

InGaAsP/InP 掩埋条型激光器的漏电流分析

何振华 王 圩

(集成光电子学国家联合实验室半导体所区 中国科学院半导体研究所 北京 100083)

摘要 本文针对 P-N-P-N 埋区结构中的漏电流,用广义 P-N-P-N 三端器件的理论模型,细致地分析和模拟计算了 P-N-P-N 掩埋型 BH 激光器的漏电流特性,并据此给出了优化设计器件的数据曲线。通过具体的激光器工艺,我们做出的 FBH 激光器的漏电流大大减小,激光器的线性输出光功率可高达 20mW,室温寿命超过 10 万小时。

PACC: 4265,4280S,4282

1 引言

迄今为止,已有较多文章分析过 BH 结构中的漏电流特性,主要分等效电路模型和二维电流分布模型两种方法。等效电路方法直观,物理概念强,但对 P-N-P-N 结构中各 P-N 结特性和漏电流的关系分析得不够充分^[1-3];而二维电流分布模型计算复杂,也不适宜于分析 P-N-P-N 结构可能形成的晶闸管特性^[4]。笔者为了更细致地分析器件中影响输出特性的各种参数,采用了晶闸管理论中的 Moll 模型^[5-7],建立了描述器件电学特性的电路方程组,通过编程计算,分析了器件中各种参数的变化对漏电流大小的影响;着重分析了 P-N-P-N 埋区结构可能形成的晶闸管开通特性,并与普通晶闸管特性的区别之处做了比较。根据晶闸管的形成条件,我们找到了抑制 P-N-P-N 埋区晶闸管开通效应的有效办法;并且通过在 P-N-P-N 埋区结构中增加 InGaAsP 四元层,利用异质结势垒和界面的非辐射复合特性,大大抑制了 P-N-P-N 埋区中的漏电流,从而改进了 BH 激光器的线性功率输出,而且器件的室温寿命提高到 10 万小时以上。

2 P-N-P-N 掩埋 BH 激光器的电学特性分析模型及相应电路方程组的求解

BH 激光器实质上是一个 InGaAsP/InP 双异质 P-N 结和 InP 同质 P-N-P-N 结构的并联体,根据二者的相对位置,可分为 P-P 连接型(P-InP 限制层和埋区 P-InP 阻挡层连接)和 N-N 连接型(N-InP 限制层和埋区 N-InP 阻挡层连接),由于 N-InP 的

电子迁移率高, N-N 连接型漏电流大, 在设计时已先排除, 所以我们只分析 P-P 连接型, 从图 1 器件剖面上电流分布, 可知通过器件的电流主要有三部分, 流入条形有源区的为有源电流, 流入埋区的电流有两部分, 一部分经 P-P 连接处进入埋区, 另一部分流经

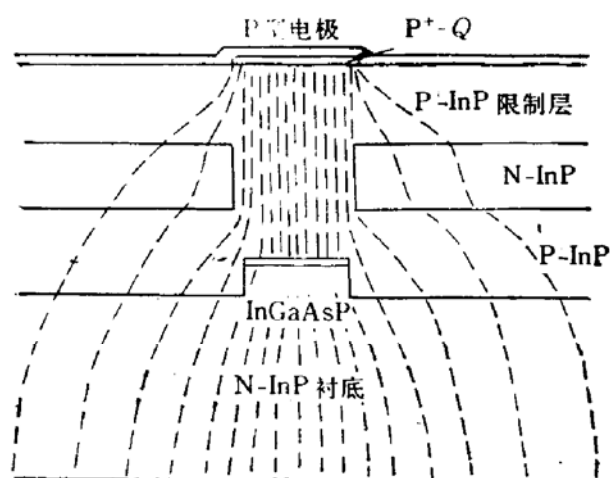


图 1 BH 激光器剖面电流分布示意图

管(图 2 中的 DA), 在没有激射前, 其电压电流关系为^[3]:

P-N-P-N 阻挡层。后两部分电流就是我们要分析的漏电流。

我们从物理功能上把激光器各部位等效为电阻、二极管和三极管等电路元件, 这样就可以得到图 2 的直流等效电路。根据 InP 同质结和 InGaAsP/InP 双异质结的特性, 可以用激光器各部位的几何尺寸、各层掺杂浓度、载流子迁移率和复合寿命等求解等效电路中各元件的参数。

