

广义两段式半导体激光器的特性研究*

李大义 周小红 陈建国 卢玉村
(四川大学光电系, 成都, 610064)

摘要: 利用由射线法导出的两段式半导体激光器(2SLD)的端面输出谱的表达式, 研究了电极半导体激光器(2ELD)和外腔式半导体激光器(ECLD)。结果表明: 2ELD 的振荡波长并非始终都与腔的共振波长相同; 在 ECLD 上实现准连续调谐的关键是使激光器能被调谐在二极管的反共振波长处振荡, 因此, 我们求得了 ECLD 实现反共振激射的阈值载流子数密度以及对界面反射率的要求的表达式。

关键词: 双电极半导体激光器 外腔式半导体激光器 射线法

Study on characteristics of broad sense two-segment semiconductor laser

Li Dayi, Zhou Xiaohong, Chen Jianguo, Lu Yucun

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

Abstract: Using general expression of output spectrum from end reflector of a two-segment semiconductor laser, deduced from ray trace method, the study on the characteristics of the two-electrode diode lasers (TELDs) and external cavity diode laser has been carried out.

Key words: two-electrode diode laser, external cavity diode laser, ray trace method

引 言

从广义上说,许多半导体激光器可以简化成两段式器件。一个 2ELD 在两区载流子数密度不同的情况下可以当作是一个 2SLD, 因为在其两区的界面存在着一个由折射率差别引起的反射^[1]。这种器件可用作双稳或快速调频激光器^[1,2], 故而在通信和光信号处理中极受重视。当激光二极管被置于一端时, ECLD 可用一个 2SLD 来模拟, 此时, 准直用的显微物镜被简化为一个附加损耗并用一个等效的外腔镜反射来描述物镜及外腔镜的共同作用^[3]。ECLD 可以用来产生谱线非常窄的激光, 而且波长可调, 因而在通信及某些其它领域中倍受青睐^[4]。

* 国家自然科学基金资助。

5 玻恩 M, 沃耳夫 E. 光学原理(上册). 北京: 科学出版社, 1978: 341

作者简介: 张永胜, 男, 1964 年出生。讲师, 硕士。主要从事神经网络、数据库和计算机应用研究工作。

收稿日期: 1997-10-01

激光实质上是源于腔内放大的自发辐射^[5],因而可以用射线法来研究激光器的输出模谱^[6]。在考虑了腔内微小体积元中产生的自发辐射在腔内来回传播,计及了自发辐射位相的随机性后,导出从端面输出的光谱表达式。分别应用同一表达式于 ECLD 和 2ELD,我们研究了这两类看起来很不相同的激光器。作为实例,本文中,我们对某些性质作了扼要地介绍。

研究表明,当 2ELD 振荡时,虽然界面反射很小^[1],但其对模谱的影响却不小,它可能会改变激光器的振荡波长。在 ECLD 中,界面反射的大小并无限制,虽然,在长外腔 ECLD 中反射的存在对振荡波长的影响不大,但是,它不但会影响调谐范围,还会影响调谐的准连续性。

一、2SLD 的输出谱

首先,让我们描述一下 2SLD 以便后边的讨论。激光器由反射率为 R_0 和 R_2 的左右两个端面限定,它们的座标分别为 $-L_1$ 和 L_2 。界面位于 $x=0$ 处,孤立界面的反射系数和透射系数分别为 r 和 t 。当光线从左边和右边入射时,对应的 r 和 t 将由其上标“+”和“-”来标识。界面的左右两边分别称为 1 区和 2 区,其对应的参量由下标 1 和 2 来区别。

当界面处于激光器之中时,它将和左右反射镜构成复合系统,其等效反射系数和透射系数 r_{eff} 和 t_{eff} 可以用多光束迭加的办法求得。当光线由 1 区入射时,把界面与右端面当成一个复合系统,可得到:

$$r_{\text{eff}}^+ = r^+ + t^+ t^- r_2 \varphi_2^2 / (1 - r^- r_2 \varphi_2^2) \quad (1a)$$

$$t_{\text{eff}}^+ = (1 - R_2)^{1/2} t^+ \varphi_2 / (1 - r^- r_2 \varphi_2^2) \quad (1b)$$

$$\text{式中, } R_j = r_j^2 (j = 0, 2), \text{ 且 } \varphi_j = \exp[(g_j/2 - ik_j)L_j] \cong F_j^{1/2} \exp(-i\eta_j/2) \quad (j = 1, 2) \quad (2)$$

