非線形方向性結合器で構成された光共振器の特性

正 員 岸 岡 清*

Characteristics of the Optical Resonator Composed of the Nonlinear Directional Coupler

Kiyoshi Kishioka*, Member

This paper describes a simple analyzing method on the optical resonator composed of the nonlinear directional coupler. Assumed the coupler made in the semiconductor-doped glass with the K^+ -ion diffused technique, the transmitted- and reflected-characteristics are calculated and demonstrated. The parameter dependence of the bistability appearing the transmitted and reflected lights is also presented.

キーワード：光双安定，非線形光共振器，非線形光導波路，非線形方向性結合器

Keywords: Optical bistability, Nonlinear optical resonator, Nonlinear optical waveguide, Nonlinear optical coupler

1. まえがき

光による光の制御を目的に非線形光学効果の一つであるカー効果(3次の非線形光学効果)を利用した光素子が注目を集めている^{(1)~(3)}。カー効果による屈折率の変化を効果的に活用するために、非線形共振器の双安定特性を利用した構造が多く、形状としては、光の入出力面に半透明の反射膜を貼ったファブリ-ペロ共振器が広く使用されている。構造が簡単な反面、光は共振器の出入りの際に反射膜を通過するのでその損失のために双安定特性を得るのに大きな光パワーが必要となる等の実用上の問題も指摘される。

本論文では、方向性結合器形光共振器で起こる双安定特性を理論的に検討している⁽⁴⁾。ここで検討される結合器形共振器は以下のような構造をしている。方向性結合器の一方の導波路の両端面に反射膜を貼って共振器とし、もう一方の導波路は光の入出力に用いられる。共振器とのエネルギーの授受は導波路間のエバネッセント結合によって行われる。入出力光は反射膜を通過しないため、伝搬損失以外の損失はない。

カー効果を有する媒質中に作られる非線形方向性結合器の特性については、結合方程式および結合係数の変化の定式化も含めて既に詳細に検討されている^{(5)~(7)}。一方、非線形方向性結合器で構成される共振器については報告例は少ないが、文献(8)において共振器を構成する側の導波路のみの非線形性を想定して、従来のファブリ-ペロ共振器と

の比較も含めた報告がされている。本論文では、両側の導波路に非線形性が存在する構造が取り扱われる。モード結合方程式を用いて入力光と透過光(あるいは反射光)間に現れる双安定特性を比較的容易に得ることができる方法を示す。さらに、半導体ドーパガラス基板中に K^+ イオンの熱拡散によって作られた方向性結合器形光共振器を想定して、計算機シミュレーションによって得られた双安定特性が示されている。

2. 基本式の導出

図1に本論文で考える結合器形光共振器が示されている。カー効果を有する半導体ドーパガラス基板中に K^+ イオンの熱拡散によって作られる方向性結合器を想定している。結合器を構成する2本の導波路の内の一方(導波路1)は両端面に貼られた完全反射ミラーによって共振器として動

図1 非線形方向性結合器で構成された光共振器

Fig. 1. Optical resonator composed of the nonlinear directional coupler.

* 大阪電気通信大学・光システム工学科
572-0833 寝屋川市初町 18-8
Osaka Electro-Communication University
18-8, Hatsu-cho, Neyagawa 572-0833

作する⁽⁹⁾。もう一方の導波路（導波路 2）は光の入出力用に使われ、導波路間に起こる結合によって共振器内とのエネルギーの授受が行われる。 x, y は導波路断面内の座標を、 z は伝搬軸に沿った座標をそれぞれ表し、 L は共振器（結合器）の長さを表している。

結合器へ入射される光のパワーが変わると、共振器に入る光パワーが変化し、カー効果によって共振器内の屈折率が変化する。これによって、共振特性を支配するパラメータである伝搬に伴う位相推移 φ_L が変化する。このようにして、従来のファブリ - ペロ共振器と同様、透過光（または反射光）に双安定特性が現れる。従来のファブリ - ペロ共振器との違いは以下に述べるように、共振器に出入りする光パワーにも共振器内部の光強度が関与することである。従来のファブリ - ペロ共振器では共振器への光の出入りは両端面の半透明のミラーによって行われるので、ミラーを通過する光パワーは共振器内部の状態には無関係にミラーの特性によってのみ決まる。

結合器形共振器では、共振器からのエネルギーの出入りは導波路間のエバネッセント結合によって行われる。したがって、出入りするエネルギーの量は導波路間に発生する伝搬定数差 $\Delta\beta$ に依存する。伝搬定数差は各導波路を伝搬する光のカー効果で引き起こされる屈折率変化に依存するので、共振器に出入りするエネルギー量を支配する伝搬定数差も共振器の状態、すなわち、共振器内の光強度に依存することになる。このように、結合器形共振器ではカー効果に基づく共振器内部の光強度分布の変化に伝搬定数差の変化に伴う光強度の変化が加わり、それらが互に関係し合った複雑な動作をする。加えて、導波路内の光強度は軸方向（ z 方向）に沿って分布を持っており、伝搬定数差も z 軸に沿って変化する。このことも解析を煩雑にしている要因となっている。

図 2 には、共振器内部の伝搬に伴う位相の推移 φ_L 、導波路間の伝搬定数差 $\Delta\beta$ と、導波路内のパワー分布 $P_1(z)$ 、 $P_2(z)$ との間の関係が模式的に描かれている。図中の矢印につけられた (1), (2), (3) の番号はそれぞれ、ファブリ -

図 2 φ_L および $\Delta\beta$ と光強度分布との関係

Fig. 2. Relation between φ_L , $\Delta\beta$ and the light-intensity distribution.