2.1 有源区

可以等效为一个双异质结激光二极管

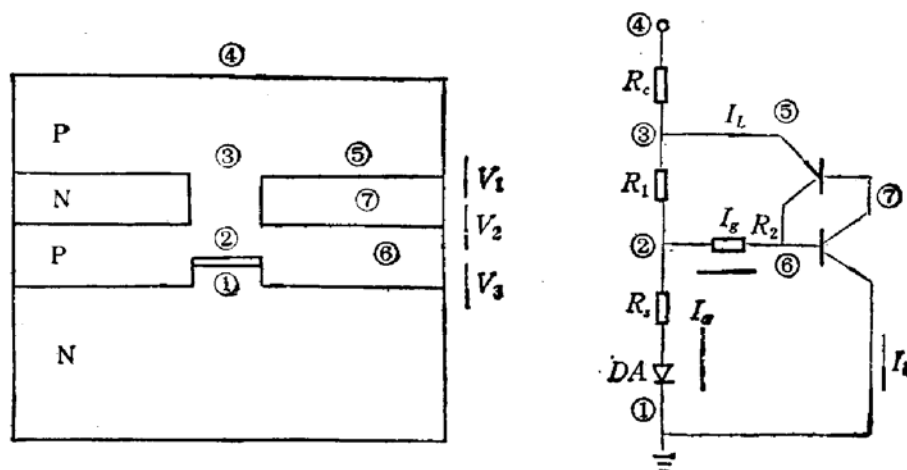


图 2 BH 激光器直流等效电路节点示意图

$$I_s = I_{s0} e^{\frac{qV}{2kT}} \quad (1)$$

反向饱和电流 $I_{s0} = 7.6 \times 10^{-6} W_s L$ (W_s 为有源区宽度 L 为激光器腔长)。

激射后, 结电压被钳位, 其值为 V_{th} , 电流 I_s 由外电流决定, 由(1)式可求出 V_{th} 和有源区的阈值电流的关系:

$$V_{th} = \frac{2kT}{q} \ln \left(\frac{I_{s,th}}{I_{s0}} \right) \quad (2)$$

2.2 埋区 P-N-P-N 阻挡层

P-N-P-N 结构可等效为两个晶体管的组合体, 见图 2。对组合体的分析, 我们采用图 3 的广义 P-N-P-N 结构的模型来模拟, 根据广义 P-N-P-N 结构中电压电流关系的叠加方程^[6], 我们可知, 图 1 的 P-N-P-N 是广义 P-N-P-N 四端器件的一个特例^[7,8], 在

BH 激光器中 N_2 基区相当于一个浮置的电学区,即所谓的“浮区”。

这样,我们就可以得到埋区中三个 P-N 结电压电流的关系为:

$$I_{S1}(e^{\frac{V_1}{V_T}} - 1) = \frac{(1 - \alpha_2\alpha_{22} - \alpha_{11} + \alpha_{11}\alpha_2)I_L + \alpha_2\alpha_{11}I_g}{A_0} \quad (3)$$

$$I_{S2}(e^{-\frac{V_2}{V_T}} - 1) = \frac{(\alpha_1 + \alpha_2 - 1)I_L + \alpha_2I_g}{A_0} \quad (4)$$

$$I_{S3}(e^{\frac{V_3}{V_T}} - 1) = \frac{(1 + \alpha_1\alpha_{22} - \alpha_1 - \alpha_1\alpha_{11})I_L + (1 - \alpha_1\alpha_{11})I_g}{A_0} \quad (5)$$

$$A_0 = 1 - \alpha_1\alpha_{11} - \alpha_2\alpha_{22}, \quad V_T = \frac{nkT}{q} \quad (\text{热电势})$$

其中 $\alpha_1 = \alpha_{1N}$ 是 PNP 晶体管的正向电流增益系数, $\alpha_2 = \alpha_{2N}$ 是 NPN 晶体管的正向电流增益系数; $\alpha_{11} = \alpha_{11}$ 是 PNP 晶体管反向运行时(即 J_2 做为发射极、 J_1 做为集电极)的电流增益系数, $\alpha_{22} = \alpha_{21}$ 是 NPN 晶体管反向运行时(J_2 做为发射极, J_3 做为集电极)对应的电流增益系数。

