

隐埋“月牙”形 InGaAsP/InP 激光器动态特性研究

王德宁 曹锁舜

(中国科学院上海冶金研究所)

1983年4月9日收到

提 要

本文用计算机模拟方法分析了隐埋“月牙”形 InGaAsP/InP 激光器的动态特性,得到阈值电流,单模截止条件与有源区厚度(中心) d_0 、沟宽 W 、条宽 s 、腔长 L 和材料的电阻率 R_s 等结构参数间的关系。

在模拟分析的基础上,提供了阈值电流与结构参数间的近似表示式,从中能简捷地估算激光器的物理特性。文内还提出了注入载流子浓度高斯分布模型,应用这模型,可准确地计算电流扩展和增益分布,且导出了最大增益 $g_{\max}$, 阈值电流密度 J_{th} , 模增益 G_{th} , 最佳有源区(中心)厚度 $d_{0,\min}$, 最佳阈值电流密度 $J_{\text{th},\min}$ 等一系列解析式。

基于上述分析,该激光器最佳设计参数为 $d_0 = 0.15-0.2\mu\text{m}$, $W = 2-4\mu\text{m}$, $s = 10-15\mu\text{m}$, $L = 200\mu\text{m}$ 。

一、引 言

目前由于长波长 ($1.3-1.55\mu\text{m}$) 光纤通讯的迅速发展,对长波长 InGaAsP/InP 激光器的要求越来越高,不仅要求单模,长寿命,而且要求阈值电流尽量地低,以付实用。为此各种结构激光器相继问世。传统的条形激光器阈值偏高,单模难以得到^[1]。隐埋形(BH)激光器^[2]虽然阈值较低,又易得单模,但需二步外延工艺,研制较为困难。最近 Oomura^[3]等提出了一种新型隐埋型“月牙”形结构激光器,工艺简单,又较易得到低阈值和单模,颇引人注目。但有关该激光器的动态分析,选择合适的结构参数等分析,还未见诸文献。

本文应用计算机模拟分析方法,对这类激光器进行动态分析,研究结构参数与阈值以及单模的关系。并通过分析加深对激光器物理本质的认识。在大量模拟分析的基础上,提出了结构参数与阈值电流的近似分析式,能简捷地估算它的物理特性。

二、隐埋“月牙”形激光器动态分析基础

隐埋“月牙”形 InGaAsP/InP 激光器的结构示意图如图1。n型 InP 衬底上生长一

层 P 型 InP, 作电流限制层, 上面再生长限制层 n-InP, 其中腐蚀出宽为 w 的一个沟槽, 沟中生长一层不掺杂的 InGaAsP 的有源区(如图 1 所示). 它的上面再生长一层 P 型 InP 的限制层. $n_1 = 3.52$ 为 InGaAsP 的折射率, $n_2 = 3.19$ 为 InP 的折射率, 这种结构中有源区四周受限制层 n_2 的包围, 其中心厚度为 d_0 .

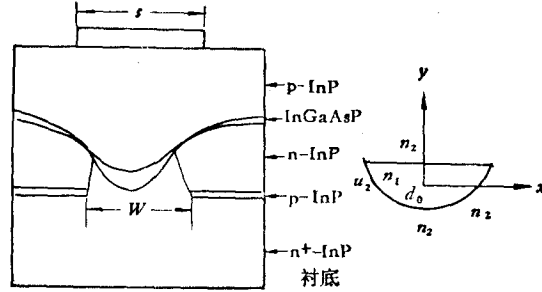


图 1 结构示意图

1. 注入载流子浓度分布, 阈值电流

动态分析主要是分析在注入电流情况下, 激光器的物理特性, 而其中最主要是分析注入载流子浓度 $N(x)$ 和增益分布 $g(x)$, 以及由它们引起阈值电流特性.

