

半导体激光器的多模行为和自发 发射因子及其对瞬态过程的影响

郭长志 钮金真

(北京大学物理系固体能谱研究室)

1982年4月10日收到

提 要

本文讨论处理半导体激光器的多模行为的三种速率方程: 单模化、分模和总模速率方程。讨论确定有关的电子自发复合寿命、增益函数、自发发射因子和光子寿命的方法, 测量装置和典型结果, 并用所建立的速率方程求计算机解分析比较了所测出的多模半导体激光器的自脉动, 强张弛振荡和弱张弛振荡三种典型瞬态现象的机理, 以及多模和自发发射因子的作用, 分模行为与总模行为的关系, 瞬态行为与稳态行为的关系。

I. 引 言

半导体激光器是光通信方面比较理想的讯号光源。但在阶跃电流注入时, 其激光输出会出现激光延迟、张弛振荡或自脉动等瞬态现象, 从而限制了该器件的调制速率的上限。长期以来为了改善半导体激光器的调制特性, 深入了解其内部的物理过程, 人们对这些瞬态现象, 特别是对调制特性影响最大的自脉动做了大量研究工作。

在关于半导体激光器瞬态特性的理论研究中, 往往把激光器当作单模激光器来处理^[1-5], 但这种处理方法和结果是否适用于多纵模情况? 另一方面, 近年来人们开始注意到自发发射因子对张弛振荡的抑制作用^[6, 5], 进而从理论上研究决定自发发射因子大小的因素^[7, 8]以及自发发射因子的测量方法^[9], 但自发发射因子对不同机理的自脉动的抑制作用究竟如何? 在本文中我们将讨论描述半导体激光器多模行为的速率方程及有关参量的测定方法, 并求出计算机解, 与典型实验结果进行比较, 进而探讨多纵模和自发发射因子的作用。

II. 多纵模速率方程

A. 单模化速率方程 如果可以认为有源区内注入载流子密度 n 和光子密度 s 是均匀分布的, 而且认为激光器的光输出中只有一个模式起主要作用, 则可用下述单模化速率方程:

$$\begin{cases} \frac{dn}{dt} = \frac{j}{ed} - \frac{n}{\tau_s} - g_0 s \\ \frac{ds}{dt} = g_0 n - \frac{s}{\tau_p} \end{cases} \quad (1a)$$

$$\left\{ \frac{ds}{dt} = g_0 s - \frac{s}{\tau_p} + c_0 \frac{n}{\tau_s} \right. \quad (1b)$$

来描述注入载流子与光子的相互作用。并设在室温下,增益系数 g_0 与 n 近似成线性关系:

$$g_0 = g_0(n) = \nu a(n - n_c). \quad (2)$$

其中 n_c 是透明载流子密度, ν 是有源区内的光速, a 是受激复合截面, τ_s 、 τ_p 分别是载流子寿命和光子寿命, j 是注入电流密度, d 是有源层厚度, e 是电子电荷, c_0 是自发射因子。

