

$\lambda/4$ 相移分布反馈半导体激光器 在高输出功率时的特性分析

陈 晖 叶培大

(北京邮电学院, 北京 100088)

摘 要 从光场限制因子周期性变化这一概念出发, 指出在纯折射率耦合分布反馈激光器中存在着增益耦合作用, 这种作用在阈值附近较小, 但在输出功率增加时迅速增大, 并因此使 $\lambda/4$ 相移分布反馈激光器的单模特性变差。量子效应对这种增益耦合作用影响不大。在 $\lambda/4$ 相移量子阱分布反馈激光器中, 量子效应对空间烧孔效应有很强的抑制作用, 因此在其高功率输出特性中, 增益耦合的影响将变得比较明显。

关键词 半导体激光器, 空间烧孔, 分布反馈, 增益耦合。

1 引 言

随着光通讯技术的发展, $\lambda/4$ 相移分布反馈半导体激光器由于其单模、窄线宽特性而得到了广泛的应用。然而此类激光器在高输出功率时也出现多模振荡, 在以往的分析中都认为, 这是由空间烧孔效应引起的。本文指出, 在高输出功率时还有其它因素使其模特性变差。作者认为 $\lambda/4$ 相移分布反馈激光器的光场限制因子周期性调制将引起耦合系数的变化。在纯折射率耦合 $\lambda/4$ 相移分布反馈激光器中, 将使折射率耦合系数增加, 另外由于模式增益受光场限制因子的影响, 也将产生周期性调制, 从而出现一定的增益耦合作用。这种作用在低输出功率时影响较小, 所以在以往的分析中都忽略不计, 但它在高输出功率时将明显变大, 并由此带来相移作用, 使激光器的单模特性变差。在 $\lambda/4$ 相移量子阱分布反馈激光器中, 由于空间烧孔效应较小, 所以增益耦合的作用将更加明显。

2 光场限制因子的周期性变化

考虑如图 1 所示的四层分布反馈激光器模型, 把每个光栅周期分为 L_H 和 L_L 区域^[1], 然后用四层均匀介质波导模型来分别计算其有效折射率和有源区光场限制因子 Γ_s 。可以看出在 L_H 和 L_L 区域的有效折射率和 Γ_s 都是不一样的。由于计算方法已在文献[1]中给出, 所以在此只给出计算结果。

图 2 给出了光场限制因子 Γ_s 和有效折射率 N_{eff} 沿 Z 向的变化曲线, 在计算时仅考虑 TE 模

式, 有源区折射率 $n_a = 3.5$, 限制层折射率 $n_c = 3.2$, 波导层折射率 $n_g = 3.4$, 有源区厚度 $d_a = 0.2 \mu\text{m}$, 波导层厚度 $d_H = 0.20 \mu\text{m}$, $d_2 = 0.05 \mu\text{m}$.

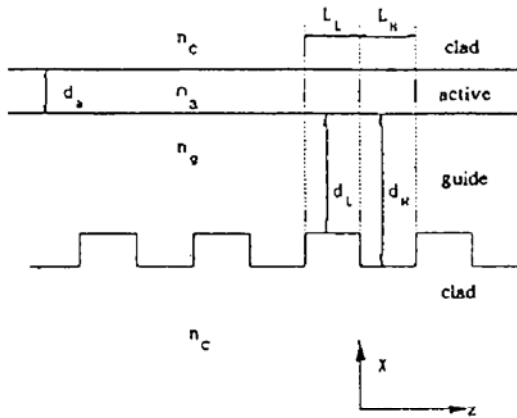


Fig. 1 The four layer model of DFB semiconductor lasers

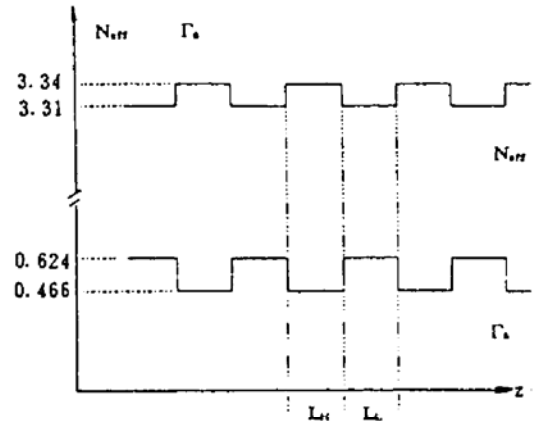


Fig. 2 Effective refractive index N_{eff} and optical confinement factor Γ_a variation in Z direction

