

第一章 半导体物理基础

- 1.1 半导体的晶格结构
- 1.2 半导体的电子状态和能带结构
- 1.3 半导体中的掺杂与载流子
- 1.4 载流子输运和复合

电场作用下的漂移运动

- **漂移**：载流子在电场作用下的定向运动
- **迁移率**：单位电场下载流子的平均漂移速度
- **电导率与迁移率成正比**

$$\sigma = nq\mu_n + pq\mu_p \quad \mu_n, \mu_p \text{ 分别是电子迁移率和空穴迁移率}$$

$$j = nq(\mu_n E) + pq(\mu_p E) = nq\bar{v}_n + pq\bar{v}_p$$

- **对于掺杂半导体，一般只需要考虑多子导电**

$$\sigma = \begin{cases} nq\mu_n & (n\text{型}) \\ pq\mu_p & (p\text{型}) \end{cases}$$

低掺杂浓度下典型半导体迁移率

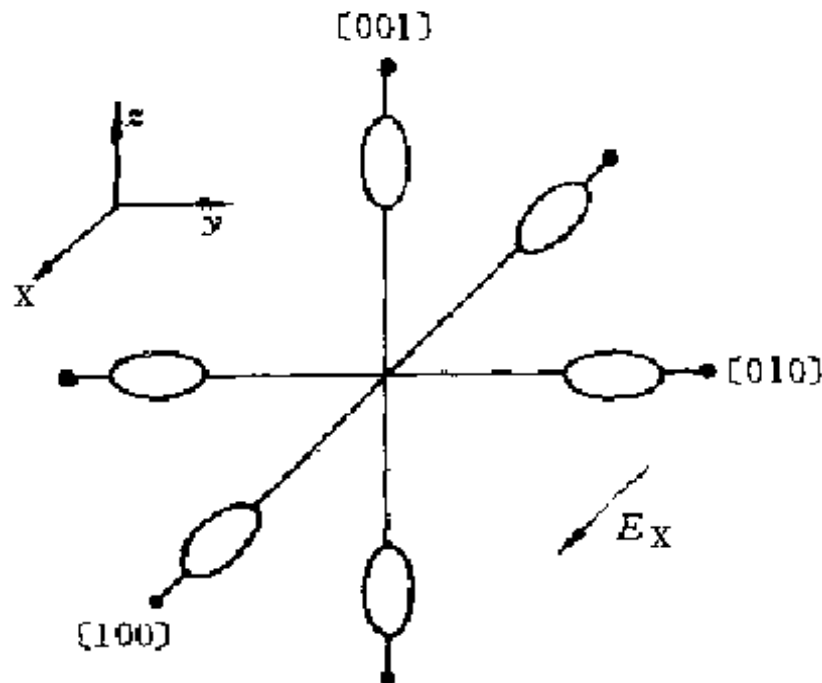
- Si: $\mu_n = 1350 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$, $\mu_p = 480 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$
- Ge: $\mu_n = 3900 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$, $\mu_p = 1900 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$
- GaAs: $\mu_n = 8500 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$, $\mu_p = 400 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$
- 迁移率
 - 与电子或空穴的加速过程和碰撞过程有关

$$\mu_n = \frac{q\tau_{cn}}{m_{cn}^*} \quad \mu_p = \frac{q\tau_{cp}}{m_{cp}^*}$$

- 决定于**电导有效质量** m_c^* , 以及平均弛豫时间 τ_c

半导体材料的电导有效质量

- 如等能面为球形
 - 则有效质量各方向相同
- 如等能面为旋转椭球面
 - 各方向的有效质量不等
 - 左图为Si导带底等能面，若电场方向为x方向，对应3个轴上的导带底有效质量不同
 - [100]轴, m_l
 - [001]、[010]轴, m_t
 - 根据电导率得到电导有效质量



$$\frac{1}{m_c^*} = \left(\frac{1}{m_l^*} + \frac{2}{m_t^*} \right) / 3$$

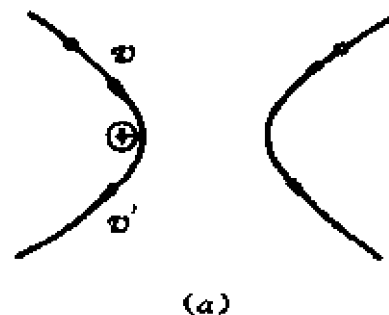
半导体的主要散射机制

- **根本原因：周期性势场的破坏**

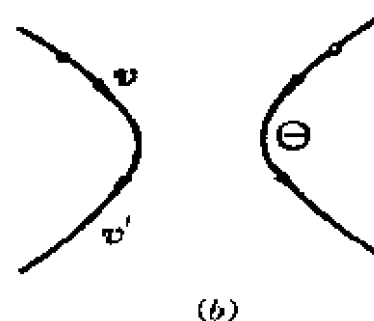
- 附加势场使得电子可以从 k 状态跃迁到 k' 状态，即电子运动发生散射

- **来源一：电离杂质散射**

- 杂质电离后形成离子，对周围形成库仑势场
- 载流子运动方向发生偏转
 - 杂质越多，散射多
 - 温度越高，载流子速度大，容易绕过，不易散射



施主杂质离子



受主杂质离子

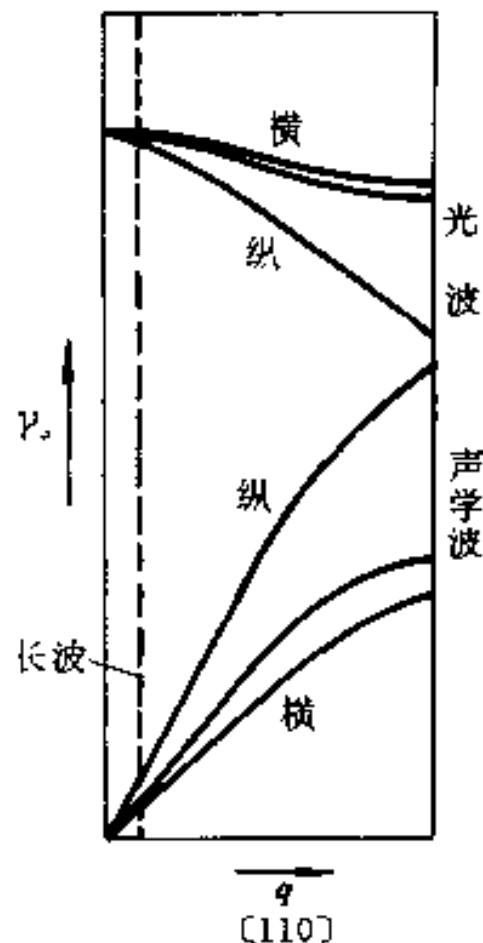
来源2：晶格振动的散射

- **晶格振动**

- 声学波声子
- 光学波声子

- **低温下以长声学声子为主，高温下均可能参与**

- 电子波长 10^{-8}m ，声子波长应具有相同量级（原子间距 10^{-10}m ）
- 长声学波声子能量小，近似弹性散射
- 长光学波声子能量高，属于非弹性散射



载流子迁移率与温度的关系

- 杂质散射部分 $\frac{1}{\mu_I} \propto \frac{1}{\tau} \propto \frac{N_I}{T^{3/2}}$

- 温度越高，热运动速度越大，散射几率越小，载流子迁移率越高
- 杂质散射的影响以低温、常温下为主

- 晶格振动散射部分 $\frac{1}{\mu_L} \propto \frac{1}{\tau} \propto T^{3/2}$

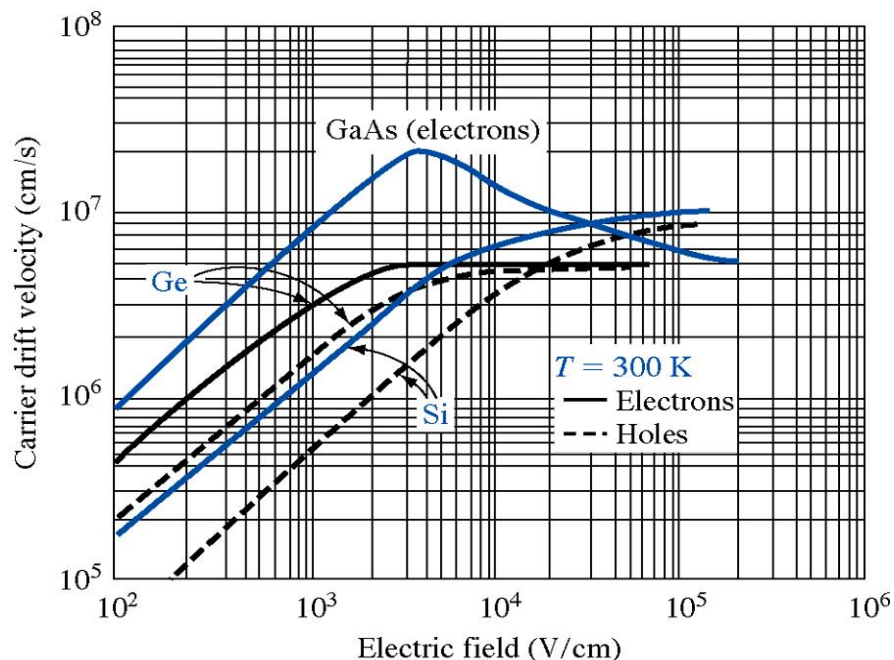
- 温度越大，散射几率增大（高温下为主）

高电场下的载流子速度饱和

- 漂移运动是叠加在热运动之上的附加运动
- 弱场条件下，漂移速度远小于热运动速度，平均弛豫时间不变，迁移率不变，漂移速度正比于电场强度
- 高电场下，漂移速度影响总速度，平均弛豫时间减小，载流子迁移率减小，速度出现饱和

$$\mu = \mu_0 \sqrt{\frac{T}{T_e}}$$

μ_0 是弱场下的迁移率
 T_e 是热载流子的温度



饱和漂移速度效应从电场大约10³~10⁴ V/cm开始出现

Si, Ge 速度正常饱和

GaAs出现峰值后速度随电场增大而减小（能谷间散射所至）

能谷间散射

- 至少必须有两个导带能谷，
 $\Delta E \gg k_B T$
- 下能谷的有效质量小，迁移率大，态密度小；上能谷的有效质量大，迁移率小，态密度大
- 电场很低时，载流子集中于下能谷；
- 电场大于某一值后，电子开始有足够能量向上能谷转移；出现负微分电阻区
- 电场继续增大至几乎所有电子都转移到上能谷

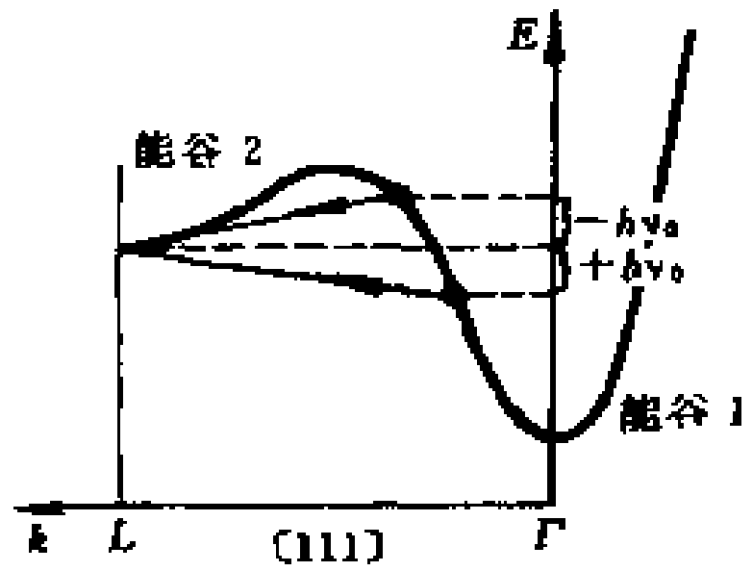
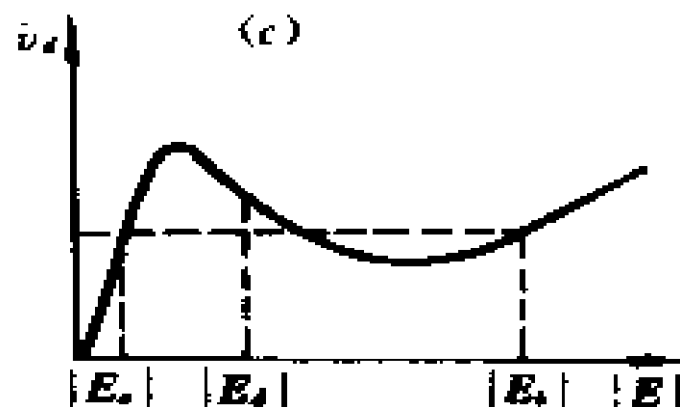


图 4-21 能谷间散射示意图



其他散射来源



能谷间散射

多能谷半导体中，载流子从一个能谷散射到另一个能谷。所需声子的波矢较大，即也能量较大

合金散射

组分涨落引起的，一般在三元、四元化合物中明显

中性杂质散射 载流子散射 一般不明显

位错散射

当材料中位错密度较多时明显

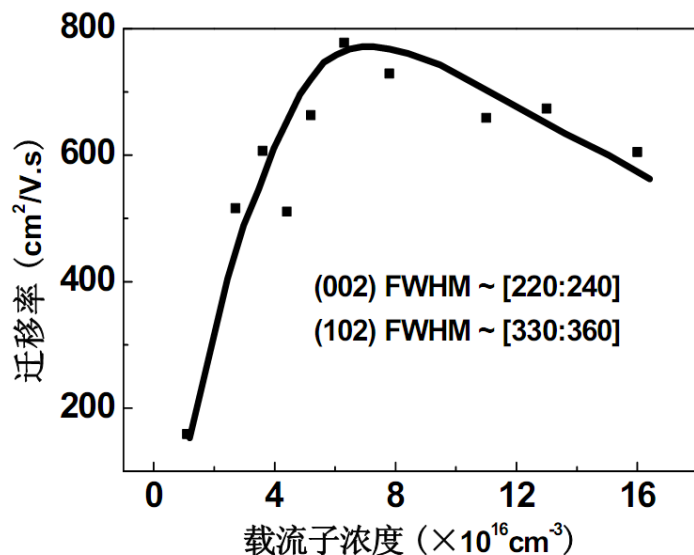


图 3.5 相同晶体质量的 GaN 薄膜迁移率与载流子浓度关系

总的载流子迁移率

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{\mu_I} + \frac{1}{\mu_L} + \frac{1}{\mu_X} + \dots$$