ペロ共振器、非線形方向性結合器および、非線形結合器共振器において成立する関係であることを示している。ファブリ - ペロ共振器では φ_L とパワー分布のみが関係する。非線形結合器では、 $\Delta\beta$ とパワー分布のみが関係する。それに対して、ここで考えている非線形結合器共振器では、3つの要素全てが関係することになる。

2.1 結合器形共振器内のモード 振幅の表示式 さて、非線形方向性結合器を構成する導波路のモード 振幅間には

$$\frac{\partial}{\partial z} \mathbf{a}(z) = -j \begin{pmatrix} \beta + \Delta_1(z) & c \\ c & \beta + \Delta_2(z) \end{pmatrix} \mathbf{a}(z) \cdots \cdots (1)$$

なる結合方程式が成立する⁽⁵⁾⁻⁽⁷⁾。ここで、 $\mathbf{a}(z)$ は各導波路のモード 振幅 $a_1(z)$ と $a_2(z)$ を成分とするベクトル、 c は両導波路間の結合係数を表している。 β はカー効果が現れない状態（線形導波路）で、各導波路が単独で存在する場合のモードの伝搬定数である。また、 $\Delta_{1,2}(z)$ はカー効果による屈折率変化に起因した伝搬定数の変化を表している。 $\Delta_1(z)$ と $\Delta_2(z)$ の平均 $\bar{\Delta}(z)$ 用いて、

$$\mathbf{a}(z) = \mathbf{b}(z) \exp[-j\varphi_z], \quad \varphi_z = \int_0^z [\bar{\Delta}(z) + \beta] dz$$

の変換をすると (1) 式は

$$\frac{\partial}{\partial z} \mathbf{b}(z) = -j \begin{pmatrix} \delta(z) & c \\ c & -\delta(z) \end{pmatrix} \mathbf{b}(z) \cdots \cdots (2)$$

となる。ここで、

$$\begin{aligned} \delta(z) &= \Delta_1(z) - \bar{\Delta}(z) = \bar{\Delta}(z) - \Delta_2(z) \\ &= \frac{1}{2} [\Delta_1(z) - \Delta_2(z)] \end{aligned}$$

で与えられる。 $|\delta|$ が小さいとして、 z についての平均値 $\bar{\delta} = (1/L) \cdot \int_0^L \delta(z) dz$ で近似すると、(2) 式は定数係数の結合方程式として解くことができ、その解より $\mathbf{a}(z)$ は

$$\mathbf{a}(z) = e^{-j\varphi_z} \hat{\mathbf{F}} \mathbf{a}(0) \cdots \cdots (3)$$

と得られる。ここで、伝送行列 $\hat{\mathbf{F}}$ の要素 f_{ij} は

$$\begin{aligned} f_{11}(z) &= f_{22}^*(z) = \cos qz - j \left(\frac{\bar{\delta}}{q} \right) \sin qz \\ f_{12}(z) &= f_{21}(z) = -j \left(\frac{c}{q} \right) \sin qz, \quad q = \sqrt{\bar{\delta}^2 + c^2} \end{aligned}$$

で与えられる。

図 3 に示すように $z = 0$ (入力端) と $z = L$ (出力端) におけるモード 振幅を表わすと、これらのモード 振幅の間には

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{a}^+(L) &= e^{-j\varphi_L} \hat{\mathbf{F}}(L) \mathbf{a}^+(0) \\ \mathbf{a}^-(0) &= e^{-j\varphi_L} \hat{\mathbf{F}}(L) \mathbf{a}^-(L) \end{aligned} \right\} \cdots \cdots (4)$$

の関係が成り立つ。ここで、 $\varphi_L = \int_0^L [\bar{\Delta}(z) + \beta] dz$ である。モード 振幅 $\mathbf{a}$ の $\pm$ の記号は、 z 軸に対して正方向、負方向に伝搬する光のモード 振幅をそれぞれ表している。上

図3 境界面でのモード振幅

Fig. 3. Mode amplitudes at the boundaries.

の2式に導波路1(W.G.1)での両端面での完全反射条件;
 $a_1^-(0) = -a_1^+(0)$, $a_1^-(L) = -a_1^+(L)$ と導波路2(W.G.2)
 の出力端 $z = L$ での無反射条件; $a_2^-(L) = 0$ を適用し
 て,入力振幅 $a_2^+(0)$ を既知として与えると, $a_1^+(0)$, $a_2^-(0)$,
 $a_1^+(L)$, $a_2^+(L)$ に関する連立方程式が得られる。それを解
 くことによって,

$$\left. \begin{aligned} a_1^+(0) &= \frac{1}{\Delta} f_{11}(L) f_{12}(L) e^{-j2\varphi_L} a_2^+(0) \\ a_2^-(0) &= -\frac{1}{\Delta} f_{12}(L) f_{21}(L) e^{-j2\varphi_L} a_2^+(0) \\ a_1^+(L) &= \frac{1}{\Delta} f_{12}(L) e^{-j\varphi_L} a_2^+(0) \\ a_2^+(L) &= \frac{1}{\Delta} [f_{22}(L) - f_{11}(L) e^{-j2\varphi_L}] e^{-j\varphi_L} a_2^+(0) \\ \Delta &= 1 - f_{11}^2(L) e^{-j2\varphi_L} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (5)$$

