

# $^{162}\text{Lu}$ 的高自旋态及 $A=160$ 区双奇核 晕态能级的符号因子反转\*

张玉虎 赵庆中 周小红 孙相富 雷祥国

郭应祥 刘 忠 陈新峰 诸永泰

(中国科学院近代物理研究所 兰州 730000)

温淑贤 袁观俊 刘祥安

(中国原子能科学研究院 北京 102413)

1996-03-20 收稿

## 摘 要

利用  $^{147}\text{Sm}(^{19}\text{F}, 4n\gamma)^{162}\text{Lu}$  反应研究了  $^{162}\text{Lu}$  的高自旋态. 由 7 个带 BGO 康普顿抑制的高纯锗探测器和一个小平面探测器进行了在束  $\gamma$  测量, 首次建立了双奇核  $^{162}\text{Lu}$  转晕带的能级纲图. 发现在低转动频率下,  $^{162}\text{Lu}$  的转晕带能级发生符号因子反转. 对质量数  $A=160$  核区双奇核的转晕带重新进行了分析和考察, 讨论了转晕带能级符号因子反转的系统性.

**关键词** 在束  $\gamma$  谱学, 双奇核转晕带, 符号因子反转, 三轴形变.

## 1 引 言

对一个形变核转动带, 常用宇称  $\pi$  和符号因子  $\alpha$  (signature) 两个量子数来表征. 这里符号因子  $\alpha$  是表示当原子核绕垂直于对称轴的某一轴线旋转  $180^\circ$  时, 原子核哈密顿量具有一个不变性的量子数. 对于双奇核, 基于  $\{v_{i_{13/2}} \otimes \pi h_{11/2}\}$  组态下的二准粒子激发带, 转动能级按  $\alpha$  的不同劈裂成两个自旋相差  $2h$  的转动能级系列. 其中自旋值为偶数的能级系列称为优先带 (Band with favored signature), 并用  $\alpha = \alpha_f = 0$  来标识; 而自旋值为奇数的系列称为不优先带 (Band with unfavored signature), 用  $\alpha = \alpha_u = 1$  来标识. 当优先带的激发能低于不优先带的激发能时, 称为能级的正常符号因子劈裂. 对于质量数为  $A=160$  核区的很多双奇核, 基于  $\{v_{i_{13/2}} \otimes \pi h_{11/2}\}$  组态下的转动带, 在第一回弯频率之前的低频下, 能级发生反常符号因子劈裂<sup>[1]</sup>, 即优先带激发能反而要高于不优先带的

\* 国家教委留学回国人员科研资助费和博士后科学基金会资助.

激发能. 这种反常劈裂现象被称为能级的符号因子反转(Signature Inversion 以下简称 SI). 如何理解这种双奇核低频下出现的 SI 现象的物理本质, 理论上还存有争议, 其焦点是能否将实验观测到的 SI 现象视为原子核发生正  $\gamma$  三轴形变的证据<sup>[2-5]</sup>.

研究 SI 现象与原子核质子数和中子数的依赖关系, 探索此物理现象可能存在的边界, 对理解与 SI 相联系的物理机制非常重要. 文献[6]在考察了  $A=160$  核区 10 个双奇核转晕能级 SI 的系统性后指出, 能级的反常符号因子劈裂幅度随原子核质子数的增加而减弱. K. Hara 和 Y. Sun 利用角动量投影方法(或称为投影壳模型 PSM)研究 SI 现象时预言<sup>[4]</sup>, Lu 同位素转晕能级的反常符号因子劈裂幅度要比其相邻 Tm 同位素的大. 因此, 我们选择了  $^{162}\text{Lu}$ , 对其高自旋态进行了实验观测. 同时, 对目前已知的在  $A=160$  核区 17 个双奇核的转晕带重新作了分析和考察, 指出了表征转晕带能级 SI 现象的某些参数存在一定的规律性, 定性地讨论了现有理论模型在解释 SI 现象时所遇到的困难. 本研究工作的阶段性报告已在文献[7]上发表, 本文详细介绍我们的研究成果.

