

文章编号: 1007-4627(2003)02-0102-09

## 超重核的生成和衰变\*

陈宝秋<sup>1,2</sup>, 马中玉<sup>1,2,3</sup>, 荣 健<sup>2</sup>, 赵耀林<sup>2</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 中国原子能科学研究院, 北京 102413;

3 中国科学院理论物理研究所, 北京 100080)

**摘 要:** 简单介绍了近年来在超重核研究方面所取得的成就和理论方面所面临的挑战. 着重介绍推广的液滴模型和准分子形状机制, 它们的优点是考虑了精确的核半径、质量和电荷的不对称性、形变、亲和力和温度等. 推广的液滴模型和准分子形状机制能很好地描述重核和超重核的裂变、衰变及完全熔合反应.

**关键词:** 超重核; 推广的液滴模型;  $\alpha$  衰变; 完全熔合反应

**中图分类号:** O571.21<sup>+</sup>7; O571.6 **文献标识码:** A

### 1 引言

众所周知, 在 20 世纪 60 年代, 理论预言存在  $Z=114$  和  $N=184$  的超重核稳定岛<sup>[1]</sup> 引起核物理学的高度重视, 理论上开展了一系列研究, 但实验学家们在自然界寻找超重元素一直没有成功. 由于当时受加速器和探测技术的限制, 人工合成超重元素进展缓慢. 近 10 多年来, 由于加速器和探测技术的进步, 在实验室合成超重元素已成为现实<sup>[2]</sup>.

GSI 用冷熔合的方法合成了超重元素  $Z=110-112$ , 图 1 给出了超重元素 112 的衰变链<sup>[3]</sup>. 随后, Dubna 采用热熔合的方法合成了超重元素  $Z=114, 116$ , 图 2 给出了超重元素 114 的衰变链<sup>[4]</sup>. 中国科学院近代物理研究所合成了超重核  $Z=105$ <sup>[5]</sup>. 目前, 国内外对超重核的实验和理论研究已成为核物理的前沿研究领域. 在理论方面, 对超重元素研究的最主要的贡献是理论预言<sup>[6]</sup> 存在  $Z=108, N=$

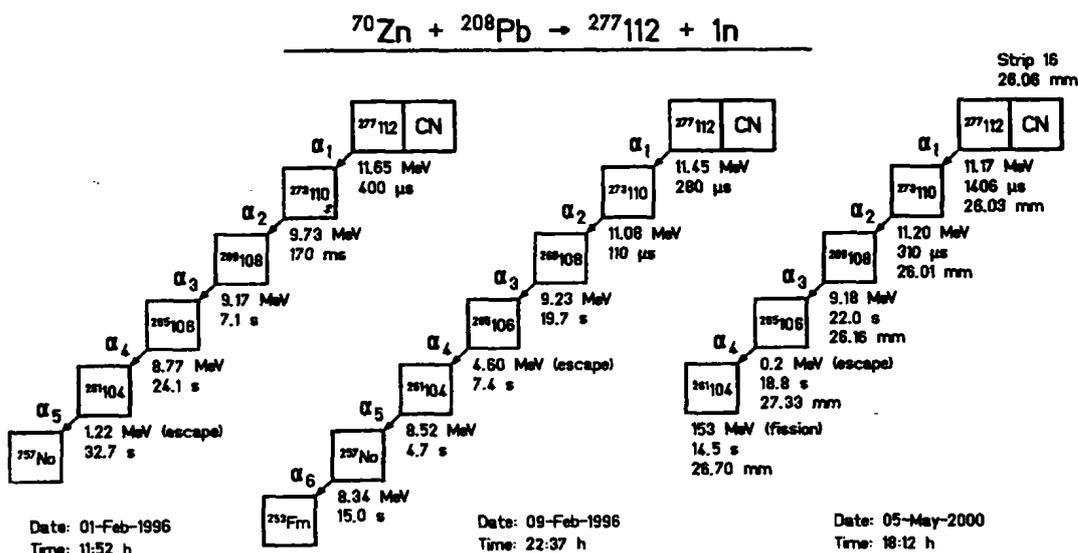
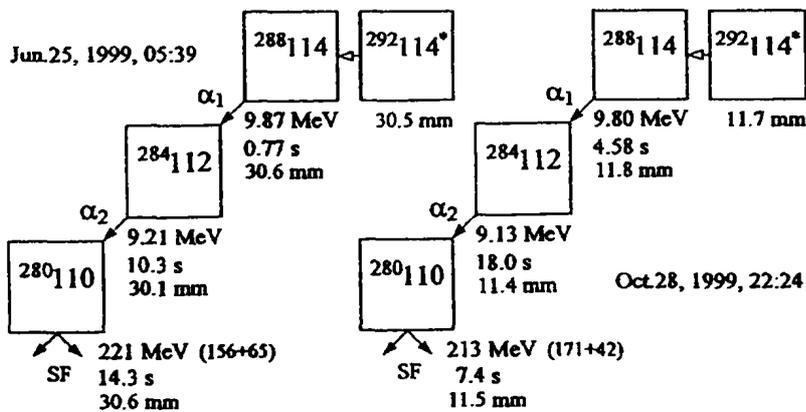


图 1  $Z=112$  的 3 个  $\alpha$  衰变链

收稿日期: 2003 - 01 - 25; 修改日期: 2003 - 03 - 19

\* 基金项目: 国家重点基金研究发展规划资助项目(G200077407); 国家自然科学基金重点基金资助项目(10235020); 国家自然科学基金资助项目(10275094, 10175092)

作者简介: 陈宝秋(1940-), 男(汉族), 福建福州人, 研究员, 从事核理论研究.

