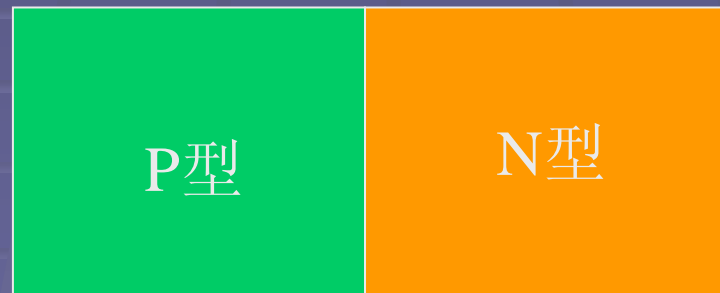


三、pn结

在前面几结中我们了解了本征半导体和杂质半导体，根据对导电性的影响，杂质半导体又分为n型半导体和p型半导体。如果把一块n型半导体和p型半导体结合在一起，在两者的交界面就形成了所谓的pn结，在这一结我们就是要了解pn结的一些性质。

1、pn结的形成和杂质分布

在一块n型（或p型）半导体单晶上，用适当的工艺方法（如：合金法、扩散法、生长法、离子注入法等）把p型（或n型）杂质掺入其中，使这块单晶的不同区域分别具有n型和p型的导电类型，在二者的交界面出就形成了pn结。



结

合金法制备pn结

下图表示用合金法制造pn结的过程，把一小粒铝放在一块n型单晶硅片上，加热到一定程度，形成铝硅的熔融体，然后降低温度，熔融体开始凝固，在n型硅片上形成一含有高浓度铝的p型硅薄层，它和n型硅衬底的交界面处即为pn结。

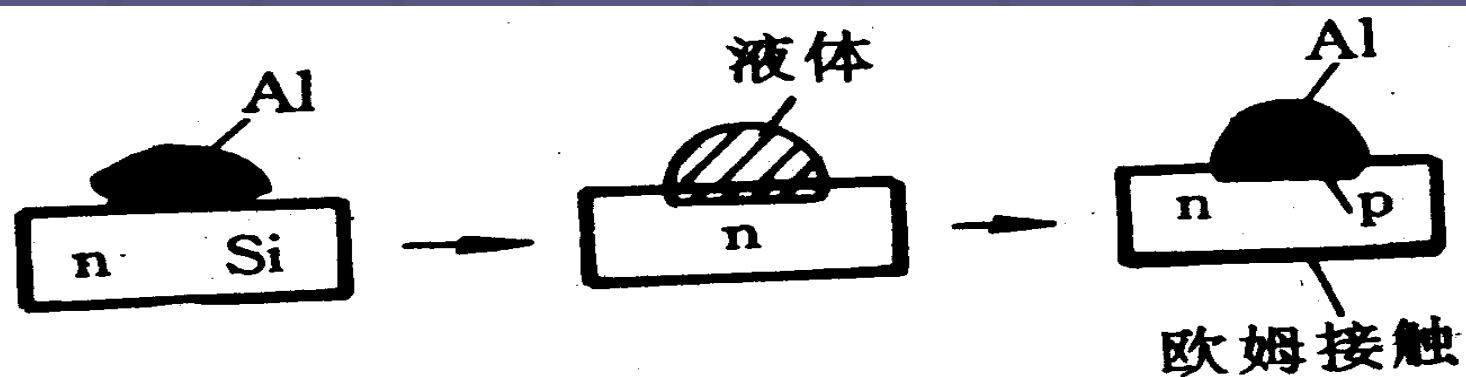
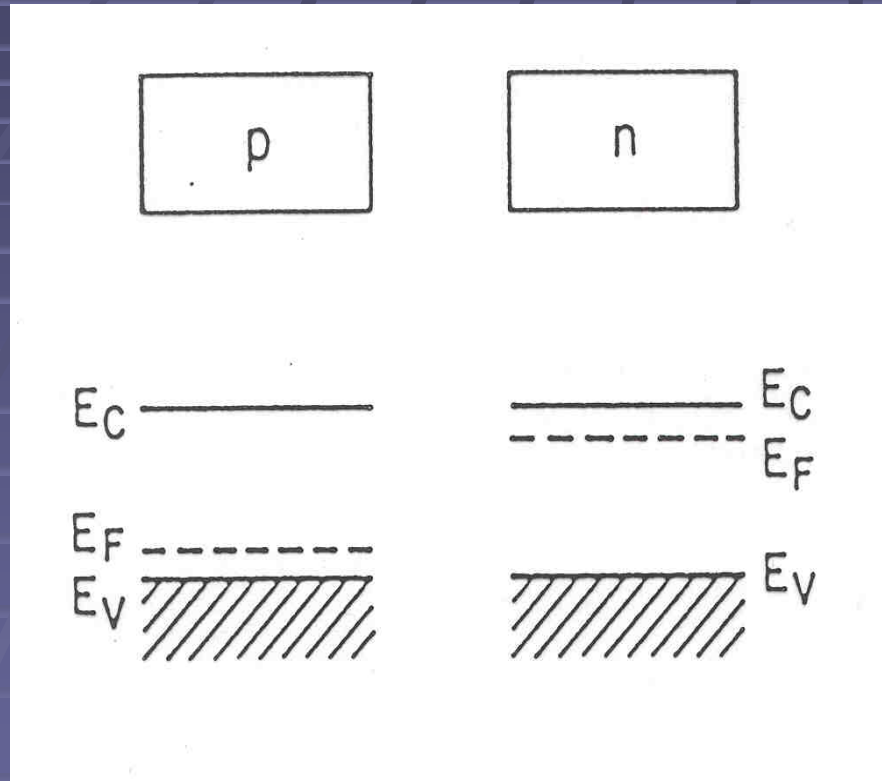
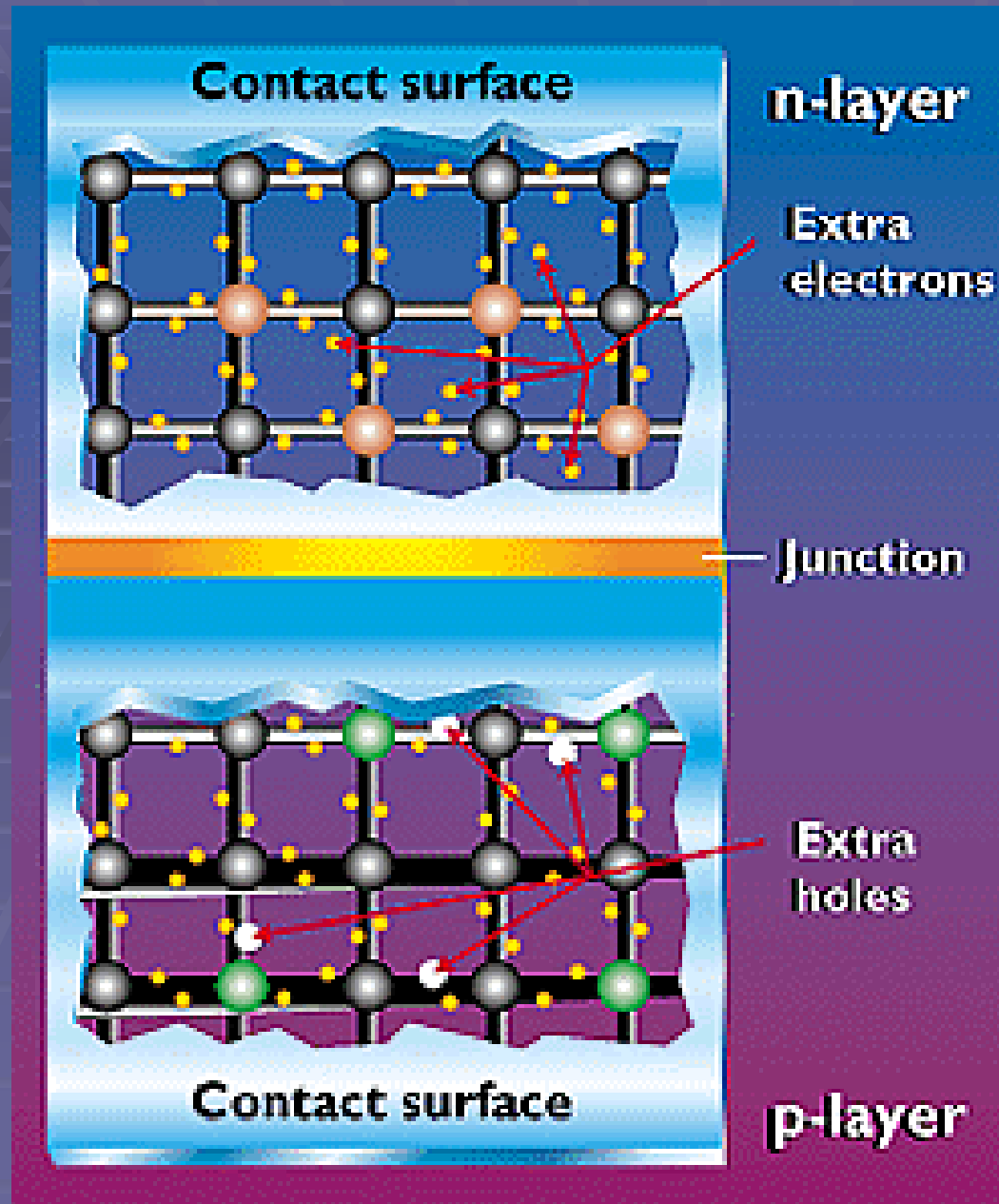


