



第四章

半导体的导电性



第四章

4.1 载流子的漂移运动和迁移率

4.2 载流子的散射

4.3 迁移率与杂质浓度和温度的关系

4.4 电导率与杂质浓度和温度的关系

4.5 强电场下的效应、热载流子

4.6 耿氏效应





4.1 载流子的漂移运动和迁移率

一、欧姆定律的微分形式

欧姆定律

$$I = V/R$$

其中

$$R = \rho \frac{L}{S} = \frac{1}{\sigma} \frac{L}{S}$$

$$J = \frac{I}{S} \quad \text{即} \quad I = JS$$

$$V = |\vec{E}|L$$

可得到:

$$J = \sigma |\vec{E}|$$

这就是**欧姆定律的微分形式**，它反映了通过导体中某一点的电流密度与该处的电场强度及材料的电导率之间的关系。



二、漂移速度、漂移迁移率

- 载流子在电场力作用下的定向运动称为**漂移运动**。
- 定向运动的速度称为**漂移速度** $\overline{v_d}$ 。

1、**漂移速度 $\overline{v_d}$ 是一个平均值，且是一个有限值。**

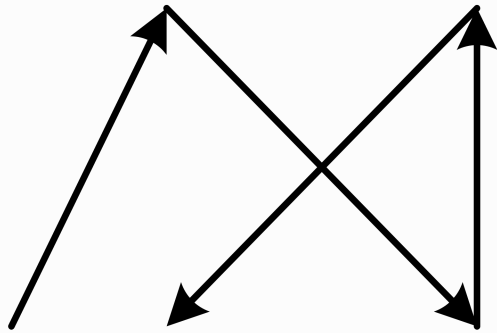
无外力时，电子做随机的热运动，在热平衡条件下，电子的平均动能满足：

$$\frac{1}{2} m_n v^2 = \frac{3}{2} k_o T$$

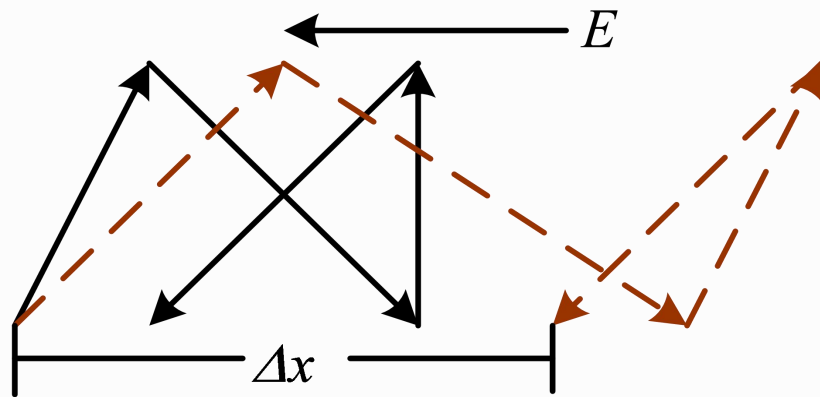


二、漂移速度、漂移迁移率

电子在做无规则热运动过程中，与其它粒子发生碰撞，即遭到散射。



热平衡时，电子的热运动完全随机，所以净电流为零。



有外力时，
电子一方面作**漂移运动**，
另一方面要**受到散射**。



二、漂移速度、漂移迁移率

2、漂移迁移率

求通过导体任一截面的电流密度

A和B两个截面间的电子数为

$$\bar{n}v_d \times l \times S$$

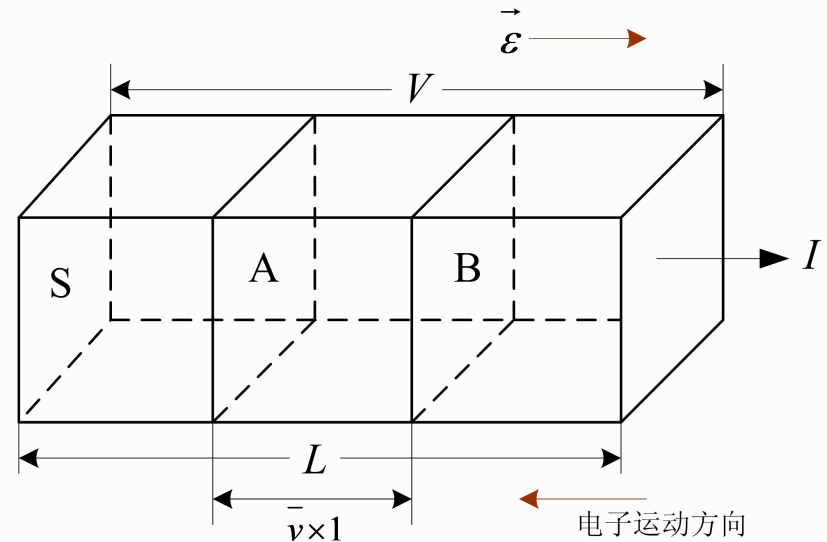
通过A面的电流强度为

$$I = -nqv_d \times l \times S$$

可得：

$$J_n = \frac{I}{S} = -nqv_d = \sigma |\vec{E}|$$

$$J = nq\mu |\vec{E}| = \sigma |\vec{E}|$$



电导率可表示为：

$$\sigma = nq\mu$$



二、漂移速度、漂移迁移率

$$\text{即 } \overline{v_d} = \mu \left| \vec{E} \right|$$

μ 为载流子迁移率

因为电子逆电场方向运动，平均漂移速度为负，而习惯上迁移率只取正值

$$\mu = \left| \frac{\overline{v_d}}{\vec{E}} \right|$$

➤ 迁移率是单位电场强度下载流子的平均漂移速度的绝对值

➤ 反应载流子在电场中漂移运动的难易程度

➤ 在相同的外电场作用下： $\mu_n > \mu_p$



三、半导体中载流子的漂移运动

电子和空穴漂移方向相反，但形成的漂移电流密度与电场方向一致

$$J = J_n + J_p = (nq\mu_n + pq\mu_p) |\vec{E}| = \sigma |\vec{E}|$$

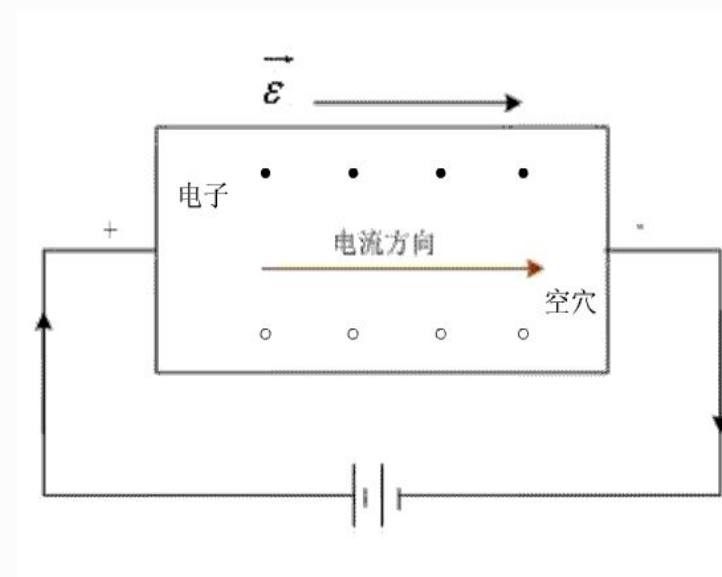
可以得到半导体的电导率为：

$$\sigma = nq\mu_n + pq\mu_p$$

n型半导体： $\sigma = nq\mu_n$

p型半导体： $\sigma = pq\mu_p$

本征半导体： $\sigma = n_i q (\mu_n + \mu_p)$





4.2 载流子的散射

一、散射的基本介绍

1、散射的机理

载流子发生不同状态 (k) 的跃迁。

2、散射的原因

晶格周期性势场遭到破坏而存在附加势场。

3、散射机构

(1) 杂质 (**电离杂质**; 中性杂质)

(2) **晶格振动**

(3) 原子空位

(4) 填隙原子

(5) 位错

(6) 晶体的边界 (或晶粒边界)

(7) 层错

4、散射几率

单位时间内一个载流子受到散射的次数称为散射几率。
散射几率大，受散射的程度就强。

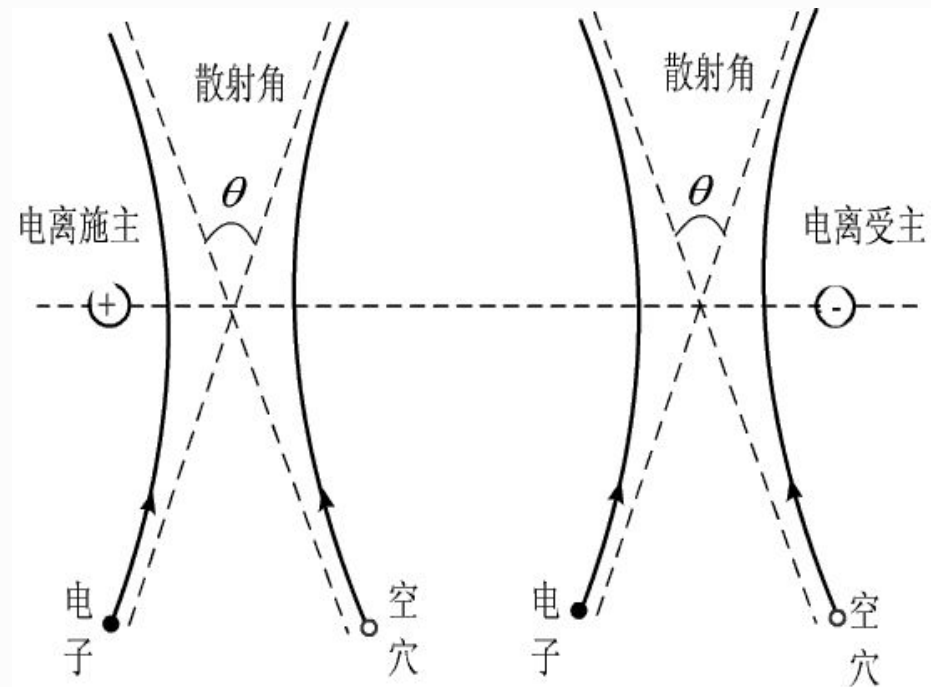


二、电离杂质散射

在电离施主或电离受主周围形成一个库仑势场，局部地破坏了杂质附近晶格的周期性势场，引起载流子的散射。

$$P_i \propto \frac{N_i}{v^3}$$

$$P_i \propto N_i T^{-3/2}$$



■ N_i ($N_D + N_A$) 越高，散射几率越大；

■ 温度升高导致载流子的热运动速度增大，更容易掠过电离杂质周围的库仑势场，散射的几率反而越小。

三、晶格振动的散射

- 半导体中格点原子的振动引起载流子的散射，称为**晶格振动散射**。
- 格点原子的振动都是由若干个不同基本波动（格波）按照波的迭加原理迭加而成。

1、格波

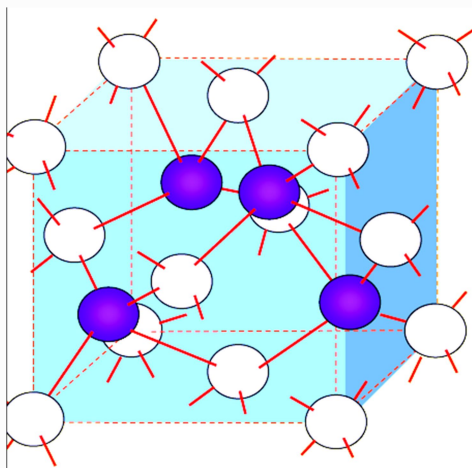
其波矢用 q 表示，其大小为 $|\vec{q}| = 1/\lambda$ ， λ 为格波的波长， q 的方向代表格波传播的方向。