众所周知, 上述结构的载流子扩散方程为

$$\frac{d^2 N(x)}{dx^2} - \frac{N(x)}{L_D^2} = - \frac{J_v}{eDd(x)}. \quad (1)$$

这里 L_D 为扩散长度, 扩散常数 $D = 30 \text{ cm}^2/\text{s}$, e 为电子电荷, $d(x)$ 为有源区厚度的“月牙”形分布

$$d(x) = d_0 \left[1 - \left(\frac{2x}{w} \right)^2 \right]. \quad (2)$$

注入电流密度 J_v , 在沟道内外可按文献[4]的方法定义为

$$J_v = \begin{cases} J_e & x \leq w/2, \\ J_e \left[1 + \frac{|x| - \frac{w}{2}}{l_0} \right]^{-2} & x \geq w/2; \end{cases} \quad (3a)$$

$$l_0 = (0.10339/R_x J_e)^{1/2}; \quad (3b)$$

激光器注入电流 I_s 和 J_e 的关系为

$$I_s = J_e L(s + 2l_0). \quad (3c)$$

由于 $d(x)$, J_v 均为 x 的函数, (1) 式用一般解析方法是很难求解的, 故本文采用龙格-库塔进行数值解.

本文目的是要求阈值时 J_e , 阈值时 $G_0 = L_e$

$$G_0 = \frac{\int_0^\infty \Gamma_g(x) g(x) E^2(x) dx}{\int_0^\infty E^2(x) dx}; \quad (4a)$$

$$L_c = \frac{1}{L} \ln \frac{1}{R}; \quad (4b)$$

其中光场分布^[5],

$$E^2(x) = E_0^2 \exp \left[- \left(\frac{2x}{w_a} \right)^2 \right]; \quad (4c)$$

而

$$w_a = \left(\frac{4\lambda_g x_a^2}{\pi n_r g_0 \Gamma_y(0)} \right)^{1/4}; \quad (4d)$$

$$n_r = [n_1^2 \Gamma_y(0) + n_2^2 (\Gamma_y(0))]. \quad (4e)$$

增益分布

$$g(x) = aN(x) + b. \quad (5)$$

以上 $\lambda_g = 1.3 \mu\text{m}$ 为波长, L 为腔长, R 为反射率, R_x 为材料的电阻率, L 为腔长, s 为条宽, W 为沟宽, g_0 为 $x = 0$ 时 $g(x)$, x_a 为 $g(x) = 0$ 时的 x 值, 而 $\Gamma_y(x)$ 为限制因子^[6]

$$\Gamma_y(x) = \frac{22d^2(x)}{1 + 22d^2(x)}, \quad (6)$$

则结构参数与 J_{th} , I_{th} 关系的推算, 以及 $N(x)$ 分布的求算可由 (1)~(6) 式按一定程序进行. 先设定 I_s , 由 (3b), (3c) 式得 J_c , 可定出 $N(0)$, 结合 (2) 式 $d(x)$ 表式, 可用龙格-库塔方法解出 $N(x)$, 直至 $N(x) = 0.01N(0)$, 表示 $N(x)$ 已趋于零, 得 $N(x)-x$ 分布, 将 (4c), (5) 和 (6) 式代入 (4) 式用辛普生方法求得积分值 α_g , 若 $\alpha_g \neq L_c$, 调节 I_s , 反覆迭代, 直至 $\alpha_g = L_c$, 此时 $I_s = I_{th}$, 同时可得阈值时 $N(x)$, $g(x)$ 和 $E^2(x)$ 分布. 这样可方便地算得 s , W , d_0 , L , R_x , L_D 等与 I_{th} , J_{th} 的相互关系.

2. $N(0)$ 的表示式

上述用龙格-库塔方法时, 均涉及到始态 $N(0)$ 的求算, 从下面计算还可知它还涉及到其它一系列参数的求算, 因此是一个十分重要的参数.

若设步长 $h = x_1 - x_0$ 及 $\left(\frac{dN(x)}{dx} \right)_{x=0} = \Delta y'_{x=0} = 0$, 则 (1) 式可进一步化为

$$\left(\frac{d^2 N(x)}{dx^2} \right)_{x=0} = \frac{N(0)}{L_D^2} - \frac{J_c}{d_0 e D} = \frac{2}{h^2} (N(x_1) - N(0)) = \frac{2}{h^2} \Delta y_{x=0},$$

故

$$\Delta y_{x=0} = \frac{h^2}{2} \left(\frac{N(0)}{L_D^2} - \frac{J_c}{e d_0 D} \right).$$

据龙格-库塔方程:

$$k_1 = h \left(\frac{N(0)}{L_D^2} - \frac{J_c}{e d_0 D} \right), \quad k_2 = h \left(\frac{N(0) + \frac{h}{8} k_1}{L_D^2} - \frac{J_c}{e d_1 D} \right),$$

