A. Hasegawa *et al.*, *Appl. Phys. Lett.*, **23**, 142–144, 1973.
[21] V. E. Zakharov *et al.*, *Sov. Phys. JETP*, **34**, 62–69 1972.
[22] J. Satsuma *et al.*, *Prog. Theor. Phys. Suppl.*, **55**, 284–306 1974.
[23] A. Hasegawa *et al.*, *IEEE/OSA J. Lightwave Technol.*, **11**, 395–399, 1993.
[24] Y. Takushima *et al.*, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **10**, 1560–1562, 1998.
[25] N. J. Doran *et al.*, *Opt. Lett.*, **13**, 56–58, 1988.
[26] K. J. Blow *et al.*, *Opt. Lett.*, **15**, 248–250, 1990.
[27] R. H. Stolen *et al.*, *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-18**, 1062–1072, 1982.

輻射科学研究会資料
資料番号	RS 04-19

一次元ゆらぎがある薄膜による TM平面波の反射と透過

杉山俊介* 田村安彦[1] 中山純一[2]
(京都工芸繊維大学 工芸学部 電子情報工学科)

1 ytamura@dj.kit.ac.jp
2 nakayama@dj.kit.ac.jp

2005年3月14日（月）

輻射科学研究会
(於 大阪電気通信大学 寝屋川キャンパス R号館 2階 R-200会議室)

1　はじめに

半導体材料等の薄膜形成においては、程度に差はあれ表面に不規則な凹凸あるいは内部に不規則な誘電率のゆらぎが生じる [1]。形成された薄膜を非破壊検査する、あるいは、形成時のリアルタイムモニタリングにより作成環境へのフィードバックを施す観点から、近年、薄膜の不規則性を考慮した光散乱計測が重要視されつつある。しかし、理論解析には単一散乱近似 [2] によるものが多く、多重散乱効果を考慮した系統的な理論解析が要求されていた。誘電率にランダムなゆらぎがある薄膜による波動の反射と透過の問題については、確率汎関数法によって種々の解析 [3]-[10] が行われてきた。しかしながら、以前の我々の研究はTE波の解析のみに限定されており、TM波、電磁波については行われなかった。そこで、本研究では論文 [8] の手順に沿ってTM波の解析を行う。

一次元ゆらぎがある薄膜 (図1) におけるTM平面波の反射と透過の問題を、確率汎関数法を用いて解析する。例えば、PbF_2,SiC等の薄膜形成においては柱状あるいはピラミッド状に薄膜成長することが知られており [2],[11]、一次元ゆらぎがある薄膜はそれらの最も簡単なモデルの一つといえる。本報告では1次インコヒーレント散乱の解析結果を示す。

具体的に入射波はp-偏光のHe-Neレーザー (0.6328[μm]) とし、一次元ランダム薄膜としてGauss型相関をもつ空気中の薄いガラス板と、Si基板上に作成されたSiC薄膜を想定する。入射角が60°とBrewster角のときの膜厚 ($l = 1, 5, 10[\mu\mathrm{m}]$) に対する1次インコヒーレント散乱断面積の計算を行う。60°入射のときはTE波の場合と同じく、入射波長に比べ十分厚い薄膜 ($l = 5, 10[\mu\mathrm{m}]$) に対しインコヒーレント散乱断面積の角度分布においてリップルと4つの主要なピークがみられることを示す。この4つのピークは前方散乱、鏡面反射、後方散乱及び対称前方散乱 (前方散乱と z 軸対称な方向への散乱) の方向に現れる。ガラス板の場合においてBrewster角入射のときは鏡面反射及び後方散乱方向でのピークが消滅し、ディップが現れることを示す。

なお本報告においては、時間因子を $e^{-2\pi i f_i t}$ として省略する。

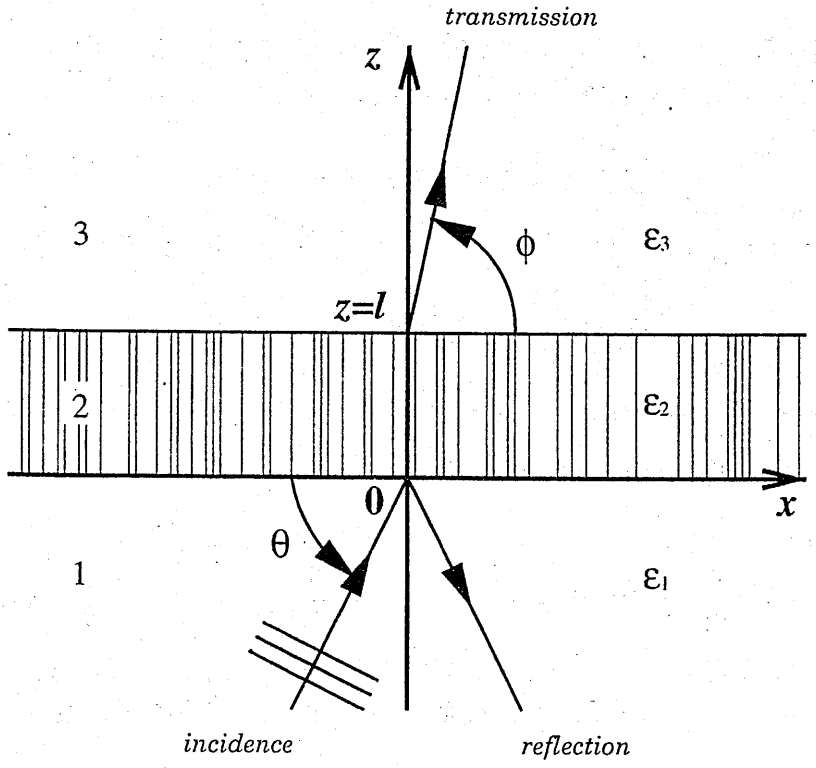


図 1: 問題の座標系

2　問題の定式化

2.1　ランダム境界値問題

図1のような一次元ゆらぎがある薄膜による TM 平面波の反射と透過を考える。媒質 1, 2, 3 は損失がなく、それらは $z=0, l(>0)$ において2つの平らな境界で分けられている。媒質 1, 3 における比誘電率をそれぞれ ϵ_1, ϵ_3 とする。媒質2は x 方向にはランダムで、z 方向には一様である。よって、比誘電率 ϵ_2 を次のように書く。

$$\epsilon_2 = \bar{\epsilon_2}\{1+\epsilon_f(T^x\omega)\} \qquad 0 \le z \le l \quad \omega \in \Omega \tag{1}$$

ここで ω は見本空間 Ω における見本点で、$\bar{\epsilon_2}$ は平均比誘電率である。$\epsilon_f(T^x\omega)$ はゆらぎ部分で Gauss 一様確率場を仮定すれば、数学的には Wiener 積分 [12] により次式で書ける。

$$\epsilon_f(T^x\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\lambda x} G(\lambda) dB(\lambda,\omega) \tag{2}$$

T^a は x 軸上の移動 a に対する Ω 内の保測変換であり、$T^0 \equiv I$ (恒等変換), $T^{a+b} = T^aT^b, a, b \in \mathbf{R} \equiv (-\infty, \infty)$ の性質をもつ。$dB(\lambda,\omega)$ は実 λ 軸上の複素 Gauss ランダム測度 [12] である。

$$\begin{aligned} dB^*(\lambda,\omega) = dB(-\lambda,\omega) \quad , \quad dB(\lambda, T^a\omega) = e^{i\lambda a} dB(\lambda,\omega) \\ \langle dB(\lambda,\omega)\rangle = 0 \quad , \quad \langle dB(\lambda,\omega) dB^*(\lambda',\omega)\rangle = \delta(\lambda-\lambda') d\lambda d\lambda' \end{aligned} \tag{3}$$

ここで $\langle\cdot\rangle$ はアンサンブル平均、$*$ は複素共役、$\delta(\cdot)$ は Dirac デルタを表す。(2), (3) より $\epsilon_f(T^x\omega)$ の平均, 分散, 相関関数 $R(x)$ は次のようになる。

$$\begin{aligned} \langle \epsilon_f(T^x\omega)\rangle = 0 \quad , \quad \langle |\epsilon_f(T^x\omega)|^2\rangle = R(0) = \sigma^2 \\ R(x) = \langle \epsilon_f(T^x\omega)\epsilon_f^*(\omega)\rangle = \int_{-\infty}^{\infty} |G(\lambda)|^2 e^{i\lambda x} d\lambda \end{aligned} \tag{4}$$

ここで σ は RMS ゆらぎ、$|G(\lambda)|^2$ はゆらぎのスペクトル密度で λ に関して偶関数である。

各々の層における磁界の y 成分を $\psi_j(x,z,\omega)$ $(j=1,2,3)$ とする。これらは二次元波動方程式

$$\begin{aligned} \Big[\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + k_1^2\Big]\psi_1(x,z,\omega) &= 0 \qquad z \le 0 \\ \Big[\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + k_2^2\{1+\epsilon_f(T^x\omega)\}\Big]\psi_2(x,z,\omega) &= 0 \qquad 0 \le z \le l \\ \Big[\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + k_3^2\Big]\psi_3(x,z,\omega) &= 0 \qquad l \le z \end{aligned} \tag{5}$$

$$k_1 = \sqrt{\epsilon_1}k \qquad k_2 = \sqrt{\bar{\epsilon_2}}k \qquad k_3 = \sqrt{\epsilon_3}k \tag{6}$$

そして $z=0, l$ における境界条件

$$\begin{aligned} \psi_1(x,0,\omega) &= \psi_2(x,0,\omega) & \psi_2(x,l,\omega) &= \psi_3(x,l,\omega) \\ \frac{1}{\epsilon_1}\frac{\partial}{\partial z}\psi_1(x,0,\omega) &= \frac{1}{\epsilon_2}\frac{\partial}{\partial z}\psi_2(x,0,\omega) & \frac{1}{\epsilon_2}\frac{\partial}{\partial z}\psi_2(x,l,\omega) &= \frac{1}{\epsilon_3}\frac{\partial}{\partial z}\psi_3(x,l,\omega) \end{aligned} \tag{7}$$

を満たす。ここで k, $k_j(j=1,2,3)$ は各々、真空中及び各媒質内での波数を表している。媒質1において、全波動場 $\psi_1(x,z,\omega)$ を入射 TM 平面波 $e^{ipx+i\beta_1(p)z}$ と未知の散乱波 $\psi_s(x,z,\omega)$ の和で表す。

$$\psi_1(x,z,\omega) = e^{ipx+i\beta_1(p)z} + \psi_s(x,z,\omega) \qquad p = k_1\cos\theta \quad 0 < \theta < \pi \tag{8}$$

ここで p は入射波ベクトルの x 成分、θ は入射角である。二価関数 $\beta_j(\lambda)(j=1,2,3)$ は

$$\beta_j(\lambda)=\sqrt{k_j+\lambda}\sqrt{k_j-\lambda} \qquad \beta_j(-\lambda)=\beta_j(\lambda) \tag{9}$$

と定義され、ブランチカットは複素 λ 平面上で、分岐点 $\lambda=k_j,-k_j$ から各々 $k_j+i\infty,-k_j-i\infty$ に至る虚数軸に平行な直線にとる。このとき、実の λ に対し $\mathrm{Im}\ \beta_j(\lambda)\geq 0$ が成り立つ。

2.2 確率方程式

$\epsilon_f(T^x\omega)$ は x 軸上の一様確率場であるから、確率論的な Floquet 定理 [12] より ψ_s,ψ_2,ψ_3 は、

$$\psi_s(x,z,\omega)=e^{ipx}u_1(z,T^x\omega|p) \tag{10}$$
$$\psi_2(x,z,\omega)=e^{ipx}u_2(z,T^x\omega|p) \tag{11}$$
$$\psi_3(x,z,\omega)=e^{ipx}u_3(z,T^x\omega|p) \tag{12}$$

と書ける。ここで、$u_1(z,T^x\omega|p),u_2(z,T^x\omega|p),u_3(z,T^x\omega|p)$ は未知の x 軸上の一様確率場である。(7) と (10)-(12) より

$$\begin{aligned}&1+u_1(0,T^x\omega|p)=u_2(z,T^x\omega|p) \qquad u_2(l,T^x\omega|p)=u_3(l,T^x\omega|p)\\ &\frac{1}{\epsilon_1}\{i\beta_1(p)+u_1'(0,T^x\omega|p)\}=\frac{1}{\epsilon_2}u_2'(0,T^x\omega|p) \qquad \frac{1}{\epsilon_2}u_2'(l,T^x\omega|p)=\frac{1}{\epsilon_3}u_3'(l,T^x\omega|p)\end{aligned} \tag{13}$$

を得る。ここで、$'\equiv\partial/\partial z$ とおいた。
$u_2(z,T^x\omega|p)$ の z 依存性を求めるために閉区間 $[0,l]$ 上で複素 Fourier 変換する。

$$\int_0^l e^{-isz}u_2(z,T^x\omega|p)dz=U(T^x\omega|p;s) \tag{14}$$

$U(T^x\omega|p;s)$ は 閉区間上の複素 Fourier 変換のため全複素 s 平面上で正則な関数となっている。(14) の逆変換は次式で与えられる。

$$\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty+i\mu}^{\infty+i\mu}e^{isz}U(T^x\omega|p;s)ds=\begin{cases}u_2(z,T^x\omega|p) & 0\leq z\leq l\\ 0 & z\leq 0,l\leq z\end{cases} \tag{15}$$

ただし、$\mu\in\mathbf{R}$ である。さらに閉区間 $[0,l]$ 上で波動方程式 (5) を複素 Fourier 変換する。

$$\begin{aligned}&\{k_2^2+(ip+\partial/\partial x)^2+(-is)^2+k_2^2\epsilon_f(T^x\omega)\}U(T^x\omega|p;s)\\ &=-\{e^{-isl}u_2'(l,T^x\omega|p)-u_2'(0,T^x\omega|p)\}+(-is)\{e^{-isl}u_3(l,T^x\omega|p)-(1+u_1(0,T^x\omega|p))\} \qquad (16)\\ &=\frac{\bar{\epsilon}_2}{\epsilon_1}\{1+\epsilon_f(T^x\omega)\}\{i\beta_1(p)+u_1'(0,T^x\omega|p)\}+(is)\{1+u_1(0,T^x\omega|p)\}\\ &\quad -e^{-isl}\left[\frac{\bar{\epsilon}_2}{\epsilon_3}\{1+\epsilon_f(T^x\omega)\}u_3'(l,T^x\omega|p)+(is)u_3(l,T^x\omega|p)\right] \qquad (17)\end{aligned}$$

ここで、(17) は (13) を用いて (16) を書き直したものである。

2.3 階層方程式

$U(T^x\omega|p;s)$,$u_1(z,T^x\omega|p)$,$u_3(z,T^x\omega|p)$ は $\epsilon_f(T^x\omega)$ の汎関数、すなわち $dB(\lambda)$ の確率汎関数であるから $\langle|U(T^x\omega|p;s)|^2\rangle$, $\langle|u_1(z,T^x\omega|p)|^2\rangle$, $\langle|u_3(z,T^x\omega|p)|^2\rangle<\infty$ を仮定すると、Wiener-伊藤の

展開定理 [12] により次のように表すことができる。

$$
\begin{aligned}
U(T^x\omega|p;s) &= F_0(p;s)+\sum_{n=1}^{\infty}\int\cdots\int_{-\infty}^{\infty}F_n(\lambda_1,\ldots,\lambda_n|p;s)e^{i(\lambda+\cdots+\lambda_n)x} \\
&\quad\cdot\hat{h}^{(n)}[dB(\lambda_1,\omega),\ldots,dB(\lambda_n,\omega)] \qquad (18)\\
u_1(z,T^x\omega|p) &= A_0(p)e^{-i\beta_1(p)z}+\sum_{n=1}^{\infty}\int\cdots\int_{-\infty}^{\infty}A_n(\lambda_1,\ldots,\lambda_n|p) \\
&\quad\cdot e^{i(\lambda_1+\cdots+\lambda_n)x-i\beta_1(p+\lambda_1+\cdots+\lambda_n)z}\hat{h}^{(n)}[dB(\lambda_1,\omega),\ldots,dB(\lambda_n,\omega)] \qquad (19)\\
u_3(z,T^x\omega|p) &= C_0(p)e^{i\beta_3(p)z}+\sum_{n=1}^{\infty}\int\cdots\int_{-\infty}^{\infty}C_n(\lambda_1,\ldots,\lambda_n|p) \\
&\quad\cdot e^{i(\lambda_1+\cdots+\lambda_n)x+i\beta_3(p+\lambda_1+\cdots+\lambda_n)z}\hat{h}^{(n)}[dB(\lambda_1,\omega),\ldots,dB(\lambda_n,\omega)] \qquad (20)
\end{aligned}
$$

ここで、$F_n(\lambda_1,\ldots,\lambda_n|p;s)$, $A_n(\lambda_1,\ldots,\lambda_n|p)$, $C_n(\lambda_1,\ldots,\lambda_n|p)$ は n 次の Wiener 核で変数 $(\lambda_1,\ldots,\lambda_n)$ に関し対称な確定値関数、$\hat{h}^{(n)}[\cdot]$ は n 次の複素 Winer-Hermite 微分式 [12] である。$U(T^x\omega|p;s)$ の解析性より F_n の全複素 s 平面上での正則性を仮定しておく。(18)-(20) を (17) に代入し $\hat{h}^{(n)}$ の直交性により自乗平均を計算すれば、 Wiener 核が満たす階層方程式を得る。

0次

$$
\begin{aligned}
&(k_2^2-p^2-s^2)F_0(p;s)+k_2^2\int_{-\infty}^{\infty}F_1(\lambda\mid p;s)G^*(\lambda)d\lambda \\
&\quad=i\Big\{s+\frac{\bar{\epsilon_2}}{\epsilon_1}\beta_1(p)\Big\}+i\Big\{s-\frac{\bar{\epsilon_2}}{\epsilon_1}\beta_1(p)\Big\}A_0(p)-i\frac{\bar{\epsilon_2}}{\epsilon_1}\int_{-\infty}^{\infty}\beta_1(p+\lambda)A_1(\lambda\mid p)G^*(\lambda)d\lambda \\
&-i\left\{s+\frac{\bar{\epsilon_2}}{\epsilon_3}\beta_3(p)\right\}e^{i\{\beta_3(p)-s\}l}C_0(p)-i\frac{\bar{\epsilon_2}}{\epsilon_3}\int_{-\infty}^{\infty}e^{i\{\beta_3(p+\lambda)-s\}l}\beta_3(p+\lambda)C_1(\lambda\mid p)G^*(\lambda)d\lambda \qquad (21)
\end{aligned}
$$