I_{S1} , I_{S2} 和 I_{S3} 分别是 J_1 , J_2 和 J_3 的反向饱和电流。

我们利用方程(1)至(6), 通过编程计算, 模拟了 BH 激光器的漏电流特性及输出特性。

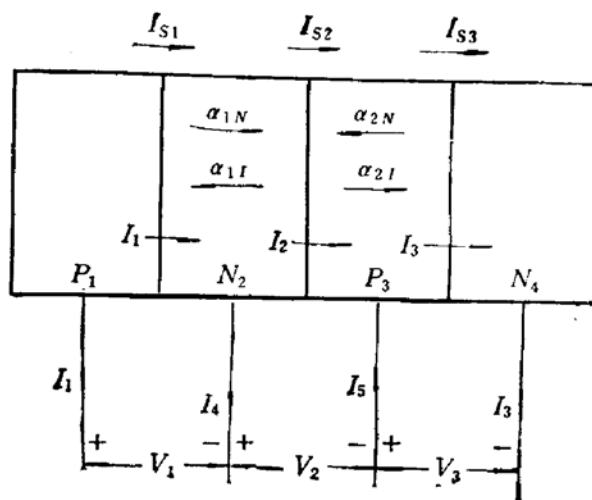


图3 广义P-N-P-N结构的示意图

3 模拟计算结果及分析

3.1 BH 激光器的漏电流特性

在激光器正常运转情况下,要求埋区漏电流尽可能地小;从图1直观地看, P-P 连接处的宽度越大,则漏电流 I_g 就越大,而 I_g 做为晶体管(NPN)的基极电流,经放大后,会造成很大的漏电流 I_L , 由方程(4)可得 I_L 和 I_g 的关系为:

$$I_L = \frac{-A_0I_{S2}(e^{-V_2/V_T} - 1) + \alpha_2I_g}{1 - (\alpha_1 + \alpha_2)} \quad (6)$$

$$\approx \frac{\alpha_2I_g}{1 - (\alpha_1 + \alpha_2)}$$

由上式可得,当 $(\alpha_1 + \alpha_2)$ 接近于 1 时 I_g 的微小增加,会导致 I_L 的急剧增加。下面我们将找出漏电流的大小和器件各层结构参数的关系。

3.1.1 条形区 P-InP 掺杂的影响

当 P-InP 掺杂浓度比较低时(电阻率较大),则连接长度的影响就比较大,当图2中

的电阻 R_i 增加时,会导致 $V_{(2)} = V_{th} + I_s R_i$ 的增加,这必然导致栅流 I_g 的增加。

3.1.2 埋区掺杂浓度的影响

如(6)式所示,漏电流 I_L 的大小还取决于等效电流增益 α_1 和 α_2 。为了减小漏电流,应该尽可能地减小电流增益,而电流增益的大小主要取决于阻挡层结构参数。因为 α_1 和 α_2 和结构参数的关系可表示为:

$$\alpha_1 = \frac{1}{\cosh\left(\frac{t_n}{L_{p2}}\right) \left[1 + \frac{D_{n1} L_{p2} N_2}{D_{p2} L_{n1} N_1} \coth\left(\frac{t_{p1}}{L_{n1}}\right) \tanh\left(\frac{t_n}{L_{p2}}\right) \right]} \quad (7)$$

$$\alpha_2 = \frac{1}{\cosh\left(\frac{t_p}{L_{n3}}\right) \left[1 + \frac{D_{p4} L_{n3} N_3}{D_{n3} L_{p4} N_4} \tanh\left(\frac{t_p}{L_{n3}}\right) \right]} \quad (8)$$

