

# $^{197}\text{Au}$ 中子辐射俘获过程中 $\gamma$ 射线 强度函数与能谱研究

刘建峰 赵维娟 王凤歌

(郑州大学物理系 郑州 450052)

苏宗涤

(中国原子能科学研究院 北京 102413)

**摘要** 文章假定在复合核首次和级联  $\gamma$  退激过程中,除包含巨偶极共振模式外,还存在 $^6\text{He}$ , $^6\text{Li}$ , $^6\text{Be}$ , $^7\text{Li}$ 和 $^7\text{Be}$ 等粒子集团的激发态的退激过程,并据此建立了包括这些过程的 $\gamma$ 射线强度函数,计算了入射中子能量在0.01—3MeV能区的中子辐射俘获反应: $^{197}\text{Au}(n,\gamma)$ 的反应截面和 $\gamma$ 能谱,得到了与实验数据较好符合的结果.特别是,很好地解释了 $\gamma$ 能谱中5.5MeV之后的反常突起.

**关键词** 中子辐射俘获  $\gamma$ 射线强度函数  $\gamma$ 能谱 复合核统计过程

## 1 引言

40多年来,人们从理论和实验两个方面对中子辐射俘获反应进行了大量的研究.由于初期研究的中子入射能量较低,因此首先较深入地研究了 $(n,\gamma)$ 反应的复合核统计过程<sup>[1]</sup>.随着中子入射能量的提高,在实验上发现 $(n,\gamma)$ 反应中 $\gamma$ 射线强度显示的初态、终态关联现象和 $\gamma$ 能谱高能端存在一些复合核统计理论所无法解释的分离谱线,人们又先后提出了位阱俘获<sup>[2]</sup>、价俘获<sup>[3]</sup>、复合核弹性及非弹性道中的俘获<sup>[4,5]</sup>和直接-半直接俘获<sup>[6]</sup>等一些 $(n,\gamma)$ 反应中的非统计效应,改善了理论计算结果与实验的符合.由于从热中子直到MeV能区,复合核统计过程是起主要作用的辐射俘获过程,近几年来,人们又开始通过对 $\gamma$ 射线强度函数的深入研究<sup>[7]</sup>,进一步改善复合核统计理论的计算结果.

大量实验事实表明<sup>[8]</sup>:在核质量数 $A$ 从110至140和180至210核区,低能中子辐射俘获 $\gamma$ 能谱在5.5MeV处有反常突起,通常称为 $\gamma$ 谱的5.5MeV反常峰.这一反常峰既不属于辐射俘获的非统计效应,也不能用传统的复合核统计理论解释.虽然有的文献为解释 $\gamma$ 谱的反常峰,唯象地引入“光子强度矮共振”<sup>[9]</sup>、“自旋共振态”<sup>[10]</sup>、或光子强度函数的“特

2000-09-22 收稿

• 国家自然科学基金(19975072)和河南省科委基金(004051500)资助

殊分布”<sup>[11]</sup>等,但离对反常峰本质的了解和作定量的计算、同时符合 $(n, \gamma)$ 截面和 $\gamma$ 能谱实验结果,还有相当的困难和问题.本文对中子低能辐射俘获过程除考虑通常的由巨偶极共振过程首次和级联 $\gamma$ 退激的贡献外,还假定可包括复合核中 ${}^6\text{He}$ ,  ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^6\text{Be}$ 及 ${}^7\text{Li}$ 和 ${}^7\text{Be}$ 等粒子集团的激发组态的退激过程,构造了包括这些过程的光子强度函数,并对中子入射能量为0.01—3MeV范围的<sup>197</sup>Au $(n, \gamma)$ 反应截面和 $\gamma$ 能谱进行了计算,得到了与实验符合较好的结果,尤其是能再现 $\gamma$ 能谱5.5MeV反常峰.最后还进行了简短讨论.