图 6-2 合金法制造 p-n 结过程

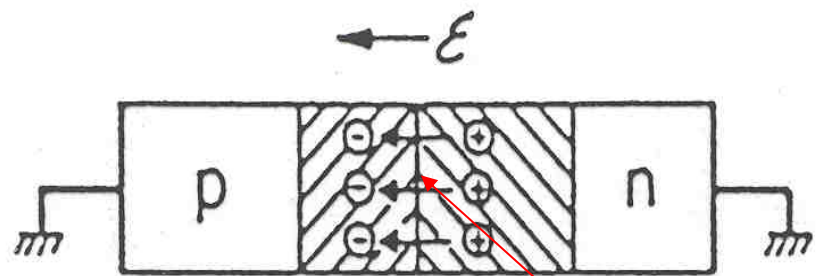
2、空间电荷区



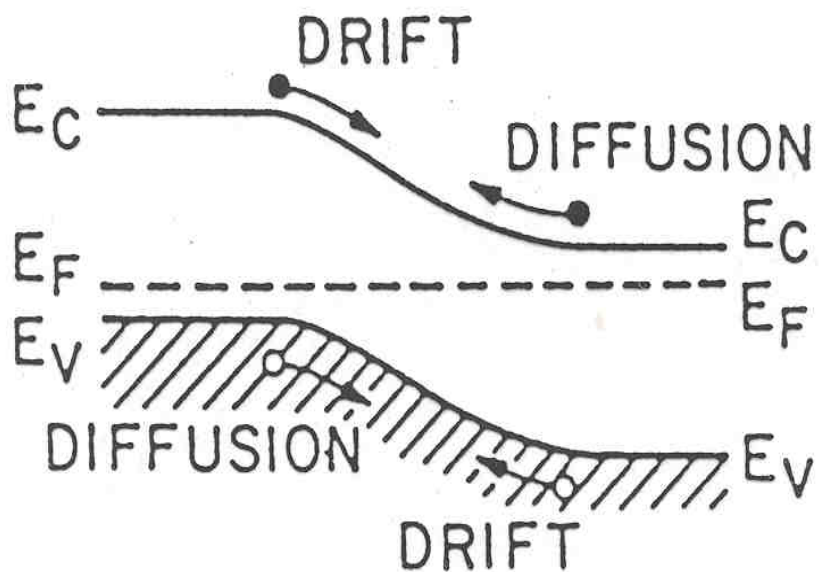
考虑两块半导体，一块是 n 型，一块是 p 型。在 n 型半导体中电子很多而空穴很少，在 p 型半导体中空穴很多而电子很少。左图是 n 型和 p 型半导体的能带图。



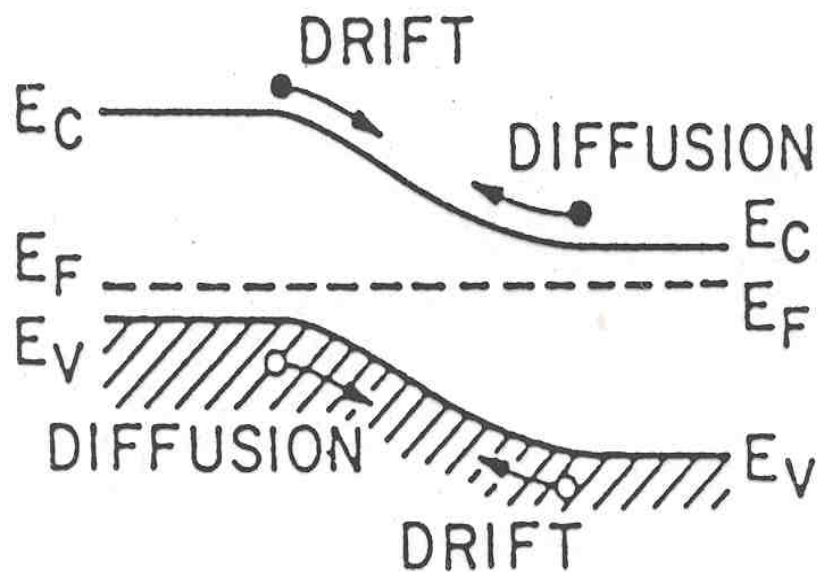
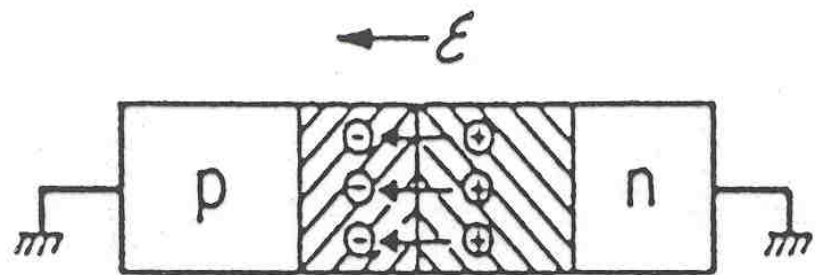
当这两块半导体结合形成pn结时，由于它们之间存在载流子浓度梯度，导致了空穴从p区到n区，电子从n区到p区的扩散运动。



