

第四章 金-半接触与单极型器件

§4.1 金属-半导体接触 (1课时)

§4.2 肖特基势垒二极管SBD (5课时)

§4.3 欧姆接触 (1课时)

§4.4 结型场效应晶体管JFET (1课时)

§4.5 金属-半导体场效应晶体管MESFET (1课时)

§4.6 相关文献介绍 (1课时)

金-半接触与单极型器件基本知识体系框架

金-半接触



单极型器件

金属和半导体的功函数

接触电势差



金属和半导体的接触类型

整流接触

欧姆接触



肖特基势垒二极管

金-半场效应
晶体管
MESFET

结型场效
应晶体管
JFET



器件结构
基本特性

理想非整流
接触势垒

比接触电阻

肖特基
势垒的
形成

理想
情况
特性

非理
想因
素

表面态
镜像力
隧穿效应

电流-电
压关系

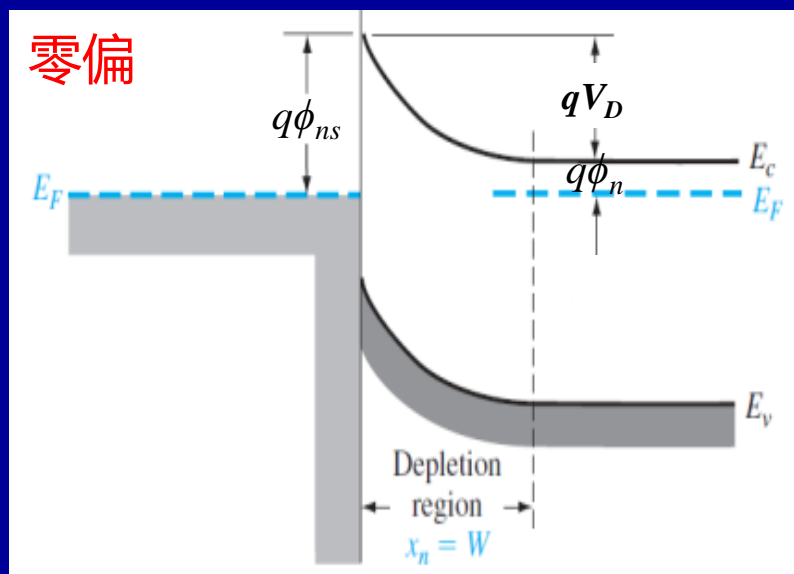
与PN结
二极管
的对比

电流特性
开关特性

伏安特性的定性分析

讨论之前提到的M-n-S形成的电子势垒：

M-S接触器件是**多子器件**。对M-n-S形成的电子势垒，其输运特性**主要由电子决定**，定性分析如下。



半导体到金属
的电子流

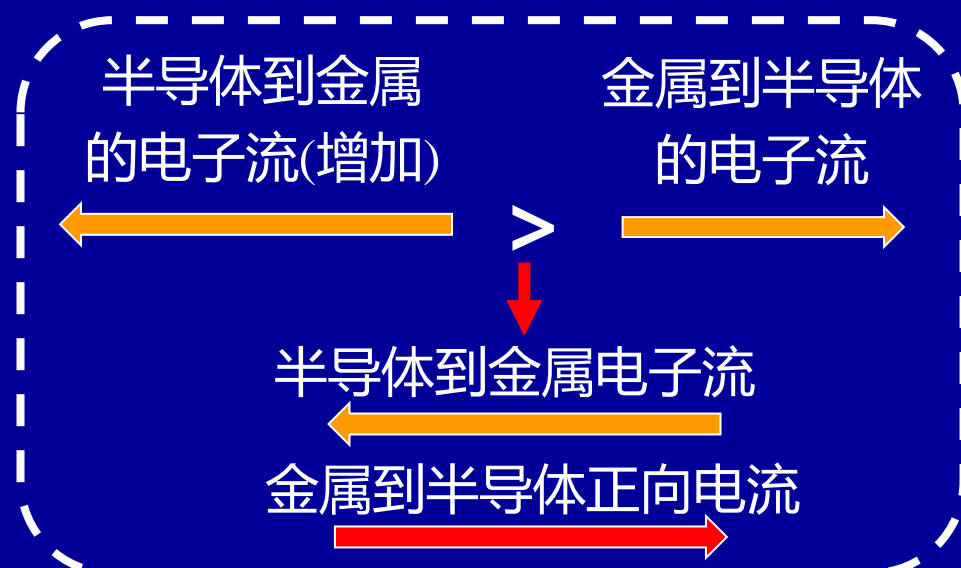
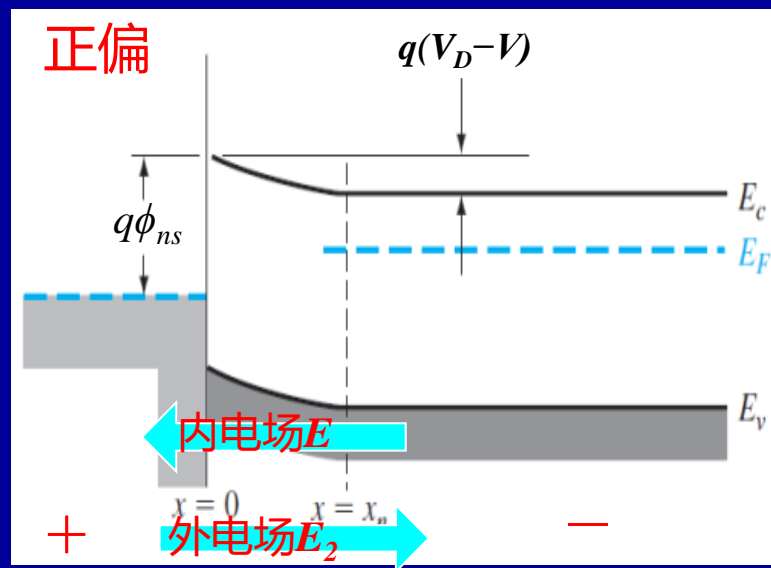
金属到半导体的
电子流

净电流为零

处于平衡态的阻挡层中是**没有净电流**流过的，因为从半导体进入金属的电子流和从金属进入半导体的电子流大小相等，方向相反，构成**动态平衡**。

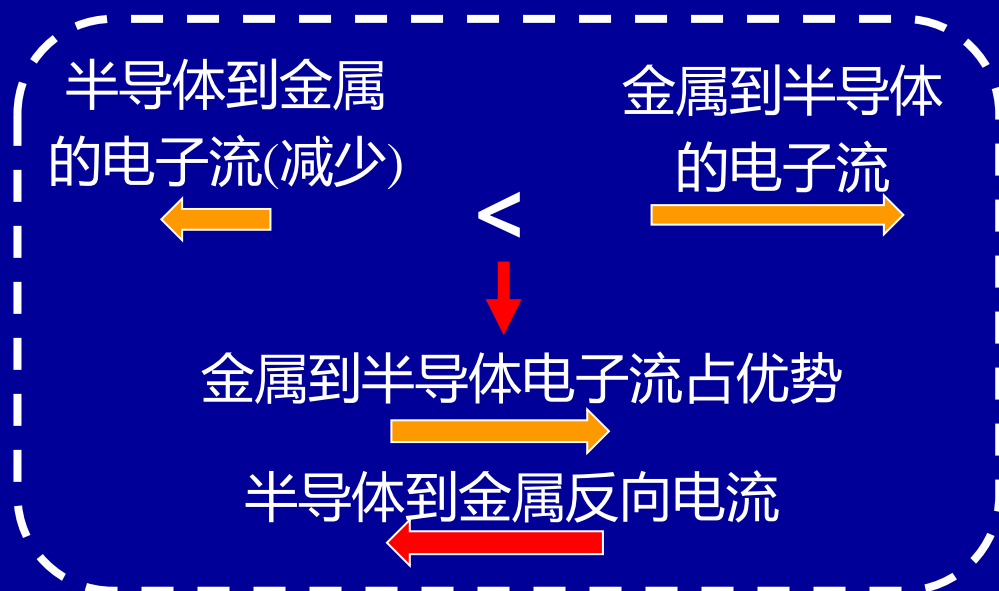
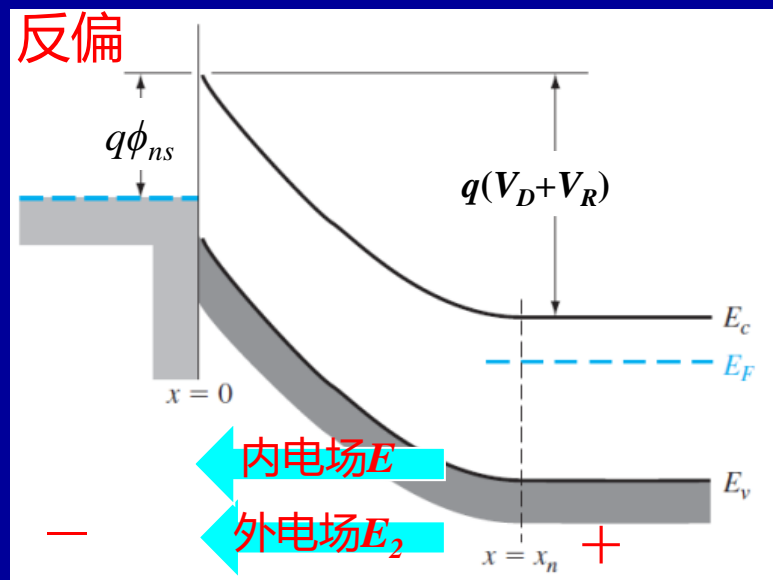
伏安特性的定性分析

