

輻射科学研究会技術報告
Technical Report of RSSJ
RS00-01

共振波長と通過帯域が調整可能な 結合器形光共振器の設計

Design of the Coupler-type Optical Resonator Tunable on
the Resonance Wavelength and Pass-band Width

坂上 忠 岸岡 清
Tadashi Sakagami and Kiyoshi Kishioka

大阪電気通信大学・光システム工学科
Department of Lightwave Sciencies,
Osaka Electro-Communication University.

2000年5月19日(金)
(於 大阪電気通信大学 寝屋川学舎)

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

1. まえがき

近年、通信容量の拡大に伴い、高密度波長多重通信システムに組み込まれる狭帯域な特性をもつ共振器形の波長合／分波器の研究が盛んに行われている [1]-[4]。光共振器は急峻な波長選択性を有しているが、その特性は構造パラメータの製作誤差や使用時の環境の変化等による構造パラメータの変動の影響を受け易く、設計どおりの動作を確保するのが難しいとされている。それを改善するために、製作後に外部からパラメータを補正する方法がとられる。これに関して筆者らも、反転 $\Delta\beta$ 結合器 [7] を用いた導波路形光共振器において、共振波長と共振波長特性(通過帯域)を別々に調整できる方法を提案している [5],[6]。提案された共振器では LiNbO_3 基板の表面に配置された電極の印加電圧を調整することによって、外部から特性を制御できる。

本報告では、提案された共振器の製作を想定して、導波路パラメータと電極構造の設計例が示される。設計された光共振器について、印加電圧に対する共振波長の変化及び通過帯域の変化のシミュレーション結果が示され、それによって、動作原理が確認されている。同時に、特性の調整に必要な印加電圧の大きさも見積もられている。また、動作原理についても述べられ、共振器からの出力光パワーを与える簡便な式も与えられる。

2. 動作原理

図1に共振波長と通過帯域が調整可能な反転 $\Delta\beta$ 結合器光共振器が示されている。 LiNbO_3 基板上にTi拡散で作られた導波路1(W.G.1)および2(W.G.2)が方向性結合器を構成している。一方の導波路(W.G.1)の両端面に金属薄膜ミラーが設置され共振器が構成されている。もう一方の導波路(W.G.2)は光の入出力に用いられる。基板表面には、導波路上に置かれた電極Eと導波路外に置かれた電極A、B、C、Dが設置されている。これらの電極に電圧を印加することで基板内の屈折率を変えることができる。 L は結合器の長さである。

中央電極Eと他の4つの電極間に同じ大きさのバイアス電圧 V_0 を加えると、結合器(両導波路)全体の屈折率が変わり、各導波路の伝搬定数は β から $\beta + \Delta\beta$ に変化する。これによって、共振器の光学的距離が変化し、その結果、共振波長が変わる。さらに、結合器の前半部と後半部で符号の反転した変動電圧 $\pm\Delta V$ を印加すると、2導波路間に伝搬

軸方向に沿って符号が反転した伝搬定数差 $\Delta\beta$ を発生させることができる。これによって、反転 $\Delta\beta$ 結合器としての動作が得られる。 $\Delta\beta$ の値を変えることで共振器へのパワー移行率を変えることができ、これにより共振波長特性の調整が可能となる。共振器内では前半と後半で伝搬定数差の符号が反転するため、その光学的距離は変化せず、すなわち、 ΔV による共振波長の変化なしに、パワー移行率のみを制御できると予想される。このように図1に示す構造を用いると、共振波長と共振波長特性を別々に制御できると期待される。

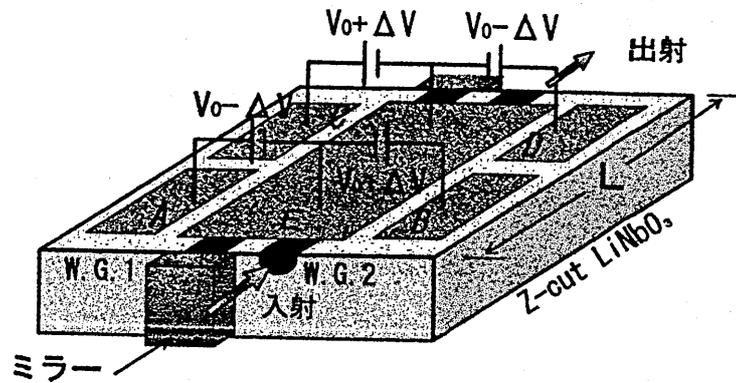


図1 反転 $\Delta\beta$ 結合器形光共振器

上で述べた動作原理を確かめるために、図2には出射光パワー P_{out} の計算結果が示されている。各図の横軸は波長に対応する βL で目盛りされている。図2(a)は共振波長の $\Delta\bar{\beta}L$ に対する変化を示したものである。 $\Delta\bar{\beta}L$ によって曲線の零点に対応する共振波長が変化することがわかる。

一方、図2(b)は共振波長特性の $\Delta\beta L$ に対する変化を示したものである。 $\Delta\beta L$ によって波長レスポンスが変化しているのがわかる。この2つの図においては $\Delta\beta$ と $\Delta\bar{\beta}$ のそれぞれの役割を示すために、一方の値を零に設定してある。図2(c)には、2つのパラメータが独立して働くことを示すための1例として、 $\Delta\bar{\beta}L = 1.5$ の時の共振波長特性が示されている。 $\Delta\beta L$ を変化させても共振波長の変化は見られず、上で予想した通り、 $\Delta\beta L$ と $\Delta\bar{\beta}L$ は独立に働くことがわかる。図には比較のために $\Delta\bar{\beta}L = 0$ 、 $\Delta\beta L = 0$ の特性も破線で示されている。また、 l は結合器の結合長を表している。

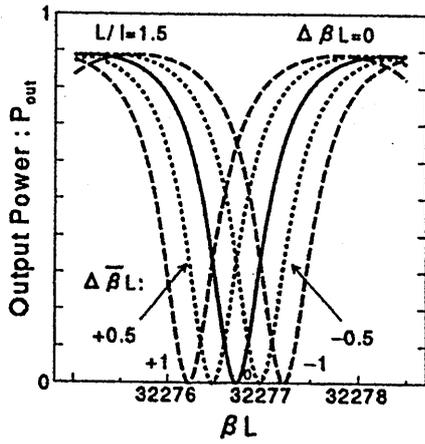


図 2(a) 共振波長の変化

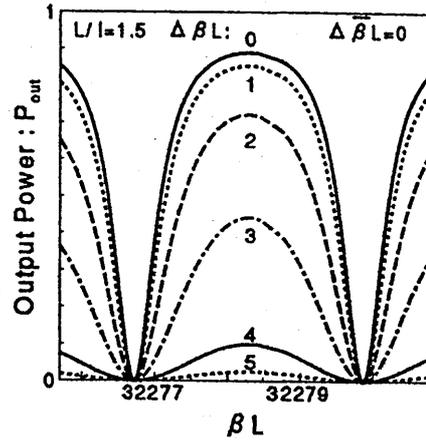


図 2(b) 通過帯域の変化

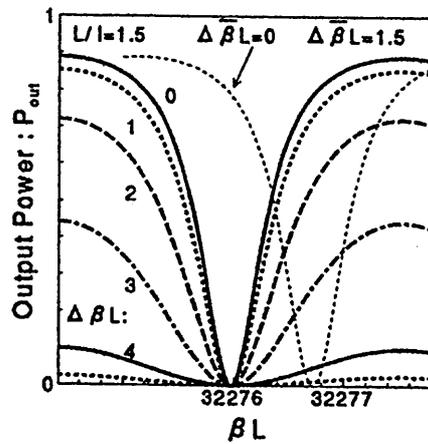


図 2(c) 共振波長と通過帯域の調整の独立性

以下では、反転 $\Delta\beta$ 結合器のパワー移行率が $\Delta\beta$ を変えることによって制御できることを、よく知られた Switching-diagram[7] を用いて説明する。図 3(a) に Switching-diagram が示されている。実線は \otimes -state、破線は \ominus -state を表している。例えば L/l の値が 2 である結合器において、 $\Delta\beta L$ の値を零から増加させると、図中の矢印(破線)に沿って状態が変化する。すなわち、 \ominus -state から \otimes -state を経て、再び \ominus -state へと変化するようになる。このパワー移行率の変化を図 3(b) に示してある。 $\Delta\beta L$ を変えるとパワー移行率を 0 から 1 まで大きく変化できることがわかる。

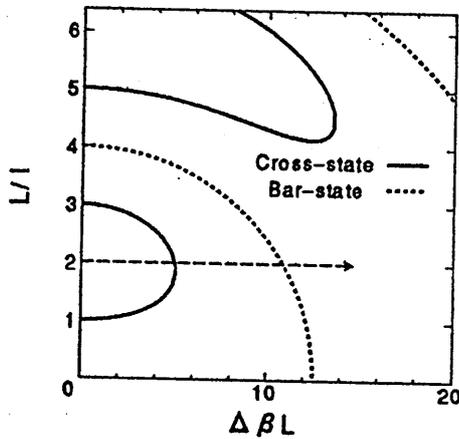


図 3(a) Switching-diagram

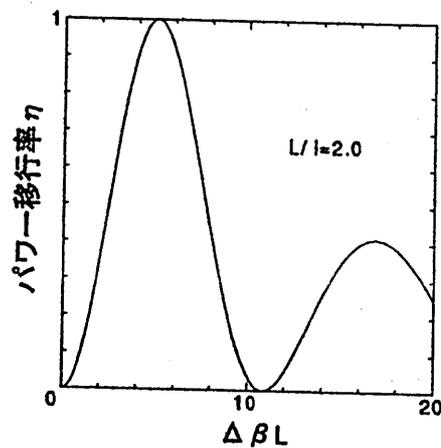


図 3(b) $\Delta\beta L$ に対する η の変化

3. 基本式の導出

ここでは、考えている結合器形光共振器の出射光パワーを計算するのに必要な式を導出し、それより、共振条件を導く。さらに導かれた式より、共振条件は $\Delta\beta L$ のみに依存し、一方、通過帯域は $\Delta\beta L$ のみによって決まることを明らかにする。

図 4 中の R, S は各導波路を伝搬するモードの振幅を表し、+と-の添え字はそれぞれ z 方向の正、負方向に伝搬するモード振幅を表している。また、 R, S の括弧内の文字は、 z の座標を表している。正、負各

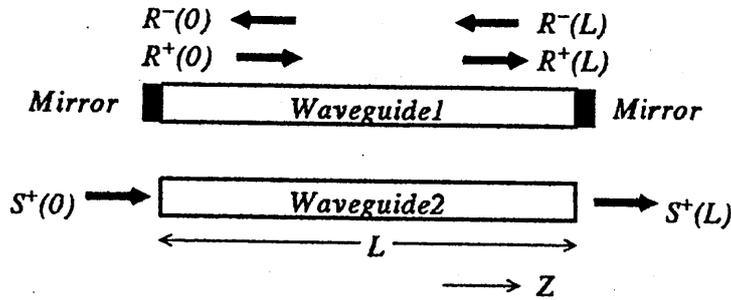


図4 方向性結合器形光共振器内のモード振幅

方向について、伝搬に伴う位相推移 ϕ を考慮すると、

$$\begin{pmatrix} R^+(L) \\ S^+(L) \end{pmatrix} = \hat{F} \begin{pmatrix} R^+(0) \\ S^+(0) \end{pmatrix} e^{-j\phi} \quad (1)$$

$$\begin{pmatrix} R^-(0) \\ S^-(0) \end{pmatrix} = \hat{F} \begin{pmatrix} R^-(L) \\ S^-(L) \end{pmatrix} e^{-j\phi} \quad (2)$$

の関係が成立する。ここで、 \hat{F} は反転 $\Delta\beta$ 結合器の伝送行列 [7] である。また、 $\phi = (\beta + \Delta\beta)L$ であり、 β は導波路が単独に存在するときの伝搬定数である。共振器側の導波路の両端には完全反射鏡が形成されているものと仮定して、両端での境界条件 $R^+(0) = -R^-(0)$ 、 $R^-(L) = -R^+(0)$ を考慮して、式 (1)、(2) より、 $\frac{S^+(L)}{S^+(0)}$ を求め、それより、導波路 2 からの出力光パワーを $P_{out} = \left| \frac{S^+(L)}{S^+(0)} \right|^2$ として求めると、

$$P_{out} = \frac{4f_{11}^2 \sin^2 \phi}{1 + f_{11}^4 - 2f_{11}^2 \cos 2\phi} \quad (3)$$

となる。ここで、 f_{11} は行列 \hat{F} の (1,1) 要素で、

$$f_{11} = 1 - 2 \left(\frac{C}{q} \right)^2 \sin^2(qL) \quad (4)$$

で与えられる [7]。 $q = \sqrt{\left(\frac{\Delta\beta}{2} \right)^2 + C^2}$ 、 C は両導波路間の結合係数である。式 (3) より、

$$\phi = N\pi \quad (N = 0, 1, 2, \dots) \quad (5)$$

の共振器の共振条件が満たされるとき、出力光強度 P_{out} が零となることがわかる。すなわち、共振点は $\Delta\bar{\beta}L$ の値だけで決まり、 $\Delta\beta L$ には依存しないことがわかる。一方、 P_{out} の波長レスポンスは f_{11} の波長依存性によって決まる。すなわち、 f_{11} に含まれる $\Delta\beta$ に依存し、 $\Delta\bar{\beta}$ には依存しないことがわかる。

4. 電極の設計

前節の動作原理の説明では動作原理を一般的に述べるために電極構造の詳細を無視して、 $\Delta\bar{\beta}$ と $\Delta\beta$ はそれぞれ独立して制御ができると仮定されていた。ここでは、 $\Delta\bar{\beta}$ と $\Delta\beta$ をそれぞれ V_0 と ΔV によって、独立に制御できる電極構造について検討する。

図5に考えている電極構造を示す。電極は結合器の軸に対して左右対称の構造をしている。導波路の上に配置された中央電極(図1ではE)と両側の電極(図1ではA~D)の間に同じ電圧 V_0 を印加すると、中央電極の下にはほぼ一様な x 方向(基板の深さ方向)の電界 E_x が発生し、両導波路の断面内にも同じ強さの電界が発生すると期待できる。基板の電気光学効果によって両導波路には同じ屈折率変化 $\Delta n(x, y) = -\frac{1}{2}\gamma_{13}E_x(x, y)n^3(x, y)$ が与えられ、これによって一様な伝搬定数差 $\Delta\bar{\beta}$ を両導波路内に発生させることができる。両側の電極に同じ電圧 V_0 を印加した場合の電極下に発生する E_x の分布が図6(a)に実線でプロットしてある。電極の中央に配置された両導波路には予想通り同じ強さの電界が与えられることがわかる。次に、両側の電極に $\pm\Delta V$ の奇対称の電圧を印加すると、これによる電界分布も奇対称となり、 $y=0$ でその符号が入れ替わることが予想される。このように、 $\pm\Delta V$ の奇対称の電圧を印加することにより、2つの導波路には方向が逆の大きさが等しい電界 $\pm\Delta E_x$ が発生し、それによって、両導波路には $\mp\frac{\Delta\beta}{2}$ の伝搬定数差が生じることが期待できる。図6(a)の破線は、バイアス電圧 V_0 に $\pm\Delta V$ の奇対称電圧を重畳した場合の E_x の分布がプロットされている。2つの導波路の分布を見ると、 V_0 によるバイアス電界を基準にして $\pm\Delta V$ による変動成分 ΔE_x による非対称性が現れている。したがって、それぞれの導波路には $\Delta\bar{\beta} \mp \frac{\Delta\beta}{2}$ の伝搬定数差の変化が与えられ、しかも、 $\Delta\bar{\beta}$ の値は V_0 により、 $\Delta\beta$ の値は ΔV によりそれぞれ独立して制御できると期待できる。

以下では E_y 成分による影響が調べられている。図6(b)に E_y の電界

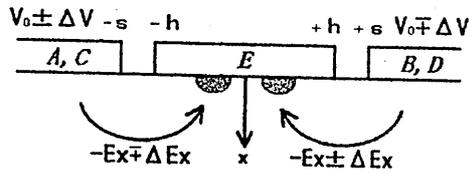


図5 電極構造

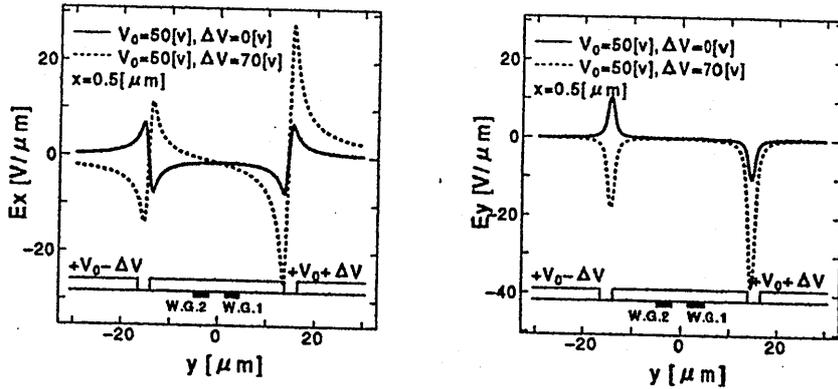


図6(a) 電極下の電界 E_x の分布 図6(b) 電極下の電界 E_y の分布

分布がプロットしてある。図中の実線は V_0 によって発生する電界分布である。また、破線はバイアス電圧 V_0 に $\pm\Delta V$ の奇対称電圧を重畳した場合の E_y の電界分布である。導波路が形成されている中央電極の下 ($y=0$ 近傍) では E_y は E_x に比べて小さく、 E_y による屈折率の変化は無視できる。従って、上で述べた様に、 V_0 で発生する E_x の対称分布と、 ΔV_0 で発生する ΔE_x の奇対称分布により、 $\Delta\beta$ と $\Delta\beta$ は独立して制御できることがわかる。なお、図6に示した電界分布は中央電極幅 $28\mu\text{m}$ 、電極間幅 $1\mu\text{m}$ に設計された場合のものである。

電界分布は、文献[8]を基にして、等角写像を用いて計算された。バイアス電圧 V_0 に $\pm\Delta V$ の奇対称電圧を重畳した場合の電界分布は、 V_0 を印加したときの対称分布と、 ΔV を印加したときの奇対称分布をそれぞれ別に計算し、その和として得ている。

5. シミュレーション結果

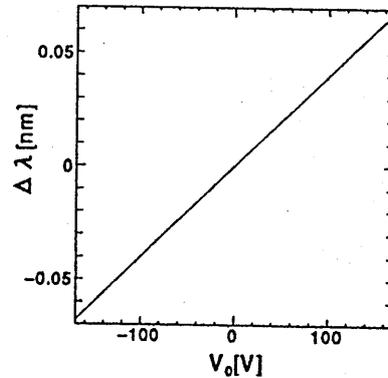
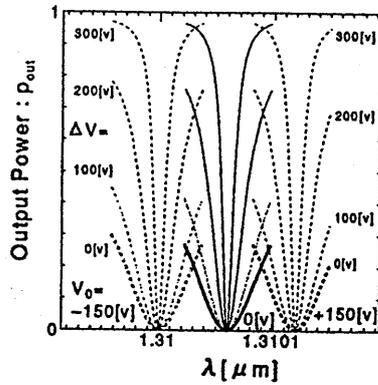


図7 V_0 と ΔV に対する特性の変化 図8 V_0 に対する共振波長の変化

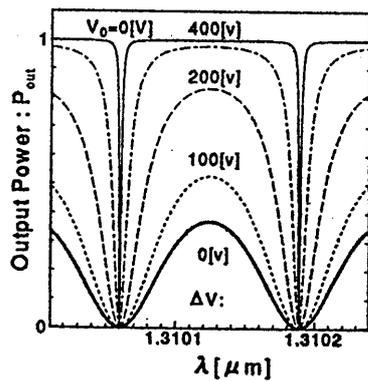


図9 通過帯域の変化

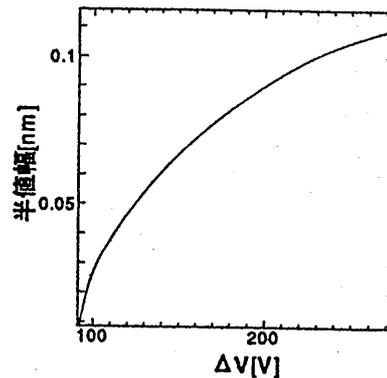


図10 ΔV に対する半値幅の変化

ここでは、上で与えられた電極構造において計算された印加電圧に対する共振特性の変化を示す。図7は V_0 と ΔV の両方を同時に変えた場合の計算結果である。横軸に波長 λ 、縦軸に P_{out} をとっている。 $V_0 = 0$ を中心に、 ± 150 [V] の電圧を印加したときの共振波長の変化と、それぞれのバイアス電圧 ($V_0 = \pm 150$ [V]) において、 ΔV を 0 ~ 300 [V] の範囲で 100 [V] 間隔で印加したときの共振波長特性の変化が示されている。実線は $V_0 = 0$ 、 $\Delta V = 0$ のときの共振波長特性である。各 V_0 に於いて ΔV を変化させても、共振波長が変わることなく、共振波長レスポンスが変

化している。図8には V_0 に対する共振波長の依存性を見るために、 V_0 を連続的に変化させ、各 V_0 での共振波長の変化 $\Delta\lambda$ をプロットしてある。共振波長は V_0 に比例して変化しているのがわかる。 $V_0 = \pm 150[V]$ に対して、 $\Delta\lambda = \pm 0.06[nm]$ の変化が得られている。

次に、通過帯域幅の ΔV に対する依存性を見てみる。図9に、 $V_0 = 0$ として、 ΔV を変化させて得られた共振波長特性がプロットされている。図10には、通過帯域の半値幅 (50%通過帯域) が ΔV に対してプロットされている。

図7~10に示された曲線は式(3)を用いて計算された。計算に必要な β 、 $\Delta\beta$ 、 $\Delta\beta$ 及び C の値は表1~3に示したパラメータに対して、等価屈折率法[9]を適用して各印加電圧、波長に対して求められた。なお、計算ではTEモード動作が想定されている。表2の拡散条件は、等価屈折率法を用いて等価屈折率を求めるのに必要な拡散深さを得るために使用される。

表1 共振器のパラメータ

導波路幅	W	μm	6
導波路間隔	S_{cc}	μm	12
結合器の長さ	L	mm	3
結合長	l	mm	3.84

表2 Tiの拡散条件 (1000°C/Ar 雰囲気中)

Ti膜厚	τ	\AA	300
拡散時間	h		6

表3 電極の寸法

中央電極幅	D_E	μm	28
電極間隔	D_G	μm	1

6. まとめ

提案された光共振器の電極構造で発生する電界分布を計算し、印加電圧に対する共振波長と通過帯域幅(共振波長特性)の変化を数値シミュレーションによって示した。

文献

- [1] A.Safaai-Jazi and C.Chang;"Spectral Characteristics of Coupled-Waveguide Fabry-Perot Resonators and Filters", IEEE, J. Quantum Electron., vol.32, No.6, pp.1063-1069(1996).
- [2] Y.H.Ja;"Optical Vernier Filter with Fiber grating Fabry-Perot resonators", applied optics, vol.34, No.27, pp.6164-6167(1995).
- [3] 斎藤, 遠藤, 山本, 小山田;"ファブリペロ形 Ti:LiNbO₃ 光導波路フィルタ特性", 信学会総合大会, C-3-179, p.345(1998).
- [4] 土居, 岸岡;"方向性結合器形光共振器の特性", 信学会総合大会, C-3-180(1998).
- [5] 坂上, 岸岡;"共振特性が調整可能な方向性結合器形光共振器", 電気関係関西支部大会, G10-3(1999).
- [6] 坂上, 岸岡;"反転 $\Delta\beta$ 結合器を用いた光共振器の共振特性", 信学会総合大会, C-3-22(2000).
- [7] H.Kogelnik and R.V.Schmidt;"Switched directional couplers with alternating $\Delta\beta$ ", IEEE, J.Quantum Electron., vol.QE-12, No.7, pp.396-401(1976).
- [8] O.G.Ramer: "Integrated Optic Electrooptic Modulator Electrode Analysis", IEEE, J. Quantum Electron., vol.QE-18, No.3, pp.386-392 (1982).
- [9] G.B.Hocker and W.K.Burns;"Mode dispersion in diffused channel waveguides by the effective index method", Appl.Opt., vol.16, pp.113-118(1977).

輻射科学研究会技術報告
Technical Report of RSSJ
RS00-02

擬似スタジアム型半導体レーザの
共振器固有モード
Resonator eigenmodes in quasi-stadium
laser diodes

福嶋丈浩
T. Fukushima

岡山県立大学情報工学部情報通信工学科
Dept. of Communication Eng., Okayama Prefectural Univ.

2000年5月19日 (金)
(於 大阪電気通信大学寝屋川学舎 R号館2階R-200号室)

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

擬似スタジアム型半導体レーザの
共振器固有モード
Resonator eigenmodes in quasi-stadium
laser diodes

福嶋丈浩
T. Fukushima

岡山県立大学情報工学部情報通信工学科
Dept. of Communication Eng., Okayama Prefectural Univ.

あらまし

2つの半円を2本の直線で結んだ2次元的なスタジアム型の共振器は、古典カオスならびに量子カオスのモデルとして興味を持たれている。しかしながら、このような共振器をレーザの共振器として用いたときに得られる固有モードについては、これまで十分に検討が行われていない。本報告では、2つの曲面ミラーと2つの側壁ミラーにより構成される擬似的なスタジアム型共振器を有する半導体レーザに対して共振器固有モードの解析を行った。共振器のパラメータを変化させることで、リング形にビームが伝搬する固有モードや指向性の強い複数のビームが共振器内部を伝搬する固有モードなど従来の半導体レーザでは得られない多彩な固有モードが現れることを示した。さらに、これらの共振器固有モードを制御する方法についても検討を行った。

1. はじめに

半導体レーザの横モード制御は、応用上極めて重要な技術である。特に、光ディスク用の半導体レーザでは、単に基本横モードで発振するだけでなく、低ビームアスペクト比や低非点隔差などの良好なビーム特性が要求される。そのため、横モードの制御に

は実屈折率の変化を利用して狭ストライプに光を閉じ込める実屈折率導波構造が一般的に用いられる[1], [2]. 一方, 高出力用の半導体レーザでは, 活性領域の光密度を低減するために, ワイドストライプ構造が用いられる. 特に, 端面ミラーの曲率により横モードを制御する不安定共振器半導体レーザは, 回折限界に近い良好なビームが得られること, 大きなモード体積が得られること, モードの選択性に優れている(基本モードと高次モードの回折損失の差が大きい)ことから高出力動作に適している[3], [4]. このように, 実用的な半導体レーザは, 横モードが導波路構造または端面のミラー構造のいずれかで制御されている. これらのレーザ共振器の固有モードについては, これまで十分な解析が行われている.

一方, これらの実用的な共振器とは異なり, 2つの半円を2本の平行な直線で結んだ二次元的なスタジアム型の共振器は, 共振器内部に形成される古典的な軌跡(粒子や光線の軌跡)がカオス的となることから, 量子カオスならびに古典カオスのモデルとしてカオス研究者の興味を集めている[5]~[9]. このようなスタジアム型の共振器をレーザの共振器に応用する研究も行われている. 半導体レーザは, 活性層に対して垂直な方向の横モードが層構造により一様に制御できることやRIE (Reactive Ion Etching) などの微細加工技術を用いて複雑な共振器構造が作製できることから, 二次元的なスタジアム型共振器を構成するのに適している. これまでに, 平面と曲面の2つの端面ミラーを側壁ミラーで繋いだ擬似スタジアム型半導体レーザ[10]や円形の共振器を引き延ばしたデフォーム型半導体レーザ[11]が作製され, 出力ビーム特性が調べられている. これらのレーザ共振器からは, いずれも指向性の強い複数の出力ビームが観測されている. 著者らは, これまでにFox-Liモード計算法に側壁ミラーによる全反射の効果を取り入れた解析方法を提案するとともに上記の擬似スタジアム型半導体レーザに対して共振器固有モードの解析を行い, 実験で得られた出力ビーム特性を説明することができた[12]. しかし, 一般的に

共振器固有モードは共振器パラメータに大きく依存する。このような特殊な形状を有するレーザ共振器については、これまで共振器パラメータと固有モードの関係が十分に調べられていない。

そこで、本報告では擬似スタジアム型共振器を典型的な3種類の共振器条件に分類して、系統的に共振器固有モードを解析した結果[13]について述べる。解析結果から、共振器パラメータを変化させると共振器の光軸に沿ってビームが伝搬するエルミート・ガウスモードの他に側壁ミラーで全反射しながらリング形にビームが伝搬するリング型モードや共振器内部に指向性の強い複数のビームが形成される固有モードが現れることを明らかにした。これらの共振器固有モードは、従来の導波路構造や端面ミラーによる横モード制御法では得られない極めて特異なモードである。これらの共振器固有モードを自在に制御できれば、半導体レーザの高機能化、多機能化を図ることが可能であると考えられる。本報告では、これらの共振器固有モードを光学的または電氣的に制御する方法についても検討を行った。

2. レーザの構造と解析モデル

解析を行った擬似スタジアム型半導体レーザの構造を図1に示す。レーザ共振器は、曲率半径が R である対称な2つの曲面ミラーと2つの側壁ミラーにより構成される。共振器長 L は、2つの曲面ミラーの間隔と定義し、共振器幅 W は2つの側壁ミラーの間隔と定義した。なお、共振器の4隅にある非励起領域は、側壁ミラーにおける高次の全反射を防ぐ目的で設けられている。この領域に入射した光は強い吸収を受ける。

次に、解析方法について述べる。今回の解析では、簡単化のために以下の仮定を行った。まず、共振器内部は一様に励起されており、実効屈折率は一様であるとした。また、共振器の内部を伝搬するビームの強度は十分弱く、空間的なホールバーニングの効果は無視できるとした。さらに、側壁ミラーの全反射による位相シフトは小さく無視できるとした。

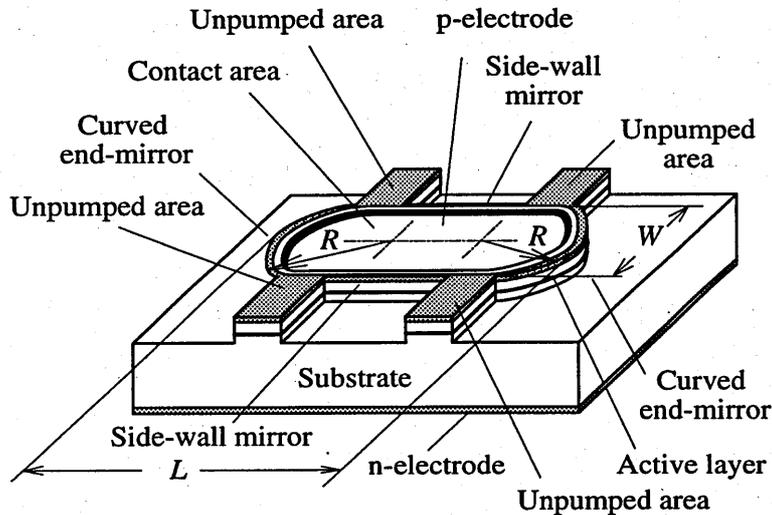


図1 疑似スタジアム型半導体レーザの素子構造
Fig. 1 Schematic diagram of quasi-stadium laser diode.

共振器固有モードの解析は、古典的なFox-Liモード計算法に基づいている[14]。Fox-Liモード計算法は、球面ミラー対で構成されるレーザ共振器の固有モードを数値的に計算する方法として広く用いられている。本計算法では、まず、計算の初期条件として片側のミラー上に適当な電界分布を仮定する。次に、対向するミラーに伝搬する電界の分布をHuygens積分を実行することにより求める。さらに、求めた電界分布に基づいて、再びもとのミラーに伝搬する電界分布を計算する。このような周回計算を繰り返すことにより、回折損失の大きい高次モードの成分が減衰して、最終的に電界分布が回折損失の最も小さい共振器固有モードに収束する。ただし、計算を繰り返すと回折損失により電界の振幅が全体的に低下するので、周回ごとに振幅を規格化する必要がある。

著者らは、このようなモード計算法を2次元の疑似スタジアム型共振器に応用するために次の改良を行った[12]。まず、活性層に対して水平な方向の電界分布が計算できるように、Huygens積分に対してFresnel近似を行い、水平方向と垂直方向に変数分離を行った。さらに、側壁ミラーにおける全反射の効果を加えるため

に、側壁ミラーによって映し出される端面ミラーの虚像を考え、これらの虚像から伝搬するビームを計算に取り入れた。図2に左の曲面ミラーから右の曲面ミラーに光が伝搬する際に共振器の両側に映し出される端面（曲面）ミラーの虚像を示す。このような方法を用いれば、左の曲面ミラーから右の曲面ミラーへの光の伝搬は、次式で表すことができる。

$$E_r(z_r, x_r) = \sqrt{\frac{j}{\lambda}} \sum_n \int_{curve} E_l(z_l, x_l) \sqrt{\frac{z_r - z_l}{(x_r - x_l)^2 + (z_r - z_l)^2}} \times \exp\left[-jk\left\{(z_r - z_l) + \frac{(x_r - x_l)^2}{2(z_r - z_l)}\right\}\right] \cos\theta dr \quad (1)$$

ここで、 $E_r(z_r, x_r)$ と $E_l(z_l, x_l)$ は、それぞれ右と左の曲面ミラー上

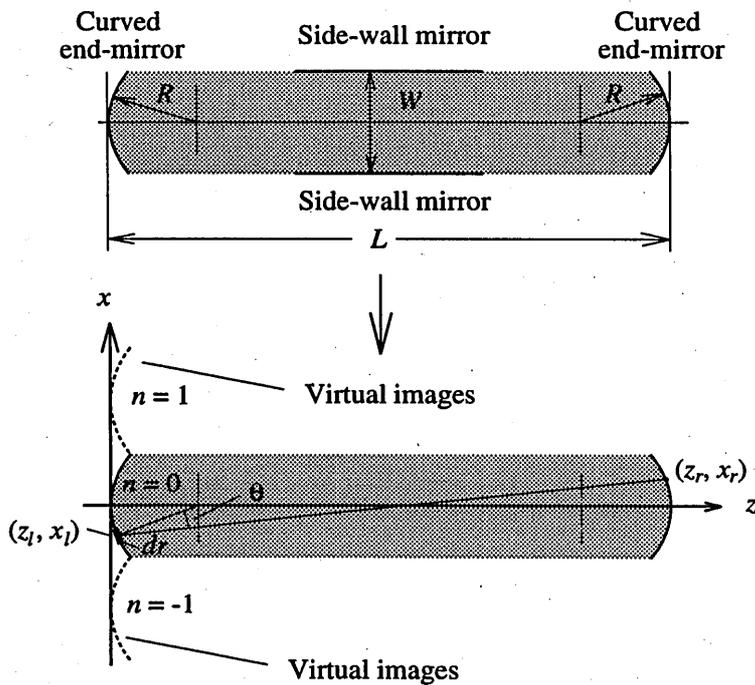


図2 擬似スタジアム型共振器の計算モデル
Fig. 2 Calculation model for quasi-stadium resonator.

の電界分布を表す. $\lambda = \lambda_0/n_{\text{eff}}$ と $k = 2\pi n_{\text{eff}}/\lambda_0$ は, 共振器内部における光の波長と波数であり, λ_0 と n_{eff} は真空中における光の波長と半導体レーザの実効屈折率を示している. n は, 図2に示すように曲面ミラーの像の番号を表している. 本計算では, 側壁ミラーにおける最低次の全反射のみを考慮しているため, 曲面ミラーの虚像は共振器の両側にそれぞれ1つずつ設けた. $\cos\theta$ は傾斜係数であり, θ は曲面ミラー上の線素 dr の法線と直線 (z_l, x_l) - (z_r, x_r) のなす角を表している. 式(1)の積分は, 曲面ミラーに沿って実行することを意味している. 全く同様に, 右の曲面ミラーから左の曲面ミラーへの光の伝搬は次式で表すことができる.

$$E_l(z_l, x_l) = \sqrt{\frac{j}{\lambda}} \sum_n \int_{\text{curve}} E_r(z_r, x_r) \sqrt{\frac{z_r - z_l}{(x_r - x_l)^2 + (z_r - z_l)^2}} \times \exp\left[-jk\left\{(z_r - z_l) + \frac{(x_r - x_l)^2}{2(z_r - z_l)}\right\}\right] \cos\theta dr \quad (2)$$

まず, 初期条件として左の曲面ミラー上に適当な電界分布を仮定する. 本計算では, 曲面ミラーの頂点に点光源を仮定した. 次に, 式(1), (2)を用いて, 曲面ミラー上の電界分布が一定になるまで周回計算を繰り返す. 本計算では, 曲面ミラーを600ポイントに分割して数値積分を行っている. このとき求めた電界分布が回折損失の最も小さい基本モードである. 計算を開始してから, 共振器を m 回往復したときの曲面ミラー上の電界分布を $E_l^{(m)}(z_l, x_l)$ と表せば, 共振器固有モードの周回固有値 γ は, 次式で定義される.

$$\gamma = \lim_{m \rightarrow \infty} \frac{E_l^{(m+1)}(z_l, x_l)}{E_l^{(m)}(z_l, x_l)} \quad (3)$$

したがって、固有モードに対する周回当たりのパワ結合係数は、 $\Gamma = |\gamma|^2$ と表すことができ、回折損失は $1 - \Gamma$ と表せる。実際の数値計算では、周回ごとに Γ の値を求め、 Γ の変化が 10^{-7} 以下に収束するまで計算を繰返している。

次に、回折損失の大きい高次モードを求めるには、初期条件として基本モードを含まない電界分布を曲面ミラー上に仮定する。全く同様に、式(1)、(2)の積分を繰返し、曲面ミラー上の電界分布を計算する。このような初期条件から計算を始めた場合、理論的には電界分布が基本モードに収束することはないが、実際の計算では、数値誤差が蓄積して再び基本モードに収束することがある。本計算では、周回ごとに電界分布から基本モードの成分を除くことにより、基本モードに解が集束することを防いでいる。このようにして、高次の固有モードを回折損失の小さい順に求めることができる。

曲面ミラー上の電界分布が求めれば、回折積分を用いて共振器内部におけるビームのパターンが計算できる。しかし、ビームが小さく絞られる場合や回折損失が大きい場合は、ビームの光強度を同一のスケールで表示することが困難である。本計算では、共振器全体に渡ってビーム伝搬の様子がはっきりと表示できるように、共振器の軸に対して垂直な方向の光強度の分布が常に等しい最大値を示すように規格化を行ってビームを表示している[12]。

周りが完全に閉じた共振器の固有モードを解析する方法として、Helmholtzの方程式を適切な境界条件を与えて解く方法がある[11]。この方法は、正確な電界分布が得られる反面、共振器内部に形成される定在波の電界分布が求まるため、共振器内部におけるビーム伝搬の様子が理解しにくい欠点がある。一方、本解析で用いたモード計算法は、Fresnel近似を用いているため、共振器長 L が共振器幅 W に比べて十分大きくなければ計算の精度が悪くなる欠点があるが、レーザ発振の立ち上がりを再現した計算方法であり、共振器内部を伝搬するビームを右向きと左向きのそれぞれの伝搬方向に分けて表示することができる。そのため、共振器内

部におけるビーム伝搬の様子が直感的に理解できるという大きな利点を有している。

3. 共振器固有モードの解析結果および考察

本章では，共振器パラメータを変化させて固有モードを計算した結果について述べる。以下の各節では，2つの曲面ミラーの曲率の中心が一致する共心型共振器条件，2つの曲面ミラーの焦点が一致する共焦点型共振器条件，そして，ビームが大きく広がりながら共振器内部を伝搬する不安定共振器条件の3種類の共振器条件に分類して共振器固有モードを計算した結果を示す。

3. 1 共心型共振器条件における固有モード

図3は，共心型共振器条件における固有モードを計算した結果を示しており，上から回折損失の小さい共振器固有モードを並べている。これらの共振器固有モードを回折損失の小さい順に Mode1, Mode2, …と呼ぶことにする。図3では，共振器を右向に伝搬するビームのパターンを表示しているが，本共振器では，右向に伝搬するビームと左向に伝搬するビームの形は同じになる。共振器パラメータは，共心型共振器の条件 ($L=2R$) を満たすように $L=600\mu\text{m}$, $W=60\mu\text{m}$, $R=300\mu\text{m}$ に設定した。また，半導体レーザの実効屈折率は $n_{\text{eff}}=3.3$ とし，波長は $\lambda_0=830\text{nm}$ とした。本共振器において回折損失の最も小さい固有モード (Mode1) は，軸方向にビームが伝搬するエルミート・ガウスモードの基本モードであることがわかる。本共振器の高次モードとして，エルミート・ガウスモードの高次モードの他に Mode3, Mode4 のようにビームが側壁ミラーで全反射しながら共振器内部をリングを描いて周回するリング型モードが存在することがわかる。なお，図4は曲面ミラーにおける Mode3 と Mode4 の光強度分布を表している。曲面ミラー上では，時計回りと反時計回りの2つの方向から伝搬してきたビームが重なり，干渉縞が現れる。Mode3 と Mode4 は一見同じモードに見えるが，曲面ミラー上での光強度の分布が相補的であり，固有値がわずかに異なる。このことから，2つの

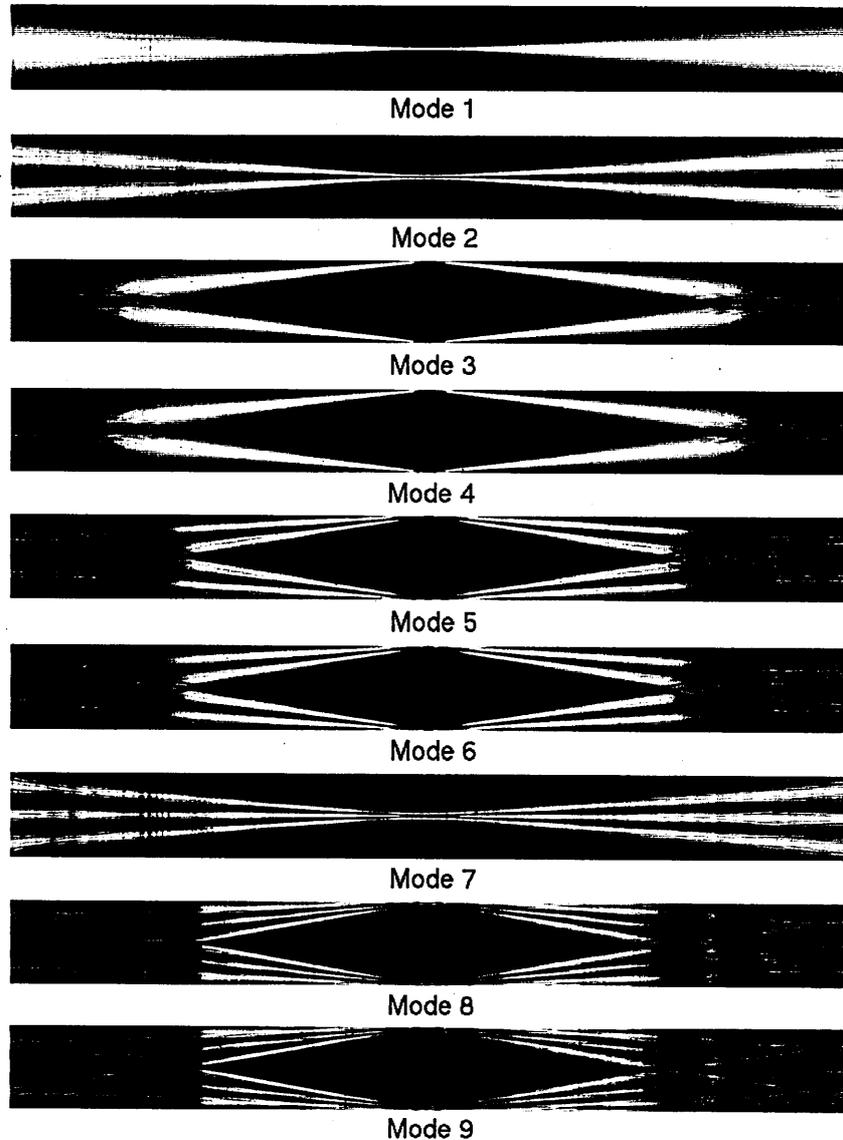


図3 共心型共振器条件における固有モード
 Fig. 3 Resonator eigenmodes in concentric condition.

モードを区別して表示した。また、Mode5とMode6およびMode8とMode9は、リング型モードの高次モードであると考えられる。このように、共心型共振器条件ではビームが共振器の軸方向に伝

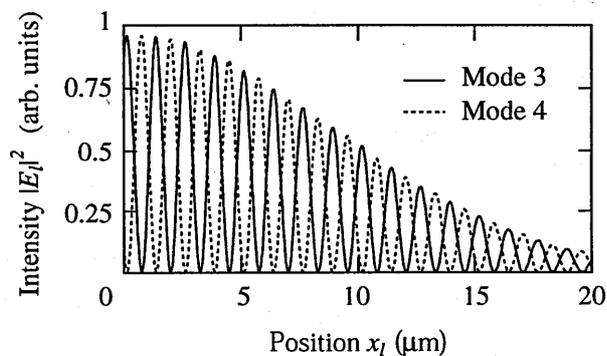


図4 曲面ミラー上における共振器固有モードの光強度分布
 Fig. 4 Intensity profiles of resonator eigenmodes on the curved end mirror.

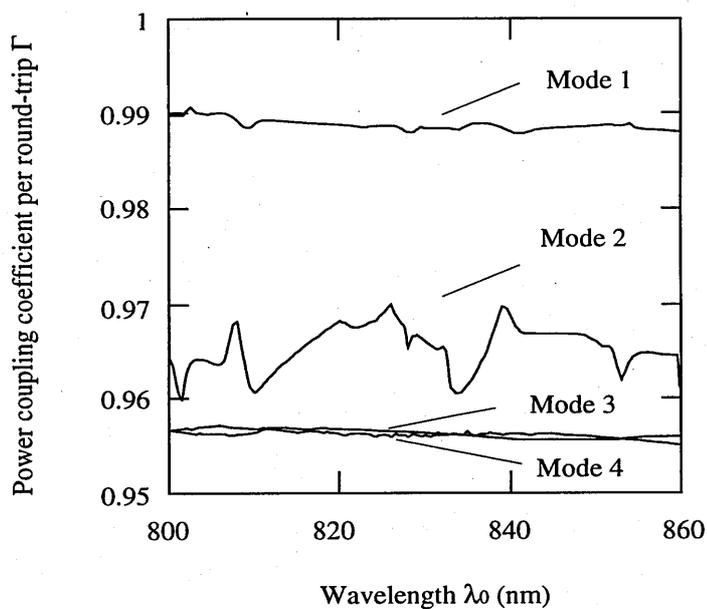


図5 固有モードに対するパワ結合係数のスペクトル
 (共心型共振器条件)
 Fig. 5 Spectra of power coupling coefficients for resonator eigenmodes in concentric condition.

搬するエルミート・ガウスモードの他にビームがリングを描いて共振器内部を周回するリング型モードが存在することがわかる。

図5は、Mode1からMode4の共振器固有モードに対してパワ結

合係数 Γ のスペクトルを計算した結果を示している。Mode2において、多少のリップルが見られるが、各モードに対する Γ の値は、ほとんど波長に依存しないことがわかる。

本解析では、共振器固有モードの次数が回折損失のみで決まるが、実際の半導体レーザにおいては、端面のミラー損失や反射面のラフネスによる散乱損失などがモードの選択性に影響を与えると予想される。実際には、これらの損失の総和が最も小さい共振器固有モードでレーザ発振が起こると予想される。

3. 2 共焦点型共振器条件における固有モード

図6は、共焦点型共振器条件における固有モードを計算した結果を示しており、上から回折損失の小さい共振器固有モードを並べている。共振器パラメータは、共焦点型共振器の条件 ($L=R$) を満たすように $L=600\mu\text{m}$, $W=60\mu\text{m}$, $R=600\mu\text{m}$ に設定した。また、半導体レーザの実効屈折率は $n_{\text{eff}}=3.3$ とし、波長は $\lambda_0=830\text{nm}$ と

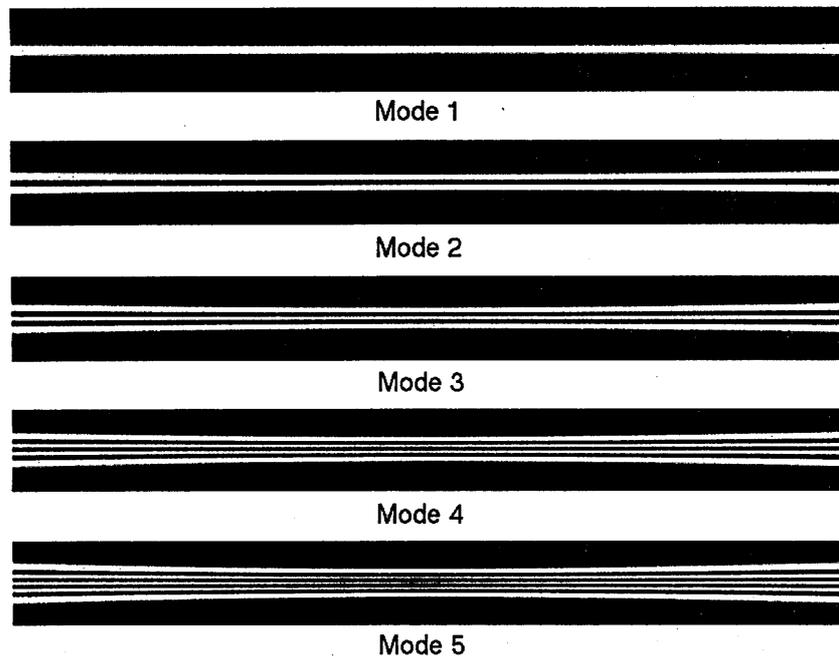


図6 共焦点型共振器条件における固有モード
Fig. 6 Resonator eigenmodes in confocal condition.

した。共焦点型共振器条件では、計算で得られた低次の9個の固有モードはすべて軸方向にビームが伝搬するエルミート・ガウスモードであり、モードの次数が増える度に、節の数が1つずつ増えることがわかる。図6には低次の5つのモードのみを示した。

共焦点型共振器条件におけるエルミート・ガウスモードは、ビームの広がり角が共心型共振器条件におけるエルミート・ガウスモードに比べて小さく、曲面ミラーの端部で生じる回折損失が小さい。そのため、基本モードと高次モードの回折損失の差が小さくなる。このようにモード間の回折損失の差が小さい場合には、Fox-Liモード計算法では、高次モードが緩やかに減衰するため、解が収束するために必要な周回計算の回数が極端に大きくなる。本計算では、解が収束するまでに20,000回以上の周回計算を行っている。また、リング型の固有モードが得られない理由は、リング型モードの基本モードよりエルミート・ガウスモードの高次モードの方が回折損失が小さいためであると考えられる。リング型モードを得るためには、エルミート・ガウスモードの高次モードに対する回折損失が大きくなるように共振器の幅や曲面ミラーの曲率半径を設定する必要があると考えられる。

本共振器条件では、解が収束するのに時間を要するため、パワー結合係数のスペクトルを詳細に求めることは困難であるが、共心型共振器条件の解析結果から推測すると、共焦点型共振器条件においても、パワー結合係数は、波長にほとんど依存しないと予想される。

3.3 不安定共振器条件における固有モード

本節では、不安定共振器条件における固有モードを解析した結果について述べる。不安定共振器条件では、ビームが大きく広がりながら共振器内部を伝搬するため、側壁ミラーが共振器固有モードに与える影響が極めて大きい。そのため、これまでに解析を行った共心型や共焦点型の安定共振器とは全く異なった共振器固有モードを示す。共振器パラメータは、共振器が構造的に不安定になる条件 $(1-L/R)^2 > 1$ を満たすように $L=600\mu\text{m}$, $W=60\mu\text{m}$,

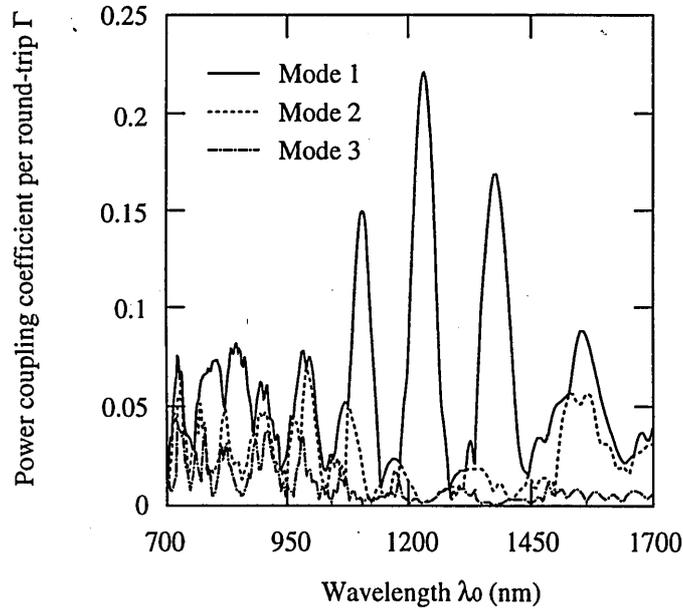


図7 固有モードに対するパワ結合係数のスペクトル
(不安定共振器条件)

Fig. 7 Spectra of power coupling coefficients for resonator eigenmodes in an unstable resonator condition.

$R=60\mu\text{m}$ に設定した。また、半導体レーザの実効屈折率は $n_{\text{eff}}=3.3$ とした。図7は、共振器固有モードに対してパワ結合係数 Γ のスペクトルを計算した結果を示している。ここでは、回折損失が小さい低次の3つのモードだけを示している。図5に示した共心型共振器条件に対する計算結果と比較すると、 Γ の波長依存性が大きく、さらに、基本モードと高次モードのパワ結合係数の差が大きいことがわかる。次に、パワ結合係数が最大になる(すなわち回折損失が最小となる)波長 $\lambda_0=1230\text{nm}$ で共振器固有モードを求めた。図8は、回折損失の小さい順に3つの共振器固有モードを示している。なお、これらの図はいずれも左の曲面ミラーから右の曲面ミラーへ伝搬するビームのパターンを示している。安定共振器条件では、共振器内部を伝搬するビームの形状はいずれも左右対称であったが、不安定共振器条件では、共振器を伝搬する

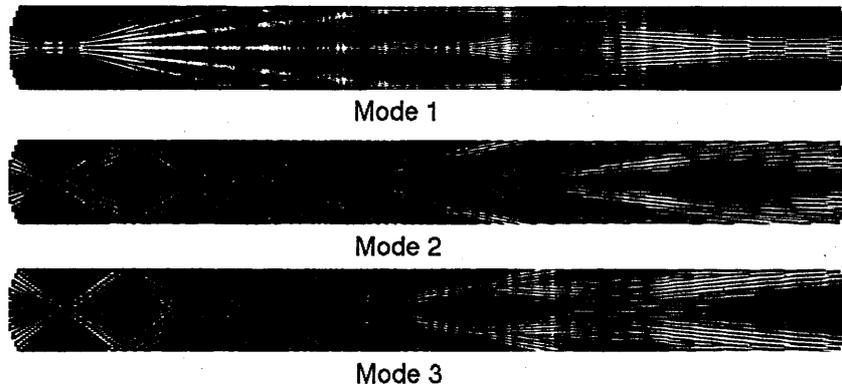


図8 不安定共振器条件における固有モード
 Fig. 8 Resonator eigenmodes in an unstable resonator condition.

ビームの形状は左右対称にはならないことがわかる。

次に、このような不安定共振器条件において、ビームがどのように共振器内部を伝搬しているのか詳しく考察する。回折損失が最も小さい最低次の共振器固有モード (Mode1) を見ると、左の曲面ミラーで反射されたビームは、一旦、3つのスポットに集光し、その後、大きな角度で広がりながら共振器内部を伝搬する。このとき、共振器を軸方向に伝搬するビームと側壁ミラーで反射したビームが互いに干渉するため、共振器内部には複雑な干渉パターンが形成される。この干渉パターンのためにビーム伝搬の様子がわかりにくくなっている。そこで、左側の曲面ミラーから伝搬してきたビームが側壁ミラーで反射されない場合、どのようなビームの広がりを示すのか計算を行った。図9は、側壁ミラーを除去したときのビーム伝搬の様子を表している。図9では、複雑な干渉パターンがなくなりビームの伝搬方向がはっきりとわかる。基本モードにおける共振器内部のビームの伝搬は次のように説明できる。長い共振器を伝搬してきたビームの波面は、ほぼ平面に広がっていると考えられる。このようなビームが曲面ミラーに入射すると、反射したビームは焦点の位置、つまり曲面ミラーから $R/2$ 離れた位置に集光する。ビームが集光する横方向の位置は、曲面ミラーに入射するビームの角度で決まる。図9を見ると

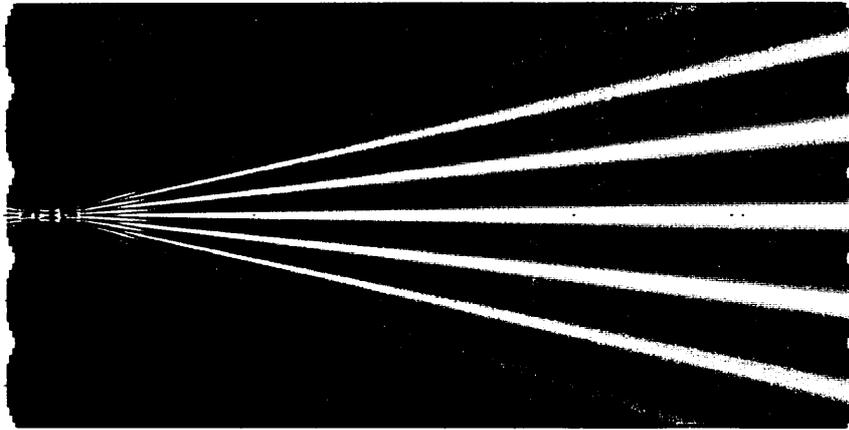


図9 不安定共振器条件の基本モードにおけるビーム伝搬形態
Fig. 9 Beam propagation behavior of fundamental resonator eigenmode
in an unstable resonator condition.

3つのスポットに集光していることから、曲面ミラーには、3方向からビームが入射したものと考えられる。次に、集光したビームは、再び大きな角度で広がりながら伝搬する。このとき、広がった3つのビームが互いに干渉して、指向性の強い数本のビームが形成される。側壁ミラーにおける全反射により、これらのビームのうち軸に近い3本のビームが再び対向する曲面ミラーに入射する。その他のビームは側壁ミラーで反射されず、回折損失を生じる。干渉によって形成されるビームの強さと方向は、曲面ミラーの焦点に集光した光スポットの強度ならびに位相の関係で決まる。本共振器の回折損失が波長に大きく依存する理由は、波長によって干渉の条件が変わり、共振器内部を伝搬するビームの強さと方向が変化するためであると考えられる。共振器内部の繰返し軌跡に沿って指向性の強いビームが形成されたとき、ビームが効率良く共振器内部を伝搬し、回折損失が極小になると考えられる。

不安定共振器条件では、図7に示したようにパワー結合係数のスペクトルに複数の鋭いピークが現れる。また、基本モードと高次

モードのパワ結合係数の差が大きい。このような場合、半導体レーザはパワ結合係数が極大（回折損失が極小）となるいずれかの波長で発振すると考えられる。従って、通常ビームは共振器内部の繰返し軌跡に沿って形成されると考えられる。このような解析結果は、以前著者らが報告した実験結果とよく一致する[10]。

安定共振器条件では、軸に沿った軌跡とリング形の軌跡に対してそれぞれ独立して固有モードが存在するのに対して、不安定共振器条件では、これら2つの軌跡を伝搬するビームが互いに結合して一つの共振器固有モードを形成していると考えられる。共振器条件による、このような固有モードの変化は大変興味深い。

4. 擬似スタジアム型共振器の固有モードの制御

第3章では、擬似スタジアム型共振器をそれぞれ共心型、共焦点型、不安定型の典型的な3種類の共振器条件に分類して共振器固有モードを解析した。その結果、共心型共振器条件では、軸方向にビームが伝搬するエルミート・ガウスモードの他にビームが全反射しながらリングを描いて伝搬するリング型モードが存在することを明らかにした。一方、不安定共振器条件では、共振器内部の繰返し軌跡に沿って指向性の強い複数のビームが伝搬することを明らかにした。これらの共振器固有モードは、従来の導波路構造または端面ミラーによる横モード制御法では、得られない極めて特殊なモードである。

次に、これらの共振器固有モードの応用の可能性について考察を行う。共心型共振器条件では、ビーム伝搬の軌跡が異なる2種類のモードが存在する。外部から光を注入したり、多電極構造を用いて共振器内部に吸収領域を設けることにより、これらの共振器固有モードを安定に切り換えることができれば、光スイッチ機能を有するレーザや光増幅器が構成できると考えられる。一方、不安定共振器条件では、複数の異なった方向に光を放射するマルチビームの発振が得られることから、スターカップラ機能を有するレーザや光増幅器が構成できると考えられる。このように側壁ミ

ラーの全反射モードを有効に利用すれば、半導体レーザの多機能化や高機能化が図れる。そこで、これらの共振器固有モードの制御方法について検討を行った。今回、共心型共振器条件において、外部から光を注入してモードを切り換える方法と半導体レーザの中央部に吸収領域を形成してモードを切り換える方法を検討した。

図10は、外部から光を入射したときの最低次の共振器固有モードを計算した結果を示している。ここでは、左の曲面ミラーから右の曲面ミラーに伝搬するビームのパターンを示している。共振器パラメータおよび光の波長は、3.1節に示したとおりである。外部から入射する光はガウスビームを仮定した。注入光の入射方向とビームウエストの位置は、共振器内部においてリング型モードのビームウエストの位置と一致するように屈折球面の近軸結像式を用いて計算した。ガウスビームは、共振器の軸に対して 18.3° の角度で左の曲面ミラーから入射させ、ビームウエストのスポットサイズは $10\mu\text{m}$ とした。また、共振器内部における外部注入光と内部を伝搬するビームの電界振幅の比を0.1とし、外部注入光は内部を伝搬するビームに対して常に同位相で入射すると仮定した。図10(a)に示すように、外部から光を注入しない時、最低次の共振器固有モードは、軸に沿ってビームが伝搬するエルミー

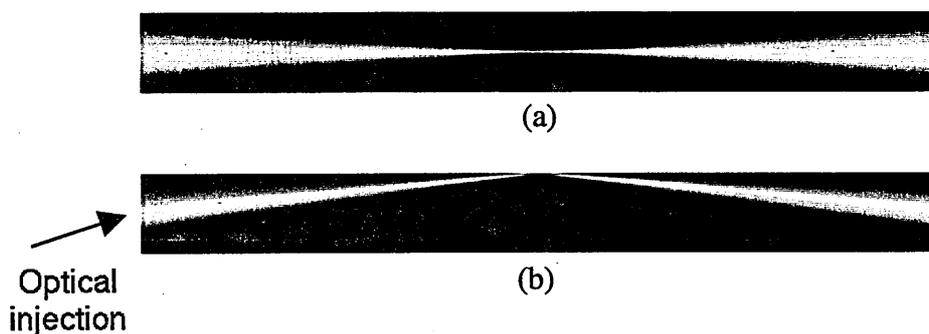


図10 外部から光を注入したときの共振器固有モードの変化
(a)外部注入光がない場合、(b)光注入を行った場合
Fig. 10 Variation of resonator eigenmodes due to external light injection,
(a) without light injection, (b) with light injection.

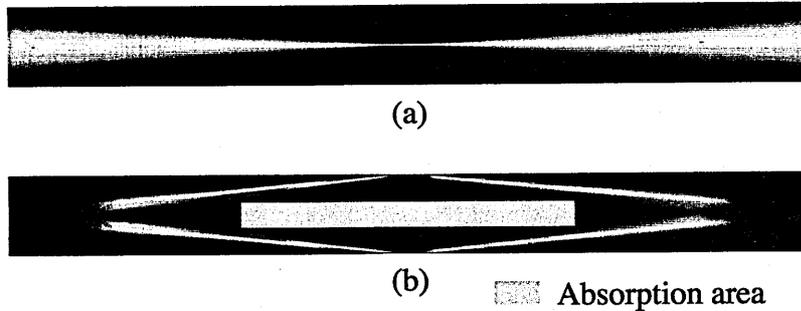


図11 共振器内部に吸収領域を設けたときの共振器固有モードの変化
 (a) 吸収領域がない場合, (b) 吸収領域がある場合
 Fig. 11 Variation of resonator eigenmodes caused by absorption area,
 (a) without absorption area, (b) with absorption area.

ト・ガウスモードであるが, 外部からガウスビームを入射すると図10(b)に示すように最低次の固有モードがリング型モードに切り換わることがわかる. また, 図3に示したリング型モード (Mode3やMode4) は, ビームが時計回りと反時計回りの双方向に伝搬するのに対して, 外部から光を注入した場合は, 注入光の入射方向に一致した方向, すなわち時計回りの方向にのみビームが伝搬することがわかる. 以上の計算結果から, 外部注入光によるモードスイッチングの可能性が示された.

つぎに, 共振器の中央部に吸収領域を設けることで固有モードを制御する方法を検討した. 図11は, 共振器の中央に吸収領域を設けたときの最低次の共振器固有モードの変化を示している. なお, ここに示したビームのパターンは, 左の曲面ミラーから右の曲面ミラーに伝搬するビームに対するものである. 吸収領域の形状は, 幅 $250\mu\text{m}$ 高さ $20\mu\text{m}$ の長方形とした. なお, 吸収領域の効果は, 式(1), (2)に示した回折積分において吸収領域を横切って伝搬する線素の成分を除去することにより取り入れている. 図11(a)に示すように, 吸収領域がない時は, 最低次の共振器固有モードは光軸に沿ってビームが伝搬するエルミート・ガウスモードであるが, 吸収領域を設けることにより, 図11(b)に示すよ

うに最低次の共振器固有モードがリング型モードに切り換わることがわかる。ただし、このときのリング型モードはビームが時計回りと反時計回りの双方向に伝搬する。このような吸収領域の有無は、半導体レーザを多電極構造にすることで切り換えることが可能であると考えられる。

以上の計算結果から共振器固有モードを光学的または電氣的に制御できることを示した。しかし、今回計算に用いたモデルは、空間的なホールバーニングの効果を無視するなど単純化されている。今後、更に厳密な計算方法を確立する必要があると考えられる。また、応用に際しては、モードの安定性や選択性、さらには出力ビームの質が重要になると考えられる。実際にレーザを試作し、出力ビーム特性を詳しく評価することが今後の課題である。

5. まとめ

本報告では、擬似スタジアム型半導体レーザの共振器固有モードを共心型、共焦点型、不安定型の代表的な3種類の共振器条件に分類して解析した結果について述べた。側壁ミラーによる最低次の全反射を計算に取り入れ、回折損失の小さい順に共振器固有モードを求めたところ、共心型共振器条件では、軸方向にビームが伝搬するエルミート・ガウスモードの他に共振器内部をビームがリングを描いて伝搬するリング型モードが現れることを示した。一方、不安定共振器条件では、共振器固有モードの形状や回折損失が波長に大きく依存することを示した。さらに、回折損失が最小となる波長では、共振器内部の繰り返し軌跡に沿って指向性の強い複数のビームが伝搬することを明らかにした。これらの共振器固有モードは、従来の導波路構造または端面ミラーによる横モード制御法では、得られない極めて特殊なモードである。

さらに本報告では、これらの共振器固有モードの応用の可能性を探るために、共振器固有モードの制御方法について検討を行った。その結果、外部から光を注入する方法や共振器内部に吸収領域を設ける方法により、共振器固有モードのスイッチング動作が

可能であることを示した。側壁ミラーの全反射モードを有効に利用すれば、半導体レーザの多機能化・高機能化が期待できる。今後、実験によりこれらの共振器固有モードの存在を確認すると共に、モードの安定性や選択性、さらには出力ビームの質について詳しい検討を進めていくことが課題である。

謝辞 本研究は、著者がVisiting ScholarとしてStanford大学を訪問した時に始めたものであり、本研究を始める機会を与えて頂いたStanford大学のSiegman教授に感謝致します。

文 献

- [1] A. Furuya, Y. Kito, T. Fukushima, M. Sugano, H. Sudo, C. Anayama, M. Kondo, and T. Tanahashi: "Self-aligned bend waveguide (SBW) AlGaInP visible laser diode with small beam astigmatism," IEEE J. Quantum Electron., vol. 29, no. 6, pp.1869-1873, June 1993.
- [2] A. Furuya, T. Fukushima, Y. Kito, C. Anayama, M. Sugano, H. Sudo, M. Kondo and T. Tanahashi: "Stable high-power operation of self-aligned stepped substrate (S³) AlGaInP visible laser diode with small beam aspect ratio," Electron. Lett., vol. 30, no. 5, pp. 416-417, March 1994.
- [3] S. A. Biellak, C. G. Fanning, Y. Sun, S. S. Wong and A. E. Siegman: "Reactive-ion-etched diffraction -limited unstable resonator semiconductor lasers," IEEE J. Quantum Electron., vol. 33, no. 2 , pp. 219-230, Feb. 1997.
- [4] M. L. Tilton, G. C. Dente, A. H. Paxton, J. Cser, R. K. DeFreez, C. E. Moeller and D. Depatie: "High power, nearly diffraction-limited output from a semiconductor laser with an unstable resonator," IEEE J. Quantum Electron., vol. 27, no. 9 , pp. 2098-2108, Sept. 1991.
- [5] M. C. Gutzwiller: "Chaos in classical and quantum mechanics, Springer-Verlag, New York, 1990.
- [6] E. J. Heller: "Bound-state eigenfunctions of classically chaotic

- hamiltonian systems: scars of periodic orbits, " Phys. Rev. Lett., vol. 53, no. 16, pp. 1515-1518, Oct. 1984.
- [7] E. J. Heller and S. Tomsovic: "Postmodern quantum mechanics," Physics Today, vol. 46, no. 7, pp.38-46, July 1993.
- [8] S. W. McDonald and A. N. Kaufman: "Wave chaos in the stadium: statistical properties of short-wave solutions of the Helmholtz equation," Phys. Rev. A, vol. 37,no. 8, pp. 3067-3086, April 1988.
- [9] S. Tomsovic and E. J. Heller: "Semiclassical dynamics of chaotic motion: unexpected long-time accuracy," Phys. Rev. Lett., vol. 67, no. 6, pp. 664-667, August 1991.
- [10] T. Fukushima, S. A. Biellak, Y. Sun, C. G. Fanning, Y. Cheng, S. S. Wong and A. E. Siegman: "Lasing characteristics of a quasi-stadium laser diode," Proc. CLEO'97, Baltimore, USA, no. CWF6, pp. 227-228, May 1997.
- [11] C. Gmachl, F. Capasso, E. E. Narimanov, J. U. Nockel, A. D. Stone, J. Faist, D. L. Sivco, A. Y. Cho: "High-power directional emission from microlasers with chaotic resonators," Science, vol. 280, no. 5369, pp. 1556-1564, June 1998.
- [12] T. Fukushima, S. A. Biellak, Y. Sun and A. E. Siegman: "Beam propagation behavior in a quasi-stadium laser diode, " Optics Express, vol. 2, no. 2, pp. 21-28, Jan. 1998.
- [13] 福嶋丈浩 : " 擬似スタジアム型半導体レーザの共振器固有モードの解析" 第47回応用物理学関係連合講演会予稿集, 29p-ZD-13, No. 3, pp. 1099, 2000.
- [14] A. E. Siegman: "Lasers, " University Science Books, Mill Valley, CA, 1986.

