

# 在 $30\text{MeV/u } ^{40}\text{Ar} + ^{159}\text{Tb}$ 、 $^{nat}\text{Ag}$ 反应中 比较热核两种温度值\*

戴光曦 贺智勇 符彦飏 段利敏 李祖玉 张保国  
刘国兴 吴和宇

(中国科学院近代物理研究所 兰州 730000)

**摘要** 用双同位素产额比方法和能谱斜率方法, 在  $110^\circ$  对  $30\text{MeV/u } ^{40}\text{Ar} + ^{159}\text{Tb}$  和  $^{nat}\text{Ag}$  反应得到的热核的温度进行了研究. 对于不同的双同位素产额比, 同位素温度值相同, 为  $4.6\text{MeV}$ . 能谱斜率温度随粒子或复杂碎片的不同而异. 从  $\alpha$  粒子能谱和质量数小于 4 的粒子能谱得到的斜率温度均是正常的, 但是更重的碎片的斜率温度则高于极限温度  $T_{\text{lim}}$ , 这可能是更重的碎片发射于复合核形成后的早期阶段, 或者是库仑不稳定的发射. 同时还分析了斜率温度高于极限温度  $T_{\text{lim}}$  的较重碎片能谱随探测角的变化.

**关键词** 热核 斜率核温度 双同位素比核温度 极限核温度 核的库仑不稳定性

## 1 引言

自从提出极限核温度  $T_{\text{lim}}^{[1]}$  的概念以来, 寻找与核的库仑不稳定性相联系的现象就成为有意义的课题. 在质量数为 120—180 时  $T_{\text{lim}}$  值为  $5.5\text{—}6.0\text{MeV}$ , 本实验研究的质量数区正好与之相对应. 当核的库仑不稳定性出现时, 预计所测能谱将出现高能尾部, 而使斜率核温度增加. 在文献 [2] 中对  $35\text{MeV/u } ^{36}\text{Ar} + \text{Ag}$  反应测量到 31 个同位素单举能谱, 覆盖角度从  $15^\circ\text{—}60^\circ$ . 用以拟合数据的斜率温度  $T_s$  达到  $7.2\text{MeV}$ . 在文献 [3] 中研究了斜率温度与入射能的关系. 对于  $50$  和  $70\text{MeV/u}$  的  $^{40}\text{Ar} + \text{Ag}$  核反应, 在  $157^\circ$  质子的斜率温度分别达到  $5.8\text{MeV}$  和  $7.2\text{MeV}$ . 从文献 [2, 3] 看, 对于  $\text{Ar} + \text{Ag}$  系统斜率温度都大于极限温度  $T_{\text{lim}}$ . 本实验试图通过对较低能量的  $30\text{MeV/u } \text{Ar} + \text{Ag/Tb}$  系统进行测量, 按照 S. Albergo 等人的同位素温度<sup>[4]</sup>和能谱的斜率温度进行取值并且作出比较.

