

# 理想的MS接触

## 理想MS接触的能带模型

理想的MS接触具有以下特点: (1)假定金属和半导体在原子尺度上紧密地接触,在两者之间不存在任何类型的夹层(例如氧化物); (2)金属和半导体之间不存在互扩散或混合; (3)在MS界面没有吸附的杂质或表面电荷。

首先建立平衡条件下的理想MS接触的能带图。图14.1分别给出了包含表面而且电绝缘的金属和半导体两部分的能带图,假定平带(零电场)条件存在于整个半导体中。此外,位于两个图中能带终止处的垂直线表示表面,图中斜线阴影部分表示几乎全部为电子填满的所允许的电子态。

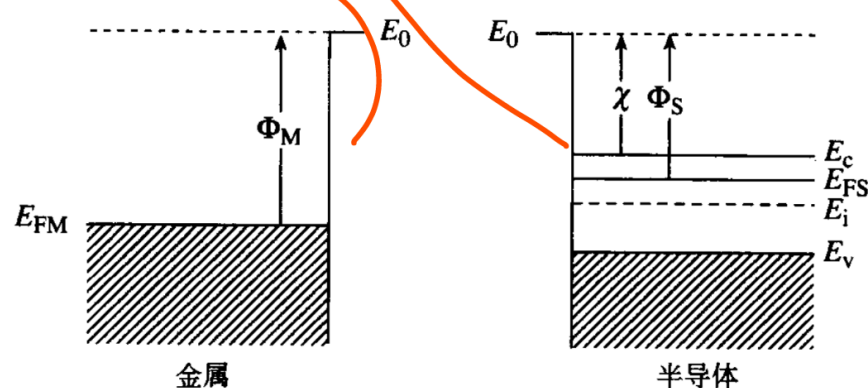


图 14.1 金属(左边)和n型半导体(右边)包含表面的能带图

## 几个关键概念

**真空能级 $E_0$ :** 电子完全脱离材料本身所具有的最小能量

**功函数( $\Phi$ ):** 真空能级与费米能级的差

对于金属, 功函数 $\Phi_M$ 是一个不变的基本参数

对于半导体, 其功函数 $\Phi_S$ 由两部分组成:

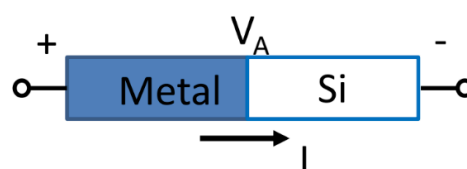
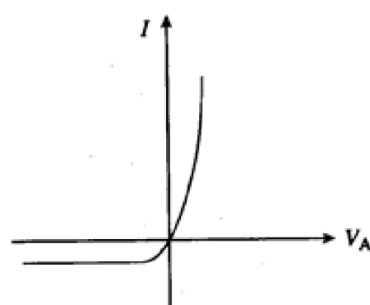
$$\Phi_s = \chi + (E_c - E_F)_{FB}$$

电子亲和能 $\chi$ 对于半导体是一个不变的参数, 而 $(E_c - E_F)_{FB}$ 对于半导体是一个掺杂参数, 可计算

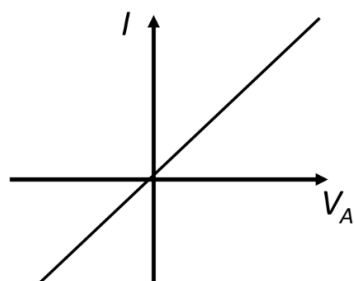
## 两种类型的MS接触

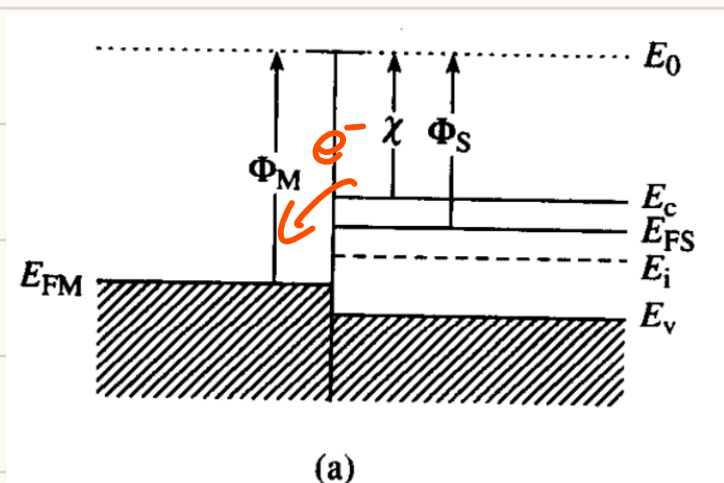
There are 2 kinds of metal-semiconductor contacts:

