



国际电气工程先进技术译丛

功率半导体 器件与应用

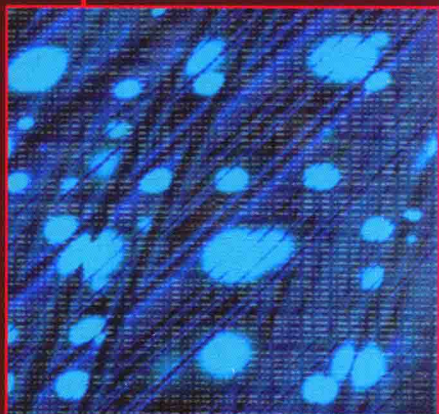
Power Semiconductors

[瑞士] 斯蒂芬·林德 (Stefan Linder) 著

肖曦 李虹 等译



 机械工业出版社
CHINA MACHINE PRESS



国际电气工程先进技术译丛

功率半导体器件与应用

Power Semiconductors

[瑞士] 斯蒂芬·林德 (Stefan Linder) 著

肖曦 李虹 等译



机械工业出版社

功率半导体器件又被称为电力电子器件,是电力电子技术的基础,也是构成电力电子变换装置的核心器件。本书基于前两章的半导体物理基础,详细介绍了目前最主要的几类功率半导体器件,包括 pin 二极管、晶闸管、门极关断晶闸管、门极换流晶闸管、功率场效应晶体管和绝缘栅双极型晶体管。作为基础内容,书中详细描述了上述器件的工作原理和特性。同时,作为长期从事新型功率半导体器件研发的资深专家,作者还给出了上述各类器件在不同工作条件下的比较分析,力图全面反映功率半导体器件的应用现状和发展趋势。

本书既可以作为电气工程专业、自动化专业本科生和研究生的教学用书,也可作为电力电子领域工程技术人员的参考用书。

Power Semiconductors/by Stefan Linder/ 9782940222094

Originally published in English under the title: "Power Semiconductors"

© 2006 Presses polytechniques et universitaires romandes, Lausanne, Switzerland All rights reserved.

This title is published in China by China Machine Press with license from EPFL. This edition is authorized for sale in China only, excluding Hong Kong SAR, Macao SAR and Taiwan. Unauthorized export of this edition is a violation of the Copyright Act. Violation of this Law is subject to Civil and Criminal Penalties.

本书由 EPFL 授权机械工业出版社在中国境内(不包括香港、澳门特别行政区以及台湾地区)出版与发行。未经许可之出口,视为违反著作权法,将受法律之制裁。

北京市版权局著作合同登记·图字:01-2015-8171 号。

图书在版编目(CIP)数据

功率半导体器件与应用/(瑞士)林德(Linder, S.)著;肖曦等译. —北京:机械工业出版社,2016.4

(国际电气工程先进技术译丛)

书名原文:Power Semiconductors

ISBN 978-7-111-53457-0

I. ①功… II. ①林… ②肖… III. ①功率半导体器件 IV. ①TN303

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2016)第 070122 号

机械工业出版社(北京市百万庄大街 22 号 邮政编码 100037)

策划编辑:张俊红 责任编辑:张俊红 责任校对:佟瑞鑫

封面设计:马精明 责任印制:常天培

北京机工印刷厂印刷(三河市南杨庄国丰装订厂装订)

2016 年 5 月第 1 版·第 1 次印刷

169mm × 239mm · 12 印张 · 233 千字

标准书号:ISBN 978-7-111-53457-0

定价:59.00 元

凡购本书,如有缺页、倒页、脱页,由本社发行部调换

电话服务

网络服务

服务咨询热线:010-88361066

机工官网:www.cmpbook.com

读者购书热线:010-68326294

机工官博:weibo.com/cmp1952

010-88379203

金书网:www.golden-book.com

封面无防伪标均为盗版

教育服务网:www.cmpedu.com

译者序

电能是目前最重要的能源形式之一，为满足发电、输电和用电的各种不同要求，几乎所有电能从生产到消耗的过程中都要经过电压、电流、频率等参数的调节，可统称为电能的变换。电力电子技术就是一门对电能进行变换和控制的技术，广泛应用于电力系统、电气传动装置及各种电源设备中。电力电子变换的本质是利用功率半导体器件的开关作用，实现弱电对强电的控制，具有控制灵活、效率高等优点。功率半导体器件是电力电子变换技术的基础，也是电力电子变换装置的核心组件。

