



AI 知识图谱

第 5 章

CHAPTER 5

PN 结

如果把一块 P 型半导体和一块 N 型半导体(如 P 型硅和 N 型硅)结合在一起,在二者的交界面处就形成了所谓的 PN 结。显然,具有 PN 结的半导体的杂质分布是不均匀的,其物理性质与体内杂质分布均匀的半导体是不相同的。半导体器件和集成电路是电子、计算机、自动控制、光电信息的核心,尽管半导体器件和集成电路种类繁多,但绝大多数器件均包含 PN 结或以 PN 结为基础,所以了解和掌握 PN 结的性质就具有很重要的实际意义。本章先介绍 PN 结的制备以及 PN 结的形成过程,再讨论 PN 结的一些特性,如 PN 结的电流电压特性、电容效应、击穿特性等。

5.1 PN 结及其能带图



视频

5.1.1 PN 结的制备

在一块 N 型(或 P 型)半导体单晶上,用适当的工艺方法(如合金法、扩散法、生长法、离子注入法等)把 P 型(或 N 型)杂质掺入其中,使这块单晶的不同区域分别具有 N 型和 P 型的导电类型,在二者的交界面处就形成了 PN 结。

图 5.1.1 表示用合金法制造 PN 结的过程。把一小粒铝放在一块 N 型单晶硅片上,加热到一定的温度,形成铝硅的熔融体,然后降低温度,熔融体开始凝固,在 N 型硅片上形成一含有高浓度铝的 P 型硅薄层,它和 N 型硅衬底的交界面处即为 PN 结(这时称为铝硅合金结)。

合金结的杂质分布如图 5.1.2 所示,其特点是,N 型区中施主杂质浓度为 N_D ,而且均匀分布;P 型区中受主杂质浓度为 N_A ,也是均匀分布。在交界面处,杂质浓度由 N_A (P 型)突变为 N_D (N 型),具有这种杂质分布的 PN 结称为突变结。设 PN 结的位置在 $x = x_j$,则突变结的杂质分布可以表示为

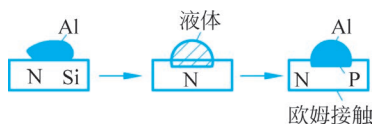


图 5.1.1 合金法制造 PN 结过程

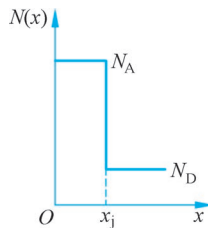


图 5.1.2 突变结的杂质分布

$$\left. \begin{aligned} x < x_j, \quad N(x) &= N_A \\ x > x_j, \quad N(x) &= N_D \end{aligned} \right\} \quad (5.1.1)$$

实际的突变结,两边的杂质浓度相差很多,如N区的施主杂质浓度为 10^{16} cm^{-3} ,而P区的受主杂质浓度为 10^{19} cm^{-3} ,通常称这种结为单边突变结(P^+N 结)。

图 5.1.3 表示用扩散法制造 PN 结(也称扩散结)的过程。它是在 N 型单晶硅片上,通过氧化、光刻、扩散等工艺制得的 PN 结。其杂质分布由扩散过程及杂质补偿决定。在这种结中,杂质浓度从 P 区到 N 区是逐渐变化的,通常称为缓变结,如图 5.1.4(a)所示。设 PN 结位置在 $x = x_j$,则结中的杂质分布可表示为

$$\left. \begin{aligned} x < x_j, \quad N_A(x) &> N_D(x) \\ x > x_j, \quad N_D(x) &> N_A(x) \end{aligned} \right\} \quad (5.1.2)$$

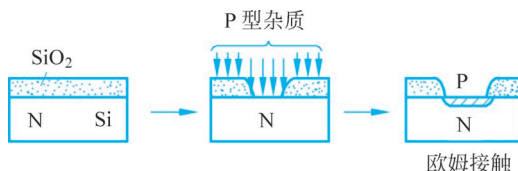


图 5.1.3 扩散法制造 PN 结过程

在扩散结中,若杂质分布可用 $x = x_j$ 处的切线近似表示,则称为线性缓变结,如图 5.1.4(b)所示。因此线性缓变结的杂质分布可表示为

$$N_D(x) - N_A(x) = \alpha_j (x - x_j) \quad (5.1.3)$$

式中, α_j 是 $x = x_j$ 处切线的斜率,称为杂质浓度梯度。它取决于扩散杂质的实际分布,可以用实验方法测定。但是对于高表面浓度的浅扩散结, x_j 处的斜率 α_j 很大,这时扩散结用突变结来近似,如图 5.1.4(c)所示。

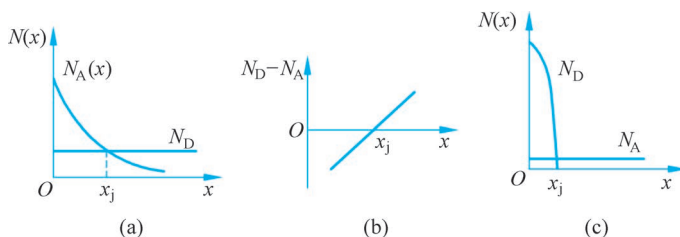


图 5.1.4 扩散结的杂质分布

(a) 扩散结; (b) 线性缓变结近似; (c) 突变结近似

综上所述,PN 结的杂质分布一般可以归纳为两种情况,即突变结和线性缓变结。合金结和高表面浓度的浅扩散结(P^+N 结或 N^+P 结)一般可认为是突变结;而低表面浓度的深扩散结,一般可以认为是线性缓变结。

5.1.2 PN 结的内建电场与能带图

考虑两块半导体单晶,一块是 N 型,另一块是 P 型。在 N 型中,电子很多而空穴很少;在 P 型中,空穴很多而电子很少。但是,在 N 型中的电离施主以及少量空穴的正电荷严格平衡电子电荷;而 P 型中的电离受主及少量电子的负电荷严格平衡空穴电荷。因此,单独的 N 型和 P 型半导体是电中性的。当这两块半导体结合形成 PN 结时,由于它们之间存在



仿真图解

着载流子浓度梯度,导致了空穴从P区到N区、电子从N区到P区的扩散运动。对于P区,空穴离开后,留下了不可动的带负电荷的电离受主,这些电离受主,没有正电荷与之保持电中性,因此,在PN结附近P区一侧出现了一个负电荷区。同理,在PN结附近N区一侧出现了由电离施主构成的一个正电荷区,如图5.1.5所示。

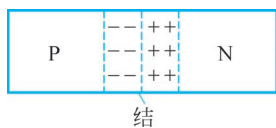


图 5.1.5 PN 结的空间电荷区

由电离杂质形成的空间电荷区中形成了一个电场,称为**内建电场**,它从正电荷指向负电荷,即从N区指向P区。在内建电场作用下,载流子做漂移运动。显然,电子和空穴的漂移运动方向与它们各自的扩散运动方向相反。因此,内建电场起着阻碍电子和空穴继续扩散的作用。

随着扩散运动的进行,空间电荷逐渐增多,空间电荷区也逐渐扩展;同时,内建电场逐渐增强,载流子的漂移运动也逐渐加强。在无外加电压的情况下,载流子的扩散和漂移最终将达到动态平衡,即从N区向P区扩散过去多少电子,同时就将同样多的电子在内建电场作用下返回N区。因而电子的扩散电流和漂移电流的大小相等、方向相反而互相抵消。对于空穴,情况完全相似。因此,没有电流流过PN结,或者说流过PN结的净电流为零。这时空间电荷的数量一定,空间电荷区不再继续扩展,保持一定的宽度。一般称这种情况为热平衡状态下的PN结(简称为平衡PN结)。

与电场对应有一个电势分布 $V(x)$,正电荷侧(靠近N区侧)电势较高而负电荷侧(靠近P区侧)电势较低。取P区电势为零,则势垒区中一点 x 的电势 $V(x)$ 为正值。越接近N区的点,其电势越高,到势垒区边界 x_N 处的N区电势最高为 V_D ,如图5.1.6所示,图中 x_N 、 $-x_P$ 分别为N区和P区势垒区边界。电子的附加电势能为 $-qV(x)$,造成总的电子能量随 x 变化。

图5.1.7(a)表示N型、P型两块半导体接触前的能带图,图中 E_{FN} 和 E_{FP} 分别表示N型和P型半导体的费米能级。当两块半导体结合形成PN结时,附加电势能使导带底或价带顶随空间弯曲,如图5.1.6(b)所示。靠近N区侧的电势较高,故电子的附加电势能 $-qV(x)$ 较低,即电子能带从P区到N区是向下弯曲的。

