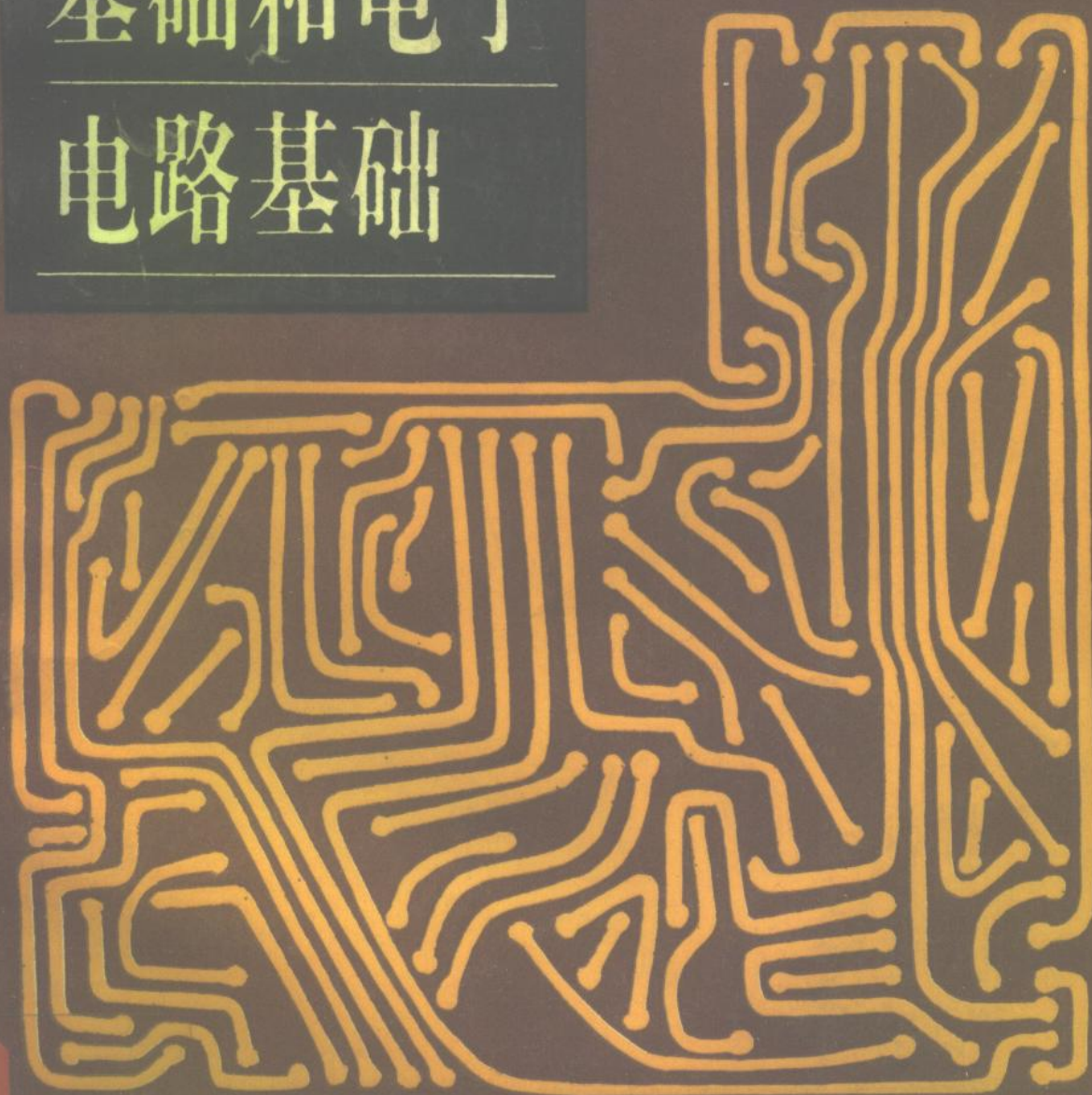


半导体器件

基础和电子

电路基础

● 编者 朱庆学



● 上海交通大学出版社

361361

7N303

589

半导体器件基础 和 电子电路基础

朱庆学 编

上海交通大学出版社

沪新登字 205 号

内 容 提 要

本书的第一部分为半导体器件基础,内容除晶体二极管、晶体三极管、场效应晶体管外,还增加了特种器件及电荷转移器件,并较系统地介绍了集成工艺和版图设计基础知识。第二部分为电子电路基础,内容包括有源器件的小信号等效电路、基本单元电路分析,其中BJT和MOSFET电路都有一定分量的讨论,其次是负反馈放大器、集成运放的线性应用、放大电路的频率响应以及开关电容电路。

本书可作为高等学校电子、通信、测量等类专业的教材,也可作为电子技术专业自学考试的主要参考书。同时本书对从事模拟集成电路的研制、生产和应用的广大工程技术人员也可供参考。

半 导 体 器 件 基 础 和 电 子 电 路 基 础

出 版: 上海交通大学出版社

(淮海中路1984弄19号)

