

リング共振器を用いた光集積回路微小圧力センサの可能性

大河 正志[†] 阿部 哲晴[†] 関根 征士[†] 佐藤 孝[†]

Feasibility of Integrated Optic Micropressure Sensor Using Ring Resonator

Masashi OHKAWA[†], Tetsuharu ABE[†], Seishi SEKINE[†], and Takashi SATO[†]

あらまし 光集積回路圧力センサの高感度化について考察を行い、考察結果をもとに、その実現性および問題点を明らかにした。センサは高感度化を図るために多重干渉光回路であるリング共振器とダイヤフラムから構成される。センサに圧力が加わるとダイヤフラムがひずみ、屈折率がわずかに変化して、ダイヤフラム上を伝搬する導波光に位相変化が生じる。この変化によって引き起こされる共振周波数変化から印加圧力の大きさを検出する。今回、ダイヤフラムの形状とセンサ感度の関係に重点を置き、考察を行った。解析結果より、ダイヤフラムの形状を正方形とし、ダイヤフラムの端に導波路を設け、導波モードとしてTM-likeモードを利用するのが、高感度なセンサを構成するうえで適していると言える。更に、最小検出可能圧力の評価を行った結果、水中音響のような微小圧力に対しても感度を有する光集積回路圧力センサを実現できるものと期待される。

キーワード 光集積回路、圧力センサ、光応用センサ、リング共振器、ダイヤフラム

1. まえがき

光エレクトロニクスの進歩に伴い、光技術は既にさまざまな分野に浸透しており、数多くの応用がなされている。その応用の一つに光波利用センシングがあり、無誘導性、防爆性等の利点を生かすことにより、従来のセンシングにはない特徴、性能を実現できる可能性がある。光波利用センシングに光集積回路構成を用いることにより、センサを小形、軽量に構成することができ、更に光学素子を基板上に作り付けるため、光軸調整が不要となって、信頼性、安定性の向上が図れる。光集積回路センサでは、素子の大きさに制限されて測定対象との相互作用長を長くとれないが、光回路の工夫や効率よい相互作用を行うことにより高感度が期待できる。これまでに、さまざまな光集積回路センサの試作、実証実験が行われ、温度 [1],[2]、微小変位 [3]、速度 [4]、流量 [5] 等のセンシングが可能となっている。中でも、圧力センサはニーズの多い重要なセンサで、これまでに半波長圧力 80 kPa のものが報告されている [6]。特に、微小圧力を検出できるセンサを実現できれば、水中音響センシングへの利用も可能となる。水中音響センサは、天然資源、漁業資源など、さまざま

な面から注目を集めている海洋の探査、調査に不可欠なセンサで、mPa あるいは μ Pa オーダの圧力検出が要求される。音響圧のような微小圧力のセンシングを行うためには、これまでの光集積回路圧力センサの感度では不十分で、センサの更なる高感度化が必要となる。そこで、我々は高感度化を実現するために次のような構成を考え、考察を行うことにした。基本的には既に報告されている圧力センサと同じく、圧力との相互作用により光波の位相が変調を受ける構成とし、更なる感度向上のため、ここでは位相変化を非常に敏感に検出できるリング共振器を用いることとした。更に、高感度化に適したダイヤフラム形状について考察を行うことにした。ところで、これまでリング共振器を用いた光集積回路センサの報告はほとんどないが、本構成は他のセンサにも容易に適用でき、この形のセンサの実現性、問題点について考察することは有意義であると言える。

本論文では、まず、我々が今回提案する光集積回路圧力センサの構成と動作原理について述べる。次に、センサの動作解析の方法について説明した後、感圧部であるダイヤフラムの形状および大きさに重点をおいて、センサ感度との関係について考察を行ったので、これらの結果を示す。最後に、以上の考察結果を踏まえて、最小検出可能圧力の評価を行ったので報告する。

[†] 新潟大学工学部電気電子工学科, 新潟市
Faculty of Engineering, Niigata University, Niigata-shi, 950-21
Japan

2. センサの構成および動作原理

図1はここで提案するセンサの概形と断面図である。センサは多重干渉光回路であるリング共振器と感圧部のダイヤフラムから構成される。リング共振器は、

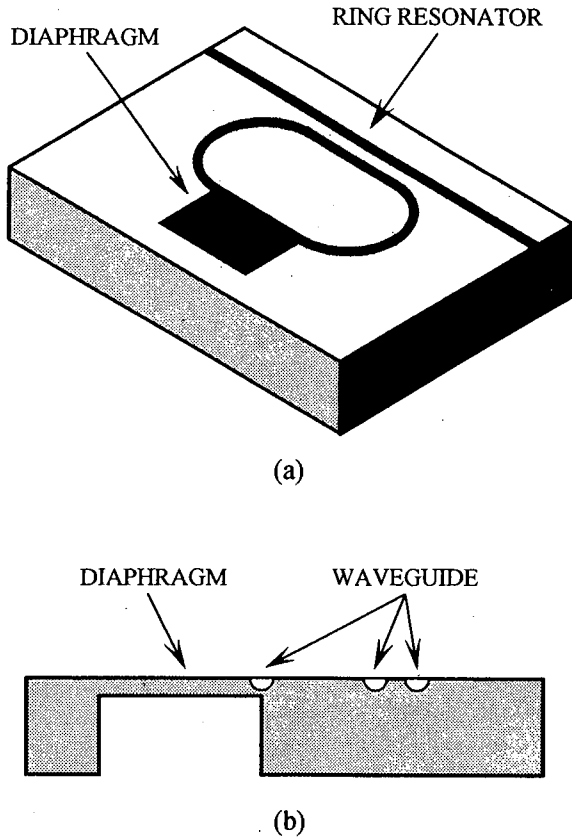


図1 (a)リング共振器を用いた光集積回路微小圧力センサの概形および(b)断面図
Fig. 1 (a) Schematic of integrated optic micropressure sensor using a ring resonator and (b) its cross-sectional view.

