

ALICE 程序在重离子反应中的应用

袁双贵 徐树威 潘强岩 区秀兰

(中国科学院近代物理研究所, 兰州 730000)

摘 要

介绍了 ALICE 程序的功能及其使用方法. 该程序给出的熔合蒸发激发函数是可信的, 而且可用简化方法来完成, 但对重离子所引起的反应, 只能使用 S -波近似公式. 对于预言截面来说, 采用能级密度参数 $a = \frac{A}{12} \text{MeV}^{-1}$ 较为合适; 对熔合裂变截面, 通过适当调整刻度参数 B_r , 可以得到可靠的计算值. 该程序也可以给出较满意的包括平衡前发射的粒子能谱.

一、引 言

N · Bohr, Bethe 和 Weisskopf 的工作奠定了统计模型的基础, Wolfenstein, Hanser 和 Feshbach 引进了角动量守恒, Moldauer, Lane 和 Lynn 又做了一些改进和理论研究, 使统计模型逐步得以成功.

统计模型基本上是基于 1936 年 N. Bohr 提出的复合核图象, 核反应过程分成复合核的形成和衰变两个阶段, 并且认为这两个阶段之间独立无关.

国际通用的适用于低能核反应的大型 ALICE 程序就是在统计模型的基础上编制的. 它的主要功能是计算低能核反应所形成的复合核粒子蒸发和裂变的绝对截面以及在较高能量下包括平衡前发射粒子的能谱. 为充分发挥它的作用, 使其不仅能在拟合实验数据方面, 而且更重要的是在截面的预言方面起作用, 我们对如何正确合理地使用 ALICE 程序 (Overlaid ALICE Corrected Jan 24, 1978 described in Report COO-3494-29) 进行了摸索.

二、理论公式

熔合蒸发截面为

$$\left(\frac{d\sigma}{d\epsilon}\right)_\nu = \pi\lambda^2 \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1)T_l(2S_\nu+1) \sum_{l=0}^{\infty} T_l^{\nu}(\epsilon) \sum_{J=|l-l|}^{l+l} \rho(E, J)/D, \quad (1)$$

这里, ν 为发射粒子种类, ϵ 为发射粒子动能, λ 为约化德波罗意波长, l 为入射离子角动量, T_l 为入射离子第 l 个分波的透射几率, S_ν 为 ν 粒子的本征自旋, J 为 ν 粒子的轨道角动

动量, $T_l^l(\epsilon)$ 是动能为 ϵ 轨道角动量为 l 的 ν 粒子透射几率, J 为余核的角动量, $\rho(E, J)$ 为余核的能级密度, D 为积分常数.

对公式(1)进行一些简化, 如果靶核的自旋和发射粒子的轨道角动量相对于入射离子的角动量是很小的话, 可以假定 $J=I$, 那么, $\rho(E, J)$ 可被 $\rho(E, I)$ 代替, 则

$$\left(\frac{d\sigma}{d\epsilon}\right)_\nu = \pi\lambda^2 \sum_{l=0}^{\infty} (2I+1)T_l(2S_\nu+1) \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1)T_l^l(\epsilon)\rho(E, I)/D, \quad (2)$$

这就是通常所说的 S -波近似.

追溯到五十年前 Weisskopf 复合核模型^[1], 假定核的转动惯量是无限的, 那么如果

$$\rho(E, I) \propto (2I+1)\rho(E - E_{\text{rot}}(I)), \quad (3)$$

若忽略核的转动, 即 $E_{\text{rot}}(I) = 0$, 则公式(2)可进一步简化为

$$\left(\frac{d\sigma}{d\epsilon}\right)_\nu = \pi\lambda^2 \sum_{l=0}^{\infty} (2I+1)T_l(2S_\nu+1) \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1)T_l^l(\epsilon)\rho(E)/D, \quad (4)$$

这就是经典的 Weisskopf 公式.

熔合裂变宽度为,

$$\Gamma_f \propto (2I+1) \int_0^{E-E_{\text{sp}}(I)} \rho_f[E - E_{\text{sp}}(I) - K] dK^{[2-4]}, \quad (5)$$

这里, $E_{\text{sp}}(I)$ 为带有角动量 I 的核在鞍点形变的转动能, ρ_f 为在裂变鞍点核的能级密度.

