

中等专业学校教材

晶体管原理与设计

(王广发 编)



上海科学技术出版社

中等专业学校教材

晶体管原理与设计

王广发 编

上海科学技术出版社出版

(上海瑞金二路 450 号)

新华书店上海发行所发行 上海商务印刷厂印刷

开本 787×1092 1/16 印张 16 字数 380,000

1984 年 11 月第 1 版 1984 年 11 月第 1 次印刷

印数: 1—8,200

统一书号: 15119·2376 定价: 2.20 元

出版说明

根据国务院关于高等学校教材工作分工的规定,我部承担了全国高等学校工科电子类专业课教材的编审、出版的组织工作。从一九七七年底到一九八二年初,由于各有关院校,特别是参与编审工作的广大教师的努力和有关出版社的紧密配合,共编审出版了教材 159 种。

为了使工科电子类专业教材能更好地适应社会主义现代化建设培养人才的需要,反映国内外电子科学技术水平,达到“打好基础、精选内容、逐步更新、利于教学”的要求,在总结第一轮教材编审出版工作经验的基础上,电子工业部于一九八二年先后成立了高等学校《无线电技术与信息系统》、《电磁场与微波技术》、《电子材料与固体器件》、《电子物理与器件》、《电子机械》、《计算机与自动控制》,中等专业学校《电子类专业》、《电子机械类专业》共八个教材编审委员会,作为教材工作方面的一个经常性的业务指导机构,并制定了一九八二年到一九八五年教材编审出版规划,列入规划的教材、教学参考书、实验指导书等共 217 种选题。在努力提高教材质量,适当增加教材品种的思想指导下,这一批教材的编审工作由编审委员会直接组织进行。

这一批教材的书稿,主要是从通过教学实践、师生反映较好讲义中评选择优和从第一轮较好的教材中修编产生出来的。广大编者、各编审委员会和有关出版社都为保证和提高教材质量作出了努力。

这一批教材,分别由电子工业出版社、国防工业出版社、上海科学技术出版社、西北电讯工程学院出版社、湖南科学技术出版社、江苏科学技术出版社、黑龙江科学技术出版社和天津科学技术出版社承担出版工作。

限于水平和经验,这一批教材的编审出版工作肯定还会有许多缺点和不足之处,希望使用教材的单位、广大教师和同学积极提出批评、建议,共同为提高工科电子类专业教材的质量而努力。

电子工业部教材办公室

前 言

本教材系由中等专业学校电子类专业教材编审委员会元器件编审小组评选审定，并推荐出版。

该教材由无锡无线电工业学校王广发主编，常州无线电工业学校梁孟箴主审。编审者均依据元器件编审小组审定的编写大纲进行编写和审阅的。

本课程的参考教学时数为 164 学时，主要介绍双极型晶体管的原理及设计方法。内容有：pn 结；晶体管原理；晶体管的频率特性；晶体管的功率特性；晶体管的噪声特性；晶体管的开关特性；晶体管的设计和其它半导体器件。

阜新电子工业学校、武汉电子工业学校、天津电子仪表工业学校、国营江南无线电器材厂有关教师集体审阅了本教材，提出了许多宝贵意见。这里表示诚挚的感谢。

编 者

目 录

第一章 pn 结

第一节 概述	1
第二节 pn 结的整流特性	2
一、pn 结的单向导电性	2
二、平衡时的 pn 结	3
三、pn 结的正向直流特性	8
四、硅 pn 结正向特性实验曲线与理论公式的比较	16
五、pn 结的反向特性	20
第三节 pn 结电容效应	23
一、电容对 pn 结整流特性的影响	23
二、pn 结电容的来源	24
三、pn 结势垒电容	25
第四节 pn 结隧道效应	37
一、重掺杂 pn 结的伏安特性	37
二、隧道过程	38
第五节 pn 结的击穿	40
一、什么是击穿现象	40
二、pn 结为什么会被击穿	41
三、雪崩击穿电压 V_B 的计算	42
四、对雪崩击穿电压的讨论	46
五、实际碰到的不良击穿特性及其原因	49

第二章 晶体管原理和特性

第一节 晶体管的结构及杂质分布	53
一、合金管的管芯结构及其杂质分布	53
二、平面晶体管的管芯结构及其杂质分布	54
第二节 晶体管的放大作用	55
一、从 pn 结到 npn 晶体管的转化	55
二、晶体管电流放大系数	56
三、晶体管的电压和功率放大作用	57
第三节 晶体管的电流传输过程和放大原理	58
一、晶体管的能带图和载流子分布	58
二、晶体管中电流是怎样传输的	59
三、发射效率和基区输运系数	60
四、共发射极接法的电流传输过程	61
第四节 电流放大系数和晶体管结构之间的关系	62
一、均匀基区晶体管的电流放大系数	62

二、缓变基区晶体管的电流放大系数	64
三、势垒复合和表面复合对电流放大系数的影响	68
四、实际生产中如何提高电流放大系数	70
第五节 晶体管的直流特性	70
一、晶体管的特性曲线	71
二、晶体管的反向截止电流	73
三、晶体管的击穿电压和穿通电压	75
四、不正常的输出特性曲线	79
第六节 晶体管中的体电阻	81
一、晶体管的基区电阻	82
二、晶体管的集电区电阻	85
第七节 晶体管低频小信号特性	88
一、低频小信号工作时的特性方程和等效电路	88
二、基区宽度调变效应及其对低频小信号特性的影响	90
三、晶体管的低频小信号 h 参数	93

第三章 晶体管的频率特性

第一节 晶体管的高频特性	99
一、高频时晶体管电流放大系数下降的现象	99
二、截止频率和特征频率的基本概念	99
三、高频时晶体管电流放大系数下降的原因	101
四、特征频率 f_T 与晶体管结构参数的关系	108
五、特征频率与电流、电压的关系	112
六、提高特征频率的途径	112
第二节 高频晶体管的功率增益和最高振荡频率	114
一、高频等效电路和最佳高频功率增益	114
二、高频优值和最高振荡频率 f_M	117
三、功率增益与集电极电流、电压的关系	118
四、提高最高振荡频率或功率增益的途径	119

