



中国科学技术
经·典·文·库

半导体物理基础

黄昆 韩汝琦 著

 科学出版社
www.sciencep.com

中国科学技术经典文库·物理卷

半导体物理基础

黄 昆 韩汝琦 著

科学出版社

北 京

内 容 简 介

本书主要介绍与晶体管、集成电路等所谓硅平面器件有关的半导体物理基础。第1章、第2章介绍半导体的一般原理；第3章、第4章对pn结、半导体表面和MOS晶体管的物理原理进行具体而深入的分析；第5章结合具体的半导体材料，介绍了有关晶体和缺陷的基础知识。

本书对一些基本概念的讲述做到了深入浅出、便于自学，在结合具体的半导体材料讲述晶体缺陷方面做了新的尝试。本书可以作为高等学校有关课程的教学参考书，也可供从事半导体技术工作的科技人员和工人阅读。

图书在版编目(CIP)数据

半导体物理基础/黄昆, 韩汝琦著. —北京: 科学出版社, 2010

(中国科学技术经典文库·物理卷)

ISBN 978-7-03-028728-1

I. 半… II. ①黄… ②韩… III. 半导体物理学 IV. O47

中国版本图书馆CIP数据核字(2010)第162410号

责任编辑: 钱俊 鄢德平 / 责任校对: 张怡君

责任印制: 钱玉芬 / 封面设计: 王浩

科学出版社 出版

北京东黄城根北街16号

邮政编码: 100717

<http://www.sciencep.com>

北京佳信达艺术印刷有限公司印刷

科学出版社发行 各地新华书店经销

*

1979年7月第一版 开本: B5(720×1000)

2010年9月第二次印刷 印张: 18 1/4

字数: 357 000

定价: 68.00元

(如有印装质量问题, 我社负责调换)

前 言

近年来, 半导体科学技术在许多方面都有了深入的发展, 并逐渐形成了若干分支. 虽然各分支之间有共同的半导体物理基础, 但是各自的侧重点和具体要求很不相同. 本书主要讲述与晶体管、集成电路等所谓硅平面器件有关的半导体物理基础. 第 1 章、第 2 章介绍半导体的一般原理, 但内容着重于硅平面器件, 对一些微观理论只作浅显的介绍. 在第 3 章、第 4 章中对 pn 结和半导体表面的物理原理以较大篇幅进行了具体而深入的分析. 第 5 章尽量结合半导体实际, 介绍有关晶体和缺陷的基础知识.

在本书编写过程中, 许多工厂、科研单位和高等学校的同志热情地向我们介绍经验, 提供资料, 并对写法提出宝贵建议. 这对我们的工作是很大的启发和帮助, 在此一并表示衷心的感谢.

由于我们经验和水平有限, 书中难免有不妥之处, 诚恳地希望读者批评指正.

黄 昆 韩汝琦

1979 年 7 月

目 录

前言	
第 1 章 掺杂半导体的导电性	1
1.1 掺杂和载流子	1
1.2 电导率和电阻率	4
1.3 迁移率	10
1.4 测量电阻率的四探针方法	16
1.5 扩散薄层的方块电阻	19
第 2 章 能级和载流子	28
2.1 量子态和能级	29
2.2 多子和少子的热平衡	37
2.3 费米能级	43
2.4 电子的平衡统计分布规律	53
2.5 非平衡载流子的复合	66
2.6 非平衡载流子的扩散	74
第 3 章 pn 结	81
3.1 pn 结的电流-电压关系	81
3.2 空间电荷区中的复合和产生电流	93
3.3 晶体管的电流放大作用	103
3.4 高掺杂的半导体和 pn 结	110
3.5 pn 结的击穿	116
3.6 pn 结的电容效应	136
3.7 金属-半导体接触	144
第 4 章 半导体表面	161
4.1 表面空间电荷区及反型层	161
4.2 MIS 电容器——理想 $C(V)$ 特性	170
4.3 实际 MIS 电容器的 $C(V)$ 特性及应用	181
4.4 硅-二氧化硅系统的性质	190
4.5 MOS 场效应晶体管	195
4.6 电荷耦合器件	208
第 5 章 晶格和缺陷	219

5.1 晶格	220
5.2 空位和间隙原子	240
5.3 位错	248
5.4 层错	264
5.5 相变和相图	272

第 1 章 掺杂半导体的导电性

半导体的导电性可以通过掺入微量的杂质 (简称“掺杂”) 来控制, 这是半导体能够制成各种器件, 从而获得广泛应用的一个重要原因. 因此, 了解掺杂半导体的导电性就成为学习和应用半导体首先遇到的一个问题.

