

核反应能谱的中段连续谱研究之一： 裂解-聚合反应机制的贡献*

李先卉

(北京大学物理系, 100871)
(中国科学院理论物理所, 北京 100080)

摘 要

本文介绍了裂解-聚合反应机制对核反应能谱的中段连续谱的贡献。这个反应机制认为炮弹在靶核势场中经历了裂解及与靶核聚合两步过程。本文给出了一个处理裂解-聚合机制的有限程计算的理论方法, 并把这一理论应用于 α 粒子轰击轻重不同的靶核的一系列核反应。理论与实验的比较证实裂解与聚合反应机制是对中段连续谱的主要贡献。

一、引 言

一般的核反应能谱呈现如图1所示的典型图形。在横坐标所示的出射粒子能量的高段, 谱线由分立的尖锐的峰构成。这是与出射粒子及剩余核的低激发态相对应的, 理论上可以用直接相互作用机制来解释。在出射粒子能量低段, 谱线呈一个宽峰。它对应于核反应的复合核过程, 理论上可以用统计的复合核机制来解释。对以上两个部分, 人们已有较清楚的了解了。在出射粒子能量的中段, 以上两段之间, 是一个很宽的连续谱。它不能用单纯的复合核机制或直接反应机制解释。由于这里涉及的反应机制比较复杂, 对它的研究比另外两段要迟得多。近十几年来, 实验技术和计算机速度的提高, 使得实验上和理论上研究中段连续谱成为可能, 所以对中段连续谱的研究已渐渐成为核反应研究中一个吸引人的活跃领域。由于对反应机制的不同解释, 人们称作“深部非弹性散射”, “予平衡发射”, “裂解-聚合反应”, “裂解-拾取-聚合反应”等各种名称的过程, 都是研究这段能谱的。

这里将在“研究之一”和“研究之二”里, 对裂解-聚合反应和裂解-拾取-聚合反应理论分别作个介绍。本文介绍裂解-聚合反应机制。

为了讨论中段连续谱的核反应机制, 让我们考虑一个两步过程: 首先, 入射粒子在靶核势场下裂为两半, 这是一个直接过程; 然后一半出射, 另一半与靶核发生进一步的相互作用。比如与靶核融合形成高激发态的核, 随之衰变。我们把这样的两步过程称为“裂解-聚合 (breakup-fusion) 反应”(简记为 BF)。当然同时也存在一个较简单的过程, 即

本文于1991年5月3日收到。

* 高等学校博士学科点专项科研基金及中国科学院理论物理所科研基金资助。

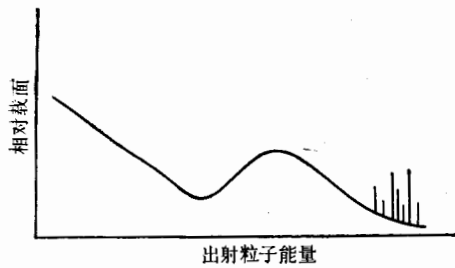


图1 一般核反应能谱的示意图

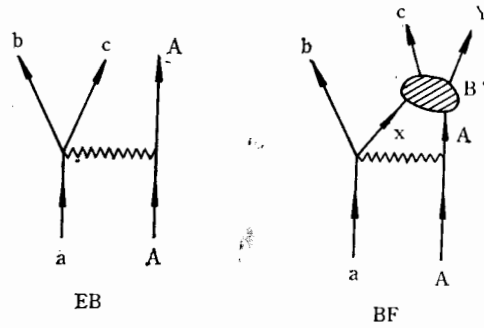


图2 EB与BF反应机制的过程示意图

入射粒子裂开后,两个碎片都成为最终反应产物。这后一过程,我们称为“弹性裂解 (elastic breakup) 反应”(简记为 EB)。参看图 2。

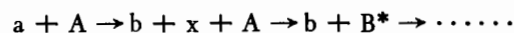
实际上 EB 只是一个直接核反应,它在几年前已被人们了解了。近年来有价值的研究工作是对 BF 的研究。

六十年代和七十年代不少实验表明如下的一个两步过程是存在的。例如 T. Nomura 等人在 1979 年发表的 $^{40}\text{Ca}(^{23}\text{Ne}, ^{16}\text{O})$ 和 $^{40}\text{Ca}(^{20}\text{Ne}, \alpha)$ 实验^[1],用符合测量技术测到的 ^{20}Ne 裂开为 ^{16}O 和 α 的同时出射事件,表明 EB 过程的存在;同时,也分别测了单一出射 ^{16}O 和 α 粒子的反应截面。发现单一 α 粒子出射的截面是 α - ^{16}O 符合截面的 20 倍,而 ^{16}O 单独出射截面是符合截面的 5 倍。这说明, ^{20}Ne 裂解为 ^{16}O 和 α 后,只有少数情况是二者都出射了,多数情况是碎片之一与靶核进一步相互作用了。