在(2)式中 g_j 和 k_j 分别为介质中的增益系数和波矢大小。同样,我们也能求出 t_{eff}^- 和 r_{eff}^- 。

在介质中 x 处的体积元内,单位时间里产生的自发辐射光子数为 $B_j N_j^2 A dx$, 此处 A 为有源层的横截面积, B 为辐射复合系数, N 为载流子数密度。这些光中分别有 θ_j 部分耦合进某一个纵模并沿正方向或反方向传播。此处 θ 就是通常所谓的自发辐射的耦合系数,它虽与波长有关^[7],但在一个模式间距 $\Delta\lambda$ 范围内把它当作常数是可行的,于是可以把 $\theta_j/\Delta\lambda$ 看作是耦合进单位波长间隔中去的份额。为方便计,采用适当的单位,使光子数等于电场强度绝对值的平方。考虑到在体积元 $A dx$ 内产生的自发辐射光子沿正反两个方向传播的都有,从而可求出它对右端面输出电场的贡献 $dE_j^+(x)$ 。如果体积元处于 2 区,其贡献为

$$dE_2^+(x) = [W_2(1 - R_2)^{1/2}] \exp[i\beta(x)] \times [\varphi_2(x) \varphi_2 r_{\text{eff}}^+ + \varphi_2(L_2 - x)] / (1 - r_2 r_{\text{eff}}^- \varphi_2^2) \quad (3)$$

$$\text{式中, } \beta(x) \text{ 为自发辐射的初始位相, 且 } \varphi_j(x) = \exp[(g_j/2 - ik_j)x] \quad (4a)$$

$$W_j^2 = \theta_j B_j N_j^2 A dx / \Delta\lambda \quad (4b)$$

通常,要先求出总的输出电场再求输出总光子数。不过,在注意到自发辐射位相的随机性后,可以先求出体积元对输出光子数的贡献,然后对腔长进行积分以获得总的输出光子数。

从(3)式,求得 2 区体积元对输出光子数的贡献 $dM_2^+(x)$ 为

$$dM_2^+(x) = W_2(1 - R_2) |r_{\text{eff}}^- \varphi_2(x) \varphi_2 + \varphi_2(L_2 - x)|^2 / |1 - r_2 r_{\text{eff}}^- \varphi_2^2|^2 \quad (5)$$

同理也可求得 1 区中的体积元对右端面输出光子数的贡献 $dM_1^+(x)$ 。从 $-L_1$ 到 0 对 dM_1^+ , 从 0 到 L_2 对 dM_2^+ 进行积分,最后将求得单位时间、单位波长间隔中从右端输出的光子数 M^+ 为

$$M^+ = Z_1 \{ (F_1 - 1) (1 + R_0^- F_1) / g_1 + (r_0^- F_1 / k_1) \sin \eta_1 \} / U + Z_2 \{ (F_2 - 1) \times (1 + |r_{\text{eff}}^-|^2 F_2) / g_2 + (|r_{\text{eff}}^-| F_2 / k_2) [\sin \delta + \sin(\eta_2 - \delta)] \} / U \quad (6)$$

$$\text{式中, } \delta^- \text{ 是 } r_{\text{eff}}^- \text{ 的幅角, 且 } Z_1 = \theta_1 B_1 N_1^2 A (1 - R_2^+) TF_2 / (\Delta \lambda_1) \quad (7a)$$

$$Z_2 = \theta_2 B_2 N_2^2 A (1 - R_2^+) |1 - r_0^- r^+ \varphi_1^-|^2 / (\Delta \lambda_2) \quad (7b)$$

$$U = |1 - r_0^- r^+ \varphi_1^- - r^- r_2^+ \varphi_2^- - r_0^- r_2^+ \varphi_1^- \varphi_2^-|^2 \quad (7c)$$

$$\text{在(7a)式中, } T = t^+ t^-. \text{ 此外, 在推导(6)式时还利用了关系式 } 1 = t^- t^+ - r^- r^+ \quad (7d)$$

因为两区中总有一区为光密媒质而另一区为光疏媒质, 故而 r^+ 与 r^- 反号。由于(6)式表达的是单位波长单位时间的输出光子数, 故只要乘以光子能量就是输出光谱的表达式。