图 2  $Z=114$  的两个  $\alpha$  衰变链

162 和  $Z=114$ ,  $N=184$  两个新元素核区, 前者对应于超铀区, 而后者则是人们正在寻找的超重核稳定岛. 文献[6]中的图 3 给出了这两个新元素核区的理论计算. 另外, 理论研究还预示  $Z=108$  后, 超重元素的衰变形式主要是  $\alpha$  衰变模式. 尽管在超重元素研究方面理论上开展了一系列研究并取得了可喜的成就, 但是理论研究仍面临严重的挑战.

在结构方面: 理论预言在 $^{208}\text{Pb}$ 之后可能存在双满壳核, 不同模型预言不同的  $Z$ ,  $N$  值<sup>[7]</sup>, 如: FRDM 预言  $Z=114$  和  $N=184$ ; Nilsson-Strutinsky 预言  $Z=108$ ,  $N=162$ ; SHF 预言  $Z=126$ ,  $N=184$ ; RMF 预言  $Z=120, 126$ ,  $N=172$  或  $184$ . RMF 理论给出自旋-轨道劈裂合理的趋势, 而 SHF 理论则不能. 同一模型采取不同的有效相互作用预言的超重核性质也不相同. 人们知道壳效应对于生成超重元素起着关键作用, 因为根据液滴模型, 铀以后的核是不稳定的, 由于壳效应才能生成超重元素.

在核反应方面, 可以用于描述超重核生成的理论应提供反应类型、生成截面、复合核的激发能、弹靶最佳组合和入射能量等. 完全融合过程的主要问题是复合核形成机制, 对此存在两个实质上的困难<sup>[3]</sup>: 第一个困难来于完全融合过程的封闭特性 (Closed character), 正在融合的核不会提供任何信息去揭示复合核形成机制. 人们知道复合核忘记了它形成的历史. 第二个困难是理论上的困难, 理论上描述两个多核子系统跃迁到一个新的核是非常复杂的. 为此, 理论学家发展各种理论模型来描述完全融合过程, 这些模型采用的近似基本反映了超重核生成过程.

目前描述完全融合的主要理论模型有 3 类:

(1) 不考虑复合核形成机制: 入射核被靶核吸收形成复合核, 复合核生成截面等于俘获截面, 即  $\sigma_{\text{en}} = \sigma_{\text{c}}$ . 理论学家努力建立各种描述  $\sigma_{\text{en}} = \sigma_{\text{c}}$  的模型, 如光学模型、临界距离模型和表面摩擦模型等. 在这些模型中, 临界角动量是完全融合过程最重要的特性.

(2) 宏观-微观模型是基于液滴模型对完全融合过程的描述, 如宏观动力学模型 (MDL)、有限程液滴模型 (FRDM)、推广的液滴模型 (GLDM) 和变形 Woods-Saxon 位等.

(3) 完全融合是双核系统的生成和演化过程. 双核系统模型 (DNS) 是 Dubna 的 V. V. Volkov 等人于 1986 年提出的. 此模型的基本思想 (假设) 是: 完全融合和深度非弹转移反应 (DITR) 是相似的过程. DITR 提供在两个核碰撞时当动能全部耗散以后相接触并相互作用的唯一信息, 这唯一信息可以用于揭示复合核的形成机制, 这也称为双核系统概念 (DNSC). 根据 DNSC, 完全融合主要过程可分为: 1) 在俘获阶段, 当全部碰撞动能耗散以后, DNS 形成; 2) 完全融合是演化过程, 一个核的核子迅速地一个壳一个壳地被转移到另一个核; 3) 在以上转移过程中, DNS 仍保持各自个性, 一直到完全融合结束. DNS 演化的这个重要图像是核结构的结果.

在俘获阶段形成的 DNS、完全融合和准裂变之间是相竞争的, 这一竞争是来源于 DNS 演化的统计特性的结果. 研究表明准裂变在 DNS 演化中起着非常重要的作用. 用第一种模型来描述如下合成超重元素 (SHE) 的核反应: 对于  $^{50}\text{Ti} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow$

104, 理论与实验基本符合; 对于  $^{58}\text{Fe} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow 108$ , 理论计算值比实验值高两个量级; 对于  $^{64}\text{Ni} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow 110$ , 理论计算值比实验值高 3 个量级. 这<sub>一</sub>致是由于没有考虑准裂变. 因为在第一种模型中完全熔合反应截面表示为  $\sigma_{\text{cm}} = \sigma_c W_{\text{sur}}$ , 在这个公式中不考虑准裂变的贡献. 但对 DNS 完全熔合反应截面可表示为  $\sigma_{\text{cm}} = \sigma_c P_{\text{cn}} W_{\text{sur}}$ , 其中,  $P_{\text{cn}}$  是形成复合核的几率(考虑了准裂变),  $P_{\text{cn}} \neq 1$ . 例如, 对 104, 112 和 114, 形成复合核的几率  $P_{\text{cn}}$  分别为  $5 \times 10^{-2}$ ,  $10^{-6}$  和  $10^{-7}$ . 研究表明在冷熔合中, 随着  $Z$  的增加, 使生成截面线性下降的最主要因素是准裂变的贡献.

