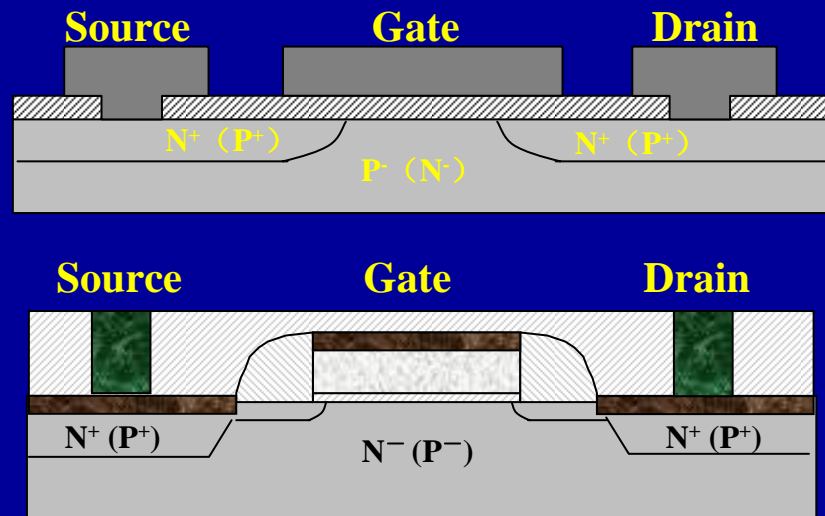


# 第五章 半导体PN结

前几章我们讨论了半导体及其载流子遵循的基本物理规律，如半导体材料结构和基本性质、半导体的能带结构和载流子、载流子的分布规律、载流子的输运或运动规律。后面几章将讨论在半导体的基本器件结构中，载流子的输运和运动规律。

- 据统计：半导体器件主要有67种，还有110个相关的变种
- 所有这些器件都是由少数的基本模块构成：

- pn结
- 金属—半导体接触
- MOS结构
- 异质结
- 超晶格



## § 5.1 平衡PN结

PN结的形成和平衡能带图及自建势  
空间电荷区和耗尽近似  
泊松方程和电势、电场分布

## § 5.2 偏置PN结及其IV特性

偏置PN结能带图和准费米能级  
偏置PN结的载流子分布和电流输运  
偏置PN结的瞬态特性

## § 5.3 PN结电容

耗尽电容  
扩散电容

## § 5.4 PN结的击穿

雪崩击穿  
齐纳击穿

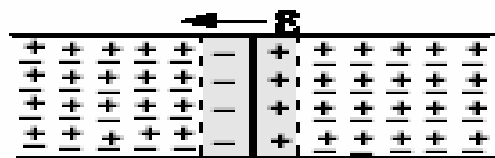
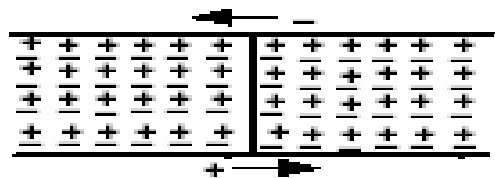
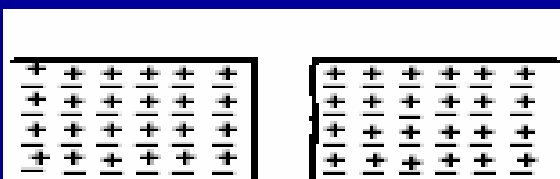
## § 5.1 平衡PN结

所谓PN结是P和N型半导体接触形成的基本结构

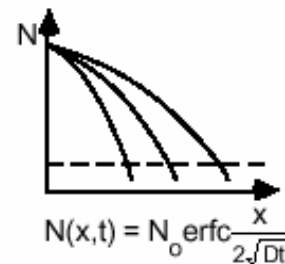
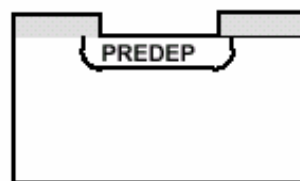
### 5.1.1 PN结的形成

实际的PN结是利用掺杂的补偿效应  
(Compensated) 形成的

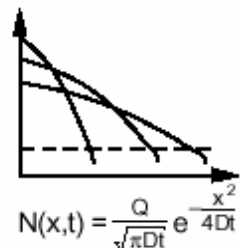
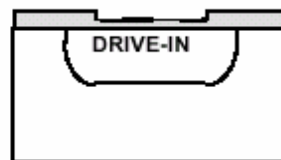
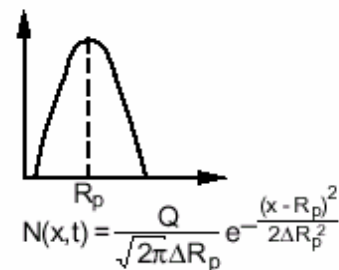
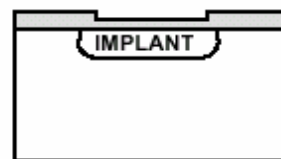
1. 扩散
2. 注入



#### I. Fabrication by Diffusion



#### P-N Junction Formation

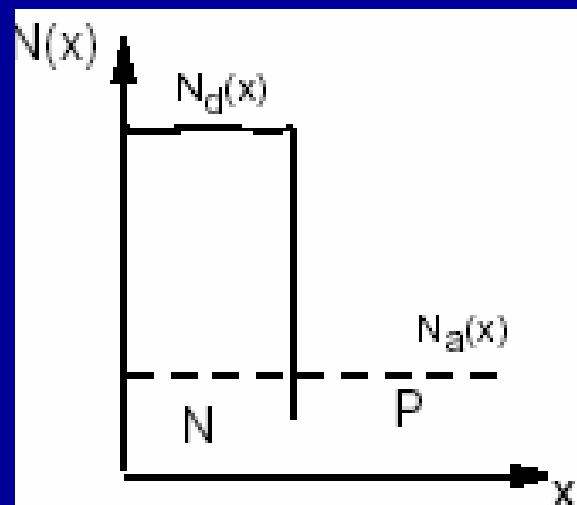


## § 5.1 平衡PN结

### 5.1.1 PN结的形成

两种理想的PN结构

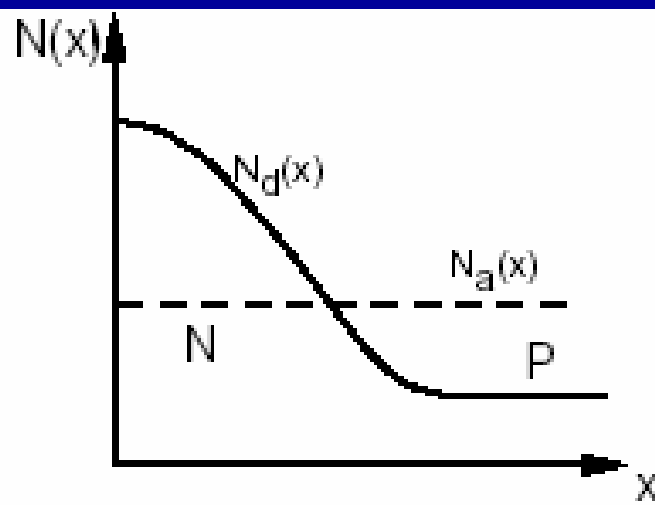
突变结



突变结

适用于浅结扩散和外延生长情况 ( $X_j < 1\mu\text{m}$ )

线性缓变结



线性缓变结

适用于深结扩散 ( $X_j > 3\mu\text{m}$ )

## 5.1.2 PN结的平衡能带图

能带图中  
的各参量

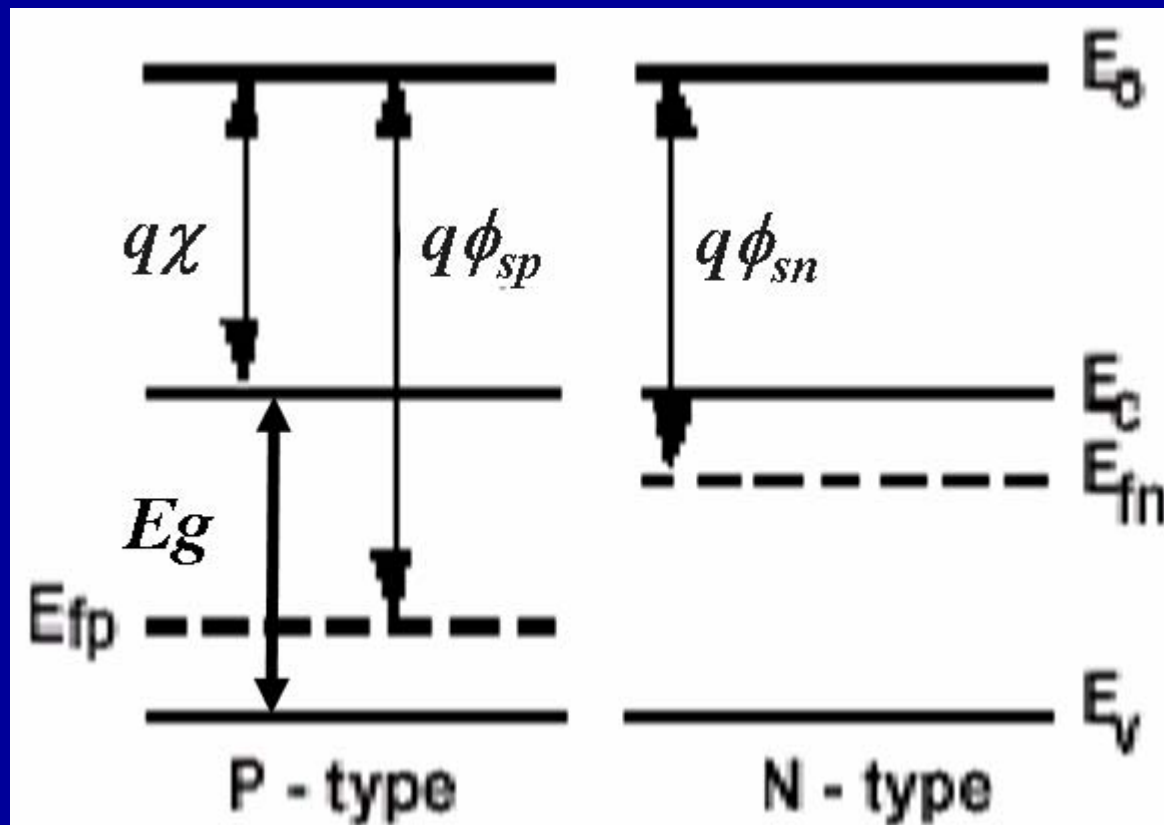
注意：1 不变量；2 变化量；3 真空能级和导带连续；  
4 费米能级与导带及载流子浓度的关系。

$\chi$ : 电子亲和势(**electron affinity**), 是材料参数

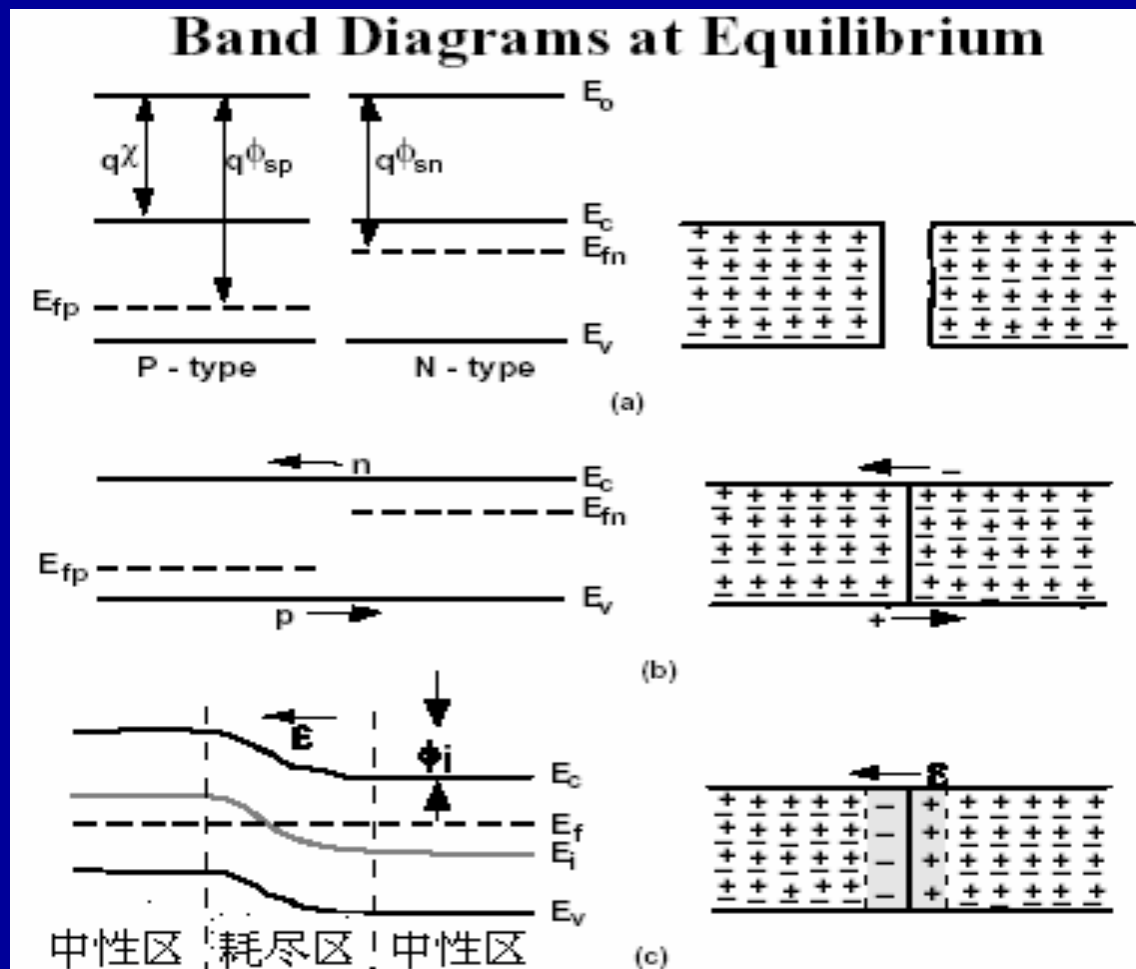
$\phi_s$ : 半导体功函数  
(**workfunction**)

$\phi_{sn}$ 、 $\phi_{sp}$

与材料和掺杂有关



## 5.1.2 PN结的平衡能带图



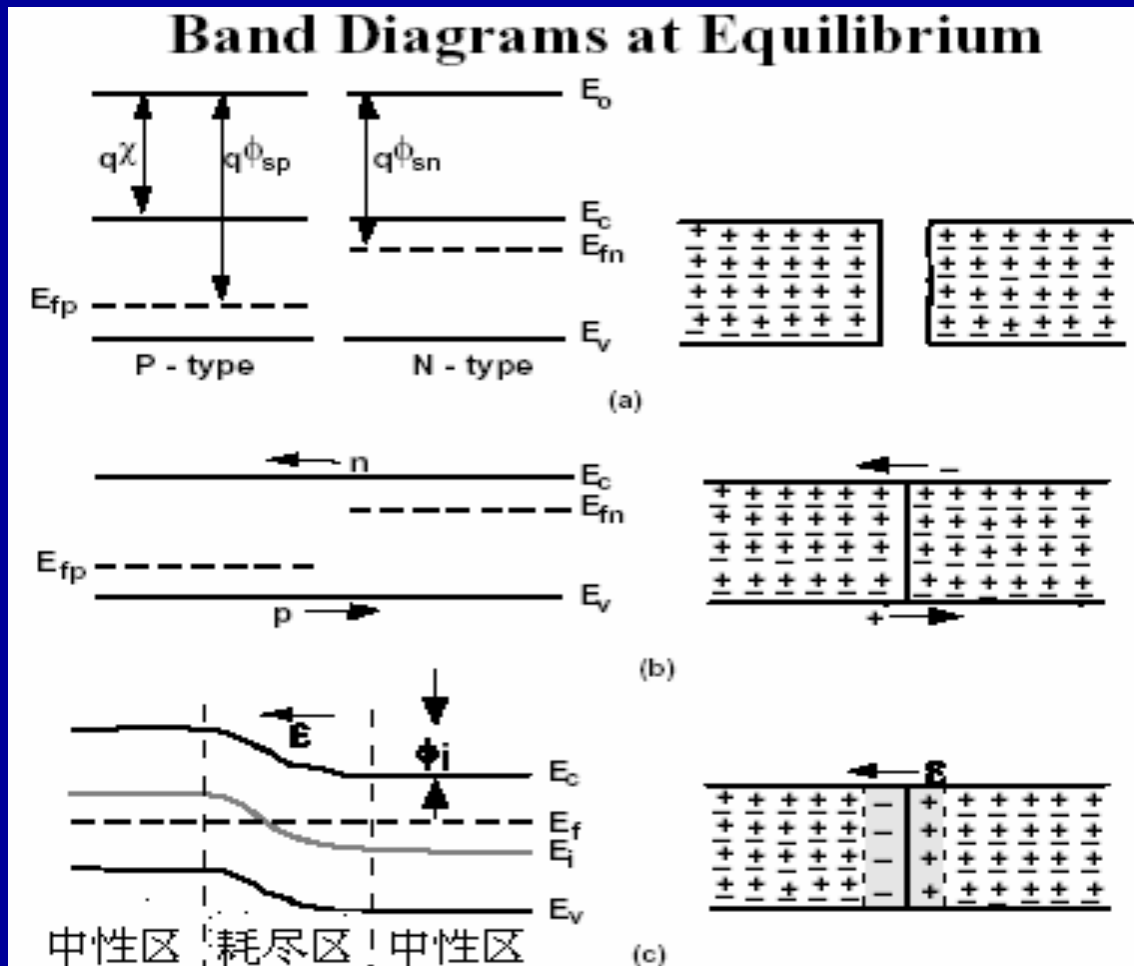
### 接触形成PN结时

• **N型**半导体中的电荷等价于可以自由运动的电子载流子和正的固定电荷（施主电离杂质），在均匀掺杂情形下，保持电中性；

• **P型**半导体中的电荷等价于可以自由运动的空穴载流子和负的固定电荷（受主电离杂质），在均匀掺杂情形下，保持电中性；

• 在形成PN结时，由于费米能级不一致，将发生载流子的再分布调整；

## 5.1.2 PN结的平衡能带图



接触形成PN结时

- 载流子的再分布，是通过N型区电子与P型区空穴的流动和复合实现的，将导致部分区域电中性被平衡而形成电场；

- N型区失去电子和P型区失去空穴后将遗留下不导电的固定电荷组成空间电荷区；

- 空间电荷区的电场将引起电势的变化，使得费米能级及能带发生变化。

## § 5.1 平衡PN结的特征

### 5.1.2 平衡PN结的能带图

达到平衡时

- 费米能级达到一致
- 漂移电流 = 扩散电流

$$j_n = \mu_n n \frac{\partial E_{Fn}}{\partial x} = \mu_n n \frac{\partial E_F}{\partial x} = 0$$

$$j_p = \mu_p p \frac{\partial E_{Fp}}{\partial x} = \mu_p p \frac{\partial E_F}{\partial x} = 0$$



$$\frac{dE_F}{dx} = 0$$

半导体中常用电势的定义

电势:  $\psi = -E/q$       本征费米势:  $\psi_i = -E_i/q$

费米势:  $\psi_f = -E_f/q$

相对费米势:  $\phi_B = \psi_i - \psi_f$



## § 5.1 平衡PN结的特征

### 5.1.2 平衡PN结的能带图

N型和P型半导体中的相对费米势表示为

$$-q\phi_p = E_{ip} - E_{fp} = kT \ln\left(\frac{p_{p0}}{n_i}\right) \approx kT \ln\left(\frac{N_a}{n_i}\right)$$

$$q\phi_n = E_{fn} - E_{in} = kT \ln\left(\frac{n_{n0}}{n_i}\right) \approx kT \ln\left(\frac{N_d}{n_i}\right)$$

