

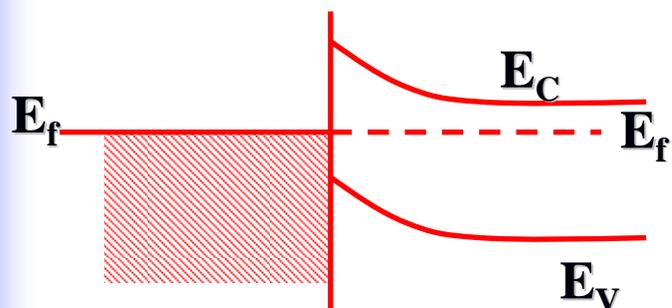


第二章

半导体接触的物理机制

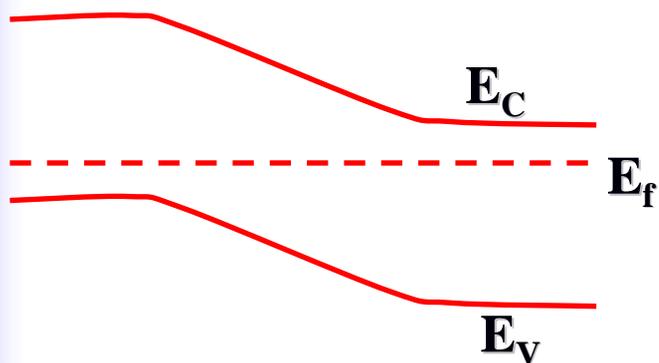
半导体器件的四种基础结构 - 平衡时的能带图

金属-半导体界面,



在金属和半导体之间形成的一种紧密接触。是第一个被研究的半导体器件。可作为整流接触-肖特基势垒，或用作欧姆接触。也可以得到其他许多器件，如MESFET。

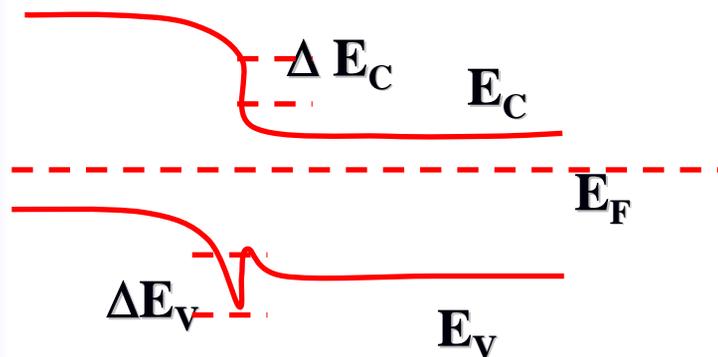
p-n 结



在p型和n型半导体之间形成的“结”，具有整流特性，广泛用于电子电路的整流、开关及其他工作中。若再加一层p型半导体，两个p-n结构成p-n-p双极晶体管。

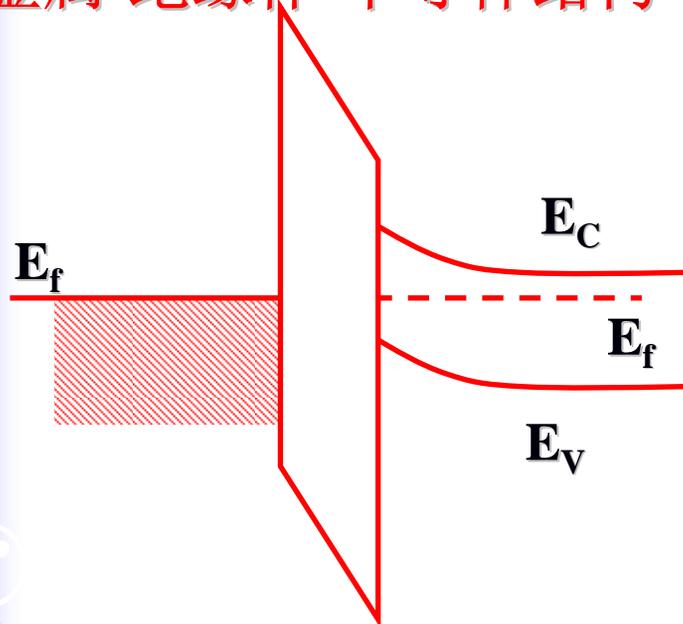
异质结界面

即在两种不同的半导体之间形成的界面，可构成双异质结激光器等。



金属-绝缘体-半导体结构

如果绝缘体用氧化物，即MOS结构，可视为一个金属-氧化物界面和一个氧化物-半导体界面的结合，ULSL中最重要的MOSFET器件的基本结构。



主要内容

- ★ pn结
- ★ 异质结
- ★ 金属-半导体接触
- ★ MIS 结构（第四章）

2.1 p - n 结二级管

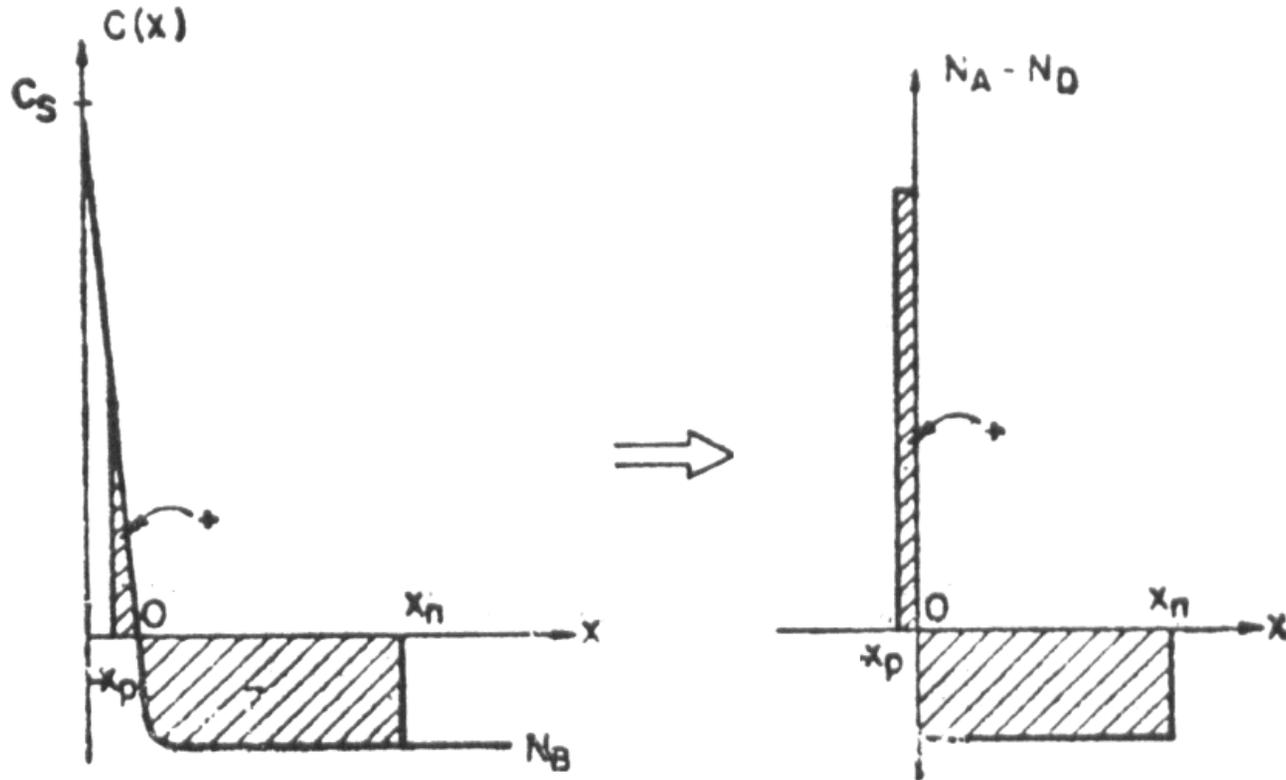
主要内容

- ★ 耗尽区和耗尽电容
- ★ **I-V**特性
- ★ 结的击穿
- ★ 瞬变特性

1. 耗尽区和耗尽电容

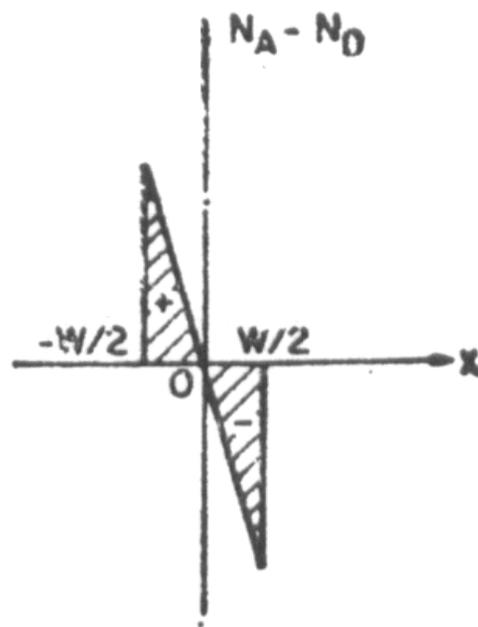
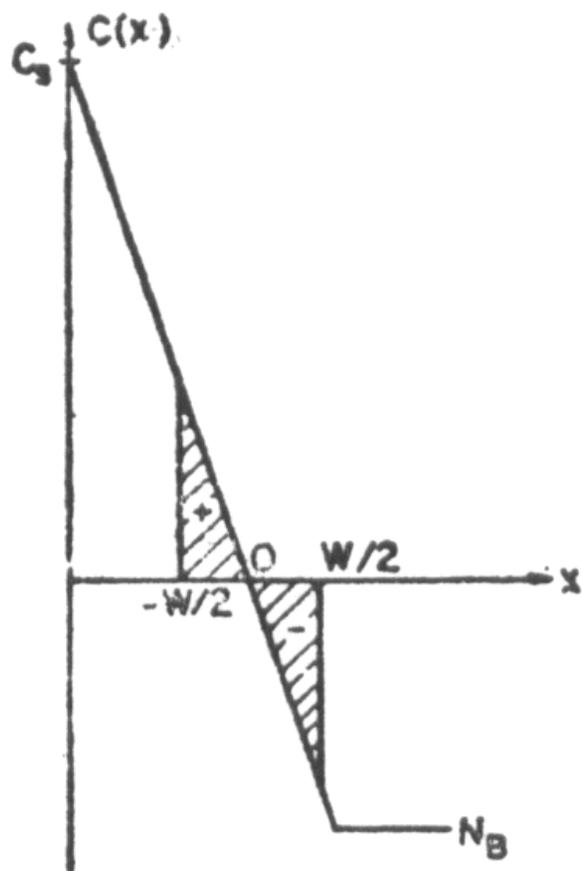
★ 杂质分布描述

突变结—合金结、浅扩散结和离子注入结



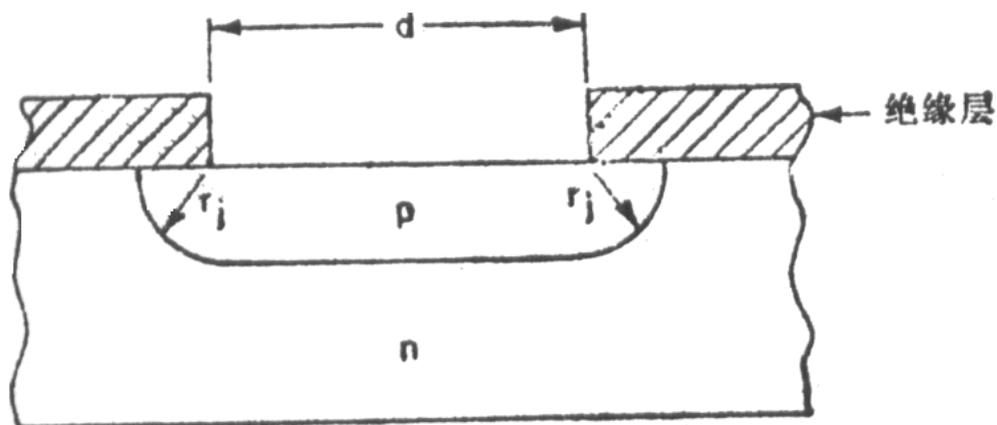
突变结近似的杂质分布。

线性缓变结—深扩散结

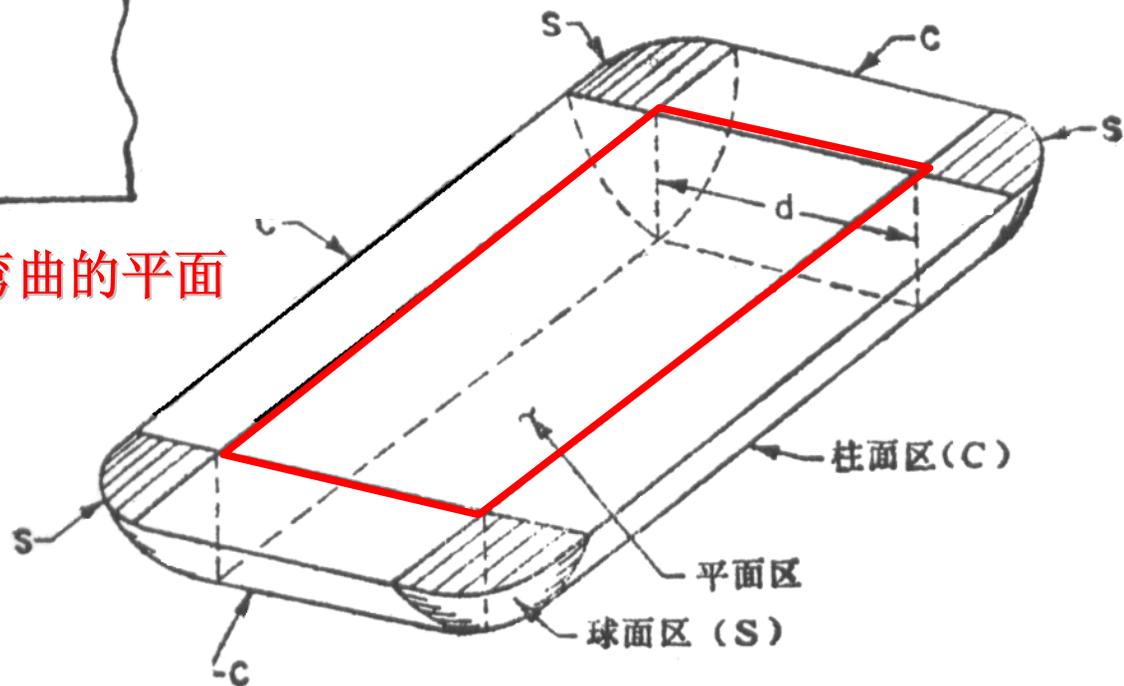


线性缓变结近似的杂质分布。

通过绝缘层上的窗口向半导体本底扩散形成p-n结时，杂质要向下扩散，也要向侧向扩散：柱形边缘分布和球形角分布



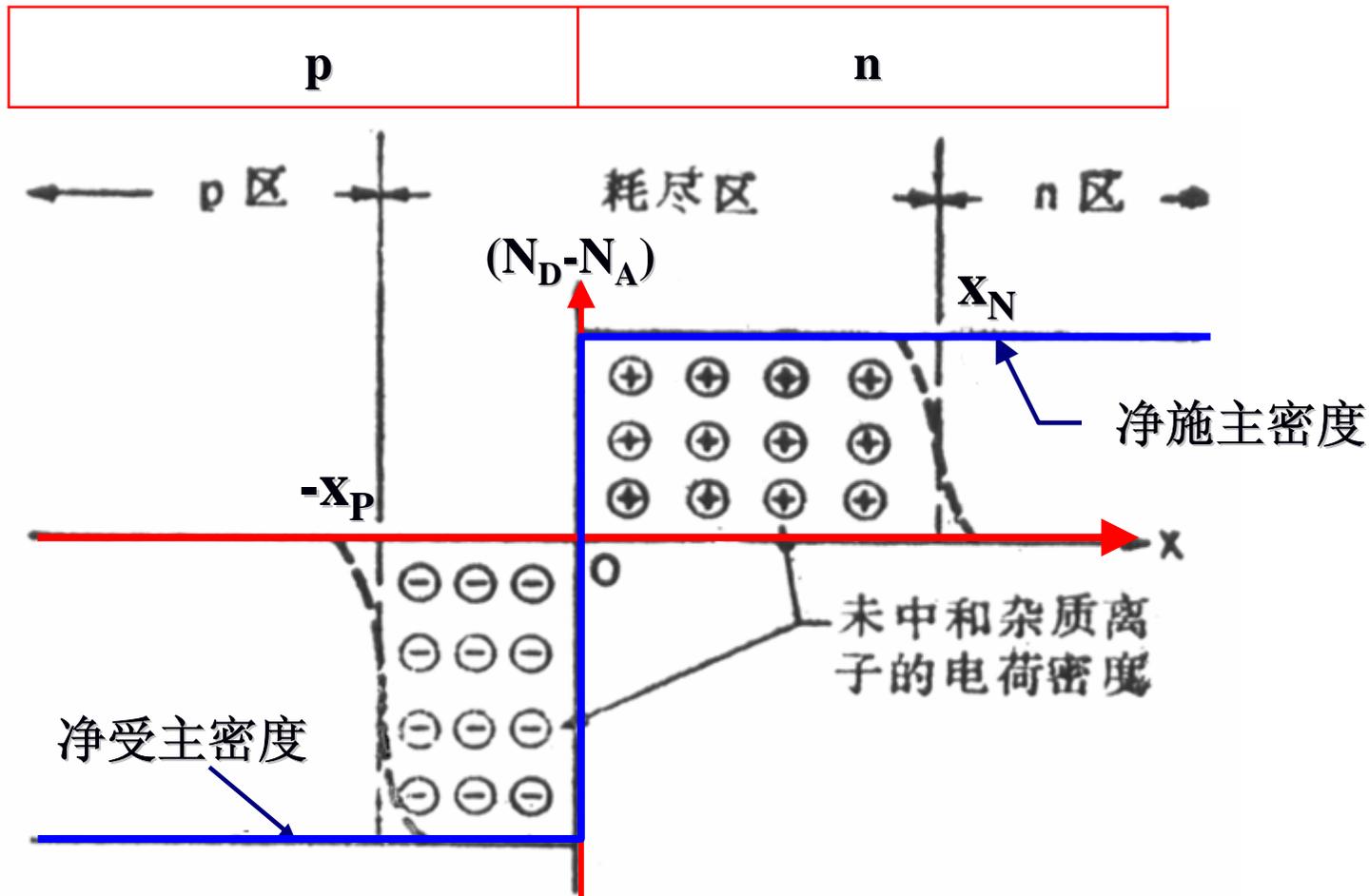
在扩散掩膜边缘附近形成结弯曲的平面扩散工艺。



通过矩形掩膜扩散形成近似的柱面和球面区。

★突变结

当半导体的杂质浓度从受主杂质 N_A 突变为施主杂质 N_D 时，得到突变结。



PN结两侧电子和空穴浓度相差悬殊 → P区空穴和N区电子向对方扩散 → 空间电荷区 → 自建电场 $N \rightarrow P$

耗尽区，耗尽近似（空间电荷区内几乎没有可移动的电荷）

1) 费米能级：

热平衡状态（无外电压，没有电流通过）： $J_n = 0$

根据电流密度方程： $J_n = q\mu_n nE + qD_n \frac{\partial n}{\partial x} = q\mu_n \left(nE + \frac{kT}{q} \frac{\partial n}{\partial x} \right)$

$$\Rightarrow J_n = q\mu_n \left(nE + \frac{kT}{q} \frac{\partial n}{\partial x} \right) = \mu_n n \frac{\partial E_F}{\partial x} = 0$$

$$\Rightarrow \frac{\partial E_F}{\partial x} = 0$$

$$E = \frac{1}{q} \frac{\partial E_i}{\partial x}$$

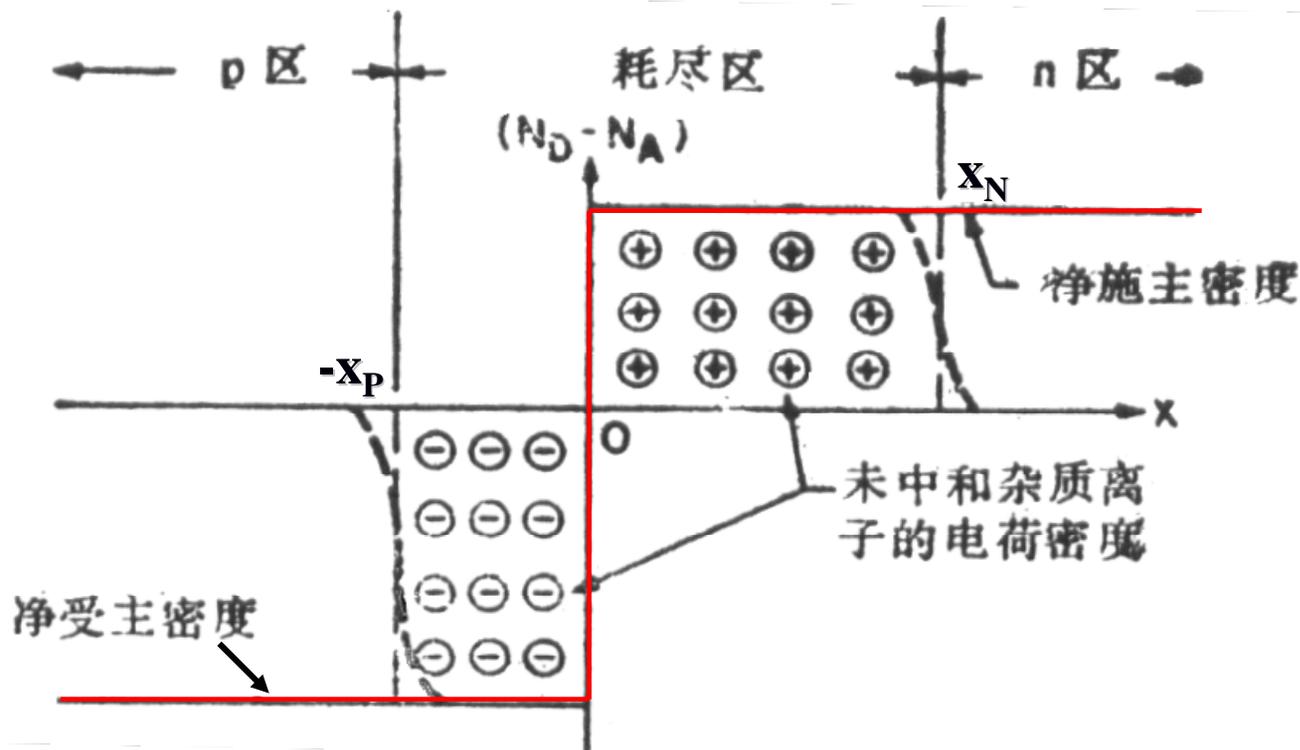
$$E_F - E_i = kT \ln(n / n_i)$$

同理 $J_p = 0 = \mu_p p \frac{\partial E_F}{\partial x}$

净电子和空穴电流为零，要求费米能级在整个样品中为常数。

2) 空间电荷分布:

为了讨论电场和电势分布, 首先要给出电荷分布的描述



耗尽近似, 忽略耗尽区内可移动的电荷, 同时忽略分布尾电荷密度:

$$\rho(x) = qN_D \quad (0 < x \leq x_n)$$

$$\rho(x) = -qN_A \quad (-x_p \leq x < 0)$$

$$x_m = x_n + x_p \quad \text{空间电荷区总宽度}$$

电中性条件:

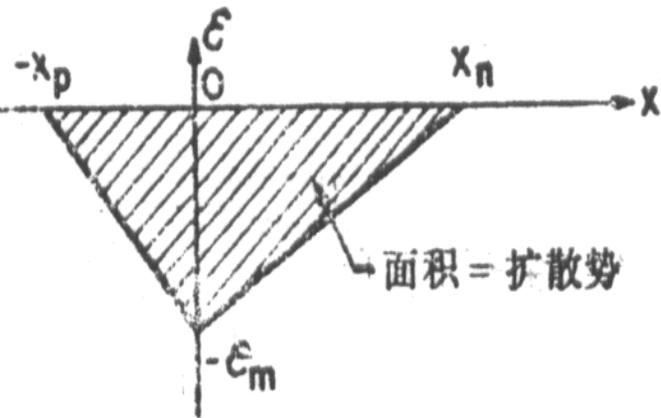
$$N_D x_n = N_A x_p$$

3) 电场分布: 泊松方程+边界条件

根据泊松方程:
$$-\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} \equiv \frac{\partial E}{\partial x} = \frac{\rho(x)}{\epsilon_s}$$

