

〔研究〕

埋め込み柱状垂直共振器レーザの閾値の非単調な共振器サイズ依存性

Nonmonotonic Threshold Size Dependence of Buried-Post Vertical Cavity Lasers

向井 誠 二
S. MUKAI

Dependence on cavity width of the threshold gain of buried post vertical cavity lasers is analysed. In contrast to former reports, nonmonotonic threshold dependences on cavity width are found as well as nonmonotonic resonance frequency. By considering cavity modes as a superposition of many waveguide modes propagating parallel to multilayers, it is revealed that the physical mechanism causing these nonmonotonicity is the interference effect among these component waveguide modes: The interference causes the center of gravity of the lateral optical energy flow of the superposed field to wiggle through the multilayer waveguide, and thus, depending on the cavity size, either to hit or to miss the reflecting index-step structure of the cavity sidewall, which then makes the lateral energy flow either confined efficiently or flow out freely, resulting in a low-loss or high-loss cavity. The oscillatory threshold dependences of the fundamental and first higher-order modes appear out of phase, which results in even larger oscillatory variation in their threshold difference. This indicates that, for stabilization of fundamental-mode oscillations in the present cavity structure, cavity size should be one of discrete optimal values rather than simply smaller.

§ 1 はじめに

垂直共振器面発光レーザ(VCSELs)は、低しきい値、狭い円形ビーム、および2次元配列やオンウェー八試験に適した固有の構造、などのユニークな利点のために広く研究されている。ウェー八面に平行な方向に関して、光を共振器内に閉じ込めるために様々な共振器構造が試みられている。具体的には、埋め込み柱状共振器^{1,2)}、柱状共振器³⁾、利得ガイドプレーナ共振器⁴⁾、選択酸化共振器⁵⁾、などの各構造である。

これらのVCSEL構造の最適化を目的として、多くの数値計算と実験とが報告されている。1つの方向として、構造パラメータを入力すると実際の特性が予測されるような実用的シミュレータ^{6,7)}が報告されている。

これを用いれば、原理的には、全ての構造パラメータのセットのあらゆる数値組み合わせをインプットしてその特性を予想し、最適の特性が得られるようなパラメータ値の組み合わせを選ぶことにより、最適構造が決定されるはずである。しかし、このようなシミュレータは、互いに相互作用している、光波分布、電気分布、温度分布などの膨大な数の未知数を扱うため、1入力セットに対する計算時間が必然的に長くなる。したがって、可能な構造パラメータ値のセット(無数に有る)全てに対しシミュレーションを行うのは不可能であり、実際には少数の離散的に選んだパラメータセットに対して特性を計算し、この結果を内挿することによってその他のパラメータ値に対する特性を予測することになる。そのような挿入のためには、素子特性

KEY WORDS: 垂直共振器レーザ, 閾値, 共振器サイズ

が各構造パラメータにどう依存するかが、最低限、基本的な傾向程度は分かっているなければならない(もしも不正確な知識しか無ければ、実際には急速に振動している関数に対し、滑らかな挿入曲線を描くような誤りも生じ得る)。したがって、依存性の基本的傾向を理解しておくことが不可欠である。

このような理由から、VCSELの最適化を目指す研究の第2の方向は、構造パラメータを直接決定することよりも、むしろ構造パラメータの変化が素子特性に及ぼす効果の傾向を調べ、そのような傾向を生じさせる物理を明らかにすることにある。この方向で実験および数値解析が多数行われているが、特に、共振器幅としきい値利得(共振器損失と等価)との関係は、構造パラメータと特性との最も基本的な量どうしの組み合わせであるので、広く研究されている。Babic等⁹⁾は、利得ガイドVCSELの共振器損失は利得領域の半径の減少に対し単調に増加することを示した。Choquette等⁹⁾は、選択酸化VCSELのすべての層を含む全構造を有限差分により解析し、そのしきい値利得が共振器径の現象に対し単調増加することを報告した。WentzelとWunsche¹⁰⁾は、種々の半径の屈折率ガイド型及び利得ガイド型のVCSELについて閾値利得(共振器損失と等価)を計算し、半径が小さいほど閾値が大きい結果を得た。BurakとBinder¹¹⁾は、柱状のVCSELの種々の発振モードを解析関数を用いて近似的に解析し、共振器半径が小さくなると全てのモードの損失が単調に増加する結果を得た。Nobleたち¹²⁾は、柱状共振器および選択酸化共振器について回折損失を無視した解析を行い、多層膜反射鏡の反射率に入射角依存性が有ることによる極値を除けば、共振器モードの損失は基本的に共振器半径に単調、滑らかに依存することを報告している。また、これらの数値解析に加えて、実験的¹³⁻¹⁶⁾にも、VCSELsの光損失は共振器幅(または半径)の単調な関数であると結論されている。以上の数値解析や実験の結果は、どの報告においても、共振器径の減少に伴い回折損失や共振器側壁での光の散乱が大きくなるために共振器損失が単調増加する、と説明されている。

これら報告に対し、共振器損失が、共振器幅変化に伴って非単調に変化する(増減を繰り返す)結果が少数ながら報告されている。私達¹⁷⁾は、早い時期に、埋め込み柱状共振器について、多層膜を含む全構造をそのまま数値的に解析することに成功し、その共振器損失

が共振器径に対し増減を繰り返すことを見出したが、そのような変動の原因を物理的に解明できなかった。最近、Noble等¹⁸⁾は信頼性の高い有限要素法により、異なる共振器径4値について選択酸化共振器の損失を計算し、必ずしも共振器径の大小の順に損失が大きくなるという「奇妙な結果」を報告した。この結果は非単調な依存性が存在するという私達の報告を追認している。しかし共振器径4値についてだけしか計算されていないため、共振器径の関数としての共振器損失がどのような形なのか概形すらわからない。また、この非単調性を引き起こすメカニズムに関して、彼らは、共鳴しているモードと寄生的な漏れモードの結合が非単調に変わるためであると説明しているが、モード間結合が非単調に変わるメカニズムの説明がない以上、これは言葉の言い換えでしかない。以上のように共振器損失の非単調な共振器径依存性については、他に報告も無く、あまり理解されていない現状である。

しかし、共振器径はVCSEL設計上最も基本的な構造パラメータであるので、共振器径が損失に与える影響を物理的に理解し、損失の変化の様子を定性的にでも予測できることは重要である。

本論文では、非単調な閾値利得の共振器幅依存性の概形が明らかにされ、その原因となる物理的なメカニズムが解明される。第2章では数値解析に使われたVCSELsのモデルを説明する。第3章では、共振器モードをウェーハに平行に伝搬する導波モードの重ね合わせと見なす数値解析法が導入、説明される。これらの導波モードは共振器の側壁で反射、散乱、又は透過し、反射した導波モード(の重ね合わせ)に対する伝搬利得が両側壁での散乱及透過損失より高い場合に、そのモードが面方向に閉じ込められた共振器モードになる、とする解析方法であるので、解析中に側壁から流出するエネルギーが陽に現れる等、物理的なイメージを描きやすいという特長がある。計算結果を第4章に示す。第5章で、損失が非単調に変化するメカニズムを解明し、従来このような変化がなぜ見逃されて来たかを議論する。

