

# 辐射俘获反应截面的质量、壳层和奇偶效应\*

刘 建 峰

(郑州大学物理系, 450052)

霍裕昆 袁竹书

(复旦大学物理二系, 上海 200433)

## 摘 要

本文研究中子辐射俘获截面中非统计与统计过程的质量效应、壳效应和奇偶效应。对  $^{23}\text{Na}$ 、 $^{208}\text{Pb}$  等 33 个偶中子核素在中子能量为 0.1 至 3MeV 区间内, 计算了它们的总辐射俘获截面、统计及非统计俘获截面和非统计俘获部分比。并将总俘获截面与实验值进行了比较。结果表明, 非统计俘获截面本身并不随质量数改变有明显的变化, 显示出弱的壳效应。统计俘获截面由于强烈地依赖于核能级密度而表现出明显的质量、壳层和奇偶效应。非统计部分比随着质量数的增加其总的趋势是减小的, 并表现出显著的壳层效应。

## 一、引 言

研究辐射俘获反应的非统计效应是一项有意义的工作。非统计过程主要产生硬  $\gamma$  光子, 与反应动力学过程密切相关。而且由于发射的  $\gamma$  光子与剩余核物质仅有很弱的电磁作用(终态作用), 从而可以携带出大量非畸变的有关核反应动力学过程的信息。

在以前的论文中<sup>[1,2]</sup>, 我们研究了在中子强度函数  $2p$  和  $3s$  巨共振区中子辐射俘获反应的非统计效应。这些研究指出, 当入射中子能量在 0.1—3MeV 的密共振区, 讨论对能量平均的俘获截面, 所得到的结果与在热中子和共振中子俘获研究中的结果<sup>[3,4]</sup>是定性一致的。本文把这一研究扩展到比  $3s$  区更重的中重质量核区。我们首先要研究非统计过程的质量效应。人们通过热中子和低能共振中子辐射俘获的研究发现<sup>[3]</sup>, 道俘获(包括位阱俘获和价俘获)的贡献随着质量数的增加其相对重要性是减小的。本文研究平均的统计和非统计俘获截面随质量数变化的规律。其次, 我们要考察俘获截面的壳层效应。一方面, 非统计俘获过程通常表现出终态关联, 即与剩余核终态的核子填充情况密切相关, 从而要显示壳层效应; 另一方面, 核的能级密度具有明显的壳层效应, 从而影响辐射俘获截面。

本文 1990 年 6 月 7 日收到。

\* 国家自然科学基金资助项目。

本文计算了从  $^{23}\text{Na}$  到  $^{208}\text{Pb}$  的 33 个偶中子核素在 0.1—3MeV 区间的平均中子辐射俘获截面,分析了统计和非统计俘获截面随质量数变化的规律,以及它们所表现出的壳效应和奇偶效应。

文中第二节给出计算公式,第三节是参数的说明和计算的结果,结论在第四节。

## 二、计算公式

辐射俘获核反应机制可以按照俘获体系波函数组态中的准粒子数目分类<sup>[5]</sup>。单准粒子组态的贡献称作道俘获,其中包括位阱俘获与价俘获。在本文所研究的密共振区,我们关心的是对共振平均的截面。相应的平均道俘获截面包括直接俘获和复合核弹性道中的俘获<sup>[6]</sup>。从  $(l, j)$  散射分波俘获到谱因子为  $S_f$  的终态  $f$  的平均道俘获截面是

$$\langle \sigma_{ii,f}^{(\text{ch})} \rangle = \frac{4}{3} \frac{k_r^3}{\hbar v} \frac{\pi}{k^2} \sum_J \frac{2J+1}{2(2I+1)} \langle l_j J \| D_l \| l_{ij} j J_f \rangle (2J_f+1) S_f \bar{e}^2 (|T_D|^2 + T_C^2), \quad (1)$$

其中,

$$T_D = \int_R^\infty r \langle U_{l_j}^i(r) \rangle U_{l_{ij}}(r) dr, \quad (2)$$

对应直接俘获  $\sigma_{ii,f}^D$ ;

$$T_C^2 = \langle |\Delta S_{ij}^f|^2 \rangle \left| \int_R^\infty r Q_{ii}(r) U_{l_{ij}}(r) dr \right|^2, \quad (3)$$

对应复弹性道中的俘获  $\langle \sigma_{ii,f}^E \rangle$ 。上式中,  $k_r$  是光子波数,  $k$  是入射中子波数,  $\langle l_j J \| D_l \| l_{ij} j J_f \rangle$  是自旋-角度约化因子,  $J_f$  是终态总角动量,  $\bar{e} = -\frac{Z}{A} e$  是中子 E1 跃迁的有效电荷,  $U_{l_{ij}}(r)$  是终态单粒子径向波函数,  $\langle u_{l_j}^i(r) \rangle$  是光学模型散射波函数。  $\langle |\Delta S_{ij}^f|^2 \rangle$  是 S 矩阵元的平均平方涨落,可以用统计理论计算

$$\langle |\Delta S_{ij}^f|^2 \rangle = \frac{T_{ii} T_{ii}}{T^J} W_{iiii}. \quad (4)$$

