

文章编号: 1007-4627(2005)04-0329-05

重离子碰撞复合体系碎化产生超重核可能性的探讨*

吴锡真^{1,2}, 李祝霞^{1,2}, 王 宁¹, 田俊龙¹, 赵 凯¹,
张英逊¹, 欧 立¹, 刘 敏¹

(1 中国原子能科学研究院, 北京 102413;

2 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)

摘 要: 讨论了通过重核碰撞形成的复合体系破裂产生超重核的问题。评述了两种主要的理论模型: 即早期发展的在碎化理论框架下的量子涨落理论和本课题组尝试发展的微观输运理论模型。概括阐述了微观输运理论研究¹⁹⁷Au+¹⁹⁷Au, ²³⁸U+²³⁸U 和²⁴⁴Pu+²⁴⁴Pu 等反应的主要结果, 即反应中产生的超重碎块的几率与入射能的关系, 复合体系和超重碎块的衰变机制以及所形成的超重碎块的结合能和形状分布。

关键词: 超重碎块; 重核碰撞复合体系; 量子涨落理论; 微观输运理论

中图分类号: O571.4 **文献标识码:** A

1 引言

为了合成超重核, 人们进行了多方面的努力和探索。到目前为止, 最为成功的途径是全融合反应机制。应用这种反应人们合成了从 107 号元素到 116 号元素的超重核^[1, 2]。但是, 当人们继续应用这种反应机制合成原子序数更高和更接近超重岛的元素时, 碰到了越来越大的困难^[1, 3]。这个困难一方面来自可能选用的弹核和靶核的中子数的限制, 使之不可能达到超重岛的中心区域; 另一方面, 来自超重核合成截面随超重核原子序数增长而指数下降的限制, 使之不可能找到实验上可以探测到的更重的超重核。这种全融合机制在合成更重的超重核方面的局限性, 促使人们不得不再考虑和尝试别的反应途径。其中需要提及的是, 早在 20 世纪 70 年代末和 80 年代初当 GSI 重离子加速器刚建成之后, 为寻找超重核就首先尝试了通过 U+U 的复合体系碎化形成超重核的方法^[4-8]。当时用 7.5 MeV/u 的²³⁸U 炮弹轰击²³⁸U, 通过测量反应产物的自发裂变事件, 找寻半寿命在秒到月之间的超重核, 发现截面上限约为 $2 \times 10^{-32} \text{ cm}^2$ ^[9], 而当用²³⁸U 轰击²⁴⁸Cm 时(入射能量 7.4 A MeV)发现产生¹⁰⁰Fm,

⁹⁹Es 和⁹⁹Cf 的截面比²³⁸U+²³⁸U 反应大了 3—4 个数量级^[10]。由于反应过程的极端复杂性, 在当时的测量设备条件下没有发现超重核。因此以后的研究方向转向用全融合反应产生超重核的研究。另一个可能的途径, 是考虑应用非常重核之间的重 Cluster 转移反应。众所周知, 在 20 世纪 80 年代和 90 年代关于从重核(如 Th, U)中发射重 Cluster 的实验和理论研究取得成功^[11], 发现从重核中可以发射像¹⁴C, ¹⁶O, ²⁰Ne, ²⁴Mg 和³²S 等重 Cluster。非常重的核体系碰撞时, 可能存在重 Cluster 转移现象, 因此可以想象接受重 Cluster 的重核可以成为超重核。关于这一问题, 我们拟在以后的文章中进行探讨。本文主要讨论通过重核碰撞形成的复合体系的碎化产生超重核的问题。关于这个问题的理论研究, 早年是使用碎化理论框架下的量子涨落理论进行的^[12]。最近, 我们用微观输运理论研究了重核碰撞复合体系破裂过程动力学, 取得了许多关于这个反应过程动力学的新认识, 这对开拓这一新的合成超重核的反应途径是非常有益的。以下我们将概括地评述早年的量子涨落理论和我们的微观输运理论。

收稿日期: 2005-09-30

* 基金项目: 国家自然科学基金资助项目(10235030, 10235020); 国家重点基础研究发展规划资助项目(G20000774)

作者简介: 吴锡真(1940—), 男(汉族), 河北东光人, 研究员, 从事理论核物理及相关统计物理理论研究;