发 行: 新华书店上海发行所

印 刷: 常熟市印刷二厂

开 本: 787×1092 (毫米) 1/16

印 张: 18.25

字 数: 425000

版 次: 1992年7月 第1版

印 次: 1992年9月 第1次

印 数: 1—3050

科 目: 276—316

ISBN7—313—01062—1/TN·710

定 价: 5.05 元

前 言

在整个大规模和超大规模集成电路的设计和制造过程中,器件、电路和系统成为不可分割的整体,所有元器件和全部互连线在统一的工艺流程中完成。因此,熟悉器件内部结构,了解影响器件端口特性的物理参数、几何图形和工艺因素,已经不只是器件工作者的任务,也是电路和系统工作者的任务。本教材力图体现有关模拟集成电路的制造、设计、分析和应用诸方面的基础知识。

本教材由两大部分组成。第一部分是半导体器件基础,主要讨论双极型晶体管和MOS晶体管的基本工作原理、器件特性,对特种器件也有简述。并对集成元器件以及版图设计的基本知识独列章节,籍此建立起模拟集成电路制造和设计的初步知识,通过由版图画出电路和由电路画出版图的基本训练,以增强制造工艺和内部结构的认识。第二部分是电子电路基础,从器件的二端口网络参数出发,用导出的等效电路及参数,对基本电路进行分析。对BJT集成运算放大器和MOS集成运算放大器的单元电路进行了讨论,因此,基本电路分析方法占有较重要地位。尽管某些电路以分立元件形式出现,目的在于有一较平稳的理解过渡过程。这些分析和计算仍限于人工纸面上进行的,因为电子线路CAD另有一门课程。放大电路的频率响应分析,是通过网络函数和极零点分析方法。这些极零点值是经等效电路适当简化后,用比较直观的时间常数来获得,因而没有采用有些集成电路书籍中介绍的开路短路时间常数法。由主极点所确定的上限频率,它不超过等效电路参数变化而引起的百分率误差。书中介绍了运算放大器的宏模型,替代了运算放大器的运算误差分析,以便侧重于应用的读者对这一领域的重视。书中还对集成电路中难于集成的电感和大电容,从运放应用角度介绍了这些元件的模拟。有源滤波器以及模拟乘法器都有一定的篇幅进行介绍。开关电容电路单独成一章,引入了离散时域和频域的初浅分析方法以及应用电路。集成电子学仍然是一个新领域,几乎层出不穷,在有限篇幅的教材中,保持“及时”的完整的反映这个领域的所有新成就,还有待进一步探索,不过,编者立意通过一条主线:等效电路(或模型)—节点方程—增益函数—极零点分析,以此适应新的固态器件的出现及应用。所以,本教材按问题性质分成章节,以突出基本电子电路的原理、分析和计算。从方法论角度来说,全书贯穿着等效电路法,节点导纳法和极零点分析法。小信号谐振放大器,由于与通信电子电路基础更密切相关,已归入该门课程中。

本教材的教学时数,半导体器件基础为36学时,电子电路基础为54学时,已编入的内容比规定的学时略多一些,因此,有些章节的内容必须规定为学生自学。

本教材的出版得到校教务处及系领导的鼓励和支持,在此表示感谢。半导体器件基础部分由黄培中副教授审阅,电子电路基础部分由电子信息学院副院长宋文涛教授审阅,他们在百忙中审阅了全部稿件,提出了许多很有帮助的意见,张林欣、吴惠兰、朱琳、朱璋等同志完成了书稿的抄写及绘图工作,在此一并致谢。

由于时间仓促,虽经多次修改,不足之处在所难免,敬请读者批评指正。

编 者

一九九一年七月于
上海交通大学电子工程系

目 录

第一部分 半导体器件基础

第一章 晶体二极管的基本特性	3
§ 1—1 半导体物理基础.....	3
§ 1—2 PN 结.....	10
§ 1—3 特种二极管.....	24
习题.....	29
第二章 晶体三极管的基本特性	31
§ 2—1 概述.....	31
§ 2—2 晶体三极管在放大区的工作原理.....	32
§ 2—3 埃伯尔斯—莫尔模型.....	35
§ 2—4 晶体三极管的特性曲线和参数.....	40
习题.....	46
第三章 场效应管的基本特性	49
§ 3—1 结型场效应晶体管.....	49
§ 3—2 绝缘栅场效应管.....	52
§ 3—3 VMOS 场效应管.....	58
§ 3—4 电荷转移器件.....	59
习题.....	61
第四章 集成器件与版图设计基础知识	64
§ 4—1 集成工艺.....	64
§ 4—2 集成元件.....	69
§ 4—3 MOS 集成器件.....	70
§ 4—4 版图设计的基础知识.....	74
习题.....	78

第二部分 电子电路基础

第五章 有源器件的小信号等效电路	83
§ 5—1 引言.....	83
§ 5—2 混合 π 型等效电路.....	84
§ 5—3 H 参数等效电路.....	87
§ 5—4 由共发射极接法 H 参数转换到其他接法 H 参数.....	88
§ 5—5 混合 π 型参数与 H 参数的关系.....	90
§ 5—6 场效应晶体管等效电路.....	91
习题.....	92
第六章 基本单元电路的分析	95