可见 α_1 的大小主要取决于 N-InP 阻挡层的掺杂浓度 N_2 及厚度 t_n ; 而 α_2 的大小则主要取决于 P-InP 阻挡层的掺杂浓度 N_3 (亦可写作 P_3) 和厚度 t_p , 根据我们实际制作的 BH 激光器的典型结构, 我们模拟了几种结构参数的 BH 激光器中漏电流随器件总电流的变化曲线。我们研究了 $t_n = t_p = 1.5\mu\text{m}$, 衬底浓度和最上层 P-InP 浓度为 $(N_4, N_1) = (2, 0.5) \times 10^{18}\text{cm}^{-3}$ 的情况下, 三种不同连接长度和两种不同 N_2 -InP 和 P_3 -InP 阻挡层掺杂浓度下(即不同的电流放大系数), 漏电流的变化情况(见图 4)。

图 4 是两种不同电流放大系数情况下, 漏电流计算曲线。实线族 a, b, c 对应的电流增益为 $\alpha_1 = 0.03$ 和 $\alpha_2 = 0.77$, 阻挡层掺杂浓度 $(N_2, N_3) = (2, 4) \times 10^{18}\text{cm}^{-3}$, 由曲线 c 可知, 尽管电流增益比较小, 但是当连接长度比较大时 ($>1.0\mu\text{m}$), 漏电流仍然很大。

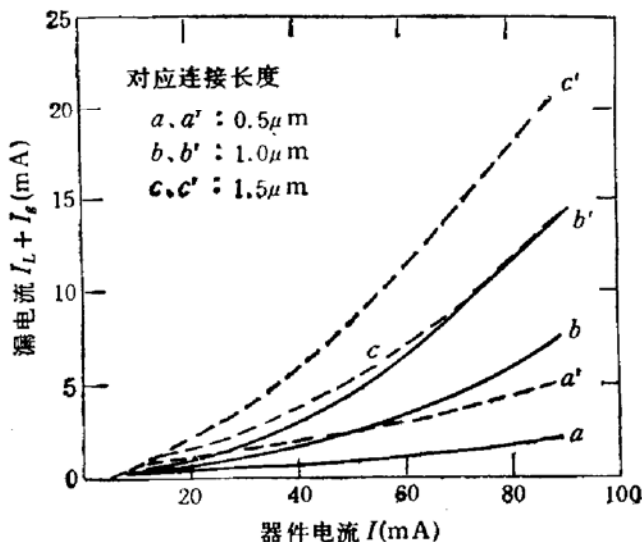


图 4 不同连接长度情况下, 漏电流计算曲线

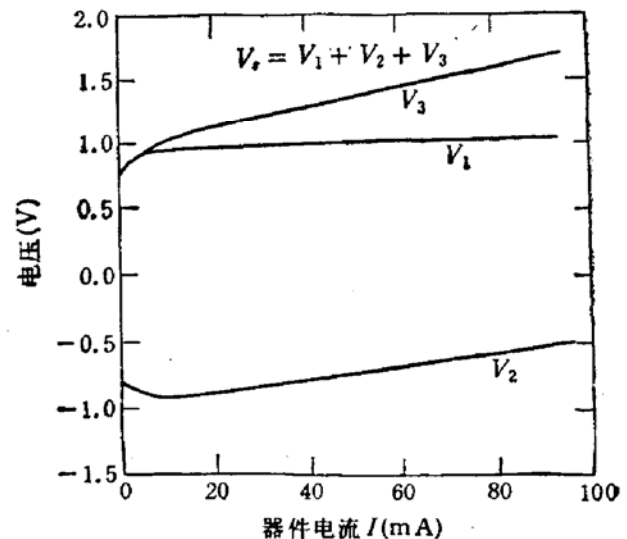


图 5 BH 激光器埋区中 P-N 结电压计算曲线

图 4 虚线族 a', b', c' 对应电流增益为 $\alpha_1 = 0.07$ 和 $\alpha_2 = 0.926$, $(\alpha_1 + \alpha_2)$ 接近于 1, 此时可见, 即使小的连接长度下, 漏电流 ($I_g + I_L$) 也仍然比较大。

所以在制作 BH 激光器时, 我们应该减小连接长度 ($<1\mu\text{m}$), 而阻挡层的掺杂浓度应该在 $2 \times 10^{18}\text{cm}^{-3}$ 范围。

