

The background of the cover features a faint, yellow circuit diagram. It includes two operational amplifiers (represented by triangles), several resistors (represented by rectangles), and a capacitor (represented by two parallel lines). The circuit is interconnected with various lines and terminals, suggesting a complex electronic system.

线性电子线路

贾书圣 编

北京师范大学出版社

内 容 提 要

本书是根据1983年11月高等学校理科无线电教材编审委员会扩大会议审订的最新大纲——《模拟电子线路（线性部分）教学大纲》编写的。全书包括半导体二极管和三极管、放大器基础、多级放大器和模拟集成电路、场效应管及其放大电路、反馈放大器、放大器的频率响应、反馈放大器的频率特性和稳定性、集成运算放大器的应用基础和小信号带通放大器等九章。本书在选材上加强了集成电路的内容；在分析方法上力求理论的严密性与工程的实用性相结合；在文字叙述上深入浅出、便于自学。本书各章后配有较多的习题并在书后附有部分习题答案。

线性电子线路

贾书圣 编

北京师范大学出版社出版

新华书店北京发行所发行

天津黎明印刷厂印刷

开本：787×1092 1/16 印张：28.625 字数：715 千

1986年6月第1版 1986年6月第1次印刷

印数：1—3,000

统一书号：13243·91 定价：4.10 元

前 言

当代,电子技术的发展异常迅速。作为电子技术的基础课程——《电子线路》,其教学内容也需不断调整、更新。1983年11月,高等学校理科无线电教材编审委员会,在成都举行了成立大会。会上对电子线路课的性质、内容以及教材编写原则,进行了认真地讨论,并拟订了理科电子线路教学大纲。本书是以编者近几年在北京师范大学无线电电子学系讲授电子线路所用讲义为基础,根据1983年成都会议制订的线性电子线路的教学大纲编写的。在内容体系的安排上,作了部分调整,以期能有利于组织教学。

作为专业基础课的教材,事实上理科和工科的要求是没有多大差别的。因此,本书既适于作理科无线电电子学专业的教材,也可作为工科无线电技术类专业的教材和其它专业的教学参考书。由于编写过程中,注意了知识的渐进性和论述的通俗性,也可作为自学者的自学读本。

本书在选材上,大大压缩了RC耦合放大器的篇幅,把分立元件电路和集成电路的单元电路有机地结合起来。对于那些只在分立元件电路中出现,而在集成电路中已被淘汰的内容,有意地加以压缩,或者干脆删去。多级放大器和模拟集成电路放在一章里介绍,实际上是介绍了集成运算放大器的典型电路。另外又专门开辟一章(第八章),介绍集成运算放大器的应用基础。这样,就使集成电路的内容,在全书中占了较大的比重,这是符合当前电子技术发展趋势的。

考虑到近几年我国高等学校中,电路、信号与系统等课程有了较快的发展,本书在分析方法上,力求与这些课程相匹配。这样,将有利于学生利用这些理论来处理电子线路中的问题。但是,电子线路毕竟不是一门基础理论课,在分析方法上,既要求有一定的理论高度,又必须兼顾工程上的实用性和简捷性。为此,反馈放大器,从形式上看,用组合网路模型来分析似乎很简洁,但实际电路往往会遇到非正规联接,这就会引起麻烦。而且用网路参数解题,反而会增加困难。因此,本书采取用替代定理进行等效变换的方法来分析。又如,对宽带放大器频率特性的分析,既介绍了 s 域零、极点的分析方法,又介绍了开路和短路时间常数分析法,后者在工程上使用是很方便的。至于窄带放大器,直接进行实频域的稳态分析,既方便,物理概念又清晰。因此,本书直接采用稳态分析,而没有用 s 域分析。

本书在文字表述方面,力求简洁、通俗、明晰,尽量避免把内容浓缩。这样做的目的,是希望能有助于学生自学,有利于精减学时,改革教学。也希望有助于广大立志自学成才的同志进行自学。

北京邮电学院谢沅清副教授对本书初稿进行了认真仔细的审订,并提出了许多宝贵的意见,在此谨致衷心的感谢。本书在编撰过程中,一直得到北京师范大学无线电电子学系领导的关心和支持,并得到电子线路教研室全体同志的帮助,在此一并致谢。

限于编者的水平,书中一定会有错误和不妥之处,恳切希望能够得到专家和读者的批评指正。

编者1985年3月

于北京师范大学

目 录

第一章 半导体二极管和三极管	1
§1-1 引言	1
§1-2 半导体的基本知识	1
1-2-1 半导体的晶体结构	1
1-2-2 本征激发, 两种载流子	2
1-2-3 杂质半导体	4
§1-3 半导体中载流子的运动	6
1-3-1 漂移运动和导电率	6
1-3-2 扩散运动	7
1-3-3 非平衡载流子的扩散运动	7
§1-4 PN结	9
1-4-1 PN 结的形成	9
*1-4-2 PN 结的接触电位差	10
1-4-3 正向偏置下的 PN 结	11
1-4-4 反向偏置下的 PN 结	14
§1-5 半导体二极管	15
1-5-1 二极管的结构	15
1-5-2 二极管的伏安特性	15
1-5-3 二极管的参数	17
§1-6 半导体三极管	23
1-6-1 晶体管的原理结构	23
1-6-2 晶体管的工作原理	24
1-6-3 晶体管的 Ebers-Moll 模型	28
1-6-4 晶体管组成放大器	29
1-6-5 晶体管的静态特性曲线	31
1-6-6 晶体管的参数	37
1-6-7 正向工作区的大信号模型	38
1-6-8 晶体管的小信号模型	41
*1-6-9 晶体管的工艺结构	49
小结	50
习题	51
第二章 放大器基础	54
§2-1 放大器的基本概念和指标	54
2-1-1 放大器的实质	54
2-1-2 放大器的指标	54
§2-2 单管放大器的三种基本组态	58
2-2-1 共射(CE)放大器	58

