

^{40}Ca 和 ^{208}Pb 快中子辐射俘获过程研究*

刘建峰 赵维娟

(郑州大学物理系 郑州 450052)

摘要 对快中子引起的核反应作预平衡修正,即考虑直接-半直接俘获作为统计平衡前 1 激子态和 3 激子态的 γ 发射过程,5 个及 5 个以上激子态的粒子(中子、质子及 α 粒子等)及 γ 发射过程用达到统计平衡的复合核过程描述,在中子入射能量 3MeV 至 20MeV 能区对 ^{40}Ca 和 ^{208}Pb 的辐射俘获截面进行了理论计算并与实验结果作了比较,得到了较好符合的结果.同时,对统计平衡前后 γ 发射对 (n,γ) 截面的贡献及直接俘获、半直接俘获和两者的相干项的特性进行了讨论.

关键词 中子辐射俘获 直接-半直接俘获 复合核统计过程 预平衡 γ 发射

1 引言

中子辐射俘获过程的研究具有重要的理论和实际应用价值.由于辐射俘获反应是一种电磁过程,跃迁算符是已知的,因此适于研究原子核状态的波函数,特别是高激发态的波函数,是核反应理论研究的重要组成部分.同时, γ 产生数据作为全套中子核反应数据的一部分,在核工程及其他科学技术领域中有着广泛的应用.

40 多年来,人们对中子辐射俘获反应机制进行了大量的研究.针对复合核统计理论所无法解释的实验现象,先后提出了位阱俘获^[1]、价俘获^[2]、复合核弹性散射道中的俘获^[3]及直接-半直接俘获^[4-6]等中子辐射俘获的非统计效应.近年来,建立在激子模型^[7,8]和量子多步过程^[9]基础上的对预平衡 γ 发射的研究,使辐射俘获反应机制的研究更加深入.

当中子入射能量大于 3—5MeV 之后,随着入射能量的增加,出射粒子(如中子、质子)的能谱和角分布明显地显示出预平衡发射的特征.激子模型较好地解决了这一课题,但对 γ 发射,只考虑了达到统计平衡后的级联 γ 退激过程,模型较粗糙.本文研究 3MeV 至 20MeV 快中子的辐射俘获过程.所采用方法的基本物理思想是:入射粒子与靶核形成的复合系统,其 1 激子态和 3 激子态存在预平衡的粒子和 γ 光子发射过程,5 个及 5 个以上

2001-12-17 收稿

* 中国核工业集团总公司核数据经费和河南省科委基金(004051500)资助

激子态仍用达到统计平衡的复合核统计理论描述,其中预平衡 γ 发射过程由直接-半直接俘获理论计算.在所考虑的能区内,因价俘获过程是处于共振态上的价核子被俘获至低激发单粒子束缚态的过程,只适用于可分辨共振区,不必考虑.同时,复合核弹性散射由于各出射道的竞争已远小于形状弹性散射,其对 (n, γ) 过程的贡献也不必考虑.位阱俘获即直接-半直接俘获中的直接俘获.对典型的双幻核 ^{40}Ca 和 ^{208}Pb 进行了数值计算,得到了与实验较好符合的结果,并对统计平衡前后的 γ 发射对 (n, γ) 截面的贡献以及直接、半直接及两者的相干项的特性进行了讨论.

2 计算公式

根据上述的基本物理思想, (n, γ) 截面可由下式计算:

$$\sigma_{\gamma} = \sigma_1 = \sigma_{10} + \sum_{j=2}^N \sigma_j \cdot S^j + \int_{E_c}^{E_m} \sum_{J\pi} \sigma_c(E, J, \pi) \cdot \frac{T_{\gamma}^{E, J\pi}}{T^{E, J\pi}} dE$$

