

因素。

(2) 对一定的材料,屏蔽磁场的材料厚度要比屏蔽电场的厚。在高频时,对一定的材料,只需较小的厚度。

(3) 在足够高的频率情况下,非铁磁材料(如铜、铝)对电场和磁场有较好的屏蔽效果。

(4) 对 60—800Hz 频率的电场,用薄的导电材料如铁、铜、铝、黄铜来屏蔽。

(5) 因磁饱和而使屏蔽无效时,则可采用两层或多层屏蔽结构,外层用中等磁导率的材料,最里层用高导磁率材料。

以上所述仅仅是一些基本知识,实际运用时还较复杂,需要根据具体情况统筹考虑,以达

到最佳的屏蔽效果。

参 考 文 献

- [1] 荒木庸夫, 电磁妨害と防止对策, 东京电机大学出版局, (1977).
- [2] Ralph E. Taylor, Radio Frequency Interference Handbook, (1971).
- [3] Donald R. J. White, A Handbook Series on Electromagnetic Interference and Compatibility, Vol. 3, Don White Consultants, Inc., (1973).
- [4] Donald R. J. White, A Handbook Series on Electromagnetic Interference and Compatibility, Vol. 4, Don White Consultants, Inc., (1971).
- [5] Donald R. J. White, A Handbook on Electromagnetic Shielding Materials and Performance, Don White Consultants, Inc., (1975).

核 反 应 激 子 模 型 综 述

高 良 俊 王 书 暖

(中国科学院原子能研究所)

一、引 言

激子模型是描写核反应预平衡衰变的唯象理论。为说明什么是预平衡衰变,请看图 1^[1]。

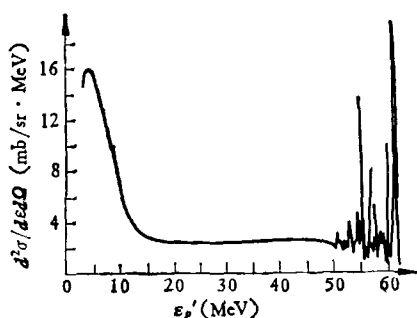


图 1 $^{56}\text{Fe}(p,p)$ 反应定向能谱
(入射能量 $\epsilon_p = 62\text{MeV}$, 方向角 $\Omega = 35^\circ$)

根据图 1 谱形的特点,大约可分为三段能区:

(1) 在 50—60 MeV 的能区中,出现许多尖锐、分立的共振峰,它表明在峰值对应的能量发

射核子突出地多,这些峰值对应着剩余核低激发态的能级。该段能谱是由直接反应机制发射的。

(2) 大约在 5—15 MeV 左右,出现一个宽大的峰,通常称这种图形为麦克斯韦分布,它是由蒸发模型提供的,称为蒸发谱。

(3) 在 15—50 MeV 区间,谱形是一段平坦的曲线,它介于直接反应与复合核蒸发谱之间,这段广阔的能区就是激子模型将要描述的预平衡发射的贡献。

假如从核反应进行时间的快慢来分析,直接反应所用时间最短,复合核衰变用的时间最长;预平衡衰变既不象直接反应那样短,也不象复合核衰变那样长,它是非平衡统计的中间过程。我们讲述的激子模型就是描述这种非平衡中间过程的理论。

二、激子模型的图象和公式

根据原子核结构的费米气体理论,把原子

核内的中子和质子统称为费米子。在未受激发的原子核中，费米子都处在费米能面之下的基态，当外界打入一个动能为 ε 的核子时，使得 $A + 1$ 个核子的组合系统具有激发能为 $E = B + \varepsilon$ 。上述的 A 是靶核的核子数， B 是入射核子在该靶核上的结合能。入射核子打入靶核势场，尚未激发起费米能面之下的核子时，称为 $n = 1$ 的激子态[见图 2(a)]。假定入射核子以两体相互作用的方式，将它所带的能量传递给费米能 E_F 之下的核子，使得费米能之下的核子受激发而跳到费米能面之上，而在费米能面之下出现一个空穴。这就成为 2 粒子 1 空穴的 $n = 3$ 激子态[图 2(b)]。继续进行上述的能量传递，就相继出现 5, 7... 激子态[图 2(c)]。

