

AlGaAs/GaAs-MQW 激光器光增益谱 理论和实验*

张敬明 陈良惠 曾安 肖建伟
徐俊英 杨国文 李立康 徐遵图

(集成光电子学国家联合实验室, 中国科学院半导体研究所, 北京, 100083)

1990年11月12日收到, 1991年4月25日修改定稿

本文简明地描述了由载流子带内弛豫加宽的半经典的密度矩阵理论。根据该理论计算了 AlGaAs/GaAs 多量子阱激光器的线性偏振光增益及量子阱宽 L_x 、 $Al_xGa_{1-x}As$ 势垒层 x 值和带内弛豫时间 τ_{in} 对 TE 增益的影响。实验测量了多量子阱激光器的偏振光增益谱。理论与实验进行了比较。

PACC: 4255P, 6865, 7320

一、引言

光增益是半导体激光器中最基本而且最重要的物理性质, 它对决定半导体激光器中的激光过程、模式行为、瞬态特性、温度特性、偏振特性以及光谱噪声等起着重要的作用。量子阱激光器是近年来发展十分迅速的激光器结构。在我国也已取得很大的进展。对其进行光增益谱的研究, 将有助于我们理解量子阱激光器内部的物理过程, 以及结构参数对器件特性的影响。有二类光增益理论: 一种是建立在带尾模型之上的理论^[1,2]。另一种是根据弛豫加宽的半经典的密度矩阵理论^[3,4]。后者的优点是不仅可以处理小于阈值的情况, 也可以处理大于阈值增益的激射特性。由于理论包含电极化的信息, 能得到线性和非线性增益。所以应用更广泛。本文简明地论述了由载流子带内弛豫加宽的半经典的密度矩阵理论。根据该理论对线性光增益进行了数值计算, 得到 TE、TM 偏振的光增益谱及量子阱宽 L_x 、 $Al_xGa_{1-x}As$ 势垒层 x 值和带内弛豫时间 τ_{in} 对增益的影响。实验测量了量子阱激光器的偏振增益谱, 与理论计算进行了比较, 文章对计算和实验结果进行了讨论。

二、理论

1. 量子阱结构中子带能级的确定

* “863”高技术资助项目。

对有限势阱,当阱间电子波函数不发生交叠时,决定子带能级的本征值方程为

$$\sqrt{\frac{m_b^*}{m_w^*} \frac{(V_0 - E_i)}{E_i}} = \begin{cases} \tan(\sqrt{\frac{m_w^* E_i L_z^2}{2\hbar^2}}) & \text{偶对称性} \\ -\cot(\sqrt{\frac{m_w^* E_i L_z^2}{2\hbar^2}}) & \text{奇对称性} \end{cases} \quad (1)$$

其中 m_b^* 和 m_w^* 分别为垒和阱载流子有效质量, E_i 和 V_0 为载流子能量本征值和势阱深度, L_z 为量子阱宽, \hbar 为普朗克常数除以 2π . 由于平行结方向载流子运动是自由的。因此,阱中载流子能量为 $\varepsilon_i = E_i + \hbar^2 K_{\parallel}^2 / 2m^*$.

对 $\text{AlGaAs}/\text{GaAs}$ 系, $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 材料载流子有效质量,由 GaAs 和 AlAs 载流子有效质量线性内插得到^[5],

$$m_c^* = (0.067 + 0.083x)m_0 \quad (2a)$$

$$m_h^* = (0.45 + 0.4x)m_0 \quad (2b)$$

$$m_i^* = (0.082 + 0.098x)m_0 \quad (2c)$$

其中 c, h 和 i 分别表示 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 材料中导带电子, 价带重、轻空穴。 m_0 为自由电子质量。势阱深由阱、垒材料带隙差及异质结边界上导带和价带不连续的分配比决定。本文取 0.85:0.15^[5]。其它取值在文献[6]中有评述。

2. 载流子浓度与费米能级的关系

量子阱中,载流子浓度 n 为每个子带上占有载流子数的总和, $n = \sum_{i=1}^N \int_{E_i}^{\infty} \rho f(E) dE$.

