

Радиационный захват нейтронов U^{238} в диапазоне энергий 1,2—4,0 Мэв

Ю. Г. ПАНИТКИН, В. А. ТОЛСТИКОВ

УДК 539.172.4.162.2

Значение сечения радиационного захвата нейтронов U^{238} важно при расчете быстрых реакторов, а также интересно с точки зрения уточнения наших модельных представлений о ядре и ядерных реакциях. Настоящая работа является продолжением ранее опубликованных [1, 2] по изучению сечения радиационного захвата нейтронов U^{238} в широком диапазоне энергий.

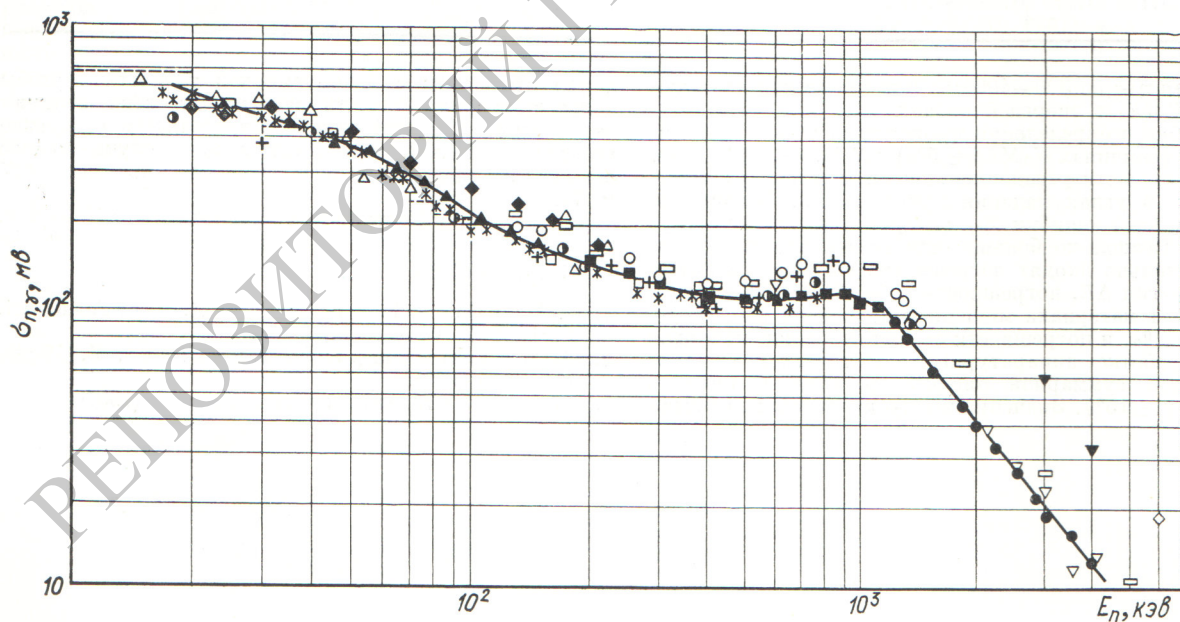
В данной работе было измерено сечение радиационного захвата U^{238} в области энергий 1,2—4,0 Мэв. Измерения выполнены активационным методом на электростатическом ускорителе с максимальной энергией 5 Мэв. Источником нейтронов служила реакция $T(p, n)He^3$. В качестве монитора нейтронного потока использовалась ионизационная камера со слоем U^{235} . Образец помещали непосредственно на стенку камеры деления. Наведенную активность измеряли Ge(Li)-детектором по γ -линии U^{239} с энергией 74 кэв. Диапазон регистрации γ -спектрометра и разрешение спектрометра во время измерений контролировали по γ -спектру Tm^{170} . В процессе облучения измеряли флуктуации нейтронного потока и при обработке результатов вводили соответствующую поправку. При энергиях выше порога деления U^{238} перед измерением наведенной активности производили химическую очистку образца от осколков деления U^{238} .

Фон нейтронов, рассеянных в мишенной камере ускорителя, определяли по отклонению от закона обратных квадратов ($1/R^2$) при различных расстояниях от

мишени; он составлял $< 1\%$ величин, измеряемых на прямом потоке.