第四章 晶体管的功率特性

第一节 晶体管的大电流特性	122
一、集电极最大允许电流 I_{CM}	122
二、大电流工作时产生的三个效应	123
三、大电流时 β_0 和 f_T 下降的物理原因	132
四、发射极单位周长的电流容量	133
第二节 晶体管的最大耗散功率 P_{CM} 和热阻 R_T	134
一、晶体管的最大耗散功率 P_{CM}	134
二、晶体管的热阻 R_T	135
第三节 晶体管的二次击穿和安全工作区	140
一、什么叫二次击穿	140
二、发生二次击穿的原因	141
三、改善晶体管二次击穿特性的措施	143

四、晶体管的安全工作区	146
第四节 高频大功率晶体管的图形结构	146
一、梳状结构	146
二、覆盖结构	147
三、网格结构	148
四、三种基本图形的比较	148
五、其他图形结构简介	150

第五章 晶体管的噪声特性

第一节 噪声和噪声系数	153
一、什么是噪声	153
二、噪声系数	153
第二节 晶体管内部噪声的来源	154
一、热噪声	154
二、散粒噪声	155
三、 $1/f$ 噪声	155
四、噪声系数的频谱	155
第三节 噪声系数公式和减小噪声系数的措施	156
一、噪声系数公式	156
二、减小晶体管噪声系数 N_F 的措施以及各参数之间的关系	157

第六章 晶体管的开关特性

第一节 晶体管的开关作用	159
一、二极管的开关作用	159
二、晶体管的开关作用	160
三、晶体管的截止态和饱和态	161
第二节 二极管的开关时间	163
一、二极管的反向恢复过程	163
二、电荷存储效应	164
三、二极管的贮存时间 t_s	165
四、如何减小二极管的反向恢复时间	167
第三节 晶体管的开关时间	167
一、晶体管的开关过程	167
二、延迟过程和延迟时间 t_d	169
三、上升过程和上升时间 t_r	170
四、贮存过程和贮存时间 t_s	171
五、下降过程和下降时间 t_f	173
六、开关时间的计算公式	173
七、提高开关速度的途径	176
第四节 晶体管的正向压降和饱和压降	178
一、二极管的正向压降	178
二、晶体管的共发射极正向压降 V_{beF}	179
三、晶体管的共发射极饱和压降 V_{ceS}	180

第七章 晶体管的设计

第一节 概述	182
第二节 高频大功率晶体管的设计	183
一、根据使用要求确定主要参数及其指标	183
二、纵向结构参数的确定	185
三、横向结构参数的确定	187
四、主要电学参数的验算	190
第三节 中功率开关晶体管的设计	192
第四节 高反压大功率晶体管的设计	197
第五节 超高频低噪声晶体管的设计	200

第八章 其他半导体器件

第一节 可控硅整流器	207
一、概述	207
二、可控硅整流器的制造工艺	208
三、可控硅的工作原理	209
第二节 单结晶体管	212
一、工作原理	212
二、单结晶体管的结构和制造方法	214
第三节 雪崩二极管	215
一、雪崩二极管产生微波振荡的基本原理	216
二、雪崩二极管的结构和制造方法	219
第四节 体效应二极管	221
一、什么是体效应	221
二、砷化镓的能带结构与负阻效应	222
三、耿氏二极管的基本工作原理	223
四、耿氏二极管的结构和制造方法	225
第五节 发光二极管	226
一、发光二极管的原理和特性	227
二、常用的几种发光二极管材料与器件	228
三、发光二极管的特性	230
四、用发光二极管制作的固体显示器件	231

附 录

I. 常用物理常数表	232
II. 锗、硅、砷化镓、二氧化硅的重要性质	232
III. 硅与几种金属的欧姆接触系数 R_c	232
IV. 锗、硅电阻率与杂质浓度的关系	233
V. 迁移率与杂质浓度的关系	233
VI. 杂质在硅中的最大溶解度与温度的关系	234
VII. 硅扩散层表面杂质浓度与扩散层平均电导率的关系曲线	234

第一章 pn 结

pn 结是晶体管以及其他半导体器件的最基本单元, 因此, 学习 pn 结的基本原理与特性, 是掌握晶体管原理的基础。

本章分析 pn 结的杂质分布、能带图、势垒的形成以及外加电压作用下势垒的变化和载流子的分布、运动、复合的规律, 从而在这个基础上解释 pn 结的整流特性、电容效应和击穿特性。

第一节 概 述

1. pn 结的形成 pn 结是在单晶半导体基片构成互相衔接的 p 型区和 n 型区, 在这两区之间有一层很薄的过渡区。形成 pn 结的方法很多, 目前常用的有三种: 合金法、扩散法和离子注入法。

合金法制得的 pn 结, 通常可看作突变结。现以铟、锗合金为例, 说明一般合金法获得 pn 结的过程, 如图 1-1。先将铟粒放在 n 型锗片 (n-Ge) 上, 然后在炉内加热到 156°C 左右使铟开始熔化, 继续升温到 $500\sim 600^{\circ}\text{C}$, 锗片与熔化的铟交界处的锗原子逐渐溶解到熔融的铟中, 直到溶解达到饱和, 使熔融铟中含有一定浓度的锗原子为止, 最后使温度慢慢冷却, 溶解在熔融铟中的锗原子又被析出形成再结晶区, 再结晶的锗中掺入三价的受主杂质铟, 而且其浓度要比原来锗中施主杂质浓度大, 因此再结晶区呈 p 型 (p-Ge), 从而形成了 pn 结。用这种方法制造的 pn 结叫做合金结。

