

文章编号: 1007-4627(2007)03-0190-05

超重复合核的存活概率*

贾 飞^{1,2}, 岳 柯^{1,2}, 涂小林^{1,2}, 杨彦云^{1,2}, 张宏斌¹, 徐珊珊¹, 李君清¹

(1 中国科学院近代物理研究所, 甘肃 兰州 730000;

2 中国科学院研究生院, 北京 100049)

摘 要: 考虑角动量相关性的情况下计算了超重核²⁵⁹Db的裂变位垒 B_f 。计算了²⁵⁸Rf, ²⁵⁹Db, ²⁶⁶Hs 和²⁶⁷Mt 4 个超重核单中子蒸发的存活概率 W_{sur} 及其随角动量分波的变化关系。给出了中子蒸发宽度、裂变宽度和超重核蒸发一个中子的概率对激发能与角动量分波的依赖关系。

关键词: 超重元素; 存活概率; 裂变位垒; 中子蒸发宽度; 裂变宽度

中图分类号: O571.2 **文献标识码:** A

1 引言

超重元素的合成是当今核物理研究的热点之一, 合成新的超重核也是我国核物理界追求的重大目标之一^[1-3]。虽然近年来发表了许多有关超重核合成的文章, 但是人们对超重元素的合成机制仍然不是非常清楚。基于双核模型, 通过数值求解主方程, 我们计算了准裂变产物的质量分布^[4], 得到与实验符合的结果, 并检验了该模型。为了进一步理解超重元素的合成机制, 本文将就超重核的存活概率进行探讨。

N. Bohr 于 1936 年提出了复合核模型, 该模型假定, 一般的低能核反应分为两个阶段进行, 而且两个阶段独立无关。第 1 阶段是复合核的形成, 即入射离子与靶核作用后熔合成激发的新核(复合核); 第 2 阶段是复合核的衰变, 即复合核分解为出射粒子和剩余核。

复合核模型的基本思想可以用液滴模型描述。当弹核与靶核碰撞后, 两核的核子发生强烈作用, 从而把能量传给附近的核子, 这些核子又可以把能量传给自己附近的核子。这样, 经过多次碰撞, 最后核子间的能量传递达到动态平衡, 其它各种自由度也先后达到统计平衡, 至此完成了复合核的形成。这一阶段可以比作液滴的加热过程。一般所形

成的复合核总处于激发态, 复合核的激发能相当于液滴增加的热量。复合核形成后, 并不立刻进行衰变。因为要从复合核中发射一个核子, 一般需要大约 8 MeV 的分离能。虽然复合核的激发能可以比 8 MeV 高, 但激发能是在所有核子中分配的, 每个核子得到的能量并不多。因此要从复合核中发射核子, 必须在某一个核子上集中足够大的能量, 即需要大于该核子的分离能。这要求核子有足够频繁的能量交换。当某一个核子上集中的能量大于分离能时, 该核子就可以摆脱核力的束缚飞出原子核, 完成原子核的衰变。这与在液滴中蒸发液体分子的情形相似。所以复合核通过发射粒子而退激的过程也叫做粒子蒸发。

复合核的衰变方式有好几种, 通常可以蒸发中子、发射质子、发射 α 粒子及发射 γ 光子。各种衰变方式各具有一定的概率, 这种概率与复合核的形成方式无关, 仅仅决定于复合核本身的性质。

2 理论模型

2.1 原子核的裂变

裂变指一个原子核经过一系列的形状变化分裂为两块碎片, 是一个复杂的多体问题。一个裂变稳定核的基态形状一定对应于位能曲面的一个谷。位

* 收稿日期: 2006-12-08; 修改日期: 2007-05-16

* 基金项目: 中国科学院百人计划资助项目; 中国科学院知识创新工程重点方向性资助项目(KJ CX2-SW-No2, KJ CX2-SW-No7); 国家自然科学基金资助项目(10505016, 10235020, 10235023)

作者简介: 贾 飞(1979-), 男(汉族), 山西大同人, 博士研究生, 从事原子核物理理论和实验研究;