輻射科学研究会技術報告
Technical Report of RSSJ
RS00-03

YIG単結晶基板マイクロストリップ線路における
光アイソレータ・モジュレータ

Optical isolator-modulator in a microstrip line
on yttrium iron garnet single crystal

ソヴェン・クマル・ダナ, 上田 哲也, 堤 誠

S. K. Dana, T. Ueda, and M. Tsutsumi

京都工芸繊維大学工芸学部電子情報工学科

Dept. of Electronics and Information Science,
Faculty of Engineering and Design,
Kyoto Institute of Technology

2000年5月19日(金)

(於 大阪電気通信大学寝屋川学舎)

輻射科学研究会

The Radiation Science Society of Japan

Abstract

Recently optical-microwave interactions in the yttrium iron garnet (YIG) film have been extensively studied due to its importance in the new, high speed optical signal processing devices. In this work, we present the experimental results on the combined optical isolation and optical modulation in a microstrip line on YIG single crystal. Optical isolation of more than 20 dB has been observed experimentally together with optical modulation by the magnetostatic backward volume wave (MSBVW) in the frequency range from 1 to 4.5 GHz. Theoretical results on the combined isolator-modulator in magneto-optic media based on the tensor form of dielectric constant are also discussed.

Keywords- Optical isolator, optical modulator, magnetostatic waves, Faraday rotation, YIG, magneto-optic effect.

Introduction

Optical isolators using Faraday rotation in magneto-optic medium have long been used in optical communication systems. Yttrium iron garnet is an ideal medium for this purpose. Optical interactions with microwaves in YIG have also drawn considerable attention due to its importance in high speed signal processing applications[1-7] such as beam deflector, optical frequency shifter and mode conversion devices. MSW transducers consisting of narrow conductor-strips, fabricated on the waveguide have been used as RF-input and output ports in these optical-MSW interaction devices. Recently, MSW propagation in microstrip lines

on YIG with efficient conversion from RF to MSW modes have been reported[8][9]. Microstrip line, which is a prototype microwave circuit, can also be easily integrated with other functional microwave-optical elements.

In this paper, we experimentally demonstrate the twin functions, namely optical isolation and optical modulation by magnetostatic backward volume wave (MSBVW) in a microstrip line on YIG single crystal. Numerical results on the isolator-modulator based on Faraday effect are also discussed.

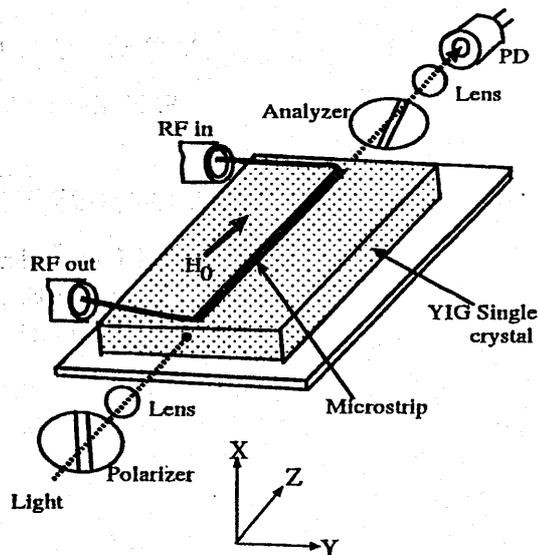


Fig. 1. Geometry of the experiment.

Experiments

Figure 1 illustrates the geometry of the experiment. The YIG single crystal with the dimension of 1 mm \times 4 mm \times 10 mm was used as the substrate of the microstrip line. The mi-

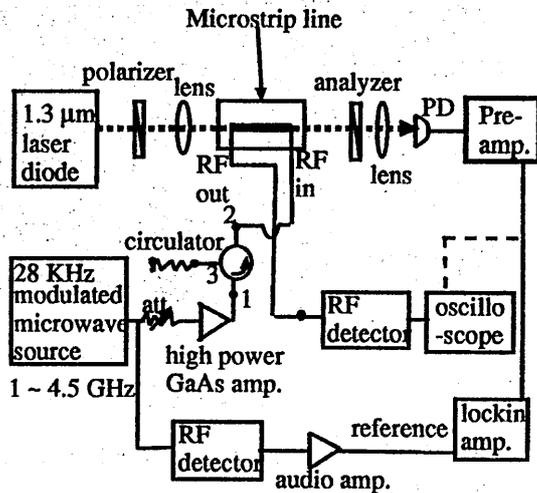


Fig. 2. The experimental set-up.

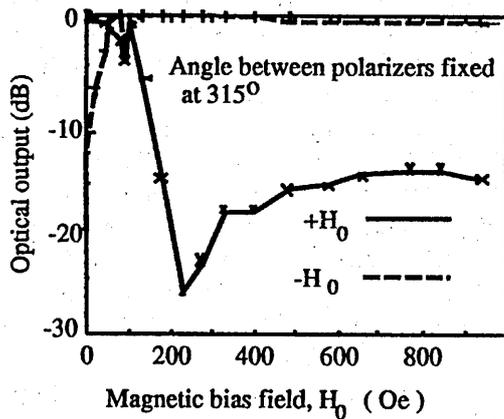


Fig. 3. Optical isolation characteristics.

crostrip was designed using a 1mm-wide copper strip and placed on the single crystal as shown in Fig. 1. The block diagram of the experimental set-up is shown in Fig 2. A maximum of 1.5 W of microwave power was applied to the input port of the microstrip line. The microwave source was modulated by 28 KHz square pulses to facilitate the measurements. The applied magnetic bias field was in the direction parallel to optical propagation as in Faraday rotation geometry as shown in the figure. Thus magnetostatic backward volume wave (MSBVW) was excited in the microstrip

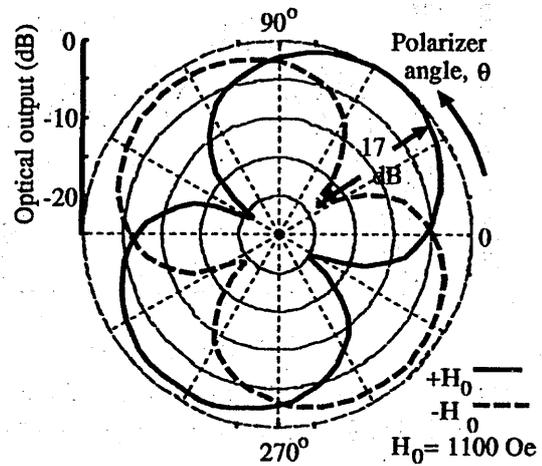


Fig. 4. Optical polarization characteristics.

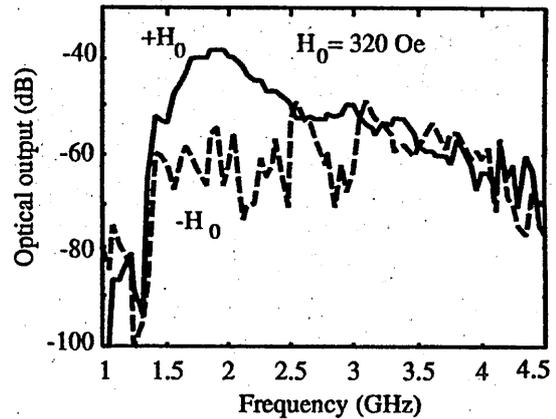


Fig. 5. RF frequency response of the optical modulation.

line [10]. Light from a 1.3 μm laser diode with a few milliwatt of output power was focused on a side of the YIG substrate using a polarizer and lens and the transmitted light was analyzed and measured by a photodiode. Figure 3 shows the optical isolation characteristics without modulation, obtained by applying $+H_0$ and $-H_0$ bias magnetic fields. It is observed from the figure that for magnetic field strengths greater than 200 Oe, optical isolation of over 20 dB is obtained. The polarization characteristics of the optical output is measured by varying the analyzer orientation from

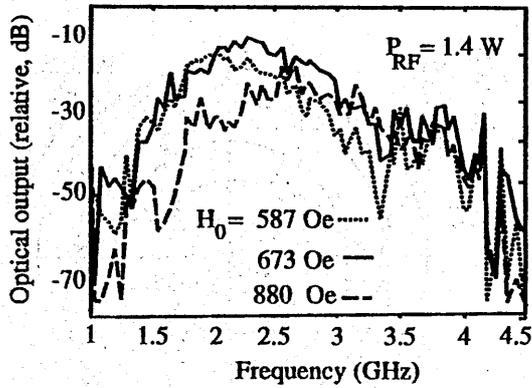


Fig. 6. RF frequency response of the optical modulation for various bias magnetic fields.

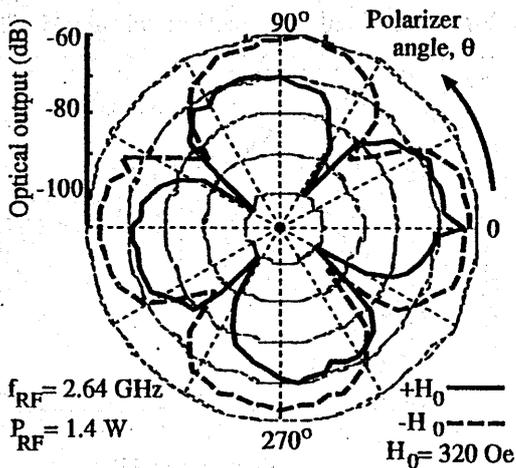


Fig. 7. Polarization characteristics of the modulated optical signal.

0 to 360 degree and the result is shown in Fig. 4. Optical isolation of about 17 dB at applied magnetic field of 1100 Oe is observed from the figure at the analyzer angle of about 35 degree. The RF frequency response of the optical modulator is measured by the lock-in amplifier and the result is shown in Fig. 5. A maximum nonreciprocity of 23 dB around 1.8 GHz due to the difference in optical output modulated by microwave for $+H_0$ and $-H_0$ bias fields can be read from the figure. Next, the optical output modulated by the microwave signal is mea-

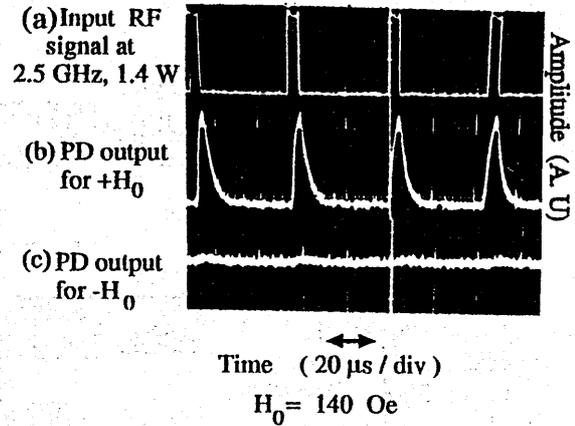


Fig. 8. Optical isolator-modulator characteristics.

sured for various magnetic fields and the result is shown in Fig. 6. The magnetic tunability of the optical modulation by MSBVW is observed from the figure as a shift in the lower cut-off frequency in the optical output for different bias magnetic fields. The polarization characteristics of the modulated optical output is shown in Fig. 7 for $+H_0$ and $-H_0$ bias magnetic fields at RF frequency of 2.64 GHz. The results shown in Fig. 3 and Fig. 5 suggest the twin possibility of isolator-modulator in the same configuration.

Typical waveforms on the combined optical isolator and optical modulator are shown in oscilloscope trace in Fig. 8 where input microwave pulses are shown in (a) and the optical output modulated by pulses for $+H_0$ and $-H_0$ are shown in (b) and (c) respectively. It is observed that optical modulation by the applied microwave pulses is nonreciprocal with zero PD output for $-H_0$. Thus both the optical isolator and modulator characteristics are confirmed experimentally.

Theory

The isolator-modulator is modeled as shown in Fig. 9. Considering Faraday effect, using the magneto-optic tensor of the YIG medium,

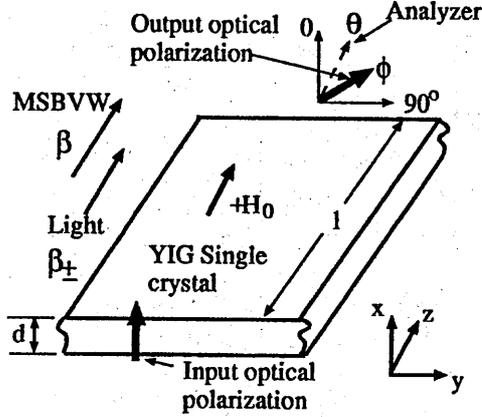


Fig. 9. Geometry of the isolator-modulator.

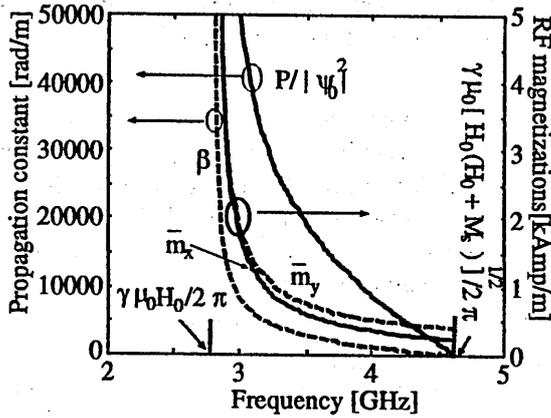


Fig. 10. The characteristics of MSBVW in the YIG slab.

we calculate the optical output as a function of the analyzer angle.

We consider collinear propagation of MSBVW and light along the z -direction in a YIG slab which is of infinite extent in the y and z -direction ($\partial/\partial y = 0$). The dispersion relation of the MSBVW modes in the YIG slab, with the applied bias magnetic field along z -direction derived by solving Maxwell's equations under appropriate boundary conditions and using the magnetostatic approximations is given by [10],

$$\tan\left[\frac{\beta d}{2\sqrt{-\mu}} - \frac{(n-1)\pi}{2}\right] = \sqrt{-\mu}, n = 1, 2, \dots, (1)$$

where

$$\mu = 1 + \frac{\omega_m \omega_0}{\omega_0^2 - \omega^2}, (2)$$

and β , d are the propagation constant of the MSBVW and thickness of the slab respectively. Here, ω is the radian frequency of the MSBVW, $\omega_0 = \gamma\mu_0 H_0$ and $\omega_m = \gamma\mu_0 M_s$, where H_0 , M_s and γ are the applied bias magnetic field, the saturation magnetization in the YIG and the gyromagnetic ratio, respectively. The MSBVW linear power density, P , per unit length along y , is calculated using the relation,

$$P = \frac{1}{2} \int j\omega\psi^* B_z dx (3)$$

where ψ is the magnetostatic potential. Using eq. (3) for YIG slab and air regions, the normalization relation is found to be,

$$\psi_0 = \sqrt{\frac{-4P}{\omega\mu_0\beta d}}. (4)$$

The various characteristics of MSBVW calculated numerically for the lowest order mode are shown in Fig. 10. Here,

$$\bar{m}_x = \frac{1}{d} \int_{-d/2}^{d/2} |m_x| dx, \quad \bar{m}_y = \frac{1}{d} \int_{-d/2}^{d/2} |m_y| dx,$$

where, m_x and m_y are the magnetizations of the MSBVW. The parameter values used in the computation are: $d = 1$ mm, $\mu_0 H_0 = 0.1$ T, $\mu_0 M_s = 0.173$ T, $P = 300$ mW/mm. It is observed from the figure that the MSBVW passband extends from 2.8 GHz to 4.6 GHz at $\mu_0 H_0 = 0.1$ T. It is noted that all the parameters as well as the propagation constant β tend to increase near the lower cut-off frequency of MSBVW, $\omega_0 = \gamma\mu_0 H_0$.

Next, we consider the optical propagation in the YIG medium. Maxwell's equations given by,

$$\nabla \times E = -j\omega_o \mu_0 H (5)$$

$$\nabla \times H = j\omega_o \epsilon E (6)$$

where, E and H are the field vectors of the optical propagation and ω_o is the optical radian

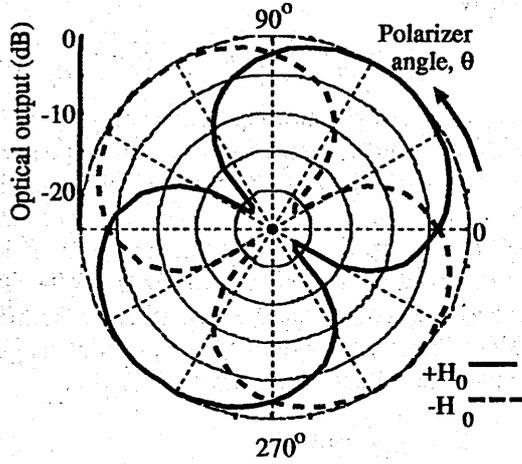


Fig. 11. Calculated polarization characteristics of the optical output.

frequency, are solved using the tensor form of the dielectric constant of the YIG given by [11],

$$\hat{\epsilon} = \epsilon_0 \begin{bmatrix} \epsilon_r & j\epsilon_{xy} & -j\epsilon_{xz} \\ -j\epsilon_{xy} & \epsilon_r & j\epsilon_{yz} \\ j\epsilon_{xz} & -j\epsilon_{yz} & \epsilon_r \end{bmatrix}$$

where, ϵ_0 is the dielectric constant of the free space and

$$\epsilon_{xy} = fM_z, \quad \epsilon_{yz} = f\tilde{m}_x, \quad \epsilon_{xz} = f\tilde{m}_y, \quad (7)$$

$$M_z = M_s - [(\tilde{m}_x^2 + \tilde{m}_y^2)/(2M_s)]. \quad (8)$$

Here f is related to Faraday rotation ϕ_F by the relation,

$$f = \frac{2\phi_F\sqrt{\epsilon_r}}{M_s\beta_0} \quad (9)$$

where, β_0 is the free space propagation constant. The plane wave solutions of two polarized optical modes, β_{\pm} , calculated under the assumptions, $\partial/\partial x = \partial/\partial y = 0$, using eqs. (5) and (6) are given by,

$$\beta_{\pm}^2 = \beta_0^2 \left[\epsilon_r - \frac{\epsilon_{xz}^2 + \epsilon_{yz}^2}{2\epsilon_r} \pm \frac{1}{2} \sqrt{\frac{(\epsilon_{xz}^2 + \epsilon_{yz}^2)^2}{\epsilon_r^2} + 4\epsilon_{xy}^2} \right]$$

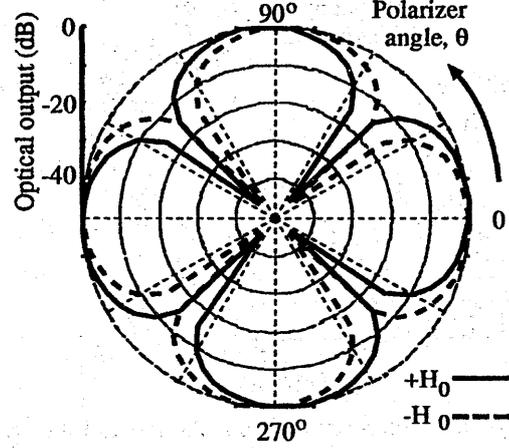


Fig. 12. Calculated polarization characteristics of the modulated optical output.

To derive the propagation constants corresponding to the right and left circularly polarized optical modes, infinite magneto-optic medium is assumed because of the thick YIG single crystal geometry. The rotation of the polarization of the linearly polarized electric field vector in the YIG medium is given by,

$$\phi = \frac{(\beta_+ - \beta_-)l}{2} \quad (10)$$

where l is the distance of propagation. The optical intensity at the output of the analyzer which is oriented at an angle θ is given by,

$$I_{out} = I_{in} \cos^2(\phi - \theta) \quad (11)$$

where I_{in} is the input optical intensity with its polarization axis at zero. Using eqs. (7), (10) and (11) average optical power and the microwave modulated optical power at the output of the analyzer are calculated numerically as a function of the analyzer angle and are shown in Fig. 11 and Fig. 12 respectively. The wavelength of light is $1.3 \mu\text{m}$, $\epsilon_r = 4.8$ and Faraday rotation for the sample, $\phi_o = \phi_F l$, for $l = 2.4 \text{ mm}$ is 50 degree. Comparing Fig. 11 to Fig. 4 and Fig. 12 to Fig. 7, strong similarity between the experimental results and the numerical results is observed. It is also observed

from the figures that by choosing the analyzer angle suitably, isolation and modulation are achieved simultaneously.

Conclusion

Experimental results on the combined isolator-modulator characteristics in a microstrip line on YIG single crystal are described. Optical isolation of over 20 dB and optical modulation index of a few percent by microwave in the frequency range from 1.5 GHz to 4.5 GHz is observed in a microstrip line on YIG single crystal. The experimental results are discussed with the numerical results based on the magneto-optic tensor whose elements are obtained from magnetizations of the MSBVW propagating in the YIG. The design of the isolator-modulator should be improved by considering thin-film guided-wave structure for both optical and microwave propagation [12][13] where modulation index of 100 % by microwave were confirmed experimentally.

References

- [1] A. D. Fisher, J. N. Lee, E. S. Gaynor, and A. B. Tveten, "Optical guided-wave interactions with magnetostatic waves at microwave frequencies", *Appl. Phys. Lett.* **41**, 779-781 (1982).
- [2] H. Tamada, M. Kaneko, and T. Okamoto, "TM-TE optical mode conversion induced by a transversely propagating magnetostatic wave in a $(BiLu)_3Fe_5O_{12}$ film", *J. Appl. Phys.* **64**, 554-559 (1988).
- [3] N. Bilaniuk, D. D. Stancil, and S. H. Talisa, "An optical frequency shifter using magnetostatic waves", *J. Appl. Phys.* **67**, 508-510 (1990).
- [4] A. F. Cash and D. D. Stancil, "Measurement of magnetostatic wave profiles using the interaction with transverse optical guided waves", *IEEE Trans. Magn.* **32**, 5188-5192 (1996).
- [5] C. S. Tsai, "Integrated acousto-optic and magneto-optic devices for optical information processing", *Proc. IEEE.* **84**, 853-869 (1996).
- [6] C. S. Tsai, D. Young, and S. A. Nikitov, "Microwave and magneto-optic measurements of nonlinear dispersive magnetostatic waves in yttrium iron garnet gadolinium gallium garnet waveguide", *J. Appl. Phys.* **84**, 1670-1679 (1998).
- [7] M. Tsutsumi, T. Ueda and S. K. Dana, "Optical interaction with microwave in the single crystal of yttrium iron garnet", *IEEE Trans. Magn.* **35**, 3172-3174 (1999).
- [8] M. Tsutsumi, T. Ueda, and K. Okubo, "Magnetostatic wave envelope soliton in microstrip line using YIG-film substrate", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **48**, 239-244 (2000).
- [9] M. Tsutsumi and T. Ueda, "Characteristics of microstrip lines in YIG film substrate and its application to beam forming of antenna", *IEEE MTT-S Digest.* June 1999, 1365-1368.
- [10] M. S. Sodha and N.C. Srivastava, *Microwave propagation in Ferrimagnetics* (Plenum Press, New York, 1981)
- [11] D. D. Stancil, *Theory of Magnetostatic Waves* (Springer-Verlag, New York, 1993).
- [12] V. Priye and M. Tsutsumi, "Theoretical estimation of Faraday rotation in thin YIG films", *Memoirs of KIT.* **42**, 31-40 (1994).
- [13] A. Prabhakar and D. D. Stancil, "Variations in the magneto-optic coupling coefficient in a bismuth-lutetium-iron-garnet film", *IEEE Trans. Magn.* **32**, 4174-4176 (1996).

輻射科学研究会技術報告
Technical Report of RSSJ
RS00-04

光情報通信と光周波数標準確立の必要性
—光で、ノイズから電波へ、波長から周波数へ—

Optical Informations / Communications
and Necessity of Establishing the Optical Frequency Standards
- Toward Radio-Waves from Noise / Toward Frequency from Wavelength in Light -

張 吉夫
Yoshio Cho

岡山県立大学
Okayama Prefectural University

2000年5月19日（金）
（於 大阪電気通信大学寝屋川学舎 R号館2階R-200号室）

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

1. まえおき なぜ周波数か

光では、それを指定するのに、ふつう波長が用いられる。一方、いわゆる電波の領域では周波数が用いられている。この違いはどこから来るのだろうか。次のような経緯によるものなのだろうか。

短波より短い波長の電磁波では、もともと直接測ることができ、実際に感覚的に認識できるのは、周波数より波長であった。ところが、電磁波のある特定の領域について、その利用が、情報の輸送とか、その処理スピードのように時間軸上でのものになると、波長を使っていたのでは不便で、周波数を使うようになる。また、周波数を直接カウントする方が波長を測定するよりもはるかに容易で、得られる精度も高い。その結果、ある領域の電磁波の利用が高度になればなるほど波長にかわって周波数が使われるようになる。(もちろん、電磁波の利用が空間軸上の広がりに関連してくるときには、波長の方が便利である。たとえば、リソグラフィでの露光波長の選定、CDの容量など、回折限界が絡む場合や、フリンジカウントによる精密測長などでは、光を指定するのに周波数で言うのは不便で、波長が使われる。)

ここでは、シンポジウムの標題にあるように「情報通信のための」ということであるから、時間軸上の問題であり、光でも波長にかわって周波数を使う方が便利で合理的であることはいうまでもない。ところが現状では、測定器の目盛りには波長が使われ、得られるデータも周波数特性ではなく、波長特性として示される。ところが、一方で193.10THzのアンカー周波数とか50GHzの周波数グリッドという言葉も使われだして、多少混乱しているのが現状である。

2. 光での周波数の効用

このように、情報通信のためには、光の領域でも波長にかわって周波数を使う方が合理的でスッキリしていることは明らかである。ところで、今日、周波数と時間がセシウム133 (^{133}Cs) のマイクロ波での遷移に対応する放射によって国際的に取り決められ、更に、光の速さがある定数に定められている[1]ことから、周波数を使うか波長を使うかは、ただ単に表記、表現上の問題であって、それらはただ単に換算すればすむことのようにも思われる。

しかし、やはり、光で周波数を用いることの効用は、いまま少し本質的なもので、表記上の問題だけではなさそうである。それについて思い付くことを以下にあげてみる。

1. 光に限ったことではないが、先にも述べたように、波長測定よりも周波数測定の方が容易で、かつ、はるかに精度が高い[2]。
2. これも光に限ったことではないが、光領域でよく見かける横軸波長リニアで表されたグラフ(波長特性)は、通信情報の立場からは使いにくい*。
3. 光の周波数標準を、現在の国際的取り決めである ^{133}Cs のマイクロ波での周波数標準にロックさせた上で確定することができれば、それを使うことによって周波数あるいは時間の測定精度が、マイクロ波周波数と光周波数との間の比だけ(約 10^5 倍)改善できる。
4. 2.によって周波数あるいは時間の測定精度が向上すれば、関連物理定数の確定精度を向上することができる。
5. マイクロ波と光で共通のことは、「周波数」、を使う必要がある。このことは、特に、将来、光でコヒーレント通信を使おうとするとき必要になる。最近、マイクロ波やミリ波をサブキャリアーとして使う、いわゆるマイクロ波フォトニクス通信が議論されている。この場合にも、マイクロ波で周波数が使われていることから、当然、周波数を使う方

* 共振曲線が非対称になる。特に広帯域フィルターのような場合、横軸方向の歪みが強調される。地図のメルカートル図法のように、ついではながら(「波長か周波数か」の問題ではないが)、対数スケールの使用にも注意を要する。放送波(1 MHz)からUV域(数百 THz)に及ぶ対数スケールの電磁波スペクトルをよく見かけられるが、これは情報量に比例する周波数リニアなスケールにくらべて、高周波側が、その桁数に反比例して極端に圧縮されている。たとえば、1.45-1.65 μm の1.55 μm 光通信バンドは、一見、波長帯域幅0.2 μm の狭小なバンドのようだが、周波数幅25THzに相当し、マイクロ波域では想像を絶する超広帯域である。

がベターである。

上にあげた項目について少し説明を加えると；

3. は、時間と周波数との間の不確定性関係から明らかである。50/60Hzの商用周波数は時計の基準としては使えるが、パソコンのクロックの基準には使いにくい。パソコンにはふつう水晶振動子が使われる（水晶振動子は、時計のクロックにも使えて、その精度を上げることができるのはもちろんであるが）。50/60Hzと水晶振動子のMHzとの間の比は、ちょうどマイクロ波と光の周波数の間の比に等しい。すなわち、光周波数で ^{133}Cs を周波数標準に使うことは、パソコンで50/60Hzの商用周波数をクロックに使うようなものである。したがって、光では ^{133}Cs のマイクロ波の周波数標準とリンクを保った（国際間取り決めがこれを基準としているので）光の周波数標準が必要になる。さらにそれを基準とした2次標準や、組み込み用のコンパクトな発振源が多数必要となるだろう（パソコン1台1台に、水晶振動子が組み込まれているように）。

4. これは「情報通信のため」に直接必要でないかも知れない。各種の物理定数の測定精度は、当然、マイクロ波周波数と光周波数の比だけ（約 10^{4-5} 倍）改善できる（実際、GarchingのHänschらは、水素原子のUV域の1S-2S遷移周波数を精密測定することによって、Rydberg定数の有効桁数を3ないし4桁増やすことに成功している[3]）。

5. 現在のマイクロ波までの電波を使う情報通信において、特に無線では、多くの通信（放送、短波、携帯電話、マイクロ波中継、衛星放送・中継）が、ただ1つの地球上空間を共用することによって大きな支障なく行われている。これは、コントロールされた明確な周波数を使ったコヒーレントな通信が行われているからである。光通信では、ファイバーが使われるが、その中に周波数の確定した光を送り込んで、コヒーレントな通信が適用できれば、つまり、周波数多重が適用できれば、地球上空間を1本のファイバー中に押し込めることができる。しかも、従来の周波数多重の多くの確立した技術が光で使えることになる。

3. 光を電波のように

レーザーが出現して間もない頃、レーザー光は「目に見える電波だ」と言われた[4]のを憶えている。そうして、光の周波数は当時の電波の周波数にくらべて十万倍も高いから、レーザー光で送れる情報量は電波で送れる情報量の十万倍にもなるだろうと。これは、当時の電磁波の利用がすでにコヒーレントな電波として使われていたことから、そのように言われたのであった。ところが、光通信が実際に使われだしてみると、レーザー光が電波として使われることはなかった。

現行の光通信には主としてPCM-IM（強度変調-パルスコード変調）が使われ、これを直接検波している。そうして、現在では、この方式のまま、さらに1本のファイバーに多数のチャンネルを通そうという多重化が行われる。多重化は主として時間分割多重（TDM）と波長分割多重（WDM）で行われている。時間分割多重は、多重化とともに電気まわりの高速化がついていけなくなるので高度の多重化は急速に難しくなる。そこで、波長分割多重がまず用いられるようになってきた。また、その延長線上にその高密度化、いわゆるDWDM（Dense Wavelength-Division Multiplexing）が当面の目標となってきている。しかし、DWDMも、波長を仕分けるフィルターが急速に難しくなる。いずれにしても、TDMとWDMの2種類の多重化だけが考えられていて、電波では当たり前であった周波数多重、すなわちFDM（Frequency-Division Multiplexing）は考えられていない。これは現在の光通信が、上のような強度変調（ベースバンド変調）すなわちIMに頼っているからで、強度には周波数の概念が消されてしまっているからである。つまり、レーザーの初期に期待された光の電波としての使い方は、いまだ手がついていない。

4. 光コヒーレント通信

レーザー光が、レーザー出現当初期待されたように光の電波であるならば、レーザーを周波数や位相の確定した光源として利用するコヒーレント通信に使えるはずである。ところが、現在の光通信は、もっぱら IM (強度変調) 依存で、コヒーレント通信は、少なくとも当面のゴール内では考慮されていない。

現在の光通信が IM と直接検波だけに頼っているのには、次のような歴史的経過があったからである。レーザーが誕生したのは1960年、半導体レーザーの誕生は1962年、ファイバーの誕生は1970年である。レーザーの誕生、なかんずく、半導体レーザーの誕生は、光通信の立場から考えると、搬送波の周波数がそれまでの最高周波数であったマイクロ波からいきなり10万倍になったということで、当然、通信速度の10万倍の飛躍的拡大が期待された。しかし、ファイバーが現れるまでの期間は、そのような光を送送する適当な媒体がなく、伝送媒体の研究や、そのような伝送媒体の持つ損失にうちかつ通信方式の研究がなされた。損失にうちかつ高感度な通信方式としては、当然、それまでマイクロ波などで使われていたヘテロダイン検波を光に適用することが検討された。ところが、当時の半導体レーザーは、ヘテロダイン検波が適用できるほどに線幅は細くなかった。つまり、光通信も最初は、当然のごとくコヒーレント通信方式が考えられていたが、当時の半導体レーザーからの光は、ヘテロダイン検波のメリットを生かせるほど時間コヒーレンシーはよくなかったので、光コヒーレント通信の研究はあまり進まなかった。ところが、1970年のファイバーの登場は、これらの問題を一気にひっくりかえすものであった。ファイバーは十分低損失であったから、ヘテロダイン検波などを使うコヒーレント通信に頼る必要はなくなった。半導体レーザーからの光に、ある程度の空間コヒーレンシーさえあって、ファイバーに結合することができれば、時間コヒーレンシーは必要でなくなった。レーザー光を広帯域なホワイトノイズとみて、その強度を変調 (IM) し直接検波すれば光通信が実現できることになった。光コヒーレント通信は姿を消してしまった。しかも、その後、エルビウムドープファイバー増幅器が登場したことから、ますますコヒーレント通信は忘れ去られることになってしまった。

しかし、レーザーも誕生して40年を経た現在、今日のレーザーは初期のレーザーとは大きく様変わりしている。いまや、その気になれば (適当な考慮を払えば)、多くのレーザーを十分電波源として扱えるほどにレーザー技術は進歩してきている。特に光通信に使われる半導体レーザーについても、線幅やドリフトの点で十分電波として扱えるものが入手可能となってきている。ただ、ここで考えなければならないのは、情報通信に使うのであるから、その発振周波数そのものが適当に配置され、通信に必要な精度で確定されていることが必要になることである。

このようにして周波数の指定できる光源が整備され、光コヒーレント通信が可能となれば、現在行われている TDM と WDM に加えて FDM の利用が可能となる。FDM となれば、受信側でも電波源としての性能を持つ局部発振源を用意して、ヘテロダイン検波が使える。ヘテロダイン検波によって信号は中間周波数に落とせる。中間周波数を 100GHz 程度に選べば、以後は、従来のマイクロ波の技術が使える。すなわち、従来どおり (第2の中間周波数に落として) 各種の処理が可能となる。このように、ヘテロダイン技術が使えれば、中間周波数軸上で分波、アッド・ドロップなどが可能となる。そうなれば、光の周波数軸上でのフィルターによる分波よりは、はるかにシャープな分離ができるので、現在の DWDM が目標としている波長多重よりはるかに高度な多重化が可能となる*。また、ヘテロダイン検波による検出感度の改善は少なくとも 30dB 程度はあろうから、ファイバーアンプ数を減らし中継器間隔がのびる。これはコヒーレント通信のメリットの1例に過ぎない。コヒーレント通信ではキャリアが明確であることから、変調を必ずしも強

* 現在の 1.55 μ m 光通信バンドは、光増幅器の帯域とファイバーの分散から最大で 1.45-1.65 μ m が考えられているが、DWDM でも最大 100 から 200 チャンネルを見込んでいるに過ぎない。これはフィルター性能によるチャンネル間クロストークを避けるために、チャンネル間に無効帯域をとらねばならないことによる。1チャンネル 10 Gb/s の高速 TDM を用いたとしても、トータル 1 から 2 Tb/s を得るに過ぎない。一方、上の 1.55 μ m 光通信バンドは 25 THz に相当している。

度に頼る必要はなく、FM、PM、FSK、PSK、QAM、SSなど、従来のマイクロ波電波で確立された種々の変調方式が適用できる。これは多重化の際問題となるトランスペアレンシー（異種信号多重化の柔軟性）の向上に役立つし、同時に、IMにおいてファイバー内で強度パルスピークによって引き起こされる種々の光非線形性に起因する信号劣化を和らげる効用をもたらす。もちろん、これらの変調法が、偏波分散も含めた分散線路であるファイバー中でどのような挙動を示すかをあらかじめ十分検討する必要はあるが、基本的には、偏波ダイバーシティー検波や偏波状態に依存しない変調法の採用で解決できる問題である。いずれにしても、FDMが周波数というタグを持っていることは、非線形性が克服できるかぎり強みであろう。

マイクロ波・ミリ波をサブキャリアーとして使うマイクロ波フォトニクス通信に関しても、メインキャリアーをコヒーレント化するメリットは大きい。

5. 周波数チェーンによる光の周波数標準

以上のようなコヒーレント通信が実現されるためには、先にも述べたように、個々の発振源が電波として扱えなければならないと同時に、それらの周波数が適当に配置され、所望の精度で確定されたものでなければならない。そこで、光での周波数標準が必要となる。周波数標準は、1次標準と2次標準に分けて扱われる。1次標準とは自分自身が絶対周波数[S]カウントできるものであり、2次標準とは1次標準による定期的較正を必要とするものである。

現在、周波数（時間）の標準は、先述のようにマイクロ波領域で次のように定められている。

$$^{133}\text{Cs} \qquad \qquad \qquad 9^{\circ}192^{\text{M}}631^{\text{k}}770 \quad \text{Hz}$$

そこで、光領域での周波数1次標準を定めるためには、周波数1次標準に使うべき光の周波数とマイクロ波の ^{133}Cs 標準周波数との間に、電気的周波数カウンターでカウントできる程度の周波数差を持つ多数の中間発振器とその高調波を配置し、それらをミキサーに加えてビートを発生させ、それらのビート周波数を電気的周波数カウンターで周波数カウントしつつ、 ^{133}Cs のマイクロ波周波数にまでつないでゆく、いわゆる高調波周波数チェーンが必要となる。その最も有名なものは、次のメタン安定化3.39 μm レーザーによる周波数であり、12桁の確度を持っている[6]。

$$\text{CH}_4\text{-locked } 3.39 \mu\text{m He-Ne Laser} \quad 88^{\text{T}}376^{\text{G}}181^{\text{M}}600^{\text{k}}18(27) \dots \text{Hz}$$

このような、周波数チェーンは、光とマイクロ波との間で遠赤外を經過するが、遠赤外域で安定で高調波混合変換効率のよいミキサーが現在のところ得にくい。その開発が求められている。実際の光周波数1次標準器は、チェーン内の電気的周波数カウンターを含んで多数の位相ロックループ（PLL）を組んで自動運転される。

6. 光領域内での光周波数標準の設定

上に述べたように光の領域で1点でも光周波数1次標準器ができると、これを基準とし、光非線形効果や変調を用いて、カウンター精度を維持した上で、光スペクトル上に複数の新しい周波数標準を設定することができる。新しい周波数標準は光周波数2次標準であってもかまわないが、それらが、随時、1次標準によって較正できる方法や、2次標準に所望のオフセットでロックできる方法が必要となる。そのためには、周波数標準を基準として、それからの周波数間隔がカウンター精度で測定できなければならない。次節に、光領域で周波数間隔をカウンター精度で測定できる方法について少し詳しく考えてみよう。

7. 光周波数間隔分割 OFID (Optical Frequency-Interval Division)

光の領域で周波数間隔をカウンター精度で測定できる方法には、大別して、周波数間隔分割と周波数スケールがある。

7.1 電気-光学的PLLによる光周波数間隔分割 EO PLL-OFID (Electro-Optical PLL OFID)

Telleらによって考案され[7], 実験された[8]もので、FIG.1 に示すように、周波数 f_1, f_2, f_3 のレーザー光を和周波発生結晶と第2高調波発生結晶に加えて、光検波器の出力で f_3 光源の発振周波数を電氣的に制御すれば(電気-光学的PLL)、 f_3 は $f_3 = (f_1 + f_2)/2$ にロックされ、光周波数間隔 $|f_1 - f_2|$ の中点分割周波数が発生する。このプロセスをカスケードに繰り返せば、周波数間隔がカウンター精度で等比級数的に分割できるので、周波数間隔が(1端の周波数を基準として) 電氣的カウント可能となったところで周波数カウントすれば、このカウント数とカスケード数からもとの光周波数間隔 $|f_1 - f_2|$ を知り得る。FIG.2 は、上の光周波数間隔分割を非線形結晶や半導体レーザーや光検出器の得やすい近赤外域で何段か繰り返すことによって、 CH_4 にロックされた $3.39\mu\text{m}$ He-Ne レーザー標準周波数とは530THzも離れた色素レーザーの周波数差を、最終的に66GHzのビートにまでカウントダウンした実験[8]での光周波数間隔分割のダイアグラムである。これによって、色素レーザーの2倍周波数にあたる水素原子の1S-2S遷移の吸収線を13ないし14桁の精度で測定することができた。

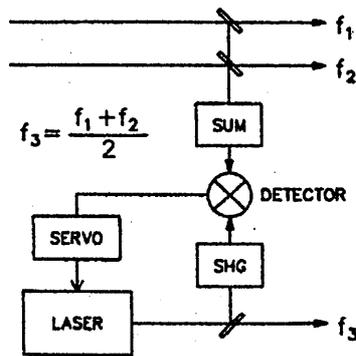


FIG.1 電氣的PLLによる光周波数間隔分割 EO PLL-OFID の原理図. 文献[7]より

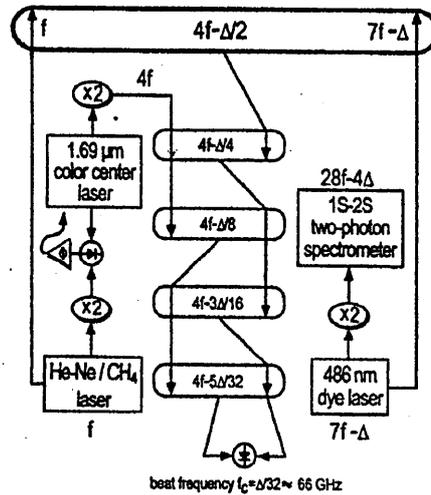


FIG.2 光周波数間隔の分割ダイアグラム. 文献[3]より

7.2 サブハーモニック発振を用いた光周波数カウンター Sub-H OFC (Sub-Harmonic Frequency Counter)

n 次高調波発生器とミキサまたは差周波数発生器によって入力周波数の $n/(n+1)$ の周波数を得る方法が霜田によって提案されている[9],[10]. FIG.3にその構成を示す。入力周波数を f_0 とし、差周波数発生器に周波数 f_n と共に加えれば、差周波数発生器の出力周波数 f_1 は、 $f_1 = f_0 - f_n$ (1) となる。この f_1 を増幅し、 n 次高調波発生器に加えれば、その出力周波数は nf_1 となる。これをさらに増幅し、先に仮定した差周波数発生器への一方の入力としてループを構成する。すなわち $f_n = nf_1$ (2) とする。(1),(2) よりループの定常発振時の周波数は、 $f_n = [n/(n+1)] f_0$ のサブハーモニックに収束する。したがって、入力周波数 f_0 と得られる周波数 f_n との周波数間隔 $f_0 - f_n$ は入力周波数 f_0 の $1/(n+1)$ に分割・圧縮されたことになる。

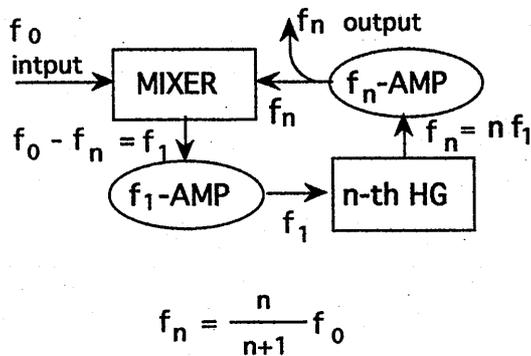


FIG.3 サブハーモニック発振を用いた光周波数カウンター Sub-H OFC の原理図 (1段分) . 文献[10]より

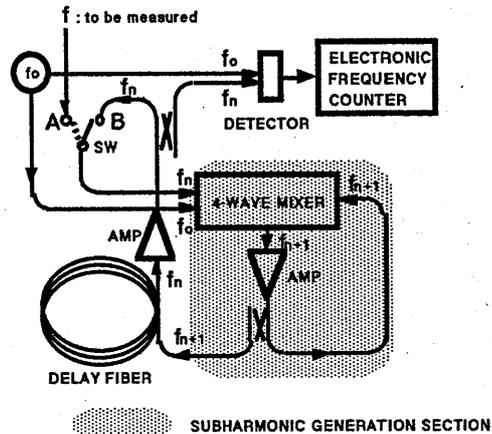


FIG.4 1個の4光波混合とディレーファイバーを用いた循環式 Sub-H OFC, n=1に相当. 文献[12]より

このようなサブハーモニック発振段をN段カスケードに接続すれば、入力周波数 f_0 と最終的に得られる周波数との間の周波数間隔は $1/(n+1)^N$ と等比級数で分割・圧縮される。この周波数間隔が電氣的周波数カウンターによってカウント可能となるまでカスケードを繰り返す、最後に、その周波数間隔をカウントすれば、もとの入力周波数 f_0 は、このカウント周波数の $(n+1)^N$ 倍として求まる。参照すべき基準周波数なしに絶対周波数を求め得る点、非常に優れた方法であるが、このままでは、カスケードチェーンが、遠赤外域経過の困難性（周波数チェーンのところでも述べた）を含むことになる。遠赤外域を経過させないためには、参照基準周波数を光領域に設けて、それとの周波数間隔について上の分割カスケードをくり返せばよい。また、4光波混合を用いれば、n次高調波発生器と差周波数発生器とを1つの素子で済ませることができる。この場合、 $n=1$ に相当し、1段の分割比は $1/2$ となる。

Sub-HOFCのいま1つの優れた点は、周波数間隔分割過程が差周波発生とn次高調波発生光非線形素子だけで all-optical に構成されていることで、Telleらの方法に含まれていた電氣的PLLやレーザーを含まないことである。その結果、これらのプロセスに含まれるすべての周波数間に、それらの和、差、整数倍（整数分の1）の関係が含まれるのみで、電氣的PLLやレーザー発振源に由来する余分なゆらぎは含まれない。その分、周波数カウンターの精度を向上できる。Sub-HOFCのサブハーモニック発振の立ち上がり条件についても検討されている[11]。

また、Telleらの方法についても言えるが、これらの周波数間隔分割法は、本来、参照すべき基準周波数なしに絶対周波数を求め得る優れた方法である。ただ、カスケードチェーンの遠赤外域経過を避けるために光領域に参照基準周波数を設けて、それとの周波数間隔を分割する方法をとっている。しかし、遠赤外域経過の困難性を回避しつつ、しかも基準周波数なしに絶対周波数測定を行うことも可能である。たとえば、被測定周波数の倍周波数光を準備すれば、参照すべき基準周波数なしに絶対周波数測定が可能であることが指摘されている[10]。したがって、このことが実現できれば、現在、基準としている周波数チェーン経由の光の標準周波数に頼る必要はなくなる。必要なのは、時間基準としての ^{133}Cs 標準だけである。

測定すべき周波数間隔が数THzオーダーと狭い場合には、4光波混合素子として半導体レーザーを使うことができ、コンパクト化、安定化とともに、変換効率の向上も期待できる。これにファイバーによるディレイラインを組み合わせ、有限波連について、ただ1個の半導体レーザーで循環的に分割を繰り返す方法が提案されている (FIG.4) [12]。2次標準にオフセットロックされた組込用のコンパクトな基準周波数源として有用であろう。

7.3 パラメトリック発振 (OPO) による周波数間隔分割 OPO-OFID

OPOでは信号周波数とアイドラー周波数がポンプ周波数にロックされているので、ポンプ周波数をコヒーレントにダウンコンバートすることができる。この方法によるOFIDも提案、実験されている[13]。

8 光周波数スケール Frequency Scale

上の周波数間隔分割法は、それによってカスケード段数に従って等比級数的に分割される周波数間隔が得られるので、広大な周波数間隔の分割に向いている。周波数間隔がある程度狭い場合には、周波数間隔を一定ピッチで等分していても、基準周波数との間をつめてゆくことができる。このように、周波数軸上に等間隔に周波数を配置することを仮に周波数スケールと呼ぶことにする。

8.1 光周波数コム発生器 OFCG (Optical Frequency Comb Generator)

周波数スケールを得る方法には、従来から光周波数コム発生器OFCGが考えられている。

光周波数コム発生器OFCGの原理は共振器中においたEO位相変調器に共振器の縦モード間隔に同調した大振幅の位相変調を加えて、この共振器に周波数の確定した単一周波数光を通すと、変調周波数をピッチとする等間隔の線スペクトルからなる広大なFMスペクトルが得られることに基づいており[14]、これが周波数スケールに使われている[15]。

このようにして得られる周波数スケールを増幅してファイバーに通せば、その自己位相変調効果によって、スペクトルをさらに広げることができる。50THzのスケール幅が得られている[16]。

Ti:サファイアのモード同期レーザーから得られるフェムト秒パルスは、そのフーリエ変換として、パルス繰り返し周波数の逆数のピッチの多くの等間隔線スペクトルからなり、それら全体のスペクトル幅はパルス幅の逆数に等しい広がりを持つ。70fsのパルス幅によって20THzの周波数間隔が測定されている[17]。

ある程度広いスペクトル幅を持つ周波数スケールが得られれば、先のOFID (光周波数間隔分割) と組み合わせて、標準周波数の配置が限られている場合にも、周波数カウントすべき光源を光領域全体に拡げることができる。

8.2 光周波数階段 OFSG (Optical Frequency Staircase Generator)

OFCGでは、それがカバーする周波数間隔を大きくしようとすると、光のパワーが歴大な数の線スペクトルに分譲され、しかも、両端部のスペクトルは小さくなるので、所望の周波数間隔にあるペアのスペクトルが受け取るパワーが微弱なものとなり、SN比が悪くなるのでカバーできる周波数間隔に限度が出てくる。

そこで、所望の周波数間隔にあるスペクトルを、OFIDのように必要なスペクトルだけに限ることができればそれが望ましい。そこで、FIG.5に示すような、光周波数階段発生器OFSGを提案したい。この方法は、以前に光周波数シンセサイザとして提案、実験されたもの[18]の応用である。周波数の確定した単一周波数光の有限波連を一定周波数で駆動されているAO周波数シフターに通して、光周波数を一定周波数だけシフトさせ、その出力を波連の長さをカバーできるファイバーでディレイさせ、アンプを通した後、再びAO周波数シフターに通し、これを繰り返せば、周回ごとに一定の周波数シフトを受けるだけであって、スペクトルの拡散を避けることができる。問題は、増幅にともなう

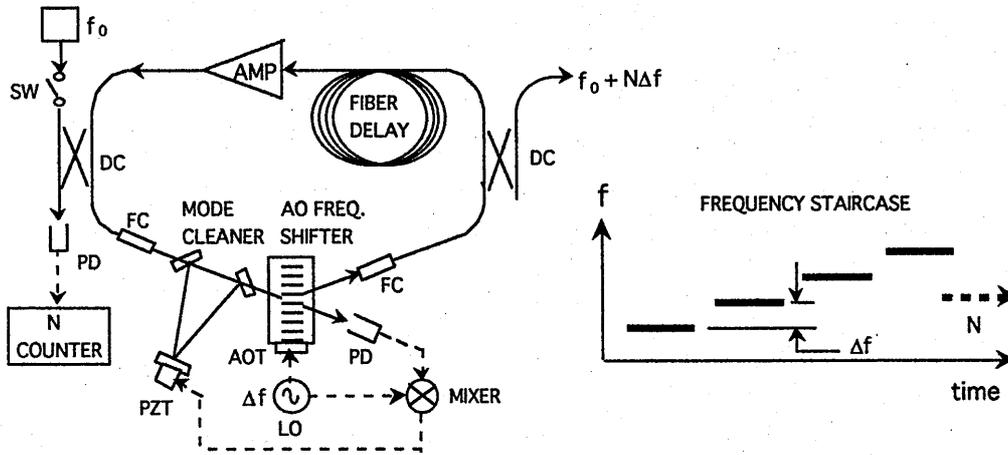


FIG.5 光周波数階段発生器 OFSG (Optical Frequency Staircase Generator) の配置図と階段波形.
 PD: Photo Diode, DC: Directional Coupler, FC: Fiber Coupler, LO: Local Oscillator,
 AOT: AO Transducer, SW: Switch for determining wavepacket length

ASEが周回ごとに蓄積されるので、周回数が制限されることである。これを回避するために、ループ内にモードクリーナーを挿入した。この場合、モードクリーナーを、最初に投入する単一周波数に同調し、かつ、そのFSRを変調周波数にロックするPLLが必要となる。ASEが除去できれば、周回を制限するものはアンプの帯域のみである。Ti:サファイアレーザーアンプで約200THz、Er:ファイバーアンプで10THz程度である。周回数に対する周波数変化が階段状となる(FIG.5)ので、光周波数階段発生器OFSGと名付けた。また、この方法では、トータル周波数間隔の決定が周回数をモニターするだけで容易に行えるメリットがある。AO周波数シフターのシフト量 Δf は最大200MHz程度であるが、最近、ポイント周波数で高変調動作可能な超高速EO光変調器が開発されてきている[19]ので、これをSSB(単側帯)動作させれば、1回のシフト量を数十GHzにもってゆくことも可能である。これによって $\Delta f=20\text{GHz}$ 、ファイバー長20kmとすれば、波連長による線幅広がり10kHz、Ti:サファイアアンプの全帯域掃引時間は4秒と試算される。

9. 光周波数標準技術確立を目指して

周波数というのは、よく言われるように人類共有のしかも平等に与えられた資源である。現在のグローバルな情報通信量の増大が、そのまま人間の幸せにつながるものであるかどうかは問題があるが、この傾向をどどめることはできないであろうし、それを真の人間の幸せにつなげるのは、やはり人間の知恵であろう。

指数関数的に高まってゆく将来の通信需要を安定にしかもローコストに満たしてゆくためには、早い時期に先を見通した準備が必要となる。当面の光情報通信の需要は、DWDMなど、現在のIMによるベースバンド変調の延長線上の技術開発によってまかなっていきけるだろう。また、IMにマイクロ波のサブキャリアを導入しようとするマイクロ波フォトニクスも、ファイバーの当面のトランスベアレンシー向上に寄与する技術である。しかし、上にも触れたように、周波数を資源と考えたとき、IMベースのこれらの光通信技術は、資源をかなりのどかに消費している状況にある。光周波数資源の高度利用が求められてゆく過程で、光のコヒーレント通信によるFDMが、WDMやTDM、マイクロ波フォ

トニクスと共存して利用されはじめるだろう。ただ光の領域でコヒーレント通信を行うことは、マイクロ波で現用されているコヒーレント通信の周波数を5桁程度引き上げることになるので、周波数の相対精度は一気に5桁厳しくなることを意味する。したがって、レーザー光源をはじめ多くの光部品に要求される確度、安定度にもそれだけの精度が必要になる。これは、光コヒーレント通信の潜在能力の高度活用に伴う痛みであるが、今日の技術革新や科学上の新知見はそれに十分こたえられる段階に来ているし、また、この精度要求は、多重度に比例したものであることから、周波数幅当たりコストでは、技術革新分だけ低減できるともいえる。上の議論に出てきた光通信の諸方式は併用されながら光コヒーレント通信をゴールとして進んでゆくものと考えられる。それらの状況を表にすると次ページのTABLE.1のようにならうか。

TABLE.1 これからの光通信技術の発展の展望

順序	光通信の方式	キャリアー	多重化の方法	利用できる変調法	目標/特徴
1	現行光通信	光強度	WDM, TDM	IM ベースバンド	DWDM/ 現行技術
2	マイクロ波 フォトンクス通信	マイクロ波で変調 された光強度	WDM, TDM, IM-FDM	IM-AM/FM/PM IM-FSK, PSK, QPAM	open/ transparency
3	1と2の併用	1+2	1+2	1+2	1+2
4	3と5の併用	1+2+5	1+2+5	1+2+5	1+2+5
5	光コヒーレント通信	光波	FDM, TDM	AM, FM, FSK, PSK QPAM	電波の利用/ transparency

いずれにしても、光のコヒーレント通信には、周波数を適宜配置し、確定することが必要になる。そのためには光周波数標準の確立が欠かせない。光周波数標準は、これまでも、主要な先進国で、各種の物理的標準を管理すべき国立研究機関でなされてきた。また、物理分野では、主として分光学の分野で超微細構造の解明と物理定数追求の立場から、多くの原子、分子について、その遷移周波数が多くの研究機関で精密に測られており、その研究成果が光周波数標準に利用されてきている。光情報通信の立場からは、光通信に多用される周波数（たとえば、現在のところ193THz, 1.55 μ m帯）の近所に1次標準が欲しいところである。そのためには、¹³³Csをマイクロ波周波数標準との間の周波数チェーンを新たに構築するか、現在、確立されている光の周波数標準（たとえば、88.4 THz, 3.39 μ m）との間をブリッジする光周波数間隔分割、周波数スケールの確立が必要となる。そうして、そのためには、これらの分野での先行研究機関、研究者間の協力、支援が必要となる。特に、1次標準については、内外の各研究機関間の相互比較が必要になるので協力態勢の確立が是非とも必要である。

2次標準については、ガス吸収セルの開発からはじまって、安定度とともに、使い勝手のよい自動化された標準器や測定器の開発が必要となる。この点については関連測定器製造機関での研究開発が待たれる。また、適宜周波数軸上に配置された標準周波数がファイバーを通して配信される形も必要とならう。個々の機器に必要な信号源、局部発振源に

については、半導体レーザーが使われようが、半導体プロセス上での粗い周波数設定技術の確立からはじまって、半導体レーザー、EA変調素子、O-E PLL回路素子などがモノリシックに一体化された安定でコンパクトな組込用光源の開発が是非とも必要となる。このことを、いかにコスト対効果比を高めながら実現してゆくかがコヒーレント通信実現のキーポイントとなろう。この点に関しては、現在の携帯電話、CDピックアップ、ビデオカメラ、高密度ハードディスクヘッドなど、一般ユーザー向けローコスト・ハイテク技術発展の経過は大いに参考になる。

10. あとがき

以上、周波数標準確立への展望を、主として光コヒーレント通信をゴールに考えてきた。光領域の広大な周波数資源を考えると、すべてをコヒーレント通信でまかなおうとする、このゴール設定には少し行き過ぎがあるかも知れない。しかし、光で周波数に頼ろうとする趨勢、すなわち、光で、ノイズから電波へ向かおうとする趨勢はどれも必然のように思えるし、それを実現するための技術的背景も整いつつあるように思える。また、問題を情報通信以外の分野にも広げれば、光での標準周波数技術の確立、あるいは、光での周波数技術の確立は、分光学をはじめとする原子、分子の基礎科学、宇宙科学、相対論、量子論の検証、超精密計測、測長、測地などの計測技術、等々多岐にわたる分野に革新をもたらすだろう。一方、光での周波数標準技術の確立という目標は、研究レベルでは、これまでのこの分野の多くの研究者のたゆまぬ努力によって確立されつつある。したがって、この頭初のゴールは、それら研究者の協力を得て進めることができれば、比率的早期に到達できるだろう。そうなれば、光の周波数技術をいかに実用化技術として情報通信を含めて多くの分野にまで定着普及させてゆくかという局面にまでゴールを広げることができる。

参考文献

- [1] 霜田光一, 「歴史をかえた物理実験」, パリティーブックス, 丸善, p.85, 96-97 (1995).
- [2] 同上, p. 86-98.
- [3] Th. Udem, A. Huber, B. Gross, J. Reichert, M. Prevedelli, M. Weitz, and T. W. Hänsch, Phys. Rev. Lett. 70, 2646 (1997).
- [4] 高橋秀俊の講演で(1962).
- [5] [1], p.87.
- [6] C. O. Weiss, G. Kramer, B. Lipphardt, and Garcia, IEEE. Quant. Electron, 24, 1970 (1988).
- [7] H. R. Telle, D. Meschede, and T. W. Hänsch, Optics Lett. 15, 532 (1990).
- [8] R. Wynand, T. Mukai, and T. W. Hänsch, Optics Lett. 17, 1749 (1992).
- [9] K. Shimoda, Jpn. Jour. Appli. Phys. 34, 3566 (1995).
- [10] K. Shimoda, Appl. Phys. B 63, 507 (1996).
- [11] 和田健司, 奥谷重伸, 堀中博道, 張吉夫, 霜田光一, 58回応物学会秋予稿集2pW/3, p.996 (1997).
- [12] 張吉夫, 霜田光一, 17回レーザー学会予稿集, p.28 (1995).
- [13] N. C. Wong, Opt. Lett. 17, 1155 (1972).
- [14] T. Kobayashi, T. Sueta, Y. Cho, Y. Matsuo, Appl. Phys. Lett. 21, 341 (1972).
- [15] K. Nakagawa, M. Kouroggi, M. Ohtsu, Appl. Phys. B 57, 425 (1993).
- [16] K. Imai, M. Kouroggi, B. Widiyatmoko, M. Ohtsu, CLEO'98, OSA Technical Digest Series Vol.6, CThY4, p.472 (1995).
- [17] Th. Udem, J. Reichert, R. Holzwarth, and T. W. Hänsch, Optics Lett., 24, 881 (1999).
- [18] K. Aida, K. Nakagawa, IECE Trans. Commun. E78-B, 664 (1994).
- [19] 井筒雅之, 応用物理 68, 1346 (1999).

輻射科学研究会技術報告
Technical Report of RSSJ
RS00-05

2次元的な屈折率と厚さ同時測定と実サイズ光トモグラフィ

2-D Simultaneous Measurement of Refractive Index and Thickness Leading to a Optical Tomography in the Geometrical Size

近江雅人 余田浩次 倉田高行 春名正光
M. Ohmi, K. Yoden, T. Kurata and M. Haruna

大阪大学医学部保健学科
School of Allied Health Sciences, Faculty of Medicine, Osaka University

2000年7月18日(火)
(於 大阪大学ベンチャービジネスラボラトリー)

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

1. まえがき

最近、低コヒーレンス光干渉を用いた生体表皮下数mmに渡る断層像検出手法が注目されている。これは光コヒーレンストモグラフィ (Optical Coherence Tomography :OCT) と呼ばれ、 $10\mu\text{m}$ オーダーの空間分解能で組織内部の反射点を直接画像化できるのが特長である。この OCT は眼科の分野で硝子体網膜組織の断層イメージング装置として既に実用化域に達しており、網膜疾患などの診断に利用されている[1,2]。しかしながら、OCTでは断層イメージ内の生体組織のサイズは光学的厚さ ($n \times t$: n は屈折率、 t は厚さ) で与えられる。したがって、正確な幾何学的サイズ (実サイズ) を把握するには、 n と t を分離測定する必要がある。また、臨床診断においても病変部位の正確な位置またはサイズの特定に必要な実サイズ光トモグラフィが求められているが、未だこれに関する具体的な報告例はない。

一方、この低コヒーレンス光干渉計に共焦点光学系と微動ステージを組み入れた n 、 t 同時測定法が提案、検討されてきた[3,4]。とくに、我々は測定サンプル走査法によって、厚さ 0.1mm 以上であれば測定精度 0.1% オーダーが得られることを示し[5]、屈折率の波長分散を考慮した位相・群屈折率の分離測定などについて検討してきた[6-9]。また、本手法を生体組織に適用し、*in vitro* 測定において精度 $\leq 1\%$ の n 、 t 同時測定を実証してきた[10]。

上記の n 、 t 同時測定は1次元測定であり、我々はこれを2次元に拡張することによって、実サイズで屈折率分布を表示できる新たな光トモグラフィを提案した[11-13]。本手法は、光の感ずる2つの断層イメージをもとに構築される。一つは、OCT による光学的厚さ ($n \times t$) のサイズで表示されるの光イメージである。もう一つは、共焦点光学系を用いて得られる (t/n) サイズの光イメージ (Confocal Reflection Tomography: CRT) である。これら2つの断層イメージより、簡単な演算で n 、 t の2次元測定ができる。本稿では、イメージングの原理、技術的なポイントを述べると共に具体的な断層イメージングの基礎実験結果について述べる。

2. 実サイズイメージングの原理

2.1 1次元の n 、 t 同時測定: 測定サンプル走査法

図1の干渉光学系を用いて、測定サンプル走査法による1次元の n 、 t 同時測定法の原理を説明する。光源は発振波長 $\lambda_c = 850\text{nm}$ 、波長幅 $\Delta\lambda = 17\text{nm}$ の SLD である。測定に際しては、まず、ビーム径 6mm の SLD 光を $\times 20$ 対物レンズでサンプルの前面に集光、干渉信号強度が最大となるように参照光ミラーの位置を調整する。次に、ステージ2を距離 Δz 移動してサンプルの後面に SLD 光を集光する。ここで、参照光ミラーを ΔL 移動して再び干渉信号強度が最大となるように参照光ミラーの位置

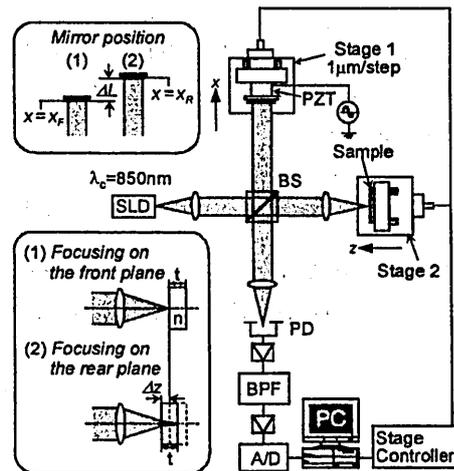


Fig. 1 System configuration of simultaneous measurement of refractive index and thickness.

