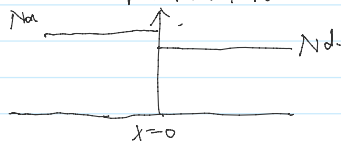
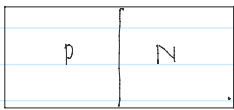


PN结

2019年12月15日 11:27

1. PN结的基本结构.

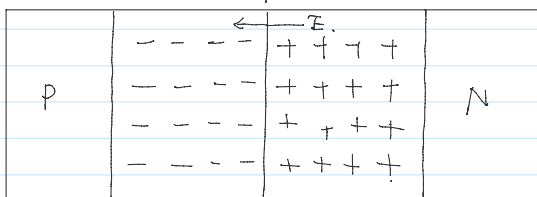
我们在本科的模电基础中已经学过了PN结的基本模型. 这里我们用半导体物理分析一遍.



我们将p区和n区的交界处称为冶金结

掺杂浓度曲线. (这里为分析简单, 讨论突变结的情况, 即杂质: 载流子分布)

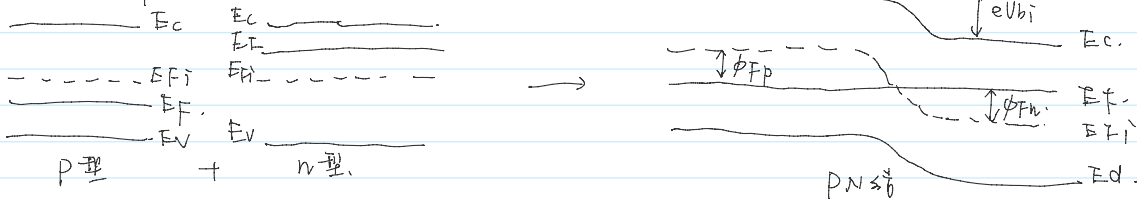
有了杂质浓度的分布, 我们在模电中已经分析了结果.



内建电场的存在, 我们在半导体物理的载流子输运讨论过平衡状态下电流. 其中应用了费米第一定律.

$$J_n = e n v_n = e D_n \frac{dn}{dx} \quad J_p = e n v_p = -e D_p \frac{dp}{dx}$$

于是如果有一个内建电场, 我们显然可以通过计算. 但是, 这里他们处于一个热平衡. 我们也可以用费米能级作为计算. 我们在半导体物理的平衡载流子中的费米能级的应用中对比过. 一个热平衡系统中只有一个费米能级. 因为它有IV学意义的物理意义, 即 μ .



这时n区导带内电子进入p区则有一个势垒 V_{bi} . 显然, 这是由p区和n区内部的费米能级和杂质费米能级的差值共同造成的.

$$V_{bi} = |\phi_{Fn}| + |\phi_{Fp}| = (E_{Fn} - E_{Fp})/e, \quad \text{定义电势差 } \phi_{Fn} = \frac{E_F - E_{Fn}}{-e} = \frac{E_{Fn} - E_F}{e}$$

我们带入浓度表达式对于n区.

$$n_0 = N_c \exp\left[-\frac{(E_c - E_F)}{kT}\right] = n_i \exp\left[\frac{E_F - E_{Fi}}{kT}\right] = n_i \exp\left[\frac{-e\phi_{Fn}}{kT}\right]$$

注意: 这里的电势差的正负和方向. 那因掺杂而改变的费米能级变为电子的势能, 我们在载流子平衡区识别条件中提到过.

对于p区.

$$p_0 = N_v \exp\left[-\frac{(E_F - E_v)}{kT}\right] = n_i \exp\left[\frac{E_{Fi} - E_F}{kT}\right] = n_i \exp\left[\frac{e\phi_{Fp}}{kT}\right]$$

$$\text{定义电势差 } \phi_{Fp} = \frac{E_{Fi} - E_F}{e}$$

我们假设完全电离, 并忽略本征浓度 n_i . 则有 $N_d = n_0$, $p_0 = N_a$.

