

晶体管原理

成都电讯工程学院

陈星弼 唐茂成 编

国防工业出版社

73.732
606

晶体管原理

成都电讯工程学院

陈星弼 唐茂成 编



国防工业出版社

1109930

内 容 简 介

本书主要介绍各种双极型与单极型晶体管的理论和实用知识。内容包括各种双极及 MOS 晶体管的结构、工作原理、直流特性、功率特性、开关特性、噪声特性，并适当简述了各种晶体管的制造方法及生产中易发生的问题。

本书系按各种特性分章，并列有供设计及制造晶体管用的各种图表。除一般晶体管外，还包括了双基极二极管、硅可控整流器、MOS 电容、MNOS 类非挥发性存储器等。前面部分介绍了与晶体管有关的半导体物理基础知识、p-n 结及半导体表面。

本书可供高等工科大学有关专业的教师、学生参考及作为职工业余大学的教材，也可作其它有关专业人员的参考书及自学用书。

070.1

晶 体 管 原 理

成都电讯工程学院

陈星弼 唐茂成 编

*

国防工业出版社 出版

新华书店北京发行所发行 各地新华书店经售

廊坊日报印刷厂印刷

*

787×1092¹/₁₆ 印张28 655千字

1981年12月第一版 1981年12月第一次印刷 印数：00,001—16,000册

统一书号：15034·2216 定价：2.85元

前 言

为了满足电子工业战线上从事半导体器件制造及有关专业人员的需要，我们试编了《晶体管原理》、《晶体管电路基础》、《半导体工艺原理》、《半导体模拟集成电路》、《半导体数字集成电路》等教材。

由于上述教材中没有《半导体物理》，所以本书第一章将需要用到的有关知识作一简单介绍。此外，为了照顾各种人员的不同情况，在有些章节的编号上标以“*”号，提供选用。第五章以后的内容，虽未标以“*”号却都是选用性质的。

本书第一、三、四、五、六、七、九章由陈星弼同志编写，第八、十、十一、十二章由唐茂成同志编写，第二章由陈星弼与张雨印同志编写。由于编写时间仓促，难免有错误和不妥之处，敬请读者批评与指正。

编 者

目 录

第一章* 半导体中的载流子	1
§ 1-1 半导体的导电性	1
§ 1-2 平衡载流子的统计	8
§ 1-3 载流子的运动	17
§ 1-4 非平衡载流子	22
第二章 p-n 结	31
§ 2-1 p-n 结的平衡状态	31
§ 2-2 p-n 结在正向电压下的特性	36
§ 2-3 p-n 结在反向电压下的特性	42
§ 2-4 p-n 结电容	47
§ 2-5 p-n 结的击穿	57
第三章 半导体表面	68
§ 3-1 表面电荷的来源	68
§ 3-2 半导体的表面势和表面空间电荷	70
§ 3-3 界面态	75
§ 3-4 表面对 p-n 结二极管性能的影响	80
第四章 晶体管的直流特性	86
§ 4-1 均匀基区晶体管的放大系数	86
§ 4-2 漂移晶体管的放大系数	91
§ 4-3 理想晶体管的直流特性	95
§ 4-4 共基极的反向特性	99
§ 4-5 其它电压-电流特性	105
§ 4-6 小信号参数	112
§ 4-7 基极电阻与 T 形等效电路	117
第五章 晶体管的几种结构	128
§ 5-1 合金结晶体管	128
§ 5-2 平面晶体管	131
§ 5-3 平面管的几种具体结构	154
§ 5-4 可控硅整流器	160
§ 5-5 双基极二极管	164
第六章 晶体管的频率特性	169
§ 6-1 基区输运过程和频率的关系	169
§ 6-2 电流放大系数与频率的关系	177
§ 6-3 等效电路	187
§ 6-4 最高振荡频率和高频晶体管的结构	193
附录一 晶体管的参数	200
附录二 基区少子连续性方程的解	201

第七章	晶体管的大电流特性	206
§ 7-1	大注入效应	206
§ 7-2	基区扩展效应	211
§ 7-3	发射极电流集边效应	217
第八章	功率晶体管	222
§ 8-1	晶体管的热阻和等效热路	222
§ 8-2	晶体管的热击穿及其参数随温度和工作点的变化	240
§ 8-3	二次击穿和安全工作区	254
§ 8-4	高频和微波功率晶体管	266
第九章	开关晶体管	288
§ 9-1	二极管的开关特性	288
§ 9-2	晶体管的开关作用和大信号特性	293
§ 9-3	晶体管的开关过程	296
§ 9-4	开关晶体管	301
第十章	MIS 结构的电容及稳定性	305
§ 10-1	理想 MOS 结构的电容-电压特性 ($C-V$ 特性)	305
§ 10-2	实际 MOS 结构的 $C-V$ 特性	315
§ 10-3	MOS 结构的不稳定性	324
§ 10-4	MIS 结构的不稳定性	326
§ 10-5	MOS 非挥发性存储器	334
第十一章	场效应晶体管	345
§ 11-1	MOS 晶体管的工作原理和特性	345
§ 11-2	阈电压 V_T	351
§ 11-3	MOS 晶体管输出特性的数学分析	357
§ 11-4	MOS 晶体管的直流参数及其与温度的关系	362
§ 11-5	MOS 晶体管的小信号参数、等效电路及其频率特性	366
§ 11-6	MOS 倒相器电路的瞬态响应	377
§ 11-7	MOS 晶体管制造工艺	387
§ 11-8	MOS 晶体管性能的提高	394
§ 11-9	结型场效应晶体管	407
第十二章	晶体管的噪声	413
§ 12-1	晶体管的噪声	413
§ 12-2	晶体管的噪声源	415
§ 12-3	双极型晶体管高频噪声系数的近似表达式	420
§ 12-4	双极型高频低噪声晶体管	428
§ 12-5	MOS 晶体管的噪声	436

