

单模增益波导半导体激光器 的锁模自脉动

郭长志 陆 锋

(北京大学物理系固体能谱研究室)

1985年4月22日收到

本文从理论上提出由于增益波导各模式间不满足功率正交关系，因而每条模式应由若干条满足功率正交关系的本征模式所组成，故在一定条件下这些本征模式有可能产生一阶锁模自脉动的新机制。

一、引言

半导体激光器可能出现的有规则的并接近于微波频率的自脉动现象对提高调制频率是一个严重的限制，因而引起很大重视，但目前对产生自脉动的原因或机制仍不完全清楚。在已提出的许多可能机制中，大致可以分为属于锁模性质以及属于可饱和吸收体引起的 Q 开关性质两类。迄今研究得最多的是后一类机制^[1-4]。属于前一类机制的只有早期(1969)提出过的二阶锁模机制^[5]一种。而且由于观察到单纵模半导体激光器也会发生自脉动而逐渐被忽视^[6]。但由于增益波导半导体激光器的自发发射因子和单模谱线宽度都比折射率波导的大得多。因此从全量子理论观点看来，增益波导的每一条纵模，可能是由若干条与折射率波导模式性质相似的本征模式所组成^[7-9]。我们认为这些模式之间若能发生锁模过程，则必将在通常所谓单纵模工作的情况下，也可能产生一阶锁模的自脉动。本文将从理论上探讨上述新机制的可能性。

二、理 论

光子场在真空中的哈密顿量为

$$H_0 = \sum_{\lambda_0} \hbar \omega_{\lambda_0} \left(b_{\lambda_0}^+ b_{\lambda_0} + \frac{1}{2} \right) \rightarrow \sum_{\lambda_0} \hbar \omega_{\lambda_0} b_{\lambda_0}^+ b_{\lambda_0}. \quad (2.1)$$

这里， $b_{\lambda_0}^+$ 、 b_{λ_0} 为辐射模式 λ_0 的光子产生算符和消灭算符， \hbar 为普朗克常数， ω_{λ_0} 为 λ_0 模的频率。由于真空态 $\sum_{\lambda_0} \frac{1}{2} \hbar \omega_{\lambda_0}$ 不影响本文的分析，故以下将省略。在折射率波导中，介质只影响光子场的传播，而没有吸收过程，其波导模式仍可用与真空模式类似的哈密顿量描述为

$$H_* = \sum_{\lambda} \hbar \omega_{\lambda} b_{\lambda}^+ b_{\lambda}. \quad (2.2)$$

这里， λ 是波导结构所允许的模式，而且以介电常数的形式包含了模光场与介质的相互作用，这种模式我们可称之为本征模式。这些本征模式的基本特点是其模式之间满足功率正交关系^[10]。但是在增益波导中，其波导过程主要是依靠注入载流子的空间分布来实现的。这时其传播形式将与注入情况有关，即其模式结构将与注入电子系统及其间的相互作用有关，其哈密顿量若仍写成(2.2)形式则其模式之间不满足上述功率正交关系^[10]，故不是本征模式。但根据增益波导的自发发射因子是折射率波导的K倍，K往往比1大得多^[11,12]，同时，测量表明，增益波导的每条模式的谱线宽度(0.14 Å)也比折射率波导模式的谱线宽度(2×10^{-3} Å)大得多，所以可以认为增益波导的每条模式是由许多条(主要是K条)上述本征模式所组成，其哈密顿量可写为^[8,9]

$$H_{\text{总}} = \sum_{\lambda, \nu} \hbar \omega_{\lambda, \nu} b_{\lambda, \nu}^+ b_{\lambda, \nu}. \quad (2.3)$$

这里 ν 标志不同的本征模式，这些本征模式仍满足功率正交关系。增益波导模式中所含本征模式的间隔一方面固然与包含有源区在内的一个量子化大腔有关^[13]，但更重要的是要受到相位噪音的激发才能出现。因此其实际的模式间隔将约为 10^9 Hz量级^[14,15]或0.0235 Å。所以我们认为，如果这些模式发生一阶锁定，则对于增益波导半导体激光器即使在通常所谓的单模情况也有可能发生通常观察到的光输出自脉动现象。