由于每个子带内态密度为常数, $\rho = m^*/\pi\hbar^2 L_z$, 提到累加和积分号外, 得到

$$n = \frac{m^*}{\pi\hbar^2 L_z} KT \sum_{i=1}^N \ln \{1 + \exp[(E_p - E_i)/KT]\} \quad (3)$$

计算空穴费米能级时,必须对重、轻空穴之和。考虑注入载流子引起的带隙收缩效应^[7,8], 其值为 $\Delta E_g = 1.6 \times 10^{-8} n^{1/3}$. 空穴费米能级由电中心条件决定, 对不掺杂量子阱 $n = p$.

3. 跃迁矩阵元

电子的光跃迁几率正比于偶极矩矩阵元绝对值的平方。假定阱宽大大于晶格周期。限制在量子阱中的电子波函数,由量子阱势垒限制引起的缓慢变化包络函数 $\varphi_{CN}(z)$ (即(1)式对应的波函数)、晶格周期变化的 Bloch 函数 $u_c(r)$ 和平行于阱方向的平面波 $\exp(jK_{\parallel}r_{\parallel})$ 三部分组成^[9], 表示为

$$\Phi_{CNKC} = \varphi_{CN}(z) \cdot u_c(r) \cdot \exp(jK_{\parallel}r_{\parallel}) \quad (4)$$

其中 N 表示量子化能级数, K_{\parallel} 和 r_{\parallel} 表示平行于界面的波矢和位矢, $u_c(r)$ 和 $\varphi_{CN}(z)$ 都是正交归一化函数。

导带第 N 个子带的电子和价带第 M 个子带的重或轻空穴形成的偶极矩矩阵元表示为

$$R_{ch} = \langle \Phi_{CNKC} | e\tau | \Phi_{hMKh} \rangle = \delta_{NM} \delta_{KC\parallel K_{\parallel}h} R \quad (5)$$

这里 $\delta_{NM} = \int \varphi_{CN} \varphi_{hM} dz$, 表示 ΔN 选择定则。 $\delta_{KC\parallel K_{\parallel}h}$ 表示 K 选择定则。偶极矩矩阵元与动量矩阵元间的关系为^[4,10]

$$\begin{aligned} R &= \int_{\text{阱}} u_c(r) e\tau u_h(r) dr \\ &= i \frac{\hbar e}{m_0(E_c - E_v)} \int_{\text{阱}} u_c(r) \parallel -j\hbar \nabla \parallel u_h(r) dr \end{aligned} \quad (6)$$

在体材料中 R 表示为^[11]

$$R^2 = \frac{\hbar^2 e^2}{6m_c^*(hv)^2} \left(1 - \frac{m_c^*}{m_0}\right) \frac{E_g(E_g + \Delta)}{E_g + 2\Delta/3}. \quad (7)$$

其中 Δ 为自旋轨道分裂能量, 在 GaAs 中 $\Delta = 330$ meV。考虑电磁场方向及偏振的关系, 取 R_{ch} 平行于电场及垂直结平面方向分量平方平均值^[11]

$$R_{ch}^2 = \begin{cases} (3/4)R^2(1 + \cos^2\theta) & \text{TE 偏振} \\ (3/2)R^2\sin^2\theta & \text{TM 偏振} \end{cases} \quad (8(a))$$

$$R_{cl}^2 = 2R^2 - R_{ch}^2. \quad (8(c))$$

其中 θ 为 K 矢量与垂直结平面方向的夹角, $\cos^2\theta = \frac{E_i}{E_i + \epsilon_i}$, E_i 和 ϵ_i 为子能级能量和载流子能量。

4. 线性光增益

光增益通过密度矩阵从极化率的虚部导出^[12]

$$g(\omega) = \frac{\omega \mu c}{n_r} I_m \epsilon_0 \chi^{(1)}(\omega). \quad (9)$$

ω 为光子角频率, μ 为导磁率, c 为光速, ϵ_0 为真空介电常数, $\chi^{(1)}(\omega)$ 为线性极化强度。

考虑在激光强场下极化率 $P(\omega)$ 与极化强度的非线性关系 (本文仅讨论一阶线性极化率)

$$P(\omega) = \epsilon_0 [\chi^{(1)}(\omega) + \chi^{(3)}(\omega) E_n^2] E_n, \quad (10)$$