第一章* 半导体中的载流子

晶体管是一种半导体器件。它可对电流或电压进行放大、调制、控制等等。其基本原理是利用外加电信号来控制载流子的运动。在这一章里,我们将对载流子的基本性质作一简单介绍。如想进一步了解,应学习《半导体物理》课程。

§ 1-1 半导体的导电性

半导体是靠其中的载流子导电的。在这一节里将粗浅地介绍载流子的性质及制造晶体管的基本工艺。

一、电子与空穴

根据导电本领,可将固体分为三类:(1)金属及合金,电导率大于 $10^4\Omega^{-1}\cdot\text{cm}^{-1}$;(2)半导体,电导率在 $10^3\sim 10^9\Omega^{-1}\cdot\text{cm}^{-1}$;(3)绝缘体,电导率小于 $10^{-10}\Omega^{-1}\cdot\text{cm}^{-1}$ 。

半导体和金属中可以运动而又带有电荷的粒子称为载流子。无外加电场时,载流子本身作紊乱的热运动。有外加电场时,载流子除紊乱的热运动外,还沿着电场方向作定向运动,这就产生了电流。实验及理论表明,半导体与金属的电导率之所以悬殊是由于金属中的载流子是可以自由运动的电子,它们的浓度非常大;而半导体中的载流子是所谓导带电子与空穴,它们的浓度比金属中自由电子的浓度小得多。

载流子浓度的差别可以从化学元素结合成晶体的情形来说明。金属原子在互相接近而形成固体时,由于相邻原子的电场的作用,每个原子的外层电子可以摆脱本身原子的束缚,而在固体内自由运动,这就是自由电子。固体中的原子密度一般在 $10^{22}\sim 10^{23}\text{cm}^{-3}$ 范围内。每个金属原子可提供一个或几个自由电子,因此自由电子的浓度与原子密度同数量级。靠这些紊乱运动的自由电子而结合的化学键称为金属键。

半导体材料的原子不是靠金属键结合的。如硅是周期表中第IV族元素,有四个价电子。在结合成晶体时,每个原子都被其相邻的四个原子所包围,如图1-1所示。每个原子由1个原子核和14个电子所组成。最外层有4个电子,里面各层共有10个电子。原子核和里面各层电子的总体称为原子实。硅的原子实带有电荷 $+4q$ (q 为一个电子电荷的绝对值)。在图1-1中用圆球表示原子实。硅原子最外层的4个电子是价电子,它们在相邻两个原子间运动,构成了结合力——化学键。在图1-1中用圆棍代表键。每个键中有两个价电子,它们分属于两个相邻的原子。这种化学键称为共价键。为了对晶体中的共价键有一个直观的概念,把彼此靠近的一些原子结构用符号方式画在一个平面图上,如图1-2所示。

共价键中的价电子只能在所在键内运动,正是这种运动形成了两个原子之间的束缚力。关于共价键和金属键的进一步探讨属于量子力学的范畴,已超出本书范围,这里不再赘述。在一定的温度下,个别电子可能因为热运动而获得较大的能量,摆脱价键的束缚而离开键。如图1-2的右上方所示。这种电子可以在晶体中自由运动,在一定温度下还存在热运动。各电子的热运动所形成的电流是互相抵消的。然而,在外加电场作用下,电子除有热运动

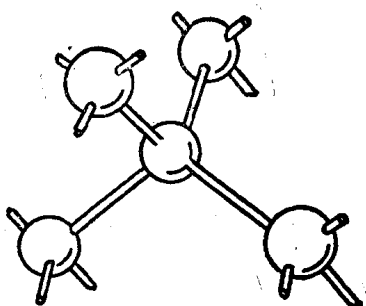


图1-1 硅晶体中每一个原子及其近邻四个原子的情况

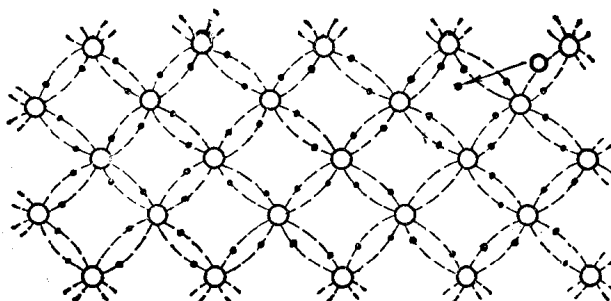


图1-2 晶体中电子在价键中及离开价键的示意图

外，还将在反电场方向受力而作定向运动，即漂移运动。由电子漂移运动而形成的电流是互相叠加的，这就产生了一定的电流。

除离开价键的电子外，失去电子的价键也可以导电。因为附近价键中的电子很容易填满这个价键，又形成新的未满足的价键。这种填补空键的运动可以不断地进行下去。缺少一个电子的价键称为空穴。价键电子填补未满足价键的运动完全可用空穴的运动来描述。空穴运动的方向和价键电子填补运动的方向相反。在一定的温度下，空穴也有热运动。有外加电场时，价键电子除有紊乱的热运动外，还有与电场方向相反的漂移运动，产生与电场方向一致的电流。从空穴的观点讲，在外电场下，空穴有顺着电场方向的漂移运动，因而形成顺着电场方向的电流，所以把空穴当作一个带电荷为 $+q$ 的载流子。

二、杂质半导体

如果在硅晶体中，加入少量的磷（P），则有些硅原子就被磷原子所代替，如图1-3所示。磷是元素周期表中的第V族元素，有5个价电子。其中4个价电子与4个相邻的硅原子形成共价键。第5个价电子并不束缚在价键中。由于原子实有 $+5q$ 电荷，4个价电子的 $-4q$ 电荷不能完全把它中和。多出的一个 $+q$ 电荷对第5个价电子有库仑引力，使它受到一定的束缚。这个电子很容易摆脱这种束缚而远离此磷原子。磷原子称为施主，因为它施于硅以导电电子。V族元素磷（P）、砷（As）、锑（Sb）都可以作为硅或锗的施主杂质。施主杂质并不供给空穴。在半导体中只要含有微量这类杂质，电子浓度就能大大提高。这种半导体称为电子导电性半导体，或称做n型半导体。