1997-12-09收稿, 1998-06-18收修改稿

\* 国家自然科学基金(19275054), 兰州分院院长基金和中国科学院近代物理所所长基金资助

## 2 实验装置与实验结果

实验用兰州重离子加速器引出的  $30\text{MeV/u } ^{40}\text{Ar}$  束流, 将它送入大筒形通用散射室轰击  $^{159}\text{Tb}$  和  $^{nat}\text{Ag}$  靶. 在  $110^\circ$  和  $70^\circ$  放置  $50\mu\text{ Si}(\Delta E)$  和  $5\text{mm Si(Li)}$  (ORTEC) 半导体望远镜; 它们分别距靶 11 和 24cm. 同时在  $6^\circ, 9^\circ, 15^\circ, 21^\circ, 30^\circ, 50^\circ$  分别放置由  $100\mu\text{ Si}(\Delta E)$  和  $50\text{mm CsI}$  组成的望远镜. 这样可以同时测量各个角度的各元素的单举能谱; 而在  $110^\circ$  还可以测到从 H, He, Li, Be 到 C 的 11 种同位素谱. 为了弄清各个角度上单举轻粒子和复杂碎片的来源, 采用 3 个运动源模型来拟合各角度的能谱, 得到这 3 种发射源各自占有的比份随角度的变化. 对于本实验的两个反应, 中速源比份都在  $35^\circ$  成峰, 而且随角度增加该比份迅速下降. 到了  $70^\circ$  和  $110^\circ$ , 类弹源已不存在, 而且中速源比份分别降到 15% 和 5% 以下. 因此在  $110^\circ$  单举测量的谱可以近似看成来源于纯类复合核的蒸发谱. 因此对我们较低能量的反应系统, 选择合适的探测角来挑选纯类复合核事件是一种可行的方法. 为了减小复合核转动使能谱产生的涨落, 而在后角近于  $90^\circ$  进行探测, 这时的涨落比  $180^\circ$  要小. 为了减小探测器的热噪声, 所有探测器的黄铜架均用半导体冷却器制冷到  $-15^\circ\text{C}$ . 探测器的阈取决于  $\Delta E$  探测器的厚度.  $50\mu\text{ Si}(\Delta E)$  探测器的阈对  $\alpha$  粒子为 8MeV, 对  $^7\text{Li}$  为 16MeV, 对  $^{12}\text{C}$  为 43MeV; 探测器与谱的峰值不影响斜率温度. 但是却略微减小了产额并影响了产额比和同位素温度. 图 1 显示了  $\Delta E-E$  的散点图, 可见 p, d, t,  $^3\text{He}$  和  $\alpha$  粒子 (右图) 和  $^6\text{He}, ^6\text{Li}, ^7\text{Li}, ^7\text{Be}, ^9\text{Be}, ^{11}\text{B}$  可分开, 采用 ThC-C'  $\alpha$  源和精密脉冲发生器对望远镜的能量进行了校准.

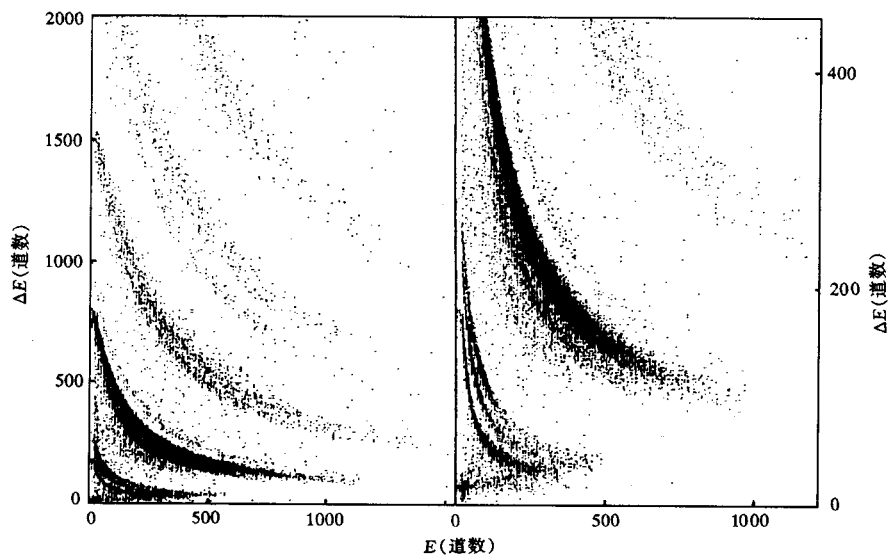


图 1  $30\text{MeV/u } ^{40}\text{Ar} + ^{159}\text{Tb}$  实验在  $110^\circ$  测出的  $\Delta E-E$  的散点图  
右图为  $Z=1, 2$  的放大散点图.

## 2.1 双同位素产额比核温度

积分各种同位素的能谱, 得到同位素产额, 并列入表 1 中. 从表 1 可见, 除了  $\alpha$  粒子外, 发射其它同位素的产额与对它们的质量数  $A_i$  之间的关系大致为一指数函数. 可是该产额与从复合核分离能和  $Q$  值是无关系的, 它似乎为一个统计蒸发过程.

表1 在30MeV/u  $^{40}\text{Ar}+\text{Ag}$ 和 $^{159}\text{Tb}$ 反应中的同位素产额(千计数单位)

$A_i$	$p$	$d$	$t$	$^3\text{He}$	$\alpha$	$^6\text{He}$	$^6\text{Li}$	$^7\text{Li}$	$^7\text{Be}$	$^9\text{Be}$	$^{11}\text{B}$
Tb靶	6.44	3.04	2.96	6.12	90.23	1.04	1.74	3.29	0.37	1.21	0.71
Ag靶	18.33	8.34	7.13	13.08	158.9	1.06	3.06	4.73	0.74	1.26	0.74

