特集

超高速量子井戸光デバイスの展望

荒川 泰彦*

(1987年10月19日 受理)

Ultrafast Quantum Well Optical Devices

Yasuhiko ARAKAWA*

(Received October 19, 1987)

In this paper, high-speed optical devices having quantum well structures are discussed. These include quantum well lasers, quantum-confined Stark effect devices, and Optical-Stark effect devices.

It is expected that use of the quantum well structure leads to new types of ultrafast optical devices.

Key Words: Ultrafast optical devices, Quantum wells.

1. はじめに

GaAs/AlGaAs ダブルヘテロ構造に於て GaAs 層の厚さ L_z が電子のド・ブロイ波長と比べて十分大きい場合には電子は自由粒子として振舞う。一方、 L_z が 100 Å 程度となるともはや粒子ではなく波動的振舞いをし、電子のエネルギーは膜厚方向に量子化され離散的な値を取る。このような電子状態を実現する構造を量子井戸構造と呼ぶ。

量子井戸内に閉じ込められた電子は 2 次元電子系を形成し、いろいろな新しい物理現象を呈する (量子サイズ効果)。このなかで (1) 状態密度が階段状になること、(2) エキシトンの束縛エネルギーがバルクの場合と比べると遥かに大き

く室温でもエキシトン効果が存在すること、(3) 電界を量子井戸面に垂直に印加すると特異な効果があらわれること (量子閉じ込めシュタルク効果) などが、光デバイスの観点から、重要な性質としてあげられる。

本論文ではこのような量子井戸構造を有する光デバイスについて、特に超高速化という観点から論じることにした。

2. 量子井戸レーザー

量子井戸レーザーは、1975年 Van der Ziel らによって、GaAs 系材料により MBE で初めて実現されたが、レーザーとしての質は Al を含む層の成長に問題があったため、あまり十分なものではなかった。量子井戸レーザーが注目さ

* 東京大学生産技術研究所 (〒106 東京都港区六本木7-22-1)

* University of Tokyo (7-22-1 Roppongi, Minato-ku, Tokyo, Japan)

されるようになったのは、Tsangによる低発振閾値電流 (0.25 kA/cm^2) の実現であった。この発表は、多くの研究機関が本格的に量子井戸レーザーの研究を始める端緒となった。最近では、低閾値電流が得られるのみならず、変調特性や雑音特性なども大きく改善されることが明らかにされてきている。特に、超高速性という観点から量子井戸レーザーにおける高速変調技術やピコ秒光パルス発生技術が重要となりつつある。

2.1 量子井戸レーザーの微分利得および変調帯域幅^{1,2)}

緩和振動周波数 f_r は変調帯域幅の直接的な指標である。これはレーザーのダイナミクスに関するレート方程式を小信号解析することにより次のように得られる³⁾。

$$f_v = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{g'(E_l, n) P_0}{\tau_p}} \quad (1)$$

ここで $g'(E_l, n)$ はキャリア密度に、光エネルギー E_l における微分利得($g'(E_l, n) = \partial g(E_l, n) / \partial n$)、 τ_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3つの方法があることを示している。すなわち、(1) τ_p を下げる、(2) P_0 を上げる、(3) $g'(E_l, n)$ を上げることであり、(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⁴⁾。また、 $g'(E_l, n)$ を上げるため低温での動作が試みられている⁴⁾。

$g'(E_l, n)$ の量子的表現は、さらに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 $g(E_l, n)$ が次式のように状態密度 ρ 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。

$$g(E_l, n) \propto \rho(f_c - f_v) \quad (2)$$

Fig. 1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 α_{total} は 50 cm^{-1} としている。それぞれの L_z で N は

Fig. 1 Resonance frequency plotted as a function of the quantum well thickness.

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。

量子井戸レーザーにおける f_r の増大は、魚見らにより実験的にも観測された⁵⁾。また彼らはp-ドーピングを行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に成功している⁶⁾。これは、p-ドーピングすることにより、式(2)の利得の表現式において($f_c - f_v$)の項の f_v を0にもっていくことに相当している。

2.2 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極めて重要である。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。

2.2.1 利得スイッチング法によるピコ秒光パルス発生^{7,8,9)}

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 $n_0\delta(t)$ 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、ピコ秒光パルスが発生する。利得を $g(n)=A(n-n_T)$ と近似すると、パルス幅 $\Delta\tau$ は次のように近似的に求めることができる⁷⁾。

$$\Delta\tau = \tau_P + 1/A n_0$$

この結果は τ_P を小さくすること、および 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。

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われた。このレーザーのパルス幅は20ピコ秒程度でそれほど狭くする必要がないことに注意されたい。Fig. 2はストリークカメラで観測した結果の一例である⁸⁾。この図が示すように、我々は1.3ピコ秒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の理解をより厳密におこなうためには、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。なお、微分利得がパルス幅を決める上で重要な役割を果たすことは、最近離調効果を有するDFB半導体レーザーにおいても、実験的に確認された⁹⁾。

2.2.2 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¹⁰⁾

Fig. 2 Picosecond pulse from a quantum well Laser by the gain switching method.

Fig. 3 Active Q-switching quantum well Laser with an Integrated cross modulator.

