

# GaAs-AlGaAs 双异质结激光器

## 若干参量的简化公式

金 锋 范俊清

本文提出了 GaAs-AlGaAs 双异质结激光器若干参量的简化公式, 包括: 激光波长、折射率增量、单模最大厚度、允许包层厚度、光学限制因子、最低阈值电流厚度、最大发散角厚度、若干条形激光器的单模尺寸等。

### 一、激光波长和折射率增量

在这一节里, 我们给出激光波长与 Al 含量、折射率增量与 Al 含量、折射率增量与自由载流子浓度的简化关系式。

(1) 激光波长与 Al 含量的关系

$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  材料的禁带宽度为:

$$E_g(\text{eV}) = 1.439 + 1.042x + 0.468x^2 \quad (1)$$

则  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  有源层的激光波长为:

$$\lambda(\mu\text{m}) = 1.24/E_g \quad (2)$$

当  $x < 0.1$  时, 考虑到掺杂和注入载流子对带隙的影响, 激光波长可以近似写为:

$$\lambda = \lambda_0 - 0.64x \quad (3)$$

其中  $\lambda_0$  是 GaAs 有源层的激光波长, 一般  $\lambda_0 = 0.87 \sim 0.90 \mu\text{m}$ 。设  $\lambda_0 = 0.88 \mu\text{m}$ , 则对  $x = 0.05$ , 有  $\lambda = 0.85 \mu\text{m}$ 。因此, 要想利用石英纤维低损耗波长 ( $0.85 \mu\text{m}$ ) 区域, 有源层含 Al 量应为:

$$0.1 > x > 0.05 \quad (4)$$

(2) 折射率增量与 Al 含量的关系

$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  材料的折射率为:

$$n^2(x) = A + \frac{B}{[\lambda^2 - C(x)]} - D(x)\lambda^2 \quad (5)$$

其中  $A = 10.906 - 2.92x$

$$B = 0.97501$$

$$C = \begin{cases} (0.52886 - 0.735x)^2, & x \leq 0.36 \\ (0.30386 - 0.105x)^2, & x \geq 0.36 \end{cases}$$

$$D = 0.002467(1.41x + 1)$$

在  $\lambda = 0.85 \mu\text{m}$  附近, 折射率增量与 Al 含量之间有如下近似关系:

$$\Delta n \approx -0.62\Delta x \quad (6)$$

(3) 折射率增量、吸收系数与自由载流子浓度的关系

GaAs 材料的折射率与自由载流子浓度的关系为:

$$n^2 = n_\infty^2 - 4\pi x_e + (\alpha/2k)^2 \quad (7)$$

其中  $n_\infty^2$  由 (5) 式给出,  $x_e$  是由自由载流子引起的极化率, 而

$$4\pi x_e = Ne^2/\omega m^* \quad (8)$$

$\alpha$  是自由载流子引起的吸收系数:

$$\alpha = (\mu_0/\epsilon)^{1/2} \frac{Ne^2}{(\omega^2 + 1/\tau^2)m^*\tau} \quad (9)$$

其中  $N$  是自由载流子浓度,  $\omega$  为光波角频率,  $k = 2\pi/\lambda$  是真空波数,  $\lambda$  是真空波长,  $m^*$  是自由载流子有效质量,  $e$  是电子电荷,  $\mu_0$  是真空磁导率,  $\epsilon$  是介电常数,  $\tau = m^*\mu/e$  是碰撞寿命,  $\mu$  是迁移率。

在  $\lambda = 0.85 \mu\text{m}$  附近, 利用 (7)~(9) 式得到:

$$\alpha = (\mu_0/\epsilon)^{1/2} \cdot Ne^2/\omega^2 m^* \tau \quad (10)$$

$$2n(\Delta n) = -\Delta Ne^2/\epsilon_0 m^* \omega^2 \quad (11)$$

其中  $\epsilon_0$  是真空介电常数。利用 GaAs 材料的  $m^* = 0.068m$  ( $m$  是电子质量) 和  $\mu = 8.5 \times 10^3 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{S}$  得到:

$$\alpha(\text{cm}^{-1}) = 3.6 \times 10^{-19} N \lambda^2 \quad (12)$$

$$\Delta n = -1.7 \times 10^{-21} \Delta N \lambda^2 \quad (13)$$

其中  $\lambda$  的单位是  $\mu\text{m}$ ;  $N$  的单位是  $\text{cm}^{-3}$ 。

### 二、对称平板波导

当 GaAs-AlGaAs 双异质结激光器有源区条宽远大于其厚度时, 可以将它的结构视为图 1 所示的对称平板光波导。设有源层和包层折

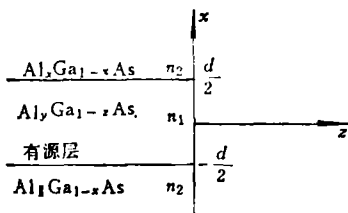


图1 对称平板光波导,  $n_1 > n_2$

射率分别为  $n_1$  和  $n_2$ , 有源层厚度为  $d$ 。

在平板波导中存在横电 (TE) 模和横磁 (TM) 模。

由于 TM 模在镜面处的反射率小, 不易振荡, 所以下面只讨论 TE 模特性。令电磁场沿  $z$  方向的传播常数为  $\beta_v$ , 角频率为  $\omega$ , 波导本征模式的电场和磁场形式为:

$$\vec{E}_v(x)e^{j(\omega t - \beta_v z)}, \vec{H}_v(x)e^{j(\omega t - \beta_v z)} \quad (14)$$

其中  $v$  是模阶数。利用麦克斯韦方程和 (14) 式得到 TE 模  $E_y$  分量的波方程和场分量之间的关系式:

$$-\frac{\partial^2}{\partial x^2} E_{vy} + (n_i^2 k^2 - \beta_v^2) E_{vy} = 0 \quad (15)$$

$$H_{vx} = -\frac{\beta_v}{kZ_0} E_{vy} \quad (16)$$

$$H_{vx} = \frac{j}{kZ_0} \cdot \frac{\partial}{\partial x} E_{vy} \quad (17)$$

其中  $n_i$  为波导各层折射率 ( $i = 1, 2$ ),  $Z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}}$  是真空波阻抗。

由 (15) 式得到 TE 导模的场表达式:

$$E_{vy} = \begin{cases} A_v \cos\left(\frac{h_v d}{2} - \phi^{(K)}\right) e^{-P_v\left(x - \frac{d}{2}\right)}, & x > \frac{d}{2} \\ A_v \cos(h_v x - \phi^{(K)}), & \frac{d}{2} \leq |x| \\ A_v \cos\left(\frac{h_v d}{2} + \phi^{(K)}\right) e^{P_v\left(x + \frac{d}{2}\right)}, & x < -\frac{d}{2} \end{cases} \quad (18)$$

并且利用归一化条件

$$P_v = -\frac{1}{2} R_v \int_{-\infty}^{\infty} (\vec{E}_v \times \vec{H}_v^*) \cdot \vec{e}_z dx \quad (19)$$

得到:

$$A_v^2 = \frac{4k \cdot Z_0 \cdot P_v}{\beta_v \left(d + \frac{2}{P_v}\right)} \quad (20)$$

其中  $h_v = (n_1^2 k^2 - \beta_v^2)^{1/2}$ ,  $P_v = (\beta_v^2 - n_2^2 k^2)^{1/2}$  (21)  
 $R_v$  表示取实数部分,  $*$  表示取复数共轭,  $P_v$  是  $v$  阶 TE 模在  $y$  方向单位间隔内沿  $z$  方向携带的功率,  $\vec{e}_z$  是沿  $z$  方向的单位矢量, 上标  $K = e$  和 0, 分别代表偶模和奇模, 并且,

$$\phi^{(e)} = 0, \phi^{(0)} = \frac{\pi}{2} \quad (22)$$

根据边界条件得到 TE 导模的本征值方程:

$$h_v d = v\pi + 2 \operatorname{tg}^{-1} \frac{P_v}{h_v} \quad (23)$$

其中 模阶数  $v$  取从零开始的有限个正整数, 相应地  $\beta_v$  取从  $n_1 k$  至  $n_2 k$  之间的有限个离散值。 $v$  为偶数, 对应于偶模;  $v$  为奇数, 对应于奇模。