浓度梯度下的扩散运动

载流子漂移运动的快慢采用**迁移率 μ** 来表示，而扩散运动的快慢采用**扩散系数 $D(\text{cm}^2/\text{s})$** 来表示

扩散运动是微观粒子热运动的结果，遵从的规律是：

$$\text{扩散流密度} = -D \frac{dN}{dx}$$

单位时间，由于扩散运动通过单位横截面积的载流子数目

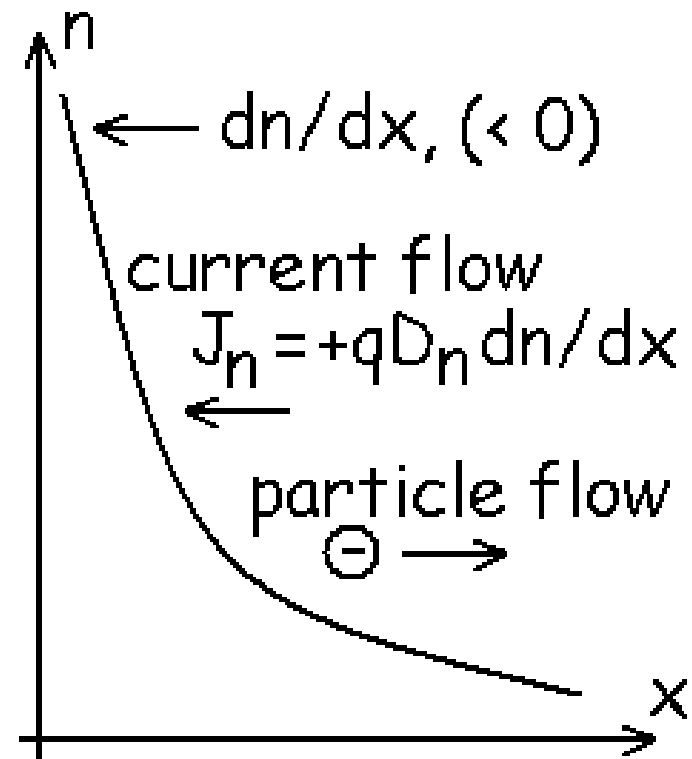
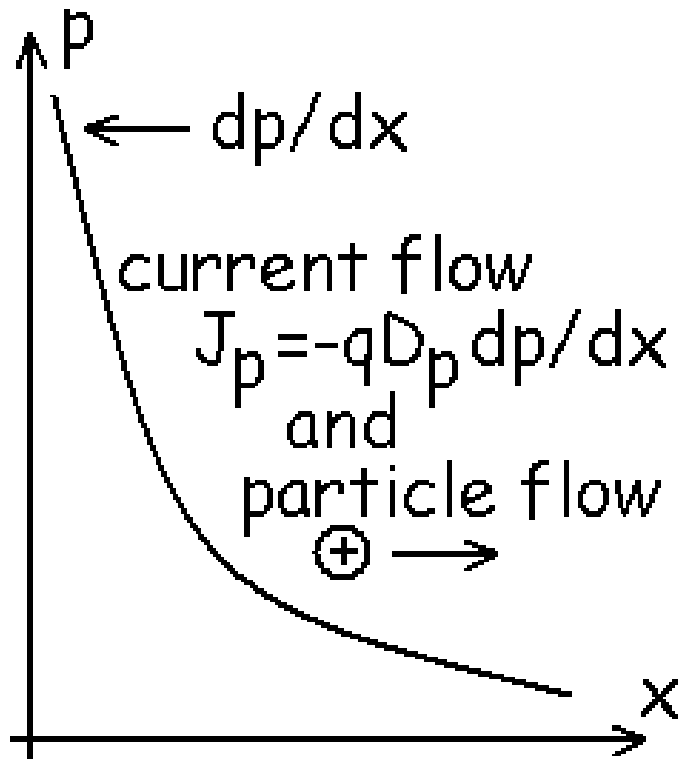
载流子浓度变化的梯度

扩散系数

负号表明扩散运动总是从浓度高的地方流向浓度低的地方

扩散流密度 × 载流子的电荷 = 扩散电流密度

载流子的扩散运动



考虑扩散和漂移的总电流密度

一维:

$$J = \underbrace{qn\mu_n E_x + qp\mu_p E_x}_{\text{漂移}} + \underbrace{qD_n \frac{dn}{dx} - qD_p \frac{dp}{dx}}_{\text{扩散}}$$

三维:

$$J_{3D} = \underbrace{qn\mu_n E + qp\mu_p E}_{\text{漂移}} + \underbrace{qD_n \nabla n - qD_p \nabla p}_{\text{扩散}}$$

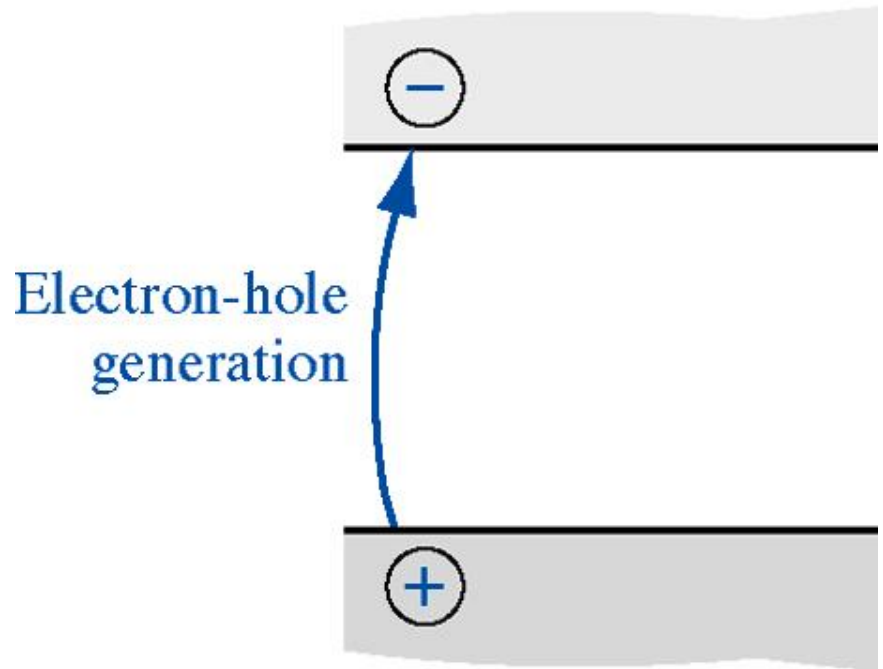
爱因斯坦关系

$$\frac{D_n}{\mu_n} = \frac{k_B T}{q}$$

$$\frac{D_p}{\mu_p} = \frac{k_B T}{q}$$

电子空穴对的产生

- 产生：电子与空穴的生成过程
 1. 电子受**热激发**，从价带跃迁进入导带
 2. 高能**光子入射**
 - 激发价带电子跃迁到导带，产生电子-空穴对
 3. 外界电子-空穴对的**注入**（后面介绍的PN结）
 - 造成额外的多余电子-空穴对



电子空穴对的复合 (1)

- **直接复合**

- **电子直接与空穴进行复合**

- 电子自动的从导带直接跃迁回价带的过程

- **复合率 R (单位体积单位时间内复合掉的电子空穴对数)**

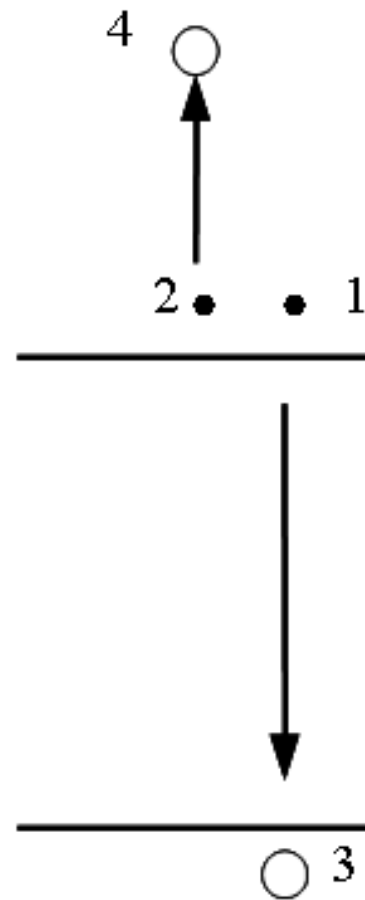
- 与空穴浓度呈正比, 与电子浓度呈正比

$$R = r \cdot n \cdot p = rn_i^2$$

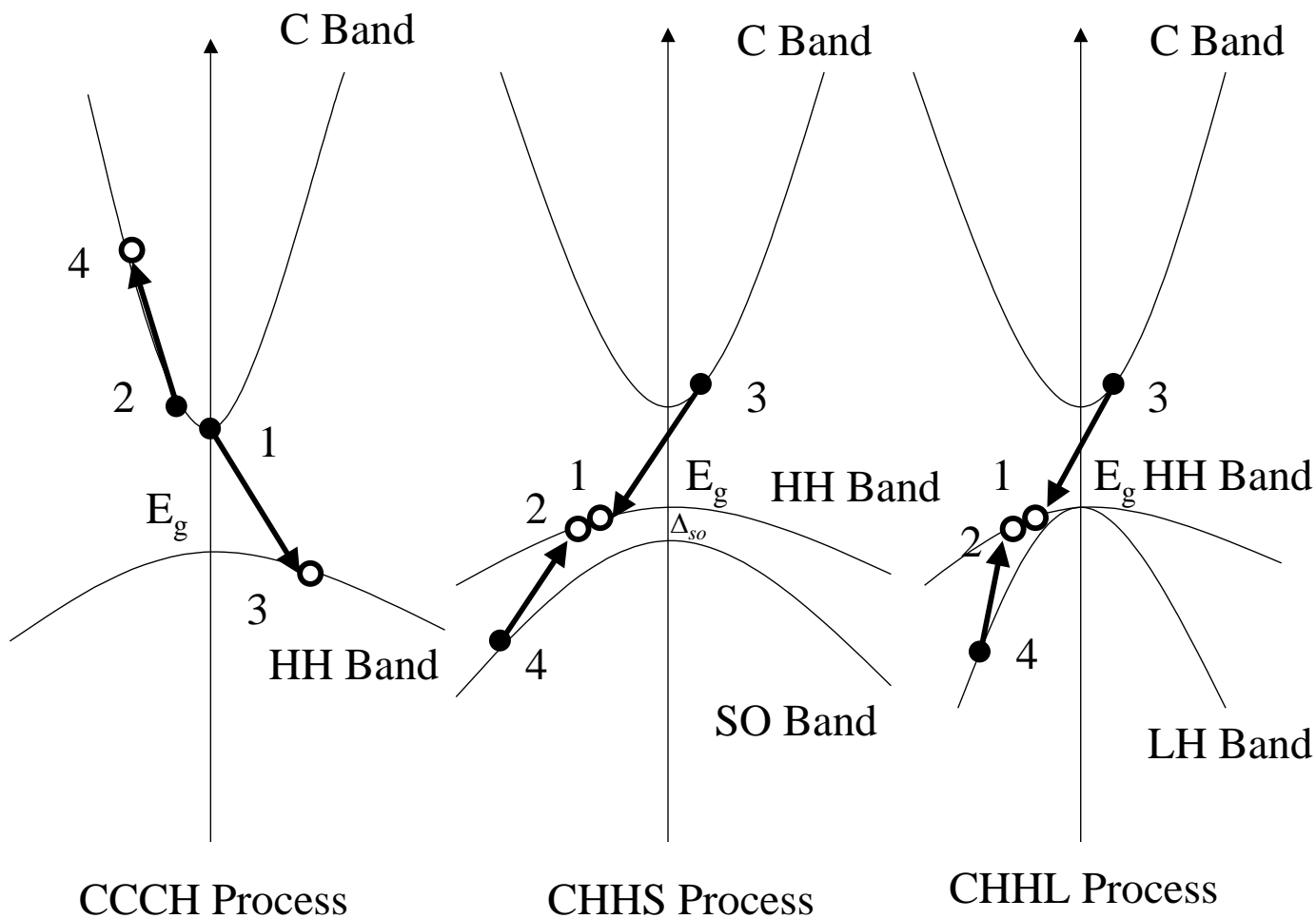
- r 为复合几率, 与电子空穴运动速度有关, 与温度有关, 与载流子浓度无关

直接复合

- **辐射复合**
 - 直接带隙的带间跃迁
- **非辐射复合**
 - 间接带隙材料中声子辅助的复合
- **俄歇复合**
 - 能量交给其他电子或空穴产生跃迁，不产生发光
 - 带隙越小，俄歇复合几率越高



