

面对光栅的激光二极管端面上 耦合问题的研究

李宾中 陈建国 卢玉村 李大义
(四川大学光电系, 成都 610064)

摘 要 从理论和实验上研究了面对长外腔(光栅作外反射镜)的激光二极管端面上的耦合问题, 首次求出了耦合系数 η 的解析表达式, 它是高斯函数。 η 可以分成 η_1 和 η_2 两部分, η_1 描述的是由于经光栅的反射模和腔模之间不交叠引起的损耗, η_2 则是经光栅的反射光波矢的变化造成的。实验结果与理论预期符合得很好。

关键词 外腔, 激光二极管, 耦合。

1 引 言

过去几年, 人们对外腔半导体激光器进行了广泛地研究^[1-4]。众所周知, 由于光栅具有很强的波长选择能力, 而且长外腔中光子寿命较长, 因而这种外腔半导体激光器能够产生窄带调谐激光。

一般外腔半导体激光器可以简化为典型的三镜腔型^[5], 如图 1(a) 所示, 激光二极管端面和外反射镜的反射系数分别是 r_1 、 r_2 和 r_3 , l 、 L 分别是激光二极管和外腔的长度。这种外腔半导体激光器可以等效为单个的激光二极管, 其面对光栅的端面反射系数等效为 r_0 。显微物镜引起的损耗可以合并到外反射镜的反射率中去, 而不对分析产生任何实质性的影响。 f 是准直透镜焦距。

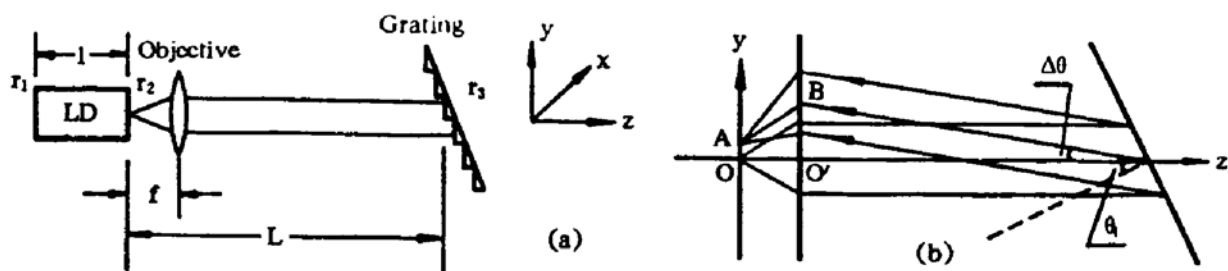


Fig. 1 (a) The external cavity semiconductor laser and (b) the optical path of feedback light from the grating inside the extended cavity

对于图 1 所示的长外腔 ($L \gg l$) 半导体激光器, 当波长为 λ_0 的激光以 θ_0 角入射到光栅, 并

* 四川省科委资助的课题。

收稿日期: 1994 年 1 月 19 日; 收到修改稿日期: 1994 年 4 月 26 日

以 θ_i 角返回到激光二极管。那么, 波长为 $\lambda_i + \Delta\lambda$ 的激光束以 θ_i 角入射到光栅上, 衍射角便为 $\theta_i + \Delta\theta$ 。使用光栅方程, 并考虑 $\Delta\theta$ 的一级近似, 便可得:

$$\Delta\theta = mb\Delta\lambda / \sqrt{1 - (mb\lambda_i/2)^2}, \quad (1)$$

式中 b 是光栅每毫米刻线数, m 是衍射级次。

很明显, 经光栅反射回来的光波 ($\lambda_i + \Delta\lambda$) 在准直透镜入口处有一位移 $\Delta x \sim L \cdot \Delta\theta$ 。实验中, $\lambda_i = 1.3 \mu\text{m}$, $b = 600 \text{ lines/mm}$, $L = 1 \text{ m}$, 假如 $\Delta\lambda = 0.01 \text{ nm}$, 则可估算出 $\Delta x \sim 0.65 \mu\text{m}$ 。显然, 有限孔径 $D \sim 1 \text{ mm}$ 的准直透镜不能将波长 $\lambda_i + \Delta\lambda$ 的光场滤去。

