

固体电介质的高场电导

雷清泉

(哈尔滨电工学院)

一、引言

固体电介质电导本质的研究一直引人注目,不仅因为它对高压设备中绝缘材料和半导体器件有极为重要的工程价值,而且还有探索材料结构和性能关系的理论价值。按照能带理论,理想绝缘体不存在自由载流子(电子或空穴)。然而,实际电介质由于本征或杂质机理,例如从电极注入或杂质(施主或受主)的热电离,在其扩展态(导带或价带)内存在少量自由载流子,而有一定的导电性。电介质在均匀电场 E 中的电流密度

$$j = nev_d = ne\mu E = \sigma E,$$

式中 n, μ, σ 分别为自由载流子密度,迁移率和电导率。因此,计算电导率必须计算载流子密度 n 和其迁移率 μ 。

确定电介质的电导机理,必须研究电导率和时间、温度以及电场强度的关系。本文介绍电介质稳态电导和场强的非线性关系,阐明经典 Poole-Frenkel (简写成 PF) 效应和一些作者^[1-7]在对 PF 效应所作的补充和修改后而导出的电导率-场强公式。

二、高场电导机理——PF 效应

电介质高场电导公式多数是依据 Schottky 和 Poole-Frenkel 效应建立的。Schottky 效应取决于电极-电介质界面接触时电荷镜像力和外电场作用而产生位垒下降,使发射载流子数增加,显然它与电极材料有关。PF 效应是电场使电介质体内可电离中心的库仑位垒降低,因而热

发射载流子数增加,它与电介质中杂质、缺陷以及晶区和非晶区界面所引起的陷阱有关。

1. 单一(孤立) PF 中心电导

Hill^[2]认为,当电介质中可电离 PF 中心密度不大,以致邻近 PF 中心的库仑场不会相互叠加时称为单一 PF 中心。依据两个邻近中心最短距离为位垒极大值处至中心距离的二倍的假设,求出 PF 中心密度的绝对上限

$$N_{\max} = \frac{1}{(x_{\min})^3} = (eE^{1/2}\beta_{PF}^{-1})^3,$$

β_{PF} 为 PF 系数。当 $N > N_{\max}$, 邻近中心库仑场相互叠加,称为多重中心。

(1) 一维 PF 效应

设电介质内一个电子处在位置固定的单个电荷的正离子库仑场中。加电场 E 后位能变化如图 1 所示。将载流子释放位垒降低方向称为前进方向,位垒升高方向称为逆动方向。前进方向位能

$$\phi_x = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\epsilon_r x} - eEx \quad (1)$$

存在极大值,依据 $\partial\phi_x/\partial x = 0$, 求得

$$x_{PF} = \left(\frac{e}{4\pi\epsilon_0\epsilon_r E}\right)^{1/2}, \quad (2)$$

$$\Delta\phi_{PF} = \left(\frac{e^3 E}{\pi\epsilon_0\epsilon_r}\right)^{1/2} = \beta_{PF} E^{1/2}, \quad (3)$$

$$\beta_{PF} = \left(\frac{e^3}{\pi\epsilon_0\epsilon_r}\right)^{1/2}, \quad (4)$$

式中 e ——电子电荷, ϵ_0 ——真空介电系数, ϵ_r ——相对高频介电系数。对 Schottky 效应,

$$\beta_s = \frac{1}{2} \beta_{PF}.$$

按习惯以电子作载流子,对空穴可类似处

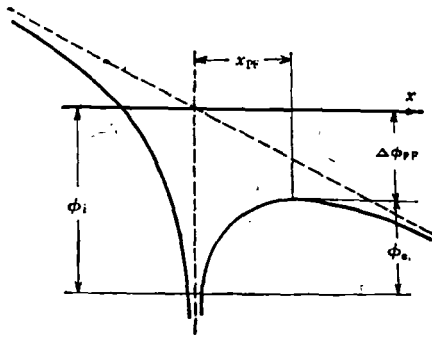


图1 一维PF效应位能图(ϕ_i ——零场电离能)