- 晶体中一个格波波矢 q 对应了不止一个格波
 - 独立的 q 数=原胞数 N
 - 每个 q 对应的格波数= $3n$ (n 为原胞中的原子数)

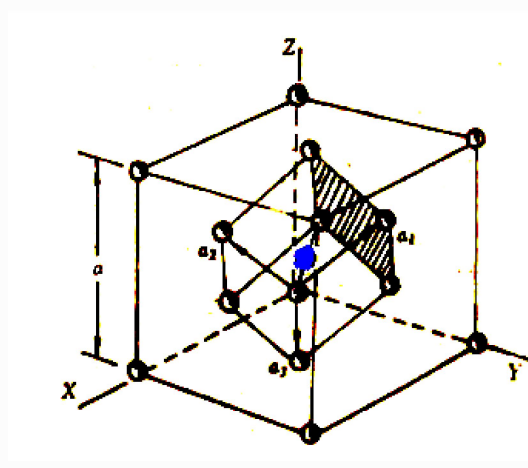


三、晶格振动的散射

■对于Si, Ge及GaAs, 原胞中含有**两个原子**, 每个 q 有**6个格波**



晶胞



原胞

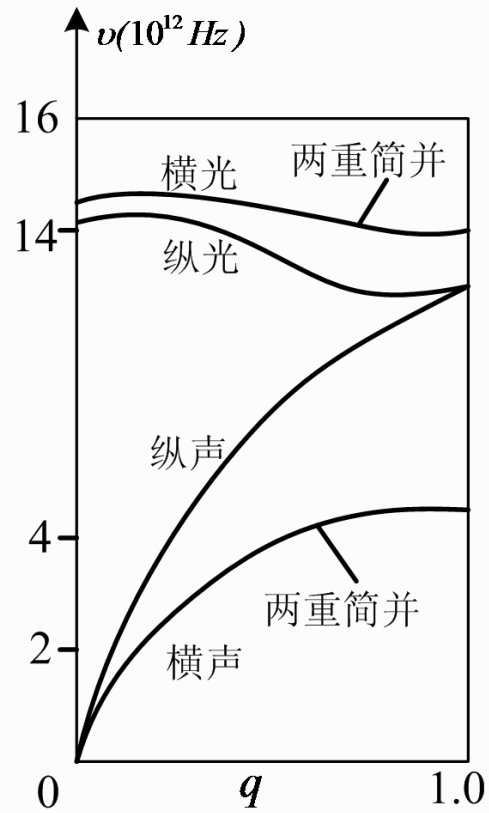
■频率低的三支为声学波, 包含一支纵声学波和两支横声学波。

■频率高的三支为光学波, 包括一支纵光学波和两支横光学波。

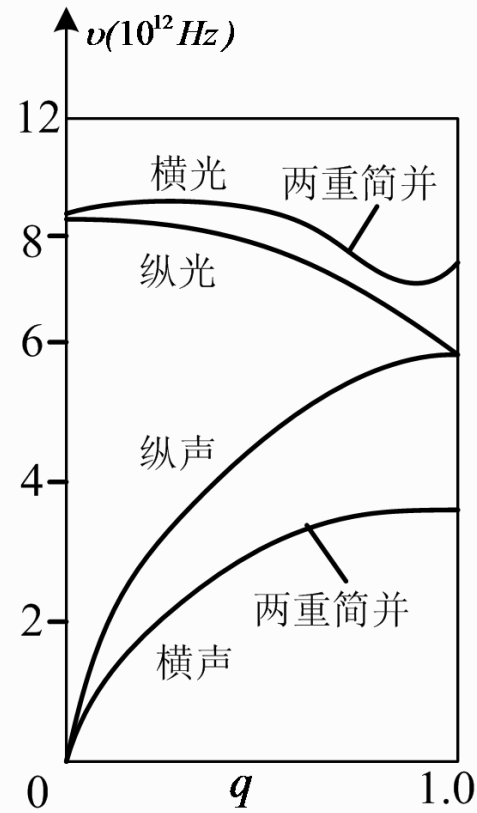
■对于由 N 个原胞组成的半导体, 共有 **$6N$ 支不同的格波**。



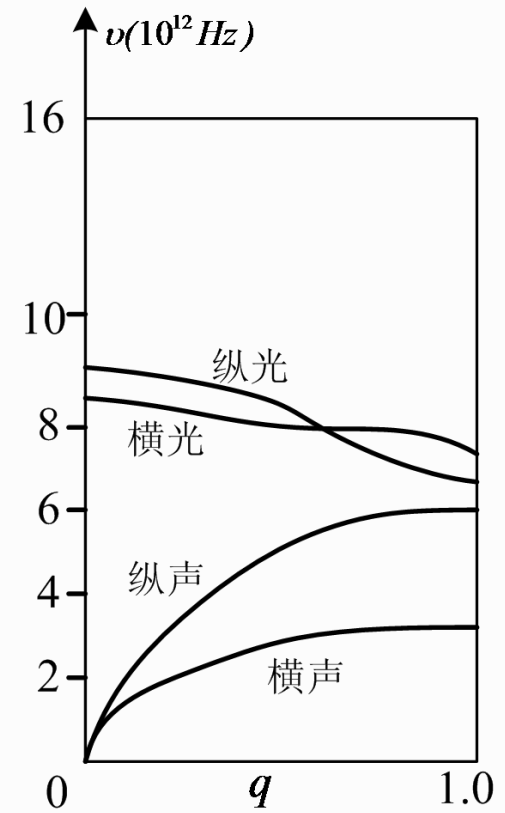
三、晶格振动的散射



Si



Ge

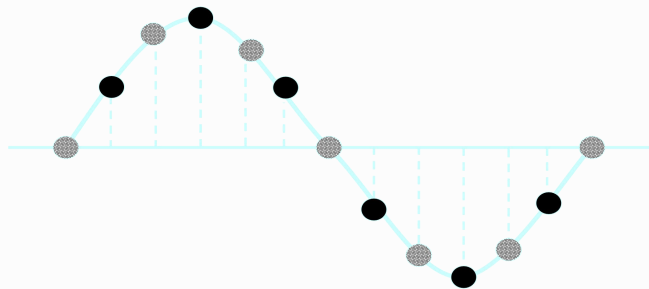


GaAs

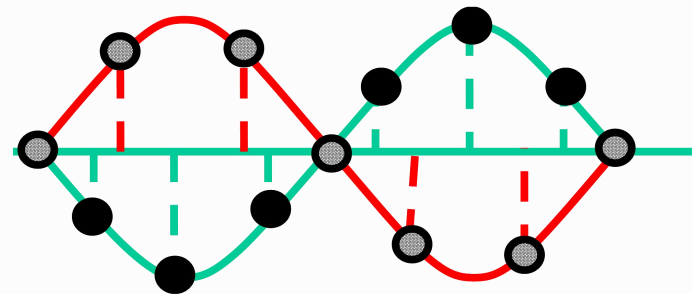


三、晶格振动的散射

- 纵波：疏密相间
- 横波：起伏相间
- 声学波：原胞中两个原子沿同一方向振动，长波的声学波代表原胞质心的振动
- 光学波：原胞中两个原子的振动方向相反，长波的光学波原胞质心不动



声学波



光学波



三、晶格振动的散射

声子

频率为 ν_i 的一个格波，其能量是量子化的，即：

$$\frac{1}{2}h\nu_i, \frac{3}{2}h\nu_i \cdots (n + \frac{1}{2})h\nu_i$$

- 把格波的能量子称为声子。
- 电子在晶格中被格波散射可以看作是电子与声子的相互作用，而且电子和声子的碰撞也遵守准动量守恒和能量守恒定律。



三、晶格振动的散射

2、声学波散射(长纵声学波)

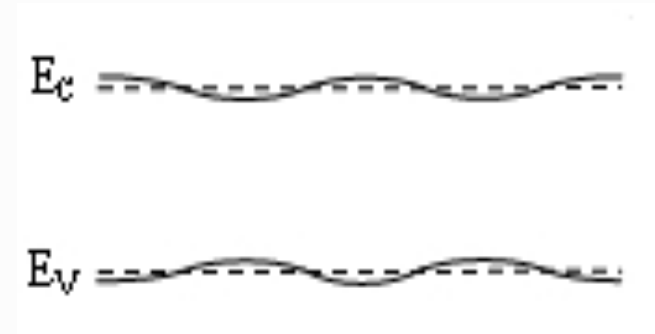
➤ 纵波——疏密相间

➤ 声学波原胞中两个原子的振动方向相同

■ 原子间距的改变导致禁带宽度产生起伏，破坏晶格周期性势场。



(a) 纵声学波



(b) 纵声学波引起的能带改变

$$P_s \propto T^{3/2}$$

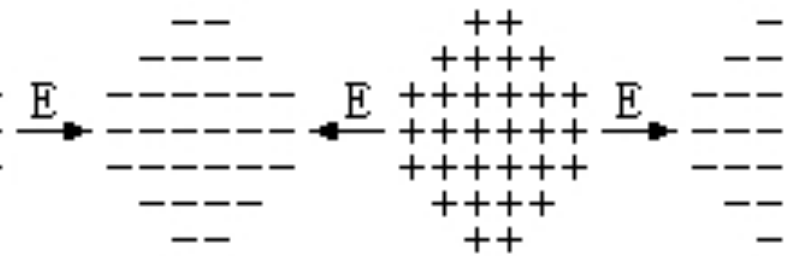


三、晶格振动的散射

3、光学波散射（长纵光学波）



(a) 纵光学波



(b) 纵光学波的电极化

- 在化合物半导体中，组成晶体的两种原子负电性不同
- 光学波是相邻原子相位相反的振动

■ 正负离子的振动位移相反，引起电极化现象，产生附加势场。



三、晶格振动的散射

散射几率为：
$$P_0 \propto \frac{(h\nu_l)^{3/2}}{(k_0T)^{1/2}} \frac{\overline{n_q}}{f\left(\frac{h\nu_l}{k_0T}\right)}$$

$$\overline{n_q} = \frac{1}{\exp\left(\frac{h\nu_l}{k_0T}\right) - 1} \quad \text{为平均声子数}$$

