

工业电子学

〔苏〕 Ю. С. Забродин 著

李青山 张大地 苏军 译

吴存亚 校

高等教育出版社

内 容 提 要

本书根据苏联高等教育出版社1982年出版的、由莫斯科动力学院工业电子学教研室Ю. С. Забродин 著的“Промышленная Электроника”译出。

全书共八章。主要内容有：半导体器件、放大器、脉冲与数字技术、显示器件及其应用、单相小功率整流器、中大功率有源变流器、脉冲型直流电压变换器、无源逆变器。

本书选材广泛，内容精练，重点突出，系统性较强。叙述上强调基础知识与基本理论。

可供高等院校电力、电机、工企、自动控制等专业师生作教科书或参考书，也可供工程技术人员参考。

责任编辑 姚玉洁

工业电子学

[苏] Ю. С. Забродин 著

李青山 张大纯 苏军 译

吴存亚 校

高等教育出版社出版

新华书店北京发行所发行

北京顺义县印刷厂印装

开本 850×1168 1/32 印张 18.625 字数 450 000

1990 年 6 月第 1 版 1990 年 6 月第 1 次印刷

印数 00001—1,570

ISBN 7-04-001153-0/TN·91

定价 5.05 元

目 录

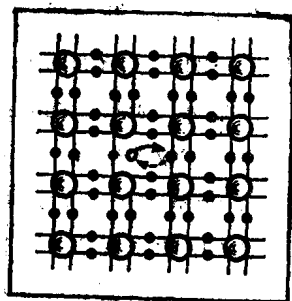
第一章 半导体器件	1
§1.1 半导体的导电性、 纯半导体与杂质半导体	1
§1.2 半导体二极管	16
§1.3 双极型三极管	40
§1.4 单极型(场效应)三极管	66
§1.5 晶闸管	75
§1.6 微电子器件	86
第二章 放大器	91
§2.1 概述	91
§2.2 双极型三极管放大器	94
§2.3 场效应管放大器	111
§2.4 电容耦合多级放大器	121
§2.5 功率放大器	130
§2.6 反馈放大器	143
§2.7 直流放大器	149
§2.8 运算放大器	165
§2.9 宽带和线性脉冲放大器	177
§2.10 选频放大器	179
§2.11 正弦振荡发生器	186
第三章 脉冲与数字技术	195
§3.1 概述	195
§3.2 双极型三极管开关工作状态	198
§3.3 运算放大器脉冲工作状态 比较器	

施密特触发器	205
§3.4 多谐振荡器	208
§3.5 单稳态电路	214
§3.6 线性变化电压发生器	217
§3.7 间歇振荡器	223
§3.8 双拍式间歇振荡器	231
§3.9 逻辑代数基础	233
§3.10 二极管及双极型三极管逻辑元件	244
§3.11 场效应管逻辑门电路	255
§3.12 触发器	261
§3.13 脉冲计数器	271
§3.14 寄存器	281
§3.15 组合电路 译码器	289
§3.16 大规模集成电路	292
§3.17 微处理器	293
第四章 显示器件及其应用	300
§4.1 概述	300
§4.2 真空-荧光显示器件	302
§4.3 气体放电显示器件	308
§4.4 半导体显示器件	316
§4.5 液晶显示器件	321
第五章 单相小功率整流器	328
§5.1 概述	328
§5.2 具有零点抽头的单相全波 整流器电路	331
§5.3 单相桥式整流器电路	344
§5.4 单相小功率整流器的外特性	347

§5.5	参数型稳压器	350
§5.6	补偿型直流稳压器	353
第六章	中、大功率有源变流器	361
§6.1	概述	361
§6.2	单相可控整流器	364
§6.3	电流的换相及中、 大功率单相整流器的外特性	374
§6.4	三相不可控整流器	380
§6.5	三相桥式可控整流器	391
§6.6	整流器整流电压和初级电流 波形中的高次谐波	397
§6.7	整流器的功率因数和效率	402
§6.8	有源逆变器	406
§6.9	直流电力拖动的晶闸管变流器	420
§6.10	直接变频器	430
§6.11	晶闸管有源变流器控制系统的 组成原理和基本环节	436
§6.12	交流电压变换器	451
第七章	脉冲型直流电压变换器	466
§7.1	脉冲型直流电压变换器的组成原理	466
§7.2	带有电容的晶闸管强迫换相环节	472
§7.3	具有大功率晶闸管并联换相回路的 脉冲型直流电压变换器	484
§7.4	具有并联换相和在换相阶段与负载并联有 换相回路的脉冲型直流电压变换器	490
§7.5	具有并联换相和在续流二极管回路中有换相 扼流圈的脉冲型直流电压变换器	493