按照 Albergo 等的理论, 表观温度  $T_i$  将从 4 个不同的蒸发同位素产额得到. 双同位素产额比  $R = Y_{1/2} / Y_{3/4} = a \exp(-b/T_i)$  可用来决定同位素温度  $T_i$ ,  $Y_{j/(j+1)}$  是质量数为  $j$  的同位素产额与质量数  $j+1$  的同位素产额比. 对于给定的 4 个同位素, 常数  $b$  和  $a$  分别与结合能和配分函数相联系. 如在  $^{3,4}\text{He}/^{6,7}\text{Li}$  系统,  $b$  和  $a$  的值分别为 13.33, 2.18. 在表 2 中列出了产额比 ( $^{3,4}\text{He}$ ,  $^{6,7}\text{Li}$ ), 利用  $T_{Li} = -13.3 / (\ln(R/2.18))$  公式算出的  $T_{Li}$  值. 表中还列出了产额比 ( $^{3,4}\text{He}$ ,  $^{1,2}\text{H}$ ) ( $a = 5.6, b = 18.4$ ), 算出温度  $T_p$ , 以及产额比 ( $^{3,4}\text{He}$ ,  $^{2,3}\text{H}$ ) ( $a = 1.59, b = 14.29$ ) 算出  $T_d$ . 在此  $T_p$  值是考虑了接续二次衰变修正后的数值<sup>[7,8]</sup>. 令修正前的同位素温度为  $T_p'$ , 则有  $1/T_p = 1/T_p' + 0.0497$ . 对于复杂碎片接续二次衰变的几率很小, 因为修正小, 故未作修正. 对于 Ag 和 Tb 靶同位素温度均为  $(4.6 \pm 0.3)$  MeV 同一值. 此值可与 33MeV/u  $^{40}\text{Ca}/^{40}\text{Ar} + ^{58}\text{Fe}/^{58}\text{Ni}$  反应的  $(4.0 \pm 0.2)$  MeV<sup>[5]</sup> 和 35MeV/u  $\text{Au} + \text{Au}$  中心碰撞的  $(4.6 \pm 0.4)$  MeV<sup>[6]</sup> 等结果相比较. 这也说明在  $110^\circ$  对复杂碎片和轻粒子能谱的测量是可靠的.

表2 同位素产额比和同位素温度

(单位: MeV)

产额比	$p/d$	$d/t$	$\text{He}/\alpha$	$^6\text{Li}/^7\text{Li}$	$T_p^*$	$T_d$	$T_{Li}$
Ag靶	2.20	1.17	0.0824	0.647	$4.49 \pm 0.38$	$4.59 \pm 0.32$	$4.68 \pm 0.36$
Tb靶	2.12	1.03	0.0679	0.530	$4.33 \pm 0.35$	$4.49 \pm 0.30$	$4.69 \pm 0.35$

\*按照文献[7,8]作了接续衰变的修正.

## 2.2 能谱斜率核温度

拟合实验上在  $110^\circ$  和  $70^\circ$  测得的粒子的能谱, 可以提取斜率温度<sup>[9,10]</sup>. 我们选用 30MeV/u  $^{40}\text{Ar}$ , 该能量稍低于大量产生中等质量碎片 (IMF) 的多重碎裂阈能. 因此可以预期在  $110^\circ$  探测的粒子来源于纯复合核的统计蒸发. 将质量数  $A_i$  的同位素能谱从实验室系统的  $d^2\sigma_L/d\Omega d\varepsilon_L$  转换到质心系统

$$\frac{d^2\sigma_L}{d\Omega d\varepsilon_L} = \sqrt{\frac{\varepsilon_L}{\varepsilon}} \frac{d^2\sigma}{d\Omega d\varepsilon}, \quad (1)$$

其中  $\varepsilon$  是复合核质心系的粒子或复杂碎片动能, 令复合核的速度为  $v_0$ , 则有  $\varepsilon = \varepsilon_L + \varepsilon_s -$

$2\sqrt{\varepsilon_L \varepsilon_s} \cos \theta_L$ ,  $\varepsilon_s$  是  $A_1$  碎片以速度  $v_0$  运动下的动能. 热核的表面发射的截面表达式如下

$$\frac{d^2 \sigma_L}{d\Omega d\varepsilon} \propto \frac{\varepsilon - B_C}{4\pi T_s^2} \exp\left[-\frac{\varepsilon - B_C}{T_s}\right], \quad (2)$$