空间电荷区



对于p区，空穴离开后，留下了不可动的带负电的电离受主，这些电离受主，没有正电荷与之保持电中性，因此，在p-n结附近p区一侧出现了一个负电区域。同理，在p-n结附近n区一侧出现了由电离施主构成的一个正电荷区，通常就把在p-n结附近的这些电离施主和电离受主所带的电荷称为空间电荷。它们所存在的区域称为空间电荷区。

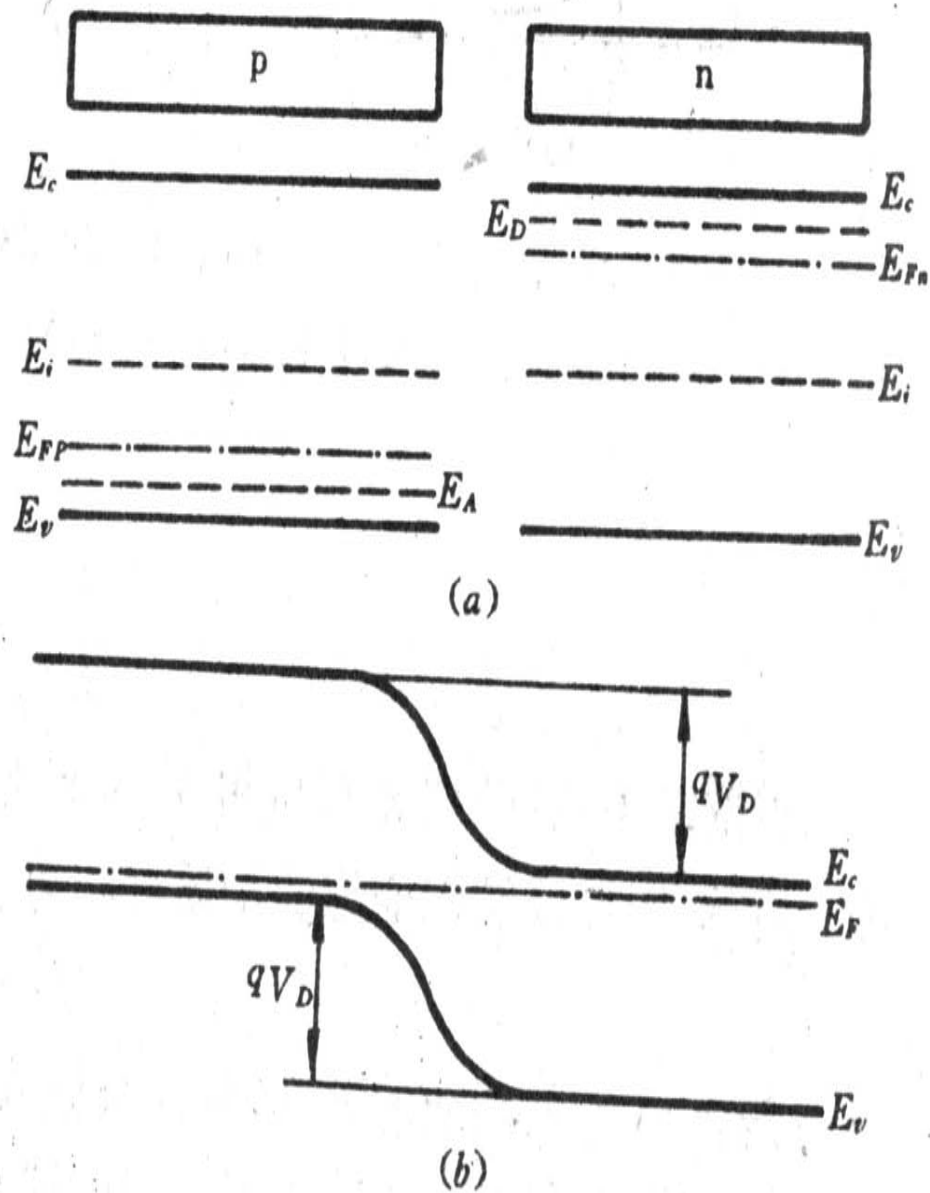


空间电荷区中的这些电荷产生了从n区指向p区，即从正电荷指向负电荷的电场，称为**内建电场**。在内建电场的作用下，载流子作漂移运动。显然，电子和空穴的漂移运动方向与它们各自的扩散运动方向相反。因此，内建电场起着阻碍电子和空穴继续扩散的作用。

随着扩散运动的进行，空间电荷逐渐增多，空间电荷区也逐渐扩展；同时，内建电场逐渐增强，载流子的漂移运动也逐渐加强。在无外加电压的情况下，载流子的扩散和漂移最终将达到动态平衡，即从n区向p区扩散过去多少电子，同时就有同样多的电子在内建电场作用下返回n区。因而电子的扩散电流和漂移电流大小相等，方向相反而互相抵消。对于空穴，情况完全相似。因此，没有电流流过p-n结。或者说流过p-n结的净电流为零。这时空间电荷的数量一定，空间电荷区不再继续扩展，保持一定的宽度，其中存在一定的内建电场。一般称这种情况为热平衡状态下的p-n结（简称为平衡p-n结）。

平衡p-n结的情况，可以用能带图表示。

当两块半导体结合形成p-n结时，按照费米能级的意义，电子将从费米能级高的n区流向费米能级低的p区，空穴则从p区流向n区，因而 E_{Fn} 不断下移，而 E_{Fp} 不断上移，直至 $E_{Fn}=E_{Fp}$ 时为止。这时p-n结中有统一的费米能级 E_F ，p-n结处于平衡状态。



由平衡时的p-n结能带图可看出，在p-n结的空间电荷区中能带发生弯曲，这是空间电荷区中电势变化的结果。因能带弯曲，电子从势能低的n区向势能高的p区运动时，必须克服这一势能“高坡”，才能到达p区；同理，空穴也必须克服这一势能“高坡”，才能从p区到达n区，这一势能“高坡”通常称为p-n结的势垒，故空间电荷区也叫势垒区。

平衡p-n结的空间电荷区两端间的电势差 V_D ，称为p-n结的接触电势差或内建电势差。相应的电子电势能之差即能带的弯曲量 qV_D 称为p-n结的势垒高度。

由能带图可知，势垒高度正好补偿了n区和p区费米能级之差，使平衡p-n结的费米能级处处相等，因此

$$qV_D = E_{Fn} - E_{Fp}$$
$$V_D = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_D N_A}{n_i^2}$$

