

где γ — гиромангнитное отношение нейтрона. Решение уравнения (2) получено Ньютоном и Киттелем [3]. Нас интересует поведение проекции углового момента M_x . При $t = \pi/\omega_0$ (поворот на 180°) получим

$$M_x/M_0 = -(1+k^2)^{-1} [k^2 + \cos \pi (1+k^2)^{1/2}]. \quad (3)$$

Значение M_x/M_0 как функция $k = \omega_L/\omega_0$ показано на рисунке.

Величина ω_0 связана со скоростью нейтрона соотношением $\omega_0 = \pi v/L$, где L — длина спинового ротатора. Как видно из рисунка, при $k \geq 10$ нейтроны, имеющие скорости меньше некоторой критической ($v_{кр} = \omega_L L/\pi k$), будут адиабатически изменять на-

правление своей поляризации на 180° без деполаризации.

Пользуясь случаем выразить благодарность Ю. П. Дмитриевскому за полезные обсуждения.

Поступило в Редакцию 3/IV 1963 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. D. Hughes, M. Burg y. Phys. Rev., 76, 1413 (1949); 81, 498 (1951).
2. O. Halpern. Phys. Rev., 59, 960 (1941).
3. R. Newton, C. Kittel. Phys. Rev., 74, 1604 (1948).

УДК 539.125.5:546.791.022.38.346.841

Измерение сечений захвата нейтронов с энергией 5—200 кэв для U^{238} и Th^{232}

В. А. Толстиков, Л. Е. Шерман, Ю. Я. Ставиский

В области энергий нейтронов ниже 200 кэв экспериментальных данных по сечениям радиационного захвата нейтронов U^{238} и Th^{232} мало. Учитывая большую практическую важность этих сечений, с целью уточнения хода сечений в указанной области энергий были проведены настоящие измерения.

Экспериментально измерялось отношение изучаемых сечений к сечению реакции $B^{10}(n, \alpha)$. В области энергий 1—200 кэв полагалось, что сечение реакции $B^{10}(n, \alpha)$ изменяется по закону $1/v$. Образцы Th^{232} , U^{238} и ионизационная камера со слоем B^{10} облучались совместно потоком быстрых нейтронов. Наведенная β -активность в Th^{232} и U^{238} измерялась торцовыми β -счетчиками.

Отношение числа отсчетов β -счетчика и камеры пропорционально отношению сечений радиационного захвата нейтронов Th^{232} (или U^{238}) к сечению реакции $B^{10}(n, \alpha)$. Нормировка полученных кривых зависимости сечения радиационного захвата от энергии нейтронов проводилась: для U^{238} при $E_n = 24$ кэв (по данным работы [1], сечение захвата принималось равным 568 ± 57 мбарн); для Th^{232} при $E_n = 71,5$ кэв (по данным работы [2], которые были пересчитаны в связи с изменением опорных сечений, сечение захвата Th^{232} принималось равным 390 ± 59 мбарн). В обоих случаях в результатах указана полная ошибка.

Измерения проводились на электростатическом ускорителе Ван-де-Граафа с максимальной энергией 5 Мэв. В качестве источника нейтронов использовалась реакция $Li(p, n)$, протекавшая на мишени из тонкого слоя LiF , который наносился путем распыления в вакууме на дно никелевого цилиндра с толщиной стенки меньше 0,15 мм. Слой воды, охлаждающий мишень, составлял 0,2 мм. Кольцевая камера со слоем B^{10} и кольцевые образцы урана (тория) располагались под углом 91° по отношению к направлению пучка ускоренных протонов. Образцы и камера закрывались слоем кадмия толщиной 0,5 мм. Перед облучением торий химическим путем очищался от продуктов естественного распада. Из очищенного тория изготовлялись контрольный образец, по которому контролировалось нарастание активности после очистки. Природный уран подвергался двойной химической очистке: перед облучением от продуктов естественного распада, после облучения от осколочной

активности. Перед измерениями, в процессе измерений и после по выходу нейтронов вблизи порога реакции $Li(p, n)$ определялась толщина мишени. Нейтроны регистрировались длинным счетчиком. Нормировка отсчетов счетчика проводилась по интегратору тока на мишени. При измерениях с ураном толщина мишени составляла 11,5 кэв, с торием 8 кэв.

Разброс энергий нейтронов, облучающих образец, обусловлен конечными угловыми размерами образца и разбросом энергий протонов (за счет неравномерной толщины мишени). Разброс за счет толщины мишени составлял в среднем ± 4 и ± 6 кэв для Th^{232} и U^{238} соответственно. Разброс энергий нейтронов, обусловленный конечными размерами образца, изменяется от $\pm 1,5$ кэв при $E_n = 5,5$ кэв до ± 5 кэв при $E_n = 170$ кэв.

