

利用射线追踪法研究超短外腔 半导体激光器的输出特性^{*}

吴加贵 吴正茂 夏光琼[†]

(西南大学物理学院, 重庆 400715)

(2007 年 1 月 5 日收到, 2007 年 4 月 9 日收到修改稿)

基于射线追踪法, 推导了外腔半导体激光器的连续输出谱的隐函数表达式. 在此基础上, 结合载流子速率方程, 对超短外腔半导体激光器的输出谱及 $P-I$ 特性进行了研究. 结果表明: 当外腔长度发生波长量级的变化时, 超短外腔激光器的 $P-I$ 特性将发生显著变化. 随着外腔长度的变化, 超短外腔激光器的激射波长在 10 nm 范围内呈周期性跳变, 当外腔长度介于 40 μm —70 μm 范围内, 激射波长跳变范围最大. 理论模拟结果与实验报道结果符合.

关键词: 超短外腔半导体激光器, 射线法, 输出谱

PACC: 4255P, 4260D, 0765

1. 引 言

外腔半导体激光器(external cavity semiconductor laser, ECSL)具有大的波长可调谐范围、窄的输出线宽等突出特点. 在商用波长可调谐激光器、超短光脉冲产生、光通信网络及激光传感等方面有着广泛用途^[1-8]. 近年来, 超短外腔半导体激光器(extremely short external cavity semiconductor Laser, ESECSL)成为 ECSL 的研究热点^[5-9]. 与一般 ECSL 相比, ESECSL 具有极小的尺寸(长度一般小于激光器输出的最低阶横模的衍射长度^[9]), 更高的响应速度, 并可与集成光电子技术结合向集成化功能模块方向发展. 在微光机电系统、先进传感器及未来全光智能通信网络等领域有巨大商用潜力.

目前, 对 ESECSL 的研究在理论上主要沿用传统 ECSL 的分析思路^[6-17], 即基于激光谐振的相位条件和增益条件, 先确定一系列离散波长, 假定能量只分布在这一系列离散的波长处, 然后根据多模速率方程得到每一模式的输出功率, 从而可对其输出特性进行研究. 但是这种思路忽略了真实的 ESECSL 的输出谱特征应是连续的, 且起振波长值会因 ESECSL 工作条件变化发生复杂漂移的物理事实. 而

且, 这种方法对更复杂情况(多参量、多种物理机理协同影响下的 ESECSL 的输出特性)的分析将变得十分复杂而困难.

本文基于射线追踪法, 推导了 ESECSL 的连续输出谱的隐函数表达式, 突破了传统基于离散波长分析 ESECSL 的局限. 在此基础上, 对 ESECSL 的输出谱、 $P-I$ 特性、以及 ESECSL 的激射波长调谐特性进行了研究. 本文的结果对深入研究 ESECSL 的工作特性具有一定的意义.

2. 理论分析

图 1(a)为 ESECSL 的示意图. ESECSL 由半导体激光器管芯(LD)和相隔很近的外腔反射镜构成, 外腔长度一般小于激光器输出的最低阶横模的衍射长度. 令 LD 的远离外腔镜的后端面能量反射率为 R_1 ($= r_1^2$, r_1 为振幅反射系数), 靠近外腔镜的前端面能量反射率为 R_2 ($= r_2^2$). 由于 ESECSL 的 LD 前端面和 外腔镜构成的外腔内部不含发光中心, 因而可将 LD 前端面和 外腔镜等效成一个复合面, 其等效反射率令为 $R_c(\lambda, L) = |r_c(\lambda, L)|^2$ (式中 $r_c(\lambda, L)$ 为等效反射系数, L 为外腔长度), 复合面再与 LD 后端面一起构成等效谐振腔. 考虑光线在外腔中的多次反

^{*} 重庆市自然科学基金和西南大学自然科学基金资助的课题.

