

微加工获得的 F-P 半导体激光器的光谱特性分析*

王 鼎^a 李大义 陈建国 李 焱 陆 洋 周小红 卢玉村

(^a西南技术物理研究所, 成都, 610041) (四川大学光电系, 成都, 610064)

摘要: 利用微加工法可以在 F-P 半导体激光器中引入具有反射功能的缺欠点或面来改进激光器的光谱特性。作者导出了含有多个缺欠点的微加工获得的 F-P 半导体激光器(MMLD)的输出谱表达式, 并对 MMLD 振荡模的边模被抑制的情况作了简要的说明。

关键词: F-P 半导体激光器 微加工 输出光谱

Analysis of output spectrum of micromachined Fabry-Perot semiconductor lasers

Wang Su^a, Li Dayi, Chen Jianguo, Li Yan, Lu Yang, Zhou Xiaohong, Lu Yucun

(^aSouthwest Institute of Technical Physics, Chengdu, 610041)

(Dept. of Optoelectronics, Sichuan University, Chengdu, 610064)

Abstract: Micromachined defects can be introduced into a semiconductor laser to improve spectral characteristics of the F-P laser. In this paper, the analytical expression of the output spectrum from the micromachined F-P diode laser (MMLD) has been deduced. Moreover, a brief account has been given to explain the side-mode-suppression of the MMLDs.

Key words: F-P semiconductor laser micromachining output spectrum

引 言

在寻求价格不太高的单纵模半导体激光器的过程中, 人们发现, 可以通过在半导体激光器(LD)纵向适当的地方引入某种具有反射功能的缺欠点或面(下边统称缺欠点)来达到目的^[1~3], 这些缺欠点是用特殊的微细加工方法引入的。在本文中, 我们把这种 LD 称作微加工获得管, 并记作 MMLD。几年前, 人们就发现: 有源层中存在某些具有反射特征的“散射中心”的 F-P 式 LD, 其光谱特性与正常 LD 的有很大的差别^[4]; 通过在 LD 纵向的适当地方(比方说, 离某一端面为 LD 总长度的 2^{-m} 倍)引入这类“中心”, 就可以得到模式抑制比令人满意的单纵模半导体激光器^[5]。从目前的报道来看, 这些“中心”之所以能起作用是因为它们具有沿原路反射性能^[1,3]。换句话说, 不管这些“中心”主要的作用是散射还是吸收, 它一定能把部分入射光原路反射回去。实践表明, 虽然 MMLD 的单模性能还比不上 DFB, 但其造价却低得多^[2], 而且在许多场合确实能满足需要^[1]。

在进行实验研究的同时, 人们也对 MMLD 进行了一定的理论研究。虽然人们把实现单模运行的机制归结为模式调制^[5], 但对 MMLD 输出谱的研究还是相当不够的。采用速率方程^[5], 人们对模式波长(即在腔内往返一周相位变化为 2π 整数倍的那些波长)处的光强进行了

* 国家自然科学基金资助。

研究，并对单模运行的原因进行了直观的说明。可惜这些波长不一定就是振荡波长，因而文献[5]所提供的结论是值得怀疑的。另一种研究方法则是采用时域模型^[3]，采用该方法时，自发辐射是以集总形式引入的，因而导出的结果不可能反映激光源于放大自发辐射(ASE)以及ASE可产生于有源层中任何点处等物理事实。在文献[6]中，Kozlowski 在缺欠点处采用了能量守恒(即反射率与透射率之和为1)的假设也不够合理，因为即使是在无吸收的散射型缺欠点处，向四面八方散射的光总比反射回去的多得多。

在本文中，我们用射线法^[7,8]推导了MMLD输出谱的表达式，在推导过程中考虑了产生于有源层中各处的自发辐射的贡献，因而结果反映了激光源于ASE这一物理事实。由于没作缺欠点透射率与反射率之和近似等于1的假设，因而结果可用于带有吸收性质的缺欠点，即可以用来说明MMLD在微加工后的阈值上升。而且，我们的结果还可推广应用到光通信系统中去，因为LD发出的光可能在不太长的距离中被几个接头反射。

