

两段式半导体激光器的双稳条件

罗 斌 吕鸿昌 陈建国

(西南交通大学计算机与通信工程学院 成都 610031)

提要 对 Kuznetsov 采用的速率方程加以修正, 考虑了俄歇效应的影响, 载流子寿命不再作为常数处理, 而写成载流子浓度的函数。由此导出了两段式半导体激光器存在双稳的必要条件, 计算结果表明, 吸收区偏置电流对双稳条件影响极大, 对具体器件而言, 若增益区和吸收区隔离电阻不够大, 几个 mA 的偏置电流泄露到吸收区就使器件难以产生双稳。

关键词 双稳, 两段式半导体激光器, 速率方程

1 引 言

双稳半导体激光器作为一种功能器件, 在光纤通信和信息处理系统中有广阔的应用前景。对于两段式吸收型双稳半导体激光器(TABL), 人们已进行了大量的实验和理论研究^[1-7]。其中, 速率方程是最常用的理论研究工具, 自从 Kuznetsov^[1]开始采用速率方程研究 TABL 以来, 人们在理论模型中大多假定增益区和吸收区具有不相同的微分增益系数和载流子寿命, 而且往往忽略载流子浓度对其寿命的影响, 即将两区的载流子寿命分别作为两个不同的常数来处理。事实上, TABL 的双电极制作过程并不会影响两区内部的特性, 这样, 假定两区微分增益系数不相同就缺乏合理性; 其次, 特别在 InGaAsP 长波长器件中, 俄歇效应不可忽略的情况下, 载流子浓度对其寿命的影响是一个很重要的问题^[8]。

本文中, 我们对 Kuznetsov 采用的速率方程加以修正, 由前所述原因, 对两区采用了相同的微分增益系数、限制因子和透明载流子浓度; 同时, 对俄歇效应也加以考虑, 载流子寿命不再作为常数处理, 而写成载流子浓度的函数。从修正的方程组出发, 导出了两段式半导体激光器存在双稳的必要条件, 着重研究了两区的长度比例、吸收区偏置电流以及俄歇系数对双稳条件的影响。

2 速率方程组

修正的稳态速率方程组写为

$$\frac{I_1}{eVx_1} = \frac{N_1}{\tau_1(N_1)} + au(N_1 - N_0)S \quad (1)$$

$$\frac{I_2}{eVx_2} = \frac{N_2}{\tau_2(N_2)} + au(N_2 - N_0)S \quad (2)$$

$$\frac{1}{\tau_p} = au\Gamma(x_1N_1 + x_2N_2 - N_0) \quad (3)$$

其中, (1) 式和(2) 式是两区的载流子速率方程, (3) 式限定了阈值条件, 它在阈值电流以上时才满足。各式中, 下标 1 和 2 代表该参数分别属于 1 区和 2 区, 各字母表示的物理量分别为 I : 注入电流; e : 电子电荷; V : 有源层体积; x : 各区归一化长度(归一化到激光器总长度 L); a : 微分增益系数; u : 介质中光速; S : 光子数密度; N : 载流子浓度; N_0 : 透明载流子浓度; Γ : 限制因子; $\tau(N)$: 载流子寿命; τ_p : 光子寿命。其中, 载流子寿命 $\tau(N)$ 和光子寿命 τ_p 的定义为

$$\tau(N) = \frac{1}{A + BN + CN^2} \quad (4)$$

$$\tau_p = \frac{1}{u[\alpha - \ln(R_1R_2)/2L]} \quad (5)$$

这里, A, B, C 分别为非辐射复合系数、辐射复合系数、俄歇系数, α 为介质中分布损耗系数, R_1 和 R_2 为激光器两端面反射率。

3 双稳条件的确定

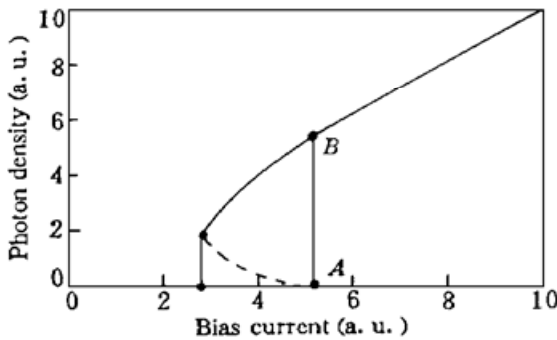


图 1 TABL 双稳环曲线示意图

Fig. 1 Schematic of the hysteresis loop of a TABL

我们讨论的出发点是以 1 区作为吸收区, 2 区作为增益区, 若器件存在双稳, 当固定 1 区(吸收区)的偏置电流 I_1 时, 光子数密度 S 与 2 区(增益区)的偏置电流 I_2 将有如图 1 所示的双稳曲线。