1次

$$
\begin{aligned}
&\{k_2^2-(p+\lambda_1)^2-s^2\}F_1(\lambda_1\mid p;s)+k_2^2F_0(p;s)G(\lambda_1)+2k_2^2\int_{-\infty}^{\infty}F_2(\lambda_1,\lambda\mid p;s)G^*(\lambda)d\lambda \\
&\quad=i\Big\{s-\frac{\bar{\epsilon_2}}{\epsilon_1}\beta_1(p+\lambda_1)\Big\}A_1(\lambda_1\mid p)+i\frac{\bar{\epsilon_2}}{\epsilon_1}\beta_1(p)\{1-A_0(p)\}G(\lambda_1) \\
&\qquad\qquad -2i\frac{\bar{\epsilon_2}}{\epsilon_1}\int_{-\infty}^{\infty}\beta_1(p+\lambda_1+\lambda)A_2(\lambda_1,\lambda\mid p)G^*(\lambda)d\lambda \\
&\quad -i\Big\{s+\frac{\bar{\epsilon_2}}{\epsilon_3}\beta_3(p+\lambda_1)\Big\}e^{i\{\beta_3(p+\lambda_1)-s\}l}C_1(\lambda_1\mid p)-i\frac{\bar{\epsilon_2}}{\epsilon_3}\beta_3(p)e^{i\{\beta_3(p)-s\}l}C_0(p)G(\lambda_1) \\
&\qquad\qquad -2i\frac{\bar{\epsilon_2}}{\epsilon_3}\int_{-\infty}^{\infty}e^{i\{\beta_3(p+\lambda_1+\lambda)-s\}l}\beta_3(p+\lambda_1+\lambda)C_2(\lambda_1,\lambda\mid p)G^*(\lambda)d\lambda \qquad (22)
\end{aligned}
$$

n次$(n\geq 2)$

$$
\begin{aligned}
&\{k_2^2-(p+\lambda_1+\cdots+\lambda_n)^2-s^2\}F_n(\lambda_1,\ldots,\lambda_n\mid p;s)+k_2^2\mathcal{S}[F_{n-1}(\lambda_1,\ldots,\lambda_{n-1}\mid p;s)G(\lambda_n)] \\
&\qquad +(n+1)k_2^2\int_{-\infty}^{\infty}F_{n+1}(\lambda_1,\ldots,\lambda_n,\lambda\mid p;s)G^*(\lambda)d\lambda \\
&= i\Big\{s-\frac{\bar{\epsilon_2}}{\epsilon_1}\beta_1(p+\lambda_1+\cdots+\lambda_n)\Big\}A_n(\lambda_1,\ldots,\lambda_n\mid p) \\
&+i\frac{\bar{\epsilon_2}}{\epsilon_1}\mathcal{S}[\beta_1(p+\lambda_1+\cdots+\lambda_{n-1})A_{n-1}(\lambda_1,\ldots,\lambda_{n-1}\mid p)G(\lambda_n)] \\
&-(n+1)i\frac{\bar{\epsilon_2}}{\epsilon_1}\int_{-\infty}^{\infty}\beta_1(p+\lambda_1+\cdots+\lambda_n+\lambda)A_{n+1}(\lambda_1,\ldots,\lambda_n,\lambda\mid p)G^*(\lambda)d\lambda
\end{aligned}
$$

$$
\begin{aligned}
&-i\Big\{s+\frac{\bar{\epsilon_2}}{\epsilon_3}\beta_3(p+\lambda_1+\cdots+\lambda_n)\Big\}e^{i\{\beta_3(p+\lambda_1+\cdots+\lambda_n)-s\}l}C_n(\lambda_1,...,\lambda_n\mid p)\\
&-i\frac{\bar{\epsilon_2}}{\epsilon_3}e^{-isl}\mathcal{S}[e^{i\{\beta_3(p+\lambda_1+\cdots+\lambda_{n-1})l}\beta_3(p+\lambda_1+\cdots+\lambda_{n-1})C_{n-1}(\lambda_1,...,\lambda_{n-1}\mid p)G(\lambda_n)]\\
&-(n+1)i\frac{\bar{\epsilon_2}}{\epsilon_3}\int_{-\infty}^{\infty}e^{i\{\beta_3(p+\lambda_1+\cdots+\lambda_n+\lambda)-s\}l}\\
&\qquad\cdot\beta_3(p+\lambda_1+\cdots+\lambda_n+\lambda)C_{n+1}(\lambda_1,...,\lambda_n,\lambda\mid p)G^*(\lambda)d\lambda
\end{aligned}
\tag{23}
$$

ただし、$\mathcal{S}[\cdot]$ は変数 $\lambda_1,...,\lambda_n$ に関する対称化のオペレータである。F_n に関する構造はTE波の場合と同じで $n+1, n-1$ 次からの寄与がある。TM波では A_n, C_n についても $n+1, n-1$ 次からの寄与がある。これは境界条件 (7) に由来する。

2.4 統計量

各種の統計量は平均操作により Wiener 核を用いて表現できる。

2.4.1 コヒーレント波動場

コヒーレント波動場 (平均波) は次のように表される。

$$\psi_1^c(x,z) = \langle\psi_1(x,z,\omega)\rangle = e^{ipx}\{e^{i\beta_1(p)z}+A_0(p)e^{-i\beta_1(p)z}\} \tag{24}$$

$$\psi_2^c(x,z) = \langle\psi_2(x,z,\omega)\rangle = e^{ipx}\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}e^{isz}F_0(p;s)ds \tag{25}$$

$$\psi_3^c(x,z) = \langle\psi_3(x,z,\omega)\rangle = C_0(p)e^{ipx+i\beta_3(p)z} \tag{26}$$

$A_0(p)$, $C_0(p)$ はそれぞれコヒーレント反射係数及び，コヒーレント透過係数を表す。

2.4.2 光学定理と散乱断面積

波動方程式の解に関する平均的な保存則 $\langle\mathrm{div}\{\mathrm{Im}(\psi_2^*\ \mathrm{grad}\ \psi_2)\}\rangle/k_2=0$ と (13) により以下の光学定理を導くことができる。

$$\frac{1}{\epsilon_1}\sin\theta=\frac{1}{\epsilon_1}\sin\theta|A_0(p)|^2+\frac{1}{\epsilon_3}\frac{\mathrm{Re}\,\beta_3(p)}{k_1}|C_0(p)|^2+\frac{1}{2\pi}\int_{\pi}^{2\pi}\sigma_b(\phi|\theta)d\phi+\frac{1}{2\pi}\int_0^{\pi}\sigma_f(\phi|\theta)d\phi \tag{27}$$

Reは実部を取ることを表す。(27) の左辺は入射電力、右辺第一項はコヒーレント反射電力、第二項はコヒーレント透過電力、第三項及び第四項がインコヒーレント反射電力、インコヒーレント透過電力を与える。$\sigma_f(\phi|\theta)$, $\sigma_b(\phi|\theta)$ は前方 $(0<\phi<\pi)$ 及び後方 $(\pi<\phi<2\pi)$ におけるインコヒーレント散乱断面積で、次のように与えられる。

$$\sigma_b(\phi|\theta) = \sum_{n=1}^{\infty}\sigma_{bn}(\phi|\theta) \tag{28}$$

$$\sigma_{b1}(\phi|\theta) = \frac{2\pi k_1\sin^2\phi}{\epsilon_1}|A_1(q_1-p|p)|^2 \tag{29}$$

$$
\begin{aligned}
\sigma_{bn}(\phi|\theta) &= \frac{2\pi n!k_1\sin^2\phi}{\epsilon_1}\\
&\quad\cdot\int\cdots\int_{-\infty}^{\infty}|A_n(q_1-p-(\lambda_2+\cdots+\lambda_n),\lambda_2,\ldots,\lambda_n|p)|^2d\lambda_2\cdots d\lambda_n
\end{aligned}
\tag{30}
$$

$$\sigma_f(\phi|\theta) = \sum_{n=1}^{\infty}\sigma_{fn}(\phi|\theta) \tag{31}$$

$$\sigma_{f1}(\phi|\theta) = \frac{2\pi k_3^2 \sin^2\phi}{\epsilon_3 k_1}|C_1(q_3 - p|p)|^2 \tag{32}$$

$$\sigma_{bn}(\phi|\theta) = \frac{2\pi n! k_3^2 \sin^2\phi}{\epsilon_3 k_1} \cdot \int\cdots\int_{-\infty}^{\infty} |C_n(q_1 - p - (\lambda_2 + \cdots + \lambda_n), \lambda_2, \ldots, \lambda_n|p)|^2 d\lambda_2 \cdots d\lambda_n \tag{33}$$

$$q_1 = k_1 \cos\phi \qquad q_3 = k_3 \cos\phi \tag{34}$$

ここで、$\sigma_{fn}(\phi|\theta)$, $\sigma_{bn}(\phi|\theta)$ $(n \geq 1)$ は n 次のインコヒーレント前方散乱断面積、インコヒーレント後方散乱断面積である。

3　Wiener 核の近似解

薄膜内部では多重反射や多重散乱が起こり、それらの相互作用により正確な Wiener 核を得るのは難しい。まだ、階層方程式 (21)-(23) の合理的な解き方は明らかではないが、ここでは論文 [8] で示された微小ゆらぎ $(\sigma \ll 1)$ の条件下で有効な多重繰り込み近似解を示す。

3.1　ランダム媒質内の波動伝播の評価

階層方程式において、誘電率のゆらぎによる散乱プロセスを近似的に評価する。(4) より $G(\lambda) = O(\sigma)$ だから n 次の Wiener 核 A_n, C_n, F_n は、σ^n オーダーの微小量となる。そこで、(22), (23) において $A_j \equiv 0, C_j \equiv 0$ という切捨てを行う。この操作の意味するところは、境界面での反射 (屈折) を無視し、一次元ランダム媒質による散乱効果のみを考慮するということである。さらに、ある正の数 $N(>2)$ に対し、$F_{N+1} \equiv F_{N+2} \equiv \cdots \equiv 0$ なる打ち切りを導入し対角近似 [13] を適用することにより、F_n と F_{n-1} の関係式を得る。

$$F_n^{(N)}(\lambda_1, \ldots, \lambda_n \mid p; s) \simeq \frac{-k_2^2 \mathcal{S}[F_{n-1}^{(N)}(\lambda_1, \ldots, \lambda_{n-1} \mid p; s) G(\lambda_n)]}{k_2^2 - (p + \lambda_1 + \cdots + \lambda_n)^2 - s^2 + m^{(N-n)}(p + \lambda_1 + \cdots + \lambda_n; s)} \quad (N \geq n \geq 2) \tag{35}$$

ただし、上付きの $^{(N)}$ は打ち切りのオーダーである。$m^{(n)}(\mu;\nu)$ は反復 mass operator で反復積分により定義される。

$$m^{(n)}(\mu;\nu) = \begin{cases} -k_2^4 \displaystyle\int_{-\infty}^{\infty} \frac{|G(\lambda)|^2}{k_2^2 - (\mu+\lambda)^2 - \nu^2 + m^{(n-1)}(\mu+\lambda;\nu)}\, d\lambda & (n \geq 1) \\ 0 & (n = 0) \end{cases} \tag{36}$$

引数 μ, ν は媒質 2 内の波数ベクトルの x, z 成分に対応している。$n = 1$ のとき、

$$m^{(1)}(\mu;\nu) = -k_2^4 \int_{-\infty}^{\infty} \frac{|G(\lambda)|^2}{k_2^2 - (\mu+\lambda)^2 - \nu^2}\, d\lambda \tag{37}$$

これは、1 回繰り込みの効果を表す first-order smoothing approximation [14] に相当する。さらに、$m^{(n)}(\mu;\nu)$ は n 回繰り込みを表す。

A_n については $F_j \equiv 0, C_j \equiv 0$ の切捨てと N 次での打ち切りにより F_n と同様に評価する。

$$A_n^{(N)}(\lambda_1, \ldots, \lambda_n \mid p) \simeq \frac{\frac{\epsilon_2}{\epsilon_1}\mathcal{S}[\beta_1(p + \lambda_1 + \cdots + \lambda_{n-1}) A_{n-1}^{(N)}(\lambda_1, \ldots, \lambda_{n-1} \mid p) G(\lambda_n)]}{s - \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1}\beta_1(p + \lambda_1 + \cdots + \lambda_n)\{1 - m_A^{(N-n)}(p + \lambda_1 + \cdots + \lambda_n; s)\}} \tag{38}$$

$$m_A^{(n)}(\mu;\nu)=\begin{cases}-\displaystyle\int_{-\infty}^{\infty}\frac{\frac{\bar{\epsilon}_2}{\epsilon_1}\beta_1(\mu+\lambda)|G(\lambda)|^2}{\nu-\frac{\bar{\epsilon}_2}{\epsilon_1}\beta_1(\mu+\lambda)\{1-m_A^{(n-1)}(\mu+\lambda;\nu)\}}\,d\lambda & (n\geq 1)\\ 0 & (n=0)\end{cases} \tag{39}$$

C_n についても $F_j\equiv 0, A_j\equiv 0$ の切捨てと N 次での打ち切りにより同様に評価する。

$$\begin{aligned}&C_n^{(N)}(\lambda_1,\ldots,\lambda_n\mid p)\\ &\quad\simeq\frac{\frac{\bar{\epsilon}_2}{\epsilon_3}\mathcal{S}[e^{i\beta_3(p+\lambda_1+\cdots+\lambda_{n-1})l}\beta_3(p+\lambda_1+\cdots+\lambda_{n-1})C_{n-1}^{(N)}(\lambda_1,\ldots,\lambda_{n-1}\mid p;s)G(\lambda_n)]}{s+\frac{\bar{\epsilon}_2}{\epsilon_3}\beta_3(p+\lambda_1+\cdots+\lambda_n)\{1+m_C^{(N-n)}(p+\lambda_1+\cdots+\lambda_n;s)\}}\\ &\quad\times e^{-i\beta_3(p+\lambda_1+\cdots+\lambda_n)l}\end{aligned} \tag{40}$$

$$m_C^{(n)}(\mu;\nu)=\begin{cases}-\displaystyle\int_{-\infty}^{\infty}\frac{\frac{\bar{\epsilon}_2}{\epsilon_3}\beta_3(\mu+\lambda)|G(\lambda)|^2}{\nu+\frac{\bar{\epsilon}_2}{\epsilon_3}\beta_3(\mu+\lambda)\{1+m_C^{(n-1)}(\mu+\lambda;\nu)\}}\,d\lambda & (n\geq 1)\\ 0 & (n=0)\end{cases} \tag{41}$$

3.2 mass operator の非線型積分方程式

一次の反復 mass operator (37) はゆらぎが Gauss 型相関の場合あらゆる入射方向で、その他一般の相関に対しては垂直入射で発散し (36) は破綻する [8]。反復 mass operator は有限の打ち切りによる階層方程式から導出されたので、打ち切りオーダー N 無限大の極限を考える。次の極限 mass operator が存在すると仮定する。

$$\lim_{n\to\infty}m^{(n)}(\mu;\nu)=m^{(\infty)}(\mu;\nu)\equiv m(\mu;\nu) \tag{42}$$

(38) と (42) より非線型積分方程式を得る。

$$m(\mu;\nu)=-k_2^4\int_{-\infty}^{\infty}\frac{|G(\lambda)|^2}{k_2^2-(\mu+\lambda)^2-\nu^2+m(\mu+\lambda;\nu)}\,d\lambda \tag{43}$$

(43) の解を多重繰り込み mass operator と呼ぶ。多重繰り込み mass operator は物理的には無限回繰り込みを表す。Wiener 核 $F_n^{(\infty)}\equiv F_n(n=1,\ldots)$ は反復 mass operator を多重繰り込み mass operator に置き換えることにより形式的に求まる。

$$F_1(\lambda_1|p;s)\simeq\frac{-k_2^2F_0(p;s)G(\lambda_1)}{k_2^2-(p+\lambda_1)^2-s^2+m(p+\lambda_1;s)} \tag{44}$$

$$\begin{aligned}&F_n(\lambda_1,\ldots,\lambda_n|p;s)\\ &\quad\simeq\frac{-k_2^2\mathcal{S}[F_{n-1}(\lambda_1,\ldots,\lambda_{n-1}|p;s)G(\lambda_n)]}{k_2^2-(p+\lambda_1+\cdots+\lambda_n)^2-s^2+m(p+\lambda_1+\cdots+\lambda_n;s)}\qquad n\geq 2\end{aligned} \tag{45}$$

A_n, C_n の場合も同様にして、

$$m_A(\mu;\nu)=-\int_{-\infty}^{\infty}\frac{\frac{\bar{\epsilon}_2}{\epsilon_1}\beta_1(\mu+\lambda)|G(\lambda)|^2}{\nu-\frac{\bar{\epsilon}_2}{\epsilon_1}\beta_1(\mu+\lambda)\{1-m_A(\mu+\lambda;\nu)\}}\,d\lambda \tag{46}$$

$$A_1(\lambda_1\mid p)\simeq\frac{\frac{\bar{\epsilon}_2}{\epsilon_1}\beta_1(p)A_0(p)G(\lambda_1)}{s-\frac{\bar{\epsilon}_2}{\epsilon_1}\beta_1(p+\lambda_1)\{1-m_A(p+\lambda_1;s)\}} \tag{47}$$

$$A_n(\lambda_1,\ldots,\lambda_n\mid p)\simeq\frac{\frac{\bar{\epsilon}_2}{\epsilon_1}\mathcal{S}[\beta_1(p+\lambda_1+\cdots+\lambda_{n-1})A_{n-1}(\lambda_1,\ldots,\lambda_{n-1}\mid p)G(\lambda_n)]}{s-\frac{\bar{\epsilon}_2}{\epsilon_1}\beta_1(p+\lambda_1+\cdots+\lambda_n)\{1-m_A(p+\lambda_1+\cdots+\lambda_n;s)\}} \tag{48}$$

$$m_C(\mu;\nu) = -\int_{-\infty}^{\infty} \frac{\frac{\bar{\epsilon_2}}{\epsilon_3}\beta_1(\mu+\lambda)|G(\lambda)|^2}{\nu+\frac{\bar{\epsilon_2}}{\epsilon_3}\beta_3(\mu+\lambda)\{1+m_C(\mu+\lambda;\nu)\}}\,d\lambda \tag{49}$$

$$C_1(\lambda_1 \mid p) \simeq \frac{\frac{\bar{\epsilon_2}}{\epsilon_3}\beta_3(p)e^{i\{\beta_3(p)-\beta_3(p+\lambda_1)\}l}C_0(p)G(\lambda_1)}{s+\frac{\bar{\epsilon_2}}{\epsilon_3}\beta_3(p+\lambda_1)\{1+m_C(p+\lambda_1;s)\}} \tag{50}$$

$$C_n(\lambda_1,\ldots,\lambda_n|p) \simeq \frac{\frac{\bar{\epsilon_2}}{\epsilon_3}\mathcal{S}[e^{i\beta_3(p+\lambda_1+\cdots+\lambda_{n-1})l}\beta_3(p+\lambda_1+\cdots+\lambda_{n-1})C_{n-1}(\lambda_1,\ldots,\lambda_{n-1}|p)G(\lambda_n)]}{s-\frac{\bar{\epsilon_2}}{\epsilon_3}\beta_3(p+\lambda_1+\cdots+\lambda_n)\{1-m_C(p+\lambda_1+\cdots+\lambda_n;s)\}} \times e^{-i\beta_3(p+\lambda_1+\cdots+\lambda_n)l} \tag{51}$$