## 2 推广的液滴模型和准分子形状机制

### 2.1 推广的液滴模型

对于任意的形变核, 宏观总的能量可定义为<sup>[8]</sup>

$$E(\text{def}) = E_{\text{RLDM}}(\text{def}) + E_{\text{N}}(\text{def}), \quad (1)$$

其中,  $E_{\text{RLDM}}(\text{def})$  和  $E_{\text{N}}(\text{def})$  分别表示转动液滴能和亲和能. 假定密度不变和体积守恒, 转动液滴能可写成

$$E_{\text{RLDM}}(\text{def}) = E_{\text{v}}(\text{def}) + E_{\text{s}}(\text{def}) + E_{\text{c}}(\text{def}) + E_{\text{rot}}. \quad (2)$$

对于单体情况, 体积能  $E_{\text{v}}$ 、表面能  $E_{\text{s}}$  和库仑能  $E_{\text{c}}$  分别表示为

$$E_{\text{v}}(\text{def}) = -a_{\text{v}}(1 - \kappa_{\text{v}} I^2) A, \quad (3)$$

$$E_{\text{s}}(\text{def}) = a_{\text{s}}(1 - \kappa_{\text{s}} I^2) A^{2/3} \frac{S}{4\pi R_0^2}, \quad (4)$$

$$E_{\text{c}}(\text{def}) = 0.6 e^2 \frac{Z^2}{R_0} \times 0.5 \int \frac{V(\theta)}{V_0} \left( \frac{R(\theta)}{R_0} \right)^3 \sin\theta d\theta, \quad (5)$$

其中,  $A$ ,  $Z$  和  $I = (N - Z)/A$  分别表示复合核的质量、电荷和相对中子过剩,  $V(\theta)$  是体表面的静电位,  $V_0$  是球体表面的静电位. 体和面系数  $a_{\text{v}}$ ,  $a_{\text{s}}$  和有效半径  $R_0$  分别选取如下形式:

$$a_{\text{v}}(T) = 15.494(1 + 0.00337 T^2) \text{ (MeV)}, \quad (6)$$

$$a_{\text{s}}(T) = 17.9439 \left( \frac{1 + 1.5 T}{17} \right) \left( \frac{1 - T}{17} \right)^{2/3} \text{ (MeV)}, \quad (7)$$

$$R_0(T) = (1.28 A^{1/3} - 0.76 + 0.8 A^{-1/3}) \cdot (1 + 0.0007 T^2) \text{ (fm)}. \quad (8)$$

(8) 式  $R_0(T)$  的选取是为了使  $r_0 = R_0/A^{1/3}$  随着质量的增大有一点增加. 体积和表面的不对称系数  $\kappa_{\text{v}} = 1.8$ ,  $\kappa_{\text{s}} = 2.6$ .

当两体分开时, 体积能  $E_{\text{v}}$ 、表面能  $E_{\text{s}}$  和库仑能  $E_{\text{c}}$  分别表示为

$$E_{\text{v}} = -a_{\text{v}}[(1 - \kappa_{\text{v}} I_1^2) A_1 + (1 - \kappa_{\text{v}} I_2^2) A_2], \quad (9)$$

$$E_{\text{s}} = a_{\text{s}}[(1 - \kappa_{\text{s}} I_1^2) A_1^{2/3} + (1 - \kappa_{\text{s}} I_2^2) A_2^{2/3}], \quad (10)$$

$$E_{\text{c}} = \frac{0.6 e^2 Z_1^2}{R_1} + \frac{0.6 e^2 Z_2^2}{R_2} + \frac{e^2 Z_1 Z_2}{r}, \quad (11)$$

其中,  $A_i$ ,  $Z_i$ ,  $R_i$  和  $I_i$  分别表示两个核的质量、电荷、半径和相对中子过剩. 转动能表示为

$$E_{\text{rot}} = \frac{\hbar^2 L(L+1)}{2I_1}. \quad (12)$$

### 2.2 准分子形状机制

在入射道, 准分子形状顺序允许去描述在接触点后迅速形成的脖子并保持两边为球形. GLDM 和准分子形状的结合, 使它能有效地重复熔合位垒高度、半径、裂变、 $\alpha$  衰变和集团发射的数据. 对于轻和中重核系统, 垒上的实验数据可以用一维静态的熔合位垒来描述. 但对于重核系统, 垒上实验熔合激发函数比理论静态估计的低, 而发生熔合的能量要比计算值高得多. 所以, 静态位垒不再适用, 必须用动力学位垒来代替. 在垒下, 一维的静态熔合位垒近似能符合轻和中重核的实验结果, 但是, 对于重核它比实验数据低几个数量级. 所以, 有人建议动力学形变和脖子的生成适合于描述垒下熔合的整个行为. 对于不对称核的熔合反应, 这些形变应在入射道加以考虑, 并且要确定这个自由度影响的程度. 两个碰撞核的椭球形变给出不同的形变顺序, 位能是对任意形变顺序在液滴模型下计算得到, 同时还要加上亲和能的贡献. 熔合形变谷利用

两参数形状顺序来计算，它描述两个球接触，然后形成一个很深的和窄的脖子，再演化，最后形成一个复合核。实质上它描述从一个球体连续向另一个球的跃迁过程。在极坐标下，形状定义为

$$R(\theta) = \begin{cases} a^2 \sin^2 \theta + c_1^2 \cos^2 \theta, & 0 \leq \theta \leq \frac{\pi}{2} \\ a^2 \sin^2 \theta + c_2^2 \cos^2 \theta, & \frac{\pi}{2} \leq \theta \leq \pi \end{cases} \quad (13)$$

假定体积守恒，两个拉长系数  $c_1$  和  $c_2$  ( $c_2 \leq c_1$ ) 由下面方程表示：

$$c_2^2 = a^2 + (c_1^2 - a^2) \beta^2, \quad (14)$$

其中， $\beta = R_2/R_1$ 。从两个接触的球形核 ( $a=0$ ) 到一个球形核 ( $a=c_1=c_2$ ) 的整个形状顺序都要考虑，其中包括深的和窄的脖子的形成及形状的演化过程。图 3 给出了准分子形状顺序演化的过程。

