

超辐射发光二极管的输出特性*

夏光琼 吴正茂 林跃强 陈建国 卢玉村

(西南师范大学物理系, 重庆 630715) (四川大学光电系, 成都 610064)

摘 要 利用多模速率方程组的解析解对超辐射发光二极管的输出特性进行了研究。在此基础上, 数值模拟了衡量超辐射发光二极管工作的重要参量如输出线宽(FWHM)和输出功率等随端面反射率的变化, 并且分析了它们之间的相互关系。实验结果与理论大致相符。

关键词 超辐射发光二极管, 输出特性。

1 引 言

超辐射发光二极管是光纤陀螺仪^[1]和光时域反射仪^[2]等传感系统中较理想的光源, 它可以具有足够高的输出功率而且又能具有足够大的输出线宽。

由于超辐射发光二极管工作在非激射状态下, 因而总是多模输出; 由于提高输出功率是利用放大的自发辐射而实现的, 因此在理论处理上需要求解的是多模速率方程组, 而且还不能忽略光子和载流子的相互作用。正因为理论处理的这些复杂性, 因此尽管关于超辐射发光二极管方面的文献报道很多, 但大多是实验研究, 理论上较为完善的模型还没有建立。最近, 作者获得了平均场近似下半导体激光器多模速率方程组的隐函数形式的解析解^[3, 4]。在这种处理中, 既考虑了自发辐射的贡献, 又计及了低于阈值工作时光子和载流子相互作用的影响, 因而可以用来处理超辐射发光二极管。本文首先考虑的是输出谱线的宽度 δ (FWHM), 在满足一定 δ 值的情况下, 利用优化反射率来提高输出功率。

2 理论分析

在稳态下, 平均场近似的稳态速率方程组可写成^[3, 4]:

$$I/eV = au \Sigma (NH_m - N_0) S_m + F(N) \quad (1)$$

$$0 = [au\Gamma(NH_m - N_0) - 1/T] S_m + rK_m E(N) \quad (2)$$

$$H_m^{-1} = 1 + (\lambda_m - \lambda_g)^2 / Q_g^2, \quad K_m^{-1} = 1 + (\lambda_m - \lambda_p)^2 / Q_p^2, \quad (3)$$
$$F(N) = AN + BN^2 + CN^3, \quad E(N) = BN^2$$

式中 I 为注入电流, e 为电子电荷 (绝对值), V 为有源层的体积, a 为微分增益系数, u 为介质中光速, T 为光子寿命, Γ 为限制因子, N 为载流子密度, N_0 为透明载流子密度, r 为自发辐

* 重庆市科委资助项目。

收稿日期: 1996 年 4 月 6 日

射耦合进模式的耦合系数, S_m 为第 m 模的光子数密度, λ_m 为第 m 模的波长, λ_g 和 λ_p 分别为增益曲线和自发辐射的中心波长, Q_g 和 Q_p 为增益曲线和自发辐射曲线的宽度, A 、 B 和 C 分别表征无辐射复合、辐射复合以及俄歇效应。用如下等式定义名义阈值载流子密度 N_t 以及名义阈值电流 I_t :

$$a\Gamma(N_t - N_0) = \alpha - \ln(R_1 R_2)/2L, \quad I_t = eVF(N_t) \quad (4)$$

式中 α 为半导体激光器的分布损耗系数, L 为腔长, R_1 和 R_2 分别为半导体激光器两个端面的反射率。光子寿命定义为:

$$T^{-1} = au\Gamma(N_t - N_0) \quad (5)$$

把(1)式中的求和项记作 D , 利用前边诸式可得

$$S_m = \frac{rK_m B N^2}{[au\Gamma(N_t - N H_m)]} \quad (6a)$$

$$D = \sum_m \frac{rK_m B N^2 [(N - N_0) - N_0(\lambda_m - \lambda_g)^2/Q_g^2]}{\Gamma[(N_t - N) + N_t(\lambda_m - \lambda_g)^2/Q_g^2]} \quad (6b)$$