2-2-2 共基(CB)放大器	59
2-2-3 共集(CC)放大器	60
§2-3 放大器的分析方法	60
2-3-1 放大器的图解分析法	61
2-3-2 小信号模型分析法	65
§2-4 三种组态特性的比较	72
2-4-1 共射(CE)组态	72
2-4-2 共基(CB)组态	73
2-4-3 共集(CC)组态	74
2-4-4 三种组态特性的比较	75
§2-5 晶体管的偏置电路	77
2-5-1 温度对晶体管参数的影响	77
2-5-2 温度稳定的偏置电路	80
2-5-3 其它偏置稳定电路	82
§2-6 双管直接耦合放大单元	85
2-6-1 同型管直接耦合 CE—CE 放大单元	85
2-6-2 同型管直接耦合 CE—CC 放大单元	88
2-6-3 异型管直接耦合 CE—CE 放大单元	89
§2-7 差动放大器	90
2-7-1 电路结构和工作原理	90
2-7-2 小信号分析	93
2-7-3 大信号特性	96
2-7-4 差动放大器的失调和漂移	100
小结	103
附录 Bartlett 二等分原理	103
习题	105
第三章 多级放大器和模拟集成电路	111
§3-1 多级放大器的一般问题	111
3-1-1 多级放大器的组成	111
3-1-2 级间耦合方式	112
3-1-3 组态的选择	112
§3-2 多级放大器中频指标的计算	113
3-2-1 多级放大器增益的计算	113
3-2-2 多组放大器输入、输出电阻的计算	114
§3-3 模拟集成电路简介	115
3-3-1 模拟集成电路的种类和发展概况	116
* 3-3-2 集成电路制造工艺简介	116
§3-4 集成运算放大器的电路组成	119
3-4-1 电流源和偏置电路	119
3-4-2 输入级电路	123
3-4-3 中间放大级电路	126
3-4-4 输出级电路	134
2-4-5 输出级过载保护电路	143

§3-5 集成运算放大器典型电路分析	144
3-5-1 F001电路分析	144
3-5-2 F003电路分析	147
3-5-3 F007电路分析	151
小结	157
习题	158
第四章 场效应管及其放大电路	161
§4-1 场效应管的原理与特性	161
4-1-1 结型场效应管的原理与特性	161
4-1-2 绝缘栅型场效应管的原理与特性	165
4-1-3 场效应管的参数	168
4-1-4 场效应管与晶体管的比较	171
§4-2 场效应管放大器	172
4-2-1 场效应管的偏置电路	172
4-2-2 场效应管的小信号模型	176
4-2-3 三种基本放大器组态	178
§4-3 场效应管的其它应用	182
4-3-1 场效应管用作压控电阻(VCR)	182
4-3-2 恒流二极管	183
小结	184
习题	184
第五章 反馈放大器	186
§5-1 基本概念	186
5-1-1 反馈的基本概念	186
5-1-2 基本反馈方程式	188
5-1-3 反馈放大器的分类	189
5-1-4 反馈组态的判别	190
5-1-5 各种组态对负载和信号源的要求	192
§5-2 负反馈的效果	192
5-2-1 负反馈提高了增益的稳定性	192
5-2-2 负反馈对非线性失真的改善	194
5-2-3 负反馈有利于信噪比的改善	196
5-2-4 负反馈对放大器输入、输出阻抗的影响	197
§5-3 反馈放大器的方框图分析法	200
5-3-1 电压并联负反馈组态	200
5-3-2 电流串联负反馈组态	207
5-3-3 电压串联负反馈组态	211
5-3-4 电流并联负反馈组态	215
§5-4 反馈放大器的环路传输分析法	218
5-4-1 四种反馈组态环路传输的统一性	218
5-4-2 环路传输分析法	220
小结	222