日益严重的能源和环境问题使得人们对电能变换的效率、品质越来越关注，也引导了功率半导体器件沿着高效率、高频率、高耐压、高功率、集成化、智能化等方向迅速发展。在这一背景下，功率半导体器件的应用范围也得到了急剧的扩大。仔细观察一下就会发现，功率半导体器件几乎无处不在，大到机车牵引、船舶推进及风力发电、太阳能发电等新能源系统，小到洗衣机、冰箱、空调等家电，功率半导体器件都在其中起着关键的控制作用。目前，在中小功率范围内，各种新型自关断器件如 GTO（门极关断）晶闸管、IGBT（绝缘栅双极型晶体管）、MOSFET（金属—氧化物半导体场效应晶体管）等已完全取代过去传统的半可控器件晶闸管。在大功率应用领域，自关断器件也开始占据越来越大的份额。为进一步提高功率等级，基于碳化硅、氮化镓、金刚石等新型材料的所谓宽禁带功率半导体器件也进入了研究和早期产品化阶段，预计数年间就将有成熟的产品推出。可以说，功率半导体器件的发展目前已呈现百花齐放的局面，但其发展却还方兴未艾，并将持续深入地影响到人们的社会和生活。

本书即是适应这一发展趋势而出版的最新著作，书中全面介绍了功率半导体器件领域的总体状况，并详细讲解了目前各类主流功率半导体器件的工作原理和工作特性，可以作为人们了解和掌握功率半导体器件知识的一本工具类书籍。同时，本书作者 Stefan Linder 博士作为功率半导体领域的资深专家，在 ABB 公司长期负责 IGCT（集成门极换流晶闸管）、IGBT 等器件的研究开发。众所周知，ABB 公司在该类器件的研发和生产上一直处于世界领先地位。作者的这一背景赋予了本书与众不同的特色：书中各类功率半导体器件的工作特性都是密切结合工艺特点甚至产品结构进行阐述的；另外，针对不同类型电力电子变换装置的应用特点，书中给出了各类功率半导体器件的对比与分析。这部分密切结合实际的内容为工程设计人员合理选择功率半导体器件提供了清晰的方向，也为设计高性能

能、低功耗电力电子装置提供了必不可少的知识和经验。在倡导节能和环保的今天，本书非常适合推荐给从事电力电子技术研发的专业工程师参考和使用，无论从事哪个应用领域的开发，相信本书都会对其设计思路的形成以及调试工作的顺利开展有所帮助。

本书在翻译过程中，李虹给予了大力的支持和帮助，提供了原始资料，翻译了部分章节。清华大学电机系李敏、皮俊波、刘然、徐帆、吴国荣、陈长明、高强、吴娥、朱昊等同志协助完成了部分章节的翻译、校对和整理工作，在此对他们表示衷心的感谢！

由于水平有限，译文难免有错误和不妥之处，欢迎读者批评指正。

译者于清华大学

原 书 前 言

一般将额定电流超过 1A 的半导体器件归类为功率半导体器件，这类器件的阻断电压分布在几伏到 10000V 以上的范围。大部分的功率半导体器件并不引人注意，然而事实上，随着电力电子系统的发展，它们在技术和每个人的生活中起着越来越重要的作用。功率半导体器件向电气设备提供能源：小功率器件（几瓦到几千瓦）几乎在每个电气电子和设备，像计算机、电视机、洗衣机、冰箱等的电源中都能发现；在中等功率范围（10kW 到几兆瓦），它们向机车和工业驱动中的电机提供电能，向冶炼炉提供电能等；最后，在吉瓦的大功率范围内，在高压直流输电（HVDC）系统中可以发现超高电压的功率半导体器件。

从本质上讲，功率半导体器件与集成电路（IC）芯片非常类似，它们都由 pn 结、双极型晶体管、MOS（金属—氧化物半导体）结构构成，因此基本的半导体器件物理学理论可以用于这两类器件。但是，对于特别是超过 600V 的功率半导体器件，有一个附加的因素必须予以考虑：为了提高特性，高压器件被激发至等离子工作条件，此时带正电的载流子和带负电的载流子高浓度地混合在一起。这样的等离子体状态对确定半导体器件在外界条件改变时的反应起着非常重要的作用，这就使得在数据手册中全面描述器件特性和工况变得非常困难。

本书的写作目的是给出各类功率半导体器件的概况，深入剖析它们的功能，并对其特性予以解释和分析。所有重要的功率半导体器件类别都被涵盖，因此可以说市场上能见到的几乎所有器件都能归于本书中描述类别中的某一类。

