

## 道辐射俘获截面的相干增强现象

霍裕昆 刘建峰  
(郑州大学物理系)

### 摘 要

$^{40}\text{Ca}$  的热中子辐射俘获截面实验值远较统计理论及 Lane-Lynn 直接俘获理论预言的截面积大。本文指出, 这是一个位阱俘获与价俘获的干涉增强效应的例子。使用普适的光学模型位阱并考虑了这一干涉效应, 计算了  $^{40}\text{Ca}$  的热中子辐射俘获截面、散射截面和  $^{40}\text{Ca}$  的  $p_{3/2}$  中子束缚能, 并与实验值进行了比较。

### 一、问题的提出

$^{40}\text{Ca}$  的热中子辐射俘获截面是人们关注的问题之一<sup>[1,2]</sup>。实验测量值为 410 mb<sup>[3]</sup>, 用 Breit-Wigner 公式计算全部已分辨的共振能级的热中子辐射俘获截面积仅为 25 mb, 远不足以解释实验值, 非统计的道俘获过程是主要的反应机制。很多作者曾指出<sup>[2,3]</sup>, 用 Lane-Lynn<sup>[4]</sup> 公式计算的直接俘获截面虽然可以定性地解释实验观察到的分支比, 但是定量计算结果仅为实验值的一半, 约 230 mb。

$^{40}\text{Ca}$  是双幻核, 位于中子强度函数  $3s$  共振区的首部, 中子  $s$  波共振能级都集中在正能量区, 即中子结合能的上方。利用关系式

$$a^J = R' - \frac{1}{2k} \sum_{\lambda(l)} \frac{\Gamma_{n\lambda}^{0(l/2)}}{E_{\lambda} - E - \frac{i}{2} \Gamma_{\lambda}}, \quad (1)$$

可以推知,  $^{40}\text{Ca}$  的热中子相干散射长度  $a^J$  小于位阱散射长度  $R'$ 。(1) 式中  $k$  是入射中子的波矢,  $E_{\lambda}$ 、 $T_{\lambda}$ 、 $\Gamma_{n\lambda}^{0(l/2)}$  分别是  $s$  波共振能级  $\lambda$  的能量, 总宽度和中子分宽度。作者曾指出<sup>[5]</sup>,  $a^J < R'$  对应位阱俘获与价俘获的干涉增强现象。由图 1 可以清楚地看到这一点。因为  $a^J$  可以近似地看作是弹性散射道波函数与径向距离横轴的交点, 而  $R'$  是位阱散射波函数与横轴的交点, 当  $a^J < R'$ , 道俘获的径向被积函数在横轴上与横轴下的面积将变得大小更不相同(比较位阱俘获的径向被积函数), 导致径向积分值的增大。

### 二、计算公式

弹性散射道的  $(l, i)$  分波径向波函数是<sup>[6]</sup>

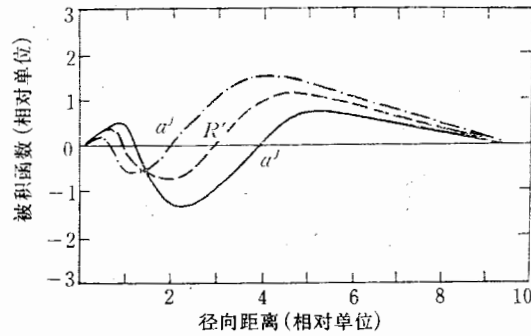


图 1 道辐射俘获相干现象的示意图。虚线是位阱俘获的径向被积函数；点划线是增强相干时的径向被积函数(正能量共振能级)；实线是减弱相干时的径向被积函数(负能量共振能级)。

$$U_{ij}^{+j}(r) = \text{Re}\langle U_{ij}^{+j}(r) \rangle + \frac{1}{2} \sum_{\lambda, J} \frac{\Gamma_{n\lambda}^{ij}}{E_{\lambda} - E - \frac{i}{2} \Gamma_{\lambda}} N_{ij}(r), \quad (2)$$

式中,

$$N_{ij}(r) = \frac{\text{Im}\langle U_{ij}^{+j}(r) \rangle}{\text{Im}\langle K_{ij}^{+j} \rangle}, \quad (3)$$

其渐近形式(当  $r \gg R$ ) 为  $-kr\eta_l(r)$ ,  $\eta_l(r)$  是球面 Neumann 函数;  $\langle U_{ij}^{+j}(r) \rangle$  和  $\langle K_{ij}^{+j} \rangle$  分别是光学模型计算的散射波函数和反应矩阵元, Re 和 Im 分别指实部与虚部。(2) 式中第一项是位阱散射波函数, 对应位阱俘获; 第二项是复合核弹性散射波函数, 对应价俘获。

设终态角动量为  $(l_f, i_f)$  的单粒子径向波函数是  $U_{l_f i_f}(r)$ ,  $(d, p)$  反应谱因子为  $S_f$ , 则道辐射俘获截面是

$$\sigma_{ii,f}^{ch} = \frac{4}{3} \frac{k_r^3}{\hbar v} \frac{\pi}{k^2} \sum_J \frac{(2J+1)}{2(2I+1)} \langle l_j J \| D_i \| l_f i_f J_f \rangle \times (2J_f+1) S_{dp,f} \bar{e}^2 \left| \int_R^{\infty} r U_{ii}^{+j}(r) U_{l_f i_f}(r) dr \right|^2, \quad (4)$$

式中, 约化矩阵元

$$\langle l_j J \| D_i \| l_f i_f J_f \rangle = (2l+1)(2j+1)(2i_f+1) \times \left[ C_{l_i 0}^{l_j 0} W(l_j l_f i_f, \frac{1}{2} 1) W(i_f J_f J_f, I 1) \right]^2, \quad (5)$$