[†] 通讯联系人. E-mail: gqxia@swu.edu.cn

馈, $r_c(\lambda, L)$ 可表示为

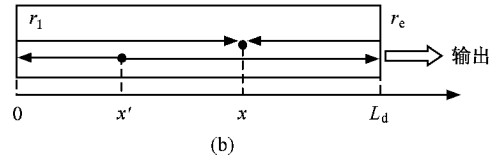
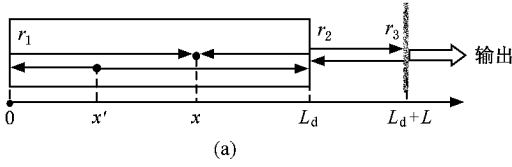


图 1 (a)ESECSL 的示意图 (b)ESECSL 的等效腔示意图

$$r_c(\lambda, L) = \frac{r_2 - r_3(\lambda) \exp(-i\rho)}{1 - r_2 r_3(\lambda) \exp(-i\rho)}, \quad (1)$$

式中 $\rho = 4\pi L/\lambda$, 表示光线在外腔中往返一次的相移. $r_3(\lambda)$ 为外腔镜的振幅有效反射率, 与波长 λ , L_d 输出光斑形状、外腔损耗、外腔长度、反射镜角度等因素有关. 当外腔变长时, $r_3(\lambda)$ 值将减小^[9]. 由于 LD 腔长度一般为 $200 \mu\text{m}$ 左右, 而 LD 有源层横截面积为 $1\text{--}3 \mu\text{m}^2$ 量级^[17], 因此, 可将等效谐振腔进一步简化为一维模型 (见图 1(b)).

利用射线追踪方法^[15, 16], 假设在激光器有源区 x' 处, 由于自发辐射的作用在单位时间单位体积里产生的光子数为 BN^2 , 其中 B 是辐射复合系数, N 是载流子数密度. 那么在光子中耦合进单位波长间隔内的光子数为 $r_c BN^2$, 其中 r_c 为单位波长间隔内自发辐射耦合进 LD 腔 $+x$ 或 $-x$ 方向的份额, 这些光子在腔内将沿着 $+x$ 或 $-x$ 方向继续传播. 等效腔内任意位置 x 处放大的自发辐射来自于不同 x' 处的贡献 (见图 1(b)), 并且在 $x > x'$ 和 $x < x'$ 两种情况下自发辐射的传播路径将不同. 在考虑到自发辐射位相的随机性后, 在单位波长间隔内沿 $+x$ 方向传播的光子数密度与波长的关系式为

$$S^+(x, \lambda) = r_c BN^2 H \left\{ \exp(Gx) \int_0^x |\exp(-\epsilon x') + \sqrt{R_1} \exp(\epsilon x')|^2 dx' + R_1 \exp[\alpha(L_d + x)] \times \int_x^{L_d} |\sqrt{R_e} \exp[\epsilon(L_d - x')] + \exp[\epsilon(x' - L_d)]|^2 dx' \right\} / u, \quad (2)$$

式中 u 为激光腔内的光速, $u = c/n_d$, c 为真空的光速, n_d 为 LD 有源层介质的折射率. 其他参数分别为

$$H = [1 + R_1 R_e \exp(2GL_d) - 2\sqrt{R_1 R_e} \exp(GL_d) \cos(2\varphi)]^{-1} \quad (3a)$$

$$G = \Gamma g - \alpha, \quad (3b)$$

$$\epsilon = G/2 + 2in_d\pi/\lambda, \quad (3c)$$

$$\varphi = 2n_d\pi L_d/\lambda, \quad (3d)$$

其中 $i = \sqrt{-1}$ 为虚数单位, α 为损耗系数, Γ 为限定因子, n_d 与载流子数密度的关系可以表示为

$$n_d = n_{d0} - K_d(N - N_0), \quad (4)$$

N_0 为 LD 透明载流子数密度, n_{d0} 对应此时 LD 有源层介质的折射率, K_d 为 LD 有源区折射率的变化斜率. (3) 式中 g 为 LD 有源区的小信号增益系数, 其与载流子数密度 N 以及波长的关系可表示为

$$g = a \left[\frac{N}{1 + (\lambda_g - \lambda)^2/Q_g^2} - N_0 \right], \quad (5)$$

式中 a 为微分增益系数, λ_g 为材料增益峰值波长, $2Q_g$ 表征增益谱带宽.

