

模拟电子技术基础

钟化兰 周霞◎主 编
傅军栋 徐征◎副主编



西安交通大学出版社

华东交通大学教材（专著）基金资助项目

模拟电子技术基础

主 编

钟化兰 周 霞

副主编

傅军栋 徐 征

西南交通大学出版社

· 成 都 ·

内容简介

本书按照国家教育部高等学校工科电子基础课程教学指导分委员会关于模拟电子技术课程教学的基本要求，在总结了作者多年的模拟电子技术课程教学经验的基础上编写而成。

全书共分 10 章，内容包括：绪论、半导体二极管及其基本电路、双极型晶体管及其放大电路基础、场效应管及其放大电路、多级放大电路与频率响应、集成运算放大电路、反馈放大电路、信号的运算与处理电路、波形发生与信号转换电路、功率放大电路直流稳压电源。

本书可作为高等学校电气信息类各专业“模拟电子技术基础”课程的教材，也可供其他相关专业选用和从事电子技术工作的工程技术人员参考。

图书在版编目 (C I P) 数据

模拟电子技术基础 / 钟化兰, 周霞主编. —成都:
西南交通大学出版社, 2021.5
ISBN 978-7-5643-8048-9

I. ①模… II. ①钟… ②周… III. ①模拟电路—电
子技术—高等学校—教材 IV. ①TN710

中国版本图书馆 CIP 数据核字 (2021) 第 095778 号

Moni Dianzi Jishu Jichu

模拟电子技术基础

主编 钟化兰 周霞

责任编辑 黄淑文

封面设计 曹天擎

出版发行 西南交通大学出版社
(四川省成都市金牛区二环路北一段 111 号
西南交通大学创新大厦 21 楼)

邮政编码 61 0031

发行部电话 02 8-87600564 0 28-87600533

网址 [ht tp://www.xnjdcbs.com](http://www.xnjdcbs.com)

印刷 成都中永印务有限责任公司

成品尺寸 185 mm × 260 mm

印张 18.75

字数 468 千

版次 2021 年 5 月第 1 版

印次 2021 年 5 月第 1 次

定价 58.00 元

书号 ISBN 978-7-5643-8048-9

课件咨询电话: 028-81435775

图书如有印装质量问题 本社负责退换

版权所有 盗版必究 举报电话: 028-87600562

内容简介

本书按照国家教育部高等学校工科电工电子基础课程教学指导分委员会关于模拟电子技术课程教学的基本要求，在总结了作者多年的模拟电子技术课程教学经验的基础上编写而成。

全书共分 10 章，内容包括：绪论、半导体二极管及其基本电路、双极型晶体管及其放大电路基础、场效应管及其放大电路、多级放大电路与频率响应、集成运算放大电路、反馈放大电路、信号的运算与处理电路、波形发生与信号转换电路、功率放大电路直流稳压电源。

本书可作为高等学校电气信息类各专业“模拟电子技术基础”课程的教材，也可供其他相关专业选用和从事电子技术工作的工程技术人员参考。

前言 PREFACE

“模拟电子技术基础”课程是电气信息类各专业的一门技术基础课，本教材按照国家教育部高等学校工科电工电子基础课程教学指导分委员会关于模拟电子技术课程教学的基本要求编写，本书注意总结作者多年来的教学实践经验。

本书注重模拟电子技术的基本理论和基本分析方法的讲述，对模拟电子技术中的重要概念、重要分析方法及较难理解的内容都提供了比较典型的例题和习题。力求做到通俗易懂、便于教与学。每章都有一定数量并有启发意义的思考题，通过精选的习题，其内容和难易程度覆盖了不同层次高等学校（包括不同专业）的要求。

本书的特色是“定位准确、确保基础、注重实用、精讲多练、易教易学”。

本书由钟化兰副教授担任第一主编，负责全书的组织和定稿，周霞讲师担任第二主编，协助第一主编工作。傅军栋、徐征副教授担任副主编，协助主编工作。其中，钟化兰副教授编写了绪论、第6、7、8章，周霞讲师编写了第5、10章，傅军栋副教授编写了第1、2、3章，徐征副教授编写了第4、9章。

本书的编写得到了华东交通大学电气与工程学院的大力支持，在此表示衷心的感谢。

由于编写的时间仓促，书中难免有不少错误与不妥之处，敬请读者批评指正。

作者

2020年12月1日

目录 CONTENTS

第 1 章 半导体基础及二极管	1
1.1 半导体基础知识	1
1.2 二极管及其分析方法	11
1.3 特殊二极管	21
第 2 章 双极型三极管及其放大电路	26
2.1 双极型三极管	26
2.2 放大电路模型及主要性能指标	38
2.3 基本共射极放大电路	45
2.4 共射极放大电路的改进	58
2.5 共集电极放大电路和共基极放大电路	62
2.6 BJT 放大电路三种组态的比较	69
2.7 由晶体管组成复合管及其放大电路	70
第 3 章 场效应管及其放大电路	73
3.1 场效应管的结构及工作原理	73
3.2 共源极放大电路	85
3.3 共漏极和共栅极放大电路	91
第 4 章 多级放大电路与频率响应	97
4.1 多级放大电路	97
4.2 放大电路的频率响应	105
4.3 共射极放大电路的低频响应	110
4.4 BJT 的高频模型及放大电路的频率响应	113
4.5 多级放大电路频率特性的定性分析	124
第 5 章 集成运算放大电路	128
5.1 集成运算放大电路概述	128
5.2 集成电路中的直流偏置技术	132
5.3 差分放大电路	137