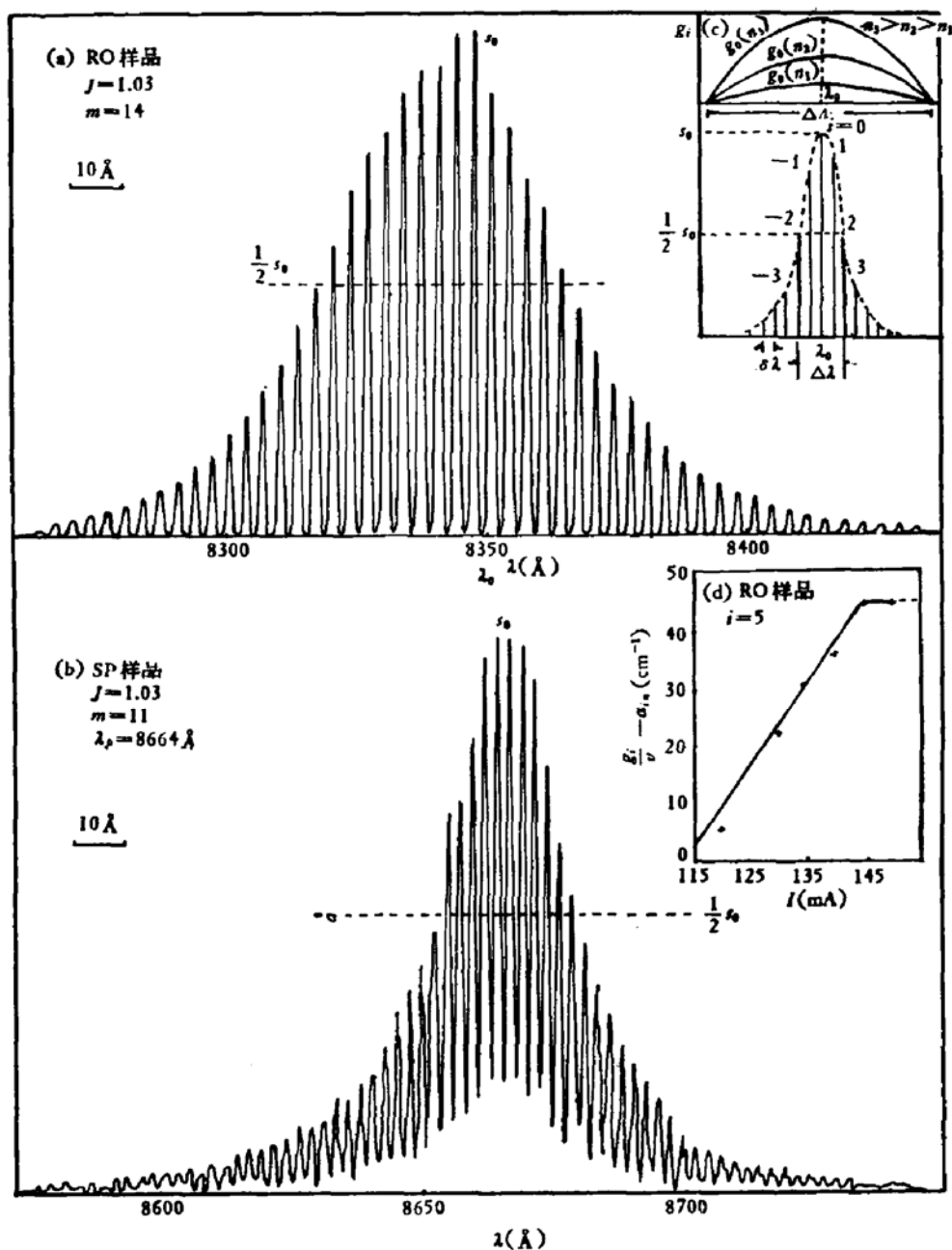


图1 条形 DH 激光器的实验激光光谱 (a), (b); 实验增益~电流关系 (d) 和近似增益谱、纵模谱示意图 (c)

在阈值以上阶跃电流注入时, 方程 (1) 的小信号近似解总是张弛振荡, 其振荡圆频率 ω 和衰减常数 τ_0 为:

$$\omega^2 = \frac{1}{\tau_s \tau_p'} \left[\left(\frac{j}{j_{th}} - 1 \right) + \frac{\tau_p'}{\tau_p} c_0 \right] - \frac{1}{\tau_0^2} \approx \frac{1}{\tau_s \tau_p'} \left(\frac{j}{j_{th}} - 1 \right) \quad (3a)$$

$$\frac{1}{\tau_0} = \frac{1}{2\tau_s} \left[\frac{\tau_p}{\tau_p'} \left(\frac{j}{j_{th}} - 1 \right) + 1 \right] \quad (3b)$$

其中 $\tau_p' = \left(\frac{1}{\tau_p} + \nu a n_c \right)^{-1}$ 是表观光子寿命。

B. 分模速率方程 通常条形 DH 激光器固然可以实现单横模激励, 却往往是多纵模的, 如图 1(a), (b) 所示。显然 (1) 式就未必适用, 这时若仍认为载流子密度与光子密度在有源区内均匀分布, 则每个纵模应满足下述分模速率方程:

$$\begin{cases} \frac{dn}{dt} = \frac{j}{ed} - \frac{n}{\tau_s} - \sum_i g_i s_i \end{cases} \quad (4a)$$

$$\begin{cases} \frac{ds_i}{dt} = g_i s_i - \frac{s_i}{\tau_{pi}} + c_i \frac{n}{\tau_s} \end{cases} \quad (4b)$$

其中 s_i 、 c_i 和 τ_{pi} 分别是第 i 模的光子密度、自发发射因子和光子寿命, g_i 是第 i 模的增益系数, 它不但与载流子密度有关, 而且与纵模波长 λ 有关。为便于作定量描述, 可近似认为这两个变量可以分离, 而且增益谱近似为洛仑兹型^[10]如图 (1c) 所示, 则:

$$g_i = g(n, \lambda) \approx g_0(n) f(\lambda) \approx g_0(n) (1 - u_i^2). \quad (5)$$

其中 $u = 4 \left(\frac{\delta\lambda}{\Delta\lambda} \right)^2$, $\delta\lambda$ 是纵模间隔, $\Delta\lambda$ 是正值增益谱包络全宽, i 标志由增益谱峰值 ($i = 0$) 向左右编序的纵模号。令

$$G_i = \tau_p g_i, \quad J = \frac{j}{j_{th}}, \quad S = \frac{s_i}{\sum_i s_i (2j_{th})}, \quad N = \frac{n}{n_{th}},$$