式中,  $T^J$  和  $T_{ii}$  分别是总穿透系数和中子穿透系数,  $W_{iiii}$  是宽度涨落修正因子。(3) 式中

$$Q_{ii}(r) = \frac{\text{Im} \langle U_{l_j}^{i'}(r) \rangle}{\text{Im} \langle K_{l_j}^i \rangle} + i \left[ \text{Re} \langle U_{l_j}^{i'}(r) \rangle - \frac{\text{Re} \langle K_{l_j}^i \rangle}{\text{Im} \langle K_{l_j}^i \rangle} \text{Im} \langle U_{l_j}^{i'}(r) \rangle \right], \quad (5)$$

它在外区的渐近形式为  $ikr h_i^{(1)}(kr)$ ,  $h_i^{(1)}(kr)$  是第一类汉克尔函数;  $\langle K_{l_j}^i \rangle$  是光学模型反应矩阵。有关以上公式的细节可参看文献 [6]。

俘获体系波函数中三个准粒子组态对辐射俘获截面的贡献基本上有两类,分别是准粒子对的淹没和非弹性价俘获<sup>[5]</sup>。在讨论对能量平均的俘获截面时,以下两类机制是重要的。一种是半直接俘获<sup>[7]</sup>,它可以看作是一种准粒子对相干的淹没过程、在考虑了半直接俘获与直接俘获的相干效应后的直接半直接俘获截面  $\sigma_{ii,f}^{\text{SD}}$  相当于 (1) 式中第一项  $\sigma_{ii,f}^D$  中  $|T_D|^2$  用  $|T_D + T_{\text{SD}}|^2$  代替,其中  $T_{\text{SD}}$  是半直接俘获振幅

$$T_{\text{SD}} = \int_R^\infty r \langle U_{l_j}^i(r) \rangle h(r) U_{l_{ij}}(r) dr. \quad (6)$$

如果采用复数形式的核子-声子耦合势,则 (6) 式中<sup>[7]</sup>

$$h(r) = \frac{N}{2A} \frac{\sigma_{-1}}{0.096 \frac{NZ}{A} \langle r^2 \rangle E - E_g + \frac{1}{2} i \Gamma_g} \left( V_1 f(r) - i w 4a \frac{df}{dr} \right). \quad (7)$$

有关符号的物理含意可参看文献 [7].

与非弹性俘获相对应的是复合核非弹性散射道中的辐射俘获<sup>[8]</sup>

$$\langle \sigma_{i'j,i}^{IEC} \rangle = \frac{4}{3} \frac{k_r^3}{\hbar v'} \frac{\pi}{k^2} \sum_{\nu'j'} \frac{(2J+1)}{2(2I+1)} \langle l'j'J \| D_i \| l_{i'j'} J_f \rangle (2J_f+1) S_j^2 \bar{e}^2 \cdot \langle |S_{bl'i'ai}^j|^2 \rangle \left| \int_R^\infty r Q_{l'i'}(r) U_{l'j'}(r) \right|^2. \quad (8)$$