上述自脉动机制的可能性可以由锁模条件来判断。在增益波导单模情况下，(2.3)式中 λ 只有一个，可不写出，则其有源区中的哈密顿量可以写成^[9]

$$H = H_{\text{光核}} + H_{\text{注入载流子}} + H_{\text{光子-注入载流子相互作用}} \quad (2.4a)$$

$$\begin{aligned} & - \sum_{\nu} \hbar \omega_{\nu} b_{\nu}^+ b_{\nu} + \left(\sum_{k_1} \hbar \epsilon_{k_1 c} a_{k_1 c}^+ a_{k_1 c} + \sum_{k_2} \hbar \epsilon_{k_2 v} a_{k_2 v}^+ a_{k_2 v} \right) \\ & + \sum_{\nu, k_1, k_2} \hbar g_{\nu k_1 k_2} (a_{k_1 c}^+ a_{k_2 v} b_{\nu} + h.c.). \end{aligned} \quad (2.4b)$$

其中 $a_{k_1 c}^+$ 、 $a_{k_1 c}$ 及 $a_{k_2 v}^+$ 、 $a_{k_2 v}$ 为导带 k_1 态及价带 k_2 态的电子的产生算符和消灭算符， $\hbar \epsilon_{k_1 c}$ 、 $\hbar \epsilon_{k_2 v}$ 各为 k_1 、 k_2 态的电子能量， $g_{\nu k_1 k_2}$ 为 k_1 、 k_2 态间的光跃迁矩阵元。把上述哈密顿量分为“系统”与“库”，采用弛豫时间近似并作系综平均，最后可以得出激光运动方程^[9]

$$\frac{db_{\nu}^+}{dt} = (i\omega_{\nu} - K_{\nu}) b_{\nu}^+ + i \sum_{k_1 k_2} g_{\nu k_1 k_2}^* a_{k_1 c}^+ a_{k_2 v}, \quad (2.5a)$$

$$\frac{d}{dt} (a_{k_1 c}^+ a_{k_2 v}) = (i\epsilon_{k_1 k_2} - \gamma) a_{k_1 c}^+ a_{k_2 v} - i \sum_{\nu_1} g_{\nu_1 k_1 k_2} b_{\nu_1}^+ \sigma_{k_1 k_2}, \quad (2.5b)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_{k_1 k_2}}{dt} = & \frac{f_{k_1 c} - f_{k_2 v} - \sigma_{k_1 k_2}}{\tau} + \sum_{k'_1 \nu_1} (i b_{\nu_1}^+ g_{\nu_1 k_1 k'_1} a_{k_1 c}^+ a_{k'_1 v}^+ + h.c.) \\ & + \sum_{k'_1 \nu_1} (k_1 k'_1 \rightarrow k'_1 k_2). \end{aligned} \quad (2.5c)$$

这里， $h.c.$ 表示前项的厄米共轭， $(k_1 k'_1 \rightarrow k'_1 k_2)$ 表示将前项中的脚标 k_1 、 k'_1 对应地换为 k'_1 、 k_2 所得到的项。式中 $-K_{\nu} b_{\nu}^+$ 为光子损耗项， $-\gamma a_{k_1 c}^+ a_{k_2 v}$ 为跃迁阻尼项， τ 为带内弛豫时间， $\sigma_{k_1 k_2} \equiv a_{k_1 c}^+ a_{k_1 c} - a_{k_2 v}^+ a_{k_2 v}$ ，为上、下能级电子数的布居差， $f_{k_1 c}$ 、 $f_{k_2 v}$ 为导带、价带电子的费米分布， $\epsilon_{k_1 k_2} \equiv \epsilon_{k_1 c} - \epsilon_{k_2 v}$ ，为光跃迁频率。在较强的激光光场条件下，模光

子的产生算符和消灭算符 $b_{\nu_i}^+$ 、 b_{ν_i} 可用其经典量 $b_{\nu_i}^*$ 、 b_{ν_i} 来近似

$$b_{\nu_i}^* = B_{\nu_i}^* e^{iQ_{\nu_i} t} = r_{\nu_i} e^{i(Q_{\nu_i} t + \phi_{\nu_i})}. \quad (2.6)$$

