

平行耦合腔波导对半导体激光器 谱线宽度的控制作用

郭长志 黄永箴

(北京大学物理系)

1988年3月28日收到

本文详细分析了平行耦合腔波导对谱线增宽因子的作用,得出在弱耦合和两腔内涨落互不相关的条件下,可以调节波导参数使增宽因子趋于零,从而使谱线宽度降低一个数量级以上,并讨论了耦合腔波导结构的近场和远场分布以及同相和反相模式的选择过程。

一、引言

半导体激光器的激光谱线宽度比改进的 Schawlow-Townes 线宽公式大 α^2 倍^[1],已经证明这里 α 应为与波导结构有关的模式谱线增宽因子 α_i ^[2]. 本文将从理论上通过对含有足够多可调参数的平行耦合腔波导结构来研究利用波导结构控制减小模式谱线增宽因子,从而减小谱线宽度的途径. 由于现行耦合模理论只适用于弱耦合情况,为精确起见,本文将直接求解所涉的侧向双有源区等效五层波导问题。

二、理论模型

对可用 CSP^[3] 等结构实现的具有自建弱波导的平行耦合腔结构,采用等效折射率法

处理垂直于有源区方向 (x 方向) 的波导后,可得一维化的 y 方向五层平板波导如图 1 所示. 图 1 中标明各区折射率 $\bar{n}_j$, 增益 g_j 和宽度 W_j , 其中 $\bar{n}_1 = \bar{n}_5$, $g_1 = g_5 < 0$.

设 y 方向等效波导中的 TM 模或 TE 模的场分量为

$$\phi(y, z, t) = F_j(y) \exp \times \left[i \left(\int_0^t \tilde{\omega}(\tau) d\tau - \tilde{\beta}_z z \right) \right], \quad (1)$$

$$\frac{d^2}{dy^2} F_j(y) = -\tilde{K}_j^2 F_j(y)$$

$$j = 1, 2, \dots, 5, \quad (2)$$

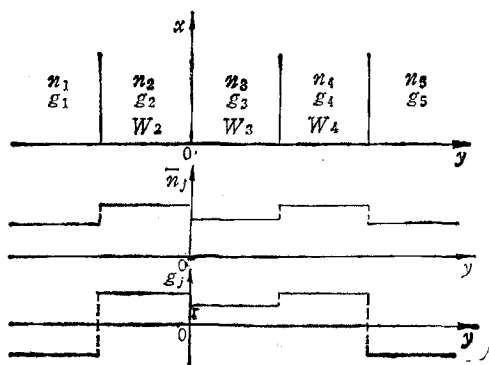


图 1 平行耦合腔的等效一维五层波导

横向场分布

$$F_j(y) = \begin{cases} B_1 e^{-i\tilde{K}_1 y} & y \leq -W_2, \\ A_2 e^{i\tilde{K}_2 y} + B_2 e^{-i\tilde{K}_2 y} & -W_2 < y \leq 0, \\ A_3 e^{i\tilde{K}_3 y} + B_3 e^{-i\tilde{K}_3 y} & 0 < y \leq W_1, \\ A_4 e^{i\tilde{K}_4 y} + B_4 e^{-i\tilde{K}_4 y} & W_1 < y \leq W_1 + W_2, \\ A_5 e^{i\tilde{K}_5 y} & y > W_1 + W_2. \end{cases} \quad (3)$$

式中 $\tilde{\beta}_z$ 和 $\tilde{K}_j (j=1-5)$ 分别为 z 方向和 y 方向的复传播常数, 复频率 $\tilde{\omega}$ 的虚部代表增益的作用. 把 ϕ 代入齐次波动方程

$$\nabla^2 \phi - \mu \tilde{\epsilon}_j \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} = 0, \quad (4)$$

得

$$\tilde{K}_j^2 + \tilde{\beta}_z^2 - \mu \tilde{\epsilon}_j \tilde{\omega}^2 = 0 \quad j = 1, 2, \dots, 5. \quad (5)$$

