

半导体物理学

(西德) K. Seeger 著

徐 乐 钱建业 译

叶良修 校

人民教育出版社

内 容 提 要

本书共分十四章（在翻译时略去了原书的第十四章表面性质）。内容包括半导体的基本性质，能带结构，半导体统计学，非简并电子气的电荷与能量输运，载流子的扩散，球形单谷模型、多谷模型、扭曲球模型的载流子输运以及输运现象的量子效应。还包括杂质碰撞电离和雪崩击穿、光的吸收和反射、光电导、半导体的光产生及其他半导体。

本书系外国研究生教材，可供我国物理、半导体、电子技术等方面的高年级大学生、研究生以及从事这些方面工作的科技工作者和教师参考。

本书由南开大学徐乐、钱建业翻译、北京大学叶良修校订。

高等学校教学参考书

半 导 体 物 理 学

（西德）K. Seeger 著

徐 乐 钱建业 译

叶良修 校

*

人民教育出版社出版

新华书店北京发行所发行

民族印刷厂印装

*

开本 $850 \times 1168 \frac{1}{32}$ 印张 19.5 字数 460,000

1980年1月第1版 1980年12月第1次印刷

印数 1—10,000

书号 13012·0424 定价 1.70 元

目 录

重要符号表	1
第一章 半导体的基本性质	1
§ 1-1 绝缘体-半导体-半金属-金属	1
§ 1-2 正空穴	3
§ 1-3 传导过程、补偿、质量作用定律	5
第二章 能带结构	10
§ 2-1 单一势阱和周期重复势阱	10
§ 2-2 紧束缚于原子的电子的能带	20
§ 2-3 布里渊区	23
§ 2-4 等能面	35
第三章 半导体统计学	40
§ 3-1 费密统计	40
§ 3-2 杂质能级的占有因子	50
第四章 非简并电子气中电荷和能量的输运	57
§ 4-1 电子气的动力学理论	57
§ 4-2 电导率和它的温度依赖关系	57
§ 4-3 横向磁场中的霍耳效应	68
§ 4-4 磁阻	82
§ 4-5 科宾诺 (Corbino)电阻	87
§ 4-6 非均匀样品的磁阻	90

§ 4-7	平面霍尔效应	92
§ 4-8	热导率、罗仑兹数、与金属的比较	94
§ 4-9	温差电(塞贝克)效应	99
§ 4-10	汤姆逊和珀尔帖效应	107
§ 4-11	热磁效应	113
§ 4-12	压阻	123
§ 4-13	热电子(hot electrons)和能量弛豫时间	129
§ 4-14	高频电导	135
§ 4-15	噪声	137
第五章 载流子的扩散过程		143
§ 5-1	注入和复合	143
§ 5-2	扩散和爱因斯坦关系	145
§ 5-3	$p-n$ 结	152
§ 5-4	准费密能级	162
§ 5-5	晶体管	164
§ 5-6	金属-半导体接触	170
§ 5-7	各种类型的晶体管	172
§ 5-8	丹倍效应和光电磁效应	175
§ 5-9	光生伏特效应	179
§ 5-10	热载流子扩散	182
第六章 球形单谷模型中的散射过程		186
§ 6-1	中性杂质散射	186
§ 6-2	弹性散射过程	190
§ 6-3	电离杂质散射	194
§ 6-4	载流子的声学波形变势散射	199
§ 6-5	热载流子(hot carriers)的声学波形变势散射	203
§ 6-6	电离杂质散射与声学波形变势散射的组合	210
§ 6-7	压电散射	217
§ 6-8	晶体的声子谱	220
§ 6-9	非弹性散射过程	230