を得る。

z の各点でのモード振幅 $a_{1,2}(z)$ は正負両方向に進行す
 る光のモード振幅の和として $a_i(z) = a_i^+(z) + a_i^-(z)$, ($i =$
 $1, 2$)で与えられる。これに(4)式と(5)式の関係を用いし
 て既知である $a_2^+(0)$ のみで表すと,

$$\left. \begin{aligned} a_1(z) &= [A_1^+(z) e^{-j\varphi_z} + A_1^-(z) e^{-j\varphi_{L-z}}] a_2^+(0) \\ a_2(z) &= [A_2^+(z) e^{-j\varphi_z} + A_2^-(z) e^{-j\varphi_{L-z}}] a_2^+(0) \\ A_1^+(z) &= \frac{1}{\Delta} f_{11}(z) f_{11}(L) f_{12}(L) e^{-j2\varphi_L} + f_{12}(z) \\ A_2^+(z) &= \frac{1}{\Delta} f_{21}(z) f_{11}(L) f_{12}(L) e^{-j2\varphi_L} + f_{22}(z) \\ A_1^-(z) &= -\frac{1}{\Delta} f_{11}(L-z) f_{12}(L) e^{-j\varphi_L} \\ A_2^-(z) &= -\frac{1}{\Delta} f_{21}(L-z) f_{12}(L) e^{-j\varphi_L} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (6)$$

となる。 $A_i^\pm(z)$ は z に対して緩やかな変化をする項を表し,
 $a_{1,2}^\pm$ と $A_{1,2}^\pm$ の関係は

$$\left. \begin{aligned} a_1^+(z) &= A_1^+(z) e^{-j\varphi_z} a_2^+(0) \\ a_1^-(z) &= A_1^-(z) e^{-j\varphi_{L-z}} a_2^+(0) \\ a_2^+(z) &= A_2^+(z) e^{-j\varphi_z} a_2^+(0) \\ a_2^-(z) &= A_2^-(z) e^{-j\varphi_{L-z}} a_2^+(0) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (7)$$

で与えられる。

2・2 透過・反射係数の表示式 以下,上で求めた関
 係を用いて結合器形共振器の透過係数と反射係数が導出さ
 れる。パワー透過係数は, $|T|^2 = |a_2^+(L)/a_2^+(0)|^2$ で与え
 られるので,(5)式で与えられた関係より直ちに

$$|T|^2 = |A_2^+(L)|^2 = \frac{|f_{22}(L) - f_{11}(L) e^{-j2\varphi_L}|^2}{|\Delta|^2} \dots\dots\dots (8)$$

と求められる。一方,パワー反射係数は $|R|^2 = |a_2^-(0)/a_2^+(0)|^2$ で与えられるので,これも(5)式の関係を用いて
 直ちに

$$|R|^2 = |A_2^-(0)|^2 = \frac{|f_{12}(L)|^4}{|\Delta|^2} \dots\dots\dots (9)$$

と求められる。ここで, $f_{12}(L) = f_{21}(L)$ の関係が使われた。

2・3 φ_L と $\bar{\delta}$ の表示式 ここでは,先に導かれた $|T|^2$, $|R|^2$ 等の式の中に含まれている φ_L と $\bar{\delta}$ の表示式が
 導出される。

導波路は断面内で光の強度分布を持っていたため,それに
 応じて断面の各点の屈折率の変化量は異なるが,必要な
 は屈折率の変化に伴う導波路の透過屈折率 N_{eff} の変化で
 ある。透過屈折率の変化 ΔN_{eff} の導波路を伝搬するパワー
 に対する依存性が判れば,すなわち,モード振幅の2乗に対
 する依存性が判れば,位相不整合量の変化を与える $\bar{\Delta}(z)$,
 $\bar{\delta}$ をモード振幅で表示することができる。さらに,それ
 を用いて, φ_L もモード振幅の関数として表すことができる
 はずである。

ここで考えている導波路の N_{eff} の光パワーに対する依
 存性は後に述べる方法によって計算機シミュレーションに
 よって求めることができるが,その結果では,等価屈折率
 の変化量 ΔN_{eff} は断面内の光パワー,すなわち,モード
 振幅の2乗にほぼ比例するとみなすことができる。このこ
 とに留意すると両導波路の伝搬定数の変化量の平均値であ
 る $\bar{\Delta}(z)$ は

$$\begin{aligned} \bar{\Delta}(z) &= \frac{1}{2} [\Delta_1(z) + \Delta_2(z)] \\ &= \frac{1}{2} k_0 N_2 [|a_1(z)|^2 + |a_2(z)|^2] \end{aligned}$$

と表される。ここで, k_0 は光の真空中での波数である。 N_2
 は計算機シミュレーションによって決められる値で,4章
 に示される数値計算例で使用されている光パワーの範囲内
 では導波路構造のみに依存する定数であると見なせる。 N_2
 の実際の値,ならびにその求め方については4章に述べら
 れる。この関係を用いると位相推移 φ_z は

$$\varphi_z = \beta z + \frac{1}{2} k_0 N_2 \int_0^z [|a_1(z)|^2 + |a_2(z)|^2] dz \dots\dots\dots (10)$$

