

文章编号: 1007-4627(2006)04-0375-08

# 超重核合成理论模型简介\*

左 维<sup>1, 2</sup>, 李君清<sup>1, 2</sup>, 赵恩广<sup>1, 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 中国科学院近代物理研究所, 甘肃 兰州 730000;

3 中国科学院理论物理研究所, 北京 100080)

**摘 要:** 介绍并讨论了研究超重核合成的主要理论模型以及近年来在研究重核熔合机制和超重核合成理论模型方面的进展。

**关键词:** 超重核; 熔合机制; 双核模型; 准裂变

中图分类号: O571.6 文献标识码: A

## 1 引言

超重核实验和理论研究一直是核物理研究领域重要的国际前沿研究课题。这一研究不仅对探索原子核的质量极限和检验原子核结构理论具有重要的科学意义, 而且长寿命超重元素的合成对核物理、天体物理、化学和能源等研究领域都将产生深远的影响。早在 20 世纪 60 年代, 原子核结构理论就预言<sup>[1]</sup>了在质子数  $Z=114$  和中子数  $N=184$  附近存在一批长寿命的新元素(即超重岛)。近 20 多年来, 随着实验技术和理论研究工作的不断进展, 合成超重元素的研究工作取得了突破性进展。从 1994 年到 1996 年德国的 GSI 成功地合成了  $Z=110, 111$  和  $112$  号超重元素<sup>[2]</sup>; 1999 年俄罗斯 Dubna、德国 GSI 和日本 RIKEN 的科学家合作, 宣称在 Dubna 利用热熔合反应生成了  $114$  号元素的新核素:  $Z=114, A=287$  和  $Z=114, A=289$ <sup>[3]</sup>; 2000 年俄罗斯 Dubna 宣布在  $^{248}\text{Cm} + ^{48}\text{Ca}$  实验中观测到了  $116$  号元素的同位素  $^{296}116$  的  $\alpha$  衰变事件<sup>[4]</sup>, 又于 2004 年宣布利用  $^{243}\text{Am} + ^{48}\text{Ca}$  反应生成了  $115$  号元素的同位素  $^{288}115$  和  $^{287}115$ <sup>[5]</sup>; 2004 年, 日本 RIKEN 宣布通过  $^{209}\text{Bi} + ^{70}\text{Zn}$  反应生成了  $113$  号元素的同位素  $^{278}113$ <sup>[6]</sup>。中国科学院近代物理研究所于 2000 年合成了  $105$  号元素的一个新核素  $^{259}\text{Db}$ <sup>[7]</sup>, 又在 2004 年合成了  $107$  号元素的

一个新核素  $^{265}\text{Bh}$ <sup>[8]</sup>。尽管国际上在超重核实验研究方面已取得了很大的进展, 但仍然面临着极大的挑战。一方面, 目前合成的超重核还处于理论预言的超重稳定岛缺中子一侧的边缘, 由于受到炮弹和靶核的限制, 利用现在的全熔合反应机制要达到超重岛中心是极其困难的, 甚至是不可能的。另一方面, 在 Dubna 利用  $^{48}\text{Ca}$  束流通过热熔合生成的超重核的  $\alpha$  衰变链均通过自发裂变终止在未知核素上, 因此, 对这些新核素的实验确认还有待于进一步艰巨的实验工作。

目前, 实验上主要通过重核的熔合蒸发机制合成超重核。按照弹-靶组合和生成的复合核激发能的不同, 超重核合成的熔合反应可分为冷熔合和热熔合。冷熔合反应是指采用中重核轰击双满壳核或近双满壳核(如  $^{70}\text{Zn} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{277}112 + n$ ), 反应中形成的复合核具有较低的激发能, 通过蒸发 1 个中子退激达到目标核; 热熔合反应则采用丰中子炮弹  $^{48}\text{Ca}$  轰击钢系靶, 反应生成的复合核激发能较高, 通过蒸发 3 到 4 个中子退激。超重核生成截面由熔合截面和复合核存活几率共同决定。在冷熔合反应中, 熔合截面较小, 复合系统的激发能较低, 存活几率较大; 而在热熔合反应中, 熔合截面较大, 但复合核的激发能较高, 通过蒸发中子而存活的几率较低。正是由于熔合与存活这两个因素间的相互

\* 收稿日期: 2005-08-02

\* 基金项目: 国家自然科学基金资助项目(10575119, 10235030, 10175082); 中国科学院知识创新工程重要方向性资助项目(KJXC2-SW-No2); 国家自然科学基金委创新群体资助项目

作者简介: 左 维(1966-), 男(汉族), 陕西宝鸡人, 研究员, 博士生导师, 从事核理论研究; E-mail: zuowei@impcas.ac.cn

竞争使得超重核合成具有生成截面低和激发函数窄的特点,因而从理论上准确预言合成超重核的最佳的弹-靶组合和最佳入射能量就显得尤为重要。

超重核的理论研究主要分为两个方面:一是超重核结构性质的研究;另一个是超重核合成途径和机制的研究。至今,在这两方面均有很多重要问题有待进一步解决。在超重核合成途径和机制研究方面,最主要的问题是准确预言合成超重核的最佳弹-靶组合和最佳入射能量以及复合核的形成截面等,为此,正确理解重核熔合反应中复合核形成机制和弹-靶熔合动力学特性以及准裂变特征等是至关重要的。而且,如何在理论模型中将重核熔合过程中动力学形状演化和统计输运扩散过程合理地结合起来统一处理是对理论工作者的一个挑战。另外,由于目前超重核实验的难度和面临的困难,从理论上首先探索超重核合成可能的新途径和新机制也显得十分重要。