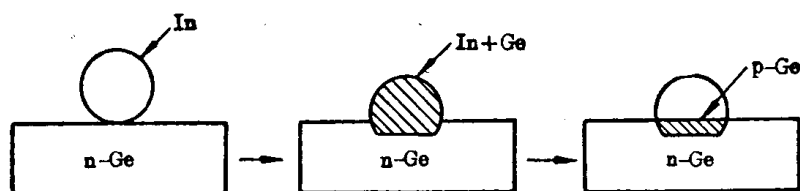


图 1-1 合金结的形成

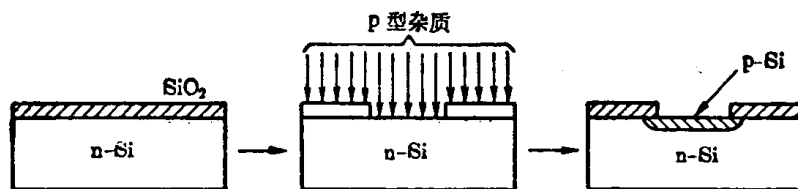


图 1-2 扩散结的形成

用扩散方法制造的 pn 结叫做扩散结, 通常可看作缓变结。以硅平面扩散结为例, 如图 1-2, 在 n 型硅片 (n-Si) 上生长一层二氧化硅 (SiO_2) 薄膜, 再用光刻法在二氧化硅薄膜上开一窗口, 高温下向硅片扩散 p 型杂质 (如硼、铝等), 便可得到 pn 结。

用离子注入法制造 pn 结叫做离子注入结, 是将作掺杂剂的离子束, 在静电场中加速到

动能达几万到几十万电子伏特以上直接注入到半导体中,从而形成pn结。图1-3表示硼离子注入到n型硅中所得到的pn结。

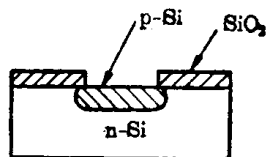


图1-3 离子注入结

另外,还有用外延法制造的pn结。

2. pn结的杂质分布 由于制造方法不同,pn结内杂质分布也不同。合金结,由于结两边杂质分布是均匀的,从p型再结晶区到n型区的杂质浓度分布如图1-4(a),横坐标代表距离 x (就是垂直于硅片表面方向的深度),纵坐标代表杂质浓度 $N=N_A-N_D$, $N_A-N_D>0$ 时是受主浓度, $N_A-N_D<0$ 时是施主浓度,在 x_j 左边再结晶区($N_A>N_D$)是p型区,在 x_j 右边是n型锗衬底。从p型再结晶区杂质浓度 N_A ,突然变到衬底n型区杂质浓度 N_D ,这样的pn结杂质浓度在交界面是突变的。 x_j 这一段距离就是p区再结晶的深度,称作结深。

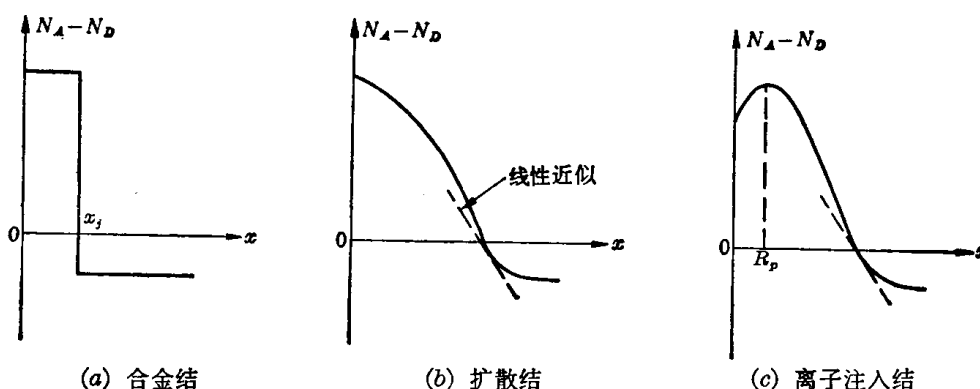


图1-4 pn结的杂质分布

用扩散法制造的pn结,其杂质分布有高斯分布和余误差分布两种,从p型到n型的转变是逐渐变化的,故称缓变结,如图1-4(b)。在许多情况下,在结附近的杂质浓度可近似看作线性变化,如图中虚线所示,称为线性缓变结。

离子注入结的纵向杂质分布为高斯分布,如图1-4(c),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。离子注入结也是缓变结,但是由于结一般很浅,杂质浓度梯度很大,也可近似为突变结。

第二节 pn结的整流特性

一、pn结的单向导电性

实际上晶体二极管,就是一个pn结加上了电极引线 and 外壳封装而制成的。所以通常用图1-5(a)的符号来代表晶体二极管结构,而在晶体管线路中则采用图1-5(b)的符号来代表二极管。



图1-5 晶体二极管的符号图

怎样知道一只二极管好坏呢? 通常测量它的伏安特性,就是在pn结两端加一直流电压,测量流过pn结的电流随外加电压的变化关系。外加电压有两种接法,一种是p型区接

正, n 型区接负, 随着电压的增加, 电流很快的上升, 如图 1-6, 这种接法叫正向接法。另一种接法就是反向接法, p 型区接负, n 型区接正, 如图 1-7, 与正向时不同, 流过 pn 结的电流非常小, 只有微安数量级, 而且它基本上不随电压变化而变化。

