

# $^{197}\text{Au}(n, 2n)$ 反应中同质异能素截面比

杨维凡 李英俊 余菊生 赵欣源

(中国科学院近代物理研究所)

## 摘 要

用活化法测量了 15MeV 中子引起  $^{197}\text{Au}(n, 2n)$  反应的同质异能素截面比。使用 Huizenga-Vandenbosch 描述的方法计算了该反应的同质异能截面比, 根据实验值同理论值的比较, 确定了产物核的自旋切割因子和核有效转动惯量的值。

## 一、引 言

在核反应中除了原子核的质量、电荷、半径和宇称外, 角动量也起着重要的作用。在形成复合核的反应中, 同质异能素的形成几率主要由复合核衰变时退激到同质异能态的那些态的自旋值, 以及同质异能态本身的自旋值来决定, 因此, 同质异能态截面比代表复合核退激过程中角动量效应的结果。

在统计模型和蒸发理论的基础上 Huizenga-Vandenbosch<sup>[1]</sup> 提出了在复合核形成的反应中计算复合核形成、中子蒸发和  $\gamma$  级联过程中角动量分布的方法。确定同质异能素截面比的重要因素是 (i) 复合核态的自旋; (ii) 复合核去激过程中各步的数目和类型 (这取决于激发能); (iii) 每步带走的角动量; (iv) 退激各步形成不同自旋态的几率; (v) 同质异能素对的自旋。

同质异能截面比的测量是研究核反应机制的有用工具之一, 同时还能获得自旋切割因子和核有效转动惯量等数据。

我们用 15.0MeV 的中子通过  $(n, 2n)$  反应产生同质异能素, 目的是为了确定  $^{196m, g}\text{Au}$  的同质异能素的截面比并寻找自旋切割因子和有效转动惯量的值。

## 二、实 验

**1. 照射和测量** 用活化法和  $\gamma$  射线计数法, 通过测量产物核的剩余活性确定同质异能态的截面比。

用  $T(d, n)\text{He}^4$  反应产生 15MeV 的单能中子。靶材料为直径 11mm, 40mg/cm<sup>2</sup> 的金箔, 金箔的纯度大于 99.9%。靶子和束流成零度角, 照射时间间隔每次 20 分钟。

照射结束 30 分钟后,用  $140\text{cm}^3\text{Ge}(\text{Li})$  探测器连同 BA163 多道分析器跟踪产物核的剩余活性,根据它们的特征  $\gamma$  峰能量和半寿命,对产物核进行鉴定。

用  $^{60}\text{Co}(122\text{keV})$ ,  $^{137}\text{Cs}(661\text{keV})$  和  $^{60}\text{Co}(1332\text{keV}, 1173\text{keV})$  放射源刻度能量.  $\text{Ge}(\text{Li})$  探测器的分辨率为  $2.5\text{keV}$  (对  $^{60}\text{Co}$  的  $1332\text{keV}$ ). 图 1 给出了  $^{196}\text{Au}$  的衰变图,  $\text{Ge}(\text{Li})$  探