5.4	集成运算放大器	148
5.5	集成运放的性能指标、种类及选择	154
第6章	反馈放大电路	162
6.1	反馈的基本概念与分类	162
6.2	反馈放大电路的方框图及其一般表达式	169
6.3	深度负反馈条件下放大倍数的近似计算	172
6.4	负反馈对放大电路性能的影响	174
6.5	负反馈放大电路的稳定性分析	181
第7章	信号的运算与处理电路	186
7.1	基本运算电路	186
7.2	模拟乘法器电路	203
7.3	有源滤波电路	208
第8章	波形发生与信号转换	216
8.1	正弦波发生电路	216
8.2	电压比较电路	231
8.3	非正弦波发生电路	238
第9章	功率放大电路	248
9.1	概 述	248
9.2	甲类功率放大电路	250
9.3	乙类双电源功率放大电路	251
9.4	其他类型互补对称功率放大电路	257
9.5	功率放大电路的安全运行	261
9.6	集成功率放大电路	262
第10章	直流稳压电源	265
10.1	概 述	265
10.2	整 流	267
10.3	滤波电路	271
10.4	稳压电路	277
符号说明		290
几条原则		290
参考文献		294

半导体基础及二极管

半导体器件是现代电子技术的重要组成部分，由于它具有体积小、重量轻、使用寿命长、输入功率小和功率转换效率高等优点而得到广泛的应用。本章将讨论半导体的基础知识，二极管的工作原理、特性曲线和主要参数，以及基本电路及其分析方法与应用。

1.1 半导体基础知识

半导体的导电性能介于导体与绝缘体之间。大多数电子元器件之所以采用半导体制作，主要原因在于其导电性能的可控性。例如，半导体受到外界光和热的激励时，其导电能力将发生显著变化。又如在纯净的半导体中加入微量的杂质，其导电能力也会有显著的提高。为了理解这些器件在电路中呈现出的特性，首先必须从物理的角度了解它们是如何工作的。

在电子器件中，常用的半导体材料有：元素半导体，如硅（Si）、锗（Ge）等；化合物半导体，如砷化镓（GaAs）等。其中硅是目前最常用的一种半导体材料，砷化镓及其化合物一般用在较特殊的场合，如超高速器件和光电器件中。

1.1.1 本征半导体

完全纯净（99.9999999%，常称为“九个9”）的、具有晶体结构的半导体称为本征半导体。

1.1.1.1 本征半导体的晶体结构

物质的导电性能取决于原子结构。导体一般为低价元素，它们的最外层电子极易挣脱原子核的束缚成为自由电子，在外电场的作用下产生定向移动形成电流。高价元素（如惰性气体）或高分子物质（如橡胶），它们的最外层电子受原子核束缚力很强，很难成为自由电子，所以导电性极差，一般为绝缘体。常用的半导体材料硅（Si）和锗（Ge）均为四价元素，原子核最外层的四个电子称为**价电子**。在常温下，价电子既不像导体那么容易挣脱原子核的束缚，也不像绝缘体那样被原子核束缚得那么紧，因而其导电性介于二者之间。

将纯净的半导体经过一定的工艺过程制成单晶体，即为**本征半导体**。晶体中的原子在空间形成排列整齐的点阵，称为**晶格**。由于相邻原子间的距离很小，因此，相邻两个原子的一对最外层电子（即价电子）不但各自围绕自身所属的原子核运动，而且出现在相邻原子所属的轨道上，成为共用电子，这样的组合称为共价键结构，如图 1.1.1 所示。图中标有“+4”的圆圈表示除价电子外的正离子芯。图中表示的是二维结构，实际上半导体晶体结构是三维的。

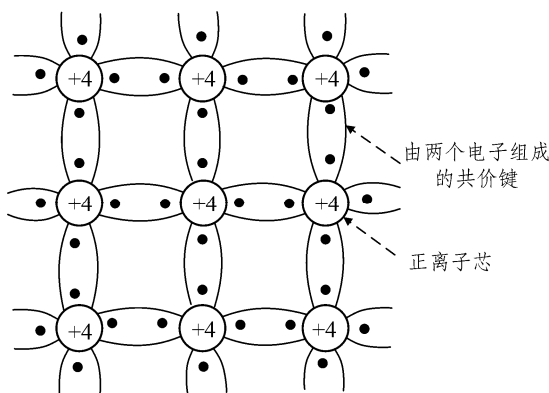


图 1.1.1 本征半导体结构示意图

1.1.1.2 本征半导体中的两种载流子

晶体中的共价键具有很强的结合力。在 $T = 0\text{ K}$ 和没有外界激发时，由于每一原子的外围电子被共价键所束缚，这些被束缚的电子对无法在半导体内传导电流。但是，在室温（ 300 K 即 $27\text{ }^\circ\text{C}$ ）下，被束缚的价电子就会获得足够的随机热振动能量而挣脱共价键的束缚，成为自由电子，如图 1.1.2 所示。这种现象称为**本征激发**，也称**热激发**。与此同时，在共价键中留下一个空位置，称为**空穴**。空穴的出现是半导体区别于导体的一个重要特征。原子因失掉一个价电子而带正电，或者说空穴带正电。空穴看成是一个带正电荷的粒子，它所带的电荷量与电子相等，电极性相反。在本征半导体中，自由电子与空穴是成对出现的，即自由电子与空穴数目相等，称为**空穴-电子对**，如图 1.1.2 所示。