$v$  是中子入射速度,  $k_r$  是  $\gamma$  光子波矢,  $I$  为靶核自旋,  $J_f$  是终态总角动量,  $\bar{e} = -\frac{Z}{A} e$  是  $E 1$  跃迁的中子有效电荷,  $C$  是角动量耦合系数,  $W$  是 Racah 系数。

(2) 式代入 (4) 式, 定义位阱俘获截面是

$$\sigma_{ii,f}^{p,0} = \frac{16}{3} \frac{k_r^3}{\hbar v} \frac{\pi}{k^2} \frac{(2J+1)}{2(2I+1)} \langle l_j J \| D_i \| l_f i_f J_f \rangle \times (2J_f+1) S_{dp,f} \bar{e}^2 \left[ \int_R^{\infty} r \text{Re}\langle U_{ii}^{+j}(r) \rangle U_{l_f i_f}(r) dr \right]^2, \quad (6)$$

则(4)式可改写为

$$\sigma_{ii,f}^h = \sigma_{ii,f}^{p0} \left[ 1 + \frac{S \int_R^\infty r N_{ii}(r) u_{i,j_i}(r) dr}{2 \int_R^\infty r \operatorname{Re} \langle u_{ii}^{\dagger j}(r) \rangle u_{i,j_i}(r) dr} \right]^2, \quad (7)$$

式中

$$S = \sum_{\lambda(J)} \frac{\Gamma_{n\lambda}^{0(Q/2)}}{E_\lambda - E - \frac{i}{2} \Gamma_\lambda}. \quad (8)$$

对于热中子散射 ( $E \sim 0$ ), 当着主要的  $S$  波共振能级在正能量区, 即  $E_\lambda > 0$ , 则有  $S > 0$ , 另一方面, 可以证明, (7) 式中的两个径向积分经常是同号的, 因此相干因子 ((7) 式中括号项) 是增强的 (大于 1), 即  $\sigma_{ii,f}^h$  大于  $\sigma_{ii,f}^{p0}$ .

### 三、计算结果与实验的比较

数值计算采用 Becchetti-Greenless<sup>[7]</sup> 的普适光学模型位阱及参数:

$$V(r) = V_R(r) + iV_I(r) + V_{SR}(r)\vec{\sigma} \cdot \vec{l}$$

$$V_R(r) = -V_R f(r)$$

$$W_I(r) = 4Wa \frac{d}{dr} [f(r)],$$

$$V_{SR}(r) = \frac{2V_S}{r} \frac{d}{dr} [f(r)],$$

$$f(r) = \frac{1}{\left[ 1 + \exp\left(\frac{r-R}{a}\right) \right]},$$

$$R = r_0 A^{1/3},$$

$$V_R = 58(\text{MeV}), \quad W = 13(\text{MeV}),$$

$$V_S = 6.2(\text{MeV}), \quad a = 0.67(\text{fm}),$$

$$\gamma_0 = 1.25(\text{fm}).$$

(8) 式中的共振参数值取自文献 [3].

计算结果及相应的实验值列于表 1.

表 1

热中子辐射俘获截面(mb)	410	道辐射俘获截面 <sup>337</sup> 复核辐射俘获截面 <sup>25</sup>
热中子散射截面(b)	3.01	2.88
$p_{3/2}$ 中子的束缚能(MeV)	8.36	9.8

### 四、讨 论

计算结果的数值大小在一定程度上依赖于光学模型位阱的参数, 但是, ① 在所有情形

下,道俘获截面  $\sigma_{ii,f}^h$  都大于位阱俘获截面  $\sigma_{ii,f}^0$ ; (一般至少大两倍); ②使用普适的光学模型位阱并在合理的参数范围内,计算的  $^{40}\text{Ca}$  热中子辐射俘获截面(道俘获截面加上复合核俘获截面),热中子的散射截面和  $^{41}\text{Ca}$  的  $p_{3/2}$  中子束缚能一致地接近实验值。

### 参 考 文 献

- [1] B. J. Allen, Proceeding of Nuclear Data for Science and Technology, Antwerp, September 1982.
- [2] G. Longo et al., Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy, Grenoble, 7—11 September 1981, p. 413.
- [3] S. F. Mughabghab et al., Neutron Cross Section, Vol. 1 (Academic, New York, 1981).
- [4] A. M. Lane and J. E. Lynn, *Nuclear Physics*, 17(1960), 563; 586.
- [5] Y. K. Ho (霍裕昆) and M. A. Lone, *Nuclear Physics*, A406(1983), 1.
- [6] Y. K. Ho (霍裕昆) and M. A. Lone, *Nuclear Physics*, A406(1983), 18.
- [7] F. D. Becchetti and G. W. Greenless, *Phys. Rev.*, 182(1969), 1190.

## A CONSTRUCTIVE INTERFERENCE EFFECT IN THE CHANNEL RADIATIVE CAPTURE PROCESS

HUO YU-KUN (Y. K. Ho)    LIU JIAN-FENG (J. F. LIU)

(Zhengzhou University)

### ABSTRACT

The radiative capture cross section at thermal neutron energy in  $^{40}\text{Ca}$ , 410mb, is much higher than that expected by the statistical theory as well as by the direct capture theory. This study shows that this is a result of the constructive interference between potential capture and valence capture. By using the Becchetti-Greenless optical model potential<sup>[7]</sup> and including the interference effect, the thermal neutron induced radiative capture cross section and scattering cross section in  $^{40}\text{Ca}$  were calculated and compared with measured data.