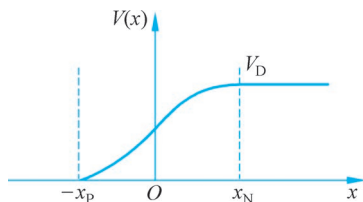


图 5.1.6 PN 结的电势分布

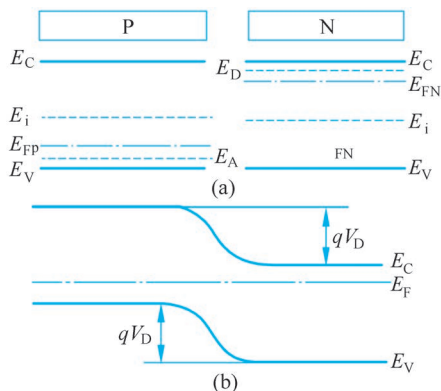


图 5.1.7 平衡 PN 结的能带图

(a) 接触前 P、N 区的能带; (b) PN 结能带

那么能带的弯曲量或说势垒高度 qV_D 有多大呢? 费米能级表征电子填充能级的水平,P 区和 N 区接触前费米能级不同,两者之间不平衡,故接触时电子将从费米能级高的 N 区

流向费米能级低的 P 区,引起 N 侧的费米能级下降,能带随之变动。当电子流动使 PN 结两边的费米能级相等时,电子停止流动。所以,势垒高度就是 P 区和 N 区接触前的费米能级之差,即

$$qV_D = E_{FN} - E_{FP} \quad (5.1.4)$$

令 n_{N0} 和 n_{P0} 分别表示 N 区和 P 区的平衡电子浓度,则按式(4.2.24)有

$$E_{FN} = E_i + k_B T \ln \left(\frac{n_{N0}}{n_i} \right), \quad E_{FP} = E_i + k_B T \ln \left(\frac{n_{P0}}{n_i} \right) \quad (5.1.5)$$

因为 $n_{N0} \approx N_D, n_{P0} \approx n_i^2 / N_A$,则由式(5.1.4)和式(5.1.5)得

$$V_D = \frac{1}{q} (E_{FN} - E_{FP}) = \frac{k_B T}{q} \left(\ln \frac{n_{N0}}{n_{P0}} \right) = \frac{k_B T}{q} \left(\ln \frac{N_D N_A}{n_i^2} \right) \quad (5.1.6)$$

式(5.1.6)表明, V_D 和 PN 结两边的掺杂浓度、温度、材料的禁带宽度有关。在一定的温度下,突变结两边掺杂浓度越高,接触电势差 V_D 越大;禁带宽度越大, n_i 越小, V_D 越大,所以硅 PN 结的 V_D 比锗 PN 结的 V_D 大。

5.1.3 PN 结的载流子分布

现在计算平衡 PN 结中各处的载流子浓度。由于有附加的势能,电子能带会发生弯曲, $E_C \rightarrow E_C(x) = E_{CP} - qV(x)$ 。对非简并材料,点 x 处的电子浓度

$$n(x) = N_C e^{[E_F - E_C(x)]/k_B T} = N_C e^{(E_F - E_{CP})/k_B T} e^{qV(x)/k_B T} = n_{P0} e^{qV(x)/k_B T} \quad (5.1.7)$$

当 $x \geq x_N$ 时, $V(x) = V_D, n(x) = n_{N0}$,故 $n_{N0} = n_{P0} e^{qV_D/k_B T}$,所以式(5.1.7)也可写成

$$n(x) = n_{N0} e^{[qV(x) - qV_D]/k_B T} \quad (5.1.8)$$

同理,由于 $E_V \rightarrow E_V(x) = E_{VP} - qV(x)$,可以求得点 x 处的空穴浓度

$$p(x) = p_{P0} e^{-qV(x)/k_B T} \quad (5.1.9)$$

式(5.1.8)和式(5.1.9)表示平衡 PN 结中电子和空穴的浓度分布,如图 5.1.8 所示。这说明同一种载流子在势垒区两边的浓度关系服从玻耳兹曼分布函数的关系。

利用式(5.1.8)和式(5.1.9)可以估算 PN 结势垒区中各处的载流子浓度。例如,设势垒高度为 0.7eV ,对于取中间值的电势,即 $V(x) = 0.35\text{V}$,则室温下, $n(x)/n_{N0} \approx 1.4 \times 10^{-6}, p(x)/p_{P0} \approx 1.4 \times 10^{-6}$,可见此处电子或空穴的浓度都很低。一般在室温附近,对于绝大部分势垒区,载流子浓度比起 N 区或 P 区的多数载流子浓度要小得多。好像载流子已经耗尽了,所以通常也称势垒区为耗尽层,即认为其中载流子浓度很小,可以忽略,空间电荷密度就等于电离杂质浓度。

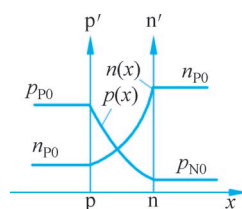


图 5.1.8 平衡 PN 结中电子和空穴的浓度分布

5.1.4 PN 结的势垒形状

下面以突变结为例讨论如何求解电势随坐标的变化关系。势垒区载流子浓度很小,可以忽略,空间电荷密度就等于电离杂质浓度,故对于突变结,电荷密度可写为

$$\rho = \begin{cases} -qN_A, & -x_P \leq x \leq 0 \\ qN_D, & 0 \leq x \leq x_N \end{cases} \quad (5.1.10)$$



视频

电势 $V(x)$ 与电荷密度的关系由泊松方程决定, 即

$$\frac{d^2V}{dx^2} = -\frac{\rho(x)}{\epsilon_s} = \begin{cases} qN_A/\epsilon_s, & -x_P \leq x \leq 0 \\ -qN_D/\epsilon_s, & 0 \leq x \leq x_N \end{cases} \quad (5.1.11)$$

式中, ϵ_s 是半导体的介电常数, 可以表示为 $\epsilon_s = \epsilon_0 \epsilon_r$. ϵ_r 为相对介电常数, 是一个无量纲的数, 对于硅, $\epsilon_r \approx 12$. ϵ_0 为真空介电常数, $\epsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12} \text{ F/m}$. 对式(5.1.11)积分一次, 注意电场强度与电势的关系为 $E_x = -\frac{dV}{dx}$, 而耗尽层边缘电场为零, 即 $\frac{dV}{dx} \Big|_{x=-x_P} =$

$\frac{dV}{dx} \Big|_{x=x_N} = 0$, 所以

$$\frac{dV}{dx} = \begin{cases} qN_A(x+x_P)/\epsilon_s, & -x_P \leq x \leq 0 \\ -qN_D(x-x_N)/\epsilon_s, & 0 \leq x \leq x_N \end{cases} \quad (5.1.12)$$

$x=0$ 处电场强度最大, 数值为

$$E_{xm} = \left| -\frac{dV}{dx} \right|_{x=0} = \frac{qN_A x_P}{\epsilon_s} = \frac{qN_D x_N}{\epsilon_s} \quad (5.1.13)$$

再对式(5.1.12)积分, 并以 $x=-x_P$ 处作为电势零点, 且应用 $x=0$ 处电势连续, 得

$$V(x) = \begin{cases} \frac{qN_A}{2\epsilon_s}(x+x_P)^2, & -x_P \leq x \leq 0 \\ -\frac{qN_D}{2\epsilon_s}\left(x^2 - 2x_Nx - \frac{N_A}{N_D}x_P^2\right), & 0 \leq x \leq x_N \end{cases} \quad (5.1.14)$$

【例 5-1】 对于突变结, 由式(5.1.13)和式(5.1.14) 证明:

(1) 接触电势差 $V_D = \frac{q}{2\epsilon_s}[N_D x_N^2 + N_A x_P^2]$, 或写为 $V_D = \frac{1}{2}E_{xm}(x_N + x_P)$;

(2) $x_N = \left\{ \frac{2\epsilon_s V_D N_A}{q N_D N_D + N_A} \right\}^{\frac{1}{2}}$, $x_P = \left\{ \frac{2\epsilon_s V_D N_D}{q N_A N_D + N_A} \right\}^{\frac{1}{2}}$, 以及势垒区总宽度

$W = x_P + x_N = \left\{ \frac{2\epsilon_s V_D N_D + N_A}{q N_D N_A} \right\}^{\frac{1}{2}}$;

(3) 若硅 PN 结中, $N_A = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $N_D = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, 求室温下势垒的高度和宽度。取室温 300K 下的本征载流子浓度为 $1.5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, $\epsilon_r = 11.9$ 。

证 (1) 由式(5.1.14)可得

$$V_D = V(x_N) = \frac{q}{2\epsilon_s}(N_A x_P^2 + N_D x_N^2) \quad (5.1.15)$$

而由式(5.1.13)可得, $N_A x_P = N_D x_N$, 表明 PN 结中负电荷总量与正电荷总量相等。所以
上式也可写为

$$V_D = \frac{q}{2\epsilon_s} N_A x_P (x_P + x_N) = \frac{1}{2} E_{xm} (x_P + x_N) \quad (5.1.16)$$