相应的载流子浓度表达式

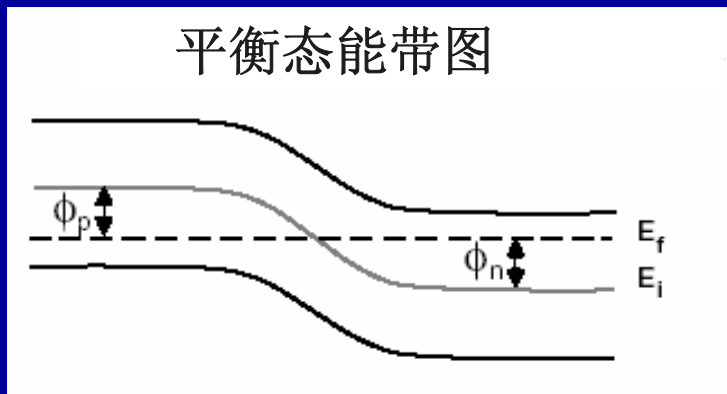
$$n = n_i e^{(E_f - E_i)/kT} = n_i e^{q(\psi_i - \psi_f)/kT} = n_i e^{q\phi_B/kT}$$

$$p = n_i e^{(E_i - E_f)/kT} = n_i e^{q(\psi_f - \psi_i)/kT} = n_i e^{-q\phi_B/kT}$$

## § 5.1 平衡PN结的特征

### 5.1.2 平衡PN结的能带图—自建势

PN中总的电势变化称为 (**Built-in Potential**)。由于在p和n的中性区，电势为常数，因此，电势变化发生在空间电荷区，自建势为p和n区的电势差，可表征为本征费米势的差。正是由于自建势的作用，使得p和n区的费米能级达到一致。



$$\begin{aligned}\psi_{bi} &= \phi_n - \phi_p = \frac{kT}{q} \left[ \ln \frac{N_d}{n_i} + \ln \frac{N_a}{n_i} \right] \\ &= \frac{kT}{q} \ln \frac{N_d N_a}{n_i^2}\end{aligned}$$

$$q\psi_{bi} = E_{ip} - E_{in} = kT \ln \left( \frac{n_{n0} p_{p0}}{n_i^2} \right) = kT \ln \left( \frac{p_{p0}}{p_{n0}} \right) = kT \ln \left( \frac{n_{n0}}{n_{p0}} \right)$$

$$n_{n0} p_{n0} = n_{p0} p_{p0} = n_i^2$$

## § 5.1 平衡PN结

### 5.1.3 平衡PN结Poisson方程和电势分布

$$\psi_i = -E/q$$

$$\varepsilon = -\frac{d\psi_i}{dx}$$

Poisson方程:

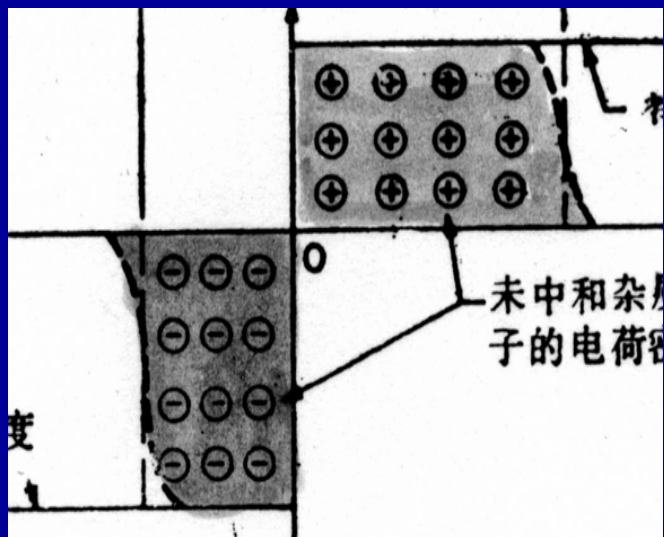
$$\frac{d^2\psi_i}{dx^2} = -\frac{d\varepsilon}{dx} = -\frac{\rho(x)}{\varepsilon_{Si}}$$

半导体中Poisson方程可一般写为:

$$\frac{d^2\psi_i}{dx^2} = -\frac{d\varepsilon}{dx} = -\frac{q}{\varepsilon_{Si}} [p(x) - n(x) + N_d^+(x) - N_a^-(x)]$$

### 5.1.3 平衡PN结Poisson方程和电势分布

如果知道平衡PN结的电荷分布，即可求解Poisson方程，获得电势分布。在半导体中存在电流时，Poisson方程通常需要与电流连续方程自洽求解。

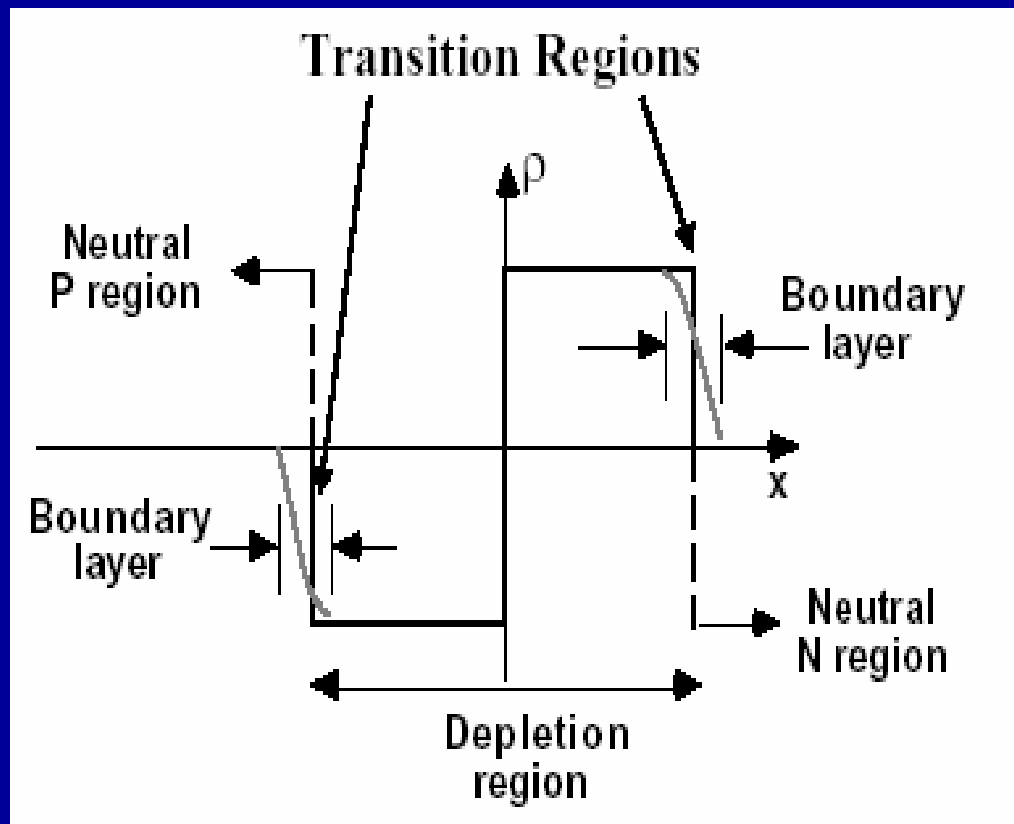


PN结电荷分布分为三个区域：

中性区 (Neutral)

转变区 (Transition)

耗尽区 (Depletion)



## 5.1.3 平衡PN结Poisson方程和电势分布

求解Poisson方程，获得电势分布特征，是半导体物理和器件物理的重要内容之一，是微电子系的学生需要掌握的基本技能之一。后面将给出具体的例子

### A. 中性区

$$\text{N-区} : n \approx N_d, p \approx n_i^2/N_d,$$

$$n - p - N_d + N_a = 0 \quad (\text{没有净电荷})$$

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} = 0 \quad (\text{如N-区电场强度为零, 电压为常数情况})$$

$$\frac{E_f - E_i}{q} = \phi_n = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_d}{n_i} \quad (1)$$

$$\text{同理P-区有:} \quad p \approx N_a, n \approx n_i^2/N_a,$$

$$\frac{E_f - E_i}{q} = \phi_p = -\frac{kT}{q} \ln \frac{N_a}{n_i} \quad (2)$$

### B. 耗尽区

采用耗尽近似，可列出如下的泊松方程

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} = \frac{q}{\epsilon_{Si}} (N_a - N_d)$$

## 5.1.3 平衡PN结Poisson方程和电势分布

### C. 过渡区

在耗尽区和中性区之间的过渡区，耗尽近似和中性近似都不适用：

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} = \frac{q}{\epsilon_{Si}} [(n - p) - (N_d - N_a)]$$

$$n = n_i e^{q\phi/kT}$$

$$p = n_i e^{-q\phi/kT}$$

其中

$$\phi = \psi_i - \psi_f$$

通常求解过渡区方程需要用计算机进行数值模拟，在N型一侧耗尽区假设电势变化很小，为  $\phi = \phi_n - \Delta\phi$  则可获得近似解。

\*举例：过渡区泊松方程的近似求解

根据：

$$\frac{d^2 \phi}{dx^2} \approx \frac{q}{\epsilon_{Si}} [n - N_d]$$

$$n = n_i e^{q(\phi_n - \Delta\phi)/kT} = N_d e^{-q\Delta\phi/kT}$$

则有：

$$-\frac{d^2 \Delta\phi}{dx^2} \approx \frac{q}{\epsilon_{Si}} [N_d e^{-q\Delta\phi/kT} - N_d]$$

可求得：

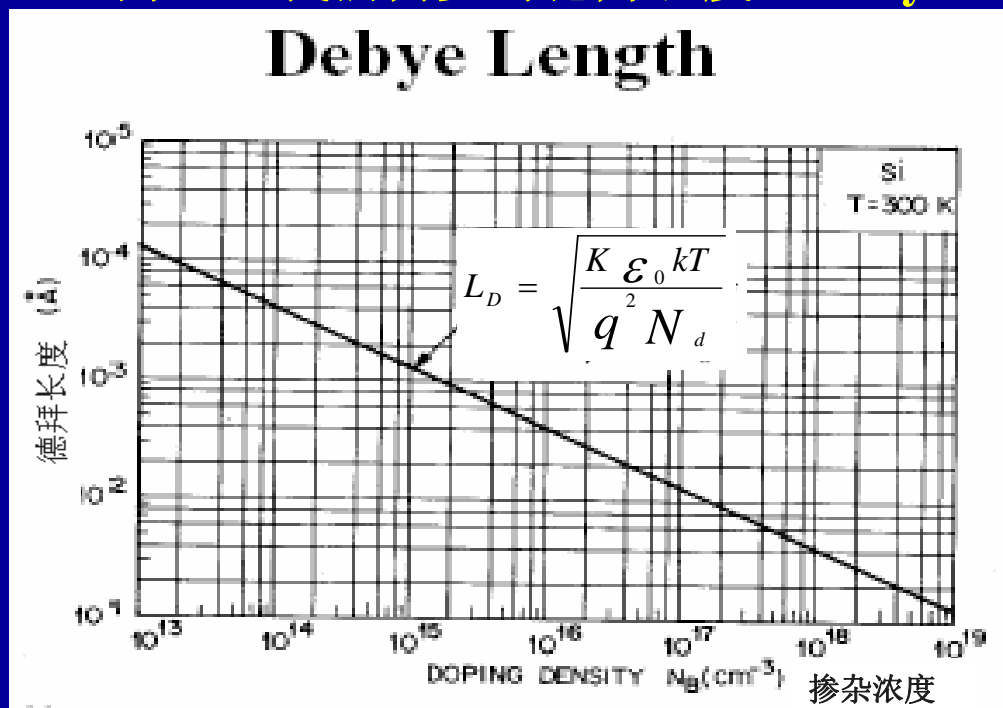
$$\Delta\phi \propto e^{x/L_D}$$

$$L_D = \sqrt{\frac{\epsilon_{Si} kT}{q^2 N_d}}$$

$L_D$ 为德拜长度

$\Delta\phi$  和距离呈指数关系， $n$ 和  $\Delta\phi$  也呈指数关系，因此电子浓度 $n$ 在几个德拜长度内迅速从  $N_d$  降为0。德拜长度在物理上可以认为是固定电荷 ( $N_d^-$  或  $N_a^+$ ) 对可移动电荷可产生的作用的距离。在这个例子中，德拜长度用来表征PN结耗尽区和中性区之间的突变过渡区

为此，我们需要对德拜长度（Debye Length）进行估算



边界层距离约为 $3L_D$ .例如，当 $N_d = 10^{15} \text{cm}^{-3}$  时，耗尽层在0偏置下 $X_n = 1 \mu\text{m}$ ， $L_D = 0.15 \mu\text{m}$ ，耗尽层近似有效。

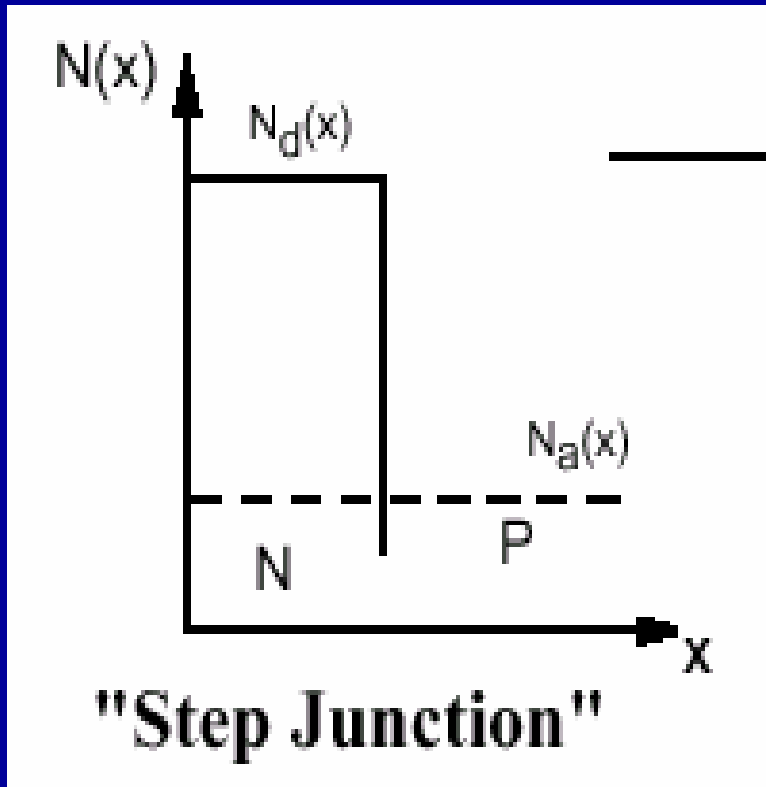
转变区与耗尽区相比很小，所以耗尽近似是一个好的近似，也是以后求解Poisson方程常用的近似。



## § 5.1 平衡PN结

### 5.1.4 突变结和耗尽近似

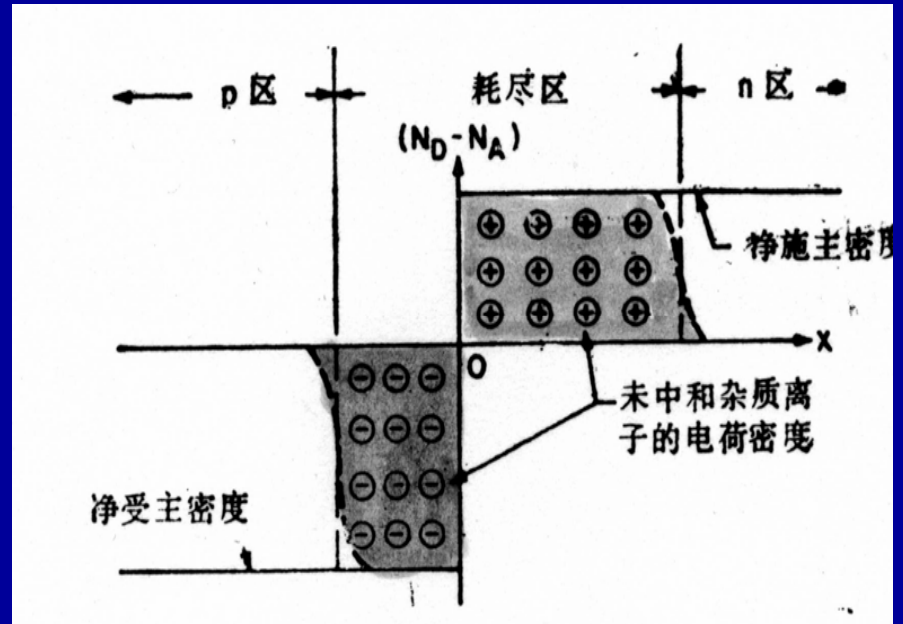
为了解析求解Poisson方程，通常需要对载流子和电荷分布做近似假设。突变结耗尽近似是其中的近似之一。



