

晶体管原理

浙江大学半导体器件教研室 编

国防工业出版社

内 容 简 介

本书以晶体管的特性为主线，顺序讨论了晶体管的直流特性、频率特性、功率特性、开关特性、噪声特性以及晶体管的设计问题。重点是讨论双极型晶体管，同时也讨论了场效应晶体管。

本书主要作为高等学校工科半导体器件专业的教学用书，也可供从事半导体器件工作的专业人员参考。

晶 体 管 原 理

浙江大学半导体器件教研室 编

*

国防工业出版社 出版

新华书店北京发行所发行 各地新华书店经售

国防工业出版社印刷厂印装

*

787×1092 1/16 印张25 1/2 593千字

1980年6月第一版 1980年6月第一次印刷 印数：00,001—11,800册

统一书号：15034·2014 定价：2.60元

前 言

本书是高等学校工科电子类半导体器件专业统编（试用）教材之一。

本书以晶体管的特性为主线，顺序讨论了晶体管的直流特性、频率特性、功率特性、开关特性、噪声特性以及晶体管的设计问题。其中重点是讨论双极型晶体管，同时也讨论了场效应管。书中注意加强了基础理论的阐述，并适当吸收了一些近期资料。由于晶体管设计的灵活性较大，因此在本书中按不同类型的晶体管分别作了讨论。在各章后面都附有习题和参考资料，附录的内容可根据各院校的情况考虑选用。

本书由浙江大学半导体器件教研室宋南辛、徐义刚两同志编写。

本书由成都电讯工程学院毛钧业、陈星弼、唐茂成三同志审稿，并提出了很多宝贵的意见；在编写过程中，我校郭竹瑞、邓汉馨、姜忠烈等同志也给予热情的帮助，一并在中表示衷心的感谢。

由于我们水平有限，书中一定会有不少缺点和错误，希望使用本书的广大读者提出宝贵的批评和改进意见。

编 者

目 录

第一章 p-n 结

§ 1.1 概述	1
1.1.1 p-n 结的形成	1
1.1.2 p-n 结的杂质分布	2
§ 1.2 p-n 结的能带图	2
1.2.1 平衡 p-n 结的能带图	2
1.2.2 非平衡 p-n 结的能带图	5
§ 1.3 p-n 结空间电荷区的电场和电位分布	7
1.3.1 突变结空间电荷区的电场和电位分布	8
1.3.2 线性缓变结空间电荷区的电场和电位分布	10
1.3.3 对“耗尽层”近似的讨论	12
§ 1.4 p-n 结的直流特性	15
1.4.1 在外加直流电压下 p-n 结内的载流子分布和电流分布	15
1.4.2 p-n 结直流特性的理论分析	17
1.4.3 对 p-n 结直流特性的讨论	20
1.4.4 温度对 p-n 结电流、电压的影响	27
§ 1.5 p-n 结的交流特性	29
1.5.1 p-n 结小信号交流特性	29
1.5.2 小信号交流导纳	30
1.5.3 p-n 结的扩散电容	32
§ 1.6 p-n 结的势垒电容	33
1.6.1 突变结势垒电容	33
1.6.2 线性缓变结势垒电容	36
1.6.3 扩散结势垒电容	36
§ 1.7 p-n 结的开关特性	44
1.7.1 电荷储存效应	44
1.7.2 反向恢复时间	46
§ 1.8 p-n 结的击穿	48
1.8.1 基本击穿机构	48
1.8.2 雪崩击穿电压的分析	50
1.8.3 对雪崩击穿电压的讨论	57
附录 1-1 突变结势垒电容	66
附录 1-2 线性缓变结势垒电容	69
附录 1-3 柱型和球型突变结的雪崩击穿电压	72
附录 1-4 离子注入结的最小曲率半径	74

第二章 晶体管的直流特性

§ 2.1 概述	79
2.1.1 晶体管的基本结构	79
2.1.2 晶体管的放大作用	81
2.1.3 载流子在晶体管内的传输	83
2.1.4 晶体管的特性曲线	84
§ 2.2 晶体管直流特性的理论分析	86
2.2.1 均匀基区晶体管直流特性的理论分析	87
2.2.2 缓变基区晶体管直流特性的理论分析	93
2.2.3 埃伯尔斯-莫尔模型	97
§ 2.3 晶体管的电流放大系数	99
2.3.1 均匀基区晶体管的短路电流放大系数	99
2.3.2 缓变基区晶体管的短路电流放大系数	104
2.3.3 影响电流放大系数的一些因素	107
§ 2.4 晶体管的反向电流	116
2.4.1 I_{CBO}	116
2.4.2 I_{EBO}	117
2.4.3 I_{CEO}	117
2.4.4 发射极浮动电压 $V_{EB}(I_L)$	118
§ 2.5 晶体管的击穿电压	119
2.5.1 BV_{EBO} 和 BV_{CBO}	119
2.5.2 BV_{CEO} 、 BV_{CER} 、 BV_{CEX} 、 BV_{CES}	119
2.5.3 穿通电压 V_{PT}	123
§ 2.6 晶体管的基极电阻	123
2.6.1 梳状晶体管的基极电阻	123
2.6.2 圆形晶体管的基极电阻	125
§ 2.7 晶体管输入正向压降与饱和压降	126
2.7.1 输入正向压降 V_{BES}	127
2.7.2 饱和压降 V_{CES}	127
§ 2.8 晶体管小讯号等效电路	132
附录 2-1 关于缓变基区晶体管直流连续性方程的解	134
附录 2-2 关于缓变基区晶体管基区输运系数的简化	135
附录 2-3 禁带变窄对发射效率的影响	136
附录 2-4 关于(2-275)式中 $p_e(0)$ 、 x_e 的确定	137

