

半导体元件与器件

緒 言

半导体是物理学的新領域，同样半导体器件在无线电电子学中也是一个新的領域。半导体技术和其他技术一样，它的发展过程，也就是生产推动科学事业的发展和科学服务于生产的过程。从1895年波波夫使用第一只天然晶体檢波器到目前的60多年中，半导体器件获得迅速发展还是最近十几年的事，因此，它是一門年青的科学技术。

物質按电学性質可分三类：导体、半导体和絕緣体。电阻率在 $10^{-6} - 10^{-3}$ 欧姆—厘米是导体，电阻率在 $10^8 - 10^{20}$ 欧姆—厘米为絕緣体，而介于这两者之間的物質則就是半导体。半导体在自然界中藏量很丰富，虽然早在十九世紀七十年代，就已发现半导体元素西，但并未引起人們足夠的重視，1927年在人們开始对氧化亚銅的整流和光电效应的研究后，則氧化亚銅及硒整流器才投入生产，但是相当粗糙。直到第二次世界大战，由于雷达的发明和发展，超高频技术的应用，真空管暴露了严重的缺点以及使用中的困难，因此，促使人們繼續对天然晶体檢波器的研究，并制成了鍺（硅）晶体檢波器。在此基础上，1948年仿效真空管的栅极作用发明了三极管，随着半导体的研究和应用，半导体器件的优点越来越显著，从而为无线电电子学的发展，开辟了一条新的途徑。

半导体器件的优点很多，主要有以下几方面。

（1）体积小，重量輕。如苏联火箭上所用的晶体自动无线电收发訊装置，整个体积只有一个茶杯那样大而重量只有几百克。

（2）寿命长。电子管使用時間一般为1000小时，而晶体管可工作到十万小时。

（3）功率消耗小，工作电压低。

（4）机械性能好。

（5）不需預热。

（6）半导体材料自然界中藏量极为丰富。

目前晶体管除可以代替真空管用于檢波、整流和放大而外，还可以制成許多特殊性能 and 特殊用途的晶体管。如利用扩散技术制成的晶体管截止頻率提高到几百以至几千兆赫，解决了高频及大功率应用問題；非线性可变电容晶体管制成参量放大器，頻率达十万兆赫，可用于宇宙航行、導彈及計算技术中。光敏电阻用于自动控制、紅外線探测，而热敏电阻在遙控、遙測方面得到了日益广泛的应用，此外光电池可以将自然界中取之不尽用之不完的太阳能轉換为电能。总之半导体器件在国民經济以及現代工业、农业和国防事业中有着极其重要的作用。随着科学的发展，它們正在向微波、高速开关及超小型方面发展，并在人类征服自然，征服宇宙的斗争中，發揮更大的作用。

我国半导体事业在共产党的领导下，在总路綫、大跃进、人民公社三面紅旗的指引下，正以一日千里的速度向前发展，可以深信，在不久的将来，我国半导体事业将和祖国其他方面成就一样，在世界历史上出現嶄新的一頁。

目 录

緒 官

第一章 半导体基本理論

§ 1—1	晶体結構的基本知識	(1)
§ 1—2	能帶的初步概念	(2)
§ 1—3	雜質及雜質能級	(7)
§ 1—4	半导体在电磁場中的一些現象	(10)

第二章 晶体二极管

§ 2—1	P—N結理論	(16)
§ 2—2	金屬整流器	(23)
§ 2—3	点接触型二极管	(28)
§ 2—4	面結合型二极管	(34)
§ 2—5	晶体二极管基本参数測量	(36)

第三章 晶体三极管

§ 3—1	面結合型晶体三极管的工作原理	(39)
§ 3—2	点接触型晶体三极管的工作原理	(45)
§ 3—3	特性曲綫	(49)
§ 3—4	晶体三极管的小訊号电路参数	(54)
§ 3—5	晶体三极管的基本等效电路	(57)
§ 3—6	晶体三极管的各种基本参数	(77)
§ 3—7	晶体管的噪声	(79)
§ 3—8	晶体三极管与真空三极管的比較	(82)
§ 3—9	晶体三极管的簡單应用	(84)
§ 3—10	晶体管的稳定性問題	(90)
§ 3—11	其它类型的晶体管	(94)

第四章 半导体光电器件

§ 4—1	光敏电阻	(100)
§ 4—2	半导体光電池	(104)

§ 4—3	光电晶体管—光放大器·····	(105)
§ 4—4	半导体发光材料·····	(106)

第五章 半导体热电器件

§ 5—1	热敏电阻·····	(108)
§ 5—2	温差发电机、温差致冷器及温差发热器·····	(112)

附 录

第一章 半导体基础理论

半导体器件是与物理学特别是近代物理学联系最为紧密的一门科学技术，因此，在学习半导体器件之前必须具备一些有关半导体物理方面的基本知识，这对了解半导体器件的工作原理及其本质是很必要的。

严格的来讲述这些理论，应该具有量子力学、固体理论等方面的基本知识，但由于学时有限，我们只能用一些不太严格的方法，定性地来阐述与今后器件有关的最基本的知识。

§1——1 晶体结构的基本知识

晶体概念 自然界中各种各样的固体大部分都具有晶体结构。晶体和非晶体的区别可以从下边几点加以辨别。

晶体具有一定的几何形状，它总是由一些彼此以某一角度相交的天然平面来构成边界，所以任何晶体的形状都是多面体。其中最简单的为正立方体。

其次，晶体具有各向异性的特性，也就是说，晶体的某些物理性质与方向有关，例如，不同方向测量它的电导率、介电常数以及导热系数则所得结果完全不一样。当然，对不同形状的晶体，各向异性程度是不同的，立方晶体的各向异性最小。对大多数晶体来讲，各向异性在它们的机械性能方面表现最为明显。对于非晶体它的物理性质与方向无关，这种特性称各向同性。

另外，晶体具有一定的溶解度，在某一个严格固定的温度下溶解而变为液体状态。

以上晶体各种性质，都可以用晶体结构的特点加以解释。晶体的内部结构是排列得很有秩序的，构成晶体的各种粒子——原子、离子或分子——形成规则的、有规律的、周期性的空间点阵。这类点阵是三组平面相交而成，其中每一组都是由许多彼此平行而等距离的平面组成。