- ◆ 外加正电压于金属，由于阻挡层是一个高阻区域，因此**电压主要降落在阻挡层上**。外加电压后，半导体和金属不再处于相互平衡的状态，两者没有统一的费米能级。



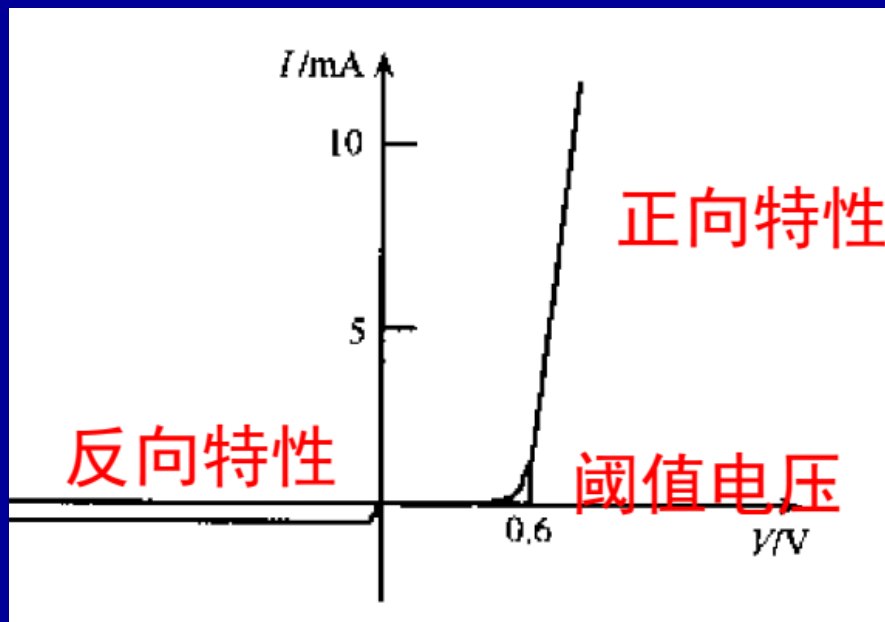
- ◆ 加**正向电压**时，半导体一边的势垒由 qV_D **降低为** $q(V_D - V)$ 。这时从半导体到金属的**电子数目增加**，超过从金属到半导体的电子数，形成一股从金属到半导体的**正向电流**，它是由n型半导体中**多数载流子电子**构成的。
- ◆ 外加正向电压越高，势垒下降越多，正向电流越大。

伏安特性的定性分析



- ◆ 加反向电压时，半导体侧的势垒增高为 $q(V_D + V_R)$ 。从半导体到金属的电子数目减少，金属到半导体的电子流占优势，形成一股由半导体到金属的反向电流。但由于金属中的电子要越过相当高的势垒 $q\phi_{ns}$ 才能到达半导体中，因此反向电流是很小的。
- ◆ 从图中看出，金属一边的势垒 $q\phi_{ns}$ 不随外加电压变化，所以从金属到半导体的电子流是恒定的。
- ◆ 当反向电压提高，使半导体到金属的电子流可以忽略不计时，反向电流将趋于饱和值。

伏安特性的定性分析总结



理想pn结的伏安特性

- ◆ 以上的讨论定性说明了这样的阻挡层具有类似于pn结的伏安特性，即有整流作用，即：
 - ① 零偏，电流为零。
 - ② 正偏，半导体侧电子势垒降低，形成较大正向电流。
 - ③ 反偏，半导体侧电子势垒升高，反向电流很小。
- ◆ 由于电流主要由半导体中多数载流子的运动形成，所以不同于pn结少子器件，金属-半导体结为多子器件。

伏安特性的定量分析

要定量讨论I-V特性，必须讨论电子是怎样越过势垒的。因此介绍：

近似模型

Schottky的**扩散理论**：

势垒区较厚，主导正向电流的主要因素是电子在空间电荷区的扩散。

Bethe的**热电子发射理论**：

载流子的迁移率较高，电子能否通过势垒区，主要取决于势垒高度。

扩散理论

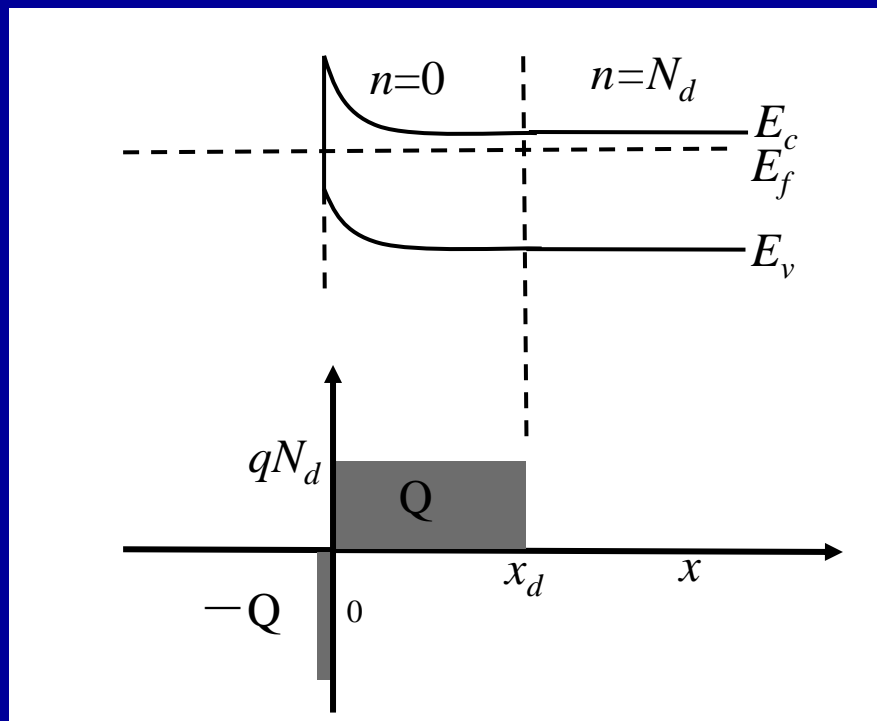
扩散理论适用范围：

势垒宽度 \gg 电子平均自由程，即 $x_d \gg l_n$

- ◆ **平均自由程**：是指固体中的电子（或空穴）会与杂质、缺陷、或其它载流子发生碰撞，在相继两次碰撞之间通过的自由距离的平均值。
- ◆ 对于n型阻挡层，当**势垒区的宽度**比电子的**平均自由程**大得多时，电子通过势垒区要发生多次碰撞，这样的阻挡层称为厚阻挡层。扩散理论正是适用于**厚阻挡层**的理论。
- ◆ 势垒区中存在电场，有电势的变化，载流子浓度不均匀。计算通过势垒的电流时，必须**同时考虑漂移和扩散运动**。

Schottky扩散理论的假设

- ① 势垒高度 $\gg k_0T$ ，此时势垒区可近似为一个耗尽层。在耗尽层中，载流子极为稀少，它们对空间电荷的贡献可以忽略；
- ② 考虑了耗尽区内电子的碰撞效应，即包括扩散；
- ③ $x=0$ 和 $x=x_d$ 处载流子浓度不受电流流动的影响（即它们为平衡态的值）；
- ④ 半导体均匀掺杂，且非简并。



扩散理论公式推导整体思路

从总电流=漂移电流+扩散电流出发

$$J = qn(x)\mu_n E(x) + qD_n \frac{dn(x)}{dx}$$

$$\mu_n = \frac{q}{k_0 T} D_n$$

$$E(x) = -\frac{dV(x)}{dx}$$

$$J = qD_n \left[-\frac{qn(x)}{k_0 T} \frac{dV(x)}{dx} + \frac{dn(x)}{dx} \right]$$

同乘以因子

$$\exp\left[-\frac{qV(x)}{k_0 T}\right]$$

$$J \exp\left[-\frac{qV(x)}{k_0 T}\right] = qD_n \frac{d}{dx} \left\{ n(x) \exp\left[-\frac{qV(x)}{k_0 T}\right] \right\}$$

积分

$$J \int_0^{x_d} \exp\left[-\frac{qV(x)}{k_0 T}\right] dx = qD_n \left\{ n(x) \exp\left[-\frac{qV(x)}{k_0 T}\right] \right\} \Big|_0^{x_d}$$

引入 $V(x), V(0), V(x_d), n(0), n(x_d)$

分别计算

$$\text{左边} = J \frac{k_0 T \varepsilon_s}{q^2 N_d x_d} \exp\left(\frac{q\phi_{ns}}{k_0 T}\right)$$

$$\text{右边} = qD_n n_0 \exp\left(\frac{q(\phi_{ns} - V_D)}{k_0 T}\right) \left[\exp\left(\frac{qV}{k_0 T}\right) - 1 \right]$$

$$J = J_{sD} \left[\exp\left(\frac{qV}{k_0 T}\right) - 1 \right]$$

$$J_{sD} = \sigma \sqrt{\left[\frac{2qN_d}{\varepsilon_s} (V_D - V) \right]} \exp\left(-\frac{qV_D}{k_0 T}\right)$$

扩散理论公式推导

因为耗尽区的电流依赖于局部电场和浓度梯度，必须使用电流密度方程：

总电流=漂移电流+扩散电流

$$J = qn(x)\mu_n E(x) + qD_n \frac{dn(x)}{dx}$$

爱因斯坦关系式：

$$\mu_n = \frac{q}{k_0 T} D_n$$

和

$$E(x) = -\frac{dV(x)}{dx}$$

代入

$$J = -\frac{q^2 n(x) D_n}{k_0 T} \frac{dV(x)}{dx} + qD_n \frac{dn(x)}{dx}$$

$$J = qD_n \left[-\frac{qn(x)}{k_0 T} \frac{dV(x)}{dx} + \frac{dn(x)}{dx} \right]$$

扩散理论公式推导

电流密度方程：

$$J = qD_n \left[-\frac{qn(x)}{k_0T} \frac{dV(x)}{dx} + \frac{dn(x)}{dx} \right]$$