如果在硅晶体中加入少量的硼（B），则个别硅原子就被硼原子所代替，如图1-4所示。

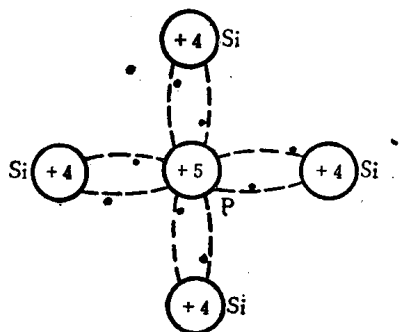


图1-3 一个磷原子与其周围的硅原子结合的示意图

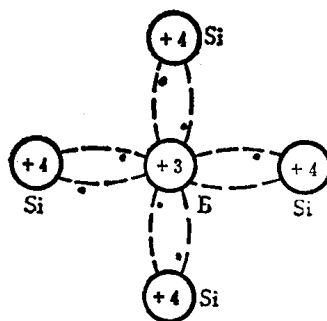


图1-4 一个硼原子与其周围的硅原子结合的示意图

硼是周期表中的第Ⅲ族元素，只有3个价电子。因此在硼和4个相邻硅原子间的4个共价键中，有1个价键是不饱和的，缺1个电子，即有一个空穴。硼的原子实有 $+3q$ 电荷，周围4个价电子有 $-4q$ 电荷，中和后表现为 $-q$ 电荷。因此它对带电荷为 $+q$ 的空穴有库仑引力。只有当空穴远离硼原子时，库仑引力才可以忽略。在室温下，由于晶格原子的热运动使空穴具有一定的能量，因而可以摆脱此种束缚而远离硼原子，成为能自由运动的空穴。硼原子称为受主，因为它能够接受一个电子而放出一个空穴。Ⅲ族元素硼(B)、铝(Al)、镓(Ga)、铟(In)都可以作为硅或锗的受主杂质。在加有受主杂质的半导体内，空穴数远大于多余电子数。这种半导体称为空穴性半导体，又称P型半导体。

三、单晶与外延

制造晶体管的硅、锗原材料，一般是某种导电类型(P型、n型、本征型)的单晶体。获得单晶体的方法常见的有两种。一种是将纯净的原材料及需要的杂质放在坩埚中加热到熔点(硅为 1420°C)，使其熔化成液体，用一块小晶体(称为籽晶)与液面相接触，将籽晶向上拉，籽晶下面就不断生长出新的晶体来。这种方法称为直拉法。另一种是用高频感应加热硅棒，使其局部熔化，冷却后成为单晶，这种方法避免了熔液受坩埚之类容器的沾污，称为区熔法。

生长单晶时，晶体中杂质浓度 N_s 和液体中杂质浓度 N_L 之比称为该杂质的分凝系数 S ：

$$S = N_s / N_L \quad (1-1)$$

表1-1列出了各种杂质的分凝系数^[1]。

表1-1 硅与锗中杂质的分凝系数

杂质元素	在硅或锗中的分凝系数		原子量	四面体共价半径 ($\text{\AA}$)
	硅	锗		
Si	1		28.09	1.17
Ge		1	72.59	1.22
Cu		1.5×10^{-5}	63.55	1.35
Ag		$10^{-4} \sim 10^{-6}$	107.87	1.53
Au	3×10^{-5}	3×10^{-5}	196.97	1.50
Zn		10^{-2}	65.38	1.30
Cd			112.4	1.48
B	6.8×10^{-1}	约20	10.81	0.88
Al	1.6×10^{-3}	10^{-1}	26.98	1.26
Ga	4×10^{-3}	1.0×10^{-1}	69.72	1.26
In	3×10^{-4}	1.1×10^{-3}	114.82	1.44
Tl		4×10^{-5}	204.37	1.47
P	4×10^{-2}	1.2×10^{-1}	30.97	1.10
As	7×10^{-2}	4×10^{-2}	74.92	1.18
Sb	1.8×10^{-2}	3×10^{-3}	121.75	1.36
Fe		2×10^{-6}	55.85	
Co		2×10^{-6}	58.93	
Ni		5×10^{-6}	58.70	
Pt	10^{-5}	2×10^{-6}	195.09	

制造器件时，首先把大块单晶切成薄片，然后将片子磨平，经过抛光，得到象镜面一样平整、光滑的表面。这一工序简称为“切-磨-抛”。

制造硅晶体管，往往需要在低电阻率的 n 型材料上加一层高电阻率的 n 型材料。低阻 n 型及 p 型常用 n^+ 及 p^+ 表示。采用外延法可在 n^+ 型上生长一层 n 型，前者称为衬底，后者称为外延层。将经过抛光的单晶硅片在大块石墨或硅的支架上，利用高频感应方法将支架加热到 1200°C 左右，通以含有 SiCl_4 的氢气， SiCl_4 中的硅被还原出来后，沉积在硅片上，使硅片再生长一薄层单晶。如果气体中还含有少量的 PH_3 或 PCl_3 气体时，外延层中就会掺有磷。含磷量、外延层的厚度、导电类型、电阻率等均是可控的。

四、杂质扩散与离子注入

为了在半导体的特定区域内掺入某种杂质，工艺上常常采用扩散的方法。在气体中，如果某种分子的浓度分布不均匀，则由于热运动，分子就会从浓度高的地方向浓度低的地方运动。这种现象称为扩散。在液体及高温固体中，原子也可以扩散。

如果杂质浓度 N 只在 x 轴方向上变化，那么由扩散造成的粒子流也只在 x 方向上才有。单位时间内通过单位截面的净粒子数称为扩散流密度 F 。实验及理论表明， F 与浓度梯度 dN/dx 成正比，比例常数称为扩散系数 D ：

$$F = -D \frac{dN}{dx} \quad (1-2)$$

等式右边的负号表示粒子是从浓度高处向浓度低处流动的。硅及 SiO_2 中各种杂质的扩散系数示于图 1-5 至图 1-8 中^[2]。从图可以看出，扩散系数随温度的增加而剧烈增加。在室温附近，杂质的扩散可以忽略不计。

