

多次元 quantum well レーザとその特性

Multidimensional Quantum Well Laser and Its Characteristics

荒川 泰彦*・榊 裕之*・西岡 政雄*
 Yasuhiko ARAKAWA, Hiroyuki SAKAKI and Masao NISHIOKA

1. ま え が き

量子井戸(quantum well; QW)構造におけるキャリアの2次元的性質は、半導体レーザに新たな特徴をもたらす。たとえば、QW構造を活性層にもつ量子井戸型レーザ(quantum well レーザ; QW レーザ)においては、従来のダブルヘテロ(DH)レーザと比較して発振閾値電流 J_{th} の温度依存性が緩和される。¹⁾²⁾この J_{th} の特性の改善は、キャリアが自由粒子としてふるまうことのできる次元が3次元から2次元に減少するのに伴い、電子の状態密度関数の形状が変化することによるものと考えられている。このようにキャリアの低次元化は、半導体レーザの特性の改善に有効となる可能性がある。本報告では、QWレーザの拡張として新たに1次元もしくは0次元電子ガスを活性層にもつ“多次元QWレーザ”(Multidimensional QW laser; MD-QWレーザ)を提案する。本文で示されるように、この新しいレーザの特長のひとつとして、 J_{th} の温度依存性がQWレーザと比較してさらに緩和される可能性があることをあげることができる。さらに多次元QWレーザの有効性を立証するための予備実験として、われわれは通常のDHレーザを強磁場中におき2次元QWレーザとして発振させその特性を測定した。その結果 J_{th} の温度依存性の緩和を観測することができたのでそれについても簡単に述べることにする。

2. 多次元 QW レーザの構造

図1(a)は通常のDHレーザの活性層の形状の概要を示したものである。ここでz軸方向として活性層の厚さ方向をとっている。いわゆるQWレーザ(1次元QWレーザ)は、活性層厚 L_z を図1(b)に示すようにド=ブroy波長λ程度まで圧縮したものである。この場合キャリアはz方向に関しては定在波としてふるまうことになる。われわれは、多次元QWレーザをその活性層の厚さ L_z のみならず長さ L_y あるいはさらに幅 L_x のサイズも

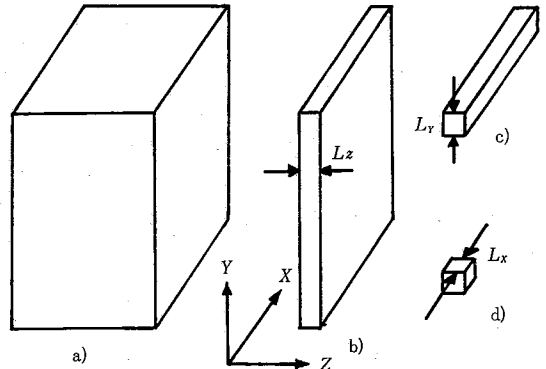


図1 種々の活性層の形状。(a)は通常のDHレーザの活性層を、(b),(c),(d)はそれぞれ1次元、2次元、3次元QW構造の活性層を表している。

λ程度になっているレーザとして定義することにする。図1(c),(d)はそれぞれ2次元QW、3次元QWの各レーザの活性層の形状を示したものである。もっとも現段階ではこのような構造を結晶成長等により実現することは必ずしも容易なことではない。しかし、通常のDHレーザもしくはQWレーザを強磁場中におくことにより、キャリアを多次元にわたり閉じ込め、等価的に2次元QWレーザや3次元QWレーザを実現することは可能である。