为了简化，式子两边乘以因子：

$$\exp\left[-\frac{qV(x)}{k_0T}\right]$$

$$J \exp\left[-\frac{qV(x)}{k_0T}\right] = qD_n \left\{ n(x) \left[\frac{-q}{k_0T} \exp\left[-\frac{qV(x)}{k_0T}\right] \frac{dV(x)}{dx} \right] + \exp\left[-\frac{qV(x)}{k_0T}\right] \frac{dn(x)}{dx} \right\}$$

$$J \exp\left[-\frac{qV(x)}{k_0T}\right] = qD_n \left\{ n(x) \frac{d\left\{ \exp\left[-\frac{qV(x)}{k_0T}\right] \right\}}{dx} + \exp\left[-\frac{qV(x)}{k_0T}\right] \frac{dn(x)}{dx} \right\}$$

$$J \exp\left[-\frac{qV(x)}{k_0T}\right] = qD_n \frac{d}{dx} \left\{ n(x) \exp\left[-\frac{qV(x)}{k_0T}\right] \right\}$$

扩散理论公式推导

此时电流密度方程化为：

$$J \exp\left[-\frac{qV(x)}{k_0T}\right] = qD_n \frac{d}{dx} \left\{ n(x) \exp\left[-\frac{qV(x)}{k_0T}\right] \right\}$$

在稳定情况下， J 和 x 无关，是个常数，因此从 $x=0$ 到 $x=x_d$ 将上式积分： $\int_0^{x_d} dx$ ，使式子进一步简化，得

$$J \int_0^{x_d} \exp\left[-\frac{qV(x)}{k_0T}\right] dx = qD_n \int_0^{x_d} \frac{d}{dx} \left\{ n(x) \exp\left[-\frac{qV(x)}{k_0T}\right] \right\} dx$$

先求导再积分相当于求原函数：

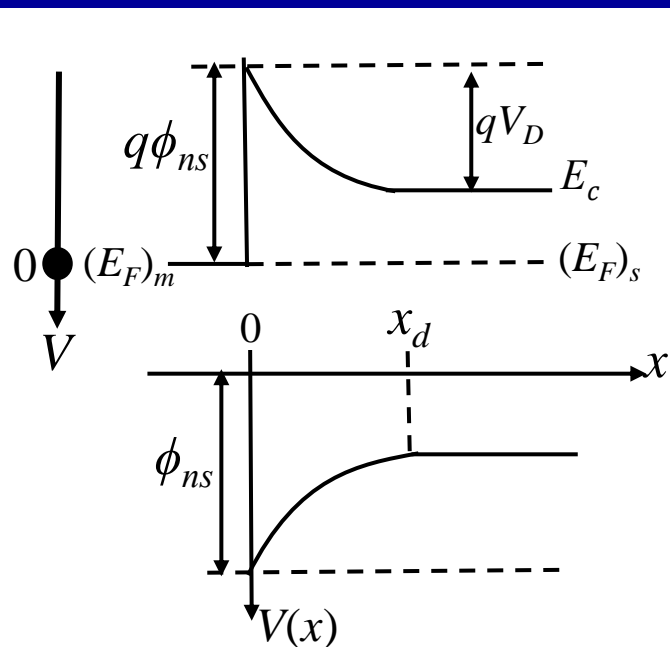
$$J \int_0^{x_d} \exp\left[-\frac{qV(x)}{k_0T}\right] dx = qD_n \left\{ n(x) \exp\left[-\frac{qV(x)}{k_0T}\right] \right\} \Big|_0^{x_d}$$

扩散理论公式推导

此时电流密度方程化为：

$$J \int_0^{x_d} \exp\left[-\frac{qV(x)}{k_0 T}\right] dx = qD_n \{n(x) \exp\left[-\frac{qV(x)}{k_0 T}\right]\} \Big|_0^{x_d}$$

因此我们要先求得： $V(x)$ 、 $V(0)$ 、 $V(x_d)$ 、 $n(0)$ 、 $n(x_d)$



n型半导体中电势曲线（零偏）

把金属费米能级 $(E_F)_m$ 对应的位置作为电势零点，由于电势能增加，电势减小，所以在 $x=0$ 位置的电势为 $-\phi_{ns}$ ，即： $V(0) = -\phi_{ns}$

又结合电势公式：

$$V(x) = -\frac{qN_d}{2\epsilon_s}(x-x_d)^2 = -\frac{qN_d}{2\epsilon_s}(x^2 - 2xx_d + x_d^2)$$

$$V(0) = -\frac{qN_d x_d^2}{2\epsilon_s} = -\phi_{ns} \quad \text{将其代回上式，有：}$$

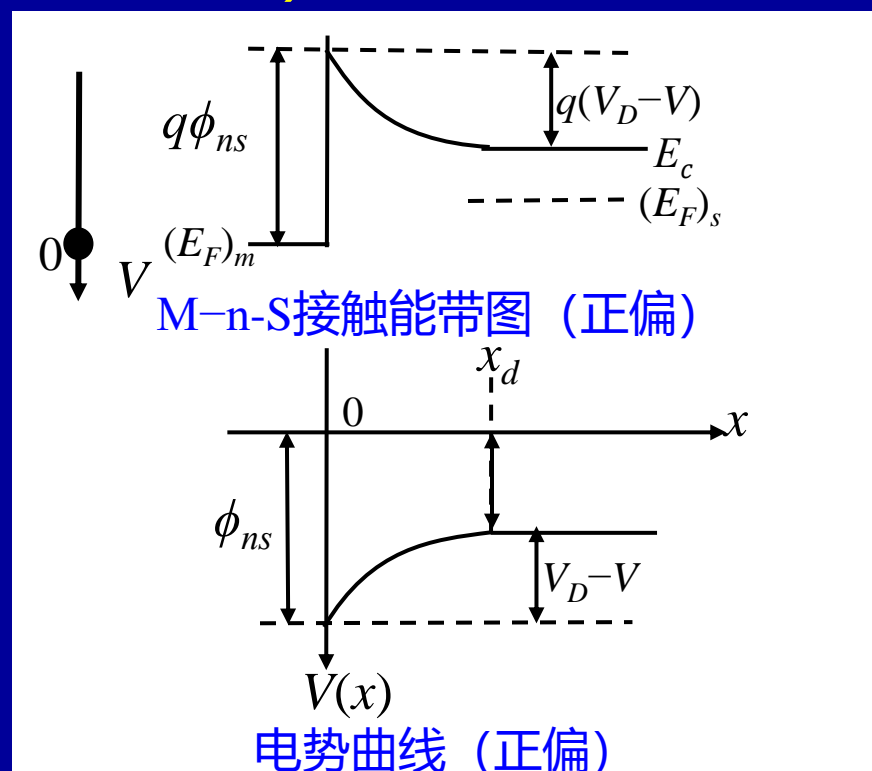
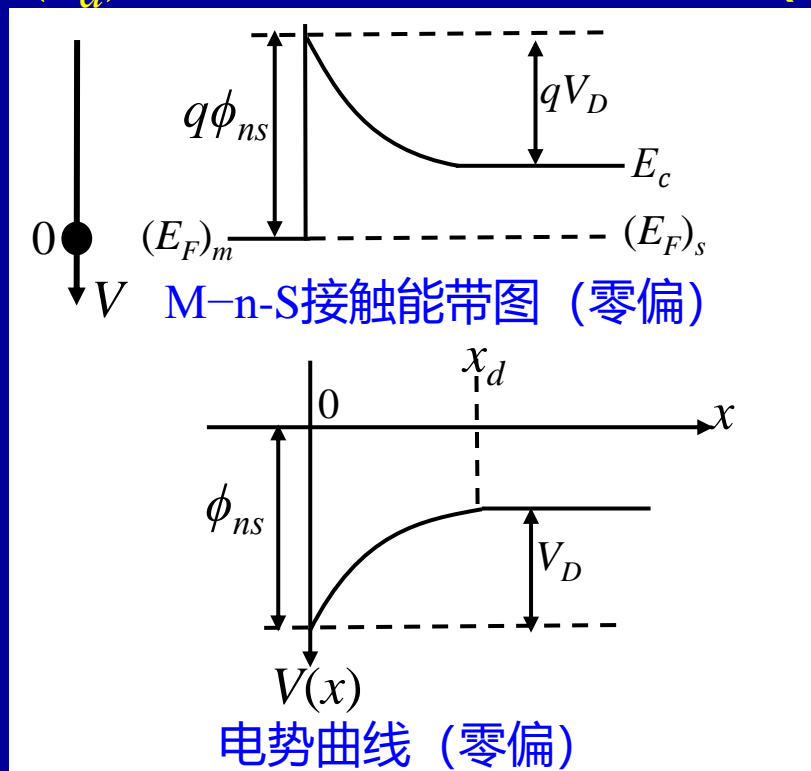
$$V(x) = -\frac{qN_d}{2\epsilon_s}(x^2 - 2xx_d) - \phi_{ns}$$

因此 $x=x_d$ 处电势为：

$$V(x_d) = \frac{qN_d}{2\epsilon_s} x_d^2 - \phi_{ns}$$

扩散理论公式推导

$V(x_d)$ 的另一种表示形式（偏压情况下）：



如果通过势能计算电势，那么此时需要**考虑外加偏压的影响**。如图所示，当存在外加偏压时，半导体侧的势垒变为 $q(V_D - V)$ ，正偏时 V 取正，反偏时取负。依旧将金属费米能级 $(E_F)_m$ 对应的位置作为电势零点，则 $x=x_d$ 处电势能为 $q[\phi_{ns} - (V_D - V)]$ ，可求出 $V(x_d)$ ：

$$qV(x_d) = -q[\phi_{ns} - (V_D - V)] \longrightarrow V(x_d) = -(\phi_{ns} - V_D + V)$$