- rectifying  
"Schottky diode"  
肖特基二极管

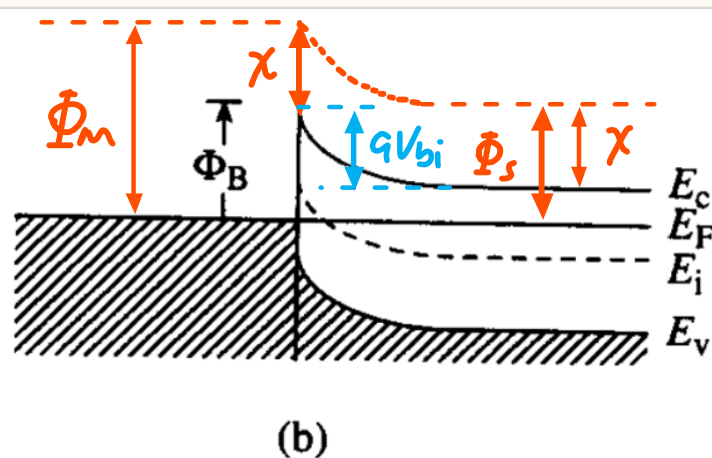


- non-rectifying  
"ohmic contact"  
欧姆接触



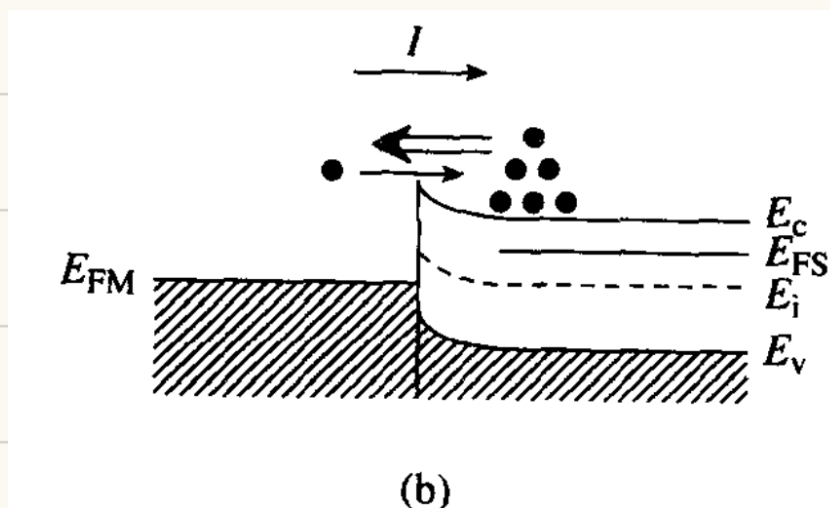


热平衡后

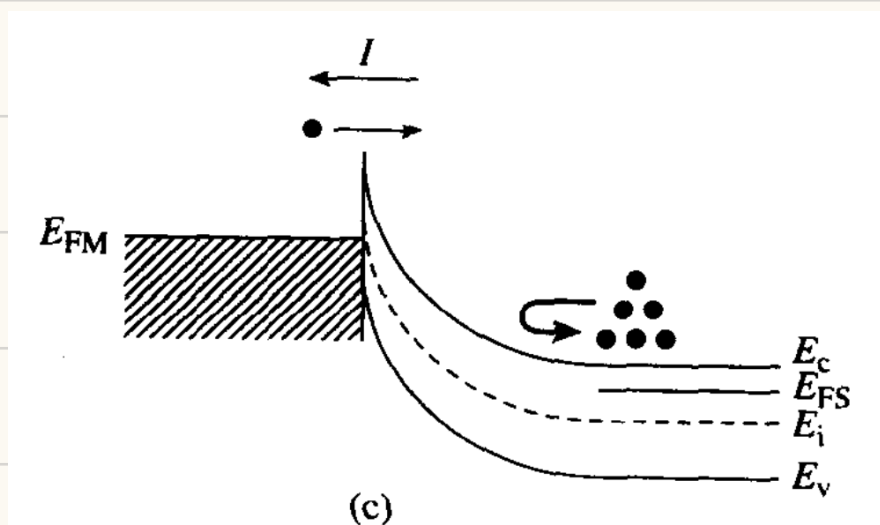
肖特基势垒:  $\Phi_B = \Phi_M - \chi$ 金属中具有  $E = E_F$  能量的电子遇到的表面势垒内建电势:  $qV_{bi} = \Phi_B - (\Phi_S - \chi) = \Phi_B + \chi - \Phi_S = \Phi_M - \Phi_S$ 考虑外加电压  $V_A > 0$  的情况

正向偏压促使电子从半导体往金属方向移动，体现为电子遇到的势垒（内建电势）减小。从金属一侧看去，电子更难跨过势垒移动至半导体，体现为肖特基势垒增大。

从能带模型角度看，金属的费米能级降低EFS之下，半导体一侧电子遇到的势垒降低。正偏电流随电压呈指数上升，因为能跨越势垒的电子数量呈指数增加。

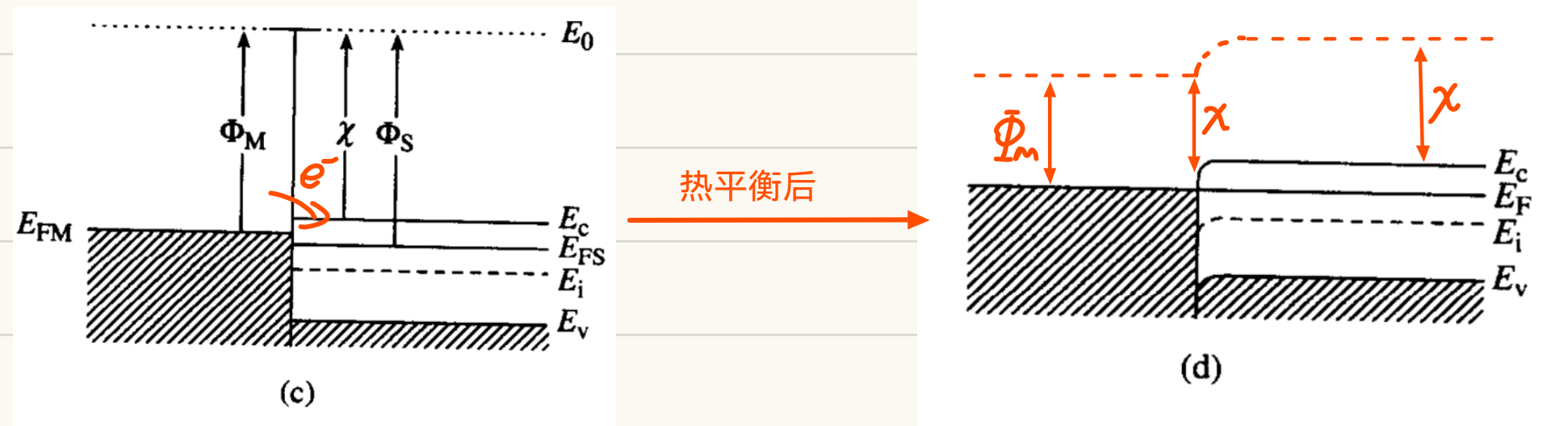
考虑外加电压  $V_A < 0$  的情况

外加反向偏压使得  $E_{FM} > E_{FS}$ ，阻止电子从半导体向金属的流动，金属中的一些电子能够越过  $\Phi_B$  势垒，但这一反向偏置电流相对较小。此外，因为理想情况下对于任意的反偏电压，势垒  $\Phi_B$  基本都是相同的，所以在反偏超过几个  $kT/q$  伏特后反偏电流基本保持不变。很显然前面描述的MS接触的整流特性类似于pn结二极管。理想的  $\Phi_M > \Phi_S$  的n型半导体-金属接触可看成MS二极管。