习题.....	226
第六章 放大器的频率响应	234
§6-1 准备知识	234
6-1-1 网络函数及其极点、零点概念的复习	234
6-1-2 极点、零点的确定	235
6-1-3 频率响应曲线—波特图	240
6-1-4 极点与网络时间常数的关系	247
§6-2 共射(CE)放大电路的频率特性	249
6-2-1 RC 耦合 CE 放大器的低频响应	249
6-2-2 利用短路时间常数的近似分析法和耦合电容、旁路电容的选择	251
6-2-3 共射放大器的高频响应	255
6-2-4 密勒效应和单向化近似模型	257
6-2-5 利用开路时间常数的近似分析法	259
6-2-6 共射电路的增益带宽积(GBP)	262
6-2-7 共射电路的高频输入阻抗和输出阻抗	263
6-2-8 时域响应和方波测试法	264
6-3 共基(CB)放大电路的频率特性	267
6-3-1 共基放大电路的高频输入阻抗和输出阻抗	267
6-3-2 CB 放大器的增益和带宽	270
§6-4 共集(CC)放大电路的频率特性	272
6-4-1 共集放大电路的高频输入阻抗和输出阻抗	273
6-4-2 CC 放大器的增益和带宽	275
§6-5 单级 CE 放大器的高频补偿	279
6-5-1 具有共轭复数极点的频率响应	279
6-5-2 最大平坦幅值函数	282
6-5-3 高频补偿电路简介	285
§6-6 多级放大器的频率响应	289
6-6-1 共射级联放大器的高频响应	289
6-6-2 射极耦合对的高频响应	291
6-6-3 CE—CB 宽带放大器的高频响应	294
小结	296
习题	297
第七章 反馈放大器的频率特性和稳定性	302
§7-1 反馈放大器的频率响应	302
7-1-1 闭环增益函数的极点和零点	302
7-1-2 单极点反馈放大器的频率响应	303
7-1-3 双极点反馈放大器的频率响应	305
7-1-4 三极点反馈放大器的频率响应	307
7-1-5 多极点反馈放大器频率响应的近似分析法	310
§7-2 反馈放大器的稳定性讨论	321
7-2-1 反馈系统稳定的充要条件	321
7-2-2 奈奎斯特准则	322
7-2-3 稳定性的波特图分析法	330

§7-3 相位补偿	332
7-3-1 相位补偿的原理	333
7-3-2 相位补偿的方法	335
小结	342
附录 根轨迹的绘制法则	343
习题	348
第八章 集成运算放大器应用基础	351
§8-1 集成运算放大器的主要性能参数	351
§8-2 集成运放的理想模型	356
§8-3 运算放大器的三种基本组态	358
8-3-1 反相运算放大器	358
8-3-2 同相运算放大器	260
8-3-3 差动运算放大器	363
§8-4 集成运放的运算误差	366
8-4-1 实际运放的模型与闭环误差	366
8-4-2 调零和偏流补偿技术	370
§8-5 集成运放在线性电路中的应用	372
8-5-1 线性电压、电流变换电路	372
8-5-2 积分和微分运算放大器	379
8-5-3 模拟计算系统	385
8-5-4 有源滤波器	388
小结	392
习题	393
第九章 小信号带通放大器	398
§9-1 LC调谐回路和晶体管的 y 参数模型	398
9-1-1 CL 调谐回路的特性	398
9-1-2 晶体管的高频 y 参数模型	410
§9-2 晶体管调谐放大器	414
9-2-1 单调谐放大器	414
9-2-2 多级单调谐放大器	419
9-2-3 双调谐放大器	420
9-2-4 多级双调谐放大器	423
9-2-5 参差调谐放大器	424
9-2-6 调谐放大器的稳定性	426
§9-3 场效应管调谐放大器	432
9-3-1 场效应管的 y 参数模型	432
9-3-2 场效应管调谐放大器的特点	433
9-3-3 场效应管调谐放大器电路	433
§9-4 采用集中选频的带通放大器	435
9-4-1 几种集中选择滤波器简介	435
9-4-2 宽带放大集中选择滤波放大器实例	438
小结	439

习题	439
参考文献	442
部分习题参考 答 案	444

第一章 半导体二极管和三极管

§1-1 引言

半导体二极管、三极管（通常叫晶体管）、场效应晶体管（简称场效应管）等等，统称为半导体器件。它们是电子线路中不可缺少的重要部件。为了研究电子线路，当然需要对这些器件的工作原理和特性作一定的了解。只有这样，才能对电子线路进行分析；同时，只有这样，也才能在实际工作中合理地选择和使用它们。

系统地全面地分析半导体器件工作的微观物理过程，是半导体器件物理学的任务，它牵涉到很多固体物理、量子力学和统计物理的知识。本书的中心内容是研究电子线路，因而不打算过多地阐述半导体物理的内容。

从教学的角度看，集中过多的课时，来逐一介绍本书所涉及的各种器件，将是很乏味的。因此，本章只介绍二极管和三极管，以便使读者较早地接触到最感兴趣的电子线路。而本书所涉及的其它器件，则放到后续章节中结合电路来介绍。

本章的重点是PN结、二极管和三极管。PN结是构成半导体器件的基础，因此应作较深入的了解。至于二极管和三极管，我们希望读者把注意力放在掌握它们的基本特性和参数上。

§1-2 半导体的基本知识

我们知道，银、铜、铝等金属材料很容易导电，称为导体；而云母、陶瓷、塑料等则很难导电，故称为绝缘体。所谓半导体，就是指导电能力介于导体与绝缘体之间的物体。

半导体之所以得到广泛的应用，并不在于它的导电能力介于导体与绝缘体之间，而是由于半导体的导电能力会随温度、光照和掺进一定杂质而显著变化。这些性质具有极其宝贵的实用价值。例如，利用其导电能力随温度的变化，可以制成各种热敏元件；光照不仅能改变其导电能力，还能产生电动势，即所谓光电效应，利用光电效应可以制成光敏元件和光电池；特别是利用掺杂可以人为地控制它的导电性能，从而制造出各种晶体管。