第三章 晶体管的频率特性

§ 3.1 概述	141
§ 3.2 晶体管交流特性的理论分析	142
3.2.1 均匀基区晶体管交流特性的理论分析	142
3.2.2 缓变基区晶体管交流特性的理论分析	148

§ 3.3 晶体管的高频参数与等效电路	152
3.3.1 晶体管的高频 Y 参数及其等效电路	152
3.3.2 晶体管的高频 h 参数及其等效电路	160
3.3.3 晶体管的寄生参数	164
§ 3.4 共基极电流放大系数及其截止频率	165
3.4.1 发射效率与发射极延迟时间常数	166
3.4.2 基区输运系数与基区渡越时间	168
3.4.3 集电结势垒区输运系数与集电结势垒区渡越时间	171
3.4.4 集电区倍增因子与集电极延迟时间常数	173
3.4.5 共基极电流放大系数截止频率	174
§ 3.5 共发射极电流放大系数及其截止频率	175
3.5.1 共发射极电流放大系数截止频率	175
3.5.2 特征频率	178
3.5.3 特征频率与电流、电压的关系	179
3.5.4 提高特征频率的途径	180
§ 3.6 晶体管的高频功率增益	181
3.6.1 晶体管的功率增益和最大有用功率增益	182
3.6.2 晶体管的高频功率增益	184
3.6.3 最高振荡频率和高频优质	186
3.6.4 功率增益随工作点的变化及提高功率增益的途径	186
附录 3-1 基区电子密度的微扰分量	187
附录 3-2 晶体管等效电路参数转换关系	189

第四章 晶体管的功率特性

§ 4.1 晶体管集电极最大电流	193
4.1.1 基区电导调制效应和大注入自建电场	193
4.1.2 有效基区扩展效应	200
4.1.3 发射极电流集边效应	210
4.1.4 集电极最大电流	213
§ 4.2 晶体的最大耗散功率	214
4.2.1 晶体管的热流分析	214
4.2.2 稳态热阻	216
4.2.3 瞬态热阻	218
4.2.4 晶体的最大耗散功率	222
§ 4.3 晶体管的二次击穿和安全工作区	222
4.3.1 二次击穿现象	223
4.3.2 二次击穿原因分析	223
4.3.3 防止二次击穿的主要措施	225
4.3.4 晶体管的安全工作区	229
附录 4-1 在连续矩形脉冲工作时的瞬态热阻	230

附录 4-2 发射极镇流电阻	230
----------------------	-----

第五章 晶体管的开关特性

§ 5.1 晶体管的开关作用	234
§ 5.2 晶体管的开关过程	235
5.2.1 延迟过程	236
5.2.2 上升过程	237
5.2.3 超量储存电荷的消失过程	238
5.2.4 下降过程	239
§ 5.3 晶体管的开关时间	239
5.3.1 延迟时间	242
5.3.2 上升时间	244
5.3.3 储存时间	246
5.3.4 下降时间	251

第六章 晶体管的噪声特性

§ 6.1 晶体管的噪声和噪声系数	255
6.1.1 晶体管的噪声	255
6.1.2 晶体管的噪声系数	255
§ 6.2 晶体管的噪声源	256
6.2.1 $1/f$ 噪声	256
6.2.2 热噪声	257
6.2.3 散粒噪声	258
6.2.4 晶体管噪声等效电路的转换和分配噪声	261
§ 6.3 晶体管的噪声系数	263
6.3.1 P 波段晶体管的噪声系数	264
6.3.2 S 波段晶体管的噪声系数	265

第七章 晶体管的设计

§ 7.1 概述	270
§ 7.2 晶体管的纵向结构设计	272
7.2.1 扩散结管芯的纵向杂质浓度分布	272
7.2.2 离子注入结管芯的纵向杂质浓度分布	275
7.2.3 晶体管纵向结构参数的选取	276
§ 7.3 晶体管的横向结构设计	282
7.3.1 晶体管的图形结构	283
7.3.2 晶体管横向结构参数的选取	289
7.3.3 有关图形结构设计的一些问题	293
§ 7.4 关于晶体管的热学设计	295
§ 7.5 几种类型晶体管的设计举例	301
7.5.1 高频大功率晶体管的设计	301

7.5.2 中功率开关晶体管的设计	310
7.5.3 高耐压大功率晶体管的设计	317
7.5.4 微波低噪声晶体管的设计	322

第八章 场效应晶体管

§ 8.1 结型场效应晶体管	331
8.1.1 JFET 的基本工作原理	331
8.1.2 JFET 的电流-电压特性	333
8.1.3 JFET 的一般特性	337
§ 8.2 MOS 结的特性	346
8.2.1 半导体表面区的性质	346
8.2.2 理想 MOS 结构的电容-电压特性	352
8.2.3 MOS 结的阈值电压	354
§ 8.3 MOS 晶体管	357
8.3.1 MOS 晶体管的基本工作原理	357
8.3.2 MOS 晶体管的电流-电压特性	362
8.3.3 MOS 晶体管的一般特性	367

总 附 录

I. 常用物理常数表	376
II. 锗、硅、砷化镓、二氧化硅的重要性质 (300K)	376
III. 硅与几种金属的欧姆接触系数 R_c	377
IV. 锗、硅电阻率与杂质浓度的关系	377
V. 迁移率与杂质浓度的关系	377
VI. 杂质在硅中的最大溶解度与温度的关系图	378
VII. 余误差函数	378
VIII. 硅扩散层表面杂质浓度与扩散层平均电导率的关系曲线	380
主要符号表	395