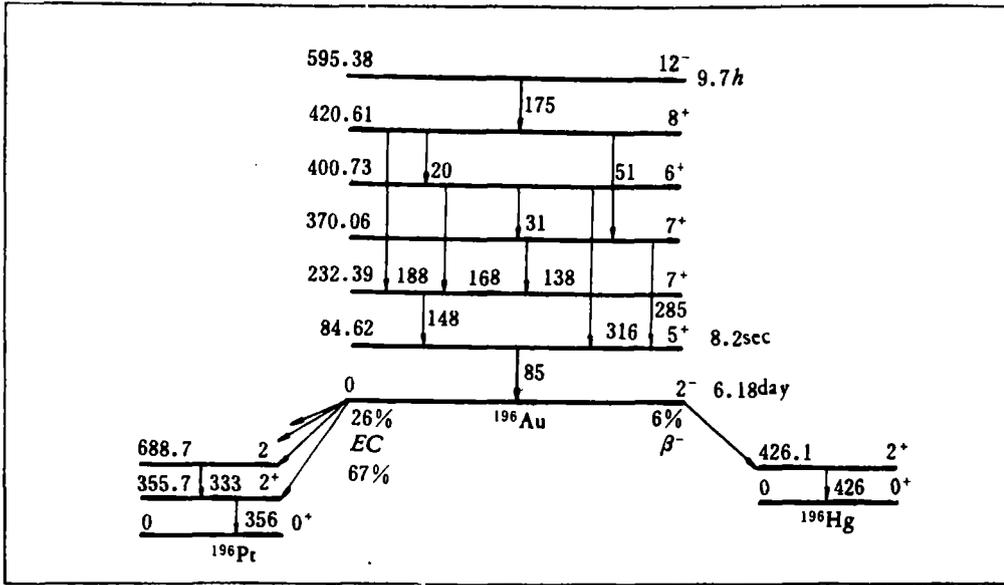


图 1  $^{196}\text{Au}$  的衰变图,全部能量为 keV

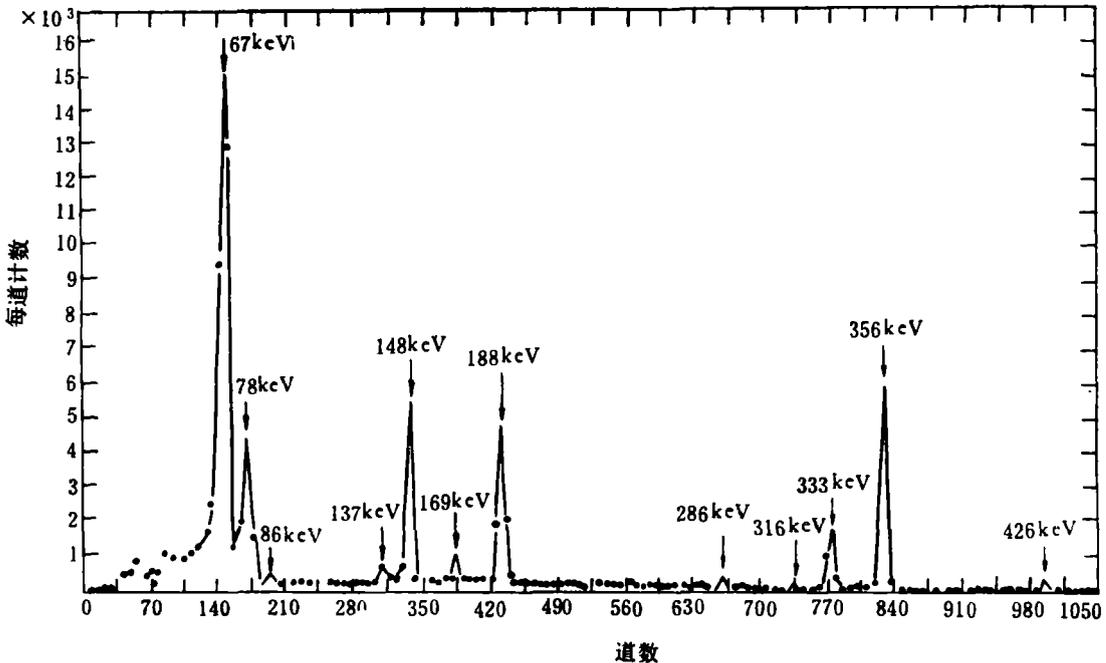


图 2  $\text{Ge}(\text{Li})$  探测器记录到的  $\gamma$  活性谱

测器记录到的  $\gamma$  活性谱表现在图 2 中。

**2. 截面比的确定** 根据测得的  $\gamma$  谱, 选用  $^{196\text{m}}\text{Au}(12^-)$  的 148keV,  $^{196\text{g}}\text{Au}(2^-)$  的 356keV 及  $^{24}\text{Na}$  的 1370keV 的光电峰进行分析, 用手工剥离的方法分别确定相应的全能峰面积。对探测效率、内转换、 $\gamma$  百分丰度等进行修正后, 计算照射结束时产物核的活性。

已知照射结束时的活性和截面有下面的关系<sup>[2]</sup>

$$A_m^0 = N\phi\sigma_m(1 - e^{-\lambda_m T}), \quad (1)$$

$$A_g^0 = N\phi(\sigma_m + \sigma_g)(1 - e^{-\lambda_g T}) + \frac{N\phi\sigma_m \cdot \lambda_g}{\lambda_m - \lambda_g} (e^{-\lambda_m T} - e^{-\lambda_g T}). \quad (2)$$