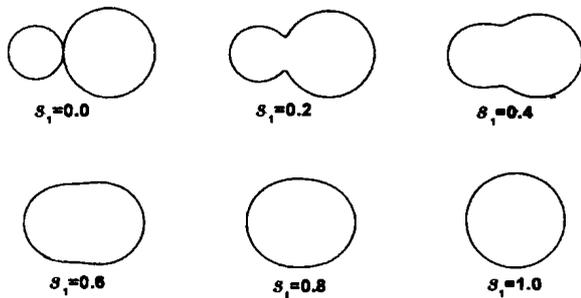


图 3  $^{208}\text{Pb} + ^{50}\text{Ti}$  熔合反应的准分子形状顺序

### 2.3 亲和能

在通常的液滴模型中，位能包括体积能  $E_v$ 、表面能  $E_s$  和库仑能  $E_c$ 。表面能  $E_s$  仅考虑表面张力的效应，而不包括在脖子区或两个碰撞核之间，或两个分开碎片之间的吸引核力的贡献。引入亲和力就是要考虑这些附加的表面效应。要强调的是在 GDLM 中，亲和力考虑了脖子区域表面之间表面张力的效应，它与核的形状有关。所以，亲和能可以表示为

$$E_N(\text{def}) = E_{\text{prox}} = 2\gamma \int_{h_{\text{min}}}^{h_{\text{max}}} \phi \frac{D(r, h)}{b} 2\pi h dh, \quad (15)$$

$h$  是横向距离，对于单体形状，它的变化从脖子半径或对于两体组态从 0 开始到最轻部分的横向距离； $D$  是脖子区相对的无穷小面之间的距离； $b$  是

面的宽度(具体见文献[8])； $\phi$  是 Feldmeier 函数；表面参数  $\gamma$  是两个核的表面参数的几何平均，它取为如下形式：

$$\gamma = 0.9517 \sqrt{(1 - 2.6I_1^2)(1 - 2.6I_2^2)} \quad (\text{MeV} \cdot \text{fm}^{-2}). \quad (16)$$

这时，亲和能与表面弥散不相联系。而且，当脖子不存在时，亲和能变为 0。由于亲和能的存在，在大形变处出现一个很宽的包，而且几乎是一个常数。研究形变时，库仑力和亲和力之间的平衡控制着位垒的高度和位置，特别是  $\alpha$  衰变位垒。亲和力降低位垒的高度几个 MeV 并移动位垒的位置。

图 4 表示 GLDM 计算得到的  $^{108}\text{Te}_{52} \rightarrow ^{104}\text{Sn}_{50} + \alpha$  的位垒图，库仑位垒的最高值对应于两个碎片的接触点。从图可见， $^{108}\text{Te}_{52}$  位垒降低 5.7 MeV，峰的位置向前移动 2.4 fm。由于以上原因，采用只考虑纯库仑位垒模型确定衰变位垒或非常重的核系统的熔合位垒时是非常粗糙的。如对  $^{86}\text{Kr} + ^{208}\text{Pb}$  反应，考虑亲和力后熔合位垒高度将降低 46 MeV。

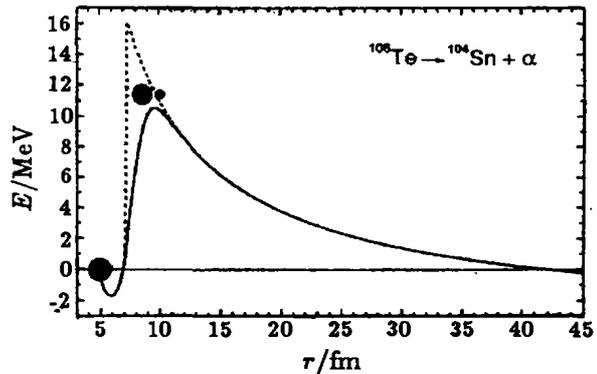


图 4  $^{108}\text{Te}$   $\alpha$  衰变的位能分布

--- 表示纯库仑位能，— 表示考虑了亲和力后的总的位能。

图 5 表示  $^{160}\text{Dy}$  的亲和能、库仑能和表面能的比较。图的上部分表示库仑能和表面能随着两个碰撞核质心之间的距离分布情况，中间部分表示亲和能的分布，而下部分表示总形变能的分布。从图中可以看出，在两个核的接触点亲和能达到最大，两边逐渐变小，直至为零。

亲和力描述两个接触球熔合过程，在接触点达到最大。熔合反应研究表明，在接触点纯库仑位垒高度不能重复实验位垒高度，不能正确地确定熔合截面和  $\alpha$  衰变的半寿命，必须考虑亲和力的贡献。

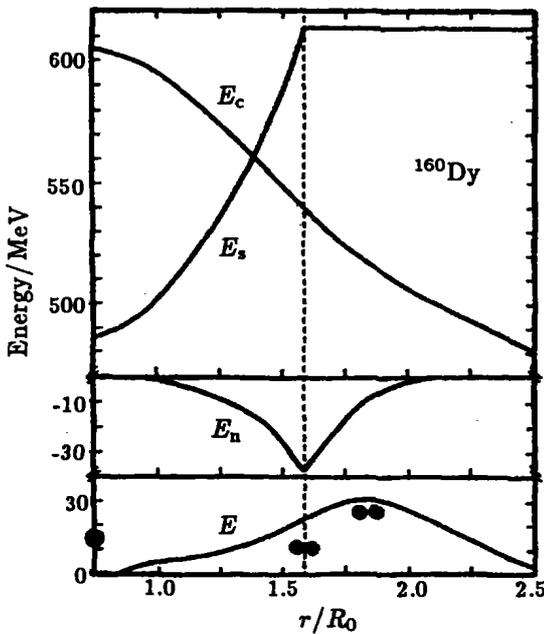


图 5 核<sup>160</sup>Dy 的库仑位( $E_c$ )、表面能( $E_s$ )和亲和能( $E_n$ )的比较 ( $E$  是总的形变位能)