## $\Phi_M < \Phi_S$ (n型) MS接触

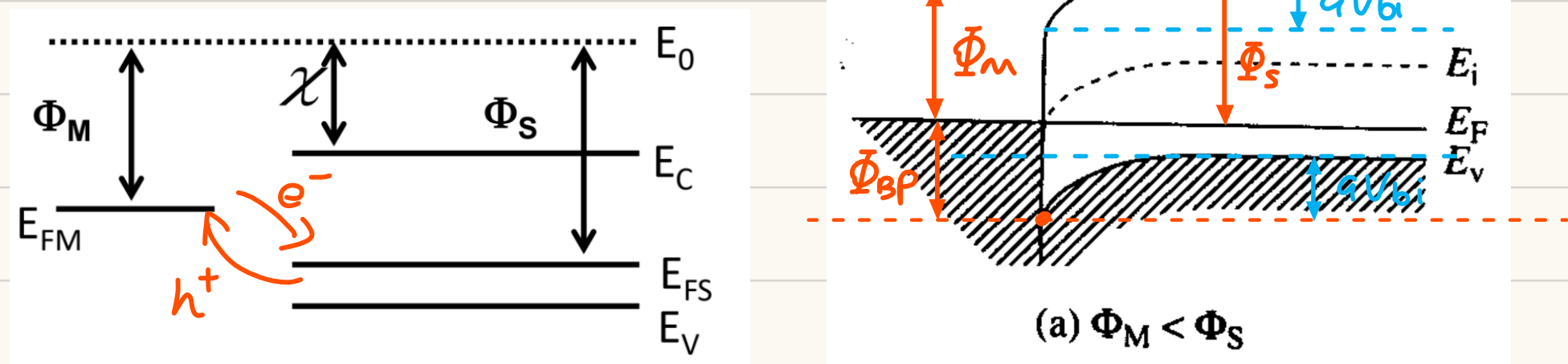
## 欧姆接触



$\Phi_M < \Phi_S$ 的MS接触与外加偏压的关系则完全不同。图d所示的结构中，电子从半导体流向金属而**没有遇到任何势垒**，因此甚至一个很小的VA ( $V_A > 0$ ) 就会造成一个**很大的正向偏置电流**。在反向偏置下，从金属流向半导体的电子会遇到一个较小的势垒。但是实际上，**如果反偏超过零点几个伏特时，势垒就会基本变为零**。在相对较小的反偏电压下，**会有很大的反偏电流**，而且反偏电流不会饱和。这种情况下的行为显然是非整流型的或者说是欧姆型的接触。

## $\Phi_M < \Phi_S$ (p型) MS接触

## 肖特基接触



Initially, electrons move from metal to semiconductor, i.e. **holes are depleted near the contact.**

最初，电子从金属移动到半导体，即空穴在接触点附近耗尽。

$$\Phi_m + \Phi_{BP} = \chi + E_G$$

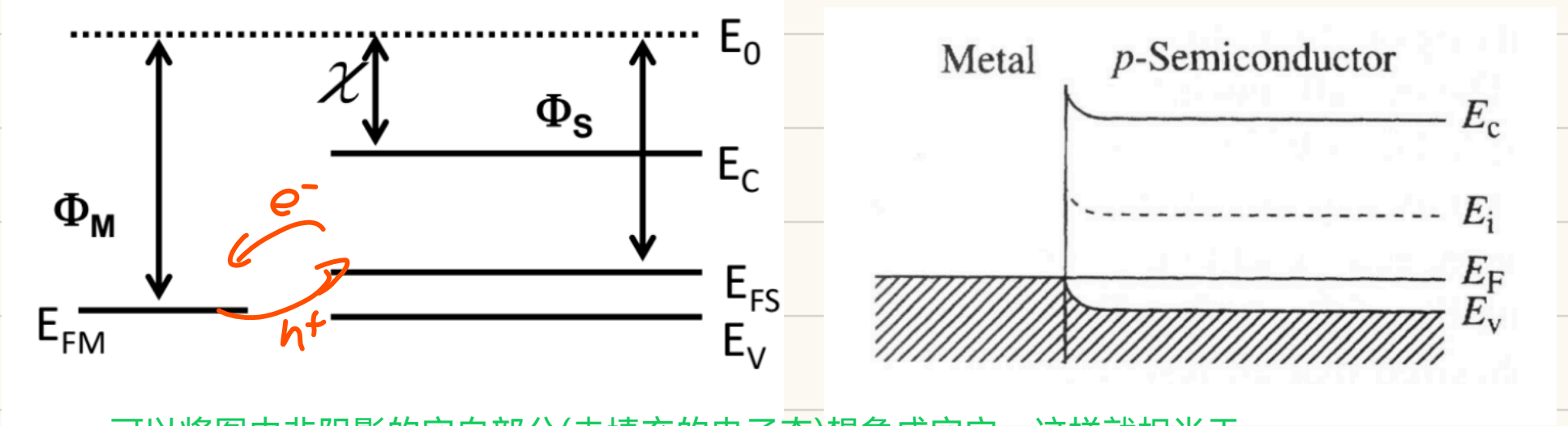
故：
$$\Phi_{BP} = \chi + E_G - \Phi_m$$

$$qV_{bi} = \Phi_{BP} - (E_F - E_V) = \chi + E_C - E_V - (E_F - E_V) - \Phi_m = \Phi_S - \Phi_m$$

可以将图中非阴影的空白部分(未填充的电子态)想象成空穴，这样就相当于 $\Phi_M > \Phi_S$  (n型) 接触的电子情况

正向偏置：相当于下移EFM，削弱了金属一侧空穴移向半导体的势垒，同时抑制半导体一侧的空穴移动向金属。空穴电流将随着偏压的增大而呈指数增大，因为能穿越势垒的空穴数量指数上涨。

