

30MeV/u $^{40}\text{Ar} + ^{112,124}\text{Sn}$ 反应后角能谱 温度的同位旋效应*

肖志刚 吴和宇 王宏伟 李祖玉 靳根明 段利敏 张保国
胡荣江 魏志勇 柳永英 王素芳 卢朝晖 诸永泰 朱海东

(中国科学院近代物理研究所 兰州 730000)

摘要 在 30MeV/u $^{40}\text{Ar} + ^{112,124}\text{Sn}$ 反应中用平行板雪崩计数器实现了前冲余核的测量. 在不同的线性动量转移下用运动源模型拟合了后角的 ^3He , α 和 ^6He 能谱, 发现 ^3He 的能谱斜率温度在 ^{124}Sn 系统中高于 ^{112}Sn 系统, 而 ^6He 的温度在 ^{112}Sn 系统中更高, α 粒子在两个系统中没有明显差别. 用热核粒子蒸发过程衰变道的选择性对这种同位旋相关性进行了解释. GEMINI 的计算不能重现实验结果.

关键词 余核 斜率温度 选择性

1 引言

自从中能重离子加速器建成以来, 原子核物理沿着温度或者激发能这一自由度的研究得到迅速发展. 实验和理论上围绕着温度与激发能的关系都开展了很多的工作^[1-8], 实验结果支持热核温度在激发能高到 3MeV/u 左右便出现饱和现象^[9]. 近年来, 同位旋这一自由度逐渐引起人们的注意, 由此开辟了原子核物理的一个新领域^[10]. 热核的形成与衰变性质、激发能与核温度关系等的研究在增加同位旋这一自由度以后又产生一些新的问题^[11].

低激发热核的退激过程是一个 γ 、中子和带电粒子蒸发以及裂变之间的竞争过程, 衰变过程满足统计规律. 对于给定的粒子, 由于衰变过程激发能的变化, 其相对蒸发几率在整个衰变链上的不同位置是不同的, 扣除运动学的影响, 通过拟合后角的粒子能谱可以得到平衡热核在衰变链上的平均温度, 由此, 也可以得到不同粒子蒸发几率在衰变链上的相对权重信息. 已有的研究表明, 在热核的退激过程的早期, 重碎片相对于轻粒子的发射权重明显高于后期^[12], 这可以认为是热核蒸发对粒子质量的选择性. 当同位旋自由度引入以后, 考虑到热核的初始同位旋不同, 那么, 具有不同的 N/Z 值的粒子在整个衰变链上的蒸发是否具有一定的选择性呢?

2000-07-26 收稿

* 中国科学院“百人计划”基金(1998年, 2000年)和“九五”基础性研究重大科学基金(KJ95T-03)资助

目前,兰州近代物理所的放射性次级束流线的束流强度还较弱,而且可选择的次级束流种类也很有限,使得目前用次级束直接测量极端条件下热核性质的同位旋效应还存在很大的困难.再者,有限数量的探测器远不可能覆盖 4π 空间.因此,我们采用尽可能丰中子和丰质子的稳定的靶核和弹核,产生具有不同 N/Z 比的反应系统,研究热核性质的同位旋效应.

2 实验安排

实验是在近代物理研究所重离子加速器(HIRFL)上完成的.采用 30MeV/u 的稳定束流 ^{40}Ar 轰击稳定同位素靶 ^{112}Sn 和 ^{124}Sn . ^{112}Sn 和 ^{124}Sn 靶的厚度分别为 1.78 和 1.57mg/cm^2 ,其丰度分别为 73% 和 84% .为了测量系统平衡后热核蒸发的轻粒子,在 122° , 142° , 147° , 161° 和 165° 分别摆放了 5 组 ΔE - E 粒子望远镜,均由一块 $50\mu\text{m}$ 的金硅面垒探测器和一块 $3500\mu\text{m}$ 的锂漂移探测器组成.图 1 给出了 122° 和 147° 测量到的 ΔE - E 散点图,氢和氦的同位素可以清晰地鉴别.在前角 10° - 60° 安放了其它 6 组望远镜测量耗散产物和类弹碎片.为了实现线性动量转移的选择,在前角与束流线对称地安放了 6 块平行板雪崩计数器(PPAC)测量余核,前两块的中心与束流夹角为 6.2° ,距靶 189cm ,后 4 块的中心与束流夹角为 10.5° ,距靶 109cm ,6 块 PPAC 的灵敏面积均为 $20\text{cm} \times 25\text{cm}$,总立体角为 108msr .另外,为了研究粒子发射时标的同位旋效应,在 23° 处放置了一套 13 单元的粒子望远镜阵列,用以测量小角关联的出射粒子,阵列的每一单元均由一块 $100\mu\text{m}$ 的金硅面垒探测器和一块 BGO 晶体组成,对氢的同位素及所测量的其它元素可以较好地鉴别.

