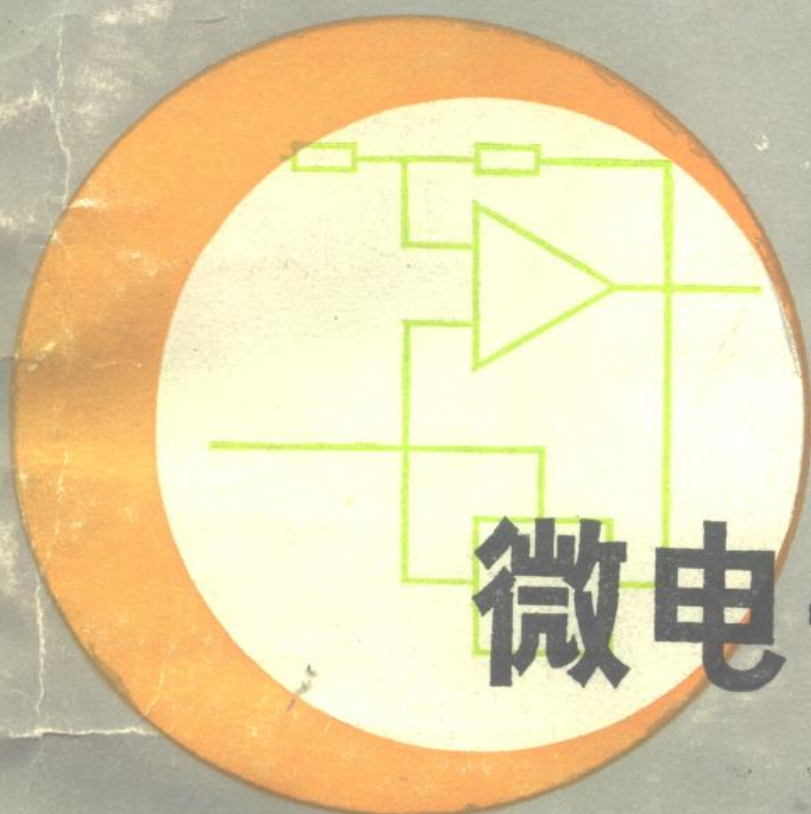


王子仪 编著



微电子电路

江苏科学技术出版社

微 电 子 电 路

王 子 仪 编著

江 苏 科 学 技 术 出 版 社

内 容 简 介

本书详细分析微型化和集成化电子电路的性能,系统阐述微电子电路的一些基本理论和设计方法。

全书共分三篇。第一篇:晶体管原理及电路模型。第二篇:模拟电路。第三篇:数字电路。本书内容精要,概念清晰,附有一定数量的例题与实例。

本书可供高等院校电子类各专业师生阅读,亦可供科研单位、工厂有关科技人员参考。

微 电 子 电 路

王子仪 编著

出版:江苏科学技术出版社

发行:江苏省新华书店

印刷:江苏新华印刷厂

开本 787×1092 毫米 1/16 印张 30.25 插页 2 字数 744,000

1985 年 4 月第 1 版 1985 年 4 月第 1 次印刷

印数 1—5,480 册

书号 14196·065 定价 5.80 元

责任编辑 许顺生

前 言

本书系统地阐述微型化和集成化电子电路的一些基本理论及其分析和设计。

书中第一篇讲述晶体管原理和电路模型。考虑到这部分内容对于分析和设计微电子电路的重要性,因此用了四章的篇幅。对双极型晶体管和场效应晶体管,都从电路模型的角度,较详细地阐明了它们的工作原理与特性,原原本本地导出了晶体管的伏安方程、静态模型、增量模型与动态模型。

第二篇讲模拟电路,共五章。在这一篇内,适量地借助于网络理论,对所讨论的电路作一些定性分析、定量计算与设计。第五章讲述单管放大级。第六章分析微电子电路中常用的两管放大电路。第七章主要讨论四种基本反馈电路拓扑,利用双端口网络模型及参数,导出各种反馈放大器的转移函数和输入、输出阻抗(或导纳)的方程式,阐明反馈放大电路的计算方法。第八章讨论反馈放大器的频率响应及稳定性,分别用根轨迹法以及基于正弦稳态响应,介绍多极点反馈放大器的设计。第九章讨论运算放大器,分析理想和非理想运算放大器的闭环增益与阻抗,例示典型应用,并介绍单片电路的设计技术,这些技术对于其他类型的模拟集成电路设计,也常常是有用的。

第三篇讲述数字电路,着重于逻辑设计,对多种双极型和 MOS 型通用数字电路进行逻辑分析和设计。这一篇共七章。第十章阐述逻辑设计的数学基础。第十一章阐述组合逻辑电路的分析与设计。第十二章分析双极型门电路。第十三章分析单沟道 MOS 和互补 MOS 反相器和门电路。第十四章讨论静态触发器、动态触发器和准静态触发器的逻辑设计。第十五章讨论行波计数器、同步计数器和扭环形计数器的逻辑设计。第十六章讨论各种常用译码器的逻辑设计。

本书承蒙南京工学院吴伯修教授审阅,特此致谢。限于作者水平,书中难免疏漏之处,望读者指正。

王 子 仪

1983 年 1 月于南京工学院

目 录

第一篇 晶体管原理及电路模型

第一章 PN 结	1
第一节 引言	1
第二节 平衡状况下的 PN 结	1
第三节 偏置电压作用于 PN 结	5
第四节 温度对 PN 结电流电压的影响	13
第五节 增量电导和增量电容	14
第六节 PN 结开关特性	18
第七节 PN 结击穿	20
第二章 双极型晶体管	22
第一节 引言	22
第二节 有源区静态特性	24
第三节 有源区动态模型	31
第四节 增量模型	37
第五节 EM 静态模型	56
第六节 动态模型	61
第三章 金属-氧化物-半导体场效应晶体管	71
第一节 引言	71
第二节 静态伏安特性曲线及方程	74
第三节 增量模型	79
第四章 结型场效应晶体管	87
第一节 概述	87
第二节 静态伏安方程与增量电路模型	90

