

文章编号: 1007-4627(2008)04-0332-10

# 原子核高 $K$ 同质异能态的诱发 $\gamma$ 辐射\*

石 钰<sup>1,2</sup>, 田文栋<sup>1, #</sup>, 马余刚<sup>1</sup>, 蔡翔舟<sup>1</sup>, 方德清<sup>1</sup>,

王 颀<sup>1,2</sup>, 陈金根<sup>1</sup>, 王宏伟<sup>1</sup>, 郭 威<sup>1</sup>

(1 中国科学院上海应用物理研究所, 上海 201800;

2 中国科学院研究生院, 北京 100049)

**摘 要:** 介绍了原子核高 $K$ 同质异能态潜在的应用价值及国内外研究的进展。总结了形成同质异能态的3种主要物理机制。说明了高 $K$ 同质异能态的应用原理是将其激发到更高的不稳定的 $K$ 混合态上, 再发生诱发退激, 形成 $\gamma$ 瀑, 释放其存储的能量。同时又介绍了 $K$ 混合态的3种主要产生机制。最后分析了 $^{178}\text{Hf}^{\text{m}2}$ 诱发退变的实验, 讨论了这些实验的区别和与角动量投影壳模型计算结果的差异。

**关键词:** 诱发 $\gamma$ 辐射; 同质异能态;  $K$ 混合态

**中图分类号:** O571.32<sup>+</sup>3; O571.32<sup>+</sup>5 **文献标识码:** A

## 1 原子核的同质异能态

### 1.1 原子核同质异能态的种类

原子核的同质异能态是原子核的一种次稳定高激发态。由于原子核同质异能态的结构抑制了它的衰变, 从而使得该量子态具有比其他量子态更长的寿命。表 1 列出了一些典型的原子核同质异能态的性质。按照核结构对 $\gamma$ 衰变影响机制的不同, 可以将发现的同质异能态分为3类: 第一类是由于核的激发态(同质异能态)与基态的形状不同而造成的, 称为形状同质异能态; 第二类是由于核的激发态自旋与基态自旋的大小不同而造成的, 称为自旋同质异能态; 第三类是由于核的激发态自旋与基态自旋的空间取向不同而造成的, 称为 $K$ 同质异能态<sup>[1]</sup>。形状同质异能态一般出现在原子核位能曲线的次极小值附近。例如,  $^{242}\text{Am}^{\text{m}}$ 的2.2 MeV的同质异能态, 其中, m 代表次稳定态。自旋同质异能态是一种更常见的同质异能态, 它的产生原因是 $\gamma$ 衰变难以满足自旋的选择定则(该选择定则体现了原子核的角动量守恒), 其衰变路径要求原子核的自旋有

很大的改变, 也就是要求电磁辐射有很高的极次( $\lambda$ )。例如,  $^{180}\text{Ta}^{\text{m}}$  自旋  $I=9$  (以 $\hbar$ 为单位), 激发能是75 keV, 当它要退激发到  $I=1$  的基态上, 就要发出 $\lambda=8$ 的电磁辐射。由韦斯科夫(Wsisskopf)方法估计可知, 这种跃迁几乎不可能发生。 $^{180}\text{Ta}^{\text{m}}$ 的激发态至少长达  $10^{15}$  a 的寿命也正好说明了这一点。 $K$  同质异能态是自旋同质异能态的另一种形式。自旋同质异能态不仅依赖于角动量的大小, 也依赖于角动量的空间取向。量子数  $K$  是核的自旋角动量在核对称轴上的分量, 反映了自旋角动量相对于对称轴的空间取向。具有这种同质异能态的核一般在主壳层的中间, 而且形状都是以长轴为对称轴的长椭球。关于 $K$  同质异能态的产生机制将在下文中详细讨论, 此处不再赘述。

### 1.2 同质异能态潜在的应用价值

如前所述, 由于同质异能态是原子核的高激发态, 因此一般具有 MeV量级的能量(比化学能要大 $10^4$ ,  $10^5$  倍)。例如,  $^{180}\text{Ta}^{\text{m}}$  是唯一天然存在的原子核的同质异能态, 其寿命为 $10^{15}$  a, 比目前普遍

\* 收稿日期: 2008-03-10; 修改日期: 2008-07-14

\* 基金项目: 国家自然科学基金资助项目(10328259, 10405032, 10405033, 10475108); 上海科技发展基金启明星计划项目(06QA14062); 国家重大基础研究发展规划资助项目(G200077404); 中国科学院国防科技创新基金资助项目(CXJJ-216)

作者简介: 石 钰(1982-), 男(汉族), 辽宁沈阳人, 博士研究生, 从事原子核物理研究; E-mail: shiyu@sinap.ac.cn

# 通讯联系人: 田文栋, E-mail: tianwendong@sinap.ac.cn

表1 一些原子核的同质异能态的性质\*

核的同质异能态	$J^\pi = K^\pi$	准粒子数	能量	半衰期
$^{174}\text{Yb}^{[2]}$	22	6	6.1 MeV	41 ns
$^{174}\text{Lu}^{[3]}$	$13^+$	4	1.9 MeV	280 ns
$^{175}\text{Lu}^{[4]}$	$19/2^+$	3	1.4 MeV	984 $\mu\text{s}$
$^{174}\text{Hf}^{\text{m}}^{[5]}$	$14^+$	4	3.3 MeV	3.7 $\mu\text{s}$
$^{177}\text{Hf}^{\text{m}2}^{[6]}$	$37/2^-$	5	2.7 MeV	51 min
$^{178}\text{Hf}^{\text{m}2}^{[7]}$	$16^+$	4	2.4 MeV	31 a
$^{177}\text{Ta}^{[8]}$	$49/2^-$	7	4.7 MeV	133 $\mu\text{s}$
$^{180}\text{Ta}^{\text{m}}^{[7]}$	$9^-$	2	75.3 keV	$> 1.2 \times 10^{15}$ a
$^{174}\text{W}^{[9]}$	$12^+$	4	3.5 MeV	128 ns
$^{176}\text{W}^{[10]}$	$14^+$	4	3.7 MeV	35 ns
$^{180}\text{Re}^{[11]}$	$21^-$	6	4.6 MeV	13 $\mu\text{s}$
$^{180}\text{Os}^{[12]}$	$7^-$	2	1.9 MeV	23 ns
$^{182}\text{Os}^{[13]}$	$25^+$	6	7 MeV	130 ns