§ 6-10	动量平衡方程和移位麦克斯韦分布	235
§ 6-11	光学波形变势散射	239
§ 6-12	极性光学波散射	250
§ 6-13	载流子-载流子散射	259
§ 6-14	杂质传导和跳跃过程	261
§ 6-15	位错散射	263
第七章 多谷模型中的电荷输运及散射过程		271
§ 7-1	形变势张量	271
§ 7-2	电导率	275
§ 7-3	弱磁场中的霍耳效应	280
§ 7-4	弱场磁阻	282
§ 7-5	等效谷际散射和能谷再分布效应	288
§ 7-6	温载流子和热载流子的电流磁现象	301
§ 7-7	非等效谷际散射、负微分电导和耿氏振荡	307
§ 7-8	声电效应	322
第八章 扭曲球面模型中载流子的输运		336
§ 8-1	能带和态密度	336
§ 8-2	电导率	342
§ 8-3	霍耳效应和磁阻	342
§ 8-4	温空穴和热空穴	349
第九章 输运现象中的量子效应		354
§ 9-1	隧道二极管	354
§ 9-2	磁量子效应	360
§ 9-3	载流子的磁冻结现象	366
§ 9-4	磁声子效应	369
第十章 碰撞电离和雪崩击穿		378
§ 10-1	均匀半导体中的低温碰撞电离	378
§ 10-2	$p-n$ 结中的雪崩击穿	385

第十一章	光的吸收和反射	392
§ 11-1	基本吸收和能带结构	392
§ 11-2	吸收限, 对温度、压力、合金成份和简并性的 依赖关系	397
§ 11-3	激子吸收	408
§ 11-4	磁场下的带间跃迁	411
§ 11-5	Franz-Keldysh 效应 (电吸收和电反射)	416
§ 11-6	杂质吸收	421
§ 11-7	极性半导体中的晶格反射	429
§ 11-8	多声子晶格吸收	433
§ 11-9	基本光吸收限的量子力学处理	437
§ 11-10	自由载流子的吸收和反射	443
§ 11-11	迴旋共振	467
§ 11-12	自由载流子的磁光效应	475
§ 11-13	带间磁光效应	485
§ 11-14	磁等离子体波	487
§ 11-15	非线性光学	492
§ 11-16	光子曳引(光电效应)	498
第十二章	光电导	508
§ 12-1	光电导动力学	508
§ 12-2	锗中的深能级	514
§ 12-3	受主的俘获截面	522
第十三章	半导体产生的光振荡	525
§ 13-1	发光二极管	525
§ 13-2	半导体激光器	529
第十四章	其它半导体	542
§ 14-1	超导半导体	542
§ 14-2	液态、玻璃状和无定形半导体	544
§ 14-3	有机半导体	557

附录 A	电导率张量和热导率张量	564
附录 B	修正贝塞尔函数	568
附录 C	电阻率和霍尔效应的测量方法	573
附录 D	光的透射率和反射率; Kramers Kronig 关系式	581
附录 E	半导体典型性质的测量	588
	重要量的数值	590

第一章 半导体的基本性质

§ 1-1 绝缘体-半导体-半金属-金属

电的发现的结果之一是观察到了金属是良导体，而非金属是不良导体。后者称为绝缘体。金属的电导率一般都在 10^6 — 10^4 (欧姆—厘米) $^{-1}$ 之间，而典型的绝缘体的电导率则小于 10^{-10} (欧姆—厘米) $^{-1}$ 。某些电导率在 10^4 — 10^{-10} (欧姆—厘米) $^{-1}$ 之间的固体被归类为“半导体”。然而，碱金属卤化物等物质的导电性是由于电解质分解而引起的，应该除外。我们只讨论化学上“均匀”的物质，尤其是那些能以单晶形式得到的物质。即使在这种情况下，我们还必须对半导体和半金属加以区分。这种区分只有通过彻底弄清它们的光学性质、电学性质以及它们如何受到温度、磁场等的影响之后才有可能。在这里我们先不做进一步的解释，只提一下半导体具有“禁带”，而半金属和金属则没有这种禁带。然而，非常不纯的半导体或多或少地呈现金属的特性，而且对许多物质来说，提纯技术，例如区域提纯技术^[1]，至今还未进展到易于作出这种区分的程度。半导体和绝缘体之间的过渡则更是逐渐达到的，它取决于禁带宽度与研究时的温度之比。温度接近绝对零度时，高纯度的半导体变为绝缘体。