E-mail: jiafei@impcas.ac.cn

能曲面表示核体系的最低能量与核形变的函数关系, 即它的四周有一个裂变位垒保护它, 使其不至于立刻裂变。如果核的能量比较大, 经过足够大的形变, 就一定能够越过位垒而沿位能曲面向下坡的方向实现裂变。不同的形变路线会越过不同高度的位垒, 其中那个最低位垒的高度称为裂变位垒, 即裂变位垒是核裂变要克服的最低位垒。

球形液滴发生形变(体积不变)时, 势能会变化。形变时库仑能和表面能变化趋势相反。对重核, 库仑斥力将在很大程度上削弱表面张力使得原子核更容易裂变。对于稳定核, 势能面上有一个较高的裂变位垒保护它, 使它不至于自发地发生裂变。如果复合核的激发能比较大, 就会发生较大的形变, 使得长程斥力比表面张力更占优势, 从而有可能越过位垒而沿位能曲面向下坡的方向发生裂变。势能面可由下式给出:

$$\begin{aligned} \Delta E &= E_s - E_{s0} + E_C - E_{C0} \\ &= \left[\left(\frac{E_s}{E_{s0}} - 1 \right) + 2x \left(\frac{E_C}{E_{C0}} - 1 \right) \right] E_{s0}, \quad (1) \end{aligned}$$

式中 E_{s0} 和 E_{C0} 为球形核的表面能及库仑能, 单位是 MeV, 而 E_s 和 E_C 为形变核的相应能量。根据 Myers-Swiiatecki 质量公式^[5],

$$E_{s0} = 17.944 \left[1 - 1.7826 \left(\frac{N-Z}{A} \right)^2 \right] A^{2/3}, \quad (2)$$

$$E_{C0} = 0.7053 \frac{Z^2}{A^{1/3}}. \quad (3)$$

x 是可形变参量:

$$x = \frac{E_{C0}}{2E_{s0}}. \quad (4)$$

当 $x < 1$ 时, 球形核能量最低, 有位垒阻碍核的形变。 x 愈接近 1, 这种位垒愈低, 当 $x \geq 1$ 时, 核裂变不稳定。根据液滴模型, 不存在 $x > 1$ 的核。

一个近似计算裂变位垒的简单公式^[6]是

$$B_f^{LD} = \begin{cases} 0.38(0.75 - x)E_s, & 1/3 < x < 2/3 \\ 0.83(1 - x)^3 E_s, & 2/3 < x < 1 \end{cases} \quad (5)$$

球形核的表面能最小, 并随形变的增大而增大, 而球形核的库仑能最大, 其随形变的增大而减小, 两种对立因素的竞争, 导致裂变位垒和鞍点的形成。当形变发展到一定程度时, 一个大液滴断裂为两个小液滴, 由于库仑斥力, 使两个荷电液滴分离。超

重核具有非常大的电荷数与质量数, 这样的原子核的可裂变度非常高, 是极容易发生自发裂变的。众所周知, 超重核是依靠壳结构效应才能稳定存在的, 从液滴模型来看它是不稳定的, 所以宏观部分的能量基本不能为它提供裂变位垒, 正是壳效应使得超重核有了几个 MeV 的裂变位垒。

在激发态下考虑角动量相关性时, 超重复合核的裂变位垒由下式描述:

$$B_f(E^*, J) = B_f^{LD}(J) + B_f^{Mic} q(J) e^{-E^*/E_D}, \quad (6)$$

式中 $B_f^{LD}(J)$ ^[7] 为根据液滴模型计算的裂变位垒的宏观项, 见公式(5)。液滴模型是平均结果, 不能反映核内核子的个体运动特征。核裂变应当考虑单粒子运动的壳效应, B_f^{Mic} ^[8] 是复合核基态的壳修正能, 阻尼因子 E_D (单位是 MeV) 和 $q(J)$ ^[9] 可以分别写为

$$E_D = \frac{5.48A^{1/3}}{1 + 1.3A^{-1/3}}, \quad (7)$$

$$q(J) = \left\{ 1 + \exp \left[\frac{J - J_{1/2}}{\Delta J} \right] \right\}^{-1}, \quad (8)$$