对 (2) 式积分可以得到

$$S^+(x, \lambda) = r_c BN^2 H \{ [k - 1] (1 + R_1 k) / G + 2k \sqrt{R_1} \lambda \sin(4n\pi x/\lambda) (4n\pi) + R_1 (J - k) (R_e J + k) / G + 2JkR_1 \sqrt{R_e} \lambda (4n\pi) \times \sin[4n\pi(L_d - x)\lambda] \} / u, \quad (6)$$

其中 $k = \exp(Gx)$, $J = \exp(GL_d)$. 在 (6) 式中, 用 $L_d - x$ 代替 x , R_1 与 R_e 互换, 就可以得到单位波长间隔内沿 $-x$ 方向传播的光子数密度与波长的关系式 $S^-(x, \lambda)$ 为

$$S^-(x, \lambda) = r_c BN^2 H \{ [Jk^{-1} - 1] (R_e Jk^{-1} + 1) / G + 2R_e Jk^{-1} \lambda (4n\pi) \sin[4n\pi(L_d - x)\lambda] + R_e J^2 k^{-1} (R_1 k + 1) (1 - k^{-1}) / G + 2R_1 R_e J^2 k^{-1} \lambda (4n\pi) \sin(4n\pi x/\lambda) \} / u \quad (7)$$

在 (6) 式中, 令 $x = L_d$ 可求得在前端面沿 $+x$ 方向传输的光子数密度 $S^+(x, \lambda)$, 从而得到输出功率密度 $P(\lambda)$ (即输出谱) 以及输出功率 P_{out} 为

$$P(\lambda) = u (hc/\lambda) \frac{(1 - r_2^2)(1 - r_3^2)}{1 + r_2^2 r_3^2} \times (\sigma/\Gamma) S^+(L_d, \lambda), \quad (8a)$$

$$P_{\text{out}} = \int P(\lambda) d\lambda, \quad (8b)$$

式中 h 为普朗克常数, σ 为 LD 有源层的横截面积. 基于 (8) 式, 在已知腔内载流子密度的条件下, 可以对 ESECSL 的输出谱的精细结构以及输出功率特性进行数值研究.

在实际应用中, 人们更关心的是注入电流与 ESECSL 输出特性之间的函数关系. 因此需要给出注入电流与腔内载流子数密度的关系式. 在稳态情况下, 根据激光器中载流子所满足的速率方程可得到

$$I = eV \left\{ F(N) + \left[\frac{N}{1 + (\lambda_g - \lambda)^2 / Q_g^2} - N_0 \right] \int au \left[\overline{S^+(\lambda)} + \overline{S^-(\lambda)} \right] \text{H} \lambda \right\}, \quad (9)$$

式中 e 为电子电量, $F(N)$ 可表示为 $F(N) = AN + BN^2 + CN^3$ (A, B, C 分别表示非辐射俘获系数, 辐射复合系数和俄歇复合系数), $\overline{S^+(\lambda)}$ 及 $\overline{S^-(\lambda)}$ 表示单位波长间隔内沿 $+x$ 和 $-x$ 方向传播的平均光子数密度. 根据 (6) 式和 (7) 式, 可得到

$$\begin{aligned} \overline{S^+(\lambda)} = r_c BN^2 \kappa u L_d \left\{ \frac{L_d (R_1 R_e J^2 - 1)}{G} + \frac{(J - 1) [(1 - R_1) + R_1 \mathcal{K}(1 - R_e)]}{G^2} \right. \\ \left. + \frac{2r_1 \Pi - 2Jr_1 (1 + r_e r_1) \cos(4n\pi L_d / \lambda) + 2r_1 (1 + J^2 r_e r_1)}{G^2 + (4n\pi / \lambda)^2} \right\}, \quad (10a) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \overline{S^-(\lambda)} = r_c BN^2 \kappa u L_d \left\{ \frac{L_d (R_e R_1 J^2 - 1)}{G} + \frac{(J - 1) [(1 - R_e) + R_e \mathcal{K}(1 - R_1)]}{G^2} \right. \\ \left. + \frac{2r_e \Pi - 2Jr_e (1 + r_e r_1) \cos(4n\pi L_d / \lambda) + 2r_e (1 + J^2 r_e r_1)}{G^2 + (4n\pi / \lambda)^2} \right\}, \quad (10b) \end{aligned}$$