上式表明， V_D 和p-n结两边的掺杂浓度、温度、材料的禁带宽度有关。

3、p-n结电流电压特性

平衡p-n结中，存在着具有一定宽度和势垒高度的势垒区，其中相应地出现了内建电场；每一种载流子的扩散电流和漂移电流互相抵消，没有净电流通过p-n结；相应地在p-n结中费米能级处处相等。当p-n结两端有外加电压时，p-n结处于非平衡状态，下面就p-n结的电流电压特性作一定性说明。

p-n结加正向偏压（即p区接电源正极，n区接负极）

因为势垒区内载流子浓度很小，电阻很大，势垒区外的n区和p区中的载流子浓度很大，电阻很小，所以外加正向偏压基本上降落在势垒区。正向偏压在势垒区产生了与内建电场方向相反的电场，因而减弱了势垒区中的电场强度，这就表明空间电荷相应减少。故势垒区的宽度也减小，同时势垒高度从 qV_D 下降为 $q(V_D - V)$ ，如图所示。

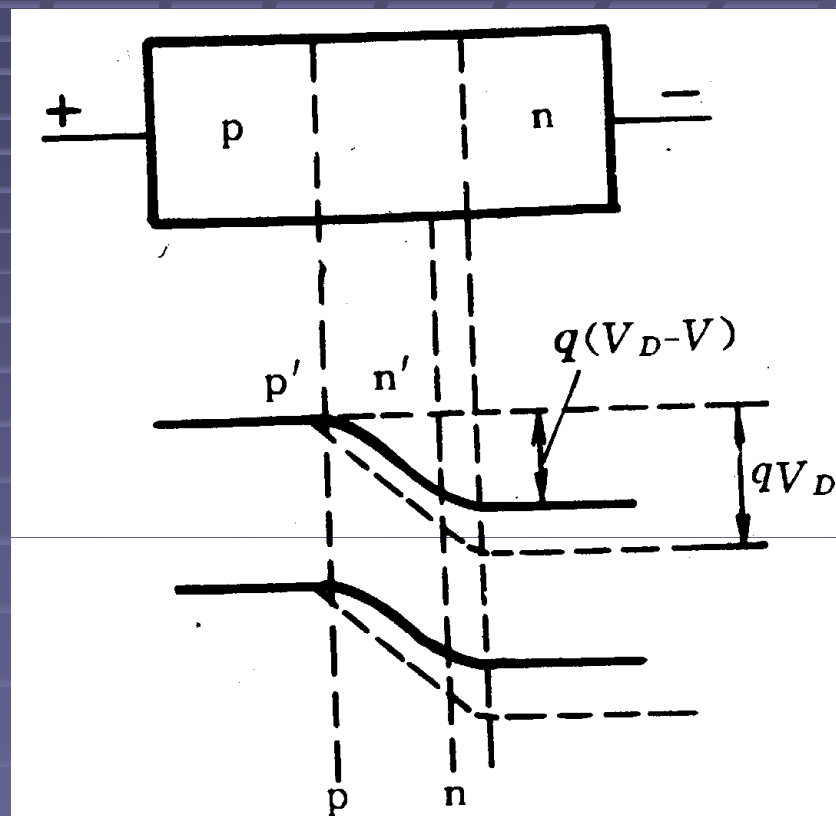


图 6-10 正向偏压时 p-n 结势垒的变化

势垒区电场减弱，破坏了载流子的扩散运动和漂移运动之间原有的平衡，削弱了漂移运动，使扩散流大于漂移流。所以，在正向偏压下，产生了电子从n区向p区以及空穴从p区向n区的净扩散流。

电子通过势垒区扩散进入p区，在边界 pp' ($x=-x_p$)处形成电子的积累，成为p区的非平衡少数载流子，结果使 pp' 处的电子浓度比p区内部高，形成了从 pp' 处向p区内部的电子扩散流。非平衡载流子边扩散边复合，经过比扩散长度大若干倍的距离后，全部被复合。这一段区域称为扩散区。在一定的正向偏压下，单位时间内从n区来到 pp' 处的非平衡少数子浓度是一定的，并在扩散区内形成一稳定的分布。这样，在 pp' 处就有一不变的向p区内部流动的电子扩散流。同理，在边界 nn' 处也有一不变的向n区内部流动的空穴扩散流。当增大偏压时，势垒降得更低，增大了流入p区的电子流和流入n区的空穴流，这种由于外加正向偏压的作用使非平衡载流子进入半导体的过程称为非平衡载流子的电注入。

p-n结加反向偏压（即n区接电源正极，p区接负极）

当p-n结加上反向偏压 V 时，反向偏压在势垒区产生的电场与内建电场方向一致，势垒区的电场增强，势垒区也变宽，势垒高度由 qV_D 增高为 $q(V_D - V)$ 。