其中, $J_{1/2} = 20 \hbar$, $\Delta J = 3 \hbar$ 。

2.2 复合核的存活概率

Adamian 等^[10-13] 在双核模型基础上研究了超重元素合成时熔合与裂变的竞争, 得到了与实验比较符合的结果。其蒸发剩余截面可以写为

$$\begin{aligned} \sigma_{ER}(E_{cm}) &= \sum_{J=0}^{J=J_f} \sigma_C(E_{cm}, J) \cdot \\ &P_{CN}(E_{cm}, J) W_{sur}(E_{cm}, J), \quad (9) \end{aligned}$$

其中, σ_C 是在碰撞过程中弹核克服库仑位垒与靶核接触形成双核系统的截面, P_{CN} 是双核系统通过核子转移形成复合核的熔合概率, W_{sur} 是复合核的存活概率。

重离子熔合所形成的复合核具有一定的激发能, 随后这种处于激发态的复合核通过发射粒子退激发, 这个过程可由统计模型来描述。对于重核, 由于库仑位垒的存在, 带电粒子需要克服库仑位垒才能飞出原子核, 因此带电粒子的发射概率与中子的发射概率相比是可以忽略的。对于 γ 光子, 只有当激发能低于中子束缚能时, γ 退激才能表现得比较明显。所以, 超重复合核蒸发质子和 α 粒子等带电粒子以及发射 γ 的概率都极小, 而蒸发中子的概

率相比之下要大得多。因此只考虑中子蒸发和裂变的竞争是比较合理的近似^[14]。

复合核蒸发一个中子的存活概率可严格表达为

$$W_{\text{sur}}(E^*) = P_1(E^*) \frac{\Gamma_n(E^*)}{\Gamma_{\text{tot}}(E^*)}, \quad (10)$$

式中, E^* 为复合核的激发能, $P_1(E^*)$ 是激发能为 E^* 的复合核恰好蒸发一个中子的实现概率:

$$P_1(E^*) = \exp\left[-\frac{(E_{\text{CN}}^* - B_n - 2T)^2}{2\sigma^2}\right], \quad (11)$$

其中, B_n 是复合核的中子分离能^[8]; 核温度 $T = \sqrt{E^*/a}$, 其中 a 为能级密度参量; σ 近似于实验上冷融合反应的激发函数的宽度^[15]; $\Gamma_n(E^*)$ 是复合核发射中子的宽度; $\Gamma_{\text{tot}}(E^*)$ 是总的能级宽度。

在冷融合反应中, 质子蒸发宽度和 α 粒子蒸发宽度比中子蒸发宽度小得多, 且仅当激发能小于一个中子的分离能时, γ 退激才会被考虑。因此, 我们只考虑中子蒸发宽度和裂变宽度:

$$\Gamma_{\text{tot}}(E^*) \approx \Gamma_n(E^*) + \Gamma_f(E^*), \quad (12)$$

$\Gamma_n(E^*)$ 和 $\Gamma_f(E^*)$ 分别为复合核能级的中子蒸发的宽度和裂变宽度, 它们都是复合核激发能 E^* 的函数。由 Bohr-Wheeler 公式可知

$$\Gamma_n(E^*) = \frac{1}{2\pi\rho(E^*)} \frac{2mR^2g}{\hbar^2} \int_0^{E^* - B_n} \epsilon\rho(E^* - B_n - \epsilon) d\epsilon, \quad (13)$$

$$\Gamma_f(E^*) = \frac{1}{2\pi\rho(E^*)} \int_0^{E^* - B_f} \rho(E^* - B_f - \epsilon) d\epsilon, \quad (14)$$

其中, E^* 为激发能, B_f 为复合核裂变位垒高度, B_n 为裂变核最后一个中子的结合能^[8], m 是中子质量, g 是中子自旋因子, R 是核半径。 $\rho(E^*)$ 是能级密度, 指单位能量间隔的能级数目, 由能级密度的费米气体模型公式得到:

$$\rho(E^*) = \frac{\exp(2\sqrt{aE^*})}{\sqrt{48E^*}}. \quad (15)$$

根据蒸发模型, 中子的蒸发宽度 Γ_n 及复合核的裂变宽度 Γ_f 可以写为

$$\Gamma_n(E^*) = \frac{1}{2\pi\rho(E^*)} \frac{2mR^2g}{\hbar^2} \int_0^{E^* - B_n} \epsilon\rho(E^* - B_n - \epsilon) d\epsilon$$