式中, σ_j 是复合核第 j 条分立能级在整个 γ 跃迁过程中被激发的总截面; $j=1$ 表示基态,假设包括基态共有 N 条分立能级; σ_{10} 表示首次 γ 跃迁对第 j 条分立能级的激发截面; S^j 为第 j 条分立能级向第 i 条分立能级的 γ 跃迁分支比; $\sigma_c(E, J, \pi)$ 为能级连续区内能量、自旋、宇称分别为 E, J 和 π 的单位能量间隔内的能级在整个 γ 跃迁过程中被激发的总截面; $\sigma_{c0}(E, J, \pi)$ 示其首次激发截面; $T^{E, J\pi}$ 为能级的总穿透系数; $T_{\gamma}^{E, J\pi}$ 为光子穿透系数; E_c 是能级连续区下限; E_m 是复合系统的最高激发态能量,而且:

$$\sigma_j = \sigma_{j0} + \sum_{k=j+1}^N \sigma_k \cdot S^{jk} + \int_{E_c}^{E_m} \sum_{J'\pi'} \sigma_c(E, J', \pi') \cdot \frac{T_{\gamma}^{E, J'\pi'}}{T^{E, J'\pi'}} dE, \quad (2)$$

$$\sigma_c(E, J, \pi) = \sigma_{c0}(E, J, \pi) + \int_{E_c}^{E_m} \sum_{J'\pi'} \sigma_c(E', J', \pi') \cdot \frac{T_{\gamma}^{E, J'\pi'}}{T^{E, J'\pi'}} \cdot \rho(E, J, \pi) dE'$$

$\rho(E, J, \pi)$ 为能级密度. 无论 σ_{10} 还是 $\sigma_{c0}(E, J, \pi)$ 均包括两项:

$$\sigma_{10} = \sigma_{10}^{\text{PEQ}} + \sigma_{10}^{\text{EQ}},$$

$$\sigma_{c0}(E, J, \pi) = \sigma_{c0}^{\text{PEQ}}(E, J, \pi) + \sigma_{c0}^{\text{EQ}}(E, J, \pi),$$

其中上标 PEQ 示预平衡过程, EQ 示统计平衡,且:

$$\sigma_{10}^{\text{EQ}} = \sum_{J\pi} \sigma^{J\pi} \cdot \frac{T_{\gamma}^{E, J\pi}}{T^{E, J\pi}}$$

$$\sigma_{c0}^{\text{EQ}}(E, J, \pi) = \sum_{J'\pi'} \sigma^{J'\pi'} \cdot \frac{T_{\gamma}^{E, J'\pi'}}{T^{E, J'\pi'}} \cdot \rho(E, J, \pi) \quad (7)$$

其中 $\sigma^{J\pi}$ 系达到统计平衡的复合核 (E_m, J, π) 态的粒子和光子发射的总截面,在本文的假定下,有:^[10]

$$\sigma^{J\pi} = \left[\prod_{\substack{i=1 \\ \Delta i=2}}^3 \frac{\lambda_{+2}^{J\pi}(i)}{\lambda_{+2}^{J\pi}(i) + L_{(i)}^{J\pi}} \right] \cdot \sigma_1^{J\pi} \quad (8)$$

其中 $\lambda_{+2}^{J\pi}(i)$ 为由 i 个激子态向 $i+2$ 个激子态跃迁的几率, $L_{(i)}^{J\pi}$ 为第 i 个激子态发射粒子的几率, $\sigma_1^{J\pi}$ 为全截面,当系统的激子数达到 5 个后,即作为统计平衡态用式(6)和(7)描

述. 对 1 激子态的 γ 发射, $1p \rightarrow 1p + \gamma$, 用直接俘获过程描述. 对 3 激子态, 即门态过程, 其反应机制较复杂, 但在本文所考虑的能区内, 起主要作用的只有半直接俘获过程, 因此用直接 - 半直接俘获过程描述预平衡 γ 发射过程, 有:

$$\sigma_{i0}^{\text{PEQ}} = \sum_f \sigma_{\gamma f} \cdot \frac{S_{\text{dpt}i}}{S_{\text{dpt}}} \\ \sigma_{\infty}^{\text{PEQ}}(E, J, \pi) = \sum_f \sigma_{\gamma f} \cdot \frac{S_{\text{dpt}EJ\pi}}{S_{\text{dpt}}} \cdot \rho(E, J, \pi) \quad (10)$$