这里 r_{ν_i} 为 ν_i 模振幅, Q_{ν_i} 为其频率, ϕ_{ν_i} 为其相位. 由激光运动方程 (2.5) 消去电子产生算符和消灭算符, 并采用绝热近似^[5]

$$\frac{db_{\nu_i}^*}{dt} \approx iQ_{\nu_i} b_{\nu_i}^*. \quad (2.7)$$

则可得到锁模方程^[5]

$$\dot{\phi} = d + l_c \cos \phi + l_s \sin \phi. \quad (2.8)$$

其稳定解为锁模条件^[5]:

$$\left| \frac{d}{l} \right| = \frac{|d|}{\sqrt{l_c^2 + l_s^2}} \leqslant 1. \quad (2.9)$$

对于一阶锁模, ϕ 为各对相邻模式之间的相位差之差, 非锁定频差 d 及锁定系数 l_c, l_s 为

$$\begin{aligned} d &= \omega_1 - 2\omega_2 + \omega_3 + \text{Im}\{a_1(1,1) - 2a_1(2,2) + a_1(3,3)\} \\ &\quad + \{\text{Im}[a_3(1,1,1,1) - 2a_3(2,1,1,2) - 2a_3(2,2,1,1) + a_3(3,1,1,3) \\ &\quad + a_3(3,3,1,1)]r_1^2 + \text{Im}[a_3(1,1,2,2) + a_3(1,2,2,1) - 2a_3(2,2,2,2) \\ &\quad + a_3(3,2,2,3) + a_3(3,3,2,2)]r_2^2 + [\text{Im}[a_3(1,1,3,3) + a_3(1,3,3,1) \\ &\quad - 2a_3(2,2,3,3) - 2a_3(2,3,3,2) + a_3(3,3,3,3)]r_3^2\}. \end{aligned} \quad (2.10a)$$

$$\begin{aligned} l_c &= \text{Im}a_3(1,2,3,2)r_1^{-1}r_2^2r_3 + \text{Im}a_3(3,2,1,2)r_1r_2^2r_3^{-1} - 2\text{Im}[a_3(2,1,2,3) \\ &\quad + a_3(2,3,2,1)]r_1r_3. \end{aligned} \quad (2.10b)$$

$$\begin{aligned} l_s &= -\text{Re}a_3(1,2,3,2)r_1^{-1}r_2^2r_3 - \text{Re}a_3(3,2,1,2)r_1r_2^2r_3^{-1} \\ &\quad - 2\text{Re}[a_3(2,1,2,3) + a_3(2,3,2,1)]r_1r_3. \end{aligned} \quad (2.10c)$$

其中

$$a_1(\nu, \nu') \equiv \sum_{k_1 k_2} g_{\nu k_1 k_2}^* g_{\nu' k_1 k_2} \frac{f_{k_1 c} - f_{k_2 c}}{i(Q_{\nu'} - \epsilon_{k_1 k_2}) + \gamma}, \quad (2.11a)$$

$$\begin{aligned} a_3(\nu, \nu_3, \nu_1, \nu_2) &\equiv - \left\{ \sum_{k_1 k_2 k'_1} \left[g_{\nu k_1 k_2}^* g_{\nu_3 k_1 k_2} g_{\nu_1 k'_1 k_2}^* g_{\nu_2 k'_1 k_2} (f_{k'_1 c} - f_{k_2 c}) \right. \right. \\ &\quad \times \left. \left. \left(\frac{1}{i(-Q_{\nu_1} + \epsilon_{k'_1 k_2}) + \gamma} + \frac{1}{i(Q_{\nu_2} - \epsilon_{k'_1 k_2}) + \gamma} \right) \right] \right. \\ &\quad + \sum_{k_1 k_2 k'_2} [k'_1 k_2 \rightarrow k_1 k'_2] \left. \frac{1}{i(Q_{\nu_3} - Q_{\nu_1} + Q_{\nu_2} - \epsilon_{k_1 k_2}) + \gamma} \right. \\ &\quad \times \left. \frac{1}{i(-Q_{\nu_1} + Q_{\nu_2}) + \frac{1}{\tau}} \right]. \end{aligned} \quad (2.11b)$$