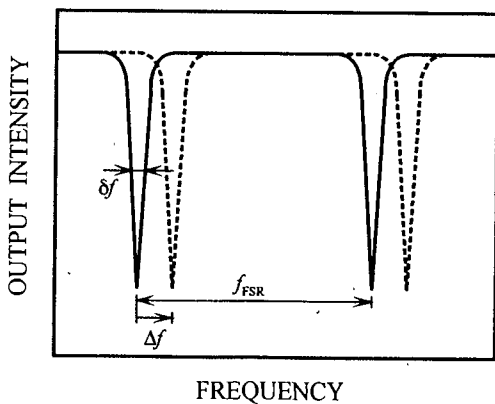


図2 リング共振器の出力特性
Fig. 2 Output characteristics of a ring resonator.

リング状の導波路と光を入出力させるための方向性結合器からなり、リングの一部がダイヤフラム上を通っている。図2は共振器の出力特性で、光の多重干渉により、鋭い共振特性を示す。この共振特性はセンサ感度と密接な関係があり、感度の向上にはより鋭い共振特性をもつ共振器が必要となる。共振特性の鋭さを表す指標としてフィネスが用いられ、次式で与えられる。

$$finesse = \frac{f_{FSR}}{\delta f} = \frac{\pi \sqrt{aR}}{1-aR} \quad (1)$$

ここで、 δf は図に示した共振特性の半値幅で、 f_{FSR} は自由スペクトル間隔である。 a は光波がリングを一周したときに受ける損失を表し、リング周回前後における振幅の比で与えられる。また、 R は方向性結合器部における光波結合に関係する量で、他方の導波路に移ることなく伝搬する光波振幅の割合を表し、ミラーに例えれば振幅反射率に相当する。式(1)で与えられるフィネスの値が大きいほど共振特性が良いと言える。

このような構成をもつセンサの感圧部に圧力が印加されると、たわみが生じ、ダイヤフラム内にひずみが起こる。光弾性効果により、ひずみから比誘電率変化すなわち屈折率変化が引き起こされ、ダイヤフラム上を伝搬する導波光に位相変化が生じる。この位相変化によって、リング共振器の共振周波数が変化し、この周波数変化は印加圧力の大きさと対応しているので、これを精度よく検出することで圧力を高感度にセンシングすることができる。

3. 解析方法

センサ特性の考察あるいはセンサの設計を行ううえで、動作解析の手法を確立することは非常に重要である。ここでは、今回行った解析の手順、内容について、順を追って説明する。解析を行うにあたり、ダイヤフラムの形状は作成のしやすさを考慮して長方形とし、図3のように座標軸をとった。ダイヤフラムの縁の長さをそれぞれ a, b とし、厚さを t とした。また、導波路はダイヤフラム上に z 軸に沿って設けるものとした。更に、簡単のため、ダイヤフラムを構成する材料は力学および光学的に等方的であると仮定した。

ダイヤフラムに一樣に圧力 q が加わったときのダイヤフラムのたわみ w は、次の平板の平衡方程式を4辺固定端の境界条件で解くことにより求められる [7].

$$\frac{\partial^4 w}{\partial y^4} + 2 \frac{\partial^4 w}{\partial y^2 \partial z^2} + \frac{\partial^4 w}{\partial z^4} = \frac{q}{D} \quad (2)$$

ここで、 $D = Yt^3/12(1-\rho^2)$, Y はヤング率、 ρ はポア

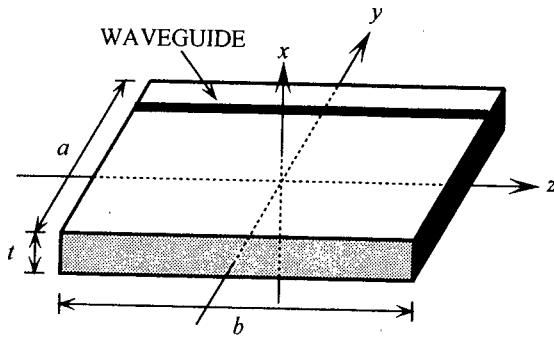


図3 解析に用いたダイアフラムの形状
Fig. 3 Illustration of the diaphragm used in the calculation.

ソソ比である。式(2)の解は次に示すような和の形で与えられる [7]。

$$w = w_0 + w_1 + w_2 \quad (3)$$

$$w_0 = \frac{4qa^4}{\pi^5 D} \sum_{m=1,3,5,\dots} \frac{(-1)^{(m-1)/2}}{m^5} \cos \frac{m\pi y}{a} \cdot \left(1 - \frac{a_m \tanh a_m + 2}{2 \cosh a_m} \cosh \frac{m\pi z}{a} + \frac{1}{2 \cosh a_m} \frac{m\pi z}{a} \sinh \frac{m\pi z}{a} \right) \quad (4)$$

$$w_1 = -\frac{a^2}{2\pi^2 D} \sum_{m=1,3,5,\dots} E_m \frac{(-1)^{(m-1)/2}}{m^2 \cosh a_m} \cos \frac{m\pi y}{a} \cdot \left(\frac{m\pi z}{a} \sinh \frac{m\pi z}{a} - a_m \tanh a_m \cosh \frac{m\pi z}{a} \right) \quad (5)$$

$$w_2 = -\frac{b^2}{2\pi^2 D} \sum_{m=1,3,5,\dots} F_m \frac{(-1)^{(m-1)/2}}{m^2 \cosh \beta_m} \cos \frac{m\pi z}{b} \cdot \left(\frac{m\pi y}{b} \sinh \frac{m\pi y}{b} - \beta_m \tanh \beta_m \cosh \frac{m\pi y}{b} \right) \quad (6)$$

