

外腔半导体激光器的线宽

李林林

(郑州大学电子系)

本文用量子力学的方法求得了外腔半导体激光器(LD)的线宽,给出了抑制LD线宽的最佳反馈条件。

The linewidth of an external cavity semiconductor laser

Li Linlin

(Department of Electronics, Zhengzhou University)

Abstract

The linewidth of an external cavity semiconductor laser(LD) is presented quantum-mechanically. The best feedback conditions are given for the suppression of LD linewidth.

一、引言

相干光通信系统具有选择性好、接收机灵敏度高、可采用波分复用等优点^[1],它不仅可用于光纤通信,而且可以用于空间光通信^[2],因此,引起了人们极大的关注。但是,相干光通信系统的性能直接取决于作为发射机振荡器和接收机本机振荡器的LD的噪声特性,特别是其线宽^[3]。所以,LD线宽及其抑制的研究就具有十分重要的意义^[4]。

本文用量子力学的方法研究了光反馈对LD线宽的影响,得到了解析表达式,并给出了计算结果。结果表明:在适当的反馈条件下,光反馈可以极大地压缩LD的线宽。

二、理论

描述外腔LD腔中光子产生算符 $b^+(t)$ 的运动方程满足^[5~7]:

$$\frac{d}{dt}b^+(t) = (j\omega - K)b^+(t) + j \sum_{kk'} g_{kk'} * a_{k_0} + a_{k_1} + F_1^+(t) + K_1 b^+(t-T) e^{-j\omega_s T} \quad (1)$$

式中, ω 为腔频率(rad/s), K 为腔损耗

$$K = \frac{1}{2} \tau_p \quad (2)$$

τ_p 是光子寿命, $g_{kk'}$ 是具有波数 k 的导带态和具有波数 k' 的价带态间的光矩阵元, $a_{k_0} + a_{k_1}$

为偶极矩算符

$$K_1 = f_d \eta \quad (3)$$

f_d 为LD的纵横间隔, η 为反馈光与LD腔中光的幅度之比, φ_k 为光在外腔反射镜(光栅)上的相位延迟, T 则为光在外腔往返一次所需的时间, $F_1^+(t)$ 为噪声算符。

对一般的光跃迁, 偶极矩算符服从^[6]

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} a_{k_c}^+ a_{k'}^- &= (j\varepsilon_{kk'} - r_{kk'}) a_{k_c}^+ a_{k'}^- - j b^+(t) g_{kk'} (n_{k_c} - n_{k'}^-) \\ &+ F_{k_c k'}^-(t) \end{aligned} \quad (4)$$

$\varepsilon_{kk'}$ 为具有波数 k 的导带态与具有波数 k' 的价带态的频率间隔, $r_{kk'}$ 为二态间的相对相位延迟, n_{k_c} 和 $n_{k'}^-$ 分别为导、价带的电子算符, $g_{kk'}$ 为 $g_{kk'}^*$ 的复共轭, $F_{k_c k'}^-(t)$ 为偶极矩飘移算符。

对上式绝热积分, 并代入到(1)式中去, 则可以得到

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} b^+(t) &= (j\omega - k) b^+(t) + b^+(t) \sum_{k'} \frac{|g_{kk'}^*|^2 (n_{k_c} - n_{k'}^-)}{j(\Omega - \varepsilon_{kk'}) + r_{kk'}} \\ &+ k_1 b^+(t - T) e^{-j\omega T} + F^+(t) \end{aligned} \quad (5)$$

式中, Ω 为LD的激射频率, $F^+(t)$ 为新的飘移算符^[6]。

电子分布函数一般是光子数 $n = b^+ b$ 的非线性函数, 故令^[7]

$$\sum_{k, k'} \frac{|g_{kk'}|^2 (n_{k_c} - n_{k'}^-)}{j(\Omega - \varepsilon_{kk'}) + r_{kk'}} = G + j\delta\omega - R_s [S(n)] - jI_m [S(n)] \quad (6)$$

G 为非饱和增益, $\delta\omega$ 为激射频率与腔频率之差, $S(n)$ 为饱和参数

$$S(n) = n \frac{dS(n)}{dn} \quad (7)$$

$R_s(\cdot)$ 和 $I_m(\cdot)$ 分别表示实、虚部。为方便起见, 令 $R_1 = \frac{dS(n)}{dn}$ 的实部, 同时有线型展宽因子^[9, 10]

$$\alpha = I_m \left[\frac{dS(n)}{dn} \right] / R_1 \left[\frac{dS(n)}{dn} \right] \quad (8)$$