为了简化计算, 假设单独一条增益波导模式是由于相位噪音的激发而由 $\nu = 1, 2, 3$ 共三条本征模式所组成, 其中 $\nu = 2$ 在峰值位置上, 其他在其对称两侧而且强度相同 ($n_1 = n_3$) 但皆小于峰值模强度 n_2 , 其频率各为 Q_1, Q_2, Q_3 . 显然

$$|Q_i - Q_j| \ll Q_k, \quad \frac{1}{\tau} \ll \gamma, \quad \frac{\gamma}{\tau} \gg (Q_i - Q_j)^2 \quad (2.12)$$

于是有

$$a_3(\nu, \nu_3, \nu_1, \nu_2) \approx a_3(\nu_1, \nu_2). \quad (2.13a)$$

令

$$\begin{aligned} a_3(+) &\equiv a_3(1, 2) \approx a_3(2, 3), & a_3(-) &\equiv a_3(2, 1) \approx a_3(3, 2), \\ a_3(+2) &\equiv a_3(1, 3), & a_3(-2) &\equiv a_3(3, 1) \end{aligned} \quad (2.13b)$$

则由(2.10)得到

$$\begin{aligned} d &= \text{Im}[a_1(1, 1) - 2a_1(2, 2) + a_1(3, 3)] + \text{Im}[a_3(-) + a_3(+)]n_2 \\ &\quad + \text{Im}[a_3(-2) - 2a_3(+) - 2a_3(-) + a_3(+2)]n_1 \end{aligned} \quad (2.14a)$$

$$l_c = \text{Im}[a_3(-) + a_3(+)](n_2 - 2n_1), \quad (2.14b)$$

$$l_s = -\text{Re}[a_3(-) + a_3(+)](n_2 + 2n_1). \quad (2.14c)$$

这里 $n_i \equiv r_{i,i}^2$.

A. 有 K 选择定则情况

在这情况下采用常数矩阵元近似则

$$g_{\nu_1 k_1 k_2} = g \delta_{k_1 k_2}, \quad (2.15a)$$

对于导带与价带间的跃迁^[16]

$$|g|^2 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0 V} \frac{2\pi e^2}{\bar{n}^2 m_e} \frac{E_g}{\hbar Q} \frac{E_g + \Delta}{E_g + \frac{2}{3}\Delta}. \quad (2.15b)$$

其中 ϵ_0 为真空介电常数, V 为有源区体积, \bar{n} 为介质的折射率, E_g 为禁带宽度, Δ 为自旋-轨道裂距, e 为电子电量, m_e 为导带电子的有效质量. 令

$$\sum_k \rightarrow \int \rho(E) dE. \quad (2.16)$$

在抛物带近似下, 关态密度为

$$\rho(E) = \frac{V \sqrt{2m^*}}{\pi^2 \hbar^3} \sqrt{-E} \quad (2.17)$$

m^* 为介质中电子的约化质量, $m^* = \frac{m_e m_v}{m_e + m_v}$, $E = \hbar \epsilon_{k_1 k_2}$, 电子在导带和价带的占据几率各为:

$$f_c(E) = \left\{ 1 + \exp \left[\left(\frac{m^*}{m_e} (E - E_g) - (F_c - E_c) \right) (kT)^{-1} \right] \right\}^{-1}, \quad (2.18a)$$

$$f_v(E) = \left\{ 1 + \exp \left[\left((E_v - F_v) - \frac{m^*}{m_v} (E - E_g) \right) (kT)^{-1} \right] \right\}^{-1}. \quad (2.18b)$$

则由(2.11)式最后得到

$$\begin{aligned} &\text{Im}[a_1(1, 1) - 2a_1(2, 2) + a_1(3, 3)] \\ &= (\Omega_1 - 2\Omega_2 + \Omega_3) \frac{V |g|^2 \sqrt{2m^*}}{\pi^2 \hbar^3} \int_0^\infty \sqrt{-E} \frac{\hbar \Omega_1 - E}{(\hbar \Omega_2 - E)^2 + (\hbar \gamma)^2} \\ &\quad \times [f_c(E) - f_v(E)] dE \end{aligned} \quad (2.19a)$$

