

^{252}Cf 三分裂变的中子和 γ 发射反常现象*

韩洪银 黄胜年 沈冠仁 乔英 孙刚

(中国原子能科学研究院 北京 102413)

摘要 用一个4参数实验研究了 ^{252}Cf 自发三分裂变的中子和 γ 发射与轻带电粒子(α 、t、d、p)能量间的关联.结果表明,对低能轻带电粒子伴随裂变观察到了正关联,对高能轻带电粒子观察到的是负关联.在模型计算基础上定性地讨论了这个称为反常发射的正关联现象.

关键词 ^{252}Cf 自发裂变 能量关联 反常关联特性

1 引言

低能轻带电粒子(α 、t、d、p)伴随裂变已得到广泛的研究.由于轻带电粒子的发射几率十分低^[1],至今完成的大多数低能三分裂变实验仅仅观测了能量高于11 MeV的 α 粒子伴随裂变^[2-7],只有少数实验研究了 ^{252}Cf 氡伴随裂变现象^[2,7].我们的测量结果^[2,7]表明,在低能轻带电粒子裂变过程中可能存在着中子和 γ 发射与轻带电粒子能量的正关联.这个正关联图象与高能轻带电粒子伴随裂变时的反关联完全不同,故本文称这种现象为中子和 γ 射线的反常发射.进一步研究低能轻带电粒子发射特性,除了能够提供新的实验数据外,更重要的是,这种反常发射如果能被肯定,那将意味着可能存在新的低能轻带电粒子伴随裂变机制.

2 实验和数据分析

探测器系统由CsI(Tl)探测器、NaI(Tl)晶体和液体闪烁计数器组成.电镀源的裂变率为 3×10^4 裂变/s,源底衬为0.3mm,源斑直径为4mm.一个壁厚0.1mm、直径50mm、长50mm的小室的开口端与CsI(Tl)探测器快光电倍增管(56AVP)的磁屏蔽外壳连接.为了得到好的能量分辨,限制直径36mm、厚2mm的CsI(Tl)晶体只具有12mm灵敏直径,它与源的距离为20mm.选用CsI(Tl)作为轻带电粒子探测器是因为它有强的抗辐射本领和很好的形状甄别特性.为防止 ^{252}Cf 源的污染,源面上盖有1 μm 厚的铝膜,7MeV的 α 粒子通

1997-01-23收稿

* 国家自然科学基金(项目19175073)和中国核工业总公司资助

过铝膜和源与 CsI(Tl)之间空气层后的残余能量为 5.8MeV. 测量结果表明, CsI(Tl)探测器对²⁵²Cf 的 6.183MeV 衰变 α 粒子的能量分辨约为 5%. 分析时, 仅处理那些 α 粒子能量大于 7MeV 和氢离子 (t, d, p) 能量大于 3MeV 的事件.

在 NaI(Tl) 探测器前有一个孔径 ϕ 5cm、厚 5cm 的铅准直器. 这个 γ 探测器与源距离为 15cm, 且放在源与 CsI(Tl)形成的轴线上, 一个 ϕ 16cm \times 5cm 的液体闪烁计数器对源的张角为 50°, 并放在与 NaI(Tl)晶体成 75°的方向上. 中子探测器形状甄别谱的 γ 峰计数与中子峰和 γ 峰之间的谷计数之比(峰谷比)不小于 15. 好的 n- γ 甄别能力使液体闪烁体能同时确定裂变中子和 γ 射线与轻带电粒子的符合, 从而给出中子、 γ 射线发射信息.

用加速器束流测量了 CsI(Tl)探测器对 α 、d、p 能量响应的相对变化. 为得到对轻带电粒子能量响应的绝对值, 还用吸收法测量了不同铝吸收膜厚度下²⁵²Cf 自发裂变 α 粒子和氦粒子能谱的最可几值所对应的脉冲幅度.