构成晶体的粒子排列在空间点阵的结点上。这些粒子（分子、离子或原子）的热振动只表现为粒子在结点附近的振动，因此，结点便是热振动的中心。如果将热振动忽略不计，则可认为晶体的粒子是固定在空间点阵的结点上。

在形成晶体的过程中，所产生的点阵特性和类型，取决于形成该点阵的粒子之间作用力的性质。晶体内部结构很有秩序是因为在这种结合力下相应于最小位能，所以点阵将处在稳定平衡状态。因此，对每一个具体晶体来说，晶体的形状以及点阵类型只取决于能量关系。根据构成晶体的粒子不同，可以把晶体点阵区分为：分子点阵、原子点阵、离子点阵和金属点阵四种。

晶体结构 锗和硅都是典型的具有半导体性质的元素，也是很重要的半导体材料。在目前所有的半导体二极管和三极管中差不多都是用锗（或硅）的材料所制成的。因此，了解锗或硅的晶体结构对于掌握半导体的导电机构就显得很重要了。

锗（或硅）是由许多微小的晶体所组成，在微小的晶体里，锗原子按着严格的规律

排列着。按門捷列夫周期表上的位置，鎢原子具有四个价电子，每一个鎢原子的价电子与另一个鎢原子的价电子組成一个电子对，这电子对存在于两个鎢原子之間，并且依靠它們才把原子与原子互相結合在一起，这种結合的方式，称为“共价鍵”的結合，由于鎢原子有四个价电子所以在鎢晶体中每一个鎢原子与相邻四个鎢原子以共价鍵的方式結合着，形成一个稳定的原子根，帶有四个单位正电荷。

图 1—1—1 表示鎢原子的結構图，图中每个原子被距离相等的四个邻近原子依靠共价鍵結合在一起。每一个結点上被一个原子所佔据，因此鎢的晶体結構是“原子点陣”結構。

晶体又分成单晶体和多晶体两种。所謂单晶体就是依照一定的規律和方向而排列。如果一块晶体虽然是由若干小的单晶体所組成，而且各个小单晶体内部的原子排列得很規則，但是各个小单晶体之間的排列是不完全相同的，同时也是无規則的，这种晶体就为多晶体。

在一般器件制造中所用的半导体材料多数是单晶体。由于多晶体中存在位錯和晶粒間界这对半导体导电性能发生很大影响。在今后讲到有关杂质能級时就很容易了解。

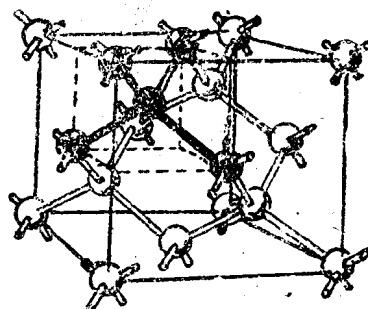


图 1—1—1 鎢晶体的点陣結構

§ 1—2 能带的初步概念

孤立原子和原子壳层組織及能級概念 我們知道，原子是一个复杂的电系統，但基本上它是由帶正电的核和繞核旋轉而又自轉的电子所組成。由于它們荷电相等，符号相反，所以原子仍是中性的。

电子在原子中的运动状态不是任意的，而是按照一些确定的、分裂的軌道而运动。这些軌道，它描述电子在原子中所处的状态。这些状态（軌道）由四个量子數来确定，即主量子數 n 、角量子數 l 、磁量子數 m 以及自旋量子數 m_s 。这种不連續而分裂的状态，我們称它为量子化状态。

图 1—2—1 繪出了一个鎢原子的壳层結構示意图，鎢的原子序數是32，所以它有32个电子，并且按照每层电子數 $=2n^2$ 的規律分布在K、L、M……等主层中，各主层决定于主量子數 n 。在每一个主层中尚有若干子层，分別以s、p、d、f……表示。并且决定于角量子數 l 。电子在层上的排列常常写为 $1s^2$ 、 $2s^2$ 、 $2p^6$ 、 $3s^2$ 、 $3p^6$ 、 $3d^{10}$ ……。

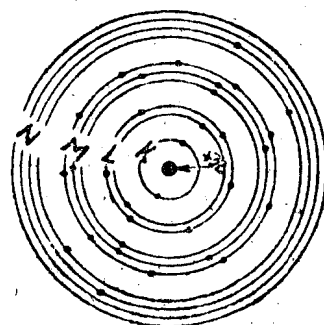


图 1—2—1 鎢原子壳层結構图

电子帶有电荷，并且在原子核的庫倫場中运动，因此，电子具有一定的动能和位能。由于电子运动的軌道是量子化的，所以电子具有的能量也是量子化的。每个不連續而分裂的能量状态，称为能級。图 1—2—2 繪出了一个硅原子的能級图。

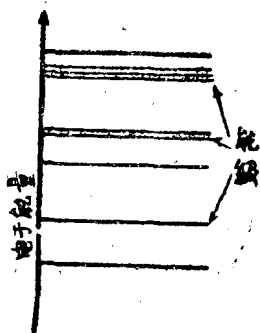


图1-2-2 孤立原子的能级

按照量子理论,电子的位置不可能严格的确定,但电子的能量却是一定的,因此,描述电子的运动状态往往不用位置而用能量(能级)来描述。这样可认为,电子是处于一系列分裂的能级上,在任何两个能级之间,是不会有电子存在的(即没有这种能量的电子)。当电子从一个状态过渡到另一个状态时,采取跳跃的方式,即从一个能级跳到另一个能级,这种能量状态的改变称为跃迁。电子所处的最低能量状态称“基态”,而吸收能量它从低能级跃迁到高能级后所处的状态称为“激发态”。

由基态跃迁到高能级的激发态,要借助于外界的能量激发(因为电子与原子核之间存在库仑作用),这种外界的能量,可以是电磁能、热能或光能等。

很明显,只有激发能大于两个能级间的能量间隔,跃迁才有可能。

从理论和实验中都可以证明:原子中的每一个电子轨道上至多只能容纳两个电子,而且它们的自旋方向必须相反。这种规律称为保利原则。

根据上述,得出结论:原子中电子处于基态时是按一定的分裂的量子化轨道而运动,也就是说:电子是分布在一系列分裂的能级上,按照能量最低要求,电子首先占据能量最低的状态,然而,保利原则限制了每个能级所能容纳的电子数目,所以实际上电子是一对一对从最低能级逐渐的填到最高能级。图1-2-3示意的表示出 $T = 0^\circ\text{K}$ 时铯原子中电子在各能级上的分布。