BF 反应机制的理论研究工作主要开展于 1980 年前后。目前世界上处理 BF 机制比较成功的有:西德的 Baur 和 Trautmann(简称 BT)^[2];美国的 Kerman 和 McVoy(简称 KM)^[3];美国的 Austern 和 Vincent^[4],及后来在此基础上又作了发展的日本的 Kasano 和 Ichimura(简称 AVKI)^[5];以及美国的 Udagawa 和 Tamura(简称 UT)^[6]。在以上理论中, KM 是从传统的处理复合核机制的理论方法出发来处理 BF 两步过程的, UT 是从传统的处理直接相互作用机制的理论方法出发来处理 BF 两步过程的。尽管出发点和方法根本不同,但有趣的是,所得到的反应截面的公式却是完全一致的。而西德的 BT 和美日的 AVKI 的理论公式,可以由 UT 的公式加以近似条件导出^[10],所以本文简单介绍一下 UT 的理论。

二、公 式

我们研究的是这样一个过程



其中第一步为裂解 (breakup),第二步为聚合 (fusion)。

由光学定理出发,入射道 a 的总吸收截面为:

$$\sigma_a^A = \left(\frac{2\pi}{\hbar v_a} \right) \langle x_a^{(+)} | W_a | x_a^{(+)} \rangle / \pi \quad (2.1)$$

其中 v_a 是入射速度, $\chi_a^{(+)}$ 是入射道的光学模型波函数, 亦称扭曲波波函数。 $-W_a$ 是入射道光学势 U_a 的虚部, $U_a = -V_a - iW_a \cdot \chi_a^{(+)}$ 满足

$$(T_a + U_a)\chi_a^{(+)} = E_a\chi_a^{(+)},$$

其中 E_a 是入射道能量, T_a 是动能算符。

运用 Feshbach 的方法^[2], 光学势的虚部 W_a 可表达为

$$W_a = -\text{Im} \left\langle \phi_a \left| H_{PQ} \frac{1}{E - H_{QQ} - i\varepsilon} H_{QP} \right| \phi_a \right\rangle, \quad (2.2)$$

其中 $\phi_a = \phi_a \phi_A$, 为入射道基态本征波函数; P 是入射道投影算符, $P = |\phi_a\rangle\langle\phi_a|$, $P + Q = I$, 并定义 $H_{PQ} \equiv PHQ$, $H_{QP} \equiv QHP$, $H_{QQ} \equiv QHQ$ 。

(2.2) 式中的 W_a 是与入射道以外所有反应道相联系的, 所以 (2.1) 式将给出总的吸收截面。现在我们对裂解反应道感兴趣(包括 BF 和 EB), 将裂解反应道记作 d 道:

$$\sigma_d^A = \left(\frac{2\pi}{\hbar v_a} \right) \langle \chi_a^{(+)} | W_d | \chi_a^{(+)} \rangle / \pi, \quad (2.3)$$

其中

$$W_d = \text{Im} \langle \phi_a \phi_A | V_a G_d^{(+)} V_a | \phi_a \phi_A \rangle, \quad (2.4)$$

$$G_d = (E - H_0 - T_x - T_b - U_x - U_b + i\varepsilon)^{-1}, \quad (2.5)$$

H_0 是三个粒子 b, x, A 的本征哈密顿量, T_i, U_i 分别为粒子 i ($i = b, x$) 的动能与光学势算符, E 为能量本征值。并有 $V_a = U_x + U_b - U_a$ 。

经过一些符号运算, 并忽略裂解后出射粒子 b 对吸收过程的影响, 我们得到格林函数 $G_d^{(+)}$ 为

$$G_d^{(+)} = W_b^{(-)} W_x^{(-)} g^{(+)} W_x^{(-)+} W_b^{(-)+} - W_b^{(-)} G_x^{(+)} U_x^{+} G_x^{(+)} W_b^{(-)+}, \quad (2.6)$$