当  $P_v = 0$ , 即  $\beta_v = n_2 k$  时导模被截止。在 (23) 式中令  $P_v = 0$  便得到截止方程:

$$2(n_1^2 - n_2^2)^{1/2} \left(-\frac{d}{\lambda}\right)_c = v \quad (24)$$

其中 脚标  $C$  表示截止。

为了近似处理双异质结激光器的若干参量, 由 (23) 式求得远离截止和接近截止时的本征值方程的近似闭合解:

$$h_v = (v + 1)\pi / \left(d + \frac{2}{P_v}\right), \quad \beta \rightarrow n_1 k \text{ (远离截止)} \quad (25)$$

$$P_v = \frac{1}{2} h_v (h_v d - v\pi), \quad \beta \rightarrow n_2 k \text{ (接近截止)} \quad (26)$$

由式 (25)、(26) 得基模 ( $v = 0$ ) 本征值方程的近似解:

$$h_v d = \begin{cases} \pi / \left(1 + \frac{2}{V}\right), & \frac{2}{V} \ll 1 \\ \pi \left(1 - \frac{2}{V}\right), & \text{(远离截止)} \end{cases} \quad (27)$$

$$P_v d = \begin{cases} (V^2 + 1)^{1/2} - 1, & V^2 \ll 1 \\ \frac{V^2}{2}, & \text{(接近截止)} \end{cases} \quad (28)$$

其中  $V = (n_1^2 - n_2^2)^{1/2} k d$ 。由式 (27)、(28) 得到基模的本征值 (即  $\beta_0$ ):

$$N_0^2 = \left( \frac{\beta_0}{k} \right)^2 = \begin{cases} n_1^2 - \frac{\lambda^2}{4} \left[ d + \frac{\lambda}{\pi(n_1^2 - n_2^2)^{1/2}} \right]^{-2} \\ n_1^2 - \frac{\lambda^2}{4d^2} \left[ 1 - \frac{2\lambda}{\pi(n_1^2 - n_2^2)^{1/2} d} \right] \end{cases} \quad \text{(远离截止)} \quad (29)$$

$$N_0^2 = \left( \frac{\beta_0}{k} \right)^2 = n_2^2 + \pi^2 (n_1^2 - n_2^2) \left( -\frac{d}{\lambda} \right)^2 \quad \text{(接近截止)} \quad (30)$$

其中  $N_0 = \frac{\beta_0}{k}$  是对于基模的波导有效折射率, 即真空中光速对基模的相速之比。

### 三、宽条激光器的若干参量

当宽条激光器有源区域的宽度远大于厚度时, 可用平板波导模型讨论它的性质。因此, 我们在这一节里直接利用前两节的一些结果来求得宽条激光器若干参量的简化公式。

(1) 单模最大厚度和允许包层厚度:

$v = 1$  阶模的截止厚度就是单模最大厚度。因此, 由 (24) 式得到单模最大厚度

$$A = \lambda / 2 (n_1^2 - n_2^2)^{1/2} \quad (31)$$

并且利用 (6) 式得到:

$$A = 0.24 \lambda / \sqrt{\Delta x} \quad (32)$$

对  $\lambda = 0.85 \mu\text{m}$  附近波长, 由 (32) 式得到如下数据:

$\Delta x$	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5
$A(\mu\text{m})$	0.62	0.44	0.32	0.29	0.26

如果有源区域上下包层太薄, 则光功率由有源层耦合到上下包层以外的区域中, 以致不能限制光功率。对于单模波导, 当  $P_0 t = 3$  时, 波导上下界面处的光强对离界面  $t$  处的包层中光强之比约为 400:1, 这说明包层厚度为  $t = \frac{3}{P_0}$  时就能限制光。

利用式 (28)、(29) 和  $t = \frac{3}{P_0}$  得到允许包层厚度:

$$t = \begin{cases} \frac{0.15 \lambda^2}{(n_1^2 - n_2^2) d} \\ \frac{0.034 \lambda^2}{\Delta x \cdot d} \end{cases} \quad (33)$$

对  $d = 0.1 \mu\text{m}$ ,  $\lambda = 0.85 \mu\text{m}$  附近波长, 由 (33) 式得到如下数据:

$\Delta x$	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5
$t(\mu\text{m})$	2.4	1.2	0.80	0.60	0.48

### (2) 光学限制因子

有源层中沿  $z$  方向传播的功率对波导总功率之比定义为光学限制因子:

$$\Gamma_v = \int_{-\frac{d}{2}}^{\frac{d}{2}} E_{vy} E_{vy}^* dx / \int_{-\infty}^{\infty} E_{vy} E_{vy}^* dx \quad (34)$$

把 (18) 式代到 (34) 式中, 并利用 (23) 式得到:

$$\Gamma_v = \left( 1 + \frac{2P_v d}{I^2} \right) / \left( 1 + \frac{2}{I^2 d} \right) \quad (35)$$

利用 (27)、(28) 和 (6) 式得到基模的光学限制因子的近似表达式为:

$$\Gamma_0 = \begin{cases} \frac{2\pi^2(n_1^2 - n_2^2)(d/\lambda)^2}{1 + \pi^2(n_1^2 - n_2^2)(d/\lambda)^2} \\ \frac{88\Delta x(d/\lambda)^2}{1 + 44\Delta x(d/\lambda)^2} \end{cases} \quad \text{(接近截止)} \quad (36)$$

$$\Gamma_0 = \begin{cases} 1 - \frac{1}{\pi^2(n_1^2 - n_2^2)(d/\lambda)^2} \\ 1 - \frac{1}{44\Delta x(d/\lambda)^2} \end{cases} \quad \text{(远离截止)} \quad (37)$$

考虑到远离截止和接近截止时的  $\Gamma_0$  的渐近行为可以写出如下近似公式:

$$\Gamma_0 = \begin{cases} \frac{2\pi^2(n_1^2 - n_2^2)(d/\lambda)^2}{1 + 2\pi^2(n_1^2 - n_2^2)(d/\lambda)^2} \\ \frac{88\Delta x(d/\lambda)^2}{1 + 88\Delta x(d/\lambda)^2} \end{cases} \quad (38)$$

这个公式适用于远离截止和接近截止, 并且有 2% 的精度。

### (3) 最低阈值电流厚度

对有源层未渗杂的激光器有如下近似关系:

$$g = (\eta_i J / d) - J_1 \cdot \beta \quad (39)$$

其中  $g$  是增益系数,  $\beta$  是增益常数,  $J$  是注入电流密度,  $\eta_i$  是内量子效率,  $d$  是有源层厚度。  $\beta$  和  $J_1$  是与温度有关的常数, 已由 F. Stern 给出理论值。激射条件要求

$$\Gamma(g_{th}-d_{je})=(1-\Gamma)\alpha_{je}^*+\frac{1}{L}\ln\left(\frac{1}{R}\right) \quad (40)$$

其中  $g_{th}$  为阈值增益系数,  $\alpha_{je}$  和  $\alpha_{je}^*$  分别为有源层和包层中自由载流子吸收系数,  $L$  是谐振腔长度,  $R$  是镜面反射率。由 (39) 和 (40) 式得到阈值电流密度为:

$$J_{th}=\begin{cases} \left(\frac{d}{\eta_i}\right)\left(\frac{g_{th}}{\beta}+J_1\right) \\ -\frac{d}{\eta_i\beta}\left(-\frac{\alpha_2}{\Gamma}+\alpha_1\right) \end{cases} \quad (41)$$

$$\text{其中 } \alpha_2=\alpha_{je}^*+\frac{1}{L}\ln\left(\frac{1}{R}\right) \quad (42)$$

$$\alpha_1=\alpha_{je}-\alpha_{je}^*+\beta J_1 \quad (43)$$

显然,  $J_{th}$  随  $d$  的变化有一个最小值。令 (41) 式对  $d$  的微商为零, 并利用 (36) 和 (6) 式得到基模最低阈值电流厚度为:

$$d_{min}=\frac{\lambda}{\left[2\frac{\alpha_1}{\alpha_2}\pi^2(n_1^2-n_2^2)+\lambda^2\right]^{1/2}} \approx \frac{\lambda}{\left(91\frac{\alpha_1}{\alpha_2}\Delta x+\lambda^2\right)^{1/2}} \quad (44)$$