由于共价键中出现了空位，在外加电场或其他能量的作用下，邻近价电子就有可能填补到这个空位上，而在这个价电子原来的位置上就留下了新的空位，以后其他价电子又可以转移到这个新空位上。这一现象反映了共价键中的电荷迁移。在外加电场作用下，空穴也可以自由地在晶体中运动，和自由电子一样可参与导电，所以空穴也是一种载流子。

图 1.1.3 显示了在外电场 E 的作用下，共价键中空穴和电子在晶体中的移动过程。图中的圆圈表示空穴。由图可见，如果自由电子在外电场 E 的作用下，在由 $X_3 \rightarrow X_2 \rightarrow X_1$ 的方向移动，则空穴可以看成由 $X_1 \rightarrow X_2 \rightarrow X_3$ 方向移动，空穴移动的方向与电子移动的方向是相反的。

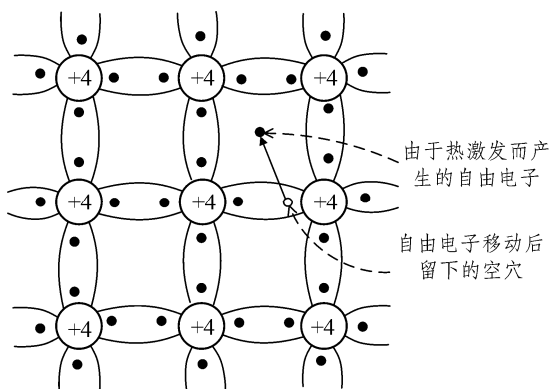


图 1.1.2 由于本征激发产生的空穴-电子对

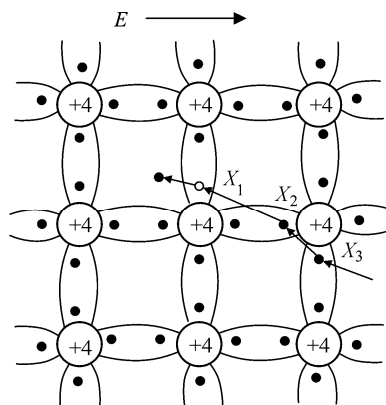


图 1.1.3 电子与空穴的移动

因此，本征半导体有两种载流子，即自由电子和空穴均参与导电，这是半导体导电的特殊性质。在外电场的作用下，本征半导体中一方面有自由电子产生定向移动形成的电子电流；另一方面由于空穴的存在，价电子将按一定的方向依次填补空穴，也就是说空穴也产生定向移动，形成空穴电流。由于自由电子和空穴所带电荷极性不同，所以它们的运动方向相反，本征半导体中的电流是两个电流之和。

1.1.1.3 本征半导体中载流子的浓度

自由电子在运动的过程中如果与空穴相遇就会填补空穴，使两者同时消失，这种现象称为**复合**。在一定的温度下，本征激发所产生的自由电子与空穴对，与复合的自由电子与空穴对数目相等，达到动态平衡。载流子浓度是一定的，并且自由电子与空穴的浓度相等。当环境温度升高时，热运动加剧，挣脱共价键束缚的自由电子增多，空穴也随之增多，即载流子的浓度升高，因而必然使得导电性能增强。反之，若环境温度降低，则载流子的浓度降低，因而导电性能变差。

当 $T = 0 \text{ K}$ 时，自由电子与空穴的浓度均为零，本征半导体成为绝缘体；在一定范围内，当温度升高时，本征半导体载流子的浓度近似按指数曲线升高。在常温下，即 $T = 300 \text{ K}$ 时，硅材料的本征载流子浓度约为 $1.5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ ，锗材料的本征载流子浓度约为 $2.4 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ 。应当指出，本征半导体的导电性能很差，且与环境温度密切相关。半导体材料性能对温度的这种敏感性，可以用来制作热敏和光敏器件，但也是造成半导体器件温度稳定性差的原因。

1.1.2 杂质半导体

本征半导体中，载流子是由热激发产生的。在室温下，载流子浓度距实际半导体导电需要的浓度相差甚远，且其浓度与温度密切相关，这是电路工作时不期望看到的。目前，实际半导体器件都是通过在本征半导体中加入一定浓度的杂质原子，解决半导体导电能力的问题。

在本征半导体中掺入微量的杂质，就会使半导体的导电性能发生显著的改变。按掺入的杂质元素不同，可形成 N 型半导体和 P 型半导体。

1.1.2.1 N 型半导体

为在半导体内产生更多的自由电子，在纯净的硅晶体中掺入五价元素（如磷、砷和锑），使之取代晶格中硅原子的位置，就形成了 N（Negative）型半导体。由于杂质原子的最外层有五个价电子，所以除了与其周围硅原子形成共价键外，还多出一个电子，称为**施主原子**，如图 1.1.4 所示。