同时体积发射的截面可表达为

$$\frac{d^2 \sigma}{d\Omega d\varepsilon} \propto \frac{\sqrt{\varepsilon - B_C}}{2(\pi T_v)^{3/2}} \exp\left[-\frac{\varepsilon - B_C}{T_v}\right], \quad (3)$$

这里  $B_C$  是库仑位垒, 或库仑切断值<sup>[9,10]</sup>. 拟合实验的能谱, 可以得到斜率温度  $T_s$  或  $T_v$ . 由于裂变和蒸发是复合核形成后两个平行的衰变过程, 因此可以利用裂变碎片对的折叠角来计算复合核的速度  $v_0$ . 本实验中采用 10 片灵敏面积  $25\text{cm} \times 20\text{cm}$  的 PPAC 裂片探测器来测量折叠角的分布. 从这分布可得到约化线动量转移  $lmt$  的分布图.

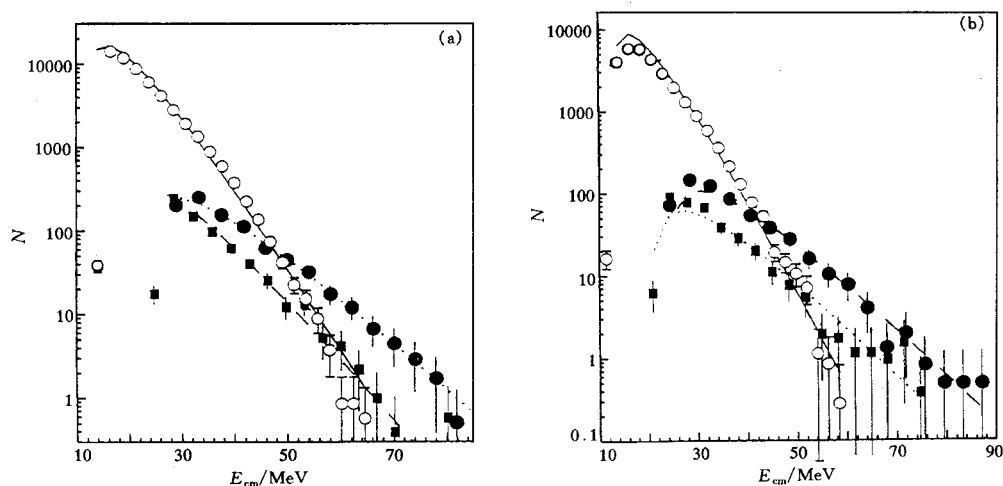
对于 Ag 和 Tb 靶,  $lmt$  中心碰撞部分的平均值  $\langle lmt \rangle$ , 分别为 0.64 和 0.7. 因此蒸发余核平均速度为  $v_0 = 1.389 \varepsilon_p^{1/2} \langle lmt \rangle M_p / (lmt M_p + M_t)$ , 以  $\text{cm/nsec}$  为单位, 这里  $M_p$  和  $M_t$  分别是弹核与靶核的质量,  $\varepsilon_p$  是弹核的每核子能量, 以 MeV 为单位. 在表 3 中列出的  $T_s$ 、 $T_v$  和  $T_0$  分别表示表面发射、体积发射和无库仑修正的体积发射的斜率温度. 可以从表 3 和表 4 看出,  $T_s < T_v < T_0$ , 三者的差别在 10% 到 15%. 从表可见似乎 H 同位素来自体积蒸发而 He 和更重的同位素来自表面蒸发. 对于相同蒸发得到的斜率温度, 其误差在 6%—8%. 该误差主要来自于用  $\langle lmt \rangle$  代替有一定宽度的  $lmt$  分布. 对 Tb 和 Ag 靶  $\alpha$  粒子的斜率温度  $T_s$  分别为 3.51 和 4.08 MeV, 它们都小于本身的同位素温度  $T_i$  (为 4.6 MeV). 但是正如列于表 3 中的 Li 同位素的  $T_s$  或  $T_v$  值均大于  $T_i$  值. 因为同位素温度是相关的  $T_s$  或  $T_v$  值的某种平均值. 进一步可以看到, 当碎片质量数  $A_f$  大于 6, 斜率温度将突然增加.