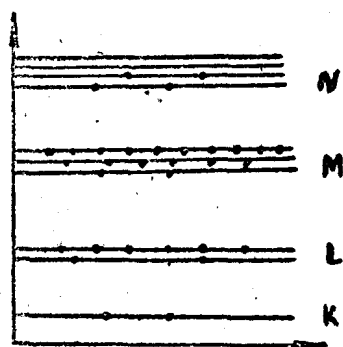


图1-2-3
 $T = 0^\circ\text{K}$ 铯原子中电子在能级上的分布

晶体中能带的形成及其性质 孤立原子是一个理想情况,实际上是不存在的,因为晶体总是由许多原子组成,而原子的数目又是如此众多(约 10^{22} 个/ cm^3),它们之间必然存在着相互影响,所以当许多原子组成晶体之后,情况与孤立原子比较有了显著的变化。特别是最外层电子运动的轨道发生了重叠。为了方便起见,我们先讨论两个氢原子组成氢分子的例子。

若有两个氢原子相互接近到距离 $2R$ 与电子轨道半径可以相比拟时,也就是说,比电子轨道半径的二倍 $2r$ 还小电子轨道发生重叠的时候,则会发生一个重要的变化。如图1-2-4所示, A原子的电子a行径到C点时, B原子核对它的引力大于A原子对它的引力了(因为这时a电子距B原子核较A原子核要近),所以它要改变本身的行径,跳出A原子核的作用球面,而绕B原子核运转。同理当a电子绕B原子核运转到E点时,它又从B原子核的作用球面跳出,重新绕A原子而运转,这样周而复始,结果电子将走成8字形轨道,如图1-2-5所示。这种轨道的特点在于:它对两个原子核是对称的,也就是说,两个原子核对电子的作用并没有哪一个占

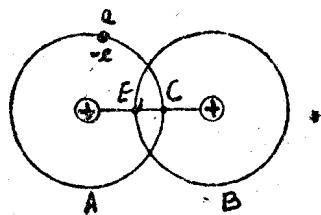


图 1-2-4

优势，电子不再属于某一个原子核固有，而成为两个原子核公共所有。这种性质就称为共有化运动。现在当两个电子同时存在时，它们就沿着8字形轨道对称而交叉的驻运动。此时一个电子不仅受到本身原子核场的作用，而且



图 1-2-5

受到另外一个原子核及其电子的场的作用，使电子在两个原子之间过渡。在晶体中粗略地讲与上例类似，由于轨道的重迭，相互影响，也要发生共有化运动。

共有化运动主要发生在外层价电子运动轨道重迭，而对于内层电子由于受原子核引力大，可以近似的认为与孤立原子情况相类似，外层电子轨道重迭得愈厉害则共有化运动愈显著。

由于共有化运动的存在，就导致了能级的分裂。因为电子的动能决定于它的速度 ($\frac{1}{2}mv^2$)，位能决定于电荷之间的距离 r ($\frac{e^2}{r}$)。但组成晶体的各个原子的动能和位能便不相同，即使在一个能级上的电子，它们的能量也便不相等，故能级就应该发生分裂。由于能级是反应能量水平，能量不同，显然能级不再是同一水平。例如，有 N 个原子对应于某一能级 (如 $2S$)，则 N 个 $2S$ 的能级应该是同一能量水平，但当此 N 个原子组成晶体之后，对应于 $2S$ 的能级就要分裂成 N 个彼此靠得很近的能级，这样一束彼此靠得很近的能级范围便称为能带。图 1-2-6 示意出这种情况。

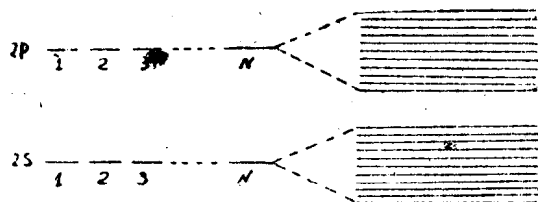


图 1-2-6

很明显，电子受到其他带电质点 (如其他原子核及电子等) 的影响比其本身原子核的影响小得多，则同一能带中各能级间的距离就很小，一般约 10^{-21} eV。因此，同一能带中各个能级之间近似的可以看成是连续的。同理，电子受到其他带电质点的影响越大，则电子的能量间距就越大，因而组成的能带就越宽。

由能带形成的过程中我们可以看出：能带的宽度只决定于晶体的性质 (晶格常数)，而与组成晶体的原子数无关。从理论上可以证明，原子数增加，只是相应的增加能带中的能级密度。所以能带中的能级密度只与组成晶体的原子数有关，并且能级数就等于原子数。其次可以看到，外层价电子的能带比内层电子所形成的能带宽。这是因为外层电子受到原子核的束缚比内层电子小，而受其他带电质点的影响比内层电子的大得多，则形成的能带就愈宽。图 1-2-7 示意地画出了锗的能带图

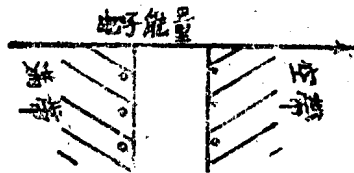


图 1-2-7 本征型锗晶体的能带

能带又可划分成导带和满带。所谓满带即温度等于绝对零度时 ($T=0^\circ\text{K}$)，电子所占据的带。而导带即是在有限温度下，部分电子，因为热运动，由最高的满带被激发到上面的空带中去 (图 1-2-8)，这原来空的能带，获得了一定的导电功能，因此，我

們常称它为导带。在满带与导带之间的能量間隔称之为禁带或禁区，一般以 E_g 表示。在禁带中不存在任何电子。禁带宽度 E_g 是一个很重要的参数，随着材料的不同，原子结构亦同，因而 E_g 大小也不相同，如锗的 $E_g = 0.75\text{eV}$ ，而硅的 $E_g = 1.2\text{eV}$ 。