这样

$$\Delta y_{x=0} = \frac{h}{6} (\Delta y'_{x=0} + k_1 + 2k_2) = \frac{h^2}{2} \left(\frac{N(0)}{L_D^2} - \frac{J_c}{e d_0 D} \right).$$

k_1 , k_2 值代入上式, 经合并后可得

$$N(0) = \frac{J_c L_D^2}{e D d_0} \left[1 + \frac{32 L_D^2}{W^2} \right]. \quad (7)$$

在大量模拟计算的基础上,用最小二乘法进行回归分析可得阈值时 $N(0)_{th}$ 近似表达式

$$N(0)_{th} = \left(6.538 + \frac{3.108}{d_0 - 0.04258} \right) \left(14.024 + \frac{166.83}{\sqrt{L} - 7.199} \right) \times \left(29.04 + \frac{193.32}{W^2 + 5.46} \right) \times 10^{14} \text{cm}^{-3}. \quad (8a)$$

则由(7)式可得 J_{th} 的近似表达式

$$J_{th} = \frac{N(0)_{th} e D d_0}{L_D^2} \left(1 + \frac{32 L_D^2}{W^2} \right)^{-1}, \quad (8b)$$

$$I_{th} = J_{th} L (s + 2l_0). \quad (8c)$$

3. 单模的截止条件

在水平方向上,激光器可近似地视为三层对称波导,因此,根据文献[3],基模的最大宽度 ($m = 1$)

$$W_0 = \frac{4.52 m \lambda_g}{2\pi} (n_{eff}^2(0) - n_2^2)^{-\frac{1}{2}}. \quad (9a)$$

这里有效折射率 $n_{eff}(x)$, $n_{eff}(0)$ 的计算可参阅文献[3].

单模时垂直结平面的远场分布角^[6]

$$\begin{aligned} \theta_1 &= \frac{0.65 D_0 \sqrt{n_1^2 - n_2^2}}{1 + 0.153 D_0^2 (1 + n_1 - n_2)} & 0 < d_0 < 0.3, \\ \theta_1 &= 2 \arctan \left(\frac{\lambda_g \sqrt{d_0}}{1.7 d_0 \sqrt{d_0} + 1} \right) & 0.3 < d_0 < 0.9. \end{aligned} \quad (9b)$$

这里归一化厚度 $D_0 = k d_0 \sqrt{n_1^2 - n_2^2}$, $k = 2\pi/\lambda_g$.

三、“月牙”形激光器的动态特性

1. $N(x)$ 的近似高斯分布

用上述数值分析方法,可方便地得到 $N(x)$ 的分布(见图2). 由图2可见, $N(x)-x$ 的关系在不同 W 情况下是一个典型的高斯分布,我们用

$$N(x) = N(0) \exp \left[-2 \left(\frac{x}{W_a} \right)^2 \right] \quad (10a)$$

来表示是一个很好的近似,与计算机模拟结果十分接近. 当然在阈值时 $N_{th}(x)$ 也是一个很好的高斯分布. 将(10a)式代入(5)式,可得

$$g(x) = a N(0) \exp \left[-2 \left(\frac{x}{W_a} \right)^2 \right] - b. \quad (10b)$$

这里 $x = x_a$ 时, $g(x_a) = 0$, $\frac{b}{a} = N(0)_{th} \exp \left[-2 \left(\frac{x_a}{W_a} \right)^2 \right]$ 与(4d)式解联立方程可得 W_a .

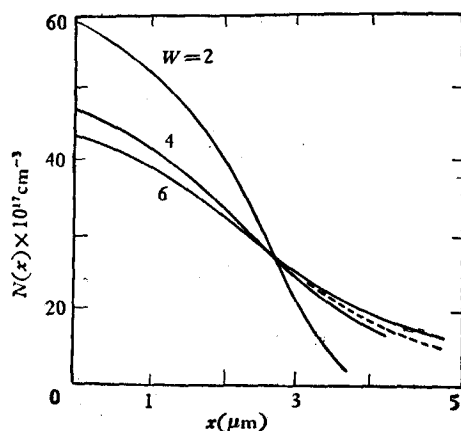


图2 W 对 $N(x)$ 分布影响
——为模拟值； ----为近似值

2. 模增益

(10b), (4c) 及 (6) 式

$$\Gamma_y(x) = \frac{22d_0^2 \left(1 - \left(\frac{2x}{W}\right)^2\right)^2}{1 + 22d_0^2 \left(1 - \left(\frac{2x}{W}\right)^2\right)^2} \approx \frac{29.3764d_0^2}{1 + 22d_0^2} \left[e^{-1.382 \left(\frac{2x}{W}\right)^2} - 0.2511 \right]$$