从图 2 可见, Γ_a 和 N_{eff} 一样呈周期性变化, 变化周期相同但相位差 180° 。这是因为在有源区折射率和厚度一定的情况下, 若总的有效折射率变大, 则有源区折射率在总有效折射率中所占比例变小, Γ_a 也相应减小。

典型的分布反馈激光器的折射率和模式增益沿 Z 向的分布为^[2]:

$$n(Z) = n_0 + \Delta n \cos(2\pi Z/\Lambda), \tag{1}$$

$$g(Z) = g_0 + \Delta g \cos(2\pi Z/\Lambda). \tag{2}$$

其中, Λ 为光栅周期, n_0 、 g_0 为折射率和增益的纵向平均, Δg 和 Δn 为空间调制幅度。

由于 Γ_a 的纵向变化和 $n(Z)$ 周期一致而相位相反, 因此可用下式表示 $\Gamma_a(Z)$:

$$\Gamma_a(Z) = \Gamma_{a0} + \Delta\Gamma_a \cos(2\pi Z/\Lambda + \pi). \tag{3}$$

其中, Γ_{a0} 为纵向平均, $\Delta\Gamma_a$ 为空间调制幅度。

考虑如图 3 所示 $\lambda/4$ 相移分布反馈激光器, 在区域 1 和 2 其有效折射率 n' 可分别表示为:

$$\left. \begin{aligned} n'(Z)_1 &= n'_{eff} + n_m \cos(2\pi Z/\Lambda + \pi/2) \\ n'(Z)_2 &= n'_{eff} + n_m \cos(2\pi Z/\Lambda - \pi/2) \end{aligned} \right\} \tag{4}$$

其中, n'_{eff} 为纵向平均, n_m 为空间调制幅度。

同样, 其有源区光场限制因子也可分别表示为:

$$\left. \begin{aligned} \Gamma'_a(Z)_1 &= \Gamma'_{a0} + \Delta\Gamma'_a \cos(2\pi Z/\Lambda + \pi/2 + \pi) \\ \Gamma'_a(Z)_2 &= \Gamma'_{a0} + \Delta\Gamma'_a \cos(2\pi Z/\Lambda - \pi/2 + \pi) \end{aligned} \right\} \tag{5}$$

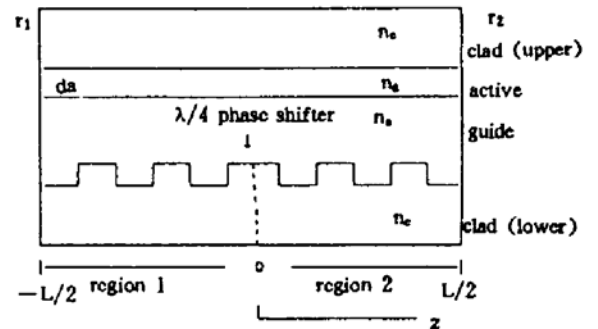


Fig. 3 The structure of $\lambda/4$ phase shift DFB semiconductor lasers

3 折射率耦合系数和增益耦合系数

单模振荡激光器中有效折射率和模式增益可表示为^[3]:

$$n_{eff}(Z) = n_{eff0}(Z) + \Gamma_a(Z) \frac{dn}{dN} N(Z), \tag{6}$$

$$g_m(Z) = \Gamma_a(Z) \frac{dg}{dN} [N(Z) - N_t]. \tag{7}$$

其中, $n_{eff}(Z)$ 为未注入电流时的有效折射率分布, $N(Z)$ 为载流子密度分布, N_t 为透明载流子

密度, dn/dN 为折射率对载流子的微分, dg/dN 为增益对载流子的微分。

对于 $\lambda/4$ 相移分布反馈激光器, (6) 式中的 $n_{\text{eff}0}(Z)$ 即为 (4) 式中的 $n'(Z)$ 。

把 (4) 式代入 (6) 式, 同时用 (5) 式代替 (6) 式中的 $\Gamma_a(Z)$, 可得:

$$\left. \begin{aligned} n_{\text{eff}}(Z)_1 &= n'_{\text{eff}} + \Gamma'_{a0}(dn/dN)N(Z) \\ &\quad + [n_m - \Delta\Gamma'_a N(Z) dn/dN] \cos(2\pi Z/\Lambda + \pi/2), \\ n_{\text{eff}}(Z)_2 &= n'_{\text{eff}} + \Gamma'_{a0}(dn/dN)N(Z) \\ &\quad + [n_m - \Delta\Gamma'_a N(Z) dn/dN] \cos(2\pi Z/\Lambda - \pi/2). \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

同样可得:

$$\left. \begin{aligned} g_m(Z)_1 &= \Gamma'_{a0} dg/dN [N(Z) - N_s] - \Delta\Gamma'_a dg/dN [N(Z) - N_s] \cos(2\pi Z/\Lambda + \pi/2), \\ g_m(Z)_2 &= \Gamma'_{a0} dg/dN [N(Z) - N_s] - \Delta\Gamma'_a dg/dN [N(Z) - N_s] \cos[2\pi Z/\Lambda - \pi/2]. \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

分布反馈激光器中的电场 $E(Z)$ 可表示为前向和反向传播的波的迭加^[2], 即:

$$\left. \begin{aligned} E(Z)_1 &= R_1(Z) \exp(-j\beta_0 Z) + S_1(Z) \exp(j\beta_0 Z), \\ E(Z)_2 &= R_2(Z) \exp(-j\beta_0 Z) + S_2(Z) \exp(j\beta_0 Z). \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

其中, $\beta_0 = \pi/\Lambda$, R_1 、 R_2 、 S_1 、 S_2 为慢变的复振幅, 利用 (8)、(9)、(10) 式及麦克斯韦方程, 可得下列耦合波方程:

$$\left. \begin{aligned} -dR_1(Z)/dZ + (\alpha - j\delta) R_1(Z) &= K S_1(Z), \\ S_1(Z)/dZ + (\alpha - j\delta) S_1(Z) &= -K R_1(Z), \\ -dR_2(Z)/dZ + (\alpha - j\delta) R_2(Z) &= -K S_2(Z), \\ S_2(Z)/dZ + (\alpha - j\delta) S_2(Z) &= K R_2(Z). \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

其中, α 为阈值增益, δ 为布拉格频偏, K 为复耦合系数, K 可表示为:

$$K = K_i + j K_r \quad (12)$$

其中

$$K_i = (\pi/\lambda) (n_m - \Delta\Gamma'_a N dn/dN), \quad (13)$$

$$K_r = -(\Delta T_a/2) (dg/dN) (N - N_s), \quad (14)$$

λ 为振荡波长。作了把 $N(Z)$ 等效为 N 的近似, 因为 $N(Z)$ 是沿 Z 向的渐变函数, 没有耦合作用, 对耦合系数无影响。

如果不考虑光场限制因子的调制作用, 即把 $\Delta\Gamma'_a$ 取为 0, 则可以得到 $K_i = (\pi/\lambda) n_m$, $K_r = 0$ 。这就是通常用耦合波方程得到的折射率耦合激光器的耦合系数, 在考虑光场限制因子和载流子的共同作用后, 纯折射率耦合激光器的折射率耦合系数有所上升, 同时出现了增益耦合作用。