突变结耗尽近似包括：

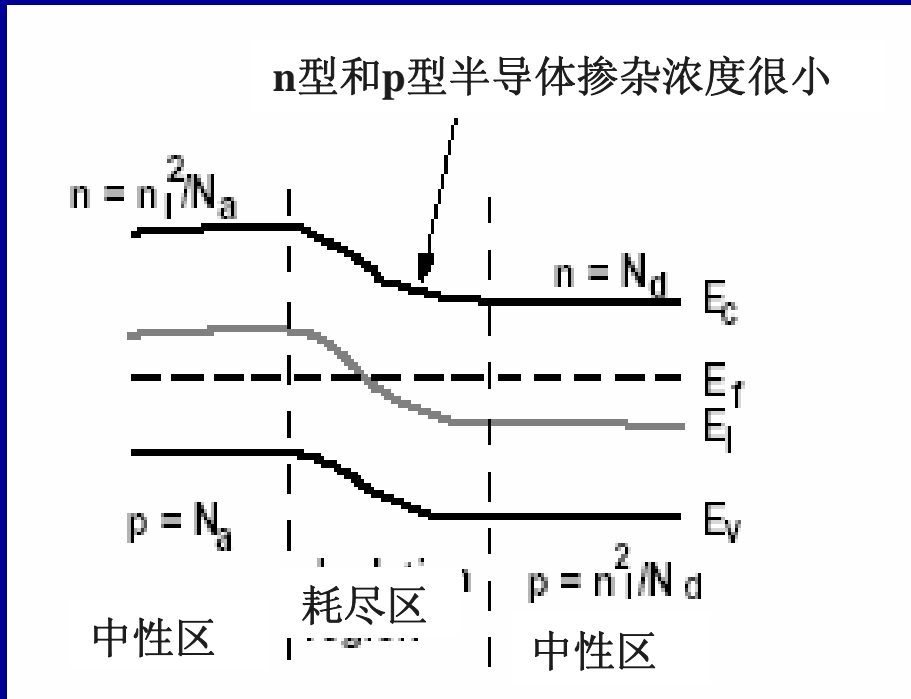
1) 突变结近似：即认为在P、N接触处发生掺杂浓度的突变的PN结，可等效为将均匀掺杂的P型和N型半导体理想接触形成PN结；

2) 耗尽近似：空间电荷区载流子完全耗尽



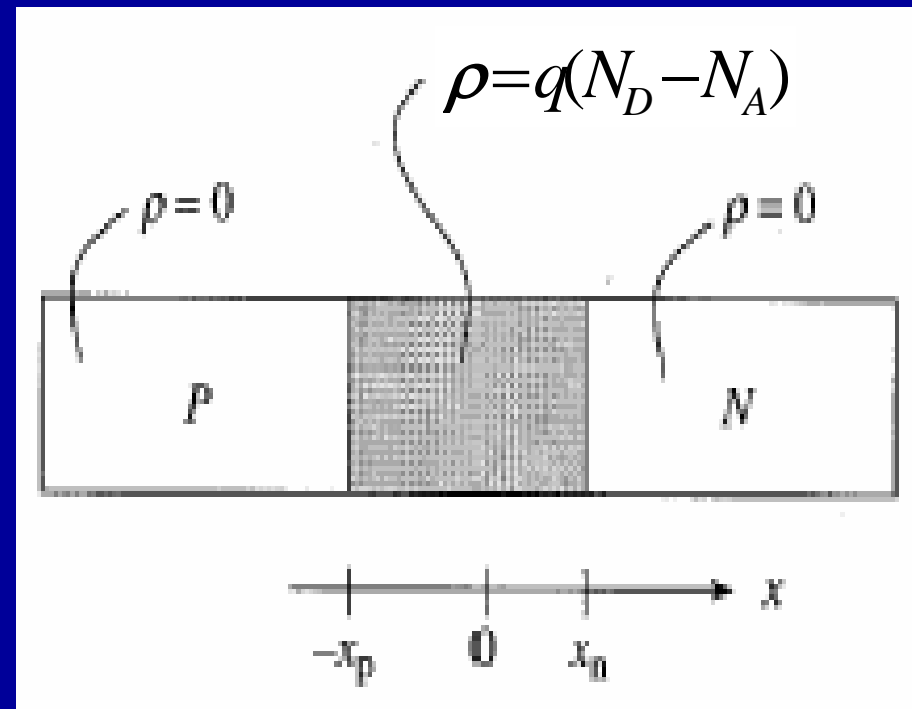
## § 5.1 平衡PN结的特征

### 5.1.4 突变结和耗尽近似



在突变结和耗尽近似的条件下，  
可以解析求解Poisson方程

通过求解Poisson方程，可获得空间电荷区厚度、电场和电势分布的表达式，是半导体物理的重要内容



## § 5.1 平衡PN结的特征

### 5.1.4 突变结和耗尽近似

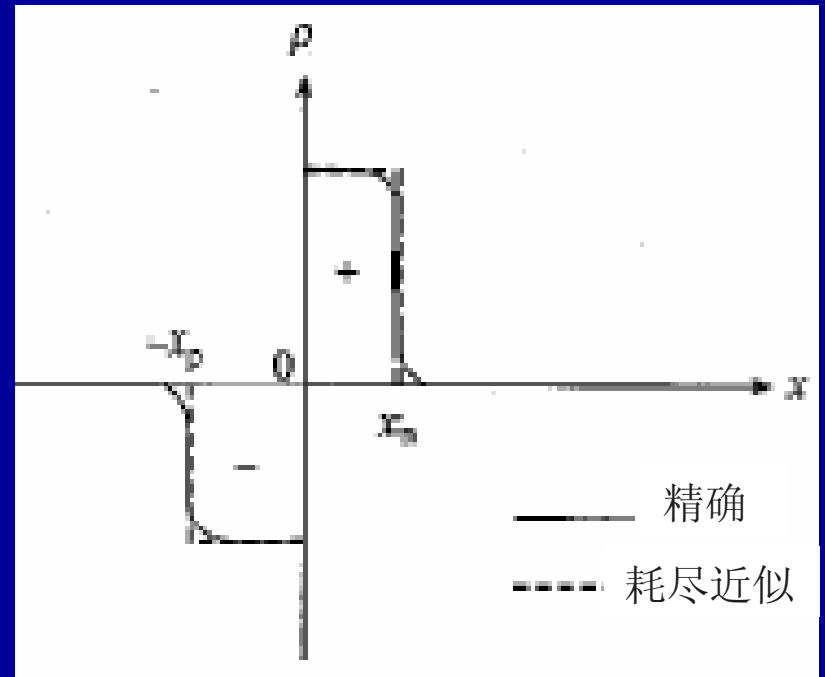
为计算简便，有以下近似：

1. 突变结近似：N型一侧有 $N_d = \text{常数}$   
P型一侧 $N_a = \text{常数}$ ，结界面处突变。

2. 耗尽近似：空间电荷区的载流子完全耗尽，半导体电荷密度如下分布：

在突变结耗尽近似下：

$$\begin{cases} \rho = N_d, 0 < x < x_n \\ \rho = -N_a, -x_p < x < 0 \\ \rho = 0, x < -x_p, \text{ or } x > x_n \end{cases}$$



## § 5.1 平衡PN结的特征

### Poisson方程求解

$$-\frac{d^2\psi_i}{dx^2} = \frac{qN_d}{\epsilon_{Si}} \quad 0 < x < x_n$$

$$-\frac{d^2\psi_i}{dx^2} = -\frac{qN_a}{\epsilon_{Si}} \quad -x_p < x < 0$$

求解Poisson方程可获得在稳定情形下最大电场强度出现在  $x=0$  处，为：

$$\epsilon_m \equiv \left| \frac{-d\psi_i}{dx} \right|_{x=0} = \frac{qN_d x_n}{\epsilon_{Si}} = \frac{qN_a x_p}{\epsilon_{Si}}$$

在PN结上  
总的电势  
变化为：

$$\psi_{bm} = \int_{-x_p}^{x_n} d\psi_i(x) = - \int_{-x_p}^{x_n} \epsilon(x) dx = \frac{\epsilon_m (x_n + x_p)}{2} = \frac{\epsilon_m W_d}{2}$$

于是：

$$W_d = \sqrt{\frac{2\epsilon_{Si}(N_a + N_d)\psi_m}{qN_a N_d}}$$

## § 5.1 平衡PN结

### Poisson方程求解（电场强度）

$$-\frac{d^2\psi_i}{dx^2} = \frac{qN_d}{\epsilon_{Si}}$$

$$0 < x < x_n$$

考虑电中性条件：

$$N_a x_p = N_d x_n$$

$$-\frac{d^2\psi_i}{dx^2} = -\frac{qN_a}{\epsilon_{Si}}$$

$$-x_p < x < 0$$

耗尽区宽度为：

$$W = x_p + x_n$$

以PN结N型一侧为例：

$$\vec{\epsilon} = -\frac{d\phi}{dx} = -\int_{x_n}^x -\frac{qN_d}{\epsilon_{Si}} dx = \frac{qN_d}{\epsilon_{Si}} (x - x_n)$$

同样在PN结P型一侧：

$$\vec{\epsilon} = -\frac{d\phi}{dx} = -\int_{-x_p}^x -\frac{qN_a}{\epsilon_{Si}} dx = -\frac{qN_a}{\epsilon_{Si}} (x + x_p)$$

电场强度和  $x$  呈线性关系并在  $x=0$  处取最大值：

$$\epsilon_{\max} = \frac{qN_d}{\epsilon_{Si}} x_n = \frac{qN_a}{\epsilon_{Si}} x_p$$

$$N_d x_n = N_a x_p$$

## § 5.1 平衡PN结

### Poisson方程求解（电势分布）

在N区有：

$$0 < x < x_n$$

$$\phi(x) = \phi_n - \frac{qN_d}{2\epsilon_{Si}}(x - x_n)^2$$

$$\phi_n = \frac{qN_d x_n^2}{2\epsilon_{Si}} + \phi_0$$

同样P区

$$-x_p < x < 0$$

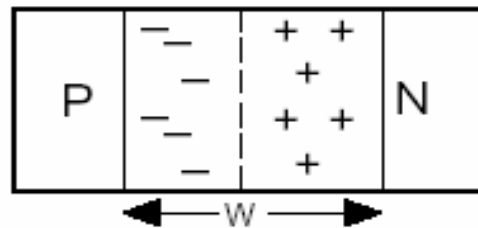
$$\phi(x) = \phi_p + \frac{qN_a}{2\epsilon_{Si}}(x + x_p)^2$$

$$\phi_p = \frac{qN_a x_p^2}{2\epsilon_{Si}} + \phi_0$$

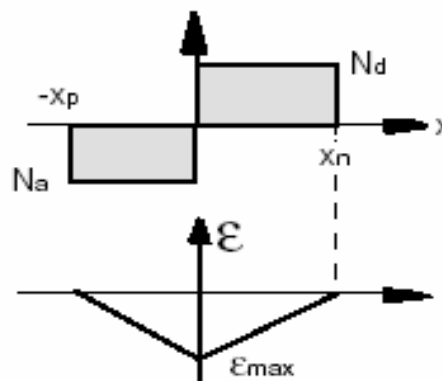
其中， $\phi_0$  为  $x=0$  处的电势

同时有：

$$\psi_m = \int_{-x_p}^{x_n} d\psi_i(x) = - \int_{-x_p}^{x_n} \epsilon(x) dx = \frac{\epsilon_m (x_n + x_p)}{2} = \frac{\epsilon_m W_d}{2}$$



突变结(耗尽区)



电荷密度

电场强度

## § 5.1 平衡PN结

Poisson方程求解（耗尽区宽度 $W$ ）

$x_n$ 和 $x_p$ 可以通过  $\phi_i$  的方程和  $N_d x_n = N_a x_p$  解得：

$$x_n = \left[ \frac{2\varepsilon_{Si} N_a}{q N_d (N_d + N_a)} \phi_i \right]^{1/2}$$

$$x_p = \left[ \frac{2\varepsilon_{Si} N_d}{q N_a (N_d + N_a)} \phi_i \right]^{1/2}$$

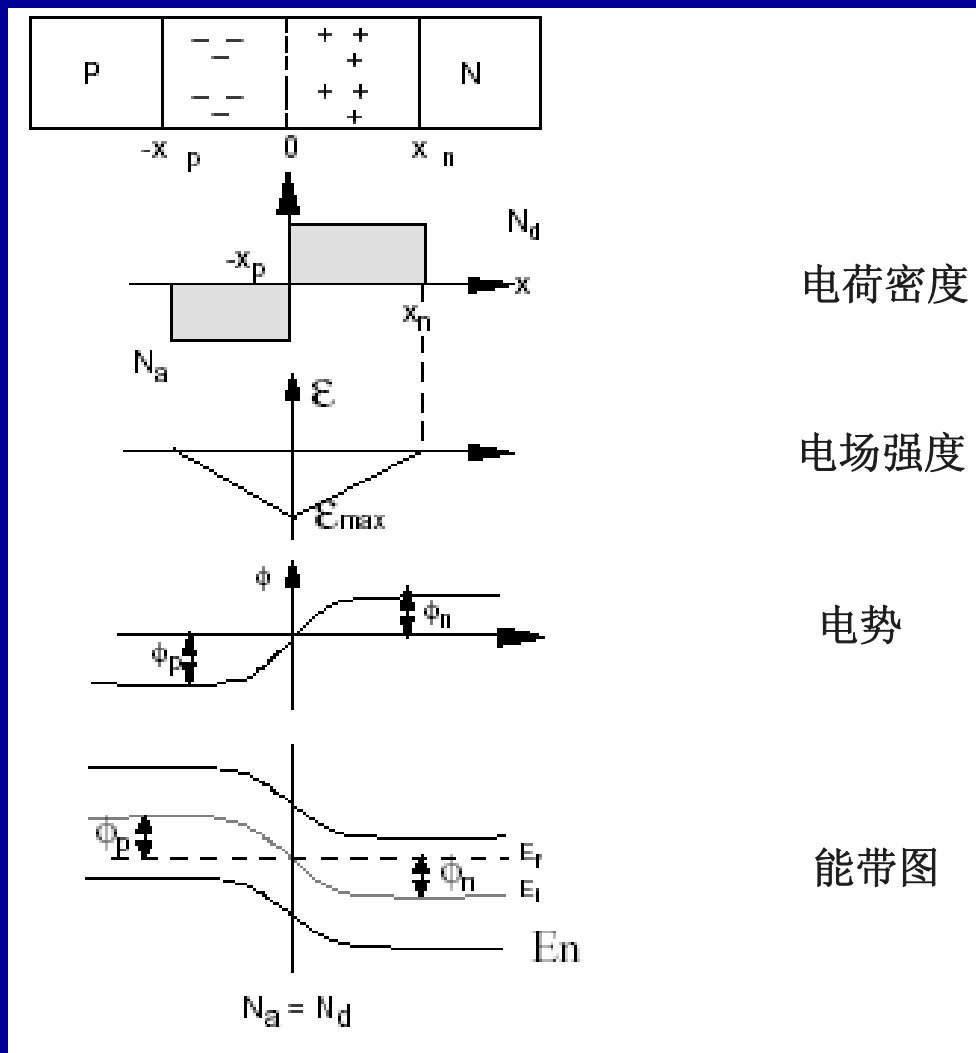
而

$$W = \frac{2\phi_i}{\vec{\varepsilon}_{\max}} = \frac{2\phi_i \varepsilon_{Si}}{q N_d x_n} = \frac{2\phi_i \varepsilon_{Si}}{q N_a x_p} = \left[ \frac{2\varepsilon_{Si}}{q} \left( \frac{N_a + N_d}{N_a N_d} \right) \phi_i \right]^{1/2}$$

利用求得的电势分布，可求得空间电荷区（耗尽区）中载流子浓度分布值

## § 5.1 平衡PN结

### Poisson方程求解



思考题：写出空间电荷区的载流子浓度的空间分布表达式，并与中性区的浓度分布做比较；

线性缓变结的泊松方程求解；

p-i-n结的泊松方程求解；



## § 5.1 平衡PN结

单边突变结 (**one-sided junction**)的  
**Poisson**方程求解举例

许多应用中，如**MOSFET**的源/漏结，通常采用**n<sup>+</sup>-p**或**p<sup>+</sup>-n**结，称为单边结。

对于重掺杂半导体：

$$E_{fn} \approx E_C$$

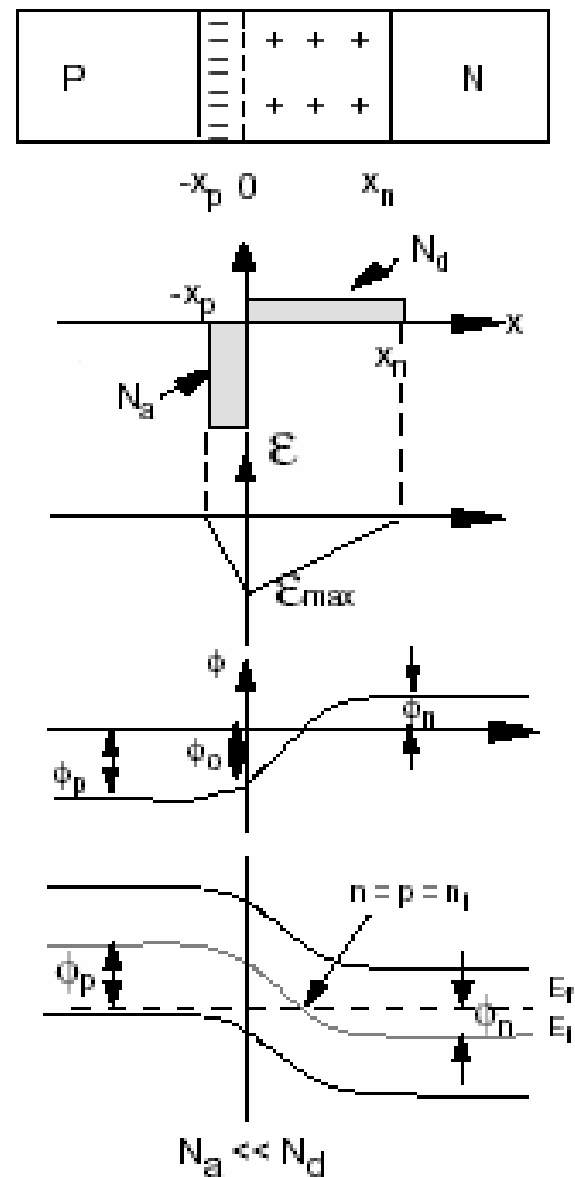
或

$$E_{fp} \approx E_V$$

$$q\psi_i = E_{fn} - E_i + kT \ln\left(\frac{N_a}{n_i}\right)$$

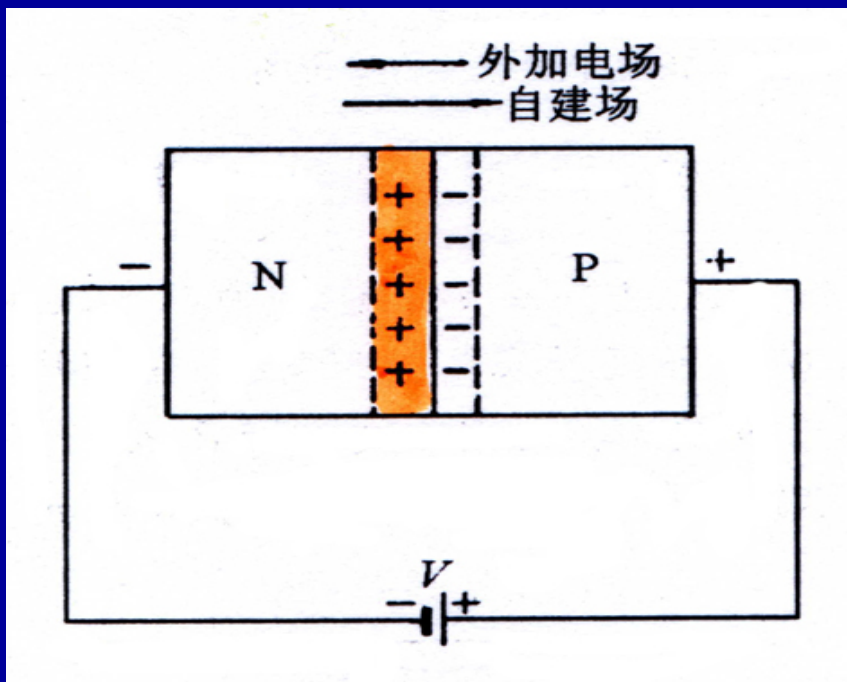
$$\approx E_{cn} - E_i + kT \ln\left(\frac{N_a}{n_i}\right) \approx \frac{E_g}{2} + kT \ln\left(\frac{N_a}{n_i}\right)$$