(2) 利用 $N_A x_P = N_D x_N$, 消去式(5.1.15)中的 x_N 得

$$V_D = \frac{q}{2\epsilon_s} [N_A x_P^2 + N_D x_N^2] = \frac{q}{2\epsilon_s} N_A^2 x_P^2 \left[\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D} \right] = \frac{q}{2\epsilon_s} \frac{N_D}{N_A} (N_A + N_D) x_P^2$$

所以

$$x_P = \left[\frac{2\epsilon_s V_D}{q} \frac{N_D}{N_A(N_A + N_D)} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (5.1.17)$$

$$x_N = \frac{N_A}{N_D} x_P = \left[\frac{2\epsilon_s V_D}{q} \frac{N_A}{N_D(N_A + N_D)} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (5.1.18)$$

PN 结总宽度

$$W = x_P + x_N = \left[\frac{2\epsilon_s V_D}{q} \frac{1}{(N_A + N_D)} \right]^{\frac{1}{2}} \left[\left(\frac{N_D}{N_A} \right)^{\frac{1}{2}} + \left(\frac{N_A}{N_D} \right)^{\frac{1}{2}} \right]$$

即

$$W = \left[\frac{2\epsilon_s V_D}{q} \frac{(N_A + N_D)}{N_A N_D} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (5.1.19)$$

(3) 根据式(5.1.6),

$$V_D = 0.026 \ln \frac{10^{16} \times 10^{15}}{(1.5 \times 10^{10})^2} = 0.637(\text{V})$$

而 $\epsilon_s = \epsilon_0 \epsilon_r = 8.85 \times 10^{-12} \times 11.9 = 1.053 \times 10^{-10} (\text{F/m}) = 1.053 \times 10^{-12} (\text{F/cm})$

$$W = \left[\frac{2\epsilon_s V_D}{q} \frac{(N_A + N_D)}{N_A N_D} \right]^{\frac{1}{2}} = 9.6 \times 10^{-5} (\text{cm})$$

5.2 PN 结电流电压特性



视频

5.2.1 非平衡 PN 结的势垒与电流的定性分析

平衡 PN 结中,存在着具有一定宽度和高度的势垒区,其中相应地出现了内建电场;每种载流子的扩散电流和漂移电流互相抵消,没有净电流通过 PN 结;相应地在 PN 结中费米能级处处相等。当 PN 结两端有外加电压时,PN 结处于非平衡状态,其中将会发生什么变化呢?下面先对外加电压下,PN 结势垒的变化及载流子的运动作定性分析。

PN 结加正向偏压 V (即 P 区接电源正极, N 区接负极) 时,因势垒区内载流子浓度很小,电阻很大,势垒区外的 P 区和 N 区中载流子浓度很大,电阻很小,所以外加正向偏压基本降落在势垒区。正向偏压在势垒区中产生了与内建电场方向相反的电场,因而减弱了势垒区中的电场强度,这就表明空间电荷相应减少。故势垒区的宽度也减小,同时势垒高度从 qV_D 下降为 $q(V_D - V)$, 如图 5.2.1 所示。

势垒区电场减弱,破坏了载流子的扩散运动和漂移运动之间原有的平衡,削弱了漂移运动,使扩散流大于漂移流。所以在加正向偏压时,产生了电子从 N 区向 P 区以及空穴从 P 区向 N 区的净扩散流。电子通过势垒区扩散入 P 区,在边界 pp' ($x = -x_p$) 处形成电子的积累,成为 P 区的非平衡少数载流子,结果使 pp' 处电子浓度比 P 区内部高,进而形成了从 pp' 处向 P 区内

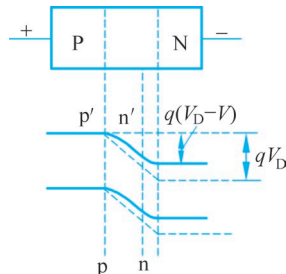


图 5.2.1 正向偏压 PN 结势垒的变化

部的电子扩散流。非平衡少数载流子扩散边与 P 区的空穴复合,经过比扩散长度大若干倍的距离后,全部被复合,这一段区域称为**扩散区**。在一定的正向偏压下,单位时间内从 N 区来到 pp' 处的非平衡少数载流子浓度是一定的,并在扩散区内形成一稳定的分布。所以,当正向偏压一定时,在 pp' 处就有一不变的向 P 区内部流动的电子扩散流。同理,在边界 nn' 处也有一不变的向 N 区内部流动的空穴扩散流。N 区的电子和 P 区的空穴都是多数载流子,分别进入 P 区和 N 区后成为 P 区和 N 区的非平衡少数载流子。当增大正偏压时,势垒降得更低,增大了流入 P 区的电子流和流入 N 区的空穴流,这种由于外加正向偏压的作用使非平衡载流子进入半导体的过程称为**非平衡载流子的电注入**。

图 5.2.2 为正向偏压时 PN 结中电流的分布情况。在正向偏压下,N 区中的电子向边界 nn' 漂移,越过势垒区,经边界 pp' 进入 P 区,构成进入 P 区的电子扩散电流,进入 P 区后,继续向内部扩散,形成电子扩散电流。在扩散过程中,电子与从 P 区内部向边界 pp' 漂移过来的空穴不断复合,电子电流就不断地转化为空穴电流,直到注入的电子全部复合,电子电流全部转变为空穴电流为止。对于 N 区中的空穴电流,可作类似分析。可见,在平行于 pp' 的任何截面处通过的电子电流和空穴电流并不相等,但是根据电流连续性原理,通过 PN 结中任一截面的总电流是相等的,只是对于不同的截面,电子电流和空穴电流的比例有所不同而已,即 $J = J_n(x) + J_p(x)$ 为常数(与 x 无关)。一般势垒区载流子浓度较低,且势垒区较窄,其复合作用往往可以忽略,所以可假定通过势垒区的电子电流和空穴电流均保持不变,即 $J_n(-x_p) \approx J_n(x_N)$, $J_p(-x_p) \approx J_p(x_N)$ 。这样,通过 PN 结的总电流,就是通过边界 pp' 的电子电流与通过边界 nn' 的空穴电流之和,即

$$J = J_n(-x_p) + J_p(-x_p) \approx J_n(-x_p) + J_p(x_N) \quad (5.2.1)$$

当 PN 结加反向偏压 V 时,反向偏压在势垒区产生的电场与内建电场方向一致,势垒区的电场增强,势垒区也变宽,势垒高度由 qV_D 增高为 $q(V_D - V)$,如图 5.2.3 所示。势垒区电场增强,破坏了载流子的扩散运动和漂移运动之间的原有平衡,增强了漂移运动,使漂移流大于扩散流。这时 N 区边界 nn' 处的空穴被势垒区的强电场驱向 P 区,而 P 区边界 pp' 处的电子被驱向 N 区。当这些少数载流子被电场驱走后,内部的少数载流子就来补充,形成了反向偏压下的电子扩散电流和空穴扩散电流,这种情况好像少数载流子不断地被抽出来,所以称为**少数载流子的抽取或吸出**。PN 结中总的反向电流等于势垒区边界 nn' 和 pp' 附近的少数载流子扩散电流之和。因为少数载流子浓度很低,而扩散长度基本不变化,所以反向偏压时少子的浓度梯度也较小;当反向电压很大时,边界处的少数载流子可以认为是零,这时少子的浓度梯度不再随电压变化,因此扩散流也不随电压变化,所以在反向偏压下,PN 结的电流较小并且趋于不变。

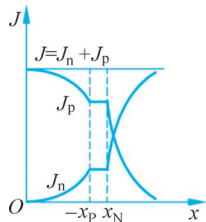


图 5.2.2 正向偏压时 PN 结中电流的分布

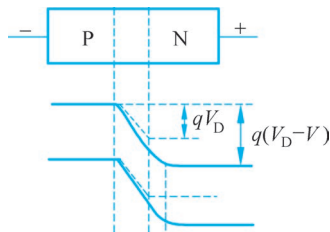


图 5.2.3 反向偏压时 PN 结势垒的变化

* 5.2.2 非平衡 PN 结的少子分布

1. 准费米能级

对于处于热平衡状态的半导体,其中载流子在能带中的分布遵从费米分布函数,并且整个系统具有统一的费米能级,其中的电子和空穴的浓度都可以采用这同一条费米能级来表示。而对于处于非(热)平衡状态的半导体,由于费米分布函数及其费米能级的概念在这时已经失去了意义,从而,也就不能再采用费米能级来讨论非平衡载流子的统计分布了。不过,对于非平衡状态下的半导体,常常可以近似地看成处于一定的准平衡状态。例如,注入半导体中的非平衡电子,在它们所处的导带内,通过与其他电子的相互作用,可以很快地达到与该导带相适应的、接近(热)平衡的状态,这个过程所需要的时间很短(大约在 10^{-10}s 以下),比非平衡载流子的寿命(通常是 μs 数量级)要短得多,所以,可近似地认为,注入能带内的非平衡电子在导带内是处于一种“准平衡状态”。类似地,注入价带中的非平衡空穴,也可以近似地认为它们在价带中是处于一种“准平衡状态”。因此,半导体中的非平衡载流子,可以认为它们都处于准平衡状态(导带所有的电子和价带所有的空穴分别处于准平衡状态)。当然,导带电子与价带空穴之间,并不能认为处于准平衡状态(因为导带电子和价带空穴之间并不能在很短的时间内达到准平衡状态)。