为了消除(5)式中的高频项 ω , 令

$$B^+(t) = b^+(t) e^{-j\omega t} \quad (9)$$

代入到(5)式中去, 就有

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} B^+(t) &= [G - K - B^+(t) B(t) R_1 (1 + j\alpha)] B^+(t) \\ &+ K_1 B^+(t - T) e^{-j\omega T} + F^+(t) \end{aligned} \quad (10)$$

式中 $F^+(t)$ 的系数 $e^{-j\omega T}$ 隐含在 $F^+(t)$ 中了。

$$\varphi_0 = \varphi_r + \Omega T \quad (11)$$

一般来说, T 远远小于输出相干时间, 因此可做下面的近似

$$B^+(t-T) \approx B^+(t) - \frac{d}{dt} B^+(t) \cdot T \quad (12)$$

这样, (10)式就变成了

$$(1 + K_1 T e^{-i\varphi_0}) \frac{dB^+}{dt} = [G - K - B^+ B R_1 (1 + j\alpha)] B^+ + K_1 B^+ e^{-i\varphi_0} + F^+(t) \quad (13)$$

在稳态时, 就有

$$G - K - nR_1 + K_1 \cos\varphi_0 = 0 \quad (14)$$

为了求得外腔LD的线宽, 令

$$B^+(t) = [r_0 + r(t)] e^{i\varphi(t)} \quad (15)$$

因此, r_0 即为光输出幅度的稳态值, $r(t)$ 为幅度飘移, $\varphi(t)$ 为输出的随机相位, $r_0^2 = n^2$. 由(13)式可得

$$r = [-2nr(R_1 - YI_1) + F_R^+ - YF_I^+] / Z \quad (16)$$

$$\varphi = [-2r_0 r (I_1 + YR_1) + YF_R^+ / r_0 + F_I^+ / r_0] / Z \quad (17)$$

式中, $I_1 = I_m \left[\frac{dS(n)}{dn} \right]$, $F_R^+ = \text{Re} [F^+]$, $F_I^+ = \text{Im} [F^+]$,

$$Y = K_1 T \sin\varphi_0 / (1 + K_1 T \cos\varphi_0) \quad (19)$$

$$Z = [1 + (K_1 T)^2 + 2K_1 T \cos\varphi_0] / (1 + K_1 T \cos\varphi_0) \quad (18)$$

利用 $F_R^+ = \frac{1}{2}(F^+ + F)$, $F_I^+ = \frac{j}{2}(F^+ - F)$, 就可以得到相关函数⁽⁹⁾

$$\langle |\varphi(t+\tau) - \varphi(t)|^2 \rangle = \frac{\beta |\tau|}{2R\tau_s} (1 + \alpha^2) \frac{(1 + K_1 T \cos\varphi_0)^2}{1 + (K_1 T)^2 + 2K_1 T \cos\varphi_0} \cdot \frac{1}{[1 + K_1 T (1 + \alpha^2)^{1/2} \cos(\varphi_0 + \varphi_1)]^2} \quad (20)$$

式中, 利用了⁽⁸⁾

$$\beta = \frac{A\tau_s}{V_0} \quad (21)$$

A 为增益参数, τ_s 为载流子寿命, V_0 为模的体积, β 为自发辐射系数,

$$R = p/p_{th} - 1 \quad (22)$$

为归一化泵浦率, p 和 p_{th} 分别为泵浦率和阈值泵浦率。

激光场谱定义为自相关函数 $\langle b^+(t+\tau)b(t) \rangle$ 的傅氏变换⁽⁹⁾:

$$S_E(\omega) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \langle b^+(t+\tau)b(t) \rangle e^{-i\omega\tau} d\tau$$

因为

$$\begin{aligned}\langle b^+(t+\tau)b(t) \rangle &= e^{j\Omega\tau} \langle B^+(t+\tau)B(t) \rangle \\ &= ne^{j\Omega\tau} \langle e^{i\varphi(t+\tau)-\varphi(t)} \rangle \\ &= ne^{j\Omega\tau} e^{-\frac{1}{2} \langle |\varphi(t+\tau)-\varphi(t)|^2 \rangle} \\ &= ne^{j\Omega\tau} e^{-\frac{1}{2} \langle \varphi(t+\tau)-\varphi(t) \rangle^2}\end{aligned}$$

