

# 自发发射因子在外腔半导体激光器的模式选择和线宽压缩过程中的作用

郭长志 黄永箴

(北京大学物理系固体能谱研究室)

1989年9月7日收到

本文提出并论证外腔模式自发发射因子急剧减小使模式选择所需的增益差和光场相位噪声皆急剧减小是外腔半导体激光器具有优异的纵模选择和线宽压缩性能同时又具有严重不稳定性的统一的关键性物理根源。

**主题词** 外腔, 半导体激光器, 自发发射因子, 模式选择, 光谱线宽压缩

## 一、引言

相干光通信要求提供线宽很窄的激光光源, 利用外腔反馈的半导体激光器是迄今最有效的压缩线宽的方案, 因而备受重视。但目前对于较长外腔半导体激光器的选模机理的解释仍不能令人满意。例如最近有人试图从外腔半导体激光器模式间隔不等距, 因而可能具有较大的增益抑制来说明其模式选择性<sup>[1]</sup>。不过这与外腔激光器的模式很不稳定不太相符, 对线宽压缩的原因也众说纷纭。本文将从外腔反馈对自发发射因子的影响来探讨这些过程的物理根源。

## 二、外腔激光器的模式选择过程

在半导体激光器中进入一个模式的自发辐射光子数占总自发辐射光子数的比例为这个模式的自发发射因子, 进入模式的这些光子要求与激光场偏振性和传播方向一致, 并且波长处于一个纵模间隔内<sup>[2,3]</sup>。在外腔激光器由外腔长  $L$  所决定的外腔模式间隔  $\Delta\lambda_e \approx \frac{\lambda_0^2}{2L}$  远小于由 F-P 腔长  $l$  所决定的模式间隔  $\Delta\lambda_i = \frac{\lambda_0^2}{2\bar{n}_g l}$ ,  $\lambda_0$  为激光真空波长,  $\bar{n}_g$  为群折射率。这样进入一个外腔模式的自发辐射光子所占频谱区域就只有 F-P 腔模的  $\frac{\Delta\lambda_e}{\Delta\lambda_i} = \frac{\bar{n}_g l}{L}$  倍, 假设加上外腔以后, 腔内载流子数不变, 即总的自发辐射谱不变, 则外腔模式的自发辐射率  $R_e = \frac{\bar{n}_g l}{L} R$ ,  $R$  为 F-P 腔激光器模式的自发辐射率, 与采用 Green 函数求解波动方程得出的结果一致<sup>[4]</sup>。

$k$  阶纵模光子数  $S_k$  及其净增益  $G_k$  和自发辐射率  $R_e$  之间应满足的速率方程为:

$$\dot{S}_k = G_k S_k + R_e, \quad k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (1)$$

稳态时,  $G_k = -\frac{R_e}{S_k}$ ,  $G_0 - G_1 = \frac{R_e}{S_0} \left( \frac{S_0}{S_1} - 1 \right)$ , 当主次模比  $\frac{S_0}{S_1}$  及主模光子数  $S_0$  固定时, 模式选择所需的增益差  $\Delta G = G_0 - G_1$  正比于  $R_e$ , 因此,  $R_e$  减小使模式选择所需增益差  $\Delta G$  也减小. 当  $\frac{S_0}{S_1} = 10^3$ ,  $S_0 = 2 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$  时, 设 F-P 腔激光器  $R = 1 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3} \text{s}^{-1}$ , 则有  $G_0 = -0.5 \times 10^8 \text{ s}^{-1} = -7.2 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ ,  $G_1 = -0.2 \text{ cm}^{-1}$ . 而对  $L = 5 \text{ cm}$  的外腔激光器, 若  $l = 300 \mu\text{m}$ ,  $\bar{n}_e = 4.33$ , 则有  $R_e = \frac{\bar{n}_e l}{L} R = 2.6 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3} \text{s}^{-1}$ ,  $G_0 = -2 \times 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$ ,  $G_1 = -0.2 \text{ cm}^{-1}$ . 即在主次模比为  $10^3$  时, 模式选择所需的增益差从 F-P 腔激光器的  $7.2 \text{ cm}^{-1}$  降到长腔激光器 ( $l = 300 \mu\text{m}$ ,  $L = 5 \text{ cm}$ ) 的  $0.2 \text{ cm}^{-1}$ .

