

超重核合成时的驱动势与热熔合反应截面*

黄明辉^{1)†} 甘再国¹⁾ 范红梅¹⁾ 苏朋源¹⁾ 马 龙¹⁾ 周小红¹⁾ 李君清¹⁾

1) 中国科学院近代物理研究所, 兰州 730000)

2) 中国科学院研究生院, 北京 100049)

(2007 年 4 月 17 日收到, 2007 年 6 月 6 日收到修改稿)

在双核模型框架下, 双核系统生成超重复核的机理是由双核中的弹核的核子全部转移到靶核产生的, 而核子转移是由双核系统驱动势确定的. 对有的反应道, 核子转移与中质比变化路径之间有比较复杂的关系. 原则上动力学方程与驱动势都应该是中子和质子的二维显函数. 为处理方便, 采用与中质比相关的核子转移路径的选择来取驱动势, 得到了接近实验值的超重核合成蒸发剩余截面.

关键词: 超重核, 熔合反应, 驱动势, 激发函数

PACC: 2570J

1. 引 言

1953—1974 年间, 俄罗斯合成了 101—106 号元素. 随后 1981—1996 年间德国合成了 107—112 号元素. 前者多采用以铜系元素为靶的热熔合反应, 而后者则以铅或者铋为靶的冷熔合反应为主^[1, 2]. 之后一些国家尝试了以钙(⁴⁸Ca)为弹核轰击铜系元素合成更重的元素并取得了很大的进展^[1, 2].

随着超重核原子序数增大, 其产生截面越来越小. 这对实验上寻找合适的弹靶组合及最佳的束流能量提出了更为苛刻的要求. 为了正确地理解超重核反应的机理, 并从理论上为其合成提供有利的相关信息, 人们建立了各种模型来描述这些重离子熔合蒸发反应的过程. 双核模型(DNS)是众多理论中较好的模型之一^[5-7]. 此模型认为, 重离子熔合蒸发反应分为三个阶段: 第一阶段是两核从无限远处靠近, 克服库仑位垒并形成双核系统的过程; 第二阶段是双核间转移核子并形成复合核的过程; 第三阶段是复合核通过蒸发中子、带电粒子或者放出 γ 射线等途径退激发的过程. 目前人们并不能准确地描述第二阶段的熔合反应动力学机理. 我们在原双核模型基础上有两点改进: 一是不对双核模型势能面(驱动势)作任何近似, 放弃了福克-普朗克方程的解析

近似解, 建立了主方程, 并用精确的驱动势来数值解主方程; 二是双核间核子转移过程与相对运动中的能量、角动量、形变等弛豫过程相耦合, 核子转移概率是与时间有关的动力学统计过程. 在独立粒子模型假定下认为双核间每次只转移一个核子, 转移中子或质子由双核系统势能面的高低来决定. 这样确定的势能面对同位旋走向对形变不太大、中质比相差不远的弹靶系统是正确, 也与固定系统中中质比的同位旋走向基本相符. 但对某些系统, 其扩散过程的中质比取向有比较复杂的路径, 本文主要研究这种复杂性和初步的解决办法.

本文第一部分对双核系统的理论模型作了详细介绍, 第二部分对熔合反应阶段的核子转移方式及驱动势能面(PES)的计算进行了详细分析. 第三部分近似给出了新的势能面对熔合概率及蒸发剩余截面的影响, 最后是总结部分.

2. 理论模型

在双核模型下, 质心系入射能为 $E_{c.m.}$ 的弹核与靶核形成超重复核的蒸发剩余截面为

$$\sigma(E_{c.m.}) = \sum_J \sigma_c(E_{c.m.}, J) P_{CN}(E_{c.m.}, J) W_{sur}(E_{c.m.}, J). \quad (1)$$

* 中国科学院知识创新工程重点方向性项目(批准号: KJ951-A1-01, KJ951-A1-02), 国家自然科学基金(批准号: 10505016, 10475099, 10775061, 10575121)和国家重点基础研究发展计划(973)项目(批准号: 2007CB815000)资助的课题.

† E-mail: hmh@impcas.ac.cn

式中,俘获截面 $\sigma_c(E_{c.m}, J)$ 代表两碰撞核克服库仑位垒后形成双核系统的概率, 熔合概率 $P_{CN}(E_{c.m}, J)$ 表示双核间通过转移核子形成复合核的概率, 以下将对这两者作详细介绍. 最后一项 $W_{sur}(E_{c.m}, J)$ 是复合核通过蒸发中子、带电粒子或者发射 γ 射线等方式退激发得到目标核的存活概率, 采用与文献 [8] 相同的统计模型计算. J 是相应的入射角动量.