と表される。被積分項の $|a_{1,2}(z)|^2$ は(6)式よりそれぞれ

$$|a_i(z)|^2 = [|A_i^+(z)|^2 + |A_i^-(z)|^2 + 2\text{Re}\{A_i^+(z)A_i^{*-}(z)e^{j\varphi_L}e^{-j2\varphi_z}\}] \times |a_2^+(0)|^2, \quad (i=1,2) \dots\dots\dots (11)$$

と表される。後半の項には $e^{-j2\varphi_z}$ の項が含まれており、そのために z について波長オーダの短い周期で振動する。共振器長 L は波長に比べて十分大きいので (mm オーダ) この項は積分への寄与は小さく無視できる。このことを考慮すると結局、 φ_L は

$$\varphi_L = \beta L + \frac{1}{2}k_0N_2|a_2^+(0)|^2 \cdot \int_0^L [|A_1^+(z)|^2 + |A_2^+(z)|^2 + |A_1^-(z)|^2 + |A_2^-(z)|^2] dz$$

と表されることになる。さらに、 $A_{1,2}^\pm(z)$ の定義式 (7) を用いると、

$$\varphi_L = \beta L + \frac{1}{2}k_0N_2 \times \int_0^L [|a_1^+(z)|^2 + |a_2^+(z)|^2 + |a_1^-(z)|^2 + |a_2^-(z)|^2] dz$$

となる。被積分項の内、前半の 2 項は z の正方向に伝搬する光パワーの和に、また、後半の 2 項は負方向に伝搬するパワーの和にそれぞれ対応しているので、これらは z に依存せず一定値となることが判る。すなわち、

正方向伝搬

$$|a_1^+(z)|^2 + |a_2^+(z)|^2 = |a_1^+(L)|^2 + |a_2^+(L)|^2 = |a_1^-(L)|^2 + |a_2^-(L)|^2$$

負方向伝搬

$$|a_1^-(z)|^2 + |a_2^-(z)|^2 = |a_1^-(L)|^2 + |a_2^-(L)|^2 = |a_1^-(L)|^2$$

が成立する。ここで、完全反射条件 $|a_1^+(L)| = |a_1^-(L)|$ および、 $a_2^-(L) = 0$ の条件を使った。上式に (5) 式の関係と (8) 式を適用すると被積分項は

$$\left[\frac{1}{|\Delta|^2} |f_{12}(L)|^2 + |T|^2 \right] |a_2^+(0)|^2$$

および、

$$\frac{|f_{12}(L)|^2}{|\Delta|^2} |a_2^+(0)|^2$$

の和として与えられる。これらを用いると φ_L は

$$\varphi_L = \phi_0 + \frac{1}{2}k_0N_2L \times \left[2\frac{1}{|\Delta|^2} |f_{12}(L)|^2 + |T|^2 \right] |a_2^+(0)|^2 \dots\dots\dots (12)$$

または、上式の [] 内を変形すると、

$$\varphi_L = \phi_0 + |a_2^+(0)|^2 \frac{1}{|\Delta|^2} k_0N_2L \times [1 - \text{Re}\{f_{11}^2(L)e^{-j2\varphi_L}\}] \dots\dots\dots (13)$$

と表される。ここで、 $\phi_0 = \beta L$ と置いた。 ϕ_0 は光パワーが十分小さいときの共振器内の伝搬に伴う位相推移を与える。

以下に $\bar{\delta}$ の表示式の導出を述べる。 $\delta(z)$ は $1/2 \cdot [\Delta_1(z) - \Delta_2(z)]$ で与えられるので、

$$\bar{\delta} = \frac{1}{2}k_0N_2 \frac{1}{L} \int_0^L [|a_1(z)|^2 - |a_2(z)|^2] dz$$

と表される。上で考えた φ_L と同様 z に対して速い振動項を無視すると、

$$\bar{\delta} = \frac{1}{2}k_0N_2 \frac{1}{L} |a_2^+(0)|^2 \int_0^L [|A_1^+(z)|^2 - |A_2^+(z)|^2 + |A_1^-(z)|^2 - |A_2^-(z)|^2] dz$$

と表される。上式に (6) 式の $A_{1,2}^\pm(z)$ の定義式を代入して積分を実行して整理すると、

$$\bar{\delta} = |a_2^+(0)|^2 \frac{1}{|\Delta|^2} k_0N_2 \left\{ \left[\left(\frac{\bar{\delta}}{q} \right)^2 + \left(\frac{c}{q} \right)^2 \text{sinc} 2qL \right] \times [\text{Re}\{f_{11}^2(L)e^{-j2\varphi_L}\} - |f_{11}(L)|^4] + \text{Re} \left\{ \left[\left(\frac{c}{q} \right) \left(\frac{\bar{\delta}}{q} \right) (1 - \text{sinc} 2qL) + jcL \text{sinc}^2 qL \right] \times \Delta^* f_{11}(L) f_{12}(L) e^{-j2\varphi_L} \right\} \right\} \dots\dots\dots (14)$$