§ 6—1	概述	95
§ 6—2	共发射极接法的放大电路	96
§ 6—3	共基极接法的放大电路	99
§ 6—4	共集电极接法的放大电路	100
§ 6—5	场效应晶体管放大电路	104
§ 6—6	放大电路的级联和组合电路	108
§ 6—7	BJT 集成运算放大器中的基本电路	114
§ 6—8	MOS FET 集成运算放大器中的基本电路	138
	习题	148
第七章	放大电路中的负反馈	158
§ 7—1	反馈放大器的基本概念	158
§ 7—2	反馈类型及反馈性质的判别	159
§ 7—3	负反馈对放大器性能的影响	163
§ 7—4	四种类型负反馈放大器的分析计算	167
	习题	175
第八章	集成运算放大器的线性应用	181
§ 8—1	集成运算放大器的理想化条件	181
§ 8—2	集成运算放大器应用中的三种基本组态	182
§ 8—3	集成运算放大器的宏观模型	184
§ 8—4	模拟运算电路	188
§ 8—5	集成模拟乘法器的应用	194
§ 8—6	有源器件在模拟无源元件方面的应用	196
§ 8—7	有源滤波器	201
§ 8—8	比较器	209
	习题	212
第九章	放大电路的频率特性	217
§ 9—1	概述	217
§ 9—2	单级共射极放大电路的频率特性	223
§ 9—3	单级共基极放大电路的频率特性	227
§ 9—4	单级共集电极放大电路的频率特性	230
§ 9—5	宽频带放大器	231
§ 9—6	负反馈放大电路的频率特性	234
§ 9—7	负反馈放大器的稳定性	242
§ 9—8	反馈放大器的相位补偿技术	246
	附录 利用密勒定理求单向化近似模型	253
	习题	254
第十章	开关电容电路	262
§ 10—1	开关电容等效电阻电路	262
§ 10—2	开关电容电路的一般分析方法	265

§ 10—3 开关电容电路的时域分析	269
§ 10—4 开关电容电路的频域分析	270
§ 10—5 电路参数的 LDI 变换	272
§ 10—6 开关电容放大器	274
§ 10—7 开关电容有源滤波器	275
§ 10—8 使用开关电容技术的模拟乘法器	278
习题	279
参考文献	281

第一部分

半导体器件基础



第一章 晶体二极管的基本特性

近代电子电路和电子系统越来越多地建立在集成电路的基础上，集成电路是将晶体二极管、晶体三极管、电阻、电容等元器件都制作在同一芯片上以实现一定功能的电子电路，所以，晶体二极管和晶体三极管是电子电路中必不可少的电子器件。电子器件的作用在于控制电子和空穴的输运方式。

本章首先讨论半导体的物理基础，以便深入理解电子器件内部微观现象与外电路中宏观电流的关系，接着讨论PN结理论，描述晶体二极管的单向导电特性，它是各种器件的理论基础，并在此基础上介绍各种二端子器件。

§ 1-1 半导体物理基础

人们当前已经认识的各种物质，如按其结构来分类，可以把它区分为晶体、多晶体以及无定形的诸种类型。所谓晶体系指其原子排列成一个三维的有规则的列阵，从整体上来看，如果原子排列是有序的，就称它为单晶体；如果原子排列局部有序，而整体上来看是无序的，就称它为多晶体。如果按物质导电能力的强弱来区分，可以分为导体、绝缘体和半导体。一种很容易传导电流的物质称为导体，如金、银、铜、铝等金属都是导体，其电阻率在 $10^{-4}\Omega\cdot\text{cm}$ 以下；而几乎不传导电流的物质就称为绝缘体，如陶瓷、云母、橡胶和塑料等，其电阻率在 $10^{10}\Omega\cdot\text{cm}$ 以上；导电能力介于导体和绝缘体之间的物质则称为半导体，它的电阻率在 $10^{-3}\sim 10^9\Omega\cdot\text{cm}$ 之间。制造半导体器件最常用的材料有硅(Si)、锗(Ge)和砷化镓(GaAs)等。

1-1-1 本征半导体

所谓本征半导体是指一种纯净的没有晶格缺陷的半导体。价键模型和能带则是解释半导体电学特性的有力工具。

一、半导体的晶体结构与能带

1. 原子结构与晶体结构

众所周知，物质是由中性原子组成，而原子是由带正电荷的原子核与带等量负电荷且分层绕核运动的电子组成。最外层电子称为价电子，它们决定着固体的电学特性，一个电子的电荷量为 $q=1.6\times 10^{-19}\text{C}$ (库仑)。由于原子核所带的正电荷量等于核外电子所带的负电荷量的总和，因此，整个原子呈电中性。元素周期表中的原子序数，表示原子核外的电子数，不同的物质，有不同的原子序数，例如硅(Si)的原子序数是14，锗(Ge)的原子序数为32，这表明硅和锗核外的电子数分别为14和32个。硅和锗原子的平面结构模型如图1-1所示。由图可见，硅和锗原子的最外层都只有四个价电子，均属四价元素。半导体的导电性能与价电子有关，为此，常把它们简化成图1-1(c)来表示，即把原子核及各内层电子看作一个整体，把它称为惯性核，外层仅画出它的价电子。这样一来，硅和锗原子结构在简化模型中统一成带四个正电荷