第二篇 模 拟 电 路

第五章 单管放大级	95
第一节 工作点与工作路	
第二节 增益与阻抗	
第三节 转移函数的极点零点与波德图	
第四节 单管放大级低频响应	

第五节 单管放大级高频响应	141
第六章 两管放大电路	160
第一节 共射-共射电路	160
第二节 共射-共基电路	162
第三节 共集-共基电路	166
第四节 场效应管和双极型管组合电路	172
第五节 差分放大电路	174
第七章 反馈	188
第一节 概述	188
第二节 电压并联反馈放大电路	197
第三节 电流串联反馈放大电路	203
第四节 电压串联反馈放大电路	209
第五节 电流并联反馈放大电路	215
第八章 反馈放大器的频率响应及稳定性	221
第一节 单极点放大器	221
第二节 两极点放大器	223
第三节 根轨迹作图法则	229
第四节 多极点反馈放大器设计——用根轨迹法	236
第五节 多极点反馈放大器设计——基于正弦稳态响应	239
第九章 运算放大器	244
第一节 闭环增益与阻抗	245
第二节 典型应用示例	251
第三节 恒流源	260
第四节 输入级	266
第五节 输出级	275

第三篇 数 字 电 路

第十章 逻辑代数	281
第一节 逻辑运算	281
第二节 逻辑代数的公式	283
第三节 逻辑函数的公式法简化	288
第四节 最小项和最大项	291
第五节 卡诺(Karnaugh)图简化逻辑函数	297
第六节 奎尼-麦克洛斯基(Quine-McCluskey)法	308
第十一章 组合逻辑电路的分析与设计	311
第一节 逻辑门	311

第二节	组合逻辑电路的分析	315
第三节	全“与非”逻辑设计	317
第四节	全“或非”逻辑设计	323
第五节	“与或非”逻辑设计	328
第六节	多输出网络的逻辑设计	329
第十二章	双极型门电路	337
第一节	从 DTL 到 TTL	337
第二节	典型 TTL “与非”门电路分析	343
第三节	高速 TTL “与非”门电路	350
第四节	ECL 门电路	357
第十三章	MOS 反相器及门电路	374
第一节	MOS 反相器	374
第二节	饱和负载 MOS 反相器性能分析	379
第三节	MOS 门电路	385
第四节	CMOS 反相器	393
第五节	CMOS 传输门	399
第六节	CMOS 门电路	400
第十四章	触发器	405
第一节	触发器的基本形式	405
第二节	触发器的类型与逻辑特性	410
第三节	维持-阻塞触发器	415
第四节	主-从触发器	424
第五节	触发器的变换	429
第六节	动态触发器	432
第七节	准静态触发器	433
第十五章	计数器	439
第一节	行波计数器	439
第二节	同步计数器	446
第三节	环形计数器和扭环形计数器	460
第十六章	译码器	464
第一节	二进制码的译码器	464
第二节	二-十进制码的译码器	466
第三节	扭环形计数器的译码器	470
第四节	笔划译码器	472

第一篇

晶体管原理及电路模型

第一章 PN结

第一节 引言

在半导体内，如杂质浓度的改变是从受主占优势变为施主占优势，而其间的过渡区充分薄，则此结构被称为 PN 结。

大多数晶体管有一个或多个 PN 结。

图 1-1 是 PN 结的示意图，其中 p 代表空穴浓度， n 代表电子浓度。

PN 结的杂质分布取决于它的制造工艺。

突变 PN 结是这样一种理想的 PN 结，其中受主杂质浓度分布改变到施主杂质浓度分布是突变的，过渡区的厚度可忽略。见图 1-2。此图纵座标为净杂质浓度。P 区的受主浓度用 N_A 表示，N 区的施主浓度用 N_D 表示。

