

热核破碎中相变现象的质量依赖性*

萨本豪 郑玉明 张孝泽

(中国原子能科学研究院,北京)

摘 要

本文研究了热核破碎特有的模式相变现象随热核质量数的变化。在所研究的从 $^{56}\text{Ni}^*$ 到 $^{238}\text{U}^*$ 六个热核中, $^{63}\text{Cu}^*$ 以及重于它的热核,其破碎瞬时的总激发能对温度曲线 $T(E^*)$ 上,都有两个明显的温度平台结构;比 $^{63}\text{Cu}^*$ 轻的 $^{56}\text{Ni}^*$,其第一平台结构则退化为斜率的微小改变。

一、引 言

科学发展的实际已经雄辩地表明:高能质子核和核核碰撞,是当今原子核物理和粒子物理的一个重要前沿。许许多多实验物理学家和理论物理学家,被吸引到了这个领域,研究硕果正与日俱增。

这类研究大体上可划分为两支:其中大的一支着重于研究反应的早期行为和动力学发展过程,亦即研究夸克-胶子等离子体的形成和接着的强子化过程;另一支集中研究反应后期形成的很热余核的破碎,以及有关的相变行为。

自七十年代末八十年代初以来,热核破碎的研究发展非常迅速。破碎产物的质量分布^[1],电荷分布^[2]和能谱^[3]等数据接连诞生。非平衡统计模型^[4,5],平衡统计模型^[6-8],渗流模型^[9-10],级联双破碎模型^[11]和动力学途径^[12,13]等各种理论相继问世。迄今,无论从跟实验数据全面符合的角度来看,或者从理论所能描写的问题的范围来说,平衡统计模型均属首屈一指。

热核破碎的平衡统计蒙特卡罗模拟中所发现的模式相变现象,引起了人们的广泛兴趣。这种相变表现为:正则系综蒙特卡罗模拟中热核破碎瞬时的热容量对温度曲线 $C_V(T)$ 的峰结构^[7],或微正则系综蒙特卡罗模拟中激发能对温度曲线 $T(E^*)$ 的平台结构^[14,15]。

虽然 $T(E^*)$ 平台结构的理论结果已为实验^[16]所初步证实;但是,仍然十分需要对这种相变现象,从实验和理论两方面作系统和深入的研究,本文正要研究破碎模式相变随热核质量数的变化。对 $^{238}\text{U}^*$ 、 $^{197}\text{Au}^*$ 、 $^{84}\text{Kr}^*$ 、 $^{63}\text{Cu}^*$ 和 $^{56}\text{Ni}^*$ 等五种热核所作的微正则系综蒙特卡罗模拟的结果表明:原来在 $^{131}\text{Xe}^*$ 破碎研究^[15]中所发现的 $T(E^*)$ 曲线的第二(即激

本文1989年4月18日收到。

* 国家自然科学基金资助项目。

发能大、温度高的那个)温度平台,在上述五种热核中也同样存在;但是在 $^{56}\text{Ni}^*$ 的 $T(E^*)$ 曲线中,类似于 $^{131}\text{Xe}^*$ 的第一温度平台却退化为斜率的微小改变.

二、热核破碎的机制

热核的破碎除了蒸发模式和裂变模式之外,还会有更剧烈的衰变模式,如多破碎和气泡化模式.

热核破碎的类蒸发(级联蒸发)模式,从破碎后的产物来看可定义为:只有一个质量数 $A_i \geq A_r$ 的大碎块,其余均为小碎块的事件.这儿 A_r 是选定的参考碎块质量数;一般取 $A_r \lesssim A_{RT}/10$, A_{RT} 是热核的质量数.类裂变(级联裂变及裂变产物的级联蒸发)模式定义为:只有两个 $A_i \geq A_r$ 的大碎块,其余为小碎块的事件.多破碎模式定义为:有叁个以上 $A_i \geq A_r$ 的大碎块的事件.气泡化模式的定义是:没有 $A_i \geq A_r$ 大碎块的事件.