多出的电子不受共价键的束缚，只需获得很少的能量，就能成为自由电子。在常温下，由于热激发，就可使它们成为自由电子。而杂质原子因在晶格上且又缺少电子，故变为不能移动的正离子。N 型半导体中，自由电子的浓度大于空穴的浓度，故称自由电子为多数载流子，简称为**多子**，空穴为少数载流子，简称为**少子**。N 型半导体主要靠自由电子导电，掺入的杂质越多，多子的浓度就越高，导电性能也就越强。

例如，在室温条件下，硅晶体本征激发的自由电子和空穴对的浓度均为 $n_i \approx 1.5 \times 10^{10} / \text{cm}^3$ ，若掺杂后 N 型半导体中自由电子浓度变为 $n = 5 \times 10^{16} / \text{cm}^3$ ，则此时空穴的浓度变为 $p = n_i^2 / n \approx 4.5 \times 10^3 / \text{cm}^3$ 。可以看出，N 型半导体中自由电子浓度与空穴浓度的差别接近 10^{13} 倍，表明杂

质半导体中本征激发产生的载流子数量要远少于掺杂产生的载流子数量，其导电性能主要取决于掺杂程度。

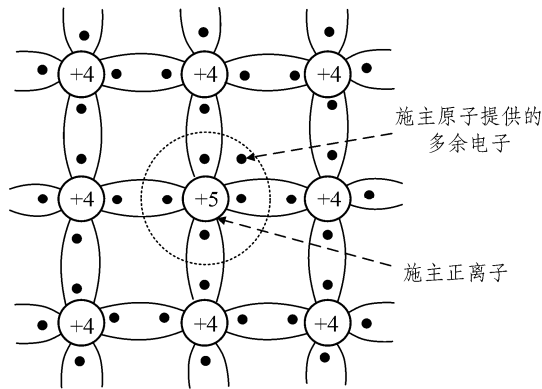


图 1.1.4 N 型半导体

1.1.2.2 P 型半导体

为在半导体内产生更多的空穴，在纯净的硅晶体中掺入三价元素（如硼、镓和铝），使之取代晶格中硅原子的位置，就形成 P 型半导体。由于杂质原子的最外层有 3 个价电子，所以当它们与周围的硅原子形成共价键时，就产生了一个“空位”（空位为电中性）。当硅原子的外层电子填补此空位时，其共价键中便产生一个空穴，杂质原子成为不可移动的负离子。由于杂质原子中的空位吸收电子，故称之为**受主原子**，如图 1.1.5 所示。在 P 型半导体中，空穴为多子，自由电子为少子，主要靠空穴导电。与 N 型半导体相同，掺入的杂质越多，空穴的浓度就越高，使得导电性能越强。

杂质半导体由于掺入的杂质使多子数目大大增加，从而使多子与少子复合的机会大大增加。因此，多子的浓度愈高，少子的浓度就愈低。可以认为，多子的浓度约等于所掺杂质原子的浓度，因而它受温度影响很小；而少子是本征激发形成的，尽管其浓度很低，却对温度非常敏感，这将影响半导体器件的性能。

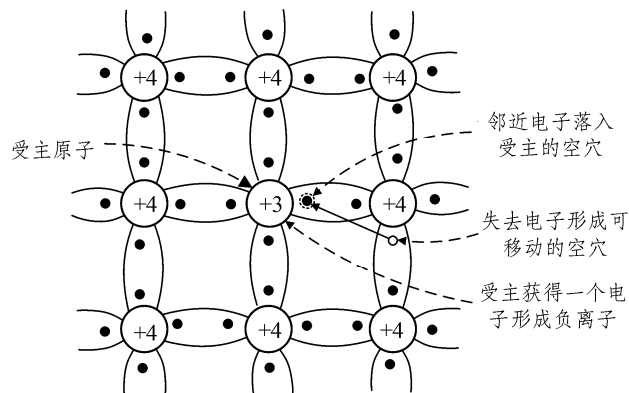


图 1.1.5 P 型半导体

1.1.3 PN 结

采用不同的掺杂工艺，将 P 型半导体与 N 型半导体制作在同一块硅片上，在它们的交界

面就形成 PN 结。在外加电压时 PN 结会显示它的基本特性——单向导电性。

1.1.3.1 PN 结的形成

物质总是从浓度高的地方向浓度低的地方运动，这种由于浓度差而产生的运动称为扩散运动。当把 P 型半导体和 N 型半导体制作在一起时，在它们的交界面，两种载流子的浓度差很大，因而 P 区的空穴必然向 N 区扩散，与此同时，N 区的自由电子也必然向 P 区扩散，如图 1.1.6 所示。