对于  $L=500\mu\text{m}$ ,  $\alpha_{je}^*=\alpha_{je}=10\text{cm}^{-1}$ ,  $\alpha_2=33\text{cm}^{-1}$ ,  $\alpha_1=\beta J_1=180\text{cm}^{-1}(300^\circ\text{K})$ , 式 (44) 可近似为:

$$d_{min}\approx\frac{\lambda}{22.3\sqrt{\Delta x}} \quad (44)'$$

这时可得到如下数据:

$\Delta x$	0.01	0.04	0.16	0.25	0.64
$d_{min}(\mu\text{m})$	0.39	0.19	0.09	0.08	0.05

这个数据与 H. Kressel 的计算结果相符。

#### (4) 最大发散角厚度

对薄的有源层, W. P. Dumke 求得了近似发散角公式:

$$\theta_L=\begin{cases} \frac{4.05(n_1^2-n_2^2)(d/\lambda)}{1+\frac{4.05}{1.2}(n_1^2-n_2^2)(d/\lambda)^2} \\ \frac{0.18\Delta x(d/\lambda)}{1+15\Delta x(d/\lambda)^2} \end{cases} \quad (45)$$

令  $\theta_L$  对  $d$  的微商为零, 便得到最大发散角厚度

$$d_{max}=\begin{cases} \frac{1.09\lambda}{2(n_1^2-n_2^2)^{1/2}}=1.09A \\ \frac{0.26\lambda}{\sqrt{\Delta x}} \end{cases} \quad (46)$$

由 (46) 式得到 ( $\lambda=0.85\mu\text{m}$  附近波长) 最大发散角厚度:

$\Delta x$	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5
$d_{max}(\mu\text{m})$	0.68	0.48	0.39	0.35	0.31

这些数据与 H. C. Casey 等人的计算结果基本相符。把 (46) 式代到 (45) 式得到最大发散角:

$$\theta_{Lmax}=\begin{cases} 1.1(n_1^2-n_2^2)^{1/2} \\ 131\sqrt{\Delta x} \end{cases} \quad (47)$$

利用 (47) 式得到如下数据:

$\Delta x$	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5
$\theta_{Lmax}$	41°	58°	71°	82°	92°

这些数据与 H. C. Casey 的计算结果相比大 6° 左右, 原因在于 (45) 式适用于薄的有源层。

#### 四、条形激光器的单模尺寸

我们在这一节里利用以上几节的结果导出条形激光器单模尺寸的简化公式。

##### (1) 埋入条形

埋入条形的理论模型示于图 2。首先沿  $x$  方向光的限制可以看作是波导层和包层折射率分别为  $n_1$  和  $n_2$  的对称平板波导, 其基模远离截止和接近截止时的有效折射率  $N_0$  可由 (29)、(30) 式给出。沿  $y$  方向光的限制可视为波导层和包层折射率分别为  $N_0$  和  $n_2$  的对称平板波导, 但  $TE$  基模沿  $y$  方向变成  $TM$  模。我们利用 (29)、(30) 和 (31) 式得到沿  $x$  方向接近截止和远离截止时埋入条形的单模尺寸:

$$a=\begin{cases} \frac{\lambda^2}{2\pi(n_1^2-n_2^2)d} & (\text{沿 } x \text{ 方向接近截止}) \\ \frac{\lambda^2}{28\Delta xd} & \end{cases} \quad (48)$$

$$a=\begin{cases} \frac{\lambda}{2(n_1^2-n_2^2)^{1/2}}(1+c^2)^{1/2} & (\text{沿 } x \text{ 方向远离截止}) \\ \frac{0.237\lambda}{\sqrt{\Delta x}}(1+c^2)^{1/2} & \end{cases} \quad (49)$$

其中  $c=a/d$ 。利用 (48) 和 (49) 式得到如下数据:

沿  $x$  方向 接近截止,  $d = 0.1 \mu\text{m}$ ,  
 $\lambda = 0.85 \mu\text{m}$ ,

$\Delta x$	0.1	0.2	0.3	0.4
$a(\mu\text{m})$	2.6	1.3	0.86	0.65

沿  $x$  方向 远离截止,  $\lambda = 0.85 \mu\text{m}$ ,

$\Delta x$	0.1	0.2	0.3	0.4
$a = d(\mu\text{m})$	0.90	0.64	0.52	0.45
$a = 2d(\mu\text{m})$	1.4	1.0	0.82	0.71
$a = 4d(\mu\text{m})$	2.6	1.9	1.5	1.3

嵌入条形的理论分析与埋入条形基本相同, 不  
 在这里介绍。

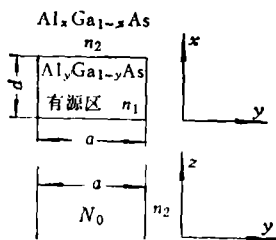


图2 埋入条形的理论模型

## (2) 脊形波导条形

脊形波导条形的理论模型示于图3。首先  
 沿  $x$  方向看, 令有源层厚度  $d_1$  的对称平板波导  
 基模的有效折射率为  $N_1$ , 有源层厚度  $d_1$  的对称  
 平板波导基模的有效折射率为  $N_1$ 。沿  $y$  方向  
 光的限制可以看作波导层和包层折射率分别为  
 $N_1$  和  $N_1$  的对称平板波导。

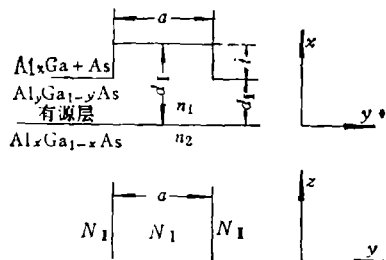


图3 脊形波导条形的理论模型

利用 (30) 和 (31) 式得到沿  $x$  方向接近  
 截止时的脊形波导条形的单模尺寸为:

$$a = \begin{cases} \frac{2\pi\sqrt{d_1^2 - d_1^2(n_1^2 - n_2^2)}}{\lambda^2} & (\text{沿 } x \text{ 方向} \\ & \text{接近截止}) \\ \frac{\lambda^2}{28\Delta x\sqrt{2dt}} & (d_1 \sim d_1 \sim d, \\ & d \gg t) \end{cases} \quad (50)$$

利用 (50) 式得到如下数据:

$d = 0.1 \mu\text{m}$ ,  $\lambda = 0.85 \mu\text{m}$ ,  $t = 0.02 \mu\text{m}$ ,

$\Delta x$	0.1	0.2	0.3	0.4
$a(\mu\text{m})$	1.3	0.64	0.43	0.32

## (3) 深扩散条形

深扩散条形的理论模型示于图4。

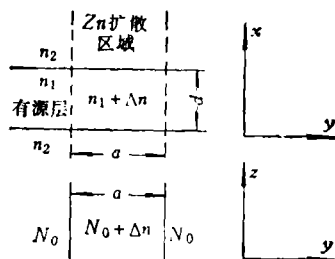


图4 深扩散条形的理论模型

$Zn$  的深扩散使有源区域在受激状态下折射  
 率增加  $\Delta n$ , 因此在扩散区域内平板波导的有  
 效折射率近似增加  $\Delta n$ 。又沿  $y$  方向看, 可以构  
 成波导层和包层折射率分别为  $N_0 + \Delta n$  和  $N_0$   
 的对称平板波导。利用 (31) 式得到沿  $y$  方向  
 单模尺寸为:

$$a = \begin{cases} \frac{\lambda}{2\sqrt{(N + \Delta n)^2 - N^2}} \\ \frac{\lambda}{5.3\sqrt{\Delta n}} \end{cases} \quad (51)$$

利用 (51) 式得到如下数据:

$\Delta n$	$1 \times 10^{-3}$	$1.5 \times 10^{-3}$	$2 \times 10^{-3}$
$a(\mu\text{m})$	5.0	4.1	3.6
$(\lambda = 0.85 \mu\text{m})$			

把 (13) 式代到 (51) 式得到:

$$a = \frac{4.6 \times 10^9}{\sqrt{\Delta N}} (\mu\text{m}) \quad (52)$$

对于  $\Delta N = 1 \times 10^{18} / \text{cm}^3$ , 得到  $a = 4.6 \mu\text{m}$ 。