

## 解説

## 量子井戸構造による半導体レーザーの超高速化

荒川 泰彦

東京大学生産技術研究所 〒106 東京都港区六本木 7-22-1

(昭和 62 年 11 月 4 日受理)

Ultrafast Operation of Semiconductor Lasers  
Using Quantum Well Structures

Yasuhiko ARAKAWA

Institute of Industrial Science, University of Tokyo,  
7-22-1, Roppongi, Minato-ku, Tokyo 106

## 1. はじめに

1970年にEsaki, Tsuは異なる物質を周期的に積み重ねた人工超格子の提案を行なった。この提案は材料科学に新しい概念を導入し、固体物理学、材料技術、デバイス応用に新局面を拓くことになった。現在、電子工学、物理学、金属学、化学を始めとして多くの分野の研究者がさまざまな観点からこの構造に取り組んでいる。このような超格子構造はさまざまな形で電子デバイスや光デバイスに应用されている。編集委員会からの依頼は超格子光デバイス全般についてレビューするようにとのことであったが、このような概要はすでに各所に述べられているので(たとえば文献1)を参照されたい、本解説では超格子光デバイスの代表ともいべき量子井戸レーザーについて論じる。とくに最近話題を集めている量子井戸レーザーのダイナミクスに焦点をあてて議論したい。2章ではまず量子井戸レーザーのこれまでの発展とその特徴および材料、電子状態の基礎について簡単に述べる。3章では量子井戸レーザーの高速変調特性について、4章では量子井戸レーザーにおけるピコ秒光パルス発生について、5章では将来のマイクロストラクチャである量子井戸箱構造を有する半導体レーザーについて議論する。

## 2. 量子井戸レーザーの発展

## 2.1 量子井戸レーザーの発展

量子井戸レーザーは、1975年Van der Zielらによっ

てMBEにより初めて作られた。これは $100\text{\AA}$ の量子井戸を8層並べたものであり、窒素温度でようやく発振する程度であった。これはAlを含む材料のMBE成長技術が十分確立されていなかったからである。その後、HolonyakはRockwellと共同で主としてMOCVD法により量子井戸レーザーの作製を行なうとともに量子井戸レーザーの物理に対して理解を深めることに努めた。とくに、閾値電流の温度依存性が量子井戸レーザーでは抑えられることの指摘や、また、レーザー発振がLOフォノンを介してバンドギャップより長波長で行なわれることの可能性を示したことが注目を集めた(もっとも、LOフォノンの介在については、後述のように最近ではほとんど認められていない)。しかしながら、この段階では、ごく一部の半導体レーザー研究者、材料研究者のみが関心を向けていた。

量子井戸レーザーが広く注目されるようになったのは、Tsangにより $0.25\text{ kA/cm}^2$ の閾値電流密度をもつ量子井戸レーザーの実現によってである。この発表は日本を含む各国の多くの研究機関を量子井戸レーザーに目を向けさせた。ごく最近、Caltechから $0.6\text{ mA}$ の閾値電流をもつGaAs系量子レーザーが報告されている。現在、量子井戸レーザーはさまざまな材料系で作られている。GaAs系量子井戸レーザーについては、ほぼ実用に耐えるものになっている。また、InGaAsP系レーザーについても最近よい特性をもつレーザーが作られている。これらの発展は、MBE、MOCVDなど結晶成長技術の進歩によるところが大きい。

量子井戸レーザーの特徴としては、(1)発振波長を量子井戸の厚さを制御することによって変えることが可能である、(2)発振閾値電流密度が低い、(3)発振閾値電流が低い、(4)変調周波数が高い、(5)量子雑音が低い、(6)光導波路と集積したデバイスが作りやすいことなどがあげられる。

## 2.2 量子井戸レーザーの材料

MBE や MOCVD の発展により、さまざまな材料の量子井戸レーザーが作られるようになってきている。もっとも一般的であるのが、GaAs 系レーザーであるが、量子井戸を  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  の混晶として、 $x$  をできるだけ上げることにより、短波長領域での発振が試みられている。量子井戸構造を用いることにより、直接遷移が可能な  $x$  の値の上限をあげることができ、その結果、より短い波長をもつレーザーの実現をはかることができる。これまで  $x=0.3$  として波長 660 nm の波長で室温に近い温度で連続発振が実現されている。もちろん、この場合、閾値電流の増加は避けることができない。

