

文章编号: 1007-4627(2004)04-0370-04

## 超重核合成中的靶核形变效应\*

刘祖华<sup>1, 2, 4</sup>, 包景东<sup>2, 3</sup>

(1 兰州重离子加速器国家实验室原子核理论中心, 甘肃 兰州 730000;

2 北京师范大学低能核物理研究所, 北京 100875;

3 北京师范大学物理系, 北京 100875;

4 中国原子能科学研究院, 北京 102413)

**摘要:** 利用额外推力模型研究了 $^{48}\text{Ca}+^{238}\text{U}$ 超重核合成过程中的靶核形变效应. 计算表明, 在近垒和垒下能区, 靶核形变使超重核合成截面明显增强. 对于 $^{48}\text{Ca}+^{238}\text{U}$ 反应, 由于靶核形变蒸发残余截面增大了几倍. 同时与球形靶核相比, 形变靶核时蒸发残余激发函数的峰位移向较低能量.

**关键词:** 超重核; 额外推力; 熔合截面; 蒸发残余

**中图分类号:** O571.6 **文献标识码:** A

### 1 引言

重离子熔合反应实验和理论研究发现, 重离子近垒和垒下熔合截面比一维位垒量子力学穿透模型预言的显著增强<sup>[1]</sup>, 在垒下能区甚至增大 3 个数量级. 增强的原因在于入射道与碰撞核内部自由度的耦合, 造成熔合位垒呈现一个分布, 因而降低了有效位垒. 这些内部自由度包括碰撞核的静态形变、转动与振动激发、核子转移和脖子形成等. 对于静态形变, 例如靶核有四极形变 $\beta_2$ , 入射弹核对着靶核尖, 即靶核相对入射方向的角度 $\theta=0^\circ$ 时, 入射道势垒明显降低, 因而入射弹核对着靶核尖时, 熔合截面近似指数增大. 然而近几年的研究<sup>[2, 3]</sup>表明, 弹核对着靶核尖时准裂变几率比弹核对着靶核腰( $\theta=90^\circ$ )的准裂变几率大. 这一效应将使重核的熔合截面减小. 上述两种是完全相反的效应. 因而超重核合成中的靶核形变效应将使截面增大还是减小, 是一个未知因素. 以下我们用 $^{48}\text{Ca}+^{238}\text{U}$ 熔合反应作为例子, 利用额外推力模型<sup>[4]</sup>, 探讨这一效应, 其中 $^{238}\text{U}$ 有四极形变 $\beta_2=0.275$ <sup>[2]</sup>.

### 2 额外推力模型

对于重反应系统俘获和熔合过程都需克服摩擦力而作功, 因此除入射道的库仑位垒外, 还需额外

推力才能越过条件鞍点和无条件鞍点. 而越过后者所需的超过库仑位垒的额外能量又称为额外-额外推力.

按 Swiatecki<sup>[4]</sup>的标度规则, 额外推力可写成

$$E_x = E_{\text{ch}} a^2 (x'_{\text{Bass}}(l) - x_{\text{th}})^2, \quad (1)$$

$E_{\text{ch}}$ 是特征能量,  $a$ 是斜率系数,  $x_{\text{th}}$ 是有效可裂变参数阈值,  $x'_{\text{Bass}}$ 是 Bass<sup>[5]</sup>有效可裂变参数, 即

$$x'_{\text{Bass}}(l) = \frac{F_{\text{coul}} + F_{\text{cent}}}{(F_{\text{nucl}})_{\text{max}}}, \quad (2)$$

$F_{\text{coul}}$ ,  $F_{\text{cent}}$ 和 $(F_{\text{nucl}})_{\text{max}}$ 分别是最大核吸引力处的库仑力、离心力和核力.

对于球形核<sup>[6, 7]</sup>,

$$F_{\text{coul}} = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r_m^2}, \quad (3)$$

$$F_{\text{cent}} = \frac{(fl)^2 \hbar^2}{(\mu r_m^3)}, \quad (4)$$

$$(F_{\text{nucl}})_{\text{max}} = 4\pi \bar{C} \phi_{\text{max}}, \quad (5)$$

$r_m = C_1 + C_2 + 0.3 \text{ fm}$ ,  $C_1$ 和 $C_2$ 是核半密度半径,  $\bar{C} = C_1 C_2 / (C_1 + C_2)$ 为约化半密度半径,  $\mu = A_1 A_2 m_0 / (A_1 + A_2)$ 为系统约化质量( $m_0$ 是核子质量),  $f$ 是角动量摩擦系数,  $fl$ 为剩余轨道运动角动量,  $\phi$ 是

收稿日期: 2004 - 05 - 21

\* 基金项目: 国家自然科学基金资助项目(10235020, 10235030)

作者简介: 刘祖华(1940-), 男(汉族), 浙江舟山人, 研究员, 从事核裂变、放射性核束实验及晕核性质的研究.