$$\text{Im} a_3(\nu, \nu_3, \nu_1, \nu_2) \doteq \text{Im} a_3(\nu_1, \nu_2),$$

$$= \frac{4\gamma |g|^4 \sqrt{2m^*} V}{\pi^2 \left[(\Omega_{v_2} - \Omega_{v_1})^2 + \frac{1}{\tau^2} \right]} \int_0^\infty \sqrt{E} \frac{\hbar^2 \gamma (\Omega_{v_2} - \Omega_{v_1}) + \frac{\hbar}{\tau} (\hbar \Omega_2 - E)}{[(\hbar \Omega_{v_2} - E)^2 + (\hbar \gamma)^2]^2} \\ \times [f_c(E) - f_v(E)] dE. \quad (2.19 b)$$

$\text{Re}\alpha_3(v, v_3, v_1, v_2) = \text{Re}\alpha_3(v_1, v_2)$,

$$= - \frac{4\gamma |g|^4 \sqrt{2m^*} V}{\pi^2 \left[(\Omega_{v_2} - \Omega_{v_1})^2 + \frac{1}{\tau^2} \right]} \int_0^\infty \sqrt{E} \frac{\frac{\hbar^2 \gamma}{\tau} - \hbar (\Omega_{v_2} - \Omega_{v_1})(\hbar \Omega_{v_2} - E)}{[(\hbar \Omega_{v_2} - E)^2 + (\hbar \gamma)^2]^2} \\ \times [f_c(E) - f_v(E)] dE. \quad (2.19 c)$$

B. 无 k 选择定则情况

为便于计算, 假设光跃迁矩阵元具有矩形分布

$$g(E_1, E_2) = \begin{cases} g & E_1 - E_g < 30 \text{ meV}, \quad E_2 > -30 \text{ meV} \\ 0 & E_1 - E_g > 30 \text{ meV}, \quad E_2 < -30 \text{ meV} \end{cases} \quad (2.20a)$$

$$|g|^2 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{32\pi^2}{3\hbar^2} \cdot \frac{\epsilon_r \frac{m^*}{m} a_0 e^2}{m_e V^2} \cdot \frac{E_g}{\hbar \Omega} \cdot \frac{E_g + \Delta}{E_g + \frac{2}{3}\Delta}. \quad (2.20b)$$

其中 ϵ_r 为相对介电常数, a_0 为玻尔半径。这里 $E_i = \hbar s_{k_i}$, 在抛物带近似下, 导带与价带的态密度为

$$\rho_c(E_1) = \frac{\sqrt{2m_e^3}}{\pi^2 \hbar^3} V \sqrt{E_1 - E_g}, \quad E_g < E_1 < \infty \quad (2.21a)$$

$$\rho_v(E_2) = \frac{\sqrt{2m_v^3}}{\pi^2 \hbar^3} V \sqrt{-E_2}, \quad -\infty < E_2 < 0 \quad (2.21b)$$

电子在导带和价带的占据几率为

$$f_c(E_1) = \left[1 + \exp\left(\frac{E_1 - F_c}{kT}\right) \right]^{-1}, \quad (2.22a)$$

$$f_v(E_2) = \left[1 + \exp\left(\frac{E_2 - F_v}{kT}\right) \right]^{-1}, \quad (2.22b)$$

令

$$\sum_{k_1} \rightarrow \int \rho_c(E_1) dE_1, \quad \sum_{k_2} \rightarrow \int \rho_v(E_2) dE_2, \\ \sum_{k'_1} \rightarrow \int \rho_c'(E'_1) dE'_1, \quad \sum_{k'_2} \rightarrow \int \rho_v'(E'_2) dE'_2 \quad (2.23)$$

