

弹剩余核衰变模式间竞争 及其在 ALADIN 数据中的呈现*

王 飞 萨本豪 郑玉明 张孝泽

(中国原子能科学研究院 北京 102413)

1995-08-29 收稿

摘 要

首次分析了 ALADIN 多重碎裂数据(Au(600MeV/u)+Cu 实验)中呈现的弹剩余核衰变模式相对产额随 $\langle Z_{\text{bound}} \rangle$ 的变化规律,它和非完全熔合碎裂模型的理论结果定性一致.实验与理论的衰变模式相对产额图、Dalitz 图、Campi 图以及理论的热力学温度图,都很好地呈现出弹剩余核的衰变模式随 $\langle Z_{\text{bound}} \rangle$ 的减小而竞争和转换的过程.

关键词 ALADIN 多重碎裂数据, 弹剩余核, 衰变模式, 热力学温度, Dalitz 图, Campi 图.

1 引 言

核-核相互作用具有短程排斥和长程吸引的特性,它与分子间范德瓦尔斯力相似,由此引起了核物质液气相变的理论和实验研究^[1-4].接着人们又通过中能核碰撞中形成的热核的衰变来研究有限热核系统的相应行为^[4-11].我们^[5]首先用正则系综蒙特卡罗方法模拟²³⁸U*衰变,发现当温度 T 约为5MeV时,系统热容量 C_V 有一奇异峰.随后哥本哈根小组^[6]用他们的统计模型研究理想热核系统(质量数 $A=100$,电荷数 $Z=50$)的温度 T 随每核子激发能 ϵ^* 的变化时,发现 T 约为5MeV处有回弯反常现象.我们又用微正则 Metroplis 技巧模拟¹³¹Xe*衰变时^[7,8],除在 $T \sim 5$ MeV处发现有回弯外,又在 $T \sim 6$ MeV处发现第二回弯,它们分别相应于从类蒸发衰变模式占主导地位到类蒸发和类裂变模式平分秋色的转换,以及再到多重碎裂模式占主导的转换.不久,实验^[9]初步证实了回弯现象的存在.

在文献[7,8]中,引入了参考碎块的质量数 A_1 ,并据此定义了热核¹³¹Xe*衰变的类蒸发模式(E模式)、类裂变模式(F模式)、多重碎裂模式(M模式)和类汽化模式(V模式),给出了各模式相对产额随激发能的变化曲线.热核衰变模式间的相互转换,在此

* 国家自然科学基金资助.

得到印证.

文献[10, 11]中指出, 合适的参考碎块质量数 A_r 约为 $A_h/10$, A_h 是热核的质量数. 文中还给出了如下明确的定义: 若热核衰变形成的碎块中只有一个碎块质量数 $A_{r1} \geq A_r$, 其余为轻碎块的事件属类蒸发(E)模式; 类裂变(F)模式, 指只有两个碎块的质量数 $A_{r1}, A_{r2} \geq A_r$ 的事件; 多重碎裂(M)模式则至少含有三块碎块的质量数 $A_{r1}, A_{r2}, A_{r3} \geq A_r$ 而仅有质子、中子和一些轻电荷碎块 ($A_r \leq 4$) 的事件则属类汽化(V)模式.