2.1. 俘获截面

两核间的相互作用包括长程库仑力与短程核

$$T(E_{c.m}, J) = \int f(B) \frac{1}{1 + \exp\left\{-\frac{2\pi}{\hbar\omega(J)}\left[E_{c.m} - B - \frac{\hbar^2}{2\mu R_B^2(J)}K(J+1)\right]\right\}} dB, \quad (3)$$

式中 $\omega(J)$ 是 $R_B(J)$ 处位垒对应的曲率刚度. 位垒分布函数

$$f(B) = \begin{cases} \frac{1}{N} \exp\left[-\left(\frac{B - B_m}{\Delta_1}\right)^2\right] & (B < B_m), \\ \frac{1}{2} \exp\left[-\left(\frac{B - B_m}{\Delta_2}\right)^2\right] & (B > B_m), \end{cases} \quad (4)$$

其中 N 是归一化常数, $B_m = (B_0 + B_s)/2$, $\Delta_2 = (B_0 - B_s)/2$, Δ_1 比 Δ_2 低, 通常取 2—4 MeV. B_0 是两核腰对腰时的库仑位垒, B_s 是两核取不同动态四极形变 β_1, β_2 是库仑位垒的最小值. 计算中涉及到的基态四极形变取自文献 [9].

2.2 熔合概率

在碰撞过程中弹靶核相接触时, 有核子、角动量、能量等在两核间进行转移、交换. 如反应中始终保持两体过程, 碎片 1, 2 的质量数分别是 A_1, A_2 , 总质量数 $A = A_1 + A_2$. 设在 t 时刻, 碎片 1 的激发能为 E_1 时的分布概率为 $P(A_1, E_1, t)$, 它满足主方程^[10]

$$\begin{aligned} \frac{dP(A_1, E_1, t)}{dt} = & \sum_{A'_1} W_{A_1, A'_1} [d_{A_1} P(A'_1, E'_1, t) \\ & - d_{A'_1} P(A_1, E_1, t)] \\ & - \Lambda_{A_1, E_1, t}^q(\Theta) P(A_1, E_1, t) \end{aligned} \quad (5)$$

式中 W_{A_1, A'_1} 表示碎片 1 的质量数为 A_1 , 内部激发能为 E_1 时向 (A'_1, E'_1) 态跃迁的概率. d_{A_1} 表示碎片在 (A_1, E_1) 宏观状态时所包含的微观状态的维度, 求

力, 在以双核质心距离 R 为函数的有效势能曲线上会形成一个口袋和库仑位垒. 穿透概率受库仑位垒高度及口袋宽度的影响. 这里采用文献 [8] 中引入位垒分布函数与动态四极形变的方法, 考虑了碰撞核处于不同相对取向时库仑位垒的变化及动态形变对有效势能曲线的影响. 俘获分波截面可以表述为

$$\sigma_c(E_{c.m}, J) = \frac{\pi \hbar^2}{2\mu E_{c.m}} (2J+1) \times T(E_{c.m}, J), \quad (2)$$

式中 μ 是折合质量. 穿透概率由下式给出:

和对碎片 1 所能取的所有状态进行. 这里内部激发能 E_1 取为参数, 由相对运动动力学提供. $\Lambda_{A_1, E_1, t}^q(\Theta)$ 是沿双核距离 R 的衰变率. 前面说过, 由于两核间的长程库仑力与短程核力, 在以双核质心距离 R 为函数的有效势能曲线上会形成一个口袋, 分布在此口袋里的概率 $P(A_1, E_1, t)$ 会以 $\Lambda_{A_1, E_1, t}^q(\Theta)$ 的速率发射出去, 发生准裂变. 双核系统准裂变碎片的发射速率可以由一维的 Kramers 公式^[11, 12]给出

$$\begin{aligned} \Lambda_{A_1, E_1, t}^q(\Theta) = & \frac{\omega}{2\pi\omega^{B_{qf}}} \left(\sqrt{\left(\frac{\Gamma}{2\hbar}\right)^2 + (\omega^{B_{qf}})^2} - \frac{\Gamma}{2\hbar} \right) \\ & \times \exp\left(-\frac{B_{qf}(A_1)}{\Theta(A_1, E_1, t)}\right). \end{aligned} \quad (6)$$

式中 B_{qf} 为确定的双核组态的准裂变位垒高度, 则发射速率与此裂变位垒高度指数相关. $\Theta(A_1, E_1, t) = \sqrt{E^* / a}$ 为核温度, E^* 为系统激发能, 单粒子能级密度参数 $a = A/12$ MeV. $\omega^{B_{qf}}$ 和 ω 分别为在准裂变位垒顶部和底部的曲率刚度^[13], 我们对每个双核组态的曲率刚度都进行了谐振子形式的拟合, 则 $\omega^{B_{qf}}$ 和 ω 分别为相对应的谐振子频率. 宽度 $\Gamma = 2$ MeV, 它相对于 R 方向的摩擦系数.