扩散流密度 F 如随 x 变化，会造成浓度随时间 t 变化

$$\frac{\partial N}{\partial t} = -\frac{\partial F}{\partial x} = D \frac{\partial^2 N}{\partial x^2} \quad (1-3)$$

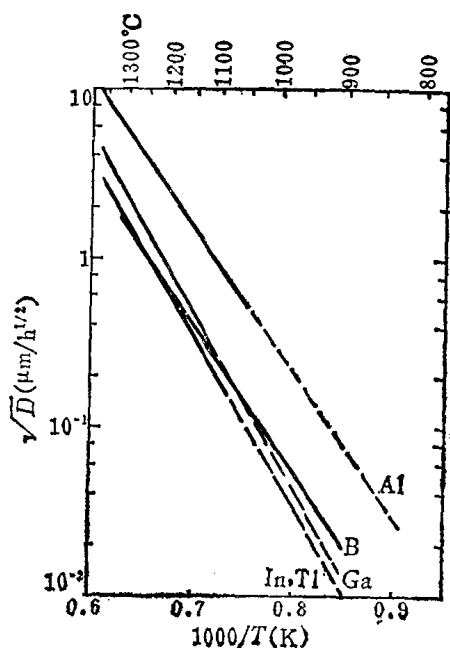


图1-5 硅中受主杂质的扩散系数

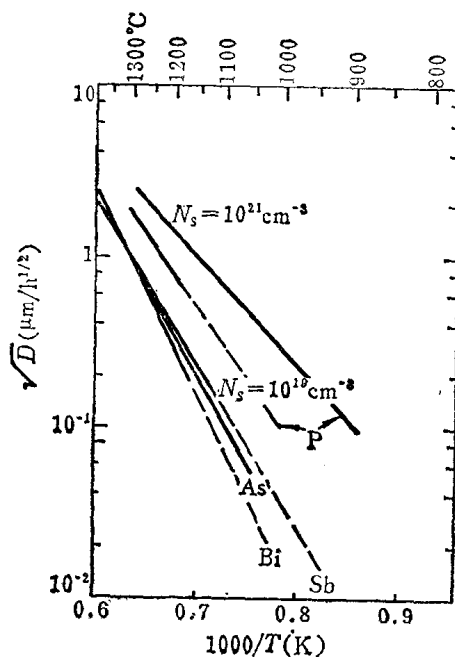


图1-6 硅中施主杂质的扩散系数

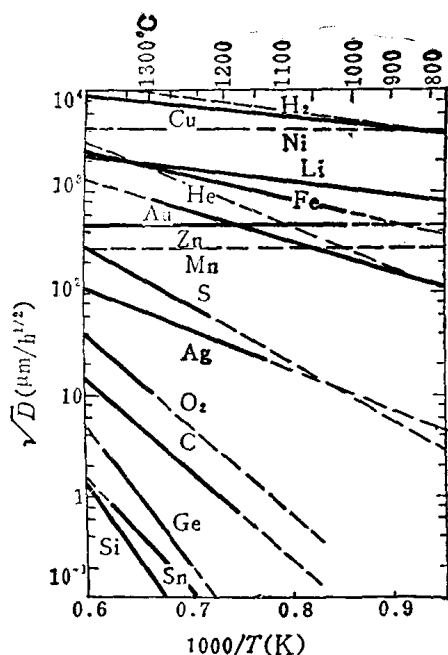


图1-7 硅中各种杂质的扩散系数

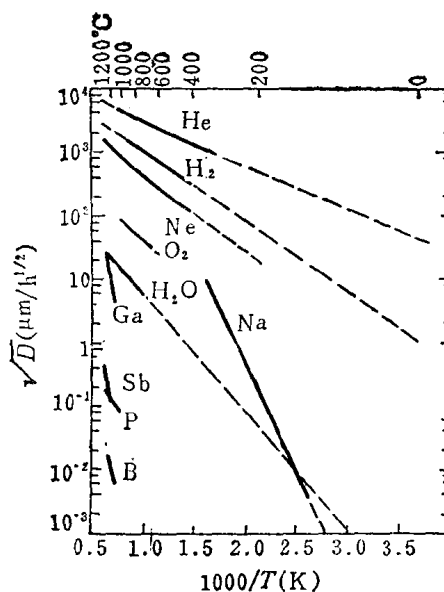


图1-8 杂质在无色形SiO₂中的扩散系数

上式称为扩散方程。

扩散工艺常分两步进行。第一步称为预淀积。这是在高温下，将含有所需杂质的气体通过硅片表面，使杂质从化合物中分解出来，进入硅中。在工业上，由于气体所含杂质较多，致使硅表面的杂质浓度达到所允许的最大值。此值称为固溶度。各种重要杂质在硅中的固溶度如图 1-9 所示。

在预淀积中，硅表面的杂质浓度为恒定值 $N(0)$ 。经过 t 时间的扩散，形成一个含杂质较多的薄层。其浓度分布可由扩散方程解出，为

$$N(x, t) = N(0) \operatorname{erfc} \frac{x}{2\sqrt{Dt}} \quad (1-4)$$

其中 erfc 称为余误差函数，它与误差函数 erf 的关系如下：

$$\operatorname{erfc}(y) = 1 - \operatorname{erf}(y) \quad (1-5)$$

$$\operatorname{erf}(y) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^y e^{-z^2} dz \quad (1-6)$$

在图 1-10 中画出了 $\operatorname{erfc}(x)$ 与 x 的关系。

经预淀积后，单位表面杂质的总量 Q 可由式 (1-4) 积分得到

$$Q = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{Dt} N(0) \quad (1-7)$$