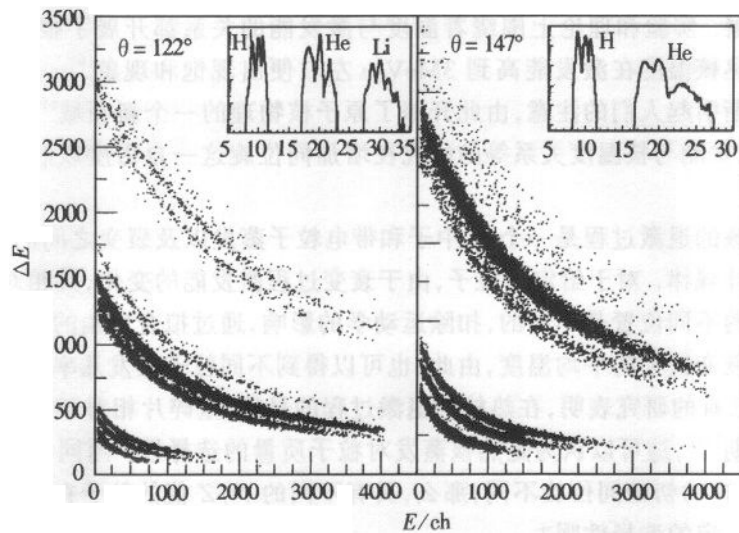


图 1 后角望远镜的 ΔE - E 散点
图框中小图为散点图线性化结果.

3 数据分析

3.1 余核的鉴别与 TOF 测量

本文分析了后角 122° 和 147° 轻粒子望远镜分别与 PPAC 测量余核的符合事件. PPAC 用来测量余核的飞行时间 (TOF) 和能量损失 (ΔE), 由于 PPAC 距离靶子较远, 余核平均飞行时间较长, 实验中采用慢符合技术获取, 这样, 在不同束流周期中的余核产生的偶然符合事件, 以及在相同或不同束流周期中 PPAC 几何位置内所能探测到的类弹粒子或裂变碎片产生的伪符合事件都会被记录. 但是, 这些不同的成分有较大的质量和速度差异, 在 PPAC 中的能损相差较大, 因此可以通过 TOF 与 ΔE 关联的方法鉴别余核与其它粒子, 选择真实的余核与轻粒子的符合事件^[13]. 图 2 是 6 块 PPAC 测量的 $t_{\text{TOF}}-\Delta E$ 散点图. 在散点图上余核、裂变碎片和类弹粒子能清楚地鉴别. 图中折线围起来的部分是余核.

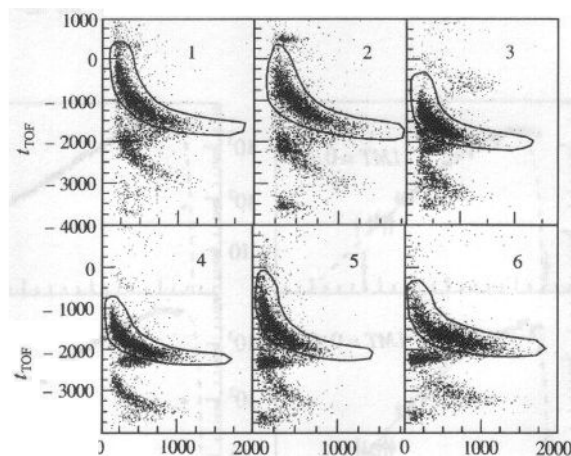


图 2 PPAC 测量的 $t_{\text{TOF}}-\Delta E$ 散点图

3.2 能谱拟合

由于测量触发阈的影响, 122° 和 147° 处的 p 和 d 高能部分探测不全, 因此, 我们运用运动源模型只对 ^3He , α 和 ^6He 的能谱进行拟合. 在源质心坐标系下, 发射的轻粒子能谱满足