为了说明半导体的这些特点，我们需要研究它的内部导电机构。

1-2-1 半导体的晶体结构

我们知道，组成物质的原子，是由带正电的原子核和带负电的绕原子核运动的电子所组成。核外的电子，根据其能量的大小分布在不同的轨道壳层上。最外层的电子决定了该元素的化学性质，称为价电子。制造半导体器件最常用的半导体——硅和锗，最外层都是四个电子，因而都是四价元素。图1-1(a)和(b)分别表示硅和锗的原子结构示意图。由于内层电子受原子核的吸引力最大，因而对它的导电性能没有什么影响，只有最外层的价电子，由于受核的约束最弱，在一定条件下才有可能参与导电。因此，人们常常把内层电子和原子核看成一个整体，称为惯性核，它的电量是原子核和内层电子电量的代数和。对于四价元素来讲，

惯性核带有正的四个电子电荷量 (+4q)，这样硅和锗的简化结构图就如图1-1(c)所示。

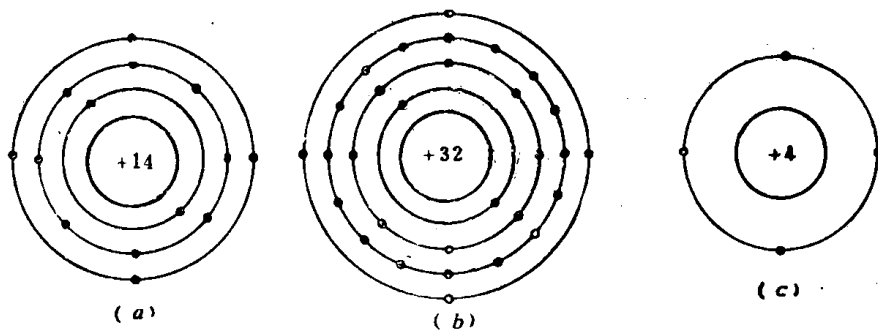


图1-1 原子结构示意图, (a)硅(Si)原子, (b)锗(Ge)原子, (c)四价元素简化图

制造半导体器件的材料硅(或锗)是由很多很多硅(或锗)原子结合而成的,在整个材料内部原子之间的排列非常有规则,这种结构称为单晶体。硅(或锗)这种单晶结构是共价键结构。所谓共价键,就是每个原子各提供一个价电子与相邻的原子共有。即每两个原子之间共用一对价电子。这一对价电子中任何一个不仅围绕自身原子核运动,而且也出现在相邻原子所属的轨道上,它们同时受到两个原子核的吸引,从而把两个原子结合在一起。这种共价电子所形成的束缚作用就叫做共价键。硅和锗都是四价元素,其原子的最外层有四个价电子,正好和四个相邻的原子组成四个共价键,如图1-2所示。这种纯净的半导体单晶体,称为本征半导体(Intrinsic Semiconductors)。

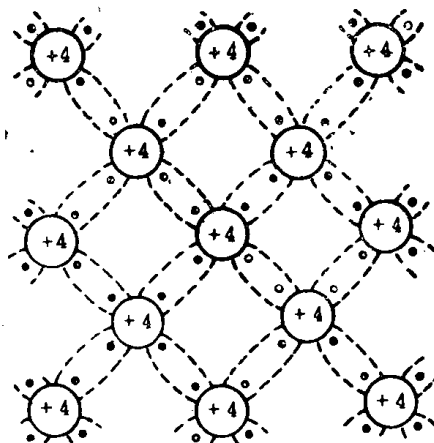


图1-2 共价键结构平面示意图

应当指出,每个共价键中的电子,总是属于两个原子所共有,即同时受到两个原子核的束缚,因而仍然是束缚电子,在一定条件下它们是不可能自由运动的。

1-2-2 本征激发,两种载流子

共价键中的电子,虽然受到两个原子的束缚,但是这种束缚力比绝缘体的小得多。如果共价键上的电子,从外界获得了一定能量,比如温度升高,光照等,使得价电子能够摆脱原子的束缚,脱离共价键,便成为可以自由运动的自由电子。共价键上的电子摆脱束缚所需要获得的最起码的能量,称为激活能,在能带理论中称为禁带宽度。通常这种激活能或禁带宽度用电子伏特eV [$1\text{eV} = 1.6 \times 10^{-19}$ 焦耳]作单位。半导体的禁带宽度一般在1eV左右,而绝缘体的禁带宽度约在10eV以上。具体来讲,在绝对零度时,硅的禁带宽度 $E_{g0} = 1.21\text{eV}$,锗的禁带宽度 $E_{g0} = 0.785\text{eV}$ 。禁带宽度随温度略有变化。对于硅来讲

$$E_g(T) = [1.21 - 3.60 \times 10^{-4}T] \quad (\text{eV}) \quad (1-1)$$

其中 T 是绝对温度。室温下 ($T = 300\text{K}$ 时),硅的禁带宽度 $E_g = 1.1\text{eV}$ 。对于锗来讲

$$E_g(T) = [0.785 - 2.23 \times 10^{-4}T] \quad (\text{eV}) \quad (1-2)$$

室温下锗的 $E_g = 0.72\text{eV}$ 。

在温度很低时,比如接近0K时,价电子由于热运动而获得的能量甚微,不足以达到 E_{g0} ,因而价电子全部束缚在共价键上,半导体呈绝缘性质。当温度升高之后,原子的热