## 2 基本物理思想

有关 $\gamma$ 谱5.5MeV反常峰的研究,积累的实验结果可概述如下:

(1) 其多极性应属E1跃迁;

(2) 在 $A$ 为110—140和180—210核质量区,其强度随 $A$ 的改变而系统地变化,由弱变强而再变弱.

(3) 在中子能量从热中子到4MeV之间,反常峰的位置和强度都基本不变.

这一反常峰不能用辐射俘获的非统计效应来解释,因与辐射俘获的非统计效应对应的分离谱线的能量是随入射中子的能量而变化的,而且在这两个核质量区和4MeV以下的能区,非统计效应对 $(n, \gamma)$ 反应截面的贡献比 $(n, \gamma)$ 截面的实验值小1—2个数量级.用复合核统计理论计算 $(n, \gamma)$ 反应截面和 $\gamma$ 能谱的核心问题是 $\gamma$ 射线强度函数的形式.如果 $\gamma$ 射线强度函数的计算采用目前应用最广的巨偶极共振模型,则 $(n, \gamma)$ 反应截面和 $\gamma$ 能谱与洛仑兹参数表示的巨偶极共振强度函数及剩余核的能级密度成正比,由此得到的 $\gamma$ 能谱是和入射能量相关的,从而排除了调节巨偶极共振参数和能级密度参数达到与实验相符合的可能性.此外,计算中选用的巨偶极共振参数,一般是由洛仑兹曲线符合光核反应实验数据而抽取的,计算中一般不再调整.调节能级密度参数虽有可能拟合个别核在个别能点的 $\gamma$ 能谱,但所得到的能级密度参数与其他实验,如中子非弹性散射,所推得的能级密度参数完全不符合.

为了解释5.5MeV反常峰,曾提出过不同模型和假定,其中较著名的是:

(1) 文献[9]在光子能量 $E_\gamma$ 为4—6MeV区间唯象地引入一“矮共振”,其光子强度为E1跃迁强度求和规则的1%—2%.

(2) 文献[10]提出:这一反常现象是来自巨偶极共振态退耦下来的部分E1强度的结果,是一种自旋共振态,但至今未见到可与实验比较的定量计算结果.

(3) 文献[11]在对反常现象的实验结果作系统分析后指出:光子强度函数有一特殊分布,一般地讲,它系统地偏离E1巨共振曲线而向低能外推.

以上工作虽然都作了一定的分析和讨论,但都无直接的实验依据,有的还无符合实验的定量计算.目前试图从微观理论上予以合理解释的研究还有很多困难.但文献[9—11]的研究表明,为了解释 $\gamma$ 能谱5.5MeV反常峰,需要考察光子强度函数的合理结构,而光子强度函数结构是与核结构和核反应机制密切相关的.

本文试图在复合核统计理论的框架下描述 $\gamma$ 能谱5.5MeV反常峰.在 $(n, \gamma)$ 反应中,复合核除通过巨偶极共振模式首次和级联 $\gamma$ 退激外,还可能存在某些轻粒子集团的激发

组态的  $\gamma$  退激过程. 在相当宽的核质量区内低激发态特点分析表明, 对  $A \leq 4$  的轻粒子, 没有束缚激发态, 或第一激发态较高, 如  ${}^4\text{He}$  第一激发态的激发能为 20.1 MeV. 对于  $A \geq 8$  的核, 即使对于较低激发能, 也往往包括较多的激发能级而无明显特征. 此外, 核子数越多, 在复合核中形成集团的几率也越小, 因此  $A \geq 8$  的粒子集团的  $\gamma$  退激可不必考虑.  ${}^6\text{He}$ ,  ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^6\text{Be}$  及  ${}^7\text{Li}$  和  ${}^7\text{Be}$  这几个核存在一些激发能较低, 且衰变宽度较大的低激发态. 如果在复合核中存在这些粒子集团的激发组态, 当  $\gamma$  退激时, 可能会对  $\gamma$  能谱 5.5 MeV 反常峰有贡献. 假定在复合核首次及级联  $\gamma$  退激过程中, 存在  ${}^6\text{He}$ ,  ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^6\text{Be}$  及  ${}^7\text{Li}$  和  ${}^7\text{Be}$  等粒子集团激发态的退激过程, 而将其余衰变方式的统计平均行为用巨偶极共振模型来描述. 重新构造了  $\gamma$  射线强度函数. 除通常的巨偶极共振项外, 增加了一项用粒子集团激发态能量  $E_p$  及宽度  $\Gamma_p$  (均取实验值) 按照洛仑兹函数形式给出的光子强度函数.