这里  $A^0$  为照射结束时的绝对活性;  $\sigma$  为生成截面;  $N$  为靶核数;  $\phi$  为束流通量;  $T$  为照射时间;  $\lambda$  为衰变常数;  $m$  和  $g$  分别指亚稳态和基态。如果根据同一次照射研究同质异能截面比, 则由 (1) 和 (2) 式可以导出:

$$\frac{\sigma_g}{\sigma_m} = \frac{A_g^0 (1 - e^{-\lambda_m T})}{A_m^0 (1 - e^{-\lambda_g T})} - \frac{\lambda_g (e^{-\lambda_m T} - e^{-\lambda_g T})}{(\lambda_m - \lambda_g)(1 - e^{-\lambda_g T})} - 1. \quad (3)$$

从上式可以看出, 若用同一样品在同一次照射中截面比与靶核数、束流通量无关。若在同样的几何条件下测量每个态的  $\gamma$  活性, 则截面比的测量误差便可大大减小。

对短照射周期, 则

$$1 - e^{-\lambda T} \approx 1 - 1 + \lambda T = \frac{0.693}{t_{1/2}} T. \quad (4)$$

公式 (3) 可简化为

$$\frac{\sigma_m}{\sigma_g} = \frac{A_m^0 t_{1/2}(m)}{A_g^0 t_{1/2}(g)}. \quad (5)$$

这里  $t_{1/2}(m)$  和  $t_{1/2}(g)$  分别指亚稳态和基态的半衰期。

用下式把照射结束时的绝对活性同照射结束后任意时刻  $t$  的活性(测量的)联系起来

$$A_m^0 = \frac{A_m \cdot (1 + \alpha_m) e^{\lambda_m t}}{I_\gamma(m) \eta_m}, \quad (6)$$

$$A_g^0 = \left\{ \frac{A_g(1 + \alpha_g)}{I_\gamma(g) \eta_g} - \frac{A_m \lambda_g}{\lambda_m - \lambda_g} [e^{-\lambda_g t} - e^{-\lambda_m t}] \right\} e^{\lambda_g t}. \quad (7)$$

将 (6) 和 (7) 式代入 (3) 式便可求得同质异能态截面比。

这里  $m$  和  $g$  分别指亚稳态和基态;  $\alpha$  是内转换系数;  $I_\gamma$  是  $\gamma$  跃迁在总衰变中的百分数;  $\eta$  是探测器的效率。计算中使用的内转换系数、半寿命和  $\gamma$  百分丰度的值取自 Michael Lederer<sup>[3]</sup> 等人的同位素表。

### 三、理论计算

**1. 自旋分布** 使用 Huizenga 和 Vandenbosch<sup>[4]</sup> 描述的方法计算理论同质异能截面比。

当入射粒子同靶核结合形成复合核时, 用入射粒子的自旋和靶核的自旋以及它们相对运动的轨道角动量来确定初始复合核的自旋分布, 复合核的自旋分布通过以后的中子

蒸发和  $\gamma$  退激而改变。整个计算可以分为三部分:

i) 复合核的自旋分布 根据复合核的形成截面可以计算复合核的规一化自旋分布。靶核吸收能量为  $E_n$  的中子形成具有自旋  $J_c$  的复合核态的截面用下式计算:

$$\sigma(J_c, E_n) = \pi k^2 \sum_{\frac{1}{2} = |l - \frac{1}{2}|}^{l + \frac{1}{2}} \sum_{l=|J_c - \frac{1}{2}|}^{J_c + \frac{1}{2}} \frac{2J_c + 1}{2(2l + 1)} T_l(E_n), \quad (8)$$

$k$  是入射粒子的有理化德布罗意波长;  $l$  为靶核自旋;  $\frac{1}{2}$  为中子的内禀自旋;  $T_l(E_n)$  是轨道角动量  $l$  和能量  $E_n$  的中子的位垒透射系数。

对复合核的各分截面求和得到形成复合核的总截面。因此, 复合核的规一化自旋分布用下式给出

$$P_{J_c} = \sigma(J_c, E_n) / \sum_{\text{全部 } J_c} \sigma(J_c, E_n), \quad (9)$$