图 4 给出了 $(K_i - K_r)/K_i$ 随 $J/J_m - 1$ 的变化曲线, J 为注入电流, J_m 为阈值电流, 计算时取 $dn/dN = -1 \times 10^{-20} \text{ cm}^3$, $L = 300 \mu\text{m}$, $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$, $N_s = 1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, n_s 的取值如图中所示, $n_a = 3.5$, $n_c = 3.2$, $d_a = 0.2 \mu\text{m}$, $d_H = 0.20 \mu\text{m}$, $d_2 = 0.05 \mu\text{m}$, 在此仅考虑 TE 波。首先计算有效折射率的纵向变化, 然后计算光场限制因子的纵向变化, 然后由注入电流计算载流子密度, 最后由 (12) 式求 K_i 和 K_r 。

从图 4 可见,分布反馈激光器的折射率耦合系数将随 J/J_{th} 的增大而增大,实际上是随 N 的增大而增大。这种变化在以往的分析中都被忽略了。由于空间烧孔效应和折射率耦合系数成正比,可以想象在高输出功率时,由于 N 的增大导致 K' 的增大,空间烧孔效应将变得更强。在多层量子阱分布反馈激光器中,量子效应使 dg/dN 有明显增大,从而使达到同样模式增益所需载流子密度 N 降低。因此在同样的 J/J_{th} 时,量子阱分布反馈激光器的载流子密度比普通分布反馈激光器要低,因此 K' 随 $J/J_{th} - 1$ 增加的特性将不如普通分布反馈激光器明显,如图 5 所示。

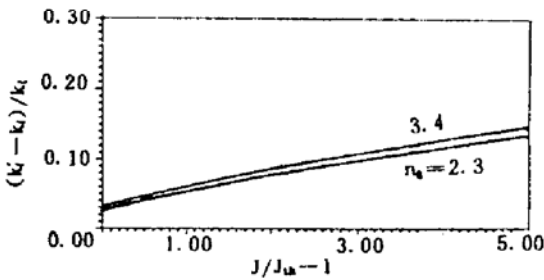


Fig. 4 The variation of $(K' - K_t)/K_t$ verse $J/J_{th} - 1$

在激光器结构尺寸不变的前提下,图 6 给出取不同的线宽增益因子 α 时, K' 随 $J/J_{th} - 1$ 的变化曲线。计算时取 $dn/dN = -1 \times 10^{-20} \text{ cm}^3$, $N_s = 1 \times 10^{18} \text{ cm}^3$, $L = 300 \mu\text{m}$, $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$, $n_s = 3.3$, 其余参数不变。

从图 6 可见, K' 将随 $J/J_{th} - 1$ 的增加而增加,然而线宽增益因子 α 取不同值时, K' 变化很小,这种现象可作如下解释。

若 $\lambda/4$ 相移分布反馈激光器和 $\lambda/4$ 相移多层量子阱分布反馈激光器结构相同,则两者具有相同的光场限制因子 Γ'_{00} 和 $\Delta\Gamma'$, 其耦合系数也应该一致。 $\lambda/4$ 相移分布反馈激光器振荡条件可表示为:

$$g_m = 2 \alpha_{th} + \alpha_{loss} \tag{15}$$

其中, α_{th} 为阈值增益,仅由耦合系数 K 决定,因此 $\lambda/4$ 相移分布反馈激光器和 $\lambda/4$ 相移多层量子阱分布反馈激光器的 α_{th} 应该一致。 α_{loss} 包括激光器内部损耗和端面损耗,当注入电流增加时,端面输出光功率增大, α_{loss} 也增大,当两种激光器结构尺寸一致时,其内部损耗大致相等,在 J/J_{th} 相同时,两者的 α_{loss} 也应在同一水平上。从以上的分析可以看出,二种激光器中的 g_m 应基本一致,所不同的是 $\lambda/4$ 相移多层量子阱分布反馈激光器中的 dg/dN 数倍于 $\lambda/4$ 相移分布反馈激光器中的 dg/dN ,因此在达到相同的模式增益时,量子阱激光器的 N_{th} 要比普通激光器的小,这就是量子阱器件阈值电流低的原因。从(7)式可知, Γ_s 相等时若 g_m 相等则 $dg/dN(N - N_s)$ 也相等,因此从(13)式可知,量子效应对 K' 没有很大影响。