俄歇复合

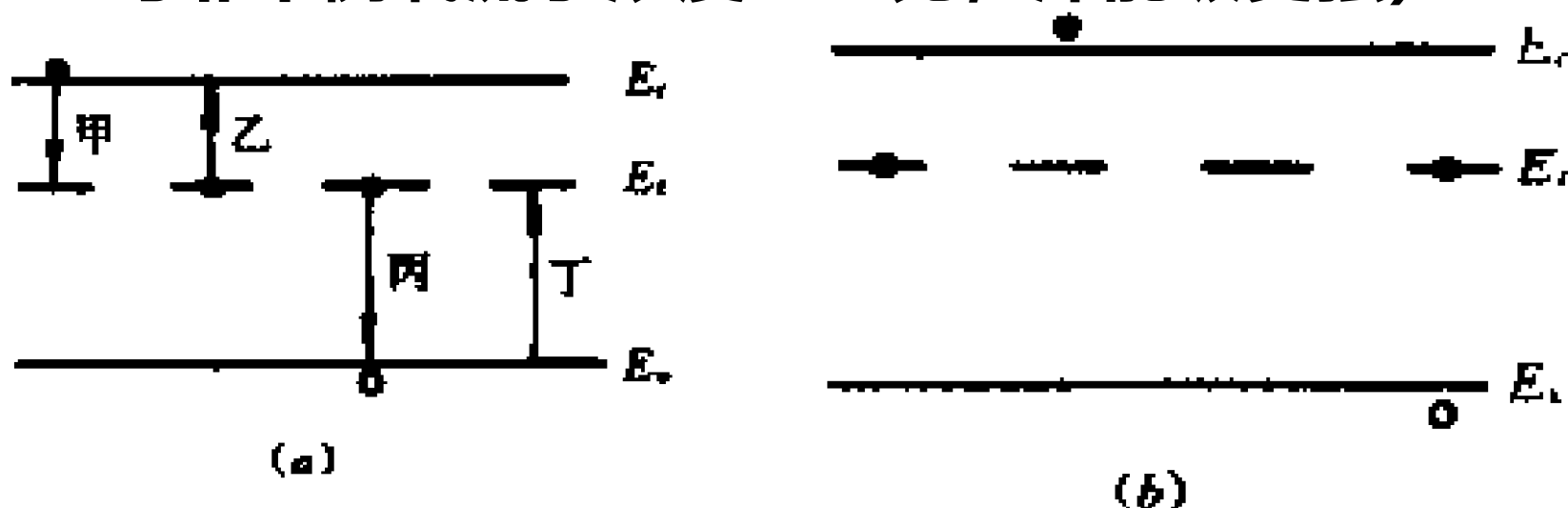


注意：能量和动量都守恒

电子空穴对的复合 (2)

• 间接复合

- 通过杂质能级的间接复合（与杂质浓度呈正比，与非平衡载流子浓度呈正比，深能级更强）



甲 — 俘获电子；乙 — 发射电子；丙 — 俘获空穴；丁 — 发射空穴。

(a) 过程前；(b) 过程后。

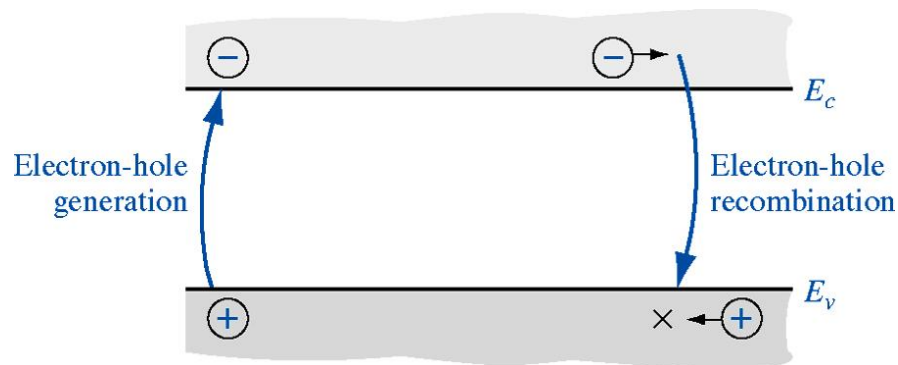
电子空穴对的复合 (2)

- **间接复合**

- **表面复合中心**

- 表面的杂质和缺陷可形成禁带深能级复合中心
 - 造成严重的漏电流
 - **克服办法：**
 - 良好而稳定的表面（光滑），比如：粗糙的表面载流子寿命短，抛光光滑的样品载流子寿命长得多
 - 采用介质材料镀膜，进行表面钝化，以避免环境污染、反应等增加表面缺陷和杂质的问题

平衡状态下的载流子产生和复合

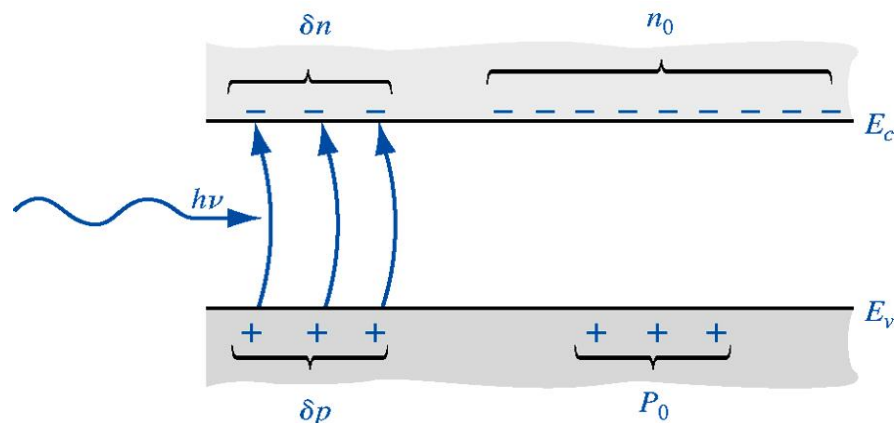


- 电子/空穴产生的速率与复合的速度一定相等

$$- G_{n0} \equiv G_{p0} = R_{n0} \equiv R_{p0}$$

- 电子复合速率与空穴复合速率相等

非平衡（过剩）载流子



• 左图中包含

- 平衡载流子 n_0, p_0
- 多余的 δn 和 δp 为超出热平衡的过剩载流子，称为非平衡载流子

- $\delta n = \delta p$

• 显然平衡条件破坏

- $n = n_0 + \delta n$

- $p = p_0 + \delta p$

- $np > n_i^2$

例：本征光吸收产生非平衡载流子

当光子撤去，如何变化？

$$\frac{d\delta p(t)}{dt} = -\frac{\delta p(t)}{\tau}$$

$$\delta p(t) = \delta p(0)e^{-\frac{t}{\tau}}$$

非平衡（过剩）载流子

载流子浓度变化=产生率-复合率

平衡状态下：产生率=自发产生率
复合率=平衡载流子复合率 $\frac{dn(t)}{dt} = G_0 - R_0 = 0$

外界激发时：产生率=自发产生率+外界激发产生率
复合率=（平衡载流子+非平衡载流子）复合率

$$\frac{dn(t)}{dt} = G_0 + G' - R = G' - R'$$

载流子浓度达到稳定（ $n_0 + \Delta n$ ）时

$$G' = \frac{\Delta n}{\tau}$$

撤走外界激发时：产生率=自发产生率
复合率=（平衡载流子+非平衡载流子）复合率

$$\frac{dn(t)}{dt} = \frac{d\Delta n(t)}{dt} = G_0 - R = -R' = -\frac{\Delta n}{\tau}$$

准费米能级

- 热平衡条件下，具有统一费米能级

$$n_0 = n_i \exp\left(\frac{E_F - E_{Fi}}{kT}\right)$$

$$p_0 = n_i \exp\left(\frac{E_{Fi} - E_F}{kT}\right)$$

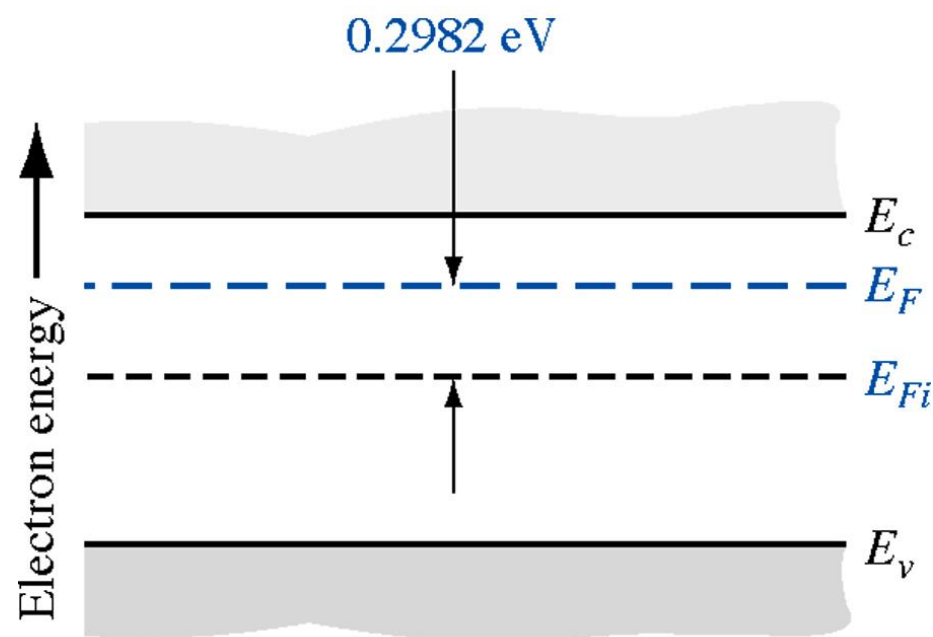
- 有过剩载流子条件下，不再具有统一费米能级，
用**准费米能级**表征，少子浓度变化大

$$n_0 + \delta n = n_i \exp\left(\frac{E_{Fn} - E_{Fi}}{kT}\right)$$

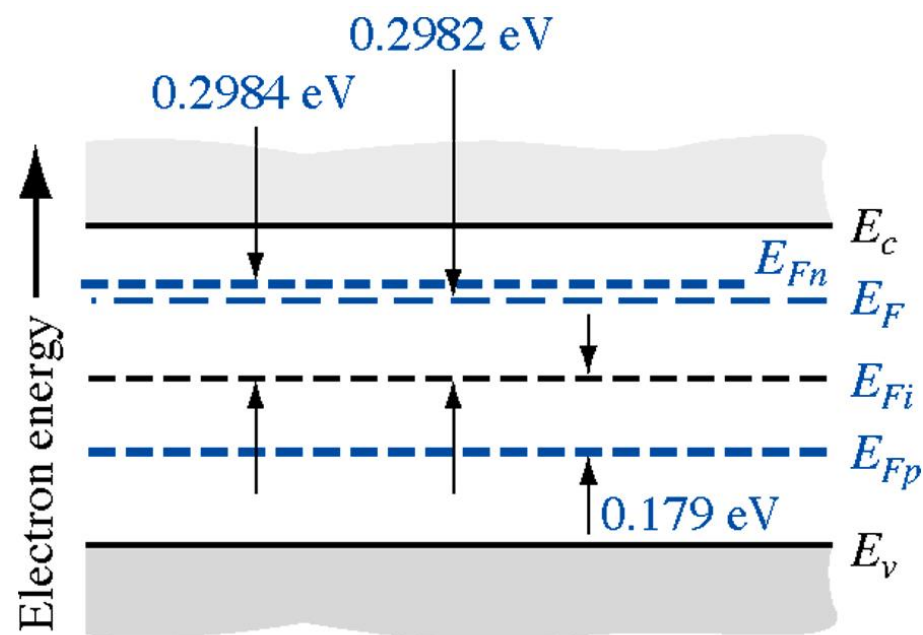
$$p_0 + \delta p = n_i \exp\left(\frac{E_{Fi} - E_{Fp}}{kT}\right)$$

准费米能级例子

- 300 K, $n_0=10^{15} \text{ cm}^{-3}$, $n_i=10^{10} \text{ cm}^{-3}$, 过剩 $\Delta n = 10^{13} \text{ cm}^{-3}$

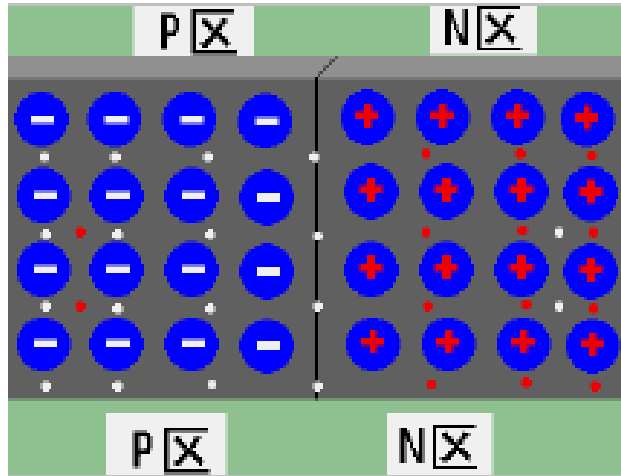


(a)



(b)

