微小共振器レーザに関する技術動向調査 Technological Trend Research on Microcavity Lasers

目 次

1.	はじめに	3
2.	微小共振器の構造	3
3.	微小共振器における物理現象	5
3	.1 励起子-共振器結合モード	5
3	.2 自然放出寿命の変化	7
4.	微小共振器レーザ	10
4	.1 微小共振器レーザの閾値	10
4	.2 スペクトル線幅と変調特性	13
5.	まとめ	14
	参考文献	16

1. はじめに

東京工業大学の伊賀教授によって1977年に発明された面発光レーザは、1989年にベ ル研究所のJ.Jewellが1波長(λ)共振器面発光レーザを開発したことで飛躍的な特性の 向上を遂げた。面発光レーザには多くの実用的な利点があり、現在は各社で実用化開 発が進められている。一方、J.Jewellが提案したλ共振器面発光レーザには、微小共振 器(microcavity)レーザの端緒という物理学的な意義もある。微小共振器とは光の波長 オーダーの大きさを有する共振器であり、狭義には3次元とも波長オーダーである共 振器を指す。一方、1方向あるいは2方向の大きさのみが波長オーダーであり、他の 方向は波長よりも十分に大きなディメンジョンを有する共振器も、微小共振器の一種 であるという考え方もあり、光学モードの自由度という観点からは、3次元とも波長 オーダーである共振器は0次元、1方向の大きさのみが波長オーダーである平面共振 器は2次元の微小共振器である。すなわち、λ共振器面発光レーザは2次元微小共振 器そのものである。光の波長をん、材料の実効屈折率をnとすると、光学モードは 各々(λ / 2 n)³の体積を占める。従って、0次元微小共振器中では、光学的に活性な材 料と相互作用する低損失なモードは非常に少なくなる。光学モードが一つしか存在し ない理想的な微小共振器では、自然放出光が一つの光学モードに結合する比率βは1 となり、βが10-5のオーダーである通常の半導体レーザとは全く異なる物理現象が生 じる。この結果、非常に閾値の低い半導体レーザ、あるいは単一モードで非常に高効 率の発光ダイオードが実現されるものと期待されている。

本技術資料では、この微小共振器に関する最近の技術動向について報告する。なお、本技術資料の内容は(社)日本電子工業振興協会の超高速・高機能光デバイス専門委員会において、筆者が調査報告した内容をベースとしている。

2. 微小共振器の構造

微小共振器の次元による光学モード密度の変化は、量子井戸(2次元)・量子細線(1 次元)・量子ドット(0次元)による電子の状態密度の量子化と類似している。この様子 を図1に示す[1]。同図(a)の3次元バルクの場合には、光学モード密度は光周波数の自 乗に比例して増加していく。光学モード密度は共振器の次元の低下とともに減少して



図1 微小共振器の次元による光学モード密度の変化

いくが、図1(b)の平面共振器の場合には、平面ミラーの間隔が2分の1波長の整数倍 になる波長毎に光学モード密度がステップ状に増加していく。これらのステップの間 では、共振器面内を伝搬するモードのためにモード密度は直線的に増加する。図1(c) に示す0次元の極限では大きく離れた離散的なモードが存在する。発光スペクトル幅 は光周波数の狭い範囲にのみ分布しているので、β=1という微小共振器の極限を得 るために必要な空間的な大きさは、一つの光学モードのみが発光スペクトルとオーバ ーラップするという条件に緩和される。

実験的には種々の微小共振器の構造が実現されている。この中で最も広く研究され ているのは、分子線エピタキシ法で作製された半導体平面共振器である。4分の1波 長の厚さのAlAsと(Al)GaAsを交互に積層した分布ブラッグ反射器(DBR)で平面ミラー を構成し、InGaAsあるいはGaAs量子井戸を発光源とする。半導体平面共振器は横方 向の境界が存在しないので、DBRに対してある角度を持って伝搬するモードやミラー 間の面内を伝搬するモードが存在し、βの値は0.05程度とかなり小さくなる[2]。例え ば円筒状の共振器にするなどして横方向の境界を導入すればβの値は大きくなるが、 表面再結合による発光効率の低下を防ぐためのパッシベーション技術が必要になる。 イオンビームエッチング技術で作製された直径0.5-1.5μmの円筒状半導体平面共振器 のSEM写真を図2(a)に示す[3]。また、図2(b)に示す半球状のDBRを用いることでβ