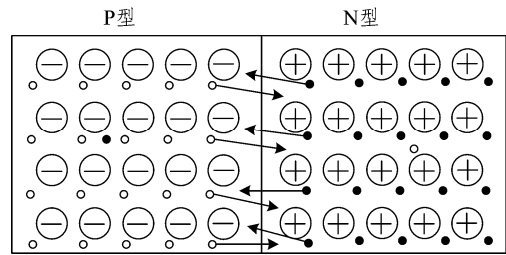


图 1.1.6 载流子的扩散

图中 P 区标有负号的小圆图表示除空穴外的负离子（即受主原子），N 区标有正号的小圆圈表示除自由电子外的正离子（即施主原子）。由于扩散到 P 区的自由电子与空穴复合，而扩散到 N 区的空穴与自由电子复合，所以在交界面附近多子的浓度下降，P 区出现负离子区，N 区出现正离子区，它们是不能移动的，形成一个很薄的空间电荷区，这就是 PN 结。在这个区域内，多数载流子已扩散到对方并复合掉了，或者说消耗尽了，因此空间电荷区有时又称为耗尽区或耗尽层。由于该区域缺少载流子，所以它的电阻率很高。扩散越强，空间电荷区越宽。

在出现了空间电荷区以后，由于正负离子之间的相互作用，在空间电荷区中就形成了一个电场，其方向是从带正电的 N 区指向带负电的 P 区。由于这个电场不是外加电压形成的，而是由 PN 结内部形成的，故称为内电场。显然，这个内电场的方向是阻止载流子扩散运动的。

在电场力作用下，载流子的运动称为漂移运动。当空间电荷区形成后，在内电场作用下，少数载流子产生漂移运动，空穴从 N 区向 P 区运动，而自由电子从 P 区向 N 区运动。在无外电场和其他激发作用下，参与扩散运动的多子数目等于参与漂移运动的少数载流子数目，从而达到动态平衡，PN 结的宽度保持稳定，如图 1.1.7 所示。

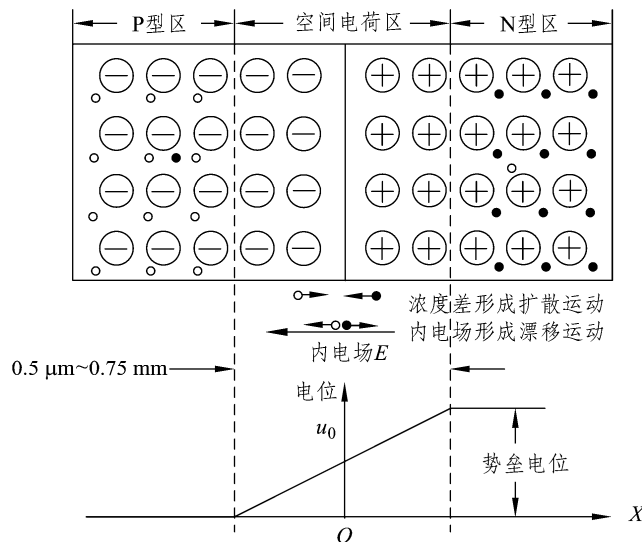


图 1.1.7 PN 结的形成

当 P 区与 N 区杂质浓度相等时，负离子区与正离子区的宽度也相等，称为**对称 PN 结**；而当两边杂质浓度不同时，浓度高的一侧离子区宽度低于浓度低的一侧，称为**不对称 PN 结**；两种结的外部特性是相同的。

1.1.3.2 PN 结的单向导电性

如果在 PN 结的两端外加电压，就将破坏原来的平衡状态。此时，扩散运动不再等于漂移运动，当外加电压极性不同时，PN 结表现出截然不同的导电性能，即呈现出单向导电性。

1. PN 结外加正向电压时处于导通状态

当电源的正极（或正极串联电阻后）接到 PN 结的 P 端，且电源的负极（或负极串联电阻后）接到 PN 结的 N 端时，称 PN 结外加**正向电压**，也称**正向接法**或**正向偏置**。此时，外加电压形成的外加电场 E_F ，与 PN 结内电场 E_0 方向相反。外电场 E_F 将多数载流子推向空间电荷区，加强了扩散运动，扩散到对端的载流子又与带电离子中和，削弱内电场 E_0 ，使漂移运动减弱。当 $E_F > E_0$ 时，空间电荷区消失，扩散运动将源源不断地进行，形成正向电流 I_F 。导通后正向的 PN 结表现为一个阻值很小的电阻，此时也称 **PN 结导通**。PN 结导通时的结压降只有零点几伏，因而应在它所在的回路中串联一个电阻，以限制回路的电流，防止 PN 结因正向电流过大而损坏。如图 1.1.8 所示。