为什么掺杂能够控制半导体的导电性? 有哪些因素影响掺杂半导体的导电性? 怎样通过导电性来测量掺杂量? 这些就是在这一章我们要讨论的几个主要的问题.

1.1 掺杂和载流子

目前主要的半导体材料大部分是共价键晶体. 硅、锗等IV族元素半导体就是最典型的共价键晶体. 以硅为例, 在硅原子中有 14 个电子围绕原子核运动, 每个电子带电 $-q$, 原子核带正电 $+14q$, 整个原子呈电中性. 在 14 个电子中, 有 4 个电子处于最外层 (图 1.1), 主要由它们决定硅的物理化学性质, 被称为价电子. 在硅的晶体中, 每个硅原子近邻有 4 个硅原子, 每两个相邻原子之间有一对电子, 它们与两个原子核都有吸引作用, 称为共价键. 正是靠共价键的作用, 使硅原子紧紧结合在一起, 构成了晶体. 图 1.2 是形象地说明硅原子靠共价键结合成晶体的一个平面示意图. 硅晶体实际的立体结构——金刚石结构留在以后再具体介绍.

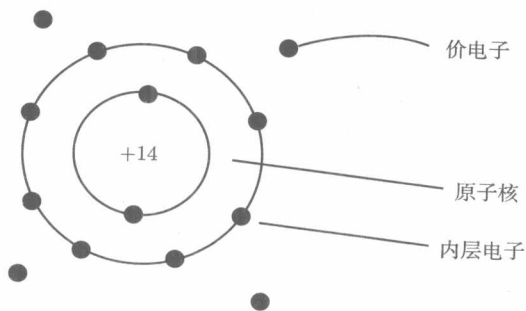


图 1.1

如果共价键中的电子获得足够的能量, 它就可以摆脱共价键的束缚, 成为可以自由运动的电子. 这时在原来的共价键上就留下了一个缺位, 因为邻键上的电子随时可以跳过来填补这个缺位, 从而使缺位转移到邻键上去, 所以, 缺位也是可以移动的. 这种可以自由移动的缺位被称为空穴. 半导体就是靠着电子和空穴的移动来

导电的 (图 1.3). 因此, 电子和空穴被统称为载流子.

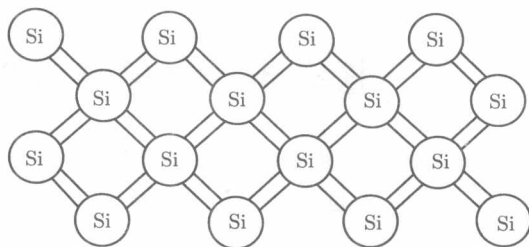


图 1.2

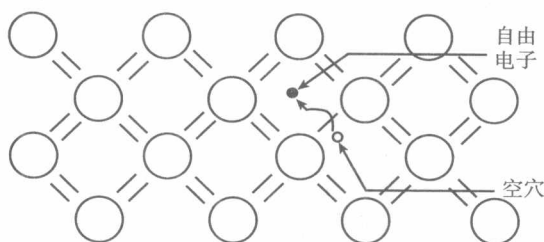


图 1.3

电子摆脱共价键所需要的能量可以来自外面光的照射. 但是, 在一般情况下, 还是靠存在于晶体本身内的原子的热运动. 在以后章节我们将看到, 常温下, 硅里面由于热运动激发价键上电子而产生的电子和空穴不超过 $1.5 \times 10^{10} \text{cm}^{-3}$, 它们对硅的导电性的影响是十分微小的.