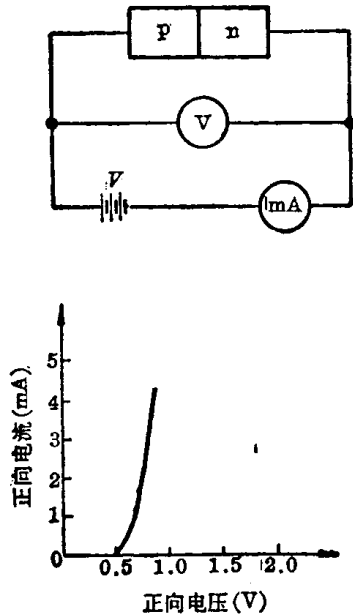


图 1-6 pn 结正向伏安特性

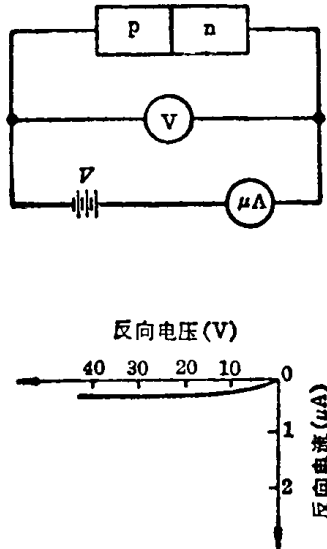


图 1-7 pn 结反向伏安特性

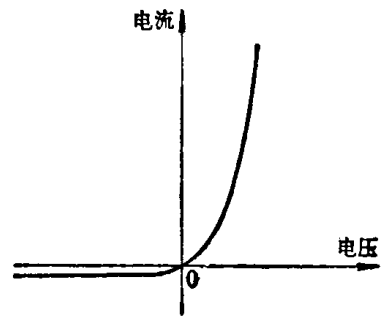


图 1-8 pn 结的伏安特性曲线

我们把正向和反向接法的电流电压关系, 画在同一张图里, 就是图 1-8, 叫做二极管的伏安特性曲线, 或称整流曲线。

从伏安特性曲线可以看到, 正反两个方向不对称。正向电阻很小, 电流很容易通过; 反向电阻很大, 电流很难通过, 这就构成了 pn 结的整流特性, 我们称它为单向导电性。二极管常用来作整流、检波或开关元件。

二、平衡时的 pn 结

1. 空间电荷区和势垒区 根据半导体物理知识, n 型半导体里面有许多 n 型(施主)杂质, 它们电离后成为一些带正电荷的施主离子和导电电子。p 型半导体里面有许多 p 型(受主)杂质, 电离后成为一些带负电荷的受主离子和空穴, 如图 1-9 所示。正是由于这种差异, 在 pn 结区就产生了载流子的定向运动——载流子的扩散(注意! 不是杂质扩散)。

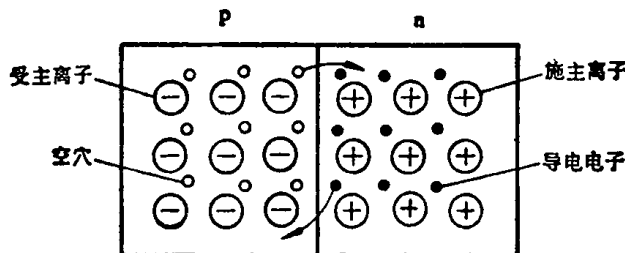


图 1-9 pn 结中的杂质离子和载流子

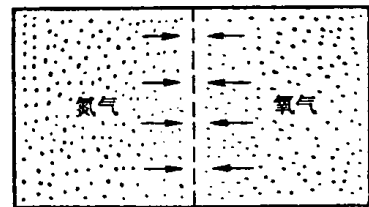


图 1-10 气体扩散图

在 n 型区域, 电子很多, 空穴很少。而在 p 型区域则相反, 空穴很多, 电子很少。这就存在着电子浓度和空穴浓度的差别。电子和空穴要从浓度大的地方向浓度小的地方扩散, 使得它们分布均匀些。也就是说, 一部分电子要从 n 型区跑到 p 型区去, 一部分空穴要从 p 型区跑到 n 型区。这种情况和气体扩散有些相似。在一个箱子里, 右边盛着氧气, 左边盛

着氮气,当中原先有一层隔板,现在把隔板抽掉,只剩下一层有孔纱布,那么右边的氧气分子要向左边扩散,左边的氮气分子要向右边扩散,直到整个箱子里两种气体均匀混和为止,如图 1-10。这种气体分子的扩散是因为有浓度差(或叫浓度梯度)而引起的。

pn 结中电子和空穴也因为浓度梯度,而引起了扩散。但是,与上述的气体扩散有些不同,就是在 p 区和 n 区中电子和空穴的浓度最后并不能变得均匀一致。这是因为扩散时首先是靠近 pn 结交界面附近的电子从 n 区跑到 p 区与空穴复合,而在 n 区留下一些带正电的施主离子;同时空穴从 p 区跑到 n 区同电子复合,而在 p 区留下一些带负电荷的受主离子,如图 1-11。这些正负离子只能在晶格结点附近振动,叫做束缚离子,我们称它们为空间电荷。

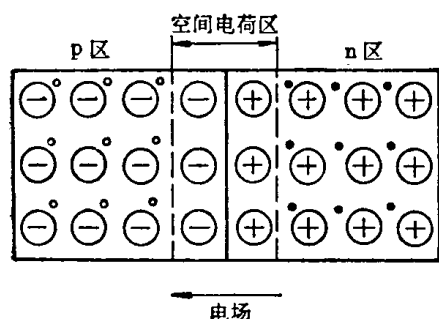


图 1-11 空间电荷区的形成

这样在 pn 结交界面的两侧就出现了一个空间电荷区,这个区域不是电中性的,一边带正电荷,另一边带负电荷,正负电荷产生一个电场,它的方向是从正电荷指向负电荷,这个电场叫做自建电场。在空间电荷区以外的 p 型区和 n 型区仍然是电中性的,没有空间电荷,所以不存在电场。

空间电荷区的电场会对电子和空穴的扩散运动起阻碍作用,因为电子和空穴进入空间电荷区后要受到电场的作用力,电子带负电,受到一个和电场方向相反的力,这个力的作用要把它拉回到 n 区;空穴带正电,受到和电场方向相同的力,要被拉回到 p 区。电场对载流子的这种作用叫做漂移作用。漂移作用和扩散作用是相互对立的,扩散作用要使电子从 n 区向 p 区跑,空穴从 p 区向 n 区跑;而漂移作用则要使电子回到 n 型区,空穴回到 p 型区。