を調整する。

ステージ2の移動距離 Δz は集光レンズの開口数NAを $\sin\theta = \zeta$ として、スネルの法則により、位相屈折率 n_p を用いて、

$$\Delta z = t \times \sqrt{\frac{1 - \zeta^2}{n_p^2 - \zeta^2}} \quad (1)$$

で与えられる。一方、サンプルの光学的厚さ ΔD は、前面と後面との光路長差であり、群屈折率 n_g を用いて、

$$\Delta D = \Delta L + \Delta z = n_g \times t \quad (2)$$

である。ここで、屈折率の波長分散を無視して、 $n_p \cong n_g \cong n$ とすると、式(1)、(2)より次式を得る。

$$n^2 = \frac{1}{2} \left\{ \zeta^2 + \sqrt{\zeta^4 + 4(1 - \zeta^2) \left(1 + \frac{\Delta L}{\Delta z}\right)^2} \right\} \quad (3)$$

$$t = \frac{\Delta L + \Delta z}{n} \quad (4)$$

レンズNA (ζ) を既知とすると、実測量 ΔL と Δz から式(3)、(4)を用いて n と t を求めることができる。

上述の $n_p \cong n_g \cong n$ の近似による測定誤差について考察する。代表的な光学材料、例えば熔融石英板の $\Delta_{pg} = (n_g - n_p)/n_p$ は、波長850nm帯で0.9%であり、生体の約70%を占める水の Δ_{pg} は同波長帯で1%以下である。本手法では、当面は精度1%の測定を検討しており、妥当な近似であると言える。

2.2 n, t 同時測定 of 2次元への拡張

上記の1次元的な n, t 同時測定法を2次元に拡張することで、実サイズでの光トモグラフィを構築できる。したがって、イメージングの原理は測定サンプル走査法に帰着する。集光レンズのNAを ζ として、 $\zeta^2 \ll 1$ であれば、式(1)、(2)は以下ようになる。

$$\Delta z \cong \frac{t}{n}, \quad \Delta D = n \times t \quad (5)$$

これら2つの実測量 Δz と ΔD から n と t を算出する。

ここで、 Δz の近似式 t/n による誤差について検討する。式(1)において、 Δz の許容誤差を $\delta\Delta z$ とすると、

$$|\delta\Delta z| \approx \frac{\zeta^2}{2} \left(1 - \frac{1}{n^2}\right) \quad (6)$$

が得られる。式(6)より、屈折率 $n=1.5$ 以下のサンプルに対して誤差1%以下が得られるのは、 $\zeta < 0.19$ である。したがって、高NAのレンズを用いるときには、近似を使わない式(3)、(4)を用いる。

実際のイメージングにおいては、 $\Delta D (= n \times t)$ サイズのイメージと $\Delta z (\sim t/n)$ サイズの断層イメージを取得する。そこで、両イメージの対応するラスタ毎に掛算および割算して平方根をとれば、幾何学的サイズでのイメージが得られ、さらに、このイメージサイズで屈折率分布が表示できる。ここで、 Δz サイズのイメージは共焦点光学系を基本に得られ、一方、 $\Delta D (= n \times t)$ イメージは良く知られた光コヒーレンストモグラフィ (OCT) そのものである。

3. 測定光学系とイメージングプローブの評価

3.1 測定光学系

実サイズ光トモグラフィの測定光学系を図2に示す。測定系は、低コヒーレンス干渉計と共焦点光学系とを組み合わせたものである。OCTの光源は、中心波長850nmのSLDである。コリメートされたSLD光は、アパーチャで直径2mmφにして干渉系に入射する。これは、レンズの集光作用を押さえて、コヒーレンスゲートのみで反射面を検出するためである。一方、共焦点光学系は、波長811nmのLDを光源とし、 $\times 20$ 対物レンズを用いて測定サンプルに集光する。サンプルからの反射光は、ビームスプリッタを通して、コア径9 μm の単一モード光ファイバ端面に集光して、空間フィルタリングを行う。

イメージデータの取得においては、x軸方向に測定サンプルをステップ状に移動し、1ステップ毎にz軸方向に一定速度v (mm/s)で連続的に走査する。OCTのドップラー周波数 $f_1 (= 2v/\lambda)$ の干渉信号光は、フォトダイオードPD1でヘテロダイン検波される。CRTの検出信号は、周波数 f_2 の光子チョッパーを介してPD2で同期検波される。ここで、二つの光源SLDとLDの中心波長の違いは39nmである。この波長の違いによる位相屈折率の差は、 $n=1.5$ のガラスで0.2%であり、当面の測定には影響は少ないと考えられる。

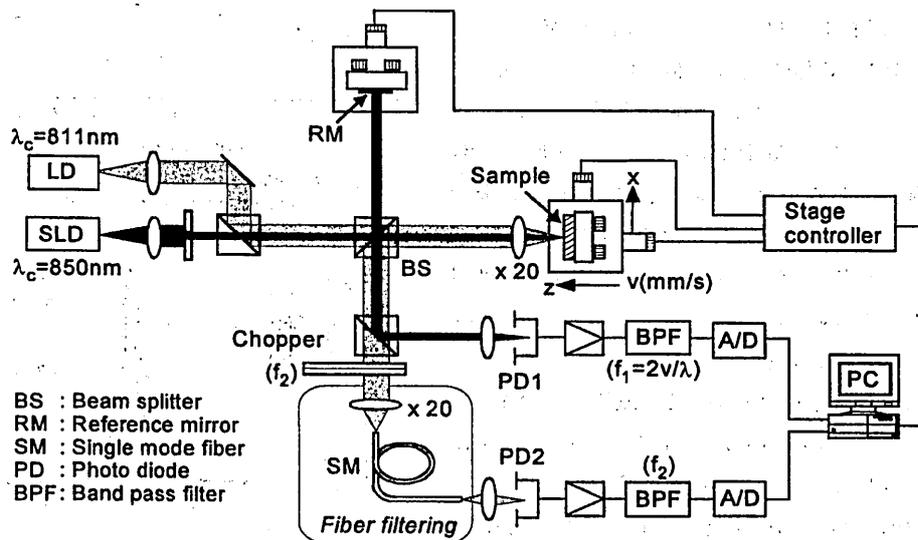


Fig. 2 System configuration of optical tomography along the geometrical thickness by combination of low coherence interferometer and confocal optics.

3.2 イメージングプローブの基礎特性

本手法では、OCTとCRTをそれぞれ独立な光学系で取得する。そこで、各光学系におけるイメージングプローブの空間分解能を評価する。OCTの光軸方向の空間分解能は、光源のコヒーレンス長で決定される。光源の広がりガウス型と仮定して、そのコヒーレンス長 Δl_c は以下で与えられる[2]。

$$\Delta l_c = \frac{2 \ln 2}{\pi} \frac{\lambda^2}{\Delta \lambda} \quad (6)$$

中心波長 $\lambda=850\text{nm}$ 、波長幅 $\Delta\lambda=17\text{nm}$ のSLDでは、 $\Delta l_c=18\mu\text{m}$ となる。これは、コヒーレンス長の実測値 $\Delta l_c=15\mu\text{m}$ と程一致している。一方、CRTの空間分解能は、共焦点光学系における光軸方向の反射強度プロファイルの幅で決定される。集光レンズのNAを ζ として、反射強度プロファイルの半値全幅(FWHM) Δl_f の理論値は、以下で与えられる[14]。

$$\Delta l_f = \frac{0.45 \lambda}{1 - \sqrt{1 - \zeta^2}} \quad (7)$$

中心波長 $\lambda=811\text{nm}$ 、 $6\text{mm}\phi$ のLD光を $\times 20$ 対物レンズ($\zeta=0.3$)で集光すると、 $\Delta l_f=7.9\mu\text{m}$ になる。図3はLDを光源とする共焦点光学系(図2)での、入射ビーム径に対する Δl_f 特性である。この結果、ビーム径 $3\text{mm}\phi$ 以上で $\Delta l_f < 10\mu\text{m}$ となり、鋭いイメージングプローブが得られることが分かった。ここで、ビーム径 $3\text{mm}\phi$ 以上で Δl_f が変化しないのは、高NAの入射光が単一モード光ファイバのNA($\zeta=0.1$)の制限を受けて導波していないためであると考えられる。また、式(7)で示されるCRTの反射強度プロファイルの半値全幅 Δl_f は、上記のレンズNAの他に光源の空間コヒーレンス、および空間フィルタリング手法にも依存する。SLDなどの低コヒーレンス光源は空間コヒーレンスが悪く、CRTの光源には不向きである。SLDで共焦点光学系を構成した場合、 Δl_f はLDの約3倍に広がる結果が得られた。空間フィルタリング手法については、検出系の簡便性や小型化を考慮して、単一モード光ファイバによる空間フィルタリングを行っている。

図4はCRTとOCTにおける光軸方向の反射強度プロファイルである。OCTの半値全幅 $\Delta l_c=15\mu\text{m}$ 、CRTの半値全幅 $\Delta l_f=9\mu\text{m}$ が得られている。このように、光軸上の反射面の位置を特定する上で、共焦点光学系と低コヒーレンス光干渉計は共に $10\mu\text{m}$ オーダーの高い空間分解能をもつことがわかる。

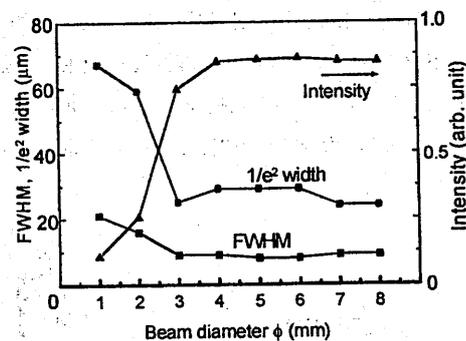


Fig. 3 FWHM and $1/e^2$ width of the axial reflection profile vs. input beam diameter.

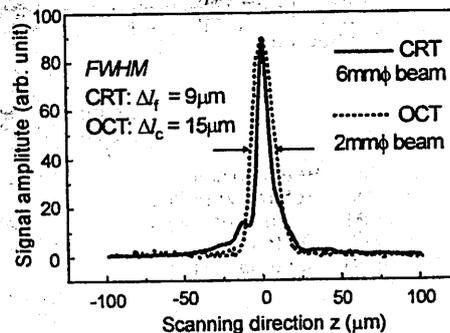


Fig. 4 Axial reflection profile of the confocal optics in comparison with that of the coherence gate.

また、イメージングにおける断面内の空間分解能は、OCT と CRT 共に集光ビームのスポットサイズで決定される。ガウシアンビームのビーム直径 (FWHM) ω は以下で与えられる[15]。

$$\omega = \frac{1}{\sqrt{\ln 2\pi}} \frac{2\lambda}{\zeta} \quad (8)$$

ビーム径 6mmφ の LD 光を ×20 対物レンズ ($\zeta=0.3$) で集光した場合、 $\omega=3.7\mu\text{m}$ となる。ビーム径 2mmφ の SLD 光では、 $\omega=11.5\mu\text{m}$ である。

これらのイメージング分解能におけるポイントは、OCT は光軸方向と断面内の空間分解能がそれぞれ独立であり、CRT は光軸、断面内の空間分解能が互いに集光レンズの NA に密接に関連している点である。とくに、CRT は新しいタイプの断層光イメージング手法であり、さらに詳細に検討する必要がある。

4. 断層イメージングの基礎実験

4.1 モデル的な多層構造サンプルの OCT と CRT

実験に用いた多層構造サンプルを図 5 に示す。サンプルは、隣り合う光学材料の屈折率の差を大きくして、フレネル反射係数が大きくなるように設定した。基板にニオブ酸リチウム板 (Z 板 LiNbO_3) を用い、その上にスライドガラス/ニオブ酸リチウム板/熔融石英板を段差をつけて重ね合わせた。これは、断層イメージ上で、複数の層の異なる領域に分割するためである。これらは、領域 I ~ IV に対応している。また、反射境界面を ① ~ ④ で表記している。

得られた OCT (ΔD イメージング) を図 6(a) に示す。測定領域は $2 \times 2 \text{ mm}^2$ 、ピクセルサイズは $5\mu\text{m}$ 、データ数は 400×400 点であり、測定時間は約 2 分である。OCT では、光軸方向における反射面間の距離が $n \times t$ となる。したがって、層が増えるにつれて、LN 基板の反射面 ④ が後ろにシフトする。

次に、CRT (Δz イメージング) を図 6(b) に示す。測定領域、ピクセルサイズ、データ数等は OCT と同じである。CRT では、反射面間の距離がおおよそ t/n になる。したがって、OCT とは逆に層が増えるにつれて、LN 基板の反射面 ④ が前にシフトする。また、CRT では、 $\Delta f=9\mu\text{m}$ の鋭いイメージングプローブを用いているために、 t/n サイズで約 $55\mu\text{m}$ のニオブ酸リチウムの前面と後面を明確に識別できている。この結果は、OCT と同様に CRT の実用的な断層イメージングの可能性を示唆するものである。なお、CRT ではガラスや LiNbO_3 板の上端が荒れて傾斜しているために、反射光が欠落している。

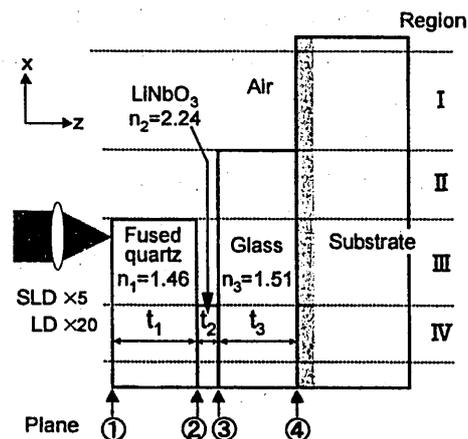


Fig. 5 Multi-layered sample structure.

4.2 2次元の n, t 同時測定と実サイズ光トモグラフィ

ここでは、本手法による2次元の n, t 同時測定の演算処理について述べる。図7で得られたOCTとCRTで互に対応するラスタを取り出す。まず、OCTのラスタにおいて、反射面①②の距離が ΔD_1 、これに対応するCRTのラスタの反射面①②の距離が Δz_1 であるとする。そこで n, t の算出式(3), (4)を用いることで、反射面①②間の屈折率 n_1 と厚さ t_1 が求められる。続いて、反射面②③、反射面③④に対しても同様の計算を行い、n, t を決定する。

上述の演算をOCTとCRTの対応する全てのラスタについて行うことで、2次元の n, t 同時測定が実現できる。さらに、得られた各ラスタでの n, t 同時測定データをもとに、実サイズでの屈折率分布が表示できる。図7は縦、横軸を実サイズで表示した2次元の断面であり、その中に屈折率分布が表示されている。ここで、屈折率の大きさをグレーコードで表示している。これが我々の提案する実サイズで屈折率分布を表示できる光トモグラフィである。

得られた屈折率の値は、 $n_1 = 1.45 \pm 0.02$ 、 $n_2 = 2.23 \pm 0.10$ 、 $n_3 = 1.51 \pm 0.02$ であり、測定精度は、 n_1 で1.4%、 n_2 で4.5%、 n_3 で1.3%である。誤差の要因は、主にピクセルサイズ $5\mu\text{m}$ の分解能で屈折率を計算したためであり、ステージ精度 $1\mu\text{m}$ でデータを取得すれば、厚さ 0.5mm 以上の層で0.2%の精度が期待できる。また、先程述べたCRTでのデータ欠落のため、欠落部分では演算処理ができず、黒で表示されている。すなわち、反射面の特定が両イメージできていないときは、n, t 同時測定ができなくなる。平均化処理等の画像処理を行うことで改善できることが期待できる。

4.3 表面状態の影響と除去

上述のように、CRTにおいてはサンプルの表面状態/平滑度に敏感であり、データの欠落が目立つ。これは共焦点光学系特有のものではなく、主に検出系のダ

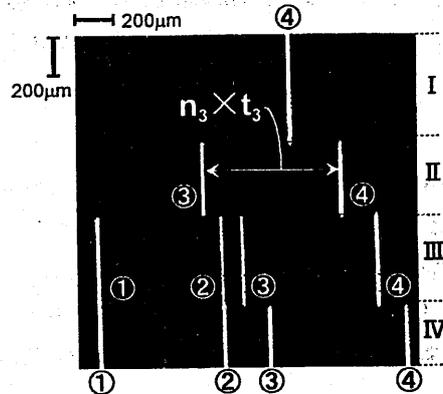


Fig. 6(a) Coherence tomography in the size of optical thickness ($n \times t$ imaging).

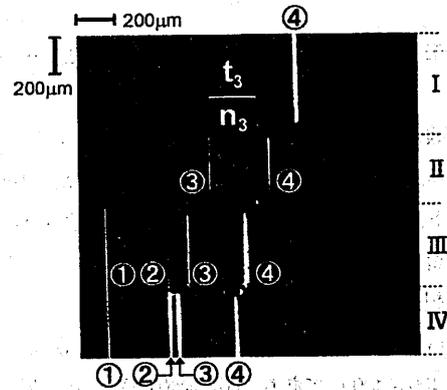


Fig. 6(b) Confocal reflectance tomography (Δz imaging).

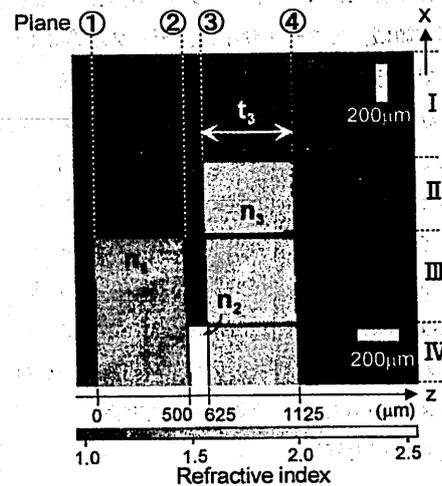


Fig. 7 The resulting optical tomography in the geometrical dimension showing the refractive-index distribution.

イナミックレンジが狭いためである。すなわち、図2の共焦点光学系では、反射光を直接捕らえているのでSN比が悪く、表面荒れや散乱を受けた微弱な反射信号が捕らえにくくなっていると考えられる。そこで、OCTと同様に光干渉技術を共焦点光学系に加味することでSN比が向上し、これにより微弱な信号を捕らえて反射面を識別し易くなると考えられる。とくに、SN比の向上は、生体サンプルに対して有効であり、表面状態のみならずより深部の反射信号をも捕らえることが期待できる。今後は光干渉でCRTを取得して、基礎データを蓄積していく予定である。

4.4 ヒト爪の in vitro 測定

本手法を生体に適用した例を示す。測定サンプルはヒト爪であり、サンプルステージに固定して in vitro で測定を行った。まず、SLD 低コヒーレンス干渉系で得られた OCT 像を図 8(a) に示す。測定領域は $0.4 \times 0.8 \text{ mm}^2$ で、画素サイズ $2 \mu\text{m}^2$ である。図中の左側が爪の表面であり、矢印の点での前面と後面との距離は $n \times t = 568 \mu\text{m}$ である。次に、LD の共焦点光学系による CRT 像を図 8(b) に示す。爪の前面と後面との間隔が t/n サイズでイメージングされている。また、OCT に対応した点線でのラスタースキャンおよび Δz の実測値を同図に示す。これらの値より、 $n=1.45$ 、 $t=392 \mu\text{m}$ が得られた。現状の CRT 像は表面状態や荒れに敏感であり、データの欠落が目立つものとなっているが、反射光が捕らえられる範囲内で 2 次元の n 、 t 同時測定が可能である。

5. まとめ

以上、屈折率と厚さ同時測定の手法を 2 次元に拡張して、実サイズで断層像が構築できる新たな光イメージング手法を提案した。実験はまだ初歩的な段階であるが、OCT と CRT の両イメージにおいて反射面の位置が特定できれば、簡単な演算処理によって、断面における屈折率分布が表示できる。本手法のポイントは CRT (共焦点トモグラフィ) であり、今後は光干渉も加味した共焦点トモグラフィの詳細な検討と共に、本手法を具体的な生体に適用する予定である。

謝辞：日頃、実験でご協力頂く阪大院工・井上将吾君、阪大医学部・此下 竜君、國澤直美君に感謝します。なお、本研究は文部省科学研究費基盤研究 (B) (2) (課題番号 11555016)、奨励研究 (A) (課題番号 11780620) の援助を受けている。記して謝意を表します。



Fig. 8(a) OCT of a piece of human nail.

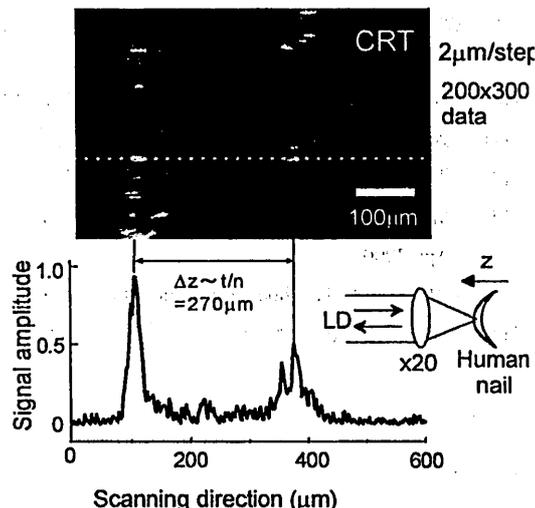


Fig. 8(b) CRT of a piece of human nail and the raster-scan signal.

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: *Science* **254**, pp. 1178-1181 (1991).
- [2] E. A. Swanson, J. A. Izatt, M. R. Hee, D. Huang, C. P. Lin, J. S. Schuman, C. A. Puliafito, and J. G. Fujimoto: *Opt. Lett.* **18**, pp. 1864-1866 (1993).
- [3] G. J. Tearney, M. E. Brezinski, J. F. Southern, B. E. Bouma, M. R. Hee, and J. G. Fujimoto: *Opt. Lett.* **20**, pp. 2258-2260 (1995).
- [4] T. Fukano, and I. Yamaguchi: *Opt. Lett.* **21**, pp. 1942-1944 (1996).
- [5] M. Ohmi, T. Shiraishi, H. Tajiri, and M. Haruna: *Opt. Rev.* **4**, 507 (1997).
- [6] 田尻、満山、近江、丸山、春名: 電子情報通信学会光エレ研究会資料 **OPE96-116** (1996-12).
- [7] M. Haruna, M. Ohmi, T. Mitsuyama, H. Tajiri, H. Maruyama, and M. Hashimoto: *Opt. Lett.* **23**, pp. 966-968 (1998).
- [8] 満山、近江、丸山、春名: 第 20 回応用物理学会光波センシング技術研究会論文集、**LST20-12**, pp. 85-92 (1997-12).
- [9] 春名、近江、井上、丸山、紙中: 第 21 回応用物理学会光波センシング技術研究会論文集、**LST21-21**, pp. 145-152 (1998-5).
- [10] 近江、大西、余田、春名: 医用電子と生体工学 *JJME* **37**, pp.78-84 (1999).
- [11] 大西、余田、國澤、近江、春名: 日本光学会 *Optics Japan '99*, **23MO6**, pp.11-12 (1999-11).
- [12] 近江、大西、余田、國澤、春名: 日本光学会 *Optics Japan '99*, **23pC3**, pp.183-184 (1999-11).
- [13] M. Haruna, K. Yoden, M. Ohmi, Y. Ohnishi, and N.Kunizawa: OSA Biomedical Topical Meeting, Miami, Florida, Apr. 2000.
- [14] T. R. Corle, C. H. Chou, G. S. Kino: *Opt. Lett.* **11**, pp. 770-772 (1986).
- [15] 遠藤、福田、佐藤、丹野: 日本光学会 *Optics Japan '99*, **23pC2**, pp.181-182 (1999-11).

輻射科学研究会技術報告

Technical Report of RSSJ

RS00-06

長周期ファイバーグレーティングのセンサー応用
Sensing Application of Long-Period Fiber Grating

西 壽巳、西井準治*

Hisami Nishi and Junji Nishii*

大阪工業大学工学部電子工学科

Department of Electronic Engineering, Osaka Institute of Technology

大阪工業技術研究所光機能材料部*

Osaka National Research Institute*

2000年7月18日(火)

(於 大阪大学ベンチャービジネスラボラトリー(BVL)会議室)

輻射科学研究会

The Radiation Science Society of Japan

長周期ファイバグレーティングのセンサー応用 Sensing Application of Long-Period Fiber Grating

西 壽巳、西井準治*

Hisami Nishi and Junji Nishii*

大阪工業大学工学部電子工学科

Department of Electronic Engineering, Osaka Institute of Technology

大阪工業技術研究所光機能材料部*

Osaka National Research Institute*

Abstract

A long-period fiber grating having grating periodicity in the hundreds microns, functions as a band rejection filter. Rejection bands are formed in plural wavelengths due to coupling from a single core mode to multiple cladding modes. In this paper, a novel thermometer with high sensitivity using a long-period fiber grating have been proposed and fabricated. Temperatures are detected by shifts of resonance wavelengths. The oil having large temperature coefficients of the refractive index is filled around the cladding. Therefore, the filled oil extremely enhances the sensitivities of temperature, comparing with the air. In the experiments, the room temperature could be successfully measured in a range from 5°C through 50°C. Replacing the oil with another one having different refractive index can easily modify the measurement range.

1. はじめに

光ファイバーを用いたセンサーは大きく分けて(1)光ファイバーを光の伝送路として用い、先端部や途中に他の構造体からなるセンシング部を設けたもの、(2)光ファイバー自体をセンシングに用いるものに分類される。特に(1)の方式は、測定対象に合わせて最適な感度を有するセンシング構造を付与でき各種センサーが提案実用化されている。ところで、光ファイバー内部の特定部位にセンシング構造を有するファイバグレーティングは(1)と(2)の方式の両方の特徴を合わせもち光通信分野のみならずセンシング分野でも注目を集めている。

単一モード光ファイバーのコア内に屈折率の周期構造を与えた光ファイバークレーティングは、伝送路である光ファイバーとの接続性の良さなどの長所を生かし光通信分野での波長選択性素子として注目されている。光ファイバークレーティングにはグレーティング周期が波長オーダーの「短周期ファイバークレーティング」と、周期が長い「長周期ファイバークレーティング」の2種類が研究、開発されている。短周期ファイバークレーティング(Fiber Bragg Grating : FBG)[1]は、ブラッグ条件を満たす共振波長の光(1波長)のみが反射されるフィルターとして機能し、透過光に対しては帯域阻止フィルターとして振る舞う。

一方、長周期ファイバークレーティング(Long Period Fiber Grating : LPFG)[2]は、グレーティング周期が数百 μm と長く、共振波長においてコア内の導波モードがクラッドモードへ変換放射され、透過光に対しては帯域阻止フィルターとして機能する。しかし、反射光成分は存在せず複数の共振波長を持つ。これらの点がFBGとの大きな違いである。

さて、この光ファイバークレーティングをセンサー部として応用する各種センサーシステムが提案されている。共振波長から物理量等をセンシングするため、光強度や偏光成分を用いる手法に比べて、光源パワーや偏光状態の不安定さや伝送路の損失の影響を受けないため、安定した測定値が得られる点が共通した特長である。

「短周期型」のFBGの応用としては、グレーティング部の機械的伸張や温度変化による線膨張に基づくグレーティング周期の変化から共振波長の移動を検出するストレインセンサーや温度センサー[3][4]が報告されている。一方、「長周期型」のLPFGのセンサー応用に対する研究も盛んで、「短周期型」と同等の原理に基づくストレインセンサーや、温度センサーなどが報告されている[5]。さらに、LPFG独特の特長を生かした屈折率センサーへの展開[5][6]も注目を集めている。

ところで、温度センサーにおいては従来のいずれの研究[4][5]においてもセンサー素材である石英ガラスの屈折率温度係数によって感度が決定されていた。FBGは温度センサーとしては非常に低感度であり共振波長 λ の温度係数は、 $d\lambda/dt = 0.014 \text{ nm/deg}$ 程度である。それに対して、LPFGは高感度で $d\lambda/dt = 0.154 \text{ nm/deg}$ とFBGを用いるタイプの約10倍の感度を持つ[5]。そこで、我々は感度を通常のLPFGタイプのさらに4~58倍に向上させた新方式センサーの原理を提案してきた[7][8]。本報告では、室温域において高感度で測定可能な温度センサーシステムについて詳細を述べる。

2. 原理

単一モードファイバー(Single Mode Fiber : SMF) では、コアの伝搬モードは単一である。しかし、クラッドを伝搬するクラッドモードは、クラッド直径が $125\mu\text{m}$ と大きいためマルチモードで伝搬する。

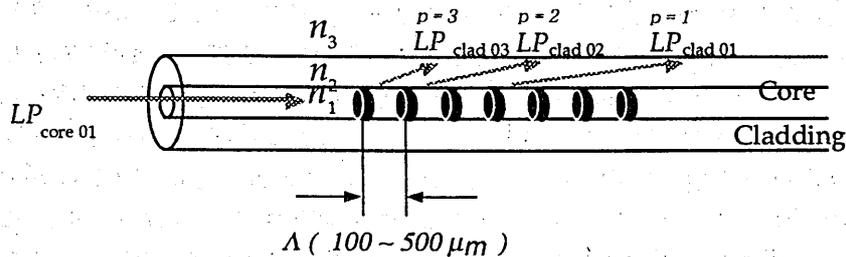


図1. 長周期ファイバグレーティング中でのコアモードからマルチクラッドモードへの結合

Fig.1. Mode coupling from a core mode to multiple cladding mode inside a long-period fiber grating.

LPFG は Fig.1 に示すように、コアを伝搬する唯一の LP_{core01} モードが、(1) 式の関係を満たす時にクラッドを伝搬する LP_{clad01} , LP_{clad02} , LP_{clad03} ... LP_{clad0p} ... モードへと変換される。

$$\lambda_p = (n_{e0} - n_{ep}) \Lambda \quad (p = 1, 2, 3, \dots) \quad (1)$$

n_{e0} は LP_{core01} モードの実効屈折率、 n_{ep} は p 番目の LP_{clad0p} モードの実効屈折率である。グレーティング周期は Λ で表す。

クラッドモードは、マルチモードのため複数波長において共振点が存在する [2]。この p 番目の共振波長 λ_p が外界の物理量変化から影響を受ければセンサーとして機能する。(1)式において、 n_{e0} はコアの屈折率 n_1 とクラッドの屈折率 n_2 で決まるため固定値となる。そこで、 n_{ep} を外部から変化させれば共振波長 λ_p を制御できるが、 n_{ep} はクラッドの屈折率 n_2 とその外周部の屈折率 n_3 で決定される。クラッド外周部の屈折率 n_3 の変化に対して、 n_{ep} は敏感に変化し λ_p が大きく移動する [5][6]。

今回、我々はクラッド外周部に屈折率の温度係数が石英ガラスの値 $dn/nt = 7.0 \times 10^{-6} / \text{deg}$ (熱膨張係数は $0.57 \times 10^{-6} / \text{deg}$ だが無視できる) よりはるかに大

きい値を持つ媒質を充填することにより、飛躍的に感度を向上させた高感度の温度センサーを実現した。

3. 作製

AT&T 社製 Ge ドープ単一モード光ファイバー(カットオフ波長 $1.1\mu\text{m}$)内に高温高圧(150 kg/cm^2)下で H_2 を増感剤としてローディングし、 KrF エキシマレーザ(波長 248 nm)を周期 $\Lambda = 300\mu\text{m}$ の金属マスクを通して被覆を除去した部分に照射して長さ 1cm の屈折率周期構造を構成した。屈折率の経時変化による共振波長のドリフトを抑制するためアニーリングを行い LPFG を作製した。

LPFG は周期 Λ が長いため、半径 10cm 程度の曲げでも共振時の Q が大幅に低下する。そこで、グレーティング部の直線形状を保持するため Fig.2 に示すように硼珪酸ガラスの細管内に挿入し、細管内部に温度検出用オイルを充填した後、接着剤で封止した。充填するオイルの屈折率 n_3 は、クラッドである石英の屈折率 n_2 より僅かに低く、その屈折率差 $(= n_2 - n_3)$ は小さいほど温度に対する感度は高くなる。これは、屈折率差が小さくなると分散特性よりカットオフ波長近くでは n_{cp} が急激に変化するためである[9]。今回は、 $n_3 = 1.446$ ($t = 25^\circ\text{C}$, $\lambda_p = 589.3\text{nm}$ での公称値)のオイルを充填した。

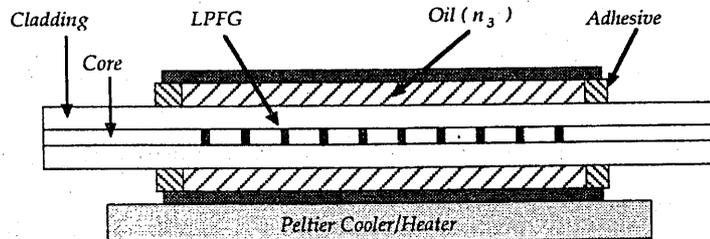


図 2. 温度検出部の断面
Fig.2. Cross sectional view of temperature sensing part.

4. 測定

4.1. システム構成

Fig.3 にシステム構成を示す。白色光源 (ハロゲンランプ) からの近赤外光 (波長 $\lambda = 1000\sim 1700\text{nm}$) を LPFG に導き光スペクトルアナライザで透過スペクトルを測定する。光源からは、GI-50 型のマルチモードファイバーを介して中央部に LPFG が作製された長さ約 2m の SMF に接続される。これは、

不要なクラッドモードを除去するためである。センシング部は、ペルチエ素子による半導体式恒温装置により一定温度に制御されている。恒温装置内に設置されたサーミスターで温度を検出し、設定温度範囲は-10~+50℃、精度は0.1℃である。

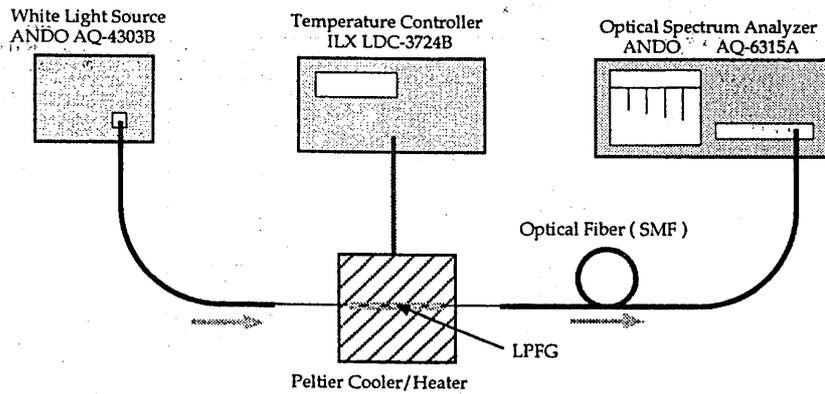


図3. 温度検出システム
Fig.3. Measurement setup of temperature sensing.

4.2. 基本特性

Fig.4 に光ファイバーのクラッド外周部に充填するオイルの屈折率 n_3 を雰囲気温度一定 ($t = 25^\circ\text{C}$) の条件下で変化させたときの透過スペクトルを示す。屈折率は、 $n_3 = 1.0$ (空気)、 $n_3 = 1.446$ (オイル1)、 $n_3 = 1.454$ (オイル2) である。屈折率が上昇するに従い共振ピークが短波長側にシフトする。LPFG の特性上複数の共振点が存在するが、より長波長側の高次モードによる共振ピークほどシフト量は多い。これは、高次モードほどカットオフに近づくとき実効屈折率の変化が急になるためである。

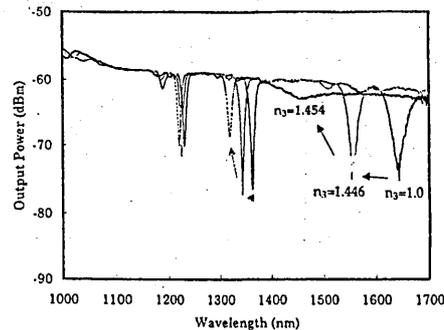


図4. 外周部の屈折率変化させたときの透過スペクトル
Fig.4. Transmission spectrum by ambient refractive index changes.

Fig.5. に屈折率を変化させた時の共振波長シフトをプロットした。第3共振ピークを用いると、屈折率変化 $\Delta n_3 = 0.035$ に対しては最大200 nmの共振波長シフトが得られている。そのため、クラッド外周部媒質の温度変化に伴う屈折率変化を高感度に検出するには、より高次つまり長波長側の共振ピークを用いる方がよいことになる。

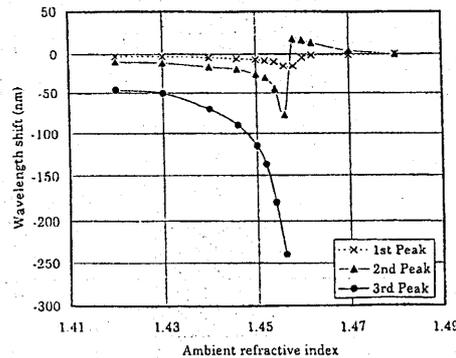


図5.外周部の屈折率変化による共振波長の相対移動量
Fig.5. Relative wavelength shift by ambient refractive index changes.

次に、クラッド外周部を屈折率 $n_3 = 1.446$ ($\lambda_D = 589.3\text{nm}$, $t = 25^\circ\text{C}$) のオイルで充填した。このオイルの屈折率温度係数 dn/dt は、恒温槽を備えた Abbe の屈折率計を用いて $t = 25\sim 34^\circ\text{C}$ の範囲で実測した。

その結果、Fig.7 に示すように、この範囲の温度変化に対して屈折率は直線的に変化し $dn/dt = -3.80 \times 10^{-4}$ (測定波長 $\lambda_D = 589.3\text{nm}$) が得られた。

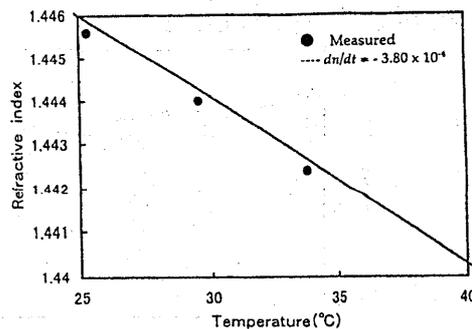
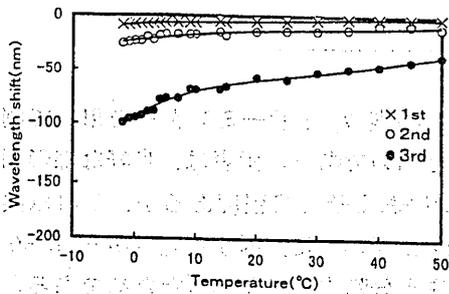


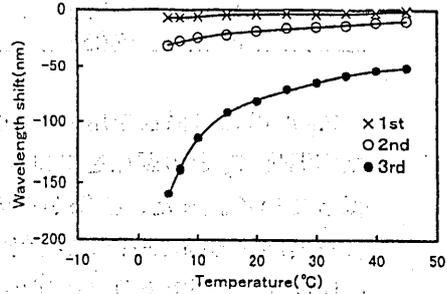
図6.オイル屈折率の温度特性
Fig.6 Temperature dependence of refractive index of an oil.

雰囲気温度を $t = 0 \sim 50^\circ\text{C}$ の範囲で変化させ、オイルの屈折率 ($t = 25^\circ\text{C}$ の公称値) が (a) $n_3 = 1.440$ 、(b) $n_3 = 1.446$ 、(c) $n_3 = 1.450$ 、(d) $n_3 = 1.454$ 時の 1 ~ 3 次共振波長変化を Fig.7 (a)~(d) に示す。

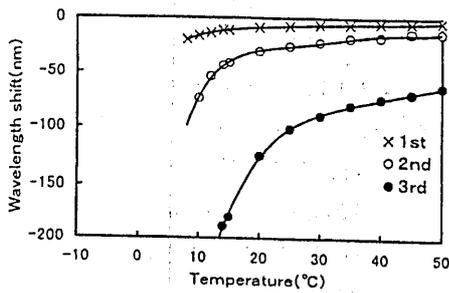
例えば、(b) $n_3 = 1.446$ の場合、温度変化 45°C に対して、 $\Delta\lambda = 130 \text{ nm}$ の波長シフトが得られている。この時の温度係数は $t = 5 \sim 10^\circ\text{C}$ の範囲では、 $d\lambda/dt = 9.0 \text{ nm/deg}$ 、 $t = 45 \sim 50^\circ\text{C}$ の範囲では、 $d\lambda/dt = 0.7 \text{ nm/deg}$ となる。この値は、LPFG 単独の場合の約 4 ~ 58 倍に高感度化されている。



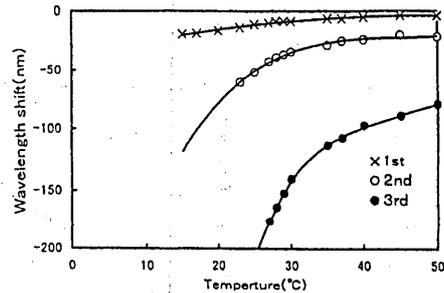
(a) $n_3 = 1.440$



(b) $n_3 = 1.446$



(c) $n_3 = 1.450$



(d) $n_3 = 1.454$

図 7. 外周の屈折率変化による共振波長シフト
Fig.7. Resonance wavelength shift by ambient temperature changes.

4.3. 温度測定

共振波長シフト量 $\Delta\lambda$ から、未知の温度 t を換算するため、Fig.7(b) $n_3 = 1.446$ の実測値を用いて次式で与えられる多項式でフィッティングを行った。ここで、 $\Delta\lambda$ は $n_3 = 1.0$ のときからのシフト量である。表1に各係数を示す。

$$T = A\Delta\lambda^4 + B\Delta\lambda^3 + C\Delta\lambda^2 + D\Delta\lambda + E \dots (2)$$

表1. フィッティング係数

A	1.410×10^{-7}
B	1.046×10^{-4}
C	2.870×10^{-2}
D	3.56
E	178.56

Fig.8はこの係数を用いて測定した温度 T_c とサーミスターを用いて測定した実温度 T_R との関係をプロットしたものである。両者は、良好な線形関係を保っている。また、直線からのズレはおよそ 1°C 程度あるが、これは共振波長を検出する際に白色ランプから光ファイバーに入射する光量が $P_{in} = 60 \text{ dBm}$ (1 nW)と微弱でありノイズの影響を十分除去できなかったためである。光源をより点光源に近いLED等に変更すれば、さらに改善できものと思われる。

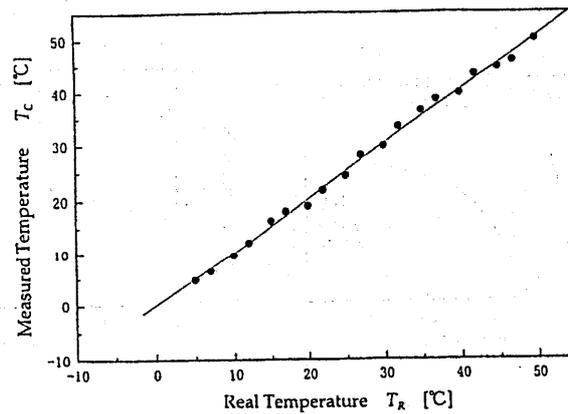


図8. 計測温度と実温度の関係

Fig.8. Relation between real temperatures and measured temperatures.

5. まとめ

長周期ファイバークレーティング(LPFG)を用いた高感度室温域温度センサーを新規提案、試作しその特性を評価した。グレーティング部のクラッド外周に温度係数が非常に大きいオイルを充填する構造にしたため、LPFG 自体の温度係数 $d\lambda/dt = 0.154 \text{ nm/deg}$ から $d\lambda/dt = 0.7 \sim 9.0 \text{ nm/deg}$ へと最大 58 倍もの高感度化が実現できた。

測定温度範囲は実用上 40℃程度だが、中心温度は充填する屈折率の屈折率を変えれば任意に設定できる。さらに、グレーティング周期 Λ を変更すれば、共振波長も選択できるため一本の光ファイバーによる多点計測も可能である。

参考文献

- [1] G. Meltz, W. Morey and W. Glenn ; Opt. Lett., vol. 14, pp.823-825(1989).
- [2] A. M. Vengsarkar, P. J. Lemaire, J. B. Judkins, V. Bhatia, T. Erdogan and J. E. Sipe ; J. of Lightwave Technol., vol. 14, pp. 58-64, (1996).
- [3] G. Meltz ; Proc. SPIE, vol. 798, pp.104-114, (1987).
- [4] A.D.Kersey, T. A. Berkoff and W. W. Morey; Opt. Letter, vol. 18, pp.1370-1372, (1993).
- [5] Bhatia; Opt. Letter, vol. 21, pp. 692-694, (1996).
- [6] B. H. Lee, Y. Liu, S. B. Lee, and S. S. Choi; Opt. Letter, vol. 22, pp. 1769-1771, (1997).
- [7] 西、泉、西井 ; 第 60 回応用物理学会学術講演会予稿集、1a-B-1, (1999).
- [8] 西、泉、西井 ; Optics Japan '99 講演予稿集, 25aB17, pp. 399-400, (1999).
- [9] 栖原;"光波光学 ", pp.116~117, コロナ社 (1998).

輻射科学研究会技術報告

Technical Report of RSSJ

RS00-07

ファイバグレーティングを用いた波長合分波器

Wavelength Division Multiplexer using Fiber Grating

伊藤 正弥¹⁾、 中林 耕基¹⁾、 栖原 敏明²⁾

Masami Ito¹⁾, Koki Nakabayashi¹⁾, Toshiaki Suhara²⁾

1) 松下電器産業(株) 生産技術研究所 材料プロセス研究部
Material & Processing R&D Dept., Production Engineering Laboratory,
Matsushita Electric Industrial Co. LTD.

2) 大阪大学大学院 工学研究科 電子工学専攻
Dept. of Electronics, Graduate School of Engineering, Osaka University

2000年7月18日(火)

(於 大阪大学 吹田キャンパス内 BVL会議室)

輻射科学研究会

The Radiation Science Society of Japan

1. はじめに

広帯域高速通信への要望は、専門技術者のみならず、一般ユーザにも広がり始め、光アクセス系システムへの期待が高まっている。このような光アクセス系システムである、ATM-PONやNTTのパッシブダブルスター(PDS)^[1]では、 $1.3\ \mu\text{m}$ と $1.55\ \mu\text{m}$ の2波長を用いた光通信が行われ、波長を合分波する素子(WDM)が重要な役割を果たしている。

このようなWDMとして、1)熱融着延伸方式、2)導波路と誘電体多層膜フィルタを用いた方式、^[2] 3)ファイバグレーティングとサーキュレータを用いた方式^{[3][4]}等がある。

しかし、熱融着延伸方式は、1)作製時間がかかり量産性に欠ける、2)熱プロセスであるため品質の安定性に欠け歩留りが悪い等の問題がある。また、導波路と誘電体多層膜フィルタを用いた方式は、1)導波路作製のための設備費が高い、2)導波路と光ファイバとのアライメントが必要等の問題がある。また、ファイバグレーティングとサーキュレータを用いた方式は、サーキュレータが非常に高価であるという課題を有している。このように従来のWDMは、高価であるため、一般家庭への普及の障害となっている。

そこで、筆者らは、低コスト化が可能で量産性に優れたファイバグレーティングを用いたWDMを提案し、その原理実証を行ったので、報告する。

2. WDMの構成

図1は、提案したファイバグレーティングを用いたWDMの基本構成を示している。この図を用いて、本方式のWDMの作製方法および動作を説明する。

まず、水素ドープされた第1及び第2の光ファイバを、基板に予め加工させた3本のV溝の両端に設置する。中央のV溝には、通常の光ファイバを設置する。そして、3本の光ファイバをUV接着剤により、接着固定する。

次に、光ファイバと位相マスクを所定の角度だけ傾け、位相マスクと光ファイバをほぼ当接するまで密着させる。そして、 $248\ \text{nm}$ のエキシマレーザにより照射することにより、位相マスクによる干渉縞が光ファイバ内に形成される。この光の明暗により、光ファイバ内に紫外光励起屈折率変化が生じる。この時に光ファイバに発生する、グレーティングは、図2のように傾いたグレーティングが形成される。また、このグレーティングは波長 $\lambda/2$ の光を光ファイバ外に効率よく出射させるために、ブラッグの条件を満たすように設計されている。ファイバグレーティングの設計については、3章で後

述する。また、このファイバグレーティングにより、波長 λ_2 の光は光ファイバ外に出射されるが、 λ_1 の光は透過される。最後に、水素ドープされた光ファイバ内の水素を完全に除去するために、 100°C にて、アニールを行う。

次に、動作について、簡単に説明する。 λ_1 、 λ_2 の光がA部より入射されると、第1の光ファイバ内のグレーティングを透過し、B部より出射される。一方、 λ_2 の光は、グレーティングにより空気層に出射され、中央の集光用ファイバにより集光され第2の光ファイバのグレーティングに入射し、C部より出射する。

このように提案したWDMでは、ガラス基板とファイバのみを用い、量産可能な露光プロセスにより作製するため、低コストなWDMを提供することができる。

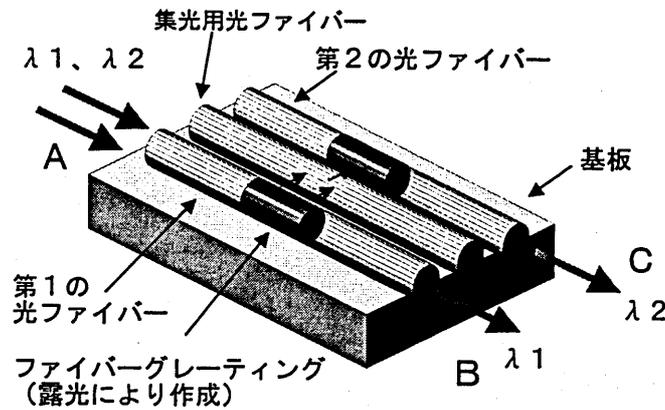


図1 デバイスの基本構成図

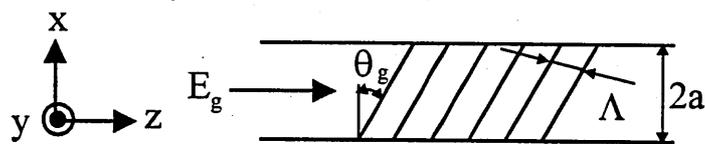


図2 ファイバグレーティング説明図

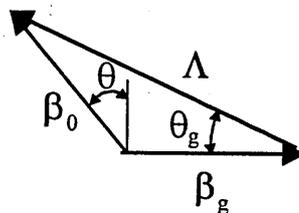


図3 ベクトル伝搬ダイアグラム

3. ファイバグレーティングの設計

ファイバグレーティングは図2のようにグレーティングを傾けて作製する。このグレーティングの傾斜角度 θ_g は、空気層に出射しかつ、集光用の光ファイバにより第2の光ファイバに入射可能な 30° とした。グレーティングの周期 Λ は、図3の伝搬ベクトルダイアグラムのように波長 $1.55\mu\text{m}$ においてブラッグ波長が成立する、 $0.6172\mu\text{m}$ とした。また、第1の光ファイバを出射した波長 λ_2 の光を効率よく第2の光ファイバに集光させるため、第1の光ファイバのコアと第2の光ファイバのコアと集光用光ファイバにより結像関係となるように光ファイバ間のピッチを $143\mu\text{m}$ とした。

4. 出射光シミュレーション

次に、第1の光ファイバから出射される光強度分布、波長分布、出射効率等を数値計算により求める。計算は、以下のように行った。

図2のような直交座標系とすると、図3に示した伝搬ベクトルダイアグラムの主放射方向波動ベクトル β_0 は $(k\cos\theta, 0, -k\sin\theta)$ と書け、導波モード波動ベクトル β_g は $(0, 0, \beta_g)$ と書ける。また、格子ベクトル K は、 $(K\sin\theta_g, 0, -K\cos\theta_g)$ と書ける。ここで、 $\beta_g = n_g k_0$ 、 $k_0 = 2\pi/\lambda$ 、 $K = 2\pi/\Lambda$ 、 n_g は実効屈折率である。また、 K 、 β_0 、 β_g は、ブラッグの条件を満足するため、式(1)、式(2)を満足する。

$$\beta_g - K \cos \theta_g = -k \sin \theta \quad (1)$$

$$K \sin \theta_g = k \cos \theta \quad (2)$$

グレーティングの屈折率変調は、最大屈折率変調を Δn 、ファイバ中心からのベクトルを r として、式(3)のように定義する。

$$\Delta n(x, y, z) = \Delta n / 4 (e^{jKr} + e^{-jKr}) \quad (3)$$

式(3)において、 e^{jKr} は e^{-jKr} に比べ小さいため、式(3)は式(4)のように近似することができる。

$$\Delta n(x, y, z) = \Delta n / 4 e^{-jKr} \quad (4)$$

光ファイバコア単体の屈折率分布を $n_f(r)$ 、クラッドの屈折率を n とすると、 $n_f(r) \gg \Delta n(x, z)$ 、 $n_f(r) \doteq n$ より、グレーティングを有する光ファイバコア内の屈折率分布 $n(r)$ は式(5)のように書ける。

$$n^2(\mathbf{r}) = n_f^2(\mathbf{r}) + 2n\Delta n(x, z) \quad (5)$$

入射光としてLP₀₁基本導波モードを考え、その電界ベクトルはy方向に向いているとする。このモード電界のy成分をE_g(r)は、式(6)のスカラー波動方程式を満たす。

$$[\nabla_r^2 + \{k_0^2 n_f^2(\mathbf{r}) - \beta_z^2\}]E_g(\mathbf{r}) = 0 \quad (6)$$

導波光が入射した時の、全光電界E_T(x, y, z)=E_T(r)をスカラー近似により算出する。この全光電界は、式(7)のスカラー波動方程式を満たす。

$$[\nabla^2 + k_0^2 n^2(\mathbf{r})]E_T(\mathbf{r}) = 0 \quad (7)$$

導波光は放射により漏洩するため減衰するが、この減衰量は小さく無視すると、全光電界は、式(8)のように書ける。

$$E_T(\mathbf{r}) = E_g(\mathbf{r})e^{-j\beta_z z} + E(x, y, z) \quad (8)$$

ここで、E(x, y, z)は放射波の電界分布を示している。

次に、この式(8)を式(7)に代入、式(5)、式(6)を用いると、式(9)が得られる。

$$[\nabla^2 + k_0^2 n^2(\mathbf{r})]E(x, y, z) = -2k_0^2 n\Delta n(x, y, z)E_g(\mathbf{r})e^{-j\beta_z z} \quad (9)$$

回折波のグレーティング内伝搬距離は小さく、かつ、Δnが小さいため、放射波がグレーティングで再度回折される影響を無視し、式(9)の左辺のn(r)をクラッドの屈折率nで近似する。また、式(9)に式(4)を代入すると式(10)を得る。

$$[\nabla^2 + k^2]E(x, y, z) = -(k_0^2 n\Delta n / 2)e^{-jxK \sin \theta_g} E_g(\mathbf{r})e^{j\beta_z z} \quad (10)$$

式(10)の右辺は、ディラックのデルタ関数を用いて式(11)のように書ける。

$$\begin{aligned} & -(k_0^2 n\Delta n / 2)e^{jxK \sin \theta_g} E_g(\mathbf{r})e^{-j\beta_z z} = \\ & -(k_0^2 n\Delta n / 2) \iint e^{-j\xi K \sin \theta_g} E_g(\sqrt{\xi^2 + \eta^2}) \delta(x - \xi) \delta(y - \eta) d\xi d\eta e^{-j\beta_z z} \end{aligned} \quad (11)$$

式(12)を満たすグリーン関数G(x, y, z; ξ, η)を用いて、式(10)の解は、式(13)のように書ける。

$$(\nabla^2 + k^2)G(x, y, z; \xi, \eta) = \delta(x - \xi) \delta(y - \eta) e^{-j\beta_z z} \quad (12)$$

$$E(x, y, z) = -(k_0^2 n \Delta n / 2) \iint e^{-j\xi K \sin \theta_g} E_g(\sqrt{\xi^2 + \eta^2}) G(x, y, z; \xi, \eta) d\xi d\eta \quad (13)$$

但し、グリーン関数 $G(x, y, z; \xi, \eta)$ は、式 (14) のように書ける。

$$G(x, y, z; \xi, \eta) = \sqrt{1/8 j \pi r_{PQ}} e^{-j r_{PQ}} e^{-j \beta z} \quad (14)$$

従って、式 (10) の解 $E(x, y, z)$ は式 (15) のように書ける。

$$E(x, y, z) = -\frac{k_0^2 n \Delta n}{\sqrt{32 j \pi \gamma}} \iint e^{-j \xi K \sin \theta_g} E_g(\sqrt{\xi^2 + \eta^2}) \frac{e^{-j r_{PQ}}}{\sqrt{r_{PQ}}} d\xi d\eta e^{-j \beta z} \quad (15)$$

ここで、 $\gamma = k \cos \theta$ 、 r_{PQ} は、図4に示したようにグレーティング内の仮想線光源の位置を表す点 $Q(x, y)$ と、観測点の座標を表す点 $P(x, y)$ の間の距離である。

次に、光ファイバ軸から R 離れた円筒状観測面を考え、 $(x, y) = (R \cos \varphi, R \sin \varphi)$ とする。 $R \gg \lambda$ 、 $R \gg a$ より、距離 r_{PQ} は式 (16) のように書ける。

$$r_{PQ} = \sqrt{(R \cos \varphi - \xi)^2 + (R \sin \varphi - \eta)^2} \cong R - \xi \cos \varphi - \eta \sin \varphi \cong R \quad (16)$$

式 (16) を用いて、式 (15) は近似的に式 (17) のように書ける。

$$E(x, y, z) = -\frac{k_0^2 n \Delta n}{\sqrt{32 j \pi \gamma}} \iint E_g(\sqrt{\xi^2 + \eta^2}) e^{j 2 \Delta_x \xi} e^{j 2 \Delta_y \eta} d\xi d\eta \frac{e^{-j R}}{\sqrt{R}} e^{-j \beta z} \quad (17)$$

$$2 \Delta_x = k \cos \theta \cos \varphi - K \sin \theta_g \quad (18)$$

$$2 \Delta_y = k \cos \theta \sin \varphi \quad (19)$$

式 (17)、(18)、(19) を用いて、出射シミュレーションを行った。ファイバグレーティングの各パラメータは、3章で述べた値を用い、ファイバグレーティング長を 20mm とした。

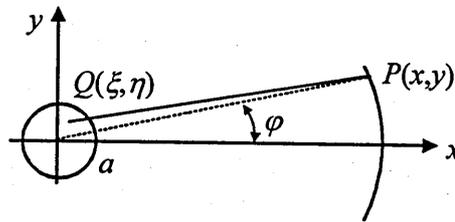


図4 座標系

図5は、屈折率変化 Δn が0.004の場合のファイバグレーティングを有する第1の光ファイバからの出射光の波長特性を示している。図5より、ブラッググレーティングを用いているにも関わらず、波長帯域が広がっていることがわかる。これは、x方向のグレーティング厚が薄いため位相整合条件への制限がz方向に比べ緩く、通常のブラッグ反射に比べ波長帯域が広がっているものと考えられる。

また、図6は、屈折率変化 Δn と出射効率の関係を示している。図6より、屈折率変化 Δn が大きいほど効率が良くなることがわかる。

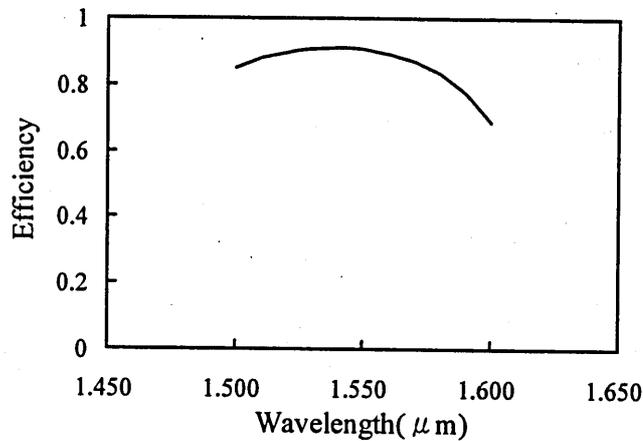


図5 出射光の波長特性 (シミュレーション結果)

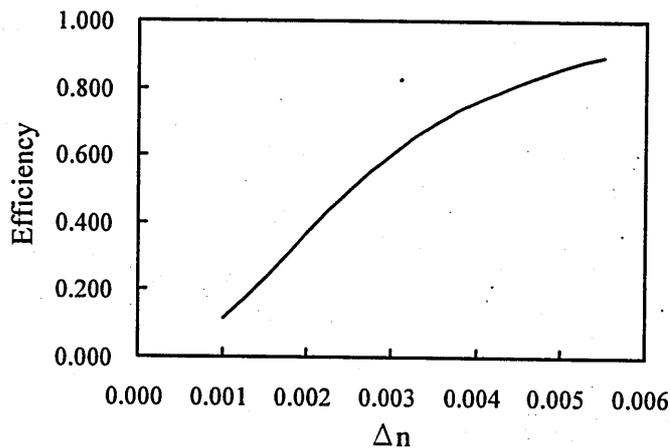


図6 出射効率と屈折率変化との関係 (シミュレーション結果)

5. 出射光確認実験

図7に用いた実験装置の構成図を示す。波長248 nmのエキシマレーザをミラーを介して、位相マスクを照射する。この時、ガラス基板の上に接着固定された光ファイバと位相マスクは、ほぼ密着状態で露光を行う。また、位相マスクの仕様は、ピッチ1.3342 μm 、回転角20.8°とした。このような位相マスクとすることにより、光ファイバの円筒形状により波長248 nmの光は屈折され、3章で述べたようなピッチ0.6172 μm 、傾斜角30°のグレーティングが形成される。

図8は、図7に示した実験装置を用いて作製したファイバグレーティングからの出射光の波長特性を示している。図8より、実験とシミュレーションは、ピーク波長が10 nm程度長波長側に変化しているが、ほぼ一致していることがわかる。また、効率は、91%と高い出射効率が得られた。

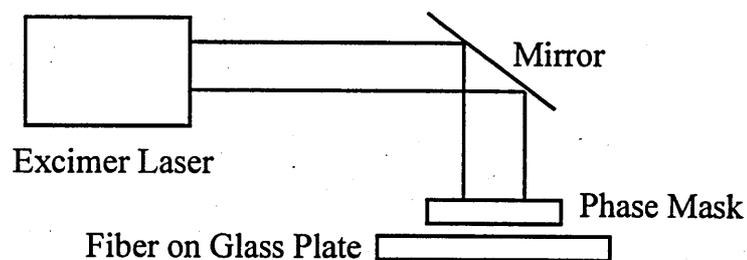


図7 露光光学系

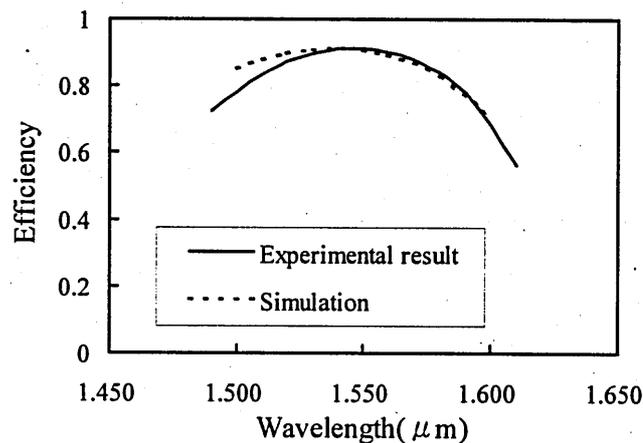


図8 出射光の波長特性 (実験結果)

6. 結合効率シミュレーション

4章では、光ファイバからの出射光の数値解析を行った。本章では、第1の光ファイバに入射した光が第2の光ファイバからどの程度出力されるかを調べる。

第1の光ファイバから出射される光のy z方向の広がり角は4°と小さいため、集光用光ファイバにより精度良く第2の光ファイバに集光されるため、集光用ファイバの端面、つまり、中心で、y z方向の光は理想的に平行光であると仮定する。

集光用光ファイバの端面での、第1の光ファイバからの出射光の振幅分布を $E(y,z)$ とする。また、第2の光ファイバのC端（図2参照）より光を入射したときの集光用光ファイバの端面での振幅分布を $H(y,z)$ とすると、相反定理^[5]より、結合効率 η_{tot} は式(20)のように書ける。

$$\eta_{tot} = \eta_{out} \frac{\left\{ \iint E(y,z)H(y,z)dydz \right\}^2}{\iint E(y,z)^2 dydz \iint H(y,z)^2 dydz} \quad (20)$$

ここで、 η_{out} は第1の光ファイバから出射する出射光の効率である。また、振幅分布 $E(y,z)$ 、 $H(y,z)$ および出射光の効率 η_{out} は、式(17)、(18)、(19)を用いて、計算することができる。

この式(20)を用いて、結合効率シミュレーションを行った。図9は、屈折率変調 $\Delta n = 0.005$ 、グレーティング長20mmの場合の波長特性を示している。図9より、出射光同様に、波長帯域が広がっていることがわかる。

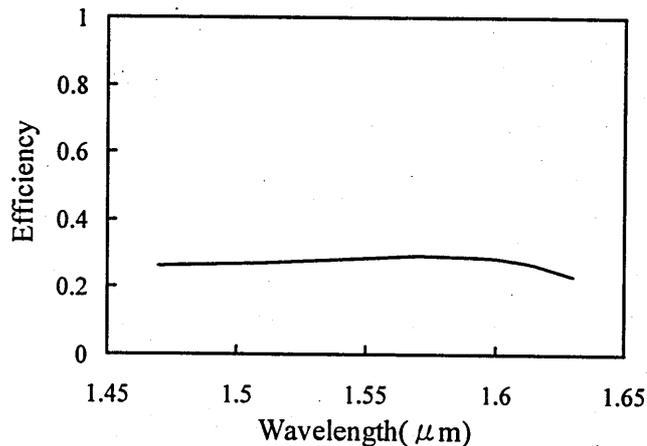


図9 結合効率シミュレーション結果（波長特性）

図10は、グレーティング長20mmの場合での、屈折率変調と結合効率との関係を示している。出射効率では、屈折率変調増加と共に、出射効率は上昇したが、結合効率では、屈折率変調0.003で効率0.376を最高に頭打ちとなる。これは、式(20)示した第1の光ファイバの出射光の振幅分布 $E(y,z)$ と第2の光ファイバの出射光の振幅分布 $H(y,z)$ が図11のように、一致していないために効率が向上しないと考えられる。つまり、第1の光ファイバから出射される光の多くは入射側A端近傍で出射し、第2の光ファイバに入射する。しかし、第2の光ファイバを伝搬することで、再度放射される光が多く存在するために、結合効率が向上しないものと考えられる。

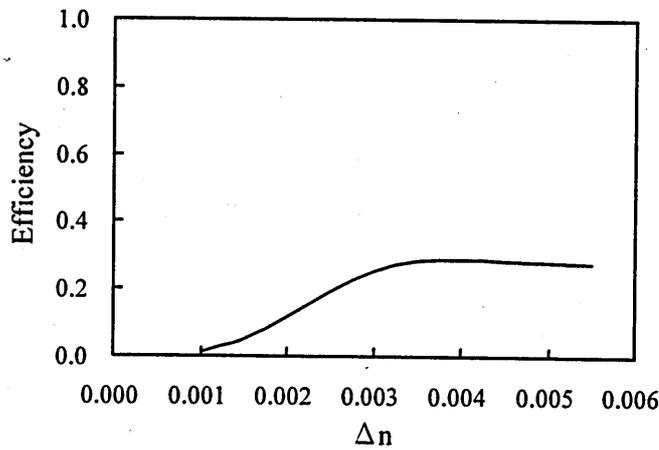


図10 屈折率変調と結合効率との関係 (シミュレーション結果)

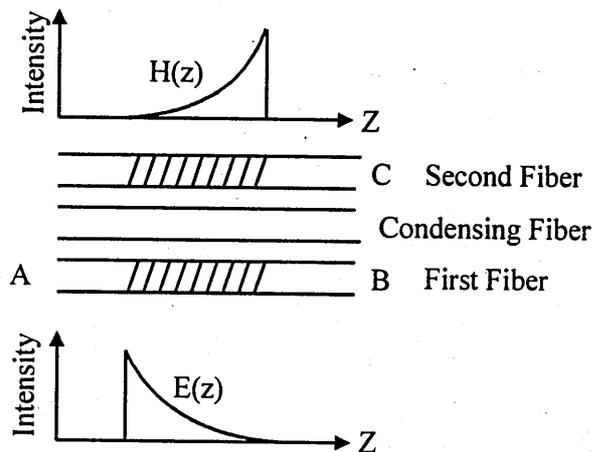


図11 各ファイバの出射強度分布

7. 実験検証

図12は、提案したWDMのC端(図2参照)からの出力光の波長特性を示している。図12より、シミュレーション同様に波長帯域が広がっていることがわかる。しかし、シミュレーションに比べ結合効率が劣化していることがわかる。図13は、グレーティング長と結合効率との関係を示している。この結果も、図12同様、シミュレーションに比べ効率が劣化している。

次に、この原因について検討する。効率劣化要因として、1)ファイバの屈折率変動のばらつき、2)ファイバのアライメント誤差、3)集光用ファイバの収差等が考えられる。そこで、露光時にミラーを走査することにより露光むらにより発生する屈折率変

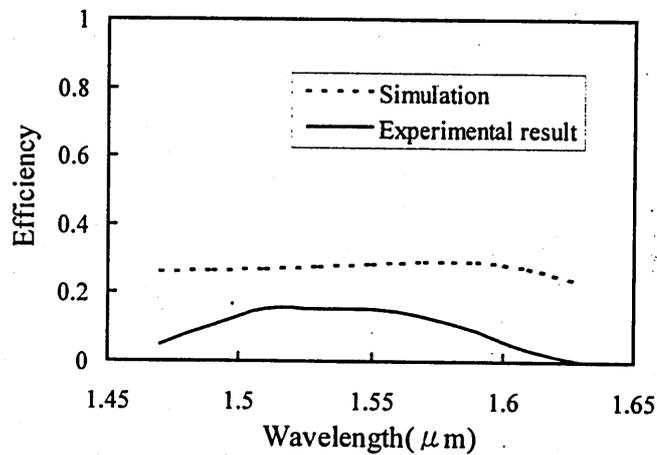


図12 結合効率実験結果(波長特性)

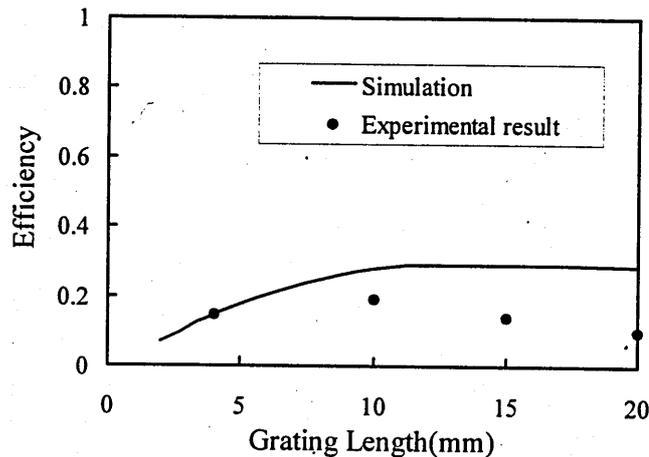


図13 グレーティング長と結合効率との関係(実験結果)

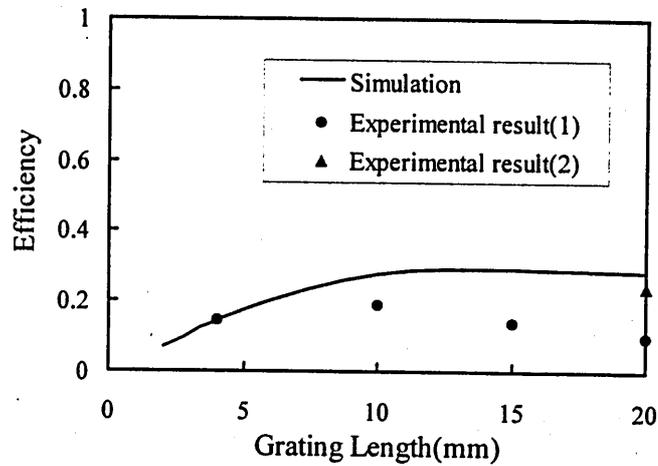


図14 グレーティング長と結合効率との関係（実験結果）

調のばらつきを低減する実験を行った。図14の▲印は、ファイバグレーティング長20mmの場合の実験結果を示している。この時の、結合効率は24%となった。図14より、ほぼシミュレーションと一致していることがわかる。このことから、効率劣化の主要因は、露光時に発生する屈折率変調のむらと考えられる。

8. まとめ

本報告では、ATM-PONやNTTの進めているPDSに用いることができる低コスト化可能なWDMの開発を目指し、基礎検討を行い以下の結論を得た。

- 1) 提案したWDMの方式を実験検証し、24%の結合効率を得た。
- 2) 傾けたブラッググレーティングの場合には、ファイバの半径方向の位相整合条件が緩いため、波長特性が広帯域化されることを示した。
- 3) 露光強度分布の不均一により屈折率変調のむらが発生すると、結合効率が劣化することを明らかにした。

参考文献

- [1] 玉木 規夫；”光アクセス系のシステム技術”、O plus E、Vol. 21、No. 1、p. 63-67、(1999)
- [2] 鈴木 扇太；”波長多重用プレーナー光波回路”、光学、Vol. 26、No. 8、p. 418-423、(1997)
- [3] 小向 哲郎、中沢 正隆；”光ファイバグレーティング技術の最近の展開”、信学技報、OPE95-114、p. 19-24、(1995)
- [4] 指宿 康弘、淀 重人、大田 育夫、太田 寿彦；”ファイバグレーティングとその応用”、信学技報、OFT98-10、p. 1-6、(1998)
- [5] 西原 浩、春名 正光、栖原 敏明；”光集積回路”、オーム社、p. 94、(1985)

輻射科学研究会技術報告
Technical Report of RSSJ
RS00-08

周期フーリエ変換の回折・散乱理論への応用

Application of the periodic Fourier transform
to the theory of diffraction and scattering.