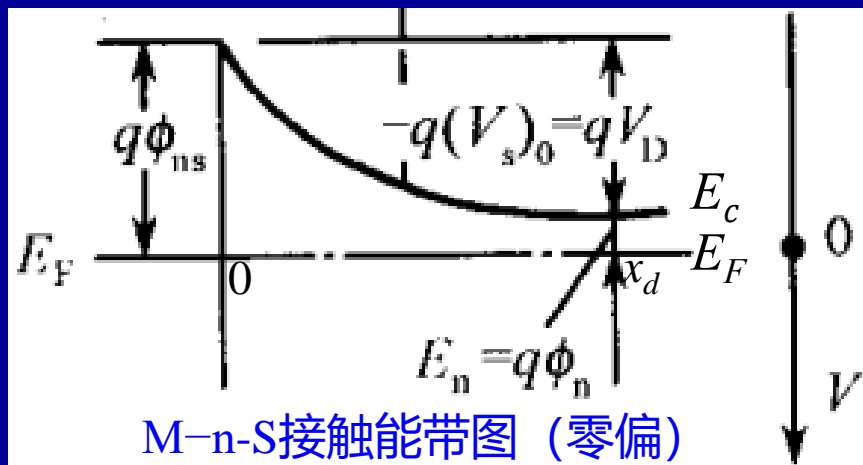
扩散理论公式推导

- ◆ 此理论假设 $x=0$ 和 $x=x_d$ 处载流子浓度不受电流流动的影响，即它们为平衡态的值（可直接求零偏状态的值），且半导体非简并。
- ◆ 由于 $x=x_d$ 处已达半导体内部，因此电子浓度为平衡时的 n_0 ：

$$n(x_d) = n_0 = N_c \exp\left(-\frac{E_c - E_F}{k_0 T}\right)$$

$$E_c - E_F = E_n = q\phi_n$$

即： $n(x_d) = N_c \exp\left(-\frac{q\phi_n}{k_0 T}\right)$



扩散理论公式推导

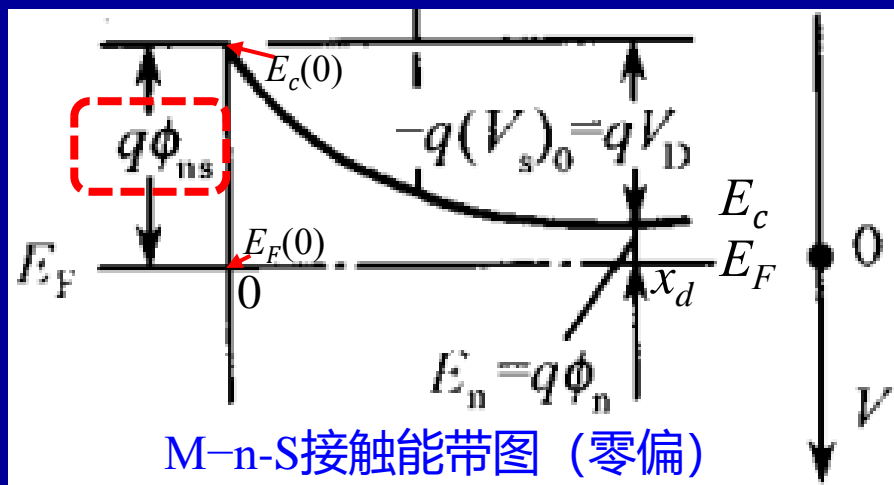
已知在 $x=0$ 处电势为: $V(0) = -\phi_{ns}$

在之前的假设前提下, $x=0$ 处电子浓度可作以下近似估计:
 $x=0$ 为金属半导体的直接接触处, 由于它可以与金属直接交换电子, 所以这里的电子仍旧处于平衡状态。因此, $n(0)$ 近似等于平衡时的电子浓度。

$$n(0) = N_c \exp\left(-\frac{E_c(0) - E_F(0)}{k_0 T}\right) = N_c \exp\left(-\frac{q\phi_{ns}}{k_0 T}\right)$$

$$q\phi_{ns} = q\phi_n + qV_D$$

$$n(0) = N_c \exp\left(-\frac{q\phi_n}{k_0 T}\right) \exp\left(-\frac{qV_D}{k_0 T}\right) = n_0 \exp\left(-\frac{qV_D}{k_0 T}\right)$$



扩散理论公式推导

现在已求得： $V(x)$ 、 $V(0)$ 、 $V(x_d)$ 、 $n(0)$ 、 $n(x_d)$ ：

$$\left\{ \begin{array}{l} V(x) = -\frac{qN_d}{2\varepsilon_s}(x^2 - 2xx_d) - \phi_{ns} \\ V(0) = -\phi_{ns} \\ V(x_d) = \frac{qN_d}{2\varepsilon_s}x_d^2 - \phi_{ns} \\ V(x_d) = -(\phi_{ns} - V_D + V) \\ n(0) = n_0 \exp\left(-\frac{qV_D}{k_0T}\right) \\ n(x_d) = n_0 = N_c \exp\left(-\frac{q\phi_n}{k_0T}\right) \end{array} \right. \quad \left. \begin{array}{l} \\ \\ \\ \end{array} \right\} x_d = \sqrt{\frac{2\varepsilon_r\varepsilon_0(V_D - V)}{qN_D}}$$

将以上结果代入电流公式，先计算公式的右边：

$$J \int_0^{x_d} \exp\left[-\frac{qV(x)}{k_0T}\right] dx = qD_n \left\{ n(x) \exp\left[-\frac{qV(x)}{k_0T}\right] \right\} \Big|_0^{x_d}$$

扩散理论公式推导

先计算右边：

$$qD_n \left\{ n(x) \exp\left[-\frac{qV(x)}{k_0T}\right] \right\} \Big|_0^{x_d}$$

$$= qD_n \left\{ n(x_d) \exp\left[-\frac{qV(x_d)}{k_0T}\right] \right\} - qD_n \left\{ n(0) \exp\left[-\frac{qV(0)}{k_0T}\right] \right\}$$

$$n(x_d) = n_0$$

$$V(x_d) = -(\phi_{ns} - V_D + V)$$

$$n(0) = n_0 \exp\left(-\frac{qV_D}{k_0T}\right)$$

$$V(0) = -\phi_{ns}$$

$$= qD_n n_0 \exp\frac{q(\phi_{ns} - V_D + V)}{k_0T} - qD_n n_0 \exp\frac{q(\phi_{ns} - V_D)}{k_0T}$$

$$= qD_n n_0 \exp\frac{q(\phi_{ns} - V_D + V)}{k_0T} - qD_n n_0 \exp\frac{q(\phi_{ns} - V_D)}{k_0T}$$

把含由外加电压V的项单独提出：

$$\text{右边} = qD_n n_0 \exp\frac{q(\phi_{ns} - V_D)}{k_0T} \left[\exp\left(\frac{qV}{k_0T}\right) - 1 \right]$$

扩散理论公式推导

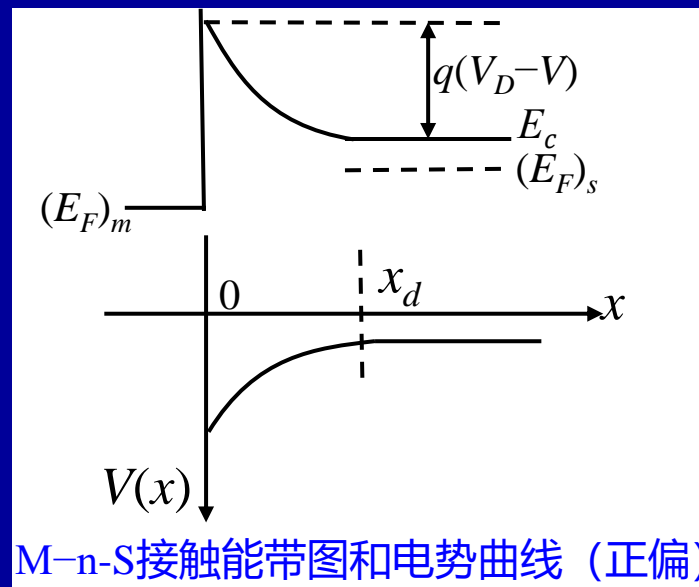
再计算电流公式左边：

$$J \int_0^{x_d} \exp\left[-\frac{qV(x)}{k_0T}\right] dx = qD_n \left\{ n(x) \exp\left[-\frac{qV(x)}{k_0T}\right] \right\} \Big|_0^{x_d}$$

首先：由于金属费米能级 $(E_F)_m$ 的位置为电势零点，所以 $V(x)$ 为负值， $-\frac{qV(x)}{k_0T}$ 为正值。随着 x 增大， $-\frac{qV(x)}{k_0T}$ 减小。由于 $\exp\left[-\frac{qV(x)}{k_0T}\right]$ 为 e 指数，所以会随着 x 的增加，而剧烈减小。

因此积分主要取决于 $x=0$ 附近的电势，此时 $2xx_d \gg x^2$ ，因此在积分的时候可以略去下式中的 x^2 项。

$$V(x) = -\frac{qN_d}{2\varepsilon_s}(x^2 - 2xx_d) - \phi_{ns}$$



扩散理论公式推导

计算式子左边:

$V(x)$ 已知,
将其代入
原式左边:

$$V(x) = -\frac{qN_d}{2\varepsilon_s}(x^2 - 2xx_d) - \phi_{ns}$$

$$J \int_0^{x_d} \exp\left[-\frac{qV(x)}{k_0T}\right] dx = qD_n \{n(x) \exp\left[-\frac{qV(x)}{k_0T}\right]\} \Big|_0^{x_d}$$