また、 $\text{InGaAsP}$  系レーザーについては、LPE、VPE、MOCVD を用いて量子井戸レーザーが作製されており、室温連続発振の報告がなされている。このレーザーについては、光通信への応用も含めて現在活発に研究がなされている。このほか、 $\text{GaInAs/AlInAs}$  系量子井戸レーザーにおけるパルス発振、 $\text{GaSb-AlGaSb}$  系量子井戸レーザーにおける室温連続発振、などが報告されている。

また、Si や Zn などの不純物のイオン注入や拡散によって、量子井戸構造が破壊され結晶化する現象が注目を集めている。この破壊によって、生成された混晶は量子井戸構造とは異なった屈折率やバンドギャップをもっている。このような現象を用いると、再成長を用いずに、埋込み型量子井戸レーザー、窓付量子井戸レーザーなどを作ることが可能になる。また、最近では歪み超格子を活性層にもつレーザーもつくられている。

## 2.3 量子井戸内の電子状態

ここでは少し量子井戸内の電子状態についてふれておこう。量子井戸構造においては、量子井戸の厚さ方向に関して電子が量子化される。このため単位エネルギー・面積当りの電子の状態密度  $\rho_c(E)$  は単一量子井戸の場合、次式で与えられる。

$$\rho_c(E) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{m_0}{\pi \hbar^2} H[E - \epsilon_n] \quad (1)$$

ここで  $H[x]$ 、 $m_0$ 、 $\hbar$ 、および  $\epsilon_n$  は、それぞれヘビサイド関数、電子の有効質量、プランク定数を  $2\pi$  で割ったものの、第  $n$  番目の量子化された電子のエネルギー・

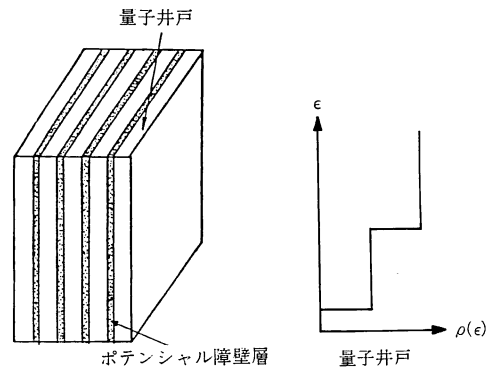


図 1 量子井戸構造の概念図と状態密度

レベルである。もし量子井戸の障壁の高さが十分高くかつ障壁の厚さが十分大きければ、 $\epsilon_n$  は、

$$\epsilon_n = \frac{(n\pi\hbar)^2}{2m_0L_x^2} \quad (2)$$

で与えられる。ここで  $L_x$  は量子井戸の厚さである。図 1 に量子井戸構造の概念図と状態密度の形状を示す。このような状態密度変化により利得特性が大きく改善され、その結果すぐれた特性がもたらされる。

## 3. 量子井戸レーザーの微分利得および変調帯域幅<sup>1-4)</sup>

半導体レーザーの開発当初は閾値電流を下げることのみが重要であったが、技術が進むにつれて変調特性などのより高度な特性に関心が向いてきた。従来は、ダブルヘテロ接合レーザーの共振器長などの外的構造を変えることにより、この特性の改善がはかられてきた。一方、もうひとつの方法として、量子井戸構造を導入することにより、より基本的な材料パラメータ自体を変え特性の改善をはかることが考えられる。この章ではこのような量子井戸構造の導入について議論する。

緩和振動周波数  $f_r$  は変調帯域幅の直接的指標となる。これは次のようなレーザーのダイナミクスに関するレート方程式を解析することにより得られる。

$$\frac{dn}{dt} = \frac{J(t)}{e \cdot L_x} - \frac{n_r}{c} g(E_1, n) P - \frac{n}{\tau_r} \quad (3)$$

$$\frac{dP}{dt} = \Gamma \frac{n_r}{c} g(E_1, n) P + \beta \frac{n}{\tau_s} - \frac{P}{\tau_p}$$