典型的元素半导体是锗和硅。查一下元素周期表就可以知道这些材料属于第四族，而典型的金属如碱金属属于第一族，典型的非金属如在低温下结晶的卤素和惰性气体则分别属于第七族和第八族。第四族中其它半导电性元素尚有金刚石(碳的变态)，以及仅在低温下保持稳定的“灰”锡(α -Sn)。所有的第四族半导体均按一种称为金刚石结构的方式结晶，在这种结构中，相邻的原子按四

面体对称方式排列。第三族中最轻的元素硼和第六族中的重元素硒和碲都是半导体。典型的半金属是第五族中最重的元素铋。该族中较轻的元素砷和锑,尽管目前对它们的研究还不够充分,但也可归为这一类。

典型的化合物半导体是Ⅲ-V族化合物,如砷化镓(GaAs)和碲化铟(InSb),以及Ⅱ-VI族化合物,如硫化锌(ZnS ,“闪锌矿”)。它们按闪锌矿结构结晶,这种结构可通过以锌原子和硫原子交替地取代金刚石结构中的碳原子而获得。这些化合物是按化学计量比组成的,就像例如半导体碳化硅(SiC)一样。而任何任意成份的锗硅合金均可成为半导体混合晶体。许多金属的氧化物和硫化物都是半导体,它们往往偏离化学计量比。其中有些化合物,如氧化亚铜(Cu_2O ,过去用作整流器)、硫化铅(PbS ,制作红外检测器)、以及利用其磁学性质的铁氧体(即氧化铁)等在技术上十分重要。目前,硅主要用于制造放大电讯号用的晶体管。这是当前半导体的最重要的技术应用。

由下列性质来说明半导电性:

1) “纯”半导体的电导率随温度以指数方式上升(“热敏电阻”作用)。温度较低时,杂质含量要更少一些才能保证这种性能。

2) 不纯半导体的电导率在很大程度上取决于杂质的浓度。例如:纯的氧化镍(NiO)是绝缘体。用1%的氧化锂(Li_2O)掺杂(故意加进杂质),可把电导率提高 10^{13} 倍。但掺杂后的材料象金属一样,其电导率随温度变化的幅度很小。

3) 通过光或高能电子辐照、或通过与适当的金属形成接触的方法“注入”载流子(“注入”将在§5-1中介绍),可使电导率改变(一般是提高)。

4) 运输电荷的可以是电子,也可以是所谓的“正空穴”,视掺杂种类而定。正空穴的电性能和正电子一样,但除此以外,两者并无相似之处。我们可以对一块单晶进行非均匀掺杂,使其一部分

由(负)电子输运电荷,同时其它部分则由正空穴输运电荷。半导体二极管和晶体三极管就是这种单晶。

半导电的性能不限于固体,还有一些液态半导体。但由于原子的扩散,不同的掺杂区将很快混合,不可能获得非均匀结构的稳定器件。最近,人们已开始注意玻璃状的和无定形的半导体,如果它们的重复性得到改进,就有可能作为廉价的快速开关而获得技术上的应用。

如前所述,在重掺杂时,半导体具有金属性。某些金属在超低温下出现的超导现象,在某些重掺杂的半导体中也已观察到。其转变温度在 0.5 开以下。

现已发现某些芳香族烃类是半导体。有机半导体的实际用途至今尚未发现。热分解现象限制了通过加热提高这些化合物的电导率。

§ 1-2 正空穴

前节已提及,“正空穴”可以输运电荷。本节将通过讨论碳原子晶格从定性角度解释这一概念;为简化起见,我们假定为二维晶格。在图 1.1 中,相邻原子间的键是共价键。每个碳原子提供四个