§2 共振器モデル

解析にもちいたモデルは、Fig.1に示す2次元埋め込

み柱状共振器である(2次元モデルは紙面に垂直方向の電場の変化が面内での変化に比べ十分遅いような3次元分布を近似していると考えられる)。左右対称の共振器で縦方向(x方向)の光閉込めの為に、各AlAs/GaAs 16対からなるBragg反射器が1波長共振器を上下から挟み込んでいる。共振器の中央には3重量子井戸(4nm-GaAs/8nm-In_{0.2}Ga_{0.8}As/4nm-GaAs構造 × 3)の利得領域があり、スペーサはAlGaAsで構成されている。スペーサや反射器の層厚は、共振器径が無限大の時に発振波長980nmになるように設定されている。横方向の光閉込めは共振器の周辺(両側)をエッチングした後、一様なAlGaAsで埋め込むことで達成される。このときのエッチングの深さはスペーサ上面までの場合(浅いエッチング)と基板表面までの場合(深いエッチング)との両構造を解析した。

各領域の屈折率は以下のとおりである。 $n(\text{GaAs})=3.52$, $n(\text{AlAs})=2.95$, $n(\text{AlGaAs spacer})=3.235$, (burying AlGaAs) $= 3.0$ 。励起されていない状態での活性領域の屈折率は(3.56, -0.003)(この実部は井戸層と障壁層との屈折率の平均であり、虚数部(-0.003)は吸収のデータ¹⁹⁾から求めた)。励起状態では、利得発生に伴う虚部の変化を δ として、非励起時に比べ(-3,1) δ だけの变化が有るとした。多層膜反射鏡とスペーサには 10^{19} cm^{-3} のドーピングを仮定し、典型的吸収に対応してそれらの屈折率

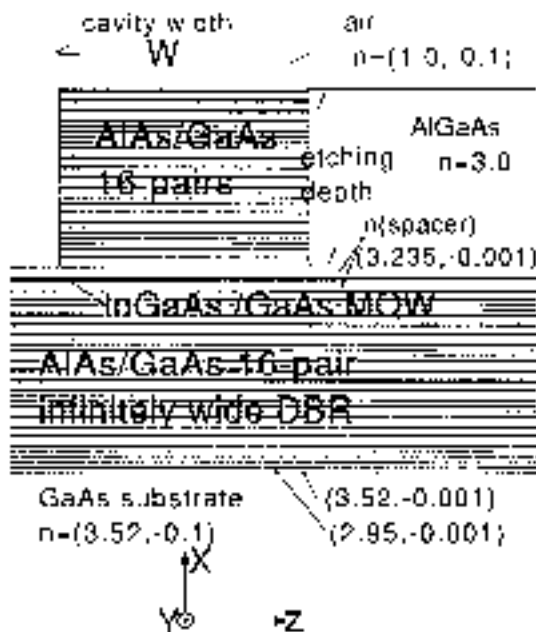


Fig.1 Schematic diagram of the model buried-post VCSEL used for calculation.

虚部の値を - 0.001とした。

次章で説明するモード展開法を適用するため、多層膜構造を層に平行な金属板で挟み、電界0の境界を設定する。上の境界位置は、基板表面より $17 \mu\text{m}$ 離れた空気中で、下の境界は基板中 $5 \mu\text{m}$ の深さである。境界設定の影響(金属板からの反射)を避けるため、空気と基板に負の屈折率虚部を付加し、仮想的な吸収を持たせた。

§ 3 計算理論

理論の説明をするため、Fig.1の構造を、Fig.2に示すようにwg1, wg2, wg3の3金属境界を持つ導波路が接続されたものとする。接続部j1 ($z = -w/2$)とj2 ($z = w/2$)はFig.1の側壁であり、wg2はFig.1の共振器内部(側壁に挟まれた領域)、wg1, wg3側壁の外の部分である。また導波路の境界(金属板)位置を $x = x_0$, $x = x_1$ とする。この構造において、wg2を+z方向に伝搬する導波路モードについて考えると、接続部j2に達した電場は屈折率分布の段差のために一部反射してj1に向かうモードになり、これらのモードはj1で反射されて一往復が完了する。この一往復伝搬する間の利得がj1とj2での反射損失を補うのに十分であれば、wg2内の電場は減衰することなく存続できる。つまり共振器のレーザ発振が維持される。Fig.1の共振器の側壁から漏れ出す光エネルギーは、この計算中のj1とj2での反射損失として計算される。

具体的には、次のように5段階に分けて計算が行われる。本論文ではTEモード(電場が紙面に垂直)についてのみ考える。TEモードの利得がTMモードより高いためレーザの発振モードはTEであると予想されるから

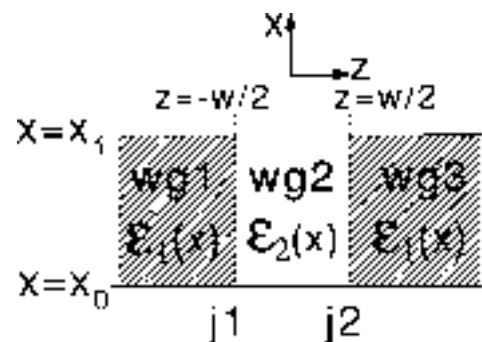


Fig.2 Jointed waveguide model used for developing the framework theory.

である。

第1段階では、適当に活性領域の励起強度 δ に適当な初期値を与え、共振周波数 ω も $2\pi c/\omega$ が設計波長 (980nm) に近い値となるように、適当な初期値を与える。

第2段階では、この ω と δ を用いて、wg2 と wg3 の導波モードセット、各々 $\{e_m(x)\}$ と $\{h_m(x)\}$ を第N次の高次モードまで計算する。ここで次数 N が十分大きい場合に各セットは完全系と見なすことができる。ここでは $N=344$ を採用したが、この次数が十分大きいことは N をこの値の前後で大きく変えても計算結果に変化がないことより確認された。