亲近势函数,  $\phi_{\max} = 0.961$ ,

$$\gamma = 1.2496 \left[ 1 - 2.3 \left( \frac{N-Z}{A} \right)^2 \right] \text{ MeV/fm}^2. \quad (6)$$

由(2)式可得

$$x'_{\text{Bass}}(l) = x'_{\text{Bass}}(l=0) + f^2 \left( \frac{l}{l_{\text{ch}}} \right)^2, \quad (7)$$

其中  $l_{\text{ch}}$  是特征角动量, 而  $x'_{\text{Bass}}$  是以核力为标度的无量纲库仑力. 额外推力模型中有 5 个参量, 其中  $E_{\text{ch}}$  和  $l_{\text{ch}}$  可用公式计算,  $a$ ,  $f$  和  $x_{\text{th}}$  由实验结果系统化分析确定或对原 Swiatecki 给定值作了调整<sup>[6, 7]</sup>.

对于形变靶核, 按定义可得,

$$x'_{\text{Bass}}(\theta, l=0) = x'_{\text{Bass}}(l=0) \cdot \left[ 1 + \left( \frac{81}{20\pi} \right)^{1/2} \left( \frac{R_2}{r_m} \right)^2 \beta_2 P_2(\cos\theta) \right], \quad (8)$$

其中  $R_1$  是弹核半径,  $R_2$  是靶核球形时的半径,  $\beta_2$  是靶核的四极形变,  $r_m = C_1 + C_2(\theta=0^\circ) + 0.3 \text{ fm}$ . (8)式是按忽略脖子条件下靶核有形变的库仑力<sup>[8]</sup>推导而得. 上式只是一种近似表达式, 但与实验结果的比较证明, 我们给出的靶核有形变时的额外推力比较合理.

对于重的反应系统, 俘获后还面临准裂变竞争. 为了越过无条件鞍, 还需更大的推力, 即额外-额外推力  $E_{\text{xx}}$ ,

$$E_{\text{xx}} = E_{\text{ch}} a^2 (x_m - x_{\text{th}})^2, \quad (9)$$

$x_m$  是由有效可裂变参数和复合核可裂变参数构成的标度参量. 在我们的计算中,  $x_m$  标度<sup>[7]</sup>为

$$x_m = (x'_{\text{Bass}})^{0.37} x^{0.63}, \quad (10)$$

$x'_{\text{Bass}}$  为入射道的有效可裂变参数, 是反应系统质量不对称冻结下的无量纲的库仑力, 即以相应核力为标度的库仑力,  $x'_{\text{Bass}}$  由(8)式计算;  $x$  是复合核的可裂变参数. 众所周知, 库仑力的存在直接影响反应系统的稳定性, 影响到准裂变与复合核形成过程的竞争, 因而与额外推力直接相关. 从俘获到越过无条件鞍点, 系统的形状在不断变化. 因此  $x_m$  本应是一连续函数. 我们用入射道  $x'_{\text{Bass}}$  和复合核  $x$  的某种折中, 即标度来近似标征  $x_m$ .

靶核有形变时的额外-额外推力目前有 3 种假设. Hinde 等<sup>[2]</sup> 在研究  $^{16}\text{O} + ^{238}\text{U}$  裂变时发现需引

入准裂变才能解释测得的碎片角分布. 他们提出  $\theta < 35^\circ$  时发生准裂变,  $\theta \geq 35^\circ$  时为复合核裂变. 他们的假设如图 1 的双向箭头所示. Nishio 等<sup>[9]</sup> 提出额外-额外推力

$$E_{\text{xx}}(\theta) = E_{\text{xx}}(0) \frac{r(\theta) - R_{\text{side}}}{R_{\text{tip}} - R_{\text{side}}}, \quad (11)$$

其中,  $E_{\text{xx}}(0)$  是球形时的额外-额外推力,  $r(\theta)$  是方向角为  $\theta$  时的靶核半径,  $R_{\text{tip}}$  和  $R_{\text{side}}$  分别为靶核尖方向和腰方向的半径. 图 1 中实线是我们提出的  $E_{\text{xx}}(\theta, l=0)$ , 虚线是 Nishio 等<sup>[9]</sup> 假设的  $E_{\text{xx}}(\theta, l=0)$ .