那么有:

$$\ln \frac{N_d}{n_i} = \frac{-e\phi_{Fn}}{kT} \Rightarrow \phi_{Fn} = -\frac{kT}{e} \ln \frac{N_d}{n_i}$$

$$\ln \frac{N_a}{n_i} = \frac{e\phi_{Fp}}{kT} \Rightarrow \phi_{Fp} = \frac{kT}{e} \ln \frac{N_a}{n_i}$$

这里 kT/e 出现了. 即为热电压, 用 V_T 表示.

将 ϕ_{Fn} 和 ϕ_{Fp} 代入 V_{bi}

$$V_{bi} = \phi_{Fp} - \phi_{Fn} = \frac{kT}{e} \ln \frac{N_a}{n_i} - \left(-\frac{kT}{e} \ln \frac{N_d}{n_i}\right) = \frac{kT}{e} \ln \frac{N_a N_d}{n_i^2}$$

所以 $V_{bi} = \frac{kT}{e} \ln \frac{N_a N_d}{n_i^2}$ 这就是PN结的内建电势. 它的大小与掺杂浓度有关, 且与温度有关.

$$V_{bi} = \phi_{Fn} - \phi_{Fp} = \frac{kT}{e} \ln \frac{N_a \cdot N_d}{n_i^2} = \frac{kT}{e} \ln \frac{N_a N_d}{n_i^2}$$

那么, 我们说明一下, 如果为补偿半导体, 那么根据补偿半导体的浓度公式, 因为 $N_d - N_a$, 或 $N_a - N_d$ (假设为 n_i)
所以, 这里的 N_d 和 N_a 也可以理解为净浓度.

2. 内建电场和电势

由于上面的计算只能算到电势差, 我们又不想解那个非线性的泊松方程, 由于要从更简洁的泊松方程来分析, 我们假设空间电荷区在 x_p 和 x_n 处突然截止, 然后给出他的电荷密度.

写出一维泊松方程.

$$\frac{d^2 \phi(x)}{dx^2} = -\frac{\rho(x)}{\epsilon} = -\frac{dE(x)}{dx}$$

这里由于边界为直角坐标系下的平面, 所以用直角坐标系计算.

对于 P 区, $\rho(x) = -eN_a$, ($-x_p \leq x < 0$)

$$\frac{d^2 \phi(x)}{dx^2} = -\frac{(-eN_a)}{\epsilon} = -\frac{dE(x)}{dx}$$

先计算电场.

$$\frac{dE(x)}{dx} = -\frac{eN_a}{\epsilon}$$

$$\Rightarrow E(x) = -\frac{eN_a}{\epsilon}(x - c)$$

由之前的分析, 我们知道, 在 $-x_p$ 处和 x_n 处, 电场为 0. 即边界条件为 $E(-x_p) = 0$, $E(x_n) = 0$.
而且在此处, 电场强度连续, 因为在任意一点处, 符合电中性的条件.

$$E(x) = -\frac{eN_a}{\epsilon}(x + x_p), \quad -x_p \leq x < 0$$

$$E(0) = -\frac{eN_a}{\epsilon} x_p$$

即 $x_p N_a = x_n N_p$. 那么接下来, 我们求一下电势.

$$\phi = \frac{eN_a}{\epsilon} \left(\frac{x^2}{2} + x x_p \right) + C_1$$

我们规定电势零点为 $-x_p$ 处, 即 $\phi(-x_p) = 0$.

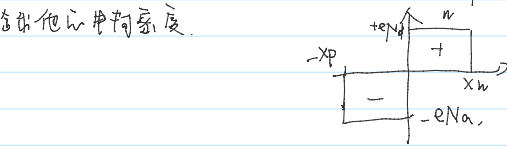
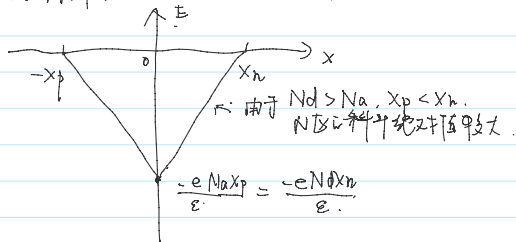
$$\phi = \frac{eN_a}{\epsilon} \left(\frac{x^2}{2} - x_p^2 \right) + C_1 = 0$$

$$C_1 = \frac{eN_a x_p^2}{2\epsilon}$$

即

$$\phi(x) = \frac{eN_a}{2\epsilon} (x + x_p)^2, \quad -x_p \leq x < 0$$

我们给出内建电场和电势的函数图.