显然质量数 A_i 近于 A_{RT} 的碎块,必定来自类蒸发模式. A_i 在 $A_{RT}/2$ 附近的碎块,则主要来自于类裂变模式.而 A_i 等于或小于 $A_{RT}/4$ 的碎块,主要来源则是多破碎模式.更轻的碎块,则可能主要来源于气泡化模式.

在一个具体的热核破碎事件中,平均说来上述各模式所占的比重,主要由热核破碎瞬时的质量、激发能和体积决定;后两者又与形成该热核的反应之入射能有关.一般说来,对于质量数一定的热核,激发能越高和(或)体积越大,多破碎甚至气泡化的可能性越大;反之,类蒸发或类裂变模式则可能更占上风.

正由于热核破碎机制有多种,而且各模式又都有自己出现的条件;因此在研究一定条件变化范围内(如激发能在一定范围内变化)的热核破碎中,可能观察到某种破碎模式的突然开启、急剧消失或剧烈增减的情况,也就是系统自由度骤然突变的情形.这就是前面讲到的以 $C_V(T)$ 峰结构或 $T(E^*)$ 平台结构为表征的热核破碎模式相变的理论基础.

正如文献[15]所指出: $^{131}\text{Xe}^*$ 的 $T(E^*)$ 的第一温度平台恰好对应于类裂变模式的突然开启;伴随着的是荷电碎块数梯度的剧增,致使大部份激发能转化为碎块的表面能和碎块间的库仑能,只有很小一部份激发能才用以加热系统;所以在相当一段激发能范围(大约100—150MeV)内,温度几乎保持不变(温度平台).到了荷电碎块数的正常涨落恢复之后,温度又继续随激发能的增加而上升. $^{131}\text{Xe}^*$ 的 $T(E^*)$ 的第二温度平台的情形也相类似,只是它对应的是多破碎模式的急剧开启^[15].

观察一个具体热核破碎事件中的某特定碎块时,各破碎模式对它产额的相对贡献,除了决定于热核的质量、激发能和体积外,还与该碎块自身质量数 A_i 有关.研究各破碎模式间的竞争,显然应该观察那些碎块:在所研究的条件(如激发能和体积)变化范围内,各破碎模式对这些碎块的产额都能有贡献,因此如何选取参考质量数 A_r 是个重要的问题,取 A_r 太靠近 A_{RT} ,显然不合适; A_r 取得太小(如 ≤ 4),也不合适;我们的经验是: $A_r \lesssim A_{RT}/10$ 最好.

根据上述范围取的不同 A_r 值所定义类蒸发(E)、类裂变(F)、多破碎(M)和气泡化(V)等各模式的比重,随热核激发能变化的状况,虽然还会有差别,不过下节结果将表明:作为热核破碎模式相变特征的 $T(E^*)$ 平台结构,一定对应于某种破碎模式的突然开

启、骤然消失或剧烈增减的事实却一定不变;至于它是 E 或 F 还是 M , 以及现象的典型程度, 则与 A 的选取有关。

表 1 热核的可裂变性及 $T(E^*)$ 曲线的平台结构在 E^* 和 T 轴上的位置

Nucleus	Z^2/A	E_1^*/A	T_1	E_2^*/A	T_2
$^{56}\text{Ni}^*$	14.0			4.02	6.30
$^{63}\text{Cu}^*$	13.3	1.59	4.40	4.76	6.40
$^{84}\text{Kr}^*$	15.4	3.21	5.45	5.48	6.55
$^{131}\text{Xe}^*$	22.3	2.75	4.80	4.96	6.10
$^{197}\text{Au}^*$	31.7	1.52	3.80	2.54	4.60
$^{238}\text{U}^*$	35.6	1.05	3.25	2.44	4.35