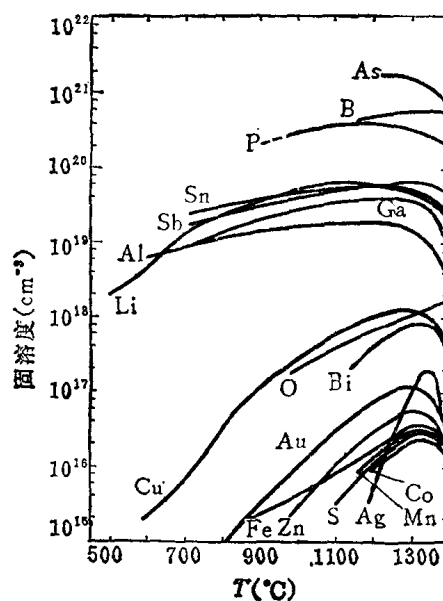
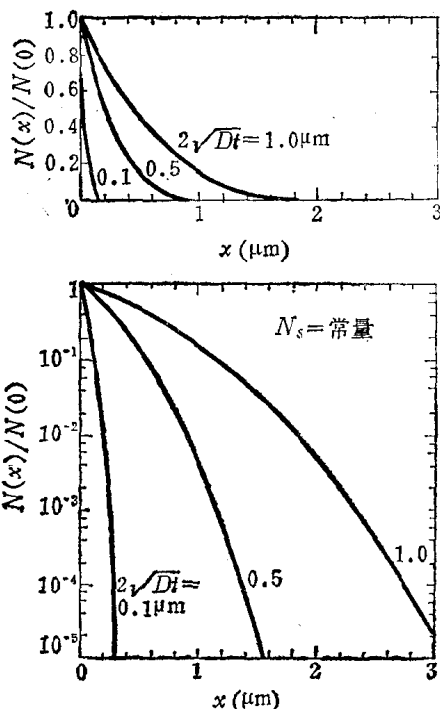
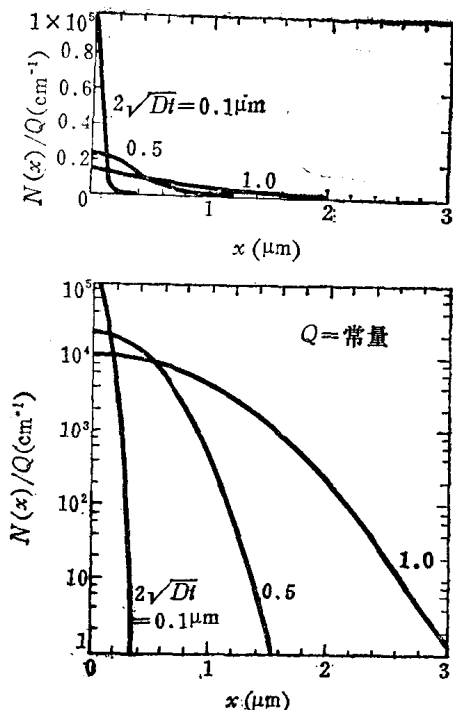


图1-9 杂质在硅中的固溶度与温度的关系

图1-10 余误差函数与距离 x 的关系图1-11 高斯分布函数与距离 x 的关系

这些杂质集中在表面极薄的一层中。

扩散的第二步是“主扩散”，其目的是使预淀积所获得的杂质总量进一步分布到较深的区域中。假定预淀积后杂质完全集中在表面，则解式 (1-3)，可得到经过一定温度（对应有一定的 D 值）及一定时间 t 后杂质的分布

$$N(x, t) = \frac{Q}{\sqrt{\pi Dt}} \exp(-x^2/4Dt) \quad (1-8)$$

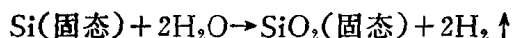
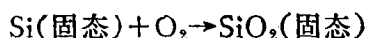
这种分布称为高斯分布。高斯分布函数与变量 x 的关系画于图1-11中。

由于扩散工艺所得杂质分布总是表面浓度高、里面浓度低。而且对某些扩散系数太低的杂质难于得到要求的杂质浓度，使扩散法的使用受到限制。现已发展成熟的另一种掺杂工艺，是所谓离子注入。此法是在真空中，由十万伏左右（或更高）的电位差使杂质离子加速，射向硅表面。由于离子动能高，可进入硅中。在离开表面一定距离处（例如零点几微米）杂质浓度最高，在其附近呈高斯分布。深入的距离由离子类型及加速电压决定。掺杂总量由离子流及轰击时间决定。离子注入的另一优点是不需要高温，防止了原有杂质的再扩散及其它问题。受离子轰击后，硅中会留下一些缺陷（即晶格排列不完整），可以用低温退火消除。

五、氧化与光刻

在制造硅晶体管时，常常需要在硅表面生长一层氧化层。它是 SiO_2 的无定形态（又称玻璃态），能使器件性能稳定，质量提高。由于大多数常用杂质在 SiO_2 中的扩散系数远较在硅中的为小（参看图 1-8），因此氧化层可作为某些杂质扩散的掩蔽体。

最常用的氧化方法是高温湿氧化。这是将经过切、磨、抛的硅片放在石英管中，加热到 1000°C 以上，通以含有水汽的氧。硅表面发生如下的反应



当生成的氧化物薄膜厚度为 δ 时,所消耗的硅层厚度约为 0.45δ (这可由分子量及密度求得)。同时,硅中的杂质会进行再分布。如果氧化速度(决定于氧化条件)较低,那么硅中杂质浓度对 SiO_2 中杂质浓度之比等于分凝系数。对硼来说,此系数小于1。对磷来说,此系数大于1。这就是所谓氧化层会“吸硼排磷”。

在生产硅晶体管时,常常只需要在一定的区域内扩散杂质。除了在做管子的地方扩散杂质外,别的地方不应扩散杂质。采用“光刻”方法可去掉硅片上某些地方的氧化层,以便在这些地方进行定域扩散。