等效波导中的 TE 模和 TM 模分别为 $\phi = \epsilon_x$, $\mathcal{H}_z = -\frac{1}{i\omega\mu_0} \frac{\partial \epsilon_x}{\partial y}$ 和 $\phi = \mathcal{H}_x$, $\epsilon_z = \frac{1}{i\omega\tilde{\epsilon}} \frac{\partial \mathcal{H}_x}{\partial y}$. 由它们在界面连续条件的齐次方程组的有解条件, 即其系数行列式为零得出本征方程

$$R_{45}^{(1)} R_{31}^{(3)} \exp(2i\tilde{K}_1 W_1) = 1 \quad (6)$$

或

$$R_{34}^{(2)} R_{21}^{(2)} \exp(2i\tilde{K}_3 W_1) = 1, \quad (7)$$

式中

$$R_{ij}^{(1)} = \frac{\tilde{K}'_i - \tilde{K}'_j}{\tilde{K}'_i + \tilde{K}'_j}, \quad (8)$$

$R_{34}^{(2)}$, $R_{21}^{(2)}$ 和 $R_{31}^{(3)}$ 满足递推关系

$$R_{n,n-1,\dots,1}^{(n-1)} = \frac{R_{n,n-1}^{(1)} + R_{n-1,n-2,\dots,1}^{(n-2)} \exp(2i\tilde{K}_{n-1} W_{n-1})}{1 + R_{n,n-1}^{(1)} R_{n-1,n-2,\dots,1}^{(n-2)} \exp(2i\tilde{K}_{n-1} W_{n-1})}, \quad (9)$$

$R_{n,n-1,\dots,1}^{(n-1)}$ 的递推关系与上式相似. 对 TE 模 $\tilde{K}'_i = \tilde{K}_i$, 而对 TM 模 $\tilde{K}'_i = \frac{\epsilon_0}{\tilde{\epsilon}_i} \tilde{K}_i$, ϵ_0 为真空介电常数, 复介电常数 $\tilde{\epsilon}_j = \epsilon_0 (\bar{n}_j + i\bar{n}_j g_j)$, $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0}$, λ_0 为真空波长. 对 n 层平板波导用归纳法可以证明其本征值方程为

$$R_{n-j,n-j+1,\dots,n}^{(j)} R_{n-j,n-1,\dots,1}^{(n-j-1)} \exp(2i\tilde{K}_{n-j} W_{n-j}) = 1, \quad (10)$$

式中 $\tilde{K}_{n-j}$ 和 W_{n-j} 为各层的传播常数和厚度. 上述方程相当于普通激光器的激射条件方程, 等价于光在其中一层传播而两边的多层结构则由等效反射率 $R_{n,n-1,\dots,1}^{(n-1)}$ 所描述. 对 cs 激光器也可得出类似的本征值方程.

这样耦合腔模式的 $\tilde{K}_i$ 和 $\tilde{\omega}$ 可由 (5) 和 (7) 式求出, $\tilde{\beta}_z$ 则可由激射条件决定

$$r_1 r_2 \exp(-2i\tilde{\beta}_z L) = 1, \quad (11)$$

式中 r_1, r_2 为激光器两端的反射率, L 为腔长. 从文献 [2] 中的 (20), (21) 和 (41) 式, 忽略三阶增益和涨落量的作用, 可得模式线宽增宽因子为

$$\alpha_1 = -\xi_r / \xi_i = \dot{\phi} / \dot{\rho}. \quad (12)$$

用复频率表示, 文献 [2] 中的场振幅 $E(t) = A[1 + \rho(t)] \exp[i(\omega t + \phi(t))]$ 可化为

$$E(t) = A \exp \left[i \int_0^t \tilde{\omega}(\tau) d\tau \right], \quad (13)$$

式中

$$\tilde{\omega}(\tau) = \omega + \dot{\phi} - i\dot{\rho}. \quad (14)$$

由 (12) 和 (14) 式可得

$$\alpha_1 = -\text{Re}(\Delta\tilde{\omega})/\text{Im}(\Delta\tilde{\omega}), \quad (15)$$

即模式线宽增宽因子 α_1 等于复频率变化量的实部和虚部之比的负值。

耦合腔近场光强分布 $\mathcal{F}(y)$ 和位相分布 $\Phi(y)$ 以及远场分布 $I(\theta)$ ^[4] 分别为

$$\mathcal{F}(y) = |F(y)|^2, \quad (16)$$

$$\Phi(y) = \arctan \frac{\text{Im}(F(y))}{\text{Re}(F(y))}, \quad (17)$$

$$I(\theta) = \cos^2\theta \left| \int_{-\infty}^{\infty} F(y) \exp(ik_0 y \sin\theta) dy \right|^2. \quad (18)$$