根据转动液滴模型^[5], 带有角动量 I 的核在平衡形变条件下其转动能 $E_{\text{min}}(I)$ 与 $E_{\text{sp}}(I)$ 的关系为,

$$E_{\text{sp}}(I) = E_{\text{min}}(I) + B(I)B_f, \quad (6)$$

这里, $B(I)$ 为带有角动量 I 的核转动液滴裂变位垒, B_f 为调整裂变位垒的刻度参数.

平衡前发射的粒子能谱可由下述主方程描写:

$$\begin{aligned} \frac{d(n_i, g_i)}{dt} = & \sum_{jkl} \omega_{kl, ij} g_k n_k g_l n_l (1 - n_i)(1 - n_j) g_i g_j \\ & - \sum_{jkl} \omega_{ij, kl} g_i n_i g_j n_j (1 - n_k)(1 - n_l) g_k g_l \\ & - n_i g_i \lambda_c(\epsilon). \end{aligned} \quad (7)$$

程序中采用的主方程来源于 HMB 模型^[6]. 式中 $\omega_{ij, kl}$ 代表分别处于 i, j 态的核子碰撞后进入能量守恒态 k, l 的跃迁几率; $\lambda_c(\epsilon)$ 为发射具有道能 ϵ 的连续态粒子的几率; g_x 为第 x 个能量子区域内中子或质子的单粒子态密度; n_x 为第 x 能量子区域内核子的占居几率, 因此, $n_x g_x$ 则代表占居第 x 个能量子区域的核子数.

在重离子反应过程中, 炮弹与靶核一旦接触就开始出现相互作用区域, 而后形成颈项使互作用区扩大, 最后二者全熔合使互作用区遍及所有的核子. 能够参与平衡前发射的核子只能是互作用区内的核子, 所以, M. Blann 在上述方程中增加了一项 $\Delta n_i / \Delta t$, 它表示核子由弹和靶核中进入颈项(互作用区)随时间的变化率.

三、计算方法及其与实验数据的比较

为验证 ALICE 程序的功能, 同时寻求它的较为正确合理的使用方法, 收集了大量实

验数据,对它们用 ALICE 程序在本所 VAX-8350 计算机上进行了计算.

对熔合蒸发截面,利用公式(1),计算值与实验值符合较好,作为例子如图 1 所示^[7],但这样计算十分复杂,须消耗大量计算机时间,速度非常低.因此,改用公式(2)或(4)进行简化,计算结果表明,对轻离子反应,可以用最简单的 Weisskopf 公式即公式(4)代替公式(1),所得结果是满意的,但对重离子反应,由于重离子带给系统较大的角动量,因而,必须考虑核的转动,所以再利用公式(4)进行计算,激发函数的形状、宽度和峰位都与实验数据不符,改用公式(2),即 S-波近似,计算结果与实验值符合较好^[7](图 1).

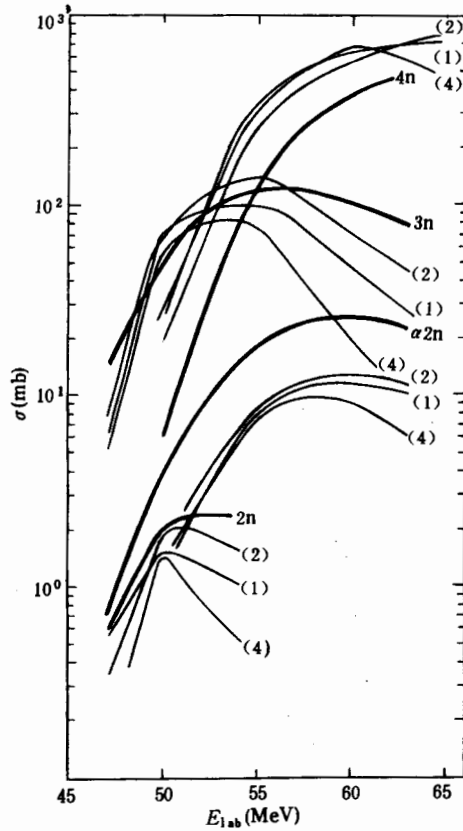


图 1 实验和用不同公式计算的¹²C+¹⁵²Sm 熔合蒸发激发函数
粗线为实验值,细线为计算值.图中的(1)、(2)、(4)代表公式序号.