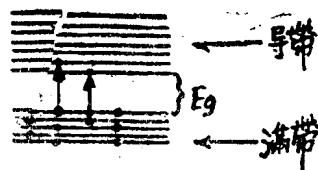


图 1-2-8

理解了能带的形成及其结构之后，我們进一步看一下，物质之所以分为导体、半导体和绝缘体。而绝缘体与导体之间的电导率相差 10^{22} 倍，对于这一基本事实，曾經在过去很长时期没有得到适当的解释，但在能带論建立之后，它清楚的说明了物质在电性質上的这种区别。图 1-2-9 繪出了这三种物质的能带结构图。

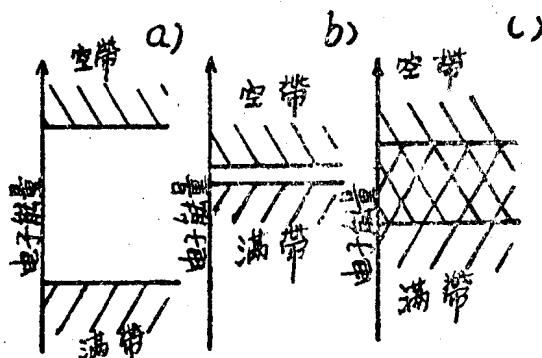


图 1-2-9 結晶性固体的能带

a. 絕緣体 b. 半导体 c. 导体

图 1-2-9 a 表示当 $T = 0\text{K}$ 时絕緣体的电子能带图，由图可見，满带全部被电子填满，而导带全部空着，中間隔着一个很寬的禁区，在这种情况下显然不会导电。因为：

(1) 导带中无电子，沒有提供电流的来源。

(2) 满带中电子虽然很多，然而电子可能存在的状态都已被佔据（由于保利原則的限制），即使在外加电场下，电子也只能在电磁場作用下，相互調換位置。結果，每个能級上仍旧还是保存两个自旋方向相反的电子。

根据量子理論，可以得到电子能量与速度的关系，在一定範圍内近似的如图 1-2-10 所示，由此可見，对应于一个能量，有两个速度相等而方向相反的状态存在，如果这样一对状态中都有电子，它們引起的电流效果就正好抵消。在电子充满的能带中，成对的电子的电流都抵消掉，而使总的电流等于零。显然这就是絕緣体的情况。

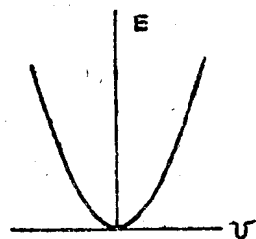


图 1-2-10
电子能量和速度的关系

图 1-2-9 b 表示半导体在 $T = 0\text{K}$ 时的能带图，在 $T = 0\text{K}$ 时，它和絕緣体的情况相类似，只不过半导体的禁带宽度要小得多，一般等于 1 个电子伏数量級左右，比絕緣体小十倍，我們常以电阻率 $\approx 10^{10}$ 欧姆—厘米作为区分絕緣体和半导体的标准。由于半导体的禁带宽度 E_g 比較小，所以，在一定的温度下具有能量比較大的电子就可能越

过禁区进入导带，使原来空着的导带中有了电子，而且在满带里也出现了一些电子的空位，这样导带内的电子和满带内的电子，在外电场的作用下，都可作定向的运动，因此，半导体在一定的温度下，具有导电性。

严格的讲也只有在绝对温度为另的极限情形中，绝缘体和半导体才是完全不导电的，在有限的温度下，总有少数电子，由于热运动，从满带激发到导带中去。在一定的温度下，究竟导带中激发的电子有多少，主要决定于禁带宽度 E_g 。如果 E_g 很大，则激发电子须要很多能量，那末被激发的电子数就很少，以至所引起的导电作用在实际上可以忽略；这就是绝缘体情形。如果 E_g 很小，激发电子数较多，那就是半导体情形。

图1—2—9b表示金属导体的能带结构图，它的能带结构与上述半导体和绝缘体的情况截然不同，在 $T=0^\circ\text{K}$ 时，满带虽然被电子填满，然而，紧接着就是导带，它们之间没有明显的禁区间隔，所以，即使在 $T=0^\circ\text{K}$ 时，电子仍旧可以在导带中自由运动，即仍有导电作用。

金属导电还有另外一种方式，即电子没有全部占据满带，也就是说，原子最外层的能级原来就是未填满，例如，钠原子最外面的 $3s$ 能级可以容纳自旋相反的两个电子，而实际上只存在一个电子，因此这一能级并未填满，当 N 个钠原子组成晶体后，原来每个原子的一个 $3s$ 电子在晶体中只能填充能带到半满，所以钠晶体具有导电作用。

半导体导电机构——电子和空穴：有电子自满带激发到导带，不仅使导带有了导电的功能，而且原来的满带由于有一些状态空了出来，也获得了一定的导电性能。这一事实在半导体的导电机构中具有十分重要的意义，在能带论中，我们利用所谓“空穴”的概念来描述满带中有空状态时的导电作用。满带中的电子激发到导带之后，就在满带内出现了相应的电子空位，这些电子的空位，我们称它为空穴。正是由于这种空穴的产生，满带的导电才有可能，因为，这时电子可以在电场的作用下，改变它的状态。在电场的作用下，满带中的电子离开自己的位置，可以填到一个电子空位上去，然而它自己却又留下一个空位，这个空位又可以被其他另外一个电子所占据，则又创造了另一个新的空位，这样不断继续下去，可以看到，电子逆着电场方向的运动就好像它的空位顺着电场方向在运动。这样电子与空穴在电场的作用下沿相反的方向运动，空穴则就相当于一个正电荷。应该指出，空穴虽然相似于一个正电荷，并且可以在半导体中运动，但是空穴的引入只是一个假想的粒子，事实上便不存在，不过采用了这个概念之后，对我们理解、特别是计算满带中的电子，提供了很大的方便。因为满带中的空穴总是比电子少得多，所以空穴的概念，只在基本上被填满的满带中才有具体的意义。

电子和空穴的荷电相等而符号相反，从而它们的能量状态也相反，也就是说，电子的低能量状态相当于空穴的高能量状态，电子接受能量之后，使它从低能级跃迁到高能级上去。空穴却正好相反，接受能量的结果，使它由电子的高能级转到低能级了。

由以上讨论可知，半导体中的电子、空穴都能参与导电，提供电流，故称电子和空穴都为载流子。由空穴引起的导电称空穴导电。而由电子引起的导电称电子导电。半导体具有这两种不同的导电机构，是半导体的重要特征。许多半导体器件正是利用这一特征而工作的。