理。通常,计算电子前进方向位垒不会有困难,可是确定逆动方向位垒变化会有许多困难,因此一些作者为改进PF效应就依据各种不同极限条件而提出假设。

第一种极限条件(简称条件A): Frenkel假定电场很强,逆动方向电子位垒增高以至无限,电子受电场压抑而根本不能释放,当然实际电介质厚度有限,位垒不会无限增加。从图1可知释放电子的有效位垒高度 $\phi_e = \phi_i - \Delta\phi_{PF} = \phi_i - \beta_{PF}E^{1/2}$,求得平衡时自由电子密度

$$\begin{aligned} n &= N \exp(-\phi_e/2kT) \\ &= n_0 \exp(\beta_{PF}E^{1/2}/2kT), \end{aligned} \quad (5)$$

式中 $n_0 = N \exp(-\phi_i/2kT)$ 为零场时自由电子密度, N ——可电离中心密度。公式(5)适合于本征或掺杂的非补偿半导体和某些非晶态电介质,因为载流子复合数比例于 n^2 ,对掺杂补偿半导体,因为载流子复合数比例于 n ,则平衡时自由电子密度

$$\begin{aligned} n &= N \exp(-\phi_e/kT) \\ &= N \exp(-\phi_i/kT) \exp(\beta_{PF}E^{1/2}/kT). \end{aligned} \quad (6)$$

PF效应所给出的电导率和场强的公式为

$$\sigma = \sigma_0 \exp(\beta_{PF}E^{1/2}/2kT), \quad (7)$$

式中 σ_0 ——低场电导率。 $\ln\sigma - E^{1/2}$ 图形的斜率,在恒定温度下完全与电介质介电系数有关。

(2) 三维PF效应

(a) 电子释放方向是分立的

Adamec和Calderwood^[2]采用简化方法,将可电离中心置于三个相互垂直的轴上,其一的半轴沿外电场方向,因此,电子有六个分立的释放方向。

物理

在上述的条件A下自由电子密度

$$\begin{aligned} n &= 4 \cdot \frac{N}{6} \exp(-\phi_i/2kT) \\ &\quad + \frac{N}{6} \exp[-(\phi_i - \beta_{PF}E^{1/2})/2kT] \\ &= n_0 \cdot \frac{4 + \exp(\beta_{PF}E^{1/2}/2kT)}{6}. \end{aligned} \quad (8)$$

第二种极限条件(简称条件B):假设外电场低而不改变电子逆动方向释放位垒高度,这是一种近似。此时自由电子密度

$$n = n_0 \cdot \frac{5 + \exp(\beta_{PF}E^{1/2}/2kT)}{6}. \quad (9)$$

实际条件应介于条件A与B之间,简称条件C,粗略解答时,Hill^[3]假设逆动方向位垒增加与前进方向位垒下降值相等,但认为这没有物理依据。Adamec和Calderwood^[2]也认为在逆动方向,电子与正电PF中心的距离大到位垒增量和前进方向位垒减量相等时就是自由的,可得自由电子密度和电导率分别为

$$n = n_0 \cdot \frac{2 + \cosh(\beta_{PF}E^{1/2}/2kT)}{3}, \quad (10)$$

$$\sigma = \frac{\sigma_0}{3} [2 + \cosh(\beta_{PF}E^{1/2}/2kT)]. \quad (11)$$

(b) 电子释放方向是连续的

通常电子释放方向沿空间连续变化。假设电子受位于 $r=0$ 的正离子吸引,在均匀电场 E 中电子位能

$$\phi_r = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\epsilon_r r} - eEr \cos\theta,$$

式中 θ —— r 与 E 间夹角。当 $0 \leq \theta \leq \frac{\pi}{2}$,电子释放位垒降低,属于前进方向的半球面。依据 $\partial\phi_r/\partial r = 0$,同理可得

$$r_{PF} = \left(\frac{e}{4\pi\epsilon_0\epsilon_r E \cos\theta} \right)^{1/2}, \quad (12)$$

$$\Delta\phi_{PF} = \beta_{PF}(E \cos\theta)^{1/2}. \quad (13)$$

Jonscher^[3]依据上述条件A,假定电子释放概率为球形对称,导出自由电子密度

$$\begin{aligned} n &= \frac{N}{2} \int_0^{\pi/2} \exp[-(\phi_i - \Delta\phi_{PF})/kT] \sin\theta d\theta \\ &= N \exp(-\phi_i/kT) \{ \alpha^{-2} [1 + (\alpha - 1) \exp\alpha] \}, \end{aligned} \quad (14)$$

式中 $\alpha = \beta_{PF} E^{1/2} / kT$.