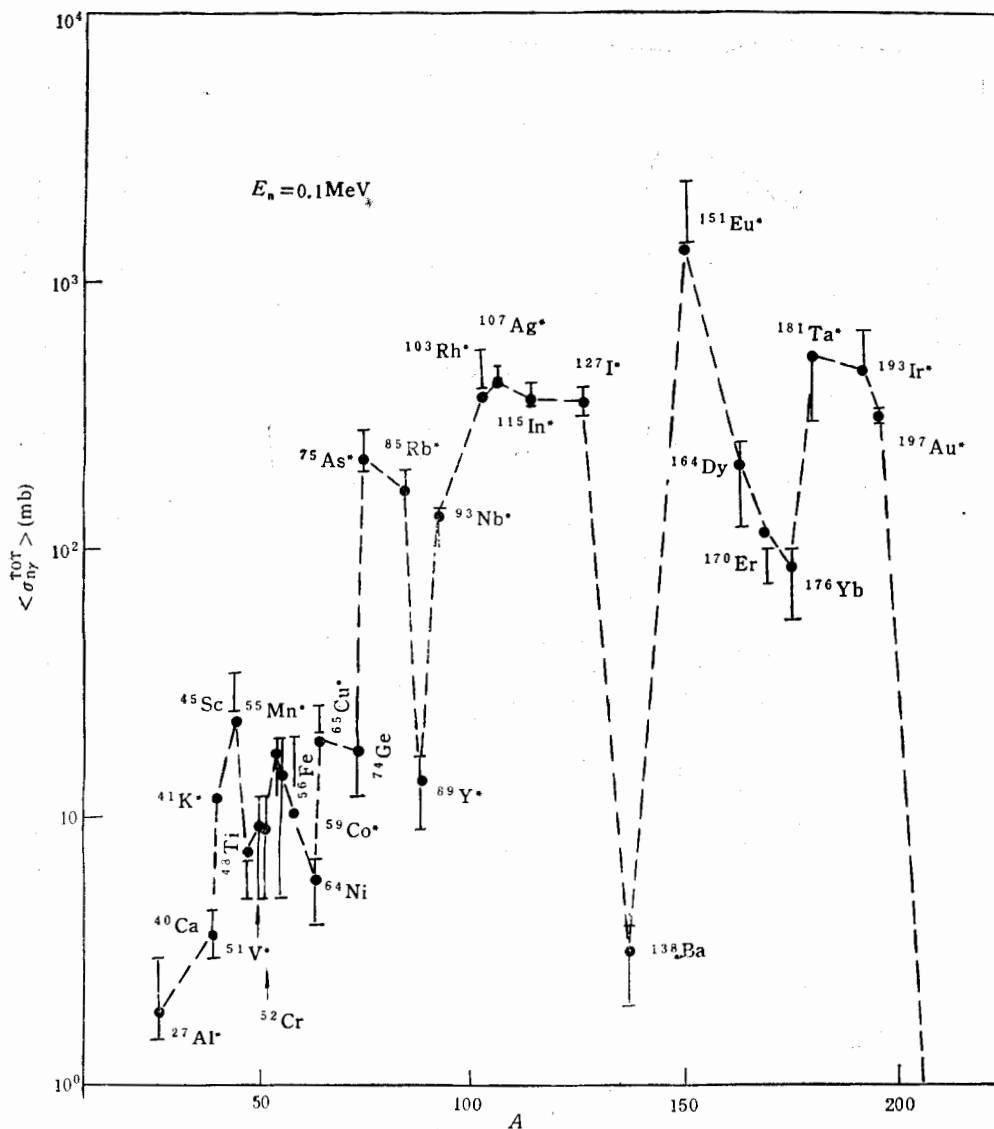


图 1 能量为 0.1MeV 的中子总辐射俘获截面。●示计算值；I 示编评的实验值，取自 [13]；\* 示奇质子核素，用虚线联接相邻的计算值，其作用仅仅是便于观察。

(8) 式用带撇的量表示非弹性散射道。 $Q_{l'l'}^j(r)$  是定义在非弹性散射道的散射波函数, 与(5)式有相类似的形式<sup>[8]</sup>。

俘获体系波函数中 5 个或 5 个以上准粒子组态的贡献由于涉及的组态数目极多, 结构复杂, 几乎没有人研究某一种复杂组态单独的贡献。另外由于复杂组态退激的级联性及方式的多样性, 一般都把这些复杂组态贡献的总和用统计理论处理<sup>[9]</sup>

$$\langle \sigma_{nr}^{ST} \rangle = \frac{\pi}{k^2} \sum_{ij} \frac{2J+1}{2(2I+1)} \frac{T_{li} T_{lj}^j}{T^j} W_{l_i, l_j}^j, \quad (9)$$