将电荷分布代入, 得到:

$$\begin{cases} -\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} = \frac{\partial E}{\partial x} \approx \frac{q}{\epsilon_s} N_D & 0 < x \leq x_n \\ -\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} = \frac{\partial E}{\partial x} \approx \frac{-q}{\epsilon_s} N_A & -x_p \leq x < 0 \end{cases}$$



对以上方程一次积分, 考虑边界条件 (热平衡时, 中性区的电场为 0), 得到电场分布

$$E(x) = -\frac{qN_A(x + x_p)}{\epsilon_s}$$

$$-x_p \leq x < 0$$

$$= -E_m - \frac{qN_A x}{\epsilon_s}$$

$$E(x) = \frac{qN_D(x - x_n)}{\epsilon_s}$$

$$0 < x \leq x_n$$

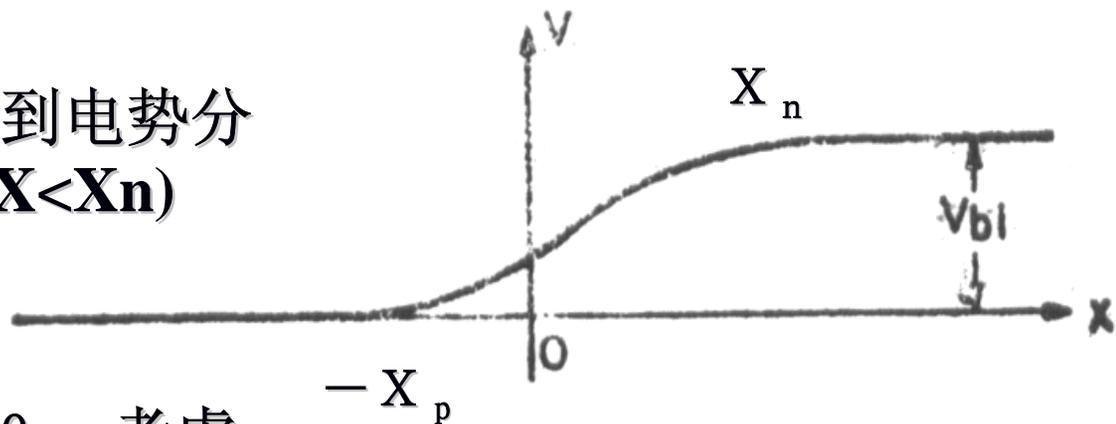
$$= -E_m + \frac{qN_D x}{\epsilon_s}$$

X=0处的最大电场

$$|E_m| = \frac{qN_A x_p}{\epsilon_s} = \frac{qN_D x_n}{\epsilon_s}$$

4) 电势分布:

对泊松方程两次积分, 得到电势分布, 分两段($-X_p < X < 0$, $0 < X < X_n$)



令 $x = -x_p$ 处的电势为 0, 考虑到在 $x = 0$ 时, 两段得到的电势应相等。

电势分布, V_{bi} 为内建势

$$V_1 = E_m x + \frac{qN_A}{2\epsilon_s} x^2 + \frac{E_m}{2} x_p \quad -x_p \leq x \leq 0$$

$$V_2 = E_m x - \frac{qN_D}{2\epsilon_s} x^2 + \frac{E_m}{2} x_p \quad 0 \leq x \leq x_n$$

如果pn结的两侧的掺杂浓度相差悬殊就形成了单边突变结。

若考虑单边突变结 ($x_p \sim 0$) 得到电势分布:

总的耗尽层宽度, 此时 $\sim x_n$

$$V(x) = E_m \left(x - \frac{x^2}{2W} \right) \quad 0 \leq x \leq x_n$$

内建势

$$V_{bi} = V(x_n) - V(-x_p) \quad \text{电场对应的面积}$$

$$V_{bi} = \frac{1}{2} E_m W \equiv \frac{1}{2} E_m (x_n + x_p) \quad (1)$$

$$|E_m| = \frac{qN_D x_n}{\epsilon_s} = \frac{qN_A x_p}{\epsilon_s}$$

5) 能带，载流子浓度:

内建势与载流子浓度间的关系:

$$qV_{bi} = E_g - (qV_n + qV_p)$$

$$= kT \ln\left(\frac{N_C N_V}{n_i^2}\right) - \left[kT \ln\left(\frac{N_C}{n_{n0}}\right) + kT \ln\left(\frac{N_V}{P_{p0}}\right) \right]$$

$$= kT \ln\left(\frac{n_{n0} P_{p0}}{n_i^2}\right) \approx kT \ln\left(\frac{N_A N_D}{n_i^2}\right)$$

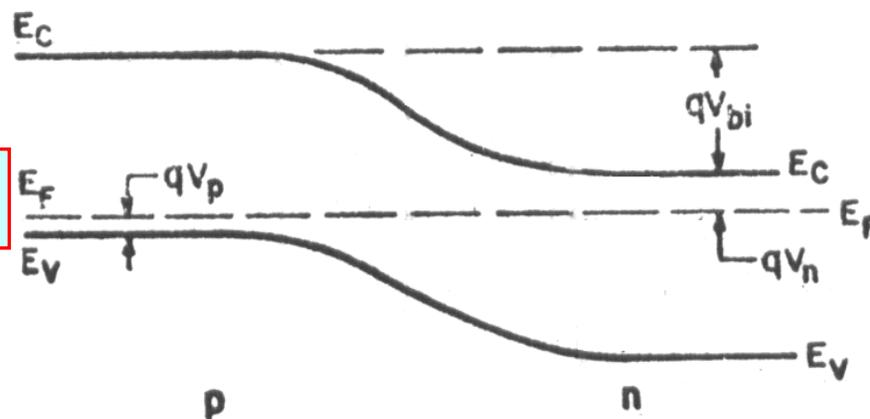
平衡时, $n_{n0} P_{n0} = n_{p0} P_{p0} = n_i^2$

$$V_{bi} = \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{P_{p0}}{P_{n0}}\right) = \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{n_{n0}}{n_{p0}}\right)$$

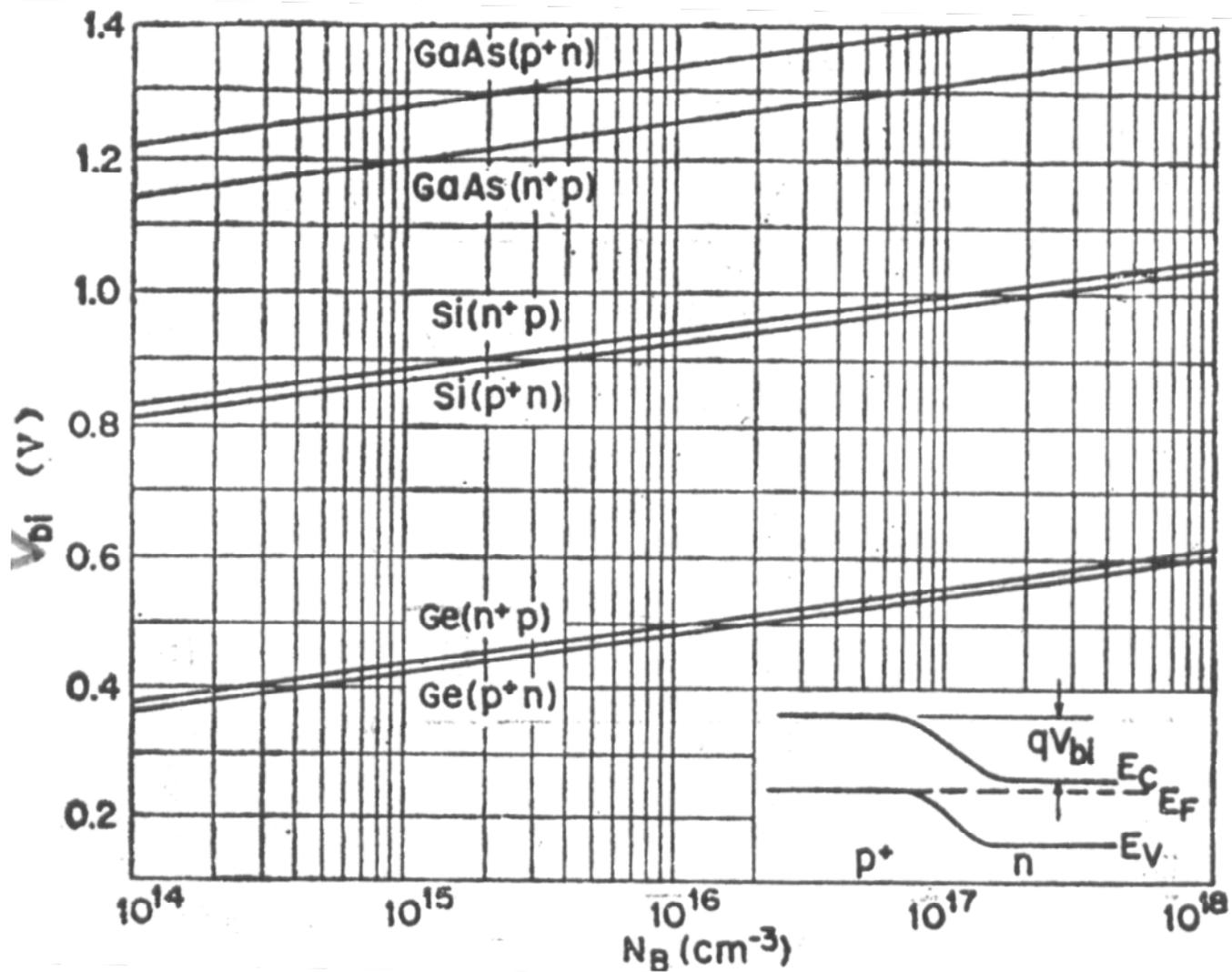
结两侧空穴密度之间和电子密度之间的关系:

$$P_{n0} = P_{p0} \exp\left(-\frac{qV_{bi}}{kT}\right)$$

$$n_{p0} = n_{n0} \exp\left(-\frac{qV_{bi}}{kT}\right) \quad (2)$$



能带图



Ge, Si, GaAs单边突变结的内建势

耗尽层的宽度

双边突变结

$$W = \sqrt{\frac{2\varepsilon_s}{q} \left(\frac{N_A + N_D}{N_A N_D} \right) V_{bi}} \quad \text{单边突变结} \quad \longrightarrow \quad W = \sqrt{\frac{2\varepsilon_s V_{bi}}{q N_B}}$$

轻掺杂一侧

考虑到多数载流子分布尾，经过修正的单边突变结的W:

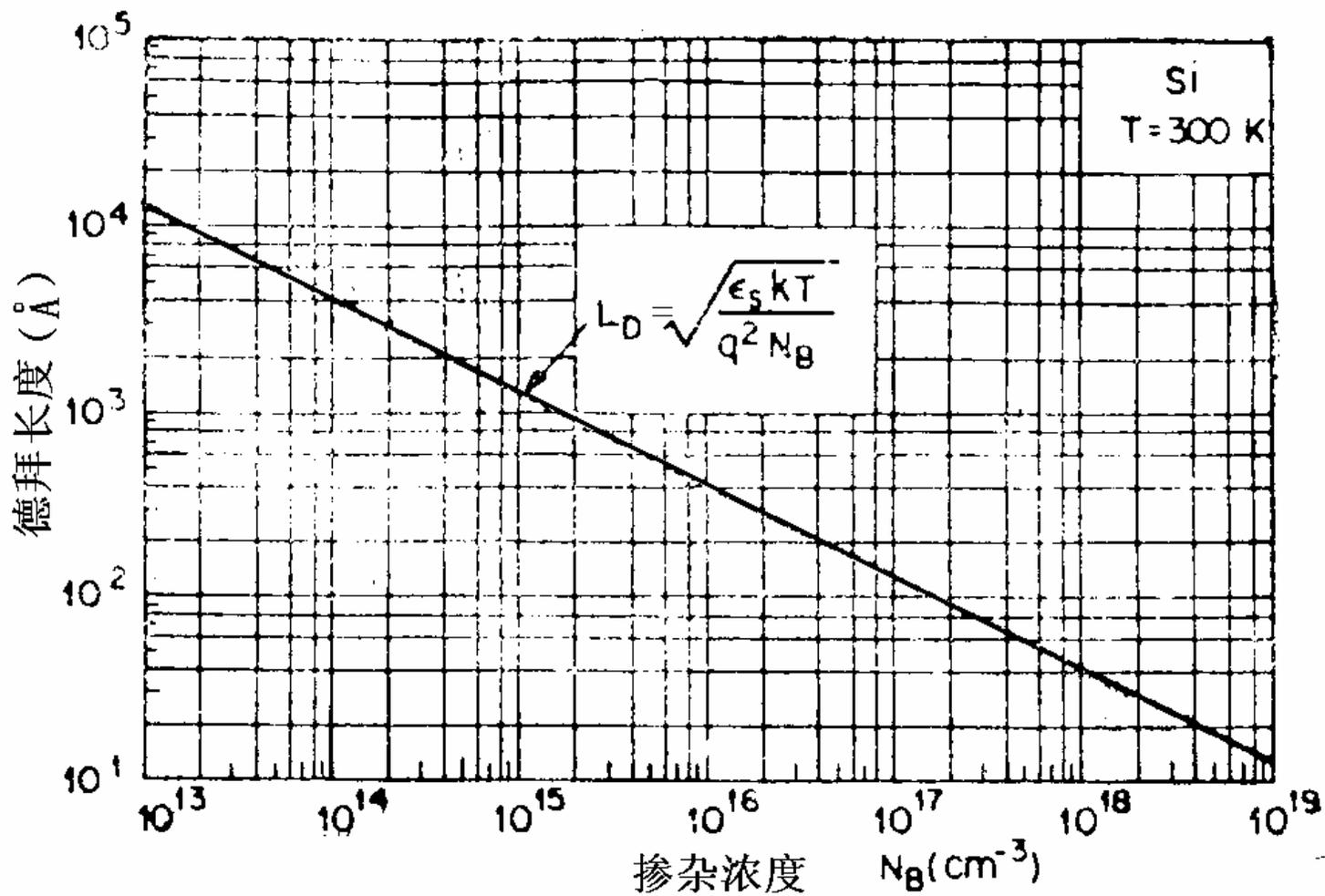
$$W = \sqrt{\frac{2\varepsilon_s (V_{bi} - 2kT/q)}{q N_B}} = L_D \sqrt{2(\beta V_{bi} - 2)}$$

$$\beta = q/kT$$

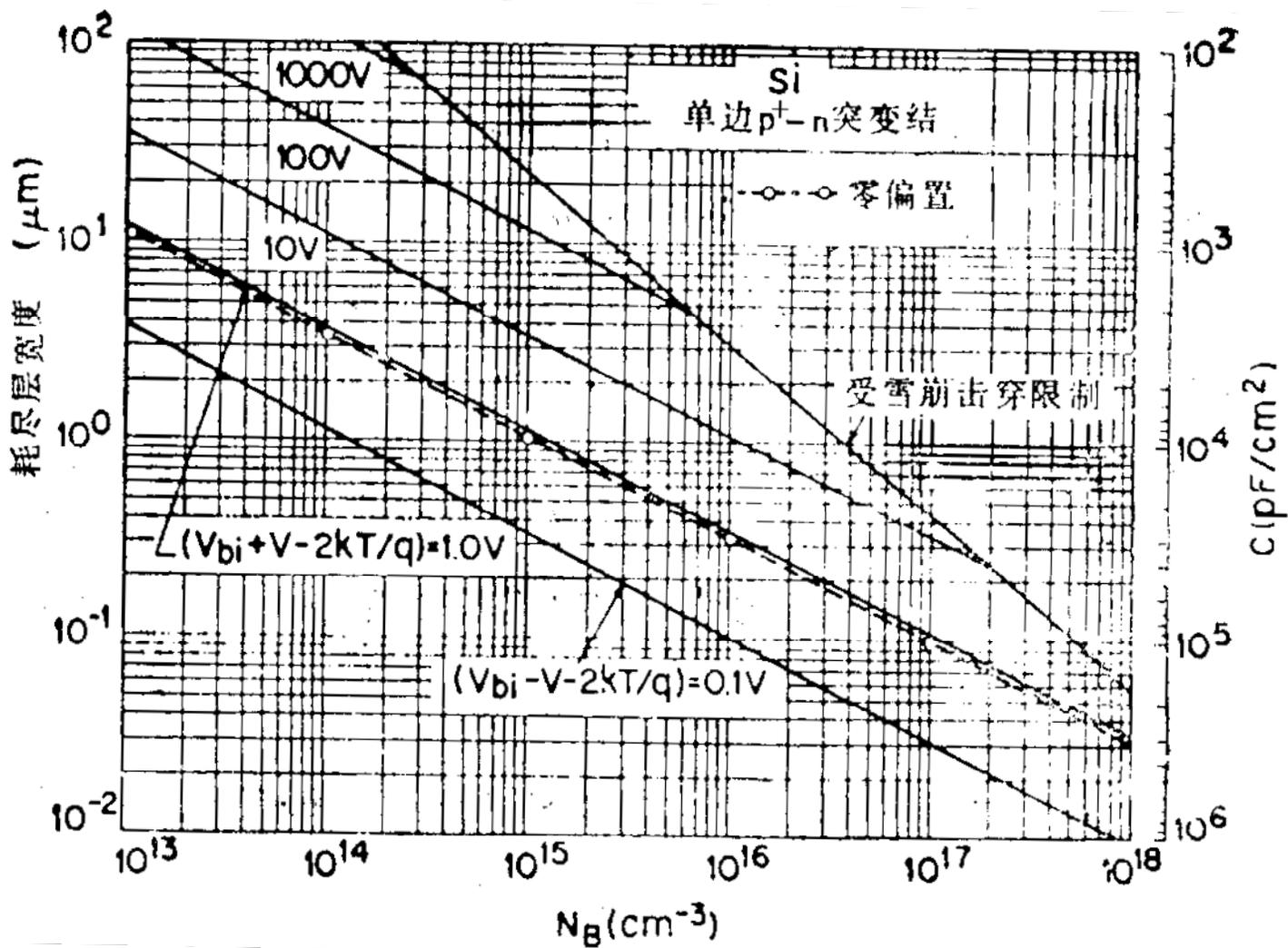
半导体特征长度，德拜长度

$$L_D = \sqrt{\frac{\varepsilon_s kT}{q^2 N_B}} = \sqrt{\frac{\varepsilon_s}{q N_B \beta}}$$

能有效屏蔽外场的电荷分布范围宽度



Si的德拜长度与掺杂浓度的关系



Si单边突变结耗尽层宽度和单位面积耗尽层电容与掺杂浓度的关系。

$$W = \sqrt{\frac{2\epsilon_s (V_{bi} \pm V)}{qN_B}}$$

6) 耗尽层电容:

单位面积的耗尽层电容定义为: $C \equiv dQ / dV$

单边突变结, 单位面积电容:

$$C \equiv dQ / dV = \frac{d(qN_B W)}{d[(qN_B / 2\epsilon_s)W^2]} = \frac{\epsilon_s}{W}$$

$$= \sqrt{\frac{q\epsilon_s N_B}{2}} (V_{bi} \pm V - 2kT/q)^{-1/2}$$

$$= \frac{\epsilon_s}{\sqrt{2L_D}} (\beta V_{bi} \pm \beta V - 2)^{-1/2} \text{ F/cm}^2$$

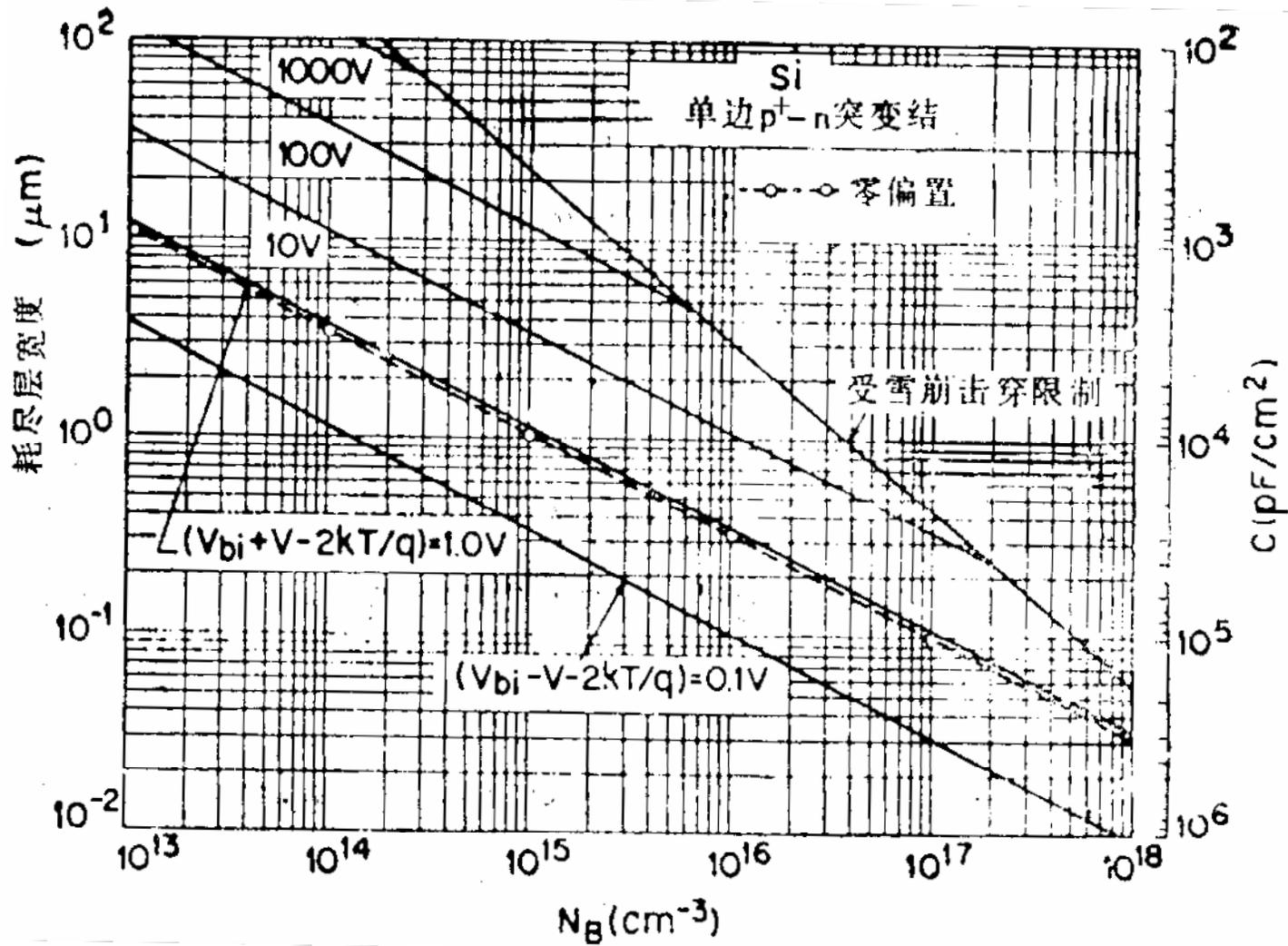
反向和正向
偏置

$1/C^2 \sim V \rightarrow$ 直线,

斜率: 衬底杂质浓度,
 $1/C^2=0$ 时截距: 内建势。

$$1/C^2 = \frac{2L_D^2}{\epsilon_s^2} (\beta V_{bi} \pm \beta V - 2)$$

$$\frac{d(1/C^2)}{dV} = \frac{2L_D^2 \beta}{\epsilon_s^2} = \frac{2}{q\epsilon_s N_B}$$

