

# 解説

## 超短共振器レーザーと自然放出光の制御

氏原 紀公雄

電気通信大学電子工学科 T182 調布市調布ヶ丘 1-5-1

(1994年6月21日受理)

### Planar Microcavity Lasers and Control of Spontaneous Emission

Kikuo UJIHARA

Department of Electronic Engineering, University of Electro-Communications,  
1-5-1, Chofugaoka, Chofu 182

#### 1. はじめに

超低閾値レーザーとしてマイクロキャビティ・レーザーが注目されている<sup>1-5)</sup>。マイクロキャビティ中の原子は小数の、理想的には一個の、光モードに結合することができる。このためレーザー活性媒質として作用するときに、不要モードへの自然放出による損失が少ないか損失が起らぬ。このため超低閾値レーザー、理想的には無閾値レーザーを構成し得る。ここで重要なパラメータは所望のモードへの結合率である。これを本稿では自然放出結合率とよび  $\beta$  で表す。マイクロキャビティのもうひとつのポテンシャルは、一個のモードへの自然放出率を自由空間における率より増大させる可能性である。単一のモードにおいては、自然放出率は当該モードの光子一個当たりの誘導放出率に等しいから、これはレーザー作用の活性化を意味する。キャビティ中の自然放出率の自由空間におけるそれに対する比を本稿では自然放出増強率とよび  $F$  で表す。

現在研究されているマイクロキャビティ・レーザーとしては平板形（ファブリイ・ペロー形）<sup>2-4,6)</sup>、ポスト形<sup>7,8)</sup>、ディスク形<sup>9,10)</sup>、シリンダー形<sup>11)</sup>、ドロップレット形<sup>12)</sup>等がある。上記の  $\beta$ ,  $F$ , およびキャビティのQ値に関して各々特徴があるが、本稿では筆者がこれまで研究してきた平板形のマイクロキャビティ・レーザー、すなわち超短共振器レーザーについて述べる。後で述べるように、平板形にあっては  $\beta$  は比較的小さく、また  $F$  も 1 度程度であって、期待されるマイクロキャビティ・レーザーの特長を十全に備えているとはいひ難いが、一方で

個別レーザーの製作や集積化の容易さが特長と言えよう。さらに、簡単な構造のために、キャビティの特性の厳密な解析が可能である。

DeMartini ら<sup>13)</sup>は色素 sulforhodamine-640 を半波長共振器に封入し、初めて「零閾値発振」を発見した、と主張した。彼らはまた DCM 色素を封入した超短共振器レーザーの、面上の二つのレーザー動作領域の間の相互作用に関する「横方向相関長」を見出し、これを光子位置の不確定性によって説明した<sup>2)</sup>。Björk ら<sup>6)</sup>は超短共振器による自然放出の変化について考察し、超短共振器中の GaAs 量子井戸からの放射パターンを観測した。横山ら<sup>14)</sup>は超短共振器中の Rhodamine 6 G からの放射に自然放出の優勢な領域と誘導放出の優勢な領域のあることを放射時間の差から確認した。Wang ら<sup>15)</sup>は色素超短共振器レーザーの闘動作を出力光の偏光度の急激な変化により確認した。彼らはまた、半波長共振器の  $\beta$  値を約  $10^{-3}$  と定めた。

本稿では、実験については色素ローダミン 6 G を用いた共振器長 2 波長の平板形マイクロキャビティ・レーザーについて述べる<sup>16)</sup>。ローダミン 6 G の蛍光および発振波長は約 570 nm である。

#### 2. マイクロキャビティの物理

マイクロキャビティ中の原子による自然放出過程は、基本的にはパッシブなキャビティ中の真空場により規定される。しかし、キャビティ内で原子をとりまく環境の影響も受ける。キャビティ中の真空場の空間的および周波数軸上の分布は、キャビティの構造によって定ま