式中,  $T_{lj}^j$  是  $\gamma$  光子穿透系数,  $W_{l_i, l_j}^j$  是相应的宽度涨落修正因子。

把准粒子数目为 1 和 3 的组态贡献的俘获截面称作非统计俘获截面

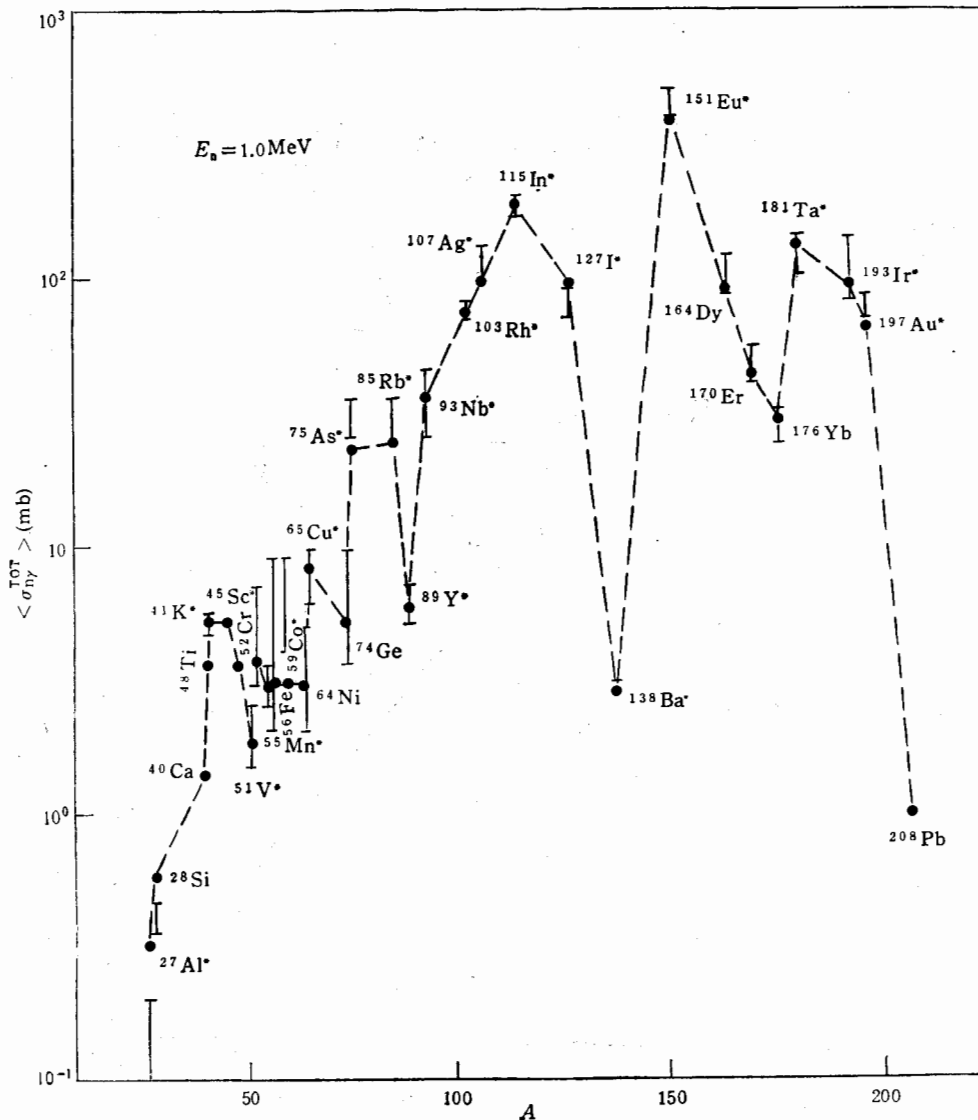


图 2 中子能量为 1.0MeV, 其它说明与图 1 相同。

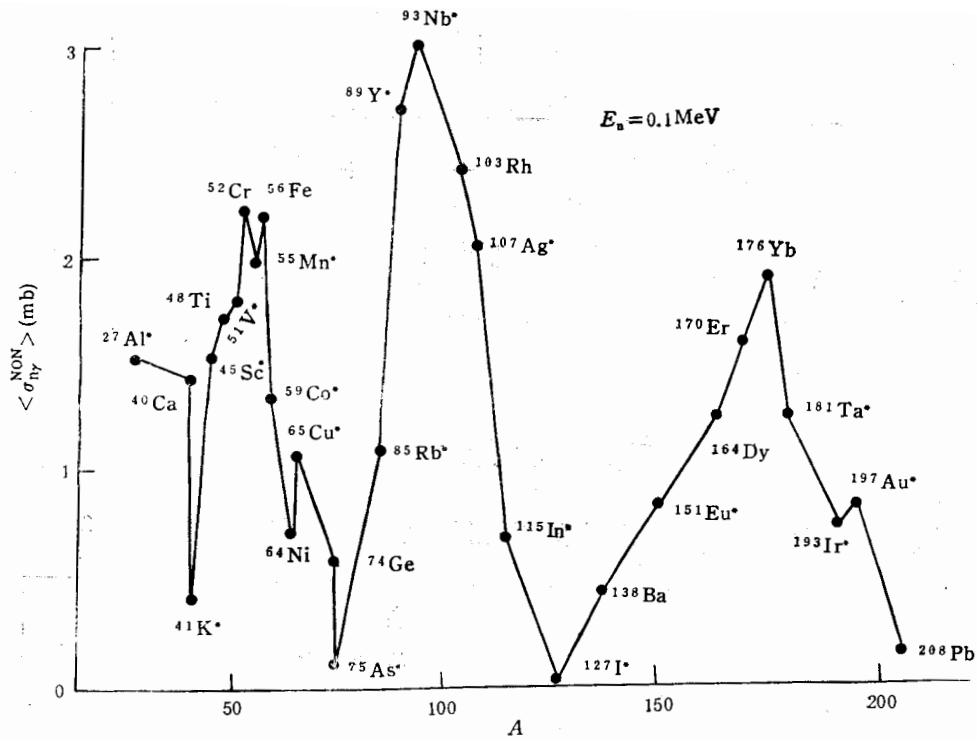


图 3 能量为 0.1MeV 的中子非统计辐射俘获截面计算值，非统计过程包括直接-半直接俘获和在复弹性-非弹性散射道中的辐射俘获。\*示奇质子靶核，用实线联接相邻的数据，其作用仅仅是便于观察。