功率半导体材料

近年来，工程师们证实像碳化硅（SiC）、氮化镓（GaN）、金刚石（C）等材料，原则上要比硅更适合制作功率半导体器件，这主要基于上述材料的击穿场强要远远高于硅。这样，为了达到最大的电压容量，基于上述材料的器件厚度可以小于基于硅的器件厚度。而半导体器件的厚度是影响其总体损耗的最重要因素，因此采用碳化硅、氮化镓、金刚石将给高压电力电子器件带来飞跃的发展。

特别是在碳化硅领域，目前有非常多的研究计划正在进行。但是，也还存在一些难点问题没有得到解决，特别是关于材料品质方面的问题。这些问题使得高质量的碳化硅晶片造价非常昂贵。只有这一原材料的制造成本降低一个数量级以上时，大规模的工业应用才有可能。而另一方面，硅材料却已经被研究得非常透彻，人们生产高质量低成本的硅材料已经有相当长的一段时间了。因此，硅材料大范围内被替代应该在下一个十年中也不会发生。基于这一原因，本书主要集

中讲述基于硅材料的器件，除非特殊说明，所有的示例都是采用硅的特性进行计算的。

关于本书结构的几点说明

事实上，功率半导体器件的功能和工况只能基于一些相关的具体物理关系进行理解，因此本书包含了相当一部分半导体物理知识。作为介绍，第1章单独专注于基础知识，这就可使熟悉数学、物理和电工基础知识的读者无须其他文献即可读懂本书包含的所有器件理论。

另外，不可避免的是章节相互关联，因此只有对功率半导体器件具有良好相关知识的读者才能在不阅读前面章节材料的情况下完全读懂以后某一章节的内容。

目 录

译者序	
原书前言	
第 1 章 半导体物理基础	1
1.1 硅的结构和特性	1
1.2 电荷迁移	11
1.3 载流子注入	17
1.4 电荷载流子的激发 和复合	17
1.5 连续性方程	24
1.6 泊松方程	25
1.7 强场效应	26
第 2 章 pn 结	29
2.1 pn 结的内建电压	29
2.2 耗尽层 (空间电荷区)	32
2.3 pn 结的伏安特性	34
2.4 射极效率	40
2.5 实际的 pn 结	42
第 3 章 pin 二极管	50
3.1 高压二极管的基本结构	50
3.2 pin 二极管的导通状态	51
3.3 pin 二极管的动态工况	59
3.4 二极管反向恢复的瞬 变过程	67
3.5 二极管工作条件的限制	70
3.6 现代 pin 二极管的设计	72
第 4 章 双极型晶体管	77
4.1 双极型晶体管的结构	77
4.2 双极型晶体管的电流 增益	78
4.3 双极型晶体管的电流 击穿	83
4.4 正向导通压降	85
4.5 基极推出 (“柯克” 效应)	85
4.6 二次击穿	87
第 5 章 晶闸管	89
5.1 晶闸管的结构和工作 原理	89
5.2 触发条件	91
5.3 静态伏安特性	91
5.4 正向阻断模式和亚稳态 区域	92
5.5 晶闸管擎住状态	95
5.6 反向阻断状态下的晶 闸管	98
5.7 开通特性	100
5.8 关断特性	106
第 6 章 门极关断 (GTO) 晶闸管与 门极换流晶闸管 (GCT)/ 集成门极换流晶闸 管 (IGCT)	110
6.1 GTO 晶闸管	110
6.2 GCT	125
第 7 章 功率 MOSFET	130
7.1 场效应晶体管基本理论	130

7.2 场效应晶体管的 $I(V)$ 特性	136	8.5 IGBT 的强度	168
7.3 功率场效应晶体管的结构	139	8.6 IGBT 损耗的折中方案	171
7.4 功率场效应晶体管的开关特性	148	附录	176
7.5 雪崩效应	153	附录 A 符号表	176
7.6 源极-漏极二极管 (体二极管)	155	附录 B 常数	177
第 8 章 IGBT	156	附录 C 单位	177
8.1 IGBT 的结构和工作原理	156	附录 D 单位词头 (十进倍数和分数单位词头)	178
8.2 IGBT 的 $I(V)$ 特性	158	附录 E 书写约定	178
8.3 IGBT 的开关特性	162	附录 F 电气工程中的电路图形符号	179
8.4 短路特性	168	附录 G 300K 时的物质特性	180
		附录 H 缩略语	180
		参考文献	181