-4-



図2 種々の微小共振器の構造:(a)円筒状半導体平面共振器、(b) 半球状のDBR、(c)マイクロディスク

の値を0.1近くまで大きくできるという報告もある[4]。これらの平面共振器とは異なる 微小共振器の例として、図2(c)にSEM写真を示すマイクロディスクと呼ばれるものが ある[5],[6]。これは、曲面状の誘電体表面が内部全反射で表面に沿って導波する高反射 率のミラーとなることを利用したものであり、この導波モードはウィスパリング・ ギャラリー・モードと呼ばれる。光学モードが小さな体積中に強く閉じ込められるの で、βの値は0.2程度まで増加する。

3. 微小共振器における物理現象

3.1 励起子-共振器結合モード

微小共振器中で生じる物理現象の一つとして、励起子と共振器の相互作用がある。 共振器中に量子井戸を含む半導体平面共振器では、量子井戸内の励起子と共振器の光 学モードが結合して励起子-共振器結合モードが発生する。励起子-共振器結合モー ドが発生すると、共振器からの励起子発光スペクトルが2つに分裂するので、逆に励 起子発光スペクトルの分裂を観測することで微小共振器の効果を確認できる。このよ うな実験の例として、λ共振器中の定在波の腹と節に当たる位置に量子井戸を形成 し、反射スペクトルを測定したという報告がある[7]。定在波の腹には井戸幅6.2nm、 節には9.0nmの量子井戸を形成し、DBRの厚さを変えることでそれぞれの量子井戸の 励起子が共振器モードと共鳴する場合を実現した。図3に示すように共振器モードが

- 5 -



図3 λ 共振器中の定在波の腹と節に当たる位置に量子井戸を形成 し、反射スペクトルを測定した結果:(a)定在波の腹、(b)定在波 の節にある量子井戸の励起子が共振器モードと一致する場合

井戸幅6.2nmの量子井戸と一致する場合には反射スペクトルのディップが2つに分裂 するのに対し、9.0nmの量子井戸と一致する場合にはディップが分裂しないという結 果になった。これは微小共振器中の光の定在波の位置によって光子と励起子の結合相 互作用の強さが違うことを反映しており、微小共振器中に閉じ込められた光学モード によって量子電子力学(QED)効果の制御が可能であることを示唆している。

また、同様の実験を2分の1波長(λ/2)共振器に対して行ったという報告もある [8]。λ共振器では水平方向に伝搬する光学モードと量子井戸発光の結合が大きいため に、垂直方向に形成された微小共振器の効果が確認されにくいためである。λ/2共振 器とするために、InGaAs量子井戸を屈折率の低いAlAsスペーサ中に埋め込んだ構造と している。2個の量子井戸を有する場合に77Kにおける反射および発光スペクトルを 測定し、4meVの励起子-光子モード分裂を観測した。2個の量子井戸のみでこのよ うな結果が観測されたことから、励起子からの自然放出光と垂直共振器モードが強く 結合している可能性が高いと考えられる。図4はGaAsウエハ面内の位置を横軸とし て、発光スペクトルの励起子-光子モードエネルギーをプロットしたものである。ウ エハ面内の位置に応じて半導体層の厚さが徐々に変化していくことから、横軸は共振 器長に対応する。図中の実線はポラリトン型の分散を仮定して理論的なフィッティン グを行った結果であり、白丸の実験結果とよく一致している。



図4 ウエハ面内の位置を横軸としてプロットしたλ/2共振器 からの発光スペクトルの励起子-光子モードエネルギー

さらに、単一量子井戸GaAs平面共振器からの励起子ポラリトン振動発光を時間領域 で直接観測したという報告もある[9]。量子井戸微小共振器では、励起子ポラリトンが 系の通常モードである。ゼロ時間マーカーを用いることで、ポラリトンを構成する励 起子と光子の位相を測定した。ここでは、「発光分光法」とも呼べる相補的な実験手 法を用いている。十分制御された量子状態にある原子系の初期状態を準備し、原子と 共振器の結合系からの発光を直接観測する。共振器真空場との強い結合に影響された 原子共鳴によって、観測結果の自然な物理的解釈が可能である。励起子ポラリトン振 動発光の振動周期として21.7psが得られたが、これはスペクトル分裂の測定結果であ る0.12nmという値とよく一致している。この結果は、最近観測された無閾値コヒーレ ント発光[10]が共鳴レーリー散乱ではなく励起子ポラリトン発光であるという解釈を裏 付けるものである。