§ 1—3 雜質及雜質能級

以上討論都是針對結構完整和完全純淨的半導體中，電子狀態的一般情況（即沒有任何雜質和缺陷存在），此種半導體稱它為本征半導體。對應的導電稱本征導電。本征導電的特點是：兩種載流子同時產生，又同時參加導電，並且它們的數目完全相等。實際半導體器件一般所使用的材料並不是這樣單純的物體。晶格中總是含有一些缺陷，例如，晶格中欠缺了個別原子形成缺位，或是夾在晶格原子之間多余出來的間隙原子，以至於範圍更大的位錯和晶粒間界。見圖 1—3—1，這些缺陷可以在晶體形成過程中發

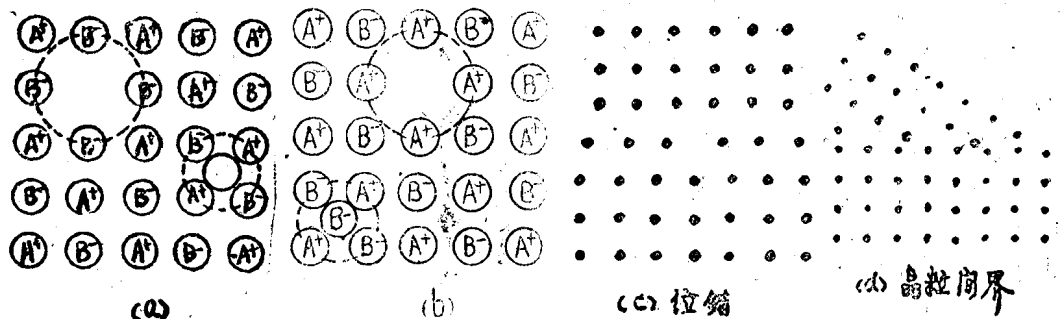


圖 1—3—1 離子晶體中的缺位和間隙離子

生，也可能是由於高溫下原子熱運動的結果，以及機械作用等。實際上，在半導體晶格內，還摻雜着各種與組成半導體的元素不同的雜質原子，見圖 1—3—2。總之，即使是最純淨的原材料，也難免不含有少量的雜質。有時，為了使用和研究半導體材料，我們還往往有意識的、人為的把一定的雜質元素引入半導體晶格。

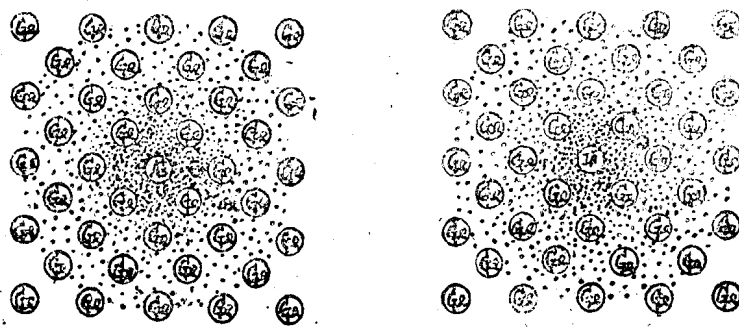


圖 1—3—2

實踐證明，即使含有極微量的雜質和缺陷，也都可以對半導體的各種性質產生決定性的影響。譬如，以上討論過用電子由滿帶激發到導帶來說明半導體的導電性，但是在絕大多數的情況下，半導體的導電性主要是由所含的雜質和缺陷決定的。這首先是由於，在雜質和缺陷附近可能形成束縛電子的狀態，也就是說，電子在這樣的狀態中被束縛在雜質或缺陷附近，就如同在孤立原子中電子被束縛在原子核附近。束縛狀態不但在電子運動範圍上和能帶中的共有化狀態相反，而且它的能量處於禁帶範圍中。

雜質原子可以形成束縛狀態的事實，可以根據原子軌道的觀點，得到一般性的了解。

曾經討論，能帶中的共有化狀態可以看作是電子在不同原子的相同能級間的轉移所引起的。雜質原子上的能級，和晶體中其他原子不相同，因此，在這樣能級上的電子，由於能量上的差異，不能過渡到其他原子上。這樣，雜質原子能級中的電子，雖然在晶體中，仍舊被束縛在原子的附近。而且由於能帶的能量是和其他基本原子的各能級相對應的，雜質原子的能級既然和基本原子不同，所以它的位置完全可能不在能帶的範圍之中，換句話說，雜質電子態的能量是可以禁帶中的。

雖然，從理論上，可以一般的了解雜質和缺陷能級的存在，而且，從實驗方面，對於它們的性質和作用，也已經有了不少的認識，然而，具體研究雜質和缺陷狀態的理論，在目前還不很發展，只有對它們引入一定的看法。下面我們將介紹關於兩類雜質能級的情況。

一種類型如圖 1—3—1 (a), (b) 所示離子晶體中的缺位或間隙離子。其中又可分成以下兩類：

(1) 帶正電的中心，間隙中的正離子 A^+ 顯然是一個帶正電的中心，負離子 B^- 的缺位實際上也是一個正電中心。因為在負離子存在時，晶格才是在各處中性的，所以少掉了一個負離子，就如同在那裡有一個正電荷。從遠處看來，就好像有一個正的點電荷；而缺位所在的地方，顯然是一個高電勢區域，因為最靠近的都是正的離子。

很易了解，這樣一個正電中心可以形成電子的束縛能級。我們知道，在導帶中的電子和自由電子很相似。導帶的電子碰到正電中心可以被它束縛，就正如平常一個電子能被帶正電的原子核束縛在原子軌道中一樣。從能量來看，在原子情形中，束縛在原子軌道的電子能量比在自由狀態低，要釋放束縛電子到自由狀態，必須供給它一定的能量，這種能量稱為電離能。同樣，在晶體中，要束縛電子由正電中心釋放出來，也需要一定的電離能。圖 1—3—3 表示出這種情況。注意，這裡所說的自由狀態，是指電子到達導帶後的狀態，由此可知，正電中心的束縛能級，必定在導帶底的下邊，而且，它們之間的能量差便是電離能。

