

异 质 结

郑 广 富

(永川半导体光电研究所)

晶体管的发明,使电子技术产生了伟大的变革,而晶体管的核心是半导体 p-n 结,即同质结。

近年来,一种叫做异质结的半导体结构^[1],在半导体激光器、发光器件、太阳电池、光电接收器件、晶体管和集成光路等科学技术领域内别开生面,显示了它的优越性。

一、基本物理概念

1. 什么是异质结

半导体同质结是在同一块半导体单晶片上,使片子的一侧是 p 型,另一侧是 n 型,如

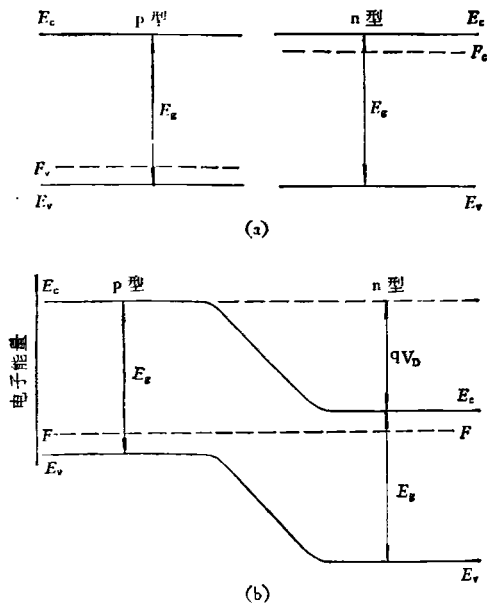


图 1 半导体同质 p-n 结能带图

- (a) 分立的 p 型和 n 型半导体;
- (b) 热平衡态下的 p-n 结能带图

图 1 所示, p-n 结两侧材料的禁带宽度(以下称带隙) E_g 、介电常数 ϵ 、折射率 \bar{n} 、晶格常数 a_0 、热膨胀系数 α 等电学、光学和材料参数基本上是一致的,所以叫做同质结,通常写成“p-n”结。

异质结是由两种不同的半导体单晶材料构成的结,如图 2(a) 所示。构成异质结的两种半导体材料的带隙 E_{g1} 、 E_{g2} 不同,介电常数 ϵ_1 、 ϵ_2 不同,折射率 \bar{n}_1 、 \bar{n}_2 不同,晶格常数 a_1 、 a_2 不同,

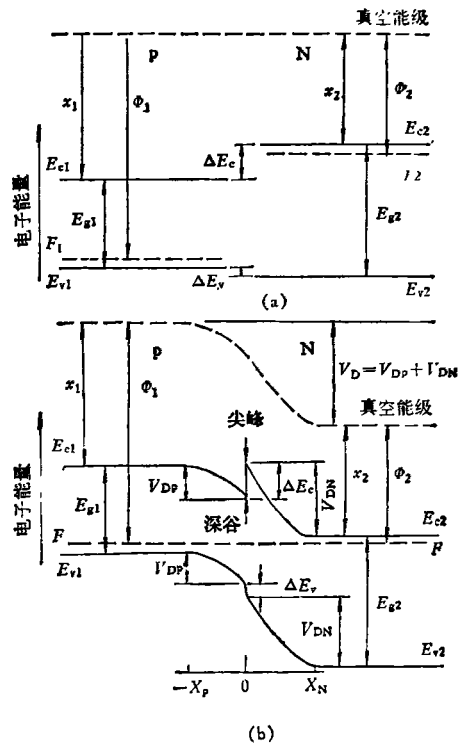


图 2 半导体异质 p-n 结能带图

- (a) 分立的窄带隙 p 型半导体和宽带隙 n 型半导体能带图;
- (b) 热平衡态下的 p-n 异质结能带图

电子亲和力 χ_1, χ_2 不同, 脱出功 ϕ_1, ϕ_2 也不同.

异质结是利用液相、气相、分子束、金属有机化合物汽相淀积等外延技术制成的. 制作异质结的关键是选择合适的异质结对材料, 使异质结界面两种材料晶格匹配和生长完美的晶体^[2].

2. 种类

同质结只有一种 p-n 结, 而异质结则共有四种. 用小写字母 p, n 表示窄带隙半导体, 用大写字母 P, N 表示宽带隙半导体. 描述异质结时, 先写出窄带隙半导体材料的符号. 异质结两侧半导体导电型相同的, 称同型异质结, 如图 3(a) 的 n-N 异质结和图 3(c) 的 p-P 异质结; 异质结两侧半导体导电型不同的, 称异型异质结, 如图 3(b) 的 p-N 异质结和图 3(d) 的 n-P 异质结.