设 $\tau_p = \tau_{pi}$, 则 (4) 式可规一化为:

$$\begin{cases} \tau_s \frac{dN}{dt} = J - N - \sum_i G_i S_i \end{cases} \quad (6a)$$

$$\begin{cases} \tau_p \frac{dS_i}{dt} = [G_i - 1] S_i + c_i N \end{cases} \quad (6b)$$

其中 $j_{th} = \frac{n_{th}}{\tau_s} ed$, n_{th} 是 $g_0 = \frac{1}{\tau_{p0}}$ 时的阈值载流子密度, $s_i(2j_{th})$ 是 $j = 2j_{th}$ 时第 i 纵模

的光子密度, $G_i = \tau_p g_i = A(N - N_c)(1 - u_i^2)$, $N_c = \frac{n_c}{n_{th}}$,

$$A = \nu a \tau_{p0} n_{th} = \frac{\tau_p}{\tau_p'} = \frac{n_{th}}{n_{th} - n_c}.$$

由 (6) 式可得稳态分模光子密度与电流密度的关系:

$$J = N \left\{ 1 + \frac{\pi c_i}{\sqrt{u A (N - N_c) [1 - A(N - N_c)]}} \operatorname{cth} \pi \sqrt{\frac{1 - A(N - N_c)}{u A (N - N_c)}} \right\}, \quad (7a)$$

$$S_i = c_i N / [1 - A(N - N_c)(1 - u_i^2)]. \quad (7b)$$

设分模功率在峰值模 ($i = 0$) 功率一半以上的模数为 m , 则有

$$\frac{2\pi}{um} \operatorname{cth} \frac{\pi m}{2} = \frac{J-N}{c_0 N} A(N-N_c), \quad J \geq 1 \quad (8a)$$

$$\frac{J-N}{2\pi N} \approx \frac{c_0}{um}, \quad J > 1 \quad (8b)$$

即对于一定的注入电流, m 正比于 c_0 .

C. 总模速率方程 上述分模过程必须通过单色仪分解观察, 但在激光器的实际运用中起作用的是所有纵模总的(总模)结果, 它应满足总模方程:

$$\begin{cases} \tau_s \frac{dN}{dt} = J - N - GS, \\ \tau_p \frac{dS}{dt} = (G - 1)S + CN. \end{cases} \quad (9a)$$

$$\tau_p \frac{dS}{dt} = (G - 1)S + CN. \quad (9b)$$

其中 $S = \sum_i S_i, C = \sum_i c_i$

$$G = \sum_i G_i S_i / \sum_i S_i = 1 - \frac{W}{\sum_i \frac{1}{1 - A(N - N_c)(1 - u_i^2)}} \quad (10a)$$

$$\approx 1 - [1 - A(N - N_c)]^{0.625}, \quad (N \leq 1) \quad (10b)$$

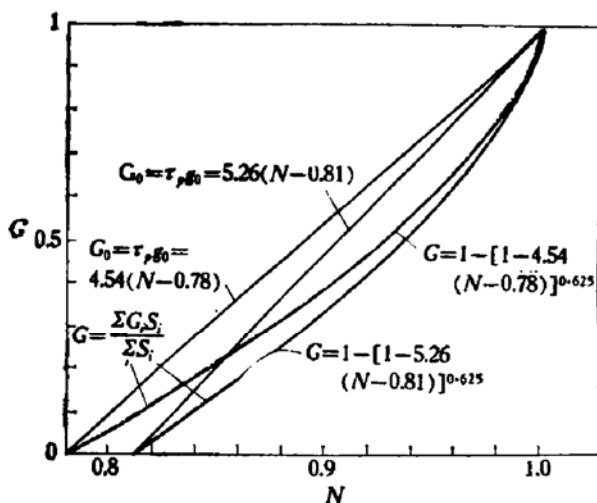


图2 总模增益函数

W 是 $\Delta\Lambda$ 内所含纵模数。(10b) 是 (10a) 式在准稳态和 $N \leq 1$ 条件下用计算机求和结果如图 2。可见这时总模增益 G 对载流子密度是非线性的。在瞬态过程中, 光子密度的变化滞后于注入载流子密度的变化, 从而使载流子密度的瞬时值可能超过稳态时阈值载流子密度 (即 $N > 1$), 为得到总模速率方程的瞬态解, 我们假设在 $N > 1$ 时, 总模增益为:

$$G = 1 + [A(N - N_c) - 1]^{0.625}, \quad N > 1 \quad (11a)$$

或

$$G = A(N - N_c), \quad N > 1 \quad (11b)$$

采用 (11a) 可保证总模增益的变化光滑连续, 但用 (11b) 可得较接近实际的振荡频率。

由 (9) 式可得稳态总模光子密度与电流关系:

$$J = N \left(1 - C + \frac{C}{1 - G} \right), \quad (12a)$$

$$S = CN / (1 - G). \quad (12b)$$

III. 速率方程有关参数的测定

上述分模和总模速率方程中的有关参量由半导体激光器的稳态特性以及激光延迟现

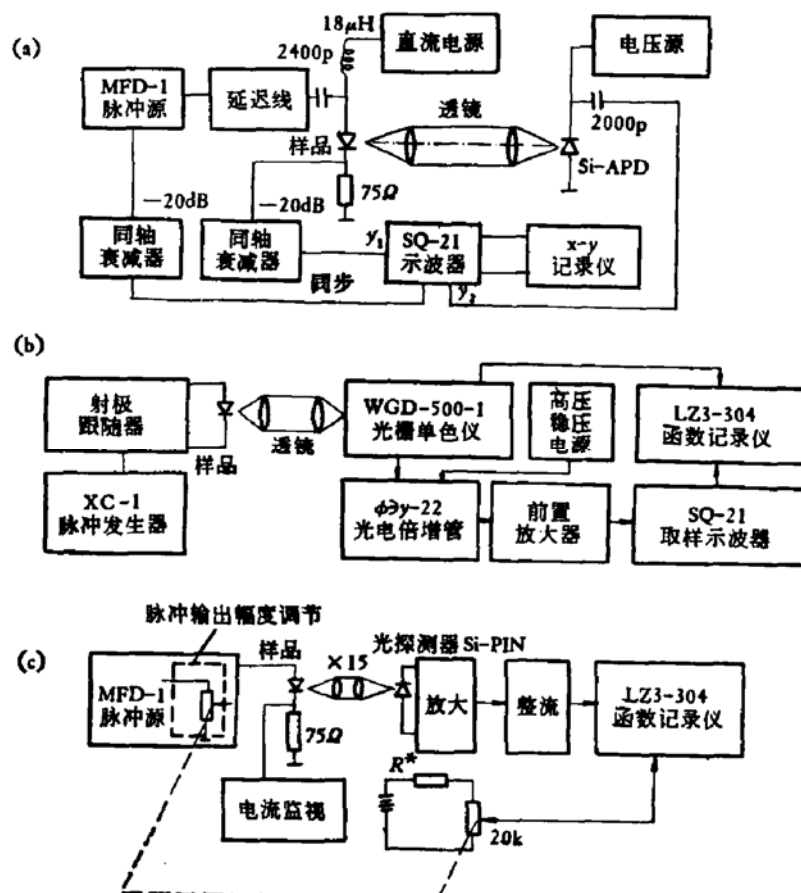


图3 实验装置示意图

(a) 瞬态测量 (b) 光谱测量 (c) 稳态总模光功率特性测量

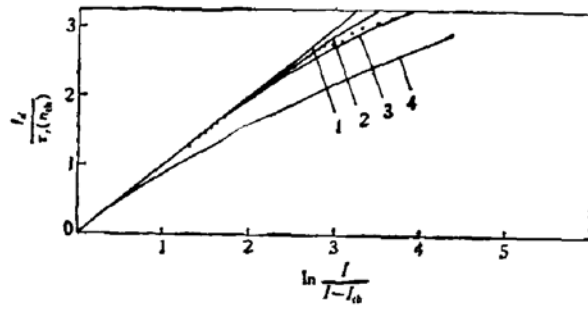
象测定如下:

A. 载流子自发复合寿命 在半导体激光器注入阈值 I_{th} 以上的阶跃电流 I 时, 注入载流子达到阈值 n_{th} 需要经历一段激光延迟时间 t_d , 这期间光子密度比较小, 故由 (1a), (4a) 或 (9a) 均有^[11]:

$$t_d = \int_0^{n_{th}} \frac{dn}{\frac{j}{ed} - \frac{n}{\tau_s(n)}} = F \left(\ln \frac{I}{I - I_{th}} \right). \quad (13)$$

可见 t_d 与 I 的函数关系 $F \left(\ln \frac{I}{I - I_{th}} \right)$ 与 $\tau_s(n)$ 有关, 据此可用图 3(a) 瞬态测量装置测出载流子寿命与其密度的关系 $\tau_s(n)$. 若注入电流波形为 $j(t) = j(1 - e^{-t/\tau_r})$, 上升时间 $\tau_r \ll \tau_s$, 则测出的表观激光延迟时间 $t'_d = t_d + \tau_r$. 结果得出的 $t_d \sim I$ 关系如图 4, 与 (13) 式拟合得出自发复合寿命 $\tau_s(n) = \tau_s(n_{th}) \left(1 + \frac{1}{1 + \xi n} \right)$, 对于样品 87-43, 得出 $\xi = 0.67 \times 10^{-16} \text{cm}^3$, $\tau_s(n_{th}) = 3 \text{ns}$, 复合系数 $B = 1.13 \times 10^{-10} \text{cm}^3/\text{秒}$, 可见自发复合寿命不是常数, 但本文为简化计算暂取 $\tau_s = \tau_s(n_{th})$.