用一系列 $4\pi\beta$ - γ 符合刻度低能 γ 源(精度 \sim 1%)测量了液体闪烁探测器记录裂变 γ 的效率和 NaI(Tl)探测器的响应函数^[8]. 从响应函数得到的 γ 计数和 γ 射线能量的权函数, 可在低计数统计情况下直接得到本征 γ 射线谱的平均数目和平均能量, 而不需要退解测量 γ 脉冲高度分布成为本征 γ 能谱^[9]. 中子探测器效率刻度和裂变中子进入 NaI(Tl)探头产生的反应本底效应修正的方法见文献 [10]. 从不同能量 LCP 与中子、 γ 射线的符合数据和 LCP 能谱信息, 可推导出本实验感兴趣的所有物理量. 对实验结果修正了轻带电粒子进入探测器前的能损及偶然符合的微小影响, 但没有必要考虑微小的多普勒 (Doppler) 效应, 因为根据 α 伴随裂变 γ 射线角分布数据, 可认为 LCP 伴随裂变的 γ 射线是各向同性的.

3 实验结果

本实验总共分析了约 10^6 有效 α 伴随裂变事件, 把每次²⁵²Cf 自发裂变发射 α 粒子几率取为 1, 那么发射氦、氘和质子的几率则分别为 $(7.90 \pm 0.03)\%$ 、 $(0.72 \pm 0.01)\%$ 、 $(1.462 \pm 0.016)\%$. 在表 1 中给出了实验数据的总结, 符号 BF、AF、TF、DF 和 PF 分别表示两分裂变和 α 、t、d、p 伴随裂变, 而 $\bar{N}_{\gamma t}$ 、 $\bar{E}_{\gamma t}$ 和 $\bar{\nu}$ 分别表示每次裂变的平均总 γ 射线数、平均总 γ 射线能量和平均总中子数. 每个 γ 射线平均能量由定义 $\bar{\epsilon}_{\gamma} = \bar{E}_{\gamma t} / N_{\gamma t}$ 给出.

表1 不同裂变方式下的实验结果

裂变方式	$\bar{N}_{\gamma t}$	$\bar{\epsilon}_{\gamma}$ (MeV)	$\bar{E}_{\gamma t}$ (MeV)	$\bar{\nu}$
BF	8.394 ± 0.029	0.892 ± 0.008	7.487 ± 0.072	3.735 ± 0.005
AF	7.180 ± 0.009	0.921 ± 0.002	6.613 ± 0.017	3.132 ± 0.021
TF	6.923 ± 0.032	0.930 ± 0.006	6.438 ± 0.051	2.885 ± 0.069
DF	7.21 ± 0.12	0.953 ± 0.020	6.87 ± 0.18	3.23 ± 0.34
PF	7.52 ± 0.08	0.888 ± 0.014	6.68 ± 0.13	3.08 ± 0.2

不同裂变方式下的裂变 γ 谱显示在图 1 中. 所有的谱具有近似相似的形状意味着共同的机制控制着 γ 发射过程. 一般说来, γ 射线的主要部分是由碎片的统计退激产生的, 但在低能区, 比统计预言多一些的 γ 射线是来自于碎片基态转动和振动退激.

对中子引起裂变和自发裂变已观察到了中子和 γ 发射竞争. 实验数据^[11]表明, 每次

裂变的平均总 γ 射线数 $\bar{N}_{\gamma t}(m^*)$ 和平均总 γ 射线能量 $\bar{E}_{\gamma t}(m^*)$ 与中子产额 $\bar{\nu}(m^*)$ 随碎片初始质量 m^* 的变化相似, 就是说可以得到锯齿形函数. 如果忽略裂变方式的差别, 那么表 1 中的 $\bar{N}_{\gamma t}$ 和 $\bar{E}_{\gamma t}$ 显示出正比于 $\bar{\nu}$ 值的变化. 从图 2—4 可以看出, $N_{\gamma t}$ 、 $E_{\gamma t}$ 和 ϵ_{γ} 作为轻带电粒子能量函数十分类似于中子产额 $\bar{\nu}$ 随轻带电粒子能量变化, 这就是说, 中子和 γ 发射之间的竞争不依裂变方式的不同而改变.