3.3　多重繰り込み階層方程式と Wiener 核の近似解

3.3.1　多重繰り込み階層方程式

(44),(45),(47),(48),(50),(51) を (21)-(23) に適用すると、以下のような多重繰り込み階層方程式が得られる。

0次

$$\Delta_m(p;s)F_0(p;s) = i\left\{s+\frac{\bar{\epsilon_2}}{\epsilon_1}\beta_1(p)\right\} + i\left[s-\frac{\bar{\epsilon_2}}{\epsilon_1}\beta_1(p)\{1-m_A(p;s)\}\right]A_0(p) - ie^{i\{\beta_3(p)-s)\}l}\left[s+\frac{\bar{\epsilon_2}}{\epsilon_3}\beta_3(p)\{1+m_C(p;s)\}\right]C_0(p) \tag{52}$$

1次

$$\begin{aligned}&\Delta_m(p+\lambda_1;s)F_1(\lambda_1 \mid p;s) + k_2^2F_0(p;s)G(\lambda_1)\\ &= i\left[s-\frac{\bar{\epsilon_2}}{\epsilon_1}\beta_1(p+\lambda_1)\{1-m_A(p+\lambda_1;s)\}\right]A_1(\lambda_1 \mid p) + i\frac{\bar{\epsilon_2}}{\epsilon_1}\beta_1(p)\{1-A_0(p)\}G(\lambda_1)\\ &\quad -ie^{i\{\beta_3(p+\lambda_1)-s)\}l}\left[s+\frac{\bar{\epsilon_2}}{\epsilon_3}\beta_3(p+\lambda_1)\{1+m_C(p+\lambda_1;s)\}\right]C_1(\lambda_1 \mid p)\\ &\quad -i\frac{\bar{\epsilon_2}}{\epsilon_3}\beta_3(p)e^{i\{\beta_3(p)-s\}l}C_0(p)G(\lambda_1)\end{aligned} \tag{53}$$

n次 $(n \geq 2)$

$$\begin{aligned}&\Delta_m(p+\lambda_1+\cdots+\lambda_n;s)F_n(\lambda_1,\ldots,\lambda_n \mid p;s) + k_2^2\mathcal{S}[F_{n-1}(\lambda_1,\ldots,\lambda_{n-1} \mid p;s)G(\lambda_n)]\\ &= i\left[s-\frac{\bar{\epsilon_2}}{\epsilon_1}\beta_1(p+\lambda_1+\cdots+\lambda_n)\{1-m_A(p+\lambda_1+\cdots+\lambda_n;s)\}\right]A_n(\lambda_1,\ldots,\lambda_n \mid p)\\ &\quad -i\frac{\bar{\epsilon_2}}{\epsilon_1}\mathcal{S}\left[\beta_1(p+\lambda_1+\cdots+\lambda_{n-1})A_{n-1}(\lambda_1,\ldots,\lambda_{n-1} \mid p)G(\lambda_n)\right]\\ &-ie^{i\{\beta_3(p+\lambda_1+\cdots+\lambda_n)-s)\}l}\left[s+\frac{\bar{\epsilon_2}}{\epsilon_3}\beta_3(p+\lambda_1+\cdots+\lambda_n)\{1+m_C(p+\lambda_1+\cdots+\lambda_n;s)\}\right]\\ &\quad \cdot C_n(\lambda_1,\ldots,\lambda_n \mid p)\\ &-i\frac{\bar{\epsilon_2}}{\epsilon_3}e^{-isl}\mathcal{S}[e^{i\beta_3(p+\lambda_1+\cdots+\lambda_{n-1})l}\beta_3(p+\lambda_1+\cdots+\lambda_{n-1})C_{n-1}(\lambda_1,\ldots,\lambda_{n-1} \mid p)G(\lambda_n)]\end{aligned} \tag{54}$$

ただし、$\Delta_m(\lambda;s)$ は'衣を着た'共振因子で次式で定義する。

$$\Delta_m(\lambda;s) = k_2^2-\lambda^2-s^2+m(\lambda;s) \tag{55}$$

これは (43) の積分内に見られる。多重繰り込み階層方程式 (52)-(54) において、F_{n+1} からの寄与は多重繰り込み mass operator によって消去され、F_n は F_{n-1} $(n \geq 1)$ からの寄与のみとなる。特

に、F_0は異なる次数からは独立している。よって、多重繰り込み階層方程式を0次から順に解くことができる。そのためz方向における伝播定数を決める分散方程式$\Delta_m(\lambda;s)=0$の複素根sを求める必要がある。

3.3.2　分散方程式の複素根

(55)において$m(\lambda;s)$を無視すると、$\Delta_m(\lambda;s)\simeq k_2^2-\lambda^2-s^2=0$が得られる。これは$s=\beta_2(\lambda),-\beta_2(\lambda)$の2つの根をもつ。よって、$\Delta_m(\lambda;s)=0$の複素根は$m(\lambda;s)$が小さいことを考慮すれば$s=\pm\beta_2(\lambda)$に近いところに現れるはずである。$\lambda^2+s^2=k_2^2$を満たす$s=\pm\beta_2(\lambda)$において$m(\lambda;s)$を固定すると、次のような近似分散方程式を得る。

$$\Delta_m(\lambda;s)\approx k_2^2-\lambda^2-s^2+m(\lambda;\beta_2(\lambda))=\{\bar{\beta}_2(\lambda)\}^2-s^2=0 \tag{56}$$

ただし、

$$\bar{\beta}_2(\lambda)=\sqrt{\bar{k}_2(\lambda)+\lambda}\sqrt{\bar{k}_2(\lambda)-\lambda} \tag{57}$$

$$\bar{k}_2(\lambda)=\sqrt{k_2^2+m_v(\lambda)} \tag{58}$$

$$m_v(\lambda)\equiv m(\lambda;\beta_2(\lambda)) \tag{59}$$

(56)は2つの複素根$s=\pm\bar{\beta}_2(\lambda)$を持つ。$\bar{\beta}_2(\lambda)$のブランチカットは$\mathrm{Im}\bar{\beta}_2(\lambda)>0$となるように取る。$\bar{k}_2(\lambda)$は一次元ゆらぎがある媒質中の'衣を着た波数'を表すから、多重繰り込み mass operator $m(\cdot;\cdot)$は媒質2での波数を補正する因子となっている。Im $m_v(\lambda)>0$よりIm $\bar{k}_2(\lambda)>0$が成立する[8]。これは、コヒーレント波に対し損失のないランダム媒質が損失のある一様な媒質として働くことを意味する。

3.3.3　0次 Wiener 核

未知の複素関数$F_0(p;s)$は全複素s平面上で正則なので、(52)は$s=\pm\bar{\beta}_2(p)$に対し右辺が0でなければならない。これにより、3×3の行列方程式を得る。

$$D(p;s)\begin{bmatrix}F_0(p;s)\\A_0(p)\\C_0(p)\end{bmatrix}=\begin{bmatrix}-i\{s+\frac{\bar{\epsilon}_2}{\epsilon_1}\beta_1(p)\}\\-i\{\bar{\beta}_2(p)+\frac{\bar{\epsilon}_2}{\epsilon_1}\beta_1(p)\}\\i\{\bar{\beta}_2(p)-\frac{\bar{\epsilon}_2}{\epsilon_1}\beta_1(p)\}\end{bmatrix} \tag{60}$$

$D(p;s)=$

$$\begin{bmatrix}\{s-\bar{\beta}_2(p)\}\{s+\bar{\beta}_2(p)\} & i\Big[s-\frac{\bar{\epsilon}_2}{\epsilon_1}\beta_1(p)\{1-m_A(p;s)\}\Big] & -i\Big[s+\frac{\bar{\epsilon}_2}{\epsilon_3}\beta_3(p)\{1+m_C(p;s)\}\Big]\cdot e^{(\beta_3(p)-s)l}\\0 & i\Big[\bar{\beta}_2(p)-\frac{\bar{\epsilon}_2}{\epsilon_1}\beta_1(p)\{1-m_A^+(p)\}\Big] & -i\Big[\bar{\beta}_2(p)+\frac{\bar{\epsilon}_2}{\epsilon_3}\beta_3(p)\{1+m_C^+(p)\}\Big]\cdot e^{(\beta_3(p)-\bar{\beta}_2(p))l}\\0 & -i\Big[\bar{\beta}_2(p)+\frac{\bar{\epsilon}_2}{\epsilon_1}\beta_1(p)\{1-m_A^-(p)\}\Big] & i\Big[\bar{\beta}_2(p)-\frac{\bar{\epsilon}_2}{\epsilon_3}\beta_3(p)\{1+m_C^-(p)\}\Big]\cdot e^{(\beta_3(p)+\bar{\beta}_2(p))l}\end{bmatrix} \tag{61}$$

ただし、

$$m_A^{\pm}(p)\equiv m_A(p;\pm\bar{\beta}_2(p))\qquad m_C^{\pm}(p)\equiv m_C(p;\pm\bar{\beta}_2(p)) \tag{62}$$

とおいた。また、$\det D(p;s)$ は次式となる。

$$\det D(p;s) = \{s - \bar{\beta}_2(p)\}\{s + \bar{\beta}_2(p)\}\Delta(p)e^{i\beta_3(p)l} \tag{63}$$

ここで、$\Delta(\lambda)$ は共振因子で薄膜内部の多重反射効果を表す。

$$\begin{aligned}\Delta(\lambda) = &\left[\bar{\beta}_2(\lambda) + \frac{\bar{\epsilon_2}}{\epsilon_1}\beta_1(\lambda)\{1 - m_A(\lambda; -\bar{\beta}_2(\lambda)\}\right]\left[\bar{\beta}_2(\lambda) + \frac{\bar{\epsilon_2}}{\epsilon_3}\beta_3(\lambda)\{1 + m_C(\lambda; \bar{\beta}_2(\lambda)\}\right]e^{-\bar{\beta}_2(\lambda)l} \\ &-\left[\bar{\beta}_2(\lambda) - \frac{\bar{\epsilon_2}}{\epsilon_1}\beta_1(\lambda)\{1 - m_A(\lambda; \bar{\beta}_2(\lambda)\}\right]\left[\bar{\beta}_2(\lambda) - \frac{\bar{\epsilon_2}}{\epsilon_3}\beta_3(\lambda)\{1 + m_C(\lambda; -\bar{\beta}_2(\lambda)\}\right]e^{\bar{\beta}_2(\lambda)l}\end{aligned} \tag{64}$$

(60) を解くと 0 次の Wiener 核が得られる。

$$\begin{aligned}A_0(p) &= \frac{1}{\Delta(p)}\left[\left\{\bar{\beta}_2(p) + \frac{\bar{\epsilon_2}}{\epsilon_1}\beta_1(p)\right\}\left\{\bar{\beta}_2(p) - \frac{\bar{\epsilon_2}}{\epsilon_3}\beta_3(p)(1 + m_C^-(p))\right\}e^{i\bar{\beta}_2(p)l}\right. \\ &\quad \left.-\left\{\bar{\beta}_2(p) - \frac{\bar{\epsilon_2}}{\epsilon_1}\beta_1(p)\right\}\left\{\bar{\beta}_2(p) + \frac{\bar{\epsilon_2}}{\epsilon_3}\beta_3(p)(1 + m_C^+(p))\right\}e^{-i\bar{\beta}_2(p)l}\right] \qquad (65) \\ C_0(p) &= \frac{e^{-i\beta_3(p)l}}{\Delta(p)}\left[\left\{\bar{\beta}_2(p) + \frac{\bar{\epsilon_2}}{\epsilon_1}\beta_1(p)\right\}\left\{\bar{\beta}_2(p) - \frac{\bar{\epsilon_2}}{\epsilon_1}\beta_1(p)(1 - m_A^-(p))\right\}\right. \\ &\quad \left.-\left\{\bar{\beta}_2(p) - \frac{\bar{\epsilon_2}}{\epsilon_1}\beta_1(p)\right\}\left\{\bar{\beta}_2(p) + \frac{\bar{\epsilon_2}}{\epsilon_1}\beta_3(p)(1 - m_A^+(p))\right\}\right] \qquad (66) \\ F_0(p;s) &= \frac{2i\frac{\bar{\epsilon_2}}{\epsilon_1}\beta_1(p)}{\Delta(p)}\{Q(p;s) + M(p;s)\} \qquad (67) \\ Q(p;s) &= \left\{\bar{\beta}_2(p) - \frac{\bar{\epsilon_2}}{\epsilon_3}\beta_3(p)\right\}e^{i\bar{\beta}_2(p)l}(-il)e^{-i\frac{s+\bar{\beta}_2(p)}{2}l}\,\mathrm{sinc}\left(\frac{s + \bar{\beta}_2(p)}{2}l\right) \\ &\quad +\left\{\bar{\beta}_2(p) + \frac{\bar{\epsilon_2}}{\epsilon_3}\beta_3(p)\right\}e^{-i\bar{\beta}_2(p)l}(-il)e^{-i\frac{s-\bar{\beta}_2(p)}{2}l}\,\mathrm{sinc}\left(\frac{s - \bar{\beta}_2(p)}{2}l\right) \qquad (68) \\ M(p;s) &= \frac{\frac{\bar{\epsilon_2}}{\epsilon_3}\beta_3(p)}{2\{s - \bar{\beta}_2(p)\}\{s + \bar{\beta}_2(p)\}} \\ &\quad \cdot\left[\left\{\bar{\beta}_2(p) + \frac{\bar{\epsilon_2}}{\epsilon_1}\beta_1(p)\right\}\{m_A(p;s)m_C^-(p)e^{i\bar{\beta}_2(p)l} - m_A^-(p)m_C(p;s)e^{-isl}\}\right. \\ &\quad +\left\{\bar{\beta}_2(p) - \frac{\bar{\epsilon_2}}{\epsilon_1}\beta_1(p)\right\}\{m_A(p;s)m_C^+(p)e^{-i\bar{\beta}_2(p)l} - m_A^+(p)m_C(p;s)e^{-isl}\} \\ &\quad \left.+\left\{s + \frac{\bar{\epsilon_2}}{\epsilon_1}\beta_1(p)\right\}\{m_A^-(p)m_C^+(p)e^{i\bar{\beta}_2(p)l} - m_A^+(p)m_C^-(p)e^{i\bar{\beta}_2(p)l}\}\right] \qquad (69)\end{aligned}$$

ここで sinc(·) は sinc 関数で $\mathrm{sinc}\ \alpha \equiv \sin\alpha/\alpha$ で定義され、全複素 α 平面上で正則である。また、TE 波の場合には見られなかった mass operator $m_A(\cdot;\cdot), m_C(\cdot;\cdot)$ と、$M(\cdot;\cdot)$ なる項が見られる。これらの物理的な意味についてはまだ分かっていない。

3.3.4　1次 Wiener 核

0 次 Wiener 核のときと同じ手順で 1 次の Wiener 核を得る。F_1 は省略し A_1, C_1 のみを示す。

$$A_1(\lambda_1|p) = \frac{G(\lambda_1)}{\Delta(p + \lambda_1)}a_1(p + \lambda_1) \tag{70}$$

$$a_1(\lambda) = \left[k_2^2 F_0(p;\bar{\beta}_2(\lambda)) - i\frac{\bar{\epsilon_2}}{\epsilon_1}\beta_1(p)\{1-A_0(p)\} + i\frac{\bar{\epsilon_2}}{\epsilon_3}\beta_3(p)e^{i\{\beta_3(p)-\bar{\beta}_2(\lambda)\}l}C_0(p)\right] \cdot\left[\bar{\beta}_2(\lambda) - \frac{\bar{\epsilon_2}}{\epsilon_3}\beta_3(\lambda)\Big\{1+m_C\Big(\lambda;-\bar{\beta}_2(\lambda)\Big)\Big\}\right] ie^{i\bar{\beta}_2(\lambda)l}$$
$$+\left[k_2^2 F_0(p;-\bar{\beta}_2(\lambda)) - i\frac{\bar{\epsilon_2}}{\epsilon_1}\beta_1(p)\{1-A_0(p)\} + i\frac{\bar{\epsilon_2}}{\epsilon_3}\beta_3(p)e^{i\{\beta_3(p)+\bar{\beta}_2(\lambda)\}l}C_0(p)\right] \cdot\left[\bar{\beta}_2(\lambda) + \frac{\bar{\epsilon_2}}{\epsilon_3}\beta_3(\lambda)\Big\{1+m_C\Big(\lambda;\bar{\beta}_2(\lambda)\Big)\Big\}\right] ie^{-i\bar{\beta}_2(\lambda)l} \tag{71}$$

$$C_1(\lambda_1|p) = \frac{G(\lambda_1)}{\Delta(p+\lambda_1)}c_1(p+\lambda_1) \tag{72}$$

$$c_1(\lambda) = \left[k_2^2 F_0(p;-\bar{\beta}_2(\lambda)) - i\frac{\bar{\epsilon_2}}{\epsilon_1}\beta_1(p)\{1-A_0(p)\} + i\frac{\bar{\epsilon_2}}{\epsilon_3}\beta_3(p)e^{i\{\beta_3(p)+\bar{\beta}_2(\lambda)\}l}C_0(p)\right] \cdot\left[\bar{\beta}_2(\lambda) - \frac{\bar{\epsilon_2}}{\epsilon_1}\beta_1(\lambda)\Big\{1-m_A\Big(\lambda;\bar{\beta}_2(\lambda)\Big)\Big\}\right] ie^{i\beta_3(\lambda)l}$$
$$+\left[k_2^2 F_0(p;\bar{\beta}_2(\lambda)) - i\frac{\bar{\epsilon_2}}{\epsilon_1}\beta_1(p)\{1-A_0(p)\} + i\frac{\bar{\epsilon_2}}{\epsilon_3}\beta_3(p)e^{i\{\beta_3(p)-\bar{\beta}_2(\lambda)\}l}C_0(p)\right] \cdot\left[\bar{\beta}_2(\lambda) + \frac{\bar{\epsilon_2}}{\epsilon_1}\beta_1(\lambda)\Big\{1-m_A\Big(\lambda;-\bar{\beta}_2(\lambda)\Big)\Big\}\right] ie^{i\beta_3(\lambda)l} \tag{73}$$

TE 波の場合、指向性因子 [8]a_1, c_1 に含まれる Wiener 核は F_0 のみであったが、TM 波の場合は境界 $z=0, l$ の効果として A_0, C_0 も含む形となっている。これらの効果については明確には分かっていないが予想される事柄について後程述べる。

4　数値計算

Wiener 核を用いて、1 次インコヒーレント散乱断面積 σ_{f1}, σ_{b1} の数値計算を行う。

4.1　計算パラメータ

数値計算を行ったときの種々のパラメータを示す。

入射波 ： p-偏光 He-Ne レーザー 0.6328[μm]

