

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,永远随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

收,形成一个较稳定的复合核,稍后这个复合核可能发生衰变(见图1)。

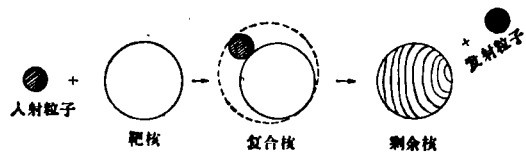


图1 复合核形成和衰变示意图

N. 玻尔认为复合核的形成及稍后的衰变是两个互不相关的独立过程,这就是核物理上常提到的玻尔独立假设。后来有人作实验证明在一定条件下这个假设是正确的,从此以后玻尔独立假设就成为复合核统计理论的基础。

二、蒸发模型

1937年 Weisskopf^[2] 根据玻尔假设,以经典统计力学和概率论为数学工具,推导出描写复合核衰变的公式,形成了核反应的蒸发模型:

$$\sigma_{ab}(\epsilon) = \sigma_a(\epsilon_0) \cdot G_b(\epsilon). \quad (1)$$

方程(1)描写一个动能为 ϵ_0 的人射粒子 a 打到一个较重的靶核上,形成复合核。复合核衰变出动能为 ϵ 的粒子 b, $\sigma_a(\epsilon_0)$ 是复合核形成截面, $G_b(\epsilon)$ 是发射几率, $\sigma_{ab}(\epsilon)$ 表示 b 粒子发射能谱。不难看出,方程(1)恰是复合核形成与衰变无关的数学表达式。在推导发射几率 $G_b(\epsilon)$ 的具体公式时, Weisskopf 只考虑了能量守恒,没有考虑角动量和宇称守恒,因此蒸发模型只用来解释能量不太高的发射粒子谱和激发函数,不能描写角分布。如果用它解释角分布,则只能是各向同性的。

三、豪泽-费许巴赫 (Hauser-Feshbach) 理论

随着原子核物理的发展,壳模型理论出现了。用壳模型理论成功地解释了实验上一再发现的幻数现象,从而表明在核反应中角动量是不可忽略的重要因素。1951年 L. Wolfenstein^[3] 首先在核反应蒸发模型中引入了角动量守恒,

随后 Hauser 和 Feshbach^[4] (以下简称为 H-F) 发展成为 H-F 统计理论。在 H-F 统计理论中,不仅保证了核反应过程中的能量守恒,同时也保证总角动量和宇称守恒。此外,为了避免不同角动量相干问题,又补充了一个统计假定,即不同轨道角动量分波对截面的贡献是互不相干的。于是得到孤立共振的 H-F 公式:

$$\sigma(l, j|l', j'|\theta) = \sigma_c^l(\epsilon_0) \sum_J \frac{T_{l'}(\epsilon)}{\sum_{p,q} T_p(\epsilon_q)} \times A_J(l, j|l', j'|\theta). \quad (2)$$

(2) 式中 l, l' 分别为入射和出射道的轨道角动量; j, j' 分别为入射和出射的自旋; θ 表示发射粒子的方向角; $\sigma_c^l(\epsilon_0)$ 是具有动能为 ϵ_0 的 l 分波的人射粒子打在靶核上形成复合核的截面。方程(2)中右面要对总角动量 J 求和,其中 $T_{l'}(\epsilon)$ 是动能为 ϵ 的 l' 分波发射粒子的穿透因子;分母上是对各种可能的出射道穿透因子求和; $A_J(l, j|l', j'|\theta)$ 是与标记的各量子数和发射粒子方向角 θ 有关的因子。

用 H-F 公式计算能谱和激发函数比蒸发模型大有改进,同时计算发射粒子的角分布不是各向同性的,而是 90° 对称的。图2中实线为 H-F 理论计算结果,黑点为实验结果。

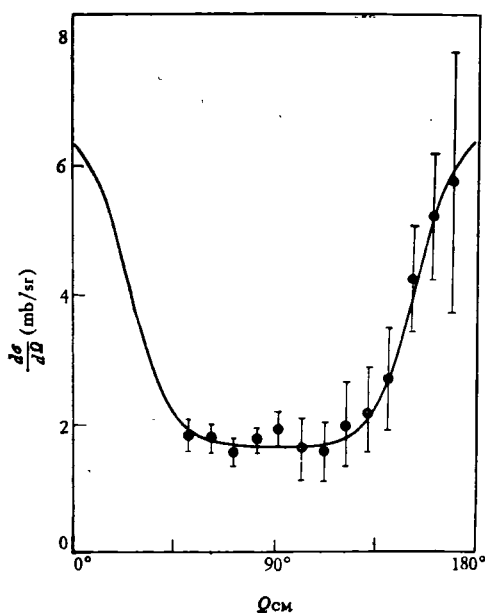


图2 $^{30}\text{Si}(p,p)(8.5 < \epsilon_0 < 10.7 \text{ MeV})$ 质子弹性散射角分布^[17]