$P_{J_c}$ ——形成自旋  $J_c$  的复合核的绝对几率。

ii) 复合核发射中子后剩余核的自旋分布

自旋为  $J_c$  的复合核发射一个中子导致自旋为  $J_f$  的末态的相对几率  $P_{J_c \rightarrow J_f}$  将依赖于  $J_f$  态的能级密度、中子带走的角动量和出射中子的位垒透射系数, 可用下式表示

$$P_{J_c \rightarrow J_f} = \rho(J_f) \sum_{s=|J_f - \frac{1}{2}|}^{J_f + \frac{1}{2}} \sum_{l=|J_c - s|}^{J_c + s} T'_l(E'_n). \quad (10)$$

$\rho(J_f)$  是自旋  $J_f$  态的能级密度;  $T'_l(E'_n)$  是出射中子的位垒透射系数。

如果我们把给定自旋的每一个末态的相对几率规一并对全部复合核态求和, 于是获得复合核发射一个中子占据自旋  $J_f = x$  的一个末态的绝对几率  $P_{J_c \rightarrow J_f}$

$$P_{J_c \rightarrow J_f} = \sum_{J_c=y}^b P_{J_c=y} \frac{\rho(J_f=x) \sum_{s=|(J_f=x)-\frac{1}{2}|}^{(J_f=x)+\frac{1}{2}} \sum_{l=|(J_c=y)-s|}^{(J_c=y)+s}}{\sum_{J_f=x'}^b \rho(J_f=x') \sum_{s=|(J_f=x')-\frac{1}{2}|}^{(J_f=x')+\frac{1}{2}} \sum_{l=|(J_c=y)-s|}^{(J_c=y)+s}}. \quad (11)$$

上式右边第二项的分子代表自旋为  $J_c = y$  的复合核态占据  $J_f = x$  的末态的相对几率, 分母代表来自复合核自旋  $J_c = y$  的所有可能的末态自旋  $J_f$  的相对几率之和。所以第二项代表从自旋  $J_c = y$  的初始态到自旋  $J_f = x$  的末态的绝对几率。

第二个中子发射后剩余核自旋分布的计算与发射第一个中子时的相似, 这时要把第一个中子发射后的余核当作发射第二个中子的复合核, 并重复上面的计算。

iii)  $\gamma$  退激时的自旋分布 当剩余核没有足够的激发能再发射中子时, 核的去激由  $\gamma$  退激完成。现在需要考虑通过  $\gamma$  射线发射自旋分布的改变。从初态  $J_i$  到末态  $J_f$  的  $\gamma$  跃迁几率正比于自旋  $J_f$  态的能级密度,  $J_f$  的总归一化几率由下式给出

$$F_{J_f} = \sum_{J_i=|J_f-1|}^{J_f+1} F_{J_i} \frac{\rho(J_f)}{\sum_{J_i=|J_f-1|}^{J_i+1} \rho(J_i)}. \quad (12)$$

**2. 计算中使用的参数** 在理论计算之前必须确定各个参数。这些参数中最基本的参数是能级密度参数  $a$ , 它在能级密度公式<sup>[4]</sup>

$$\rho(A, E) = C e^{2\sqrt{aE}} \quad (13)$$

中出现。用 Bodansky<sup>[5]</sup> 给出的方程计算参数  $a$

$$a = \frac{1}{2} \left( \frac{1}{3} \pi \right)^{8/3} \frac{m r_0^2}{\hbar^2} A. \quad (14)$$

式中  $A$  是核内核子数,  $m$  是核子质量,  $r_0$  是半径参数。

用费米气体模型描述核的能级密度<sup>[6]</sup>:

$$\rho(J) = \rho(0)(2J+1)e^{-(J+\frac{1}{2})/2\sigma^2}. \quad (15)$$

$\rho(0)$  是自旋为零的能级密度,  $\sigma$  是自旋切割因子。

下面的关系式给出自旋切割因子的计算

$$\sigma^2 = \frac{\theta}{\hbar^2} T. \quad (16)$$

$\theta$  为转动惯量,  $T$  为核温度。在高激发能时认为  $\theta$  是刚体转动惯量

$$\theta_{\text{rigid}} = (2/5)mAR^2, \quad (17)$$

$R$  是核半径。

用下式计算核温度

$$T = \sqrt{E_r/a} \quad (18)$$

$E_r$  是剩余核的激发能。

在最后核的去激中仅假定发射纯二极  $\gamma$  射线。在每个光子带走的激发能较小的情况下, Strutins<sup>[7]</sup> 已经给出发射平均  $\gamma$  射线数的方程