中山 純一
J. Nakayama

京都工芸繊維大学
Kyoto Institute of Technology

2000年12月11日
於 京都工芸繊維大学

輻射科学研究会
Radiation Science Society of Japan

1 Introduction

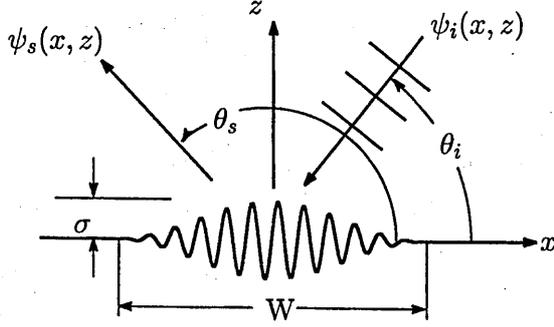
This paper¹ deals with a mathematical formulation for the wave scattering from a finite periodic surface, because such a scattering problem is related with important applications[1-6] such as diffraction gratings, leaky wave antenna and waveguide couplers in thin film optics.

When a plane wave is incident on a periodically corrugated surface of infinite extent, the wave is well known to be scattered into discrete directions. Mathematically, the scattered wave is given by the Floquet form, which is a product of a periodic function and an exponential phase factor. Many analytical and numerical works have been carried out on the basis of the Floquet form. However, such a form is valid only for a periodic grating with infinite extent and is no longer applicable to a finite periodic case and semi-infinite periodic case, where the scattered waves are often represented by Fourier integrals. It seems that a periodic case with infinite extent and a finite periodic case have been considered to be entirely different in mathematical formulation.

To bridge wide gaps between an infinite extended and a finite periodic cases, we have introduced the periodic Fourier transform based on the periodicity of grating [8]. The periodic Fourier transform converts any function $f(x)$ into a spectrum function $F(x, s)$, where $F(x, s)$ is periodic in the x direction and s is a parameter. The inverse transform is given by a Fourier integral with s over a finite interval. Taking the periodic Fourier transform of the scattered wave and expanding the spectrum function into Fourier series, it is shown that the scattered wave has an extended Floquet form, that is a 'Fourier series' with 'Fourier coefficients' given by band-limited Fourier integrals of unknown amplitude functions of s . By the periodic Fourier transform, the boundary condition on a finite periodic surface is reduced to an equation involving only periodic functions. Expanding periodic functions into Fourier series, we obtain an integral equation for the amplitude function. Assuming an apodised sinusoidal surface shown in figure 1 and the corrugation amplitude is sufficiently small, we solve the integral equation by the small perturbation method.

Physically speaking, the wave scattered from a finite periodic surface is made up of several beams, which are diffracted into the directions determined by the famous grating formula[7]. Due to the interferences between waves radiated from the ends of the corrugation, sidelobes appears as ripples in the angular distribution of the scattering[2-4,8]. We will demonstrate that the sidelobes are much reduced in level and in angular distribution if Hanning window or Hamming window[9] is used as an apodisation function.

¹Main part of this paper was published in Ref. [13].



⊠ 1: Scattering and diffraction of a plane wave from a periodically corrugated surface with apodisation. The incident plane wave and the scattered wave are denoted by $\psi_i(x, z)$ and $\psi_s(x, z)$, respectively. θ_i is the angle of incidence and θ_s is a scattering angle. W is the physical length of corrugation and σ is the corrugation height parameter.

2 Formulation

Let us consider the wave scattering from a periodically corrugated plane shown in Fig. 1. We write the surface deformation as

$$z = f(x) = \sigma g(x|W) \sin(k_L x), \quad k_L = \frac{2\pi}{L}, \quad (1)$$

where L is the period, σ is the corrugation height parameter, W is the physical length of corrugation and $g(x|W)$ is the apodisation factor which is a non-negative function taking its maximum at $x = 0$,

$$g(0|W) = \max_x [g(x|W)] = 1, \quad (2)$$

and vanishes for $|x| > W/2$,

$$g(x|W) = 0, \quad |x| > \frac{W}{2}. \quad (3)$$

We denote the y component of the electric field by $\psi(x, z)$, which satisfies the wave equation

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2 \right] \psi(x, z) = 0, \quad (4)$$

in the region $z > f(x)$ and the Dirichlet condition

$$\psi(x, z) = 0, \quad z = f(x), \quad (5)$$

on the surface. Here, $k = 2\pi/\lambda$ is the wave number and λ is the wavelength.

We write the incident plane wave $\psi_i(x, z)$ as

$$\psi_i(x, z) = e^{-ipx} e^{-i\beta_0(p)z}, \quad p = k \cdot \cos \theta_i, \quad (6)$$

$$\beta_m(p) = \sqrt{k^2 - (p + mk_L)^2}, \quad \text{Im}[\beta_m(p)] \geq 0, \\ (m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots), \quad (7)$$

where θ_i is the angle of incidence. Since the surface becomes flat for $|x| > W/2$, we put the electric field as

$$\psi(x, z) = e^{-ipx} e^{-i\beta_0(p)z} - e^{-ipx} e^{i\beta_0(p)z} + \psi_s(x, z), \quad (8)$$

where $e^{-ipx} e^{i\beta_0(p)z}$ is the specularly reflected wave and $\psi_s(x, z)$ is the scattered wave due to surface deformation.

In view of the periodic nature of the surface corrugation, we may determine a possible form of the scattered wave. By use of the periodic Fourier transform and its inverse transformation, it was shown in a previous paper[8] that the scattered wave may have an extended Floquet form:

$$\psi_s(x, z) = \frac{1}{k_L} \sum_{m=-\infty}^{\infty} e^{-imk_L x} \int_{-\pi/L}^{\pi/L} A_m(s) e^{-i(p+s)x + i\beta_m(p+s)z} ds, \quad (9)$$

which satisfies the wave equation (4) and radiation condition for $z \rightarrow \infty$. Here, $A_m(s)$ is the complex amplitude of the plane wave propagating with wave vector $\mathbf{k} = -(s + p + mk_L)\mathbf{e}_x + \beta_m(p + s)\mathbf{e}_z$, \mathbf{e}_x and \mathbf{e}_z being unit vectors in the x and z directions, respectively. In other words, $A_m(s)$ is the amplitude of the plane wave scattered into the direction θ_s determined by,

$$\cos \theta_s = - \left(\cos \theta_i + \frac{s}{k} + m \frac{\lambda}{L} \right). \quad (10)$$

If we put $s = 0$, (10) is reduced to the famous grating formula:

$$\cos \theta_m = - \left(\cos \theta_i + m \frac{\lambda}{L} \right), \quad (11)$$

where θ_m is the m^{th} order diffraction angle. Equation (9) is a 'Fourier series' with 'Fourier coefficients' given by band-limited Fourier integrals of amplitude functions $A_m(s)$.

The diffracted waves are physically radiated from the corrugated part of the surface. Therefore, the diffracted waves exist only limited regions in space and in the far region they become beams propagating into $\theta_s = \theta_m$ given by (11). In the angular distribution of the scattering, such a beam appears as a mainlobe at $\theta_s = \theta_m$ with a finite beam width. The amplitude of each beam is physically

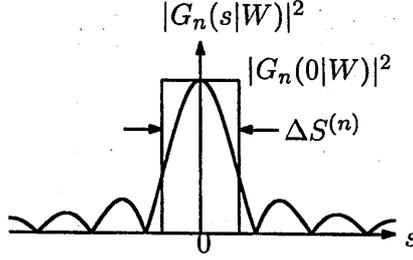


Fig. 2: Power spectrum $|G_n(s|W)|^2$ and spectrum width $\Delta S^{(n)}$. Since $g(x|W)$ is a non-negative function of x , $|G_n(s|W)|^2$ becomes maximum at $s = 0$.

expected to be proportional to W the width of corrugation. To represent the effects of apodisation precisely, however, we introduce the width parameter W_n and the spectrum function $G_n(s|W)$ as

$$G_n(s|W) = \int_{-\infty}^{\infty} e^{isx} [g(x|W)]^n dx, \quad (12)$$

$$W_n = G_n(0|W) \geq |G_n(s|W)|, \quad (n = 1, 2, \dots), \quad (13)$$

where the inequality holds because $g(x|W)$ is non-negative. By the Parseval relation and (13), we obtain

$$\begin{aligned} \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} |G_n(s|W)|^2 ds &= \int_{-\infty}^{\infty} |g(x|W)|^{2n} dx \\ &= W_{2n} \end{aligned} \quad (14)$$

Then, we define the spectrum width $\Delta S^{(n)}$

$$\Delta S^{(n)} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} |G_n(s|W)|^2 ds}{|G_n(0|W)|^2} = 2\pi \frac{W_{2n}}{W_n^2}, \quad (n = 1, 2, \dots), \quad (15)$$

which is the half-power width shown in Fig. 2.

Applying the saddle point method to (9), we obtain the scattered wave in the far field, from which the scattering cross section $\sigma(\theta_s|\theta_i)$ is derived as

$$\begin{aligned} \sigma(\theta_s|\theta_i) &= \lim_{r \rightarrow \infty} 2\pi \frac{kr}{kW_1} \cdot |\psi_s(r \cos \theta_s, r \sin \theta_s)|^2 \\ &= \sum_{m=-\infty}^{\infty} \frac{(2\pi k)^2}{k_L^2 kW_1} |A_m(-k \cos \theta_s - p - mk_L)|^2 \\ &\quad \times \sin^2 \theta_s u(-k \cos \theta_s - p - mk_L|k_L), \end{aligned} \quad (16)$$

where θ_s and θ_i are a scattering angle and the angle of incidence, respectively (See Fig. 1). Here, $u(s|k_L)$ is a rectangular function

$$u(s|k_L) = u^2(s|k_L) = \begin{cases} 1, & |s| \leq k_L/2 \\ 0, & |s| > k_L/2 \end{cases}. \quad (17)$$

We note that $\sigma(\theta_s|\theta_i)$ is a non-dimensional quantity because it is divided by the width parameter W_1 .

3 Integral equation

In this section, we will obtain an integral equation for the amplitude $A_m(s)$. By the Rayleigh hypothesis, we assume the expansion (9) is valid even on the corrugated part of the surface. Substituting (8) and (9) into the boundary condition (5), we obtain

$$\begin{aligned} \frac{1}{k_L} \sum_{m=-\infty}^{\infty} e^{-imk_L x} \int_{-\pi/L}^{\pi/L} A_m(s) e^{-is'x + i\beta_m(p+s')f(x)} ds' \\ = -[e^{-i\beta_0(p)f(x)} - e^{i\beta_0(p)f(x)}]. \end{aligned} \quad (18)$$

We decompose the exponential factor in (18) as

$$e^{i\beta_m(p+s')f(x)} = 1 + f_e[x, \sigma\beta_m(p+s')], \quad (19)$$

where the first term 1 in the right-hand side implies the flat surface ($z = f(x) \equiv 0$). The second term is the effect of variation from the flat surface,

$$f_e[x, \sigma\beta_m(p+s')] = \exp[i\sigma\beta_m(p+s')g(x|W) \sin(k_L x)] - 1 \quad (20)$$

which vanishes when $|x| > W/2$ by (3). By the decomposition, (18) becomes

$$\begin{aligned} \frac{1}{k_L} \sum_{m=-\infty}^{\infty} e^{-imk_L x} \int_{-\pi/L}^{\pi/L} A_m(s') e^{-is'x} ds' \\ + \frac{1}{k_L} \sum_{m=-\infty}^{\infty} e^{-imk_L x} \int_{-\pi/L}^{\pi/L} A_m(s') e^{-is'x} f_e[x, \\ \sigma\beta_m(p+s')] ds' = f_e[x, \sigma\beta_0(p)] - f_e[x, -\sigma\beta_0(p)]. \end{aligned} \quad (21)$$

Using (53) and (55), we next calculate the periodic Fourier transform of (21) to obtain,

$$\begin{aligned} \sum_{m=-\infty}^{\infty} e^{-imk_L x} A_m(s) + \frac{1}{k_L} \sum_{m=-\infty}^{\infty} e^{-imk_L x} \\ \times \int_{-\pi/L}^{\pi/L} A_m(s') F_e[x, s-s', \sigma\beta_m(p+s')] ds' \\ = F_e[x, s, \sigma\beta_0(p)] - F_e[x, s, -\sigma\beta_0(p)]. \end{aligned} \quad (22)$$

It should be noted that (22) involves only periodic functions of x with the period L . This is because any function of x is transformed into a periodic function of x by

the periodic Fourier transformation. Here, $F_e[x, s, \sigma\beta_m(p)]$ is the periodic Fourier transform of $f_e[x, \sigma\beta_m(p)]$,

$$f_e[x, \sigma\beta_m(p)] \iff F_e[x, s, \sigma\beta_m(p)], \quad (23)$$

where the symbol \iff denotes the relation between the periodic Fourier transform and its inverse, as is described in Appendix. Since $F_e[x, s, \sigma\beta_m(p)]$ is a periodic function of x by (51), we write

$$F_e[x, s, \sigma\beta_n(p)] = \sum_{m=-\infty}^{\infty} C_m[s, \sigma\beta_n(p)] e^{-imk_L x}. \quad (24)$$

Form (24) and (22), one easily finds an integral equation for the amplitude $A_m(s)$ as

$$\begin{aligned} A_m(s) + \frac{1}{k_L} \sum_{l=-\infty}^{\infty} \int_{-\pi/L}^{\pi/L} C_{m-l}[s-s', \sigma\beta_l(p+s')] \\ \times A_l(s') ds' = C_m[s, \sigma\beta_0(p)] - C_m[s, -\sigma\beta_0(p)]. \end{aligned} \quad (25)$$

It is still open question to find out an efficient method for solving (25). In the next section, however, we give an analytical solution by the small perturbation method.

4. Perturbation

Assuming $\sigma k \ll 1$ and the corrugation height is sufficiently small, we solve the integral equation (25) by the small perturbation method.

We first expand $C_m[s, \sigma\beta_l(p)]$ and $A_m(s)$ into power series of the small parameter σ ,

$$C_m[s, \sigma\beta_l(p)] = \sigma C_m^{(1)}[s, \beta_l(p)] + \sigma^2 C_m^{(2)}[s, \sigma\beta_l(p)] + \dots, \quad (26)$$

$$A_m(s) = \sigma A_m^{(1)}(s) + \sigma^2 A_m^{(2)}(s) + \dots, \quad (27)$$

where $A_m^{(1)}$ and $A_m^{(2)}$ are the single and double scattering amplitudes, respectively. To calculate the coefficient $C_m^{(n)}[s, \beta_l(p)]$, we write

$$\begin{aligned} f_e[x, \sigma\beta_l(p+s')] &= i\sigma\beta_l(p+s')g(x|W)\sin(k_L x) \\ &\quad - \frac{1}{2}\sigma^2\beta_l^2(p+s')g^2(x|W)\sin^2(k_L x) + \dots \end{aligned} \quad (28)$$

Using (53), (55) and (57), we obtain

$$\begin{aligned} F_e(x, s, \sigma\beta_l(p+s')) &= \frac{i\sigma}{L}\beta_l(p+s')\sin(k_L x) \\ &\quad \times \sum_{m=-\infty}^{\infty} e^{-imk_L x} G_1(s+mk_L|W) - \frac{\sigma^2}{2L}\beta_l^2(p+s') \\ &\quad \times \sin^2(k_L x) \sum_{m=-\infty}^{\infty} e^{-imk_L x} G_2(s+mk_L|W) + \dots, \end{aligned} \quad (29)$$

where $G_n(s|W)$ is the Fourier spectrum of $g^n(x|W)$. From (24) and (29), we find

$$C_m^{(1)}[s, \beta_l(p)] = \frac{\beta_l(p)}{2L} [G_1(s + (m+1)k_L|W) - G_1(s + (m-1)k_L|W)]. \quad (30)$$

From (30), (27), (26) and (25), we obtain the single scattering amplitude,

$$A_m^{(1)}(s) = \frac{\beta_0(p)}{L} [G_1(s + (m+1)k_L|W) - G_1(s + (m-1)k_L|W)]. \quad (31)$$

Using (31), (30), (26) and (25), we obtain the double scattering amplitude,

$$\begin{aligned} A_m^{(2)}(s) = & -\frac{\beta_0(p)}{4\pi L} \sum_{l=-\infty}^{\infty} \int_{-k_L/2}^{k_L/2} \beta_l(p+s') [G_1(s-s' \\ & +(m-l+1)k_L|W) - G_1(s-s'+(m-l-1)k_L|W)] \\ & \times [G_1(s'+(l+1)k_L|W) - G_1(s'+(l-1)k_L|W)] ds'. \end{aligned} \quad (32)$$

By use of (31) and (32), we will calculate the scattering cross section later. However, we obtain approximate expressions for $A_m^{(1)}(s)$ and $A_m^{(2)}(s)$ to see effects of apodisation. When the width W is much larger than the wavelength λ , $|G_n(s|W)|$ becomes large at $s = 0$, as is shown in Fig.2, but $|G_n(s + mk_L|W)|$ is small when $m \neq 0$. Using such a localized property of $G_n(s|W)$, we obtain from (31) a rough approximation for $A_m^{(1)}(s)$,

$$\begin{aligned} A_m^{(1)}(s) & \approx 0, \quad m \neq \pm 1, \\ A_1^{(1)}(s) & \approx -\frac{\beta_0(p)}{L} G_1(s|W), \\ A_{-1}^{(1)}(s) & \approx \frac{\beta_0(p)}{L} G_1(s|W). \end{aligned} \quad (33)$$

Also we obtain from (32) and (12) a rough approximation for $A_m^{(2)}(s)$,

$$\begin{aligned} A_0^{(2)}(s) & \approx \frac{\beta_0(p)}{2L} [\beta_1(p) + \beta_{-1}(p)] G_2(s|W), \\ A_2^{(2)}(s) & \approx -\frac{\beta_0(p)}{2L} \beta_1(p) G_2(s|W), \\ A_{-2}^{(2)}(s) & \approx -\frac{\beta_0(p)}{2L} \beta_{-1}(p) G_2(s|W), \\ A_m^{(2)}(s) & \approx 0, \quad m \neq 0, \pm 2. \end{aligned} \quad (34)$$

where we have used the relation:

$$G_2(s|W) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} G_1(s-s'|W) G_1(s'|W) ds'. \quad (35)$$

From (33) and (34), this paper obtains important conclusions such that the single scattering amplitude and the double scattering amplitude are proportional

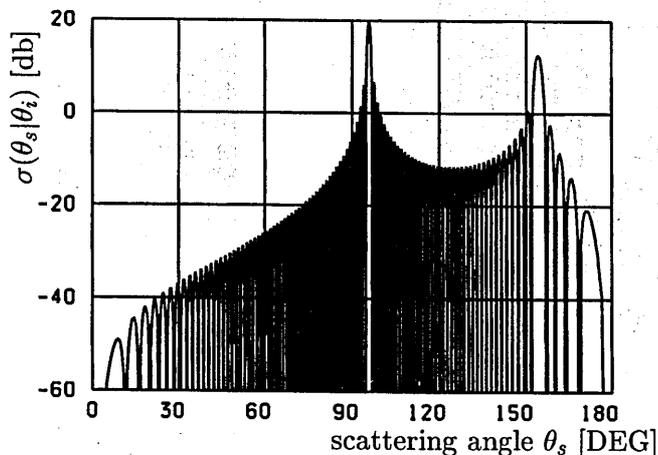


Fig 3: Scattering cross section $\sigma(\theta_s|\theta_i)$ calculated only by single scattering amplitude. Rectangular weight. $L = 2.5\lambda$, $W_1 = W = 20L = 50\lambda$, $\sigma = 0.1\lambda$ and $\theta_i = \pi/3$, λ being the wavelength. The single scattering appears as the diffraction peaks at $\theta_{-1} = 95.7^\circ$ and $\theta_1 = 154.2^\circ$. In case of the rectangular weight, sidelobes are high in level and spread widely .

to $G_1(s|W)$ and $G_2(s|W)$, respectively. Since $|G_n(s|W)|^2$ becomes maximum at $s = 0$, the single scattering beams appear at $\theta_s = \theta_{\pm 1}$ and the double scattering ones at $\theta_s = \theta_0, \theta_{\pm 2}$, where θ_m is defined by (11). The intensity patterns of beams are proportional to $|G_1(s|W)|^2$ and $|G_2(s|W)|^2$ in single scattering and double scattering cases, respectively. Also, the beam intensities are proportional to $|W_1|^2 = |G_1(0|W)|^2$ and $|W_2|^2 = |G_2(0|W)|^2$ in single scattering and double scattering cases, respectively. We note that the beam pattern generated by the single scattering may differ from that by the double scattering. Since $G_n(s|W)$ is a functional of $g(x|W)$, we may control the beam patterns by designing the apodisation function $g(x|W)$.

From (15) and (10), the beam width $\Delta\theta_m^{(n)}$ for the the m^{th} diffraction order generated by the n -tuple scattering is given as

$$\Delta\theta_m^{(n)} = \frac{1}{k \sin \theta_m} \Delta S^{(n)}, \quad (36)$$

which well approximates the half-power beam angle for $W_1 \gg \lambda$.

5 Examples

Using the single and double scattering amplitudes, we calculate the scattering cross section for several apodisation functions. We consider the rectangular weight,

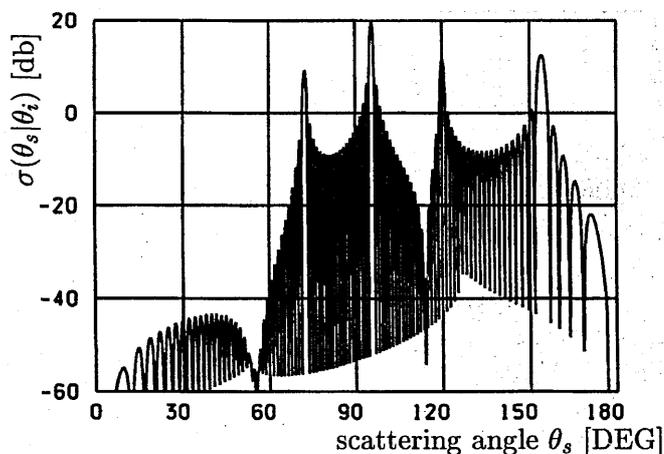


Fig. 4: Scattering cross section $\sigma(\theta_s|\theta_i)$ calculated by single and double scattering amplitudes. Rectangular weight. In addition to the single scattering peaks in Fig. 3, double scattering appears as the diffraction peaks at $\theta_{-2} = 72.5^\circ$ and $\theta_0 = 120.0^\circ$. Due to destructive interference between sidelobes generated by single and double scatterings, sidelobes are much reduced for $\theta_s < 60^\circ$.

Hanning and Hamming windows as examples of apodisation. For numerical calculations in what follows, we set

$$\theta_i = \frac{\pi}{3}, \quad L = 2.5\lambda, \quad W_1 = 50\lambda, \quad \sigma = 0.1\lambda. \quad (37)$$

apodisation functions

Let us consider the apodisation function

$$g(x|W) = \begin{cases} a_1 + a_2 \cos\left(\frac{2\pi x}{W}\right), & |x| \leq W/2 \\ 0, & |x| > W/2 \end{cases}, \quad (38)$$

$$a_1 + a_2 = 1. \quad (39)$$

From (38), (13) and (15), the width parameters and the spectrum width $\Delta S^{(n)}$ become

$$W_1 = a_1 W, \quad W_2 = \left(a_1^2 + \frac{a_2^2}{2}\right) W, \quad (40)$$

$$\Delta S^{(1)} = \frac{2\pi}{W} \left(1 + \frac{a_2^2}{2a_1^2}\right), \quad (41)$$

$$\Delta S^{(2)} = \frac{2\pi}{W} \frac{a_1^4 + 3a_1^2 a_2^2 + \frac{3}{8}a_2^4}{\left(a_1^2 + \frac{a_2^2}{2}\right)^2}. \quad (42)$$

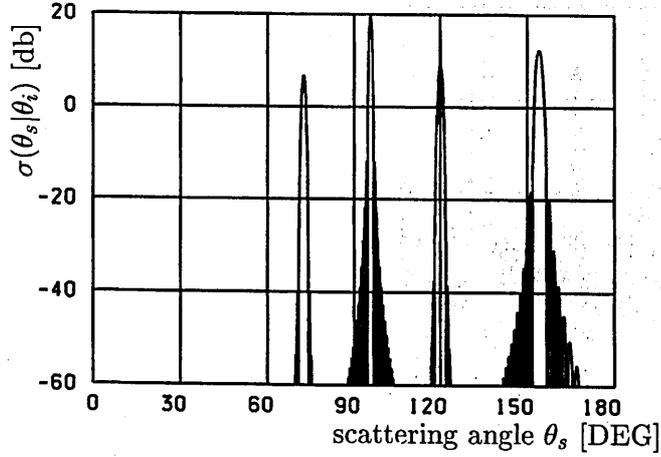


Fig. 5: Scattering cross section $\sigma(\theta_s|\theta_i)$ calculated by single and double scattering amplitudes. Hanning window. $W_1 = 50\lambda$, $W = 40L = 100\lambda$. Peaks at $\theta_{-1} = 95.7^\circ$ and $\theta_1 = 154.2^\circ$ are the single scattering beams, of which sidelobes are much reduced in level and fall off quickly. The double scattering appears at $\theta_{-2} = 72.5^\circ$ and $\theta_0 = 120.00^\circ$. Sidelobe distributions of a double scattering beam are different from those of a single scattering beam.

Rectangular weight

When

$$a_1 = 1, \quad a_2 = 0, \quad (43)$$

$g(x|W)$ becomes the rectangular function:

$$g(x|W) = u(x|W) \quad (44)$$

Here, the width W must be $W = nL$ to make $f(x)$ be continuous at $x = \pm W/2$, where n is any positive integer. By (12) and (44), one easily finds

$$G_1(s|W) = G_2(s|W) = W \frac{\sin\left(\frac{sW}{2}\right)}{\left(\frac{sW}{2}\right)}, \quad (45)$$

$$W_1 = W_2 = G_1(0|W) = G_2(0|W) = W, \quad (46)$$

$$\Delta S^{(1)} = \Delta S^{(2)} = \frac{2\pi}{W}. \quad (47)$$

Only in case of the rectangular weight, W_1 and W_2 are equal to the physical width W .

Fig. 3 shows the scattering cross section computed by only the single scattering amplitude (31). The mainlobes appear at scattering angles $\theta_1 = 154.2^\circ$ and $\theta_{-1} =$

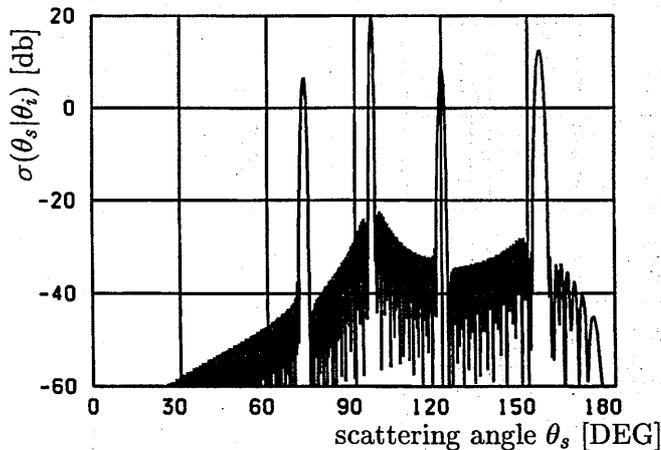


Fig. 6: Scattering cross section $\sigma(\theta_s|\theta_i)$ calculated by single and double scattering amplitudes. Hamming window. $W_1 = 50\lambda$, $W = 92.59\lambda$. Peaks at $\theta_{-1} = 95.7^\circ$ and $\theta_1 = 154.2^\circ$ are the single scattering beams, of which sidelobes are much reduced. The double scattering appears at $\theta_{-2} = 72.5^\circ$ and $\theta_0 = 120.00^\circ$.

95.7° , where θ_{-1} and θ_1 are the -1^{st} and 1^{st} order diffraction angles given by (11). Since the single scattering amplitude $A_m^{(1)}(s)$ is given by $G_1(s|W)$ with the form $\sin(x)/x$, sidelobes appear around a beam peak in the angular distribution. The highest sidelobe associated with a mainlobe is only -13 dB lower than its mainlobe peak.

Fig. 4 shows the scattering cross section using the single scattering amplitude (31) and the double scattering amplitude (32). In addition to the single scattering peaks, we see double scattering peaks at $\theta_{-2} = 72.5^\circ$ and $\theta_0 = 120.00^\circ$, which correspond to the -2^{nd} and 0 diffraction orders, respectively. However, the 2^{nd} order diffraction becomes invisible in case of (37). We note that the third order perturbation gives an additional peak at $\theta_s = \theta_{-3} = 45.57^\circ$, which does not appear in our approximation up to the second order perturbation. Sidelobes associated with the single and double scattering peaks may interfere each other. We see in Fig. 4 a destructive interference takes place for $\theta_s < 60^\circ$. From (47), and (37), the beam width is calculated as $\Delta\theta_{-1}^{(1)} = 1.2^\circ$, $\Delta\theta_1^{(1)} = 2.6^\circ$, $\Delta\theta_{-2}^{(2)} = 1.2^\circ$ and $\Delta\theta_0^{(2)} = 1.3^\circ$.

We have seen that the rectangular weight generates a lot of sidelobes in the angular distribution of the scattering. These sidelobe levels may be much reduced, if one employs an appropriate weight instead of the rectangular weight. Such a weight is known as windows[9] in the harmonic analysis, current distributions in the antenna theory[10] and apodisation in optics[11].

Hanning window

If we put

$$a_1 = a_2 = 0.5, \quad (48)$$

(38) becomes the Hanning Window. The scattering cross section using the single scattering amplitude (31) and the double scattering amplitude (32) is illustrated in Fig. 5, where we put $W = 100\lambda$ to make $W_1 = 50\lambda$ by (40). We see the the single scattering beams at $\theta_1 = 154.2^\circ$ and $\theta_{-1} = 95.7^\circ$ and the double scattering peaks at $\theta_{-2} = 72.5^\circ$ and $\theta_0 = 120.00^\circ$.

In case of the Hanning window, the sidelobes are much reduced. The highest sidelobe associated with a single scattering peak becomes -32 dB down from the peak. In case of a double scattering peak, however, the highest sidelobe level becomes -46 dB lower than its peak level. We pointed out above that the single scattering beam and the double scattering beam may have different patterns of angular distributions. This fact is clearly seen in Fig. 5, where sidelobe patterns are entirely different in the single scattering and double scattering cases. The sidelobes associated with the double scattering fall off much faster than those with the single scattering. However, such difference does not appear in case of the rectangular weight with $|G_1(s|W)|^2 = |G_2(s|W)|^2$. In case of the Hanning window, the beam width becomes slightly narrower than the rectangular case, because the corrugation width $W = 100\lambda$ is much wider than $W = 50\lambda$ in the rectangular case. From (48), (41), (42), and (37), the beam width may be calculated as $\Delta\theta_{-1}^{(1)} = 0.9^\circ$, $\Delta\theta_1^{(1)} = 2.0^\circ$, $\Delta\theta_{-2}^{(2)} = 1.2^\circ$ and $\Delta\theta_0^{(2)} = 1.3^\circ$.

Hamming window

On the other hand, (38) becomes the Hamming Window[6] when

$$a_1 = \frac{1.08}{2}, \quad a_2 = \frac{0.92}{2}, \quad (49)$$

which are slightly different in numerical values from (48). However, the angular distribution of $\sigma(\theta_s|\theta_i)$ becomes quite different as is illustrated in Fig. 6, where we put $W = 92.59\lambda$ to make $W_1 = 50\lambda$ by (40). Again, the single scattering peaks appear at $\theta_1 = 154.2^\circ$ and $\theta_{-1} = 95.7^\circ$ and the double scattering peaks at $\theta_{-2} = 72.5^\circ$ and $\theta_0 = 120.00^\circ$. The highest sidelobe associated with a single scattering peak becomes -43 dB lower than its peak. In case of a double scattering peak, however, the highest sidelobe level is -49 dB down from its peak value. Comparing Fig. 6 with Figs 4 and 5 we see that sidelobe levels are relatively low in case of the Hamming window but the sidelobes fall off slowly, compared with the Hanning case. The beam width becomes $\Delta\theta_{-1}^{(1)} = 0.8^\circ$, $\Delta\theta_1^{(1)} = 1.9^\circ$, $\Delta\theta_{-2}^{(2)} = 1.2^\circ$ and $\Delta\theta_0^{(2)} = 1.3^\circ$.

6 Conclusions

We have studied the wave scattering by an apodised sinusoidal surface. By use of the method of periodic Fourier transform and the small perturbation method, we obtain the single and double scattering amplitudes. Then, it is found that the beam shape generated by the single scattering is proportional to the Fourier spectrum of the apodisation function but that generated by the double scattering is proportional to the spectrum of the squared value of apodisation. Thus, the beam shape by the single scattering is different from that by the double scattering. We have demonstrated that the sidelobes are much reduced in level and in angular distribution by use of an apodisation function such as the Hanning window and Hamming window. This fact may be useful for designing devices using finite periodic structures such as diffraction gratings, leaky wave antenna and waveguide couplers.

However, our discussions are limited to a case where a TE plane wave is incident and the surface corrugation is sufficiently small in height. However, we note that our formulation can be immediately applied to TM wave case and the wave scattering from a dielectric wave guide with an apodised periodic corrugation. It is still open question to find out an efficient method solving the integral equation (25) for a very rough case. It seems interesting to determine $A_m(s)$ in the extended Floquet form by the Yasuura mode-matching method[12]. However, these problems are left for future study.

参考文献

- [1] W. S. Park and S. R. Seshadri, Reradiation from a grating coupler for a grounded dielectric slab waveguide, IEE Proc. Vol. 133 Pt. H, no. 1, pp.10-17, (1986).
- [2] M. Tomita, Thin-film waveguide with a periodic groove structure of finite extent, J. Opt. Soc. Am. A., Vol.6, no. 9, pp. 1455-1469, (1989).
- [3] K. Kobayashi and T. Eizawa, Plane wave diffraction by a finite sinusoidal grating, ICICE Trans. Vol. E-74, no. 9, pp. 2815-2826, (1991)
- [4] R. A. Depine and D. C. Skigin, Scattering from metallic surface having a finite number of rectangular grooves, J. Opt. Soc. Am. Vol. A11, no. 11, pp.2844-2850, (1994)
- [5] M. Nishimoto and H. Ikuno, Space-wavenumber analysis of near fields around a finite periodic structure, Technical Report, IEE Japan, EMT-97-20, pp. 19-23, (1997)

- [6] M. Tomita, Analysis for scattering problem of directional coupler for slab waveguide. IEICE Trans, Vol. E-80C, no. 11, pp. 1482-1490, (1997).
- [7] R. Petit, ed. *Electromagnetic theory of gratings*, Springer, Berlin, (1980)
- [8] J. Nakayama, Periodic Fourier transform and its application to wave scattering from a finite periodic surface, IEICE Trans. Electron. E-83C, pp. 481-487. (2000)
- [9] F. J. Harris, On the use of windows for harmonic analysis with the discrete Fourier transform, Proc. IEEE, Vol. 66, no. 1, pp. 51-83, (1978)
- [10] T. T. Taylar, Design of line-source antennas for narrow beamwidth and low side lobes, IRE Trans. Antennas and propagation, Vol. AP-3, no. 1, pp.16-28, (1955)
- [11] B. Malo, S. Theriault, D. C. Johnson, F. Bilodeau, J. Albert, and K. O. Hill, Apodised in-fiber Bargg grating reflectors photoimprinted using a phase mask, Electron. Lett. Vol. 31, no. 3, pp. 223-225, (1995).
- [12] K. Yasuura, K. Shimohara and T. Miyamoto, Numerical analysis of a thin-film waveguide by mode-matching method, J. Opt. Soc. Am, Vol. 70, no. 2, pp. 183-191, (1980)
- [13] J. Nakayama, Wave scattering from an apodised sinusoidal surface, IEICE Trans. Electron. E-83C, pp. 1153-1159. (2000)

A Periodic Fourier Transformation

This appendix summarizes properties of the periodic Fourier transform. See reference[8] for details.

We define the periodic Fourier transform of a function $f(x)$ by

$$F(x, s) = e^{isx} \sum_{m=-\infty}^{\infty} e^{ismL} f(x + mL), \quad (50)$$

where the spectrum $F(x, s)$ becomes a periodic function of x with the period L ,

$$F(x + mL, s) = F(x, s). \quad (51)$$

From (50), we formally find the inverse transform as

$$f(x) = \frac{1}{k_L} \int_{-\pi/L}^{\pi/L} F(x, s) e^{-isx} ds, \quad k_L = \frac{2\pi}{L}. \quad (52)$$

For simplicity, we will denote the relation between the periodic Fourier transform and its inverse by the symbol: $f(x) \iff F(x, s)$.

modulation If $f(x) \iff F(x, s)$, then

$$f(x)e^{iqx} \iff F(x, s + q). \quad (53)$$

product of weighting function and periodic function Let $w(x)$ and $f_p(x)$ be a weighting function and a periodic function with $f_p(x) = f_p(x + L)$, respectively. If we write

$$w(x) \iff F_w(x, s), \quad (54)$$

then, a product $f_p(x)w(x)$ is transformed into a product of the periodic function and the periodic Fourier transform of the weighting function

$$f_p(x)w(x) \iff f_p(x)F_w(x, s), \quad (55)$$

which means that a periodic factor is invariant under the periodic Fourier transform. This is an important property of the periodic Fourier transform.

relation with Fourier spectrum Let $\hat{F}(s)$ be the Fourier spectrum of $f(x)$,

$$f(x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-isx} \hat{F}(s) ds. \quad (56)$$

The spectrum $F(x, s)$ is related with $\hat{F}(s)$ as

$$F(x, s) = \frac{1}{L} \sum_{m=-\infty}^{\infty} e^{-imk_L x} \hat{F}(s + mk_L). \quad (57)$$

幅射科学研究会技術報告
Technical Report of RSSJ
RS00-09

分散マネージメント能動モード同期ファイバレーザ
のジッタおよび安定性解析

**Jitter and stability analysis of an actively
mode-locked dispersion-managed fiber laser**

S. Waiyapot、松本 正行
S. Waiyapot and M. Matsumoto

大阪大学大学院工学研究科通信工学専攻
Dept. Communications Eng., Grad. School of Eng., Osaka Univ.

2000年12月11日(月)
(京都工芸繊維大学センターホール)

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

ABSTRACT

The jitter and stability of an actively mode-locked (ML) dispersion-managed (DM) fiber ring laser are theoretically studied. A linearized analysis based on the variational approach is used to investigate the timing and energy jitter. We show that the timing jitter becomes smaller for stronger dispersion management. Too large dispersion management, however, may cause instability of the pulse energy. We further show that the magnitude of timing and energy jitter is significantly dependent on the location of the filter, amplifier, and modulator in the cavity. In the system operated with a narrow-band filter, low-amplitude pulses with long duration might coexist with the DM soliton pulse. We also examine the stability of DM soliton against the linear-mode growth in the ML DM fiber ring laser.

I. INTRODUCTION

Stable optical short pulse sources are required for future high-speed optical communication systems. An actively mode-locked (ML) fiber laser is one of promising candidates because it is easy to construct and can produce transform-limited picosecond pulses with large energy at high repetition rates. The pulses produced by active mode-locking have lower dropout rates than those produced by passive mode-locking but the pulse width is significantly longer [1]. Theory and experiments have shown that actively ML fiber lasers with soliton-like pulse formation in the presence of negative group-velocity dispersion and self-phase modulation can generate considerably shorter pulses than ML lasers without soliton effects [2]. Recent studies have shown that laser cavities consisting of anomalous- and normal-dispersion fibers can further produce lower-noise and lower-dropout-rate pulses [3-8]. Pulses of given energy and minimum width can operate in a dispersion managed (DM) fiber cavity with a lower average dispersion since they experience a lowered nonlinearity due to their stretching [9-11]. Such a stationary pulse is called a DM soliton and has been extensively studied in the context of an information carrier for long-distance fiber communications [12]. The lowered average dispersion gives rise to low timing jitter and reduced sideband instability. Timing jitter as small as < 10 fs in a $100 \text{ Hz} \sim 1 \text{ MHz}$ frequency range has been reported in a recent experiment [6].

Recently, a DM soliton fiber ring laser which is operated at a repetition rate as high as 40 GHz with timing jitter less than 460 fs has been developed [8]. It has been also shown that in DM fiber lasers, the power range for stable single-pulse generation in all the time slots is significantly extended [4,5]. Tamura *et al.* [9] was the first to demonstrate that high-energy subpicosecond pulses can be produced from a DM fiber laser using passive mode locking.

An interesting feature of soliton pulse propagation in DM systems in contrast to constant-dispersion systems is that the spectral as well as temporal widths of the pulse are not constant along the fiber. The dynamics of the pulse will cause the stability of DM soliton propagation dependent on the location of the filter and the modulator in the cavity [13,14]. The filter, which stabilizes the pulse energy in uniform dispersion systems, might cause instability in DM systems if the pulse energy is large and the system is strongly dispersion-managed [13]. It is interesting to analyze how different fiber and component arrangements in the cavity affect the jitter and stability of ML DM soliton fiber lasers.

Stability against linear-mode growth is another important subject to be investigated in the operation of ML DM soliton lasers. Linear-mode pulses with long pulse duration can coexist with the soliton pulses when the system is operated with narrow-band filters [15]. To produce clean soliton pulses without mixture of linear-mode pulses, the linear-mode pulse should experience higher loss than the soliton pulse. The stability regime regarding the linear mode has been predicted in [16] and experimentally confirmed in [15] for a ML soliton laser without dispersion management.

In this paper we theoretically study the jitter and stability of an actively ML DM fiber ring laser by using a semi-analytical variational formulation for the pulse propagation along the fiber. The dependence of timing and energy jitter on the strength of the dispersion management and location of the filter, amplifier, and modulator in the cavity is analyzed. We also examine the linear-mode stability in the DM soliton fiber ring laser.

II. ANALYSIS

Figure 1 shows a simplified model of an actively ML DM fiber ring laser analyzed in this paper. The ring cavity consists of anomalous- and normal-dispersion fibers with equal lengths whose disper-

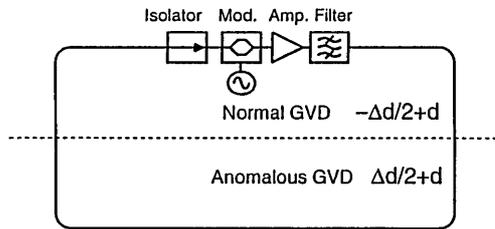


Fig. 1. Simplified model of an actively mode-locked dispersion-managed fiber ring laser. An isolator, an amplitude modulator, an amplifier, and an optical bandpass filter are located in the middle of the normal-dispersion fiber.

sion is given by $+\Delta d/2 + d$ and $-\Delta d/2 + d$, respectively. Δd is the dispersion difference between the two fibers and d is the averaged dispersion. An amplitude modulator, a lumped amplifier, and an optical bandpass filter are located in the middle of the normal-dispersion fiber. In the analysis the pulse is assumed to be Gaussian characterized by six parameters:

$$q = A \exp\left[-\frac{1}{2\tau^2} + iC\right](t-\xi)^2 - i\kappa(t-\xi) + i\theta], \quad (1)$$

where $A(z)$, $\tau(z)$, $C(z)$, $\kappa(z)$, $\xi(z)$, and $\theta(z)$ are the amplitude, width, chirp, frequency, temporal position, and phase of the pulse, respectively. The evolution of these parameters along the fiber is approximately described by coupled ordinary differential equations derived by a variational procedure [17]. Transfer functions of the filter and the modulator are given by Gaussian functions $\exp[-\beta\omega^2]$ and $\exp[-\mu t^2]$ in the frequency and time domains, respectively. The modulator function approximates one cycle of a sinusoidal function centered at $t = 0$. At the modulator and the filter the parameters change discontinuously according to closed-form expressions given in [18,19]. First we seek for a stationary solution whose amplitude, width, chirp, frequency, and position do not change upon propagating one cavity circulation. Then the equations are linearized around the stationary solution and the evolution of the fluctuations of the pulse parameters is analyzed. The fluctuations in amplitude, width, and chirp ΔA , $\Delta\tau$, and ΔC are decoupled with those in the frequency and temporal position $\Delta\kappa$ and $\Delta\xi$. The variances and covariances of the fluctuations induced by the addition of amplified spontaneous emission noise at each amplification are analytically given by [20-22]

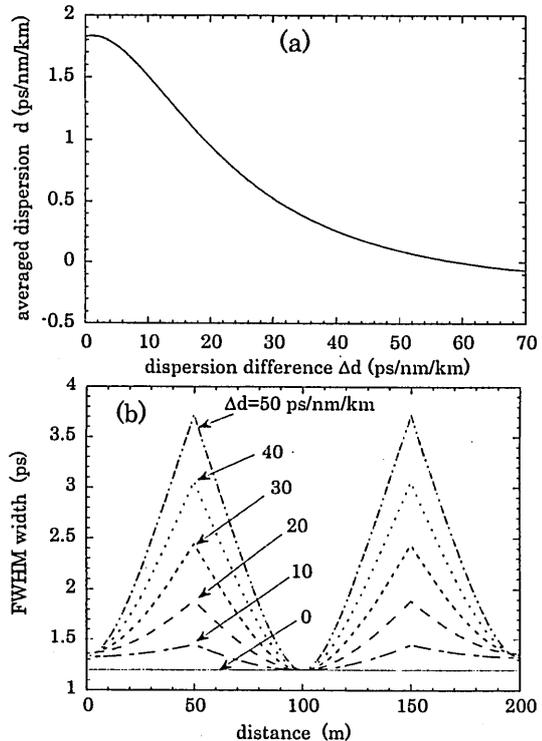


Fig. 2. (a): Averaged fiber dispersion versus the strength of dispersion management. (b): Pulse width of stationary DM-soliton for different strengths of dispersion management.

$$\langle(\Delta A)^2\rangle_a = \frac{3n_0}{2\sqrt{\pi}\tau_0}, \quad (2a)$$

$$\langle(\Delta\tau)^2\rangle_a = \frac{2n_0\tau_0}{\sqrt{\pi}A_0^2}, \quad (2b)$$

$$\langle(\Delta C)^2\rangle_a = \frac{2n_0}{\sqrt{\pi}A_0^2\tau_0^5}, \quad (2c)$$

$$\langle(\Delta\kappa)^2\rangle_a = \frac{2n_0\tau_0}{\sqrt{\pi}A_0^2}\left(4C_0^2 + \frac{1}{\tau_0^4}\right), \quad (2d)$$

$$\langle(\Delta\xi)^2\rangle_a = \frac{2n_0\tau_0}{\sqrt{\pi}A_0^2}, \quad (2e)$$

$$\langle\Delta A\Delta\tau\rangle_a = -\frac{n_0}{\sqrt{\pi}A_0}, \quad (2f)$$

$$\langle\Delta\kappa\Delta\xi\rangle_a = \frac{4n_0\tau_0 C_0}{\sqrt{\pi}A_0^2}, \quad (2g)$$

$$\langle\Delta A\Delta C\rangle_a = \langle\Delta\tau\Delta C\rangle_a = 0, \quad (2h)$$

where A_0 , τ_0 , and C_0 are pulse parameters of the stationary solution at the amplifier. The variances and covariances are proportional to n_0 , the power spectrum density of the amplifier noise. Timing

jitter of the pulse in the steady state is given by

$$\begin{aligned} \langle(\Delta\xi)^2\rangle &= \langle(\Delta\kappa)^2\rangle_a \sum_{n=0}^{\infty} K_{n,21}^2 + \langle(\Delta\xi)^2\rangle_a \sum_{n=0}^{\infty} K_{n,22}^2 \\ &+ 2\langle\Delta\kappa\Delta\xi\rangle_a \sum_{n=0}^{\infty} K_{n,21}K_{n,22}, \end{aligned} \quad (3)$$

where $K_{n,ij}$ is the ij component of the matrix K_n , which is the n -th power of a 2×2 transfer matrix for the evolution of $[\Delta\kappa, \Delta\xi]^T$ in one circulation of the cavity. The energy of the pulse is $E = \sqrt{\pi}A^2\tau$ and its jitter is given by

$$\begin{aligned} \langle(\Delta E)^2\rangle &= \pi A_0^2 [4\tau_0^2 \langle(\Delta A)^2\rangle + 4A_0\tau_0 \langle\Delta A\Delta\tau\rangle \\ &+ A_0^2 \langle(\Delta\tau)^2\rangle]. \end{aligned} \quad (4)$$

$\langle(\Delta A)^2\rangle$, $\langle\Delta A\Delta\tau\rangle$, and $\langle(\Delta\tau)^2\rangle$ in the steady state can be calculated in a similar manner as (3) by using matrix elements of the transfer matrix for the evolution of $[\Delta A, \Delta\tau, \Delta C]^T$ in one circulation of the cavity.

III. NUMERICAL RESULTS AND DISCUSSION

In the numerical calculation the cavity length is assumed to be 200 m. The average fiber dispersion d is adjusted when Δd is varied, so that the laser produces a stationary pulse with FWHM of 1.2 ps and energy 5 pJ at the midpoint of the anomalous-dispersion fiber. Fiber nonlinearity is assumed to be $n_2/A_{\text{eff}} = 0.4 \times 10^{-9} \text{ W}^{-1}$ for both fiber segments. The cavity loss is 10 dB, and noise figure of the amplifier is 6 dB. Figure 2(a) shows the average fiber dispersion versus Δd . Owing to the effect of energy enhancement, the required average dispersion to produce the pulse with fixed width and energy becomes smaller for stronger dispersion management. The evolution of the pulse width in the cavity with different strengths of dispersion management is shown in Fig. 2(b). The stretching ratio of the pulse is larger for stronger dispersion management.

Figure 3 shows the timing and energy jitter of the pulse versus Δd for different combinations of filter bandwidth (or the bandwidth of the gain medium) and modulator strength. The modulator strength μ is shown by the FWHM temporal width of the Gaussian function $\Delta t = \sqrt{2(\ln 2)}/\mu$. Change in the modulator strength requires change either in repetition rate (when the modulation index is fixed) or in modulation index (when the repetition rate is fixed). In the former case, we need

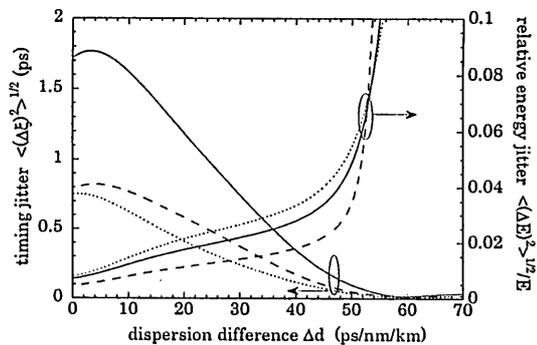


Fig. 3. Timing and energy jitter versus the strength of dispersion management. Filter bandwidth and modulator temporal width are 30 nm and 50 ps for the solid curve, 20 nm and 50 ps for the dashed curve, and 30 nm and 25 ps for the dotted curve. Modulation temporal width 25 ps corresponds approximately to repetition rate of 20 GHz, when 100% amplitude modulation is assumed.

to take into consideration of the change in the amplifier gain because the number of pulses within the cavity or the average power will change. Here we assume the latter case of varying modulation index with fixed repetition rate. We find in Fig. 3 that filters with smaller bandwidth and/or modulators with smaller temporal width reduce the frequency and temporal fluctuations more efficiently, leading to smaller timing jitter. Figure 3 clearly shows the reduction of the timing jitter owing to the dispersion management, which largely comes from the decreased average dispersion of the cavity as shown in Fig. 2(a). In Fig. 3, the energy jitter of the pulse is also plotted. The energy jitter is somewhat lower for the filter with smaller bandwidth due to the behavior of the filter to stabilize the soliton pulse. On the other hand, the energy jitter is somewhat larger for the modulator with smaller temporal width because the modulator likely destabilizes the soliton pulse energy. When the dispersion management Δd is larger than about 55 ps/nm/km, the energy jitter grows rapidly and approaches to infinity. This is because the dynamics of the pulse change for strong dispersion management so that the spectral pulse width becomes a decreasing function of the pulse energy at the filter [13].

We also calculate the timing and energy jitter when the amplifier, filter, and modulator are located in the middle of the anomalous-dispersion fiber, at the end of the anomalous-dispersion fiber,

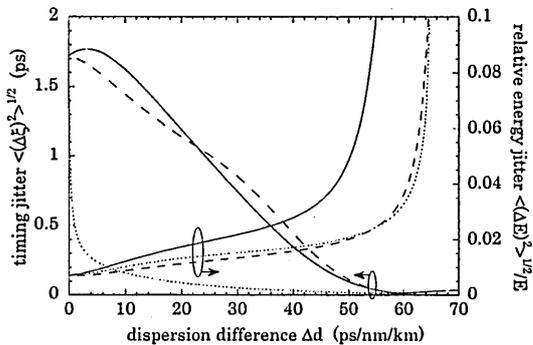


Fig. 4. Timing and energy jitter versus the strength of dispersion management. Amplifier, filter, and modulator are located at midpoint in normal-dispersion fiber (solid curve) or at midpoint in anomalous-dispersion fiber (dashed curve) or at the end of anomalous-dispersion fiber (dotted curve). Filter bandwidth and modulator temporal width are 30 nm and 50 ps, respectively.

or at the end of the normal-dispersion fiber. The pulse width and energy of the stationary pulse are again 1.2 ps and 5 pJ at the midpoint in the anomalous-dispersion fiber. Figure 4 shows that the timing jitter is roughly the same for the insertion locations in the middle of anomalous- and normal-dispersion fibers. The energy jitter, is larger when the amplifier, filter, and modulator are at the middle of the normal-dispersion fiber. This is because the energy stabilization by the filter is less effective when it is located at this point [23]. For the case of insertion location at the end of anomalous- and normal-dispersion fibers, the effect of the modulator is strong because of the largest pulse width at the fiber junctions as shown in Fig. 2(b). We can see that the timing jitter is significantly reduced in the case of insertion location at the end of the anomalous-dispersion fiber as shown by a dotted curve in Fig. 4. However, the modulator can not stabilize κ and ξ when it is located at the end of normal-dispersion fiber. This is because the frequency chirp of the pulse at the position of the modulator critically affects the stability of the timing and frequency [19]. The chirp is positive near the end of the normal-dispersion fiber. A positive chirp C with a positive pulse ξ , for example, from the center of modulation at the location of the modulator gives rise to a negative shift of the center frequency by the modulation, which leads to further positive shift of ξ during propagation in the cavity with $d > 0$. If the strength of the filter

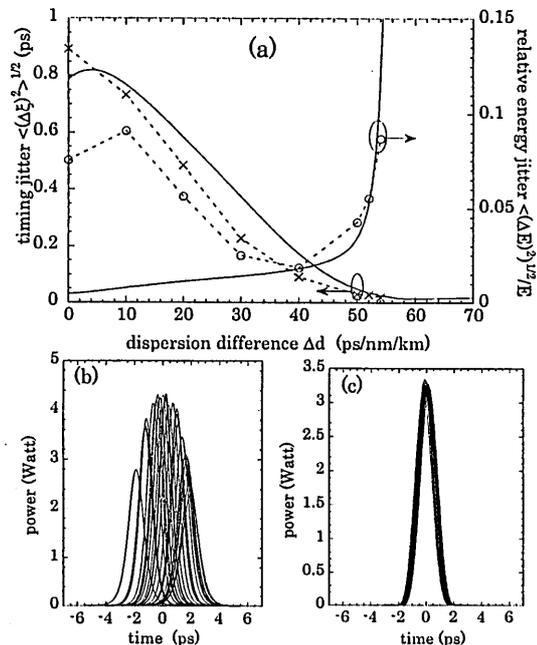


Fig. 5. (a): Timing and energy jitter versus the strength of dispersion management obtained by the analysis (solid curve) and numerical simulation (circles and crosses). Filter bandwidth and modulator temporal width are 20 nm and 50 ps. (b) and (c): Waveforms of pulses in the middle of normal-dispersion fiber when Δd are 0 and 40 ps/nm/km, respectively.

is not large enough to suppress the frequency shift, the shift in κ and ξ continue increasing.

It is important to note that the jitter analysis in this paper uses linearization around a stationary solution and is valid only when the jitter is small. Figure 5(a) shows the comparison of the timing and energy jitter obtained by (3) and (4) and numerical simulation. The modulator, amplifier and filter are located in the middle of the normal-dispersion fiber. The timing jitter obtained by both methods are in reasonable agreement. However, the energy jitter obtained by numerical simulation disagrees with the analytical result when Δd is smaller than about 30 ps/nm/km with which the timing jitter is large. The disagreement can be explained as follows: 1) When the timing jitter is large, some pulses are shifted considerably from the center of the modulation and experience large loss, and 2) This causes the coupling between timing and energy fluctuations so that the energy jitter becomes larger than that predicted by the lin-

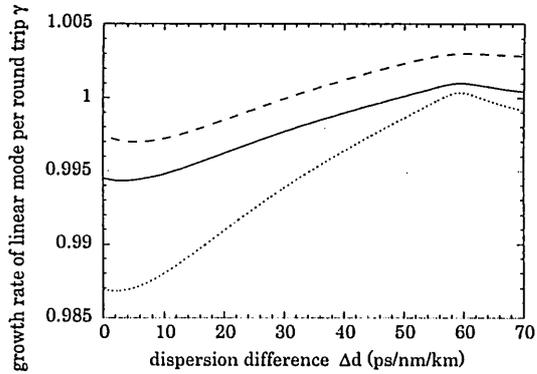


Fig. 6. Growth rate of linear mode per round trip versus the strength of dispersion management. Filter bandwidth and modulator temporal width are the same as those using in Fig. 3.

earized jitter analysis. Figures 5(b) and (c) show numerically obtained pulse shapes in the presence of noise. Propagation of the pulse is repeated 25 times with different noise seeds for a fixed number of cavity circulation $n = 5000$. It is shown that the pulses deviated from the modulation center take smaller energy in Fig. 5(b).

In the operation with narrow band filtering with relatively large excess gain, the round-trip gain experienced by the lowest-order linear mode can be positive, which causes the normally mode-locked pulses with long pulse duration to coexist with the DM soliton pulses [15]. When we neglect the fiber nonlinearity in the procedure used to find the stationary DM soliton solution, we can obtain the pulse width, chirp, and growth rate of the linear-mode pulse. We find that the round-trip gain experienced by the lowest-order linear-mode is positive for narrowband filtering and stronger dispersion management. The growth rate of the linear-mode pulse in the operation conditions corresponding to Fig. 3 is plotted in Fig. 6. $\gamma > 1$ means that the linear mode experiences net gain and is amplified. When $\gamma > 1$ is satisfied, vacant time slots can not coexist with the DM soliton pulses having width (1.5 ps) and energy (5 pJ) assumed here. Analysis of the dynamics of the pulses in the cavity considering gain saturation of the amplifier will be a future work [24]. Figure 6 shows that the growth rate is larger for the stronger dispersion management in the range $\Delta d < 60$ ps/nm/km. This is because the smaller average dispersion by the dispersion management reduces the modulator-induced loss of the

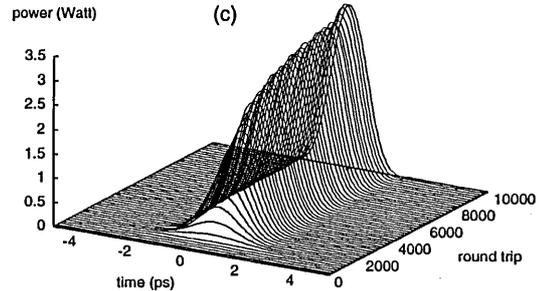
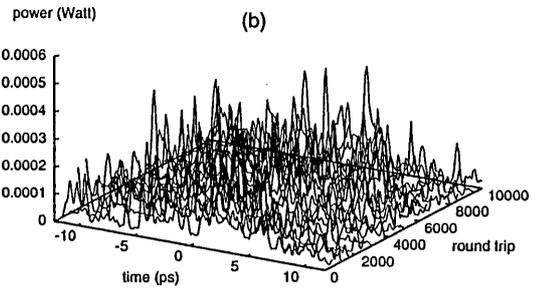
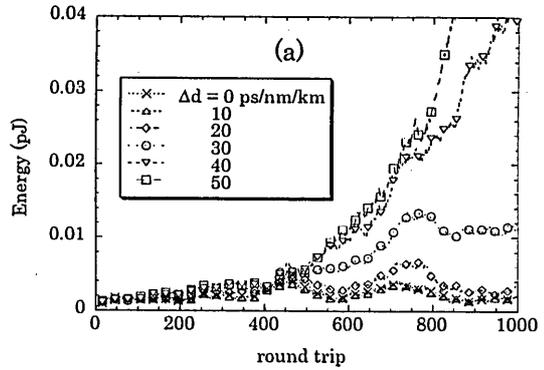


Fig. 7. (a): Growth of noise energy versus the number of round trip. The filter bandwidth and modulator temporal width are 20 nm and 50 ps, respectively. (b): Random noise when Δd is 0 ps/nm/km. (c): Formation of soliton pulse from noise when Δd is 50 ps/nm/km.

linear pulses.

The growth of the linear-mode can cause a problem in the fiber storage ring. There must be enough gain for the pulses to survive, but at the same time the noise must not be given enough gain to build up to form the pulse. Figure 7(a) show the growth of noise with different dispersion management obtained by numerical simulation with the same operation condition as the dashed curve in Fig. 6. This corresponds to the fiber ring laser at the onset of oscillation. It is seen that the noise is not given enough gain to build up for Δd of

0, 10, and 20 ps/nm/km. For Δd larger than 30 ps/nm/km, the noise grows up, which is predicted by the linear-mode analysis in Fig. 6. For example, the waveform at the midpoint of the normal-dispersion fiber when Δd are 0 and 50 ps/nm/km are shown in Fig.7(b) and 7(c), respectively. The noise grows to the soliton as shown in Fig. 7(c).

IV. CONCLUSION

In conclusion, we theoretically studied the jitter and stability of an actively mode-locked dispersion-managed fiber laser. The analysis is based on a variational procedure with linearization with respect to the fluctuations of pulse parameters around the stationary solution. It was shown that the timing jitter is considerably reduced by the strong dispersion management. The action of the filter may cause the stationary pulse unstable leading to large energy jitter when the dispersion management is too strong. It was also shown that the arrangement of fibers in fiber ring cavities can affect the instability of the pulse. In the operation with narrow band filtering, the linear-mode pulse with longer pulse width might coexist with the soliton pulse. We showed that the linear-mode growth is increased with stronger dispersion management.

REFERENCES

- [1] D.J. Kuizenga, A.E. Siegman, *IEEE J. Quantum Electron.* QE-6 (1970) 694-708.
- [2] F.X. Kärtner, D. Kopf, U. Keller, *J. Opt. Soc. Am. B* 12 (1995) 486-496.
- [3] T.F. Carruthers, I.N. Duling III, *Opt. Lett.* 21 (1996) 1927-1929.
- [4] T.F. Carruthers, I.N. Duling III, M. Horowitz, C.R. Menyuk, *Opt. Lett.* 25 (2000) 153-155.
- [5] M. Horowitz, C.R. Menyuk, T.F. Carruthers, I.N. Duling III, *IEEE Photon. Tech. Lett.* 12 (2000) 266-268.
- [6] T.R. Clark, T.F. Carruthers, P.J. Matthews, I.N. Duling III, *Electron. Lett.* 35 (1999) 720-721.
- [7] B. Bakhshi, P.A. Andrekson, X. Zhang, *Electron. Lett.* 34 (1998) 884-885.
- [8] A.D. Ellis, R.J. Manning, I.D. Phillips, D. Nisset, *Electron. Lett.* 35 (1999) 645-646.
- [9] K. Tamura, E.P. Ippen, H.A. Haus, and L.E. Nelson, *Opt. Lett.* 18 (1993) 1080-1082.
- [10] H.A. Haus, K. Tamura, L.E. Nelson, E.P. Ippen, *IEEE J. Quantum Electron.* 31 (1995) 591-598.
- [11] N.J. Smith, F.M. Knox, N.J. Doran, K.J. Blow, I. Bennion, *Electron. Lett.* 32 (1996) 54-55.
- [12] A. Hasegawa (Ed.), *New trends in optical soliton transmission systems*, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, 1998.
- [13] M. Matsumoto, *Opt. Lett.* 23 (1998) 1901-1903.
- [14] M. Matsumoto, *Electron. Lett.* 34 (1998) 2155-2157.
- [15] D.J. Jones, H.A. Haus, E.P. Ippen, *Opt. Lett.* 21 (1996) 1818-1820.
- [16] H.A. Haus, A. Mecozzi, *Opt. Lett.* 17 (1992) 1500-1502.
- [17] D. Anderson, *Phys. Rev. A* 27 (1983) 3135-3145.
- [18] M. Matsumoto, *Electron. Lett.* 33 (1997) 1718-1720.
- [19] S. Waiyapot, M. Matsumoto, *IEEE Photon. Tech. Lett.* 11 (1999) 1408-1410.
- [20] T. Georges, F. Favre, D. Le Guen, *IEICE Trans. Electron.* E81-C (1998) 226-231.
- [21] T. Okamawari, A. Maruta, Y. Kodama, *Opt. Commun.* 149 (1998) 261-266.
- [22] M. Matsumoto, A. Hasegawa, 1999 ROSC Int. Symposium on Massive WDM and TDM Soliton Transmission System (1999) paper 10-06.
- [23] J. Kumasako, M. Matsumoto, S. Waiyapot, *J. Lightwave Technol.* 18 (2000) 1064-1068.
- [24] M. Horowitz, C.R. Menyuk, *Opt. Lett.* 25 (2000) 40-42.