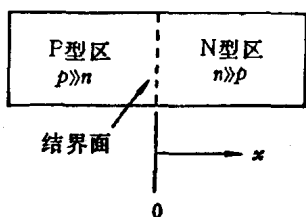


图 1-1 PN 结示意图

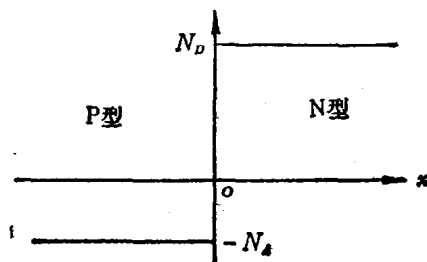


图 1-2 突变结杂质分布

如果 PN 结的杂质分布从 P 型转变为 N 型是逐渐变化的，则称为缓变结。

为了突出 PN 结的主要特性，而不介入一些非主要的及复杂的细节，我们从突变结着手研究。

我们还假设 P 区及 N 区的交界为一平面，在与此界面相平行的平面上，载流子均匀分布，各点电流相同，电流方向都垂直于此界面。这种一维模型适用于多数 PN 结。

第二节 平衡状况下的 PN 结

当 PN 结处于均匀温度下，并且没有外界的扰乱，亦即没有诸如光照或外电压作用到它，

则称此 PN 结是处于平衡状况。

在平衡状况下,半导体内任一点的空穴电流与电子电流各自为零。

一、载流子浓度

载流子浓度变化示于图 1-3, 图的纵坐标为对数尺度。

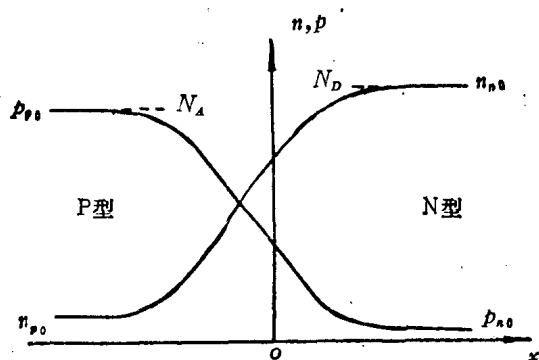


图 1-3 载流子浓度

离开 PN 结界面相当远处, P 区与 N 区内载流子浓度都不变化, 其值仅决定于杂质浓度和温度。在 P 区内, 平衡空穴浓度 p_{p0} 远大于平衡电子浓度 n_{p0} (下标 p 指 P 区, 0 指平衡状况), 一般 N_A 远大于本征载流子浓度 $n_i(T)$, $N_A \gg n_i$, 则 $p_{p0} \approx N_A$, $n_{p0} \approx n_i^2(T)/N_A$ 。在 N 区内, 平衡电子浓度 n_{n0} 远大于平衡空穴浓度 p_{n0} , 对于 $N_D \gg n_i$, 则 $n_{n0} \approx N_D$, $p_{n0} \approx n_i^2(T)/N_D$ 。

在 PN 结界面附近, 显然两种载流子的浓度必然呈现剧烈的改变, 空穴及电子都存在着很大的浓度梯度。由于这个大的浓度梯度, 空穴倾向于扩散, 跨过结从 P 区到 N 区, 电子则有向相反方向扩散的倾向。

二、电场与空间电荷

在平衡状况下, 空穴电流及电子电流各自为零。因而, PN 结界面附近必然存在有电场, 它阻止空穴及电子的扩散。电场的方向是从 N 区指向 P 区, 其大小正好与扩散倾向相平衡。

电场的来源可以这样想象: 如果没有电场, 由于大的浓度梯度, 空穴及电子就要扩散, 跨越过结。无论是 P 型半导体还是 N 型半导体, 原来都是电中性的。一旦空穴从 P 区越过界面进入 N 区, 一方面, 在 P 区内留下带有负电荷的受主离子; 另一方面, 这些空穴立即处于大量电子的区域, 迅速与 N 区内电子复合而消失, 使得 N 区内留下带有正电荷的施主离子。因此, 空穴从 P 区扩散入 N 区的结果, 使得 N 区带正电荷, P 区带等量的负电荷, 在界面两侧形成电荷的偶极子层, 从而建立电场与电位差。这个电场称为内建电场。它的方向是从 N 区指向 P 区, 阻止空穴进一步扩散, 终于达到一个稳定的平衡状态。以上是讨论空穴, 对电子来说情况相似。一旦电子从 N 区进入 P 区, 其结果也是使得 N 区带正电荷, P 区带负电荷, 在界面两侧形成电荷的偶极子层, 从而建立电场与电位差。

因此, 载流子从它们是多子一边跨过界面进入它们是少子的另一边的扩散运动, 是一个自我限制过程。因为界面处存在有电场, 阻止载流子的继续扩散, 而这一电场正是由于载流子扩散过界面的直接结果。电场随着载流子扩散过界面而增大, 直至增大到正好与载流子的扩散倾向相平衡。

空间电荷与电场的分布示于图 1-4, 其中 (a) 图是将图 1-3 的对数纵坐标改画为线性尺标而得。可见介于 $-l_p$ 和 l_n 所指两个平面的大部分区域内, 空穴浓度及电子浓度两者都比杂质浓度小得多, 在此区域内有空间电荷密度 ρ 。在 P 区部分, ρ 值近似为 $-qN_A$; 在 N 区部分, ρ 值近似为 qN_D 。 q 是电子电荷量 ($q = 1.60 \times 10^{-19} \text{C}$)。图中 ρ 逐渐变化到零的部分, 是由于有载流子分布。具有显著空间电荷的区域通常称为空间电荷区。两旁边的区域几乎没有电荷称为中性

区。在中性区内电场为零,载流子浓度为定值,静电位恒定不变。PN 结的空间电荷分布为一偶极子层, P 型一侧的负电荷量等于 N 型一侧的正电荷量。电场起源于 N 型一侧的正电荷,终端到 P 型一侧的负电荷,故图中电场为负值。

电场与载流子浓度梯度之间的关系式,可根据平衡状况下空穴电流密度 J_h 及电子电流密度 J_e 各自为零而导出。对于空穴和电子,都各自存在着这一平衡:即内建电场产生的漂移电流与浓度梯度造成的扩散电流等值而反向。

$$\begin{aligned} J_h/q &= \mu_h p_0 \mathcal{E} - D_h \frac{dp_0}{dx} = 0 \\ J_e/q &= \mu_e n_0 \mathcal{E} + D_e \frac{dn_0}{dx} = 0 \end{aligned} \quad (1-1)$$

式中, μ_h, μ_e 分别为空穴和电子的迁移率; D_h 和 D_e 分别为空穴和电子的扩散系数。下标 0 指平衡状况。 $q\mu_h p_0 \mathcal{E}$ 与 $-qD_h dp_0/dx$ 分别是空穴的漂移电流密度与扩散电流密度; $q\mu_e n_0 \mathcal{E}$ 与 $qD_e dn_0/dx$ 分别是电子的漂移电流密度与扩散电流密度。

利用爱因斯坦关系 $D_h/\mu_h = D_e/\mu_e = kT/q$, 这里 k 为波尔兹曼常数, T 为绝对温度。代入上式,解出电场,得

$$\begin{aligned} \mathcal{E} &= \frac{kT}{q} \frac{1}{p_0} \frac{dp_0}{dx} \\ \text{及} \quad \mathcal{E} &= -\frac{kT}{q} \frac{1}{n_0} \frac{dn_0}{dx} \end{aligned} \quad (1-2)$$