\* 来自部分参考文献的同质异能态核原文献未加注m上标。

接受的宇宙寿命还要长。但是它的激发能比较低，仅有 78 keV；又如  $^{178}\text{Hf}^{\text{m}2}$  具有 31 a 的寿命和 2.4 MeV 的激发能，一直是人们研究的焦点。对同质异能态的受激激发和退激的研究，为人们提供实现可控核退激的可能方法，进而具有广阔的应用前景。例如，为航天器制备新的高能、长寿命的核电池，同时也可以用来产生高强度、高能量的 $\gamma$ 激光。美国专家指出， $\gamma$ 射线武器很可能引发下一轮军事竞赛<sup>[14]</sup>。另外，美国空军研究机构(AFOSR)每年都举办关于原子核同质异能态的研讨会，俄罗斯也创办了激光物理通讯(Laser Physics Letter)来促进相关研究的发展，其他单位(如美国的橡树岭国家实验室(ORNL)、欧洲的 GSI 和日本的 JPARC等)都在积极地进行相关的实验研究。

## 2 高K同质异能态的诱发 $\gamma$ 辐射

如果处于同质异能态的原子核被激发到一个寿命很短的能态，那么就会从该短寿命的能态自发地退激衰变到基态或者较低的能级，或者级联衰变退激到基态，发射出的能量超过吸收射线的能量。如果大量的处于同质异能态的原子核能够同时实现激发和退激发，那么就会发射大量的 $\gamma$ 射线，形成 $\gamma$ 瀑，释放出几个MeV的能量。20世纪80年代，人们就希望将处于高K同质异能态的原子核激发到更高的一个或几个能级上，形成 $\gamma$ 瀑<sup>[15]</sup>。而实现这

种设想的关键就是要找到同质异能态之上的K混合态。

### 2.1 关于K混合态的解释

近些年来对于高K同质异能态的激发与退激发的研究发现了在轴对称四极形变的原子核中存在明显的K选择定则被破坏的现象<sup>[16-20]</sup>。例如，最初被 Hamilton 等<sup>[21]</sup>报道的并且在1993年被 Xie 等<sup>[22]</sup>证实了的  $^{178}\text{Hf}$  的  $K = 8^-$  同质异能态的衰变跃迁。

为了描述这种跃迁的性质，人们定义了受阻因子  $F = T_{1/2}^Y / T_{1/2}^W$ 。这里  $T_{1/2}^Y$  是实验观测到的 $\gamma$ 跃迁的半衰期， $T_{1/2}^W$  是与之相对应的 Weisskopf 方法估计出来的半衰期<sup>[23]</sup>。但以韦氏估计值为单位的受阻因子  $F$  包含了跃迁的能量、极次和 $\Delta K$  对半衰期的影响，而这种影响是不重要的。为了消除这种影响，人们引入了约化因子

$$f_\nu = F_{1/\nu} = (T_{1/2}^Y / T_{1/2}^W)^{1/\nu}$$

表示禁戒程度。用 $\nu = \Delta K - \lambda$ 标度跃迁的禁戒程度<sup>[24]</sup>。正如 Lobner 等<sup>[25]</sup>提出的那样，选择定则要求 $\gamma$ 衰变的极次至少与 $\Delta K$ 相同，即( $\lambda \geq \Delta K$ )，而 $\nu > 0$ 的跃迁则被禁戒。每增加一个禁戒度 $\nu$ ，约化因子 $f_\nu$ 就要大概减小100倍，因而 $f_\nu \approx 100$ 就是一个典型值。 $f_\nu$ 值的变化范围可以从2到几百( $f_\nu = 1$ 相当于没有阻碍的单粒子跃迁)。例如，同质异能态  $^{178}\text{Hf}^{\text{m}2}$  ( $K = 16^+$ )，E3跃迁对应的  $f_\nu = 66$ ，因

此有 31 a 的半衰期<sup>[26]</sup>。但是对称性的破缺可以破坏  $K$  选择定则。例如, 同质异能态  $^{176}\text{W}(K=14^+)$ , 大部分没有经过通常  $\Delta K$  逐渐减小的路径, 而是通过 E2 跃迁直接衰变到  $\langle K \rangle = 0$  的态上。它的  $\lambda = 2$ , 而  $\Delta K = 14$ , 很明显地违背了  $K$  选择定则, 以至于它的  $f_\nu = 2.3$ , 对应的半衰期只有  $T_{1/2} = (35 \pm 10)$  ns<sup>[26]</sup>。

目前, 人们普遍认为  $K$  选择定则的破坏可以用  $K$  混合的物理机制来解释。考虑到约化因子  $f_\nu$  对原子核跃迁的初态和末态的  $K$  值变化十分敏感, 人们认为这种特殊的衰变可能是由初态或末态的  $K$  值的小几率涨落造成的。一般认为, 不同  $K$  值的量子态有 3 种耦合机制。它们分别是: 科氏力混合、 $\gamma$  形变势垒隧穿和高态密度效应。

首先是形状不变的科氏力混合机制。Bohr 和 Mottelson<sup>[27]</sup> 以及 Rusinov<sup>[28]</sup> 认为在内禀坐标系中, 科氏力给哈密顿量贡献了一项, 使得  $H = H_0 + H_{\text{cor}}$ 。其中,  $H_{\text{cor}} = -\omega J_x$ , 这里  $\omega$  是原子核旋转的频率,  $J_x$  是核的总角动量在旋转轴(与对称轴垂直)上的分量;  $H_{\text{cor}}$  的矩阵元使  $\Delta K = 1$  的两个带中具有相同角动量  $J$  的态耦合起来, 从而导致了  $K$  混合。与具有确定  $K$  值的态的  $H_0$  相比较,  $H_{\text{cor}}$  的值一般较小, 而且用微扰论的方法处理会收敛得很快<sup>[26]</sup>。而更大的  $\Delta K$  的混合, 则出现在高阶的微扰项中, 并且伴随着受阻因子  $F(\nu)$  以指数的形式增加。这一点已经在较早的研究中<sup>[25]</sup> 被观察到了。而文献 [4, 26, 29] 则把高自旋态的科氏力混合与 yrast 态从  $g$  带到  $s$  带组态的变化联系起来。认为在  $s$  带中两个准中子的角动量发生耦合并且垂直于对称轴的方向, 那么在  $s$  带中就可以有各种  $K$  值的混合。核的转动使得  $J_x$  是运动常数, 并且  $\langle K \rangle = 0$ 。那么以  $J_x$  为近似好量子数的态就可以写成各种  $K$  值的混合态。由实验可以确定出  $J$  和  $J_x$  的值, 再利用关系式  $J_x^2 + K_{\text{max}}^2 = J^2$  可以得到  $s$  带的  $K$  值范围,  $\pm |K_{\text{max}}|$ 。这样就使得跃迁有了一个较小的禁戒度  $\nu' = \nu - K_{\text{max}}$ , 因此受阻因子变为

$$F = f_{\nu'} / (|\langle \Psi | s \rangle|^2 \times |\langle s | K_{\text{max}} \rangle|^2),$$