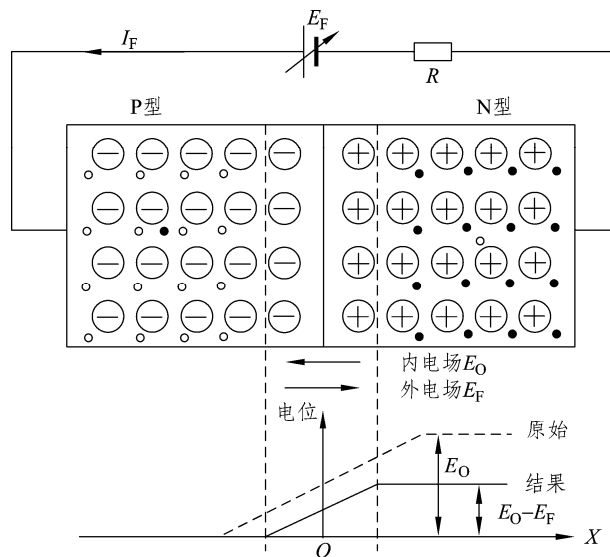


图 1.1.8 PN 结加正向电压时导通

2. PN 结外加反向电压时处于截止状态

在图 1.1.9 中，当电源的正极接到 PN 结的 N 端，且电源的负极接到 PN 结的 P 端时，称 PN 结外加**反向电压**，也称**反向接法**或**反向偏置**。此时，外加电压形成的外电场 E_R 方向与 PN 结内电场 E_0 方向相同。在电场的作用下，P 区中的空穴和 N 区中的电子都将进一步离开 PN 结，使耗尽区厚度加宽。PN 结电场强度的增加，阻碍了多数载流子的扩散运动，因此扩散电流趋近于零。但是，结电场的增加使 N 区和 P 区中的少数载流子更容易产生漂移运动，因此，PN 结内的电流由起支配地位的漂移运动所决定。表现在外电路上有一个流入 N 区的反向电流

I_R ，它是由少数载流子的漂移运动形成的。由于少数载流子的浓度很低，数量很少，所以 I_R 是很微弱的，一般硅管为微安数量级。又因为少数载流子是由本征激发产生的，当管子制成后，少数载流子的浓度取决于温度。换言之，在一定温度 T 下，少数载流子的数量是一定的，它几乎与外加电压 U_R 无关。所以当外加反向电压时，电流 I_R 的值将趋于恒定，这时的反向电流 I_R 就是反向饱和电流，用 I_S 表示。由于 I_S 很小，所以 PN 结在反向偏置时，呈现出一个阻值很大的电阻，此时可认为它基本上是不导电的，称为 **PN 结截止**。但因 I_S 受温度的影响，在某些实际应用中，还必须予以考虑。

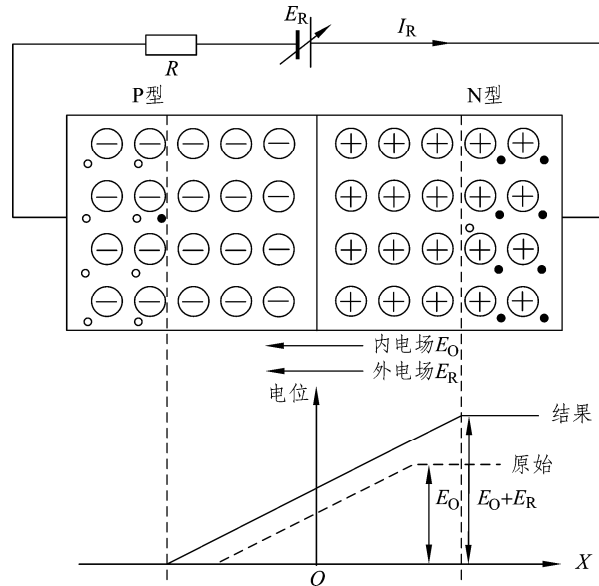


图 1.1.9 PN 结加反向电压时截止

由此看来，PN 结加正向电压时，电阻值很小，PN 结导通；加反向电压时，电阻值很大，PN 结截止，这就是 PN 结的单向导电性。PN 结具有单向导电性的关键是耗尽区的存在以及耗尽区宽度具有随外加电压不同而变化的特性。

1.1.3.3 PN 结的 $I-U$ 特性

现以硅结型二极管的 PN 结为例来说明它的 $I-U$ 特性。在硅二极管 PN 结的两端施加正、反向电压时，通过管子的电流如图 1.1.10 所示。其中， $u_D > 0$ 的部分称为正向特性， $u_D < 0$ 的部分称为反向特性。

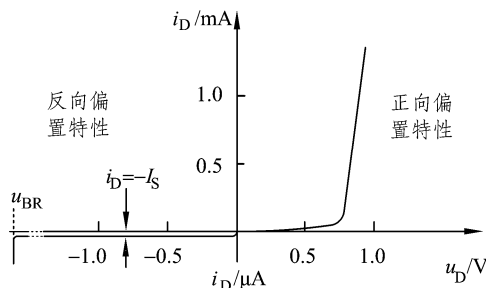


图 1.1.10 硅二极管 PN 结的 $I-U$ 特性

根据半导体物理的理论分析，PN 结所加端电压 u_D 与流过它的电流 i_D 的关系为

$$i_D = I_S(e^{\frac{u_D}{U_T}} - 1) \quad (1.1.1)$$

式中， i_D 为通过 PN 结的电流， u_D 为 PN 结两端的外加电压； I_S 为反向饱和电流，对于分立器件，其典型值约为 $10^{-14} \sim 10^{-8}$ A。集成电路中的 PN 结，其 I_S 值则更小。 U_T 为温度的电压当量，常温下 ($T = 300$ K) 时， $U_T \approx 26$ mV。

由式 (1.1.1) 可知，当 PN 结外加正向电压且 $u_D \gg U_T$ 时， $i_D = I_S e^{\frac{u_D}{U_T}}$ ，即 i_D 随 u_D 按指数规律变化；当 PN 结外加反向电压且 $|u_D| \gg U_T$ 时， $i_D \approx -I_S$ 。