$$= \frac{1}{2\pi\rho(E^*)} \frac{2mR^2g}{\hbar^2} \int_0^{E^* - B_n - 1/a} \epsilon \cdot \frac{\exp[2\sqrt{a(E^* - B_n - \epsilon)}]}{(E^* - B_n - \epsilon)\sqrt{48}} d\epsilon, \quad (16)$$

$$\begin{aligned} \Gamma_f(E^*) &= \frac{1}{2\pi\rho(E^*)} \int_{1/a}^{E^* - B_f} \rho(E') dE' \\ &= \frac{1}{2\pi\rho(E^*)} \int_{1/a}^{E^* - B_f} \frac{1}{\sqrt{48E'}} \cdot \exp(2\sqrt{aE'}) dE'. \end{aligned} \quad (17)$$

令 $E = E^* - B_n - \epsilon$; 当 $\epsilon = 0$ 时, $E = E^* - B_n$; 当 $\epsilon = E^* - B_n - 1/a$ 时, $E = 1/a$ 。所以中子的蒸发宽度为

$$\begin{aligned} \Gamma_n &= \frac{1}{2\pi\rho(E^*)} \times \frac{2mR^2g}{\hbar^2} \cdot \int_{1/a}^{E^* - B_n} \frac{(E^* - B_n - E)}{\sqrt{48E}} \exp(2\sqrt{aE}) dE. \end{aligned} \quad (18)$$

同理可得复合核的裂变宽度为

$$\begin{aligned} \Gamma_f(E^*, J) &= \frac{1}{2\pi\rho(E^*)} \cdot \int_0^{E^* - B_f - 1/a} \rho(E_i^* - B_f - \epsilon) d\epsilon. \end{aligned} \quad (19)$$

3 结果与讨论

当入射能量低时, 复合核的激发能就小, 对超重核蒸发剩余截面有贡献的角动量分波相对就较少。在具体的数值计算中, 引入的角动量就少。本文中²⁵⁹Db 核在激发能 $E^* = 10$ MeV 时, $J \approx 15 \hbar$ 。

图 1 给出了²⁵⁹Db 裂变位垒 B_f 随角动量分波 J 的变化关系。可以看到, 复合核的激发能越高, 相应的裂变位垒越低, 每增加 5 MeV 的激发能, 裂变位垒大约会降低 0.5 MeV。对于相同的激发能, 角动量越大, 裂变位垒也越低, 复合核也就越容易裂变。角动量分波 $J > 20 \hbar$ 时, 裂变位垒很快降低。

由(10)式可知, 对冷融合合成的超重复合核, 其存活概率为复合核蒸发一个中子的实现概率 P_1 与中子的蒸发宽度 Γ_n 占总能级宽度 Γ_{tot} 的比例的乘积。图 2 给出了²⁵⁹Db \rightarrow ²⁵⁸Db + 1n 反应道 Γ_n 占 Γ_{tot} 的比例对能量和角动量的依赖关系。激发能大, Γ_n 所占的比例就偏大; 相同的激发能, 角动量增大时, Γ_n 占 Γ_{tot} 的比例逐渐减小, 这是由 Γ_n 和 Γ_f 随角动量分波的变化关系决定的。整体上讲, 激发能越高,