代入 (4a) 式, 则模增益

$$\begin{aligned} G_0 &= \left\{ \int_0^\infty \left\{ aN(0) e^{-2\left(\frac{x}{W_a}\right)^2} \left[\frac{29.3764d_0^2}{1 + 22d_0^2} \left(e^{-1.382 \left(\frac{2x}{W}\right)^2} - 0.2511 \right) \right] e^{-\left(\frac{2x}{W_a}\right)^2} \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - b \left[\frac{29.3764d_0^2}{1 + 22d_0^2} \left(e^{-1.382 \left(\frac{2x}{W}\right)^2} - 0.2511 \right) e^{-\left(\frac{2x}{W_a}\right)^2} \right] \right\} dx \right\} / \left[\int_0^\infty e^{-\left(\frac{2x}{W_a}\right)^2} dx \right], \\ G_0 &= G'/\Gamma_y(0); \\ G' &= 1.333 \frac{W}{W_a} \left[aN(0) \left(\frac{1}{\sqrt{1.5 \left(\frac{W}{W_a}\right)^2 + 1.382}} - \frac{0.205W}{W_a} \right) \right. \\ &\quad \left. - b \left(\frac{1}{\sqrt{\left(\frac{W}{W_a}\right)^2 + 1.382}} - \frac{0.2511W}{W_a} \right) \right] \end{aligned} \quad (11a)$$

$$\text{阈值时, } G_{th} = \frac{G'_{th}}{\Gamma_y(0)}. \quad (11b)$$

这里 G'_{th} 即为将 $N(0)_{th}$ 代替 $N(0)$ 的 G' 值.

由 (10b) 式, 当 $x=0$ 时

$$g_{max} = \frac{aJ_{nom}L_D^2}{cd_0D} \left[1 + \frac{32L_D^2}{W^2} \right] - b = \frac{1}{\Gamma_y(0)} \left[\alpha_i + \frac{1}{L} \ln \frac{1}{R} \right],$$

而 $J_{th} = \frac{J_{nom}}{\eta}$ 代入上式得

$$J_{th} = \frac{Ad_0}{\eta\Gamma_y(0)} \left[\alpha_i + \frac{1}{L} \ln \frac{1}{R} \right] + \frac{bAd_0}{\eta}. \quad (11c)$$

这里

$$A = \frac{eD}{aL_D^2} \left[1 + \frac{32L_D^2}{W^2} \right]^{-1}, \eta \text{ 为内量子效率.}$$

将 (11b) 式代入 (11c) 式, 则

$$J_{th} = \frac{Ad_0}{\eta\Gamma_y(0)} [G'_{th}] + \frac{bAd_0}{\eta} = \frac{A}{\eta} \left[\frac{G'_{th}0.045}{d_0} + d_0(b + G'_{th}) \right]. \quad (12a)$$

对上式取 d_0 的微分

$$d_{0,min} \cong 0.21 \sqrt{\frac{G'_{th}}{b + G'_{th}}}. \quad (12b)$$

代入 (12a) 式, 得

$$J_{th,min} = \frac{2A}{\eta} d_{0,min}(b + G'_{th}) = 2d_{0,min} \left(\frac{J_{th}}{d_0} \right)_{d_0 \rightarrow \infty} \quad (12c)$$

3. 电流扩展

图 1 所示的电荷平衡, 注入电流可分为两部分

$$I_i = I_c + 2I_o. \quad (13a)$$

按文献[4],

$$I_o = \left(\frac{LI_c \times 0.10339}{R_{xs}} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (13b)$$

则

$$J_{s,th} = J_{th} + J_{th} \left(\frac{0.41356J_{th}}{R_{xs}^2} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (13c)$$

