

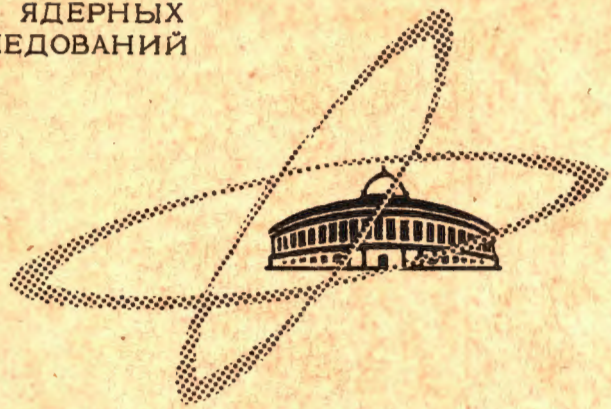
С 342 Е
Р-982

4/2 -63

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Р-2088



ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

Ю.В. Рябов, Ю.И. Фенин

СИЛОВЫЕ ФУНКЦИИ УРАНА-235
ДЛЯ НЕЙТРОНОВ С $\ell = 0$ И 1

*Intern. Conf. on the Study
of Nuclear Structure
with Neutrons. Antwerp 1965.
Reports... Dubna, 1965, p 57-531.*

1965

P-2088

Ю.В. Рябов, Ю.И. Фенин

СИЛОВЫЕ ФУНКЦИИ УРАНА-235
ДЛЯ НЕЙТРОНОВ С $\ell = 0$ И 1

3129/3 нф.

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

На импульсном быстром реакторе ОИЯИ методом времени пролета были проведены измерения сечений деления и радиационного захвата для $U-235$ в области энергий нейтронов $(0,3 - 30)$ кэв^{1/}.

Результаты этих измерений позволяют произвести анализ среднего суммарного сечения деления и радиационного захвата нейтронов - сечения реакции $\bar{\sigma}_r$. Эта процедура значительно упрощается вследствие того, что для $U-235$ в области энергий до ≈ 100 кэв выполняется условие $\Gamma_f + \Gamma_\gamma \gg \Gamma_n(1)$, где Γ_f - делительная, Γ_γ - полная радиационная и Γ_n - нейтронная ширины уровней. Проводя обычное усреднение по энергии формулы Брейта-Вигнера для изолированного уровня в области энергий, где резонансы еще не перекрываются, но уже не разрешаются спектрометром, и где основной вклад в сечение вносят нейтроны с орбитальными моментами $\ell = 0$ и 1 , получим с учетом (1):

$$\bar{\sigma}_r = \bar{\sigma}_r^0 + \bar{\sigma}_r^1 = 2\pi^2 \lambda^2 \left\{ (\Gamma_n/D)_0 + 3(\Gamma_n/D)_1 \right\}, \quad (2)$$

где λ - длина волны нейтрона с энергией E , D - расстояние между уровнями составного ядра с моментом J и четностью π . Черта сверху означает усреднение по уровням, входящим в энергетический интервал ΔE . Здесь использовано обычное^{2/} предположение о независимости коэффициента прилипания нейтронов $T_\ell = 2\pi(\Gamma_n/D)_\ell$ от J . Это предположение экспериментально подтверждается для нейтронов с $\ell = 0$ для большинства ядер. Исключением, по-видимому, являются ядра-мишени As , Au и некоторые другие со спином $I = 3/2$ ^{3/}. В области энергий ниже 100 кэв для $U-235$ по оптической модели хорошо выполняются соотношения $(\Gamma_n/D)_0 = S_0 \sqrt{E}$ и $(\Gamma_n/D)_1 = \frac{(R/\lambda)^2}{1 + (R/\lambda)^2} \cdot S_1 \sqrt{E}$, где S_0 и S_1 - силовые функции нейтронов с $\ell = 0$ и 1 , приведенные к 1 эв, R - радиус ядра. Воспользовавшись разной энергетической зависимостью $(\Gamma_n/D)_0$ и $(\Gamma_n/D)_1$, можно разделить вклад этих членов в выражении (2) и найти независимые параметры S_0 и S_1 . Методом наименьших квадратов на электронной вычислительной машине были получены следующие значения силовых функций $S_0 = (0,91 \pm 0,03) \cdot 10^{-4}$ и $S_1 = (2,8 \pm 0,4) \cdot 10^{-4}$. Значение S_0 хорошо согласуется с величиной $(0,92 \pm 0,17) \cdot 10^{-4}$, полученной из анализа отдельных уровней в области энергий до 50 эв^{1/}. Вычисленные значения

$$T_1 = 2\pi\sqrt{E} \frac{(R/\lambda)^2}{1 + (R/\lambda)^2} \cdot S_1, \quad (R = r_0 A^{1/3}, r_0 = 1,35 \text{ Ф}, A = 235)$$