由于 K' 在 J/J_{th} 增加时变大,所以 K' 在高输出功率时的影响将明显大于阈值附近的影响。文献[2]指出,增益耦合系数将使振荡模式的频率偏移,纯增益耦合分布反馈激光器的振

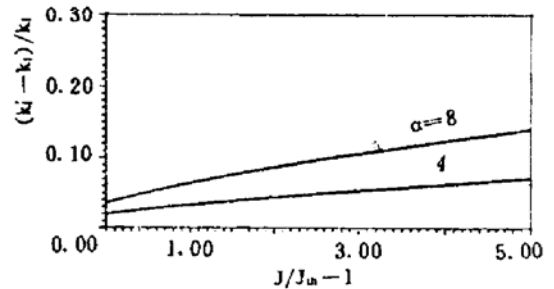


Fig. 5 The variation of $(K' - K_t)/K_t$ verse $J/J_{th} - 1$

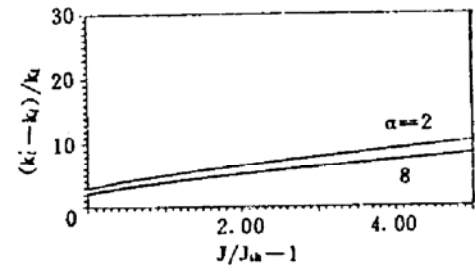


Fig. 6 The variation of K' verse $J/J_{th} - 1$, $K, L = 3$

荡模式正好位于布拉格频率。在折射率耦合 $\lambda/4$ 相移分布反馈激光器中, 如不考虑 K'_i 的相移作用, 振荡频率应正好位于布拉格频率, 但加上 K'_i 的作用后振荡模式将偏离布拉格频率, 这将使激光器的单模特性变差。

利用(11)、(12)式和文献[4]中给出的计算方法, 可以求得 $\Delta\alpha_m L$ 和 δL 随 $J/J_{th} - 1$ 的变化曲线。在空间烧孔效应分析法中, 仅考虑 K'_i 的作用和纵向不均匀性, 得到在 $\lambda/4$ 相移分布反馈激光器中 δL 随 $J/J_{th} - 1$ 的增大而增大, 振荡模式和次低模式的阈值增益差 $\Delta\alpha_m L$ 随 $J/J_{th} - 1$ 的增大而减小的结果, 这就是空间烧孔效应的典型表现。忽略内部分布的纵向不均匀性, 但用 $K'_i + iK'_r$ 代替 K'_i , 计算 δL 和 $\Delta\alpha_m L$ 随 $J/J_{th} - 1$ 的变化曲线, 计算时取 $dn/dN = -1 \times 10^{-20} \text{ cm}^{-1}$, $N_s = 1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, $L = 300 \mu\text{m}$, $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$, 其余参数不变。图 7 给出 $\alpha = 8$ 时, δL 和 $\Delta\alpha_m L$ 随 $J/J_{th} - 1$ 的变化曲线, 为了便于比较, 把仅考虑空间烧孔效应时的结果用虚线一并标出, 可见 K'_i 的作用和烧孔效应有类似之处, 只不过在 $\alpha = 8$ 时其作用远小于烧孔效应的作用。

图 8 给出 $\alpha = 2$ 时, δL 和 $\Delta\alpha_m L$ 随 $J/J_{th} - 1$ 的变化曲线, 图中可见 K'_i 的作用基本不变, 烧孔效应的作用降低到了可和 K'_i 相比拟的程度, 因此在 $\lambda/4$ 相移多层量子阱分布反馈激光器中, 高功率输出时将需要考虑 K'_i 的作用。