ここで、 $P$  は光子密度、 $\beta$  はレーザー・モードへの自然放出係数、 $\tau_s$  はキャリアの寿命、 $J(t)$  ( $\text{cm}^{-2}$ ) は活性層への注入電流、 $n$  はキャリア密度である。また  $g(E_1, n)$  はキャリア密度  $n$  のときの光子エネルギー  $E_1$  における

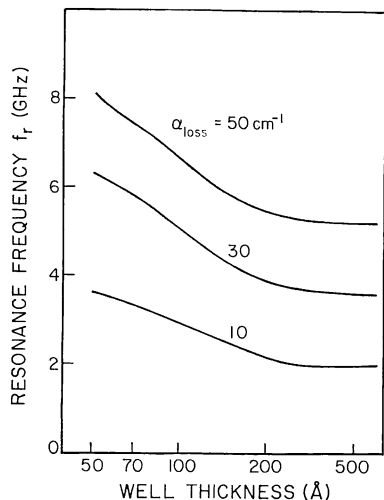


図2 緩和振動周波数を量子井戸幅の関数として計算した結果

利得である。緩和振動周波数  $f_r$  は式(3)の小信号解析により次のように与えられる<sup>5)</sup>。

$$f_r = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{g'(E_i, n) \cdot P_0}{\tau_p}} \quad (4)$$

ここで  $g'(E_i, n)$  は微分利得 ( $g'(E_i, n) = \partial g(E_i, n) / \partial n$ )、 $\tau_p$  は光子寿命、 $P_0$  は発振時における光子密度である。式(1)は  $f_r$  を増大させるために三つの方法があることを示唆している。すなわち、(1)  $\tau_p$  を下げる、(2)  $P_0$  を上げる、(3)  $g'(E, n)$  を上げることである。(1)、(2)のためにそれぞれ共振器長を短くすること、および窓型構造を用いることが提案されている。また、 $g'(E_i, n)$  を上げるため低温での動作が試みられている<sup>6)</sup>。

一方、 $g'(E_i, n)$  の量子的表現は、もう一つの方法を示唆している。すなわち、量子井戸構造を用いることである。これは、利得  $g(E_i, n)$  が次式のように状態密度  $\rho$  およびフェルミディラック関数  $f_c$ 、 $f_v$  に深く関係していることによるものである。

$$g = \rho(f_c - f_v) \quad (5)$$

量子井戸構造では、状態密度関数が階段状であるため、バルクの場合と比べて利得スペクトルの幅が狭くなり、その結果  $g'(E_i, n)$  も増大する。

図2は、 $f_r$  を量子井戸の厚さ  $L_z$  の関数として計算した結果を示している。ここで全損失  $\alpha_{total}$  は  $50 \text{ cm}^{-1}$  としている。それぞれの  $L_z$  で  $N$  は最適化されており、また、 $f_r$  はダブルヘテロ接合レーザー ( $L_z \rightarrow \infty$ ) の  $f_r$  で正規化している。この結果は、 $f_r$  は薄い量子井戸レーザーにおいて約2倍ほど増大することができることを示

している。なお、 $g'(E_i, n)$  はフェルミエネルギーに大きく依存する。したがって、最大の  $g'(E_i, n)$  を得るために量子井戸の数を最適化する必要がある。

量子井戸レーザーにおける  $f_r$  の増大は、実験的にも観測されている<sup>5)</sup>。また p-ドーピングを行なった量子井戸レーザーにおいて最近 30 GHz の緩和振動周波数の観測もなされている。これは、p-ドーピングすることにより、式(5)の利得の表現式において  $(f_c - f_v)$  の項の  $f_v$  をゼロにもっていくことに相当している。

#### 4. 量子井戸レーザーにおけるピコ秒光パルス発生

半導体レーザーにおけるピコ秒光パルス発生技術は、超高速光通信などへの応用上きわめて重要である。ピコ秒光パルス発生の方法としては、(1)モードロッキング法、(2)Q-スイッチング法、(3)利得スイッチング法、が代表的なものとしてあげられる。ここでは外部共振器を必要としない(2)、(3)の手法によるピコ秒レーザーパルス発生技術と量子井戸レーザーの関係について論じたい。

##### 4.1 利得スイッチング法によるピコ秒光パルス発生<sup>7-9)</sup>

利得スイッチング法において短いパルスを発生させるためには、これまで共振器長を短くして光子寿命を短くすることが試みられてきた。一方、もうひとつの方法として、微分利得をあげることが有効である。ここでは、高微分利得をもつ量子井戸レーザーにおけるピコ秒光パルス発生について議論する。