$$(2l+2)\bar{N}_\gamma = 2\sqrt{E_0 a}, \quad (19)$$

$\bar{N}_\gamma$ - $\gamma$  级联的多重性,  $E_0$  是第二个中子发射后剩余核的激发能。对  $E_2$  跃迁,  $l=1$ , 于是

$$\bar{N}_\gamma = \frac{\sqrt{E_0 a}}{2}. \quad (20)$$

使用下面的方程估算每步发射的平均  $\gamma$  射线能量<sup>[8]</sup>

$$\bar{E}_\gamma = 4 \left( \frac{E}{a} - \frac{5}{a^2} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (21)$$

$E$  是最后中子或  $\gamma$  射线发射后剩余核的激发能。中子透射系数取自 Mani<sup>[9]</sup> 等人的值。

**3. 同质异能截面比的计算** 选择上边描述的参数, 使用修改过的 Hafner 等人的计算机程序, 在 DJS-6 机上完成截面比的计算。

假定复合核发射中子后剩余核的温度为 1MeV, 出射中子的平均动能为 2MeV。假定自旋切割因子  $\sigma$  与激发能无关, 在复合核退激的每一步计算中它保持不变。假定  $\gamma$  退激的多重性是 4, 发射二极  $\gamma$  射线。又假定在最后一条  $\gamma$  射线退激时自旋  $I \geq 10$  的态占据  $12^-$  态,  $I \leq 9$  的自旋态占据  $5^+$  或  $2^-$  态,  $I=10$  的态按它们的统计权重的比占据  $5^+$  和  $12^-$  自旋态。对不同的  $\sigma$  值 (3—10), 步长 0.5 进行计算, 结果见图 3。和同质异能截面比的实验值相符合的理论值所对应的  $\sigma$  值定为产物核可能的自旋切割因子。

取  $a = 19\text{MeV}^{-1}$  并使用公式<sup>[21]</sup>完成了粗略地蒸发近似以便计算核温度。使用方程

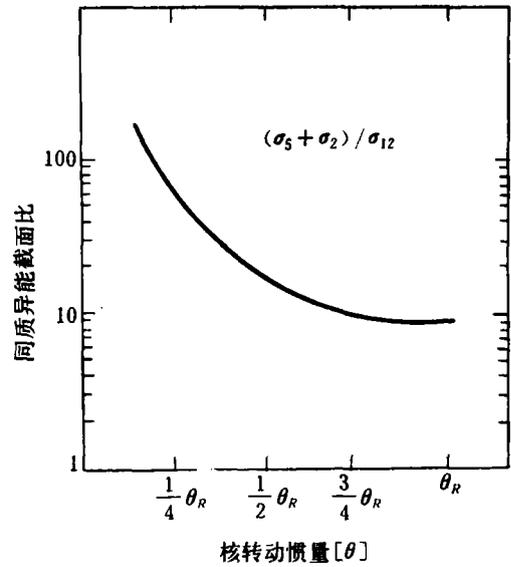
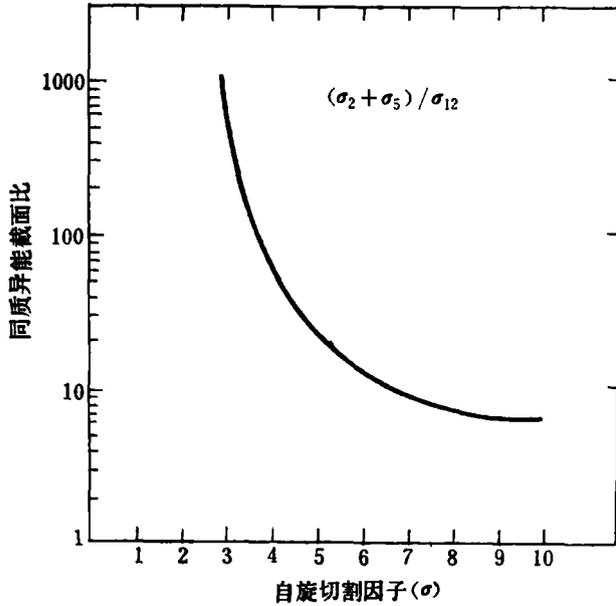


图3 计算出的同质异能截面比随自旋切割因子的变化,  $N_\gamma=3$  ( $\sigma_{12}, \sigma_3, \sigma_2$  指  $^{196}\text{Au}12^-, 5^+, 2^-$  态的截面)

图4 同质异能截面比随核转动惯量的变化

(16) 获得在理论计算的每一步所使用的和不同分数的刚体转动惯量相应的自旋切割因子,从而完成同质异能截面比随转动惯量变化的计算,结果见图4.