常温下硅的导电性能主要由杂质来决定. 例如, 硅中掺有 V 族元素杂质 (磷 P, 砷 As, 锑 Sb, 铋 Bi), 这些 V 族杂质替代了一部分硅原子的位置, 但是, 因为它们外层有 5 个价电子, 其中 4 个与周围硅原子形成共价键, 多余的一个电子就成了可以导电的自由电子 (图 1.4). 所以一个 V 族杂质原子, 可以向半导体硅提供一个自由电子而本身成为带正电的离子, 通常把这种杂质叫施主杂质. 当硅中掺有施主杂质时, 主要靠施主提供的电子导电, 这种依靠电子导电的半导体叫做 n 型半导体. 另外一种情况是硅中掺有 III 族元素杂质 (硼 B、铝 Al、镓 Ga、铟 In), 这些 III 族杂质原子在晶体中也是替代一部分硅原子的位置, 但是因为它们外层仅有 3 个价电子, 在与周围硅原子形成共价键时, 产生一个缺位, 这个缺位就要接受一个电子而向晶体提供一个空穴 (图 1.5). 所以一个 III 族杂质原子可以向半导体硅提供 1 个空穴, 而本身接受了一个电子成为带负电的离子, 通常把这种杂质叫受主杂质. 当硅中掺有受主杂质时, 主要靠受主提供的空穴导电, 这种主要靠空穴导电的半导体称为 p 型半导体.

事实上, 一块半导体中常常同时含有施主和受主杂质. 当施主数量超过受主时,

半导体就是 n 型的; 反之, 受主数量超过施主, 则是 p 型的. 更具体地讲, 在 n 型半导体中, 单位体积有 N_D 个施主, 同时还有 N_A 个受主, 但 $N_A < N_D$, 这时施主放出的 N_D 个电子首先将有 N_A 个去填补受主造成的缺位, 所以只余下 $N_D - N_A$ 个电子成为供导电的载流子. 这种受主和施主在导电性上相互抵消的现象叫做杂质的“补偿”. 在有补偿的情况下, 决定导电能力的是施主和受主浓度之差. 受主浓度 N_A 大于施主浓度 N_D 的情形是完全类似的, 由于补偿, 只余下 $N_A - N_D$ 个空穴成为导电的载流子.

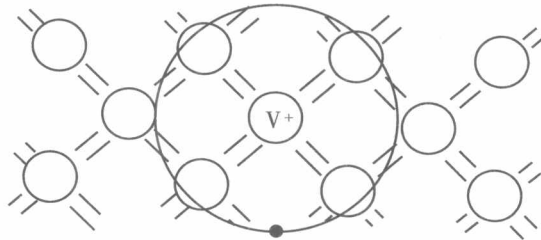


图 1.4

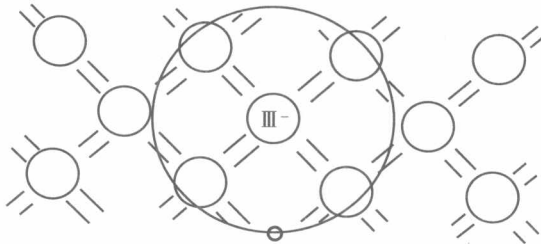


图 1.5

半导体锗也是周期表中的IV族元素, 原子序数为 32, 和硅一样, 锗最外层也有 4 个价电子, 锗晶体也是靠锗原子之间共有电子对形成共价键, 结合在一起的. 由于锗比硅的原子序数大, 锗对价电子的束缚能力弱, 因此, 价键上电子摆脱束缚所需要的能量较小, 约为 0.78eV . 尽管如此, 在常温下, 靠热运动激发价键上电子而产生的电子和空穴数仍很少 ($2.5 \times 10^{13}\text{cm}^{-3}$), 锗的导电性能同样主要由杂质情况决定.