輻射科学研究会技術報告
Technical Report of RSSJ
RS00-10

等角写像法によるストリップライン共振器の解析
Analysis of Stripline Resonators by Conformal Mapping

榎原 晃
Akira Enokihara

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

2000年12月11日(月)
(於 京都工芸繊維大学)

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

等角写像法によるストリップライン共振器の解析

榎原 晃

松下電器産業株式会社 先端技術研究所

〒619-0237 京都府相楽郡精華町光台 3-4

Tel:0774-98-2514, Fax:0774-98-2576, e-mail: enoki@crl.mei.co.jp

1. はじめに

携帯電話端末等の無線通信端末機器においては共振器・フィルタが多数個使用されているが、その中で、高誘電率セラミックス材料を用いた積層型のストリップライン共振器[1]は小型のフィルタ素子としてよく用いられる。このような積層型ストリップライン共振器フィルタでは、基板材料の高誘電率化・低損失化の検討だけでなく、線路構造を最適化することによって共振器の小型化と損失低減を図ることが重要な開発課題となっている。そのために、共振器の線路構造と損失との関係を詳細に把握することが非常に重要である。

伝送線路では、線路構造(断面構造)とその材質によって伝送特性が決まるが、これら断面構造や材質と、伝送損失との関係を厳密に検討することは非常に困難である。市販の回路シミュレータや平面回路シミュレータにおいては、伝送線路の計算の際には、導体の厚さは0として解析を行って伝搬特性を求め、導体厚さと導電率は損失を計算する際に付加的に用いているにすぎない。

数学的手法により、解析的に線路内の電磁界分布を求め、伝送特性を計算する方法については、解析できる形状に限られるという問題があるが、伝送特性を定式化することが可能であるので、数値演算の繰り返しや近似などによる計算上の誤差要因がない厳密な計算結果が得られる利点がある。そこで、本報告では、ストリップライン共振器の断面形状と伝送特性、特に Q 値との関係を解析的に評価する手法について検討した。以下では、等角写像法を用いてストリップラインの伝送特性を解析的に求めることが可能であることを示し、実際の積層セラミックス共振器の構造から、解析的に予測される特性を計算した結果を述べる。

2. TEM 伝送線路の伝搬定数の解析方法

伝搬特性の算出は、まず、図1に示すようなストリップ線路を、図2に示すような、単位長あたりの各回路定数 C, G, R, L を有する等価回路に対応させ、線路の特性を求める。以下には、解析の原理、及び、手順について説明する。

2-1 伝搬波の電磁界分布

ストリップ線路やマイクロストリップ線路は、誘電損や導体損が極端に大きくない限り、TEM波の伝搬を仮定することができる。今、図1に示すように断面内に x, y 軸を、伝搬方向を z 軸にとると、TEM波の電磁界は xy 面内の成分しか持たない。また、その電界の振幅は、中心導体に電位を与えたときの静電界に等しくなる。つまり、中心導体にある電位 V_0 が与えられたときの断面内の誘電体中の静電界分布 $E(x, y)$ はその線路の伝搬波の電界の振幅を表すことになる。

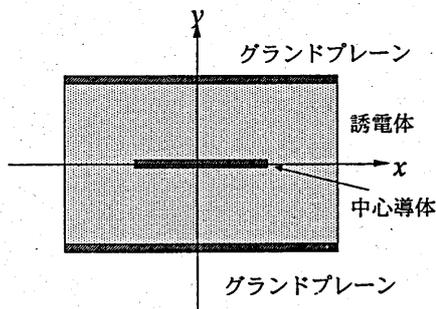


図1 ストリップ線路の断面構造

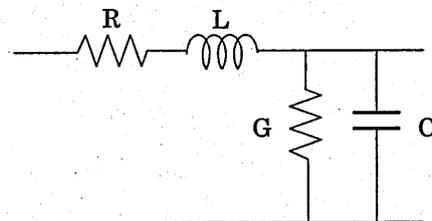


図2 伝送線路の等価回路

ちなみに、実際の電界および中心導体の電位の瞬時値は、それぞれ、 $\text{Re}[E(x, y)e^{j\omega t - \gamma z}]$ 、 $\text{Re}[V_0 e^{j\omega t - \gamma z}]$ (γ : は伝搬定数) で表される。今後は、このような時間と伝搬によって周期的に変化する量は複素表示を行うものとする。

以上をふまえて、実際に、図1に示すTEM線路において、伝搬波の電磁界分布を求める方法について述べる。まず、中心導体上で $\phi = V_0$ 、接地電極(グランドプレーン)上で $\phi = 0$ を境界条件として、 xy 面内での2次元のラプラスの方程式

$$(1) \quad \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} = 0$$

を解いて xy 面内での電位 ϕ の分布を求める。TEM 波の電界 E は、 ϕ がわかれば以下のようなになる。ここで、TEM 波の仮定から z 成分は 0 となる。

$$(2) \quad E = \left(-\frac{\partial \phi}{\partial x}, -\frac{\partial \phi}{\partial y}, 0 \right)$$

磁界 H は、Maxwell の方程式より、

$$(3) \quad \begin{aligned} j\omega\mu H &= -\text{rot}E = \left(\frac{\partial E_y}{\partial z}, -\frac{\partial E_x}{\partial z}, 0 \right) = -\gamma(E_y, -E_x, 0) \approx \omega\sqrt{\epsilon\mu}(E_y, -E_x, 0) \\ \therefore |H| &= |Z_0 E| = \left| \frac{\gamma}{\omega\mu} E \right| \approx \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} |E| \quad H \perp E \end{aligned}$$

この式より、 E と H とは直交し、振幅の比は固有インピーダンス Z_0 である。ここで、伝搬損失が大きくない場合 $\gamma = \omega\sqrt{\epsilon\mu}$ と近似できるので、その場合は

$Z_0 = \sqrt{\mu/\epsilon}$ と表される。

2-2 導体表面電流

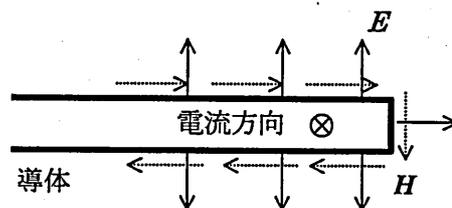


図3 導体表面での電界と磁界の方向

次に、伝送線路を構成する導体の表面での電流分布を考える。図3に示すように、電界 E は導体表面では、その法線方向の成分 E_n しか持たない。同様に、式(3)より、磁界は導体表面では xy 面内方向の接線成分 H_t しか持たない。そして、

アンペールの定理より、導体表面での表面電流密度 J_s (xy 面内において、導体表面上の単位長あたりに、その直下で流れている電流量[A/m]) は、

$$(4) \quad H_t = J_s$$

したがって、上の式と式(3)より、 E_n 、 H_t 、 J_s の関係は、

$$(5) \quad H_t = J_s = \frac{E_n}{Z_0}$$

この関係を伝送線路の中心導体表面に適用し、中心導体に流れる電流の総量 I [A] を求めると、

$$(6) \quad I = \oint_{\text{中心導体表面}} J_s ds = \oint_{\text{中心導体表面}} H_t ds = \frac{\oint_{\text{中心導体表面}} E_n ds}{Z_0}$$

ここでの積分は、 xy 面内を中心導体表面に沿って1周する線積分を表す。

2-3 等価回路定数の算出

次に、図2に示す伝送線路の等価回路の各回路定数を求める方法について述べる。

まず初めに、線路の特性インピーダンスは $Z_c = \frac{V_0}{I}$ で定義されるので、式(6)の関係より、

$$(7) \quad Z_c = \frac{V_0}{I} = \frac{V_0 Z_0}{\oint_{\text{中心導体表面}} E_n ds}$$

等価回路定数の内、容量成分 C は中心導体の z 方向の単位長当たりの表面電荷量 Q [C/m] がわかれば、

$$(8) \quad C = Q/V_0$$

で求まり、それをもとに、コンダクタンス成分 G も

$$(9) \quad G = \omega C \tan \delta = \omega Q \tan \delta / V_0$$

の関係式から求められる。ここで、 $\tan \delta$ は誘電体の誘電正接である。 Q は、中心導体上の表面電荷密度 $q[\text{C}/\text{m}^2]$ がガウスの定理により、 $q = \epsilon E_n$ であるので、

$$(10) \quad Q = \oint_{\text{中心導体表面}} q ds = \epsilon \oint_{\text{中心導体表面}} E_n ds$$

と表される。したがって、導体表面での電界の法線成分 E_n がわかれば、式(10)を式(8,9)に代入して C, G が求められる。

次に、抵抗成分 R とインダクタンス成分 L について考える。 R の算出には導体内での電流密度分布を考慮する必要がある。導体内部での電流密度 $i[\text{A}/\text{m}^2]$ の深さ方向の分布は表皮効果により、導体の表面からの深さ p に対して $i = i_0 e^{-\frac{p}{\delta}}$ で表される。ここで、 δ は表皮深さ、 i_0 は導体表面での i である。これより、表面電流密度 $J_s[\text{A}/\text{m}]$ と電流密度の関係は、

$$(11) \quad J_s = \int_0^{\infty} i dp = \int_0^{\infty} i_0 e^{-\frac{p}{\delta}} dp = \delta i_0$$

$$\therefore i_0 = J_s / \delta$$

したがって、線路の単位長あたりの電力損失 P は、導体の導電率を σ とすると、

$$(12) \quad P = \frac{1}{2} \iint_{\text{導体内}} \frac{i^2}{\sigma} dS = \frac{1}{2} \oint_{\text{導体表面}} \int_0^{\infty} \frac{1}{\sigma} \left(\frac{J_s}{\delta} e^{-\frac{p}{\delta}} \right)^2 dp ds = \frac{R_s}{4Z_0^2} \oint_{\text{導体表面}} E_n^2 ds$$

と、最終的に電界の法線成分 E_n で表現できる。ここで、 $R_s = \frac{1}{\delta \sigma}$ は導体の表面抵抗である。他方、 P は等価回路定数 R から、

$$(13) \quad P = \frac{1}{2} RI^2$$

とも表されるので、式(12),(13)を用いて、

$$(14) \quad R = \frac{R_s \oint_{\text{导体表面}} E_n^2 ds}{2I^2 Z_0^2}$$

同様に、線路の単位長あたりの磁場による蓄積エネルギー W_m は、

$$(15) \quad W_m = \frac{1}{4} \mu \iint_{\text{全断面内}} |H|^2 dS$$

であるが、同様に、

$$(16) \quad W_m = \frac{1}{4} LI^2$$

したがって、

$$(17) \quad L = \frac{\mu \iint_{\text{全断面内}} |H|^2 dS}{I^2}$$

ここで、インダクタンス成分 L を誘電体内の磁界エネルギーに対応する外部インダクタンス L_o と、導体内部の磁場に対応する内部インダクタンス L_i に分けて考える。 L_o については式(17)の内、誘電体部分だけを取り出し、式の変形を行うと、以下ようになる。ここで、第5辺と第6辺の変形は、ベクトル演算の関係式 $(\nabla \cdot fA = f\nabla \cdot A + A \cdot \nabla f)$ と誘電体内で $\nabla \cdot E = \rho = 0$ の関係より、また、第6辺と第7辺の変形はグリーンの公式 $(\iint_C \nabla \cdot a dS = \oint_C a \cdot nds)$ に基づいている。

$$(18) \quad L_o = \frac{\mu \iint_{\text{誘電体内}} |H|^2 dS}{I^2} = \frac{\mu \iint_{\text{誘電体内}} |E|^2 dS}{I^2 Z_0^2} = \frac{\mu \iint_{\text{誘電体内}} E \cdot EdS}{I^2 Z_0^2} = \frac{\mu \iint_{\text{誘電体内}} \nabla \phi \cdot EdS}{I^2 Z_0^2}$$

$$= \frac{\mu \iint_{\text{誘電体内}} \nabla \cdot \phi EdS}{I^2 Z_0^2} = \frac{\mu \oint_{\text{誘電体界面}} \phi E \cdot nds}{I^2 Z_0^2} = \frac{\mu V_0 \oint_{\text{中心导体表面}} E_n ds}{I^2 Z_0^2}$$

導体内部での磁界強度は、表皮効果により表面での磁界強度が深さに対して指

数関数的に減少する。また、磁界は導体表面では、接線成分のみであり、さらに、導体・誘電体界面では磁界の接線成分は連続である。したがって、式(5)の関係をを用いると、導体内部の磁界 H の分布は、表面での磁界の振幅 H_t が深さ p に対して指数関数的に減少する関係式 $H = H_t e^{-\frac{p}{\delta}} = \frac{E_n}{Z_0} e^{-\frac{p}{\delta}}$ で表される。ここで、 δ は表皮厚さである。この関係を基に、内部インダクタンス L_i は、以下のように表される。

$$(19) \quad L_i = \frac{\mu \iint_{\text{導体断面}} |H|^2 dS}{I^2} = \frac{\mu \oint_{\text{導体表面}} \int_0^{\infty} \left(E_n e^{-\frac{p}{\delta}} \right)^2 dp ds}{I^2 Z_0^2} = \frac{\epsilon \delta \oint_{\text{導体表面}} E_n^2 ds}{2I^2}$$

したがって、全インダクタンス L は、

$$(20) \quad L = L_o + L_i = \frac{\epsilon \left(V_0 \oint_{\text{中心導体表面}} E_n ds + \frac{\delta}{2} \oint_{\text{導体表面}} E_n^2 ds \right)}{I^2}$$

ここまでの議論から、各回路定数 C, G, R, L は、最終的に導体表面の電界の法線成分 E_n を基に決定できることがわかった。そこで、今、 $I_{e2} = \oint_{\text{導体表面}} E_n^2 ds$ 、 $I_e = \oint_{\text{中心導体表面}} E_n ds$ と置いて、各定数を改めてまとめると、以下のように表すことができる。

$$(21) \quad \begin{cases} C = \frac{\epsilon}{V_0} I_e \\ G = \frac{\omega \epsilon}{V_0} I_e \tan \delta \\ R = \frac{R_s I_{e2}}{2I_e^2} = \frac{I_{e2}}{2I_e^2} \sqrt{\frac{\omega \mu}{2\sigma}} \\ L = \frac{\mu V_0}{I_e} + \frac{\mu \delta I_{e2}}{2I_e^2} = \frac{\mu V_0}{I_e} + \frac{\mu I_{e2}}{\sqrt{2\sigma \mu \omega} I_e^2} \end{cases}$$

2-4 等価回路定数と線路特性との関係

各等価回路定数 C, G, R, L を用いると、線路の伝搬定数 γ と特性インピーダンス Z_c は、

$$(22) \quad \begin{aligned} \gamma &= \sqrt{(R + j\omega L)(G + j\omega C)} \\ Z_c &= \sqrt{\frac{R + j\omega L}{G + j\omega C}} \end{aligned}$$

と表される。また、式(21)の関係を用いると、線路の無負荷 Q 値 Q_u は、

$$(23) \quad \begin{aligned} Q_u &= \omega \frac{\text{蓄積エネルギー}}{\text{平均電力損失}} = \omega \frac{\frac{1}{4}LI^2 + \frac{1}{4}CV^2}{\frac{1}{2}RI^2 + \frac{1}{2}GV^2} \\ &= \frac{I_c V_0 + \frac{\delta I_{e2}}{4}}{\frac{\delta I_{e2}}{4} + I_c V_0 \tan \delta} = \frac{I_c V_0 + \frac{I_{e2}}{2\sqrt{2\sigma\omega\mu}}}{\frac{I_{e2}}{2\sqrt{2\sigma\omega\mu}} + I_c V_0 \tan \delta} \end{aligned}$$

これらの結果より、線路構造から I_e, I_{e2} を求めることができれば、線路の伝搬定数と Q 値を計算できることがわかる。ところで、式(23)から、 Q 値は誘電体の誘電率には無関係であることがわかる。実際の共振器では、共振器長が誘電率に影響されるので、誘電率によって共振器の長さは変わるが Q 値は影響されないことになる。

3. 伝送線路内の電磁界分布の計算と伝搬特性の解析

今までの考察より、線路断面内での電位分布を解くことができれば、それを基に導体表面での電界の法線成分 E_n を求め、線路の伝搬定数や Q 値を算出できることがわかった。次に、実際に解析を行いたい線路の電位分布を解析的に求める方法について述べる。図1の形状において2次元のラプラスの方程式

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} = 0$$

を直接、解析的に解くのは不可能である。そこで、等角写像法を

用いて求めることを試みる。

3-1 等角写像

今、ある点の座標 (x,y) を1つの複素数 $z=x+jy$ で表した複素数平面である z 平面を仮定する。そして、ある複素関数 f によって、 z が別の複素数 $\zeta=\xi+j\eta=f(z)$ に変換されるとすると、 ζ を座標点とする新たな複素数面 ζ 平面ができる。そして、この関数 f が等角写像の条件を満たしている場合、 z 平面での各点においてラプラスの方程式が満足されるならば、 ζ 平面の各点でもラプラスの方程式を満足する。この原理を用いて、 ζ 平面においてラプラスの方程式が簡単に解けるような形状に変換させるような等角写像を与える複素関数 f を求めることができれば、 z 平面内での電位分布は ζ 面内で求められた電位分布に逆変換 f^{-1} を作用させることで、容易に求めることができる。この方法を用いる場合、等角写像を与える所望の複素関数を探ることが鍵を握ることになる。Schwarz-Christoffel 変換は、そのような場合の非常に有効な手段である。

3-2 Schwarz-Christoffel 変換

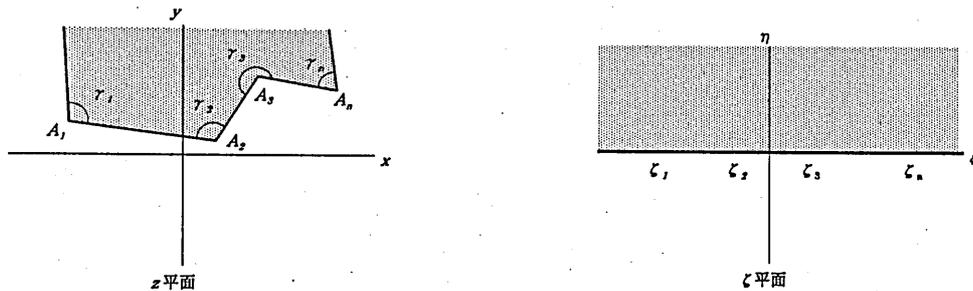


図4 等角写像 (Schwarz-Christoffel 変換)

図4に示すように、 z 平面上の多角形 A_1, A_2, \dots, A_n (各頂点の内角はそれぞれ $\gamma_1, \dots, \gamma_n$) を、 ζ 平面上の実軸上の点 ζ_1, \dots, ζ_n に、多角形の内部を ζ 平面上の上半分に変換する場合、 z と ζ の間には

$$(24) \quad \frac{\partial z}{\partial \zeta} = \frac{k_1}{(\zeta - \zeta_1)^{(1-\gamma_1/\pi)} (\zeta - \zeta_2)^{(1-\gamma_2/\pi)} \dots (\zeta - \zeta_n)^{(1-\gamma_n/\pi)}}$$

の関係が成立し、これを積分した

$$(25) \quad z = \int \frac{k_1 d\zeta}{(\zeta - \zeta_1)^{(1-\gamma_1/\pi)} (\zeta - \zeta_2)^{(1-\gamma_2/\pi)} \dots (\zeta - \zeta_n)^{(1-\gamma_n/\pi)}} + k_2$$

は、解析関数であり、 z 面と ζ 面との間の等角写像となっている。ここで、係数 k_1, k_2 は z 面内の形状と ζ の値によって定まる定数である。ここでは、 z 平面に実際の線路の断面形状を描き、Schwarz-Christoffel 変換を用いて、 ζ 平面を媒介にして形状が非常に単純になるような別の平面 (w 平面) に変換し、その w 平面で電位分布を求めておいて、それを逆変換で z 平面に戻すことによって電位分布を計算する。

3-3 等角写像法による電位分布の解析

実際の線路構造に合わせて特性の解析をするために、図5に示す厚さ0の中心導体が接地電極によって囲まれている構造について、等角写像法を用いてその電位分布を求める過程を述べる。

ここで、伝搬モードとして、最低次のモードだけを考慮すればよいので、電位分布は x 軸、 y 軸に対して対称である。そこで、図6のように、 $x, y > 0$ の範囲だけを考えることにする。この場合、導体のない境界部分では電位 ϕ の法線方向への変化はない ($\partial \phi / \partial n = 0$)。

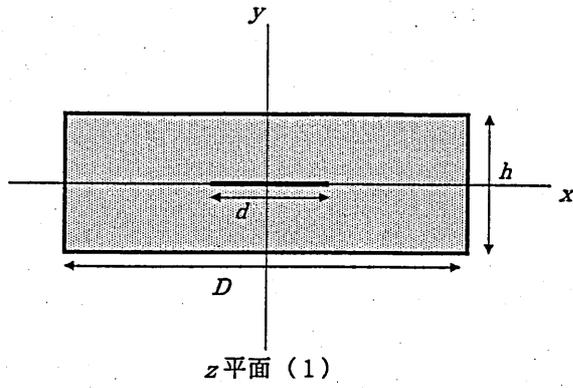


図5 線路の断面図

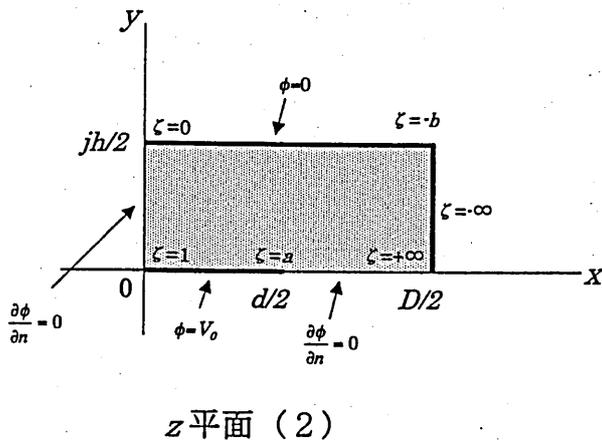


図6 解析する部分

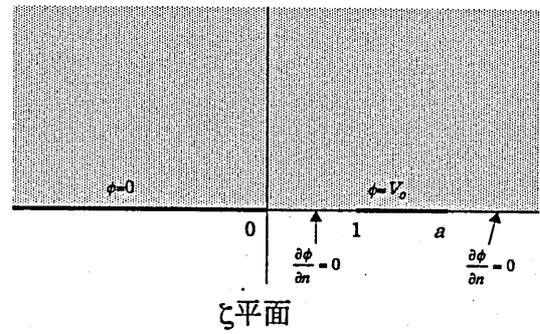


図7 zeta平面

そして、この平面を、一旦、図7の ζ 面に変換する場合を考える。ここで、 z 面での中心導体は ζ 面での実軸上の $1 < \zeta < a$ ($a > 0$)に、グランドプレーンは同じく ζ 面の実軸上の $-\infty < \zeta < 0$ に斜影される。また、グランドプレーンの角の部分は ζ 面の $-b$ ($b > 0$)の点に斜影されるとする。正の実数 a, b は形状によって一意に定まる。

(最終的には ζ 面をさらにもう一度別の複素数面(w 面)に変換し、その平面で電位分布を解くことになる。) この z - ζ 間の変換式は、式(24),(25より、

$$(26) \quad \frac{dz}{d\zeta} = \frac{k_1}{\sqrt{\zeta(\zeta-1)(\zeta+b)}}$$

$$z = k_1 \int_0^{\zeta} \frac{d\zeta}{\sqrt{\zeta(\zeta-1)(\zeta+b)}} + k_2$$

ただし、 k_1, k_2 は積分定数で構造から決定される。ここで、 $\zeta = \lambda^2$ として変数変換をすると、 $d\zeta = 2\lambda d\lambda$ であるので、これを式(26)の下側の式に代入して整理すると、

$$(27) \quad z = -\frac{2jk_1}{\sqrt{b}} \int_0^{\sqrt{\zeta}} \frac{d\lambda}{\sqrt{(1-\lambda^2)\left(1+\frac{\lambda^2}{b}\right)}} + k_2 = -\frac{2jk_1}{\sqrt{b}} F\left(\arcsin(\sqrt{\zeta}), -\frac{1}{b}\right) + k_2$$

ここで、 $F(z, m)$ は m を母数とする第1種楕円積分で初等関数の組み合わせでは表すことはできない。定義は、

$$(28) \quad F(z, m) = \int_0^z \frac{d\phi}{\sqrt{1-m\sin^2\phi}} = \int_0^{\arcsin z} \frac{d\lambda}{\sqrt{(1-\lambda^2)(1-m\lambda^2)}}$$

また、積分定数 k_1, k_2 は、 $\zeta=0$ で $z=jh/2$ 、 $\zeta=1$ で $z=0$ (図5より) の関係から求まるので、式(27)は以下のようなる。

$$(29) \quad \frac{dz}{d\zeta} = \frac{\sqrt{b}h}{4K(-1/b)\sqrt{\zeta(\zeta-1)(\zeta+b)}}$$

$$z = -\frac{jh}{4K(-1/b)} F\left(\arcsin(\sqrt{\zeta}), -\frac{1}{b}\right) + j\frac{h}{2}$$

ここで、 $K(m)$ は第1種完全楕円積分で $K(m)=F(\pi/2, m)$ で表される。また、式(29)の下側の式の逆関数を求めることによって、 ξ を z の関数としても表すことができる。

$$(30) \quad \xi = \operatorname{sn}^2 \left[\left(1 + j \frac{2z}{h} \right) K(-1/b), -1/b \right]$$

$\operatorname{sn}(z, m)$ は、ヤコビの楕円関数と呼ばれるもので、 $z = \int_0^u \frac{d\lambda}{\sqrt{(1-\lambda^2)(1-m\lambda^2)}}$ の逆関数である。

つぎに、式(29),(30)での正の実数 a, b を求める。図6より、 $\xi = b$ で $z = D/2 + jh/2$ であるので、この関係を式(29)の下側の式に代入して整理すると、

$$(31) \quad \frac{K'(-1/b)}{K(-1/b)} = j \frac{D}{h} - 1$$

ここで、 $K'(m)$ は第1種補完全楕円積分で $K'(m)=K(1-m)$ の関係がある。式(31)の関係から b は

$$(32) \quad b = - \frac{1}{\lambda \left(1 + j \frac{D}{h} \right)}$$

と表すことができる。ここで、 $\lambda(x)$ は λ 関数と呼ばれるもので、 $\lambda[jK'(m)/K(m)] = m$ である。次に、 a を求めるために、 $\xi = a$ で $z = d/2$ の関係を式(30)に代入して整理するとすると、

$$(33) \quad a = \operatorname{sn}^2 \left[\left(1 + j \frac{d}{h} \right) K(-1/b), -1/b \right]$$

となり、 a, b が線路構造によって定まることがわかる。

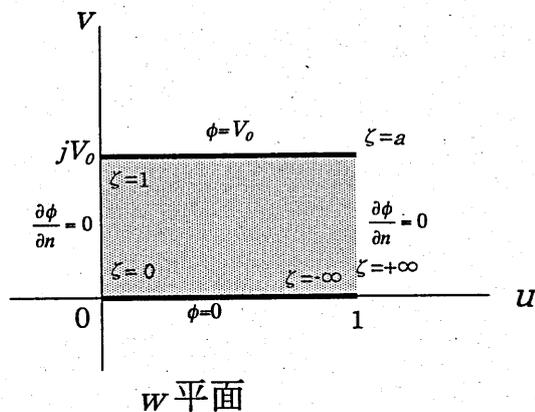


図8 w 平面

次に、電位分布を求めるために、 ζ 面の w 平面への変換を考える。電位が容易に求まるよう、 w 平面は図8に示すような平行平板からなる形状とした。ここで、中心導体（ ζ 面で $1 < \zeta < a$ ）は上側の電極（ w 面で $v=V_0$ ）に、グランドプレーン（ ζ 面で $-\infty < \zeta < 0$ ）は下側の電極（ w 面で $v=0$ ）に対応する。そこで、先程と同様に Schwarz-Christoffel 変換を用いると、 ζ と w の関係は

$$(34) \quad \begin{cases} \frac{dw}{d\zeta} = \frac{k_3}{\sqrt{\zeta(\zeta-1)(\zeta-a)}} \\ w = k_3 \int_0^{\zeta} \frac{d\zeta}{\sqrt{\zeta(\zeta-1)(\zeta-a)}} + k_4 = \frac{2k_3}{\sqrt{a}} F(\arcsin(\sqrt{\zeta}), 1/a) + k_4 \end{cases}$$

$\zeta=0$ で $w=0$ 、 $\zeta=1$ で $w=jV_0$ 、 $\zeta=a$ で $w=1+jV_0$ を式(34)に代入すると、各積分定数 k_3 、 k_4 および V_0 はそれぞれ、以下のように求められる。

$$(35) \quad \begin{cases} k_3 = j \frac{\sqrt{a}}{2K'(1/a)} \\ k_4 = 0 \\ V_0 = \frac{K(1/a)}{K'(1/a)} \end{cases}$$

したがって、式(34)は、

$$(36) \quad \begin{cases} \frac{dw}{d\xi} = \frac{j\sqrt{a}}{2K'(1/a)\sqrt{\xi(\xi-1)(\xi-a)}} \\ w = \frac{j}{K'(1/a)} F(\arcsin(\sqrt{\xi}), 1/a) \\ \xi = \operatorname{sn}^2(-jK'(1/a)w, 1/a) \end{cases}$$

式(29)と式(36)より、最終的に $z-w$ の関係は、

$$(37) \quad \begin{cases} z = -j \frac{h}{2K(-1/b)} F(\arcsin[\operatorname{sn}[-jK'(1/a)w, 1/a]], -1/b) + j \frac{h}{2} \\ w = j \frac{1}{K'(1/a)} F\left(\arcsin\left[\operatorname{sn}\left[\left(1 - j \frac{2z}{h}\right)K(-1/b), -1/b\right]\right], 1/a\right) \\ \begin{cases} a = \operatorname{sn}^2\left[\left(1 + j \frac{d}{h}\right)K(-1/b), -1/b\right] \\ b = -\frac{1}{\lambda\left(1 + j \frac{D}{h}\right)} \end{cases} \end{cases}$$

図7より、 w 面において、 $u=0, u=1$ の境界は、対応する z 平面、 ζ 平面での境界条件に準じて $\frac{\partial\phi}{\partial n} = 0$ と仮定することによって、電位 ϕ は横方向 (u 軸方向) には変化しない、横方向に無限に続く平行平板内の電位として求めればよい。したがって、 ϕ は、 $\phi=v$ で表され、 u には依存しないので、式(37)で、 $w=u+j\phi$ とすれば、 z 面で電位 ϕ の等電位面が描かれる。また、逆に $u=$ 一定とすれば電気力線が描かれる。また、逆に、式(37)の2番目の式に z 面での座標を代入し、得られた w の虚数部が電位を表す。これらの結果から、図5内での電位分布が計算できることがわかる。

3-4 中心導体厚さの考慮

通常、伝送線路においては、導体内での電流による導電性損失の影響はかなり大きい。しかし、上でも述べたように、等角写像法では、一般に導体は厚さ0の等電位面として解析を始めるので、そのままでは、そこを流れる電流による損失を計算することは不可能である。そこで、何らかの方法で、導体の厚さを解析に反映させ、電流密度が発散させずに有限の値を持たせるようにする必要がある。ここでは、導体損失を見積もることを目的に、中心導体の厚さを解析に取り込む方法を示す。

等電位面上での電界の方向は、等電位面に対して垂直である。つまり、電界は等電位面に対してその法線成分しか持たない。したがって、ある等電位面を導体面とし、その導体に等電位面と同じ電位を与えたとしても、全体の電位分布に変化はない。その場合、等電位面上での電界は、そのまま、導体表面での電界を与える。今、 w 面では $w = u + jV_1$ ($V_1 < V_0$) で表される等電位面を断面形状を持つ新たな中心導体を考える場合、その中心導体に V_0 の代わりに V_1 の電位が与えられていると考えればよいことがわかる。このような考え方により、図9に示すように、等価的に有限の厚さを持つ中心導体の特性を解析できる。実際に中心導体厚さ t と中心導体電位 V_1 との関係は (厚さが t となる等電位面の電位 V_1)、式(37)に $z = jt/2$ を代入したときに $w = jV_1$ となることで以下のように求められる。

$$(38) \quad V_1 = \frac{1}{K'(1/a)} F \left[\arcsin \left\{ \operatorname{sn} \left[\left(1 - \frac{t}{h} \right) K(-1/b), -1/b \right] \right\}, 1/a \right]$$

この方法によって解析できる中心導体の断面は、図のような中央付近で最大厚さを持ち、角が丸い形状となってしまう。しかし、通常、導体厚さ(t)は中心導体の横幅(d)に比べれば遙かに小さいので、中心導体の両端のごく近傍を除けば、ほぼ厚さ一定となることから、中心導体の厚さの影響を反映できるものと考えられる。

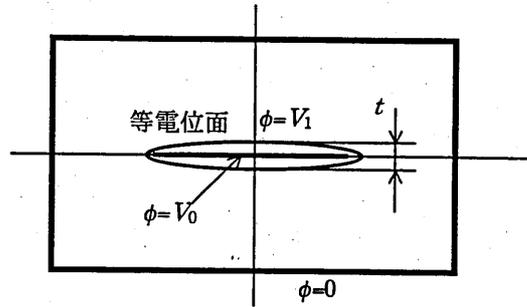


図9 中心導体厚さの考慮の方法

3-5 電界分布と等価回路定数の算出方法

次に、 z 面での電界分布の算出について述べる。既に述べたように、 w 面では電位 $\phi=v$ であるので、

$$(39) \quad E = (E_x, E_y, E_z) = \left(-\frac{\partial \phi}{\partial x}, -\frac{\partial \phi}{\partial y}, 0 \right) = -\left(\frac{\partial v}{\partial x}, \frac{\partial v}{\partial y}, 0 \right)$$

また、詳細は省略するが、Cauchy-Riemann の微分方程式の関係を満たすことより、以下の式が導かれる。

$$(40) \quad |E| = \left| \frac{dw}{dz} \right|$$

式(29),(30),(36),(40)より、 $w (=x+jy)$ を変数として電界強度分布を表すことができる。

(41)

$$|E| = \left| \frac{dw}{dz} \right| = \left| \frac{\frac{dw}{d\xi}}{\frac{dz}{d\xi}} \right| = \left| \frac{2K(-1/b) \sqrt{\frac{\xi}{b} + 1}}{hK'(1/a) \sqrt{\frac{\xi}{a} - 1}} \right| = \left| \frac{2K(-1/b) \sqrt{\frac{\text{sn}^2[-jK'(1/a)w, 1/a] + 1}{b}}}{hK'(1/a) \text{dn}[-jK'(1/a)w, 1/a]} \right|$$

先にも述べたように、導体表面上では $|E| = E_n$ であるので、式(21)で用いた I_e 、 I_{e2} は、

$$(42) \quad I_e = \oint_{\text{中心導体表面}} E_n ds = \oint_{\text{中心導体表面}} \left| \frac{dw}{dz} \right| |dz| = \oint_{\text{中心導体表面}} |dw| = 4 \int_0^1 du = 4$$

$$(43) \quad I_{e2} = \oint_{\text{導体表面}} E_n^2 ds = \oint_{\text{導体表面}} \left| \frac{dw}{dz} \right| \left| \frac{dw}{dz} \right| |dz| = \oint_{\text{導体表面}} \left| \frac{dw}{dz} \right| |dw|$$

$$= \left[4 \int_0^1 \left| \frac{dw}{dz} \right| du \right]_{v=v_0} + \left[4 \int_0^1 \left| \frac{dw}{dz} \right| du \right]_{v=0}$$

上の2式で、積分の経路は明らかに等電位面上を動くので、 w 平面での積分経路は u 軸に平行で $0 < u < 1$ となり、 $|dw| = du$ である。また、 w 面での $0 < u < 1$ の範囲の積分は z 平面での第1象限のみに対応するので、線路断面全体の積分値に補正するために係数4が掛かっている。式(41)を上式の(43)に代入することによって I_e 、 I_{e2} がともに求まり、それをもとに、式(21)の各等価回路定数、さらに、式(22)、(23)の線路の伝送特性及び、無負荷 Q 値が算出できる。これらの方法によって、純粋に解析的に線路特性が計算できることが示された。

4. 計算結果

これまでに説明した解析手法に基づき、実際に試作した共振器の構造を用いてその特性を計算した結果について述べる。

4-1 電位分布

図10、図11は、それぞれ、式(37)を利用して求めた等電位面と電気力線である。ここでは、以下のような断面形状とした。

- 中心導体幅： $d=1\text{mm}$ 、
- 高さ： $h=2\text{mm}$ 、
- 全体幅： $D=4.5\text{mm}$

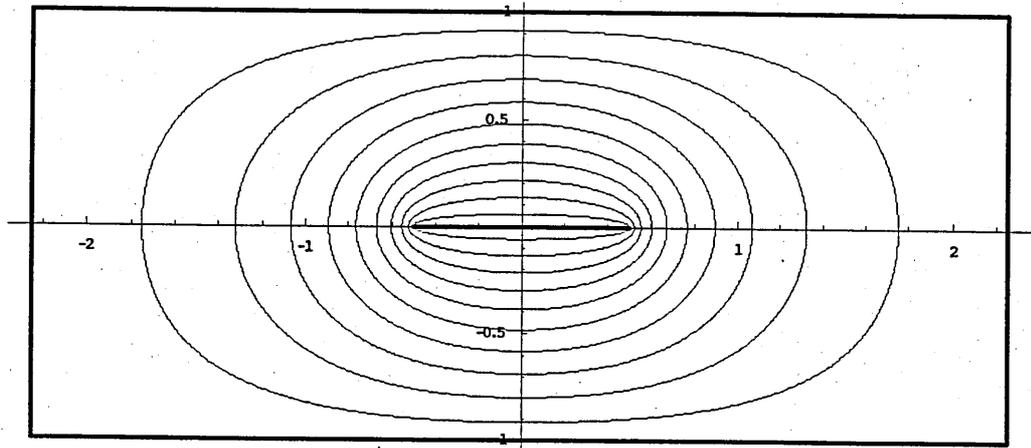


图 1 0 等电位面

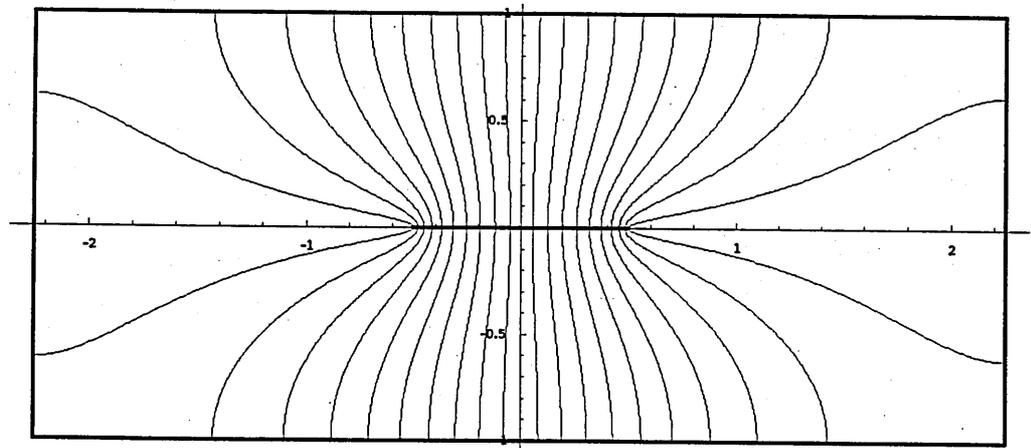


图 1 1 电气力线

図より、中心導体の両端部で等電位面が密になり、電気力線が集中していることがわかる。図12は、横軸に中心導体上での x 座標を取り、縦軸に電荷密度 q を表したものである。ここでは、式(38)を用いて中心導体厚を $20\mu\text{m}$ に設定し、 $q = \epsilon E_n$ の関係式に式(41)の電界強度を計算して代入して q を求めた。図より、中心導体両端部に極端に電荷が集中していることから、導体損失の大部分は中心導体両端部で生じるものと予想される。

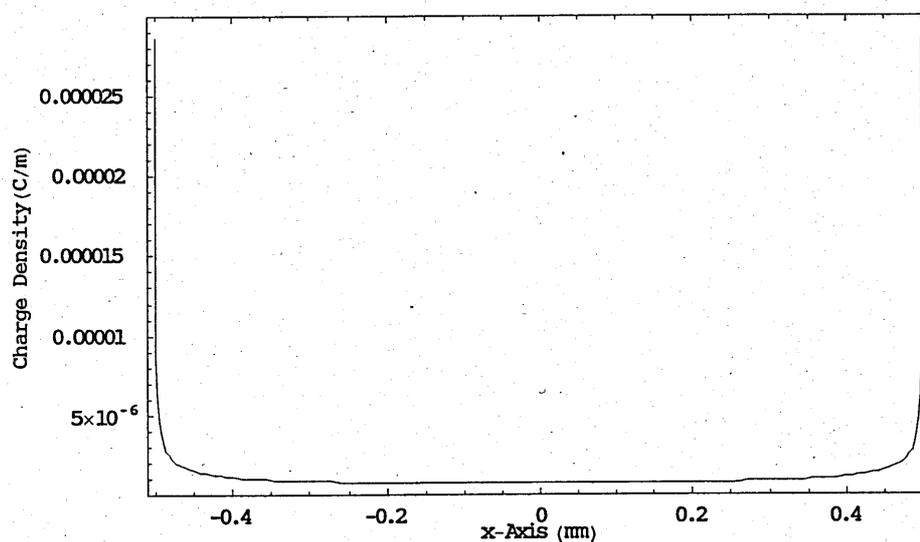


図12 中心導体内の電荷密度分布

4-2 無負荷 Q 値の計算結果

図13～図16に、無負荷 Q 値の計算結果を示す。これらは、表1の形状の伝送線路を仮定し、この構造を基準として、その内の1つの構造パラメータを変化させたときの Q 値をそれぞれ計算したものである。また、図17は導体の導電率が劣化した場合を想定し、表1の物性値から導電率を減少させたときの Q 値の変化を表す。

表1 線路の基本構造と材料定数

中心導体厚さ t	0.02 mm
線路高さ h	2 mm
中心導体幅 d	1 mm
線路の全体幅 D	4.5 mm
導体材料	銀 ($\rho=1.623 \times 10^{-8} \Omega\text{m}$)
誘電体材料	$\tan\delta=7 \times 10^{-4}$

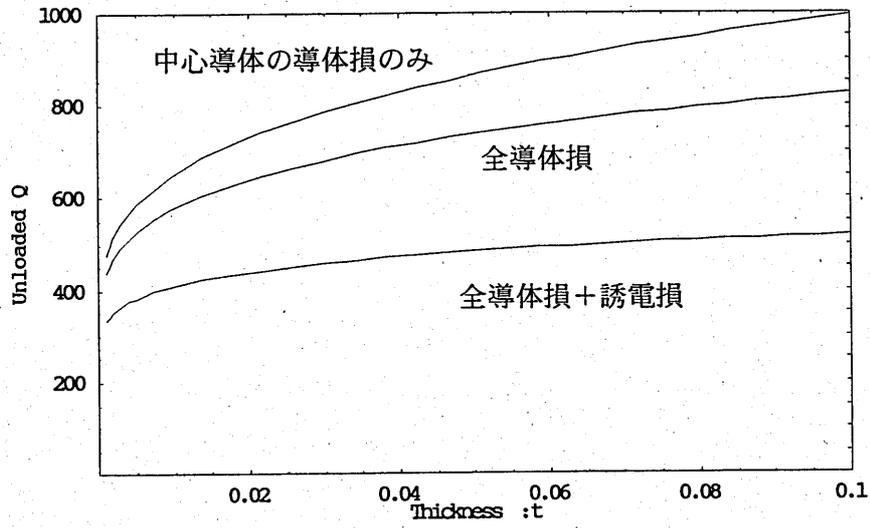


図13 中心導体厚 t による変化

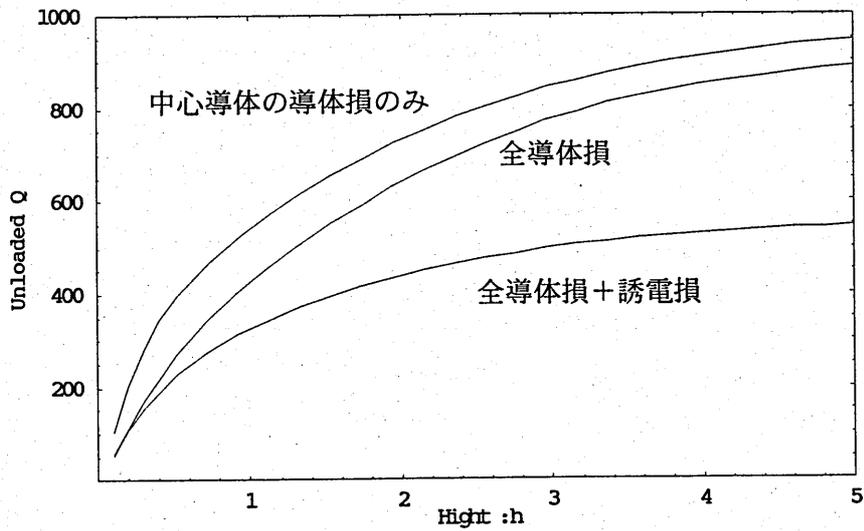


図14 線路の高さ h による変化

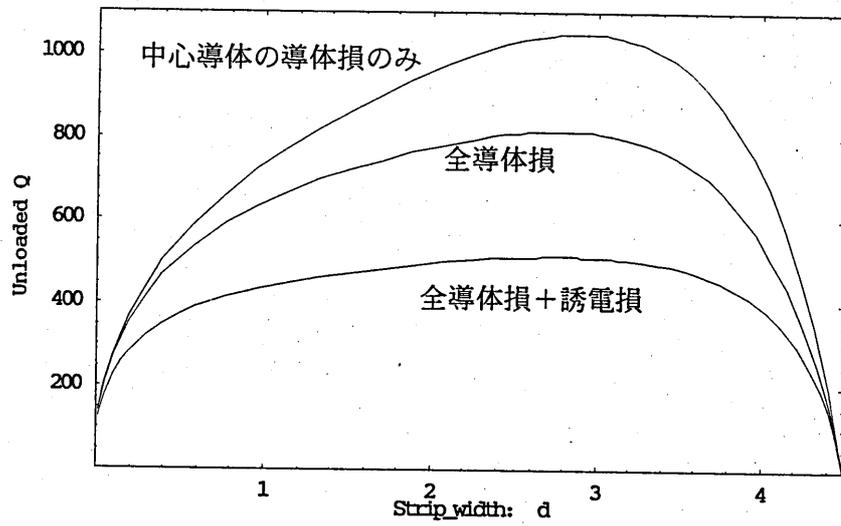


図 15 中心導体幅 d による変化

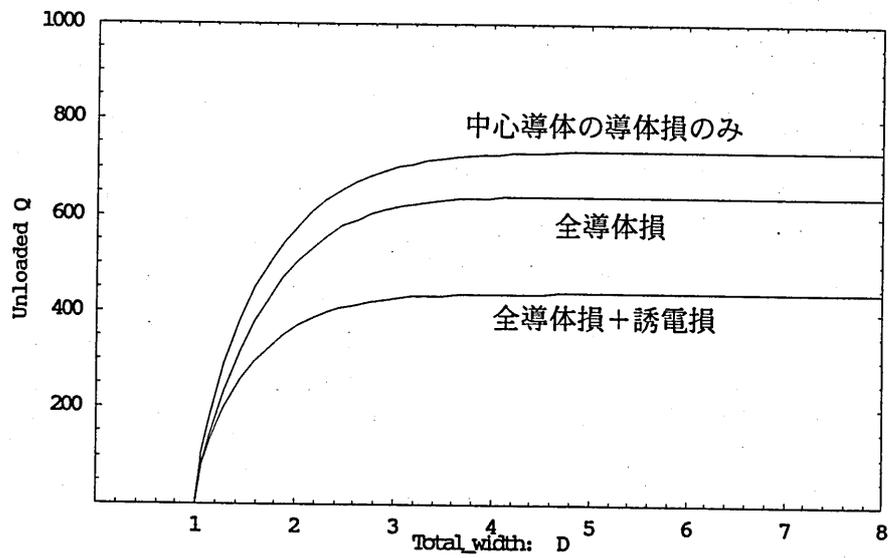


図 16 線路の全体幅 D による変化

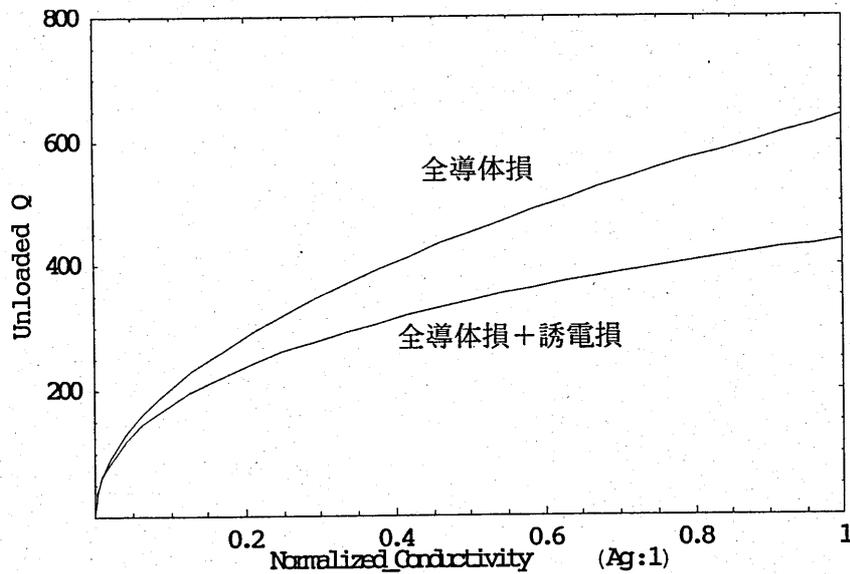


図17 導電率と無負荷 Q の関係 (銀の導電率を1とした場合)

4-3 結果の検討

図13、図14より、中心導体厚 t は線路高さ h に比較すると Q 値にあまり大きな影響を与えないことがわかる。また、図15で、中心導体幅 d が3mmを越える付近から逆に Q 値が低下し出すのは、中心導体端部が側面のグランドプレーンに近づくために電流が端部により集中するようになり、逆に損失が増加するためと考えられる。線路全体幅 D の影響については、図16より、 $D=3\text{mm}$ 以上では Q 値はほぼ一定になることがわかる。したがって、線路全体幅は基本構造である $D=4.5\text{mm}$ から、3mm付近まで小さくしても Q 値に大きな変化がないことがわかる。また、図13～図16全般からわかることとして、中心導体の損失だけを考慮した場合とグランドプレーンを含めた全導体の損失を考慮した場合の Q 値の差はさほど大きくない。つまり、導体損失では中心導体での損失が支配的であることがわかる。

また、図17より、実物の共振器の導体 (銀) の導電率が物性値の7割ぐらい

になると考えて見積もられる Q 値は約 380 である。この値は共振器の実測値よりもやや大きな値を示している。この誤差要因については、 Q 値の計算値が、伝送線路の損失のみから解析的に求めたものであるため、結合での損失など、実物の測定の際に生じる追加的な損失要素を含んでいないことによるものと予想される。これらの影響は、数値演算による電磁界解析によりある程度評価は可能であるが、共振器の損失要因の本質的な部分とは言えない。今回の計算結果は、 Q 値の理論的限界値を示していると考えべきであって、 Q 値の実際値を予測するためのものとしては必ずしも適しているとは言えない。本手法は、電磁界分布が解析的に求められているので、＜構造変化に対する特性の変化を定式化できる＞、＜各部分の特性への寄与率が計算できる（たとえば、中心導体の端部の損失寄与率の算出など）＞という大きな利点がある。したがって、共振器構造の最適化のために利用することが最も効果的であり、今後の有効活用が非常に重要である。一方、解析可能な構造に限られることは、本手法の最も大きな欠点であるので、この点については、等角写像法の活用方法をさらに工夫すること、数値演算による電磁界解析と組み合わせることなどによってできる限り回避できるよう努める必要がある。

5. まとめ

積層型伝送線路の伝送特性、特に Q 値について、等角写像法によって解析的に求める手法を述べ、実際に計算した結果を示した。ここでは、従来等角写像法では解析が困難であった、導体厚の影響を考慮する方法を示し、導体厚さに対する中心導体での損失量を見積もることを可能にした。これにより、有限要素に分割して数値演算により特性を求める方法に比べて、誘電体界面や境界面での近似による誤差、また、繰り返しの数値演算に伴う誤差を含まない、純粹に解析的な損失量 (Q 値) の予測値を示すことができた。今後は、本手法を共振器の最適構造設計に適用するための検討などが必要である。

参考文献

- (1) H. Miyake, S. Kitazawa, T. Ishizaki, K. Ogawa and I. Awai "A Study of a Laminated Band Elimination Filter Comprising Coupled-Line Resonators Using Low Temperature Co-Fired Ceramics," *IEICE Trans. Electron.*, E82-C, 7, pp.1104-1108, 1999.

周期ドメイン反転構造を用いた
導波型電気光学変調器とその応用

Guided-wave electrooptic modulators using periodic domain
inversion and their applications to integrated functional
devices

村田 博司 森本 朗裕* 小林 哲郎 山本 錠彦
Hiroshi MURATA, Akihiro MORIMOTO*,
Tetsuro KOBAYASHI, and Sadahiko YAMAMOTO

大阪大学 大学院基礎工学研究科 電子光科学分野
Graduate School of Engineering Science, Osaka University

*立命館大学 理工学部 光工学科
Ritsumeikan University

2000年12月11日 (月)
(於 京都工芸繊維大学)

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

周期ドメイン反転構造を用いた 導波型電気光学変調器とその応用

村田 博司 森本 朗裕* 小林 哲郎 山本 錠彦

大阪大学 大学院基礎工学研究科 電子光科学分野

*立命館大学 理工学部 光工学科

1. はじめに

光通信、光情報処理、光計測等種々の光エレクトロニクスシステムにおいて、光変調器は基本的かつ重要なデバイスである。なかでも、ポッケルス効果を利用した電気光学変調器は、原理的にマイクロ波帯からミリ波帯、さらにはTHz帯までも及ぶ超高速動作が可能という特長を持っている。これまでに多くの研究がなされており[1], [2]、一部のデバイスは既に光通信システム等において実用化されるに至っている。

光導波路と進行波変調電極を用いる導波型の進行波電気光学変調器は、集中定数型やバルク型の変調器に比べて一般に高性能であるが、導波型進行波電気光学変調器をマイクロ波帯からミリ波帯の高周波領域においても効率良く動作させるためには、光波と変調波の速度整合を取ることが重要となる。[1]-[3] これまでに提案されている速度整合の手法としては、形状や構造を工夫した特別な電極と導波路を用いて光波と変調波の速度を合わせる方法[4],[5]や、電極や導波路の極性を反転させて擬似的に速度整合を取る方法[6],[7]などがある。これに対して、我々は、強誘電体結晶のドメイン反転技術を利用して、変調器を構成する電気光学結晶の自発分極の向きを光波の伝搬方向に沿って周期的に反転させて擬似的に速度整合を取る方法に着目して研究を進めている。[8]-[12]

強誘電体結晶のドメイン反転技術は、2次の非線形光学効果(第2高調波光発生、和・差周波光発生)を用いた波長変換デバイスのための擬似位相整合技術として近年活発な研究がなされている。[13]-[19] しかし、これを進行波型電気光学変調器に応用して、光波と変調波の速度差を補償して効率の良い変調作用を得ようという試みについては、我々の知る限りあまり報告がないようである。[11], [12], [20]

ドメイン反転構造を利用した擬似速度整合(quasi-velocity-matching; QVM)電気光学変調器は、光波と変調波の速度差により決まる相互作用長(電極長)の制限

がないので、効率の良い変調作用を得る上で有利である。QVM 電気光学変調器を大振幅正弦波変調信号で駆動して、デバイスへ入力された CW 光に深い位相変調をかけると、周期的に強い周波数チャープのかかった光波を、周波数領域で言えば多くの周波数サイドバンド成分を持つ光波を生成することができる。例えば、変調周波数を 16GHz として変調指数 100 ラジアン程度の位相変調を行なえば、得られる光サイドバンドの 3dB 帯域は 3THz にも達する。実際に我々はこのような超広帯域光サイドバンドの生成に成功している。[8] このチャープ光（広帯域光サイドバンド）を群遅延分散回路により圧縮すれば、パルス幅がサブピコ秒の超短光パルス列が得られる。この電気光学的手法による光パルス生成は、光パルスの幅や形、繰り返し周波数などを自在に調節できるという優れた特長を持っている。[8] さらに、高効率光サイドバンド生成器としての導波型 QVM 電気光学変調器を、導波型群遅延分散回路および半導体レーザと組み合わせて、これらを一枚の基板に集積化することができれば、コンパクトで制御性に優れた集積型光パルス生成器が得られる。我々はこのような新しい集積型光機能デバイスを提案して、その実現を目指して研究を行なっている。[12]

また、ドメイン反転構造を利用した電気光学位相変調器のもう一つの特長として、ドメイン反転領域の空間的なパターンを調節することにより、変調作用の大きさや位相を制御できることが挙げられる。これを巧みに利用することで新たな光機能デバイスを得ることができる。例えば、 $1/4$ 周期ずらせた 2 つの周期ドメイン反転構造をマッハツェンダー型導波路および進行波電極と組み合わせれば、一つの正弦波変調信号を用いて位相の異なる変調作用を同時に得ることができる。つまり、通常のマッハツェンダー型光強度変調器と同じ導波路と進行波電極を、ドメイン反転構造を施した基板上に作製することで、マイクロ波あるいはミリ波で動作する SSB 光変調器／光周波数シフタを得ることができる。[21] 我々は、このような新しいタイプのドメイン反転構造デバイスについても研究を進めている。

本報告では、我々がこれまでにこなってきた周期ドメイン反転構造 QVM 導波型電気光学位相変調器の設計・試作と動作実験の結果について述べる。さらに、その機能デバイスへの応用として、我々が提案している集積型光パルス生成器、SSB 電気光学変調器／光周波数シフタについても述べる。

2. 周期ドメイン反転構造導波型電気光学変調器

2.1 デバイスの構成

図1にQVM導波型電気光学変調器の基本構成を示す。周期ドメイン反転構造を施した電気光学結晶基板上に単一モード光導波路を作製して、その上部にコプレーナ進行波電極を付けた構造である。導波路としては、位相変調器の場合は単一モード直線導波路を用い、強度変調器や後で述べるSSB変調器の場合には単一モード導波路で構成したマッシュツェンダー型の導波路を用いる。電気光学結晶としては、ニオブ酸リチウム(LiNbO₃)やタンタル酸リチウム(LiTaO₃)などを用いることができる。我々はドメイン反転構造の作製プロセスの都合上、z-cut基板を用いてデバイスを作製しているが、x-cut基板を用いることも可能である。

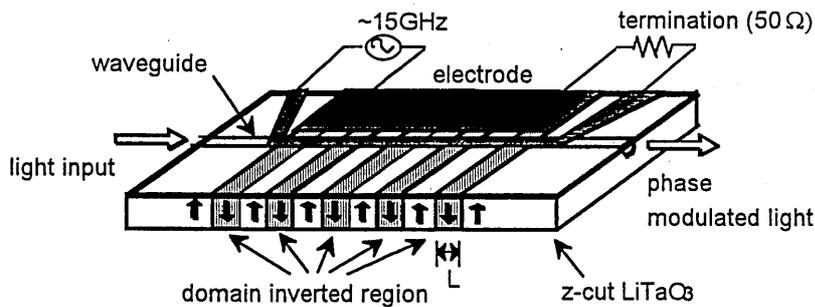


図1 周期ドメイン反転構造導波型電気光学位相変調器

2.2 周期ドメイン反転による擬似速度整合

変調波の周波数を f_m とするとき、擬似速度整合のためのドメイン反転領域および非反転領域の長さ L は、

$$L = \frac{1}{2f_m \left(\frac{1}{v_m} - \frac{1}{v_g} \right)} \quad (1)$$

と表される。ここで、 v_m は進行波電極上を進む変調波の位相速度であり、 v_g は導波

路中を伝搬する光波の群速度である。光波については、位相速度ではなく群速度を考慮せねばならない。なぜならば、ここで考えているポッケルス効果による電気光学位相変調は2次の非線形光学効果による3光波混合過程の一つであり、変調を受けていない光波（周波数 ν ）と変調を受けた光波（周波数 $\nu \pm f_m$ ）、および変調波（周波数 f_m ）の間の非線形相互作用をドメイン反転により補償する必要がある。このため、光波については被変調光（周波数 ν ）と変調光（周波数 $\nu \pm f_m$ ）の位相速度差、すなわち群速度を考慮することとなる。導波光の群速度 v_g は基板の材料分散と光導波路の構造分散を考慮して求めることができる。また、変調波の位相速度 v_m は電気光学結晶基板の誘電率と電極構造により決まる。

電気光学結晶基板の自発分極の向きを光波と変調波の伝搬方向に沿って長さ L ごとに反転させることにより、導波路中を伝搬する光波と進行波電極上を進む変調波（マイクロ波）の速度差を補償して、効率の良い変調作用を得ることができる。変調指数の相互作用長（電極長）に対する変化の計算例を図2に示す。ここでは、変調波の伝搬損失はゼロとしている。QVM位相変調器では、変調指数は相互作用長にほぼ比例することがわかる。QVM位相変調器は、大きな変調作用（変調指数）を得る上で有利であり、これを大振幅変調信号で駆動することにより、深い位相変調を行って広帯域な光サイドバンドを生成することが期待できる。

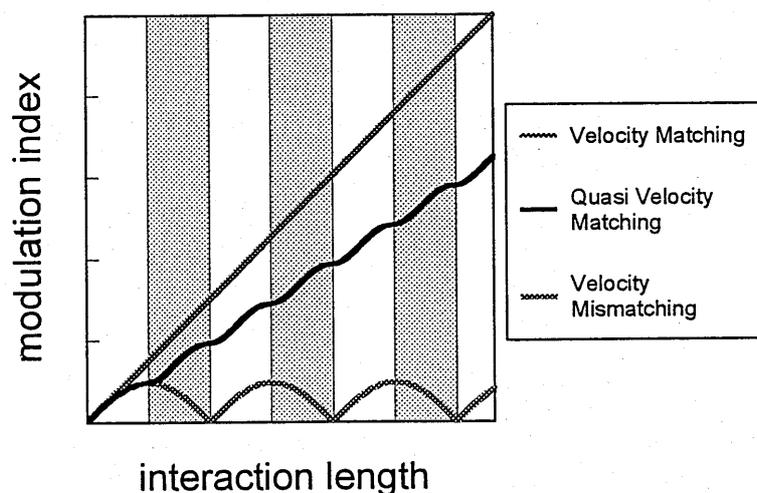


図2 進行波電気光学位相変調器における変調指数と相互作用長の関係

2.3 QVM 変調器の周波数特性

擬似速度整合のための条件は変調周波数により変わる。つまり、QVM 光変調器は帯域動作型の変調器である。図 3 は変調周波数特性の計算例である。計算では、変調器の相互作用長 L_{total} を $L_{\text{total}} = 6L$ とした。変調周波数 f_m (最適 QVM 動作周波数) のまわりの周波数帯域幅は相互作用長に反比例する。例として、 LiTaO_3 を基板材料に用いた導波型変調器において、設計変調周波数 $f_m = 16.4\text{GHz}$ 、光波波長 $\lambda = 633\text{nm}$ とすると ($v_m = 6.47 \times 10^7 \text{m/s}$, $v_g = 1.36 \times 10^8 \text{m/s}$, $L = 3.75\text{mm}$)、相互作用長 $L_{\text{total}} = 25\text{mm}$ に対する 3dB 周波数帯域幅は 6GHz となる。

擬似速度整合条件は光波の波長にも依存するが、 LiNbO_3 , LiTaO_3 導波路における群速度の可視～近赤外域での分散は弱いので、光波波長による変調特性の変化はかなり小さい。例えば、上述の LiTaO_3 を用いた QVM 導波型変調器 ($L = 3.75\text{mm}$, $L_{\text{total}} = 25\text{mm}$) において、光波波長を 633nm から 780nm に変えた場合では、最適変調周波数が 16.4GHz から 16GHz にわずかにシフトするのみである。

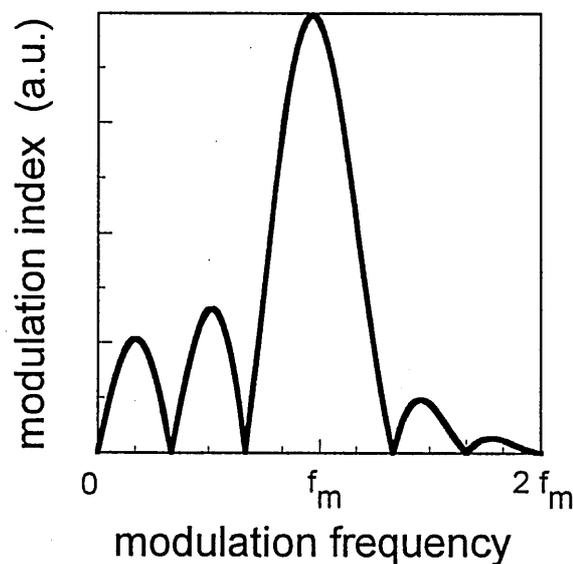


図 3 QVM 電気光学位相変調器の周波数特性

2.4 デバイスの作製

図 1 に示す QVM 導波型位相変調器の試作を行なった。可視光での動作を考慮して、基板には z-cut LiTaO_3 を用いた。まず、波長 633nm の導波光と周波数 16.4GHz

の変調波との間で擬似速度整合を取るための周期ドメイン反転構造 ($L = 3.75\text{mm}$) を、直流電圧印加法[13]を用いて作製した。パターンニングした Al 電極を付けた結晶基板に約 22kV/mm の高圧電界を印加することにより自発分極の向きを反転させた。電圧印加回路を流れる電流をモニタして、ドメイン反転に伴う電荷移動量 Q_{total} を測定したところ $Q_{\text{total}} = 142\mu\text{C}$ となった。これは、 LiTaO_3 の自発分極の値 $P_s = 50\mu\text{C/cm}^2$ [22] とドメイン反転処理を行なった部分の面積 $A = 1.48\text{cm}^2$ から求められる理論値 $Q_0 = 148\mu\text{C}$ ($Q_0 = 2AP_s$) とほぼ一致した。このことから、ほぼ設計どおりのドメイン反転パターンが得られたと考えられる。反転プロセス終了後、ドメイン反転の際に生じた結晶中のひずみ等を除去するために結晶を 555°C で 8 時間熱アニール処理した。

次に、ドメイン反転構造を施した基板表面に単一モード光導波路を作製した。導波路の作製には、安息香酸によるプロトン交換法[23]を用いた。導波路の幅は $3.0\mu\text{m}$ 、交換深さは約 $0.8\mu\text{m}$ であり、波長 633nm の TM 光に対して単一モードとなっている。デバイス作製プロセス終了後、 400°C で 1 時間熱アニール処理を行い、プロトン交換により生じた電気光学効果の劣化をほぼ回復させた。[24],[25] 試作した全長 40mm の導波路に、顕微鏡レンズ結合により波長 633nm の TM 光を導波させたところ、レンズ込みの挿入損失が約 8dB であった。

最後に、 SiO_2 バッファ層 (厚さ $0.1\mu\text{m}$) を介して Al 非対称コプレーナ進行波電極を作製した。電極の厚さは $1.0\mu\text{m}$ 、相互作用長は 25mm である。導波路の真上に配した電極の幅は $7.5\mu\text{m}$ であり、接地側電極との間隔は $14.4\mu\text{m}$ である。この電極の特性インピーダンスを計算により求めたところ、 48Ω であった。

3. 変調実験

3.1 変調周波数特性

試作した位相変調器の変調周波数特性を測定した。測定実験系を図 4 に示す。光源には波長 633nm の CW He-Ne レーザを用いた。また、マイクロ波発振器からの $12\sim 18\text{GHz}$ 信号を TWTA で増幅して変調信号としてデバイスに入力した。位相変調光のスペクトルの観測には掃引型ファブリペロー干渉計を用いた。図 5 は、位相変調指数の周波数特性測定結果である。設計周波数付近でピークを持つ帯域動

作型の変調周波数特性が得られた。このことから、周期ドメイン反転構造により光波と変調波の速度差を補償する QVM 型変調器としての動作を確認することができた。測定した帯域変調特性の中心周波数は 15.6GHz、3dB 帯域幅は約 7GHz であった。デバイスの設計周波数（速度整合が取れる変調周波数）は、波長 633nm 光に対しては 16.4GHz であり、また、相互作用長 25mm より求まる 3dB 変調帯域幅の理論値は 6GHz である。試作デバイスでは、設計周波数がやや低周波数側にシフトし、変調帯域幅が少し広いものとなったが、これは変調電極におけるマイクロ波の伝搬損失の周波数依存性による効果と考えられる。

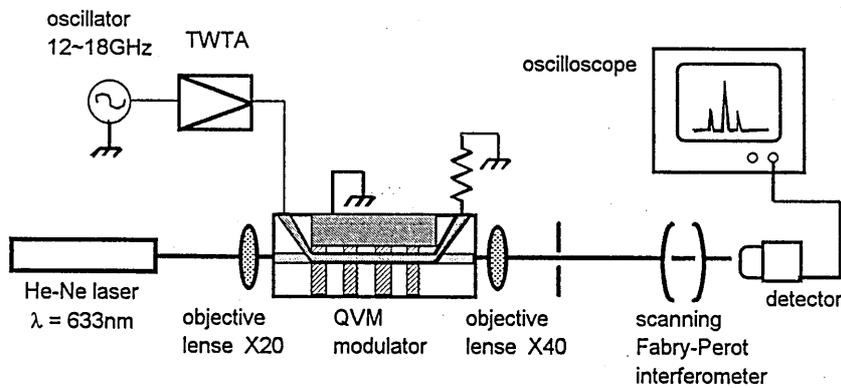


図4 変調周波数特性測定実験系

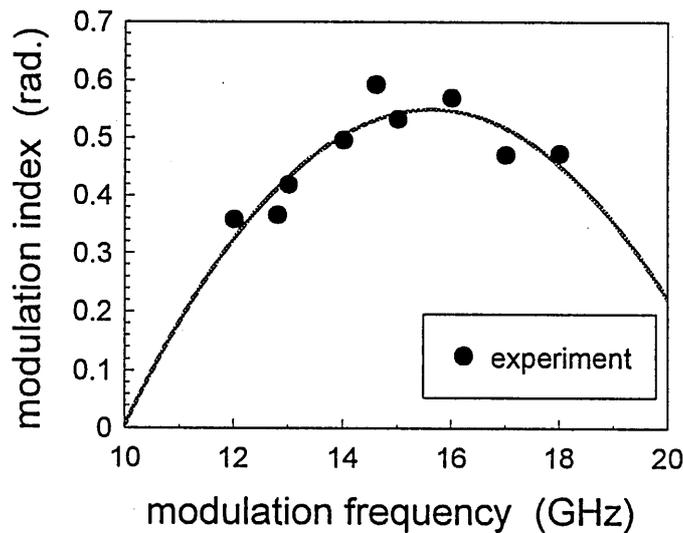


図5 試作デバイスの変調周波数特性（変調電力 100mW）

3.2 光サイドバンド生成

QVM 変調器を大振幅変調信号で駆動することにより、CW 光から広帯域光サイドバンドを得ることが期待できる。図 6 に示す実験系を用いて光サイドバンド生成・観測実験を試みた。図に示すように、回折格子 (2400lines/mm) とフーリエ変換ミラー (焦点距離 1m) で構成した自作の分光光学系を用いて、QVM 変調器からの出力変調光のサイドバンド成分を空間的に分離し、これを CCD カメラでモニタして光サイドバンドスペクトルを測定した。得られた結果の一例を図 7 に示す。図 7 (a) は観測した光サイドバンドスペクトルパターンであり、(b) はその強度分布、(c) は計算により求めた各サイドバンド成分の強度分布である。変調周波数は 15GHz、変調器への供給電力は約 30dBm である。図では、大振幅変調により光キャリア成分がほぼ抑圧されて、 ± 3 次までの光サイドバンド成分が生成されていることがわかる。光サイドバンドの 3dB 幅は約 64GHz であった。これらの結果は計算値とよく一致している。試作した変調器を用いて 3dB 幅が 100GHz 程度までの光サイドバンドを生成することにも成功した。