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE} = \frac{N}{4\pi T^2} (E - B_c) \exp\left(\frac{B_c - E}{T}\right), \quad (1)$$

其中 T 为发射源的温度, B_c 为库仑位垒^[1]. 从源质心坐标系到实验室系之间的转换关系式为

$$\left[\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE}\right]_{\text{lab}} = \left[\frac{E_{\text{lab}}}{E'}\right]^{1/2} \left[\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE}\right]_{\text{cm}}$$

式中

$$E' = E_{\text{lab}} + E_s - 2\sqrt{E_{\text{lab}}E_s}\cos\theta, \quad (3)$$

E_{lab} 是粒子实验室系动能, E_s 是粒子以源速度运动时具有的动能, θ 为源运动方向与粒子观测方向的夹角. 由于在后角的轻粒子成分绝大部分来自类熔合核的蒸发, 因此, 拟合过程中只选取类熔合源.

根据大质量转移模型假设, 类熔合核的质量 A_{fu} 、速度 v_{fu} 和初始激发能 E^* 与线性动量转移 LMT 的关系为:

$$A_{\text{fu}} = A_t + A_p \cdot LMT, \quad (4)$$

$$v_{\text{fu}} = v_{\text{in}} \cdot LMT \cdot A_p / (A_t + LMT \cdot A_p), \quad (5)$$

$$E^* = LMT \cdot E_p \cdot A_t / (LMT \cdot A_p + A_t) + Q. \quad (6)$$

假设平衡后发射不改变类熔合核的平均速度, 因此, 拟合过程中类熔合源的速度采用 PPAC 测量到的余核速度. 为减小由于参数过多带来的偶然误差, 拟合时将库仑位垒不作为自由拟合参数, 而采用计算值. 图 3 示例性地给出 ^{124}Sn 系统 122° 的 ^3He 和 α 能谱. 表 1 是拟合参数与结果, 标定的误差为能谱统计和由 TOF 测量不准带来的偶然误差.