其中,  $|\langle s | K_{\text{max}} \rangle|^2$  是  $s$  带中角动量对称轴分量为  $K_{\text{max}}$  的态的模平方,  $|\langle \Psi | s \rangle|^2$  是要求解的态中所包含的  $s$  带组态的模平方。另外, 人们发现高  $K$  的同质异能态则具有很单一的  $K$  值<sup>[30]</sup>。

其次是与原子核形状有关的  $\gamma$  形变势垒隧穿效应而造成的  $K$  混合。许甫荣<sup>[31]</sup> 曾指出, 原子核的势能曲面与原子核的组态有关。这表明原子核不同的形变对应着不同的组态。而早期的推转壳模型的计算结果<sup>[32-34]</sup> 表明, 核的势能曲面一般有两个极小值, 一个是通常在  $\gamma = 0^\circ$  附近的形变顺排, 另一个则是在  $\gamma = 120^\circ$  附近的转动顺排。其中, 形变顺排是指原子核的角动量方向垂直于对称轴的状态, 而转动顺排则是原子核的角动量方向平行于对称轴的状态<sup>[35]</sup>。另外, 高  $K$  态一般在  $\gamma = 0^\circ$  处, 低  $K$  态 ( $K = 0$ ) 一般在  $\gamma = 120^\circ$  处<sup>[26]</sup>。这两种状态的结构截然不同, 而且它们还被位能势垒分隔, 因此很少发生混合。不过, 由于量子隧道效应, 仍然可以发生高  $K$  态与低  $K$  态的混合。一般认为是低  $K$  态由  $\gamma = 120^\circ$  处穿过位能势垒到达  $\gamma = 0^\circ$  处, 而不是反方向的过程。由 WKB 近似得到的透射系数为

$$T = \exp \left[ -2\hbar^{-1} \int \sqrt{2D(V - E_{zp})} d\gamma \right],$$

这里  $E_{zp}$  是零点能, 例如薛定谔方程的本征值,  $D$  和  $V$  分别是原子核的质量参数和势能。跃迁受阻因子  $F = 1/(TS)$ , 其中跃迁几率的绝对归一化由  $S$  来决定。通过这样的模型计算, 成功地得到了一些原子核的跃迁受阻因子<sup>[36]</sup>, 但是对其它的原子核<sup>[2, 37]</sup> 就不能给出准确的结果。另外, 在处理软  $\gamma$  原子核时, 除了  $\gamma$  形变势垒隧穿模型, 角动量投影壳模型 (PSM)<sup>[38]</sup> 和倾斜轴推转模型 (TAC)<sup>[39, 40]</sup> 也成功地描述了  $^{178}\text{Hf}m_2$  的衰变性质, 但是目前这两个模型都没有得到充分的发展。

第三是高态密度效应。能级密度也起着重要的作用<sup>[24]</sup>。无论  $K$  值混合内在的物理机制是什么, 如果具有相同自旋值  $I$ 、不同的分量值  $K$  的能级紧密地相邻, 那么统计上就会有很显著的  $K$  值混合的现象。基于 Vigezzi 等<sup>[41]</sup> 的态密度公式, Walker 等<sup>[24]</sup> 进行了计算并得到:

$$f_\nu = F_\nu \exp \left[ -\frac{3}{\nu} \sqrt{\frac{\pi^2}{6} g_0} \Delta E \right],$$

其中,  $(\pi^2/6)g_0 = (A/7.5) \text{ MeV}^{-1}$ 。对于一个给定的常数  $\nu$ ,  $F_\nu$  也是一个常数。  $\Delta E = E^* - E_R$  是核态相对于刚体转子的能量。Siemens 和 Jensen<sup>[42]</sup> 指出态密度随着  $\sqrt{\Delta E}$  幂指数地增加,

$$\rho_K(E^*) = \rho_K(E_R) \exp \left[ 2\sqrt{\frac{\pi^2}{6}} g_0(E^* - E_R) \right],$$

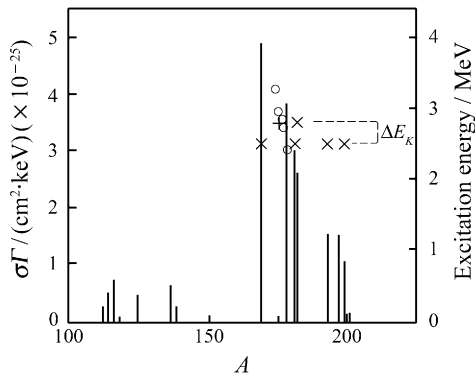


图1 质子壳层( $P < 82$ )原子核的 $(\gamma, \gamma')$ 反应积分截面(左轴)与可能的 $K$ 混合态的激发能(右轴)<sup>[43]</sup>

×代表由基态或同质异能态通过韧致辐射激发而产生的中介态的能量, +代表 $^{174}\text{Hf}^m$ 自发衰变通过的能级, o代表Hf各种同位素的两质异能态的激发能。这些同质异能态一般是含有4个或5个准粒子的激发态, 而且它们的能量在2—3 MeV之间, 半衰期长于1  $\mu\text{s}$ 。所有可能的 $K$ 混合态都认为在能量间隔 $\Delta E_K$ 中。

所以约化因子 $f_n$ 就随着态密度的增加而快速下降。因此一个给定 $K$ 值的态, 其激发能越大, 局域态密度就越高, 就越可能产生 $K$ 混合。而同质异能态相对于具有同样自旋的刚体转子的能量就成为一个重要的参量。要注意的是以上的计算是基于量子统计的, 因此只能得到较为粗糙的结果, 不过它还是能给出整体的变化趋势。

## 2.2 $K$ 混合态的实验解释

在文献[43]中, Collins 曾经系统地研究了在质子壳层( $P < 82$ )的许多原子核的同质异能态以及相应的 $K$ 混合态。在总结分析了 $K$ 混合态的激发能与原子核的 $(\gamma, \gamma')$ 反应的积分截面的变化趋势之后, 由图1可以看到, 可能是 $K$ 混合态的中间态大多位于2.5—2.8 MeV这样的能隙 $\Delta E_K$ 之中, 并且原子核的 $(\gamma, \gamma')$ 反应的积分截面在质量数160—200之间取峰值。Collins 等人又给出了同位素 $^{174}\text{Hf}$ — $^{178}\text{Hf}$ 相应的同质异能态的能量。 $^{174}\text{Hf}$ 和 $^{175}\text{Hf}$ 的同质异能态位于能隙 $\Delta E_K$ 的上方, 它们可以自发地衰变到 $K$ 混合态上, 因此这些多准粒子态的寿命将很短, 正如表1给出的 $^{174}\text{Hf}^m$ 的半衰期仅为3.7  $\mu\text{s}$ 。对于能量在能隙 $\Delta E_K$ 中的 $^{177}\text{Hf}^m$ 而言, 既然它的能量与其可能的 $K$ 混合态的能量相

