

НЕУПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ НЕЙТРОНОВ И ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ЗАВИСИМОСТЬ p -НЕЙТРОННОЙ СИЛОВОЙ ФУНКЦИИ

Л.Л.Литвинский, В.А.Либман.

*Институт ядерных исследований АН Украины
252028 Киев, Украина*

Поступила в редакцию 10 февраля 1994 г.

Из анализа литературных данных о сечении неупругого рассеяния нейтронов с возбуждением первого уровня 2^+ , 45 кэВ урана-238 определены локальные значения p -нейтронной силовой функции S_{n1} в интервале энергий нейтронов $E_n = 82 \div 275$ кэВ. В диапазоне энергий $E_n \leq 275$ кэВ не обнаружена энергетическая зависимость S_{n1} , выходящая за пределы экспериментальных погрешностей ($\sim 15\%$).

Нейтронные силовые функции S_{n1} тяжелых атомных ядер в ограниченном энергетическом интервале $E_n \leq 0,5$ МэВ, соответствующем области изолированных резонансов, принято считать не зависящими от энергии нейтронов E_n [1]. Основанием этому служит оптико-статистическая модель, удовлетворительно параметризующая усредненные по резонансам нейтронные сечения в предположении фрагментации силы одночастичных состояний по компаунд-резонансам [2].

Вместе с тем современные полумикроскопические и микроскопические модели предсказывают промежуточную структуру в распределении одночастичной нейтронной силы не только при малых возбуждениях ядра, но и при энергиях возбуждения выше энергии связи нейтрона (см., например, [3]). Промежуточная структура в энергетической зависимости S_{n1} в случае ее обнаружения привела бы к пересмотру ряда результатов модельно-зависимых расчетов, например расчета сечений радиационного захвата нейтронов ядрами в возбужденном состоянии, необходимых для астрофизических оценок s -процесса звездного нуклеосинтеза [4].

Сравнительно надежно определяемыми из анализа нейтронных сечений в диапазоне $E_n \leq 0,5$ МэВ являются только нейтронные силовые функции для s - и p -парциальных нейтронных волн S_{n0} , S_{n1} [1]. Однако даже их определение в пределах всего интервала изолированных резонансов затруднено из-за сильной чувствительности сечений к другим параметрам. Исключением является сечение неупругого рассеяния нейтронов σ_{inel} с возбуждением первого уровня 2^+ четно-четных ядер. Благодаря различию в спинах основного и возбуждаемого уровней, основной вклад в σ_{inel} во всем диапазоне от порога реакции до $E_n \sim 0,5$ МэВ вносит p -нейтронная волна. В [5] на примере ^{232}Th и ^{238}U было показано, что анализ σ_{inel} для четно-четных ядер является одним из наиболее надежных методов определения величины S_{n1} в области неразрешенных изолированных резонансов.

В [6] в результате совместного анализа σ_{inel} и сечения радиационного захвата нейтронов σ_γ ^{238}U в интервале энергий $E_n = 0 \div 275$ кэВ были определены средние резонансные параметры этого ядра (нейтронные силовые функции S_{n0} , S_{n1} , S_{n2} и средние радиационные ширины s - и p -резонансов), оптимизированные по широкому энергетическому диапазону. Используя подход [5, 6], в

настоящей работе из анализа данных [5-11] о σ_{inel}^{238U} определены локальные значения p -нейтронной силовой функции S_{n1} с точностью $\sim 15\%$ в интервале энергий $E_n = 82 \div 275$ кэВ. Дополнение полученных результатов данными [1] из области разрешенных резонансов позволило провести анализ энергетической зависимости S_{n1} в широком интервале энергий $E_n = 0 \div 275$ кэВ, соответствующем области хорошо изолированных резонансов.

Подробно формализм параметризации σ_{inel} был описан в [6]. Для параметризации использовалось выражение вида

$$\sigma_{inel} = \frac{2\pi^2}{k^2} \sum_{J\pi l} \frac{g(J)}{D_j} \frac{\Gamma_n^{jl}}{\Gamma_j} \sum_{l'} \Gamma_n^{j'l'} F, \quad (1)$$

где $g(J)$ – статистический фактор; D_j – среднее расстояние между резонансами со спином J ; Γ_j , Γ_n^{jl} , $\Gamma_n^{j'l'}$ – соответственно средние значения полной ширины резонанса и парциальных ширин для каналов упругого и неупругого рассеяния нейтронов с орбитальными моментами l , l' ; F – флуктуационный фактор, учитывающий отличие произведения средних значений ширин от среднего значения их произведения.

