

半导体激光器端面剩余模式反射率 测量结果的分析

武 岚 罗 斌 陈建国 卢玉村

(四川大学光电科学系, 成都 610064)

提要 本文分析了单色仪出射狭缝宽度对半导体激光器镀膜端面反射率测量的影响, 理论预言了调制度和反射率的测量值以及测量谱中波峰和波谷的位置随缝宽周期性变化的规律。实验结果证实了理论预测的正确性。

关键词 半导体激光器, 光栅单色仪, 调制度, 端面剩余模式反射率

Analysis of measurement results of residual reflectivity at AR coated facets of semiconductor lasers

Wu Lan, Luo Bin, Chen Jianguo, Lu Yuchun

(Sichuan University, Chengdu 610064)

Abstract Westbrook's theory has been adopted to analyse the effects of a grating monochromator on the measurement of modal reflectivity at AR coated facets of a semiconductor laser diode. It has been verified that the measured modulation index and reflectivity changes with the exit slit width periodically. The period has been identified to correspond to the diode mode spacing. The analysis has also predicted that when the passband width of the monochromator is somewhat larger than the diode mode spacing, the measured peaks and valleys will be different from their real positions by a half of the mode spacing.

Key words semiconductor laser diode, grating monochromator, modulation index, normalised passband width

本文采用解析求解, 对文献[1, 2]中的工作进行了延拓和扩展, 从理论上发现了使用光栅单色仪测量半导体激光器(SLD)的模谱时, 谱图上调制度 M 以及由此计算出的端面模式反射率随出射狭缝周期性变化的规律。同时发现, 测量模谱的波峰和波谷位置亦随出射狭缝宽度的变化而周期性地发生半个模式间距的跳变。

收稿日期: 1992年1月29日; 收到修改稿日期: 1992年4月20日。

* 国家教委博士点基金和国家自然科学基金资助项目。

1 理论分析

引入 SLD 自发辐射谱函数 $p(\lambda)^{[3]}$:

$$p(\lambda) \propto [1 + r_1 r_2 \exp(2GL) - 2\sqrt{r_1 r_2} \exp(GL) \cos(2\phi)]^{-1} \quad (1)$$

式中, λ 是波长, L 是 SLD 的腔长, G 是单程净增益系数, ϕ 是光波在腔内传播的单程相移, r_1 和 r_2 分别是 SLD 两端面的反射率。并且

$$G(\lambda) = \Gamma g_0 \{1 - [(\lambda - \lambda_0)/Q]^2\}^{-1} - \alpha \quad (2)$$

$$\phi(\lambda) = 2\pi n L / \lambda \quad (3)$$

其中, λ_0 为峰值波长, g_0 是峰值小信号增益系数, 增益曲线的半宽度 (FWHM) 为 $2Q$, Γ 是限制因子, α 为分布损耗系数, n 为介质的有效折射率。

为讨论方便, 定义调制度 m 为

$$m = [p(\lambda_p) - p(\lambda_v)] / [p(\lambda_p) + p(\lambda_v)] \quad (4)$$

$p(\lambda_p)$ 和 $p(\lambda_v)$ 是输出模谱的极大值和其相邻极小值, λ_p 和 λ_v 则是波峰和波谷波长。利用(1), (4) 式化为

$$m = 2\sqrt{r_1 r_2} \exp(GL) / [1 + r_1 r_2 \exp(2GL)] \quad (5)$$

镀膜前, SLD 的端面模式反射率 $r_1 = r_2 = r_0$, 且在阈值工作时

$$r_0 \exp(GL) = 1 \quad (6)$$

将(5)式应用于镀膜后相同工作电流下的模谱, 结合(6)式可得镀膜后的 r_1, r_2 和镀膜前的 r_0 有如下关系:

$$r_1 r_2 = r_0^2 (1 - \sqrt{1 - m^2})^2 / m^2 \quad (7)$$

下面具体分析用光栅单色仪测量由(1)式的模谱。实际上, 测量结果应该是单色仪响应函数与(1)式的卷积。但是, 单色仪的响应函数不易确定, 这里采用一种简化的分析方式^[1,2]: 由于 SLD 端面发光区相对于单色仪入射狭缝而言近似于一点光源, 在理想状态下, 忽略入射狭缝宽度的影响, 则一个给定的出射狭缝宽度 W_α , 就对应一个确定的波长范围 δ , 使测量到的通过单色仪的功率等于(或正比于)模谱上 $(\lambda - \delta/2)$ 至 $(\lambda + \delta/2)$ 间的积分光功率。我们定义和 W_α 相对应的 δ 为单色仪的通带宽度。同时, 把扫到狭缝中心的波长定为单色仪测量的标称波长, 并假定出射狭缝宽度改变时, 其中心位置不变。这样, 单色仪的测量谱为

$$P(\lambda) = \int_{\lambda - \delta/2}^{\lambda + \delta/2} p(\lambda') d\lambda' \quad (8)$$