求解速率方程组的关键在于计算 D 。对处在振荡状态的二极管, 可以忽略自发辐射的贡献并采用单模近似, 这样就很容易获得速率方程的稳态解。当偏置电流比阈值电流低得较多时, 光子和载流子的相互作用往往可以忽略, 于是速率方程的解析解亦不难获得。然而在超辐射发光二极管中, 提高功率的本质就在于充分利用光子和载流子的相互作用, 因而在逻辑上讲, 描述这种相互作用的项是不能忽略的; 同时由于器件不处于振荡状态, 故自发辐射的贡献及多模特征均应予以考虑。可见处理激光器时常采用的两种近似都不能使用。

考虑到半导体激光器的模式间距 $\Delta\lambda$ 远小于 Q_g 和 Q_p , 式(6b)中的求和可以用积分代替。一般来说, 腔的 Q 值越低, 每个模式自身的宽度较大, 这种代替的效果越好, 本文中研究的超辐射发光二极管就属于这种情况。此外, 腔长越长, 模式间距越小, 这种代替所带来的误差就越小。采用积分式后, 参量 D 可以求出, 最后(1)式化成^[3, 4]:

$$I/eV = F(N) - J + M \quad (7)$$

其中

$$\left. \begin{aligned} J &= \pi r B N^2 N_0 Q_p / [\Delta\lambda \Gamma N_t] \\ M &= \pi r B N^3 (N_t - N_0) Q_g U / [\Delta\lambda \Gamma N_t^{3/2} (\Delta N)^{1/2} (U^2 + \theta^2)] \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

在(8)式中, 引入的参量定义如下:

$$\Delta N = N_t - N, \quad \theta = (\lambda_p - \lambda_g)/Q_p, \quad U = 1 + (Q_g/Q_p)(\Delta N/N_t)^{1/2} \quad (9)$$

此外, 总的光子数密度 $S (= \sum S_m)$ 亦可求得:

$$S = \Gamma T M \quad (10)$$

二极管的输出功率 $P_i (i = 1, 2, \text{分别对应于反射率为 } R_1 \text{ 和 } R_2 \text{ 的两个端面})$ 为:

$$P_i = \Gamma T b_i [I/eV - F(N) + J] \quad (11)$$

其中, 光子数密度与输出功率的比例系数 b_i 为:

$$b_i = - \epsilon u V \ln R_i / \{\Gamma L [2L\alpha - \ln(R_1 R_2)]\} \quad (12)$$

在(12)式中, ϵ 为每个光子的能量。

(7)式就是 N 的隐函形式的解析解, 对于给定的 I 可以从(7)式中找到相应的 N 。把求得的 N 代入(6a)式就可获得超辐射发光二极管的输出模谱以及输出谱线的宽度 δ (FWHM)。最后利用(11)式就可求得超辐射发光二极管的输出功率。

3 结果与讨论

在实际情况下, λ_g 可能与超辐射发光二极管最强的模式波长略有差别^[5], 但这个差别最大不过 $\Delta\lambda/2$, 比起研究的超辐射发光二极管的输出谱线宽度 δ 小一个数量级, 因而忽略这一差别不会带来明显的影响, 为简便起见, 本文在下边的计算中不考虑 λ_g 与超辐射发光二极管最强的模式波长间的差别。

考察(6a)式可以发现, 在忽略增益和自发辐射谱线型的微小变化下, 对于特定的超辐射发光二极管, 只要 (N/N_t) 相同, 其谱线的宽度就相同。如果限定超辐射发光二极管的谱宽 δ 必须大于某个值, 那么超辐射发光二极管所能偏置的电流及载流子密度必须低于某个上限 I_{up} 及 N_{up} 。换句话说, 超辐射发光二极管的输出功率将受到限制。在这种情况下, 可以证明, 超辐射发光二极管腔内的载流子数密度正比于 N_t 。可见, 降低端面反射率有利于提高 N_t ; 同时, 降低端面反射率更有利于提高输出功率, 因为它还伴随着输出效率的提高, 即(12)式中的 b 会提高。