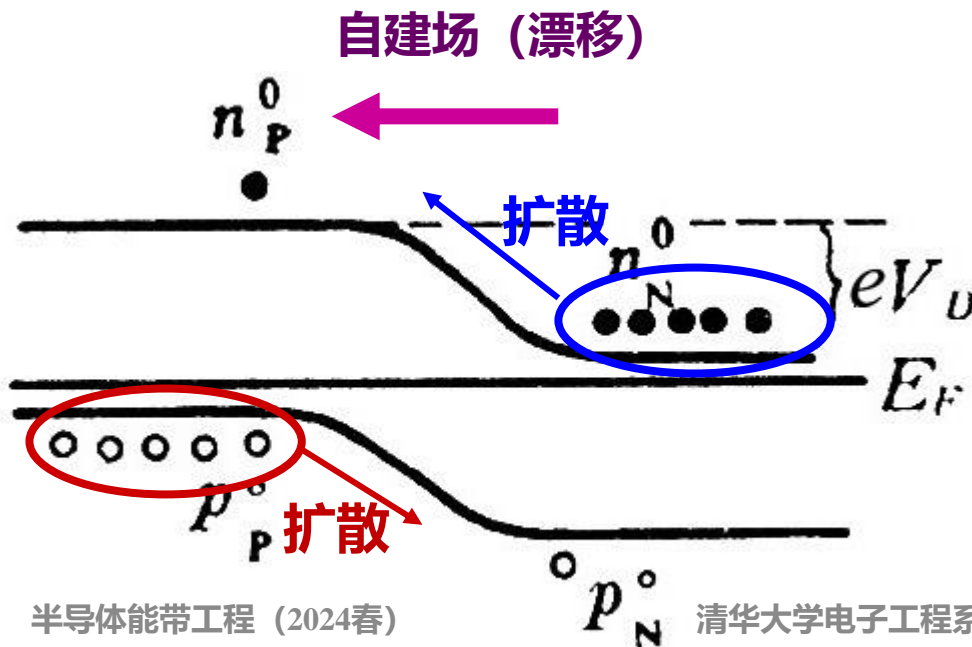
半导体PN结



电离杂质组成空间电荷区，
对N区电子和P区空穴均形成
扩散势垒，势垒高度：

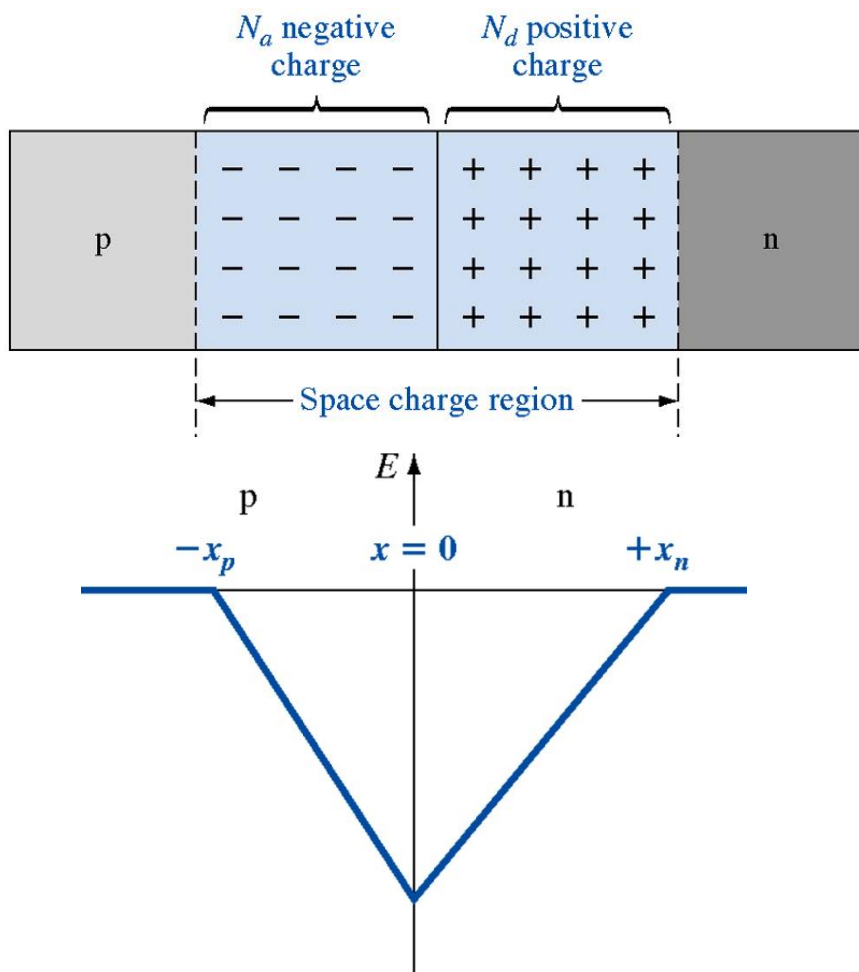
$$eV_D = (E_F)_N - (E_F)_P$$

PN结平衡时接触电势差补偿
费米能级差



平衡PN结中，载流子的扩散
和漂移运动相对平衡

空间电荷区电场强度估计



- 空间电荷区外电场为0
- 根据泊松方程

$$\frac{e(N_a(x) - N_d(x))}{\epsilon_s} = \frac{\partial E_{\text{int}}}{\partial x}$$

- 从 $-x_p$ 开始，电场强度呈线性增加
- 到 $x=0$ 处，电场强度最大
- 向右之后，电场强度线性减小， x_n 处达到0

空间电荷区宽度和强度的估计

- 空间电荷区外电场为0，净电荷为0

- $E_{max} = e(N_a X_p) / \epsilon_s = +e(N_d X_n) / \epsilon_s$

- $N_a X_p = N_d X_n$

- 已知总的电势差为 V_d

- $E_{max} \cdot (X_n + X_p) / 2 = V_d$

- 计算得到

- X_p 、 X_n

- E_{max}

$$x_n = \left\{ \frac{2\epsilon_s V_d}{e} \frac{N_a}{N_d (N_a + N_d)} \right\}^{1/2}$$

$$x_p = \left\{ \frac{2\epsilon_s V_d}{e} \frac{N_d}{N_a (N_a + N_d)} \right\}^{1/2}$$

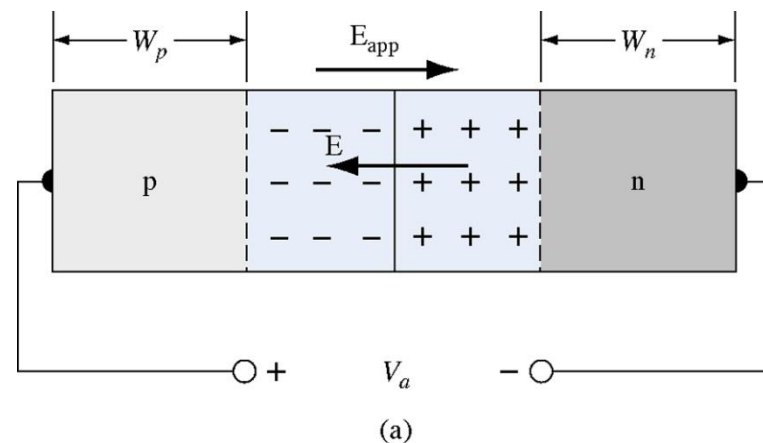
空间电荷区总宽度W和电场强度 E_{\max}

$$\begin{aligned} W = x_n + x_p &= \left\{ \frac{2\varepsilon_s V_d}{e} \frac{N_a}{N_d(N_a + N_d)} \right\}^{1/2} + \left\{ \frac{2\varepsilon_s V_d}{e} \frac{N_d}{N_a(N_a + N_d)} \right\}^{1/2} \\ &= \left\{ \frac{2\varepsilon_s V_d}{e} \frac{N_a^2}{N_a N_d (N_a + N_d)} \right\}^{1/2} + \left\{ \frac{2\varepsilon_s V_d}{e} \frac{N_d^2}{N_a N_d (N_a + N_d)} \right\}^{1/2} \\ &= \left\{ \frac{2\varepsilon_s V_d}{e} \frac{(N_a + N_d)^2}{N_a N_d (N_a + N_d)} \right\}^{1/2} = \left\{ \frac{2\varepsilon_s V_d}{e} \frac{(N_a + N_d)}{N_a N_d} \right\}^{1/2} \end{aligned}$$

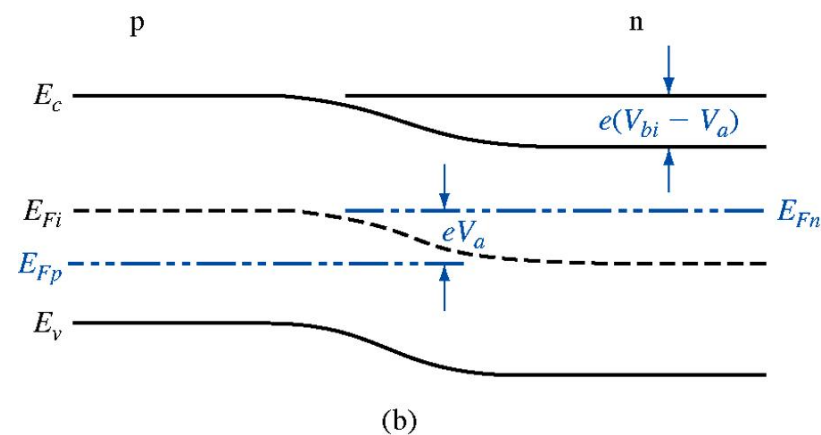
$$E_{\max} = -\frac{eN_d x_n}{\varepsilon_s}$$

正偏下的空间电荷区变窄

$$W = \left\{ \frac{2\epsilon_s (V_d - V_a) (N_a + N_d)}{e N_a N_d} \right\}^{1/2}$$

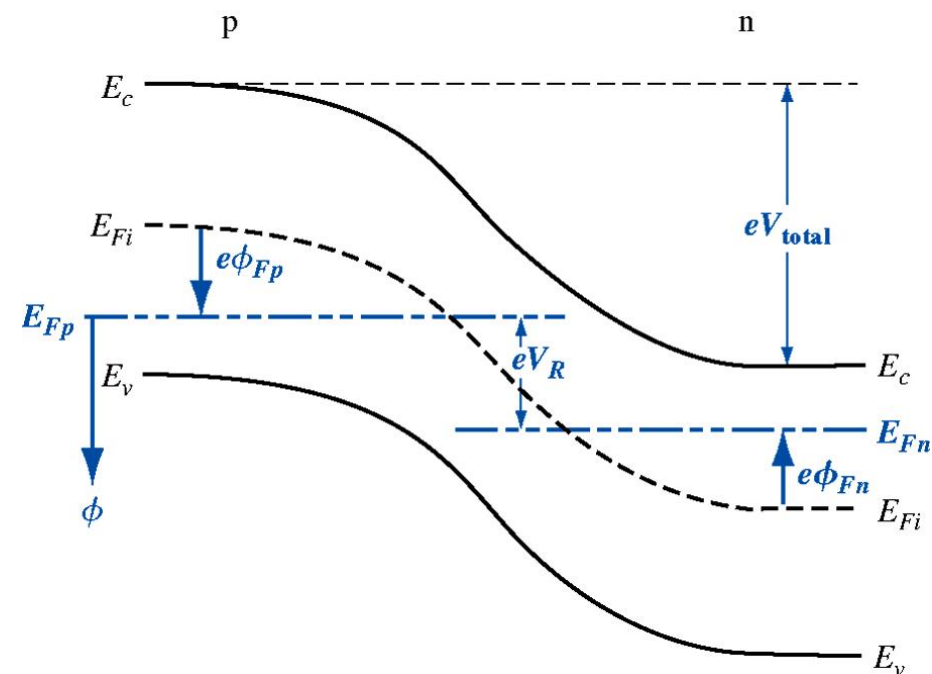


需使用准费米能级进行分析



反偏下的空间电荷区变宽

$$W = \left\{ \frac{2\epsilon_s (V_d + V_r) (N_a + N_d)}{e N_a N_d} \right\}^{1/2}$$



需使用准费米能级进行分析

PN结中的电容

- 势垒电容

- 势垒电容与空间电荷区的宽度的关系

$$c' = \frac{dQ'}{dV_r} = \frac{eN_d dx_n}{dV_r} = \left\{ \frac{e\epsilon_s N_a N_d}{2(V_d + V_r)(N_a + N_d)} \right\}^{1/2} = \frac{\epsilon_s}{W}$$

- 相当于单位面积平行平板电容的公式

- 空间电荷区宽度随着电压改变而改变，势垒电容相应变化

- 反向电压越大，电容越小；正向电压下，空间电荷变窄，电容变大

- C-V测试可知掺杂浓度和耗尽区宽度的关系

反偏下pn结的击穿

- 击穿电压

- 电压不能无限制增加，在特定电压下，电流会快速增加

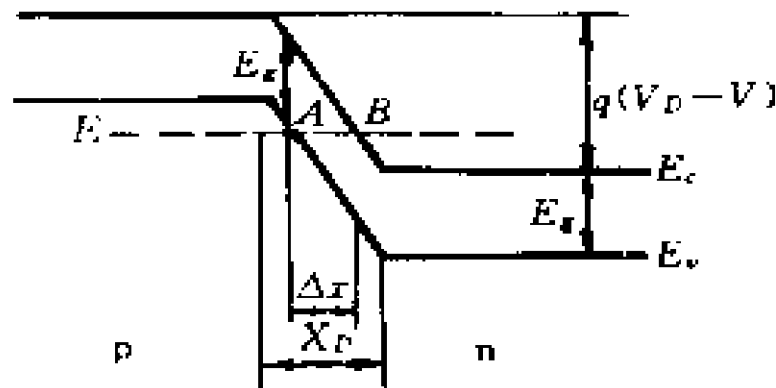
- 击穿机理

- 齐纳击穿

- 重掺杂的PN结发生隧穿，价带电子跃迁到导带

- 雪崩击穿

- 空间电荷区电子能量过大，与耗尽区原子碰撞产生新的电子空穴对



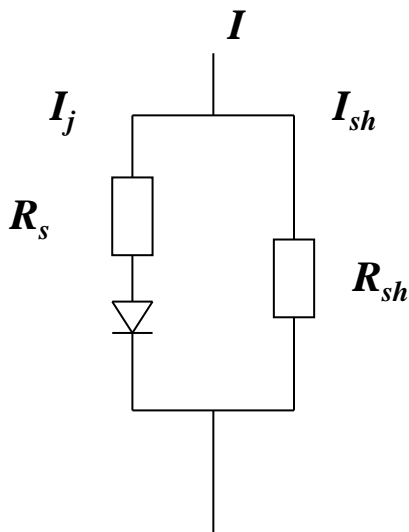
PN结的电流-电压

PN结的理想电流-电压方程

$$j = j_s (e^{qV/k_B T} - 1)$$

理想反向饱和电流密度 $j_s = e \left[\frac{D_n}{L_n} n_P^0 + \frac{D_p}{L_p} p_N^0 \right]$

非理想PN结的电流-电压方程



$$\begin{aligned} I &= I_{sh} + I_j \\ &= V / R_{sh} + I_s (e^{qV_j/nkT} - 1) \\ &= V / R_{sh} + I_s (e^{q(V - IR_s)/nkT} - 1) \end{aligned}$$