反向偏置：上移EFM，抑制空穴从金属移向半导体，存在从半导体移向金属的空穴电流(反向偏置电流)，但是空穴要跨过Vbi，电流很小



可以将图中非阴影的空白部分(未填充的电子态)想象成空穴，这样就相当于  $\Phi_M > \Phi_S$ (型)接触的电子情况

空穴从半导体流向金属不会遇到势垒，从金属流向半导体也只会遇到很小的势垒，仅需要很小的正偏电压即可。

定量分析

考虑  $\Phi_M > \Phi_S$ (n型)MS接触

静电特性



肖特基势垒： $\Phi_B = \Phi_M - \chi$       金属中具有  $E = E_F$  能量的电子遇到的表面势垒

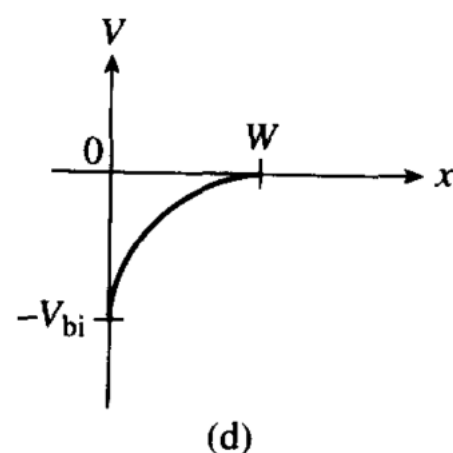
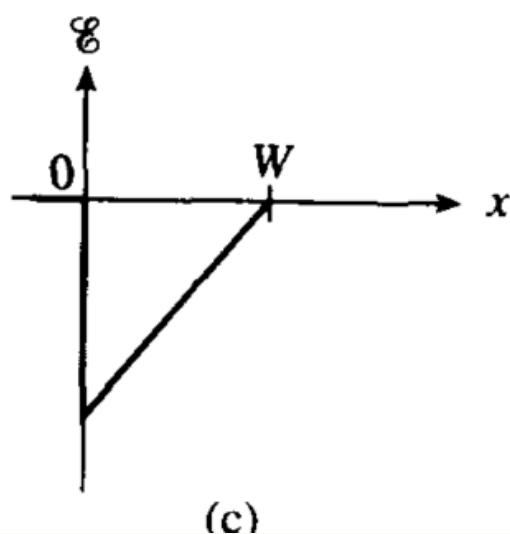
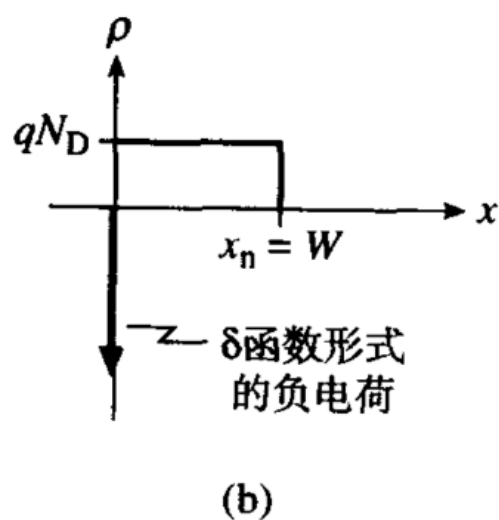
内建电势： $qV_{bi} = \Phi_B - (\Phi_S - \chi) = \Phi_B + \chi - \Phi_S = \Phi_M - \Phi_S$

可以发现，在紧邻MS界面的半导体中存在一个电子耗尽区。与pn结二极管类似，在n型半导体中耗尽区的宽度为  $x_n$ ，该耗尽区中具有施主离子产生的净正电荷。

然而与pn结不同的是，没有p型一侧的负的电受主电荷来平衡n型一侧的正的施主电荷。在MS接触中，负电荷（过剩电子）以类似  $\delta$  函数的形式在直接紧邻界面的金属中堆积。因此可推断：在此结构中的电荷密度近似为图14.4(b)所示的情况。引入耗尽近似，可以得到：

$$\rho = \begin{cases} qN_D & 0 < x \leq w \\ 0 & x > w \end{cases}$$





由泊松方程:  $\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{\rho}{\kappa_s \epsilon_0} = \frac{qN_D}{\kappa_s \epsilon_0}$

边界条件:  $E(x=W) = 0$

解得:  $E(x) = \frac{qN_D}{\kappa_s \epsilon_0} (x-W) \quad 0 < x \leq W$

积分得:  $V|_{x=W} - V|_{x=0} = \frac{1}{2} \frac{qN_D}{\kappa_s \epsilon_0} W^2$

令  $x > W$  的位置为零势能面:  $V|_{x=W} = 0 \quad V_{x=0} = -\frac{qN_D}{2\kappa_s \epsilon_0} W^2$

得:  $V(x) - V|_{x=0} = \int_x^0 E(x') dx'$

$(V_a - V_b = \int_a^b E(x) dx)$

→  $V(x) = -\frac{qN_D}{2\kappa_s \epsilon_0} (x-W)^2$

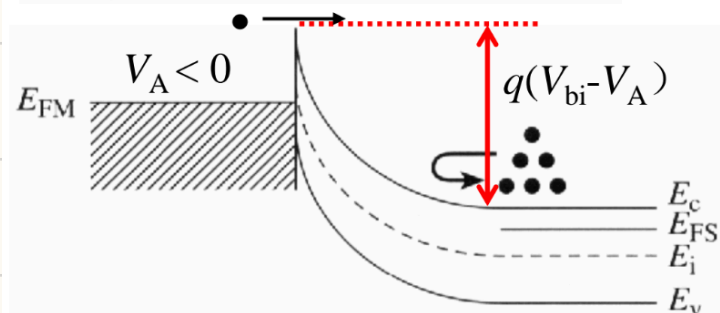
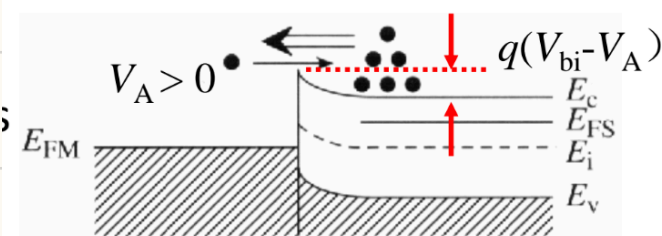
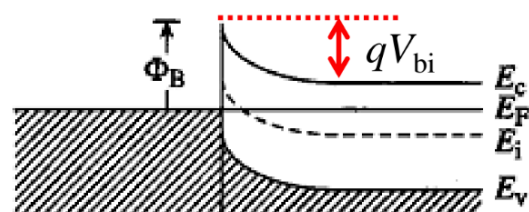
内建电势:  $\frac{qN_D}{2\kappa_s \epsilon_0} W^2 = V_{bi}$