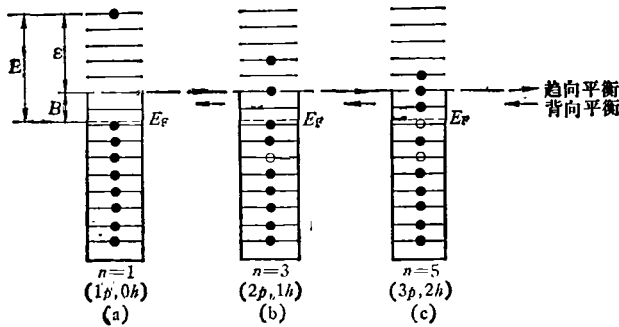


图 2 激子态演化示意图

(●和○分别表示粒子和空穴在势阱中的填充变化情况； n (激子数) = p (粒子数) + h (空穴数)；(a), (b), (c) 分别表示 $n = 1, n = 3$ 和 $n = 5$ 的激子态)

一般说来，在激子数尚少的时候，核子向费米能面之上的跃迁占主要地位。随着激子数的增加，粒子返回费米能面之下的跃迁逐渐增加，当这两种跃迁几率相等的时候，系统达到了统计平衡。图 2 中向右的箭号表示 $\Delta n = +2$ 的跃迁，向左的箭号表示 $\Delta n = -2$ 的跃迁。还有 $\Delta n = 0$ 的跃迁，它只对发射粒子角度有影响，代表激子态的散射。

我们假设束缚态能级是等间隔的，即 $d = 1/g = \text{常数}$ ，单粒子态密度 g 自然也是常数，计算 n 个激子分配激发能 E 的方式，我们用统计理论可求出激子态密度 $\rho(p, h, E)$ 为

$$\rho(p, h, E) = \frac{g(gE)^{n-1}}{p!h!(n-1)!}, \quad (1)$$

根据量子力学与时间有关的微扰论，利用激子态密度 $\rho(p, h, E)$ ，可以求出上面提到的 $\Delta n = 0, \pm 2$ 的三种跃迁几率。

$$\lambda^0(n) = \frac{\pi}{\hbar} \frac{|M|^2 g^2 E}{n} \{p(p-1) + h(h-1) + 4ph\}, \quad (2)$$

$$\lambda^+(n) = \frac{\pi}{\hbar} |M|^2 \frac{g^3 E^2}{n+1}, \quad (3)$$

$$\lambda^-(n) = \frac{\pi}{\hbar} |M|^2 g \cdot p \cdot h(n-2). \quad (4)$$

当组合系统的激子数逐渐增加到一定程度，系统达到统计平衡，此时， $\Delta n = +2$ 和 $\Delta n = -2$ 两种跃迁几率相等，即

$$\lambda^+(n) = \lambda^-(n). \quad (5)$$

将 (3) 式和 (4) 式代入 (5)，近似地可计算出达到平衡时的最可几激子数：

$$\bar{n} = \sqrt{2gE}. \quad (6)$$

以上所讲 $\Delta n = 0, \pm 2$ 的三种跃迁都属于内部跃迁，也就是说这些跃迁都不会使粒子跑到原子核外面去。然而各种激子态中都可能有的核子发射到原子核外面去。根据核反应普遍遵守的细致平衡原理，利用统计物理上的系综概念及其描述方法，可求出发射动能在 ε 至 $\varepsilon + d\varepsilon$ 之间的 ν 类粒子的几率。

$$W_\nu(n, \varepsilon) d\varepsilon = \frac{2s_\nu + 1}{\pi^2 \hbar^3} \mu_\nu \varepsilon \sigma(\varepsilon)$$

$$\times \frac{\rho(p-1, h, U)}{\rho(p, h, E)} d\varepsilon, \quad (7)$$

这里 $\nu = 1, 2$ ，分别代表中子和质子。发射中子或质子的总几率为

$$L(n) = \sum_{\nu=1}^2 \int_{0 \text{ 或 } V_p}^{E-B_\nu} W_\nu(n, \varepsilon) d\varepsilon. \quad (8)$$