式中

$$\Pi = JG\lambda \kappa (4n\pi) (1 - r_1 r_e) \text{sinc}(4n\pi L_d / \lambda). \quad (11)$$

根据以上分析, 可对 ESECSL 的输出谱分布以及 $P-I$ 特性进行研究. 另外, 根据 (1) 和 (2) 式求出的 ESECSL 复合腔的阈值载流子数密度 N_{th} , 再利用 $I_{th} = eVN_{th} / \tau_e$ (τ_e 为阈值载流子寿命, $\tau_e = 1/(A + BN_{th} + CN_{th}^2)$), 即可求出 ESECSL 的阈值电流 I_{th} .

3. 数值分析

数值计算中所用到的数据为 $n_{db} = 3.4$, $L_d =$

$238 \mu\text{m}$, $K_d = 9.22 \times 10^{-27} \text{ m}^3$, $N_0 = 1 \times 10^{24} \text{ m}^3$, $R_1 = 0.8$, $R_2 = 0.2$, $v = 3 \times 10^8 \text{ m/s}$, $e = 1.6 \times 10^{-19} \text{ C}$, $\alpha = 1.8 \times 10^3 \text{ m}^{-1}$, $V = 2.2 \times 10^{-16} \text{ m}^3$, $A = 5 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$, $B = 1 \times 10^{-16} \text{ m}^3/\text{s}$, $C = 1 \times 10^{-41} \text{ m}^6/\text{s}$, $a = 2.5 \times 10^{-20} \text{ m}^2$, $Q_g = 30 \text{ nm}$, $r_c = 4 \times 10^{-5}$, $\Gamma = 0.32$, $h = 6.63 \times 10^{-34} \text{ J}\cdot\text{s}$, $\lambda_g = 1545 \text{ nm}$, $I = 22 \text{ mA}$. 对于 r_3 值, 这里考虑弱反馈情况, 采用如下简化公式: $r_3 = 0.15 \times \exp[-L^2 \mathcal{K}(2L_0^2)]$, $L_0 = 80 \mu\text{m}$. 图 2 给出了不同 L 值的 ESECSL 的输出光谱图, 其中 (a) (b) (c) 分别是 $L = 30.6 \mu\text{m}$, $L = 30.9 \mu\text{m}$, $L = 31.2 \mu\text{m}$ 的输出光谱图. 其最大功率峰 (主模) 分别为 1541.2 nm ,

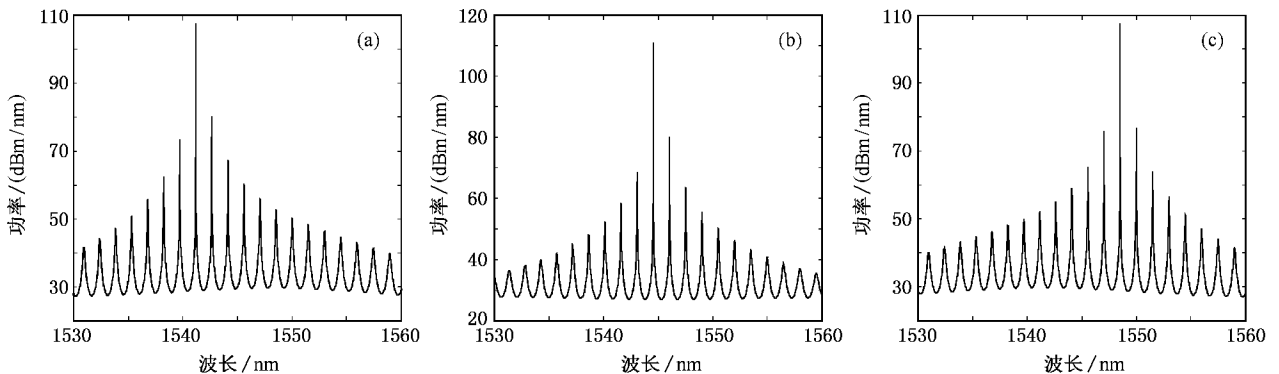


图 2 外腔长度 L 取不同值的 ESECSL 输出光谱图 (a) $L = 30.6 \mu\text{m}$ (b) $L = 30.9 \mu\text{m}$ (c) $L = 31.2 \mu\text{m}$

1544.5 nm, 1548.5 nm. 可见, 随着 L 的变化, ESECSL 的激光波长将发生显著变化, 变化幅度约 10 nm 数量级, 这与已有实验报道很好符合^[6].

