

中子辐射俘获反应机制的质量能量相关性研究^{*}

刘建峰¹ 李春娟¹ 张国辉²

1(郑州大学物理系 郑州 450052)

2(北京大学物理学院 北京 100871)

摘要 对 $A < 100$ 核质量区内的核素, 研究中子辐射俘获反应中不同反应机制对辐射俘获截面的贡献随靶核质量数和中子入射能量变化的规律. 所考虑的反应机制有复合核统计过程和复合核弹性散射道中的辐射俘获及形状弹性散射道中的直接-半直接辐射俘获两种非统计过程. 在中子入射能量 0.1—20MeV 区间, 给出了²⁷Al, ⁴⁰Ca, ⁶³Cu 和⁹³Nb 的理论计算结果及与实验数据的比较, 并对呈现的变化规律进行了分析讨论.

关键词 中子辐射俘获 复合核统计过程 复合核弹性散射 直接-半直接辐射俘获 非统计过程

1 引言

核工程与其他科学技术的发展对 γ 产生数据的需求促进了中子辐射俘获过程的研究. 早期用于中子辐射俘获过程理论计算的是核反应的复合核统计理论^[1]. 当时的理论计算结果与实验数据主要存在以下差异: 1) 辐射俘获反应截面的计算结果普遍低于实验值, 尤其当中子入射能量大于 3—5MeV 后, 对某些核甚至相差 1—2 个数量级. 另外, 统计理论无法解释辐射俘获截面的实验值呈现的初、终态关联现象; 2) 统计理论的计算结果不足以解释 γ 能谱高能端的一些强度很大的分立谱线; 3) 当时采用的 γ 射线强度函数使统计理论计算的 γ 能谱其光子平均能量低于实验值, 且无法解释 $110 \leq A \leq 140$ 和 $180 \leq A \leq 210$ 核质量区核素 γ 能谱呈现的 5.5MeV 反常峰^[2]. 四十多年来, 人们对中子辐射俘获反应机制进行了大量研究, 先后提出了价俘获^[3]、复合核弹性散射道中的辐射俘获^[4]、复合核非弹性散射道中的辐射俘获^[5]和形状弹性散射道中的直接-半直接辐射俘获^[6]等中子辐射俘获的非统计过程, 较好解决了理论与实验之间的第 1 和第 2 类差异. 同时开展了复合核统计理论中 γ 射线强度函数的系统学研

究, 采用了巨偶极共振模型计算 γ 射线强度函数并对其中的参数进行修正^[7], 对于 $110 \leq A \leq 140$ 和 $180 \leq A \leq 210$ 核区的核素, 则在巨偶极共振模型的基础上引进了复合核中还存在轻粒子集团激发态的退激过程的假定^[8], 建立了相应的 γ 射线强度函数, 较好地解决了第三类差异.

到目前为止, 多数的研究工作是针对要研究的反应机制, 选择典型的核素在典型的能区内进行. 对各种反应机制作全面考察, 研究其对辐射俘获截面的贡献随靶核质量数及中子入射能量的变化规律, 是一件很有意义的工作, 它既有助于中子辐射俘获实验工作的数据分析, 又有助于 γ 产生数据理论评价计算中根据要求选择合理的反应机制以便得到可靠的数据, 同时, 通过对这种变化规律的分析, 可更清楚地理解影响中子辐射俘获反应机制的各种物理因素.

文献^[9]对重核的辐射俘获反应机制进行了较系统的分析, 本文的目的是对 $A < 100$ 的轻核及中重核, 研究中子辐射俘获各反应机制对辐射俘获截面的贡献随靶核质量数及中子入射能量的变化. 价俘获是一种共振俘获过程, 适用于由可分辨共振参数进行计算的共振区. 由于本文研究的是对能量间

2003-10-11 收稿, 2004-01-13 收修改稿

* 中国核工业总公司核数据经费资助

隔平均的辐射俘获过程,故不考虑价俘获.复合核非弹性散射道中的辐射俘获过程虽然属于平均中子辐射俘获,但当入射能量开始打开非弹性散射道后,复合核各中子出射道的辐射俘获截面已相当小,而且对于密集的非弹性散射,辐射俘获过程的 γ 能谱已接近连续分布,而且对大量非弹性散射道进行辐射俘获截面的计算有可能带来较大误差,故不专门考虑这种过程,而通过调整提供 γ 能谱连续区的复合核统计过程的相关参数,使之间接考虑到这一辐射俘获过程的贡献.因此,本文的理论计算中,只考虑 γ 射线强度函数由巨偶极共振模型计算的复合核统计过程和复合核弹性散射道中的辐射俘获及形状弹性散射道中的直接-半直接辐射俘获两种非统计过程,在中子入射能量 0.1—20MeV 能区,对 ^{27}Al , ^{40}Ca , ^{63}Cu 和 ^{93}Nb 的辐射俘获截面进行计算,与实验数据比较,并对各种反应机制的截面、此截面对总辐射俘获截面的贡献随靶核质量数及中子入射能量的变化进行研究.