第 1 章 半导体物理基础

大约在 20 世纪初，奠定了对物质结构的近代认识。1897 年，J. J. Thomson 发现了电子。他推断原子是由正电荷和负电荷组成的，并且提出了原子的“枣糕 (plum pudding)”模型，即负电子嵌在云状正电荷中。不到 1/4 个世纪后，即 1911 年，Ernest Rutherford 在项 α 粒子散射实验中发现，原子的正电荷集中在一个非常小的核中，核的大小是原子的万分之一。他正确地提出了电子是绕核沿轨道运行的，然而他认为电子能够呈现随机的能量。1913 年，Niels Bohr 发现这是不正确的，并且提出核内电子只能存在于离散的固定能级上，他把这种能级叫作“层 (shells)”。Bohr 的层模型使对物质化学的、物理的和电气性质的理解成为了可能。

下面将用 Bohr 的层模型来解释硅晶体的基本结构和性质，然后会逐步介绍所有决定半导体器件工况和特性的重要现象。

本章中讨论原子模型，涉及了一些简单的量子力学知识。因为对这一理论的详细解释超出了本书的范围，所以这也许对某些读者是个挑战。然而，本章所有的后续部分不需要对原子模型有深入的知识也可以理解。

1.1 硅的结构和特性

1.1.1 原子的能级

Bohr 理论的正确性可以用一个简单的氢原子的势阱模型来演示，如图 1-1 所示。

势阱的形状是当带负电荷 $-q_e$ 的电子位于与带正电荷的原子核 $+q_n$ 距离为 r 时，受到库仑力 F 影响的直接结果，即

$$F(r) = \frac{1}{r^2} \frac{-q_e q_n}{4\pi\epsilon_0}$$

式中， ϵ_0 是真空介电常数。

在带电原子核影响范围外，也就是在与原子核无限远距离处的电子的能级，被称为真空能级，这样的电子被称为自由电子。从定义来看，它不包含势能。

由于受库仑力吸引，当电子靠近原子核

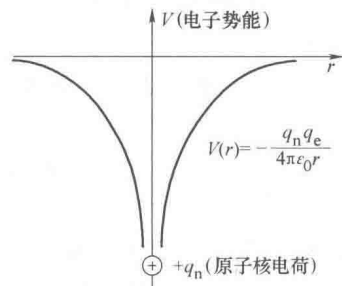


图 1-1 氢原子的势阱模型

时释放能量。电子向原子核方向的无穷小位移释放的能量由下式决定：

$$dE = F(r)(-dr) = \frac{1}{r^2} \frac{q_e q_n}{4\pi\epsilon_0} dr$$

因此，电子的势能 $V(r)$ 是原子核距离 r 的函数表示如下：

$$V(r) = - \int_r^{\infty} F(r) dr = - \int_r^{\infty} \left(\frac{1}{r^2} \frac{q_e q_n}{4\pi\epsilon_0} \right) dr = - \frac{1}{r} \frac{q_e q_n}{4\pi\epsilon_0}$$

从这些推导可以看出，为什么电子在势阱底部的势能不能被赋为零参考值的问题就变得很明显，即当距离 r 接近零时，电子和原子核正电荷之间的吸引力就会急剧上升而发散，所以势阱的深度是无限的。

波函数

对于非常小的原子核粒子，虽然经典力学的约束条件依然有效，也就是线性动量、角动量和能量的守恒定律依然成立，但同时精确地判断它们的位置和动量也是不可能的（海森伯测不准原理）。因此，根据量子力学观点，粒子可以被描述为一个物质场，以一个波函数 Ψ 进行表示。波函数强度 $|\Psi(x, y, z)|^2$ 和粒子在空间特定点 (x, y, z) 附近一个无限小的空间 dV 中找到粒子的概率成比例。也就是说， $|\Psi|^2$ 也可以被看作物质密度。在势阱的例子中（见图 1-1），物质场就像一朵云，形状由限制粒子自由的能量边界条件所决定。在量子力学中，这样的—个势阱也被叫作量子井，就像一个笛子决定可能的共振态—样，量子井只允许以某些稳定的物质场的形式，可以称之为驻波存在。这就解释了为什么只存在某些粒子能级。总之， Ψ 函数描述了粒子在势阱中的可能能级，以及每个能级粒子轨道的形状和密度函数。

1926 年，薛定谔（Erwin Schrodinger）构造了一个不同的公式来计算波函数 Ψ ，针对图 1-1 中的量子井的公式为

$$E\Psi(r) = - \left(\frac{h}{2\pi} \right)^2 \frac{1}{2m} \Delta\Psi(r) + V(r)\Psi(r) \quad (1-1)$$