第3に接続部 j2 における反射行列 $R=(r_{ij})$ と透過行列 $T=(t_{ij})$ とをこれらのモードに対して(付録で説明する方法で)計算する。ここで T と R とは、各々、次のように定義される。j2 に wg2 の i 次のモード $e_i(x)\exp(-j\beta_i z' + j\omega t)$ のみが入射しているとき、
反射波が $\sum_j r_{ij} e_j(x)\exp(j\beta_j z' + j\omega t)$ であり、
透過波が $\sum_j t_{ij} e_j(x)\exp(-j\gamma_j z' + j\omega t)$ である。
(但し $z'=z-w/2$ 。) $a=(a_1, \dots, a_N)$ は、垂直方向の電場分布、wg2 では $\sum_j a_j e_j(x)$ 、wg3 では $\sum_j a_j h_j(x)$ を表している、とするベクトル表記では、反射波 b 、透過波 c はそれぞれ、

$$b = aR, \quad (1)$$

$$c = aT, \quad (2)$$

となる。

第4段階では、wg2 と wg3 との電場が固有モードの重ね合わせで表される。wg2 では

$$E(x, z) = \sum_k d_k \exp(-j\beta_k z) e_k(x) + \sum_k e_k \exp(+j\beta_k z) e_k(x), \quad (3)$$

wg3 では

$$E(x, z) = \sum_k f_k \exp(-j\gamma_k z') h_k(x). \quad (4)$$

ここで、 β_k と γ_k との符号は、それらの実数部が正となるように選ぶ。これらの係数 d, e, f の関係は

$$e = d P R P^{-1}, \quad (5)$$

$$f = d P R, \quad (6)$$

となる。ここで P は、固有モード $\{e_m(x)\}$ が wg2 の中央 ($z=0$) から j2 ($z=w/2$) まで伝搬する際の位相変化を表

す対角行列であり、

$$p_{mm} = \exp(-j\beta_m w/2) \quad (7)$$

で与えられる。

最後の第5段階では、(5) の積行列 $S = P R P^{-1}$ の固有値を計算する。これらの固有値は ω と δ の関数である。

横基本モードのように $x-y$ 平面に対して対称な電場分布となる場合、(3) 式の d と e とは一致しなければならない。(5) 式を考慮すると、行列 S の固有値の一つは 1 でなければならないことがわかる。同様に、1 次モードのように電場が反対称であれば $d = -e$ でなければならないから S は固有値のひとつが -1 でなければならない。どちらの場合であれ、1-5 段階の手続きにこの条件を組み合わせたものは ω と δ に対する方程式となるので、ニュートン法(1-5段階を繰り返す)で解 ω_0 と δ_0 を求め、この時の固有ベクトル d から (3) と (5) を使って wg2 中の電場を、(4) と (6) を使って wg3 の電場を求める。この計算法の精度については、適当に選んだ共振器幅に対して差分法、及び、ビーム伝搬法による計算も行い、これらと本計算法との結果が一致することより、この計算法の精度は十分良いと判断した。

本計算法は、広く使われている有限要素法に比べ 2 点有利な点がある。第1に、物理的意味がはっきりしているプロセス(共振器モードの基になる導波路モードの伝搬、反射、透過、重ね合わせ等)が計算途中に陽に現れるため、結果の物理的解釈が容易になる。第2は計算の速さである。本方法で N 個のモードを用いることは、x 軸方向の電場変化を N 次のベクトルを使って記述することと同等であるが、有限要素法では (x 軸方向の N 個の自由度) \times (z 軸方向の M 個の自由度) を扱う。このため、扱う行列のサイズは、本方法では $N \times N$ であり、有限要素法では $(NM) \times (NM)$ であり、また M の値は数百であるから、計算時間は本方法が遥かに短くなる。この結果、有限要素法ではわずか4点の半径値についてしか計算が行われなかったが、ここでは250点の共振器幅に対して計算を行うことが出来、非単調な共振器損失のグラフ形を明らかにすることができた。

§ 4 計算結果

浅エッチング共振器と深エッチング共振器の各々に対し、基本モードと一次モードを計算した。従来の

報告との比較を容易にするために、レーザ発振の閾値を屈折率の増分 δ でなく利得 $g=2k_0\delta$ を、また、発振周波数 ω_0 の代わりに発振波長 λ_r を表示した。

4.1 閾値利得と発振波長

Fig.3に、浅いエッチング共振器に対する、基本モードと一次モードとの各々の閾値利得とそれらの利得差とを、共振器幅の関数として示す。両方の利得関数に、 $0.8\mu\text{m}$ 周期の振動成分が現れている。ピークと谷は、基本モードより一次モードの方が顕著である。またそれらの出現する位置は両モードでかなり異なっており、谷の位置をもとにすれば両モードで逆相(位相ずれ)となっている。

これらの山や谷が出現する結果、閾値利得(g_{th})対共振器幅のグラフは非単調になる。つまり、閾値は幅の狭い共振器に対し、必ずしも高くない。例えば、基本モードで $2.6\mu\text{m}$ 幅共振器の閾値はずっと大きい $4.63\mu\text{m}$ 幅の共振器の閾値よりも低い。閾値利得の高低は共振器損失の大小により決まるから、この結果は(共振器サイズが大きい程損失は小さい)という従来の多くの報告と相反する。(利得は共振器幅に非単調に依存し、また $3.1\mu\text{m}$ のピークと $3.3\mu\text{m}$ の谷のように小さな幅の変動に対し閾値が大きく変わる。)というこの結果は、低損失共振器を作るために最適幅を正確に設定する必要があることを示している。

基本モードと高次一次モードとの閾値の差($g_{th}(1st) - g_{th}(0th)$)のグラフにも山と谷とが現れる。これらの両モード間で山/谷の位置が逆相に近く異なるため、閾

値差の山/谷はより顕著になる。そのため、閾値差の谷にあたる共振器幅では、両モードの利得差が小さく、基本モードの発振が不安定になる。特に $2.87\mu\text{m}$ 幅の共振器では、閾値差はほぼ0であるため、基本モード動作は不可能であろうと思われる。一方、これと対照的に、共振器幅を、閾値差がピークになる(不連続な)値のいずれかに設定すれば、基本モード動作は安定化される。この結果は、従来広く信じられている(モード間の利得差は共振器幅が小さい程大きくなるから、レーザ発振モードを安定化するためには、共振器をできるだけ狭くすると良い)という傾向と相反するものである。

Fig.4に、深くエッチングした共振器における基本モード、高次一次モードの閾値利得、およびこれらの利得差を示す。浅くエッチングした共振器の場合(Fig.3)と同様に、閾値のグラフには山/谷が現れ、一次モードの方が顕著である。一方、Fig.3に比べると、これらの山/谷構造は弱くなっている。両モードの閾値利得の差は比較的小さい。特に、幅が $2.9\mu\text{m}$ 、 $3.65\mu\text{m}$ 、 $4.5\mu\text{m}$ で閾値差が小さいので、これらの幅では基本モードは安定化しない。ピーク位置においても、利得差があまり大きくなりないので、深くエッチングした共振器では、共振器幅を選ぶことにより発振モードの安定化を計ることは、浅い共振器の場合程は有効ではない。

Fig.5には、浅くエッチングした共振器中での、基本モードと一次モードの共振波長 $\lambda(\text{shallow},0th)$ 、 $\lambda(\text{shallow},1st)$ 、および、深くエッチングした共振器中でのこれらのモードの波長 $\lambda(\text{deep},0th)$ 、 $\lambda(\text{deep},1st)$ を示

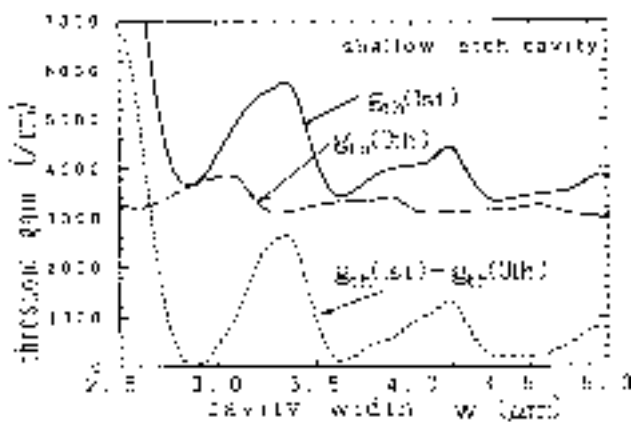


Fig.3 Threshold gains in the shallow-etched cavity as a function of cavity width. $g_{th}(0th)$ and $g_{th}(1st)$ are for the fundamental and the first higher-order modes, respectively. Their difference is also shown.