E-mail: lizwux@iris.ciae.ac.cn

2 碎化理论框架下的量子涨落理论研究重核碰撞形成复合体系的破裂(碎化)过程

在一定入射能量下两个重的弹核和靶核碰撞后形成准分子型的复合体系(并非复合核),由于核和库仑的相互作用,复合体系进行了能量交换和粒子交换等复杂的内部运动,然后再重新破裂(碎化),产生多种不同质量组合的两碎块(或多碎块)体系。有人把这个过程称为强阻尼反应过程,这个过程中的能量输运是非常明显的。也有人称这个过程为复合体系碎化过程。为了描述这个复杂的过程,特别是发生在质量不对称自由度的运动,人们发展了碎化理论框架下的量子涨落理论^[12]。首先唯象的用 5 个变形集体坐标描述核的集体运动。这 5 个集体变形坐标是:两碎块质心间的距离 R 、质量不对称自由度 $\eta = \frac{A_1 - A_2}{A_1 + A_2}$ 、颈部参数 ϵ 和两碎块的变形自由度 β_1 和 β_2 。这样一来,在变形单粒子场中的哈密顿

量写成 $H_{SP}(\alpha)$, $\alpha = \{r, R, \eta, \epsilon, \beta_1, \beta_2\}$ 。在双中心壳模型框架下得到单粒子能量 $E(\alpha)$, 运用 Strutinsky 方法得到壳修正能 $\delta U(\alpha)$ 。因而描述复合体系碎裂(碎化)运动的位能写成

$$V(\alpha) = V_{LD}(\alpha) + \delta U(\alpha)。$$

相应的研究复合体系破裂(或碎化)过程的经典能量函数

$$H = \sum_{\lambda, \mu} B_{\alpha_\lambda \alpha_\mu} \dot{\alpha}_\lambda \dot{\alpha}_\mu + V(\alpha)。$$

$B_{\alpha_\lambda \alpha_\mu}$ ($\alpha_\lambda = \{R, \eta, \epsilon, \beta_1, \beta_2\}$) 是相应于 α_λ 自由度上运动的质量参数。

按照 Pauli-Podolsky 方案将上式经典能量函数量子化为相应的集体运动的量子力学哈密顿量

$$H = -\frac{\hbar^2}{2} \sum_{\lambda, \mu} \frac{1}{\sqrt{B}} \frac{\partial}{\partial \alpha_\lambda} \sqrt{B} (B^{-1})_{\alpha_\lambda \alpha_\mu} \frac{\partial}{\partial \alpha_\mu} + V(\alpha)，$$

其中 $B = \det(B_{\alpha_\lambda \alpha_\mu})$ 。

这是描述复合体系破裂(或碎化)过程的一般量

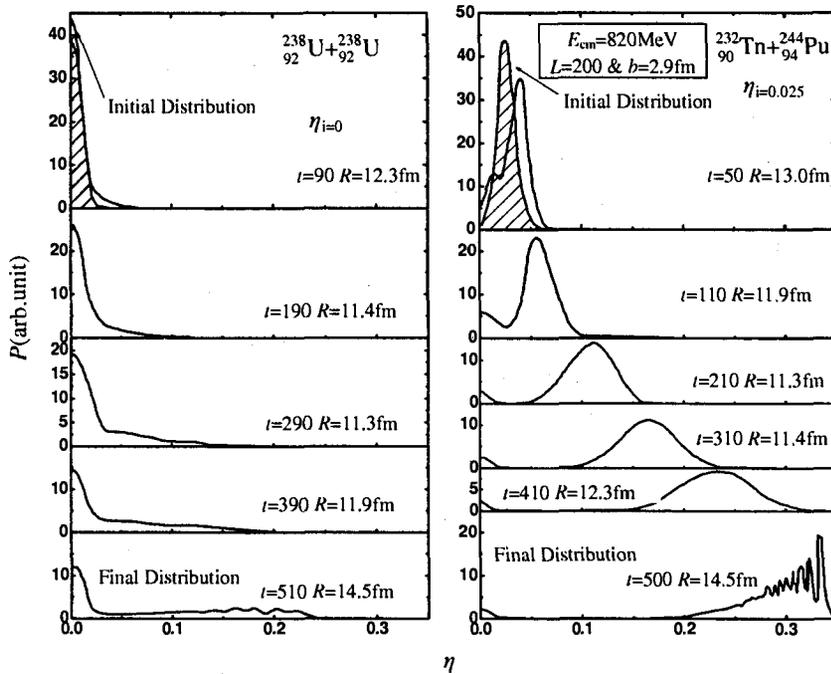


图 1 初始质量不对称性 η_i 对相应质量不对称自由度 η 的波函数的时间演化的影响
反应时间 t 以 10^{-23} s 为单位, R 表示两碎块质心之间的距离。