两核间的核子相互作用可以用单粒子哈密顿量描述, 即

$$\begin{aligned} H(t) &= H_0(t) + V(t), \\ H_0(t) &= \sum_K \sum_{\nu_K} \epsilon_{\nu_K}(t) a_{\nu_K}^+(t) a_{\nu_K}(t), \\ V(t) &= \sum_{K, K'} \sum_{\alpha_K, \beta_{K'}} u_{\alpha_K, \beta_{K'}}(t) a_{\alpha_K}^+ a_{\beta_{K'}}(t) \end{aligned}$$

$$= \sum_{K,K'} V_{K,K'}(t),$$

$$K, K' = 1, 2, \quad (7)$$

式中 ϵ_{ν_K} 和 $u_{\alpha_K, \beta_K}(t)$ 分别表示单粒子能级与相互作用矩阵元。

在重离子反应过程中 相对运动动能逐渐转化为两核的内部激发能 使得两核费米面附近产生一对对称价空间 $\Delta\epsilon_K$ 其内的核子可以激发 发生核子转移。

$$\Delta\epsilon_K = \sqrt{\frac{4\epsilon_K^*}{g_K}}, \quad \epsilon_K^* = \epsilon^* \frac{A_K}{A}, \quad g_K = \frac{A_K}{12}, \quad (8)$$

ϵ^* 是双核系统的局域激发能. 局域激发能决定跃迁概率：

$$\epsilon^*(t) = E(t) - U(A_1, A_2, R, J), \quad (9)$$

$E(t)$ 是由入射动能耗散到双核系统的激发能. 在价空间有价态 $N_K = \Delta\epsilon_K \cdot g_K$ 个, 有价核子 $m_K = N_K/2$.

维度 $d(m_1, m_2) = \binom{N_1}{m_1} \binom{N_2}{m_2}$. 设双核系统质量不对称度 $\eta = (A_1 - A_2)/(A_1 + A_2)$, $U(A_1, A_2, R, J)$ 是双核系统中碎片 1 的核子数为 A_1 时双核系统的总能量 则 $U(A_1, A_2, R, J)$ 随着 A_1 的变化曲线给出了核子转移驱动势, 即

$$U(A_1, A_2, R, J) = U_{LD}(A_1) + U_{LD}(A_2) + V(R, J) - [U_{LD}(A_{tot}) - V'_{rot}(J)], \quad (10)$$

$$V(R, J) = U_C(R) + U_N(R) + V_{rot}(R, J),$$

其中 $A_{tot} = A_1 + A_2$.

式中 $U_{LD}(A_1)$, $U_{LD}(A_2)$ 和 $U_{LD}(A_{tot})$ 分别为双核系统中原子核 1、原子核 2 和复合核的结合能, 并包括了壳修正和奇偶效应. U_C 和 U_N 分别为两核的库仑相互作用能和核相互作用能, V'_{rot} 为复合系统转动能. 库仑相互作用由下式给出：

$$U_C(R, \theta) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R} + \left(\frac{9}{20\pi}\right)^{1/2} \left(\frac{Z_1 Z_2 e^2}{R^3}\right) \times \sum_{i=1}^2 \mathcal{R}_i^2 \beta_2^{(i)} P_2(\cos\theta_i) + \left(\frac{3}{7\pi}\right)^{1/2} \left(\frac{Z_1 Z_2 e^2}{R^3}\right) \times \sum_{i=1}^2 \mathcal{R}_i [\beta_2^{(i)} P_2(\cos\theta_i)], \quad (11)$$

其中 θ_i 是第 i 个核的径向矢量和对称轴之间的夹角. 在两核相对取向为极对极时 $\theta_i = 0$. \mathcal{R}_i 为第 i 个变形核的径向分量. Z_1, Z_2 为弹靶的电荷数, R 为两核质心间的距离, $\beta_2^{(i)}$ 为第 i 个核的四极形变参

数. 核相互作用势 U_N 则采用与动量和自旋无关的 Skyrme 类型的核子-核子相互作用双折叠势：

$$U_N(R) = C_0 \left\{ \frac{F_{in} - F_{ex}}{\rho_{00}} \left[\int \rho_1^2(r) \rho_2(r-R) dr + \int \rho_1(r) \rho_2^2(r-R) dr \right] + F_{ex} \int \rho_1(r) \rho_2(r-R) dr \right\}, \quad (12)$$

其中 $F_{in, ex} = f_{in, ex} + f'_{in, ex} \frac{N_1 - Z_1}{A_1} \frac{Z_2 - Z_2}{A_2}$ 式中采用零程 $\chi(r_1 - r_2)$ 有效相互作用, $N_{1,2}$ 和 $Z_{1,2}$ 分别是两核的中子数与质子数. 参数的选择为 $C_0 = 300 \text{ MeV} \times \text{fm}^3$, $f_{in} = 0.09$, $f_{ex} = -2.59$, $f'_{in} = 0.42$, $f'_{ex} = 0.54$. ρ_1, ρ_2 采用 Woods-Saxon 密度分布函数, $\rho_{00} = 0.17 \text{ fm}^{-3}$, 表面弥散系数 a 取值范围为 $0.54-0.58 \text{ fm}$.