Hartke^[4] 依据条件 B 求得

$$n = \frac{N}{2} \int_0^{\pi/2} \exp[-(\phi_1 - \Delta\phi_{PF})/kT] \sin \theta d\theta + \frac{N}{2} \int_{\pi/2}^{\pi} \exp(-\phi_1/kT) \sin \theta d\theta = N \exp(-\phi_1/kT) \times \left\{ \alpha^{-2} [1 + (\alpha - 1) \exp \alpha] + \frac{1}{2} \right\}. \quad (15)$$

Adamec^[5] 依据条件 C 导出

$$n = \int dn = \frac{N}{2} \int_0^{\pi/2} \exp\left(-\frac{\phi_1 - \beta_{PF}(E \cos \theta)^{1/2}}{2kT}\right) \sin \theta d\theta + \frac{N}{2} \int_0^{\pi/2} \exp\left(-\frac{\phi_1 + \beta_{PF}(E \cos \theta)^{1/2}}{2kT}\right) \sin \theta d\theta = N \exp(-\phi_1/2kT) 2\omega^{-2} (1 + \omega \sinh \omega - \cosh \omega), \quad (16)$$

式中 $\omega = \frac{\alpha}{2} = \beta_{PF} E^{1/2} / 2kT$. 采用 $2kT$ 或 kT 取决于电介质内陷阱中心的特征分布或上述的本征或杂质半导体的特性.

将 (16) 式推至条件 A, 积分后得

$$n = N \exp(-\phi_1/2kT) \omega^{-2} [1 + (\omega - 1) \exp \omega], \quad (17)$$

推至条件 B, 积分后得

$$n = N \exp(-\phi_1/2kT) \times \left\{ \omega^{-2} [1 + (\omega - 1) \exp \omega] + \frac{1}{2} \right\}. \quad (18)$$

Adamec^[5] 计算 (16), (17) 和 (18) 式并作图, 如图 2 所示. 显然, 低场时在逆动方向释放的载流子的正确解答应在极限条件 A 与 B 之间, 所以条件 C 有道理. 高场时因前进方向的半球内释放载流子剧增, 因此按条件 A, B 和 C 计算的结果相近 (设 $n_0 = N \exp(-\phi_1/2kT)$).

(c) Ieda 等^[6] 对 PF 效应的改进

Mott 和 Davis^[6] 在叙述高场 PF 效应时, 援引 Jonscher^[3] 和 Hartke^[4] 的三维 PF 效应修改公式, 并认为要把 β_{PF} 的实验值和理论值作对比似乎时机不成熟. 后来, Mott 和 Davis^[9] 在论

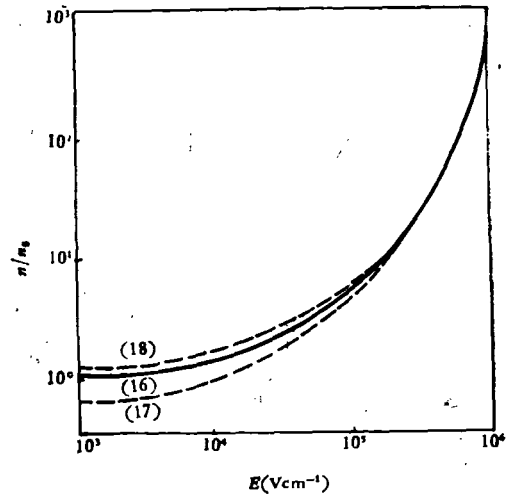


图 2 按条件 C, A 和 B 所得的方程 (16), (17) 和 (18) 计算的相对载流子密度与场强的关系曲线

述同一内容时, 改用了 Ieda 等^[6] 的改进, 道理在于逆动方向的位垒计算有清晰的物理概念.