同时极化率作为偶极矩的期望值由载流子密度矩阵表示为^[13,14]

$$P(\omega) = \bar{n} T_r (\rho R) = \bar{n} \sum_{c,v} (\rho_{cv} R_{vc} + \rho_{vc} R_{cv}). \quad (11)$$

用微扰方法通过对密度矩阵动力学方程求解或者利用拓朴图解^[15]求得各级密度矩阵元, 并利用(9), (10)和(11)式最后得到线性光增益为

$$\begin{aligned} g^{(1)}(\omega) = & \frac{\omega \mu c}{n_r} \rho_{cv} \sum_i \int_{E_g + E_{ci} + E_{vi}}^{\infty} \langle R_{ch}^2 \rangle [f_c(E_{cv}) \\ & - f_v(E_{cv})] \frac{\hbar/\tau_{in}}{(E_{cv} - \hbar\omega)^2 + (\hbar/\tau_{in})^2} dE_{cv}. \end{aligned} \quad (12)$$

其中 $\langle R_{ch}^2 \rangle$ 为偶极矩矩阵元平方平均值, 由式(12)表示。 $f_c(E_{cv})$ 、 $f_v(E_{cv})$ 和 τ_{in} 分别为费米分布函数和载流子带内弛豫时间。 $\rho_{cv} = 1/\left(\frac{1}{\rho_c} + \frac{1}{\rho_{vi}}\right)$ 为相应跃迁 (C-H, C-L) 的折合态密度。

从式(12)看出影响线性光增益的主要因素是折合态密度、偶极矩矩阵元和上下能级的占据几率之差以及载流子带内弛豫引起的光谱展宽。前两者由能带结构决定, 态密度随阱宽变化。后者由载流子注入水平, 温度及载流子碰撞和散射机构决定^[16]。

三、数值计算

由式(1)对考虑的阱宽和势垒(即垒材料的Al组分 x 值)高的量子阱, 计算导带电子和

价带重、轻空穴的能级。例如 GaAs 阵宽 100 Å 和 AlGaAs 垒中 Al 组分 $x = 0.2$ 的量子阱的结果, 电子能级为 0.0329, 0.1233 eV, 价带重空穴为 0.005, 0.0191 和 0.0366 eV, 轻空穴为 0.0156 eV。求得子带能级后, 由式(3)得到不同载流子浓度对应的电子和空穴的准费米能级。然后根据式(12)计算线性光增益。导带电子到重、轻空穴跃迁产生的 TE 和 TM 偏振增益谱表示在图 1(a)中。

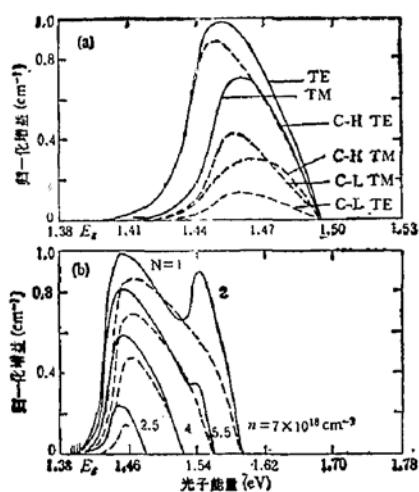


图 1 量子阱中, 导带电子到价带重、轻空穴跃迁形成 TE 和 TM 偏振增益谱。 $x = 0.2$, $L_2 = 100 \text{ \AA}$, $\tau_{in} = 0.1 \text{ ps}$ 取 $n_r = 3.52$ 。(a) $G_{TE} = g_{TE}^{C-H} + g_{TE}^{C-L}$, $G_{TM} = g_{TM}^{C-H} + g_{TM}^{C-L}$, $n = 3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 归一化值为 686 cm^{-1} 。(b) 增益谱随注入载流子密度的变化。当 $n > 5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 时, 出现 $N = 2z$ 带的增益峰。各电子浓度对应的 E_g 为 1.4039, 1.4002, 1.3974 和 1.3950 eV。归一化值为 1828 cm^{-1} 。——TE 偏振, ---TM 偏振