二、计算与讨论

考察(6)式可看到: 在两个花括号中, 都是前一项起主导作用, 因为在我们考虑的波段, g 总是远小于 k ; 于是, 与分母上的参量 U 相比, 分子就成了波长的缓变函数; 因而从实验的角度看改变波长得到的 U 的极小点应该对应模式峰值波长。当激光器振荡时, 量 U 在振荡波长处趋于零, 这使得我们可以找到振荡波长。

量 U 的表达式中的第二、三、四项记作 S_1, S_2, S_f , 它们分别表示电场在 1 区、2 区和全腔内传播一圈的变化。故它们的振幅不能大于 1, 也不能同时等于 1。在考虑自发辐射的情况下, 它们事实上均小于 1。当它们中的某一个趋于 1 时, 在其对应的腔内自再生条件得到满足, 从而将在该腔中产生激光振荡, 并且抑制系统增益的进一步增加。可见, 在逐渐增强泵浦时, 首先接近 1 的那个 S 所属的腔将在决定激光器特性中起主导作用。

当界面反射可以忽略时, U 的表达式中的二、三项可以忽略, 于是我们回到腔长为 $L (= L_1 + L_2)$ 的普通激光器。对 2ELD 激光器而言, 界面反射很小^[1], 在未振荡时同样也可以忽略, 故其光谱与普通激光器差不多。当激光器在全腔内振荡时, S_f 也只是在振荡波长附近趋于 1, 而在几个模式间距之外, 它与 1 的差别将大于 S_1 和 S_2 。可见, 即使在振荡的情况下, 在远离振荡波长的地方, 2ELD 的模式结构与普通激光器的也是差不多的。然而, 在振荡波长附近情况就大不相同了, 此时, $|1 - S_f|$ 将趋于零, 而且随泵浦的增强还会越来越小^[7]。从而 S_1 和 S_2 就会变得越来越重要, 甚至于最后变为起主导作用的项。

像在普通激光器中那样, 可以令 U 等于零, 然后求得激光器的振荡波长和名义阈值载流子密度。之所以称为名义阈值, 只因它是表征平衡增益与损耗所需的载流子密度。在考虑自发辐射的情况下, 腔内载流子密度只能无限接近它而不能等于它^[7]。在研究激光器的特性时, F_1 或 F_2 中总有一个是已知的, 于是就求出另一个 F 以及振荡波长。假设 F_1 为已知, 可以求得

$$(r^- - r^+ R_0 F_1^2) \sin \eta_2 + r_0^- F_1 \sin(\eta_1 + \eta_2) = r_0^- R \sin(\eta_1 - \eta_2) \quad (8a)$$

$$F_2 = (1 - r_0^- r^+ F_1 \cos \eta_1) / [r_2^+ r^- \cos \eta_2 + r_0^- r_2^+ F_1 \cos(\eta_1 + \eta_2)] \quad (8b)$$

式中, $R = -r^- r^+$ 。下边我们将把 r^+ 或 r^- 中正的那一个记作 r 。

1. 两电极激光器(2ELD)

作为双稳器件, 可以设 1 区为吸收区, 2 区为增益区。为简化计算, 我们假设总增益的峰值波长 λ_0 总与振荡波长相同, 且在振荡时, 吸收区被漂白^[8], 即 F_1 约等于 $\exp(-\alpha_1 L_1)$ 。把增益表示为

$$g_j = a_j \Gamma \{ N_j / [1 + (\lambda - \lambda_{g_j})^2 / Q_j^2] - N_{0j} \} - \alpha_j \quad (9)$$

式中, a 是微分增益, Γ 是限制因子, λ_g 是介质增益的峰值波长, Q 是增益线宽(FWHM)的一半, N_0 是透明载流子密度, α_j 为介质损耗系数。于是可以对(8)式进行计算。注意, 由于 2 区载流子密度较高, 故而 r^+ 为正。

在实际的制作过程中,一般来说是无法使各区的长度精确到远小于波长的地步。比方说,当我们说 $n_1 L_1 = n_2 L_2$, 这并不意味着它们严格相等, 它们之间可能会差一个小量, 而恰恰是这个少量将对振荡波长处产生重要影响。为此, 我们采用如下形式来描述两区的长度:

$$n_2 L_2 = \gamma n_1 L_1 + \varepsilon \quad (10)$$

式中, γ 为一个由制造过程确定的常数, n 为介质中的有效折射率, ε 是一个制造过程难以控制的小量。事实上, 在调频 2ELD 中, 运行时人为的改变 ε , 从而实现调频输出。