三、数值结果

1. 平行耦合腔的模式谱线增宽因子

选取等效波导参数为 $\bar{n}_2 = \bar{n}_4 = 3.5$, $\bar{n}_1 = \bar{n}_3 = \bar{n}_5 = 3.4985$, $g_2 = 100 \text{ cm}^{-1}$, $g_1 = 80 \text{ cm}^{-1}$, $g_1 = g_5 = -100 \text{ cm}^{-1}$, $W_2 = W_3 = W_4 = 4 \mu\text{m}$, 波长 $\lambda_0 = 0.85 \mu\text{m}$, 材料线宽增宽因子 $\alpha = 5$. 并取 $\Delta\bar{n}_2 = 1 \times 10^{-5}$ (图 2 曲线 a); $\Delta\bar{n}_4 = 1 \times 10^{-5}$ (图 2 曲线 b); $\Delta\bar{n}_1 = \Delta\bar{n}_3 = 1 \times 10^{-5}$ (图 2 曲线 c); 其它 $\Delta\bar{n}_i = 0$ 三种情况计算 $\Delta\tilde{\omega}$, 从而由 (15) 式

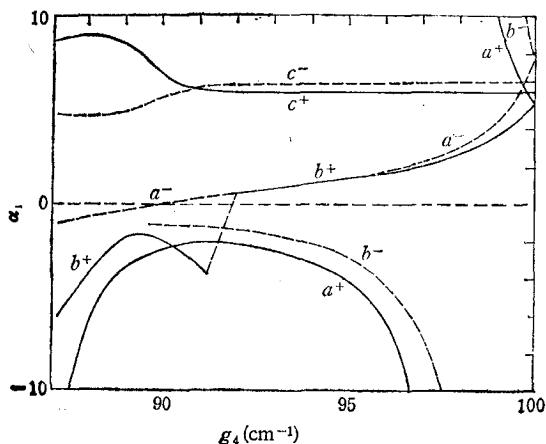


图 2 弱耦合波导的 α_1 - g_4 关系 —— 为同相模式;
----- 为反相模式

计算得出平行耦合腔的模式谱线增宽因子 α_1 . 图 2 为 α_1 随第 4 区增益 g_4 的变化. 图 2 中 α_1 急剧上升的区域往往是材料增益对模式增益的影响变缓, 而模式增益随波导参数变化剧烈或波长随波导参数变化缓慢则可能使 α_1 减小. 图 2 中的曲线 a^+ 在 $g_4 = 91 \text{ cm}^{-1}$ 达极小值 (绝对值) 是由于模式增益变化较快, 而曲线 a^- 在 $g_4 = 90 \text{ cm}^{-1}$ 时出现 $\alpha_1 = 0$ 则是由于此时波长变化极缓.

图 3 所示为 $\bar{n}_3 = 3.4995$, $g_3 = 100 \text{ cm}^{-1}$ 的更强耦合情况, 其它参数同前. 这时 a, b 两条曲线基本上有一条远大于

$\alpha = 5$, 而曲线 c 则变化很小, 大约为 $\alpha_1 = 4$ (同相模式) 和 $\alpha_1 = 5.8$ (反相模式). 由上述结果可见要减小 α_1 , 双腔耦合不能太强, 当两个腔的载流子涨落近似无关时 (如曲线 a 和 b), 通过调节波导参数能减小 α_1 , 如果两个腔的载流子同时涨落 (如曲线 c), 则 α_1 很难减小.