### 3 重核和超重核的 $\alpha$ 衰变

人们知道  $\alpha$  衰变早在 1928 年就被发现,它是穿透位垒的量子现象,自发裂变发现得晚些,而集团(C, O, Ne, Mg, Si)发射在 1984 年才被发现.在重核区域,  $\alpha$  衰变、自发裂变和集团发射这 3 种模式可能都存在.超重核的衰变最主要模式是  $\alpha$  衰变,所以,下面主要讨论  $\alpha$  衰变问题.  $\alpha$  衰变可视为一种不对称裂变模式,而位垒的高度和位置直接影响熔合和裂变的截面,在描述  $\alpha$  衰变时它们起着重要作用.对  $\alpha$  衰变而言,  $\alpha$  衰变和集团模式之间的差别实质上是衰变常数的确定,而不是选取形状顺序或碎片之间脖子断开之前的位能.  $\alpha$  衰变位垒的最主要部分对应于两个分开的球,而它们的质心距离  $R$  当作形变参数来处理.在准分子形状顺序中,  $\alpha$  粒子和女儿核处在裂变轴垂直的平面内,这也假定  $\alpha$  粒子形成在母核的表面,称之为分子集团结构.位垒的高度、位置和宽度是确定  $\alpha$  衰变寿命的最主要因素. GLDM 在理论上可以给出裂变位垒的高度,对于轻核,位垒的高度随着不对称性单调下降;对于重核,位垒的高度随着不对称性增加,直到最大值,然后再下降.

在统一裂变模型中,  $\alpha$  衰变常数定义为

$$\lambda = \nu_0 P, \quad (17)$$

$\nu_0$  是频率,即没有位垒时的穿透几率,  $\nu_0 = 10^{20} \text{ s}^{-1}$ ,  $P$  是穿透位垒的几率,在 WKB 近似下,

$$P = \exp\left[-\frac{2}{\hbar} \int_{R_{in}}^{R_{out}} \sqrt{2B(r)(E(r) - E(\text{sphere}))} dr\right]. \quad (18)$$

由于在两碎片断点之前的形变能(相对于球形)很小或为负,所以对  $\alpha$  衰变作了如下近似

$$R_{in} = R_d + R_\alpha, \quad B(r) = \mu. \quad (19)$$

对于集团发射,以上近似不成立.  $R_{in}$  对应于初始为球形.这样,  $R_{out}$  可简单地表示为  $R_{out} = e^2 Z_d Z_\alpha / Q_\alpha$ . 于是,半寿命和衰变常数  $\lambda$  之间的关系表示为

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda}. \quad (20)$$

Royer<sup>[9]</sup>用以上公式计算了 373 个核的  $\alpha$  衰变位垒位置、高度和核的衰变半寿命.研究表明:对于其中 131 个偶-偶核, DLDM 计算的半寿命  $\log T_{1/2}(\text{s})$  的值与实验值之间均方根偏差(RMS)仅有 0.35.但对于轻核,理论值比实验值高一些,对于重核则相反.对 106 偶-奇核, 86 奇-偶核和 50 奇-奇核,理论值和实验值之间的 RMS 分别为 0.71, 0.57 和 0.99.对于整个 373 个核而言,理论值和实验值之间的 RMS 仅为 0.63.从以上讨论分析可以看出, GLDM 不仅可以正确地给出  $\alpha$  衰变的半寿命,而且可以描述熔合、裂变和集团发射过程.

在此基础上 GLDM 被推广到超重核的描述.表 1 给出 GLDM 预言的  $Z=114-118$  同位素链的  $\log T_{1/2}(\text{s})$ ,  $Q_\alpha$  是 Thomas-Fermi 模型的预示值.从表 1 可见,  $\alpha$  衰变半寿命与实验值符合得很好,除 114 外,其原因可能  $Z=114$  不是质子幻数核.对 114, Thomas-Fermi 模型给出的  $Q_\alpha$  偏低,导致  $\alpha$  衰变半寿命偏高.总的说, GLDM 计算  $\alpha$  衰变半寿命给出下限,而公式计算给出靠近真值.