Парциальные ширины каналов упругого Γ_n^{jl} и неупругого $\Gamma_n^{j'l'}$ рассеяния параметризовались с помощью нейтронных силовых функций S_{n1} в виде

$$\Gamma_n^{jl} = \frac{S_{n1}}{d_l(E_{n(n')})} D_j \nu_n^{jl} \nu_l(E_{n(n')}) E_{n(n')}^{1/2}, \quad (2)$$

где $E_{n(n')}$ – энергия нейтронов в канале упругого (неупругого) рассеяния; ν_l – нормированная оптическая проницаемость [12]; ν_n^{jl} – кратность вырождения полного момента J составной системы для канала упругого (неупругого) рассеяния (число степеней свободы в канале); d_l – фактор перенормировки [6].

Первый возбужденный уровень ^{238}U имеет коллективную природу, что исключает возможность нестатистического усиления канала неупругого рассеяния за счет предравновесных состояний типа "две частицы + дырка". Такое усиление было обнаружено в [13] для ^{187}Os и ожидается в области низких энергий для ряда других ядер с ярко выраженной одночастичной (одноквази-частичной) природой нижайших уровней [14]. Другой тип нестатистического усиления, возникающий из-за связи входного канала с коллективными фоновыми возбуждениями, начинает заметно проявляться только в области частично перекрывающихся резонансов (см., например, [15]). В связи с этим флуктуационный фактор F из (1) рассчитывался в приближении отсутствия какой-либо корреляции (связи) каналов упругого и неупругого рассеяния. Подробно методика расчета величины F была описана в [6].

Экспериментальные данные [5-11] о сечении неупругого рассеяния нейтронов σ_{inel} с возбуждением первого уровня урана-238 ($I_1^{\pi} = 2^+$, $E_1 = 45$ кэВ) представлены на рис. 1. Там же приведены парциальные вклады в σ_{inel} от различных нейтронных волн во входном канале и вклад прямых процессов [16].

Локальные значения p -нейтронной силовой функции S_{n1} определялись методом последовательных приближений, как

$$S_{n1}^{i+1} = S_{n1}^i + (\sigma_{inel}^{exp} - \sigma_{inel}^i) \left(\frac{\partial \sigma_{inel}}{\partial S_{n1}} \right)^{-1}, \quad (3)$$

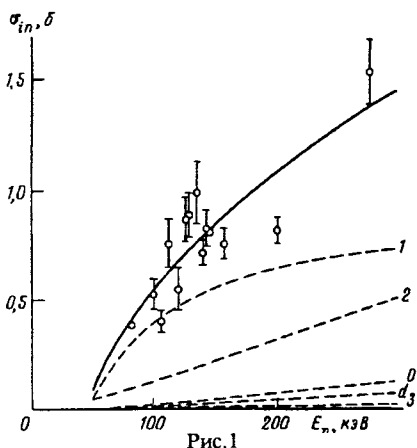


Рис.1

Рис.1. Сечение неупругого рассеяния нейтронов с возбуждением первого уровня 2^+ , 45 кэВ урана-238. Точки – экспериментальные данные [5–11]. Пунктирные кривые 0, 1, 2, 3 и d – соответственно вклады в сечение от s -, p -, d - и f -парциальных нейтронных волн во входном канале и вклад прямых процессов. Сплошная кривая – сумма парциальных вкладов

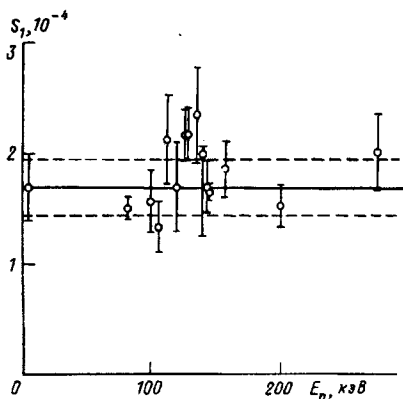


Рис.2

Рис.2. Локальные значения p -нейтронной силовой функции урана-238. Пунктирными линиями показан 15%-ный коридор погрешностей

где S_{n1}^i – значение параметра из i -той итерации; σ_{inel}^i – соответствующее ему расчетное значение сечения. Погрешности локальных значений ΔS_{n1} рассчитывались, как

$$\Delta S_{n1} = \left(\frac{\partial \sigma_{inel}}{\partial S_{n1}} \right)^{-1} \left[(\Delta \sigma_{inel}^{exp})^2 + \sum_i \left(\frac{\partial \sigma_{inel}}{\partial x_i} \Delta x_i \right)^2 \right]^{1/2}, \quad (4)$$

где в суммировании учитывается вклад от всех остальных параметров, к которым проявляет чувствительность величина σ_{inel} . Их значения были заимствованы из [1, 6].

