

复合双外腔半导体激光器的量子噪声

李 林 林

(郑州大学 电子系)

提 要

本文用半经典理论给出了复合双外腔半导体激光器的量子噪声谱。

关键词: 外腔激光器; 半经典理论; 量子噪声。

一、引 言

相干光通信系统具有接收机灵敏度高, 选择性好及可采用波分复用等优点, 故为人们所关注^[1]。但相干光通信系统对作为光源的半导体激光器的噪声性能要求十分严格, 普通的单腔半导体激光器很难满足这个需要。因此, 对半导体激光器的量子噪声及其抑制的研究就十分重要的了^[2~5]。

除了文献[3~5]提出的方法外, 采用外腔的方法不仅也可抑制半导体激光器的量子噪声, 且可抑制其在高速调制时的动态频率飘移^[6,7]。最近, 又提出了复合双外腔法^[8,9]。但对其量子噪声的分析, 迄今尚未见报道。

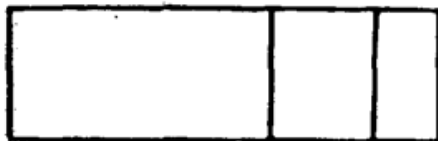
本文用半经典理论分析了复合双外腔半导体激光器的量子噪声特性, 给出了调幅和调频量子噪声谱, 进行了数值计算, 提出了复合双外腔半导体激光器的设计依据, 并与实验结果进行了比较。

二、理 论 分 析

由描述半导体激光腔中的电磁场麦克斯韦方程组可得^[10]:

$$\left(\nabla^2 - \kappa\sigma \frac{\partial}{\partial t} - \kappa\epsilon \frac{\partial^2}{\partial t^2}\right) \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \kappa \frac{\partial^2}{\partial t^2} [\mathbf{P}(\mathbf{r}, t) + \mathbf{p}(\mathbf{r}, t)], \quad (1)$$

external cavity (L₁, n₁) active cavity (L₂, n₂) external cavity (L₃, n₃)



式中 \mathbf{E} 为电场, κ 为磁导率, σ 为电导率, ϵ 为介电常数, \mathbf{P} 为引起受激跃迁的极化强度, \mathbf{p} 为引起自发跃迁的飘移矢量。

复合双外腔半导体激光器的结构示意图如图1所示。它由三部分组成: 长度为 L_1 的长外腔, 长度为 L_2 的有源腔以及长度为 L_3 (通常 $L_3 \ll L_1, L_2$) 的一个短外腔^[8]。三部分的传播常数为

Fig. 1 Block diagram for composite double external cavity semiconductor laser

$$\beta_{mi} = \frac{2\pi}{n_i} n_m, \quad m=1, 2, 3 \quad (2)$$

λ_i 为复合双外腔半导体激光器第 i 阶模的波长。若不考虑电场对 x 、 y 方向的导数, 电场 $E(z, t)$ 可写为^[11, 12]

$$E(z, t) = \sum_i E_i(t) u_i(z), \quad (3)$$

式中 $u_i(z)$ 为模函数, 对复合双外腔半导体激光器, 它可写成^[10~12]

$$u_i(z) = \begin{cases} A_i \sin \beta_{1i} z, & 0 \leq z \leq L_1 \\ B_i \sin \beta_{2i} z + C_i \cos \beta_{2i} z, & L_1 \leq z \leq (L_1 + L_2) \\ D_i \sin \beta_{3i} (z - L), & (L_1 + L_2) \leq z \leq L, \end{cases} \quad (4)$$

式中 $L = L_1 + L_2 + L_3$ 。同理, 极化强度与漂移矢量亦可写为(3)式的形式。

由边界条件与连续性可得

$$\left. \begin{aligned} \frac{B_i}{A_i} &= \sin \beta_{1i} L_1 \sin \beta_{2i} L_1 + \frac{\beta_{2i}}{\beta_{1i}} \cos \beta_{1i} L_1 \cos \beta_{2i} L_1, \\ \frac{C_i}{A_i} &= \sin \beta_{1i} L_1 \cos \beta_{2i} L_1 - \frac{\beta_{1i}}{\beta_{2i}} \cos \beta_{1i} L_1 \sin \beta_{2i} L_1, \\ \frac{D_i}{A_i} &= \frac{\beta_{1i} \cos \beta_{1i} L_1 \sin \beta_{2i} L_1 - \beta_{2i} \sin \beta_{1i} L_1 \cos \beta_{2i} L_1}{\beta_{2i} \sin \beta_{3i} L_3 \cos \beta_{2i} (L_1 + L_2) + \beta_{3i} \cos \beta_{3i} L_3 \sin \beta_{2i} (L_1 + L_2)}, \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