因此:

$$J \int_0^{x_d} \exp\left[-\frac{qV(x)}{k_0T}\right] dx$$

略去式中的 x^2

$$\approx J \int_0^{x_d} \exp\left\{\frac{q}{k_0T} \left[\frac{qN_d}{2\varepsilon_s} (x^2 - 2xx_d) + \phi_{ns}\right]\right\} dx$$

$$= J \int_0^{x_d} \exp\left(\frac{q\phi_{ns}}{k_0T}\right) \exp\left(-\frac{q^2N_dx_dx}{k_0T\varepsilon_s}\right) dx$$

$$= J \exp\left(\frac{q\phi_{ns}}{k_0T}\right) \int_0^{x_d} \exp\left(-\frac{q^2N_dx_dx}{k_0T\varepsilon_s}\right) dx$$

扩散理论公式推导

接上一页计算:

$$J \exp\left(\frac{q\phi_{ns}}{k_0 T}\right) \int_0^{x_d} \exp\left(-\frac{q^2 N_d x_d}{k_0 T \varepsilon_s} x\right) dx$$

$$= J \exp\left(\frac{q\phi_{ns}}{k_0 T}\right) \int_0^{x_d} \left(-\frac{k_0 T \varepsilon_s}{q^2 N_d x_d}\right) \exp\left(-\frac{q^2 N_d x_d}{k_0 T \varepsilon_s} x\right) d\left(-\frac{q^2 N_d x_d}{k_0 T \varepsilon_s} x\right)$$

$$= J \left(-\frac{k_0 T \varepsilon_s}{q^2 N_d x_d}\right) \exp\left(\frac{q\phi_{ns}}{k_0 T}\right) \int_0^{x_d} \exp\left(-\frac{q^2 N_d x_d}{k_0 T \varepsilon_s} x\right) d\left(-\frac{q^2 N_d x_d}{k_0 T \varepsilon_s} x\right)$$

$$= J \left(-\frac{k_0 T \varepsilon_s}{q^2 N_d x_d}\right) \exp\left(\frac{q\phi_{ns}}{k_0 T}\right) \exp\left(-\frac{q^2 N_d x_d}{k_0 T \varepsilon_s} x\right) \Big|_0^{x_d}$$

$$= J \left(-\frac{k_0 T \varepsilon_s}{q^2 N_d x_d}\right) \exp\left(\frac{q\phi_{ns}}{k_0 T}\right) \left[\exp\left(-\frac{q^2 N_d x_d^2}{k_0 T \varepsilon_s}\right) - 1\right]$$

$$= J \frac{k_0 T \varepsilon_s}{q^2 N_d x_d} \exp\left(\frac{q\phi_{ns}}{k_0 T}\right) \left[1 - \exp\left(-\frac{q^2 N_d x_d^2}{k_0 T \varepsilon_s}\right)\right]$$

扩散理论公式推导

接上一页计算:

$$\text{左边} = J \frac{k_0 T \varepsilon_s}{q^2 N_d x_d} \exp\left(\frac{q \phi_{ns}}{k_0 T}\right) \left[1 - \exp\left(-\frac{q^2 N_d x_d^2}{k_0 T \varepsilon_s}\right)\right]$$

要简化此式子, 必须将含有 $-\frac{q^2 N_d x_d^2}{k_0 T \varepsilon_s}$ 的式子简化

$$x_d = \sqrt{\frac{2 \varepsilon_s (V_D - V)}{q N_d}} \rightarrow \frac{q^2 N_d x_d^2}{2 \varepsilon_s} = q(V_D - V)$$

又由于扩散理论得假设中, 势垒高度远大于 $k_0 T$, 即

$$q(V_D - V) \gg k_0 T \rightarrow \frac{q^2 N_d x_d^2}{2 \varepsilon_s} \gg k_0 T \rightarrow -\frac{q^2 N_d x_d^2}{\varepsilon_s k_0 T} \ll -2 < 0$$

$$\exp\left(-\frac{q^2 N_d x_d^2}{k_0 T \varepsilon_s}\right) \ll 1 \rightarrow [1 - \exp\left(-\frac{q^2 N_d x_d^2}{k_0 T \varepsilon_s}\right)] \approx 1$$

因此:

$$\text{左边} = J \frac{k_0 T \varepsilon_s}{q^2 N_d x_d} \exp\left(\frac{q \phi_{ns}}{k_0 T}\right)$$

扩散理论公式推导

回到最开始处理过的电流公式：

$$J \int_0^{x_d} \exp\left[-\frac{qV(x)}{k_0T}\right] dx = qD_n \left\{ n(x) \exp\left[-\frac{qV(x)}{k_0T}\right] \right\} \Big|_0^{x_d}$$

$$\text{左边} = J \frac{k_0T\varepsilon_s}{q^2N_d x_d} \exp\left(\frac{q\phi_{ns}}{k_0T}\right)$$

$$\text{右边} = qD_n n_0 \exp\frac{q(\phi_{ns} - V_D)}{k_0T} \left[\exp\left(\frac{qV}{k_0T}\right) - 1 \right]$$

$$J \frac{k_0T\varepsilon_s}{q^2N_d x_d} \exp\left(\frac{q\phi_{ns}}{k_0T}\right) = qD_n n_0 \exp\frac{q(\phi_{ns} - V_D)}{k_0T} \left[\exp\left(\frac{qV}{k_0T}\right) - 1 \right]$$

除过去得：

$$J = \frac{q^3 D_n n_0 N_d x_d}{k_0 T \varepsilon_s} \exp\left(-\frac{qV_D}{k_0T}\right) \left[\exp\left(\frac{qV}{k_0T}\right) - 1 \right]$$

由于式子中还有 x_d ，
还不是 $J = J(V)$ 的显式。

将

$$x_d = \sqrt{\frac{2\varepsilon_s(V_D - V)}{qN_d}}$$

代入上式，整理得：

$$J = \frac{q^2 D_n n_0}{k_0 T} \sqrt{\left[\frac{2qN_d}{\varepsilon_s} (V_D - V) \right]} \exp\left(-\frac{qV_D}{k_0T}\right) \left[\exp\left(\frac{qV}{k_0T}\right) - 1 \right]$$

扩散理论公式推导

根据扩散理论求出的电流密度整理为：

$$J = \frac{q^2 D_n n_0}{k_0 T} \sqrt{\left[\frac{2qN_d}{\epsilon_s} (V_D - V) \right] \exp\left(-\frac{qV_D}{k_0 T}\right)} \left[\exp\left(\frac{qV}{k_0 T}\right) - 1 \right]$$

$$J = J_{sD} \left[\exp\left(\frac{qV}{k_0 T}\right) - 1 \right]$$

$$J_{sD} = \frac{q^2 D_n n_0}{k_0 T} \sqrt{\left[\frac{2qN_d}{\epsilon_s} (V_D - V) \right] \exp\left(-\frac{qV_D}{k_0 T}\right)}$$

$$\mu_n = \frac{q}{k_0 T} D_n \quad \sigma = q n_0 \mu_n$$

$$J_{sD} = \sigma \sqrt{\left[\frac{2qN_d}{\epsilon_s} (V_D - V) \right] \exp\left(-\frac{qV_D}{k_0 T}\right)}$$

扩散理论公式推导

根据扩散理论求出的电流密度为：

$$J = J_{sD} \left[\exp\left(\frac{qV}{k_0T}\right) - 1 \right]$$

$$J_{sD} = \sigma \sqrt{\left[\frac{2qN_d}{\varepsilon_s} (V_D - V) \right] \exp\left(-\frac{qV_D}{k_0T}\right)}$$

$$\sigma = qn_0\mu_n$$

电流密度主要由 e 指数 $\exp\left(\frac{qV}{k_0T}\right) - 1$ 所决定

当 $V > 0$ 时，若 $qV \gg k_0T$ ，则

(如 $T = 300\text{K}$ 时， $k_0T \approx 0.026\text{eV}$ ，只需要 $V \gg 0.026\text{V}$)

$$J = J_{sD} \exp\left(\frac{qV}{k_0T}\right)$$

当 $V < 0$ 时，若 $|qV| \gg k_0T$ ，则

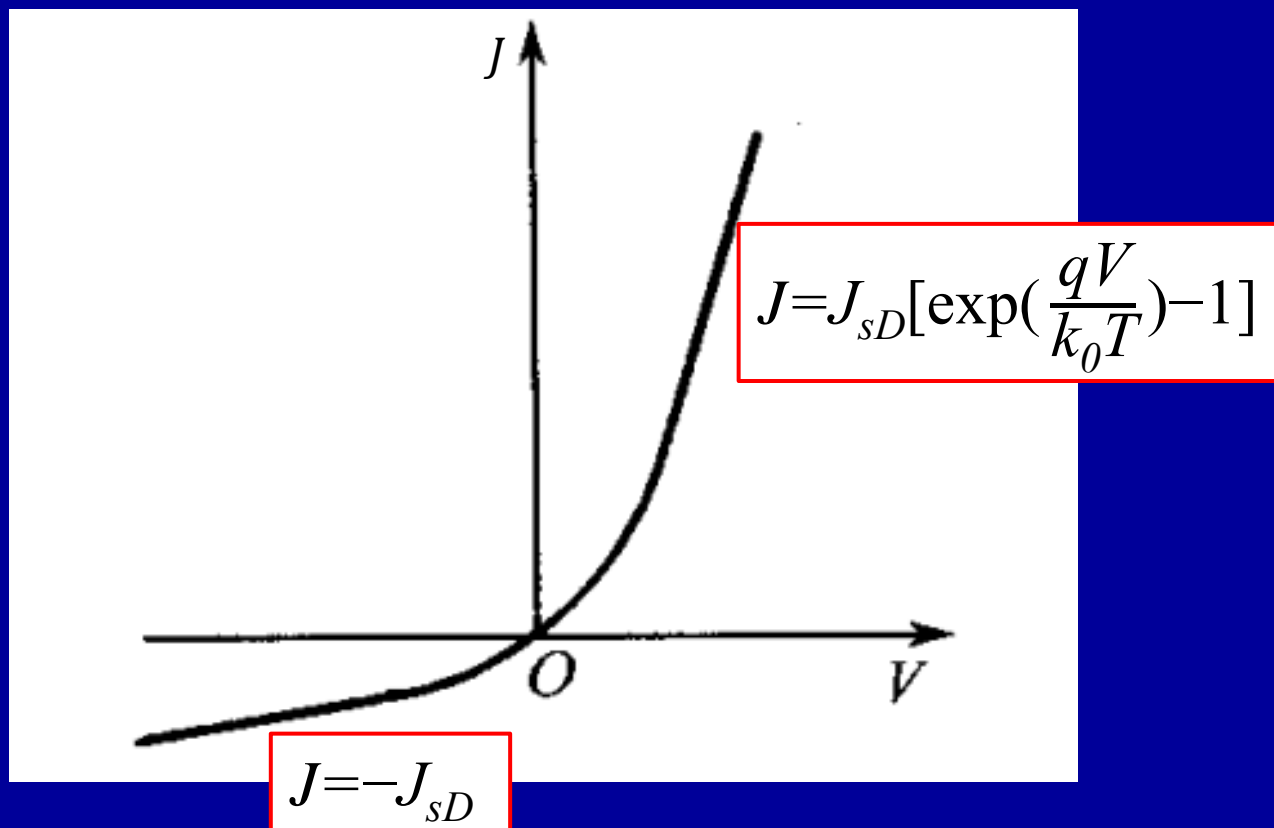
(如 $T = 300\text{K}$ 时，只需要 $V \ll -0.026\text{V}$)