ここで、 $\alpha_m = m\pi b/2a$ 、 $\beta_m = m\pi a/2b$ である。式(5)、(6)の E_m 、 F_m は次の境界条件を満たすように決定される。

$$\left(\frac{\partial w_0}{\partial z} \right)_{z=b/2} + \left(\frac{\partial w_1}{\partial z} + \frac{\partial w_2}{\partial z} \right)_{z=b/2} = 0 \quad (7)$$

$$\left(\frac{\partial w_0}{\partial y} \right)_{y=a/2} + \left(\frac{\partial w_1}{\partial y} + \frac{\partial w_2}{\partial y} \right)_{y=a/2} = 0 \quad (8)$$

たわみ w と直応力 σ_x 、 σ_y 、 σ_z の間には、

$$\sigma_x = T_1 = -\frac{3q}{4} \left\{ \frac{2}{3} - \frac{2}{t} x + \frac{1}{3} \left(\frac{2}{t} x \right)^3 \right\} \quad (9)$$

$$\sigma_y = T_2 = -\frac{Yx}{1-\rho^2} \left(\frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \rho \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right) \quad (10)$$

$$\sigma_z = T_3 = -\frac{Yx}{1-\rho^2} \left(\frac{\partial^2 w}{\partial z^2} + \rho \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} \right) \quad (11)$$

の関係があり [7]、せん断応力 ($\tau_{yz} = \tau_{zy} = T_4$ 、 $\tau_{zx} = \tau_{xz} = T_5$ 、 $\tau_{xy} = \tau_{yx} = T_6$) との関係については後の議論に必

要ないので省略する。応力とひずみの間にフックの法則が成り立つものとすれば、ひずみ S_i はコンプライアンス s_{ij} を用いて次式に従って計算できる。

$$S_i = s_{ij} T_j \quad (i, j=1 \sim 6) \quad (12)$$

ひずみによる比誘電率変化 $\Delta \epsilon_i$ は光弾性係数 p_{ij} を用いて、

$$\Delta \epsilon_i = -\epsilon^2 p_{ij} S_j \quad (i, j=1 \sim 6) \quad (13)$$

で与えられる。ここで、 ϵ はダイアフラム材料の比誘電率である。比誘電率変化によって、導波光が受ける位相変化量は導波モードによって異なり、次のように表せる [8]。

$$\Delta \phi_{TE} = \int_{-b/2}^{b/2} \left(\frac{\omega \epsilon_0}{4} \int_{-t/2}^{t/2} \int_{-a/2}^{a/2} E_y \Delta \epsilon_2 E_y^* dx dy \right) dz \quad (\text{TE-like モード}) \quad (14)$$

$$\Delta \phi_{TM} \approx \int_{-b/2}^{b/2} \left(\frac{\omega \epsilon_0}{4} \int_{-t/2}^{t/2} \int_{-a/2}^{a/2} E_x \Delta \epsilon_1 E_x^* dx dy \right) dz \quad (\text{TM-like モード}) \quad (15)$$

ここで、 ω は光の角周波数、 ϵ_0 は真空の誘電率であり、* は複素共役を表す。また、 E_x 、 E_y はそれぞれパワーを規格化した TM-like モード光の x 方向電界成分、TE-like モード光の y 方向電界成分である。式(14)、(15)において、導波路の y 方向への広がりがかさいたため、導波路の近傍で比誘電率変化の y 方向分布は一様であるとする。ところで、比誘電率変化 $\Delta \epsilon_1$ 、 $\Delta \epsilon_2$ はダイアフラムの長いほうの縁の中央表面で最大値をとるので、この値をそれぞれ $\Delta \epsilon_{1(\max)}$ 、 $\Delta \epsilon_{2(\max)}$ とおき、比誘電率変化の分布を次のように x 方向および z 方向分布の積で書き表す。

$$\Delta \epsilon_k(x, z) = \Delta \epsilon_{k(\max)} \cdot \frac{\Delta \epsilon_k(z)}{\Delta \epsilon_{k(\max)}} \cdot \Delta \epsilon_k(x) \quad (16)$$

ここで、

$$\Delta \epsilon_k(x) = \frac{2}{t} x \quad (17)$$

式(16)の関係を式(14)に代入して整理すると、

$$\Delta \phi_{TE} = k_0 \Delta n_{2(\max)} b \cdot \Gamma_{xy} \cdot \Gamma_z \quad (18)$$

となる。但し、 k_0 は真空中での波数で、 $\Delta \epsilon_{2(\max)} = 2n \Delta n_{2(\max)}$ の関係を用いた。ここで、 n はダイアフラム材料の屈折率を表す。更に、 Γ_{xy} 、 Γ_z は次のように定義した。

$$\Gamma_{xy} = \frac{n}{2} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \int_{-t/2}^{t/2} \int_{-a/2}^{a/2} E_y \Delta \epsilon_2(x) E_y^* dx dy \quad (19)$$

$$\Gamma_z = \frac{1}{b} \int \frac{\Delta \epsilon_2(z)}{\Delta \epsilon_{2(\max)}} dz \quad (20)$$

Γ_{xy} 、 Γ_z は比誘電率(屈折率)変化が x 方向、 z 方向に分布をもつために現れる項で、0~1 の値をとる。ところ

で、式(18)における $k_0 \Delta n_{2(\max)} b$ は、比誘電率変化の分布が一様であるときに得られる最大位相変化量を表す。しかし、分布をもつことにより、位相変化量は Γ_{xy} , Γ_z だけ減少することになり、これら Γ_{xy} , Γ_z をそれぞれ x - y 方向, z 方向の低減率と呼ぶことにする。また、TM-like モードに対しても同様に、 x - y 方向, z 方向の低減率を定義する。式(14), (15)より求められる位相変化 $\Delta\phi_{TE}$, $\Delta\phi_{TM}$ とリング共振器の共振周波数変化 Δf との間には、

$$\Delta f_{TE \text{ or } TM} = -\frac{\Delta\phi_{TE \text{ or } TM}}{2\pi} \cdot \frac{c}{n_{eff}L} \quad (21)$$