## 2 实验和数据处理

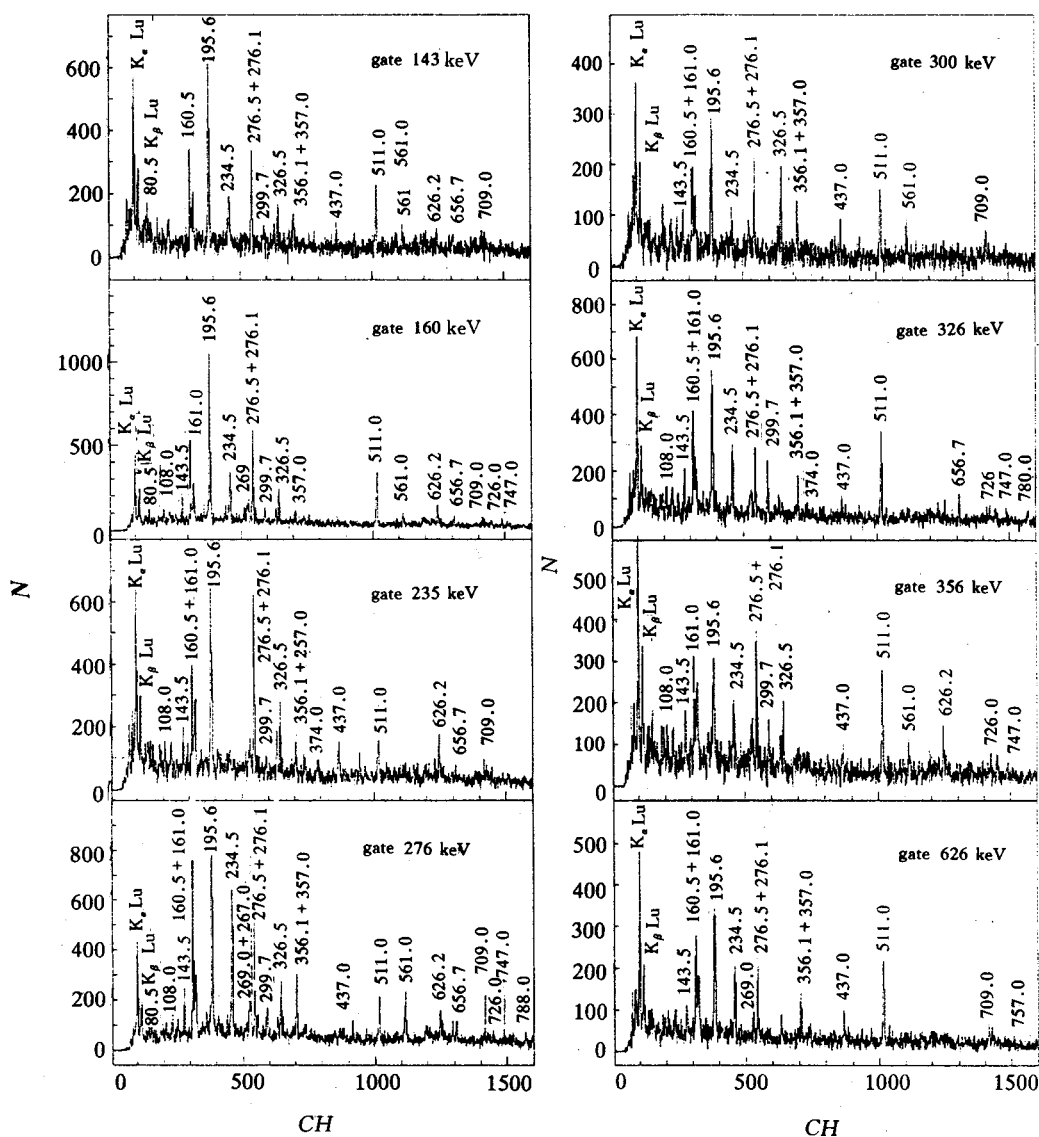
实验是在中国原子能科学研究院 HI-13 串列静电加速器的在束  $\gamma$  实验终端上完成的. 用  $^{19}\text{F}$  束流轰击质量厚度为  $7.3\text{mg}/\text{cm}^2$ 、丰度为 98% 的自支承  $^{147}\text{Sm}$  同位素靶, 由 7 个带有 BGO 康普顿抑制的高纯锗探测器和一个小平面锗探头进行了在束  $\gamma$  测量. 用  $^{152}\text{Eu}$  和  $^{60}\text{Co}$  标准放射源对高纯锗探测器做了能量和效率刻度, 对  $^{60}\text{Co}$  源 1332keV 的  $\gamma$  谱线, 探测器的能量分辨在 2.0—2.3keV 之间. 由于在本工作之前, 还没有关于  $^{162}\text{Lu}$  核高自旋态的实验研究报道, 我们在束流能量为 85、90、95、100MeV 的条件下进行了  $\gamma$  射线激发函数的测量, 同时利用小平面探测器进行了 KX 射线与  $\gamma$  射线的符合测量, 由此可以辨认出  $^{162}\text{Lu}$  退激的  $\gamma$  射线.  $\gamma$ - $\gamma$  符合测量是在 95MeV 束流能量下进行的, 因为在此能量下产生  $^{161}\text{Lu}$  ( $5n$  反应道) 的截面可以忽略不计.  $\gamma$  射线的沾污主要来自于  $^{162}\text{Yb}$  ( $p3n$  反应道) 和  $^{163}\text{Lu}$  ( $3n$  反应道) 的退激发. 以事件方式通过 VAX-780 计算机在磁带上记录了大约  $5 \times 10^7$  个  $\gamma_1$ - $\gamma_2$ - $t_{12}$  事件.