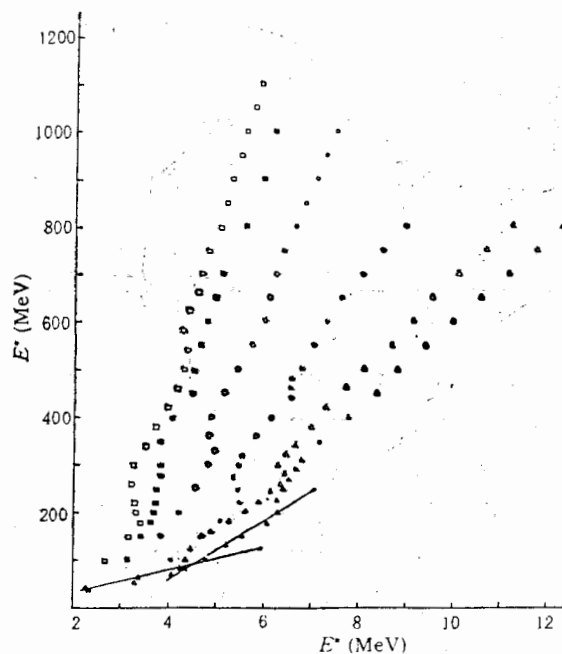


图 1 热核破碎瞬时的激发能作为热力学温度的函数

▲: $^{56}\text{Ni}^*$, △: $^{63}\text{Cu}^*$, ●: $^{84}\text{Kr}^*$, ○: $^{131}\text{Xe}^*$, ■: $^{197}\text{Au}^*$, □: $^{238}\text{U}^*$

三、结果与讨论

我们用文献[17]的微正则系综抽样技巧,模拟了 $^{238}\text{U}^*$ 、 $^{197}\text{Au}^*$ 、 $^{84}\text{Kr}^*$ 、 $^{63}\text{Cu}^*$ 和 $^{56}\text{Ni}^*$ 的破碎,计算了它们破碎瞬时的 $T(E^*)$ 曲线(见图 1,其中还包括了取自文献[18]的 $^{131}\text{Xe}^*$ 的结果)。参数 R_{T0} 均取为 2.05fm,总状态数一般产生 10^5 个,必要时增加到 5×10^5 或 10^6 个。 $^{63}\text{Cu}^*$ 的各破碎模式比重随激发能的变化给在图 2 中。

从图 1 可见: $^{63}\text{Cu}^*$ 以及重于它的热核,在它们的 $T(E^*)$ 曲线上都明显地存在有两个温度平台;但是在轻于 $^{63}\text{Cu}^*$ 的 $^{56}\text{Ni}^*$ 的 $T(E^*)$ 曲线上,类似于 $^{131}\text{Xe}^*$ 的第一温度平台,却退化为斜率的微小改变。

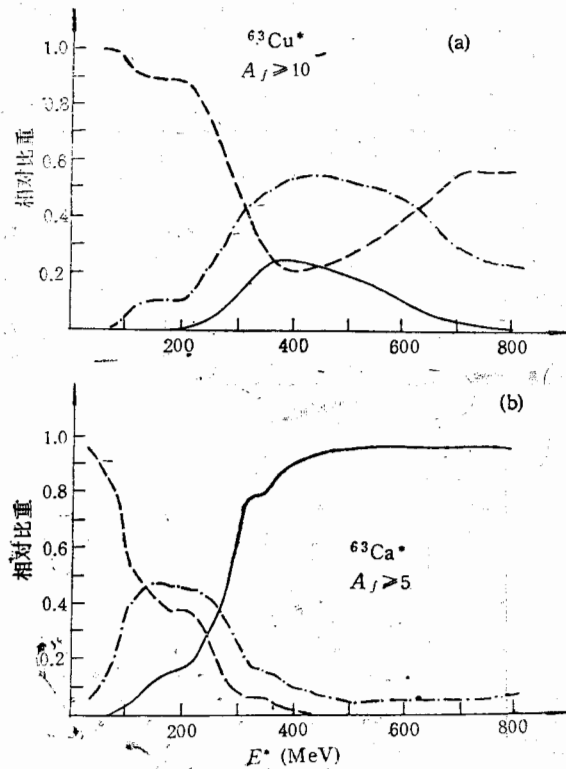


图2 $^{63}\text{Cu}^*$ 破碎中各衰变模式的相对比重随激发能的变化

---E ---F ---M

在传统裂变理论^[19]中存在有轻核 ($A \sim 100$) 质量非对称性的不稳定现象, 相应的裂变参数 ($X = (Z^2/A)/50$) 的临界值约为 0.4—0.6, 在临界值以下裂变概念就不太确切. 在本文所研究的所有热核中, $^{84}\text{Kr}^*$ 和轻于它的热核的 X 值, 均低于 X_c ; 所以它们没有裂变模式的明显界限. 至于 $^{84}\text{Kr}^*$ 和 $^{63}\text{Cu}^*$ 之所以还能看到第一温度平台, 这要归结为高能裂变的激发能效应^[20](即热核比通常核更容易裂变).