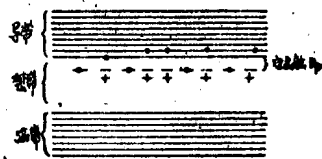


圖 1—3—3

這種正電中心常稱它為施主，因為它有施放出電子的作用。設想沒有這些雜質時，滿帶中充滿電子，導帶是空的。這時整個晶體呈電中性。在有這些雜質的時候，每個雜質的能級上必然配有一個電子，否則就不能保持物質的電中性。這是在絕對零度沒有熱運動激發的情形。前邊講純淨半導體時曾指出，在有限溫度下，必然有一些電子由滿帶激發到導帶。但是在有施主存在時，由於它的電離能比禁帶寬度小，所以電子由施主能級激發到導帶要更容易得多。這樣，在比較低的溫度下，導帶中的電子實際上主要來自施主。失去了電子的施主帶正電，這個正電由導帶中的電子的負電荷所抵償，從而保持了晶體的電中性。以上討論可知雜質原子不可能形成能帶，而只能象孤立原子一樣形成能級，在圖 1—3—3 中施主雜質能級 E_D 用段綫表示了這種分界。

(2) 帶負電中心和前部所講道理相同，在離子 A^+ 的缺位及間隙負離子 B^- 同樣，都起着一個負電中心的作用。它可以束縛滿帶中的一個空穴。要把空穴釋放出來，也就是說，使它能到滿帶中去，同樣需要一定的電離能。這個過程從電子的觀點來看，那就是，從滿帶中拿出一個電子（形成滿帶中的空穴）填到中心去（使束縛空穴消滅），

需要一定的能量。因此我們用图 1—3—4 中在滿帶上的电子能級来描述这一能量关系。能級和滿帶間的能量差就是束縛空穴的电离能。以 E_A 表之，我們常以空穴佔据这一能級来描述空穴被束縛时的状态。

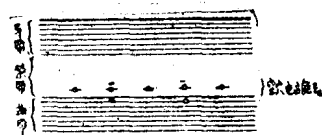


图 1—3—4

这种負电中心称为受主，因为它有接受电子的作用。对应的这种杂质能級称受主能級，以 E_A 表示。負电中心束縛着空穴时是电中性的，因此，純淨晶体中加入这种缺陷后，每个缺陷都应看作为配有束縛的空穴，保持电中性。在有限温度下，电子可以由滿帶激发到受主上去，在滿帶中留下了空穴，从空穴的观点来看，这是由于热运动使空穴由束縛状态电离的过程。在不是很高的温度下，由于激发电子到受主能級比到导帶所需的能量較少，所以在有受主的半导体中，滿帶中的空穴主要是由于受主接受电子的作用而形成的。

主要由施主或受主决定的导电性有时称杂质导电性。如果杂质是施主，则导电主要是靠了由施主激发到导帶的电子；这种主要依靠导帶电子导电的半导体常簡称为 n 型半导体。如果杂质是受主，导电性主要依靠滿帶中的空穴；依靠空穴导电的半导体間称为 p 型半导体。由此可見，n 型半导体主要是电子参与导电，而且电子數 $\gg$ 空穴數，因此，电子称为多數載流子，而空穴为少數載流子。反之，在 p 型半导体中則空穴为多數載流子，而电子为少數載流子了。

另一类型的束縛能級，是由价电子數目和基本原子不同的杂质原子造成的。一般在本征四族元素半导体中掺入 III 和 V 族原子。鍺和硅的原子在最外面都有四个价电子，它們組成稳定的共价鍵，而 III 族元素的原子硼(B)、鋁(Al)、鎵(Ga)、銦(In)最外面是三个价电子，V 族原子磷(P)、砷(As)、銻(Sb)在最外层則有五个价电子。图 1—3—5 表示出这两种原子在鍺晶体中的情形。我們看到，杂质原子在晶格中取代了鍺原子的位置。

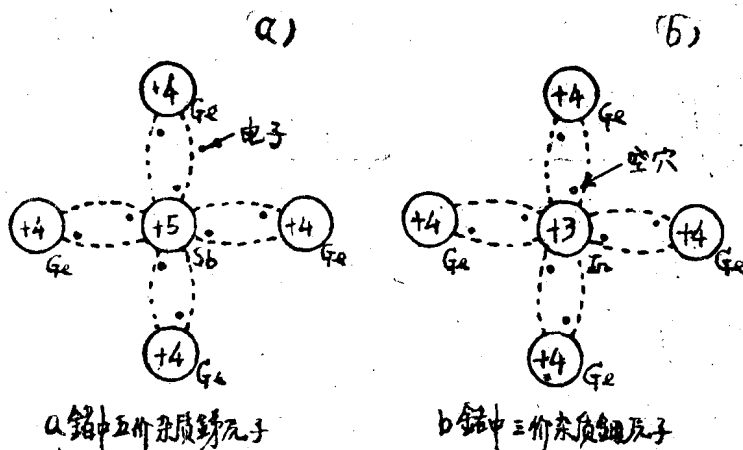


图 1—3—5

在鍺或硅中，四个价电子正好填充了晶格中的滿帶，当有一个 V 族原子掺入时，則四个鍺电子填充了滿帶以外还多余一个电子。然而在杂质原子所在点也比鍺、硅原子多了一个正电荷 e （鍺和硅原子，去掉价电子，有正电荷 $4e$ ，而 V 族原子，去掉价电子，剩

下正电荷 $5e$)。这样看来, 鍺原子为Ⅴ族原子代替, 效果是造成一个正电中心和一个多余电子。就象前面討論的一样, 正电中心正好能够束縛多余电子, 束縛状态在导带的下面。在热运动足够供給电离能时, 就可以把电子激发到导带中去。所以Ⅴ族原子在鍺和硅里面形成施主, 使半导体成为n型半导体。

Ⅲ族原子的价电子比鍺和硅少一个, 所以代替了晶格中的原子时, 价电子不能完全填充滿带, 使滿带中缺少一个电子, 換句話說, 使滿带中有一个空穴。但是, 杂质原子比鍺或硅原子少一个正电荷 e (Ⅲ族原子, 去掉价电子, 剩下正电荷 $3e$), 所以在晶格中就如同有了一个負电中心。則負电中心正好能束縛多余的空穴。滿带中的电子有足够的激发能就可以填补这个空穴, 同时在滿带中形成自由的、能参与导电的空穴。这就是受主情形, 因此, Ⅲ族杂质可以使鍺和硅成为P型半导体。