1 输出谱表达式

为了讨论方便，图1给出了一个MMLD的示意图。为了使讨论具有普适性，假设MMLD腔内有($n-1$)个缺欠点，并把MMLD的左、右端面称作第0个和第n个点(或面)，诸点坐标分别为 x_j ($j=0, 1, 2, \dots, n$)。进一步，把 $[x_j - x_{(j-1)}]$ 记作 L_j ，亦不妨把它称作第j段的长度。每个缺欠点处的透射和反射系数分别为 ρ_j 和 σ_j ，为了包括反射时可能出现的半波相移，可在透射和反射系数上加一个上标，“+”表示光线从左边入射，“-”表示光线从右边入射。在实践中，各点反射率(除端面外)是很小的。文献[5]表明，反射率达 2×10^{-6} 就足以使输出谱发生明显变化。在下边的讨论中，我们将把 $\sigma_1, \sigma_2, \dots, \sigma_{(n-1)}$ 等都看作是一阶小量，它们的平方则忽略不计。虽然反射系数很小，并不意味着透射趋近于1(因为在缺欠点还有散射或吸收)，但也不能把透射系数当作小量看待。

1.1 缺欠点的等效参量

当缺欠点处在MMLD中时，我们不得不考虑它两边缺欠点的影响。此时，我们可以用等效反射和透射系数(分别记作 r_j 和 t_j)来描述第j个缺欠点的实际效果，用“+”、“-”号来标识光线的入射方向。在求等效系数时，可以采用常用的等效腔法^[7]。从右向左应用该法可以求出上标为“+”号的等效系数，从左向右则可求得上标为“-”的等效系数。当从右向左运用等效腔法时，先把右端面与第($n-1$)个反射点当作一个“复合点”，其坐标为 $x_{(n-1)}$ ，其等效反射和透射系数分别为 $r_{(n-1)}$ 和 $t_{(n-1)}$ (反射率和透射率则用 R_n 和 T_n 记之)。在考虑了多程反射的迭加作用，计及前边提到的近似之后，可以求得

$$r_{n-1}^+ = (\sigma_{n-1}^+ + \sigma_n^+ \varphi_n^2) / (1 - \sigma_{n-1}^- \sigma_n^+ \varphi_n^2) \quad (1a)$$

$$t_{n-1}^+ = \rho_{n-1}^+ \rho_n^+ \varphi_n / (1 - \sigma_{n-1}^- \sigma_n^+ \varphi_n^2) \quad (1b)$$

式中， φ_n 表示光线在第n段中单程传播后，电场发生的变化。它包括相移，也包括第n段对光的放大或吸收等效应。在求得 x_{j-1} 处的复合点参量后，可以把它与第($j-2$)点结合组成位于 x_{j-2} 处的一个新的复合点。重复这个过程，最终可得到第j点的等效反射和透射系数分别为

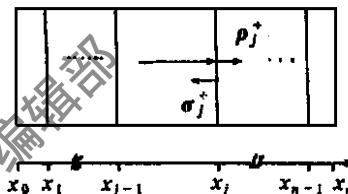


Fig. 1 Schematic of a multi-segmented MMLD

$$r_j^+ = \{ \sigma_j^+ + \sigma_{(j+1)}^+ \varphi_{(j+1)}^2 T_j + \dots + \sigma_n^+ \varphi_{(j+1)}^2 \varphi_{(j+2)}^2 \dots \varphi_n^2 T_j T_{(j+1)} \dots T_{(n-1)} \} \\ \div \{ 1 - G_n - G_{[n+(n-1)]} T_{(n-1)} - \dots - G_{[(j+1)+\dots+n]} T_{(j+1)} \dots T_{(n-1)} \} \quad (2a)$$

$$t_j^+ = \sigma_j^+ \sigma_{(j+1)}^+ \dots \sigma_n^+ \varphi_{(j+1)} \varphi_{(j+2)} \dots \varphi_n \\ \div \{ 1 - G_n - G_{[n+(n-1)]} T_{(n-1)} - \dots - G_{[(j+1)+\dots+n]} T_{(j+1)} \dots T_{(n-1)} \} \quad (2b)$$