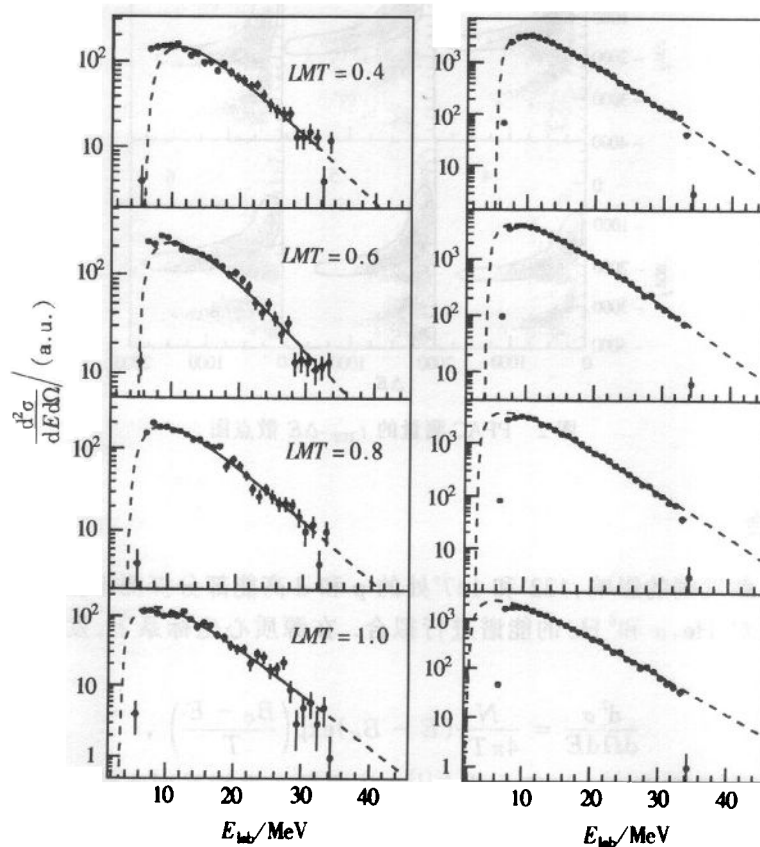


图 3 30MeV/u $^{40}\text{Ar} + ^{124}\text{Sn}$ 系统的 ^3He (左) 和 α 粒子(右)拟合能谱

表 1 ^{112}Sn 和 ^{124}Sn 系统在 122° 和 147° 的拟合参数和斜率温度 T_{app}

LMT		0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1.0
$E^*/(\text{MeV}\cdot\text{u}^{-1})$	^{112}Sn	2.98	3.49	4.02	4.45	4.70	5.12	5.41
	^{124}Sn	2.80	3.29	3.76	4.19	4.47	4.89	5.18
B_c/MeV	^{112}Sn	10.5	11.0	11.5	12.0	12.5	13.0	13.5
	^{124}Sn	10.2	10.8	11.2	11.7	12.2	12.7	13.2
$v_{\text{th}}/(\text{cm}\cdot\text{ns}^{-1})$	^{112}Sn	0.95	1.15	1.34	1.52	1.69	1.85	2.00
	^{124}Sn	0.87	1.06	1.23	1.40	1.56	1.71	1.86
$T_{\text{app}}/\text{MeV}$	^3He	4.80 ± 0.19	5.06 ± 0.23	5.34 ± 0.11	5.52 ± 0.16	5.61 ± 0.12	5.73 ± 0.21	6.15 ± 0.25
	^{124}Sn	5.20 ± 0.13	5.31 ± 0.13	5.61 ± 0.10	5.79 ± 0.17	5.91 ± 0.12	6.06 ± 0.20	6.25 ± 0.25
122°	^4He	4.83 ± 0.21	5.05 ± 0.21	5.26 ± 0.20	5.54 ± 0.25	5.71 ± 0.20	5.86 ± 0.21	6.07 ± 0.23
	^{124}Sn	4.79 ± 0.18	4.95 ± 0.23	5.15 ± 0.20	5.43 ± 0.20	5.55 ± 0.18	5.76 ± 0.16	6.04 ± 0.20
$T_{\text{app}}/\text{MeV}$	^3He	4.83 ± 0.24	5.25 ± 0.20	5.47 ± 0.13	5.63 ± 0.17	5.94 ± 0.25	6.32 ± 0.22	6.75 ± 0.20
	^{124}Sn	4.82 ± 0.20	5.14 ± 0.19	5.52 ± 0.12	5.80 ± 0.12	6.04 ± 0.19	6.41 ± 0.13	6.79 ± 0.19
147°	^4He	4.56 ± 0.16	4.83 ± 0.18	5.08 ± 0.11	5.26 ± 0.17	5.69 ± 0.20	5.80 ± 0.15	6.26 ± 0.12
	^{124}Sn	4.35 ± 0.19	4.68 ± 0.19	4.94 ± 0.13	5.14 ± 0.10	5.40 ± 0.15	5.71 ± 0.17	5.98 ± 0.16

LMT		0.35	0.55	0.75	0.95
$E^*/(\text{MeV}\cdot\text{u}^{-1})$	^{112}Sn	2.69	3.78	4.53	5.24
	^{124}Sn	2.53	3.53	4.29	5.03
B_c/MeV	^{112}Sn	11.0	12.0	13.0	14.0
	^{124}Sn	10.7	11.7	12.7	13.7
$v_{\text{th}}/\text{cm}\cdot\text{ns}^{-1}$	^{112}Sn	0.85	1.25	1.61	1.93
	^{124}Sn	0.77	1.15	1.48	1.78
$T_{\text{app}}/\text{MeV}$	^6He	5.71 ± 0.38	6.64 ± 0.26	7.14 ± 0.17	7.90 ± 0.16
	^{124}Sn	5.06 ± 0.13	5.83 ± 0.12	6.25 ± 0.11	6.85 ± 0.15
$T_{\text{app}}/\text{MeV}$	^6He	5.02 ± 0.16	6.03 ± 0.15	6.25 ± 0.15	6.94 ± 0.17
	^{124}Sn	4.78 ± 0.15	5.62 ± 0.14	5.91 ± 0.14	6.19 ± 0.15