四、涨落修正和直接反应的补充

然而,复合核统计理论(包括蒸发模型和 H-F 理论)都是以经典统计力学为基础的,它所描写的运动粒子只具有粒子性;而量子力学认为,运动着的粒子是具有波粒二象性的。因此,过去用经典统计力学所得出的复合核统计理论,应当用量子力学的观点加以剖析,从而找出它的不足之处。

用量子力学观点分析复合核反应,认为入射粒子群(或束)以波包的形式与靶核物质发生作用。根据玻尔独立假设,复合核的形成和衰变是互不相干的,它要求,当复合核衰变的时候,入射波包与靶核物质必须停止了相互作用,也就等于要求复合核寿命 τ 必须远大于波包与靶核物质相互作用的时间 T ,即有如下关系:

$$\tau \gg T. \quad (3)$$

如果以 Γ 表示复合核总宽度, Δx 是波包的直径, v 代表波包的群速度,则有

$$\tau = \hbar/\Gamma, \quad T = \Delta x/v \quad (4)$$

根据量子力学中的动量和能量测不准关系

$$\Delta p = \hbar/\Delta x, \quad \Delta E = \Delta p \cdot v. \quad (5)$$

由(3),(4),(5)式不难求出

$$\Gamma \ll \Delta E, \quad (6)$$

这里 ΔE 是能量误差。(6)式表明,能量误差远大于复合核的总宽度,当然也必然大于它的分宽度。由此可推知复合核的总宽度及其各衰变道的分宽度都是实验上测不准的量。H-F 公式中所用的物理量,有的用穿透因子,而穿透因子和宽度是成正比的,当然也是测不准的量。

从上面一系列的分析推断, H-F 公式必然存在着统计涨落。如果考虑量子效应,就必须对 H-F 公式作统计涨落修正。自六十年代开始, P. A. Moldauer^[6] 在对 H-F 公式作统计涨落修正方面,作了大量的工作,他引入了统计涨落修正因子 W_{ab}

$$\langle \sigma_{ab}^{CN} \rangle = \frac{T_a T_b}{\sum_c T_c} W_{ab}, \quad (7)$$

$$W_{ab} = \frac{\langle \Gamma_\mu \rangle \langle \Gamma_{\mu a} \Gamma_{\mu b} / \Gamma_\mu \rangle}{\langle \Gamma_{\mu a} \rangle \langle \Gamma_{\mu b} \rangle}, \quad (8)$$

这里的角括号 $\langle \rangle$ 表示求平均值;角标 a, b, μ 表示道标。

H-F 公式即使作了涨落修正,也只适合纯复合核反应,在实际核反应中并无纯复合核反应,往往混杂着直接反应道;用 H-F 公式时近似地忽略了直接反应道。为了使计算的截面更加符合实验结果, Satchler^[7] 等人认为和实验比较的平均截面应当由两部分组成:

$$\langle \sigma_{ab} \rangle = \sigma_{ab}^{DI} + \langle \sigma_{ab}^{CN} \rangle, \quad (9)$$

这里 σ_{ab}^{DI} 是直接反应截面, $\langle \sigma_{ab}^{CN} \rangle$ 是平均复合核反应截面,这就加入了直接反应,以弥补平均复合核截面之不足。H-F 公式两个方面的修正,一个是统计涨落修正,另一个是直接反应的补充,这是大约在六十年代同时发展起来的对 H-F 理论的改进。

五、多步统计理论

H-F 统计理论,以及考虑了统计涨落的修正和直接反应的补充,都是描写核反应的瞬时过程,它只计算了复合核衰变瞬时发生的一次过程。从实验发现存在着预平衡衰变,这说明核反应的实际过程并非只一次瞬时衰变,而是一个多步延续过程。由此就产生了多步统计理论。Feshbach^[8] 等人吸取了激子模型^[9] 按激子数分阶段的办法,把复合核的形成和衰变也分成很多阶段,每个阶段接近平衡的复杂程度不同,第 m 阶段比 $m-1$ 阶段复杂,但不如 $m+1$ 阶段更复杂;在链式假设限定下, m 阶段存在有向 $m-1$ 和 $m+1$ 阶段的跃迁几率,以及向核外面的衰变几率。在跃迁和衰变过程的竞争之下,决定着这个链式过程发展的快慢,当发展到链式序列的最末一个状态时,即达到了统计平衡。在平衡态时增序和减序跃迁几率相等,只剩下发射几率起作用,这就是建立在统计平衡状态基础之上的 H-F 统计理论。由此可见, H-F 理论只是多步复合统计理论的一个特例;多步复合统计理论概括了 H-F 理论。

多步复合过程的微分截面公式为

$$\frac{d\sigma}{dU} = \frac{\pi}{k^2} \sum_{m=1}^r \sum_{\nu=m-1}^{m+1} \frac{\langle \rho_{r\nu}(U) \Gamma_m^{\nu\nu}(U) \rangle}{\Gamma_m} \times \left(\prod_{k=1}^{m-1} \frac{\Gamma_k^{\downarrow}}{\Gamma_k} \right) \frac{2\pi\Gamma_1}{D_1} \quad (10)$$