图 1 给出了在满足所需的 δ 的条件下欲使超辐射发光二极管的上限电流 I_{up} 达到某一值时所需的端面反射率值。计算时采用的数据为: $V = 6 \times 10^{-10} \text{ cm}^3$, $L = 0.03 \text{ cm}$, $a = 3 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$, $Q_g = Q_p = 30 \text{ nm}$, $N_0 = 1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, $r = 2 \times 10^{-4}$, $\alpha = 16 \text{ cm}^{-1}$, $\theta = -1$, $n = 4$, $\Gamma = 0.25$, $A = 5 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$, $B = 1 \times 10^{-10} \text{ cm}^3/\text{s}$, $C = 5 \times 10^{-29} \text{ cm}^6/\text{s}$ 。为了与实验结果相比较, 利用主动监控法^[6], 分别对两只腔长约为 $300 \mu\text{m}$ 的 $1.3 \mu\text{m}$ InGaAsP 半导体激光器的 R_2 端面镀制了减反射膜, 按照 Luo 等人^[7]的方法, 确定出这两只管子 R_2 端面的反射率降为约 2×10^{-2} 和 4×10^{-3} 。图中给出了这两只管子维持 15 nm 和 30 nm 输出线宽时对应的偏置电流, 其中圆点对应 15 nm , 圆圈对应 30 nm 。从图中可以看出, 端面反射率越低, 能够达到的上限电流 I_{up} 越大; 而要求的输出线宽 δ 越大, 达到某一上限电流所需的端面反射率越低。实验测量的结果与理论大致符合。

图 2 中, 给出了在满足对输出线宽 δ 的要求下, 超辐射发光二极管所能输出的功率(输出端面反射率为 R_2)与端面反射率的关系。作图中利用的数据与图 1 相同。从图中可以看出, 在维持给定输出线宽的情况下, 要使超辐射发光二极管输出功率越高, 则端面反射率越低。另外图中给出了用以上两只管子得到的分别对应 15 nm 和 30 nm 输出线宽时实验测出的输出功率, 其中圆点对应 15 nm , 圆圈对应 30 nm 。由于二极管发出的光有部分被热沉挡住不能被探测器吸收, 因而实验测量值低于理论值。

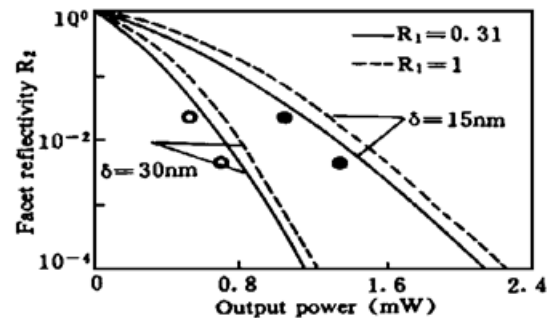
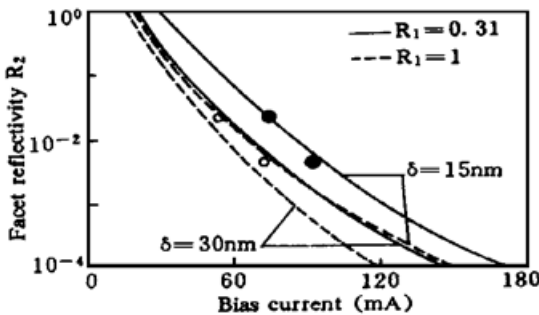


Fig. 1 Required facet reflectivity R_2 to achieve certain I_{up} for the preset spectral widths of 15 and 30 nm, respectively

Fig. 2 Required facet reflectivity R_2 to achieve certain output power P_2 for fixed spectral widths of 15 and 30 nm, respectively

在此, 本文顺便指出, 上边的计算是在假设反射率不随波长变化的情况下得到的。在实际中, 虽然原则上可以使得超辐射发光二极管在所需的波长处反射率降到 10^{-4} (甚至 10^{-5}), 但是反射率一般来说是与波长有关的, 这可能会使得光子的单程放大倍数 $(R_1 R_2)^{1/2} \exp$

