

用阈值表达式研究长外腔半导体激光器的双稳特征*

陈建国 李焱 陆洋 李大义 周小红
(四川大学光电系, 成都 610064)

摘 要 利用外腔半导体激光器(ECLD)在不同频率振荡所需的阈值载流子密度的表达式及相关的折射率表达式研究了它的双稳特性, 由此导出了在外腔半导体激光器的 P - ν (功率-频率) 曲线上出现双稳的条件以及双稳环宽度的解析表达式。

关键词 外腔半导体激光器, 阈值, 双稳。

1 引 言

多年来, 外腔式半导体激光器一直受到人们的重视^[1, 2]。近年来, 外腔半导体激光器的双稳等非线性特性又受到人们的关注^[26]。通过实验研究与理论模拟, 人们已经认识到出现在外腔半导体激光器的功率-频率特性中的双稳环主要是由于折射率随激光二极管(LD)腔内载流子数密度变化所引起的。由于在振荡时, 激光二极管腔内的载流子密度是维持在阈值水平的, 因而只要后者确定了, 前者也就随之而定。换句话说, 可以通过对阈值的研究来获得有关外腔半导体激光器的功率-频率双稳知识。从目前见到的文献来看, 只有很小一部分研究是针对外腔反馈较强这种情况的。然而, 在可调谐外腔半导体激光器等器件中, 外腔反馈一般都明显大于激光二极管靠近外腔那个端面的反射率。因此, 本文将研究外反馈较强的情况下外腔半导体激光器的双稳特性。

与以往的计算机数值求解不同, 本文将采用解析的形式对外腔半导体激光器的非线性特性进行研究。

首先, 用导出的阈值的解析表达式确立外腔半导体激光器的振荡频率与阈值载流子密度 N 的关系。在选择合适的参考载流子数密度 N_f 以后, 这种关系将导致一个用 N 的函数来表达频率的显函式。通过求导, 我们找到了跳变点处的阈值载流子密度及频率, 从而得到了双稳环宽的显函解析表达式, 以及产生双稳的条件。由这些表达式, 可以方便地分析产生双稳的条件和双稳环宽与外腔反馈、激光二极管靠近外腔那个端面的反射率以及激光二极管的谱线展宽因子之间的关系。

* 国家自然科学基金资助项目。

收稿日期: 1999-01-25; 收到修改稿日期: 1999-04-05

2 外腔半导体激光器的阈值

采用射线法^[7]或等效腔法^[2], 均可导出外腔半导体激光器的阈值条件为

$$1 - rr_1 \exp(-i\rho) - rr_2 F \exp(-i\eta) + r_1 r_2 F \exp[-i(\rho + \eta)] = 0, \quad (1)$$

其中, r_1 、 r 和 r_2 分别为光栅、激光二极管后端面和前端面的反射系数(它们对应的反射率分别为 R_1 、 R 和 R_2)。假设外腔半导体激光器的左边为外腔(EC), 右边为激光二极管, 且激光二极管的后端面靠近光栅, 它们之间的光学元件(如显微物镜等)引入的损耗均归入参量 R_1 。此外

$$\rho = 4\pi L_1 \nu / c, \quad (2a)$$

$$\eta = 4\pi n(N) L_2 \nu / c, \quad (2b)$$

$$F = \exp(gL_2), \quad (2c)$$

式中, ν 为频率, L_1 和 L_2 分别为外腔和激光二极管的长度, $n(N)$ 为激光二极管的有效折射率, c 为真空中的光速, 激光二极管的净增益系数 g 可表示为

$$g = a\Gamma[N/H - N_0] - \gamma, \quad (3a)$$

其中, a 为微分增益, N 为载流子数密度, N_0 为透明载流子数密度, γ 为损耗系数, 因子 H 的表达式为

$$H = 1 + (\nu - \nu_0)^2 / Q^2, \quad (3b)$$

式中, ν_0 为增益峰值频率, $2Q$ 为增益线宽。

(1) 式虽已导出多年, 但除了当外腔半导体激光器处在激光二极管的共振和反共振波长振荡这两种特殊情况之外, 有关普遍情况下的阈值载流子密度 N 的解析式是近来才在文献中见到的^[7]。在外反馈大于激光二极管后端面反射的情况下有

$$F(\nu) = \frac{[R(1 - R_1)^2 \cos^2 \eta + (R_1 - R)(1 - RR_1)]^2 - r(1 - R_1) \cos \eta}{r_2(R_1 - R)}, \quad (4)$$