の関係がある。ここで、 c , n_{eff} , L はそれぞれ光速、導波路の等価屈折率、リング共振器のリング長である。

本章の考察では、ダイヤフラムの形状、寸法をもとに、まず式(1)を解き、この節で述べた手順に従って、式(18)で表される位相変化量あるいは式(21)の共振周波数変化を求めている。なお、ここでは、解析するにあたり、次のような仮定をした。ダイヤフラムの材料として、低損失な導波路を作成できるガラスを考え、ガラス導波路の基板および導波層の屈折率にはそれぞれ代表的な値である、1.512, 1.526 を用いた。ヤング率 Y , ポアソン比 ρ , コンプライアンス s_{ij} および光弾性係数 p_{ij} にはガラスに比較的近いと考えられる石英の値を用いた。これらの具体的な値は以下のとおりである。

$$Y = 7.31 \times 10^{10} (\text{Pa}^{-1}), \quad \rho = 0.17$$

$$p_{ij} = \begin{pmatrix} p_{11} & p_{12} & p_{12} & 0 & 0 & 0 \\ p_{12} & p_{11} & p_{12} & 0 & 0 & 0 \\ p_{12} & p_{12} & p_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & p_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & p_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & p_{44} \end{pmatrix}$$

$$p_{11} = 1.21 \times 10^{-1}, \quad p_{12} = 2.70 \times 10^{-1}, \quad p_{44} = 7.45 \times 10^{-2}$$

$$s_{ij} = \begin{pmatrix} s_{11} & s_{12} & s_{12} & 0 & 0 & 0 \\ s_{12} & s_{11} & s_{12} & 0 & 0 & 0 \\ s_{12} & s_{12} & s_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & s_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & s_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & s_{44} \end{pmatrix}$$

$$s_{11} = 1.37 \times 10^{-11} (\text{Pa}^{-1}), \quad s_{12} = -2.33 \times 10^{-12} (\text{Pa}^{-1}), \\ s_{44} = 3.20 \times 10^{-11} (\text{Pa}^{-1})$$

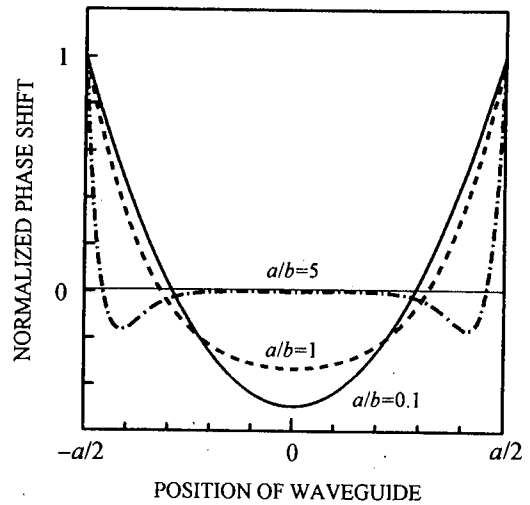


図4 導波路位置と位相変化量の関係
Fig. 4 Relation between position of waveguide on the diaphragm and normalized phase shift.

4. 解析結果および考察

4.1 感圧部の形状

4.1.1 導波路の位置

加圧時におけるダイヤフラムのたわみ方は場所によって違うため、各部分に起こるひずみは一様ではない。従って、導波光に生じる位相変化量はダイヤフラム上の導波路の位置によって異なり、これらの関係を知ることは重要であると言える。そこで、まず、導波路を設ける y 軸上での位置と位相変化量の関係について考察を行った。図4は式(18)より求めた計算結果で、ダイヤフラムの長さの比 a/b (以下、アスペクト比と呼ぶ) をパラメータとしている。また図では、TM-like モード, TE-like モード共に、 $y = \pm a/2$ のときの位相変化量が1となるように正規化してあり、各パラメータに対して両モードとも全く同じ変化を示すため、同一の線で表されている。図より、 a/b の値によらず、いずれの場合もダイヤフラムの縁 ($y = \pm a/2$) に導波路を位置させたとき、最大位相変化が得られることがわかる。これより、リング共振器の導波路の一部をダイヤフラムの縁に沿って設けるのが、センサの高感度化に有利であると言える。そこで、以下の考察では、導波路はダイヤフラムの縁にあるものと仮定する。

4.1.2 ダイヤフラムのアスペクト比

ここでは、ダイヤフラムの形状を方形としているが、アスペクト比 a/b によってダイヤフラムに生じるひずみの分布が変わる。そこで、ダイヤフラム上の導波路の長さ、すなわち相互作用長を一定として、アスペク

ト比を変えたときの位相変化量を式(18)より求めた。具体的には、 y 軸に沿った縁の長さ b を一定として、縁 a の長さを変化させて計算を行った。この結果を図5に示す。図では、TM-likeモードで、アスペクト比が1のとき、位相変化量が1となるように正規化してある。 a が大きくなるに従い、圧力を受けるダイヤフラムの面積が広がるので、当然、位相変化量が増え、感度が良くなる。しかし、 a を b より大きくし、アスペクト比を1以上としても、感度は一定となる。これより、ダイヤフラムのアスペクト比は1、すなわち形状を正方形とするのがよいと言える。更に、図より、TM-likeモードはTE-likeモードに比べ、3倍程度感