的惯性核及四个价电子。

在晶态固体中,原子在三维空间有序地排列着,形成了一种周期性结构,称作为晶格,这种立方结构本身在三维空间内重复地出现。硅和锗都呈现出金刚石结构,砷化镓为闪锌矿结构。为了方便起见,像原子结构模型那样,以同心圆表示之。硅和锗都是由共价键结合成晶体的,是一种共价晶体,所谓共价键就是相邻两个原子各拿出一个价电子作为共用电子对而形成的相互作用力,图 1-2 是硅和锗晶体共价键结构的平面示意图。

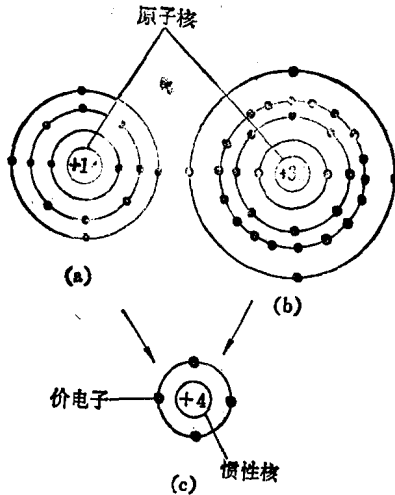


图 1-1 硅和锗原子结构模型
(a) 硅; (b) 锗; (c) 简化模型

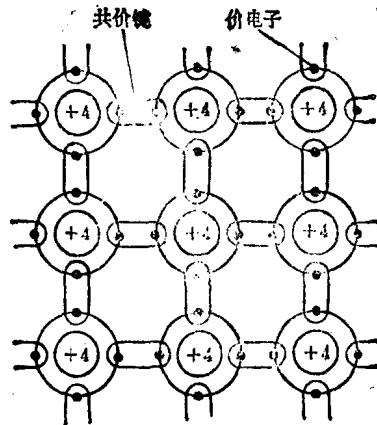


图 1-2 硅和锗晶体结构示意图

由于目前生产半导体器件的材料大多为晶体结构,故半导体管又称为晶体管。

2. 能级与能带

由原子的结构模型可见,对于孤立原子,其绕核运动的电子,各处于不同的能量状态,有的离核近一些,受核束缚较强,动能较小,处于较低的能量状态;有的离核远一些,受核束缚较弱,动能较大,处于较高的能量状态。然而不像真空中的电子,在固体中电子只能取一些特定的能量值。原子中电子正常运动所对应的特定能量值,称为电子的能级。

晶体中原子是密排的,原子之间的距离很小,外层电子的轨道发生交叠,因原子间的相互

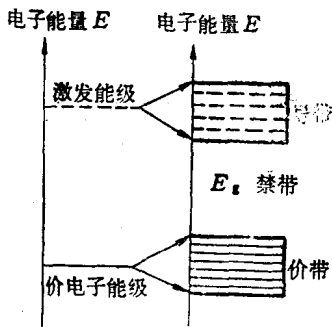


图 1-3 能级与能带图

影响,使每个原子中具有相同能量的电子能级分裂成为一系列和原来能级很接近的新能级,这些新能级基本上连成一片,称为能带,如图 1-3 所示。在半导体中,价电子合在一起占据一个由能级组成的能带,称为价带。当价电子获得足够的能量时,挣脱共价键的束缚,便能跃迁到更高的能级,这个较高的允许能级组成的能带称为导带,它与价带被一个禁带(E_g)分隔开,这种物理图像称为能带图。价带全被价电子填满,导带则是空着的,只有当价电子挣脱共价键束缚成为自由电子时才能占据导带。

与导电。

显然,原子中的内层电子由于受核的束缚较强,一般不参

物质的内部结构不同,它们的能带和禁带宽度也不同,在金属中导带与价带之间没有禁

带,它的价电子通常都能变成自由电子;在绝缘体中禁带很宽,例如二氧化硅 $E_g = 8 \text{ eV}$,价带中电子很难跃过禁带变成自由电子;在半导体中,禁带宽度则介于上述两者之间,例如在 $T = 0\text{K}$ (开尔文)时,硅的 $E_{g0} = 1.21 \text{ eV}$,锗的 $E_{g0} = 0.785 \text{ eV}$,而砷化镓的 $E_{g0} = 1.43 \text{ eV}$ 。当 $T = 300 \text{ K}$ 时(室温),硅 $E_g = 1.1 \text{ eV}$,锗 $E_g = 0.72 \text{ eV}$ 。

二、本征激发

本征半导体(硅和锗的单晶)在绝对零度且没有外界激励条件下,晶体内的价电子都处于价带中,或者说都被束缚在共价键上,因而不存在自由电子,不能导电。当温度上升(或受光照射)时,部分价电子获得足以挣脱共价键束缚的能量,跃迁到导带成为自由电子,同时在价带中留下等量的“空位”,这种现象称为本征激发,如图 1-4 所示。通常把共价键上留下的“空位”称为空穴,显然,本征激发将成对产生自由电子和空穴,这是本征激发的特点。