B. 增益函数 用图 3(b) 装置测量出半导体激光器的 Fabry-Perot 谐振腔光谱的第 i 个谐振模式谐振极大值 s_i^+ 与极小值 s_i^- , 即可由下式确定分模增益系数^[12]:

图4 激光延迟时间 (t_d) 与注入电流 (I) 的关系

其中实点为实验结果, 曲线为计算结果

$$1. \tau_s(n)/\tau_s(n_{th}) = 1 \quad 2. \tau_s(n)/\tau_s(n_{th}) = 1 + \frac{1}{1+100N} \quad 3. \tau_s(n)/\tau_s(n_{th}) = 1 + \frac{1}{1+50N}$$

$$4. \tau_s(n)/\tau_s(n_{th}) = \frac{1}{N} \quad \text{其中 } N = n/n_{th}$$

$$g_i(n) = \nu \left\{ \alpha_{in} + \frac{1}{\Gamma L} \left[\frac{1}{2} \ln \frac{1}{R_1 R_2} + \ln \frac{(s_i^+)^{1/2} - (s_i^-)^{1/2}}{(s_i^+)^{1/2} + (s_i^-)^{1/2}} \right] \right\}. \quad (14)$$

其中 α_{in} 是谐振腔内损耗约为 10cm^{-1} , 腔长 $L = 300\mu\text{m}$, $R_1 = R_2 = 0.3$ 分别是两个端镜面的反射率, $\Gamma = 0.9$ 是有源层的限制因子. 由实验测出的分模增益 g_i 与注入电流 I 的关系(图 1(d)), 进而确定总模增益 G .

C. 自发发射因子 用稳态总模测量装置图 3(c) 测出总模光子密度 S 与注入电流 I 的关系, 并用稳态总模方程(12)拟合确定总模自发发射因子 C . 用图 3(b) 装置测出 S_i 与 I 关系, 并用(7)式拟合确定分模自发发射因子 c_i . 由图 1(a) (b) 可确定 m 和激光光谱中的总纵模 M . 实验表明 $c_i \approx c_0$, 而 $C \approx W c_0, m c_0, M c_0$.

D. 光子寿命 光子寿命 $\tau_p = \left[\nu \left(\frac{1}{2L} \ln \frac{1}{R_1 R_2} + \alpha_{in} \right) \right]^{-1}$, 我们的样品 $L = 300-380$

表1 各参量的测量结果

样 品	RO	NRO	SP
$I_{th}(\text{mA})$	142	136	104
N_e	0.78	0.80	0.81
A	4.54	5	5.26
$\delta\lambda(\text{\AA})$	3.33	5.0	2.35
$\lambda_0(\text{\AA})$	8349	8611	8664
u	1.1×10^{-3}	2.5×10^{-3}	5.5×10^{-4}
W	60	40	80
m	14	5	11
M	51	24	60
c_0	5.5×10^{-4}	3×10^{-4}	2×10^{-4}
c_1	5.5×10^{-4}	3×10^{-4}	2×10^{-4}
c_2	5.5×10^{-4}	3×10^{-4}	2×10^{-4}
c_3	5×10^{-4}	3×10^{-4}	2×10^{-4}
c_{10}	5×10^{-4}	—	2×10^{-4}
C	0.004	0.007	0.0015
$\tau_s(\text{ns})$	2.24	1.79	2.01

μm , 则 $\tau_p = 2.4-2.9\text{ps}$, 在以下计算中取 $\tau_p = 3\text{ps}$.

以上测量的主要结果见表 1.

IV、多纵模速率方程的瞬态解及其与实验的比较和讨论

A. 张弛振荡 用如上确定的总模速率方程 (9) 和 (10b)、(11a) 式在一般参数值下作瞬态计算机解都只能出现强张弛振荡现象, 只有当自发发射因子相当大 (例如 $C=0.1$) 时才能基本抑制张弛振荡或出现弱张弛振荡. 在多纵模情况, 张弛振荡的频率的平方仍正比于 $\left(\frac{j}{j_{\text{th}}} - 1\right)$, 反比于 τ_p , 这与 (3a) 类似, 但比例系数有所不同.