$f\left(\frac{h\nu_l}{k_0T}\right)$ 是随 $\frac{h\nu_l}{k_0T}$ 缓慢变化的函数；其值为0.6--1。

P_0 与温度的关系主要取决于平均声子数： $P_0 \propto \overline{n_q}$

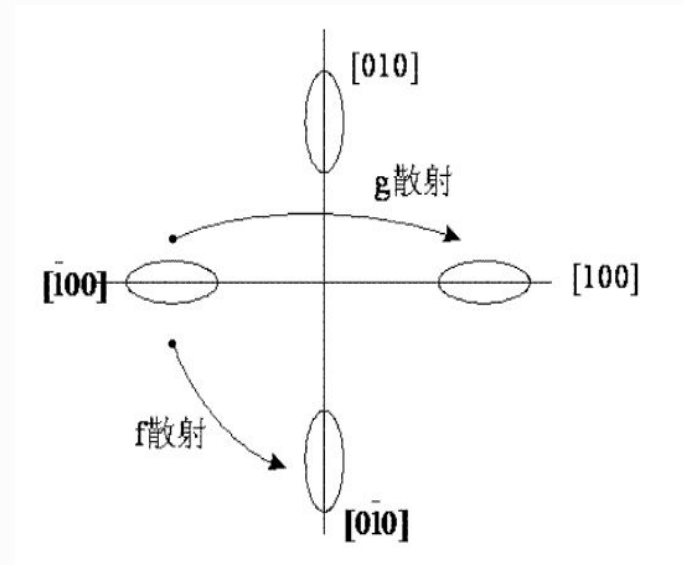
低温下 P_0 较小；温度升高，平均声子数增大， P_0 增大。



四、其它散射机构

1. 等同能谷的谷间散射

在多能谷的半导体中，电子从一个能谷附近散射到另一个能谷附近。



2. 中性杂质散射

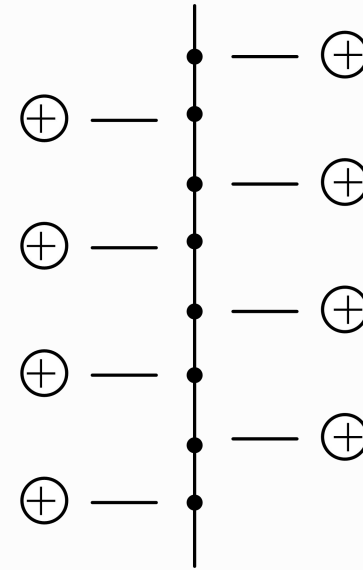
在杂质浓度很高的重掺杂半导体中，温度很低的情况下，才需要考虑。



四、其它散射机构

3. 位错散射

位错线俘获电子，形成一串负电中心，在其周围形成一个圆柱形正空间电荷区，引起载流子散射。



4. 合金散射

对于多元化合物半导体混合晶体，当其中两种同族原子在其晶格中相应的位置上随机排列时，对周期性势场产生微扰，引起对载流子的散射。



- 通常情况下，Si，Ge元素半导体的主要散射机构是
电离杂质散射和声学波散射；
- GaAs的主要散射机构是
电离杂质散射、声学波散射和光学波散射。





4.3 迁移率与杂质浓度和温度的关系

一、平均自由时间

载流子在电场中作漂移运动时，只有连续两次散射之间的时间内才加速运动，这段时间称为自由时间，多次自由时间的平均值，称为载流子的平均自由时间 τ 。

散射几率 P 和 τ 之间有什么关系呢？

如果 $N(t)$ 是在 t 时刻还未被散射的电子数，则 $N(t + \Delta t)$ 就是 $t + \Delta t$ 时刻还没有被散射的电子数， $t \rightarrow t + \Delta t$ 时间内被散射的电子数为

$$N(t) - N(t + \Delta t) = N(t)P\Delta t$$



一、平均自由时间

$$\lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{N(t + \Delta t) - N(t)}{\Delta t} = \frac{dN(t)}{dt} = -N(t)P$$

由上式得到 t 时刻尚未遭散射的电子数

$$N(t) = N_0 e^{-Pt}$$

$t=0$ 时所有 N_0 个电子都未遭散射

在 dt 时间内遭到散射的电子数等于 $N(t)Pdt = N_0 e^{-Pt}Pdt$ ，若电子的自由时间为 t ，则

$$\tau = \frac{1}{N_0} \int_0^{\infty} N_0 P t e^{-Pt} dt = \frac{1}{P}$$

■ 平均自由时间等于散射几率的倒数。



二、迁移率与平均自由时间的关系

如果 m_n^* 各向同性，电场 $|\vec{E}|$ 沿 x 方向，在 $t=0$ 时刻某电子遭散射，散射后该电子在 x 方向速度分量为 v_{x0} ，下一次被散射时的速度 v_x

$$v_x = v_{x0} - \frac{q|\vec{E}|}{m_n^*} t$$

两边平均

$$\langle v_x \rangle = \langle v_{x0} \rangle - \left\langle \frac{q|\vec{E}|}{m_n^*} t \right\rangle$$

$$\overline{v_d} = 0 - \frac{1}{N_0} \int_0^\infty \frac{q}{m_n^*} |\vec{E}| t N_0 P e^{-Pt} dt = -\frac{q}{m_n^*} \frac{1}{P} |\vec{E}| = -\frac{q}{m_n^*} \tau_n |\vec{E}|$$

1/P



二、迁移率与平均自由时间的关系

根据迁移率的定义 $\mu = \left| \frac{v_d}{E} \right|$

电子的迁移率

$$\mu_n = \frac{q\tau_n}{m_n^*}$$

空穴的迁移率为

$$\mu_p = \frac{q\tau_p}{m_p^*}$$

半导体材料的电导率为：

$$\sigma = nq\mu_n + pq\mu_p = \frac{nq^2\tau_n}{m_n^*} + \frac{pq^2\tau_p}{m_p^*}$$

$$\text{N型: } \sigma = nq\mu_n = \frac{nq^2\tau_n}{m_n^*}$$

$$\text{P型: } \sigma = pq\mu_p = \frac{pq^2\tau_p}{m_p^*}$$



二、迁移率与平均自由时间的关系

对于实际的半导体材料， m_n^* 各向异性，需要用**电导有效质量**代替式中的有效质量。

以硅为例： 设电场沿x方向

$$J_x = \frac{n}{3} q \mu_1 E_x + \frac{n}{3} q \mu_2 E_x + \frac{n}{3} q \mu_3 E_x = n q \mu_c E_x$$

$$\mu_c = \frac{q \tau_n}{m_n^*}$$

电子的电导有效质量 $m_n^* = m_{cn}^* = \frac{3m_l m_t}{2m_l + m_t}$



三、迁移率与杂质浓度和温度的关系

$$\mu \propto \tau \propto \frac{1}{P}$$

电离杂质散射: $P_i \propto N_i T^{-3/2}$ $\mu_i \propto N_i^{-1} T^{3/2}$

声学波散射: $P_s \propto T^{3/2}$ $\mu_s \propto T^{-3/2}$

光学波散射: $P_0 \propto \left(e^{\frac{h\nu_l}{k_0 T}} - 1 \right)^{-1}$ $\mu_0 \propto \left(e^{\frac{h\nu_l}{k_0 T}} - 1 \right)$



三、迁移率与杂质浓度和温度的关系

一般情况下，几种散射机构同时存在，则：

$$P = P_1 + P_2 + P_3 + \dots$$

$$\frac{1}{\tau} = P = P_1 + P_2 + P_3 + \dots = \frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2} + \frac{1}{\tau_3} + \dots = \sum_i \frac{1}{\tau_i}$$

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{\mu_1} + \frac{1}{\mu_2} + \frac{1}{\mu_3} + \dots = \sum_i \frac{1}{\mu_i}$$



三、迁移率与杂质浓度和温度的关系

杂质半导体

掺杂的Si, Ge: 主要的散射机构是电离杂质散射和声学波散射

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{\mu_i} + \frac{1}{\mu_s}$$

其中

$$\mu_s = \frac{q}{m_n^*} \cdot \frac{1}{AT^{3/2}}$$

$$\mu_i = \frac{q}{m_n^*} \cdot \frac{T^{3/2}}{BN_i}$$

得:

$$\mu = \frac{q}{m_n^*} \cdot \frac{1}{AT^{3/2} + \frac{BN_i}{T^{3/2}}}$$



三、迁移率与杂质浓度和温度的关系

$$\mu = \frac{q}{m_n^*} \cdot \frac{1}{AT^{3/2} + \frac{BN_i}{T^{3/2}}}$$

I: 电离杂质散射为主

$$\mu = \frac{q}{m_n^*} \cdot \frac{T^{3/2}}{BN_i}$$

II: 晶格振动散射为主

$$\mu \approx \frac{q}{m_n^*} \cdot \frac{1}{AT^{3/2}}$$



①若 N_i 较小——II

随温度的升高，迁移率减小。

②当 N_i 较大，温度低——I

随温度的升高，迁移率增大。

③当 N_i 较大，温度很高——II

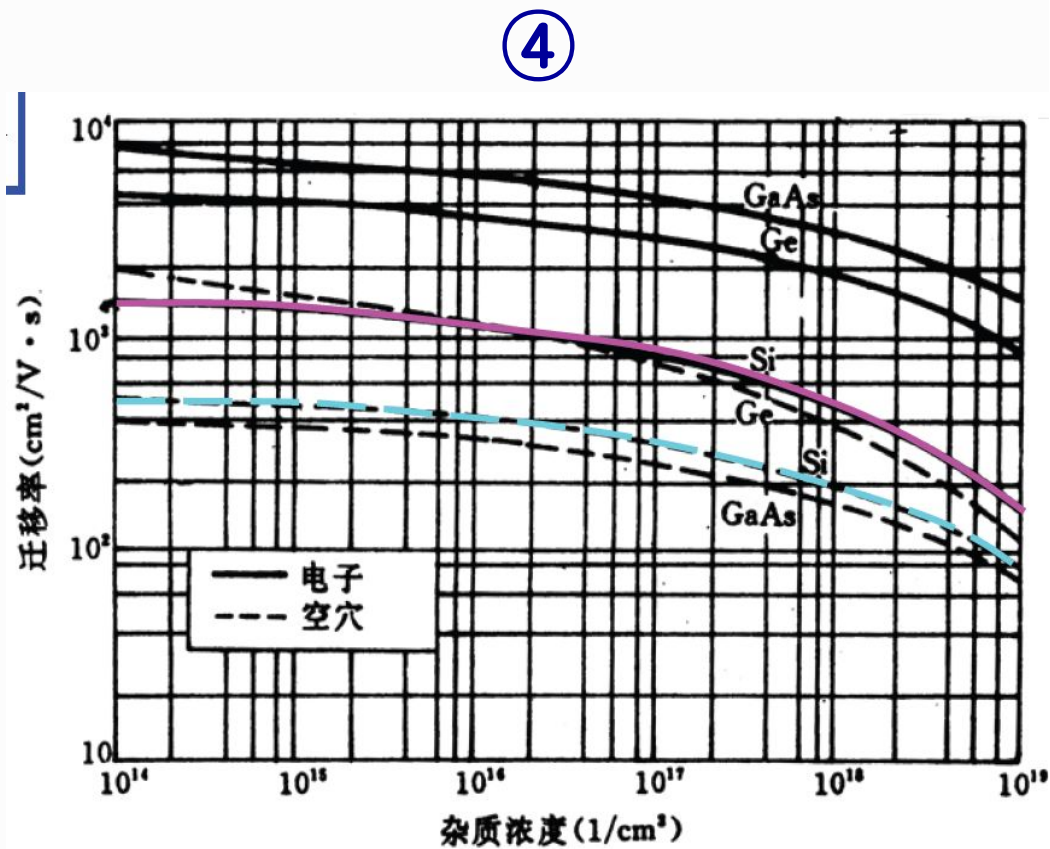
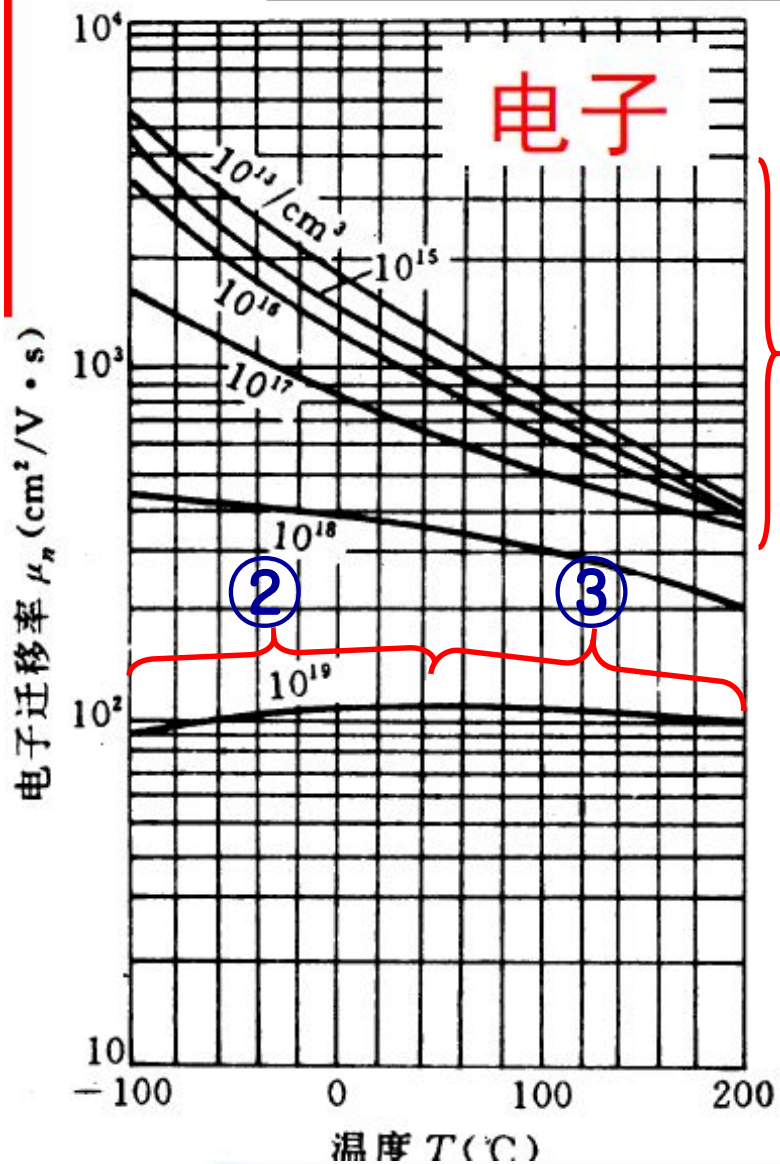
随温度的升高，迁移率减小。