4 结果讨论

图 4 显示表观核温度 T_{app} 与 E^* 的关系. 从图中可以看出, 在给定反应系统及其激发能的情况下, ^6He 的温度最高, ^3He 其次, 而 α 粒子的温度最低. 这种差异可以如下解释: 由于蒸发 3 种粒子的化学势和分离能存在差异, 相对于 α 粒子而言, ^6He 和 ^3He 蒸发主要在衰变链的早期. 比较 ^{112}Sn 和 ^{124}Sn 两个系统, 可以看出, 对于缺中子 ^3He , 丰质子系统 $^{40}\text{Ar} + ^{112}\text{Sn}$ 提取的核温度低于丰中子系统 $^{40}\text{Ar} + ^{124}\text{Sn}$ 的提取值, 但是, 由 $^{40}\text{Ar} + ^{112}\text{Sn}$ 提取的 ^6He 核温度却高于 $^{40}\text{Ar} + ^{124}\text{Sn}$, 而 α 的能谱温度在两个系统中几乎没有差别. 造成这种系统差异的可能因素主要有两个, 一是初始热核的比热性质因同位旋不同而存在差异, 这样各种蒸发粒子的能谱表观温度在两个系统中应该呈现相似的系统差异. 而测量的 ^3He , ^6He 却呈现出不同的系统性差别, 因此, 没有充分理由认为这种差别仅仅起源于热

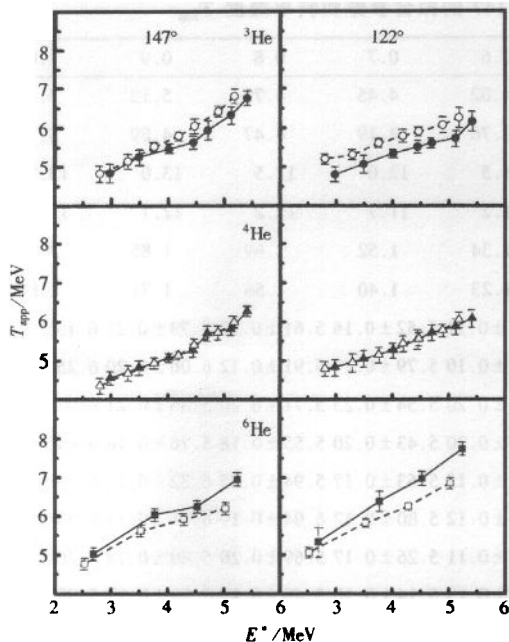
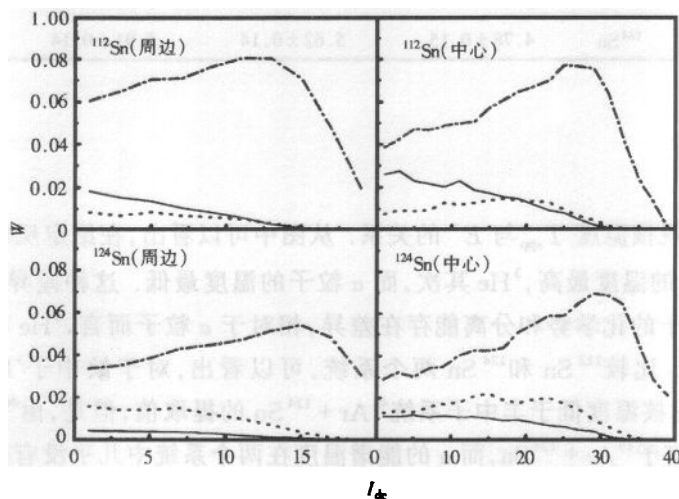


图 4 后角提取的能谱表观核温度

实心、空心符号分别为 $^{40}\text{Ar} + ^{112}\text{Sn}$, $^{40}\text{Ar} + ^{124}\text{Sn}$ 的结果。

平均温度可能要略低于 $^{40}\text{Ar} + ^{124}\text{Sn}$, 而丰中子粒子斜率平均温度略高于 $^{40}\text{Ar} + ^{124}\text{Sn}$.

进一步用复合核统计蒸发理论程序 GEMINI 计算在衰变链不同位置的温度值. 结果表明, 在衰变链上, 粒子蒸发越早, 其能谱温度越高, 这是合理的, 图 5 显示不同初始激发能时, 各种蒸发粒子在衰变链上不同位置的蒸发权重. 横坐标 I_{α} 表示蒸发次序, 纵坐标 W 表示某种粒子相对蒸发权重. 从图中可看出, 对于某个激发能, ^3He 和 ^6He 的蒸发在

图 5 GEMINI 计算的 $^{40}\text{Ar} + ^{112}\text{Sn}/^{124}\text{Sn}$ 碰撞中不同粒子的相对蒸发权重

—— ^3He , - - - α , ^6He .

