

半導体レーザー

—レーザーの原理をより理解するために—

伊 賀 健 一

半導体レーザーは21世紀に生き残れるか。白熱灯はエジソンが発明して100年以上が経ち、その場の多くを蛍光灯に譲ったもののいまだに使われている。半導体レーザーの歴史は1962年に始まるわけだから¹⁻⁴⁾、2060年ごろまでは使われるだろうが、研究そのものはあと20年くらいだろうか。

半導体レーザーが1962年に米国の4つのグループで作られてからの約10年間はパルス電流でしか動作しなかったから、その応用が危ぶまれたものであった。実際、1960年代の後半に多くの研究機関がその研究から手を引いた。1970年の林・Panishによる室温連続発振達成⁵⁾はこれに終止符を打ち、光通信の研究を加速した。それにしても、その直前にAlAsをGaAs系に導入してヘテロ構造を作る須崎らの先駆的試みは連続動作の寸前まで達していたので、もう少しの応援と研究の継続があったらと惜まれる⁶⁾。2000年ノーベル物理学賞がAlfërov⁷⁾とKroemer⁸⁾のヘテロ構造の提案に与えられた。林・Panishの発表まで、あるいはその後もこの分野の研究者はその存在をあまり知らなかったようだ⁹⁾。Alfërovらも同時期に室温連続動作に成功していた¹⁰⁾。

分布帰還レーザーを提案したKogelnikとShankの論文¹¹⁾は、新しい半導体レーザー共振器の構造を生み出した。最初は有機材料によって原理が試された。最初の半導体DFB (distributed feedback) レーザーの成功は中村道治らによる¹²⁾。その後、末松安晴による動的単一モードレーザー概念^{13,14)}につながって、現在の高速光通信のキーデバイスとなっている。また、1970年代後半にJ. HsiehがGaInAsP系で1 μ m帯半導体レーザーの先鞭を付け

た¹⁵⁾。やはり同時期にソ連でも成功をみていた¹⁶⁾。

一方、量子井戸レーザーは1974年に提示され¹⁷⁾、1980年代に入って研究が活発化したが、長い間実用化があやぶまれていた。結晶成長の技術が十分でなかったためである。しかし、現在の半導体レーザーのほとんどは量子井戸のお世話になっている。そのきっかけは有機金属気相成長法(MOCVD)の登場であろう¹⁸⁾。

筆者は1977年に図1のような面発光レーザーを提案した^{19,20)}。最初のデバイスが1979年にできたが²¹⁾、ほとんどの人がそのデバイスとしての立脚性を危ぶんだ。しかし、小山二三夫と筆者らが1988年に室温連続動作を実証し^{22,23)}、1989年にJ. Jewellがミリアンペア閾値の面発光レーザー²⁴⁾を発表すると事態が一変し、にわかに多くの研究機関で研究が活発化した。

GaN系青色発光素子では、赤崎勇らの長年にわたる先駆的研究²⁵⁾が開花し、半導体レーザーでは卓抜した実験能力をもつ中村修二が先取り得点をなした²⁶⁾ことは記憶に新しい。さて、半導体レーザーは光情報基盤技術におけるキーデバイスとして、重要性を増している。本稿ではそれが実際どのようなものであるかをみていこう。なお、詳しくは文献²⁷⁻³¹⁾を参考にされたい。

1. 半導体はどうして光るか

図1のように、半導体でできた発光層をはさんでpn接合を作り、*n*側に負電極、*p*側に正電極を接続して電圧をかけると、半導体の禁制帯幅 E_g に対応する電圧を超えるあたりから電流が流れはじめる。すなわち、*n*極から電子が、*p*極から同じ数のホールが発光層へ注入され、正電荷と負電荷が共存するプラズマ状態を作る。約数十nsの間電子はホールと再結合して消滅する。ただし、電子のエネルギーはおおよそ発光層の禁制帯幅 E_g だけバイアスがか

日本学術振興会(〒102-8471 東京都千代田区一番町6);工学院大学
E-mail: kiga@jps.go.jp

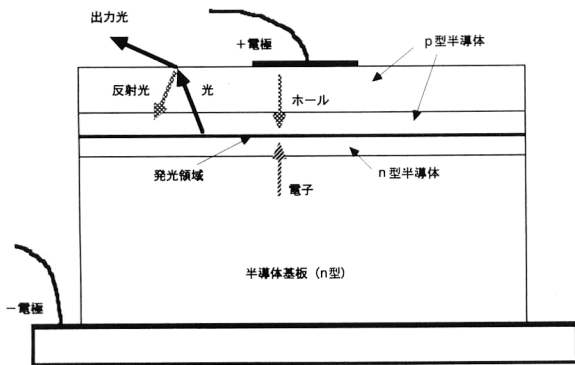


図1 半導体レーザーにおける発光の原理.