在上边的式子中, $G_{(j+\dots+k)}$ 表示光线在以第 $(j-1)$ 和第 k 两反射点为端面的子腔中(忽略子腔内其它点的反射) 来回一圈后, 电场强度的变化, 其表达式为

$$G_{(j+\dots+k)} = \sigma_{(j-1)}^- \varphi_j^2 \varphi_{(j+1)}^2 \dots \varphi_k^2 \sigma_k^+ \quad (j \leq k) \quad (3)$$

求得了各点的等效反射和透射系数后, 我们可以把 MMLD 当成是多个子腔构成的组合系统, 子腔的每个端面为一个具有反射本领的缺欠点。当我们研究处于第 j 段中的自发辐射对输出的贡献时, 可以把第 $(j-1)$ 和第 j 两个点以及它们之间的第 j 段当成一个独立的激光器, 它的端面反射和透射系数由(2)式给出。

1.2 输出谱表达式

考虑到在 LD 有源层任何一点都可能产生自发辐射, 而不同点产生的自发辐射之间相位无关, 利用射线法^[8] 可求得由 L_j 部分对输出光谱的贡献 M_j 为

$$M_j = X_j Y_j Z_j \quad (4)$$

式中,

$$X_j = \theta B_j N_j^2 A_j / \Delta \lambda \quad (5a)$$

$$Y_j = [T_j T_{(j+1)} \dots T_n] + | \varphi_{(j+1)} \varphi_{(j+2)} \dots \varphi_n |^2 \\ \times | 1 - H_{(1+2)} - H_{(1+2+4)} - \dots - H_{[1+2+\dots+(j-1)]} |^2 / U(n) \quad (5b)$$

$$Z_j = [\exp(g_j L_j) - 1] [1 + r_{(j-1)}^2 \exp(g_j L_j)] / g_j \\ + [2 r_{(j-1)} \exp(g_j L_j) / k_j] \{ \sin[2k_j L_j + \beta_{(j-1)}] + \sin \beta_{(j-1)} \} \quad (5c)$$

在(4)式中, M 表示在单位时间、单位波长间隔内从 MMLD 右端面输出的光子数。乘上光子能量后, 就可得到输出谱表达式。在(5a)式中, θ 表示自发辐射耦合到一个模式中去的耦合因子, B 为辐射复合系数, N 为载流子数密度, A 为有源层的横截面积, $\Delta \lambda$ 为模式间距。为了通盘考虑各段不尽相同的情况, 上述诸参量都带有表示所属区段的下标。在(5c)式中, g_j 和 L_j 为第 j 段的净增益系数和长度, k_j 为传播常数, $r_{(j-1)}$ 和 $\beta_{(j-1)}$ 分别为 $r_{(j-1)}$ 的绝对值和幅角, 且

$$U(n) = | [1 - H_{(1+2+\dots+n)}] - [H_{(1+2)} + H_{(1+2+4)} + \dots + H_{[1+2+\dots+(n-1)]}] \\ - [H_n + H_{[n+(n-1)]} + \dots + H_{[n+(n-1)+\dots+2]}] |^2 \quad (6)$$

在(5b)和(6)式中, 参量 H 的表达式为

$$H_{(j+\dots+k)} = G_{(j+\dots+k)} T_j T_{(j+1)} \dots T_{(k-1)} \quad (7)$$

考察由第 $(j-1)$ 和第 k 两个反射点所决定的子腔, 设想一个光子从第 $(j-1)$ 点出发一直到第 k 点被反射而回, 其间每遇到一个缺欠点就只有部分透过。 $H_{(j+\dots+k)}$ 就表示来回一圈后电场的变化。至此, 我们就求得了有 $(n-1)$ 个反射点的 MMLD 的输出谱的解析表达式。在我们感兴趣的波段(比如 1300nm), 传播常数远比增益系数大, 因而在(5c)式中, 后边那项一般都可以略去。在剩下的部分中, 其分子是波长的慢变函数, 因而决定 MMLD 谱特征的主导项就是分母上的参量 $U(n)$ 。

2 结果与讨论

从 $U(n)$ 的表达式可以看到, 后两个花括号内的部分均属一阶小量, 在忽略一阶小量后, $U(n)$ 的表达式里将只留下第一个方括号。其实, 这就是普通 F-P 半导体激光器输出谱的分母的表达式。当激光器振荡时, 在振荡波长处(为简化讨论, 假设它与增益峰值波长相同), $U(n)$ 的第一个方括号也应趋于零。于是, 作为一种近似, 可以对 MMLD 的阈值载流子数密度 N_t 作如下估计

$$N_t = \{ Y - \ln[\sigma_0 \sigma_n^2 T_1 T_2 \dots T_{(n-1)}]/L \} / (a\Gamma) + N_0 \quad (8)$$