其中引入算符 $W_i^{(-)}$ ($i = b, x$), 它作用在平面波波函数上可得扭曲波波函数, $g^{(+)}$ 是自由粒子的格林函数。

从而裂解道的吸收截面为:

$$\sigma_d^A = \left(\frac{2\pi}{\hbar v_a} \right) \sum_{m_x m_b} \int dE_b dQ_b \rho(E_b) \cdot [| \langle \chi_b^{(-)} \chi_x^{(-)} \phi_x \phi_b \phi_A | V_a | \chi_a^{(+)} \phi_a \phi_A \rangle |^2 + \langle \varphi_x^{(+)} | W_x | \varphi_x^{(+)} \rangle / \pi], \quad (2.7)$$

其中

$$| \varphi_x^{(+)} \rangle = G_x^{(+)} (\chi_b^{(-)} \phi_b \phi_x \phi_A | V_a | \chi_a^{(+)} \phi_a \phi_A \rangle$$

是吸收道(称为 x 道)的波函数, W_x 是 x 道光学势的虚部, $\chi_b^{(-)}$ (或 $\chi_x^{(-)}$) 是粒子 b (或 x) 的相对运动的扭曲波波函数。 $\rho(E_b) = \mu_b k_b / (2\pi)^3 \hbar^2$ 是相空间体积元。 x 道的格林函数

$$G_x^{(+)} = (E_x - T_x - U_x + i\varepsilon)^{-1},$$

$$E_x = E_a - E_b - Q,$$

Q , 是三体裂解反应的 Q 值。

公式(2.7)中的第一项是 EB 过程的吸收截面, 第二项是 BF 的吸收截面。于是我们得到 BF 和 EB 的微分截面为:

$$\frac{d^2 \sigma^{BF}}{dE_b dQ_b} = \left(\frac{2\pi}{\hbar v_a} \right) \rho(E_b) \frac{1}{2S_x + 1} \sum_{m_x m_b m_a} \langle \varphi_x^{(+)} | W_x | \varphi_x^{(+)} \rangle / \pi,$$

$$\frac{d^2\sigma^{EB}}{dE_b dQ_b} = \left(\frac{2\pi}{\hbar v_a}\right) \rho(E_b) \frac{1}{2S_a + 1} \sum_{m_x m_b m_s} |\langle \chi_b^{(-)} \chi_x^{(-)} \phi_b \phi_x \phi_a | V_a | \chi_a^{(+)} \phi_a \phi_A \rangle|^2.$$

其中 S_a 是入射粒子的自旋量子数。

值得注意的是,本文开头提到的另几个研究 BF 机制的理论,都采用了出射粒子相对于入射粒子的零程近似,即 $V_a | \chi_a^{(+)} \rangle = D_0 \delta(\mathbf{r}_b - \mathbf{r}_a)$ 。本文介绍的理论正是避免了零程近似而是采用有限程计算,这是本理论的特点。

三、理论计算与实验的比较

为了考察 BF 反应机制对中段连续能谱的贡献,及上述理论的普适性,我们继已有计算成功的基础上^[7-9],近来又对不同的核反应作了较广泛的研究。我们选取入射能量为 160MeV 的 α 粒子轰击 ^{27}Al 及 ^{209}Bi 靶,出射粒子分别为 p, d, t 的一系列核反应,出射粒子在实验室系 6 度角观察。实验给出了能谱^[11]。

