

Рис. 2. Зависимость равновесного заряда ионов O_{16} от их энергии.

с различным зарядом от энергии пучка, прошедшего через алундовую пленку.

При расчете углового рассеяния пучка при прохождении им тонкой мишени необходимо знать равновесный заряд ионов. На рис. 2 приведена зависимость равновесного заряда ионов O_{16} от их энергии, вычислен-

ная как $\bar{Z} = \frac{\sum n_i Z_i}{\sum n_i}$, где \bar{Z} — равновесный заряд; n_i — концентрация ионов с зарядом Z_i (в нашем случае $\sum n_i = 1$).

В заключение авторы выражают благодарность А. А. Шубину за помощь при изготовлении алундовых пленок.

Поступило в Редакцию 20/XI 1963 г.

УДК 539.172.4

Радиационный захват нейтронов ядрами меди и молибдена

В. А. Толстиков, В. Е. Колесов, А. Г. Довбенко, Ю. Я. Стависский

Экспериментально измерен энергетический ход сечений радиационного захвата нейтронов с энергией 5—200 кэВ изотопами Cu^{65} и Mo^{100} . Измерения проводились относительным активационным методом в кольцевой геометрии. Источником нейтронов служила реак-

ция $Li(p, n)$, осуществляемая на ускорителе Ван-де-Граафа. Методика измерений изложена в работах [1, 2]. Нормировка сечения для Cu^{65} проводилась по среднему взвешенному значению сечения радиационного захвата нейтронов $Sb - Be$ -источника, равному $44,9 \pm$

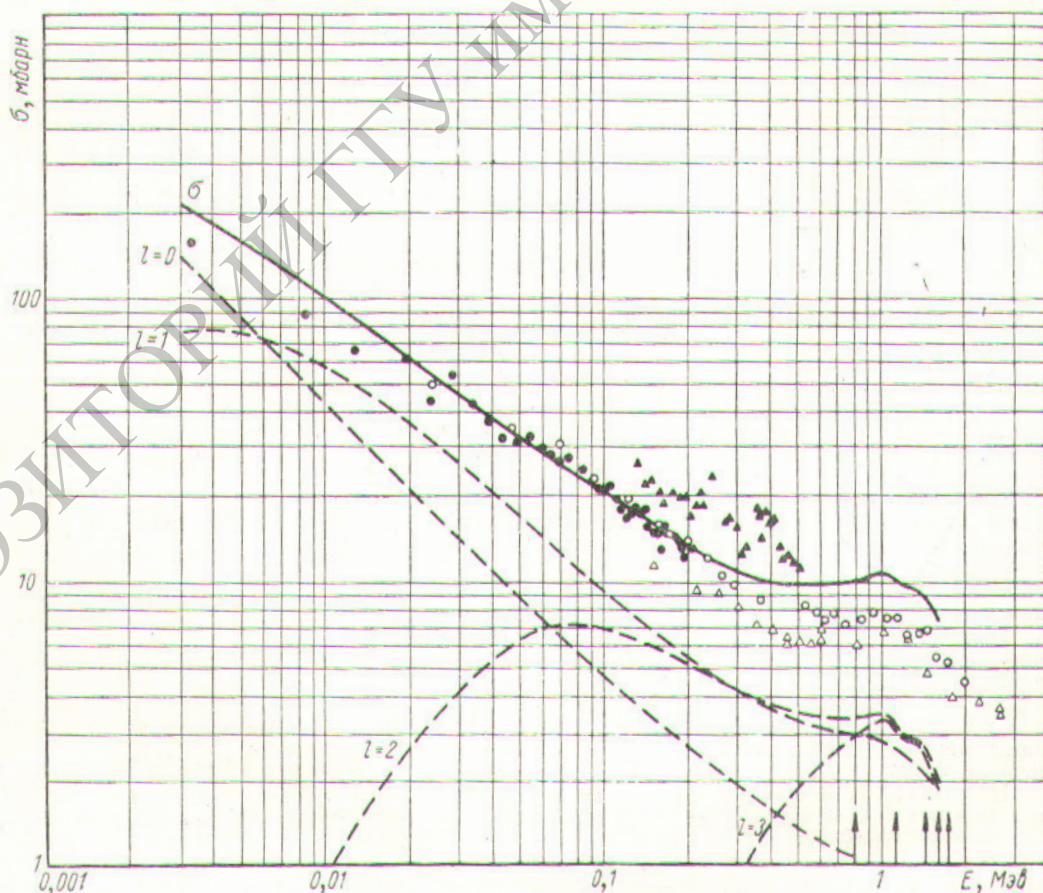


Рис. 1. Результаты измерений сечений радиационного захвата нейтронов Cu^{65} в сравнении с результатами других работ и теорий.