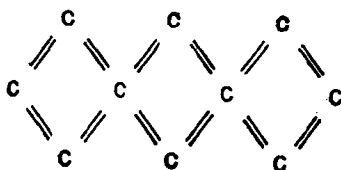


图 1.1 完整金刚石晶格的二维示意图。每个共价键(=)表示两个自旋相反的价电子

价电子,同时从四个相邻的碳原子各接受一个电子,从而获得最外壳层有八个电子的“惰性气体组态”。三维晶格的情况也是如此。

假定设法向某个完整的金刚石晶体内移进一个过剩电子(“完

整”也指具有自由键(free bond)的表面离开该电子足够远,理想的情况是一个无限大晶体)。这个电子找不到一个能束缚它的自由键。该电子将无规则地运动,其运动速度取决于晶格温度。但如果对该晶体施加一个外电场,则在无规则运动上将叠加一个漂移运动;在最简单的情况下,由于电子带负电荷,漂移运动的方向将与电场相反。这个过剩电子我们称为“导电电子”,它使晶体成为 n 型,即所运输的是负电荷。实际上,过剩电子将来自晶体中的杂质原子。

我们也能从呈电中性的金刚石中夺走一个价电子。这时,晶体作为一个整体带正电荷。在许多碳原子中,究竟是哪一个失去电子是无关紧要的。重要的是这个原子这时将从它的某个相邻的原子处夺取一个电子,以代替它所失去的电子。这个相邻的原子也将从与它相邻的某个原子处夺取电子。这个过程一再重复,结果使从晶体中夺取电子形成的这个空穴在晶体内部到处无规则地运动,恰恰象 n 型晶体中的过剩电子一样。这时如果施加一个外电场将会出现什么情况呢?无论该空穴位于何处,都将有一个价电子来填充它,该价电子移动的方向和电场相反,所产生的效果是空穴沿电场的方向漂移。这和正电荷的预期效果恰好相同。由于晶体作为一个整体带正电荷,我们可以认为该正电荷位于空穴所在处。在半导体物理学中,正空穴可作为带正电荷的电子看待。正空穴所产生的导电性称为“ p 型”。

为比较起见,让我们看一下矿泉水中的二氧化碳气泡。在这里,重力场代替了电场,水分子的质量代替了电荷。由于气泡漂移的方向与重力场相反,只要气泡仍在液体内部,从形式上就可以把它们看作具有负质量的粒子。当然二氧化碳仍具有正质量,只是受到提升力的作用。同样,在半导体中,把“空穴”假设为带正电荷的粒子,这样一来就用一种很简单的方式来描述一个十分复杂的过程。应当记住,空穴实际上是缺少一个价电子,在有疑问的情况

下,应设法证明从上述两个角度考虑问题所得结果相同。

到目前为止,我们对传导过程所进行的描述是过于简化了的。它没有显示出电子和空穴具有不同的“有效质量”。只有采用波动力学的方法才能对这个问题得出一个更合乎实际的想法。

§ 1-3 传导过程、补偿、质量作用定律

在应用波动力学之前,我们将继续用经典模型探讨热产生的载流子对(thermal pair)的产生和湮没。设 ϵ_G 为晶体中价电子和原子间的束缚能(G 代表“禁带”,详见第三章)。如果由热提供能量 ϵ_G ,则可产生一个导电电子,同时在该电子原来的位置留下一个空穴。电子和空穴各自独立地在整个晶体中运动。由于除了电荷的符号不同外,我们把空穴看成是与电子相似的粒子,因而我们就可以说产生了电子空穴对。有时,一个导电电子将与一个空穴复合,这实际上意味着该电子找到了自由键,并“决定”留在那里。束缚能 ϵ_G 或者转换成电磁辐射(“复合辐射”),或者转换成原子的振动(“声子”)。从粒子的角度看,通常把电子空穴对的湮没称为“复合”。用符号 e^- 代表电子、 e^+ 代表空穴,则形式为