硅和锗是单一元素的半导体. 化合物半导体的范围很广泛. 目前研究最多的一类化合物半导体是由III族元素和V族元素构成的III - V族化合物, 如砷化镓 (GaAs)、锑化铟 (InSb)、磷化镓 (GaP)、磷外铟 (InP) 等. 其中砷化镓是目前最重要的化合物半导体, 已用于制造发光二极管、激光器以及微波器件等各种新型器件. III - V族化合物也是主要靠共价键结合的晶体, 其结构和硅、锗等十分相似, 每个III族原子近邻为 4 个V族原子, 而每个V族原子的近邻则为 4 个III族原子, 如图 1.6 的平

面示意图所示. 它们之前的结合可以这样来看: 每个 V 族原子把一个电子转移给一个 III 族原子, 分别形成 V 族的正离子 V^+ 和 III 族的负离子 III^- , 这样它们最外层都具有 4 个价电子, 可以在近邻的离子间共有电子对, 形成共价键. 因为它们即是靠共价键结合, 又具有一定的离子性, 所以, 和同一周期内的 IV 族元素半导体相比, 结合强度更大. 例如, 电子摆脱 GaAs 中的共价键需要 1.43eV, 而在 Ge 中这个能量只有 0.78eV.

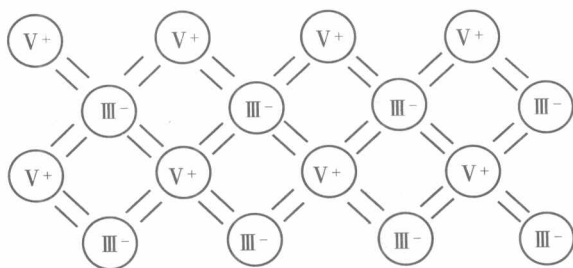


图 1.6

像 GaAs 这样的化合物半导体, 在常温下的导电性同样主要由杂质决定. 掺进 GaAs 的 II 族元素, 如锌、镉等, 因与 III 族原子 Ga 性质相近, 通常取代 Ga 的位置而成为受主. 而掺进 GaAs 的 VI 族元素, 如碲、硒等, 与 V 族原子 As 性质相近, 通常取代 As 的位置而成为施主. 硅、锗等 IV 族元素在 GaAs 中则既可以取代 III 族原子 Ga 而成为施主, 又可以取代 V 族原子 As 而成为受主.

1.2 电导率和电阻率

在半导体的实际问题中, 通过半导体的电流往往是不均匀的. 例如, 半导体生产的中间测试, 很多地方是用探针进行测量, 并利用探针把电流通进半导体. 在这种情况下, 电流成一个以探针针尖为中心、沿半径四周散开的电流分布, 如图 1.7 所示. 又如, 集成电路中的电阻是由一定长度和宽度的散薄层构成的, 它的俯视图和纵剖面如图 1.8 所示. 由于散薄层里面, 从表面向内, 每一层杂质浓度都不一样, 所以过它的电流在各层之间是不均匀的, 越近表面电流越强. 研究这样一些半导体问题, 不能只讲通过半导体的总电流强度, 而必须具体地分析电流的不均匀分布.

为了描述导体内各点电流强弱的不均匀性, 通采用欧姆定律的微分形式:

$$j = \sigma E, \quad (1.1)$$

其中, j 为电流密度, 表示通过单位横截面积的电流强度. 举例来说, 在用探针通入电流的半导体内某点 A , 如果电流密度是 j_A (图 1.9), 那么, 在 A 点通过横截面积

元 dS 的电流强度就是 $j_A dS$. 实际上, 在这个简单的例子中, 根据总电流 I 很容易写出各处的电流密度. 在图 1.9 中所画的半径为 r 的半球面上, 各点的电流密度为

