

источника больше выхода нейтронов Po — В-источника в 5,5 раза.

В результате проведенных исследований установлено, что предложенный метод позволяет достаточно надежно получать дифференциальные спектры изотопных источников нейтронов, а это дает основание считать сам метод вполне приемлемым для определения некоторых характеристик изотопных источников нейтронов.

Авторы благодарят Б. М. Гохберга и Г. Б. Янькова за содействие в проведении экспериментов по градуировке кристалла типа LiJ(Eu), а также И. А. Величко

и Е. О. Лялина, любезно предоставивших названные кристаллы.

Поступило в Редакцию 25/II 1965 г.
В окончательной редакции 31/V 1965 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. R. Murray. Nucl. Instrum., 2, 237 (1958).
2. Э. Сегре. Экспериментальная ядерная физика. Т. II. М., Изд-во иностр. лит., 1955.
3. В. В. Матвеев и др. «Приборы и техника эксперимента», № 4 (1963).
4. B. Whitmore, W. Baker. Phys. Rev., 78, 799 (1950).

УДК 539.125.5:539.17.02

Сечения неупругого взаимодействия нейтронов с ядрами Li⁷, C¹², N¹⁴, Al²⁷, Fe⁵⁶, Cu, Pb, U²³⁵, U²³⁸ и Pu²³⁹

Ю. Г. Дегтярев

В настоящей работе помимо дополнительных данных к результатам, опубликованным в работе [1] для Al²⁷, Fe⁵⁶, Cu, Pb, U²³⁵, U²³⁸ и Pu²³⁹, получены также сечения неупругого взаимодействия нейтронов с ядрами Li⁷, C¹² и N¹⁴.

Коэффициенты прохождения нейтронов через сферические образцы исследуемых материалов были измерены в «обратной геометрии» [2]. Этот метод заключается в следующем. Детектором, нечувствительным к неупруго рассеянному нейтронам, измеряется интен-

Сечения неупругого взаимодействия нейтронов

Изотоп	Энергия нейтронов, Мэв	$x=r_2-r_1^*$, см	$k = \frac{r_1}{r_2}$	T	σ_{ne} , барн	M, %
Li ⁷	16,7	6,35	0,11	0,881±0,007	0,42±0,03	1,8
	18,2	6,35	0,11	0,867±0,010	0,47±0,04	1,6
	20,7	6,35	0,11	0,916±0,008	0,30±0,03	1,4
C ¹²	15,2	3,8	0,28	0,810±0,004	0,62±0,02	2,8
	19,8	3,8	0,28	0,800±0,002	0,65±0,02	2,4
N ¹⁴	15,2	9,5	0,14	0,792±0,004	0,70±0,03	2,0
	19,8	9,5	0,14	0,792±0,010	0,69±0,05	1,7
Al ²⁷	8,1	3,0	0,4	0,830±0,012	1,02±0,08	2,3
Fe ⁵⁶	8,1	3,0	0,4	0,700±0,010	1,34±0,06	5,3
	19,7	2,9	0,42	0,738±0,007	1,22±0,04	2,2
Cu	8,1	3,0	0,4	0,675±0,010	1,47±0,07	5,5
Pb	8,1	3,0	0,4	0,793±0,008	2,28±0,08	3,5
U ²³⁵	8,1	1,82	0,5	0,760±0,012	3,11±0,20	3,6
U ²³⁸	8,1	2,95	0,5	0,633±0,008	3,10±0,10	5,2
	17,5	2,95	0,5	0,679±0,020	2,71±0,21	2,5
Pu ²³⁹	13,4	1,5	0,7	0,851±0,011	2,72±0,20	2,3
	15,4	1,5	0,7	0,853±0,011	2,70±0,20	2,0
	18,4	1,5	0,7	0,861±0,006	2,57±0,07	1,5

* r₁ и r₂ — внутренний и наружный радиусы сферического образца соответственно.

сивность потока нейтронов от внешнего монохроматического источника внутри исследуемого сферического образца и без него. Благодаря компенсации упруго рассеянных нейтронов [2] коэффициент прохождения сферы $T = \frac{\text{интенсивность с образцом}}{\text{интенсивность без образца}}$ является мерой только сечения неупругого взаимодействия.