Ieda 等认为要确定逆动方向位垒增加虽有许多困难, 但是依据物理概念预示电子逆动方向位能只能增至一定数值. 因为固体电介质中, 当电子离开带正电离子一定距离就可认为是自由的, 一般为 5—10 倍晶格离子间距离, 约为 15—30 Å. 可以设想电子和晶格振动相互作用交换能量, 而存在一种状态, 此时电子转移至自由空间 (导带) 的概率大于至基态的概率. 他们用 δ 表示此状态的能量, 依赖于晶格热振动, 约为 kT . 因此, Ieda 等假定受电场畸变的导带底部的电子获得能量 $\delta \sim kT$ 后就成为自由电子, 根据这点就可确定所有方向位垒高度的改变.

从图 3 可知, 在逆动方向 $[-c(\mathbf{E} \cdot \mathbf{r}) < 0]$, 按假定可确定自由电子与正离子的距离

$$r_\delta = c^2 / 4\pi\epsilon_0\epsilon_r\delta, \quad (19)$$

计算后得位垒增量为

$$\Delta\phi_\delta = \beta_{PF}^2 E \cos \theta / 4\delta. \quad (20)$$

在前进方向 $[-c(\mathbf{E} \cdot \mathbf{r}) > 0]$, 当 δ 小, $r_\delta \geq r_{PF}$, 即 $\beta_{PF}(E \cos \theta)^{1/2} \geq 2\delta$, 可得位垒减量为

$$\Delta\phi_{PF} = \beta_{PF}(E \cos \theta)^{1/2} - \delta. \quad (21)$$

当 δ 大, $r_\delta \leq r_{PF}$, 即 $\beta_{PF}(E \cos \theta)^{1/2} \leq 2\delta$, 则

$$\Delta\phi_{PF} = \Delta\phi_\delta = \beta_{PF}^2 E \cos \theta / 4\delta. \quad (22)$$

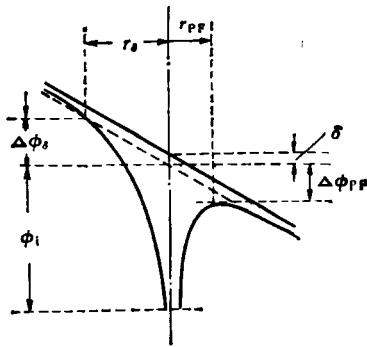


图3 均匀电场中束缚于正离子的电子位能图

假定电子释放方向是球形对称的, 则自由电子密度

$$n = \frac{N}{4\pi} \int_0^{\pi/2} \exp[-(\phi_i - \Delta\phi_{PF})/2kT] 2\pi \sin\theta d\theta + \frac{N}{4\pi} \int_0^{\pi/2} \exp[-(\phi_i + \Delta\phi_s)/2kT] 2\pi \sin\theta d\theta.$$

积分上式后得

$$n = N \exp(-\phi_i/2kT) G(E) = n_0 G(E), \quad (23)$$

$$G(E) = 4r/\alpha_1^2 E \sinh(\alpha_1^2 E/4r), \quad \alpha_1 E^{1/2} \leq 2r, \quad (24)$$

$$G(E) = \frac{1}{\alpha_1^2 E} [(\alpha_1 E^{1/2} - 1) \exp(\alpha_1 E^{1/2} - r) - 2r \exp(-\alpha_1^2 E/4r) + \exp r], \quad \alpha_1 E^{1/2} \leq 2r, \quad (25)$$

式中 $\alpha_1 = \beta_{PF}/2kT = \alpha/2\sqrt{E}$, $r = \delta/2kT$. 假定自由电子迁移率与电场 E 无关, 则电导率

$$\sigma = \sigma_0 G(E), \quad (26)$$

式中 σ_0 ——低场电导率. 低场时方程 (26) 中 $G(E)$ 可展开成幂级数, 则

$$\sigma = \sigma_0 \left[1 + \frac{1}{6} \left(\frac{\alpha_1^2 E}{4r} \right)^2 + \frac{1}{120} \left(\frac{\alpha_1^2 E}{4r} \right)^4 + \dots \right]. \quad (27)$$

因此, 低场电导率服从欧姆定律. 高场时, 方程 (24) 和 (25) 接近单一的指数特征.