§7.6 具有串联换相的脉冲型	
直流电压变换器	496
§7.7 双拍脉冲型直流电压变换器	501
§7.8 可逆的脉冲型直流电压变换器	504
第八章 无源逆变器	506
§8.1 无源逆变器及其分类	506
§8.2 单相电压型无源逆变器输出电压的	
形成和调节方法	509
§8.3 三相无源逆变器输出电压	
的形成和调节方法	518
§8.4 无源逆变器换相过程的分析	524
§8.5 电流型并联式无源逆变器	530
§8.6 带有可逆整流器的电流型	
无源逆变器	542
§8.7 具有电感-晶闸管补偿器	
的电流型无源逆变器	548
§8.8 无反向二极管的串联谐振式逆变器	552
§8.9 带反向二极管的谐振式无源逆变器	559
§8.10 倍频谐振式无源逆变器	562
参考文献	565

第一章



半导体器件

§ 1.1 半导体的导电性、纯半导体 与杂质半导体

半导体的导电性介于金属（导体）与绝缘体之间。通晓半导体导电的物理机理，对于后面学习半导体器件的工作原理、参数和特性是重要的。

半导体的导电特性决定于原子中电子能量的特殊分布情况，而这种分布情况可以用半导体的能级图来说明。

在研究晶体的能级图之前，我们先来介绍一下孤立原子的能级图。

按照量子力学的原理，原子中每个电子所具有的能量，都是一

定的，或者说它们各自都处于某些特定的（也称许可的）能级上（见图 1·1）。在一个孤立的原子中，存在着数量有限的能级。每一个能级上，最多可同时容纳两个自旋方向相反的电子（泡利原理）。处于最低能级的电子，与原子的结合最强。随着电子所占能级的提高，这种结合逐渐减弱。

当没有能使原子中电子的能量增加的外界作用时，原子处于基态（非激发态）。此时，电子填满所有低能级，而高能级则空着。当有外界（热量子——声子*、光量子——光子、电场或磁场等）作用时，原子中的一些电子获得补充的能量而跃迁到较高的能级（原子处于激

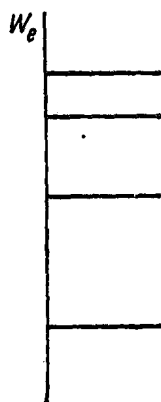


图 1·1 孤立原子能级图

发态），或者完全挣脱原子的束缚，成为自由电子（原子处于游离态）。这时，高能级上的电子受原子束缚较弱，容易受到外界的作用。

根据量子力学理论，相互间紧密排列的同类原子的与孤立原子的能级图相比有了变化（见图 1·2）。由于原子之间的相互作用，相邻原子中电子的许可能级都不同程度地略有偏移，形成一些分布很靠近的偏移能级——次能级。这种能级的偏移现象，在电子受原子束缚弱的高能级上也同样存在。这些次能级形成一些所谓的许可能带。两个相邻能带彼此之间被禁带隔开。在每个许可能带里，次能级的数量等于所结合的原子数量。



图 1·2 一些（四个）相同的原子紧密结合后的能级图

* 声子是描述晶格振动或晶体中声能的粒子。——译注

固态晶体的特点是，原子排列紧密，数量多。因此晶体能级图中，在许可能带里次能级的数量相当多。

本征（纯）半导体中的载流子

能级图最上面部分的两个相邻许可能带的排列情况，对于固体的导电性起着决定性的作用（见图 1·2），由于原子的电子结构和晶格结构的不同，两个相邻的许可能带之间可能存在禁带，也可能不存在禁带。根据是否存在禁带和禁带宽度的大小，可将晶体分为三类：导体、绝缘体和半导体。能级图中最上面部分两个相邻许可能带的排列情况如图 1·3 所示。