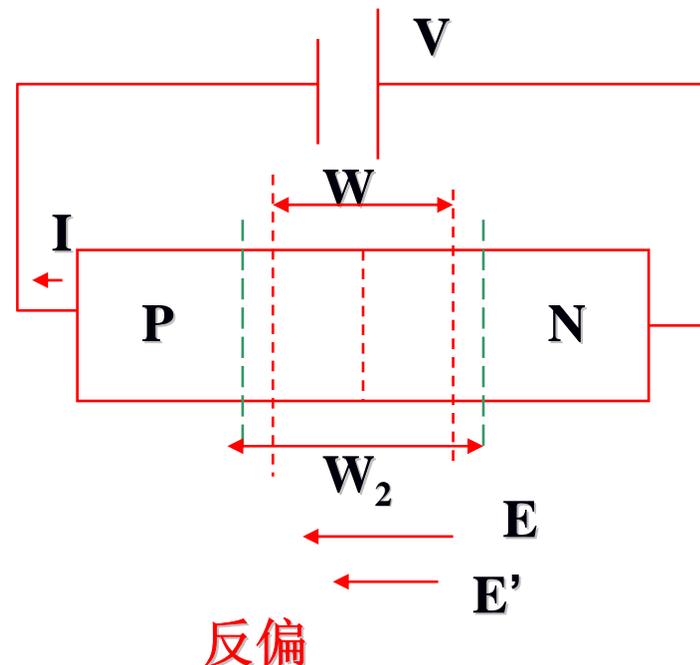
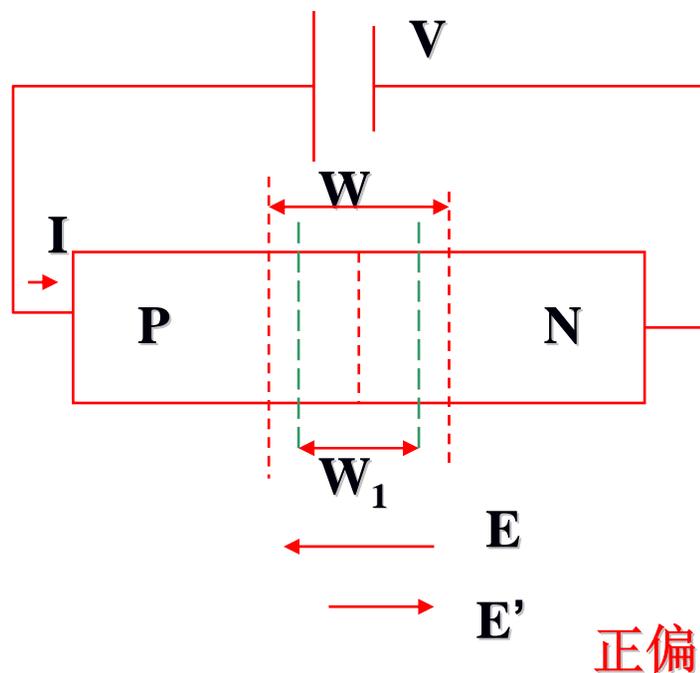


Si单边突变结耗尽层宽度和单位面积耗尽层电容与掺杂浓度的关系。

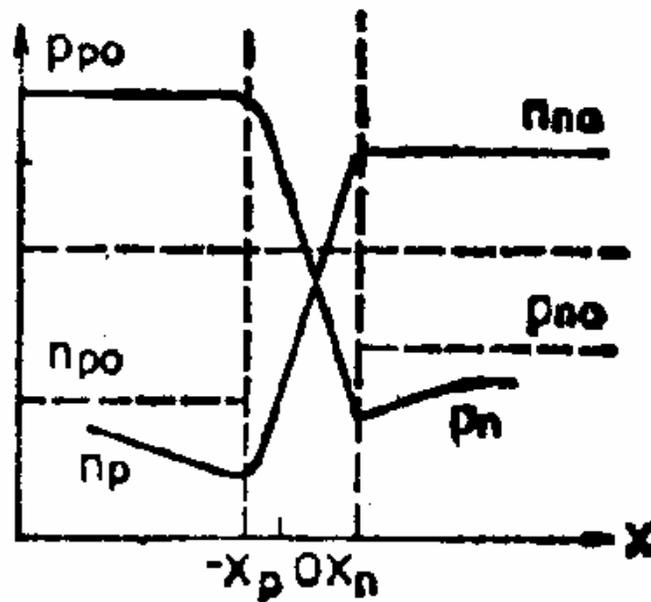
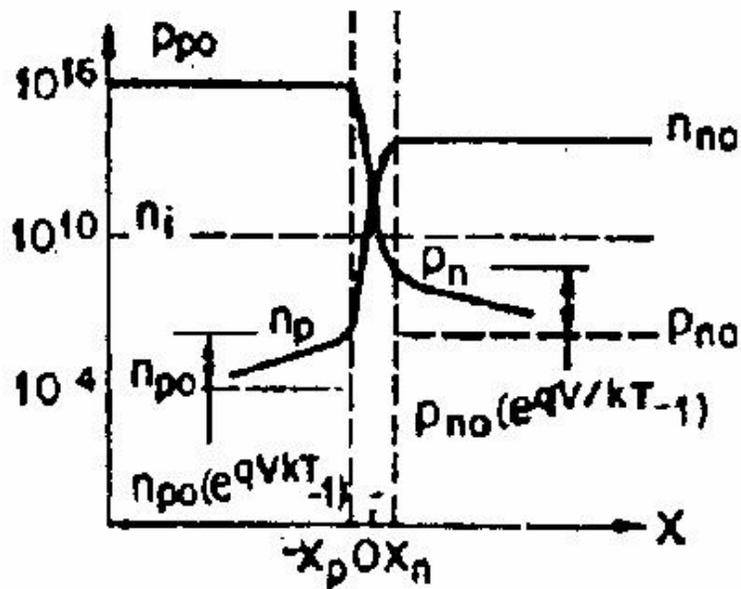
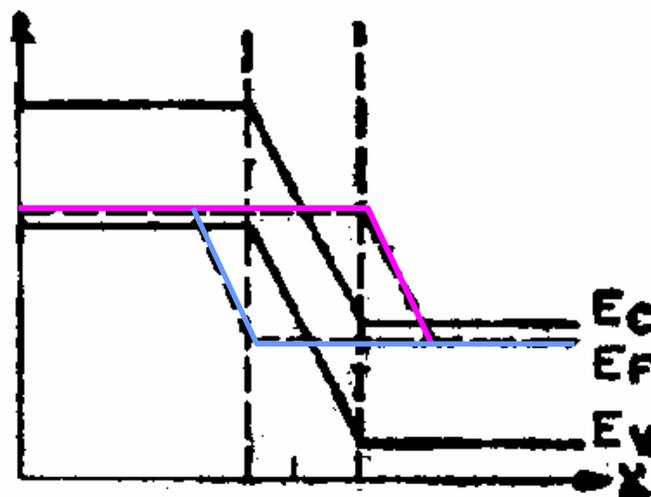
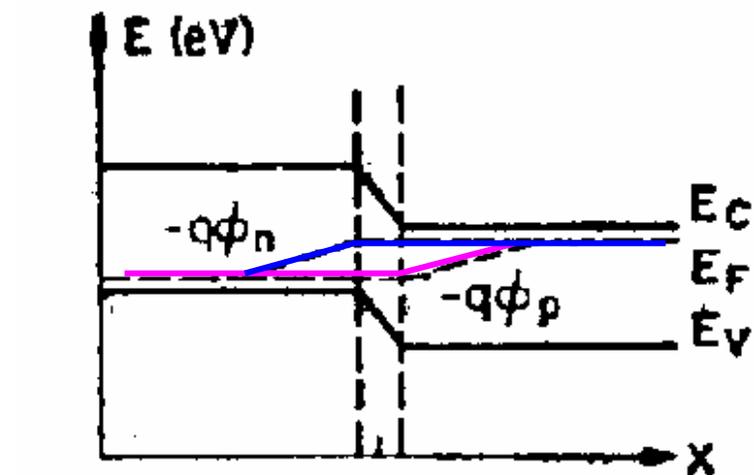
2-1 电流-电压特性--理想情况的肖克莱方程

理想电流电压特性

- 1) 突变耗尽近似, 边界外电中性
- 2) 波耳兹曼近似
- 3) 小注入假设
- 4) 耗尽层内无产生和复合电流, 且耗尽区内电子和空穴电流恒定

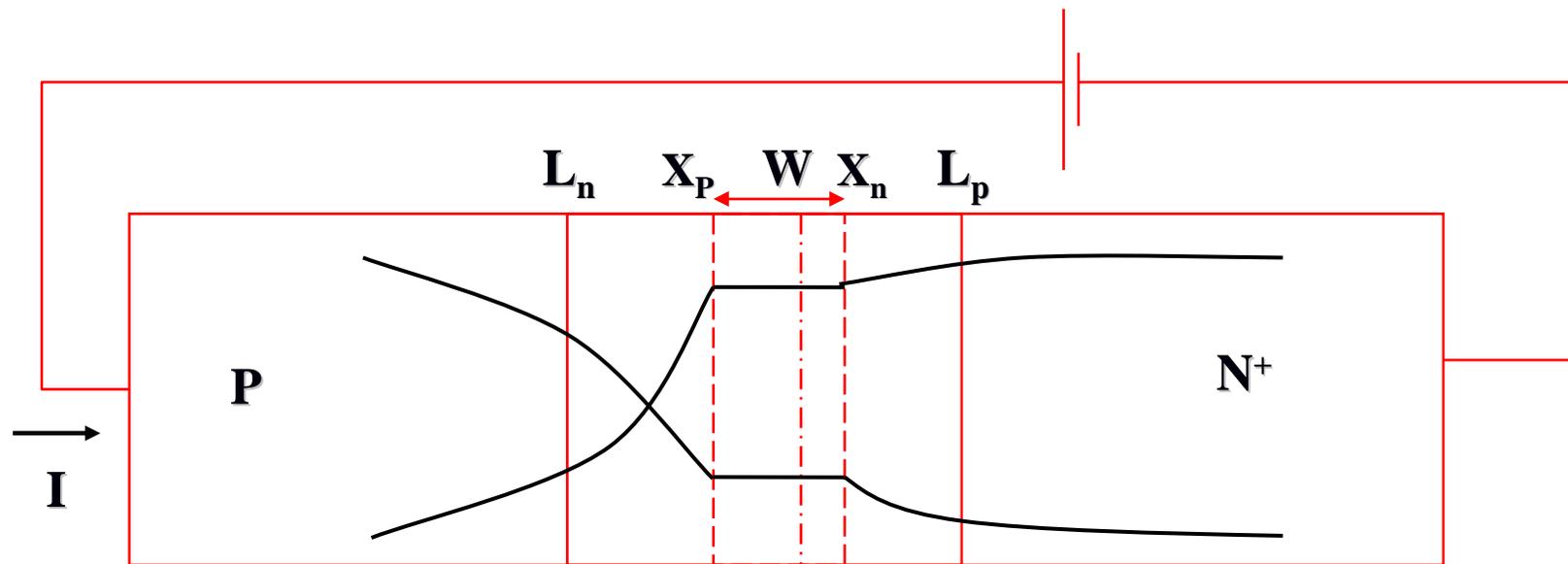


首先定性地看一下载流子浓度和能带结构的特点



正向和反向偏置下的能带图、电势分布和载流子浓度分布

目标：给出PN结在加偏压后的电流-电压关系



N区(远离扩散区): 多子（电子）的漂移电流

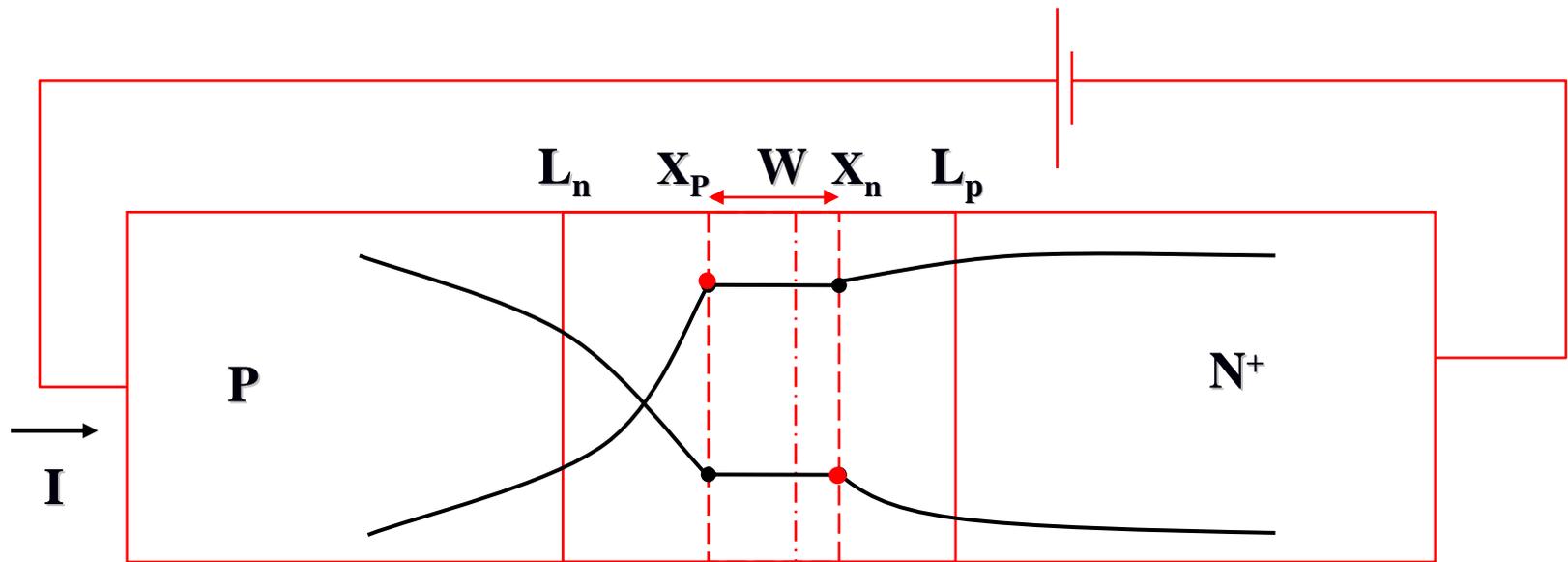
N区扩散区: 少子（空穴）电流与多子（电子）电流互相转换

结区: 电流连续

P区扩散区: 少子（电子）电流与多子（空穴）电流互相转换

P区（远离扩散区）: 多子（空穴）漂移电流

电子电流和空穴电流在不同区内各不相同，但二者之和保持不变。只要求出通过pn结任何一个截面的总电流都可以。



X_n 处（或 X_p 处）电子和空穴电流的和，即总电流。

$I = X_n$ 处的电子漂移电流 + X_n 处的空穴扩散电流



$= X_p$ 处的电子(少子)扩散电流 + X_n 处的空穴(少子)扩散电流

归纳为求少子扩散电流

(1) 准费米能级电势和结两侧的电势差

先考虑 半导体 **热平衡** 时, 波耳兹曼关系:

$$\begin{aligned} n &= n_i \exp\left(\frac{E_F - E_i}{kT}\right) = n_i \exp\left[\frac{q(\psi - \phi)}{kT}\right] \\ p &= n_i \exp\left(\frac{E_i - E_F}{kT}\right) = n_i \exp\left[\frac{q(\phi - \psi)}{kT}\right] \end{aligned}$$

费米能级 本征能级

$$\psi \equiv -E_i/q \quad \text{本征能级电势}$$

$$\phi \equiv -E_F/q \quad \text{费米能级电势}$$

热平衡时 $np = n_i^2$ 只有一个 E_F , 对应一个 ϕ

外加电压, 结两侧的少数载流子密度变化, **非平衡**: $np \neq n_i^2$

电子和空穴不再有统一的费米能级, 准平衡下, 用各自的准费米能级可以有与平衡时类似的表达式:

$$n \equiv n_i \exp\left[\frac{q(\psi - \phi_n)}{kT}\right] \quad p \equiv n_i \exp\left[\frac{q(\phi_p - \psi)}{kT}\right]$$

电子和空穴的准费米能级电势

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

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

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

结两侧的费米能级电势差:

正向偏置	$\phi_p - \phi_n > 0$	$pn > n_i^2$
反向偏置	$\phi_p - \phi_n < 0$	$pn < n_i^2$

根据电流密度方程： $J_n = q\mu_n nE + qD_n \nabla n$ 将爱因斯坦关系代入

$$\longrightarrow J_n = q\mu_n \left(nE + \frac{kT}{q} \nabla n \right)$$

$$= q\mu_n n(-\nabla \psi) + q\mu_n \frac{kT}{q} \left[\frac{qn}{kT} (\nabla \psi - \nabla \phi_n) \right]$$

$$= -q\mu_n n \nabla \phi_n$$

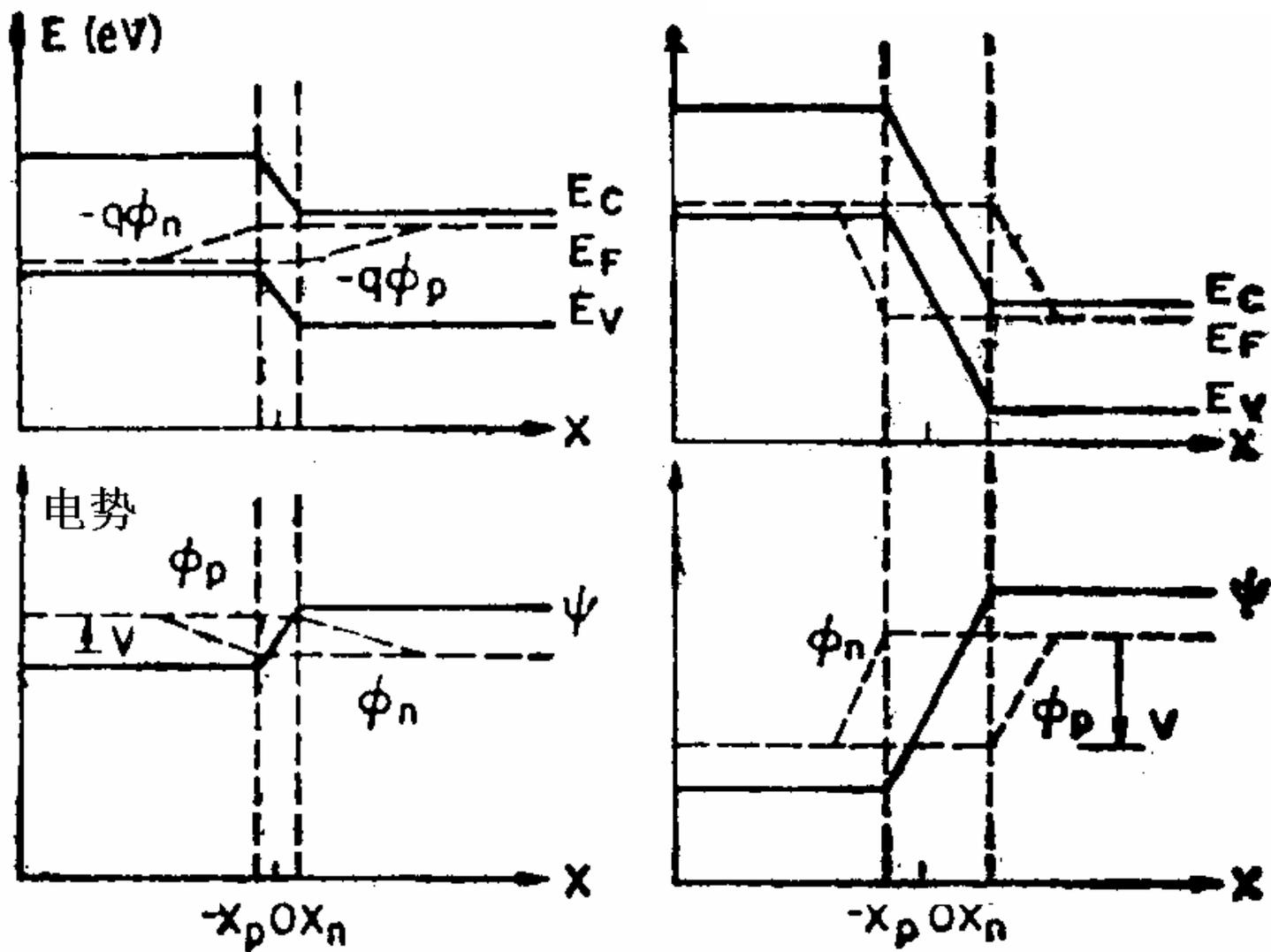
电子和空穴的电流密度正比于各自的准费米能级梯度

同理： $J_p = -q\mu_p p \nabla \phi_p$

比较：热平衡状态 $\phi_n = \phi_p = \phi = \text{常数}$

$$\longrightarrow J_n = J_p = 0$$

再看能带和电势图像。



正向和反向偏置下的能带图、电势分布。

(2) 耗尽区边界的少数载流子浓度 (边界条件) :

根据前面的图象:

$$V = \phi_p - \phi_n$$

P型一侧耗尽区边界
 $x=-x_p$ 的电子浓度:

$$n_p = \frac{n_i^2}{P_p} \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) = n_{p0} \exp\left(\frac{qV}{kT}\right)$$

n型一侧耗尽区边界
 $x=x_n$ 的空穴浓度:

$$p_n = p_{n0} \exp\left(\frac{qV}{kT}\right)$$

(3)

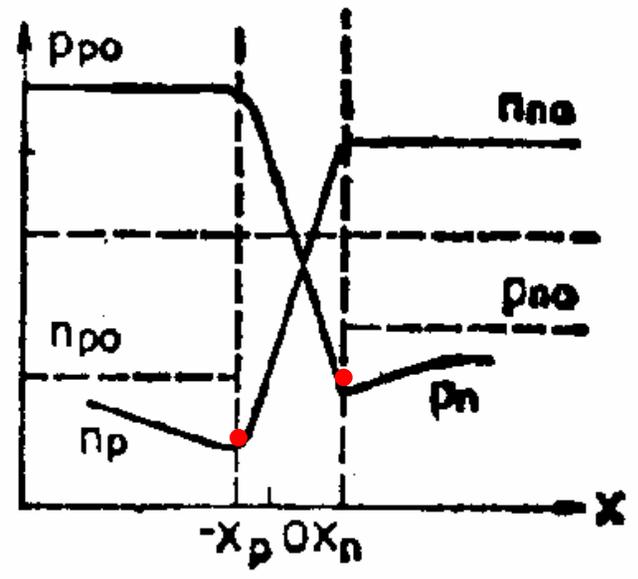
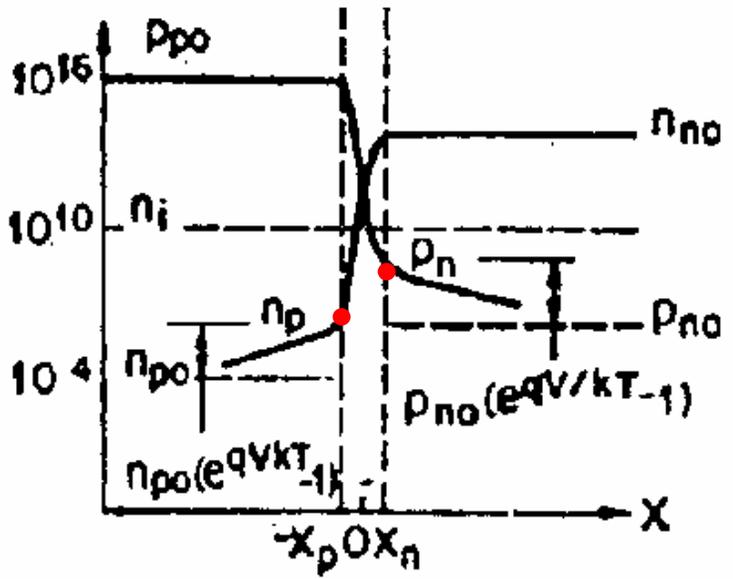
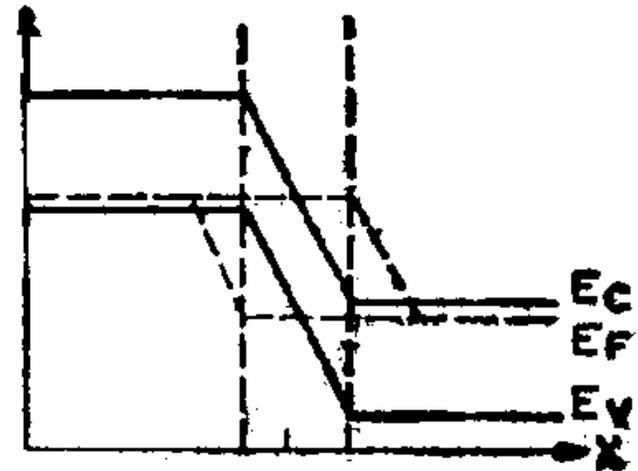
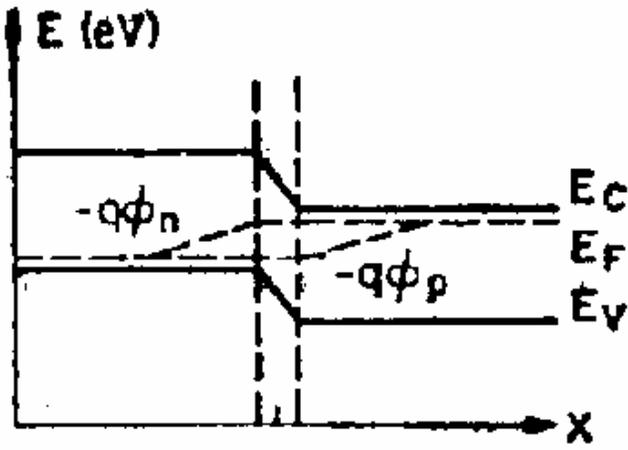
理想电流电压方程最重要的边界条件。

PN结边界处的非平衡少数载流子浓度:

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

$$\Delta p_n = p_n - p_{n0} = p_{n0} \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right]$$

正向偏压时,
边界的少数载流子浓度比平衡时要大,反向偏压时要小.