电场与空间电荷之间的关系由高斯定律决定。

三、电位差与势垒

电位分布示于图 1-4(d)。N 区的电位 ψ_{n0} 正于 P 区的电位 ψ_{p0} , 它们的差 $\psi_0 = \psi_{n0} - \psi_{p0}$ 称为 PN 结的内建电位差, 亦称为 PN 结的接触电位。

将电位 ψ 与电场 $\mathcal{E}$ 的关系式

$$\mathcal{E} = -\frac{d\psi}{dx}$$

代入式(1-2), 得

$$d\psi = -\frac{kT}{q} \frac{dp_0}{p_0}$$

及

$$d\psi = \frac{kT}{q} \frac{dn_0}{n_0} \quad (1-3)$$

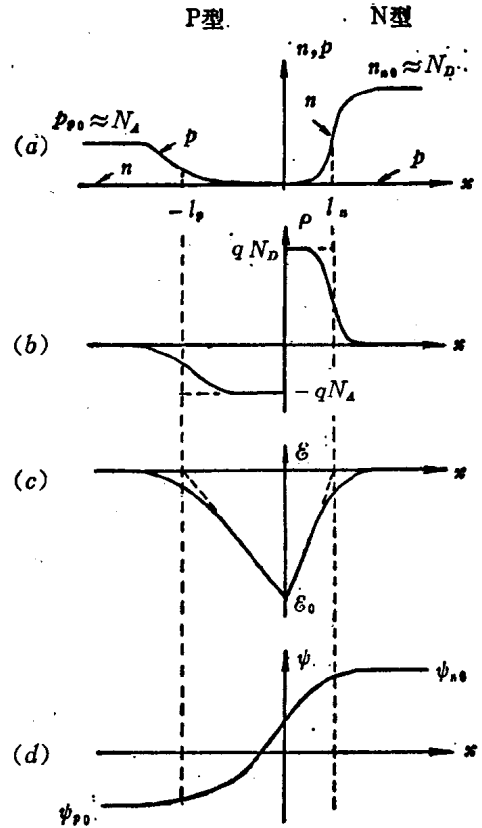


图 1-4

(a) 载流子浓度; (b) 空间电荷;
(c) 电场; (d) 静电位

积分得

$$\psi = -\frac{kT}{q} \ln \frac{p_0}{p_0} \quad (1-4)$$

及

$$\psi = -\frac{kT}{q} \ln \frac{n_0}{n_0}$$

式中 p_0 与 n_0 为积分常数, 它们取决于静电位 ψ 参考电平的选定. 定义在本征材料中的电位为零是方便的, 即选定当 $p_0 = n_0 = n_i$ 时, $\psi = 0$. 这要求

$$p_0 = n_0 = n_i \quad (1-5)$$

从而式(1-4)可写为

$$\psi = -\frac{kT}{q} \ln \frac{p_0}{n_i} \quad (1-6)$$

及

$$\psi = -\frac{kT}{q} \ln \frac{n_0}{n_i}$$

式(1-6)给出任一点的平衡静电位与该点载流子浓度的关系。

由此可得

$$\psi_{n_0} = \frac{kT}{q} \ln \frac{n_{n_0}}{n_i} = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_D}{n_i} \quad (1-7)$$

$$\psi_{p_0} = -\frac{kT}{q} \ln \frac{p_{p_0}}{n_i} = -\frac{kT}{q} \ln \frac{N_A}{n_i}$$

$$\psi_0 = \psi_{n_0} - \psi_{p_0} = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_A N_D}{n_i^2} \quad (1-8)$$

此式表明, 内建电位差 ψ_0 的值决定于本征载流子浓度 n_i 、P 区和 N 区的杂质浓度以及温度. 对于硅 PN 结, ψ_0 的典型值约为 0.8V 左右。

P 区和 N 区的电位不同, 载流子的电势能亦不相同. PN 结的平衡状况也可从能量的概念来说明. 我们这里只讨论空穴, 对电子来说情况类似. N 区的全部少子空穴, 由于具有较高的势能, 很容易流下进入势能较低的 P 区. 另一方面, P 区的多子空穴要进入 N 区必须越过一个电势能的壁垒. 这个电势能的壁垒简称势垒. 由于热能的存在造成晶格振动, 从而使载流子具有动能. P 区的多子空穴, 仅仅其中很小一部分具有足够的动能可以越过势垒, 并在此过程中变换它们的动能为势能. 势垒越高, 具有足够能量可越过势垒的空穴百分数愈小. 在平衡状况下, ψ_0 的值正好使得具有足够动能越过势垒的 P 区空穴浓度与 N 区的少子空穴浓度相等, 因而没有净的空穴越过界面。

空间电荷区存在着势垒, 所以也常称为势垒区。

四、空间电荷区近似耗尽的分析

在图 1-4 中, 如果电荷密度 ρ 分布的缓变部分比其平坦部分 ($\rho = -qN_A$ 及 $\rho = qN_D$) 薄得多, 则可忽略空间电荷区内载流子的存在, 认为空间电荷分布为矩形, 对应的电场分布为三角形, 如图中虚线所示. 这一模型称为耗尽近似, 它假设了整个空间电荷区的载流子都已耗尽. 既然电荷密度 $\rho(x)$ 为已知的矩形分布, 内建电场及电位差就很容易求出。

$$\mathcal{E}_0 = -\frac{q}{\epsilon} N_A l_p \quad (1-9)$$

$$\psi_0 = -\frac{1}{2}\mathcal{E}_0(l_p + l_n) \quad (1-10)$$

且 $N_A l_p = N_D l_n$ (1-11)