第一章 p-n 结

p-n 结是结型半导体器件的基础，如双极型晶体管、结型场效应管等，都是由 p-n 结构成的。因此，学习 p-n 结理论，是学习晶体管原理的基础。

本章前三节比较详细地分析了 p-n 结的杂质分布、能带图、空间电荷区的电场和电位分布，以便对 p-n 结有一个较全面的了解。在此基础上，进一步讨论了 p-n 结的直流特性、交流特性、开关特性以及击穿特性。

§ 1.1 概 述

1.1.1 p-n 结的形成

p-n 结是由一块含有 p 型区和 n 型区的单晶半导体构成的。在 p 型区和 n 型区之间有一层很薄的过渡区。

制造 p-n 结的方法很多。目前最主要的方法有三种：合金法、扩散法和离子注入法。

用合金法制造 p-n 结，可用锗合金结为例说明。如图 1-1，在 n 型锗片 (n-Ge) 上放置一铟 (In) 球，并加热到铟-锗的最低共熔点 (约 160°C) 以上，以形成熔融的铟-锗混合物 (In+Ge)。然后降低温度，锗便从铟中析出，沿着锗片的晶向再结晶。在再结晶的锗中含有大量的铟杂质，使再结晶的锗变成 p 型 (p-Ge)，从而形成了 p-n 结。用这种方法制造的 p-n 结叫做合金结。

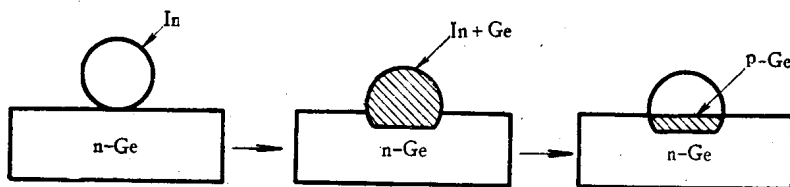


图1-1 合金结的形成

用扩散方法制造 p-n 结，可用硅平面扩散结为例说明。如图 1-2，在 n 型硅片 (n-Si) 上生长一层二氧化硅 (SiO₂) 薄膜。用光刻法在二氧化硅薄膜上开一窗口。然后，在高温下向硅片扩散 p 型杂质 (如硼、铝等)，便可得到 p-n 结。用这种方法制造的 p-n 结叫做扩散结。

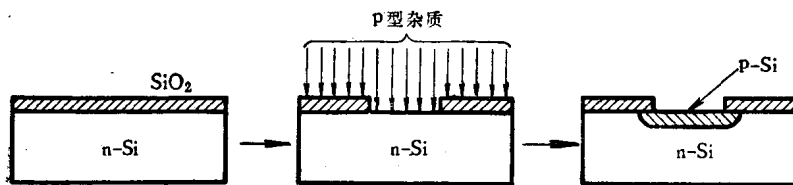


图1-2 扩散结的形成

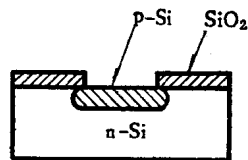


图1-3 离子注入结

用离子注入法制造 p-n 结, 是将掺杂剂的离子束, 在静电场中加速到动能达几万到几十万电子伏以上, 将这种高能离子直接注入到半导体中, 从而形成 p-n 结。图 1-3 表示硼离子注入到 n 型硅中所得到的 p-n 结。这种结也称离子注入结。

另外, 还有外延法制造 p-n 结。

1.1.2 p-n 结的杂质分布

由于制造方法不同, p-n 结内杂质分布也不同。用合金法制得的 p-n 结, p 型到 n 型的转变是突然的, 故称突变结, 如图 1-4(a) 所示。如果一边的杂质浓度比另一边的高得多, 则称为单边突变结, 记为 p^+-n 结或 n^+-p 结。

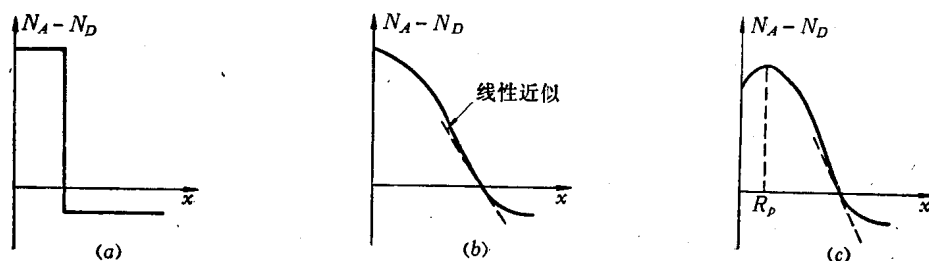


图1-4 p-n 结的杂质分布

(a) 合金结; (b) 扩散结; (c) 离子注入结。

N_A —受主杂质浓度; N_D —施主杂质浓度。

用扩散法制造的 p-n 结, 其杂质分布主要有高斯分布和余误差分布两种, 从 p 型到 n 型的转变是逐渐的, 故称缓变结, 如图 1-4(b) 所示。在许多情况下, 可以近似认为在结附近的杂质浓度作线性变化, 如图中虚线所示, 其杂质浓度梯度是常数, 称为线性缓变结。如果杂质浓度梯度很大, 可以用突变结近似, 以简化问题的处理。

离子注入结的纵向杂质分布为高斯分布, 如图 1-4(c) 所示, 图中 R_p 为从表面到注入杂质浓度最高点的距离, 它取决于注入离子的能量。离子注入结的横向分布为余误差分布。注入结也是缓变结, 但由于结一般很浅, 杂质浓度梯度很大, 也可近似为突变结。

§ 1.2 p-n 结的能带图

1.2.1 平衡 p-n 结的能带图

平衡 p-n 结是指没有外加电压、光照、辐射等, 并且在温度恒定的条件下的 p-n 结。下面除了特别说明外, 一般不讨论光照、辐射和热的影响, 所以平衡 p-n 结就是指没有外加电压的 p-n 结。