在 (7) 和 (8) 式中， s_ν 和 μ_ν 分别表示 ν 粒子的自旋和约化质量； $\sigma_\nu(\varepsilon)$ 是逆反应截面。 $\rho(p-1, h, U)$ 和 $\rho(p, h, E)$ 是由 (1) 式给出的分别代表剩余核和组合核的激子态密度。 B_ν 是发射 ν 类粒子的结合能。 V_p 是质子在靶核上的库仑位垒，因为中子不带电荷，所以在 (8) 式中积分下限分两种情况取不同的值。

三、激子模型主方程的解

激子模型主方程是描写 $\lambda^{\pm,0}(n)$ 三种内部跃迁和发射几率 $L(n)$ 竞争规律的。占有几率 $q(n, \Omega, t)$ 随时间的变化遵守如下的偏微分方程:

$$\frac{\partial q(n, \Omega, t)}{\partial t} = \sum_{m=n-2}^{n+2} \lambda_{m \rightarrow n} \int d\Omega' G(\Omega, \Omega') q(m, \Omega', t) - q(n, \Omega, t) \left[L(n) + \sum_{m=n-2}^{n+2} \lambda_{n \rightarrow m} \right], \quad (9)$$

其中

$$\lambda_{n \rightarrow m}(\Omega \rightarrow \Omega') = \lambda_{n \rightarrow m} G(\Omega, \Omega'), \quad (10)$$

$$G(\Omega, \Omega') = \left[\int d\sigma \frac{d\sigma}{d\Omega} \right]^{-1} \frac{d\sigma}{d\Omega}. \quad (11)$$

这里 $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ 是自由核子——核子微分散射截面。角因子 $G(\Omega, \Omega')$ 满足归一化条件:

$$\int G(\Omega, \Omega') d\Omega' = 1. \quad (12)$$

(9) 式中 $\lambda_{m \rightarrow n}$ 中的 $m = n + 2, n, n - 2$, 相应的跃迁几率为 $\lambda^-(n), \lambda^0(n), \lambda^+(n)$, 它们已由(4), (2) 和 (3) 式给出。

我们将占有几率 $q(n, \Omega, t)$ 按 Legendre 函数展开:

$$q(n, \Omega, t) = \sum_l \eta_l(n, t) p_l(\cos \theta), \quad (13)$$

并且引用了下面的积分:

$$\int d\Omega' G(\Omega, \Omega') p_l(\cos \theta') = \mu_l p_l(\cos \theta). \quad (14)$$

(14) 式中的因子 μ_l 由下式按各种不同的 l 值分别给出:

$$\mu_l = \begin{cases} 1 & \text{当 } l = 0 \\ 2/3 & \text{当 } l = 1 \\ 0 & \text{当 } l \geq 2, \\ & \text{并为奇数} \\ \frac{(-1)^{(l+2)/2} (l!)}{2^{l-1} (l-1)(l+2) [(l/2)!]^2} & \text{当 } l \geq 2, \text{并} \\ & \text{为偶数} \end{cases} \quad (15)$$

将方程(13)和(14)代入(9)式, 利用 Legendre 函数的正交性, 可把方程(9)化成 l 分波的主方程:

$$\frac{\partial \eta_l(n, t)}{\partial t} = \mu_l \lambda^+(n-2) \eta_l(n-2, t) + \mu_l \lambda^-(n+2) \eta_l(n+2, t) - \eta_l(n, t) [L(n) + \lambda^+(n) + \lambda^-(n) + (1-\mu_l) \lambda^0(n)]. \quad (16)$$

对(16)式两边时间变量积分, 积分限取 0 至 ∞ , 并令

$$\zeta_l(n) = \int_0^\infty \eta_l(n, t) dt. \quad (17)$$

注意到(16)式满足边界条件:

$$\left. \begin{aligned} \eta_l(n, t=0) &= \frac{2l+1}{4\pi} \delta_{nn_0}, \\ \eta_l(n, t \rightarrow \infty) &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

我们可以用矩阵解法^[2]、连分式解法、Strum 序列解法^[3]等, 求出方程(16)的解:

$$\zeta_l(n) = \eta_l(n_0, t=0) (\mu_l)^{(n-n_0)/2} T_l(n) h_l(n) \times \left[\prod_{\substack{m=n_0 \\ \Delta m=2}}^{n-2} \lambda^+(m) T_l(m) h_l(m) \right] \times \left\{ 1 + \sum_{\substack{j=n_0+2 \\ \Delta j=2}}^N \left[\prod_{\substack{k=j \\ \Delta k=2}}^{j-2} \mu_l^2 \lambda^+(k) h_l(k) \times T_l(k) \lambda^-(k+2) T_l(k+2) h_l(k+2) \right] \right\}, \quad (19)$$