其中 $S_{\text{dpt}i}$ 和 $S_{\text{dpt}EJ\pi}$ 为分立及连续区能级的 (d, p) 反应谱因子, 由于能级连续区的 (d, p) 谱因子很少有实验值, 在计算中, 作了平均处理, 这对只计算截面而不计算 γ 能谱是没有影响的. S_{dpt} 为一条单粒子束缚态的 (d, p) 谱因子, 由于一条单粒子态分布在若干条实际能级上, 故有

$$S_{\text{dpt}} = \sum_i S_{\text{dpt}i} + \sum_{j_c} \int_{E_c}^{B_n} S_{\text{dpt}EJ\pi} \cdot \rho(E, J, \pi) dE \quad (11)$$

其中 B_n 为中子结合能, 积分上限表示只考虑到束缚态的 γ 跃迁. $\sigma_{\gamma f}$ 为到一条单粒子束缚态的俘获截面, 对直接 - 半直接俘获, 其到单粒子态 (E_f, l_f, j_f) 的俘获截面是^[11, 12]

$$\sigma_{\gamma f} = \frac{2\pi m e^2 Z^2 K_\gamma^3}{3 \hbar^2 K^2 A^2} S_{\text{dpt}} \sum_{ij} \frac{(2l+1)(2j_i+1)(2J+1)}{2I+1} \cdot \left[C_{l_0 l_0}^{l_0} W(l j l j_i; \frac{1}{2} 1) \right]^2 \cdot \\ \left\{ \left| \int r^2 U_{l_i j_i}(r) \langle U_{j_i}^i(r) \rangle dr \right|^2 + \left| (\alpha - i\beta) \int r U_{l_i j_i}(r) h(r) \langle U_{j_i}^i(r) \rangle dr \right|^2 + \right. \\ \left. 2\text{Re} \left[\left(\int r^2 U_{l_i j_i}(r) \langle U_{j_i}^i(r) \rangle dr \right) \cdot (\alpha + i\beta) \cdot \left(\int r U_{l_i j_i}(r) h(r) \langle U_{j_i}^i(r) \rangle dr \right) \right] \right\}$$

其中 $\alpha - i\beta = \frac{1}{E_f - E_s + \frac{i}{2} \Gamma_s}$, 其他符号的含义请参看所列文献. 公式中包括三项, 第一项

为直接俘获, 第二项为半直接俘获, 最后一项为直接俘获与半直接俘获的相干项.

3 数值计算

应用上述公式, 在中子入射能量 3MeV 至 20MeV 能区对 ^{40}Ca 和 ^{208}Pb 的中子辐射俘获反应截面进行了数值计算. 采用 Becchetti-Greenless 普适光学位^[13] 计算中子及带电粒子的穿透系数, 同时计算出直接 - 半直接俘获的初态波函数, 应用中子普适光学位的实部计算单粒子束缚态的本征能量及波函数, 能级密度的计算采用 Gilbert-Cameron 公式^[14], 巨偶极共振参数的取值尽量采用实验评价值^[15], 并用系统学公式的计算值作补充, 直接 - 半直接俘获截面的计算中涉及的粒子 - 靶核巨偶极振动相互作用势 $h(r)$ 采用了具有体部实部及表面型虚部的复数形式^[16], 分立能级数据、 γ 跃迁分支比及所有的截面实验数据均取自 EXFOR^[17].