比 $^{63}\text{Cu}^*$ 重的热核, 它们的第二温度平台在 T 轴上的位置, 都随热核质量数的增加, 而单调地由高向低挪动(参见图 1 和表 1); 但此变化规律, 在热核质量数约为 60 附近翻转了过来.

文献[15]和[18]中指出: 库仑力和表面效应在破碎模式相变中, 起着主宰的作用. 从具体计算过程中看到, 无论是碎块间库仑能的系综平均值, 或者碎块表面积总和的系综平均值, 还是两者的比值, 都随热核质量数的增加而单调地增加. 上述第二温度平台的 T 值随热核质量数变化的规律在质量数为 60 附近翻转的事实, 看来应归因于每核子结合能在质量数 $A \sim 60$ 附近有峰结构的缘故.

图 2(a) 和 2(b) 分别给出 A_f 为 10 和 5 的 $^{63}\text{Cu}^*$ 破碎时各衰变模式的比重随激化能的变化. 从图 2(b) 看到: $^{63}\text{Cu}^* T(E^*)$ 曲线的第一温度平台(参见图 1), 对应于 F 模式的骤然开启; 第二温度平台, 对应于由 E 、 F 模式占主导而急速地转变为 M 模式占主导. 这些特点在图 2(a) 中虽然也有反映, 但不够典型, 可见对于 $^{63}\text{Cu}^*$ A_f 取为 5 更合适.

总之, 本文通过对 $^{56}\text{Ni}^* - ^{238}\text{U}^*$ 六种热核破碎的微正则系综蒙特卡罗模拟, 实现了热核破碎与质量关系问题的系统研究. 在所研究的热核中, $^{63}\text{Cu}^*$ 以及重于它的热核的 $T(E^*)$ 曲线, 都有两个明显的温度平台; 但比 $^{63}\text{Cu}^*$ 轻的 $^{56}\text{Ni}^*$, 第一温度平台退化为斜率的微小改变. 对这两个温度平台的系统变化趋势, 虽然我们也都给出了解释, 但这只是初步的, 进一步的研究显然是非常需要的.