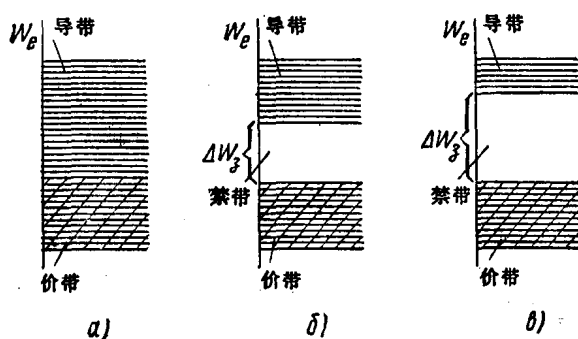


图 1·3 (a) 金属能级图；(b) 半导体能级图；(c) 绝缘体能级图

金属能级图（图 1·3, a）中的许可能级谱是连续的，而半导体和绝缘体中则是不连续的（见图 1·3, b, c）。在半导体和绝缘体中，许可能带被禁带 ΔW_g 所隔开。在图 1·3 所示的能级图中，可以区分出两个特殊的许可能带：下面的称作满带，或称价带；上面的称作空带，或称导带。当对电子无外界（电场、磁场、光量子照射）作用，并且在热力学温度 $T = 0 \text{ K}$ 时，价带中的所有许可能级都被电子所填满，而导带则没有电子。

下面我们从晶体能级图的特点方面来讨论上述三种晶体导电性的差别。

在金属中，导带与价带直接相连（图1.3,a），因此，只要给价带电子以很小的能量，它便会跃迁到导带。所以只要有电场作用，即可在金属内产生大量的自由（不受原子束缚的）电子，从而使金属获得了高电导率。

半导体中（图1.3,b）的导带与价带被宽度为 ΔW 的禁带所分隔。 ΔW （单位是eV）值的大小确定了为使价带顶部能级的电子能跃迁到导带底部能级而必须给予它的能量。为了克服禁带宽度，必须给价电子以足够的能量，因而不是所有的价电子都能克服阻力从价带跃迁至导带。于是，半导体中自由电子的数目比金属中要少。其结果，自然是电导率减小。

电子克服禁带宽度的能力与外界因素有关。其中特别是晶体的温度影响最大，它是通过晶格热振动时所产生的声子作用在半导体原子中的电子上的。温度越高，声子能量越大，能获得必要的能量克服禁带宽度的电子数量也越多。因此，随温度的上升，纯半导体的电导率也增加。

半导体晶体的禁带宽度不超过3eV，当温度高于80~100K时，纯半导体便开始导电。

绝缘体与半导体不同（见图1.3,c），其禁带更宽。绝缘体的禁带宽度 $\Delta W > 3\text{eV}$ ，甚至可达到6~10eV。因此，绝缘体的电导率很小，只有在温度高于400~800℃或者有强电场作用（击穿）时，才开始有明显的导电性。

能级图中禁带的存在，决定了半导体内部载流子的产生过程的特点与金属的不同。下面以制作半导体器件时使用最广的两种材料锗和硅为例，来分析这些特点。

锗和硅都是元素周期表中的IV族元素。它们的原子外层都有

四个价电子。锗的禁带宽度为 0.72eV ，硅的为 1.12eV 。这些半导体都具有相同的四面体晶格结构。以锗为例的二维（平面的）晶格结构模型如图 1.4, a 所示。

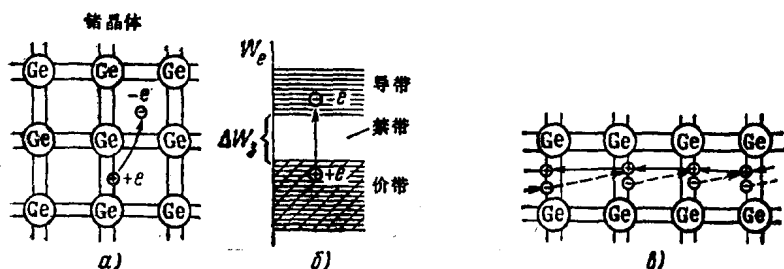


图 1.4 (a) 半导体晶体中自由电子和空穴的产生过程；

(b) 用能级图说明该过程；(c) 半导体晶体中空穴的运动路线

半导体中无晶格缺陷，且温度为热力学温度零度 ($T = 0\text{ K}$) 时，每一原子外层的四个价电子与相邻原子形成所谓电子对或共价键。这种共价键的特点是，晶体中的每一个原子的外层电子轨道与晶格上最邻近的四个原子的外层电子轨道相重叠。在这种情况下，每两个电子同时属于两个相邻的原子，于是原子外层的四个电子就与相邻的四个原子形成共价键。在图 1.4, a 中用两条平行线表示共价键，它们把晶格上两个相邻的原子结合在一起。晶体原子的外层电子全部参与形成原子之间的共价键，说明了电子是处于价带能级上的（见图 1.3, b 和 1.4, b）。