在中国科学院近代物理研究所的 VAX-8350 计算机上, 进行了离线数据处理. 对每个  $\gamma$ - $\gamma$  符合事件做了能量归一, 消除因电子学漂移造成的能谱歧变. 选取不同的时间窗, 做出两个大小为  $4k \times 4k$  的  $\gamma$ - $\gamma$  符合矩阵, 再对  $\gamma$  射线做开门符合谱. 图 1 给出了由几个典型的  $\gamma$  射线开门得到的  $\gamma$ - $\gamma$  符合谱. 各开门谱中, 511keV 谱线显得特别强, 这是因为除了有  $^{162}\text{Lu}$  的在束  $\gamma$  射线外, 还有一些正电子湮没的沾污.

## 3 结果与讨论

### 3.1 能级纲图

对于双奇形变核的转动带, 典型的能级纲图为两个  $E2$  跃迁系列之间还出现  $M1/E2$  交叉跃迁, 并且  $E2$  跃迁能量随能级激发能的增高而呈现规律性增大. 由重离子熔合蒸发反应产生的余核(如  $^{162}\text{Lu}$ ), 其能级的激发能越高, 布居到此能级的几率相对就越小,

图1  $\gamma$ 射线开门的符合谱

因此从这个能级退激下来的 $\gamma$ 射线的相对强度就越弱. 综合考虑上述诸因素, 并通过对符合谱的仔细分析, 图2给出了本工作首次建立的 $^{162}\text{Lu}$ 转动带的能级纲图. 图中虚线所表示的跃迁有待于进一步证实.

$^{162}\text{Lu}$ 基态的自旋为(1), 宇称还未指定. 两个低位同质异能态主要发生 $\beta^+$ 衰变, 对 $^{162}\text{Hf}$ 的 $\beta^+/\text{EC}$ 衰变研究仅发现很少几条 $^{162}\text{Lu}$ 的低自旋能级<sup>[8]</sup>. 本实验采用的反应对低自旋能级的布居率很低, 所以探测系统测不到从这些能级退激下来的 $\gamma$ 射线. 另外, 对于 $^{162}\text{Lu}$ 这样的双奇核, 低位能级密度较高, 而且从带头能级向基态和低位激发态的跃迁很复杂, 可能会伴随一些低能的 $\gamma$ 射线, 不易被探测到, 所以图2给出的能级纲图没能将带头能级与基态联系起来. 这一不足给转动带能级自旋的实验测定带来很大困

难.

转动带能级宇称值可参考此核区其它核的转晕带粒子组态来确定. 在  $A=160$  核区, 奇中子核的转晕带均是准中子占据  $\nu i_{13/2}$  轨道的单粒子激发带, 而奇质子核的转晕带其准质子则占据  $\pi h_{11/2}$  轨道, 因此, 双奇核的转晕带应该是基于  $\{\nu i_{13/2} \otimes \pi h_{11/2}\}$  准粒子组态下的二准粒子激发带. 从 Eu 到 Ta 所有已知的双奇核的转晕带均被认定是基于  $\{\nu i_{13/2} \otimes \pi h_{11/2}\}$  准粒子组态下的二准粒子激发带. 所以, 本工作测到的  $^{162}\text{Lu}$  的转动带也应该是基于上述准粒子组态下的转晕带, 能级的宇称值应为负. 另外,  $^{162}\text{Lu}$  转动带的顺排角动量, 在转动频率约为  $0.36\text{MeV}$  处才发生回弯, 这是准质子和准中子双阻塞效应的结果, 同时也证明了此转动带为  $\{\nu i_{13/2} \otimes \pi h_{11/2}\}$  组态下的二准粒子激发带.