最近, ALADIN 实验组^[12, 13]在 GSI/SIS 上研究了 600MeV/u 能量下弹核与多种靶核(C, Al, Cu, Pb 等)碰撞后弹剩余核的多重碎裂现象, 引入了新观察量 Z_{bound} (所有 $Z_r \geq 2$ 的碎块电荷总和, 它能反映核碰撞的剧烈程度), 给出了碎块电荷分布及各种有关碎块电荷的观察量与 $\langle Z_{\text{bound}} \rangle$ 间的关联, 有力证实了热核衰变的统计性质. 我们^[14]曾成功地用非完全熔合碎裂模型(IFFM)再现了上述 $\langle Z_{\text{bound}} \rangle$ 与其它电荷可观察量间的关联, 这些可观察量是中等质量碎块(IMF: $2 < Z_{\text{IMF}} < 31$) 平均多重性 $\langle M_{\text{IMF}} \rangle$ 、事件中最大碎块电荷平均值 Z_{max} , 以及最大的三块碎块电荷间的两体不对称性 a_{12} , a_{23} 和三体不对称性 a_{123} 等. 本文将首次给出从 600MeV/u Au+Cu 的 ALADIN 数据中分析出的弹剩余核衰变模式相对产额随 $\langle Z_{\text{bound}} \rangle$ 的变化规律及相应的 IFFM 结果. 这些结果以及相应的每核子激发能随温度变化的理论结果, 还有 Dalitz 图的理论与实验结果以及最大碎块电荷与电荷分布二次矩关联图(Campi 图)的理论及实验结果, 一致说明了 ALADIN 实验数据中蕴含着热核衰变模式间的竞争和转换的信息, 而且与 IFFM 理论结果很好吻合.

2 结 果

我们建议的非完全熔合碎裂模型^[14-17], 本身就是动力学和统计的结合. 它把中能核-核碰撞简单地划分为热核形成和热核衰变(碎裂)两个阶段. 该模型认为热核形成是动力学过程(非完全熔合过程), 热核衰变是统计过程. 对于热核形成的非完全熔合过程, 先参照几何模型(参加者-旁观者模型)来描述热核的构造, 即假设靶核的核子以及弹核和靶核几何重叠区内的弹核核子构成靶剩余核(热核之一), 交迭区外的弹核核子构成弹剩余核(另一热核). 在非完全熔合情形下, 弹旁观者核子作为整体(弹剩余核), 以束流速度飞出, 于是由质量守恒可得到反应能. 再由能动量守恒, 可求得沉积于热复合核系统(靶和弹剩余核)的能量, 进而得到弹剩余核的总激发能(E_n^*)和相应的每核子激发能(ϵ^*). 如上形成的热核, 接着按统计规律衰变. 这里沿用过去完成的瞬时多重碎裂统计模型(Berlin-Beijing 模型)^[5, 7, 18], 即假设热核瞬时衰变到由完整力学数量组 $\{N_c, N_n, \{A_i, Z_j\}_{i=1}^{N_c}, \{r_i\}_{i=1}^{N_c}, \{p_i\}_{i=1}^{N_c}, \{\epsilon_i\}_{i=1}^{N_c}, \{r_i\}_{i=1}^{N_n}, \{p_i\}_{i=1}^{N_n}\}$ 所描写的组态, 这里 N_c 和 N_n 分别是荷电碎块(含质子)数和中子数, $\{A_i, Z_j\}_{i=1}^{N_c}$ 是碎块的质量数和电荷数序列, 其余变数依次分别是碎块的坐标、动量、内禀激发能序列以及中子的坐标和动量序列. 满足质量、电荷和能动量守恒的上述组态, 被假设为正则或微正则分布. 用蒙特卡罗方法和相应的 Metropolis 技巧, 产生了大量(如 10^6)的组态后, 物理观察量就是相应的物理算符对这些组态的平均, 必要时最后再对碰撞参数平均, 即可与实验比较. 细节见文献[5, 14, 18].

对于 600MeV / u Au+Cu 反应, 非完全熔合过程给出了对应于不同碰撞参数的一系列热核(弹剩余核)及其性质, 如热核的质量数 A_h 、电荷数 Z_h 、激发能 E_h^* 等(见表1)。

表1 对应于不同碰撞参数的一系列热核(弹剩余核)及其性质

| b (fm) | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 | 10 |
|------------------------------------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| A_h | 67 | 74 | 89 | 107 | 125 | 143 | 159 | 173 | 184 | 192 |
| Z_h | 27 | 30 | 36 | 43 | 50 | 57 | 64 | 69 | 74 | 77 |
| E_h^* (MeV) | 373.8 | 405.5 | 465.3 | 523.0 | 554.5 | 549.1 | 497.8 | 402.7 | 261.8 | 117.6 |
| ε^* (MeV / u) | 5.58 | 5.48 | 5.23 | 4.90 | 4.44 | 3.84 | 3.13 | 2.33 | 1.42 | 0.61 |
| $\langle Z_{\text{bound}} \rangle$ | 24.3 | 27.1 | 32.2 | 38.4 | 44.6 | 50.8 | 57.2 | 63.9 | 70.8 | 76.6 |