けられているので、この再結合により消滅したエネルギーは別のエネルギーに変換され系全体のエネルギーは保存される。その大部分は光となって自然放出される。このように発光する半導体デバイスを発光ダイオード (light emitting diode: LED) という。ダイオードとは2つの極をもつデバイスを指す。このような電子とホール対の生成と再結合発光の考えの提示は1954年ごろ、実証は1962年ごろのことといわれている。再結合発光層としては、*p*層や*n*層よりも狭い禁制帯幅をもつ半導体、あるいは*pn*接合近傍領域が使われる。

では、なぜ直流の電流から交流である光の電磁波が発生できるのであろうか。それは電子の波動性による。自然放出 (spontaneous emission) の厳密な表現には量子力学の助けを借りねばならないが、定性的な説明を試みる。発光層へ注入された電子とホールの波動は干渉しあって、時間的に振動する電子の存在確率の偏りを作る。すなわち、半導体結晶中の伝導帯にある電子、価電子帯にあるホールは、プランク定数 $h (= 6.6262 \times 10^{-34} \text{ J s})$ をで 2π で割った数を \hbar とすれば、それぞれ、 $\varphi_e \propto \exp[-iE_c t/\hbar]$ 、 $\varphi_h \propto \exp[-iE_v t/\hbar]$ のような波動で表される。ここで、 E_c と E_v はそれぞれ、電子とホールのある基準からのエネルギーである。これらが同じ空間すなわち発光層に存在すると互いに干渉する。波動関数の重なり $|\varphi_e + \varphi_h|^2$ を計算すれば、エネルギー差 $E_c - E_v$ に比例した周波数のビート振動を引き起こすことがわかる。この差はほぼ禁制帯幅 $E_c - E_v$ に相当する。この振動が光を発生するダイポールアンテナとして振る舞う。ちょうど水流から回転子を経て交流発電ができるのと似ている。このように、直流的なエネルギーから交流を得るには、直流を回転あるいは振動に変える機構の存在が不可欠で、半導体の場合は電子の波動性と干渉がこれをつかさどる。なお、あるエネルギー準位 E_2 から、異なるエネルギー準位 E_1 へ遷移が起こり、フォトンが発生するという説明は危険である。

ところで、注入された電子とホールは、半導体結晶格子から熱振動のエネルギーを与えられてフェルミ・ディラック分布とよばれるエネルギー分布をもつ。したがって室温では、発光スペクトル幅は E_g だけでは決まらず 10 nm ほどの幅をもち、異なるエネルギーをもつ電子とホールの干渉は独立に起こるので、発生する光は位相のそろっていないインコヒーレント光となる。

さて、電子とホールが光になる効率を量子効率 η_{spont} といい、良質の半導体では 80% にも及ぶ。 $1 - \eta_{\text{spont}}$ はフォノンを発生させて熱エネルギーと化す部分である。発生する光の量子 (フォトン) の数 S は電流 I に比例するので、

$$S \propto \eta_{\text{spont}} I \quad (1)$$

また、外に取り出せる光電力 P_o は

$$P_o = \eta_{\text{ext}} \eta_{\text{spont}} C E_g I \quad (2)$$

で与えられる。ここで係数 C は、ダイポールが注目している光モード集合に結合する割合で LED の場合はあらゆる方向の平面波を考えているのでほぼ 100%、 η_{ext} は LED の外部に光を取り出す外部量子効率である。LED の光出力は mW で表され、レーザーポインター用半導体レーザーと同等の数 mW が可能である。LED の出力は光度で表示することがある。光度は、カンデラ (cd) という国際基本単位で与えられ、“波長 555 nm の緑単色光で、所定方向において 1 ステラジアンあたり 1.46 mW の放射強度としたときのその方向の光度”で定義される。数 cd という直視できないくらいまぶしいものもある。

効率についてみると、LED 材料である半導体の屈折率約 3.5 と空気のそれは 1 でその差が大きいため、発生した光が半導体と空気の境界における全反射によって発光層とほぼ垂直方向以外は外に出られない。このため η_{ext} は通常約 10% に制限される。

ダイオードに印加する電圧を V とすると、LED の消費電力と光出力の比すなわち電力変換効率 η_p は

$$\eta_p = \frac{P_o}{VI} = \eta_{\text{ext}} \eta_{\text{spont}} C \frac{E_g}{V} \quad (3)$$

となる。通常の LED では上記の理由により数パーセントに留まる。ただし、裏面反射鏡、共振器構造、フォトニック結晶などの利用により、式(3)の各係数は大きくできる。AlGaInP 系の黄橙色では、蛍光灯の効率 20% を超えるものもある。一方、半導体レーザーでは 50% を超えることができるが、これはレーザーの閾値よりずっと高い電流注入領域以上では η_p は $\eta_{\text{ext}} E_g / V$ で表され、かつ η_{ext} も大きくできるからである。なお、LED の発光効率は電力 1 W あたりの光束であるルーメン (lm)/W で表すことがあり、前記は約 100 lm/W に相当する。白熱電灯は約 20