式中 ε 为半导体介电常数。式(1-11)表明, 空间电荷区在 P 区和 N 区的宽度与杂质浓度成反比。联解上列方程, 可得 l_p , l_n 及电场峰值 $\mathcal{E}_0$ 如下:

$$l = l_p + l_n = \left[\frac{2\varepsilon}{q} \psi_0 \left(\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D} \right) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (1-12)$$

$$\mathcal{E}_0 = - \left[\frac{2q}{\varepsilon} \psi_0 \left(\frac{1}{1/N_A + 1/N_D} \right) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (1-13)$$

$$l_p = l \frac{N_D}{N_A + N_D} \quad l_n = l \frac{N_A}{N_A + N_D} \quad (1-14)$$

这些量都依赖于杂质浓度值。

第三节 偏置电压作用于 PN 结

一、概述

设外加电压如图 1-5, 这种极性接法称为正向偏置。电子自电源 V_F 负极流入 N 区, 自 P 区端头处流到 V_F 正极。在 P 区和 N 区内, 由于这种流动增加的多子, 中和掉空间电荷区内若干杂质离子的电荷。结果, 空间电荷区宽度缩短, 其间的电荷减少, 电场减弱, 电位差降低。

电位差从原来平衡值 ψ_0 降低到 $\psi_0 - V_F$, 即降低数为 V_F , 如图中所指明。这里假设了电流通过时, P 区、N 区和外部欧姆接触的压降可以忽略, 并且假设中性区的压降远小于外加电压 V_F , 这样 V_F 就全部落到空间电荷区上。此区域载流子几乎耗尽, 可认为是高阻区。

电位差降低也就是势垒高度降低。在此情况下, 具有足够动能可以越过势垒的多子百分数就增加。P 区内有较多的空穴越过势垒进入 N 区, N 区内有较多的电子越过势垒进入 P 区。这一过程叫做少数注入。它破坏了原来的平衡条件, 因而 PN 结有净电流, 方向是从 P 区通过界面进入 N 区。

外加正向电压愈大, 势垒高度降低愈多。于是 P 区内有更多的空穴注入 N 区, N 区内有更多的电子注入 P 区, 所以正向电流也愈大。

PN 结净电流的出现也是扩散和漂移失去平衡的结果。在平衡状况下, 内建电场产生的漂移电流与浓度梯度造成的扩散电流等值而反向。正向偏压作用于 PN 结后, 内建电场减弱, 扩散电流大于漂移电流, 表现为 P 区一部分空穴进入 N 区, N 区一部分电子进入 P 区, 形成 PN 结正向电流。

如果外加电压 V_R 正极接到 N 区, 负极接到 P 区, 这种极性接法称为反向偏置, 见图 1-6。

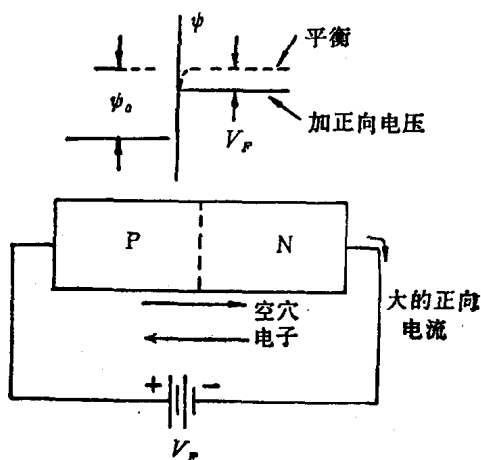


图 1-5 正向偏置

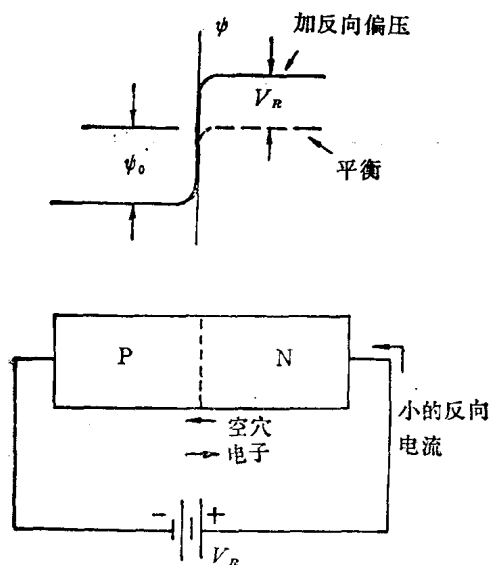


图 1-6 反向偏置

电场增强,此时漂移电流大于扩散电流,表现为 P 区的电子被拉到 N 区, N 区的空穴被拉到 P 区,形成上述反向电流。

根据以上概述,可知 PN 结的伏安特性必然具有图 1-7 所示形状。

二、空间电荷区边沿的载流子浓度

PN 结加正向电压后, N 区内有空穴注入, P 区内有电子注入。注入的空穴在空间电荷区边沿积累,使得此处的空穴浓度比 N 区内部高,因而向体内扩散。在扩散过程中和多子电子复合,它的浓度随扩散距离逐渐减小,经过一段距离后,空穴浓度衰减到平衡值 p_{n0} 。如此不断注入,不断扩散复合,形成一个稳定的浓度分布,示于图 1-8。注入 P 区的电子情况也相似,在空间电荷区边沿积累,并向体内扩散,边扩散边复合,直至平衡值 n_{p0} 。

如外加负偏压,由于空穴从 N 区抽出到 P 区,电子从 P 区抽出到 N 区,故空间电荷区边沿的少数浓度低于其平衡值。在中性区内,少数向空间电荷区流动以供应少子的抽出。中性区的