式中， E 表示能量； m 是势阱中电子的质量； h 是普朗克常量（ $h = 6.63 \times 10^{-34} \text{Js}$ ）。

式（1-1）的解表示了氢原子的势阱中电子的允许能级^[9]：

$$E_n = \frac{-m_0 q^4}{8\epsilon_0 h^2 n^2} = \frac{-13.6}{n^2} \text{eV} \quad (1-2)$$

式中， m_0 是电子的自由质量； q 是基本电荷； n 是一个假定的整数。

以上过程也可以用于描述原子核里含有更多电荷数的更复杂的原子。主要的不同是势阱会变得更深。薛定谔方程的结果显示了能级依旧与 $1/n^2$ 成比例地间

隔，就如式 (1-2) 所示， $n=1$ 时的能级有所不同。

n 是层序号，也叫做主要量子数。层被分为了子层，显示了电子的不同角动量。子层数，也被称为角动量子数 l ，等于上面提到的主要量子数。例如，第 3 层 ($n=3$) 被分为 3 个子层。子层用字母 s 、 p 、 d 、 f 等来表示。由于原子中电子的相互作用，子层的能级有着微小的区别：角动量子数越大，电子的能量越大。

要注意还有两个进一步的量子数：磁量子数 m 和旋量子数 s 。对于硅晶体基本结构的理解来说，这两个量子数是不要求的。

1.1.2 晶格中的能带

与孤立原子相比，晶格中每个原子的势阱是重叠的，如图 1-2 所示。

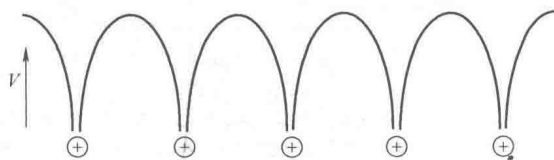


图 1-2 晶格的周期势能 (原子核被置于阱底)

能量较低电子被置于势阱深处，所以晶格对它们的影响很弱。因此，低能级实质上不变，这与孤立原子模型相同。

然而，对于位于势阱较高处的高能量电子来说，情况就不同了，当原子彼此接近时，高能量电子会被相邻的原子的势阱所影响。因此，薛定谔公式的结果传达了一个与孤立原子相比范围更大的许可能级。

然而，对于位于势阱较高处的高能量电子来说，情况就不同了，当原子彼此接近时，高能量电子会被相邻的原子的势阱所影响。因此，薛定谔公式的结果传达了一个与孤立原子相比范围更大的许可能级。

图 1-3 显示了硅晶格中最上层的两个被占有的能级是原子间距离的函数。在孤立的硅原子中， $3s$ 级 ($n=3$, s 子层) 被两个电子完全占有，而能够容纳 6 个电子的 $3p$ 层，只容纳了两个电子。随着两个硅原子间距离的减小，离散的能级被分成一系列允许的能级，如上所述。这些能级范围被称为能带，因为许多原子的一个晶格内的能级数非常多，以至于不能够去区分每一个子能级。图 1-3 解释了最开始的 $3s$ 和 $3p$ 能级向能带的转化。在硅原子某个特定的距离之内，这些能级会重叠，也就是说，它们会融合成一个共同的能量范围。最终，当接近硅的晶格常数 (5.43\AA) 时，能量范围会自动分成两个能级。

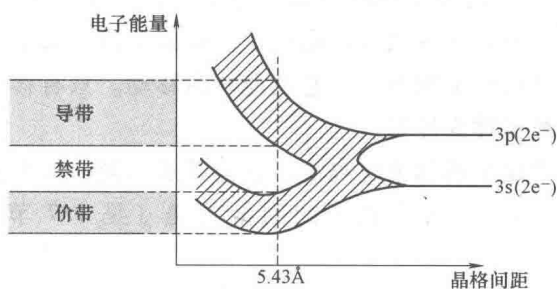


图 1-3 当硅晶格中原子的距离减小时能带将从离散能级中产生

现在将尝试定性地解释这些能带：在没有受到激发的硅晶体中（在很低的温度下），每个价电子[⊖]与相邻的硅原子停留在一个共价键上，也就是说，每个价电子被紧紧地约束住（见图 1-4）。因为所有的约束在性质上是恒等的，所以可以把它总结为，所有的电子在一个相似的能级上，也就是说，它们都在一个相同的能带上。通过检验图 1-3，很显然这肯定是一个很低的能带，因为在一个没有被激活的状态下，这只能占领最低的能级。因为所有的价电子都处在低能级上，该能级被称为价带。而且可以推断，价带必须被填满。这个解释是由晶格中两个硅原子间不可能再增加价带的事实得来的。