计算的基本步骤是: 首先调整入射中子光学位参数, 使全截面及弹性散射截面的计算值与实验相符合, 然后, 通过调整带电粒子光学位及与各种出射粒子相对应的剩余核的能

级密度参数,使其截面计算值与实验相符合,这保证了各粒子道的穿透系数及作为直接-半直接俘获中初态波函数的中子散射波函数的合理性,最后是中子辐射俘获截面的计算.由于在所考虑的能区内达到统计平衡的复合核级联 γ 退激对 (n, γ) 反应截面的贡献较小,而且调整复合核的能级密度必然影响已计算的各粒子道截面,因此,复合核的能级密度参数是根据其低激发态能级累加数开始时加以调整的,计算过程中不再调整. (n, γ) 反应截面的计算过程是:首先调整单粒子束缚态计算的光学位实部,使计算的单粒子态本征能量与实验相一致,同时也保证了作为直接-半直接俘获终态波函数的单粒子束缚态波函数的合理性,然后,通过调整粒子-靶核巨偶极振动相互作用势中的可调参数,达到 (n, γ) 反应截面的计算结果与实验尽可能好的符合.

表 1 列出了通过调整后在计算中采用的入射中子光学位参数,表 2 列出了计算中靶核及复合核采用的能级密度参数和巨偶极共振参数,本计算涉及 6 种出射粒子,10 个剩余核,限于篇幅,未列出其他粒子的光学位及相应剩余核的能级密度与巨偶极共振参数.表 3 列出的是计算直接-半直接辐射俘获过程时应用的复数粒子-靶核巨偶极共振相互作用势中的参数,表 4 是计算的单粒子束缚态本征能量,并列出了计算中考虑的单粒子束缚态的 l_i, j_i 值及靶核的中子结合能,以便作比较.

表 1 计算中采用的入射中子光学位

参数 核素	V/MeV	r_V/fm	a_V/fm	W_V/MeV	W_D/MeV	r_W/fm	a_W/fm	V_{S0}/MeV	r_{S0}/fm	a_{S0}/fm
⁴⁰ Ca	$58.0 - 0.32E$	1.13	0.78	$-1.56 + 0.22E$	$7.93 - 0.25E$	1.41	0.48	8.0	1.13	0.78
²⁰⁸ Pb	$47.8 - 0.32E$	1.24	0.64	$-1.56 + 0.44E - 0.02E^2$	$8.71 - 0.25E$	1.26	0.48	8.0	1.24	0.64

表 2 计算中采用的靶核及复合核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_1/MeV	T/MeV	E_0/MeV	$(\rho(Z) + \rho(N))/\text{MeV}$	a/MeV^{-1}	σ_R/b	Γ_R/MeV	E_R/MeV
⁴⁰ Ca	10.124	1.461	2.084	3.870	5.346	0.116	4.500	18.72
⁴¹ Ca	7.992	1.359	-0.028	1.830	5.911	0.118	4.500	18.59
²⁰⁸ Pb	4.430	1.086	1.229	1.210	6.193	0.601	4.500	13.637
²⁰⁹ Pb	4.048	0.920	2.697	0.830	7.682	0.504	4.500	13.632

表 3 计算中采用的粒子-靶核巨偶极共振相互作用势参数

参数 核素	V_1/MeV	W_1/MeV	σ_{-1}/b	$\langle r^2 \rangle/\text{fm}^2$	b/fm	K
⁴⁰ Ca	75.000	35.000	0.042	11.235	0.75	1.0
²⁰⁸ Pb	75.000	125.000	0.328	31.534	0.75	1.0

表 4 中子结合能 B_n 及计算的单粒子态本征能量

核素	参数	$l_f j_f$	$l_f j_f$	$l_f j_f$	$l_f j_f$	$l_f j_f$	$l_f j_f$	B_n/MeV
	E_f/MeV	E_f/MeV	E_f/MeV	E_f/MeV	E_f/MeV	E_f/MeV	E_f/MeV	
^{40}Ca		7/2	1 3/2	1 1/2				8.359
		8.352	6.045	3.382				
^{208}Pb		4 9/2	6 11/2	7 15/2	2 5/2	4 7/2	0 1/2	3.935
		3.949	3.292	2.511	2.456	1.561	1.473	