$$j = \frac{I}{2\pi r^2}.$$

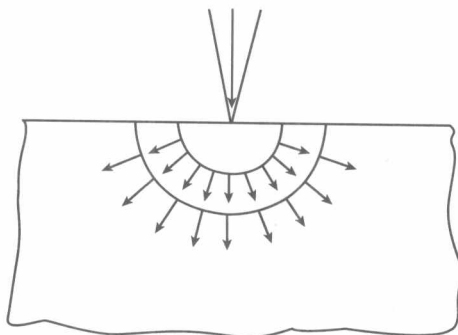


图 1.7

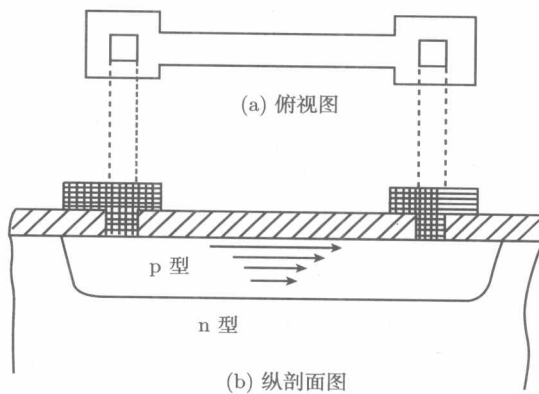


图 1.8

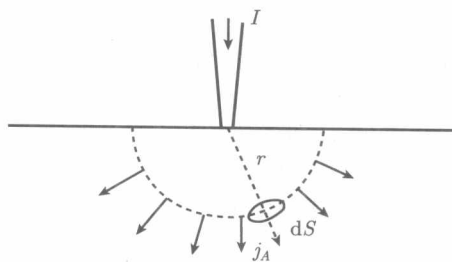


图 1.9

(1.1) 式表示的欧姆定律微分形式, 很容易从大家熟知的欧姆定律:

$$I = \frac{V}{R} \quad (1.2)$$

导出, 取一个长为 L , 横截面为 S 的均匀导体. 当两端加电压 V 时, 在这样一个形状规则的均匀材料中 (图 1.10), 电流是均匀的, 电流密度 j 在各处是一样的, 总电流强度

$$I = Sj. \quad (1.3)$$

同时, 电场强度也是均匀的, 有

$$V = LE. \quad (1.4)$$

把 (1.3) 式和 (1.4) 式代入 (1.2) 式, 则

$$Sj = \frac{L}{R}E.$$

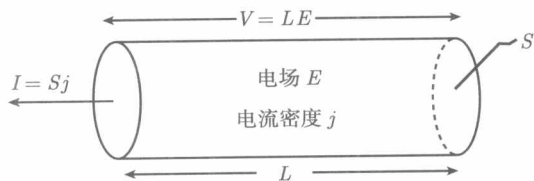


图 1.10

除以 S 得

$$j = \frac{1}{\rho}E,$$

其中 $\rho = R(S/L)$, 即材料的电阻率. 定义 $\sigma = 1/\rho$ 就可以得到 (1.1) 式, σ 称为电导率.

在这里, 微分形式的欧姆定律虽然是从均匀导电情况导出的, 显然, 它也适用于非均匀的情况. 因为对于非均匀导体, 我们可以取一个小体积元, 当小体积元足够小时, 可以看成是均匀的, 用上述方法同样可以得到欧姆定律的微分形式.

微分形式的欧姆定律告诉我们, 半导体中某点的电流密度正比于该点的电场, 比例系数为电导率 σ , 它们常用的单位是:

电流密度 j : 安培/厘米² (A/cm²);

电场强度 E : 伏特/厘米 (V/cm);

电阻率 ρ : 欧姆·厘米 ($\Omega \cdot \text{cm}$);

电导率 σ : 欧姆⁻¹·厘米⁻¹ ($\Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$).

在微分欧姆定律中, 材料的导电能力是用电导率 σ 来表示的. 1.1 节指出, 一般掺杂半导体在常温范围内导电性能主要由掺杂决定. 那么, 电导率和掺杂是什么

关系呢? 要解决这个问题, 就有必要分析一下, 在电场作用下载流子如何形成电流的机理. 下面我们结合 n 型半导体考查一下这个问题.

首先, 我们应当知道, 即使没有电场作用, 电子也并不是静止不动的, 而是像气体中分子那样, 杂乱无章地进行着热运动. 由于电子质量比分子小得多, 所以, 热运动的速度比气体分子要大得多. 具体来说, 按照热运动的理论, 像气体分子或半导体中电子这些微观粒子无规则热运动的平均动能与绝对温度 T 有下列关系:

$$\text{平均热运动动能} = \frac{3}{2}kT,$$

k 是热运动理论中的一个基本常数, 称为玻尔兹曼常量. 在两种较常用的单位中, 它的数值为

$$\begin{aligned} k &= 1.38 \times 10^{-16} \text{ erg}/^{\circ}\text{C}^{\text{①}} \\ &= 8.62 \times 10^{-5} \text{ eV}/^{\circ}\text{C}. \end{aligned}$$