而由归一化条件则可得^[11]

$$A_i^2 L_1 n_1^2 + (B_i^2 + C_i^2) L_2 n_2^2 \approx (1/A_c), \quad (6)$$

上式中, 利用了 $\lambda_i \ll L_1, L_2, L_3 \ll L_1, L_2, L_3$, A_c 为半导体激光器的横截面积。

把上述关系代入到(1)式中, 则有

$$\ddot{E}_i + \frac{1}{\tau_{P_i}} \dot{E}_i + \omega_i^2 E_i = -\frac{1}{\epsilon_0 n_2^2} F_{2i} (\ddot{P}_i + \ddot{p}_i), \quad (7)$$

式中, $\omega_i = (2\pi/\lambda_i) \sqrt{\epsilon\kappa}$ 为第 i 阶模的频率

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{\tau_{P_i}} &= \frac{1}{\epsilon} \left(\frac{\sigma_1}{n_1^2} F_{1i} + \frac{\sigma_2}{n_2^2} F_{2i} + \frac{\sigma_3}{n_3^2} F_{3i} \right), \\ F_{1i} &= n_1^2 A_c \int_0^{L_1} u_i^2(z) dz, \\ F_{2i} &= n_2^2 A_c \int_{L_1}^{L_1+L_2} u_i^2(z) dz = \frac{n_2^2 L_2 [\sin^2 \beta_{1i} L_1 + (\beta_{1i}^2/\beta_{2i}^2) \cos^2 \beta_{1i} L_1]}{n_1^2 L_1 + n_2^2 L_2 [\sin^2 \beta_{1i} L_1 + (\beta_{1i}^2/\beta_{2i}^2) \cos^2 \beta_{1i} L_1]}, \\ F_{3i} &= n_3^2 A_c \int_{L_1+L_2}^L u_i^2(z) dz, \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

式中 σ_1, σ_2 与 σ_3 分别为三部分的电导率。有源腔的极化强度可写为^[10, 12]

$$P_i = \epsilon_0 \Gamma \chi(n) E_i, \quad (9)$$

式中 Γ 为光模限制因子, $\chi(n)$ 为复极化率, n 为有源腔的截流子密度。

在单模振荡的假设下, 利用关系式

$$E_i = [A_0 + \delta(t)] \exp\{i[\omega_m t + \varphi(t)]\}, \quad (10)$$

则(7)式可写为^[10]

$$\frac{d^2}{dt^2} \left\{ \left[1 + \frac{F_{2i} \Gamma}{n_2^2} \chi(n) \right] E_i \right\} + \frac{1}{\tau_p} \frac{d}{dt} E_i + \omega_i^2 E_i = F_{2i} \Delta \exp(-i\varphi), \quad (11)$$

式中 ω_m 为激射频率, $\varphi(t)$ 为随机相位, $\Delta \exp(i\omega_m t) = (-1/\epsilon_0 n_2^2) \ddot{p}_i$ 。有源腔中的载流子密度则服从^[10, 11]

$$\frac{dn}{dt} = J - g(n) F_2 p - \frac{n}{\tau_s} + \theta, \quad (12)$$

式中 J 为泵浦率, $g(n)$ 为增益, p 为光子密度, τ_s 为自发寿命, θ 为 Langevin 噪声源。再令 $n \rightarrow n_0 + n$, $\chi(n) = \chi_r(n_0) + \xi_r n + i[\chi_i(n_0) + \xi_i n]$, 则由(10)~(12)式, 可得工作点为

$$\left. \begin{aligned} A_0^2 &= \frac{2\omega_m \tau_p \hbar}{\epsilon_0} \frac{E - (n_0/\tau_s) \Gamma}{n_2^2}, \\ \omega_m &= \frac{\omega_i^2}{1 + [F_2 \Gamma \chi_r(n_0)/n_2^2]}, \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