式中, L 是 MMLD 总长度, Y 为损耗系数, a 是微分增益系数, Γ 为限制因子, N_0 为透明载流子数密度。由于透射率 T_j 出现在阈值表达式中, 在它们小于 1 时, MMLD 的阈值比微加工前有所上升。

单模激光器在振荡时, 振荡波长处的输出应该很大, 这意味着 $U(n)$ 趋于零。于是, MMLD 的阈值条件就是

$$U(n) = 0 \quad (9)$$

在考虑自发辐射的贡献时, 由(9)式得到的阈值事实上只不过是一个无法达到的名义阈值^[9], 偏置电流越高, 腔内载流子密度与名义阈值的差别越小。对于处于振荡状态的 MMLD, 当电流大到一定程度后, (6)式第一个方括号内的量将会减小到与一阶小量可比拟, 此时, 后边两个花括号内的量的作用就会变得明显起来。随着偏置电流的增大, 第一个方括号内的量进一步减小, 后两花括号内的量的作用将越来越大。这将使 MMLD 在振荡波长处的行为变得复杂。从(9)式可见, 严格地说, MMLD 的振荡波长的整数倍不一定等于激光腔光程长度的两倍, 同时, 子腔长度的微小变化可能会使振荡波长改变。

当波长偏离振荡波长较远时, 随着增益的下降, $H_{(1+2+\dots+n)}$ 振幅将变得明显小于 1, 这将使得(6)式的后两个花括号内的一阶小量可以被忽略。在这种情况下, 参量 $U(n)$ 将在满足下式的波长处取极小值

$$m \lambda_m = 2 \mu L \quad (m \text{ 为整数}) \quad (10)$$

式中, μ 为介质有效折射率。在输出谱相应于这些波长的地方应该表现出一个个分立的极大点, 这就是平常说的 LD 的模式波长, 极大点的值就是模式峰值光强。

为了对 MMLD 振荡模的边模的抑制有一定的认识, 下边将用一个简单的 MMLD 来加以说明。考察 MMLD 中含一个缺欠点的情况, 把 MMLD 两端面的反射系数绝对值记作 r , 缺欠点的记作 r' (假设缺欠点处反射时均有半波相移), 且

$$\Phi_j^2 = \exp(g_j L_j) \exp(-i\Phi_j) \equiv F_j \exp(-i\Phi_j) \quad (j = 1, 2) \quad (11)$$

式中, Φ_j 是光线在第 j 段中的往返相移。于是

$$U(2) = |1 - rr' [F_1 \exp(-i\Phi_1) + F_2 \exp(-i\Phi_2)] - r^2 T_1 F_1 F_2 \exp[-i(\Phi_1 + \Phi_2)]|^2 \quad (12)$$

当缺欠点处于离 MMLD 某端面 $L/2$ 的地方时, (12)式可以化为仅含 Φ_1 (或 Φ_2) 的函数。可见, MMLD 的输出谱是受子腔模式调制的。如果振荡模式的峰值光强很大, 其边模将会很弱。作为一种简单说明, 可假设振荡波长与增益峰值波长相同且 $(\Phi_1 + \Phi_2)$ 为 2π 的奇数倍(具体模式图样与奇偶有关, 从文献[10]可以预计这点)。由于这已超出本文的范围, 我们不打算详细讨论, 此处直接用某种简单情形为例子, 以求给问题一个简要的说明而已), 于是可以算得

$$U|_{0\text{mode}} = |a\Gamma L n - 2r'|^2 \quad (13a)$$

$$U|_{\pm 1\text{mode}} = |a\Gamma L (n + N_t \delta^2) + 2r'|^2 \quad (13b)$$

$$U|_{\pm 2\text{mode}} = |a\Gamma L (n + 4N_t \delta^2) - 2r'|^2 \quad (13c)$$

$$U|_{\pm 3\text{mode}} = |a\Gamma L(n + 9N_1\delta^2) + 2r'|^2 \quad (13d)$$

式中, N_1 由(8)式给出, n 为名义阈值载流子密度与实际载流子密度之差, 这里我们已把振荡模记作第 0 模, 它的边模记作 ± 1 模, 以此类推, 且 $\delta = \lambda^2 / (2\mu L Q)$ (14)