### 3 计算公式及 $\gamma$ 射线强度函数

通过求解描述复合核级联  $\gamma$  退激的积分方程组计算  $(n, \gamma)$  反应截面和  $\gamma$  能谱, 其特点是物理图象清楚, 而且扣除了  $(n, \gamma n')$  过程对  $(n, \gamma)$  反应截面的影响.

设  $E_m$  是复合核的最高激发态能量,  $E_m$  向下至  $E_c$  为能级连续区,  $E_c$  为其下限,  $E_c$  之下包括基态有  $N$  条分立能级, 自下而上分别为  $(E_1, J_1, \pi_1), (E_2, J_2, \pi_2), \dots, (E_N, J_N, \pi_N)$ .  $\rho(E, J, \pi)$  表示能级连续区的能级密度,  $\sigma_c(E, J, \pi)$  表示激发能为  $E$  的能级连续区在单位能量间隔内自旋为  $J$ 、宇称为  $\pi$  的能级在整个级联  $\gamma$  退激过程中被激发的总截面,  $\sigma_{i0}(E, J, \pi)$  为其初值, 即复合核首次  $\gamma$  跃迁的贡献,  $\sigma_i$  为第  $i$  条分立能级在整个级联  $\gamma$  退激过程中被激发的总截面,  $\sigma_{i0}$  为其初值, 即复合核首次  $\gamma$  跃迁对第  $i$  条分立能级的激发, 则复合核的级联  $\gamma$  退激过程满足:

$$\sigma_c(E, J, \pi) = \sigma_{c0}(E, J, \pi) + \int_E^{E_m} \sum_{J'\pi'} \sigma_c(E', J', \pi') \cdot \frac{T_Y^{EJ\pi', E'J'\pi'}}{T^{EJ\pi'}} \cdot \rho(E, J, \pi) dE'. \quad (1)$$

和

$$\sigma_i = \sigma_{i0} + \sum_{j=i+1}^N \sigma_j \cdot \frac{T_Y^j}{T^j} \cdot S^{ji} + \int_{E_c}^{E_m} \sum_{J'\pi'} \sigma_c(E', J', \pi') \cdot \frac{T_Y^{EJ\pi', E_i J_i \pi_i}}{T^{EJ\pi'}} dE'. \quad (2)$$

其中  $S^{ji}$  为分立能级间  $\gamma$  跃迁分支比,  $T_Y^j$  和  $T^j$  分别为第  $j$  条分立能级的  $\gamma$  穿透系数和总穿透系数, 此处考虑了分立能级仍有发射粒子的可能性;  $T^{E'J'\pi'}$  是能量为  $E$ , 自旋、宇称分别为  $J, \pi$  的能级的总穿透系数,  $T_Y^{EJ\pi', E'J'\pi'}$  为能量、自旋、宇称分别为  $E', J', \pi'$  的能级跃迁至能级  $(E, J, \pi)$  的  $\gamma$  穿透系数.