对于处于准平衡状态的非平衡载流子,可以近似地引入与费米能级相类似的物理量——**准费米能级**来分析其统计分布,当然,采用准费米能级这个概念,是一种近似,但确是一种较好的近似。基于这种近似,对于导带中的非平衡电子,即可引入电子的准费米能级 E_F^n ; 对于价带中的非平衡空穴,即可引入空穴的准费米能级 E_F^p 。

引入了准费米能级之后,就能够仿照平衡载流子分布那样来分析非平衡载流子的统计分布,即在计算导带电子浓度和价带空穴浓度时公式中的费米能级分别用 E_F^n 和 E_F^p 代替。在小注入情况下,对于非平衡态的 N 型半导体,其中电子是多数载流子,总的非平衡电子浓度与总的平衡电子浓度差不多,因此,这时电子的准费米能级与平衡态时系统的费米能级基本上是一致的,处于导带底附近;但是空穴——少数载流子的准费米能级却可能偏离平衡态时系统的费米能级较远,甚至可能处于近价带顶附近。对于非平衡态的 P 型半导体,情况相反,空穴准费米能级与平衡态时系统的费米能级基本上是一致的,处于近价带顶附近;而电子的准费米能级则可能处于导带底附近。

外加直流正向电压下,PN 结的 N 区和 P 区都有非平衡少数载流子的注入。在非平衡少数载流子存在的区域内,必须用电子的准费米能级 E_F^n 和空穴的准费米能级 E_F^p 取代原来平衡时的统一费米能级 E_F 。而且费米能级将随位置不同而变化。在空穴扩散区内,电子浓度高,故电子的准费米能级 E_F^n 的变化很小,可看作不变;但空穴浓度很小,故空穴的准费米能级 E_F^p 的变化很大。从 P 区注入 N 区的空穴,在边界 nn' 处浓度很大,随着远离 nn' ,因为和电子复合,空穴浓度逐渐减小,故 E_F^p 为一斜线;到离 nn' 比 L_p 大很多的地方,非平衡空穴已衰减为零,这时 E_F^p 和 E_F^n 相等。因为扩散区比势垒区大,准费米能级的变化主要发生在扩散区,在势垒区中的变化则略而不计,所以在势垒区内,准费米能级保持不变。在电子扩散区内,可作类似分析,综上所述可见, E_F^n 从 P 型中性区到边界 nn' 处为一水平线,在空穴扩散区 E_F^p 斜线上升,到注入空穴为零处 E_F^p 与 E_F^n 相等,而 E_F^n 在 N 型中性区到边界

pp'处为一水平线,在电子扩散区 E_F^n 斜线下降,到注入电子为零处 E_F^n 与 E_F^p 相等,如图 5.2.4 所示。

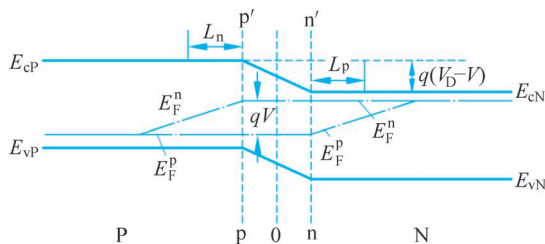


图 5.2.4 正向偏压下 PN 结的费米能级

因为在正向偏压下,势垒降低为 $q(V_D - V)$,由图 5.2.4 可见,从 N 区一直延伸到 P 区 pp'处的电子准费米能级 E_F^n 与从 P 区一直延伸到 N 区边界 nn'处的空穴准费米能级 E_F^p 之差,正好等于 qV ,即 $E_F^n - E_F^p = qV$ 。

当 PN 结加反向偏压时,电子和空穴的准费米能级也有类似的变化,这里不再赘述。

2. 非平衡少子分布

先看 $x \geq x_N$ 区域的少子空穴,其浓度取决于 E_F^p 相对价带顶的位置, $p(x) = N_V e^{-[E_F^p(x) - E_V(x)]/k_B T}$ 。由图 5.2.4 可见, $x \leq x_N$ 区域, E_F^p 处于平直状态,但价带顶在势垒区弯曲了 $q(V_D - V)$ 。在 P 区远离 PN 结的地方 ($x \rightarrow -\infty$),空穴浓度等于平衡时的值 p_{P0} ,而 $E_F^p(x_N) - E_V(x_N) = E_F^p(-\infty) - E_V(-\infty) + q(V_D - V)$,所以

$$p(x_N) = N_V e^{-[E_F^p(x_N) - E_V(x_N)]/k_B T} = p_{P0} e^{-q(V_D - V)/k_B T} \quad (5.2.2)$$

而 $p_{N0} = p_{P0} e^{-qV_D/k_B T}$,所以式(5.2.2)改写为

$$p(x_N) = p_{N0} e^{qV/k_B T} \quad (5.2.3)$$

在稳定态时,空穴扩散区中非平衡少子的连续性方程为

$$D_p \frac{d^2 \Delta p}{dx^2} - \mu_p E_x \frac{d\Delta p}{dx} - \mu_p p \frac{dE_x}{dx} - \frac{p - p_{N0}}{\tau_p} = 0 \quad (5.2.4)$$

$x \geq x_N$ 区域为势垒区外,可认为 $E_x = 0$,故

$$D_p \frac{d^2 \Delta p}{dx^2} - \frac{p - p_{N0}}{\tau_p} = 0 \quad (5.2.5)$$

这个方程的通解是

$$\Delta p(x) = p(x) - p_{N0} = A e^{-x/L_p} + B e^{x/L_p} \quad (5.2.6)$$

式中, $L_p = \sqrt{D_p \tau_p}$ 是空穴扩散长度,系数 A, B 由边界条件确定。因 $x \rightarrow \infty$ 时, $p(\infty) = p_{N0}$; $x = x_N$ 时, $p(x_N) = p_{N0} e^{qV/k_B T}$ 。代入式(5.2.6),解得

$$\left. \begin{aligned} A &= p_{N0} (e^{qV/k_B T} - 1) e^{x_N/L_p} \\ B &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (5.2.7)$$

代入式(5.2.6),得

$$p(x) - p_{N0} = p_{N0} (e^{qV/k_B T} - 1) e^{(x_N - x)/L_p}, \quad x \geq x_N \quad (5.2.8)$$

同理,对于注入 P 区的非平衡电子可以求得

$$n(x) - n_{p0} = n_{p0} (e^{qV/k_B T} - 1) e^{(x_p + x)/L_n}, \quad x \leq -x_p \quad (5.2.9)$$

式(5.2.8)和式(5.2.9)表示PN结有外加电压时的非平衡少数载流子在扩散区中的分布。在外加正向偏压作用下,当 V 一定时,在势垒区边界处($x = x_N$ 和 $x = -x_p$)非平衡少数载流子浓度一定,对扩散区形成了稳定的边界浓度,这时是一稳定边界浓度的一维扩散,在扩散区,非平衡少数载流子按指数规律衰减。在外加反向偏压作用下,如果 $q|V| \gg k_B T$,则 $e^{qV/k_B T} \rightarrow 0$,对N区来说,即 $p(x) \rightarrow 0$;在N区内部,即 $x \gg L_p$ 处, $e^{(x_N - x)/L_p} \rightarrow 0$,则 $p_N(x) \rightarrow p_{N0}$ 。图5.2.5表示了外加偏压下式(5.2.8)和式(5.2.9)的曲线。

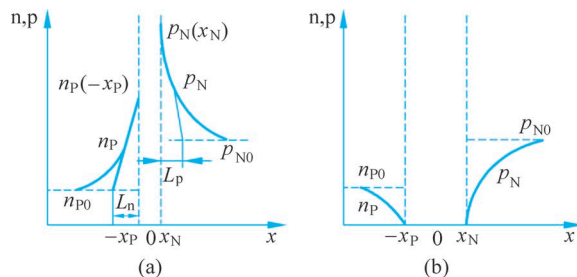


图 5.2.5 非平衡少子的分布

(a) 正向偏压下; (b) 反向偏压下

5.2.3 理想 PN 结的电流电压方程

符合以下假设条件的 PN 结称为理想 PN 结模型:

- (1) 小注入条件: 即注入的少数载流子浓度比平衡多数载流子浓度小得多。
- (2) 突变耗尽层条件: 即外加电压和接触电势差都降落在耗尽层上, 耗尽层中的电荷由电离施主和电离受主的电荷组成, 耗尽层外的半导体是电中性的。因此, 注入的少数载流子在 P 区和 N 区是纯扩散运动。
- (3) 通过耗尽层的电子和空穴电流为常量, 不考虑耗尽层中载流子的产生及复合作用。
- (4) 玻耳兹曼边界条件即在耗尽层两端, 载流子分布满足玻耳兹曼统计分布。

前面指出, 由于外加电压使势垒高度变化了 qV , 所以载流子浓度也会发生变化, 并推导了式(5.2.8)和式(5.2.9)。实际上这个结论也可以通过类比的方法得到, 假定载流子分布满足玻耳兹曼统计分布, 则载流子浓度与能量成指数关系, 而因为外加电压使边界 nn' 处的能带变动了 qV , 故此处的非平衡空穴为

$$\Delta p(x_N) = p_{N0} (e^{qV/k_B T} - 1) \quad (5.2.10)$$

非平衡载流子在扩散时随距离呈指数式衰减, 所以在 $x \geq x_N$ 的空穴扩散区

$$\Delta p(x) = \Delta p_N(x_N) e^{-(x - x_N)/L_p}, \quad x \geq x_N \quad (5.2.11)$$

即

$$p(x) - p_{N0} = p_{N0} (e^{qV/k_B T} - 1) e^{-(x - x_N)/L_p}, \quad x \geq x_N \quad (5.2.12)$$

在 $x = x_N$ 处, 空穴扩散电流密度为

$$J_{p\text{扩}}(x_N) = -qD_p \left. \frac{dp_N(x)}{dx} \right|_{x=x_N} = \frac{qD_p p_{N0}}{L_p} (e^{qV/k_B T} - 1) \quad (5.2.13)$$

同理, 在 $x = -x_p$ 处, 电子扩散流密度为

$$J_{n\text{折}}(-x_p) = qD_n \frac{dn_N(x)}{dx} \Big|_{x=-x_p} = \frac{qD_n n_{p0}}{L_n} (e^{qV/k_B T} - 1) \quad (5.2.14)$$

小注入时,扩散区中不存在电场,可忽略漂移电流,因此由式(5.2.1)得到通过PN结的总电流密度 J 为

$$J \approx J_n(-x_p) + J_p(x_N) \approx J_{n\text{折}}(-x_p) + J_{p\text{折}}(x_N) \quad (5.2.15)$$

将式(5.2.13)和式(5.2.14)代入式(5.2.15),得

$$J = \left(\frac{qD_n n_{p0}}{L_n} + \frac{qD_p p_{n0}}{L_p} \right) (e^{qV/k_B T} - 1) \quad (5.2.16)$$

令

$$J_s = \frac{qD_n n_{p0}}{L_n} + \frac{qD_p p_{n0}}{L_p} \quad (5.2.17)$$

则

$$J = J_s (e^{qV/k_B T} - 1) \quad (5.2.18)$$

式(5.2.18)就是理想PN结模型的电流电压方程,又称为肖克莱(Shockley)方程。

上面推导虽是针对正向偏压($V>0$)的情况,但式(5.2.18)对反向偏压($V<0$)的情况同样适用。

从式(5.2.18)看出:

(1) PN结具有单向导向性。在正向偏压下,正向电流密度随正向偏压呈指数关系迅速增大。在室温下, $k_B T/q = 0.026\text{V}$,一般外加正向偏压约零点几伏,故 $e^{qV/k_B T} \gg 1$,式(5.2.18)可以表示为

$$J = J_s e^{qV/k_B T} \quad (5.2.19)$$

在反向偏压下, $V<0$,当 $q|V| \gg k_B T$ 时,则 $e^{qV/k_B T} \rightarrow 0$ 。式(5.2.18)化为

$$J = -J_s = -\frac{qD_n n_{p0}}{L_n} - \frac{qD_p p_{n0}}{L_p} \quad (5.2.20)$$

式中,负号表示电流密度方向与正向时相反。而且反向电流密度为常量,与外加电压无关,故称 J_s 为反向饱和电流密度。由式(5.2.18)作 J - V 关系曲线如图 5.2.6 所示。可见在正向及反向偏压下,曲线是不对称的。表现出 PN 结具有单向导电性或整流效应。

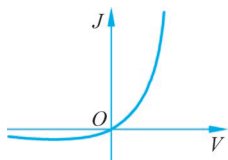


图 5.2.6 理想 PN 结的 J - V 曲线

(2) 温度对电流密度的影响很大。对于反向电流密度 $-J_s$,因为式中两项的情况相似,所以只需考虑式(5.2.20)中的第一项即可。因 D_n 、 L_n 、 n_{p0} 与温度有关(D_n 、 L_n 均与 μ_n 及 T 有关),设 D_n/τ_n 与 T^γ 成正比, γ 为一常数,则有

$$\begin{aligned} J_s &\approx \frac{qD_n n_{p0}}{L_n} = q \sqrt{D_n/\tau_n} \frac{n_i^2}{N_A} \propto T^{\gamma/2} \cdot T^3 e^{-E_g/k_B T} \\ &= T^{3+\frac{\gamma}{2}} e^{-E_g/k_B T} \end{aligned}$$

式中, $T^{3+\frac{\gamma}{2}}$ 随温度变化较缓慢,故 J_s 随温度变化主要由 $e^{-E_g/k_B T}$ 决定。因此, J_s 随温度升高而迅速增大,并且 E_g 越大的半导体, J_s 变化越快。

因为 $E_g = E_g(0) + \beta T$, 设 $E_g(0) = qV_{g0}$, $E_g(0)$ 为绝对零度时的禁带宽度, qV_{g0} 为绝对零度时导带底和价带顶的电势差, 将上述关系代入上式中, 则加正向偏向 V_F 时, 式(5.2.19)表示的正向电流与温度关系为

$$J \propto T^{3+\frac{\gamma}{2}} e^{q(V_F - V_{g0})/k_B T}$$

所以正向电流密度随温度上升而增加。

上面讨论的是理想 PN 结的电流电压方程, 实际上由于表面效应、势垒区中的产生及复合、大注入条件、串联电阻效应等原因会出现偏差。实验测量表明, 理想的电流电压方程与小注入下锗 PN 结的实验结果符合较好, 而与硅 PN 结的实验结果偏离较大, 但它在定性和半定量分析中仍有较多的应用。

【例 5-2】 有硅 PN 结, P 区和 N 区的掺杂浓度为 $N_A = 9 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ 和 $N_D = 2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$; P 区中的空穴和电子的迁移率分别为 $350 \text{ cm}^2/(\text{V} \cdot \text{s})$ 和 $500 \text{ cm}^2/(\text{V} \cdot \text{s})$, N 区中的空穴和电子的迁移率分别为 $300 \text{ cm}^2/(\text{V} \cdot \text{s})$ 和 $900 \text{ cm}^2/(\text{V} \cdot \text{s})$; 设两区内非平衡载流子的寿命均为 $1 \mu\text{s}$, PN 结截面积为 0.01 cm^2 ; 取 $n_i = 1.5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, $k_B T = 0.026 \text{ eV}$ 。当外加正向电压为 0.65 V 时, 试求:

(1) 在 300 K 时流过 PN 结的电流 I 的大小;

(2) 假设以 P 区指向 N 区为 x 轴的正方向, 列出 N 区内的空穴和电子浓度分布的表达式;

(3) 确定 N 区内空穴扩散电流、电子扩散电流、电子漂移电流和总的电子电流随 x 变化的表达式。

解 (1) 对于 N 区的空穴:

$$D_p = \frac{k_B T}{q} \mu_p = 0.026 \times 300 = 7.8 (\text{cm}^2/\text{s})$$

$$L_p = \sqrt{D_p \tau_p} = 2.8 \times 10^{-3} (\text{cm})$$

对于 P 区的电子:

$$D_n = \frac{k_B T}{q} \mu_n = 0.026 \times 500 = 13 (\text{cm}^2/\text{s})$$

$$L_n = \sqrt{D_n \tau_n} = 3.6 \times 10^{-3} (\text{cm})$$

而少子浓度:

$$p_{N0} = \frac{n_i^2}{N_D} = \frac{(1.5 \times 10^{10})^2}{2 \times 10^{16}} = 1.1 \times 10^4 (\text{cm}^{-3})$$

$$n_{P0} = \frac{n_i^2}{N_A} = \frac{(1.5 \times 10^{10})^2}{9 \times 10^{16}} = 2.5 \times 10^3 (\text{cm}^{-3})$$