对于 n 区, $\rho(x) = eN_d$, ($0 < x < x_n$)

$$\frac{d^2 \phi(x)}{dx^2} = -\frac{eN_d}{\epsilon} = -\frac{dE(x)}{dx}$$

先计算电场.

$$\frac{dE(x)}{dx} = \frac{eN_d}{\epsilon}$$

$$E(x) = \frac{eN_d}{\epsilon}(x - c)$$

$$\phi = -\int E(x) dx$$

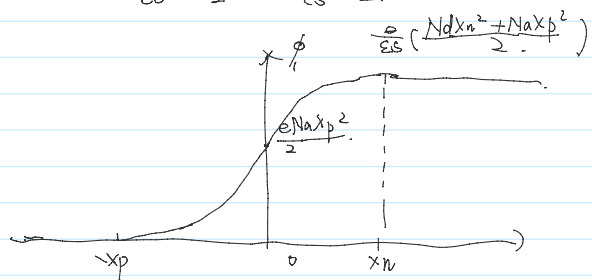
$$\phi = \frac{eN_d}{\epsilon} \left(x_n x - \frac{x^2}{2} \right) + C_2'$$

我们同时的边界为 $\phi(0) = \frac{eN_a x_p^2}{2\epsilon} = \frac{eN_d x_n \cdot x_p}{2\epsilon}$

$$\phi(0) = C_2' = \frac{eN_d x_n \cdot x_p}{2\epsilon}$$

即 $\phi(x) = \frac{eN_d}{\epsilon} \left(x_n x - \frac{x^2}{2} \right) + \frac{eN_a}{2\epsilon} x_p^2$, ($0 \leq x < x_n$)
内建电势差在数值上为 $\phi(0)$, 即.

$$\phi(x) = \frac{eN_d}{\epsilon} \left(\frac{x_n^2}{2} + \frac{eN_a}{\epsilon} \frac{x_p^2}{2} \right)$$



那么对于电子来说, $E = -e\phi$, 所以我们可以从这里也可以看到半导体内建电场的分布. 我们也可以通过热力学平衡条件的结果同时成立, 即 $V_{bi} = \phi(x_n)$, 由于我们在 $n_0 = N_d$ 和 $p_0 = N_a$ 时做了一维近似. 下面的式子并不是严格相等的.

$$\frac{kT}{e} \ln \frac{N_a N_d}{n_i^2} = \frac{e}{\epsilon_0} \left(\frac{N_d x_n^2}{2} + N_a x_p^2 \right)$$

3. 空间电荷区的宽度.

宽度就是 $x_p + x_n$, 我们可由联立方程求解.

$$\begin{cases} x_p N_a = x_n N_d & \text{①} \\ \frac{kT}{e} \ln \frac{N_a N_d}{n_i^2} = \frac{e}{\epsilon_0} \left(\frac{N_d x_n^2}{2} + N_a x_p^2 \right) & \text{②} \end{cases}$$

从①式, $x_p = x_n \frac{N_d}{N_a}$, 代入②式可得.

$$V_{bi} = \frac{e}{\epsilon_0} \left(\frac{N_d \cdot x_n^2}{2} + N_a \cdot x_n^2 \cdot \frac{N_d}{N_a^2} \right)$$

从④式: $x_p = x_n \frac{N_d}{N_a}$ (代入③式右端)

$$V_{bi} = \frac{e}{\epsilon_0} \left(\frac{N_d \cdot x_n^2 + N_a \cdot x_n^2 \cdot \frac{N_d}{N_a}}{2} \right)$$

$$V_{bi} = \frac{e}{2\epsilon_0} \left(N_d + \frac{N_d}{N_a} \right) x_n^2 \Rightarrow x_n = \left[\frac{2\epsilon_0 V_{bi}}{e} \left(\frac{N_a}{N_d} \right) \left(\frac{1}{N_a + N_d} \right) \right]^{\frac{1}{2}}$$