る。この分布による自然放出の時間率および指向性は、平板形マイクロキャビティについて、相反則に依拠した古典的な方法<sup>6)</sup>、および電磁界の多モード展開法による量子論的方法<sup>3,17)</sup>で計算された。他の形状のマイクロキャビティに対しては、一般に計算は困難であって、数値解析が必要である<sup>18)</sup>。真空場の空間および周波数分布を計算する代わりに、キャビティ内の電磁界のモード数（密度）を計算する方法もある<sup>19,20)</sup>。真空場の空間分布等を直接計算する方法にあっては、モード密度は外部の自由空間のそれと同じであって、内部の振幅がモードによって異なるという立場をとるが、モード数を求める方法では、真空場の振幅はどのモードも同じであるが、 $k$ 空間でのモード密度が一様でない、との立場を取る。両者は相補的であるが、前者の方が自然放出の空間分布に関して解析的な表現を直接与える可能性のある点で、より一般性があると言えよう。これら二通りの考え方のはかに、電界のキャビティ内での交換関係の異常<sup>21)</sup>と結び付けた視点もある<sup>22)</sup>。なお、キャビティ内の実効的なモード密度が自由空間のそれを越えるとき増強率 $F$ は1より大きくなる<sup>23)</sup>。

キャビティ内で原子を取り囲む環境の影響は、非放射緩和率、横緩和時間などの形で現れる。キャビティ内の自然放出はこれらの影響を受ける。これらの効果は、原子-光系に原子に作用する熱浴を付加することで計算に取り入れができる<sup>24)</sup>。また、キャビティ内の媒質が吸収を持つときは、真空場はその影響を受け、したがって自然放出も影響を受ける<sup>6,25)</sup>。

### 3. 平板形マイクロキャビティ

平板形マイクロキャビティの内部には、対向する二枚の反射鏡によって規定される真空場が存在する。この真空場の特徴を端的に表すのはファブリ・ペロー干渉計としてのキャビティの透過特性である。外部に等方的で周波数によらず一様な強さの真空場があるとして、これが共振器へどのように侵入するかを考えると、ファブリ・ペロー干渉計のそれと同様な周波数および角度依存性が得られる。これを量子論的に議論するには、共振器の内外に連続して分布する電磁界モードの直交系を導出して、諸モードの各々を量子化する通常の手続きを行い、真空状態での場の強さの分布を、正規化したモード関数の形から調べれば良い<sup>3,17)</sup>。ここでこの方法に従って真空場を記述し、自然放出率を計算する方法の概略を以下に述べる。

### 3.1 自然放出率の導出

われわれのモデル共振器において共振器は二枚の誘電体板で模擬され、おののおのの誘電体板は反射鏡を代表する。誘電体の厚さ $d$ と屈折率 $n_1$ の積 $dn_1$ は設計波長 $\lambda$ （真空中の値）の1/4であるとする。屈折率 $n_1$ が大きいときこの誘電体板は高反射率の反射鏡を模擬する。共振器内部領域の幅 $l$ と屈折率 $n_2$ との積 $ln_2$ は設計波長 $\lambda$ の半整数倍であると仮定する。誘電体板は $xy$ 平面に平行で $x, y$ 方向とも無限に大きいと仮定する。また共振器外部の屈折率を $n_0$ とする。この共振器を含む十分大きい空間において、 $x, y, z$ 方向にそれぞれ周期 $L$ の周期境界条件を課して電磁界モード関数 $\mathbf{U}_i(\mathbf{r})$ を求める。これを $\int \epsilon(\mathbf{r}) \mathbf{U}_i(\mathbf{r}) \mathbf{U}_j(\mathbf{r}) d\mathbf{r} = \delta_{ij}$ によって正規化する。ここに $\epsilon(\mathbf{r})$ は位置 $\mathbf{r}$ における誘電率である。このモード関数は直接的にはモードのベクトル・ポテンシャルを与える、それより電界と磁界が与えられる。これらの諸モードを通常の方法でモードごとに量子化する。原子については二準位モデルを考え、励起状態 $|u\rangle$ から基底状態 $|l\rangle$ への遷移を考える。相互作用は電気双極子演算子 $\mathbf{D}$ と電界演算子 $\mathbf{E}$ により $-\mathbf{D} \cdot \mathbf{E}$ で与えられるとして、光子の真空の状態から出発してモード $j$ に一光子が放出されている確率振幅 $C_{lj}$ を時間の関数として求め、一次の摂動近似で全放出率 $A = (d/dt) \sum_j |C_{lj}|^2 = \sum_j (\pi \omega_j / \hbar) |\mathbf{D}_{uj} \cdot \mathbf{U}_j(\mathbf{r}_A)|^2 \delta(\omega_A - \omega_j)$ を得る。 $\mathbf{D}_{uj}$ は $\mathbf{D}$ の行列要素であり $\omega_A, \mathbf{r}_A$ は原子の共鳴周波数と位置である。これは通常の黄金律と同様である。モード密度は自由空間のそれに等しいので、これを使って積分すると

$$A = \sum_j \left( \frac{A_0}{4\pi} \right) \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^\pi d\theta \sin\theta \left[ \frac{3}{8} \epsilon_0 L^3 |\mathbf{U}(\mathbf{r}_A)|^2 \right] \quad (1)$$