则由 (2.11) 得到

$$\text{Im}[\alpha_1(1,1) - 2\alpha_1(2,2) + \alpha_1(3,3)]$$

$$\begin{aligned} &= (\Omega_1 - 2\Omega_3 + \Omega_5) \frac{2|g|^2 V (m_c m_\nu)^{3/2}}{\pi^4 \hbar^5} \int dE_1 \sqrt{E_1 - E_g} \\ &\quad \times \int dE_2 \sqrt{-E_2} \frac{\hbar \Omega_{\nu_1} - E_1 + E_2}{(\hbar \Omega_{\nu_1} - E_1 + E_2)^2 + (\hbar \gamma)^2} \end{aligned} \quad (2.24a)$$

$$\begin{aligned} \text{Im}\alpha_3(\nu_1, \nu_2) = & \frac{4\gamma |g|^4 V^3 m_c^3 \sqrt{2m_\nu^3}}{\left[(\Omega_{\nu_1} - \Omega_{\nu_2})^2 + \frac{1}{\tau^2} \right] \pi^6 \hbar^6} \int dE_1 \sqrt{E_1 - E_g} \\ &\quad \times \int dE_2 \sqrt{-E_2} \frac{\hbar^2 \gamma (\Omega_{\nu_1} - \Omega_{\nu_2}) + \frac{\hbar}{\tau} (\hbar \Omega_{\nu_1} - E_1 + E_2)}{(\hbar \Omega_{\nu_1} - E_1 + E_2)^2 + (\hbar \gamma)^2} \\ &\quad \times \left\{ \int dE'_2 \sqrt{-E'_2} \frac{f_c(E_1) - f_\nu(E'_2)}{(\hbar \Omega_{\nu_1} - E_1 + E'_2)^2 + (\hbar \gamma)^2} \right. \\ &\quad \left. + \int dE'_1 \sqrt{E'_1 - E_g} \frac{f_c(E'_1) - f_\nu(E_2)}{(\hbar \Omega_{\nu_1} - E'_1 + E_2)^2 + (\hbar \gamma)^2} \right\} \end{aligned} \quad (2.24b)$$

$$\begin{aligned} \text{Re}\alpha_3(\nu_1, \nu_2) = & \frac{-4\gamma |g|^4 V^3 m_c^3 \sqrt{2m_\nu^3}}{\left[(\Omega_{\nu_1} - \Omega_{\nu_2})^2 + \frac{1}{\tau^2} \right] \pi^6 \hbar^6} \int dE_1 \sqrt{E_1 - E_g} \\ &\quad \times \int dE_2 \sqrt{-E_2} \frac{\hbar^2 \frac{\gamma}{\tau} - \hbar (\Omega_{\nu_1} - \Omega_{\nu_2}) (\hbar \Omega_{\nu_1} - E_1 + E_2)}{(\hbar \Omega_{\nu_1} - E_1 + E_2)^2 + (\hbar \gamma)^2} \\ &\quad \times \left\{ \int dE'_2 \sqrt{-E'_2} \frac{f_c(E_1) - f_\nu(E'_2)}{(\hbar \Omega_{\nu_1} - E_1 + E'_2)^2 + (\hbar \gamma)^2} \right. \\ &\quad \left. + \int dE'_1 \sqrt{E'_1 - E_g} \frac{f_c(E'_1) - f_\nu(E_2)}{(\hbar \Omega_{\nu_1} - E'_1 + E_2)^2 + (\hbar \gamma)^2} \right\} \end{aligned} \quad (2.24c)$$

三、计算结果与讨论

对 GaAs 情况取 $\bar{n} = 3.59$, $E_g = 1.424\text{eV}$, $\Delta = 0.33\text{eV}$, $m_c = 0.067 me$, $m_\nu = 0.47me$, $\frac{1}{\tau} = 10^9 \text{秒}^{-1}$, $\gamma = 10^{11} \text{秒}^{-1}$, $\epsilon_r = 13.1$ 。对有 k 选择定则的情况, 由(2.14)、(2.19) 式可计算出在一定的模频间隔 $|\Omega_{\nu_1} - \Omega_{\nu_2}|$ 下, 侧模与主模强度比 n_1/n_2 对锁模条件的影响如图 1。可见, 虽然对所有的强度比, 锁模条件似乎都可以得到满足, 但满足的程度是不同的, 其中对于某一强度比 (例如 0.70, 0.83), $\left| \frac{d}{l} \right| \rightarrow 0$, 这时最有可能产生一阶锁模自脉动。但由图 1 也可见, 在模频间隔太小时 (例如 0.5 GHz) 就没有这种现象, 这相应于不容易发生一阶锁模自脉动。由(2.14) 和 (2.19) 式也可以算出在一定的侧模与主模的强度比 n_1/n_2 下, 模频间隔 $|\Omega_{\nu_1} - \Omega_{\nu_2}|$ 对锁模条件的影响, 如图 2。图中也说明, 对于合适的强度比, 某些模频间隔可以使 $\left| \frac{d}{l} \right| \rightarrow 0$, 但在强度比 $\frac{n_1}{n_2}$ 较小时 (例如图 2 中