肖特基势垒-肖特基结

典型功函数(eV):

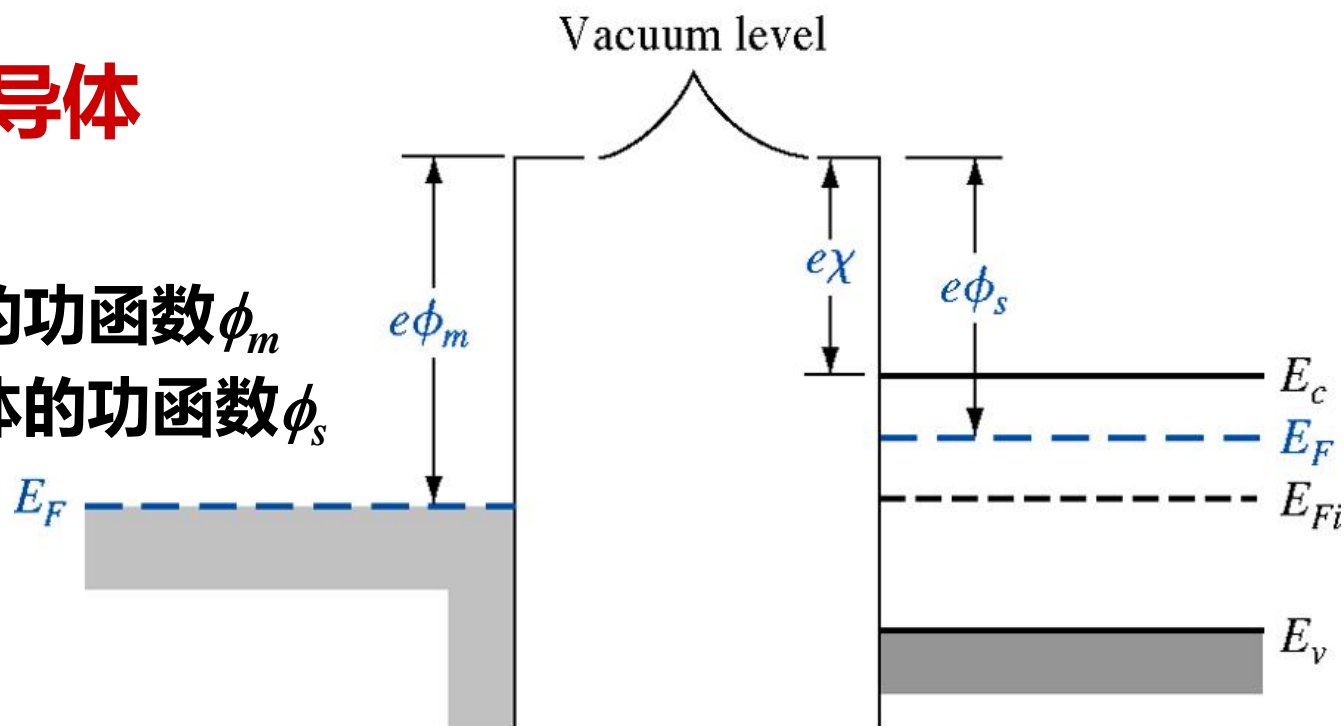
金属: Al 4.28, Au 5.1, Pt 5.65

半导体: Si 4.01, Ge 4.13, GaAs 4.07

金属-n型半导体

接触前:

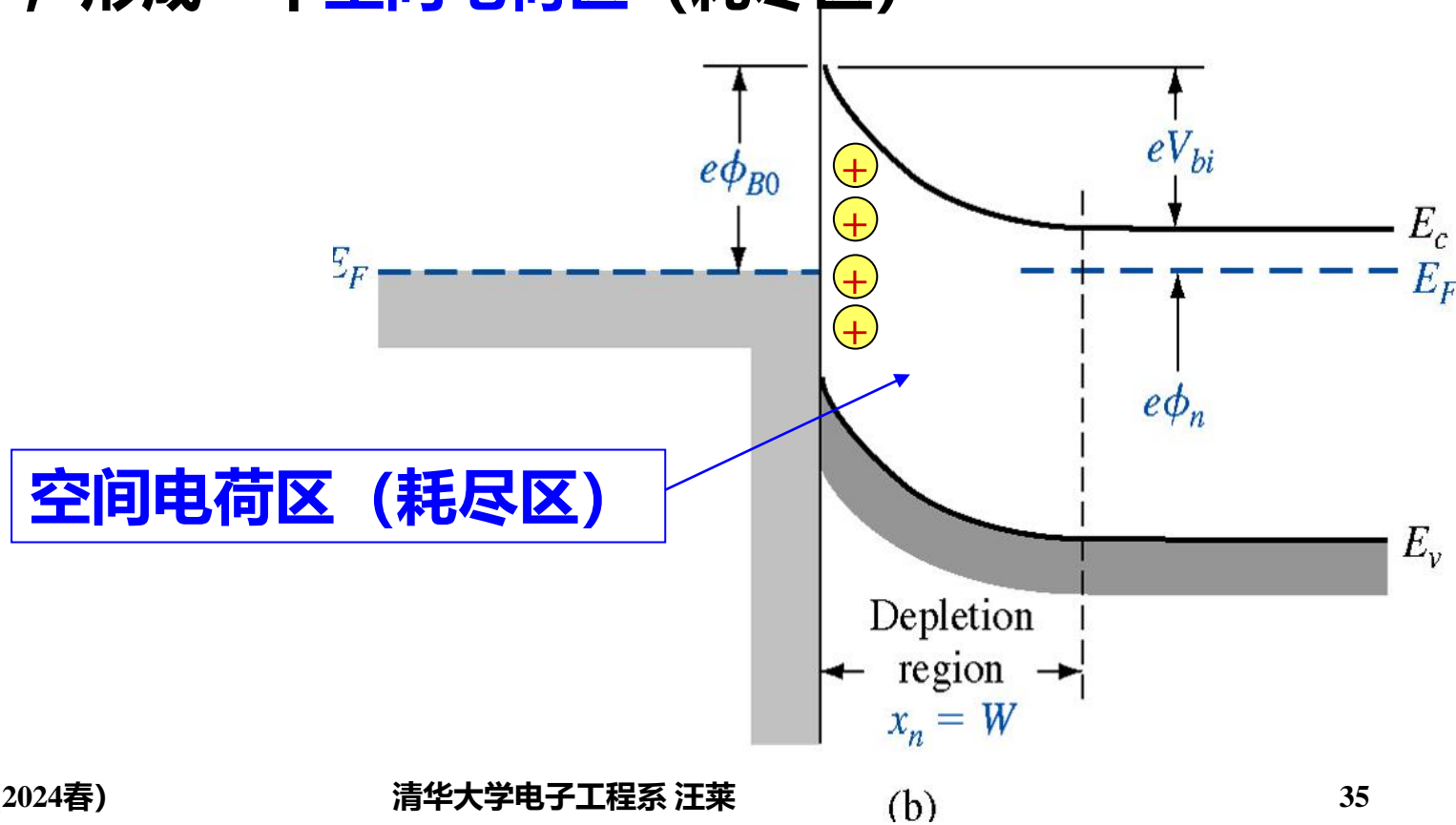
一般金属的功函数 ϕ_m
大于半导体的功函数 ϕ_s



肖特基势垒-肖特基结

金属-n型半导体

接触后：热平衡下，电子流向能量更低的金属，带正电荷的施主离子留下，形成一个**空间电荷区**（耗尽区）



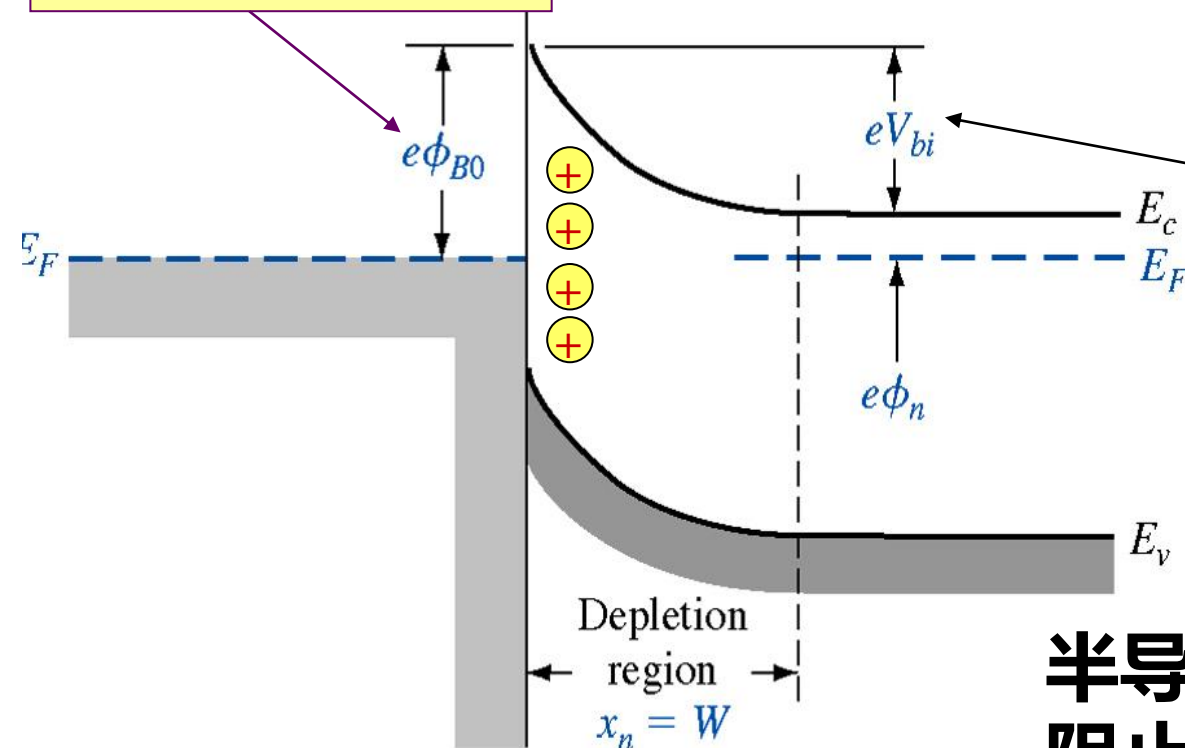
半导体与金属接触后的能带

金属-n型半导体

肖特基势垒

$$\phi_{B0} = (\phi_m - X)$$

阻止金属电子向半导体运动



内建电势差

$$V_{bi} = (\phi_{B0} - \phi_n)$$

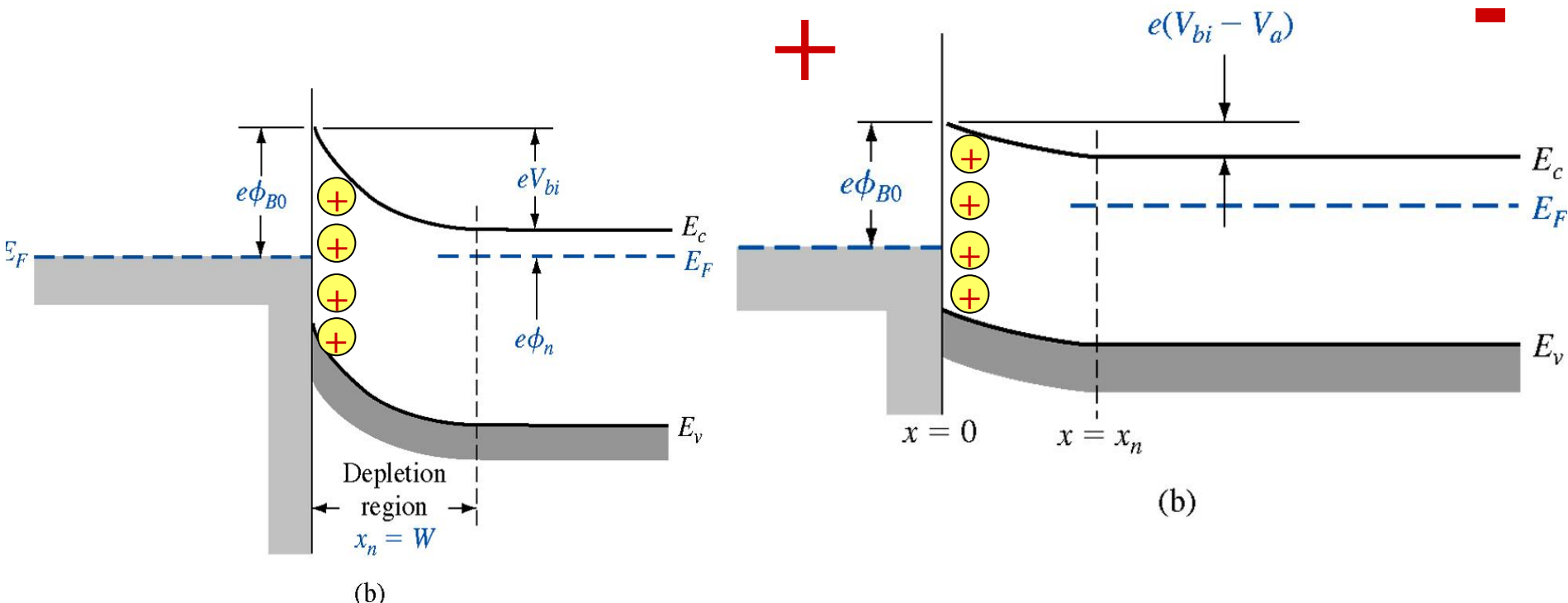
半导体一侧
阻止导带电子向金属运动

(b)