这里 m 是阶段数, 当 $m=1$ 时为第一阶段, 相当于激子模型的 3 激子态, 当 $m=2$, 为第二阶段, 相当于 5 激子态等等, 一直到 r 阶段即平衡态; Γ_m 是 m 阶段的总宽度, Γ_k^{\downarrow} 是 m 阶段向下一阶段的跃迁宽度, $\langle \rho_{r\nu}(U) \Gamma_m^{\nu\nu}(U) \rangle$ 是发射到连续态的几率, $\rho_{r\nu}(U)$ 是剩余核的态密度; r 标记开放道的种类, ν 是状态的量子数; Γ_1/D_1 是第一阶段形成的强度函数, D_1 是相应态的平均间隔; $\Gamma_k^{\downarrow}/\Gamma_k$ 表示“耗散”项。用公式(10)可以计算自第一阶段到最末阶段的各阶段发射粒子的总和, 包括平衡和预平衡各态的衰变。

图 3 给出了 $^{27}\text{Al}(^3\text{He}, p)^{24}\text{Si}$ 反应的双微分截面, 入射能量 $E_{^3\text{He}}=13\text{MeV}$, 在 120° 测量^[10]。图中 a 是激子模型计算结果; b 是多步复合过程, 即方程(10)计算结果; c 是 H-F 公式计算结果; d 是实验结果。

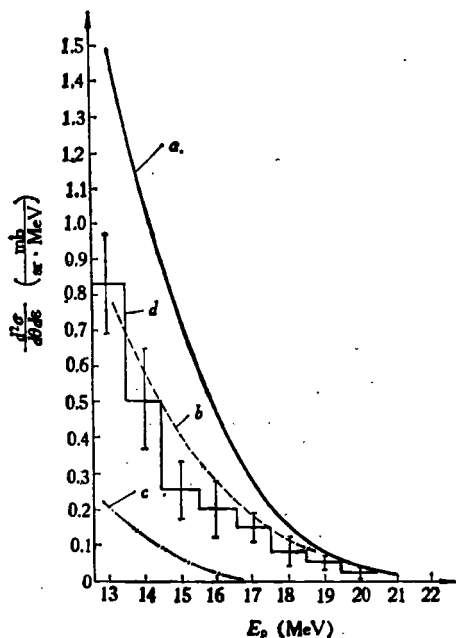


图 3

H-F 理论的基本假设是玻尔独立假设, 它

所描写的是复合核统计平衡状态下的一次衰变过程。多步复合统计理论, 突破了玻尔独立假设, 是建立在链式假设基础之上的, 它描写了核反应自第一阶段到最末阶段各个不同阶段的衰变, 把核反应看成是一个由非平衡(预平衡)到平衡的演化过程。计算结果与实验比较表明, 多步复合统计理论比 H-F 理论更符合实验结果, 这说明多步复合统计理论比 H-F 理论有更广泛的应用价值。

多步复合统计理论比 H-F 理论是提高了一步, 但它并非理论的顶点, 在解释角分布方面仍然存在着问题, 于是又引入了多步直接过程与之相匹配。最近复合核统计理论是这样的一个复杂图象: 自入射粒子与靶核相互作用开始, 至核反应最末一个阶段结束, 核反应要经历一个链式过程, 其中第 m 阶段比 $m-1$ 阶段更接近统计平衡。每个阶段中都存在着直接的粒子发射, 也有准平衡或预平衡的衰变, 把各阶段的直接发射, 预平衡发射叠加起来组成核反应全过程的发射。实验上测得的反应结果包括了这些复杂过程, 理论上就需要用多步复合统计理论与多步直接过程联合描写, 方能使理论更接近实验结果。

以上粗线条地勾画了复合核统计理论五十年来发展的概况, 远不能包括复合核反应的丰富内容。随着今后核物理实验的进一步发展, 复合核统计理论也会继续不断地发展。

参 考 文 献

- [1] N. Bohr, *Nature*, **137** (1937), 344.
- [2] V. F. Weisskopf, *Phys. Rev.*, **52** (1937), 295.
- [3] L. Wolfenstein, *Phys. Rev.*, **82** (1951), 690.
- [4] W. Hauser, H. Feshbach, *Phys. Rev.* **87** (1952), 366.
- [5] W. Kretschmer, M. Wangler, *Phys. Rev. Lett.*, **41** (1978), 1224.
- [6] P. A. Moldauer, *Phys. Rev. C*, **14** (1976), 764.
- [7] G. R. Satchler, *Phys. Lett.* **7** (1963), 55.
- [8] H. Feshbach, *Ann. Phys. (N. Y.)* **125** (1980), 429.
- [9] 高良俊, 王书暖, *物理*, **10** (1981), 722.
- [10] R. Bonetti, *Phys. Rev. C* **21** (1980), 816.