这里 N 是最大激子数。

$$T_l(n) = [\lambda^+(n) + \lambda^-(n) + L(n) + (1-\mu_l) \lambda^0(n)]^{-1}, \quad (20)$$

$$h_l(n) = [1 - \mu_l^2 \lambda^+(n-2) T_l(n-2) \times \lambda^-(n) T_l(n) h_l(n-2)]^{-1}, \quad (21)$$

当 $n = n_0$ 时, $h_l(n_0) = 1$. 由(19)式可以求出激子态寿命:

$$\tau(n, \Omega) = \sum_l \zeta_l(n) p_l(\cos \theta) \quad (22)$$

用(7)式和(22)式, 我们求出双微分散截面为

$$\frac{d^2 \sigma_v(\varepsilon, \Omega)}{d\varepsilon d\Omega} = \sigma(E) \sum_{\substack{n=n_0 \\ \Delta n=2}} \tau(n, \Omega) W_v(n, \varepsilon). \quad (23)$$

对(23)的发射粒子的能量 ε 积分, 我们得

到角分布公式:

$$\frac{d\sigma_v(Q)}{dQ} = \sigma(E) \sum_{\substack{n=n_0 \\ \Delta n=2}} t(n, Q) \times \int_{0 \text{ 或 } v_p}^{E-B_p} W_v(n, \varepsilon) d\varepsilon, \quad (24)$$

对(23)式的角度 Q 积分, 便得到发射粒子能谱:

$$\frac{d\sigma_v(\varepsilon)}{d\varepsilon} = \sigma(E) \sum_{\substack{n=n_0 \\ \Delta n=2}} t(n) W_v(n, \varepsilon), \quad (25)$$

其中 $t(n) = 4\pi \zeta_0(n)$.

对(23)式的能量 ε 和立体角 Q 双积分, 我们得到激发函数:

$$\sigma_v(E) = \sigma(E) \sum_{\substack{n=n_0 \\ \Delta n=2}} t(n) \int_{0 \text{ 或 } v_p}^{E-B_p} W_v(n, \varepsilon) d\varepsilon. \quad (26)$$

(23) 至 (26) 式中都有求和号, 求和的初项为 n_0 , 此为初始激子数, 一般取 $n_0 = 3$. 假如我们只计算预平衡发射的能谱, 激发函数和角分布, 求和的末项取 $\bar{n} = \sqrt{2gE}$, 如果要把平衡发射部分也包括进去, 其求和末项取 $n = N$. 这里 $N = A - 1$, A 是靶核的核子数. 上面各式中 $\sigma(E)$ 是组合核形成截面, 它可由光学模型求出.

另外, 为了计算简便, 对(19)式采取了各种近似. 如果取“不返回”近似, 即令 $\lambda^-(n) = 0$,

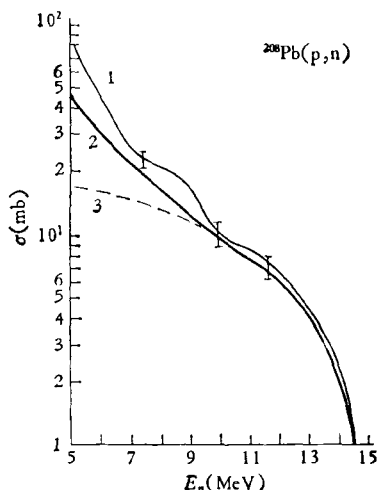


图3 $^{208}\text{Pb}(p, n)$ 角积分基态中子能谱 ($E_p = 17.6 \text{ MeV}$; 1. 表示实验曲线; 2. 复合核衰变和预平衡衰变的贡献之和; 3. 预平衡的贡献^[67])

便得到 Gadioli 公式^[4]; 如果对跳跃函数 $h_i(n)$ 取一级近似, 便得到 Wu-Chang 公式^[5].

四、激子模型的应用

1. 解释单粒子发射的能谱、激发函数和角分布

激子模型能成功地解释这三种实验结果的具体情况, 分别如图 3, 4, 5 所示.