(5) 式中核子的跃迁概率依赖于局域激发能 ϵ^* (由(9)式提供). 对确定的角动量分波 J , ϵ^* 通过驱动势 (由(10)式提供) 为质量不对称度 η 的函数. 因此驱动势对核子的动力学扩散过程起决定性作用. 对 $^{64}\text{Ni} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{272}\text{Ds}^*$ 反应系统的驱动势在图 1 中给出. 箭头所标的位置是入射道位置. 计算中考虑了两个核的基态形变⁹¹, 其形变取向及双核质心间的距离 R 取能给出最低势能的情况. 由于 Pb 是个球形核, 有比较低的激发能, 因此入射点附近有一凹面. 反应开始, 核子由入射点向左右两个方向转移, 转移的是中子还是质子由那个给出更低的势能面决定. 因此, 主方程虽然仅显函数碎片质量数, 其实相对每个双核组态, 碎片的中子和质子数是确定的. 我们发现这种决定方法与固定系统平均中质比的方法得到的结果^[14] 是非常接近的. 如图 1 所示, 当 $\eta = -1$ 时复合核形成, 则必须越过一个位垒 β_{fus} , 称之为内部熔合位垒, 这部分能量必须由入射能供给.

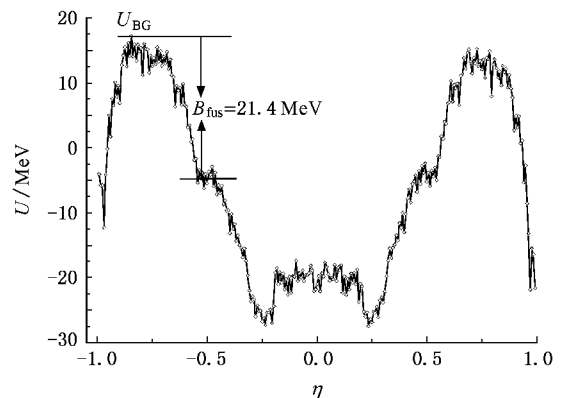


图 1 反应道 $^{64}\text{Ni} + ^{208}\text{Pb}$ 的驱动势, B_{fus} 是内部熔合位垒

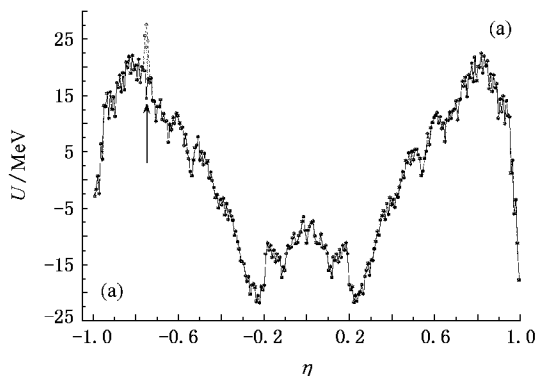
解主方程(5),可得到 t 时刻碎片 1 在一定激发能下取各种值的概率. 所有能越过势能面最高点 U_{BG} 的分布概率都将最终达到复合核, 这时弹核的质量全部转移到靶核. 复合核形成概率为

$$P_{CN}(J) = \int_0^{A_{BG}} P(A_1, E_1(J), \tau_{int}(J)) dA_1. \quad (13)$$

式中反应时间 τ_{int} 用偏转函数法^[15,16]求得. 考虑到两核碰撞时不同的初始相对取向对应于不同的库仑位垒, 耗散能则不相同, 这会对熔合概率产生影响, 因此引入了位垒分布函数 $f(B)$, 以取平均, 详细过程参考文献[8].

$$P_{CN}(E_{c.m.}, J) = \int f(B) P(E_{c.m.}, J, B) dB, \quad (14)$$

式中 $P(E_{c.m.}, J, B)$ 是在入射能为 $E_{c.m.}$, 库仑位垒为



B 时, 由(13)式求得的熔合概率.

3. 驱动势与熔合路径

对弹或靶核是双幻核, 且弹或靶核的中质比离系统平均中质比不是很远的情况, 驱动势一般有如图1的形状. 但对有的系统, 如 $^{34}\text{S} + ^{238}\text{U}$, 系统有如图2的驱动势: 图2(a)箭头所指之处是入射道, 上三角符号的图是我们用以上所述的方法从入射点开始得到的驱动势, 下三角是以左边紧挨入射道的组态($^{33}\text{P} + ^{239}\text{Np}$)为起始点用相同的方法计算的驱动势, 圆点是以入射道左边第二点组态($^{32}\text{Si} + ^{240}\text{Pu}$)为起始点用相同的方法计算的驱动势. 图中 $A(^{34}\text{S} + ^{238}\text{U})$, $B(^{34}\text{P} + ^{238}\text{Np})$, $C(^{34}\text{Si} + ^{238}\text{Pu})$ 三点的能量不同