薄膜 1 ： 空気中の薄いガラス板 (媒質 2) ： $\epsilon_1 = \epsilon_3 = 1, \bar{\epsilon_2} = 2.25$

薄膜 2 ： Si 基板 (媒質 3) 上の SiC 薄膜 (媒質 2) ： $\epsilon_1 = 1, \bar{\epsilon_2} = 6.7, \epsilon_3 = 11.8$

ゆらぎの相関関数 (Gauss 型)

$$R(x) = \sigma^2 e^{-x^2/\kappa^2} \longleftrightarrow |G(\lambda)|^2 = \frac{\sigma^2\kappa}{2\sqrt{\pi}}e^{-\frac{(\kappa\lambda)^2}{4}} \tag{74}$$

ゆらぎの相関長 ： $\kappa = 0.1[\mu m]$, 分散 ： $\sigma^2 = 10^{-4}$

入射角 ： $\theta = 60°$ ， Brewster 角 θ_B (媒質 1→媒質 2) ： $\theta_B = \cos^{-1}\left(\sqrt{\bar{\epsilon 2}/(\epsilon 1 + \bar{\epsilon 2})}\right)$

4.2　多重繰り込み mass operator の計算

$m_v(\lambda)$ については論文 [8] の数値計算で得られたデータをそのまま用いる。m_A, m_C については、今回は多重繰り込み形 (46),(49) ではなく、(39),(41) において $n=1$ とした1次の逐次 mass operator で近似できると仮定して計算する。

$$m_A(\mu;\nu) \equiv m_A^{(1)}(\mu;\nu) = -\int_{-\infty}^{\infty} \frac{\frac{\bar{\epsilon}_2}{\epsilon_1}\beta_1(\mu+\lambda)|G(\lambda)|^2}{\nu - \frac{\bar{\epsilon}_2}{\epsilon_1}\beta_1(\mu+\lambda)}\, d\lambda \tag{75}$$

$$m_C(\mu;\nu) \equiv m_C^{(1)}(\mu;\nu) = -\int_{-\infty}^{\infty} \frac{\frac{\bar{\epsilon}_2}{\epsilon_3}\beta_1(\mu+\lambda)|G(\lambda)|^2}{\nu + \frac{\bar{\epsilon}_2}{\epsilon_3}\beta_3(\mu+\lambda)}\, d\lambda \tag{76}$$

図2に (62) で定義した $m_A^+(p), m_A^-(p)$ を薄膜1に対し計算した結果を示す。

4.3　1次インコヒーレント散乱断面積

(30) 及び (32) を用いて σ_{f1}, σ_{b1} を計算した結果を示す。$\theta = 60°$ の場合の結果を図3(glass) 及び図4(SiC) に、Brewster 角の場合の結果を図5(glass) 及び図6(SiC) に示す。

$\theta = 60°$ のときは TE 波のときと定性的に同じ結果となっている。膜厚が薄い場合 (l=1[μm]) は、あまり起伏の無い全ての角度範囲に広がりのある散乱パターンとなる。一方、膜厚が厚い場合 (l=5,10[μm]) は角度分布にリップルを生じる。また、SiC の透過側は散乱角 $\phi_c < \phi < \pi - \phi_c$ なる角度範囲に限定されている。ただし、$\phi_c \equiv \cos^{-1}\sqrt{\bar{\epsilon}_2/\epsilon_3} (= \cos^{-1}\sqrt{6.7/11.8} \simeq 41.1°)$ は媒質2から3への無摂動の臨界角である。なお、臨界角付近でディップを生じているのが TM 波の場合の特徴である。TE 波の場合は F_0 の効果により、次の条件、

$$q_1 \approx \pm p, \qquad q_3 \approx \pm p$$

を満たす四つの散乱角方向 $\phi = \phi_f$(前方散乱)、$\phi = \phi_r$(鏡面反射)、$\phi = \phi_b$(後方散乱)、$\phi = \phi_o$(対称前方散乱)

$$\phi_f \equiv \cos^{-1}(\sqrt{\epsilon_1/\epsilon_3}\cos\theta)\ ,\ \phi_r \equiv 2\pi - \theta$$
$$\phi_b \equiv \pi + \theta\ ,\ \phi_o \equiv \cos^{-1}(-\sqrt{\epsilon_1/\epsilon_3}\cos\theta) = \pi - \phi_f \tag{77}$$

具体的な数値で言えば

$$\phi_f = 60°, \phi_r = 300°, \phi_b = 240°, \phi_o = 120° \quad \text{(glass)}$$
$$\phi_f \simeq 81.6°, \phi_r = 300°, \phi_b = 240°, \phi_o \simeq 98.4° \quad \text{(SiC)}$$

に散乱のピークが現れることが分かっている [8]。これらのリップルやピークは膜中のコヒーレント波の Fourier スペクトル F_0 がランダムなゆらぎによって散乱パターンとして現れる現象である。TM 波の場合もリップルや四つの特徴的な角度方向にピークが現れていることから、F_0 の効果が大きく、A_0, C_0 の効果は F_0 に比べて十分小さいと推測される。

Brewster 角入射のとき、入射角及び四つの散乱方向は

$$\theta \simeq 33.7°, \phi_f \approx 33.7°, \phi_r \simeq 326.3°, \phi_b \simeq 213.7°, \phi_o \approx 146.3° \quad \text{(glass)}$$
$$\theta \simeq 21.1°, \phi_f \approx 73.7°, \phi_r \simeq 338.9°, \phi_b \simeq 201.1°, \phi_o \approx 106.3° \quad \text{(SiC)}$$

となる。SiC 薄膜についてはピークとリップルが現れ $\theta = 60°$ のときと定性的に同じ結果となっている。しかし、ガラス板については鏡面反射及び後方散乱方向においてピークが消滅しディップを生じる。これは TE 波の場合には見られない現象であり、Brewster 角の存在する TM 波の特徴的なものと言える。

5 むすび

本報告では、一次元ゆらぎがある薄膜によるTM平面波の反射と透過問題を確率汎関数法により解析し、ランダム波動場をWiener-伊藤展開の0次と1次まで求めた。Si基板上のSiC薄膜及びガラス板について1次インコヒーレント散乱断面積を計算した。Brewster角入射以外ではTE波の場合と同様、リップルと四つ特徴的な方向(前方散乱,鏡面反射,後方散乱,対称前方散乱)に主要なピークが現れる。SiCについては臨界角付近で特徴的なディップを生じた。Brewster角入射の場合は、ガラス板の反射側2方向においてピークが消滅しディップを生じた。

今回は結果を報告するだけに止まったので、今後、TE波との相違点についての物理的解釈や、光学定理による近似解の精度評価、2次インコヒーレント散乱断面積(強調散乱、随伴強調散乱、緩やかな強調散乱[10])の計算などを進めていく予定である。

文献

[1] 吉田貞史、矢嶋弘義, "薄膜・光デバイス", 東京大学出版会(1994)

[2] S.Kassam, A.Duparre, K.Hehl, P.Bussemer and J.Meubert, "Light scattering from the volume of optical thin films:theory and experiment", Appl. Optics **31** pp.1304-1331(1992)

[3] 長谷川信也、小倉久直、中山純一, "ランダム薄膜による反射と透過", 電磁界理論研究会資料,EMT 80-37(1980)

[4] 中山純一、小倉久直、長谷川信也, "三次元ランダム薄膜による反射と透過", 電磁界理論研究会資料,EMT 81-57(1981)

[5] 中山純一、高嵐, "ランダムな薄膜による平面波の散乱", 輻射科学研究会資料,RS 95-11(1995)

[6] L.Gao and J.Nakayama, "Scattering of a plane wave from a thin film with volume disorder", IEICE Trans. Electron.**E-79**, pp.1327-1333(1996)

[7] 田村安彦、中山純一, "一次元的な誘電率のゆらぎを持つ薄膜による平面波の反射と透過", 輻射科学研究会資料,RS 03-13(2003)

[8] Y.Tamura and J.Nakayama, "Wave reflection and transmission from a thin film with one-dimensional disorder", Waves in Random Media **14** pp.435-465(2004)

[9] Y.Tamura and J.Nakayama, "TE plane wave reflection and transmission from a one-dimensional random slab" (to be published)

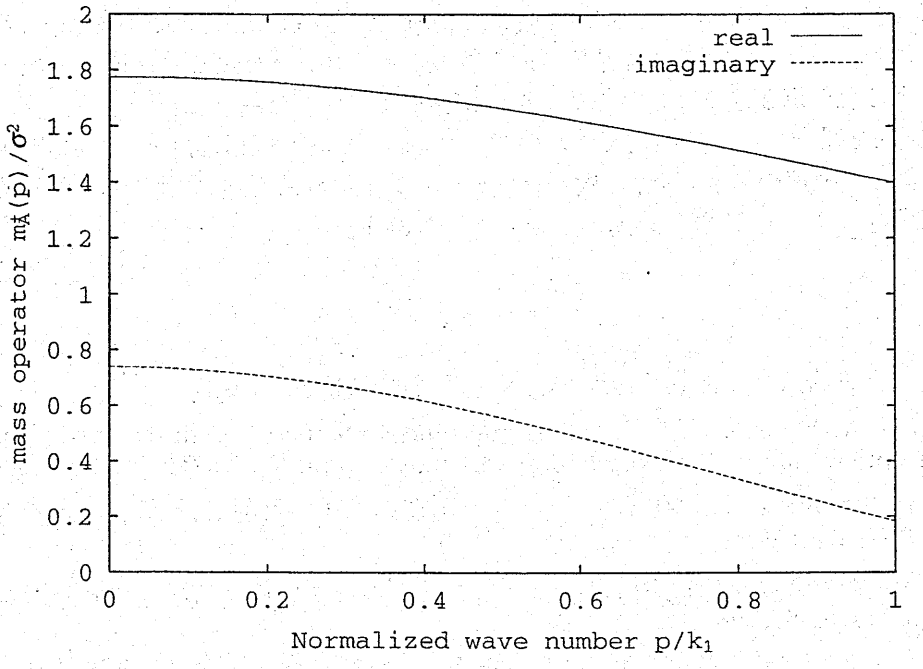
[10] Y.Tamura and J.Nakayama, "Enhanced scattering from a thin film with one-dimensional disorder" (to be published)

[11] C.H. Wu, C. Jacob, X.J. Ning, S.Nishino and P.Pirouz, "Eptiaxial growth of 3C-SiC on Si(111) from hexamethyldisilane", J. Crystal Growth **158** pp.480-490(1996)

[12] 小倉久直, "物理・工学のための確率過程論", コロナ社(1978)

[13] Y.Tamura and J.Nakayama, "Mass operator for wave scattering from a slightly random surface", Waves in random media **9**, pp.341-368(1999)

[14] V.I. Tatarski, The effects of turbulent atmosphere on wave propagation, IPST, Jerusalem(1971)



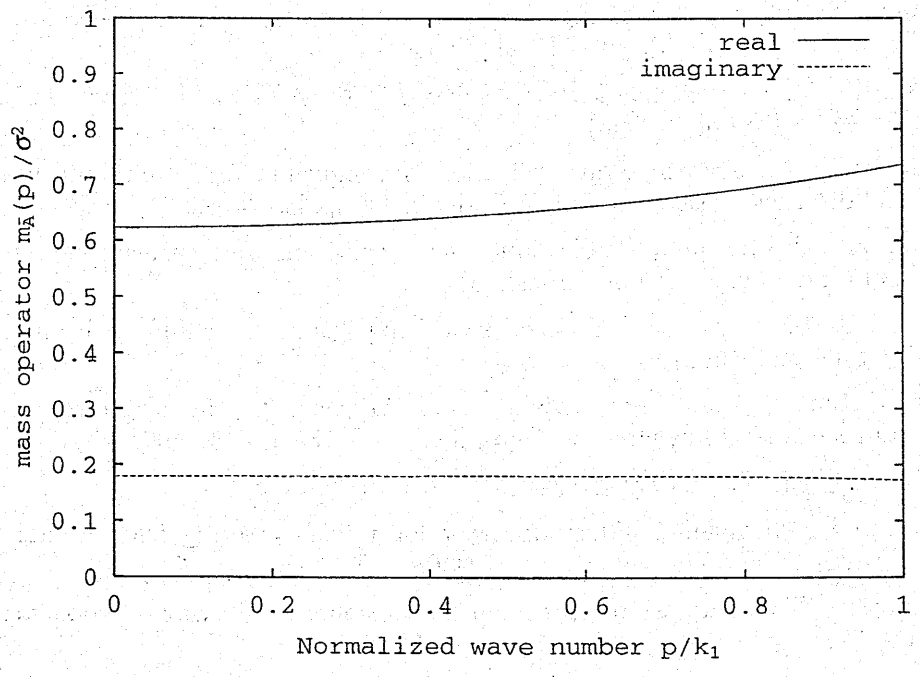


図2　mass operator $m_A^+(p), m_A^-(p)$
(glass,Gauss 型)

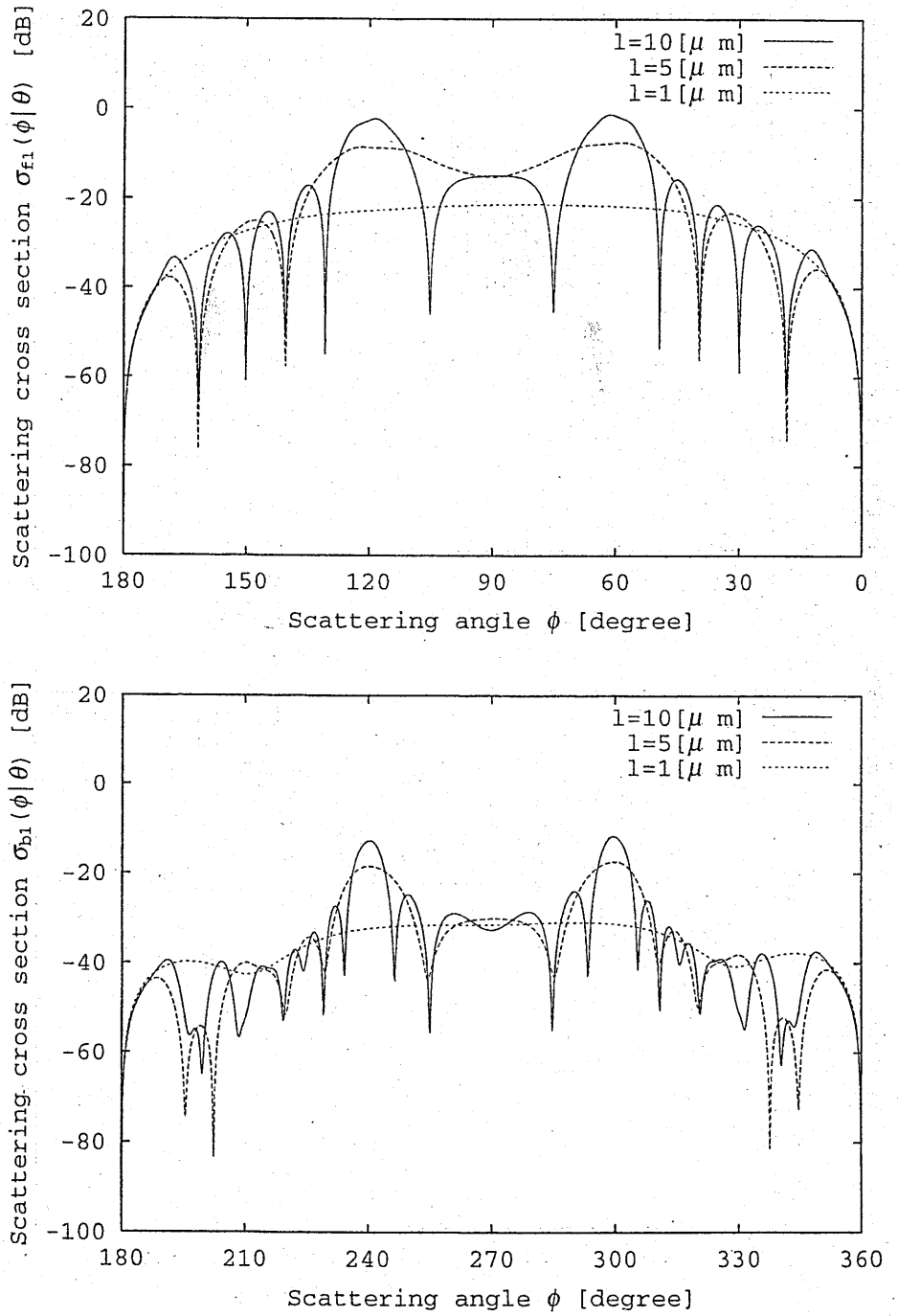


図3　1次インコヒーレント散乱 σ_{f1}, σ_{b1} (glass, $\theta = 60°$)

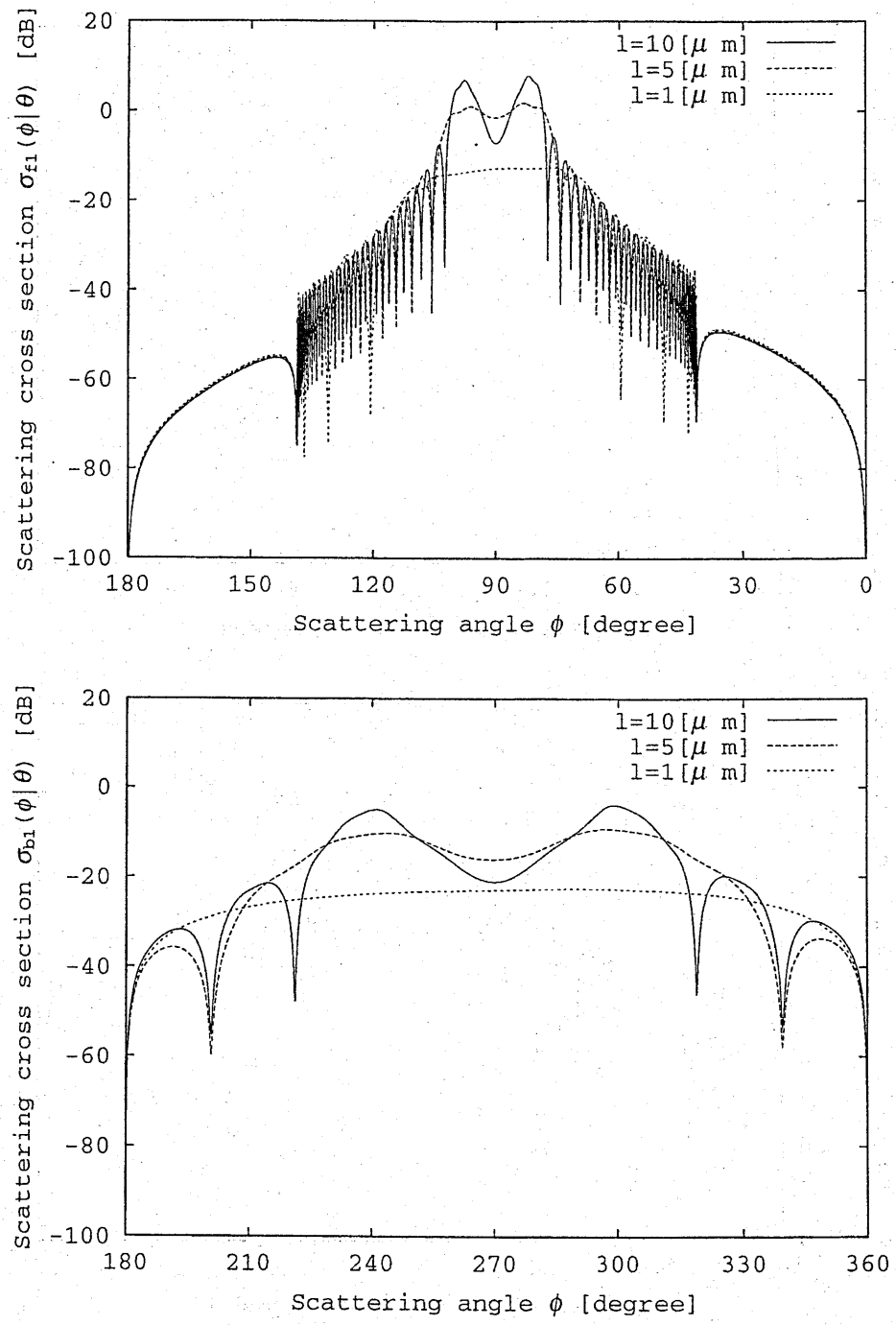


図4　1次インコヒーレント散乱σ_{f1}, σ_{b1} (SiC, $\theta = 60°$)