## 2 理论模型

在理论研究中,通常将超重核合成动力学过程分为俘获阶段、熔合阶段或复合核形成阶段以及复合核的退激发阶段。于是,超重核合成截面(即通过蒸发道  $S$  的蒸发残余截面)可表示为

$$\sigma_{\text{ER}}^{\text{S}}(E_{\text{cm}}) = \sum_J \sigma_{\text{c}}(E_{\text{cm}}, J) P_{\text{CN}}(E_{\text{cm}}, J) \cdot W_{\text{sur}}^{\text{S}}(E_{\text{CN}}^*, J), \quad (1)$$

其中  $\sigma_{\text{c}}(E_{\text{cm}}, J)$  是两个相碰原子核穿越入射道位垒(库仑位垒)的俘获截面,  $E_{\text{cm}} = (A_{\text{T}}/A)E_{\text{lab}}$  是质心系入射能量;  $P_{\text{CN}}(E_{\text{cm}}, J)$  是复合核形成几率;  $W_{\text{sur}}^{\text{S}}(E_{\text{CN}}^*, J)$  是处于激发态的复合核通过蒸发道  $S$  退激而存活的几率,  $E_{\text{CN}}^*$  是复合核的激发能。在俘获阶段,弹核被靶核俘获,形成双核系统。克服库仑位垒并形成双核系统的俘获截面由下式给出:

$$\sigma_{\text{c}}(E_{\text{cm}}, J) = \pi\lambda^2(2J+1)T(E_{\text{cm}}, J), \quad (2)$$

其中  $\lambda^2 = \hbar^2/(2\mu E_{\text{cm}})$  是约化的 de Broglie 波长,  $\mu$  是两个相撞原子核的约化质量,  $T(E_{\text{cm}}, J)$  是穿越库仑位垒的穿透几率。穿透几率不仅由库仑位垒的高度和宽度决定,而且还与相对运动和内部自由度的耦合有关,可采用耦合道光学模型来计算。由于入射能量通常高于复合核形成的  $Q$  值,因此形成的复合核处于激发态。在超重核合成反应中,描述复

合核退激发过程的关键物理量是复合核作为蒸发残余核存活的几率  $W_{\text{sur}}$ 。存活几率  $W_{\text{sur}}$  是复合核通过粒子蒸发道退激发的几率,即相对于裂变存活的几率,它反映了复合核退激发过程中粒子蒸发道与裂变道之间的竞争。通常采用统计模型计算复合核的存活几率。设复合核的激发能为  $E_{\text{CN}}^*$ , 则蒸发  $x$  个中子的存活几率为<sup>[9]</sup>

$$W_{\text{sur}}(E_{\text{cm}}) \approx P_{\text{xn}}(E_{\text{CN}}^*) \cdot \prod_{i=1}^x \frac{\Gamma_{\text{n}}(E_i^*)}{\Gamma_{\text{n}}(E_i^*) + \Gamma_{\text{f}}(E_i^*)}, \quad (3)$$

其中  $P_{\text{xn}}(E_{\text{CN}}^*)$  是给定复合核激发能  $E_{\text{CN}}^* = E_{\text{cm}}^* - Q$  下,实现蒸发  $x$  个中子衰变道的几率。中子蒸发通过多步过程实现,指标  $i$  代表蒸发步骤。 $\Gamma_{\text{n}}(E_i^*)$  是第  $i$  个中子蒸发的宽度。

与轻核的熔合反应不同,对于重核的熔合反应,在系统向复合核演化过程中有很大的几率向裂变道演化,即没有经过复合核而发生裂变,这种裂变机制被称为准裂变或快裂变。研究表明<sup>[10]</sup>,准裂变是影响重核全熔合几率的关键因素,正确处理准裂变过程和全熔合过程之间的竞争是理解重核熔合机制和研究超重核合成的关键。根据对熔合过程描述的不同,现有研究超重核合成熔合过程的主要理论模型可分为两类:在第一类模型中,假定经过俘获阶段后两个核完全丧失其个性,作为一个强形变的单核系统随时间演化;在第二类模型中,假设两个相撞原子核经过俘获阶段后完全保持其个性,作为两个明显可区分的核系统而随时间演化。为了研究超重核合成过程并计算生成截面,目前已发展了一些理论模型,主要有:双核模型(DNS)<sup>[11-13]</sup>、核子集体化模型<sup>[14]</sup>、宏观动力学模型<sup>[15]</sup>、耗散-涨落模型<sup>[16, 17]</sup>和微观输运模型<sup>[18]</sup>等。下面将就 DNS 和核子集体化模型作一些简单介绍和讨论。

### 2.1 双核模型

DNS<sup>[11]</sup>的基本物理概念来源于重离子的深度非弹性反应。双核系统是由两个相互接触的原子核组成的一种组态。组成双核系统的两个原子核在演化过程中保持它们各自特性(壳效应)并且相互交换核子或集团,这样的组态也被称为准分子组态或双集团组态和原子核分子态。