由(2c)和(3a), 可求得阈值载流子数密度 N

$$N(\nu) = H(\nu)[N_0 + \frac{\gamma + \ln F(\nu)/L_2}{a\Gamma}], \quad (5)$$

相应地, 外腔半导体激光器的阈值电流 I 为

$$I(\nu) = (eV)[AN(\nu) + BN^2(\nu) + CN^3(\nu)], \quad (6a)$$

式中, e 为电子电荷(绝对值), V 为有源层体积, A 、 B 和 C 分别为非辐射俘获、辐射复合和俄歇系数。作为通常接受的近似, 在高于阈值的偏置电流 J 时, 外腔半导体激光器的输出功率 P 可表示为

$$P(\nu) = p[J - I(\nu)], \quad (6b)$$

式中, p 为比例常数。在这里, 还要对(4)式、(5)式作点补充说明。在简化处理中, 光栅反馈函数是可以用 delta 函数来描述的。在这种情况下, 为了确保外腔半导体激光器能够在光栅选择的频率振荡, 外腔长度应能微调以满足相位条件, 并且光栅与腔长的调整应同时进行^[7]。当然也可认为光栅反馈具有一定的线宽, 而外腔半导体激光器能在光栅反馈的中心频率附近不大于半个外腔模式间距的范围内选择一个满足(1)式的频率振荡^[4]。对于长外腔的外腔半导体激光器来说, 在讨论双稳环宽度时, 振荡频率与光栅反馈中心频率的差别是可以忽略不

计的。无论采用上述两种处理中的哪一种, 均可把频率近似当作连续变量, 即外腔长度的影响可以略去而不必进入(4)式。

3 外腔半导体激光器的双稳特性

由于外腔半导体激光器的功率-频率特性中出现的双稳环是因折射率对载流子密度的依赖所致, 因而可把折射率表示为^[8]

$$n(N) = n[1 - h(N - N_f)], \quad (7)$$

上式中, N_f 为某个参考载流子密度, n 为该密度下的折射率, 常数 h 正比于谱线加宽因子 α 。为了对(4)式进行化简, 先引入下边的参量。当外腔半导体激光器处在激光二极管的共振和反共振频率振荡且后者又与增益峰重合时, 所需的阈值载流子密度分别记作 N_{\min} 和 N_{\max} , 于是由(4)式和(5)式可得

$$N_{\min} = N_0 + \frac{\nu L_2 + \ln \{(1 + rr_1)/[r_2(r_1 + r)]\}}{a\Gamma L_2}, \quad (8a)$$

$$N_{\max} = N_0 + \frac{\nu L_2 + \ln \{(1 - rr_1)/[r_2(r_1 - r)]\}}{a\Gamma L_2}. \quad (8b)$$