有了电场的漂移作用,电子和空穴就不能象气体扩散那样,达到浓度均匀分布。因为随着扩散过去的电子和空穴数目的增多,空间电荷也逐渐增多,空间电荷区变厚,电场的漂移作用就逐渐加强,直到漂移作用增强到可以和扩散作用相互抵消。就是说,从 n 区向 p 区扩散过去多少电子的话,同时就有这么多的电子被电场拉回到 n 区去,空穴也是一样。总的效果就是扩散作用和漂移作用相互抵消, p 区和 n 区的载流子浓度不再变化, pn 结处于平衡状态中。可见,在平衡 pn 结里,“平衡”并不是载流子静止不动。

因为在平衡时,扩散和漂移的作用互相抵消,没有电子和空穴的净流动,所以这时 pn 结中是没有电流的。

空间电荷区的电场对电子和空穴扩散的阻碍作用也可以用势垒的作用来说明。根据电学的原理知道,空间电荷区存在着电场,它各个位置的电势是不相同的,电子从 n 区跑到 p 区要克服电场的阻力,所以 p 区的电子势能比较高, n 区的电子势能就比较低。在空间电荷区电子势能则是逐渐变化的,如图 1-12。比较形象化一些来说,电子在 n 区能量比较低,它跑到 p 区时要爬过一座电势能的“高坡”,这个“高坡”就叫做 pn 结势垒。有了势垒,电子扩散运动就不能继续下去。

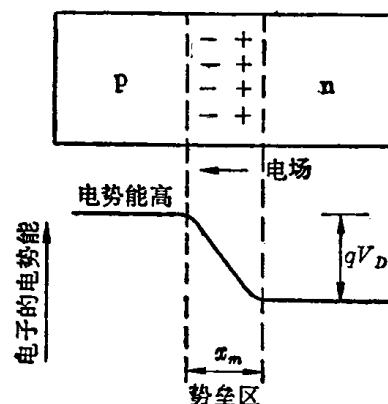


图 1-12 pn 结势垒的形成

空穴带正电荷,符号和电子相反,它的电势能高低也和电子相反。p 区电势能低, n 区电势能高,空穴从 p 区跑到 n 区也要爬过势垒,它的扩散运动也

就受到了阻碍。

因为在空间电荷区存在着势垒, 所以我们又称这个区域叫势垒区。

在 pn 结平衡时, 势垒区的宽度用 x_m 表示。势垒的高度为 qV_D , q 是电子的电量, V_D 叫做接触电势差。 x_m 和 V_D 的具体数值同 p 区、n 区的掺杂浓度有关。对硅 pn 结, V_D 的数值一般在 0.8 伏左右。

2. 势垒高度和接触电势差

(1) pn 结的能带图 在图 1-13 中画出了 p 型半导体和 n 型半导体的能带, E_- 是导带底, E_+ 是价带顶, 中间隔了一个禁带, 在禁带中间有施主杂质能级 E_n 和受主杂质能级 E_p 。

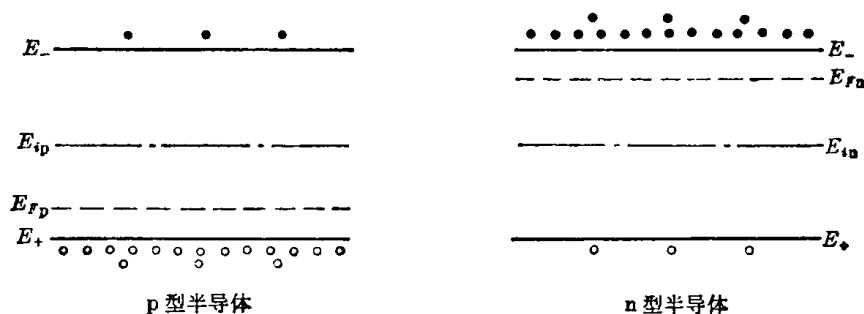


图 1-13 半导体的能带图

pn 结的能带图并不是把图 1-13 中两个能带简单地并在一起。前面说过, 在 pn 结中存在着势垒, 平衡时的势垒高度为 qV_D , 为了反映这一事实, 在画 pn 结的能带图时, p 区的导带底 E_- 就比 n 区的导带底 E_- 高出一段 qV_D , 相应地 p 区的价带顶 E_+ 也要比 n 区的价带顶 E_+ 高出 qV_D , 禁带宽度 E_g 保持一样, 在势垒区的能带是弯曲的, 它的变化和电子的电势能曲线一样, 如图 1-14 所示。

能带图的能量高低也是以电子能量为标准的, 对空穴刚好倒过来。例如 n 区的价带顶比 p 区的价带顶低 qV_D , 对空穴来说则是在 n 区时的能量要比 p 区时来得高。

在图中, 我们还用黑点和小圆圈表示 n 区导带中的电子和 p 区价带中的空穴, 至于 p 区的导带电子和 n 区的价带空穴, 在平衡时是非常少的, 就不画出了。n 区导带电子和 p 区价带空穴虽然很多, 但是因为势垒的阻挡, 所以它们不能往另一方扩散。

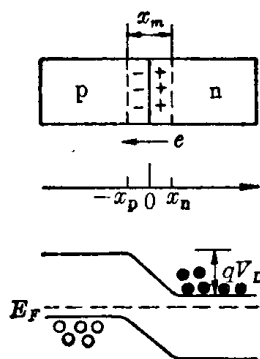


图 1-14 pn 结的能带图

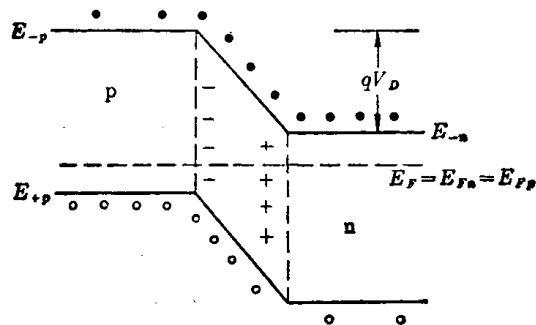


图 1-15 平衡时 pn 结能带图

(2) 费米能级和势垒高度的关系——接触电势差 费米能级是反映半导体中填充能带“水平”高低的标志。如图 1-13, n 型半导体的费米能级 E_{Fn} 在本征费米能级 E_i 之上, p 型