作为电学特性的分析,我们很关心埋区三个 P-N 结上电压的分布(参见图 2)。图 5 就是我们根据方程(3)、(4)及(5)计算出的器件埋区三个 P-N 结上的电压特性曲线。 V_1 是上边 P-N 结的结电压,约为 1.0V, V_3 是底边 P-N 结的结电压,约为 1.0V, 比 V_1 略大一点。其中最令人感兴趣的是中心结 J_2 上的电压 V_2 , 我们从图 5 中可知, $V_2 < 0$, 随着电流的增加, 绝对值逐渐减小。由此我们可知, 中心结 J_2 是正偏的, 且正偏量为 0.5—0.8V, 由总电压的大小及串联电阻决定。

我们可以用“浮区限制”^[5]的分析来说明中心结 J_2 为正偏。

由于 N-InP 阻挡层不直接和电极相连, 而成为电学浮移区, 即电位随相邻区的关系而定, 由于 P-InP 阻挡层和条形区 P-InP 限制层相连, 使得激光器中的 P-N-P-N 结构不同于普通的晶闸管, 因此中心结的电压偏置不同于一般的晶闸管。下面我们用能带图来分析。

图 6 右边的能带图说明, 由于中间 P-InP 限制层和埋区 P-InP 限制层相连, 其准费米能级 $\phi_p^B = \phi_p^C$, 造成了不同一般晶闸管中的能带分布, 从图 6 中可知, BH 激光器埋区 P-N-P-N 结构中三个 P-N 结处, 均为电子准费米能级高于空穴准费米能级 $\phi_n > \phi_p$, 因此三个 P-N 结均为正偏。

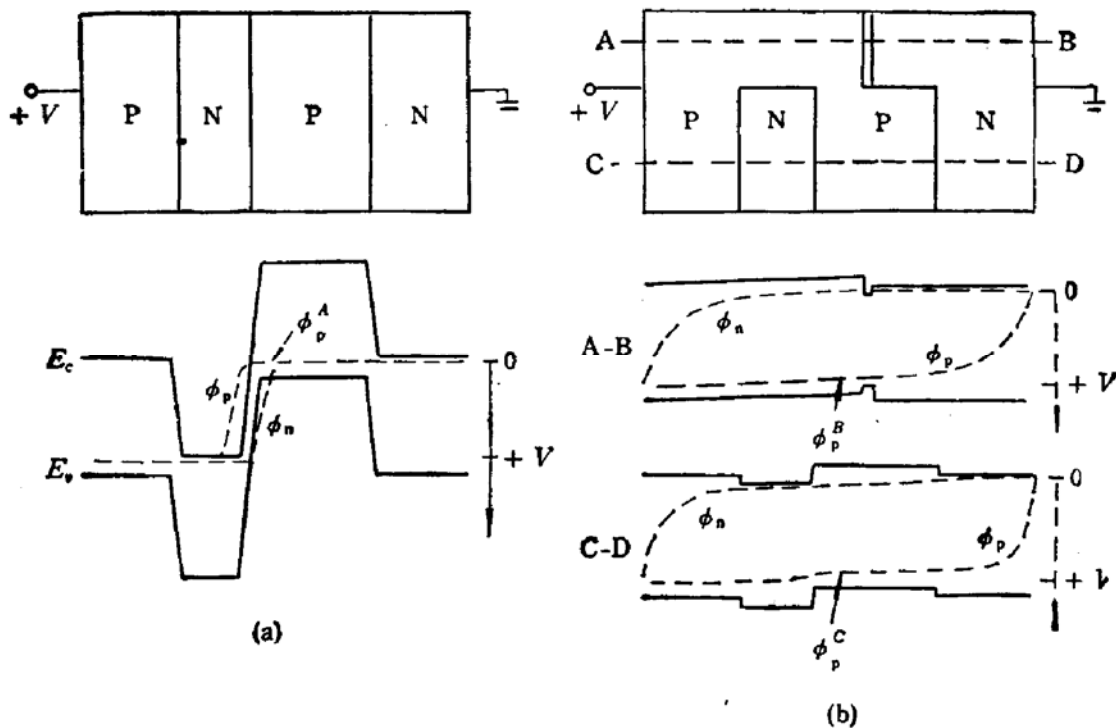


图 6 P-N-P-N 结构能带示意图

由于中心结 J_2 正偏, 则我们在设计器件时可以不考虑中心结 J_2 击穿的可能性; 一般而言, 当提高阻挡层 P-InP 及 N-InP 两层浓度, 以减小电流增益时, 有可能降低中心结 J_2 的反向击穿电压, 不利于漏电流限制。实际上中心结的正偏使我们不需要过多考虑反向击穿。当然反向击穿电压的大小还是表明中心结质量好坏的一个条件, 为此我们可通过其他手段来提高反向击穿电压, 而不是降低浓度。