我们选取 α 粒子为入射粒子,是由于它的结构与重离子炮弹相比,较为简单。这样的炮弹裂解后,两碎片分组的可能性比较单纯。在这一系列反应中,不同的出射粒子,就是

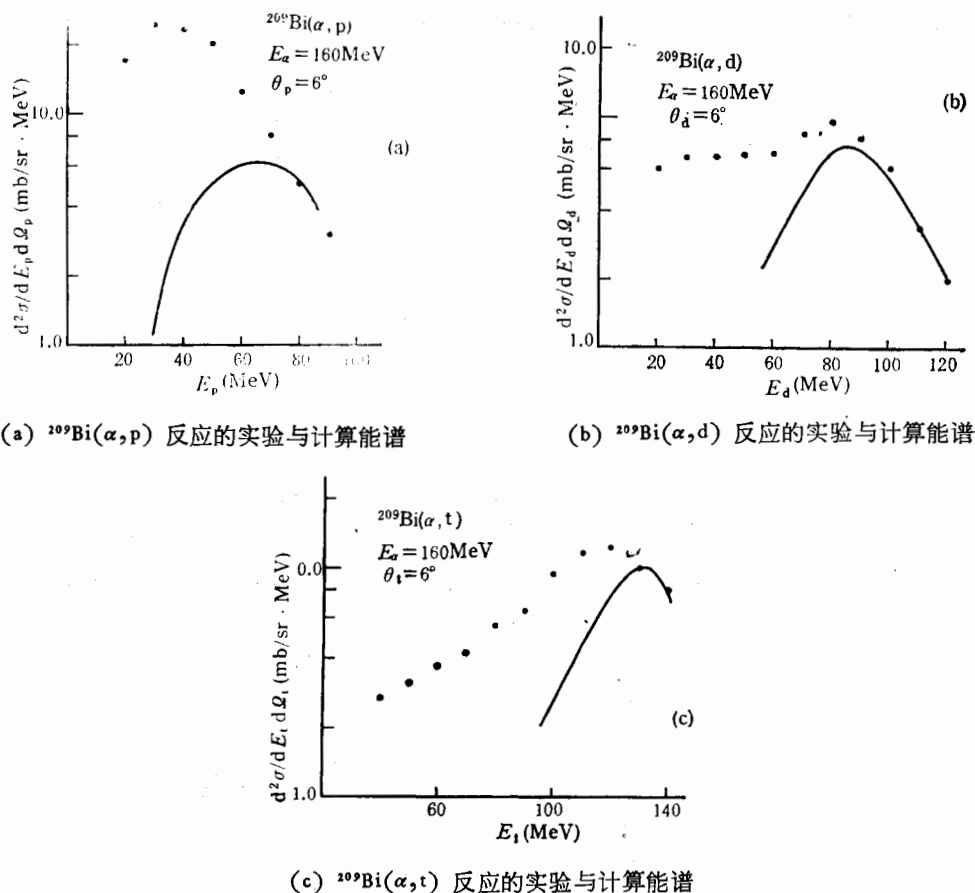


图 3

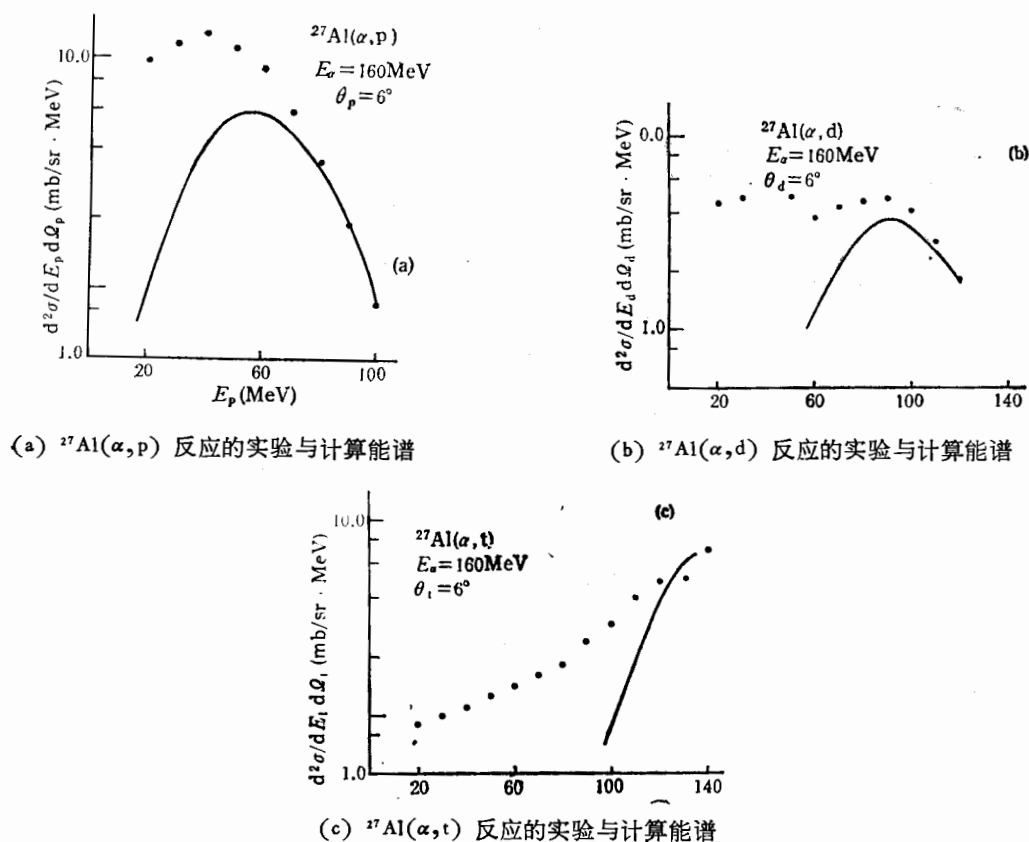
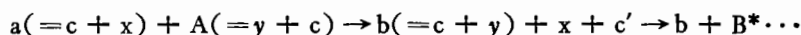
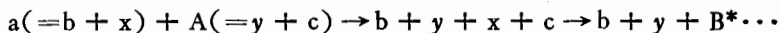