图 1 给出了 ^{40}Ca 全截面的计算结果及与实验数据的比较. 由图可以看出, 计算结果与实验结果是相符合的. 图 2 给出了 $^{40}\text{Ca}(n, \gamma)$ 反应截面计算结果与实验值的比较. 由图

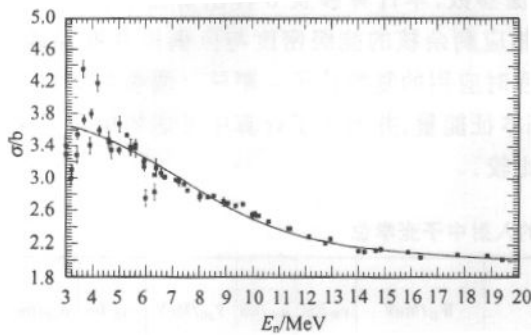


图 1 ^{40}Ca 全截面计算结果与实验值的比较
曲线为计算结果, 实验值取自 EXFOR.

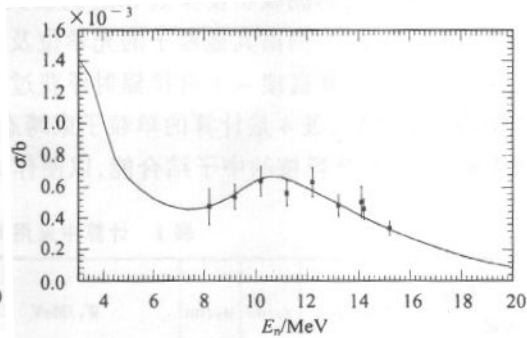


图 2 $^{40}\text{Ca}(n, \gamma)$ 反应截面计算结果与实验值的比较
曲线为计算结果, 实验值取自 EXFOR.

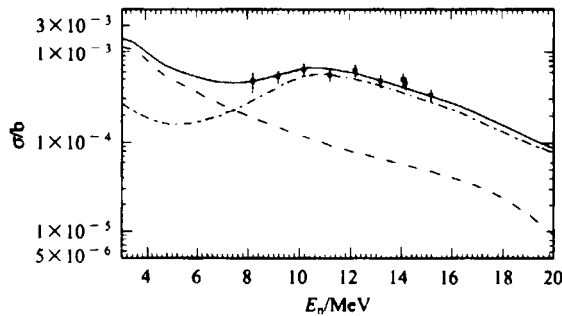


图 3 $^{40}\text{Ca}(n, \gamma)$ 反应截面计算结果与实验值的比较
--- 达到统计平衡后的复合核统计过程的贡献,
- · - 预平衡 γ 发射, 即直接 - 半直接俘获的贡献,
—— (n, γ) 截面计算结果, 即前两部分之和;
实验值取自 EXFOR.

可以看出, 在实验结果提供的误差范围内, 计算结果与实验是相符合的. 图 3 仍然是 $^{40}\text{Ca}(n, \gamma)$ 截面计算结果及与实验值的比较, 并且分别画出了预平衡 γ 发射, 即直接 - 半直接俘获, 达到统计平衡的复合核过程对 (n, γ) 截面的贡献的计算结果及两者之和, 即 (n, γ) 截面计算值. 可以看出, 在所考虑的能区范围内, 当中子入射能量大于 10MeV 之后, 主要的贡献来自预平衡 γ 发射, 只有在低能区, $E_n < 6\text{MeV}$ 时, 复合核过程的贡献才占主要地位. 图 4 是 $^{208}\text{Pb}(n, \gamma)$ 截面计算结果及与实验的比较, 也画

出了预平衡 γ 发射、统计平衡后的复合核级联 γ 发射及两者之和, 即 (n, γ) 截面计算结果. 从图中可明显看出, 在 $E_n < 6\text{MeV}$ 时, 预平衡发射与平衡后发射两者的贡献大小相当, 但当 $E_n > 8\text{MeV}$ 之后, 预平衡 γ 发射的贡献远大于复合核统计过程的贡献, 甚至单独预平衡