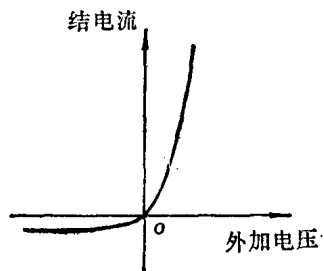


图 1-7 PN 结伏安特性

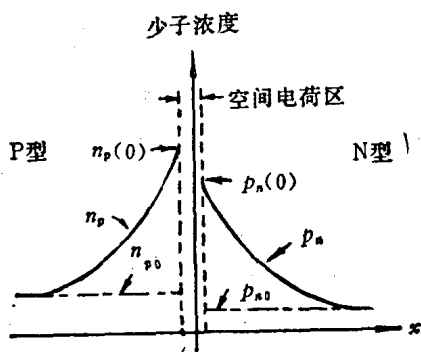


图 1-8 正向偏置下少数浓度分布

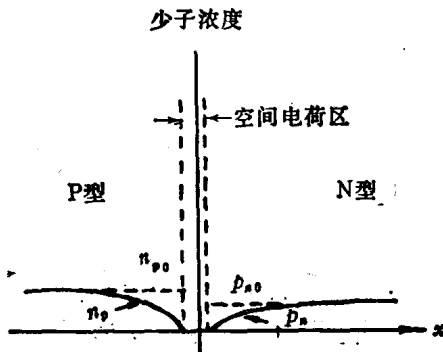


图 1-9 反向偏置下的少数浓度分布

少子是由热激发而产生。如此不断抽出,不断产生,形成一个稳定的浓度分布,示于图 1-9。

在这一小节内,我们导出空间电荷区边沿的少子浓度与作用到 PN 结电压 V 的关系。中性区内少子的分布方程将在下一小节导出。

偏置电压作用于 PN 结后,破坏了漂移电流与扩散电流的平衡,PN 结有净电流。此净电流受到中性区流动过程的限制,它的值比起上述漂移电流或扩散电流都小得多,可以认为空间电荷区的平衡状态没有出现严重破坏,这样平衡条件式(1-1)近似有效,只须意识到现在的势垒高度为 $\psi_0 - V$,而不是 ψ_0 。

在平衡状况下,改写方程(1-6)为

$$\begin{aligned} p_0 &= n_i e^{-q\psi/kT} \\ n_0 &= n_i e^{q\psi/kT} \end{aligned} \quad (1-15)$$

因而,

$$p_{n0} = n_i e^{-q\psi_{n0}/kT}, \quad p_{p0} = n_i e^{-q\psi_{p0}/kT}$$

同样可得

$$\begin{aligned} \frac{p_{n0}}{p_{p0}} &= e^{-q\psi_0/kT} \\ \frac{n_{p0}}{n_{n0}} &= e^{-q\psi_0/kT} \end{aligned} \quad (1-16)$$

外加电压 V 后,若令空间电荷区 N 型边沿的空穴浓度为 $p_n(0)$, 电子浓度为 $n_n(0)$, P 型边沿的空穴浓度为 $p_p(0)$, 电子浓度为 $n_p(0)$, 则可将式(1-16)中的 p_{n0} 、 n_{n0} 、 p_{p0} 及 n_{p0} 分别用 $p_n(0)$ 、 $n_n(0)$ 、 $p_p(0)$ 及 $n_p(0)$ 代换, ψ_0 用 $\psi_0 - V$ 代换,得

$$\frac{p_n(0)}{p_p(0)} = e^{-q(\psi_0 - V)/kT} \quad (1-17)$$

及

$$\frac{n_p(0)}{n_n(0)} = e^{-q(\psi_0 - V)/kT}$$

应用式(1-16),代入上式消去 ψ_0 , 则得

$$\begin{aligned} \frac{p_n(0)}{p_p(0)} &= \frac{p_{n0}}{p_{p0}} e^{qV/kT} \\ \frac{n_p(0)}{n_n(0)} &= \frac{n_{p0}}{n_{n0}} e^{qV/kT} \end{aligned} \quad (1-18)$$

无论是 P 区或 N 区,少子注入后,多子浓度的改变等于对应少子浓度的改变,以保持电中性。即有 $n_n - n_{n0} = p_n - p_{n0}$, $p_p - p_{p0} = n_p - n_{p0}$ 。如注入的非平衡少子浓度足够小于平衡多子浓度,即 $p_n - p_{n0} \ll n_{n0}$, $n_p - n_{p0} \ll p_{p0}$, 称为低电平注入。在此条件下,多子浓度几乎不受偏置电压的影响。于是有 $p_p(0) \approx p_{p0}$, $n_n(0) \approx n_{n0}$ 。代入式(1-18),得到空间电荷区边沿少子浓度的表示式如下:

$$\begin{aligned} p_n(0) &= p_{n0} e^{qV/kT} \\ n_p(0) &= n_{p0} e^{qV/kT} \end{aligned} \quad (1-19)$$

非平衡少子浓度为

$$\begin{aligned} p'_n(0) &= p_n(0) - p_{n0} = p_{n0}(e^{qV/kT} - 1) \\ n'_p(0) &= n_p(0) - n_{p0} = n_{p0}(e^{qV/kT} - 1) \end{aligned} \quad (1-20)$$

三、中性区少子的分布

在直流或静态条件下, 非平衡空穴分布必须满足下列扩散方程:

$$D_h \frac{d^2 p'_h}{dx^2} = \frac{p'_h}{\tau_h} \quad (1-21)$$

式中 τ_h 为空穴寿命, x 的坐标定为在空间电荷区 N 型边沿处 $x=0$, N 型中性区内 $x>0$.