3.2 自然放出寿命の変化

微小共振器と励起子の相互作用によって、共振器中の自然放出寿命は自由空間にお ける値に比べて変化する。これによって、自然放出光の制御が可能となる。ただし、 横方向の閉じ込めがある場合と比べると、平面共振器における自然放出光制御の効果 は非常に小さい。上述したように量子井戸半導体平面共振器においても励起子-共振 器モード分裂が観測されているが、このことが直ちに自然放出光制御につながるもの ではないとも言われている[11]。従来、入/2平面共振器中の最小寿命は自由空間寿命 の1/3であるという説と2/3であるという説があったが、厳密に入/2の共振器では 自由空間寿命の2/3であり、それよりもわずかに長い共振器で自由空間寿命の1/3 の最小寿命が得られるという解析結果が報告されている[12]。これは、基本的には自然 放出レートをフェルミの黄金律によって計算するというアプローチを用いており、計 算結果は図5に示す通りである。横軸は波長で正規化した共振器長で、ミラーの反射 率をパラメータとしている。反射率が0.9以上の場合には、共振器長が入/2の点にお ける自然放出レートは共振器が無い場合の約3/2となっている。一方、自然放出レー トが最大となるのは共振器長が入/2よりやや大きい点であり、最大値は反射率によっ て異なる。ただし、この自然放出レートが最大となる点の遠視野像を計算すると、中 空のコーン状となる。これは、面発光レーザへの応用を考えると好ましくない。これ に対し、共振器長が入/2あるいはそれ以下の点における遠視野像はペンシル状とな る。

上記の解析では、共振器長の間隔で規定の反射率を有するミラーが置かれていると 仮定されているが、実際の半導体平面共振器ではDBRをミラーとしている。この場 合、実効的な共振器長はDBRの貫通深さを考慮して決定しなければならないとの指摘 がある[13]。すなわち、GaAsのいわゆるλ共振器の実効共振器長は3入以上となり、 干渉効果は大幅に低減される。さらに、実効的なミラー位置が遠ざかることで、共振



図5 波長で正規化した共振器長を横軸、ミラーの反射率をパラメ ータとする自然放出レートの計算結果



図6 共振波長で正規化した発光波長に対するフォトルミネッセンス減衰時間 器と結合しない放射モードに許される角度範囲が大きくなる。これらの効果を勘案す ると、DBR平面共振器で自然放出光制御を行うのは非常に困難であるという結論にな る。これに対して、DBRをミラーとするGaAs単一量子井戸λ/2平面共振器で、自然 放出寿命の変化を確認したという報告もある[14]。ここでは、量子閉じ込めシュタルク 効果(QCSE)で量子井戸からの発光波長入eを変化させ、フォトルミネッセンスの減衰 時間を測定している。垂直方向の共振波長入rの異なる4個のサンプルに対して測定を 行った結果を図6に示す。横軸は共振波長で正規化した発光波長(λe/λr)である。こ の測定結果は、λe<λrにおける減衰時間はλe>λrの減衰時間に比べて30%程度短く なることを示している。図中には、入射角が垂直方向から0°、30°、45°の場合の反射ス ペクトルも併せて示している。このスペクトルから明らかなように、光軸が垂直方向 から傾いた共振器モードを含めて考えると、λe<λrの場合には必ず発光波長と一致す る共振器モードが存在することになる。すなわち、発光波長と共振器モードが共鳴し た場合の自然放出寿命は、共鳴していない場合の寿命に比べて約30%短いということ になる。

4. 微小共振器レーザ

4.1 微小共振器レーザの閾値

β=1の理想的な微小共振器レーザでは、電流-光出力特性において光出力が電流 ゼロの点から直線的に増加していく。このようなレーザは無閾値レーザと呼ばれる が、電流-光出力特性が直線的になっても閾値は存在するという見方が出てきてい る。R.Jinらは、微小共振器レーザの閾値付近での量子雑音特性を理論的および実験的 に調べ、自然放出から誘導放出への遷移に対応した光子数相関関数のピークを閾値と すれば厳密な無閾値レーザはあり得ないとの結論を下している[15]。図7は、さまざま な共振器のQ値およびβに対して平均光子数(実線)と光子数相関関数を示すFano-MandelパラメータK(点線)を理論計算した結果である。横軸のΛは下位準位から上位 準位へのポンプレートである。図を見やすくするために、共振器の種類に応じて縦軸 と横軸のスケールは変えてある。βが大きくなると光強度の微分で定義される閾値は 消失するが、Kのピークは明らかに存在する。Kのピーク以下で放出される光は、レ ーザ発光に通常付陥する程度のコヒーレンスを有しておらず、Kのピークを閾値とす