$W = \sqrt{\frac{2\kappa_s \epsilon_0 V_{bi}}{qN_D}}$

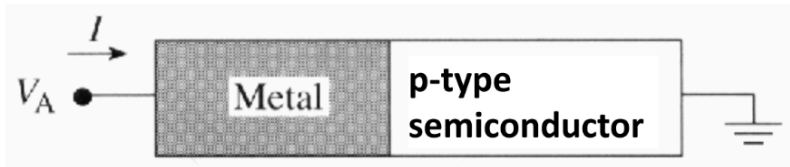
## 偏置电压下

正偏时推动电子从半导体流向金属，势垒削弱；  
同理反偏时势垒增强。因此用  $V_{bi} - V_A$  替换  $V_{bi}$

$W = \sqrt{\frac{2\kappa_s \epsilon_0 (V_{bi} - V_A)}{qN_D}}$



对于p型肖特基二极管:  $n^+ \{ \dots E_F \}$   
 $qN_A$  0

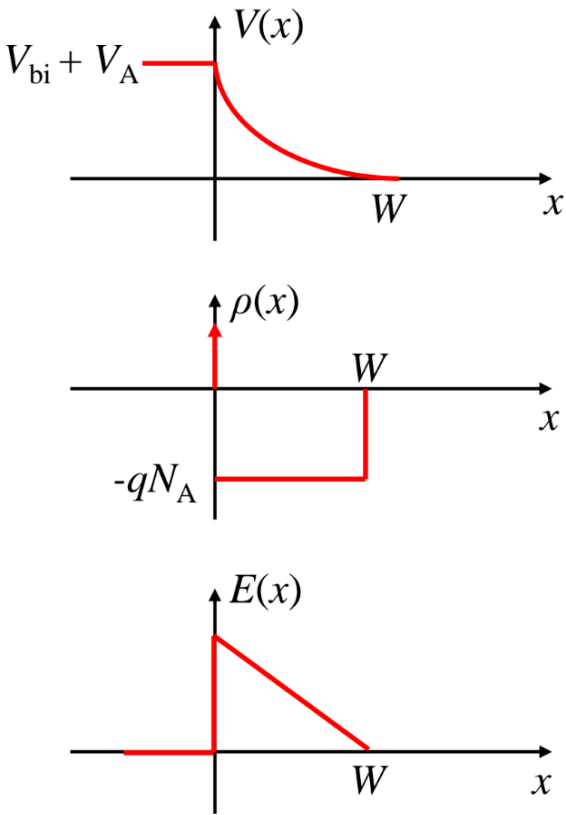


$$V(x) = \frac{qN_A}{2K_s\epsilon_0} (W - x)^2$$

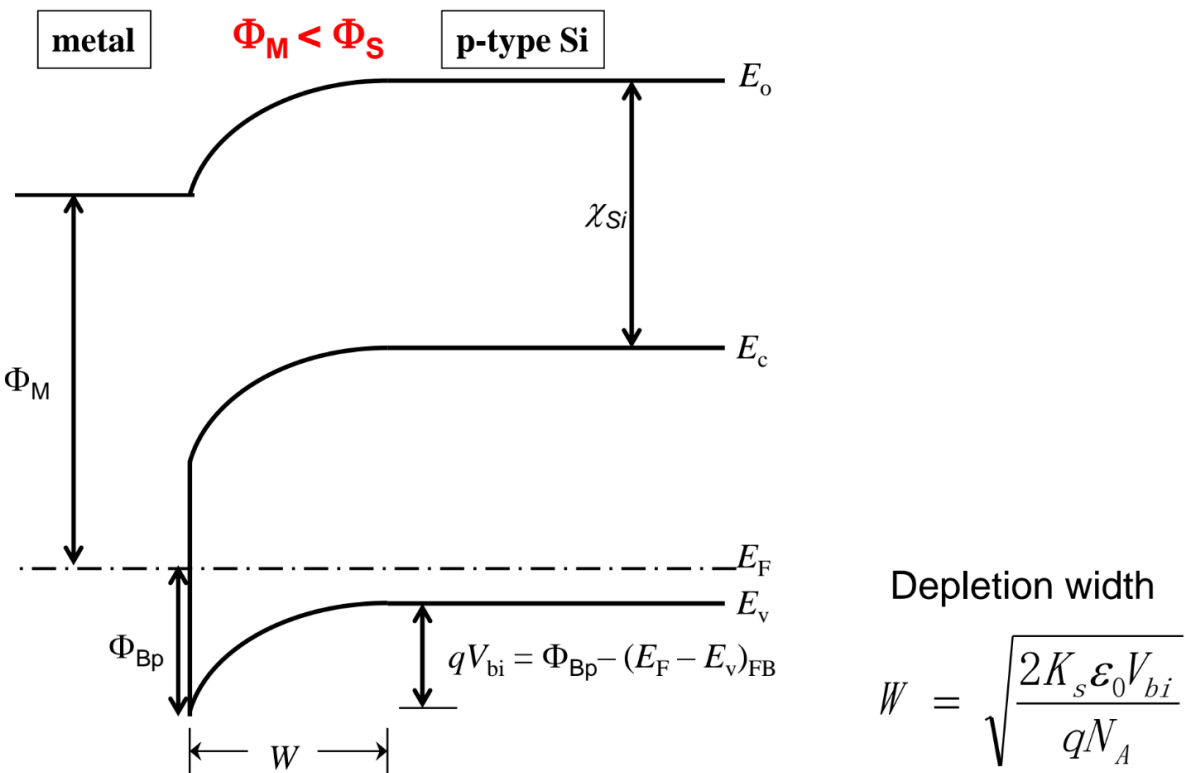
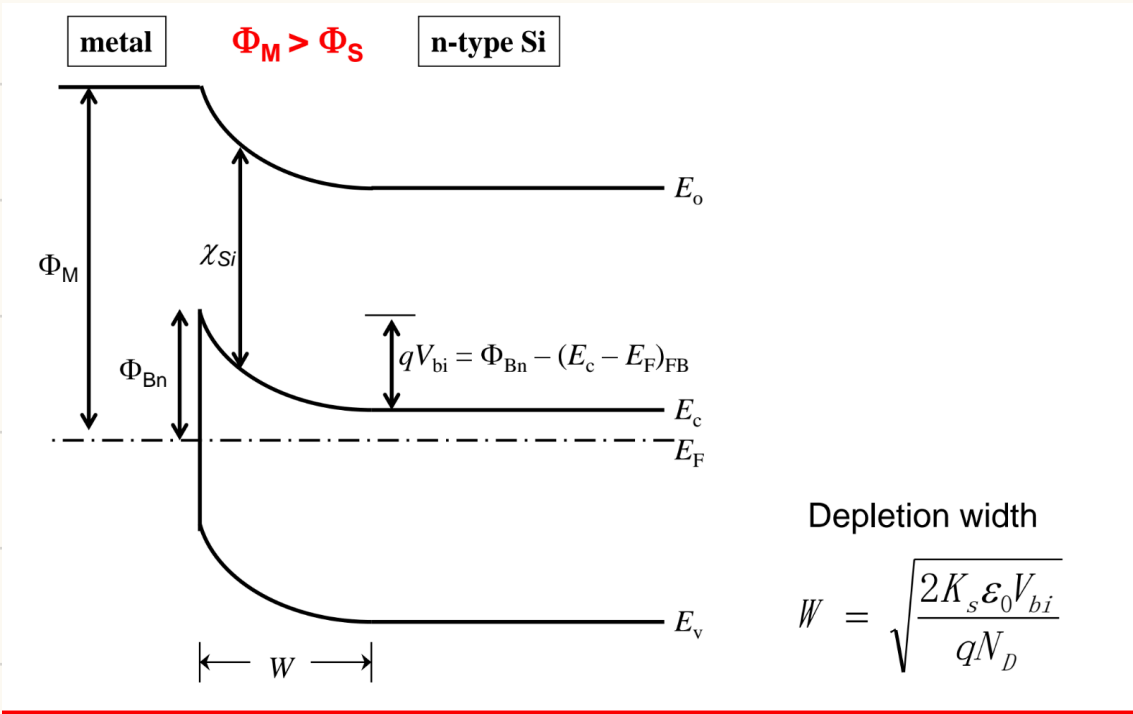
At  $x = 0$ ,  $V = V_{bi} + V_A$   $E = \frac{qN_A}{K_s\epsilon_0} x$