运动加强，一部分价电子获得了足以克服 E_g 的能量，从共价键上挣脱出来，变成了自由电子。这时如果在半导体上加上一定的电场，这些自由电子就会逆电场方向定向运动，而形成导电。温度越高，自由电子越多，因而导电能力越强。

值得注意的是，当共价键上失去价电子之后，共价键上出现了一个空位子，这时该原子处的电中性被破坏，显一个电子电荷的正电性，我们可以等效地把这个空位子看成是一个带 $+q$ 的粒子，给它取一个名字叫“空穴”。在热运动的过程中，相邻的共价键上的价电子，可能会填补上这个空穴，而在别处又出现一个新的空穴。这个彼处的价电子跑到此处填补了空穴，而在彼处形成新的空穴的过程，可以等效地看做是此处的空穴移动到了彼处。由此可见，空穴这种等效的粒子，也是可以自由移动的。当存在外加电场时，空穴这种可以自由移动的带正电的粒子，必然会沿电场方向定向移动，也要参与导电形成电流。

由此可见，半导体中存在着两种导电粒子，即自由电子(以下简称电子)和空穴。它们都是电流的载体，统称为载流子。

读者可能已经注意到，在本征半导体中，电子和空穴总是同时出现的，我们把它们称做电子—空穴对。本征半导体中产生电子—空穴对的过程，称为本征激发。

在一定温度下，本征半导体中由于本征激发，不断产生电子—空穴对。在没有别的因素时(如光照等)，一种半导体在单位时间单位体积内产生的电子(或空穴)数，只与温度有关。我们把单位时间内产生的电子(或空穴)的浓度，称为产生率，用 $g(T)$ 表示。在一定温度下， $g(T)$ 是个常数。那么，会不会随着时间的推移载流子的浓度越来越大呢？这是不可能的。因为电子在热运动过程中，互相碰撞，或者电子与晶格碰撞，都有可能使电子已经获得的能量又丢失掉(以其它形式放出)，重新回到共价键上，与空穴结合而使电子—空穴对同归于尽。这个过程称为复合。单位时间单位体积内复合掉的电子—空穴对数，即电子(或空穴)的复合率，必然与温度和电子、空穴的浓度有关。这是不难理解的。因为温度越高，粒子碰撞的机会越多，载流子浓度越大，复合机会也越多。因此复合率 R 可表示为

$$R = r(T)np \quad (1-3)$$

其中 $r(T)$ 是与温度有关的常量， n 、 p 分别表示电子和空穴的浓度。如果说当温度升高之后，导致电子和空穴的浓度不断增加的话，那末，随着 n 、 p 的增加，复合率 R 也将增加，最后 $g(T)$ 与 R 达到相等，即

$$g(T) = R = r(T)np \quad (1-4)$$

即单位时间内产生的载流子与复合掉的载流子数量相等， n 、 p 将保持定值，不再增加，达到动态平衡。这时

$$np = g(T)/r(T) = \text{常量} \quad (1-5)$$

在本征半导体中， $n = p = n_i$ (i 表示本征半导体) 即 $n_i^2 = \text{常量}$ 。理论和实验均证明，热平衡时本征载流子的浓度由下式决定：

$$n_i = A_0 T^{3/2} e^{-E_g/2kT} \quad (1-6)$$

其中 A_0 ——与温度无关的常数，理论值为

$$A_0 = 4.82 \times 10^{15} [\text{cm}^{-3} \text{K}^{-3/2}]$$

T ——绝对温度

k ——玻耳兹曼常数， $k = 8.62 \times 10^{-5} \text{eV/k}$ 。

E_g ——为材料的禁带宽度，单位 eV 。

由式(1-1)、(1-2)和(1-6)不难算出在室温下($T = 300\text{K}$)硅和锗的本征载流子浓度分别为

$$n_i(\text{Si}) \approx 1.5 \times 10^{10}/\text{cm}^3.$$

$$n_i(\text{Ge}) \approx 2.5 \times 10^{13}/\text{cm}^3.$$

值得指出的是,本征载流子的浓度,从数字本身看,好像是一个很大的数目,但与原子密度相比却是微不足道的。室温下,硅的原子密度约为 $5 \times 10^{22}/\text{cm}^3$, n_i 的值仅为原子密度的三万亿分之一;锗的原子密度约为 $4.4 \times 10^{22}/\text{cm}^3$, n_i 的值仅为原子密度的二十亿分之一。可见,室温下本征载流子的浓度是很少的,因而导电能力很弱。

但是 n_i 的值受温度影响很大。由式(1-6)不难求出,对于硅来说,大约温度每升高 8°C n_i 就增大一倍;对于锗来说,大约温度每升高 12°C , n_i 就增大一倍。

1-2-3 杂质半导体

本征半导体中,电子和空穴的数量相等,而且数量并不大。如果在本征半导体中掺进少量特定的元素(称为杂质),其导电性能将发生显著的变化,而且其性能可由控制掺杂浓度的办法人为地加以控制。这种掺有杂质的半导体,称为杂质半导体(doping semiconductors),它是制造半导体器件的基本材料。杂质半导体按其导电机构的不同,分为N型半导体和P型半导体两种。