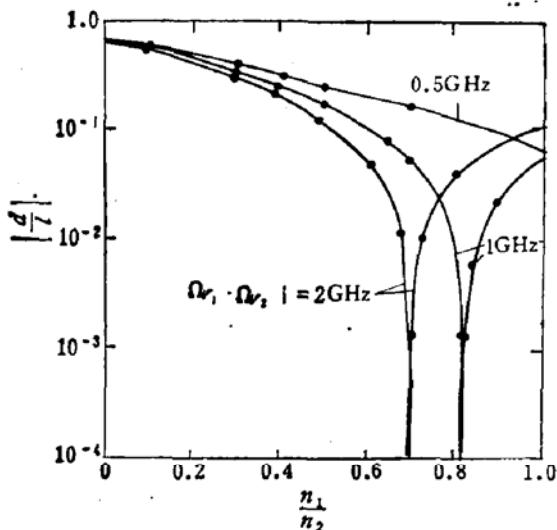


图1 有 k 选择定则情况下, $\left|\frac{d}{l}\right|$ 随侧模与主模强度比 n_1/n_2 的变化

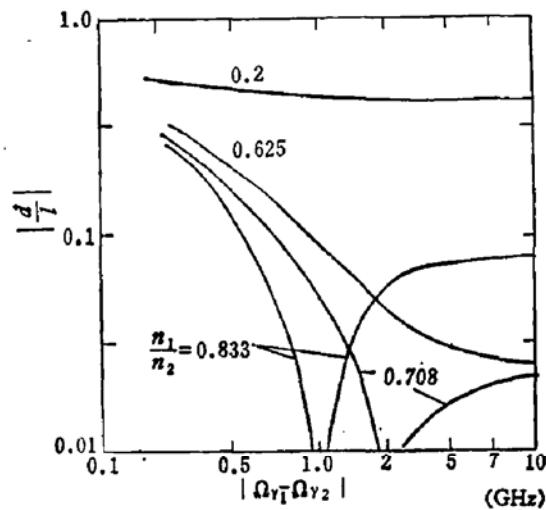


图2 有 k 选择定则情况下 $\left|\frac{d}{l}\right|$ 随模频间隔 $|\Omega_{\nu_1} - \Omega_{\nu_2}|$ 的变化