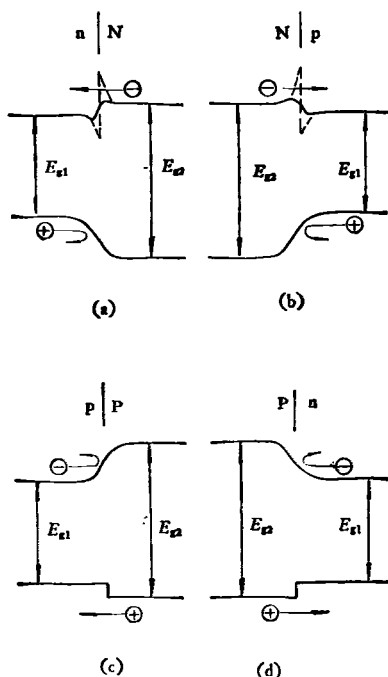


图 3 加有正向偏压的各种异质结

(a) n-N 异质结; (b) p-N 异质结;
(c) p-P 异质结; (d) n-P 异质结

异质结材料界面组分(带隙)突然变化的, 称突变异质结, 其能带图如图 2(b) 所示; 异质结材料界面组分(带隙)缓慢变化的, 由一种材料过渡到另一种材料的过渡区宽度几十至上千

Å, 称为缓变异质结. 用液相外延方法制作的异质结, 通常是缓变异质结, 而分子束外延方法制作的异质结, 一般可认为是突变异质结. 在讨论异质结时, 目前大都采用本文所介绍的 Anderson 突变异质结模型^[3], 由于外延和器件工艺过程使材料及杂质互相渗透, 适当考虑缓变过渡更合实际.

3. 能带的不连续性

由于异质结两种材料的带隙不同, 在界面处能带不连续, 出现了导带和价带的阶跃 ΔE_c 和 ΔE_v (见图 2), 它意味着载流子从一种材料脱出进入另一种材料时, 必须给与能量, 否则载流子的流动就被这个能量差阻挡了. 导带的不连续性 ΔE_c 是由于界面处电子亲和力不同而产生的, 由图 2(a) 可以看出, ΔE_c 就是两种材料电子亲和力 χ_1 和 χ_2 之差, 即

$$\Delta E_c = E_{c2} - E_{c1} = \chi_1 - \chi_2, \quad (1.1)$$

而价带的不连续性 ΔE_v 应为

$$\Delta E_v = E_{v2} - E_{v1} = E_{g2} - E_{g1} - \Delta E_c. \quad (1.2)$$

那么根据(1.2)式, 能带的不连续性 ΔE_g 为

$$\Delta E_g = E_{g2} - E_{g1} = \Delta E_v + \Delta E_c. \quad (1.3)$$

(1.3) 式说明能带的不连续性就是异质结材料带隙之差, 它等于导带不连续性和价带不连续性之和. 因为电子亲和力很难确定, 由(1.1)式求 ΔE_c 是很麻烦的, 但我们可用确定量子态的分析方法求得^[4]. 以 GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs 异质结为例^[5], 对于直接带隙的 Ga_{1-x}Al_xAs, 室温下带隙 E_g^r 与组分 x 的关系为

$$E_g^r = 1.424 + 1.247x \quad (0 < x < 0.45). \quad (1.4)$$

对于间接带隙 Ga_{1-x}Al_xAs, 室温下带隙 E_g^i 与组分 x 的关系为

$$E_g^i = 1.900 + 0.125x + 0.143x^2 \quad (0.45 < x < 1). \quad (1.5)$$

在直接带隙 ($0 < x < 0.45$) 区, 导带和价带的不连续性可表示为

$$\frac{\Delta E_c}{E_{g2} - E_{g1}} = 0.85 \pm 0.03, \quad (1.6)$$

$$\frac{\Delta E_v}{E_{g2} - E_{g1}} = 0.15 \pm 0.03. \quad (1.7)$$

由(1.4)式得 $E_{g2} = E_g^r$, 而室温下 GaAs 的 E_{g1} 为 1.424eV, 代入 (1.6), (1.7) 式, 便可得 ΔE_c 和 ΔE_v . 在间接带隙 ($0.45 < x < 1$) 区, 导带不连续性由(1.3)式求得如下:

$$\Delta E_c = (E_{g2} - E_{g1}) - \Delta E_v, \quad (1.8)$$

式中 $E_{g2} = E_g^x$ 可由 (1.5) 式求得 [这时材料的带隙 E_{g2}^x (间接) 小于带隙 E_g^r (直接)], E_{g1} 仍是 GaAs 的; 而价带的不连续性 ΔE_v 仍由 (1.7) 式确定, E_{g2} 仍由 (1.4) 式求得. 这样, 任取组分 x , GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs 异质结的导带和价带不连续性都可以求得, 并可画出其能带图. 实验表明, 异质结能带的不连续性主要由导带不连续性 ΔE_c 决定, ΔE_v 很小, 甚至趋于零. 异质结能带的不连续性使它在应用方面成为极其重要的特性.

二、载流子注入特性

1. 高注入比

p-N 异质结中, 热平衡时 P 侧的少数载流子浓度 n_{p0} , 多数载流子空穴浓度 p_{p0} 和本征载流子浓度 n_{pi} 之间有关系式:

$$n_{p0}p_{p0} = n_{pi}^2. \quad (2.1)$$

同样, 热平衡时 N 侧的多数载流子电子浓度 n_{N0} , 少数载流子空穴浓度 p_{N0} 和本征载流子浓度 n_{Ni} 之间有关系式:

$$n_{N0}p_{N0} = n_{Ni}^2. \quad (2.2)$$

当 p-N 异质结外加正向偏压 V_a (如图 4 所示) 时, 电子由 N 区注入到 P 区, 空穴由 P 区注入 N 区, 形成通过 p-N 结的电子和空穴扩散电流. 这时, 处于非平衡态的 P 区电子浓度 n_p 、空穴浓度 p_p 和本征浓度 n_{pi} 之间的关系为

$$n_p p_p = n_{pi}^2 \exp[(F_v - F_c)/kT], \quad (2.3)$$

同样, 非平衡态的 N 区电子浓度 n_N 、空穴浓度 p_N 和本征浓度 n_{Ni} 之间的关系为

$$n_N p_N = n_{Ni}^2 \exp[(F_v - F_c)/kT], \quad (2.4)$$

其中 F_v , F_c 分别为非平衡态下的空穴、电子准费米能级. 热平衡时, $F_c = F_v = F$, 所以 (2.3), (2.4) 式就是 (2.1), (2.2) 式了. 非平衡时, $F_c - F_v = -qV_a$, 则 (2.3), (2.4) 式变为

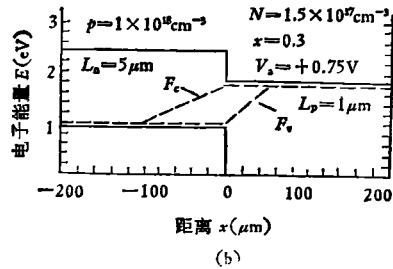
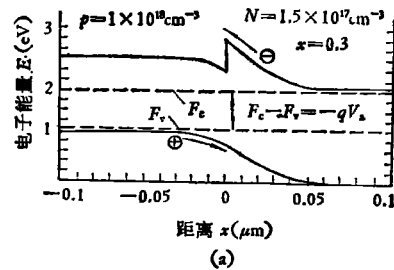


图 4 外加正向偏压 V_a 处于非平衡态下的 p-N 异质结能带图

- (a) 在异质结空间电荷区附近分开的准费米能级;
(b) 在中性半导体区内分开的准费米能级

$$n_p p_p = n_{pi}^2 \exp(qV_a/kT), \quad (2.5)$$

$$n_N p_N = n_{Ni}^2 \exp(qV_a/kT), \quad (2.6)$$

在 P 侧, 当少数载流子 n_p 比平衡多数载流子 p_{p0} 少很多时, 则 $p_p \approx p_{p0}$. 将 (2.1) 式代入 (2.5) 式, 并考虑到空间电荷区没有产生-复合的理想模型, 那么注入到 P 侧 $x = -x_p$ 边界上的电子浓度 n_p 为

$$n_p = n_{p0} \exp(qV_a/kT). \quad (2.7)$$

同理, 注入到 N 侧 $x = x_N$ 边界上的空穴浓度 p_N 由 (2.2), (2.6) 式得到, 即为

$$p_N = p_{N0} \exp(qV_a/kT). \quad (2.8)$$

电流就是这些向对方注入的少数载流子的扩散运动形成的. 我们考虑理想模型的一维稳态连续性方程:

$$\frac{d^2 n_p}{dx^2} - \left(\frac{n_p - n_{p0}}{D_n \tau_n} \right) = 0, \quad (2.9)$$

$$\frac{d^2 p_N}{dx^2} - \left(\frac{p_N - p_{N0}}{D_p \tau_p} \right) = 0, \quad (2.10)$$