2. 多重 PF 中心电导

Johnsen 和 Weber^[7] 研究三个邻近 PF 中心库仑场的叠加. 无外电场时由于库仑场叠加而使载流子基态电离能降低 $\Delta\phi$, 如图 4(a) 所示. 假定 PF 中心空着时带正电, 电子占据时为中性. 一维时加电场 E 后电子前进方向位垒降低

为 ϕ_{1m} , 逆动方向位垒升高为 ϕ_{2m} , 如图 4(b) 所示. 位垒可示为 PF 中心距离 s 和电场 E 的函数, 则

$$\phi_{1m}(E, s) = \phi_i - \frac{\alpha_2}{s} f(E, s), \quad (28)$$

式中 $\alpha_2 = e^2/4\pi\epsilon_0\epsilon_r$. 当 $E = 0$, $\frac{\alpha_2}{s} f(0, s) = 4 \frac{\alpha_2}{s}$, 高场时

$$\phi_{1m} = \phi_i - \beta_{PF} E^{1/2}, \quad \phi_{2m} = \phi_{1m} + eEs.$$

这完全与单一 PF 中心得到的位垒降低相一致, 所以 PF 效应给出了高场和中心间距远(孤立中心或离散中心 Hill^[1]) 时的极限情况.

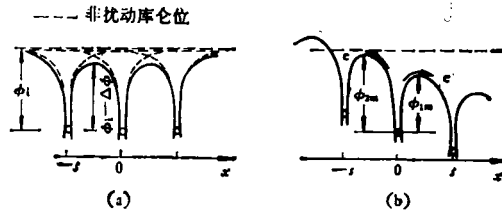


图4 多重 PF 中心库仑场叠加

(a) 无电场; (b) 有电场

经过计算得高场时电导率具有 PF 效应的特征. 低场时, 由于 PF 中心库仑场叠加而使电导率增加, 因此低场时电导影响大于高场.

三、理论与实验结果的对照

按 PF 机理, $\ln\sigma - E^{1/2}$ 图形应为直线, 其斜率在定温下取决于 β_{PF} . 一些材料如晶态白云母和非晶态锗和碳具有 PF 电导. Simmons^[10] 发现材料内含带电陷阱、施主中心和中性陷阱时也有 PF 电导. Saryga 和 Swiatek^[11] 发现多晶对联三苯薄膜具有 PF 机理. 在计算 β_{PF} 的理论值时取 $\epsilon_r = 3.5$, 其理论值和实验值如表 1 所示, 可见两者极为相近, 其微小差异可能是试样内存在施主或受主中心或电场不均匀所致.

Ieda 等^[6] 将 Hirai 和 Nakada^[12] 研究聚丙烯薄膜的电导率测量数据绘于图 5. 从该图可知, Ieda 等^[6] 的改进公式与实验数据十分一致.

表1 PF系数的理论值和实验值

薄膜厚度 (μm)	温度 (K)	$\left(\frac{\beta_{PF}}{kT}\right)_{exp}$ ($\text{m}^2/\text{V}^{-1/2}$)	$\left(\frac{\beta_{PF}}{kT}\right)_{theor}$ ($\text{m}^2/\text{V}^{-1/2}$)
2.6	298	1.2×10^{-3}	1.8×10^{-3}
3.5	298	1.7×10^{-3}	1.8×10^{-3}
1.7	298	1.4×10^{-3}	1.8×10^{-3}

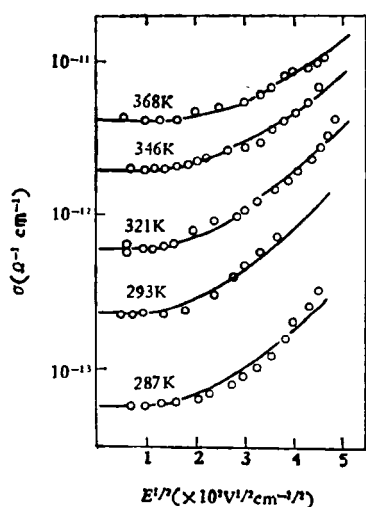


图5 聚丙烯薄膜的 $\ln\sigma-E^{1/2}$ 曲线[数据引自 Nakada 等^[12], 实线代表从方程(24)和(25)的计算值]

