

色散关系和纵向耦合腔 (C^3) 对半导体激光器的模谱行为的影响

郭 长 志 黄 永 箴

北京大学物理系, 北京, 100871

1989 年 9 月 8 日收到

本文从理论上探讨了色散关系的作用, 引进 α_s 和 F 因数, 修正了半导体激光器的光谱线宽公式, 发现通过波导结构的设计不但可减小 α_s 因数, 还可增大 F 因数来进一步抑制光谱线宽. 用所提出的等效反射率法分析了纵向耦合腔 (C^3) 的选模和压缩线宽的机制, 指出实现单纵模窄线宽的条件.

PACC: 4255P; 4250D; 4280S

一、引 言

由于半导体激光器中有源区的高增益性质, 使其光谱线宽增宽了 α^2 倍, 文献[1, 2]已证明 α 应为模式线宽增宽因数, 而不是材料线宽增宽因数, 并讨论了三阶非线性增益的影响和平行耦合腔对 α 的控制作用. 本文将进而讨论色散关系对线宽增宽因数的影响和纵向耦合腔 (C^3) 对模谱行为的控制作用.

二、色散关系对模式线宽增宽因数的影响

载流子数的涨落引起折射率变化, 使由谐振条件所确定的激射频率也将随之改变, 则具体激光模式所感受到的折射率变化, 不但与载流子浓度 n 的涨落有关, 还与激光频率 ω 的变化有关. 因此, 对光场分布 $F(\mathbf{r})$ 取平均的模式极化率 $\chi_m(t) = \int x |F(\mathbf{r})|^2 d\mathbf{r}$ 应以 n 及 ω 作为独立变量来展开:

$$\chi_m = \chi_{m0} + \frac{\partial \chi_m}{\partial n} \Delta n(t) + \frac{\partial \chi_m}{\partial \omega} \Delta \omega(t), \quad (1)$$

$$\beta_m^2 = \beta_{m0}^2 + \frac{d\beta_m^2}{dn} \Delta n(t), \quad (2)$$

式中 χ_{m0} 和 β_{m0}^2 分别为其稳态值. $\beta_m^2(t) = \int \beta^2 |F(\mathbf{r})|^2 d\mathbf{r}$, $\Delta n(t)$ 和 $\Delta \omega(t)$ 为载流子浓度和光场频率的涨落量. 这样, 类似于文献[1]得出涨落量所满足的方程组

$$(1 + \xi_{\omega r})\dot{\phi} + \frac{\omega}{2\bar{N}^2} \xi_{kr} \Delta n = -\frac{\Delta_r}{2\omega A}, \quad (3)$$

$$\dot{\rho} - \xi_{\omega i} \dot{\phi} - \frac{\omega}{2\bar{N}^2} \xi_{ki} \Delta n = \frac{\Delta_i}{2\omega A}, \quad (4)$$

式中 A 和 $\bar{N}$ 分别为光场振幅和模式折射率, ϕ 和 ρ 分别代表作随机变化的光场 $E(\mathbf{r}, t)$ 的相位和振幅涨落,

$$\begin{aligned} E(\mathbf{r}, t) &= AF(\mathbf{r})[1 + \rho(t)]\exp[i(\omega t + \phi(t))] \\ &= AF(\mathbf{r})\exp\left[i\int_0^t \tilde{\omega}(\tau) d\tau\right], \end{aligned} \quad (5)$$

$$\xi_n \equiv \frac{\partial \chi_m}{\partial n} - \frac{1}{k_0^2} \frac{d\beta_m^2}{dn} \equiv \xi_{nr} + i\xi_{ni}, \quad (6)$$

$$\xi_\omega \equiv \frac{\omega}{2\bar{N}^2} \frac{\partial \chi_m}{\partial \omega} \equiv \xi_{\omega r} + i\xi_{\omega i}. \quad (7)$$