を得る。ここに $A_0$ は外部自由空間での自然放出率、 $\epsilon_0$ は外部の誘電率、 $\phi, \theta$ は $z$ 軸を基準とする極座標の方位角と（共振器外での）傾き角であり、 $\mathbf{U}(\mathbf{r}_A)$ は $\omega_j = \omega_A$ を満たすモード関数であって $\phi, \theta$ の関数である。 $|\mathbf{U}(\mathbf{r}_A)|^2$ は原子の電気双極子の配向の分布に依存する量である。和 $\Sigma$ はTE, TMなどモードの種類について取る<sup>3,17)</sup>。

### 3.2 平板形マイクロキャビティの擬モード

式(1)の中の $\mathbf{U}(\mathbf{r}_A)$ の規格定数より、原子が設計波長で共鳴する場合の放射ロープの指向性はおよそ $I(\theta) = (N^{-2} \cos^2 \alpha + N^2 \sin^2 \alpha)^{-1}$ で与えられる。ただし、 $\alpha = (\pi n_2 l / \lambda) \cos \theta_1$ 、 $N^2 = (1 + \sqrt{R}) / (1 - \sqrt{R})$ 、 $R = \{(n_2 n_0 - n_1^2) / (n_2 n_0 + n_1^2)\}^2$ であり、 $R$ は内側から見た反射鏡のエネルギー反射率である<sup>3,17)</sup>。これから放射ロープの開き角を求める共振器

内では半值全角で  $2\{(1-R)/m\pi\}^{1/2}$  となる。共振器外部では開き角は半值全角で

$$\Delta\theta = 2n_2 \{(1-R)/m\pi\}^{1/2} \quad (3)$$

となる。ただし、 $m=2n_2l/\lambda$  である。この開き角のロープが仮想的な半径  $a$  の円形開口から放射されるすると、回折理論から  $a \sim \lambda/2\Delta\theta$  で与えられる。この半径  $a$  はこのロープに対応する共振器モードの有効半径であると考えられるので今後  $r_{\text{eff}}$  で表す。したがって、

$$r_{\text{eff}} = (\lambda/4n_2) \{m\pi/(1-R)\}^{1/2} \quad (4)$$

となる。この半径  $r_{\text{eff}}$  は先に述べた DeMartini の横向相関長と数係数の違いを除けば一致する。他の有効半径の導出法が文献 3) に述べられている。ここでいう共振器モードはいわゆる擬モードであって、 $\mathbf{U}_j$  のひとつに対応するものではない。むしろ多数の  $\mathbf{U}_j$  が共同して作り上げたものであると見なすべきである。平板形マイクロキャビティにおいては、このような擬モードが存在し、その体積  $V$  は  $\pi r_{\text{eff}}^2 l$  である。ここで、平板形においては、構造上  $x$  および  $y$  方向に並進対称性があるから、モードの位置は一義的には定まらないことに注意しなければならない。

図 1 に、自然放出口の開き角を得るために、検出角を変えて出力を測定した結果を示す。実線はフランホーファー回折の式による半径  $r_{\text{eff}}$  の開口による放射強度の  $r_{\text{eff}}=1.8 \mu\text{m}$  でフィッティングしたときの曲線である。対応する開き角は  $1.6 \times 10^{-1}\text{rad}$  である。式(4), (3)による理論値はそれぞれ  $1.9 \mu\text{m}$  と  $1.5 \times 10^{-1}\text{rad}$  であり実測値とよく一致している。

この擬モードの共鳴幅は通常のファブリ・ペロー共振器の共鳴幅で与えられ、半值全幅で  $2\gamma_c = (c/2n_2) \ln(1/R)$  である。 $c$  は真空中の光速である。ただし、共鳴波長より短波長の真空場は斜め方向で共振するので、共鳴幅を観測するときは観測角をロープの開き角以下に限定しなければならない。