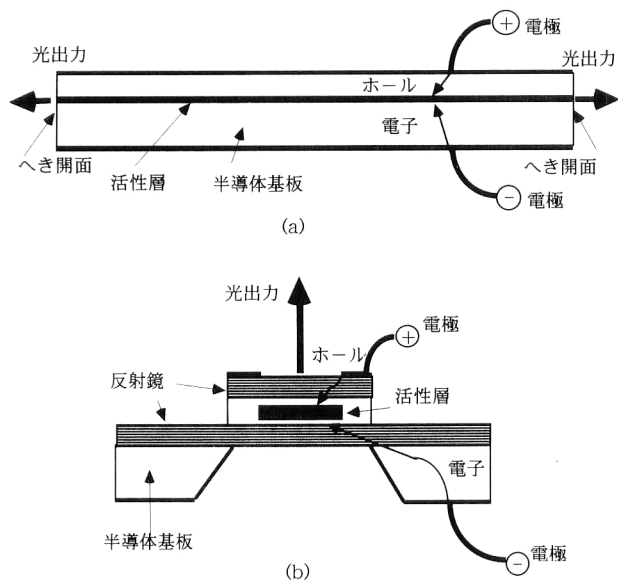


図2 半導体レーザーの共振器。(a) ストライプ型半導体レーザーの共振器，(b) 面発光レーザー型共振器。

lm/W である。ただし、ルーメンは光束の単位で、すべての方向に放射する 1 cd の光度をもつ光源の、1 ステラジアンに放射する光束である。

再結合寿命が約 10 ns もあるので、これ以上の速い電流変化には応答できず、LED の変調速度は寿命の逆数すなわち 100 MHz 程度に限られる。発光層に不純物を高濃度にドーピングすると多少は高速に変調できる。しかし、発光ダイオードはただ光るだけで、光にコヒーレンシーはない。また、高速の変調もできない。そこで、半導体レーザーの登場ということになる。

2. 半導体レーザーの原理と動作

2.1 半導体レーザーの原理

自然放出ではなく効率よく発光させるにはどうしたらよいか。それには誘導放出と共振器による光の帰還作用を利用する。前章で述べた電子波の干渉のあるところへ光がやってくるとする。もしその光の周波数が干渉振動の周波数に等しいと、振動する双極子は光波相互作用して入射波と位相のそろった波を放出する、すなわち増幅作用が起こる。これが、LASER (light amplification by stimulated emission of radiation) の原理である。ただし、伝導帯にいる電子の数、価電子帯にいるホールの数を熱平衡状態よりも多くしておかないと、エネルギーは光には移らず吸収になってしまう。熱平衡よりも高いエネルギーの状態を大きくして増幅作用をもたせた状態を反転分布という。このように、吸収と増幅は同じ仕組みで起こる。

しかしこれだけでは、光が増幅されるだけである。ここ

表1 面発光レーザーとストライプレーザーの大きさ比較。

| パラメーター記号 | ストライプレーザー | 面発光レーザー |
|--------------------------------------|-----------------------|------------------------------------|
| 活性層厚さ d | 100~0.1 μm | 80 \AA ~0.5 μm |
| 活性層面積 $S(\mu\text{m}^2)$ | 3×300 | 10 |
| 活性層体積 $V(\mu\text{m}^3)$ | 60 | 0.07 |
| 共振器長 $L(\mu\text{m})$ | 300 | 2 |
| 反射鏡の反射率 R_m | 0.3 | 0.99~0.999 |
| 光閉じ込め係数 $\xi(\%)$ | 3 | 3 |
| 光閉じ込め係数 (横方向) $\xi_x(\%)$ | 3~5 | 50~80 |
| (縦方向) $\xi_z(\%)$ | 50 | 6 (2×1%×3) |
| フォトン寿命 $\tau_p(\text{ps})$ | 1 | 1 |
| 緩和振動周波数 (低動作領域) $f_r(\text{GHz})$ | <5 | >10 |

で増幅された光をもとに戻すしくみ、すなわち帰還を行うと、次々と増幅が行われ、もし光の伝搬損失が増幅で完全に補われると発振が起こる。図2のような反射鏡を互に向かい合わせた共振器がよく使われる。(a) はストライプ型のレーザー、(b) は面発光レーザーである。いずれも2枚の反射鏡を向かい合わせてその間に光を共鳴させる。フランスの光学者の名前を付してファブリー・ペロー (Fabry-Perot) 共振器とよぶ。ちょうど、日光の鳴き籠のように天井と床の共振を使うようなものである。このように光の周波数領域で発振するのがレーザー発振器であり、普通この発振器をレーザーということが多い。