2 计算公式

2.1 复合核统计过程辐射俘获截面

复合核统计过程的辐射俘获截面计算公式是^[5]

$$\sigma_{\gamma C} = \frac{\pi}{K^2} \sum_{lj\pi} \frac{(2J+1)}{2(2I+1)} \cdot \frac{T_{lj} \cdot T_{\gamma}^{j\pi}}{T^{j\pi}} \cdot W_{lj}^{j\pi}, \quad (1)$$

其中 K 为入射中子波数, I 为靶核自旋, T_{lj} 为中子穿透系数, $T^{j\pi}$ 为总穿透系数, $W_{lj}^{j\pi}$ 为宽度涨落修正因子, $T_{\gamma}^{j\pi}$ 为光子穿透系数,在本文的计算中,中子入射能量在 0.1—20MeV 区间,在复合核的激发能远大于中子结合能时,首次及级联 γ 退激后仍发射中子或其他带电粒子的几率很大,原来中子结合能附近的光子穿透系数计算公式应由下式所取代^[10]:

$$T_{\gamma}^{j\pi} = T_{\gamma,0}^{j\pi} = T_{\gamma_0,0}^{j\pi} + \sum_{i=1}^N T_{\gamma,i}^{j\pi} \cdot S^{i0} + \sum_{l\pi'} \int_{E_c}^{E_n+B_n} T_{\gamma,l\pi'}^{j\pi}(E') \cdot \frac{T_{\gamma_0,0}^{l\pi'}(E')}{T^{l\pi'}(E')} dE', \quad (2)$$

其中 E_n 为中子入射能量, B_n 为中子结合能, E_c 为复合核能级连续区下限, S^{ij} 为第 i 条分立能级到第 j 条分立能级的 γ 跃迁分支比, $i=0$ 表示基态. $T_{\gamma,i}^{j\pi}$ 和 $T_{\gamma,l\pi'}^{j\pi}(E')$ 由下列方程组计算:

$$\begin{cases} T_{\gamma,i}^{j\pi} = T_{\gamma_0,i}^{j\pi} + \sum_{j=i+1}^N T_{\gamma,j}^{j\pi} \cdot S^{ji} + \sum_{l\pi'} \int_{E_c}^{E_n+B_n} T_{\gamma,l\pi'}^{j\pi}(E') \cdot \frac{T_{\gamma_0,i}^{l\pi'}(E')}{T^{l\pi'}(E')} dE', \\ T_{\gamma,l\pi'}^{j\pi}(E') = T_{\gamma_0,l\pi'}^{j\pi}(E') + \sum_{l''\pi''} \int_{E'}^{E_n+B_n} T_{\gamma,l''\pi''}^{j\pi}(E'') \cdot \frac{T_{\gamma_0,l''\pi''}^{j\pi}(E'')}{T^{l''\pi''}(E'')} \cdot \rho(E'l\pi') dE'', \end{cases} \quad (3)$$

其中 $T_{\gamma_0,i}^{j\pi}$ 为复合核 J^π 态首次跃迁至第 i 条分立能级的光子穿透系数, $T_{\gamma_0,l\pi'}^{j\pi}(E')$ 为复合核 J^π 态首次跃迁至自旋 l' 、宇称 π' 及激发能为 E' 的能级连续区内单位能量间隔内的光子穿透系数:

$$T_{\gamma_0,i}^{j\pi} = \frac{1}{3\pi\hbar^2 C^2} (E_n + B_n - E_i)^2 \cdot \sigma_a(E_n + B_n - E_i) \cdot H(Jl_i, \pi\pi'_i), \quad (4)$$

$$T_{\gamma_0,l\pi'}^{j\pi}(E') = \frac{1}{3\pi\hbar^2 C^2} (E_n + B_n - E')^2 \cdot \sigma_a(E_n + B_n - E') \cdot H(Jl', \pi\pi') \cdot \rho(E'l\pi'), \quad (5)$$