(13c) 式中第二项为电流扩展项, 它的值越大, 电流扩展越严重, 由于它与 J_{th} 成正比, 因此扩展越大, J_{th} 也越大, 要降低阈值, 必需防止电流扩展, 这就是为什么各种结构激光器除着重光限制外, 还必需加强电流限制的原因。

四、结果与讨论

1. 结构参数对 I_{th} , J_{th} 的影响

由方程(1)–(6)用反复叠代方法可模拟结构参数对 I_{th} , J_{th} 的影响. 我们首先用文献[3, 7–11]的实验所得 I_{th} 与计算值 I_{th} 作了比较, 结果示于图 3. 由图 3 可见, 所有结果均在 45° 对角线附近, 符合得甚好, 说明所用的一系列公式基本上是准确的. 计算结果可用来分析结构参数对 I_{th} , J_{th} 的影响. 由图 4 可见 d_0 对 J_{th} 的影响, 在 $d_0 = 0.2\mu\text{m}$ 处, 在不同 W 下, J_{th} 最小, 因此可以认为 $d_0 = 0.2\mu\text{m}$ 左右是“月牙”形激光器 d_0 的最佳选择. 这是因为激光器中, 限制因子 Γ_y 和增益 g 对 J_{th} 影响恰巧相反. 当 $d_0 < 0.2\mu\text{m}$ 时 Γ 随 d 减少而急骤下降, 虽然 g 随 d 减小而变大, 但还不足以抵消 Γ 的影响, 这使 J_{th} 随 d 的减小反而变大. 当 $d_0 > 0.2\mu\text{m}$, Γ 虽随 d 的增大而增大, 但 g 随 d 下降得更迅速, 两者相抵, 仍

使 J_{th} 变大, 只有当 $d = 0.2 \mu m$ 左右时, 两者相抵, 使 J_{th} 下降, 这与用 (12b) 式计算的 $d_{0,min}$ 结果是相一致的, 与文献[3]取 $d_0 = 0.2 \mu m$ 也是一致的。

由图 5 可见, w 对 J_{th} 影响甚于 d_0 影响, 这与 (8a) 式的结果是一致的, w 以平方影响于 J_{th} , 而 d_0 的影响是一次方。 J_{th} 随 w 几乎直线下降, w 应尽量取小, 但太小制造工艺复杂也不足取。 w 的影响是可以这样解释的, 随 w 的变小, 使 $N(x)$, $\Gamma_y(x)$ 很快地增大, 两者均使 g 变大, 促使 J_{th} 减小。

由图 5 还可见, L_D 对 J_{th} 影响也很大, 实际上从 (7) 式明显可见 J_{th} 与 L_D^2 成反比, 因此 J_{th} 随 L_D 急骤下降, 所以减少非辐射复合, 促使 L_D 变大, 对制得 J_{th} 极低的激光器是十分有利的。由图 6 可见, s 与 I_{th} 成正比, R_x 与 I_{th} 成反比, 但当 R_x 增大到一定值后, 对 I_{th} 就无明显的影响,

但从后面还可知, 两者对 J_{th} 影响不大。

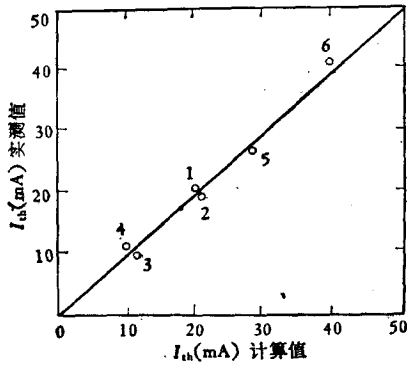


图 3 I_{th} 计算值与实测值的比较

- 1 为 $d_0 = 0.20$, $W = 4.0$, $L = 200^{[3]}$;
- 2 为 $d_0 = 0.17$, $W = 3.5$, $L = 250^{[3]}$;
- 3 为 $d_0 = 0.15$, $W = 2.5$, $L = 200^{[7]}$;
- 4 为 $d_0 = 0.10$, $W = 1.6$, $L = 300^{[3]}$;
- 5 为 $d_0 = 0.20$, $W = 4.0$, $L = 250^{[10]}$;
- 6 为 $d_0 = 0.35$, $W = 6.0$, $L = 200^{[11]}$