さて、半導体レーザーもレーザーのひとつであるから、その発振条件などの基本の多くは通常のレーザーとあまり変わらない。しかし、直接に電流をデバイスに注入して誘導放出を起こす電子とホールの反転分布を作ることから、いくつかの構造に起因する本質的な違いもある。本章では半導体レーザーの基礎についてみていこう。ストライプレーザーと面発光レーザーとがある。これらの比較を図2に示した。その物理的大きさの比較を表1に示す。主な相違点としては、ストライプレーザーでは共振器長が通常 300 μm もあるのに対し、面発光レーザーでは、ほぼ波長のオーダーであり、横方向も波長の大きさまでできる。これらがレーザー特性に表れる。

2.2 半導体レーザーの閾値

半導体レーザーは、注入電流を閾値電流以下で動作させたときは、スペクトル幅の広い、空間的に位相のそろっていないインコヒーレントな光を放出し、発振閾値に達すると誘導放出により、位相がそろったコヒーレントな光を放出する。通信や光記録にはコヒーレント光が必要で、素子の効率を向上させ閾値電流を決める発振条件は、レーザー

の活性媒質の利得が共振器の損失をちょうど補償できるほど大きくなるという条件で次のように記述される²⁷⁾。

$$I_{th} \cong \frac{eVB_{eff}}{\eta\eta_{spon}} N_{th}^2 \quad (4)$$

ここで、 e は電荷、 V は活性層体積で、発振に必要な閾値キャリア密度は、

$$N_{th} = N_t \frac{\alpha_a + \alpha_d + \alpha_m}{A_0 \xi} \quad (5)$$

なお、以下で使用する各パラメーターは以下で定義する。

α_a : 光吸収損 (自由キャリアその他の光吸収を含む)

α_d : 回折損 (反射鏡における回折損を等価的に表したもの)

α_m : 反射損 (反射鏡における等価損。これが出力になる)

A_0 : 微分利得係数 (キャリアの増分に対する光利得の増分比 = $A_0 = dg/dN$)

B_{eff} : 実効再結合係数 (再結合の強さを2乗で近似したときの等価的係数)

d : 活性層厚さ (多重量子井戸の場合は、全領域の総和で表す)

L : 共振器長 (反射鏡のしみだし長を含む)

N_t : 透明キャリア密度 (正味の光利得が現れ始めるキャリア密度)

τ_p : 共振器中の光寿命

τ_s : 電子、正孔の再結合寿命時間 (半導体レーザーの場合およそ2~3 ns)

ξ : 光閉じ込め係数

η_i : 注入効率 (キャリアが活性層に注入される効率、リークやオーバーフローがあると小さくなる)

η_{spon} : 自然放出の効率 (再結合によって光放出する効率。ほとんどの場合、100%に近い)

ところで、半導体レーザーの閾値電流を低減するには、式(4)からわかるように、活性領域の体積 V を小さくすればよい。体積を小さくしたときにも、発振に必要な電子密度 N_{th} が変わらないとする。表1にストライプレーザーと面発光レーザーの代表的な大きさを示した。たとえば、通常ストライプ型半導体レーザーの活性領域として、厚さ $0.1 \mu\text{m}$ 、幅 $2 \mu\text{m}$ 、長さ $300 \mu\text{m}$ の板を考え、面発光レーザーとして、直径 $3 \mu\text{m}$ 、厚さ $0.01 \mu\text{m}$ の円盤を想定すると、前者は $V = 60 \mu\text{m}^3$ で、後者は $V = 0.07 \mu\text{m}^3$ と約3桁も小さく、前者がミリアンペアオーダーの閾値電流とすると後者はマイクロアンペアとなる。しかし、レーザー共振器を小さくしていくと共振器の損失が増大して、発振に必要な電子密度が増大してしまうため、同

時に反射率を大きくしていかなければならない。したがって、いかにしてレーザー共振器の光損を小さくして、高い反射率のレーザー反射鏡を作れるかが技術的なポイントである。しかし、光出力を大きくするには最適な反射率が存在し、いくらでも反射率を高くすればよいというものでもない。

2.3 光出力と効率

つぎに、半導体レーザーの微分量子効率について考えよう。レーザーの出力効率は、反射鏡の取り出し効率と内部損失とで決まる。両端面を劈開したストライプレーザーでは両面の反射率は30%程度、面発光レーザーの場合反射率が高いため効率が小さくなりそうだが、共振器長が短いため内部損失が小さく、反射率99%程度でも外部微分量子効率80%程度は得られる。結局、出力側反射鏡の吸収や散乱による損失が無視できれば、微分量子効率 η_d は次式で与えられる。

$$\eta_d = \frac{\alpha_m}{\alpha_a + \alpha_d + \alpha_m} = \eta \frac{(1/L) \ln(1/R_f)}{\alpha + (1/L) \ln(1/\sqrt{R_f R_r})} \quad (6)$$

ここで、 α は反射損を除く光損 ($=\alpha_a + \alpha_d$)、である。 R_f は出力側の反射率、 R_r は背後側の反射率である。実際には、GaAsの場合、 $\eta_d = 90\%$ 以上が期待できる。