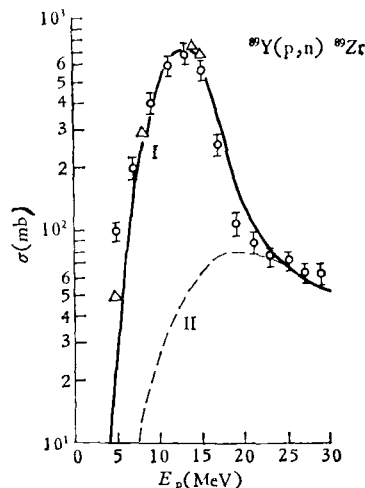


图4 $^{89}\text{Y}(p, n)^{89}\text{Zr}$ 激发曲线 (\circ 和 Δ 为实验点; I. 复合核和预平衡贡献之和; II. 预平衡的贡献^[67])

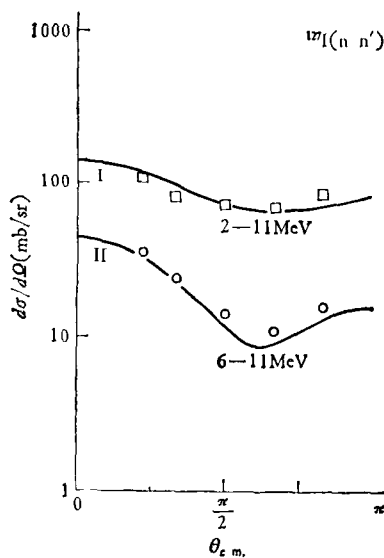


图5 $^{127}\text{I}(n, n')$ 角分布 ($E_n = 14.6 \text{ MeV}$; 2—11 MeV 和 6—11 MeV 分别表示对发射中子能量的积分区间; I, II 为激子模型计算曲线; \circ 和 \square 为实验点^[67])

由图 3, 4, 5 可以看出, 激子模型理论计算曲线和实验测量值是符合的. 同复合核统计理论比较, 激子模型不仅公式简单, 计算方便, 同时还能解释复合核统计理论所不能解释的“硬”尾谱形和朝前角分布的预平衡衰变特征^[7].

2. 计算复杂粒子发射谱

上述激子模型都是描写单粒子发射的, 没有包括像氘、氚或 α 这样的集团粒子发射. 这里介绍两种用激子模型计算复杂粒子发射的方法:

第一, 引入有效激子态密度, 这种方法是假定原子核内存在着某种集团粒子, 比如 α 粒子, 用 ϕ 表示 α 粒子在原子核中的成分, $1-\phi$ 即为单粒子成分. α 粒子与单粒子混合存在用有效激子态密度来描写:

$$\rho^*(p, h, E) = [\phi K_a^{p,h} + (1-\phi)K_s^{p,h}] \times \rho(p, h, E), \quad (27)$$

这里 $\rho(p, h, E)$ 由 (1) 式给出, $\rho^*(p, h, E)$ 称为有效激子态密度. $K_a^{p,h}$ 和 $K_s^{p,h}$ 是修正因子, 可以估算出来^[8], 预形成因子在这里做为可调参数, 由理论计算和实验值比较而定出, 引入有效激子态密度之后, 发射几率修改成为:

$$W_v(p, h, \varepsilon) d\varepsilon = \frac{2s_v + 1}{\pi^2 \hbar^3} \mu_v \varepsilon \sigma_v(\varepsilon) \times \frac{\phi K_a^{p,h} \rho(p - p_v, h, U)}{[\phi K_a^{p,h} + (1-\phi)K_s^{p,h}] \rho(p, h, E)} d\varepsilon. \quad (28)$$

用上述方法定出的成分因子 ϕ 和其他方法相验证. 符合较好. 不足之处是这种方法不能计算多种集团粒子混合发射的问题.