解微分方程 (2.9) 得 n_p , 然后由下式求出由 N 区注入到 P 区 $x = -x_p$ 处的电子电流密度 i_n :

$$\begin{aligned} i_n &= qD_n \left. \frac{dn_p}{dx} \right|_{x=-x_p} \\ &= \left(\frac{qD_n n_{p0}}{L_n} \right) [\exp(qV_a/kT) - 1]. \end{aligned} \quad (2.11)$$

同样,解微分方程(2.10)得 p_N ,然后由下式求出由 P 区注入到 N 区 $x = x_N$ 处的空穴电流密度 i_p :

$$i_p = -qD_p \left. \frac{dp_N}{dx} \right|_{x=x_N} = \left(\frac{qD_p p_{N0}}{L_p} \right) [\exp(qV_a/kT) - 1], \quad (2.12)$$

以上几式中的 L_n, D_n, τ_n 和 L_p, D_p, τ_p 分别表示电子和空穴的扩散长度、扩散系数、寿命,并有关式

$$L_n = (D_n \tau_n)^{1/2} \text{ 和 } L_p = (D_p \tau_p)^{1/2}.$$

这样,由(2.11)和(2.12)式可得到流过 p-N 异质结的总电流密度为 $i = i_n + i_p$. 在总电流中,分别向对方注入的电子电流与空穴电流之比,称为“注入比”,用 γ 表示. 由(2.11),(2.12)式并结合(2.1),(2.2)式可得

$$\gamma = \frac{i_n}{i_p} = \frac{D_n L_p n_{p0}}{D_p L_n p_{n0}} = \frac{D_n L_p n_{N0} n_{p1}^2}{D_p L_n p_{p0} n_{N1}^2}. \quad (2.13)$$

室温下(2.13)式的平衡多数载流子浓度 n_{N0} 和 p_{p0} 实际上就是 N 型和 P 型材料的掺杂浓度 N_D, N_A .

对于 p-n 同质结,两侧材料的本征浓度是相等的, $n_{p1} = n_{n1}$ (即上式的 $n_{N1} = n_i$), 则(2.13)式为

$$\gamma = \frac{i_n}{i_p} = \frac{D_n L_p N_D}{D_p L_n N_A}. \quad (2.14)$$

对于 p-N 异质结,两侧材料的本征浓度是与带隙呈指数反比关系的,即

$$n_{p1} = (N_{c1} N_{v1})^{1/2} \exp(-E_{g1}/kT) \\ n_{n1} = (N_{c2} N_{v2})^{1/2} \exp(-E_{g2}/kT),$$

其中 N_{c1}, N_{c2} 和 N_{v1}, N_{v2} 分别是窄带隙和宽带隙材料的导带和价带的有效态密度,

$$N_c = 2.5 \times 10^{19} (m_n/m_0)^{3/2} (T/300)^{3/2},$$

$$N_v = 2.5 \times 10^{19} (m_p/m_0)^{3/2} (T/300)^{3/2},$$

m_n 和 m_p 分别为电子和空穴有效质量, m_0 为自由电子质量. N_{c1}, N_{c2}, N_{v1} 和 N_{v2} 与 m_{n1}, m_{n2}, m_{p1} 和 m_{p2} 相对应,异质结的注入比由这些参量代入(2.13)式后得到:

$$\gamma = \frac{i_n}{i_p} = \frac{D_n L_p N_D}{D_p L_n N_A} \left(\frac{m_{p1} m_{n1}}{m_{p2} m_{n2}} \right)^{3/2} \cdot \exp[(E_{g2} - E_{g1})/kT]. \quad (2.15)$$