故反向饱和电流 $I_s = Aq \left(\frac{D_p p_{N0}}{L_p} + \frac{D_n n_{P0}}{L_n} \right)$, 将面积 A 等参数代入得

$$I_s = 0.01 \times 1.6 \times 10^{-19} \times \left(\frac{7.8 \times 1.1 \times 10^4}{2.8 \times 10^{-3}} + \frac{13 \times 2.5 \times 10^3}{3.6 \times 10^{-3}} \right) \approx 6.3 \times 10^{-14} (\text{A})$$

由电流-电压方程 $I = I_s (e^{qV/k_B T} - 1)$ 得

$$I = 6.3 \times 10^{-14} \times (e^{0.65/0.026} - 1) = 0.0045 (\text{A}) = 4.5 (\text{mA})$$

(2) 按式(5.2.8), N 区内空穴浓度分布为

$$p_N(x) = p_{N0}(e^{qV/k_B T} - 1)e^{-(x-x_N)/L_p} + p_{N0}$$

数据代入得

$$p_N(x) = 7.9 \times 10^{14} e^{-357(x-x_N)} + 1.1 \times 10^4 (\text{cm}^{-3}) \quad (\text{式中坐标单位用 cm})$$

利用 $\Delta n = \Delta p$, 得电子浓度分布为

$$n_N(x) \approx \Delta p_N(x) + N_D = 7.9 \times 10^{14} e^{-357(x-x_N)} + 2 \times 10^{16} (\text{cm}^{-3})$$

(3) N 区内空穴扩散电流

$$\begin{aligned} I_{pD}(x) &= -AqD_p \frac{d}{dx} p_N(x) = 0.01 \times 1.6 \times 10^{-19} \times 7.8 \times 7.9 \times 10^{14} \times 357 e^{-357(x-x_N)} \\ &= 3.5 \times 10^{-3} e^{-357(x-x_N)} (\text{A}) \end{aligned}$$

注意 N 区中的电子迁移率不同于 P 区,

$$D'_n = \frac{k_B T}{q} \mu'_n = 0.026 \times 900 = 23.4 (\text{cm}^2/\text{s})$$

故

$$\begin{aligned} I_{nD}(x) &= AqD'_n \frac{d}{dx} n_N(x) = -0.01 \times 1.6 \times 10^{-19} \times 23.4 \times 7.9 \times 10^{14} \times 357 e^{-357(x-x_N)} \\ &= -1.06 \times 10^{-2} e^{-357(x-x_N)} (\text{A}) \end{aligned}$$

稳定时, 总电流不随坐标而变, 上面已得 $I = 0.0045 (\text{A})$, 而 N 区注入的空穴浓度远小于 N 区的电子的浓度, 故空穴漂移电流可忽略, $I_p \approx I_{pD}$, 所以电子漂移电流

$$I_{nt}(x) = I - I_{nD}(x) - I_{pD}(x) = 4.5 \times 10^{-3} + 7.1 \times 10^{-3} e^{-357(x-x_N)} (\text{A})$$

总的电子电流等于电子漂移电流与扩散电流之和, 即

$$\begin{aligned} I_n(x) &= I_{nt}(x) + I_{nD}(x) = I - I_{pD}(x) \\ &= 4.5 \times 10^{-3} - 3.5 \times 10^{-3} e^{-357(x-x_N)} (\text{A}) \end{aligned}$$

5.3 PN 结电容



视频

PN 结有整流效应, 但是它又包含着破坏整流特性的因素, 这个因素就是 PN 结的电容。一个 PN 结在低频电压下, 能很好地起整流作用, 但当电压频率增高时, 其整流特性变坏, 甚至基本上没有整流效应。频率对 PN 结的整流作用为什么有影响呢? 这是因为 PN 结具有电容特性。PN 结为什么有电容特性呢? PN 结电容的大小和什么因素有关呢? 这就是本节要讨论的主要问题。

PN 结电容包括势垒电容和扩散电容两部分, 下面分别说明两种电容的起因和计算方法。

5.3.1 势垒电容

当 PN 结加正向偏压时, 势垒区的电场随正向偏压的增加而减弱, 势垒区宽度变窄, 空间电荷数量减少, 如图 5.3.1(a)、(b) 所示。因为空间电荷是由不能移动的杂质离子组成的, 所以空间电荷的减小是由于 N 区的电子和 P 区的空穴过来中和了势垒区中一部分电离

施主和电离受主,图 5.3.1(c)中箭头 A 表示了这种中和作用。这就是说,在外加正向偏压增加时,将有一部分电子和空穴“存入”势垒区。反之,当正向偏压减小时,势垒区的电场增强,势垒区宽度增加,空间电荷数量增多,这就是有一部分电子和空穴从势垒区中“取出”。对于加反向偏压的情况,可作类似分析。总之,PN 结上外加电压的变化,引起了电子和空穴在势垒区的“存入”和“取出”作用,导致势垒区的空间电荷数量随外加电压而变化,这与一个电容器的充放电作用相似。这种 PN 结的电容效应称为势垒电容,以 C_T 表示。

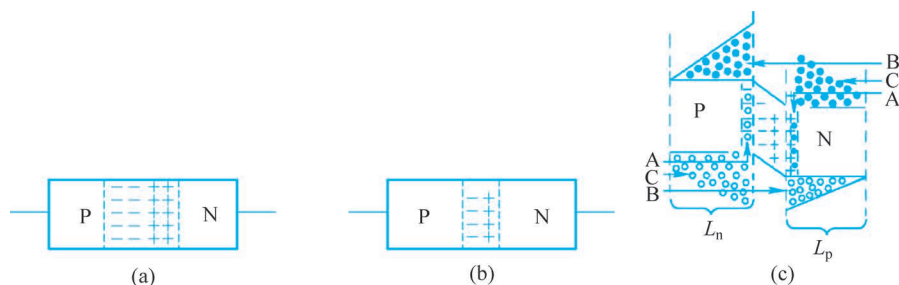


图 5.3.1 PN 结电容的来源

(a) 平衡 PN 结势垒区; (b) 正偏时,势垒区变窄; (c) 正偏时,PN 结载流子变化

5.3.2 扩散电容

正向偏压时,有空穴从 P 区注入 N 区,在 N 区靠近 PN 结的区域(大约一个扩散长度 L_p 范围)形成了非平衡空穴的积累。同样,电子从 N 区注入 P 区,在 P 区靠近 PN 结的区域(宽度约为 L_n)形成了非平衡电子的积累。当正向偏压增加时,由 P 区注入 N 区的空穴增加,如图 5.3.1(c)中左下方箭头 B 所示;而 N 区注入 P 区的电子如图 5.3.1(c)中右上方箭头 B 所示。由于 PN 结之外的区域都是电中性的,所以在 N 区的空穴扩散区中的电子浓度也会增加,以抵消非平衡空穴带来的正电荷,如图 5.3.1(c)中右上方箭头 C 所示;同样,从左端注入的空穴有一部分用来抵消扩散到 P 区的非平衡电子,如图 5.3.1(c)中左下方箭头 C 所示。总之,正向偏压增加时,从外电路通过 P 端流入的正电荷分成三部分,A 是注入势垒区的空穴,B 和 C 是注入 PN 结两侧扩散区的空穴;通过 N 端流入的负电荷的分配也类似。外加电压变化,需要外端电路注入电荷以适应 PN 结扩散区载流子浓度的变化,这种因扩散区载流子浓度随外加电压变化引起的电容效应称为扩散电容,用符号 C_D 表示。

5.3.3 势垒电容的计算

PN 结的势垒电容和扩散电容都随外加电压而变化,引入微分电容的概念来表示 PN 结的电容。当 PN 结在一个固定直流偏压 V 的作用下,叠加一个微小的交流电压 dV 时,这个微小的电压变化 dV 所引起的电荷变化 dQ ,称为这个直流偏压下的微分电容,即 $C = \frac{dQ}{dV}$ 。PN 结的直流偏压不同,微分电容也不相同。

按突变结的电荷分布模型,可导出突变结势垒电容公式。当外加电压 V 时,式(5.1.17)中的 V_D 应换成 $V_D - V$,即 $x_p = \left[\frac{2\epsilon_s (V_D - V)}{q} \frac{N_D}{N_A (N_A + N_D)} \right]^{\frac{1}{2}}$,势垒区内单位面积上总电量为

$$|Q| = qN_A x_P = \left[\frac{2\epsilon_s q (V_D - V) N_A N_D}{N_A + N_D} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (5.3.1)$$

由微分电容定义得单位面积势垒电容为

$$C'_T = \left| \frac{dQ}{dV} \right| = \sqrt{\frac{\epsilon_s q N_A N_D}{2(N_D + N_A)(V_D - V)}} \quad (5.3.2)$$

若 PN 结面积为 A , 则 PN 结的势垒电容为

$$C_T = AC'_T = A \sqrt{\frac{\epsilon_r \epsilon_0 q N_A N_D}{2(N_D + N_A)(V_D - V)}} \quad (5.3.3)$$