Данные работ: ● — настоящей; ○ — [1]; ▲ — [5]; △ — [11].

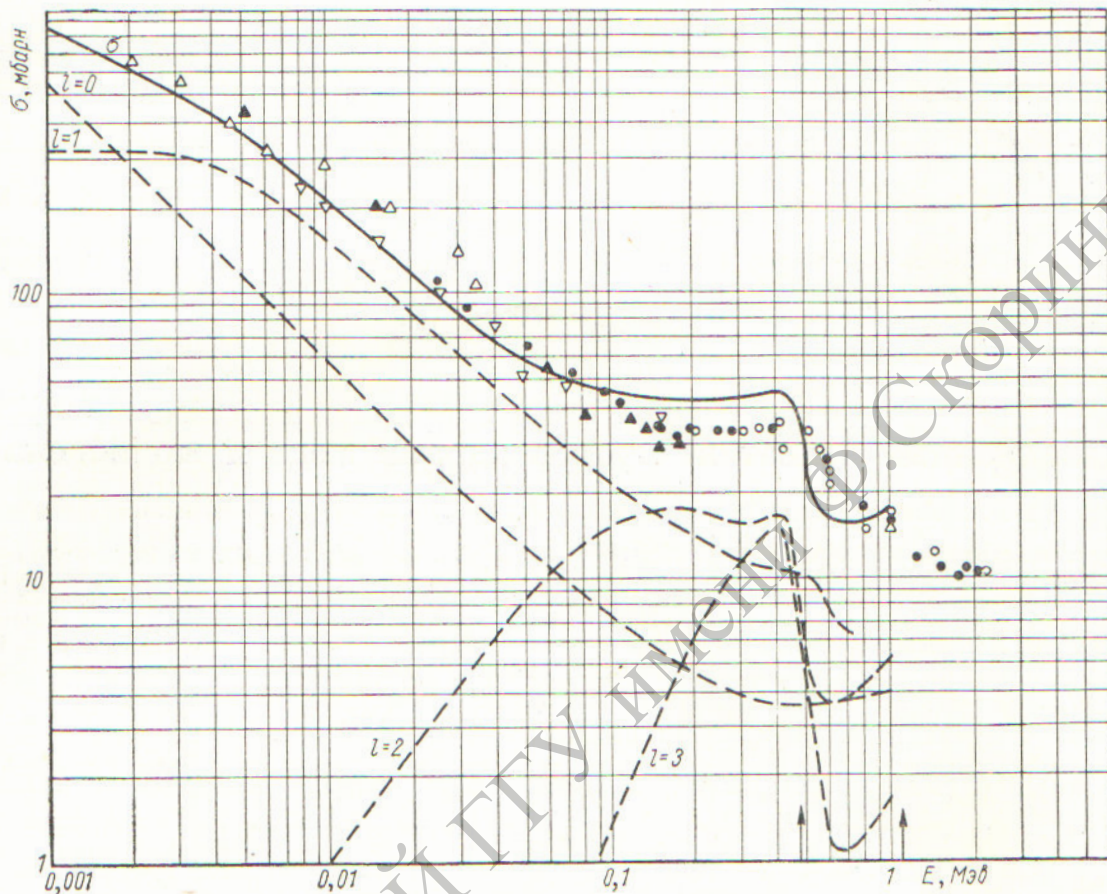


Рис. 2. Результаты измерений сечений радиационного захвата нейтронов Mo^{100} в сравнении с результатами других работ и с теорией.

Данные работ: ▲ — настоящей; ● — [1]; ▽ — [6]; △ — [7]; ○ — [11].