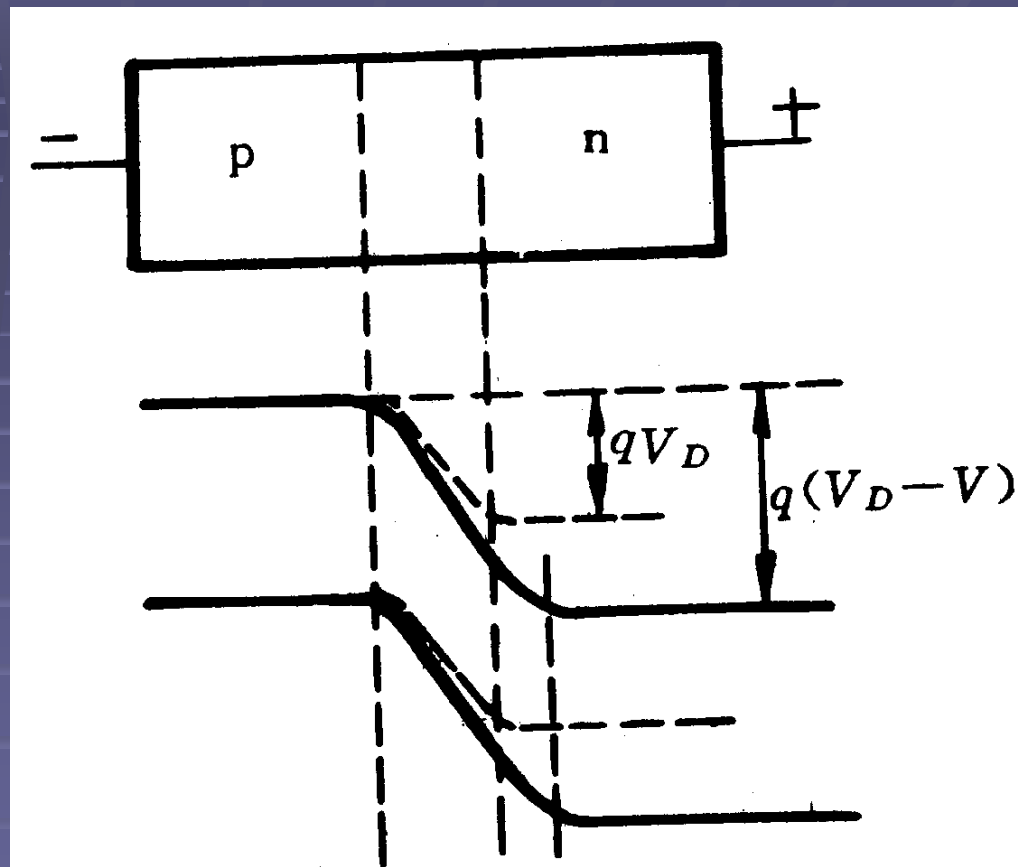


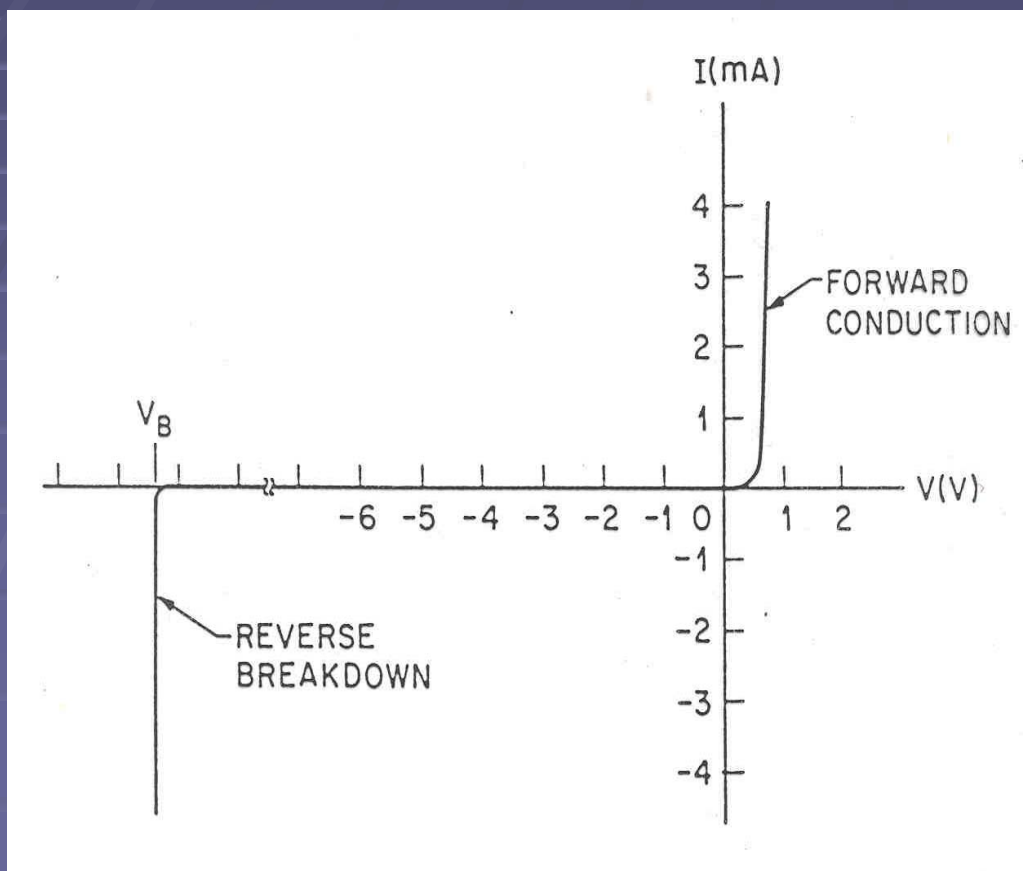
图 6-12 反向偏压下 p-n 结势垒的变化

势垒区的增强，破坏了载流子的扩散运动和漂移运动之间原有的平衡，增强了漂移运动，使漂移流大于扩散流。这时n区边界nn'处的空穴被势垒区的强电场驱向p区，而p区边界pp'处的电子被驱向n区。当这些少数载流子被电场驱走后，内部的少子就来补充，形成了反向偏压下的电子和空穴扩散电流，这种情况好象少数载流子不断地被抽出来，所以称为少数载流子的抽取或吸出。p-n结中总的反向电流等于势垒区边界nn'和pp'附近的少数载流子扩散电流之和。因为少子浓度很低，而扩散长度基本不变化，所以反向偏压时少子的浓度梯度也较小；当反向偏压很大时，边界处的少子可以认为是零。这时少子的浓度梯度不再随电压变化，因此扩散电流也不随电压变化，所以在反向偏压下，p-n结的电流较小并且趋于不变。

理想p-n结的电流电压方程

$$J = J_s [\exp(qV/kT) - 1]$$

$$J_s = \frac{qD_n n_{p0}}{L_n} + \frac{qD_p p_{n0}}{L_p}$$



p-n结具有单向导电性或整流效应。在正向偏压下，正向电流密度随着正向偏压呈指数关系迅速增大。在反向偏压下， $J = -J_s$ ，即反向电流密度是常量，与外加电压无关。故称 J_s 为反向饱和电流密度。