正向偏压的影响

金属-n型半导体

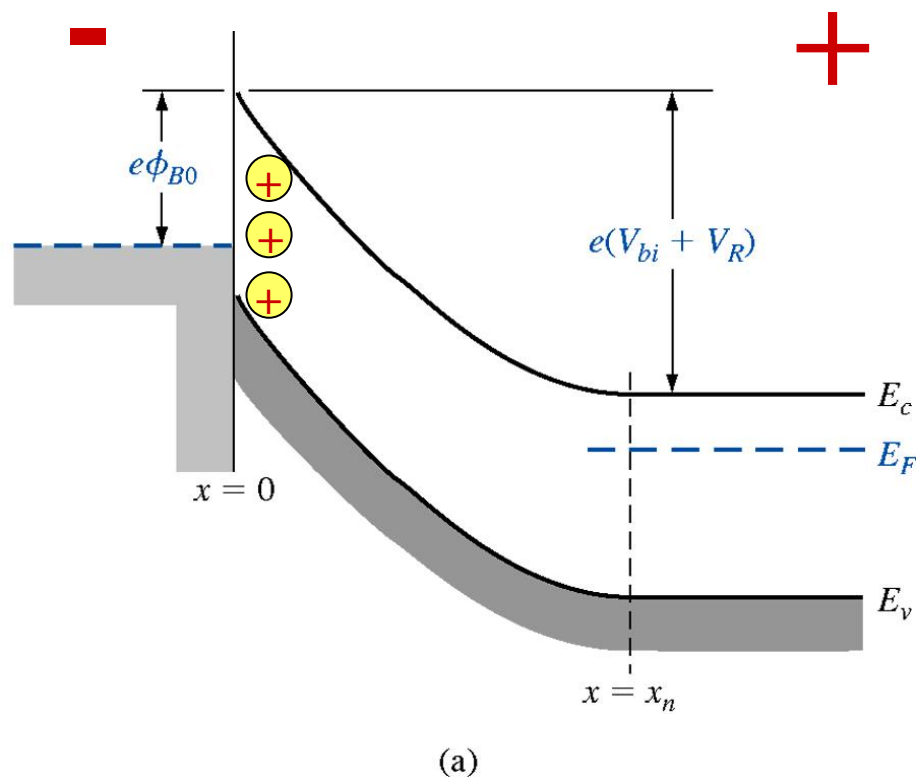
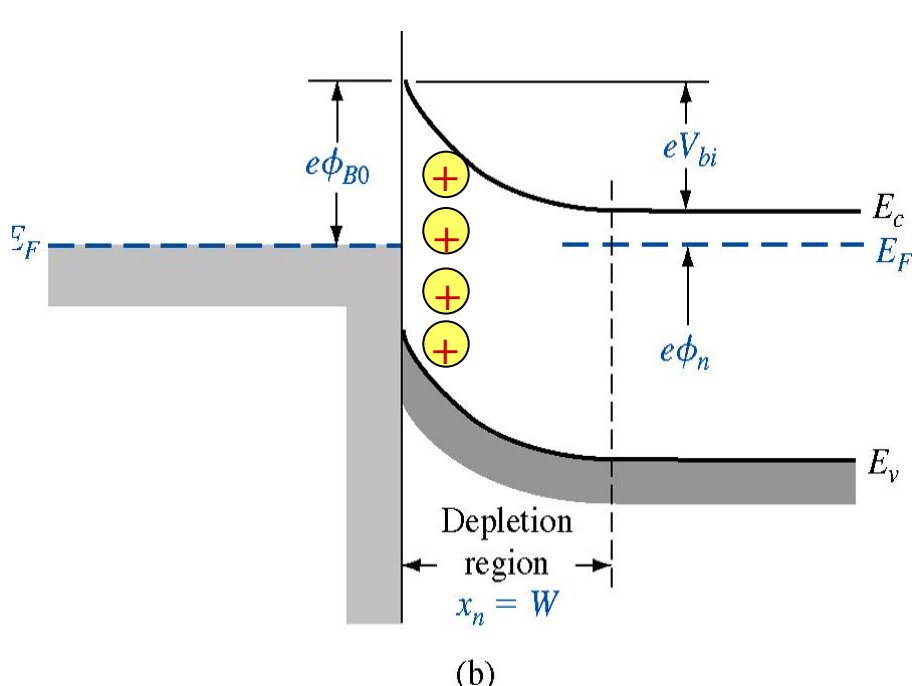
半导体到金属的势垒高度减小， ϕ_{B0} 不变，电子很容易从半导体流向金属



反向偏压的影响

金属-n型半导体

半导体到金属的势垒高度增加, ϕ_{B0} 不变,
电子可以从金属流向半导体



PN结二极管与肖特基结二极管比较

- **反向饱和电流**

- **PN结**

$$J_s = e \left[\frac{D_n}{L_n} n_p^0 + \frac{D_p}{L_p} p_n^0 \right]$$

- **肖特基结**

- 电子运动通过势垒，采用热电子发射理论

$$J_{ST} = A^* T^2 e^{\left(\frac{-e\phi_{Bn}}{k_B T} \right)}$$

- **Si的pn结反偏电流密度**

- 典型值在 10^{-7} A/cm^2
 - 主要是产生电流

- **硅-钨结反向电流密度**

- 典型值 10^{-5} A/cm^2
 - 主要是热发射电流，产生电流可以忽略

PN结二极管与肖特基结二极管比较

- 正向电流

- 公式相似

- pn结二极管

$$J = J_S (e^{eV_a/k_B T} - 1)$$

- 肖特基二极管

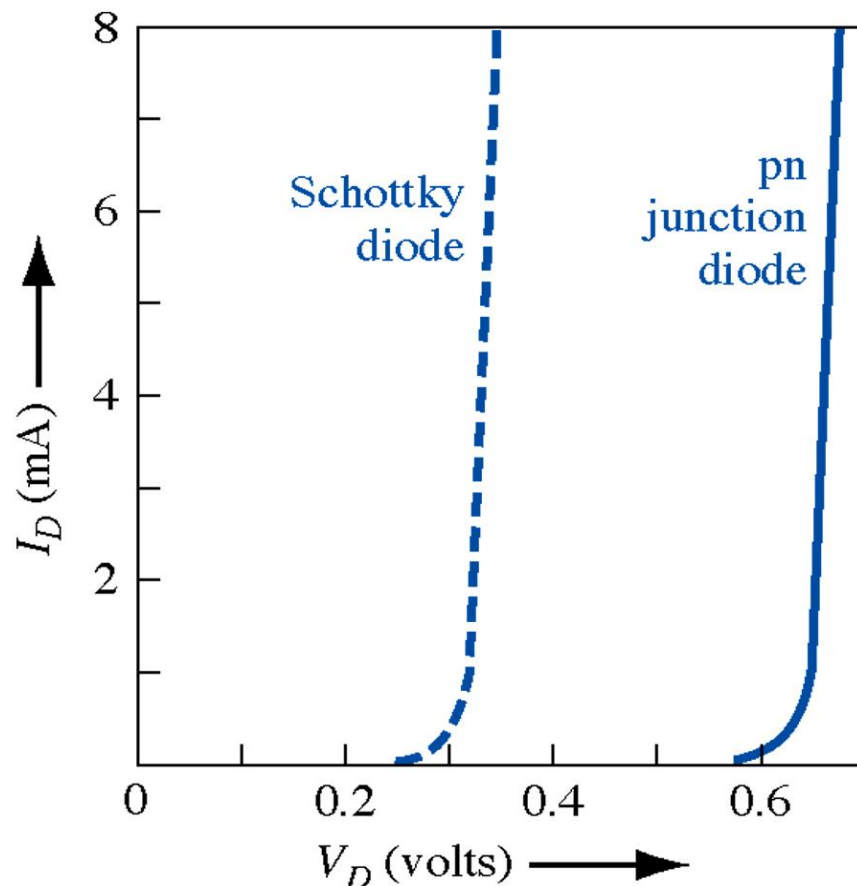
$$J = J_{ST} (e^{eV_a/k_B T} - 1)$$

- 区别 $J_{ST} \gg J_S$

- 开启电压

- 10A/cm²电流下的电压

- 肖特基结开启电压低



PN结二极管与肖特基结二极管比较

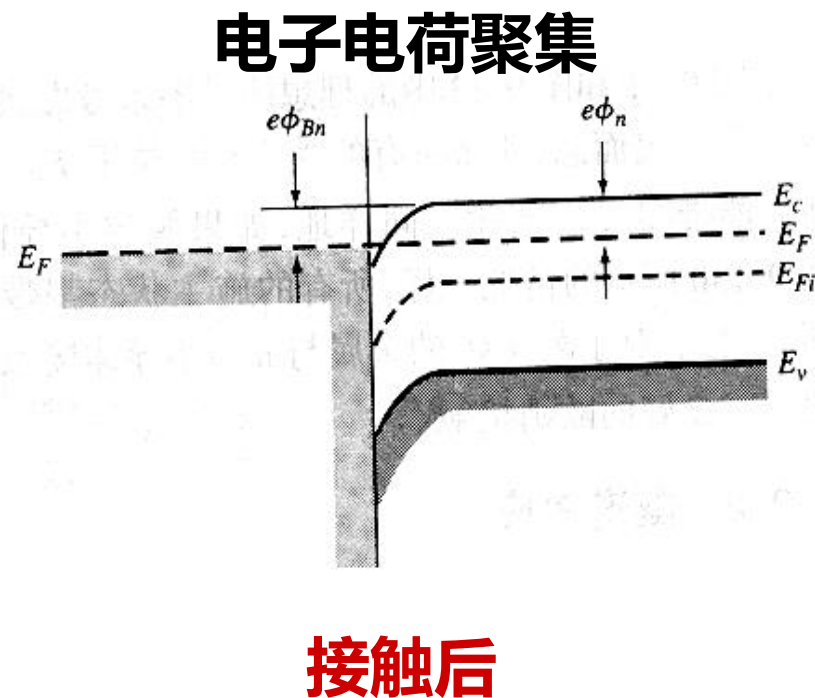
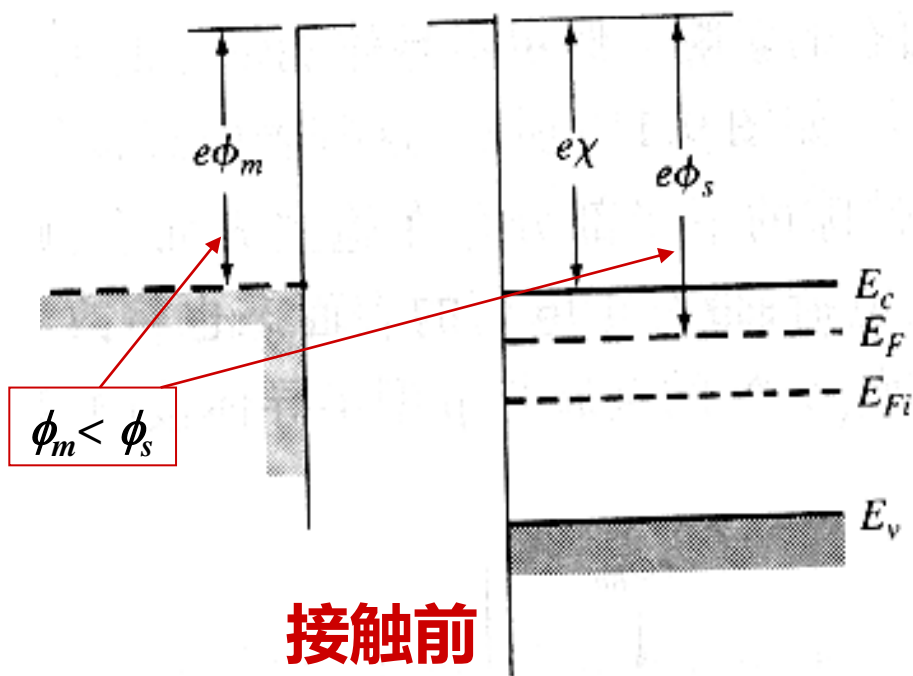
- **频率响应特性不同**
 - **肖特基器件的电流取决于多数载流子**
 - 正向偏压下不产生扩散电容
 - **pn结的电流为少数载流子的扩散电流**
 - 扩散电容较大
- **肖特基二极管的开关时间在ps量级**
- **pn结的开关时间在ns量级**