согласуются с рассчитанными для оптического потенциала, S_0 и S_1 также близки к величинам $(1,02 \pm 0,03) \cdot 10^{-4}$ и $(2,0 \pm 0,3) \cdot 10^{-4}$, полученным Атлеем^{14/} из анализа экспериментальных данных по пропусканию нейтронов. Для нейтронов с $\ell = 0$ при энергиях до 30 кэВ Γ_n составляет $\leq 20\%$ от средней полной ширины $\bar{\Gamma}$. Считая $\bar{\Gamma}_y$ постоянной в рассматриваемом энергетическом интервале и зная энергетическую зависимость $a = \bar{\sigma}_y / \bar{\sigma}_t$, можно оценить величину поправки $\bar{\sigma}_{nn}$, которая в этом случае составляет менее $(10 \pm 3)\%$ от $\bar{\sigma}_t$. Приведенные в настоящей работе результаты получены из анализа $\bar{\sigma}_t$ с поправкой, хотя они в пределах ошибок совпадают с результатами анализа без поправки. В экспериментальные ошибки $\Delta \bar{\sigma}_t$ были включены ошибки, возникающие из-за флуктуации числа уровней в интервале усреднения ΔE . Эти ошибки считались равными $\frac{1}{\sqrt{n}} \bar{\sigma}_t$, где n - число уровней в данном энергетическом интервале усреднения.

На рис. 1 представлены экспериментальные значения $\bar{\sigma}_t(E)$ с поправкой $\bar{\sigma}_{nn}(E)$ и расчетная кривая, полученная с приведенными выше значениями S_0 и S_1 . Отдельно показаны вклады от нейтронов с $\ell = 0$ (пунктирная кривая) и $\ell = 1$ (штрих-пунктирная кривая). Вклад нейтронов с $\ell = 2$ пренебрежимо мал и в соответствии с оптической моделью составляет в области энергий до ≈ 100 кэВ не более 0,5%. Учет интерференционных членов в среднем сечении дает относительную поправку, пропорциональную $(\Gamma/D)^2$. Это составляет менее (2 - 3)% от $\bar{\sigma}_t(E)$ в рассматриваемом интервале энергий.

Л и т е р а т у р а

1. Ван Ши-ди, Ван Юн-чан, Е.Дерменджнев, Ю.В.Рябов. Препринт ОИЯИ 2025, Дубна, 1985.
2. Ю.П.Попов, Ю.И.Фенин. ЖЭТФ, 43, вып.6, 2000 (1962).
3. J.Julien et al Phys. Lett., 10, N=1, 86 (1964).
4. C.A.Uttley, Congres International de Phys. Nucleaire, Paris, 1964, II, 700.

Рукопись поступила в издательский отдел
19 марта 1985 г.

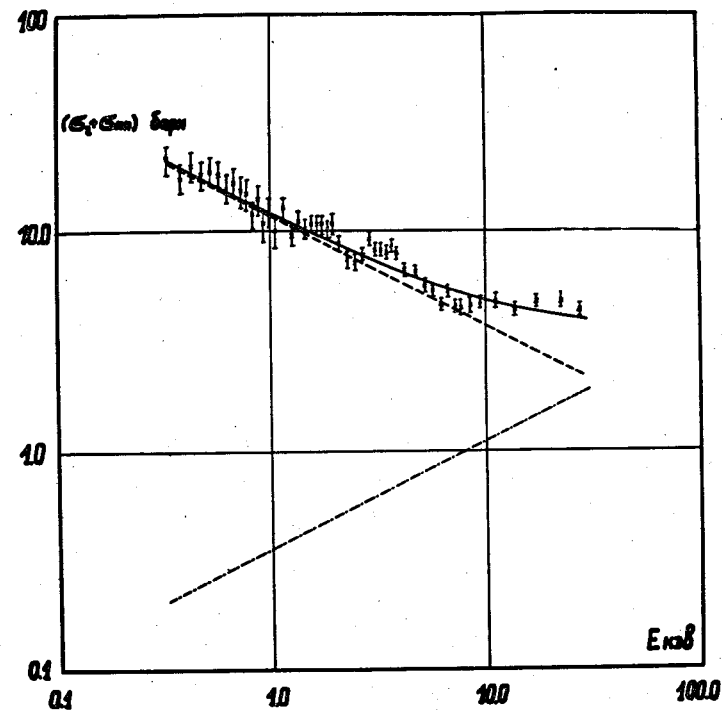


Рис. 1. Сечение $\bar{\sigma}_t + \bar{\sigma}_{nn}$ в области энергий (0,3 - 30) кэВ. Сплошной кривой показано рассчитанное сечение. Пунктирной кривой показан вклад нейтронов с $\ell = 0$. Штрих-пунктирной кривой показан вклад нейтронов с $\ell = 1$.