由于在统计模拟中, 对于每个热核, Z_{bound} 都有一个分布(小范围)和相应的按事件数权重的平均值 $\langle Z_{\text{bound}} \rangle$, 因此这里也以用相同的 $\langle Z_{\text{bound}} \rangle$ 和分布范围来分析 ALADIN 数据(这相当于文献[12, 13]中取一个个 Z_{bound} 间隔), 以保持实验数据的分析与理论计算完全一一对应, 便于直接比较。

前面已说过热核衰变模式的定义, 由于实验只给出碎块电荷分布, 因此这里用参考碎块电荷数 Z_r 代替前面所述的 A_r :

$$Z_r = \frac{Z_h}{C}, \quad (1)$$

式中 C 是常数, 约在 10 附近^[10, 19]。若式(1)给的 Z_r 是非整数, 先分别用 $Z_r \pm 1$ 的整数来分析, 然后作线性平均。

图1给出了弹剩余核衰变模式相对产额随 $\langle Z_{\text{bound}} \rangle$ 的变化, 实验(a)与理论(b)相吻合。如图所示, $\langle Z_{\text{bound}} \rangle$ 值很大(很边缘碰撞)时, E 模式占主导地位, F 模式事件很少, 没有 M 模式事件出现。当 $\langle Z_{\text{bound}} \rangle$ 逐渐减小时, 反应从边缘碰撞向中心碰撞过渡, E 模式事件迅速减少, F 模式事件逐渐增多, 直至二者均等。若 $\langle Z_{\text{bound}} \rangle$ 进一步减小, M 模式事件迅速增长, E 和 F 模式事件进一步减少而微不足道。 $\langle Z_{\text{bound}} \rangle$ 很小时, 反应处于最中心碰撞, M 模式事件就占统治地位。

在图2中给出了(600 MeV / u) Au+Cu 反应中弹剩余核的每核子激发能 ε^* (近似地与 $\langle Z_{\text{bound}} \rangle$ 成反比)随热力学温度 T 变化的理论结果。热力学温度

$$\frac{1}{T} = \frac{\partial S}{\partial E^*} = \left\langle \frac{3(N_c + N_n) - 5}{2E_0^*} \right\rangle, \quad (2)$$

式中 S 为系统总熵, N_n 是瞬发中子数, E_0^* 是碎块和中子的动能。图2中展现了两个反常的回弯结构, 一个在 T 约为 4.5MeV 处; 另一个在 T 约为 5.1MeV 时, 与 INPC'95 上报告的 ALADIN 协作组在 600MeV / u Au+Au 反应中所测得的 ε^* 对 T 曲线中温度平台的结果^[20] 相类似。与图1(b)相比较, 不难看出, 图2中 $T \sim 4.5\text{MeV}$ 的平台处的激发能, 恰好对应图1(b)中 E 模式事件的迅速减少, 即 E 模式曲线斜率绝对值最大处, 而 $T \sim 5.1\text{MeV}$ 的平台对应于 M 模式事件的迅速增加, 即 M 模式曲线斜率绝对值最大处。