如前所述, 在阈值以下或偏离振荡波长时, 2ELD 的模谱与普通激光器类似。此时, 在全腔共振波长处 ($\eta_1 + \eta_2$) 是 2π 的整数倍, 因而 U 可以化为 η_1 (或 η_2) 的正余弦函数。可见, 模式的强度受到子腔调制。例如, 当两区长度相同时, 模式强度将出现大小相间的现象。这与包含散射中心或损耗中心的普通激光器是类似的^[9]。

假设 ε 为零, 一般想象会以为如果振荡波长使 η_1 和 η_2 均为 π 的偶数倍, 激光器所需的 F_2 会较小。其实不然, 利用 (8b) 式可以证明在 η_1 和 η_2 均为 π 的奇数倍时, 所需的 F_2 更小些。看来, 界面处引入的半波相移对激光器有重要的影响。在忽略界面反射的情况下, 用通常使用的简单模型得到的 F_2 应满足 $r_0 r_2 F_1 F_2 = 1$ (11)

可以证明这种情况下所需的载流子数介于前边两种情况之间。

在图 1 中, 我们画出了振荡波长 λ_{osc} 与腔的共振波长 λ_{res} 的差随 ε 变化的情况。计算中使用的参数如下: $L_1 = L_2 = 0.02\text{cm}$, 在不涉及界面反射的计算时, 把两区的有效折射率 n_j 均取作 4.16, $\alpha = 20\text{cm}^{-1}$, $r_0 = r_2 = 0.556$, $r = 0.007$ 。从该图也可以看到界面反射的存在使得振荡波长与共振波长不同, 其差别近似余弦函数。

2. 外腔式半导体激光器 (ECLD)

有关 ECLD 的讨论已经很多了, 限于篇幅, 在这里也不打算进行详细讨论, 仅就光栅式长外腔激光器调谐的准连续性作简单的讨论。

由于外腔长度远大于二极管的长度, 因而相对于二极管而言, 可以近似认为外腔共振波长是连续的。假设 1 区是外腔, 那么此时 r^- 为正。此时可以证明, 当 η_1 为 π 的奇数倍, η_2 均为 π 的偶数倍时, 阈值载流子密度最小。那么, 当它们的奇偶交换时, ECLD 是否可以振荡呢? 换言之, 就是激光器可否在二极管的反共振 (即波谷) 波长处振荡呢? 如果不能, 则意味着不能单靠转动调谐元件 (如光栅等) 或改变外腔长度来实现准连续调频。设光栅反射函数可用 $\delta(\lambda)$ 近似, 即只反射波长为 λ 的光, 那么要使 ECLD 调谐在二极管反共振波长和共振波长振荡所需的载流子密度分别是

$$N_2^{(ant)} = \{[\ln(1 - rr_0)/L_2 - \ln(rr_0r_2 - rr_2)/L_2 + \alpha_2]/(a_2\Gamma) + N_0\} [1 + (\lambda - \lambda_2)^2/Q_2^2] \quad (12a)$$

$$N_2^{(res)} = \{[\ln(1 + rr_0)/L_2 - \ln(rr_0r_2 + rr_2)/L_2 + \alpha_2]/(a_2\Gamma) + N_0\} [1 + (\lambda - \lambda_2)^2/Q_2^2] \quad (12b)$$

从原理上讲, 只要腔内载流子密度足够大, 总可以调谐到反共振波长振荡的。然而, 载流子数密度不是一个可以无休止增加的量, 因为面向光栅的那端, 二极管端面的反射率不能降为

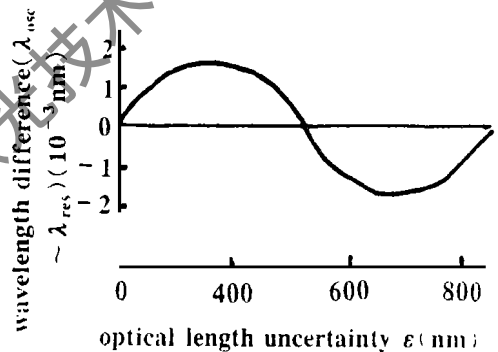


Fig. 1 Dependence of difference between oscillation wavelength and resonant wavelength of full cavity on optical length uncertainty ε