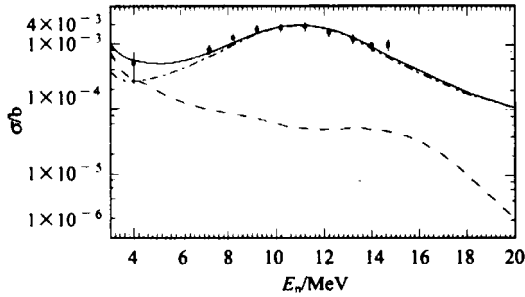


图 4 ²⁰⁸Pb(n, γ) 反应截面计算结果与实验值的比较
图注同图 3.

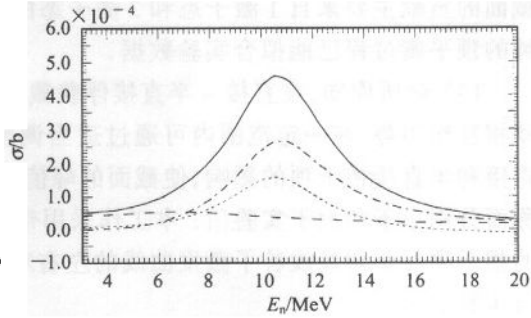


图 5 ⁴⁰Ca 单粒束缚态 ($E_f = 8.352\text{MeV}$, $l_f = 3$, $j_f = 7/2$) 直接 - 半直接俘获截面计算结果
——直接俘获过程的贡献,
- - - 半直接俘获过程的贡献,
... 直接俘获与半直接俘获相干项的贡献,
——上述三项之和, 即直接 - 半直接俘获截面.

γ 发射的贡献就足以符合实验值. 图 5 和图 6 分别是 ⁴⁰Ca 和 ²⁰⁸Pb 本征能量最大的单粒子束缚态的直接 - 半直接俘获截面计算结果. 由这两幅图可以看出: 1. 直接俘获截面在整个计算的能区内变化不大, 2. 半直接俘获的共振峰左右并不对称, 峰值右侧高于左侧, ²⁰⁸Pb 比 ⁴⁰Ca 更明显, 3. 直接俘获与半直接俘获的相干项在半直接俘获的峰值后即开始下降, 尤其对 ²⁰⁸Pb, 很快变为负值. 正是这一现象, 使计算的一个单粒子态的直接 - 半直接俘获截面曲线相对于峰值为左右对称, 峰值的位置稍向左偏移, ²⁰⁸Pb 较 ⁴⁰Ca 更为明显.

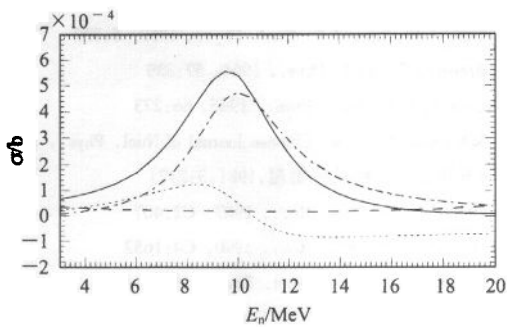


图 6 ²⁰⁸Pb 单粒子束缚态 ($E_f = 3.949\text{MeV}$, $l_f = 4$, $j_f = 9/2$) 直接 - 半直接俘获截面计算结果
图注同图 5.

4 结论

根据上述计算结果, 可得出以下结论:

(1) 本文在快中子辐射俘获截面的计算中引进了预平衡修正, 即用激子模型处理 1 激子态和 3 激子态的粒子发射过程, 而 1 激子态及 3 激子态的预平衡 γ 发射过程用直接 - 半直接辐射俘获机制计算, 5 个及 5 个以上激子态的粒子及 γ 射线发射用达到统计平衡的复合核过程计算, 在中子入射能量 3MeV 至 20MeV 能区对 ⁴⁰Ca 和 ²⁰⁸Pb 的 (n, γ) 反应截面进行了数值计算, 得到了与实验较好符合的结果, 证明这一 γ 产生数据的理论计算方法是合理的.