$$\Rightarrow W = \sqrt{\frac{2K_s\epsilon_0(V_A + V_{bi})}{qN_A}}$$

- $W$  increases with increasing  $V_A$
- $W$  decreases with increasing  $N_A$



回顾肖特基二极管

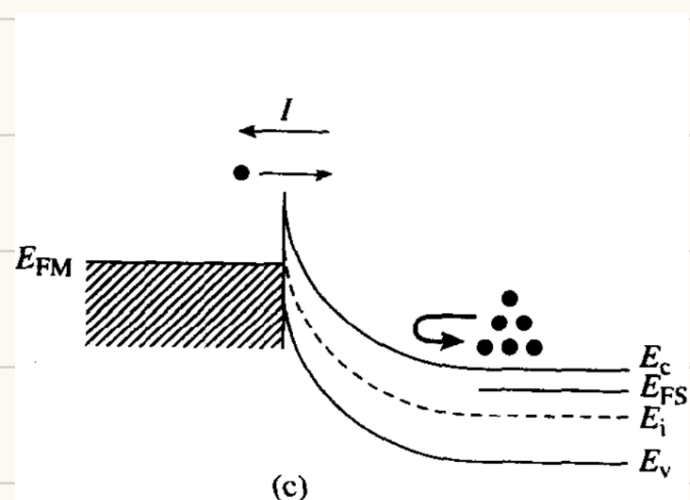
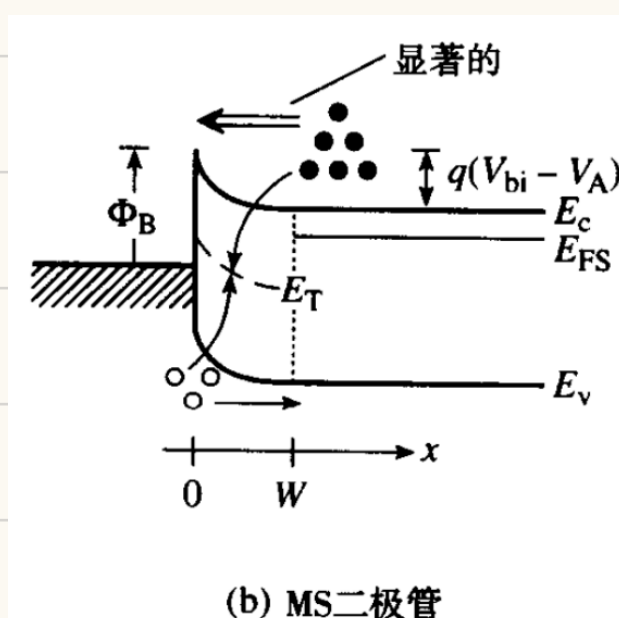
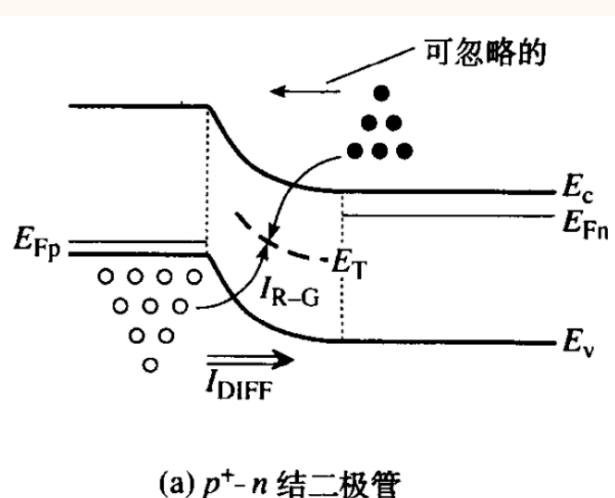


## 直流IV特性

尽管MS二极管的静电特性和MS二极管的I-V特性的一般形式与pn结二极管中的情况非常类似，但其直流电流的具体成分显然是不同的。

在p+-n结二极管中，如图(a)所示，在小的正向偏置下，电流中主要的成分通常来源于耗尽区的复合；在更大的正向偏置下，电流则主要来源于从二极管的p+型一侧到n型一侧的空穴注入，而从轻掺杂的n型一侧到p+型一侧的电子注入通常是可以忽略的。

在MS (n型) 二极管中，如图(b)所示，复合和空穴注入电流仍然存在。然而，由于对于半导体中的电子来说势垒相对较低，观察到的电流主要来源于从半导体进入到金属中的电子注入。换句话说，在复合和扩散（空穴注入）电流变得显著之前，电子注入已经导致了一个非常大的正向电流。在反偏条件下情况也类似，如图(c)所示，观察到的电流主要是由从金属流向半导体的电子流引起的。反偏空穴扩散电流和与耗尽区中的载流子产生相关的R-G电流一般可以忽略。由于半导体中的少数载流子一般在确定MS二极管的I-V特性和其他特性中影响不大，因此MS二极管通常称为“多数载流子器件”。



简洁概括：

- (1) p+n结：小正偏：耗尽层内RG复合电流 大正偏：空穴注入后扩散——少数载流子器件
- (2) MS结(n)：反偏：电子电流 正偏：电子电流 ——多数载流子器件

## 热电子发射理论

考虑一个电子从半导体进入耗尽层内，如果该电子具有指向界面方向的速度 $v_x$ ，并且 $v_x$ 满足：

$$k \cdot E_x = \frac{1}{2} m_n^* v_x^2 \geq q(V_{bi} - V_A)$$

$$|v_x| \geq \sqrt{\frac{2q(V_{bi} - V_A)}{m_n^*}} = v_{min}$$

的话，这个电子就能穿越势垒进入金属。如果每立方厘米具有速度 $v_x$ 的电子数量为 $n(v_x)$ ，那么由所有该速度的电子引起的电流可以表示为(金属指向半导体为正方向， $v_x$ 应为负)：

$$I_{s \rightarrow m, v_x} = -q A v_x n(v_x) dv_x$$

总的电流就是

$$I_{s \rightarrow m} = \int_{-\infty}^{v_{min}} -q A v_x n(v_x) dv_x$$

对于非简并掺杂半导体，有：

$$n(U_x) = \left[ \frac{4\pi kT m_n^*}{h^3} \right] e^{(E_F - E_c)/kT} e^{-\frac{m_n^*}{2kT} U_x^2}$$