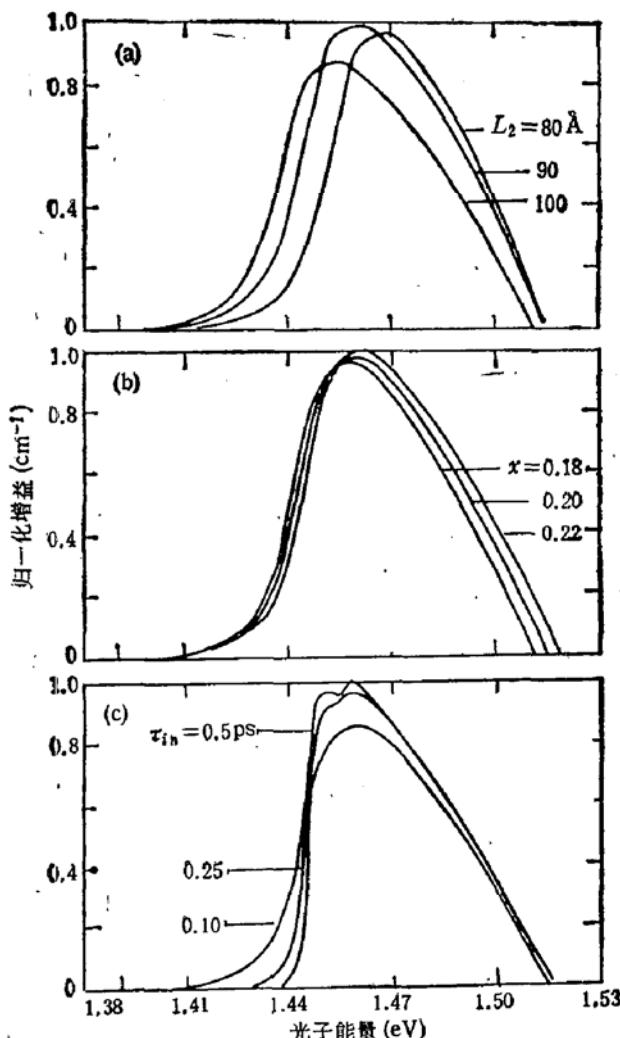


图 2 TE 增益谱随量子阱参数的变化。(a) 改变阱宽; (b) 改变 Al 组分; (c) 改变载流子带内弛豫时间

可以看出 TE 偏振增益主要由 C-H 跃迁贡献, TM 偏振光增益由 C-H 和 C-L 两部分跃迁构成。由式(8b)可见在带边 C-H 跃迁对 TM 偏振的贡献为零。对不同载流子浓度计算的 TE 和 TM 偏振增益谱表示在图 1(b)中, 由于载流子填充作用增益谱随电子浓度增加而增宽, 当 $n > 5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 时明显出现 $N = 2$ 子带跃迁的 TE 增益峰, TM 增益也在高能边发生鼓起。为了了解垒中 Al 组分, 量子阱宽和带内弛豫时间对增益谱的影响。在同一组参数($x = 0.2$, $L_2 = 90 \text{ \AA}$, $n = 3.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 和 $\tau_{in} = 0.1 \text{ ps}$)下, 仅改变其中一个参数计算的 TE 增益谱表示在图 2 中。

四、实 验

1. 测量方法

增益谱的测量方法很多^[17,18], 我们采用 Hakki 和 Paoli^[17] 1975 年提出的方法。增益由阈值以下激光器与 F-P 腔共振相关的自发发射谱调制深度得到。发射光谱和光增益谱之间的关系表示为

$$-\alpha = (g_i - \alpha_{in})\Gamma = \frac{1}{L} \left\{ \frac{1}{2} \ln \frac{1}{R_1 R_2} + \ln \left[\frac{(S_i^+)^{1/2} - (S_i^-)^{1/2}}{(S_i^+)^{1/2} + (S_i^-)^{1/2}} \right] \right\} \quad (13)$$

其中 i 为纵模阶数, $R_1 R_2$ 为激光器两端面的功率反射率, L 为腔长, S_i^+ 和 S_i^- 分别为测得光谱的 F-P 模的峰和谷的强度。 $(g_i - \alpha_{in})$ 表示扣除腔内损耗后的纯增益。 Γ 为光腔限制因子。