这一线性微分方程的通解是

$$p'_h(x) = c_1 e^{-x/L_h} + c_2 e^{+x/L_h} \quad (1-22)$$

c_1 和 c_2 为积分常数, 其值由边界条件决定, L_h 是空穴的扩散长度, 定义为

$$L_h = \sqrt{D_h \tau_h} \quad (1-23)$$

由式(1-20), 已知

$$p'_h(0) = p_{n0} (e^{qV/kT} - 1)$$

此外, 远离边沿处的 N 区内, 空穴浓度衰减到其平衡值.

$$\lim_{x \rightarrow \infty} p'_h(x) = 0$$

将此两边界条件代入式(1-22), 求得 $c_2 = 0$, 及

$$c_1 = p'_h(0) = p_{n0} (e^{qV/kT} - 1)$$

代入式(1-22), 得

$$p'_h(x) = p'_h(0) e^{-x/L_h} = p_{n0} (e^{qV/kT} - 1) e^{-x/L_h} \quad (1-24)$$

可见随着与空间电荷区距离的增加, N 区内非平衡空穴浓度指数式衰减. 当 $x = L_h$ 时, $p'_h(x)$ 衰减到边沿值的 $1/e$.

同法可求出 P 区中非平衡电子浓度的分布式如下:

$$n'_p(x) = n'_p(0) e^{-x/L_e} = n_{p0} (e^{qV/kT} - 1) e^{-x/L_e} \quad (1-25)$$

注意, 在式(1-25)中, x 的坐标指定在空间电荷区 P 型边沿处为 $x=0$, P 型中性区内 $x>0$. L_e 是电子的扩散长度, 其定义为

$$L_e = \sqrt{D_e \tau_e} \quad (1-26)$$

τ_e 为电子寿命.

四、中性区的非平衡少子电荷存储

图 1-8 和图 1-9 给出的是中性区内非平衡少子浓度分布, 它也表示了在此区域内有非平衡少子电荷存储. 这一电荷存储是偏置电压作用的结果. 现在来求存储电荷与偏置电压的关系.

令 q'_h 代表存储于 N 区内的非平衡空穴电荷, q'_e 代表存储于 P 区内的非平衡电子电荷大小, 见图 1-10, 则

$$\begin{aligned} q'_h &= q \int_0^\infty p'_h(x) A dx \\ q'_e &= q \int_0^\infty n'_p(x) A dx \end{aligned} \quad (1-27)$$

式中 A 为 PN 结的截面积. 将式(1-24)的 $p'_h(x)$ 表示式及式(1-25) $n'_p(x)$ 表示式代入式

(1-27), 并积分, 得

$$\begin{aligned} q'_h &= qAL_h p'_h(0) \\ q'_e &= qAL_e n'_e(0) \end{aligned} \quad (1-28)$$

由此可见, 存储于N区的非平衡空穴电荷 q'_h 与空间电荷区边沿的非平衡空穴浓度 $p'_h(0)$ 成正比, 存储于P区的非平衡电子电荷 q'_e 与空间电荷区边沿的非平衡电子浓度 $n'_e(0)$ 成正比。

式(1-28)亦可写成

$$\begin{aligned} q'_h &= qAL_h p_{h0}(e^{qV/kT} - 1) = Q_{h0}(e^{qV/kT} - 1) \\ q'_e &= qAL_e n_{e0}(e^{qV/kT} - 1) = Q_{e0}(e^{qV/kT} - 1) \end{aligned} \quad (1-29)$$

式中

$$\begin{aligned} Q_{h0} &= qAL_h p_{h0} \\ Q_{e0} &= qAL_e n_{e0} \end{aligned}$$

上式给出非平衡少数电荷存储与偏置电压的关系。

当反向偏置电压超过 0.1V 时, 空间电荷区边沿的少数浓度实际为零。反向偏压进一步增加, 载流子分布不变。此时, $e^{qV/kT} \ll 1$, $q'_h = -Q_{h0}$, $q'_e = -Q_{e0}$, 其值与图 1-10(b) 所示面积成正比。

五、伏安方程

半导体内少数浓度等于热平衡值处, 复合率等于热激发的产生率。正向偏压作用于 PN 结时, 中性区内接近空间电荷区边沿的地方, 少数浓度超过热平衡值, 此处复合率超过产生率。当非平衡少子的净复合率与它们被注入此区域的速率两者相等时, 存在一个稳定的平衡状态。反向偏压作用于 PN 结时, 中性区内接近空间电荷区边沿的地方, 少数浓度低于热平衡值, 此处产生率超过复合率。当非平衡少子的净产生率同它们被抽出此区域的速率两者相等时, 存在一个稳定的平衡状态。基于上述概念, 可以直接写出通过 PN 结的空穴电流 I_h 与电子电流 I_e , 分别为

$$\begin{aligned} I_h &= q'_h / \tau_h \\ I_e &= q'_e / \tau_e \end{aligned} \quad (1-30)$$

PN 结总电流 I 为空穴电流与电子电流之和

$$I = I_h + I_e = \frac{q'_h}{\tau_h} + \frac{q'_e}{\tau_e} \quad (1-31)$$

式(1-29)代入式(1-31), 得

$$I = \left(\frac{Q_{h0}}{\tau_h} + \frac{Q_{e0}}{\tau_e} \right) (e^{qV/kT} - 1) = I_s (e^{qV/kT} - 1) \quad (1-32)$$

式中

$$I_s = \frac{Q_{h0}}{\tau_h} + \frac{Q_{e0}}{\tau_e} = Aq \left(\frac{p_{h0} L_h}{\tau_h} + \frac{n_{e0} L_e}{\tau_e} \right) \quad (1-33)$$