上述分析表明, 在大多数实验中, 面对光栅的长外腔半导体激光器端面的耦合不满足 δ 函数的假设。引入耦合系数 η , η 描述的是反馈回激光二极管端面上的光能中耦合进激光模式的份额。在作者早期的论文^[6]中, 借助外腔应用 η 值测定了二极管参数。本文使用了光线追迹法, 首次推导出了对于各种腔参数的 η 的表达式。

2 理论分析

从图 1(b) 可看出, 自激光二极管出来的光以 θ_i 的角度入射到光栅上, 波长为 λ_i 的光将原路返回, 经透镜聚焦后进入二极管。而波长为 $\lambda_i + \Delta\lambda$ 的光被光栅散开, 它的返回光程将不同于波长为 λ_i 的光的返回光程, 而有一角度偏差 $\Delta\theta$ 。在图 1(b) 中, 光栅的刻线被放置得垂直于二极管的 p-n 结平面。显然, 这个讨论也适合于光栅刻线平行于 p-n 结平面的情况。

从前面的讨论中可以看出, 一个长外腔半导体激光器可能有几个外腔模式落入一个有源腔模式内, 它们通过物镜的损耗无明显差别 (并均可归入光栅反射系数中去)。引入参数 η 描述在面对外腔的激光二极管端面上的这些外腔模式间的损耗差别。在实验中经常碰到的情况是 $r_2 \ll r_3$, 这时仅仅第一次反射是重要的, 并且能够如下述估算 η 。

假设外腔模式是 $E(r) \exp(ik \cdot r)$, 它的自光栅反射回来的光场是 $E'(r') \exp(ik \cdot r')$ 。考察图 1(b), 并考虑到 $L \gg l$, 可以发现, 对于波长为 λ_i 的光有:

$$r' = r - (f\Delta\theta)e_x, \quad (2)$$

$$k' = -k[(L - 2f)\Delta\theta e_x + fe_x] / [(L - 2f)^2(\Delta\theta)^2 + f^2]^{1/2} \quad (3)$$

这里 k 是波矢的幅度, e_x 、 e_z 分别是沿 x 、 z 方向的单位矢量。在 (2) 式和 (3) 式中, 仅仅做了 $\Delta\theta$ 的一阶近似。假设沿 x 方向的场分布能够用高斯函数描述, 即:

$$E_x = A_x \exp[-x^2/(2w)^2], \quad (4)$$

A_x 是归一化常数, w 是光束几何尺寸。设 $z = 0$ 是面对外腔的二极管端面的位置。下面来分析面对光栅的激光二极管端面的耦合情况。

无源腔中的本征模场和反馈模场分别是:

$$E_s = E_s(r) \exp(ik \cdot r), \quad (5a)$$

$$E_r = JE_r(r) \exp(ik \cdot r'). \quad (5b)$$

当光场偏振方向平行于光栅刻线时, $J = 1$; 而当光场偏振方向垂直于光栅刻线时, $J = f / \sqrt{f^2 + [(L - 2f)\Delta\theta]^2}$ 。

耦合系数 η 的定义式如下^[7]:

$$\eta = \left| \int_{-\infty}^{\infty} E_s \cdot E_r dx \right|^2 / \left(\int_{-\infty}^{\infty} |E_r|^2 dx \int_{-\infty}^{\infty} |E_s|^2 dx \right) \quad (6)$$

经推导得:

$$\eta = \exp \left\{ - \left[\frac{f\Delta\theta}{2w} \right]^2 - \frac{[K(L-2f)w\Delta\theta]^2}{4[(L-2f)^2(\Delta\theta)^2 + f^2]} \right\}. \quad (7)$$

对于能通过显微物镜而又未受到显著损耗的外腔模式, 由于 $(L-2f) \cdot \Delta\theta \ll f$, $|\eta|$ 能够近似地表示为 η_1 和 η_2 的积, 其中

$$\eta_1 = \exp \left\{ - \left[\frac{f\Delta\theta}{2w} \right]^2 \right\}, \quad (8a)$$

$$\eta_2 = \exp \left\{ - \left[\frac{K(L-2f)w\Delta\theta}{2f} \right]^2 \right\}. \quad (8b)$$