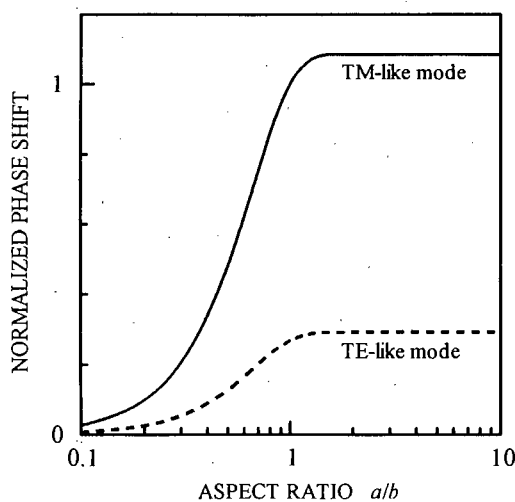


図5 アスペクト比と位相変化量の関係
Fig. 5 Relation between aspect ratio and normalized phase shift.

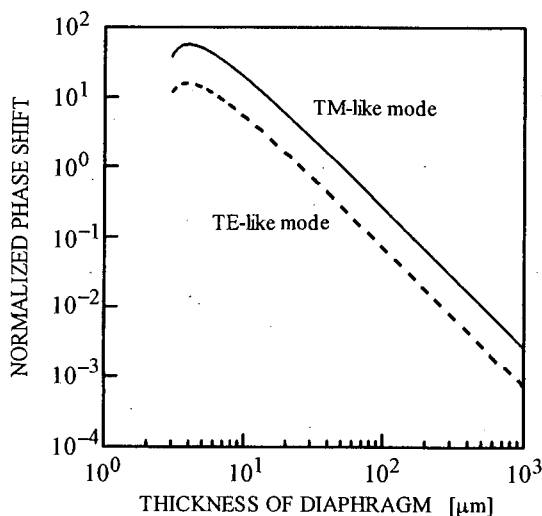


図6 ダイヤフラムの厚さと位相変化量の関係
Fig. 6 Relation between thickness of diaphragm and normalized phase shift.

度が高いということがわかる。これより、導波モードとしてTM-likeモードを利用するのが、センサの高感度化に有利であると言える。

4.1.3 ダイヤフラムの厚さ

ダイヤフラムが薄くなればなるほど、圧力に対するたわみ、ひずみが大きくなり、導波光に生じる位相変化量が増加する。この関係を示したのが図6である。図では、TM-likeモードで、厚さを $50\mu\text{m}$ としたときの位相変化量が1となるよう正規化してある。位相変化量は厚さの2乗に反比例するが、厚さ数 μm のところでは位相変化の減少が見られる。これは式(19)に示した x - y 方向の低減率が小さくなるためである。しかし、実際には、ここまでダイヤフラムを薄くすることはないものと思われる。そこで、感度の向上には、ダイヤフラムの耐圧を十分に確保したうえで、できるだけ薄くしたほうがよいと言える。

4.1.4 導波層の厚さ

x - y 方向の低減率を表す式(19)には、導波路の電界分布が含まれており、位相変化量は導波光の閉込めの強さにも依存する。そこで、導波路の単一モード条件を満たす範囲内で導波層厚を変化させて、位相変化量を計算した。計算では、ダイヤフラムの厚さを $50\mu\text{m}$ とし、更に簡単のため、光波電界分布にはスラブ近似したものを用い、スラブ導波路としてステップ形の屈折率分布をもつ3層構造のものを仮定した。図7は導波層厚と x - y 方向の低減率の関係である。ここで、このような関係を示したのは、位相変化量の計算式(18)の中で、 x - y 方向の低減率のみが電界分布に依存する

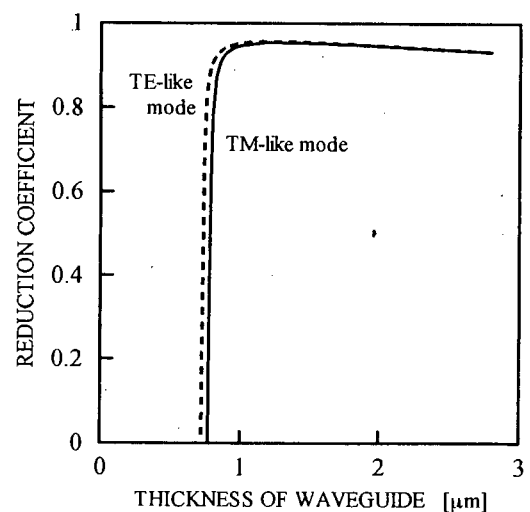


図7 x - y 方向低減率の導波層厚依存性
Fig. 7 Dependence of reduction coefficient in the x - y direction on thickness of guided layer.

からである。図からわかるように、閉込めの弱い、導波層の薄い領域を除けば、位相変化量は導波層厚にほとんど影響しない。従って、光の閉込めが十分であれば、導波層厚はセンサの高感度化にはほとんど関係ないと言える。

ところで、計算ではスラブ近似をした電界分布を用いているが、この近似精度について簡単に述べる。ダイヤフラムに生じる比誘電率変化は、ダイヤフラムの大きさに比べて導波路幅が非常に小さいため、導波路付近で y 方向に一様であると見なせる。一方、閉込めの良い 3 次元導波路内での導波光電界分布 $E(x,y)$ は変数分離形で $E(x,y)=E(x) \cdot E(y)$ のように近似できる。但し、電界方向成分を表す添字は省略してある。これを式(19)に代入すれば、次式が得られる。

$$\Gamma_{xy} = \frac{n}{2} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \int_{-a/2}^{a/2} E_y(y) E_y^*(y) dy \int_{-t/2}^{t/2} E_y(x) \Delta \epsilon_2(x) E_y^*(x) dx \quad (22)$$