となる。

3. 共振器の透過・反射特性の計算方法

透過光強度または反射光強度を求めるには、 $|T|^2$ 、 $|R|^2$ の値が必要である。これらの値を計算するには、(8)、(9) 式に含まれる φ_L と $\bar{\delta}$ (f_{ij} に含まれる) の値を知る必要がある。しかし、上で導かれたように φ_L と $\bar{\delta}$ は互いに関係しており (13)、(14) 式、それぞれ単独で決定することはできない。そこで、(13) 式と (14) 式を φ_L と $\bar{\delta}$ に対する連立方程式と見なして、これら 2 つの未知数を決定する。

(13) 式と (14) 式の辺々を割って $k_0N_2|a_2^+(0)|^2/|\Delta|^2$ を消去すると

$$(\varphi_L - \phi_0) \left\{ \left[\left(\frac{\bar{\delta}}{q} \right)^2 + \left(\frac{c}{q} \right)^2 \text{sinc} 2qL \right] \times [\text{Re}\{f_{11}^2(L)e^{-j2\varphi_L}\} - |f_{11}(L)|^4] + \text{Re} \left\{ \left[\left(\frac{c}{q} \right) \left(\frac{\bar{\delta}}{q} \right) (1 - \text{sinc} 2qL) + jcL \text{sinc}^2 qL \right] \times \Delta^* f_{11}(L) f_{12}(L) e^{-j2\varphi_L} \right\} \right\} = \bar{\delta} L [1 - \text{Re}\{f_{11}^2(L)e^{-j2\varphi_L}\}] \dots\dots\dots (15)$$

なる φ_L と $\bar{\delta}$ の関係式が得られる。

図4 $\varphi_L - \bar{\delta}/c$ 根軌跡
Fig. 4. Root loci of $\varphi_L - \bar{\delta}/c$.

構造パラメータ (L, β, c) と ϕ_0 の値を既知として与えて、 φ_L の変えてその各値について (15) 式を数値的に解くと、連立方程式 (13) と (14) 式を満たす φ_L と $\bar{\delta}$ の組を得ることができる。それらを (13) 式または (14) 式に代入することによって、その φ_L と $\bar{\delta}$ の値を取るときの入力パワーの値 $|a_2^+(0)|^2$ を知ることができる。さらに、(8) 式または (9) 式に求まった $\varphi_L, \bar{\delta}$ とともに $|a_2^+(0)|^2$ を代入すると、入出力特性と反射特性を得ることができる。

図4には、(15) 式を満たす φ_L と $\bar{\delta}/c$ の値がプロットされている。この例では、 $L/L_c = 0.5$ として ϕ_0 の値をパラメータにして描かれている。根軌跡は ϕ_0 について π の周期で繰り返し同じものが得られるので、 ϕ_0 については π の範囲で変化させてある。図を見ると、 ϕ_0 の一つの値に対して複数のブランチが存在することが判る。各部ブランチでは入力パワー $|a_2^+(0)|^2$ の値の範囲が異なっており、それにより $\varphi_L - \bar{\delta}$ の根軌跡が異なるためである。従って、入力パワーが零 ($|a_2^+(0)|^2 = 0$) の時の解を含むブランチが現実に存在可能な根軌跡と解することができる。

上で導かれた諸式は、 $L_c (= \pi/2c)$ を結合長として、 $L/L_c, \bar{\delta}/c$ および $L|a_2^+(0)|^2$ の変数の規格化に対して不変である。また、 L/L_c に対して、 $|T|^2$ および $|R|^2$ は不変であるので、規格化透過、反射パワー $L \cdot P_{t,r}$ を $L \cdot P_{in}$ についてプロットすると、 L/L_c の値が同じであれば同じカーブが得られることになる。

4. 計算例

以下に上で述べた方法によって得られた透過、反射特性が示されるが、計算例を示す前に、導波路の伝送パワーと導波路の等価屈折率の変化 ΔN_{eff} の関係を与える比例定数 N_2 の決定方法を述べる⁽⁴⁾。これにより、計算に必要な z の任意の点での伝搬定数の変化を与えることができる。

4.1 N_2 の値 カー効果を有する導波路内では、断面内の各点 (x, y) で屈折率がその点の光強度 I によって $n(x, y) = n_0(x, y) + n_2 I(x, y)$ と変化する。ここで、

表1 計算に使われたパラメータ

Table 1. Parameters used in the calculations.

Guide width W	$9[\mu\text{m}]$
Δn_s (Surface-index change)	1.868×10^{-3}
R66-glass (HOYA) Index	$1.5457(0.66\mu\text{m})$
n_2 (Nonlinear index/R66-glass ⁽¹⁰⁾)	$8.6 \times 10^{-15}[\text{m}^2/\text{W}]$
D_{Keff} (Effective diffusion coefficient ⁽¹²⁾)	$0.280[\mu\text{m}^2/\text{min}]$
Diffusion time	$50[\text{min.}]$
Effective index for small power N_{eff}	1.5459

図5 入力パワーが小さい領域の $\varphi_L - \bar{\delta}/c$ 根軌跡
Fig. 5. Root loci of $\varphi_L - \bar{\delta}/c$ in the region of small input light-power.