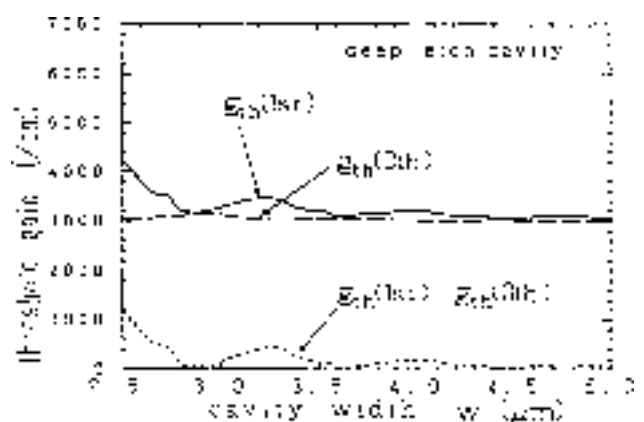


Fig.4 Threshold gains in the deep-etched cavity as a function of cavity width. $g_{th}(0th)$ and $g_{th}(1st)$ are for the fundamental and the first higher-order modes, respectively. Their difference is also shown.

す。浅いエッチング共振器では、両モードの閾値に顕著な山/谷が現れた (Fig.3) ことに対応して、共振波長の幅依存性も単調変化ではない。幅が3.1 μ mから2.7 μ mに減少する時 λ_r (shallow,0th)は長波長にシフトし、また、幅が3.4 μ m to 3.0 μ mまで減少する時 λ_r (shallow,1st)が長波長にシフトする。共振器が小さくなるにつれ、共振波長が長波長にシフトすることがある、というこの結果は従来の、共振器が小さくなると共振波長は単調に短波長シフトする^{10-12,18)} 報告と対立する。この(共振波長は共振器サイズに対して単調に変化するとは限らない、)という情報は、共振器のトリミングによって波長を調整する際、いくつかの実験値をもとに内挿により波長対幅の関係を予想するのに重要である。

4.2 近視野像

共振器損失の異常な変動の原因を探るため、浅くエッチングされた共振器中の基本モードの近視野像が、閾値が極大となるw=3.06 μ mと、極小となるw=3.315 μ mに対して計算された。Fig.6 Fig.7は各々の幅に対する、真の近視野像(中段)、活性層中の光強度分布(上段)、および、観測される近視野像(下段)を示す。ここで、「真の近視野像」は垂直共振器と空気との界面における光電場の強度分布であり、「観測される近視野像」とは典型的開口数(0.8)の顕微鏡で観察して得られる強度分布を意味している。Fig.6,7の両図の近視野像(真か、観測かによらず)の比較からわかるように、3.06 μ m幅の共振器では、3.315 μ m幅の共振器よりもより多く

の光が横方向に漏れ出している。このことは、非単調な損失変化の場合でも、広く報告されている単調な損失変化の場合と同じく、横方向への光エネルギーの流出が共振器損失を大きくしていることを示している。

ここで注意したいことは、真の近視野像、活性層中の光強度分布、および、観測される近視野像の三者は従来の報告では区別されずに使われている(例えば参考文献20)が Fig.6 Fig.7に見られるように、相互にかなり異なる場合があるので、区別する必要がある、ということである。観測される近視野像は、表面の電場分布のフーリエ成分の一部だけを取り出して再構成

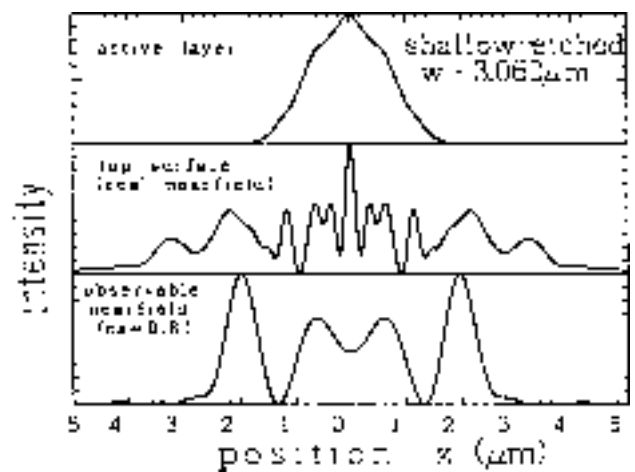


Fig.6 Fundamental-mode optical field intensity distribution in the high-loss 3.060 μ m-wide cavity. Distributions along the active layer (top) and along the top surface (middle), and the observable near-field image (bottom).

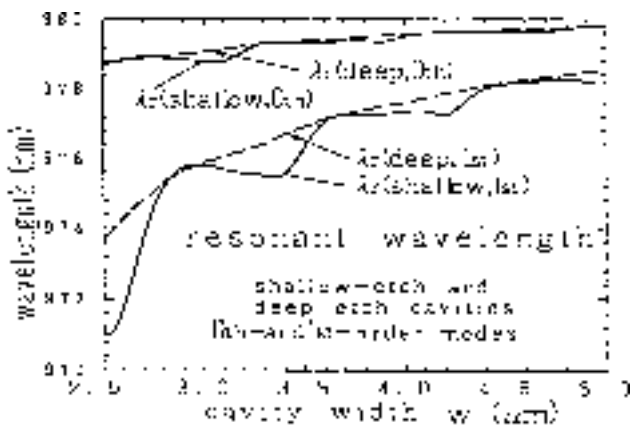


Fig.5 Resonant wavelengths as a function of cavity width. λ_r (shallow, 0th) and λ_r (shallow, 1st) are for the fundamental and the first higher-order modes in the shallow-etched cavity, and λ_r (deep, 0th) and λ_r (deep, 1st) are for the corresponding modes in the deep-etched cavity.