晶体温度的升高，使声子的能量增加。在某一温度下，声子的能量足够大，以致可使电子从晶格原子的共价键中挣脱出来。价电子从共价键中挣脱出来以后，变成自由电子（见图 1.4, a）。电子挣脱原子共价键的过程，在能级图中就相当于电子从价带跃迁到导带的过程（见图 1.4, b）。在外电场的作用下，自由电子便会改变自己的能量，并在晶格之间迁移，即产生电流。

自由电子的产生伴随着原子间共价键的断裂，并在共价键断裂处出现一个空位，称作空穴（见图 1·4, a）共价键上缺少一个电子，相当于在该处出现一个正电荷，这也就是我们所认为的空穴。电子向导带跃迁以后产生了空穴，这在能级图上相当于在价带里出现了一个空的能级。于是在外电场的作用下，价带中的电子（共价键中的电子）便有可能改变自身的能量，即价电子在晶体中可以从一个原子移到另一个原子，并产生电流。在外电场的作用下，价电子的实际运动是依次填补断裂的共价键，这在形式上可以用空穴在晶格中沿反方向运动来代替。事实上，价电子获得必要的能量以后，就向空穴接近，并将它填补（正、负电荷相抵消）。空穴消失了，该原子的共价键得到了恢复，但在失去电子的共价键中出现了新的空穴。我们把晶体内部一个地方空穴消失和另一个地方出现空穴的这种现象，看成是（假定为）空穴的运动（见图 1·4, b）。

把空穴看成是一个独立的带电粒子，主要是因为自由电子与在价带能级上运动的价电子具有不同的迁移率。

当温度高于热力学温度零度时，很多电子都可以从价带跃迁到导带。这个过程称作热激发，由于这种激发在半导体的导带中产生了一定的自由电子浓度 n_i ，而在价带里产生了与之有相等浓度 p_i 的空穴（这里下脚标 i 表示本征半导体，并把 n_i 和 p_i 称作半导体载流子的本征浓度）。载流子浓度与晶体温度、禁带宽度等因素有关，并表示为

$$n_i = p_i = A e^{-\frac{\Delta W_g}{2kT}} \quad (1 \cdot 1)$$

其中， A ——与晶体种类有关的常数； $k = 1.37 \times 10^{-23} \text{ J/K}$ ——玻耳兹曼常数； T ——热力学温度。

从关系式 (1·1) 可以看出，半导体的载流子浓度和电导率随

温度的升高而增大，随禁带宽度的增加而减小。

电子和空穴都是可以移动的粒子。在一定的温度下，由关系式(1.1)所决定的载流子浓度是恒定的。这是因为半导体中任意一个单元体积内，都有两个物理过程同时起作用：一是由于热激发产生载流子；二是由于电子不断由导带返回到价带的空能级，又使电子和空穴成对地消失（载流子复合）。可见，式(1.1)所确定的载流子浓度，是在动态平衡条件下得到的，这时新产生的载流子数与复合掉的载流子数相等。

杂质半导体内的载流子

在生产半导体器件时，除使用纯半导体(主要是纯锗和纯硅)作原材料外，还使用杂质半导体。

在半导体中掺入一些杂质，是因为需要制备以电子导电或以空穴导电为主的半导体和提高它们的电导率。因此，我们相应地把半导体分为电子型(n型)和空穴型(p型)两种类型。

为了得到以电子导电为主的n型半导体，在纯半导体里掺入一种仅产生自由电子的杂质。掺入的杂质是电子的“提供者”，因此称它为施主杂质。对于元素周期表中属于Ⅴ族元素的锗和硅来说，Ⅴ族元素（铟、磷、砷）可做施主杂质，它们每一个原子都有五个价电子。

当掺入这类杂质以后，原半导体晶格个别位置上的原子就被杂质原子所取代(见图1.5,a)，施主杂质的每个原子的四个价电子与四个相邻的原半导体原子组成共价键，而第五个(“剩余”的)电子没有参加共价键，它与自己的原子结合得很弱。为了把它从其原子中夺走变成自由电子，仅需很少的能量，远比从共价键中释放出来一个电子所需要的能量少。“剩余”电子在获得这一微小