更に、光波伝搬方向のパワーフローが 1 になるように規格化してあれば次のように変形できる。

$$\Gamma_{xy} = \frac{\int_{-t/2}^{t/2} E_y(x) \Delta \epsilon_2(x) E_y^*(x) dx}{\int_{-\infty}^{\infty} E_y(x) E_y^*(x) dx} \quad (23)$$

上式は x - y 方向の低減率を求めるうえで、 x 方向の電界分布のみが重要となることを示している。ここでは、この x 方向の電界分布を得るためスラブ近似を用いているが、3 次元導波路の近似解法の一つとして Marcattili の方法もよく知られている。この方法は光の閉込めが強い場合には比較的よい近似となり、得られる電界分布は変数分離形で、その x 方向の分布はスラブ近似したものと同一となる。このことから、基本的に両者の近似精度は同等と見なせ、スラブ近似でも光の閉込めが強いという条件のもとではよい近似となるものと期待される。但し、変数分離形で電界分布の近似ができない場合には、スラブ近似では精度が十分とは言えない。

4.1.5 ダイヤフラムの大きさ

以上の考察結果を踏まえて、ダイヤフラムの大きさと位相変化量の関係について考察を行った。計算では、ダイヤフラムの形状を正方形とし、厚さを $50 \mu\text{m}$ とした。また、光源として可視光半導体レーザを仮定し、波長を 670 nm とした。図 8 はその計算結果で、縦軸は 1 Pa 当りの位相変化量を表す。位相変化量はダイヤフラムの縁の長さの 3 乗に比例し、ダイヤフラムが大き

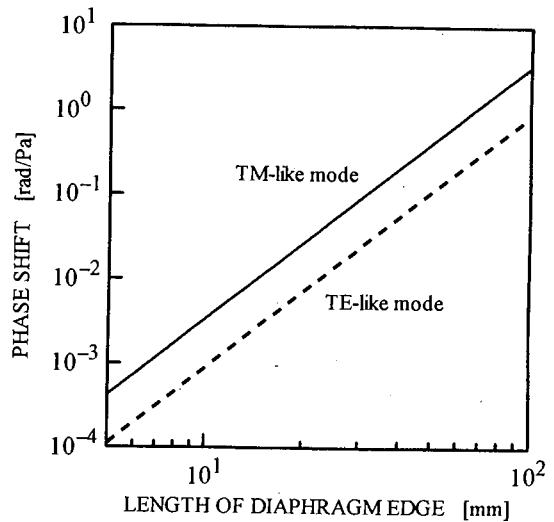


図 8 ダイヤフラムの縁の長さ位相変化量の関係
Fig. 8 Variation of phase shift with length of diaphragm edge.

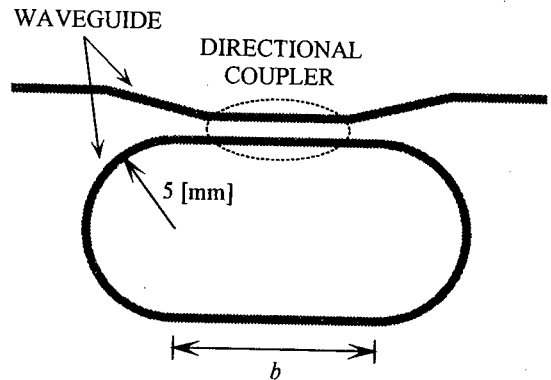


図 9 解析に用いたリング共振器の形状
Fig. 9 Illustration of the ring resonator used in the calculation.

いほど感度が高くなるが、その大きさは素子の寸法やダイヤフラムの耐圧などで制限される。計算結果によると、 3 cm 角のダイヤフラムにおいて、 1 Pa 当り 10^{-2} rad 程度の位相変化が期待できる。更に、この結果をもとに式(21)より共振周波数変化を計算した。式(21)には、変数としてリング共振器のリング長が含まれているため、図 9 のようなトラック形のリング形状を仮定した。半円で構成される部分は曲がりによる放射損が十分無視できるように半径 5 mm とし、直線部分はダイヤフラムの縁の長さ b と同じとした。図 10 はその計算結果である。線がやや湾曲しているのは、リング長がダイヤフラムの縁の長さと共に変わるためである。ダイヤフラムの大きさが 1 cm 角以上であれば、 1 Pa 当り 1 MHz 以上の共振周波数変化が期待できることがわかる。高感度な圧力センシングを行うためには、

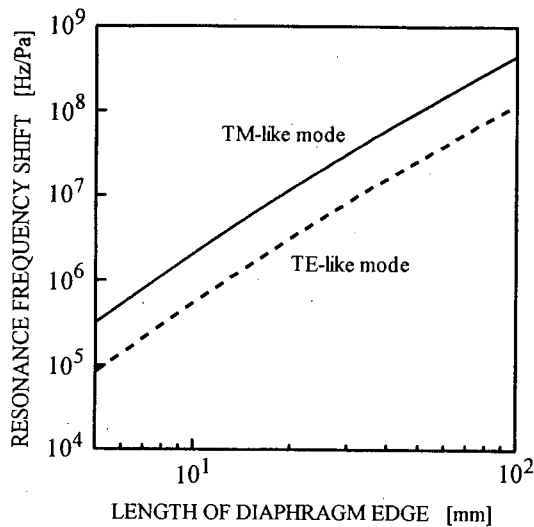


図 10 ダイアフラムの縁の長さと同共振周波数変化の関係
Fig. 10 Variation of resonance frequency shift with length of diaphragm edge.