### 四、讨论

表1 给出我们和其他人在  $^{197}\text{Au}(n, 2n)$  反应中获得的  $^{196}\text{Au}$  同质异能素的截面比.

表1  $^{197}\text{Au}(n, 2n)$  反应中  $^{196}\text{Au}$  同质异能素的截面比

中子能量 (MeV)	竞争能级	$R_{\text{实验}}$	$R_{\text{理论}}$	自旋切割因子 ( $\sigma$ )	$\theta/\theta_R$	参 考
14.8	2 12	$0.11 \pm 0.02$	0.11	$3.5 \pm 0.5$		11
14.0		0.079	0.03	5		12
14.8		$0.13 \pm 0.035$	0.13	$4.25 \pm 0.2$	$0.25 \pm 0.03$	13
14.0	8 12	$0.08 \pm 0.01$	0.011	5.83	1	14
14.7	8 12	$0.06 \pm 0.01$	0.049	5	0.83	15
15.0	8 12	$0.06 \pm 0.01$	0.06	$5.4 \pm 0.1$	$0.52 \pm 0.02$	本实验

$R$  指  $12^-$  态的截面对  $(5^+ + 2^-)$  态截面的比.

在表1中除了参考11和13以外,我们获得的  $\sigma_{12}/(\sigma_5 + \sigma_2)$  的实验值与其他人的值

在实验误差范围内基本上一致。参考 12 和 14 的实验值比我们的稍高,而参考 15 的结果和我们的一致。从表 1 还可以看出,自旋切割因子和转动惯量的值彼此差别较大,这可能主要是由于所选择的竞争能级不一致以及计算中选用的参数例如能级密度参数  $a$ , 中子结合能等不一致造成的。若要更好地确定自旋切割因子和有效转动惯量的值,还需要更深入地研究。

### 参 考 文 献

- [ 1 ] J. R. Huizenga and R. Vandenbosch, *Phys. Rev.*, **120**(1960), 1305.
- [ 2 ] ANL-6598.
- [ 3 ] Table of Isotopes, C. Michael Ledrer and Virginia S. Shirley.
- [ 4 ] D. W. Lang, *Nucl. Phys.*, **42**(1963), 353.
- [ 5 ] D. Bodansky, *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, **12**(1962), 96.
- [ 6 ] C. Bloch, *Phys. Rev.*, **93**(1954), 1094.
- [ 7 ] UCRL-11049.
- [ 8 ] C. T. Bishop, J. R. Huizenga and J. P. Hummel, *Phys. Rev.*, **B401**(1964), 135.
- [ 9 ] CEA-2380.
- [10] ANL-6662.
- [11] S. K. Mangal and C. S. Khurana, *Nucl. Phys.*, **69**(1965), 158.
- [12] G. N. Flerov et al., *Yad. Fiz.*, **6**(1967), 17.
- [13] J. Karolyi, J. Csikai and G. Peto, *Nucl. Phys.*, **A122**(1968), 234.
- [14] D. Maor Zeller Mayer and B. Rosner, *Phys. Rev.*, **C6**(1972), 315.
- [15] Nuray Büget, *Nucl. Instr. and Meth.*, **146**(1977), 535.

## ISOMERIC CROSS SECTION RATIO IN THE $^{197}\text{Au}(n, 2n)^{196}\text{Au}$ REACTION

YANG WEI-FAN LI YING-JUN YU JU-SHENG ZHAO XIN-YUAN

(*Institute of Modern Physics, Academia Sinica*)

### ABSTRACT

Isomeric cross section ratio for the  $^{197}\text{Au}(n, 2n)$  reaction at 15 MeV is measured by the activation method. Using the Huizenga and Vandenbosch method, the isomeric ratio is calculated for the reaction. From the comparison of the measured and theoretically calculated isomeric ratio, the values of the spin cut-off factor and nuclear moment of inertia are determined.