参 考 文 献

- [1] J. Hudis, T. Kirsten, R. W. Stoenner and O. A. Schaeffer, *Phys. Rev.*, **C1**(1970), 2019;
Y. Y. Chu, E. M. Franz, G. Friedlander and P. J. Karol, *Phys. Rev.*, **C4**(1971), 2202;
B. V. Jacak, W. Loveland, D. J. Morrissey, P. L. Mc Gaughey and G. T. Seaborg, *Can. J. Chem.*, **61**
(1983), 701;
S. B. Kaufman and E. P. Steinberg, *Phys. Rev.*, **C22**(1980), 167.
- [2] S. Regnier, B. Lavielle, M. Simonoff and G. N. Simonoff, *Phys. Rev.*, **C26**(1982), 931;
N. T. Porile, A. Bujak, J. E. Finn, L. J. Gutay, A. S. Hirsch, R. W. Minich, G. Paderewski, R. P.
Scharenberg, B. C. Stringfellow and F. Turkot, *Phys. Lett.*, **156B**(1985), 177.
- [3] D. R. Fortney and N. T. Porile, *Phys. Rev.*, **C21**(1980), 664.
- [4] J. Aichelin, J. Hufner and R. Ibarra, *Phys. Rev.*, **C30**(1984), 107.
- [5] X. Campi, J. Desbois and E. Lipparini, *Phys. Lett.*, **142B**(1984), 8.
- [6] J. Randrup and S. E. Koonin, *Nucl. Phys.*, **A356**(1981), 223;
G. Fai and J. Randrup, *Nucl. Phys.*, **A381**(1982), 557; *Nucl. Phys.*, **A404**(1983), 551;
S. E. Koonin and J. Randrup, *Nucl. Phys.*, **A474**(1987), 173.
- [7] Sa Ben-Hao and D. H. E. Gross, *Nucl. Phys.*, **A437**(1985), 643;
D. H. E. Gross and Zhang Xiao-ze, *Phys. Lett.*, **161B**(1985), 47;
D. H. E. Gross, Zhang Xiao-ze and Xu Shu-yan, *Phys. Rev. Lett.*, **56**(1986), 1544.
- [8] J. Bondorf, R. Donangelo, I. N. Mishustin, C. J. Pethick, H. Schulz and K. Sneppen, *Nucl. Phys.*, **A443**
(1985), 321;
J. Bondorf, R. Donangelo, I. N. Mishustin and H. Schulz, *Nucl. Phys.*, **A444**(1985), 460;
H. W. Barz, J. P. Bondorf, R. Donangelo, I. N. Mishustin and H. Schulz, *Nucl. Phys.*, **A448**(1986), 753.
- [9] X. Campi, *J. Phys. A: Math. Gen.*, **19**(1986), L917.
- [10] W. Bauer, U. Post, D. R. Dean and U. Mosel, *Nucl. Phys.*, **A452**(1986), 699.
- [11] L. G. Moretto and G. J. Wozniak, *Prog. in Part. and Nucl. Phys.*, **21**(1988); L. G. Moretto and G. J.
Wozniak, LBL-26207, 1988.
- [12] G. F. Bertsch and S. Das Gupta, *Phys. Rep.*, **160**(1988), 189;
J. Aichelin, G. Peilert, A. Bohnet, A. Rosenhauer, H. Stocker and W. Greiner, *Phys. Rev.*, **C37**(1988),
2451.
- [13] Zheng Yu-ming, Sa Ben-hao and Zhang Xiao-ze, *Chinese Phys. Lett.*, **6**(1989), 117.
- [14] Number two of ref. 8.
- [15] Y-M Zheng, H. Massmann, S-Y Xu, D. H. E. Gross, X-Z Zhang, Z-Q Lu and B-H Sa, *Phys. Lett.*, **194B**
(1987), 183;
D. H. E. Gross, Y-M Zheng and H. Massmann, *Phys. Lett.*, **200B**(1988), 397.
- [16] D. Fabris, et al., *Phys. Lett.*, **B196**(1987), 429.
R. Wada, et al., *Phys. Rev.*, **C39**(1989), 497.
- [17] Zhang Xiao-ze, D. H. E. Gross, Xu Shu-yan and Zheng Yu-ming, *Nucl. Phys.*, **A461**(1987), 668.
- [18] Sa Ben-hao, *Nucl. Phys.*, **A499**(1989), 480.
- [19] L. N. Andronenko, L. A. Vaishnena, A. A. Kotov, M. M. Mesterov and N. A. Tarasov, *Sov. J. Part. Nucl.*,
18(1987), 289.
- [20] J. Hufner, *Phys. Rep.*, **125**(1985), 129.

DEPENDENCE OF PHASE TRANSITION ON THE MASS NUMBER OF HOT NUCLEI

SA BENHAO ZHENG YUMING ZHANG XIAOZHE

(Institute of Atomic Energy, Beijing)

ABSTRACT

The dependence of phase transition, associated with the disassembly of hot nuclei, on the mass number of hot nuclei is investigated. By studying six hot nuclei ranging from $^{56}\text{Ni}^*$ to $^{238}\text{U}^*$, we find that in the curves of excitation energy of hot nuclei vs. Thermodynamic temperature $T(E^*)$ of $^{65}\text{Cu}^*$ and heavier ones there are always two temperature plateaus, but in $T(E^*)$ of $^{56}\text{Ni}^*$ the first temperature plateau (at lower excitation energy) shrinks into a kink.