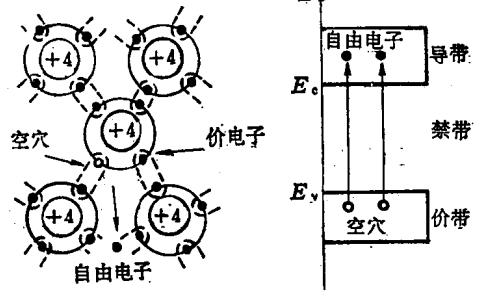


图 1-4 本征激发过程

本征激发不断地成对地产生自由电子和空穴,这一过程称为产生;而当自由电子释放出能量后又落入价带中,填入空位恢复共价键,这种自由电子和空穴又成对消失的过程称为复合。值得注意的是,在某一温度下,且无外界电场作用时,产生和复合将处于一种动态平衡状态,从而载流子浓度保持在某一热平衡值。温度升高时,载流子浓度将增加,被复合的载流子数也将增加,但最终将在较大的载流子浓度下达到新的动态平衡。

三、本征半导体中自由电子和空穴的运动

在没有外界电场时,由本征激发产生的自由电子和空穴,在晶体内作无规则的热骚动,它们的平均位移为零,因此,不能形成宏观的电流;当有外界电场时,自由电子和空穴都将在热骚动基础上作定向的漂移运动,电子逆电场方向运动,这种自由电子定向运动形成的导电现象称为电子导电。其导电能力正比于单位体积中自由电子数目,也即取决于自由电子浓度 n , n 值为大,导电能力愈强。在形成电子电流的同时,本征半导体中空穴依次被价电子填补,也在作定向运动,由于原子失掉一个电子,相当于它带上一个正电荷,所以空穴顺着电场方向作定向运动,这种由空穴定向运动形成的导电现象称为空穴导电,其导电能力取决于空穴浓度 p 。同理, p 值愈大,导电能力愈强。可见,半导体中的自由电子和空穴都是载运电荷的粒子,故把它们统称为载流子。

四、本征载流子浓度

设本征半导体热平衡时的自由电子浓度为 n_0 , 空穴浓度为 p_0 , 当它们作定向运动时都与导电,故把它们统称为本征半导体热平衡载流子浓度,并用 n_i 表示。则

$$n_i = p_0 = n_0 = AT^{3/2} S^{-2} e^{-\frac{E_{g0}}{2kT}} \quad (1-1-1)$$

其中, A 为与半导体材料有关的常数。对于硅材料其值为 $A = 3.88 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3} \text{ K}^{-3/2}$; 对于锗

材料, $A = 1.76 \times 10^{16} \text{cm}^{-3} \text{K}^{-\frac{3}{2}}$; k 为玻耳茨曼常数, 其值为 $8.63 \times 10^{-5} \text{eV/K}$ 或为 $1.38 \times 10^{-23} \text{J/K}$; E_{g_0} 为 0K 时的禁带宽度; T 为绝对温度。

上式指出, 本征半导体热平衡载流子浓度与半导体材料及温度有关。当材料一定时, n_i 值随温度升高而迅速增大, 因此, 温度对本征半导体导电性能的影响十分明显; 当温度一定时, 半导体材料的禁带愈宽 (即 E_{g_0} 大), 则 n_i 值愈小。

当 $T = 300 \text{K}$ 时, 由式(1-1-1)计算可得硅的 $n_i = 1.5 \times 10^{10} \text{cm}^{-3}$, 锗的 $n_i = 2.4 \times 10^{13} \text{cm}^{-3}$ 。室温下, 本征半导体的载流子浓度 n_i 值似乎很大, 但与原子密度相比, 却是很小的, 例如硅的原子密度为 $4.96 \times 10^{22} \text{cm}^{-3}$, 可见硅的 n_i 仅为其原子密度的三亿万分之一, 因此, 本征半导体的导电能力很弱, 它不能直接用作制造半导体器件的材料, 不过可以利用本征半导体载流子浓度随温度而变化的特性, 制造热敏电阻或光敏电阻。

1-1-2 杂质半导体

为了增强半导体的导电能力, 在本征半导体中可人为地掺杂一些其他元素, 使之成为杂质半导体。当本征半导体中掺入五价元素 (砷、锑、磷) 时则形成 N 型半导体; 当掺入三价元素 (硼、镓、铟) 时则成为 P 型半导体。

一、N 型半导体

本征半导体掺入五价元素的杂质后, 杂质原子与相邻的硅 (或锗) 原子组成共价晶体, 杂质原子的四个价电子与相邻的硅 (或锗) 原子的价电子组成四对共价键, 多余出一个电子, 它不受共价键束缚, 只要获得较小的能量便能挣脱原子核的束缚而成为自由电子, 如图 1-5 所示。这种能将多余电子施给晶体的杂质称为施主杂质。施主杂质原子释放出自由电子后, 本身成为带有一个电子电荷量的正离子。显然, 杂质电离与本征激发不同, 施主杂质电离只产生自由电子, 而不产生空穴。与自由电子同时出现的施主杂质的正离子则被束缚在晶格中, 因此它不参与导电。与本征激发载流子浓度相比, N 型半导体中自由电子浓度显著增大, 而空穴因复合的机会增多反而减少了。