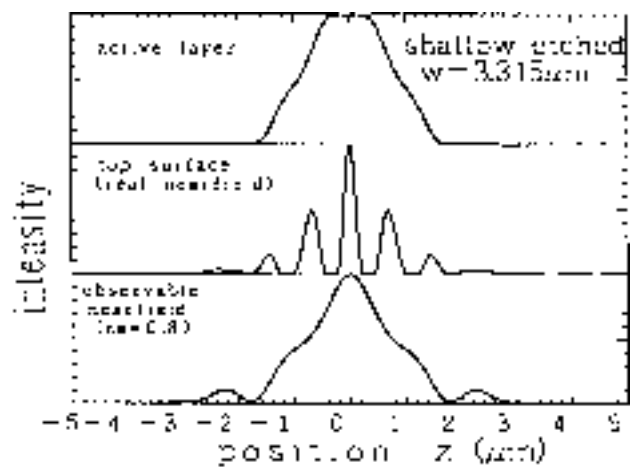


Fig.7 Fundamental-mode optical field intensity distribution in the low-loss 3.315 μ m-wide cavity. Distributions along the active layer (top) and along the top surface (middle), and the observable near-field image (bottom).

するために、真の近視野像とは異なる。また、真の近視野像が活性層での光強度分布と異なるのは、1. 多層膜反射鏡とその周りの一様な領域とでは光の透過率が大きく違うため、2. 多層膜反射鏡は異なるフーリエ成分に対し大きく異なる複素透過率を持つ、3. 側壁で散乱された光が被さる、などの理由に因る。三者の違いをもたらすこれらの要因は、共振器サイズが小さい程顕著になるプロセスであるので、素子の微細化が進むと思われる将来は、ますます無視できないものとなる。

§ 5 考察

5.1 周期的な閾値変化をもたらすメカニズム

閾値対幅のグラフに山/谷が現れるメカニズムを解明するために、高損失の $3.060\mu\text{m}$ 幅の共振器と低損失の $3.315\mu\text{m}$ 幅の共振器について、共振器内のエネルギー流の分布を計算した。最初に、Fig.8に示すように、共振器の内部を3領域に分割する。すなわち、上部多層膜反射器を含む領域ABGH、活性領域BCFG、下部多層膜反射器を含む領域CDEFである。ここで、AとHとは表面とエッチング側壁との交点、DとEとは基板/多層膜反射器の界面と側壁を含む面との交点、BとG(又はCとF)とは側壁面と活性層上部(下部)界面との交点で

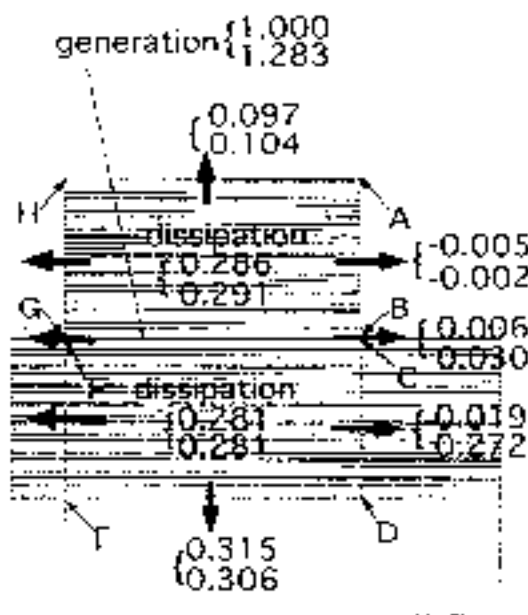


Fig.8 Distribution of optical-energy generation, dissipation and flowout of shallow-etch cavities. The top and bottom of each number pair are for the low-loss $3.315\mu\text{m}$ -wide cavity and for the high-loss $3.060\mu\text{m}$ -wide cavity, respectively.

ある。

次に、これらの各領域内での光エネルギーの発生、吸収と、各領域から流出するエネルギーを求めた。ここで、発生、吸収は、局所的な光電場強度と誘電率の虚数部との積を体積積分することで求め、また、エネルギーの流出はポインティングベクトルの垂直成分を面積分して求めた。この計算中で、光電場の正規化は、活性領域BCFG中に貯えられる光エネルギーがふたつの共振器で等しくなるようにした。すると、両共振器における活性層でのエネルギーの発生量の比は(活性層が透明となる利得レベルを0としてそこから増分、という意味で)正味の「利得の比(1.283)」と等しくなる。具体的にはエネルギー発生量が低閾値共振器で1.0、高閾値共振器で1.283となるように正規化した。モード電場をこのように正規化すると、両共振器内のエネルギー流とエネルギー吸収を計算、比較するだけで、高閾値共振器内の高利得活性領域で発生する余分のエネルギーがどこに消えて行くかがわかる(以後「余分の」は、高閾値共振器内のエネルギーの発生、流れ、吸収の値から低閾値共振器の値を引いた差を意味する)。

Fig.8に、両共振器でのエネルギーの発生、流れ、吸収をまとめた。各組、一対の数字のうち、上が低損失($3.315\mu\text{m}$ 幅)共振器、下が高損失($3.060\mu\text{m}$)共振器の値である(どちらの共振器においても、各領域で、エネルギーの発生、入出力、吸収の収支が合っているが、このことはモード電場の計算の正確さを示していることに注意)。Fig.8から明らかなように、余分に発生したエネルギーの殆どは側面ADとHEとから流出している。この結果は上述の近視野像からの結論に沿っている。更に細かく見ると、大部分の余分なエネルギーの流出(0.253)は境界CDとEFとで起き、また、少量(0.024)ではあるが、境界BCとGHとからも流出している。これらの余分なエネルギーの流出の和は0.277に達するが、これは、余分に発生するエネルギー(0.283)の殆ど全部が、側面の屈折率段差の存在しない(従って反射が期待されない)部分(BDとGE)から流出していることを示している。

本研究の視点では、共振器モードは多数の導波路モードの重ね合わせである。(3)式の右辺第1項が表す+z方向に進む波 F^+ と、第2項が表す-z方向に進む波 F^- との和であり、 F^+ は側面ADで反射され F^- に変わり、 F^- はHEで反射され F^+ に変わる。この視点から考えると、高損失となる幅の共振器で屈折率段差が無く無反射

の部分BDを通して大量のエネルギーが流出することは、 F^+ の流れが境界BD付近で強められることを示唆しており、逆に低損失になる幅の共振器でこの部分からのエネルギー流出が小さいことは F^+ の流れが境界BD付近で抑制されることを示唆している(以下 F^+ について議論を進めるが F^- についても全く同じである)。この強化と抑制のメカニズムを解明するため F^+ の+z方向へのエネルギー流を、上部領域(ABGH)中の流れ、と下部領域(CDEF)中の流れに分けて計算した。Fig.9に示すように、高損失共振器の場合、下部領域でのエネルギー流は座標zの関数として激しく変動しており、無反射の境界BDの位置 $z=w/2$ (グラフの右端)でピークになり値が大きくなる。したがって、このエネルギー流の激しい変動がこの $3.060\mu\text{m}$ 幅共振器が高損失であることの原因である。Fig.10に示すように、同様のエネルギー流の変動は $3.315\mu\text{m}$ 幅の低損失共振器でも見られるが、この場合は、Fig.9の高損失共振器の場合とは逆に、下部領域を流れる F^+ のエネルギー流は境界BDの位置で極小値に近づき、無反射の部分に進む流れは抑制される。これがこの共振器の損失が小さい理由である。したがって $3.060\mu\text{m}$ 幅共振器と $3.315\mu\text{m}$ 幅共振器との共振器損失の違いは、この下部領域を流れるエネルギー流がz位置により激しく変動する現象から生じていると結論できる。またFig.9とFig.10のエネルギー流の変動は、その周期が $0 < z < w/2$ で $0.85\mu\text{m}$ でありこの周期がFig.3に見られる幅の関数としての共振器損失の変動周期とほぼ一致することより $3.060\mu\text{m}$ 幅と $3.315\mu\text{m}$ 幅の両共振器の違いに限らず、一般にFig.3に見られる共