这就是说, 如果用 v_t 表示半导体中电子的平均热运动速度, 则有

$$\frac{1}{2}m_0v_t^2 = \frac{3}{2}kT,$$

m_0 是电子质量. 我们以 $T = 300\text{K}$ 代表常温 (相当于 27°C), 并且代入电子质量 $m_0 = 9.1 \times 10^{-28}\text{g}$ (后面将看到在半导体内的电子具有与此不同的“有效质量”, 其值随具体材料而不同, 这里只是粗略地对 v_t 作数量级估算), 就求得

$$v_t \approx 1.2 \times 10^7 \text{ cm/s}.$$

尽管电子以这么高的速度做热运动, 但因为运动是无规则的, 效果相互抵消, 并不形成电流. 但是, 当有电场存在时, 它对电子的作用力使所有电子都沿着电场的方向, 产生一定的速度. 这种在载流子做无规则热运动的同时, 由于电场作用而产生的、沿电场力方向的运动叫做漂移运动. 如果用 \bar{v} 表示电子在电场作用下获得的平均漂移速度, 则产生的电流密度可以写成

$$j = nq\bar{v}, \quad (1.5)$$

n 是半导体中电子的浓度. (1.5) 式可以从图 1.11 得到说明. 假定 dS 表示在 A 处与电流垂直的小面积元, 以 dS 为底作一个高为 $\bar{v}dt$ 的小柱体 (图 1.11). 因为在 dt 时间内, 电子在电场作用下定向漂移的距离为 $\bar{v}dt$, 显然在 dt 时间内, A 、 B 面之间的电子都可以通过 A 处的 dS 截面, 因此, 在 dt 时间内通过 dS 的电荷量, 就是 A 、 B 面间小柱体内的电子电荷, 即

$$dQ = nq\bar{v}dSdt.$$

① $1\text{erg} = 10^{-7}\text{J}$.

因为电流密度 $j = \frac{dQ}{dt dS}$, 所以有

$$j = nq\bar{v}.$$

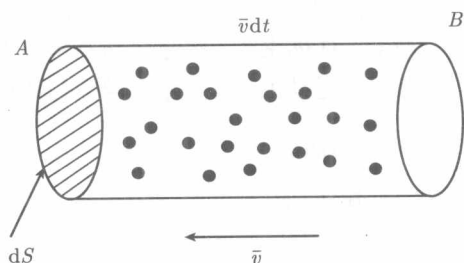


图 1.11

用它去和 (1.1) 式相对比, 因 n 和 q 都与 E 无关, 所以这个从实验中总结的微分欧姆定律, 在这里表明载流子的漂移速度 \bar{v} 是和电场强度成正比的. 因此可写为

$$\bar{v} = \mu E, \quad (1.6)$$

系数 μ 称为电子的迁移率, 从数值上讲, 迁移率等于单位电场作用下的漂移速度. 常用的单位是: 速度 v , cm/s; 电场 E , V/cm; 迁移率 μ , $\text{cm}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$.

把 (1.6) 式代回电 (1.5) 式, 有

$$j = nq\mu E. \quad (1.7)$$

和微分欧姆定律 $j = \sigma E$ 比较, 得到

$$\sigma = nq\mu. \quad (1.8)$$

因为在掺杂半导体中, 常温下电子浓度 n 基本上等于施主杂质的浓度 N_D , 所以, 上式实际上表明了电导率和掺杂浓度的关系.

对于 p 型半导体, 可以作完全相似的分析, 唯一的差别是空穴代替了电子成为载流子. 空穴同样在电场作用下形成漂移运动, 漂移速度和电场强度成正比, 只是空穴迁移率的具体数值和电子一般是不相同的. 为了区别起见, 常用 μ_n 和 μ_p 分别代表电子和空穴的迁移率. 所以, n 型和 p 型半导体的电导率可以分别写成

$$\begin{aligned} \text{n 型: } \sigma &= nq\mu_n; \\ \text{p 型: } \sigma &= pq\mu_p. \end{aligned} \quad (1.9)$$

电子和空穴的迁移率在不同的半导体材料中是不相同的. 就是在同一种半导体材料中, μ_n 和 μ_p 也是要随着温度和掺杂而变化的. 常温下 ($T = 300\text{K}$), 在

较纯的硅材料中, 电子和空穴的迁移率由实验测定为 $\mu_n = 1350\text{cm}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$, $\mu_p = 480\text{cm}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$

例题 实验测出某批 n 型硅外延片的电阻率为 $2\Omega\cdot\text{cm}$, 试估算施主掺杂浓度.