本文以大写字母 P, M, R_1, R_2 表示测量值, 而用小写字母 p, m, r_1, r_2 分别表示实际值。

在实际测量中, δ 远小于 SLD 的增益曲线宽度, 故积分(8)式时, G 是缓变量, 将(1)式代入并同时考虑(5)式即可以完成解析求解。

令 $\delta = k\Delta\lambda + \varepsilon$, k 是整数, $\Delta\lambda = \lambda^2/2nL$ 是模式间距, $0 \leq \varepsilon \leq \Delta\lambda$ 。得到波峰处的 $P(\lambda_p)$ 和波谷处的 $P(\lambda_v)$ 的最终解析结果为

$$P(\lambda_p) \propto \begin{cases} k\pi/2 + B & (k \text{ 为偶数}) \\ (k+1)\pi/2 - C & (k \text{ 为奇数}) \end{cases} \quad (9a)$$

$$(k+1)\pi/2 - C \quad (k \text{ 为奇数}) \quad (9b)$$

$$P(\lambda_v) \propto \begin{cases} (k+1)\pi/2 - C & (k \text{ 为偶数}) \\ k\pi/2 + B & (k \text{ 为奇数}) \end{cases} \quad (9c)$$

$$k\pi/2 + B \quad (k \text{ 为奇数}) \quad (9d)$$

$$\text{式中} \quad B = \arctg[\sqrt{(1+m)/(1-m)} \operatorname{tg}(\pi\varepsilon/2\Delta\lambda)] \quad (10a)$$

$$C = \arctg[\sqrt{(1+m)/(1-m)} / \operatorname{tg}(\pi\varepsilon/2\Delta\lambda)] \quad (10b)$$

这样,便得到调制度:

$$M = (B + C - \pi/2) / [B - C + (2k + 1)\pi/2] \quad (11)$$

(11) 式表明,分子这一项具有周期性,其周期是 $\Delta\lambda$ 。当 $\delta = k\Delta\lambda$ 时 (k 为大于零的整数), M 就周期性地取极小值。在 $k\Delta\lambda < \delta < (k + 1)\Delta\lambda$ 区间, M 先上升后下降,它的极大值随 k 增大而减小。而当 $\delta \rightarrow 0$ 时,测量值 M 与实际值 m 严格相等。对于我们所使用的焦距 30 cm 的光栅单色仪,通过理论分析和实验发现,出缝宽度 $W_{ex} = 180 \mu\text{m}$ 时, δ 约为 1 nm,这种情况对测量 $\Delta\lambda \sim 1 \text{ nm}$ 的 SLD 模谱极为不利,实验中应当保证 $W_{ex} \leq 30 \mu\text{m}$ 才能获得比较可信的 M 值。

仔细分析(9)式,发现当 k 为偶数时, $P(\lambda_p) > P(\lambda_v)$ 。而当 k 为奇数时, $P(\lambda_p) < P(\lambda_v)$ 。这表明每当 δ 增大 $\Delta\lambda$, 测量谱上的波峰和波谷的位置就颠倒一次,即移动半个模式间距。这个理论预言已被后面的实验所证实。

(9) 式还具有这样一个性质:

$$P(\lambda_i, k\Delta\lambda + \varepsilon) = P(\lambda_i, k\Delta\lambda) + P(\lambda_i, \varepsilon) \quad (i = p, v) \quad (12)$$

它提供了一种“扣除本底”的方法对调制度测量进行修正:以 $\delta = k\Delta\lambda$ 时测得的谱线作为零点来测量 $\delta = k\Delta\lambda + \varepsilon$ 时谱图上的 $P(\lambda_p)$ 和 $P(\lambda_v)$, 然后计算 M , 这样得到的结果应和 $\delta = \varepsilon$ 时的测量结果差不多(参看图 3、图 4)。

用测量值 M 代替 m , 由(7)式即可算出端面剩余模式反射率的测量值 R_1 (或 R_2)。显然, M 值的周期性变化必将导致 R 相应的周期性变化规律。当 $\delta \rightarrow 0$ 时, R 才和实际值相等。

2 实验结果与讨论

实验装置如图 1 所示。其中,单色仪是焦距为 30 cm 的光栅单色仪,光栅为 600 线/mm,分辨率 $\leq 0.1 \text{ nm}$,出射狭缝宽度的测量精确度为 $\pm 2 \mu\text{m}$ 。