实际上, 在半导体中杂质的含意是很广泛的, 以上所介绍的, 远远不能概括所有实际遇到的杂质束縛能級。对于一般的情形, 虽然已經积累了不少实验資料, 然而, 我們对于它們的结构和規律認識得还很少。这待今后进一步的研究和探討。

总之半导体的杂质形式很多, 我們不再詳細討論, 但应该指出, 实际使用的半导体材料絕大部分都是杂质半导体, 这种杂质的来源, 可能是人为的掺杂或者由于晶格的不完整性所致。不論如何, 总之杂质的出現对半导体性能的影响具有决定性意义。例如, 千分之几或万分之几的杂质可以使它的电导率增加几千倍到几百万倍。

§ 1—4 半导体在电磁場中的一些現象

半导体在电磁場的作用下, 要产生一系列的重要現象, 最重要, 而又最明显的是: 少数载流子的注入、载流子在电場作用下产生定向运动, 从而引起电流。以及在电磁場的共同作用下, 载流子的运动方向发生偏轉, 产生了霍尔效应。現在分別加以討論。

半导体的电导率。电流是载流子定向运动的结果。从能带理論的初步概念中, 我們已經知道在一般溫度下, 半导体具有一定的导电性能, 这种性能用电导率来表征。

半导体中的载流子主要的可能是导带中电子, 也可能主要是滿带中的空穴, 同样也可能是两者并致。而这些载流子具有类似于自由电荷的性质, 因此在电場的作用下, 它們就会在原来的热运动的基础上, 获得了附加运动, 这种运动称为漂移运动。如此 v 表示平均漂移速度, n 为载流子密度, 則由于电場的存在所引起的电流密度应为

$$j = nev \quad (4-1)$$

公式(4-1)虽然說明了电流的产生, 但不能解釋歐姆定律。

$$j = \sigma E \quad (4-2)$$

其中 σ 为电导率, E 为电場强度。

因为按(4-1)自由载流子在一定电場作用下, 将不断获得加速, 漂移速度就会不断增加, 因而, 在一定电場作用下, 电流将随着時間而增长。但从实践中总结出来的歐姆定律則說明, 在一定的电場作用之下, 只应该有一个恒定的电流。

根据(4-1), 为了达到在一定电場作用下, 所产生的电流为一恒定值, 所以就必得要求载流子的漂移速度 v 为一个恒定数值, 只有这样的假設成立, 歐姆定律才能得到

解釋。假設漂移速度 v 与电場强度成正比,

$$v = \mu_{\pm} E \quad (4-3)$$

其中 μ 为载流子的迁移率, 定义为: 单位电場作用下, 载流子的平均漂移速度。按迁移率的定义, 不管载流子的运动方向和电場平行或相反, 永远都取正值。(4-3) 標誌电子和空穴的迁移率为 μ_- 和 μ_+ , 主要是強調, 在一般材料中, 电子和空穴的迁移率是不同的; 这是由于它們的有效质量和平均自由時間都不相同。载流子的有效质量 m^* 越大, 則迁移率 μ 就越小。随着材料的不同, μ_- 和 μ_+ 也不同。如:

鎳的 $\mu_- = 3900 \text{ cm}^2/\text{伏} \cdot \text{秒}$

$$\mu_+ = 1900 \text{ cm}^2/\text{伏} \cdot \text{秒}$$

硅的 $\mu_- = 1200 \text{ cm}^2/\text{伏} \cdot \text{秒}$

$$\mu_+ = 500 \text{ cm}^2/\text{伏} \cdot \text{秒}$$

有效质量 m^* 和电子的慣性质量其含意完全是两回事, 实际上晶体中的电子除受外力下作用以外还和晶体内部(原子、电子)相互作用着, 电子的加速实际上也是外力下和内部作用的綜合效果, 而不仅仅单纯是外力下的作用。有效质量的实际意义就在于, 它本身已經概括了晶体内部的作用, 而使我們能够很简单地由外力直接写出电子的加速度。

将(4-3)代入(4-1), 即得

$$\sigma = ne\mu_{\pm} \quad (4-4)$$

(4-4) 表示在一定电場作用下, 载流子并不是不断的得到加速, 而是保持一个恒定的漂移速度。这說明载流子在晶体中并不是完全自由的, 粗略的讲, 可认为这些载流子在晶体中是运动于密集原子及其他载流子之間, 在运动的过程中不断的遭到碰撞, 经过碰撞后的载流子, 失掉自己原来的能量, 而后再重新获得加速, 这种加速再碰撞再加速不断发生的过程, 就使得载流子的漂移速度不会无限的增長。最后趨近于一个稳定的数值。

根据(4-4)式可以直接写出各种情况下的电导率:

$$\text{n型} \quad \sigma_n = ne\mu_- \quad (4-5)$$

$$\text{p型} \quad \sigma_p = pe\mu_+ \quad (4-6)$$

$$\begin{aligned} \text{混合型} \quad \sigma &= \sigma_n + \sigma_p = ne\mu_- + pe\mu_+ \\ &= e(n\mu_- + p\mu_+) \end{aligned} \quad (4-7)$$

由此可見, 物質的电导率(或电阻率), 不仅决定于载流子数目, 同时还决定于它們的迁移率。所以, 半导体和金属的溫度系数相反的事实从此可得到說明。由于在金属中电子濃度基本上不随溫度的增加而改变, 但迁移率却随着溫度的上升而下降。然而在半导体中, 当溫度上升, 迁移率仍旧有所降低, 不过此时载流子濃度却大为增加, 而且增长的效果比迁移率下降的效果更为显著。因此, 随溫度的增加, 半导体的电导率是增加的。

霍尔效应 如果在通过半导体电流的垂直方向加有磁場, 結果就会引起一个橫向的电势差, 与电流和磁場垂直, 这种现象称为霍尔效应。虽然在金属导体上也可以观察到这种现象, 然而, 在半导体中这种现象更为显著。长期以来, 电导和霍尔效应的测量就是确定半导体材料性質的一项重要依据。利用霍尔效应可以确定半导体的导电类型以及