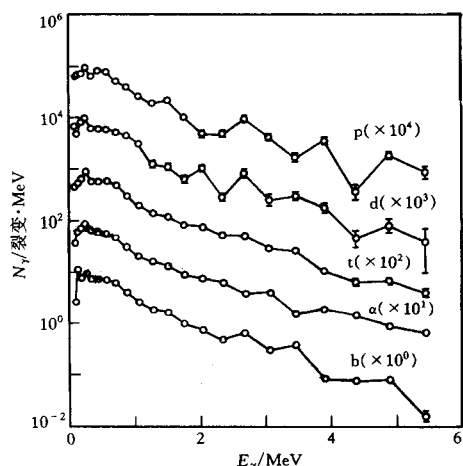


图 1 瞬发 γ 射线本征谱

b、 α 、t、d、p 分别表示对两分裂变、 α 、t、d、p 伴随裂变测到的结果.

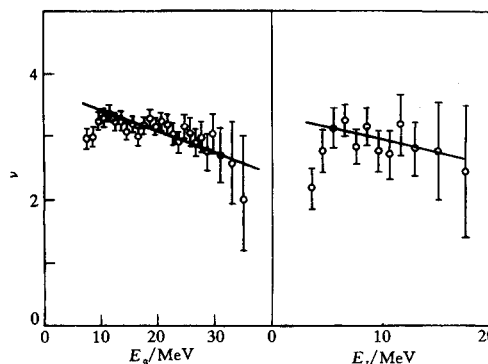


图 2 每次裂变平均总中子数 ν 随 α 粒子能量 E_{α} 和氙核能量 E_f 的变化

在图 2—4 中给出了中子和 γ 发射与轻粒子能量间的关联, 其中值得注意的特征是:

(1) 当 α 粒子能量 $E_{\alpha} > 11\text{MeV}$ 与氙核能量 $E_f > 7\text{MeV}$ 时, 中子产额与 E_{α} 或 E_f 关系可以近似用线性函数给出, 换句话说, 观察到了负关联, 但在 $E_{\alpha} < 11\text{MeV}$ 和 $E_f < 7\text{MeV}$ 能区, 得到了中子产额与轻粒子能量的正关联. 这些数据证实了我们以前用液体坦克和半导体望远镜测到的结果^[2,7]. 因为对低能轻带电粒子伴随裂变观测到的正关联完全不同于高能轻带电粒子伴随裂变情况下的反关联图象, 本文称这种正关联为反常发射.

(2) 在 $E_{\alpha} > 11\text{MeV}$ 和氦离子 (t、d、p) 能量大于 7MeV 情况下, $N_{\gamma t}$ 和 $E_{\gamma t}$ 以及 ϵ_{γ} ($\epsilon_{\gamma} = E_{\gamma t} / N_{\gamma t}$) 都随轻粒子能量增加

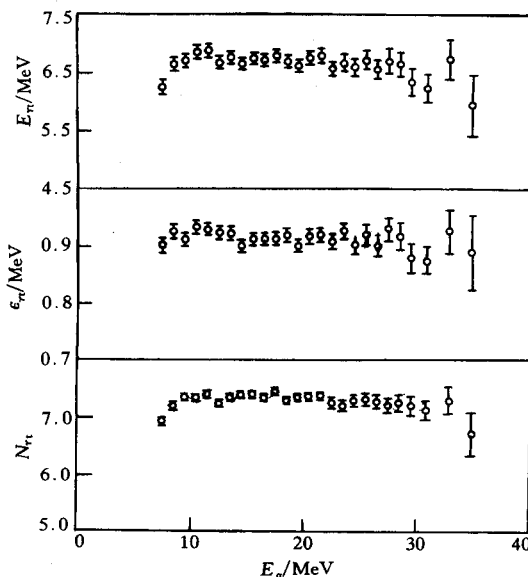


图 3 每次 α 伴随裂变发射的平均总 γ 射线数目 $N_{\gamma t}$ 、平均总 γ 射线能量 $E_{\gamma t}$ 和每个 γ 射线平均能量 $\epsilon_{\gamma t} = E_{\gamma t} / N_{\gamma t}$ 随 α 能量 E_{α} 的变化