図7 さまざまなQ値およびβを有する共振器に対して、下位準位か ら上位準位へのポンプレートΛを横軸に平均光子数(実線)と Fano-MandelパラメータK(点線)を理論計算した結果

ることには妥当性がある。

一方、平均共振器光子数が1となる点をレーザの閾値と定義すべきであるとの提案 もなされている[16]。従来、レーザの閾値は光学モードの利得が共振器損失と等しくな る点とされてきた。これは閾値の定義ではなく、また定義にもなり得ない。何故な ら、自然放出によって光学利得は常に共振器損失よりも小さくなるからである。それ にもかかわらず、この「定義」がマクロスコピックレーザに対してうまく適用されて きたのは、大きな共振器体積(≫入3)を有するレーザでは自然放出の効果が発振モード のパワーに比べて無視できるほど小さいためである。微小共振器レーザでは自然放出 光のほとんどが単一モードに結合するので、従来の閾値の「定義」は時として誤りに なる。すなわち、レーザ発振に結び付けられる数々の遷移、例えば光場の時間コヒー レンスの増大、量子効率の増加、反転分布のピニング、強度雑音の共鳴ピークといっ た現象が、従来の閾値よりも数オーダー低いポンプパワーで生じる。これらすべての 遷移は、誘導放出が自然放出を凌駕し始める点で生じている。これは、どのようなモ ード、どのような線形利得媒質に対しても、モードの平均光子数が1となる時であ る。従って、モードの平均光子数が1となる点をレーザの閾値と定義すれば、従来の 「定義」よりもはるかに妥当性がある。

マクロスコピックレーザに対しては、両方の定義による閾値は2倍以内の差で一致 する。しかし、自然放出光のほとんどが単一モードに結合する微小共振器レーザで



図8 微小共振器レーザにおける注入電流と平均共振器光子数の関係: 発光再結合時間が無限大の場合(実線)と自然放出再結合時間の20 倍の場合(破線)

は、数桁の差が生じる。図8は、微小共振器レーザにおける注入電流と平均共振器光 子数の関係を示したものであり、実線は非発光再結合時間が無限大の場合、破線は非 発光再結合時間が自然放出再結合時間の20倍とした場合である。平均光子数が1とな る条件は図中に水平な点線で示されている。一方、図中の垂直な点線は反転分布が生 じる条件を示している。反転分布以下の領域でも、閾値ジャンプ(曲線のキンク)が明瞭 に現れている。このような反転分布のないレーザ発振は、高いβと高い吸収による光 子リサイクリングの結果である。ここでは、利得飽和ではなく「損失飽和」によって コヒーレントな光が発生する。さらに、図8から明らかなように、キンクのないβ= 1の条件下でも平均光子数が1となる閾値は存在する。ただし、その値は反転分布を 生じるのに必要な電流値に比べると、3桁程度小さくなっている。

4.2 スペクトル線幅と変調特性

微小共振器レーザの特性として、スペクトル線幅に対する理論計算結果が報告され ている[17]。スペクトル線幅に関するSchawlow-Townesのモデルによれば、自然放 出光のごく一部がレーザモードに結合する従来の半導体レーザに比べ、自然放出光の 大部分がレーザモードに結合する微小共振器レーザのCW線幅は大幅に増大するはずで ある。しかし、面発光型共振器における波動方程式と活性層におけるバンド構造を厳 密に理論計算した結果、線幅の増大はβの増大に比べてはるかに緩やかであることが 分かった。これは定常状態の微小共振器レーザでは、トータルとしての自然放出レー ト、閾値キャリア密度および線幅増大係数が低減され、電流-光出力特性のスロープ 効率が増大するためである。また、従来の半導体レーザと比べて同じ出力パワーを得 るのに必要な駆動電流は、微小共振器レーザの方がはるかに小さい。この結果、微小 共振器レーザを適当な駆動電流で動作させたときのスペクトル線幅は数百MHzのオー ダーになる。微小共振器レーザ、バルク活性層DFBレーザおよびSQW活性層DFBレー ザについて、スペクトル線幅と駆動電流の関係を計算した結果を図9に示す。共振器 幅0.5μmおよび1.0μmの微小共振器レーザのβは、それぞれ0.1および0.05であり、 DFBレーザのβ(~10⁻⁵)に比べて104程度大きい。これに対して、線幅の増大は102程 度に留まっていることが分かる。



図9 共振器幅が0.5µmと1.0µmの微小共振器レーザ、活性層厚 さが100nmのバルクDFBレーザ、および歪量子井戸DFBレ ーザにおける電流密度とスペクトル線幅の関係