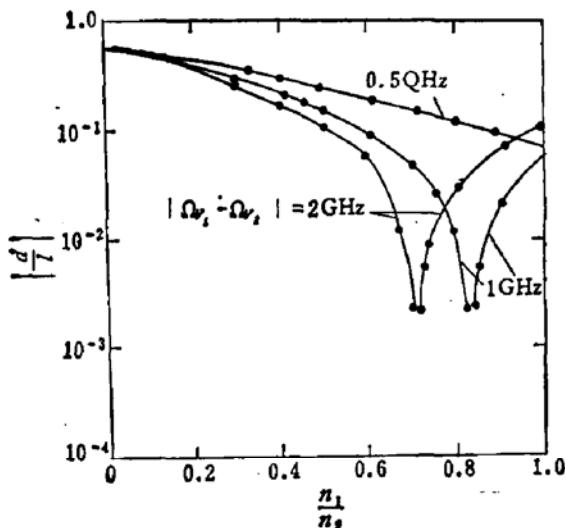


图3 无 k 选择定则情况下, $\left|\frac{d}{l}\right|$ 随侧模与主模强度比 n_1/n_2 的变化

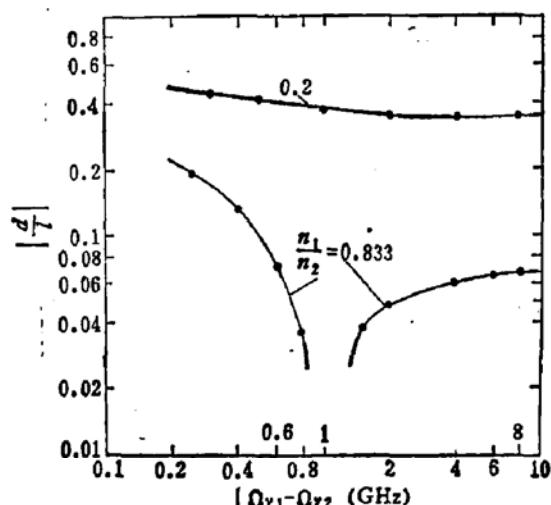


图4 无 k 选择定则情况下, $\left|\frac{d}{l}\right|$ 随模频间隔 $|\Omega_{\nu_1} - \Omega_{\nu_2}|$ 的变化.

的 $\frac{n_1}{n_2} = 0.625, 0.2$) 则无此现象, 前者有可能出现一阶锁模自脉动, 后者则不太可能。这些结果都明确地表明, 只要强度比和模频间隔合适, 这些组成增益单模的本征模式之间就有可能产生一阶锁模自脉动。对无 k 选择定则的情况, 由(2.14)和(2.24)式计算出类似结果如图3、图4。

四、结 论

上述理论分析与数值计算结果皆表明, 如果承认每条增益波导模式是由若干条由相位噪音所激发的满足功率正交关系的本征模式所组成, 则即使只有一条增益波导模式, 如

果这些本征模式之间的频率间隔和强度比合适,就有可能产生一阶锁模自脉动,其脉动频率由本征模式间隔决定,约在 1 GHz 左右。其每个脉动光脉冲宽度由增益波导模式频宽的倒数决定,可在 100 ps 以下,我们用同样方法对多模情况计算的结果也表明,的确是很可能出现二阶锁模自脉动的。这些分析都说明,不论在多模情况或增益波导的单模情况都可能出现锁模性质的自脉动,差别只在于前者属二阶锁模,而后者则属于一阶锁模。因此我们认为不应该忽视锁模自脉动机制的可能性。

参 考 文 献

- [1] N. G. Basov, *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-4, 855 (1968).
- [2] K. Kobayashi, *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-9, 449 (1973).
- [3] C. H. Henry, *J. Appl. Phys.*, 51, 3051 (1980).
- [4] C. Z. Guo and K. G. Wang, *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-18, 1728 (1982); *IEEE Trans. Microw. Theory and Techn.*, MTT-30, 1716 (1982); *半导体学报*, 4, 161 (1983).
- [5] H. G. Woehrstein and H. Haken, *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-9, 318 (1973).
- [6] K. D. Chik, J. C. Dyment and B. A. Richardson, *J. Appl. Phys.*, 51, 4029 (1980).
- [7] E. Patzak, *Electron. Lett.*, 18, 278 (1982).
- [8] D. Marcuse, *Electron. Lett.*, 18, 920 (1982).
- [9] A. Yariv, and S. Margalit, *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-18, 1831 (1982).
- [10] W. Streifer, D. R. Scifres and R. D. Burnham, *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-14, 418 (1978).
- [11] K. Petermann, *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-15, 566 (1979).
- [12] W. Streifer, D. R. Scifres and R. D. Burnham, *Electron. Lett.*, 17, 933 (1981).
- [13] W. Elsaesser, E. O. Goebel and J. Kuhl, *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-19, 981 (1983).
- [14] C. H. Henry, *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-19, 1391 (1983).
- [15] J. M. Osterwalder and B. J. Rickett, *Proc. IEEE*, 67, 1671 (1979).
- [16] H. C. Casey, Jr. and M. B. Panish, *Heterostructure Lasers*, part A, Academic, (1978).

Mode Locking Pulsation in Single Gain-Guided Mode Semiconductor Lasers

Guo Changzhi and Lu Feng

(Department of Physics, Beijing University)

Abstract

As the gain-guided modes in semiconductor lasers are not energy-orthogonal, any one of these "improper" modes should be composed of a set of energy-orthogonal "proper" modes. We further propose that under certain suitable conditions, a new mechanism of first order mode locking pulsation in a single gainguided mode semiconductor laser is quite possible. This possibility has been verified theoretically.