光刻的过程如图1-12所示。首先在有 SiO_2 的一面涂以光致抗蚀剂,再在上面覆盖一块光刻掩模板,然后用紫外光照射,如图1-12(a)所示。在板的透光部分,抗蚀剂受到光照而变成不溶于某种显影液的膜。不透光部分的抗蚀剂则可在显影液中溶去,于是得到图1-12(b)所示的结果。然后,将硅片放在含HF的溶液中,无抗蚀剂保护的那部分 SiO_2 被HF溶去。其结果如图1-12(c)所示。最后,将硅片放在浓硫酸中煮,使抗蚀剂因氧化而剥离,或放在低真空中用等离子体放电方法使其剥离,结果如图1-12(d)所示。经过光刻, SiO_2 就有了“窗口”。某些杂质就可通过窗口而进入硅中。而在其它地方因有 SiO_2 覆盖,杂质就难于进入硅中。

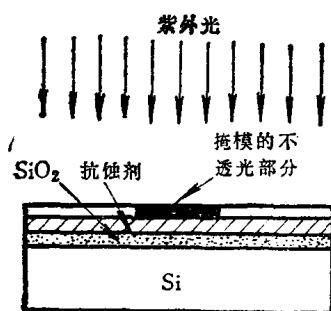


图1-12(a) 涂有光致抗蚀剂的 SiO_2 表面
通过掩模的透光部分曝光

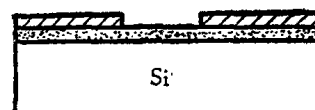


图1-12(b) 经过显影,一定区域的光致抗蚀剂被去除

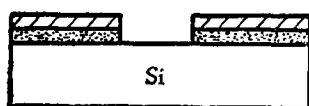


图1-12(c) 经过腐蚀,无抗蚀剂保护的
区域中 SiO_2 被去除

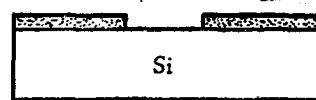


图1-12(d) 经过去胶,光致抗蚀剂
全部去除

六、蒸发与合金

常常需要在半导体的某些表面上覆盖一层金属膜。用“真空蒸发”的方法,可以将铝(Al)、金(Au)等金属涂覆于硅上。此法是在真空中将铝丝加热到熔点,使铝原子从液体中蒸发出来,轰击附近硅片的表面而凝聚为固体。

表面涂有铝膜的硅片在加热再冷却后，就会在铝与硅之间出现良好的电接触。正、反向接触电阻相等且很小。此外，在通电流时，没有 § 1-4 中将谈到的少子注入现象。这种接触称为欧姆接触。

在加热后再冷却的过程中，Al 与 Si 成份的变化可从 Al-Si 相图^[8]看出来，如图 1-13 所示。所谓相图，是指在平衡条件下，两个或两个以上元素的组成比例随温度的变化。图 1-13 所示为原子数之比。从图可看出，如加热的温度超过共熔点 577°C 时，熔化的 Al 中含有相当量的 Si。例如在 700°C ，含有 20% 的 Si 原子。在缓慢冷却到 577°C 以下时，Al 将再变成固体，其中含有 11.3% 的 Si 原子。

图 1-14 表示 Au-Si 相图。Au-Si 的共熔点为 370°C ，它比 Al-Si 的共熔点低。

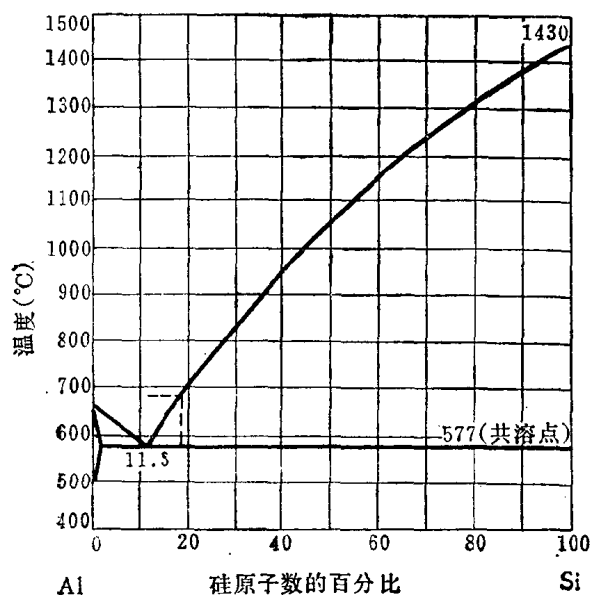


图 1-13 Al-Si 相图

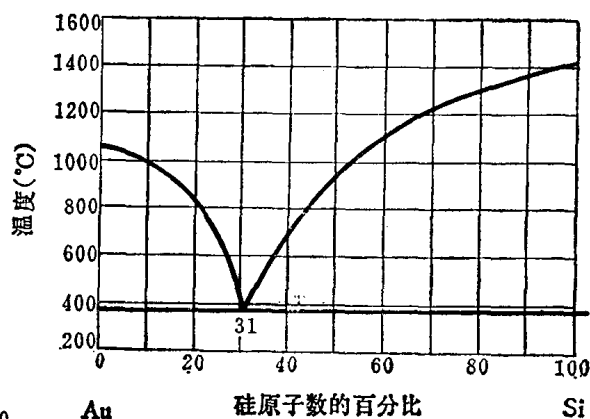


图 1-14 Au-Si 相图

§ 1-2 平衡载流子的统计

本节的主要目的，是计算半导体中载流子的浓度，讨论它与温度及掺杂的关系。

一、电子的能级、能带和有效质量

为了计算导电电子及空穴的浓度，需要知道它们可能具有的能量。晶体中的电子所具有的能量是不连续的一些数值。每一个能量数值称为能级。晶体中电子的全部能级按其所占的能量范围可分为许多组，每一组的能级数一般等于构成晶体的原子或分子数，或者是它们的整数倍。因为在每立方厘米的晶体中含有 $10^{22} \sim 10^{23}$ 个原子，所以每一组的能级数是很多的。能级数目虽然这样多，一组能级所占有的能量范围却是一定的，一般是 1 eV 数量级。由此可见，在同一组中，能级间的距离很小，其能量几乎可看作是连续变化的。一组能级称为一个能带。