$\gamma$  能谱为:

$$\frac{d\sigma_Y}{dE_Y} = \sum_{i=1}^N \sum_{j=i+1}^N \sigma_j \cdot \frac{T_Y^j}{T^j} \cdot S^{ji} \cdot \delta(E_Y + E_i - E_j) + \sum_{i=1}^N \sum_{J'\pi'} \sigma_c(E_i + E_Y, J', \pi') \cdot \frac{T_Y^{E_i + E_Y, J'\pi', E_i J_i \pi_i}}{T^{E_i + E_Y, J'\pi'}} + \int_{E_c + E_Y}^{E_m} \sum_{J'\pi'} \sigma_c(E', J', \pi') \cdot \frac{T_Y^{E'J'\pi', E - E_Y, J\pi}}{T^{E'J'\pi'}} \cdot \rho(E' - E_Y, J, \pi) dE'. \quad (3)$$

$\gamma$  产生截面为:

$$\sigma^\gamma = \int_0^{E_m} \frac{d\sigma^\gamma}{dE_\gamma} dE_\gamma. \quad (4)$$

而  $(n, \gamma)$  反应截面为

$$\sigma_\gamma = \sigma_1. \quad (5)$$

(1) 式和 (2) 式中的  $\sigma_{c0}(E, J, \pi)$  和  $\sigma_{i0}$  由复合核吸收截面计算:

$$\sigma_{i0} = \sum_{J\pi} \sigma_a^{J\pi} \cdot \frac{T_{\gamma}^{E, J\pi, E, J\pi}}{T_{m}^{E, J\pi}} \quad (6)$$

$$\sigma_{c0}(E, J, \pi) = \sum_{J'\pi'} \sigma_a^{J'\pi'} \cdot \frac{T_{\gamma}^{E, J'\pi', E, J\pi}}{T_{m}^{E, J'\pi'}} \cdot \rho(E, J, \pi). \quad (7)$$

其中,  $\sigma_a^{J\pi}$  为复合核能量为  $E_m$ 、自旋为  $J$ 、宇称为  $\pi$  的态的吸收截面.

对于 E1 跃迁,  $\gamma$  穿透系数可用  $\gamma$  射线强度函数表示为:

$$T_{\gamma}^{E, J'\pi', E, J\pi} = 2\pi(E' - E)^3 f^{E, J'\pi', E, J\pi} \quad (8)$$

若采用巨偶极共振模型, 则:

$$f^{E, J'\pi', E, J\pi} = \frac{1}{6\pi^2 \hbar^2 C^2} \cdot H(J', J; \pi'\pi) \cdot \sum_{g=1}^2 \frac{\sigma_g(E' - E) \Gamma_g^2}{[E_g^2 - (E' - E)^2]^2 + (E' - E)^2 \Gamma_g^2} \quad (9)$$

其中  $\sigma_g$ ,  $\Gamma_g$  和  $E_g$  分别为光核反应巨偶极共振的峰值截面、宽度和能量.  $H(J'J; \pi'\pi)$  表示角动量和宇称守恒:

$$H(J'J; \pi'\pi) = \begin{cases} 1 & \text{若 } |J' - 1| \leq J \leq J' + 1 \text{ 且 } \pi'\pi = -1, \\ 0 & \text{其他.} \end{cases}$$

本文除考虑巨偶极共振模型外, 还假定存在  $^6\text{He}$ ,  $^6\text{Li}$ ,  $^6\text{Be}$ ,  $^7\text{Li}$  和  $^7\text{Be}$  粒子集团的激发态的退激过程, 所有这些过程互相竞争, 各以一定的几率发生. 基于核力的饱和性, 我们进一步假定这些粒子集团的激发能及能级衰变宽度与这些粒子单独存在时相差较小, 但由于毕竟存在着粒子集团与核内其他粒子的剩余相互作用, 而且对不同的核也有差异, 为了简单起见, 仍将这些粒子集团的退激对  $\gamma$  射线强度函数的贡献写成与巨偶极共振模型相似的形式:

$$f^{E, J'\pi', E, J\pi} = \frac{\alpha}{6\pi^2 \hbar^2 C^2} \cdot H(J', J; \pi'\pi) \cdot \sum_{g=1}^2 \frac{\sigma_g(E' - E) \Gamma_g^2}{[E_g^2 - (E' - E)^2]^2 + (E' - E)^2 \Gamma_g^2} + \frac{1}{6\pi^2 \hbar^2 C^2} \cdot H(J', J; \pi'\pi) \cdot \sum_p \frac{\beta_p(E' - E) \Gamma_p^2}{[E_p^2 - (E' - E)^2]^2 + (E' - E)^2 \Gamma_p^2} \quad (10)$$