子力学哈密顿量,为了能够易于计算,在实际上我们通常只量子化质量不对称坐标 η ,而其他自由度作经典处理,因此与时间有关的相应质量不对称自由度的集体运动波函数由下述方程描述

$$\left\{ \frac{\hbar^2}{2\sqrt{B}} \frac{\partial}{\partial \eta} \frac{1}{\sqrt{B}} \frac{\partial}{\partial \eta} + V(R, \eta) - \frac{i\hbar}{4} \frac{\partial}{\partial t} \ln(B) \right\}。$$

$$\Psi(\eta, t) = i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \Psi(\eta, t)。(4)$$

质量参数 $B=B_{\eta}(R, \eta)$ 和势 $V(R, \eta)$ 不显含时间, 而通过 $R(t)$ 与时间依赖。由于 B 也决定体积元, 所以为了归一必须引入附加的虚位 $-\frac{i\hbar}{4} \frac{\partial}{\partial t} \ln(B)$ 。 $R(t)$ 与时间依赖关系通过解经典运动方程得到。为了描述重离子碰撞, 初始条件可选为在接触点时的一个关于质量不对称自由度的窄高斯分布, 则末态波函数给出破裂(碎化)时的碎块质量分布。Maruhn 和 Greiner 等给出了用这种方法计算的 $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ 和 $^{232}\text{Th} + ^{244}\text{Pu}$ 的碎块质量分布随时间的演化^[12], 结果示于图 1。

由图可见, 用质量和电荷相同的弹核和靶核(如 $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$) 碰撞时产生碎块几率最大的质量数峰基本不随时间移动, 而用质量和电荷不相同的弹核和靶核(如 $^{232}\text{Th} + ^{244}\text{Pu}$) 碰撞产生碎块几率最大的质量数峰移向较大的 η 值, 如反应 $^{232}\text{Th} + ^{244}\text{Pu}$ 时间达到 $t=500 \times 10^{-23}$ s 时 $\eta=0.3$, 相应重碎块的质量为 309, 电荷为 120。这说明从碎化理论来看, 用质量和电荷不相同的重弹核和重靶核的碰撞对产生超重碎块是极为有利的。

3 微观输运理论研究重离子碰撞形成的复合体系的碎裂(碎化)过程

量子涨落理论虽然从薛定谔方程出发研究重复合体系碎化过程, 但是由于仅量子化质量不对称自由度而其他自由度完全作经典处理, 并且质量参数的计算目前还存在很多问题, 所以用量子涨落理论研究复合体系碎化形成超重核机制存在很大局限性。鉴于我们发展的量子分子动力学模型有相当好的微观理论基础又能对重核体系付诸实际计算的特点, 加上它在研究重离子融合反应、重核俘获反应以及中能重离子碰撞中的碎化反应方面取得的巨大成功^[13, 14]。因此, 我们尝试用它来研究重核碰撞形成复合体系的碎裂过程, 从微观上分析复合体系的形成和碎裂的动力学过程以及碎裂产物的质量、能量分布和碎块的形状等。

我们重点讨论 3 个问题: (1) 形成超重核(电荷 $Z \geq 114$ 的碎块)的几率与入射能量的依赖关系; (2) 弹靶碰撞形成的复合体系的衰变机制; (3) 超重碎块的结合能和形状。

近年 Maruyama 等^[15] 通过约束量子分子动力学曾研究了 $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ 的强阻尼反应, 观察到

$^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ 复合体系可以存在一定长的时间。然而对复合体系的形成和碎裂机制, 特别是对反应中产生的超重碎块的几率与入射能量和弹靶组合的关系均没有进行研究, 而这些信息对从实验上研究和合成超重核是极为重要的。因此, 本文将评述我们最近对这个问题的研究^[16]。我们选取 3 个反应体系 $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$, $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ 和 $^{244}\text{Pu} + ^{244}\text{Pu}$, 在质心系入射能量为 800—2 000 MeV, 即这 3 个反应质心能量分别为 4—10, 3.4—8.4 和 3.3—8.2 MeV/u, 这覆盖了 GSI 对反应 $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ 早年进行研究的能量范围(7.5 MeV/u 实验室系)。关于复合体系破裂后形成超重碎块的几率与入射能量的典型结果示于图 2。