При энергиях протонов выше ~ 3 Мэв на молибденовой подложке мишени начинается реакция с образованием нейтронов. Вклад этих нейтронов весьма существен для измеряемых величин, так как они имеют небольшую энергию по сравнению с энергией прямого пучка нейтронов из реакции $T(p, n)He^3$. Этот вклад определялся облучением образца с камерой при замене тритиевой мишени молибденовой подложкой. Вклады этих нейтронов в скорость счета камеры деления и наведенную активность образца существенно различны. Это объясняется тем, что в данной области энергий сечение радиационного захвата U^{238} сильно падает, в то время как сечение деления U^{235} остается приблизительно постоянным. Вклад в скорость счета камеры деления был 30—50%. Вклад в наведенную активность образца был 60—85%.

Так как сечение деления U^{235} и сечение радиационного захвата U^{238} при энергиях нейтронов до ~ 2 Мэв приблизительно постоянно, то вкладом нейтронов, рассеянных на деталях мишени и камеры, можно пренебречь. С повышением энергии нейтронов неупругое рассеяние на материалах конструкции мишени, камеры и образца приводит к появлению низкоэнергетических нейтронов, имеющих намного большую вероятность захвата, чем нейтроны из реакции $T(p, n)He^3$. Кроме того, слой U^{235} содержит примеси других делящихся



Сечение радиационного захвата нейтронов U^{238} .

●—данная работа, 1971 г.; ▲—[1]; ■—[2]; ○—[7]; ○—[8]; *—[9]; □—[5]; □—[3]; +—[10]; ◆—[11]; ---- [12]; ▽—[4]; ◇—[14]; ▼—[6]; △—[13].

ядер, которые дают вклад в счет камеры деления. Поправку на эти эффекты можно вычислить следующим образом:

для образца

$$N_8^k = \frac{N_8^{1k}}{1 + n_H \sigma_{Hk} \frac{\bar{\sigma}_8^k}{\sigma_8^k} + \sum_{i,n} N_i \sigma_{ink} \frac{\sigma_8^{nk}}{\sigma_8^k}}$$

для камеры

$$N_5^k = \frac{N_5^{1k} \cdot N_5^{\sigma_5^k}}{\sum_m N_m \sigma_{mk} + n_H \sigma_{Hk} \sum_m N_m \bar{\sigma}_m^k + \sum_{i,n,m} N_i \sigma_{ink} N_m \sigma_m^{nk}}$$

где N_8^k — «истинный» счет образца при энергии нейтронов k ; N_8^{1k} — экспериментально измеренный счет образца при энергии нейтронов k ; N_i — число ядер i -й компоненты конструкционных материалов; σ_{ink} — сечение неупругого рассеяния i -й компоненты конструкционных материалов на уровне n при энергии k ; σ_8^{nk} — сечение радиационного захвата U^{238} при энергии нейтронов после рассеяния на уровне n ; σ_8^k — сечение радиационного захвата U^{238} при энергии нейтронов k ; $\bar{\sigma}_8^k$ — усредненное по спектру рассеяния на водороде сечение радиационного захвата U^{238} ; n_H — число ядер водорода; σ_{Hk} — сечение рассеяния на водороде при энергии нейтронов k ; N_m — доля делящихся ядер m -й компоненты слоя камеры деления; σ_{mk} — сечение деления m -й компоненты слоя при энергии нейтронов k ; N_5 — доля ядер U^{235} в слое камеры деления; σ_5^k — сечение деления U^{235} при энергии нейтронов k ; $\bar{\sigma}_5^k$ — усредненное сечение деления U^{235} по спектру рассеяния на водороде нейтронов с энергией k ; N_5^{1k} — экспериментально измеренный счет камеры деления; $N_5^{\sigma_5^k}$ — «истинный» счет камеры деления; $\bar{\sigma}_m^k$ — усредненное сечение деления m -й компоненты слоя по спектру рассеяния на водороде нейтронов с энергией k ; усредненное по спектру нейтронов после рассеяния нейтронов с исходной энергией E на водороде, сечение соответствующей компоненты, участвующей в расчете поправки, имеет вид

$$\bar{\sigma} = \frac{\int_0^{E_0} \Phi(E) \sigma(E) dE}{\int_0^{E_0} \Phi(E) dE} \equiv \frac{\int_0^{E_0} \sigma(E) dE}{E_0}$$

Эти поправки составили 5—8% измеряемой величины. Поправки вычислены с точностью ~15%.