表 3 在  $30\text{MeV/u } ^{40}\text{Ar} + ^{159}\text{Tb}$  或  $^{nat}\text{Ag}$  反应中, 在  $110^\circ$  测量到的各种同位素的斜率核温度值

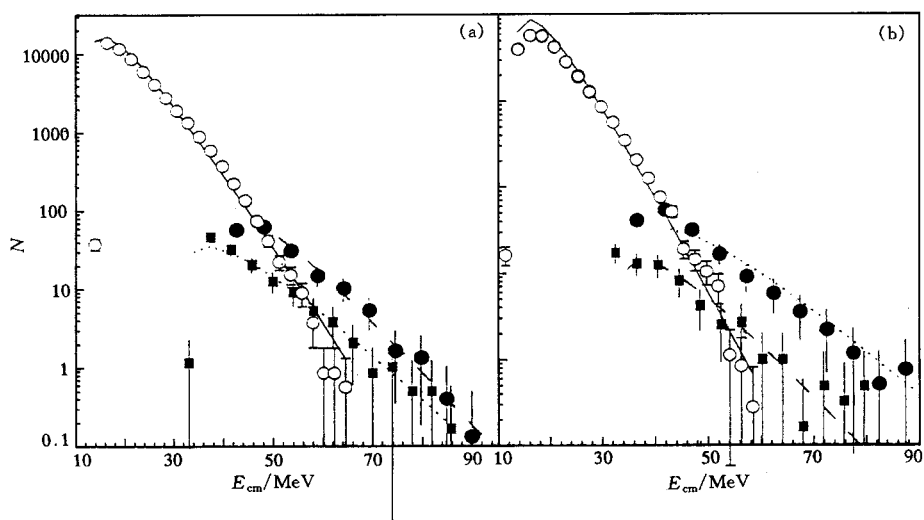
(单位: MeV)

$Z_f$	$A_f$	$T_s(\text{Tb})$	$T_v(\text{Tb})$	$T_0(\text{Tb})$	$T_s(\text{Ag})$	$T_v(\text{Ag})$	$T_0(\text{Ag})$
1	2	$3.13 \pm 0.24$	3.66	3.95	$3.06 \pm 0.28$	3.53	3.75
1	3	$3.15 \pm 0.24$	3.65	3.94	$3.29 \pm 0.28$	3.79	4.03
2	3	$3.83 \pm 0.28$	4.31	4.55	$3.77 \pm 0.30$	4.28	4.56
2	4	$3.51 \pm 0.22$	3.82	3.95	$4.08 \pm 0.26$	4.51	4.71
2	6	$5.28 \pm 0.36$	6.06	6.50	$6.42 \pm 0.40$	7.47	7.99
3	6	$6.50 \pm 0.48$	7.55	8.23	$5.38 \pm 0.50$	5.93	6.18
3	7	$6.83 \pm 0.48$	7.80	8.39	$6.97 \pm 0.50$	7.72	8.06
4	7	$5.50 \pm 0.40$	6.95	8.67	$6.63 \pm 0.50$	7.58	8.24
4	9	$7.51 \pm 0.60$	8.77	9.74	$5.83 \pm 0.65$	6.40	6.73
5	11	$5.64 \pm 0.50$	6.16	6.51	$6.08 \pm 0.55$	6.59	6.90

在图 2, 3 和 4 中比较了  $\alpha$  粒子和  $^3\text{He}$ ,  $^6\text{Li}$  或  $^7\text{Be}$  等同位素能谱. 在这些图中谱的参考系是复合核静止的坐标系, 拟合曲线都是用方程 (1) 得出的, 可以看出曲线与数据符合相当好. 显然各个谱的高能段与  $\alpha$  粒子谱有交叉点. 这一事实说明蒸发同位素  $^6\text{He}$ ,

图 2 在  $110^\circ$  测到的  $\alpha$  粒子、 $^6\text{Li}$  和  $^7\text{Li}$  谱的比较图

图中的曲线是面发射拟合曲线,  $\alpha$  粒子用圈点,  $^6\text{Li}$  用方块和  $^7\text{Li}$  用圆点表示; (a) Ag 靶; (b) Tb 靶.

图 3 在  $110^\circ$  测到的  $\alpha$  粒子、 $^7\text{Be}$  和  $^9\text{Be}$  谱的比较图

图中说明同图 2.