$[(a\Gamma g - \alpha)L]$ 的极大值与 λ_c 并不重合, 因而使得超辐射发光二极管的运行特性更为复杂, 尤其在该管处于振荡状态时可能表现出一种多模特征, 即使偏置电流明显高于阈值时亦有可能如此。

既然 N 已经求得了, 因而可以用所获得的 N 对输出模谱的调制度 M 作一个讨论。考虑到调制度 M 与 D 参量的关系^[8, 9], 可以证明:

$$M = 2\mathcal{Q}(R_1 R_2)^{(\beta/2)} / [1 + \mathcal{Q}(R_1 R_2)^\beta] \quad (13)$$

$$\beta = (N_t - N) / N_t, \quad \mathcal{Q} = \exp[-\beta L(\alpha + a\Gamma N_0)] \quad (14)$$

从前边的讨论可知, 要满足一定的 δ , N_{up}/N 是确定的, 而且 β 一般均明显小于 1。可见, 镀减反射膜后, 在确定的 δ 下, 输出谱上的调制度依然会有所降低, 但这种下降不是 $\sim R^{1/2}$ 的形式, 即 M 随 R 下降比直观想象的缓慢得多。

参 考 文 献

- [1] W. Burns, C. Chen, R. Moeller, Fiber-optic gyroscopes with broad-band sources. *IEEE J. Lightwave Technol.*, 1983, **1**(1) : 98~ 105
- [2] K. Takada, I. Yokohama, K. Chida *et al.*, New measurement system for fault location in optical wavelength devices based on an interferometric technique. *Appl. Opt.*, 1987, **26**(9) : 1603~ 1606
- [3] G. Xia, Z. Wu, J. Chen *et al.*, Studying semiconductor lasers with multi-mode rate equations. *Appl. Opt.*, 1995, **34**(9) : 1523~ 1527
- [4] Z. Wu, G. Xia, J. Chen *et al.*, Asymmetric longitudinal mode spectrum of Fabry-Perot semiconductor lasers. *J. Opt. Commun.*, 1996, **17**(2) : 74~ 78
- [5] G. Xia, Z. Wu, J. Chen *et al.*, Carrier deficit from nominal threshold density and mode suppression ratio of an above-threshold biased semiconductor laser. *Opt. Lett.*, 1994, **19**(10) : 731~ 733
- [6] J. Chen, D. Li, Y. Lu, Experimental and theoretical studies on monitored signals from semiconductor diodes undergoing antireflection coatings. *Appl. Opt.*, 1991, **30**(31) : 4554~ 4559
- [7] B. Luo, L. Wu, J. Chen *et al.*, Determination of wavelength dependence of the reflectivity at AR coated diode facets. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 1993, **5**(11) : 1279~ 1281
- [8] Wu Zhengmao, Xia Guangqiong, Wu Lan *et al.*, Effect of antireflection coatings on the peak wavelength of output spectrum from end facet of a semiconductor laser. *Chinese J. Lasers*, 1994, **B3**(6) : 495~ 499
- [9] 吴正茂, 夏光琼, 陈建国等, 由半导体激光器的端面输出谱确定自发辐射谱. *光学学报*, 1995, **15**(8) : 1050~ 1052

Output Characteristics of Superluminescent Diodes

Xia Guangqiong Wu Zhengmao Lin Yaoqiang

(Department of Physics, Southwest Normal University, Chongqing 630715)

Chen Jianguo Lu Yucun

(Department of Optoelectronics, Sichuan University, Chengdu 610064)

(Received 6 April 1996)

Abstract Using the analytical solutions of the multimode rate equations, the output characteristics of superluminescent diodes are studied. Consequently, the dependence of some important parameters of the superluminescent diodes, such as the output spectral width (FWHM) and output power, on the facet reflectivity are simulated. The experimental results verify the theoretical predictions.

Key words superluminescent diode, output characteristics.