(2) 图 3 和图 4 表明, 快中子的辐射俘获过程中, 当中子的入射能量较高时, 对俘获

截面的贡献主要来自 1 激子态和 3 激子态的预平衡 γ 发射过程,尤其对重核,如 ^{208}Pb , 单纯的预平衡过程已能拟合实验数据.

(3) 众所周知,在直接-半直接俘获截面的计算中,若采用体型粒子-靶核巨偶极振动相互作用势,在一定范围内可通过适当调整参数使计算的截面与实验相符合.但由于直接和半直接相干项的影响,使截面的峰值向右偏移,而且峰值两边出现明显的左右不对称而分别小于和大于实验值.本工作采用带表面型虚部的相互作用势,直接、半直接俘获的相干项反而明显改善了激发曲线的左右对称性,并使峰值稍向左偏移,改善了理论计算与实验的符合.

(4) 本理论方法可推广应用于作为全套中子数据评价一部分的 γ 产数据的理论计算.

参考文献 (References)

- 1 Allen B J et al. *Advances in Nucl. Phys.*, 1978, **10**:129
- 2 Raman S et al. *Phys. Rev.*, 1985, **C32**:18
- 3 HUO Yu-Kun et al. *Nucl. Phys.*, 1983, **A406**:1
- 4 Lane A M, Lynn J E. *Nucl. Phys.*, 1959, **5**:732
- 5 Brown C E. *Nucl. Phys.*, 1964, **57**:339
- 6 Clement C F. *Nucl. Phys.*, 1965, **66**:273
- 7 MA Zhong-Yu et al. *Chinese Journal of Nucl. Phys.*, 1981, **3**:217(in Chinese)
(马中玉等. *原子核物理*, 1981, **3**:217)
- 8 Oblozinsky P. *Phys. Rev.*, 1987, **C2**:407
- 9 Oblozinsky P. *Phys. Rev.*, 1990, **C4**:1652
- 10 SHI Xiang-Jun et al. *Nucl. Phys.*, 1987, **A466**:333
- 11 LIU Jian-Feng et al. *High Energy Phys. and Nucl. Phys.*, 1990, **5**:469(in Chinese)
(刘建峰等. *高能物理与核物理*, 1990, **5**:469)
LIU Jian-Feng et al. *High Energy Phys. and Nucl. Phys.*, 1991, **4**:349(in Chinese)
(刘建峰等. *高能物理与核物理*, 1991, **4**:349)
- 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 Potokar M et al. *Nucl. Phys.*, 1977, **A277**:29
- 17 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 Process of the Fast Neutron Radiative Capture for ^{40}Ca and ^{208}Pb *

LIU Jian-Feng ZHAO Wei-Juan

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

Abstract The pre-equilibrium correction for the nuclear reactions induced by fast neutron is considered as follows: the nuclear reaction processes with the exciton number equal to or larger than five can still be described by the statistical theory of the nuclear reaction. The particle emission processes, in which less than five excitons are involved, are calculated by means of the exciton model and the γ emission of one exciton state is calculated by the direct capture mechanism. For the three-exciton state, only the semidirect capture mechanism, which plays the main role in the researched energy region, is taken into account. The interference effect between the direct and semidirect capture is also considered. The radiative capture cross sections for ^{40}Ca and ^{208}Pb in the neutron incident energy region from 3 MeV to 20 MeV are calculated and a better coincidence with the experimental values is obtained. At the same time, the contribution to the (n, γ) reaction cross sections of the γ emissions before and after statistical equilibriums as well as the characteristics of the direct capture, semidirect capture and their interference terms are discussed.

Key words neutron radiative capture, direct-semidirect capture, compound nucleus statistical process, pre-equilibrium γ emission

Received 17 December 2001

* Supported by Nuclear Data Fund from Nuclear Industry General Company of China and Foundation of Henan Scientific Committee (004051500)