$n_0(x, y)$ は線形屈折率、 n_2 は非線形屈折率である。さて、以下の計算ではTEモード動作が仮定されているので、 $I(x, y)$ はヘルムホルツ方程式を差分で解いて得られる $E_y(x, y)$ より求めることができる。 E_y を伝送パワー P で規格化しておく、 P に対する導波路断面の屈折率分布 $n(x, y)$ を得ることができる。得られた屈折率分布について等価屈折率を求めると、 P の値に対する等価屈折率の変化を得ることができる。

以下の計算で使われる導波路パラメータでは、等価屈折率の変化 ΔN_{eff} と P は線形関係にあり、 $\Delta N_{eff} = N_2 P$ と表される。比例定数 N_2 の値は、 $1.7919 \times 10^{-4}[\text{W}^{-1}]$ で与えられている⁽⁴⁾。等価屈折率の値は、等価屈折率法⁽¹¹⁾によって求められる。

なお、線形屈折率分布 $n_0(x, y)$ は、拡散された K^+ のイオン分布 $C(x, y)$ と基板表面の屈折率変化 Δn_s から得られるが、それらを計算するのに必要な拡散パラメータの値は、文献(12)の方法をR-66(HOYA)基板に適用して推定された。表1に以下の計算で用いたパラメータ示されている。 K^+ -イオンのイオン源には KNO_3 が想定されている。

4.2 透過・反射特性の計算例 図5には図4に示したと同様の根軌跡 ($\varphi_L - \bar{\delta}/c$ 曲線) がプロットされている。ここでは、入力パワーが十分小さい場合 ($\bar{\delta}/c = 0$) を含むブランチのみを βL の値を変えてプロットしてある。根軌跡は βL に対して π を周期に繰り返すので、その一周期の内で双安定特性が現れる範囲で描かれている。図4に示し

図 6 双安定特性

Fig. 6. Bistability characteristics.

図 7 反射特性の ϕ_0 依存性Fig. 7. ϕ_0 -dependence of the reflected light-power.

たように $\phi_0 (= \beta L)$ が $M\pi + 0.4\pi$ 以下では双安定特性は現れない。双安定特性が現れる ϕ_0 の範囲は L/L_c の値に依存し、シミュレーションの結果では、 L/L_c の値が大きい程小さくなる。 $L/L_c = 0.3$ では、 βL の値が 0.6π 以上で双安定が現れる。反対に $L/L_c = 0.7$ では、 βL が 0.3π 以上になると双安定が現れる。

図 6 に図 5 に描かれた根軌跡の内、 $\beta L = M\pi + 0.47\pi$ の場合の透過・反射特性がプロットされている。入力パワー P_{in} に対する透過パワー P_t および反射パワー P_r がプロットされており、上下方向の矢印でジャンプが起きる箇所が示されている。先に述べたように入出力または反射特性では、 $L \cdot P$ でプロットすると結合器の長さに関しては L/L_c の値を与えると結合器の長さに関しては一般的に議論できるが、ここでは、実際に必要なパワーが判りやすいように、横軸をパワーに取ってプロットしてある。

反射パワーについて双安定特性の ϕ_0 の値に対する依存性を見るために、図 7 には異なる ϕ_0 の値に対して反射特性がプロットされている。 ϕ_0 の値が小さいほど、大きなヒステリシスが現れている。図 8 には $L/L_c = 0.3$ の場合の反射特性が示されている。

図 8 $L/L_c = 0.3$ の場合の反射特性Fig. 8. Plots of the reflected light-power in the case of $L/L_c = 0.3$.

5. 議 論

5.1 片側の導波路のみに非線形性がある場合との比較

共振器側の導波路のみに非線形性がある構造について、文献 (8) ですでに非線形媒質を含んだ通常ファブリ・ペロ共振器との対比も含めて取り扱われている。文献 (8) と本論文の方法を片側の導波路だけに非線形性をもつ構造に適応した場合の主な違いは以下の点に在る。(1) 文献 (8) では、通常非線形ファブリ・ペロ共振器との対比を目的に、両面のミラーの反射率を有限として一般性を持たせた定式化が行われている。一方、本論文では、全反射ミラーを想定した定式化が行われている。(2) 共振器へのパワー移行率を決める伝搬定数差については、双方とも光の伝搬軸に対して一様近似が用いられているが、近似の方法に違いがある。文献 (8) では、共振器内の光強度の分布を無視して、ミラー面での値を実効的な共振器内の光強度とみなして、その値を基に共振器内の屈折率の変化を計算している。これに対して、本論文では、伝搬軸 (z) に沿った光強度分布を考慮して、その平均値を基に導波路間の屈折率変化の差を計算して伝搬定数差 δ を求めている。

図 9 には共振器側の導波路のみに非線形性がある構造についてのシミュレーション結果が示されている。導波路 2 (図 3) に対する N_2 の値を零と置いた以外、他のパラメータの値は図 5 ~ 図 7 の計算に用いられたのと同じである。図 6、図 7 と比べると、入射パワーが大きい領域での反射特性に大きな違いが現れている。共振器への光パワーの移行量は導波路間の伝搬定数差、すなわち屈折率変化の差に依存する。入力側導波路にも非線形性がある構造では、入射光強度が大きくなると、入力側導波路の屈折率の増加量が大きくなり、共振器側の導波路間のパワー移行が急激に減少する。その結果、入力側の導波路は共振器とは殆ど独立した状態となるため、入射光は結合器を反射なく通過することになる (図 7、図 8)。

それに対して、入射側導波路に非線形性が存在しない構

fig9.prm

図 9 共振器のみに非線形性がある場合の透過および反射特性

Fig. 9. Characteristics of the coupler resonator with the nonlinear media only in waveguide 1.