因为这是属于掺杂较低的情形, 迁移率可以近似采用 $\mu_n = 1350\text{cm}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$. 因为电导率 σ 是电阻率 $\rho = 2\Omega\cdot\text{cm}$ 的倒数, 所以, 把这里的 μ_n, σ 和 $q = 1.6 \times 10^{-19}\text{C}$ 代入 (1.9) 式, 得到

$$\begin{aligned}\frac{1}{2} &= n(1.6 \times 10^{-19}) \times 1350, \\ n &= 2.3 \times 10^{15}\text{cm}^{-3},\end{aligned}$$

基本上等于施主的浓度 N_D .

以上例题是十分典型的. 在实际工作中, 掺杂浓度都是通过测量电阻率然后折算出来的. 但是, 例题的估算办法只适用于较纯的材料, 这时迁移率已有确定的标准数据. 在一般的情况下, 由电阻率折算掺杂浓度都是直接查图 1.12 中所给的实验图线 (300K).

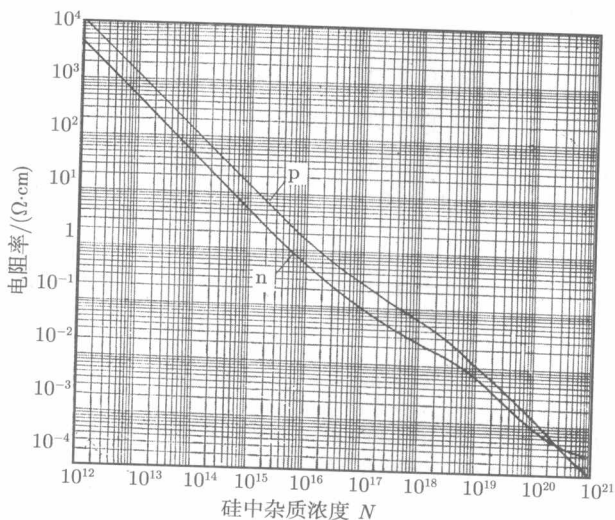


图 1.12

例题 根据图 1.12 的实验图线近似估算电阻率为 $1\Omega\cdot\text{cm}$, $0.1\Omega\cdot\text{cm}$ 和 $0.01\Omega\cdot\text{cm}$ 的 n 型硅材料中电子的迁移率. 从图上查出几种电阻率所对应的电子浓度为

$$\begin{aligned}\rho = 1 \Omega\cdot\text{cm}, & \quad n = 5 \times 10^{15}\text{cm}^{-3}; \\ \rho = 0.1 \Omega\cdot\text{cm}, & \quad n = 9 \times 10^{16}\text{cm}^{-3}; \\ \rho = 0.01 \Omega\cdot\text{cm}, & \quad n = 5 \times 10^{18}\text{cm}^{-3}.\end{aligned}$$

从基本公式 $\sigma = \frac{1}{\rho} = n\mu_n q$ 可以计算出迁移率为

$$\mu_n = \frac{1}{nq\rho} = \frac{10^{19}}{1.6n\rho}$$

代入以上的 ρ 和 n 的值, 三种情况结果如下:

ρ	n	μ_n
1	5×10^{15}	1250
0.1	9×10^{16}	700
0.01	5×10^{18}	1.25

根据电阻率和载流子浓度估算迁移率的数值, 这类问题在实际工作中也是经常遇到的。

1.3 迁 移 率

迁移率是反映半导体中载流子导电能力的重要参数。从前节看到, 掺杂半导体的电导率一方面取决于掺杂的浓度, 另一方面取决于迁移率的大小。同样的掺杂浓度, 载流子的迁移率越大, 材料的电导率就越高。