式中 n_0 为稳态载流子密度^[10]。由(10)~(12)式同理可到描述复合双外腔半导体激光器噪声特性的三个一阶方程组

$$\left. \begin{aligned} \dot{\rho} + \frac{\Gamma \xi_r F_2}{n_2^2} n - \frac{\omega_m \Gamma \xi_i F_2}{2n_2^2} n &= F_2 \frac{\Delta_i}{2\omega_m A_0}, \\ \dot{n} + \frac{1}{\tau_p} n + \frac{2n_2^2 \omega_R^2}{\omega_m \Gamma \xi_i} \rho &= \theta, \\ \dot{\varphi} + \frac{\Gamma \xi_i F_2}{n_2^2} \dot{n} + \frac{\omega_m \Gamma \xi_r F_2}{2n_2^2} n &= -F_2 \frac{\Delta_r}{2\omega_m A_0}, \\ \rho &= \frac{\delta}{A_0}, \quad \frac{1}{\tau_p} = \frac{1}{\tau_s} + \frac{\epsilon_0 A_0^2 \xi_i \Gamma}{2\hbar}, \quad \omega_R^2 = \frac{\epsilon_0 A_0^2 \omega_m \Gamma \xi_i \chi_i(n_0) F_2}{2\hbar n_2^2}. \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

若无外腔, $F_2 = 1$, (14)式即为描述普通单腔半导体激光器噪声特性的方程组^[10]。

对(14)式进行傅里叶变换, 即令 $P(\omega) = F[\rho(t)]$ 等, 即可得复合双外腔半导体激光器的相对强度噪声谱

$$\left. \begin{aligned} S_p(\omega) &= \left[\frac{W F_2^2}{4\omega_m^2 A_0^2} \left(\omega^2 + \frac{1}{\tau_R^2} \right) + \frac{W_1 \Gamma \xi_i F_2^2}{2n_2^2 A_0 \tau_R} + \frac{W_2 \omega_m^2 \Gamma^2 \xi_i^2 F_2^2}{4n_2^4} \right] / |D(\omega)|^2, \\ D(\omega) &= \omega^2 - \omega_R^2 F_2 + i(\omega/\tau_R), \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

式中 W 、 W_1 与 W_2 为稳态扩散系数^[10]。

同理, 可得调频噪声谱

$$S_{\Delta\omega}(\omega) = \frac{W F_2^2}{4\omega_m^2 A_0^2} + \left[\frac{\alpha^2 \omega_R^4 F_2^4 W}{4\omega_m^2 A_0^2} + \frac{\omega_m^2 \Gamma^2 \xi_r^2 F_2^2 \omega^2 W_2}{4n_2^4} \right] / |D(\omega)|^2, \quad (16)$$

因此, 复合双外腔半导体激光的线宽则为^[3]

$$\Delta\nu_{1/2} \approx \frac{S_{\Delta\omega}(0)}{2\pi} = \frac{W}{8\pi\omega_m^2 A_0^2} (1 + \alpha^2) F_2^2, \quad (17)$$

式中 $\alpha = (\xi_r/\xi_i)$ 为线型展宽因子^[10]。

三、讨 论

由(15)~(17)式可以看到, 复合双外腔影响了半导体激光的噪声特性。这种影响是通过因子 F_2 体现出来的。由 F_2 的表达可知, 它总是小于1的。由于噪声功频是噪声谱的积分, 所以, 总的调幅噪声及调频噪声均得到了抑制。但复合双外腔对调幅噪声和调频噪声的抑制程度是不同的, 这由(15)式和(16)式可以看出(对低频调频噪声抑制较强)。显然, 这种

对噪声的抑制由(15)、(16)式可知是有代价的——弛豫振荡频率(调制截止频率)的下降。这在以前外腔半导体激光的分析中未有提及。

此外,由 τ_p 的表达式可知,短外腔(长度为 L_0)的影响主要体现在光子寿命(腔损耗)及激射波长上(单模运转机理)。这点与文献[8]的定性分析吻合。

实验证明:用复合双外腔可以抑制半导体激光的线宽^[9]。而公式(17)正说明了这一点。由于 F_2 总是取小于1的值,故通过适当选择外腔参数(如外腔长度及折射率),能够实现半导体激光线宽的极大压缩。

由(17)式及 F_2 的表达式可知,复合双外腔半导体激光的线宽受激射波长 λ 的影响。当半导体激光器的注入电流变化时,有源区的折射率也随之变化。而折射率的变化又使激射波长发生了变化(由模函数的连续性推得的本征值方程可给出严格的证明^[11])。从而使线宽也同时发生了变化,这就定性地解释了文献[9]的实验现象。

为了定量地分析复合双外腔半导体激光的线宽特性,下面进行一些数值计算。所需参数与文献[10]相同。设无外腔时半导体激光的线宽为10 MHz。

图2给出了复合双外腔半导体激光线宽随有源腔长度 L_2 的变化,外腔长度 L_1 为参数。由图2可见,当 L_1 变化较大时,大的 L_1 可使半导体激光的线宽得到较大的压缩,这也可由(17)式给以说明。因此,在稳定运转的前提下,应选用较长的外腔,获得较窄的线宽。