半導体レーザーのレート方程式において注入電流  $J(t)$  を  $no\delta(t)$  とおくと(すなわち非常に短い幅の電流パルスを注入する)、利得が急激に変化し、その結果、ピコ

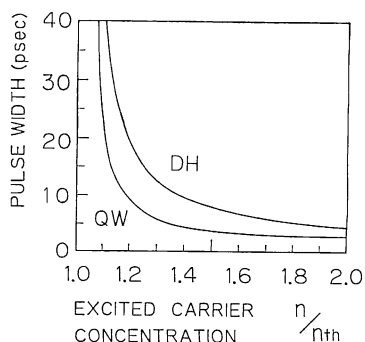


図3 利得スイッチング法により得られるパルス幅をDHレーザーおよび量子井戸レーザーについて計算した結果

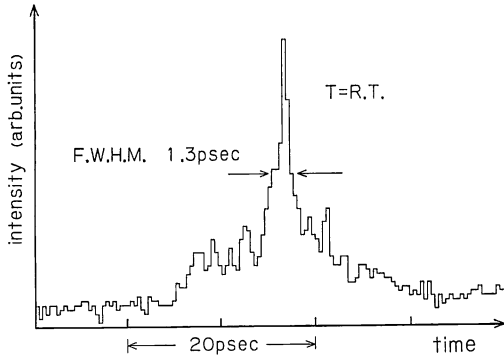


図 4 量子井戸レーザーからの光パルスをストリークカメラで観測した結果

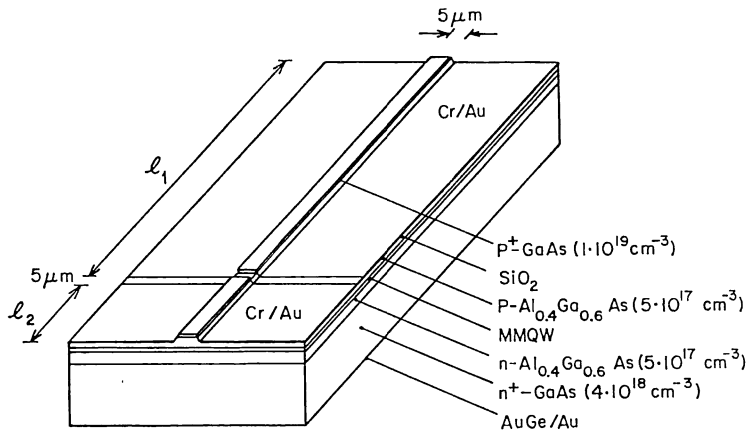
秒光パルスが発生する。発振周波数における利得を  $g(n) = A(n - n_T)$  と近似すると、パルス幅  $\Delta t$  は次のように近似的に求めることができる<sup>7)</sup>。

$$\Delta t = \tau_p + 1/A n_0 \quad (3)$$

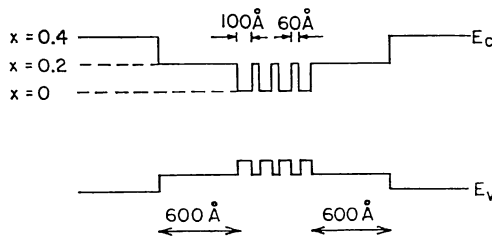
この結果は  $\tau_p$  をおさえることと  $A$  (微分利得に相当) や  $n_0$  (電流パルスの高さ) をあげることが、より短い光パルスの発生に有効であることを示している。図 3 は量子井戸レーザーと通常の DH レーザーについて、光パル

ス幅を励起レベルの関数として計算した結果の一例である。この計算結果はたしかに量子井戸レーザーのほうが DH レーザーより短いパルスが発生することができることを示している。