在不同的半导体材料里, 电子和空穴两种载流子的迁移率都是不相同的。表 1.1 列出在常温下测得的较高纯度的硅、锗、砷化镓中电子和空穴的迁移率。

表 1.1

	硅	锗	砷化镓
μ_n [$\text{cm}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$]	1350	3900	8500
μ_p [$\text{cm}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$]	480	1900	400

迁移率的大小不仅关系着导电能力的强弱, 而且直接决定着载流子运动 (漂移以及后面要讲的扩散) 的快慢。它对半导体器件工作的速度有直接的影响。例如, 硅的 npn 晶体管比 pnp 晶体管更适合于做高频器件, MOS(metal-oxide-semiconductor) 的 n 沟道器件比 p 沟道器件能以更高的速度工作, 就是因为前者主要利用电子运动, 比之后者利用空穴运动, 迁移率更大。

从前节例题看到, 同一种材料, 载流子的迁移率还要受到掺杂的影响, 掺杂不同, 迁移率的数值也不同。图 1.13 给出了常温 (300K) 下 n 型和 p 型硅中载流子迁移率和掺杂浓度的关系。从图上看到, 只有在低掺杂浓度的范围, 电子和空穴才有比较确定的迁移率值, 基本上与掺杂浓度无关。掺杂浓度超过 $10^{15} \sim 10^{16} \text{cm}^{-3}$ 后, 迁移率随掺杂浓度增高而显著地下降。

载流子的迁移率是随温度而变化的. 这对器件的使用性能有直接的影响. 因为, 掺杂半导体的载流子浓度在器件使用的温度范围内是基本上不变的, 所以, 电导率随温度的变化主要来自迁移率. 图 1.14 和图 1.15 分别给出了不同掺杂浓度的 n 型和 p 型硅中载流子迁移率随温度变化的实验图线. 从图上看到, 对低的掺杂浓度, 迁移率随温度升高大幅度地下降, 而对高的掺杂浓度, 迁移率随温度变化较平缓, 不很显著. 例如, 在实际中, 为了保证集成电路的扩散电阻不随温度而显著变化, 就必须适当选用较高的扩散杂质浓度.

为什么电子和空穴有不同的迁移率? 为什么温度和掺杂影响迁移率? 为什么不同半导体材料的载流子迁移率不同? 为了弄清这些问题, 就必须进一步分析在电场作用下载流子的漂移速度是怎样形成的.

在恒定的电场作用下, 载流子保持一个确定的平均漂移速度

$$\bar{v} = \mu E$$

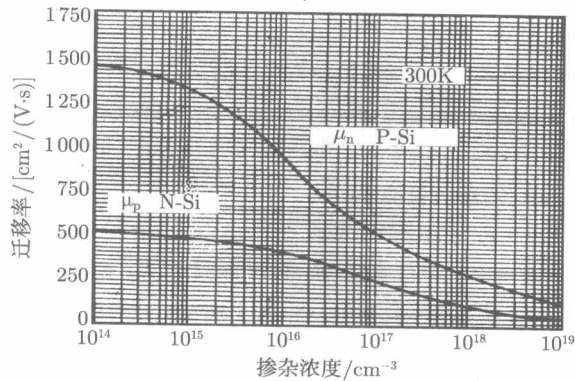


图 1.13

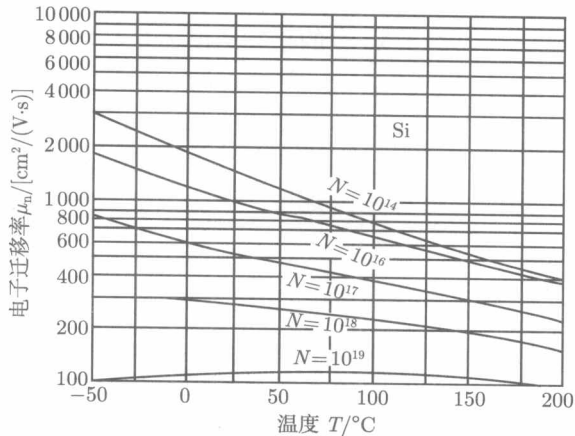


图 1.14