的化学反应式将恰如其分地描述这个过程。如果没有辐射入射,则产生能(generation energy) ϵ_G 就从晶格振动获得。因此随着温度的增加,平衡向反应式的左边移动,载流子的数目增加,并使电导率随之增加,这正是半导体的特征。当然,即使晶体和周围环境处于热平衡状态时,仍有辐射射入晶体。这叫做“黑体辐射”。它正好补偿了能量为 ϵ_G 的复合辐射(见反应式(1-3-1)的右侧)。

统计力学已经证明,一个与“大系统”有热接触的“小系统”能与 $\exp(-\epsilon_G/k_B T)$ 成正比的比率获得能量 ϵ_G ,式中, k_B 是玻尔兹曼常数, T 是绝对温度(在室温下 $k_B T = 25.9$ 毫电子伏特)。在这里,“小系统”是一个价电子,“大系统”是该晶体。这个指数要与

一个 T 的幂相乘, 但温度依赖关系基本上取决于指数, 这一点是人所共知的, 例如从一些金属的热离子发射定律可以看出来。如果应用质量作用定律, 就式(1-3-1)而言, 幂函数是 T^3 。用 n 和 p 分别代表导电电子和空穴的浓度, 则

$$np = CT^3 \exp(-\epsilon_G/k_B T) \quad (1-3-2)$$

常数 C 的值取决于半导体材料。式(1-3-2)从形式看类似于描述水中 H^+ 和 OH^- 浓度的式子, 在水中, 这些离子的浓度与中性水分子的浓度相比总是很小的。在半导体中, 电子和空穴的浓度与原子的浓度相比也是很小的, 否则这个导体就该归类为金属, 而不再是半导体了。式(1-3-2)的严格推导, 包括比例常数 C 的计算, 请参看第三章式(3-1-35)。

在纯半导体中, 每个导电电子相应地产生一个空穴, 故 $n = p$ 。这叫做“本征导电”, 并在 n 上加下标 i 。由式(1-3-2)得:

$$n_i = C^{\frac{1}{2}} T^{\frac{3}{2}} \exp(-\epsilon_G/2k_B T) \quad (1-3-3)$$

图 1.2 a 和图 1.2 b 中画出了硅(300 开时 $\epsilon_G = 1.12$ 电子伏特)和锗(300 开时 $\epsilon_G = 0.665$ 电子伏特)的 n_i 与温度的关系曲线。温度在 250 开(对 Si)和 200 开(对 Ge)以上时, ϵ_G 随温度线性地变化。

$$\epsilon_G(T) = \epsilon_G(0) - \alpha T \quad (1-3-4)$$

系数 α 对 Si 是 2.84×10^{-4} /开, 对 Ge 是 3.90×10^{-4} /开。然而由于

$$\exp(-\epsilon_G + \alpha T)/2k_B T = \exp(\alpha/2k_B) \exp(-\epsilon_G/2k_B T)$$

所以这并不改变式(1-3-3)的指数变化规律, 仅因子 C 有所变化。因此, 在式(1-3-3)中, 我们使用的 ϵ_G 是从它与温度呈线性关系的范围外推到绝对零度时所得的值。在低温下, ϵ_G 中有一个与 αT 符号相同的 T^2 项。我们是从光学研究中得到这些附加项的。

现在让我们看一下掺杂半导体。设一个原子被一个杂质原子取代, 例如一个四价碳原子被一个五价磷原子取代。磷原子的五

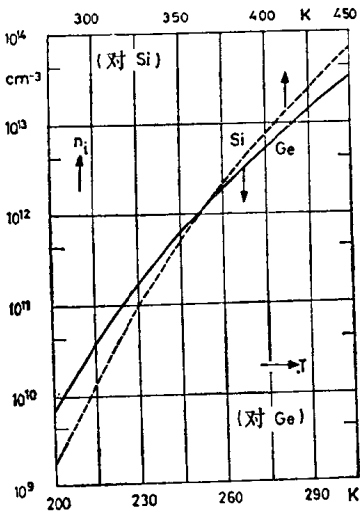


图 1.2a 作为温度函数的硅和锗的本征载流子浓度: 200 至 305 开(Ge); 275 至 450 开(Si)