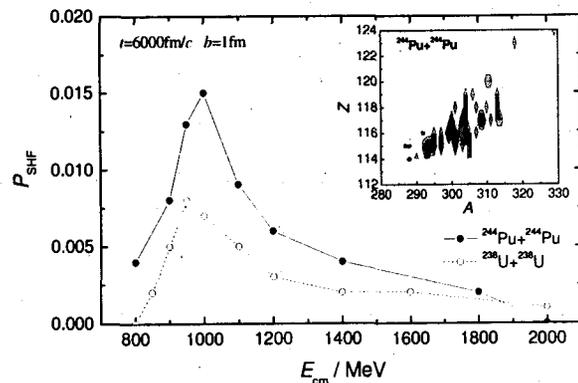


图 2 在 $^{244}\text{Pu} + ^{244}\text{Pu}$ 和 $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ 反应中, $Z \geq 114$ 的超重核碎块的产生几率与入射能量的关系

右上方的插图给出 $^{244}\text{Pu} + ^{244}\text{Pu}$ 反应在时间 $t = 6\ 000$ fm/c 时 $Z \geq 114$ 的超重核碎块的电荷-质量数的分布, 其中圆点表示同位素 $^{288}114$, $^{287}115$, $^{292}116$ 的实验数据。

图中所给的超重核产生几率是在 $t = 6\ 000$ fm/c 时观察到的 $Z \geq 114$ 的所有超重碎块之和。由图可见, 超重核产生几率的大小明显与弹靶组成有关。对 $^{244}\text{Pu} + ^{244}\text{Pu}$ 产生超重碎块的几率最高, 大约是 $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ 反应超重碎块产额的两倍; 而对 $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ 反应, 在我们的计算中, 在各个能量下均没有观察到产生超重核。在超重核产生几率与入射能量的关系上显示了明显的峰。这个峰对 $^{244}\text{Pu} + ^{244}\text{Pu}$ 反应出现在质心系入射能量为 $E_{\text{cm}} = 1\ 000$ MeV 时, 而对 $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ 反应出现在 $E_{\text{cm}} = 950$ MeV 时。这是非常初步的研究, 尽管超重核产生几率的峰值对应的能量不一定非常准确, 但是超重核产生几率与能量依赖的这种呈峰行为是非常确定的。这一行为说明仔细选择入射能量对从实验

上产生超重核的研究是至关重要的。我们注意到 20 世纪 70 年代末和 80 年代初 GSI 在实验上通过 $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ 研究超重核时所用入射能量比我们预计的低,或许这也是难以发现超重核的原因之一。

在图 2 的插图中,我们给出了 $^{244}\text{Pu} + ^{244}\text{Pu}$ 反应在 6 000 fm/c 时产生 $Z \geq 114$ 的超重碎块的质子数和核子数的分布,并给出已发现的超重核 $^{298}114$, $^{287, 288}115$ 和 $^{292}116$ 在质子数-核子数图中的位置。可以看出,通过 $^{244}\text{Pu} + ^{244}\text{Pu}$ 反应得到的初级超重碎片的中子数质子数之比比实验发现的 $^{298}114$, $^{287, 288}115$ 和 $^{292}116$ 的中子数质子数之比要高,即我们计算得到的超重碎块是非常丰中子的。因此,通过重核碰撞复合体系的碎裂产生超重核的反应来逼近“超重岛”可能是一个可选择的途径。

讨论了在强阻尼反应中超重碎片产额与能量的依赖关系之后,再评述重核碰撞复合体系和超重碎片的衰变机制。我们在计算中发现存在两个衰变阶段:一是复合体系的快衰变阶段,在这个阶段中大部分复合体系破裂成与初始核大小相近的两碎块,偶尔也会破裂成一个大的超重碎块和另一个小的镧系碎块,当然某些超重碎块也可以再破裂;第二个衰变阶段是一个慢过程,在这个过程中超重碎块发射轻带电粒子和中子,也可能发生裂变。在计算中初步获得了这两个特征衰变阶段的衰变常数。当然这个衰变过程是非常复杂的,由于计算能力的限

制,我们的动力学计算仅达到 6 000 fm/c,此后的发射中子和裂变相互竞争是一个相对长的时间过程,它可借助统计理论来进行处理,这方面的工作正在准备进行。对经过衰变得到的超重碎块的结合能和形状,在已作的动力学计算中也作了初步统计,得到的结论是:超重碎块结合能的分布是很宽的,某些碎块的结合能数值与用 RMF 和 Skyrme-Hartree-Fock 计算得到的结合能相近。这是很有意思的结果,说明通过重核碰撞形成复合体系的碎裂有可能得到较低激发的超重碎块。计算中发现超重碎块的形状多为变形核,绝大部分是大变形核。因此它们还需要经历漫长的中子发射和裂变的竞争衰变过程。关于这些后继过程还需要用统计理论来进行处理。