复频率 $\tilde{\omega} = \omega + i\gamma$, γ 反映净增益的大小, $F(\mathbf{r})$ 满足 $\nabla^2 F(\mathbf{r}) = -\beta^2 F(\mathbf{r})$, $k_0 = \omega/c$ 为真空波矢。(3)和(4)式等号右边的项代表自发辐射涨落源的作用。这里忽略了三阶增益的影响,由(3),(4)式以及载流子所满足的速率方程^[1],可以得出模式线宽为

$$\Delta\nu = \frac{R}{4\pi F^2 S_t} (1 + \alpha_e^2), \quad (8)$$

$$F = 1 + \xi_{\omega r} + \alpha_e \xi_{\omega i}, \quad (9)$$

式中引进另一个与载流子浓度起伏有关的表观线宽增宽因数 α_e ,

$$\alpha_e \equiv -\xi_{nr}/\xi_{ni}. \quad (10)$$

R 和 S_t 分别为模式自发辐射率和总模式光子数。把(5)式代入齐次波动方程,并对光场分布取平均得^[2]

$$\beta_m^2 = \frac{1}{C^2} (1 + \chi_m) \tilde{\omega}^2. \quad (11)$$

对上式偏微商

得

$$(1 + \xi_\omega) \frac{d\omega}{dn} + \frac{\tilde{\omega}}{2\bar{N}^2} \xi_n = -i \frac{d\gamma}{dn}. \quad (12)$$

由此可得出表观线宽增宽因数 α_e 与模式线宽增宽因数 α 的关系^[3]

$$\alpha = -\frac{d\omega/dn}{d\gamma/dn} = \frac{\alpha_e}{1 + \xi_{\omega r} + \alpha_e \xi_{\omega i}} = \frac{\alpha_e}{F}. \quad (13)$$

只要把(10)式中的 ξ_{nr} 和 ξ_{ni} 的偏微商改成对载流子数的微商,则所得结果就是模式线宽增宽因数 α ^[1-3]。模式线宽可用模式线宽增宽因数 α 表为^[1]

$$\Delta\nu = \frac{R}{4\pi S_t} (1 + \alpha^2) = \frac{R}{4\pi S_t} \left(1 + \frac{\alpha_e^2}{F^2}\right). \quad (14)$$

(14)式和(8)式的差别只在等号右端第一项。由于自发辐射只是直接引起光场的相位涨落,色散的作用则是决定频率恢复到平均值的快慢。而线宽则主要是由低频涨落所确定^[4]。可见,色散过程不但对载流子浓度涨落所引入的线宽分量[(8),(14)式等号右端第二项]有作用,而且对自发辐射所直接引入的线宽分量[(8),(14)式等号右端第一项]也有影响,因而对这一分量也是可加以控制的($1 \rightarrow 1/F^2$)。此外,由于材料线宽增宽因数可用

极化率 $\chi = \chi_r + i\chi_i$ 表为^[4,5,6]

$$\alpha_0 = -\frac{\partial \chi_r}{\partial n} / \frac{\partial \chi_i}{\partial n}. \quad (15)$$

由(6),(10)和(15)式可见,如果 $\partial \beta_m^2 / \partial n = 0$, 则表观线宽因数 α_e 与材料线宽增宽因数 α 的差别就在于把材料极化率换成模式极化率。理论分析结果表明, α_0 随激光频率 ω 的增加而减少^[6,7], 因此, 如果能使激光模式处在增益谱的高能端, 就能得到较小的线宽。

本文引进的 F 因数, 类似于有人由等效反射率随频率变化关系得出的因数^[8], 但 (9) 式更全面地包含了材料色散关系本身和引入色散元件后可能出现的 β_m^2 的色散关系。对普通 F-P 腔激光器, 由谐振条件可知, 纵向传播常数并不受载流子浓度涨落的影响。忽略横向传播常数的变化, 则 $\partial \beta_m^2 / \partial n = 0$ 。故由(7)式有

$$\xi_\omega \approx \frac{\omega}{2\bar{N}^2} \frac{\partial \chi_m}{\partial \omega} \approx \frac{\omega}{\bar{N}} \frac{\partial \bar{n}}{\partial \omega},$$

$$F = 1 + \frac{\omega}{\bar{N}} \frac{\partial \bar{n}}{\partial \omega} = 1 + \frac{\bar{N}_g - \bar{N}}{\bar{N}} = 1.24,$$