3.2 P-N-P-N 埋区的晶闸管开通的可能性及过程分析

根据晶闸管理论, P-N-P-N 结构在满足下面条件时, 就会形成一个具有开关特性的器件: 其电流增益系数, 随各个 P-N 结上的电流变化而变化, 小电流时 $\alpha_1 + \alpha_2 < 1$ 大电流时 $\alpha_1 + \alpha_2 > 1$. 这样我们就可由方程(6)求得:

$$\frac{dI_L}{dI_g} = \frac{\tilde{\alpha}_2}{1 - (\tilde{\alpha}_1 + \tilde{\alpha}_2)} \quad (9)$$

其中

$$\tilde{\alpha}_2 = \alpha_2 + (I_g + I_L) \frac{\partial \alpha_2}{\partial (I_g + I_L)}$$

$$\tilde{\alpha}_1 = \alpha_1 + I_L \frac{\partial \alpha_1}{\partial I_L}$$

分别是 NPN 和 PNP 晶体管的小信号电流增益. 随着器件总电流的增加, I_g 和 I_L 也在增加, 当 $\tilde{\alpha}_1 + \tilde{\alpha}_2 = 1$ 时, $\frac{dI_L}{dI_g} \rightarrow \infty$, 即微小的 I_g 增加将导致 I_L 的无穷增加, 此时 P-N-P-N 结构就出现导通状态.

在实际激光器中, 由公式(7)和(8)计算出的电流增益值, 只是理想 P-N 结的计算值, 当我们考虑到 P-N-P-N 结构中各 P-N 结上的势垒区产生复合电流时, 可得等效晶体管的发射极注入比为^[7,10]:

$$\gamma = \frac{I_s e^{\frac{qV}{n_k T}}}{I_s e^{\frac{qV}{n_k T}} + I_r e^{\frac{qV}{m_k T}}} \quad (10)$$

其中 $I_s e^{\frac{qV}{n_k T}}$ 是发射结的扩散电流成分, n 为发射系数, I_s 为反向饱和电流; $I_r e^{\frac{qV}{m_k T}}$ 为势垒区产生的复合电流, I_r 为其反向饱和电流, m 为相应发射系数.

考虑了电流增益随电流变化的情况下, 我们用前面的电路方程组和相应的计算程序, 模拟计算了连接长度为 $1.2\mu\text{m}$, 增益系数 $\alpha_1 = 0.34, \alpha_2 = 0.95$ 情况下, BH 器件中漏电流的变化曲线, 以及电流增益的变化曲线等. 图 7(a) 是晶体管电流增益的变化曲线, 其