(8a)式中 $f\Delta\theta$ 是两光束中心之间的距离, 因此 η_1 包括了由于腔模和反射模之间不交叠引起的损耗。实验中使用长焦距透镜时, η_1 是主要的因子。由(8b)式描述的第二项因子表明, 反射光束波矢的变化对表示为 η_2 的耦合系数有影响。许多实验的实际数据表明, 对长外腔半导体激光器(假如光栅刻线垂直于 p-n 结平面), η_2 是主要的因子。

η_1 和 η_2 随波长 λ 的偏差的变化示于图 2。在图 2(a)中, 使用长焦距显微物镜, η_1 是主要因子, 参数: $L=0.2 \text{ m}$, $w=0.8 \text{ }\mu\text{m}$ (光栅刻线平行 p-n 结), $f=8 \text{ mm}$ 。图 2(b)中, 考虑长外腔半导体激光器, 使用大放大倍数的显微物镜, η_2 变为主要因子, 参数: $L=1 \text{ m}$, $w=4 \text{ }\mu\text{m}$, $f=0.6 \text{ mm}$ 。

从这些图可以看出, 由于有一定数量的外腔模式落入 η 的带宽(FWHM)内, 所以耦合系数不能考虑为 δ 函数, 它是高斯函数。

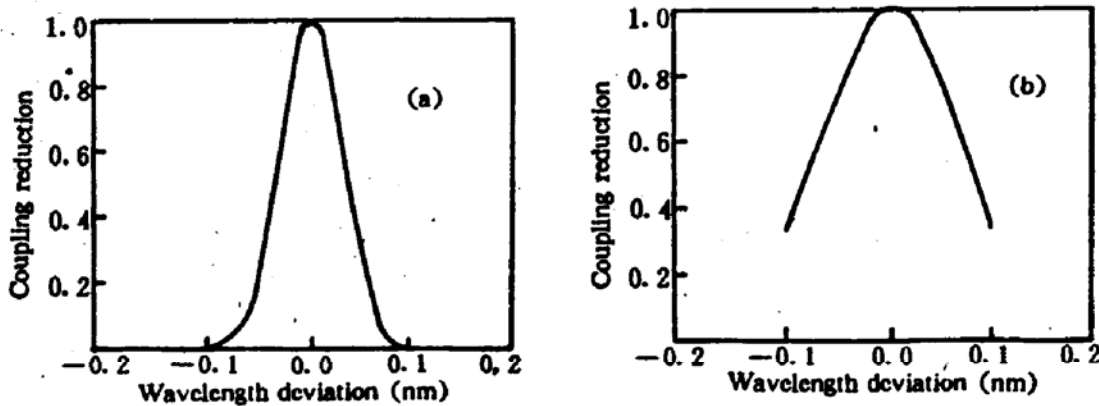


Fig. 2 The variations of (a) η_1 and (b) η_2 with the wavelength deviation from λ_0

3 实验结果与讨论

实验用的激光二极管是 $1.3 \text{ }\mu\text{m}$ 的 InGaAsP/InP, 其右端镀了增透膜, 根据 Kaminow 等人^[8]提出的方法, 确定其残余反射率为 $R_2=2 \times 10^{-3}$; 显微物镜的数值孔径是 0.65, 放大倍数 40, 焦距 $f=1 \text{ mm}$; 光栅的一级闪耀波长是 $1.25 \text{ }\mu\text{m}$, $b=600 \text{ lines/mm}$, 光栅刻痕垂直于激光二极管的 p-n 结平面, 激光束在垂直于二极管 p-n 结方向的发散角 $\theta_{\perp} \sim 8^\circ$; 外腔长 $L=1 \text{ m}$ 。