$$W_d = \sqrt{\frac{2\epsilon_{Si}(\psi_i \pm V_{app})}{qN_a}}$$



## § 5.2 偏置PN结及其IV特性

### 5.2.1 偏置PN结的能带图



PN结的偏置

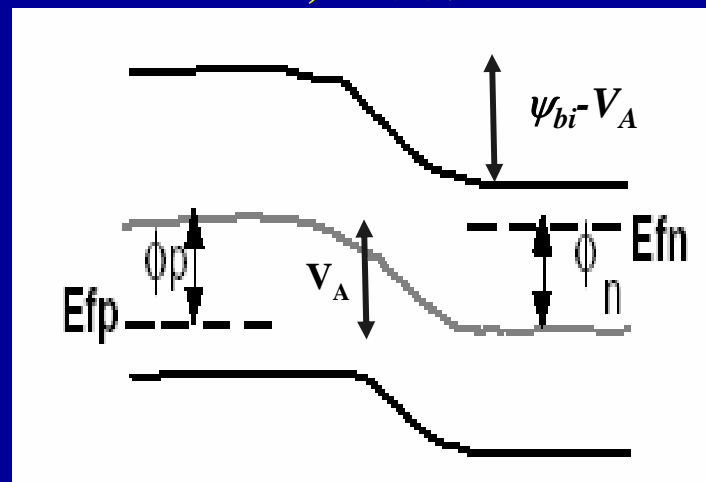
P接正极,  $V > 0$ , 正向偏置

P接负极,  $V < 0$ , 反向偏置

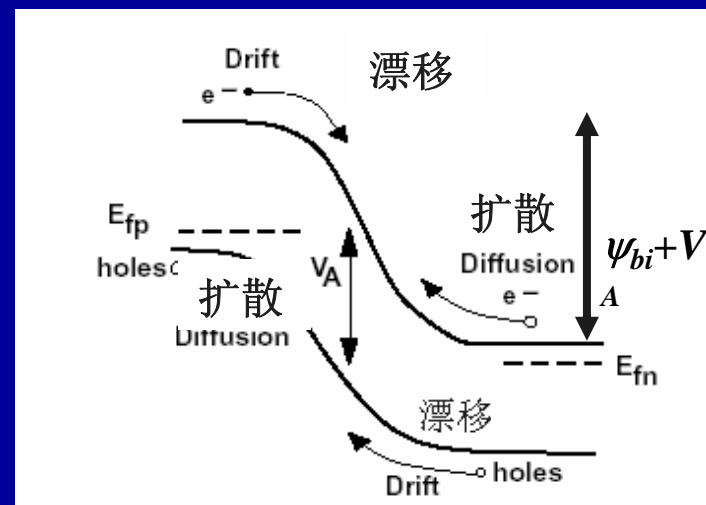
PN结内电势变

化仍然主要发生在空间电荷区内

$V > 0$ , 正向偏置



$V < 0$ , 反向偏置



我们已知，电子和空穴电流的一般表达式为：

$$J_n = qn\mu_n\varepsilon + qD_n \frac{dn}{dx} = -qn\mu_n \left( \frac{d\psi_i}{dx} - \frac{kT}{qn} \frac{dn}{dx} \right) = -qn\mu_n \frac{d\phi_n}{dx}$$

$$J_p = qp\mu_p\varepsilon - qD_p \frac{dp}{dx} = -qp\mu_p \left( \frac{d\psi_i}{dx} + \frac{kT}{qn} \frac{dp}{dx} \right) = -qp\mu_p \frac{d\phi_p}{dx}$$

其中  $\phi_n \equiv \psi_i - \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{n}{n_i}\right)$

$$\phi_p \equiv \psi_i + \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{p}{n_i}\right)$$

为准费米势

热平衡时，净电子和空穴电流为**0**，电子和空穴的准费米能级相同并在整个区域保持平直。此时在**PN**结耗尽层中电场作用下的漂移电流与**PN**结浓度梯度引起的相反方向的扩散电流相同，总的电流为**0**。

## § 5.2 偏置PN结及其IV特性

### 5.2.2 准费米能级及其空间变化特征

在外加偏置电压后，电子和空穴的准费米能级在空间将发生变化，在整个区域出现电流。此时，漂移电流和扩散电流的平衡被破坏。

为了分析了解偏置PN结的电流输运特性，首先对准费米能级的空间变化关系进行分析、讨论

$$J_n = -qn\mu_n \frac{d\phi_n}{dx}$$

$$J_p = -qn\mu_p \frac{d\phi_p}{dx}$$

$$\phi_n \equiv \psi_i - \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{n}{n_i}\right)$$

$$\phi_p \equiv \psi_i + \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{p}{n_i}\right)$$

## § 5.2 偏置PN结及其IV特性

### 5.2.2 准费米能级及其空间变化特征

考察准费米能级在空间的变化（将证明变化主要发生在过剩少数扩散区）

在N、P中性区，电子和空穴准费米能级相等。 $n=n_0, p=p_0$

考虑准电子费米势在非平衡区的空间变化。首先考虑  $(d\phi_n / dx)$  的变化。

通常 $n \sim N_d \sim 10^{17} \text{cm}^{-3}$ ，电子迁移率 $\sim 1000 \text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ 。在中等电流密度 $\sim 10^3 \text{A}/\text{cm}^2$ ， $q(d\phi_n / dx) \sim 60 \text{eV}/\text{cm}$ 。自建势 $\sim 1\text{V}$ ，耗尽层厚度 $\sim 0.1 \mu\text{m}$ ，则自建势在空间的变化率 $\sim 10^5 \text{eV}/\text{cm}$ ，因此，电子的准费米能级在n区的准中性区的变化可以忽略。

## § 5.2 偏置PN结及其IV特性

### 5.2.2 准费米能级及其空间变化特征

然后比较  $(d\phi_n/dx)$  在空间电荷区边界的变化。在空间电荷区，忽略产生复合—电流，则电子电流保持不变。这意味着：

$n\mu_n d\phi_n/dx$  在  $x_n$  与  $-x_p$  处相等（非常重要的结论）。

而  $n(x_n) \gg n(-x_p)$ ，因此， $d\phi_n/dx$  在  $x_n$  处远小于在  $-x_p$  处的变化，即

$d\phi_n/dx$  的变化主要在靠近空间电荷区边界的p区内。

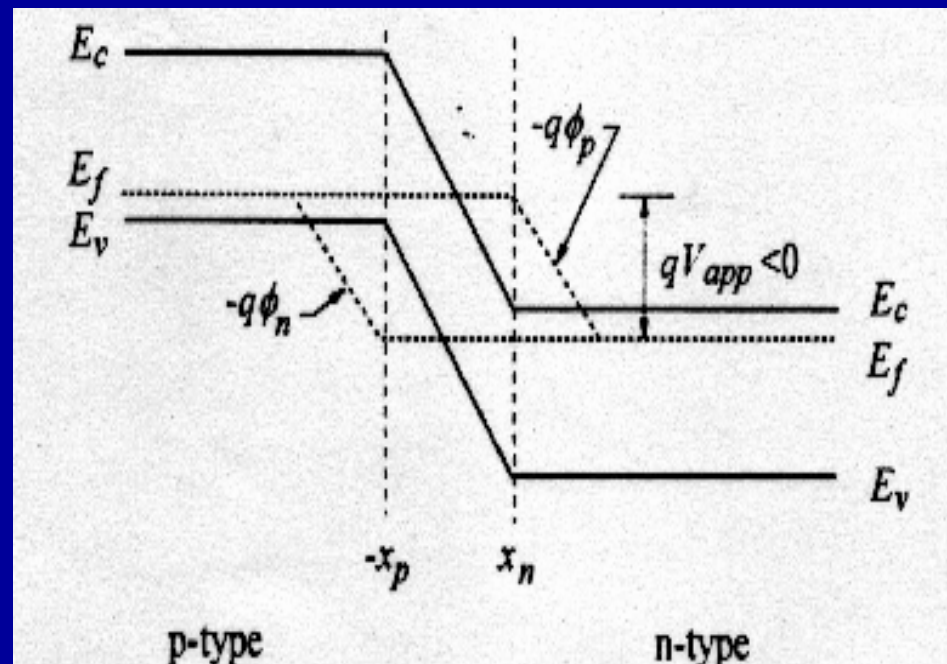
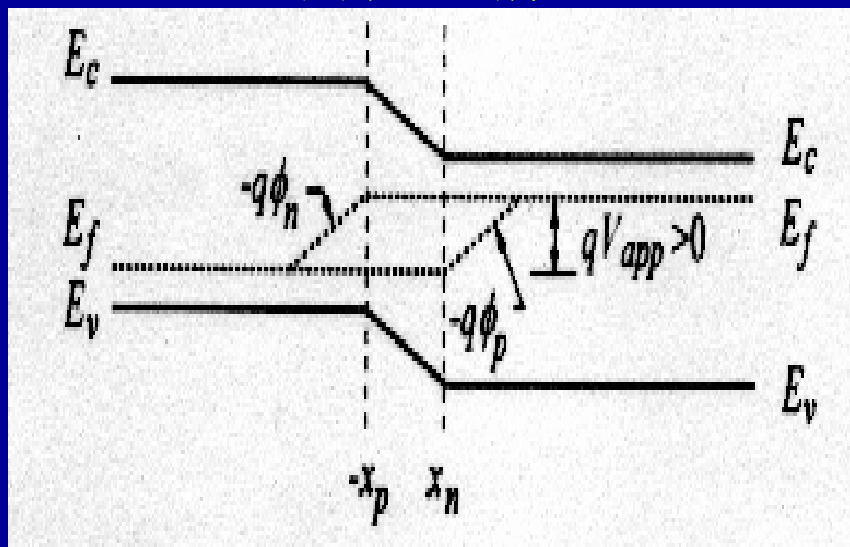
最后，考虑  $d\phi_n/dx$  在p区中性区的变化。后面我们将证明，过剩载流子浓度和  $J_n$  在p区只在靠近耗尽层附近的电子扩散特征长度内才不对于零。因此， $d\phi_n/dx$  化主要在该扩散长度内。

## § 5.2 偏置PN结及其IV特性

### 5.2.2 准费米能级及其空间变化特征

反向偏置情形

正向偏置情形



$$J_n = -qn\mu_n \frac{d\phi_n}{dx}$$

$$J_p = -qn\mu_p \frac{d\phi_p}{dx}$$

$$pn = n_i^2 \exp\left[\frac{q(\phi_p - \phi_n)}{kT}\right]$$

过剩载流子浓度与准费米能级的差相关

## § 5.2 偏置PN结及其IV特性

### 5.2.3 在偏置PN结中的耗尽层和电场

偏置情形下耗尽层获得可以利用突变结耗尽近似下势垒宽度与势垒的关系式可以得到：

$$W = x_p + x_n = \left[ \frac{2\epsilon_{Si}}{q} \left( \frac{N_a + N_d}{N_a N_d} \right) (\phi_i - V_A) \right]^{1/2}$$

即用偏置情形下总的电势降  $(\phi_i - V_A)$  代替自建势  $\phi_i$

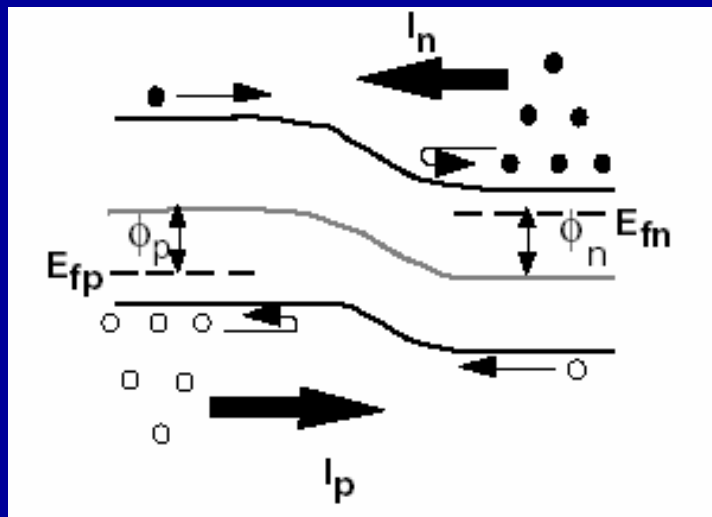
由此还可以得到最大电场强度：

$$\epsilon_{\max} = \frac{2(\phi_i - V_A)}{W}$$

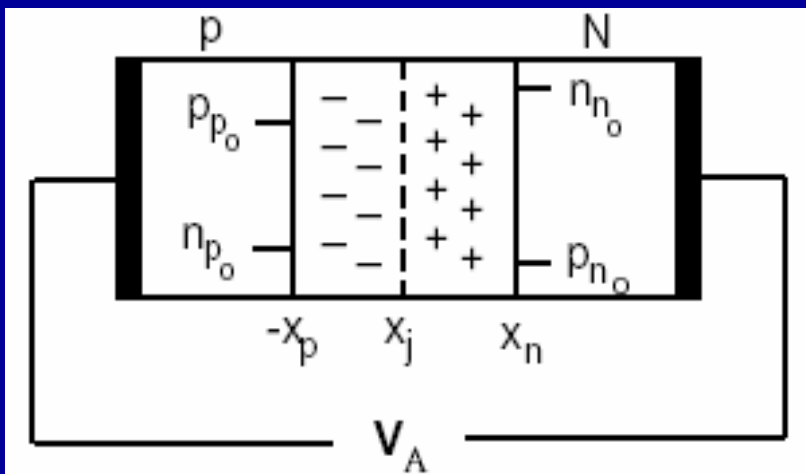


## § 5.2 偏置PN结及其IV特性

### 5.2.4 在偏置PN结中载流子浓度与偏压关系



在正向偏置下，多数载流子势垒  $\phi_i$  降低  $V_A$ ，将发生电子从N区向P区注入和空穴从P区向N区注入。



$n_{n0}$

热平衡时N区电子浓度

$n_{p0}$

热平衡时P区电子浓度

$p_{n0}$

热平衡时N区空穴浓度

$p_{p0}$

热平衡时P区空穴浓度

## § 5.2 偏置PN结及其IV特性

### 5.2.4 在偏置PN结中载流子浓度与偏压关系

多子	$n_{n0} \approx N_d$	少子	$p_{n0} = \frac{n_i^2}{N_d}$	$\Rightarrow$	$\phi_i = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_d N_a}{n_i^2} = \frac{kT}{q} \ln \frac{n_{n0}}{n_{p0}}$
	$p_{p0} \approx N_a$	少子	$n_{p0} = \frac{n_i^2}{N_a}$		

由此可以获得平衡PN结两端的载流子浓度关系式，即N区电子（多子）与P区电子（少子）和P区空穴（多子）与N区空穴（少子）与结电压（势）的关系表达式

$$n_{n0} = n_{p0} e^{q\phi_i/kT}$$

$$p_{p0} = p_{n0} e^{q\phi_i/kT}$$

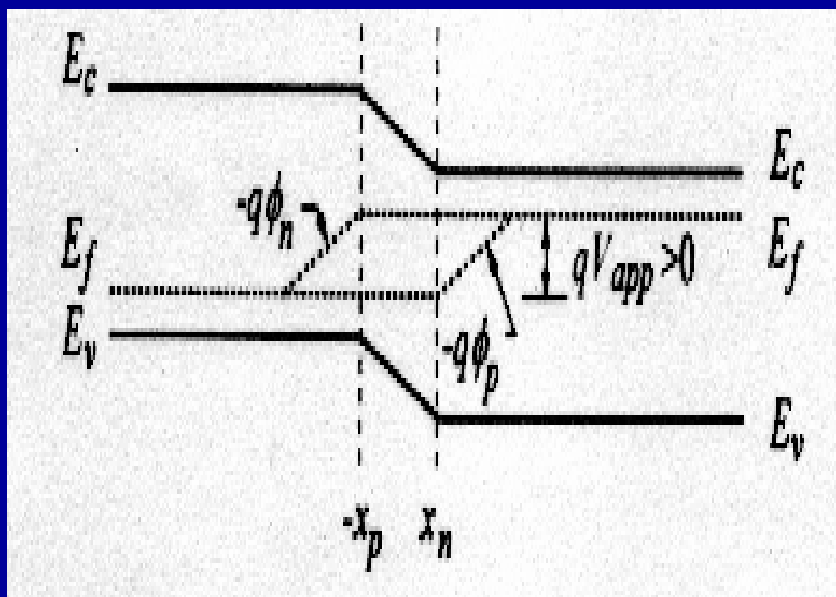
## 5.2.4 在偏置PN结中载流子浓度与偏压关系

根据偏置情形下载流子浓度与准费米能级的关系，可获得

$$pn = n_i^2 \exp[q(\phi_p - \phi_n)/kT]$$

设  $V(x) = \phi_p(x) - \phi_n(x)$

$$\begin{aligned} n_p(x) &= \frac{n_i^2}{p_p(x)} \exp(qV/kT) \\ &= \frac{n_{p0}(x)p_{p0}(x)}{p_p(x)} \exp(qV(x)/kT) \\ &\approx n_{p0}(x) \exp(qV(x)/kT) \end{aligned}$$