正向和反向偏置下的能带图和载流子浓度分布

(3) 耗尽区边界处少数载流子浓度的分布

根据连续性方程，稳态时，对N区：

电子
$$-U + \mu_n E \frac{\partial n_n}{\partial x} + \mu_n n_n \frac{\partial E}{\partial x} + D_n \frac{\partial^2 n_n}{\partial x^2} = 0$$

净复合率

乘以 $\mu_p p_n$

空穴
$$-U - \mu_p E \frac{\partial p_n}{\partial x} - \mu_p p_n \frac{\partial E}{\partial x} + D_p \frac{\partial^2 p_n}{\partial x^2} = 0$$

乘以 $\mu_n n_n$

有偏压的非平衡条件下，

利用电中性条件：非平衡的少子=非平衡多子 $(n_n - n_{n0}) \sim (p_n - p_{n0})$ ，
结合爱因斯坦关系 $D = kT\mu/q$ ：





$$-\frac{\mathbf{p}_n - \mathbf{p}_{n0}}{\tau_a} + \mathbf{D}_a \frac{\partial^2 \mathbf{p}_n}{\partial \mathbf{x}^2} - \frac{\mathbf{n}_n - \mathbf{p}_n}{\mathbf{n}_n / \mu_p + \mathbf{p}_n / \mu_n} \frac{E \partial \mathbf{p}_n}{\partial \mathbf{x}} = \mathbf{0}$$

其中： $\mathbf{D}_a = \frac{\mathbf{n}_n + \mathbf{p}_n}{\mathbf{n}_n / \mathbf{D}_p + \mathbf{p}_n / \mathbf{D}_n} =$ 双极扩散系数

$$\tau_a = \frac{\mathbf{p}_n - \mathbf{p}_{n0}}{\mathbf{U}} = \frac{\mathbf{n}_n - \mathbf{n}_{n0}}{\mathbf{U}} = \text{双极寿命}$$

小注入假设： \mathbf{n} 区 $\mathbf{p}_n \ll \mathbf{n}_n \approx \mathbf{n}_{n0}$ 只剩下与 \mathbf{p} 有关的项：

$$-\frac{\mathbf{p}_n - \mathbf{p}_{n0}}{\tau_p} - \mu_p E \frac{\partial \mathbf{p}_n}{\partial \mathbf{x}} + \mathbf{D}_p \frac{\partial^2 \mathbf{p}_n}{\partial \mathbf{x}^2} = \mathbf{0}$$

比较

原来的方程： $-\mathbf{U} - \mu_p E \frac{\partial \mathbf{p}_n}{\partial \mathbf{x}} - \mu_p \mathbf{p}_n \frac{\partial E}{\partial \mathbf{x}} + \mathbf{D}_p \frac{\partial^2 \mathbf{p}_n}{\partial \mathbf{x}^2} = \mathbf{0}$

无电场的中性区，进一步简化：
$$\frac{\partial^2 \mathbf{p}_n}{\partial \mathbf{x}^2} - \frac{\mathbf{p}_n - \mathbf{p}_{no}}{D_p \tau_p} = 0$$
 耗尽区边界少数子满足的连续性方程

利用得到的边界条件：

$$\mathbf{p}_n(x = x_n) = \mathbf{p}_{no} \exp\left(\frac{qV}{kT}\right)$$

$$\mathbf{p}_n(x = \infty) = \mathbf{p}_{no}$$

解出少子分布方程：


$$\mathbf{p}_n - \mathbf{p}_{no} = \mathbf{p}_{no} (e^{qV/kT} - 1) e^{-(x-x_n)/L_p}$$

少子扩散长度


$$L_p \equiv \sqrt{D_p \tau_p}$$

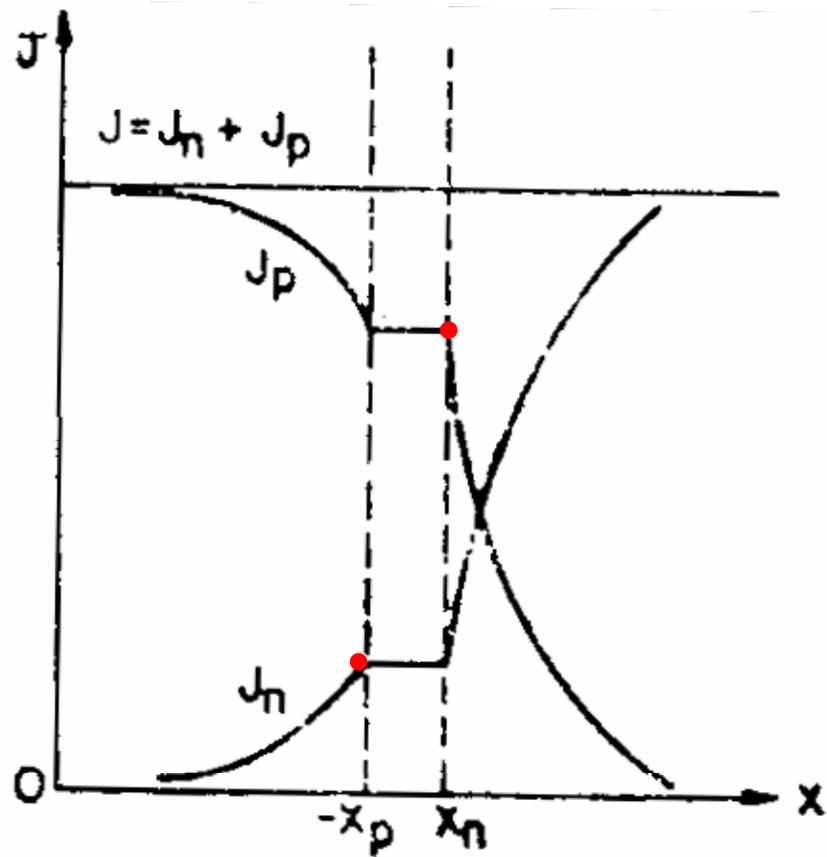
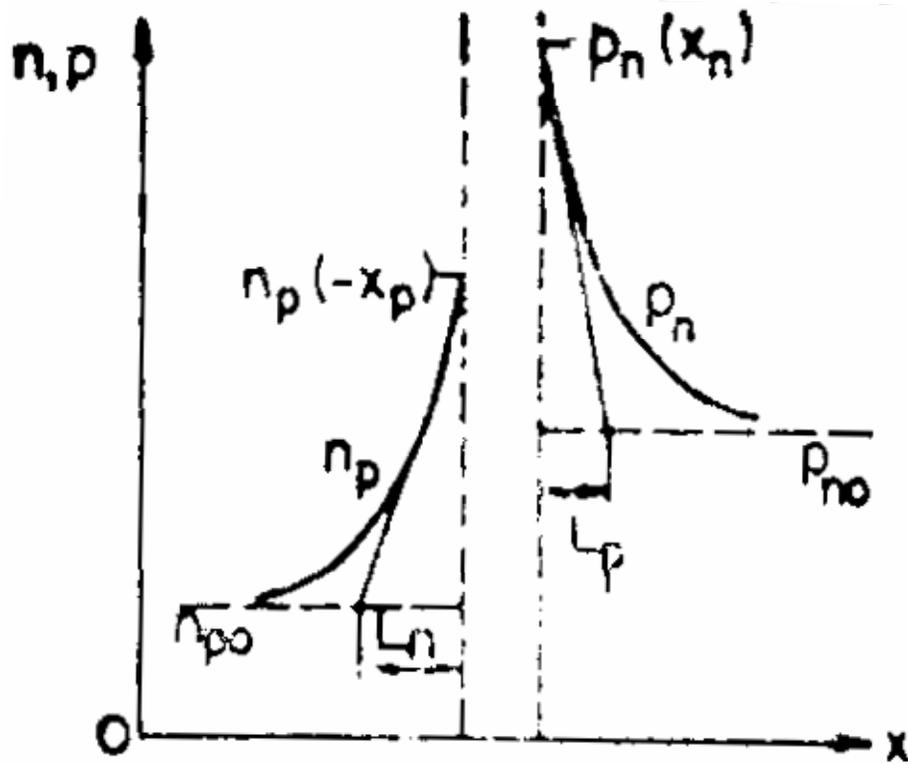
(4) 耗尽区边界处的少子扩散电流

$x=x_n$, 空穴的扩散电流:

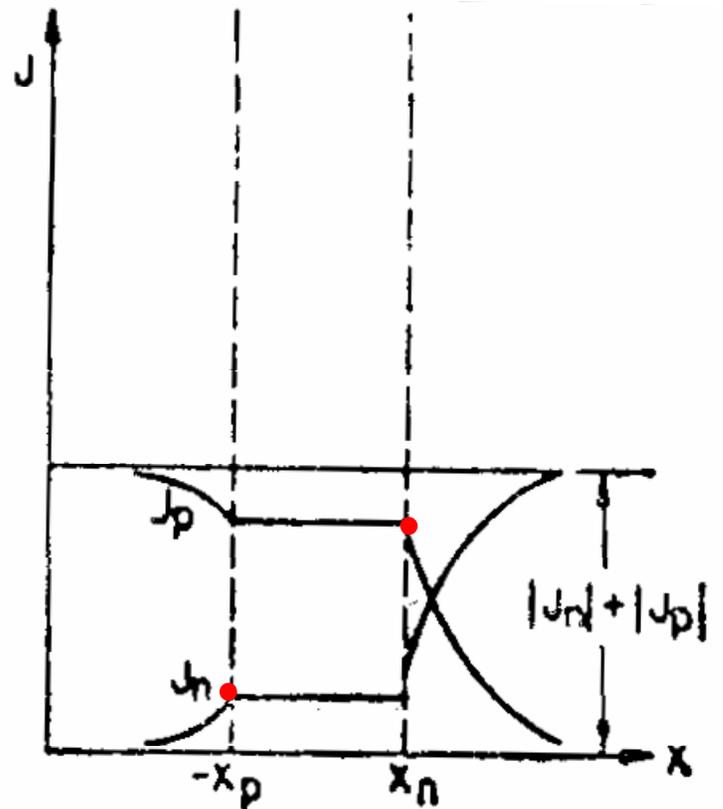
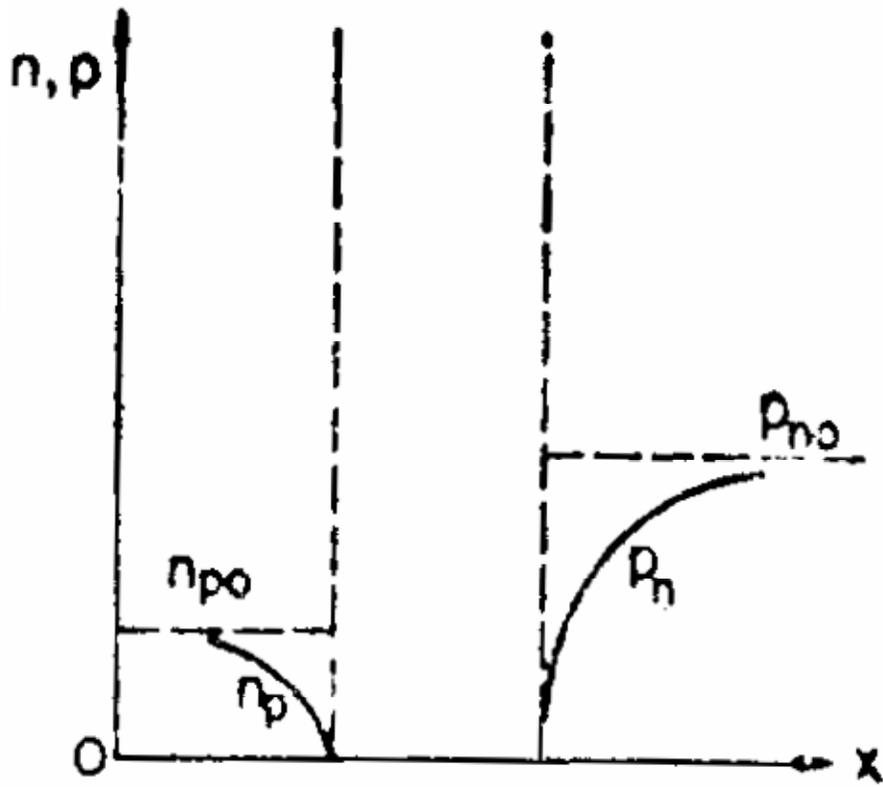
$$\mathbf{J}_p = -q\mathbf{D}_p \left. \frac{\partial p_n}{\partial x} \right|_{x_n} = \frac{q\mathbf{D}_p p_{no}}{L_p} (e^{qV/kT} - 1)$$

同理, $x=-x_p$, 电子的扩散电流:

$$\mathbf{J}_n = q\mathbf{D}_n \left. \frac{\partial n_p}{\partial x} \right|_{-x_p} = \frac{q\mathbf{D}_n n_{po}}{L_n} (e^{qV/kT} - 1)$$



正向偏置状态：载流子浓度分布和电流密度分布



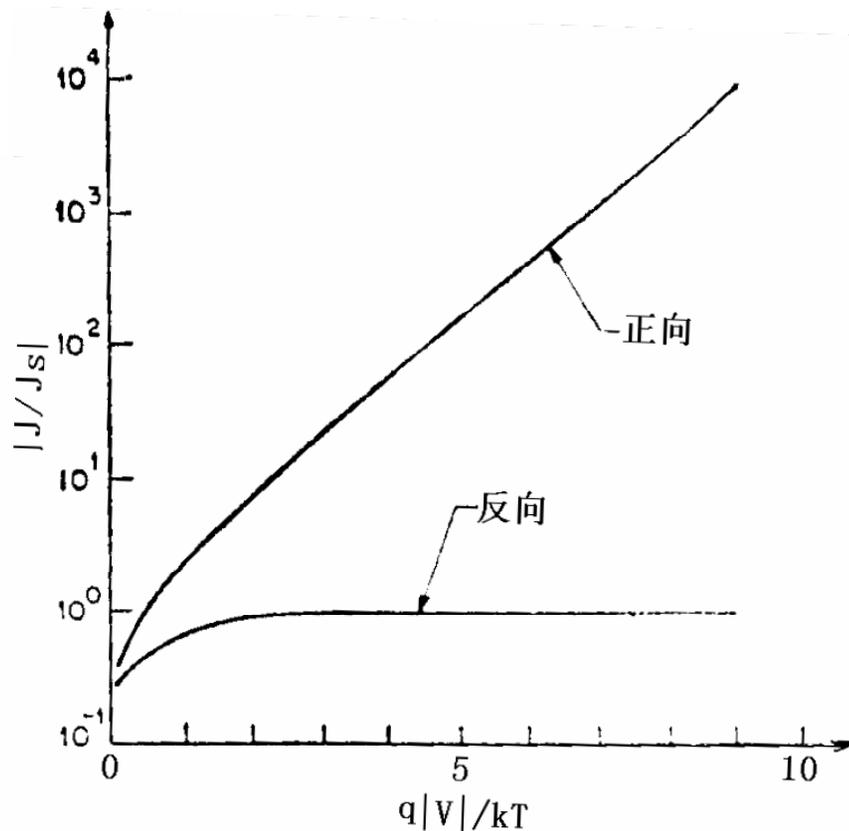
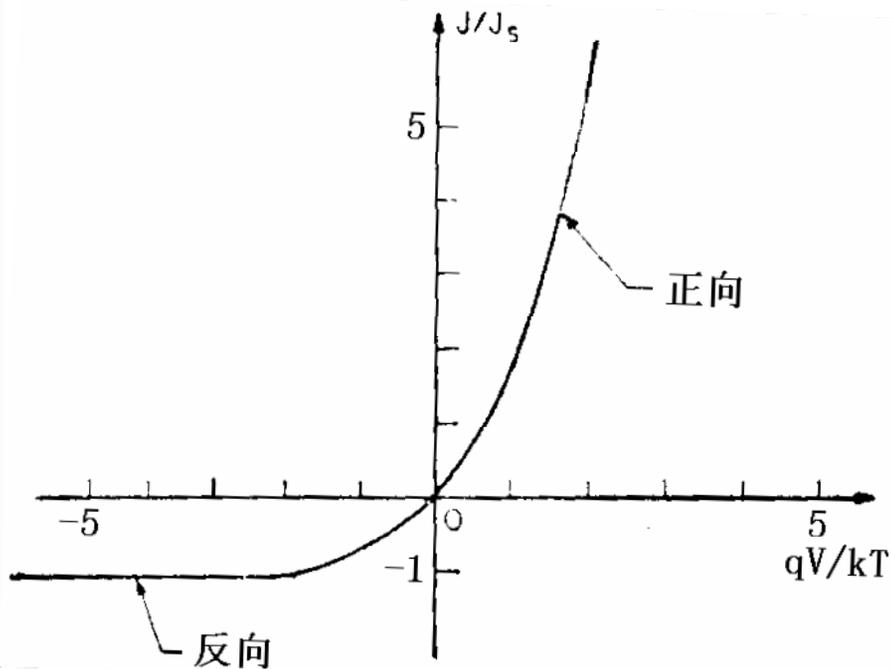
反向偏置状态: 载流子分布和电流密度分布

(5) 总电流，可用在耗尽区边界处的两个扩散电流来构成：

$$\mathbf{J} = \mathbf{J}_n + \mathbf{J}_p = \mathbf{J}_s (e^{qV/kT} - 1)$$

$$\mathbf{J}_s \equiv \frac{qD_n n_{po}}{L_n} + \frac{qD_p p_{no}}{L_p}$$

肖克莱方程，
理想二极管定律



理想的电流-电压特性 (a)线性坐标, (b)半对数坐标

(6) 温度对饱和电流密度的影响:

考虑p⁺-n单边突变结, 施主浓度N_D, $p_{n0} \gg n_{p0}$ J_s可只考虑一项

$$J_s \approx \frac{qD_p p_{n0}}{L_p} \approx q \sqrt{\frac{D_p}{\tau_p}} \frac{n_i^2}{N_D}$$

都与温度有关

与指数项相比, 前面一项与温度的关系并不重要.

设 $D_p / \tau_p \sim T^\gamma$

$$J \sim \left[T^3 \exp\left(-\frac{E_g}{kT}\right) \right] T^{\gamma/2} = T^{(3+\gamma/2)} \exp\left(-\frac{E_g}{kT}\right)$$

反向, $|J_R| \sim J_s$, 电流按照 $\exp\left(-\frac{E_g}{kT}\right)$ 关系随温度增加;

正向, $J_F \sim J_s e^{qV/kT}$ 电流大致按 $\exp[-(E_g - qV)/kT]$ 变化.

2-2 考虑产生-复合过程的电流-电压特性

表面效应—表面离子电荷
耗尽层内载流子的产生和复合
大注入
串联电阻效应
大的反向电场，结的击穿

偏离理想情形

讨论耗尽区的产生与复合过程对电流-电压特性的影响：

反向偏置 \Rightarrow 耗尽区主要的复合-产生过程 \rightarrow 载流子发射过程

正向偏置 \Rightarrow 耗尽区主要的复合-产生过程 \rightarrow 载流子俘获过程

产生-复合速率

$$G = -U = \frac{v_{th} \sigma_n \sigma_p N_t (p_n n_n - n_i^2)}{\sigma_n [n_n + n_i \exp\left(\frac{E_t - E_i}{kT}\right)] + \sigma_p [p_n + n_i \exp\left(\frac{E_i - E_t}{kT}\right)]}$$

根据 $p_n < n_i$ $n_n < n_i$ 电子-空穴对的产生率:

$$G = -U = \left[\frac{\sigma_p \sigma_n \nu_{th} N_t}{\sigma_n \exp\left(\frac{E_t - E_i}{kT}\right) + \sigma_p \exp\left(\frac{E_i - E_t}{kT}\right)} \right] n_i \equiv \frac{n_i}{\tau_e}$$

有效寿命

只有能级 E_t 靠近本征费米能级的产生中心, 对产生率有显著贡献

耗尽区内的产生电流:

$$J_{gen} = \int_0^w q|U|dx \approx q|U|W = \frac{qn_i W}{\tau_e}$$

假设均匀产生

耗尽层宽度

若有效寿命随温度缓变,则产生电流与 n_i 有同样的温度关系,

在给定温度下,产生电流正比于耗尽层宽度,耗尽层宽度又与外加反向偏压有关:

突变结:
$$\mathbf{J}_{\text{gen}} \propto (\mathbf{V}_{\text{bi}} + \mathbf{V})^{1/2}$$

线性缓变结:
$$\mathbf{J}_{\text{gen}} \propto (\mathbf{V}_{\text{bi}} + \mathbf{V})^{1/3}$$

考虑 $p^+ - n$ 结 $p_{no} \gg n_{p0}$, $|V| > 3kT/q$

总的反向电流 = 中性区的扩散电流 + 耗尽区的产生电流:

$$\mathbf{J}_R \approx q \sqrt{\frac{\mathbf{D}_p}{\tau_p} \frac{n_i^2}{N_D}} + \frac{qn_i W}{\tau_e}$$

室温下:

若 n_i 很大(例如Ge), 扩散电流为主
反向电流符合理想情况

若 n_i 很小(例如Si), 产生电流占优势

高温下:

扩散电流为主

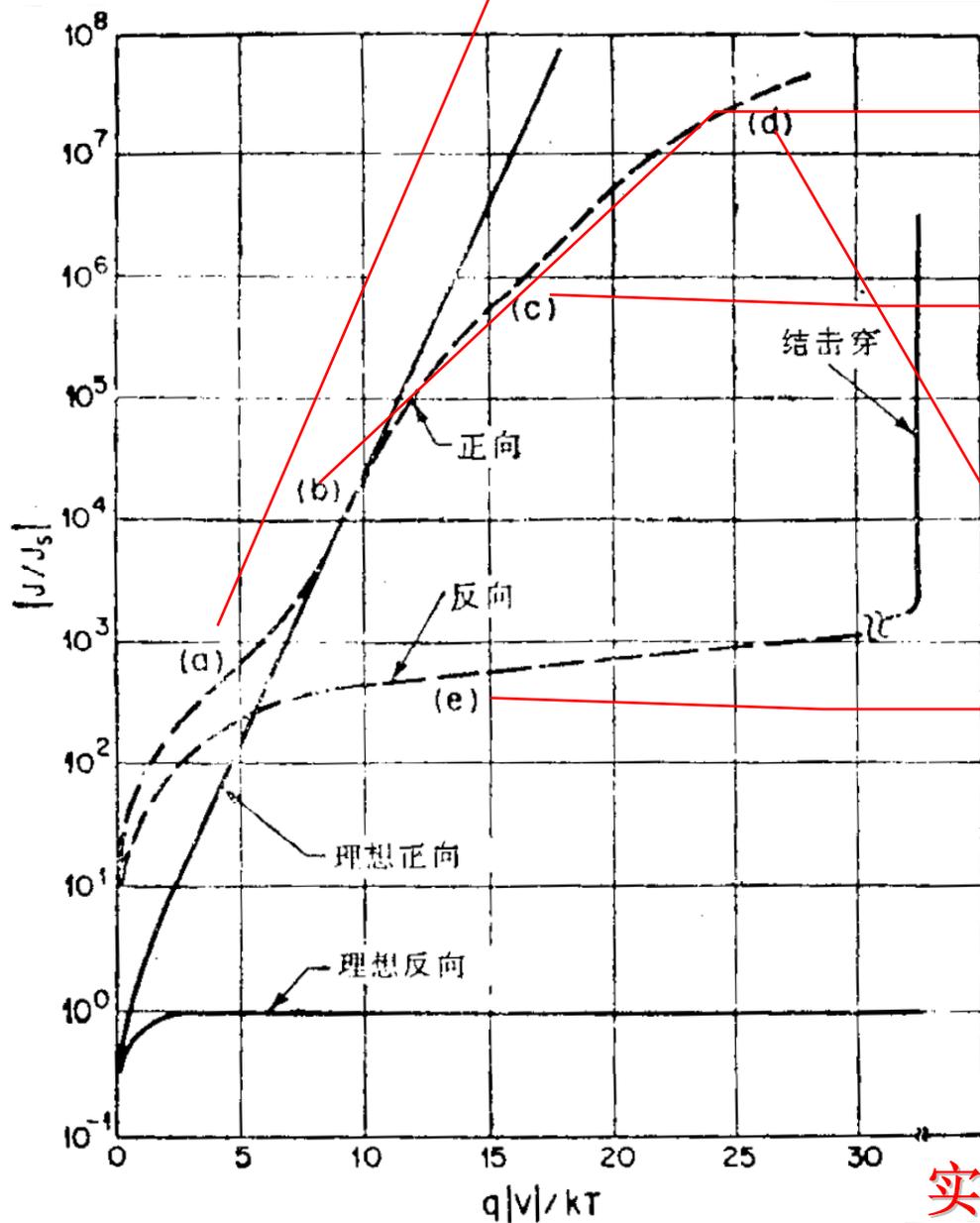
产生-复合电流区

扩散电流区

大注入区

串联电阻效应

产生-复合与表面效应等引起的反向漏电流



实际Si二极管的电流-电压特性

正向偏置下:

复合过程是耗尽区内的主要的产生-复合过程

总电流= 扩散电流+复合电流 J_{rec}

将 $pn \equiv n_i^2 \exp\left[\frac{q(\phi_p - \phi_n)}{kT}\right]$ 代入复合率,得到:

$$\rightarrow U = \frac{\sigma_p \sigma_n v_{\text{th}} N_t n_i^2 (e^{qv/kT} - 1)}{\sigma_n \left[n + n_i \exp\left(\frac{E_t - E_i}{kT}\right) \right] + \sigma_p \left[p + n_i \exp\left(\frac{E_i - E_t}{kT}\right) \right]}$$

若 $E_i = E_t, \sigma_n = \sigma_p = \sigma$

$$\rightarrow U = \frac{\sigma v_{\text{th}} N_t n_i^2 (e^{qv/kT} - 1)}{n + p + 2n_i}$$

当电子与空穴浓度和 $(n+p)$ 为最小值, 复合率 U 在耗尽区最大:
此时:

$$d(p+n) = 0 \longrightarrow dp = -dn = \frac{pn}{p^2} dp \longrightarrow p = n$$

即 E_i 恰好位于 E_{Fn} 和 E_{Fp} 的中间:

$$p = n = n_i \exp\left[\frac{qV}{2kT}\right]$$

$$U_{\max} = \sigma v_{th} N_t \frac{n_i^2 [\exp(\frac{qV}{kT}) - 1]}{2n_i [\exp(\frac{qV}{2kT}) + 1]}$$

当 $V > 3kT/q$ 时, 有:
$$U_{\max} \cong \frac{1}{2} \sigma v_{\text{th}} N_t n_i \exp\left(\frac{qV}{2kT}\right)$$

假定在大部分耗尽区内, 有最大的复合率

复合电流:

$$J_{\text{rec}} = \int_0^W qU dx \approx \frac{qW}{2} \sigma v_{\text{th}} N_t n_i \exp\left(\frac{qV}{2kT}\right)$$

考虑 p^+ - n 结 $p_{n0} \gg n_{p0}$, 且 $V > 3kT/q$ \longrightarrow 总的正向电流:

$$J_f = q \sqrt{\frac{D_p}{\tau_p} \frac{n_i^2}{N_D}} \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) + \frac{qW}{2} \sigma v_{\text{th}} N_t n_i \exp\left(\frac{qV}{2kT}\right)$$

实验结果一般用经验公式:

$$J_f \sim \exp\left(\frac{qV}{nkT}\right)$$

理想系数

复合电流占优势: $n=2$, 扩散占优势: $n=1$, 两种相当: $1 < n < 2$.