造では、共振器へのパワー移行量は共振器側の導波路の屈折率変化のみに支配される。共振器内の光強度が強くなると、光の移行量が減り、反対に強度が小さくなれば移行量は増える。このような帰還によって、共振器内のパラメータはある状態に保持されると推測される。これに伴って、特性も一定状態に保持される。

前節までに扱われた両導波路に非線形性がある場合との取り扱い上の主な違いは以下の通りである。導波路 2 に非線形性がないことに対応して、伝搬定数の変化量 Δ_2 を $\Delta_2 = 0$ と置くと、 $\delta(z) = 1/2 \cdot \Delta_1(z) = \bar{\Delta}(z)$ の関係が成立し、前節までの取り扱い同様、モード振幅の z に対する速い振動項を無視すると、 φ_L と $\bar{\delta}$ の間には、

$$\varphi_L = \phi_0 + \bar{\delta}L, \dots \dots \dots (16)$$

のような簡単な線形関係が成立することになる。この関係が両側の導波路に非線形性がある場合の関係式 (15) に対応する。この関係を用いると超越方程式 (15) 式) を解くことなく容易に透過、反射特性を得ることができる。

5.2 $\delta(z)$ を平均値で近似することの問題点 $\delta(z)$ が $|a_1(z)|^2 - |a_2(z)|^2$ で与えられることに留意して、その変動の幅を式 (11) によって見積ると、本論文の計算例で用いられたパラメータの範囲では、 c で規格化した値 ($|\delta_{max}/c|$) で 3 以下となった。この値を基にして、 $\delta(z)$ を用いた場合と、その平均値 $\bar{\delta}$ を用いた場合について、導波路内の光パワー分布の差をシミュレーションした結果、両者の差は入力光強度が大きくなるに伴って増える傾向があるが、およそ $\pm 1\%$ 以内と見積もられた。シミュレーションでは $\delta(z)$ の分布は、結合器を z 方向に 50 の小区間に分割し、最大値を先に見積もられた変動幅として乱数によって与えた。

φ_L と $\bar{\delta}$ は導波路中の光強度分布の積分によって決まるので、光強度分布に誤差があると、これらのパラメータも同程度の誤差を持つと推測される。 φ_L と $\bar{\delta}$ に変動を与えて、(8)、(9) 式によって $|T|^2$ 、 $|R|^2$ を計算して、それ

より透過光パワーと反射光パワーの変動をシミュレーションした結果を纏めると以下ようになる。

(1) $L/L_c = 0.5$ の場合 P_t の変動幅 (変動の標準偏差) は、ジャンプ (下降) が起きる極近傍を除いて、 $P_{in} < 1.4[W]$ の範囲では 7% 以下であった。ジャンプが起きる箇所では変動の標準偏差が大きくなる理由は、 φ_L と $\bar{\delta}$ の変動によってジャンプが起きる P_{in} の値が変動するので、これによって、この近傍の P_t の変動が大きくなるためである。ジャンプ (下降) が起こる P_{in} の値の変動幅は、 $\pm 0.2[W]$ 程度であった。一方、 P_r については、 $P_{in} < 1.5[W]$ の範囲で、変動は 10% 以下であった。

(2) $L/L_c = 0.3$ の場合 L が短い場合の変動幅は減少し、ジャンプ (下降) が起きる P_{in} の近傍を除いて、 P_t 、 P_r ともに、 $P_{in} < 2[W]$ の広い範囲で変動幅は 10% 以下に留まった。

5.3 N_2 の精度 N_2 の値は、線形領域の屈折率分布 $n_0(x, y)$ を基に得られるモードの界分布 $E_y(x, y)$ によって光強度分布 $I(x, y) (= |n_0(x, y)|^2 |E_y(x, y)|^2 / 2Z_0)$ (Z_0 : 真空中の波動インピーダンス) を計算し、それより屈折率の増加分 $\Delta n(x, y)$ を求め、屈折率が $n_0(x, y) + \Delta n(x, y)$ に増加した導波路の等価屈折率の変化量 ΔN_{eff} を計算することによって求められている。

この方法で求められた N_2 の値には以下の 2 つの要因に起因する誤差が含まれる。(1) 数値計算の誤差に起因するので、この誤差は ΔN_{eff} の入射パワーに対するプロット (文献 (5)) の変動から見積もることができる。 ΔN_{eff} の変動はおよそ 5% と程度である。さらに、(2) モードの界分布 $E_y(x, y)$ は線形領域の屈折率分布 $n_0(x, y)$ を基に求められており、非線形性による屈折率変化を無視したことによる理論的な誤差が含まれる。誤差の低減法として、 $n_0(x, y)$ を基に求められた界分布で得られる屈折率の増加を考慮に入れて、再度界分布を求め直す反復法が有効である。実際に反復法を適用して得られた ΔN_2 と比べると、計算例で使われた P_{in} の上限 ($P_{in} \approx 2W$) で約 20% の差があった。

ΔN_{eff} の誤差は N_2 の値の誤差として特性に現れる。具体的には、同じ屈折率変化を得るのに必要な入力光パワーに違いが現れる。それに加えて、近似的に用いられた $\Delta N_{eff} = N_2 P_{in}$ の線形関係が入射パワーの大きい領域では成立しなくなる。これらのことは、図 6 ~ 図 8 に示された計算結果において、 N_2 に含まれる誤差の分だけ横軸 (P_{in} の値) が拡大されていることと等価である。拡大の度合いは誤差の大きい P_{in} が大きい領域ほど大きいことになる。