最後に、デバイス効率あるいは電力変換効率についてみていこう。外部微分効率と自然放出の効率を用いると外に取り出せる光出力は

$$\begin{aligned} P_o &= \eta_d \eta_{spon} C E_g I & (I \leq I_{th}) \\ &= \eta_d \eta_{spon} C E_g I_m + \eta_d E_g (I - I_{th}) & (I \geq I_{th}) \end{aligned} \quad (7)$$

で表される。ただし、 E_g はバンドギャップエネルギー、 C は自然放出係数で、レーザーモードに結合する自然放出光の割合である。

一方、電気的入力光電力に変換される割合である電力変換効率 η_p は、 V_b をバイアス電圧として、

$$\eta_p = \frac{P_o}{V_b I} = \eta_d \frac{E_g}{V_b} \left(1 - \frac{I_{th}}{I}\right) \quad (8)$$

である。シリーズ抵抗などにより一般的には η_p は η_d より小さくなる。 I_{th} が非常に小さくできる面発光レーザーでは η_p がかなり大きくとれる可能性があり、57%の電力変換効率を得られている例がある。なお、電力変換効率はときに wall-plug-efficiency とよばれる。壁にある電気プラグからの電力がどれくらい光に変えられるかという意味であろう。

2.4 半導体レーザーの変調帯域

半導体レーザーの電流を変化させると光出力も変化する

表2 利得導波と屈折率導波。

| 形式 特性 | (a) 利得導波型レーザー | (b) 屈折率導波型レーザー |
|--------------------|---------------|----------------|
| (1) 断面形状 | | |
| (2) 電流-出力特性 | | |
| (3) スペクトル | | |
| (4) モードと近視野像 (NFP) | | |
| (5) 遠視野像 (FFP) | | |

る。LEDでは出力は電流に比例するものの、変調の速度は自然放出寿命で決まっており、それが約100 nsであるからその逆数である10 MHzくらいである。p型ドーピングを施してキャリア寿命を短くしても100 MHz止まりとなる。ところが、半導体レーザーでは、式(6)からわかるとおり、出力は電流には直接比例しないが、バイアスの直流電流を流しておいて、その上で周りに変化を与えればその変化分に比例して光出力が変調される。これが半導体レーザーの直接変調である。その変調が可能な速度は、キャリア寿命だけではなく、レーザーの緩和振動周波数で決まってくる。それは、次式で与えられる。

$$f_r = \frac{1}{2\pi\tau_s} \sqrt{\frac{\tau_s}{\tau_p} \left(\frac{I}{I_{th}} - 1 \right)} \quad (9)$$

したがって、閾値を超えて、大きな電流の範囲で動作させれば、10 GHz以上の変調が可能となる。

2.5 半導体レーザーにおけるキャリアと光の閉じ込め

半導体レーザーに必要な条件について考えてみよう。デバイス構造には、(i) 効率のよい電流注入機構、(ii) 設計値による反射率をもつ良質の反射鏡、(iii) 面発光レーザーの場合は、共振モードに整合した活性層、(iv) 横モ

ードの閉じ込め構造、などが必要である。

効率よく微小部分に電流を閉じ込めることは重要である。プロセスが簡単ということも必要条件で、デバイス設計の妙味がここにある。プロトン照射型(プロトンH⁺によって絶縁層を作る)、埋め込み型(バンドギャップの大きい埋め込み層によって電流を中心に制限する。光損失も小さくできる。BH構造ともいう)、選択酸化層型(AIAsの酸化膜などによる絶縁膜による)、などがある。

半導体レーザーの活性層と光の共振モードをできるだけ一致させる必要がある。誘導放出を効率よく起こすためである。光閉じ込めには、利得導波型(モードは利得のある領域の大きさで決まる)、埋め込み屈折率導波型(屈折率の大きいコアによって導波される屈折率導波モードが安定に存在する。光損失も小さくできる)、面発光レーザーでは選択酸化層型(AIAsの酸化膜などによる位相シフトが中心で遅れるように働き、共振器の中に等価レンズがあるように見え、回折損失を小さくできる)、反導波型(屈折率の大きい領域が活性層より外側にあり、反導波構造をとる。大きな直径でも単一モード条件が得られる。閾値は若干大きくなる)、などがある。

いずれにしても、光の損失を小さく、かつ活性層とレーザーモードとの結合をできるだけ大きくすることが設計の基本である。表2に、利得導波型と屈折率導波型レーザーの形状と現れる特性についてまとめた。

2.6 モードとビーム

半導体レーザーの共振モードはほぼ導波路をもつファブリ・ペロー共振器のものと考えてよい。したがって、基本モードの近視野像 (near field pattern: NFP) はほぼガウス型で、次の式で表される。

$$E = E_0 \exp\left[-\frac{1}{2}(r/s)^2\right] \quad (10)$$

ここで、 E は光の電界、 r は横方向距離、 s はスポットサイズである。

通常的面発光レーザーのスポットサイズ s は数 μm 以上であり、ストライプレーザーのそれ (2~3 μm) に比べて大きい。多モード動作の場合は、 TEM_{pq} モードの混在で動作することが多い。その場合、共振波長もモードで異なるので、波長の幅も広くなりコヒーレンスをも悪くする。逆に干渉を小さくする目的で多モードにする場合もある。