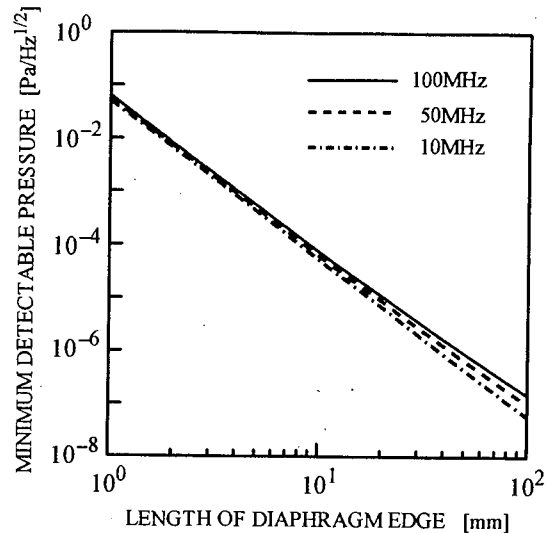


図 11 ショット雑音限界下での最小検出可能出力
Fig. 11 Minimum detectable pressure under shot noise limit.

この周波数変化を精度よく検出しなければならない。

4.2 検出可能最小圧力

共振周波数変化の検出法として、FM 分光法を用いるものと仮定し、そのときの検出可能最小圧力を評価した。ここで仮定した方法は、光源である半導体レーザに直接変調を加え、リング共振器からの出力光を変調周波数で同期検波し、共振周波数のずれを検出するものである。このずれは誤差信号としてレーザにフィードバックされ、この信号を積分したものが圧力の大きさに対応する。雑音レベルがショット雑音限界に達しているとする、検出可能な最小位相変化量 $\Delta\phi_{\min}$ は次式で与えられる [9]。

$$|\Delta\phi_{\min}| = \frac{1}{0.35} \cdot \frac{\pi n_{\text{eff}} L}{c} \cdot \sqrt{\frac{h\nu}{\eta\tau}} \cdot \frac{1}{\sqrt{P_0}} \cdot \frac{1-\alpha R}{1-R} \cdot \frac{(\delta f + \delta\nu)^{3/2}}{\sqrt{\delta f}} \quad (24)$$

ここで、 h はプランク定数、 ν はレーザの発振周波数、 η は検出器の量子効率、 τ は測定における積分時間、 P_0 は入射レーザパワー、 δf 、 $\delta\nu$ はそれぞれリング共振器の共振特性およびレーザの発振スペクトルの半値幅である。この式をもとに、次に示す値を仮定して、検出可能最小圧力の評価を行った。ここでは、センサへの入射レーザパワー P_0 を 0.1 mW、検出器の量子効率 η を 0.7、ダイアフラムの厚さ t を 50 μm とした。更に、リング共振器に関する量である R および α をそれぞれ 0.9、0.89 とした。これらの値については、検出可能最小圧力について最適化されたものではなく、一般的

で実現可能な値とした。図 11 は導波モードを TM-like モードとしたときの計算結果である。パラメータとして光源である半導体レーザの発振スペクトルの半値幅をとっているが、最小検出可能圧力への影響は比較的小さい。図より、ダイアフラムを 1 cm 角とし、測定時の周波数帯域幅を 1 Hz としたとき、100 μPa 程度の感度を有することがわかり、これより水中音響のような微小圧力も十分に検出可能であると考えられる。実際には、半導体レーザの雑音、検出器を含む検出回路の雑音等の影響により、センサ感度はかなり落ちるものと思われるが、それでもなお高感度な圧力センサの実現が期待できる。

ところで、上述の感度の導出には、半導体レーザの温度変化に伴う発振周波数変動が考慮されていない。一般に、半導体レーザでは 0.01°C につき数百 MHz 程度の周波数変化があるが、この変化と圧力による共振周波数変化は区別がつかない。このような場合、センサ感度は、雑音ではなく、レーザの発振周波数の温度依存性によって決まることになる。しかし、波長安定化技術を利用することによって、現在でも半導体レーザの周波数変動を数 kHz あるいはそれ以下に抑えることが可能で [10]、このような光源を用いることでセンサの圧力検出能力を十分に引き出すことができるものと期待される。

5. むすび

リング共振器とダイアフラムから構成される高感度

圧力センサを提案し、センサの実現性および問題点について考察を行った。考察の結果、ダイヤフラムの形状を正方形とし、リング共振器を構成する導波路の一部をダイヤフラムの縁に位置させるのが、センサの高感度化に有利であることがわかった。ダイヤフラムの厚さについては、薄いほど高い感度が期待できるが、実際にはダイヤフラムの強度すなわち耐圧を考慮したうえで、できるだけ薄くするのがよいと言える。更に、導波モードとして、TM-like モードを利用することにより、TE-like モードに比べ約3倍程度の感度の向上が期待できる。なお、TM-like モードのみを導波路に励振する方法については、偏光子により光波磁界の振動面が基板面に平行になるように調整し、端面結合などの方法により光を導波路に結合すればよい。以上のことをもとにして行った検出可能最小圧力の評価結果によると、水中音響のような微小圧力にも感度をもつセンサを構成できる可能性があることがわかった。但し、ここでは、圧力センサの高感度化に重点を置いたため、水中音響センサで重要となるダイヤフラムの応答特性について考察を行っていない。簡単な見積もりによると、1 cm 角、厚さ 50 μm の石英ダイヤフラムの共振周波数は約 5 kHz で、これより \sim 1 kHz 程度の音響圧のセンシングができるものと期待される。

ところで、センサの実用に際して、本論文では議論されていないリング共振器の温度依存性も問題となってくるものと予想される。リング共振器の温度依存性は、温度による屈折率変化と熱膨張によるリング長の変化に起因する。この影響は、温度センサを本センサに近接させて作り付け、温度センサからの信号をフィードバックすることで、かなり低減できるものと考えられる。本構成をもつ圧力センサは高感度を得られる可能性を秘めており、今後温度等の外乱の影響を低減する方法を具体的に考えていく必要がある。