同时, 定义激光二极管的单管阈值载流子密度为 N_t (相应电流为 I_t), 它满足

$$N_t = N_0 + \frac{\nu - [\ln(rr_2)]/L_2}{a\Gamma}, \quad (8c)$$

在本文中, 用下式定义参考载流子密度 N_f

$$N_f = H(\nu)(N_{\max} + N_{\min})/2, \quad (9)$$

在经过直接而冗长的计算后, 由(4)式可导出

$$K \cos \eta = \text{sh} [b_2(N - N_f)], \quad (10)$$

其中

$$K = r(1 - R_1)/[(1 - RR_1)(R_1 - R)]^2, \quad (11a)$$

$$b_2 = a\Gamma L_2/H, \quad (11b)$$

假设在腔内载流子密度为 N_f 时, 激光二极管的第 m 个模式的频率为 ν_m , 即

$$2nL_2\nu_m/c = m, \quad (12)$$

忽略高阶小量后, 利用上面诸式可把(10)式化为

$$K \sin [\delta_m - b_1(N - N_f)] = \text{sh} [b_2(N - N_f)], \quad (13)$$

其中

$$\delta_m = \frac{2\pi[\nu - (\nu_m + \Delta\nu/4)]}{\Delta\nu}, \quad (14a)$$

$$b_1 = 2m\pi h, \quad (14b)$$

$$\Delta\nu = c/(2nL_2), \quad (14c)$$

这里, $\Delta\nu$ 为激光二极管的模式间距。(13)式两端都是人们熟悉的函数, 它将是本文讨论的基本方程。如果腔内载流子密度已知, 通过对(13)式求反正弦, 可得相应的频率。下面将讨论在 J 大于 I_t 的情况下外腔半导体激光器的双稳特性。

在图1中, 用(13)式画出了(a)外腔半导体激光器的 N - ν 曲线和(b)在 $J = 38 \text{ mA}$ 时的 P - ν 曲线。双稳环由 A 、 B 、 C 和 D 四点定出。计算使用的参数为: $a = 2.5 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$, $\Gamma = 0.3$,

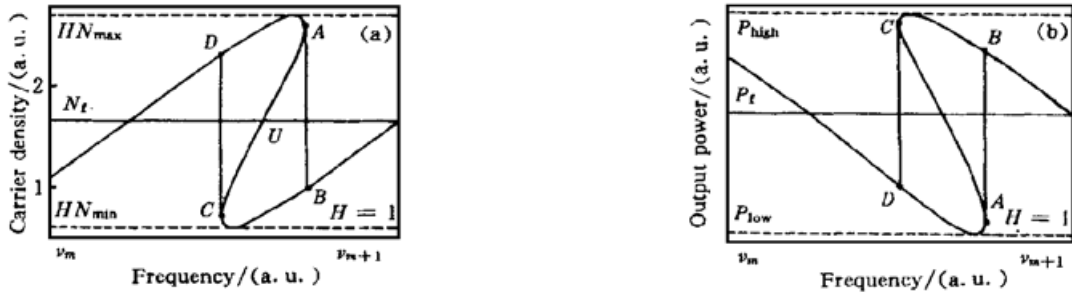


Fig. 1 The hysteresis loop of an ECLD (calculated for $H = 1$). (a) The H - ν hysteresis loop, (b) The P - ν hysteresis loop

$\nu = 30 \text{ cm}^{-1}$, $H = 1$, $N_0 = 1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, $n = 4.16$, $c = 2.99 \times 10^{10} \text{ cm/s}$, $L_2 = 0.02 \text{ cm}$, $h = 9.33 \times 10^{-22} \text{ cm}^3$ (对应谱线增宽因子 $\alpha = 5$), $\nu_m = 2.3 \times 10^{14} \text{ Hz}$ (对应的波长为 1300 nm), $R_1 = 0.16$, $R_2 = 0.31$, $R = 0.04$ (R 太小不会有双稳)。从图 1(a) 可以看到, 在 $\nu = (\nu_m + \Delta\nu/4)$ 和 $(\nu_m + 5\Delta\nu/4)$ 一个周期内, N 是关于某点(文中记作 U) 对称的。 U 点的座标是: $N = N_t$, $\nu = \nu_m + 3\Delta\nu/4$ 。载流子下跳点 A 和上跳点 C 处的载流子密度 $N_{A, C}$ 和频率 $\nu_{A, C}$ (下边将用 A, B, C, D 等为下标来表示参量的估值点) 是可以解析求得的。在 A 和 C 处均有 $d\nu/dN = 0$ (利用二阶导数还可以证明: 当 $N_A > N_t$, $N_C < N_t$ 时, A 为频率的极大值点, C 为频率的极小值点)。考虑到在一个双稳环宽的频率范围内, H 对频率的依赖可以忽略, 于是有