其中假定多数载流子浓度与平衡载流子浓度近似相等

## 5.2.4 在偏置PN结中载流子浓度与偏压关系

PN结所加偏压通常都降在空间电荷区，如果忽略空间电荷区载流子的复合，则在空间电荷区的准费米能级保持不变，在

$$-x_p \leq x \leq x_n$$

满足关系：
$$V = \phi_p - \phi_n = V_a$$

由此获得非平衡少数浓度与平衡少数浓度满足关系：

$$p_n(x = x_n) \approx p_{n0}(x = x_n) \exp(qV_a/kT)$$

$$n_p(x = -x_p) \approx n_{p0}(x = -x_p) \exp(qV_a/kT)$$

$$V_a > 0$$

载流子注入

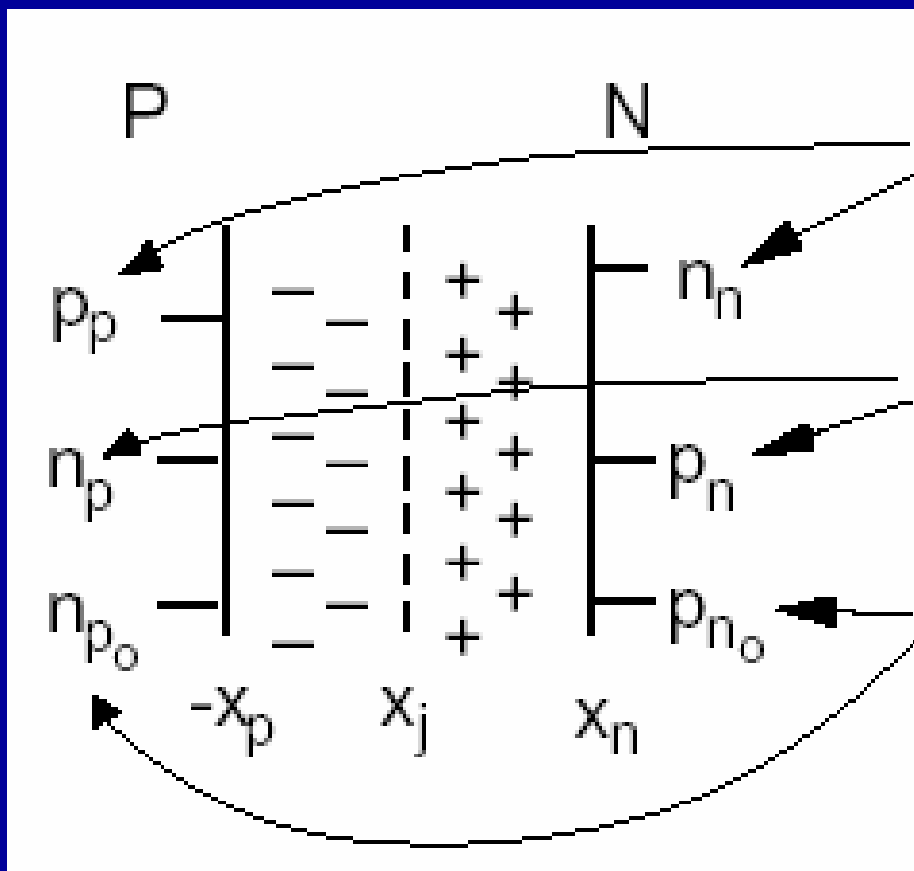
$$V_a < 0$$

载流子抽取

这是非常重要的PN结边界条件，把耗尽层边界注入少子的浓度与平衡少数浓度及结上所加偏压联系起来

## 5.2.4 在偏置PN结中载流子浓度与偏压关系

PN结所加偏压通常都降在空间电荷区，而且在忽略空间电荷区载流子复合的情形下，准费米能级不变，在  $-x_p \leq x \leq x_n$   $V = \phi_p - \phi_n = V_a$



在过剩载流子小注入情形下：  
多子不受注入影响

少子  $n_p$  和  $p_n$  与多子及偏置电压呈指数关系

$$n_p = n_n e^{q(\phi_i - V_a)/kT}$$

$$p_n = p_p e^{q(\phi_i - V_a)/kT}$$

## § 5.2 偏置PN结及其IV特性

### 5.2.4 过剩载流子在偏置PN结中的分布

正向和反向偏置的 $n-p$ 二极管中载流子浓度分布对基区厚度的空间依赖关系均为 $\text{Sinh}[(W-x)/L]$ 。

$W/L = \infty$  时，依赖于 $\exp(-x/L)$ 分布

当 $W/L > 2$ 时，分布类似于宽基区情形，对 $W$ 的倚赖很弱；

而当 $W/L < 2$ ，分布强依赖于 $W$

而当 $W/L < 1$ 时，分布类似于窄基区，依赖关系为 $1-x/W$

### 5.2.4 少数载流子电流对基区厚度的依赖

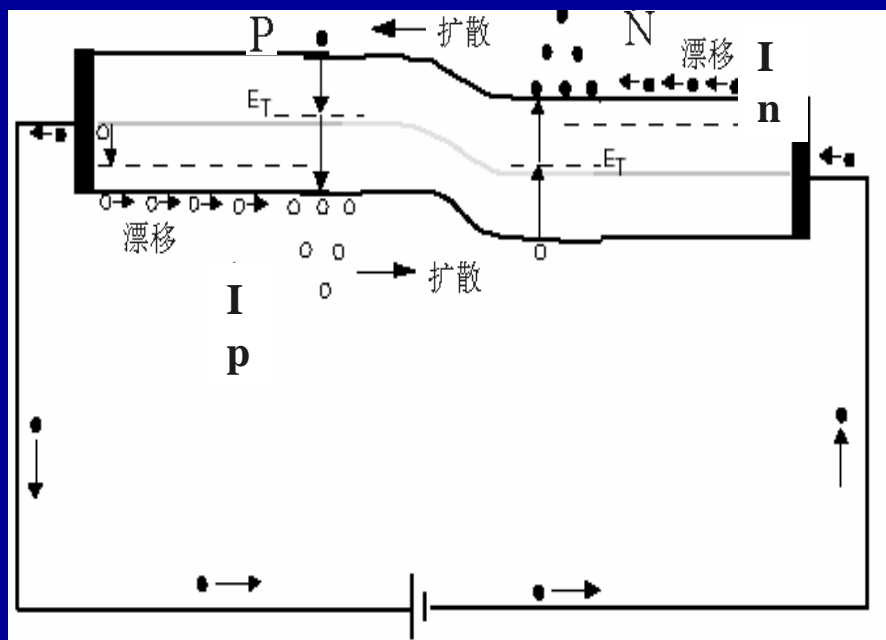
与过剩载流子的分布有关，由前面导出的表达式给出

## § 5.2 偏置PN结及其IV特性

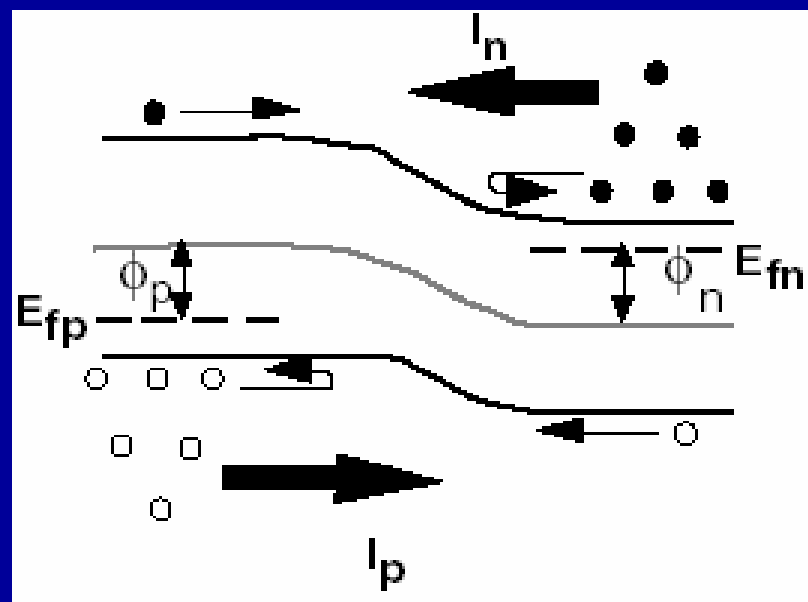
### 5.2.5 载流子在偏置PN结中的输运

根据载流子的统计分布函数，能量  $E > q(\phi_i - V_A)$  的载流子占据几率与  $V_A$  呈指数关系，因此，可以预期注入电流与  $V_A$  存在指数依赖关系。

PN结在平衡或反偏时的情况，电流为零或很小。以下讨论正偏情况，具有持续稳定的电流的情形。



### PN结I-V特性



## 5.2.5 载流子在偏置PN结中的输运

在稳定情形下，如果能够求出任意一点电子和空穴电流之和，就可以获得PN结的总电流。

在正向偏置下，电子从n端注入到p端，空穴从p端注入到n端。在耗尽区，如果忽略载流子的产生和复合，则离开p端时的空穴电流与进入n端时的空穴电流相同；同理，离开n端时的电子电流与进入p端时的电子电流相同。

由于准中性区电场很弱，可忽略，因此，可以认为在准中性区只存在扩散电流，包括耗尽区的两个边界处。

因此，如果能够获得耗尽区n端边界的空穴电流和p端的电子电流，则PN结的总电流为二者之和。



## 5.2.5 载流子在偏置PN结中的输运

电流输运方程的出发点是电流连续方程。

电子电流的连续性方程为：

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{q} \frac{\partial J_n}{\partial x} - R_n + G_n$$

在小注入情形下，弛豫近似成立，  
则可定义电子的寿命为：

$$\tau_n \equiv \frac{n - n_0}{R_n - G_n}$$

电子电流的连续性方程  
改写为：

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{q} \frac{\partial J_n}{\partial x} - \frac{n - n_0}{\tau_n}$$

于是：

$$\frac{\partial n_p}{\partial t} = D_n \frac{\partial^2 n_p}{\partial x^2} - \frac{n_p - n_{p0}}{\tau_n}$$

将电流表达式代入

$$\frac{\partial n}{\partial t} = n\mu_n \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} + \mu_n \varepsilon \frac{\partial n}{\partial x} + D_n \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} - \frac{n - n_0}{\tau_n}$$

## 5.2.5 载流子在偏置PN结中的输运

电流输运方程的出发点是电流连续方程。

电子电流的连续性方程为：

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{q} \frac{\partial J_n}{\partial x} - R_n + G_n$$

在小注入情形下，弛豫近似成立，  
则可定义电子的寿命为：

$$\tau_n \equiv \frac{n - n_0}{R_n - G_n}$$

电子电流的连续性方程改写为：

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{q} \frac{\partial J_n}{\partial x} - \frac{n - n_0}{\tau_n}$$

于是：

$$\frac{\partial n_p}{\partial t} = D_n \frac{\partial^2 n_p}{\partial x^2} - \frac{n_p - n_{p0}}{\tau_n}$$

## 5.2.5 载流子在偏置PN结中的输运

同理，对空穴电流有：

$$\frac{\partial p_n}{\partial t} = D_p \frac{\partial^2 p_n}{\partial x^2} - \frac{p_n - p_{n0}}{\tau_p}$$

考虑P区电子满足的电流连续方程。在小注入条件下，均匀掺杂P区，电场为0，即：

$$\varepsilon = 0 \quad \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} = 0$$

$$\frac{\partial n_p}{\partial t} = D_n \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} - \frac{n_p - n_{p0}}{\tau_n}$$

在稳态 (Steady state) 下

$$\frac{\partial n_p}{\partial t} = 0 = D_n \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} - \frac{n_p - n_{p0}}{\tau_n}$$

重写为：

$$\frac{d^2 n}{dx^2} - \frac{n_p - n_{p0}}{L_n^2} = 0$$

其中

$$L_n \equiv \sqrt{\tau_n D_n} = \sqrt{\frac{kT \mu_n \tau_n}{q}}$$

## 5.2.5 载流子在偏置PN结中的输运

假设PN结为 $n^+$ - $p$ 结， $p$ 区厚度为 $W$ ，则扩散方程满足的边界条件为：

$$n_p = n_{p0} \exp(qV_a/kT), \quad \text{at } x=0$$

$$n_p = n_{p0}, \quad \text{at } x=W$$
 其中， $W$ 为 $p$ 区的宽度。

由以上边界条件下，求解连续方程得：

$$n_p - n_{p0} = n_{p0} \left[ \exp\left(\frac{qV_{app}}{kT}\right) - 1 \right] \frac{\sinh[(W-x)/L_n]}{\sinh(W/L_n)}$$

## 5.2.5 载流子在偏置PN结中的输运

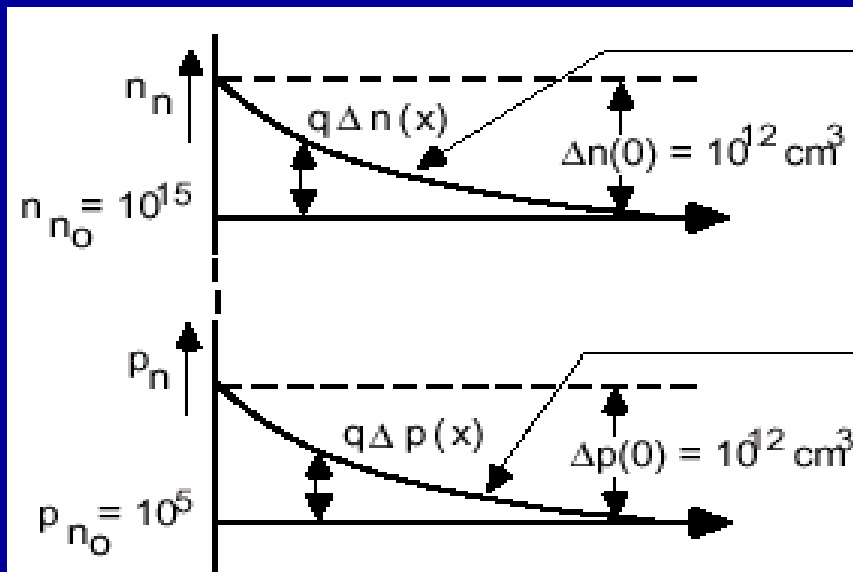
在p-区有:

$$J_n(x=0) = qD_n \left( \frac{dn_p}{dx} \right)_{x=0} = - \frac{qD_n n_{p0} [\exp(qV_{app}/kT) - 1]}{L_n \tanh(W/L_n)}$$

其中

$$n_{p0} p_{p0} = n_i^2$$

$$= - \frac{qD_n n_i^2 [\exp(qV_{app}/kT) - 1]}{p_{p0} L \tanh(W/L_n)}$$



多数载流子浓度  
大致不变

注入空穴浓度经过一定距  
离复合衰减为平衡时浓度

## 5.2.5 载流子在偏置PN结中的输运

对正偏的 $n^+ - p$ 二极管:

$$n_p - n_{p0} = n_{p0} \left[ \exp\left(\frac{qV_{app}}{kT}\right) - 1 \right] \frac{\sinh[(W - x) / L_n]}{\sinh(W / L_n)}$$

正偏

$$J_n(x=0) = -\frac{qD_n n_i^2 \left[ \exp(qV_{app} / kT) - 1 \right]}{p_{p0} L_n \tanh(W / L_n)}$$

正偏

对反偏的 $n^+ - p$ 二极管:

$$n_p - n_{p0} = -n_{p0} \frac{\sinh[(W - x) / L_n]}{\sinh(W / L_n)}$$

反偏

$$J_n(x=0) = -\frac{qD_n n_i^2}{p_{p0} L_n \tanh(W / L_n)}$$

反偏

## 5.2.5 载流子在偏置PN结中的运输

偏置PN结的电流与过剩载流子的浓度分布有关，而过剩载流子的浓度分布取决于扩散方程满足的边界条件。不同的边界条件，可获得不同形式的稳定二极管电流随电压为 $V_A$ 变化的表达式。下面讨论两种极限情形。