DNS 的基本假设是:两个相碰的原子核经过俘获阶段后,相对运动动能完全耗散,形成一个准束

缚的双核系统。在演化过程中，双核系统中的两个集团都保持其个性，作为明显可区分的个体而存在。DNS 中包含了两个重要的集体自由度：一个是双核组态中两个核的质量不对称度坐标  $\eta = (A_1 - A_2)/A$ ；另一个是两个核中心之间的距离  $R$ 。如图 1 所示，DNS 能够描述重核熔合过程中完全熔合与准裂变的竞争。在 DNS 中，熔合机制是由轻核向重核的核子转移机制，即双核系统沿质量不对称自由度向复合核的扩散过程。双核组态沿  $R$  自由度的扩散导致准裂变。组成双核系统的两个核之间重叠很小，因而双核系统的相互作用势能在短距离内是强排斥的。以复合核的能量作为参考点，则双核系统的总能量可表示为

$$U(R, \eta, J) = (-B_1 - B_2) + V(R, \eta, J) - (-B_{12} + V_{\text{rot}}^{\text{CN}}), \quad (4)$$

其中  $B_1$  和  $B_2$  分别是组成双核系统的两个核的结合能， $B_{12}$  和  $V_{\text{rot}}^{\text{CN}}$  分别是复合核的结合能和转动能， $V(R, \eta, J)$  是双核组态中两个核之间的相互作用势能，即

$$V(R, \eta, J) = V_C(R, \eta) + V_N(R, \eta) + V_{\text{rot}}(R, \eta, J), \quad (5)$$

其中  $V_C$  是库仑能， $V_N$  是核势部分， $V_{\text{rot}}$  是离心势（即转动能）。核势部分采用密度相关的 Skyrme 型唯象核子-核子相互作用通过双折叠方法计算。在 DNS 中，假定组成双核系统的两个核之间重叠很小，而且对于超重核合成反应，形成双核系统初期的相互作用时间要比核子-核子相互作用引起的原子核内部状态的驰豫时间小得多，或者说双核系统的形成比原子核内部状态的驰豫快得多，因此，可在密度冻结条件下用双折叠方法计算双核间的相互作用核势，即

$$V_N(R, \eta) = \int \rho_1(\mathbf{r}_1) \rho_2(\mathbf{r}_2 - \mathbf{R}) \cdot \nu_{\text{NN}}(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2, \quad (6)$$

其中双核系统的核子密度分布采用了突然近似，即  $\rho(\mathbf{r}) = \rho_1(\mathbf{r}) + \rho_2(\mathbf{r} - \mathbf{R})$ 。库仑能  $V_C$  由下式计算

$$V_C(R, \eta) = e^2 \int \frac{\rho_{1c}(\mathbf{r}_1) \rho_{2c}(\mathbf{r}_2 - \mathbf{R})}{r_{12}} d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2, \quad (7)$$

其中  $\rho_{1c}$  和  $\rho_{2c}$  分别为组成双核系统的两个核的质子密度分布， $r_{12} = |\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|$ 。对于转动能的计算采用

stick 近似，即

$$V_{\text{rot}}(R, \eta, J) = \frac{\hbar^2 J(J+1)}{2\mathcal{J}(R, \eta)}, \quad (8)$$

其中双核系统的转动惯量为  $\mathcal{J}(R, \eta) = \mathcal{J}_1(\eta) + \mathcal{J}_2(\eta) + m\mu R^2$ ， $\mathcal{J}_1$  和  $\mathcal{J}_2$  分别为组成双核系统的两个核的刚性转动惯量， $\mu$  为相对运动约化质量， $m$  为核子质量。在双核系统的相互作用势  $V(R, \eta)$  中，对于给定的  $\eta$ ，沿  $R$  自由度存在一个极大值和一个极小值（见图 1）。极小值位置  $R_m$  对应于给定  $\eta$  的双核系统沿  $R$  自由度的能量最稳定组态。DNS 中一个关键的物理量是沿着双核组态质量不对称自由度  $\eta$  方向的驱动力，定义为给定双核组态相互作用能  $V(R, \eta, J)$  极小值  $R_m$  处双核系统能量随  $\eta$  变化的函数，即  $U(\eta, J) \equiv U(R_m, \eta, J)$ 。由图 1 所示，对于重核的熔合反应，当反应系统越过库仑位垒被俘获形成初始双核组态后，还需要沿  $\eta$  自由度通过核子转移越过一个内部熔合位垒  $B_{\text{fus}}^*$  才能形成复合核，在

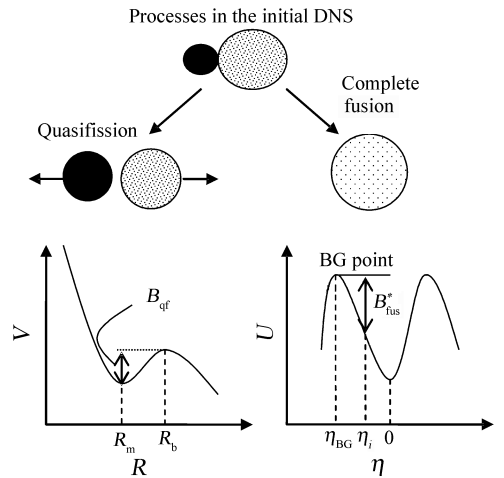


图 1 DNS 中完全熔合与准裂变过程竞争机制示意图（取自文献[11]）

复合核形成过程中双核系统沿  $R$  自由度的扩散会导致准裂变的发生。内部熔合位垒的存在为实验上观测到的重核的熔合障碍提供了一种可能的微观机制。对于冷熔合反应，当入射能量使得双核系统刚好克服内部熔合位垒时，形成的复合核激发能最低，最易于存活，这一入射能量对应于冷熔合反应的最佳入射能量，相应的复合核激发能为  $E_{\text{CN}}^* = B_{\text{fus}}^* + U(\eta_i)$ ，称为最佳激发能。研究表明<sup>[12]</sup>：在