相邻能带之间的能量间隔一般也是 1 eV 数量级。在这个能量间隔中没有能级，称为禁带。能量间隔称为禁带宽度 E_g ，其单位是 eV 。图 1-15 是晶体中电子的能级及能带的示意图，图中横坐标定性表示空间位置。如果某一电子具有某一能级的能量，我们就在这一能级上画一个黑点表示。根据“量子力学”中的泡利原理，每一能级最多只能被两个自

旋相反的电子所占有。

根据统计力学原理，在一定温度下，能级的能量愈高，被电子占有的机会就愈少。当原子结合起来成为晶体时，各个原子内层的电子由于受原子核束缚较紧，因而能量较小，它们处于下面的一些能带。价电子则处于较高的一些能带，这些能带称为价带。金属与绝缘体或半导体的主要区别就是：在金属中这一能带未被电子填满，而在绝缘体和半导体中，这一能带恰好被全部价电子填满，因此它又称为满带。“固体物理学”的能带理论证明：一群电子如果填满一个能带，它们就不会产生电流。所以在绝对零度时，半导体和绝缘体中虽然有许多电子，却不能导电。

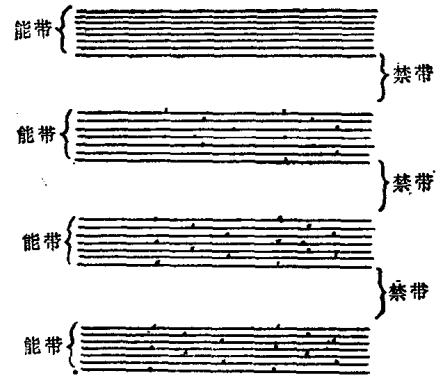


图1-15 晶体中电子的能级、能带情况

价键中的电子要摆脱价键的束缚而成为导电的自由电子需要一定的能量。因此导电电子比价带电子的能量高。在能带图中，这种电子所在的能级是价带上面的一个能带。把价键电子激发成为自由电子所需的能量至少为禁带宽度。在绝对零度时，如没有其它外界因素，这个能带将是空的，因此它称为空带。在一定温度下，个别价带中的电子由于热运动可以激发到空带上，成为可以导电的电子，因此空带又称为导带。

如果价带没有被电子填满，那么在外电场作用下，价带电子也可以产生电流。如前所述，这时价带导电的情况可用空穴的迁移来描述。在能带图中，为了在价带或其它地方突出地表示空穴，常在缺一个电子的能级上画一个圆圈。

显然，电子及空穴的多少决定于温度及禁带宽度。禁带宽度不同，电导率也就不同。半导体的禁带宽度小，绝缘体的禁带宽度大，这是它们导电能力相差悬殊的基本原因。

有施主杂质存在时，杂质上多束缚的一个电子比价键电子更容易电离。因为这个电子具有比价带更高的能量。一般说，杂质在半导体的禁带中将引起新的能级，处在这个能级上的电子只能在杂质附近，因此这个能级称为束缚能级。在能带图中用一个短线表示一个束缚能级，如图1-16所示。施主电离时，这个能级将是空的。

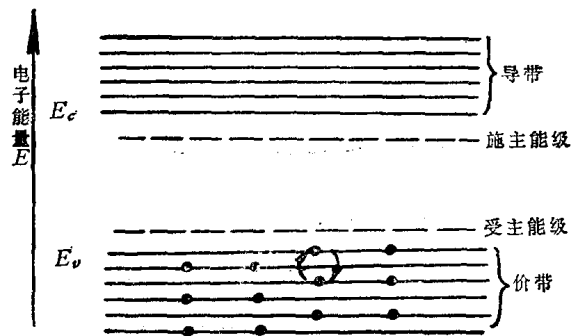


图1-16 杂质的束缚能级

受主也引起束缚能级，受主如束缚一个空

穴，则这个能级是空的。受主的电离相当于价带上一个电子填充到受主能级上，使价带产生一个空穴。一般来说，大多数杂质和缺陷都将引起禁带中出现束缚能级，其上可以束缚电子和空穴。但通常只是把容易电离而使导带增加电子或价带增加空穴的那些杂质称为施主或受主。电离的难易决定于电子或空穴摆脱束缚所需要的能量，这个能量称为电离能。在能带图中，电离能代表束缚能级到导带底或价带顶的距离。由此可见，施主能级常靠近导带底；而受主能级靠近价带顶，如图1-16所示。

二、有效质量与有效能级密度

在晶体中，任一个电子都受到原子核或其他电子的作用。如果在晶体上外加电场或磁场，那么电子还要受到外力作用而具有加速度。虽然原子核或其他电子的作用力一般很复杂，而且比外力大得多，但在能带论中却可以证明，导带电子在外力作用下，会得到一个与外力成正比的加速度。对于处在真空中的自由电子来说，作用力除以由力产生的加速度等于电子的质量；而对于导带电子来说，则这个比值还取决于晶体的性质和电子所处的能级。这个比值称为电子的有效质量，用 m_n^* 来表示。如不加特别说明，则一般所谓的电子有效质量是属于导带底部及附近能级上的电子的（它们的有效质量基本上相等）。此外，空穴在外力作用下的运动也可以用有效质量的概念来描述，并用 m_p^* 来表示。一般所谓空穴的有效质量是属于价带顶部及附近能级上的空穴的。在同一晶体中，电子的有效质量和空穴的有效质量在数值上往往不等。