$$N_{A, C} = \frac{\ln [W \pm (W^2 - 1)^{1/2}]}{2b_2} + N_t \tag{15}$$

式中

$$W = 2(K^2 + 1)/(q^2 + 1) - 1, \tag{16a}$$

而 q 的定义式为

$$q = b_2/b_1 = ac\Gamma/(4\pi nh\nu_m), \tag{16b}$$

采用谱线展宽因子的定义

$$\alpha = 4\pi nh\nu/(ac\Gamma), \tag{16c}$$

(16b) 式就化为 $\alpha H = 1/q$ 。把(15) 式代入(13) 式, 可以求得 A, C 处的频率满足

$$\frac{2\pi[\nu_{A, C} - (\nu_m + 3\Delta\nu/4)]}{\Delta\nu} = \pm \frac{\ln \{[(K^2 + 1)^2 + (K_2 - q^2)^2]/(1 + q^2)^2\}}{q} \mp \arcsin \{(K^2 - q^2)^2/[K(1 + q^2)^2]\}. \tag{17}$$

由(17) 式, 可求得双稳环(归一化到激光二极管模式间距) 的频率宽度 $\delta\nu_1$ 为

$$\delta\nu_1 = \frac{\ln \{[(K^2 + 1)^2 + (K_2 - q^2)^2]/(1 + q^2)^2\}}{\pi q} - \frac{\arcsin \{(K^2 - q^2)^2/[K(1 + q^2)^2]\}}{\pi}. \tag{18}$$

因为 $\nu_{A, C} = \nu_{B, D}$, 用(13) 式可求出 $N_{B, D}$, 最后可求得功率跳变幅度。从环宽表达式可以看到, 要想在外腔半导体激光器上观察到双稳环, 应有 $[\nu_C - (\nu_m + 3\Delta\nu/4)] < 0$, (或者 $[\nu_A - (\nu_m + 3\Delta\nu/4)] > 0$), 即

$$\frac{\ln \{[(K^2 + 1)^2 + (K_2 - q^2)^2]/(1 + q^2)^2\}}{q} - \arcsin \left[\frac{(K^2 - q^2)^2}{K(1 + q^2)^2} \right] \geq 0, \tag{19a}$$

上式左端, $K = q$ 时为零, $K > q$ 时单调增大(可通过求一阶导数来验证这一点)。于是, 在外腔半导体激光器上产生双稳环的条件就成了 $K > q$, 即

$$\alpha H \geq \frac{[(1 - RR_1)(R_1 - R)]^2}{r(1 - R_1)} \quad (19b)$$

上述讨论是在 $H = 1$ 的情况下进行的。为了比较, 在图 2 中, 画了 $H = 1.1$ 时的双稳环 (其它参数均与图 1 相同)。



Fig. 2 The hysteresis loop of an ECLD (calculated for $H = 1.1$). (a) The N - ν hysteresis loop, (b) The P - ν hysteresis loop

当 H 增大到一定程度会出现 $HN_{\max} > N_t$ 的情形。此时, 外腔部分失控, 这种现象早就在实验中被观察到了。当光栅反馈频率接近激光二极管的反共振频率时, 激光二极管将内腔振荡。此时, 腔内载流子密度维持在 N_t , 输出谱线相对较宽 (也许表现出激光二极管多模特性), 振荡波长则由增益峰处的波长决定。对此, 文献[4]曾作过报道。在这种情况下, 在 C 点处, N 只能跳到表示 N_t 的水平线上 (记作 d 点)。从较低的载流子水平开始, 在增大频率的过程中, N 将在 E 点对应频率处达到 N_t 。此后将经历外腔失控过程, N 将沿着表示 N_t 的水平线变化, 直到频率增大到外腔起作用的频率处 (称为 a 点), N 将下跳到 b 点。此时, 双稳环由 a 、 b 、 C 和 d 四点确定。显然, a 和 C 两点的载流子密度是已知的, 前者为 N_t , 后者见(15)式。利用(13)式和(17)式可求得这两点的频率, 从而定出归一化环宽 $\delta\nu_2$ 的解析表达式为

$$\delta\nu_2 = \frac{\delta\nu_1}{2} + \frac{b_1(N_t - N_f)}{2\pi} - \frac{\arcsin \{ \text{sh} [b_2(N_t - N_f)] / K \}}{2\pi} \quad (20)$$