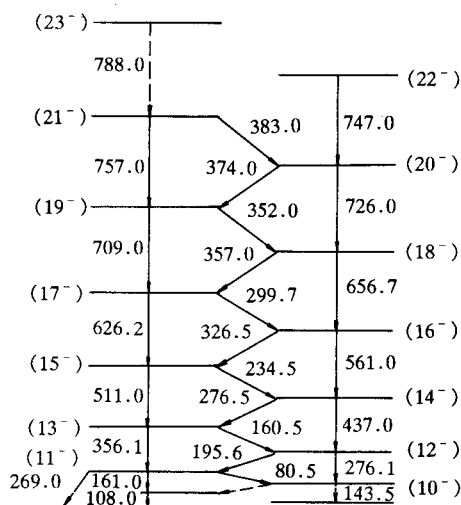


图2 本工作建立的  $^{162}\text{Lu}$  转动带的能级纲图

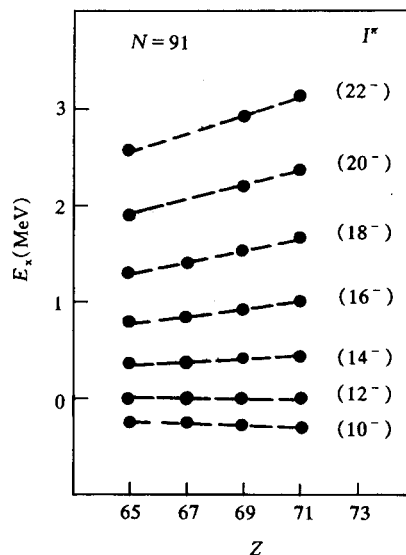


图3  $N=91$  同中子素的  $\nu[i_{13/2}] \otimes \pi[h_{11/2}]$  转动带  $\alpha=0$ ,  $\Delta I=2$  跃迁系列激发能级的系统性以  $I=(12^-)$  能级作为参考.

转动能级自旋值的指定是根据推转壳模型中顺排角动量相加性原则, 通过一些理论计算得出的<sup>[1,7]</sup>. 采用图2中的能级自旋值, 比较两个  $E2$  转动系列的顺排角动量, 发现自旋为偶数的转动系列 ( $\alpha=\alpha_p$ ) 的顺排角动量要大于自旋为奇数的转动系列 ( $\alpha=\alpha_n$ ) 的顺排角动量<sup>[7]</sup>. 另外对  $^{162}\text{Lu}$  双奇同位素和同中子素, 具有相同自旋值的能级, 其  $E2\gamma$  跃迁能量随质子数和中子数的不同, 呈有规则、光滑的变化趋势(图3). 上述两点间接支持本工作对能级的自旋指定值. 必须指出, 图2中能级的自旋是基于理论模型的计算得到的, 需要实验测量来进一步证实.

### 3.2 转晕能级的符号因子反转

转晕能级的符号因子反转可有不同的表示方法. 这里用文献[5]中采用的方法, 在图4中给出参量  $S(I)=E(I)-E(I-1)-1/2[E(I+1)-E(I)+E(I-1)-E(I-2)]$  随自旋值  $I$  的变化关系(见图4中的  $^{162}\text{Lu}$ ), 参量  $S(I)$  是表示能级符号因子劈裂幅度的量. 从图4可