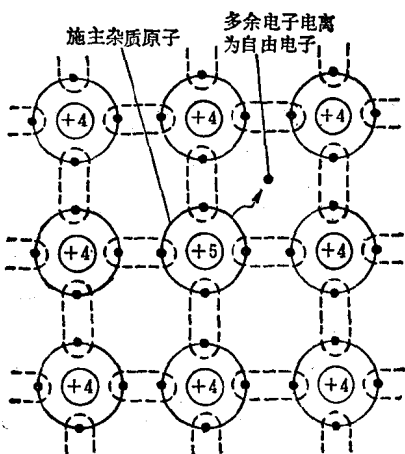


图 1-5 N 型半导体结构示意图

这种能将多余电子施给晶体的杂质称为施主杂质。施主杂质原子释放出自由电子后, 本身成为带有一个电子电荷量的正离子。显然, 杂质电离与本征激发不同, 施主杂质电离只产生自由电子, 而不产生空穴。与自由电子同时出现的施主杂质的正离子则被束缚在晶格中, 因此它不参与导电。与本征激发载流子浓度相比, N 型半导体中自由电子浓度显著增大, 而空穴因复合的机会增多反而减少了。

N 型半导体中自由电子浓度大, 所以自由电子称为多数载流子 (简称多子), 而空穴则称为少数载流子 (简称少子), 即

$$n_{n0} \gg n_i$$

$$p_{n0} \ll n_i$$

N 型半导体在热平衡时, 多子与少子浓度的乘积仍服从质量作用定律, 即

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

此外, N 型半导体仍呈现为电中性, 其正负电荷数量应当相等, 也即自由电子浓度等于正离子浓度与空穴浓度之和。在常温下, 可认为杂质原子全部电离, 故正离子浓度等于施主杂质浓度 N_a , 所以, N 型半导体的电中性条件为

$$n_{n0} = N_d + p_{n0} \quad (1-1-3)$$

多子浓度及少子浓度则分别为

$$\begin{aligned} n_{n0} &\doteq N_d \\ p_{n0} &\doteq \frac{n_i^2}{N_d} \end{aligned} \quad (1-1-4)$$

由上述可见，掺杂后半导体中多子浓度仅仅取决于掺入的杂质浓度，其值与温度近似无关；而少子浓度则与掺杂浓度和温度密切相关，因它与 n_i^2 成正比，故其值随温度增高而迅速增大。

二、P 型半导体

向本征半导体掺入三价元素杂质(硼、镓、铟)，杂质元素的原子与相邻的硅(或锗)原子组成共价键时，由于只有三个价电子，便形成了一个空位，它很容易由相邻的原子中的价电子来填补，从而在相邻的原子上产生一个空穴，如图 1-6 所示。

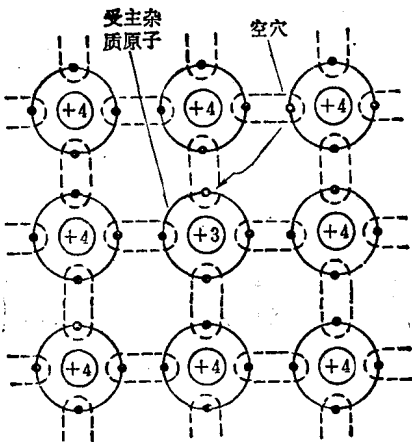


图 1-6 P 型半导体结构示意图

P 型半导体中多子

P 型半导体中少子

其中 N_a 为受主杂质浓度。

这种容易接受电子的杂质称为受主杂质。受主杂质接受一个价电子后，其本身成为带一个负电荷的负离子，负离子被束缚在晶格中，它不参与导电。本征激发产生的电子和空穴，电子因复合机会增多而减少，故 P 型半导体中自由电子为少子，而多子则为空穴，即

$$p_{p0} \gg n_i$$

$$n_{p0} \ll n_i$$

与 N 型半导体中情况类似，P 型半导体在热平衡时相应地存在如下关系：

$$\text{由质量作用定律} \quad p_{p0} \cdot n_{p0} = n_i^2 \quad (1-1-5)$$

$$\text{由电中性} \quad p_{p0} = N_a + n_{p0} \quad (1-1-6)$$

$$p_{p0} \doteq N_a$$

$$n_{p0} \doteq \frac{n_i^2}{N_a} \quad (1-1-7)$$

三、杂质补偿

利用掺入相反性质的杂质元素来改变半导体类型的过程称为杂质补偿。这是制造 PN 结的基本方法。

对 P 型硅半导体掺入施主杂质元素且 $N_d \gg N_a$ ，则施主杂质原子释放的自由电子填补了受主杂质原子产生的空穴，而余下 $N_d - N_a$ 个自由电子，于是，原来的 P 型半导体便变成为 N 型半导体。显然，这时它的多子浓度为

$$n_{n0} \doteq N_d - N_a \quad (1-1-8)$$

而其少子浓度则为

$$p_{n0} = \frac{n_i^2}{n_{n0}} \doteq \frac{n_i^2}{N_d - N_a} \quad (1-1-9)$$

1-1-3 半导体中的漂移电流和扩散电流

半导体中的电流可以由电子运动而产生,也可以由正电荷(空穴)的运动而产生。电场作用下载流子的运动称为漂移运动,其相应的电流就称为漂移电流;在浓度梯度下载流子将作扩散运动,由扩散运动而形成的电流就是扩散电流。漂移和扩散是半导体中载流子的两种主要运动形式。