半导体的费米能级 E_{Fp} 在 E_i 之下, 可见, n 型和 p 型半导体的费米能级高低是不相同的。既然费米能级是电子的填充“水平”标志, 当 n 型和 p 型半导体相互接触而达到平衡时, 费米能级 E_F 应处处相等。也就是说 p 型区的能带相对 n 型区能带要上移, 而使费米能级 E_F 拉平(处处相等), 如图 1-15。

p 型区能带上移的原因, 是 pn 结空间电荷区中存在着自建电场的结果, 因为自建电场的方向是 n 区指向 p 区, 这就表明了 p 区的电位比 n 区的电势低, 而能带图是按电子能量的高低画的, 如果取 n 区的电势为零, 那末, p 型区的电势就用 $-V_D$ 表示, 这就是说, 电子在 p 区比在 n 区高出一能量, 这个能量的数值就是 $-q \cdot (-V_D) = qV_D$, 正是这个附加的能量 qV_D 使 p 区的能带相对 n 区的能带往上移, 而费米能级 E_F 处处相等恰好标志着漂移运动和扩散运动相抵消, pn 结处于平衡。

可见, 势垒高度 qV_D 就是相当于把 p 型费米能级拉高一段距离 $E_{Fn} - E_{Fp}$, 使 pn 结平衡时, 费米能级处处相等。所以, 势垒高度就是原来两边费米能级高度之差, 即

$$qV_D = E_{-p} - E_{-n} (\text{或 } E_{+p} - E_{+n}) = E_{Fn} - E_{Fp} \quad (1-1)$$

根据载流子浓度能量分布的统计规律, 在非简并情况下, n 区导带平衡时的电子浓度 n_{n0} 为:

$$n_{n0} = N_- e^{-(E_{-n} - E_F)/kT} \quad (1-2)$$

其中 N_- 是导带底的有效能级密度。p 区平衡时的电子浓度 n_{p0} 为:

$$n_{p0} = N_- e^{-(E_{-p} - E_F)/kT} \quad (1-3a)$$

将(1-2)式和(1-3a)相除得:

$$\frac{n_{n0}}{n_{p0}} = e^{-(E_{-n} - E_F) + (E_{-p} - E_F)/kT} = e^{E_{-p} - E_{-n}/kT} = e^{qV_D/kT} \quad (1-3b)$$

即

$$V_D = \frac{kT}{q} \ln \frac{n_{n0}}{n_{p0}} \quad (1-4a)$$

平衡时多数载流子和少数载流子的乘积是一个常数, 等于本征载流子浓度 n_i 的平方, 即

$$n_{p0} \cdot p_{p0} = n_{n0} \cdot p_{n0} = n_i^2 \quad (1-4b)$$

因此(1-4a)式变为:

$$V_D = \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{n_{n0} \cdot p_{p0}}{n_i^2} \right) \quad (1-5a)$$

一般 pn 结在室温下, 可以近似认为施主和受主已全部电离, 本征激发可以忽略, 因此

$$n_{n0} \approx N_D; \quad p_{p0} \approx N_A \quad (1-5b)$$

N_D 是 n 区施主杂质浓度, N_A 是 p 区受主杂质浓度。因此(1-5a)式又可变化为:

$$V_D = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_D N_A}{n_i^2} \quad (1-6)$$

式中 N_D 、 N_A 分别代表 n 区和 p 区的净杂质浓度; n_i 为半导体的本征载流子浓度; T 为绝对温度; k 为玻耳兹曼常数; q 为电子电量。

从(1-6)式可知, 接触电势差 V_D 的大小由下列三方面因素有关:

① n 区和 p 区的净杂质浓度愈大, 即 n 区和 p 区的电阻率愈低, 接触电势差 V_D 愈大。

② 与半导体材料种类有关, 因为不同的半导体材料其本征载流子浓度 n_i 是不相同的, 可见 n_i 愈小, 接触电势差 V_D 愈大。

③ 与温度有关,工作温度愈高, n_i 愈大,则接触电势差 V_D 愈小。

例如:已知硅pn结, $N_D=10^{16}/\text{厘米}^3$, $N_A=2 \times 10^{18}/\text{厘米}^3$, 室温(300K)时 $kT/q=0.026$ 伏, $n_i=1.5 \times 10^{10}/\text{厘米}^3$,

$$V_D = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_D N_A}{n_i^2} = 0.026 \ln \frac{2 \times 10^{34}}{(1.5)^2 \times 10^{20}} \\ = 0.026 \ln 8.8 \times 10^{13} \approx 0.84 \text{ 伏}$$

对于具有同样杂质的锗pn结,因为室温下的本征载流子浓度 $n_i=2.5 \times 10^{13}/\text{厘米}^3$,因此其接触电势差 $V_D \approx 0.44$ 伏。由此可见,硅pn结的接触电势差约为锗的一倍。

(3) 平衡pn结的载流子浓度分布 平衡pn结的载流子浓度分布、电位分布情况,如图1-16。平衡pn结中,费米能级处处相等,但是本征费米能级 E_i 则随着能带高低而变化,所以,它是位置 x 的函数,可写成 $E_i(x)$ 。

空间电荷区内 x 处的电子浓度为:

$$n(x) = n_i e^{(E_F - E_i(x))/kT} \quad (1-7)$$

空穴浓度为:

$$p(x) = n_i e^{(E_i(x) - E_F)/kT} \quad (1-8)$$

如果令p区电位为零(即以p区作为电位参考点),则空间电荷区中电位 $V(x)$ 为正值,而且越接近n区数值越大。而:

$$E_i(x) = E_{ip} - qV(x) \quad (1-9)$$

这里 E_{ip} 代表p区的本征费米能级。

将(1-9)式代入(1-8)式,得

$$p(x) = n_i e^{(E_{ip} - E_F)/kT} \cdot e^{-qV(x)/kT} = p_{p0} e^{-qV(x)/kT} \quad (1-10)$$