图 4

不同质量的碎片出射的结果。所以观察裂解-聚合反应在这些反应能谱中的贡献应该还是比较直接的,其它可能的机制较少。至于靶核,我们选用了很轻的(^{27}Al)和很重的(^{209}Bi),以检验理论的普适性。

运用本文第二部分介绍的理论,我们对 BF 及 EB 反应机制的贡献作了计算,理论结果与实验的比较在图 3 及图 4 中给出。从这些结果可以看出,在一个相当广泛的靶核范围内,本文所讨论的 BF 反应机制是对连续能谱的主要贡献,尤其在能谱中能量较高的部分。在能谱中出射粒子能量较低的部分, BF 理论计算低于实验数据。在这个区域内,除了 BF 过程之外,我们还应考虑其它反应机制的贡献,比如“裂解-击出 (breakup-knockout)”或“裂解-拾取-聚合 (breakup-pickup-fusion)”等:



在以上反应过程中,在激发靶核时消耗了一部分入射能量,故这些过程可能对能谱的低能部分有贡献。我们将在另一篇文章中(“研究之二”)看到裂解-拾取-聚合反应机制的贡献。

四、结 束 语

从以上的计算结果可以看出,裂解-聚合 (BF) 反应机制的确对核反应能谱的中段连

续谱有重要贡献。深入的研究指出^[8,9], 这个两步过程具有深部性质, 即入射粒子在靶核势场中的裂解, 以及碎片之一与靶核的进一步相互作用, 均是在比靶核的周边范围深 2fm 的靶核深处进行的。这一个有趣性质的发现, 是本文所介绍的理论方法的独到贡献。即是由于本理论没有象本文开头提到的其它理论方法那样采用简单的零程近似, 而是采用了有限程计算才得到的。这使这个理论充分体现出了它的优越性。

参 考 文 献

- [1] T. Normura et al., *J. Phys. Soc. Jpn.*, **46**(1979), 535.
- [2] G. Baur and D. Trautmann, *Phys. Rep.*, **25**(1976), 293.
G. Baur and D. Trautmann, *Nucl. Phys.*, **A315**(1979), 24.
- [3] A. K. Kerman and K. McVoy, *Ann. Phys. (N. Y.)*, **122**(1979), 197.
- [4] N. Austorn and C. M. Vincent, *Phys. Rev.*, **C23**(1981), 184.
- [5] A. Kassno and M. Ichimura, *Phys. Lett.*, **115B**(1982), 81.
- [6] T. Udagawa and T. Tamura, Lecture Notes: RCNP-KIKUCKI summer school on Nuclear Physics, eds. T. Yamazaki et al., (Osaka Univ.) 1980,⁽⁵⁾ p. 171.
- [7] T. Udagawa, X.-H. Li and T. Tamura, *Phys. Lett.*, **135B**(1984), 333.
- [8] T. Udagawa, X.-H. Li and T. Tamura, *Phys. Lett.*, **143B**(1984), 15.
- [9] X.-H. Li, T. Udagawa and T. Tamura, *Phys. Rev.*, **C30**(1984), 139.
- [10] X.-H. Li, T. Udagawa and T. Tamura, *Phys. Rev.*, **C30**(1984), 1895.
- [11] J. R. Wu et al., *Phys. Rev.*, **C20**(1979), 1284.
- [12] H. Feshbach, A. K. Kerman and R. H. Cember, *Ann. Phys.*, **41**(1967), 230.

Contribution From the Breakup-Fusion Mechanism to the Continuum Spectra (Part I of Continuum Spectra Research)

LI XIANHUI

(Department of Physics, Peking University, 100871)

ABSTRACT

Contribution from the breakup-fusion mechanism to continuum spectra of nuclear reaction is introduced. In this mechanism a two-step process is considered in which the projectile breaks up to two pieces in the field of target, and fusion of one piece with the target is followed. A method of finite range calculation is presented. The comparison of theoretical calculation with experimental data is shown for reactions on light and heavy targets bombarded by α -projectile. The results show that the breakup-fusion mechanism mainly contributes to continuum spectra.