1.1.3.4 PN 结的电容效应

在一定条件下，PN 结具有电容效应，PN 结的电容效应直接影响半导体器件（二极管、三极管、场效应管等）的高频特性和开关特性。根据产生原因不同分为势垒电容和扩散电容。

1. 势垒电容

当 PN 结外加的反向电压变化时，空间电荷区的宽度将随之变化，即耗尽层的电荷量随外加电压而增大或减小，这种现象与电容器的充放电过程相同，如图 1.1.11 (a) 所示。耗尽层宽窄变化所等效的电容称为**势垒电容 C_b** 。 C_b 具有非线性，它与结面积、耗尽层宽度、半导体的介电常数及外加电压有关。对于一个制作好的 PN 结， C_b 与外加电压 u 的关系如图 1.1.11 (b) 所示。利用 PN 结加反向电压时 C 随 u 变化的特性，可制成各种变容二极管。

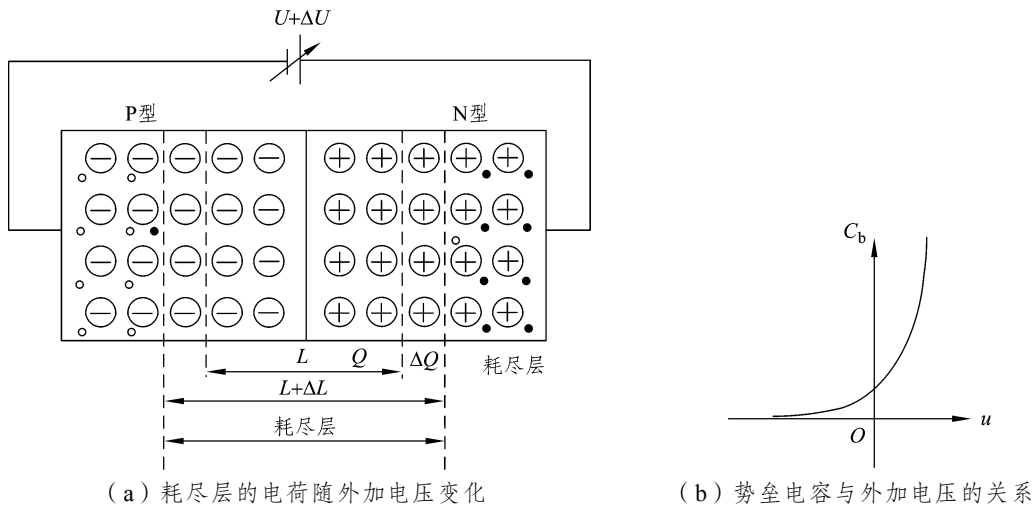


图 1.1.11 PN 结的势垒电容

2. 扩散电容

PN 结处于平衡状态时的少数载流子常称为**平衡少数载流子**。PN 结处于正向偏置时，从 P 区扩散到 N 区的空穴和从 N 区扩散到 P 区的自由电子均称为**非平衡少数载流子**。当外加正向电压一定时，靠近耗尽层交界面的地方非平衡少数载流子的浓度高，而远离交界面的地方浓度低，且浓度自高到低逐渐衰减直到零，形成一定的浓度梯度（即浓度差），从而形成扩散电流。当外加正向电压增大

时，非平衡少子的浓度增大且浓度梯度也增大，从外部看正向电流（即扩散电流）增大。当外加正向电压减小时与上述变化相反。

图 1.1.12 所示的三条曲线是在不同正向电压下 P 区少数载流子浓度的分布情况。各曲线与 $n_p = n_{p0}$ 所对应的水平线之间的面积代表了非平衡少数载流子在扩散区域的数目。当外加电压增大时，曲线由①变为②，非平衡少数载流子数目增多；当外加电压减小时，曲线由①变为③，非平衡少数载流子数目减少。扩散区内，电荷的积累和释放过程与电容器充放电过程相同，这种电容效应称为**扩散电容 C_d** 。与 C_b 一样， C_d 也具有非线性，它与流过 PN 结的正向电流 i_D 、温度的电压当量 U_T 以及非平衡少子的寿命 τ 有关。 i 越大、 τ 越大、 U_T 越小， C_d 就越大。

由此可见，PN 结的极间电容 C_j 是 C_b 与 C_d 之和，即

$$C_j = C_b + C_d \quad (1.1.2)$$

由上可见，PN 结的电容效应是扩散电容 C_b 和势垒电容 C_d 的综合反映。由于 C_b 与 C_d 一般都很小（结面积小的为 1pF 左右，结面积大的为几十至几百皮法），对于低频信号呈现出很大的容抗，其作用可忽略不计。在高频运用时，必须考虑 PN 结电容的影响。PN 极间电容的大小除了与本身结构和工艺有关外，还与外加电压有关。当 PN 结处于正向偏置时，极间电容较大（主要决定于扩散电容 C_d ）；当 PN 结处于反向偏置时，极间电容较小（主要取决于势垒电容 C_b ）。