近, 那么就可能发生自发退激, 所以它的半衰期就会比其它同位素的长。51 min的半衰期正说明了这一点。最后, 同质异能态 $^{178}\text{Hf}^m$ 的能量在能隙 $\Delta E_K$ 的下方, 表明它在可能的 $K$ 混合态能级之下, 不大可能发生自发退激, 与之相应的是其长达31 a的半衰期。

## 3 实验研究简介

### 3.1 Collins-1999牙医X光机实验

1999年, Collins 等<sup>[44]</sup>报道了用X光机照射同质异能态 $^{178}\text{Hf}^m$ , 并探测到了某些能级之间的跃迁有所增强。他们让一台牙医使用的X光机工作在15 mA的电流下, 并在光机中的X射线管的阳极上施加60 Hz的交流电压, 电压的幅度为70或90 kV。他们用X光机产生韧致辐射照射一个放在小孔里用塑料封装的靶子。靶中 $^{178}\text{Hf}^m$ 的数量为 $6.3 \times 10^{14}$ , 分布在半径1 cm的区域中。为了得到好的信噪比, 他们取每个辐射脉冲峰值的48%来记数。在X辐射源与X射线探测器(间隔大约5 m)之间放置一小孔, 通过这个小孔测得X射线光谱。X射线的计数主要分布在20—60 keV之间, 鉴于分辨率的考虑, 他们假设40 keV为 $^{178}\text{Hf}^m$ 光子共振吸收的能量。 $\gamma$ 光谱由10%的同轴Ge探测器测得。为使 $\gamma$ 辐射与X辐射相符合, 他们在小孔附近探测到X射线脉冲之后才开始获取数据, 这样就使得有效循环时间仅占全部辐照时间的0.7%。Ge探测器距离靶37 cm, 并垂直于X射线入射轴。在Ge探测器前放置了厚为3 mm的Pb片和3 mm的Cu片来吸收被散射的X射线, 这样即使在X射线脉冲最大的时候, 死时间、分辨率和堆积问题也不再重要了。实验共探测到100多条谱线, 每一条都与原子核 $^{172}\text{Hf}$ (靶中的一种杂质)、 $^{178}\text{Hf}^m$ 以及本底相符合。用 $^{172}\text{Hf}$ 的衰变产物 $^{172}\text{Lu}$ 的计数作为归一化的标准来比较无辐照和有辐照时 $\gamma$ 射线的强度。他们认为 $\gamma$ 射线不是来自于放射性核素的电子俘获, 于是就得到了原子核 $^{178}\text{Hf}$ 的能级图(见图2)。

为了比较有无辐射的差别, 实验设备运行了约24 h, 有效照射时间是546 s(前文提到的0.7%), 共得到 $6 \times 10^4$ 个 $^{172}\text{Lu}$ 能量为1 094 keV的事件。使两次测量的 $^{172}\text{Lu}$ 的衰变事件数相同, 并做归一化处理( $-0.75\% \pm 0.38\%$ ), Collins 等人就得到了

有辐射时  $^{178}\text{Hf}^{m2}$  衰变的增益(诱发增益), 如表 2 所示。统计误差主要来自于峰位的拟合, 其中 1% 可以理解成全部事件的统计以及为形成谱线而

还要低, 于是得到的诱发增益为  $4.0\% \pm 2.0\%$ 。然后通过

$$\frac{\epsilon N}{\tau} = \left(\frac{N}{A}\right) \phi \sigma_{\text{int}} \quad (1)$$

可以算出在共振吸收能量  $E_K = 40 \text{ keV}$  的积分截面  $\sigma\Gamma = 1 \times 10^{-21} \text{ cm}^2 \text{ keV}$ 。其中,  $\epsilon$  为增益因子,  $N$  是靶中处于同质异能态的原子核数目,  $\tau$  是同质异能态的寿命,  $\phi$  是具有共振吸收能量的入射光子的流强 (photons/s keV),  $A$  是靶的面积,  $\sigma_{\text{int}}$  是诱发吸收截面。

### 3.2 Ahmad-2001 同步辐射 X 光源厚靶实验

Ahmad 等<sup>[45]</sup> 在美国阿贡实验室的光源 APS 上也对  $^{178}\text{Hf}^{m2}$  作了 X 射线辐照测量。他们用波荡器插件产生的 X 射线强度比 Collins 的实验要高出 4 个数量级, 在距离波荡器 37 m 远的  $\text{HfO}_2$  靶上形成了  $2 \text{ mm} \times 2 \text{ mm}$  的光斑。该实验一共放置了 3 块靶, 分别记作  $R_1, R_2$  和  $R_3$ , 其中  $^{178}\text{Hf}^{m2}$  的数目分别是  $7.3 \times 10^{14}, 3.0 \times 10^{15}, 6.4 \times 10^{15}$ 。靶中还有少量的  $^{172}\text{Hf}$  杂质, 可用来监控实验。每块靶还掺入了少量的 Al 粉, 塞到 Al 块中一个半径为 2 mm、深为 1.6 mm 的洞里。发射出来的 X 射线和  $\gamma$  射线由两块平面 Ge 探测器 (A) 和 (B) 探测。两块 Ge 探测器分别位于靶的两侧, 并且垂直于入射 X 射线的方向。探测器的半径为 50 mm。每次测量时间为 10 h。束流由一个钨阀控制。每个周期中开启与关闭的时间分别为 11 和 22 s。关闭的时间又被分成相等且略少于 11 s 的两部分  $t_1$  和  $t_2$ 。诱发衰变将增加 4-s (半衰期为 4 s) 同质异能态 (图 2 中的  $8^-$  态) 的产量和钨阀关闭时基态带中的  $\gamma$  辐射。于是相对于  $t_2$ , 就增加了  $t_1$  中的计数即诱发增益。图 3 为部分的  $\gamma$  光谱。主要的跃迁在图上被填上黑色。道宽为 0.15 keV。上部的点代表  $t_1$  和  $t_2$  时间段内计数差值的百分比, 虚线代表  $\pm 2\%$ 。从图中可以看到辐射增益仅为  $\pm 2\%$ , 由式 (1) 得到的截面比 Collins 的要小 100 万倍, 在入射 X 射线能量为 40 keV 时, 相对应的截面  $\sigma_{\text{int}} < 2 \times 10^{-27} \text{ cm}^2 \text{ keV}$ 。Ahmad 等人也考虑了不经过  $^{178}\text{Hf}^{m1}$  的衰变途径, 并利用  $^{172}\text{Hf}$  的 1 094 keV 跃迁计数作了归一化处理, 但是仍然没有发现诱发增益现象, 其截面仅为  $\sigma_{\text{int}} < 2 \times 10^{-26} \text{ cm}^2 \text{ keV}$ 。