文 献

- [1] L. M. Johnson, G. W. Pratt, and F. J. Leonberger, "Integrated-optical temperature sensor," in technical digest, Third international conference on integrated optics and optical fiber communication, Washington, DC, no. WL4, 1981.
- [2] M. Izutsu, A. Enokihara, and T. Sueta, "Integrated optic temperature and humidity sensors," IEEE J. Lightwave Technol., vol. LT-4, no. 7, pp. 833-836, July 1986.
- [3] M. Izutsu, A. Enokihara, and T. Sueta, "Optical-waveguide microdisplacement sensor," Electron. Lett., vol. 18, no. 20, pp. 867-868, Sept. 1982.
- [4] H. Toda, K. Kasazumi, M. Haruna, and H. Nishihara,

"An optical integrated circuit for time-division 2-D velocity measurement," IEEE J. Lightwave Technol., vol. LT-7, no. 2, pp. 364-367, Feb. 1989.

- [5] 大河正志, 井筒雅之, 末田 正, "カンチレバ構造を用いたシリコン基板光集積回路流量センサ," レーザー研究, vol. 19, no. 6, pp. 544-550, June 1991.
- [6] M. Ohkawa, M. Izutsu, and T. Sueta, "Integrated optic pressure sensor on silicon substrate," Appl. Opt., vol. 28, no. 23, pp. 5153-5157, Dec. 1989.
- [7] S. Timoshenko and S. Woinowsky-Krieger, Theory of Plates and Shells, McGraw-Hill, New York, 1981.
- [8] M. Izutsu and T. Sueta, "Coupled mode analysis of light modulation in dielectric waveguides," Appl. Phys., vol. 5, pp. 307-315, 1975.
- [9] M. Ohtsu and S. Araki, "Using a 1.5- μm DFB InGaAsP laser in a passive ring cavity-type fiber gyroscope," Appl. Opt., vol. 26, no. 3, pp. 464-470, Feb. 1987.
- [10] T. Sato, J. Mizumoto, Y. Kobayashi, M. Ishiguro, M. Ohkawa, T. Maruyama, and M. Shimba, "Frequency stabilization of a semiconductor laser under direct frequency shift keying using the saturated absorption signal," Jpn. J. Appl. Phys., vol. 33, no. 3B, pp. 1608-1613, March 1994.

付 録

1. 式(21)の導出

リング共振器を圧力の影響を受ける位相変化部とそれ以外の部分に分け、それぞれの長さを l_{ph} , l_{nph} とする。今、リング共振器がある波長 λ_0 (真空中)において共振しているとすると、

$$n_{eff}(l_{ph} + l_{nph}) = m\lambda_0 \quad (\text{A}\cdot 1)$$

の関係が成り立つ。但し、 m は整数、 n_{eff} は導波路の等価屈折率である。また、位相変化部の等価屈折率が、圧力により Δn_{eff} だけ変化し、それに伴って共振波長が $\Delta\lambda$ だけ変わったとすると、次式が成り立つ。

$$(n_{eff} + \Delta n_{eff})l_{ph} + n_{eff}l_{nph} = m(\lambda_0 + \Delta\lambda) \quad (\text{A}\cdot 2)$$

ここで、式(A・1)を m について整理し、式(A・2)に代入すると、

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} = \frac{\Delta n_{eff}l_{ph}}{n_{eff}(l_{ph} + l_{nph})} \quad (\text{A}\cdot 3)$$

となる。ところで、波長変化と周波数変化の間には、 $\Delta\lambda/\lambda_0 = -\Delta f/f_0$ の関係があるので、これを式(A・3)に代入すると、次の関係式が得られる。

$$\frac{\Delta f}{f_0} = -\frac{\Delta n_{eff}l_{ph}}{n_{eff}(l_{ph} + l_{nph})} \quad (\text{A}\cdot 4)$$

式(A・4)と $f_0 = c/\lambda_0$ の関係から、

$$\begin{aligned} \Delta f &= -\frac{\Delta n_{eff}l_{ph}c}{n_{eff}(l_{ph} + l_{nph})\lambda_0} \\ &= -\frac{\Delta\phi}{2\pi} \cdot \frac{c}{n_{eff}L} \end{aligned} \quad (\text{A}\cdot 5)$$

となり、式(21)が得られる。但し、 $\Delta\phi=(2\pi/\lambda_0)\Delta n_{eff}l_{ph}$ 、 $L=l_{ph}+l_{nph}$ とした。

(平成7年3月6日受付，7月13日再受付)



大河 正志 (正員)

昭59 阪大・基礎工・電気卒。平1 同大学院博士課程了。同年新潟大・工・助手。同講師を経て、現在、同助教授。光集積回路、光計測をはじめとする光エレクトロニクスに関する研究に従事。工博。応用物理学会、レーザー学会各会員。



阿部 哲晴 (学生員)

平7 新潟大・工・電気電子卒。現在、同大学院修士課程在学中。光集積回路圧力センサの高感度化に関する研究に従事。応用物理学会会員。



関根 征士 (正員)

昭39 新潟大・工・電気卒。翌年同大学助手。同講師，助教授を経て，現在，同教授。光放射の応用，光情報処理の研究に従事。電気学会，照明学会，応用物理学会，レーザー学会，日本色彩学会各会員。



佐藤 孝 (正員)

昭51 京大・工・電子卒。昭58 同大学院博士課程了。新潟大・工・助手，講師，助教授を経て，現在，新潟大・工・教授。レーザーによる粒子生成，色素レーザーおよび半導体レーザーの周波数安定化の研究に従事。工博。電気学会，日本物理学会，応用物理学会，レーザー学会，IEEE，OSA 各会員。