图 2 是根据(8)式,当 $(\delta/\Delta\lambda)$ 分别取 0.1, 0.5, 0.8, 1.0, 1.2 和 1.5 时理论预测的谱图。参数取值: $\lambda_0 = 1.3 \mu\text{m}$, $nL = 845 \mu\text{m}$ (对应 $\Delta\lambda = 1 \text{ nm}$)。 (a) 中, $\sqrt{r_1 r_2} = 0.1, m = 0.7$; (b) 中, $\sqrt{r_1 r_2} = 3 \times 10^{-4}, m = 0.056$ 。由图可见, $\delta/\Delta\lambda = 1.0$ 时, M 第一次达极小值。其物理解释是:无论波长的测量值是多少,总有近于一个整模式所含功率从单色仪输出。特别地, $P(\lambda_p)$ 是以 λ_p 为峰值波长的那个模式的功率,而 $P(\lambda_v)$ 是与 λ_v 相邻的两个模式功率之和的一半。事实上相邻模式的功率相差很小,故测量值 M 趋于零。当 $\delta/\Delta\lambda > 1$ 时,波峰与波谷的位置和实际值相比,移动了 $\Delta\lambda/2$ 。这是因为,当标称波长对应于实际谱中的 λ 时,狭缝输出的是一个整模式功率加上与 λ 相邻的两个波谷的一部分,而当标称波长为 λ_v 时,添加的部分是 λ_v 相邻的两个波峰的一部分。这样,就使测量谱和实际谱相比,波峰和波谷产生位置颠倒。

采用主动监控法^[4],我们实现了 SLD 双面减反射膜的镀制。图 3 是一只双面镀减反膜后的半导体二极管在 70 mA 偏置电流下,不同出射狭缝宽度所对应的实验测量谱。该管镀前阈值电流 28 mA,镀后测得 $\sqrt{r_1 r_2} < 3 \times 10^{-4}$ 。该图表明,调制度 M 明显受到出射狭缝宽度的影

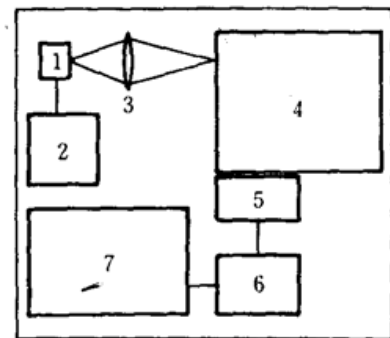


Fig. 1 Experimental setup for measurement of mode spectra from the laser diode

- 1-SLD; 2-Power supply; 3-Focal lens;
- 4-Monochromator; 5-Photodetector;
- 6-Preamplifier; 7-x-y recorder

响,并证实了理论分析关于 M 的周期性和波峰、波谷位置移动的结论。

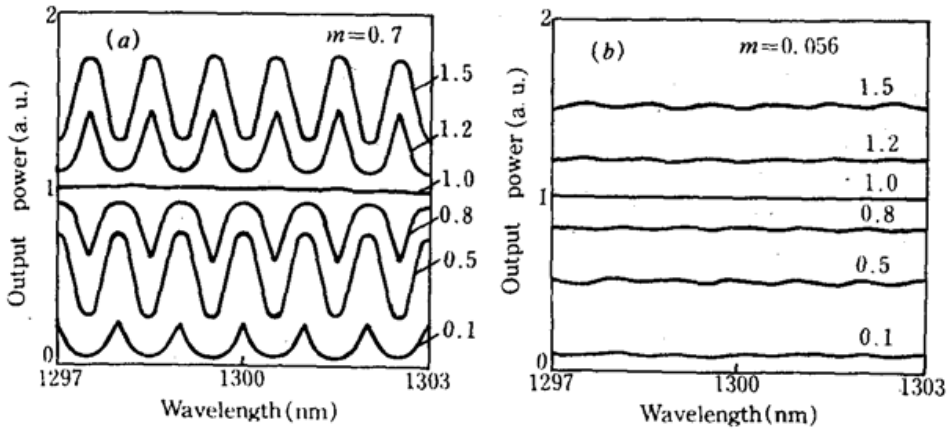


Fig. 2 Theoretically predicted mode spectra at different normalized passband widths as indicated on the right-hand side obtained for (a) $m = 0.7$, $\sqrt{r_1 r_2} = 0.1$; (b) $m = 0.056$, $\sqrt{r_1 r_2} = 3 \times 10^{-4}$