图 2 Collins 实验得到的  $^{178}\text{Hf}$  的能级图<sup>[44]</sup>

自发衰变的由细箭头表示, 有增益的跃迁由粗箭头表示, 点线箭头表示从 K 混合态到以  $8^-$  为带头 (转动带中最低的态) 的可能的跃迁。

表 2 Collins 等<sup>[44]</sup> 实验得到的  $^{178}\text{Hf}$  在有、无 X 射线辐射的  $\gamma$  计数的比较\*

谱线/keV	自发辐射的事件数	诱发增益事件数	统计误差(±)
Hf-426.4	21 302	431	269
Hf-454.1	3 326	384	358
Hf-495.0	15 103	950	338
Hf-574.2	18 681	-337	276
Lu-810.1	19 481	-118	308
Lu-900.8	32 274	-8	260
Lu-1 093.6	59 370	493	581

\* X 射线的终止能量为 90 keV。

要求的事件数的平衡。0.35% 的误差来自于归一化处理, 这通常被忽略。另外, 因为要与 X 射线相符合, 对于基带中的能级, 获取系统仅能探测到诱发增益的 30%, 所以由表可知, 能量为 495.0 keV 的跃迁 ( $11^- \rightarrow 9^-$ ) 获得了  $6.3\% \pm 2.2\%$  的诱发增益, 而能量为 426.4 keV 的跃迁 ( $8^+ \rightarrow 6^+$ ) 获得  $2.0\% \pm 1.3\%$  的诱发增益。这样的结果可以在误差范围内被重现, 但是可以认为这已经比一倍的统计误差

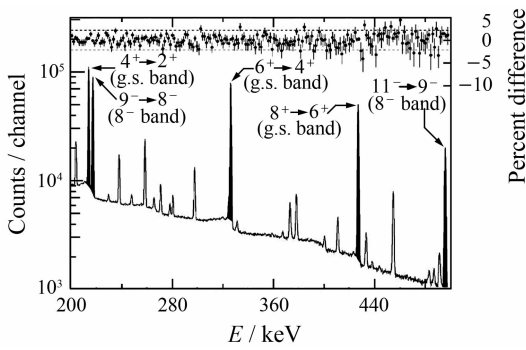


图3 能量为200—500 keV 之间的  $^{178}\text{Hf}$  的 $\gamma$ 光谱

各个峰值分别为213, 217, 326, 426 和495 keV; 在实验中被报道增强的峰被填上黑色; 上方的黑点代表前11 s 与后11 s 的计数之差, 反映出通过4-s同质异能态的辐射增益; 虚线代表 $t_1$  和 $t_2$  时间段内计数差值的百分比的 $\pm 2\%$ 。

### 3.3 Collins-2000 牙医X光机实验

2000 年, Collins 等<sup>[46]</sup> 又报道了一个实验的结

果。这次在 X 射线管的阳极上仍施加 60 Hz 的交流电压, 以保证有效循环时间占总辐照时间的 0.6%, 而电压幅度却降低到 63 kV。另外, 用 1 mm 厚的 Cd 片吸收被散射的 X 射线。Cd 对能量为 200 keV 以上的特征 $\gamma$ 的吸收可以忽略。采用的靶与 1999 年报道的相同。靶距离 X 射线源 5.5 cm, X射线管的玻璃罩与封装靶的塑料体对 X 射线的吸收, 可以忽略不计。在考虑到各种吸收 X射线的因素之后, 得到 X 射线谱。他们记录了能量从100 keV 到1.6 MeV的 $\gamma$ 射线。实验中  $^{133}\text{Ba}$  谱线在能量为325.5 keV跃迁 ( $6^+ \rightarrow 4^+$ )峰 的 $\pm 30$  keV范围之内, 可用来作为计数归一化的基准。实验有3种不同的设置, a 为有靶, b 是靶前过滤, 即在靶前加上了0.7 mm厚的Al片, c 是空靶。于是, 辐射增益就是门开启与关闭时的计数的差值。数据可参阅表 3。

表3 Collins等<sup>[46]</sup> 实验中由设置 a 得到的 $^{178}\text{Hf}^{m2}$  在有、无X射线辐射的 $\gamma$ 计数的比较\*

谱线能量/ keV	原子核	有辐照的事件数	无辐照归一化后的事件数	增益数
181.6	$^{172}\text{Lu}$	238 396(488)	238 226(458)	170(669)
213.5/216.7	$^{178}\text{Hf}$ GSB	214 347(463)	211 326(429)	3 021(631)
325.5	$^{178}\text{Hf}$ GSB	152 455(390)	150 782(357)	1 637(529)
356.0	$^{133}\text{Ba}$	90 288(300)	90 102(273)	186(405)

\* X 射线的终止能量为 63 keV。

由两套独立的探测系统给出的能量为 213.4 keV ( $4^+ \rightarrow 2^+$ )的增益为 $1.61\% \pm 0.28\%$ , 如果考虑全部的事件数的话, 置信区间为  $5.8\sigma$ 。X 射线仅使其中部分的跃迁增强, 而且诱发跃迁的路径并不沿着自发跃迁的路径。还有其他的跃迁使低能级的跃迁产生增益, 例如能量为 210.3 和 546.2 keV 的跃迁。另外, 研究表明 0.7 mm 厚的 Al 片能够吸收 50% 的能量为 20 keV 的 X 射线, 由 b 设置 (过滤靶) 的光谱可知, 其效应小于 50%, 所以可以认为入射的 X 射线的能量小于 20 keV。如果假设入射的 X 射线的能量为 20 keV, 则利用公式(1)就可得到诱发增益反应的积分截面 $\sigma\Gamma > 2.2 \times 10^{-22} \text{ cm}^2 \text{ keV}$ 。

### 3.4 Ahmad-2003 同步辐射X光源薄靶实验

Ahmad 等<sup>[47]</sup> 在 2003 年又报道了新的实验结

果。实验装置与上次基本相同。为了增加对低能 X 射线的灵敏度, 他们改变了原来混有Al粉的  $\text{HfO}_2$  的靶。这次是在两片半径为 2.54 cm, 厚为 0.5 mm 的 Be 片的一面的中心处镀上半径为 2 mm 的  $\text{HfO}_2$ , 且夹在一起, 做成厚度大概为  $0.5 \text{ mg/cm}^2$  的靶子。其中 $^{178}\text{Hf}^{m2}$  与  $\text{HfO}_2$  的含量比值为  $3.8 \times 10^{-4}$ 。靶被放置在冲有He的气体室中。Ge 探测器放在离靶 22.9 cm 的地方, 前方有吸收器, 用来限制低能散射的 X 射线。在相反的方向上 47.6 cm 的地方, 放置了 Si(Li) 探测器, 探测低能 X 射线来监控束流的方向和通量。实验测量的范围是 11—15 keV。数据的获取同上次的实验一样。有 11 s 的照射时间, 以及两个 11 s 的读取时间。但是这次探测器前没有可移动的阀门。每一种间隔设置的探测时间为 20 h。图4给出了结合两种波荡器件