所以, 激光场谱就为

$$S_E(\omega) = \frac{2\pi n \Delta\nu_{1/2}}{(\omega - \Omega)^2 + (\pi \Delta\nu_{1/2})^2} \quad (23)$$

由(23)式可见, 在低频近似下^[8], 激光场谱具有洛仑兹型, 而线宽则为

$$\begin{aligned}\Delta\nu_{1/2} &= \frac{\beta}{4\pi\tau_p R} (1 + \alpha^2) \frac{(1 + K_1 T \cos\varphi_0)^2}{1 + (K_1 T)^2 + 2K_1 T \cos\varphi_0} \\ &\quad \cdot \frac{1}{[1 + K_1 T(1 + \alpha^2)^{1/2} \cos(\varphi_0 + \varphi_1)]^2}\end{aligned} \quad (24)$$

式中, $\varphi_1 = \text{tg}^{-1} \alpha$.

当不存在光反馈时,

$$\Delta\nu_{1/20} = \frac{\beta}{4\pi\tau_p R} (1 + \alpha^2) \quad (25)$$

因此, 光反馈使LD的线宽多了一个因子

$$\begin{aligned}R_v &= \frac{\Delta\nu_{1/2}}{\Delta\nu_{1/20}} \\ &= \frac{(1 + K_1 T \cos\varphi_0)^2}{[1 + (K_1 T)^2 + 2K_1 T \cos\varphi_0]} \\ &\quad \frac{1}{[1 + K_1 T(1 + \alpha^2)^{1/2} \cos(\varphi_0 + \varphi_1)]^2}\end{aligned} \quad (26)$$

三、讨 论

由(24)式可见, 光反馈使LD线宽的表达式变得非常复杂, 较难具体讨论。因此, 这里考虑两种较为特殊的情况。

在外腔谐振条件下, $\varphi_0 = 0 \pmod{2\pi}$, 这时, 线宽就变成了

$$\Delta\nu_{1/2E} = \frac{\beta}{4\pi\tau_p R} (1 + \alpha^2) / (1 + K_1 T)^2 \quad (27)$$

显然, 这时线宽压缩了 $(1 + K_1 T)^2$ 倍。

图1给出了外腔谐振条件下的线宽。 $\beta = 3 \times 10^{-6}$, $\tau_p = 2 \times 10^{-12} \text{s}$, $\alpha = 6.6 \times 10^{-3}$ 。图中, $c = K_1 T$ 。显然, R 越大, 线宽越窄; c 越大, 线宽也越窄。

在同相反馈时, $\varphi_0 + \varphi_1 = 0 \pmod{2\pi}$, 这时, 线宽的表达式为

$$\Delta\nu_{1/2I} = \frac{(1 + K_1 T \cos\varphi_1)^2 \cdot \beta / 4\pi\tau_p R \cdot (1 + \alpha^2)}{[1 + (K_1 T)^2 + 2K_1 T \cos\varphi_1] [1 + K_1 T(1 + \alpha^2)^{1/2}]^2} \quad (28)$$

通常, $0 \leq \varphi_1 \leq \frac{\pi}{2}$, 故有 $\frac{(1 + K_1 T \cos \varphi_1^2)}{1 + (K_1 T)^2 + 2K_1 T \cos \varphi_1} \leq 1$, 所以, 在同相反馈的情况

下, 线宽最少压缩了 $[1 + K_1 T(1 + \alpha^2)^{1/2}]^2$ 倍。比较 (27) 和 (28) 式可知, 在同相反馈时, 线宽的抑制要优于外腔谐振时。

图2给出了同相反馈时的线宽, 条件同图1。

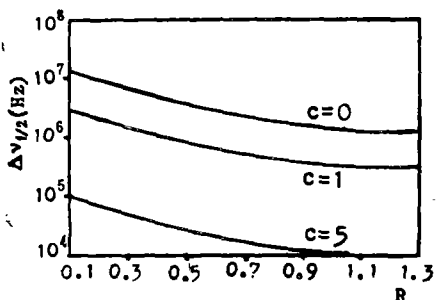


图1 外腔谐振下的线宽

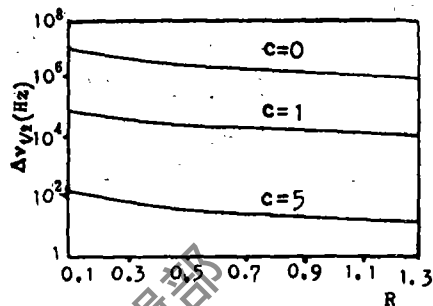


图2 同相反馈时的线宽

由 (24) 式可知, α 的值影响着 LD 的线宽。对普通单腔 LD 而言, α 大意味着线宽宽。但由图3可以看到, 大的 α 却可以使线宽得到压缩。因此, 为了得到较窄的线宽, 外腔技术应用于 BH LD 而不是用于 CSP LD (BH LD 的 α 较大) [7]。