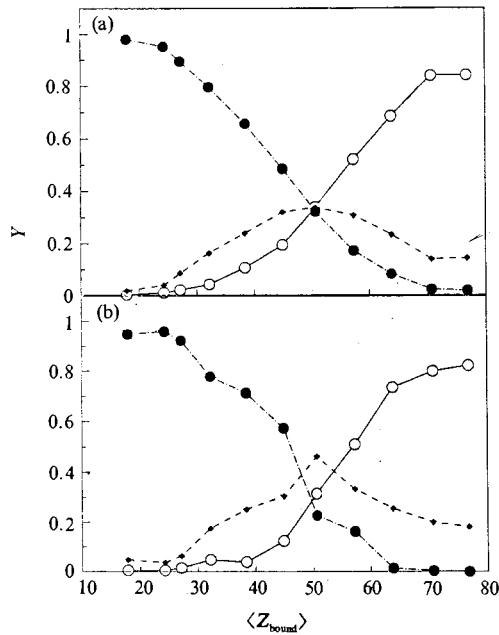


图1 600MeV/u Au+Cu 反应中弹剩余核衰变模式相对产额随 $\langle Z_{\text{bound}} \rangle$ 的变化

(a) 实验, (b) 理论. \circ -E, \blacklozenge -F, \bullet -M.

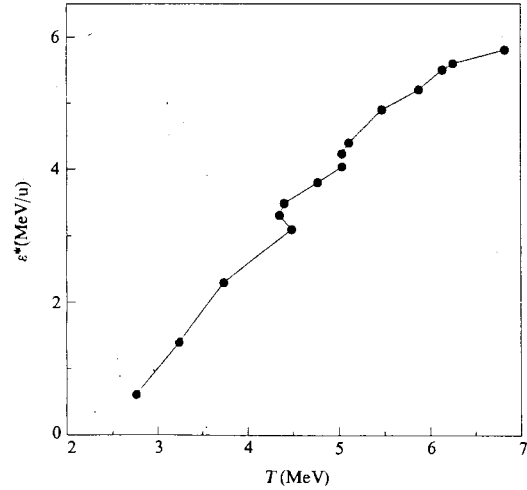


图2 600MeV/u Au+Cu 反应中弹剩余核的每核子激发能 ε^* 随热力学温度T的变化规律

Dalitz 三角形原用以描写核反应末态三粒子物理量分布, 现借用以研究热核衰变的三个最大碎块电荷之间的关联^[12]. 图中任一点到三角形三边的距离分别为 d_1, d_2, d_3 , 与三个最大碎块电荷(Z_1, Z_2, Z_3)的关系是

$$d_1 = \frac{Z_1}{Z_1 + Z_2 + Z_3}, \quad d_2 = \frac{Z_2}{Z_1 + Z_2 + Z_3}, \quad d_3 = \frac{Z_3}{Z_1 + Z_2 + Z_3}, \quad (3)$$

d_1, d_2, d_3 与三角形三边 a, b, c 的对应是随机的. 因此三角形为等边三角形. 分析得到的实验与理论的 Dalitz 图分别给在图 3(a) 和 (b) 中. 无论从图 3(a) 或 (b) 都可看出: 当 $\langle Z_{\text{bound}} \rangle$ 很大时, 最大碎块电荷 Z_1 特别大, 别的碎块很小, 事件集中于三角形的顶点. 对应于类蒸发 (E) 模式占统治的事件, 随着 $\langle Z_{\text{bound}} \rangle$ 的减小, 会出现 Z_1, Z_2 很大, 而别的碎块很小的情形, 这是类蒸发和 (或) 类裂变 (F) 事件, 它主要分布在三角形各边的中点. $\langle Z_{\text{bound}} \rangle$ 进一步减小时, 有可能出现 Z_1 较大, 而 Z_2, Z_3 略小, 事件落在 Dalitz 三角形三根对角辐线附近. 当 $\langle Z_{\text{bound}} \rangle$ 很小时, 事件中的三个最大碎块电荷可能不相上下, 代表点就只出现在三角形中心附近. 后两种情形主要对应于多重碎裂 (M) 事件. 有趣的是 Dalitz 图所呈现的衰变模式间竞争的规律, 与图 1 的结果定性一致.