间隔的数据比较分析的谱图，部分数据列举在表4中。

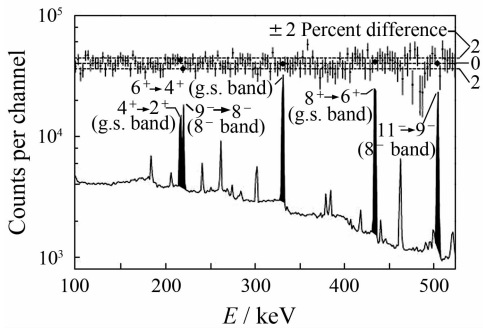


图4 Ahmad等<sup>[47]</sup>实验得到的能量在 100—500 keV 之间的γ射线谱

各个峰值分别为 213, 217, 326, 426 和 495 keV, 在实验中的增强峰被填上黑色; 道宽约 0.15 keV; 上方的黑点代表前 11 s 与后 11 s 的计数之差, 反映出通过 4-s 同质异能态的辐射增益; 其中, 实心的黑点代表为被 Collins等人的实验认为有增益的谱线的增益, 虚线为前后差别的±2%。

表4 Ahmad等<sup>[48]</sup>实验得到的离线薄靶的基带中跃迁计数率百分比的差异

平均间隔 /mm	426/keV 8 <sup>+</sup> →6 <sup>+</sup>	326/keV 6 <sup>+</sup> →4 <sup>+</sup>	213/keV 4 <sup>+</sup> →2 <sup>+</sup>
20.0	0.47(0.96)	-0.15(0.94)	0.74(1.44)
15.0(a)	-3.6(2.6)	-2.6(3.5)	---
15.0(b)	3.1(2.4)	-5.6(2.4)	---
All data	0.40(0.84)	-0.98(0.85)	0.74

这些都表明在统计误差的范围内, 没有探测到 Collins 等人提出的诱发增益的现象。从图 5 中可以看到相应的反应积分截面。另外, 当入射 X 光子的能

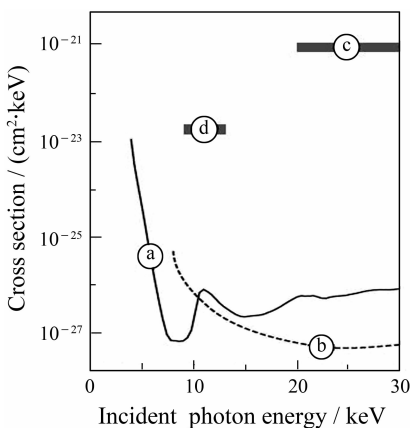


图5 Ahmad等<sup>[45, 47, 48]</sup>实验得到的截面与 Collins等<sup>[44, 46]</sup>实验得到的截面的比较

入射的 X 射线光子的能量从 4 keV 到 30 keV。

量 $6 < E_x \text{ (keV)} < 20$ 时, 诱发反应的积分截面  $\sigma < 1 \times 10^{-26} \text{ cm}^2 \text{ keV}$ , 要比 Collins 等人得到的截面小 4 个数量级。

### 4 评论与展望

其它的<sup>178</sup>Hf<sup>m2</sup>的 X 射线诱发增益的实验可以查阅文献 [49—55]。在 Collins 等人报道了他们的实验结果之后, 许多人都提出了质疑<sup>[56—58]</sup>, Collins 在文献 [59] 中分别给予了回答。他指出“如果是能量为 40 keV 的韧致辐射导致了<sup>178</sup>Hf<sup>m2</sup>的衰变增益, 那么积分截面为  $10^{-21} \text{ cm}^2 \text{ keV}$ ”。在文献 [57, 58] 中把积分截面为  $10^{-21} \text{ cm}^2 \text{ keV}$  作为条件, 推出与 Collins 实验相悖的结论。Ahmad 等人在文献 [45] 中采用同样的做法, 得到“如果积分截面为  $10^{-21} \text{ cm}^2 \text{ keV}$ , 那么就我们的实验而言, 增益因子  $\epsilon \approx 20\ 000$ ”的结论。我们认为 Collins 等<sup>[44, 46]</sup>的实验与 Ahmad 等<sup>[45, 47]</sup>的实验最显著不同的地方在于他们采用的探测时间窗口不同。Collins 等<sup>[44]</sup>在实验有、无 X 射线辐射的情况下, 分别做了两次实验; 在文献 [46] 中开的探测时间窗口分别是 4 ms 有辐射与 5 ms 无辐射两个窗口。而 Ahmad 等人采用的探测时间窗口都是 11 s 没有辐射的窗口。

另外, 虽然 Collins 等人探测到了<sup>178</sup>Hf<sup>m2</sup>的辐射增益, 但是他们的实验基础, 即认为在 178Hf<sup>m2</sup> 能级之上存在着 K 混合态, 仍然是经验性的结论<sup>[43]</sup>。到目前为止, 实验还没有探测到这样的 K 混合态, 更没有相关衰变的数据。

为了明晰上述问题, 中国科学院上海应用物理所核物理研究组将在国内重复<sup>178</sup>Hf<sup>m2</sup>的 X 射线诱发γ辐射实验。首先通过实验手段产生出同质异能态<sup>178</sup>Hf<sup>m2</sup>, 然后用同步辐射光源产生的 X 射线照射<sup>178</sup>Hf<sup>m2</sup> 样品, 寻找  $K = 16^+$ , 2.446 MeV 能级之上的 K 混合态。通过观察  $11^- \rightarrow 9^-$ ,  $6^+ \rightarrow 4^+$ ,  $4^+ \rightarrow 2^+$  等γ跃迁来判断是否有辐射增益现象。如果能观察到该现象, 就确定相关的 X 射线能区、通量等关键的实验参数。初步的实验设想为使用同步辐射光源产生的 X 射线, 扫描从 1 keV 到 100 keV 甚至更高的能量区域, 以确定可能引起γ射线发射增益对应的 X 射线的能量。光源上我们将选择特殊的时间窗、探测器布局、不同的吸收材料、不同大小的准直窗来更准确地确定 X 射线的强度、能量和γ跃迁的积分截面。另外, 还将通过改变靶的厚度来确定