零, 二极管还可能“内腔振荡”。这种振荡所需的阈值载流子密度将是 N_2 可以达到的上限。由一般的理论可知内腔振荡阈值为 $N_t^{(so)} = [\alpha_2 - \ln(rr_2)/L_2]/(a_2\Gamma) + N_{02}$ (13) 只要 (12) 式小于 (13a) 式, ECLD 就可能调谐到二极管波谷附近振荡。

在图 2 中, 画出了在二极管共振 (实线) 和反共振波长 (虚线) 处振荡所需的最低载流子密度随 R 变化的曲线。计算时使用的参数是: $L_2 = 0.02\text{cm}$, $r_2 = 0.556$, $a = 2.5 \times 10^{-16}\text{cm}^2$, $\Gamma = 0.3$, $\alpha = 20\text{cm}^{-1}$, $N_{02} = 1 \times 10^{18}\text{cm}^{-3}$ 。由图可见, 共振振荡所需的载流子数密度始终小于内腔所需的载流子数, 而反共振振荡则不一定。在界面反射率较小时, 可能小于单管阈值。随着 R 的增加, 界面反射与外腔反射 (注意它们是反相的) 相互抵消越多, 从而使反共振振荡所需的载流子越来越大, 以至最终 ECLD 不能在反共振情况下外腔振荡。

当 λ 等于 λ_{g2} , $N_2^{(ant)}$ 取极小, 如果增益峰值波长与波谷波长相同, (12) 式小于 (13) 式, ECLD 至少在增益峰处可以外腔振荡。由此可以求出所需的剩余反射率 r_{req} 。如果面对光栅的二极管面镀膜后的剩余反射率大于所需的剩余反射率的话, ECLD 是不能用机械的方法调谐到二极管的波谷波长处振荡的。要想调到波谷波长振荡须用其它办法, 如改变温度或偏置电流等, 使原来波谷波长变为现在的波峰, 从而使 ECLD 在该波长处振荡。通过计算可以得到 $r_{req} \leq 1/r_0 - (1/R_0 - 1)^{1/2}$ (14) 上式定量地给出欲在 ECLD 实现准连续调谐, 向着光栅一面的剩余反射率应该满足的条件。在实际情况下, r_0 并不太大, 因而对镀膜的要求是较高的。此外, 要增大调谐范围, 也需尽可能降低剩余反射率。

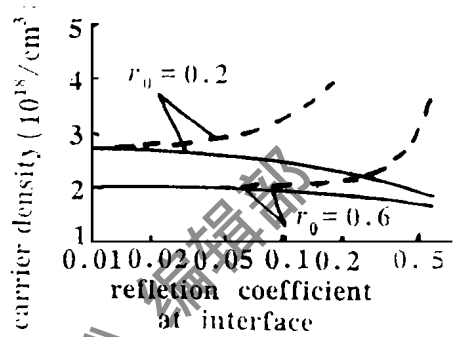


Fig. 2 Minimum nominal threshold carrier densities, when ECLD is tuned to lase at resonant and antiresonant wavelengths of solitary diode, change with interface reflectivities

参 考 文 献

- 1 Joindot I A P L, 1992-61 (16): 1880~ 1882
- 2 Davis M G, O' Dowd R F, IEEE Photon Technol Lett, 1991; 3(7): 603~ 605
- 3 Olsson A, Tang C L, IEEE J Q E, 1981; 17(8): 1320~ 1323
- 4 Murata S, Mito I, Opt & Quantum Electron, 1990; 22(1): 1~ 15
- 5 Xia G, Wu Z, Chen J *et al.* Opt Lett, 1994; 19(10): 731~ 733
- 6 Wu Z, Xia G, Chen J *et al.* Opt Lett, 1995; 20(5): 477~ 479
- 7 Xia G, Wu Z, Chen J *et al.* Appl Opt, 1995; 34(9): 1523~ 1527
- 8 Okada M, Takizawa K, Kikuchi H *et al.* IEEE J Q E, 1990; 26(5): 850~ 856
- 9 Peters F H, Cassidy D T, J O S A (B), 1991; 8(1): 99~ 105

作者简介: 李大义, 男, 1940年6月出生。副教授。现从事非线性光学、光纤通信的教学和研究工作。

收稿日期: 1997-04-30