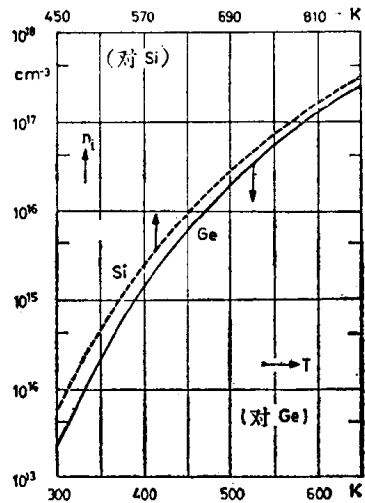


图 1.2b 同图 1.2a, 只是温度范围为 300 至 650 开(Ge) 及 450 至 870 开(Si)

个价电子中只有四个需和相邻的四个碳原子结合。第五个电子束缚得很松散, 其束缚能 $\Delta\epsilon_D$ 比价电子与碳原子间的束缚能 ϵ_G 低得多。以这种方式释放一个或几个电子的杂质称为“施主” D 。若以 D^x 表示中性施主, 以 D^+ 表示单电离施主(Singly-ionized donor), 其反应式为



在高温下, 施主全部热电离, 故导电电子浓度 n 等于施主浓度 N_D 。空穴浓度 p 可由下式求出:

$$np = n_i^2 \quad (1-3-6)$$

式中的 n_i 可用式 (1-3-3) 求出, 占少数的载流子称为“少数载流子”, 温度更高时, n_i 将变得大于 N_D , 半导体即成为本征的。在

某个温度范围内 $n = N_D^{(*1)}$ ，与温度无关，这个温度范围称为“非本征”的^(*2)。图 1.3 为载流子浓度与温度倒数的关系的示意图，在曲线右端(低温端)，反应式(1-3-5)的平衡向右移动，载流子在施主处“冻析”(“freeze-out”)，应用质量作用定律再次得出温度依赖关系基本上是指数形式的，指数中包括 $\Delta\epsilon_D$ ，因为 $\Delta\epsilon_D$ 小于 ϵ_g ，曲线的斜率不如本征区那么陡。

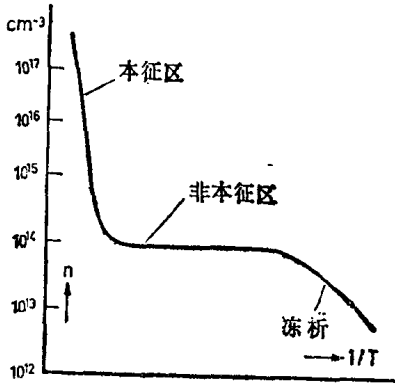


图 1.3 载流子浓度作为温度倒数的函数的示意图

如果在金刚石中，一个四价碳原子被一个三价硼原子取代，则缺少一个价电子。若提供一份 $\Delta\epsilon_A$ 的能量，一个电子就从碳原子转移到硼原子，从而产生了一个可迁移的空穴。这个硼原子变为带负电荷的。金刚石中的硼是“受主” A 。若以 A^x 表示中性受主， A^- 表示单电离受主，则化学反应式可以写成：



空穴浓度 p 对温度的依赖关系与 n 型半导体中的 n 相似。

如果施主和受主都无规则地分布在半导体中，我们就得到“补

(*1) 对于“部分补偿”半导体(实际这是正常情况，见下文)来说，应该用 $N_D - N_A$ 代替 N_D 。

(*2) “非本征”导电的范围，应指载流子的数量主要不决定于晶体自身性质而决定于晶体中的杂质和缺陷的温度范围，这包括了 $n = N_D$ (或 $n = N_D - N_A$) 的温度范围(杂质全电离)及 $n < N_D$ 的温度范围(杂质部分电离)。——译者