$\pm 1,7$ мбарн [1, 3, 4]; энергия нейтронов составляла 24 кэв. На рис. 1 приведены результаты измерений сечений Cu^{65} в сравнении с результатами других работ. Монотонность хода энергетической зависимости сечения связана, по-видимому, с влиянием групп резонансов. В области энергий $120-200$ кэв флуктуации в сечении коррелируют с резонансами в сечении захвата, полученными в работе [5], но абсолютные значения сечений отличаются в полтора-два раза. В пределах ошибок измерений результаты настоящей работы хорошо согласуются с данными работ [1, 2].

Результаты измерений для Mo^{100} приведены на рис. 2. Привязка кривой относительного хода сечения проводилась по данным работы [1] при $E_n = 138$ кэв ($\sigma_{n\gamma} = 33,9 \pm 1,7$ мбарн). В перекрывающихся диапазонах энергий результаты находятся в хорошем согласии с данными работы [1], а также работ [6, 7], выполненными несколькими иными методами.

На рис. 1, 2 не показаны ошибки эксперимента, так как они незначительно выходят за пределы условных обозначений графика.

Сечения $\sigma_{n\gamma}$ рассчитывались в ряде работ [8]. В основе теории лежит допущение, что процесс радиа-

ционного захвата нейтронов идет через стадию образования составного ядра.

Энергетическая зависимость средней радиационной ширины выбиралась в следующем виде:

$$\bar{\Gamma}_\gamma^{(J)}(B+E) \approx \bar{D}^{(J)}(B+E) \int_E^{B+E} \frac{E_\gamma^3 dE_\gamma}{\bar{D}^{(J)}(B+E-E_\gamma)}$$

Вычисления проводились для простейшей формы среднего расстояния между уровнями в составном ядре

$$\bar{D}^{(J)}(x) = \text{const} (2J+1)^{-1} \exp(-2\sqrt{ax}).$$

Отношение $D/2\pi\bar{\Gamma}_\gamma$ при энергии, равной энергии связи B нейтрона в составном ядре, входит в расчет в виде параметра ξ .

В настоящей работе вычислены сечения радиационного захвата нейтронов Cu^{63} , Cu^{65} и Mo^{100} . Расчеты сечений проведены на электронной вычислительной машине по специальной программе. Проницаемости ядерной поверхности T_l вычислялись по оптической модели для потенциала Вудса — Саксона с парамет-

рами

$$V_0 = 45 \text{ Мэв}; \quad a = 0,5 \cdot 10^{-13} \text{ см}; \quad \xi = 0,1;$$

$$R = 1,35 \text{ А}^{1/3} \cdot 10^{-13} \text{ см}.$$

В табл. 1 приведены используемые в расчете параметры составных ядер [9], а в табл. 2 — схемы уровней ядер-мишеней [9, 10].

Таблица 1

Параметры составных ядер, используемые в расчетах

| Ядро | $V, \text{ Мэв}$ | $a, \text{ Мэв}^{-1}$ | $\bar{D}, \text{ эв}$ | $\bar{\Gamma}_\gamma, \text{ эв}$ | ξ |
|-------------------|------------------|-----------------------|-----------------------|-----------------------------------|-------|
| Cu^{63} | 7,916 | 7,86 | 2400 | 0,4 | 956 |
| Cu^{65} | 7,06 | 8,1 | 4000 | 0,4 | 1590 |
| Mo^{100} | 4,61 | 17,1 | 650 | 0,09 | 1150 |

Таблица 2

Параметры уровней ядер-мишеней

| Cu^{63} | | Cu^{65} | | Mo^{100} | |
|------------------|-----------------|------------------|-----------------|-------------------|-----------------|
| Энергия, Мэв | Спин и четность | Энергия, Мэв | Спин и четность | Энергия, Мэв | Спин и четность |
| 0 | 3/2- | 0 | 3/2- | 0 | 0+ |
| 0,67 | 1/2- | 0,8 | 1/2- | 0,474 | 2+ |
| 0,97 | 5/2- | 1,12 | 5/2- | 1,105 | 4+ |
| 1,34 | 7/2- | 1,43 | 7/2- | — | — |
| — | — | 1,62 | 3/2- | — | — |
| — | — | 1,73 | 5/2- | — | — |

Результаты расчетов приведены на рис. 1—4. Стрелками указаны положения возбужденных состояний ядер. Сплошные линии — полные сечения захвата, пунктирные — вклады в сечение нейтронов с различными орбитальными моментами.