式中, Q 的二倍等于洛伦兹增益曲线的宽度(FWHM), δ 实际上是 MMLD 模式间距与增益线宽之比。从(13a)式可以看到, 要使振荡模远强于其边模, 需要的缺欠点反射系数满足

$$r' = a\Gamma L n / 2 \quad (15)$$

由于(13)诸式是在把 n 当作一阶小量的情况下得到的, 如果(15)式要得到满足的话, 在计算第 0 模的输出光强时应该把正比于 n^2 的二阶小量考虑进去。由于第 0 模的分母是二阶小量, 其边模的分母是一阶小量, 可以想象 MMLD 的模式抑制比是很高的。另外, 在(15)式中相对容易控制的量其实是 r' , 一般来说, n 还要受限于其它因素。由于载流子密度遵从速率方程, 因而主模的强度不能无休止的增长, 即在实际的情况下, n 不见得能满足(15)式。不过, 此式提示我们, 在 MMLD 中, n 的极限点由(15)式确定, 而在普通的 LD 中, n 的极限点应该是零。

由(13)诸式可以看到, 虽然振荡模比其边模强得多, 但仅有一个反射点的 MMLD 对 ± 2 模的抑制可能还不太理想(这在文献[3]的图 1 中明显可见)。大概也是因为这一点, 文献[3]中强调的是边模抑制比(即 0 模与 ± 1 模之比)而不是通常使用的模式抑制比(即最强模与次最强模之比)。因此, 可以考虑在 $L/4$ 的地方再引入另一个缺欠点, 以期实现对 ± 2 模的抑制, 结果表明这一设想是成功的。当缺欠点在离右端面 $L/4$ 的地方时, ϕ_1 等于 ϕ_2 的 3 倍, 于是 $U(n)$ 可化为最高阶数为 4 的 $\sin \phi_2$ 和 $\cos \phi_2$ 的多项式, 它的基本周期源于 ϕ_2 变化 2π 。换言之, MMLD 的输出谱依然受最短的子腔调制。当 MMLD 具有上述两个缺欠点时, 在 $L/2$ 处的反射将使 ± 1 , ± 3 等模式受到抑制; 在 $L/4$ 处的反射可能在每 4 个模中突出 1 个。这种类似数学中的“筛法”效应将使第 0, ± 4 , ± 8 等模相对于其边模取极大值。可以设想, 如果在 $L/2^3$, $L/2^4$, $\dots L/2^m$ 的地方再引入具有反射特征的缺欠点的话, 将会获得很大的模式抑制比。

参 考 文 献

- 1 Weldon V, O' Gorman J, Perez Camacho J et al. IEEE Photon Technol Lett, 1997; 9(3): 357~ 359
- 2 McDonald D, Corbett B. IEEE Photon Technol Lett, 1996; 8(9): 1127~ 1129
- 3 Young J S, Kozlowski D A, England J M C et al. Electron Lett, 1995; 31(4): 290~ 291
- 4 Peters F H, Cassidy D T. Appl Opt, 1991; 30(9): 1036~ 1041
- 5 DeChiaro L F. IEEE Lightwave Technol, 1991; 9(8): 975~ 986
- 6 Kozlowski D A, Young J S, Plumb R G S et al. IEEE Photon Technol Lett, 1996; 8(6): 755~ 757
- 7 Kakiuchi H, Ohsubo J. IEEE J Q E, 1994; 30(9): 2087~ 2096
- 8 Xia G, Hao Y, Chen J et al. Opt Commun, 1995; 16(2): 67~ 71
- 9 Xia G, Wu Z, Chen J et al. Opt Lett, 1994; 19(10): 731~ 733
- 10 Zhou X, Chen J, Lu Y. Opt Commun, 1997; 18(4): 133~ 137

* * *

作者简介: 王 坤, 女, 1971 年 1 月出生。工程师。现在四川大学光电技术系攻读在职光学硕士学位。