在四价的硅(或锗)晶体中,掺入少量的五价元素,如磷(P)、砷(As)、锑(Sb)等,由于杂质浓度甚低,因而并不会破坏共价键结构,只是晶格上个别的硅(或锗)原子被掺进的五价元素的原子所代替。这样,每一个杂质原子与周围的四个四价原子组成共价键,还多余一个价电子,如图1-3所示。这个多余的价电子不在共价键上,它受到原子的束缚远比共价键上的电子弱。也就是说,这个多余的价电子,只要获得很小的能量,就会摆脱原子核的束缚而成为自由电子。事实上,在室温下,这些多余的价电子基本上都变成了自由电子。由于五价的杂质原子,在室温下就能“施舍”出一个自由电子,所以这种杂质称为“施主杂质”(donor impurities)。施主杂质的浓度虽然比硅(或锗)的原子浓度低得多(一般只占万分之一到千分之一,重掺杂时可达百分之一左右),但比起室温下的 n_i 值却大得多,所以这种杂质半导体中,电子的浓度远大于 n_i 。值得注意的是,施主原子失去一个价电子,将显正电性,成为带正电的离子,这种正离子与空穴不同,它不能自由移动,因而不是载流子。在这种半导体中,空穴的浓度不仅没有增加,反而会比本征浓度低得多。这是不难理解的。因为施主杂质浓度比硅(或锗)的浓度低,且在室温下已全部电离,因而载流子的产生率可以认为与本征半导体相同,仍为 $g(T)$,而复合率 $R = r(T)np$, $r(T)$ 的值也可认为与本征半导体相同,在动态平衡的情况下 $g(T) = R = r(T)np$,所以

$$np = g(T)/r(T) = n_i^2 \quad (1-7)$$

$$\text{既然 } n \gg n_i, \text{ 则 } p = \frac{n_i^2}{n} \ll n_i.$$

由于 $n \gg p$,故这种杂质半导体中的导电性能由电子决定,因而称为电子型半导体或N

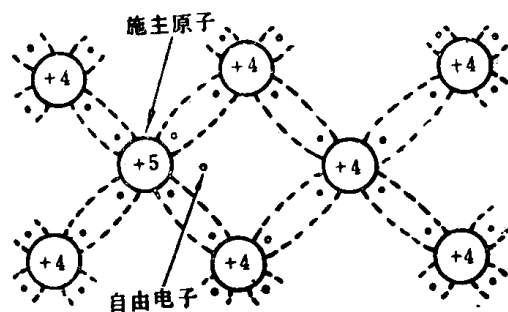


图1-3 N型半导体结构示意图

型半导体（电子带负电，N 是 Negative 的字头）。在 N 型半导体中，电子浓度很大，所以称电子为“多数载流子”（简称“多子”），空穴浓度很小，称为“少数载流子”（简称“少子”）。

应当指出，在 N 型半导体中，虽然 $n \gg p$ ，但整个半导体仍然是电中性的。设施主杂质浓度为 N_D ，则在不太低的温度下（施主原子全部电离），下式总是成立的：

$$n = p + N_D \quad (1-8)$$

如果在本征硅（或锗）中，掺入的杂质不是五价元素，而是三价元素，如硼（B）、镓（Ga）、铟（In）等。同样在杂质浓度很低的情况下，也不会破坏共价键结构，只是晶格上个别的硅（或锗）

原子被三价元素的原子所代替。这个三价原子在与周围的四个四价原子形成共价键时，有一个键上尚缺少一个电子，如图 1-4 所示。由于共价键上电子所具有的能量相差甚微，因此，邻近键上的价电子，在室温下就能跑过来填补这个缺少电子的键，于是就在邻近键上形成一个空穴。接受电子的杂质原子也破坏了原来的电平衡，变成了带负电的离子，这个负离子也是不能自由移动的，也不参与导电。由于三价元素在常温下能“接受”一个电子，因而称为“受主杂质”（acceptor impurities）。受主杂质的浓度 N_A 也比 n_i 大得多，因而在室温下，这种

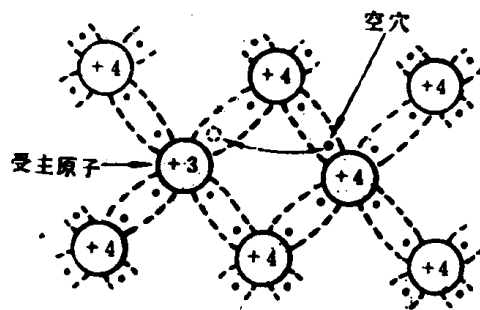


图1-4 P型半导体结构示意图

半导体中的空穴浓度 $p \gg n_i$ 。和对 N 型半导体的讨论相似， $np = n_i^2$ ，所以 $n = \frac{n_i^2}{p} \ll n_i$ 。由于 $p \gg n$ ，所以这种半导体叫做空穴型半导体或 P 型半导体（空穴带正电，P 是 Positive 的字头）。在 P 型半导体中，空穴是多数载流子，电子是少数载流子。从整体上来看，P 型半导体也是电中性的，满足

$$p = n + N_A \quad (1-9)$$

实际上，在半导体器件的生产工艺中，常常不是只掺一种杂质，如果施主杂质浓度为 N_D ，受主杂质浓度为 N_A ，由于半导体宏观上总呈电中性，因而

$$N_D + p = N_A + n \quad (1-10)$$

若 $N_D \gg N_A$ ，则 $n \gg p$ ，呈 N 型，相反如 $N_A \gg N_D$ ，则 $p \gg n$ ，呈 P 型。可见原来是 P 型半导体，掺以浓度更高的施主杂质后，就会转变成 N 型半导体，反之亦然。