一、迁移率

在常温下,半导体中的自由电子和空穴均处于杂乱无章的热骚动状态,外加电场后,载流子则在热骚动基础上作定向运动。在电场强度 e 不太大时,自由电子和空穴的平均漂移速度为

$$\overline{v_n} = -\mu_n e \quad (1-1-10)$$

$$\overline{v_p} = \mu_p e \quad (1-1-11)$$

式(1-1-10)中负号表示电子漂移运动的方向是逆电场方向。两个式中的比例系数 μ_n 和 μ_p 分别称为电子和空穴的迁移率,其单位是 $\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ 。它们分别表示单位电场作用下($1\text{V}/\text{cm}$)的平均移动速率。

不同的材料其迁移率不相同,例如在 $T = 300\text{K}$ 时,硅材料的 $\mu_n = 1400\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$, $\mu_p = 500\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$;锗材料的 $\mu_n = 3900\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$, $\mu_p = 1900\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ 。这是由于其禁带宽度和载流子数目不一样,即使同一材料中, μ_n 也大于 μ_p ,因为空穴的移动,实际上是价电子依次填补共价键上空位,不如自由电子移动那样容易。此外,温度升高时,由于热运动加剧,晶格中原子振动大,碰撞机会增加,载流子移动途径上的阻力增大,所以迁移率 μ 值随温度升高而下降。

二、漂移电流密度

在外电场作用下载流子将作漂移运动,由此引起漂移电流,通过单位面积的漂移电流称为漂移电流密度。根据电学理论,单位体积内的电子电荷量($-qn$)与平均漂移速度 $\overline{v_n}$ 的乘积,即为电子漂移电流密度 J_{nt} ,所以

$$J_{nt} = (-q)n\overline{v_n} = qn\mu_n e \quad (1-1-12)$$

同样,空穴漂移电流密度为

$$J_{pt} = qp\overline{v_p} = qp\mu_p e \quad (1-1-13)$$

虽然电子和空穴漂移运动的方向相反,但电子带的为负电荷,故它们所形成的漂移电流的方向是一致的,外电路中宏观的电流密度为两者之和,即

$$J_t = J_{pt} + J_{nt} = q(p\mu_p + n\mu_n)e \quad (1-1-14)$$

这里,电子电荷 $q = 1.6 \times 10^{-19}\text{C}$ 。

当用电阻率 ρ 来表征半导体的导电能力时,根据欧姆定律的微分形式,它可表示为

$$\rho = \frac{e}{J_t} = \frac{1}{q(\mu_n n + \mu_p p)} \quad (1-1-15)$$

本征半导体中,由于 $n = p = n_i$ 所以

$$\rho_i = \frac{1}{q p_i (\mu_n + \mu_p)} \quad (1-1-16)$$

N型半导体中,导电的主要成分为自由电子,故有

$$\rho_n \doteq \frac{1}{qn_n\mu_n} \doteq \frac{1}{qN_d\mu_n} \quad (1-1-17)$$

同理,对于P型半导体则有

$$\rho_p \doteq \frac{1}{qp_p\mu_p} \doteq \frac{1}{qN_a\mu_p} \quad (1-1-18)$$

知道了电阻率,便可求得均匀平板半导体材料的电阻

$$R = \left(\frac{\rho}{t}\right)\left(\frac{L}{W}\right) = R_s\left(\frac{L}{W}\right) \quad (1-1-19)$$

式(1-1-19)中, ρ 为半导体材料的电阻率, t 为厚度、 L 为长度、 W 为宽度,如图1-7所示,而 R_s 为薄层电阻,其单位是 Ω/\square (每方欧姆)。

三、扩散电流密度

在热平衡状态下,若半导体的一侧受到光照或设法注入载流子,则平衡状态被破坏,出现非平衡状态,即半导体内出现载流子浓度差异,于是出现载流子的扩散运动,如图1-8所示。