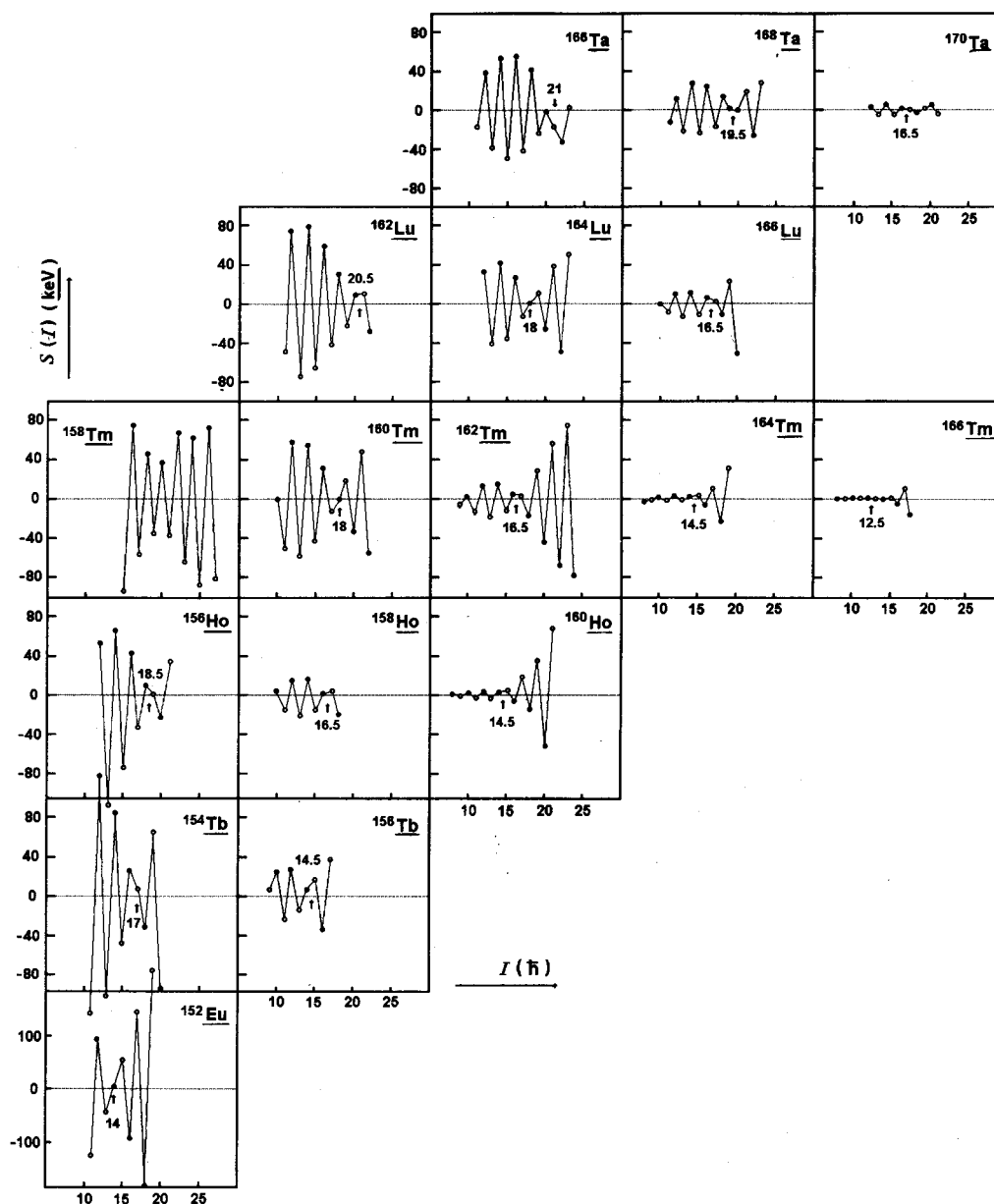


图4  $A=160$  区双奇核晕带能级符号因子反转的系统性

参量  $S(I)$  是表示能级符号因子劈裂幅度的量, 箭头和相应数字表示符号因子带交叉所对应的自旋值( $\hbar$ ).

—— 优先带, —○— 不优先带.

以清楚地看到, 在较低自旋区(较低转动频率下),  $^{162}\text{Lu}$  能级的符号因子劈裂发生反转, 而且在一定自旋值下, 两个转动能级系列发生交叉, 即能级劈裂由反常变为正常.

在传统的推转壳模型理论框架中, SI 现象被认为是原子核发生正  $\gamma$  三轴形变的证

据<sup>[2]</sup>. 在粒子-转子模型的理论框架中, I. Hamamoto 在不考虑三轴形变的情况下, 认为中子(或质子)的角动量向总角动量顺排, 而另一个单质子(或中子)绕其等效转子转动, 计算结果也可以定性地解释 SI 现象<sup>[3]</sup>. 还有人则认为, 在转子低  $K$  空间中, 质子-中子相互作用与科氏力的竞争是产生 SI 现象的原因<sup>[9]</sup>. K. Hara 和 Y. Sun 基于投影壳模型, 认为有两种机制可以产生实验上观测到的 SI 现象: 一种是基于  $\{v_{i_{13/2}} \otimes \pi h_{11/2}\}$  组态下转动能级的自反转, 另一种来源于  $\{v_{i_{13/2}} \otimes \pi h_{11/2}\}$  组态和  $\{v_{i_{13/2}} \otimes \pi h_{9/2}\}$  组态下两个转动带的交叉<sup>[10]</sup>. 文献[3, 9, 10]的解释都没有引入原子核的正  $\gamma$  三轴形变. 值得一提的是, 尽管上述理论计算能定性地解释 SI 现象, 但是还不能较好地拟合实验观测到的劈裂幅度. 所以从理论和实验上系统地研究 SI 现象, 对理解其物理本质是很有意义的.