最后，我们通过一个实例，来说明半导体的蜕化问题。

例 1-1 设在硅晶体中，掺入浓度为 $N_D = 2 \times 10^{14}/\text{cm}^3$ 的磷原子，问 300K 时， n ， p 各为多少？当温度上升到 500K 时又如何？

解 前已求出 300K 时硅晶体的 $n_i = 1.5 \times 10^{10}/\text{cm}^3$ ，现在 $N_D \gg n_i$ ，可知 $n \gg p$ ，所以

$$n = N_D + p \approx N_D = 2 \times 10^{14}/\text{cm}^3.$$

$$p = \frac{n_i^2}{n} = 1.2 \times 10^6/\text{cm}^3.$$

当 $T = 500\text{K}$ 时，由式 (1-1) 求得 $E_g = 1.03\text{eV}$ 。由式 (1-6) 求出此时的 $n_i' = 3.5 \times 10^{14}/\text{cm}^3$ ，不满足 $N_D \gg n_i'$ ，由

$$n = N_D + p$$

$$np = n_i'^2$$

联立求解得：

$$p = 2.6 \times 10^{14} / \text{cm}^3.$$

$$n = 4.6 \times 10^{14} / \text{cm}^3.$$

可见，当 $T \approx 500\text{K}$ 时， n, p 已经是同数量级，因而 N 型半导体已蜕化成本征半导体。这就告诉我们，杂质半导体只有在一定温度界限内，才表现为 N 型或 P 型。

§1-3 半导体中载流子的运动

半导体中的载流子—电子和空穴，和气体中分子的热运动类似，也在作杂乱无章的热运动，而且每时每刻都有载流子的产生和复合。但是，我们现在要研究的不是这些运动，而是在一定条件下表现出来的宏观定向运动，也就是能够形成宏观电流的运动。

1-3-1 漂移运动和导电率

当在一块半导体上加上电场之后，其中的载流子将在电场作用下作定向运动：空穴将沿电场方向运动，电子将逆电场方向运动。载流子在电场作用下的宏观定向运动称做“漂移运动”。值得注意的是，半导体中载流子的漂移运动，并不像单个带电粒子在真空中的电场中那样作加速运动。在半导体中载流子之间以及载流子与晶格之间都将发生碰撞，其速度不可能一直增加下去，而是以一定的统计平均速度运动，这个平均速度与电场强度成正比。设电场强度为 E ，空穴的平均速度为 v_p ，电子的平均速度为 v_n ，则

$$v_p = \mu_p E \quad (1-11a)$$

$$v_n = -\mu_n E \quad (1-11b)$$

其中 μ_p, μ_n 分别叫空穴和电子的“迁移率”，它表示单位场强引起的漂移速度。载流子的漂移运动形成的电流称为“漂移电流”。显然若空穴和电子的浓度分别以 p, n 表示，则空穴产生的漂移电流的电流密度为

$$J_p = qp v_p = qp \mu_p E \quad (1-12a)$$

电子的漂移速度 v_n 与 v_p 方向相反，但电子的电荷为 $-q$ ，故电子产生的漂移电流密度为

$$J_n = -qn v_n = qn \mu_n E \quad (1-12a)$$

与空穴漂移电流方向相同。因此半导体中总漂移电流密度为

$$J = J_p + J_n = qE(p\mu_p + n\mu_n) \quad (1-13)$$

电流密度与电场强度之比，是材料的导电率。因此，半导体的导电率为

$$\sigma = \frac{J}{E} = q(p\mu_p + n\mu_n) \quad (1-14)$$

应当指出，在同一半导体中，迁移率 μ_p 与 μ_n 是不相等的，且总是 $\mu_n > \mu_p$ 。这是因为空穴的运动是价电子填补空穴的运动，比起自由电子来要困难得多。再者，迁移率 μ ，不仅与材料有关，而且与温度有关。因此不同的材料，导电率不同，同一材料不同温度下的导电率也不同。在室温下 $T = 300\text{K}$ 时，硅材料的

$$\mu_p = 500 \text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}, \mu_n = 1300 \text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$$

锗材料的

$$\mu_p = 1800 \text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}, \mu_n = 3800 \text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$$

1-3-2 扩散运动

在日常生活中，我们都有这样的经验：如果在屋子的某一角落把盛有汽油的瓶塞打开，经过一段时间之后，满屋子都有汽油味；在一杯清水中，滴入一滴红墨水，很快就把整杯水染红。这种分子由密度高的地方向密度低的地方散开的现象，称为“扩散”。

同样，如果半导体中自由载流子的浓度不均匀，那么高浓度区域的载流子，也会向低浓度区扩散。由于载流子扩散运动形成的电流，叫做扩散电流。

扩散电流的大小，与载流子本身的浓度值没有直接关系，浓度再大，如果分布均匀，也不会有扩散电流。事实上扩散电流与载流子的浓度梯度成正比。对于一维的空间分布来说，比如载流子的浓度分布只沿 x 轴有变化，那么扩散电流只沿 x 方向流动，且与浓度对 x 的变化率成正比。若 J_n 和 J_p 分别代表电子和空穴的扩散电流的电流密度，则有：

$$J_n = q D_n \frac{dn}{dx} \quad (1-15)$$

$$J_p = -q D_p \frac{dp}{dx} \quad (1-16)$$

比例系数 D_n 和 D_p 分别称为电子和空穴的扩散系数。注意，载流子总是由浓度大的区域向浓度小的区域扩散，即当 $\frac{d(\quad)}{dx} > 0$ 时，沿 x 轴的反方向运动，当 $\frac{d(\quad)}{dx} < 0$ 时沿 x 轴正方向运动，而电子的电荷 $(-q)$ 与空穴的电荷 $(+q)$ 相反，因此式(1-15)和(1-16)相差一负号。