さてQWの次元が増すにしたがってキャリアが自由粒子としてふるまうことのできる次元が減少する。このため状態密度関数 $\rho_c(\epsilon)$ の形状が変化する。i次元QW構造における(3-i)次元電子ガスに対して $\rho_c^{(i)}(\epsilon)$ は次のように表現される。

$$\rho_c^{(0)}(\epsilon) = (2m_c/\hbar^2)^{3/2} / (2\pi^2) \cdot \sqrt{\epsilon} \quad (1)$$

$$\rho_c^{(1)}(\epsilon) = \sum_{n=1}^{\infty} m_c / (\pi \hbar^2 L_z) \cdot H[\epsilon - \epsilon_z(n)] \quad (2)$$

$$\rho_c^{(2)}(\epsilon) = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{l=1}^{\infty} (m_c / 2\hbar^2)^{1/2} \div (\pi L_y L_z) / \sqrt{\epsilon - \epsilon_y(l) - \epsilon_z(n)} \quad (3)$$

* 東京大学生産技術研究所 第3部

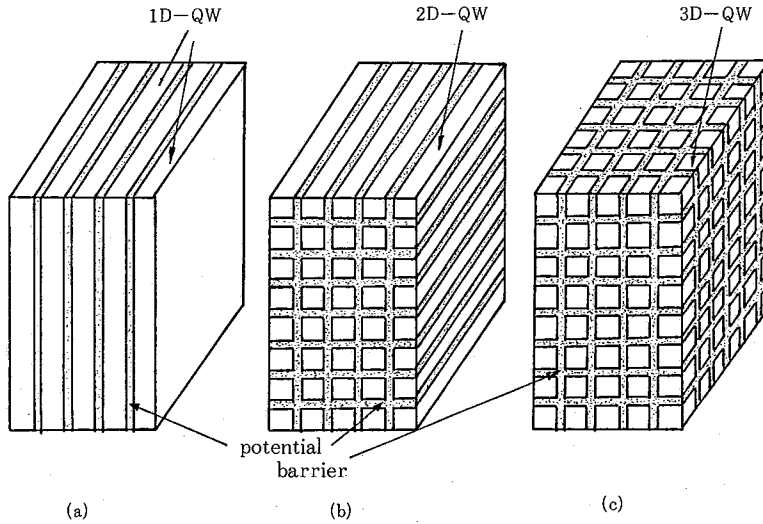


図2 多層多次元 QW 構造

$$\rho_c^{(0)}(\epsilon) = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{l=1}^{\infty} \sum_{k=1}^{\infty} 1 / (L_x L_y L_z) \times \delta(\epsilon - \epsilon_x(k) - \epsilon_y(l) - \epsilon_z(n)) \quad (4)$$

ここで m_c は電子の有効質量, ϵ は伝導帯の下端 E_c を基準としたエネルギー, \hbar はプランク定数, $H(\epsilon)$ は $H(\epsilon \geq 0) = 1, H(\epsilon < 0) = 0$ という単位階段関数, $\delta(\epsilon)$ はデルタ関数である。また $\epsilon_x(n), \epsilon_y(l), \epsilon_z(k)$ はそれぞれ量子数 n, l, k の量子化エネルギー準位を表わしている。ポテンシャル障壁が十分高いとき, これらの量子化エネルギー準位はそれぞれ $\epsilon_x(n) = (\hbar^2 \pi^2 / 2m_c)(n/L_x)^2, \epsilon_y(l) = (\hbar^2 \pi^2 / 2m_c)(l/L_y)^2, \epsilon_z(k) = (\hbar^2 \pi^2 / 2m_c)(k/L_z)^2$ と表現される。ここで $\rho_c^{(0)}(\epsilon), \rho_v^{(0)}(\epsilon), \rho_g^{(0)}(\epsilon)$ は, 従来よく知られた状態密度関数 $\rho_c^{(0)}(\epsilon)$ とかなり異なる形状をもっていることに注意されたい。同様なことは正孔の状態密度関数 $\rho_v^{(0)}(\epsilon)$ についても期待できる。なおキャリア注入および光閉じ込めの効率を考慮すると, 図2に示すように多くの多次元 QW が障壁層をはさんで重なりあう構造をもつ活性層が望ましいと考えられる。