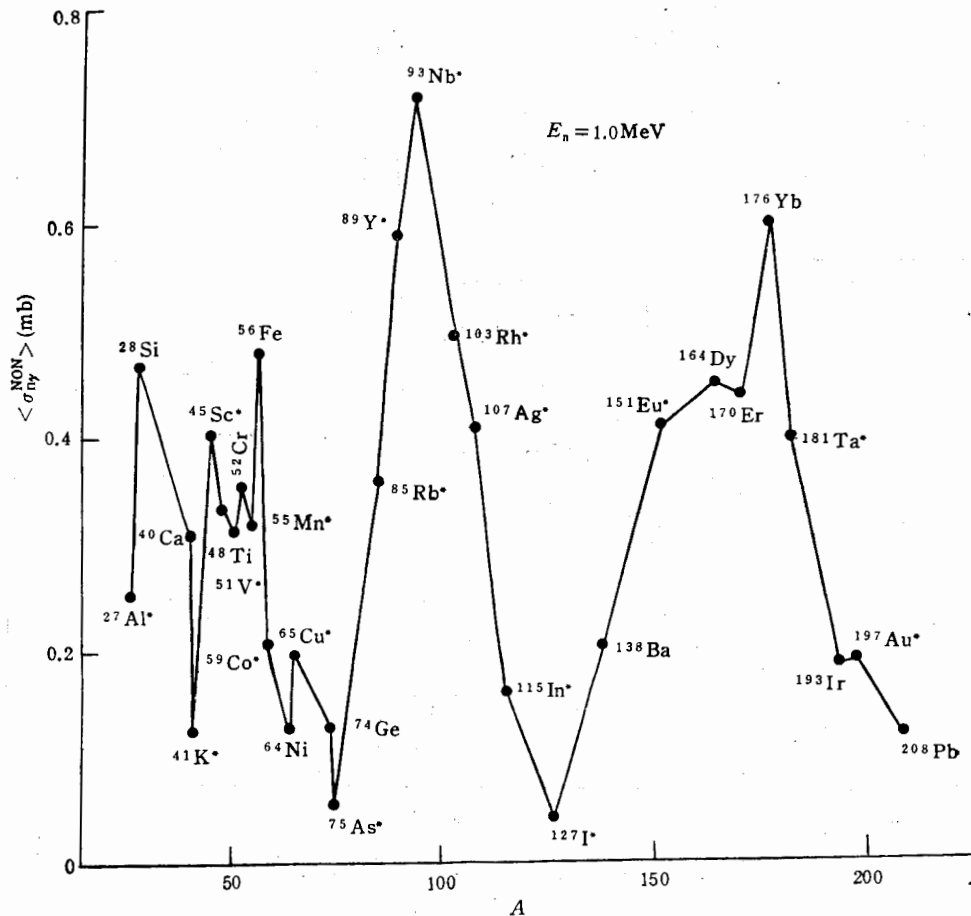


图 4 中子能量为 1.0MeV，其它说明与图 3 相同。

$$\langle \sigma_{n\gamma}^{\text{NON}} \rangle = \sum_f \sum_{i,j} (\sigma_{i,j,f}^{\text{DSD}} + \langle \sigma_{i,j,f}^{\text{EC}} \rangle + \langle \sigma_{i,j,f}^{\text{IEC}} \rangle). \quad (10)$$

总的俘获截面是

$$\langle \sigma_{n\gamma}^{\text{TOT}} \rangle = \langle \sigma_{n\gamma}^{\text{NON}} \rangle + \langle \sigma_{n\gamma}^{\text{ST}} \rangle. \quad (11)$$

非统计俘获的部分比是

$$R = \frac{\langle \sigma_{n\gamma}^{\text{NON}} \rangle}{\langle \sigma_{n\gamma}^{\text{TOT}} \rangle}. \quad (12)$$