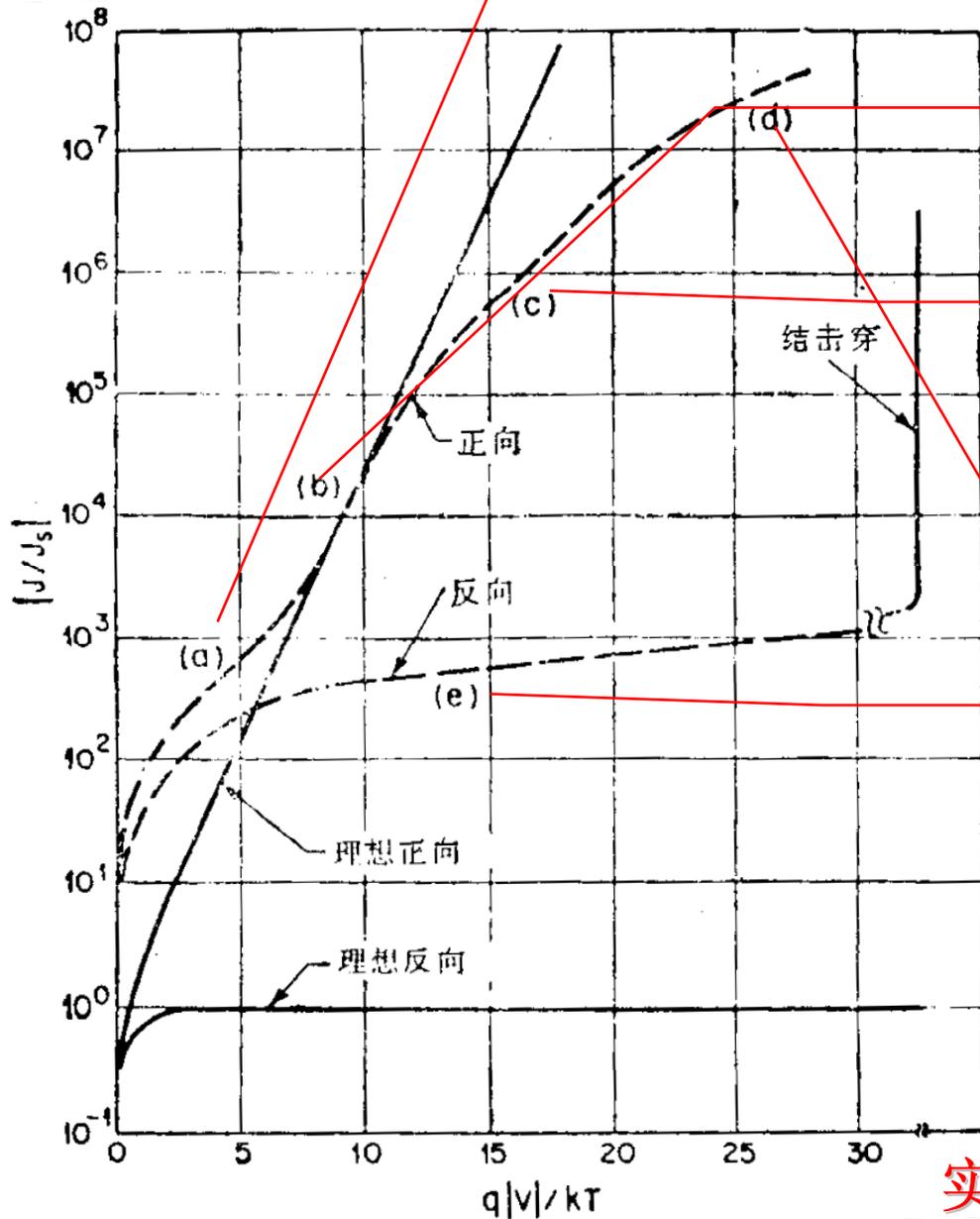
产生-复合电流区

扩散电流区

大注入区

串联电阻效应

产生=复合与表面效应等引起的反向漏电流



实际Si二极管的电流-电压特性

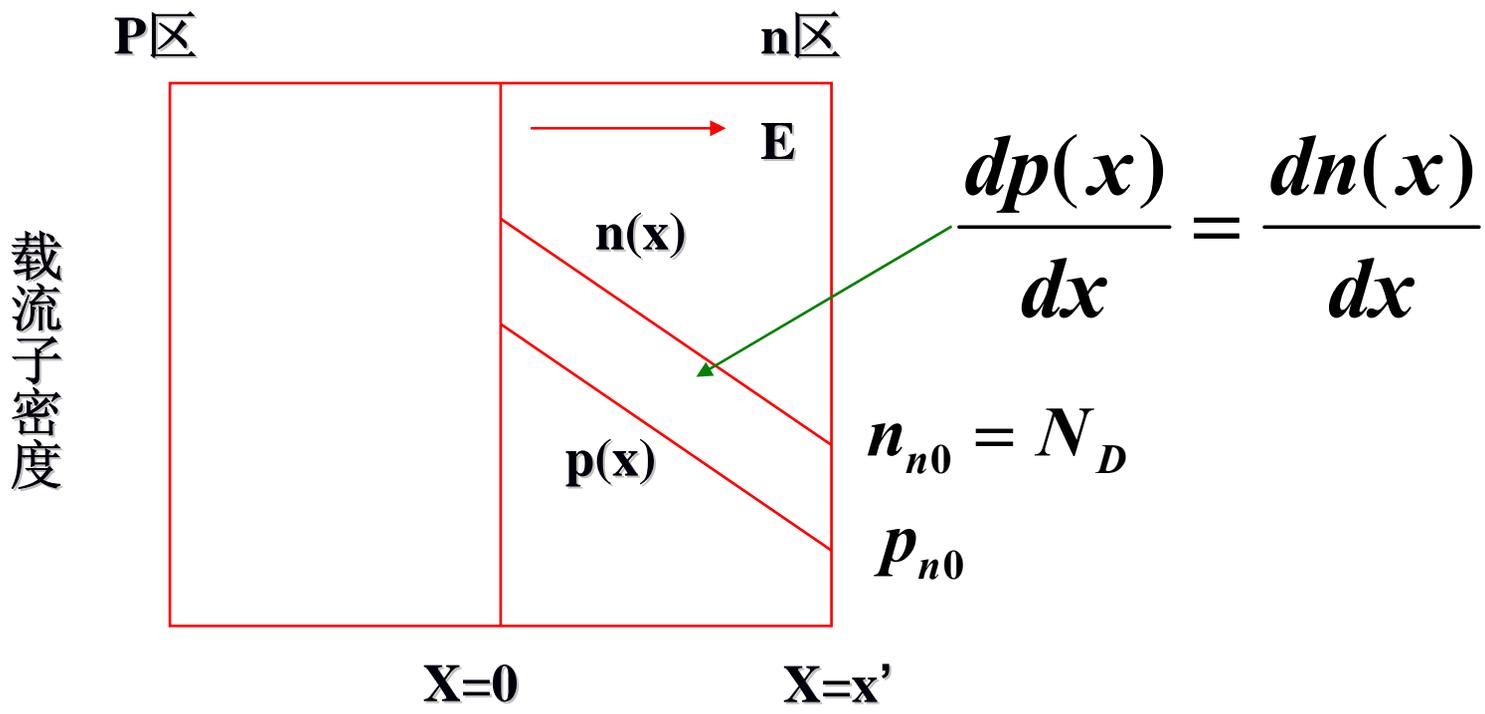
2-3 大注入条件下的电流-电压特性

正向偏置，大电流密度 \Rightarrow 注入的少数载流子密度与多数载流子密度可以比拟

\Rightarrow 为维持电中性，多子要相应积累，存在浓度梯度

\Rightarrow 在注入区产生电场和载流子的漂移运动。

p⁺-n结



正向大注入效应

大注入时, 电流密度, 必须同时考虑电子和空穴的漂移和扩散分量。

$$\text{此区间的电子电流密度: } \mathbf{J}_n = q\mu_n n\mathbf{E} + qD_n \frac{dn}{dx} = 0$$

$$\text{可以求出漂移电场: } \mathbf{E} = -\frac{D_n}{\mu_n} \frac{1}{n} \frac{dn}{dx} = -\frac{kT}{q} \frac{1}{n} \frac{dp}{dx}$$

$$\begin{aligned} \text{空穴电流密度: } \mathbf{J}_p &= q\mu_p p\mathbf{E} - qD_p \frac{dp}{dx} \\ &= -qD_p \frac{dp}{dx} \left(1 + \frac{p}{n}\right) \quad \text{设 } n \approx p \end{aligned}$$

$$\approx -2qD_p \frac{dp}{dx}$$

大注入使扩散系数加倍

N区有电场，则结区以外的区域产生压降，使得加在结上的电压降低。

$$V = V_J + V_S$$

N区压降

结区压降

$$V_S = \int_0^{x'} E dx = \frac{kT}{q} \ln \frac{n(x=0)}{n_{n0}}$$

$$= \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{p_{n0}}{n_i} \right)^2 + V_J$$

$$V_J = \frac{V}{2} - \frac{kT}{q} \ln \frac{p_{n0}}{n_i}$$

$$p(0) = p_{n0} e^{(qV_J/kT)}$$

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

$$n \sim p$$

大注入时，结上的压降与外电压和n区少子浓度有关。

根据边界条件:

$$p(0) = p_{no} e^{(qV_J/kT)} \quad x > L_p, p \rightarrow p_{no}$$

⇒ 边界处的浓度梯度: $\frac{dp}{dx} = -\frac{p_{no}}{L_p} [e^{(qV_J/kT)} - 1]$

$$j_p = q \frac{2D_p p_{no}}{L_p} \left\{ \exp\left[\frac{q}{kT} \left(\frac{V}{2} - \frac{kT}{q} \ln \frac{p_{no}}{n_i}\right)\right] - 1 \right\}$$

$$= q \frac{2D_p}{L_p} n_i \exp\left(\frac{qV}{2kT}\right)$$

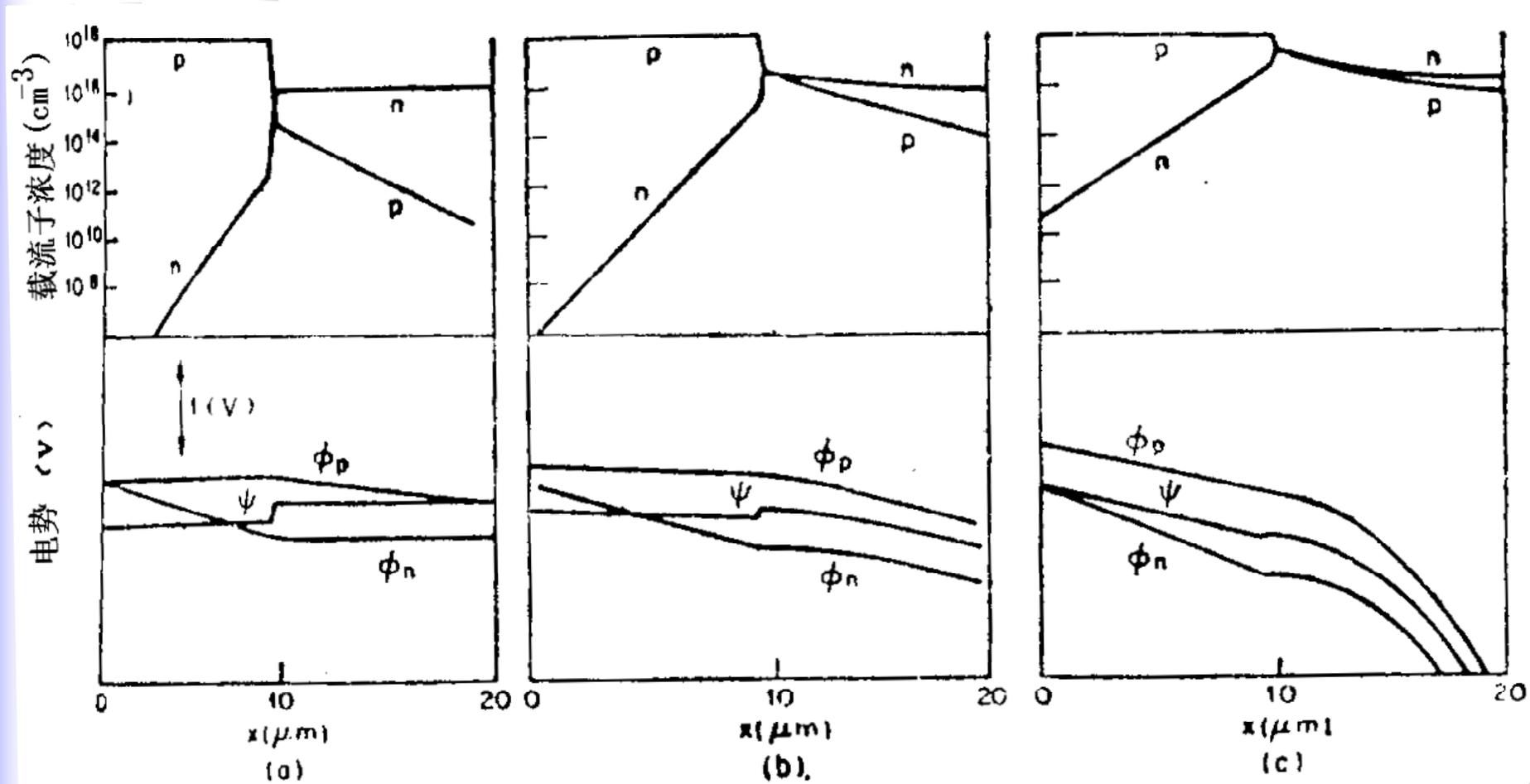
由于在结区以外的压降，大注入使电流-电压关系改变，由原来的 $\exp(qV/kT)$ ，变成 $\exp(qV/2kT)$

p⁺-n结

电流密度: 10A/cm²

10³A/cm²

10⁴A/cm²



工作在不同电流密度下Si p⁺-n 结的载流子浓度, 本征费米能级和准费米能级电势

串联电阻效应

在大注入时，还要考虑与**准中性区**和**欧姆接触**的电阻相联系的串联电阻效应

串联电阻使得中性区上的压降**IR** 降低了耗尽区的偏压。

$$I \approx I_S \exp\left(\frac{q(V-IR)}{kT}\right)$$
$$= \frac{I_S \exp(qV/kT)}{\exp(qIR/kT)}$$

理想电流降低一个因子，使电流随电压的上升而变慢。当电流足够大时，外加电压的增加主要降在串联电阻上，电流-电压近似线性关系。

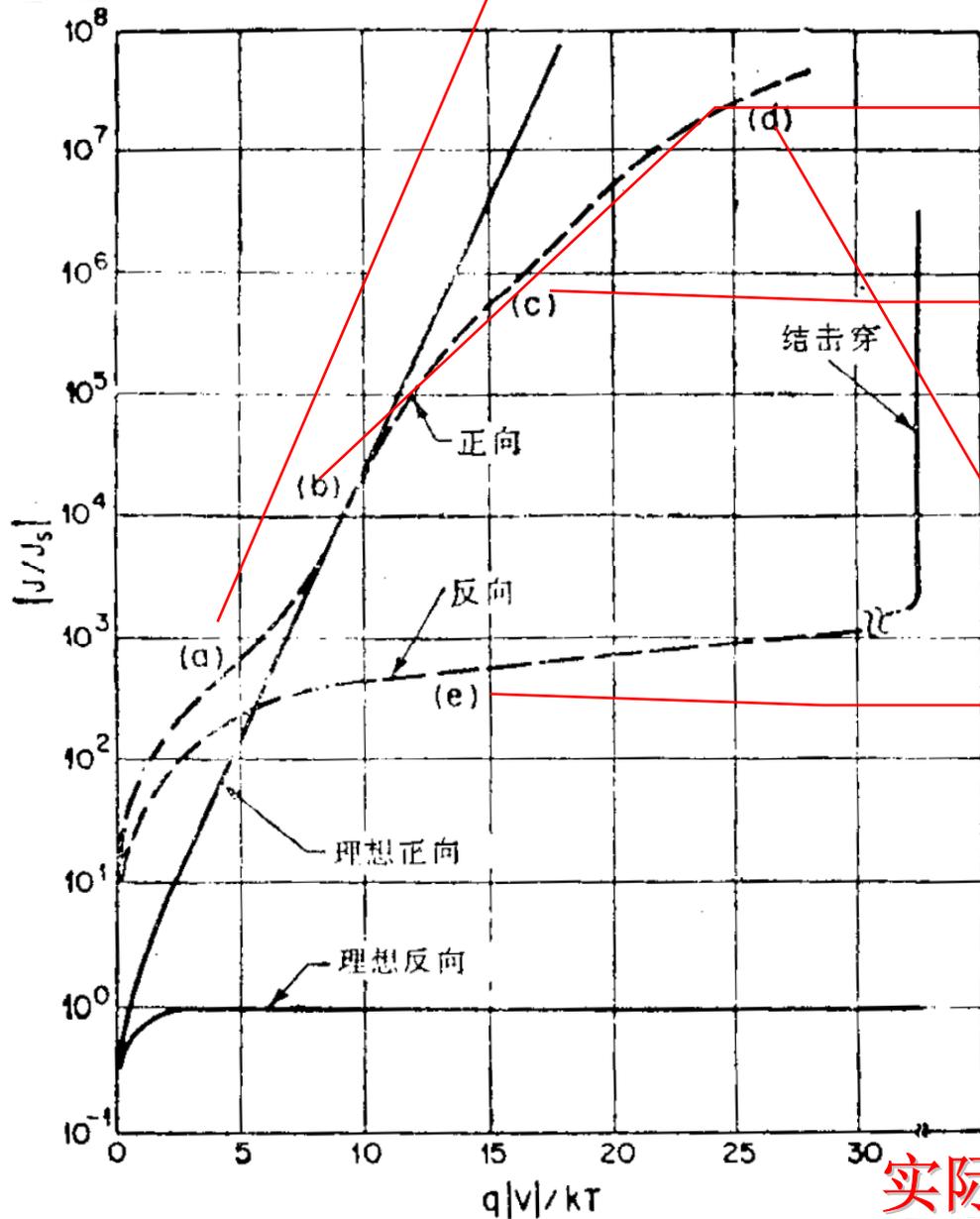
产生-复合电流区

扩散电流区

大注入区

串联电阻效应

产生=复合与表面效应等引起的反向漏电流



实际Si二极管的电流-电压特性

2-4 扩散电容

反向偏置→耗尽层电容占据了结电容的大部分，
正向偏置→中性区少数载流子密度的再分布对结电容有贡献
----扩散电容。

正向偏置 + 一小的交流信号：

$$\text{总电压: } \mathbf{V}(t) = \mathbf{V}_0 + \mathbf{V}_1 e^{j\omega t}$$

$$\text{总电流: } \mathbf{J}(t) = \mathbf{J}_0 + \mathbf{J}_1 e^{j\omega t}$$

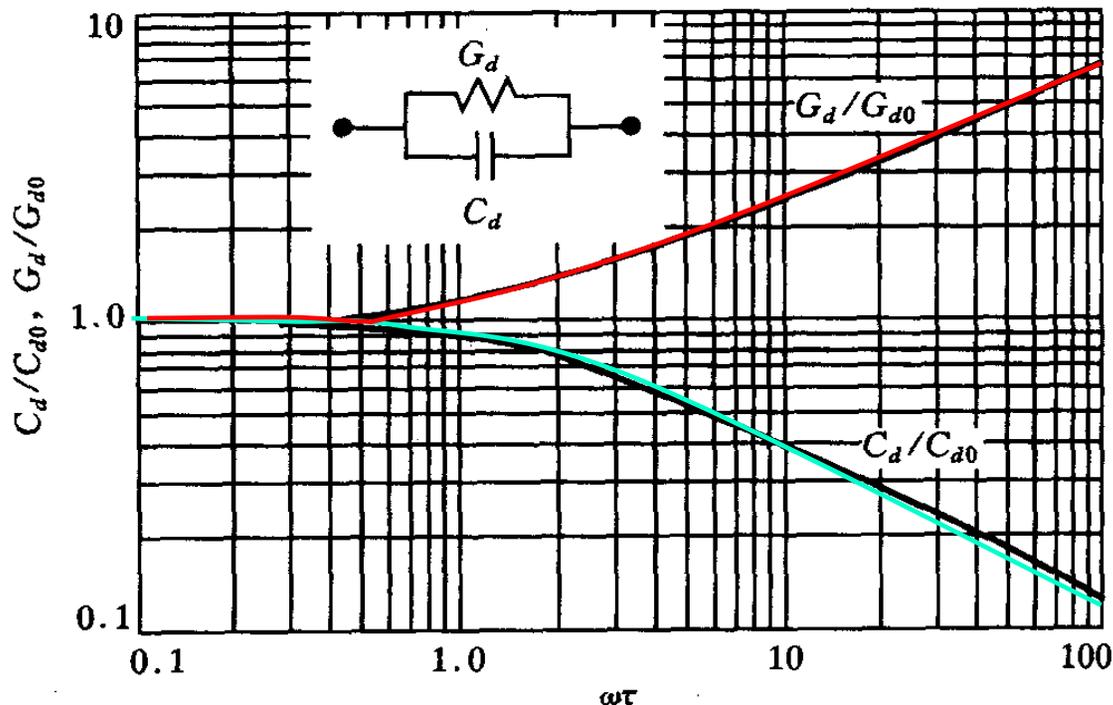
$$\text{交流导纳: } \mathbf{Y} = \frac{\mathbf{J}_1}{\mathbf{V}_1} = \mathbf{G}_d + j\omega\mathbf{C}_d$$