実験的にこのことを明らかにするために、GaAs 系量子井戸レーザーを光ポンピングで励起した。ここで光ポンピングは Nd:YAG レーザーで励起された色素レーザーによって行なわれる。このレーザーのパルス幅は 20 ps 程度でそれほど狭くないことに注意されたい。図 4 はストリークカメラで観測した結果の一例である。この図が示すように、われわれは 1.3 ps のパルス幅の観測に成功している。ただし、このような短いパルスの発生を理解は、単純なレート方程式ではなく光子と電子の空間的分布を考慮した進行波型方程式によらなければならない。しかし、いずれにしても微分利得が重要な役割を果たしている。微分利得がパルス幅を決めるうえで重要な役割を果たすことは、最近ブラッグ周波数を利得のピークから高エネルギー側に離調した DFB 半導体レーザーにおいても、実験的に確認された<sup>10)</sup>。この場合、離調効果により微分利得が増大する。



(a)



(b)

図 5 変調器集積型量子井戸レーザー

## 4.2 2重電極構造型量子井戸レーザーにおける能動Qスイッチング動作<sup>11)</sup>

能動Qスイッチング動作は、モード同期動作と異なり外部鏡を必要とせず、また、利得スイッチング動作と比べ、低い電力でピコ秒光パルスの発生が実現できる。最近、われわれは高効率能動Qスイッチング動作を2重電極型 GaAs/AlGaAs 量子井戸レーザーで実現し、その結果 18.6 ps のパルス幅、および 5.2 GHz の繰返し周波数を得ることに成功した。このレーザーには、光増幅部と光変調部が集積化されており、光増幅部においては、量子閉込めシュタルク効果を、光変調器部においてキャリアバンド縮退効果をそれぞれ利用している。

図5(a)は、この2重電極型多重量子井戸レーザーの構造を示している。デバイス構造は、分子線エピタキシー法で成長したものである。関連するエネルギー・バンド・ダイアグラムを図5(b)に示す。増幅器部の長さ  $l_1$ 、変調器部の長さ  $l_2$  はそれぞれ 250  $\mu\text{m}$  および 50  $\mu\text{m}$  である。

このデバイスでは、次のような現象が期待できる。電界がないときには、光増幅部の最も高い利得を与える。波長は、バンド縮退効果によりバンド端よりずっと低い所に存在する。したがって、この波長では変調器部の損失が小である。ここで電界を印加すると、量子閉込めシュタルク効果により吸収ピークが長波長側にシフトし、損失が大となる。したがって、電界の ON, OFF によりレーザー共振器内で有効な損失変調が可能となり、高効率能動Qスイッチング動作が期待される。

## 5. 量子井戸細線レーザー、量子井戸箱レーザーのダイナミクス

### 5.1 量子井戸細線、量子井戸箱の概念

分子線エピタキシャル成長法、有機金属気相成長法、および原子層エピタキシャル成長法などの発展に伴い、今や膜厚方向には一原子層のスケールで膜厚とヘテロ界面の急峻性制御ができるようになってきた。一方、膜厚方向のみならずウェーファ面内においても微細加工技術などにより、極端構造をもつポテンシャルを形成できれば、量子井戸細線（一次元電子系）や量子井戸箱構造（0次元電子系）を実現でき、新しい物理現象があらわれることが期待できる。

図6に、量子井戸、量子井戸細線、量子井戸箱レーザーの簡単な概念図、および状態密度の形状を示す。とくに量子井戸箱内では、電子のエネルギーは完全に離散化し、ちょうど固体中の不純物レベルと同じ様相を呈す