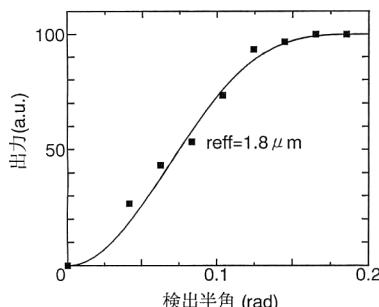


図 1 自然放出光出力対検出半角。実線は  $r_{\text{eff}}=1.8 \mu\text{m}$  の円形開口からの回折強度の理論値。

式(2)に比例する量で与えられる自然放出のロープへの全放出率を  $A_n$  とする。ロープへの放出率  $A_n$  の、共振器内の全自然放出率  $A_t$  に対する比が、このモードへの結合率  $\beta$  であり、 $\beta = A_n/A_t = \lambda/8n_2l$  で与えられる。また、共振器内の媒質と同じ屈折率  $n_2$  の媒質で満たされた自由空間での自然放出率を  $A_f$  とし、 $A_t$  の  $A_f$  に対する比を自然放出増強率  $F$  と定義すると、解析の結果は  $F \equiv A_t/A_f \sim 1$  を与える<sup>3,6,26)</sup>。この結果は上記のモード体積  $V$  が  $\lambda^3$  よりずっと大きいことに対応している。 $F$  の実験値は 1.1 であった<sup>16)</sup>。

## 4. 热浴の効果

### 4.1 自然放出スペクトル

現状では、共振器の共鳴の幅より広い固有スペクトル幅をもつ媒質を用いた実験が行われている。このような条件下での自然放出を第一原理から出発して論ずるには、3.1 節のモデルにさらに二準位原子に作用する熱浴を考慮して、密度行列法によって初期状態から他の状態への遷移確率を計算し、その表式に現れる固有スペクトルの効果を吟味すればよい<sup>24)</sup>。その結果、共振器の共鳴幅の外部では放出は抑圧され、共鳴幅の内部の周波数でのみ自然放出が起こることが示される。ただし、平板形マイクロキャビティにおいては斜め方向に短波長の放射が起こるので、実験においては観測角をモードの開き角程度に限定する必要がある。図 2 に観測された自然放出スペクトルを示す。共振器の実長 ( $l n_2 = 2\lambda$ ) に対して  $2\gamma_c$  の式の与える幅よりやや狭くなっている。これは、電磁界の反射鏡への侵入により共振器の実効長が実長より大きくなっているためと考えられる<sup>16)</sup>。この場合実効長は

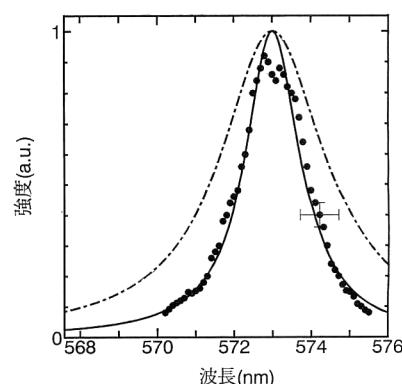


図 2 自然放出スペクトル。一点鎖線は実長  $ln_2=2\lambda$  で計算した共振器共鳴スペクトル。実線は  $ln_2=3.8\lambda$  としたときの共振器共鳴スペクトル。

$3.8\lambda$  と見積られる。

#### 4.2 自然放出結合率

3.2 節に与えた自然放出結合率  $\beta$  は、レーザー媒質が共振器の共鳴幅より小さい固有スペクトル幅をもつてゐる場合にのみ有効である。レーザー媒質の幅が大きいときは実効的な結合率は減少し、実効結合率は  $\beta \equiv \beta_{\text{cav}} \cdot \beta_{\text{spectr}}$  で与えられる。 $\beta_{\text{cav}}$  は 3.2 節の  $\beta$  で、 $\beta_{\text{spectr}}$  は媒質の固有スペクトルが共振器共振幅内に含まれる割合であって、前者の幅  $2\Gamma$  が後者  $2r_c$  に比して十分大きいときは単に  $\beta_{\text{spectr}} = 2r_c/2\Gamma$  となる。よって実効結合率は

$$\beta = \lambda \gamma_c / 8n_2 l \Gamma \quad (5)$$

となる。ここで  $\gamma_c \sim c(1-R)/2n_2 l$  および  $r_c$  の表式 (4) より  $\beta = \pi \lambda^4 / 128 \Delta \lambda V n_2^3$  を得る。ここに  $\Delta \lambda = \Gamma \lambda^2 / \pi c$  である。この表式は完全に閉じた体積  $V$  の空間のモードで幅  $\Delta \lambda$  の中に含まれるもの数の逆数と（数係数を除いて）同じである<sup>27)</sup>。