计算表明总模增益在 $N > 1$ 的形式特别是 $\frac{\partial G}{\partial N}$ 的大小对张弛振荡及自脉动的频率有明显影响, $\frac{\partial G}{\partial N}$ 变大, 使频率变高, 但对振幅衰减情况影响很小. 采用 (11a) 形式使频率的计算值高于实验值, 但不影响对振荡类型的讨论.

B. 自脉动机理 用上述总模速率方程无法得出图 5 那样的自脉动行为, 原因在于上述所用总模增益只与载流子密度有关, 因而不满足自脉动的必要条件^[1,13]:

$$\frac{\partial G}{\partial S} > 0. \quad (15)$$

为满足上式, 可以在增益系数中唯象地引进与光子密度有关的因素. 例如设分模增益为:

$$G_i = A[D(S) \cdot N - N_c](1 - u_i^2) \quad (16a)$$

$$D(S) = \frac{1}{1 - \delta} \left(1 - \frac{\delta}{1 + S/\bar{S}}\right) \quad (16b)$$

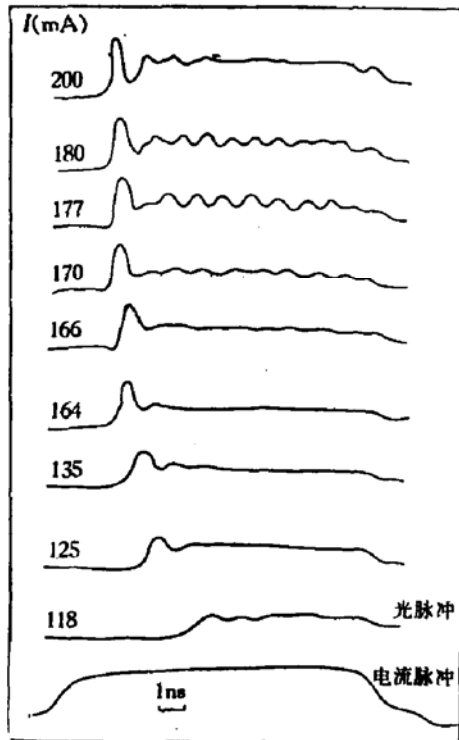


图 5 有自脉动 (sp) 样品的瞬态光输出注入电流脉宽 12 ns, 上升前沿约 0.8 ns, 重复频率约 100 Hz, 用图 3 (a) 装置测出

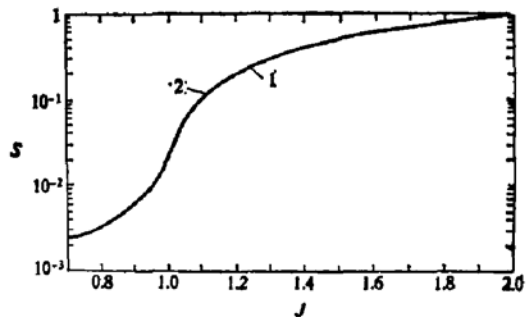


图 6 唯象非线性增益对稳态光功率特性的影响
1. $\delta = 0$ 2. $\delta = 0.02$ $S/\bar{S} = 1$

其中 δ 和 $\bar{S}$ 是两个描述增益与光子关系强弱的参量, 在 $S \rightarrow 0$ 时, $D(S) \rightarrow 1$. 相应的总

模增益 (10b) 和 (11a) 变为:

$$G = 1 - \{1 - A[D(S)N - N_c]\}^{0.625}, \quad N < 1 \quad (17a)$$

$$G = 1 + \{A[D(S)N - N_c] - 1\}^{0.625}, \quad N > 1 \quad (17b)$$

用 (17) 式求解速率方程, 当 δ 较小时例如 $\delta = 0.005$, $\bar{S} = 0.5$ 时仍为张弛振荡, 若 δ 足够大例如 $\delta = 0.02$, 即可得到与图 5 大致相符的自脉动结果. 可见为满足 (15) 式, 必须依靠其他物理过程. 例如若有源区内存在均匀分布的可饱和光吸收中心, 其密度为 Q_0 , 吸收截面为 σ , 寿命为 τ , 当光子密度为 S 时尚未吸收光子的吸收中心密度为 Q , 则有:

$$\tau_s \frac{dN}{dt} = J - N - GS, \quad (18a)$$

$$\tau_p \frac{dS}{dt} = (G - 1)S - \nu\sigma\tau_p QS + CN, \quad (18b)$$

$$\frac{dQ}{dt} = \frac{Q_0 - Q}{\tau} - \nu\sigma n_{th} \frac{\tau_p}{\tau_s} QS. \quad (18c)$$