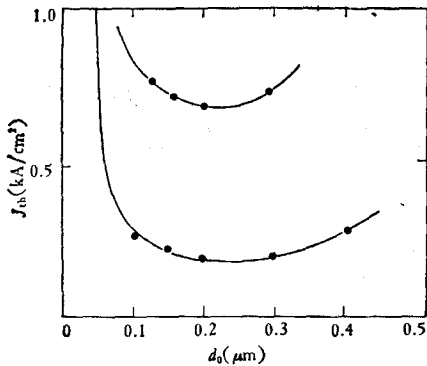


图 4 d_0 对 J_{th} 的影响

——为模拟值;
● 为近似值

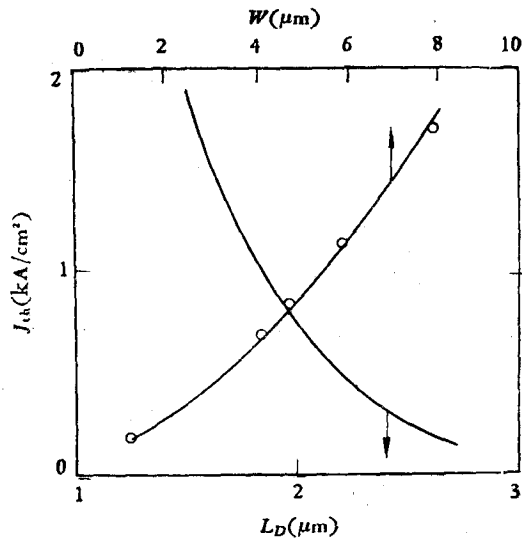
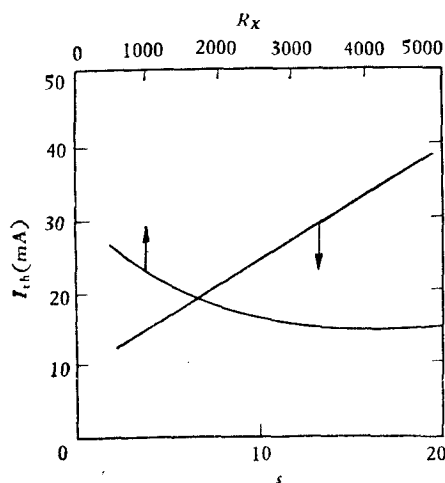
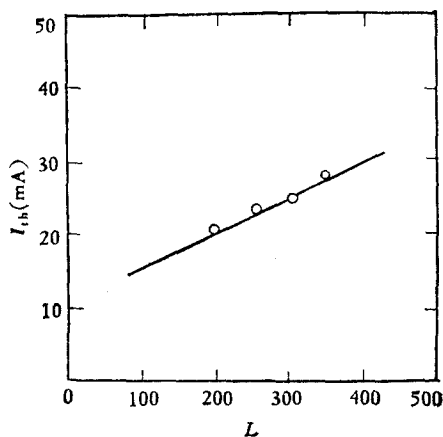


图 5 L_D, w 对 J_{th} 的影响

——为模拟值;
○ 为近似值

由图 7 可见, 腔长 L 与 I_{th} 成正比, 短的腔长有利于降低阈值。

实际上 (8a) 式是对上述影响很好的总结, J_{th} 与 w^2 成正比, 因此随 w 的变小而急骤下降, $\sqrt{L}$ 也与 J_{th} 成正比, 但它的影响应远小于 w 。 d_0 与 J_{th} 也成正比, 它的影响介于两者之间, 但 d_0 有一最佳值。 L_D^2 与 J_{th} 成反比, 影响也甚大, 但 (8a) 式并不能看出 R_x 和 s 对 J_{th} 的影响, 由 (8c) 式可见 R_x, s 对 I_{th} 有影响。