3. 多次元 QW レーザの閾値電流の温度依存性

通常の DH レーザの J_{th} の解析は, Lasher-Stern (以下 L-S とよぶ)³⁾ や Adams⁴⁾ らによってなされている。L-S 理論は最近 1 次元 QW レーザの J_{th} の解析に拡張され, 2 次元電子ガスの階段的状態密度関数が J_{th} の閾値電流の温度依存性の緩和に重要な役割を果たしていることが明らかにされている。⁵⁾ 以下では, L-S 理論に基づいて多次元 QW レーザの J_{th} の温度依存性を評価することにする。

i 次元 QW レーザの発振閾値電流 $J_{th}^{(i)}$ は, 発振直前の

全自然放出率 $R_{sp}^{(i)}$ により次のように表現することができる。

$$J_{th}^{(i)} = qdR_{sp}^{(i)} / \eta \quad (5)$$

ここで q は電荷素量, d は活性層, η は量子効率である。また $R_{sp}^{(i)}$ は, $\rho_c^{(i)}(\epsilon), \rho_v^{(i)}(\epsilon)$ およびキャリア分布関数 $f_c(\epsilon), f_v(\epsilon)$ によって定められる。したがって $J_{th}^{(i)}$ は, 電子, 正孔それぞれの擬フェルミエネルギー E_{Fc}, E_{Fv} を決めることによって求めることができる。

L-S と同様にここでは活性層が十分 p 型で正孔密度 p_0 が注入電流と無関係に一定であるとしよう。この仮定から E_{Fv} は定められる。一方, レーザ発振がおこるためには利得係数 $g^{(i)}(E)$ の最大値が全損失 $\alpha^{(i)}$ に等しいという発振条件が成立しなければならないという要請から E_{Fc} の値が定められる。このようにして $J_{th}^{(i)}$ を計算することができる。

$J_{th}^{(i)}$ は一般には数値的にのみ求めることができるが, 1 次元 QW, 3 次元 QW レーザについては次式で解析的に与えられる。

$$J_{th}^{(i)} = (qd/\eta)(m_c/\pi\hbar^2 L_z) p_0 B^{(i)} kT \log(1+Q) \cong (qd/\eta)((m_c/\pi\hbar^2 L_z) p_0 B^{(i)} kT \times \log(m_0 kT / p_0 \pi \hbar^2 L_z)) \quad (5)$$

$$J_{th}^{(i)} = (qd/\eta)(\alpha^{(i)} V / A^{(i)} + 1 / V - p_0) p_0 B^{(i)} \quad (6)$$

ただし

$$V = L_x L_y L_z$$

$$A^{(i)} = (\rho^2 c^2 \hbar^3 / n_i^2 E_i^2) B^{(i)}$$

$$Q = ((\sqrt{C} \cdot D + \sqrt{D - 1} \cdot (1 + C)) / (1 + C - C \cdot D))^2$$

$$D = \exp(\alpha^{(i)} (\pi \hbar^2 L_z)^2 / A^{(i)} kT m_c m_v)$$

$$C = 1 / (\exp(p_0 \pi \hbar^2 L_z / m_v kT) - 1)$$

m_v は正孔の有効質量, $B^{(i)}$ は双極子遷移確率, k はボル

研究速報
ツマン定数, T は絶対温度である. 式(5), (6)により, 1次元 QW レーザにおいては, 高温で $J_{th}^{(1)}$ が $T \log(T/\text{const.})$ に比例し, 一方 3次元 QW レーザでは, $J_{th}^{(3)}$ が温度にかかわらず一定となることがわかる.

さらに通常の DH レーザ, および 2次元 QW レーザを含めて $J_{th}^{(i)}$ の数値計算結果の一例を図 3 に示そう. (GaAs-GaAlAs レーザ; $p_0=3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) ただし, L_x, L_y, L_z が十分小であるとして電子が最低準位のサブバンドに集中していると仮定している. 図 3 からわかるように, $J_{th}^{(i)}$ の温度依存性が QW の次元に大きく依存することがわかる. $J_{th}^{(i)}$ を

$$J_{th}^{(i)} = J_{th}^{(i)}(T=0^\circ\text{C}) \exp(T/T_0) \quad (7)$$

と表現したとき, 1次元, 2次元, 3次元 QW レーザにおける T_0 は, それぞれ 285°C , 481°C , $\infty^\circ\text{C}$ となり, 通常の DH レーザの $T_0 (=104^\circ\text{C})$ をはるかにしのぐものとなっている.