Нейтроны с энергией 8,1 и ~ 13—21 Мэв были получены на электростатическом ускорителе в реакциях $\text{Be}^9(\alpha, n)\text{C}^{12}$ и $\text{T}(d, n)\text{He}^4$ соответственно. Интенсивность потока нейтронов измерялась по краю спектра протонов отдачи от сцинтилляционного пластмассового детектора. Высота и диаметр кристалла были равны 14 мм, что обеспечивало достаточную дискриминацию γ -квантов при энергии нейтронов выше 13 Мэв. Для обеспечения дискриминации γ -квантов при энергии нейтронов 8,1 Мэв в качестве сцинтиллятора использовался монокристалл стибьена и была применена схема дискриминации по форме импульса [3]. Основные сведения об образцах, использованных в измерениях, даны в таблице; там же приведены результаты измерений. Для легких ядер (от Li^7 до Al^{27}) в измеренные коэффициенты прохождения вносилась поправка на уменьшение эффективности регистрации упруго рассеянных нейтронов. В таблице приведены значения T с учетом этой поправки.

Сечения неупругого взаимодействия σ_{ne} определялись с учетом многократного рассеяния из соотношения

$$T = T_0 + (1 - T_0) \frac{\sigma_{et} + P_m}{\sigma_{ne} + \sigma_{et} P_m} \quad (1)$$

и по формуле

$$T = e^{-n\sigma_{ne}x}, \quad (2)$$

где x — толщина сферического образца; $T_0 = e^{-n\sigma_{tr}x}$, σ_{tr} — полное транспортное сечение; σ_{et} — транспортное сечение упругого рассеяния; P_m — вероятность вылета нейтрона из сферы после упругого столкновения. Во всех случаях величина многократного рассеяния M (см. таблицу) не превышала 5,50%. Это обусловлено сильной анизотропией упругого рассеяния и выбранными размерами образцов.

Полученные результаты σ_{ne} имеют хорошую точность и частично заполняют пробел, существующий в области энергий нейтронов 8—21 Мэв.

Поступило в Редакцию 20/II 1965 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. Г. Дегтярев, В. Г. Надточий. «Атомная энергия», 11, 397 (1961).
2. H. Bethe, J. Beyster, R. Carter. J. Nucl. Energy, 3, 207 (1956).
3. F. Brooks. Nucl. Instrum., 4, 151 (1959).

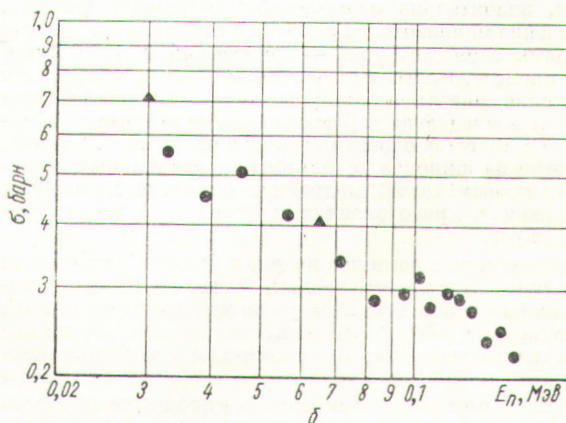
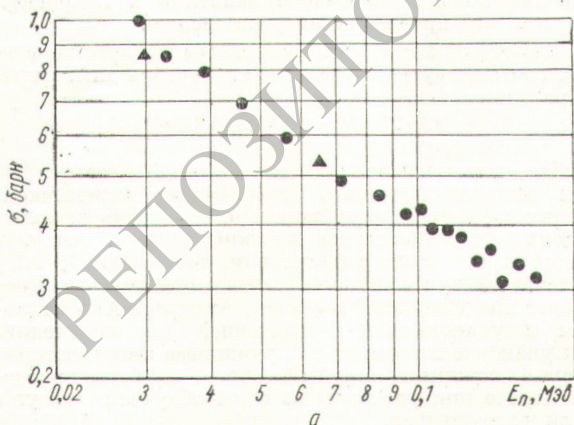
УДК 539.17.02:539.172.4

Сечения радиационного захвата быстрых нейтронов в рении и тантале

В. Н. Кононов, Ю. Я. Ставиский

Измерены сечения радиационного захвата нейтронов в рении и тантале в диапазоне энергий 30—170 кэв. Источником нейтронов служила реакция $\text{T}(p, n)\text{He}^3$ на мишени пульсирующего ускорителя с максимальной энергией протонов 1,2 Мэв. Для регистрации случаев

захвата по мгновенным γ -лучам использовался жидкостный сцинтилляционный детектор размерами $0,5 \times 0,5 \times 0,5$ м. Энергия нейтронов измерялась по времени пролета при временном разрешении 20—30 нсек и пролетной базе 1,5 м.



Зависимость сечения радиационного захвата нейтронов в рении (а) и тантале (б) от энергии нейтронов:

● — результаты настоящей работы; ▲ — результаты работы [1].