同质结情况下,(2.14)式中的 $D_n L_p$ 与 $D_p L_n$ 是同一数量级之比,如果掺杂水平相同,则注入比相当小,那么要提高同质结的注入比,作发射极的 n 型材料必须提高掺杂浓度 N_D . 但异质结的注入比不是决定于(2.15)式指数项的前面系数部分,关键是指数项对 γ 的影响,因为室温的 $\frac{1}{kT} = 39(\text{eV})^{-1}$,异质结带隙之差那怕很小(一般只有 0.25—0.45eV),(2.15)式中指数项也起支配作用,得出 $i_n \gg i_p$, 电流就由宽带隙材料多数载流子注入到窄带隙材料形成. 对于晶体管和半导体激光器等器件来说,“注入比”是个很重要的物理量,它决定晶体管的放大倍数、激光器的注入效率和阈值电流密度,因为总电流中只有注入到基区或有源区中的少数载流子,才对器件的功能发挥真正的作用. 所以,用异质结宽带隙材料作发射极,效率会很高,这是异质结的特性之一.

2. 超注入效应

异质结除了“注入比”很高之外,它还有个特性,叫做“超注入”,即从宽带隙材料注入到窄带隙材料中的少数载流子浓度,可以比宽带隙材料中原有的多数载流子浓度还要多.

由(2.14)式我们对同质结的分析可知,要想得到高注入比,同质结的发射极 n 型材料必须高掺杂. 但异质结则不然. 例如图 5, 在 P 型 GaAs-N 型 $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ 异质结上加很大正向偏压,在正向大电流下,原来存在的势垒基本上已经拉平,稳态下电子和空穴的准费米能级

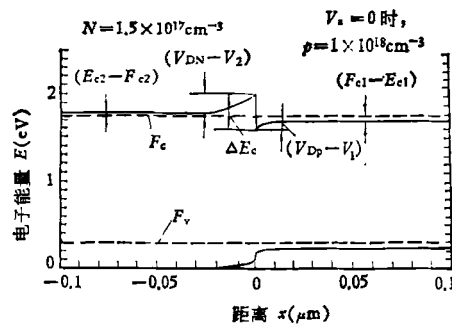


图 5 室温下 GaAs-Ga_{0.7}Al_{0.3}As 的 p-N 异质结在正向偏置下得到 $n = 2 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ 注入浓度的能带图

在 p-N 结两侧是一致的。这时，P 型窄带隙材料中导带的电子密度 n_{c1} 由玻耳兹曼式近似表示为

$$n_{c1} = N_{c1} \exp[(F_{c1} - E_{c1})/kT], \quad (2.16)$$

同时 N 型宽带隙材料中导带的电子密度 n_{c2} 为

$$n_{c2} = N_{c2} \exp[(F_{c2} - E_{c2})/kT], \quad (2.17)$$

式中 N_{c1} , N_{c2} 是窄带隙和宽带隙材料导带的有效态密度, $N_{c1} \approx N_{c2}$. N_{c2} 是 N 型宽带隙材料的多数载流子, 室温下等于杂质浓度 N_D . 而 n_{c1} 是 P 型窄带隙材料的少数载流子浓度, 在外加偏压下, 它是 N 型宽带隙材料注入进来的. 由 (2.16) 和 (2.17) 式得

$$\frac{n_{c1}}{n_{c2}} = \exp\left[\frac{(E_{c2} - E_{c1}) + (F_{c1} - F_{c2})}{kT}\right] = \exp\frac{\Delta E_c}{kT}. \quad (2.18)$$

式中用了准费米能级 $F_{c1} = F_{c2}$, $\Delta E_c = E_{c2} - E_{c1}$, 因为 $\Delta E_c > 0$, 所以

$$\frac{n_{c1}}{n_{c2}} > 1.$$

可见 $n_{c1} > n_{c2}$, 这就意味着可以从原来载流子浓度(电子浓度 $n_{c2} = N_D$)较低的宽带隙材料能得到比它本身有更高 (n_{c1}) 浓度的注入, 这种效应就是“超注入”. 图 5 是 GaAs-GaAlAs 双异质结激光器的实例, 在 $V_a = 1.481V$ 的正向高偏压下, 由宽带隙材料掺杂浓度 $N_D = 1.5 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$ 的 N 型 $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$, 向窄带隙 P 型 GaAs 激光有源区可注入电子浓度高达 $n = 2 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ 以上, 因而满足粒子数反转分布的受激发射的必要条件.