DNS 框架内得到的冷熔合反应生成超重核的最佳激发能与实验通过测量蒸发剩余截面激发函数得到的最佳激发能符合得相当好(如图 2 所示)。

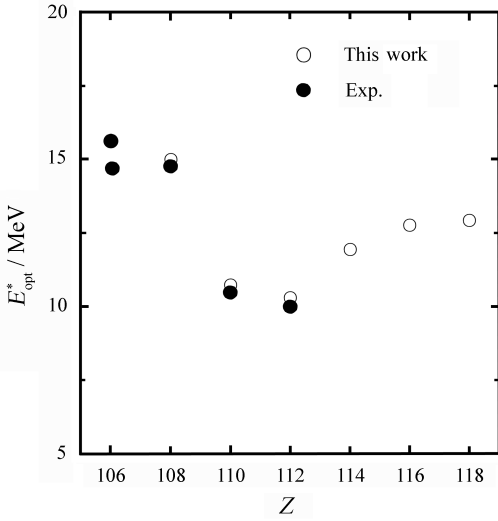


图 2 DNS 理论框架内预言的冷熔合生成超重核的最佳激发能与实验值的比较(取自文献[12])

双核系统沿质量不对称度自由度的核子转移过程和沿两核间距离  $R$  自由度的扩散过程可用主方程或 Fockker-Planck(FP)方程来描述。为了得到复合核形成几率,关键在于计算和确定双核系统沿集体自由度的组态分布几率。Adamian 等采用 FP 方程描述双核系统的输运过程。在 DNS 框架内,双核系统沿着两个集体自由度演化的集体运动哈密顿量可写为<sup>[11]</sup>

$$H_{\text{coll}} = \frac{\dot{R}^2}{2\mu_{RR}} + \frac{\dot{\eta}^2}{2\mu_{\eta\eta}} + U(R, \eta, J), \quad (9)$$

其中  $U(R, \eta, J)$  是双核系统沿集体自由度的驱动势能,依赖于集体变量  $R, \eta$  以及角动量  $J$ ;  $\mu_{RR}$  和  $\mu_{\eta\eta}$  为相应于集体变量  $R$  和  $\eta$  的质量参数的倒数。双核系统沿集体自由度的分布几率  $f(R, \eta, P_R, P_\eta; t)$  满足下述相应的 FP 方程<sup>[11]</sup>:

$$\begin{aligned} \frac{\partial f}{\partial t} = & -\mu_{RR} P_R \frac{\partial f}{\partial R} - \frac{\partial \mu_{RR}}{\partial \eta} \frac{\partial \mu_{\eta\eta} P_R}{\mu_{\eta\eta}} + \\ & \left[ \frac{\partial U}{\partial R} - \frac{\mu_{\eta\eta}}{\mu_{RR}} \frac{\partial \mu_{RR}}{\partial \eta} P_R P_\eta + \frac{1}{2} \frac{\partial \mu_{RR}}{\partial R} P_\eta^2 \right] \frac{\partial f}{\partial P_R} + \\ & \gamma_{RR} \mu_{RR} \frac{\partial (P_R f)}{\partial P_R} + D_{RR} \frac{\partial^2 f}{\partial P_R^2} + \{ \eta \leftrightarrow R \}, \quad (10) \end{aligned}$$

其中  $\{ \eta \leftrightarrow R \}$  表示将方程等式右端前面各项中  $\eta$  和  $R$  互换;  $\gamma_{ii}$  和  $D_{ii}$  分别代表摩擦系数和扩散系数,与

双核系统的单粒子能级性质(如能级密度参数等)和激发能有关。由上述 FP 方程可以看出,双核系统组态分布  $f$  随时间的演化由输运系数和驱动势共同决定。上述多维 FP 方程通常可采用整体矩方法(global momentum method)求解或采用 Kramers 类型的准稳态解。由分布函数  $f$  满足的 FP 方程容易得到集体变量  $R$  和  $\eta$  及其正则动量的 1 阶矩和 2 阶矩所满足的一组运动方程,求解这些运动方程即可得到这些矩随时间的变化关系。但是,为了进一步计算双核系统越过内部熔合位垒形成复合核的几率,必须对双核系统沿  $\eta$  自由度的分布函数  $P(\eta, t) = \int f(R, \eta, P_R, P_\eta, t) dR dP_R dP_\eta$  关于  $\eta$  及其 1 阶矩和 2 阶矩的具体函数形式作出假定。而由此得到的复合核形成几率的精确程度显然依赖于所假定的分布函数  $P(\eta, t)$  对真实分布函数的符合程度。计算双核系统越过内部熔合位垒的复合核形成几率的另一种方法是采用 Kramers 型的准稳态解<sup>[11]</sup>,即

$$P_{\text{CN}} = \frac{\lambda_\eta^{\text{Kr}}}{\lambda_\eta^{\text{Kr}} + \lambda_R^{\text{Kr}}} - \frac{\lambda_\eta^{\text{Kr}} \lambda_R^{\text{Kr}}}{\lambda_\eta^{\text{Kr}} + \lambda_R^{\text{Kr}}} \frac{\tau_\eta - \tau_R}{\beta}, \quad (11)$$