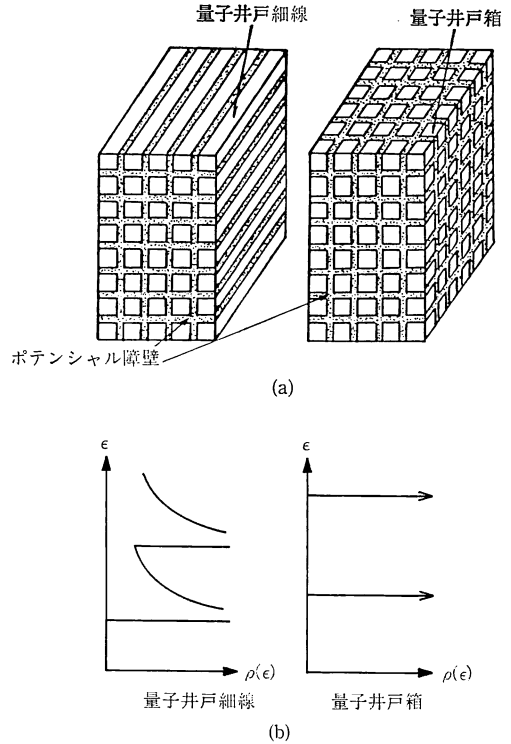


図6 量子井戸、量子井戸細線、量子井戸箱構造の概念図

る。また、障壁層の厚さを制御し、各量子井戸箱の電子に相互作用をもたせ、電子雲の形状を制御することができれば、あたかも分子に束縛された電子群を形成することも可能となる。これは、多次元極微構造半導体における分子の実現に相当する。このような低次元電子系を用いたデバイスの可能性が、すでにいくつか議論されている。レーザーについても1982年に、量子井戸細線レーザーおよび量子井戸箱レーザーが提案されている<sup>12)</sup>。

### 5.2 量子井戸細線レーザー、量子井戸箱レーザーのダイナミクス

さて、量子井戸細線、量子井戸箱内では電子の自由度の減少に伴い、利得の形状が狭くなる。このため微分利得が量子井戸レーザーと比べ高くなることが期待される。理論計算によれば量子井戸細線構造を用いることにより高い微分利得が得られ、その結果ダイナミクス特性が改善されることが明らかになっている。さらに、量子井戸箱レーザーではこの特性が改善される。ただし、量子井戸箱レーザーでは、各量子井戸箱のサイズの一様性が重要になる。

さて、量子井戸細線、量子井戸箱構造に対する関心は大変高まっており、おそらく世界で10グループ以上が

精力的に研究をすすめていると思われる。しかしながら、現段階では実現されていない。これらの効果を実現するもうひとつの方法は、強磁場を用いることである。磁場内では電子ローレンツ力を磁場と垂直な平面力で受け、サイクロン運動をする。このため、磁場が十分強いときには、2次元の量子的閉込めが生じる。したがって、1次元電子システムはダブルヘテロ接合レーザーを強磁場の中におくことにより、0次元電子システムは量子井戸レーザーを磁場の方向と量子井戸面が垂直になるように置くことにより実現することができる。実際2倍に増加した  $f_c$  が磁場 20 T (テスラ) を印加したとき観測された<sup>13)</sup>。

## 6. む す び

本解説では、量子サイズ効果が半導体レーザーの超高速性に有効であるかということについて論じてきた。今後、マイクロストラクチャの導入により、電子状態を設計し、デバイスの性能の向上をはかるという方向はますます重要になるとと思われる。

## 文 献

- 1) 荒川泰彦, 生駒俊明: 電子情報通信学会論文誌, **70-C** (1987) 592.
- 2) Y. Arakawa, K. Vahala and A. Yariv: Appl. Phys. Lett., **44**, (1984) 950.
- 3) Y. Arakawa and A. Yariv: IEEE J. Quantum Electron., **QE-21** (1985) 1666.
- 4) Y. Arakawa and A. Yariv: IEEE J. Quantum Electron., **QE-22** (1986) 1887.
- 5) A. Yariv: *Optical Electronics*, 3rd Ed. (Holt Rinhart and Winston, New York, 1985).
- 6) K. Y. Lau and A. Yariv: IEEE J. Quantum Electron., **QE-21** (1985) 121.
- 7) K. Uomi, N. Mishima and N. Chinone: Jpn. J. Appl. Phys., **24** (1985) 539; 10th IEEE Semiconductor Conf., M 6 (1986).
- 8) Y. Arakawa, T. Sogawa, M. Nishioka, M. Tanaka, and H. Sakaki: Appl. Phys. Lett., **51** (1987) 1257.
- 9) T. Sogawa, Y. Arakawa, M. Tanaka and H. Sakaki: Electron. Lett., to be submitted.
- 10) T. Sogawa, Y. Arakawa and T. Kamiya: Electron. Lett., to be submitted.
- 11) Y. Arakawa, A. Larsson, J. Paslaski and A. Yariv: Appl. Phys. Lett., **48** (1986) 561.
- 12) Y. Arakawa and H. Sakaki: Appl. Phys. Lett., **40** (1982) 939.
- 13) Y. Arakawa, K. Vahala, A. Yariv and K. Lau: Appl. Phys. Lett., **47** (1985) 1142.