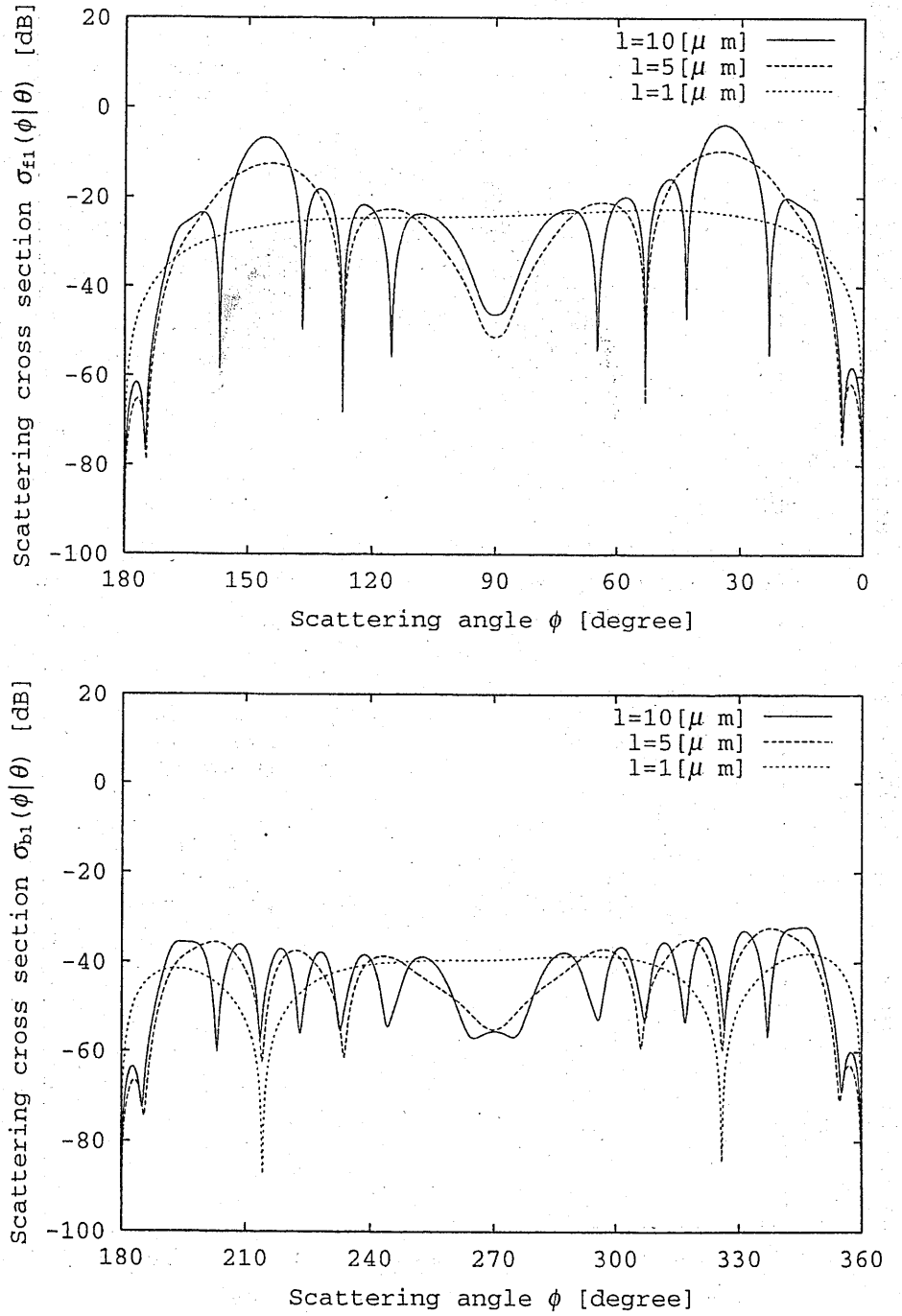


図5　1次インコヒーレント散乱σ_{f1}, σ_{b1} (glass,Brewster 角)

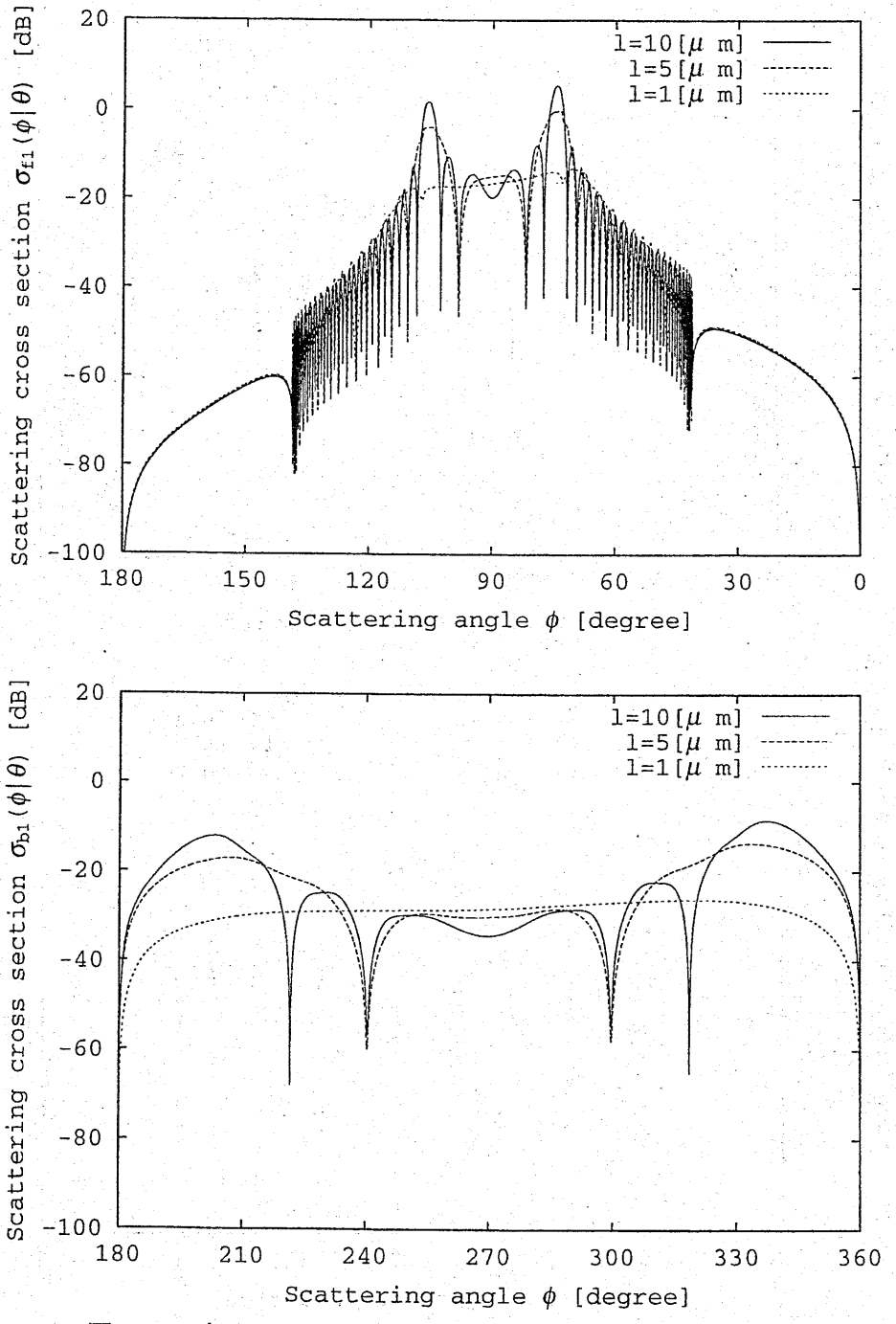


図6　1次インコヒーレント散乱σ_{f1}, σ_{b1} (SiC,Brewster角)

輻射科学研究会資料
RS04-20

MMIカプラ型モード分離素子の干渉モード数制限による特性改善

Improved Characteristics of Mode Demultiplexers Using Multimode Interference Couplers Based on Limitting Interfering Modes

久保 和也　堤 喜代司
京都工芸繊維大学 工芸学部
e-Mail: dj990122@djedu.kit.ac.jp

2005年3月14日
於 大阪電気通信大学

輻射科学研究会資料
RS04-20

MMIカプラ型モード分離素子の干渉モード数制限による特性改善

Improved Characteristics of Mode Demultiplexers Using Multimode Interference Couplers Based on Limitting Interfering Mode

久保 和也　堤 喜代司
京都工芸繊維大学 工芸学部
e-Mail: dj990122@djedu.kit.ac.jp

概 要

通信容量の増大に、その広帯域性、並列性から光通信が有用であることはよく知られている。現在実用化されている光通信では波長分割多重 (WDM) 方式が用いられているが、利用できる波長帯域は有限であり、また分割する波長間隔にも限界がある。さらなる容量の増大を実現するためには、波長以外の要素を多重化する必要があり、その一つとしてモード分割多重が提案されている。

モード分割多重通信をおこなうためには、モードを多重・分離する素子が必要である。その機能を実現するものとして多モード干渉 (MMI) カプラを用いた素子が提案されている。Padé(0,1) 近似を用いた FD-BPM によって、この素子の波長特性を計算し、WDM との併用について検討した。その結果、モードの次数が高くなるほど狭帯域となった。本研究では、このモード分離素子の波長特性の改善を試みた。

入力モードの次数が高い程、干渉領域で励振されるモード次数は高くなることから、高次モードが狭帯域となる原因として考えられる。このことから、干渉するモード数を適切に制限すれば波長特性を改善できると考えられる。

まず、モード分離素子の各構成要素について波長特性を計算し、全体の特性との比較を行った。その結果から、入力像を反転して出力する素子では、出力ポート位置を幅方向の両端に配置するとき、最も損失が少なく最適であることが分かった。次に、モード数を制限する方法として、導波路幅に注目し、MMI カプラの干渉領域幅の評価方法を提案し、検討した。その結果、カプラの出力パワーの差と比を同じ重みで足し合わせた場合に、入力導波路幅の 4 倍程度の干渉領域幅で、提案した評価値のピークが観測された。このピークと実際のカプラの特性との関係を考察することによって、適切な干渉領域幅を設定できると考えられる。

最後に、干渉するモード数を制限するために、モード分離素子を構成する各素子を、入出力ポートが結合しない程度に小さく、また像反転素子のポート位置を最適にして再設計した。この再設計した素子の波長特性を計算した結果、全てのモードの特性に改善が見られた。設計波長でのパワーから 10dB の損失を許容できると仮定すると、利用可能な帯域幅は 0 次から 2 次モードを多重するとした場合に約 20[nm] となり、以前に報告した構造から約 2 倍に拡大された。

1 MMIカプラ

MMIカプラは、集積化が可能である、作成のトレランスが良いなどの点で、注目されている光集積回路素子である [1]。概形は通常2つ以上の入出力導波路とそれらより幅の広い1つの導波路、すなわち干渉領域からなる。また、MMIカプラは入出力ポートの個数を用いて $N \times M$ カプラのように呼ばれる。MMIカプラの動作原理は、干渉領域をある距離伝搬したところで、多モード干渉によって入力像が再現されるという自己結像現象を基にしている。MMIカプラを用いてモードを次数ごとに分離あるいは多重する素子が提案されている。また、この素子によってモード分割多重通信を行い、WDMと併用できれば通信容量の増大が期待される。

本研究で対象とするモード分離素子は、次に示す4つの基本素子から構成される [2]。図中の L_π はカプラ長さを表す指標で、干渉領域における0次モードと1次モードの伝搬定数から次式で定義される。

$$L_\pi = \frac{\pi}{\beta_0 - \beta_1}$$

図1の偶奇モード分離素子は、入力されたモードを分離し、中央のポートに偶数次、両側のポートに奇数次をモードの中央で分割された形で出力する。図2の像反転素子は、入力を鎖線で示す干渉領域の中央で反転した像として出力する。図3の加減算素子は、入力された同じ次数のモード間に $\frac{\pi}{2}$ の位相差があると、そのモード間の和と差を別々のポートへ出力する。図4の位相差素子は、直線導波路を伝搬するモードとの間に位相差を発生させるための素子である。

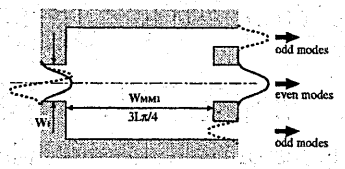


図 1: 偶奇モード分離素子

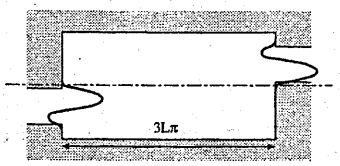


図 2: 像反転素子

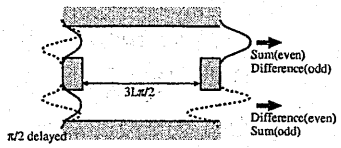


図 3: 加減算素子

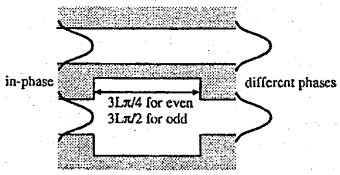


図 4: 位相差素子

2 モード分離素子とその波長特性

これまでに提案されている0次から3次までのモードをモードごとに分離する素子は、図5のような概形をもつ [2]。図中の数字はサイズを表しており、単位は μm である。ここではスラブ型導波路を仮定し、コアとクラッドの屈折率はそれぞれ3.24、1としている。また、波長1.52[μm] で設計されている。

この素子の波長特性をPadé(0,1)近似を用いたFD-BPM[3]によって計算する。計算条件は、伝搬方向とそれに垂直な方向の差分間隔をそれぞれ0.1[μm]、0.01[μm] とし、参照屈折率を3.238と設定する。また、境界条件にはPMLを適用する。このとき0次から3次モードがそれぞれ1[W/m] で同時に入射された場合の、各出力位置での波長特性は図6のようになる [4]。モード次数が上ると設計波長からのずれに対してパワーの減衰が大きく、狭帯域となる。また、0次モードにおいても短波長側で1[W/m] を越える領域があり、他のモードからのパワーの流入が起きていると考えられる。

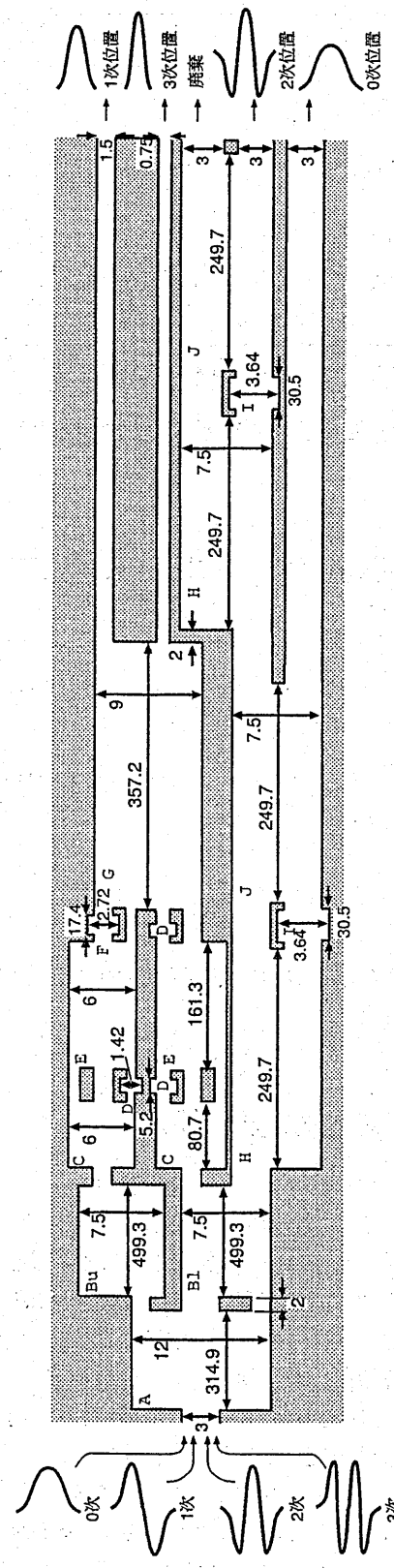


図 5: 0,1,2,3 次モード分離素子の概形

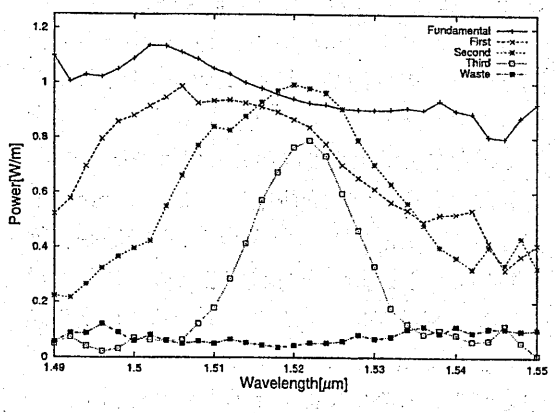


図 6: 0,1,2,3 次モード分離素子の波長特性

3 像反転素子における入出力ポート位置の検討

本研究では、モード分離素子の特性を改善する方法として、干渉領域における干渉モード数の制御を検討する。屈折率は変化させずに、導波路幅のみによってモード数を制限するためには、幅を狭くしなければならない。各カプラの干渉領域幅が狭くなると入出力ポートが近付くため、何らかの方法でスペースを設けなければカプラを配置できなくなる。このことから、スペーサとして機能する像反転素子の特性を改善することは重要である。