其中

$$H(Jl, \pi\pi') = \begin{cases} 1, & \text{对 } |J-1| \leq l \leq J+1 \text{ 和 } \pi\pi' = -1 \\ 0, & \text{其他} \end{cases} \quad (6)$$

表示角动量和宇称守恒,而

$$\sigma_a(E_\gamma) = \sum_{g=1}^2 \frac{\sigma_g E_\gamma^2 \Gamma_g^2}{(E_g^2 - E_\gamma^2)^2 + E_\gamma^2 \Gamma_g^2} \quad (7)$$

表示采用巨偶极共振模型,其中 E_g , Γ_g 和 σ_g 为巨偶极共振的峰值能量、宽度和截面.

2.2 非统计过程的辐射俘获截面

本文考虑的辐射俘获的两种非统计过程,其截面计算公式分别是:

(1) 复合核弹性散射道中的辐射俘获^[4], 对角动量量子数求和且写成便于数值计算的形式为

$$\begin{aligned} \sigma_{\gamma\text{CEL}} = & \sum_f \frac{2\pi m e^2 z^2 K_\gamma^3}{3\hbar^2 K^2 A^2} \cdot S_{\text{dof}} \cdot \sum_{l_j j_j} \frac{(2l'+1)(2j_f+1)(2J+1)}{(2I+1)} \cdot \left[C_{l'010}^{l'j'} \cdot W(l'j'l_f j_f; \frac{1}{2}1) \right]^2 \cdot \\ & \left| \int r^2 U_{l_j j_j}(r) Q_{l' j'}(r) dr \right|^2 \cdot \frac{T_{l_j j_j} T_{l' j'}}{T^{j\pi}} \cdot W_{l_j j_j}^{j\pi}, \end{aligned} \quad (8)$$

其中 \sum_f 表示对所考虑的单粒子束缚态求和, S_{dpf} 为一条单粒子束缚态的 (d, p) 反应谱因子, $U_{l_j f}(r)$ 为单粒子束缚态波函数, $Q_{r_j f}(r)$ 为复合核弹性散射道中子波函数, 由因子 $\frac{T_{ij} T_{ij'}}{T^J \pi}$ 可以看出, 这一过程的辐射俘获截面明显地与复合核的弹性散射截面有关.

(2) 直接-半直接辐射俘获, 其截面计算公式及粒子-靶核振动耦合相互作用势取自文献[11], 加进了对入射中子角动量求和, 并写成便于数值计算的形式:

$$\begin{aligned} \sigma_{\gamma\text{DSD}} = & \sum_f \frac{2\pi m e^2 z^2 K_\gamma^3}{3\hbar^2 K^2 A^2} \cdot S_{dpf} \cdot \\ & \sum_{ij} \frac{(2l+1)(2j_f+1)(2J+1)}{(2I+1)} \cdot \\ & [C_{i010}^{j0} \cdot W(lj_l j_f; \frac{1}{2} 1)]^2 \cdot \\ & \left\{ \left| \int r^2 U_{l_j f}(r) \langle U_{l_j}^j(r) \rangle dr \right|^2 + \right. \\ & \left. \left| (\alpha - i\beta) \int r U_{l_j f}(r) h(r) \langle U_{l_j}^j(r) \rangle dr \right|^2 + \right. \\ & \left. 2\text{Re} \left[\left(\int r^2 U_{l_j f}(r) \langle U_{l_j}^j(r) \rangle dr \right) \cdot (\alpha + i\beta) \cdot \right. \right. \\ & \left. \left. \left(\int r U_{l_j f}(r) h(r) \langle U_{l_j}^j(r) \rangle dr \right)^* \right] \right\}, \quad (9) \end{aligned}$$

其中 $\langle U_{l_j}^j(r) \rangle$ 是形状弹性散射道中子波函数, $h(r)$ 为粒子-靶核振动耦合相互作用势:

$$\begin{aligned} h(r) = & \frac{2N}{A} \cdot \frac{\sigma_{-1}}{0.096NZ/A} \cdot \frac{r}{\langle r^2 \rangle} \cdot \\ & \left[\frac{1}{4} V_1 f(r) - iW_1 b \frac{df(r)}{dr} \right], \quad (10) \end{aligned}$$