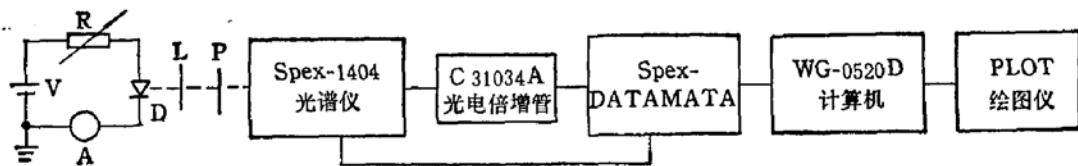


图 3 光谱及光增益谱测量装置方框图

该方法局限在于仅可测量不超过阈值范围的增益, 即仅提供了纯增益谱的中间部分(最大值附近)。图 3 表示测量装置方块图。激光器用恒流源驱动, 发射光用透镜准直并经过检偏器进入 spex-1404 型双光栅单色仪。光电倍增管型号为 C31034A, 工作时由珀尔玷元件制冷。spex-DATAMATA 是 spex-1404 型光谱仪的微机控制和数据采集处理系统, 获得的光谱数据经 RS-232 口送到 GW-0520DHC 型计算机, 由我们自己编制的软件进行数据处理。软件功能包括: 数据接收、消除测量时引入的干扰, 使光谱平滑、剪截光谱、算得光增益谱、存取数据、显示和绘图等。

2. 实验结果

AlGaAs/GaAs 多量子阱激光器是用国产 MBE 设备生长的材料制备。器件制备和特性已经报道^[19]。激光器波导为 SCH 结构, 有源区有十个阱组成, $L_s = L_b = 100 \text{ \AA}$, 全 z 值为 0.2。激光器条宽约 $8 \mu\text{m}$, 用质子轰击形成。图 4(a) 给出不同电流测得的 TE 和 TM 偏振的光增益谱。图 4(b) 表示最大增益随电流的变化。由图可以看出光增益的以下特点: (1)TE 比 TM 偏振的增益大得多, 增益随电流增加而增加。定义增益电流系数 $\beta = \partial g_{max} / \partial I$ 。图中 $\beta_{TE} \approx 1.2 \beta_{TM}$ 。在激射阈值时, TM 比 TE 增益小约 110 cm^{-1} , 所以激光器仅工作在 TE 模。

(2) TM 比 TE 增益峰能量高约 10 meV 。随注入电流增加增益峰能量向高能移动, TE、TM 增益峰能量差也稍微增加。当 $I = 30, 40, 45 \text{ mA}$ 时, ΔE 分别为 $9.7, 10.8, 11.8 \text{ meV}$ 。