三、载流子和光的限制作用

1. 载流子限制作用

由于异质结能带的不连续性 ΔE_c 和 ΔE_v , 如图 3 所示, p-p 异质结和 n-p 异质结的 ΔE_c 成为反射电子的势垒, 把电子限制在 p 或 n 层中; p-n 异质结和 n-n 异质结的 ΔE_v 成为反射空穴的势垒, 把空穴也限制在 p 或 n 层中.

异质结对载流子的限制作用是一个很重要

的特性, 它由组成异质结的两种不同带隙材料的组分和温度来决定. 实验表明, 室温下异质结对载流子要想有良好的限制作用, 要求 $\Delta E_g = E_{g2} - E_{g1} = 0.25 - 0.45 \text{eV}$. 倘若希望 GaAs- $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ 异质结的 $\Delta E_g = 0.40 \text{eV}$, 则必须 $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ 的 $E_{g2} = 1.824 \text{eV}$ (GaAs 的 $E_{g1} = 1.424 \text{eV}$), 由 (1.4) 式求得组分 $x = 0.32$. 电子和空穴的限制势垒高度由 (1.6), (1.7) 式可得知 $\Delta E_c = 0.34 \text{eV}$, $\Delta E_v = 0.06 \text{eV}$. 异质结对载流子的限制作用可将电子和空穴都积聚在窄带隙材料内, 粒子(电子)数获得反转分布而产生激光振荡.

2. 光的限制作用

由于异质结两侧材料的折射率 \bar{n} 不同, 窄带隙材料有较大的折射率 \bar{n}_1 , 宽带隙材料有较小的折射率 \bar{n}_2 , 异质结就存在折射率阶跃 $\Delta \bar{n}$. 实验证明: 异质结两侧材料折射率的相对变化为 $\frac{\Delta \bar{n}}{\bar{n}_2} = \frac{\bar{n}_1 - \bar{n}_2}{\bar{n}_2} = 3 - 7\%$ 时, 光就可以限制在高折射率 \bar{n}_1 的材料中传播. 这就是异质结的光波导作用.

图 6 所示的是对称型双异质结构, \bar{n}_1 为窄带隙波导层材料的折射率, \bar{n}_2 为宽带隙包层材料的折射率, $\bar{n}_1 > \bar{n}_2$. 在厚度为 d 的波导内, 由麦克斯韦方程组可推导出沿波导轴 z 方向传播的偶次横向电场模 (TE 波) 的电场 E , 和磁场 $H_x^{[1]}$.

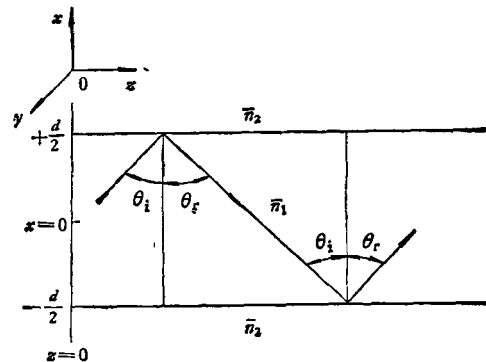


图 6 对称三层双异质结平板介质波导

在波导内 ($|x| < \frac{d}{2}$),

$$E_y = Ae \cos(Kx) \exp[j(\omega t - \beta z)], \quad (3.1)$$

$$H_x = -\frac{j}{\omega\mu_0} (\partial E_y / \partial z) = -\frac{\beta}{\omega\mu_0} E_y. \quad (3.2)$$

在波导外 ($|x| > \frac{d}{2}$),

$$E_y = Ae \cos(Kd/2) \exp[-\gamma(|x| - d/2)] \exp[j(\omega t - \beta z)], \quad (3.3)$$

$$H_x = -\frac{j}{\omega\mu_0} (\partial E_y / \partial z) = -\frac{\beta}{\omega\mu_0} E_y. \quad (3.4)$$

Ae 是幅度系数, j 是复数虚部符号, ω 是圆频率, μ_0 是真空磁导率, β 是复数传播常数, 而 K , γ 由

$$K^2 = \bar{n}_1^2 k_0^2 - \beta^2, \quad (3.5)$$

$$\gamma^2 = \beta^2 - \bar{n}_2^2 k_0^2 \quad (3.6)$$

决定, 且 $k_0 = 2\pi/\lambda_0$, λ_0 是真空中波长. 由坡印廷矢量公式可得到沿波导轴 z 方向传播的光功率 P_z :

$$\begin{aligned} P_z &= -\frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} E_y \cdot H_x^* dx \\ &= \frac{\beta}{\omega\mu_0} \int_0^{\infty} |E_y|^2 dx. \end{aligned} \quad (3.7)$$