其中第一项表示来自巨偶极共振模型的贡献,  $\alpha$  表示通过巨偶极共振模式退激的几率. 第二项表示上述 5 种粒子集团激发态退激的贡献, 其中  $\beta_p$  与  $\alpha \cdot \sigma_g$  量纲相同, 表示按某一粒子集团某一激发态退激的几率,  $E_p$  为激发态能量,  $\Gamma_p$  为其宽度, 均采用这些粒子的激发能和衰变宽度的实验值<sup>[12]</sup>. (10) 式中的两项形式相似, 但物理意义不同. 第一项是在光核反应巨偶极共振的主要部分 ( $E_\gamma \sim 14\text{MeV}$ ) 用经典的洛仑兹谱型拟合后, 用其低能尾巴来描述低能  $(n, \gamma)$  反应的光子强度, 而第二项反应了出射光子的能量  $E_\gamma = E' - E$  越接近  $E_p$ , 它对  $f^{E, J'\pi', E, J\pi}$  的贡献就越大的特点.

## 4 数值计算

应用上述公式,在中子入射能量 0.01—3MeV 能区,对<sup>197</sup>Au 的(n, γ)反应截面和 γ 能谱进行了数值计算. 采用普适光学位<sup>[13]</sup>计算中子穿透系数及散射波函数,能级密度的计算采用 Gilbert - Cameron 公式<sup>[14]</sup>,巨偶极共振参数取自文献[15],<sup>6</sup>He, <sup>6</sup>Li, <sup>6</sup>Be 及 <sup>7</sup>Li 和 <sup>7</sup>Be 的激发态能量和衰变宽度取自文献[12],分立能级数据及 γ 衰变分支比取自文献[16,17].

计算的过程是:首先通过计算全截面、弹性及非弹性散射截面,调整光学位参数及剩余核的能级密度参数,使计算结果在所考虑的能区内与实验值较好地符合. 其次,通过调整复合核的能级密度参数、公式(10)中的 α 和 β<sub>p</sub>,使所计算的(n, γ)反应截面及 γ 能谱都尽可能好地与实验相符合. 文献[15]中共给出了三家实验室提供的巨偶极共振参数,本计算中选其一组并稍微作了调整,并用(9)式的 γ 射线强度函数进行了(n, γ)反应截面和 γ 能谱的计算,以便对 γ 射线强度函数的两种选取得到的计算结果进行比较.

表 1 列出了计算中采用的能级密度参数、巨偶极共振参数以及(10)式中的 α 值. 表 2 列出了计算中采用的<sup>6</sup>He, <sup>6</sup>Li, <sup>6</sup>Be 及 <sup>7</sup>Li 和 <sup>7</sup>Be 的激发态能量和衰变宽度实验值以及(10)式中的 β<sub>p</sub> 值.

表 1 计算中采用的能级密度参数和巨偶极共振参数

参数 核素	能级密度参数					巨偶极共振参数			
	$E_c/\text{MeV}$	$T/\text{MeV}$	$E_0/\text{MeV}$	$(P(z) + P(N))/\text{MeV}$	$a/\text{MeV}^{-1}$	$\sigma_g/b$	$\Gamma_g/\text{MeV}$	$E_g/\text{MeV}$	$\alpha$
<sup>197</sup> Au	4.18142	0.50500	-0.55000	0.92000	19.41000	0.56901	4.50000	13.69754	
<sup>198</sup> Au	4.08758	0.59500	-1.75000	0.23000	17.90000	0.51191	4.50000	13.69159	0.29675