式中模式群折射率 $\bar{N}_g = \bar{N} + (\omega \partial \bar{N} / \partial \omega)$, 并设 $\bar{N}_g = 4.33, \bar{N} = 3.5$ 。可见, 即使对 F-P 腔激光器, 极化率色散关系对普通线宽公式的修正为 $F^2 = 1.5$ 。这表明利用色散关系不但可以通过减小 α , 还可以通过增大 F 因数来减小线宽。从而有可能得到比 $\alpha = 0$ 更小的模式线宽。

三、纵向耦合腔 (C³) 对模谱的控制作用

把纵向耦合腔 (C³) 激光器等效为一维多层波导问题, 如图 1 所示。由于在 $z = l_1$ 和 l_3 处端面对光场的反射, z 方向的光场分布为

$$F(z) = \begin{cases} B_1(e^{i\beta_1 z} + r_1 e^{-2i\beta_1 l_1 - i\beta_1 z}) & -l_1 \leq z \leq 0, \\ A_3 e^{-i\beta_3 z} + B_3 e^{i\beta_3 z}, & 0 \leq z \leq l_g, \\ A_2(e^{-i\beta_2 z} + r_2 e^{-2i\beta_2 l_3 + i\beta_2 z}) & l_g \leq z \leq l_3 + l_g. \end{cases} \quad (16)$$

由 Maxwell 方程以及 $F(z)$ 和 $\partial F(z) / \partial z$ 在 $z = 0$ 和 l_g 处连续的边界条件, 或由等效反射率法^[2]可得本征值方程为

$$\frac{r_{31} + r_1 e^{-2i\beta_1 l_1}}{1 + r_{31} r_1 e^{-2i\beta_1 l_1}} \frac{r_{32} + r_2 e^{-2i\beta_2 l_2}}{1 + r_{32} r_2 e^{-2i\beta_2 l_2}} e^{-2i\beta_3 l_g} = 1, \quad (17)$$

式中等效反射率^[2]

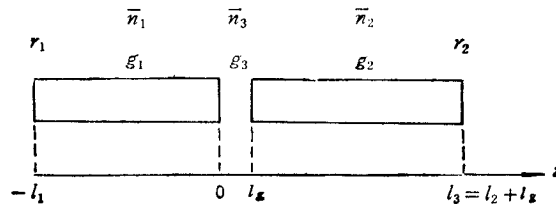


图 1 纵向耦合腔 (C³) 激光器示意图

$$r_{3j} = \frac{\beta_3 - \beta_j}{\beta_3 + \beta_j} \quad j = 1, 2. \quad (18)$$

把(11)式中 β_m 和 χ_m 换成各区的传播常数 β_j 和极化率 χ_j , 则得

$$\beta_j^2 = \frac{1}{C^2} (1 + \chi_j) \omega^2. \quad (19)$$

取各区折射率及增益为 $\bar{n}_1 = \bar{n}_2 = 3.5, g_1 = 60\text{cm}^{-1}, g_2 = 55\text{cm}^{-1}, l_1 = 200\mu\text{m}, l_2 =$