第二种方法要引入两个因子, 一是预形成因子 τ_β , 一是组成因子 $R_\beta(p)$, (7) 式改写成下式:

$$W_\beta(n, \varepsilon) d\varepsilon = \frac{2s_\beta + 1}{\pi^2 \hbar^3} \mu_\beta \varepsilon \sigma_\beta(\varepsilon) \frac{\rho(p - p_\beta, h, U)}{\rho(p, h, E)} \times \frac{\rho(p_\beta, 0, E - U)}{\rho(p, h, E)} \tau_\beta R_\beta(p) d\varepsilon. \quad (29)$$

预形成因子 τ_β 可以用理论计算与实验测量截面相对照的方法定出来^[9]. 组成因子 $R_\beta(p)$ 是由单粒子随机组合而成:

$$R_\beta(p) = \left\{ \sum_{i=0}^{p-p_\alpha} \left[\frac{(p-p_\alpha)!}{i!(p-p_\alpha-i)!} \left(\frac{Z}{A}\right)^i \times \left(\frac{N}{A}\right)^{p-p_\alpha-i} \right] \left[\frac{(\pi_\alpha+i)!}{\pi_\beta!(\pi_\alpha-\pi_\beta+i)!} \right] \times \left[\frac{(p-\pi_\alpha-i)!}{\nu_\beta!(p-\pi_\alpha-i-\nu_\beta)!} \right] \right\} / \left\{ \frac{p!}{p_\beta!(p-p_\beta)!} \right\}, \quad (30)$$

(30) 式中 π_α, ν_α 和 p_α 分别表示入射集团粒子所包含的质子、中子和核子数. π_β, ν_β 和 p_β 分别表示出射集团粒子所包含的质子、中子和核子数. p 代表受激粒子数, i 代表组态变量. 用第二种方法计算的五种粒子发射谱见图 6.

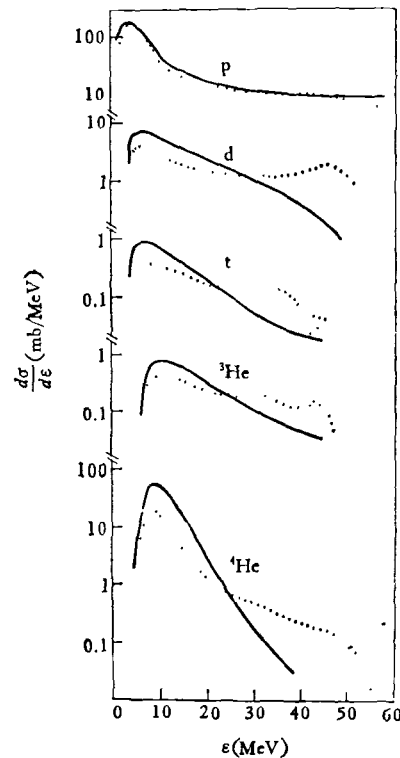


图 6 $^{54}\text{Fe}(p, x)$ 能谱

($E_p = 62\text{MeV}$; x 代表质子 (p)、氘 (d)、氚 (t)、氦三 (^3He) 和 α 粒子 (^4He); 实线为激子模型计算曲线; 虚线为实验曲线^[10])

从图 6 可以看出, 质子能谱理论计算值与实验符合最好, 集团粒子 d, t, ^3He 和 α 粒子符合稍差. 可能是因为引入两个因子还不能确切地描写集团粒子的真实情况, 这是需要进一步研究和改进的.

3. 计算高能 γ 射线谱

激子模型也可以计算高能 γ 射线谱,但在描述方式上有三种不同的看法:

(1) J. R. Wu^[11] 认为, γ 射线只产生在激子散射过程中,增殖和湮灭跃迁都不伴随有 γ 射线发射。

(2) V. A. Plyuyko^[12] 认为,三种跃迁(即 $\Delta n = 0, +2, -2$) 都伴随有 γ 射线。

(3) E. Běták^[13] 认为, γ 射线只产生在 $\Delta n = -2$ 和 $\Delta n = 0$ 的两种跃迁之中,而在 $\Delta n = 0$ 的跃迁中,又分粒子退激发和空穴退激发所引起的 γ 发射。

如果我们不考虑泡利原理的影响,根据 E. Běták 的设想, γ 射线发射几率可写成下面形式:

$$W_\gamma(n, E_i, E_f) dE_\gamma = \frac{E_\gamma^2 \sigma(E_\gamma)}{\pi^2 \hbar^3 c^2} \times \left\{ \rho(p-1, h-1, E_f) + \frac{ng\rho(p, h, E_f)}{\rho(1, 1, E_\gamma)} \right\}. \quad (31)$$