同理:

$$\Rightarrow x_p = \left[\frac{2\epsilon_0 V_{bi}}{e} \left(\frac{N_d}{N_a} \right) \left(\frac{1}{N_a + N_d} \right) \right]^{\frac{1}{2}}$$

则 $W = x_p + x_n$

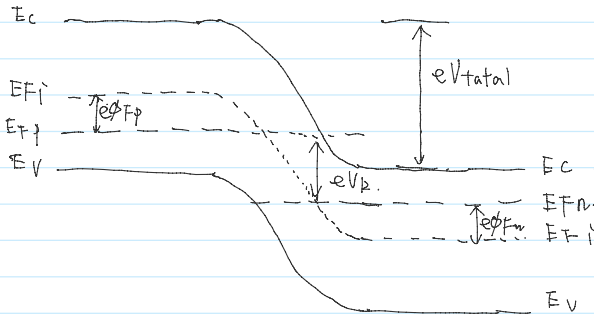
$$\begin{aligned} \Rightarrow W &= \left[\left(\frac{2\epsilon_0 V_{bi}}{e} \right) \left(\frac{1}{N_a + N_d} \right) \right]^{\frac{1}{2}} \cdot \left[\left(\frac{N_d}{N_a} \right)^{\frac{1}{2}} + 1 \right] \\ &= \left[\left(\frac{2\epsilon_0 V_{bi}}{e} \right) \right]^{\frac{1}{2}} \left(\frac{1}{N_a + N_d} \right)^{\frac{1}{2}} \cdot \left(\frac{1}{N_a N_d} \right)^{\frac{1}{2}} (N_a + N_d) \\ &= \left[\left(\frac{2\epsilon_0 V_{bi}}{e} \right) \left(\frac{N_a + N_d}{N_a N_d} \right) \right]^{\frac{1}{2}} \end{aligned}$$

我们将上面④式的左端再给 V_{bi} 后就可得到宽度。

4. 反偏.

我们在模拟电路基础中已经知道了反偏和正偏. 我们现在可以进一步分析, 那么首先是反偏.

外加电场和内建电场的方向相同. 那么N区和P区导带的电势差将会增加, 而且由于不再是热平衡状态. 我们只能应用半导体的物理中非平衡载流子的准费米能级.



反偏电压使N区的电势变高. 即 $E_{Fn} < E_{Fp}$.

那么所有的差压都为外加电场 $V_R \cdot e$.

$$\text{即 } V_{total} = | \phi_{Fn} | + | \phi_{Fp} | + V_R$$

$$= V_{bi} + V_R$$

4.1 空间电荷区宽度和电场

由于掺杂浓度没有变化, 那么解的形式也不变. 唯一变化的则为电势差, 那么长度则会变化.

我们可用 V_{total} 代替 V_{bi} .

$$W = \left[\frac{2\epsilon_0 (V_{bi} + V_R)}{e} \left(\frac{N_a + N_d}{N_a N_d} \right) \right]^{\frac{1}{2}}$$

所以空间电荷区的宽度会随着反偏电压的增加而增加.

当然形式不变, 但电势差则会变.

$$E_{max} = E(0) = \frac{-eN_d x_n}{\epsilon_s} = \frac{-eN_a x_p}{\epsilon_s}$$

我们将算出的 x_n 或 x_p 代入.