代入积分得：

$$I_{s \rightarrow m} = \frac{4\pi q m_n^* k^2}{h^3} A T^2 e^{-\frac{\Phi_B}{kT}} e^{\frac{qV_A}{kT}}$$

即：

$$I_{s \rightarrow m} = A J_s e^{\frac{qV_A}{kT}} \quad J_s = 120 \frac{m_n^*}{m_0} T^2 e^{-\frac{\Phi_B}{kT}} \text{ A} \cdot \text{cm}^{-2}$$

实际上，不只有从半导体注入金属的电子电流，还有从金属注入半导体的电子电流。总的电流就是两者之和。并且，这两者方向相反。

此外，在MS二极管处于反偏时，几乎只有从金属注入半导体的电子电流，并且该电流大小随着反向偏压而稳定。

我们需要确定出这个反偏电流。怎么确定呢？注意到零偏压状态下无电流，也就是说从半导体注入金属的电子电流与从金属注入半导体的电子电流(反偏电流)互为相反数，即：

$$I_{m \rightarrow s} = -I_{s \rightarrow m} \Big|_{V_A=0} = A J_s$$

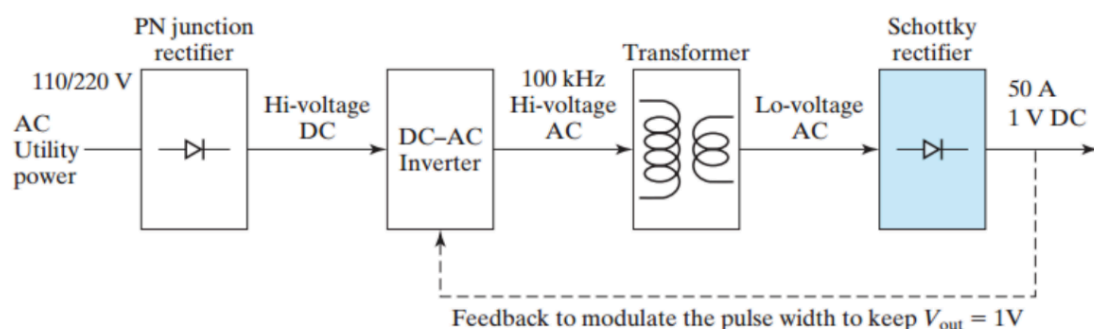
故MS二极管的直流IV特性：

$$I = I_s (e^{\frac{qV_A}{kT}} - 1)$$

$I_s$  of a Schottky diode is  $10^3$  to  $10^8$  times larger than that of a pn junction diode, depending on  $\Phi_B$ .

→ Schottky diodes are preferred rectifiers for low-voltage, high-current applications.

#### Block Diagram of a Switching Power Supply

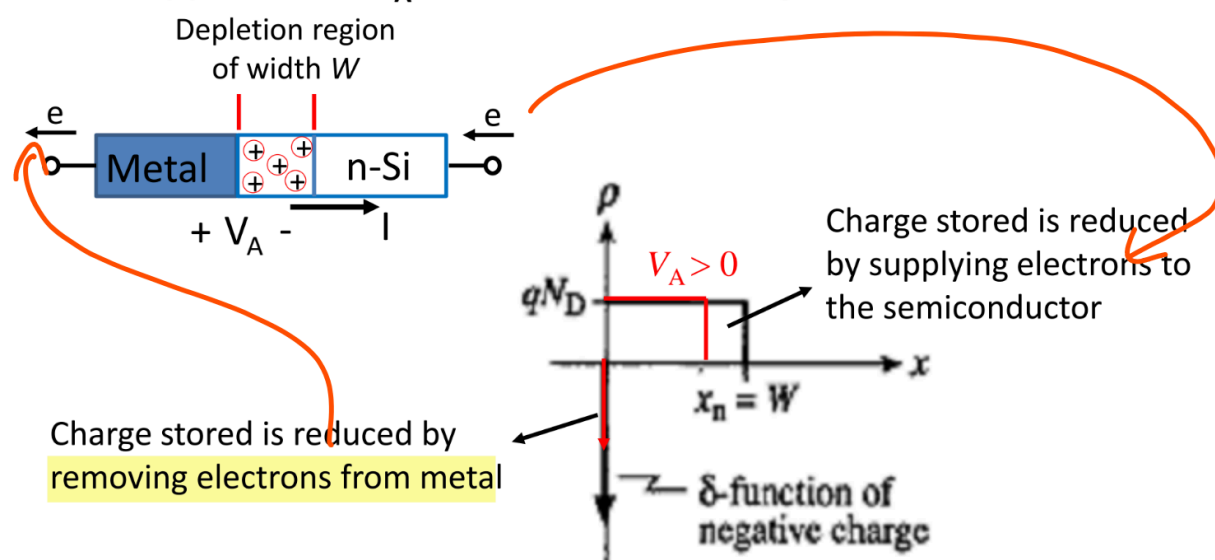




## 肖特基二极管中的电荷储存

- Charge is "stored" on both sides of the M-S contact.

The applied bias  $V_A$  modulates this charge.

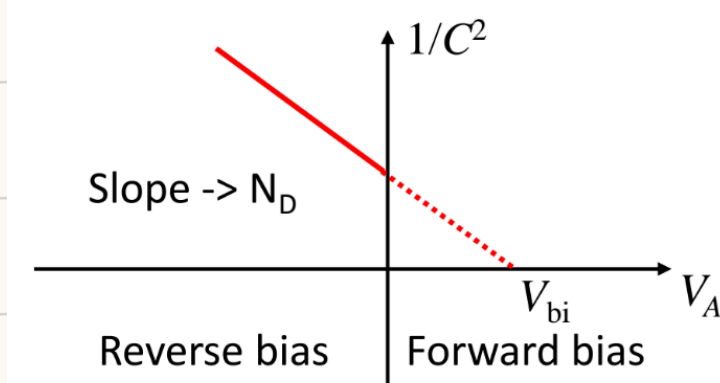


If an a.c. voltage  $v_{ais}$  is applied in series with the d.c. bias  $V_A$ , the charge stored in the Schottky contact will be modulated(调制) at the frequency of the a.c. voltage.