我们首先设想 p 型区和 n 型区分离的情况。在独立的 p 型半导体中, 其导带底、价带顶和费米能级分别为 E_{Cp} , E_{Vp} , E_{Fp} ; 在独立的 n 型半导体中, 相应的能级分别为 E_{Cn} , E_{Vn} , E_{Fn} , 如图 1-5(a) 所示。在 p 型半导体中含有大量空穴和少量电子, 在 n 型半导体中含有大量电子和少量空穴。两者的费米能级是不相等的。如果在一块半导体上制成了相连接的 p 区和 n 区, 形成了 p-n 结, 如图 1-5(b) 所示, 则由于两区间的载流子密度差, 必然会导致载流子从密度高的部分流向密度低的部分, 即 p 区的空穴向 n 区扩散, n

区的电子向P区扩散。当两区交界面附近的空穴从P区扩散到n区后，便与n区内的电子复合，而在P区边界附近留下带负电荷的受主离子。同样，当交界面附近的电子从n区扩散到P区后，也在n区边界附近留下带正电荷的施主离子。于是，在交界面的两侧就不再保持电中性，而出现了带正、负电荷的区域。这个区域称为空间电荷区，如图中 x_m 所示。在空间电荷区内，一边有带正电荷的施主离子，另一边有带负电荷的受主离子，从而形成了电场 $\mathcal{E}$ ，称为P-n结自建电场。由于自建电场的存在，空穴和电子除了作扩散运动之外，还要作漂移运动。显然，空穴和电子漂移运动的方向，和它们扩散运动的方向是相反的。随着扩散的进行，空间电荷区内的电荷量不断增加，自建电场也相应地加强，使空穴和电子的漂移运动也加强。这一过程继续下去，一直到载流子的扩散电流和漂移电流达到动态平衡为止。这时P-n结的净电流为零。

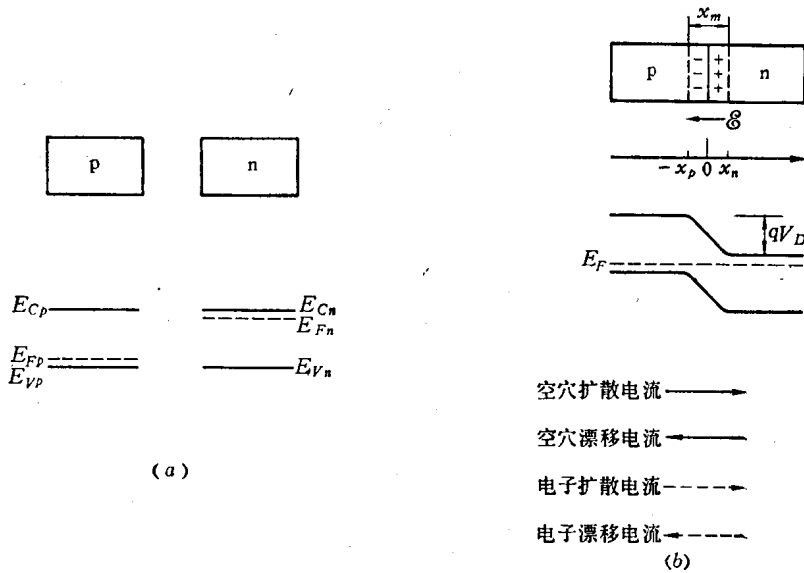


图1-5 平衡P-n结能带图

达到平衡时，如图1-5(b)所示，整个P-n结系统的费米能级必须是统一的，即 $E_{Fp} = E_{Fn} = E_F$ 。这时，P区的导带和价带的能量都比n区的高 qV_D 。 V_D 称为P-n结的接触电位差。于是，在空间电荷区内存在一个能量为 qV_D 的势垒，所以空间电荷区也称为势垒区。

在平衡条件下，净空穴电流必须为0，即

$$J_p = -qD_p \frac{dp}{dx} + q\mu_p p \mathcal{E} = 0 \quad (1-1)$$

式中第一项为扩散电流密度分量，第二项为漂移电流密度分量。由(1-1)式可得空间电荷区内的电场强度为

$$\mathcal{E} = \frac{D_p}{\mu_p} \frac{1}{p} \frac{dp}{dx} = \frac{kT}{q} \frac{1}{p} \frac{dp}{dx} \quad (1-2)$$

式中利用了爱因斯坦关系： $D/\mu = kT/q$ 。(1-2)式也可以写为

$$\mathcal{E} = -\frac{d\psi}{dx} = \frac{kT}{q} \frac{1}{p} \frac{dp}{dx} \quad (1-3)$$

式中 ψ 表示电位。将上式在空间电荷区积分, 得到p区和n区的电位差:

$$-\int_{\psi_p}^{\psi_n} d\psi = \frac{kT}{q} \int_{p_p}^{p_n} \frac{dp}{p} \quad (1-4)$$

即

$$-(\psi_n - \psi_p) = \frac{kT}{q} \ln \frac{p_n}{p_p} \quad (1-5)$$

式中, ψ_n 、 ψ_p 和 p_n 、 p_p 分别表示空间电荷区两侧 ($-x_p$ 和 x_n 处) 的电位和空穴密度。 $(\psi_n - \psi_p)$ 就是 p-n 结的接触电位差 V_D , 从而

$$V_D = \psi_n - \psi_p = \frac{kT}{q} \ln \frac{p_p}{p_n} \quad (1-6a)$$

由图 1-5(b) 可见, p-n 结的接触电位差应等于原来的费米势之差, 因此

$$V_D = \psi_{Fn} - \psi_{Fp} = \frac{kT}{q} \ln \frac{p_p}{p_n} \quad (1-6b)$$

又因为在室温下杂质基本上全部电离了, 故有

$$p_p \approx N_A(-x_p); \quad p_n \approx \frac{n_i^2}{N_D(x_n)}$$

$N_A(-x_p)$ 和 $N_D(x_n)$ 分别表示在 ($-x_p$) 处的受主密度和 x_n 处的施主密度。将以上关系代入 (1-6) 式得到

$$V_D = \frac{kT}{q} \ln \left[\frac{N_A(-x_p) \cdot N_D(x_n)}{n_i^2} \right] \quad (1-7a)$$