$$x_n = \left[\frac{2\epsilon_0 V_{bi}}{e} \left(\frac{N_a}{N_d} \right) \left(\frac{1}{N_a + N_d} \right) \right]^{\frac{1}{2}} \quad x_p = \left[\frac{2\epsilon_0 V_{bi}}{e} \left(\frac{N_d}{N_a} \right) \left(\frac{1}{N_a + N_d} \right) \right]^{\frac{1}{2}}$$

$$\begin{aligned} E_{max} = E(0) &= \frac{-eN_d x_n}{\epsilon_s} = \frac{-eN_d}{\epsilon_s} \left[\frac{2\epsilon_0 V_{bi}}{e} \left(\frac{N_a}{N_d} \right) \left(\frac{1}{N_a + N_d} \right) \right]^{\frac{1}{2}} = \frac{-eN_a}{\epsilon_s} \left[\frac{2\epsilon_0 V_{bi}}{e} \left(\frac{N_d}{N_a} \right) \left(\frac{1}{N_a + N_d} \right) \right]^{\frac{1}{2}} \\ &= \left[\frac{-2e V_{bi}}{\epsilon_s} \frac{N_a N_d}{N_a + N_d} \right]^{\frac{1}{2}} \end{aligned}$$

我们将 $V_{bi} \rightarrow V_{bi} + V_R = V_{total}$.

$$E_{max} = \frac{-2(V_{bi} + V_R)}{W} = \frac{-2V_{total}}{W}$$

以推导过程发现, 这个公式之结论是成立的. 因为只将 V_{bi} 换为了 V_{total} .

4.2 势垒电容.

由于有电势差所以存在电荷, 那么就会形成电容. (这里, 我们通常定义为势垒电容. 当外加反偏电压时, 我们可以发现空间电荷的宽度变宽, 那么则说明, 有了更多的正负电荷. 我们将势垒电容定义为

$$C' = \frac{dQ'}{dV_p}$$

其中, $dQ' = eN_d dx_n = eN_a dx_p$, 那么. 我们这里电容的单位是 F/cm^2 . 即为单位面积上的电容, 如下图.

$$C' = \frac{dQ'}{dV_p}$$

其中 $dQ' = eNd dx_n = eNa dx_p$, 那么. 我们这里电容的单位是 F/cm^2 . 即为单位面积的电容, 如下图.

$$C' = eNa \frac{dx_p}{dV_p} = eNd \frac{dx_n}{dV_p}$$

我们这里算 $\frac{dx_p}{dV_p}$, 因为方程的边界条件保证了连续. 所以求一个导数就可以了.

$$C' = \frac{dx_p}{dV_p} = \left[\frac{2\epsilon_s(V_{bi} + V_p)}{e} \left(\frac{Nd}{Na} \right) \left(\frac{1}{Na + Nd} \right) \right]^{\frac{1}{2}} \cdot eNa$$

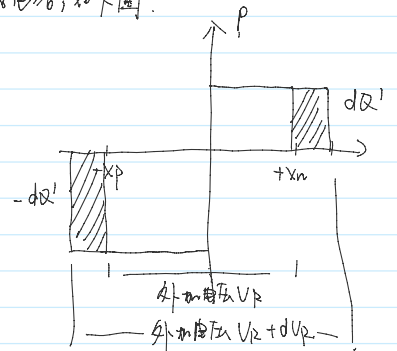
$$= \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{x_p} \cdot \frac{x_p^2}{V_{bi} + V_p} = \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{V_{bi} + V_p} \cdot x_p = \left[\frac{\epsilon_s e Na Nd}{2(V_{bi} + V_p)(Na + Nd)} \right]^{\frac{1}{2}}$$

注意: 这里是单位面积的电容, $C = C'A$ 才是总电容, 其中 A 为横截面积.

从图中, 我们可以看出. 电容为平行板电容. 那么推导过程也证明了结论 $C' = \frac{\epsilon_s}{W}$

$$\frac{q}{\epsilon_0} = E \cdot A \Rightarrow \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad C' = \frac{q}{f \cdot W} = \frac{\epsilon}{W} = \epsilon / \left[\frac{2(V_{bi} + V_p)}{e} \left(\frac{Na + Nd}{Na Nd} \right) \right]^{\frac{1}{2}}$$

$$= \left[\frac{\epsilon_s e Na Nd}{2(V_{bi} + V_p)(Na + Nd)} \right]^{\frac{1}{2}}$$



4.3 单边突变结

顾名思义. 即为一侧的掺杂远高于另一侧. 若 $N_a \gg N_d$. 则我们称这种结为 p^+n 结.