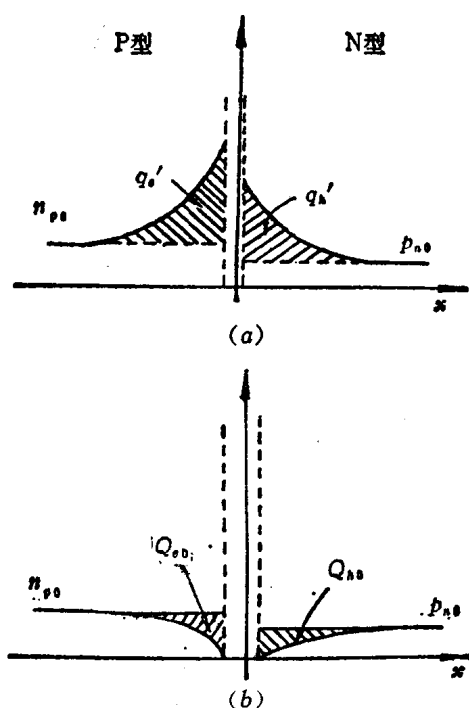


图 1-10 少数浓度分布与电荷存储
(a) 正向偏置, (b) 反向偏置

对于正向偏置, $V > 0$, PN 结电流强烈地依赖电压. 当 $V > (3 \sim 4)kT/q$ 时, $e^{qV/kT} \gg 1$, 式(1-32)中括号内 -1 可略去, PN 结电流随外加电压按指数规律增大. 对于反向偏置, $V < 0$, 当 $|V| < (3 \sim 4)kT/q$ 时, $e^{qV/kT} \ll 1$, 式(1-32)括号中指数项可略去, PN 结电流 $I = -I_s$. I_s 称为反向饱和电流, $-I_s$ 称为饱和电流. “饱和”意指电流趋近一个定值, 不随外加电压变化.

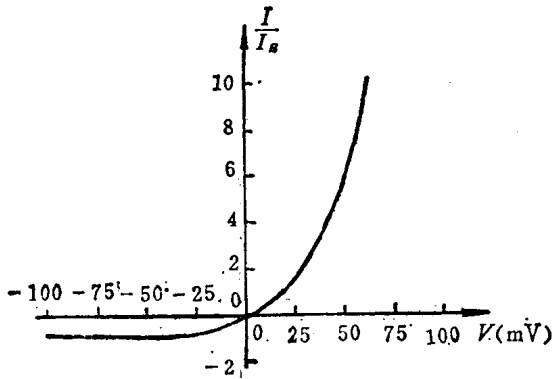


图1-11 PN 结伏安特性, $V = 0$ 附近

图 1-11 示出 $V = 0$ 附近 PN 结的伏安特性. 纵坐标为电流相对值 I/I_s . 温度取室温 17°C , 即 290K . 在此温度下, $kT/q = 25\text{mV}$.

以上的全部分析, 我们没有考虑空间电荷区内载流子的产生与复合. 正向偏置情况下, 空穴从 P 区越过空间电荷区以及电子从 N 区越过空间电荷区时, 要有一部分在空间电荷区复合掉, 它构成了 PN 结正向电流的一部分, 称为空间电荷区复合电流. 这一电流与外加电压 V 的关系为 eqV/mkT , m 值约为 2. 在一般的电压值及较大的电压值下, 空间

电荷区复合电流比中性区复合电流小很多, 因为后者与 eqV/kT 成比例. 但当电压值很小时, 空间电荷区电流则是主要的一部分.

在反向偏置情况下, 空间电荷区由于本征激发产生的电子和空穴要被电场拉出. 电子拉到 N 区, 空穴拉到 P 区, 它们构成了 PN 结反向电流的一部分, 叫做空间电荷区产生电流. 这一电流同空间电荷区的宽度成正比, 因而与此宽度具有相同的电压依赖关系. 对于硅 PN 结, 这一电流常较中性区形成的反向电流大, 是 PN 结反向电流中的主要部分.

反向饱和电流的值比正常正向电流低若干数量级, 所以, 若用线性尺标画出 PN 结伏安特性时, 其形状如图 1-12 所示. 对于硅 PN 结, 当电压约为 0.6V 以下时, 正向电流几乎是零. 在正向电压为 0.75V 左右时, 电流就相当大. 而且, 在较大的电流变化范围内, 电压变化很小. 因而在工程计算中, 有时把这变化很小的电压近似作恒定值处理.

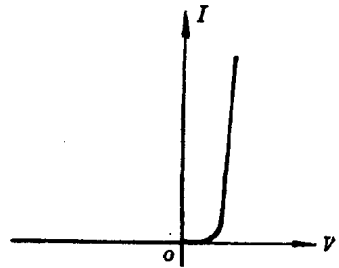


图 1-12 PN 结伏安特性

六、电流密度分布

令 $J_h(x)$ 和 $J_e(x)$ 分别代表空穴电流密度和电子电流密度, 则中性区内少子空穴电流密度为

$$J_h(x) = -qD_h \frac{dp'_h}{dx} = q \frac{D_h}{L_h} p'_h(0) e^{-x/L_h} = q \frac{D_h p_{n0}}{L_h} (e^{qV/kT} - 1) e^{-x/L_h} \quad (1-34)$$

中性区内少子电子电流密度为

$$J_e(x) = -qD_e \frac{dn'_e}{dx} = q \frac{D_e}{L_e} n'_e(0) e^{-x/L_e} = q \frac{D_e n_{p0}}{L_e} (e^{qV/kT} - 1) e^{-x/L_e} \quad (1-35)$$

注意, 在式 (1-34) 中, x 坐标原点在空间电荷区 N 型边沿处, N 型中性区内 $x > 0$; 而在式 (1-35) 中, x 坐标原点在空间电荷区 P 型边沿处, P 型中性区内 $x > 0$. 故此两式内 x 的指向相反.