首先确定图中的上跳阈值电流 $I_t, I_2 = I_t$ 时, 由于忽略了自发辐射, $S_A = 0$ 是方程组的一个稳定解, 那么方程组(1) 式和(2) 式成为

$$\frac{I_1}{eVx_1} = \frac{N_1}{\tau_1(N_1)} \quad (6)$$

$$\frac{I_t}{eVx_2} = \frac{N_2}{\tau_2(N_2)} \quad (7)$$

由(6) 式定出 N_1 , 进而从(3) 式求出 N_2 , 最后由(7) 式可以确定出 I_t 。

其次, $S_B > 0$ 是方程组的另一解, 假设 B 点和 A 点相比, 两区载流子浓度的变化量分别是 ΔN_1 和 ΔN_2 , 应用方程组(1) ~ (3) 式可得

$$\frac{I_1}{eVx_1} = \frac{N_1 + \Delta N_1}{\tau_1(N_1 + \Delta N_1)} + au(N_1 + \Delta N_1 - N_0)S_B \quad (8)$$

$$\frac{I_t}{eVx_2} = \frac{N_2 + \Delta N_2}{\tau_2(N_2 + \Delta N_2)} + au(N_2 + \Delta N_2 - N_0)S_B \quad (9)$$

$$x_1\Delta N_1 + x_2\Delta N_2 = 0 \quad (10)$$

在考虑刚好可以产生双稳的极限条件下, ΔN_1 和 ΔN_2 能够作为小量进行处理, 结合(6) ~ (9) 式, 并忽略高阶小量, 可以得到

$$(A + 2BN_1 + 3CN_1^2)\Delta N_1 + au(N_1 + \Delta N_1 - N_0)S_B = 0 \quad (11)$$

$$(A + 2BN_2 + 3CN_2^2)\Delta N_2 + au(N_2 + \Delta N_2 - N_0)S_B = 0 \quad (12)$$

比较(11) 和(12) 式, 同时结合(10) 式推导出

$$x_2 \Delta N_2 (1 - Y) = x_2 (N_2 - N_0) Y - x_1 (N_0 - N_1) \quad (13)$$

Y 定义为

$$Y = \frac{A + 2BN_1 + 3CN_1^2}{A + 2BN_2 + 3CN_2^2} \quad (14)$$

其物理意义是增益区与吸收区微分载流子寿命之比。因为我们考虑以 1 区作为吸收区, 2 区作为增益区, 所以有 $N_1 < N_0, N_2 > N_0$, 则 $Y < 1$ 。通过分析上跳时的物理过程可以知道, 上跳时吸收区载流子浓度 N_1 增加, 增益区载流子浓度 N_2 减少, 即 $\Delta N_1 > 0$ 和 $\Delta N_2 < 0$ 。这样, (13) 式左边小于零, 注意到 ΔN_2 是一小量, 于是

$$x_2 (N_2 - N_0) Y - x_1 (N_0 - N_1) < 0 \quad (15)$$

利用(3) 式消去上式中的 N_2 , 双稳条件最终写成

$$(1 - Y)x_1 N_0 - Y/(au\Gamma\tau_p) > (1 - Y)x_1 N_1 \quad (16)$$

4 结果与讨论

我们首先来看吸收区偏置的影响, N_1 减小, 阈值条件要求的 N_2 将增大, Y 就随着 N_1 的减小而减小。当 $N_1 = 0$ 时, (16) 式右边等于零, 达到它的极小值; 而(16) 式左边却取极大值。以上分析表明, 减小吸收区的偏置电流, 有利于双稳条件(16) 式的满足。因此, 对于理想的器件, 我们可以将它的吸收区偏置为零, 而把下式成立与否作为它是否存在双稳的判据。

$$(1 - Y)x_1 N_0 > Y/(au\Gamma\tau_p) \quad (17)$$

从理论上讲, (17) 式应该总有解, 不论 N_0, a, Γ, τ_p 等参数如何取值, 当 x_1 趋近于 1 时, N_2 趋近于 ∞, Y 趋近于 0, (17) 式得到满足。但对一个实际器件而言, 它的工作电流范围是受到限制的, 吸收区不能太长, 否则阈值条件要求的 N_2 将很大, 导致在它的工作电流范围内不能振荡工作。因此, 吸收区归一化长度 x_1 的增长在实际器件中是受到限制的, 这样, 只有特定的参数才能使(17) 式得到满足。