④温度不变， N_i 增大——I

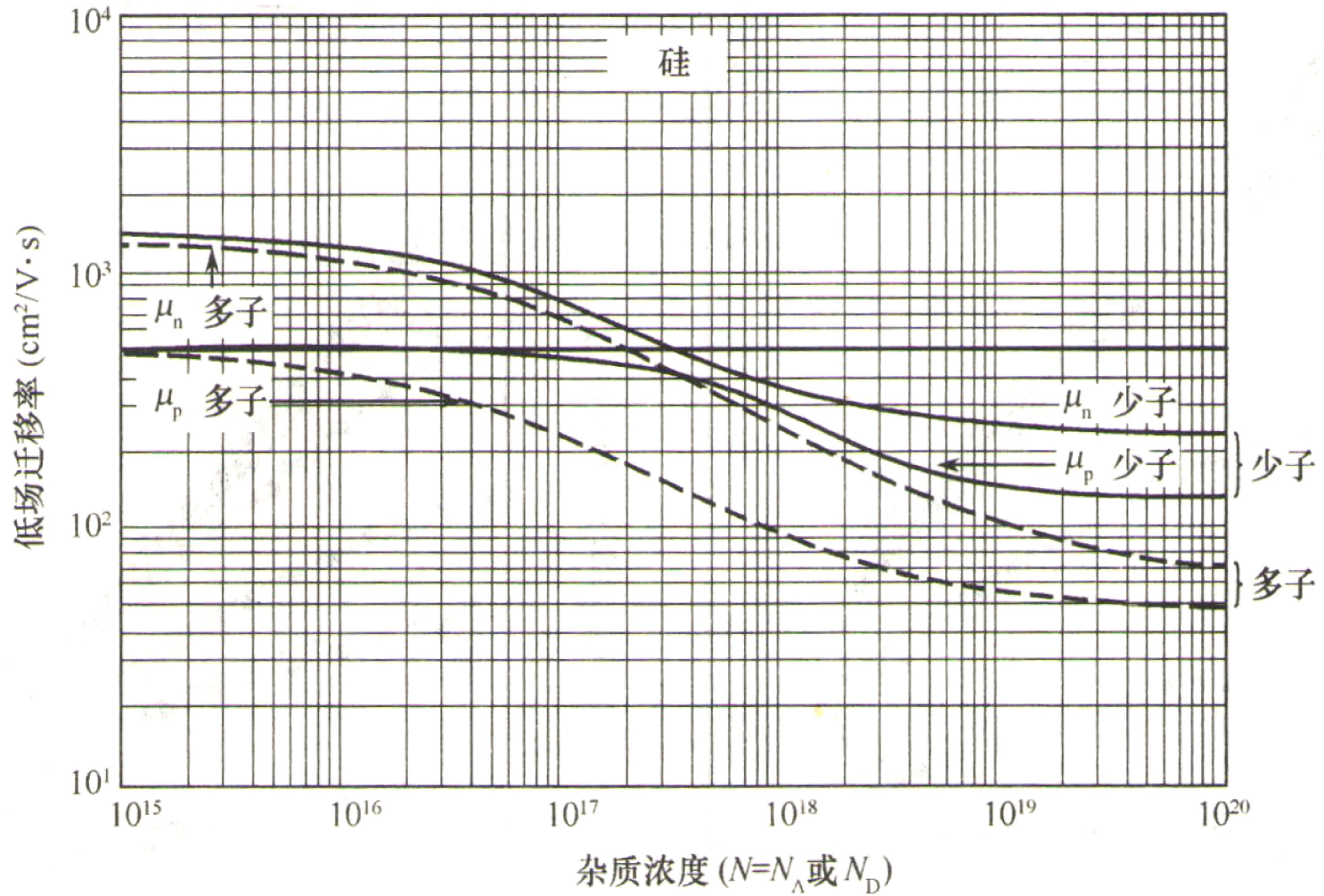
随 N_i 的增大，迁移率减小。



三、迁移率与杂质浓度和温度的关系



四、少子迁移率与多子迁移率



4.4 电导率与杂质浓度和温度的关系

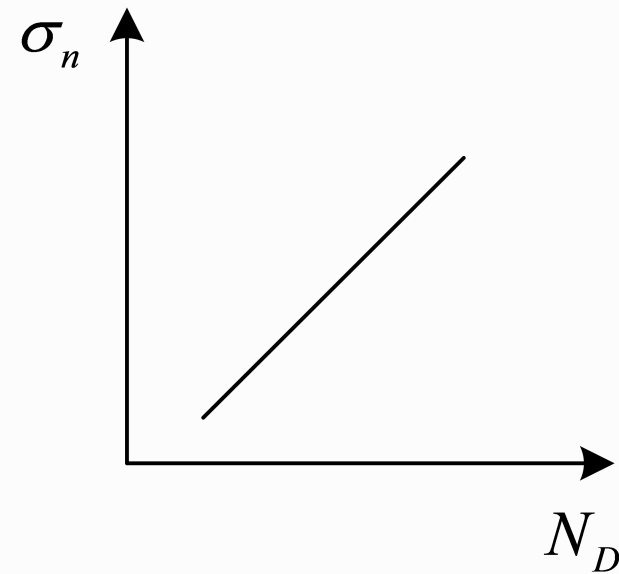
一、电导率与杂质浓度的关系

常温，强电离时： $n = N_D$

$$p = N_A$$

所以 $\sigma_n = nq\mu_n \approx N_D q\mu_n$

$$\sigma_p = pq\mu_p \approx N_A q\mu_p$$

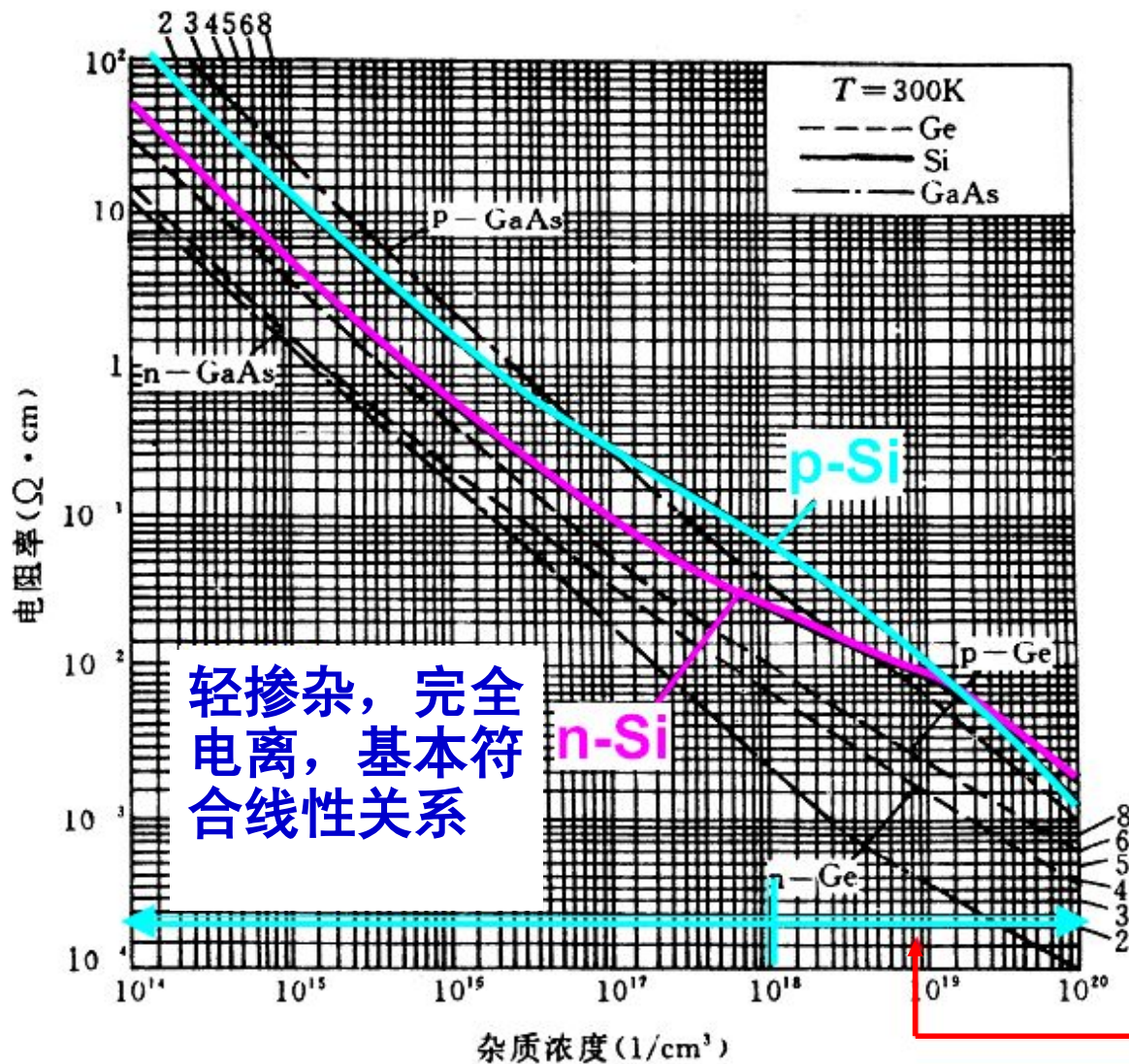


➤ 电导率与杂质浓度成简单正比关系

➤ 上两式成立的条件是：杂质浓度不能太高。



一、电导率与杂质浓度的关系



$$\rho = \frac{1}{\sigma} = \frac{1}{nq\mu_n + pq\mu_p}$$



二、电导率与温度的关系

1、本征材料

$$\sigma_i = n_i q (\mu_n + \mu_p)$$

$$n_i = (N_C N_V)^{\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{E_g}{2k_0 T}\right)$$

当温度升高时， n_i 按指数规律增大

$$\mu \propto T^{-3/2}$$

迁移率随温度升高而缓慢减小

综合以上两者的作用：

本征材料的电导率随温度升高而增大，电阻率减小。



二、电导率与温度的关系

2、杂质半导体

以n型半导体为例： $\sigma_n = nq\mu_n$

载流子来源

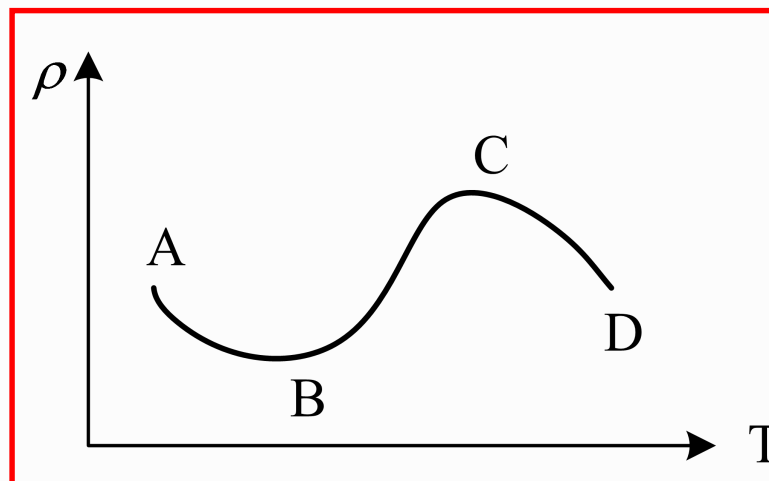
杂质电离1

本征激发2

迁移率因素

电离杂质散射3

晶格振动散射4



	载流子变化		迁移率变化	
	1	2	3	4
AB (低温)	随T增加	忽略	随T增加	忽略
BC (室温)	全电离	次要	次要	随T减小
CD (高温)	次要	随T增加	次要	次要





4.5 强电场下的效应、热载流子

一、欧姆定律的偏移

电场不太强时：

半导体中的电流密度与外加电场之间的关系服从欧姆定律

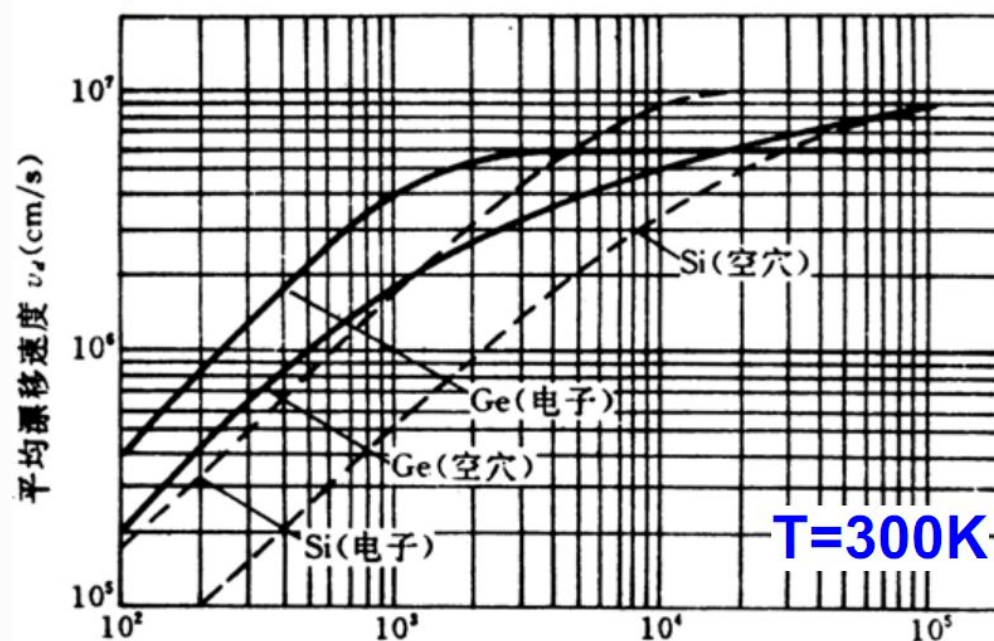
$$J = \sigma |\vec{E}| \quad \bar{v}_d = \mu |\vec{E}|$$

电场较强时：

J与E不再满足正比关系，
偏离了欧姆定律

电场很强时：

J达到了饱和，
欧姆定律不成立



二、分析欧姆定律的偏移

散射时的能量交换

弱场载流子迁移率与强场载流子迁移率之间的关系为：

$$\frac{\mu}{\mu_0} = \sqrt{\frac{T}{T_e}} \quad \text{即} \quad \mu = \mu_0 \sqrt{\frac{T}{T_e}}$$

(T_e 为载流子有效温度, T 为晶格温度)

①、外电场较弱时

载流子系统与晶格处于热平衡状态, 即 $T_e = T$

所以 $\mu = \mu_0$, 即载流子迁移率为常数



二、分析欧姆定律的偏移

②、外电场较强时

载流子从外电场获得的能量多于散射失去的能量

$$T_e > T \quad \mu < \mu_0$$

漂移速度增加的速度变慢。

这一状态的载流子为**热载流子**。

③、外电场很强时

晶格散射由声学波散射变为光学波散射，载流子从外电场获得的能量可以通过光学波散射而消耗掉， $\overline{v_d}$ 趋于饱和。



三、漂移速度与外加电场的关系

第一阶段：声学波散射

第一步

计算出吸收一个声子、发射一个声子时声子能量的表达式，即 E_a 和 E_e ，以及发生吸收声子、发射声子的散射几率，即 $P_a(\theta)$ 和 $P_e(\theta)$ ；

可以推出：

$$q_1 = 2k \sin \frac{\theta}{2} \left[1 + \frac{u}{v} \sin \frac{\theta}{2} \right] \quad \text{吸收声子的过程}$$

$$q_2 = 2k \sin \frac{\theta}{2} \left[1 - \frac{u}{v} \sin \frac{\theta}{2} \right] \quad \text{发射声子的过程}$$



三、漂移速度与外加电场的关系

$$hk = m_n^* v$$



吸收一个声子的能量为：

$$E_a = h\omega_a = huq_1 = 2hku \sin \frac{\theta}{2} \left[1 + \frac{u}{v} \sin \frac{\theta}{2} \right] = 2m_n^* v u \sin \frac{\theta}{2} \left[1 + \frac{u}{v} \sin \frac{\theta}{2} \right]$$

放出一个声子的能量为：

$$E_e = h\omega_e = huq_2 = 2hku \sin \frac{\theta}{2} \left[1 - \frac{u}{v} \sin \frac{\theta}{2} \right] = 2m_n^* v u \sin \frac{\theta}{2} \left[1 - \frac{u}{v} \sin \frac{\theta}{2} \right]$$



三、漂移速度与外加电场的关系

$P_a(\theta)$ 和 $P_e(\theta)$ 分别为散射角为 θ 的吸收声子和发射声子的散射几率

对于吸收过程:

$$P_a(\theta) \propto \frac{1}{\exp\left(\frac{E_a}{k_0T}\right) - 1} \approx \frac{1}{\frac{E_a}{k_0T} \left(1 + \frac{1}{2} \frac{E_a}{k_0T}\right)} \approx \frac{k_0T}{E_a} \left(1 - \frac{1}{2} \frac{E_a}{k_0T}\right)$$

对于发射过程:

$$P_e(\theta) \propto \frac{\exp\left(\frac{E_e}{k_0T}\right)}{\exp\left(\frac{E_e}{k_0T}\right) - 1} \approx \frac{1 + \frac{E_e}{k_0T}}{\frac{E_e}{k_0T} \left(1 + \frac{1}{2} \frac{E_e}{k_0T}\right)} \approx \frac{k_0T}{E_e} \left(1 + \frac{1}{2} \frac{E_e}{k_0T}\right)$$