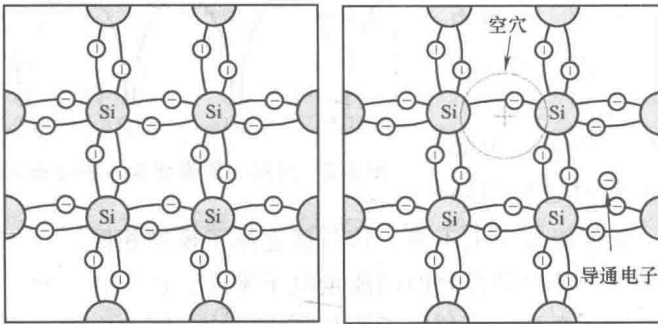


图 1-4 未被电离的硅晶格（每个硅原子和它相邻的硅原子有 4 个共价键）与电离后生成的一个电子空穴对

因为所有的价电子都位于价带，所以更高的能级肯定是空的，可以通过提供一定的能量来改变这种状态：如果足够的能量被用来打破硅原子间的价带，这些电子就能变成“自由电子”。换句话说，它们会被激发到更高的能级，即价带之上的能带。打破价带的最低能量是由两个能级（可能的能态）间的能带间隙决定的，如图 1-3 所示。能带边缘的能量差异被称为能带间隙，表示为 E_g 。在室温下，硅的能带间隙为 $E_g = 1.12\text{eV}$ （硅的晶格常数为 5.43\AA ）。

如果一个电子从价带被释放为自由电子，也就是说，如果它处于一个更高的能级，相比于其他仍被约束的电子，它就能自由移动。只有移动的载流子才能构成电流，更高的能级被称为导带。

打破价带的必要能量被称为电离能，它能够从不同的来源获得，例如从晶格的热振动、电磁辐射，或者从粒子的动量传递（见 1.7 节有关碰撞电离的内容）。

⊖ 价电子是那些能与其他原子形成化学键的原子。

为了避免混淆，应该注意到把硅晶格中价带的破坏称为电离是不正确的。电离是指一个电子从原子中完全地分离，也就是说，它被移到真空能级 $V=0$ （见图 1-1）。然而，导带能级仍然属于晶格。所以，电子从价带到导带的转移是激发，不是电离。半导体行业采用电离术语的原因可能是因为一旦电子位于导带，就表现得像自由电子一样。导带电子依旧被晶格强烈影响的事实导致把它们区别于自由电子。

能带间隙的宽度决定了材料的导电性。在绝缘材料中，能带间隙非常宽，通常有 9eV 或更多。所以，把电子从价带转移到导带需要很多的能量。特别是，如热振动甚至不能产生传导电子，这就解释了为什么这些材料在通常条件下几乎不能传导电流。对于金属来说，价带和导带是重叠的。所以，总能够在导带中找到电子，也就是说，金属能在不受温度和其他能量源限制的条件下传导电流。

1.1.3 电子和空穴

如果硅晶体中的价带被破坏，电子被激发到导带，会导致原子核的正电荷没有完全被电子的负电荷所抵消。所以，在本地就产生了一个正电荷（见图 1-4）。这个被限制在本地的电荷被称为空穴（因为从图示的角度来讲，电子的移走留下了一个空穴）。

注意到不是只有电子对于电流传导有贡献，空穴也有开放的能带能被相邻能带的电子充满（比如通过热激发）。当从肉眼可见的角度来考虑时，正电荷就显得移动了位置。

图 1-5 显示了电子空穴对产生之后在能带图中的情况。价带的上边界被表示为 E_V ，导带的下边界表示为 E_C 。位于能带的边界的一个电子或一个空穴是未被激发的（也就是说它具有最小的能量）。当电子在势能之外还是有动能时，它就在导带中处于更高的位置，如图 1-5 所示。对于空穴的动能情况类似。