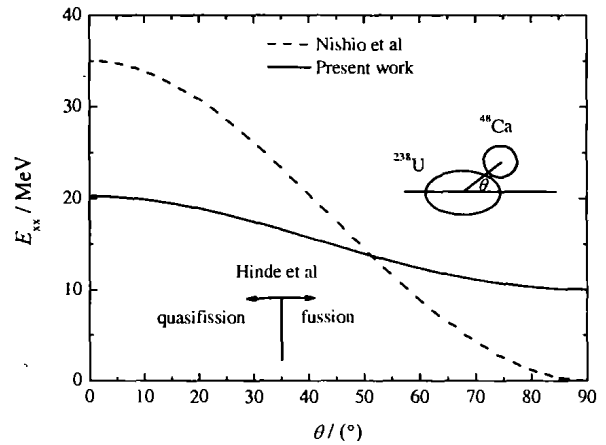


图 1 额外-额外推力  $E_{\text{xx}}$  的 3 种假设

### 3 靶核形变效应

对于形变靶核, 入射道的核势和库仑势分别为

$$V_{\text{N}}(r, \theta) =$$

$$\frac{V_0}{1 + \exp \left\{ \left[ r - R_1 - R_2 \left( 1 + \sqrt{\frac{5}{4\pi}} \beta_2 P_2(\cos\theta) \right) \right] / a \right\}}, \quad (12)$$

其中  $V_0 = 16 \pi a \gamma \bar{C}$ ,  $a = 0.67 \text{ fm}$  为弥散参数.

$$V_{\text{C}}(r, \theta) =$$

$$\frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} \left[ 1 + \left( \frac{9}{20\pi} \right)^{1/2} \left( \frac{R_2}{r} \right)^2 \beta_2 P_2(\cos\theta) \right], \quad (13)$$

融合截面

$$\sigma_{\text{fus}}(E_{\text{cm}}, \vartheta) = \frac{\pi \hbar}{2\mu E_{\text{cm}}} \sum_l (2l+1) T_{\text{fus}}(E_{\text{cm}}, l, \theta), \quad (14)$$

$T_{\text{fus}}(E_{\text{cm}}, l, \theta)$  是形变靶核取向为  $\theta$  时  $l$  分波的融合几率.  $T_{\text{fus}}$  的计算基于  $[V_{\text{N}}(r, \theta) + V_{\text{C}}(r, \theta)]$  和所

需额外推力  $E_x(\theta, l)$ . 利用额外-额外推力计算的  $\beta_2 = 0.275$  和  $\beta_2 = 0.0$  时的熔合截面如图 2 的实线和虚线所示. 图中的实点是实验值<sup>[10]</sup>, 实线、点虚线和虚线给出 3 种额外推力假设下计算的熔合截面的比较. 点虚线是根据(11)式计算的结果, 其值明显高于实验数据, 尤其是在低能区域. 点线是我们根据 Hinde 等<sup>[2]</sup>的设想, 以假定  $\theta < 73^\circ$  为准裂变条件下计算的熔合截面. 两种假定下的计算结果都比较实验值高. 由于弹核  $^{48}\text{Ca}$  比  $^{16}\text{O}$  重得多, 因此对于  $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$  系统, 临界角度大于  $35^\circ$ . 具体取值只能通过与实验结果比较后确定. 看来 Hinde 等人关于形变靶核的额外-额外推力假设过于简单. 就目前的情况而论, 我们关于形变靶核的额外-额外推力假设比较合理.

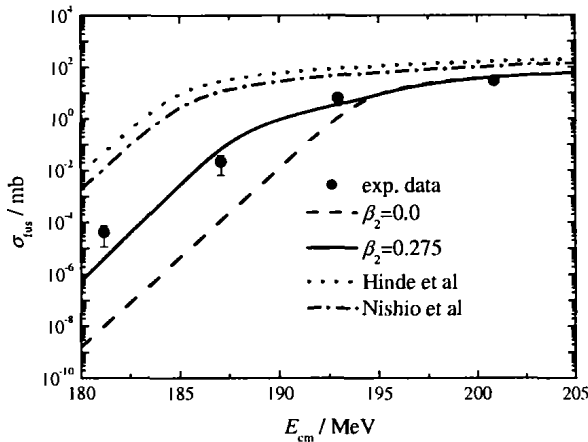


图 2  $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$  熔合激发函数

蒸发残余核的形成截面为

$$\sigma_{\text{ER}}(E) = \frac{\pi \hbar^2}{2\mu E} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \langle T_{\text{fus}}(E, l, \theta) \rangle P_{\text{ER}}(E, l), \quad (15)$$

其中复合核的存活几率  $P_{\text{ER}}$  按统计模型计算. 图 3

参 考 文 献:

[1] Dasgupta M, Hinde D J, Rowley N, *et al.* Ann Rev Nucl Part Sci, 1998, 48: 401.  
 [2] Hinde D J, Dasgupta M, Leigh J R, *et al.* Phys Rev Lett, 1995, 74: 1 295.  
 [3] Hinde D J, Dasgupta M, Leigh J R, *et al.* Phys Rev, 1996, C53: 1 290.