$$J = -J_{sD}$$

J_{sD} ：反向饱和电流密度，实际会随反向电压而增大，并不饱和。

扩散理论公式小结

根据扩散理论求出的电流密度公式和伏安特性曲线：



$$J_{sD} = \sigma \sqrt{\left[\frac{2qN_d}{\epsilon_s} (V_D - V) \right] \exp\left(\frac{-qV_D}{k_0T}\right)}$$

$$\sigma = qn_0\mu_n$$

适用于：势垒宽度 \gg 电子平均自由程，即低载流子迁移率半导体。

热电子发射理论

热电子发射理论适用范围：

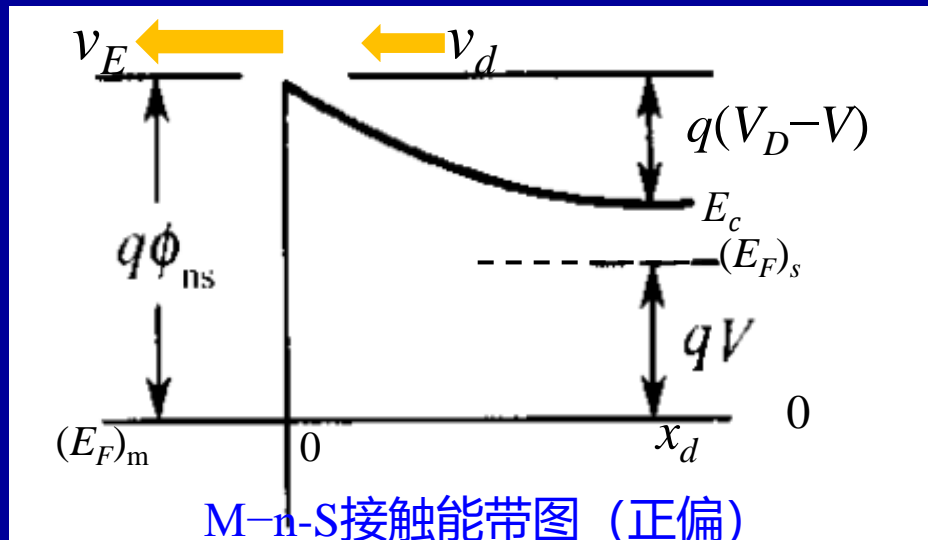
- ◆ 势垒宽度 \ll 电子平均自由程，即 $x_d \ll l_n$
- ◆ 对于通常的高迁移率半导体（如Si、GaAs），可以用热电子发射理论描述其输运过程。

热电子发射理论基于以下假设推导：

- ① 势垒高度远大于 k_0T ；
- ② 在决定发射的平面已建立起热平衡；
- ③ 净电流的存在不影响这种平衡，因而可以将两股电流叠加起来，即金属到半导体的电流和半导体到金属的电流，金属半导体各有不同的准费米能级；
- ④ $(E_F)_s$ 在整个耗尽区是水平的；
- ⑤ 势垒形状不重要，主要取决于势垒高度。

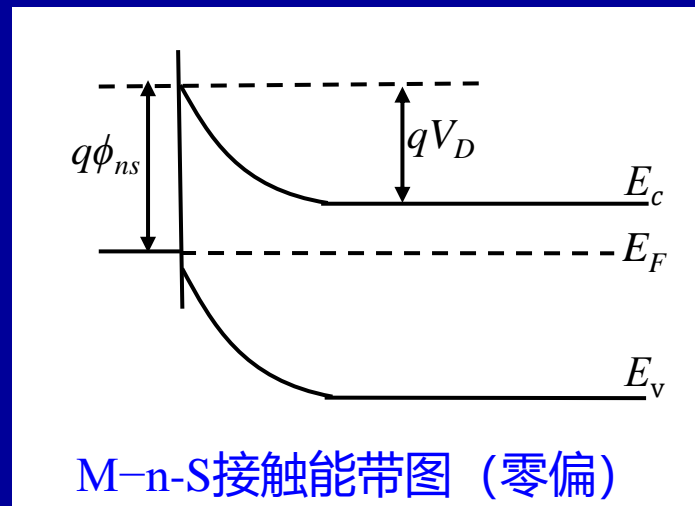
热电子发射理论

- ◆ 正偏时，电子以速度 v_d 从半导体电中性区扩散通过耗尽区，然后以速度 v_E 从半导体向金属发射，通常情况下， $v_d \ll v_E$ ，电流受M-S界面附近发射过程支配。
- ◆ 室温下大多数实用的肖特基势垒二极管的电流输运受到发射过程的限制，可以忽略载流子扩散通过耗尽层的效应。

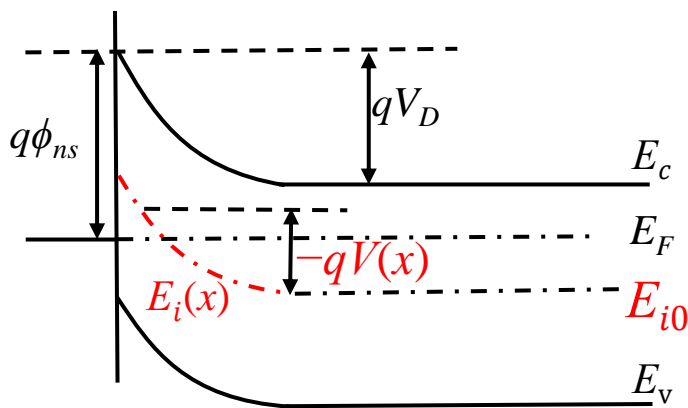


热电子发射理论

- ◆ **热电子**：当电子运动到势垒顶向金属发射时，能量比金属电子高出 $q\phi_{ns}$ ，进入金属之后碰撞释放出这份多余的能量，由于他们的等效温度高于金属中的电子，因而把这些电子看成是热的。
- ◆ 肖特基势垒二极管有时被称为**热载流子二极管**。这些进入金属中的载流子在很短的时间内就会和金属电子达到平衡，这个时间一般情况小于0.1纳秒。



热电子发射理论



M-n-S接触能带图 (零偏)

设半导体本征费米能级为 E_{i0} ，热平衡时**半导体电中性区**载流子浓度为：

$$n_0 = n_i e^{(E_F - E_{i0})/k_0 T}$$

$$p_0 = n_i e^{(E_{i0} - E_F)/k_0 T}$$

表面空间电荷区内，附加一个电势能 $-qV(x)$ ，则本征费米能级为：

$$E_i(x) = E_{i0} - qV(x)$$

表面**空间电荷区**内，载流子浓度为：

$$V_T = k_0 T / q$$

$$n(x) = n_i e^{[E_F - E_i(x)]/k_0 T} = n_i e^{[E_F - E_{i0} + qV(x)]/k_0 T} = n_0 e^{qV(x)/k_0 T} = n_0 e^{V(x)/V_T}$$

$$p(x) = n_0 e^{-qV(x)/k_0 T} = n_0 e^{-V(x)/V_T}$$

热电子发射理论

PN结或BJT的
 I - V 特性



连续性方程+边界条件



少子分布



电流密度



电流

肖特基势垒二极
管的 I - V 特性



半导体表面电势



界面多子电子浓度

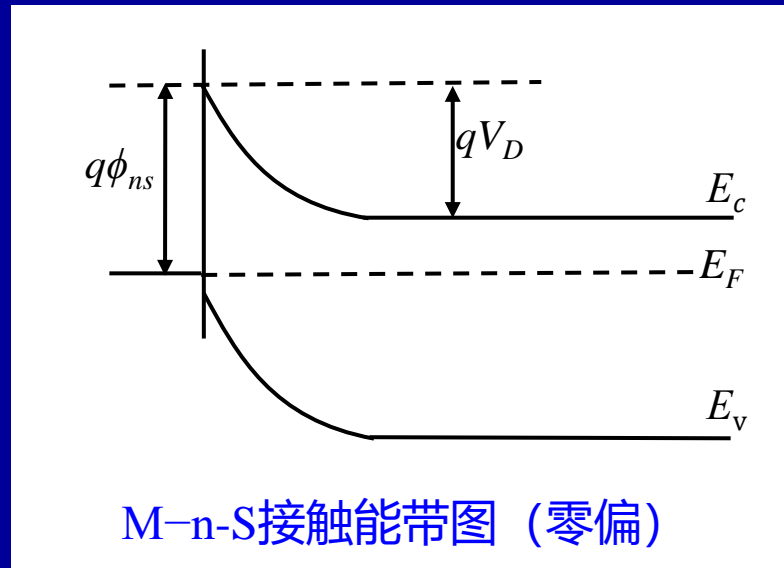


电流密度



电流

热电子发射理论



- ◆ 金-半接触后，半导体表面与内部存在电势差 V_S ，即表面势（ $V_S < 0$ ）。
- ◆ 取半导体内为电势零点，则表面势 $V_S = -V_D$
- ◆ 界面电子浓度（半导体表面位于势垒顶的电子浓度）可以表示为：

$$n_s = n_0 e^{V_S/V_T} = n_0 e^{-V_D/V_T} \quad \leftarrow \quad n(x) = n_0 e^{V(x)/V_T}$$