振器損失の周期的変動をひき起こしていると考えられる。

それでは、そもそもFig.9 Fig.10に見られるエネルギー流の周期的変動の原因は何か？両図によれば、上部領域を流れるエネルギー流も周期的に変動しており、しかも、その変動の仕方が下部領域の流れと相補的になっている。言い換えると、上部領域、活性領域、下部領域の三領域をz方向に流れるエネルギーの重心が蛇行(x軸方向に周期的に位置を変えながらz方向に進む)している。この重心が共振器の側面に達するときに、反射性の屈折率段差のある部分(Fig.8のAB)に当たるかは、共振器の損失が小さいか大きいかが決まる。このような蛇行は導波路中でしばしば見られるが、通常は複数の導波路モードの干渉の結果生じる。ここでも、干渉の可能性を調べるために F^+ をふたつの成分波 F^{hg} と $F^+ - F^{hg}$ とに分けて考える。ここで F^{hg} は導波路モード中で利得が最も高いものであり、 $F^+ - F^{hg}$ はそれ以外の F^+ の成分波の重ね合わせである。後の議論のために確認しておく、この F^{hg} のx方向(導波路に垂直、共振器の軸方向)の光電場分布は1次元のVCSELの共振器モードとほとんど同じ分布であり、また F^{hg} のz方向の伝搬係数の実数部は小さく共振器の両側面間での位相差 $w \cdot \text{Re}(\beta_{hg})$ は、共振器の基本モード(高次1次モード)を構成する場合は π (2π)である。さらに、この F^{hg} は共振器モードの成分として最大の成分であり、それだけで共振器モードの大部分を担っていることにも、注意しておく。

ふたつの成分場 F^{hg} と $F^+ - F^{hg}$ が単独で存在すると仮

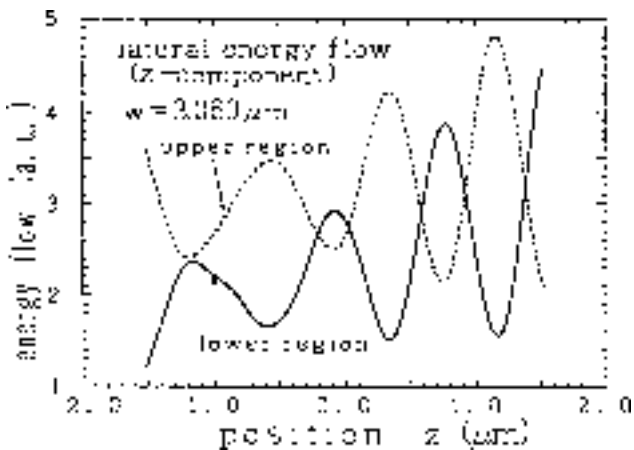


Fig.9 Rightward (+z-directed) energy flows in the lower and upper regions of the high-loss $3.060\mu\text{m}$ -wide cavity.

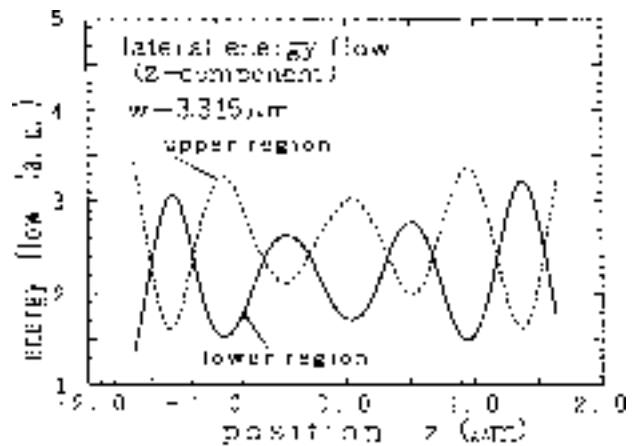


Fig.10 Rightward (+z-directed) energy flows in the lower and upper regions of the low-loss $3.315\mu\text{m}$ -wide cavity.

定した場合のそれぞれのエネルギー流を計算した。Fig.11 に 3.315 μm 幅共振器の下部領域を +z 方向に流れるこれらのエネルギー流を示す。どちらも Fig.9 とは異なり z が変化しても周期的な変動が現れない(この結果は 3.060 μm 幅の共振器についても同様であった)。 F^{hg} と $F^+ - F^{\text{hg}}$ の各々のエネルギー流には周期的変動が存在せず、これらが重ね合わされて場 F^+ になるとそのエネルギー流に顕著な振動成分が現れる、というこの結果から Fig.9 と Fig.10 の変動成分はこれら F^{hg} と $F^+ - F^{\text{hg}}$ の間の干渉によって生じている、と結論される。このエネルギー流の周期的変動が共振器側壁から流出するエネルギー量を変化させ、その結果、共振器損失が共振器サイズに対して周期的に変動する損失成分を齎すから、結局 Fig.3 の非単調な閾値変化の原因は共振器モードを構成する成分モード(導波路モード)の間の干渉であることが明らかにされた。

5.2 干渉モデルによる 閾値対共振器幅のグラフの諸特徴の説明

この非単調な共振器損失変動に対する干渉モデルにより Fig.3 Fig.4 中の $g_{\text{th}} - w$ 曲線に見られた定性的な特徴を以下のように説明できる。

なぜ高次 1 次モードが基本モードより著しい周期的変動をするのか? 一般的傾向として 軸対称の導波路中の高次モードは基本モードよりもコア領域から横方向にはみ出す。だから Fig.1 の共振器を x 方向が軸

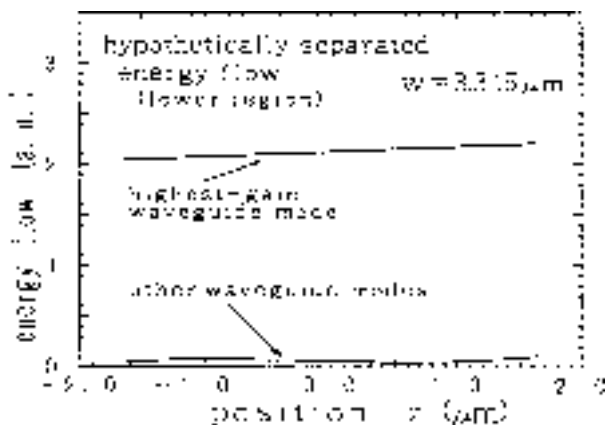


Fig.11 Hypothetically-separated lateral energy flows in the lower region of the low-loss 3.315 μm -wide cavity which are independently carried by the highest-gain waveguide mode and by the rest of the component modes.