图 2 中, 给出了双稳条件所要求的吸收区归一化长度随吸收区偏置电流变化的依赖关系。数值计算中采用的参数为 $L = 250 \mu\text{m}, V = 2 \times 10^{-10} \text{cm}^3, R_1 = R_2 = 0.31, \Gamma = 0.3, \alpha = 20 \text{cm}^{-1}, a = 2.5 \times 10^{-16} \text{cm}^2, N_0 = 1 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}, u = 7.5 \times 10^9 \text{cm} \cdot \text{s}^{-1}, A = 1 \times 10^8 \text{s}^{-1}, B = 1$

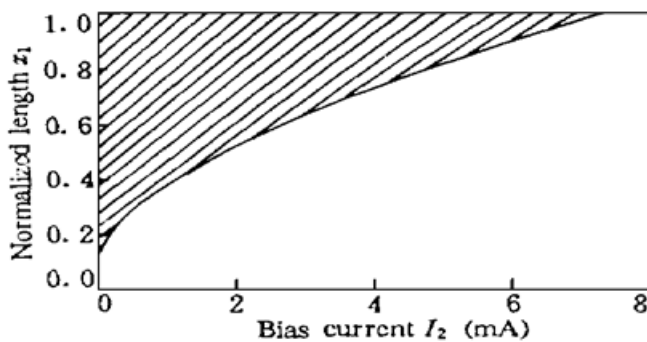


图 2 双稳条件要求的吸收区归一化长度随偏置电流变化关系

Fig. 2 Variation of the required absorber segment length with bias current of the absorber segment

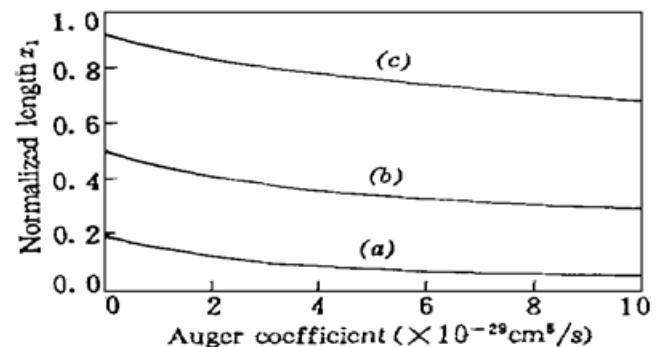


图 3 双稳条件要求的吸收区归一化长度与 Auger 系数变化关系

Fig. 3 Variation of the required absorber segment length with Auger coefficient

(a) $I_1 = 0, (b) I_1 = 2 \text{ mA}, (c) I_1 = 5 \text{ mA}$

$\times 10^{-10} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$, $C = 3 \times 10^{-29} \text{ cm}^6 \cdot \text{s}^{-1}$ 。

图 2 中的阴影区表示可以满足双稳条件。可以看出, 吸收区归一化长度存在一极小值, 超过此值才能表现出双稳; 另外, 吸收区偏置电流也受到限制, 它的增长应以吸收区载流子浓度小于透明载流子浓度为前提, 一旦吸收区变得透明, 双稳自然不能产生。

俄歇效应在长波长半导体激光器中起很重要的作用, 它对载流子寿命有很大的影响, 同时, 俄歇复合系数又对温度有很强的依赖性^[8]。图 3 是双稳条件所要求的吸收区归一化长度随俄歇复合系数变化的关系曲线, 其中三条曲线对应的吸收区偏置电流分别为: (a) $I_1 = 0$, (b) $I_1 = 2 \text{ mA}$, (c) $I_1 = 5 \text{ mA}$ 。结果表明, 俄歇复合系数的增长有利于双稳条件的满足。而俄歇复合系数又是随温度的升高而增大的^[8], 因此, 温度的升高有利于双稳的实现, 这一结论与文献 [9] 的实验观察结果相一致。