2.7 ビーム特性

半導体レーザーのモードがガウス型で近似できるとすれば、その遠視野像 (far field pattern: FFP) はやはりガウス型となり、その広がり角 $\Delta\theta$ は次式で表される。

$$2\Delta\theta = 0.64(\lambda/2s) \quad (11)$$

ここで、スポットサイズ $s = 3\mu\text{m}$ 、波長 $\lambda = 1\mu\text{m}$ とすると、 $\Delta\theta = 0.05\text{rad} = 3^\circ$ となる。一般的に通常のストライプ型レーザーではウェハーと垂直方向の広がり角 30° が大きく楕円形の放射ビームとなる。面発光レーザーでは広がり角は小さく円形のビームにできる。

2.8 半導体レーザーの偏波

ストライプレーザーの光出力はほとんどの場合、ウェハーの面に沿った電界をもつ TE 波である。それは、へき開面の反射率がわずかに TE モードのほうが大きく優先的に発振が起るためである。ところが、面発光レーザーの偏波もほとんど例外なく直線偏波であるものの横方向がほぼ対称形の共振器では、偏波を決める要因がほとんどないので、わずかの利得あるいは損失の偏波依存性からある方向の偏波に利得が集中して発振が始まる。(100) 基板の場合、へき開方向である (110) 方向のどちらかになることが多いが、必ずしも完全には一致しない。面発光レーザーが発振しているかどうかを判断するには、偏波がはっきりしているかどうかはスペクトル幅とならんで重要な決め手となる。

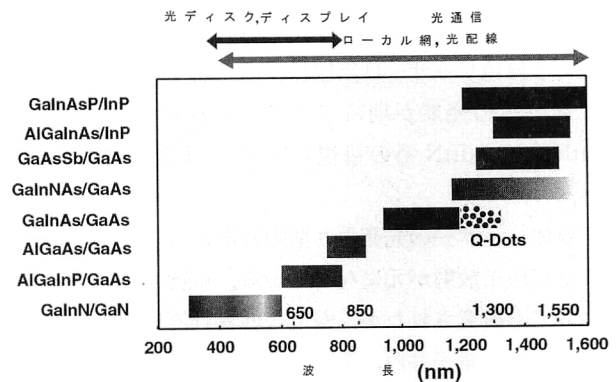


図3 半導体レーザーの材料とスペクトル。

また、温度や、動作電流の変化によってスイッチングが起こることがある。逆にこれを利用して偏波のスイッチングに使おうとする試みもある。ピコ秒以下の速さでスイッチングが生じると報告されている。

3. 半導体レーザーの材料と活性層の種類

半導体レーザーに使われる材料を図3に示す。図の上欄におよその応用範囲を示した。III-V 属の化合物半導体が総動員されてきた。最近注目されるのは、ボロン B、窒素 N などの軽い元素、タリウム Tl などの重い元素の使用である。ボロンを導入した紫外域 GaN 系のレーザーや、窒素を入れた GaInNAs 系の長波長レーザーが面白い。タリウム (Tl) 系ではバンドギャップが温度によって変化しない半導体ができそうである。

II-VI 属は数年前までは緑色レーザーの候補として開発されたが、GaN の登場で実用化が途絶えた。まだ実用には遠いが、酸化物である ZnO などは光励起でレーザー発振が可能であり、 p 型のドーピングも不可能ではなく pn 接合による LED も作られている。

IV 属の C (ダイヤモンド) も光る。バルクでは間接遷移の Si も微小粒にすると光る。その他の元素とともに用いて多様性が生まれるかもしれない。しかし、レーザーの必要要件を満たす技術は今のところみつかっていない。

有機材料はどうか。最近、ルーセントベル研究所によるテトラセンを用いる緑色レーザーが電流注入で可能になった。まだ pn 接合ができていないので、2つの FET をテトラセン結晶の上下に形成し、ゲートのバイアスによってキャリアのパスを通して電子とホールを活性層へ注入する。これより先に、NTT では色素流に電気化学発光 (electro-chemiluminescence: ECL) を用いて電流注入した青色レーザー発振を報告している。これが電流駆動有機レーザーの世界最初のものであろう。2000年に白川英樹

が有機電導によってノーベル化学賞を受けた。有機発光材料による緑色レーザーは無機材料の空白を埋め、ディスプレイなどへの発展が期待できる。これに対抗して、Al-GaInP系、GaInN系の可視レーザーは生き残れるだろうか。