载流子的数目，同时利用它还可以作成某些半导体器件，所以它是半导体科学技术上的一项重要研究工具。

由霍尔效应引起的横向电势差称霍尔电势，而这个电场称霍尔电场，见图 1-4-1。

粗浅的理解霍尔效应的产生是比较方便的。作漂移运动的载流子产生电流，它们在垂直的磁场作用下受到偏转力，使它们产生横向运动，就如同在原来的电流上附加了一个横向的电流。这个电流立即引起电荷在导体两边边缘上的积累，从而产生横向电场。直到横向电场对载流子的作用正好与磁场的偏转作用相抵消时，就达到了稳定状态。如图 1-4-2 (a) (b) 分别表示出电子和空穴产生霍尔效应的情形。

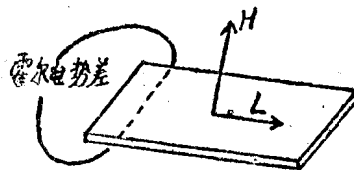


图 1-4-1

实验证明，霍尔电场的大小正比于通过样品的电流密度 j_x 和外加磁场强度 H_z 。直接测量到的电势差还和所用样品的宽度成比例，横向的电场则与样品的尺寸无关，可以写成

$$E_y = R j_x H_z \quad (4-8)$$

R 称为霍尔系数。空穴性导电材料的 R 为正值，电子性导电材料的 R 为负值。

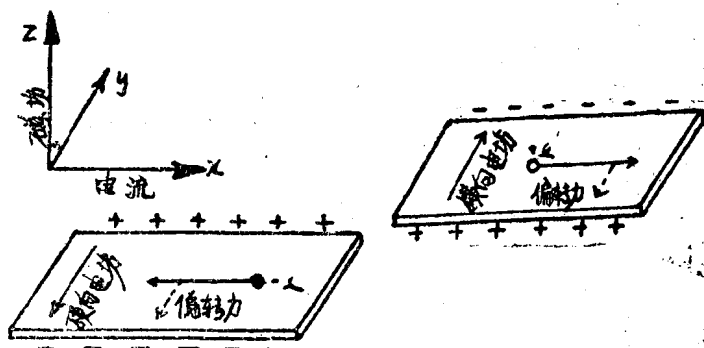


图 1-4-2

根据洛伦兹定律，电子在电磁场中运动要受到电磁力的作用，其大小为

$$f = e(\bar{E} + \bar{v} \times \bar{H}) \quad (4-9)$$

其中 v 是载流子速度。

载流子受到电磁力共同作用的结果，使它们沿电场的方向发生了偏转，如果载流子是在如图 1-4-3 所示的电磁场中运动，则因为电子和空穴的漂移运动是相反的，但是由于电荷符号也相反，则磁场对它们的偏转作用方向相同。结果在边界上积累的电荷在两种情况下是相反的。按照这个道理，由霍尔效应可以直接区别电子性导电 (n 型) 和空穴性导电 (p 型)。如果，象 1-4-3 图所示，电流沿 x 轴，磁场沿 z 轴，那么，霍尔电场在 p 型材料中应沿 y 轴，而在 n 型材料中则相反：

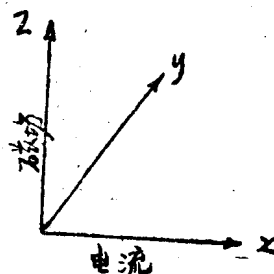


图 1-4-3

$$\begin{array}{lll} i_x & H_z & E_y < 0 \quad (\text{p型}) \\ i_x & H_z & E_y > 0 \quad (\text{n型}) \end{array}$$

从以上討論可以看出：通过霍尔电势方向的测量，就可以很容易判別材料的导电类型，是电子性还是空穴性。

通过霍尔电势的测量还可以确定载流子的數目。根据以上討論得到，载流子在磁場中运动要发生偏轉，从而建立一个霍尔电势差，而这个电势差，对于载流子的繼續偏轉是起阻碍作用，因此，当它对于载流子的作用等于电磁場对于电子的偏轉作用时，即达到平衡。根据这个条件，我們可以得到平衡情况下载流子的运动方程为：

$$eE_y = evH_z \quad (4-10)$$

(4-10)式两边各乘以 n (单位体积中电荷數)，对 n 型半导体則得：

$$neE_y = nevH_z \quad (4-11)$$

假若半导体截面积为 $b \times d$ (b 为寬， d 为厚)

$$\text{則} \quad E_y = \frac{V_y}{b} \quad v_y \text{ 为霍尔电势}$$

$$\text{而} \quad j = nev$$

則(4-11)变成

$$\frac{nev_y}{b} = \frac{IH_z}{bd} \quad I \text{ 为电流强度}$$

$$\therefore v_y = \frac{1}{ne} \times \frac{IH_z}{d} \quad (4-12)$$

在上述計算中，我們忽略了电子速度不是完全相等的事实，因而采用了同一个速度 V ，考虑到电子速度不相等之后，理論計算指出，在(4-12)中，应乘上一个系數 $\frac{3\pi}{8}$ ，因此，(4-12)式变成

$$V_y = \frac{3\pi}{8} \frac{1}{ne} \frac{IH}{d} \quad (4-13)$$

$\frac{3\pi}{8} \frac{1}{ne}$ 即为霍尔系數 R 。由(4-13)式可以看到，电子密度很快就能决定，因外磁場强度 H_z ，霍尔电势差 V_y ，以及通过样品的电流 I 都可以很容易的测定。而样品的厚度又是已知的，这样經過简单的测量，然后按公式(4-13)即可計算出电子數 n 。

如果是 p 型半导体，則其空穴數也可按同样的方法而得到

$$V_y = \frac{3\pi}{8} \frac{1}{pe} \frac{IH}{d} \quad (4-14)$$

假若，半导体中的电子、空穴同时存在，則霍尔系數比較复杂，理論計算得出

$$R = \frac{P\mu_+^2 + n\mu_-^2}{e(P\mu_+ + n\mu_-)} \quad (4-15)$$

由此可見，半导体中载流子的數目，可以通过霍尔效应的测量而确定。混合半导体中霍尔系數計算相当复杂，所以从略。

非平衡载流子

(1) 非平衡载流子和它的注入

在半导体內电子和空穴都能提供电流，因而統称它們为载流子。在 n 型半导体中只有很少數的空穴，故称它为少数载流子。同样，在 p 型半导体中，电子为少数载流子。但是在外来作用下，可以增加或减少半导体中的载流子數目，例如，用光照射半导体，則光能可以将滿带电子激发到导带，从而不仅增加导带中的电子，而且也增加了滿带中