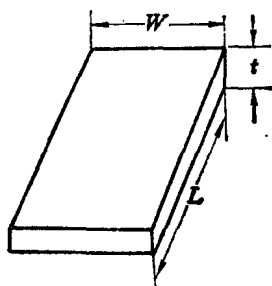


图 1-7 均匀平板半导体材料

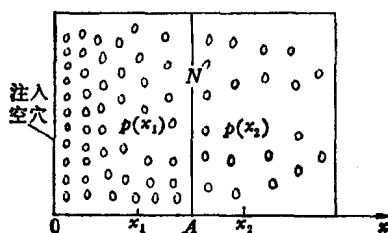


图 1-8 非平衡载流子的扩散

非平衡载流子浓度为

$$\Delta n = n - n_0$$

$$\Delta p = p - p_0$$

由于浓度差引起非平衡载流子的运动,从而形成扩散电流。显然,半导体中任意两点间距离愈小,浓度梯度就愈大,扩散电流也就愈大。因此,沿 x 方向空穴的扩散电流密度为

$$J_{pD} = -qD_p \frac{dp(x)}{dx} \quad (1-1-20)$$

式中 q 为电子电荷量,比例常数 D_p 称为空穴的扩散系数,它表示空穴扩散运动的难易程度,其单位为 cm^2/s 。浓度梯度一定,扩散系数愈大的材料,扩散电流也愈大; $\frac{dp(x)}{dx}$ 为空穴的浓度梯度,由浓度高处向低处扩散。当 x 增加时,空穴浓度梯度减小, $\frac{dp}{dx}$ 为负值,为使 J_{pD} 为正值,上式右边引入一个负号。

同样,若在P型半导体的一侧注入电子,则电子扩散电流密度 J_{nD} 为

$$J_{nD} = -(-q)D_n \frac{dn(x)}{dx} = qD_n \frac{dn(x)}{dx} \quad (1-1-21)$$

式中 D_n 为电子扩散系数。

D 和 μ 都是表示载流子在晶体中运动的难易程度,对于同一材料,两者之间存在如下关系

$$D_n = \frac{kT}{q} \mu_n \quad (1-1-22)$$

$$D_p = \frac{kT}{q} \mu_p \quad (1-1-23)$$

上式称为爱因斯坦关系式。当 $T = 300 \text{ K}$ 时, 根据 k 和 q 的数值可得到 $\frac{kT}{q} \approx 0.026 \text{ V}$, 若已知迁移率, 则可求得扩散系数。例如硅的 $D_p = 13 \text{ cm}^2/\text{s}$, $D_n = 34 \text{ cm}^2/\text{s}$; 锗的 $D_p = 47 \text{ cm}^2/\text{s}$, $D_n = 99 \text{ cm}^2/\text{s}$ 。

必须指出, 非平衡状态下的半导体, 它不满足质量作用定律, 但是, 它们仍然满足电中性条件。扩散运动是固体电子学中一种特有的现象, 固体器件中, 漂移电流和扩散电流往往同时存在, 掌握这两种电流的特点, 特别是扩散电流的性质, 对了解固体器件内部工作原理是十分重要的。当然, 若要具体求出扩散电流值, 必须先求得非平衡少数随扩散距离的浓度分布规律, 这将在下一节中讨论。

§ 1-2 PN 结

PN 结是一切结型半导体器件的核心。本节讨论的 PN 结特性也为分析结型半导体器件特性奠定必要的基础。

PN 结有多种方法制造, 采用平面扩散方法制造时, 将一块 N 型(或 P 型)半导体, 在其局部上进行高浓度的受主(或施主)杂质扩散, 根据杂质补偿原理, 使其局部地变为 P 型(或 N 型)区。因此, 所谓 PN 结就是一块半导体单晶内 P 型区和 N 型区的交界处。

根据 P 型区和 N 型区有效掺杂浓度分布不同, 相应有不同的 PN 结, 可形成各种不同的二极管。两个区中有效掺杂浓度相等的称为对称结; P 区掺杂浓度大于 N 区的称为 P⁺N 结, 即不对称结, 反之则有 PN⁺ 结; 若两个区内杂质分布是均匀的, 但由于 P 区到 N 区杂质类型突变的, 又称为突变结; 若从 P 区到 N 区杂质类型逐渐过渡的称为缓变结, 此外还有超突变结等。

1-2-1 动态平衡时的 PN 结

一、PN 结阻挡层形成的物理过程

图 1-9 表示同一半导体单晶中的 P 区和 N 区。在常温下, 杂质原子全部电离, P 区的受主杂质原子由于价电子的填入, 电离成为负离子(图中用 ⊖ 表示), 并产生大量的空穴, 它是 P 区的多子; P 区的少子则是本征激发产生的电子。N 区的施主杂质原子因释放出电子, 电离成为正离子(图中用 ⊕ 表示), 产生大量的电子, 故 N 区中多子是电子, 空穴则是少子。因此, 在 P 区和 N 区的交界面处, 同类载流子之间呈现出浓度梯度, 愈靠近交界处, 浓度梯度就愈大, 由于存在浓度差而引起载流子的扩散运动。P 区的多子(空穴)向 N 区扩散, 并与 N 区的电子复合, 与此同时, N 区的多

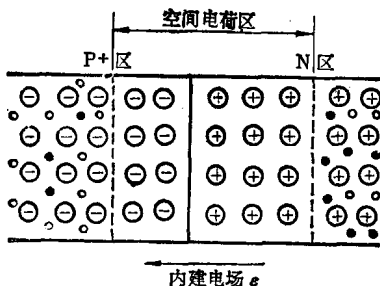


图 1-9 P⁺N 结阻挡层的形成

子(电子)向 P 区扩散, 并与 P 区的空穴复合, 与此同时, N 区的多