ここでは図7に示すように入出力ポートの位置を変化させ、最も減衰の小さい位置を探すことで特性改善のための設計方針を得る。図8は、入力を0次と1次モードの和とし、ポートの位置をカプラの外側から徐々に内側へずらしたときの出力を示している。結果から最も端に配置したとき損失が最小となることがわかる。また、図9は、ポート位置を両端にした場合(new)と内側へ1.5[μm]ずらした場合(old)の波長特性を表している。両者を比較すると両端にした場合に波長特性が広帯域となっている。以上の結果から、反転素子の入出力ポートは、カプラの幅方向の最も外側に設置するという設計方針が得られた。

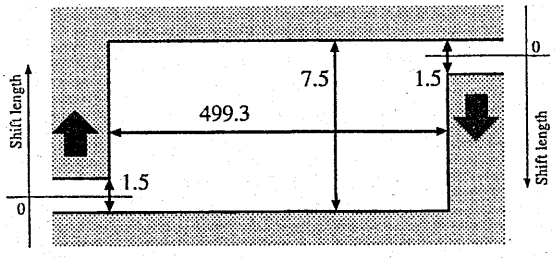


図7: 像反転素子の入出力ポート位置

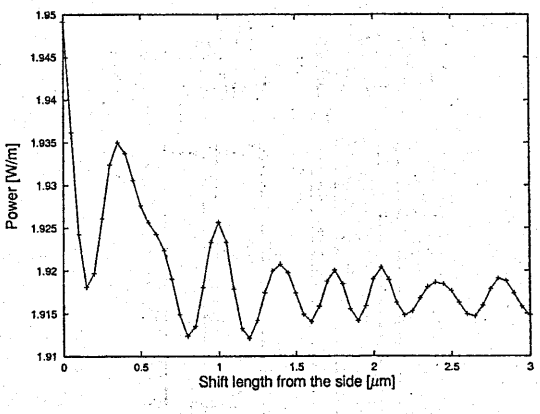


図8: 像反転素子の入出力ポート位置に対する出力

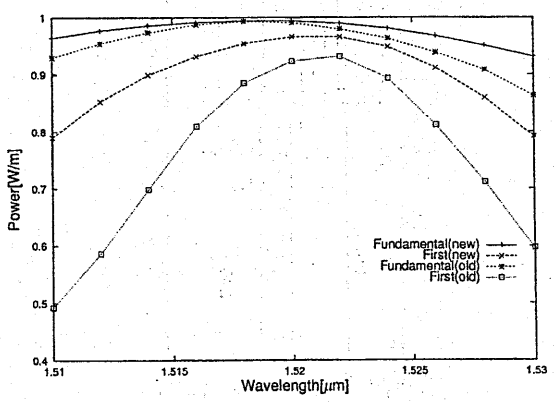


図9: カプラBuの波長特性改善(0次入力および1次入力)

4 干渉領域幅の評価

MMIカプラにおいて干渉領域のモード数を制御することは重要である。導波路幅によってモード数を制御する場合、その幅が出力に与える影響について評価する方法が必要である。ここでは、出力のパワーに注目し、次のような方法で評価を行う。偶奇モード分離素子についてFD-BPMを用いたシミュレーションを行う。ポート幅は一定として干渉領域幅W_{MMI}を変化させ、各素子に0次モードから3次モードを単独入射し、各出力位置でのパワーを計算する。

次に、出力ポート間のパワーの差と比を求める。偶奇モード分離素子では、入力モードが偶

数次である場合、ほとんどのパワーは中央のポートに出力される。このとき、中央のパワーから両端のパワーの和を引いたものをパワーの差 (Diff) として定義する。また、次式のように消光比 (Ext) を定義する。

$$Ext = -10 \times \log_{10} \frac{\text{両端の出力の和}}{\text{中央の出力}}$$

奇数次モードが入力である場合は、中央の出力と、両端の出力の和を逆転させて計算する。入力モードを 0 次から 3 次までそれぞれ入力し、上述の差と消光比を求め、その 4 モード分の結果を足し合わせる。この結果を図 10 および図 11 に示す。

また、差と消光比を各々評価する W_{MMI} の範囲内での最大値と最小値の差で規格化する。さらに、規格化した差と消光比の和をとり、横軸を W_{MMI} と入力導波路幅 (W_i) の比としてプロットする。Diff と Ext はどちらも値が大きい方が望ましいので、両者の和が最大となるところを見付けられれば、W_{MMI} を決定する指標となると考えられる。

この評価方法によって偶奇モード分離素子の幅を評価したところ、図 12 および図 13 のような結果が得られた。これらは、横軸を干渉領域幅 (W_{MMI}) の入力導波路幅 (W_i) に対する比として、提案した評価値をプロットしたものである。図 13 は入力導波路幅を 3 通りに変えて計算した結果であるが、どの場合にも入力導波路幅に対してほぼ 4 倍程度の干渉領域幅でピークが観測された。しかし、今回用いた評価値ではパワーの差と比を同じ重みで足し合わせたため、実際に評価値のピークで特性がよくなるとはいえない。そのため、今後の課題として求められる特性に対して適切な重みを設定する必要があると考えられる。

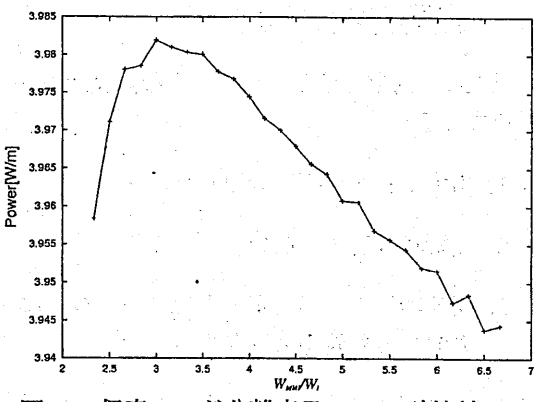


図 10: 偶奇モード分離素子の Diff 計算結果

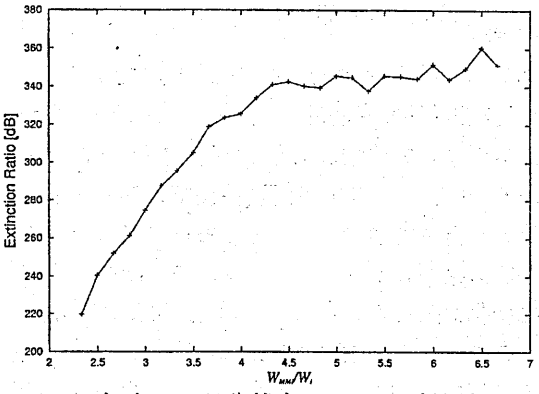


図 11: 偶奇モード分離素子の Ext 計算結果

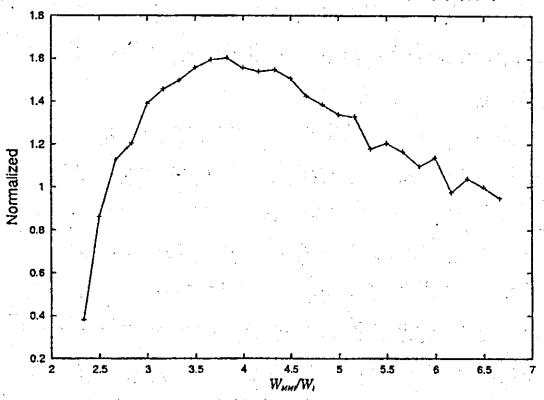


図 12: 偶奇モード分離素子における干渉領域幅の評価 (W_i=3[μm])

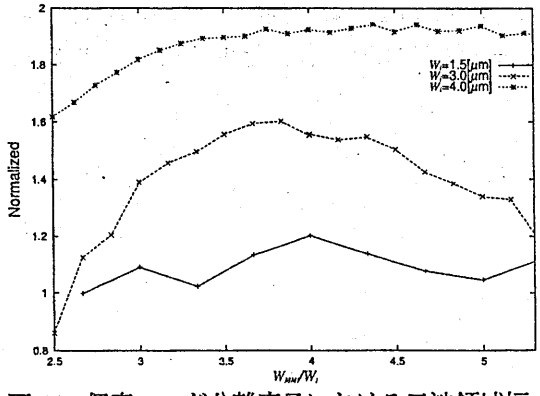


図 13: 偶奇モード分離素子における干渉領域幅の評価

5　波長特性の改善

以上の検討を考慮し、次のような再設計の方針を立てる。

1. 出力ポートの幅は変更しない
2. 屈折率は変更しない
3. 反転素子の入出力ポートは、カプラの幅方向の最も外側に設置する
4. 各カプラの幅は、ポート間でモードが結合しない程度に細くする

図14は再設計されたモード分離素子である。この再設計後の波長特性を求め、それぞれの出力位置について比較したものが図15から図19である。0次モードでは短波長側での他モードの流入が低減されており、1次モードではピークが設計波長にシフトしている。2,3次モードでは変化が緩やかになり、帯域幅が広げられた。

ここで、設計波長で得られるパワーから10[dB]の減衰を許容すると仮定すると、0次から2次モードがこの条件を満す帯域幅は、改善前の9.2[nm]から20.6[nm]となり、約2倍に拡大された。

カプラのサイズを小さくすることで特性の改善を行ったため、入出力ポート間の距離は近くなった。そのため、ポート間でのパワーの移行を考慮しなければならない。図20から図23は、それぞれ単独で0次から3次モードを入力したときに出力されるべきでない出力位置で観測されるパワーを示している。改善前後の結果を比較すると、改善後では改善前に比べて小さい値をとるかあるいは同程度の値が出力されていることがわかる。総合的に、今回の方法によってモード分離素子の波長特性が改善されたといえる。

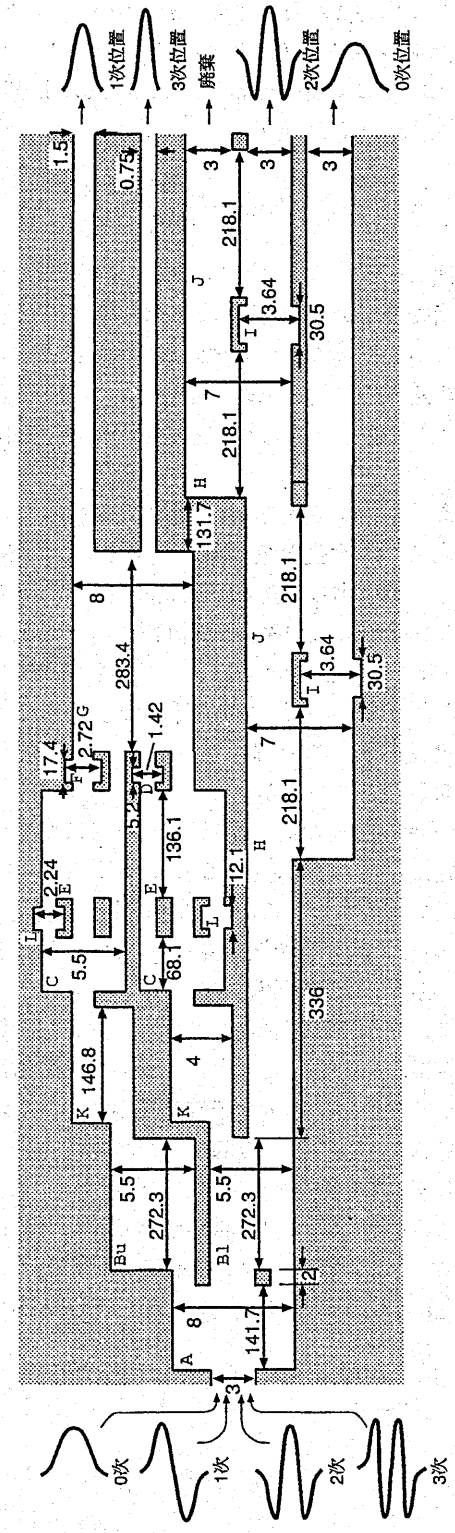


図 14: 0,1,2,3次モード分離素子の再設計

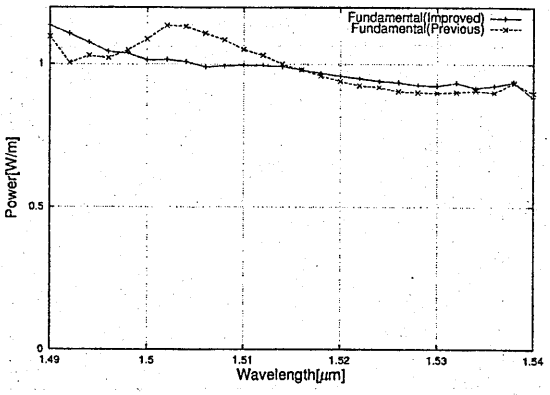


図 15: 0 次モードの波長特性

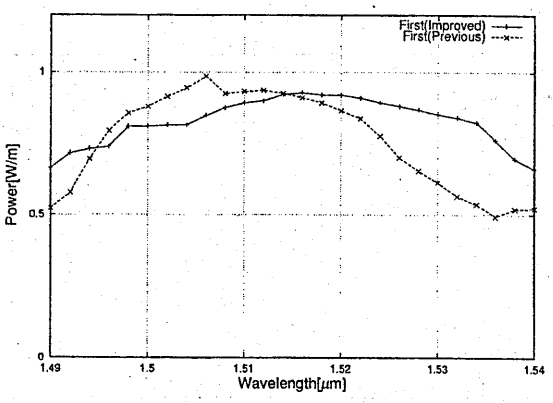


図 16: 1 次モードの波長特性

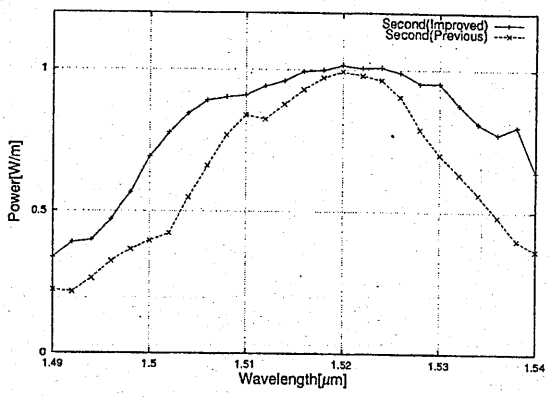


図 17: 2 次モードの波長特性

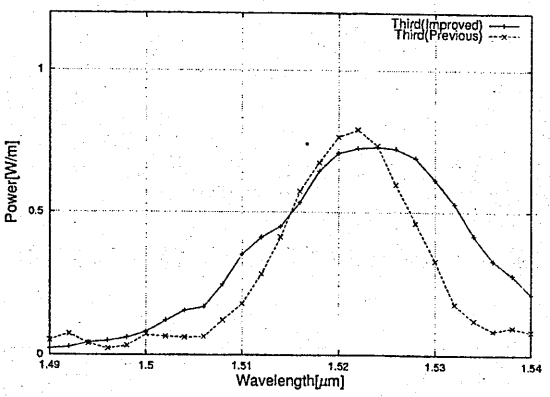


図 18: 3 次モードの波長特性

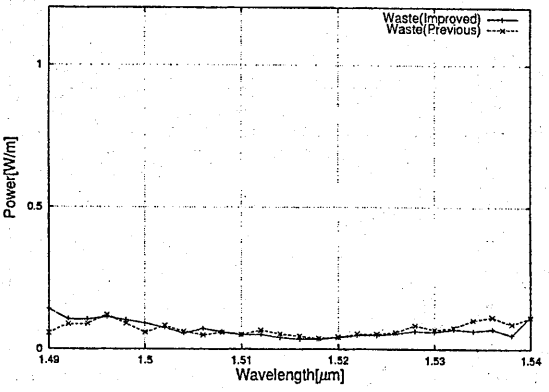


図 19: 廃棄出力の波長特性

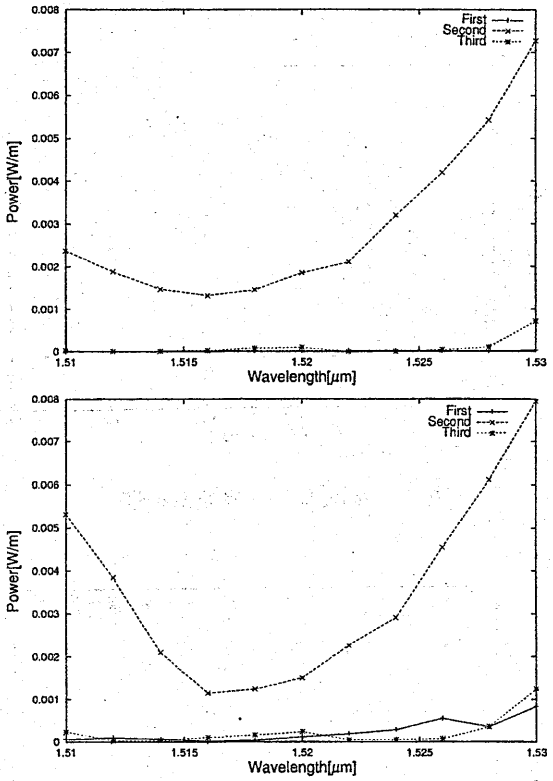


図 20: 0 次モード入力時 (上:改善後, 下:改善前)

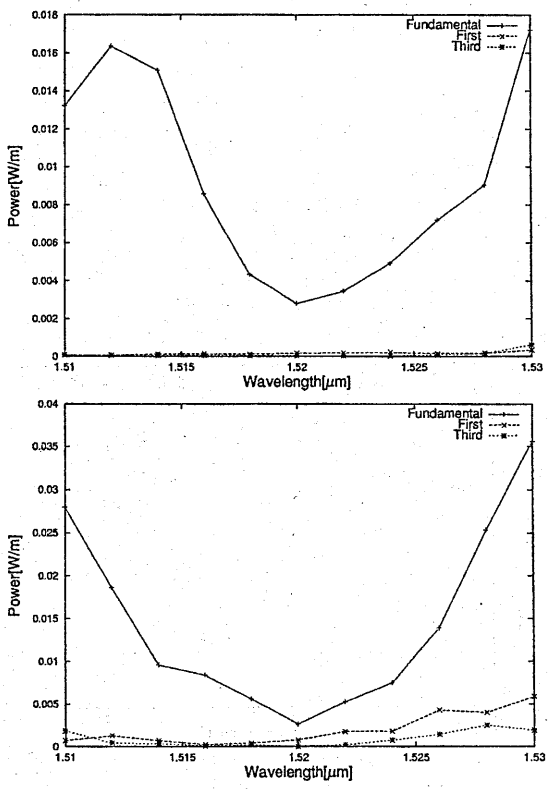


図 22: 2 次モード入力時 (上:改善後, 下:改善前)