从上面的分析可以看到, 在 $HN_{\max} > N_t$ 的情况下, A 点虽受影响, 但 C 点并不受影响。正因为如此, 在考虑双稳环宽不为零的条件时, 采用 $[\nu_c - (\nu_m + 3\Delta\nu/4)] < 0$ 作为判断依据更为恰当。

图 3 给出利用图 1 的参数画出在 α 等于不同值时归一化环宽随 H 变化的计算结果。从该图可以看到: 一开始环宽增大, 在 H 大到一定程度后, N_A 将等于 N_t , 此时环宽达最大, 此后环宽逐渐减小。最后, 在 H 约等于 1.30 时, N_t 低于 N_C , 环宽降为零, 即双稳消失。考查文献[3, 4]可以看到, 其实验多是在外腔部分失控条件下进行的。虽然实验中所观察到的各种现象均能用上述理论予以解释, 可惜文献给的数据不全, 无法进行定量比较。

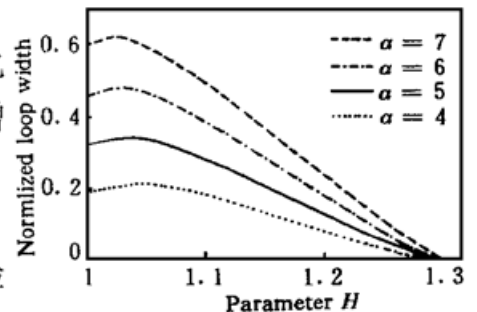


Fig. 3 The dependence of normalized loop width of the bistable ECLD on parameter H for $\alpha = 4, 5, 6$ and 7 , respectively

参 考 文 献

[1] Sun H, Menhart S, Adams A. Calculation of spectral linewidth reduction of external-cavity strong-feedback semiconductor lasers. *Appl. Opt.*, 1994, **33**(21): 47714775

- [2] Kakiuchida H, Ohtsubo J. Characteristics of a semiconductor laser with external feedback. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1994, **QE-30**(9): 20872097
- [3] Zorabedian P, Trutna W R, Jr. Cutler L S *et al.*. Bistability in grating-tuned external cavity semiconductor lasers. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1987, **QE-23**(11): 18551860
- [4] Binder J, Cornack G D, Somani A. Intermodal tuning characteristics of an InGaAsP laser with feedback from an external-grating reflector. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1990, **QE-26**(7): 11911199
- [5] Zorabedian P. Axial-mode instability in tunable external cavity semiconductor lasers. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1994, **QE-30**(7): 15421552
- [6] Yan C, Wang X, McInerney J G. Multistability in grating-tuned external cavity semiconductor lasers. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1996, **QE-32**(5): 813821
- [7] Zhou X, Chen J, Lu Y. Analytical characterization of grating-tuned external cavity semiconductor lasers. *Appl. Opt.*, 1997, **36**(8): 41384141
- [8] Wang J, Chen J, Hao Y *et al.*. Additional wavelength shift of peak gain due to inhomogeneous distributions of carriers inside semiconductor lasers. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 1993, **5**(10): 11711173

Study of Bistable Characteristics of Long External Cavity Semiconductor Lasers Using Expression of Threshold Carrier Density

Chen Jianguo Li Yan Lu Yang Li Dayi Zhou Xiaohong

(*Department of Optoelectronics, Sichuan University, Chengdu 610064*)

(Received 25 January 1999; revised 5 April 1999)

Abstract When a long external cavity semiconductor laser (ECLD) is tuned to oscillate at different frequencies, the optical bistabilities of ECLDs are studied by using expressions of the threshold carrier density and carrier dependent refractive index. The criterion for observing optical bistability on the P - ν curve of an ECLD has been established and the expression for the hysteresis loop width has been deduced.

Key words external cavity semiconductor lasers, threshold, bistability.