图6 s, R_x 对 I_{th} 的影响图7 L 对 I_{th} 的影响

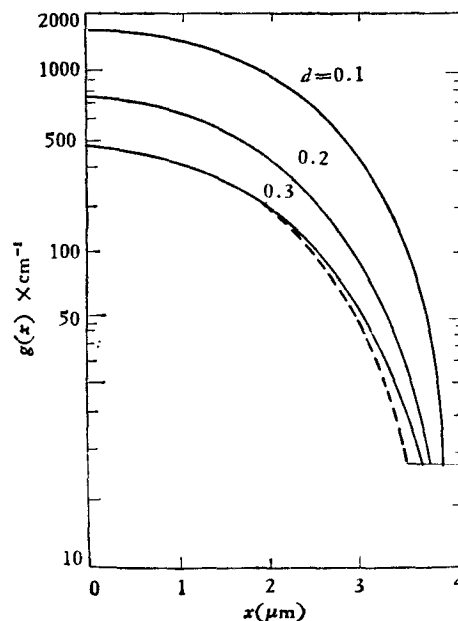
— 为模拟值;
○ 近似值

2. 结构参数对 $N(x)$, $g(x)$ 的影响

由图2和(10a)式可见, $N(x)$ 分布是一个很好的高斯分布, 在阈值时, $N(0)_{th}$ 即为高斯分布的峰值注入浓度, w_a 是 $N(0)_{th}$ 的 $1/e$ 时的 x 值, 即是高斯分布的标准偏差, 它与光场分布 $E^2(x)$ 的表达式(4c)十分类似, 表示两者均是由 $d(x)$ 的“月牙”形分布所引起的。

由(10b)式表示的增益分布如图8所示。用这近似方法计算结果与模拟计算结果十分接近。再次证实用高斯分布近似表示 $N(x)$ 的准确性。它的峰值即为 g_{max} 值, 表示是 $N(0)$ 时的 $g(x)$ 值。因此按定义就可得(11c)式的 J_{th} 的常见表示式。对式中在其它文献中较难估算的 A 值, 有了明确的物理意义, 它是模增益与 J_{th} 的比例系数, 与 w^2 成反比, 与 L_D^2 也成反比。这与(8a), (8b)式的结论是一致的, 但(8a)式具有一定经验性, 而(11c)式物理意义明确。从(11c)式中可以明显看出, 随 d_0 增加 J_{th} 随之增加, $\Gamma_y(0)$ 但在 d 极小时很快地增加, 所以得出(12a)和(12b)式的 d , J_{th} 最佳值的表示式。

将(10b), (4c)和(6)式代入(4a)式, 得出了激光器十分重要的参数模增益的表示式(11a), (11b)。它是沟宽、有源区厚度等函

图8 $g(x)$ 的分布

— 为模拟值; --- 为近似值

数. 这是一个十分复杂的函数, 说明“月牙”形激光器结构的复杂性. 模增益是 (12) 式的基础, 由它才能准确计算 J_{th} , $d_{0,min}$, $J_{th,min}$ 等重要参数, 因此 (11a), (11b) 式的解析式是十分重要的.

3. 结构参数对电流扩展的影响

由 (13a)–(13c) 式可见, J_{th} 与电流扩展成正比, w 变小使 J_{th} 很快变小, 使注入电流扩展很快变小, 激光器性能变好, d_0 , L 的作用相同, 但 $d < 0.2$ 反而不利, L_D 增大会使 (13c) 式中第二项很快变小, 使漏电减小, 说明减少非辐射复合, 增大 L_D 的重要性. R_x 变大, s 变小均有利于阈值电流 I_{th} 减小, 即有利于电流限制, 这些结论与实验结果是一致的.

4. 结构参数对 W_0 , $\theta_{\perp}$ 影响

由图 9 可知, 要维持基模, W_0 必需在 $2\mu\text{m}$ 左右, 当然由于多次模出现的能量需较大,

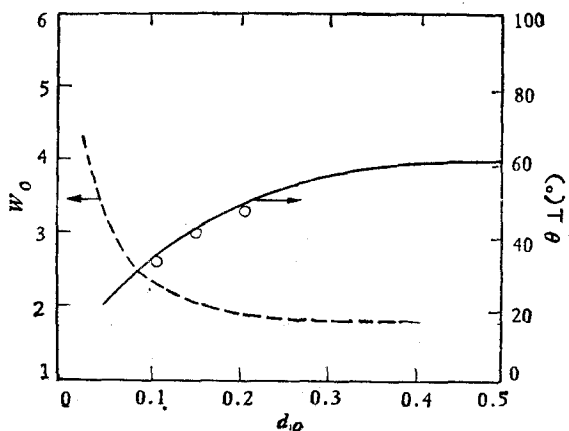


图 9 d_0 对 W_0 , $\theta_{\perp}$ 的影响.

---按 (8a) 式; —按 (8b) 式; $\circ$ 为文献 [6, 7, 3] 实测值.