对于理想突变结, p-n 结两边杂质是均匀分布的, 上式成为

$$V_D = \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{N_A N_D}{n_i^2} \right) \quad (1-7b)$$

这是一个很重要的参数。对于典型的锗合金结, $N_A = 10^{18} \text{cm}^{-3}$, $N_D = 10^{15} \text{cm}^{-3}$, 在室温下 $n_i = 2.5 \times 10^{13} \text{cm}^{-3}$, $kT/q \approx 0.026 \text{V}$ 。因此, 其接触电位差

$$V_D \approx 0.37 \text{V}$$

对于具有同样杂质的硅合金结, 因为室温下硅的本征载流子密度 $n_i = 1.5 \times 10^{10} \text{cm}^{-3}$, 因此其接触电位差

$$V_D \approx 0.75 \text{V}$$

由此可见, 硅 p-n 结的接触电位差约比锗大一倍。

对于线性缓变结, (1-7a) 式可以写成如下形式:

$$V_D = 2 \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{ax_m}{2n_i} \right) \quad (1-7c)$$

式中, a 为杂质浓度梯度, x_m 为势垒区宽度。

图 1-6 为硅线性缓变结接触电位差与杂质浓度梯度的关系曲线^[1-1]。

利用 $p_p n_p = n_i^2$ 的关系, (1-6) 式还可以写成

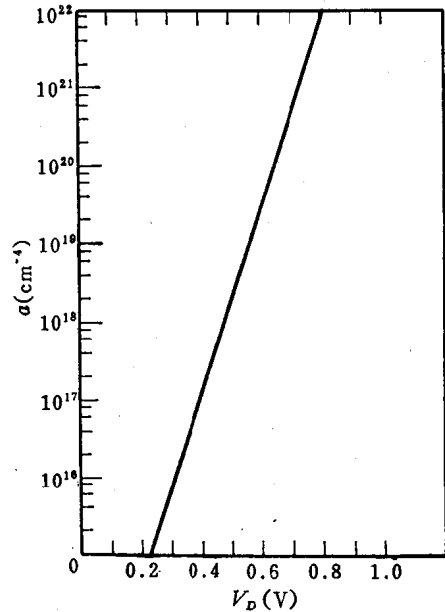


图1-6 硅线性缓变结接触电位差 V_D 与杂质浓度梯度 a 的关系

$$\frac{p_p}{p_n} = \frac{n_n}{n_p} = e^{\frac{qV_D}{kT}} \quad (1-8)$$

这是一个很有用的关系式。下面我们利用这个关系式来证明，在平衡条件下 p-n 结两边的费米能级相等。

空穴密度的表示式为

$$p_p = N_v e^{-(E_{Fp} - E_{vp})/kT} \quad (1-9a)$$

$$p_n = N_v e^{-(E_{Fn} - E_{vn})/kT} \quad (1-9b)$$

式中 N_v 是价带顶的有效态密度，代入 (1-8) 式得到

$$e^{qV_D/kT} = \frac{p_p}{p_n} = \frac{N_v e^{-(E_{Fp} - E_{vp})/kT}}{N_v e^{-(E_{Fn} - E_{vn})/kT}} = e^{(E_{Fn} - E_{Fp})/kT} \cdot e^{(E_{vp} - E_{vn})/kT}$$

由图 1-5(b) 可以看出， $E_{vp} - E_{vn} = qV_D$ ，因此有

$$e^{(E_{Fn} - E_{Fp})/kT} = 1$$

所以

$$E_{Fn} - E_{Fp} = 0$$

即

$$E_{Fn} = E_{Fp}$$

这就表明 p-n 结两边的费米能级，在平衡条件下是相等的。

1.2.2 非平衡 p-n 结的能带图

假设外加电压几乎全部降落在 p-n 结势垒区，在势垒区以外的中性区内的压降很小，可以忽略。当外加正向电压 V_F 于 p-n 结时，就使结上电压从其平衡值 V_D ，下降为 $(V_D - V_F)$ 。p-n 结的势垒高度也从 qV_D 下降为 $q(V_D - V_F)$ 。因而 n 区的能级 (E_{vn} , E_{Fn} , E_{cn}) 都相对于 p 区上升 qV_F ，如图 1-7(b) 所示。由于势垒高度下降，自建电场强度减小，从而使载流子的漂移电流下降，扩散电流超过了漂移电流，因此有净电流通过 p-n 结。即有净电子流从 n 区扩散到 p 区，有净空穴流从 p 区扩散到 n 区。于是，在势垒区两侧都有非平衡载流子积累。