### 5. 入出力特性

共振器モード中の原子数が十分大きく、原子が四準位動作をするとき、共振器の擬モード内の光子数を  $s$ 、励起原子数を  $n$  とすると、これらはレート方程式

$$ds/dt = \beta FA_0(s+1)n - \gamma s \quad (6)$$

$$dn/dt = P - (1-\beta)FA_0n - \beta FA_0(s+1)n \quad (7)$$

で記述される<sup>5,28)</sup>。ここで  $P$  はポンプレートであり、結合損失が支配的なときはダンピングレートは  $r=2\gamma$  である。ここでは  $A_0$  は  $A_f$  の意味をもつものとする。

通常のレーザーのレート方程式では  $(s+1)$  の中の +1 は雑音項(自然放出項)として無視されるが、ここでは発振闘以下から闘以上にわたる動作を解明するために入れておく。なお、因子  $(s+1)$  は、光放出過程の常として、自然放出率と光子一個当たりの誘導放出率とが等しいことを示している。

式 (6), (7) より定常状態では  $P = \gamma s + \gamma s(1-\beta)/\{\beta(1+s)\}$ ,  $n = \gamma s / \{\beta FA_0(1+s)\}$  となり、 $s \ll 1$  に対しては  $s = \beta P / \gamma$ ,  $n = P / FA_0$ ,  $s \gg 1$  に対しては  $s = (P/\gamma) - (1-\beta)/\beta$ ,  $n = \gamma / \beta FA_0$  を得る。 $s \gg 1$  および  $s \ll 1$  に対する  $n$  対  $P$  のグラフの交点では、 $P = \gamma / \beta$  および  $n = \gamma / \beta FA_0$  を得る。この点では  $s=1$  となる。 $s=1$  は自然放出率を誘導放出率が上回る境目であって、この系の発振闘値と考えられる。この点での毎秒の利得と損失の絶対値はそれぞれ  $\gamma(s+1)$  および  $\gamma s$  であるから、通常の発振闘条件(利得=損失)とは自然放出に対応する +1 の項だけ異

なる。

$\beta < 1$  のときは闘において光子数に  $1/\beta$  だけ飛びが現れる。しかし、結合率  $\beta$  が 1 に等しいときは  $s$  対  $P$  のグラフは直線になり、入出力特性上は明瞭な闘値が現れない。しかし、 $n$  は  $\beta=1$  であっても  $P > \gamma$  であれば  $n = \gamma / FA_0$  に飽和する。

次に、励起がパルス的であって、励起パルス幅  $T$  が自然放出寿命  $1/FA_0$  より短いと、動作は過渡的になり、ピーク励起率に応じて、発振開始までの遅れ時間が生じ、この（潜在的な）遅れが  $T$  より大きくなると発振しなくなる。また、入出力をピーク値で評価すると、 $\beta=1$  であっても闘値が現れ、 $P_{\text{th}} = \gamma / \beta FA_0 T$  となる<sup>28)</sup>。また、闘における光子数の飛びも  $1/\beta$  でなく  $1/\beta FA_0 T$  に変わる。

$\beta$  が 1 に近い場合には緩和振動が抑圧されることが報告されている<sup>5)</sup>。これは高速の光強度変調にとって重要な点である。

以上のレート方程式近似は、レーザー媒質の性質等に応じて適宜修正する必要がある。例えば、半導体マイクロキャビティの場合は透明化キャリア密度を考慮するのが一般的である<sup>27,29)</sup>。また、非放射遷移の考慮が重要となる場合もある<sup>8)</sup>。さらに、量子力学的なランジュバン力を取り入れた厳密な取扱により、雑音を解析することも行われている<sup>27,29)</sup>。