这时在准稳态假设下, 可化为 (9), (17) 和 (16b) 形式, 相应的 $\delta \approx \frac{\sigma Q_0}{an_{th}}$, $\bar{S} = \frac{\tau_s}{\tau_p n_{th} \nu \sigma \tau}$, 适当选取吸收中心参数, 例如取 $Q_0 = 6 \times 10^{14} \text{cm}^{-3}$, $\sigma = 2 \times 10^{-14} \text{cm}^2$, $\tau = 0.1 \text{ns}$, 这时 $\delta = 0.01$, $\bar{S} = 0.01$, 即可得到自脉动行为. 由于这里 δ 总是正值, 故吸收中心的存在只能加剧瞬态振荡, 而不能产生过冲小, 衰减快的弱张弛振荡. 而后者只要取 $\delta = -0.01$, $\bar{S} = 0.5$ 即可实现. 有源区内如存在宏观不均匀性^[12], 也可以导致 δ 、 $\bar{S}$ 的出现^[13]. 通过材料和器件工艺的改进可以避免出现这些微观吸收中心或宏观不均匀性, 但注入载流子的分布所起的波导作用也能使增益具有 (16) 的形式, 因而满足 (15) 式而出现本征自脉动^[13]. 但即使在光子密度对增益影响很大的情况下, 如取 $\delta = 0.02$, $S/\bar{S} = 1$, 时用 (17a) 式计算出的稳态 S - J 关系仍与 $\delta = 0$ 时相差很小 (图 6). 我们在稳态实验中也很难觉察到 δ 的影响.

C. 自发发射因子的作用 在阈值以上, 虽然自发发射率远小于受激发射率, 其中能够进入激光模式的部分更远小于受激发射. 但我们的计算表明自发发射因子对上述各本征和非本征自脉动机理的瞬态振荡都有明显的抑制作用 (图 7). 因此实际的瞬态振荡现象是半导体激光器内的不稳定因素 (各种自脉动机理) 和内在的抑制因素 (例如自发发射因子和使 $\delta < 0$ 的因素等) 相互制约的结果, 减少前者和加强后者都可能改善半导体激光器的瞬态特性.

D. 多纵模的作用 计算表明多纵模行为一方面加强了半导体激光器这一非线性系统的“软弹簧”特性 (张弛振荡频率随振荡幅度的减少而增加). 这与实测结果相符. 另一方面, 由于总模自发发射因子大于单模自发发射因子, 且总模增益有别于单模增益, 其效果都是加强半导体激光器抑制瞬态振荡的能力, 这点与二阶锁模^[14]过程中多纵模应起的作用是相反的.

E. 总模与分模的关系 从 (7) 式可以得到稳态的分模光子密度与电流密度的关系 (图 8 (a), (b)) 以及稳态光谱 (图 8 (c)). 在阈值以下, c_i 越大, 分模光子密度越大, 在阈值以上, m 正比于 c_i , 除 $i = 0$ 模以外的纵模都各自趋于饱和, 饱和的 S_i 反比于 i^2 , 正比于 c_i . 速率方程的瞬态计算机解表明, 在瞬态过程中, 分模与总模有同样的振荡形式, 且

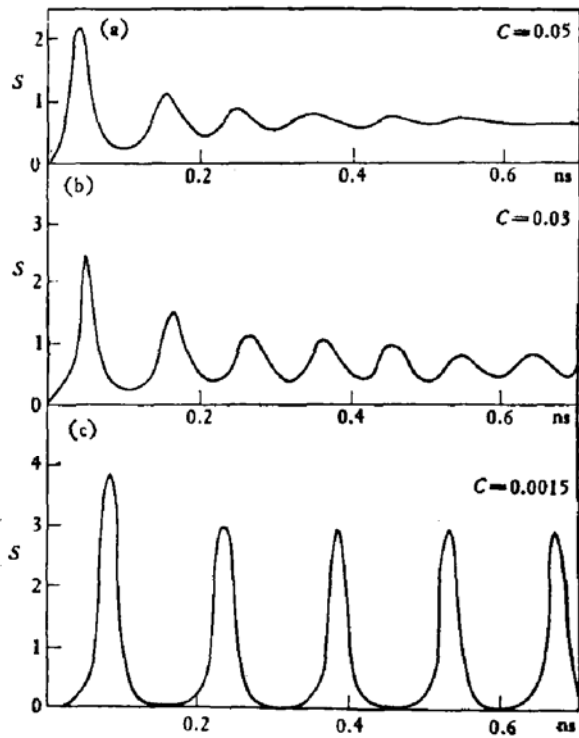


图7 自发发射因子对自脉动的抑制作用

$$\begin{aligned} J &= 1.63, \\ \delta &= 0.02, \\ \bar{S} &= 0.5. \end{aligned}$$