### 三、参数及计算结果

为了研究辐射俘获截面中非统计和统计过程的质量效应和壳效应,对于 32 个偶中子

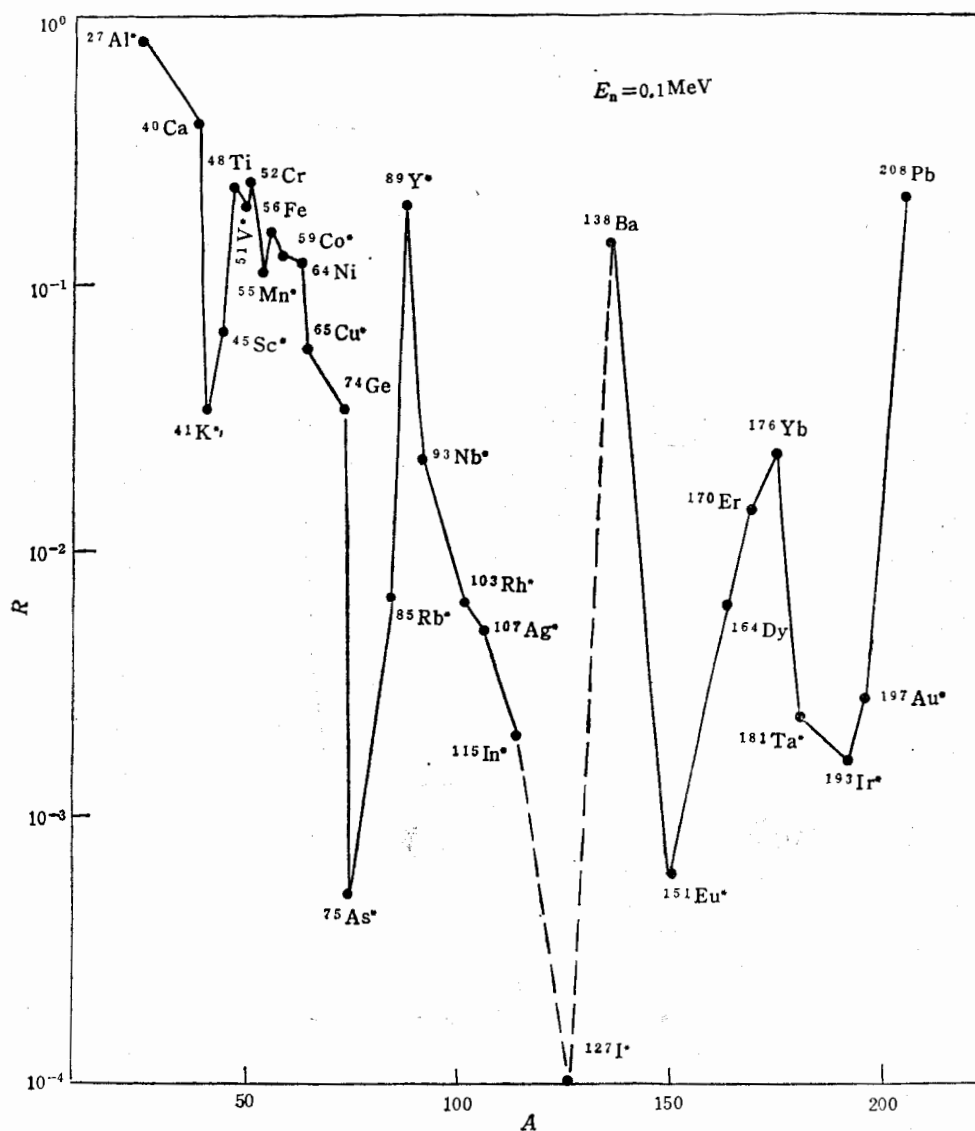


图5 能量为 0.1MeV 的中子非统计俘获部分比[见(12)式]的计算值,其它说明与图3相同。

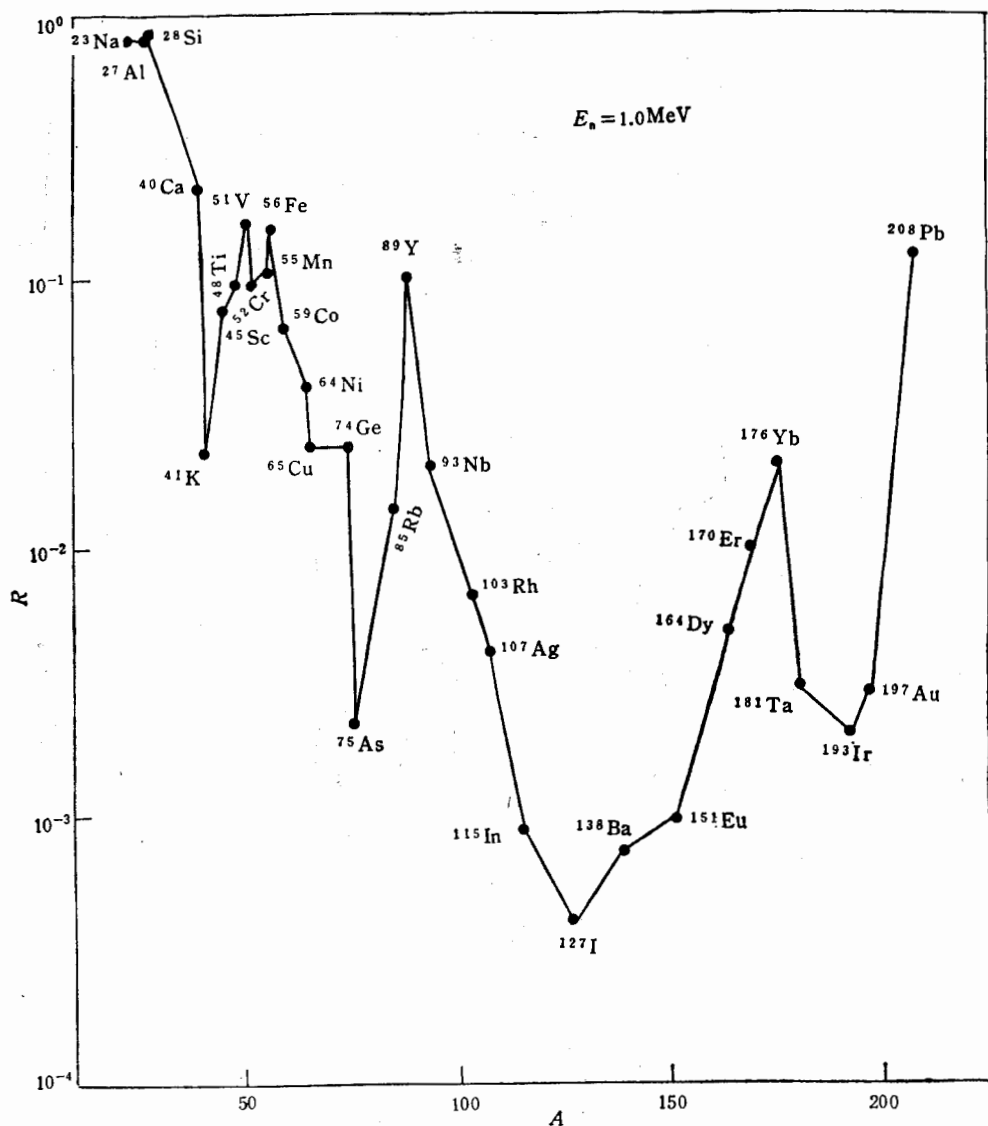


图 6 中子能量为 1.0 MeV. 其它说明与图 5 相同.

核素在中子能量为 0.1—3 MeV 范围内, 采用自洽的参数, 系统地计算了它们的各种反应过程截面. 这些核素是:  $^{23}\text{Na}$ ,  $^{27}\text{Al}$ ,  $^{28}\text{Si}$ ,  $^{40}\text{Ca}$ ,  $^{41}\text{K}$ ,  $^{45}\text{Sc}$ ,  $^{48}\text{Ti}$ ,  $^{51}\text{V}$ ,  $^{52}\text{Cr}$ ,  $^{55}\text{Mn}$ ,  $^{56}\text{Fe}$ ,  $^{59}\text{Co}$ ,  $^{64}\text{Ni}$ ,  $^{65}\text{Cu}$ ,  $^{74}\text{Ge}$ ,  $^{75}\text{As}$ ,  $^{85}\text{Rb}$ ,  $^{89}\text{Y}$ ,  $^{93}\text{Nb}$ ,  $^{103}\text{Rh}$ ,  $^{107}\text{Ag}$ ,  $^{115}\text{In}$ ,  $^{127}\text{I}$ ,  $^{138}\text{Ba}$ ,  $^{151}\text{Eu}$ ,  $^{164}\text{Dy}$ ,  $^{170}\text{Er}$ ,  $^{176}\text{Yb}$ ,  $^{181}\text{Ta}$ ,  $^{193}\text{Ir}$ ,  $^{197}\text{Au}$ ,  $^{208}\text{Pb}$ .

本文采用 Becchetti-Greenless 的普适光学势阱<sup>[10]</sup>计算中子穿透系数和散射波函数, 并用上述位阱<sup>[10]</sup>的实部计算单粒子束缚态的本征值及本征函数. 在上述选择的靶核中, 有几个核是处在变形核区, 我们仍采用球形光学势阱作计算 (GDR 的参数考虑到形变效应). 由于计算的是对终态求和的总俘获截面, 这一近似并不会带来很大差别. 能级密度采用 Gilbert-Cameron 的公式<sup>[11]</sup>及 Cook 的参数<sup>[12]</sup>, 巨偶极共振参数尽量采用实验编评

值,若实验值不充分时,则用普适参数。低激发离散能级的参数包括(d, p)谱因子取自 Nuclear Data Sheets 上的编评值。

在应用上述普适参数的基础上,还要根据计算的中子总截面、弹性散射截面、(n,  $\gamma$ )截面和单粒子束缚态位置与实验编评值进行比较并作适当的调整,以达到较好的符合。