相关的技术参数。

理论上对K混合态的存在及其跃迁性质的研究也很少<sup>[60-62]</sup>。这里我们建议用角动量投影壳模型 (PSM) 来计算K混合态及其衰变的性质。孙扬等<sup>[63]</sup>在 PSM 的理论中采用球谐振子加上四极-四极相互作用、对力与四极对力作为原子核系统的哈密顿量, 不仅能够得到具有确定 K 值的转动态, 还能够计算出各个转动态之间的跃迁矩阵元<sup>[64-67]</sup>。他们在文献 [38] 中得到了与实验<sup>[68, 69]</sup>相符的能级结构, 并且预言了在  $^{178}\text{Hf}^{m2}$  的  $16^+$  的同质异能态上存在一个大约为 1 MeV 的能隙 (如图 6), 而这就与

发现了  $^{178}\text{Hf}^{m2}$  主要来自于基态转动带的衰变, 并且给出了跃迁矩阵元的上、下限, 但是到目前为止, 关于  $^{178}\text{Hf}^{m2}$  的低能 X 射线诱发 $\gamma$ 辐射, 实验与理论之间存在着矛盾, 实验之间存在着争议, 理论上还没有考虑高阶效应与软 $\gamma$ 形变来计算相应的跃迁矩阵元, 而这一切都需要人们不断的努力来解决。

**致谢** 感谢上海交通大学物理系孙扬教授与作者就本文相关问题进行的讨论并给出中肯的建议。

**参考文献 (References):**

[1] Walker P M, Dracoulis G D. Nature, 1999, 399: 35.  
 [2] Dracoulis G D, Lane G J, Kondev F G, et al. Phys Rev, 2005, C71: 044 326.  
 [3] Dracoulis G D, Kondev F G, Lane G J, et al. Phys Rev Lett, 2006, 97: 122 501.  
 [4] Garrett P E, Archer D E, Becker J A, et al. Phys Rev, 2004, C69: 017 302.  
 [5] Walker P M, Sletten G, Gjørup N L, et al. Phys Rev Lett, 1990, 65: 416.  
 [6] Roig O, Beot G, MeOT V, et al. Phys Rev, 2006, C74: 054 604.  
 [7] Sun Y. Nature Physics, 2005, 1: 81.  
 [8] Dasgupta M, Dracoulis G D, Walker P M, et al. Phys Rev, 2000, C61: 044 321.  
 [9] Tandel S K, Chowdhury P, Seabury E H, et al. Phys Rev, 2006, C73: 044 306.  
 [10] Crowell B, Chowdhury P, Blumenthal D J, et al. Phys Rev, 1996, C53: 1 173.  
 [11] El-Masri H M, Walker P M, Dracoulis G D, et al. Phys Rev, 2005, C72: 054 306.  
 [12] Moller O, Petkov P, Melon B, et al. Phys Rev, 2005, C72: 034 306.  
 [13] Pattison L K, Cullen D M, Smith J F, et al. Phys Rev Lett, 2003, 91: 182 501.  
 [14] Hambling D. New Scientist, 2003, 179: 2 408.  
 [15] Collins C B, Lee F W, Shemwell D M, et al. J Appl Phys, 1982, 53: 4 645.  
 [16] Chowdhury P, Fabricius B, Christensen C, et al. Nucl Phys, 1988, A485: 136.  
 [17] Walker P M, Dracoulis G D, Carroll J J. Phys Rev, 2001, C64: 061 302(R).  
 [18] Hayes A B, Cline D, Wu C Y, et al. Phys Rev Lett, 2002, 89: 242 501.  
 [19] Loewe M, Alexa P, Czosnyka T, et al. Phys Lett, 2003, B551: 71.  
 [20] Hayes A B, Cline D, Wu C Y, et al. Phys Rev Lett, 2006,

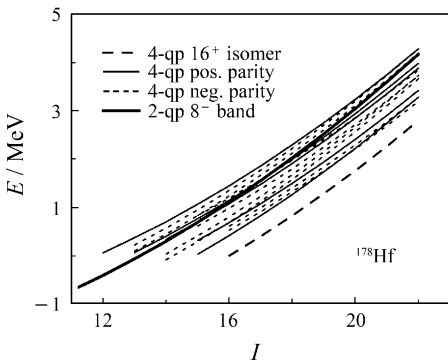


图6 文献 [38] 中计算得到的  $^{178}\text{Hf}^{m2}$  的同质异能态  $16^+$  及其邻近的转动带能级

Collins 等人的实验相矛盾。另外, Hayes 在文献 [70] 中指出, 与其它的 $\gamma$ 形变势垒隧穿模型不同, PSM 没有局限在含有高K态的带头 (转动带中最低的态) 或是小的转动。PSM 所预言的  $^{178}\text{Hf}$  各个转动态的软 $\gamma$ 的性质<sup>[38]</sup> (图7) 很自然地会伴随着轴对称

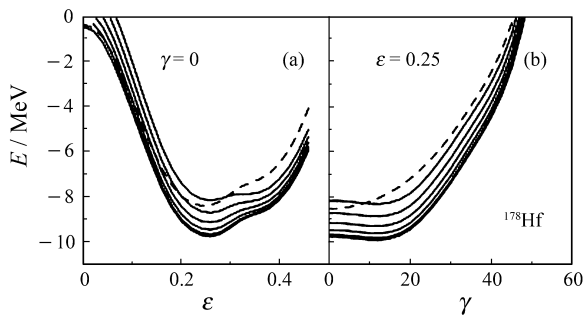


图7 文献 [38] 中  $^{178}\text{Hf}$  的基态转动带的能量曲面

(a) 四极形变 $\epsilon_2$ ,  $\gamma=0$ ; (b)  $\gamma$ 形变,  $\epsilon_2=0.25$ ; --- (---) 对应于投影 (未投影) 的计算。