表 2 计算中采用的激发能  $E_p$ 、衰变宽度  $\Gamma_p$  实验值和 β<sub>p</sub> 取值

参数 核素	$E_p/\text{MeV}$	$\Gamma_p/\text{MeV}$	$\beta_p/b$	参数 核素	$E_p/\text{MeV}$	$\Gamma_p/\text{MeV}$	$\beta_p/b$
	<sup>6</sup> He	1.80	0.113		0.0001	<sup>6</sup> Be	1.67
<sup>6</sup> Li	4.31	1.70	0.000005	<sup>7</sup> Li	6.68	0.80	0.010
	5.37	0.54	0.0059		7.46	0.10	0.015
	5.65	1.50	0.0209		9.85	1.80	0.010
<sup>7</sup> Be	6.73	1.20	0.015				
	7.21	0.50	0.040				

图 1 给出了<sup>197</sup>Au(n, γ)反应截面计算结果与实验值的比较. 为了更清楚地看出两者的差异,给出了中子入射能量直到 8MeV 的计算结果. 图中实验值取自 EXFOR<sup>[18]</sup>. 图 2 至图 4 是中子入射能量分别为 0.5MeV, 1.25MeV 和 2.25MeV 的<sup>197</sup>Au(n, γ)反应 γ 能谱计算结果与实验值的比较. 图 2 至图 4 低能端的一些峰结构主要来自(n, n'γ)反应,而高能端计算结果的锯齿状结构是向基态及低激发分立能级的首次跃迁的分离谱线,按 0.2MeV

展宽后叠加在连续谱上. 由于展宽的宽度是人为选取的, 其高度是相对的. 由图 1 可见, 本工作的  $(n, \gamma)$  反应截面计算结果好于仅用巨偶极共振模型的计算结果. 由图 2 至图 4 清楚地表明, 采用(10)式给出的  $\gamma$  射线强度函数, 所计算的  $\gamma$  能谱很好的再现了  $\gamma$  能谱 5.5MeV 之后的反常突起, 给出了与实验相符合的理论计算结果

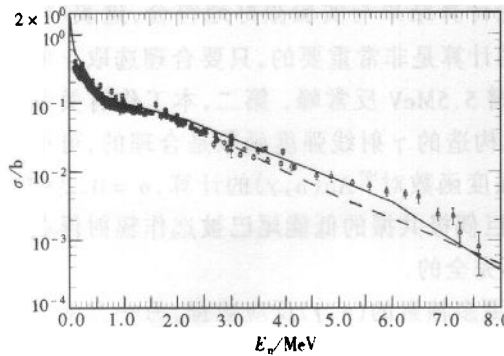
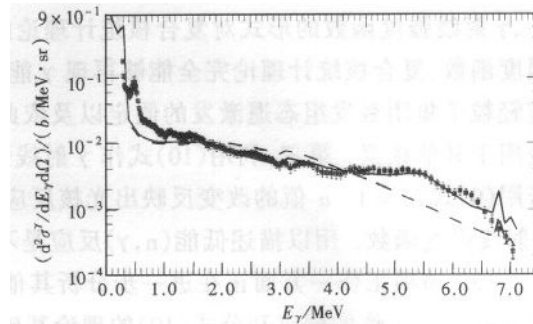


图 1  $^{197}\text{Au}(n, \gamma)$  反应截面计算结果与实验值的比较  
——为  $\gamma$  射线强度函数由(10)式计算的结果.  
-----为  $\gamma$  射线强度函数由(9)式, 即只考虑巨偶极共振计算的结果. 实验值取自 EXFOR.



2  $^{197}\text{Au}$  中子入射能量为 0.5MeV 时  $\gamma$  能谱计算结果与实验值的比较  
实线和虚线所依据的物理模型同图 1.  
Exp  $\theta = 125^\circ$ , 实验值取自 ORNL, 由中国核数据中心提供.