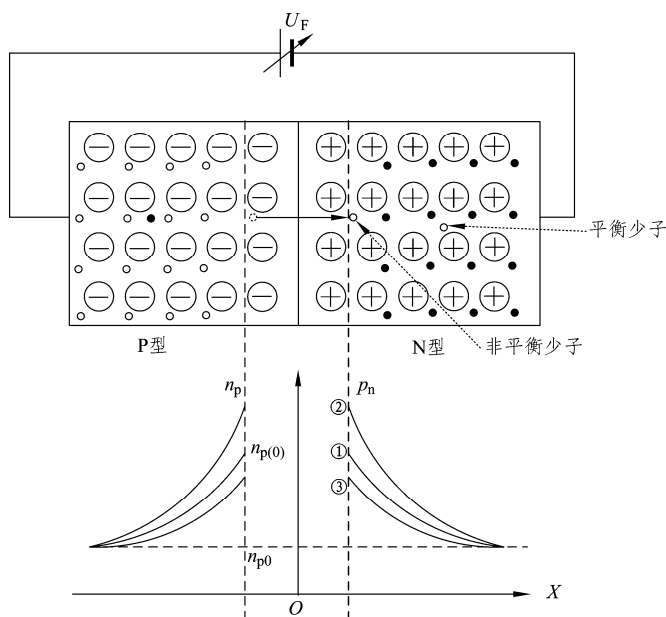


图 1.1.12 P 区少数载流子浓度分布曲线

1.1.3.5 PN 结的反向击穿

在测量 PN 结的 $I-U$ 特性时，如果加到 PN 结两端的反向电压增大到一定数值时，反向电流突然增加，如图 1.1.13 所示，这个现象就称为 PN 结的**反向击穿**（电击穿）。发生击穿所需的反向电压 U_{BR} 称为**反向击穿电压**。PN 结电击穿后电流很大，容易使 PN 结发热。这时 PN 结的电流和温度进一步升高，很容易烧毁 PN 结。反向击穿电压的大小与 PN 结制造参数有关。

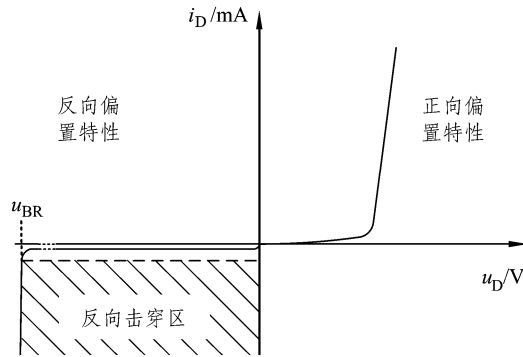


图 1.1.13 PN 结的反向击穿

产生 PN 结电击穿的原因之一是，当 PN 结反向电压增加时，空间电荷区中的电场随之增强。产生漂移运动的少数载流子通过空间电荷区时，在很强的电场作用下获得足够的动能，与晶体原子发生碰撞，从而打破共价键的束缚，形成更多的自由电子-空穴对，这种现象称为**碰撞电离**。新产生的电子和空穴与原有的电子和空穴一样，在强电场作用下获得足够的能量，继续碰撞电离，再产生电子-空穴对，这就是载流子的倍增效应。当反向电压增大到某一数值后，载流子的倍增情况就像在陡峭的积雪山坡上发生雪崩一样，载流子增加得多而快，使反向电流急剧增大，于是 PN 结被击穿，这种击穿称为**雪崩击穿**。

PN 结击穿的另一个原因是，在加有较高的反向电压时，PN 结空间电荷区存在一个很强的电场，它能够破坏共价键的束缚，将电子分离出来产生电子-空穴对，在电场作用下，电子移向 N 区，空穴移向 P 区，从而形成较大的反向电流，这种击穿现象称为**齐纳击穿**。发生齐纳击穿需要的电场强度约为 $2 \times 10^5 \text{ V/cm}$ ，这只有在杂质浓度特别高的 PN 结中才能达到。因为杂质浓度大，空间电荷区内电荷（即杂质离子）密度也大，因而空间电荷区很窄，电场强度就可能很高。齐纳击穿的物理过程和雪崩击穿完全不同。一般整流二极管掺杂浓度较低，它的电击穿多数是雪崩击穿。齐纳击穿多数出现在特殊的二极管中，如齐纳二极管（稳压二极管）。

必须指出，上述两种电击穿过程是可逆的，当加在稳压二极管两端的反向电压降低后，管子仍可以恢复原来的状态。但它有一个前提条件，就是反向电流和反向电压的乘积不超过 PN 结容许的耗散功率，超过了就会因为热量散不出去而使 PN 结温度上升，直到过热而烧毁，这种现象就是热击穿。所以热击穿和电击穿的概念是不同的。但往往电击穿与热击穿共存。电击穿可为人们所利用（如稳压二极管），而热击穿则是必须尽量避免的。

思考题

- 1.1.1 为什么称空穴是载流子？在空穴导电时，电子运动吗？
- 1.1.2 如何从 PN 结的电流方程来理解其伏安特性曲线和温度对伏安特性的影响？

习题

- 1.1.1 判断下列说法是否正确，用“√”和“×”表示并将结果填入空内。
 (1) 在 P 型半导体中如果掺入足够量的五价元素，可将其改型为 N 型半导体。()