显示了  $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$  反应 3n 道蒸发残余截面. 实验值  $\sigma_{\text{ER}}(3n) = 5.0^{+6.3}_{-3.2}$  pb 取自文献<sup>[11]</sup>, 实线和虚线分别为靶核形变  $\beta_2 = 0.275$  和  $\beta_2 = 0$  的计算结果. 在我们的结果中, 有两点值得注意: (1) 靶核形变  $\beta_2 = 0.275$  时蒸发残余截面比  $\beta_2 = 0$  时大几倍; (2) 蒸发残余激发函数的峰值靶核有形变时比靶核球形时低 3 MeV.

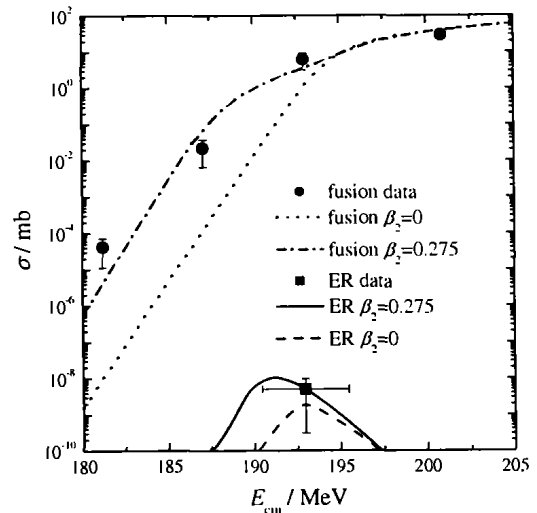


图 3 计算的  $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$  反应的熔合截面(-·-和---)和蒸发残余截面与实验熔合截面(●)和 3n 道(蒸发残余截面 ■)的比较  
 截面按靶核形变  $\beta_2 = 0.275$  (—和-·-)和  $\beta_2 = 0$  (---和---)计算.

4 讨 论 与 结 论

在额外推力模型框架下, 我们研究了超重核  $^{283}112$  合成中的靶核形变效应. 研究表明, 在近垒和垒下能区, 靶核形变使超重核合成截面明显增强.  $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$  反应蒸发残余截面增大了几倍. 同时与球形靶核相比, 形变靶核时蒸发残余激发函数的峰位移向较低能量.

[4] Swiatecki W J. Phys Scripta, 1981, 24: 113.  
 [5] Bass R. Nucl Phys, 1974, A231: 45.  
 [6] Toke J, Bock R, Dai G X, *et al.* Nucl Phys, 1985, A440: 327.  
 [7] Shen W Q, Albinski J, Gobbi A, *et al.* Phys Rev, 1987, C36: 115.

- [8] Alder K, Winther A. Nucl Phys, 1969, **A132**: 1. Extremes, Dubna, 2000. In: Oganessian Yu Ts, Egrebaev V I, ed. Singapore: World Scientific, 2001. 93.
- [9] Nishio K, Ikezoe H, Mitsuokas, *et al.* Phys Rev, 2000, **C62**: 014602. [11] Itkis M G, Oganessian Yu Ts, Egrebaev V I. Phys Rev, 2002, **C65**: 044602.
- [10] Itkis M G, *et al.* In Proceedings on Fusion Dynamics at the

## Effects of Target Deformation on Synthesis of Superheavy Nuclei\*

LIU Zu-Hua<sup>1, 2, 4</sup>, BAO Jing-Dong<sup>2, 3</sup>

(1 *Center of Theoretical Nuclear Physics, National Laboratory of Heavy Ion Accelerator of Lanzhou, Lanzhou 730000, China;*

2 *Key Laboratory of Beam Technology and Material Modification of Ministry of Education, Beijing Normal University, Beijing 100875, China;*

3 *Department of Physics, Beijing Normal University, Beijing 100875, China;*

4 *China Institute of Atomic Energy, Beijing 102413, China)*

**Abstract:** Effects of target deformation on the synthesis of superheavy nucleus  $^{283}112$  are investigated in the framework of extra-push model. Our results show that the cross sections of the 3n evaporation residue in the  $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$  reaction for the case of  $\beta_2 = 0.275$  are several times larger than those of  $\beta_2 = 0$ . Meanwhile, the peak position of ER excitation function in the case of deformed target is shifted to the lower energy as compared to the one of spherical target.

**Key words:** superheavy nuclei; extra-push model; fusion cross section; evaporation residue

\* **Foundation item:** National Natural Science Foundation of China(10235020, 10235030)