其中 $\sigma_{-1} = \int_0^\infty \frac{\sigma(E)}{E} dE$ 为光核反应积分截面一阶矩,

V_1 和 W_1 为实部体型位和虚部表面型位的强度, $f(r)$ 取为 Wood-Saxon 势形式:

$$f(r) = [1 + \exp(r-R)/b]^{-1}, \quad (11)$$

其中 b 为表面厚度, R 为核半径, 而

$$\alpha - i\beta = \frac{1}{E_\gamma - E_g + \frac{i}{2} \Gamma_g}.$$

总辐射俘获截面为复合核统计过程及复合核弹性散射道中的辐射俘获和形状弹性散射道中的直接-半直接辐射俘获两种非统计过程截面之和:

$$\sigma_{\gamma\text{T}} = \sigma_{\gamma\text{C}} + \sigma_{\gamma\text{CEL}} + \sigma_{\gamma\text{DSD}}. \quad (12)$$

3 数据计算及结果分析

应用上述公式, 在中子入射能量 0.1—20MeV

能区, 对 ^{27}Al , ^{40}Ca , ^{63}Cu 和 ^{93}Nb 的辐射俘获截面进行了数值计算, 在这一能区内, 所发生的核反应除中子辐射俘获过程外, 一次粒子发射过程有 (n, n') , (n, p) , (n, α) , (n, D) , (n, t) , $(n, ^3\text{He})$ 反应, 二次粒子发射过程有 $(n, 2n)$, (n, np) , $(n, n\alpha)$ 反应, 三次粒子发射过程为 $(n, 3n)$ 反应, 对于一次粒子发射过程, 还考虑了预平衡发射的影响.

采用 Becchetti-Greenless 普适光学位^[12] 计算中子及其他出射粒子的波函数及穿透系数, 并应用中子位实部计算低激发单粒子束缚态的波函数和本征态能量. 采用 Gilbert-Gameron 公式^[13] 计算能级密度. 巨偶极共振参数尽量采用实验评价结果^[14], 并用系统学公式的计算值作补充. 核的低激发态分立能级参数、 γ 跃迁分支比取自 EXFOR^[15].

计算的步骤是: 首先调整入射中子光学位参数, 使全截面及弹性散射的截面及角分布的计算值与实验相符, 然后调整各出射道粒子的光学位参数及相应剩余核的能级密度参数, 使其反应截面的计算结果与实验相符. 辐射俘获截面的计算过程中, 先适当调整用于计算低激发单粒子束缚态的光学位实部, 使计算的单粒子束缚态本征能量与实验相符, 然后通过反复调整复合核能级密度参数、直接-半直接辐射俘获粒子-靶核巨偶极共振相互作用势中的可调参数, 使 3 种辐射俘获反应机制的截面之和与实验尽可能好的符合. 由于进行辐射俘获反应截面的计算时, 只有复合核能级密度参数的调整会影响之前粒子道的计算, 但由于复合核的 γ 宽度远小于粒子道的宽度, 这种影响是很小的, 计算结果表明无需再从头进行参数的调整.

表 1 列出了计算中采用的靶核及复合核的能级密度参数和巨偶极共振参数.

表 1 靶核及复合核的能级密度参数和巨偶极共振参数

核素	能级密度参数				巨偶极共振参数			
	$E_x/$ MeV	$T/$ MeV	$E_0/$ MeV	$(P(Z) + P(N))/$ MeV	$\alpha/$ MeV ⁻¹	σ_g/b	$\Gamma_g/$ MeV	$E_g/$ MeV
^{28}Al	7.8606	2.1511	-0.4006	0.00	3.3790	0.0808	4.5	20.6850
^{27}Al	9.8594	1.9709	-0.6456	1.80	3.8763	0.0780	4.5	20.9042
^{41}Ca	7.9919	1.3587	-0.0279	1.83	5.9113	0.1183	4.5	18.5939
^{40}Ca	10.1235	1.4605	2.0844	3.87	5.3456	0.1155	4.5	18.7185
^{64}Cu	4.6663	0.9142	-0.6845	-0.18	9.5381	0.1847	4.5	16.6043
^{63}Cu	6.1836	0.9257	-0.6491	1.30	9.3947	0.1818	4.5	16.6667
^{94}Nb	4.0973	0.7653	-1.4089	0.00	11.7085	0.3313	4.5	15.2663
^{93}Nb	4.8345	0.8501	-1.0723	0.72	9.7690	0.2684	4.5	15.2988

表 2 列出了直接 - 半直接辐射俘获计算中粒子 - 靶核巨偶极共振相互作用势相关参数的取值.