図 3 に実測された入出力特性を示す。明確な闘“領域”が見られる。実線は実効結合率を  $\beta=0.01$  とした理論曲線である。4.2 節の実効結合率  $\beta$  の理論値は 0.0036 であって、およそ因子 3 以内で実験と合致する。

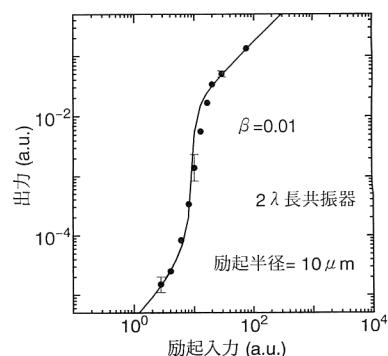


図 3 入出力特性。実線は自然放出結合率  $\beta=0.01$  に対するパルス励起を考慮した理論値。ポンビーム半径  $10 \mu\text{m}$ 。

## 6. 発振特性

### 6.1 線幅

上記の通り自然放出のスペクトル幅 $D$ は共振器の共鳴幅 $2\gamma_c$ になる。発振閾値の上では、Schawlow-Townes公式が適用できるものとすると、

$$D = 2\gamma_{c\text{eff}} = 2h\nu\gamma_c^2/P_{\text{out}} = \gamma_c/s \quad (8)$$

ここに $h$ はプランクの定数、 $\nu$ は放射の周波数、 $P_{\text{out}}$ は出力パワー、 $s$ は擬モード体積中の光子数である。パルス発振の場合にもこの式が適用できると仮定すると、閾値のすぐ上では光子数が $1/\beta FA_0 T$ であるから、このときのスペクトル幅は $\gamma_c \beta FA_0 T$ の程度となる。

図4は実測された出力の逆数と放射スペクトル幅の関係を示す。出力の逆数に幅が比例している部分は閾“領域”の下部にあたり、この部分でのみ式(8)の関係が定性的に成立している。しかし、より大きい出力に対しては幅は緩やかに増大しており、式(8)と符合しない。この不一致の考えられる理由は次項で述べる。

### 6.2 発振時の開き角とモード半径<sup>4,16)</sup>

発振している状態では、共振器の実効共鳴幅はパッシブな共振器のそれより小さく、式(8)で与えられると考えられる。これは利得によって反射鏡の反射率が実効的に増加したものと理解される。このときパッシブな共振器のもつモードの開き角 $\Delta\theta_a$ と有効半径 $r_{\text{eff}a}$ は、各々(3)、(4)で与えた $\Delta\theta$ と $r_{\text{eff}}$ の表式中の $1-R$ を $(2n_2l/c)\gamma_c$ で置換し、この $\gamma_c$ を式(8)の実効幅 $\gamma_{\text{eff}a}$ で置き換えて $\Delta\theta_a = \Delta\theta/\sqrt{s}$ 、 $r_{\text{eff}a} = r_{\text{eff}}\sqrt{s}$ と与えられると考えられる。光子数の増大とともに開き角は減少し、有効半径は増大すると予想される。

しかし、発振閾値の上で観測した開き角は上記の理論値の約30倍であり、深刻な不一致が見られる。上記の

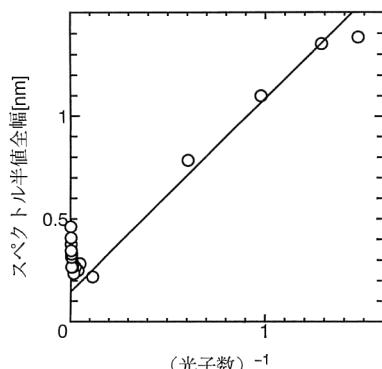


図4 スペクトル幅対 $(\text{光子数})^{-1}$ 。部分的に比例関係が見られる。

線幅の不一致も含め、これらの一因として、ポンプ半径がモード半径より大きいため、複数のモードが競合して現象を複雑化している可能性が考えられる。

## 7. まとめ

発振閾値以下の自然放出の開き角、モード半径、スペクトル幅等自然放出制御に関しては、理論と実験との良い一致が見られ、真空場の形状の計算、原子（本稿の実験では色素分子）への熱浴の効果の評価のいずれも妥当であるといえる。入出力特性などレート方程式で解析した事象は、理論と実験との間に3倍程度の不一致を含むが、定性的な一致は得られている。発振線幅および開き角を Schawlow-Townes 公式等で説明しようとした試みは、全般的な一致が得られたとはいえない、今後の検討が必要である。