偿”半导体。理想补偿时施主与受主数目应该相等。往往原以为是高纯度的高阻材料实际上是补偿的。补偿受主的一个简便方法是锂的漂移法。正锂离子 Li^+ 具有氦的电子壳层组态，并且几乎象氦气一样地易于在某些固体中扩散。扩散经过间隙机构发生。带负电荷的受主吸引带正电荷的锂离子，形成离子对，结果出现理想补偿。在 p - n 结的扩散过程中施加一个外电场，结果离子漂移产生 p - i - n 结， p 区和 n 区之间有一个完全补偿的大本征区（例如：用这种方法生产的一种 γ 射线计数管^[2]）。

正常的情况是杂质部份地得到补偿。 $N_D > N_A$ 时，半导体为 n 型； $N_A > N_D$ 时，半导体为 p 型。

非化学计量比的化合物半导体是 n 型还是 p 型取决于化合物中哪种成份过剩。例如：假定在 GdS 晶体中的某处缺少一个 S^{2-} 离子，则有一个过剩的 Gd^{2+} 离子，它将由两个局部的电子中和。因此晶格的空位起着受主的作用，使半导体成为 p 型。

在 PbTe 和 HgTe 等窄禁带极性半导体 (Small-band-gap-polar semiconductors) 中，自由载流子主要是由于偏离化学计量比产生的（而在宽禁带离子性固体，例如氯化钠中，禁带能量大于产生补偿电离杂质的空位的能量，从而使晶体成为绝缘体，这叫做“自补偿”）。

参 考 文 献

- [1] H. Schildknecht: Zonenschmelzen. Weinheim/Germany: Chemie. 1964; A. Holden and P. Singer: Crystals and Crystal Growing. Watertown, Mass.: Educational Services, Inc. 1960. Growth of Crystals (A. V. Shubnikov and N. N. Sheftal', eds.), several volumes. New York: Consultants Bureau. 1962 and following years; M. Tanenbaum: Semiconductors (N. B. Hannay, ed.), p. 87-144. New York: Reinhold Publ. Co. 1959.
- [2] 例如参看: G. Bertolini and A. Coche: Semiconductor Detectors. Amsterdam: North-Holland Publ. Co. 1968; G. Dearnally and D. C. Northrop: Semiconductor Counters for Nuclear Radiations. London: Spon. 1966.

第二章 能带结构

“能带结构”是指固体中载流子的能量和动量之间的关系。自由空间中的电子，其能量与动量的平方成正比。比例系数是 $1/2 m_0$ ， m_0 是自由电子的质量。在“简单能带结构模型”中，除用“有效质量” m 代替 m_0 外，我们假定能量和动量之间的关系和自由空间的相同。 m 可比 m_0 大或小。为何如此，在本章稍后将进行说明。能带结构往往是比较复杂的，甚至用电子计算机也只能进行半经验的计算。在 § 2-4 中将简略地描述一些典型的能带结构，并在第七、八章中用它们来计算电荷的输运，而在第四、五章中计算输运性质时将采用简单能带结构模型的假设（对于许多实际应用场合这种假设是一种相当好的近似）。

§ 2-1 单一势阱和周期重复势阱

晶体中一个载流子经过一个原子时首先受到加速，而后在离开该原子时减速，直到进入下一个原子的势场，又重复这种加速过程。晶体场可以用周期性排列的势阱来近似。假设每一极小处是一个方形阱，则计算即可简化。这就是晶体的一维“克朗尼格-朋奈”模型（“Kronig-Penney model”）。

作为一个初步的探讨，我们将计算一个粒子在单个势阱中的能级^[2]（图 2.1）。阱深是 V_0 ，阱宽为 b 。引入下面的符号

$$\begin{aligned} \alpha^2 &= 2 m \hbar^{-2} \epsilon^{[1]} \\ \beta^2 &= 2 m \hbar^{-2} (V_0 - \epsilon) \end{aligned} \quad (2-1-1)$$

阱内 $V(x) = 0$ ，薛定谔方程的形式为

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \alpha^2\psi = 0; \quad -b/2 \leq x \leq b/2 \quad (2-1-2)$$