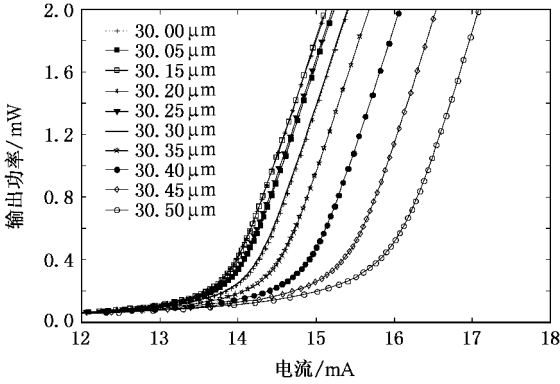


图3 外腔长度 L 取不同值的 ESECSL 的 $P-I$ 曲线

图3 给出了 L 取 $30 \mu\text{m} - 30.5 \mu\text{m}$ 时对应的

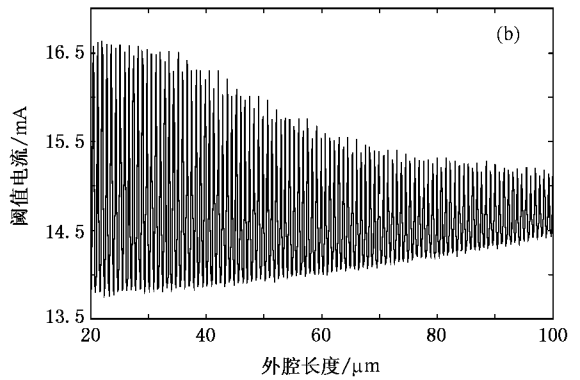
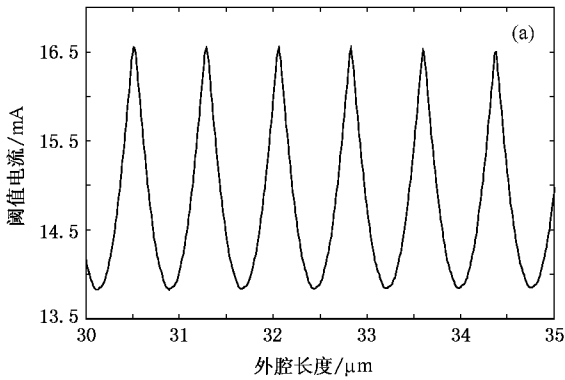


图4 ESECSL 的阈值电流随外腔长度的变化曲线 (a) L 从 $30 \mu\text{m}$ 到 $35 \mu\text{m}$ (b) L 从 $20 \mu\text{m}$ 到 $100 \mu\text{m}$

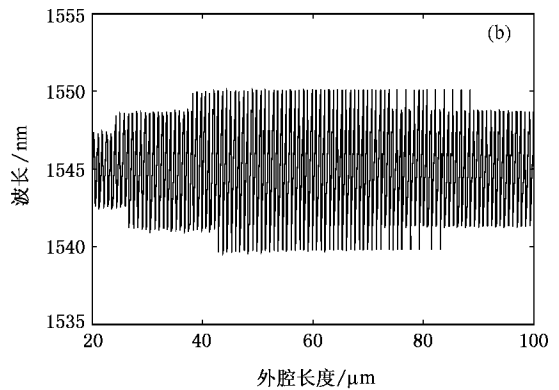
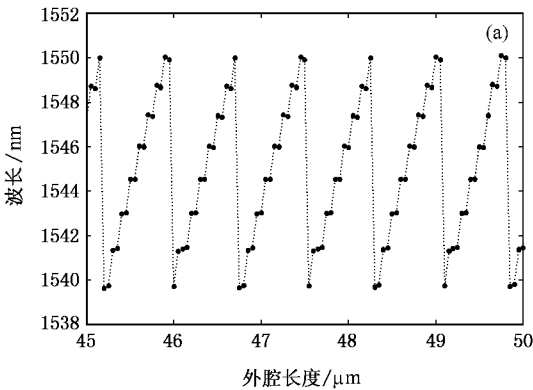