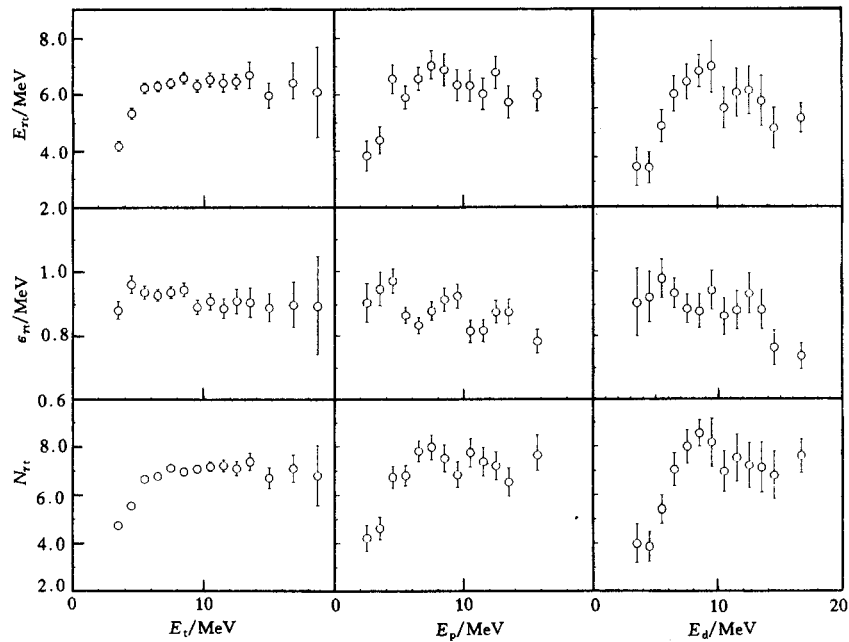


图 4 每次裂变平均总 γ 射线数目 $N_{\gamma t}$ 、平均总 γ 射线能量 $E_{\gamma t}$ 和每个 γ 射线平均能量 $\epsilon_{\gamma t} = E_{\gamma t} / N_{\gamma t}$ 与氢离子(t, d, p)能量关系

左、中、右分别是对氚、质子和氘伴随裂变测到的结果。

而减少。但在低能量范围,再一次观察到了 $N_{\gamma t}$ 、 $E_{\gamma t}$ 和 $\epsilon_{\gamma t}$ 等物理量的正关联变化特性。

4 模型计算

裂变核鞍点与断点之间的势能差可表示为:

$$\Delta V_{SS} = E_{\text{def}} + E_{\text{dis}} + E_{\text{SS}}, \quad (1)$$

这里 E_{def} 、 E_{dis} 和 E_{SS} 分别表示裂变系统在断点的变形能、内部激发能和断点动能。断裂后, E_{def} 和 E_{dis} 将被用于发射中子和 γ 射线。裂变系统在发射轻带电粒子(LCP)后用于发射中子和 γ 射线的激发能可写为:

$$E_{\text{ex}} = E_{\text{def}} + E_{\text{dis}} + Q_{\text{LCP}} - E_{\text{LCP}_0}, \quad (2)$$