在平衡时，载流子密度满足以下关系

$$n_i^2 = p_p n_p = n_n p_n$$

现在由于有非平衡载流子存在，势垒两侧的载流子密度都超过了其平衡值。因此，不能再用一个统一的费米能级来表示它们。为了分析简便，我们引入空穴和电子的准费米能级分别为 E'_{Fp} 和 E'_{Fn} ，使得在不平衡条件下的载流子密度，仍然可以用类似平衡条件下的载流子密度的公式的形式表示：

$$n = N_c e^{-(E_c - E'_{Fn})/kT} \quad (1-10a)$$

$$p = N_v e^{-(E_{Fp} - E_v)/kT} \quad (1-10b)$$

图 1-7(b) 表示了 E'_{Fp} 和 E'_{Fn} 的变化。

下面先讨论空穴的费米能级。在中性 p 区载流子处于平衡状态，空穴的费米能级仍然为 E_{Fp} 。在势垒区附近（一个电子扩散长度范围内），由于有注入的少数载流子——电子，统一的费米能级不再存在。一般情况下，从 n 区注入到 p 区的少数载流子——电子，比 p 区的多数载流子——空穴少得多，因此，在这个范围内的空穴密度，近似等于其平衡密度，

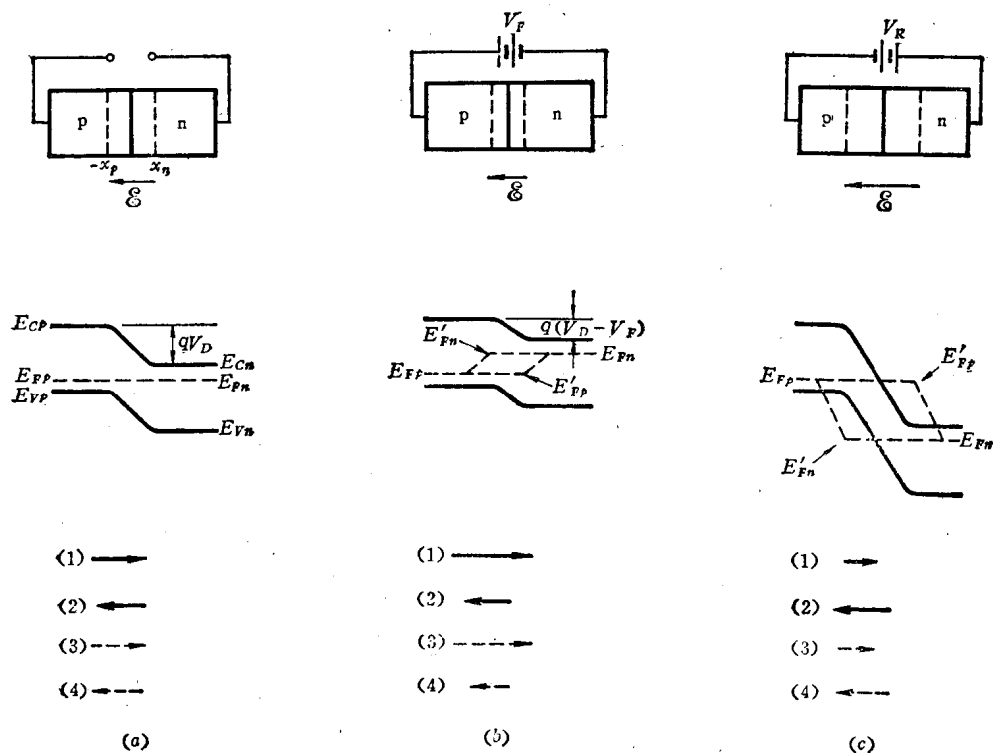


图1-7 外加电压下P-n结的能带图

(1) 空穴扩散电流; (2) 空穴漂移电流; (3) 电子扩散电流; (4) 电子漂移电流。

也就是说在这里的空穴的准费米能级 E'_{Fp} 基本上保持不变, 并且等于中性p区的空穴准费米能级 E_{Fp} 。在空间电荷区内, 空穴的准费米能级变化很小, 空间电荷区又很窄, 故仍然可以近似认为空穴的准费米能级不变。空穴注入到n区后, 不断与n区内的电子复合, 其密度迅速下降。由(1-10b)式可见, 空穴密度 p 下降, 要求 $(E'_{Fn} - E_V)$ 增大, 而 E_V 不变, 所以 E'_{Fp} 必须增大。在图1-7(b)中, n区的 E'_{Fp} 不断上升, 直到距离相当于空穴扩散长度处, 重新达到平衡费米能级。

电子准费米能级 E'_{Fn} 的变化是同样的。在空间电荷区内及其附近(空穴扩散长度范围内), E'_{Fn} 基本上不变, 并近似等于其平衡值 E_{Fn} 。到了p区后, 由于注入电子不断与p区内的空穴复合, 注入电子密度不断下降, 故 E'_{Fn} 也迅速下降, 直到中性p区重新达到平衡费米能级。

当外加反向电压 V_R 时, p-n结上的电压从其平衡值 V_D 上升为 $(V_D + V_R)$, p-n的势垒高度也从 qV_D 上升为 $q(V_D + V_R)$, 因而n区的能级都相对于p区下降 qV_R 。由于势垒高度上升, 自建电场强 $\mathcal{E}$ 增大, 载流子的漂移电流超过了扩散电流, 这时也有净电流通过p-n结。因此, 在空间电荷区及其附近, 统一费米能级已不存在, 必须用准费米能级代替。外加反向电压下的能带图示于图1-7(c)中, 其中准费米能级的变化情况, 与外加正向电压的分析是类似的。