扩散系数也与材料和温度有关，因而与迁移率必然有联系。它们之间的关系称为“爱因斯坦关系式”：

$$\frac{D_n}{\mu_n} = \frac{kT}{q} \quad (1-17)$$

$$\frac{D_p}{\mu_p} = \frac{kT}{q} \quad (1-17)$$

根据式(1-17)和 μ 的数值，不难求出 D 的数值。 $T = 300K$ 时，扩散系数大小如下：

$$\text{Si: } D_p = 13\text{cm}^2/\text{s}, D_n = 34\text{cm}^2/\text{s}$$

$$\text{Ge: } D_p = 47\text{cm}^2/\text{s}, D_n = 98\text{cm}^2/\text{s}.$$

1-3-3 非平衡载流子的扩散运动

现在我们来讨论一个在半导体器件中十分重要的现象。

假设有一块 N 型半导体，如图1-5所示，其截面积为 A 。如果由左端源源不断地向里注入空穴（这种注入如何实现，后面要讨论），使左端端点处空穴的浓度始终保持为 $p(0)$ 值，我们来研究一下空穴在半导体内的运动情况。

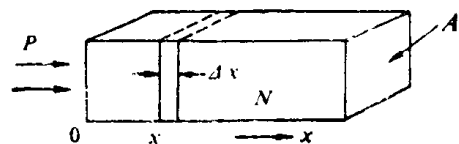


图1-5

在未注入空穴之前，半导体中的载流子已经达到其热平衡值，设电子的浓度为 n_0 ，空穴

的浓度为 p_0 ，如果掺杂是均匀的，那么， n_0 和 p_0 不随 x 变化。显然这时 $n_0 \cdot p_0 = n_i^2$ ，我们把满足这一关系的载流子称做“平衡载流子”。当外界向里注入空穴时，左端 ($x=0$) 的空穴浓度为 $p(0)$ ，该处的 $p(0) \cdot n_0 \neq n_i^2$ ，我们把偏离平衡值的载流子，称做“非平衡载流子”，在此我们用 p_e 表示，显然在 $x=0$ 处， $p_e(0) = p(0) - p_0$ 。

由于在左端存在非平衡载流子，出现了浓度梯度，因此左端的空穴将向右扩散。值得注意的是，空穴在向右扩散的同时，会和电子复合。因而，可以想见，非平衡载流子的浓度必然越往右越低。前面已经假定，空穴的注入是源源不断的，端点 ($x=0$) 的浓度总保持 $p(0)$ 值，如果右端及时把扩散过去的空穴“取走”，则非平衡载流子必将形成一种稳定分布。现在我们来求出空穴沿 x 轴的分布规律，以及由这种分布所引起的扩散电流。

我们在 x 处，取一小体积元，其长度为 Δx ，只要 Δx 取得足够小，则可认为在该体积元中空穴的浓度为一定值 $p(x)$ (简写为 p)，因此该体积元中，空穴随时间的减小率为

$$-\frac{\partial}{\partial t}[p A \Delta x] \quad (1-18)$$

这个值必然等于单位时间净扩散出去的空穴数和单位时间内复合掉的空穴数之和。

非平衡载流子复合前平均存在的时间称为“寿命”，用 τ 表示。显然，该体积元中单位时间复合掉的空穴数为

$$\frac{p - p_0}{\tau_p} A \Delta x \quad (1-19)$$

单位时间内由左方扩散进来的空穴数为

$$-AD_p \left(\frac{\partial p}{\partial x} \right)_x$$

从右边扩散出去的空穴数为

$$-AD_p \left(\frac{\partial p}{\partial x} \right)_{x+\Delta x}$$

在 Δx 很小的情况下，

$$\left(\frac{\partial p}{\partial x} \right)_{x+\Delta x} = \left(\frac{\partial p}{\partial x} \right)_x + \left(\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} \right)_x \Delta x$$

所以，单位时间内净扩散出去的空穴数为

$$-AD_p \left(\frac{\partial p}{\partial x} \right)_{x+\Delta x} - \left[-AD_p \left(\frac{\partial p}{\partial x} \right)_x \right] = -AD_p \left(\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} \right)_x \Delta x \quad (1-20)$$

由式(1-18)，(1-19)和(1-20)，则有

$$-\frac{\partial}{\partial t}[p A \Delta x] = \frac{p - p_0}{\tau_p} A \Delta x - AD_p \left(\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} \right)_x \Delta x$$

即

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{p - p_0}{\tau_p} + D_p \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} \quad (1-21)$$

这就是十分重要的扩散方程式。

前面说过，当左端能保持 $p(0)$ 不变，右端又能将扩散过去的空穴及时“取走”时，非平衡载流子将形成稳定的分布，这样 $\frac{\partial p}{\partial t} = 0$ ，于是式(1-21)就变为