E_{LCP_0} 为轻带电粒子的初始能量,而 Q_{LCP} 表示发射一个轻带电粒子所需的能量。

4.1 三点电荷模型计算

为了得到 LCP 能量 E_{LCP} 作为它们的初始能量 E_{LCP_0} 的函数以及 E_{LCP} 随 LCP 发射时刻的碎片重心间分离距离 D 的变化, 本文完成了三点电荷计算^[12]。其结论是: (1) E_{LCP} 随 E_{LCP_0} 增加而增加, 能量低于 10 MeV 的 α 粒子只能在它们的初始能量低于 1 MeV 条件下才可能

观察到(图 5); (2) α 粒子能量是发射时刻碎片重心间距离(碎片拉长形变)的减函数, 这一特性建立了轻带电粒子能量与碎片断点形变的关系. 虽然这里只给出了对 α 粒子得到的结果, 但显然对氢离子(t, d, p) 伴随裂变有相似的结论.

4.2 液滴模型计算

裂变核在断点的形状用两个具有相同偏心率 ε 的正切拉长椭球近似, 在这个模型中用半相对长度 $\xi_0 = (1 - \varepsilon^2)^{-1/3}$ 描写碎片形变, $\xi_0 = 1$ 对应于两个正切球^[13], ξ_0 愈大, 则碎片在断点形变愈大. 假设 α 粒子是从断裂后两碎片之一发射的, 对典型的断点结构(质量比 $R = 140 / 112$ 和电荷比 $R_z = 54 / 44$) 的计算结果给在图 6(a)、(b) 中. 断点总系统势能为两碎片变形能加上两碎片相互作用库仑能. 每一碎片的变形能则由表面能、库仑能、壳修正能、对修正能构成. 假设 α 粒子是在断点附近从颈区发射的^[14], 取颈半径为 1.3fm, 这时两个碎片在断点的质量比和电荷比则取为 $R = 138 / 110$ 和 $R_z = 53 / 43$. 对这种情况的计算结果显示在图 6(c)、(d) 中. 毫无疑问, 对氢离子(t, d, p) 发射可以得到类似的结果.

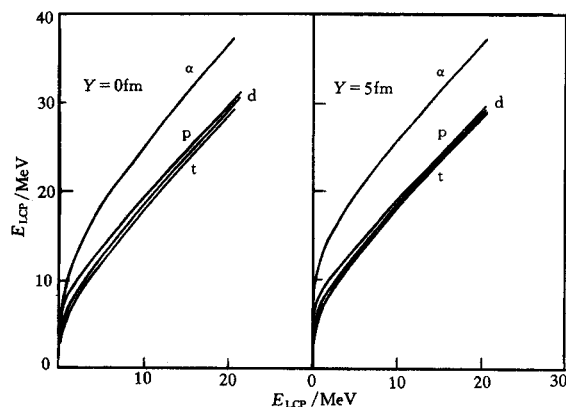


图 5 轻带电粒子能量 E_{LCP} 与它们初始能量 E_{LCP_0} 的关系. 三点电荷计算的参数是碎片初始距离 $D = 26\text{fm}$, Y 为 LCP 离开碎片轴的初始位移, 重碎片初速 $V_{\text{H}} = 5 \times 10^8 \text{ cm/s}$, 碎片质量比 $R = 1.4$, LCP 初始出射角 $\theta_0 = 90^\circ$. 曲线 α 、t、d、p 是相应裂变方式的计算结果.