Полученные локальные значения S_{n1} урана-238 в интервале энергий $E_n = 82 \div 275$ кэВ представлены на рис.2. Там же приведено значение S_{n1} из области разрешенных резонансов $E_n \leq 5$ кэВ [1]. В среднем погрешности определения локальных значений S_{n1} составляют $\sim 15\%$. Как видно из рисунка, полученные данные не проявляют какую-либо промежуточную структуру, выходящую за пределы погрешностей:

$$S_{n1} \approx \text{const}(E_n) \quad (\pm 15\%). \quad (5)$$

Значение p -нейтронной силовой функции ^{238}U в основном определяется $4p$ -одночастичным состоянием, находящимся вблизи энергии связи нейтрона B_n [2]. Полученные результаты свидетельствуют об отсутствии промежуточной структуры в распределении силы этого состояния по компаунд-резонансам, что хорошо согласуется с предсказаниями оптической модели. В рамках этой модели нейтронные силовые функции в области низких энергий параметризуются

в виде [2]

$$S_{nl} = \frac{1}{2\pi} \sum_{m,j} \frac{\Gamma_m^{lj \uparrow} \Gamma_m^{lj \downarrow}}{(E_m^{lj} - (E_n + B_n))^2 + (\Gamma_m^{lj \downarrow} / 2)^2}, \quad (6)$$

где E_m^{lj} – энергия m -того одночастичного состояния с орбитальным моментом l и спином канала j ; $\Gamma_m^{lj \downarrow}$ – его фрагментационная ширина, соответствующая переходам в компаунд-состояния; $\Gamma_m^{lj \uparrow}$ – парциальная ширина, соответствующая распаду в континуум. Фрагментационная ширина $\Gamma_m^{lj \downarrow}$ определяется средним значением мнимой части оптического потенциала и в окрестностях одночастичных максимумов имеет величину порядка нескольких мегаэлектрон-вольт. Принимая оценку [2]:

$$\Gamma_m^{lj \downarrow} (E_m^{lj} - B_n) \approx 4 \text{ МэВ}, \quad (7)$$

из (6) можно оценить максимально возможное изменение S_{nl} в окрестностях одночастичного состояния

$$|E_m^{lj} - B_n| \ll \Gamma_m^{lj \downarrow}. \quad (8)$$

Согласно (6)–(8), это изменение при переходе от $E_n \sim 0$ к $E_n \sim 300$ кэВ составляет

$$\delta S_{nl} = \frac{|S_{nl}(0) - S_{nl}(300 \text{ кэВ})|}{S_{nl}} \cdot 100\% \leq 8\%. \quad (9)$$

Оценка (9) не противоречит полученному в настоящей работе результату (5).

-
1. S.F.Mughabghab, Neutron Cross Sections, New York, Academic Press, v.2, 1984.
 2. О.Бор, Б.Мотгельсон, Структура атомного ядра, М.: Мир, 1971.
 3. В.Г.Соловьев, Теория атомного ядра: Квазичастицы и фононы, М.: Энергоатомиздат, 1989.
 4. Л.Л.Литвинский, Ядерная физика **56**(9), 20 (1993).
 5. Л.Л.Литвинский, В.П.Вертебный, В.А.Либман, А.В.Мурзин, Нейтронная физика, М.: ЦНИИА-томинформ, **2**, 179 (1988).
 6. Л.Л.Литвинский, А.В.Мурзин, Г.М.Новоселов, О.А.Пуртов, Ядерная физика **52**(4), 1025 (1990).
 7. С.А.Horton, Abstract of a Dissertation, University of Wisconsin, Madison, 1969.
 8. E.Barnard, A.Ferguson, and W.McMurrey, Proc. 2nd Int. Conf. on Nuclear Data for Reactor, Helsinki 1970, IAEA, Vienna, 1970, p.103.
 9. G.H.Kegel, L.B.Beghien, G.P.Couchell et al., Rep. to DOE NDC, BNL-NCS-24273, Brookhaven Nat. Lab., 1978, p. 151.
 10. R.R.Winters, N.W.Hill, R.Macklin, J.A.Harvey et al., Nucl. Sci. Eng. **78**(2), 147 (1981).
 11. F.Y.Tsang and R.M.Brugger, Nucl. Sci. Eng. **65**(1), 70 (1978).
 12. А.Лейн, Р.Томас, Теория ядерных реакций при низких энергиях, М.: ИИЛ, 1960.
 13. Л.Л.Литвинский, А.В.Мурзин, А.М.Шкарупа, Ядерная физика **56**(1), 31 (1993).
 14. Л.Л.Литвинский, Атомная энергия **72**(3), 290 (1992).
 15. Е.С.Конобеевский, Ю.Г.Куденко, В.И.Попов, В.М.Скоркин, Нейтронная физика, М.: ЦНИИА-томинформ, **3**, 203 (1984).
 16. Ch.Lagrange, NEANDC(E) 228 "L" – INDC(FR) 56/L, Commissariat A L'Energie Atomique, France, 1982.