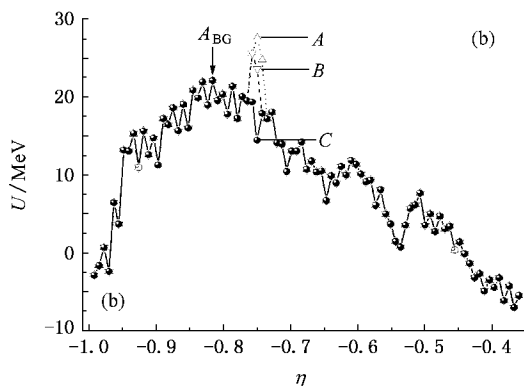


图2 $^{34}\text{S} + ^{238}\text{U}$ 系统的驱动势(b)是(a)图左半部分的放大图

显然来自于不同的中质比路径. ^{238}U 的中质比是 1.587, ^{34}S 的中质比是 1.125, 系统平均中质比是 1.519. 可看到越过入射道两边不远的地方, 以各点为起始点的驱动势就都相同了, 说明这时双核的中质比都已接近系统平均中质了. 从入射道计算的势能面, 入射道势能高高在上, 没有内部熔合位垒的阻挡. 但实际情况是每一个具有一定分布概率的组态都会向它的相邻组态扩散. 则从左一点组态向右扩散时, 由于势能的限制, 更倾向于向 B 点扩散, 而左二点的组态则更倾向于取更低的路径向 C 点扩散. 这样在扩散的很短时间内, 系统临界点 A_{BG} 点就由 A 点移位到所标位置. 考虑到路径的选择后所得到的蒸发剩余截面与不选择路径得到的结果相差很大. 前者显然更接近实验值. 这在图3中给出. 图3中虚线是用 A 点出发未经路径选择的驱动势计算的结果, 实线是经路径选择的计算结果. 可看到五中子蒸发的 $^{34}\text{S} + ^{238}\text{U}$ 经路径选择的结果与俄罗斯和美

国的联合实验结果(用黑方块标出)^[17]符合很好. 我们预言了比实验值高约 5 MeV 的激发能, 这有可能与我们计算存活概率时对中子带走的激发能仅取了平均值有关.

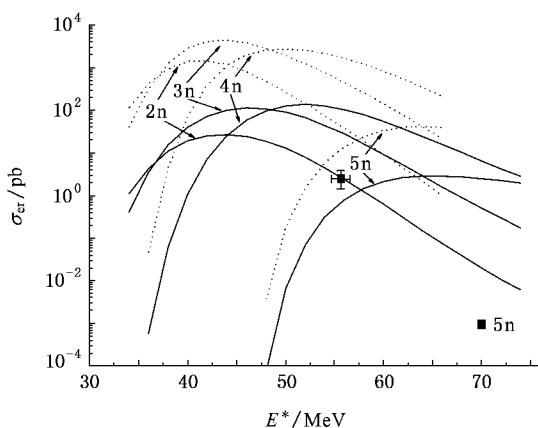


图3 $^{34}\text{S} + ^{238}\text{U}$ 反应的蒸发剩余截面激发函数曲线

俄罗斯和美国还联合做了另一组关于 $^{34}\text{S} + ^{244}\text{Pu} \rightarrow ^{273}\text{Ds} + 5\text{n}$ 的实验^[18],有类似的反应机理.计算结果在图4中给出.所用的符号与前面的完全相同.可见经过驱动势路径选择后五中子蒸发剩余截面与实验值的符合情况大大改善.

兰州近物所对反应道 $^{40}\text{Ar} + ^{238}\text{U} \rightarrow ^{278}\text{Ds}^*$ 作了初步实验研究.能在理论上估计出正确的最佳激发能和蒸发剩余截面是非常重要的.所得到的计算结果

在图5中给出.可见4n道在激发能为50 MeV处可给出最大的蒸发剩余截面(图5(d)).未加路径选择的驱动势的计算结果预言了约90 pb的4n道蒸发剩余截面,显然估计过高.经路径选择后4n道蒸发剩余截面为约6 pb,可能有些偏大.图中所标实方块是由实验系统性^[19]预估的3n,4n道在40 MeV激发能时蒸发剩余截面值上限.在考虑了可能高估了5 MeV的激发能,4n道的最大截面可能会出现在45