对于 P^+N 结或 N^+P 结, 式(5.3.3)可简化为

$$C_T = A \sqrt{\frac{\epsilon_r \epsilon_0 q N_B}{2(V_D - V)}} \quad (5.3.4)$$

式中, N_B 为轻掺杂一边的杂质浓度。

从式(5.3.3)和式(5.3.4)中可以看出:

(1) 突变结的势垒电容和结的面积以及轻掺杂一边的杂质浓度的平方根成正比, 因此减小结面积以及降低轻掺杂一边的杂质浓度是减小结电容的途径;

(2) 突变结势垒电容和电压 $(V_D - V)$ 的平方根成反比, 反向偏压越大, 则势垒电容越小, 若外加电压随时间变化, 则势垒电容也随时间而变, 可利用这一特性制作变容器件。以上结论在半导体器件的设计和生产中有重要的实际意义。

导出式(5.3.3)时, 利用了耗尽层近似, 这对于加反向偏压时是适用的。然而, 当 PN 结加正向偏压时, 一方面降低了势垒高度, 使势垒区变窄, 空间电荷数量减少; 另一方面, 使大量载流子流过势垒区, 它们对势垒电容也有贡献。考虑这些因素, 加正向偏压时势垒电容比式(5.3.3)计算的结果要大。

对于线性缓变结, 也可导出其势垒电容为

$$C_T = \frac{dQ}{dV} = A \sqrt[3]{\frac{q \alpha_j \epsilon_r^2 \epsilon_0^2}{12(V_D - V)}} \quad (5.3.5)$$

从式(5.3.5)看出:

(1) 线性缓变结的势垒电容和结面积及杂质浓度梯度的立方根成正比, 因此减小结面积和降低杂质浓度梯度有利于减小势垒电容。

(2) 线性缓变结的势垒电容和 $(V_D - V)$ 的立方根成反比, 增大反向电压, 电容将减小。

突变结和线性缓变结的势垒电容, 都与外加电压有关系, 这在实际当中很有用处。一方面可以制成变容器件; 另一方面可以用来测量结附近的杂质浓度和杂质浓度梯度等。

【例 5-3】 (1) 对于硅合金 PN^+ 结 (取 $\epsilon_r = 11.9$), 证明其势垒电容为

$$C_T = 2.91 \times 10^{-4} A \left(\frac{N_A}{V_D - V} \right)^{\frac{1}{2}} \text{ (pF)} \quad (\text{式中 } A \text{ 单位用 } \text{cm}^2, N_A \text{ 单位用 } \text{cm}^{-3})$$

(2) 若 P 型区的电阻率 $\rho_p = 4 \Omega \cdot \text{cm}$, 接触势差为 $V_D = 0.3 \text{ V}$, 设截面积的直径为 1.27 mm , 当外加反向电压为 4 V 时求势垒电容 C_T 。取空穴的迁移率为 $500 \text{ cm}^2/(\text{V} \cdot \text{s})$ 。

解 (1) 由 $C_T = \frac{\epsilon_s A}{W}$, $W = \left[\frac{2\epsilon_s V_D (N_A + N_D)}{q} \frac{N_A N_D}{N_A + N_D} \right]^{\frac{1}{2}}$, 外加电压时, V_D 改为 $V_D \rightarrow V_D - V$,

并注意 $N_D \gg N_A$, 得

$$C_T = \frac{\epsilon_s A}{W} = A \left[\frac{q \epsilon_s N_A}{2(V_D - V)} \right]^{\frac{1}{2}}$$

而

$$\begin{aligned} \left[\frac{q \epsilon_s}{2} \right]^{\frac{1}{2}} &= [0.5 \times 1.6 \times 10^{-19} \times 11.9 \times 8.85 \times 10^{-12}]^{\frac{1}{2}} \\ &\approx 2.91 \times 10^{-15} (\text{F} \cdot \text{V}^{\frac{1}{2}} \cdot \text{m}^{-\frac{1}{2}}) \end{aligned}$$

所以

$$C_T = 2.91 \times 10^{-15} A \left[\frac{N_A}{V_D - V} \right]^{\frac{1}{2}} (\text{F})$$

式中, A 单位用 m^2 , N_A 单位用 m^{-3} ; 若 A 单位改用 cm^2 , N_A 单位用 cm^{-3} , 则

$$C_T = 2.91 \times 10^{-16} A \left[\frac{N_A}{V_D - V} \right]^{\frac{1}{2}} (\text{F/cm}) = 2.91 \times 10^{-4} A \left[\frac{N_A}{V_D - V} \right]^{\frac{1}{2}} (\text{pF})$$

$$(2) A = \pi R^2 = \frac{\pi D^2}{4} = 1.267 \times 10^{-2} (\text{cm}^2)$$

由 $\rho = 1/(N_A q \mu_p)$ 得

$$N_A = 1/(\rho q \mu_p) = 1/(4 \times 500 \times 1.6 \times 10^{-19}) = 3.125 \times 10^{15} (\text{cm}^{-3})$$

当 $V = -4\text{V}$ 时, $V_D - V = 4 + 0.3 = 4.3(\text{V})$, 所以

$$C_T = 2.91 \times 10^{-4} \times 1.267 \times 10^{-2} \times (3.125 \times 10^{15} / 4.3)^{\frac{1}{2}} \approx 99.4 (\text{pF})$$

5.3.4 扩散电容的计算

前面已经指出, 扩散电容是因扩散区载流子浓度随外加电压变化引起的电容效应, 也就是说外加电压变化时, 需要外电路注入电荷以适应 PN 结扩散区载流子浓度的变化。外电路通过 P 端注入的正电荷最后分成两部分: 一部分空穴用于 N 侧扩散区空穴的增加, 另一部分空穴用于平衡 P 侧扩散区少子电子数的增加。

注入 N 区和 P 区的非平衡少子分布

$$\Delta p(x) = p_{N0} \left[\exp\left(\frac{qV}{k_B T}\right) - 1 \right] \exp\left(\frac{x_N - x}{L_p}\right) \quad (5.3.6)$$

$$\Delta n(x) = n_{P0} \left[\exp\left(\frac{qV}{k_B T}\right) - 1 \right] \exp\left(\frac{x_P + x}{L_n}\right) \quad (5.3.7)$$

将式(5.3.6)和式(5.3.7)在扩散区内积分, 可得单位面积扩散区内积累的载流子总电荷量

$$Q_p = \int_{x_n}^{\infty} \Delta p(x) q dx = q L_p p_{N0} \left[\exp\left(\frac{qV}{k_B T}\right) - 1 \right] \quad (5.3.8)$$

$$Q_n = \int_{-\infty}^{-x_p} \Delta n(x) q dx = q L_n n_{P0} \left[\exp\left(\frac{qV}{k_B T}\right) - 1 \right] \quad (5.3.9)$$

可得扩散区单位面积的分电容

$$C_{Dp} = \frac{dQ_p}{dV} = \left(\frac{q^2 p_{N0} L_p}{k_B T} \right) \exp\left(\frac{qV}{k_B T}\right) \quad (5.3.10)$$

$$C_{Dn} = \frac{dQ_n}{dV} = \left(\frac{q^2 n_{p0} L_n}{k_B T} \right) \exp\left(\frac{qV}{k_B T}\right) \quad (5.3.11)$$

单位面积总扩散电容

$$C'_D = C_{Dp} + C_{Dn} = \left[q^2 \frac{(p_{N0} L_p + n_{p0} L_n)}{k_B T} \right] \exp\left(\frac{qV}{k_B T}\right) \quad (5.3.12)$$

设 A 为 PN 结的面积, 则 PN 结加正向偏压时, 总的微分扩散电容为

$$C_D = AC'_D = A \left[q^2 \frac{(p_{N0} L_p + n_{p0} L_n)}{k_B T} \right] \exp\left(\frac{qV}{k_B T}\right) \quad (5.3.13)$$

5.4 PN 结击穿



视频

实验发现, 对 PN 结施加的反向偏压增大到某一数值 V_{BR} 时, 反向电流密度突然开始迅速增大的现象称为 PN 结击穿。发生击穿时的反向偏压称为 PN 结的击穿电压, 如图 5.4.1 所示。

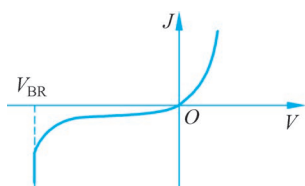


图 5.4.1 PN 结的击穿

击穿现象中, 电流增大的基本原因不是由于迁移率的增大, 而是由于载流子数目的增加。PN 结击穿主要有三种: 雪崩击穿、隧道击穿和热电击穿。本节对这三种击穿的机理给予简单说明。