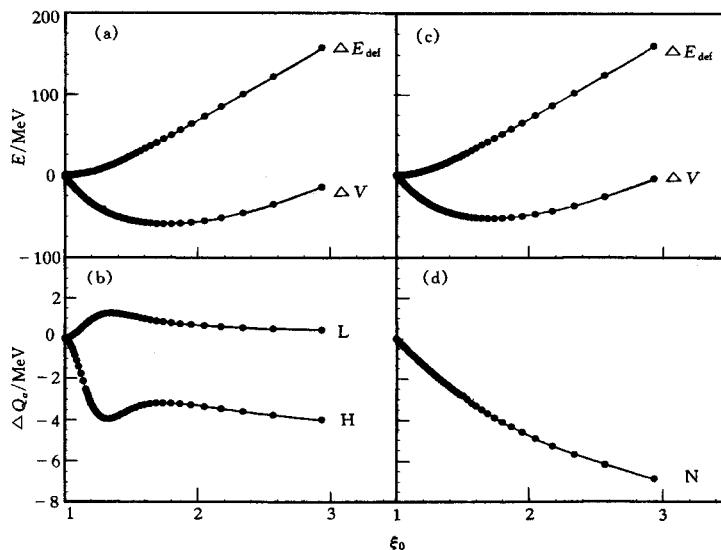


图 6 裂变系统总势能 ΔV 、总变形能 ΔE_{def} 和发射一个 α 粒子能量 ΔQ_{α} 随碎片在断点形变 ξ_0 (半相对长度) 的变化

在 $\xi_0 = 1$ 时, ΔV 、 ΔE_{def} 和 ΔQ_{α} 均取为 0. (a)、(b) 为 α 粒子从轻(L)、重(H)碎片发射结果, (c)、(d) 是 α 粒子从颈部(N)发射的结果.

5 结果讨论

根据上面的计算结果可定性讨论系统总激发能 $E_{\text{ex}} = E_{\text{def}} + E_{\text{dis}} + Q_{\text{LCP}} - E_{\text{LCP}}$ 中每一项与 E_{LCP} 的关系。(1)从图 6 可以看到,在 $E_{\text{LCP}_0} > 1.5\text{MeV}$ 情况下, E_{LCP} 和 E_{LCP_0} 之间的近似直线关系意味着,裂变系统的激发能随 E_{LCP} 增加而线性地降低。当 α 粒子初始能量 $E_{\alpha 0}$ 从 1.5MeV 降到零时,中子和 γ 发射与 E_{α} 之间的近似线性关系将由于库仑效应而遭到破坏。(2)图 6 表明,两碎片系统的总变形能 E_{def} 随碎片在断点的形变增加而增加。三点电荷模型计算已指出,碎片变形愈大,则 α 粒子发射时刻两碎片重心间的距离就愈大,因而 α 粒子能量 E_{α} 就愈低。这就是说, E_{α} 和 E_{def} 间存在负关联。(3) Hoffman 和 Nix 的动力学模型计算^[15]表明,裂变核从鞍点到断点运动的平均时间 T_{SS} 随鞍点与断点间势能差 ΔV_{SS} 增加而增大。Kapoor^[16]分析 ^{252}Cf 低能裂变后指出,断裂前中子发射几率(或内部激发能 E_{dis})随 T_{SS} 增加而线性增加。从图 6 给出的 ΔV 随碎片在断点形变可以看出,在 $\xi_0 < 1.8$ 范围, $E_{\text{dis}}(\xi_0)$ 是增函数,而 $\xi_0 > 1.8$ 时, $E_{\text{dis}}(\xi_0)$ 变为减函数。这是因为 $\Delta V_{\text{SS}} = C - \Delta V$, ΔV 取负值, C 为双接触球的鞍点与断点间势能差。由于 E_{α} 与 ξ_0 之间的负关联,故当 E_{α} 增加时, E_{dis} 首先增加,在某一特定能量达到最大值,然后逐步减小。这一图象表明, E_{dis} 与碎片断点的形变关系可造成中子和 γ 发射与 α 粒子能量 E_{α} 间形成从正关联转向负关联的图象。(4)发射一个 α 粒子所需能量 Q_{α} 与 ξ_0 之间的关系依赖于 α 粒子的发射机制。如果 α 粒子是从核颈部发射的,那么 $Q_{\alpha}(\xi_0)$ 是单调减函数,即 Q_{α} 与 E_{α} 之间是正关联(图 6(d))。假如 α 粒子是断裂后的轻碎片发射的,那么 Q_{α} 与 E_{α} 之间关系将由弱的正关联转向弱的负关联;假设 α 粒子从断裂后重碎片发射,由于 Q_{α} 随 ξ_0 非单调变化, Q_{α} 与 E_{α} 的关联可描述为首先由正关联转为负关联,再转为正关联。