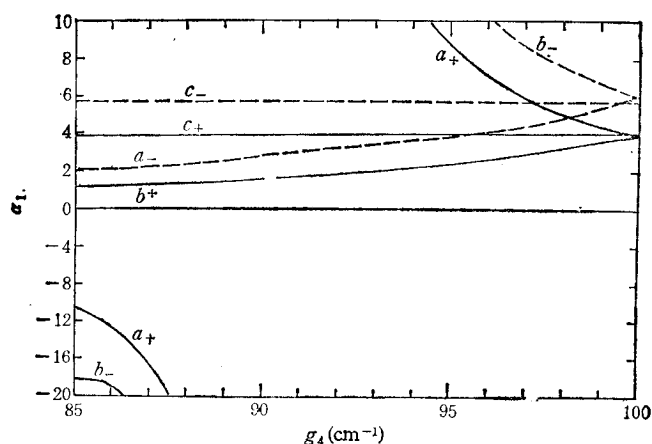
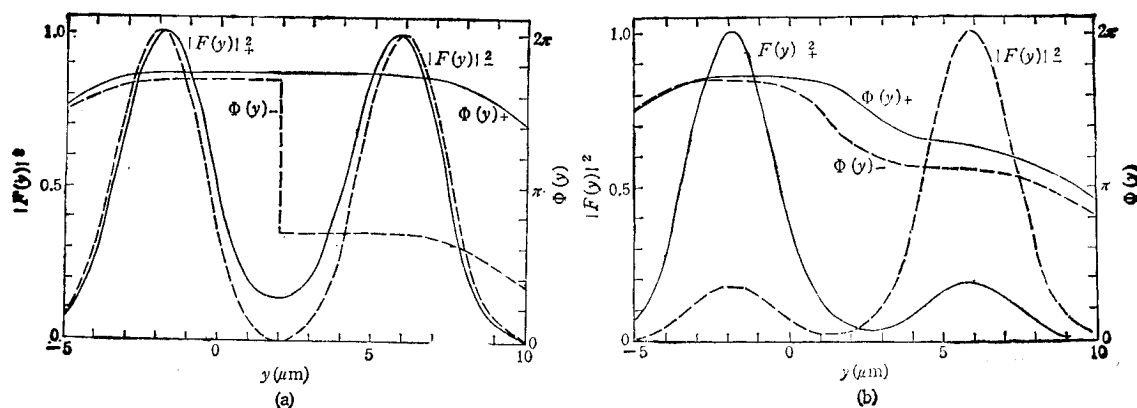


图3 强耦合波导的 α_1 - g_4 关系 ——为同相模式; ----为反相模式

2. 近场分布及位相分布

由两个只有基横模的单腔组成的平行耦合腔波导有同相和反相两种模式, 在耦合理论中它们由单腔基横模迭加而成。图4(a)和(b)为采用直接求解波导模式得出的同相和反相模式的近场光强和位相分布, 在对称耦合腔情况图4(a), 二区光场位相差分别为0(同相模式)和 π (反相模式), 反相模式光场在两区间隔中心为零。随着 g_4 的减小, 二区的非对称性增大, 使得光场位相差偏离0和 π , $g_4 = 85 \text{ cm}^{-1}$ (图4(b))时, 所谓的同相和反相模式的差别已大大减小, 两者近场位相分布差别不大, 可以说这时已没有严格的同相和反相模式。