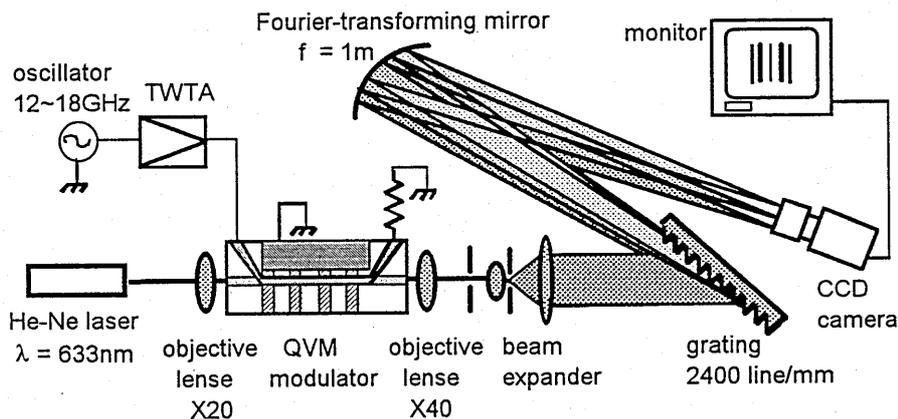


図 6 光サイドバンド測定実験系

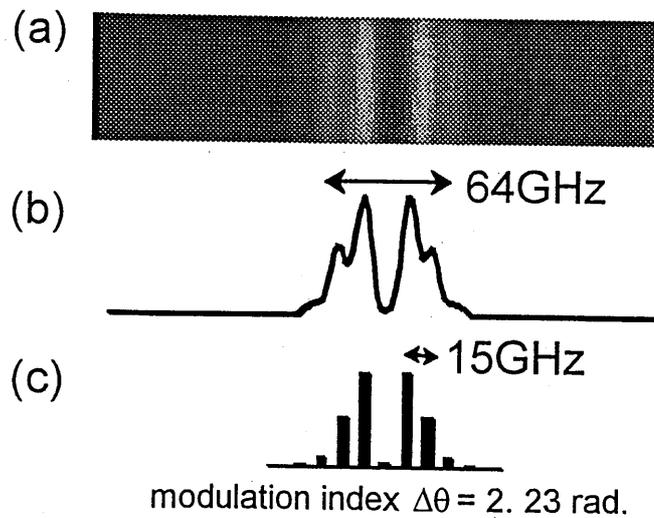


図7 光サイドバンドスペクトルの測定結果の例

- (a) 光サイドバンドスペクトルのパターン (b) (a)の強度分布
(c) 計算により求めた光サイドバンドスペクトルの強度分布

3.3 光パルス生成

さらに、光シンセサイザ[26]を用いて変調光のサイドバンド成分の振幅や位相を調節することにより、光パルスを生成することを試みた。図8に実験系を示す。QVM位相変調器で生成されたそれぞれの光サイドバンド成分を回折格子とフーリエ変換ミラーを用いて空間的に分離した。そして、一部の光サイドバンド成分をフーリエ変換面に置いた強度フィルタにより除去し、残りの光サイドバンド成分を再びフーリエ変換ミラーと回折格子により合波して光パルスを生成した。変調周波数はサイドバンド生成実験の場合と同様に 15GHz とした。観測した光パルス波形の例を図9に示す。変調周波数に同期した光パルスを生成、観測することに成功した。サンプリングオシロスコープ上の光パルスの半値幅は約 20ps であった。測定に用いた pin フォトダイオードとオシロスコープの周波数帯域がいずれも 50GHz であったので、実際に生成された光パルスの幅は十数 ps 程度と見積もられる。これらの結果は、QVM 導波型電気光学位相変調器を用いた光パルス生成としては初めてのものである。[12]

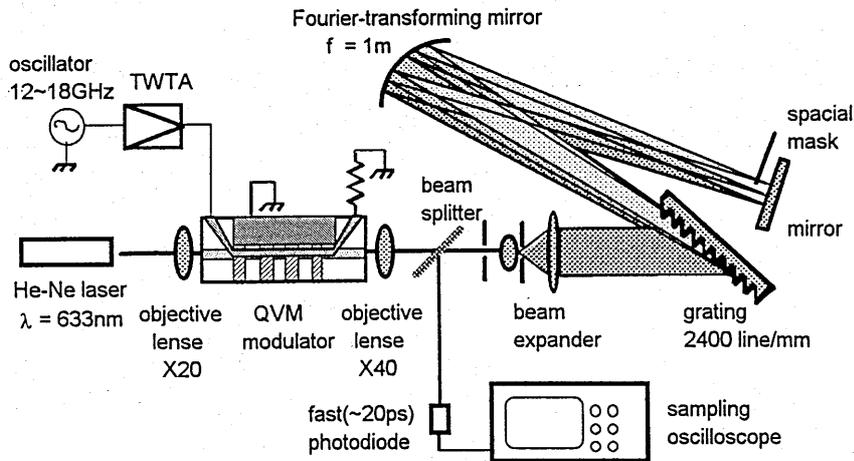


図8 光シンセサイザを利用したパルス生成・測定実験系

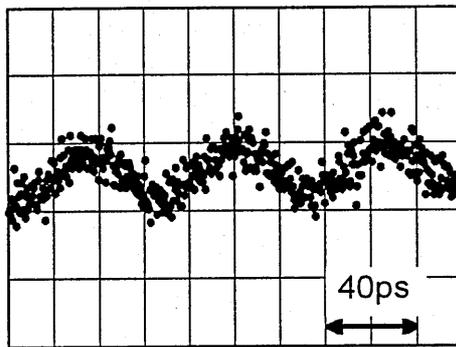


図9 光パルス波形の測定結果の例

3.4 考察

試作した QVM 位相変調器の変調効率は理論値に比べてやや低いものとなり、 $1.8\text{rad/W}^{1/2}$ であった。この主な原因は、変調器への変調信号の給電部分と変調電極における損失の影響であると考えている。給電回路と電極の特性を最適化すれば、 100GHz の光サイドバンドを生成するのに必要なマイクロ波電力は約 100mW になると見積もられる。この光サイドバンドを、群遅延分散回路を用いて最適に圧縮したとすれば、得られるパルス幅は約 7ps である。

また、変調電極の形状を工夫すれば、さらなる低電力駆動、広帯域サイドバンド生成が可能である。例えば、変調器に終端抵抗を付けて駆動するのではなく、変調電極を変調信号に対する共振線路とする方式が考えられる。[27], [28] このような

電極構成の QVM 導波型変調器を用いれば、大振幅変調により 1THz にも及ぶ光サイドバンドを、さらにこれを圧縮することでサブピコ秒光パルス列（繰り返し周波数 12~18GHz）の生成が可能との見通しを得ている。[29]

4. 新しい光機能デバイスへの応用

4.1 集積型光パルス生成器

QVM 導波型電気学位相変調器を導波型群速度分散回路と CW 半導体レーザを組み合わせ、これらを一枚の基板に集積化すれば、コンパクトで制御性に優れた光パルス生成器を構成することができる。導波型の群速度分散回路としては、例えば、非対称結合導波路[30]や DBR (distributed Bragg reflector) 構造導波路、AWG (arrayed waveguide grating) などを用いることができる。我々が提案している集積型光パルス生成器の構成を図 10 に示す。[12]

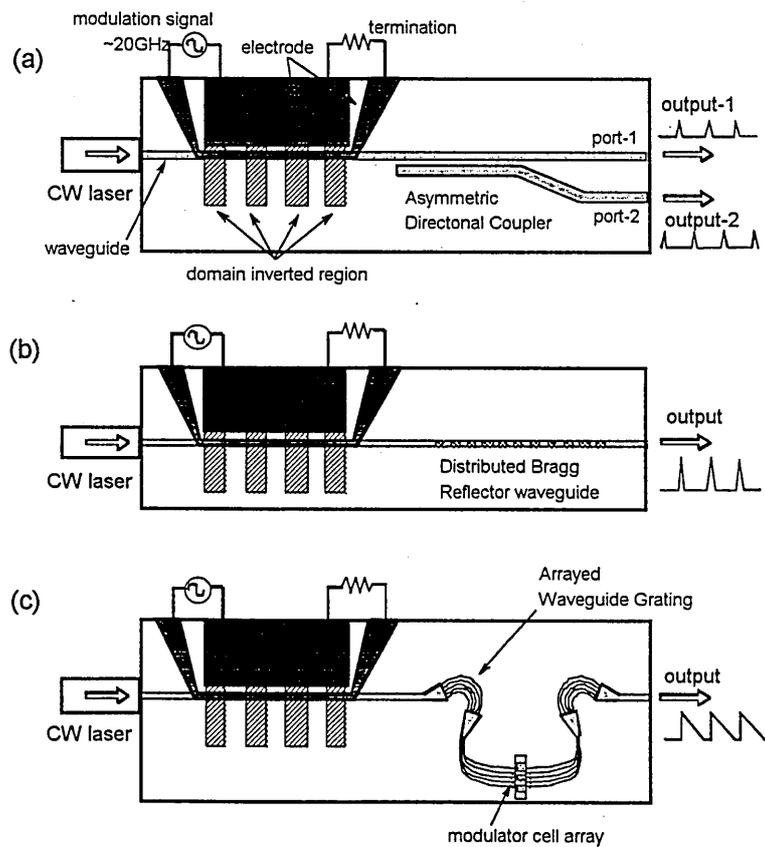


図 10 集積型光パルス生成器の例

試作した QVM 導波型位相変調器をベースとしてこれらの集積型光パルス生成器を構成したとすれば、繰り返し周波数 12~18GHz、パルス幅~7ps の光パルス列の生成が可能である。このとき必要なマイクロ波の駆動電力は約 100mW となる。さらに、共振電極構造を QVM 変調器に適用して変調効率の向上を図れば、サブピコ秒パルスの生成も可能と考えられる。

4.2 SSB 光変調器／光周波数シフタ

マッハツェンダー型導波路と進行波電極からなる電気光学強度変調器に周期ドメイン反転構造を適用すれば、QVM 電気光学強度変調器が得られる。[20] このとき、平行な 2 本の導波路におけるドメイン反転構造の空間配置と変調作用の位相について考察すると、片方の導波路における反転パターンを光波伝搬方向に沿ってずらせることにより、変調作用の相対的な位相が変化することがわかる。我々は、この特長を利用した新しい SSB 電気光学変調器／光周波数シフタを提案した。

デバイスの基本構成を図 1 1 に示す。マッハツェンダー型の進行波電気光学強度変調器において、平行する 2 本の導波路に、 $1/4$ 周期だけずらせた周期ドメイン反転構造を施している。両導波路の上部に進行波電極を作製してプッシュプル型の変調を行なうと、設計周波数付近では両導波路を通過する光波は、位相が $\pi/2$ ずれた変調を受ける。つまり \sin 変調作用と \cos 変調作用を一つの変調信号だけを用いて同時に実現することができる。[22] さらに、相互作用長を反転ピッチ L の奇数倍に設定すれば、DC バイアスを重畳して両導波路を通過する光波に $1/4$ 波長の光路差を与えることもできる。つまり、このデバイスは図 1 2 に示す機能を位相シフト周期ドメイン反転構造とプッシュプル電極のみで得ることができる。これにより、SSB 光変調器／光周波数シフタが得られる。

このデバイスは、これまでに提案されている複数の電気光学位相変調器を組み合わせた SSB 光変調器／光周波数シフタ[31]に比べて、導波路や電極の構成が簡単であること、位相が $\pi/2$ ずれた変調信号対を用意する必要がないことなどの特長がある。現在、マイクロ波からミリ波帯で動作するデバイスの設計と試作実験のための準備を進めている。

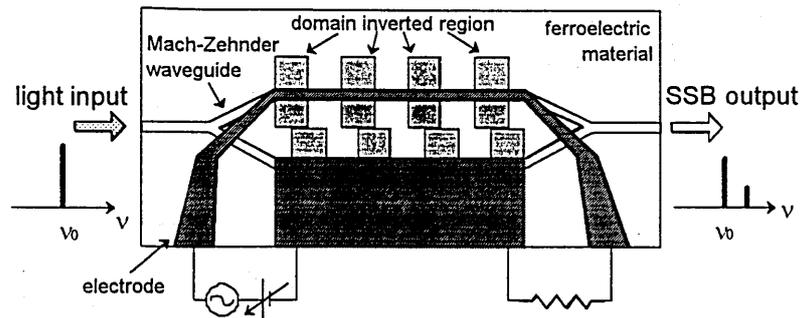


図 1 1 周期ドメイン反転構造を利用した SSB 電気光学変調器／光周波数シフト

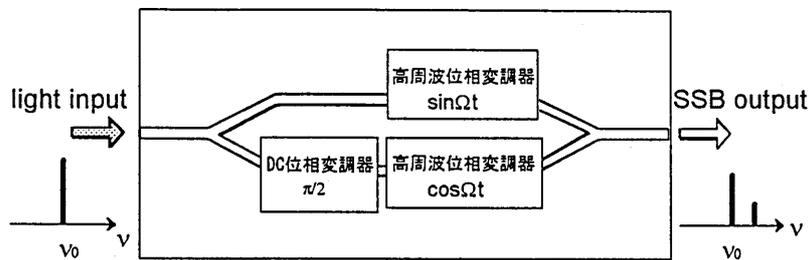


図 1 2 SSB 変調器／光周波数シフトを得るための構成

5. むすび

強誘電体ドメイン反転技術を応用した導波型電気光学変調器と、その集積型超短光パルス生成器、SSB 光変調器／光周波数シフトへの応用について述べた。ドメイン反転技術は、非線形光学効果による波長変換の擬似位相整合技術としてはほぼ確立しつつあるが、これを進行波型電気光学変調器に応用することにより、さまざまな新しい機能デバイスが得られる可能性がある。

現在、QVM 導波型電気光学変調器のさらなる高効率動作の追究、集積型光パルス生成器の設計と試作、SSB 光変調器の試作・動作実験を続行中である。これらの詳細については次の機会に報告したい。

謝辞

日頃、ご指導、ご討論を頂く大阪大学大学院基礎工学研究科 占部伸二教授、北川勝浩助教授、高原淳一助手に感謝致します。また、デバイスの作製、実験においてご協力を頂いた宮地悟代君、木下賢治君に感謝します。

参考文献

- [1] 末田正, “光エレクトロニクス” (昭晃堂, 1985).
- [2] 井筒雅之, “第9章 超高速光変調技術,” 末田正, 神谷武志編, “超高速光エレクトロニクス,” (培風館, 1991).
- [3] 西原浩, 春名正光, 栖原敏明, “光集積回路” (オーム社, 1993).
- [4] K. Noguchi, O. Mitomi, and H. Miyazawa, “Millimeter-Wave Ti:LiNbO₃ Optical Modulators,” *J. Lightwave Technol.*, vol. 16, pp. 615-619, 1998.
- [5] K. Kawano, T. Kitoh, H. Jumonji, T. Nozawa, and M. Yanagibashi, “New traveling-wave electrode Mach-Zehnder optical modulator with 20GHz bandwidth and 4.7V driving voltage at 1.52 μ m wavelength,” *Electron. Lett.*, vol. 25, pp. 1382-1383, 1989.
- [6] R. C. Alferness, S. K. Korotky, and E. A. J. Marcatili, “Velocity-matching techniques for integrated optic traveling wave switch/modulators,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-20, pp. 301-309, 1984.
- [7] M. Izutsu, K. Matsumoto, and T. Sueta, “Band limited light modulator using a twisted Mach Zehnder interferometer,” *Tech. Digest of 5th OEC*, pp.346-347, 1994.
- [8] 小林哲郎, “ドメイン反転外部位相変調器を用いた超短光パルスの発生,” *応用物理*, vol. 67, pp. 1056-1060, 1998.
- [9] D. -S. Kim, M. Arisawa, A. Morimoto, and T. Kobayashi, “Femtosecond optical pulse generation using quasi-velocity-matched electrooptic phase modulator,” *IEEE J. Select. Top. Quantum Electron.*, vol. 2, pp. 493-499, 1996.
- [10] D. -S. Kim, T. Khayim, A. Morimoto, and T. Kobayashi, “Ultrashort optical pulse shaping by electrooptic synthesizer,” *IEICE Trans. Electron.*, vol. E81-C, pp. 260-263, 1998.
- [11] H. Murata, K. Kinoshita, G. Miyaji, A. Morimoto, and T. Kobayashi, “Quasi-velocity-matched LiTaO₃ guided-wave optical phase modulator for integrated ultrashort optical pulse generators,” *Electron. Lett.*, vol. 36, pp. 1459-1460, 2000.
- [12] H. Murata, A. Morimoto, T. Kobayashi, and S. Yamamoto, “Optical Pulse Generation by Electrooptic Modulation Method and its Application to Integrated Ultrashort Pulse Generators,” (Invited Paper) *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.*, vol.7, 2001. To be published.
- [13] K. Yamamoto, K. Mizuuchi, K. Takeshige, Y. Sasai, and T. Taniuchi, “Characteristics of periodically domain-inverted LiNbO₃ and LiTaO₃ waveguides for second harmonic

- generation," *J. Appl. Phys.*, vol. 70, pp. 1947-1951, 1991.
- [14] M. Fujimura, K. Kintaka, T. Suhara, and H. Nishihara, "Blue light generation in LiNbO₃ waveguide SHG device with first order domain-inverted grating formed by EB scanning," *Electron. Lett.*, vol. 28, pp. 1868-1869, 1992.
- [15] M. Yamada, N. Nada, M. Saitoh, and K. Watanabe, "First-order quasi-phase matched LiNbO₃ waveguide periodically poled by applying an external field for efficient blue second-harmonic generation," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 62, pp. 435-436, 1993.
- [16] A. Harada, Y. Nihei, Y. Okazaki, and H. Hyuga, "Intracavity frequency doubling of a diode-pumped 946-nm Nd:YAG laser with bulk periodically poled MgO-LiNbO₃," *Opt. Lett.*, vol. 22, pp. 805-807, 1997.
- [17] G. D. Miller, R. G. Batchko, W. M. Tulloch, D. R. Weise, M. M. Fejer, and L. Byer, "42%-efficient single-pass cw second-harmonic generation in periodically poled lithium niobate," *Opt. Lett.*, vol. 22, pp. 1834-1836, 1997.
- [18] M. A. Arbore, M. M. Fejer, "Singly resonant optical parametric oscillation in periodically poled lithium niobate waveguide," *Opt. Lett.*, vol. 22, pp. 151-153, 1997.
- [19] M. Sato, T. Hatanaka, S. Izumi, T. Taniuchi, and H. Ito, "Generation of 6.6- μ m optical parametric oscillation with periodically poled LiNbO₃," *Appl. Opt.*, vol. 38, pp. 2560-2563, 1999.
- [20] W. Wang, R. Tavlykaev, and R. V. Ramaswamy, "Bandpass Traveling-Wave Mach-Zehnder Modulator in LiNbO₃ with Domain Reversal," *IEEE Photon. Tech. Lett.*, vol. 9, pp. 610-612, 1997.
- [21] 村田博司, 土井泰二, 福地治之, 内田隆士, 小林哲郎, "分極反転構造を用いた新しい導波型SSB電気光学変調器/光周波数シフタ," 2000年(平成12年)秋季第61回応用物理学会学術講演会講演予稿集, 3a-Q-18, p.1022, 2000.
- [22] M.E.Lines and A.M.Glass, "Principles and Applications of Ferroelectrics and Related Materials" (Oxford Science Publications, Oxford, 1996).
- [23] J.L.Jackel, C.E.Rice, and J.J.Veselka, "Proton exchange for high-index waveguide in LiNbO₃," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 41, pp.607-608, 1982.
- [24] T. Suhara, H. Tazaki, and H. Nishihara, "Measurement of reduction in SHG coefficient of LiNbO₃ by proton exchange," *Electron. Lett.*, vol.25, pp.1326-1328, 1989.
- [25] W.-Y. Hsu, C. S. Willand, V. Gopalan, and C. Gupta, "Effect of proton exchange on the nonlinear optical properties of LiNbO₃ and LiTaO₃," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 61,

- pp.2263-2265, 1992.
- [26] C. L. Heyes and L. M. Laughman, "Generation of coherent optical pulses," *Appl. Opt.*, vol. 16, pp. 263-264, 1977.
 - [27] M. Izutsu, H. Murakami, and T. Sueta, "Guided-wave light modulator using a resonant coplanar electrode," *Trans. IEICE*, vol. J71-C, pp. 653-658, 1988.
 - [28] M. Izutsu, T. Mizuochi, and T. Sueta, "Band operation of guided-wave light modulators with filter-type coplanar electrode," *IEICE Trans. Electron.*, vol. E78-C, pp. 55-60, 1995.
 - [29] H. Murata, H. Fukuchi, K. Kinoshita, A. Morimoto, T. Kobayashi, and S. Yamamoto, "Quasi-Velocity-Matched LiTaO₃ Guided-Wave Optical Phase Modulator with Resonant Electrodes for Ultrashort Optical Pulse Generation," *Proceedings of the International Topical Workshop on Contemporary Photonic Technologies (CPT2001)*, 2001. To be published.
 - [30] U. Peshel, T. Peshel, and F. Lederer, "A compact device for highly efficient dispersion compensation in fiber transmission," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 67, pp. 2111-2113, 1995.
 - [31] M. Izutsu, S. Shikama, and T. Sueta, "Integrated Optical SSB Modulator/Frequency Shifter," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-17, pp.2225-2227, 1981.

輻射科学研究会技術報告
Technical Report of RSSJ
RS00-12

分散マネージメント光伝送系を伝搬する
RZ パルス間のチャンネル内非線形相互作用

Intra-channel interactions between RZ pulses in
dispersion managed optical transmission system

井上 崇、野中康充、丸田章博

T. Inoue, Y. Nonaka, and A. Maruta

大阪大学大学院工学研究科

Graduate School of Engineering, Osaka University

2001年3月12日(月)

(於 摂南大学 寝屋川キャンパス)

輻射科学研究会

The Radiation Science Society of Japan

論文

分散マネージメント光伝送系における双峰性ソリトンとその応用

野中 康充[†] 井上 崇[†] 丸田 章博[†]

Bi-soliton pulse in a dispersion-managed optical transmission system
and its application.

Yasumichi NONAKA[†], Takashi INOUE[†], and Akihiro MARUTA[†]

あらまし 本論文では、分散マネージメント (DM) ソリトンの伝送品質を劣化させる要因である隣接パルス間相互作用について調べ、入射パルス間隔と伝送路のパラメータを適当に選ぶことで、2つのDMソリトン間の相互作用によるパルス間隔の変化が極めて小さくなることを示す。次に、この相互作用の影響が極めて小さくなるパラメータ領域における2つのDMソリトンに平均化法を適用して、2つのメインローブを有する定常解である双峰性DMソリトンが存在することを示し、その性質について考察する。さらに、この双峰性DMソリトンを活かした伝送路符号の割当法を工夫し、パルス間相互作用の低減を図る方法を提案する。

キーワード 光ファイバ通信, 光ソリトン, 分散マネージメント, チャンネル内相互作用

1. まえがき

ファイバの分散値を長手方向に周期的に変化させて伝送路を構築する分散マネージメントは長距離大容量光ソリトン伝送を実現するために必須の技術である [1]。伝搬中にパルス幅は周期的に変動する。分散マネージメント伝送路において局所分散を大きく設定すると、パルスの電力を大きくすることができるので、SN比が向上する [2]。また、波長分割多重伝送を行なう場合、波長の異なるチャンネルの群速度差が大きくなるので、パルス同士が完全に交差するような衝突が複数回起こり、個別の衝突による効果が互いに打ち消し合うことから、相互位相変調による周波数シフトを低減することができる [3], [4]。さらに位相整合が起きにくいので、チャンネル間の四光波混合が抑えられる [5]。加えて、平均分散を小さく設定することで増幅器雑音に起因する Gordon-Haus タイミングジッタを低減することができる [6], [7]。しかし、パルス幅が周期的に変動するため、同じチャンネルの隣接パルスの裾に重なりが生じ、それによってチャンネル内での隣接パルス間相互作用の影響が増大する [8]~[10]。

そこで、本論文では隣接 DM ソリトン間の相互作用

について、伝送路入射時のパルス間隔と伝送路パラメータに対する依存性を数値シミュレーションによって詳細を調べる。その過程で、相互作用によるパルス間隔の変化が極めて小さいパラメータ領域において双峰性DMソリトンが発見された。このような2つのDMソリトンがそのパルス間隔を変えことなく伝搬する現象は、逆位相の近接した2つのDMソリトン [11] およびファイバブラッグ回折格子による分散補償を行なう伝送系でのDMソリトン [12] について指摘されていた。しかし、これらの論文ではある特殊な状況下での双峰性DMソリトンの存在を示唆しているに過ぎない。本論文では平均化法 [13], [14] を適用して得られた2つのメインローブを有する定常パルスの存在を初めて報告するとともに、この双峰性DMソリトンが比較的広いパラメータ領域において普遍的に存在することを示す。

また、この新たに見出した双峰性DMソリトンの応用として伝送路符号の割当法の工夫による隣接パルス間相互作用の低減法を提案する。

2. 分散マネージメント伝送系

分散マネージメント伝送系を伝搬する光パルスの振る舞いは次式によって記述される [1]。

$$i \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\beta_2(z)}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2} + s(z)|u|^2 u = 0 \quad (1)$$

[†] 大阪大学大学院工学研究科, 吹田市
Graduate School of Engineering, Osaka University, Suita-shi, 565-0871 Japan

ここで、 $\beta_2(z)[s^2/m]$ はファイバの分散値、 $s(z)[1/(m \cdot W)]$ はファイバ損失と周期的増幅による光電力の増減を含むファイバの非線形性を表し、いずれも伝搬距離とともに変化する。 $u(\tau, z)(|u|^2[W])$ はパルスの複素包絡線振幅、 $\tau[s]$ は群速度分散で動く座標系で測った時間、 $z[m]$ はファイバ長手方向の伝搬距離である。ところで、一般的に $s(z) > 0$ であるから、

$$z' = \int_0^z s(\zeta) d\zeta \quad (2)$$

とにおいて、式 (1) を座標変換すると、

$$i \frac{\partial u}{\partial z'} - \frac{\beta_2'(z')}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2} + |u|^2 u = 0 \quad (3)$$

となる。ここで、 $\beta_2'(z') = \beta_2(z')/s(z')$ である。 $\beta_2' < 0$ の一定値である場合、式 (3) は非線形シュレディンガー方程式と呼ばれ、その初期値問題は逆散乱法によって解析的に解くことができる [15]。その 1 ソリトン解の振幅を η とすると、その電力半値幅 $\tau_{FWHM}^{(s)}$ は

$$\tau_{FWHM}^{(s)} = 2 \log_e(\sqrt{2} + 1) \frac{\sqrt{|\beta_2'|}}{\eta} \quad (4)$$

で与えられる。

まず、分散マネージメント伝送系を伝搬する定常パルスである DM ソリトンを次式に示す線形チャープを含むガウス形波で近似する [1]。

$$u(\tau, z') = \sqrt{\frac{E_0 p}{\sqrt{\pi}}} \exp[-p^2(1 - iC)(\tau - \tau_0)^2/2 - i\kappa(\tau - \tau_0) + i\theta] \quad (5)$$

ここで、 E_0 はパルスのエネルギーを表す定数であり、 $p(z')$ 、 $C(z')$ 、 $\kappa(z')$ 、 $\tau_0(z')$ 、 $\theta(z')$ はそれぞれ、パルス幅、チャープ、中心周波数、中心位置、位相を表すパラメータである。パルス波形を式 (5) で近似し、式 (3) に変分法を適用すると、パルス幅とチャープの変化を与える式

$$\begin{cases} \frac{dp}{dz'} = \beta_2'(z') p^3 C \\ \frac{dC}{dz'} = -\beta_2'(z') p^2 (1 + C^2) - \frac{E_0 p}{\sqrt{2\pi}} \end{cases} \quad (6)$$

が得られる。また、式 (5) の電力半値幅 $\tau_{FWHM}^{(g)}$ は

$$\tau_{FWHM}^{(g)}(z') = \frac{2\sqrt{\log_e 2}}{p(z')} \quad (8)$$

で与えられる。

次に、分散マップを特徴づける 2 つのパラメータ

$$S = \frac{1}{\tau_{FWHM}^2} \int_0^{L'} |\beta_2'(z')| dz' \quad (9)$$

$$= \frac{1}{\tau_{FWHM}^2} \int_0^L |\beta_2(z)| dz$$

$$B = \frac{1}{\tau_{FWHM}^2} \int_0^{L'} \beta_2'(z') dz' \quad (10)$$

$$= \frac{1}{\tau_{FWHM}^2} \int_0^L \beta_2(z) dz$$

を定義する。 S は分散マネージメントの強さを表すパラメータであり [8]、 B は累積分散を表すパラメータである。ここで、 L および $L' = \int_0^L s(\zeta) d\zeta$ はそれぞれ z および z' 座標で測った分散マネージメント周期であり、 τ_{FWHM} はパルスの電力半値幅の一周期中での最小値である。このとき、 S 、 B はともに無次元量である。

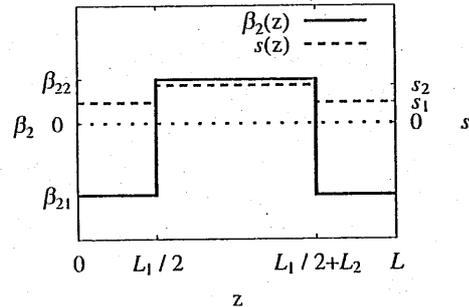


図 1 分散マネージメント伝送路

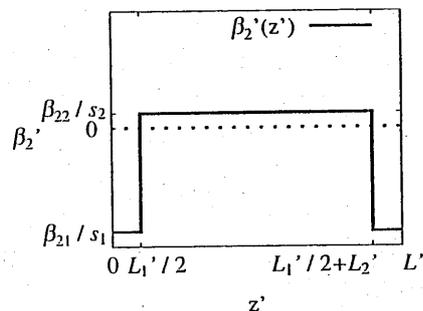


図 2 座標変換後の分散マネージメント伝送路

以下、本論文では図 1 に示す分散マネージメント伝

送路モデルについて具体的に考えることにする。分散マネージメント周期 L 中での $\beta_2(z)$ および $s(z)$ は

$$\beta_2(z) = \begin{cases} \beta_{21} & \left(0 \leq z \leq \frac{L_1}{2}\right) \\ \beta_{22} & \left(\frac{L_1}{2} \leq z \leq \frac{L_1}{2} + L_2\right) \\ \beta_{21} & \left(\frac{L_1}{2} + L_2 \leq z \leq L\right) \end{cases} \quad (11)$$

$$s(z) = \begin{cases} s_1 & \left(0 \leq z \leq \frac{L_1}{2}\right) \\ s_2 & \left(\frac{L_1}{2} \leq z \leq \frac{L_1}{2} + L_2\right) \\ s_1 & \left(\frac{L_1}{2} + L_2 \leq z \leq L\right) \end{cases} \quad (12)$$

であり、 $L_1 + L_2 = L$ である。これに式 (2) の座標変換を行なうと、

$$\beta'_2(z') = \begin{cases} \beta'_{21} = \frac{\beta_{21}}{s_1} & \left(0 \leq z' \leq \frac{L'_1}{2}\right) \\ \beta'_{22} = \frac{\beta_{22}}{s_2} & \left(\frac{L'_1}{2} \leq z' \leq \frac{L'_1}{2} + L'_2\right) \\ \beta'_{21} = \frac{\beta_{21}}{s_1} & \left(\frac{L'_1}{2} + L'_2 \leq z' \leq L'\right) \end{cases} \quad (13)$$

となる。ここで、 $L'_1 = s_1 L_1$ 、 $L'_2 = s_2 L_2$ 、 $L' = L'_1 + L'_2$ である。座標変換後の分散マップを図 2 に示す。このとき、式 (9) および式 (10) で定義した S および B はそれぞれ、

$$S = \frac{|\beta'_{21}|L'_1 + |\beta'_{22}|L'_2}{\tau_{FWHM}^2} = \frac{|\beta_{21}|L_1 + |\beta_{22}|L_2}{\tau_{FWHM}^2} \quad (14)$$

$$B = \frac{\beta'_{21}L'_1 + \beta'_{22}L'_2}{\tau_{FWHM}^2} = \frac{\beta_{21}L_1 + \beta_{22}L_2}{\tau_{FWHM}^2} \quad (15)$$

となる。また、図 1 に示す対称な分散マップでは、パルスの電力半値幅 $t_{FWHM}(z)$ は $z = 0$ で最小となり、 $\tau_{FWHM} = t_{FWHM}(0)$ である。

さらに、図 1 の分散マップを特徴づける新たなパラメータを次式で定義する。

$$R = \frac{L'_1}{L'} = \frac{L'_1}{L'_1 + L'_2} = \frac{s_1 L_1}{s_1 L_1 + s_2 L_2} \quad (16)$$

R は座標変換後の分散マネージメント周期 L' のうち $\beta'_2 = \beta'_{21}$ のファイバ長 L'_1 がしめる割合であり、座標変換前の分散マネージメント周期にわたる累積非線形形量のうち、 $s = s_1$ のファイバによる累積非線形形量の割合を表わす。このとき、 R も無次元量である。図 1 に

示す分散マネージメント伝送路は式 (14)~式 (16) に示す 3 つのパラメータで一意に決定され、それらのパラメータは式 (2) に示す座標変換に対して不変である。またピーク電力を規格化するために分散距離 [16] と非線形距離 [16] が同一になるときのパルスの電力を P_0 と定義すると、

$$P_0 = 4 \log_e 2 \cdot \frac{|B|}{L'} \quad (17)$$

となる。一方、1-ソリトン解のピーク電力 P_s は式 (4) および (8) より

$$\begin{aligned} P_s &= \eta^2 = 4 \left\{ \log_e(\sqrt{2} + 1) \right\}^2 \frac{|\beta'_2|}{(\tau_{FWHM})^2} \\ &= \frac{\left\{ \log_e(\sqrt{2} + 1) \right\}^2}{\log_e 2} P_0 = 1.121 P_0 \end{aligned} \quad (18)$$

と表され、 P_0 と P_s はほぼ等しい。

以下、本論文では P_0 を単位としてパルスの電力利得を表す。このとき、パルスの電力利得とはパルスのピーク電力が、同一の $|B|$ 、同一のパルス幅を持つソリトンのピーク電力に比べて何倍になっているかを表す。

3. 隣接 DM ソリトン間の相互作用

以下では、式 (2) の座標変換後のプライムのついた量 a' を a と書くことにする。

まず、式 (14)~(16) に示すパラメータを変化させた場合の DM ソリトンの電力利得について考察する。図 2 において $z = 0$ における初期波形として、パルス幅が τ_{FWHM} でチャープフリーのガウス形パルスを仮定し、 $p(0) = 2\sqrt{\log_e 2}/\tau_{FWHM}$ 、 $C(0) = 0$ を初期値として式 (6) および (7) を数値的に解いて、 $p(z)$ 、 $C(z)$ が周期 L の周期関数となるように DM ソリトンのエネルギー E_0 を決定する。パラメータを $B = -0.1$ に固定して、 S および R を変化させた場合の DM ソリトンの電力利得を図 3 に示す。図 3 では、 S が大きくなると DM ソリトンの電力利得は大きくなり、SN 比が向上する。また、 R が大きくなってもパルスの電力利得は増加する。

次に、2 つの DM ソリトンを時間的に並べて伝搬させた場合のパルス間相互作用について調べる。初期波形として、図 3 に示すピーク電力を持つパルス幅の等しい 2 つのチャープフリーのガウス形パルスを考える。パルス間隔の初期値を τ_s とする。まず、 $\Delta\theta = 0$ とした場合の同位相の 2 つの DM ソリトンについて、

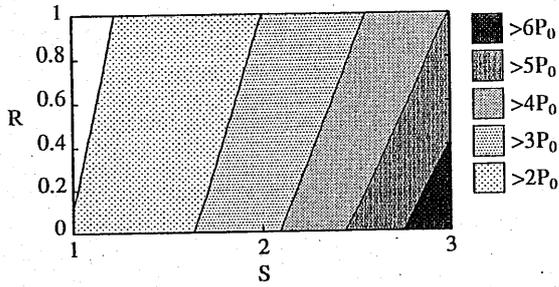


図3 $B = -0.1$ のときの DM ソリトンの電力利得

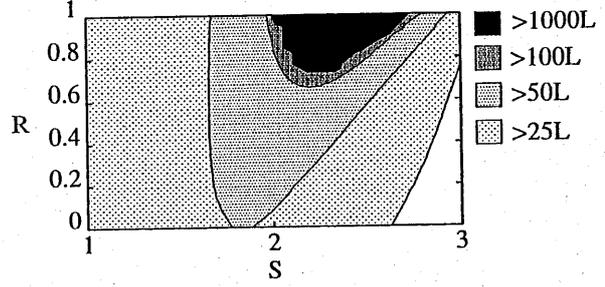


図5 $B = -0.1, \tau_s = 3\tau_{FWHM}$ のときの相互作用距離

$B = -0.1$ に固定して、 τ_s 、 S および R を変化させた場合の相互作用距離 [10] を調べる。図4に初期パルス間隔を $\tau_s = 4\tau_{FWHM}$ としたときの相互作用距離を示す。このとき、相互作用距離が最も長くなるのは、 R に依らず $S \approx 1.65$ のときである [8], [9], [17]。さらに、図5に初期パルス間隔を $\tau_s = 3\tau_{FWHM}$ としたときの相互作用距離を示す。この場合、パルス間隔が狭いため相互作用の影響が顕著となり、一般に相互作用距離は短くなる。しかし、 $2 < S < 2.7$ かつ $0.75 < R < 1$ 付近に相互作用距離が極めて長くなる領域が存在することがわかる。便宜上、以降では相互作用距離が1000周期を超えるこの領域を非衝突領域と呼ぶ。このようにパルス間隔が狭いときには、パラメータ R によって相互作用距離が大きく変化し、 S と B だけで相互作用距離が決まることはない。

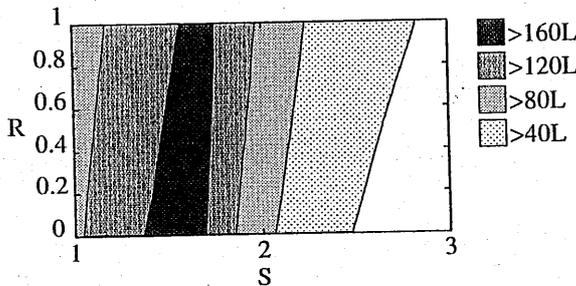


図4 $B = -0.1, \tau_s = 4\tau_{FWHM}$ のときの相互作用距離

4. 双峰性DMソリトン

前節において、2つのDMソリトンの相互作用距離が非常に長くなるパラメータ領域が見い出された。この領域では2つのメインローブを有するDMソリトンの存在が期待される。そこで、2つのガウス形パルスを入射パルスとして、平均化法 [13], [14] を適用し、

分散マネージメント伝送路を伝搬する定常パルスを探してみよう。図6には、非衝突領域外のパラメータ $S = 2.3, B = -0.1, R = 0.5, \tau_s = 3\tau_{FWHM}$ の場合に平均化法を適用した結果を示す。実線で示す u_{1000} は1000回の平均化後のパルス波形であり、破線で示す u_0 は初期波形である。また、図7は非衝突領域内のパラメータ $S = 2.3, B = -0.1, R = 0.8, \tau_s = 3\tau_{FWHM}$ の場合である。

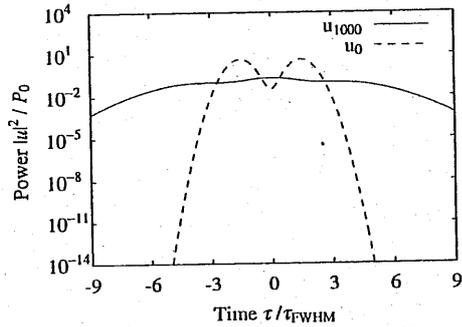


図6 非衝突領域外のパラメータを用いた場合の平均化後のパルス u_{1000} (実線) と入射パルス u_0 (破線)

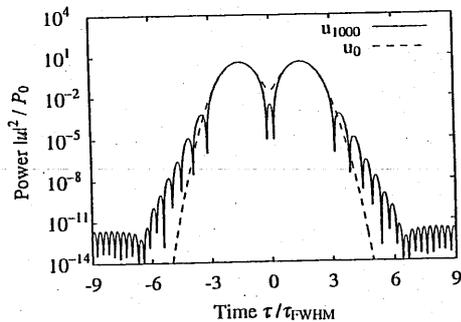


図7 非衝突領域内のパラメータを用いた場合の定常パルス u_{1000} (実線) と入射パルス u_0 (破線)

図6および図7よりパラメータが非衝突領域内にあるときには定常解が存在し、非衝突領域外にあるときには定常解が存在しないことがわかる。このことから、非衝突領域を2つのメインローブを有する定常解が存在する領域とあらためて定義する。また、図7に示す定常解も1つのメインローブを持つ定常解[13]と同様にパルスの裾に振動構造を持つ。1つのメインローブを持つ定常解がDMソリトンと呼ばれていることから、この2つのメインローブを持つ定常解を双峰性DMソリトンと呼ぶことにする。

図8ならびに図9には図7に示した双峰性DMソリトンの分散マネージメント周期内、および多周期にわたる長距離伝搬の様子を示す。

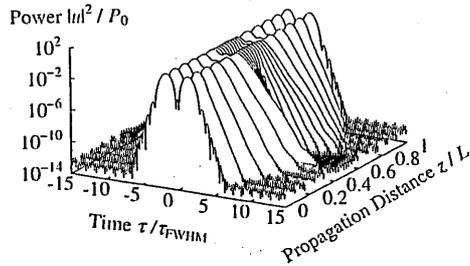


図8 周期 L 内における双峰性DMソリトンの伝搬

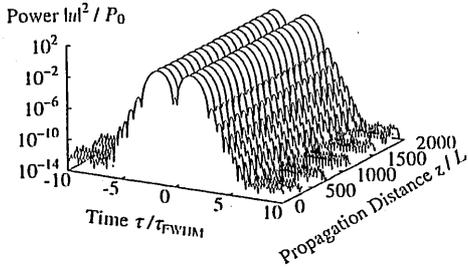


図9 多周期にわたる双峰性DMソリトンの伝搬 ($z = nL$ での波形)

次に、伝送路のパラメータを $S = 2.3, B = -0.1, R = 0.8$ に固定し、初期パルス間隔を $\tau_s = 2\tau_{FWHM}$ から $\tau_s = 6\tau_{FWHM}$ まで変化させた場合の平均化の過程における片方のパルスの中心位置の変動を図10に示す。また初期パルス間隔を $\tau_s = 2.9\tau_{FWHM}$ および $3.2\tau_{FWHM}$ とした場合の平均化の過程における中心位置の変動を図11に示す。

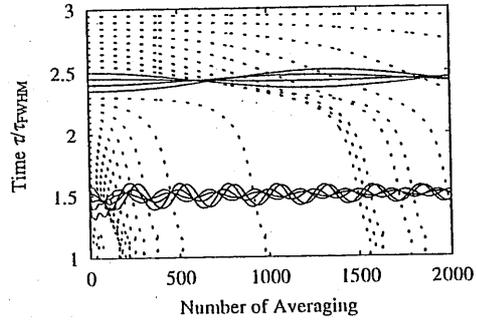


図10 平均化の過程における片方のパルスの中心位置の変動 (≤ 2000 回)

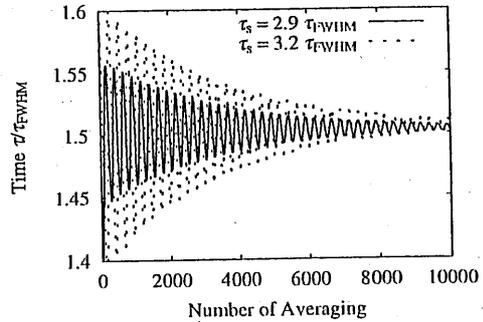


図11 平均化の過程における片方のパルスの中心位置の変動 (≤ 10000 回)

図10より、入射パルスのパルス間隔によって定常パルスが存在する領域と存在しない領域があることがわかる。また、図11より、平均化の回数を増やすとパルスの中心位置の振動幅が小さくなり、収束していく様子がわかる。このとき、入射パルスのパルス間隔がわずかに違っていても収束するパルスの中心位置、すなわちパルス間隔は同じである。

さらに、パルス間隔を $\tau_s = 5\tau_{FWHM}$ としたときの定常パルス u_{1000} を図12に実線で、入射パルス u_0 を破線で示す。また、図12に示す双峰性DMソリトンの多周期にわたる長距離伝搬の様子を図13に示す。

図12と図7とを比較すると、定常パルスの2つのメインローブの間にあられる小さな振幅のピークの数に変化している。このことから2つのメインローブの間のピーク数を P_{num} と定義すると、入射パルスのパルス間隔と伝送路パラメータとの組合せに応じて固有の P_{num} を持つ定常パルスが、離散的に存在すると考えられる。定常パルスの2つのメインローブが同位相である場合には、系の対称性およびパルス波形の

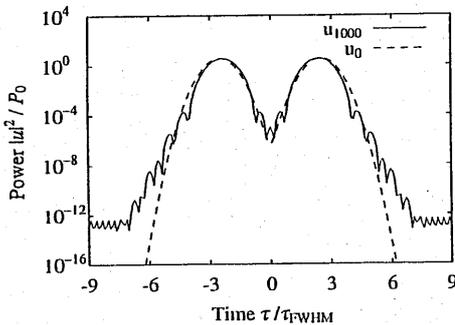


図 12 $\tau_s = 5\tau_{FWHM}$ とした場合の定常パルス u_{1000} (実線) と入射パルス u_0 (破線)

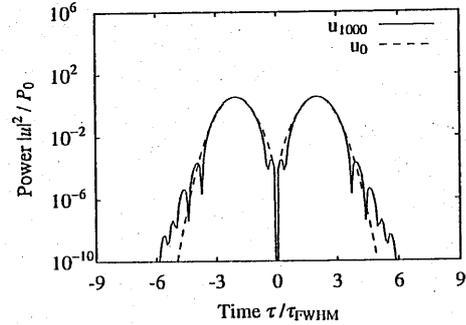


図 14 $\tau_s = 4\tau_{FWHM}$ とした場合の定常パルス u_{1000} (実線) と入射パルス u_0 (破線)

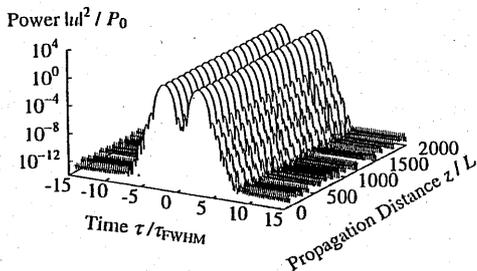


図 13 $\tau_s = 5\tau_{FWHM}$ とした場合の多周期にわたる双峰性DMソリトンの伝搬 ($z = nL$ での波形)

5. 伝送路符号の割当法の工夫によるパルス間相互作用の低減

非衝突領域では、連続するパルス数が 1 または 2 の場合に定常パルスが存在する。しかし、それ以上のパルスが連続する場合には定常パルスとはならない。そこで、本節では連続するパルス数を 1 ないし 2 となるように伝送路符号の割当法を工夫し、パルス間相互作用の低減をはかることを考える。

まず、連続するパルス数が 3 以上にならない符号として以下の符号 1 を考え、また、一般的な符号である符号 2 と比較する。

符号 1 「00」, 「01」, 「10」

符号 2 「00」, 「01」, 「10」, 「11」

ここで、符号 1 は符号長 2、状態数 3 であり、1 シンボルあたりの情報量は $\log_2 3 = 1.585$ [bit/symbol] である。また、符号 2 は符号長 2、状態数 4 であり、1 シンボルあたりの情報量は $\log_2 4 = 2$ [bit/symbol] である。隣接する双峰性DMソリトンが同位相の場合には、符号 1 を用いることが有効な非衝突領域は $\tau_s = 3\tau_{FWHM}$ に存在する。符号 2 を用いる場合のパルス間隔を $\tau_s = 4\tau_{FWHM}$ とすると、符号 1 の伝送シンボルレートは符号 2 の伝送シンボルレートの $\frac{4}{3}$ 倍になる。よって、符号 1 を用いた場合の伝送ビットレート BR_1 は符号 2 を用いた場合の伝送ビットレート BR_2 の

$$\frac{BR_1}{BR_2} = \frac{\log_2 3}{\log_2 4} \times \frac{4}{3} \simeq 1.05 \quad (21)$$

倍になる。

次に、表 1 にしたがって符号 2 に相当するバイナリデータ 3 シンボル (3bit) を符号 1 のデータ 2 シンボ

連続性から

$$\left. \frac{\partial |u(\tau, z)|}{\partial \tau} \right|_{\tau=0} = 0 \quad (19)$$

が成り立ち、パルス波形は $\tau = 0$ に対して対称となる。よって、 P_{num} は奇数である。

次に、2 つのパルスが逆位相の場合を考えよう。この場合には定常パルスの 2 つのメインローブも逆位相となり、時間波形の対称性と $\tau = 0$ における連続性から

$$|u(0, z)| = 0 \quad (20)$$

が成り立つ。すなわち、パルス波形は $\tau = 0$ に対して反転対称となり、 P_{num} は 0 を含む偶数となる。また同位相の場合と同様に、入射パルスのパルス間隔を大きくすると、 P_{num} の異なる定常パルスが得られる。 $S = 2.3, B = -0.1, R = 0.8, \tau_s = 4\tau_{FWHM}$ とした場合の定常パルス u_{1000} を図 14 に実線で、入射パルス u_0 を破線で示す。この場合、 $P_{num} = 2$ である。

ル (3.170bit) に置き換えて伝送特性を比較する。符号 1 のデータを送るときのパルス間隔を $\tau_s = 3\tau_{FWHM}$ とし、符号 2 に相当するバイナリデータを直接伝送するときにはパルス間隔を $\tau_s = 4\tau_{FWHM}$ とする。このとき、符号の変換によって伝送ビットレートは変化しない。

疑似ランダム系列によって生成した 15 ビットのバイナリデータを直接チャープフリーのガウス形パルスで置き換えた波形を入射波とし、 $S = 1.65$ 、 $B = -0.1$ 、 $R = 0.5$ 、 $\tau_s = 4\tau_{FWHM}$ とした場合の伝送波形を図 15 に示す。この場合、200 周期伝送後にはパルスの時間シフトによる信号誤りが生じる。

バイナリ データ	符号 1	符号 2
000	「00」 「00」	「000」
001	「00」 「01」	「001」
010	「00」 「10」	「010」
011	「01」 「00」	「011」
100	「01」 「01」	「100」
101	「01」 「10」	「101」
110	「10」 「00」	「110」
111	「10」 「01」	「111」
割当なし	「10」 「10」	——

表 1 バイナリ データと符号 1,2 の対応表

また、疑似ランダム系列によって生成したバイナリデータを符号 1 に置き換えた後、さらにチャープフリーのガウス形パルスで置き換えた波形を入射波とし、 $S = 2.3$ 、 $B = -0.1$ 、 $R = 0.8$ 、 $\tau_s = 3\tau_{FWHM}$ とした場合の伝送波形を図 16 に示す。この場合、伝搬距離の短いうちからわずかなパルスの時間シフトを生じるが、その時間シフトは伝搬距離に比例して大きくはならず周期的に振動し、長距離にわたって安定したパルス伝送が可能である。

非衝突領域以外では複数パルスを時間軸上に並べた場合の相互作用距離はパルス間隔の増加に対して指数的に増加する [18]。バイナリ データを直接パルス列に置き換える符号 2 の場合には、パルス間隔 $\tau_s = 4\tau_{FWHM}$ に対応する相互作用が生じるが、符号 1 の場合には、連続パルス数が 2 のときには定常パルスとなるため、パルス間隔 $\tau_s = 6\tau_{FWHM}$ に対応する相互作用しか生じない。よって、符号 1 を用いることでパルス間相互作用の影響を大幅に低減することができる。

また、非衝突領域外で符号 2 による通常のバイナリデータの直接伝送を行なう場合、相互作用距離を低減するためには、 B ならびに入射パルスのピーク電力を小さくする必要がある。これに対して、非衝突領域で

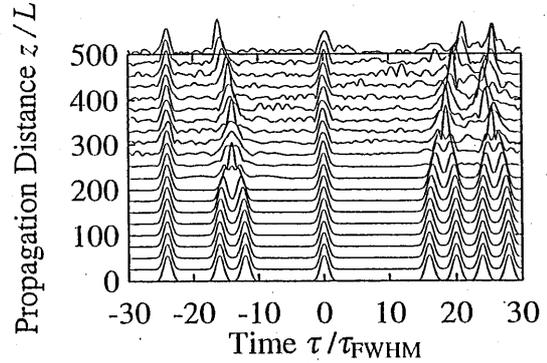


図 15 符号 2 を用いた場合の伝送波形

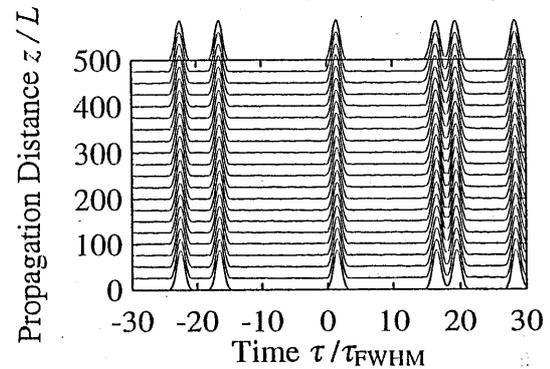


図 16 符号 1 を用いた場合の伝送波形

符号 1 を用いる場合には、 B および入射パルスのピーク電力を大きな値に保つことができ、SN 比が向上するという利点がある。

6. む す び

本論文では、DM ソリトンの伝送品質を劣化させる要因である隣接パルス間相互作用について調べ、入射パルス間隔と伝送路のパラメータを適切に選ぶことで、2 つの DM ソリトン間の相互作用によるパルス間隔の変化が極めて小さくなることを示した。次に、この相互作用の影響が極めて小さくなるパラメータ領域における持つ 2 つの DM ソリトンに平均化法を適用して、2 つのメインローブを有する定常解である双峰性 DM ソリトンが存在することを示し、その性質について考察した。さらに、この双峰性 DM ソリトンを活かした伝送路符号の割当法を工夫し、パルス間相互作用の低減を図る方法を提案した。

DM ソリトンを 1 つの原子とみなすと、本論文で示した 2 つのメインローブを有する双峰性 DM ソリトン

は 2 原子分子に相当する。また、双峰性DMソリトンが 2 つのコアが同位相の場合と逆位相の場合に存在することは、2 原子分子の持つ回転に対する 2 つの内部自由度に相当している。今後、このような物理化学における分子運動論とのアナロジーにより DM ソリトン間の相互作用を見直すことによって、更に多くの知見が得られると期待される。

文 献

- [1] A. Hasegawa, Y. Kodama, and A. Maruta: "Recent progress in dispersion-managed soliton transmission technologies," *Opt. Fiber Technol.*, **3**, pp.197-213, 1997.
- [2] N. J. Smith, F. M. Knox, N. J. Doran, K. J. Blow, and I. Bennion: "Enhanced power solitons in optical fibres with periodic dispersion management," *Electron. Lett.*, **32**, pp.54-55, 1996.
- [3] L. F. Mollenauer, S. G. Evangelides, and J. P. Gordon: "Wavelength division multiplexing with solitons in ultra-Long distance transmission using lumped amplifiers," *J. Lightwave Technol.*, **9**, pp.362-367, 1991
- [4] H. Sugahara, H. Kato, T. Inoue, A. Maruta, and Y. Kodama: "Optimal dispersion management for a wavelength-division-multiplexed optical soliton transmission system," *J. Lightwave Technol.*, **17**, pp.1547-1559, 1999.
- [5] 例えば、井上 恭: "光ファイバー非線形性と波長多重," *O plus E*, No.215, pp.121-127, 1997.
- [6] M. Suzuki, I. Morita, N. Edagawa, S. Yamamoto, H. Taga, and S. Akiba: "Reduction of Gordon-Haus timing jitter by periodic dispersion compensation in soliton transmission," *Electron. Lett.*, **31**, pp.2027-2029, 1995.
- [7] T. Okamawari, A. Maruta, and Y. Kodama: "Reduction of Gordon-Haus jitter in a dispersion compensated optical transmission system: analysis," *Opt. Commun.*, **149**, pp.261-266, 1998.
- [8] T. Yu, E. A. Golovchenko, A. N. Pilipetskii, and G. R. Menyuk: "Dispersion-managed soliton interactions in optical fibers," *Opt. Lett.*, **22**, pp.793-795, 1997.
- [9] N. J. Smith, N. J. Doran, W. Forysiak, and F. M. Knox: "Soliton transmission using periodic dispersion compensation," *J. Lightwave Technol.*, **15**, pp.1808-1822, 1997.
- [10] T. Inoue, H. Sugahara, A. Maruta, and Y. Kodama: "Interactions between dispersion managed solitons in optical-time-division-multiplexed system," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **12**, pp.299-301, 2000.
- [11] C. Paré, P.-A. Bélanger: "Antisymmetric soliton in a dispersion-managed system," *Opt. Commun.*, **168**, pp.103-109, 1999.
- [12] J. D. Ania-Castañón, P. Garcia-Fernández, and J. M. Soto-Crespo, "Stable multisoliton pulses in dispersion management with fiber Bragg gratings," *Opt. Lett.*, **25**, pp.159-161, 2000.
- [13] J. H. B. Nijhof, N. J. Doran, W. Forysiak, and F. M. Knox: "Stable soliton-like propagation in dispersion managed systems with net anomalous, zero and normal dispersion," *Electron. Lett.*, **33**, pp.1726-1727, 1997.
- [14] V. Cauterets, A. Maruta, and Y. Kodama: "On the dispersion-managed soliton," *Chaos*, **10**, pp.515-528, 2000.
- [15] V. E. Zakharov and A. B. Shabat: "Exact theory of two-dimensional self focusing and one-dimensional self-modulation of waves in nonlinear media," *Sov. Phys. JETP*, **34**, pp62-69, 1972.
- [16] G. P. Agrawal: "Nonlinear Fiber Optics/2nd Ed.," p.61, *Academic Press*, San Diego, 1995.
- [17] T. Hirooka, T. Nakada, and A. Hasegawa: "Feasibility of densely dispersion managed soliton transmission at 160 Gb/s," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **12**, pp.633-635, 2000.
- [18] A. Hasegawa and Y. Kodama: "Solitons in optical communications," p.153, *Oxford University Press*, Oxford, 1995.

分散マネージメント光伝送系における RZ パルス伝送時のチャンネル内非線形相互作用の影響とその抑圧

井上 崇[†] 丸田 章博[†]

Degradations due to Intra-channel Interactions between RZ Pulses in Dispersion Managed Optical Transmission System and Their Suppression

Takashi INOUE[†] and Akihiro MARUTA[†]

あらまし 大容量長距離光ファイバ伝送を実現するためには、ファイバ長手方向の分散値の変動幅を人為的に大きくした分散マネージメント伝送系が有望である。このような系で RZ パルスを伝送する場合、チャンネル内の相互位相変調や四光波混合などの非線形相互作用がタイミングジッタや波形歪みを引き起こし、伝送品質を劣化させる。本論文では、隣接パルス間の相互位相変調による時間シフトを抑圧する伝送方式を提案し、さらに、チャンネル内四光波混合の原理を解明した上で、その抑圧法を示す。

キーワード 光ファイバ通信, 分散マネージメント, チャンネル内相互位相変調, チャンネル内四光波混合

1. ま え が き

1 チャンネルあたり 40Gbit/s を超える大容量長距離伝送を実現するためには、ファイバ長手方向の分散値を人為的に変化させて伝送路を設計する分散マネージメント技術が必要不可欠である。このような伝送路を伝搬する定常パルスである分散マネージメント (DM) ソリトンは、伝送路の平均分散値を小さく設定することで、増幅器雑音との相互作用に起因するタイミングジッタを低減でき [1], また、入射パルスの光電力を大きく設定できるので、SN 比を大きくとれる [2] などの優れた特徴を有する。

分散マネージメント伝送系において、チャンネル内非線形相互作用は伝送品質を劣化させる要因の一つである。これまでによく知られている問題は、相互位相変調 (XPM) によって隣接するパルスが周波数変調を起こし、それが分散を介して時間シフトに変換されることでパルス衝突を起こす現象である。DM ソリトンでは分散マネージメントの強さをある大きさに設定することで、パルスが衝突することなく伝搬できる距離 (衝突距離) が最大になる [3]。ここで分散マネージメ

ントの強さとは、ファイバ長手方向の分散値の変動幅である。衝突距離が最大となるより強い分散マネージメントを施した伝送路では、パルス幅が伝搬中により大きく変動し、隣接パルスどうしの重なりがより大きくなる。その結果、チャンネル内 XPM が顕著となり、衝突距離は短くなる [4]。さらに強い分散マネージメントを行うと、局所的にパルス幅が大きく広がって、隣接パルスが大きく重なりあうが、パルス振幅も小さくなるために、チャンネル内 XPM の効果は小さくなる [5]。しかし、これまで波長分割多重 (WDM) 伝送で起こると考えられてきた、四光波混合 (FWM) が単一チャンネル伝送でも生じ、伝送品質を劣化させることが報告されている [5]–[7]。

本論文では、チャンネル内 XPM を抑圧する方法として、Pre-spread RZ パルス伝送を提案する。また、チャンネル内 FWM の理論解析を行ない、その発生メカニズムを明らかにするとともに、その抑圧法を示す。

2. チャンネル内相互位相変調

分散マネージメント伝送系を伝搬する光パルスの振る舞いは次式によって記述される。

$$i \frac{\partial q}{\partial Z} + \frac{d(Z)}{2} \frac{\partial^2 q}{\partial T^2} + S(Z) |q|^2 q = 0 \quad (1)$$

ここで、 $d(Z)$ はファイバの分散値、 $S(Z)$ はファイバ

[†] 大阪大学大学院工学研究科, 吹田市
Graduate School of Engineering, Osaka University, Suita-shi, 565-0871 Japan

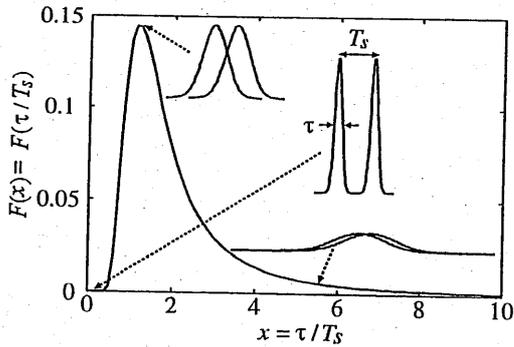


図1 隣接パルスの重なりと相互位相変調の大きさの関係
Fig.1 Overlap of adjacent pulses and magnitude of XPM.

損失と周期的増幅による光電力の増減を含むファイバの非線形性を表し、いずれも伝搬距離とともに変化する。 $q_j(T, Z)$ はパルスの複素包絡線振幅、 T, Z はそれぞれ時間およびファイバ長手方向の伝搬距離であり、 q, T, Z はそれぞれ規格化されている。

隣接パルス間のチャンネル内 XPM による周波数シフトの大きさを調べるために、2つの RZ パルス $q_j (j = 1, 2)$ として、次式に示す線形チャープを含むガウス型の波形を考える [8].

$$q_j = \sqrt{\frac{2E}{\tau\sqrt{\pi}}} \exp \left[-2(1 - iC) \left(\frac{T - T_j}{\tau} \right)^2 - i\kappa_j(T - T_j) + i\theta_j \right] \quad (2)$$

ここで、 $E, \tau(Z), C(Z)$ はそれぞれ、パルスのエネルギー、パルス幅、チャープを表し、2つのパルスで共通とする。一方、 $\kappa_j(Z), T_j(Z), \theta_j(Z)$ はそれぞれパルス q_j の搬送波周波数からの周波数シフト、中心位置および位相を表す。パルスの初期時間間隔を $T_s = T_1(0) - T_2(0)$ とすると、これはビットレートの逆数を表す。パルス波形を式 (2) で近似し、式 (1) に変分法を適用すると、隣接パルス間の XPM による周波数シフト $\kappa(Z) = \kappa_1(Z) = -\kappa_2(Z)$ は次式で与えられる [9].

$$\frac{d\kappa}{dZ} = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{8ES(Z)}{T_s^2} F(x) \quad (3)$$

ここで、 $x \equiv \tau/T_s$ はパルス幅 τ とパルス間隔 T_s の比である。また、 $F(x) \equiv \exp(-2/x^2)/x^3$ であり、図1に示すように、 $F(x)$ は $x \approx 1.2$ で最大となり、 $x < 0.5$ および $x > 5$ でほぼ0になる。この周波数シフトはフ

ィバの群速度分散を介してパルスの時間シフトを引き起こし、その要因となる XPM の大きさは、 $x < 0.5$ すなわち、隣接パルスの重なりがほとんどないとき、または $x > 5$ すなわち、重なりが非常に大きいときには無視できるほど小さく、 $x \approx 1.2$ となる程度の重なりで最大となる。従来の分散マネジメント伝送系では、パルス幅が $x \ll 1$ の状態から $x \approx 1.2$ 付近の状態が周期的に繰り返されることで XPM の効果が顕著に現れ、その結果として時間シフトやパルス衝突が起こり、伝送品質が劣化する要因となっていた。そこでパルス幅の変動幅を大きくし、 $x \gg 1$ となるように伝送路を設計することで、XPM を抑圧できることが Mamyshev らによって示された [5]。しかし、パルス幅が初期値に周期的に戻るような伝送路では、 $x \approx 1.2$ の状態が繰り返し現れるため、長距離伝送を行う場合には XPM の効果が無視できなくなる。そこで次節では、入射直後にパルス幅を大きく広げ、長距離にわたる伝送途中では常に $x > 4$ の状態を保ち、検出直前で再びパルス幅を圧縮する Pre-spread RZ パルス伝送を提案し、この方式により XPM がさらに抑圧できることを示す。

3. Pre-spread RZ パルス伝送によるチャンネル内相互位相変調の抑圧

Pre-spread RZ パルス伝送の有効性を検証するために、図2に示す分散マネジメント伝送系の2つのモデルを比較しよう。システム (a) では、増幅器間隔 Z_d において、分散値が $+D$ および $-D$ のファイバがそれぞれ $Z_d/2$ の長さずつ接続されており、それが N 周期繰り返されている。システム (b) では、システム (a) に分散値 $+D$ 、長さ Z_{pre} の前置チャープ付与ファイバおよび $-D$ 、 Z_{post} の後置分散補償ファイバが追加されている [10]。システム (a) では、1周期ごとのパルス幅が入射パルス幅に戻るのに対して、システム (b) では前置チャープ付与ファイバによりパルス幅が大きく広げられ、伝搬途中ではパルス幅が広がった状態を保ち、受信端に配置された後置分散補償ファイバにより入射パルス幅にまで圧縮される。

図3および4はそれぞれシステム (a) および (b) の伝送系において、パルス間隔を 12.5ps (ビットレート 80Gbit/s に相当) として二つのパルスを伝送したときの時間波形であり、式 (1) を直接数値計算して得られた結果である。ただし、システム (b) における伝送波形のパルス幅は伝送途中では大きく広がっているの

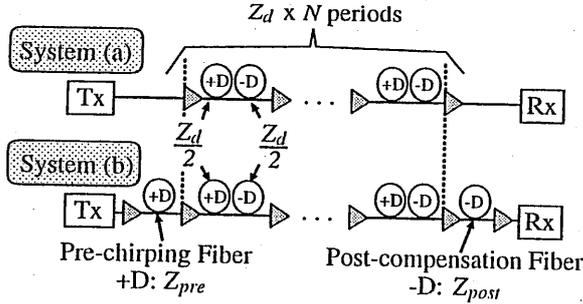


図2 分散マネージメント伝送系
Fig. 2 Dispersion-managed transmission systems.

で、図4では、各伝送距離において分散補償ファイバによるパルス圧縮を行った後の波形を示している。このとき、周期 Z_d を 50km, Z_{pre} および Z_{post} はともに 25km とし、ファイバ分散値 $\pm D$ はシングルモードファイバ (SMF) とその逆の分散値をもつファイバ (NDF) を想定して $\pm 17\text{ps/nm/km}$ とし、ファイバ非線形性 N_2/A_{eff} および損失 γ はすべてのファイバに共通でそれぞれ $0.27 \times 10^{-9}\text{W}^{-1}$, 0.2dB/km とした。さらに、入射パルスのパルス幅 (FWHM) は 5ps, 単一パルスのエネルギーの平均値は 0.1pJ (ピーク電力の平均値は 9.4mW) とした。ここでの平均値とは、ファイバ損失によって減衰する値を増幅器間隔で平均した値であり、増幅器通過直後のエネルギーおよびピーク電力はそれぞれ 0.26pJ, 24mW である。以下、特に断りのない限り、本論文では分散性や非線形性についての高次の効果や、偏波モード分散 (PMD), そして雑音の効果は考慮していない。

図3に示すシステム (a) のようにパルス幅が周期的に初期値に戻る系では、長距離を伝搬するにしたがって XPM の効果が現れ、パルスが衝突を起こす。一方、図4に示すシステム (b) の場合には、XPM の効果が現れることなく、長距離伝送が可能である。このように送信器直後にパルス幅を大きく広げ、その状態を保ったまま所望の距離を伝搬させ、受信器直前でパルス幅を元の形に戻す Pre-spread RZ パルス伝送方式により、隣接する2つのパルス間で起こる XPM の抑圧が可能である。また、WDM 伝送系で生じる、波長の異なるチャンネル間の XPM による影響も式 (3) で記述でき、この方式を用いることで WDM 伝送系における周波数シフトやパルス位置のゆらぎも低減できることが期待される。以上に示した結果より、既設のシステム (a) に前置チャープ付与ファイバと後置分散補償

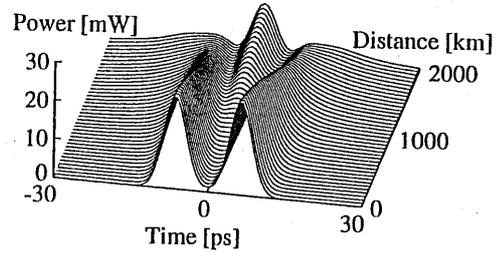


図3 システム (a) におけるパルス伝搬
Fig. 3 Pulse propagation in System (a).