电压和电流密度的
小信号振幅

频率比较低： $(\omega\tau_p, \omega\tau_n \ll 1)$

扩散电导：
$$G_{d0} = \frac{q}{kT} \left(\frac{qD_p p_{no}}{L_p} + \frac{qD_n n_{po}}{L_n} \right) e^{qV_o/kT}$$

低频扩散电容：
$$C_{d0} = \frac{q}{kT} \left(\frac{qL_p p_{no}}{2} + \frac{qL_n n_{po}}{2} \right) e^{qV_o/kT}$$



归一化扩散电导和扩散电容与 $\omega\tau$ 的关系。

扩散电容与耗尽层电容（势垒电容）的比较

势垒电容:

- 是p-n结空间电荷区（耗尽层，势垒区）的电容。
- 其大小与结面积、半导体介电常数和外加电压有关，有：

$$C = \sqrt{\frac{q\epsilon_s N_B}{2}} (V_{bi} + V)^{-1/2}$$

- p-n结正偏时，大量载流子通过势垒区，耗尽近似实际上不成立，计算公式也不再适用，一般近似认为正偏时的势垒电容等于0偏时的4倍。
- 势垒电容在正偏和反偏时均不能忽略，在反偏时以势垒电容为主。
- 是相应于多数载流子变化的电容效应，因此，在低频和高频下都将起作用，器件的最高工作频率往往决定于势垒电容。

扩散电容与耗尽层电容（势垒电容）的比较

扩散电容：

- 结正偏时，非平衡少子在结两边中性区内的存储所造成的微分电容效应。
- 随着直流偏压按指数增大，在正向偏压下比较大，所以p-n结在较大正偏时所表现出的电容，主要是扩散电容。
- 反向偏置时，少数载流子数目很少，可忽略扩散电容。
- 相应于少数载流子电荷变化，与少数载流子寿命有关，在高频下不起作用，在低频时很重要。影响结的开关速度。

3. 结的击穿

P-n 结上加足够高的反向电场→击穿，并通过很大的电流。

热不稳定

隧道效应

雪崩击穿

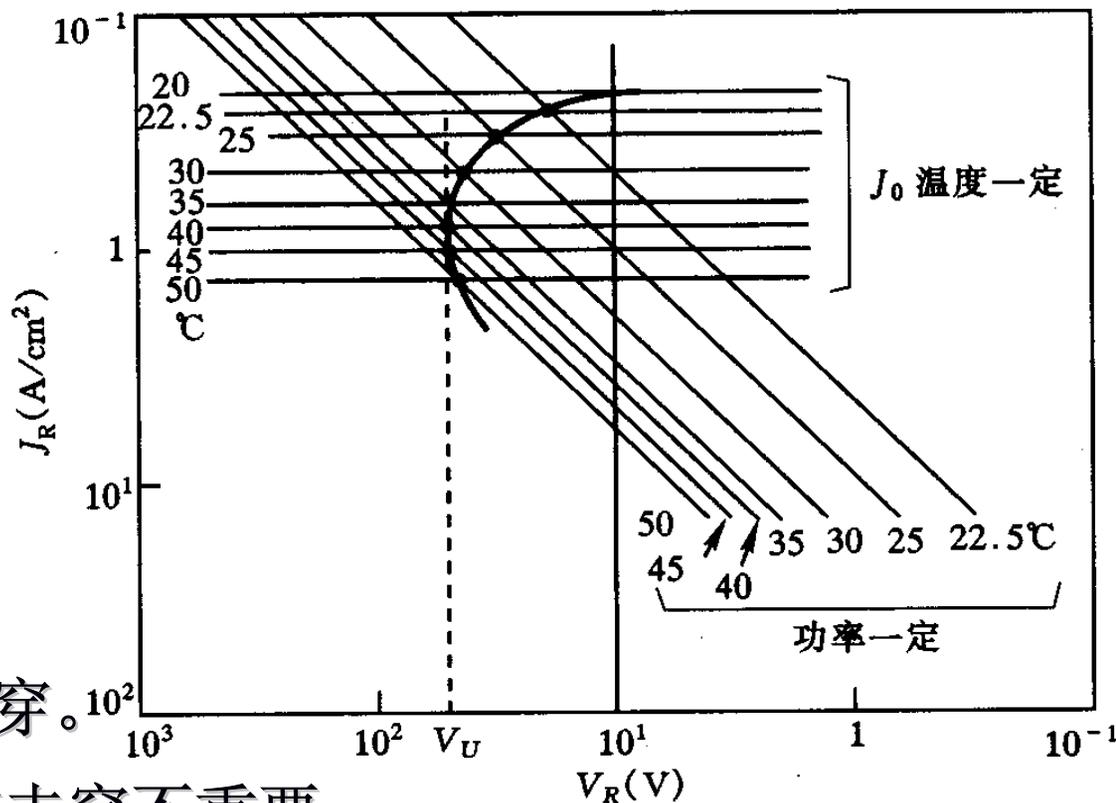
1. 热不稳定性

高的反向电压下反向电流引起热损耗，若热量不能及时传递出去，结温增加，结温增加反过来增加了反向电流和热损耗的增加。

恶性循环，直到结烧坏。

禁带宽度小，易发生热击穿。

改善散热，温度较低，该击穿不重要。



热击穿的反向电流-电压特性

2. 隧道击穿（齐纳击穿）

电子的隧道效应在强电场下迅速增加

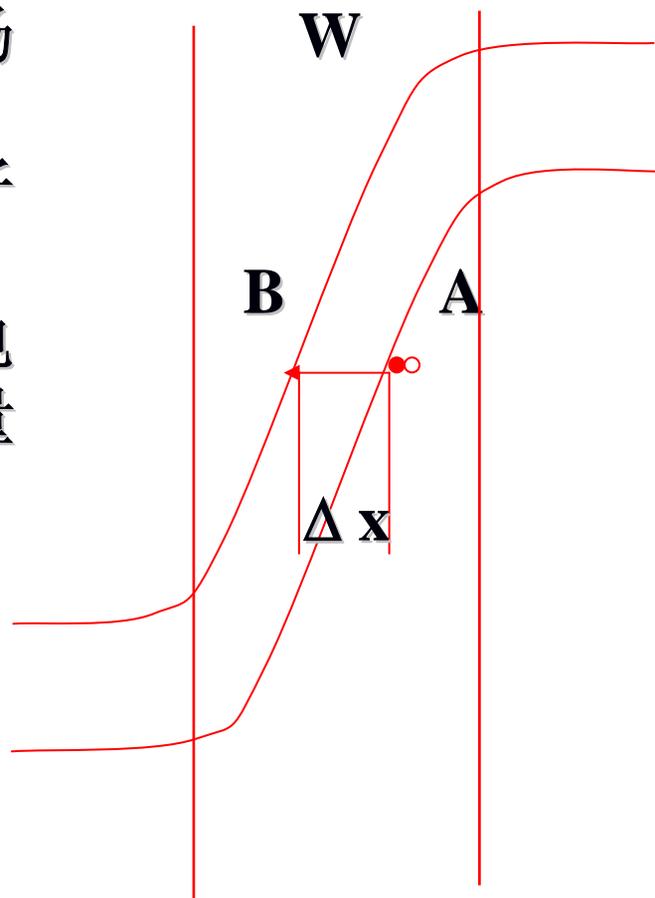
随着反向偏压的增加，势垒区电场不断加强，能带弯曲增加。

势垒区内强大的电场使其中的电子获得相当大的附加静电势能，当反向偏压足够高时，附加的静电势能可以使一部分价带电子的能量达到甚至超过导带底电子的能量。

电子有一定的隧穿几率

隧穿几率与 Δx 有关

两侧都是高掺杂，可得到高的电场



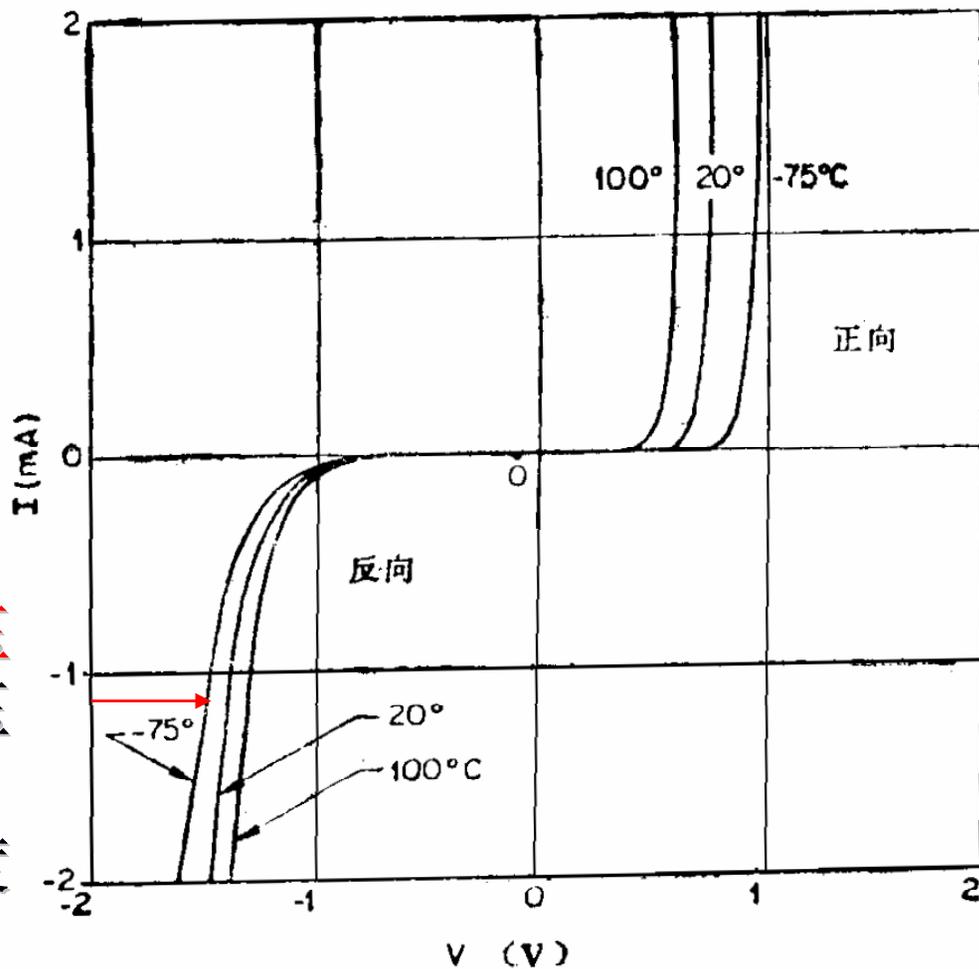
PN结隧道效应示意图

隧道电流随外加电压的增加而增加：

外加反向偏压越大，电场越强，能带弯曲越陡，水平距离越小，隧穿几率越大。

隧道电流随 E_g 增大而减小：
 E_g 增加，水平距离增加。

由隧道效应决定的击穿电压具有负温度系数：击穿电压随着温度的增加而减小。
常用半导体材料的禁带宽度随温度增加而减小。



PN结隧道击穿的电流-电压特性

3. 雪崩击穿

最重要的结击穿机制，雪崩击穿电压确定了大多数二极管反向偏压的上限。

反向偏压的增加，结内电场增加，通过势垒区的电子和空穴在强电场作用下，获得的能量逐渐增加，当能量足够大时，通过与晶格原子的碰撞使价带电子激发到导带，形成新的电子空穴对---**碰撞电离**。

新生的电子和空穴在电场作用下和原有电子-空穴一起获得能量，与晶格碰撞产生第二代电子和空穴。

如此循环，电子和空穴不断倍增，数目急剧增加，反向电流急剧增加，最终引起**Pn** 结击穿。

类似雪崩，雪崩击穿

利用碰撞电离机制 → **IMPATT** 器件

击穿条件是什么？雪崩击穿电压如何确定？

电离率 \mathbf{a} ：一个电子或空穴走过单位距离产生的电子-空穴对数目。

电子和空穴的电离率 \mathbf{a}_n 和 \mathbf{a}_p ，均与电场有强烈的依赖关系。

通常在讨论时为了简单，用有效电离率来表示 \mathbf{a}_n 和 \mathbf{a}_p ：

$$a_{eff} \sim c_i E^n$$

倍增因子： $M = I(W) / I(0)$

耗尽区的一端，没有倍增发生时的反向电流

耗尽区的另一端，发生雪崩后的电流

雪崩击穿电压：倍增因子 \mathbf{M} 趋近无限大时的电压。

\mathbf{M} 和 \mathbf{a} 之间有一定的关系。根据此关系，可将击穿条件用 \mathbf{a} 表示。

对于具有相同电离率的半导体， $a_n = a_p = a$

击穿条件 ($\mathbf{M} \rightarrow \infty$)，
可用积分表示：

$$\int_0^W a dx = 1$$

从以上击穿条件和 $a \sim E$ 关系 \rightarrow 最大电场 \rightarrow 最大耗尽区宽度、击穿电压

击穿电压

最大电场

考虑单边突变结，轻掺杂一侧电离本底杂质浓度

$$\text{单边突变结 } V_B = \frac{E_m W}{2} = \frac{\epsilon_s E_m^2}{2q} (N_B)^{-1}$$

杂质浓度梯度

$$\text{线性缓变结 } V_B = \frac{2E_m W}{3} = \frac{4E_m^{3/2}}{3} \left(\frac{2\epsilon_s}{q}\right)^{1/2} a^{-1/2}$$

普适公式：

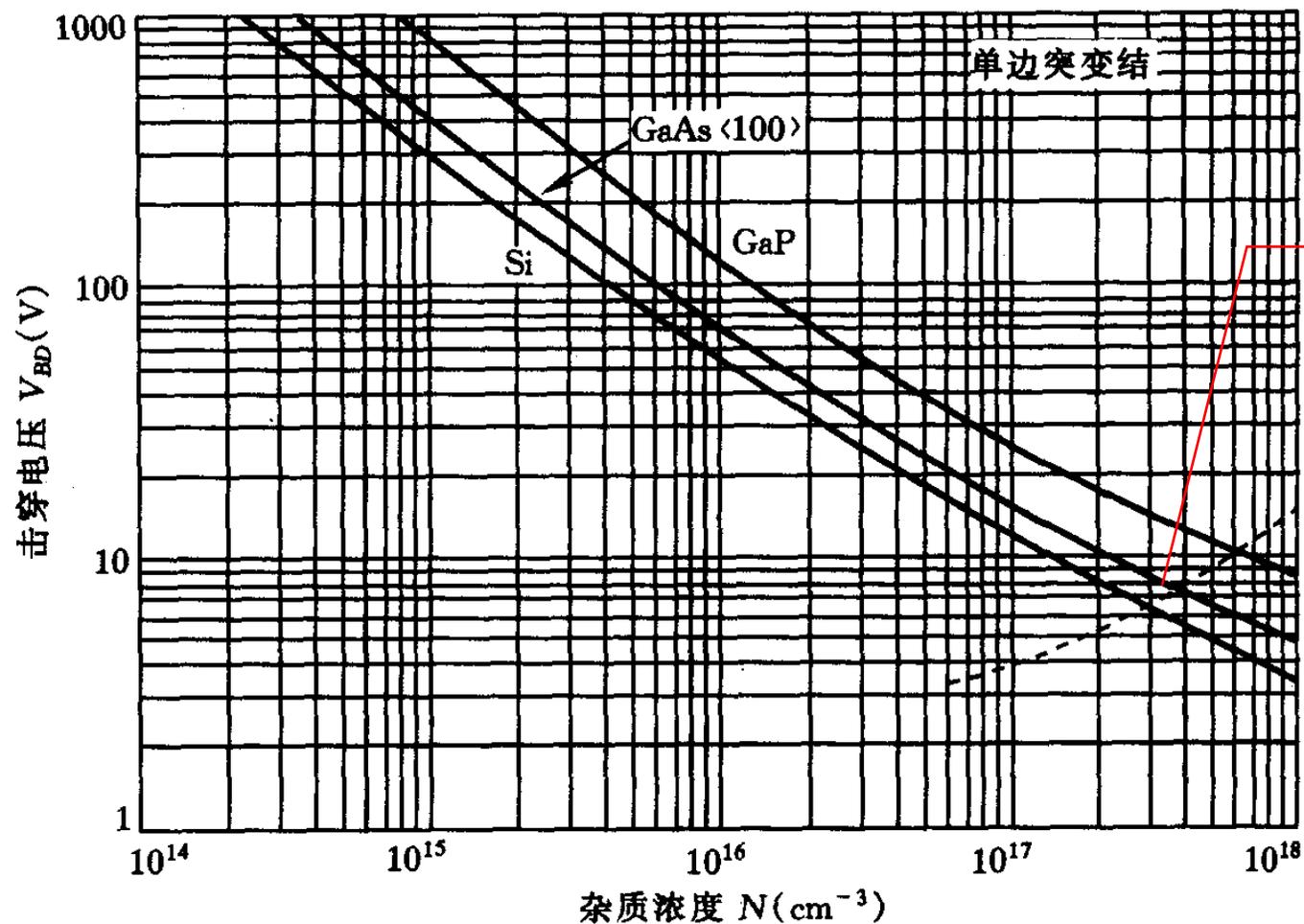
$$\text{单边突变结 } V_B \approx 60(E_g / 1.1)^{3/2} \times (N_B / 10^{16})^{-3/4} \quad V$$

$$\text{线性缓变结 } V_B \approx 60(E_g / 1.1)^{6/5} \times (a / (3 \times 10^{20}))^{-2/5} \quad V$$