由图2还可以看到,无论对何种外腔长度,当有源腔长度变长时,线宽呈增长趋势。这与普通单腔半导体激光的线宽类似。因此,在复合双外腔半导体激光器的设计中应注意这一点。

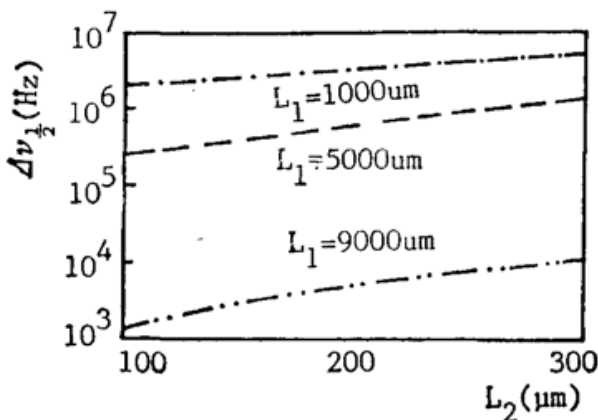


Fig. 2 The linewidth of composite double external cavity semiconductor laser

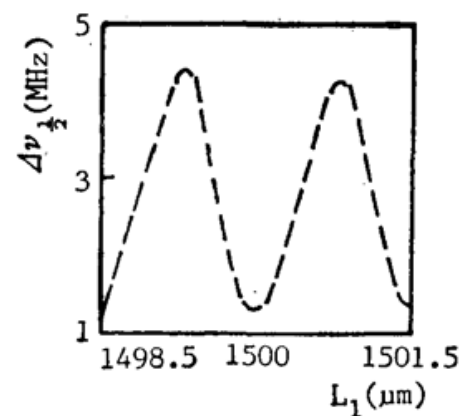


Fig. 3 Influence of L_1 on linewidth

图3给出了当长外腔长度 L_1 在小范围内变化时,线宽的变化。 $(L_2=250 \mu\text{m}, n_2=3.4, n_1=1, \lambda=1.55 \mu\text{m})$ 。由图3可知,当 L_1 在与波长可比的变化范围内变化时,复合双外腔半导体激光的线宽显示出周期性的变化。这是由于反馈相位受光在外腔中往返时间影响的结果。因此,在实际应用中,应注意 L_1 的微调,使之在其它条件满足时,尽可能的压缩线宽。

图4给出了不同的外腔材料(折射率)对线宽的影响。 $(L_2=250 \mu\text{m}, L_1=1500 \mu\text{m}, \lambda=1.55 \mu\text{m}, n=3.4)$ 。由图中可以看到,折射率 n_1 的影响是不规律的,这是由于对线宽的影响是由外腔长度 L_1 与 n_1 共同决定的(F_2 表达式中的 $\beta_1 L_1$ 项)。这点在复合双外腔半导体激光器的设计中也应给以充分的注意。

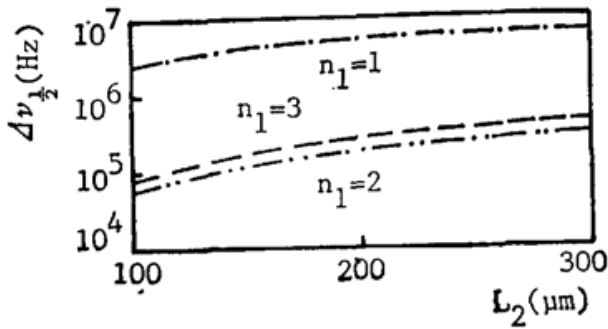
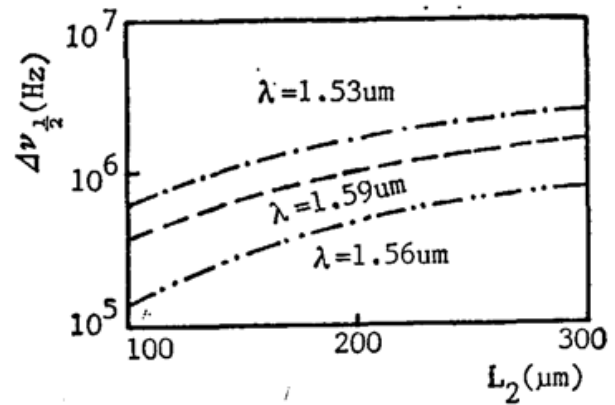
Fig. 4 Influence of n_1 on linewidthFig. 5 Influence of λ on linewidth