表 2 粒子 - 靶核巨偶极共振相互作用函数的参数取值

核素	V_1/MeV	W_1/MeV	σ_{-1}/b	$\langle r^2 \rangle/\text{fm}^2$	b/fm
^{27}Al	75.0	35.0	0.026	8.8255	0.75
^{40}Ca	75.0	35.0	0.042	11.2350	0.75
^{63}Cu	75.0	45.0	0.135	14.8940	0.75
^{93}Nb	75.0	65.0	0.195	19.0000	0.75

表 3 列出了靶核的中子结合能、所考虑的低激发单粒子束缚态 (l_f, j_f) 及相应的本征能量计算值. 可以看出,最低的本征态能量接近中子结合能.

表 3 中子结合能和计算的单粒子本征态能量

核素	B_n/MeV	l_f, j_f		l_f, j_f		l_f, j_f		l_f, j_f	
		E_f/MeV	E_f/MeV	E_f/MeV	E_f/MeV	E_f/MeV	E_f/MeV	E_f/MeV	E_f/MeV
^{27}Al	7.7268	0	1/2	2	3/2				
		7.6879		5.4214					
^{40}Ca	8.3593	3	7/2	1	3/2	1	1/2		
		8.3524		6.0447		3.3821			
^{63}Cu	7.9115	3	5/2	1	1/2	4	9/2	2	5/2
		7.9000		6.6831		3.3848		1.6358	
^{93}Nb	7.2257	2	5/2	4	7/2	0	1/2	2	3/2
		7.3082		3.7134		5.1296		4.2445	

图 1 至图 3 分别给出了 ^{27}Al , ^{63}Cu 和 ^{93}Nb 辐射俘获截面计算值及与实验结果的比较. 限于篇幅, ^{40}Ca 的结果未单独给出, 图 4 至图 6 分别给出了复合核统计过程、复合核弹性散射道中的辐射俘获过程和直接 - 半直接辐射俘获过程的截面与总俘获截面之比随中子入射能量的变化. 由图 1 至图 3 可以看出, 总俘获截面的计算值与实验结果符合较好. 由于每种核素的实验结果取自 EXFOR 数据库的多家实验数据, 为绘图的方便, 只用一种图形符号且以 EXFOR 标记. 由图 1 至图 3 可以清楚地看出: 对轻核

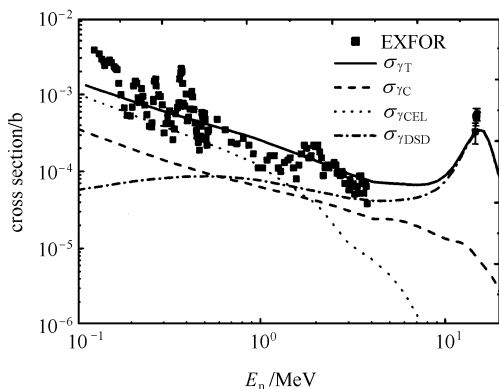


图 1 ^{27}Al 中子辐射俘获截面计算结果与实验值的比较

^{27}Al , 复合核统计过程的俘获截面在 $E_n < 1\text{MeV}$ 时小于复合核弹性散射道中的俘获截面, 而当 $E_n > 1\text{MeV}$ 时又小于直接 - 半直接俘获截面, 而对 ^{63}Cu 和 ^{93}Nb , 复合核统计过程的俘获截面远大于复合核弹性散射道中的俘获截面, 只有在直接 - 半直接俘获截面的峰值附近, 才小于直接 - 半直接俘获截面. 此外, 在直接 - 半直接俘获截面的峰值附近, ^{27}Al 的总俘获截面有突出的峰值, ^{63}Cu 有较明显的峰值, 而 ^{93}Nb 峰值已不明显. 上述情况可解释如下: 原子核的能级密度总的趋势是随着质量数的增加而增大, ^{27}Al 的能级密度小, 一方面减小了与能级密度正比的 γ 穿透系数从而减小了复合核统计过程的俘获截面, 另一方面, 非弹性散射与弹性散射的竞争减少有利于复合核弹性散射道中的辐射俘获过程, 在直接 - 半直接辐射俘获截面峰值附近总俘获截面的峰值是否明显, 一方面决定于复合核统计过程俘获截面与直接 - 半直接俘获截面的相对大小, 对中、重核, 还决定于直接 - 半直接俘获峰值出现的能量, 例如对中子幻数核, 其中子结合能低, 峰值出现的能量