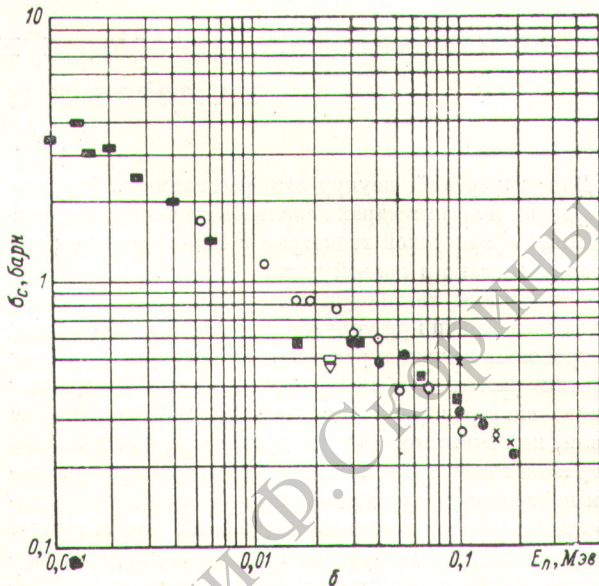
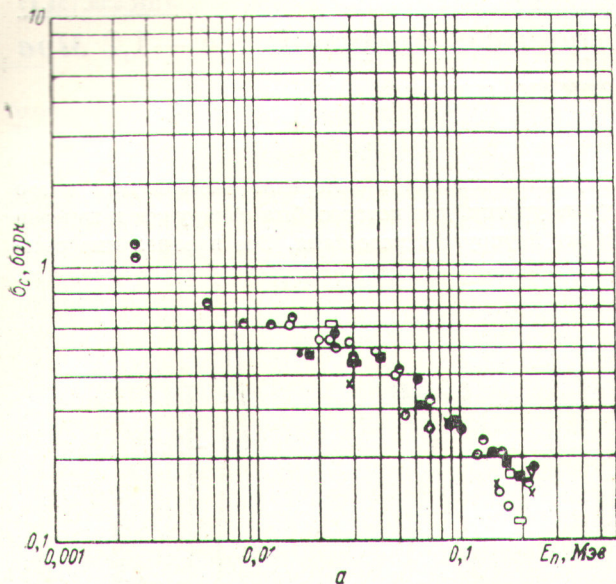
При обсуждении результатов проведенных измерений были приняты во внимание следующие обстоятельства.

1. Изменение соотношения между выходами обеих ветвей реакции $B^{10}(n, \alpha)$ с изменением энергии нейтронов. Основываясь на результатах работы [11], можно показать, что в исследованном диапазоне энергий нейтронов эффективность камеры со слоем B^{10} за счет этого эффекта изменяется не более чем на 2%.

2. Вклад нейтронов, рассеянных от стен измерительной камеры, в активацию образцов и в счет камеры с B^{10} . Этот вклад оценивался экспериментально и оказался менее 1%.

3. Особое внимание было уделено изучению вклада в счет борной камеры и активацию U^{238} и Th^{232} нейтронов, рассеянных на подложке мишени и в материалах конструкции мишени. Для уменьшения рассеянных нейтронов вся мишень была сделана максимально облегченной.

Экспериментально определение вклада рассеянных нейтронов производилось следующим образом. Мишень из LiF облучалась протонами с такой энергией, чтобы угол раскрытия конуса вылета нейтронов был меньше 90° . При этом борная камера и образцы исследуемых материалов облучались только рассеянными на подложке мишени нейтронами. Нормировка на поток нейтронов производилась по всеволновому счетчику, расположенному под углом 0° по отношению к



Зависимость сечения радиационного захвата U^{238} (а) и Th^{232} (б) от энергии нейтронов.

Данные работ: ○ — настоящей; ● — [2]; ■ — [3]; ▽ — [4]; □ — [5, 10]; ○ — [6]; □ — [7]; × — [8]; ■ — [9].

направлению протонного пучка. По полученным данным рассчитывали вклад рассеянных нейтронов в изучаемом диапазоне энергии. Вклады рассеянных нейтронов в счет борной камеры и активацию урана (тория) оказались почти одинаковыми, а по абсолютному значению составляли не более чем 5,5%. Так как для нахождения кривой энергетической зависимости сечения радиационного захвата от энергии нейтронов экспериментально определялось отношение числа отсчетов β-счетчика, измеряющего наведенную активность U^{238} (Th^{232}), к числу отсчетов ионизационной камеры, то влияние рассеянных нейтронов на результаты измерений мало и лежит в пределах ошибок измерений.

На приведенном рисунке результаты измерений сравниваются с данными других авторов.

Из сравнения полученных сечений для U^{238} с результатами работ других авторов видно, что они находятся в согласии. Из общей плавной энергетической зависимости сечения выпадает точка при 54 кэв; она лежит примерно на 20% ниже работ других авторов. Несколько заниженными по сравнению с другими работами кажутся результаты при 171 и 158 кэв. Сечение радиационного захвата Th^{232} при уменьшении энергии нейтронов плавно спадает. Данные работ [3—5] и [4—6] при энергиях 17 и 24 кэв соответственно лежат примерно на 30% ниже результатов настоящих измерений.

Авторы благодарят А. И. Лейпунского и О. Д. Качковского за внимание к данной работе.

Поступило в Редакцию 21/II 1963 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Т. С. Беланова. «Атомная энергия», 8, 549 (1960).
2. Ю. Я. Стависский, В. А. Толстиков. «Атомная энергия», 10, 508 (1961).
3. D. Hughes, R. Schwartz. Neutron Cross Sections. N. Y., 1959.
4. Т. С. Беланова. Диссертация, 1960.
5. R. Macklin, N. Lazar, W. Juon. Phys. Rev., 107, 15 (1957).
6. С. Вилпуч, З. Уэстон, Н. Ньюсон. Annal. Physics, 10, 455 (1960).
7. Б. Дайвен. В кн. «Труды Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии». Избр. докл. иностр. ученых. Т. 2. М., Атомиздат, 1959, стр. 233.
8. R. Hanna, B. Ross. J. Nucl. Energy, 8, 197 (1959).
9. S. Giftah, D. Okrent, P. Moldauer. Fast Reactor Cross Sections. ANL, 1960.
10. W. Juon, R. Macklin. Phys. Rev., 114, No. 4, 1619 (1959).
11. H. Bichsel et al. Phys. Rev., 81, 456 (1951).