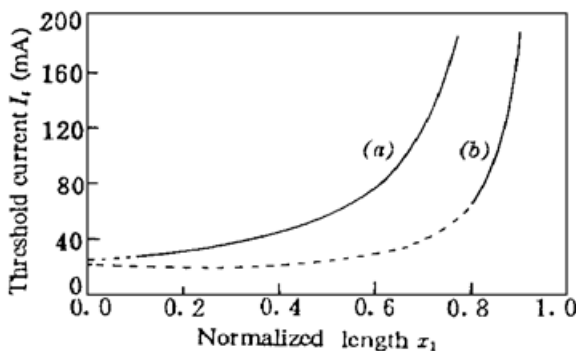


图 4 阈值电流随吸收区归一化长度变化的关系曲线

Fig. 4 Relation between the threshold current and the absorber segment length
(a) $I_1 = 0$, (b) $I_1 = 5 \text{ mA}$

图 4 给出了器件阈值电流随吸收区归一化长度变化的关系曲线, 其中两条曲线对应的吸收区偏置电流分别为: (a) $I_1 = 0$, (b) $I_1 = 5 \text{ mA}$ 。在图中的虚线区, 双稳条件不能满足。结合图 2 可以知道, 吸收区偏置将给双稳的实现带来困难, 因为随吸收区偏置电流加大, 双稳条件所要求的吸收区归一化长度增长, 而图 4 表明, 当吸收区归一化长度超过某一范围时, 器件阈值电流将急剧增长, 这对实际器件是难于实现的。看一个简单的例子, 当吸收区和增益区长度相等, 即吸收区归一化长度等于 0.5 时, 由图 4 得到, 吸收区无偏置电流时, 能表现出双稳; 当偏置到 5 mA 时, 双稳则消失。图 2 的结果表明双稳条件要求此时吸收区偏置电流应小于 2 mA。

吸收区偏置对双稳特性的影响已有实验报道, 在文献 [5] 的实验中, 双稳环宽度随吸收区偏置电压的增大而减小, 直至无双稳产生, 这与我们的讨论结果是一致的。

上面之所以详细讨论吸收区偏置的影响, 是因为在实际的器件制造过程中, 吸收区和增益区的隔离电阻并非无穷大, 增益区的偏置电流必然有一部分要泄露到吸收区, 而几个毫安的电流就足以使器件不能产生双稳。实际上, 我们不希望器件的阈值电流过大, 往往就选取较小的吸收区长度, 而恰恰是吸收区长度越短, 双稳条件对吸收区泄露电流的容限就越小。

参 考 文 献

- 1 M. Kuznetsov. Theory of bistability in two-segment diode lasers. *Opt. Lett.*, 1985, **10**(8): 399~ 401
- 2 J. Horner, K. Welch, M. Mohrle *et al.*. Optimization of the optical switching characteristics of two-section Fabry-Perot lasers. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 1993, **5**(11): 1273~ 1276
- 3 B. J. Theuredz, C. H. Lee. Effect of the spatial gain and intensity variations on a two-section Fabry-Perot semiconductor laser: an analytical study. *IEEE J. Quant. Electr.*, 1993, **QE-29**(3): 864~ 876
- 4 J. Zhou, M. Cada, G. P. Li *et al.*. Bistable characteristics and all-optical set-reset operation of 1.55 μm two-segment strained multiquantum-well DFB lasers. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 1995, **7**(10): 1125 ~ 1127
- 5 H. Uenohara, Y. Kawamura, H. Iwamura. Long-wavelength multiple-quantum-well voltage-controlled bistable laser diode. *IEEE J. Quant. Electr.*, 1995, **QE-31**(12): 2142~ 2147

- 6 陈建国, 吴正茂, 夏光琼. 两段式双稳半导体激光器的含波长速率方程组. 中国激光, 1996, **A23**(2) : 102 ~ 106
- 7 罗 斌, 吕鸿昌, 陈建国. 两段式双稳半导体激光器的行波研究. 电子学报, 1995, **23**(5) : 32~ 35
- 8 N. K. Dutta, R. J. Nelson. The case for Auger recombination in $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$. *J. Appl. Phys.*, 1982, **53**(1) : 74~ 92
- 9 H. F. Liu, T. Kamiya, B. Du. Temperature dependence of bistable InGaAsP/InP lasers. *IEEE J. Quant. Electr.*, 1986, **QE-22**(9) : 1579~ 1586

Conditions for Bistability in Two-segment Semiconductor Lasers

Luo Bin Lü Hongchang Chen Jianguo
(*Southwest Jiaotong University, Chengdu 610031*)

Abstract Based on modified rate equations, conditions for bistability in two-segment semiconductor lasers have been deduced. Effects of Auger coefficient and bias current of the absorber segment on bistability are discussed.

Key words bistability, two-segment semiconductor lasers, rate equations