那么在宽度的表比中单侧可以化简.

$$W = \left[\frac{2\epsilon_s(V_{bi} + V_p)}{e} \cdot \frac{Na + Nd}{Na Nd} \right]^{\frac{1}{2}} \approx \left[\frac{2\epsilon_s(V_{bi} + V_p)}{e Na} \right]^{\frac{1}{2}}$$

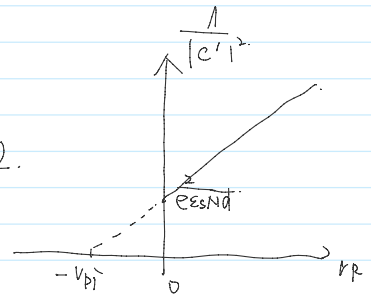
同时. $x_p \ll x_n$ (从图中正好理解, 或者电中性条件.) $\Rightarrow W = x_n$

几乎所有宽度由耗尽层均扩展到了 pn 结掺杂的 n 区.

同理, 我们也可以化简电容

$$C' = \frac{\epsilon}{W} = \left[\frac{e \epsilon_s Nd}{2(V_{bi} + V_p)} \right]^{\frac{1}{2}}, \text{ 变形 } \left(\frac{1}{C'} \right)^2 = \frac{2(V_{bi} + V_p)}{e \epsilon_s Nd}$$

即电容的倒数是外加偏压的线性函数, 我们可以画出他的图形.

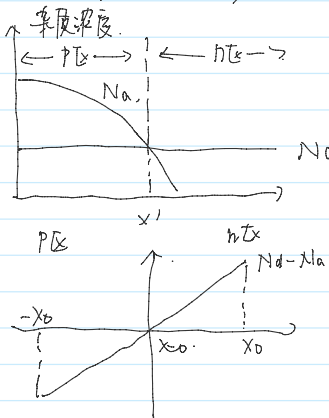


5. 非均匀掺杂 PN 结.

之前我们所讨论的情况都是均匀的掺杂. 只有在耗尽层的宽度界限才有浓度梯度. 而在一些实际的电学应用中, 往往要利用特定的非均匀掺杂来实现所求的 PN 结电学特性. 那么我们就需要考虑 PN 结各区的浓度梯度了.

5.1 线性缓变结

如果我们在一块均匀的掺杂的 n 型半导体上, 从表面向内部掺杂浓度逐渐减小, 那么其浓度曲线大概会如图左一样.



那么就形成了补偿半导体, 当 $N_a > N_d$ 为 p 型补偿半导体. 当 $N_a < N_d$ 时为 n 型补偿半导体.

$N_a = N_d$ 的点则为突变结. 与之前的原理相同. 我们考虑的是忽略杂质证的净浓度. 空间电荷

也是从突变结开始的. 我们可以把净浓度差在突变结附近近似成线性的.

具有这种掺杂浓度的由结则称为线性缓变结

我们画出净电荷密度近似图. 并且将突变结置于 $x=0$ 处. 我们可以大致分析一下. 由于在 x 的两侧变化率近似相同. 所以空间电荷区一样宽. 因为根据电中性条件. 两侧电相等.

我们在分析他时仍然不悉从扩散方程分析. 因为电荷不为恒正值. 分析起来很麻烦.

我们依然从麦克斯韦方程进行分析.

$$\frac{dE}{dx} = \frac{\rho(x)}{\epsilon_0} = \frac{e \cdot ax}{\epsilon_s} \quad a \text{ 为左图所示的线性斜率.}$$

$$\Rightarrow E(x) = \frac{ae}{2\epsilon_s} x^2 + C, \text{ 由于在 } x_0 \text{ 和 } -x_0 \text{ 处电荷仍然为 } 0.$$

$$E(x) = \frac{ae}{2\epsilon_s} x^2 - \frac{ae}{2\epsilon_s} x_0^2$$

接下来求电势. 同样规定 $x = x_0$ 处 $\phi = 0$.