式中 p_{p0} 为p区平衡时的空穴浓度。

由于空间电荷区在靠n区边界 x_n 处,电位等于接触电势差 V_D ,从(1-10)式可得 x_n 处的空穴浓度:

$$p(x_n) = p_{p0} e^{-qV_D/kT} \quad (1-11)$$

上式中的 V_D 用

$$V_D = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_D N_A}{n_i^2}$$

代入,则得:

$$p(x_n) = \frac{n_i^2}{N_D} \approx p_{n0} \quad (1-12)$$

$p(x_n)$ 恰好等于n区平衡少数子浓度。

从(1-10)式可见,平衡pn结空间电荷区内空穴的浓度分布,是按指数规律变化的,从p区的多子浓度 p_{p0} 下降到n区的少数子浓度 p_{n0} ,如图1-16(d)。

用类似的方法,可以求出电子的浓度分布。从(1-7)式和(1-10)式可得:

$$n(x) = n_i e^{(E_F - E_{ip})/kT} \cdot e^{qV(x)/kT} = n_{p0} e^{qV(x)/kT} \quad (1-13)$$

在 x_n 处, $V(x_n) = V_D$,则

$$n(x_n) = n_{p0} e^{qV_D/kT} = n_{n0} \quad (1-14)$$

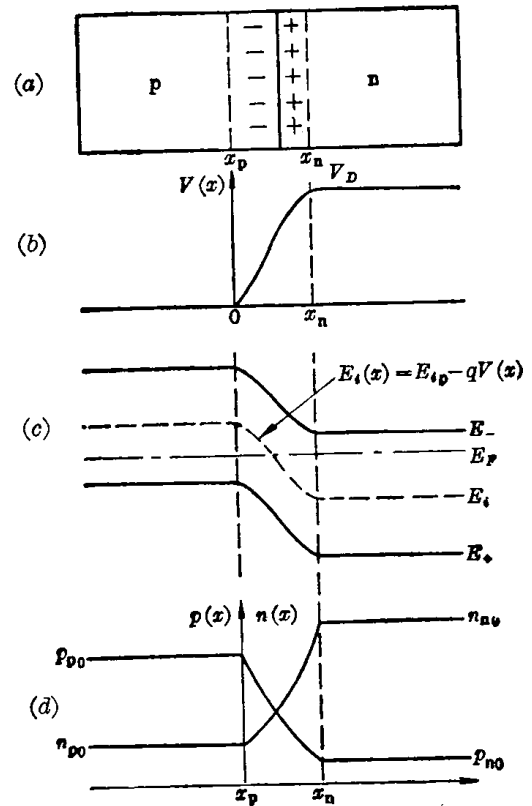


图1-16 平衡pn结电位分布、载流子浓度分布示意图

(a) 空间电荷区; (b) 电位分布;
(c) 能带图; (d) 载流子浓度分布

在 x_p 处, $V(x_p)=0$, 则

$$n(x_p) = n_{p0} = n_{n0} e^{-qV_D/kT} \quad (1-15)$$

从(1-13)式可见, 平衡 pn 结空间电荷区内电子浓度分布也是按指数规律变化的。从 n 区的多子浓度 n_{n0} 下降到 p 区的少子浓度 n_{p0} , 如图 1-16(d)。

但是, 必须指出, 由于空间电荷区中载流子浓度分布是按指数函数的规律变化的, 所以, 其浓度变化是非常显著的, 绝大部分区域载流子浓度远小于电离杂质浓度。具体地讲, 在空间电荷区的 p 区一侧(即负电荷区)的绝大部分区域, 空穴浓度和电子浓度都远小于电离受主浓度, 所以, 负电荷区的负电荷密度近似等于电离受主浓度。同理, 正电荷区的正电荷密度近似等于电离施主浓度。空间电荷区中的上述情况, 如同电子和空穴“耗尽”了一样, 所以, 有时也把空间电荷区叫做耗尽区或耗尽层。

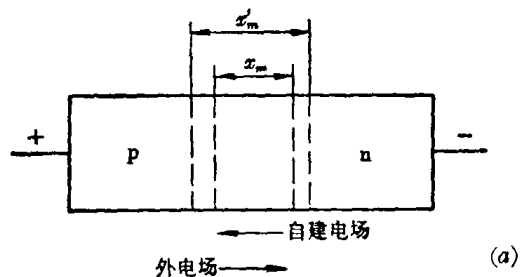
在 pn 结的理论分析中, 常常假设空间电荷区中的正、负空间电荷密度等于施主杂质浓度和受主杂质浓度, 而忽略电子和空穴的影响, 这就是所谓的耗尽层假设或耗尽层近似。

三、pn 结的正向直流特性

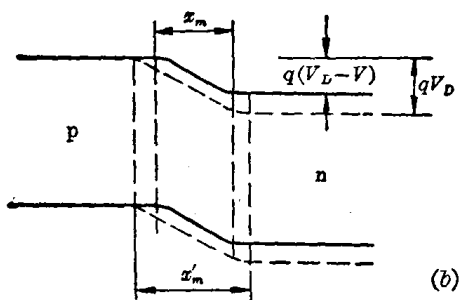
在分析 pn 结正向特性时, 通常作下面两个假设:

- ① 小注入条件, 即注入的非平衡少数载流子浓度远小于平衡时多数载流子浓度;
- ② 势垒区很薄, 忽略非平衡少数载流子在势垒区的复合。

1. pn 结的正向注入效应 在硅 pn 结伏安特性的测量中, 当外加正向电压大约超过 0.6~0.7 伏时, 电流会随电压迅速上升, 而可以达到很大的数值。为什么会发生这种情况