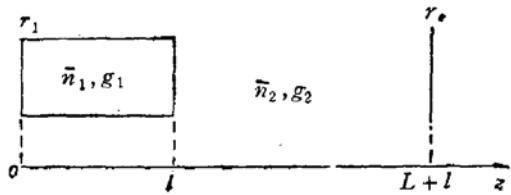


图 1 外腔半导体激光器示意图

对于如图 1 所示的外腔激光器, 由于在  $z = l$  处端面反射,  $z$  方向的场分布为

$$F(z) = \begin{cases} B_1(e^{i\beta_1 z} + r_1 e^{-i\beta_1 z}), & 0 \leq z \leq l \\ A_2(e^{-i\beta_2 z} + r_2 e^{-2i\beta_2(L+l)+i\beta_2 z}), & l \leq z \leq L + l \end{cases} \quad (2)$$

由 Maxwell 方程以及  $F(z)$  和  $\frac{\partial F}{\partial z}$  在  $z = l$  连续的边界条件, 或由等效反射率法<sup>[4]</sup> 可得出这多层波导的本征值方程:

$$\frac{r_{21} + r_1 e^{-2i\beta_1 l}}{1 + r_{11} r_1 e^{-2i\beta_1 l}} \cdot r_e \cdot e^{-2i\beta_2 L} = 1 \quad (3)$$

等效反射率  $r_{21} = \frac{\beta_2 - \beta_1}{\beta_2 + \beta_1}$ . 把波函数  $\phi = F(z)e^{i\tilde{\omega}t}$  代入波动方程:

$$\nabla^2 \phi - \mu \epsilon_j \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} = 0, \quad j = 1, 2 \quad (4)$$

得:

$$\beta_j^2 - \mu \epsilon_j \tilde{\omega}^2 = 0, \quad j = 1, 2 \quad (5)$$

$\mu$  为磁导率,  $\epsilon_j$  为各区复介电常数. 复频率  $\tilde{\omega} = \omega + i\gamma$ , 虚部  $\gamma$  代表模式净损耗的大小. 根据光强随时间关系, 可知  $-2\bar{n}_e \gamma_e$  与速率方程中的  $G_k$  等价,  $\gamma_e = \frac{\gamma}{c}$  为等效模式损耗.

### 三、外腔半导体激光器的线宽压缩

设对着外腔的半导体激光器端面镀抗反射膜, 其反射率为零. 则由界面功率流连续

可得出模式总光子数近似为  $S_t = S_i \left(1 + \frac{L}{\bar{n}_t l}\right)^{[1]}$ ,  $S_i$  为半导体有源腔内的模式光子数, 从相位条件得出外腔激光器的纵模间隔为  $\Delta\lambda_e = \frac{\lambda^2}{2(L + \bar{n}_t l)}$ .

自发辐射引起的相位涨落和光子数涨落对应的 Langevin 力为<sup>[2]</sup>:

$$F_p(t) = \sum_i S_i^{-\frac{1}{2}} \sin \theta_i \delta(t - t_i) \quad (6)$$

$$F_s(t) = \sum_i 2S_i^{\frac{1}{2}} \cos \theta_i \delta(t - t_i) \quad (7)$$

$$\langle F_u(t_1) F_v(t_2) \rangle = 2D_{uv} \delta(t_1 - t_2) \quad (8)$$

由于外腔模式自发辐射率为  $R_e = R \frac{\bar{n}_t l}{L + \bar{n}_t l}$ , 因此有:

$$2D_{\phi\phi} = \frac{R}{2S_i} \left( \frac{\bar{n}_t l}{L + \bar{n}_t l} \right) \quad (9)$$

$$2D_{\phi s} = 0 \quad (10)$$

$$2D_{ss} = 2RS_i \quad (11)$$

这里不考虑引入外腔后有源腔内载流子数的变化。普通 F-P 腔激光器有  $2D_{\phi\phi} = \frac{R}{2S_i}$  和  $2D_{ss} = 2RS_i$ , 由此可见外腔激光器中自发辐射所直接引起的相位涨落大大减小。

对着外腔的端面无反射的外腔激光器, 光子数及相位涨落量满足:

$$\dot{S}_t = \Delta g S_t + F_s(t) \quad (12)$$

$$\dot{\phi} = \frac{\alpha}{2} \Delta g + F_\phi(t) \quad (13)$$

其中第一项是载流子数涨落所引入的,  $\Delta g$  为增益涨落量。由于对线宽起作用的主要是低频涨落, 因此可作绝热近似  $\dot{S}_t \approx 0$ , 得出:

$$\dot{\phi} = -\frac{\alpha}{2} \frac{F_s(t)}{S_t} + F_\phi(t) \quad (14)$$

模式光谱线宽为

$$\Delta\nu = \frac{\langle \Delta\phi^2(t) \rangle}{2\pi t} = \frac{1}{2\pi} \left( \frac{\alpha^2}{4S_t^2} 2D_{ss} + 2D_{\phi\phi} \right) = \Delta\nu_{pp} / (1 + L/\bar{n}_t l)^2 \quad (15)$$