このような T_0 の改善を理解するためには, 次のことを思い起こしておく必要がある. すなわち, 通常の GaAs-GaAlAs レーザの J_{th} の温度依存性は, 注入キャリアの熱的広がり温度の上昇に伴って増大し, 注入レベル一定としたときの利得係数の最大値が減少するために生じると一般に考えられていることである. したがって, $\rho_c^{(1)}(\epsilon), \rho_v^{(1)}(\epsilon)$ が階段状関数となる 1次元 QW レーザにおいては, この熱的広がりが小さくなるため, $J_{th}^{(1)}$ の温度依存性が緩和される. 2次元 QW レーザの場合には, $\rho_c(\epsilon)$ がピークを持つ形状をしていることから, 温度効果をさらにおさえることができる. 3次元 QW レーザにおいては, 状態密度関数が δ 関数であることから熱的広がりが生じない. したがって高次のサブバンドへのキャリアの移動が無視できる限り, この場合には $J_{th}^{(3)}$ の温度依存性が消滅することになる.

4. 強磁場を用いた 2次元 QW レーザの等価的实现

これまでの議論により, 多次元 QW レーザには有用な性質が備わっていることが理論的に明らかになった. そこで次にこのような特性を実験的に明らかにする. しかしながら, 多次元 QW 構造を実現することは, 現段階ではかなり困難であるので図 4 のように強磁場内に通常の DH レーザをおくことにより, 等価的に 2次元 QW レーザを実現した. すなわち, ノンドープの活性層をもつ CSP (Channeled Substrate Planar) レーザに最大 30 T までの強磁場 B_z を活性層の厚さ方向 (z 方向) に印加した. このレーザの活性層はノンドープであるため比較的高い電子移動度を持っている. したがっていわゆるサイクロトロン運動を十分おこない得るものと考えられる. この場合, 電子の運動は 2方向 (x, y 方向) に対しては量

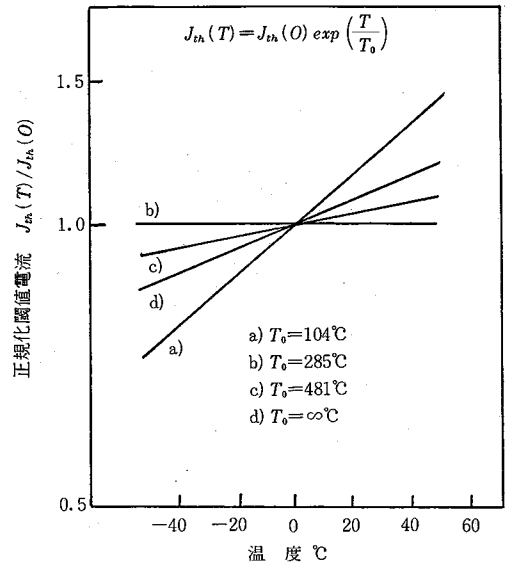


図 3 閾値電流 J_{th} の数値計算例. (a) は DH レーザの, (b), (c), (d) はそれぞれ 1次元, 2次元, 3次元 QW 構造の J_{th} をあらわしている.

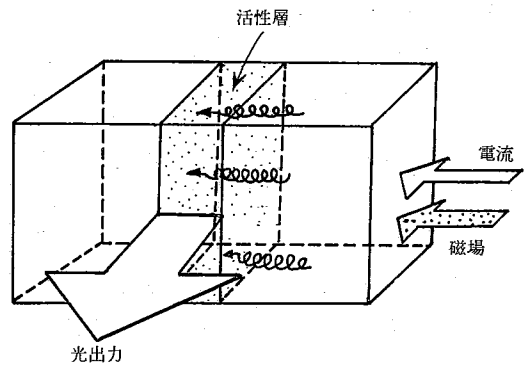


図 4 強磁場内の半導体レーザ.