#### 4 $A=160$ 核区晕态能级符号因子反转的系统性

目前在  $A=160$  核区, 发现了许多双奇核的转晕能级发生符号因子反转. 但是对这一现象的理论解释还存在较大的分歧, 而且能级自旋值的不确定性又给理论分析带来困难. 因此, 我们系统地考察和分析了此核区已知的双奇核的转晕带. 在利用推转壳模型理论框架中顺排角动量相加性原则, 同时假定优先带的顺排角动量要大于相同转动频率下不优先带的顺排角动量的条件下, 改变能级的自旋值, 计算其顺排角动量, 并与相邻奇  $A$  核顺排角动量之和进行比较, 可指定能级的自旋值. 通过对 17 个从 Eu 到 Ta 元素已知双奇核转晕带的分析, 发现以前对  $^{156}\text{Tb}$ 、 $^{158}\text{Ho}$ 、 $^{160}\text{Lu}$  和  $^{162}\text{Ta}$  转晕带带头能级自旋的指定值 ( $6\hbar$ <sup>[11]</sup>、 $5\hbar$ <sup>[12]</sup>、 $7\hbar$ <sup>[13]</sup> 和  $10\hbar$ <sup>[14]</sup>) 可能有误. 本工作认为这 4 个核素的转动带带头的自旋值应分别为  $8\hbar$ 、 $8\hbar$ 、 $8\hbar$  和  $9\hbar$ . 这一新值与文献[15]的分析结果相同. 采用重新指定的能级自旋值, 图 4 给出了已知的 17 个双奇核转晕带的  $S(I)$  随  $I$  变化关系. 从图中可以看出: (1) 所有基于  $\{v_{i_{13/2}} \otimes \pi h_{11/2}\}$  准粒子组态下的转晕带能级, 在低自旋区 (第一回弯角频率之前) 均发生符号因子反转. 在某一自旋值下, 两个转动能级系列发生交叉 ( $^{158}\text{Tm}$  是例外, 原因见以下的讨论). (2) 在同一同位素链中, 反常符号因子劈裂幅度随中子数的增加而减小. (3) 在某一同中异位素链中 (如  $N=91$ ), 随着质子数的增加, 低自旋区能级劈裂幅度由大 ( $^{156}\text{Tb}$ ) 变小 ( $^{158}\text{Ho}$ ) 再变大 ( $^{160}\text{Tm}$  和  $^{162}\text{Lu}$ ), 而且发生交叉的自旋值呈现出系统性增加 (间隔为  $2\hbar$ ), 这一规律与文献[5]所指出的趋势明显不同. (4) 与交叉点相对应, 可提取出符号因子交叉频率<sup>[1]</sup>, 它随  $(Z, N)$  的变化又表现出很好的规律性 (见图 5).

如上所述, 在不同的理论模型中, 尽管考虑的物理机制有很大的区别, 但都能定性地说明 SI 现象. 因此要澄清 SI 现象的物理本质, 有必要考察能级劈裂幅度的系统性变化趋势. 在粒子-转子模型理论框架中, 劈裂幅度的大小取决于质子费米面离  $\pi h_{11/2}$  [550]  $1/2$  Nilsson 能级的距离, 距离越远, 劈裂幅度越小<sup>[3]</sup>. 对于  $^{156}\text{Tb}$  和  $^{158}\text{Ho}$  的转动能级, 劈裂幅度的变化符合上述变化规律, 但是  $^{158}\text{Ho}$ 、 $^{160}\text{Tm}$  及  $^{162}\text{Lu}$  的符号因子劈裂幅度随质子数的增加, 明显与粒子-转子模型所期望的趋势不相符合.

对能级反常劈裂幅度随质子数增加的变化趋势, K. Hara 和 Y. Sun 利用投影壳模

型曾给出了理论解释:  $^{156}\text{Tb}$  转动能级的符号因子反转, 来自基于  $\{v i_{13/2} \otimes \pi h_{11/2}\}$  组态下转动能级的自反转<sup>[10]</sup>. 较大的劈裂幅度是由于质子费米面离  $\pi h_{11/2}[550] 1/2$  Nilsson 能级的距离比较接近, 强的退耦合效应使得  $^{156}\text{Tb}$  转动能级具有较大的劈裂幅度. 而  $^{158}\text{Ho}$  和  $^{160}\text{Tm}$  的 SI 来源于  $\{v i_{13/2} \otimes \pi h_{11/2}\}$  组态和  $\{v i_{13/2} \otimes \pi h_{9/2}\}$  组态下两个转动带的交叉, 此时, 劈裂幅度的大小由  $\pi h_{11/2}[550] 1/2$  和  $\pi h_{9/2}[541] 1/2$  Nilsson 能级的退耦合效应共同决定. 当质子数增加时, 其费米面距  $\pi h_{11/2}[550] 1/2$  Nilsson 能级变远, 而距  $\pi h_{9/2}[541] 1/2$  能级变近, 故前者的退耦合效应对能级劈裂的影响变弱, 而后者对劈裂幅度的影响会增强, 所以就会出现上述实验观测到的规律性. 但是 K. Hara 预言  $^{162}\text{Lu}$  的 SI 来自基于  $\{v i_{13/2} \otimes \pi h_{9/2}\}$  组态转动带的自反转<sup>[10]</sup>. 图 4 所显示的系统性表明, 不仅 Lu 元素甚至 Ta 元素的转动带出现的 SI 仍具有带交叉的特点, 这与他们理论预期的趋势是相违背的.