组成裂变系统总激发能的各个物理量 E_{def} , E_{dis} 和 Q_{α} 依赖于碎片在断点形变,而这个断点形变又影响着轻带电粒子的能量,加上轻带电粒子能量随它们初始能量增加而增加,从而定性地给出了中子和 γ 发射与轻带电粒子能量关联图象,由于计算强烈地依赖于模型的选择,且系统激发能是所有因素的共同作用,故讨论只能是定性的。进一步研究低能 LCP($E_{\alpha} < 10\text{MeV}$) 伴随裂变的碎片总动能 TKE 与 LCP 能量的关联或碎片质量比与 LCP 能量的关联将有助于揭开中子和 γ 发射反常现象所包含的物理内容。

参 考 文 献

- [1] Wild F J, Baisden P A, Dougan R J et al. Phys. Rev., 1985, C32:488—495
- [2] Han Hongyin, Meng Jiangchen, Bao Zongyu et al. Chin. Jour. Nucl. Phys., 1985, 7:289—296
- [3] Piekarz H, Blocki J, Krogulski T et al. Nucl. Phys., 1970, A146:273—287
- [4] Nargi E, Fraenkel Z. Phys. Rev., 1970, C2:1156—1166
- [5] Mehta G K, Poilou J. Phys. Rev., 1973, C7:373—387
- [6] Ajitanand N M. Nucl. Phys., 1969, A133:625—629
- [7] Han Hongyin, Huang Shengnian, Meng Jiangchen et al. Nucl. Data. for Basic and Applied Science Proceeding of the International Conference, Santa Fe, New Mexico, USA, 1985, 369—371
- [8] Pilz W, Neubert W, Lucas D et al. Kernenergie, 1989, 32:161—165
- [9] Pleasonton F, Ferguson R L, Schmitt H W. Phys. Rev., 1972, C6:1023—1039

- [10] Han Hongyin, Huang Shengnian, Shen Guanren et al. Nucl. Phys., 1997, **A615**:162—182
- [11] Frehaut J. Proceeding of a Consultants Meeting on Physics of Neutron Emission in Fission Organized by IAEA, Held in Mito City, Japan, 24—27 May, 1988, 99—111
- [12] Freankel Z. Phys. Rev., 1967. **156**:1283—1304
- [13] Hasse R W. Nucl. Phys., 1968, **A118**:577—591
- [14] Carjan N, Sandulescu A, Pashkevich V V. Phys. Rev., 1975, **C11**:782—788
- [15] Hofmann H, Nix J R. Phys. Lett., 1983, **122B**:117—120
- [16] Kapoor S S. Proceeding of a Consultants Meeting on Physics of Neutron Emission in Fission Organized by IAEA, Held in Mito City, Japan, 24—27, May, 1988, 221—240

Anomalies of Neutron and γ -Ray Emission in Ternary Fission of $^{252}\text{Cf}^*$

Han Hongyin Huang Shengnian Shen Guanren Qiao Ying Sun Gang

(China Institute of Atomic Energy, Beijing 102413)

Abstract In a four-parameter experiment the correlation between the neutron and γ -ray emission and the kinetic energy of the light-charged-particles (LCPs), such as alphas, tritons, deuterons and protons, was measured. The results show that the positive correlation called anomalies of the neutron and γ -ray emission in this paper, was observed for fission accompanied by low energy LCPs. In the case of high energy LCP emission, however, negative correlation was obtained. On the basis of the model calculation, the positive correlation is discussed tentatively.

Key words spontaneous fission of ^{252}Cf (SF), energy correlation, anomalous correlation characteristics

Received 23 January 1997

* Supported by the National Natural Science Foundation of China (No.19175073) and the Science Foundation of Chinese Nuclear Industry