Результаты измерений приведены в таблице и на рисунке. На рисунке приведены результаты ранее выполненных работ [1, 2], а также для сравнения представлены результаты работ других авторов [3—4]. Ошибка в выведенном сечении радиационного захвата нейтронов U^{235} является среднеквадратичной ошибкой эксперимента с учетом ошибок введенных поправок и не учитывает ошибки в сечении деления U^{235} и в опорном сечении U^{238} . В качестве опорного сечения радиационного захвата нейтронов U^{238} использовалось сечение радиационного захвата при 24,4 кэв, равное 516 мбарн [3]. Сечение деления U^{235} взято из работы [15].

Данные работы [12] нормированы при 30 кэв к величине усредненного сечения радиационного захвата [16]. Из данных рисунка видно, что результаты

Сечения радиационного захвата нейтронов U^{238}

$E_n, \text{ Мэв}$	N_8/N_5	σ_5	σ_8
1,2±0,043	0,61±0,01	1,23	94±2
1,3±0,045	0,529±0,01	1,24	82±1,7
1,5±0,049	0,391±0,008	1,26	62±1,5
1,8±0,054	0,315±0,007	1,287	48±1
2,0±0,057	0,264±0,05	1,306	40±1
2,2±0,061	0,219±0,006	1,314	33±1
2,5±0,067	0,176±0,005	1,287	27±0,8
2,8±0,073	0,149±0,005	1,257	22±0,8
3,0±0,078	0,127±0,004	1,230	19±0,8
3,5±0,094	0,112±0,009	1,186	16±1,5
4,0±0,110	0,0992±0,007	1,140	13±1

настоящей работы в заданном диапазоне энергий нейтронов согласуются с результатами работы [4], но находятся на 20—30% ниже, чем результаты работы [5], а также ниже, чем результаты работы [6], в ~3 раза.

Поступило в Редакцию 16/II 1972 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. Г. Паниткин, Ю. Я. Стависский, В. А. Толстикова. Nucl. Data for Reactors. Vol. 2. Vienna, IAEA, 1970, p. 57.
2. Ю. Г. Паниткин, Ю. Я. Стависский, В. А. Толстикова. Материалы совещания по нейтронной физике. Киев, «Наукова думка», 1972.
3. H. Mehlove, W. Pöenitz. Nucl. Sci. and Engng., 33, 24 (1968).
4. E. Broda, D. Wilkinson. Report BR-574, AERE-NP/R-1743, Harwell, 1955.
5. J. Barry, J. Bunce, P. White. J. Nucl. Energy, 18, 481 (1964).
6. A. Leipunskii et al. Proc. Intern. Conf. Peaceful Uses Atomic Energy (Geneva, 1958). Vol. 15, U. N., 1959, p. 50.
7. C. Linenberger, J. Miskel, E. Segre. Report LA-179, Dec. 1944.
8. W. Pöenitz. Nucl. Sci. and Engng., 40, 383 (1970).
9. M. Fricke et al. IAEA Conf. on Nucl. Data. Vol. 2, Helsinki, 1970, p. 265; Report NASA-CR-72745, DA-10194 (1970).
10. R. Hanna, B. Rose. J. Nucl. Engng., 8, 197 (1959).
11. E. Bilpuch, L. Weston, H. Newson. Ann. phys., 10, 455 (1960).
12. M. Мохон. Report AERE-R6074 (1969).
13. V. Tolstikov, L. Sherman, Yu. Stavisskii. J. Nucl. Engng, A/13 18, 599 (1964).
14. Д. Юз, П. Шварц. Neutron Gross Sections. BNL. N.Y., 1958, p. 342.
15. W. Hart. Evaluated Fission Cross Section in the Energy Range 1 keV to 15 MeV. Paper UK-10, UK-USSR Seminar, June 1968. Intern. Atomic Energy Review, July 1971. To be published in Atomic Energy Review.
16. T. Byer, V. Konshin. Report IAEA. Nucl. Data Sections. Vienna, IAEA, 1971.