Adamec 和 Calderwood^[2] 将测量聚合物电导率的数据和他们的理论计算作对比, 发现两者有很好的—致关系。例如, 图 6(a)表示 80°C 时聚对苯二甲酸乙二醇酯(PET)稳态电导率和场强关系, 取 $\epsilon_r = 3.7$, $\sigma_0 = 1.3 \times 10^{-17} \Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$ 按方程(11)作理论曲线; 图 6(b)为 250°C 时聚酰亚胺(PI)的电导率和场强的关系^[13], 取 $\epsilon_r = 2.5$, $\sigma_0 = 5.2 \times 10^{-14} \Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$ 按方程(11)作理论曲线。

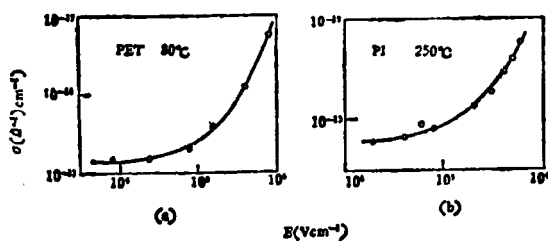


图 6

四、结论与讨论

1. PF 效应是电介质高场电导的重要机理, 有着理论和重大实用价值。一些作者^[1-7] 为改进 PF 效应而导出的理论公式与特定的实验结果虽然很好—致, 但缺乏普适性, 这说明理论与实验二者皆有不足之处。通常 $(\beta_{PF})_{exp} = (0.5 - 1)(\beta_{PF})_{theor}$, 其道理在于电介质中施主、受主和陷阱的能级分布, Schottky 效应在电场作用下载流子有效温度高于晶格温度^[14] 等皆使实际的 β_{PF} 下降。另外, 理论公式中许多参数往往不是唯一的, 因而不能建立详细的机理, 各种公式和参数的选择必须依据电场 E 和温度指数的物理合理性或能够足够区分详细机理的实验技术。还有均匀电场的假设, 对存在陷阱的非晶态材料, 由于电极注入载流子被陷阱俘获而形成空间电荷会畸变电场, 特别在中场区影响更大, 且存在空间电荷限制电流 (SCLC), 出现电流密度 $j \propto E^2$ 的特性曲线。同时各种慢速极化引起的极化电流会给稳态电导测量带来极大的困难。

2. Ieda 等^[6] 导出的 $\sigma-E$ 方程, 不仅适合高场极限的 PF 方程, 还适合低场极限欧姆定律。因此, 公式适合的场强范围大, 同时 $\ln\sigma-E^{1/2}$ 图形的理论斜率稍有减小, 较普通 PF 方程更接近实验结果。

3. Hill^[1] 对经典 PF 效应作了完整和系统分析, 考察了单一和多重 PF 中心的电导, 单纯隧道电导和热促进隧道电导, 认为高场或低温区, 从陷阱能级至导带的隧道效应占优势, 高温或低场区, 应以热促进电离为主, 而中间区应以热促进隧道电离表征, 并作了理论分析。

4. Jonscher 和 Ansari^[14] 在研究非晶态 SiO 薄膜的光电导时, 发现光电导也服从 PF 定律, 但不能借普通 PF 过程的概念来解释。因此认为电场促进类施主中心电导过程, 并不是象普通 PF 效应那样在导带产生自由载流子, 而是局域载流子在陷阱能级内作热跳跃 (hopping) 运动, 以及在陷阱密度高时会引起载流子有效温度分

布且高于晶格温度。Kulshrestha 和 Srivastava^[15] 在研究溶液生长聚苯乙烯高场电导时,发现 $\log\sigma-V^{1/2}$ 实验曲线完全服从 Jonscher 和 Ansari 对 PF 机理的改进。