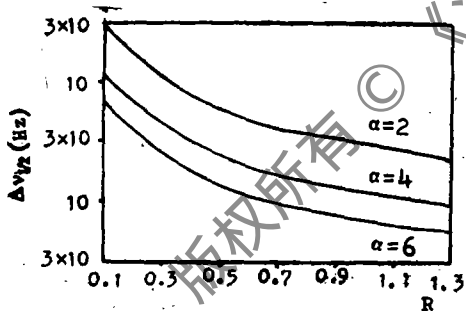


图3 α 对线宽的影响

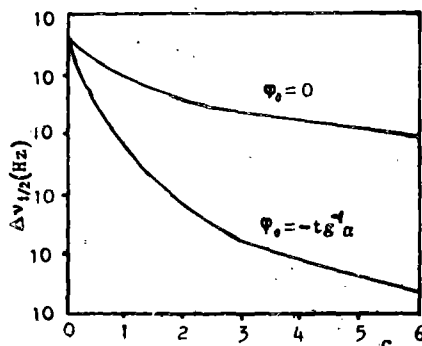


图4 两种反馈情况的比较

图4给出了同相反馈和外腔谐振条件下线宽的比较。 $\alpha = 6.6$, $R = 0.3$, 其它参数同图1。从图4可以看到, 在同样的 c 值下, 同相反馈优于外腔谐振, 这与前面的定性讨论是完全一致的。

四、结 论

本文用量子力学的方法, 研究了外腔 LD 的噪声特性, 给出了激光场谱和线宽的表达式。分析表明, 在同相反馈时, 外腔 LD 具有较窄的线宽。较大的 α 值有利于抑制 LD 的线宽。在稳定性允许的情况下, 较大的反馈量对压缩线宽是有利的。

参 考 文 献

- (1) 杨恩泽等,《光纤数字通信接收机》,人民邮电出版社,1984年,第164页。
- (2) J.Lightwave Technol., 1987, Vol.LT-5, No.4, P.633.
- (3) J.Lightwave Technol., 1984, Vol.LT-2, P.1024.
- (4) J.Lightweve Technol., 1987, Vol.LT-5, P.414.
- (5) 《电子学报》, 1987年, 第15卷, 第4期, 第62页。
- (6) 《中国激光》, 1987年, 第14卷, 第9期, 第529页。
- (7) IEEE J.Q.E., 1984, Vol.QE-20, P.1023.
- (8) IEEE J.Q.E., 1983, Vol.QE-19, P.34.
- (9) Z.Phys., 1967, Vol.204, P.262.
- (10) IEEE J.Q.E., 1982, Vol.QE-18, P.259.

* * *

作者简介: 李林林, 男, 1955年出生。副教授。

收稿日期: 1986年9月16日。

· 简 讯 ·

发明者公布“新一代”CO₂激光器

加利福尼亚州圣罗莎的一位光学工程师John Macken宣布了关于CO₂激光技术在两个领域中的重大进展。为了使一氧化碳与氧重新结合,以便提高输出功率,在放电区使用金催化剂。磁性稳定作用使细长矩形放电成为可能,这个放电能被有效冷却,产生的输出功率超过650W/m放电长度。

Macken说,继低流速或封离运转和高流速结构之后,他的研究提出了新一代CO₂激光技术。使用这种新技术,光束重复反射,填满横截面。输出功率用放电面积与其长度之比来度量。

Macken在激光电光会议上展出了一台放大器,单线6W的输入转变成350W输出。作为振荡器,它产生了560W输出。Macken说,他已制出一台输出980W的这种设备。

使用金催化剂将普通的封离型CO₂激光管的输出功率提高到和低流速运转的相同的水平,或者更高些。

Macken获得19项专利,其中的一些专利,他已领到主要激光公司的执照。他指出,催化剂和放电专利的应用已被审查并获许可。这些专利今年夏天将公布。

译自 L. F. /E-O., 1988, No. 6, P.8.

邹福清 译 刘建卿 校