(31) 式中 $E_\gamma = E_i - E_f$ 是 γ 射线的能量, E_i 为激发能, E_f 为发射 γ 之后的剩余能量, (31)

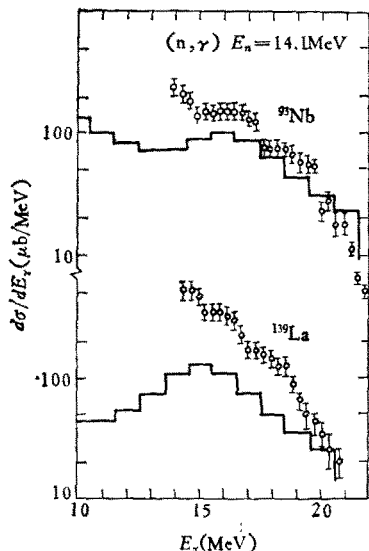


图7 $^{93}\text{Nb}(n, \gamma)$ 和 $^{139}\text{La}(n, \gamma)$ 反应 γ 射线能谱与激子模型计算结果 ($E_n = 14.1\text{MeV}$; \square 为实验结果^[13])

式中花括号内,第一项为 $\Delta n = -2$ 跃迁伴随的 γ 射线,第二项是 $\Delta n = 0$ 跃迁中两类退激发引起的 γ 射线;从主方程解出激子态寿命 $t(n)$,利用 (31) 式,可得到 γ 射线谱:

$$\sigma(E_\gamma) dE_\gamma = \sigma(E_i) \sum_{\substack{n=n_0 \\ \Delta n=2}} t(n) W_\gamma(n, E_i, E_f) dE_\gamma, \quad (32)$$

其中 $\sigma(E_i)$ 是组合核形成截面。用 (32) 式计算的 14.1MeV 入射中子,引起的 $^{93}\text{Nb}(n, \gamma)$ 和 $^{139}\text{La}(n, \gamma)$ 谱见图 7。

从图 7 可以看出,高能段的 γ 射线谱计算值与实验符合较好,低能段偏离较大。这说明激子模型计算的 γ 射线谱多是预平衡成份;应当加入统计平衡态发射的 γ 射线谱,才能使低能段与实验符合得好。最近采用耦合主方程,加入声子态的激子模型,计算结果与实验符合得更好。

4. 计算光核反应截面

光核反应(包括激光核反应)近年来发展很快,激子模型在解释光核反应截面中也比较成功。核反应中的光激发与核子激发反映在激子模型上两点不同:首先表现在主方程的初始条件上,一般单粒子激发的初始激子数 $n_0 = 3$ 。因为光激发多是偶极激发,所以初始激子数 $n_0 = 4$,由于初始条件不同,即使在激发能相同的条件下,由主方程求得的激子态寿命也不同于核子激发的激子态寿命。为区别起见,我们用 ${}_t n$ 表示光激发的激子态寿命。

第二点不同是组合核形成截面与光子吸收截面。如果光子能量在 $10 \sim 40\text{MeV}$ 区域(巨共振区),用 Lorentz 公式计算,得

$$\sigma_1(E_\gamma) = \sum_{m=1}^2 \frac{E_\gamma^2 \Gamma_m^2 \sigma_m}{(E_\gamma^2 - E_m^2)^2 + E_\gamma^2 \Gamma_m^2}, \quad (33)$$

这里 Γ_m, σ_m 为 Lorentz 参数,可由实验给出, E_m 为共振能量,由巨共振峰位置确定。

如果光子能量在 40MeV 以上,光子吸收截面由准氦核模型给出:

$$\sigma_D(E_\gamma) = L \frac{NZ}{A} (E_\gamma - B)^{3/2} / E_\gamma^3, \quad (34)$$

这里 $L = 6.8$ 称为 Levinger 参数, NZ 为中子与质子成对的数, B 为氘核的结合能 ($B = 2.26$ MeV). 由以上分析, 我们可以计算不同能区的人射光子激发产生的 ν 粒子发射谱:

$$\sigma_\nu(\varepsilon)d\varepsilon = \sigma(E_\gamma) \sum_{\substack{n=n_0 \\ \Delta n=+2}} \tau_n W_\nu(n, \varepsilon)d\varepsilon, \quad (35)$$

这里的光子吸收截面分能区给出:

$$\sigma(E_\gamma) = \begin{cases} \sigma_L(E_\gamma) & 10\text{MeV} < E_\gamma < 40\text{MeV}, \\ \sigma_D(E_\gamma) & 40\text{MeV} < E_\gamma < 150\text{MeV}. \end{cases} \quad (36)$$

由 (35) 式计算的光核反应截面见图 8.