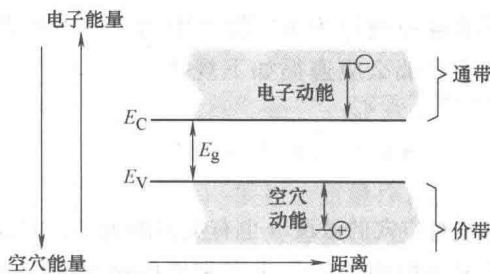


图 1-5 原子电离后在能带图中的位置

1.1.4 态密度和 Fermi-Dirac 分布

应用于固体中电子的 Fermi-Dirac 函数描述了热平衡下，能量为 E 的能态被

占有的可能性，即

$$F(E) = \frac{1}{1 + e^{(E-E_F)/(kT)}}$$

式中， k 是玻耳兹曼常数 ($k = 1.38 \times 10^{-23}$ J/K)； T 是绝对温度； E_F 为费米能，表示对应于占有概率 $F(E_F) = 0.5$ 的能量。此函数的图示如图 1-6 所示。

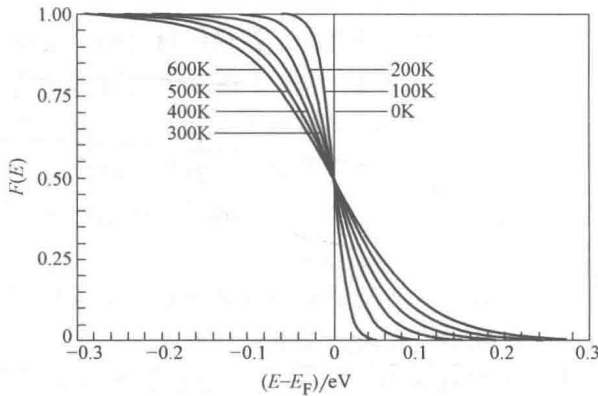


图 1-6 不同温度下的 Fermi-Dirac 分布

Fermi-Dirac 分布可以用一个更简单的描述来近似，能量与 E_F 相差 $3kT$ 倍。以下这些公式被称为玻耳兹曼近似：

$$F(E) = e^{-(E-E_F)/(kT)} \quad \text{其中 } (E-E_F) > 3kT$$

和

$$F(E) = 1 - e^{-(E_F-E)/(kT)} \quad \text{其中 } (E-E_F) < -3kT$$

为计算电子和空穴的浓度，需要把有效态密度与占有概率相乘，并在能带上积分。

此后，导带中的电子浓度将被记为 n ，价带中的空穴浓度将被记为 p 。如果 $N(E)$ 表示导带中的态密度，那么应遵循如下规律：

$$n = \int_{E_C}^{E_{top}} N(E) F(E) dE$$

式中， E_{top} 是指导带上边界。对空穴的浓度 p 也有类似的表述，并在价带上进行积分。

$N(E)$ 的推导超出了本书的内容。导带态密度的结果为

$$N(E) = 4\pi \left(\frac{2m_n^*}{h^2} \right)^{3/2} \sqrt{E - E_C}$$

式中， m_n^* 表示导带中电子的有效质量（不要与电子在真空能级的质量混淆，参见 1.1.2 节）。类推可得到价带的态密度表示如下：

$$N(E) = 4\pi \left(\frac{2m_p^*}{h^2} \right)^{3/2} \sqrt{E - E_V}$$

式中, m_p^* 表示导带中空穴的有效质量。

在求 n 的积分中, 用 ∞ 来代替 E_{top} 。因为在能带上边界的占有概率 $F(E)$ 在正常工作温度下是可忽略的, 这种近似不会导致严重的错误。 n 和 p 的结果如下:

$$n = N_C \exp\left(-\frac{E_C - E_F}{kT}\right) \quad \text{其中} \quad N_C = 2 \left(\frac{2\pi m_n^* kT}{h^2} \right)^{3/2} \quad (1-3)$$

和

$$p = N_V \exp\left(-\frac{E_F - E_V}{kT}\right) \quad \text{其中} \quad N_V = 2 \left(\frac{2\pi m_p^* kT}{h^2} \right)^{3/2} \quad (1-4)$$

式中, N_C 和 N_V 分别是导带和价带中的有效态密度。对于室温下的硅来说, 取 $N_C = 2.8 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ 和 $N_V = 1.04 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ [1]。

本征载流子浓度和质量作用定律

本征半导体被定义为不产生多余电子或空穴的半导体, 也就是说, 电子和空穴的浓度始终是相等的。于是有 $n = p = n_i$, 其中 n_i 表示本征载流子浓度。

已知 $n = p$, 可以计算出本征半导体的费米能级 (Fermi level) E_F , 记为 E_i , 即

$$E_F = E_i = \frac{E_C + E_V}{2} + \frac{kT}{2} \ln\left(\frac{N_V}{N_C}\right) = \frac{E_C + E_V}{2} + \frac{kT}{2} \times \frac{3}{2} \ln\left(\frac{m_p^*}{m_n^*}\right) \quad (1-5)$$