(3) 当 $I > I_{th}$ 时光增益饱和, 除发热影响外, 增益谱基本不变。

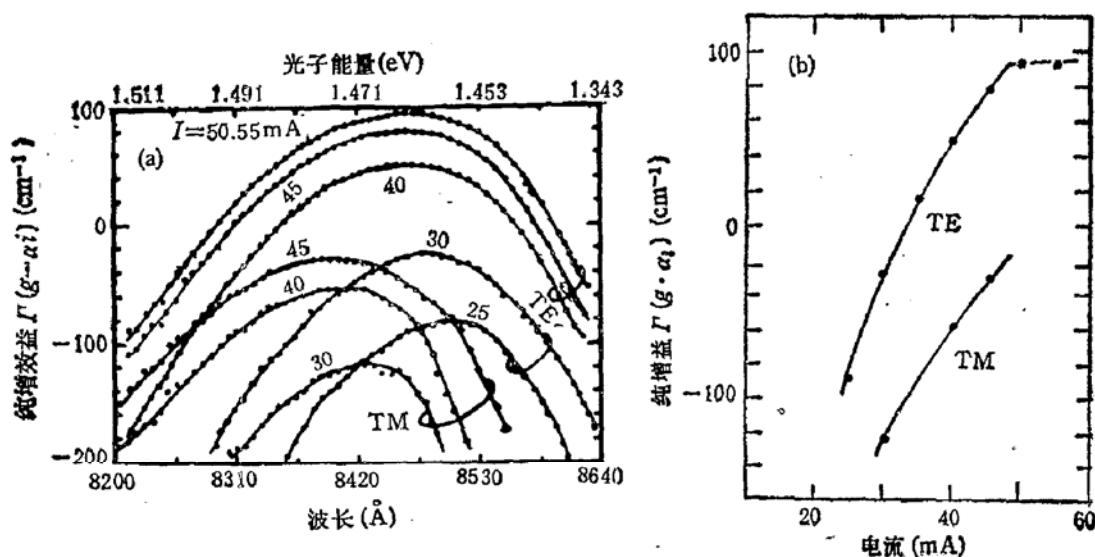


图 4 (a) AF102-4 样品在不同电流下测得的 TE 和 TM 增益谱, $I_{tb} = 48\text{mA}$, 腔长 = $112\mu\text{m}$,
(b) 峰值 TE、TM 增益随注入电流的变化

五、讨 论

从上述理论和实验结果表明, 增益谱形状理论与实验符合, 即低能边较陡, 高能边较缓。峰值能量位置也基本上一致。带内弛豫时间 τ_{is} 取 $\sim 0.1\text{ps}$ 比较合适。由于载流子带内弛豫效应引起跃迁能量展宽, 并且增益降低。

当电子完全限制在阱中时, 注入电流密度有如下关系

$$J = eML_z n / \tau_s \quad (14)$$

其中 M 为阱数, $\tau_s = 2.5 \times 10^{-6} n^{-0.8}$ (秒) 为自发发射寿命。电流密度也可通过自发发射谱得到

$$J_{sp} = qL_z \int_0^{\infty} r_{sp}(hv) d(hv) \quad (15)$$

$$r_{sp}(hv) = \frac{8\pi n_r^2(hv)^2 [-g(hv)]}{h^3 C^2 \left[\exp\left(\frac{hv - \Delta F}{KT}\right) - 1 \right]} \quad (16)$$

(15)式计算结果比(14)式大约一倍。(12)式乘以限制因子 Γ , 为激光模增益。 Γ 与波导结构有密切的关系, 对 SCH 结构 Γ 近似地表示为 $\Gamma = 0.3ML_z/L_0$ 其中 M 为阱数, 波导限制层 $x=0.4$, 包括量子阱和垒的导引层厚为 2000 Å , $L_0=1000\text{ Å}$ 。由(12)(14)式计算 1 至 10 个阱的 TE 模最大增益与注入电流密度的关系表示在图 5 中。为设计低阈值的激光器应该选择适当的阱数和采用 Γ 大的波导结构。单量子阱模增益随电流增加很快饱和。透明电流密度与阱数成正比。多量子阱限制因子大, 电流微分增益系数大, 有利于制备高调制速率高的器件。

设 $E'_{gvn} = E_g + E_{cn} + E_{sn}$ ($v = h$ 或 l), 只有在 $E'_{gvn} < hv < \Delta F$ 的能量范围内的光子才会有增益。即必须 $\Delta F > E'_{gvn}$ 才出现增益, $\Delta F = E'_{gvn}$ 对应的电子密度为透明电子密度。由于 E'_{gh1} 比 E'_{gh1} 大约 10meV , 所以随电子浓度增加时, 首先产生 C-H