半導体レーザーの光発生と増幅は電子とホールの再結合による双極子放射が元になっている。不純物を介する遷移についても研究されたが、優位な性質はみいだされなかった。しかし、量子井戸、歪みの導入、ドーピング技術の進歩から考えて、もう一度考え直してもよいのではないか。たとえば、バンド端波長の微調整、量子準位の修飾、アンダーソン局在ドット、人工分子などがあるかもしれない。現在の半導体レーザーでは量子井戸が常識になっている。“量子細線、量子ドットが平板状の量子井戸に勝る性能を発揮できるか”の解は21世紀に持ち越された。量子ドットはいろいろな材料で自己形成法が試されている。もうひとつの異なる誘導放出が、量子カスケードレーザーで実証された。単一種類のキャリアが誘導放出を起こすモノポーラーデバイスである。すなわち、伝導帯に作られた量子井戸へのトンネル注入と量子サブ準位間の遷移である。トンネル効果によりある順位の高い井戸から次の井戸へ抜けていく前に遷移すれば Type II の遷移ということになる。材料は主に AlInAs/GaInAs で、波長は 3~17 μm の報告はあるが、8 μm 付近が高性能であり、室温パルスか低温連続の動作である。数百 mW の高出力が得られる。GaAs 基板上や CaF 系でも試みがなされている。

これまであるいは最近提案されている半導体レーザー用の活性層の形に注目すると、図4のようにまとめられよう。すなわち、(a) 高出力用の平板はワット級高出力用として用いられる。(b) ストライプ活性層は通常の応用に対応するほとんどのレーザーに利用されている。(c) 面発光レーザーでは量子井戸などの円盤が使われる。(d) マ

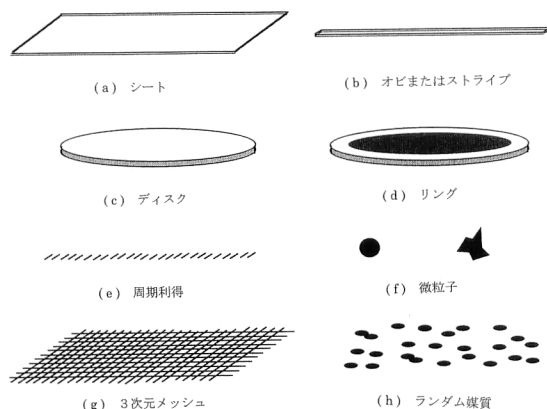


図4 半導体レーザーに使われる活性層。

イクロディスクレーザーや、リングレーザーでは、リング上の構造となる。(e) は周期的な利得。(f) 極微小粒でのレーザーも報告されはじめた。マイクロメートル以下の小さいレーザーである。(g) フォトニック結晶のような3次元的編み目構造が微細加工や自然形成で作られている。(h) 規則結晶ではなくランダムな構造もがレーザーになり得る。ランダム構造の中で、フィードバックが起こり、レーザー発振することが報告されている。特に定まった共振器をもたない中での発振であり、巨視的なランダム経路とサブミクロン微小結晶内での共振とがあるようだ。

レーザー用共振器としては、ファブリー・ペロー、DBR (distributed Bragg reflector)、DFB (distributed feedback)、面発光レーザー用垂直共振器、リング、whispering gallery、マイクロディスク、球体などがある。これから、フォトニック結晶による3次元的なレーザー共振器が面白い。技術とアイデアの勝負となろう。

励起の方法には pn 接合による電流注入、光励起、電子ビーム励起、電気化学注入などがあり、もっぱら電流注入が実用的方法とされてきた。しかし、光励起の面発光レーザーが市販されるようになり、マイクロ真空管などが出てくるなど、ほかの励起方法も全面的には否定できなくなってきた。電流注入と微小活性層への閉じ込めがこれまでの技術課題であった。AlAsの選択酸化やトンネル注入などが最近の技術として注目されている。高性能透明電極、室温超電導体の電極などが夢として挙げられるだろう。

性能はどこまで進歩するかを考えてみよう。いろいろな半導体レーザー物理が以下のような問題を残している。

- 自然放出は本当に制御できるか。フォトニック結晶ではどうだろうか。
- 閾値はなくすることができるか。その極限はあるか。
- 変調の極限と方法。
- 出力はCWで10 kW以上が出せるか。
- 温度依存性(閾値、波長、効率)はなくせるか。
- レーザー波長の絶対設定、再現性はどうか。
- 多波長レーザー。
- 波長の掃引と制御。
- 集積化の種類と規模。
- 大規模アレイとコヒーレントアレイ。
- レーザービームの走査などのステアリング。

半導体レーザーの原理について述べてきた。半導体レーザーは光通信、光ディスク、いろいろな光源への適用によって直接でも数千億円以上、光エレクトロニクスの分野でいうと10兆円以上が関係して大きな産業規模を創出した。