四、半导体的光学性质

1、光吸收

固体对光的吸收过程，通常以折射率、消光系数和吸收系数来表征。

根据麦克斯韦电磁波理论，当光波（也是电磁波）在不带电的，各向同性的导电媒质中沿x方向传播时，其电场强度E满足以下方程：

$$E_y = E_0 \exp(-wkx/c) \exp[iw(t-nx/c)]$$

这说明，光在媒质中传播时，是以 c/n 的速度沿x方向传播，其振幅按 $\exp(-wkx/c)$ 的形式下降。

这里， n 是通常的折射率，而 k 则是表征光能衰减的参量，称为消光系数。

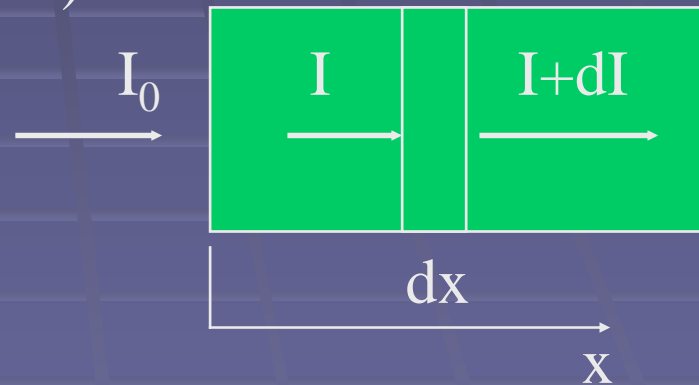
复数折射率 $N=n-ik$ ← 消光系数
 ↑
 折射率

同样，可以推导出光波的磁矢量也是按 $\exp(-wkx/c)$ 规律衰减的。因此，光强将按 $\exp(-2wkx/c)$ 衰减。即：

$$I=I_0\exp(-2wkx/c)$$

用透射法测定光的衰减时，发现媒质中光的衰减与光强度成正比，引入比例系数 α ，得

$$dI/dx=-\alpha I \longrightarrow I=I_0\exp(-\alpha x)$$



式中 α 是和光强度无关的比例系数，称为媒质的吸收系数。

α 物理意义是： α 相当于某波长的光在媒质中传播1/ α 距离时能量减弱到原来能量的1/e。一般用吸收系数的倒数1/ α 来表征该波长的光在材料中的透入深度。

根据比较，可得吸收系数与波长 λ 以及消光系数k的关系

$$\alpha=2\omega k/c=4\pi k/\lambda$$

反射系数和透射系数

当光波照射到媒质界面时，必然发生反射和折射。一部分光从界面反射，另一部分则透射入媒质。

当光从空气垂直入射于折射率为 $N=n-ik$ 的媒质界面时，可以推得反射系数

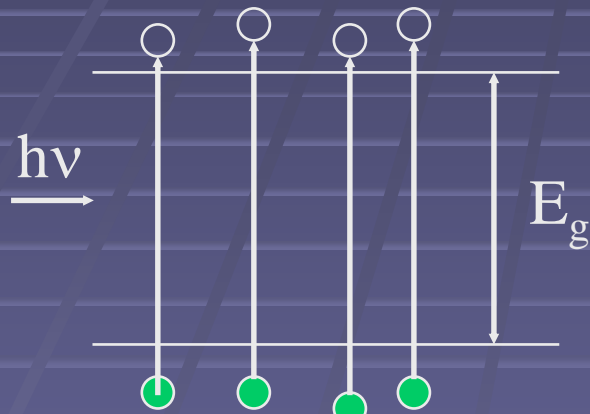
$$R = \frac{(n-1)^2+k^2}{(n+1)^2+k^2}$$

而透射系数 $T=1-R$

前面已经介绍过，光在光在导电媒质中传播时具有衰减现象，即产生光的吸收。半导体材料能强烈地吸收光能，具有 10^5cm^{-1} 的吸收系数。

大量实验证明，价带电子跃迁是半导体研究中最重要吸收过程。当一定波长的光照射半导体材料时，电子吸收足够的能量，从价带跃迁入导带。电子从低能带跃迁到高能带的吸收，相当于原子中的电子从能量较低的能级跃迁到能量较高的能级的吸收。其区别在于：原子中的能级是不连续的，两能级间的能量差是定值，因而电子的跃迁只能吸收一定能量的光子，出现的是吸收线；而在晶体中，与原子能级相当的是一个由很多能级组成，实际上是连续的能带，因而光吸收也就表现为连续的吸收带。

本征吸收



理想半导体在绝对零度时，价带是完全被电子占满的，因此价带内的电子不可能被激发到更高的能级。唯一有可能的吸收是足够能量的光子使电子激发，越过禁带跃迁入空的导带，而在价带中留下一个空穴，形成电子-空穴对。这种由带与带之间的跃迁所形成的吸收过程称为本征吸收。