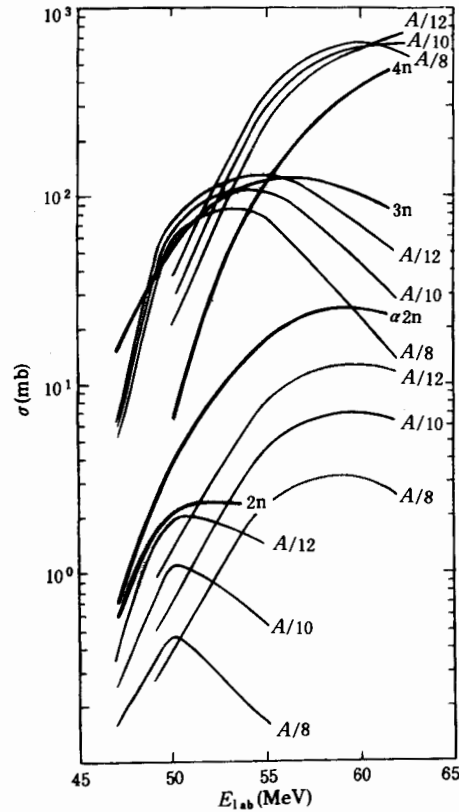


图 2 实验和用不同能级密度参数计算的¹²C+¹⁵²Sm 熔合蒸发激发函数
粗线为实验值,细线为计算值.

能级密度参数 a 的改变对熔合蒸发和裂变截面的计算值的影响是灵敏的,图 2 给出了使用公式(2)采用不同能级密度参数计算及实验的¹²C+¹⁵²Sm 熔合蒸发激发函数.因为我们所关心的不仅是拟合实验数据,而且更重要的是对截面的预言,即计算值是否能够对实验起到较好的指导作用,因此,试图找到一个就总体而言是合适的 a 值,使计算结果有一个较普遍的指导意义,经与大量实验数据比较,选择 $a = \frac{A}{12} \text{MeV}^{-1}$ 较为合适,在此条件下,绝大部分计算值与实验值在一倍之内符合,少数较差的也不超过一个量级^[7-27].

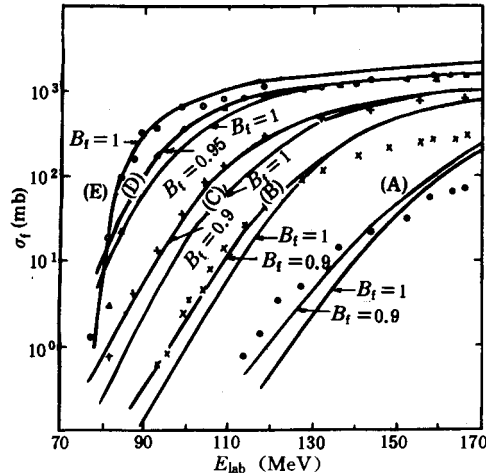


图3 实验和计算的熔合裂变激发函数
(A) $^{16}\text{O} + ^{133}\text{Cs}$, — 计算值 ● 实验值; (B) $^{16}\text{O} + ^{159}\text{Tb}$, — 计算值 × 实验值; (C) $^{16}\text{O} + ^{174}\text{Yb}$, — 计算值 + 实验值; (D) $^{16}\text{O} + ^{182}\text{W}$, — 计算值 ▲ 实验值; (E) $^{16}\text{O} + ^{209}\text{Bi}$, — 计算值 ○ 实验值.

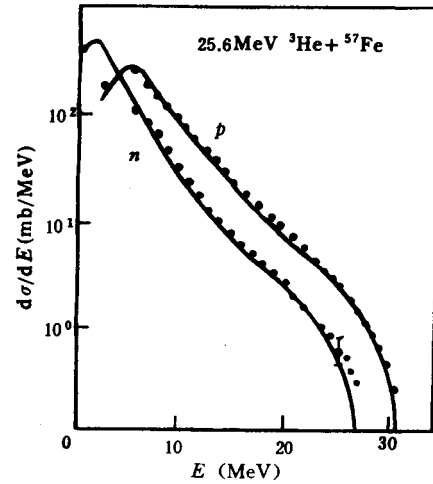


图4 实验和计算的 $^3\text{He} + ^{57}\text{Fe}$ 反应中
角度积分的中子和质子谱
点为实验值, 实线为计算值.
 $E(\text{MeV})$ $E_{\text{lab}}(\text{MeV})$

在核反应的第二阶段,即复合核的衰变阶段,粒子蒸发(包括 γ 射线发射)过程的每一步都会伴随有裂变产生.特别是随着系统的加重、激发能的增高,它的竞争将会变得非常激烈.因此,对裂变截面的计算也是该程序的一个重要方面.所以,也同样通过计算值与实验数据的比较,验证了程序的这一功能,并寻找了计算方法.由于当复合系统较轻时,实际库仑位垒要低于转动液滴模型给出的值,所以在使用公式(5)和(6)计算熔合裂变截面时,必须调整刻度参数 B_f ($B_f < 1$),其计算值才能与实验值比较一致,而当系统较重时,使用 $B_f = 1$ 是可以的^[28](图3).因此,在计算熔合裂变截面时,必须考虑 B_f 值的调整.