三、漂移速度与外加电场的关系

第二步

能量为 E 的电子，散射到 θ 角时，一次散射后，电子的平均能量变化：

$$\overline{\delta E(\theta)} = \frac{E_a \cdot \boxed{[P_a(\theta) \cdot E_a^2] dE_a} - E_e \cdot \boxed{[P_e(\theta) \cdot E_e^2] dE_e}}{P_a(\theta) \cdot E_a^2 dE_a + P_e(\theta) \cdot E_e^2 dE_e}$$

散射几率

将 $P_a(\theta)$, $P_e(\theta)$, dE_a, dE_e 表达式代入，整理得：

$$\overline{\delta E(\theta)} = 8m_n^* u^2 \left(1 - \frac{m_n^* v^2}{4k_0 T} \right) \sin^2 \frac{\theta}{2}$$



三、漂移速度与外加电场的关系

第三步

能量为E的电子，一次散射后，电子的平均能量变化：

对所有可能的 θ 求平均：

$$\overline{\delta E} = \frac{\int \int_{\theta \varphi} \overline{\delta E(\theta)} d\omega}{\int \int_{\theta \varphi} d\omega} = 4m_n^* u^2 \left(1 - \frac{m_n^* v^2}{4k_0 T} \right)$$

式中， $0 \leq \theta \leq \pi, 0 \leq \varphi \leq 2\pi$

$$d\omega = \sin \theta d\theta d\varphi$$



三、漂移速度与外加电场的关系

第四步

能量为E的电子，单位时间内，由于散射电子能量的平均变化

$$\overline{\delta E} \times \text{单位时间内的平均散射次数}$$
$$= \overline{\delta E} \times \frac{v}{l_n}$$

$$\tau = \frac{l_n}{v} = \frac{1}{P}$$



三、漂移速度与外加电场的关系

第五步

由于散射，引起电子能量变化的平均值。

对导带中所有不同能量的电子求平均：

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_s = \frac{\int \overline{\delta E} \cdot \frac{v}{l_n} dN}{\int dN} = \frac{8m_n^* u^2}{\sqrt{\pi} l_n} \sqrt{\frac{2k_0 T_e}{m_n^*}} \left(1 - \frac{T_e}{T}\right)$$



三、漂移速度与外加电场的关系

第六步

单位时间内电子由外电场中获得的能量为：

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_d = \vec{f} \cdot \vec{v}_d = q |\vec{E}| \cdot \mu |\vec{E}| = q \mu |\vec{E}|^2 = q \mu_0 |\vec{E}|^2 \sqrt{\frac{T}{T_e}}$$

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



三、漂移速度与外加电场的关系

当电子和晶格处于平衡状态时 $\left(\frac{dE}{dt}\right)_s + \left(\frac{dE}{dt}\right)_d = 0$

即 $\frac{8m_n^* u^2}{\sqrt{\pi} l_n} \sqrt{\frac{2k_0 T_e}{m_n^*}} \left(1 - \frac{T_e}{T}\right) + q\mu_0 |\vec{E}|^2 \sqrt{\frac{T}{T_e}} = 0$

整理得: $\left(\frac{T_e}{T}\right)^2 - \left(\frac{T_e}{T}\right) - \frac{3\pi}{32} \left(\frac{\mu_0 |\vec{E}|}{u}\right)^2 = 0$

其解为: $\frac{T_e}{T} = \frac{1}{2} \left[1 + \sqrt{1 + \frac{3\pi}{8} \left(\frac{\mu_0 |\vec{E}|}{u}\right)^2} \right]$



三、漂移速度与外加电场的关系

讨论:

$$\frac{T_e}{T} = \frac{1}{2} \left[1 + \sqrt{1 + \frac{3\pi}{8} \left(\frac{\mu_0 |\vec{E}|}{u} \right)^2} \right]$$

①外电场较弱时: $\mu_0 |\vec{E}| \ll u$

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

符合欧姆定律



三、漂移速度与外加电场的关系

$$\frac{T_e}{T} = \frac{1}{2} \left[1 + \sqrt{1 + \frac{3\pi}{8} \left(\frac{\mu_0 |\vec{E}|}{u} \right)^2} \right]$$

②外电场增大，但仍不太强时： $\frac{\mu_0 |\vec{E}|}{u} < 1$

$$T_e = T \left[1 + \frac{3\pi}{32} \left(\frac{\mu_0 |\vec{E}|}{u} \right)^2 \right]$$

$T_e > T$ 但两者相差不大，称此时的电子为**暖电子**



三、漂移速度与外加电场的关系

可得:

$$\mu = \mu_0 \sqrt{\frac{T}{T_e}} = \mu_0 \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{3\pi}{32} \left(\frac{\mu_0 |\vec{E}|}{u} \right)^2}} = \mu_0 \left[1 - \frac{1}{2} \cdot \frac{3\pi}{32} \left(\frac{\mu_0 |\vec{E}|}{u} \right)^2 \right]$$

则:

$$\bar{v}_d = \mu_0 |\vec{E}| \left[1 - \frac{1}{2} \cdot \frac{3\pi}{32} \left(\frac{\mu_0 |\vec{E}|}{u} \right)^2 \right]$$

偏离欧姆定律，但相差不大，欧姆定律还可近似应用。



三、漂移速度与外加电场的关系

$$\frac{T_e}{T} = \frac{1}{2} \left[1 + \sqrt{1 + \frac{3\pi}{8} \left(\frac{\mu_0 |\vec{E}|}{u} \right)^2} \right]$$

③外电场再增大, 使得 $\frac{\mu_0 |\vec{E}|}{u} \approx \frac{8}{3}$ 时,

$$2T \approx T_e$$

可得到 $\mu = \mu_0 \sqrt{\frac{T}{T_e}} = \mu_0 \frac{1}{\sqrt{2}} = 0.707 \mu_0$



三、漂移速度与外加电场的关系

$$\frac{T_e}{T} = \frac{1}{2} \left[1 + \sqrt{1 + \frac{3\pi}{8} \left(\frac{\mu_0 |\vec{E}|}{u} \right)^2} \right]$$

④外电场进一步增大： $\mu_0 |\vec{E}| \gg u$

可以得到
$$\mu = \mu_0 \sqrt{\frac{T}{T_e}} \approx \left(\frac{32}{3\pi} \right)^{1/4} \left(\frac{\mu_0 u}{|\vec{E}|} \right)^{1/2}$$

$$\bar{v}_d \approx \left(\frac{32}{3\pi} \right)^{1/4} \left(\mu_0 u |\vec{E}| \right)^{1/2}$$

已严重偏离了欧姆定律。



三、漂移速度与外加电场的关系

第二阶段：光学波散射

当外电场增大到很强时：

电子与晶格散射发射光学波声子

由于散射，单位时间内电子平均能量的变化为：

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_S = \varepsilon_0 \times \text{散射次数} = \varepsilon_0 \frac{\overline{v_r}}{l_0} \quad \left(\overline{v_r} = \sqrt{\frac{8k_0T_e}{\pi m_n^*}}\right)$$

电子从电场中获得的能量为：

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_d = \vec{F} \cdot \vec{v}_d = q |\vec{E}| \overline{v}_d$$



三、漂移速度与外加电场的关系

平衡时
$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_S = \left(\frac{dE}{dt}\right)_d$$

即:
$$\varepsilon_0 \frac{\overline{v_r}}{l_0} = q |\vec{E}| \overline{v_d}$$

又因为
$$\overline{v_d} = \mu |\vec{E}| = \frac{4ql_0}{3\sqrt{2\pi m_n^* k_0 T_e}} |\vec{E}|$$

将上两式联立求解，得到：

$$\overline{v_d} = \sqrt{\frac{8\varepsilon_0}{3\pi m_n^*}}$$

漂移速度饱和



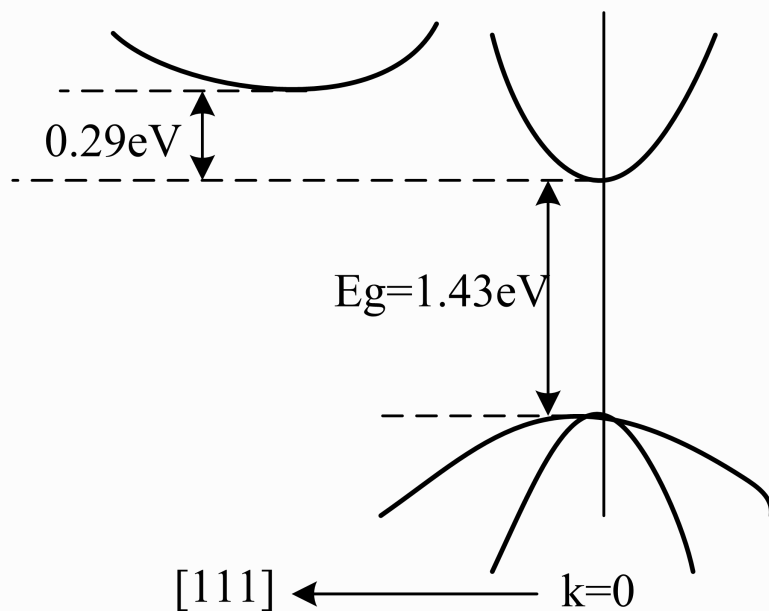


4.6 耿氏效应

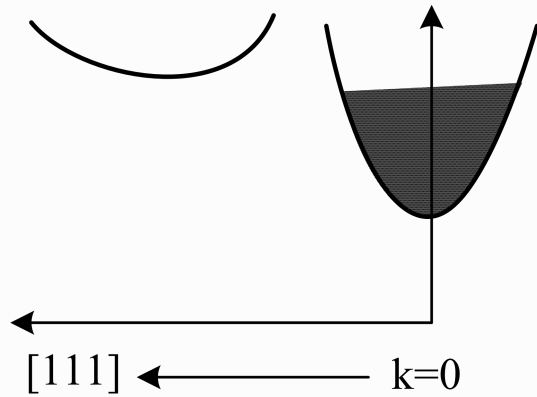
一、能谷间散射——负微分电导机构（RWH机构）

GaAs的导带结构:

具有两个能谷，主能谷位于布里渊区中心 $k=0$ 处，次能谷位于 $[111]$ 方向，次能谷高出主能谷约 0.29eV 。

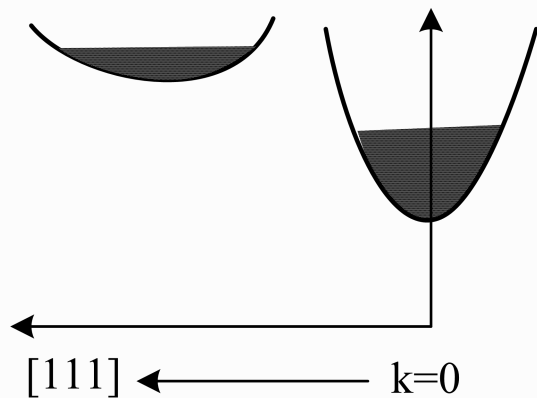


一、能谷间散射——负微分电导机构（RWH机构）



① 电场不太强时

$$\bar{v}_d = \mu_0 E = \mu_1 E$$



② 电场增大时

发生谷间散射

$$\bar{v}_d = \bar{\mu} E$$

$$\bar{\mu} < \mu_1$$

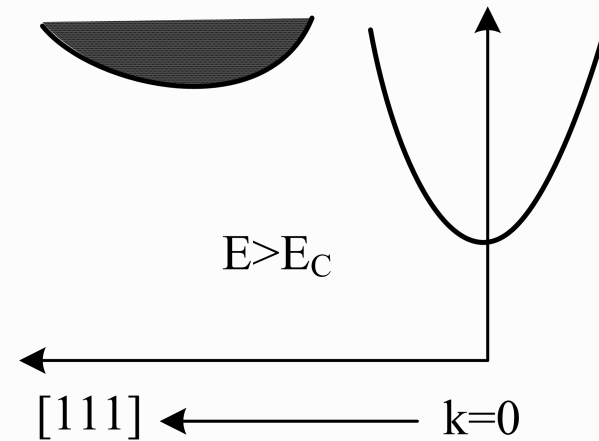


一、能谷间散射——负微分电导机构 (RWH机构)

③ 电场进一步增强

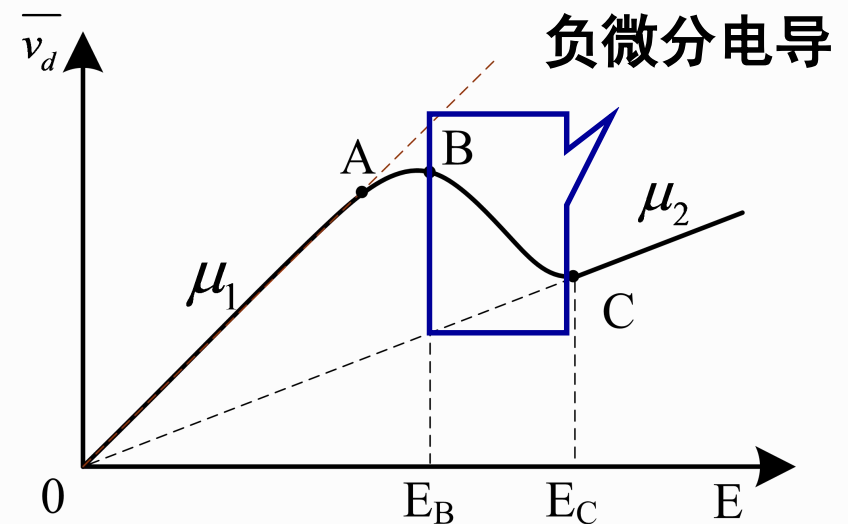
电子全部转移

$$\bar{v}_d \approx \mu_2 E$$



\bar{v}_d 随 E 变化的关系如图:

负微分电导现象是由非等效能谷间的电子转移引起的



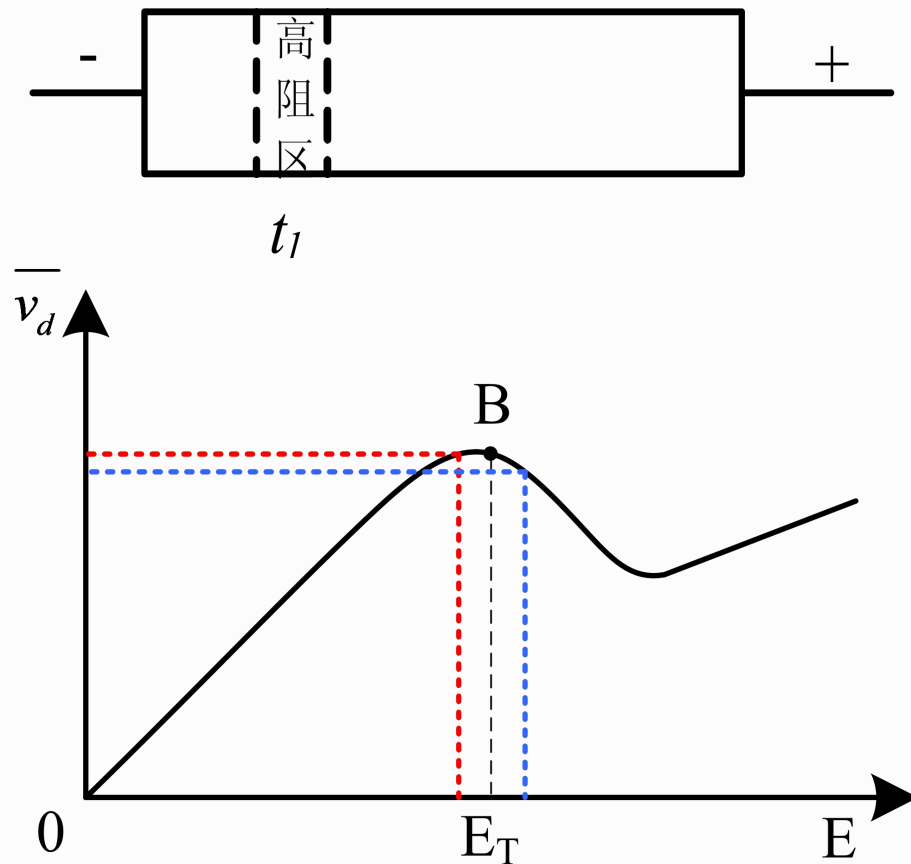
二、耿氏振荡

若样品两端所加的电压使样品内部的局部电场处于负微分电导区，即可在样品中产生耿氏振荡。

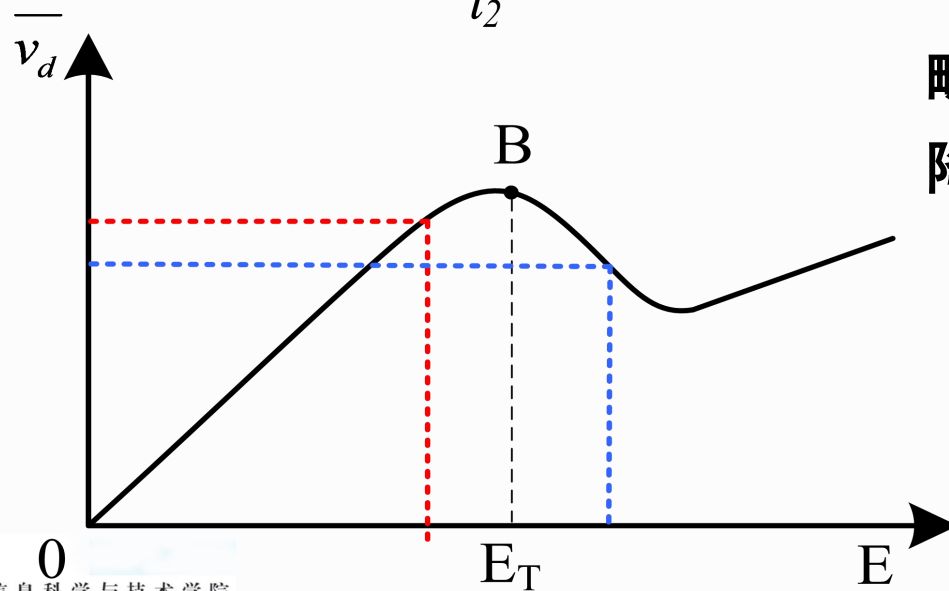
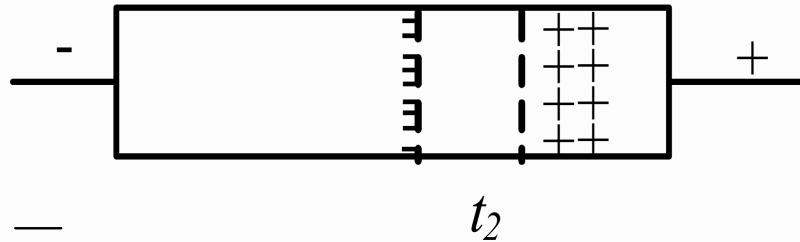
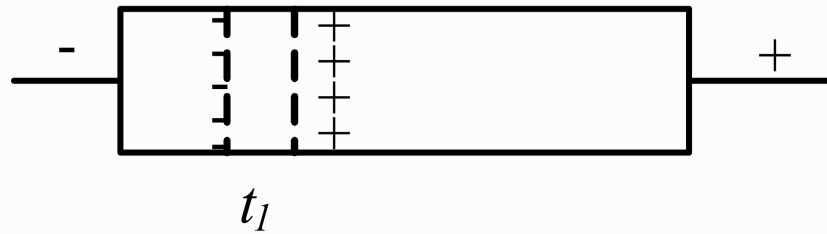
畴的形成：

高阻区内场强 $> E_T$ ；

区内外载流子的速度差形成畴。



二、耿氏振荡



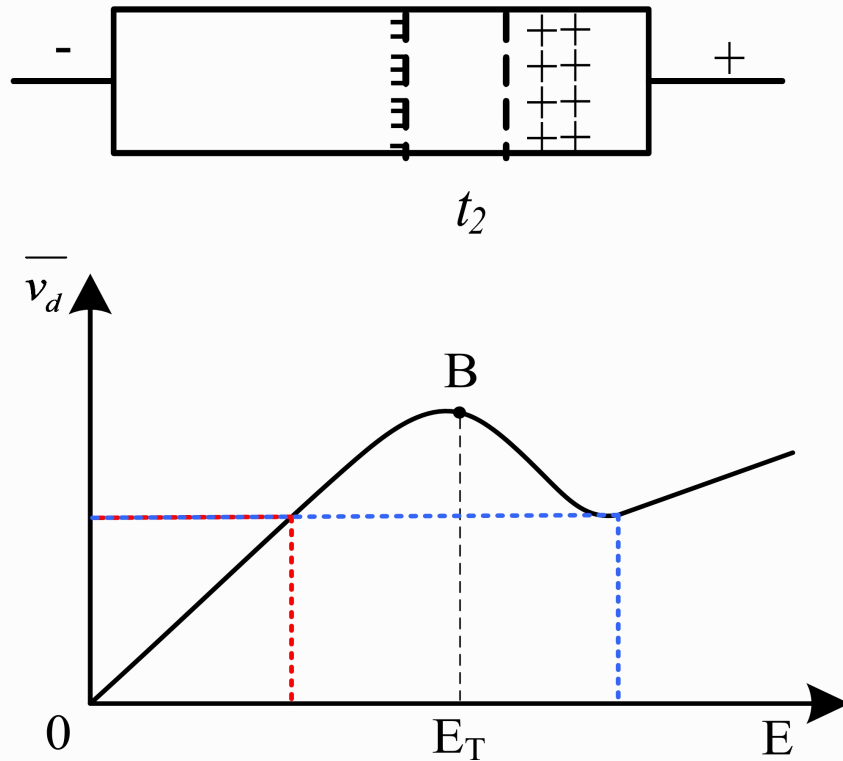
畴的生长和渡越:

畴的形成使区内电场增强，区外电场降低，畴不断生长；

畴内、外载流子的漂移速度都降低，电流减小。



二、耿氏振荡



稳态的畴：

畴内畴外载流子速度相同时，
畴停止生长；

电流减到最小，且保持稳定。

畴的消失： 畴以恒定的速度向阳极运动，到达阳极时消失；

畴内、外电子的平均漂移速度都增大，电流上升。



欧姆定律的微分形式： $J = \sigma |\vec{E}|$

电导率： $\sigma = nq\mu_n + pq\mu_p$

载流子漂移速度： $\bar{v}_d = \mu |\vec{E}|$

► 迁移率反应载流子在电场中漂移运动的难易程度。



载流子的散射：

晶格周期性势场遭到破坏而存在附加势场，使载流子发生不同状态 (k) 的跃迁。

电离杂质散射 $P_i \propto N_i T^{-3/2}$

声学波散射 $P_s \propto T^{3/2}$

光学波散射 $P_0 \propto \overline{n_q}$

电子和声子的相互作用



$$\tau = \frac{l}{P}$$

$$\mu_n = \frac{q\tau_n}{m_n^*}$$

$$\mu_i \propto N_i^{-1} T^{3/2}$$

$$\mu_s \propto T^{-3/2}$$

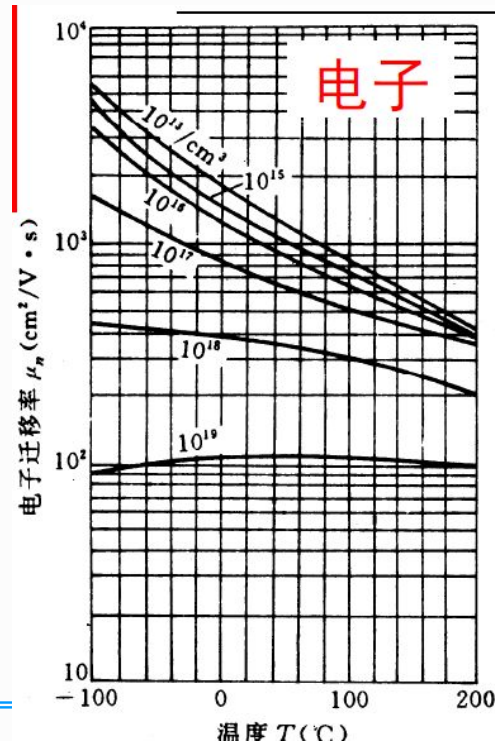
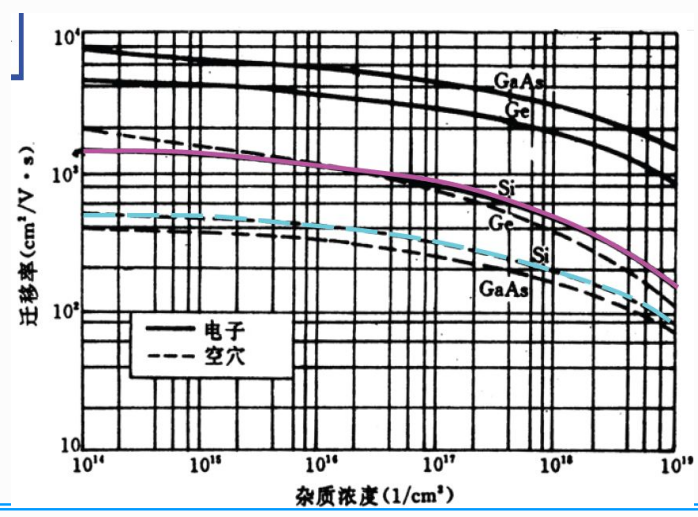
$$\mu_0 \propto (e^{\frac{h\nu_l}{k_0 T}} - 1)$$



迁移率与杂质浓度和温度的关系

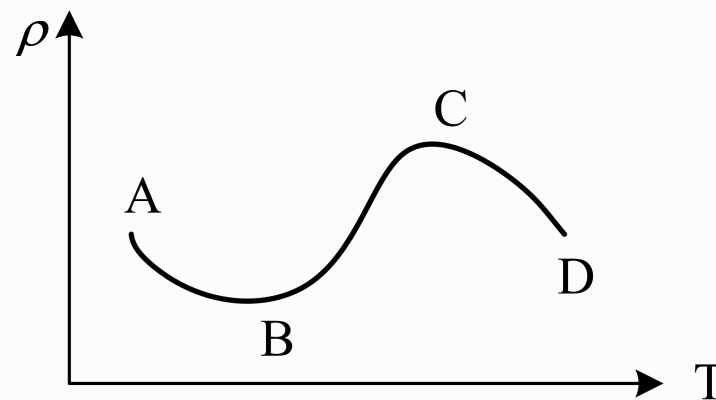
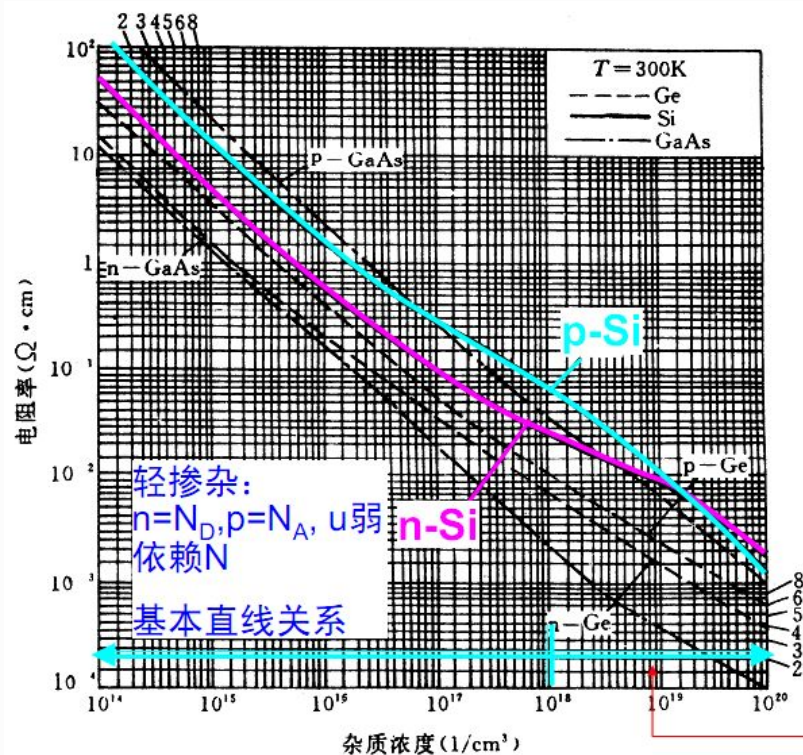
$$\mu = \frac{q}{m_n^*} \cdot \frac{1}{AT^{3/2} + \frac{BN_i}{T^{3/2}}}$$

$$\left\{ \begin{aligned} \mu_s &= \frac{q}{m_n^*} \cdot \frac{1}{AT^{3/2}} \\ \mu_i &= \frac{q}{m_n^*} \cdot \frac{T^{3/2}}{BN_i} \end{aligned} \right.$$

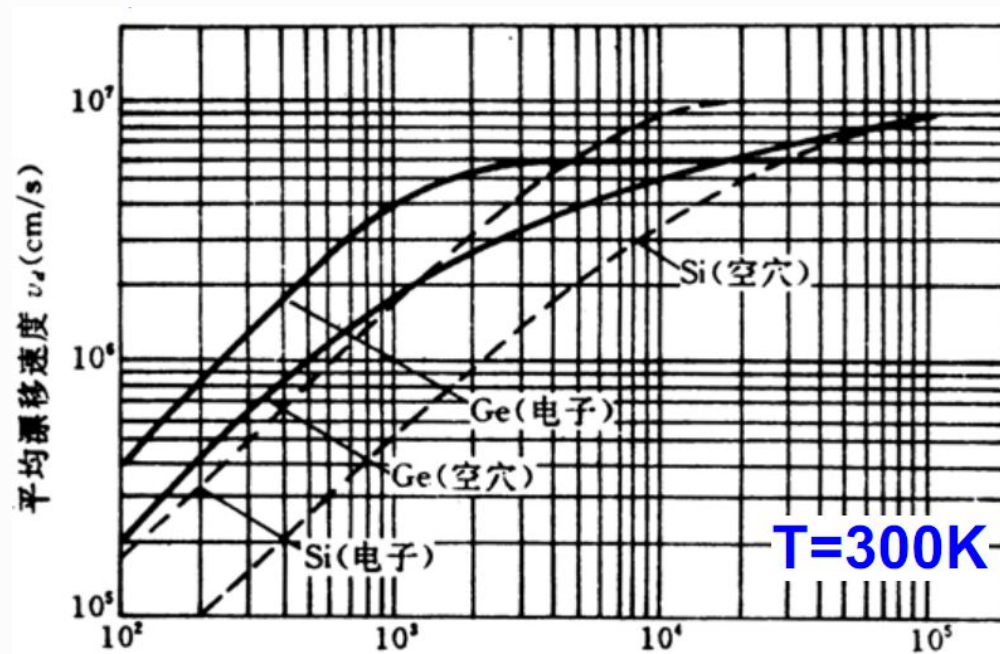


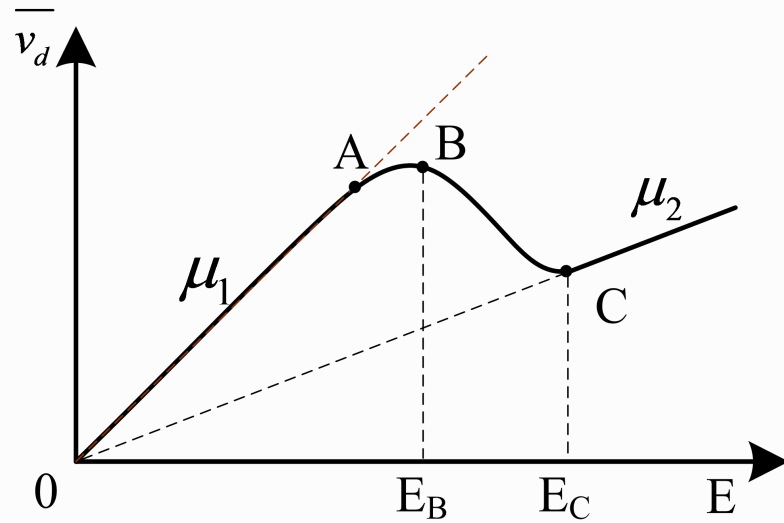
电导率与杂质浓度和温度的关系

$$\rho = \frac{1}{\sigma} = \frac{1}{nq\mu_n + pq\mu_p}$$



欧姆定律的偏移





非等效能谷间的电子转移

↓
负微分电导现象

↓
耿氏振荡





谢 谢