导带电子及价带空穴既然可以运动，就会具有相应的动能。对于导带底附近的电子或价带顶附近的空穴而言，这动能等于它们的有效质量乘以速度的平方再被 2 除。导带底的电子能量最低，相当于没有动能的情况，如果用 E_c 表示这个能级所代表的能量，那么处在导带底附近能级中的电子能量 E 将比它多一动能 $\frac{1}{2} m_n^* v^2$

$$E = E_c + \frac{1}{2} m_n^* v^2 \quad (1-9)$$

这里 v 表示电子的速度。同样对于价带顶附近能级的空穴我们有

$$E_v = E + \frac{1}{2} m_p^* v^2 \quad (1-10)$$

这里 v 表示空穴的速度，而 E_v 表示价带顶空穴的能量。

由公式 (1-9) 和 (1-10) 可知，电子动能为 $(E - E_c)$ ，而空穴动能却为 $(E_v - E)$ 。这可以说明如下：设想半导体中的某一电子从能量较低的 E 状态跳到能量较高的 E_v 状态，则整个系统的能量将增加 $(E_v - E)$ 。在能带图中，我们也可以把这个情况描写为空穴从较高能级 E_v 跳到较低的能级 E 时，能量增加 $(E_v - E)$ 。由此可见，能带图是针对电子的能量而画出的，在描述空穴的能量时，和电子相反，能级位置愈低，空穴能量愈高，如图 1-16 中所示。

在一定温度下，导带中的电子是分布在导带各能级上的，通常遵守所谓玻耳兹曼分布

$$f_n(E) \propto e^{-E/kT} = \exp(-E/kT) \quad (1-11)$$

其中， $f_n(E)$ 是能量为 E 的能级被电子占有的几率， k 是玻耳兹曼常数， T 是绝对温度。能量愈高的能级，被电子占有的几率愈小。

同样，价带中电子能量为 E 的能级被空穴占有的几率为

$$f_p(E) \propto \exp(E/kT) \quad (1-12)$$

愈是接近价带顶的能级，被空穴占有的几率愈大。

导带电子分散于各能级中，其动能（即 $E - E_c$ ）的平均值一般为 $3kT/2$ ，以 $\bar{E}$ 表示 E 的平均值，则

$$\bar{E} - E_c = \frac{1}{2} m_n^* \bar{v}^2 = \frac{3}{2} kT \quad (1-13)$$

价带空穴与此类似，其能量平均值为

$$E_v - \bar{E} = -\frac{1}{2} m_p^* \bar{v}^2 = -\frac{3}{2} kT \quad (1-14)$$

虽然导带电子分散于导带各能级中，但理论分析证明：在计算导带电子总数时，可以假想导带电子的能量均等于导带底部的能量 E_c ，而 E_c 的能级有一定的数目。单位体积中这些能级的数目称为有效能级密度 N_c ，其值为

$$N_c = 2 \left(\frac{2\pi m_n^* kT}{h^2} \right)^{3/2} = 4.82 \times 10^{15} T^{3/2} \left(\frac{m_n^*}{m} \right)^{3/2} \quad (1-15)$$

其中 h 为普朗克常数， m 为自由电子质量。

同样地，对于价带空穴也存在一个有效能级密度 N_v ，

$$N_v = 2 \left(\frac{2\pi m_p^* kT}{h^2} \right)^{3/2} = 4.82 \times 10^{15} T^{3/2} \left(\frac{m_p^*}{m} \right)^{3/2} \quad (1-16)$$

表 1-2 列出了半导体材料 Si、Ge、GaAs 的有效质量 (m_n^* 、 m_p^*) 有效能级密度 (N_c 、 N_v) 及禁带宽度 (E_G) 值^[4]。

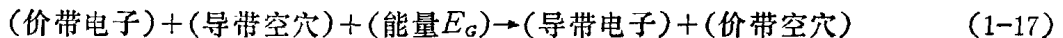
表1-2 Si、Ge、GaAs的载流子有效质量、有效能级密度
及禁带宽度(300 K)

	m_n^*/m	m_p^*/m	$N_c(\text{cm}^{-3})$	$N_v(\text{cm}^{-3})$	$E_G(\text{eV})$
Si	0.23	0.12	2.8×10^{19}	1.0×10^{19}	1.12
Ge	0.03	0.08	1.0×10^{18}	6.0×10^{18}	0.67
GaAs	0.07	0.09	4.7×10^{18}	7.0×10^{18}	1.43

三、本征载流子浓度

设想一个完全没有杂质和缺陷的半导体，其能级特别单纯，只有导带和价带，如图 1-17 所示。这种完全没有杂质的理想情况称为本征情况。意思是说，所涉及的只是半导体本身结构的特征，而不是外来因素（如杂质）的效果。

在一定的温度下，价带电子有可能从晶格获得能量 E_G 而激发到导带上，成为一对电子与空穴。这种情形可写作类似于化学反应的式子



在图 1-17 中用注有“ g ”的箭头代表这种情形。

根据化学反应中的质量作用定律，反应速度正比于参加反应的各种物质浓度的乘积^①。通常情况下^②，价带空穴浓度 p 比价带有效能级密度 N_v 小得多，因此价带有效能级几乎全被电子所占满，有效电子浓度近似等于 N_v 。而导带电子浓度 n 通常也比导带有效能级密度 N_c 少得多，因此导带能级几乎全是空的，其有效空穴浓度近似等于 N_c 。根据“量子力学”原理，从晶格中获得的能量 E_G ，实质上决定于具有能量 E_G 的“声子”数或“光子”数。它们也遵从玻耳兹

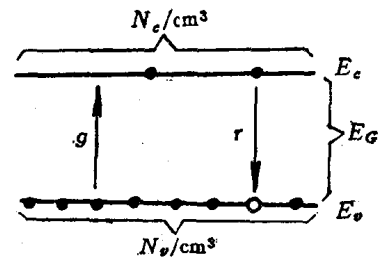


图1-17 本征半导体的载流子的产生与复合过程

① 如反应式中某种物质为 n 个分子，则此句中的“浓度”应换为“浓度的 n 次方”。

② 这里指所谓非简并情形。对简并情形应采用费米-狄拉克统计，可参考一般半导体物理书籍。