最后还应指出, 在推转壳模型理论框架中, 考虑原子核的正  $\gamma$  三轴形变后, 虽然也可以解释 SI 现象, 并能定性地说明上述劈裂幅度随质子数和中子数的变化规律<sup>[2]</sup>, 但是, 为了拟合实验观测到的能级劈裂幅度以及交叉频率的系统性变化, 必须使  $\beta / (\gamma)$  形变随质子数的增加而相应的减小 / (增大). 例如它要求  $^{158}\text{Tm}$  的形变参数  $\beta / (\gamma)$  为  $0.19 / (25^\circ)$ <sup>[11]</sup>, 这个  $\gamma$  形变值显得太大了, 而且由这个  $\beta / (\gamma)$  值定出的电四极矩 (2.95eb) 与实验值<sup>[16]</sup> ( $4.41 \pm 0.47\text{eb}$ ) 明显不符. 另外, 即使双奇核具有正的  $\gamma$  形变, 它应该是准质子和准中子对核芯两种  $\gamma$  形变驱动力影响的共同结果. 随着质子数的增大, 质子费米面接近于  $\pi h_{11/2}$  子壳中高  $\Omega$  Nilsson 能级, 处于这种轨道上的准质子对核芯应有更强的负  $\gamma$  形变驱动力. 奇中子占据的 Nilsson 能级, 其正的  $\gamma$  形变驱动力不应随质子数的变化而有大的变化. 相邻奇质子核的正常能级劈裂幅度随质子数增加而变大, 是原子核具有较大负  $\gamma$  形变的证据. 在奇质子核中增加一个中子, 它的正  $\gamma$  形变驱动力似乎不足以抵消逐渐变大的负  $\gamma$  形变. 所以原子核的正  $\gamma$  形变值随质子数增加而急剧增大——推转壳模型拟合数据所得到的  $\gamma$  值变化趋势<sup>[2]</sup>, 似乎是难以理解的.

从以上的定性讨论可以看出, 人们用来解释 SI 现象的 3 种常用的理论模型, 还不能很好的说明图 4 和图 5 所显示的系统性. 另外, 利用图 4 来表示 SI 还可以发现,  $^{158}\text{Tm}$  和  $^{170}\text{Ta}$  转晕能级的符号因子劈裂在较高自旋处偏离系统性, 可能是文献 [17, 18] 给出的能级纲图有错. 文献 [19] 重新研究  $^{158}\text{Tm}$  的高自旋态时指出, 文献 [17] 中关于自旋大于  $22\hbar$  的能级纲图是错误的, 这与本工作从 SI 系统性分析中得出的结论相符.

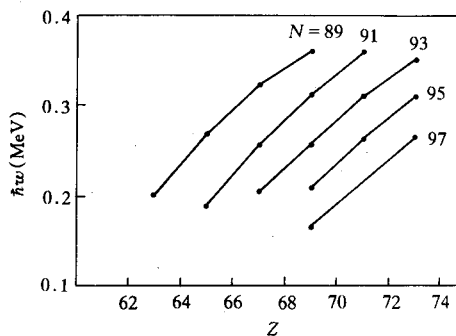


图 5  $A=160$  区双奇核转晕带能级符号因子交叉频率的系统性变化

## 5 结 束 语

本工作首次观测了双奇核  $^{162}\text{Lu}$  的高自旋态, 建立了转动带的能级纲图; 基于推转壳模型中准粒子顺排角动量的相加性原则, 推出能级的自旋值. 发现  $^{162}\text{Lu}$  转晕带在低转动频率下出现符号因子反转现象, 并在  $0.36\text{MeV}$  角频率下发生符号因子带交叉; 低转动频率下,  $^{162}\text{Lu}$  转晕带出现的符号因子劈裂幅度比其相邻低  $Z$  同中子素的劈裂幅度大.