因此实际出现多模的沟宽可大一倍左右^[3], 一般文献取 $d = 0.2\mu\text{m}$, $W = 4\mu\text{m}$ 是合理的. 由图 9 还可见, 随着 d_0 的增加, W_0 变小, d_0 减至 $0.05\mu\text{m}$ 左右, W_0 反而变大, 但此时 I_{th} 也急骤上升, 也是不利的. 还是以 $2\text{--}4\mu\text{m}$ 为宜.

由图 9 可见, 当 d 为 $0.15\text{--}0.2\mu\text{m}$ 时, 按 (9b) 式计算, $\theta_{\perp}$ 为 $45\text{--}55^\circ$ 左右, 与文献 [3, 7, 8] 的实测结果是一致的. $\theta_{\perp}$ 随 d_0 的减小而变小, 但 $d < 0.15$ 后 J_{th} 急骤上升也是不可取的. $d = 0.3\mu\text{m}$ 以上 $\theta_{\perp}$ 太大也是不可取的, d_0 取 $0.15\text{--}0.2\mu\text{m}$ 为宜.

综上所述, 隐埋“月牙”形激光器的最佳条件为 $d_0 = 0.15\text{--}0.2\mu\text{m}$, $W = 2\text{--}4\mu\text{m}$, s 取 $10\text{--}15\mu\text{m}$, $R_x = 1000$, $L = 200\mu\text{m}$ 为宜, 这样既可保证单模, 阈值电流可降至 $20\text{--}30\text{mA}$, $\theta_{\perp}$ 也可较小. 为保证 W 在 $2\text{--}2.5\mu\text{m}$ 范围内, 采用 V 形沟道较易实现.

在整个工作过程中得到水海龙同志指导和帮助, 特此表示感谢.

参 考 文 献

- [1] Y. Nakano *et al.*, *Electronics Letters*, 17(1981), 842.
- [2] N. Tamaki *et al.*, *ibid.*, 18(1982), 177.
- [3] E. Oomura *et al.*, *IEEE J. Quan. Electron.*, QE-17(1981), 646.
- [4] W. T. Tsang, *J. Appl. Phys.*, 49(1978), 1031.
- [5] P. A. Kirkby, G. H. B. Thompson, *ibid.*, 47(1976), 4578.

- [6] D. Botoz, *IEEE J. Quan. Electron.*, **QE-17**(1981), 178.
- [7] H. Ishikawa, *Electr. Letters*, **17**(1981), 465.
- [8] E. Oomura *et al.*, *ibid.*, **17**(1981), 83.
- [9] M. T. Oomuka *et al.*, *ibid.*, **16**(1981), 566.
- [10] R. A. Logan *et al.*, *ibid.*, **18**(1982), 895.
- [11] W. J. Devlin *et al.*, *Inst. Phys. Conf. Ser. No. 63*, Chapter 12 Symp. GaAs and Related Compounds, Japan. (1981), p. 567.

AN INVESTIGATION OF DYNAMIC CHARACTERISTIC FOR THE BURIED CRESCENT InGaAsP/InP LASER

WANG DE-NING CHAO SHU-SHEN

(Shanghai Institute of Metallurgy, Academia Sinica)

ABSTRACT

In this paper, the dynamic characteristic of the buried crescent InGaAsP/InP laser is analysed by the computer simulation method. The dependences of the threshold current and the single model cut-off condition on the structure parameters such as the active layer thickness (centre) d_0 , the channel width W , the cavity length L , the stripe width s , and the material resistance R_x are obtained.

Based on the simulation analysis, the approximate expression between the structure parameters and the threshold current is provided. From this, the laser physical characteristic can be estimated simply and directly, and the model of injection carrier Gaussian profile is also propounded. Using this model, the current spreading and the gain profile were correctly calculated, and a series of analytical expressions about the maximum gain g_{max} , the threshold current density J_{th} , the mode gain G_{th} , the optimal active layer thickness $d_{0,min}$ and the optimal threshold current density $J_{th,min}$ are derived.

According to the analysis mentioned above, the optimal design parameters for this type of laser are obtained as follows: $d_0 = 0.15 - 0.2 \mu\text{m}$, $W = 2 - 4 \mu\text{m}$, $L = 200 \mu\text{m}$ and $s = 10 - 15 \mu\text{m}$.