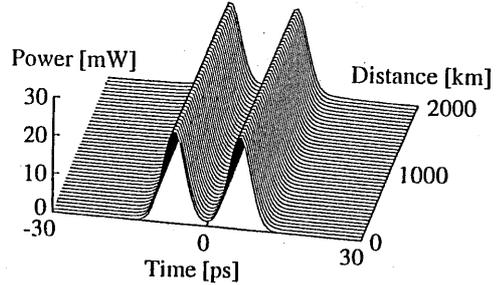


図4 システム (b) におけるパルス伝搬
Fig. 4 Pulse propagation in System (b).

ファイバを付け加えてシステム (b) にアップグレードすることにより、チャネル内およびチャネル間 XPM の低減による伝送品質の向上が期待できる。

一方、パルス列の伝送を考えた場合、システム (a), (b) とともにチャネル内 FWM が通信品質を劣化させる新たな要因となる。次節では、この現象について理論解析を行い、その発生メカニズムを明らかにしよう。

4. チャネル内四光波混合の理論解析

図5の上図に実線で示すように伝搬中に群速度分散によってパルスが大きく広がった状態では、パルスには大きな周波数チャープが生じており、広がった裾は搬送波周波数とは異なる瞬時周波数を持っている。このように隣接する複数のパルスと互いに重なりあうような伝送系においては、図5の下図に示すように、チャネル内 FWM によりパルスの振幅にゆらぎが生じたり、もともとパルスが存在しないスロットに 'ゴーストパルス' が発生し、伝送波形が劣化する [5]-[7]。

まず、式 (2) のガウス型パルスのモデルに基づいてこのような現象の理論解析を行なう。この場合添字 j は整数 ($j = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$) で、 j 番目の時間スロットに位置するパルス q_j の中心位置は $T_j = jT$ とする。また、隣接パルス間の XPM の影響は無視できるも

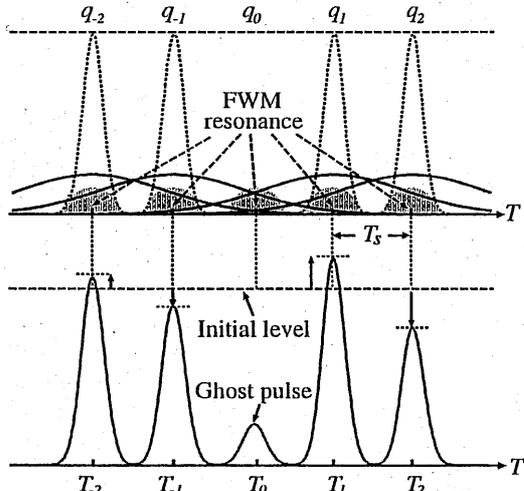


図5 チャンネル内四光波混合による波形劣化
Fig. 5 Pulse degradations due to intra-channel FWM.

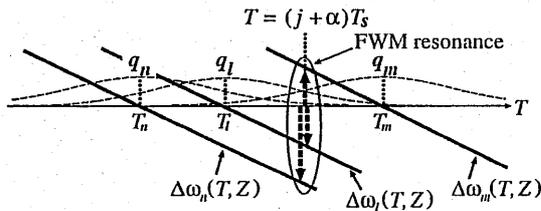


図6 分散によって広がったパルスと瞬時周波数
Fig. 6 Highly dispersed pulses and their instantaneous frequencies.

のとし、各パルスの周波数シフト κ_j は 0 とする。図 6 に示すように、 j 番目の時間スロット内のある時刻 $T = (j + \alpha)T_s$ (ただし α は $|\alpha| < 0.5$ の任意の実数) における、3つのパルス q_m, q_n および q_l による FWM について考察する。系が線形であるとし、 $S(Z) = 0$ とおくと、式 (1) の解は解析的に得られ、入射パルスをチャープフリーのガウス型パルスとしたときのパルス $q_j(T, Z)$ の瞬時周波数 $\Delta\omega_j(T, Z)$ は次式で与えられる [8]。

$$\Delta\omega_j(T, Z) = -\frac{T - jT_s}{D(Z) + \{\tau(0)\}^4 / 16D(Z)} + \omega_0 \quad (4)$$

ここで、 $D(Z) \equiv \int_0^Z d(\zeta) d\zeta$ は伝送路の累積分散、 $\tau(0)$ は初期パルス幅、そして ω_0 は搬送波周波数であり、以下では $\omega_0 = 0$ とする。伝送路の大部分でパルス幅が非常に大きくなる場合には、累積分散は $D(Z) \gg 1$ であり、さらに、 $|D(Z)| \gg \{\tau(0)\}^2 / 4$

あれば、式 (4) は次のように近似される。

$$\Delta\omega_j(T, Z) \approx -\frac{T - jT_s}{D(Z)} \quad (5)$$

式 (5) より、パルス q_j の瞬時周波数はその中心時刻 $T = jT_s$ で $\Delta\omega_j = 0$ 、すなわち $T = jT_s$ での周波数は搬送波周波数に一致し、時間に対して線形に変化することがわかる。

一般に FWM は WDM 伝送系で生じ、異なる搬送波周波数 f_1, f_2, f_3 を持つ信号が非線形相互作用を起こして、特に位相整合条件が満たされるときには、 $f_1 + f_2 - f_3 = f_4$ なる新たな周波数成分 f_4 が成長する。図 6 中の $T = (j + \alpha)T_s$ では分散によって大きく広げられた各パルスの裾が重なり、それぞれが異なる瞬時周波数を持っている。このような異なる周波数成分の非線形相互作用が次式に示す FWM を引き起こし、パルス振幅の揺らぎやゴーストパルス発生の原因となる。

$$\Delta\omega_m((j + \alpha)T_s, Z) + \Delta\omega_n((j + \alpha)T_s, Z) - \Delta\omega_l((j + \alpha)T_s, Z) = \Omega_j \quad (6)$$

ここで式 (5) を用いると、 j 番目の時間スロット内のある時刻 $T = (j + \alpha)T_s$ における FWM によって生じる新たな周波数成分 Ω_j は次式のように求められる。

$$\Omega_j = (m + n - l - j - \alpha)T_s / D(Z) \quad (7)$$

FWM によって生じる成分のうち成長するのは $\Omega_j = 0$ 、すなわち搬送波周波数に一致する成分のみである。なぜなら、後述の位相整合条件に加え、 $\Omega_j \neq 0$ の成分は強い分散性によって時間領域では拡散してしまうためである。

結局、式 (7) で $\Omega_j = 0$ となるチャンネル内 FWM の応答は、 $\alpha = 0$ かつ $l = m + n - j$ のときに限られる。具体的には、 m, n を任意の整数とし、パルス q_m, q_n 、そして q_{m+n-j} の裾の重なりによって $T = jT_s$ に FWM が生じ、その効果は $q_m q_n q_{m+n-j}^*$ という形で表されるということである。例えば、図 5 の $T = 0$ におけるゴーストパルス q_0 の発生および成長は、 $q_1^2 q_2^*$ 、 $q_2^2 q_1^*$ 、 $q_1 q_2 q_0^*$ および $q_1 q_2 q_0^*$ の FWM によるものである。以上の議論より、FWM による振幅ゆらぎやゴーストパルス発生などの現象は、各ビットスロットのちょうど中心時刻で起こることがわかった。

次に、位相整合条件について考えよう。まず、時刻 T

におけるパルス q_j の瞬時周波数 $\Delta\omega_j$ は式 (5) で与えられる。また、パルス q_j の波数 $k_j(\omega) = k(\omega_0 + \Delta\omega_j)$ は次のように展開できる。

$$k_j = k_0 + k_0' \Delta\omega_j + \frac{k_0''}{2} \Delta\omega_j^2 + \dots \quad (8)$$

ここで、 $k_0^{(n)}$ は搬送波周波数 $\omega_0 = 0$ における $\partial^n k / \partial \omega^n$ の値である。いま $\Delta\omega_j$ は、WDM 伝送系における異なるチャネルの搬送波周波数の差ほどは大きくなく、式 (8) の展開で 3 次以上の高次項は無視できるものとする。このとき、図 6 で $\alpha = 0$ かつ $l = m + n - j$ として、 j 番目の時間スロットの中心時刻 $T = jT_s$ で生じる FWM に対する位相不整合量 Δk は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} \Delta k &= k_m + k_n - k_{m+n-j} - k_j \\ &= k_0' (\Delta\omega_m + \Delta\omega_n - \Delta\omega_{m+n-j} - \Delta\omega_j) \\ &\quad + \frac{k_0''}{2} (\Delta\omega_m^2 + \Delta\omega_n^2 - \Delta\omega_{m+n-j}^2 - \Delta\omega_j^2) \end{aligned} \quad (9)$$

式 (4) から $\Delta\omega_j(T = jT_s, Z) = 0$ であり、さらに式 (7) より $\Delta\omega_m + \Delta\omega_n - \Delta\omega_{m+n-j} = \Omega_j = 0$ であるため、式 (9) の右辺第一項は 0 になる。また、第二項は式 (5) より $\{D(Z)\}^2$ に反比例し、大きな累積分散 $D(Z)$ のために無視できるほど小さな値になる。WDM 伝送系では、局所的な分散値を大きくすると、位相整合が起こらず FWM が抑圧されるが、いま考えている伝送系では、局所的な分散値が大きくとも、累積分散が大きくなることで、位相不整合量がほぼ 0 となり、FWM 成分が成長する。

本節で、その発生メカニズムを示したチャネル内 FWM が、入射時にパルスが存在しない時間スロットで発生する場合には、ゴーストパルスが成長する。一方、パルスの振幅ゆらぎは二つのプロセスにより生じる。まず、第一のプロセスは、ある時間スロットで生じる FWM の成分と、もともとそのスロットに存在するパルスとが線形的に重ね合わされることにより生じ、その振幅の増減は、FWM 成分ともとのパルスとの位相差による。第二のプロセスは、あるパルスが分散によって大きく広がって、他の時間スロットでチャネル内 FWM を引き起こすことに起因し、FWM 成分にエネルギーを供給することで、もとのパルスの振幅が減少する。

5. ゴーストパルスの成長に関する理論解析

前節でチャネル内 FWM の発生メカニズムを示した。本節では、これをもとに、ゴーストパルスの成長を定量的に記述する。図 5 の上図に点線で示す、中心位置がそれぞれ $T = -2T_s, -T_s, T_s, 2T_s$ で与えられる 4 つのパルス q_{-2}, q_{-1}, q_1, q_2 を図 2 に示すシステム (b) に入射した場合に、 $T = 0$ に発生するゴーストパルス q_0 のエネルギーを計算してみよう。

まず、 $q_j (j = \pm 1, \pm 2)$ はそれぞれ独立に式 (1) を満たし、式 (2) のガウス型波形で表されるものとする。このとき、各 q_j のパルス幅 $\tau(Z)$ およびチャープ $C(Z)$ 、そして位相 $\theta_j(Z)$ について、ファイバの長手方向 (Z 方向) に対する変化は変分法により次式で記述される [9]。

$$\left. \begin{aligned} \frac{d\tau}{dZ} &= 4d(Z) \frac{C}{\tau} \\ \frac{dC}{dZ} &= 4d(Z) \frac{(1+C^2)}{\tau^2} - \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{S(Z)E}{\tau} \\ \frac{d\theta_j}{dZ} &= -\frac{2d(Z)}{\tau^2} + \frac{5S(Z)E}{2\sqrt{2\pi}\tau} \end{aligned} \right\} (10)$$

ここで、パルス幅 $\tau(Z)$ とチャープ $C(Z)$ 、そしてエネルギー E はすべてのパルスで同じ値とする。また第三式より任意の j に対して $d\theta_j/dZ$ が等しいので、各パルスの初期位相に差を与えた場合、その位相差はパルスが伝搬する際に保存される。

一方、FWM によって成長するゴーストパルス q_0 は、その初期振幅が微小なことから、式 (1) において自己位相変調の効果を無視し、さらに前節での議論から FWM による擾乱項 R を次式のようにとる。

$$\begin{aligned} i \frac{\partial q_0}{\partial Z} + \frac{d(Z)}{2} \frac{\partial^2 q_0}{\partial T^2} &= R(T, Z) \\ &= -S(Z) \sum_{m,n} q_m q_n q_{m+n}^* \end{aligned} \quad (11)$$

式 (11) の右辺で添字 m, n についての和をとる際、 q_0 の振幅が小さいことから、 q_0 を含む項は無視できるものとする。このとき、(11) の解は周波数領域で次式のように得られる。

$$\begin{aligned} \tilde{q}_0(\omega, Z) \\ = -i \int_0^Z \tilde{R}(\omega, \zeta) \exp \left[i \frac{\omega^2}{2} \{D(\zeta) - D(Z)\} \right] d\zeta \end{aligned} \quad (12)$$

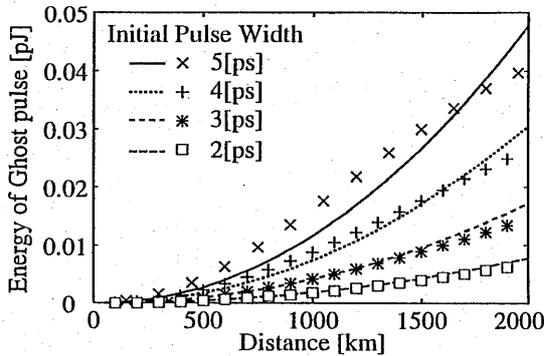


図7 伝搬距離に対するゴーストパルス q_0 のエネルギー
Fig. 7 The energy growth of ghost pulse q_0 .

ここで

$$\tilde{R}(\omega, Z) = -S(Z) \sqrt{\frac{2E^3}{\pi\sqrt{\pi}(3-iC)\tau}} \sum_{m,n} \exp(\Theta_{m,n}) \quad (13)$$

$$\begin{aligned} \Theta_{m,n} = & i(\theta_m + \theta_n - \theta_{m+n}) \\ & -4 \left(\frac{T_s}{\tau}\right)^2 (m^2 + mn + n^2 + imnC) \\ & + \frac{2}{3-iC} \left\{ (m+n) \frac{2T_s}{\tau} + i\frac{\omega}{4}\tau \right\}^2 \quad (14) \end{aligned}$$

である。ゴーストパルスのエネルギー E_0 は式 (12) より

$$E_0 = \int_{-\infty}^{\infty} |q_0|^2 dT = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} |\tilde{q}_0|^2 d\omega \quad (15)$$

によって計算される。

図7は入射パルスの初期パルス幅を2psから5psまで変化させた場合の伝搬距離に対するゴーストパルス q_0 のエネルギーの変化である。ただし伝送路のパラメータは図4の計算に用いた値と同じであり、パルス間隔は12.5ps (80Gbit/sに相当)、単一パルスの平均エネルギーは0.1pJで統一されている。すなわち、初期パルス幅とともにパルスのピーク電力は変化させている。それぞれの初期パルス幅に対して、線は式(12)より得られた結果であり、点は式(1)を数値的に解いて得られた結果であるが、両者はよく一致している。理論計算より得られたゴーストパルスのエネルギーは、いずれの入射パルス幅についても、伝搬距離に対して2次関数的に増加する[11]が、入射パルス幅が4psもしくは5psのときの数値計算結果では、伝搬距離が

1,500kmを超えた付近で成長が飽和している。これは理論計算を行なう際に、パルスの振幅ゆらぎを無視して、エネルギーを一定としたためである。よって、式(12)によるゴーストパルス成長の定量的な解析は、任意のビットからなる入射パルス列に対して適用可能であるが、パルスの数が多くなると、短い伝搬距離で数値計算との誤差が現れる。

また、図7より、単一パルスのエネルギーが等しい場合、初期パルス幅の狭いほど発生するゴーストパルスのエネルギーが小さいことがわかる。この点に関しての理論的な考察は7節で行なう。

6. 隣接パルスに位相差を与えたときのチャンネル内四光波混合

本節では、隣接ビットスロットのパルスに一定の位相差 $\Delta\theta$ を与えた場合のチャンネル内 FWM について考える。例えば $\Delta\theta = \pi$ とおくと、ビット列の各パルスには順に $0, \pi, 0, \pi, \dots$ という初期位相が与えられており、 $\Delta\theta = \pi/2$ とすると $0, \pi/2, \pi, 3\pi/2, 0, \dots$ という初期位相が与えられていることになる。チャンネル内 FWM が j 番目の時間スロットの中心時刻 $T = jT_s$ で起こるとし、その時間スロットに存在するパルスを q_j 、そしてその位相を θ_j とする。ここで j は任意の整数であり、 q_j は入射パルス、あるいは FWM により成長したゴーストパルスである。5節で示したように、各パルスの位相差は伝搬距離に対して不変である。よって、 m 番目の時間スロットに位置するパルス q_m は、 q_j と $(m-j)$ 個の時間スロットだけ離れているので、 θ_m は θ_j を用いて

$$\theta_m = \theta_j + (m-j)\Delta\theta \quad (16)$$

と表される。

m, n は j をのぞく任意の整数とし、 $T = jT_s$ で起こる $q_m q_n q_{m+n-j}^*$ というチャンネル内 FWM を考えた場合、生じる成分の位相は式(14)で与えられる。その中で、FWM を引き起こす3つのパルス q_m, q_n および q_{m+n-j} のそれぞれの位相は、式(14)中に $\theta_m + \theta_n - \theta_{m+n-j}$ という形で現れる。これに式(16)を代入すると

$$\begin{aligned} \theta_m + \theta_n - \theta_{m+n-j} &= \{\theta_j + (m-j)\Delta\theta\} + \{\theta_j + (n-j)\Delta\theta\} \\ &\quad - \{\theta_j + (m+n-2j)\Delta\theta\} \\ &= \theta_j \quad (17) \end{aligned}$$

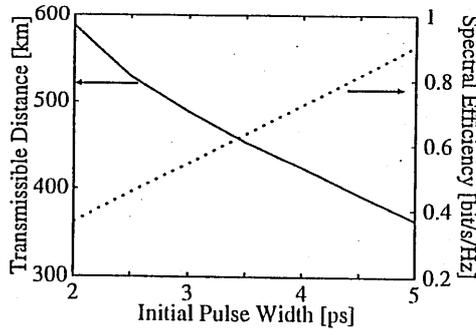


図 8 システム (b) で 80Gbit/s PRBS の入射パルス幅を変化させたときの伝送可能距離とスペクトル効率
Fig. 8 Transmissible distance and spectral efficiency versus various initial pulse widths for system (b) with 80Gbit/s PRBS.

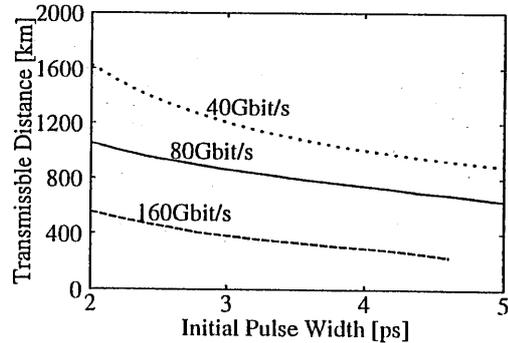


図 9 パルスのエネルギーを 0.05pJ とした場合の、40,80,160Gbit/s のシステムに対する伝送可能距離
Fig. 9 Transmissible distance with pulse energy of 0.05pJ for 40,80,and 160Gbit/s systems.

となって、結局、チャンネル内 FWM によって生じる成分の位相は $\Delta\theta$ に依存しない。すなわち、隣接パルスに任意の位相差が与えられている場合でも、ある時間スロットで生じるチャンネル内 FWM の量は同じである。その結果、パルスの振幅を 2 乗して得られる光電力がチャンネル内 FWM によって劣化する様子は、 $\Delta\theta$ によって変化しない。

7. 入射パルス幅と伝送距離の関係

5 節では入射パルスの数が限定された場合について、チャンネル内 FWM によるゴーストパルス成長に関する理論解析を行い、入射パルスの幅が狭いほど、伝搬距離に対するゴーストパルスの成長率が小さいという結果が得られた。本節では入射パルスとして疑似ランダムビット列 (PRBS) を考え、入射パルス幅とチャンネル内 FWM に起因する波形劣化の関係を定量的に検証する。

入射パルスとして、パルス幅の初期値を 2ps から 5ps まで変化させた 80Gbit/s の $2^5 - 1$ PRBS を考え、式 (1) の直接数値計算によって得られた伝送可能距離を図 8 に示す。入射パルスおよび伝送路に関するパラメータは図 7 の計算で用いたものと同じである。ここで伝送可能距離とは、Q 値 [12] が 6 以上を保ったまま伝搬できる距離の最大値である。図 8 に示すスペクトル効率は、ビットレートを入射パルスのスペクトル幅 (FWHM) で割った値で定義している。図 8 より、入射パルスの幅を狭くすることで、スペクトル効率は悪くなるものの、チャンネル内 FWM の効果が抑圧され、伝送可能距離が延びていることがわかる。この

点に関しての理論的な考察は次節で行う。

これまで図 2 のシステム (b) のような、伝送途中でパルス幅が大きく広がったままで伝送を行う系を考えた。このような系では自己位相変調や XPM の効果がほとんど無視でき、「準線形伝送」として注目を集めている。チャンネル内 FWM についても、SN 比の限界までパルスのピーク電力を抑えることで、その効果を抑圧できることが期待できる。図 8 では、入射パルスのエネルギーの平均値を 0.1pJ としたが、これを半分の 0.05pJ とし、ビットレートが 40,80,そして 160Gbit/s の 3 通りの場合について同様の計算を行った。その結果を図 9 に示す。図 9 の結果からも、入射パルスに幅の狭いパルスを用いることで、伝送距離が延びることがわかる。また 80Gbit/s の場合について、図 8 と図 9 の結果を比較すると、電力が小さく設定されている後者の方が伝送可能距離が長い、これはチャンネル内 FWM の効果が小さいためである。以上の結果より、図 2 のシステム (b) の伝送路を用いることで、40Gbit/s を超える超高速伝送が長距離にわたって可能なことが示された。

8. チャンネル内四光波混合を抑圧する伝送路の設計

5 節でチャンネル内 FWM によるゴーストパルスの成長を解析し、その様子が式 (12) で記述できることを示した。本節ではこの結果をもとに、幅の狭い入射パルスを用いることで、チャンネル内 FWM が抑圧できることを理論的に示す。また、より効果的にチャンネル内 FWM を抑圧できる伝送モデルを新たに提案し、その有効性を示す。

式 (12) で、ゴーストパルスの成長を特徴づけているのは、摂動項 $\tilde{R}(\omega, Z)$ である。またチャンネル内 FWM の効果が最も大きいのは $\omega = \omega_0 = 0$, つまり搬送波周波数に等しい成分であるから、ここでは $\tilde{R}(\omega = 0, Z)$ の挙動に注目する。一方、いま考えている伝送系ではパルスが伝搬する際の累積分散が非常に大きく、伝送途中では $\tau(Z) \gg 1, C(Z) \gg 1$ が成り立つ。このとき、式 (13) から $\tilde{R}(0, Z)$ は次式で近似できる。

$$\tilde{R}(0, Z) \simeq -S(Z) \sqrt{\frac{2E^3}{\pi\sqrt{\pi}C\tau}} \sum_{m,n} \exp(\Theta'_{m,n}) \quad (18)$$

ただし

$$\Theta'_{m,n} = i \left(\theta_m + \theta_n - \theta_{m+n} + \frac{\pi}{4} - 4mnT_s^2 \frac{C}{\tau^2} \right) \quad (19)$$

である。式 (18) より $|\tilde{R}(0, Z)|$ は $\sqrt{C\tau}$ に反比例する。これはパルス幅 $\tau(Z)$ およびチャープ $C(Z)$ が大きくなると、摂動項 $\tilde{R}(0, Z)$ が小さくなり、結果的にチャンネル内 FWM が抑圧されることを示している。また、このことから以下のことがいえる。第一に、分散値などの伝送路パラメータがすでに決まっている場合には、入射パルスの幅が狭いほど、伝搬途中のパルス幅 $\tau(Z)$ およびチャープ $C(Z)$ が大きくなって、チャンネル内 FWM が抑圧される。これはこれまで述べてきた、入射時の幅が狭いパルスすなわち広い周波数帯域を占めるパルスを伝送する場合に、チャンネル内 FWM による波形劣化が抑えられるという事実の理論的根拠を与える。そして第二に、入射パルスの幅が決まっている場合には、累積分散ができるだけ大きくなるような伝送路を設計することで、チャンネル内 FWM が抑えられる。以下では、この点についての定量的な解析を行うために、いくつかの新たな伝送モデルを考える [13]。

伝送速度 80Gbit/s で、 $2^5 - 1$ PRBS のパルス伝送を考え、入射パルス幅を 3ps, 増幅器通過後のピーク電力を 15.7mW (12.0dBm) とする。ファイバの非線形性および損失は一定とし、それぞれ $0.27 \times 10^{-9} \text{W}^{-1}$ および 0.2dB/km とする。また、増幅器間隔は 50km とする。ここでは図 2 のシステム (b) に加え、新たにシステム (c),(d), そして (e) のあわせて 4 つの伝送系を考える。そしてそれぞれのシステムにおいて、1,000km 伝送後の波形劣化から、チャンネル内 FWM 抑圧の効果を調べる。

システム (b) では伝送距離を 1,000km とするために、まず前置チャープ付与ファイバである SMF の長さ

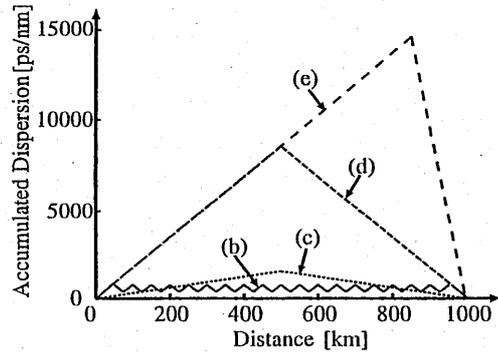


図 10 システム (b),(c),(d),(e) の伝送距離に対する累積分散

Fig. 10 Accumulated dispersion versus transmission distance for systems (b),(c),(d), and (e).

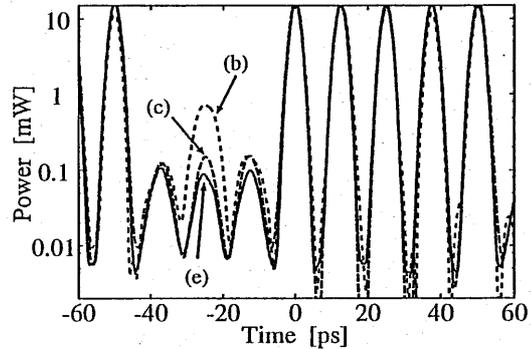


図 11 システム (b),(c), および (e) を 1,000km 伝搬後の波形

Fig. 11 Wave forms after 1,000km propagation for systems (b),(c), and (e).

を 25km とする。次に SMF および NDF がそれぞれ 25km ずつで構成される、1 周期 50km の分散マネジメント周期が 19 周期繰り返され、最後に後置分散補償ファイバである NDF が 25km 接続された構成とする。(c) は分散値が 3ps/nm/km および -3ps/nm/km の非零分散シフトファイバ (NZDSF) がそれぞれ 500km ずつ、(d) は SMF と NDF がそれぞれ 500km ずつ接続されて構成されている。最後に (e) は 854.7km の SMF と、分散値が -100ps/nm/km の分散補償ファイバ (DCF) が 145.3km 接続された構成とする。いずれのシステムも伝送路全体の平均分散は 0 であり、それぞれのシステムにおける伝送距離に対する累積分散を図 10 に示す。図 10 より、累積分散の最大値は (b) が最も小さく、(c),(d),(e) と順に大きくなり、累積分散の大きさにしたがってチャンネル内 FWM がより抑圧されることが期待される。

システム (b), (c), そして (e) における 1,000km 伝搬後の時間波形を図 11 に示す。図中の時刻 -25ps にみられるゴーストパルスのピーク電力に注目すると、その大きさは (b) が最も大きく、(e) が最小である。一方、波形劣化に着目し、4つのシステムについて 1,000km 伝搬後の Q 値を求めると、それぞれ (b)3.17, (c)10.1, (d)30.0, そして (e)67.0 となり、先の予測は正しいことがわかる。

以上の結果は、入射パルスの幅が決まっている場合には、累積分散が大きい伝送系ほど、チャンネル内 FWM をより抑圧できることを示している。つまり、システム (b) よりも、累積分散の大きいシステム (c), (d), (e) を用いる方が、チャンネル内 FWM による波形劣化を低減できるということである。しかし、システム (b) のような伝送系でも、設計の際に前置チャープ付および後置分散補償ファイバを長くすることで、累積分散を大きく設定できる。このため、既存のシステム (a) のような伝送系のアップグレードを行う場合には、前置および後置ファイバの長さを最適化してシステム (b) を用いることが有効である。一方、新たに伝送路を設計する場合には、累積分散ができるだけ大きくなるような伝送路を用いることで、チャンネル内 FWM を含めた非線形効果が抑圧できる。これは累積分散が非常に大きい、最近の超高速長距離伝送に関する実験結果 [14] を理論的に支持する結果である。

最後に、雑音の効果について述べる。これまで議論してきた分散マネジメント伝送系では、群速度分散の効果でパルスが伝搬途中で大きく広がり、局所的にはパルスの振幅は雑音レベルよりも小さくなっている。その結果、伝搬途中のパルス波形に注目すると、もはや信号ビット列としての情報を保持していないかのように見える。ところが周波数領域で信号スペクトルが保たれている限り、累積分散を適切に補償することで、もとの時間波形に戻すことができる。伝送速度 80Gbit/s で、 $2^{15} - 1\text{PRBS}$ をシステム (e) に入射した場合の、0, 500, および 1,000km 伝搬後の時間波形を図 12 に示す。これは雑音指数 6dB の増幅器雑音と、増幅器直後に置かれた帯域 4.8nm のローレンツ型光フィルタを考慮して式 (1) を数値的に解いて得られた結果である。図 12 より、伝搬距離 500km におけるパルスは、パルス拡がりや振幅の低下によってほとんど雑音に埋もれてしまっており、時間波形からはもとの情報が保持されているとは思えない。しかし、周波数スペクトルはほとんど変化せず、1000km 伝搬後

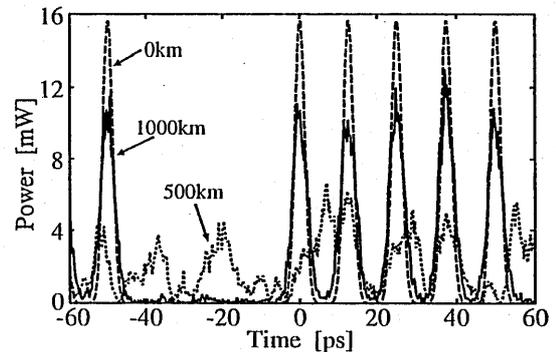


図 12 増幅器雑音とフィルタを考慮したシステム (e) における 0, 500, 1,000km 伝搬後の時間波形

Fig. 12 Wave forms observed at 0, 500, and 1000km for system (e) with the effects of amplifier noise and guiding filters.

の波形には雑音による波形劣化は生じているものの、入射時の波形が再生できていることがわかる。

9. むすび

本論文では、強い分散マネジメント光伝送系を伝搬する RZ パルスに対するチャンネル内非線形相互作用の影響に関する議論を行った。まず、隣接パルス間のチャンネル内 XPM が低減されることを確認し、より効果的に XPM を抑圧する伝送路モデルとして、Pre-spread RZ 伝送路を提案した。続いて、提案した伝送路で生じる問題としてチャンネル内 FWM に注目し、その発生メカニズムを解明するために、理論解析を行った。そして、その解析をもとに、累積分散がより大きな伝送系を設計することで、チャンネル内 FWM の抑圧が可能であることを示した。

文 献

- [1] M.Suzuki, I.Morita, N.Edagawa, S.Yamamoto, H.Tagata, and S.Akiba, "Reduction of Gordon-Haus timing jitter by periodic dispersion compensation in soliton transmission," *Electron. Lett.*, vol.31, no.23, pp.2027-2029, November 1995.
- [2] N.J.Smith, F.M.Knox, N.J.Doran, K.J.Blow, and I.Bennion, "Enhanced power solitons in optical fibres with periodic dispersion management," *Electron. Lett.*, vol.32, no.1, pp.54-55, January 1996.
- [3] T.Yu, E.A.Golovchenko, A.N.Pillipetskii, and C.R.Menyuk, "Dispersion-managed soliton interactions in optical fibres," *Opt. Lett.*, vol.22, no.11, pp.793-795, June 1997.
- [4] M.Matsumoto, "Analysis of interaction between stretched pulses propagating in dispersion-managed fibres," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol.10, no.3,

- pp.373-375, March 1998.
- [5] P.V.Mamyshev and N.A.Mamysheva, "Pulse-overlapped dispersion-managed data transmission and intrachannel four-wave mixing," *Opt. Lett.*, vol.24, no.21, pp.1454-1456, November 1999.
 - [6] I.Shake, H.Takara, K.Mori, S.Kawanishi, and Y.Yamabayashi, "Influence of inter-bit four-wave mixing in optical TDM transmission," *Electron. Lett.* vol.34, no.16, pp.1600-1601, August 1998.
 - [7] R.-J.Essiambre, B.Mikkelsen, and G.Raybon, "Intrachannel cross-phase modulation and four-wave mixing in high-speed TDM systems," *Electron. Lett.*, vol.35, no.18 pp.1576-1578, September 1999.
 - [8] G.P.Agrawal, "Nonlinear Fiber Optics / 2nd Ed.," pp.64-69, Academic Press, San Diego, 1995.
 - [9] T.Inoue, H.Sugahara, A.Maruta, and Y.Kodama, "Interactions between dispersion managed solitons in optical-time-division-multiplexed system," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol.12, no.3, pp.299-301, March 2000.
 - [10] T.Inoue and A.Maruta, "Pre-spread RZ pulse transmission for reducing intra-channel nonlinear interactions," *IEEE LEOS 13th Annual Meeting*, Paper MJ3, pp.92-93, Rio Grande, Puerto Rico, November 2000.
 - [11] M.J.Ablowitz and T.Hirooka, "Resonant nonlinear intrachannel interactions in strongly dispersion-managed transmission systems," *Opt. Lett.*, vol.25, no.24, pp.1750-1752, December 2000.
 - [12] ジャード・カイザー著 (山下榮吉訳), 光ファイバ通信工学, 産業図書, 1987.
 - [13] T.Inoue and A.Maruta, "Reduction of intra-channel four wave mixing in strongly dispersion-managed line for high speed OTDM system," *Nonlinear Guided Waves and their Applications Topical Meeting 2001*, Paper MC59, Clearwater, Florida, March 2001.
 - [14] S.-G.Park, A.H.Gnauck, J.M.Wiesenfeld, and L.D.Garrett, "40-Gb/s transmission over multiple 120-km spans of conventional single-mode fiber using highly dispersed pulses," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol.12, no.8, pp.1085-1087, August 2000.

多層構造による SIR 型コムラインフィルタの 特性改善に関する検討

Study on a Multi-Stratified SIR Comb-Line Filter of Narrow Pass Band

富永 武之[†] 北村 敏明[†] 堀井 康史[‡] 下代 雅啓[†] 沢 新之輔[†]
Takeyuki Tominaga[†], Toshiaki Kitamura[†], Yasushi Horii[†],
Masahiro Geshiro[‡] and Shinnosuke Sawa[†]

[†] 大阪府立大学大学院工学研究科
[†] College of Engineering, Osaka Prefecture University
[‡] 関西大学総合情報学部
[‡] Faculty of Informatics, Kansai University

2001年3月12日(月)
(於 摂南大学 寝屋川キャンパス)

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

1 まえがき

近年、移動体通信機器においてコムラインフィルタが広く用いられるようになり、その発展形として2層型のコプレーナ線路(CPW)給電コムラインフィルタが提案されてきた[1]-[2]。CPW構造は、他のデバイスとの接続が容易であり、半導体や絶縁体基板上に多数のデバイスを高密度に配置できるという利点を有する。また、多層化することにより、集積度をより高めることができるため、小型、高集積化の観点からも、この方向での開発が注目されている。

本研究では多層化したCPW給電コムラインフィルタの新しいモデルを提案する。まず、CPWを用いた両平面コムラインフィルタ[2]において、その共振器間の結合を変化させることで、散乱パラメータの周波数特性が効果的に操作できることを、FD-TD法に基づいて明らかにする。また、このモデルを実際に作製し、その測定結果と理論的解析結果とを比較検討することによってFD-TD法による解析の有効性を確認する。更に、二つの共振器の間に、不連続なパターンをもつ導体層を導入することによって多層化する。そして、数値解析結果に基づいて、ストップバンドの特性の改善、およびパスバンドの狭帯域化が可能であることを明らかにする。また、提案したモデルを実際に作製し、その測定結果と理論的解析結果とを比較検討する。

2 CPW 線路を用いた両平面コムラインフィルタ

本研究で考察するフィルタの構造ならびに解析のための座標系を図1に示す。誘電率10.2の誘電体基板の上下両面に4分の1波長SIR型のCPW共振器を一つずつ配置している。また、共振器の周囲に基板を貫通するように細い穴を開け、上下の接地導体を導体ピンにより短絡している。上下の導体板は、中心軸(図中の一点鎖線)に関して、互いに反転対称構造をなしている。図2は、基板の片面上の導体パターン、ならびに、入出力用CPWおよびSIR各部のサイズを示している。

入出力用のCPWと上下の各共振器は、それぞれ、tapping wire^[3]を介して結合しており、ここでは、誘電体基板の厚み h をパラメータとして特性解析を行なう。

解析手法としてFD-TD法を用いることにする。実際の数値計算では、 x 軸方向の分割幅を0.635mm、 y および z 軸方向の分割幅を0.5mmとして、解析領域全体を、 $20 \times 80 \times 110$ セルに均等分割している。

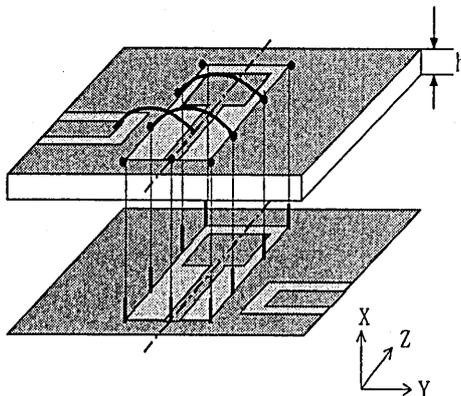


図1: Conductor-Backed CPWを用いた
Dual Plane SIR Filter

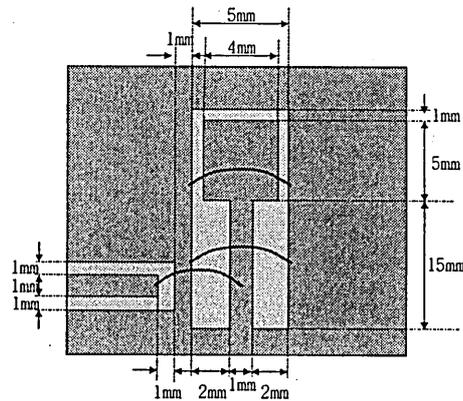


図2: 導体パターン

図3は、基板の厚みをパラメータ ($h=1.27\text{mm}, 1.905\text{mm}, 2.54\text{mm}$) とした場合の散乱パラメータ $|S_{21}|$ および $|S_{11}|$ の周波数特性を示している。この図では、パスバンドの両側に減衰極が形成されており、誘電体基板の厚みの変化にともなって高帯域側の減衰極がシフトしていることがわかる。また、パスバンドの狭帯域化、ならびに低域側のストップバンドの抑圧も認められる。これは、誘電体基板の厚みが変わることによる、実効誘電率の変化および上下両フィルタ間の結合度の変化の影響であると考えられる。

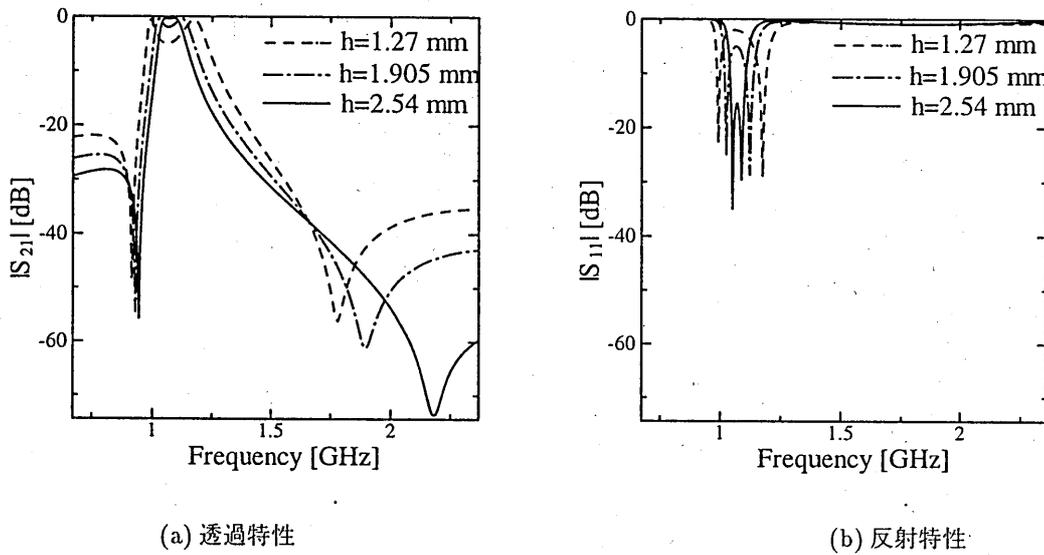


図3: 散乱パラメータの周波数特性

次に、 $h=2.54\text{mm}$ と設定して、実際にフィルタを作製し、その測定結果と解析結果を比較検討する。双方の散乱パラメータ $|S_{21}|$ および $|S_{11}|$ の周波数特性を図4に示す。ただし、ここでは誘電体基板としてRT/duroid6010LMを使用し、ネットワークアナライザHP8719Cを用いて測定を行った。また、tapping wireとして直径0.1mmの銅線を用いた。

図4の解析結果と測定結果において、減衰極の発生、パスバンドの周波数応答など、全体のフィルタ特性は、全周波数に亘ってよく一致している。特に、パスバンドを含む低域側においては極めて高い一致度を示しており、これによって、FD-TD法による数値シミュレーションの有効性が確認される。高域側の減衰極の周波数には多少のずれが認められる。実験では2枚の誘電体基板を接着しており、これは、貼り合わせの不完全さに起因する実効誘電率の変化の影響、ならびに、シミュレーションでは考慮されていない導体損失による影響等が現れているものと考えられる。

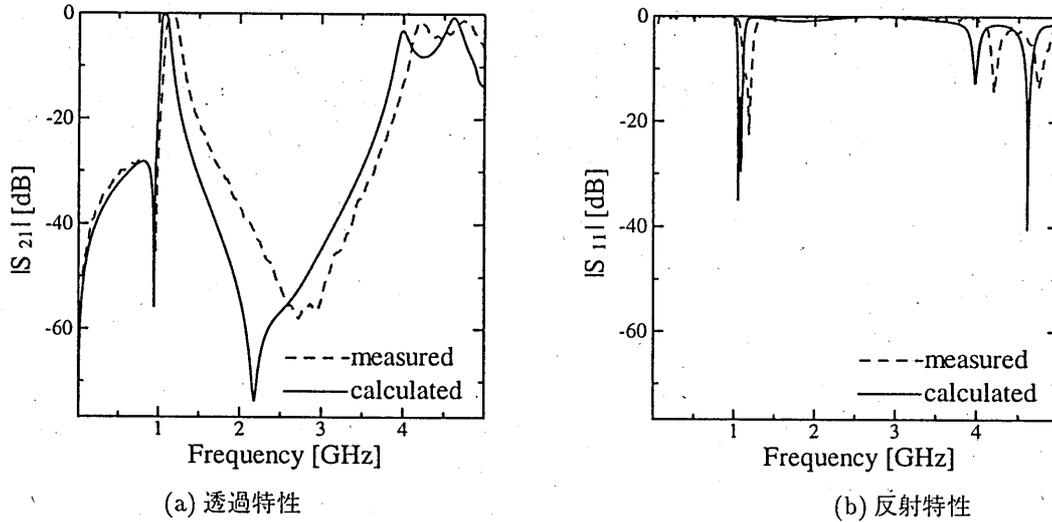


図 4: 散乱パラメータの周波数特性
($h=2.54\text{mm}$)

3 多層構造を用いた SIR 型コムラインフィルタ

次に、二つの共振器の間に不連続なパターンをもつ導体層を挿入した、多層構造を新たに提案する。厚さ 1.27mm の誘電体基板を 2 枚用いて、図 5 に示すように提案モデルを構成する。同図において、導体パターンを、上から、Top、Middle、Bottom 層と称する。誘電体を貫く導体ピンが 2 本増えたこと以外、Top および Bottom 層の導体パターンは前節と全く同一である。従って、この場合も基板の上下の導体板 (Top, Bottom) は、図中の一点鎖線に関して、互いに反転対称構造となっている。

Middle 層の導体パターンは図 6 に示すとおりである。ここで、Middle 層の導体と SIR 型コムラインフィルタの短絡端側の重なり部分の長さを L とおき、この値をパラメータとして特性の解析を行なう。ただし、フィルタの開放端側の重なり部分は 1.5mm に固定しておく。

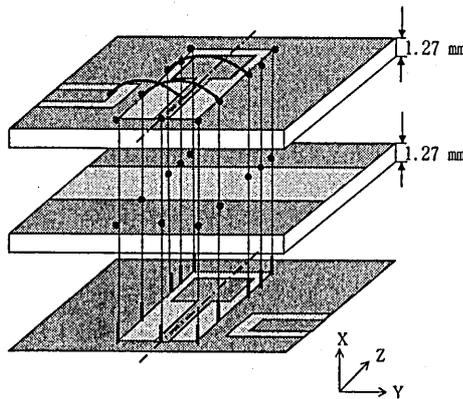


図 5: 多層構造を用いた SIR 型
コムラインフィルタ

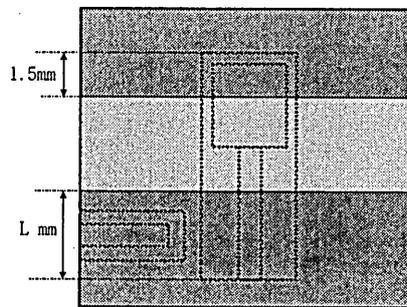


図 6: Middle 層の導体パターン

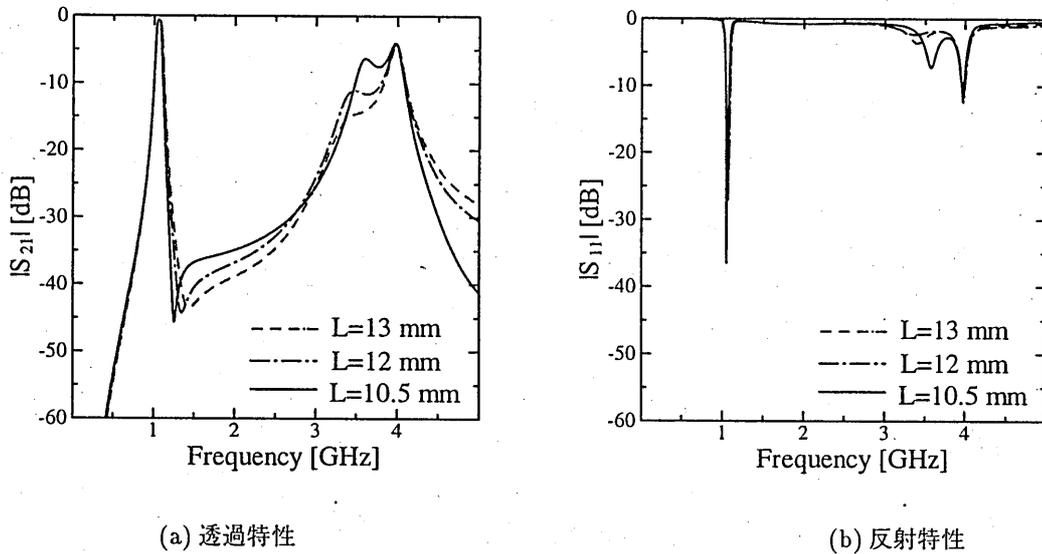


図7: 散乱パラメータの周波数特性

図7は $L=10.5\text{mm}, 12\text{mm}, 13\text{mm}$ とした場合の散乱パラメータ $|S_{21}|$ および $|S_{11}|$ の周波数特性を示している。 L の値を変化させることによってパスバンドの広域側にある減衰極が移動し、 $L=10.5$ の場合、パスバンドに最も接近していることがわかる。このことは、SIR型コムラインフィルタの短絡端側とMiddle層の導体との重なり部分の長さによって、減衰極の周波数が制御できていることを示している。

また、パスバンドの特性に関しては、ほとんど変化が認められない。従って、ここで示している例では $L=10.5$ の場合が最も急峻なフィルタ特性を与えている。さらに、図3(a)において、低域側のストップバンドの出力レベルが -25dB 程度であったものが、図7(a)ではほぼ完全に抑圧されている。Middle層の挿入が低域側の帯域を抑える効果をもたらしたものと考えられ、一種のハイパスフィルタ的機能が付加されたことを意味する。この特性の方が、低域側を減衰極で制御するよりも効果的であると思われる。

3.1 入力サセプタンス

図8は、一般的なComb-line Filterの構造を模式的に表したものである。ここで、共振器の線路長を l 、偶奇両モードの特性アドミタンスを、それぞれ、 Y_e および Y_o としている。また、 C は共振器の開放端に発生する付加的な容量を表している。このとき、図8の回路に対して偶奇両モードの入力サセプタンスは、

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

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

と表すことができる。

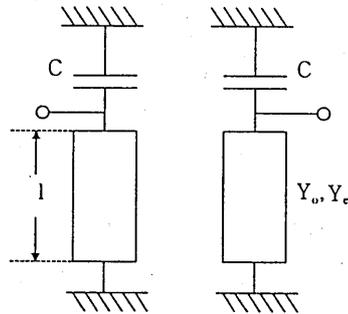


図 8 : Comb-Line Filter の模式図

また、対称回路に対する等価回路を用いることにより、図 8 の Comb-Line Filter は偶奇両モードの入力サセプタンス B_{in}^o および B_{in}^e を用いて、等価的に図 9 のように表せる。従って、パスバンドの中心周波数および減衰極の周波数は、それぞれ、次の式 (3) および (4) より求めることができる。

$$B_{in}^o + B_{in}^e = 0 \quad (3)$$

$$B_{in}^o = B_{in}^e \quad (4)$$

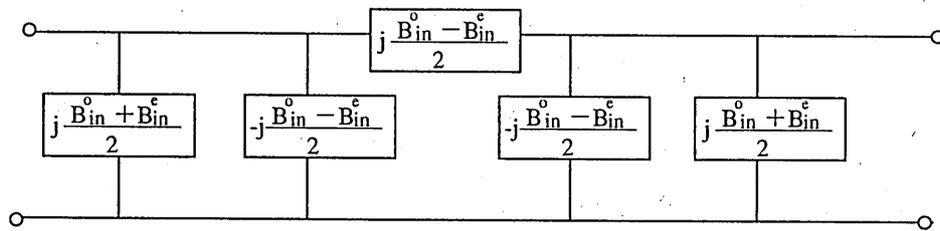


図 9 : 等価回路

減衰極の周波数依存性を検討するために、 $L=10.5\text{mm}$ とした場合の偶奇両モードの入力サセプタンス $B_{in}(S)$ の周波数特性を検討する。図 11 にその数値解析結果を示す。

ここで、偶モードの入力サセプタンスは、図 5 において、中心軸 (図中の一点鎖線) から等距離の地点に設けた入出力線路上の励振面から、それぞれ等強度の電界を同相で入力し、一方の線路上の観測点で反射係数を計算することによって求めている。奇モードに対しては、それぞれ、等強度の電界を逆位相で入力し、同様に反射係数を計算することによって求めている。

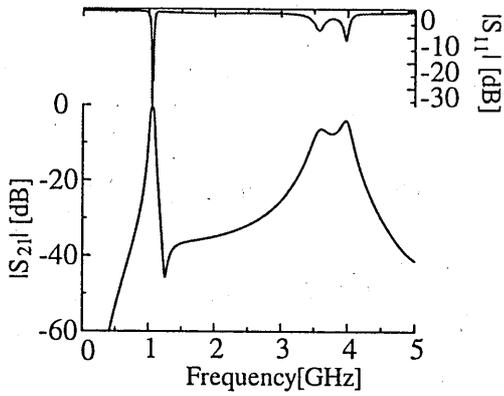


図 10: 散乱パラメータの周波数特性
($L=10.5\text{mm}$)

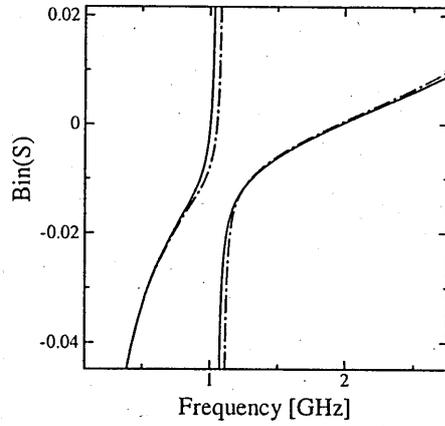


図 11: 偶奇両モードの入力サセプタンス
($L=10.5\text{mm}$)

図 11 より、偶奇両モードの入力サセプタンスは、約 1.25GHz で交鎖している。そして、そのときの周波数が図 10 の減衰極の周波数に対応していることがわかる。

3.2 試作実験

実験のために試作したモデルとその構造を図 12 の左側に示す。また、同図の右側には試作モデルを構成する PLATE1 および PLATE2 の各導体層の詳細を示す。

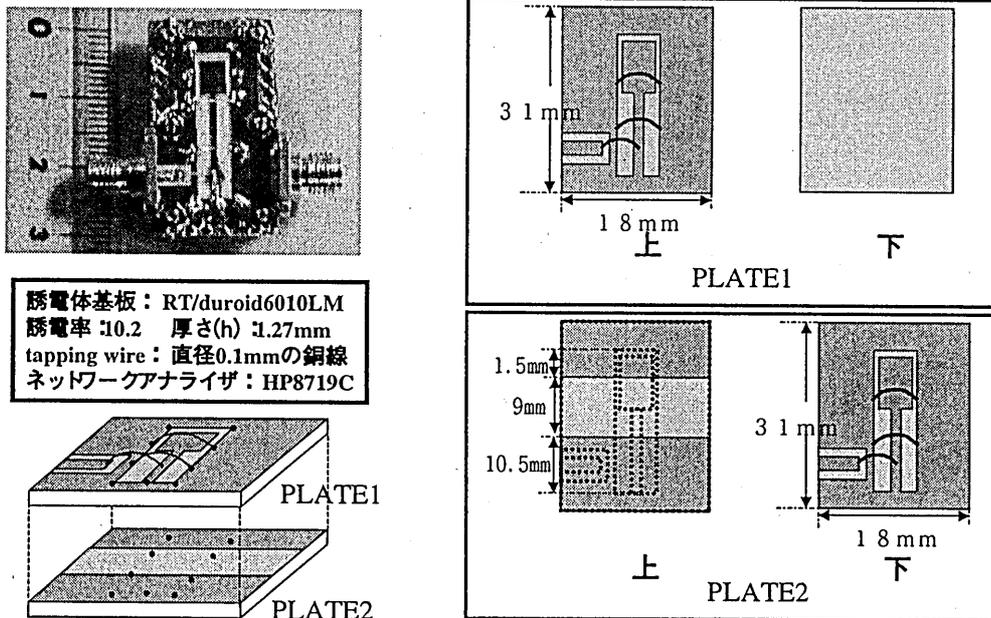


図 12: 実験モデル

L=10.5mm に設定して、実際にフィルタをふた通りの方法で作製し、両者の測定結果を比較検討する。本提案モデルは、図 12 に示すように導体層を 3 層持つため、2 枚の誘電体基板を貼り合わせて、作製している。誘電体基板として用いている RT/duroid6010LM はもともと両面に導体コーティングを施しているため、2 枚のプレート貼り合わせる場合、PLATE1 の裏面側の導体層を完全に取り除く。

ここで、導体を取り除くために、片面を切削する方法 (1) と溶液に浸して剥離する方法 (2)、を用いた。この 2 種類の方法で試作した場合の散乱パラメータ $|S_{21}|$ および $|S_{11}|$ の周波数特性を図 13 に示す。

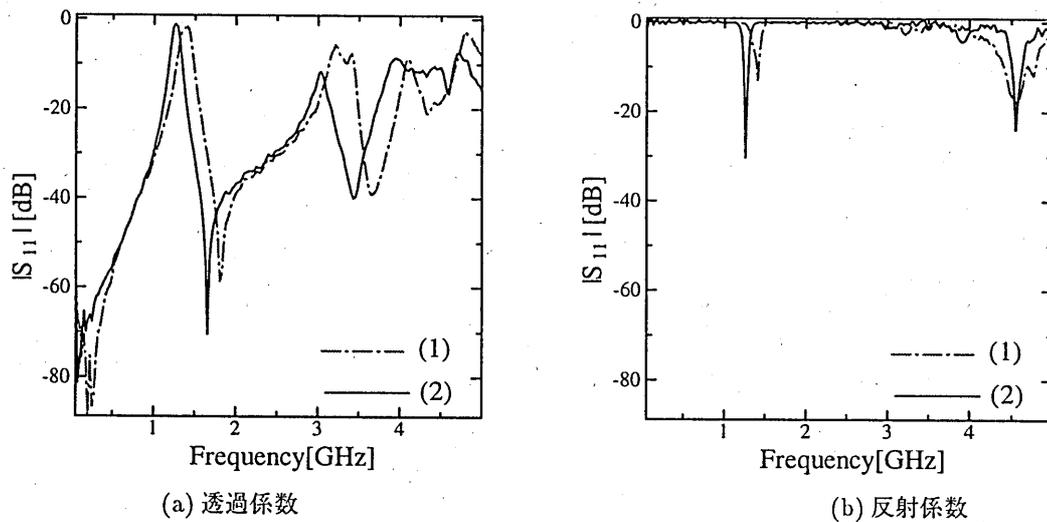


図 13: 散乱パラメータの周波数特性
(L=10.5mm 実験値の比較)

図 13 より、方法 (1) の切削による場合よりも、(2) の剥離による場合の方が、 $|S_{21}|$ および $|S_{11}|$ の両者において、より解析データに近い値となっていることがわかる。

この原因として以下のようなことが考えられる。すなわち、実際の導体層の厚みは $3 \mu\text{m}$ 程度と極めて薄く、方法 (1) の場合には誘電体基板まで削りとることになる。その結果、特に方法 (1) で試作したモデルでは、上下の誘電体基板の厚みが異なることになり、上下の対称性が幾分崩されていたものと思われる。更に、方法 (1) の切削によると、誘電体基板の表面に凹凸が生じ易く、貼り合わせに際してプレートの十分な密着が得られなくなり、実効比誘電率の低下や、共振器間の結合が弱まることなどが考えられる。

3.3 実験結果と解析結果の比較

$L=10.5\text{mm}$ に設定して、実際にフィルタを作製し、その測定結果と解析結果を比較検討する。双方の散乱パラメータ $|S_{21}|$ および $|S_{11}|$ の周波数特性を図 14 に示す。

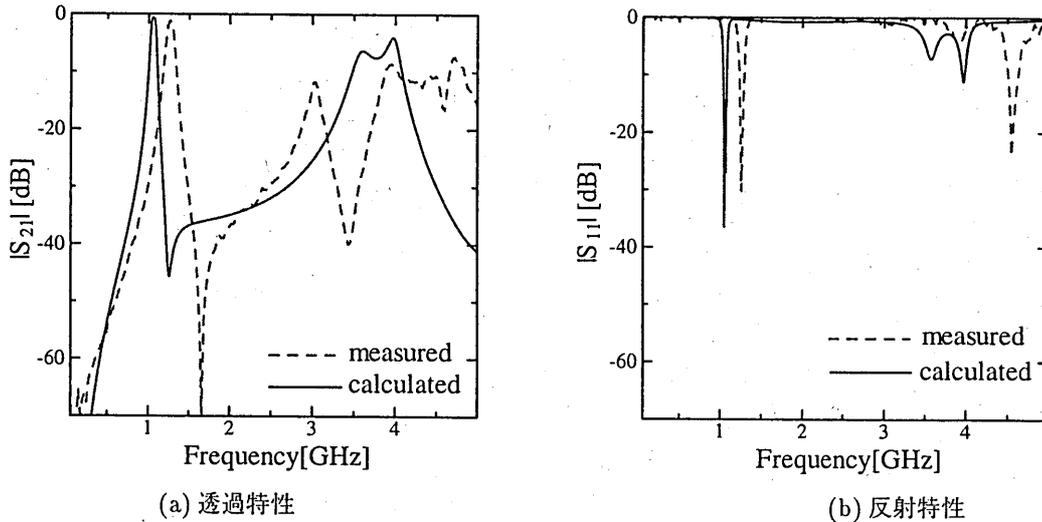


図 14: 散乱パラメータの周波数特性
($L=10.5\text{mm}$ 実験値と解析値の比較)

図 14 において、減衰極およびパスバンドに対する解析結果と測定結果は比較的良好に一致していることがわかる。しかし、先に示した図 4 と比較すると、理論的解析結果と実験結果との差は大きくなっている。

この要因は、以下に述べるような製作上の問題にあると考えられる。既に述べたように実験では、基板は、どちらの場合も、2枚の誘電体板を接合した合板からなっている。そして、試作段階で発生し得る接合による導体パターンの位置ずれは、Middle層のない図 4 に対して、Middle層がある図 14 の場合のほうがより大きくなりがちである。更に、Top および Bottom 層上のフィルタ間の結合度、ならびに、減衰極の周波数は、Middle層との相対的な位置関係に強く依存している。以上が図 9 における数値解析結果と実験結果とのずれの主な原因と考えられる。しかしながら、これは、各層間での導体パターンの位置合わせを高精度化することによって解消し得る、技術的な問題である。

4 結論

本研究では、CPW を用いた両平面コムラインフィルタを FD-TD 法を用いて解析し、誘電体基板の厚みに対する周波数特性の依存性を検討した。さらに、実際にフィルタを作製し、実験結果と解析結果との比較を行った。その結果、両者は極めて高い一致度を示し、FD-TD 法による数値シミュレーションの有効性を確認した。また、二つの共振器の間に不連続な導体パターンを有する導体層を挿入した多層構造 SIR 型コムラインフィルタを提案し、その周波数特性を FD-TD 法を用いて解析した。本フィルタでは、多層構造にすることによって、パスバンドの低域側がほぼ完全に抑圧されることを示した。また、減衰極が Middle 層の導体板の長さによって制御できることを指摘した。更に、この場合も実際にフィルタを作製し、実験結果と解析結果との比較を行った。

今後、作製過程を見直し、導体パターンの位置合わせを高精度化することによって、本格的な多層化に向けた展開をはかっていく予定である。

参考文献

- [1] 粟井郁雄, 長崎修, 和田光司, “2 段コムライン BPF における減衰極”, 信学技報, MW99-27, pp.83-90, Mar. 1999.
- [2] 北村敏明, 堀井康史, 下代雅啓, 沢新之輔, “Conductor-Backed CPW を用いた Dual Plane Comb-Line Filter”, 信学技報, MW2000-8, pp.43-48, May. 2000.
- [3] 宮崎守康, 大和田哲, 西野有, “ブリッジ結合ストリップ線路形フィルタにおける F 字型共振器による有極化の検討”, 信学技報, MW97-173, pp.15-19, Feb.1998.

輻射科学研究会技術報告書
Technical Report of RSSJ
RS00-14

クラッド層を装荷した 導波路光増幅器の特性

Characteristics of the optical-amplifier composed of
cladding-layer loaded waveguide

村上 正明 岸岡 清
M. Murakami and K. Kishioka

大阪電気通信大学 光システム工学科
Dept. Lightwave Sciences, Osaka
Electro-Communication Univ.