5.4.1 雪崩击穿

在反向偏压下, 流过 PN 结的反向电流, 主要是由 P 区扩散到势垒区中的电子电流和由 N 区扩散到势垒区中的空穴电流所组成。当反向偏压很大时, 势垒区中的电场很强, 在势垒区内的电子和空穴由于受到强电场的漂移作用, 具有很大的动能, 它们与势垒区内的晶格原子发生碰撞时, 能把价键上的电子碰撞出来, 成为导电电子, 同时产生一个空穴。从能带观点来看, 就是高能量的电子和空穴把满带中的电子激发到导带, 产生了电子-空穴对。如图 5.4.2 所示, PN 结势垒区中电子 1 碰撞出来一个电子 2 和一个空穴 2, 于是一个载流子变成了三个载流子。这三个载流子(电子和空穴)在强电场作用下, 向相反的方向运动, 还会继续发生碰撞, 产生第三代的电子-空穴对。空穴 1 也如此产生第二代、第三代的载流子。如此继续下去, 载流子就大量增加, 这种繁殖载流子的方式称为载流子的倍增效应。由于倍增效应, 使势垒区单位时间内产生大量载流子, 迅速增大了反向电流, 从而发生 PN 结击穿, 这就是雪崩击穿的机理。

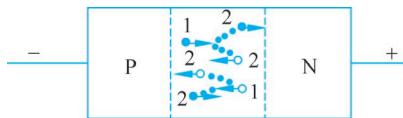


图 5.4.2 雪崩倍增机构

雪崩击穿除了与势垒区中电场强度有关外, 还与势垒区的宽度有关, 因为载流子动能的增加, 需要有一个加速过程, 如果势垒区很薄, 即使电场很强, 载流子在势垒区中加速达不到产生雪崩倍增效应所必需的动能, 就不能产生雪崩击穿。

5.4.2 隧道击穿(齐纳击穿)

隧道击穿是在强电场作用下, 由隧道效应, 使大量电子从价带穿过禁带而进入导带所引

起的一种击穿现象。因为最初是由齐纳(Zener)提出来解释电介质击穿现象的,故称为齐纳击穿。

当PN结加反向偏压时,势垒区能带发生倾斜,反向偏压越大,势垒越高,势垒区的内建电场也越强,势垒区能带也越加倾斜,甚至可以使N区的导带底比P区的价带顶还低,如图5.4.3所示。内建电场使P区的价带电子得到附加势能;当内建电场大到某值以后,价带中的部分电子所得到的附加势能可以大于禁带宽度 E_g ,如果图中P区价带中的A点和N区导带的B点有相同的能量,则在A点的电子可以过渡到B点。因为A和B之间隔着水平距离为 Δx 的禁带,所以电子从A到B的过渡一般不会发生。随着反向偏压的增大,势垒区内的电场增强,能带更加倾斜, Δx 将变得更短。当反向偏压达到一定数值, Δx 短到一定程度时,量子力学证明,P区价带中的电子将通过隧道效应穿过禁带而到达N区导带中。

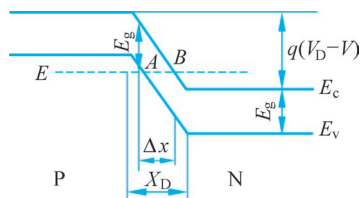


图 5.4.3 大反向偏压下 PN 结的能带图

对于一定的半导体材料,势垒区中的电场越大,或隧道长度 Δx 越短,则电子穿过隧道的概率越大。当电场大到或 Δx 短到一定程度时,将使P区价带中大量的电子隧道穿过势垒到达N区导带中去,使反向电流急剧增大,于是PN结就发生隧道击穿,这时外加的反向偏压即为隧道击穿电压(或齐纳击穿电压)。

在杂质浓度较低,反向偏压大时,势垒宽度增大,隧道长度会变长,不利于隧道击穿,但是却有利于雪崩倍增效应,所以在一般杂质浓度下,雪崩击穿为主要的。而后者即杂质浓度高时,反向偏压不高的情况下就能发生隧道击穿,由于势垒区宽度小,不利于雪崩倍增效应,所以在重掺杂的情况下,隧道击穿为主要的。实验表明,对于重掺杂的锗、硅PN结,当击穿电压 $V_{BR} < 4E_g/q$ 时,一般为隧道击穿;当 $V_{BR} > 6E_g/q$ 时,一般为雪崩击穿;当 $4E_g/q < V_{BR} < 6E_g/q$ 时,两种击穿都存在。

5.4.3 热电击穿

当PN结上施加反向电压时,流过PN结的反向电流要引起热损耗。反向电压逐渐增大时,对应于一定的反向电流所损耗的功率也增大,这将产生大量热能。如果没有良好的散热条件使这些热能及时传递出去,则将引起结温上升。

反向饱和电流密度随温度按指数规律上升,其上升速度很快,因此,随着结温的上升,反向饱和电流密度也迅速上升,产生的热能也迅速增大,进而又导致结温上升,反向饱和电流密度增大。如此反复循环,最后使 J_s 无限增长而发生击穿。这种由于热不稳定性引起的击穿,称为热电击穿。对于禁带宽度比较小的半导体如锗PN结,由于反向饱和电流密度较大,在室温下这种击穿很重要。

习 题 5

5.1 若 $N_D = 5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, $N_A = 1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, 取 $n_i = 2.5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, $k_B T = 0.026 \text{ eV}$, 求室温下Ge突变PN结的 V_D 。



习题讲解

- 5.2 有锗 PN 结, 设 P 区的掺杂浓度为 N_A , N 区掺杂浓度为 N_D , 已知 $N_D = 10^2 N_A$, 而 N_A 相当于 10^8 个锗原子中有一个受主原子, 计算室温下接触电势差 V_D 。若 N_A 浓度保持不变, 而 N_D 增加 10^2 倍, 试求接触电势差的改变。取锗原子密度 $4.4 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ 。
- 5.3 对于平衡 PN 结, 电子分布可表示为 $n(x) = n_{p0} e^{qV(x)/k_B T}$, 其中电势 $V(x)$ 以 P 区为参考点(零点)。(1) 求证: 电子的扩散电流与漂移电流大小相等、方向相反。(2) 求出相应的空穴分布, 设本征载流子浓度为 n_i 。
- 5.4 利用平衡 PN 结中无净空穴电流(或净电子电流)流过, 推导接触电势差公式。
- 5.5 一个硅 PN 结二极管具有下列参数: $N_D = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $N_A = 5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, $\tau_n = \tau_p = 1 \mu\text{s}$, 电子和空穴的迁移率分别为 $500 \text{ cm}^2/(\text{V} \cdot \text{s})$ 和 $180 \text{ cm}^2/(\text{V} \cdot \text{s})$, PN 结的面积 $A = 0.01 \text{ cm}^2$ 。在室温 300K 下的本征载流子浓度为 $1.5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, 试计算室温下 (1) 电子和空穴的扩散长度; (2) 正向电流为 1mA 时的外加电压。(取 $k_B T = 0.026 \text{ eV}$)。
- 5.6 一个突变 PN 结由电阻率为 $2 \Omega \cdot \text{cm}$ 的 P 型 Si 和电阻率为 $1 \Omega \cdot \text{cm}$ 的 N 型 Si 组成, 在室温 300K 时, 试计算接触势垒 V_D 和 PN 结势垒宽度。已知 P 区中空穴迁移率为 $380 \text{ cm}^2/(\text{V} \cdot \text{s})$, N 区中电子迁移率为 $900 \text{ cm}^2/(\text{V} \cdot \text{s})$, 取 Si 的相对介电常数为 11.9。
- 5.7 (1) 由 PN 结接触电势差公式 $V_D = \frac{k_B T}{q} \ln \frac{N_A N_D}{n_i^2}$ 证明:
- $$\frac{dV_D}{dT} = \frac{k_B}{q} \left[\ln \frac{N_A N_D}{n_i^2} - \frac{E_g(0)}{k_B T} - 3 \right], E_g(0) \text{ 为 } T \rightarrow 0 \text{ 时的禁带宽度。}$$
- (2) 对于硅, 取 $E_g(0) = 1.21 \text{ eV}$, 300K 时 $n_i = 1.5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, 如果 $N_A = 9 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $N_D = 2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, 分别计算 $T = 300\text{K}$ 、 400K 、 500K 时的 $\frac{dV_D}{dT}$ 。
- 5.8 考虑不同掺杂浓度对势垒电容的影响, (a) N_A 、 N_D 都较大; (b) N_A 、 N_D 都较小, 但是均远大于 n_i ($n_i \sim 10^{10} \text{ cm}^{-3}$); (c) 一个较大, 另一个较小。上述三种情况的势垒电容分别记为 C_1 、 C_2 、 C_3 , 设大浓度取 10^{18} cm^{-3} , 小浓度取 10^{12} cm^{-3} 。计算 C_1/C_2 和 C_3/C_2 。