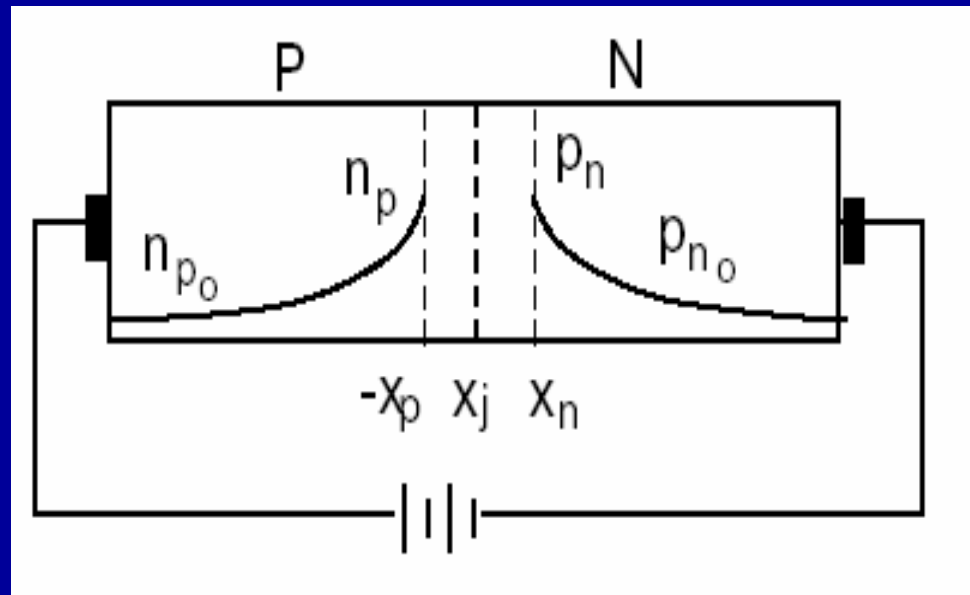
### A. 宽基区二极管

即P区宽度远大于扩散长度的情形

相应的边条件为：

$$n_p = n_{p0} \exp(qV_a/kT), \quad \text{at } x = 0$$

$$n_p = n_{p0}, \quad \text{at } x \rightarrow \infty$$



## 5.2.5 载流子在偏置PN结中的输运

A. 宽基区 $n^+ \text{-} p$ 二极管:

$$\begin{aligned} n_p - n_{p0} &= n_{p0} \left[ \exp\left(qV_{app} / kT\right) - 1 \right] \exp(-x / L_n) \end{aligned} \quad (\text{正偏, 宽基})$$

$$J_n(x=0) = -\frac{qD_n n_i^2}{p_{p0} L_n} \left[ \exp\left(qV_{app} / kT\right) - 1 \right] \quad (\text{正偏, 宽基})$$

$$n_p - n_{p0} = -n_{p0} \exp(-x / L_n) \quad (\text{反偏, 宽基})$$

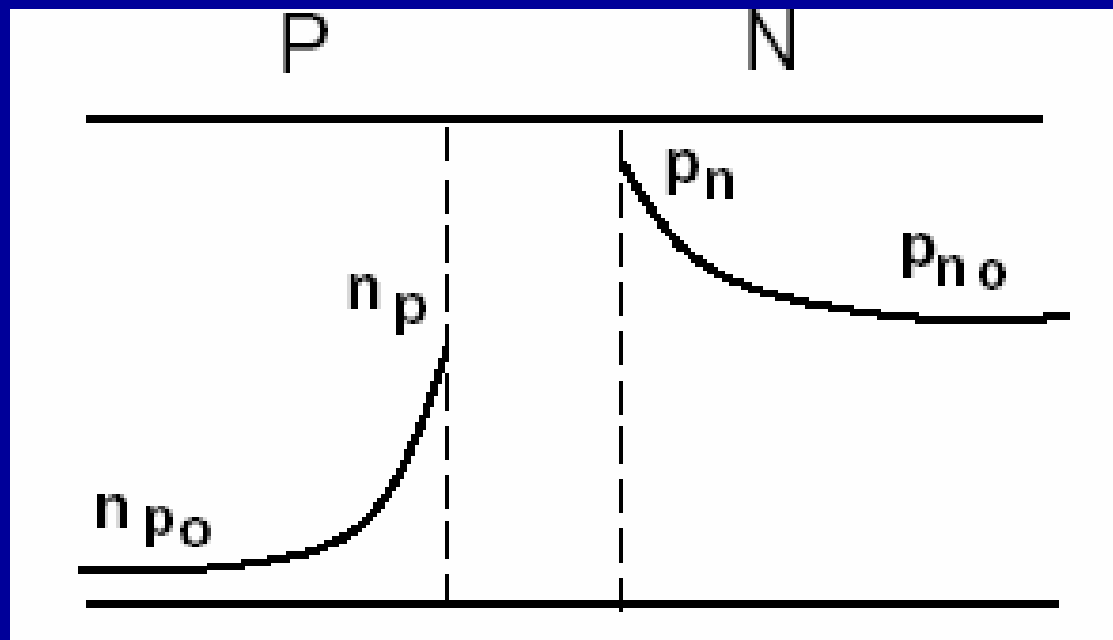
$$J_n(x=0) = \frac{qD_n n_i^2}{p_{p0} L_n} \quad (\text{反偏, 宽基})$$



## § 5.2 偏置PN结及其IV特性

### 5.2.5 载流子在偏置PN结中的输运

少数载流子分布图



N区轻掺杂，电流主要由注入轻掺杂N区的空穴引起

## 5.2.5 载流子在偏置PN结中的输运

### B. 窄基区 $n^+p$ 二极管:

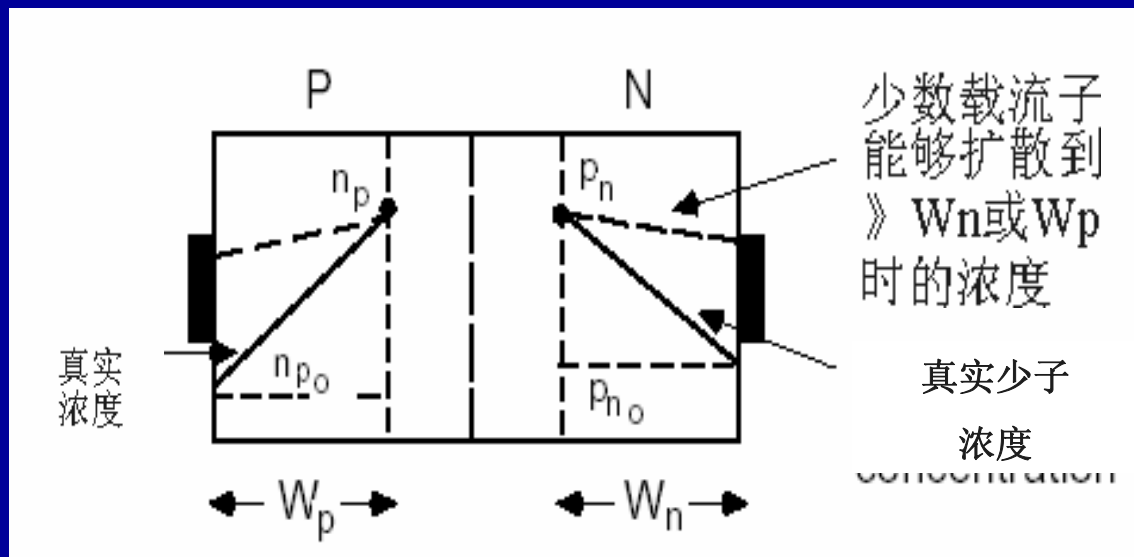
即基区厚度远小于扩散长度的情形

假设边界为欧姆接触，  
相应的边界条件为：

$$p_n(x = W_n) = p_{n0}$$

$$n_p(x = -W_p) = n_{p0}$$

窄基区二极管载流子分布图



## 5.2.5 载流子在偏置PN结中的输运

窄基区 $n^+ - p$ 二极管:

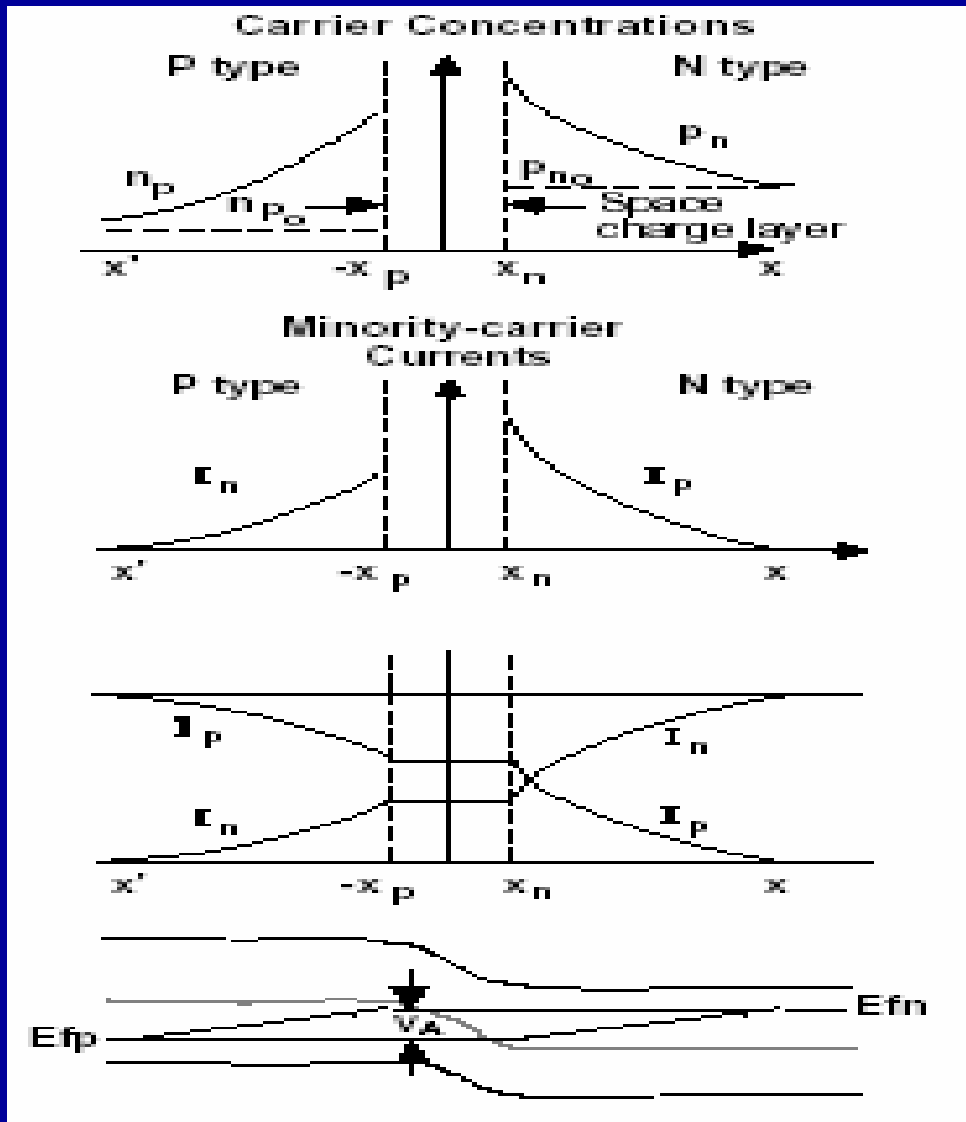
$$n_p - n_{p0} = n_{p0} \left[ \exp\left(\frac{qV_{app}}{kT}\right) - 1 \right] \left(1 - \frac{x}{W}\right) \quad (\text{正偏, 窄基})$$

$$J_n(x=0) = -\frac{qD_n n_i^2}{p_{p0} W} \left[ \exp\left(\frac{qV_{app}}{kT}\right) - 1 \right] \quad (\text{正偏, 窄基})$$

$$n_p - n_{p0} = -n_{p0} \left(1 - \frac{x}{W}\right) \quad (\text{反偏, 窄基})$$

$$J_n(x=0) = \frac{qD_n n_i^2}{p_{p0} W} \quad (\text{反偏, 窄基})$$

## § 5.2 偏置PN结及其IV特性



少数载流子浓度分布和电流分布

关键是在耗尽区没有复合产生空穴电子对，这样电子电流和空穴电流都以恒定值流过耗尽区，根据已知载流子精确分布的地方就可以把电子电流和空穴电流计算出来。

## 5.2.5 载流子在偏置PN结中的输运

PN结的电流主要由过剩少子的扩散电流决定，可表示为：

$$J_n(x=0) = -J_0 \left[ \exp(qV_{app}/kT) - 1 \right]$$

负号表示电流反向与偏置电压相反

其中

$$J_0 = \frac{qD_n n_i^2}{p_{p0} L_n \tanh(W/L_n)}$$

是反向电流值

宽基区极限

$$J_0 = \frac{qD_n n_i^2}{p_{p0} L_n} = \frac{qD_n n_{p0}}{L_n}$$

由平衡时的少子的浓度和其扩散长度决定

窄基区极限

$$J_0 = \frac{qD_n n_i^2}{p_{p0} W} = \frac{qD_n n_{p0}}{W}$$

由平衡时的少子的浓度和其在基区输运的长度决定

## § 5.2 偏置PN结及其IV特性

### 5.2.5 载流子在偏置PN结中的输运

#### C. 空间电荷区复合产生电流

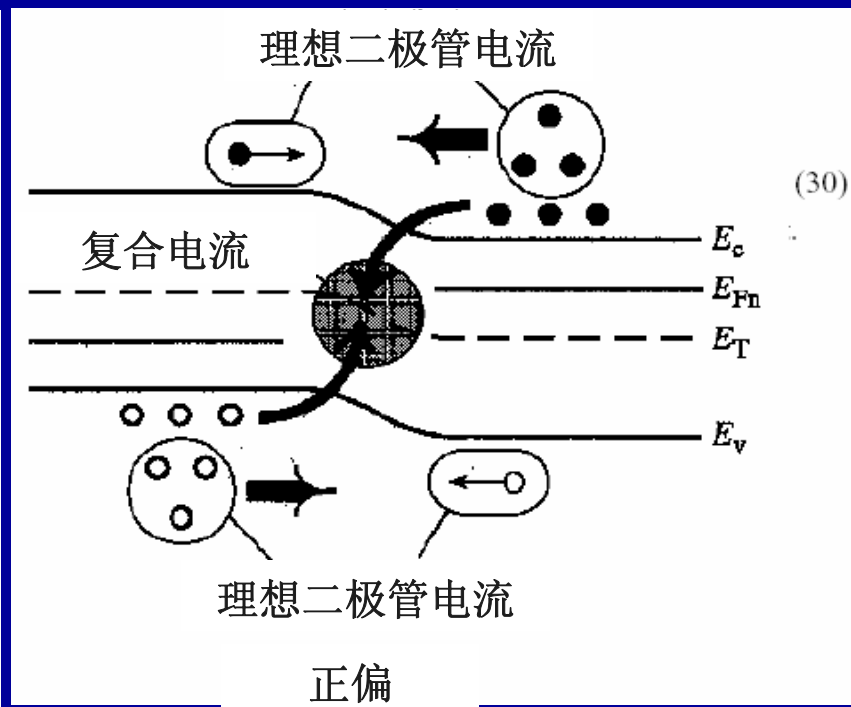
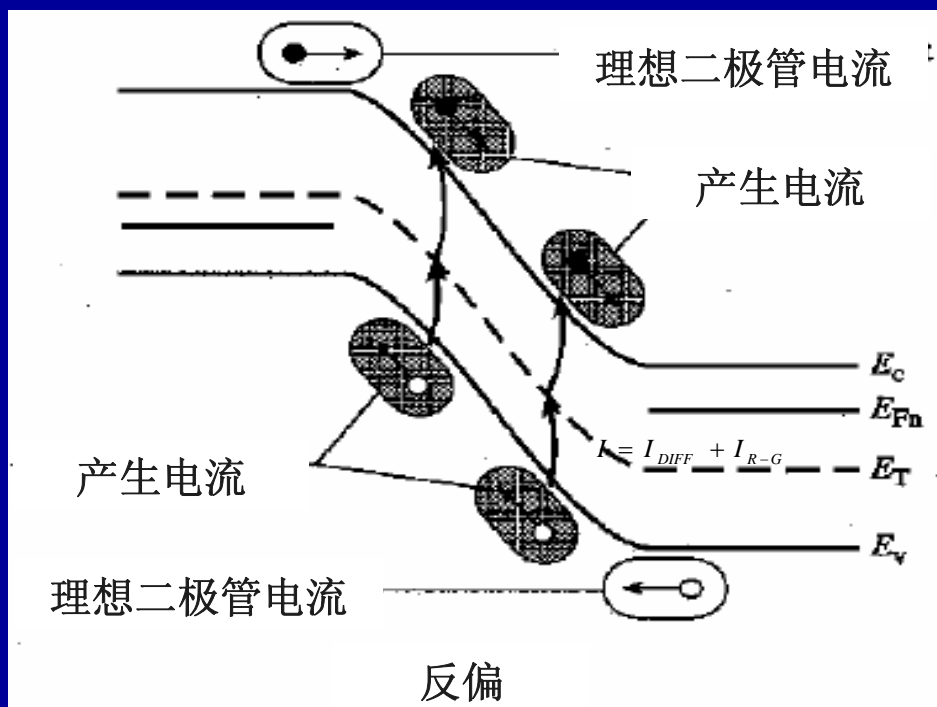
前面假定少子无变化（无产生和复合）地通过耗尽区，由于耗尽区的载流子浓度较低，在纯净半导体情形，这通常是一个好的近似。但在存在高的陷阱复合中心时，将不再正确，产生或复合电流将起较大的作用