Γ_n 也越大。激发能相同时,中子的蒸发宽度随角动量分波 J 的增大单调地减小。激发能越高,裂变宽度也越大。

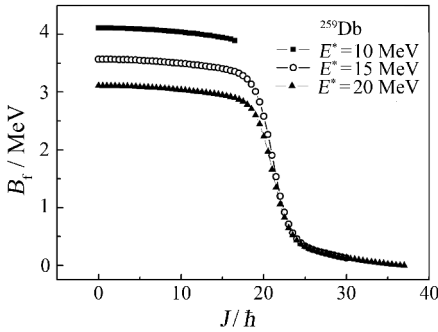


图 1 激发能不同时裂变位垒 B_f 随角动量分波 J 的变化关系

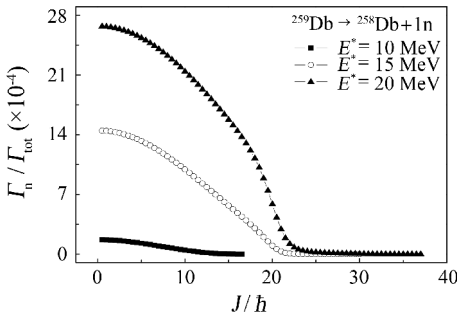


图 2 激发能不同时 Γ_n 占 Γ_{tot} 的比例

图 3 给出了 $^{259}\text{Db} \rightarrow ^{258}\text{Db} + 1n$ 反应道激发能不同时复合核蒸发一个中子的实现概率 P_1 。由图可以看到 P_1 随角动量分波 J 的变化并不显著。然而,激发能对 P_1 的影响比较大, P_1 随激发能的增大显著降低。 $E^* = 10 \text{ MeV}$ 时, P_1 接近等于 1; $E^* = 15 \text{ MeV}$ 时, $P_1 \approx 0.3$; $E^* = 20 \text{ MeV}$ 时, $P_1 < 0.05$ 。对能量的依赖性而言,复合核蒸发一个中子的 P_1 与 Γ_n 占 Γ_{tot} 的比例变化趋势相反,这就决定了存活概率随能量的增加不会单调地变化。

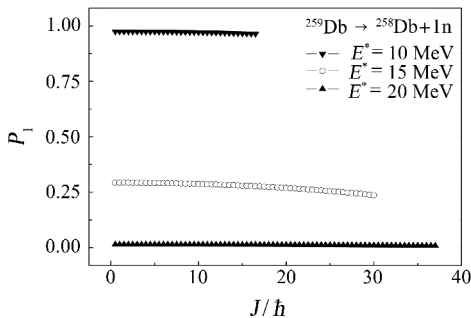


图 3 激发能不同时复合核蒸发一个中子的实现概率 P_1

复合核激发能比较低,单中子蒸发是其退激的主要方式。图 4 给出了 ^{50}Ti , $^{58}\text{Fe} + ^{208}\text{Pb}$, ^{209}Bi 4 个反应生成的超重核 ^{258}Rf , ^{259}Db , ^{266}Hs , ^{267}Mt 的存活概率 W_{sur} 与复合核激发能 E^* 的关系,图中只显示了角动量 $J = 0 \hbar$ 的情况。可以看到越重的复合核存活概率相对较低,但是 ^{266}Hs 和 ^{267}Mt 这两个超重核的存活概率大小相当。存活概率随着能量的增加先增大后减小,这样与融合概率 P_{CN} 一起决定超重核蒸发剩余截面对入射能量的依赖关系。图 5 给出了 ^{266}Hs 复合核在不同激发能 E^* 时存活概率 W_{sur} 随角动量分波 J 的变化关系。随着角动量 J 的增大,由于裂变位垒的降低,存活概率逐渐减小。当角动量较大时,存活概率小于角动量 $J = 0 \hbar$ 时的 1%。

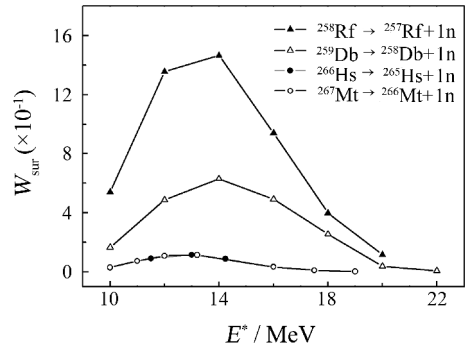


图 4 存活概率 W_{sur} 与复合核激发能 E^* 的关系

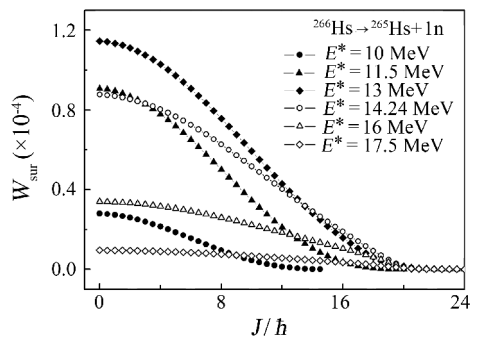


图 5 存活概率 W_{sur} 随角动量分波 J 的变化关系

4 结论

采用费米气体能级密度形式和统计模型对带有激发能的复合核的存活概率进行了研究。在复合核退激的过程中,中子发射与裂变的竞争是决定复合核存活的主要机制。考虑角动量相关性的情况下计算了超重核 ^{259}Db 的裂变位垒 B_f 。给出了 ^{258}Rf ,