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ピコ秒のパルス幅、および5.2 GHzの繰り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、量子閉じ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。デバイス構造をFig. 3に示す。能動Qスイッチングは、DCバイアス電圧 V_b とマイクロ波信号を変調器部に印加することによって実現される。

3. エキシトン効果を利用した量子井戸光デバイス

3.1 エキシトンの飽和効果を利用した光双安定デバイス¹¹⁾

量子井戸構造では室温でもエキシトンが存在するために吸収特性などの特性がバルクの場合と大きく異なる。このエキシトン効果を利用したデバイスとして代表的なものが光双安定デバイスである。これまで室温における光双安定動作が実験的に確かめられている。

さて超高速性という観点からこのデバイスをながめてみる。スイッチオン時間は本質的には飽和状態が実現されるまでの時間に対応するが、これは入力光のピークが十分強ければ1ピコ秒以下になるはずである。一方、スイッチオフ時間はキャリアの寿命によって支配されるため数百ピコ秒のオーダーにとどまってしまう。この限界を乗り切るために例えばイオン打ち込みをおこないキャリア寿命を下げるなどが試みられている。

3.2 エキシトンの電界効果を利用した光デバイス

量子井戸面に平行に電界を印加すると電子・正孔対が解離する。一方、垂直に印加した場合には量子井戸障壁があるため、電子・正孔対は分離されずクーロン相互作用効果を維持しつつ、量子化準位が僅かに変化する。その結果、光の吸収特性ピークが電界印加とともに長波長側に移動する。この効果は量子閉じ込めシュタルク効果とよばれている。このような性質は光変調器、光検出デバイス、光双安定デバイス(SEED)、光スイッチなどに応用されている¹²⁾。これらのデバイスのスイッチング時間はデバイスのRC

定数できまるといえよう。

3.3 光シュタルク効果を利用した光デバイス

半導体のバンドギャップ（もしくはエキシトンエネルギー）よりわずかに低いエネルギーをもつ光パルスを入射させるとバンドギャップが等価的に大きくなる。この結果、量子井戸構造ではエキシトンのピークが短波長側にずれ、その結果、吸収特性が変化するとともに屈折率も変化する。この現象は、光シュタルク効果とよばれ、光パルスが存在している時のみ生ずる。したがって、非常に高速な光ゲート回路やアンド回路等をつくることが可能になる。特にエキシトン効果の強い量子井戸構造においてこれらの効果が顕著にあらわれる^{13,14)}。また、最近この効果と電界効果を利用して極短電気パルスを発生させることも提案されている^{15,16)}。

3.4 キャリア・ブリーチング効果による高速光変調器

もう一つのエキシトン吸収効果を制御する方法として、キャリア・ブリーチングの方法を使うことが考えられる¹⁷⁾。すなわち、電子が量子井戸に多く注入されるとスクリーン効果などによりエキシトン状態が形成できなくなる。したがって、FET構造などを採用し量子井戸内の電子密度を変えることにより、吸収特性を制御することができる。量子閉じ込めシュタルク効果と異なる点は、エキシトンの吸収ピークが移動するのではなく、そのピーク自体がキャリア・ブリーチング効果によって消失することにある。このようなデバイスではEFTの応答速度まで光の変調速度をあげることが原理的には可能である。

4. むすび

本論文では量子井戸構造を有する光デバイスを超高速化という観点から概観し、半導体における量子サイズ効果が光デバイスの超高速化に大きく寄与する可能性をもっていることを明ら

かにした。最近、面内方向の加工技術の発展に伴い、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）が注目され始めている。このような低次元構造をもつ半導体レーザーでは高速性がさらに改善されると共に非線形光学効果も著しく増大することが期待されている。

今後このようにマイクロストラクチャーが超高速光デバイスを実現するうえでますます重要な役割をもつと考えられる。

参 考 文 献

- 1) Y. Arakawa and A. Yariv: IEEE J. Quantum Electron. **QE-21** (1985) 1666.
- 2) Y. Arakawa and A. Yariv: IEEE J. Quantum Electron. **QE-22** (1986) 1887.
- 3) A. Yariv: in Optical Electronics (3rd Edition) ed. Holt, Rinhart and Winston (1985).
- 4) K. Y. Lau and A. Yariv: IEEE J. Quantum Electron. **QE-21** (1985) 121.
- 5) N. Uomi et al. Proc. GaAs Symposium (1985).
- 6) N. Uomi and Chinone: Appl. Phys. Lett. (1987).
- 7) Y. Arakawa, T. Sogawa, M. Nishioka, M. Tanaka and H. Sakaki: Appl. Phys. Lett.
- 8) T. Sogawa, Y. Arakawa, M. Tanaka, and H. Sakaki: Electronics Letters to be submitted.
- 9) T. Sogawa, Y. Arakawa and T. Kamiya: Electronics Letters to be submitted.
- 10) Y. Arakawa, L. Anders, J. Paslaski, and Yariv: Appl. Phys. Lett. **48** (1986) 561.
- 11) H. M. Gibbs et al.: Appl. Phys. Lett. **41** (1982) 221.
- 12) この研究に関する文献は文献 [2] にまとめられている。
- 13) A. Mysrowicz et al.: Phys. Rev. Lett. **56** (1986) 2748.
- 14) A. Von Lehmen et al.: Opt. Lett. **11** (1986) 609.
- 15) M. Yamanishi: Phys. Rev. Lett. **59** (1987) 1041.
- 16) D. S. Chemla, D. A. B. Miler, S. Schmitt-Rink: Phys. Rev. Lett. **59** (1987) 1018.
- 17) D. S. Chemla, I. Bar-Joseph, C. Klingashirn, D. A. B. Miller, J. M. Kuo, and T. Y. Chang: Appl. Phys. Lett. **50** (1987) 585.
- 18) Arakawa and Sakaki: Appl. Phys. Lett. **40** (1982) 490.