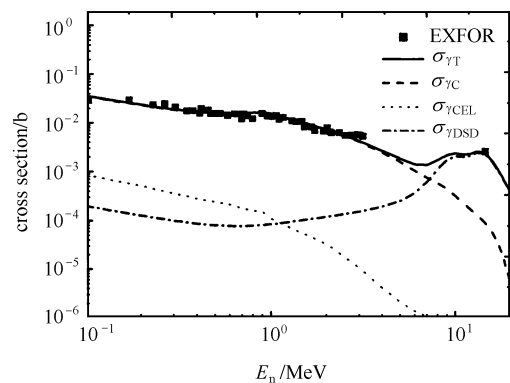


图 2 ^{63}Cu 中子辐射俘获截面计算结果与实验值的比较

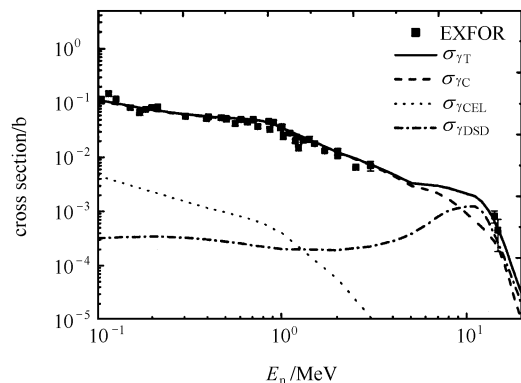


图 3 ^{93}Nb 中子辐射俘获截面计算结果与实验值的比较

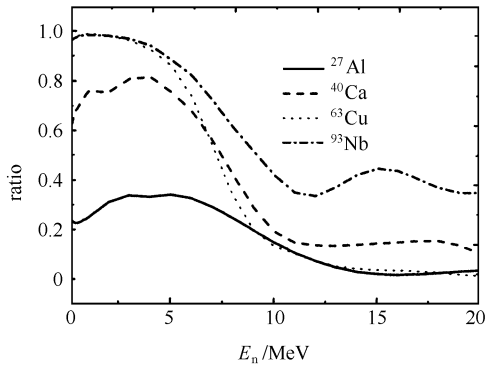


图 4 复合核俘获截面与总俘获截面之比
随核素及中子入射能量的变化

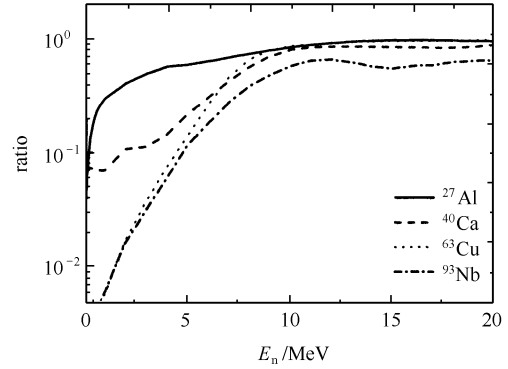


图 6 直接-半直接俘获截面与总俘获截面之比
随核素及中子入射能量的变化

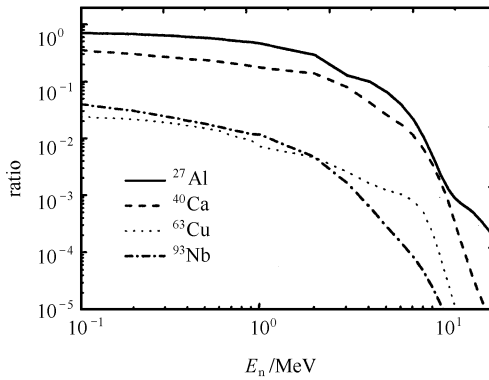


图 5 复合核弹性散射道俘获截面与总俘获截面之比
随核素及中子入射能量的变化

位置较高,这时由于复合核俘获截面随入射能量的增加而减少,故峰值将较明显,这一问题的详细讨论可参见文献[9].图 4 至图 6 可以看出:复合核统计过程俘获截面与总俘获截面之比总的趋势是随质量数的增加而增大,在 $E_n < 5\text{MeV}$ 及 $A > 60$ 后,已成为辐射俘获的主要部分,而当 $E_n > 10\text{MeV}$ 时,贡献明显减少.复合核弹性散射道中的辐射俘获对总辐射俘获截面的贡献当 $A > 60$ 后已可忽略不计,对 $A < 60$ 的核,也只在 $E_n < 3\text{MeV}$ 时才是明显的.一般在 $E_n > 3\text{MeV}$ 后,来自非弹性散射道的竞争使这一过程的贡献快速下降,直接-半直接俘获对总辐射俘