系统分析表明, 在  $A=160$  核区双奇核转晕能级的 SI 现象是普遍存在的. 有些物理量具有很好的规律性, 这可能是某种(些)物理因素在起作用. 本文还定性讨论了目前 3 种常用的理论模型在解释 SI 现象时所遇到的困难, 指出它们还不能很好地说明图 4 和图 5 所显示的系统性. 对于 SI 现象的物理本质, 可以初步认为: 原子核具有正的  $\gamma$  三轴形变不应是发生 SI 的必要条件, 而在符号因子交叉频率前后, 劈裂幅度的大小以及随 ( $Z$ ,  $N$ ) 的变化关系则是与原子核的  $\gamma$  三轴形变相联系的. 所以, 如果在 PSM 的理论框架中, 加上  $\gamma$  三轴形变参量, 再适当调节单粒子能级参数, 可能会给出较满意的理论拟合结果. 总之, 从理论和实验的角度系统地研究实验观测到的劈裂幅度, 特别是定量分析劈裂幅度随原子核的质子数、中子数的不同所表现出的变化规律, 对理解 SI 的物理本质是十分重要的.

## 参 考 文 献

- [1] S. Drissi, A. Bruder, J.-Cl. Dousse *et al.*, *Nucl. Phys.*, **A451**(1986)313.
- [2] R. Bengtsson, H. Frisk, F. R. May *et al.*, *Nucl. Phys.*, **A415**(1984)189.
- [3] I. Hamamoto, *Phys. Lett.*, **B235**(1990)221.
- [4] K. Hara, Y. Sun, *Nucl. Phys.*, **A531**(1991)221.
- [5] S. Drissi, A. Bruder, M. Carlen *et al.*, *Nucl. Phys.*, **A543**(1992)495.
- [6] T. Komatsubara, K. Furuno, T. Hosoda *et al.*, *Nucl. Phys.*, **A557**(1993)419c.
- [7] Y. H. Zhang, X. H. Zhou, Q. Z. Zhao *et al.*, *Chinese Journal of Nuclear Physics*, **17**(1995)250.
- [8] R. G. Helmer, *Nucl. Data Sheets*, **64**, (1991)79.
- [9] R. R. Zheng, S. Q. Zhu, J. Z. Liao *et al.*, Book of Abstracts in the International Nuclear Physics Conference, Aug. 21—26, 1995, Beijing, China, 6.2—30.
- [10] K. Hara, *Nucl. Phys.*, **A557**(1993)449c.
- [11] R. Bengtsson, J. A. Pinston, D. Barneoud *et al.*, *Nucl. Phys.*, **A389**(1982)158.
- [12] M. A. Lee, *Nucl. Data Sheets*, **56**(1989)199.
- [13] D. Hojman, A. J. Kreiner, M. Davidson *et al.*, *Phys. Rev.*, **C45**(1992)90.
- [14] K. Theine, C. -X. Yang, A. P. Byrne *et al.*, *Nucl. Phys.*, **A536**(1992)418.
- [15] Y. Z. Liu, Y. J. Ma H. T. Yang, Book of Abstracts in the International Nuclear Physics Conference, Aug. 21—26, 1995, Beijing, China, 6.2—21.
- [16] J. Gascon, P. Taras, D. C. Adford *et al.*, *Nucl. Phys.*, **A467**(1987)539.
- [17] C. Foin, S. Andre, D. Barneoud *et al.*, *Phys. Lett.*, **B159**(1985)5.
- [18] J. C. Bacelar, R. Chapman, J. R. Leslie *et al.*, *Nucl. Phys.*, **A442**(1985)547.
- [19] S. Andre, D. Barneoud, C. Foin *et al.*, *Z. Phys.*, **A332**(1989)233.



## High-Spin States in $^{162}\text{Lu}$ and Signature Inversion of Yrast Bands in Doubly Odd Nuclei Around $A=160$ Mass Region

Zhang Yuhu Zhao Qingzhong Zhou Xiaohong Sun Xiangfu Lei Xiangguo Guo  
Yingxiang Liu Zhong Chen Xinfeng Zhu Yongtai

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

Wen Shuxian Yuan Guanjun Liu Xiangan

(*China Institute of Atomic Energy, Beijing 102413*)

Received 20 March 1996

### Abstract

High-spin states in  $^{162}\text{Lu}$  have been produced and studied via  $^{147}\text{Sm} (^{19}\text{F}, 4n\gamma) ^{162}\text{Lu}$  reaction. In-beam  $\gamma$ -rays were measured by using 1 planar detector and 7 high purity Ge detectors with BGO anti-Compton shield. The level scheme of the yrast band in  $^{162}\text{Lu}$  was established for the first time and the signature inversion in energy was discovered. The yrast bands of doubly odd nuclei around  $A=160$  mass region have been reinvestigated and the systematics of signature inversion was discussed briefly.

**Key words** in-beam  $\gamma$ -ray spectroscopy, yrast bands of doubly odd nuclei, signature inversion, triaxial deformation.