其中 n_0 可以表示为

$$n_0 = N_c e^{-(E_c - E_F)/k_0 T} = N_c e^{-V_n/V_T} \quad V_n = (E_c - E_F)/q$$

热电子发射理论

界面电子浓度

$$n_s = n_0 e^{-V_D/V_T} = N_c e^{-V_n/V_T} \cdot e^{-V_D/V_T} = N_c e^{-(V_n + V_D)/V_T}$$

$$V_n + V_D = \phi_{ns}$$

零偏压时, $n_s = N_c e^{-\phi_{ns}/V_T}$

当加偏压的时候上式依旧成立, 只不过把 ϕ_{ns} 换成 $\phi_{ns} - V$, 或者说外电压使电子浓度增加了 e^{V/V_T} 倍。

当加正偏压时, $n_s = N_c e^{[-V_n - (V_D - V)]/V_T} = N_c e^{-(\phi_{ns} - V)/V_T}$

上式说明正偏压降低了电子进入金属的能量阈值。

热电子发射理论

根据气体动力论，若金属表面处的电子浓度（即半导体表面位于势垒顶的电子浓度）为 n_s ($=N_c e^{-(\phi_{ns}-V)/V_T}$)，则：

单位时间通过单位面积进入金属的电子数为：

$$\frac{1}{4} n_s \bar{v}_{th}$$

热电子的平均热运动速度： $\bar{v}_{th} = \sqrt{\frac{8k_0T}{\pi m^*}}$ m^* 为电子有效质量

于是电子从半导体越过势垒向金属发射所形成的电流密度为： $J_{SM} = q \cdot \frac{1}{4} n_s \bar{v}_{th}$

热电子发射理论

将 $n_s = N_c e^{-(\phi_{ns} - V) / V_T}$ 代入 $J_{SM} = q \cdot \frac{1}{4} n_s \bar{v}_{th}$ 得到

电子从半导体越过势垒向金属发射所形成的电流密度：

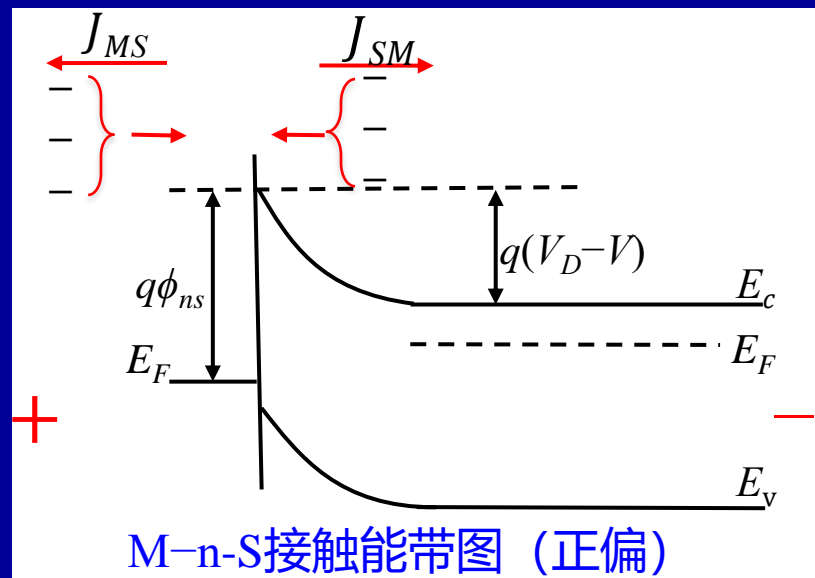
$$J_{SM} = \frac{q N_c \bar{v}_{th}}{4} e^{-(\phi_{ns} - V) / V_T}$$

与此同时电子从金属向半导体中发射的电流密度为：

$$J_{MS} = \frac{q N_c \bar{v}_{th}}{4} e^{-\phi_{ns} / V_T}$$

总的电流密度为：

$$J = J_{SM} - J_{MS}$$



热电子发射理论

总的电流密度为：

$$J = J_{SM} - J_{MS} = \frac{q N_c \bar{v}_{th}}{4} e^{-\phi_{ns}/V_T} (e^{V/V_T} - 1)$$

热电子的平均热运动速度：

$$\bar{v}_{th} = \sqrt{\frac{8k_0 T}{\pi m^*}}$$

m^* 为半导体中
电子有效质量

导带有效状态密度为：

$$N_c = \frac{2(2\pi m^* k_0 T)^{3/2}}{h^3}$$

总的电流密度表示为：

$$J = \frac{4\pi m^* q k_0^2}{h^3} T^2 e^{-\phi_{ns}/V_T} (e^{V/V_T} - 1)$$

$$J = J_{sT} (e^{V/V_T} - 1)$$

$$J_{sT} = \frac{4\pi m^* q k_0^2}{h^3} T^2 e^{-\phi_{ns}/V_T}$$

热电子发射理论

总的电流密度为：

$$J = J_{sT} (e^{V/V_T} - 1)$$

其中：

$$J_{sT} = \frac{4\pi m^* q k_0^2}{h^3} T^2 e^{-\phi_{ns}/V_T}$$

与温度无关的部分定义为有效理查德森常数 R^* ，它是用半导体电子有效质量代替自由电子质量后得到的热电子向真空中发射的Richardson常数：

R 为热电子向真空中发射的理查德森常数

$$R = \frac{4\pi m_0 q k_0^2}{h^3} = 120 \text{ A}/(\text{cm}^2 \cdot \text{K}^2)$$

$$R^* = \frac{4\pi m^* q k_0^2}{h^3}$$

$$R^* = R \frac{m^*}{m_0} = 120 \frac{m^*}{m_0} [\text{A}/(\text{cm}^2 \cdot \text{K}^2)]$$

m^* 为半导体电子有效质量
 m_0 为自由电子的有效质量

有效理查德森常数 R^* 的单位为 $\text{A}/(\text{cm}^2 \cdot \text{K}^2)$ ，其数值依赖于有效质量。

热电子发射理论

有效理查德常数 R^* ：

$$R^* = R \frac{m^*}{m_0} = 120 \frac{m^*}{m_0} \quad [\text{A}/(\text{cm}^2 \cdot \text{K}^2)]$$

m^* 为半导体电子有效质量
 m_0 为自由电子的有效质量

Ge、Si、GaAs 的 R^* (R^*/R) 值

半导体	Ge	Si	GaAs
P型	41 (0.34)	79 (0.66)	74 (0.62)
N型<111>	133 (1.11)	264 (2.2)	8 (0.068) (低电场) 144 (1.2) (高电场)
N型<100>	143 (1.19)	252 (2.1)	

例如：低电场下，对于N型和P型GaAs，有效理查德常数 R^* 分别为8和74。

热电子发射理论

总的电流密度为：

$$J = R^* T^2 e^{-\phi_{ns}/V_T} (e^{V/V_T} - 1) = J_{sT} (e^{V/V_T} - 1)$$

其中：

$$R^* = \frac{4\pi m^* q k_0^2}{h^3}$$

对于理想的肖特基势垒二极管， I - V 特性描述为：

正偏时：

$$J = J_{sT} (e^{V/V_T} - 1)$$

反偏时，则将 V 换为 $-V_R$ 即可：当 $qV_R \gg k_0T$ ，指数项可忽略。

$$J = J_{sT} (e^{-V_R/V_T} - 1) \approx -J_{sT}$$

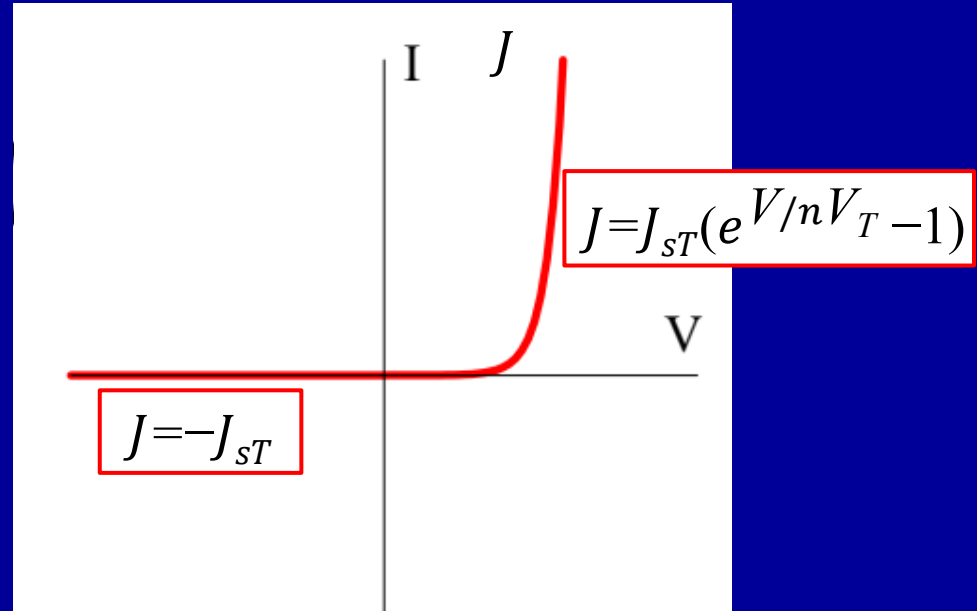
热电子发射理论

对于实际的肖特基势垒二极管， I - V 特性需要写为：

$$J = J_{sT}(e^{V/nV_T} - 1)$$

$$J_{sT} = R^* T^2 e^{-\phi_{ns}/V_T}$$

$$I = I_{sT}(e^{V/nV_T} - 1)$$



- ◆ 上式为理查德森-杜师曼方程，用于描述肖特基势垒二极管的实际 I - V 关系；
- ◆ n 称为理想因子，由非理想效应引起；
- ◆ 对于理想的肖特基势垒二极管， $n=1$ 。