## § 5.2 偏置PN结及其IV特性

### 5.2.5 载流子在偏置PN结中的输运

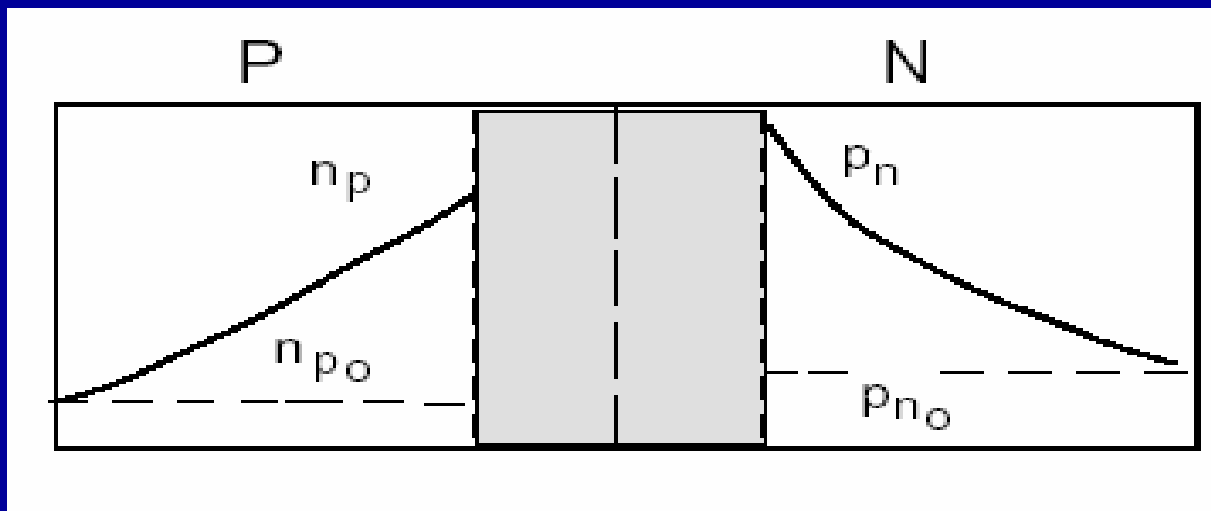
在空间电荷区存在产生或复合时，会形成附加的产生或复合电流，其中在正向偏置为复合电流，反向偏置为产生电流。无论是产生或复合电流，对PN结总电流的贡献是在理想PN结电流基础上的电流叠加。

$$I = I_{DIFF} + I_{R-G}$$



## 5.2.5 载流子在偏置PN结中的输运

### C. 空间电荷区复合产生电流



二极管总电流为：

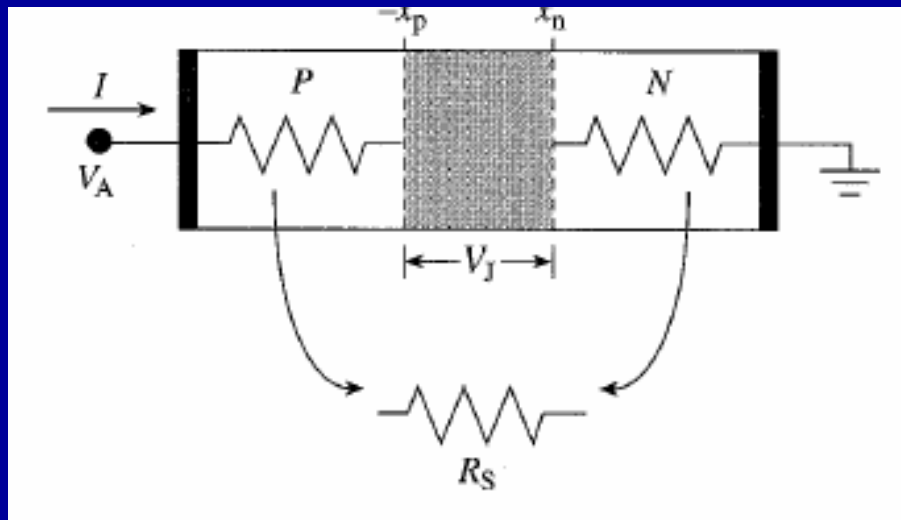
$$I = I_{DIFF} + I_{R-G}$$

其中  $I_{DIFF}$  为理想二极管电流， $I_{R-G}$  为空间电荷区复合产生电流



## 5.2.5 载流子在偏置PN结中的输运

### D. 串联电阻的影响



在推导理想二极管的IV特性时没有考虑中性区串联电阻的影响，所有的外加偏压均认为降在耗尽区。如果考虑中性区的串联电阻效应，则降在耗尽区的有效电压为：

$$V_J = V_A - IR_S$$

二极管电流修正为：

$$I = I_0 (e^{qV_J/kT} - 1) = I_0 \left( e^{q(V_A - IR_S)/kT} - 1 \right)$$

## § 5.2 偏置PN结及其IV特性

### 5.2.6 PN结电流的时间依赖和PN结二极管的开关特性

在PN结偏置时，存在耗尽层和过剩载流子，因此将产生相关的电容效应（具体电容特性将在后面讨论），将影响PN结的瞬态特性。本部分将讨论相关问题。

#### 1. 基区的过剩少子和过剩载流子的充电 (Charging)

考虑正向偏置情形，过剩载流子注入到基区，则在基区注入的总的过剩载流子为：

$$Q_B = -q \int_0^W (n_p - n_{p0}) dx$$

宽基区情形：

$$Q_B (\text{wide - base}) = -q(n_p - n_{p0})_{x=0} L_n = J_n(x=0) \tau_n$$

其中：

$$J_n(x=0) = -\frac{qD_n n_i^2}{p_{p0} L_n} \left[ \exp(qV_{app}/kT) - 1 \right]$$

$$\tau_n = \frac{L_n^2}{D_n}$$

窄基区情形:

$$Q_B(\text{*narrow - base*) = -q(n_p - n_{p0})_{x=0} \left( \frac{W}{2} \right) = J_n(x=0)t_B$$

其中

$$t_B \equiv \frac{Q_B(\text{*narrow - base*)}{J_n(x=0)} = \frac{W^2}{2D_n}$$

后面将证明,  $t_B$  等于过剩少数载流子通过基区的平均渡越  
(**Transit**) 时间

其中的时间参数  $\tau_n$  和  $t_B$  等价于PN结的充电时间。在宽基区和窄基区情形下, 充电时间是不同的。在宽基区情形下, 充电时间由过剩少数载流子的寿命决定; 在窄基区情形下, 充电时间由过剩少数载流子通过基区的平均渡越(**Transit**) 时间  $t_B$  决定。

例：求解过剩的少数载流子在窄基区的平均度越时间

$$n_p - n_{p0} = (n_p - n_{p0})_{x=0} \left( 1 - \frac{x}{W} \right)$$

设 $v(x)$ 为过剩载流子在 $x$ 的速度

$$J_n(x) = -qv(x)(n_p - n_{p0})_x = -qv(x)(n_p - n_{p0})_{x=0} \left( 1 - \frac{x}{W} \right)$$

而在 $x=0$ 处电子电流密度为

$$J_n(0) = -\frac{qD_n}{W} (n_p - n_{p0})_{x=0}$$

忽略窄基区的复合，则根据电流连续方程， $J_n(x)$ 与 $x$ 无关，由上两式可知， $v(x)$ 满足：

$$v(x) = \frac{D_n}{W - x}$$

于是，在电子通过基区的  $x-x+dx$  区间的时间为：

$$dt = \frac{dx}{v(x)}$$

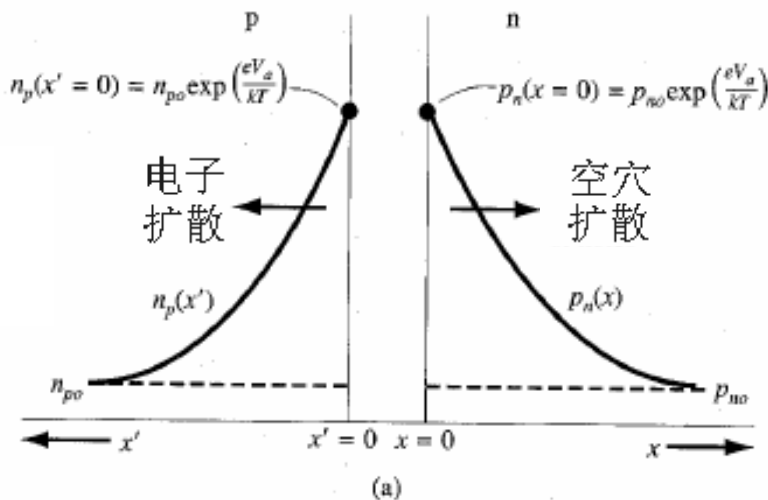
因此，可求得电子通过基区的平均时间（称为平均渡越时间，Average Transition Time）为：

$$t_{avg} \equiv \int_0^W \frac{dx}{v(x)} = \frac{W^2}{2D_n}$$

# 偏置PN结载流子瞬态分布图

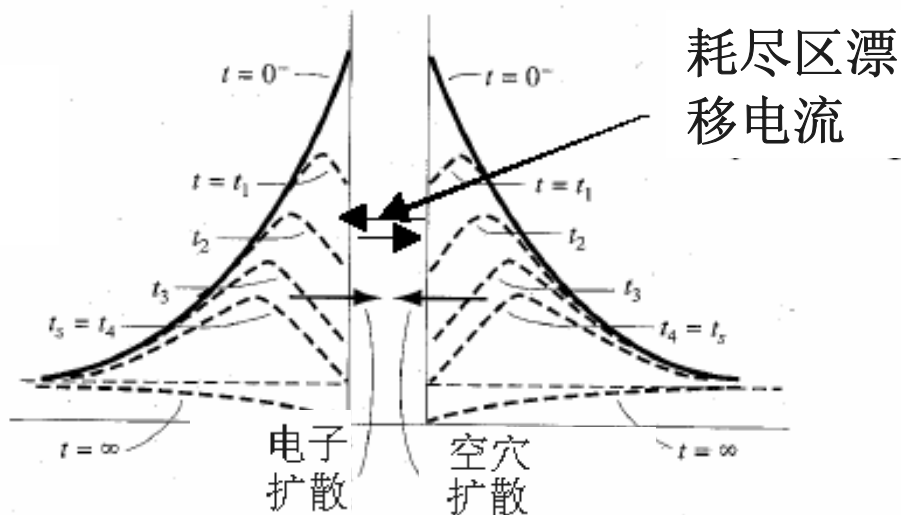
正向偏置

$t=0^+$



反向偏置

$t=0^+$  后



## § 5.2 偏置PN结及其IV特性

### 5.2.6 PN结电流的时间依赖和PN结二极管的开关特性

#### 2. 基区过剩载流子(extra carrier)的放电 (discharging)

假定外加正向偏压 $V_F$ 和反向偏压 $V_R$ 大于内部的结电压（耗尽层电压）。

设在 $t < 0$ 时，处于正向偏置，电流 $I_F \sim V_F/R$ ，过剩少子的分布满足正向偏置下的稳定分布（已知）。假定在时间 $t=0$ ，外加偏压由正偏变成反偏，所加偏置电压为 $V_R$ ，则基区的过剩载流子开始被反方向扩散到耗尽区，该过程称为正向二极管放电。二极管由正偏到反偏关断时的瞬态过程，只要基区有足够的过剩载流子，则反向扩散对反向电流的影响可忽略，反向电流主要由反向偏置电压决定，变为 $I_R \sim V_R/R$ 。

## § 5.2 偏置PN结及其IV特性

### 2. 基区过剩载流子(extra carrier)的放电 (discharging)

在过剩电子放电时，外加电压作用在pn结上，结的正向偏置减弱。然而，只要在基区存在足够量的过剩电子，外部电压对结的作用就很小，直到在  $t=t_s$  时，基区的过剩电子完全耗尽。过剩电子完全耗尽后，反向电流将不再由外加电压决定，而是取决于反向扩散，直至pn结被完全关断。此时，外加反向电压完全加在pn结上。

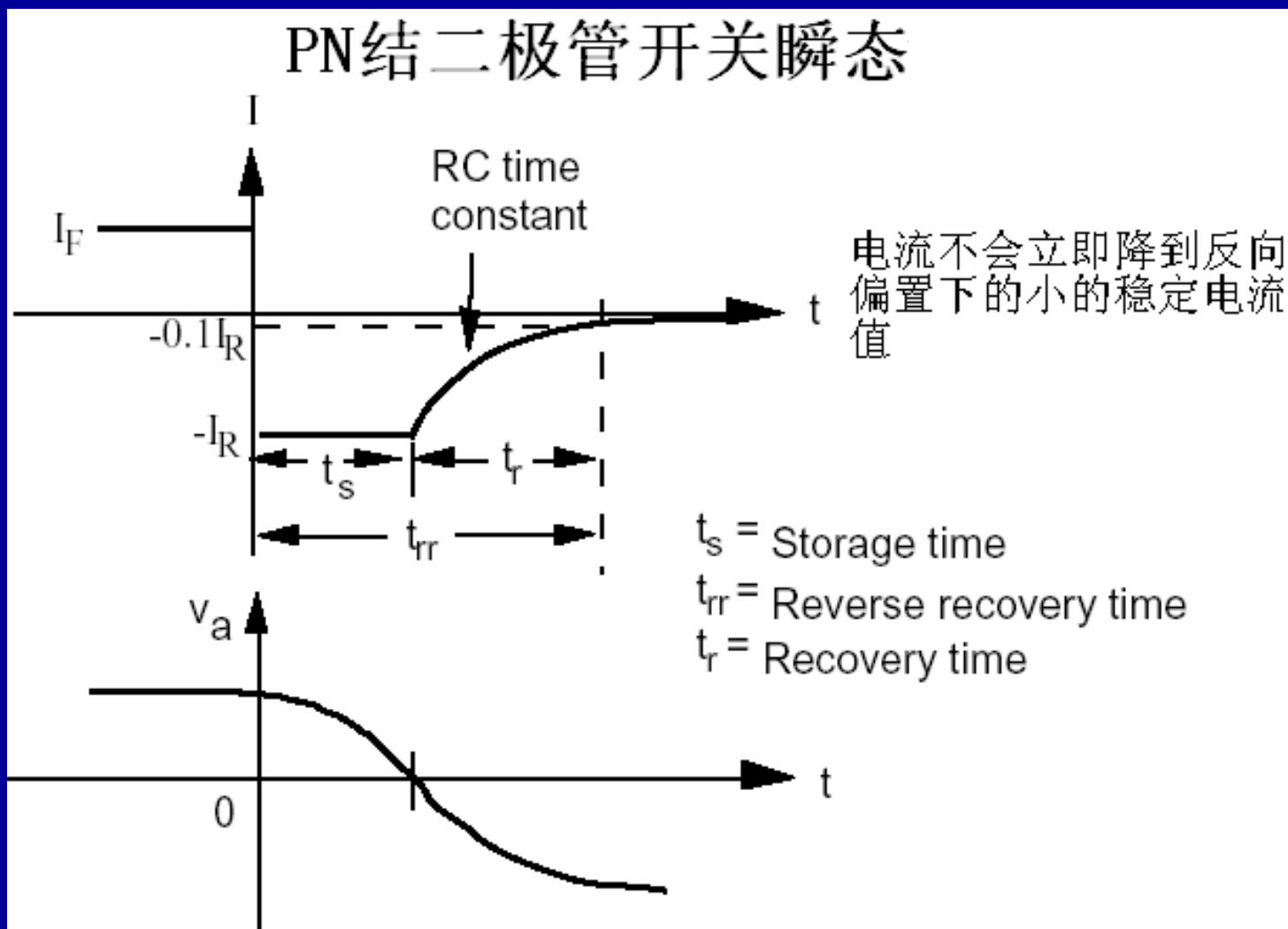
当结电压近似保持为常数时，耗尽层电容的充放电效应可以忽略，电子电流在P区满足连续方程：

$$\frac{\partial(n_p - n_{p0})}{\partial t} = \frac{1}{q} \frac{\partial i_n(t)}{\partial x} - \frac{n_p - n_{p0}}{\tau_n}$$

其中  $i_n(t)$  是基区的非稳态电子电流



## § 5.2 偏置PN结及其IV特性



## § 5.2 偏置PN结及其IV特性

### 2. 基区过剩载流子(extra carrier)的放电 (discharging)

对方程进行积分：

$$\begin{aligned} & -q \frac{\partial}{\partial t} \int_0^W (n_p - n_{p0}) dx \\ & = - \int_0^W \frac{\partial i_n(t)}{\partial x} dx + \frac{q}{\tau_n} \int_0^W (n_p - n_{p0}) dx \end{aligned}$$

或

$$\frac{dQ_B(t)}{dt} = -i_n(W, t) + i_n(0, t) - \frac{Q_B(t)}{\tau_n}$$

其中， $Q_B(t)$ 是存储在基区的过剩少子的电荷，电流差  $i_n(0, t) - i_n(W, t)$  是流过外加电阻 $R$ 的电流 $I_R$

## 2. 基区过剩载流子(extra carrier)的放电 (discharging)

于是有  $\frac{dQ_B(t)}{dt} + \frac{Q_B(t)}{\tau_n} = I_R$   $I_R$ 是流过外加电阻的电流

求解得:  $Q_B(t) = I_R \tau_n + [Q_B(0) - I_R \tau_n] \exp(-t / \tau_n)$

或  $\frac{Q_B(t)}{Q_B(0)} = \frac{I_R \tau_n}{Q_B(0)} \left[ 1 - \exp\left(\frac{-t}{\tau_n}\right) \right] + \exp\left(\frac{-t}{\tau_n}\right)$

### A. 宽基区二极管的放电时间

$$Q_B(0) = -\tau_n I_F$$

$$\frac{Q_B(t)}{Q_B(0)} = \left( 1 + \frac{I_R}{I_F} \right) \exp\left(\frac{-t}{\tau_n}\right) - \frac{I_R}{I_F}$$

特征放电时间近似为过剩少数载流子的寿命  $\tau_n$  除非反向放电电流远大于正向充电电流

## B. 窄基区二极管的放电时间

$$Q_B(0) = -t_B I_F$$

$$\frac{Q_B(t)}{Q_B(0)} = \frac{I_R \tau_n}{-I_F t_B} \left[ 1 - \exp\left(\frac{-t}{\tau_n}\right) \right] + \exp\left(\frac{-t}{\tau_n}\right)$$

由于

$$t / \tau_n \ll 1$$

则有

$$\frac{Q_B(t)}{Q_B(0)} = 1 - \frac{I_R t}{I_F t_B}$$

反向放电时间为  $(I_F/I_R)t_B$ ，对于大的  $I_R/I_F$ ，放电时间远小于基区渡越时间，因此，正向偏置的窄基区二极管关断速度快，这也是双极晶体管采用窄基区结构的主要原因。