で、側壁がコアと鞘領域との境界である、と考えると、側壁でのモードの電場は高次モードの方が基本モードよりも強いはずである。干渉成分の一方 $F^+ - F^{\text{hg}}$ が、(側壁が存在しない場合、つまり 1 次元モデルの共振器では、モードは F^{hg} と同じになることより)、共振器モードの電場と側壁の屈折率段差構造との相互作用で生じていると考えられるので、この成分は高次モードの方が基本モードより大きくなるはずであり、干渉効果も強くなる。

なぜ基本モードと高次 1 次モードとで $g_{\text{th}} - w$ 曲線の山 / 谷の位置が殆ど逆になるくらいずれるのか? 最初に、+z 方向に進む F^{hg} と $F^+ - F^{\text{hg}}$ との間の側面 HE の位置での相対的な位相が、基本モードと高次 1 次モードとで同じであると仮定する。これは F^{hg} と $F^+ - F^{\text{hg}}$ とが、基本モードと高次 1 次モードのどちらの場合でも、-z 方向に進む F^- が側壁 HE で反射されて発生するものであり F^- の形は両モードで変わらないためである。そうすると、側壁 AD のところで干渉の効果がエネルギーの流出を強めるか弱めるかは F^{hg} と $F^+ - F^{\text{hg}}$ とが側壁 HE から側壁 AD まで伝搬する間の相対的な位相の変化に依存する。すでに述べたように F^{hg} の位相変化は基本モードと高次 1 次モードとで違っている。一方、 $F^+ - F^{\text{hg}}$ は、その z 方向の波数成分が大きいため、 $F^+ - F^{\text{hg}}$ の基本モードと高次 1 次モードとの間での位相変化の違いは F^{hg} に比べ小さくなるはずである。その結果、基本モードでエネルギーの流出が強められるような干渉が生じる共振器半径に対し、高次 1 次モードでは抑制されるように干渉が生じる。

なぜ深くエッチングされた共振器の $g_{\text{th}} - w$ 曲線 (Fig.4) より浅くエッチングされた共振器の $g_{\text{th}} - w$ 曲線 (Fig.3) の山 / 谷の変動が大きいのか? 共振器側壁の屈折率段差がなく無反射性の部分からエネルギーが流れ出すことが、繰り返される山 / 谷の原因であるので、深くエッチングされた共振器ではそのような部分が少なく(強いて言えば空気中、と基板層中に有る)浅くエッチングされた共振器では広くそのような部分があるからである。この説明は、どんな共振器幅に対しても、深くエッチングした共振器のほうが浅くエッチングした共振器よりも常に損失が少ない (Fig.3 と Fig.4 の結果の比較) という事実の説明にもなる。

5.3 干渉モデルによる従来の報告の説明

Nobleたち¹⁸⁾は、円柱状の選択酸化共振器の損失が半径を変えると非単調に変化することを見出し、この非単調性は共振器内部のモードと外部のモードとの結合の強さが変わるためである、と説明した(既に述べたが、この説明は単に言葉の言い換えに過ぎない)。しかし、ここで説明した干渉モデルを彼等の共振器構造に適用し、非単調な損失を説明することができる。それは、本モデルを適用するのに必要な条件、つまり、多くの導波路モードと横方向サイズを決める境界上の屈折率段差の無い部分とが、彼等の共振器中にも存在するからである。

この干渉モデルを使えば、従来の他の報告でなぜ非単調なサイズ依存性が見られなかったか、も説明できる。従来の単調変化の計算結果の報告^{8・12)}のうち大部分^{8,10・12)}は共振器側壁での光の散乱を無視しているので、自然に、横方向に大きい波数成分を持つ場を無視している。ところが、この無視された成分は干渉モデルの $F^+ - F^{hg}$ に相当するので、干渉効果が全く考慮されない。その結果干渉により生じる非単調な変動はこれらの結果には現れない。これらと対照的にChoquetteたち⁹⁾は、側壁での散乱が自動的に取り込める差分法により数値計算を行っており、実際彼等の計算結果のグラフには小さいながらも非単調性を示す山が見られる。しかし、この山が小さく目立たないものであったこと、また、おそらく彼等は非単調性が生じる可能性に気付かなかったこと、などから、本文中ではこの非単調性は無視され、大きく見た場合の単調変化だけが言及、議論されている。

垂直共振器レーザの閾値の共振器サイズ効果についての実験の論文^{9,13,14)}でも全て単調変化が報告されており、このことは本報告と矛盾するよう見える。しかしながら、生のデータを調べると、データ点の並びに山や小さい膨らみなどが現れており(単調な変化である)とする結論は単にこれらの報告の著者達が(単調な曲線を描きました)と言っているに過ぎないことがわかる。単調曲線からの実際のデータ点のずれが、本論文で説明された干渉効果によるか、単に実験誤差か、のどちらかは、彼等の測定データの並びが荒い(間隔が大きい)ために判断できない。

§6 結論

閾値利得(等価的に共振器損失)の共振器サイズ依存性に見られる非単調性を初めて明らかにした。共振器モードを導波路モードで展開して考えることにより、この非単調な変動は導波路モード間の干渉が原因であることを明らかにした。この干渉の結果、導波路を伝わるエネルギーは活性層の上部領域と下部領域の間を蛇行しながら伝搬し、共振器の側面の位置で、屈折率段差にぶつかり反射するか、屈折率段差の無い部分を通り抜けるか、に対応して、共振器損失が抑制されたり強調されたりする。この干渉モデルを使って、閾値対共振器サイズの曲線の諸性質(基本モードと高次モードとで損失が強調/抑制されるサイズが異なることなど)が現れる理由を物理的に意味の有る方法で説明できた。また、このモデルをもとに、なぜ従来の報告ではこのような非単調性が見つかっていなかったのか、について議論した。

謝 辞

本研究はTACCの計算資源を使って行われたが、遂行中に計算環境がUNIXに変更となり、移行方法が良く理解できなかった著者は大勢の人から助けられることで研究を続行することが出来た。とくに光技術部の鍛冶良作博士とTACC富士通チームの方々にはお世話になった。また渡辺正信リーダ、矢嶋弘義部長には、マネジメント上のお世話になっている。

付 録

The reflection matrix $R=(r_{ij})$ in (1) and transmission matrix $T=(t_{ij})$ in (2) for junction j_2 are calculated as follows. By definition, when the i -th mode $\psi_i(x)\exp(-j\beta_iz')$ is incident from wg_2 on j_2 , the reflected wave is $\sum_j r_{ij} \psi_j(x)\exp(j\beta_jz')$ and the transmitted wave is $\sum_j t_{ij} \psi_j(x)\exp(-j\gamma_jz')$, where $z'=z-w/2$. From the condition that the y -component of the electric field be continuous at j_2 ,

$$\psi_i(x) + \sum_j r_{ij} \psi_j(x) = \sum_j t_{ij} \psi_j(x). \quad (A1)$$

Similar condition for the x -component of the magnetic field is

$$\beta_i \quad i(x) - \sum_j r_{ij} \beta_j \quad j(x) = \sum_j t_{ij} \gamma_j \quad j(x). \quad (A2)$$