获截面的贡献对 ^{27}Al 这样的轻核当 $E_n > 1\text{MeV}$ 时便不能忽略,当 $E_n > 3-5\text{MeV}$ 后,对所有中、重核都是重要的.

4 结论

总结上述理论计算结果及分析讨论,可得出如下结论:

1) 辐射俘获的复合核统计过程对辐射俘获截面的贡献随核质量数的增加而增大,随中子入射能量的增加而减小.

2) 复合核弹性散射道中的辐射俘获对辐射俘获截面的贡献只对 $A < 60$ 的核及 $E_n < 3\text{MeV}$ 的能区是重要的,对 $A > 60$ 的核素,这一过程的贡献可忽略不计,对 $A < 60$ 的核素,当 $E_n > 3\text{MeV}$ 后,其贡献也可忽略.

3) 形状弹性散射道中的直接-半直接辐射俘获过程的贡献对所有核素辐射俘获过程的计算都是重要的,对于轻核,中子入射能量 E_n 在 1MeV 左右就应当考虑,而对中、重核, $E_n > 3-5\text{MeV}$ 后的贡献才是重要的.

4) 以上 3 种辐射俘获过程是计算平均中子辐射俘获的基本过程,可得到与实验较好符合的计算结果.

参考文献 (References)

- 1 Lane A M, Thomas R G. *Rev. Mod. Phys.*, 1958, **30**:257
- 2 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 China)
(丁大钊. 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)
- 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, **7**(3): 355 (in Chinese)
(刘建峰等. 高能物理与核物理, 1983, **7**(3): 355)
- 6 Brown G E. *Nucl. Phys.*, 1964, **57**: 339
- 7 Kopecky J, Uhl M. *Phys. Rev.*, 1990, **C41**(5): 1941
- 8 LIU Jian-Feng et al. *High Energy Phys. and Nucl. Phys.*, 2001, **25**(10): 994 (in Chinese)
(刘建峰等. 高能物理与核物理, 2001, **25**(10): 994)
- 9 LIU Jian-Feng et al. *High Energy Phys. and Nucl. Phys.*, 2003, **27**(5): 430 (in Chinese)
(刘建峰等. 高能物理与核物理, 2003, **27**(5): 430)
- 10 LIU Jian-Feng et al. *High Energy Phys. and Nucl. Phys.*, 1996, **20**(6): 563 (in Chinese)
(刘建峰等. 高能物理与核物理, 1996, **20**(6): 563)
- 11 Potokar M. *Phys. Lett.*, 1973, **3**: 346
- 12 Becchetti F D et al. *Phys. Rev.*, 1969, **182**(4): 1190
- 13 Gilbert A, Cameron A G W. *Can. J. Phys.*, 1965, **43**: 1446
- 14 Dietrich S S et al. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 1988, **38**: 199
- 15 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 the Mass Energy Relativities of the Reaction Mechanisms in the Neutron Radiative Capture *

LIU Jian-Feng¹ LI Chun-Juan¹ ZHANG Guo-Hui²

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

2 (School of Physics, Peking University, Beijing 100871, China)

Abstract The mass-number-dependence and the neutron-incident-energy-dependence of the radiative capture cross sections from various reaction mechanisms of the neutron radiative capture process have been examined in the nuclear mass region $A < 100$. Two reaction mechanisms are considered. They are compound nucleus statistical process and two-nonstatistical process, i. e., radiative capture in compound elastic scattering channels and direct-semidirect radiative capture in shape elastic scattering channels. Incident energy of neutron is chosen in the region of 0.1—20 MeV. The calculated results are given and compared with the experimental values for ^{27}Al , ^{40}Ca , ^{63}Cu and ^{93}Nb . The variational pattern is analyzed and discussed.

Key words neutron radiative capture, compound nucleus statistical process, compound elastic scattering, direct-semidirect radiative capture, nonstatistical process