$$\phi(x) = - \int E(x) dx = - \frac{ae}{6\epsilon_s} x^3 + \frac{ae}{2\epsilon_s} x x_0^2 + C$$

$$\phi(-x_0) = + \frac{ae}{6\epsilon_s} x_0^3 - \frac{ae}{2\epsilon_s} x_0^3 + C = 0 \Rightarrow C = \frac{ae}{3\epsilon_s} x_0^3$$

$$\text{推导出 } \phi(x) = - \frac{ae}{6\epsilon_s} x^3 + \frac{ae}{2\epsilon_s} x_0^2 x + \frac{ae}{3\epsilon_s} x_0^3$$

那么我们可以推导出 V_{bi} 的表达式为

$$\phi(x_0) = - \frac{ae}{6\epsilon_s} x_0^3 \left(\frac{1}{6} - \frac{1}{2} - \frac{1}{3} \right) = \frac{2}{3} \frac{ae x_0^3}{\epsilon_s}$$

那么我们可以得到 V_{bi} 的表达式

$$\phi(x_0) = -\frac{qC}{\epsilon_s} x_0^3 \left(\frac{1}{6} - \frac{1}{2} - \frac{1}{3} \right) = \frac{2}{3} \frac{qC x_0^3}{\epsilon_s}$$

在量子力学分析中

$$V_{bi} = V_t \ln \left[\frac{N_d(x_0) N_a(-x_0)}{n_i^2} \right], \quad V_t \text{ 是热电压, 即 } kT/q$$

$$N_d(x_0) = a x_0, \quad N_a(x_0) = a x_0 \cdot \text{代入后}$$

$$V_{bi} = V_t \ln \left[\frac{a^2 x_0^2}{n_i^2} \right]^2$$

那么, 我们可以得到

$$x_0 = \left[\frac{3}{2} \cdot \frac{\epsilon_s}{q a} (V_{bi} + V_p) \right]^{\frac{1}{3}}$$

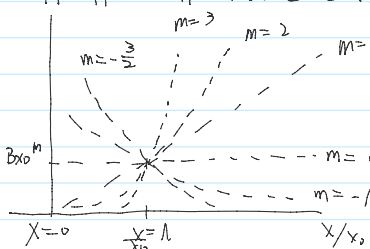
同时

$$C' = \frac{dQ}{dV_p} = \left(\frac{1}{2} e \cdot (m) \cdot x \right)' = e a x_0 \frac{d x_0}{d V_p} = \left(\frac{q a \epsilon_s}{12 (V_{bi} + V_p)} \right)^{\frac{1}{3}}$$

由上式我们可以得到线性缓变结的势垒电容 $C' \sim (V_{bi} + V_p)^{-\frac{1}{3}}$, 均匀掺杂结的势垒电容 $C' \sim (V_{bi} + V_p)^{-\frac{1}{2}}$

5.2 超突变结

有均匀线性那么自然工艺上也可能做到其他类型的掺杂, 现在我们来讨论一种更为普遍的情况。



图中展示的是 $N_d = Bx^m$ 的均匀化结果, 即因为无论 m 取值为多少, 当 x/x_0 为 1 时, N_d 必为 $(1, B)$ 点。那么均匀掺杂对应的就是 $m=0$ 的情况, 线性缓变结则是 $m=1$ 的情况。

$m=2$ 和 $m=3$ 则对应的是那种在高掺杂的 n^+ 型衬底上外延生长一相当低掺杂的 n 型外延层的情况。

当 m 为负值时, 具有这种掺杂曲线的 pn 结构为超突变结。冶金结的 pn 结 n 型

掺杂浓度以 x 中性的 n 型衬底深度越高, 那么显然, 用 $N = Bx^m$ 来估算 $x=0$ 处的掺杂浓度是不现实的, 我们这里的 N_d 实际是指 x 处浓度。

我们由 $\phi(x)$ 的表达式可以推导出

$$C' = \left[\frac{e B \epsilon_s}{(m+2)(V_{bi} + V_p)} \right]^{\frac{1}{m+2}}$$