表 1 Z=114 到 118 同位素链 GLDM 预言的  $\log T_{1/2} (s)$ \*

同位素链	A	Q <sub>a</sub>	GLDM	Fit	同位素链	A	Q <sub>a</sub>	GLDM	Fit	
Z=118	285	13.3°	-6.91	-5.63	Z=115	289	11.50°	-3.94	-2.51	
	286	13.27°	-6.87	-6.35		290	11.34°	-3.58	-2.89	
	287	13.11°	-6.61	-5.30		291	11.33°	-3.57	-2.14	
	288	13.11°	-6.63	-6.07		292	11.03°	-2.85	-2.16	
	289	12.99°	-6.42	-5.09		293	11.15°	-3.19	-1.74	
	290	13.04°	-6.52	-5.97		294	11.19°	-3.30	-2.60	
	291	12.79°	-6.06	-4.73		295	11.06°	-3.00	-1.55	
	292	12.59°	-5.69	-5.09		296	11.33°	-3.67	-2.97	
	293	12.49°	-5.56	-4.14		297	11.38°	-3.80	-2.36	
	294	12.51°	-5.60	-4.96		278	12.90°	-6.85	-5.63	
	295	12.42°	-5.45	-4.02		279	12.50°	-6.14	-5.21	
	296	12.52°	-5.66	-5.02		280	12.24°	-5.65	-4.22	
	297	12.34°	-5.32	-3.88		281	11.80°	-4.74	-3.73	
	298	12.73°	-6.11	-5.49		282	11.02°	-3.01	-1.25	
	299	12.87°	-6.37	-5.03		283	10.30°	-1.13	-0.02	
	300	12.94°	-6.51	-5.96		284	10.56°	-1.85	-0.02	
	301	13.05°	-6.72	-5.42		285	10.55°	-1.83	-0.74	
	302	13.07°	-6.77	-6.25		286	10.45°	-1.58	0.26	
	Z=117	283	12.72°	-6.11		-5.11	287	10.48°	-1.68	-0.59
		284	12.64°	-5.96		-4.50	288	10.34°	-1.32	0.54
285		12.52°	-5.74	-4.74	289	10.24°	-1.05	0.03		
286		12.40°	-5.51	-3.99	290	10.15°	-0.80	1.07		
287		12.31°	-5.36	-4.33	291	9.88°	-0.03	1.03		
288		12.25°	-5.25	-3.69	292	9.75°	0.35	2.28		
289		12.20°	-5.16	-4.12	293	9.69°	0.49	1.56		
290		12.14°	-5.05	-3.47	294	9.46°	1.19	3.20		
291		11.94°	-4.64	-3.58	295	9.87°	-0.08	0.99		
292		11.93°	-4.62	-3.00	Z=114	275	12.67°	-6.69	-5.46	
293		11.91°	-4.64	-3.55		276	12.55°	-6.47	-5.94	
294		11.90°	-4.62	-2.96		277	12.55°	-6.48	-5.25	
295		11.80°	-4.43	-3.34		278	12.86°	-7.05	-6.60	
296		11.59°	-3.98	-2.23		279	12.27°	-5.97	-4.71	
297		11.97°	-4.83	-3.76		280	11.83°	-5.09	-4.49	
298		12.16°	-5.25	-3.65		281	11.15°	-3.58	-2.22	
299		12.25°	-5.44	-4.41		282	10.22°	-1.22	-0.54	
300		12.35°	-5.65	-4.13		283	9.79°	0.00	1.38	
Z=116		280	12.65°	-6.16		-5.61	284	9.64°	0.44	1.10
		281	12.39°	-5.67	-4.35	285	9.55°	0.71	2.07	
	282	11.90°	-4.72	-4.04	286	9.61°	0.51	1.16		
	283	12.03°	-5.01	-3.61	287	9.53°	0.74	2.10		
	284	11.83°	-4.59	-3.92	288	9.39°	1.16	1.80		
	285	11.68°	-4.27	-2.86	289	9.08°	2.16	3.49		
	286	11.65°	-4.22	-3.54	290	8.73°	3.35	3.95		
	287	11.52°	-3.96	-2.52	291	8.66°	3.59	4.90		
	288	11.55°	-4.04	-3.35	292	8.47°	4.28	4.85		

\* Q 是 Thomas-Fermi 模型的预示值, GLDM 和 Fit 分别是公式(20)和文献[9]公式(18-21)计算的  $\log T_{1/2} (s)$  值.

### 4 完全熔合反应

围绕库仑位垒的重离子碰撞是形成非常重的核和超重元素的主要路径, 但如上所述, 在接触点纯库仑位垒高度不能重复实验熔合位垒高度, 不能正确地确定熔合截面和  $\alpha$  衰变的半寿命. 同时人们知道位垒的高度和位置直接影响熔合和裂变的截面, 在描述  $\alpha$  衰变时它们起着重要作用. 由于 GLDM 考虑了亲和力的贡献和准分子形状机制, 所以, GLDM 能够同时描述熔合、裂变和  $\alpha$  衰变过程.

在 GLDM 中, 熔合反应过程大致可以描述为: 开始是两个准球形的核, 然后形成脖子, 同时两个核基本保持球形, 最后形变下降直到形成一个准球

形的复合核. 对于低、中能和轻、中重核而言, 熔合反应截面主要由熔合位垒的高度和位置来决定, 但对非常重的核可能还要考虑其它因素. 在理论上可以给出熔合位垒的高度和位置, 也可以用参数化方法给出表达式. 根据 GLDM 和准分子形状机制, 人们可以计算出熔合反应的形变能<sup>[10]</sup>. 图 6 表示生成  $Z=108, 110, 112, 114, 116$  和  $118$  的冷熔合反应的形变能. 图的上部分为  $^{58}\text{Fe} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{108}\text{Hs}$  和  $^{64}\text{Ni} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{272}110^*$  的形变能随着两个碰撞核质心之间距离的分布情况, 中间部分为  $^{70}\text{Zn} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{278}112^*$  和  $^{76}\text{Ge} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{284}114^*$  的形变能分布, 而下部分为  $^{82}\text{Se} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{290}116^*$  和  $^{86}\text{Kr} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{294}118^*$  的形变能的分布.