室温下的带隙

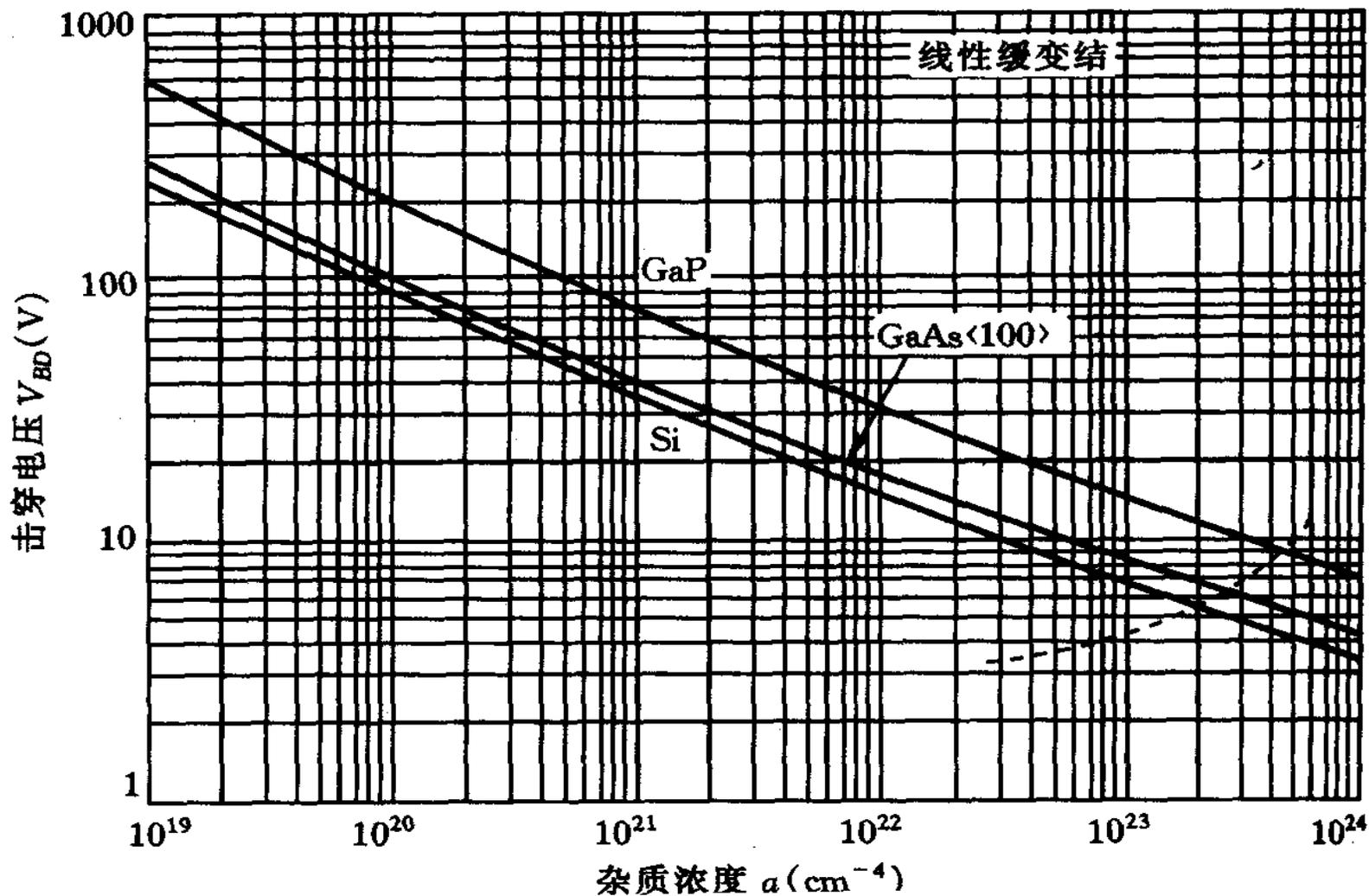
衬底掺杂浓度

● 杂质浓度对击穿电压的影响：

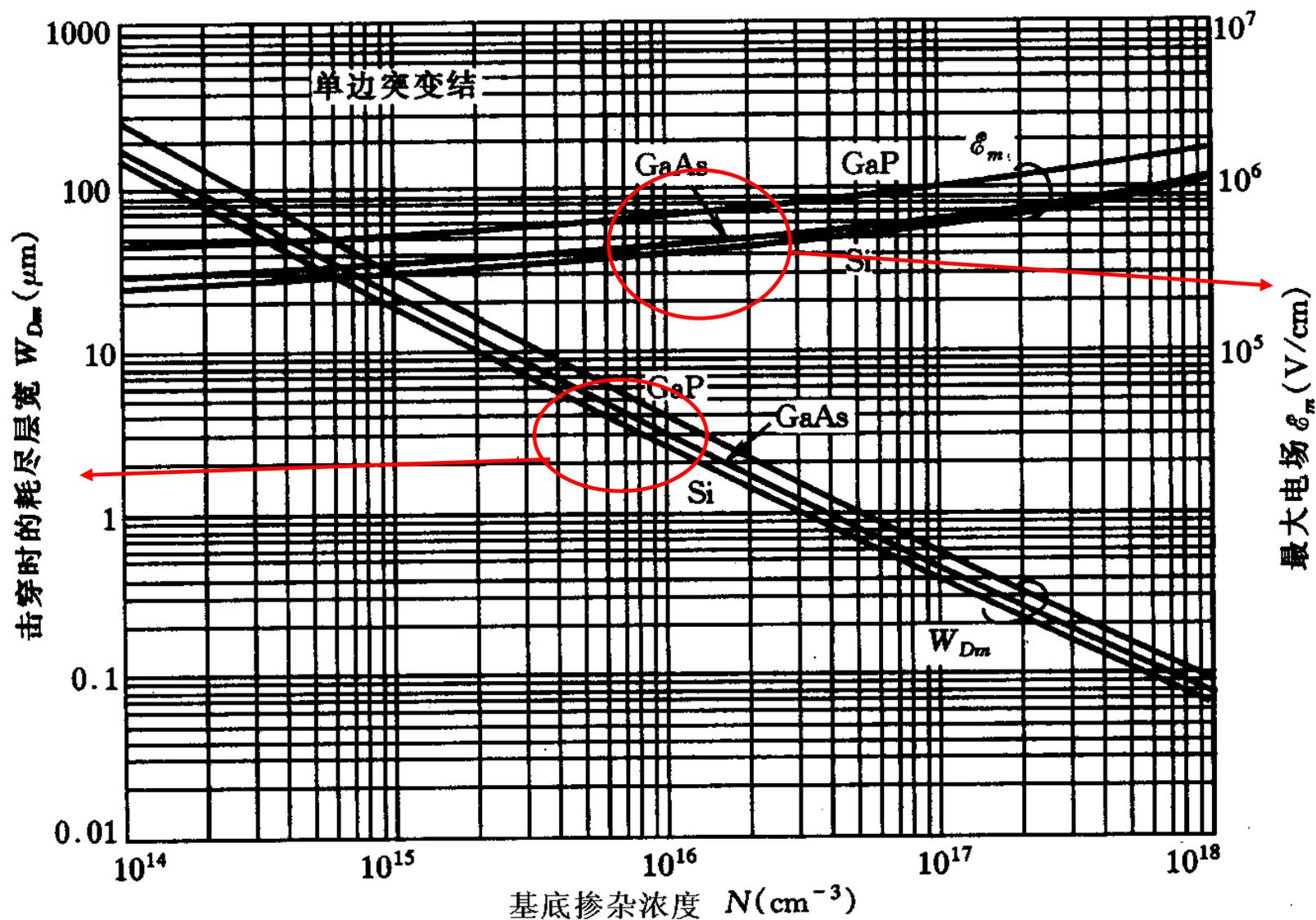


最高掺杂浓度,当超出此浓度时为隧穿机制。

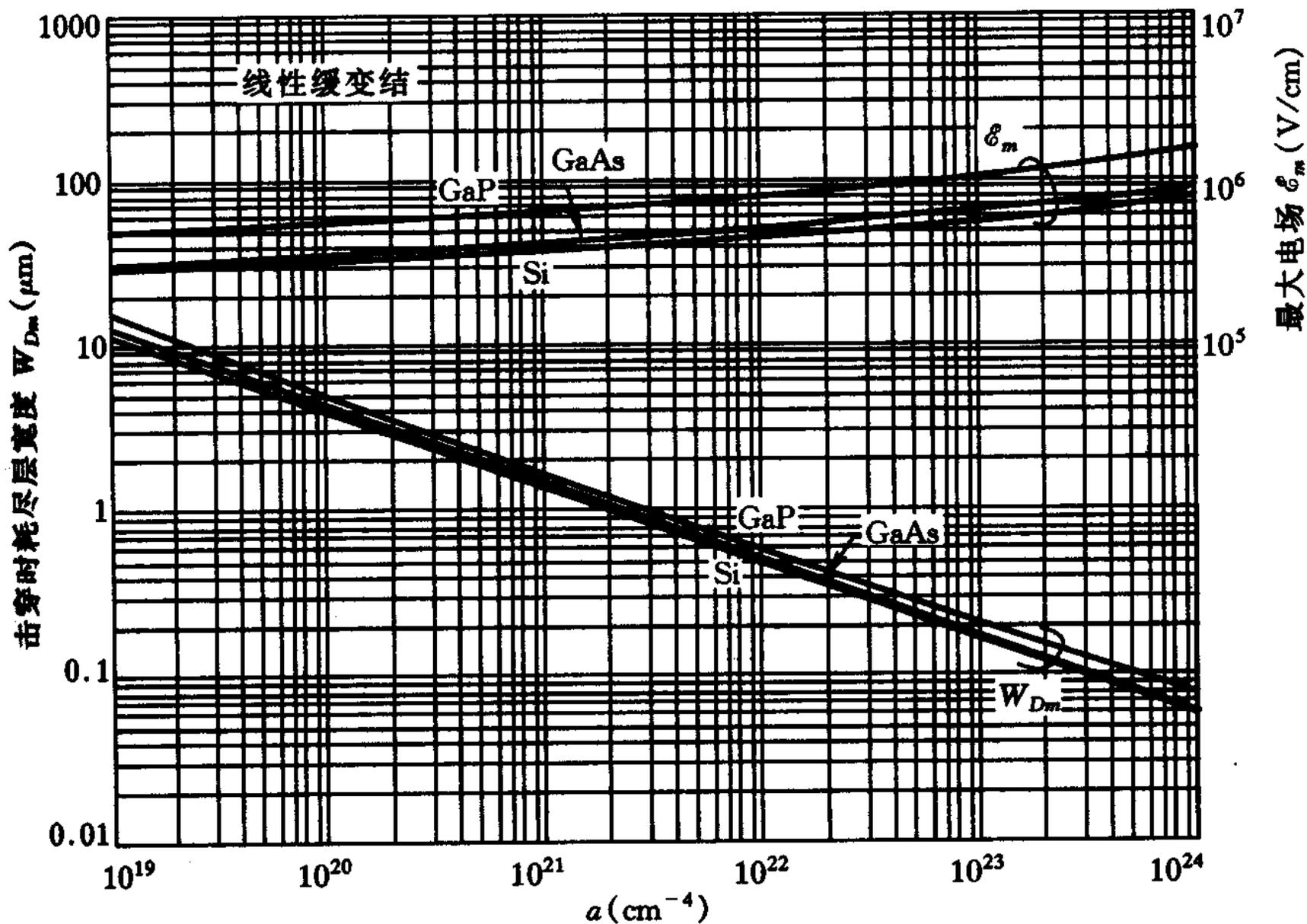
Si, <100>晶向GaAs和GaP单边突变结的雪崩击穿电压计算值与杂质浓度的关系。



Si, <100>晶向GaAs和GaP线性缓变结的雪崩击穿电压与杂质浓度梯度的关系。

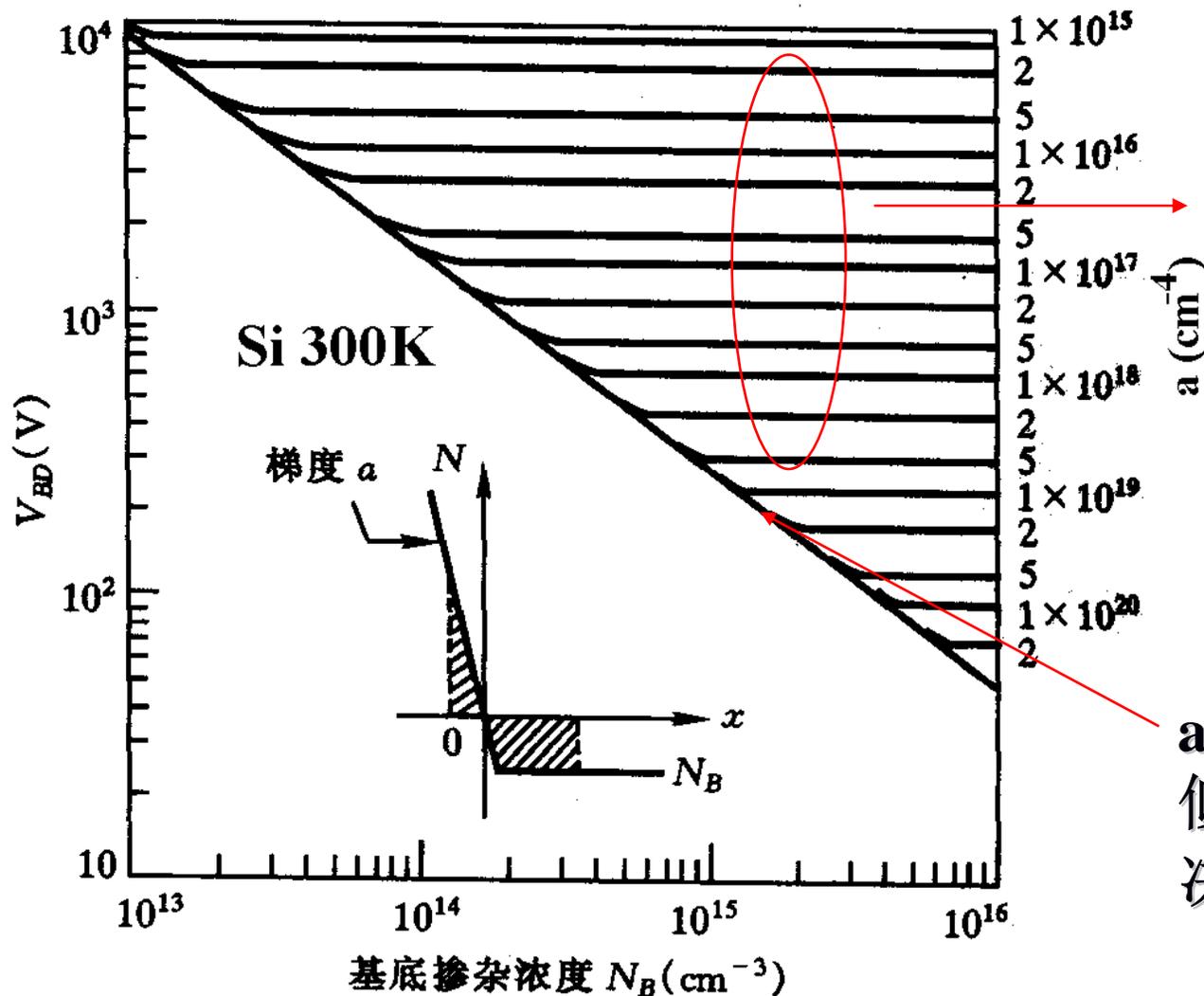


Si, $\langle 100 \rangle$ 晶向GaAs和GaP单边突变结在击穿时的耗尽层宽度和最大电场随本底掺杂浓度的关系。



(71) Ge, Si $\langle 100 \rangle$ 晶向GaAs和GaP线性缓变结在击穿时的耗尽层宽度和最大电场随掺杂浓度的关系。

以上给出的是突变结和线性缓变结的情况，如果掺杂情况介于二者之间，则 N_B 和 a 要同时考虑， V_B 介于两种理想情况之间，视具体情况来分析。



N_B 高而 a 小， V_B 由线性缓变结给出，每一条平行线对应于一定的 a ，有确定的 V_B 。

a 很大而 N_B 很小，类似突变结， V_B 由 N_B 决定

介于突变结和缓变结之间的扩散结的击穿电压与本底掺杂浓度和杂质浓度梯度的关系。

除了掺杂浓度之外，其他影响雪崩击穿电压的因素：

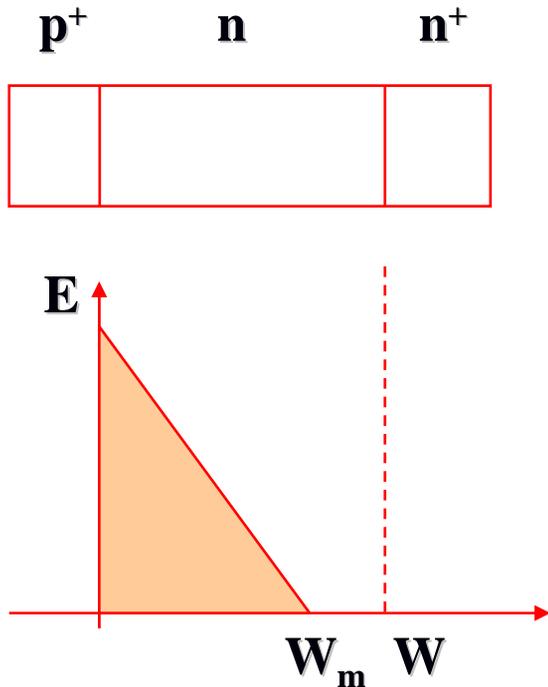
● 半导体外延层厚度与雪崩电压的关系：

穿通
电压

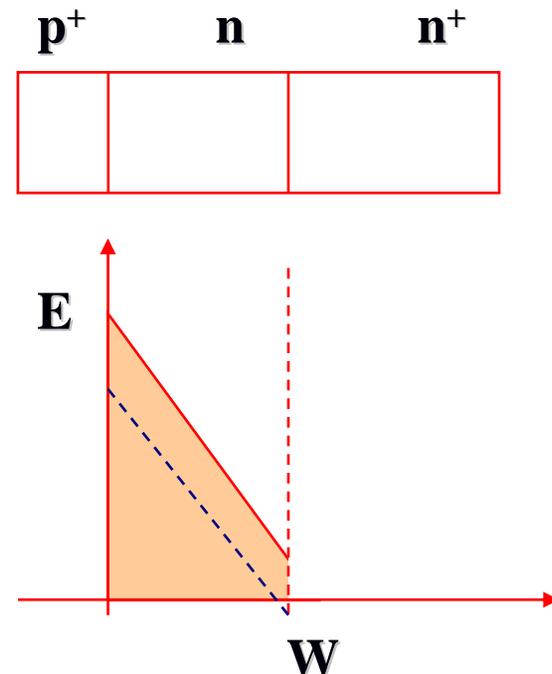
pn结的空间电荷区随反向电压的增加而增加。

前面讨论假设半导体足够厚，能够提供击穿时的耗尽层宽度 W_m 。

若半导体层 W 小于 W_m ，器件在比较低的反偏压下，将贯通，耗尽区穿透半导体层，进一步增加反向偏压，耗尽层不再扩展，器件最终会永久击穿。



厚半导体层，未穿通

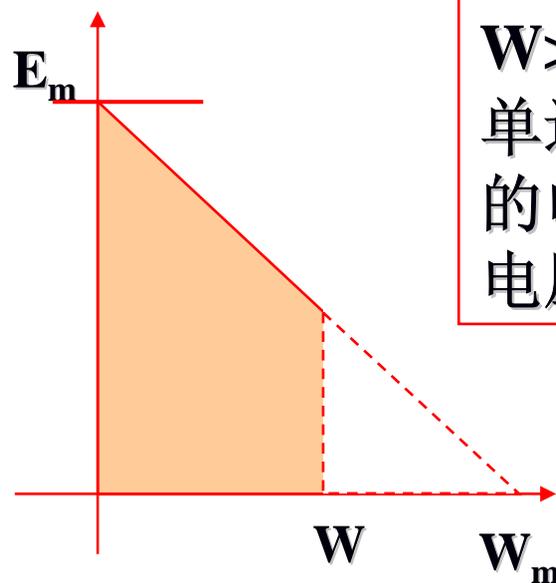
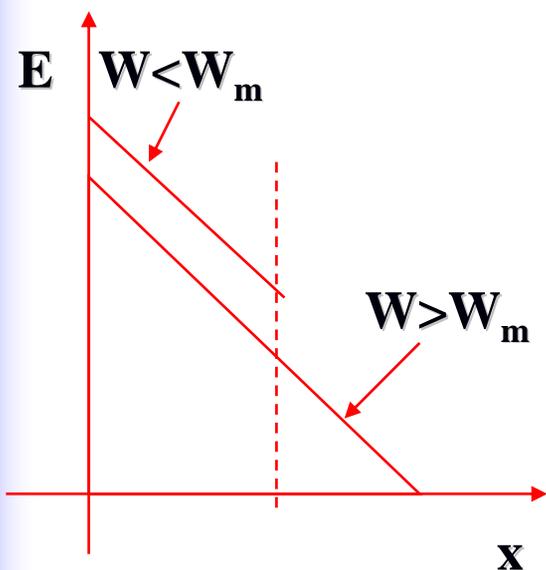


薄的半导体层，穿通

穿通二极管有较低的击穿电压。求穿通二极管击穿电压 V_{PT} ：

可以认为，同样材料的穿通与非穿通二极管的最大电场 E_m 基本相同，由此，可以得到穿通二极管的击穿电压：

首先考虑电场特点：



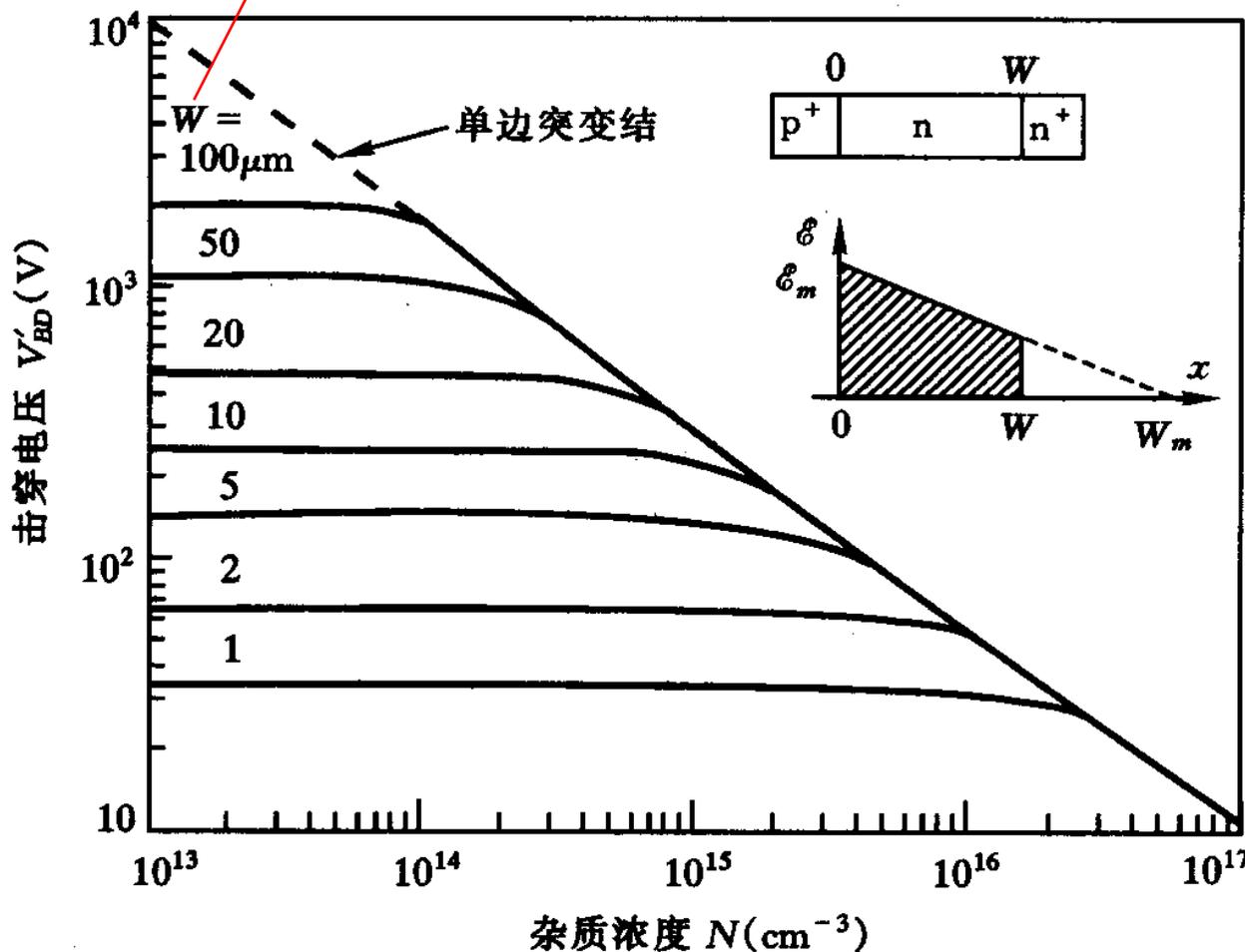
$W > W_m$ 和 $W < W_m$ 的单边突变结击穿时的电场分布和击穿电压大小。

同样的反向 V 下，半导体层宽度 $W > W_m$ 和 $W < W_m$ 的单边突变结的电场分布。

在同样的 V 下， $W < W_m$ 的结中的电场 E 更高。

$$\begin{aligned} \frac{V_{PT}}{V} &= \frac{\text{阴影面积}}{\text{三角形总面积}} = \frac{\text{阴影面积}}{\frac{1}{2} E_m W_m} \\ &= \left(\frac{W}{W_m}\right) \left(2 - \frac{W}{W_m}\right) \end{aligned}$$