其中,  $\lambda_\eta^{\text{Kr}}$  是双核系统越过内部熔合位垒的熔合率的渐近值,  $\lambda_R^{\text{Kr}}$  是双核系统沿  $R$  自由度越过准裂变位垒的准裂变率的渐近值,它们都是 FP 方程的 Kramers 型准稳态解,由下式给出:

$$\lambda_i^{\text{Kr}} = \frac{1}{2\pi} \frac{\omega_i^2}{\sqrt{\omega_i^{B_R} \omega_i^{B_\eta}}} \cdot \left[ \sqrt{\frac{(\Gamma/\hbar)^2}{\omega_i^{B_R} \omega_i^{B_\eta}} + 4} - \frac{(\Gamma/\hbar)^2}{\omega_i^{B_R} \omega_i^{B_\eta}} \right]^{1/2} \exp\left(-\frac{B_i}{T}\right). \quad (12)$$

尽管利用 Kramers 型的准稳态解可以避免对分布函数具体形式加以假定的问题,但为了得到熔合率和准裂变率的 Kramers 型准稳态解,必须对驱动势沿  $R$  和  $\eta$  自由度的二维势能面在极大值附近和极小值附近作定域谐振子近似,而且由(12)式可以看出:熔合率和准裂变率对于这些近似谐振子的相应频率相当敏感。因此,对驱动势作谐振子近似以及对谐振子频率的确定都会对熔合率和准裂变率的计算带来一定的不确定性,进而影响复合核生成几率的计算。另外,在 FP 方程中对应于集体自由度的质量和输运系数的确定也有较大的不确定性。为了避免上述 FP 方程求解遇到的问题,我们在 DNS 理

论框架内采用主方程来描述双核系统沿集体自由度的输运和扩散过程<sup>[12]</sup>。双核系统沿  $\eta$  自由度分布函数  $P(A_1, E_1, t)$  随时间的演化满足下述主方程：

$$\frac{dP(A_1, E_1, t)}{dt} = \sum_{A_1'} W_{A_1 A_1'} [d_{A_1} P(A_1', E_1', t) - d_{A_1'} P(A_1, E_1, t)] - \Lambda_{A_1, E_1, t}^{qf} P(A_1, E_1, t), \quad (13)$$

其中,  $A_1, E_1$  和  $A_1', E_1'$  代表  $t$  时刻双核系统的组态,  $A_1$  和  $A_1'$  表示这两个组态中碎片 1 的质量数,  $E_1$  和  $E_1'$  则是相应的内部激发能;  $W_{A_1 A_1'} = W_{A_1' A_1}$  表示双核系统由组态  $(A_1, E_1)$  向组态  $(A_1', E_1')$  跃迁的几率;  $d_{A_1}$  和  $d_{A_1'}$  是相应的双核组态所包含的微观状态的维度。跃迁几率  $W_{A_1 A_1'}$  和微观状态维度  $d_{A_1}$  可利用双核系统相互作用单核子哈密顿量计算, 详见文献[12]。为了在 DNS 理论框架内研究准裂变的性质, 原则上需要求解沿  $R$  和  $\eta$  自由度的两维主方程, 但由于计算量很大, 因而实现起来非常困难。这里, 我们采用双核系统沿双核之间相对距离  $R$  自由度发生准裂变的准裂变率  $\Lambda_{A_1, E_1, t}^{qf}$  来考虑准裂变过程对核子转移的影响<sup>[13]</sup>。准裂变率  $\Lambda_{A_1, E_1, t}^{qf}$  可以用一维 Kramers 公式近似计算, 即

$$\Lambda_{A_1, E_1, t}^{qf}(T) = \frac{\omega}{2\pi\omega_{qf}} \left[ \sqrt{\left(\frac{\Gamma}{2\hbar}\right)^2 + (\omega_{qf})^2} - \frac{\Gamma}{2\hbar} \right] \exp\left[-\frac{B_{qf}(A_1)}{T}\right], \quad (14)$$

其中  $B_{qf}(A_1)$  是相应的双核系统的准裂变位垒;  $T$  是双核系统的有效温度, 可利用费米气体的温度公式来计算, 即  $T = \sqrt{E^*/a}$ , 其中  $E^*(A_1)$  是双核系统具有的激发能,  $a$  为能级密度参数  $a = (A_1 + A_2)/12 \text{ MeV}^{-1}$ 。在双核系统的相互作用势  $V(R, \eta)$  中, 对于给定的  $\eta$ , 沿  $R$  自由度存在一个极大值和一个极小值, 极小值对应位置为  $R = R_m$ , 而极大值对应于准裂变位垒的位置  $R = R_B$ 。上述方程中  $\omega$  和  $\omega_{qf}$  分别是这两个点附近局域谐振子和倒谐振子近似的频率。如图 3 所示, DNS 较为成功之处在于其预言的超重核生成截面与现有冷融合实验数据能够具有较为系统的符合。

正确理解重核融合过程的一个关键是正确处理完全融合与准裂变机制之间的竞争, 因此准裂变产物的分布特征的研究就显得十分重要。近年来, Diaz-Torres 和 Adamian 等在 DNS 框架内, 对重核

热熔合和冷融合过程中准裂变产物的分布特征开展了一些研究, 并取得了一些进展<sup>[13]</sup>。他们采用双核系统沿双核之间相对距离  $R$  自由度的准裂变率的一维 Kramers 公式来描述准裂变过程。准裂变的电荷与质量产额可以根据双核组态  $(\eta, \eta_z)$  的形成几率和沿  $R$  自由度的准裂变率来计算, 即

$$Y_{\eta, \eta_z}(t_0) = \Lambda_{\eta, \eta_z}^{qf} \int_0^{t_0} P_{\eta, \eta_z}(t) dt, \quad (15)$$