图5 ESECSL 的激光波长随外腔长度的变化 (a) L 为 $45 \mu\text{m} - 50 \mu\text{m}$ (b) L 为 $20 \mu\text{m} - 100 \mu\text{m}$

图5 给出了 L 连续变化时, ESECSL 的激光波长 (功率最大处的波长) 的变化情况. 从图中可以看出, 随着外腔长度的变化, 激光波长值呈台阶形跳变, 不

ESECSL 的 $P-I$ 曲线. 从图中可以得出, 随着 L 值在亚微米级的变化, ESECSL 的 $P-I$ 特性发生显著变化, 阈值电流 I_{th} 改变显著. 图4(a) 给出了 I_{th} 随 L 的变化曲线. I_{th} 在 13.825 mA 到 16.552 mA 范围内呈周期性的变化, 变化周期为 $0.77 \mu\text{m}$ 即为 $\lambda_g/2$. 图4(b) 为 L 值在更大范围内 ($20 \mu\text{m} - 100 \mu\text{m}$) 变化时对应的 ESECSL 的 I_{th} 变化曲线. 随着 ESECSL 外腔长度的增大, I_{th} 始终以 $\lambda_g/2$ 周期变化, 变化幅度不断减小. 这种特性的物理起因主要是由于外腔长度 L 的增大 (1) 式中的相位因子 ρ 发挥调制作用, 使外腔与内腔之间的等效反射率 r_e 以 $\lambda_g/2$ 为周期变化. 同时, 伴随着 L 的增大, ESECSL 外腔与内腔之间的衍射损耗变大, 耦合效率降低, 最终使外腔反射镜对 ESECSL 阈值特性的影响减弱. 这些结果均与实验报道很好符合^[9].

同腔长范围, 变化幅度有所不同, 最大变化幅度达到约 10 nm, 但激光波长的变化周期始终是 $\lambda_g/2$. 这些结果与实验报道很好符合^[8]. 产生这种现象的物理

原因有两方面:一方面,外腔反射镜的滤波调制效应导致激射波长大范围变化.由(2)式可知,由外腔镜和 LD 前端面构成的复合反射镜将一个滤波周期为 $\lambda_g/2$ 的函数加载在 LD 输出谱上,因而形成了以 $\lambda_g/2$ 为周期的激射波长变化曲线.另一方面,模式竞争导致了激射波长的台阶形跳跃.在各个起振模式的竞争中,对于已取得竞争优势的主模,随着外腔的变化,将保持自己的优势地位,即主模位置基本不变,直到 ESECSL 其他模式的实际增益值超过主模,激射波长才发生漂移,在此基础上,激烈的模式竞争,将这种主模的漂移放大为剧烈地跳变,最终形成了图 5(a) 的台阶状曲线.当外腔从 $100\ \mu\text{m}$ 缩短到 $20\ \mu\text{m}$ 时(图 5(b)),激射波长变化幅度先变大,在 L 为 $40\ \mu\text{m}$ — $70\ \mu\text{m}$ 区域达到最大,然后又变小.导致这种反常现象(传统理论认为随着外腔长度的缩短,耦合因子 η 变大,外腔增益调制加强,因而激射波长变化幅度变大^[9])的原因为基于(1)(5)(6)式,当 L 值为 $40\ \mu\text{m}$ — $70\ \mu\text{m}$ 时,由外腔镜和 LD 前端面构成的复合反射镜的滤波函数的滤波宽度约为 $30\ \text{nm}$,刚好与 LD 芯片的材料增益宽度相当,使复合反射镜

与材料增益曲线的耦合最强烈,从而最大程度地改变了 ESECSL 的净增益曲线,使激射波长变化幅度达到最大值.