图5给出了激光波长的变化对线宽的影响。($L_2=250 \mu\text{m}$, $L_1=1500 \mu\text{m}$, $n_2=3.4$, $n_1=1$)。显然,波长 λ 的影响也是不规律的,其原因与图4的分析相同。

由图3~图5所给出的结果讨论可知,外腔参数(L_1 与 n_1)及激光波长的轻微变化都将使半导体激光的线宽发生变化。换言之,存在着一种最佳组合可使线宽在 L_1 的小变化范围内达到极小。对 F_2 的表达式求导,则可得这个条件是

$$\beta_1 L_1 \left(1 - \frac{\beta_1^2}{\beta_2^2} \right) \sin 2\beta_1 L_1 = \sin^2 \beta_1 L_1 + \frac{\beta_1^2}{\beta_2^2} \cos^2 \beta_1 L_1, \quad (18)$$

满足这个条件的 n_1 、 n_2 、 λ 与 L_1 的组合可使线宽达极小。这就是抑制线宽的最佳参数设计。

表1给出了 $\lambda=1.55 \mu\text{m}$ 时,不同的 n_1 情况下, L_1 取值的微调量,($n_2=3.4$)。而表2则给出了 $n_1=1$ 时,不同的 λ 情况下, L_1 的取值的微调量。表中的数据表明了 L_1 微调的长度。例如表1中, $n_1=1$ 时, L_1 在 $1000 \mu\text{m}$ 时应往正方向调整 $0.2574 \mu\text{m}$,也即 $L_1=1000.2574 \mu\text{m}$ 才符合最佳设计。从表1和表2可以看到,当 λ 与 n_1 确定时,只有微调 L_1 才能达到最佳设计,使线宽达极小。

Table 1

n_1	$L_1(\mu\text{m})$				
	1000	3000	5000	7000	9000
1.0	0.2574	-0.7793	0.1223	0.2488	-0.0121
1.6	-0.2277	-0.1981	-0.1684	-0.6239	-0.5942
2.2	0.4332	0.7715	0.7566	0.0371	0.3754

Table 2

$\lambda(\mu\text{m})$	$L_1(\mu\text{m})$				
	1000	3000	5000	7000	9000
1.50	0.1027	0.3074	-0.7012	-0.4957	-0.2902
1.53	-0.4934	-0.6918	-0.1027	-0.3012	-0.5004
1.56	-0.2902	-0.2972	-0.3035	-0.3105	-0.0871

作者对河南省基础及应用研究所的支持表示感谢。

参 考 文 献

- [1] 杨恩泽;《光纤数字通信接收机》,(人民邮电出版社,北京 1984), 164~193。
- [2] 李林林等;《中国激光》,1987, **14**, No. 9 (Sep), 529~532。
- [3] 李林林等;《电子学报》,1987, **15**, No. 4 (Aug), 62~67。
- [4] 李林林;《中国激光》,1988, **15**, No. 2 (Feb), 117~119。
- [5] 李林林;《中国激光》,1988, **15**, No. 10 (Oct), 631~633。
- [6] L. Li(李林林); *IEEE J. Quantum Electron.*, 1990, **QE-26**, No. 1 (Jan), to be published.
- [7] 李林林;《中国激光》,1989, **16**, No. 3 (Mar), 182~184。
- [8] 霍玉晶等;《激光与红外》,1989, **19**, No. 2 (Feb), 23~27。
- [9] T. P. Lee *et al.*; *Electron. Lett.*, **21**, No. 15 (Aug), 655~656。
- [10] K. Vahala *et al.*; *IEEE J. Quantum Electron.*, 1983, **QE-19**, No. 6 (Jun), 1096~1109。
- [11] D. Marcuse *et al.*; *IEEE J. Quantum Electron.*, 1984, **QE-20**, No. 2 (Feb), 164~176。
- [12] M. Sargent 等;《激光物理学》,(科学出版社,北京,1982), 112~129。

Quantum noise in semiconductor lasers with composite double external cavity

LI LINLIN

(Department of Electronics, Zhengzhou University)

(Received 1 September 1989; revised 23 November 1989)

Abstract

The quantum noise spectra of semiconductor lasers (LD) with composite double external cavity are presented by using semiclassical theory.

Key words: external cavity laser; semiclassical theory; quantum noise.