的能量（例如室温下晶体声子的能量）以后，便脱离原子，变成了自由电子，而杂质原子本身则变成了正离子（杂质原子电离）。当杂质浓度足够高时，电离以后，将使半导体晶体中产生一定浓度的自由电子和不能够移动的正离子（它固定在杂质原子处）。如果这些自由电子不离开掺杂区域，那末这里的半导体将保持电中性。在某种因素作用下，如果电子离开掺杂区域，到了晶体的另一区域，则所留下的施主原子的正离子就会在该区域形成未被抵消的正空间电荷。

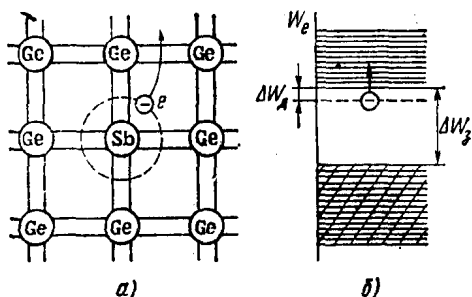


图 1.5 (a) 在 n 型半导体内自由电子的产生；
(b) 用能级图对该过程的说明

了自由电子，而杂质原子本身则变成了正离子（杂质原子电离）。当杂质浓度足够高时，电离以后，将使半导体晶体中产生一定浓度的自由电子和不能够移动的正离子（它固定在杂质原子处）。如果这些自由

电子不离开掺杂区域，那末这里的半导体将保持电中性。在某种因素作用下，如果电子离开掺杂区域，到了晶体的另一区域，则所留下的施主原子的正离子就会在该区域形成未被抵消的正空间电荷。

掺入了杂质以后，n 型半导体的能级图（见图 1.5, b）上，在靠近导带的禁带里，就出现一些彼此靠得很近的局部价电子能级（杂质能级——译注），在热力学温度零度时，这些能级被电子所填满。施主能级的数量取决于晶体内杂质原子的数量。在图 1.5, b 中，杂质能级用虚线来表示。因为 ΔW_0 的宽度很小（与原半导体的种类和掺入施主杂质的材料有关， $\Delta W_0 = 0.01 \sim 0.07 \text{ eV}$ ），所以实际上在室温下，杂质能级上的所有电子都能跃迁到导带，并参加导电。

在这种情况下，决定导带中电子（自由电子）浓度的主要是掺杂浓度 N_d ，而不是价带里固有的，克服了禁带宽度 ΔW_0 跃迁到导带去的那些电子。因此，在 n 型半导体内，电子的浓度 n_0 远大于因电子从价带跃迁到导带而产生的空穴的浓度 p_0 。可以认为，n 型半导体中的电流主要是电子形成的。或者说，在这种情

况下，电子是多数载流子，而空穴是少数载流子。

在 p 型半导体中掺入杂质的目的，是要提高空穴的浓度，其方法是使用元素周期表里的 III 族元素（铟、镓、铝、硼等）作杂质，这些杂质的原子都有三个价电子。掺入这种杂质以后，杂质的每一个原子仅仅与原半导体晶格上相邻原子形成三个完整的

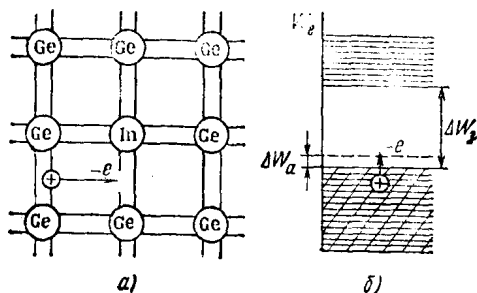


图 1-6 (a) 在 p 型半导体内空穴的产生，
(b) 用能级图对该过程的说明

的共价键（图 1-6, a）。第四个共价键是不完整的。为填满这个不完整的共价键需从晶格上相邻原子那里取得一个它所缺少的电子，之所以能这样，是因为价电子的这种跃迁所需的能量很小。上述电子的跃迁，使相邻原子失掉电子，并在该原子的共价键上产生空穴，而杂质原子则变成一个不能移动的负离子。结果是，在杂质的作用下，半导体内部空穴的浓度提高了。能从相邻原子那里接受价电子的杂质原子称作受主，这种杂质本身称作受主杂质。