4. 结 论

本文基于射线追踪法,推导了 ESECSL 的连续输出谱的隐函数表达式,克服了传统基于离散波长分析 ESECSL 特性的局限.在此基础上,结合载流子速率方程,研究了不同外腔长度下 ESECSL 的输出谱、 $P-I$ 特性和 ESECSL 的激射波长调谐特性.当外腔长度发生亚波长量级的变化时,超短外腔激光器的 $P-I$ 特性将发生显著变化,随着外腔长度的变化,超短外腔激光器的激射波长在 $10\ \text{nm}$ 范围内呈周期性跳变.这些结果与实验报道符合,证明了理论的正确性.另外,当外腔长度处于合适范围(基于本文参数是 $40\ \mu\text{m}$ — $70\ \mu\text{m}$)内时,ESECSL 激射波长变化范围最大.本文的理论可推广到其他类型的外腔激光器(如光栅外腔激光器),用于分析 ECSL 输出谱的精细结构.

-
- [1] Littman M G 1978 *Opt. Lett.* **3** 138
- [2] Harvey K C, Myatt C J 1991 *Opt. Lett.* **16** 910
- [3] Liu C, Ge J H, Chen J 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 5211 (in Chinese)
[刘崇,葛剑虹,陈军 2006 物理学报 **55** 5211]
- [4] Liu C, Ge J H, Chen J 2004 *Chinese J. Laser* **31** 1413 (in Chinese)
[刘崇,葛剑虹,陈军 2004 中国激光 **31** 1413]
- [5] Aikio J K, Howe D G 2000 *Proc. SPIE* **4090** 56
- [6] Jeong Y D, Won Y H, Choi S O, Yoon J H 2006 *Opt. Lett.* **31** 2586
- [7] Zhang X M, Liu A Q, Lu C, Tang D Y 2005 *IEEE J. Quantum Electron.* **41** 187
- [8] Zhang X M, Liu A Q, Tang D Y, Lu C 2004 *Appl. Phys. Lett.* **84** 329
- [9] Sidorin Y, Howe D 1998 *Appl. Opt.* **37** 3256
- [10] Sidorin Y, Howe D 1997 *Appl. Opt.* **36** 4273
- [11] Yu H G, Wang Y, Xu C Q, Wojcik J, Mascher P 2005 *IEEE J. Quantum Electron.* **41** 1492
- [12] Uenishi Y, Honma K, Nagaoka S 1996 *Electron. Lett.* **32** 1207
- [13] Houssin M, Fermigier B, Desaintfusien M 2003 *IEEE J. Quantum Electron.* **39** 833
- [14] Liu A Q, Zhang X M, Murukeshan V M, Lu C, Cheng T H 2002 *IEEE J. Sel. Top. Quantum. Electron.* **8** 73
- [15] Xia G Q, Wu Z M, Chen J G, Lu Y C 1994 *Opt. Lett.* **19** 731
- [16] Xia G Q, Hao Y, Chen J G, Lu Y C 1995 *J. Opt. Commun.* **16** 67
- [17] Coldren L A, Koch T L 1984 *J. Light. Technol.* **2** 1045

Investigation of the output characteristics of extremely short external cavity semiconductor laser using the ray tracing method^{*}

Wu Jia-Gui Wu Zheng-Mao Xia Guang-Qiong[†]

(School of Physics ,Southwest University ,Chongqing 400715 ,China)

(Received 5 January 2007 ; revised manuscript received 9 April 2007)

Abstract

Based on the ray tracing method ,the implicit expression of the output spectrum of the extremely short external cavity semiconductor laser (ESECSL) has been deduced for the first time . As a result ,the output spectrum and $P-I$ characteristic of ESECSL have been investigated . The results show that : when the length of external cavity changes by an amount of the order of wavelength ,the $P-I$ characteristic of ESECSL will change obviously . The lasing wavelength of ESECSL will hop periodically in the range of 10nm with the variation of the length of external cavity . Especially ,the hopping range of the lasing wavelength will reach the maximum for the external cavity length varying within the range of 40—70 μm . The simulations are well in accordance with the experimental reports .

Keywords : extremely short external cavity semiconductor laser , ray tracing , spectrum

PACC : 4255P , 4260D , 0765

^{*} Project supported by the Natural Science Foundation of Chongqing City ,China ,and the Natural Science Foundation of Southwest University .

[†] Corresponding author . E-mail : gqxia@swu.edu.cn