ALICE 程序对平衡前发射粒子能谱的计算也是比较好的.作为例子,图4给出了 25.6 MeV ^3He 轰击 ^{57}Fe 发射的中子和质子能谱^[29],其中包括平衡前发射和达到平衡后(即复合核)蒸发的粒子.

参 考 文 献

- [1] V. F. Weisskopf, *Phys. Rev.*, **53**(1937), 295.
- [2] M. Beckerman and M. Blann, *Phys. Rev. Lett.*, **38**(1977), 272.
- [3] M. Beckerman and M. Blann, *Phys. Lett.*, **68B**(1977), 31.
- [4] M. Beckerman and M. Blann, Rpt. UR-NSRL-156.
- [5] S. Cohen, F. Plasil and W. J. Swiatecki, *Am. Phys. (N. Y.)*, **82**(1974), 557.
- [6] G. D. Harp, J. M. Miller and B. J. Berne, *Phys. Rev.*, **165**(1968), 1166.
- [7] R. Broda et al., *Nucl. Phys.*, **A248**(1975), 356.
- [8] M. Kaplan, *Phys. Rev.*, **143**(1966), 894.
- [9] J. M. Alexander and G. N. Simonoff, *Phys. Rev.*, **130**(1963), 2383.
- [10] H. Delagrangé et al., *Phys. Lett.*, **37B**(1971), 355.
- [11] K. F. Alexander et al., *Nucl. Phys.*, **A133**(1969), 77.

- [12] T. J. Klinge and G. R. Choppin, *Phys. Rev.*, **130**(1963), 1990.
- [13] Yu. Ts. Oganesian et al., *Comm. JINR P7-5912*, Dubna.
- [14] H. F. Brinckmann et al., *Nucl. Phys.*, **81**(1965), 233.
- [15] M. Barbier, *Induced Radioactivity*, Chap. V1, North-Holland Publishing Co., Amsterdam(1969).
- [16] K. Kossakowski et al., *Phys. Rev.*, **C32**(1985), 1612.
- [17] J. M. Alexander and G. Simonoff, *Phys. Rev.*, **B133**(1964), 93.
- [18] H. Delangrange et al., *Nucl. Phys.*, **A429**(1984), 173.
- [19] R. Bimbet et al., *J. de Phys.*, **29**(1968), 563.
- [20] T. D. Thomas et al., *Phys. Rev.*, **126**(1962), 1805.
- [21] A. S. Karamyan et al., *Zh. Eksp. Teor. Fig. (Sov. Phys. -JETP)*, **36**(1959), 621.
- [22] C. Heiser et al., *Nucl. Phys.*, **A96**(1969), 327.
- [23] A. S. Karamyan et al., *Zh. Eksp. Teor. Fig.*, **36**(1959), 621.
- [24] R. D. Macfarlane and R. Griffionen, *Phys. Rev.*, **130**(1963), 1491.
- [25] R. D. Macfarlane, *Phys. Rev.*, **B136**(1964), 941.
- [26] J. B. Natowitz and J. M. Alexander, *Phys. Rev.*, **188**(1969), 1734.
- [27] T. Sikkeland et al., *Phys. Rev.*, **C1**(1970), 1564.
- [28] Torbjorn Sikkeland, *Phys. Rev.*, **135**(1964), B669.
- [29] A. Chevarier et al., *Nucl. Phys.*, **A231**(1974), 64.

Functions of the ALICE Code and Its Utilization

YUAN SHUANGGUI XU SHUWEI PAN QIANGYAN OU XIULAN

(*Institute of Modern Physics, Academia Sinica, Lanzhou 730000*)

ABSTRACT

The functions of the ALICE code and the method of its usage have been introduced. The fusion evaporation excitation functions given by using the ALICE code are reliable and can be accomplished by using the simplifying method, but by using s -wave approximation formula only for reactions induced by heavy ions. The adopted level density parameter $a=A/12 \text{ MeV}^{-1}$ is suitable for cross section prediction. Dependable fusion fission sections can be obtained by means of regulating scaling parameter B_f properly. The calculated energy spectra of particles emitted by precompound decay are also satisfactory.