また、その原理も興味の宝庫であり、研究の元は尽きない。本講義がよりよい研究と開発の支えとなれば幸いである。

文 献

- 1) R. N. Hall, G. E. Fenner, J. D. Kingsley, T. J. Soltys and R. O. Carlson: Phys. Rev. Lett., **9** (1962) 366.
- 2) T. M. Quist, R. H. Rediker, R. J. Keyes, W. E. Krag, B. Lax, A. L. McWhorter and J. Zeiger: Appl. Phys. Lett., **1** (1962) 91.
- 3) M. I. Nathan, W. P. Dumke, G. Burns, F. H. Dill, Jr. and G. Lasher: Appl. Phys. Lett., **1** (1962) 62.
- 4) N. Holonyak, Jr. and S. F. Bevacqua: Appl. Phys. Lett., **1** (1962) 82.
- 5) I. Hayashi, M. B. Panish, P. W. Foy and A. Sumski: Appl. Phys. Lett., **17** (1970) 109.
- 6) W. Susaki, T. Sogo and T. Oku: IEEE J. Quantum Electron., **QE-4** (1968) 422.
- 7) Zh. Alfëlov, D. Z. Garbuzov, V. S. Grigor'eva, Yu. V. Zhuyaev, L. V. Kradinova, V. I. Korol'kov, E. P. Morozov, O. A. Ninua, E. L. Portnoi, V. D. Pachukhan and M. K. Trukan: Sov. Phys. Solid State, **9** (1967) 208.
- 8) H. Krömer: Proc. IEEE, **51** (1963) 1782.
- 9) H. C. Casey, Jr. and M. B. Panish: *Heterostructure Lasers*, Part A, Chap. 3 (Academic Press, New York, 1978).
- 10) Zh. I. Alfërov, V. M. Andreev, E. L. Portnoi and M. K. Trukan: Fiz. Tekh. Poluprov., **3** (1969) 1328. (Sov. Phys. Semicond., **3** (1970) 1107).
- 11) H. Kogelnik and C. V. Shank: J. Appl. Phys., **43** (1972) 2327.
- 12) M. Nakamura, A. Yariv, H. W. Yen, S. Somekh and H. L. Garvin: Appl. Phys. Lett., **22** (1973) 515.
- 13) K. Iga and Y. Suematsu: *Digest of 1st European Conference on Integrated Optics* (1981) 70.
- 14) Y. Suematsu, S. Arai and K. Kishino: IEEE J. Lightwave Technol., **LT-1** (1983) 161.
- 15) J. J. Hsieh: Top. Meet. on Int. Opt. MB 2(1976). Appl. Phys. Lett., **28** (1976) 283.
- 16) A. P. Bogatov, L. M. Dolginov, P. G. Eliseev, M. G. Milvidskii, B. N. Sverdlov and E. G. Shevchenko: Sov. Phys. Semicond., **9** (1975) 1282.
- 17) R. Dingle, W. Wiegmann and C. H. Henry: Quantum states of confined carriers in very thin AlGaAs-GaAs-AlGaAs heterostructures, Phys. Rev., **33** (1974) 827; J. P. van der Ziel, R. Dingle, R. C. Miller, W. Wiegmann and W. A. Nordland, Jr.: Appl. Phys. Lett., **26** (1975) 463.
- 18) N. Holonyak, Jr., R. M. Kolbas, R. D. Dupuis and P. D. Dapkus: IEEE J. Quantum Electron., **QE-16** (1980) 170.
- 19) 伊賀健一: 研究ノート, March 22 (1977).
- 20) 伊賀健一, 上林利生, 北原知之: 第26回応用物理関係連合講演会予稿集, 27p-C-1 (1978) 1.
- 21) H. Soda, K. Iga, C. Kitahara and Y. Suematsu: Jpn. J. Appl. Phys., **18** (1979) 2329.
- 22) K. Iga, F. Koyama and S. Kinoshita: Trans. IEICE Jpn., **J71-C** (1988) 1493.
- 23) F. Koyama, S. Kinoshita and K. Iga: Appl. Phys. Lett., **55** (1989) 221.
- 24) J. L. Jewell, A. Scherer, S. L. McCall, Y. H. Lee, S. J. Walker, J. P. Harbison and L. T. Florez: Electron. Lett., **25** (1989) 1123.
- 25) H. Amano, N. Sawaki and I. Akasaki: Appl. Phys. Lett., **48** (1986) 353.
- 26) S. Nakamura: IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron., **4** (1998) 483; Jpn. J. Appl. Phys., **37** (1998) L1020.
- 27) 伊賀健一編: 半導体レーザー (オーム社, 東京, 1996).
- 28) 小山二三夫, 伊賀健一: 応用物理, **66** (1997) 117.
- 29) 伊賀健一: 電子情報通信学会論文誌, **J81** (1998) 483.
- 30) K. Iga: *Fundamentals of Laser Optics* (Plenum, New York, 1994).
- 31) K. Iga: IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron., **6** (2000) 1201.

(2001年5月29日受理)