当受主杂质原子的浓度足够大时，就会在半导体晶体内部产生一定浓度的空穴和负离子。在杂质半导体的某一个区域内，只要空穴的数量仍等于负离子的数量，这个区域就是电中性的。如果从另外一个区域来的一些电子填补了这个区域里的某些不完整的共价键（产生电子与空穴的复合），这个区域中就会出现由受主杂质离子形成的未被抵消掉的负空间电荷。

现在我们从 p 型半导体能级图上来分析产生空穴的过程。当掺有受主杂质时，在本征半导体能级图的禁带里，在靠近价带

的地方，就会出现一些热力学温度零度条件下完全空着的局部杂质能级（图 1·6,6）。局部能级的数量决定于晶格的掺杂浓度。因为从价带顶到杂质能级之间的宽度 ΔW_a 很小（与半导体的种类、掺入的受主杂质材料有关， $\Delta W_a = 0.01 \sim 0.07 \text{ eV}$ ），所以在室温下，全部杂质能级都被从价带跃迁来的电子所占据。于是，在价带中便出现高浓度的空穴。

在这种情况下，价带中的空穴浓度不是由本征热激发（价电子克服很宽的禁带 ΔW_g ，从价带跃迁到导带，在价带中产生空穴），而主要是由受主掺杂浓度 N_a 来决定的。因此在 p 型半导体中，空穴的浓度 p_0 远比自由电子的浓度 n_0 大。所以 p 型半导体主要靠空穴导电。在这种情况下，空穴是多数载流子，电子是少数载流子。

这样一来，在杂质半导体中，多数载流子的浓度（ n_0 是 n 型半导体的电子浓度， p_0 是 p 型半导体的空穴浓度）是靠掺入杂质取得的，而少数载流子（ p_0 是 n 型半导体的空穴浓度， n_0 是 p 型半导体的电子浓度）则是靠使价电子从价带跃迁到导带的这种热激发所产生的。掺入杂质的数量要使得多数载流子浓度大大（2~3 个数量级）超过少数载流子的浓度。依据掺入杂质浓度的大小，杂质半导体的电导率可比纯半导体的电导率高几万到几十万倍。

杂质半导体的一个独有的特点是，在一定的温度下，多数载流子浓度和少数载流子浓度的乘积为一常数，并用关系式表示为

$$n_0 p_0 = p_i n_i = p_i n_i = A^2 e^{-\frac{\Delta W_g}{kT}} \quad (1.2)$$

其中， $n_i = p_i$ 为纯半导体载流子的本征浓度。

由式 (1.2) 可知，杂质半导体中的少数载流子浓度比纯半导体的本征浓度还低。这是因为随多数载流子的增加，复合作用增

强，少数载流子的浓度降低。在一定的温度下，当杂质半导体载流子浓度的乘积等于纯半导体的载流子浓度的乘积时，便达到了平衡。

因载流子浓度与温度有关，所以半导体器件的温度使用范围受到一定限制。正常工作温度范围的特点是，在多数载流子的浓度近似等于杂质浓度($n_n \approx N_d, p_p \approx N_a$)的情况下，多数载流子浓度应远大于少数载流子浓度($n_n \gg p_n, p_p \gg n_p$)。

当温度高于上限温度时， $n_n \gg p_n$ 和 $p_p \gg n_p$ 的条件便被破坏，这是因为在晶体内由于热激发（价电子克服禁带宽度 ΔW_g ）所产生的载流子浓度大大增加。这时可以发现，半导体的载流子浓度和电导率不再由掺杂浓度来决定，而是由本征载流子浓度决定（杂质半导体变成本征半导体）。工作温度上限与半导体的禁带宽度有关。锗的温度上限为 $75 \sim 80^\circ\text{C}$ ，硅为 $150 \sim 170^\circ\text{C}$ 。这里显示出用硅作半导体器件的原材料所具有的重要优点。

当温度低于工作范围的下限温度时，热激发所产生的少数载流子微不足道。这时，杂质原子电离数量减少所造成的多数载流子浓度下降（电导率也下降）起主要作用。半导体器件的工作温度下限为 $-55 \sim -60^\circ\text{C}$ 。

载流子寿命

杂质半导体内的复合过程，在很多半导体器件中起着重要作用。

假定 n 型半导体晶体的某个区域受到某种外界作用，例如用一束光照射，产生空穴和电子的浓度都超过了一定温度下由式 (1.2) 所确定的平衡载流子浓度，并分别表示为 $p_0 = p_n + \Delta p(0)$ 和 $n_0 = n_n + \Delta n(0)$ 。在此例中，因载流子浓度的增加是由价带电