また、圧縮歪量子井戸活性層を有する微小共振器面発光レーザの定常状態と過渡状 態における特性を計算した結果が報告されている[18]。閾値電流密度は、共振器幅が 20μmの通常の面発光レーザでは800A/cm²であり、共振器幅が1.2μm(4λ)および 0.6μm(2λ)の微小共振器レーザでは500A/cm²および250A/cm²となる。これに対 し、共振器幅が0.3μm(λ)の微小共振器レーザでは閾値電流密度が50A/cm²と大幅に 低減される。共振器幅をさらに低減すると、共振器の垂直特性が消失し、光の横モー ド閉じ込めが急速に悪くなる。次に、大信号応答の計算結果では、微小共振器レーザ はトータルのキャリア寿命が長くなるため、通常の面発光レーザの全モードを合算し た応答に比べて立ち上りの遅延が大きくなる。この関係を図10(a)に示す。しかし、同 図(b)に示すように、通常の面発光レーザはモード競合による立ち上りの遅延があり、 この点を考慮すると微小共振器レーザの方が若干大信号応答が速いという結果にな る。さらに、小信号応答に関しては、電流密度が閾値の10倍で3dB帯域が40GHzにな る。微小共振器レーザは関値電流密度および閾値電流が小さいことから、同じ電流値 で比較すれば面発光レーザに比べて広い変調周波数帯域を有していると言える。



 図10 時間0でステップ状に電流を印加した時の光子密度の応答: (a) β =0.1の微小共振器レーザと20μm幅のVCSELの 全光子密度、(b)20μm幅のVCSELのモード光子密度

5. まとめ

本技術資料の冒頭でも述べたように、現在実用化開発が進められている入共振器面 発光レーザは2次元微小共振器レーザである。2次元微小共振器(平面共振器)において も物理現象としての微小共振器の効果は確認されるが、β→1という微小共振器レー ザの特徴を発揮するためには0次元微小共振器を実現する必要がある。しかし、現実 には波長オーダーの幅を有する入³共振器を作製するのは容易ではない。微小共振器の 次元による光学モード密度の変化が量子井戸の次元による電子の状態密度の量子化と 類似しているように、低次元の微小共振器を作製する上での困難は低次元の量子井戸 を作製する際の困難と類似している。境界面のダメージが決定的な特性劣化を引き起 こし、低次元化のメリットを打ち消してしまう。ただ、加工寸法という観点からは微 小共振器の方が1桁大きく、低次元量子井戸を作製するナノメータ加工技術が確立さ れれば基本的には低次元微小共振器の作製も可能となるであろう。低次元量子井戸と 低次元微小共振器の組合せにより、従来技術の延長線上にはない革命的なデバイスが 実現されることも期待される。

参考文献

- [1] R. E. Slusher et al., Solid State Commun. <u>92</u>, 149 (1994).
- [2] Y. Yamamoto et al., Physics Today <u>46</u> (6), 66 (1993).
- [3] A. Scherer et al. , Appl. Phys. Lett. <u>55</u>, 2724 (1989).
- [4] F.M. Matinaga et al., Appl. Phys. Lett. <u>62</u>, 443 (1993).
- [5] A.F.J. Levi et al., Electron. Lett. <u>28</u>, 1010 (1992).
- [6] D.Y.Chu et al., IEEE Photonic Technol. Lett. <u>5</u>, 1353 (1993).
- [7] Z.L. Zhang et al., Appl. Phys. Lett. <u>64</u>, 1068 (1994).
- [8] I. Abram et al., Appl. Phys. Lett. <u>65</u>, 2516 (1994).
- [9] J. Jacobson et al., Phys. Rev. A <u>51</u>, 2542 (1995).
- [10] Y. Yamamoto et al., J. Phys. II <u>3</u>, 39 (1993).
- [11] I. Abram et al., Phys. Rev. A <u>51</u>, 4116 (1995).
- [12] G. Bjoerk, IEEE J. Quantum Electron. <u>30</u>, 2314 (1994).
- [13] R.J. Ram et al., J. Quantum Electron. <u>31</u>, 399 (1995)/
- [14] K.Tanaka et al., Phys. Rev. Lett. <u>74</u>, 3380 (1995).
- [15] R. Jin et al., Phys. Rev. A <u>49</u>, 4038 (1994)/
- [16] G. Bjoerk et al., Phys. Rev. A <u>50</u>, 1675 (1995).
- [17] I. Vurgaftman et al., J. Appl. Phys. <u>76</u>, 5636 (1994).
- [18] I. Vurgaftman et al., J. Quantum Electron. <u>31</u>, 852 (1995).