其中  $\Lambda_{(\eta, \eta_z)}^{qf}$  处于组态  $(\eta, \eta_z)$  的双核系统的准裂变率,  $\eta$  和  $\eta_z$  分别表示双核组态的质量不对称度和电荷不对称度; 相互作用时间可根据几率守恒确定, 即

$$\sum_{\eta, \eta_z} \Lambda_{\eta, \eta_z} \int_0^{t_0} P_{\eta, \eta_z}(t) dt = 1 - P_{CN}. \quad (16)$$

研究结果表明<sup>[13]</sup>: DNS 预言的准裂变产额分布与已有的一些实验数据符合得较好, 能够给出实验观测到的准裂变产额分布谱上的主要结构特征。

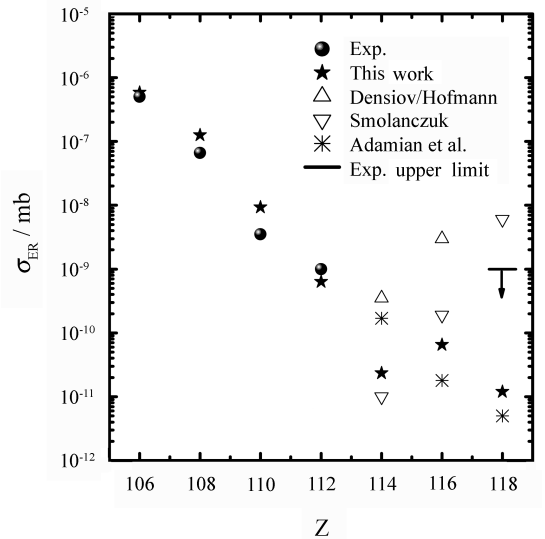


图 3 利用 DNS 预言的合成超重核的蒸发残余截面与实验值的比较 (取自文献[12])

尽管 DNS 在研究超重核生成截面方面取得了一定的成功, 但在 DNS 中采用了静态驱动势而且完全忽略了颈部动力学演化因素, 因此, 如何在 DNS 中考虑动力学因素 (特别是动力学形变、形状演化和颈部动力学) 是一个值得进一步深入探索的课题。

## 2.2 核子集体化模型<sup>[14]</sup>

核子集体化模型是在文献[14]中提出的, 其基

本物理图像是两个核在熔合过程中逐渐丧失其个性，即在复合核形成过程中，两个核中各自有一部分核子属于两核共有，称为集体化核子或价核子。价核子的数目  $\Delta A$  随熔合过程的发展而增加，到复合核形成时两核中所有核子达到完全的集体化，如图 4 所示。

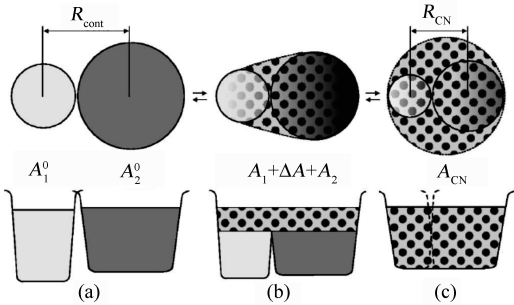


图 4 核子集体化模型示意图(取自文献[14])

核子集体化模型假定：两个核系统经过俘获阶段达到接触点后开始部分丧失它们各自的个性，核子集体化过程开始，对于复合核形成过程，价核子数目随着时间的演化而增大，随着价核子数目的增加，两核之间的相互作用减弱。如图 5 所示，在  $(A_1, A_2)$  空间，复合核形成过程与准裂变之间相互竞争。当类弹和类靶系统  $A_1$  和  $A_2$  的半径满足条件  $R(A_1) + R(A_2) = R_{CN}$  或  $A_1^{1/3} + A_2^{1/3} = A_{CN}^{1/3}$  时，两系统演化进入其共有体积并最终形成复合核。发生准裂变的机制是通过沿两核之间的相对距离  $R$  自由度的扩散过程，这一过程将导致核子的退集体化(即  $\Delta A = 0$ )。与 DNS 类似，在核子集体化模型中，复合核形成几率由分布函数  $F(y, t)$  决定； $y$  表示组态变量  $\{Z_1, N_1, \beta_1, Z_2, N_2, \beta_2\}$ 。分布函数  $F(y, t)$  表示整个反应系统在  $t$  时刻处于  $y = \{Z_1, N_1, \beta_1, Z_2, N_2, \beta_2\}$  这一组态的几率，其时间演化可采用主方程描述，即

$$\frac{\partial F}{\partial t} = \sum_{y'} \lambda(y, y') F(y', t) - \lambda(y', y) F(y, t), \quad (17)$$

其中  $\lambda(y, y')$  表示由组态  $y'$  向组态  $y$  跃迁的几率。在文献 [14] 中，采用宏观跃迁几率  $\lambda(y, y') \sim \exp\{[V_{\text{fus-fis}}(y') - V_{\text{fus-fis}}(y)]/2T\}$ ，这里  $T = \sqrt{[E_{\text{cm}} - V_{\text{us-fis}}(y)]/a}$  是系统处于  $y$  组态的温度，由能级密度参数  $a$  及系统的激发能决定。复合核形成几率是处于  $R(A_1) + R(A_2) \leq R_{CN}$  区域内的所有可