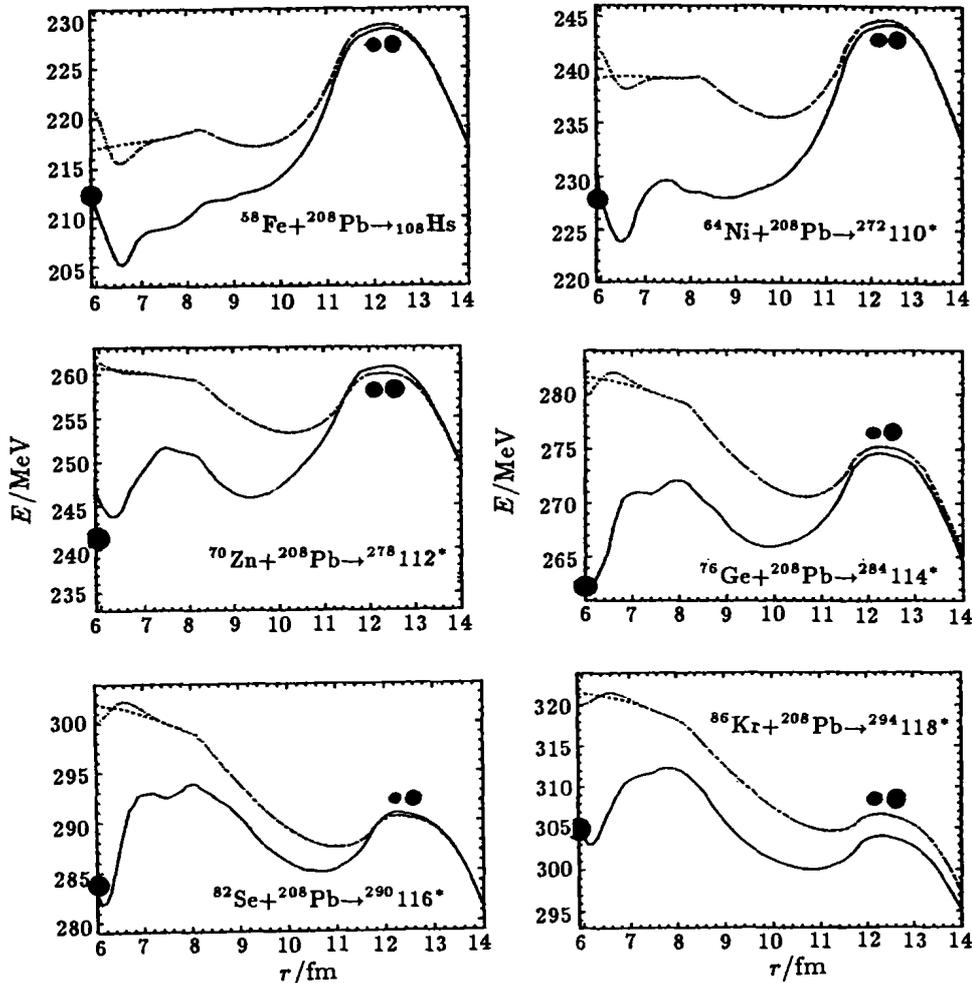


图 6  $Z=112, 114, 116$  和  $118$  热熔合的形变位能分布

--- GLDM 计算的宏观位能, — 考虑了壳修正后的总的位能.

图 7 显示生成  $Z=114, 116$  和  $118$  的热熔合反应的形变能 (图示同图 6). 图的上部分表示  $^{48}\text{Ca} +$

$^{238}\text{U} \rightarrow ^{286}112^*$  的形变能分布, 中间部分表示  $^{48}\text{Ca} + ^{244}\text{Pu} \rightarrow ^{292}114^*$  的形变能分布, 而下部分表示

$^{48}\text{Ca} + ^{248}\text{Cm} \rightarrow ^{296}116^*$  的形变能分布. 从图 6 和图 7 可看出, 对于热熔合反应, 由于亲和能的存在, 在大形变处出现一个很宽的包, 而且几乎是一个常数. Ni 以后所有微观能的修正都产生一个峰——

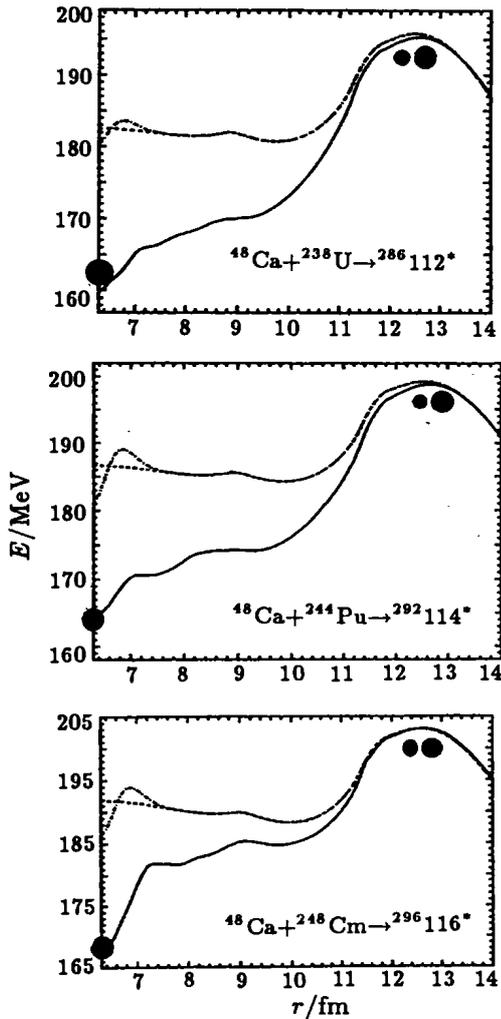


图 7  $Z=112, 114$  和  $116$  热熔合的形变位能分布  
--- 表示宏观位能, — 表示考虑了壳修正后的总的位能.