其中  $\Delta\nu_{pp} = \frac{R}{4\pi S_i} (1 + \alpha^2)$  相当于普通 F-P 腔激光器的线宽。可见外腔激光器的线宽压缩主要来自模式自发辐射率减小和光子数增加。

#### 四、计算结果及讨论

对外腔激光器取  $l = 300 \mu\text{m}$ ,  $L = 5 \text{cm}$ ,  $\bar{n}_1 = 3.5$ ,  $\bar{n}_t = 4.33$ ,  $\bar{n}_2 = 1$ ,  $g_1 = 40 \text{cm}^{-1}$ ,  $g_2 = -0.1 \text{cm}^{-1}$ ,  $R_1 = r_1^2 = 0.3$ ,  $R_t = r_t^2 = 1$ 。由(3)和(5)式算出的外腔激光器不同模式的等效模式损耗  $\gamma_e$  及模式间隔  $\Delta\lambda_e$  如图 2 所示。模式间隔  $\Delta\lambda_e \approx \frac{\lambda_0^2}{2\bar{n}_2 L} \sim 0.168 \text{\AA}$ , 在  $\lambda_0 = 12995$  和  $13003 \text{\AA}$  处, 模式损耗  $\gamma_e$  和模式间隔急剧降低。这间隔相当于 F-P 腔

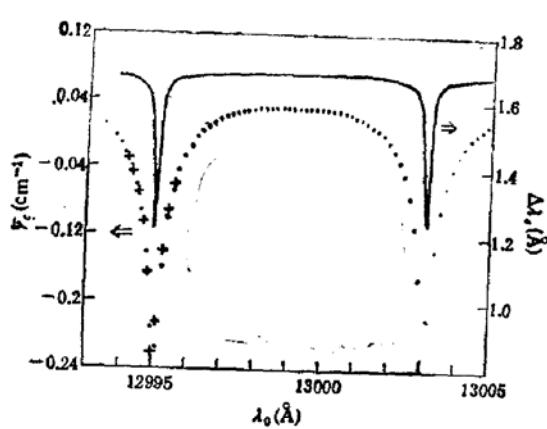


图2 外腔激光器的等效模式损耗  $\bar{\gamma}_e$  及模式间隔  $\Delta\lambda_e$  与波长  $\lambda_0$  的关系 ( $r_s = 1$ )  
 $\cdot L = 5\text{cm}, + L = 5.00002\text{cm}$

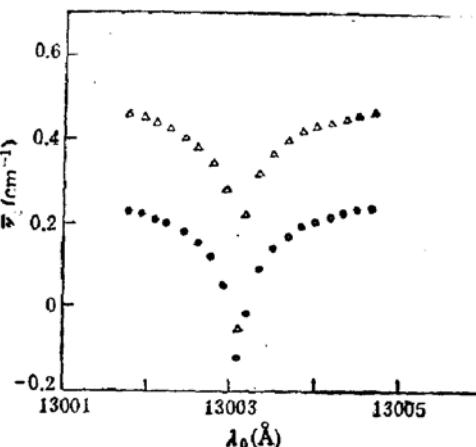


图3 弱反馈的外腔激光器的等效模式损耗  $\bar{\gamma}_e$  与波长  $\lambda_0$  的关系  
 $\circ r_s = 0.1, \triangle r_s = 0.01$

模式间隔  $\Delta\lambda \simeq \frac{\lambda_0^2}{2\bar{n}_s l} \sim 8\text{\AA}$  (因未考虑色散关系, 故间隔不足  $\frac{\lambda_0^2}{2\bar{n}_s l}$ )。这是由于外腔激光器的模式受F-P腔模式的牵引, 使得模式间隔减小, 同时靠近F-P腔模式的外腔模式, 由于在有源腔内近于谐振, 因此其等效模式损耗较小。图中还给出  $L = 5.00002\text{cm}$  时, 在  $\lambda_0 = 12995\text{\AA}$  附近的等效模式损耗, 这时除了模式波长变化外,  $\bar{\gamma}_e$  最低的模式已不是原来那个模式, 而由邻近的模式所代替, 即当  $L$  变化  $0.2\mu\text{m}$  时早已经历了单模-多模-另一单模振荡的跳模过程(不考虑可能存在的增益抑制作用)。 $L$  变化  $0.2\mu\text{m}$  相当于  $\frac{\Delta L}{L} = 4 \times 10^{-6}$ , 考虑到一般材料的线膨胀系数在  $10^{-5}/\text{^\circ C}$ , 那末当温度变化  $0.1\text{^\circ C}$ , 模式就可能有很大变化, 甚至出现跳模。由此可见, 外腔激光器的模谱是非常不稳定的。