Li, Be 和 B 的核温度比蒸发  $\alpha$  粒子更高, 甚至高于极限温度  $T_{\text{lim}}$ . 这可能解释为一旦复合核形成, 最先发射较重的同位素, 否则因中子和轻粒子发射的竞争, 而不能发射较重同位素. 因此比  $\alpha$  粒子重的同位素的  $T_s$ , 可作为初始复合核的温度. 一些质量数为  $A_i$  的斜率温度  $T_s > T_{\text{lim}}$ , 表明可能达到了复合核库仑不稳定的状态. 这时发射较重的复杂碎片后, 使复合核趋于稳定. 当核弹轰打靶核, 一个热斑将出现在复合核后半球的表面上. 在热斑邻域的深度内的核质, 由于过热库仑不稳定性出现. 发射一个复杂碎片后, 使复合核稳定下来.

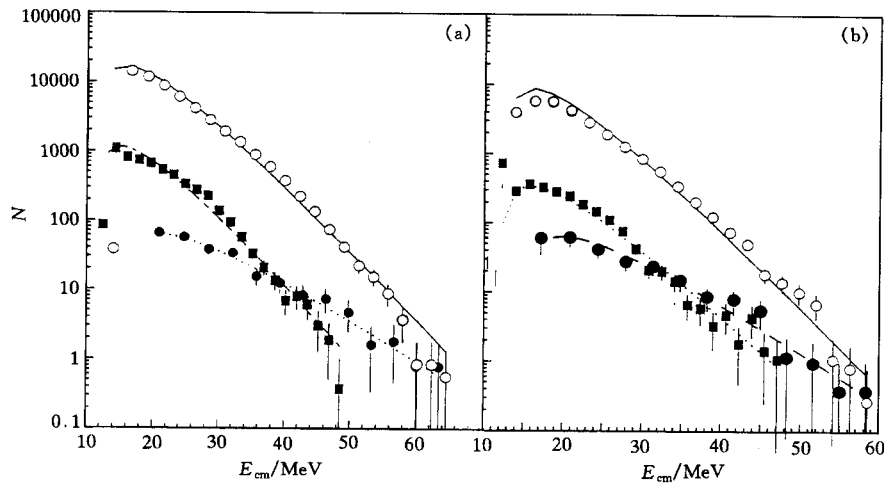


图 4 在  $110^\circ$  测到的  $\alpha$  粒子,  ${}^3\text{He}$  和  ${}^6\text{He}$  谱的比较图

图中说明同图 2.

### 2.3 斜率温度对角度的依赖性

研究核温度对探测角的依赖是有意义的. 本实验置于  $70^\circ$  的望远镜只有中等质量粒子鉴别能力, 可以对在  $110^\circ$  和  $70^\circ$  处各元素的斜率温度进行比较. 对 Ag 靶和 Tb 靶, He, Li 和 Be 等元素的能谱分别显示在图 5 和图 6 中. 在表 4 中列出了斜率温度. 从图 6(a)、(b) 中可见, 对于 Tb 靶在  $70^\circ$  和  $110^\circ$  处相应元素能谱的峰位是叠合在一起的, 表明发射的源有相同的速度  $v_0$ . 图 5 Ag 靶的情况, 由于  $110^\circ$  处探测器的阈切断氦谱峰一小部分, 因此它与  $70^\circ$  的能谱稍有差别. 从图 5 和 6 看到, 在  $70^\circ$  各个能谱的斜率没有差别, 但是在  $110^\circ$  氦能谱与锂谱之间, 氦能谱与铍谱之间, 斜边上有交点. 后者表明了比氦更重的元素有较

表 4 在  $30\text{MeV/u}$   ${}^{40}\text{Ar}+{}^{159}\text{Tb}/{}^{107}\text{Ag}$  核反应中, 在  $110^\circ$  和  $70^\circ$  测量到的斜率核温度的比较