2001年3月12日(月)
(於 摂南大学)

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

1 まえがき

Er や Nd 等の希土類元素をドープした光増幅器は、光通信に用いられる 1.3 ~ 1.6 [μm] 帯の波長の光を増幅することができるという点で注目されている。中でも、 LiNbO_3 を基板に用いた導波路光増幅器は、光集積回路への応用という観点から注目されており、盛んに研究されている [1]-[4]。また、デバイスの応用としての導波路レーザーでは、CW レーザ [5]-[7] や LiNbO_3 の持つ電気光学効果を利用した Q-スイッチレーザーやモードロックレーザー等の検討も行われている [8]-[10]。

導波路レーザーにおける発振しきい値の低減や発光効率の向上には、その基となる光増幅器の増幅特性の向上が望まれる。光増幅器の増幅特性は、ドーパントとなる希土類元素の濃度分布と導波路内の光強度分布の重なりのおおきに依存する。熱拡散によってドープされた基板内の希土類元素の濃度は、基板表面でもっとも濃くなっている。これに対して、導波路内を伝搬する光のモード界のピークは基板内部に存在する。このような両者の分布の不一致が増幅率を制限する大きな一因となっている。このことを改善するために、筆者らは高屈折率のクラッド層を基板表面に装荷することで、光の界を基板表面近傍に集中させる方法を提案している [12]。

本報告では、ドーパントを Er、高屈折率薄膜を TiO_2 膜として、提案された光増幅器の特性がシミュレーションにより示されている。まず、クラッド層を装荷することによる増幅特性の改善の原理について述べられている。次いで、光増幅器の増幅特性の計算方法について述べられている。その後、増幅率の伝搬距離に対する依存性、ポンプ光パワーに対する依存性、クラッド層の膜厚に対する依存性、拡散時間に対する依存性等が明らかにされている。また、クラッド層を装荷しない場合との比較を行うことによって、提案された構造を用いれば Er の拡散時間の短縮をできることも示している。

2 クラッド層装荷による増幅特性改善の原理

図 1 に考えている光増幅器が示されている。Er をドープした LiNbO_3 基板に Ti 拡散導波路が形成され、更にクラッド層に TiO_2 膜が装荷されている。

図 2 には、光増幅器の導波路中央部分 ($y=0$) の深さ方向 (x 方向) に沿った Er の濃度分布 N_{Er} と導波路内の光強度分布が示されている。比較のために、光強度分布については TiO_2 膜を装荷していない場合についても示されている。P、S はそれぞれポンプ光、信号光の分布を表している。ポンプ光、信号光の波長はそれぞれ $980[\text{nm}]$ 、 $1531[\text{nm}]$ と想定されて計算されている。また、いずれの場合も断面内のパワーは 1 に規格化されて描かれている。

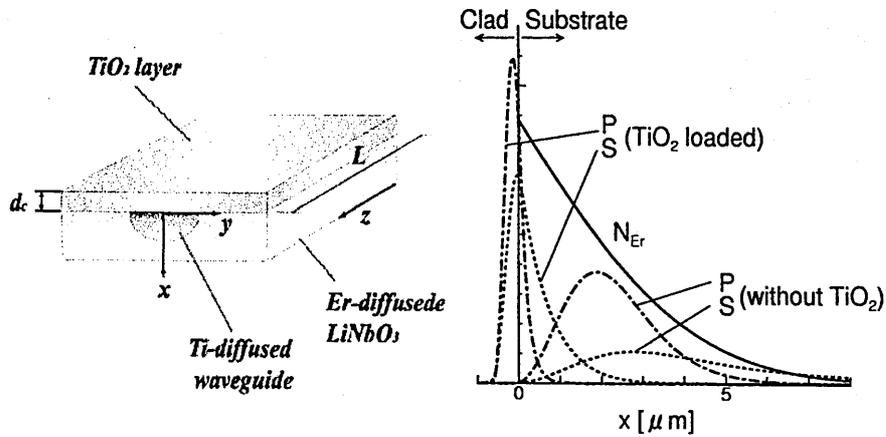


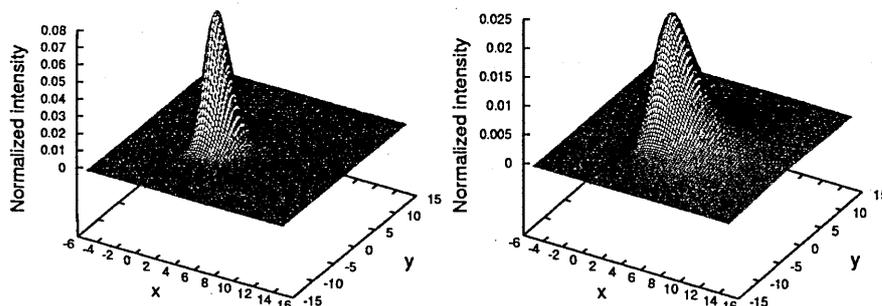
図 1: クラッド層を装荷した導波路光増幅器

図 2: Er 濃度分布と導波路内の光強度分布

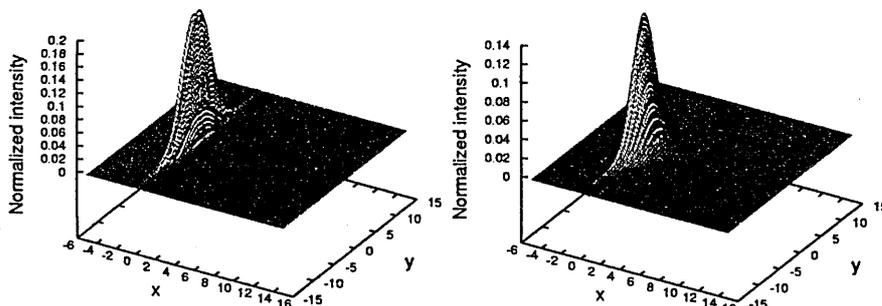
図 2 に示されるように、クラッド層を装荷しない光増幅器では、基板内部での光強度分布と Er の濃度分布の重なりが小さいことがわかる。これに対して、クラッド層を装荷した場合、導波路内を伝搬する光はクラッド層のために、その分布のピークは Er の濃度の高い基板表面付近に移動し、 Er の濃度分布との重なりが大きくなっている。光増幅器の増幅特性は、 Er の濃度分布と光強度分布との重なり大きさに依存するので、クラッド層の装荷により増幅特性の改善が期待される。

図 3 には導波路断面内のポンプ光及び信号光の光強度分布が示されている。ポンプ光、信号光共にクラッド層の装荷により光は基板表面に集中している様子が見られる。以下のシミュレーションでは、ここで示された様な導波路

断面内の2次元の光強度分布が用いられる。これらの光強度分布は、導波路断面(x-y平面)でのヘルムホルツ方程式を差分法を用いて解くことにより得られている。また、ヘルムホルツ方程式を解くのに必要となるモードの等価屈折率の値は、等価屈折率法によって求められている。



[TiO₂ 膜なし]



[TiO₂ 膜あり]

ポンプ光の光強度分布

信号光の光強度分布

図 3: 導波路断面内の光強度分布の比較

3 増幅特性の計算

本節では、光増幅の増幅特性を計算するのに必要な式について述べる。図4にErのエネルギー準位が示されている。図中の $N_i (i = 1, 2, 3)$ は各準位のErのイオンの濃度を表し、 R_{13} は基底準位から第3準位への遷移確率、 W_{12} は基底準位から第2準位への遷移確率、 W_{21} は第2準位から基底準位への遷移確率である、 τ_3 、 τ_2 はそれぞれ第3及び第2準位でのライフタイムを表している。

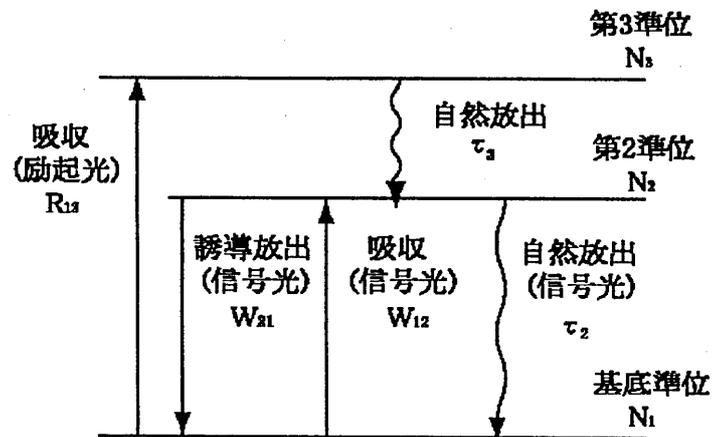


図4: Erのエネルギー遷移図

光増幅器にポンプ光が入射されると、基底準位のEr原子は第3準位へと励起される。励起されたEr原子は自然放出により第2準位へと遷移する。第2準位にあるEr原子は、誘導放出により信号光にエネルギーを与えて基底準位に戻る。このように、信号光はErの励起、誘導放出を介してポンプ光からエネルギーを受け取ることで増幅される。

信号光、ポンプ光について、基底準位のEr原子に吸収される光パワーは基底準位のEr原子の濃度と各波長の光強度に比例する。同様に誘導放出によって信号光に移行されるパワーは、第2準位のEr原子の濃度とその光強度に比例する。したがって、図4のエネルギー遷移に対応する各波長のパワー

振幅 A_s 、 A_p の z 方向に対する変化は、

$$\begin{aligned} \frac{dA_s}{dz} &= -\alpha_s + \sigma_{es}A_s \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} N_2 F_s dx dy \\ &\quad - \sigma_{as}A_s \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} N_1 F_s dx dy \end{aligned} \quad (1)$$

$$\frac{dA_p}{dz} = -\alpha_p - \sigma_{ap}A_p \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} N_1 F_p dx dy \quad (2)$$

で表される結合方程式によって記述される^[4]。ここで、 F は光強度分布、 α は導波路の伝搬損失である。添え字の s 、 p はそれぞれ信号光、ポンプ光の波長に対する量であることを表している。また、 σ_{es} は信号光に対する第 2 準位の誘導放出断面積、 σ_{as} 、 σ_{ap} はそれぞれ信号光、ポンプ光に対する基底準位での吸収断面積である。

この結合方程式に含まれる各準位の Er の濃度は以下のようにして得られることが知られている^[4]。各準位の Er 原子の濃度は、3 準位系についてのレート方程式を解くことで得られるが、第 3 準位のライフタイムが十分に短いので N_3 を無視して定常解を求めると、 N_1 、 N_2 は

$$\begin{aligned} N_1 &= \frac{R_{13} + \frac{1}{\tau_2}}{W_{12} + W_{21} + R_{13} + \frac{1}{\tau_2}} N_{\text{Er}} \\ N_2 &= \frac{W_{12} + W_{21}}{W_{12} + W_{21} + R_{13} + \frac{1}{\tau_2}} N_{\text{Er}} \end{aligned} \quad (3)$$

で与えられる^[4]。式 (3)、 R_{13} 、 W_{12} 、 W_{21} はポンプ光及び信号光強度に対する関数であり、

$$R_{13} = \frac{\sigma_{ap} P_0 A_p(z) F_p}{h\nu_p} \quad (4)$$

$$W_{12} = \frac{\sigma_{as} S_0 A_s(z) F_s}{h\nu_s} \quad (5)$$

$$W_{21} = \frac{\sigma_{as} S_0 A_s(z) F_s}{h\nu_s} \quad (6)$$

で表される。ここで、 $\nu_{s,p}$ は信号光、ポンプ光の周波数を、 h はプランク定数を表している。非線形連立方程式 (1)、(2) の解法には、ルンゲ・クッタ法

による数値計算法が用いられている。増幅率は、数値計算により求めた A_s を用いて、

$$Gain = 10 \log \frac{A_s(z)}{A_s(0)} \quad (7)$$

から求められる。式 (3) を用いて各準位の E_r の濃度を計算する際に、基板内の E_r の濃度分布が必要となる。 E_r の濃度分布は、基板表面での E_r の濃度を C_0 、拡散時間を t 、拡散深さを D とすると、

$$N_{E_r} = C_0 \operatorname{erfc} \left(\frac{x}{2\sqrt{Dt}} \right) \quad (8)$$

で求められる [11]。

4 導波路光増幅器の増幅特性

ここでは、前節の計算式を用いてシミュレーションにより得られた光増幅器の増幅特性について述べる。シミュレーションではポンプ光、信号光共に TE モードを想定している。導波路の伝搬損失 α_p 、 α_s は一般的な Ti 拡散導波路の値として、文献 [3] より $\alpha_p = \alpha_s = 0.6989[\text{cm}^{-1}]$ が用いられている。また、信号光の入射パワーは $0.06[\text{mW}]$ で一定としている。導波路断面内の光強度分布を求めるために用いた Ti 導波路の屈折率分布は、表 1 の拡散条件を用いて文献 [13] を基にして求められている。表 2 に示す E_r の拡散係数及び表面濃度は、拡散温度 $1030[^\circ\text{C}]$ を想定して、文献 [11] を基にして求められている。その他のパラメータは文献 [3] を参考に行っている。

表 1: Ti の拡散条件 (1000 °C/Ar 雰囲気中)

Ti ストリップ幅	W	μm	10
Ti 膜厚	τ	\AA	300
Ti 拡散時間		h	6

表 2: Er の拡散係数及び表面濃度^[11]

拡散係数	D	cm^2/sec	2.08919×10^{-13}
表面濃度	C_0	cm^{-3}	1.82567×10^{20}

表 3: 光増幅器のパラメータ^[3]

誘導放出断面積 (1531[nm])	σ_{es}	cm^2	1.55×10^{-20}
吸収断面積 (1531[nm])	σ_{as}	cm^2	1.95×10^{-20}
吸収断面積 (980[nm])	σ_{ap}	cm^2	0.85×10^{-20}
ライフタイム	τ_2	ms	2.7

図 5 は増幅率の増幅器長に対する依存性を示している。 d_c が 0、400、600[nm] の場合について示してある。 d_c が 600[nm] の場合では、クラッド層を装荷しない場合と比べて高い利得が得られていることがわかる。また、 d_c が 400[nm] の場合を見ると、L が 3[cm] 以上になると増幅率が減少している。これは次のように説明される。ポンプ光のパワーは光増幅器内を伝搬するにつれて基底準位の Er 原子に吸収される。一方、信号光については誘導放出により増幅され、パワーが増加していく。信号光パワーの増加に伴って誘導放出されるパワーが増加するため、第 2 準位の Er 原子の濃度は減少する。このため、増幅器の長さがある程度長くなると増幅率は飽和することになる。これは d_c の大きさに関わらず言えることである。

図 6 は増幅率のポンプ光の入射パワー P_0 に対する依存性を示している。クラッド層を装荷しない場合は、 P_0 が 80[mW] 以上になると増幅率が飽和している。一方、クラッド層を装荷した場合は、 P_0 が 200[mW] でも増幅率は飽和しないことがわかる。したがって、クラッド層を装荷した光増幅器はポンプ光のパワーに対して増幅率が飽和しにくいという特徴を持っている

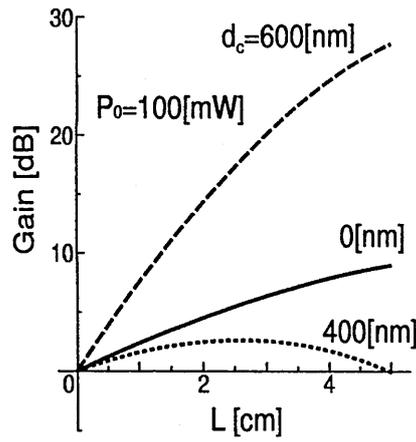


図 5: 増幅率の伝搬距離に対する依存性

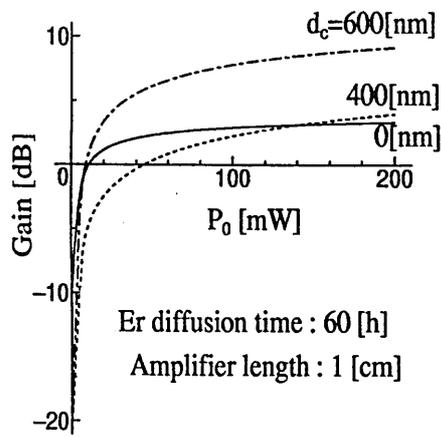


図 6: 増幅率の P_0 に対する依存性

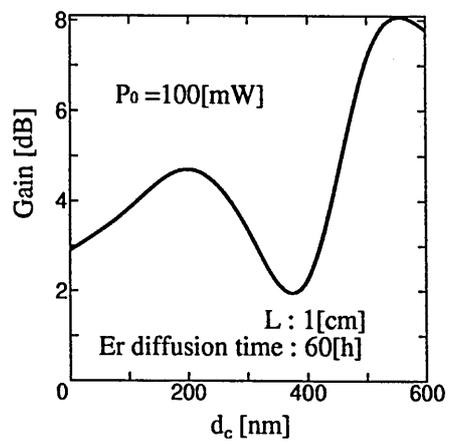


図 7: 増幅率の d_c に対する依存性

ことがわかる。また、 d_c が $600[\text{nm}]$ の場合を見ると、広い範囲の P_0 において、クラッド層を装荷しない場合よりも高い増幅率が得られていることもわかる。

図 7 には増幅率の d_c に対する依存性を示している。 d_c の増加に伴い、増幅率の増加が見られる。 d_c が $400[\text{nm}]$ 付近で増幅率は減少している。これは d_c の変化に伴う各波長の光強度分布の違いから、次の様に説明される。図 8 に、増幅率にディップが見られる $d_c = 400[\text{nm}]$ と、増幅率が最大となる $d_c = 600[\text{nm}]$ のときでの、信号光及びポンプ光の x 方向に対する光強度分布を示されている。

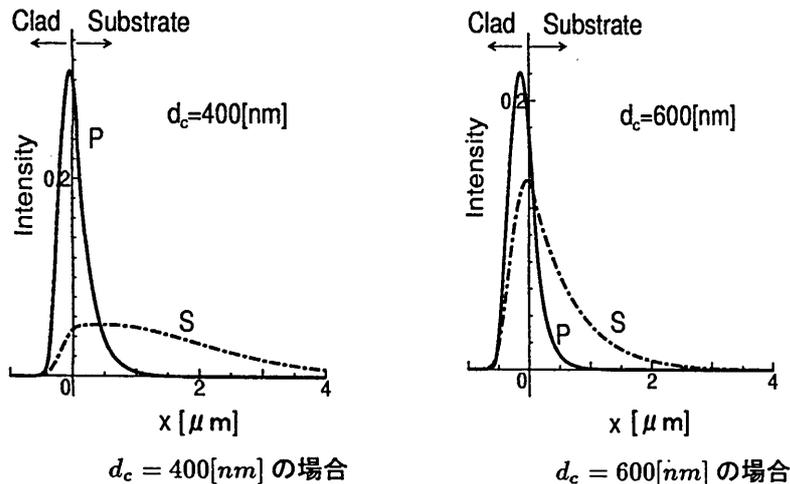


図 8: 光強度分布の d_c に対する依存性

図を見ると、 $d_c = 600[\text{nm}]$ では、基板内部のポンプ光、信号光の光強度分布は基板表面付近に集中している。これに対して、 $d_c = 400[\text{nm}]$ では、ポンプ光の光強度分布は基板表面付近に集中しているのに対して、信号光の方はまだ十分に集中していない。このような光強度分布の移動の違いは、波長により光が感じるクラッド層の屈折率が異なるために生じる。このように、 $d_c = 400[\text{nm}]$ 付近ではポンプ光と信号光の光強度分布の不一致が著しくなるため、 E_r の濃度分布とポンプ光及び信号光の光強度分布の重なりが小さくなり、増幅率が減少してしまう。これに対して、 $d_c = 600[\text{nm}]$ では 2 つの光強

度分布の不一致が改善されており、どちらも基板表面でピークを持っている。このため、Erの濃度分布とポンプ光及び信号光の光強度分布の重なりが大きくなり、増幅率が増加している。更に d_c が600[nm]より増加すると、ポンプ光、信号光の光強度分布はクラッド層へと移るため、Erの分布との重なりが減少し、増幅率は減少する。

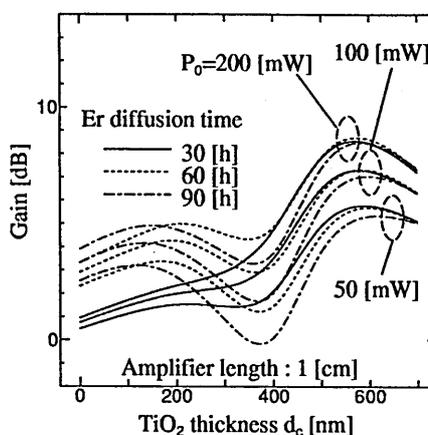
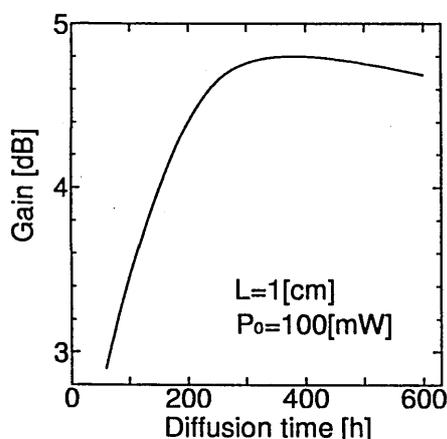


図 9: 従来の光増幅器の Er の拡散時間 図 10: 増幅率の Er の拡散時間に対する増幅率の変化 に対する増幅率の依存性

図 9 は、クラッド層を装荷しない従来の光増幅器での、Er の拡散時間に対する増幅率の変化を示したものである。図を見ると、クラッド層を装荷しない増幅器では、増幅率は Er の拡散時間に大きく依存していることがわかる。図 10 は提案された光増幅器での Er の拡散時間に対する増幅率の変化を示したものである。図を見ると、 d_c が厚くなると増幅率の Er の拡散時間に対する依存性は減少し、600[nm] 程度になると増幅率は Er の拡散時間に依存しなくなることがわかる。すなわち、クラッド層を装荷することで短い拡散時間でも高い増幅器が得られることになり、Er の拡散時間の短縮が期待できると言える。

5 まとめ

高屈折率薄膜をクラッド層として装荷することで、導波路光増幅器の高利得化が可能であることをシミュレーションにより明らかにした。また、提案された構造を用いることによりドーパントの拡散時間を短縮することが可能であることも示した。この特性を利用することで、短時間で高利得な光増幅器の製作が期待される。

参考文献

- [1] M. Dinand and W. Sohler : "Theoretical Modeling of Optical Amplification in Er - doped Ti : LiNbO₃ Waveguides", IEEE J. Quantum Electron., Vol.30, No.5, pp. 1267 - 1276 (1994).
- [2] F.Caccavale, F.Segato, and I.Mansour : "A Numerical Study of Erbium Doped Active LiNbO₃ Waveguides by the Beam Propagation Method", IEEE J. Lightwave Tech., Vol.LT-15, No.12, pp.2294-2299(1997).
- [3] C. Huang and L.McCaughan : "980 - nm - Pumped Er - Doped LiNbO₃ Waveguide Amplifiers : A Comparison with 1484 - nm Pumping ", IEEE J. Selected Topic. Quantum Electron., Vol.2, No.2, pp.367-372(1996).
- [4] C. Huang and L. McCaughan:"Evaluation of Absorption and Emission Cross Section of Er - Doped LiNbO₃ for Application to Integrated Optic Amplifiers", J. Lightwave Tech., Vol.LT-12, No.5, pp.803 - 809(1994).
- [5] M.Fujimura, K. Matsuda, T. Kodama and H.Nishihara : "Fabrication and Characterization of Er-Thermally-Diffused Ti:LiNbO₃ Waveguide Laser", OFSET 2000, pp.384-387(2000).

- [6] R. Brinkmann, W. Sohler and H. Suche : "Continuous-Wave Erbium-Diffused LiNbO₃ Waveguide Laser", *Electron. Lett.*, vol.27, no.5, pp.415-417(1991).
- [7] J. Amin, J. A. Aust, and N. A. Sanford : "Z-propagation waveguide lasers in rare-earth-doped Ti:LiNbO₃", *Appl. Phys. Lett.*, vol.69, no.25, pp.3785-3787(1996).
- [8] I. Baumann, S. Bosso, R. Brinkmann, R. Corsini, M. Dinand, A. Greiner, K. Schäfer, J. Söchting, W. Sohler, H. Suche, and R. Wessel : "Er-Doped Integrated Optical Device in LiNbO₃", *IEEE J. Selected topic. Quantum Electron.*, vol.2, no.2, pp.355-365(1996).
- [9] D. Sciancalepore, S. Balsano and I. Montrosset : "Theoretical Modeling of FM Mode Locking in Er:Ti:LiNbO₃ Waveguide Laser", *IEEE J. Quantum Electron.*, vol.35, no.3, pp.400-409(1999).
- [10] D. L. Veasey, J. M. Gary, J. Amin and J. Andrew : "Time-Dependent Modeling of Erbium-Doped Waveguide Lasers in Lithium Niobate Pumped at 980 and 1480 nm", *IEEE, J. Quantum Electron.*, vol.33, no.10, pp.1647-1662(1997).
- [11] I. Baumann, R. Brinkmann, M. Dinand, W. Sohler, L. Beckers, C. Buchal, M. Fleuster, H. Holzblecher, H. Poulus, K. H. Müller, T. Gog, G. Masterlik, O. Witte, H. Stolz and W. von der Osten : "Erbium incorporation in LiNbO₃ by diffusion-doping", *Appl. Phys. A*, vol.64, pp.33-44(1997).
- [12] 村上, 岸岡 : "TiO₂ 膜の装荷による Er ドープ LiNbO₃ 導波路光増幅器の高利得課の検討", 平成 12 年電気関係学会関西支部連合大会, G9-5(2000).
- [13] C. H. Bulner and W. K. Burns : "Polarization characteristic of LiNbO₃ channel waveguide directional couplers", *J. Lightwave Tech.*, vol.LT-1, no.1, pp.227-236(1983).

輻射科学研究会技術報告
Technical Report of RSSJ
RS00-15

航空機ディスプレイ用ホログラフィック
光学素子の回折特性解析

Analysis of Holographic Optical Elements for
aircraft cockpit display use

神谷直浩

N. Kamiya

(株)島津製作所 航空機器事業部 技術部
R & D Dept., Aircraft Equipment Div., Shimadzu Corporation

2001年3月12日(月)

(於 摂南大学工学部)

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

航空機ディスプレイ用 ホログラフィック光学素子の 回折特性解析

平成13年3月12日

(株)島津製作所 航空機器事業部 技術部

神谷直浩

内容

- ヘッド・アップ・ディスプレイ(HUD)
- ホログラフィックHUD(H-HUD)
- ホログラフィック・コンバイナの製造
- ホログラフィの基礎理論
- 計算値と実測値との隔たり
- 新しい解析手法の発見
 - 不均一な厚み／誘電率変調の変化
 - ホログラム表面の浸食
 - 縮退複合回折現象
- まとめ

参考配付資料:

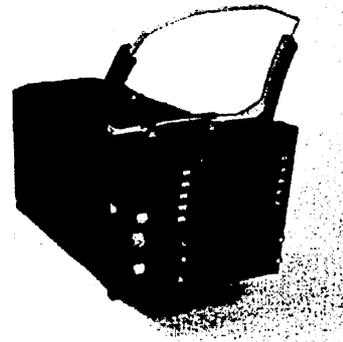
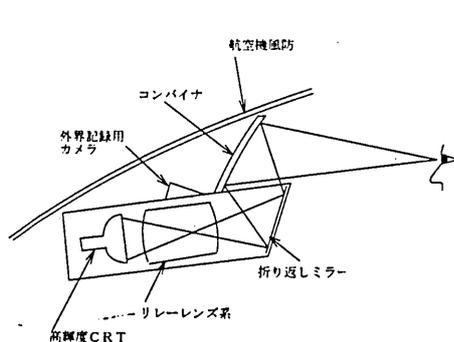
- ・島津評論 vol. 57, pp. 9-20 (2000)
- ・島津評論 vol. 57, pp. 85-96 (2000)

ヘッド・アップ・ディスプレイ(HUD)

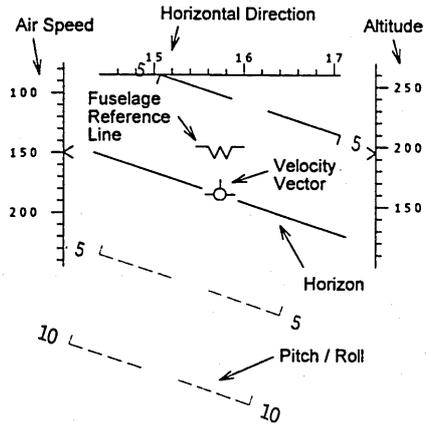
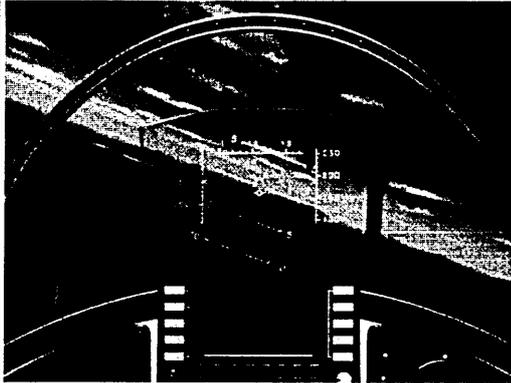
■ HUDとは？

- 飛行状態に応じて優先度の高い各種の情報を、パイロットが前方を注視しながら視認できるようにする装置
- 視線移動や眼の焦点距離調節によるタイムラグと負荷を低減し、飛行安全性の向上に貢献
- ホログラフィ技術を利用したH-HUDでは、シンボル表示のみならず画像表示も可能
(視界不良時でも赤外線カメラなどの画像を表示)

HUDの仕組みと外観



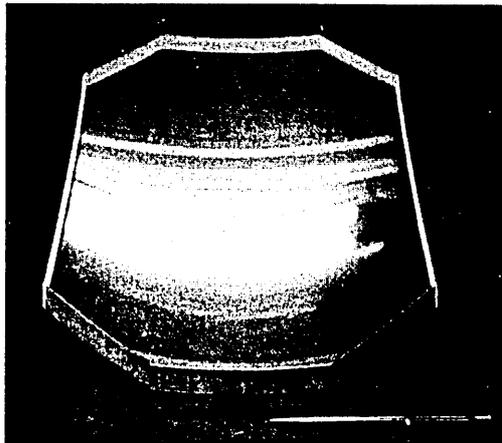
HUDの表示



5

ホログラフィック・コンバイナ (回折光学素子 HOE)

- H-HUDの心臓部
- 製造難度は極めて大
- 日本で唯一
実用化・量産に成功
- 開発の過程で
挙動の解析に成功

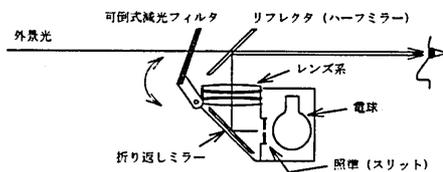


6

HUDの歴史

1. 黎明期

- 原始的な固定照準器
(照星式や望遠鏡式など)
- 照準像を無限遠方に表示する
... reflector sight



イラスト出典:
「世界の偉大な戦闘機」(河出書房新社, 1983)

7

HUDの歴史

2. 成熟・転換期

- CRTを用い照準像を電氣的に動かす
... 従来型HUD
 - 照準以外の飛行情報の追加表示
 - 安全運航計器の色合いを帯び始める
- 表示視野角の拡大と画像情報の追加表示
... H-HUD
 - 悪視程時の外界視認支援
 - 民間航空機へ展開

8

ホログラフィックHUD (H-HUD)

ホログラフィック HUD とは、コンバイナ部分にホログラム
(ホログラフィックコンバイナ) を用いたものである。

従来型 HUD の 2 大課題

表示視野角が狭い

CRT 光の利用効率が低い

H-HUD 化により解決

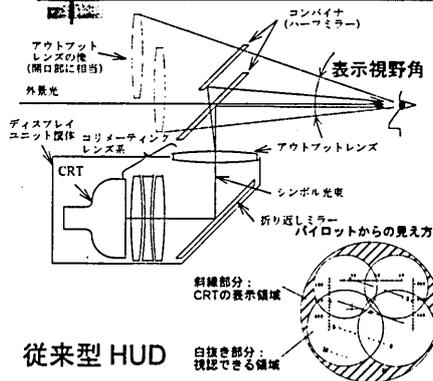
- ・ホログラム組込み光学系設計技術
- ・非同軸レンズ配置製造/組立技術

- ・ホログラム製造技術
- ・画像処理電子回路技術

画像情報の表示を実現

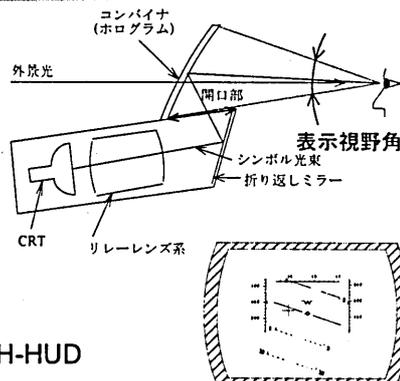
9

従来型HUDの表示視野角を拡大



従来型 HUD

- ・コンバイナは光学パワーを持たない。
- ・単眼視領域の重ね合わせで視認する。
- ・コリメータレンズの径によって表示視野角が制限される。

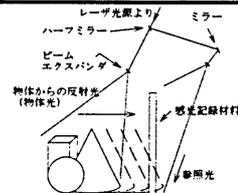


H-HUD

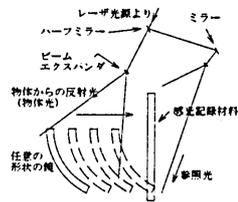
- ・コンバイナがコリメータの役をする。
- ・全領域を両眼で視認できる。
- ・開口部の広さに依存しない光学設計が可能。(仮想的な非同軸非球面鏡を記録)

10

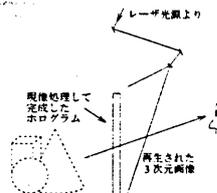
鏡を記録するとは？



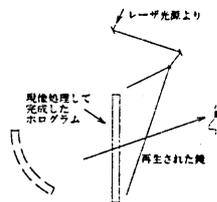
3次元物体の記録



任意の鏡の記録



3次元物体の再生



鏡の再生
鏡に映った物が見える

11

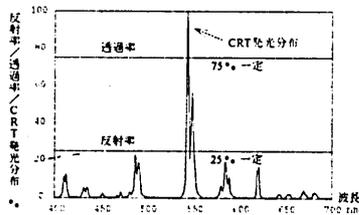
従来型HUDの光利用効率を改善

従来型 HUD のコンバイナ :

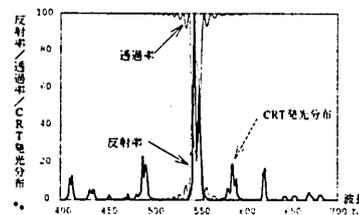
- ・ 反射特性がフラット ・ 反射率 + 透過率 = 100% ・ 反射率を上げられない
- 高輝度なストローク描画方式 (電子線を直接振って一筆書きする) によるシンボル表示のみが可能

H-HUD のコンバイナ :

- ・ 反射特性を CRT の発光波長ピークに合わせる ・ それ以外の波長光は透過
- CRT 光の利用効率が最大 → 原理的に暗くなるラスタ表示も実現可能に



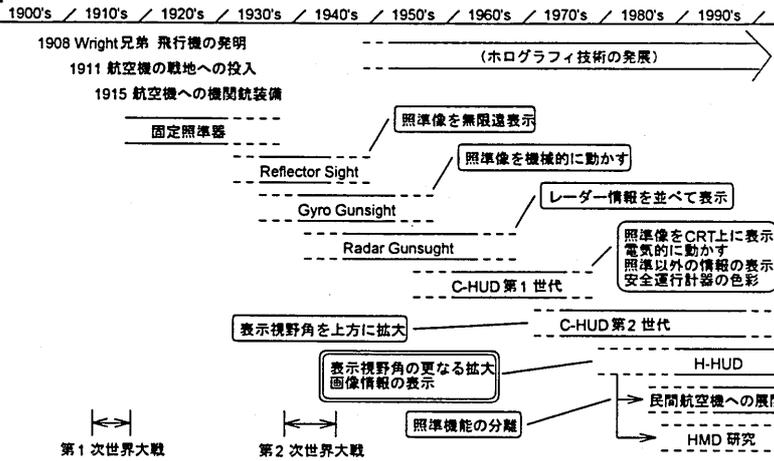
従来型 HUD コンバイナ の特性 (例)



H-HUD コンバイナ の特性 (例)

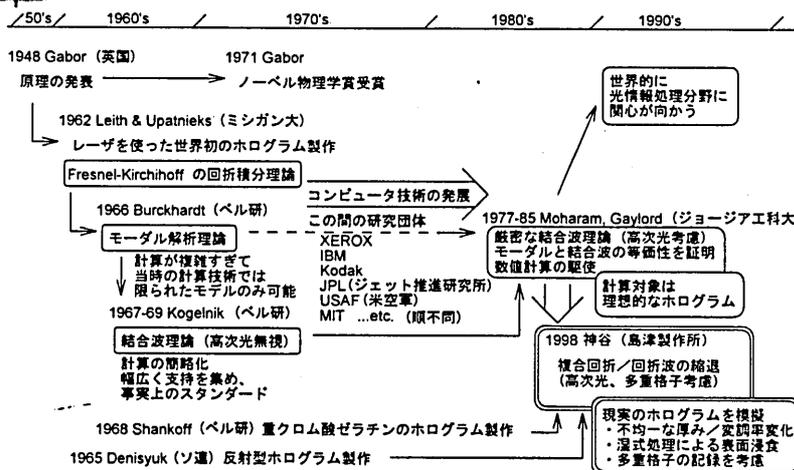
12

HUD研究の歴史



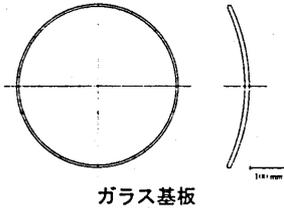
13

ホログラフィ研究の歴史



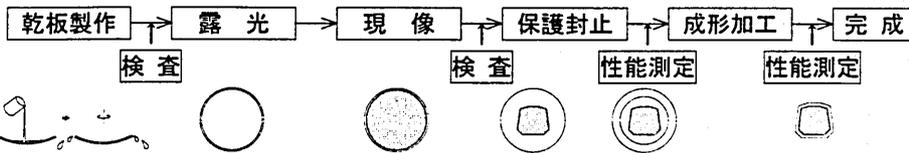
14

コンバイナの製造



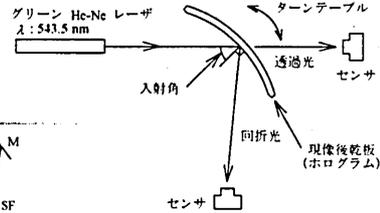
基本的に、写真と類似の工程による。

- ・ 乾板製作 (重クロム酸ゼラチン乾板)
- ・ 露光 (Ar⁺ レーザ)
 - ・ HUDのコリメータとして必要な光学特性を持つ干渉縞を形成
 - ・ 干渉縞を乾板に記録 (所定のパワーを持つ鏡を三次元記録することと等価)
- ・ 現像 (未露光薬剤を除去し、イソプロパノールにより急速脱水乾燥)
- ・ 保護用シールガラスを接着封止
- ・ 所定寸法に成形加工



露光・検査・成形

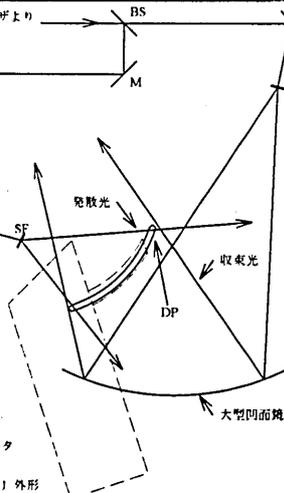
特性検査装置



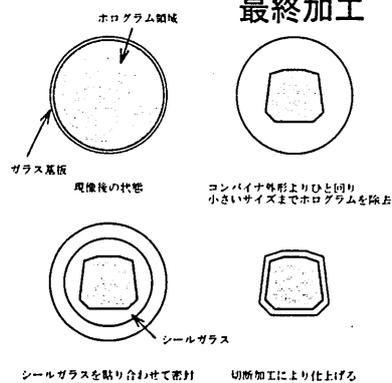
露光光学系

組立精度は
ミリラジアンオーダーを
要する

- BS : ビームスプリッター
- M : 折り返しミラー
- SF : スペシャルフィルタ
- DP : 乾板
- : 完成後の HUD DU 外形



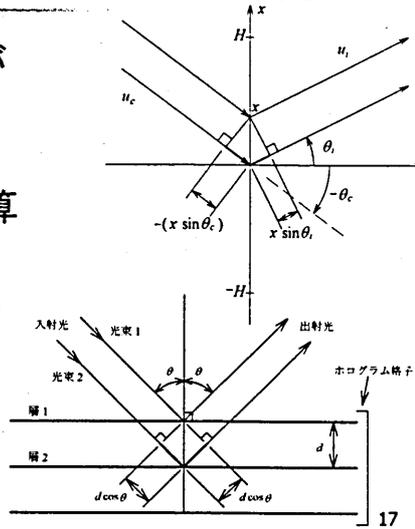
最終加工



ホログラフィの基礎理論 1

-Fresnel-Kirchhoffの回折積分 1

- GaborやLeith, Upatnieksが提唱した理論
- ホログラム内部の微小点を個別の光源とし、総和を計算 → Bragg条件を導出
- 定性的な回折特性を求める
- 未知定数を含み、定量的な回折効率は得られない



Fresnel-Kirchhoffの回折積分 2

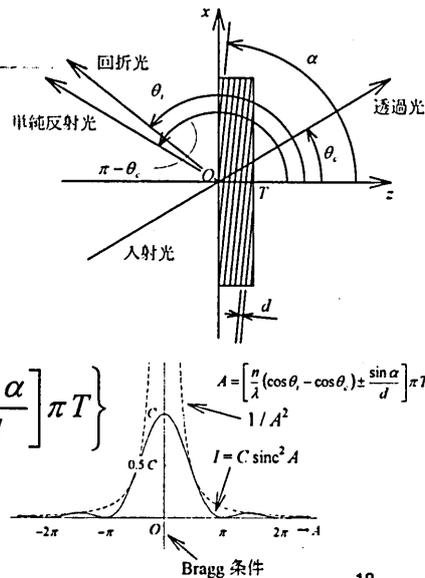
θ_c の向きに入射した光に対して

$$\theta_i = \sin^{-1} \left(\sin \theta_c - \frac{\cos \alpha}{d} \cdot \frac{\lambda}{n} \right)$$

の方向に回折光が出射し、その強度 I は定数を C として

$$I = C \operatorname{sinc}^2 \left\{ \left[\frac{n}{\lambda} (\cos \theta_i - \cos \theta_c) + \frac{\sin \alpha}{d} \right] \pi T \right\}$$

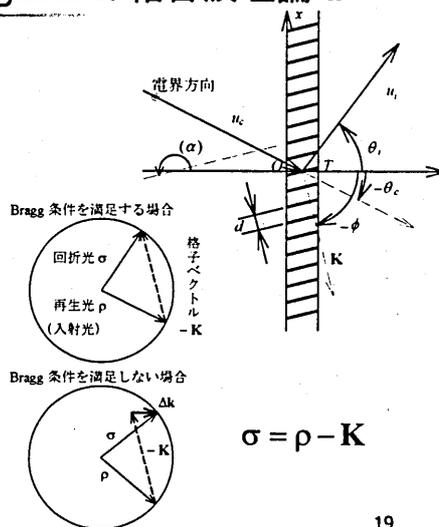
と表される ($\operatorname{sinc} x \equiv \sin x/x$)



ホログラフィの基礎理論 2

-Kogelnikの結合波理論 1

- Kogelnikが提唱した理論
- 波動方程式を適用
- 簡略化で解析的に解を得る
- 透過型／反射型、振幅型／位相型 に関わらず、定量的に回折効率を求める
- 物理的な見通しの良さで現在でも頻りに利用される



19

Kogelnikの結合波理論 2

- 波動方程式 $\nabla^2 E + \gamma^2 E = 0, \quad \gamma^2 = \left(\frac{2\pi n_c}{\lambda_c}\right)^2 - 2i \frac{2\pi n_c}{\lambda_c} a$
- ホログラム格子 $\left. \begin{aligned} n_c &= n_0 + \Delta n \cos(\mathbf{K} \cdot \mathbf{r}) \\ a &= a_0 + \Delta a \cos(\mathbf{K} \cdot \mathbf{r}) \end{aligned} \right\} \begin{aligned} \mathbf{K} &= K(\cos \phi, \sin \phi, 0), \\ K &= 2\pi/d \end{aligned}$
- 電場 $E = R(z) \exp(-i\rho \cdot \mathbf{r}) + S(z) \exp(-i\sigma \cdot \mathbf{r}), \quad \sigma = \rho - \mathbf{K}$
格子の周期構造の粒子性が顔を出す
- 吸収のない $a_0 = a_1 = 0,$
反射ホログラムの境界条件 $R(0) = 1, S(T) = 0$

20

Kogelnikの結合波理論 3

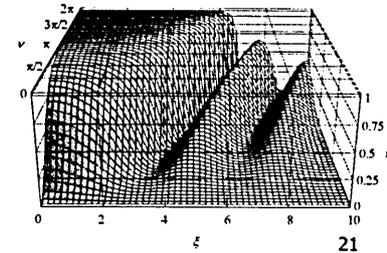
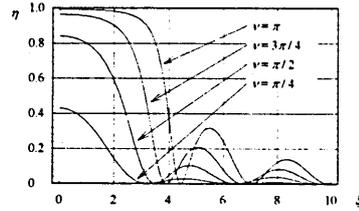
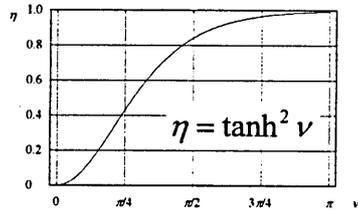
ν : ホログラム強度, $\nu \propto \Delta n T / \lambda$

ξ : Bragg条件からの外れ ($\Delta\theta$ と $\Delta\lambda$ の関数)

- 吸収のない反射ホログラムの回折効率 η

$$\eta = \frac{\nu^2}{\nu^2 + \frac{\nu^2 - \xi^2}{\sinh^2 \sqrt{\nu^2 - \xi^2}}}$$

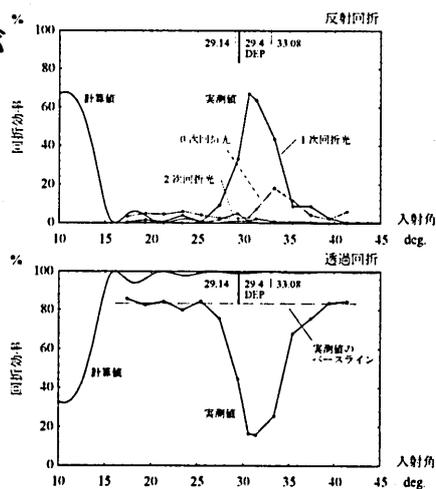
$\xi = 0$
の時



21

計算値と実測値の隔たり

- 製造したコンバイナの特徴が既存の理論で説明できない
 - 回折ピークのずれ
 - ホログラム層の膨張
 - 特性の非対称性
 - 不均一な厚み変化
 - シールガラスの有無によるベースラインの変化
 - 解析系の改善
 - ゴーストの発生
 - 縮退複合回折

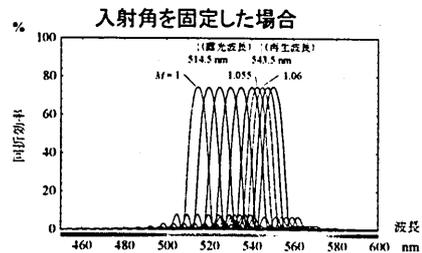
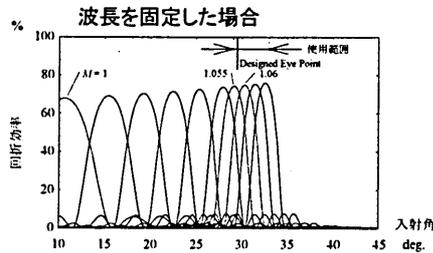
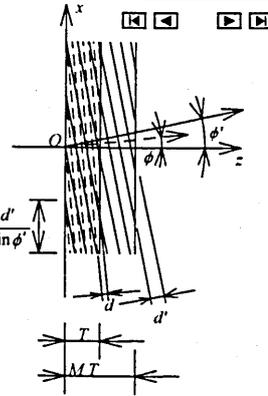


22

回折ピークのずれ

- ホログラム層が
現像工程中で膨張する
- 感光層は z 軸方向のみに
厚み変化する

$$p \equiv d_x = d'_x = \frac{d}{\sin \phi} = \frac{d'}{\sin \phi'}$$

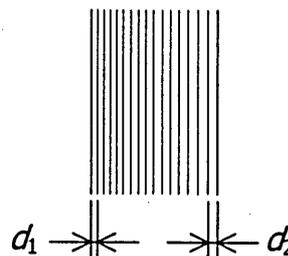


23

特性の非対称性

- 回折効率曲線のピークが
左右非対称になる

→ ホログラム層が
不均一な厚み変化を
起こしている



$$d_1 \neq d_2$$

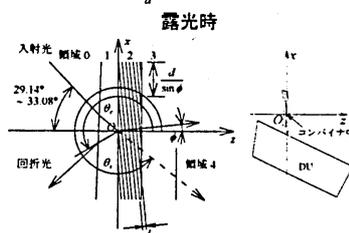
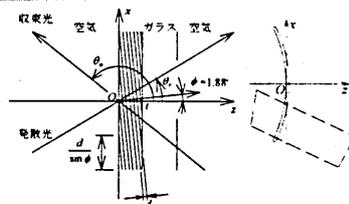
24

シールガラスの有無による ベースラインの変化

- 結合波理論では
ホログラム表面での反射を
解析できない



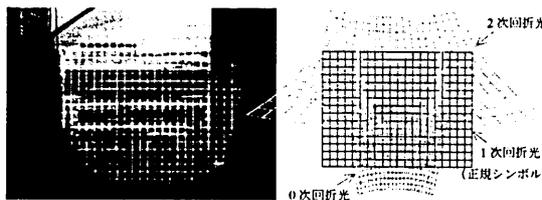
- 「厳密な結合波解析」による
簡略化のない厳密解析が必要



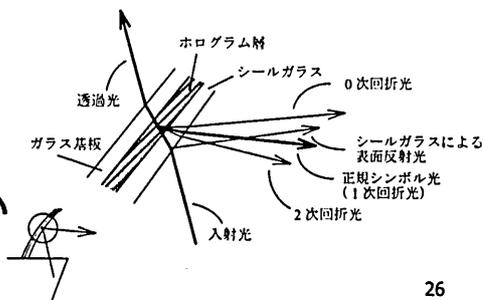
再生(使用)時
領域0-4: 空気、シールガラス、ホログラム、ガラス基板、空気

ゴーストの発生

- 高次回折光の発生
→ ゴーストイメージ
→ HUDの視認性を
著しく損ねる
→ 飛行安全に影響



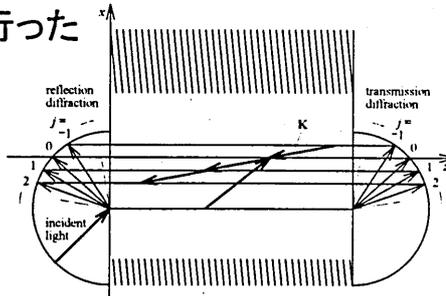
- 「厳密な結合波解析」
を用いても、
高次回折光は得られない



厳密な結合波解析

Rigorous Coupled Wave Analysis — RCW解析 1

- Moharam, Gaylordらによる組織的な研究から生まれた解析手法
- 結合波理論でKogelnikが行った省略を廃し、厳密解を得る
- 高次回折光を考慮
- 境界条件として電磁場の連続性を利用
- コンピュータによる行列計算が不可欠



27

RCW解析 2

■ 内部波の条件式

$$\frac{d^2}{dz^2} S_{3,j}(z) - 2i\xi_{3,j} \frac{d}{dz} S_{3,j}(z) + k_3^2 B_{3,j} S_{3,j}(z) + \frac{k_3^2}{2\bar{\epsilon}_3} \Delta\epsilon [S_{3,j-1}(z) + S_{3,j+1}(z)] = 0$$

■ 波動方程式 $\nabla^2 E + k_0^2 \epsilon, E = 0$

■ ホログラム格子 $\epsilon_r(\mathbf{K} \cdot \mathbf{r}) = \bar{\epsilon}_r + \Delta\epsilon_r \cos(\mathbf{K} \cdot \mathbf{r}) = \bar{\epsilon}_r + \Delta\epsilon_r [\exp(i\mathbf{K} \cdot \mathbf{r}) + \exp(-i\mathbf{K} \cdot \mathbf{r})]/2$

■ 電場

$$\begin{cases} E_1 = \sum_{j=-\infty}^{\infty} Ref_j \exp[-i(-\xi_{1,j}z) + \beta_j x] + \exp[-i(\xi_{1,0}z) + \beta_0 x], \\ E_3 = \sum_{j=-\infty}^{\infty} S_{3,j}(z) \exp[-i(\xi_{3,j}z) + \beta_j x], \\ E_4 = \sum_{j=-\infty}^{\infty} Tra_j \exp\{-i[\xi_{4,j}(z - T_3) + \beta_j x]\} \end{cases}$$

■ 境界条件

$$\sum_m \left[(\xi_{1,j} + \xi_{3,1,j} + i q_{3,1,m}) C_{3,1,m} w_{3,1(j),m} \right] = \begin{cases} 0, & (j \neq 0) \\ 2\xi_{1,0} & (j = 0) \end{cases}$$

$$\sum_m \left[(\xi_{4,j} - \xi_{3,j} - i q_{3,3,m}) C_{3,m} w_{3,3(j),m} \right] = 0$$

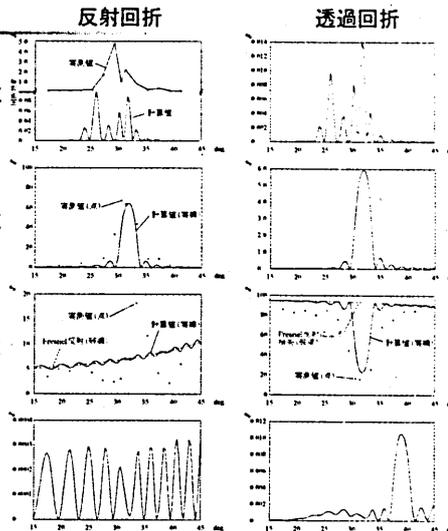
28

RCW解析 3

- シールガラスを考慮できる 2次
- 高次回折光を考慮できるが、その値は極めて小さい
- 原因は、この解析が理想的なホログラムのみを扱っていることにある



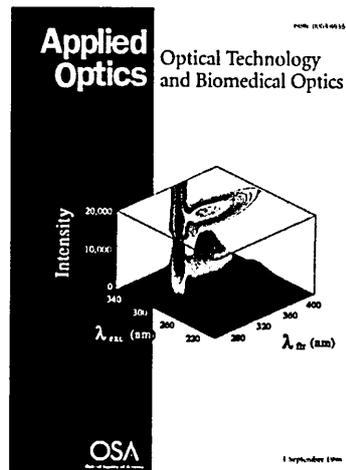
- 現実のホログラムを記述する新しい方法が必要 -1次



29

新しい解析手法の発見

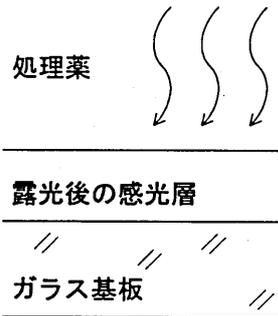
- RCW解析を拡張
- 現実に製造されるホログラムを解析できる
 - 不均一な厚み変化
N. Kamiya, Appl. Opt. 37, p. 5843 (1998).
 - ホログラム表面の浸食
N. Kamiya, Appl. Opt. 37, p. 5854 (1998).
 - 縮退複合回折現象
N. Kamiya, Appl. Opt. 37, p. 5864 (1998).
- 個別の特徴は数学的に独立し自由に組み合わせて使用できる



30

不均一な厚み／ 誘電率変調の変化 1

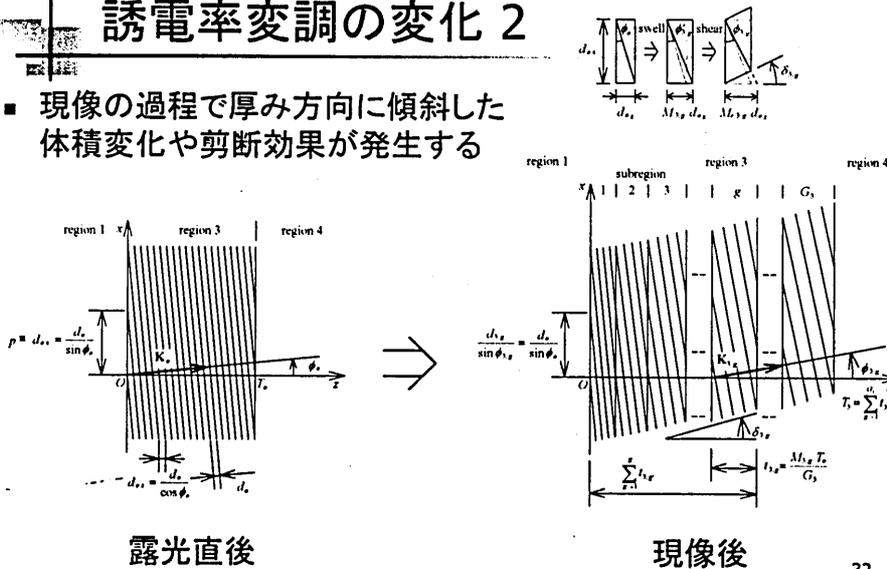
- 現像工程中、処理薬は乾板の表面側からしか進入しない
- ホログラム層の厚み方向に特性が傾斜する
- ホログラム層を細かく領域分割することで解決



31

不均一な厚み／ 誘電率変調の変化 2

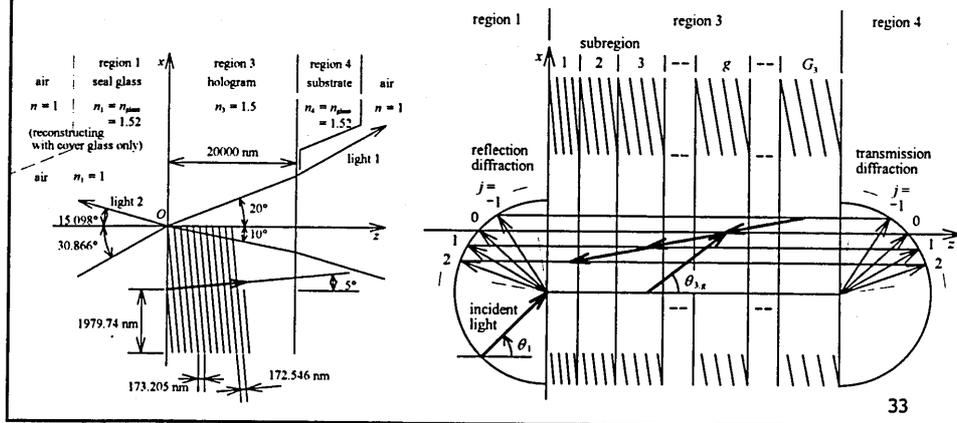
- 現像の過程で厚み方向に傾斜した体積変化や剪断効果が発生する



32

不均一な厚み / 誘電率変調の変化 3

■ 解析用のモデルを仮定して試算



33

不均一な厚み / 誘電率変調の変化 4

■ ホログラム格子
$$\epsilon_{3,g}(\mathbf{K}_{3,g} \cdot \mathbf{r}) = \bar{\epsilon}_{3,g} + \frac{1}{2} \sum_{h=1}^{\infty} [(\Delta\epsilon_{c,3,g,h} + i\Delta\epsilon_{s,3,g,h}) \exp(-ih\mathbf{K}_{3,g} \cdot \mathbf{r}) + (\Delta\epsilon_{c,3,g,h} - i\Delta\epsilon_{s,3,g,h}) \exp(ih\mathbf{K}_{3,g} \cdot \mathbf{r})]$$

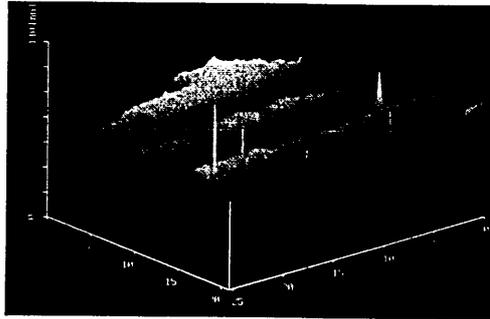
■ 電場
$$\begin{cases} E_1 = \sum_{j=-\infty}^{\infty} Ref_j \exp[-i(-\xi_{1,j}z + \beta_j x)] + \exp[-i(\xi_{1,0}z + \beta_0 x)], \\ E_{3,g} = \sum_{j=-\infty}^{\infty} S_{3,g,j}(z) \exp\left\{-i\left[\xi_{3,g,j}\left(z - \sum_{r'=1}^{g-1} t_{3,g,r'}\right) + \beta_j x + \sum_{r'=1}^{g-1} \xi_{3,g,r'} t_{3,g,r'}\right]\right\}, \\ E_4 = \sum_{j=-\infty}^{\infty} Tra_j \exp\left\{-i\left[\xi_{4,j}(z - T_3) + \beta_j x + \sum_{r'=1}^{G_3} \xi_{3,g,r'} t_{3,g,r'}\right]\right\} \end{cases}$$

■ 内部波の条件式
$$\frac{d^2}{dz^2} S_{3,g,j}(z) - 2i\xi_{3,g,j} \frac{d}{dz} S_{3,g,j}(z) + k_{3,g}^2 B_{3,g,j} S_{3,g,j}(z) + \frac{k_{3,g}^2}{2\bar{\epsilon}_{3,g}} \sum_{h=1}^{\infty} [(\Delta\epsilon_{c,3,g,h} + i\Delta\epsilon_{s,3,g,h}) S_{3,g,j-h}(z) + (\Delta\epsilon_{c,3,g,h} - i\Delta\epsilon_{s,3,g,h}) S_{3,g,j+h}(z)] = 0$$

34

ホログラム表面の浸食 1

- ホログラムの表面を AFM で調査した
- ほぼ正弦波形状に浸食されていた



35

ホログラム表面の浸食 2

- 表面領域を分割

$$\varepsilon_{z,x}(x) = \bar{\varepsilon}_{z,x} + \frac{1}{2} \sum_{h=1}^{\infty} \left[(\Delta\varepsilon_{z,x,h} + i\Delta\varepsilon_{z,x,h}) \exp(-ihK_{3,x} \sin \phi_{3,x} \cdot x) + (\Delta\varepsilon_{z,x,h} - i\Delta\varepsilon_{z,x,h}) \exp(ihK_{3,x} \sin \phi_{3,x} \cdot x) \right]$$

$$\Delta\varepsilon_{z,x,h} = \frac{2}{p} \int_0^p \varepsilon_{z,x}(x) \cos(2\pi hx/p) dx,$$

$$\Delta\varepsilon_{z,x,h} = \frac{2}{p} \int_0^p \varepsilon_{z,x}(x) \sin(2\pi hx/p) dx \quad (h=1,2,\dots)$$

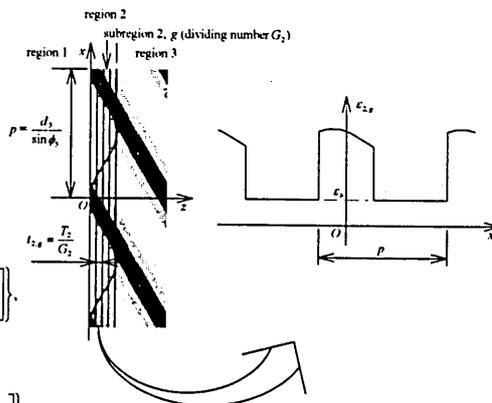
- 電場

$$E_1 = \sum_{j=-\infty}^{\infty} R e f_j \exp[-i(\xi_{1,j} z + \beta_j x)] + \exp[-i(\xi_{1,0} z + \beta_0 x)],$$

$$E_2 = \sum_{j=-\infty}^{\infty} S_{2,j}(z) \exp\left[-i\left[\xi_{2,j} \left(z - \sum_{l=1}^{j-1} t_{2,l}\right) + \beta_j x + \sum_{l=1}^{j-1} \xi_{2,l} t_{2,l}\right]\right],$$

$$E_3 = \sum_{j=-\infty}^{\infty} S_{3,j}(z) \exp\left[-i\left[\xi_{3,j} (z - T_2) + \beta_j x + \sum_{l=1}^{j-1} \xi_{2,l} t_{2,l}\right]\right],$$

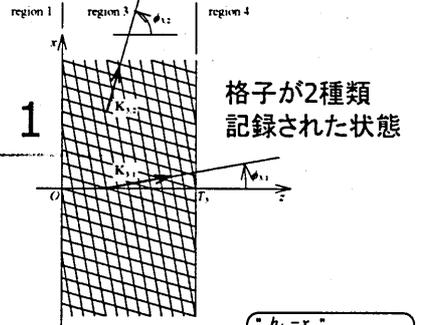
$$E_4 = \sum_{j=-\infty}^{\infty} T r a_j \exp\left[-i\left[\xi_{4,j} (z - T_2 - T_3) + \beta_j x + \sum_{l=1}^{j-1} \xi_{2,l} t_{2,l} + \xi_{3,l} T_3\right]\right]$$



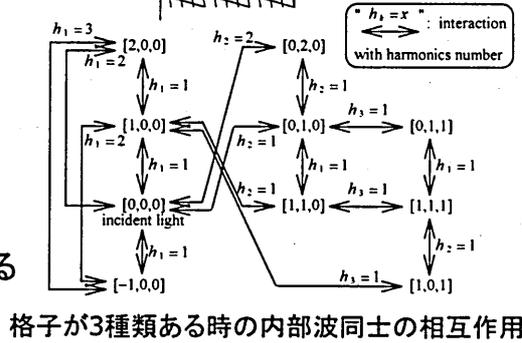
36

縮退複合回折現象 1

- ホログラム層には、複数の格子が同時記録される場合がある
- 内部波の次数は、これらの格子それぞれに対する、あらゆる次数の組合せとして表現される
- 内部波は、あるひとつの格子に対して次数の異なるもの同士が相互作用する



格子が2種類
記録された状態



格子が3種類ある時の内部波同士の相互作用

37

縮退複合回折現象 2

- 今回の解析事例では、乾板の裏面反射により、右のような5種の格子が発生する
- 複数格子の表現

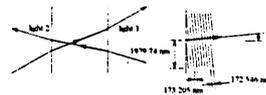
$$\begin{aligned} \epsilon_s &= \bar{\epsilon}_s + \sum_j \left\{ \sum_{n=1}^{\infty} [\Delta\epsilon_{s,3jA} \cos(h_j K_{3j} \cdot r) + \Delta\epsilon_{s,3jB} \sin(h_j K_{3j} \cdot r)] \right\} \\ &= \bar{\epsilon}_s + \sum_j \left\{ \frac{1}{2} \sum_{n=1}^{\infty} [(\Delta\epsilon_{s,3jA} + i \Delta\epsilon_{s,3jB}) \exp(-i h_j K_{3j} \cdot r) \right. \\ &\quad \left. + (\Delta\epsilon_{s,3jA} - i \Delta\epsilon_{s,3jB}) \exp(i h_j K_{3j} \cdot r)] \right\} \end{aligned}$$

$$\Delta\epsilon_{s,3jA} = \frac{2}{d_{3j}} \int_0^{d_{3j}} \epsilon_s(K_{3j} \cdot r) \cos(h_j K_{3j} \cdot r) dK_{3j} \cdot r$$

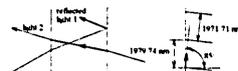
$$\Delta\epsilon_{s,3jB} = \frac{2}{d_{3j}} \int_0^{d_{3j}} \epsilon_s(K_{3j} \cdot r) \sin(h_j K_{3j} \cdot r) dK_{3j} \cdot r$$



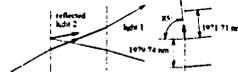
k=1: 光線1と光線2による正規格子
(反射ホログラム)



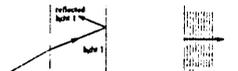
k=2: 光線1の反射戻り光と光線2による格子
(透過ホログラム)



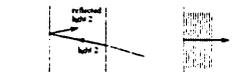
k=3: 光線1と光線2の反射戻り光による格子
(透過ホログラム)



k=4: 光線1と、それ自身の反射戻り光による格子
(反射ホログラム)



k=5: 光線2と、それ自身の反射戻り光による格子
(反射ホログラム)



38

縮退複合回折現象 3

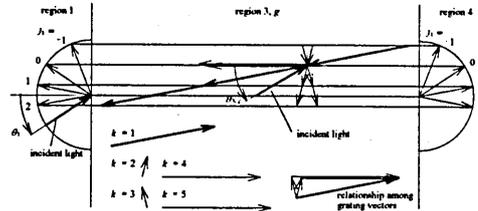
- ホログラム内部で、それぞれの格子に対応する格子ベクトルと入射光の相互作用が発生する

■ 電場

$$E_1 = \sum_{\substack{j=-\infty \\ \text{at all } z}}^{+\infty} \text{Ref}_{(h,h-1)} \exp[-i(\xi_{1(h,h-1)} z + \beta_{(h,h-1)} x)] + \exp[-i(\xi_{1(0,0,0,0)} z + \beta_{(0,0,0,0)} x)],$$

$$E_3 = \sum_{\substack{j=-\infty \\ \text{at all } z}}^{+\infty} S_{3(h,h-1)}(z) \exp[-i(\xi_{3(h,h-1)} z + \beta_{(h,h-1)} x)],$$

$$E_4 = \sum_{\substack{j=-\infty \\ \text{at all } z}}^{+\infty} \text{Tra}_{(h,h-1)} \exp\{-i[\xi_{4(h,h-1)}(z - T_3) + \beta_{(h,h-1)} x + \xi_{3(h,h-1)} T_3]\}$$

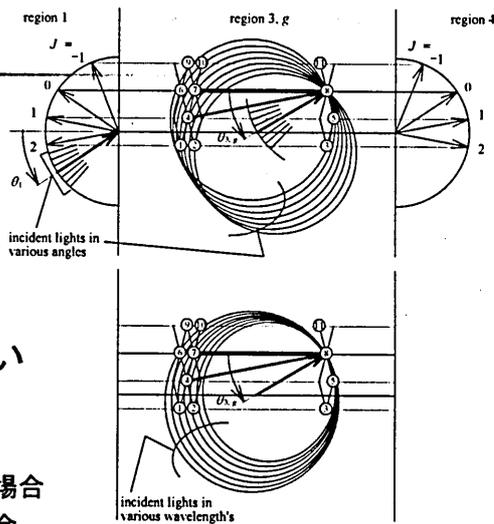


縮退複合回折現象 4

- 複合回折波と Bragg条件との関係

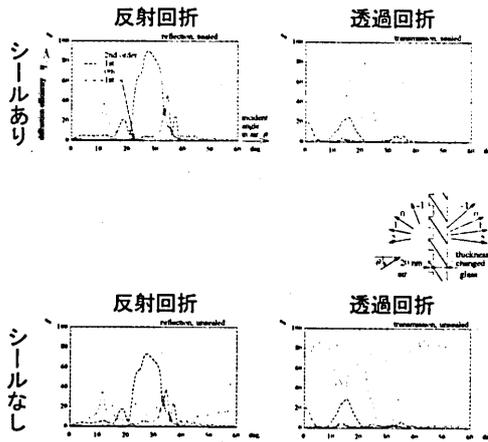
→ Bragg条件を満たす組合せは、意外に多い

上段: 入射光の入射角が変化した場合
下段: 入射光の波長が変化した場合



新しい解析手法による計算値と測定値の比較 1

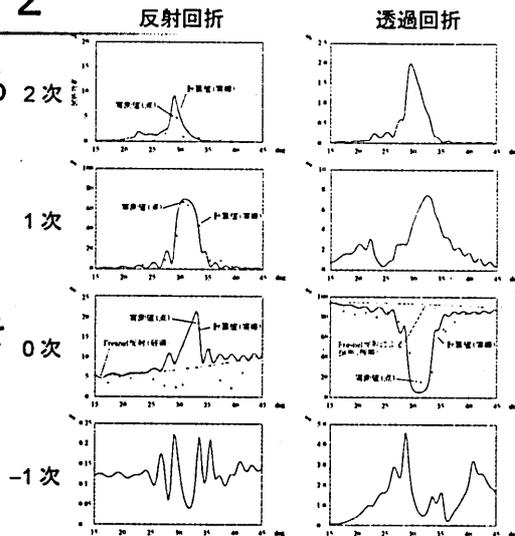
- すべての特徴を有するホログラムの挙動 (解析モデルにて)
 - 不均一な厚み変化
 - 高次変調項
 - 表面浸食
 - 縮退複合回折
- 高次回折光は極めて高レベルである



41

新しい解析手法による計算値と測定値の比較 2

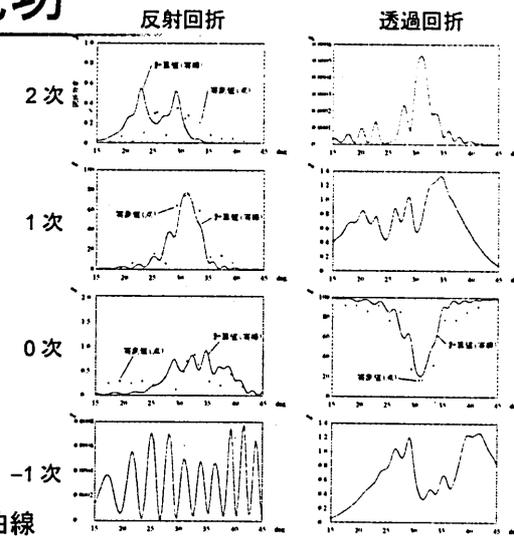
- すべての特徴を有するホログラムの挙動 (実験モデルにて)
- 従来の実測値にフィットする理論曲線を初めて求めることができた



42

実用化の成功

- 1次回折光を残して
0, -1次回折光の
レベルを下げることに
成功した
- ゴーストのない
実用に供せられる
コンバイナを実現した



改善品の実測値と理論フィット曲線

43

まとめ

- 航空機用H-HUDの製造技術を国内で独自に確立した
 - 大型サイズのホログラム製造技術
 - ミラジアンオーダの精度を持つ露光光学系
 - 全面にわたって均一な特性を持たせるための技術
 - 製造設備の設計と運用
 - 作業者の熟練度向上と養成体系の確立
- 視認の妨げとなるゴースト現象を解明・解決した
 - 現実のホログラムに関する新しい解析手法を確立し一般化
 - ホログラム層の不均一な厚みや誘電率変調の変化
 - 湿式処理におけるホログラム表面の浸食
 - 多重記録格子の縮退複合回折現象

44