在室温下, 第二项的值远比第一项小。所以费米能级接近于能带间隙的中心。

继续计算 n_i , 因为 $n = p = n_i$, 所以有

$$pn = n_i^2 \quad (1-6)$$

式 (1-3) 和式 (1-4) 联立可得

$$n_i^2 = N_C N_V \exp\left(-\frac{E_g}{kT}\right) \quad \text{或} \quad n_i = \sqrt{N_C N_V} \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right) \quad (1-7)$$

在室温下, 硅的 n_i 为 $1.45 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ 。注意 n_i 是独立于费米能级 E_F 的位置的, 如式 (1-7) 所示。作为结论, 式 (1-6) 在热平衡下总是成立的, 也就是说, 当 $n \neq p$ 时也成立。式 (1-6) 被称为质量作用公式。

在一些简单整理的帮助下, 可以推导出非常有用的关系, 用 n_i 的函数描述电子和空穴的浓度以及费米能级的位置。先考虑电子, 把式 (1-3) 整理如下:

$$\begin{aligned} n &= N_C \exp\left(-\frac{E_C - E_F}{kT}\right) = N_C \exp\left[-\frac{(E_C - E_i) - (E_F - E_i)}{kT}\right] \\ &= N_C \exp\left(-\frac{E_C - E_i}{kT}\right) \exp\left(\frac{E_F - E_i}{kT}\right) = K \exp\left(\frac{E_F - E_i}{kT}\right) \end{aligned}$$

式中

$$K = N_C \exp\left(-\frac{E_C - E_i}{kT}\right) \quad (1-8)$$

现在可以证明始终有 $K = n_i$ 。为此，把式 (1-5) 和式 (1-8) 联立得

$$\begin{aligned} K &= N_C \exp\left(-\frac{E_C - E_i}{kT}\right) = N_C \exp\left\{-\frac{1}{kT}\left[E_C - \frac{E_C + E_V}{2} - \frac{kT}{2} \ln\left(\frac{N_V}{N_C}\right)\right]\right\} \\ &= N_C \exp\left[-\frac{E_C - E_V}{2kT} + \frac{1}{2} \ln\left(\frac{N_V}{N_C}\right)\right] \\ &= \sqrt{N_C N_V} \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right) = n_i \end{aligned}$$

所以，可以把电子浓度表示如下：

$$n = n_i \exp\left(\frac{E_F - E_i}{kT}\right) \quad (1-9)$$

对于空穴浓度由类似的推导可得

$$p = n_i \exp\left(\frac{E_i - E_F}{kT}\right) \quad (1-10)$$

我们现在可以明白为什么拥有较大能带间隙的材料能够拥有很好的绝缘性能了。假设绝缘体和硅的 N_C 和 N_V 的绝对值大小相同，但能带间隙为 9eV 而不是 1.12eV 。因此，从式 (1-7) 可得室温下本征载流子浓度关系如下：

$$\begin{aligned} \frac{n_{i, \text{insulator}}}{n_{i, \text{Si}}} &= \frac{\exp\left(-\frac{E_{g, \text{insulator}}}{2kT}\right)}{\exp\left(-\frac{E_{g, \text{Si}}}{2kT}\right)} \\ &= \exp\left(\frac{E_{g, \text{Si}} - E_{g, \text{insulator}}}{2kT}\right) \approx \exp\left(-\frac{7.9\text{eV}}{0.052\text{eV}}\right) = \exp(-152) \end{aligned}$$

也就是说：绝缘体的电导率比本征硅低 66 个数量级（硅导电能力也很弱）。

1.1.5 半导体掺杂

掺杂是为了改变半导体的电气特性，是指向晶体中掺入少量外来原子。

区分两类掺杂原子的方法如下：

1) 施主元素是在硅中提供多余电子的元素。最合适的施主元素是从元素周期表第 V 主族中选定的元素：磷 (P)、砷 (As)、锑 (Sb)、铋 (Bi)。增加的第 V 主族施主价电子不能和一个四周的硅原子的价电子一起形成共价键，所以相对较低的能量就能使它们从施主元素中被脱离出来（也就是说，发射到导带）。普通施主原子所需的电离能大概为 50meV 。所以，即使在很低的温度下，晶格里仍有足够的热能来电离实际上所有的施主原子。当从施主原子中发射出来的电子能在导带中自由移动时，就留下了一个带有正电荷的施主离子。