## § 5.3 PN结电容

电容是描述电子系统电荷存储能力的物理量。电容定义为：

$$C_T = \frac{\Delta Q}{\Delta V}$$

$$C_T = \frac{dQ}{dV}$$

如果一个半导体系统中存储的电荷量随外加电压发生变化，则该系统就存在电容。

PN结中具有电荷存储效应的因素包括：空间电荷耗尽区的耗尽电荷和外加偏压后的过剩少子注入。

### 5.3.1 空间电荷区势垒电容

### 5.3.2 过剩少子的扩散电容

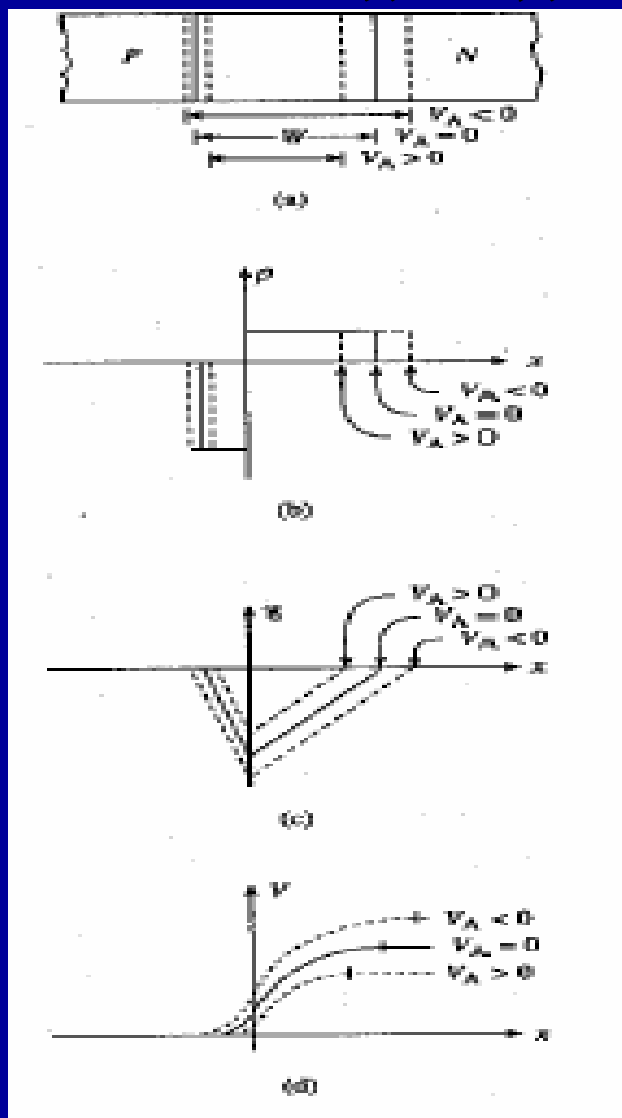
## § 5.3 PN结电容

PN结小信号耗尽层势垒电容如下：

$$C_T = \frac{dQ}{dV} \Rightarrow C_T = \frac{\epsilon_s \epsilon_0 A}{W}$$

其中A为PN结横截面积，W为耗尽层厚度。

上式对任意的掺杂分布都适用，给定W，则可以计算出小信号电容，其中W与掺杂分布和外加偏置有关。

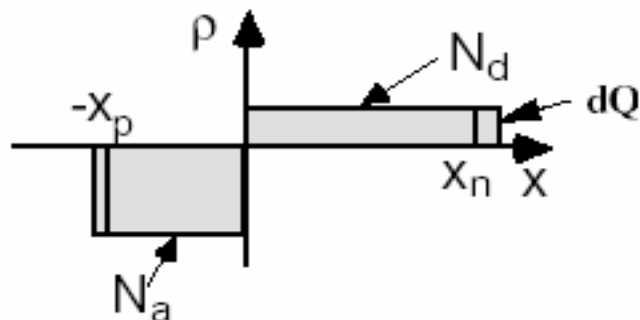


## § 5.3 PN结电容

### 5.3.1 空间电荷区势垒电容

空间电荷区势垒电容

突变结



$$\frac{Q}{A} = qN_d x_n = qN_a x_p \quad (17)$$

$$C' = \frac{d(Q/A)}{dV_a} = qN_d \frac{dx_n}{dV_a} = qN_a \frac{dx_p}{dV_a}$$

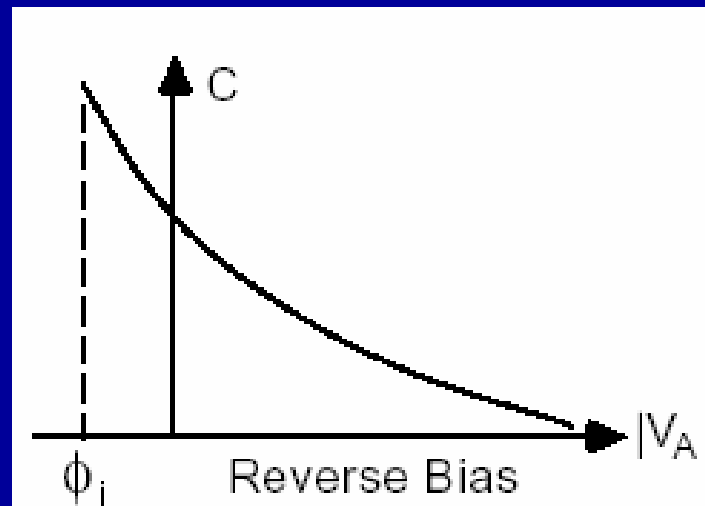
$$x_n = \left[ \frac{2\epsilon_{Si} N_a}{qN_d (N_d + N_a)} (\phi_i - V_A) \right]^{1/2}$$

## § 5.3 PN结电容

### 5.3.1 空间电荷区势垒电容

$$\frac{dx_n}{dV_a} = \frac{1}{N_d} \left[ \frac{\epsilon_{Si} N_a N_d}{2q(N_a + N_d)(\phi_i - V_a)} \right]^{1/2}$$

$$C' = \left[ \frac{q \epsilon_{Si} N_a N_d}{2(N_a + N_d)(\phi_i - V_a)} \right]^{1/2} = \frac{\epsilon_{Si}}{W}$$

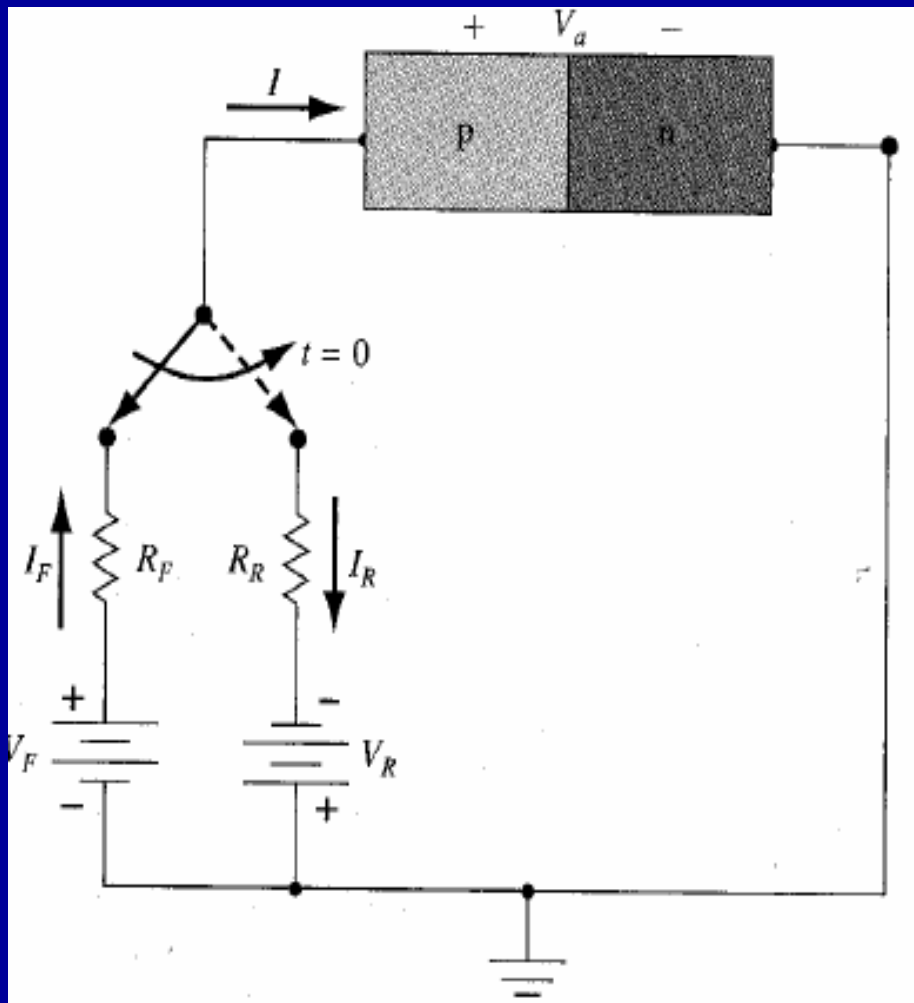


讨论：线性缓变结的势垒电容？



## § 5.3 PN结电容

### 5.3.2 扩散电容 (Diffusion Capacitance)



源于正向偏置PN结中过剩少数子注入引起的电容效应。

$$C_D \equiv \frac{d|Q|}{dV_a}$$

其中， $Q$ 为PN结中存储的过剩少子的电荷

因此，需要获得 $Q$ 随外加偏压的依赖关系。

## § 5.3 PN结电容

### 5.3.2 扩散电容 (Diffusion

### Capacitance)

在正向偏置下，PN结将发生过剩少子的注入。则在基区注入的电荷为：

$$Q_B = -q \int_0^W (n_p - n_{p0}) dx$$

在准稳态长基区情形下：

$$n_p - n_{p0} = n_{p0} \left[ \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \exp\left(-\frac{x}{L_n}\right)$$

$$Q_B = -q \int_0^W (n_p - n_{p0}) dx = qL_n n_{p0} \left[ \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right]$$

$$C_{Dn} = \frac{dQ_B}{dV} = \left( \frac{q^2 n_{p0} L_n}{kT} \right) \exp\left(\frac{qV}{kT}\right)$$

## 5.3.2 扩散电容 (Diffusion Capacitance)

在瞬态情形下，扩散电容与瞬态电流和过剩少子在基区的特征时间相关。

### 1、短基区情形

考虑n<sup>+</sup>-p二极管短基区情形，即p区长度远小于电子扩散长度时的情形。则在正向偏置时，注入到基区中的过剩电子电荷为

$$Q_n(V_a) = -I_n(V_a)t_B$$

其中， $-I_n$ 为正向偏置时向基区注入的电子电流， $t_B$ 为基区渡越时间

由扩散电容定义：

$$C_{Dn} \equiv \frac{d|Q_n|}{dV_a} = \frac{dI_n}{dV_a} t_B$$

由于二极管的正向电流正比于

$$\exp\left(\frac{qV_a}{kT}\right),$$

因此

$$C_{Dn} = \frac{q}{kT} I_n t_B$$

类似可以求出空穴的扩散电容

## 5.3.2 扩散电容 (Diffusion Capacitance)

### 2、长基区情形

考虑n<sup>+</sup>-p二极管长基区情形，即p区长度远大于电子扩散长度时的情形。则在正向偏置时，注入到基区中的过剩电子电荷为

$$Q_n(V_a) = -I_n(V_a)\tau_n$$

其中， $-I_n$ 为正向偏置时向基区注入的电子电流， $\tau_n$ 为过剩少子的寿命

由扩散电容定义：

$$C_{Dn} \equiv \frac{d|Q_n|}{dV_a} = \frac{dI_n}{dV_a}\tau_n$$

由于二极管的正向电流正比于  $\exp\left(\frac{qV_a}{kT}\right)$ ，因此  $C_{Dn} = \frac{q}{kT} I_n \tau_n$

类似可以求出空穴的扩散电容

## § 5.3 PN结电容

### 5.3.2 扩散电容 (Diffusion Capacitance)

考虑n端相对于空穴扩散长度是宽的，而在p端相对于电子的扩散长度是短的，于是有：

电子扩散电容

$$C_{Dn} = \frac{q}{kT} I_n t_B$$

空穴扩散电容

$$C_{Dp} = \frac{q}{kT} I_p \tau_{pE}$$

总的扩散电容

$$C_D = C_{Dn} + C_{Dp} = \frac{q}{kT} (I_n t_B + I_p \tau_{pE})$$

比较扩散电容的大小

$$\frac{C_{Dn}}{C_{Dp}} = \frac{N_E}{N_B} \frac{W_B}{2L_{pE}}$$

$$\frac{C_{Dn}}{C_{Dp}} = \frac{I_n t_B}{I_p \tau_{pE}} = \frac{D_{nB}}{W_B N_B} \frac{L_{pE} N_E}{D_{pE}} \frac{W_B^2}{2D_{nB} \tau_{pE}}$$

其中 $N_E$ 和 $N_B$ 是掺杂浓度

## § 5.4 PN结的击穿

PN结加高的反向偏置电压后，将可能发生击穿现象。

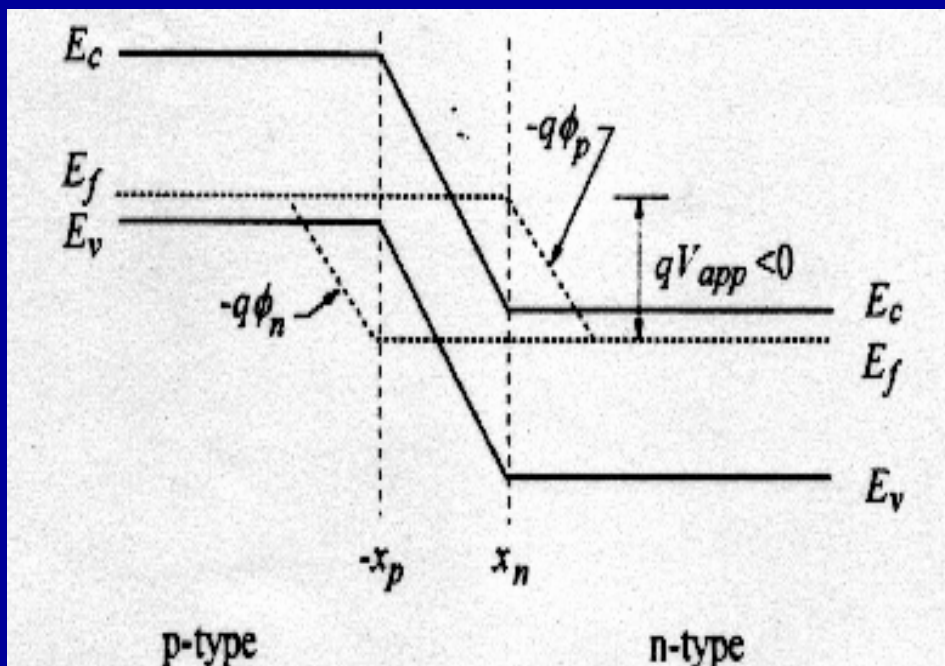
PN结中主要的击穿机制包括两类：

A. 雪崩击穿

B. 齐纳击穿

反偏情形下的能带图为：

在高的反偏电压下，空间电荷区中的电场可以很高，可对载流子有大的加速作用；另一方面，能带可以有很大的畸变，空间电荷区导带与价带的间距变窄。



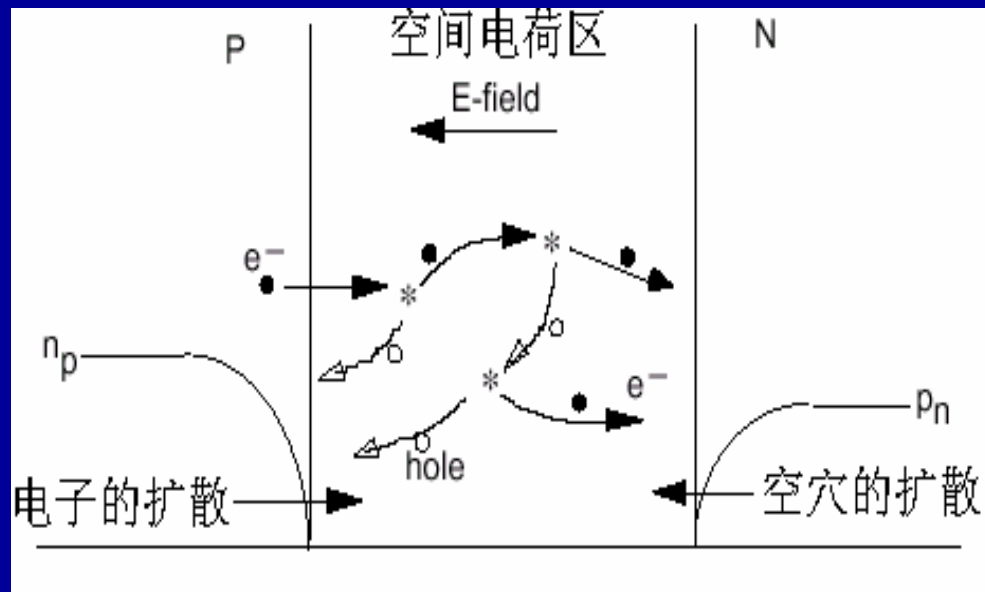
## § 5.4 PN结的击穿

### A. 雪崩击穿

源于载流子在空间电荷区获得很高的能量产生的击穿现象。

进入耗尽区的电子，在电场的作用下获得能量，获得能量的载流子通过碰撞散射损失能量。如果载流子在强场下获得的能量通过碰撞足可以使价带的电子跃迁到导带，出现新的电子空穴对。新产生的电子和空穴和原来的载流子一起在电场的作用下加速、碰撞产生更多的电子空穴对，由此形成电子一空穴对的倍增效应，从而得到很大的反向电流。由于载流子必须获得大于禁带宽度的能量才能产生新的电子一空穴对，因而需要一个临界电场。在小于临界电场情况下，将只有散射而不会产生新的电子空穴对。

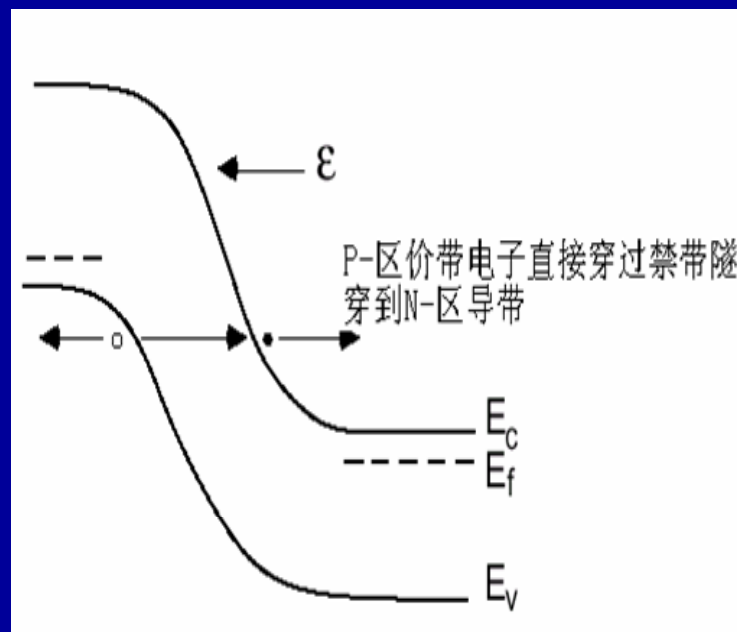
雪崩击穿：高能载流子碰撞产生电子-空穴对，新生的电子和空穴在强电场作用下加速成为新的高能载流子，因而产生更多的电子-空穴对



## B. 齐纳/隧穿击穿

源于强场作用下的能带畸变产生的击穿现象。

PN结在反向偏置下，能带发生畸变，空间电荷区（耗尽层）中p区价带与n区导带间的厚度会随偏置电压的增加减小，当该厚度减小到几个纳米后，P区价带和N区导带之间将发生显著的带-带直接隧穿效应，和由此引起大的PN结反向漏电流。这种由带-带直接隧穿效应引起的PN结击穿现象，称为齐纳击穿。





## B. 齐纳/隧穿击穿

源于强场作用下的能带畸变产生的击穿现象。

PN结在反向偏置下，能带发生畸变，空间电荷区（耗尽层）中p区价带与n区导带间的厚度会随偏置电压的增加减小，当该厚度减小到几个纳米以后，P区价带和N区导带之间将发生显著的带-带隧穿，由此引起大的PN结反向漏电流。这种由带-带直接隧穿效应引起的PN结击穿现象，称为齐纳击穿。