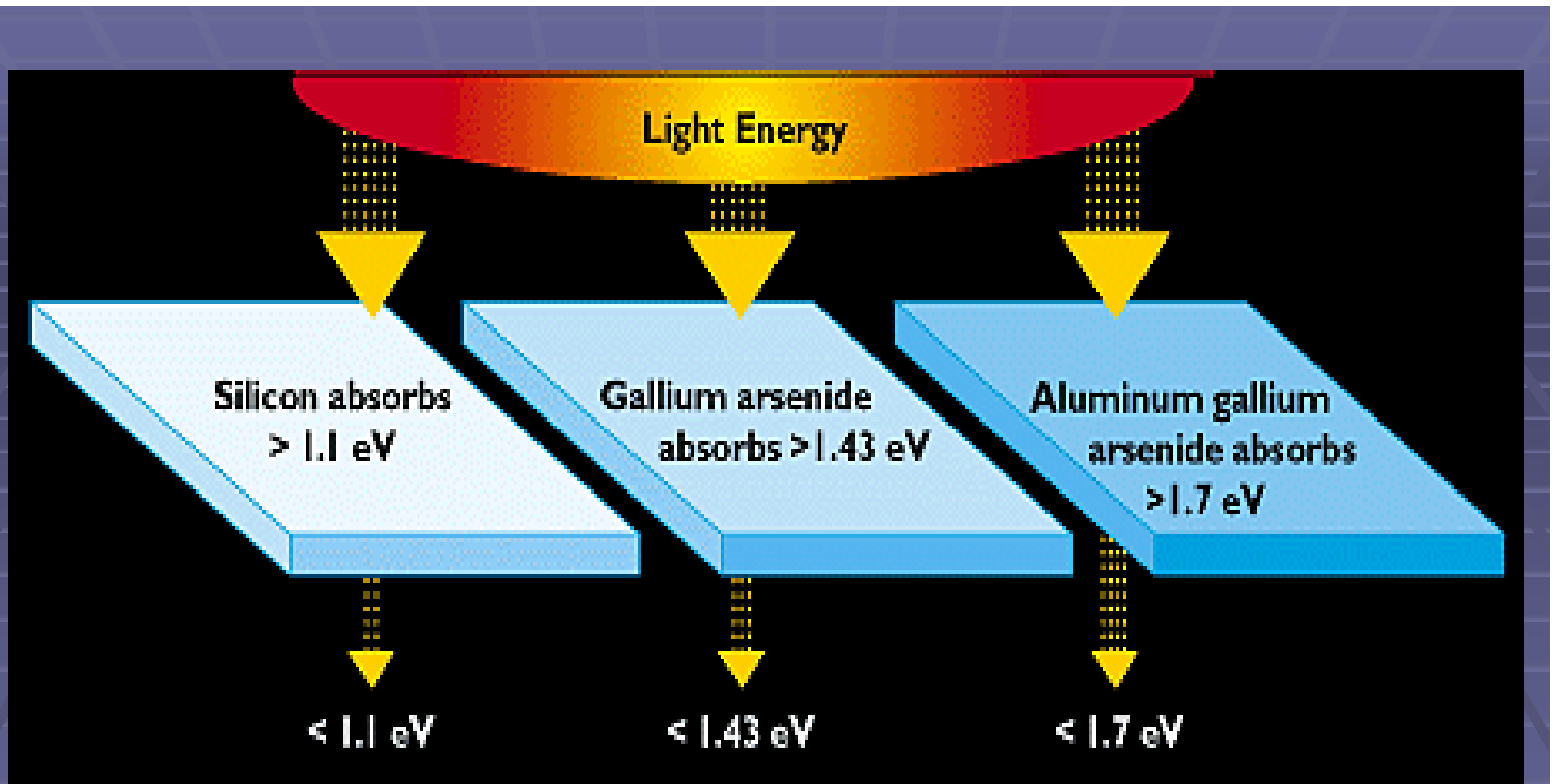
显然，要发生本征吸收，光子能量必须等于或大于半导体的禁带宽度，即

$$h\nu \geq h\nu_0 = E_g$$

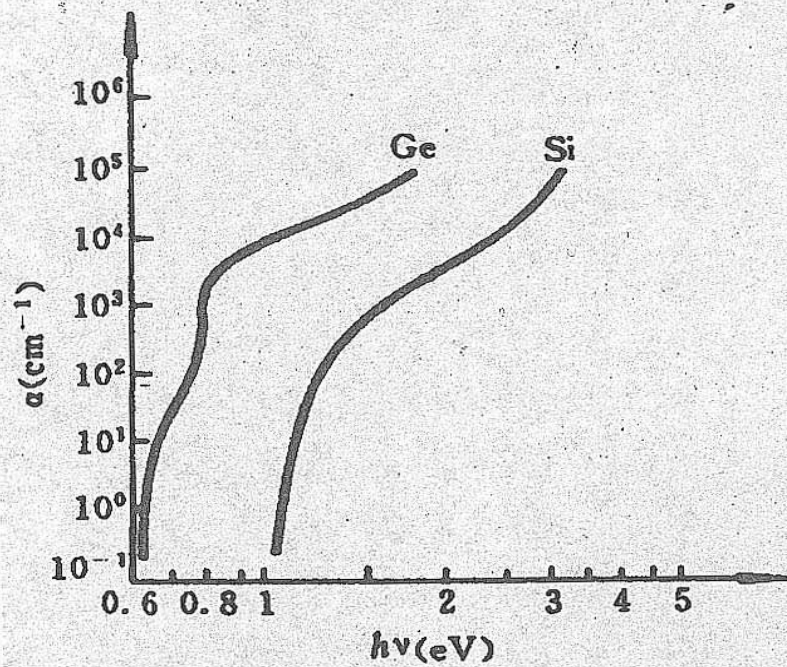
$h\nu_0$ 是能够引起本征吸收的最低限度光子能量。也就是说，在本征吸收光谱中，必然在低频方面存在一个频率界限 ν_0 （或者在长波方面存在一个波长界限 λ_0 ）。当频率低于 ν_0 或波长大于 λ_0 时，不可能产生本征吸收，吸收系数将会迅速下降。这种吸收系数显著下降的特定波长 λ_0 （或特定频率 ν_0 ），称为半导体的本征吸收限。

根据半导体材料的不同的禁带宽度 E_g ，可算出相应的本征吸收长波限。

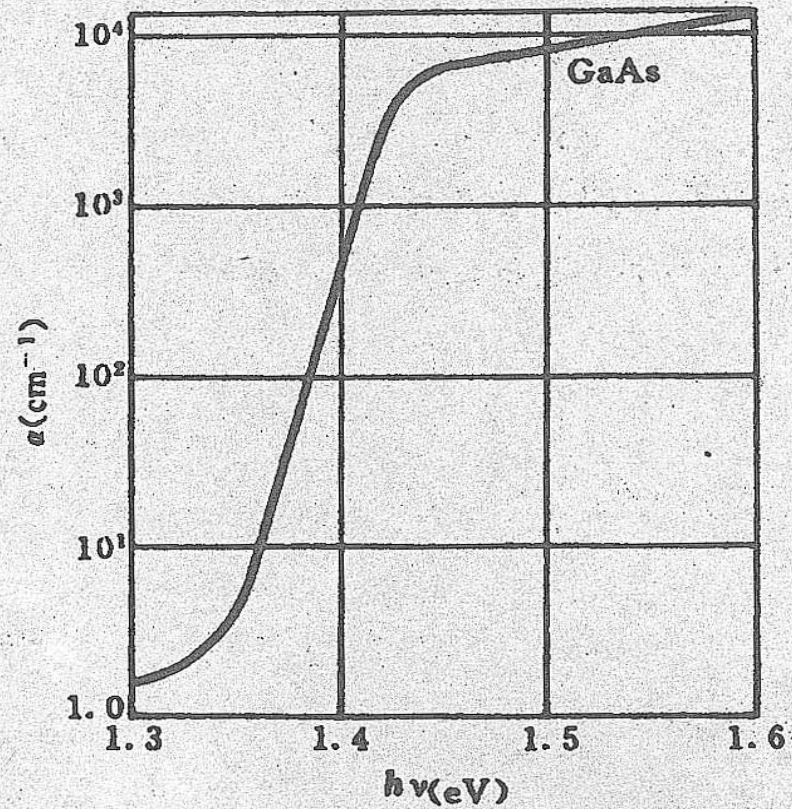
$$\lambda_0 = 1.24(\mu\text{m})/E_g(\text{eV})$$



Photons with energy greater than the band gap may be absorbed to create free electrons. Photons with energy less than the band gap pass through the material or create heat.



(a)



(b)

图 10-8 本征吸收系数和能量的关系

(a) 半导体 Ge 和 Si; (b) 半导体 GaAs。

上图是Ge、Si、GaAs的本征吸收系数和光子能量的关系。

其他吸收过程

实验证明，波长比本征吸收限 λ_0 长的光波在半导体中往往也能被吸收。这说明，除了本征吸收外，还存在着其它的光吸收过程：主要有激子吸收、杂质吸收、自由载流子吸收等。

激子吸收：在本征吸收限，光子的吸收恰好形成一个在导带底的电子和一个在价带顶的空穴。这样形成的是完全自由的电子和空穴，它们之间没有相互作用，在外加电场的作用下能改变运动状态而且能使电导率增大。但在低温时发现，某些晶体在本征连续吸收光谱出现以前，即 $h\nu < E_g$ 时，就已经出现一系列吸收线，并且对应于这些吸收线并不伴有光电导。这是因为这种吸收并不引起价带电子直接激发到导带，而是形成所谓“激子”。

理论和实验都证明，如果光子能量小于 E_g ，价带电子受到激发后虽然跃出了价带，但还不足以进入导带而成为自由电子，仍然受到空穴的库仑场作用。这种受激电子和空穴互相束缚而结合在一起成为一个新系统，称为：激子。这样的光吸收称为激子吸收。

激子在晶体中产生后可以在整个晶体中运动，但由于其作为一个整体是电中性的，因此不形成电流。

激子在运动过程中可以通过两种途径消失：一种是通过热激发或其它能量的激发使激子分离成为自由电子和空穴；另一种是激子中的电子和空穴通过复合，使激子消灭而同时放出能量（发射光子或同时发射光子和声子）。

自由载流子吸收：对于一般半导体材料，当入射光子能量不够高不足以引起电子从带到带的跃迁或形成激子时，仍然存在吸收，而且其强度随波长增大而增加。这是自由载流子的跃迁引起的，称为自由载流子吸收。与本征跃迁不同，自由载流子吸收中，电子从低能态到高能态的跃迁是在同一能带内发生的。

杂质吸收：束缚在杂质能级上的电子或空穴也可以引起光的吸收。电子可以吸收光子跃迁到导带能级；空穴也同样可以吸收光子而跃迁到价带（或者说电子离开价带填补了束缚在杂质能级上的空穴）。这种光吸收称为杂质吸收。杂质吸收也引起连续的吸收光谱，引起杂质吸收的最低光子能量显然等于杂质上电子或空穴的电离能，因此，杂质吸收光谱也具有长波吸收限。