$50\mu\text{m}, \bar{n}_3 = 1, R = r_1^2 = r_2^2 = 0.3, \lambda_0 \approx$

$0.85\mu\text{m}, \alpha_0 = 5$, 并考虑到两腔间隙 l_g 处

的衍射损耗, 取 $g_3 = -1400\text{cm}^{-1}$. 由

(17)–(19)式算出不同模式的等效模式

损耗 $\bar{\gamma}_c = \bar{\gamma}/c$ 与波长关系如图 2 所

示. 可见 $l_g = 5\lambda_0$ 和 $(5 + \frac{1}{2})\lambda_0$ 的 $\bar{\gamma}_c$

具有大致相同的变化规律, 如图 2 中虚

线所示. 但 $l_g = (5 + \frac{1}{4})\lambda_0$ 时, $\bar{\gamma}_c$ 的

变化与前两者截然不同, 模式交替出现

在一个高损耗态和一个低损耗态中, 如

图 2 中实线所示. 图 2 中所出现的各峰

间隔约为 $\Delta\lambda = 20\text{\AA}$, 相当于由腔长

$l_2 = 50\mu\text{m}$ 所决定的模式间隔. 另外,

还有由 l_g 所决定的间隔大约为几百个

埃的周期性变化. 普通速率方程的增益

g 与这里的 $2\bar{n}_g\bar{\gamma}_c$ 相当. 可以看出, 在

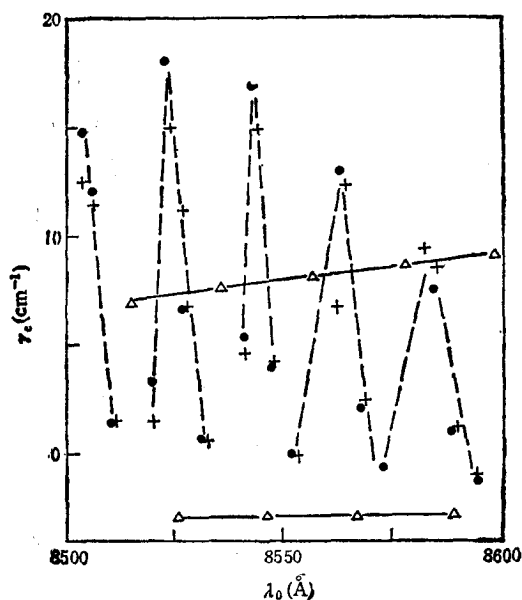
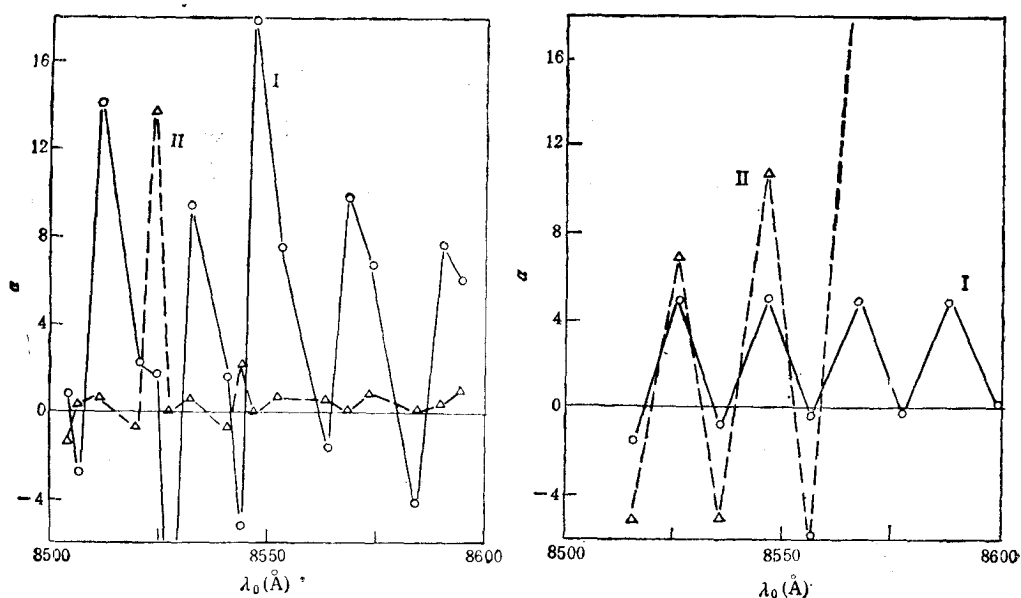


图 2 等效模式损耗 $\bar{\gamma}_c$ 与波长 λ_0 关系

+为 $l_g/\lambda_0 = 5$; Δ 为 $l_g/\lambda_0 = 5.25$; $\bullet$ 为 $l_g/\lambda_0 = 5.5$

每一个小周期内 ($\Delta\lambda = 20\text{\AA}$), 耦合腔所提供的损耗差足以对模式有很好的选择. 但对于不同周期内, 如图 2 中两个“低谷”(间隔 $\Delta\lambda = 20\text{\AA}$) 处的模式损耗差较小, 还必须依靠材料增益差来加强模式选择性. 如使材料增益的峰值出现在 $\bar{\gamma}_c$ 最小的最低“低谷”处(间隔几百个埃, 由 l_g 确定), 可达到最好的模式选择, 这时材料增益差和模式损耗差的选模机制相互加强. 如果不是处在最低“低谷”处, 则这两种选模机制就不可能相互加强而会相互抵消. 由此可见, C^3 激光器的模式选择条件是相当苛刻的, 必须精密调节才能见效.