子化されランダウ準位を形成する. したがって電子がとり得るエネルギー E は次式ようになる.⁶⁾

$$E = \hbar\omega_c(l+1/2) + (\hbar^2\pi^2/2m_c)k_z^2 \quad (l=1,2,3,\dots) \quad (8)$$

このことから強磁場内の DH レーザは, 近似的に 2次元 QW レーザとみなすことができる. これについては最近 Bluysen が独立に議論をおこなっている.⁷⁾ 実際に磁場を印加したところ室温付近 (230 K から 300 K) における T_0 は, 磁場を 0 T から 24 T まで増すに従い 144°C から 313°C まで増加した. これはわれわれの予測の妥当性を支持する結果である. この実験の詳細については他の報告にゆだねることにする.⁸⁾ なお, 3次元 QW レーザもいわゆる 1次元 QW レーザを強磁場内におくことによ

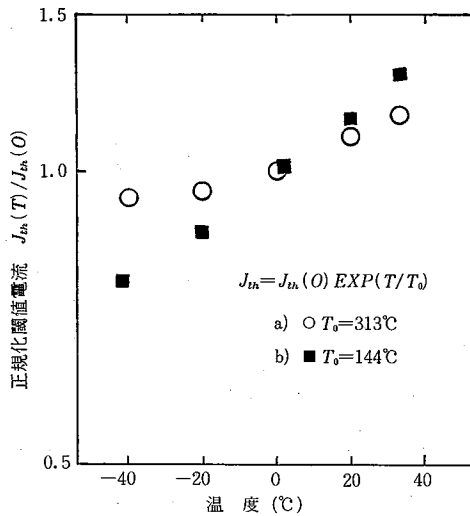


図5 強磁場の印加による閾値電流 J_{th} 特性の改善。a)は磁場を印加しないとき、b)は24Tを印加したときの正規化された J_{th} をそれぞれ示している。

り等価的に実現することができると考えられる。

5. む す び

本報告では新しいタイプのレーザである“多次元QWレーザ”を提案し、さらにこのレーザにおいては T_0 値が画期的に改善される可能性のあることを理論的に示した。さらにこのような予測を実験的に立証するために、強磁場内にDHレーザをおくことにより2次元QWレ

ーザを実現した。その結果、24Tの強磁場を印加することにより T_0 値が144°Cから313°Cまで上昇することを観測することができた。

謝 辞

パルス磁場発生装置の使用を許可しいろいろ御助言戴いた東京大学物性研究所三浦登助教授、木戸義勇博士に感謝いたします。また半導体レーザを御提供下さいました日立中央研究所中村道治博士、相木國博士、日頃御指導戴く本所浜崎襄二教授、藤井陽一教授に厚くお礼申し上げます。

参 考 文 献

- 1) R. Chin, N. Holonyak, Jr., and B. A. Vojak; Appl. Phys. Lett., **36**, 19 (1980).
- 2) N. Holonyak, Jr., R. M. Kolbas, R. D. Dupuis, Dupuis, and P. D. Dapkus; IEEE J. Quantum Electron., **QE-16**, 170 (1980).
- 3) G. Lasher and F. Stern; Phys. Rev., **133**, A553 (1964).
- 4) M. J. Adams; Solid-State Electron., **23**, 585 (1980).
- 5) K. Hess, B. A. Vojak, N. Holonyak, Jr., R. Chin and P. D. Dapkus; Solid-State Electron., **23**, 585 (1980).
- 6) R. B. Dingle, Proc. R. Soc. London, **A211**, 517 (1952).
- 7) H. J. A. Bluyssen and L. J. van Ruien; IEEE J. Quantum Electron., **QE-17**, 880 (1981).
- 8) Y. Arakawa, H. Sakaki, M. Nishioka, G. Kido, and N. Miura, to be contributed to IEEE J. Quantum Electron.
- 9) Y. Arakawa and H. Sakaki; Appl. Phys. Lett., **38** (1982) to be appeared.