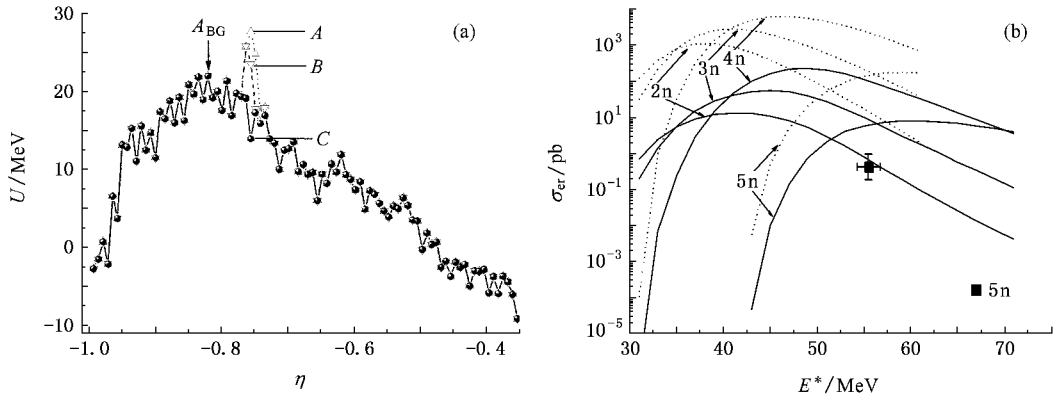


图4 $^{34}\text{S} + ^{244}\text{Pu}$ 反应的左半部驱动势放大图(a)和蒸发剩余截面激发函数曲线(b)

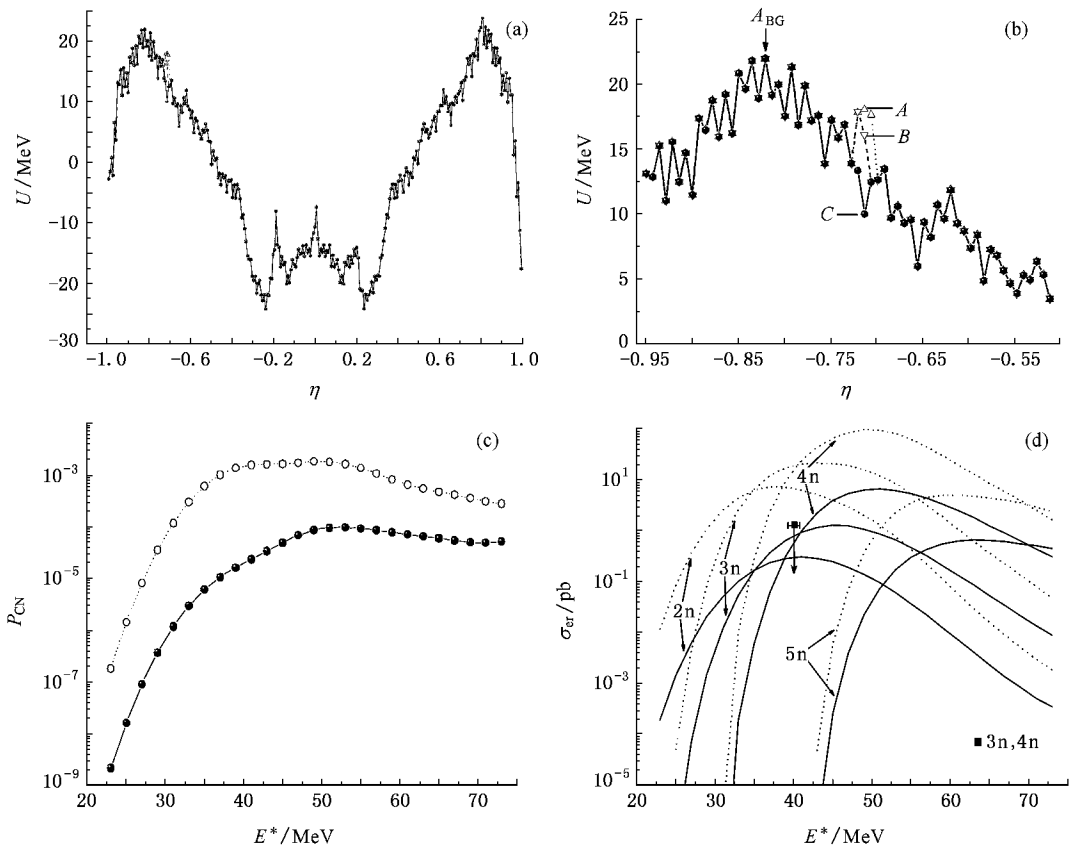


图5 $^{40}\text{Ar} + ^{238}\text{U} \rightarrow ^{278}\text{Ds}^*$ 反应道 (a)为驱动势 (b)为(a)驱动势上半部分放大图 (c)空心方格为未选择路径熔合概率随激发能的关系,实心圆为选择路径后熔合概率随激发能的关系 (d)为未选择路径(虚线)和选择路径后(实线)系统蒸发剩余截面

MeV 左右. 我们看到驱动势上的这个精细结构, 上下差值约 10 MeV, 其结果是造成蒸发剩余截面高出一个数量级的差别. 从图 5(c) 可见, 此差别基本来自于双核系统的熔合概率.