热电子发射理论

理查德森-杜师曼方程：

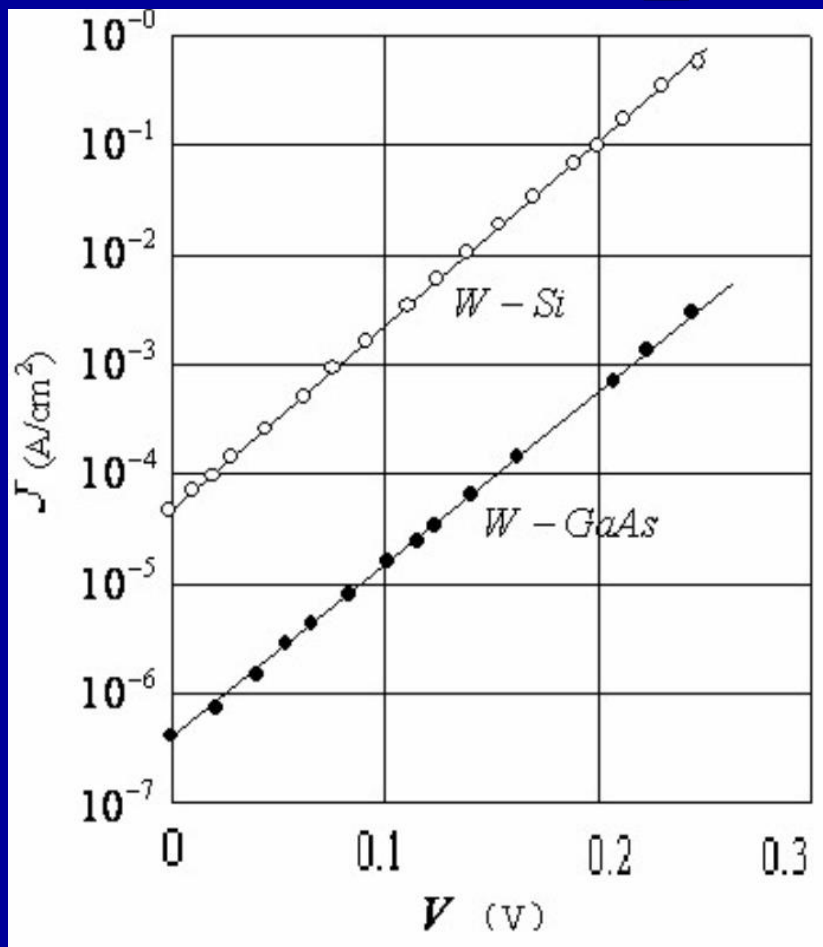
$$J = J_{sT}(e^{V/nV_T} - 1)$$

$$J_{sT} = R^* T^2 e^{-\phi_{ns}/V_T}$$

- ◆ 根据 J_{sT} 的表达式，理论上可以计算出反向电流大小，但是计算值会和实验数据出现偏差。
- ◆ 其原因之一是之前所介绍的**镜像力**的作用。
- ◆ 镜像力使势垒高度由 $q\phi_{ns}$ 降低为 $q(\phi_{ns} - \Delta\phi)$ ，则相应的饱和电流为：
$$J_{sT} = R^* T^2 e^{-(\phi_{ns} - \Delta\phi)/V_T}$$
- ◆ 用上式描述肖特基势垒二极管的 I - V 特性更为精确，特别是反向偏压的情况。

热电子发射理论

理查德森-杜师曼方程：



W-Si和W-GaAs肖特基势垒二极管
正向电流密度与电压的实际关系

$$J = J_{sT} (e^{V/nV_T} - 1)$$

$$\ln J = \ln J_{sT} + V/nV_T$$

使曲线延伸至 $V=0$ ，可得出 J_{sT} ，用
 $J_{sT} = R^* T^2 e^{-\phi_{ns}/V_T}$ 可算出势垒高度。

理想因子 n 可由曲线斜率计算。

左图中W-Si二极管 $n=1.02$

W-GaAs二极管 $n=1.04$

可见， $J = J_{sT} (e^{V/nV_T} - 1)$ 较好地适用于Si、Ge和GaAs等常用半导体材料的肖特基势垒。

热电子发射理论

少数载流子电流：

- ◆ 热电子发射电流是跨越肖特基势垒的多子（电子）电流。除了多子电流以外，还有少电流存在，它是由空穴从金属注入半导体中形成的。
- ◆ 空穴注入的情况与P+N结相同，电流可写为（ A 为面积）：

$$J_p(x_n) = -qD_p \left. \frac{d\Delta p}{dx} \right|_{x=x_n} = \frac{qD_p}{L_p} p_{n0} \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right]$$
$$I_p = \frac{qAD_p n_i^2}{N_D L_p} (e^{V/V_T} - 1)$$
$$p_{n0} = \frac{n_i^2}{N_D}$$
$$V_T = k_0 T / q$$

PN结少子空穴电流（第二章PN结二极管第3第4讲公式）

热电子发射理论

肖特基势垒
少子电流:

$$I_p = I_{p0}(e^{V/V_T} - 1)$$

$$n_i^2 = N_c N_v e^{-E_g/k_0 T}$$

$$I_{p0} = \frac{q A D_p n_i^2}{N_d L_p} = \frac{q A D_p N_c N_v}{N_d L_p} e^{-E_g/k_0 T}$$

肖特基势垒
热电子电流:

$$I = I_{sT}(e^{V/nV_T} - 1)$$

$$I_{sT} = A R^* T^2 e^{-q\phi_{ns}/k_0 T}$$

- ◆ 由于在Si这样的共价键半导体中 $q\phi_{ns}$ 比 E_g 小很多, 而 e 指数函数变化是剧烈的。
- ◆ 热电子电流远大于少数载流子电流, 因此肖特基接触器件是一种单极型器件。
- ◆ 单极型器件是指基本上只有一种类型的载流子参与导电过程的半导体器件。

热电子发射理论

例题：硅肖特基结的肖特基势垒高度 $\phi_{ns}=0.59V$ ，有效理查德森常数 $R^*=114A/(cm^2 \cdot K^2)$ ，横截面积 $A=10^{-4}cm^2$ ， $T=300K$ 时，计算
(a) 理想反向饱和电流， (b) 正向偏压 $V=0.30V$ 时的二极管电流。

解： (a)理想反向饱和电流

$$V_T = k_0 T / q \approx 0.0259V$$

$$I_{sT} = AR^* T^2 e^{-\phi_{ns}/V_T}$$

$$\begin{aligned} I_{sT} &= 10^{-4} \times 114 \times (300)^2 \times e^{-0.59/0.0259} \\ &= 1.31 \times 10^{-7} A \end{aligned}$$

(b) 正向偏压 $V=0.30V$ 时的二极管电流

$$\begin{aligned} I &= I_{sT} (e^{V/V_T} - 1) = 1.31 \times 10^{-7} \times (e^{0.30/0.0259} - 1) \\ &= 0.014A = 140mA \end{aligned}$$

热电子发射理论小结

- ◆ **热电子**：当电子来到势垒顶向金属发射时，能量比金属电子高出 $q\phi_{ns}$ ，进入金属之后碰撞释放出这份多余的能量，由于它们的等效温度高于金属中的电子，因而把这些电子看成是热电子。
- ◆ 电流-电压特性（理查德森-杜师曼方程）
$$J = J_{sT}(e^{V/nV_T} - 1) \quad J_{sT} = R^* T^2 e^{-\phi_{ns}/V_T}$$
- ◆ 与多子电子电流比较，**少子空穴电流可忽略。**

肖特基势垒二极管的两种理论对比

热电子发射理论

扩散理论

I-V 特性:

$$J = J_{sT}(e^{V/nV_T} - 1)$$

$$J_{sT} = R^* T^2 e^{-\phi_{ns}/V_T}$$

J_{sT} 与外加电压无关, 与 ϕ_{ns} 相关, 是一个更强烈依赖于温度的函数。

形式相同

I-V 特性:

$$J = J_{sD}[\exp(\frac{qV}{k_0 T}) - 1] = J_{sD}(e^{V/V_T} - 1)$$

$$J_{sD} = \sigma \sqrt{\left[\frac{2qN_d}{\epsilon_s} (V_D - V) \right] \exp(\frac{-qV_D}{k_0 T})}$$

J_{sD} 与外加电压相关, 与 V_D 相关, 实际并不饱和。

适用范围:

当n型阻挡层很薄, 以至于电子平均自由程远大于势垒宽度时, 电子在势垒区的碰撞可以忽略。因此, 这时起决定作用的是势垒高度。

适用范围:

对于n型厚阻挡层, 当势垒宽度比电子平均自由程大得多时, 电子通过势垒区将发生多次碰撞。