Campi^[21] 用渗流模型研究多重碎裂时引入了单事件碎块电荷分布的 K 次矩 M_K

$$M_K = \sum_i Z_i^K, \quad (4)$$

这里求和是对事件中除最大碎块外的所有碎块进行的. Campi 发现单个事件之间的碎块

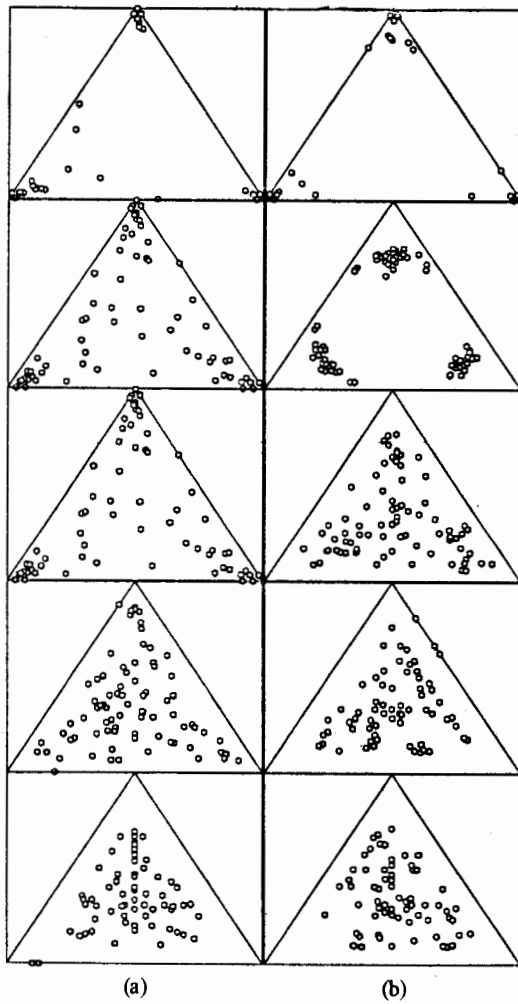


图 3 600MeV /u Au+Cu 反应中弹剩余核衰变的 Dalitz 图

(a) 实验, (b) 理论. 从上到下 $\langle Z_{\text{bound}} \rangle$ 的范围依次是 70(67—74), 57(51—64), 38(34—43), 24(20—27), 18(15—20).

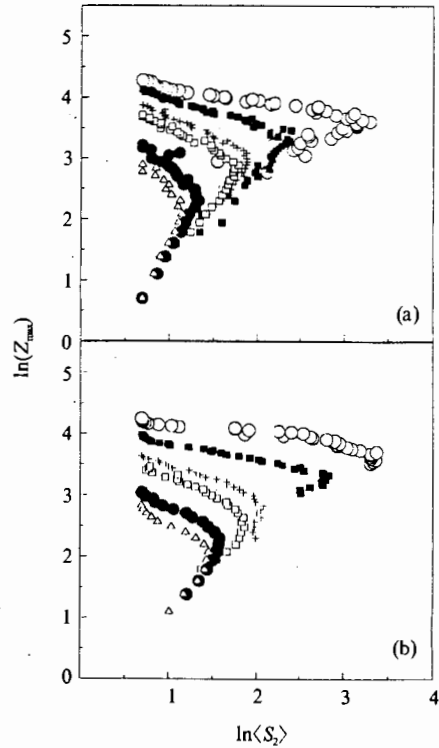


图 4 600MeV /u Au+Cu 反应中 $\ln(Z_{\text{max}})$ 与 $\ln \langle S_2 \rangle$ 的关联

(a) 实验, (b) 理论. $\langle Z_{\text{bound}} \rangle$ 值及区间分别是 \circ 70(67—74), \blacksquare 57(51—64), $+$ 44(38—50), \square 38(34—43), \bullet 24(20—27), \triangle 18(15—20).