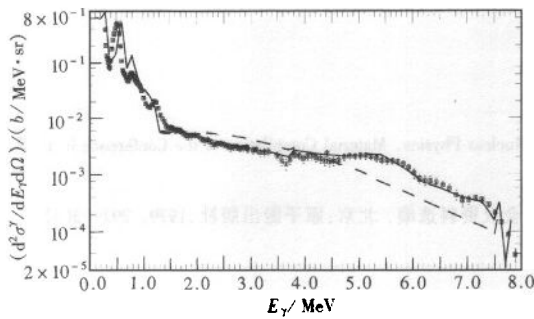


图 3  $^{197}\text{Au}$  中子入射能量为 1.25MeV 时  $\gamma$  能谱计算结果与实验值的比较  
图注同图 2.

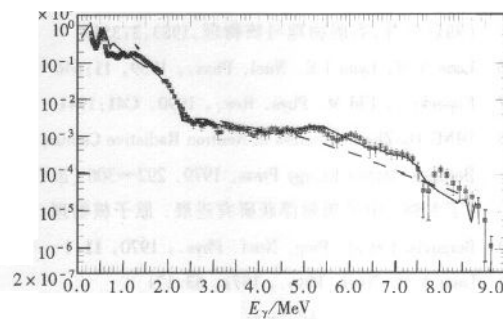


图 4  $^{197}\text{Au}$  中子入射能量为 2.25MeV 时  $\gamma$  能谱计算结果与实验值的比较  
图注同图 2.

## 5 讨论

从上述计算结果, 可得出以下结论:

(1) 为了从理论上解释  $110 \leq A \leq 140$  和  $180 \leq A \leq 210$  核区内  $(n, \gamma)$  反应中  $\gamma$  能谱在 5.5MeV 之后的反常突起, 假定在复合核首次及级联  $\gamma$  退激过程中除巨偶极共振模式外, 还存在  $^6\text{He}$ ,  $^6\text{Li}$ ,  $^6\text{Be}$  及  $^7\text{Li}$  和  $^7\text{Be}$  等轻粒子集团激发态的退激过程, 并依此构造了包括这些过程的  $\gamma$  射线强度函数. 通过对  $^{197}\text{Au}(n, \gamma)$  反应的计算结果表明, 上述假定能很好地再现

实验结果,特别是  $\gamma$  能谱 5.5MeV 反常峰.

(2) 在用(9)式,即巨偶极共振模型的  $\gamma$  射线强度函数作低能( $n, \gamma$ )反应计算时,虽然调节了所含相关模型参数,但不能很好再现( $n, \gamma$ )反应数据,尤其是  $\gamma$  谱 5.5MeV 反常峰. 本工作用(10)式作  $\gamma$  射线强度函数,其中的巨偶极共振参数和各轻粒子集团的  $E_p$  和  $\Gamma_p$  均采用实验值,只是通过调节  $\alpha$  和  $\beta_p$  可使理论计算结果与实验很好地符合,这表明:第一,  $\gamma$  射线强度函数的形式对复合核统计理论的计算是非常重要的,只要合理选取  $\gamma$  射线强度函数,复合核统计理论完全能够再现  $\gamma$  能谱 5.5MeV 反常峰. 第二,本工作有关复合核轻粒子集团激发组态退激发的假定以及依此构造的  $\gamma$  射线强度函数是合理的,可推广应用于其他核素. 第三,利用(10)式作  $\gamma$  射线强度函数对<sup>197</sup>Au( $n, \gamma$ )的计算,  $\alpha = 0.29675$ . 若用(9)式,  $\alpha = 1$ .  $\alpha$  值的改变反映出光核反应巨偶极共振的低能尾巴被选作辐射俘获的  $\gamma$  射线强度函数. 用以描述低能( $n, \gamma$ )反应是不完全的.