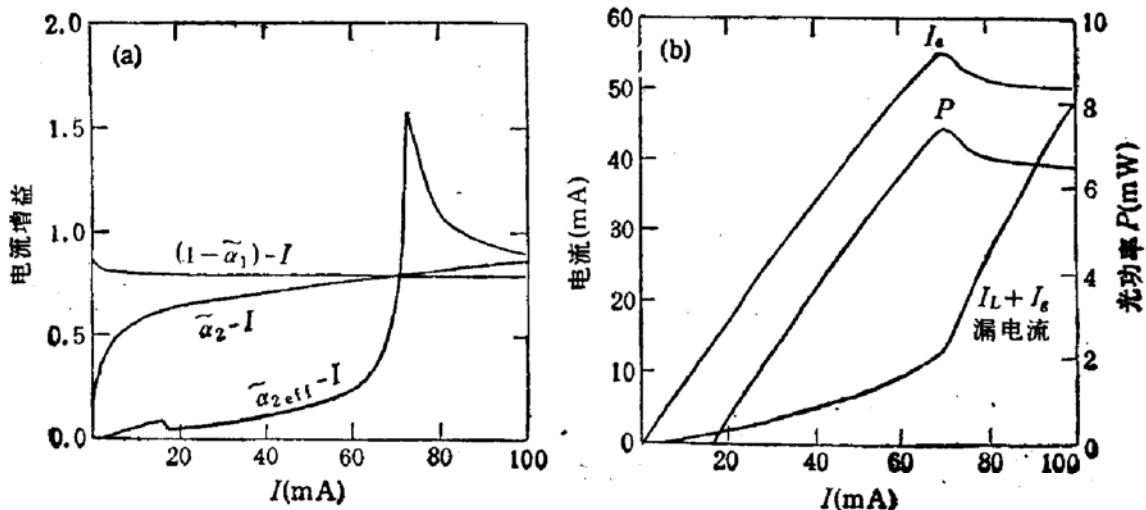


图 7 BH 激光器中晶闸管开通过程的模拟计算曲线

中 $\tilde{\alpha}_{2\text{eff}} = \frac{dI_L}{dI} \alpha_2$, 可见当曲线 $(1-\tilde{\alpha}_1)-I$, 曲线 $\tilde{\alpha}_2-I$ 和曲线 $\tilde{\alpha}_{2\text{eff}}-I$ 相交于同一点, 此时晶闸管的开通条件满足。所有的曲线开始转折, 此后 $(I_L + I_g)$ 迅速上升, 有源区电流和发射功率反而减小, 这是晶闸管的负阻区域, 当器件电流继续增加时, 整个器件逐步进入一个新的稳定状态图 7(b) 是器件中有源区电流、漏电流及光功率的变化情况。

我们最初研制 BH 激光器时, 采用的埋区阻挡层 $N_2\text{-InP}$ 掺杂浓度较低, 其等效晶体管直流信号增益 $\alpha_1 > 0.3$, $\alpha_2 > 0.9$, 已经符合晶闸管开通的一个必要条件, 所以很多器件的输出特性曲线 ($P-I$ 和 $V-I$ 曲线) 出现了很强的扭折, 见图 8, 这就是器件中埋区晶闸管开通造成的, 由于埋区晶闸管开通后, 成为低阻区, 这样就抽走了有源区的部分电流, 且由于晶闸管开通状态时电压很低, 所以使得器件的总电压也减小了。为了证实这一分析, 我们用 Si 光电池探测了器件中存在的与 InP 对应的 $0.92\mu\text{m}$ 的光致发光强度, 结果发现, 在激光 $P-I$ 曲线的扭折处, $0.92\mu\text{m}$ 的光致发光突然增强, 即埋区漏电流突然增加了(晶闸管开通)。

对比图 7 和图 8, 我们可知模拟计算曲线和实验结果是一致的。实验曲线的转折更陡峭的原因是实际 BH 激光器的埋区结构是一个不均匀结构, 往往是局部先开通的, 所以其特性曲线转折处很陡峭。

4 结论

我们用晶闸管理论中的 Moll 模型, 结合等效电路的方法, 模拟计算和分析了 InGaAsP/InP BH 激光器中的漏电流特性, 主要分析了 P-N-P-N 埋区结构参数的变化对漏电流大小的影响, 从而得知器件设计时, 应使连接长度小于 $1\mu\text{m}$, 埋区阻挡层掺杂浓度应大于 $2 \times 10^{18}\text{cm}^{-3}$; 通过对 P-N-P-N 中各 P-N 结上电位的计算, 证实了埋区中“浮区”限制的说法, 说明了阻挡层的高掺杂虽然有可能降低 P-N-P-N 结构中的反向 P-N 结的击穿电压, 但不会影响埋区漏电流限制能力。我们还分析了阻挡层低掺杂的 BH 激光器中埋区晶闸管开通的可能性以及相应的过程从而解释了我们在研制 BH 激光器的初期, 器件输出特性曲线出现的扭折现象。