2、半导体的光电导

我们先来复习以下欧姆定律：

以金属为例，在导体两端加以电压 V ，导体内就形成电流，电流强度为

$$I=V/R$$

R 是导体的电阻，与导体长度成正比，与截面积成反比。

$$\text{即： } R=\rho l/s, \quad \rho=1/\sigma$$

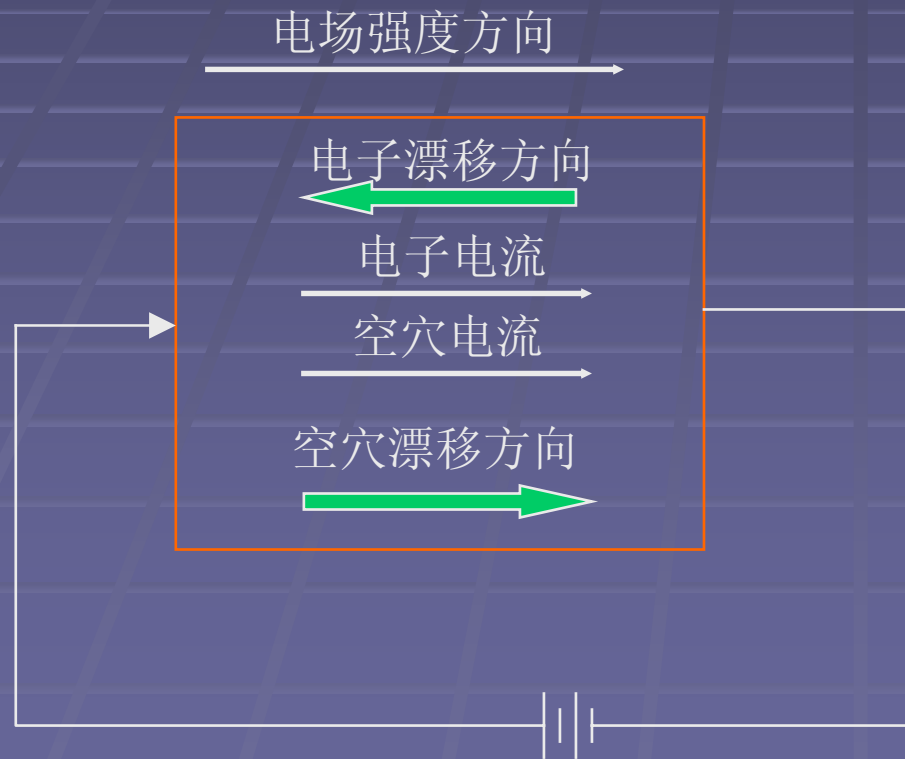
其中 ρ 为导体的电阻率，而 σ 则是电导率。

我们还可以推出欧姆定律的微分形式，它将通过导体中某一点的电流密度 J 和该处的电导率 σ 及电场强度 E 直接联系起来。

$$\vec{J}=\sigma\vec{E}$$

并且， $\sigma=nq\mu$ ， μ 是载流子的迁移率，代表单位场强下的载流子的平均漂移速度。

实验发现，在电场强度不太大的情况下，半导体中的载流子在电场作用下的运动仍遵循欧姆定律。但是，半导体中存在两种载流子，即带正电的空穴和带负电的电子，而且载流子浓度又随着温度和掺杂的不同而不同，所以，它的导电机构要比导体复杂些。



如图所示，在一块均匀的半导体两端加以电压，在半导体内部就形成电场，因为电子带负电，空穴带正电，所以两者漂移运动的方向不同，电子反电场方向漂移，空穴沿电场方向漂移。但是，形成的电流都是沿着电场方向，因而半导体中的导电作用应该是电子导电和空穴导电的总和。

根据上述分析，在半导体中总电流密度应该是电子电流密度 J_n 和空穴电流密度 J_p 之和。

$$J=J_n+J_p=(nq\mu_n+pq\mu_p)E$$

这样，得到半导体的电导率 $\sigma = nq\mu_n+pq\mu_p$

对于两种载流子浓度相差很悬殊而迁移率差别不大的杂质半导体来说，它的电导率主要取决于多数载流子。对于 n型半导体， $n \gg p$ ，空穴对电流的贡献可以忽略，电导率为

$$\sigma = nq\mu_n$$

对于p型半导体， $p \gg n$ ，电导率为

$$\sigma = pq\mu_p$$

对于本征半导体， $n=p$ ，电导率为

$$\sigma = nq (\mu_n + \mu_p)$$

前面所讲的都是热平衡状态下的情况，我们已提过，当用适当波长的光（例如： $\lambda < \lambda_0$ 的光）照射半导体时，在半导体中将会出现非平衡载流子，而载流子浓度的增大必须使样品电导率增大，这种由光照引起的半导体电导率增加的现象称为光电导。我们主要讨论由于本征吸收引起的光电导，称为本征光电导。

无光照时，半导体的暗电导率应该是

$$\sigma = n_0 q \mu_n + p_0 q \mu_p$$

其中 q 是电子电量， n_0 和 p_0 为平衡载流子浓度， μ_n 和 μ_p 分别是电子和空穴迁移率。

当光照以后，产生非平衡载流子 $\Delta n = \Delta p$ ，当带电子刚被激发到导带时，可能比原来在导带中的热平衡载流子有较大的能量；但光生电子通过与晶格碰撞，在极短的时间内就以发射声子的形式丢失多余的能量，变成热平衡电子。因此，可以认为在整个光电导过程中，光生电子与热平衡电子具有相同的迁移率。

因而在光照下，

$$\sigma = n q \mu_n + p q \mu_p$$

式中 $n=n_0+\Delta n$, $p=p_0+\Delta p$.

附加光电导 $\Delta \sigma=q(\Delta n \mu_n + \Delta p \mu_p)$

这样可得光电导的相对值

$$\frac{\Delta \sigma}{\sigma} = \frac{\Delta n \mu_n + \Delta p \mu_p}{n_0 \mu_n + p_0 \mu_p}$$

考虑到本征光电导 $\Delta n=\Delta p$, 引入 $b=\mu_n/\mu_p$, 得

$$\frac{\Delta \sigma}{\sigma} = \frac{(1+b) \Delta n}{n_0 b + p_0}$$

从上式可看出, 要制得相对光电导高的光敏电阻, 应该使 n_0 和 p_0 有较小数值。因此光敏电阻一般由高阻材料或在低温下使用。

3、半导体的光生伏特效应

当用适当波长的光照射非均匀半导体(p-n结等)时，由于内建电场的作用（不加外电场），半导体内部产生电动势（光生电压）；如将p-n结短路，则会出现电流（光生电流）。这种由内建电场引起的光电效应，称为光生伏特效应。

光生伏特效应是光电池的基本原理，我们将在下一章详细介绍。