总之,通过重核碰撞形成复合体系的破裂反应是一个复杂的强阻尼过程,应用微观输运理论对这一过程进行的理论研究是一个亟待开展的重要研究课题,这可能开辟超重核研究的重要新方面。据悉 GSI 和国际上的其他大实验室正在准备开展这方面的实验研究。我国的兰州重离子加速器实验室具有电荷和质量分离测量设备,更具有开展强阻尼反应的实验条件,因此开展相关的理论研究具有重要意义。应引起国内外同行的关注。当然这方面的研究是一个难度很大也是很费计算机机时的课题,不过经过努力,这还是可以着手大力开展下去的工作。

参 考 文 献:

- [1] Hofmann S, Münzenberg G. *Rev Mod Phys*, 2000, **72**: 733.
- [2] Oganessian Yu Ts, *et al.* *Phys Rev*, 2001, **C63**: 011301(R); *Phys Rev*, 2004, **C69**: 021601(R).
- [3] Oganessian Yu Ts, *et al.* *Eur Phys J*, 2002, **A13**: 135; 2002, **15**: 201.
- [4] Herrmann Günter. *Nature*, 1979, **280**: 543.
- [5] Seaborg G T, Loveland W, Morrissey D J. *Science*, 1979, **203**: 711.
- [6] Maruhn J A, Hahn J, Lustig H J, *et al.* *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 1980, **4**: 257.
- [7] Riedel C, Norenberg W. *Z Phys*, 1979, **290**: 385; Gäggeler H, Trautmann N, Brüche W, *et al.* *Phys Rev Lett*, 1980, **45**: 1 824.
- [8] Hildenbrand K D, Freiesleben H, Pühlhofer F, *et al.* *Phys Rev Lett*, 1977, **39**: 1 065.
- [9] Schädel M, Kratz J V, Ahrens H, *et al.* *Phys Rev Lett*, 1978, **41**: 469.
- [10] Schädel M, Brüche W, Gäggeler H, *et al.* *Phys Rev Lett*, 1982, **48**: 852.
- [11] Sandulescu A, Greiner W. *Rep Progr Phys*, 1992, **55**: 1 423.
- [12] Maruhn J A, Hahn J, Lustig H J, *et al.* *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 1980, **4**: 257.
- [13] Wang Ning, Li Zhuxia, Wu Xizhen. *Phys Rev*, 2002, **C65**: 064608; 2004, **C69**: 034608.
- [14] Wang Ning, Wu Xizhen, Li Zhuxia. *Phys Rev*, 2003, **C67**: 024604.
- [15] Maruyama T, Bonasera A, Papa M, *et al.* *Eur Phys J*, 2002, **A14**: 191.
- [16] Wang Ning, Li Zhuxia, Wu Xizhen. *Modern Physics Letters*, 2005, **A20**: 2 619.

Investigation in Possibility of Producing Superheavy Fragments through Massive Nuclear Reactions at Low Energies*

WU Xi-zhen^{1,2}, LI Zhu-xia^{1,2}, WANG Ning¹, TIAN Jun-long¹,

ZHAO Kai¹, ZHANG Yin-xun¹, OU Li¹, LIU Min¹

(1 *China Institute of Atomic Energy, Beijing 102413, China;*

2 *Center of Theoretical Nuclear Physics, National Laboratory of Heavy Ion Accelerator of Lanzhou, Lanzhou 730000, China*)

Abstract: In this paper, the possibility of producing superheavy fragments through composite system breaking up in massive nuclear reactions is investigated. Two main theoretical models, which are the quantum fluctuations within the fragmentation theory developed at 1980's and improved quantum molecular dynamics model developed recently by our group, are briefly reviewed. The dependence of the production probability of superheavy fragments on the incident energy, the decay mechanism of composite system and superheavy fragments, and the distribution of binding energy of superheavy fragments are discussed for reactions of $^{244}\text{Pu} + ^{244}\text{Pu}$, $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$, $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ based on the improved quantum molecular dynamics model.

Key words: superheavy fragment; composite system of massive nucleus collisions; quantum fluctuation theory; microscopic transport theory

* **Foundation item:** National Natural Science Foundation of China(10235030, 10235020); Major State Basic Research Development Program(G20000774)