金属与半导体的欧姆接触

欧姆接触是指金属与半导体的接触，而其接触面的**电阻值远小于半导体本身的电阻**，不产生明显的附加阻抗，而且不会使半导体内部的平衡载流子浓度发生显著的改变

- 金属与半导体接触，但不形成肖特基结
- 接触电阻很低，双向都形成电流接触
- 理想情况下，电流与电压成正比，电压很低

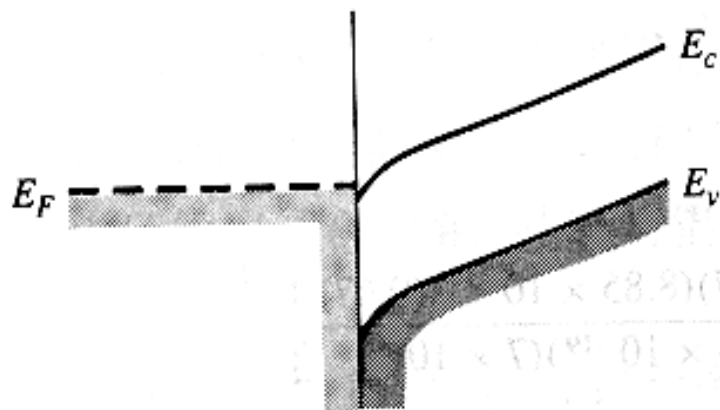
金属-n型半导体欧姆接触



- 为了达到热平衡，电子从金属流向半导体，半导体更加趋向n型
- 在界面有电子电荷聚集

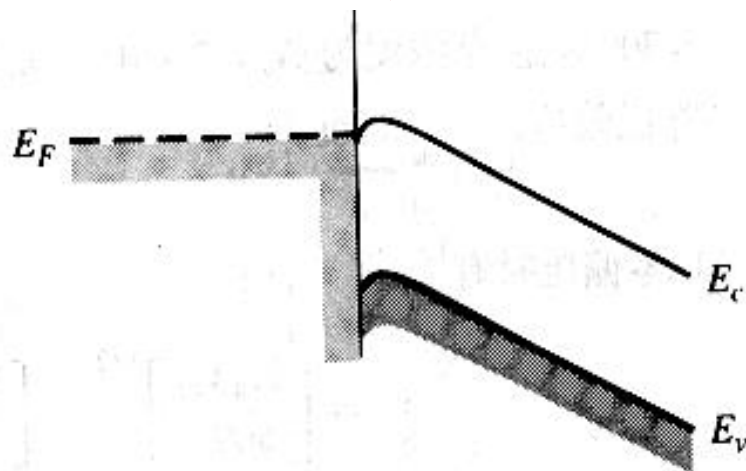
金属-n型半导体欧姆接触

金属加正电压



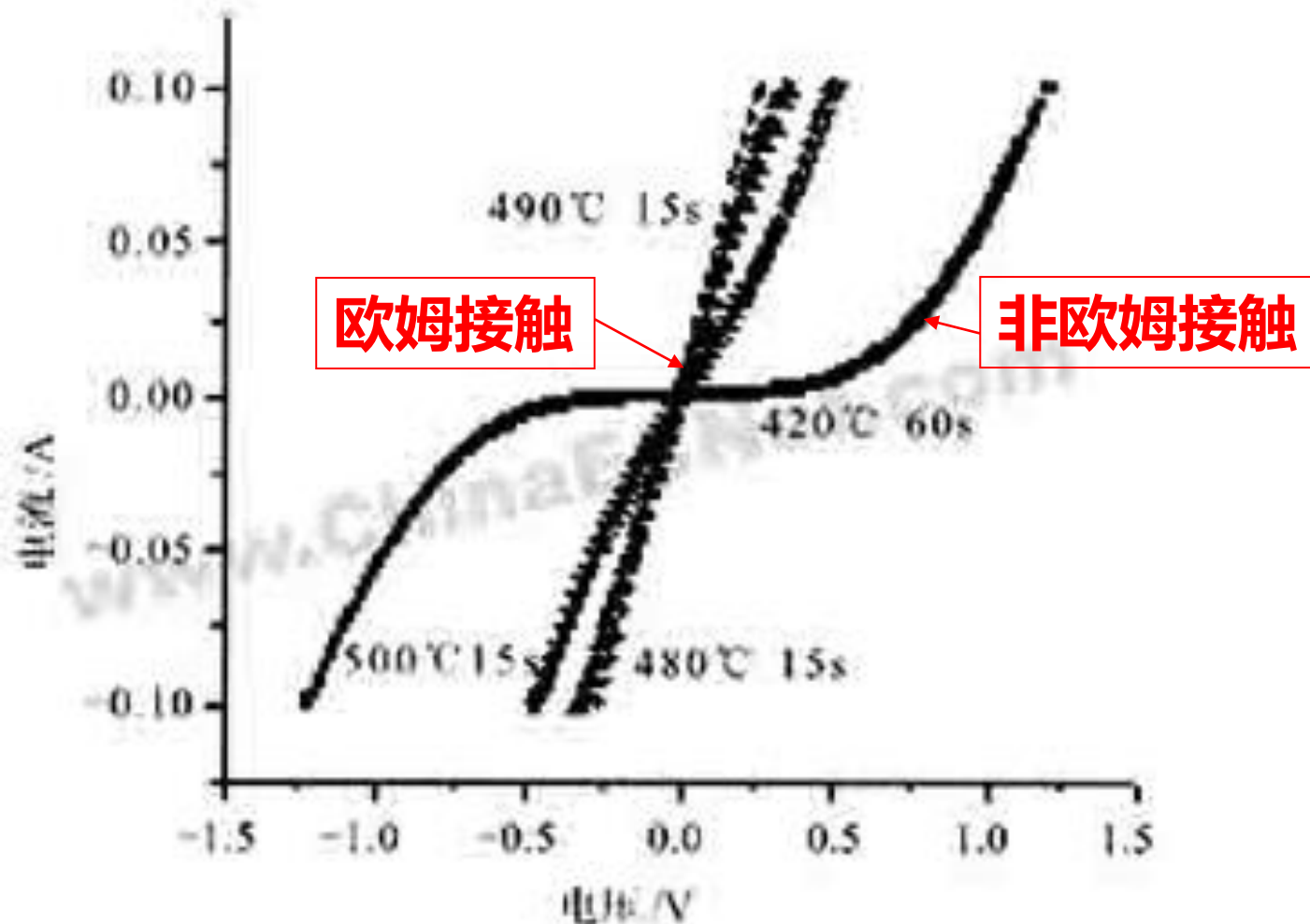
电子从半导体流向金属，半导体导带能量高于金属费米能级，不存在电子的势垒

半导体加正压

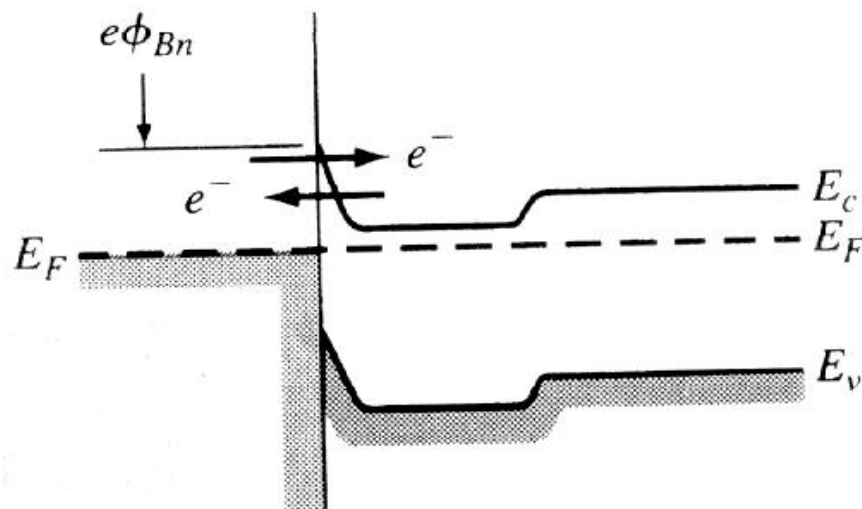


电子从金属流向半导体，存在一个小势垒 ϕ_n 对于重掺杂的n型， ϕ_n 很小，电子很容易流向半导体

金属与半导体的欧姆接触

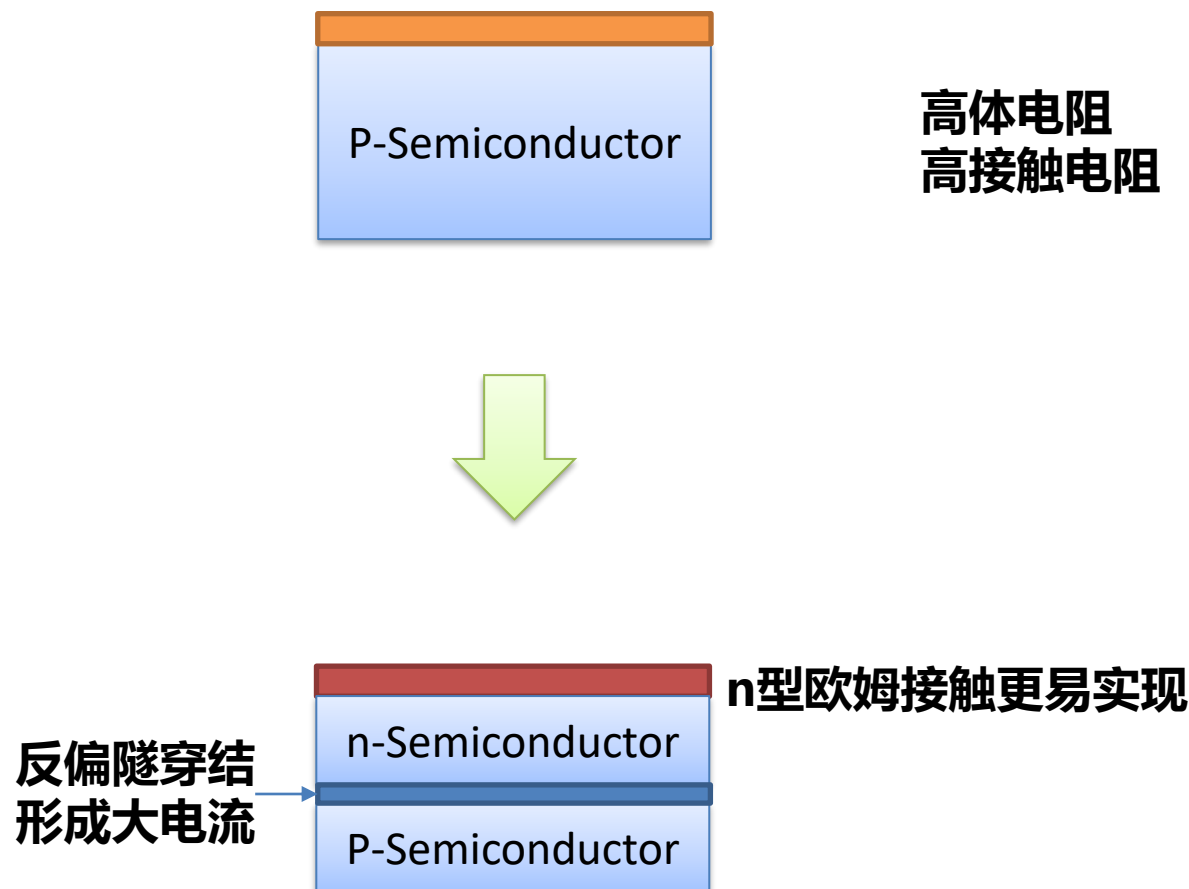


实际中经常利用隧道效应实现欧姆接触



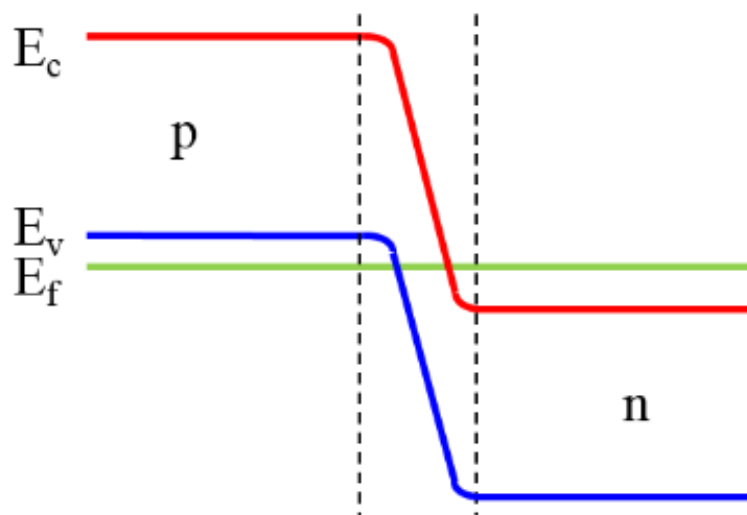
- 金属-半导体接触的空间电荷区宽度与半导体的掺杂浓度的平方根成反比
 - 半导体掺杂越高，耗尽区宽度越小
 - 相应的隧道效应越强
 - 电子可以通过隧道效应方式穿过势垒
- 要求半导体表面重掺杂

欧姆接触中的能带工程

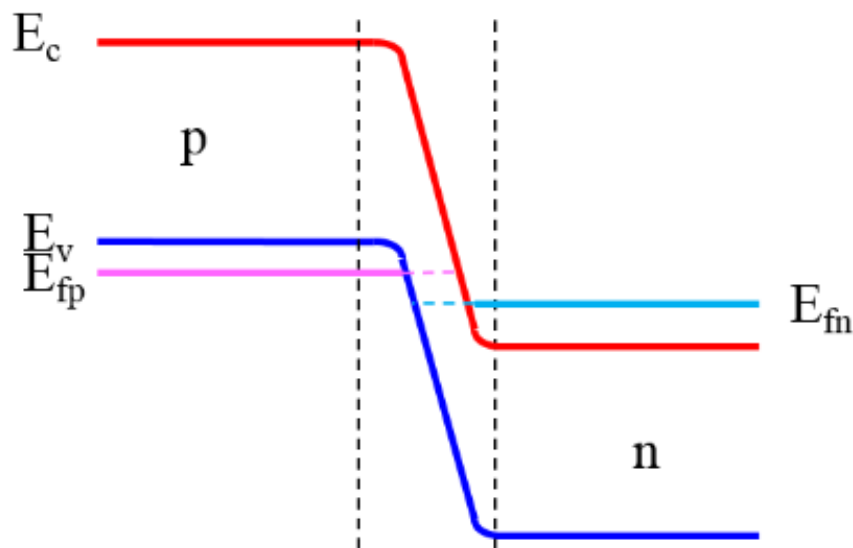


隧穿结

- 简并化的重掺杂半导体中，n 型半导体的费米能级会进入导带，p 型半导体的费米能级会进入价带。
- 在反向偏压下，p 型区的价带电子有很大的几率通过隧道效应隧穿到n 型区的导带中，从而在p 型区产生空穴，n 型区产生电子。