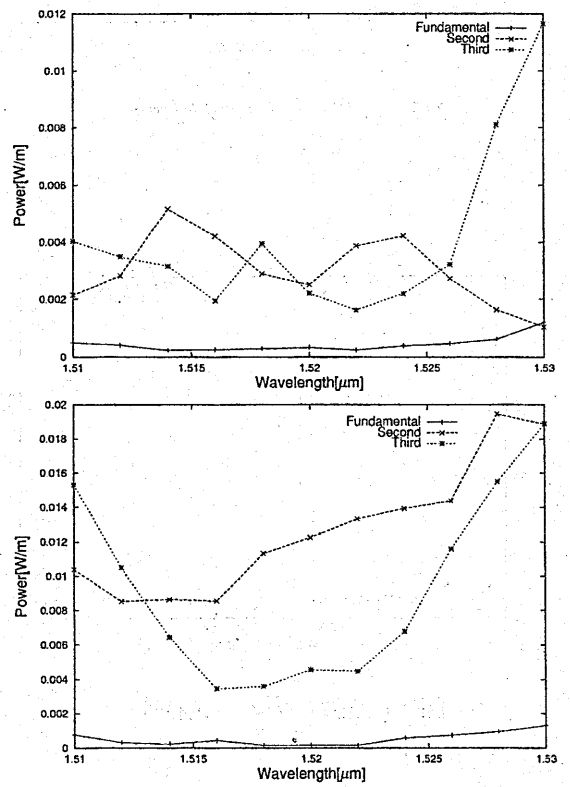


図 21: 1 次モード入力時 (上:改善後, 下:改善前)

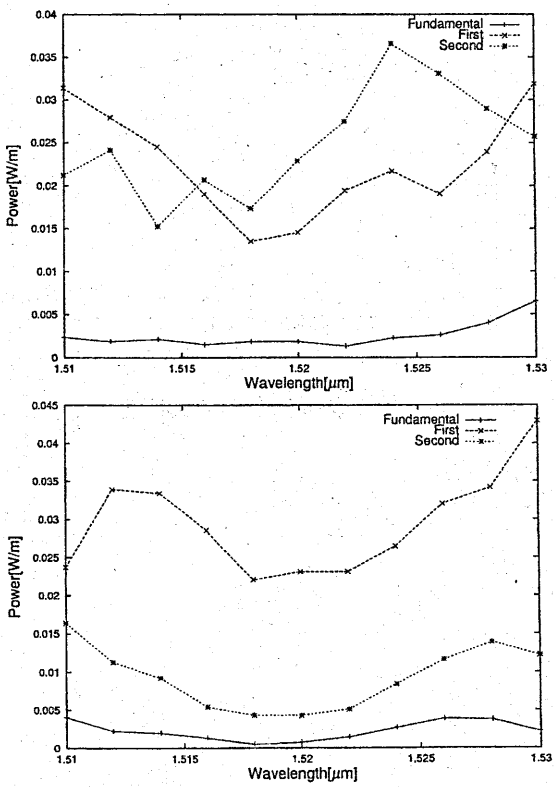


図 23: 3 次モード入力時 (上:改善後, 下:改善前)

6 まとめ

本研究では、MMI カプラによる像反転素子の入出力ポート位置について検討した。その結果、ポート位置を干渉領域の幅方向の両端に設定したとき、最もパワーの減衰が小さいことがわかった。次に、MMI カプラによる偶奇モード分離素子の干渉領域幅を評価する方法を提案し、その検討を行った。出力パワーの差と比を考慮するこの方法によって、入力導波路幅に対してある倍率の干渉領域幅を設定した際に評価値のピークが観測された。このことから、今後さらに検討を重ねることによって、適切な導波路幅を設定するための評価方法となると考えられる。最後に、MMI カプラの干渉領域幅を細くすることによって干渉するモード数を制限し、また損失の少ないポート位置を考慮してモード分離素子の波長特性の改善を試みた。その結果、モード分割多重と WDM の併用を考慮したとき、利用な帯域幅がこれまでの構造からが約 2 倍に広がった。

参考文献

[1] Lucas B. Soldano and Eric C. M. Pennings, "Optical Multi-Mode Interference Devices Based on Self-Imaging: Principles and Applications", *Journal of Lightwave Technology*, Vol.13, No.4, pp.615-627, 1995

[2] Y.Kawaguchi, and K.Tsutsumi, "Mode multiplexing and demultiplexing devices using multimode interference couplers",*Electronics Letters*, Vol.38, No.25, pp.1701-1702, 2002

[3] 河野健治 鬼頭勤, "光導波路解析の基礎", 現代工学社, 1998

[4] 久保和也 堤喜代司,"MMI カプラによるモード分離素子の波長特性", 電子情報通信学会エレクトロニクスソサイエティ大会講演論文集 1, C-3-78, 2004

輻射科学研究会技術報告
Technical Report of RSSJ
RS04-21

ミリ波帯共振器電極光強度変調素子と分極反転法による高効率化の検討

Millimeter-wave Resonant-Electrode Light-Intensity Modulators and Efficiency Enhancement by using Polarization Reversed Structure

榎原　晃[*1]　矢島浩義[*1]　村田博司[*2]　岡村康行[*2]
Akira Enokihara,　Hiroyoshi Yajima,　Hiroshi Murata,　Yasuyuki Okamura

[*1] 松下電器産業株式会社　先端技術研究所
Matsushita Electric Industrial Co., Ltd., Advanced Technology Research Laboratories
[*2] 大阪大学大学院基礎工学研究科
Osaka University, Graduate School of Engineering Science

2005年3月14日
(於　大阪電気通信大学)

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

1．はじめに

共振器型電極を用いた電気光学光変調器は，変調周波数帯域は電極の共振特性で制限されるが，入力信号で共振動作させることにより，短い電極長で効率的な変調動作が可能である．このような特性は，無線信号で直接アナログ変調を行い光ファイバ伝送する光ファイバ無線システム（Radio on Fiber）等に適している．特に，無線通信は高速・大容量化のためにはミリ波帯等の高い周波数を利用する必要があることから，このような周波数域における高効率な電気光学光変調器の開発は非常に重要である．

共振器電極を用いたものを含めて従来の電気光学変調器では，コプレナー線路構造の変調電極が用いられてきた．これによって，基板表面上で，ホット電極とグランド電極とを接近させることができ，高電界を生じさせることができる[1,2]．一方，マイクロストリップ線路は，最もよく利用される線路構造で，伝搬損失，線路配置の自由度，給電の容易さ等の面では一般的に有利である．また，グランド電極の電位が安定であることから，特に，ミリ波帯での動作において，不要共振などの影響を抑えることが比較的容易である．しかし，電極間に強い電界が誘起されないため，電気光学変調器の電極としての利用は困難であった．本稿で述べる光変調器は，マイクロストリップ結合線路を変調電極に用い，結合線路に奇対称伝搬モードを励振させることにより，マイクロストリップ線路構造の変調電極でありながら，高電界を誘起させることが可能で，それによって効率的な光変調が期待できる．[3,4]

一方，共振電極による光変調器のミリ波動作における課題の一つとして，光波とマイクロ波信号との相互作用を担う電極の長さが変調波の周波数に逆比例して短くなり，周波数の高い領域では，変調効率に限界が生じることがある．この解決方法として，高次共振電極と基板の結晶ドメインの分極反転構造を用いて[5,6]，光波と変調波の位相整合条件を保ちながら長尺電極が可能な構造の検討も行った．

本稿では，まず，等角写像の手法を用いてマイクロストリップ結合線路の電界分布を解析的に求め，それを基に，マイクロストリップ結合線路による共振器電極の特性を検討し，さらに，60GHz 帯で試作した光変調器の基礎実験の結

果を述べる．さらに，分極反転構造を用いた高次共振電極変調器についても，その動作原理の説明と 26GHz での試作・実験の結果について述べる．

2．共振器型電極電気光学変調器

2-1. マイクロストリップ結合線路の解析

図１に，マイクロストリップ結合線路用いた光変調素子の基本構造を示す．図のように，両端を接続した２本のマイクロストリップ線路からなる結合線路を共振電極として用いている．２本の線路からなる結合線路では，伝搬モードとして，奇モードと偶モードが存在する[7]．図２には，断面内での２つのモードの電界分布を計算したものであるが，奇モードでは，グランド電位に対して正負が逆の電圧が両線路に生じるため，線路間に強い電界が誘起される．したがって，奇モードによる共振動作を実現させれば，マイクロストリップ線路構造でありながら，光導波路に高電界が印加され，効率的な光変調が期待できる．

ここでは，はじめに，等角写像法を用いてマイクロストリップ平行結合線路の解析を行う．図３に断面寸法を示す．本解析では，TEM 波の伝搬を仮定し，中心導体に電位 V_0 が与えられたときの断面内の電位分布を等角写像法で求め，それを基に，両モードの伝搬特性を求める．ここではまず，電気光学結晶（$LiNbO_3$,$LiTaO_3$ など）の比誘電率がかなり大きいことを利用して，誘電体共振器の解析で用いられることもある，誘電体と空気の界面を磁気壁とする近似

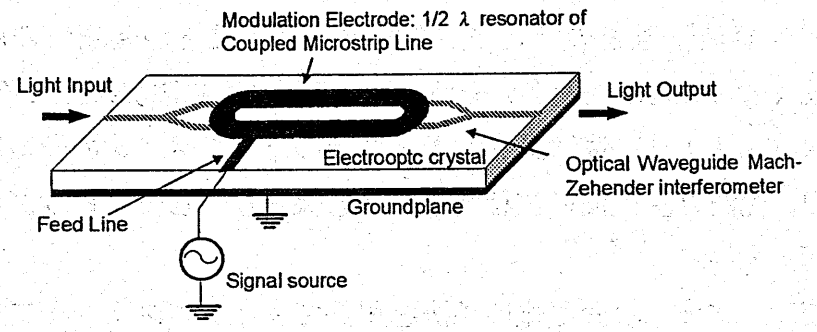


図１　マイクロストリップ平行結合線路電極
を用いた共振器型変調器

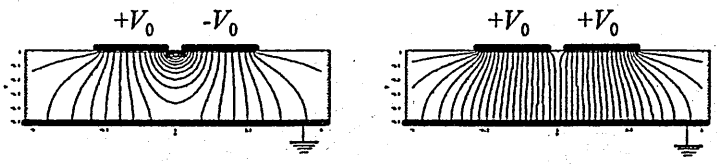


図２　奇モード(a)および偶モード(b)の電界分布（電気力線）

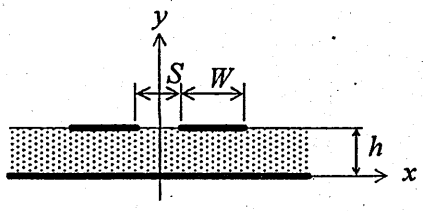


図３　平行結合線路の断面構造

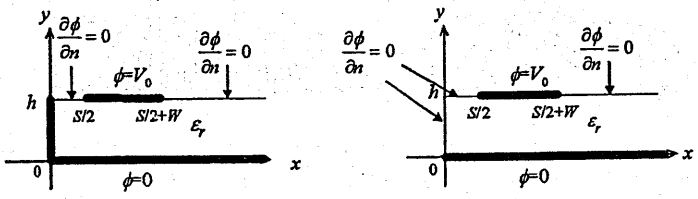
方法を用いる．また，奇モード，偶モードの対称性から，図４に示すような左右半分の領域を図のような境界条件で解析する．

計算では，Schwarz-Christoffel 変換を２度行い，図４の電極構造（z 平面:$z=x+jy$）を図５平行平板構造（w 平面:$w=u+jv$）に変換する．以下は，求めた z-w の変換式である．

奇モード：

$$z=\frac{2h}{\pi}\operatorname{arcsinh}\left\{\sqrt{a}\,\mathrm{sn}\left[-j\,\mathrm{K}'(a/b)w,\,a/b\right]\right\}$$
$$w=j\frac{1}{\mathrm{K}'(a/b)}\mathrm{F}\left[\arcsin\left(\frac{1}{\sqrt{a}}\sinh\frac{\pi}{2h}z\right),\frac{a}{b}\right] \qquad (1)$$

$$\begin{cases} a=\sinh^2\dfrac{\pi S}{4h} \\ b=\sinh^2\dfrac{\pi(S/2+W)}{2h} \end{cases}$$



(a) 奇モード　　(b) 偶モード

図４　z 平面での境界条件

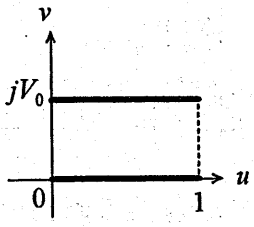


図５　w 平面

偶モード：

$$z=\frac{2h}{\pi}\operatorname{arcsinh}\left\{\sqrt{a\,\mathrm{sn}^2\left[-j\,\mathrm{K}'(a/b)w,\,a/b\right]-1}\right\}$$

$$w=j\frac{1}{\mathrm{K}'(a/b)}\mathrm{F}\left[\arcsin\left(\sqrt{\frac{1+\sinh^2\dfrac{\pi}{2h}z}{a}}\right),\frac{a}{b}\right] \qquad (2)$$

$$\begin{cases} a=\sinh^2\dfrac{\pi S}{4h}+1 \\ b=\sinh^2\dfrac{\pi(S/2+W)}{2h}+1 \end{cases}$$

ただし，F(z,m)は m を母数とする第１種楕円積分，K(m)は第１種完全楕円積分，K'(m)は第１種補完全楕円積分，sn(z,m)はヤコビの楕円関数である．ここで，w 平面では縦軸方向の v が電位 ϕ に対応する．先の図２の電気力線は，式(1)で u を一定にして描いた曲線である．また，Cauchy-Riemann の微分方程式の関係が満足されることから，電界強度は

$$|E| = \left|\frac{dw}{dz}\right|. \tag{3}$$

線路の回路定数については以下で表される.

$$\begin{cases} C = \varepsilon I_e \\ G = \omega \varepsilon I_e \tan\delta \\ R = \dfrac{R_s I_{e2}}{2I_e^2} = \dfrac{I_{e2}}{2I_e^2}\sqrt{\dfrac{\omega\mu}{2\sigma}} \\ L = \dfrac{\mu}{I_e} + \dfrac{\mu\delta I_{e2}}{2I_e^2} = \dfrac{\mu}{I_e} + \dfrac{\mu I_{e2}}{\sqrt{2\sigma\mu\omega}I_e^2} \end{cases} \tag{4}$$

ただし，$I_{e2} = \oint_{\text{電極表面}} E_n^2 ds$ ，$I_e = \oint_{\text{ホット電極表面}} E_n ds$ ，R_s とσはそれぞれ電極材料の表面抵抗と導電率，ωは伝搬波の角周波数である．ここで，E_n は線路電圧 V_0=1V とした時の電極表面での電界の法線成分で，導体表面では$|E|$=E_nである．したがって，式(1)～(3)より E_n を求め，それを基に式(4)より線路の回路定数が求まり，最終的に以下の関係より，両モードの伝搬定数γ，特性インピーダンス Z_cが解析的に計算できる．

$$\begin{aligned} \gamma &= \sqrt{(R + j\omega L)(G + j\omega C)} \\ Z_c &= \sqrt{\frac{R + j\omega L}{G + j\omega C}} \end{aligned} \tag{5}$$

今回の計算では，電極間に非常に強電界を誘起することを想定しているので，式(4)の L の式にあるように，電極の内部インダクタンスも考慮する必要がある．計算した構造は，実際に作製する変調電極の形状を想定し，表１に示す形状を基に，線路間隔 S を変化させたときの線路の特性を求めた．

表１　計算における基本構造

W	50 μm
h	0.25 mm
基板	$LiNbO_3$

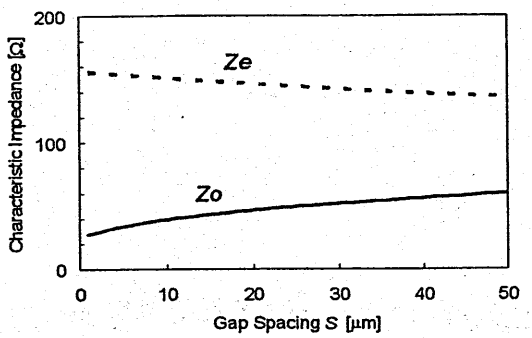


図６　線路間隔 S と特性インピーダンス Z_c の関係

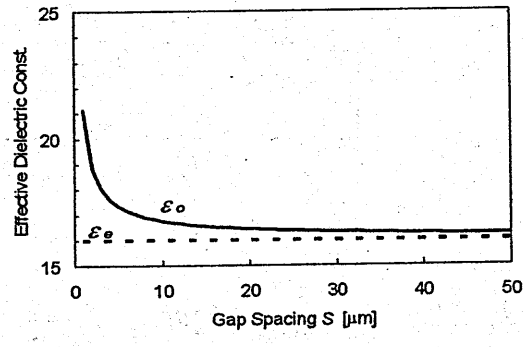


図７　線路間隔 S と実効誘電率の関係

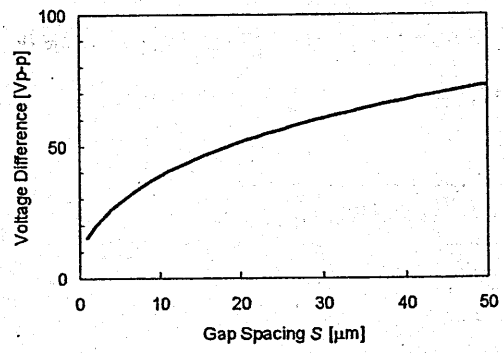


図８　線路間隔 S と実効誘電率の関係

図６より，特性インピーダンス Z_c について，S の減少に対して奇モードの Z_c は減少するが，偶モードでは逆に増加する．これは，奇モードでは線路間に電位差があるので S の減少に従い，電極間容量が増加してインピーダンスが下がるのに対して，偶モードでは，２本の電極は同電位なので $S\rightarrow 0$ で幅 2W の

単一線路に等価となり，インピーダンスが逆に上昇する．

また，図７から，奇モードではSが小さくなると顕著に，実効誘電率が増加することが分かる．これは，変調電極の構造では電極表面に高電界を誘起させるので，それに伴い，内部インダクタンスが増加するためである．今回の計算では，基板表面に磁気壁を仮定しているので，常に奇モードの実効誘電率が偶モードのそれを上回る結果となっている．

2-2. 変調電極への応用

結合線路には奇モードと偶モードが独立に伝搬しうるので，実際に図１にあるように平行結合線路に入力線路を接続した場合，図９の回路のように，それぞれのモードに対応対する共振線路がつながっていると考える必要がある．ただし，線路が両端で接続されているので，奇モードに対しては短絡条件が満足され，偶モードに対しては開放状態なので，線路端効果による終端容量が追加されている．入力線路の給電点は２本の結合線路の一方にのみ想定しているので，その点での電圧，電流は図に示した関係を満たす必要がある．両伝搬モードは実効誘電率が異なり（図８），また，偶モードのみに線路端効果も生じる