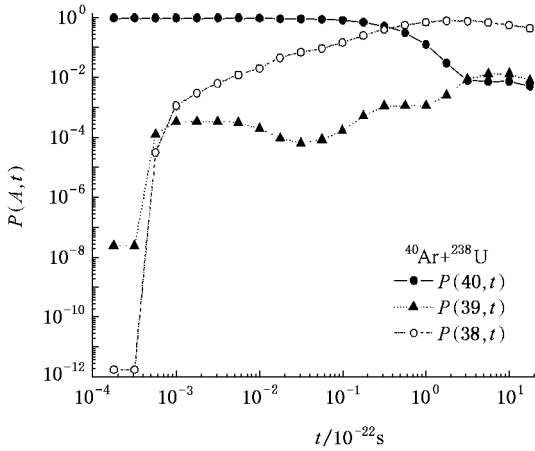


图 6 $^{40}\text{Ar} + ^{238}\text{U}$ 系统在入射点 ($P(40, t)$)、入射点左 1 点 ($P(39, t)$)、入射点左 2 点 ($P(38, t)$) 的类弹碎片 A_1 的分布概率随时间的演化

驱动势中路径起作用的情况可由图 6 充分说明. 图中给出了使用从入射道出发考虑的驱动势对 $^{40}\text{Ar} + ^{238}\text{U}$ 系统在入射点 ($P(40, t)$)、入射点左 1 点 ($P(39, t)$)、入射点左 2 点 ($P(38, t)$) 的类弹碎片 A_1 的分布概率随时间的演化. 可见在 $t = 10^{-22}$ s 时, $A_1 = 40$ 处的分布概率已低于 10^{-2} 量级, 而 $A_1 = 38$

处的概率占了绝大部分, 从这点继续的演化将绝对倾向于沿过 C 点的最低势能面进行.

4. 结 论

在双核模型框架内, 对确定反应道、入射能的熔合概率由系统驱动势决定. 在独立粒子模型假定下, 双核间每次只转移一个核子, 转移中子或质子由双核系统势能面的高低来决定. 这样确定的势能面对同位旋走向形变不太大、中质比与系统平均中质比相差不大的弹靶系统是正确, 也与固定系统中中质比的同位旋走向基本符合. 但对某些系统, 其扩散过程中中质比取向有比较复杂的路径. 这主要表现在这些反应道的驱动势在入射点处有一高峰. 这样的反应道还有很多, 如 $^{45}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$, $^{42}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$, $^{39}\text{K} + ^{238}\text{U}$, $^{26}\text{Mg} + ^{243}\text{Am}$ 等. 原则上动力学方程与驱动势都应该是中子和质子的二维显函数, 但这样必须数值解二维的主方程, 在数学方法上原则上是可行的, 只是有一定的烦琐. 这个工作是一定要做的. 为处理方便起见, 作为第一步, 根据势能面的高低, 对沿核子转移路径的选择来取驱动势, 发现熔合概率、蒸发剩余截面可有数量级的差别. 应用由路径选择来取的驱动势, 对不同的系统得到了接近实验值的蒸发剩余截面, 并对未知反应系统 $^{40}\text{Ar} + ^{238}\text{U}$ 的蒸发剩余截面及最佳激发能作了预言.

[1] Hofmann S 1998 *Rep. Prog. Phys.* **61** 636
 [2] Hofmann S, Muenzenberg G 2000 *Rev. Mod. Phys.* **72** 733
 [3] Oganessian Y T, Yeremin A V, Popeko A G, Bogomolov S L, Buklanov G V, Chelnokov M L, Chepigin V I, Gikal B N, Gorshkov V A, Gulbekian G G, Itkis M G, Kabachenko A P, Lavrentev A Y, Malyshev O N, Rohac J, Sagaidak R N, Hofmann S, Saro S, Giardina G, Morita K 1999 *Nature* **400** 242
 [4] Oganessian Y T, Utyonkov V K, Lobanov Y V, Abdullin F S, Polyakov A N, Shirokovsky I V, Tsyganov Y S, Gulbekian G G, Bogomolov S L, Gikal B N, Mezentsev A N, Iliev S, Subbotin V G, Sukhov A M, Ivanov O V, Buklanov G V, Subotic K, Itkis M G 2000 *Phys. Rev. C* **62** 041604
 Oganessian Y T, Utyonkov V K, Lobanov Y V, Abdullin F S, Polyakov A N, Shirokovsky I V, Tsyganov Y S, Gulbekian G G, Bogomolov S L, Gikal B N, Mezentsev A N, Iliev S, Subbotin V G, Sukhov A M, Ivanov O V, Buklanov G V, Subotic K, Itkis M G 2000 *Phys. Rev. C* **63** 011301