呢? 因为势垒区里面的载流子很少, 是一个高电阻区域, 所以外加电压差不多全部降落在这个势垒区。外加正向电压在势垒区中产生了一个电场, 这个电场方向和 pn 结的自建电场的方向相反, 是从 p 区指向 n 区。由于外加电场的存在, 它削弱了势垒区中总的电场强度, 如图 1-17(a)。由于势垒区中的电场减弱了, 就产生了两个方面影响: 第一, 电场减弱说明了势垒区里面的空间电荷数量要比原来减少些, 所以势垒宽度 x_m' 要减小到 x_m ; 第二, 电场减弱, 说明 p 区和 n 区的电势能的差也减小, 因此势垒高度要降低。假如外加正向电压 V , 那末势垒高度就从 qV_D 变到 $q(V_D - V)$ 。图 1-17(b)中画出了势垒高度和宽度的变化情况。



—— 加正向电压时的能带
 - - - - 平衡时的能带

图 1-17 正向电压作用下势垒的变化

前面说过, pn 结的平衡状态, 是载流子的扩散运动和电场对载流子的漂移作用相抵消的结果。当有了外加正向电压时, 势垒区的电场减弱了, 这就破坏了漂移作用和扩散作用的平衡,

扩散占了优势。于是就要有一部分电子从 n 区跑到 p 区, 一部分空穴从 p 区跑到 n 区。

实际的 pn 结往往是 p 区的杂质浓度比 n 区高得多 (p^+n 结), 或者是 n 区的杂质浓度比 p 区高得多 (n^+p 结)。

以 n^+p 结为例, 加了正向电压后, n 区的电子要扩散到 p 区, 它先是积累在 p 区的边界, 成为 p 区的非平衡载流子, 这也是一种非平衡载流子的注入作用, 称为电注入。注入电子在 p 区边界处的积累使得边界的电子浓度比 p 区的内部来得高。于是积累电子就要向 p 区扩散, 因为它是非平衡载流子, 所以在扩散过程中要同 p 区价带中的空穴复合, 它的浓度随距离增加而不断减少。经过扩散了一段距离 L_n 以后, 就剩下很少了。 L_n 称为电子的扩散长度。它代表非平衡载流子在复合前所平均的扩散距离, 这一段区域称为扩散区。至于 p 区的空穴也要向 n 区扩散, 但因为它比 n 区电子要少得多, 所以不起主要作用, 可以忽略。我们把上述情况用图 1-18 来表示, 图中三角形代表扩散区中积累电子的浓度梯度。

所以在正向电压的情况下, pn 结中发生了载流子的流动。电子从电源的负极流过 n 区, 到达势垒区边界, 就越过势垒区而进入 p 区, 从 p 区边界向内部扩散, 在扩散过程中不断与价带空穴复合。 p 区空穴少掉后, 就要靠外电源的正极不断补充正电荷, 这样电子、空穴连绵不断的流动, 就构成了正向电流, 电流的方向是从 p 区流向 n 区。

正向电流为什么随着电压的增加而迅速上升, 这一点也很容易说明, 因为正向电压愈大, 势垒高度就愈低, 注入到 p 区的电子就愈多, p 区边界上积累电子数目和扩散区中的电子浓度梯度都是随着正向电压的上升而很快增加的, 所以正向电流随电压的上升就非常迅速。

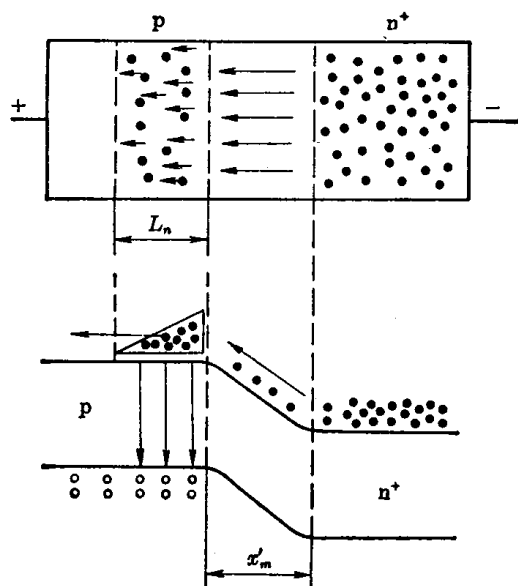


图 1-18 正向电压下电子流动的情况

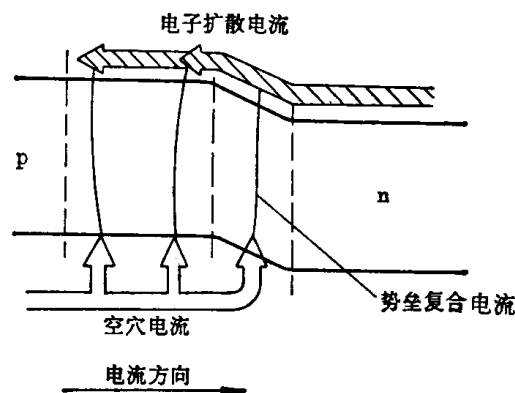


图 1-19 正向电流

上述分析过程中, 还忽略了一个因素, 就是电子从 n 区扩散到 p 区时越过势垒区, 在势垒区里也要复合掉一部分, 这也构成了一部分正向电流, 叫做势垒复合电流。前面讲的正向电流叫做扩散电流, 这两种电流如图 1-19。

在一般情况下, 因为势垒区很窄, 它的宽度 x_m 比电子扩散长度 L_n 小得多, 所以在势垒区中复合所占的比例很小。势垒复合电流不是主要的。但是, 在外加电压很小的情况下, 理论分析证明势垒区的复合作用相对于扩散区的复合更为显著, 所以复合电流就占主要的了。在图 1-20 中画出了上面这两种情况, 用箭头的粗细来表示电子流的大小, 这里空穴电流没有画出。

对 p^+n 结分析的方法和结果同 n^+p 结是相似的。