图1—6给出在中子入射能分别是0.1和1MeV时计算的总俘获截面、总的非统计俘获截面以及非统计部分比与质量数的关系。在总俘获截面图上还画出了相应的实验编评值<sup>[13]</sup>。在这些图上,相邻的点用直线段联接起来,其作用仅仅是为了看起来方便,并不表示其它核素的结果将落在相应的直线段上。

## 四、结 论

1. 本文研究在中子辐射俘获反应中,非统计与统计过程的质量效应、壳效应和奇偶效应。我们计算了从<sup>23</sup>Na到<sup>208</sup>Pb 33个偶中子核素在 $E_n = 0.1-3\text{MeV}$ 区间的中子辐射俘获截面,所涉及的非统计俘获机制包括直接-半直接俘获和复合核弹性-非弹性散射道中的辐射俘获。

2. 在中子强度函数 $2p$ 巨共振区,非统计俘获截面可占总俘获截面的70—80%。在 $3s$ 巨共振区,仅对部分核素这一比值可达20—30%。随着质量数的增高,核能级密度迅速增大,统计俘获截面增加,非统计部分比呈下降趋势。在 $A = 85-208$ 区间,除了少数几个中子幻核如<sup>89</sup>Y、<sup>138</sup>Ba、<sup>208</sup>Pb以外,其余核素的非统计部分比小于0.1%。

3. 比较质量相近的奇质子-偶中子和偶-偶靶核,它们的非统计俘获截面相差不多,但前者的统计俘获截面明显地大,因此非统计部分比较低。

4. 非统计部分比呈现明显的壳层效应。这一现象来自两个原因,一是非统计俘获截面与终态的核子填充情况有关;更主要的是统计俘获截面强烈地依赖于核能级密度,而后者具有壳层效应。

## 参 考 文 献

- [1] Y. K. Ho, Z. S. Yuan and Y. Mi, *Phys. Rev.*, **C39**(1989), 1691.
- [2] Y. K. Ho, J. F. Liu and Z. S. Yuan, *Phys. Rev.*, **C40**(1989), 2541.
- [3] B. J. Allen, A. R. de L. Musgrave, *Adv. Nucl. Phys.*, **10**(1978), 129.
- [4] S. Raman et al., *Phys. Rev.*, **C32**(1985), 18 and references therein.
- [5] Y. K. Ho, J. F. Liu and C. Coceva, *Nucl. Data Sci. Tech.*, (MITO, Japan, 1988), p. 703.
- [6] Y. K. Ho and M. A. Lone, *Nucl. Phys.*, **A406**(1983), 1.
- [7] I. Bergqvist, in *Neutron Radiative Capture*, edited by R. E. Chrien (Pergamon, New York, 1984), p. 33.
- [8] F. J. Liu, Y. K. Ho, and M. A. Lone, in *Capture Gamma-Ray Spectroscopy and Related Topics* (Knoxville, 1984), Proceeding of the 5th International Symposium on Capture Gamma-Ray Spectroscopy and Related Topics, AIP Conf. Proc. No. 125, Edited by S. Raman (AIP, New York, 1984), p. 551.
- [9] D. G. Gardner, in *Neutron Radiative Capture*, edited by R. E. Chrien (Pergamon, New York, 1984), p. 62, and references therein.
- [10] F. D. Becchetti and G. W. Greenless, *Phys. Rev.*, **182**(1969), 1190.
- [11] A. Gikbert and A. G. W. Cameron, *Can. J. Phys.*, **43**, (1965), 1446.
- [12] J. L. Cook et al., *Aust. J. Phys.*, **20**, (1967), 477.
- [13] V. McLane, C. L. Dunford, and P. F. Rose, *Neutron Cross Section* (Academic, New York, 1988), Vol. 2, Neutron Cross Section Curves.



## Mass, Shell and Even-odd Effects in Radiative Capture Reaction

LIU JIANFENG

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

HUO YUKUN YUAN ZHUSHU

*(Nuclear Science Department, Fudan University, Shanghai 200433)*

### ABSTRACT

This paper investigates the mass, shell and even-odd effects of the nonstatistical and statistical processes in the radiative nucleon capture reactions. The  $(n, \gamma)$  cross sections for 33 even-neutron target nuclides were studied at  $E_n$  of 0.1 to 3MeV. The results indicate that the nonstatistical capture cross sections do not present any systematically varying pattern with mass number, except for a weak shell effect. The statistical capture cross sections, which depend strongly on the level density, display obvious mass, shell and even-odd effects. The non-statistical fractions show prominent downward tendency with mass number, as well as the shell effect.