发射粒子		Tb 靶 ( $70^\circ$ )			Ag 靶 ( $70^\circ$ )		
$Z_t$	$A_t$	$T_s$	$T_v$	$T_0$	$T_s$	$T_v$	$T_0$
1	2	$2.82 \pm 0.26$	3.34	3.68	$2.56 \pm 0.27$	2.98	3.22
1	3	$2.61 \pm 0.26$	3.08	3.42	$2.47 \pm 0.28$	2.92	3.23
2	3+4+6	$5.04 \pm 0.35$	5.82	6.28	$4.52 \pm 0.36$	5.32	5.80
3	6+7	$5.55 \pm 0.53$	6.82	7.98	$4.48 \pm 0.42$	5.68	6.94
4	7+9	$4.40 \pm 0.4$	5.31	6.26	$4.32 \pm 0.42$	5.31	6.39
发射粒子		Tb 靶 ( $110^\circ$ )			Ag 靶 ( $110^\circ$ )		
$Z_t$	$A_t$	$T_s$	$T_v$	$T_0$	$T_s$	$T_v$	$T_0$
1	2	$3.13 \pm 0.24$	3.66	3.95	$3.06 \pm 0.28$	3.53	3.75
1	3	$3.15 \pm 0.24$	3.65	3.94	$3.29 \pm 0.28$	3.79	4.03
2	3+4+6	$3.97 \pm 0.26$	4.52	4.87	$4.27 \pm 0.30$	4.70	4.88
3	6+7	$6.68 \pm 0.48$	7.80	8.56	$6.79 \pm 0.50$	7.74	8.26
4	7+9	$6.34 \pm 0.50$	7.51	8.53	$6.72 \pm 0.60$	7.48	7.91

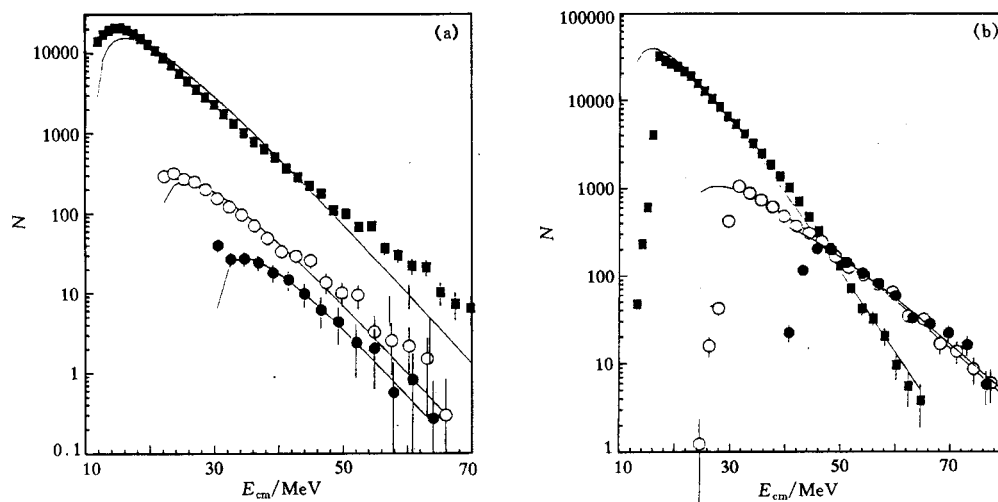


图5 对Ag靶测到的He, Li, 和Be谱的比较图

图中的曲线是面发射拟合曲线, He粒子用圈点, Li用方块和Be用圆点表示; (a)  $70^\circ$ ; (b)  $110^\circ$ .

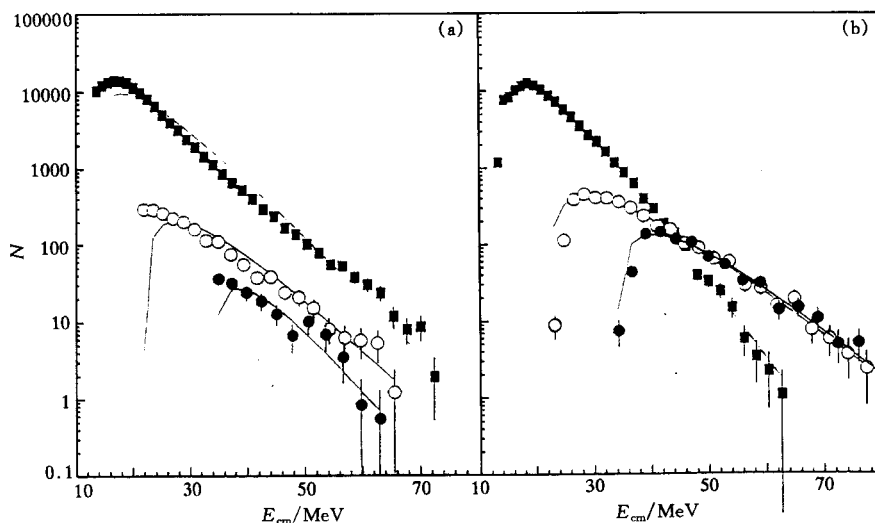


图6 对Tb靶测到的He, Li, 和Be谱的比较图(图中说明同图5)

高的斜率温度. 这种斜率温度对角度的依赖可能解释成局部的库仑不稳定性. 在  $110^\circ$  测到了来自靶核热斑的库仑不稳定的发射, 这是一个瞬时的快过程. 但是当复合核转动到前半球, 使发射到  $70^\circ$ , 则由于热扩散使热斑消失. 因此在  $70^\circ$  (实验室系) 碎片发射来自完全统计平衡的复合核.