电荷分布矩强烈地相互关联, 特别是最大碎块电荷 Z_{max} 与二次条件矩 S_2

$$S_2 = \frac{M_2}{M_1} \quad (5)$$

间的关联, 即 $\ln(Z_{\text{max}})$ 对 $\ln \langle S_2 \rangle$ 曲线(这儿 $\langle S_2 \rangle$ 是指一定 Z_{max} 的所有 S_2 的平均值), 它曾被认为 是临界现象的迹象. $\ln(Z_{\text{max}})$ 对 $\ln \langle S_2 \rangle$ 曲线明显地分为上下两支, 它们的交叉点, 即 $\langle S_2 \rangle$ 最大值处被解释为临界点, 上支被解释为对应于热核的类蒸发和(或)类裂变模式, 下支对应于多重碎裂模式. 虽然在文献[22]中已经指出: 条件矩间的上述关联不是相变

的充分条件, 但它与其它结果相印证, 来讨论衰变模式的转换还是有意义的. 因此图 4 给出了 $\ln\langle Z_{\max} \rangle$ 对 $\ln\langle S_2 \rangle$ 的实验 (a) 和理论 (b) 的结果, 实验与理论结果定性一致.

从图 4 可以看出, 随碰撞从中心碰撞逐渐向边缘碰撞过渡, 即随 $\langle Z_{\text{bound}} \rangle$ 值从小逐渐增大, 下支关联区域逐渐减小, 关联事件也逐渐减少, 上支、下支的斜率绝对值同时缓慢减小, Z_{\max} 值与 $\langle S_2 \rangle$ 值都逐步增加. $\langle Z_{\text{bound}} \rangle$ 很大时, 事件基本上集中于上支, 下支仅有很少的事件, 两支关联的斜率绝对值接近为 0. 有趣的是 Campi 图所呈现的衰变模式竞争规律, 与上述其它图的结果也大略一致.

3 讨 论

从 ALADIN 数据出发, 用不同的分析手段, 如衰变模式相对产额分析(它的关键因素是参考碎块电荷 Z_i), 又如 Dalitz 图(它的特征由三块最大碎块电荷不对称性决定), 还有单个事件之间的矩关联(它由最大碎块和二次电荷矩共同决定), 得到的关联图虽然彼此千差万别, 但从研究衰变模式相互转换及其与 $\langle Z_{\text{bound}} \rangle$ 的关系看来, 它们却彼此自洽, 相互一致. 当 $\langle Z_{\text{bound}} \rangle$ 值很大时, E 模式事件占主导, F 模式产额很少; 事件基本上落在 Dalitz 三角形的顶点上, 各边中点仅有很少事件; Campi 图上支事件占绝大多数, 上下支的斜率绝对值很小, 接近于 0. 当 $\langle Z_{\text{bound}} \rangle$ 逐渐减小时, E 模式相对产额迅速减少, 曲线斜率绝对值达到最大, F 模式事件渐有增加, M 模式事件隐约出现; Dalitz 图中三边的中点附近出现代表点; Campi 图中落在下支的事件增多. $\langle Z_{\text{bound}} \rangle$ 进一步减小, M 模式事件显著增加; Dalitz 三角形中事件开始沿对角线从顶点向中心转移; Campi 图下支关联事件激增, 斜率绝对值也逐渐变大. $\langle Z_{\text{bound}} \rangle$ 再减, M 模式事件开始占据主导, 相应曲线的斜率趋向最大, F 模式事件转为迅速减少, E 模式相对产额渐趋消失; Dalitz 三角形中绝大多数事件继续向中心集中; Campi 图中下支保持曲线斜率和事件数增加的趋势. $\langle Z_{\text{bound}} \rangle$ 值很小时, M 模式占了统治地位, F 模式事件很少, 没有 E 模式出现; 事件只落在 Dalitz 三角形的中心附近, 中心密度最高; 相应地 Campi 图上下支斜率绝对值都达到最大值, 两支界限趋向消失. 理论结果定性地与实验一致.

值得指出的是, 在我们研究的整个区域内, 以及在各种分析结果中, 类汽化(V)模式始终没有出现. 实验和理论结果都这样. 这也许说明类汽化模式亦即液气相变不可能在这个激发能区出现. 液气相变需要更高的激发能, 以使热核碎裂成中子、质子和一些很轻的碎块($A_i \leq 4$).