图 3 是与文献[2]类似的方法算出的模式线宽增宽因数 α 随激光波长的变化, 图 3 中由实线连接的“ $\circ$ ”是在 $\Delta\bar{n}_1 = 1 \times 10^{-5}, \Delta\bar{n}_2 = \Delta\bar{n}_3 = 0$ 时算出的; 而由虚线连接的“ Δ ”是在 $\Delta\bar{n}_1 = \Delta\bar{n}_3 = 0, \Delta\bar{n}_2 = 1 \times 10^{-5}$ 时算出的. 可见, 不同模式的 α 变化很大, 要得到窄线宽就必须使 $\bar{\gamma}_c$ 极小与两条 α 曲线的 $|\alpha|$ 极小相重, 比较图 2 和图 3, 可见这一条件并不容易满足. 但要使某一条曲线的 α 趋于零, 因而实现无动态频率漂移的调制则比较容易. 由于频率调制正比于 α , 因此 α 增大将有利于纯粹的频率调制, 但同时将导致线宽增宽.

图3 模式线宽增宽因数 α 与 λ_0 关系(a) $l_g = 5.5\lambda_0$; (b) $l_g = 5.25\lambda_0$

四、结 论

本文探讨了色散关系的作用,引进 α_e 和 F 因数,修正了线宽公式,发现通过波导结构的设计,不但可以减小模式线宽增宽因数 α 来抑制由载流子浓度涨落引起的光谱线宽分量,而且可以增大与色散关系有关的 F 因数抑制由自发发射涨落本身引起的光谱线宽分量,从而可望进一步减小线宽。采用文献[2]建立的等效反射率法,分析了纵向耦合腔对模式选择过程和模式线宽增宽因数的控制作用,指出纵向耦合腔 (C^3) 虽对纵模可有很强的选择作用,但极易出现跳模现象的物理根源和实现单纵模窄线宽的条件。

- [1] 郭长志、黄永箴,物理学报, **38**(1989),699.
- [2] 郭长志、黄永箴,物理学报, **38**(1989),818.
- [3] J. Arnaud, *Electron. Lett.*, **23**(1987), 450.
- [4] N. Shunk, K. Petermann, *J. Lightwave Tech.*, **LT-5**(1997), 1309.
- [5] C. H. Henry, *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-18**(1982), 259.
- [6] M. Osinski, J. Buus, *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-23**(1987), 9.
- [7] K. Vahala, L. C. Chiu, S. Margalit, A. Yariv, *Appl. Phys. Lett.*, **42**(1983), 631.
- [8] R. F. Kazarinov, C. H. Henry, *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-23**(1987), 1401.

EFFECTS OF DISPERSIVE RELATION AND LONGITUDINALLY COUPLED CAVITY (C^3) ON THE MODE SPECTRAL BEHAVIOR IN SEMICONDUCTOR LASERS

GUO CHANG-ZHI HUANG YONG-ZHEN

Department of Physics, Peking University, Beijing, 100871

(Received 8 September 1989)

ABSTRACT

The effect of the dispersive relation is investigated theoretically and a nominal linewidth broadening enhancement factor α_0 and an F factor related to the dispersive relation are introduced to modify the spectral linewidth formula of semiconductor lasers. It is found that the spectral linewidth not only can be suppressed by decreasing the linewidth broadening enhancement factor, but also can be suppressed further by increasing the F factor. The mechanisms of the mode selection and linewidth compression in longitudinally coupled cavity (C^3) are analyzed by means of the proposed effective reflectivity method, and the optimum condition for realizing single longitudinal mode with narrow linewidth is noted.

PACC: 4255P; 4250D; 4280S