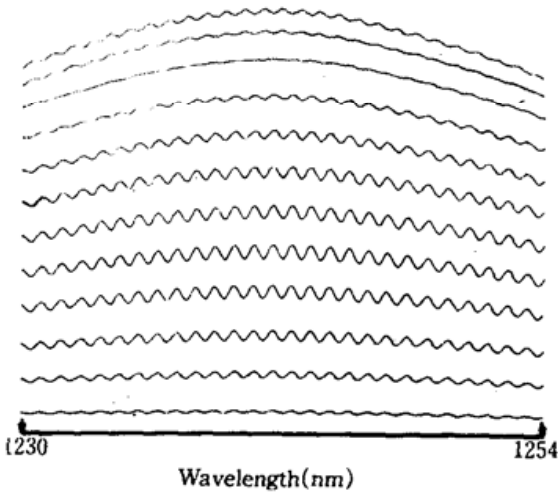


Fig. 3 Experimentally recorded spectra at different normalized passband widths (from bottom to top, $\delta/\Delta\lambda = 0.1, 0.2, 0.3, \dots, 1.2$, respectively)

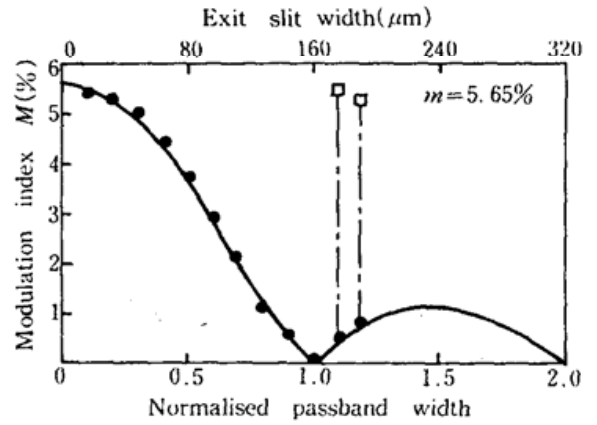


Fig. 4 Theoretically predicted M (solid line) and experimentally recorded M (closed circles) compared for different normalized passband widths, where $m = 5.65\%$

定义 $\delta/\Delta\lambda$ 为单色仪归一化通带宽度,图 4 是用实际调制度 $m = 5.65\%$ 计算的测量调制度 M 随归一化带宽变化的关系曲线(实线)。图中黑圆点是由图 2 测得的实验值 M ,用“□”表示的点是采用“扣除本底”法修正的实验测量值。可见,实验结果与理论预测符合得相当好。同时可以看到,只有当 $\delta/\Delta\lambda \leq 0.2$ 时, M 与 m 的误差才在 10% 以内。若 W_{ex} 大到使 δ 接近一个模间距,则 M 至少比 m 小一个数量级,已没有实际价值。

图 5 是端面反射率 $r = 0.1, 0.01$ 和 0.001 时由(7)式和(11)式得出的测量值 R 随 $\delta/\Delta\lambda$ 变化的理论曲线。这时考虑的是只有一个端面被镀膜的情况。通过对(7)式微分,发现 r 对 m 有近似平方的依赖关系,因此,由 M 的测量误差引起的 R 的测量误差更为显著。例如,实际的端面反射率 r 具有 10% 时,由于单色仪出射狭缝宽度的原因,可以使得测量值低到 10^{-4} 数量级。所以为了获得对端面反射率可靠的测量结果,应尽可能地减小单色仪出射狭缝宽度。对于本测试条件,出射狭缝应控制在 $30 \mu\text{m}$ 以内。

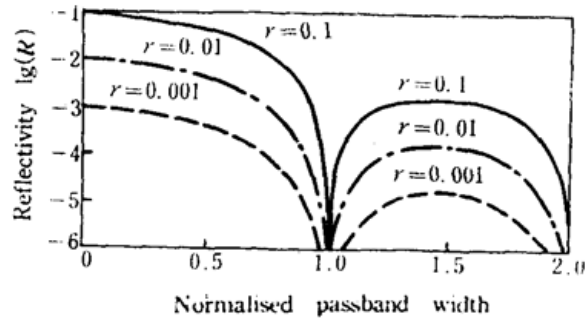


Fig. 5 Theoretically predicted reflectivity change with normalized passband widths $\delta/\Delta\lambda$

应指出,当出射狭缝宽度较大时,单色仪的分辨率已不够高,在某些特定的缝宽范围内,会使得测量谱图上波峰变钝,而波谷反而锐(参看图 2)。

作者之一(陈建国)对 BT Research Laboratories 的 Dr. P. Barnsley 提供的宝贵建议表示感谢。

参 考 文 献

- 1 L. A. L. S. Cho, P. M. Snowton *et al.*, *IEE Proc. Pt. J.*, **137**(1), 64~67(1990)
- 2 L. D. Westbrook, *IEE Proc. Pt. J.*, **133**(2), 135~142(1986)
- 3 I. P. Kaminow *et al.*, *IEEE J. Quant. Electr.*, **QE-19**, 493(1983)
- 4 J. Chen, D. Li, Y. Lu, *Appl. Opt.*, **30**, 4554~4559(1991)