利用准费米能级, 可以决定在空间电荷区边界上的注入少数载流子密度。在外加正向电压下, 空间电荷区边界 $x = x_n$ 处的少数载流子——空穴密度, 由(1-10b)式可以写为

$$p(x_n) = N_v e^{-(E'_{Fp} - E_v(x_n))/kT} \quad (1-11)$$

由图 1-7(b) 可见, 在 $x = x_n$ 处的空穴准费米能级 E'_{Fp} 近似等于中性 p 区的费米能级 E_{Fp} ,

$$\text{即} \quad E'_{Fp} = E_{Fp} \quad (1-12)$$

而在 $x = x_n$ 处的价带顶 $E_v(x_n)$ 就是 n 区的价带顶 E_{vn} , 它与 p 区的 E_{vp} 之差, 等于 p-n 结的势垒高度 $q(V_D - V_F)$, 即

$$\begin{aligned} E_{vp} - E_v(x_n) &= q(V_D - V_F) \\ \text{所以} \quad E_v(x_n) &= E_{vp} - q(V_D - V_F) \end{aligned} \quad (1-13)$$

将 (1-12)、(1-13) 式代入 (1-11) 式得到

$$\begin{aligned} p(x_n) &= N_v e^{-(E_{Fp} - E_{vp} + q(V_D - V_F))/kT} \\ &= N_v e^{-(E_{Fp} - E_{vp})/kT} \cdot e^{-q(V_D - V_F)/kT} \\ &= p_p e^{-q(V_D - V_F)/kT} = p_n e^{qV_F/kT} \end{aligned} \quad (1-14)$$

式中运用了 $p_p/p_n = e^{qV_D/kT}$ 的关系。

同样可以得到在 $(-x_p)$ 处的注入电子密度为

$$n(-x_p) = n_p e^{qV_F/kT} \quad (1-15)$$

(1-14)、(1-15) 两式是研究 p-n 结及晶体管的十分重要的公式。由此可以方便地计算在 p-n 结势垒区边界上的少数载流子密度, 即在 x_n 处的空穴密度和在 $(-x_p)$ 处的电子密度, 一般称为注入少数载流子密度。例如, 硅 p-n 结两区杂质浓度分别为 $N_A = 10^{20} \text{cm}^{-3}$, $N_D = 10^{17} \text{cm}^{-3}$, 当外加电压为 $V_F = 0.5 \text{V}$ 时, 在 x_n 处的空穴密度为

$$p(x_n) = p_p e^{qV_F/kT} = \frac{n_i^2}{N_D} e^{qV_F/kT}$$

其中利用了关系式 $n_n \approx N_D$ 及 $p_n n_n = n_i^2$ 。将有关数据代入上式可得注入到 x_n 处的空穴密度为

$$p(x_n) = 4.85 \times 10^{11} \text{cm}^{-3}$$

同样, 可算得在 $(-x_p)$ 处的电子密度为

$$n(-x_p) = 4.85 \times 10^8 \text{cm}^{-3}$$

由这个例子可以看出, 注入到 n 区的少数载流子——空穴密度 $p(x_n)$ 比 n 区的多数载流子密度 $n_n (\approx N_D)$ 低得多。同样, 注入到 p 区的少数载流子——电子密度 $n(-x_p)$ 比 p 区的多数载流子——空穴密度 $p_p (\approx N_A)$ 低得更多。这种情况, 称之为小注入情况。如果外加正向电压增大, 致使注入的少数载流子密度达到接近等于或者超过多数载流子密度, 就称为大注入情况。

§ 1.3 p-n 结空间电荷区的电场和电位分布

不同杂质分布的 p-n 结, 其空间电荷区的电场和电位分布也不同。这里我们只讨论两种典型情况, 即突变结和线性缓变结。在讨论中采用一个极为重要的近似——耗尽层近似。这个近似有两个方面含义:

第一、认为在空间电荷区内只存在着未被中和的带电离子, 不存在自由载流子, 或者说自由载流子已被“耗尽”了, 因此近似认为空间电荷区就是“耗尽层”;

第二、认为在空间电荷区和电中性区之间，电荷密度是不连续的，在空间电荷区边界上电荷突然下降为0，或者说空间电荷区边界是“突变”的，因此也称为“突变的空间电荷区边界”近似。

采用上述近似，大大简化了问题的处理，便于得到对空间电荷区的基本概念。同时，采用“耗尽层”近似所导出的许多结论，都与实验基本符合。因此，这个近似得到了广泛的应用。下面我们利用这个近似来分析p-n结的电场和电位分布。关于这个近似的局限性和问题将放在本节后面进行讨论。

1.3.1 突变结空间电荷区的电场和电位分布

图1-8表示了突变结的一维杂质分布及空间电荷区的电荷密度、电场和电位分布。

我们知道，在空间电荷区内，电荷、电场和电位之间存在着一定的规律，这个规律由泊松方程所表达：

$$\nabla^2 \psi = -\frac{\rho}{\epsilon \epsilon_0} \quad (1-16 a)$$

只考虑一维情况，上式成为

$$\frac{d^2 \psi}{dx^2} = -\frac{\rho(x)}{\epsilon \epsilon_0} \quad (1-16 b)$$

式中， ϵ_0 、 ϵ 分别表示真空电容率和相对介电常数， ρ 为电荷密度。

在一般情况下，杂质全部电离，在空间电荷区应有

$$\rho(x) = q(N_D - N_A + p - n) \quad (1-17)$$

现在应用耗尽层近似，则应有

$$\rho(x) = -qN_A \quad (-x_p < x < 0) \quad (1-18 a)$$

$$\rho(x) = qN_D \quad (0 < x < x_n) \quad (1-18 b)$$

$$\rho(x) = 0 \quad (x < (-x_p), x > x_n) \quad (1-18 c)$$

由此得到空间电荷区的电荷密度分布如图1-8(b)所示。将(1-18)式代入泊松方程得到

$$\frac{d^2 \psi}{dx^2} = \frac{qN_A}{\epsilon \epsilon_0} \quad (-x_p < x < 0) \quad (1-19 a)$$

$$\frac{d^2 \psi}{dx^2} = -\frac{qN_D}{\epsilon \epsilon_0} \quad (0 < x < x_n) \quad (1-19 b)$$