引入限制因子 Γ 表示光被限制在波导内的限制能力, Γ 定义为波导内的光强与波导内外总光强之比, 由(3.7)式得

$$\begin{aligned} \Gamma &= \frac{\text{波导内的光强 } P_z|_0^{d/2}}{\text{总的光强 } P_z|_0^{\infty}} \\ &= \frac{(\beta/\omega\mu_0) \int_0^{d/2} |E_y|^2 dx}{(\beta/\omega\mu_0) \int_0^{\infty} |E_y|^2 dx} \\ &= \left\{ \int_0^{d/2} \cos^2(Kx) dx \right\} / \left\{ \int_0^{d/2} \cos^2(Kx) dx \right. \\ &\quad \left. + \int_{d/2}^{\infty} \cos^2\left(\frac{Kd}{2}\right) \exp\left[-2\gamma\left(x - \frac{d}{2}\right)\right] dx \right\} \\ &= \left\{ 1 + \frac{\cos^2\left(\frac{Kd}{2}\right)}{\gamma \left[\frac{d}{2} + \frac{1}{K} \sin\left(\frac{Kd}{2}\right) \cos\left(\frac{Kd}{2}\right) \right]} \right\}^{-1}. \end{aligned} \quad (3.8)$$

(3.8) 式推导过程中在 $x = 0 - \frac{d}{2}$ 和 $\frac{d}{2} - \infty$ 分别利用了(3.1), (3.2)和(3.3), (3.4)式. 由(3.5), (3.6)和(3.8)式可知, 双异质结结构对光的限制作用是由材料的折射率差 $\Delta\bar{n}$ 和波导的

厚度 d 来决定的, d 越大, $\Delta\bar{n}$ 越大, Γ 值就越大, 意味着异质结对光的限制能力就越强. Γ 实质上就是传播中的光能量处于波导内占总光能量的部分数. 对于奇次 TE 模和奇、偶次 TM 模, 可得到完全类似的表达式.

因为, 对于波长 $\lambda \approx 0.9\mu\text{m}$, $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ 折射率 \bar{n} 与组分 x 有关系式:

$$\bar{n}(x) = 3.590 - 0.710x + 0.091x^2. \quad (3.9)$$

对于 $x = 0.32$ 的 $\text{GaAs-Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ 双异质结激光器, 由(3.9)式得 $\bar{n}_2 = 3.372$, GaAs 的 $\bar{n}_1 = 3.590$, 则 $\Delta\bar{n}/\bar{n}_2 = 6.5\%$, 满足了对光限制的要求. 考虑 $\lambda_0 = 0.9\mu\text{m}$, $k_0 = 69813\text{cm}^{-1}$, $d = 0.2\mu\text{m}$, $m = 0$ 阶 TE 模, 用本征方程图解法^[1] 求出 $K = 80000$, $\gamma = 75000$, 代入(3.8)式, 得 $\Gamma = 0.72$. 这说明有 72% 的光能量被限制在波导内传播.

四、应 用

双异质结激光器^[1]

异质结首先成功地应用于半导体激光器, 利用双异质结构对载流子和光的限制作用以及“超注入”效应, 已经制出 $\text{GaAs-Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ 短波长激光器、 InGaAsP-InP 长波长激光器和 $\text{Ga}_{1-y}\text{Al}_y\text{As-Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ 可见光激光器等.

异质结发光器件^[2]

跟激光器相似, 利用异质结对载流子的限制作用, 制作高亮度的双异质结正面发光二极管; 利用异质结对载流子和光的限制作用, 制作双异质结侧面发光二极管. 这些器件也早已实际应用. 目前, 正在研究新材料的异质结发光器件.

异质结太阳能电池^[6]

异质结太阳能电池是利用异质结宽带隙材料的“窗口”作用和减少表面复合的影响, 使人射光高效利用, 可获得高转换效率. 如 $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As-GaAs}$ 异质结太阳能电池, 在太阳光下的转换效率达 22%, 在集光系下高达 25%, 为各类太阳能电池的最高值. Si p-n 同质结太阳能电池的转换效率

(下转第 317 页)