## 文献

- 1) H. Yokoyama, K. Nishi, T. Anan, Y. Nambu, S.D. Brorson, E. Ippen and M. Suzuki: Opt. Quantum Electron., **24** (1992) S 245-S 272 and references therein.
- 2) F. DeMartini, M. Marrocco and D. Murra: Phys. Rev. Lett., **65** (1990) 1853-1856.
- 3) K. Ujihara, A. Nakamura, O. Manba and X.P. Feng: Jpn. J. Appl. Phys., **30** (1991) 3388-3398.
- 4) G. Björk, H. Heitmann and Y. Yamamoto: Phys. Rev., **A 47** (1993) 4451-4463.
- 5) H. Yokoyama and S.D. Brorson: J. Appl. Phys., **66** (1989) 4801-4805.
- 6) G. Björk, S. Machida, Y. Yamamoto and K. Igeta: Phys. Rev., **A 44** (1991) 669-681.
- 7) T. Tezuka, S. Nunoue, H. Yoshida and T. Noda: Jpn. J. Appl. Phys., **32** (1993) L54-L57.
- 8) T. Numai, T. Kawakami, T. Yoshikawa, M. Sugimoto, Y. Sugimoto, H. Yokoyama, K. Kasahara and K. Asakawa: Jpn. J. Appl. Phys., **32** (1993) L 1533-L 1534.
- 9) A.F.J. Levi, R.E. Slusher, S.L. McCall, S.J. Pearton and R.A. Logan: Appl. Phys. Lett., **62** (1993) 561-563.
- 10) R.E. Slusher, A.F.J. Levi, U. Mohideen, S.L. McCall, S.J. Pearton and R.A. Logan: Appl. Phys. Lett., **63** (1993) 1310-1312.
- 11) A.F.J. Levi, R.E. Slusher, S.L. McCall, S.J. Pearton and W.S. Hobson: Appl. Phys. Lett., **62** (1993) 2021-2023.
- 12) M. Kuwata-Gonokami, K. Takeda, H. Yasuda and K. Ema: Jpn. J. Appl. Phys., **31** (1992) L99-L101.
- 13) F. DeMartini and G.R. Jacobovitz: Phys. Rev. Lett., **60** (1988) 1711-1714.
- 14) H. Yokoyama, M. Suzuki and Y. Nambu: Appl. Phys. Lett., **58** (1991) 2598-2600.
- 15) X. Wang, R.A. Linke, G. Devlin and H. Yokoyama: Phys. Rev., **A 47** (1993) R 2488-R 2491.
- 16) M. Osuge and K. Ujihara: J. Appl. Phys., **76** (1994) 2588-2597.

- 17) N. Koide and K. Ujihara : Opt. Commun., in press.
- 18) 向井誠二, 渡辺正信, 矢嶋弘義: 信学技報, **OQE 93-97** (1993) 1-5.
- 19) S.D. Brorson, H. Yokoyama and E.P. Ippen : IEEE J. Quantum Electron., **26** (1990) 1492-1499.
- 20) T. Baba, T. Hamano, F. Koyama and K. Iga : IEEE J. Quantum Electron., **27** (1991) 1347-1358.
- 21) K. Ujihara : Phys. Rev., **A12** (1975) 148-158.
- 22) M. Ueda and N. Imoto : Phys. Rev., **A 50** (1994) 89-92.
- 23) E.M. Purcell : Phys. Rev., **69** (1946) 681.
- 24) K. Ujihara : Opt. Commun., **103** (1993) 265-276.
- 25) Y. Lee, M. Yamanishi and Y. Yamamoto : *Quantum Control and Measurement*, eds. H. Ezawa and Y. Murayama (North-Holland, Amsterdam, 1993) pp. 161-166.
- 26) C. Lei and D.G. Deppe : J. Appl. Phys., **71** (1992) 2530-2535.
- 27) Y. Yamamoto, S. Machida and G. Björk : Phys. Rev., **A 44** (1991) 657-668.
- 28) K. Ujihara, M. Osuge and M. Takaku : Jpn. J. Appl. Phys., **32** (1993) L 1808-L 1810.
- 29) G.P. Agrawal and G.R. Gray : Appl. Phys. Lett., **59** (1991) 399-401.