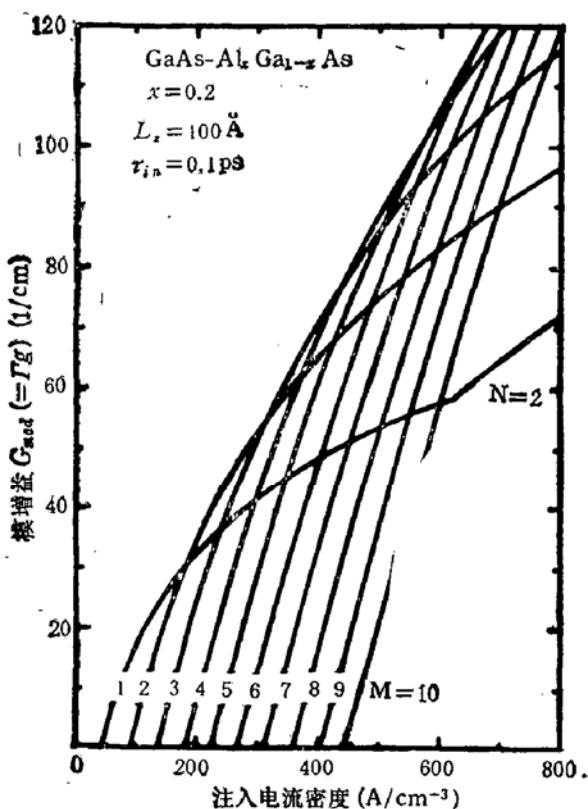


图5 不同量子阱数的TE模增益 $G_{mod}(=\Gamma g)$ 随注入电流密度的变化。
($\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}/\text{GaAs}$, $x=0.2$, $L_z=100\text{\AA}$, $\tau_{in}=0.1\text{ps}$)

跃迁的增益, 随后出现 C-L 跃迁的增益。

计算电流密度时由于我们没有考虑载流子的其它各种损耗机构(例如界面复合、俄歇复合、光腔复合), 以及器件结构引起的横向扩展电流效应。激光器内部损耗 α_{in} 没有进行实验估计。所以式(18)(19)计算的电流是理想化。这些我们将在以后的工作中进行讨论。

六、结语

我们用半经典的密度矩阵理论推导的线性光增益公式计算了 $\text{AlGaAs}/\text{GaAs}$ 量子阱激光器的偏振增益谱。建立了微机数据处理的自动化测量光增益谱的实验系统。实验结果与理论计算相符合。理论计算和实验系统对今后量子阱激光器的设计和器件物理分析有重要的意义。

参考文献

- [1] G. Lasher and F. Stern, *Phys. Rev.*, **133**(2A), A553(1964).
- [2] F. Stern, et al., *J. Appl. Phys.*, **47**, 5382(1976).
- [3] M. Yamada and Y. Suematsu, *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-15**(8), 743(1979).
- [4] M. Asada and Y. Suematsu, *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-21**(5), 434(1985).
- [5] P. T. Landsberg, et al., *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-21**(1), 24(1985).
- [6] R. Nagarajan, et al., *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-25**(6), 1161(1989).
- [7] S. Tarucha, et al., *Japan J. Appl. Phys.*, **23**(7), 874(1984).

- [8] P. Blood, et al., *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-24, 1593(1988).
- [9] C. Kittel, *Quantum Theory of Solids*, New York: Wiley, Ch. 14 1/4 286—290(1963).
- [10] 吴群,外腔半导体激光器半经典理论及器件稳定性研究,清华大学理学博士论文(1988.7).
- [11] M. Yamada, et al., *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-21(6), 640(1985).
- [12] D. Ahn and S. chuang, *IEEE J. Quantum Electron.*, 26(1), 13(1990).
- [13] A. 亚里夫,量子电子学,上海科技出版社,p. 61.
- [14] M. Asada and Y. Suematsu, *J. Appl. Phys.*, 52(4), 2657(1981).
- [15] 吴群等,光学学报,6,339(1986).
- [16] M. Asada, *IEEE J. Quantum Electron.*, 25(9), 2019(1989).
- [17] B. W. Hakki and T. L. Paoli, *J. Appl. Phys.*, 45(3), 1209(1975).
- [18] C. H. Henry, et al., *J. Appl. Phys.*, 51(6), 3042(1980).
- [19] 徐俊英等,中国激光, Vol. 17 (增刊), 84(1990).

Optical Gain Spectrum Theory and Experiment of AlGaAs/GaAs Multi-quantum Well Lasers

Zhang Jingming, Chen Lianghui, Zeng An, Xiao Jianwei

Xu Junying, Yang Guowen, Li Likang and Xu Zuentu

(National Integrated Optoelectronics Lab., Institute of Semiconductors, Academia Sinica, Beijing 100083)

Abstract

The semiclassical density-matrix theory with carrier intraband relaxation broadening is described. According to the theory, the linear gain of polarization is calculated in AlGaAs/GaAs multi-quantum-well laser and the effect of quantum well width $L_x Al_x Ga_{1-x}$ As potential barrier layer mole fraction x and intraband relaxation time τ_{in} on TE gain is considered. The gain spectrum of polarization in the multi-quantum-well laser was measured. The theory is compared with the experiment results.

PACC: 4255P, 6865, 7320