参 考 文 献

- [1] H. Jaqaman, A. Z. Mekjian, L. Zamick, *Phys. Rev.*, **C27**(1983) 2782.
- [2] P. Bonche, S. Levit, D. Vantherin, *Nucl. Phys.*, **A436** (1985)265.
- [3] S. Levit, P. Bonche, *Nucl. Phys.*, **A437** (1985)426.
- [4] A. S. Hirsch, A. Bujak, J. E. Finn *et al.*, *Phys. Rev.*, **C29**(1984)508.
- [5] Sa Benhao, D. H. E. Gross, *Nucl. Phys.*, **A437**(1985)643.
- [6] J. Bondorf, R. Donangelo, I. N. Mishustin *et al.*, *Nucl. Phys.*, **A444** (1985)460.

- [7] Zheng Yuming, H. Massmann, Xu Shuyan *et al.*, *Phys. Lett.*, **B194**(1987) 183.
- [8] D. H. E. Gross, Yuming Zheng, H. Massmann, *Phys. Lett.*, **B200**(1988)397.
- [9] D. Fabris *et al.*, *Phys. Lett.*, **B196**(1987)429.
- [10] Sa Benhao, *Nucl. Phys.*, **A499**(1989)480.
- [11] Sa Benhao, Zheng Yuming, Zhang Xiaoze, *Int. J. Mod. Phys.*, **A5**(1990)843.
- [12] P. Kreuzt *et al.*, *Nucl. Phys.*, **A556**(1993)672.
- [13] H. Hubele *et al.*, *Phys. Rev.*, **C46**(1992)R1577.
- [14] 王 飞、郑玉明、萨本豪等, 高能物理与核物理, **20**(1996)644.
- [15] Sa Benhao, Zheng Yuming, Zhang Xiaoze, *Phys. Rev.*, **C40**(1989)2680.
- [16] Chih Tahai, Sa Benhao, Zhang Xiaoze *et al.*, *Phys. Rev.*, **C42**(1990)2187.
- [17] Li Wenxin, Sun Tongyu, Chih Tahai *et al.*, *Phys. Rev.*, **C48**(1993)628.
- [18] Zhang Xiaoze, D. H. E. Gross, Xu Shuyan *et al.*, *Nucl. Phys.*, **A461**(1987)641; Zhang Xiaoze, D. H. E. Gross, Xu Shuyan *et al.*, *Nucl. Phys.*, **A461**(1987)668.
- [19] Sa Benhao, Zheng Yuming, Zhang Xiaoze, *Nucl. Phys.*, **A509**(1990)499.
- [20] J. Pochodzalla, Multifragmentation studies with ALADIN, International Nuclear Physics Conference, Beijing, August, 1995; see also GSI Scientific Reports 1994.
- [21] X. Campi, *J. Phys. A: Math. Gen.*, **19**(1 86)L917.
- [22] Sa Benhao, Liu Hongmin, Zheng Yuming *et al.*, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.*, **21**(1995)241.

Competition Among the Decay Modes of Projectile Remnant and Its Evidence in ALADIN Data

Wang Fei Sa Benhao Zheng Yuming Zhang Xiaoze

(China Institute of Atomic Energy, Beijing 102413)

Received 29 August 1995

Abstract

The relative yield of the decay modes of the projectile remnant as a function of $\langle Z_{\text{bound}} \rangle$ is analysed for the first time from ALADIN data of Au (600MeV/u)Cu+Au, and they are consistent with the corresponding theoretical results of Incomplete-Fusion-Fragmentation Model. Both the experimental and the theoretical results of the relative yield of decay modes, of the Dalitz plot, of the Campi plot and the theoretical results of thermodynamical temperature plot, all nicely show the competition and the transformation of the decay modes of projectile remnant with the decrease of $\langle Z_{\text{bound}} \rangle$.

Key words ALADIN multifragmentation data, projectile remnant, decay modes, thermodynamical temperature, Dalitz plot, Campi plot.