零偏压



反向偏压

隧穿概率

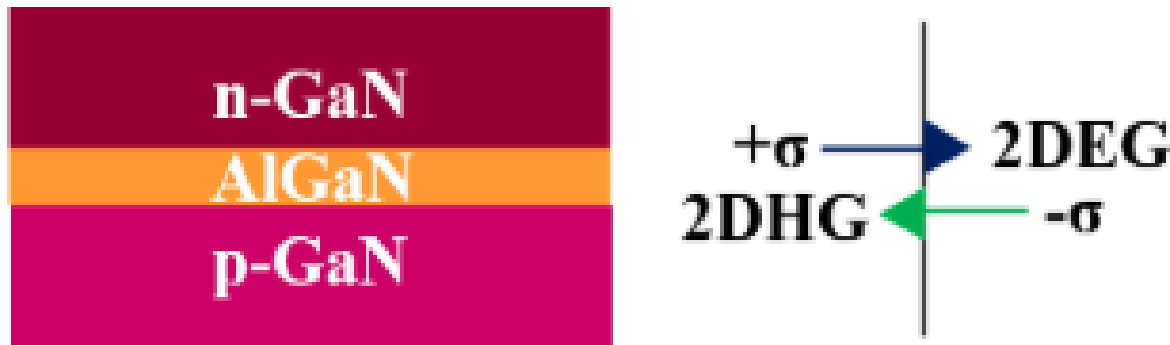
- **Wentzel-Kramers-Brillouin(WKB)近似估计隧穿结的隧穿概率 T: (ξ 是电场)**

$$T = \exp \left(\frac{-4\sqrt{2m_n}E_g^{3/2}}{3q\hbar\zeta} \right)$$

- **提高隧穿概率:**
 - 减小隧穿势垒 E_g
 - 提高掺杂浓度 \rightarrow 减小耗尽宽度 \rightarrow 增大电场 ζ

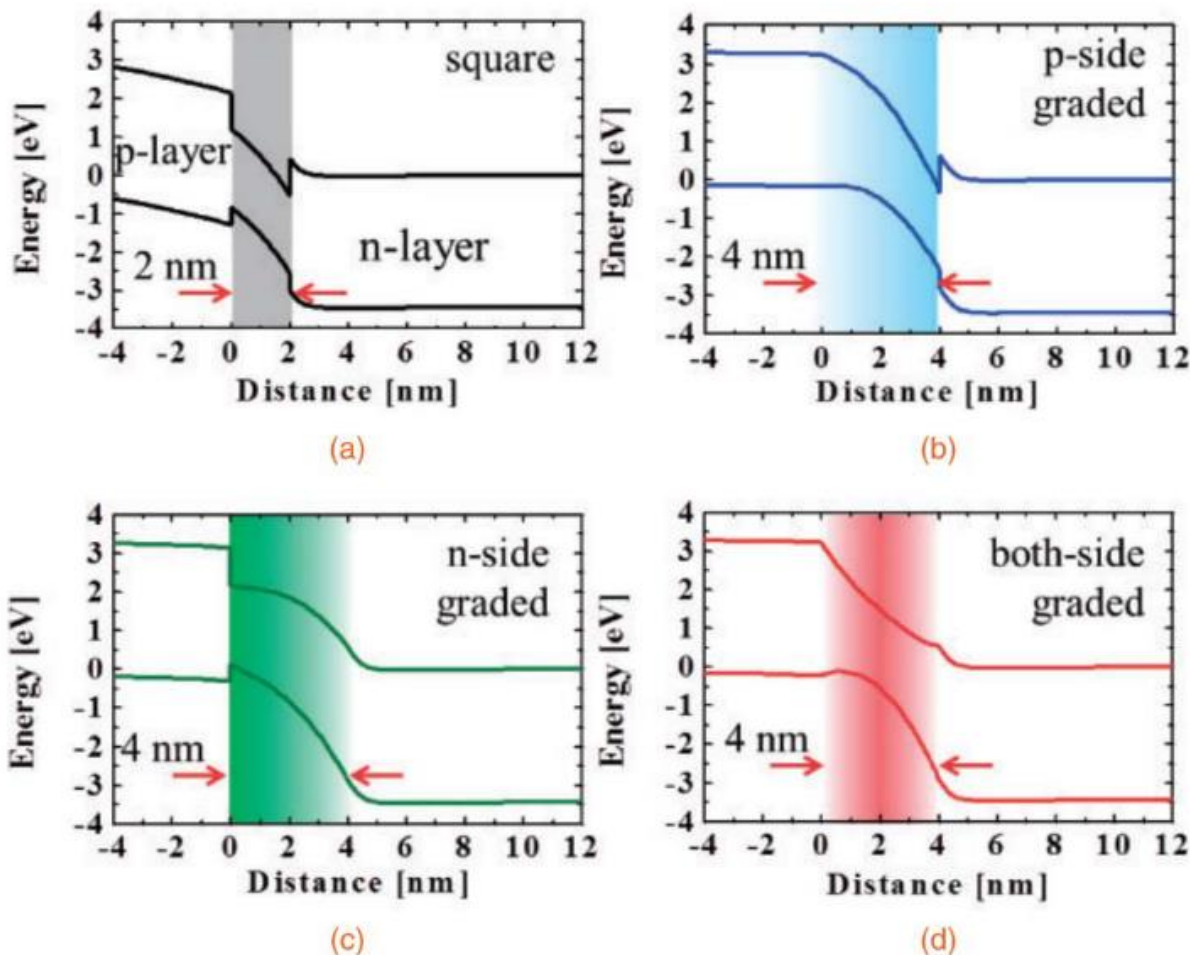
n-GaN/AlGaIn/p-GaN隧穿结

- 对于III 族氮化物材料来说，受p 型区空穴浓度的限制，在室温下很难实现n 型区和p 型区的同时简并化。
- 在p 型GaN之上插入一层很薄的AlGaIn材料
- 二维电子气和空穴气在空间上足够接近，电子将会有足够大的几率从p 型区的价带隧穿到n 型区的导带。



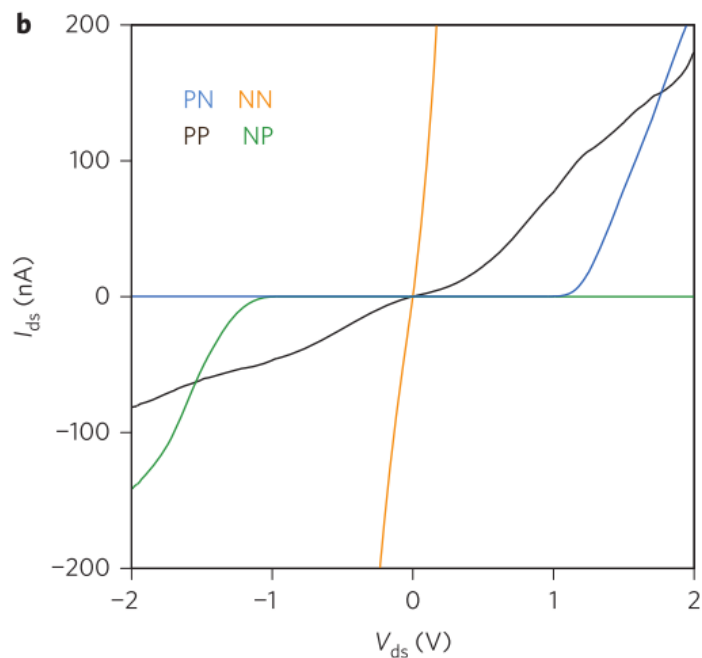
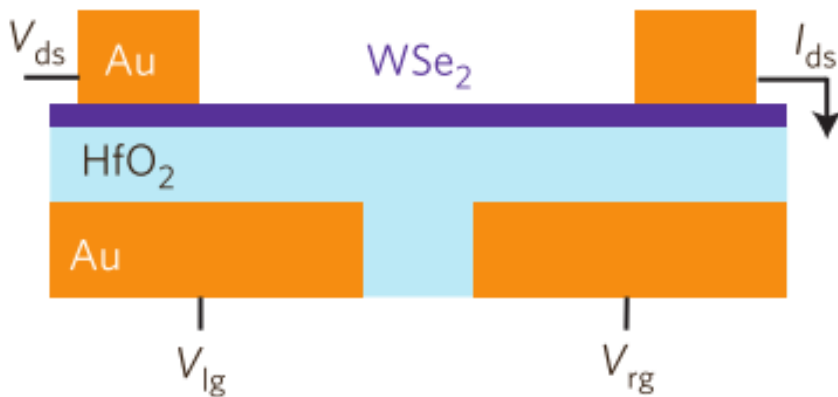
GaN/InGaN/GaN 隧穿结

- 用InGaN 插入层代替 AlN 来减小隧穿势垒



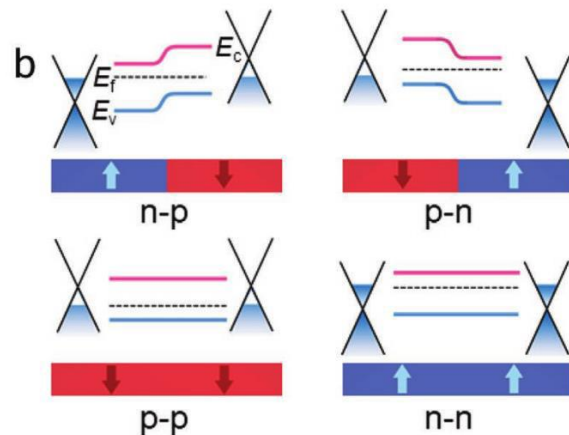
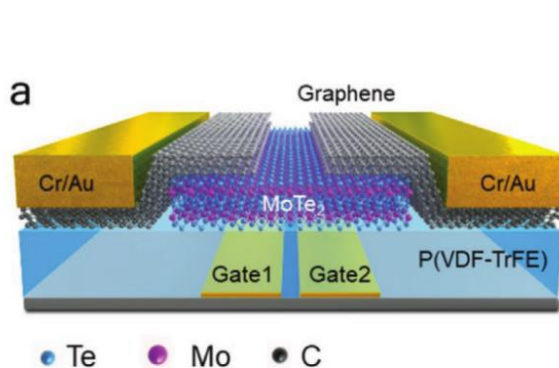
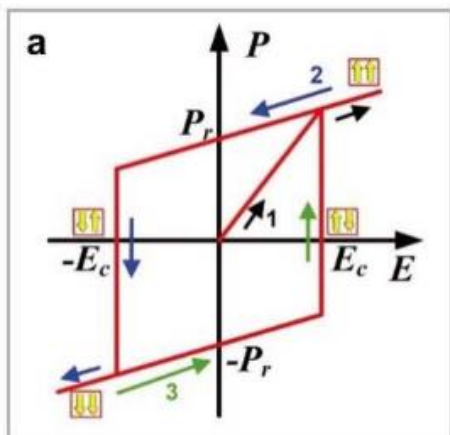
静电场掺杂

- 静电场调控掺杂在二维材料pn结中是一个广泛应用的调控手段，它能调控二维材料的费米能级，栅压越正，费米能级越趋近于导带，材料内部自由电子浓度增加；栅压越负，费米能级向下移动靠近价带，导致自由空穴浓度增加。
- 两个栅极上的电压（左栅极VLG和右栅极VRG）独立地控制左右两侧的载流子密度，从而利用静电掺杂达到各种状态。



铁电极化掺杂

- 静电场调控掺杂制备同质 PN 结的缺点在于材料中的静电掺杂效果是易失性的，在去除栅极电压后掺杂效果会消失。
- 铁电材料在不同方向的外加电场作用下，可以获得两种不同取向的剩余极化强度，对外加电场存在“记忆性”，而且这种剩余极化可以通过极化电压进行重置和翻转。
- 利用铁电材料的剩余极化在与之耦合的二维材料中实现可擦写的静电掺杂，不仅具备静电掺杂与二维材料良好的工艺兼容性，还具有非易失性的掺杂效果。



思考

- 一种半导体，n型材料施主激活能 $\sim 10\text{meV}$ ，p型材料受主激活能 $\sim 200\text{meV}$ 。
- 室温下，n型掺杂全部电离、p型掺杂仅电离1%
- 思考：当n型掺杂 $1\text{e}18\text{ cm}^{-3}$ ，p型掺杂 $3\text{e}19\text{ cm}^{-3}$ 时，组成pn后耗尽区宽度和杂质电离情况。

作业

1. 一硅突变pn结, n区的 $\rho_n = 5\Omega \cdot cm$, $\tau_p = 1\mu s$, p区的 $\rho_p = 0.1\Omega \cdot cm$, $\tau_n = 5\mu s$, 假设 $N_D = 10^{18}cm^{-3}$, $N_A = 10^{16}cm^{-3}$, 室温下硅的平衡载流子浓度 $n_i = 1.5 \times 10^{10}cm^{-3}$ 。计算

(1) 饱和电流密度;

(2) 室温下空穴电流与电子电流之比;

(3) 在正向电压0.3V时流过pn结的电流密度。

作业

2.

(1) 分别计算硅 n^+p 结在正向电压为 $0.6V$ 、反向电压为 $40V$ 时的势垒区宽度。已知 $N_A = 5 \times 10^{17} cm^{-3}$, $V_D = 0.8V$, 硅介电常数 ϵ_r 约为 11.9 。

(2) 分别计算硅 p^+n 结在平衡和反向电压 $45V$ 时的最大电场强度。已知 $N_D = 5 \times 10^{15} cm^{-3}$, $V_D = 0.7V$ 。