那么当 m 的值为负时, 势垒电容在很大程度上都取决于反偏电压的大小, 这正是变容二极管设计所具有的特性。

我们可以用偏压来改变器件电容。

在电路应用中, 一般情况下我们希望共振频率是反偏电压 V_p 的线性函数。

一般的 LC 电路的共振频率为

$$f_r = \frac{1}{2\pi \sqrt{LC}}, \quad C \sim V_p^{-2} \Rightarrow C' \sim V^{-2} \Rightarrow \frac{1}{f_r} \sim 2 \Rightarrow m = -\frac{3}{2}$$

所以, 特定的掺杂曲线可以实现要求的电容特性。

6. 关于 PN 空间电荷区的思考

1.) 费米能级用外场控制很大, 但是从麦克斯韦方程出发更好。

① 首先分析一下, 为什么不用费米能级以及电势方程求解可取。

有一个很关键的问题, $\frac{dC}{dx}$ 及深度梯度的分布是无穷, 那么此时的通量理论上应为无限大。

那么这方程在研究非平衡状态时变得十分吓人, 所以我个人觉得, 需要完整的量子力学知识

② 其次, 如果我们从费米能级的中轴出发, 就像我们推导爱因斯坦关系 (载流子运动状态) 那样,

$$\phi = \frac{kT}{e} \ln \frac{N_d}{n_i} + \frac{kT}{e} \ln \frac{N_a}{n_i} = \frac{kT}{e} \ln \frac{N_d N_a}{n_i^2}$$

$$E = -\frac{d\phi}{dx} = -\frac{kT}{e} \frac{N_d'(x)}{N_d(x)} - \frac{kT}{e} \frac{N_a'(x)}{N_a(x)}, \quad \text{这里同样是有浓度梯度的, 也有问题。}$$

③ 从能带图中我们以为费米能级的位置是一定的, 而本征半导体的变化, 我们可以在平衡载流子中推导出 (大原上, 掺杂浓度越大, $E_F - E_{Fi}$ 就越大, 这个过程和电势差的变化是一致的, 这中间都是平衡状态。

那么掺杂浓度不为均匀分布, 这个来由不同的地方, 那么, 这个问题甚至可以归结到经典物理和量子力学冲突的地方, 有点超纲了。

2.) 关于反偏耗尽区扩大方程的

算出来是这样没有错, 但是有一种观点是, 空间电荷区能够阻止了扩散, 扩散是一定的, 所以将有反偏时, 空间电荷区应该变窄。

这个观点, 从本电的学习过程开始肯定有很多人这么考虑过, 这是典型的动态平衡思想, 上为什么算出来不是呢?

因为一旦有外场介入后, 我们考虑的就不是平衡变化, 我们中间并不是再算在空间电荷区中, 所以。

空间电荷区应该变窄。

这个观点，从本学期的学习过程开始肯定有很多人这么思考过。这类型型的动态平衡问题，为什么分析出来不是呢？

因为一旦有掺杂的影响后，我们考虑的就是掺杂变化，我们心中却并不是直接加在空间电荷区中，如图。

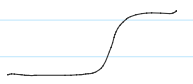


而是加在外侧。我们只简单进行中间分析，就可以发现电荷的运动方向，从而使得电荷区变宽。

所以我们分析出来的也是这种结果。这个动态平衡一旦在平衡状态下外部的条件，没有说动态平衡的，最后的结果是使空间电荷区没有电流。这个情况只有在没有外部干扰下会出现，但不能在新条件下直接应用。同理，正偏使得电荷区变窄则变得可以理解了。

3) 关于电荷区通过电流的解答。

其实前面已经讲过，并不是平衡后就不能通过电流，正偏后则会有电流的。那么，反偏也是会有电流的。这个其实可以从量子力学上理解，虽然不太了解的情况下，那么，我们曾经证明过，粒子进有一层极窄的势垒区。



因为势垒并不为0，这个势垒可以用一个跃迁函数的模型，这个跃迁函数可以理解为已经平衡的粒子对势垒的影响的强弱。

所以，根据推导，自身就产生一定会返回，反偏中也是会有电流的，但是补带不的。

从总评的第一篇PDA结论可以看出，半导体物理的量子力学是不可少的!!!