能组态的总几率，即分布函数  $F$  在该区域内的积分。在核子集体化模型中，最关键的问题是系统总能量作为组态的函数的计算。两核共有体积和非共有体积以及集体化的核子和非集体化的核子可严格区分是核子集体化模型的基本假定，在这一假定下，整个反应系统的总驱动力(或总能量)可由下式确定 [14]：

$$V_{\text{fus-fis}}[r = R(A_1) + R(A_2); A_1, A_2; \beta_1, \beta_2] = V_{12}^{\text{CN}}(r; A_1, A_2, \beta_1, \beta_2) + B(A_1^0) + B(A_2^0) - [\bar{b}_1(\Delta A)A_1 + \bar{b}_2(\Delta A)A_2 + \bar{b}_{\text{CN}}(\Delta A)\Delta A], \quad (18)$$

其中， $B(A_1^0)$  和  $B(A_2^0)$  分别是弹核和靶核的结合能； $\bar{b}_1$  和  $\bar{b}_2$  分别为类弹和类靶系统中核子的比结合能； $\bar{b}_{\text{CN}} = (\bar{b}_1 + \bar{b}_2)/2$  是两核共有体积内的集体化核子的每核子平均结合能。比结合能  $\bar{b}_1$  ( $\bar{b}_2$ ) 应介于弹核(靶核)的比结合能  $b_1$  ( $b_2$ ) 与复合核的比结合能  $\bar{b}_{\text{CN}}$  之间，可表示为

$$\bar{b}_i = b_{\text{CN}} + (b_i - b_{\text{CN}})\varphi(x), \quad (19)$$

其中参数  $x$  定义为  $x = (\Delta A_{\text{CN}} - \Delta A)/\Delta A_{\text{CN}}$ ，它描述两个核从接触到复合核的各种组态。这里，引进了  $\Delta A_{\text{CN}} \equiv A_{\text{CN}} - A_1^{\text{CN}} - A_2^{\text{CN}}$ ，关于  $A_1^{\text{CN}}$  和  $A_2^{\text{CN}}$  的定义如图 5 所示。在复合核形成阶段的初始时刻，

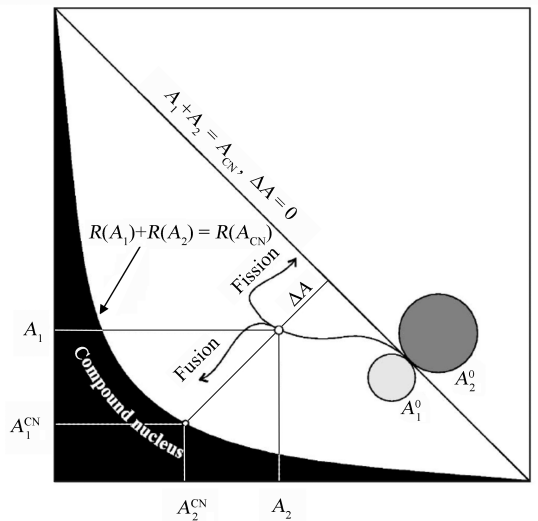


图 5 核子集体化模型中完全熔合与准裂变竞争示意图(取自文献[14])

集体化核子数  $\Delta A = 0$ ，因此  $x = 1$ ；而当复合核形成后， $x = 0$ 。 $\varphi(x)$  是一个满足  $\varphi(0) = 0$  和  $\varphi(1) = 1$

的适当的单调函数。在最简单的近似下,  $\varphi(x)$  可取为  $x$  的线性函数, 即  $\varphi(x) = x$ 。关于相互作用能  $V_{12}^{\text{CN}}$  的计算具体考虑如下: 在两个核达到接触点之前, 反应系统中没有集体化核子, 相互作用能  $V_{12}^{\text{CN}}$  就是弹核和靶核构成的双核系统的相互作用能,  $V_{12}^{\text{CN}} = V_{12}(r, \beta_1, \beta_2)$ , 可采用亲近势或折叠势; 当复合核形成后, 假定两核中核子完全集体化, 相互作用能  $V_{12}^{\text{CN}} = 0$ ; 在中间区域  $\xi = r - R_{\text{CN}}$ , 核子部分集体化, 假定类弹和类靶系统的相互作用能为  $V_{12}^{\text{CN}} = c_1 \xi^2 + c_2 \xi^4$ , 则有

$$\begin{aligned} \dot{V}_{12}^{\text{CN}}(r; A_1, A_2; \beta_1, \beta_2) \\ = \begin{cases} V_{12}(r, \beta_1, \beta_2), & r \geq R_{\text{cont}} \\ c_1 \xi^2 + c_2 \xi^4, & \xi = r - R_{\text{CN}} \\ 0, & r \leq R_{\text{CN}} \end{cases} \quad (20) \end{aligned}$$

假定相互作用及其微商在接触点  $R_{\text{cont}}$  处具有连续性, 则可唯一地确定出系数  $c_1$  和  $c_2$ 。有关核子集体化模型更为详细的内容见文献[14]。

核子集体化模型借用了共价键的概念, 试图将重核融合过程中核子转移机制与动力学形状演化机制结合起来, 但该模型目前尚处于半定量阶段。另外, 严格区分集体化核子与非集体化核子本身也是一个很强的假定。