半导体外延层的宽度



对于确定的掺杂浓度，外延层越薄，越容易贯通。

对于确定的外延层厚度，掺杂浓度足够低时，通常发生贯通。

对于确定的外延层厚度，当掺杂浓度减少到对应与外延层穿透时，击穿电压基本不随掺杂浓度变化，趋于恒定值。

p^+-n-n^+ 或 p^+-v-n^+ 结的击穿电压与杂质浓度和外延层厚度的变化关系。

轻掺杂的p型
半导体

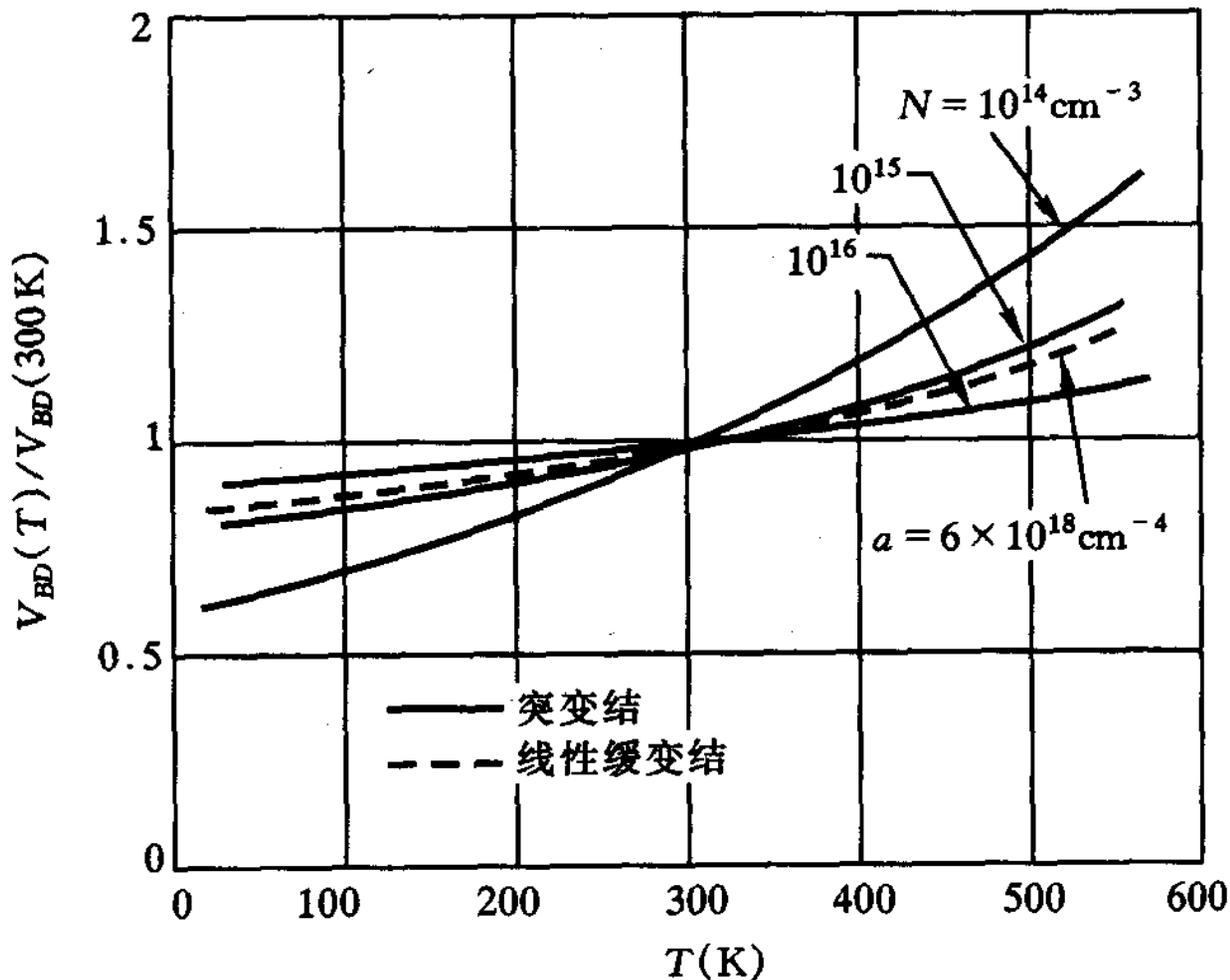
轻掺杂的n型半
导体

● 温度对击穿电压的影响：

随着温度的增加，
击穿电压增加。

高温时，恒定电场下，行进单位距离的载流子有更多的能量通过散射过程损失给晶格（光学声子），使能量和电离率降低。

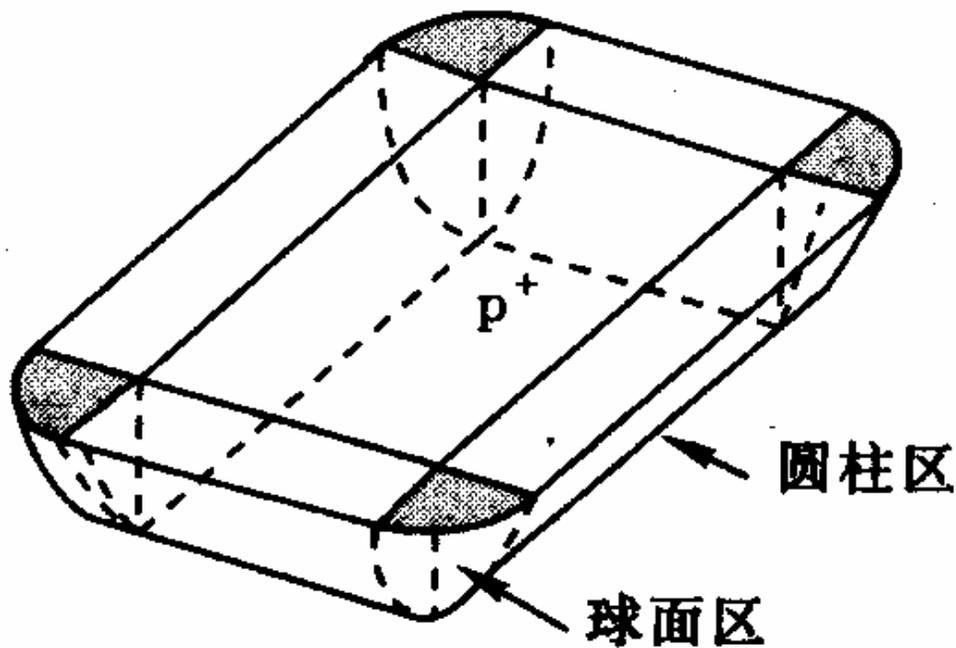
在较高的温度下，对于比较低的掺杂浓度，击穿电压有很大的提高。



归一化的雪崩击穿电压与晶格温度的关系
(Si)。

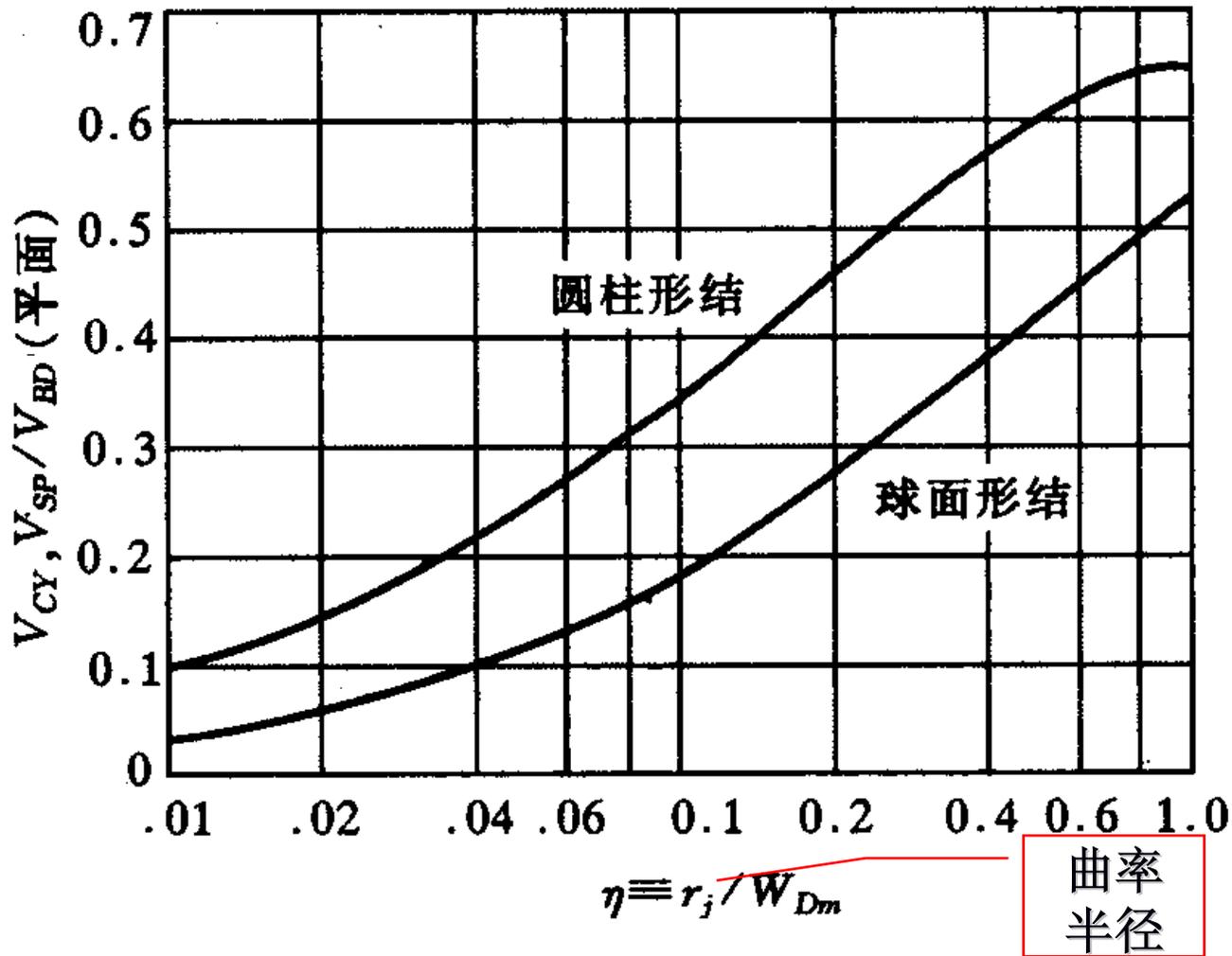
● 结曲率效应（边缘效应）：

对于平面工艺形成的结，有结曲率效应，在柱面和球面区有较高的电场强度，雪崩击穿电压由这些区域决定。曲率半径愈小，击穿电压愈低。



柱面和球面区引起电场集中，电场强度大于平面区。

通过矩形掩膜扩散形成近似的柱面和球面区。



突变柱面和球面结的归一化击穿电压与归一化曲率半径关系。

随曲率半径减小，击穿电压降低。改善措施：

1. 深扩散结，增大曲率半径
2. 分压环，增加环结来分压。

对浅扩散结该现象特别显著。

隧道击穿与雪崩击穿的区别:

1) 掺杂浓度对二者的影响不同

隧道击穿取决于穿透几率，与禁带的水平间距有关，掺杂浓度越高，空间电荷区的宽度越窄，水平间距越小，易击穿。因此隧道击穿通常只发生在两侧重掺杂的PN结中。

雪崩击穿是碰撞电离，载流子能量的增加有一个过程，因此除了与电场强度有关之外，空间电荷区越宽，碰撞次数越多。因此，在掺杂浓度不高时的击穿通常是雪崩击穿。

2) 外界作用对二者击穿机理的影响不同:

雪崩击穿是碰撞电离的结果，所以光照和快速的离子轰击能够引起倍增效应；

但这些外界作用对隧道击穿不会有明显的影响。

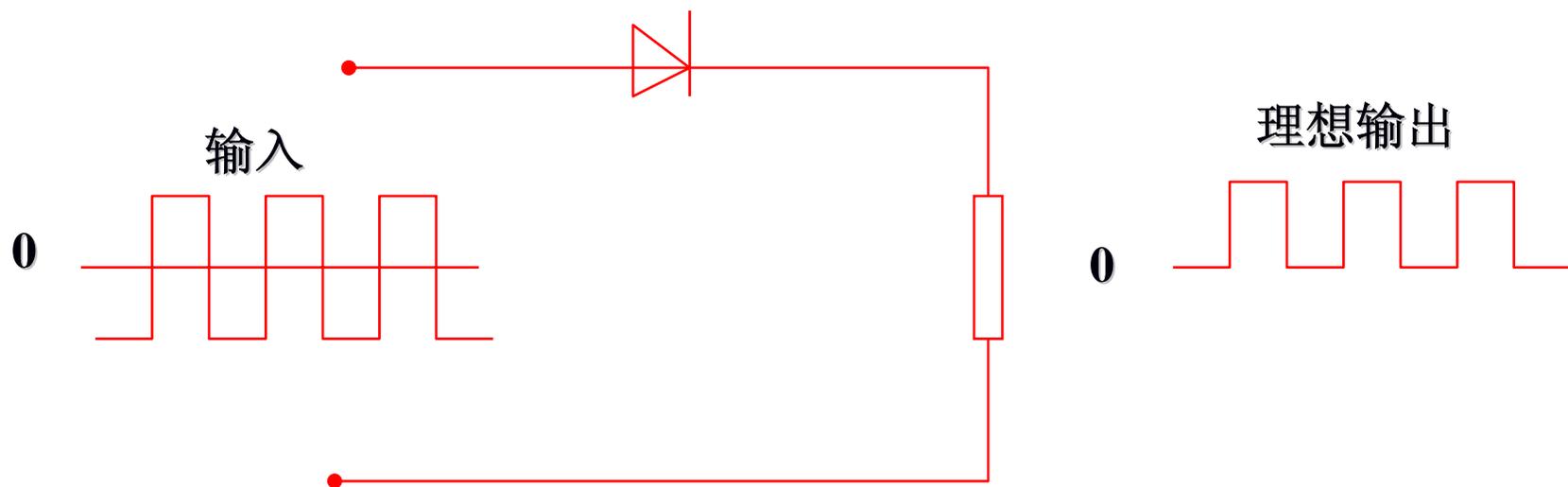
3) 温度对二者击穿机理的影响不同:

隧道击穿的击穿电压具有负温度系数特性，主要是由于禁带宽度的温度特性。

而对于雪崩击穿，由于碰撞电离率随温度增加而降低，所以击穿电压是正温度系数特性。

4. 瞬变特性-开关

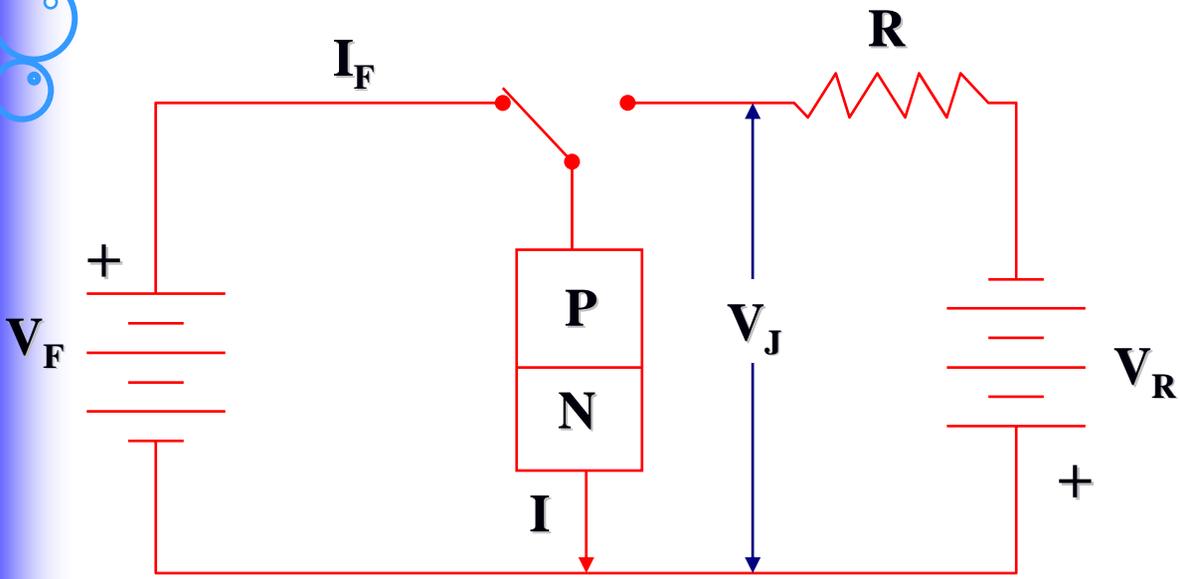
二极管正向导通，反向截止，可做开关元件。
开关速度极快，是机械开关远不能比的。



二极管开关的理想输入与输出

关→开： 开启时间很短，对开关速度影响很小。

开→关： 关闭时间比较长，偏离理想情况，所以主要分析关闭过程。



基本开关电路

$t=0$, 开关 \rightarrow 右侧,
反向电压 V_R , 是否截止?

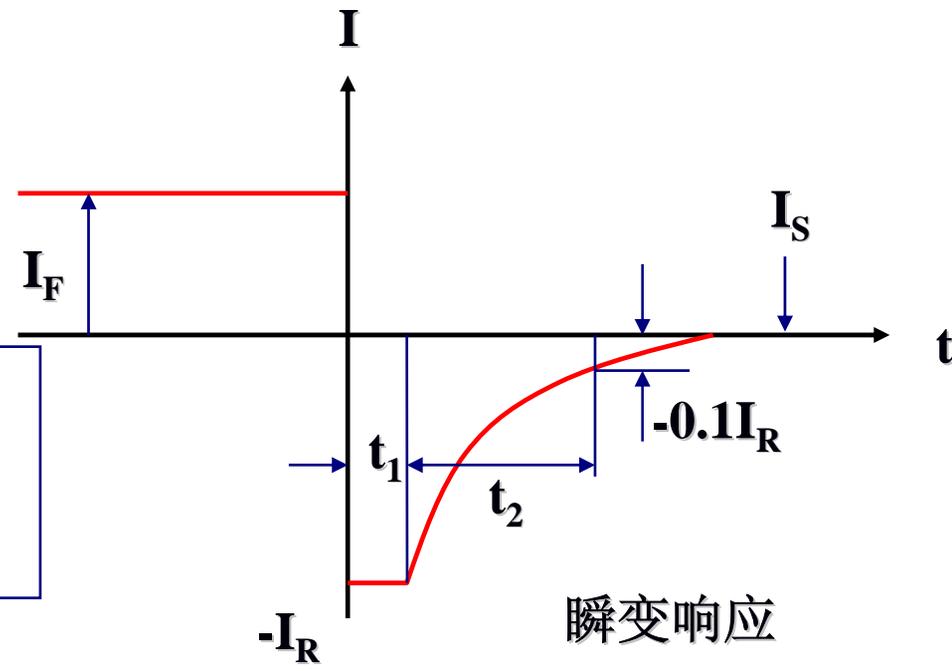
起始反向电流: $I_R = V/R$

恒流阶段 t_1 (储存阶段)

衰减阶段 t_2

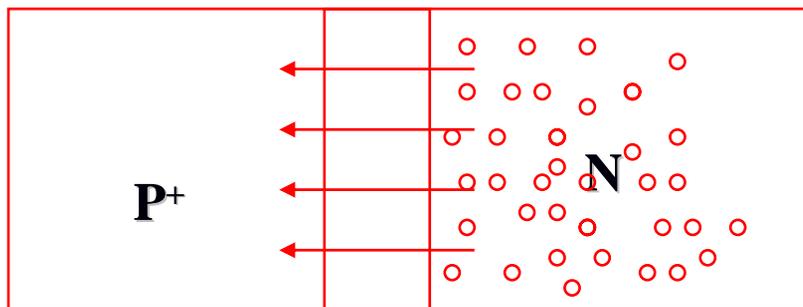
限制了开关速度

定义, 瞬变时间 (反向恢复时间): 电流达到起始电流 I_R 的 10% 所经过的时间 $= t_1 + t_2$ 。

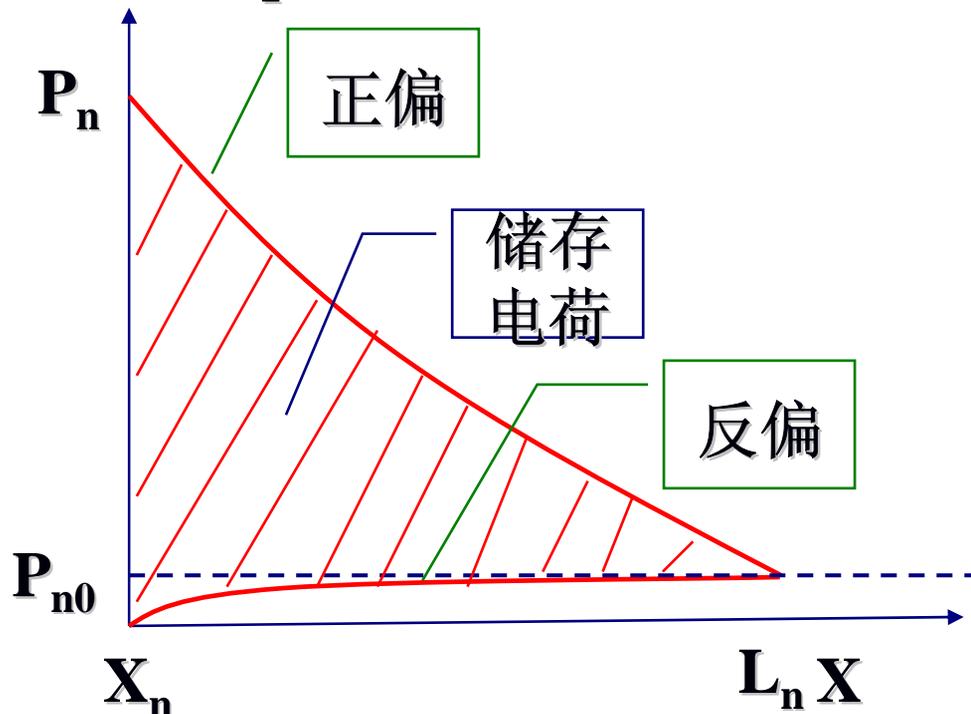


瞬变响应

反向恢复过程由电荷储存效应引起，以p+n结为例：



正偏→反偏，积累在N区中的空穴的运动。



正偏和负偏时的少数载流子浓度分布

正向电压作用下，N区中的空穴浓度分布：

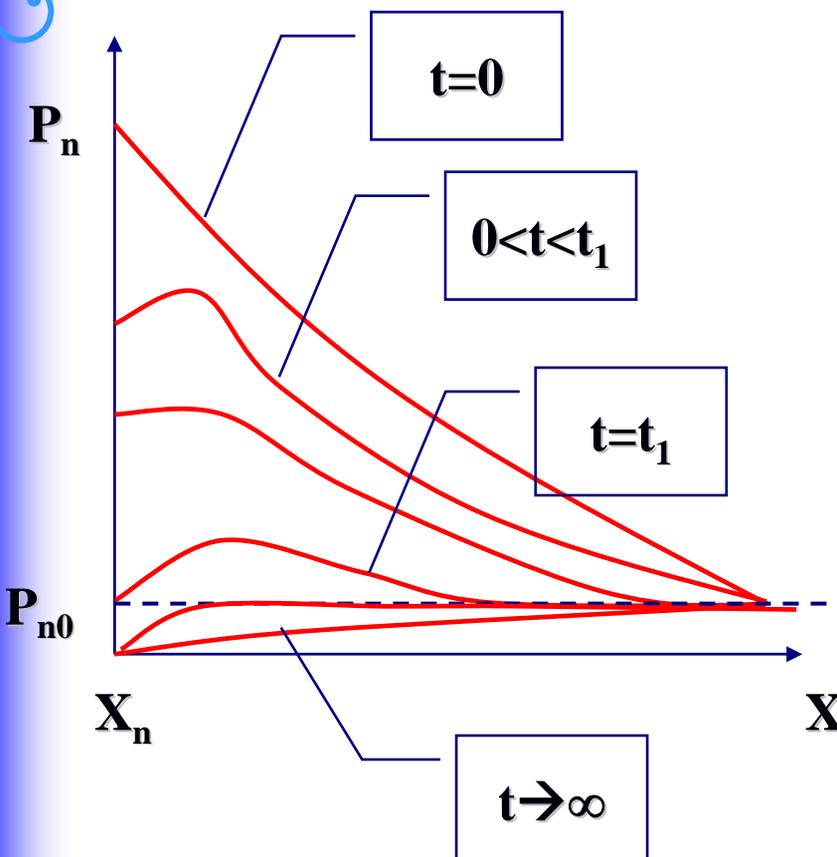
零点在 X_n 处

$$p_n(x) = p_{n0} (e^{qV/kT} - 1) e^{-x/L_p} + p_{n0}$$

储存的电荷：

$$Q_p = q \int_0^{\infty} (p_n - p_{n0}) dx = \frac{L_p^2}{D_p} J_p(x_n) = \tau_p J_p(x_n)$$

加反向偏压电荷浓度的变化规律:



t=0: 电荷分布为正向储存电荷。

0 < t < t₁: 由于加反向偏压, 电流反向, 由于电荷的存储, 空间电荷区边界空穴浓度 > 平衡值。由载流子浓度和结上压降的关系:

$$p_n = p_{n0} \exp(qV / kT)$$

得到pn结上的压降:

$$V_J = \frac{kT}{q} \ln\left[\frac{p_n(0,t)}{p_{n0}}\right] > 0$$

这时, 结电阻相对于外电阻可忽略, V 主要加在外电阻上, 结电流: $I_R = V_R / R$

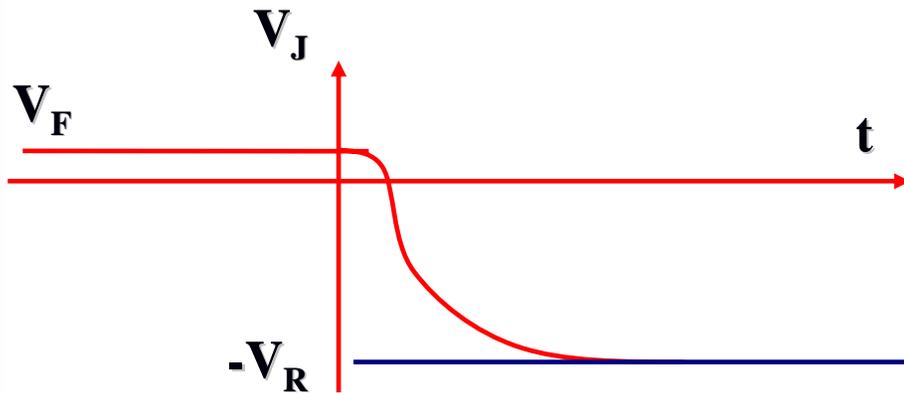
t=t₁: 边界处电荷接近平衡值。

t > t₁: 边界处电荷 < 平衡值, pn结反向, 电流逐渐减少。

t -> infinity: 真正的反向状态。

各时间间隔内的少数载流子分布。

相应的结电压与时间的关系 ($t=0$ 反向)



$t < t_1$, $V_J > 0$

$t \sim t_1$, **电荷**密度趋近平衡值, 之后进入电流的衰减阶段。

最后, $V_J \rightarrow -V_R$

根据方程:
$$V_J = \frac{kT}{q} \ln \left[\frac{p_n(0,t)}{p_{n0}} \right]$$

只要 $p_n(0,t)$ 大于 p_{n0} , (即 $0 < t < t_1$), 结电压保持在 kT/q 量级, 电流大致为常数。

该时间内, 反向电流恒定。

提高开关速度的途径:

关键因素是减少反向恢复时间→由电荷储存效应决定。

降低 V_F

1. 减小正向导通时的电荷储存量。

$$Q_p = \tau_p J_p (x_n) \quad \text{减小正向电流, 降低少数载流子寿命。}$$

2. 加快储存电荷消失速度。

储存电荷消失: 扩散抽取+复合

初始反向电流

$$\text{抽取的电荷总量: } Q_t = I_R t_1 + \int_{t_1}^{t_2} I_R(t) dt$$

$$\text{复合的电荷总量: } Q_p - Q_t \quad \text{复合率} = \frac{Q - Q_t}{q \tau_p}$$

增大初始反向电流, 即增加反向电压 V , 减小电阻 R 。

减小载流子寿命, 加快复合速率。

硅中的复合中心杂质(金, 铜, 镍), 可有效降低非平衡载流子寿命。高速开关二极管, 要掺金, 掺金的反向恢复时间为原来的几分之一。



小结

1. 突变结、线性缓变结的电荷、电场、电势分布，耗尽区宽度和电容。
2. **Pn**结的理想电流电压特性—肖克莱方程的推导。
3. 耗尽区产生复合、大注入、串联电阻效应等造成偏离理想情况的定性分析。
4. 了解扩散电容的形成。
5. 各种击穿过程的基本原理与规律特点。
6. 瞬态特性，形成原因，如何提高开关速度。

习题二

1. 推导给出热平衡情况下，突变pn结两侧空穴浓度之间及电子浓度之间的关系(内建势 V_{bi})
2. 推导给出热平衡情况下，突变pn结耗尽层宽度 W 表达式，并据此给出单边突变结 W 的表达式。
3. 计算p-n结二极管的理想反向饱和电流。

其截面积为 $2 \times 10^{-4} \text{cm}^2$ ，二极管的参数是 $N_A = 5 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$ ， $N_D = 10^{16} \text{cm}^{-3}$ ， $n_i = 9.65 \times 10^9 \text{cm}^{-3}$ ， $D_n = 21 \text{cm}^2/\text{s}$ ， $D_p = 10 \text{cm}^2/\text{s}$ ， $\tau_{p0} = \tau_{n0} = 5 \times 10^{-7} \text{s}$ 。

4. 推导给出 $p^+ \text{-} n \text{-} n^+$ 结穿通二极管的穿通电压 V_{PT} 的表达式

$$V_{PT} = \frac{W}{W_m} \left(2 - \frac{W}{W_m} \right) V_B$$