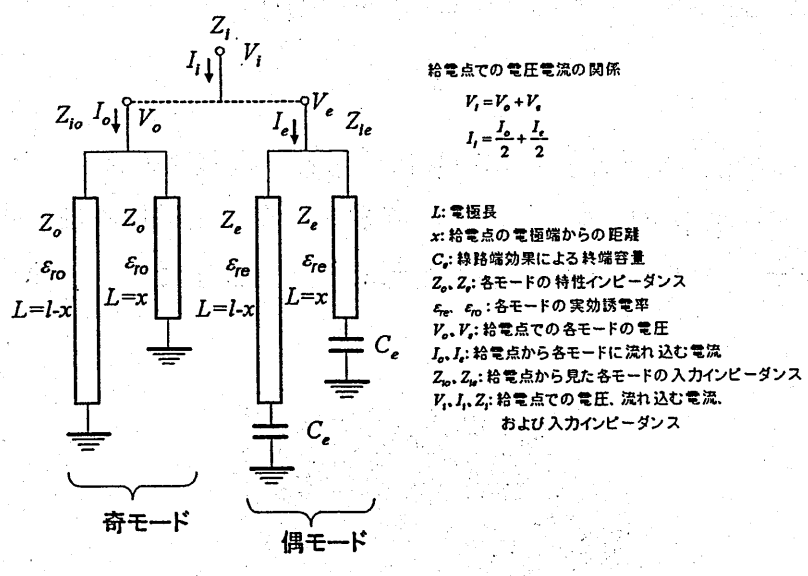


図９　結合線路共振器の等価回路表現

ので（図９の終端容量），共振周波数は互いに異なると考えられる．共振周波数から離れた周波数では，共振回路の入力インピーダンスはほぼ純虚数になることから，奇モードの共振周波数において，入力線路とインピーダンス整合する位置に給電点を設ければ，奇モード共振のみを励振することが可能であると考えられる．

2-3. 設計・試作

基板に 0.25mm 厚の *z*-cut $LiNbO_3$ 結晶を用いて，実際に 60GHz 帯で光変調器の試作実験を行った．基本共振モードである半波長共振電極を用い，電極長と入出力結合位置（給電点）は，上記解析結果を用い計算し，平面回路シミュレータで寸法の微調整を行った．入力線路は 50Ωの単一線路で，基板側面において同軸コネクタから給電される．電極長は 0.54mm である．

導波路は，チタンの熱拡散法を用い作製し，導波路幅は 1.3μm 光での単一モード伝搬を考慮して 6μm とした．導波路作成後，基板表面に 0.13μm 厚の SiO_2 バッファ層を形成し，その上に 1μm 厚の金属 Al 膜からなる電極を形成した．図１０には，作成した素子の電極部分の顕微鏡写真を示している．また，図にはないが，光学位相バイアス調整用の電極も同様に干渉計内に形成し，基板裏面には Al 膜によるグランド電極を全面に形成した．

2-4. 実験

試作した素子は，Ｖコネクタが取り付けられた金属製のフィクスチャに，裏面を導電性ペーストで固定し，素子の固定とグランド電位の均一化を図った．光入出力では，光ファイバによる端面間の直接結合を行い，光源には 1.3 μm

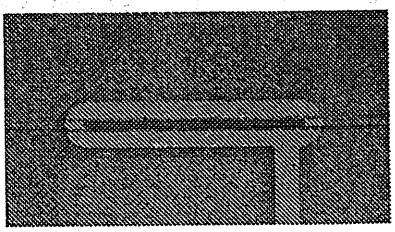


図１０　電極部分の顕微鏡写真

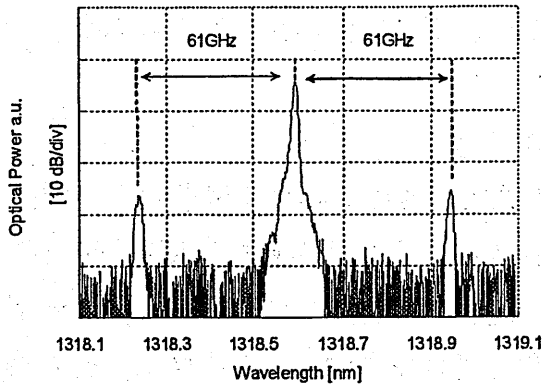


図１１　変調光のスペクトル

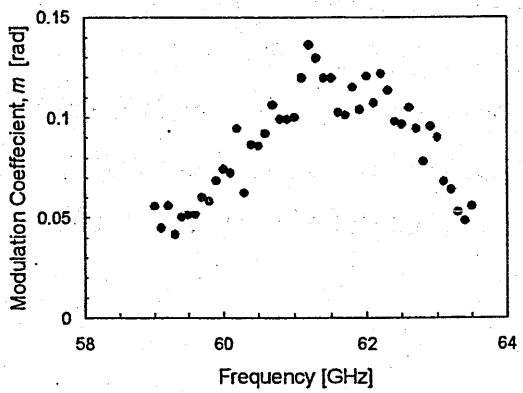


図１２　光変調度の周波数特性

CW の YAG レーザを用いた．出力光は光スペクトルアナライザで観測した．図１１は，観測した出力光の波長スペクトルの一例である．側波帯成分が対称的に観測されており，光変調動作が確認できる．図１２は，実際に観測した変調度の周波数特性を示す．61 GHz 付近で最大の変調指数，100 mW 入力電力換算で約 0.13rad が得られ，電極長が 0.54 mm と非常に短いにもかかわらず高効率な変調動作が確認できる．電極長 1 cm に換算した最大変調度は 2.4 rad･cm である．周波数は設計値 60GHz に対して 2%程異なるが，これは基板の異方性による計算誤差によると思われる．

3．分極反転構造を用いた高次共振電極光変調器

3-1. 基本構造と動作原理

次に，共振器電極の電極長に依存する変調効率の制限を解消するために提案した分極反転構造を用いた高次共振電極光変調器の基本構成を図１３に示す．本構成においては，電極長が変調波に対して高次モードで共振するよう，半波長の整数倍に対応する長さを有するものとする．その場合，複数個の腹を持つ定在波が励振されるが，今，７倍高調波を例にとって説明すると，図１４(a)に示すように定在波が励振され，その瞬時電圧分布は同図(b)となる．光変調効率を検討するためには，ある瞬間に入射した光波が電極下を通過する間に，光波が見る電界の場所による変化を求める必要がある．図１４(c)には，基板に$LiTaO_3$，共振周波数を 26GHz と仮定し，光波が左から右に伝搬する際に光波の走行時間による定在波の位相遅れを考慮して求めた，光波の見る電界の変化を示したものである．この図からわかるように，光波の走行時間と定在波の位相

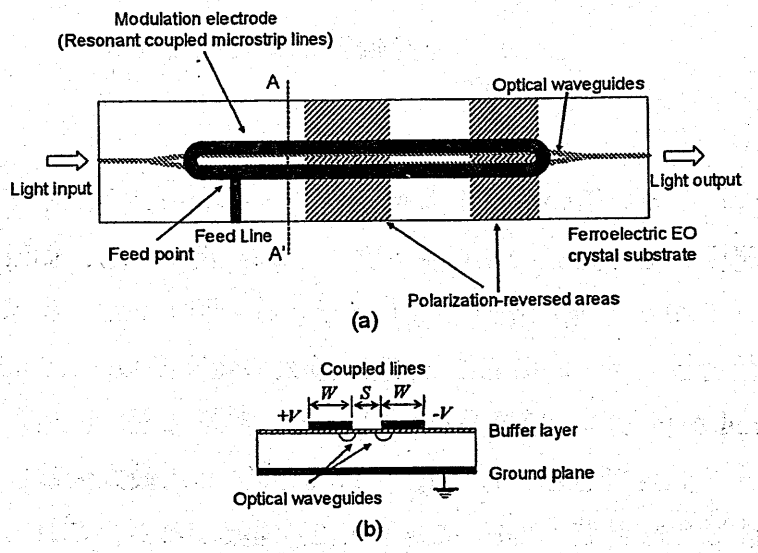
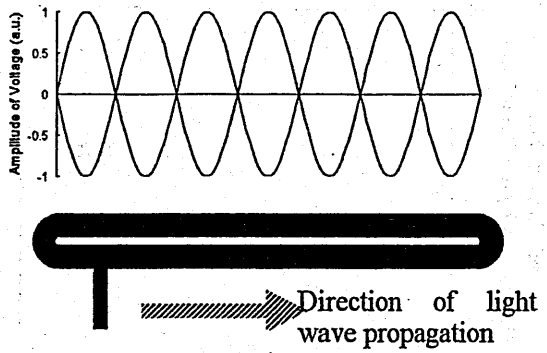
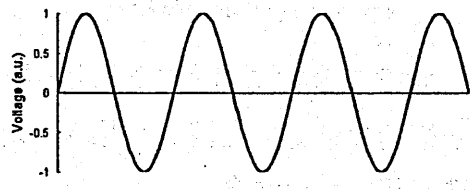


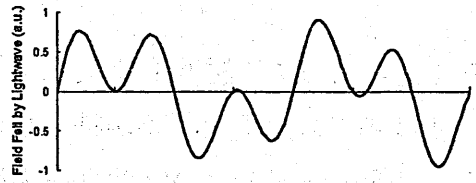
図１３　高次共振電極と分極反転構造を用いた
光変調器の基本構成
(a)平面度，(b)A-A'で切り取った断面図



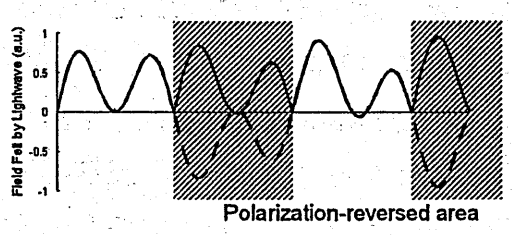
(a) Standing wave and resonant electrode



(b) Field of standing wave at an instant



(c) Field felt by light wave



(d) Applying the polarization-reversed structure

図１４　高次共振電極と定在波(a)，および，
分極反転構造による変調効率向上の原理
(b-d)

変化により，光波の感じる電界の極性が逆転する領域が生じる．そのため，光波に与えられた誘導位相変化が逆の極性の部分で相殺され，最終的な変調効率は非常に小さいものとなる．そこで，図１４(d)に示すように，光波の感じる電界の極性が逆転する部分において，基板の自発分極の方向を反転し電気光学効

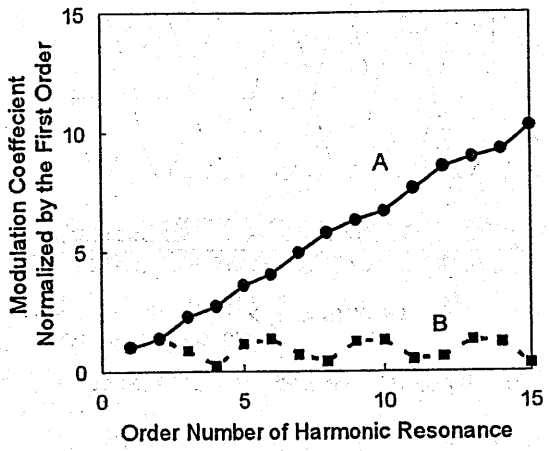


図１５　共振の次数に対する変調指数，A:分極反転構造を最適に配置した場合，B:分極反転構造を用いない場合

果の極性も逆転させることによって，誘導位相変化が相殺されることなく，導波路中で常に蓄積され変調効率の大幅な改善が期待される．

図１５は，このような高次モードを用いた共振電極において，分極反転を最適位置に形成した場合と分極反転構造を形成しない場合の光変調指数を，共振の次数に対して計算したものである．ここで，共振電極中の定在波の振幅は各次数において一定とし，変調指数は基本共振（半波長共振）の場合を１として規格化している．図からわかるように，分極反転構造を用いない場合には，高次共振を用いて電極長を伸ばしても，誘導位相変化が相殺され変調指数が減少し，それに対して，分極反転構造を用いれば次数にしたがって変調指数が増大することがわかる．これによって，共振器型変調器の変調指数の制限要因を取り除き，高次共振を起こす長尺な電極を用いることで高効率な変調が実現できることがわかる．この構成は，ミリ波帯のような変調波の波長が短い場合には非常に有効である．

3-2. 実験

実際に本構成における変調動作を確認するために実験を行った．基板には，分極反転工程を考慮し，0.4 mm 厚の z-cut $LiTaO_3$ 結晶を用いた．変調電極には

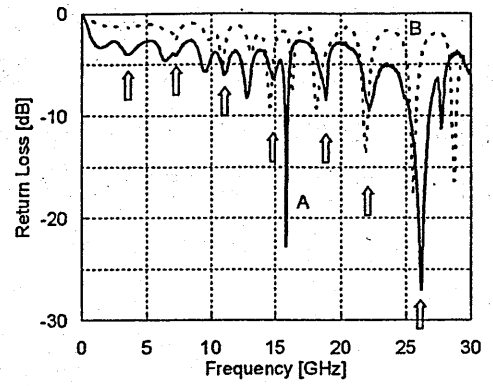


図１６　７次共振電極の周波数特性

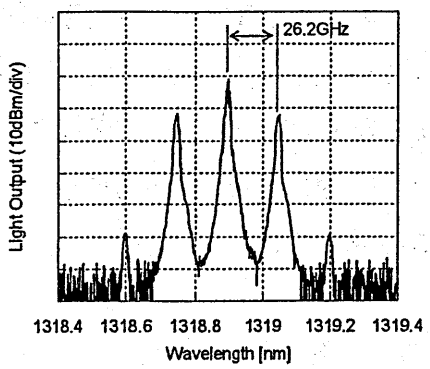


図１７　変調光のスペクトル

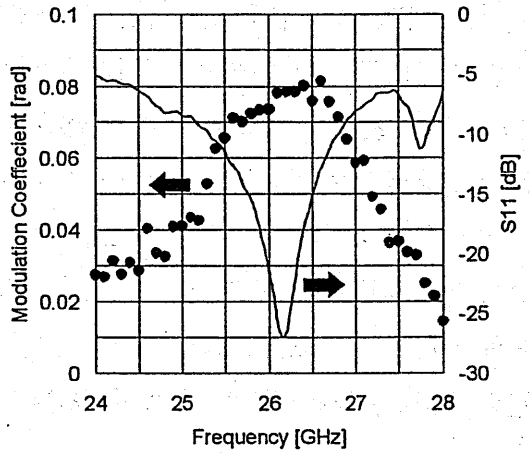


図１８　変調係数の 100mW 入力換算値と
電極の反射損の周波数特性

図１３に示すように両端短絡のマイクロストリップ結合線路を用い，26GHz での７倍共振の電極を設計した．電極長は半波長共振の約７倍の ~~3.09~~ 2.03 mm，線幅 48 μm，線路間隔 22 μm である．マッハツェンダー干渉計の導波路間隔は 20 μm である．

光導波路は安息香酸によるプロトン交換法で作製し，導波路幅は 1.3 μm 光での単一モード伝搬を考慮して 5 μm とし，１２時間の処理で交換深さは約 1.5 μm である．素子作成後，プロトン交換による電気光学効果の劣化を回復させ

るため，400 ℃，１ｈの空気中でのアニールを行った．導波路作成後，基板表面に 0.1 μm 厚の SiO_2 バッファ層を形成し，その上に 1 μm 厚の金属 Al 膜からなる電極パターンを形成した．また，先と同様に光学位相バイアス調整用の電極も同様に干渉計内に形成し，基板裏面には Al 膜によるグランド電極を全面に形成した．

3-3. 実験

図１６は，電極の反射特性である．図中の矢印は奇モード共振によると思われる反射極である．７次共振は約 26.2 GHz に観測されている．計算結果とはわずかに異なるが，結晶の異方性などにより精度の誤差が生じたものを考えられる．図１７は，26.2 GHz での出力光の波長スペクトルの一例である．対称的な２次の側波帯までが観測されており，光強度変調がなされていることが確認できる．図１８は，100 mW 入力換算した光変調度の周波数特性を示す．奇モードの７倍共振周波数付近で，変調度のピークが観測されている．最大変調度は約 0.08 rad と比較的小さな値であるが，これは，プロトン交換の際の電気光学係数の減少や分極反転構造の不完全さなどがその原因と考えられ，改善の余地があるものと考えられる．以上の結果より，高次共振電極と分極反転構造を用いた共振器型変調器の基本動作は実験的に確認でき，本構成の有効性が示された．

４．まとめ

マイクロストリップ結合線路からなる共振器型電極を用いた導波路型電気光学変調器を紹介し，60 GHz で試作実験を行い，ミリ波帯での有効性を確認した．また，共振器型変調素子の高周波動作において，共振器長が短くなることによる変調効率の制限要因を解消する手段として，高次共振電極と分極反転構造を用いた変調素子構造を提案し，26 GHz での設計・試作実験によりその基本動作を確認した．

文　献

[1] T. Sueta, and M. Izutsu, "Integrated optic devices for microwave applications," *IEEE Journal of Microwave Theory and Techniques,* vol.38, no.5, pp.477-482, 1990.

[2] T. Kawanishi, S. Oikawa, K. Higuma, Y. Matsuo, and M. Izutsu, "$LiNbO_3$ resonator-type optical modulator with double-stub structure," *Electronics Letters,* vol.37, no.20, pp.1244-1246, 2001.

[3] A.Enokihara, H.Yajima, M.Kosaki, H.Murata and Y.Okamura, "Guided-wave electro-optic modulator using resonant electrode of coupled microstrip lines," *Electronics Letters,* vol.39, no.23, pp.1671-1673, 2003.

[4] A.Enokihara, H.Furuya, H.Yajima, M.Kosaki, H.Murata and Y.Okamura, "60 GHz guided-wave electro-optic modulator using novel electrode structure of coupled microstrip line resonator," *IEEE MTT-S International Microwave Symposium 2004 Digest,* vol.3, pp.2055-2058.

[5] W.Wang, R.Tavlykaev and R.V.Ramaswamy, "Bandpass traveling-wave Mach-Zehender modulator in $LiNbO_3$ with domain reversal," *IEEE Photonic Technology Letters,* vol.9, no.5, pp.610-612, 1997.

[6] H.Murata, A.Morimoto, T.Kobayashi and S.Yamamoto, "Optical pulse generation by electrooptic-modulation method and its application to integrated ultrashort pulse generators," *IEEE Journal of Selective Topics in Quantum Electronics,* vol.6, no.6, pp.1325-1331, 2000.

[7] K. C. Gupta, R. Grag, I. J. Bahn, "Microstrip lines and slotlines," Artech House, Inc., Norwood, MA, USA, 1979.

発行　　財団法人　輻射科学研究会
事務局　〒572-0833 寝屋川市初町18-8
大阪電気通信大学内
http://www.osakac.ac.jp/misc/fukken/