核的比热性质. 另一种可能性是热核的同位旋对热核衰变出射道的机制的影响, 再者, α 粒子核温度显示同位旋并没有明显影响热核的比热性质. 在给定激发能的情况下, 能谱表观温度反映的是整个衰变链的平均值, 偏离稳定线的热核退激的同时系统要求衰变到稳定线, 整个衰变过程对衰变粒子可能具有选择性. 丰中子热核有利于发射中子和 ^3H , ^6He 等粒子, 而且这些粒子有相对高的发射几率和相对长的衰变链, 即使能量较低时仍然可能发射, 而丰质子热核有利于发射质子, ^3He 等. 因此, $^{40}\text{Ar} + ^{112}\text{Sn}$ 系统存在较长的丰质子粒子衰变链, 丰中子粒子主要来源于高激发能段, 相反, $^{40}\text{Ar} + ^{124}\text{Sn}$ 系统存在较长的丰中子粒子衰变链, 而丰质子粒子则主要来源于高激发能段. 在两个系统的激发能相似的情况下, $^{40}\text{Ar} + ^{112}\text{Sn}$ 的丰质子粒子斜率平

衰变链上逐渐下降,与 α 粒子相比,它们易于在衰变早期蒸发,并且随着激发能的增加, ^3He 和 ^6He 的蒸发权重增加而 α 粒子却稍有下降,定性地说,这种趋势和实验是一致的.然而比较 $^{40}\text{Ar} + ^{112}\text{Sn}$ 和 $^{40}\text{Ar} + ^{124}\text{Sn}$ 两个系统,发现 ^3He 虽然在 ^{124}Sn 中的蒸发权重较小,但其权重分布曲线更为平缓,也就是说,它的蒸发链可以很长, ^6He 在 ^{112}Sn 系统中也有类似的行为,这似乎与上述粒子蒸发选择性的描述不太吻合,也与文献[9]的实验结果不太一致.图6是用GEMINI计算的 ^3He 和 α 粒子的温度随激发能分布图,的确可以看到,在两个反应体系中并没有再现实验所示的系统差异.一种可能的解释是,在不考虑角动量效应的近似下,不同同位旋的热核体系对不同粒子蒸发的选择性不光取决于分离能,可能还与其他因素有关,如发射粒子的集团形成几率等.

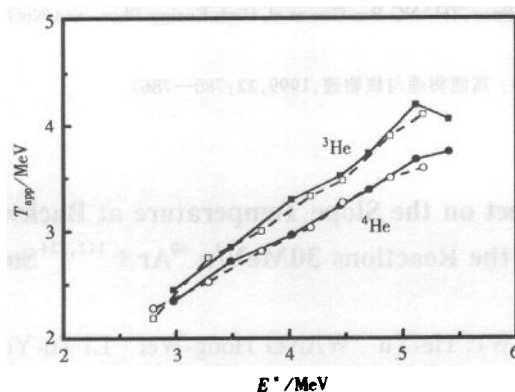


图6 GEMINI计算的 ^3He (\bullet, \circ)和 ^4He (\bullet, \circ)的能谱斜率温度
实心、空心符号分别为 $^{40}\text{Ar} + ^{112}\text{Sn}$, $^{40}\text{Ar} + ^{124}\text{Sn}$ 的结果.

5 总结

实验中对激发能和能谱温度分别进行了测量,用运动源模型拟合的结果表明在热核的蒸发链上对不同同位旋的轻粒子具有选择性.在 $^{40}\text{Ar} + ^{112}\text{Sn}$ 系统中,丰中子轻粒子的蒸发被抑制,它的发射相比 $^{40}\text{Ar} + ^{124}\text{Sn}$ 系统而言,更易发生在衰变链的早期,因此提取的核温度更高,而在 $^{40}\text{Ar} + ^{124}\text{Sn}$ 系统中,由丰质子轻粒子提取的核温度则更高.作为热核的一个统计平均量,核温度的测量就在一定程度上依赖于测量粒子的种类.