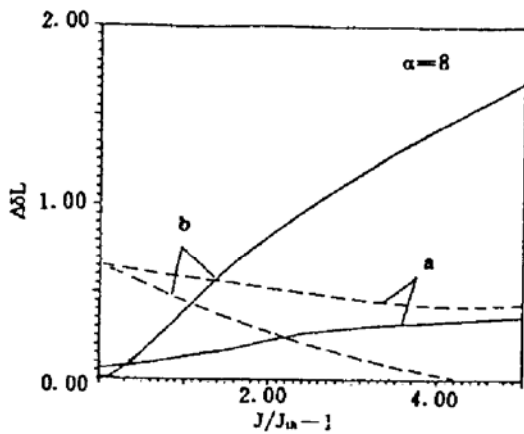


Fig. 7 The variation of $\Delta\alpha_m L$ and $\Delta\delta L$ verse $J/J_{th} - 1$ at $\alpha = 8$

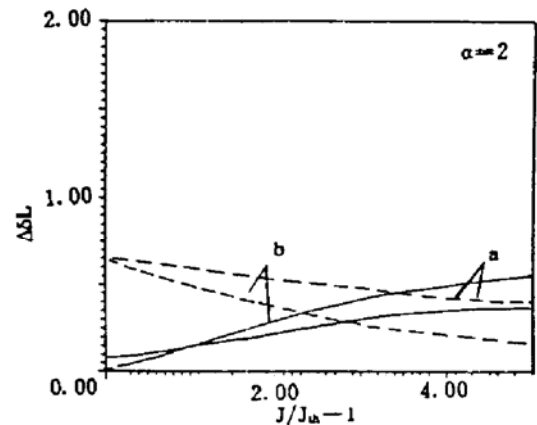


Fig. 8 The variation of $\Delta\alpha_m L$ and $\Delta\delta L$ verse $J/J_{th} - 1$ at $\alpha = 2$

4 结 论

本文从光场限制因子周期性调制这一概念出发, 指出在纯折射率耦合分布反馈激光器中存在着增益耦合作用, 这种作用在阈值附近较小, 但在输出功率增加时迅速增大, 并因此使 $\lambda/4$ 相移分布反馈激光器单模特性变差。另外光场限制因子的周期性变化和载流子的共同作用将使折射率耦合系数也随注入电流的增加而增大。量子效应可以降低折射率耦合系数的升高但对增益耦合系数不产生影响, 因此在 $\lambda/4$ 相移多层量子阱分布反馈激光器的高输出功率特性中, K'_i 将起到一定的作用。

参 考 文 献

- [1] T. Makino, Effective-index matrix analysis of distributed feedback semiconductor lasers. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1992, **QE-28**(2) : 432~440
- [2] H. Kogelnik *et al.*, Coupled-wave theory of distributed feedback lasers. *J. Apply. Phys.*, 1972, **43**(5) : 2327~2335
- [3] Masahiro Aoki *et al.*, Quantum size effect on longitudinal spatial hole burning in MQW $\lambda/4$ phase shifted DFB lasers. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1991, **QE-27**(6) : 1782~1788
- [4] Haruhisa Soda *et al.*, Stability in single longitudinal mode operation in GaInAs/InP phase-adjusted DFB lasers. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1987, **QE-25**(6) : 804~813

The Characteristic Analysis of $\lambda/4$ Phase Shifted DFB Semiconductor Lasers in High Output Power

Chen Hui Ye Peida

(*Beijing University of Posts and Telecommunications, Beijing 100088*)

(Received 18 October 1993; revised 24 January 1994)

Abstract It is pointed out in this paper that the modulation of optical confinement factor in index coupled DFB lasers can give rise to the gain coupling effect. This effect is small near threshold region, but it increases when output power increases. The influence of this gain coupling effect in $\lambda/4$ phase shifted DFB lasers on threshold gain and frequency shift is in some way like spatial hole burning. The quantum size effect has little influence on this gain coupling effect. Because the spatial hole burning is much small in MQW lasers, the influence of this gain coupling effect on the threshold gain and frequency shift in MQW lasers will be obviously.

Key words semiconductor lasers, spatial hole burning, distributed feedback, gain coupling.