### 3 小结

通过融合反应合成超重核的过程, 特别是复合

核形成过程, 是一个非常复杂的动力学过程, 存在完全融合与准裂变之间的相互竞争, 而且核子转移和输运、动力学形状演化、壳效应以及量子耗散和涨落等多种因素相互交织, 共同起作用。一方面, 需要继续开展通过融合反应途径合成超重核的蒸发残余截面方面的理论研究, 特别是研究生成截面随弹核(靶核)的中质比变化的特点以及热熔合中超重核生成截面随质量数的变化规律, 以便为实验上合成更多的超重核以及利用丰中子核生成更为接近超重岛中心的超重核素提供理论参考。另一方面, 超重核生成截面是由俘获截面、复合核形成几率和存活几率共同决定的, 由于在超重核区, 有关超重核结构性质的实验数据还十分缺乏, 这给存活几率的理论预言带来了较大的不确定性<sup>[9, 14]</sup>。目前对重核融合过程中复合核形成机制的认识还不是很清楚<sup>[19]</sup>, 而存活几率的不确定性直接影响到对复合核形成机制的准确理解。因而, 从理论和实验两方面研究准裂变分布特性及其随反应系统质量数的变化规律是认识重核融合过程中复合核形成机制的重要途径, 对重核融合理论模型的发展也至关重要。另外, 由于目前超重核实验的难度和面临的困难, 为了达到超重岛中心位置, 需要寻找超重核合成的新途径(如弱束缚放射性核的融合过程以及重核之间的大质量转移过程等), 从理论上首先探索超重核合成可能的途径和新机制显得十分重要。

### 参 考 文 献:

- [1] Sobiczewski A, Gareev F A, Kalinkin B N. Phys Lett, 1966, **22**: 500; Nilsson S G, Nix J R, Sobiczewski A, *et al.* Nucl Phys, 1968, **A115**: 545; Nilsson S G, Tsang C G, Sobiczewski A, *et al.* Nucl Phys, 1969, **A131**: 1.
- [2] Hofmann S, Munzenberg G. Rev Mod Phys, 2000, **72**: 733.
- [3] Oganessian Yu Tu, Yeremin A V, Popeko A G, *et al.* Nature, 1999, **400**: 242; Oganessian Yu Tu, Utyonkov V K, Lobanov Yu V, *et al.* Phys Rev Lett, 1999, **83**: 3 154.
- [4] Oganessian Yu Tu, Utyonkov V K, Lobanov Yu V, *et al.* Phys Rev, 2000, **C63**: 011 301(R).
- [5] Oganessian Yu Tu, Utyonkov V K, Lobanov Yu V, *et al.* Phys Rev, 2004, **C69**: 021 601(R).
- [6] Morita K, Morimoto K, Kaji D, *et al.* J Phys Society Japan, 2004, **73**: 2 593.
- [7] Gan Z G, Guo J S, Wu X L, *et al.* Euro Phys J, 2004, **A20**: 385.
- [8] Gan Z G, Qin Z, Fan H M, *et al.* Euro Phys J, 2001, **A10**: 21.
- [9] Adamian G G, Antonenko N V, Ivanova S P, *et al.* Phys Rev, 2000, **62**: 04 303; Zubov A S, Adamian G G, Antonenko N V, *et al.* Phys Rev, 2002, **65**: 024 308.
- [10] Oganessian Yu. Nature, 2001, **413**: 122; Berriman A C, Hinde D J, Dasgupta M, *et al.* Nature, 2001, **413**: 144.
- [11] Adamian G G, Antonenko N V, Scheid W. Nucl Phys, 1997, **A618**: 176; Adamian G G, Antonenko N V, Scheid W, *et al.* Nucl Phys, 1997, **A627**: 361; Adamian G G, Antonenko N V, Scheid W, *et al.* Nucl Phys, 1998, **A633**: 409.
- [12] Li W F, Wang N, Li J F, *et al.* Euro Phys Lett, 2003, **64**:

- 750; Li Wenfei, Wang Nan, Jia Fei, *et al.* J Phys, 2006, **G32**: 1 143.
- [13] Diaz-Torres A, Adamian G G, Antonenko N V, *et al.* Phys Rev, 2001, **C64**: 024 604.
- [14] Zagrebaev V I. Phys Rev, 2001, **C64**: 034 606; Zagrebaev V I, Aritomo Y, Itkis M G, *et al.* Phys Rev, 2001, **C65**: 014 607.
- [15] Bojornholm S, Swiatecki W J. Nucl Phys, 1982, **A391**: 471; Blocki J P, Feldmeier H. Nucl Phys, 1986, **A459**: 145.
- [16] Tokuda T, Wada T, Ohta M. Prog Theor Phys, 1999, **101**: 607.
- [17] Shen C W, Kosenko G, Abe Y. Phys Rev, 2002, **C66**: 061 602; Abe Y, Bouriquet B, Shen C W, *et al.* Nucl Phys, 2003, **A722**: 241.
- [18] Wang N, Li Z X, Wu X Z, *et al.* Phys Rev, 2004, **C69**: 034 608.
- [19] Diaz-Torres A, Adamian G G, Antonenko N V, *et al.* Phys Lett, 2000, **B481**: 228.

## Introduction of Theoretical Models for Superheavy Nuclei Formation<sup>\*</sup>

ZUO Wei<sup>1, 2</sup>, LI Jun-qing<sup>1, 2</sup>, ZHAO En-guang<sup>1, 3</sup>

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

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

*3 Institute of Theoretical Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, China)*

**Abstract:** The theoretical models for investigating the fusion mechanism of heavy nucleus collisions and calculating the formation cross sections of superheavy nuclei have been introduced. The recent development and the present status for understanding the fusion mechanism of heavy nucleus collisions have been discussed.

**Key words:** superheavy nuclei; fusion mechanism; dinuclear model; quasi-fission

---

<sup>\*</sup> **Foundation item:** National Natural Science Foundation of China (10575119, 10235030, 10175082); Knowledge Innovation Project of Chinese Academy of Sciences (KJ CX2-SW-No2); Innovation Research Group Project of National Natural Science Foundation of China