图3是不同外反馈情况 ( $r_s = 0.1$  和  $0.01$ ) 模式损耗与波长的关系, 与图2比较, 可见随着反馈的减小, 等效模式损耗最小的两个模式的损耗差不断增大, 对应  $r_s = 1$ ,  $0.1$  和  $0.01$  有  $2\bar{n}_s \Delta\bar{\gamma}_{e,\text{max}} = 0.41, 0.86$  和  $2.3\text{cm}^{-1}$ , 都比  $S_0/S_1 = 10^3$  所需的  $0.2\text{cm}^{-1}$  大, 这说明弱反馈更有利于模式选择。实验也表明弱反馈比中等反馈的单模性更好<sup>[6]</sup>。图4为不同反馈条件下  $\Delta\lambda_e$  与波长  $\lambda_0$  的关系, 可以看出弱反馈时, 单腔模式对外腔激光器模式的牵引作用更强, 反映在  $(\Delta\lambda_e)_{\text{min}}$  随  $r_s$  的减小而减小。由于模式更接近于F-P腔模式, 因此, 其等效损耗要小得多, 从而具有更好的模式选择性。 $r_s = 1, 0.1$  和  $0.01$  时,  $\bar{\gamma}_e$  最小的模式波长分别为  $13003.068, 13003.077$  和  $13003.091\text{\AA}$ , 而F-P腔模式则为  $13003.096\text{\AA}$ 。

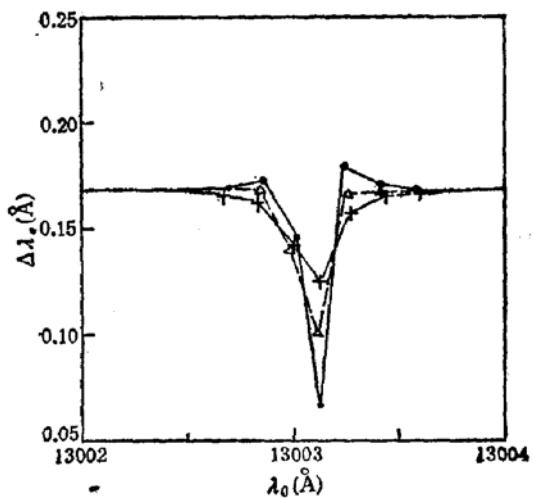


图4 不同反馈条件的模式间隔  $\Delta\lambda_e$  与波长  $\lambda_0$  的关系  
 $+ r_s = 1, \circ r_s = 0.1, \triangle r_s = 0.01$

## 五、结 论

由上述分析表明：外腔模式的自发发射因子比 F-P 单腔模式的自发发射因子小得多是造成外腔半导体激光器具有优异的纵模选择性和光谱线宽压缩性而同时又具有严重的模式不稳定性的统一的关键性物理根源，这可能更完满地澄清了这一尚未搞清的问题。

## 参 考 文 献

- [1] R. F. Kazarinov, C. H. Henry, *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-23**, 1401(1987).
- [2] K. Petermann, *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-15**, 566(1979).
- [3] 郭长志, 陆锋, 半导体学报, **7**, 128(1986); 赵一广, 郭长志, **10**, 264(1989); 郭长志, 王巍, 第二届全国半导体超晶格微结构学术研讨会, 北京(1988.9); 全国量子阱与超晶格的发光与光电性质学术讨论会, 合肥(1988.10).
- [4] C. H. Henry, *J. Lightwave Tech.*, **LT-4**, 288(1986).
- [5] 郭长志, 黄永箴, 物理学报, **38**, 818(1989).
- [6] L. Goldberg, H. F. Taylor, A. Dandridge, J. W. Weller, R. O. Miles, *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-18**, 555(1982).
- [7] C. H. Henry, *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-18**, 259(1982).

## Role of Spontaneous Emission Factor in Mode Selection and Linewidth Compression in the External Cavity Semiconductor Lasers

Guo Changzhi and Huang Yongzhen

(Department of Physics, Peking University)

### Abstract

It is proposed and shown theoretically that the physical origin of the excellent mode selectivity and linewidth compressibility but with serious mode instability in the external cavity semiconductor lasers is commonly the drastical decrease of spontaneous emission factor of the external cavity mode relative to that of single F-P cavity mode, which results in decreasing drastically both the gain difference needed for mode selection and the laser phase noise by spontaneous emission determining the spectral linewidth. This may clear up more satisfactorily such a puzzling problem.

**Key words**      External cavity, Semiconductor laser, Spontaneous emission factor, Mode selection, Spectral linewidth compression