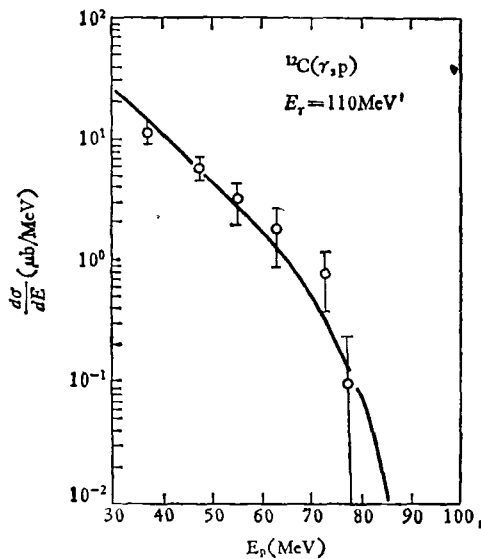


图 8 $^{12}\text{C}(\gamma, p)$ 角积分能谱和激子模型计算曲线 ($E_\gamma = 110\text{MeV}$; $\bar{\nu}$ 为实验结果)

这里的光子吸收截面是由准氘核模型即 (34) 式计算的. 图 8 表明理论和实验符合得比较好.

五、结 语

上面我们综合叙述了激子模型理论和应用概况. 激子模型的中心内容是描写核反应的预平衡现象, 理论上涉及非平衡统计这个难题.

从应用角度来看, 当前有关聚变反应堆的设计、辐射损伤、放射医学、空间探测以及天体物理等方面^[14] 都用到了 $10 \sim 40$ MeV 的核反应截面数据. 在这段能区的核反应中, 预平衡衰变的贡献是相当重要的. 凡是要用到在上述能区内中子、质子、氘、氚和 α 粒子的能谱与截面数据, 激子模型理论就能发挥它的作用. 最近在电子、介子等基本粒子引起的核反应中, 也用上了激子模型.

激子模型理论还在发展, 其应用还在不断推广. 它有很多地方尚待改进, 如内部跃迁矩阵元和激子态密度等等.

最近有人在激子模型中引入角动量守恒, 从而使激子模型与 Hauser-Feshbach 理论联系起来. 另外 Feshbach^[15] 又提出了多步复合统计理论, 也能描写预平衡核反应. 看来, 描写预平衡发射的核反应理论是多种多样的. 我们上面所介绍的是其中一个简单而实用的模型理论.

参 考 文 献

- [1] M. Blann, *Ann. Rev. Nud. Sci.*, **25**(1975), 123.
- [2] J. M. Akkermans, H. Gruppelaar *Phys. Rev. C*, **22**(1980), 73.
- [3] 高良俊、刘仁康, *原子能科学技术*, **1**(1981), 100.
- [4] E. Gadioli, *Nukleonika*, **21**(1976), 385.
- [5] J. R. Wu, C. C. Chang, *Phys. Lett.*, **60B** (1976), 423.
- [6] 高良俊、刘仁康, *原子能科学技术*, **5**(1980), 611.
- [7] 高良俊、马中玉、王书暖, *高能物理*, **2**(1981), 9.
- [8] E. Gadioli et al., *Phys. Rev. C*, **16**(1977), 1404.
- [9] J. R. Wu, C. C. Chang, *Phys. Rev. C*, **16**(1977), 1812.
- [10] C. K. Cline, *Nucl. Phys.*, **A193**(1972), 417.
- [11] J. R. Wu, *Univ. of Maryland*, (1977), 77.
- [12] V. A. Plyuyko et al., *Phys. Lett.*, **76B** (1978), 253.
- [13] E. Böták, *Phys. Lett.*, **84B** (1979), 368.
- [14] E. Gadidi, *Recent Result in the Theoretical Description of Pre-equilibrium Processes*, SMR/68/I, (1980).
- [15] Herman Feshbach et al., *Ann. Phys.*, (New York) **125**(1980), 429.