$$i = C \frac{dv_a}{dt}$$

$$C = \frac{K_s \epsilon_0 A}{W} = A \sqrt{\frac{q N_D K_s \epsilon_0}{2(V_{bi} - V_A)}}$$

$$\rightarrow \frac{1}{C^2} = \frac{2}{q N_D K_s \epsilon_0 A^2} (V_{bi} - V_A)$$



据此可以确定出掺杂浓度  $N_D$  以及内建电势  $V_{bi}$

进而由：

$$qV_{bi} = \Phi_{Bn} - (E_c - E_F)_{FB} = \Phi_{Bn} + (E_F - E_c)_{FB} = \Phi_{Bn} + kT \ln \frac{n}{N_c}$$

$$\approx \Phi_{Bn} - kT \ln \frac{N_c}{N_D}$$

因此，也可以据此确定出  $\Phi_{Bn}$

关于正偏的扩散电容与扩散电导：

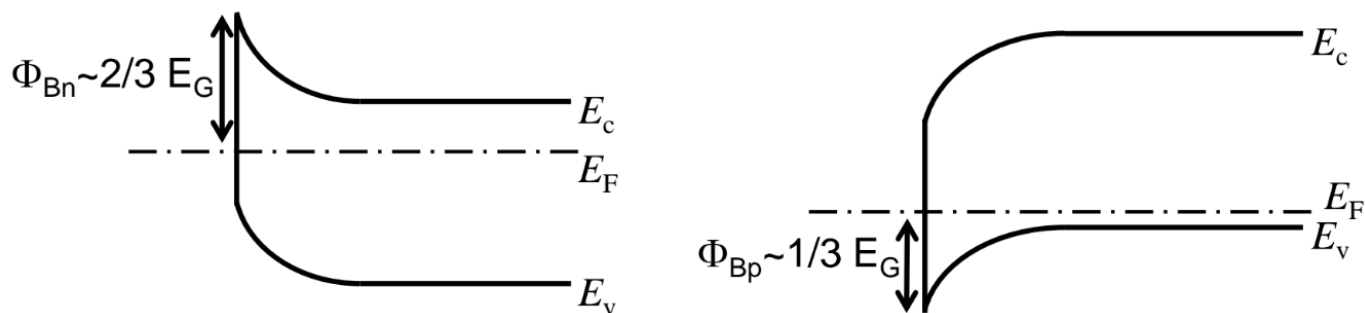
尽管反偏行为实质上与不对称掺杂的  $pn$  结二极管的情况相同，但 MS 二极管的正偏交流响应却显著不同。在 MS 二极管中电流的扩散成分一般是可以忽略的，因此在半导体内几乎没有什么少数载流子的注入和存贮。因为有存贮的少数载流子才造成扩散导纳，所以 MS 二极管不存在扩散电容或扩散电导。当然，MS 二极管中存在正偏耗尽区电容，以及可能较大的并联电导  $G = dI/dV_A$ ，在某些情况下还必须要包括体串联电阻 ( $R_s$ )。然而，即使在交流频率接近或进入到 GHz 范围， $C$  和  $G$  也仍然与频率关系不大。

## 原因

电流主要依赖多数载流子（如n型半导体的电子）热发射越过势垒进入金属，金属中没有少子存储。载流子被金属迅速吸收，无少子注入和扩散过程，因此不涉及扩散相关的电容和电导。

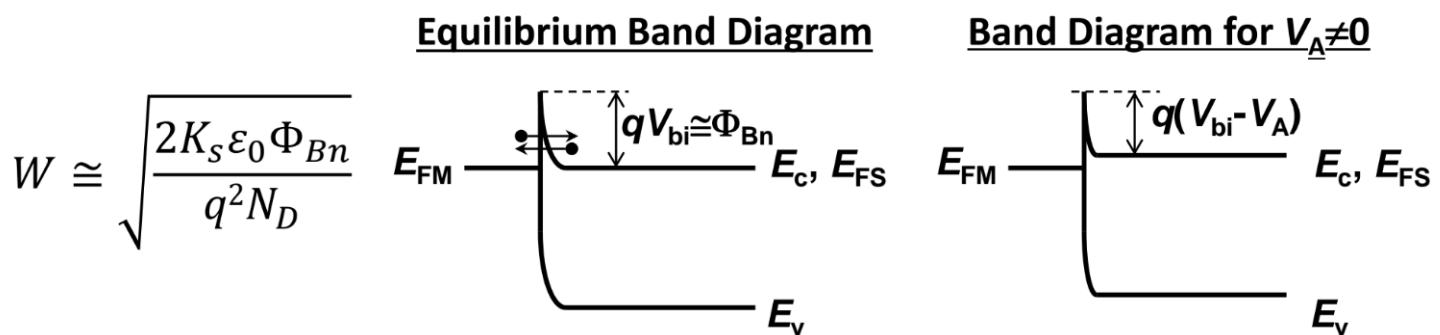
## 欧姆接触

- In practice, most M-S contacts are rectifying



- To achieve a contact which conducts easily in both directions, we **dope the semiconductor very heavily** 重掺杂  
→  $W$  is so narrow that carriers can “tunnel” directly through the barrier 量子隧穿

## 隧穿电流密度



$$W \cong \sqrt{\frac{2K_S \epsilon_0 \Phi_{Bn}}{q^2 N_D}}$$

## 隧穿概率

$$P = e^{-H(\Phi_B - qV_A)/\sqrt{N_D}}$$

$$H = \frac{4\pi\sqrt{K_S \epsilon_0 m_n^*}}{h} = 5.4 \times 10^9 \sqrt{\frac{m_n^*}{m_0}} \text{ cm}^{-\frac{3}{2}} \text{ V}^{-1}$$

- Unit:  $\Omega\text{-cm}^2$

➤  $\rho_c$  is the resistance of a  $1\text{ cm}^2$  contact

$$R_{\text{contact}} = \rho_c / A_{\text{contact}}$$

Consider  $\rho_c = 10^{-8}\Omega \cdot \text{cm}^2$  and  $A_{\text{contact}} = 50\text{nm} \times 1\mu\text{m}$

$$R_{\text{contact}} = 20\Omega$$

- For a practical ohmic contact,  $\rho_c \propto e^{H\Phi_B/\sqrt{N_D}}$

→ want small  $\Phi_B$ , large  $N_D$  for small contact resistance

因此欧姆接触两端的电压降很小

- Ideally,  $R_{\text{contact}}$  is very small, so little voltage is dropped across the ohmic contact, i.e.  $V_A \approx 0$  Volts  
→ equilibrium conditions prevail

$$n = n_0 \quad \text{and} \quad p = p_0$$

$$\Delta n = \Delta p = 0$$

Excess carrier concentrations are zero at an ohmic contact!

欧姆接触处的过剩载流子浓度为零!