对(1-19)式积分一次得到

$$\frac{d\psi}{dx} = \frac{qN_A}{\epsilon \epsilon_0} x + A \quad (-x_p < x < 0) \quad (1-20 a)$$

$$\frac{d\psi}{dx} = -\frac{qN_D}{\epsilon \epsilon_0} x + B \quad (0 < x < x_n) \quad (1-20 b)$$

式中A、B是积分常数，可以由边界条件决定。在空间电荷区边界上电场强度为零，即在 $x = (-x_p)$ 和 $x = x_n$ 处， $\mathcal{E}(x) = -\frac{d\psi}{dx} = 0$ ，从而得到

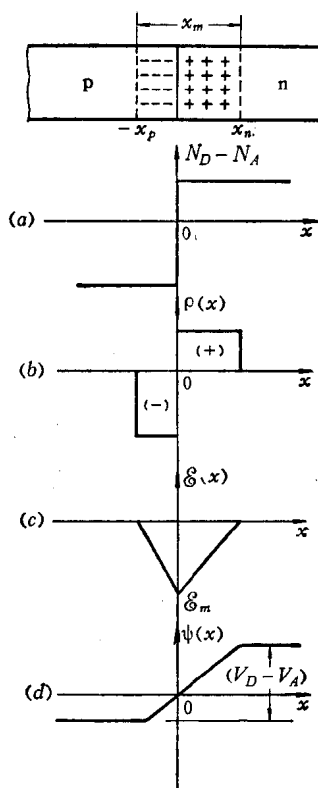


图1-8 突变结的电荷、电场、电位分布

(a) 杂质分布；(b) 电荷分布；
(c) 电场分布；(d) 电位分布。

$$A = \frac{qN_A}{\epsilon\epsilon_0}x_p, \quad B = \frac{qN_D}{\epsilon\epsilon_0}x_n$$

代入 (1-20) 式得到

$$\mathcal{E}(x) = -\frac{d\psi}{dx} = -\frac{qN_A}{\epsilon\epsilon_0}(x+x_p) \quad (-x_p < x < 0) \quad (1-21a)$$

$$\mathcal{E}(x) = -\frac{d\psi}{dx} = \frac{qN_D}{\epsilon\epsilon_0}(x-x_n) \quad (0 < x < x_n) \quad (1-21b)$$

由此可见, 突变结的空间电荷区内电场分布是线性的, 在 P 型侧, 其斜率为 $(-qN_A/\epsilon\epsilon_0)$, 在 n 型侧, 其斜率为 $(qN_D/\epsilon\epsilon_0)$, 如图 1-8(c) 所示。在 $x=0$ 处的电场强度最大, 并且连续, 故有

$$\mathcal{E}_m = -\frac{qN_A}{\epsilon\epsilon_0}x_p = -\frac{qN_D}{\epsilon\epsilon_0}x_n \quad (1-22)$$

由此可得

$$qN_Ax_p = qN_Dx_n \quad (1-23)$$

它表示了空间电荷区的两侧正负电荷的总数必须相等。

对 (1-21) 式再积分一次就得到突变结空间电荷区内的电位分布:

$$\psi(x) = \frac{qN_A}{2\epsilon\epsilon_0}x^2 + \frac{qN_Ax_p}{\epsilon\epsilon_0}x + C_1 \quad (-x_p < x < 0) \quad (1-24a)$$

$$\psi(x) = -\frac{qN_D}{2\epsilon\epsilon_0}x^2 + \frac{qN_Dx_n}{\epsilon\epsilon_0}x + C_2 \quad (0 < x < x_n) \quad (1-24b)$$

取 $x=0$ 处的电位为零, 则积分常数 $C_1=C_2=0$, 因此

$$\psi(x) = \frac{qN_A}{2\epsilon\epsilon_0}x^2 + \frac{qN_Ax_p}{\epsilon\epsilon_0}x \quad (-x_p < x < 0) \quad (1-25a)$$

$$\psi(x) = -\frac{qN_D}{2\epsilon\epsilon_0}x^2 + \frac{qN_Dx_n}{\epsilon\epsilon_0}x \quad (0 < x < x_n) \quad (1-25b)$$

这就是突变结空间电荷区的电位分布函数, 其示意图如图 1-8(d)。

如果忽略空间电荷区以外的电压降, 则从 x_n 到 $(-x_p)$ 处的电位差就是 P-n 结的总电压 (V_D-V_A) , 因此

$$V = V_D - V_A = \psi(x_n) - \psi(-x_p) = \frac{q}{2\epsilon\epsilon_0}(N_Dx_n^2 + N_Ax_p^2) \quad (1-26)$$

式中 V_A 表示外加电压。

令 x_m 表示空间电荷区的总宽度 (x_n+x_p) , 由 (1-23) 式可得

$$x_n = \frac{x_m N_A}{N_A + N_D}, \quad x_p = \frac{x_m N_D}{N_A + N_D}$$

将此关系代入 (1-26) 式得到

$$V = V_D - V_A = \frac{qN_A N_D x_m^2}{2\epsilon\epsilon_0(N_A + N_D)} \quad (1-27)$$

从而得到空间电荷区宽度 x_m 的表示式为

$$x_m = \left[\frac{2\epsilon\epsilon_0}{q} (V_D - V_A) \left(\frac{N_A + N_D}{N_A N_D} \right) \right]^{1/2} \quad (1-28)$$

$$\text{并且} \quad x_p = \frac{N_D x_m}{N_A + N_D} = \left[\frac{2\epsilon\epsilon_0}{q} (V_D - V_A) \frac{N_D}{N_A(N_A + N_D)} \right]^{1/2} \quad (1-29a)$$