### 3 结束语

在  $30\text{MeV/u } ^{40}\text{Ar}$  轰击  $^{159}\text{Tb}$  和  $^{nat}\text{Ag}$  靶反应中, 从  $110^\circ$  测到重于  $\alpha$  粒子的碎片具有比极限核温度要高的斜率核温度, 它被认为是库仑不稳定性的征兆. 可是这个征兆却在  $70^\circ$  消失

了. 也许库仑不稳定性仅仅出现在核的局部区域, 例如在核表面的碰撞点出现热斑. 从热斑发射重碎片后, 使核变成稳定了. 这是一个快过程, 当核从  $110^\circ$  转动到  $70^\circ$  的时间慢于它时, 则在  $70^\circ$  观察不到库仑不稳定性的征兆. 这是首次从实验角度来探讨核的库仑不稳定性.

### 参 考 文 献

- 1 Levit S, Bonche P. Nucl. Phys., 1983, A437:426—442
- 2 Horvath A, Deak F, Kiss F et al. Phys. Rev., 1994, C49:1012—1015
- 3 Vient F, Badala A, Barbera R et al. Nucl. Phys., 1994, A571:588—616
- 4 Albergo S, Costa S, Costanzo E. Noveto Ciminto, 1985, A89:1—28
- 5 Kolomiets A, Ramakrishnan E, Janston H et al. Phys. Rev., 1996, C54:R472—R476
- 6 Tsang M B, Lynch W G, Xi H. Phys. Rev. Lett., 1997, 78:3836—3839
- 7 Huang J, Xi H, Lynch W G et al. Phys. Rev. Lett., 1997, 78:1648—1651
- 8 Xi H, Huang J, Lynch W G et al. MSUCL, 1997, 1055:1—15
- 9 Awes T C, Poggi G, Gelbke C K et al. Phys. Rev., 1981, C24:89—110
- 10 Wada R R, Fabris D, Hagel K et al. Phys. Rev., 1989, C39:497—515

## Comparison Between Hot Nuclei Temperature Values Deduced by Two Methods in $^{40}\text{Ar} + ^{159}\text{Tb}$ and $^{\text{nat}}\text{Ag}$ Reactions at 30MeV/u \*

Dai Guangxi He Zhiyong Fu Yanbiao Duan Limin  
Li Zuyu Zhang Baoguo Liu Guoxing Wu Heyu

(Institute of Modern Physics, The Chinese Academy of Sciences, Lanzhou 730000)

**Abstract** The temperature of hot nuclei was simultaneously deduced with double isotope ratios and with slope method at angle of  $110^\circ$  in  $^{40}\text{Ar} + ^{159}\text{Tb}$  and  $^{\text{nat}}\text{Ag}$  reactions at 30 MeV/u. The values of isotopic temperature for different ratios, such as  $^{1,2}\text{H} / ^{3,4}\text{He}$ ,  $^{2,3}\text{H} / ^{3,4}\text{He}$  and  $^{6,7}\text{Li} / ^{3,4}\text{He}$  were all the same, i.e. 4.6 MeV. The slope temperature values were different for various particles or complex fragment. The slope temperature for  $\alpha$ -particle or particles with mass number less than 4 was normal, however, for the heavier fragments the slope temperatures were higher than limiting temperature  $T_{\text{lim}}$ . It may be expected because the heavier fragments were emitted at the early stage of the formation of compound nuclei or because of Coulomb instability. For larger slope temperature than  $T_{\text{lim}}$  its angular dependence was tested too.

**Key words** hot nucleus, nuclear temperature by the slope, nuclear temperature by the double isotopes ratio, limiting temperature, nuclear coulomb instability

Received 9 December 1997, Revised 18 June 1998

\* Supported by the National Natural Science Foundation of China (19275054), the Funds of Lanzhou Division of Chinese Academy of Sciences and the Funds of Institute of Modern Physics