(3) 该项工作一方面正在进一步分析其他更多核素的( $n, \gamma$ )反应数据,另一方面也在深入研究本工作的假定和公式(10)的理论基础.

### 参考文献 (References)

- 1 Lane A M, Thomas R G. *Rev. Mod. Phys.*, 1958, **30**:257
- 2 Allen B J et al. *Advances in Nucl. Phys.*, 1978, **10**:129
- 3 Raman S et al. *Phys. Rev.*, 1985, **C32**:18
- 4 HUO Yu-Kun et al. *Nucl. Phys.*, 1983, **A406**:1
- 5 LIU Jian-Feng et al. *High Energy Phys. and Nucl. Phys.*, 1983, **3**:355 (in Chinese)  
(刘建峰等,高能物理与核物理,1983,3:355)
- 6 Lane A M, Lynn J E. *Nucl. Phys.*, 1959, **11**:646
- 7 Kopecky J, Uhl M. *Phys. Rev.*, 1990, **C41**:1941
- 8 DING Da-Zhao. *Progress in Neutron Radiative Capture study. Nuclear Physics. Material Compilation of the Conference in 1978.* Beijing: Atomic Energy Press, 1979. 292—306 (in Chinese)  
(丁大判. 中子辐射俘获研究进展. 原子核物理,1978年会议资料选编. 北京:原子能出版社,1979. 292—306)
- 9 Bergqvist I et al. *Prog. Nucl. Phys.*, 1970, **11**:1
- 10 Lane A M. *Nucl. Phys.*, 1971, **63**:171
- 11 Barthelomew G A. *Advances in Nucl. Phys.*, 1973, **7**:chap.4
- 12 Ajzenberg-selove F. *Nucl. Phys.*, 1984, **A413**:1
- 13 Becchetti F D et al. *Phys. Rev.*, 1969, **182**:1190
- 14 Gilbert A, Cameron A G W. *Can. J. Phys.*, 1965, **43**:1446
- 15 Dietrich S S et al. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 1988, **38**:199
- 16 Harnatz B. *Nuclear Data Sheets*, 1981, **34**:105
- 17 Auble R L. *Nuclear Data Sheets*, 1983, **40**:301
- 18 EXFOR (Exchange Format), Computerized System for the Storage, Retrieval and International Exchange of Experimental Nuclear Reaction Data, Coordinated by the IAEA Nuclear Data Section.

## Study on $\gamma$ -Ray Strength Functions and Energy Spectra in the Neutron Radiative Capture of <sup>197</sup>Au \*

LIU Jian-Feng ZHAO Wei-Juan WANG Feng-Ge

(*Department of Physics, Zhengzhou University, Zhengzhou, 450052, China*)

SU Zong-Di

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

**Abstract** The aim of this paper is to explain theoretically the abnormal protuberances near and after 5.5 MeV in the gamma spectra of the (n,  $\gamma$ ) reactions for the nuclei in the regions of  $110 \leq A \leq 140$  and  $180 \leq A \leq 210$ .

Supposing that in the primary and cascade gamma de-excitation processes of the compound nucleus, besides the giant dipole resonance model, there exist the deexcitation processes of the excited states of <sup>6</sup>He, <sup>6</sup>Li, <sup>6</sup>Be, <sup>7</sup>Li and <sup>7</sup>Be particle Clusters, the  $\gamma$ -ray strength function in which these processes are contained was constructed. The (n,  $\gamma$ ) reaction cross sections and the gamma energy spectra in the neutron incident energy region from 0.01 MeV to 3MeV for <sup>197</sup>Au were calculated. The results are in better coincidence with the experiments. Especially for the gamma energy spectra, the abnormal protuberances near and after 5.5MeV were reproduced very well.

**Key words** neutron radiative capture,  $\gamma$ -ray strength function, gamma energy spectra, compound nucleus statistical process

---

Received 22 September, 2000

\* Supported by National Natural Science Foundation of China (1975072) and Foundation of Henan Scientific Committee (004051500)