性的缺失, 而在所有的转动带中产生 K 混合现象。尽管 Hayer 等<sup>[70]</sup>通过重离子碰撞的库仑激发实验,



- 96; 042 505.
- [21] Hamilton J H, Ramayya A V, Ronningen R M, *et al.* Phys Lett, 1982, B112: 327.
- [22] Xie H, Ender C, Gerl J, *et al.* Phys Rev, 1993, C48: 2 517.
- [23] Walker P M, Dracoulis G D. Hyp Interact, 2001, 135: 83.
- [24] Walker P M, Cullen D M, Purry C S, *et al.* Phys Lett, 1997, B408: 42.
- [25] Lobener K E G. Phys Lett, 1968, B26: 6.
- [26] Crowell B, Chowdhury P, Blumenthal D J. Phys Rev, 1996, C53: 1 173.
- [27] Bohr A, Mottelson B M. Nuclear Structure. London: W. A. Benjamin, Inc, 1975, II.
- [28] Rusinov L I. Usp Fiz Nauk, 1961, 73: 615.
- [29] Gjorup N L, Walker P M, Sletten G, *et al.* Nucl Phys, 1995, A582: 369.
- [30] Kondev F G, Dracoulis G D, Lane G J, *et al.* Eur Phys J, 2004, A22: 23.
- [31] Xu F R, Walker P M, Sheikh J A, *et al.* Phys Lett, 1998, B435: 257.
- [32] Aberg S. Nucl Phys, 1978, A306: 89.
- [33] Nazarewicz W, Dudek J, Bengtsson R, *et al.* Nucl Phys, 1985, A435: 397.
- [34] Bengtsson T, Ragnarsson I. Nucl Phys, 1985, A436: 14.
- [35] Bengtsson T, Broglia R A, Vigezzi E, *et al.* Phys Rev Lett, 1989, 62: 2 448.
- [36] Narimatsu K, Shimizu Y R, Shizuma T. Nucl Phys, 1996, A601: 69.
- [37] Tandel S K, Chowdhury P, Seabury E H, *et al.* Phys Rev, 2006, C73: 044 306.
- [38] Sun Yang, Zhou Xianrong, Long Guilu, *et al.* Phys Lett, 2004, B589: 83.
- [39] Frauendorf S. Proceedings of the International Conference on the Future of Nuclear Spectroscopy, Crete, 1993, In: Kalfas C A, Gelletly W, Harissopulos S, Loukas D, and Vlastou R, Athens: National Technical University Press (Institute of Nuclear Physics), 1994, 112.
- [40] Frauendorf S. Nucl Phys, 1993, A557: 259C.
- [41] Vigezzi E, Broglia R A, Dossing T. Nucl Phys, 1990, A520: 179C.
- [42] Siemens P J, Jensen A S. Elements of Nuclei. Redwood CA: Addison-Wesley, 1987, 248—256.
- [43] Collins C B, Carroll J J, Oganessian Yu Ts, *et al.* Hyp Interact, 1997, 107: 141.
- [44] Collins C B, Davanloo F, Losif M C, *et al.* Phys Rev Lett, 1999, 82: 695.
- [45] Ahmad I, Banar J C, Becker J A, *et al.* Phys Rev Lett, 2001, 87: 072 503.
- [46] Collins C B, Davanloo F, Rusu A C, *et al.* Phys Rev, 2000, C61: 054 305.
- [47] Ahmad I, Banar J C, Becker J A, *et al.* Phys Rev, 2003, C67: 041 305(R).
- [48] Ahmad I, Banar J C, Becker J A, *et al.* Phys Rev, 2005, C71: 024 311.
- [49] Collins C B, Rusu A C, Zoita N C, *et al.* Hype Interact, 2001, 135: 51.
- [50] Collins C B, Zoita N C, Rusu A C, *et al.* Europhys Lett, 2002, 57(5): 677.
- [51] Collins C B, Zoita N C, Davanloo F, *et al.* Laser Phys, 2004, 14: 154.
- [52] Collins C B, Zoita N C, Davanloo F, *et al.* Laser Phys Lett, 2005, 2(3): 162.
- [53] Collins C B, Davanloo F, Iosif M C, *et al.* Laser Phys, 1999, 9: 8.
- [54] Collins C B, Davanloo F, Iosif M C, *et al.* Physics of Atomic Nuclei, 2000, 63(12): 2 067.
- [55] Collins C B, Davanloo F, Iosif M C, *et al.* Phys Rev Lett, 1999, 82: 4.
- [56] Olariu Silviu, Olariu Agata. Phys Rev Lett, 2000, 84: 2 541.
- [57] McNabb D P, Anderson J D, Becker J A, *et al.* Phys Rev Lett, 2000, 84: 2 542.
- [58] Neumann-Cosel P von, Richter A. Phys Rev Lett, 2000, 84: 2 543.
- [59] Collins C B, Davanloo F, Iosif M C, *et al.* Phys Rev Lett, 2000, 84: 2 544.
- [60] Neumann-Cosel P von, Richter A. Phys Rev, 1991, C44: 55 461; Tkalya Eugene V. Phys Rev, 2005, C71: 024 606.
- [61] Tkalya Eugene V. Phys Rev, 2005, C71: 024 606.
- [62] Karpeshin F F, Trzhaskovskaya M B, Zhang Jingbo. Phys Lett, 2006, 23(8): 2 049.
- [63] Hara K, Sun Y. Int J Mod Phys, 1995, E4: 637.
- [64] Sun Y, Egido J L. Nucl Phys, 1994, A580: 1.
- [65] Sun Y, Zhang Jingye, Guidry Mike. Phys Rev, 2001, C63: 047 306.
- [66] Sun Y, Sheikh Javid A, Long Guilu. Phys Lett, 2002, B533: 253.
- [67] Bian Baoan, Di Yaomin, Long Guilu, *et al.* Phys Rev, 2007, C75: 014 312.
- [68] Mullins S M, Dracoulis G D, Byrne A P, *et al.* Phys Lett, 1997, B393: 279.
- [69] Mullins S M, Dracoulis G D, Byrne A P, *et al.* Phys Lett, 1997, B400: 401.
- [70] Hayes A B, Cline D, Wu C Y, *et al.* Phys Rev, 2007, C75: 034 308.

# Induced $\gamma$ -radiation of High- $K$ Isomer States of Nuclei<sup>\*</sup>

SHI Yu<sup>1,2</sup>, TIAN Wen-dong<sup>1, #</sup>, MA Yu-gang<sup>1</sup>, CAI Xiang-zhou<sup>1</sup>, FANG De-qing<sup>1</sup>,

WANG Kun<sup>1,2</sup>, CHEN Jin-geng<sup>1</sup>, WANG Hong-wei<sup>1</sup>, GUO Wei<sup>1</sup>

(1 *Shanghai Institute of Applied Physics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China;*

2 *Graduate School of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China*)

**Abstract:** The nuclear isomer states have great potential value of application. The important experimental and theoretical researches are presented here. There are three kinds of physics mechanism for the formation of the isomer states. The principle of releasing the energy stored in the isomer is to excite it to higher states,  $K$ -mixing states, which can spontaneously decay to the ground state forming the  $\gamma$ -cascade. After introducing the three ways to form the  $K$ -mixing states, we analyzed experiments on the most prospective isomer  $^{178}\text{Hf}^{\text{m}2}$ , discussed the key differences between these experiments and suggested that the Projected Shell Model (PSM) can be helpful to confirm the occurrence of the  $K$ -mixing states and would work out characteristics of the induced decay.

**Key words:** induced  $\gamma$ -emission; nuclear isomer state;  $K$ -mixing state

---

\* **Received date:** 10 Mar. 2008; **Revised date:** 15 Jul. 2008

\* **Foundation item:** National Natural Science Foundation of China(10328259, 10405032, 10405033, 10475108); Shanghai Development Foundation for Science and Technology(06QA14062); Major State Basic Research Development Program in China (G200077404); National Defense Scientific Innovation Foundation of Chinese Academy of Sciences(CXJJ-216)

# **Corresponding author:** Tian Wen-dong, E-mail: tianwendong@sinap.ac.cn