5. 在定常温度下, PF 效应决定的 $\ln\sigma-E^{1/2}$ 曲线的斜率, 只与介电系数 ϵ_r 有关。因此选择 ϵ_r 就极为重要。许多作者对 ϵ_r 选择存在不确定性, 例如一些作者模糊地写成介电系数; Jonscher^[3] 和 Ieda 等^[6] 认为 ϵ_r 为高频介电系数; Mott 和 Davis^[9] 认为大概为高频介电系数; Adamec^[2] 认为 ϵ_r 是静态介电系数, 因为载流子在离开 PF 中心的库仑位区要经过几次受陷和脱陷过程, 所以离开缓慢, 会使周围媒质建立稳态极化。Hill^[11] 认为: PF 电离中心的主要特征是存在一个局域的库仑场, PF 效应的系数 β_{PF} 的绝对值与库仑场的数值有关, 对由杂质、局部的非化学计算物质或缺陷构成的 PF 中心的系统可认为 β_{PF} 是常数, 但不能直接进行计算, 因为作用在载流子上的库仑力由有效介电系数决定是值得怀疑的。所以, 从目前的试验结果还没有足够事实对 β_{PF} 的绝对值下定义。在 Hill^[11] 的讨论中, 认为 ϵ_r 既不是整个电介质的低频又不是高频介电系数, 或许为有效介电系数 $(\epsilon_\infty^{-1}-\epsilon_r)^{-1}$, ϵ_∞ 和 ϵ_r 分别为高频和低频介电系数, 适合于 Mott 和 Gurney 为极性材料提出的理论公式。用于非极性材料却成问题, 因为当 ϵ_∞ 与 ϵ_r 相近时, 有效介电系数为无限大, $\beta_{PF} \rightarrow 0$ 。另外,

电子引起周围晶格的畸变而产生的自陷态与杂质或缺陷引起的局域态是有差别的, 自陷态没有固定中心, 永远靠着电子从晶体内一处移至另一处, 而 PF 中心是不可移动的。因此, 对 ϵ_r 的确定仍有待于继续研究。

本文曾得到陈季丹同志热情指导和帮助, 在这里谨表感谢。

参 考 文 献

- [1] R. M. Hill, *Phil. Mag.*, **23** (1971), 59.
- [2] A. Adamec and J. H. Calderwood, *J. Phys. D.*, **8** (1975), 551.
- [3] A. K. Jonscher, *Thin Solid Films*, **1** (1967), 213.
- [4] J. L. Hartke, *J. Appl. Phys.*, **39** (1968), 4871.
- [5] A. Adamec, in 1977 World Electrotechnical Congress, in Moscow, (1977) 6, 21—25.
- [6] M. Ieda et al., *J. Appl. Phys.*, **42** (1971), 3737.
- [7] U. Johnsen G. Weber, *Progr. Colloid & Polymer Sci.*, **64** (1978), 174.
- [8] N. F. Mott and E. A. Davis, *Electronic Processes in Non-Crystalline Materials*, Oxford, 1971, 266.
- [9] N. F. Mott and E. A. Davis, *Electronic Processes in Non-Crystalline Materials*, Oxford, 1979, 96.
- [10] J. G. Simmons, *Phys. Rev.*, **166** (1968), 912.
- [11] E. Staryga and J. Swiatek, *Thin Solid Films*, **56** (1979), 311.
- [12] T. Hiari and N. Nakada, *Japan. J. Appl. Phys.*, **7** (1968), 112.
- [13] J. R. Hanscomb and J. H. Calderwood, *J. Phys. D.*, **6** (1973), 1093.
- [14] A. K. Jonscher and A. A. Ansari, *Phil. Mag.*, **23** (1971), 205.
- [15] Y. K. Kulshrestha and A. P. Srivastava, *Thin Solid Films*, **69** (1980), 269.

复合核统计理论的发展

高 良 俊

(中国科学院原子能研究所)

复合核统计理论, 自产生至今已有将近五十年的历史了。半个世纪以来世界上很多核物理工作者不断地进行着研究与改进, 使得这个理论在核反应领域中始终占有重要地位。纵观复合核统计理论的发展历史, 大体上可分为五个重要阶段:

物理

一、玻尔独立假设

1936年 N. 玻尔在中子俘获现象的启发下, 首先提出了复合核的概念^[1]。以高速运动的中子去撞击较重的靶核, 中子往往被靶核吸