这样我们就可以根据晶闸管理论的分析, 通过提高埋区中阻挡层的掺杂浓度以及厚度, 以减小等效晶体管的电流增益, 使 $(\alpha_1 + \alpha_2) < 1$ 从而抑制 BH 激光器中埋区晶闸管的开通效应。

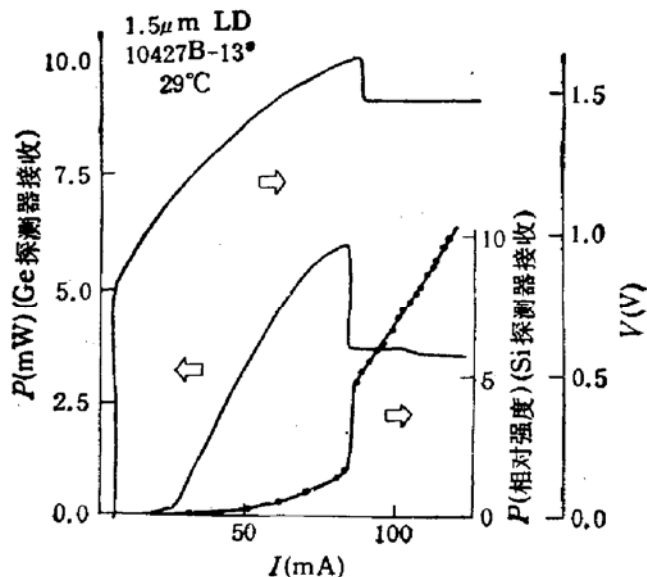


图 8 有晶闸管开通现象的 BH 激光器的光功率-电流伏安特性及荧光 ($0.92\mu\text{m}$) 强度的测试曲线

根据上述分析,我们在实际工艺中,采用了各种降低埋区等效晶体管电流增益的措施,除了上述措施外,我们还在埋区中增加四元 InGaAsP 层,利用异质结势垒以及界面的复合作用(消耗扩散电流),来减小电流增益(参见文献[11]),从而使得我们研制的 FBH-DFB 激光器在热稳定性及寿命方面得到大大改善激光器的线性光功率可高达 20mW,室温工作寿命提高到 10 万小时以上。

参 考 文 献

- [1] P. P. Wright *et al.*, J. Appl. Phys., 1982, **53**: 3, 1364.
- [2] Niloy K. Dutta, J. Lightwave. Tech., 1984, **LT-2** (3): 201.
- [3] H. Namizagi *et al.*, Electron. Lett., 1982, **18**(16): 705.
- [4] Martinus, P. J. G. *et al.*, IEEE J. Quantum. Electron., 1987, **QE-23**: 925.
- [5] Tsuquru Ohtoshi *et al.*, IEEE J. Quantum. Electron., 1989, **QE-25**: 1369.
- [6] W. 格尔拉赫,卞抗译《晶闸管》,机械工业出版社,1984 年,北京第一版. 第二章,第三章.
- [7] 史西蒙,《半导体器件物理》,电子工业出版社,1987.12,第四章.
- [8] D. R. Muss *et al.*, IEEE Trans. Electron. Dev., 1963, **10**: 113—120.
- [9] I. M. Mackintosh, Proc. IRE, 1958, **46**: 1229—1235.
- [10] Micheal Shur, «Physics of Semiconductor Devices», Englewood Cliffs, New Jersey Prentice Hall, 1990.
- [11] 何振华,《1.5 μ m 掩埋异质结 DFB 激光器的研制》,第四章,硕士论文,1992,10.

Analysis of Leakage Current in 1.5 μ m InGaAsP/InP BH Lasers

He Zhenhua and Wang Wei

(Institute of Semiconductor, The Chinese Academy of Sciences, the National Laboratory of Integrated Optoelectronics, Beijing 100083)

Abstract In this paper, we analyse and simulate the leakage current behavior in the BH lasers with P-N-P-N blocking layers using general three-terminal device model. According to our simulations to the device characteristics, we find a more effective BH structure for reducing leakage current; the 1.5 μ m FBH lasers made by us have good performance: the linear light output can reach up to 20mW, the aging test of seven lasers indicates that the life time of the devices under room temperature exceeds 100 000 hours.

PACC: 4265, 4280S, 4282