Oganessian Y T, Utyonkov V K, Dmitriev S N, Lobanov Y V, Itkis M G, Polyakov A N, Tsyganov Y S, Mezentsev A N, Yeremin A V, Voinov A A, Sokol E A, Gulbekian G G, Bogomolov S L, Iliev S, Subbotin V G, Sukhov A M, Buklanov G V, Shishkin S V, Chepygin V I, Vostokin G K, Aksenov N V, Hussonnois M, Subotic K, Zagrebaev V I 2005 *Phys. Rev. C* **72** 034611
 [5] Cherepanov E A, Volkov V V, Antonenko N V, Permjakov V B, Nasirov A V 1996 *Nucl. Phys. A* **459** 145
 [6] Adamian G G, Antonenko N V, Scheid W 1997 *Nucl. Phys. A* **618** 176
 [7] Adamian G G, Antonenko N V, Scheid W, Volkov V V 1998 *Nucl. Phys. A* **633** 409
 [8] Feng Z Q, Jin G M, Fu Fen, Li J Q 2006 *Nucl. Phys. A* **50** 771
 [9] Möller P, Nix J R, Myers W D, Swiatecki W J 1995 *Nucl. Data Tables* **59** 185
 [10] Li W, Wang N, Li J F, Xu H, Zuo W, Zhao E, Li J Q, Scheid W 2003 *Europhys. Lett.* **63** 750

- Li W F , Wang Z Z , Xu H S , Ma Y , Zhang H F , Zuo W , Li J Q , Wang N , Zhao E G , Sheid W 2004 *Chin. Phys. Lett.* **21** 636
- [11] Strutinsky V M 1973 *Phys. Lett. B* **47** 121
- [12] Grange P , Li J Q , Weidenmuller H A 1983 *Phys. Rev. C* **27** 2063
- [13] Adamian G G , Anonenko N V , Jolos R V 1995 *Nucl. Phys. A* **584** 205
- [14] Wang N , Zhao E G , Li J F , Li W F , Xu H S , Zuo W , Li J Q 2003 *Chin. Phys. Lett.* **20** 635
- [15] Wolschin G , Norenberg W 1978 *Z. Phys. A* **284** 107
- [16] Li J Q , Tang X Q , Wolschin G 1981 *Phys. Lett. B* **105** 107
- Li J Q , WolSchin G 1983 *Phys. Rev. C* **27** 590
- [17] Lazarev Yu A , Lobanov Y V , Oganessian Y T , Tsyganov Y S , Utyonkov V K , Abdullin F S , Iliev S , Polyakov A N , Rigol J , Shirokovsky I V , Subbotin V G , Sukhov A M , Buklanov G V , Gikal B N , Kutner V B , Mezentsev A N , Sedykh I M , Vakatov D V 1995 *Phys. Rev. Lett.* **75** 1903
- [18] Lazarev Yu A , Lobanov Y V , Oganessian Y T , Utyonkov V K , Abdullin F S , Polyakov A N , Rigol J , Shirokovsky I V , Tsyganov Y S , Iliev S , Subbotin V G , Sukhov A M , Buklanov G V , Gikal B N , Kutner V B , Mezentsev A N , Subotic K 1996 *Phys. Rev. C* **54** 620
- [19] Fan H M . , Huang M H , Gan Z G , Guo J S , Wu X L , Guo B , Qin Z , Wu Z J , Huang T H , Xie C Y , Wang H L , Song L T 2006 *Nucl. Phys. Rev.* **23** 424

The driving potential and cross sections for synthesizing super heavy nuclei with hot fusion *

Huang Ming-Hui^{1,2,†} Gan Zai-Guo¹⁾ Fan Hong-Mei¹⁾ Su Peng-Yuan¹⁾ Ma Long¹⁾ Zhou Xiao-Hong¹⁾ Li Jun-Qing¹⁾

¹ *Institute of Modern Physics , Chinese Academy of Sciences , Lanzhou 730000 , China)*

² *Graduate School , Chinese Academy of Sciences , Beijing 100049 , China)*

(Received 17 April 2007 ; revised manuscript received 6 June 2007)

Abstract

The dinuclear model of the formation mechanism of a superheavy compound nucleus assumes that when all nucleons of the projectile have been transferred in to the target nucleus the compound nucleus is formed. The nucleon transfer is determined by the driving potential. For some reaction channels , the relation between nucleon transfer and the evolution path of the neutron/proton ratio is rather complicated. In principle , both the dynamical equation and the driving potential should be a two-dimensional explicit function of the neutron and proton. For the sake of simplicity we calculated the driving potential by choosing the path of the nucleon transfer which is related to the neutron/proton ratio , and the calculated evaporation residue cross-sections to synthesize the superheavy nuclei are much closer to the experimental data.

Keywords : superheavy nucleus , fusion reaction , driving potential , excitation function

PACC : 2570J

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10505016 , 10475099 , 10775061 , 10575121) , the National Basic Research Program of China (Grant No. 2007CB815000) , the Knowledge Innovation Project of the Chinese Academy of Sciences (Grant Nos. KJCX2-SW-No17 , KJCX-SYW-No2) .

† E-mail : hmh@impcas.ac.cn