根据文献[9]提出的方法确定阈值电流, 镀增透膜后, 激光二极管的阈值电流是 60 mA。实验时加在激光二极管上的偏置电流 $I=40 \text{ mA}$ 。在无外腔和有外腔时, 分别扫描出一组光谱图, 测出一组实验数据。实验数据处理结果示于图 3 中。由上一节的分析知, 实验中, 对耦合系数 η 起作用的是由(8b)式决定的 η_2 。由于 $\theta_{\perp} \sim 8^\circ$, 据文献[10]可算出 $w \approx 2.5 \text{ }\mu\text{m}$ 。将实验中的有关参数代入(8b)式, 算出 $\eta(\lambda)$ 的曲线, 如图 3 所示。显然, 理论分析和实验结果都

验证了耦合系数 η 是高斯函数，且实验结果与理论预期符合得很好。

结 论 理论分析和实验结果都证明了面对光栅的长外腔半导体激光器端面上的耦合系数 η 是高斯函数。 η 可以分成两部分 η_1 和 η_2 ， η_1 描述的是由于经光栅的反射模和腔模之间不交叠引起的损耗， η_2 则是经光栅的反射光波矢的变化造成的。

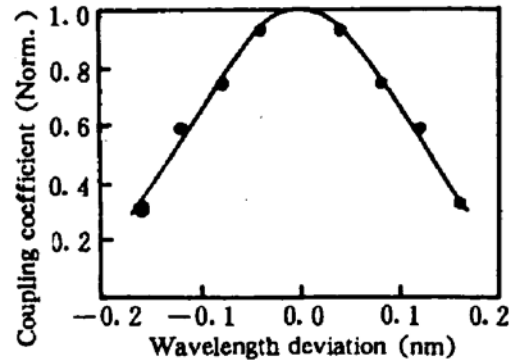


Fig. 3 Experimental values and theoretical curve.

Dots are measured value

参 考 文 献

- [1] D. Seo, J. Park, J. McInerney *et al.*, Multiple feedback effects in asymmetric external cavity semiconductor lasers. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1989, QE-25(12): 2229~2238
- [2] J. Kim, H. C. Hsieh, An open-resonator for the analysis of a short external-cavity laser diode and its application to the optical disk head. *J. Lightwave Technol. Lett.*, 1992, 10(4): 439~447
- [3] J. Kim, H. C. Hsieh, Asymmetry in the optical output power characteristics of a short-external-cavity laser diode. *IEEE Photonics Technol. Lett.*, 1992, 4(6): 537~539
- [4] Y. Hori, H. Asakura, F. Sogawa *et al.*, External-cavity semiconductor laser with focusing grating mirror. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1990, QE-26(10): 1747~1754
- [5] A. Olsson, C. L. Tang, Coherent optical interference effects in external-cavity semiconductor lasers. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1981, QE-17(8): 1320~1323
- [6] 李大义, 陈建国, 卢玉村等, 半导体激光器参数的外腔法测量. *中国激光*, 1991, 18(9): 668~671
- [7] G. A. Alphonse, M. Toda, Mode coupling in angled facet semiconductor optical amplifiers and superluminescent diodes. *J. Lightwave Technology*, 1992, 10(2): 215~219
- [8] I. P. Kaminow, G. Eisenstein, L. W. Stulz, Measurement of the modal reflectivity of an antireflection coating on a superluminescent diode. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1983, QE-19(4): 493~495
- [9] T. Hertsens, Measuring diode laser characteristics. *Lasers & Optronics*, 1989, Feb., 37~42
- [10] A. Kotsas, H. Ghafouri-Shiraz, T. S. M. Maclean, Microlens fabrication on single-mode fibers for efficient coupling from laser diode. *Optical and Quant. Electron.*, 1991, 23(3): 367~378

Studies on the Coupling at Laser Diode Facet Facing Grating

Li Binzhong Chen Jianguo Lu yucun Li Dayi

(Department of Optoelectronics Science and Technology, Sichuan University, Chengdu 610064)

(Received 19 January 1994; revised 26 April 1994)

Abstract Theoretical and experimental studies on the coupling at laser diode facet facing long external cavity have been carried out. The analytical expressions of the coupling coefficient η has been derived. It can be divided into two factors, one is due to the off-overlapping between the centers of the diode mode and its reflected counterpart, and the other is due to the alteration of the wave vector after being dispersed by the grating. Both theoretical and experimental verifications show that η is a Gaussian function.

Key words external cavity, laser diode, coupling.