6. まとめ

非線形方向性結合器で構成された光共振器をモード振幅に対する 2×2 伝送行列を用いて解析できる近似方法を示した。その方法を半導体ドープガラス基板中に K^+ イオン拡散導波路で作られた結合器形共振器に適用して、双安定特性の計算結果を示した。結合器形共振器では共振器内の伝搬に伴う位相推移に加えて伝搬定数差も特性に重要な役

割を果たし、従来のファブリ・ペロ共振器に比べて、それだけ共振特性の制御パラメータが増えるので、今後、種々の素子への応用が期待される。

本論文の計算例では、結合係数 c の値は導波路間隔等の具体的なパラメータを与えることなく、結合長 L_c から $(1/2)\pi/L_c$ によって与えられており、非線形性による界分布の集中による結合係数変化⁽⁵⁾⁽⁶⁾は無視されている。しかし、シミュレーションの精度を上げるという観点からは結合係数の変化は無視できず、結合係数の入射光パワーに対する依存性を考慮した定式化は不可欠な今後の課題である。

また、本論文では導波路の伝搬損失、ミラーでの反射損失を無視した定式化が行われている。実際に即したシミュレーションを行うと言う観点からは、損失も考慮にいたれた定式化が課題である。従来の非線形ファブリ・ペロ共振器ではミラーを通して光が入射されるため、ミラーの反射率は有限となっている。したがって、従来のファブリ・ペロ共振器との比較⁽⁸⁾と言う観点からも、損失の考慮は重要な課題である。

(平成15年2月13日受付、平成15年7月3日再受付)

文 献

- (1) H. Murata, M. Izutsu, and T. Sueta: "Optical bistability and all-optical switching in novel waveguide junction with localized optical nonlinearity", *IEEE J. Lightwave Tech.*, Vol.16, No.5, pp.833-840 (1998)
- (2) G.I. Stegeman, E.M. Wright, N. Finlayson, R. Zanon, and C.I. Seaton: "Third order nonlinear integrated optics", *IEEE J. Lightwave Tech.*, Vol.6, No.6, pp.953-970 (1988)
- (3) T. Kitamura, M. Geshiro, S. Sawa, and M. Sasaki: "Analysis of 3-line tapered velocity couplers with a nonlinear waveguide", *IEICE Trans. Electron.*, Vol.E78-C, No.10, pp.1378-1382 (1995-10)
- (4) K. Kishioka: "Characteristics on the optical resonator composed of the nonlinear directional coupler", The Papers of Technical Meeting on Electromagnetic Theory, IEE Japan, EMT-02-84, pp.45-51 (2002) (in Japanese)
岸岡 清:「非線形方向性結合器で構成された光共振器の特性」, 電気学会電磁界理論研資, EMT-02-84, pp.45-51 (2002)
- (5) K. Yasumoto, H. Maeda, and N. Maekawa: "Coupled-mode analysis of an asymmetric nonlinear directional coupler", *IEEE J. Lightwave Tech.*, Vol.14, No.4, pp.628-633 (1996)
- (6) K. Yasumoto, N. Maekawa, and H. Maeda: "Coupled-mode analysis of a symmetric nonlinear directional coupler using a singular perturbation scheme", *IEICE Trans. Electron.*, Vol.E77-C, No.11, pp.1177-1175 (1994-11)
- (7) P.R. Berger, P.K. Bhattacharya, and S. Gupta: "A waveguide directional coupler with a nonlinear coupling medium", *IEEE J. Quantum Electron.*, Vol.27, No.3, pp.788-795 (1991)
- (8) S. Dubovitsky and W.H. Steier: "Analysis of optical bistability in a nonlinear distributively coupled resonator", *IEEE J. Quantum Electron.*, Vol.28, No.3, pp.585-589 (1992)
- (9) K. Kishioka and T. Sakagami: "Optical resonator composed of the alternating $\Delta\beta$ coupler", *T. IEE Japan.*, Vol.121-A, No.10, pp.956-957 (2001-10)
- (10) 岸岡 清・西脇:「半導体ドープガラスの非線形屈折率の測定」, 電気学会電磁界理論研資, EMT-99-118, pp.69-78 (1999)
- (11) G.B. Hoehner and W.K. Burns: "Mode dispersion in diffused channel waveguides by the effective index method", *Appl. Opt.*, Vol.16, pp.113-118 (1977)
- (12) K. Kishioka: "Determination of diffusion parameter values in K^+ -ion exchange waveguides made by diluted KNO_3 in soda-lime glass", *IEICE Trans. Electron.*, Vol.E78-C, No.10, pp.1409-1418 (1995-10)

岸岡 清 (正員) 1949年生まれ。1973年大阪府立大学工学部電気工学科卒業。1975年同大学院修士課程終了。1983年工学博士(大阪府立大) 1975年大阪府立大学助手, 1978年大阪電気通信大学講師, 1993年同教授。1988~89年 McGill 大学(カナダ) 研究員。主として光集積回路の実験的, 理論的研究に従事。電気学会, 電子情報通信学会, 応用物理学会各会員。