Equations (A1) and (A2) with i running from 1 up to N can be rewritten in a matrix-form equations as

$$+ R = T \quad (A3)$$

and

$$B - RB = T\Gamma. \quad (A4)$$

Here B and Γ are matrices whose components are given by

$$B_{ij} = \beta_i \delta_{ij}, \quad (A5)$$

and

$$\Gamma_{ij} = \gamma_i \delta_{ij}, \quad (A6)$$

with δ_{ij} being Kronecker's δ_{ij} , and β_i and γ_i are column vectors whose i -th components are $\beta_i(x)$ and $\gamma_i(x)$, respectively. Postmultiplication of both sides of (A3) with the row vector Γ^{-1} and integrating the product matrix with x yields

$$I + R = TC, \quad (A7)$$

where I is the identity matrix, and C is a matrix whose (i,j) component is given by

$$C_{ij} = \int \beta_i(x) \gamma_j(x) dx. \quad (A8)$$

Similar process on (A4) yields

$$B - RB = T\Gamma C. \quad (A9)$$

Postmultiplication of (A7) with C^{-1} gives transmission matrix T as

$$T = (I + R)C^{-1}. \quad (A10)$$

By substituting (A10) into (A9) we get

$$B - RB = C^{-1}\Gamma C + RC^{-1}\Gamma C, \quad (A11)$$

from which the final result for the reflection matrix is obtained as

$$R = (B - C^{-1}\Gamma C) (B + C^{-1}\Gamma C)^{-1}. \quad (A12)$$

参 考 文 献

- 1) S. Kinoshita and K. Iga, "Circular buried heterostructure (CBH) GaAlAs/GaAs Surface Emitting Lasers," IEEE J. Quantum Electron., **23**, pp.882-889, 1987
- 2) M. Ogura, S. Mukai, M. Shimada, T. Asaka, Y. Yamasaki, T. Seki, and H. Iwano, "Surface-emitting laser diode with distributed Bragg reflector and buried heterostructure," Electron.Lett., **26**, pp.18-19, 1990
- 3) J. L. Jewell, J. P. Harbison, A. Sherer, Y. H. Lee, and L. T. Florez, "Vertical-cavity surface-emitting lasers: design, growth, fabrication, characterization," IEEE J. Quantum Electron., **27**, pp.1332-1346, 1991
- 4) M. Orenstein, A. C. Von Lehmen, C. Chang-Hasnain, N. G. Stoffel, J. P. Harbison, L. T. Florez, E. Clausen, and J. E. Jewell, "Vertical-cavity surface emitting InGaAs/GaAs lasers with planar lateral definition," Appl.Phys.Lett., **56**, pp.2384-2386, 1990
- 5) K. D. Choquette, R. P. Schneider, Jr., K. L. Lesar, and K. M. Geib, "Low threshold voltage vertical-cavity layers fabricated by selective oxidation," Electron.Lett., **30**, pp.2043-2044, 1994
- 6) G. R. Hadley, K. L. Lear, M. E. Warren, K. D. Choquette, J. W. Scott, and S. W. Corzine, "Comprehensive numerical modeling of vertical-cavity surface-emitting lasers," IEEE J. Quantum Electron., **32**, pp.607-616, 1996
- 7) A. Tsigopoulos, V. Paschos, C. Caroubalous, P. Salet, and J. Jacquet, "Numerical modeling of undercut ridge VCSEL's designed for cw operation at 1.3 μ m: Design optimization," IEEE J. Quantum Electron., **33**, pp.2221-2229, 1997
- 8) D. I. Babic, R. J. Ram, J. E. Bowers, M. Tan, and L. Yang, "Scaling laws for gain-guided vertical cavity lasers with distributed Bragg reflectors," Appl.Phys.Lett., **64**, pp.1762-1763, 1994
- 9) K. D. Choquette, W. W. Chow, G. R. Hadley, H. Q. Hou, and K. M. Geib, "Scalability of small-apertured selectively oxidized vertical cavity lasers," Appl.Phys.Lett., **70**, pp.823-825, 1997
- 10) H. Wenzel and H. J. Wunsche, "The effective frequency method in analysis of vertical-cavity surface-emitting lasers," IEEE J. Quantum Electron., **33**, No.7, pp.1156-1162, 1997
- 11) D. Burak and R. Binder, "Cold-cavity vectorial eigenmodes of VCSEL's," IEEE J. Quantum Electron., **33**, pp.1205-1215, 1997

- 12) M. J. Noble, J. P. Loehr, and J. A. Lott, "Analysis of microcavity VCSEL lasing modes using a full-vector weighted index method," *IEEE J. Quantum Electron.*, **34**, pp.1890-1903, 1998
- 13) B. J. Thibeault, T. A. Strand, T. Wipiejewski, M. G. Peters, D. B. Young, S. W. Corzine, and L. A. Coldren, "Evaluating the effects of optical and carrier losses in etched-post vertical cavity lasers," *J.Appl.Phys.* **78**, pp.5871-5875,1995
- 14) P. D. Floyd, B. J. Thibeault, L. A. Coldren and J. L. Merz, "Scalable etched-pillar AlAs-oxide defined vertical cavity lasers," *Electron.Lett.*, **32**, pp.114-116,1996
- 15) T. H. Oh, D. L. Huffaker, and D. G. Deppe, "Size effects in small oxide confined vertical-cavity surface-emitting lasers," *Appl.Phys.Lett.*, **69**, pp.3152-3154, 1996
- 16) W. W. Chow, K. D. Choquette, M. H. Crawford, K. L. Lear, and G. R. Hadley, "Design, fabrication, and Performance of Infrared and visible vertical-cavity surface emitting lasers," *IEEE J. Quantum. Electron.*, **33**, pp.1810-1824,1997
- 17) S. Mukai and M. Watanabe, "Mode analysis of buried post-type vertical cavity surface emitting lasers taking into account index distributions in DBR's," Technical Report of IEICE, LQE94-24 (1994-06), pp.49-54,1994
- 18) M. J. Noble, J. A. Lott, and J. P. Loehr, "Quasi-Exact Optical Analysis of Oxide-Apertured Microcavity VCSEL's Using Vector Finite Elements," *IEEE J.Quantum Electron.*, **34**, pp.2327-2339, 1998
- 19) S. Tarucha, H. Kobayashi, Y. Horikoshi, and H. Okamoto, "Optical absorption characteristics of GaAs-AlGaAs multi-quantum well heterostructure waveguide," *Jpn. J. Appl. Phys.*, **22**, pp.L482-L484, 1983
- 20) B. S. Yoo, H. Y. Chu, H. H. Park, H. G. Lee, and J. Lee, "Transverse mode characteristics of vertical-cavity surface-emitting lasers buried in amorphous GaAs antiguide layer," *IEEE J.Quantum Electron.*, **33**, pp.1794-1800, 1997

(2000.3.1受付)