以 ^{208}Pb 和 ^{209}Bi 为靶经冷融合反应合成的超重

^{259}Db , ^{266}Hs 和 ^{267}Mt 4 个超重核单中子蒸发的存活概率 W_{sur} 、中子蒸发宽度、裂变宽度和超重核蒸发一个中子的实现概率随激发能与角动量的变化关系。这些信息有助于进一步理解超重元素的合成机制。

参考文献 (References):

- [1] Gan Z G, Qin Z, Fan H M, *et al.* Euro Phys J, 2001, **A10**: 21.
- [2] Gan Zaiguo, Guo Junsheng, Qin Zhi, *et al.* Nuclear Physics Review, 2003, **20**(2): 99(in Chinese).
(甘再国, 郭俊盛, 秦 芝等. 原子核物理评论, 2003, **20**(2): 99.)
- [3] Guo Junsheng, Gan Zaiguo, Qin Zhi, *et al.* Nuclear Physics Review, 2003, **20**(2): 96(in Chinese).
(郭俊盛, 甘再国, 秦 芝等. 原子核物理评论, 2003, **20**(2): 96.)
- [4] Jia Fei, Xu Hushan, Huang Tianheng, *et al.* Acta Phys Sin, 2007, **56**(3): 1 347(in Chinese).

- (贾 飞, 徐瑚珊, 黄天衡等. 物理学报, 2007, **56**(3): 1 347.)
- [5] Myers W D, Swiatecki W J. Ann Phys(NY), 1974, **84**: 186.
- [6] Cohen S, Swiatecki W J. Ann Phys(NY), 1963, **22**: 406.
- [7] Siek A J. Phys Rev, 1986, **C33**: 2 039.
- [8] Moller P, Nix J R, Myers W D, *et al.* Atomic Data and Nuclear Data Tables, 1995, **59**: 185.
- [9] Fazio G, Giardina G, Mandaglio G, *et al.* Mod Phys Lett, 2005, **A20**(6): 391.
- [10] Adamian G G, Antonenko N V, Scheid W. Nucl Phys, 1997, **A618**: 176.
- [11] Adamian G G, Antonenko N V, Scheid W. Nucl Phys, 1997, **A633**: 409.
- [12] Adamian G G, Antonenko N V, Scheid W, *et al.* Nucl Phys, 2000, **A678**: 24.
- [13] Adamian G G, Antonenko N V, Scheid W, *et al.* Nucl Phys, 1997, **A627**: 361.
- [14] Adamian G G, Antonenko N V, Ivanova S P, *et al.* Phys Rev, 2000, **C62**: 064 303.
- [15] Hofmann S, Münzenberg G. Rev Mod Phys, 2000, **72**: 733.

Survival Probability of Super-heavy Compound Nucleus*

JIA Fei^{1, 2, 1)}, YUE Ke^{1, 2}, TU Xiao-lin^{1, 2}, YANG Yan-yun^{1, 2},

ZHANG Hong-bin¹, XU Hu-shan¹, LI Jun-qing¹

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

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

Abstract: Considering the dependence on angular momentum, the fission barriers of super-heavy nuclei ^{259}Db have been calculated. The survival probability for ^{258}Rf , ^{259}Db , ^{266}Hs , ^{267}Mt compound and its relation with angular momentum have been estimated. The neutron emission width, the fission width and the realization probability for one neutron emission and their relation with excitation energy and angular momentum are also presented.

Key words: super-heavy element; survival probability; fission barrier; neutron emission width; fission width

* Received date: 8 Dec. 2006; Revised date: 16 May 2007

* Foundation item: Century Program of Chinese Academy of Sciences; Knowledge Innovation Project of Chinese Academy of Sciences (KJ CX2-SW-No2, KJ CX2-SW-No7); National Natural Science Foundation of China (10505016, 10235020, 10235023)

1) E-mail: jiafei@impcas.ac.cn