参考文献(References)

- 1 Wada R, Fabris D, Hagel K et al. Phys. Rev., 1989, C39:497—515
- 2 WU H Y, JIN G M, LI Z Y et al. Nucl. Phys., 1997, A617:385—394
- 3 JIN Gen-Ming, WU He-Yu. Research on the Excitation Energy and Properties of Hot Nuclei, Nuclear Far From Stable Line and Hot Nuclei, edit by JIN Gen-Ming and SA Ben-Hao, Beijing, May, 1995, 321; JIN Gen-Ming. Nucl. Phys. Rev., 1998, 15:227—235(in Chinese)
(靳根明. 原子核物理评论, 1998, 15:227—235)
- 4 Hauger J A, Albergo S, Bieser F et al. Phys. Rev. Lett., 1996, 77:235—238
- 5 Hauger J A, Warren P, Albergo S et al. Phys. Rev., 1998, C57:764

- 6 WEI Zhi-Yong, ZHU Yong-Tai. Nucl. Phys. Rev., 1997, 14: 76—78 (in Chinese)
(魏志勇, 诸永泰. 原子核物理评论, 1997, 14: 76—78)
- 7 XI H F, Kunde G J, Bjarki O et al. Phys. Rev., 1998, C58: R2636
- 8 Tsang M B, Zhu F, Lynch W G et al. Phys. Rev., 1996, C53: R1057
- 9 Pochadzalla J, Möhlenkamp T, Rubehn T et al. Phys. Rev. Lett., 1995, 75: 1040—1043
- 10 LI B A, Ko C M, Bauer W. International Journal of Modern Physics, 1998, E7: 147
- 11 WU He-Yu, XIAO Zhi-Gang, LI Zu-Yu et al. High Energy Phys. and Nucl. Phys., 1999, 23: 1115 (in Chinese)
(吴和宇, 肖志刚, 李祖玉等. 高能物理与核物理, 1999, 23: 1115)
- 12 DAI Guang-Xi, HE Zhi-Yong, FU Yan-Biao et al. High Energy Phys. and Nucl. Phys., 1999, 23: 223—230 (in Chinese)
(戴光曦, 贺智勇, 符彦彪等. 高能物理与核物理, 1999, 23: 223—230)
- 13 DUAN Li-Min, WANG Su-Fang, ZHANG Bao-Guo et al. High Energy Phys. and Nucl. Phys., 1998, 22: 780—786 (in Chinese)
(段利敏, 王素芳, 张保国等. 高能物理与核物理, 1998, 22: 780—786)

Isospin Effect on the Slope Temperature at Backward Angles in the Reactions $30\text{MeV/u } ^{40}\text{Ar} + ^{112,124}\text{Sn}^*$

XIAO Zhi-Gang WU He-Yu WANG Hong-Wei LI Zu-Yu JIN Gen-Ming
DUAN Li-Min ZHANG Bao-Guo HU Rong-Jiang WEI Zhi-Yong LIU Yong-Ying
WANG Su-Fang LU Zhao-Hui ZHU Yong-Tai ZHU Hai-Dong
(*Institute of Modern Physics, The Chinese Academy of Sciences, Lanzhou 730000, China*)

Abstract The coincidence measurements between residues and light particles have been carried out for the reactions $30\text{MeV/u } ^{40}\text{Ar} + ^{112,124}\text{Sn}$. The times of flight of the residues are measured by PPACs installed concentrically around the beam at forward angle. The spectra of ^3He , α and ^6He detected at backward angle in coincidence with residues having different average velocities are analyzed with moving source fit. The average excitation energy of hot nuclei is obtained in the incomplete fusion frame. It is shown that the slope temperature extracted from ^3He (^6He) spectra is higher (lower) in the neutron-rich system $^{40}\text{Ar} + ^{124}\text{Sn}$ than that in the neutron-deficient system $^{40}\text{Ar} + ^{112}\text{Sn}$. For α particle, there is almost no difference between the two reaction systems. The possible causality of these systematic behaviors is discussed from the selectivity of the emitting particles along the decay chain of hot nuclei. The calculation of GEMINI can not reproduce the experimental observations.

Key words residue, slope temperature, selectivity

Received 26 July 2000

* Supported by One Hundred Talents Project (1998, 2000) and Major Subjects of The Chinese Academy of Sciences (KJ95T-03)