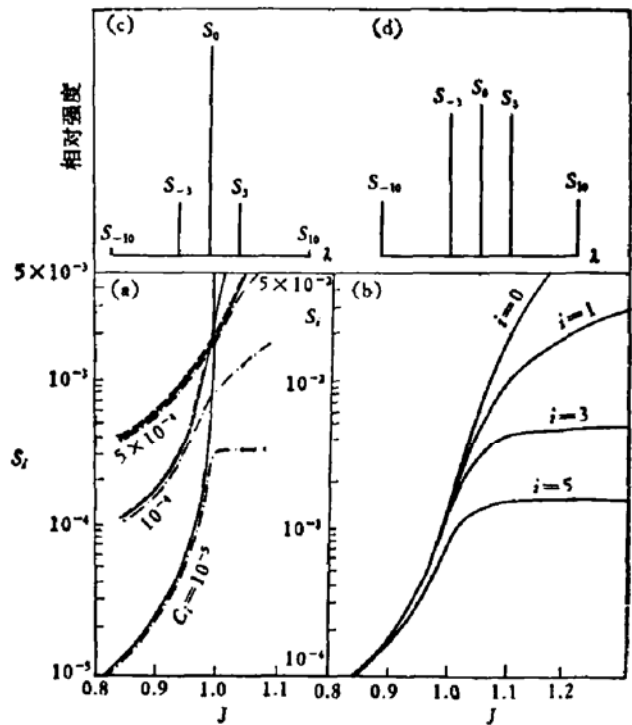


图8 稳态分模光子密度与电流密度的关系 (a), (b), 以及稳态光谱 (c), 瞬态光谱 (d)

(a) $i=0, i=3, i=5, A=4.54, u=1.1 \times 10^{-3}$ (b) $A=4.55, u=1.1 \times 10^{-3}, c_i=10^{-4}$
(c) 稳态光谱 $J=1.63$ (d) 瞬态光谱(振幅最大时刻) $J=1.63$

彼此同步,但瞬态光谱轮廓(图8(d))宽于稳态光谱轮廓。这反映了瞬态过程中各纵模的相互作用。

F. 电子和光子密度分布的作用 本文为了突出讨论多模问题而假设电子和光子密度在腔内均匀分布,但实际上至少在平行结方向其分布不可能是均匀的,这当然也会有重要影响^[13],对此将另文讨论。

作者对中国科学院半导体研究所,邮电部武汉邮电科学研究所和电子工业部 1444 研究所分别提供半导体激光器样品和 Si-APD 等帮助,深表谢意。

参 考 文 献

- [1] N. G. Basov, *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-4**, 855 (1968).
- [2] T. P. Lee, R. H. R. Roldan, *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-6**, 339 (1970).
- [3] R. W. Dixon, W. B. Joyce, *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-15**, 470 (1979).
- [4] J. P. Van der Ziel, J. L. Merz, T. L. Paoli, *J. Appl. Phys.*, **50**, 4620 (1979).
- [5] K. D. Chik, J. C. Dymont, B. A. Richardson, *J. Appl. Phys.*, **51**, 4029 (1980).
- [6] P. M. Boers, M. T. Vlardingerbrook, M. Danielsen, *Electron. Lett.*, **11** 206 (1975).
- [7] Y. Suematsu, K. Furuya, *Trans. Inst. Electr. Commun. Eng. Jpn.*, **E60**, 467 (1977).
- [8] K. Petermann, *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-15**, 566 (1979).
- [9] Y. Suematsu, S. Akiba, Tehanghec Hong, *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-13**, 596 (1977).
- [10] K. Petermann, *Opt. Quantum Electron.*, **10**, 233 (1978).
- [11] K. Konnerth, C. Lanza, *Appl. Phys. Lett.*, **24**, 486 (1964).
- [12] B. W. Hakki, T. L. Paoli, *J. Appl. Phys.*, **46**, 1299 (1975).

- [13] 郭长志, 汪凯戈, 半导体学报, 4 卷, 2 期(1983).
[14] T. L. Paoli, J. E. Ripper, *Phys. Rev. Lett.*, **22**, 1085 (1969).

Multimode Behavior and Spontaneous Emission Factor of Semiconductor Lasers and Their Effect on Transient Process

Guo Changzhi and Niu Jinzhen

(Department of Physics, Beijing University)

Abstract

The rate equations describing multimode behavior of semiconductor lasers are treated in three different forms (single, individual, and total mode forms). Experimental methods to determine the related carrier spontaneous recombination lifetime, gain function, spontaneous emission factor and photon lifetime of several typical samples are discussed. The established rate equations are then calculated by a computer and the numerical results are compared with the observed self-pulsation, and strong and weak relaxation oscillation of multimode semiconductor lasers. Their mechanisms, the effects of multimode behavior and spontaneous emission factor, the relations between individual and total mode behaviors, and between transient and stationary behaviors are discussed.