熔合位垒. 对重核, 外部峰比内部峰高, 两峰之间的极小区表示不完全熔合和快速裂变可能出现, 这是因为脖子已形成, 而核子交换已经开始. 对于

$Z=118$ , 内部峰比外部峰高得多, 这表明不完全熔合的几率很小. 另一方面, 对于热熔合反应, 由于不对称性, 不存在两峰位垒. 由于位垒比较高而且宽, 位垒呈下降趋势. 由于激发能比较高 ( $> 30$  MeV), 复合核可以发射几个中子甚至  $\alpha$  粒子. GLDM 导出的熔合位垒比 Bass 位垒高, 导出的熔合半径比 Bass 半径小. 由于以上两个效应导致的熔合截面比 Bass 截面小, 所以, GLDM 可以用来描述垒下熔合反应, 而 Bass 描述垒上熔合反应.

## 5 结论

熔合和裂变的实验数据表明位垒的高度和位置直接影响熔合和裂变的截面, 在描述  $\alpha$  衰变时它们起着重要作用. 由于推广的液滴模型考虑了精确的核半径、质量和电荷的不对称性、亲和力及温度等, 所以, 推广的液滴模型能预示熔合位垒的高度和位置、对称和不对称裂变位垒的高度和位置、碎片动能、 $\alpha$  衰变和放射集团的半寿命等.

推广的液滴模型通过紧致的准分子形状机制可以很好地描述在熔合反应、裂变过程中所形成的很窄和很深的脖子. 人们知道正确描述脖子和形状演化过程对于正确描述熔合反应、裂变和  $\alpha$  衰变是非常重要的.

熔合反应研究表明, 在接触点纯库仑位垒高度不能重复实验熔合位垒高度, 不能正确地确定熔合截面和  $\alpha$  衰变的半寿命, 因为, 库仑力和亲和力之间的平衡是控制着位垒的高度和位置. 亲和力考虑了脖子区域表面之间的表面张力的效应, 它与核的形状有关, 降低位垒的高度几个 MeV 并移动位垒的位置.

$\alpha$  衰变可视为一种不对称裂变模式, 位垒的高度、位置和宽度是确定  $\alpha$  衰变寿命的最主要因素. GLDM 可预示  $\alpha$  衰变的半寿命. GLDM 计算  $\alpha$  衰变半寿命给出下限, 而公式计算给出靠近实验值.

## 参 考 文 献:

- [1] Sobiczewski A, Gareev F A, Kalinkin B N. Closed Shells for  $Z > 82$  and  $N > 126$  in a Diffuse Potential Well[J]. Phys Lett, 1966, 22: 500.
- [2] Hofmann S, Muezenberg G. The Discovery of the Heaviest Elements[J]. Rev Mod Phys, 2000, 72: 733; Armbruster P. On the Quest of Production of Superheavy Nuclei in Reaction of  $^{48}\text{Ca}$  with the Heaviest Ctinide Targets[J]. Eur Phys J, 2000, A7: 23.
- [3] Muezenberg G. Superheavy Elements-discoveries and Challenges[J]. Nucl Phys, 2001, A690: 175c.

- [4] Oganessian Yu Ts, Utyonkov V K, Lobano Yu V, *et al.* Observation of the Decay of  $^{292}116$ [J]. *Phys Rev*, 2000, **C63**: 011301.
- [5] Gan Z G, Qin Z, Fan H M, *et al.* A New Alpha-particle Emitting Isotope  $^{259}\text{Db}$ [J]. *Eur Phys J*, 2001, **A10**: 21.
- [6] Smolanczuk R. Properties of the Hypothetical Spherical Superheavy Nuclei[J]. *Phys Rev*, 1997, **C56**: 812.
- [7] Patra S K, Wu C L, Prahara J C R, *et al.* A Study of Superheavy Nuclei for  $Z = 114$  and Beyond Using the Relativistic Mean Field Approach[J]. *Nucl Phys*, 1999, **A651**: 117.
- [8] Royer G, Remaud B. Static and Dynamic Fusion Barriers in Heavy-ion Reaction[J]. *Nucl Phys*, 1985, **A444**: 477; Moustabchir R, Royer G. Analytic Expressions for the Proximity Energy, the Fusion Process and the  $\alpha$  Emission[J]. *Nucl Phys*, 2001, **A683**: 266.
- [9] Royer G. Alpha Emission and Spontaneous Fission Through Quasi-molecular Shapes[J]. *J of Nucl and Part Phys*, 2000, **G26**: 114 9.
- [10] Royer G, Moustabchir R. Alpha Emission as an Asymmetric Fission and Superheavy Element Decay[A]. *Proceedings of the 9th International Conference on Nuclear Reaction Mechanisms [C]*. Varenna, June 5-9, 2000, 609.

## Formation and Decay of Superheavy Elements \*

CHEN Bao-qiu<sup>1,2</sup>, MA Zhong-yu<sup>1,2,3</sup>, RONG Je<sup>2</sup>, ZHAO Yao-ling<sup>2</sup>

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

2 *China Institute of Atomic Energy, Beijing 102413, China;*

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

**Abstract:** The progress and challenge on studies of superheavy elements both experiments and theories has been briefly introduced. It is emphasis to introduce a generalized liquid drop model, including the proximity effects, the asymmetry, an accurate nuclear radius, and quasi molecular shapes. The  $\alpha$  decay half-lives of 373 nuclei and superheavy elements have been calculated in the generalized liquid drop model and compared with the available experimental data. The deformed energies have also been obtained in the GLDM for both cold fusion reaction  $Z=112, 114, 116, 118$  and warm fusion reaction  $Z=112, 114, 116$ .

**Key words:** superheavy elements; generalized liquid drop model;  $\alpha$  decay; complete cold fusion reaction

\* **Foundation item:** National Natural Science Foundation of China(10235020, 10275094, 10175092); Major State Basic Research Development Programme in China (G200077407)