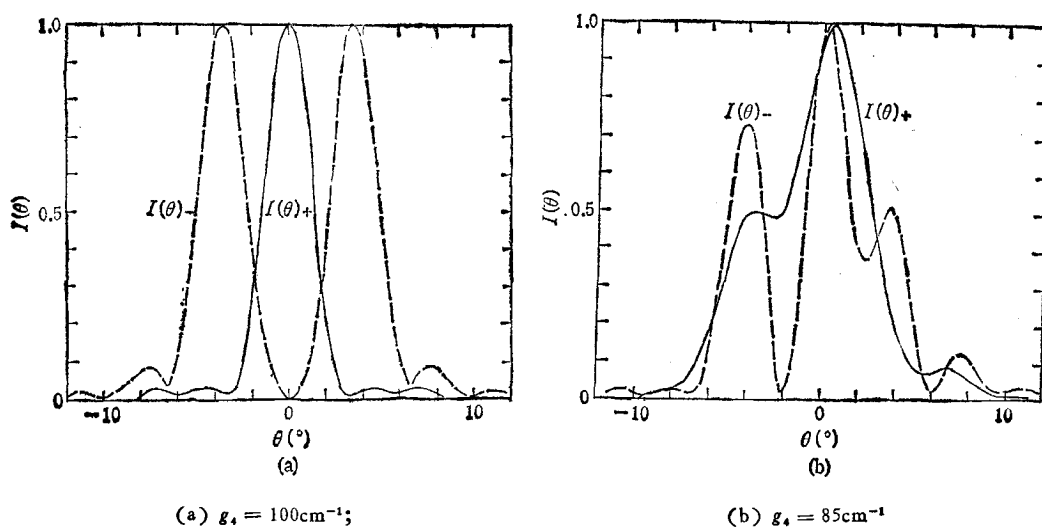
(a) 对称波导, $g_4 = 100 \text{ cm}^{-1}$

(b) 非对称波导, $g_4 = 85 \text{ cm}^{-1}$

图4 近场强度 $|F(y)|^2$ 和位相 $\Phi(y)$ 分布 ——为同相模式; ----为反相模式

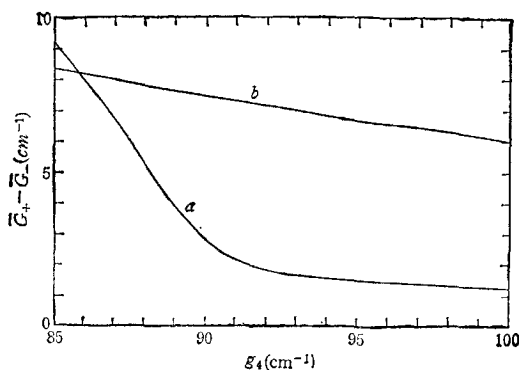
3. 远场分布及模式增益差

图5所示为随着 g_4 的减小光场远场分布的变化, 所用参数与图2相同, 随着非对称性的增加, 同相和反相模式的远场分布差别不断减小。 g_4 从 100 cm^{-1} 降到 85 cm^{-1} , 同

图5 远场分布 $I(\theta)$ ——为同相模式; ----为反相模式

相模式的半宽从 3° 升到 7° 左右,但基本为单峰;而反相模式半宽则变化不大,其中心极小值点还偏离 $\theta = 0$ 处,当 $g_4 = 85 \text{ cm}^{-1}$ 时反相模式的远场主峰亦在 $\theta = 0$ 处。

为避免远场双峰,必须抑制反相模式的振荡,为此我们已设两区中心具有较高增益^[5]。图6所示为同相和反相模式的增益差 $\bar{G}_+ - \bar{G}_-$ 随 g_4 的变化,曲线 *a* 和 *b* 分别对应图2和图3所取参数。在耦合较弱的情况(曲线 *a*),当 $g_4 > 92 \text{ cm}^{-1}$ 时, $\bar{G}_+ - \bar{G}_- < 2 \text{ cm}^{-1}$ 且变化较平缓,当 g_4 继续减小时,同相模式趋于集中在高增益区(g_2),而反相模式则集中在低增益区(g_1),结果 $\bar{G}_+ - \bar{G}_-$ 急剧增大。强耦合时(曲线 *b*), $\bar{G}_+ - \bar{G}_- > 6 \text{ cm}^{-1}$,且随 g_4 减小而缓慢上升。可见增加耦合或波导的非对称性都有利于同相模式的振荡。

图6 模式增益差 $\bar{G}_+ - \bar{G}_-$ 与 g_4 关系

四、结 论

数值计算结果表明:增强平行耦合腔两波导间区域的光增益或增强波导间的非对称

性都有利于同相模式的振荡,采用弱耦合的平行耦合腔可能减小模式线宽增宽因子,当二腔自发辐射引起的载流子涨落无关时,调节波导参数可能得出比材料 α 因子小得多的 α_1 ,从而有可能使线宽减小一个数量级。

- [1] C. H. Henry, *IEEE J.* **QE-18**(1982), 259.
- [2] 郭长志、黄永箴,本刊本期.
- [3] K. Aiki, M. Nakamura, T. Kuroda, J. Umeda, R. Ito, N. Chinone and M. Maeda, *IEEE J.* **QE-14**(1978), 89.
- [4] H. Casey, Jr. and M. B. Panish, *Heterostructure Lasers*, Part. A, Academic Press, (1978).
- [5] L. Figueroa, T. L. Holcomb, K. Burghad, D. Bullock, G. B. Morrison, L. M. Zinkiewicz and G. A. Evans, *IEEE J.* **QE-22**(1986), 2141.

CONTROL OF THE LINEWIDTH OF SEMICONDUCTOR LASER BY Laterally COUPLED-CAVITY

GUO CHANG-ZHI HUANG YONG-ZHEN

(Department of Physics, Peking University)

ABSTRACT

The control of the modal linewidth broadening enhancement factor by a laterally coupled-cavity waveguide has been analyzed. It is found that when the coupling is weak and the fluctuations of injected nonequilibrium carriers due to spontaneous radiative recombination in the two cavities are independent, the modal linewidth broadening enhancement factor may approach zero, thus making the linewidth decrease by about an order of magnitude or more. The near- and far-field distributions and the modal discrimination between inphase and out-of phase modes are discussed.