Теория хорошо передает общий ход сечения захвата для Cu^{65} (см. рис. 1) в широкой области энергий. Кроме того, до 250 кэв наблюдается хорошее согласие с экспериментальными результатами настоящей работы и работ [1,2] по абсолютной величине. При более высоких энергиях расчетное сечение идет несколько выше экспериментального. Так как точность, с которой определяются D и Γ_γ , а следовательно, и параметр ξ невелика, расчеты проводились при разных ξ и a . Однако согласовать расчетное сечение захвата с экспериментом по всей области энергий, указанной на рис. 1, при разумных значениях ξ и a не удалось.

Говорить о количественном сравнении теории с опытом для Cu^{63} вряд ли имеет смысл ввиду крайней малочисленности экспериментальных данных. Однако имеющиеся экспериментальные точки (см. рис. 3) лежат по обе стороны от расчетной кривой и отличаются от нее не более чем в полтора раза.

С учетом процентного содержания изотопических расчетных сечений Cu^{63} и Cu^{65} было вычислено сечение захвата для природной меди. На рис. 4 оно сравнивается с экспериментом. Наблюдается хорошее согласие

с работами [4, 14, 16, 17]. Однако расчетная кривая идет существенно выше результатов работ [7, 15, 18], в которых исследовались сечения радиационного захвата нейтронов при $E_n < 60$ кэв.

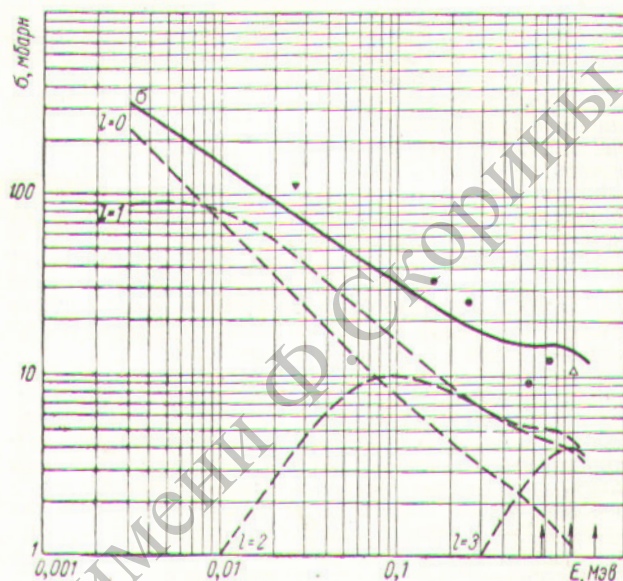


Рис. 3. Энергетическая зависимость сечений радиационного захвата нейтронов Cu^{63} , вычисленная в настоящей работе.

Данные работ: \blacktriangledown — [3]; \triangle — [12]; \bullet — [13].

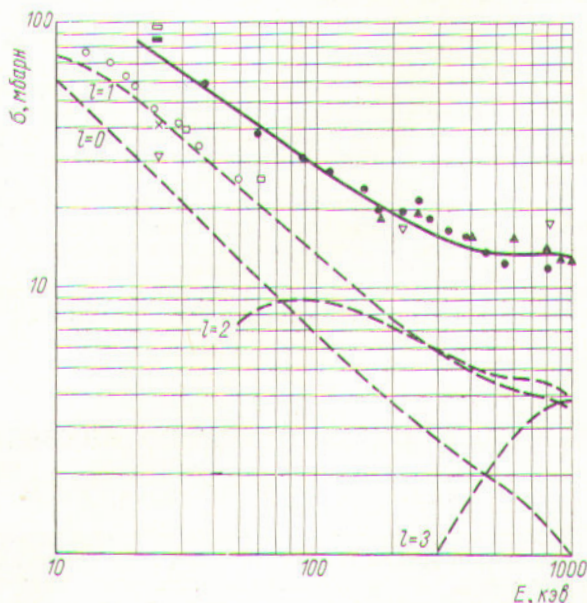


Рис. 4. Сравнение расчетных сечений радиационного захвата нейтронов естественной медию с экспериментальными результатами.

Данные работ: \square — [3]; \blacksquare — [4]; \circ — [7]; \bullet — [14]; \times — [15]; \blacktriangle — [16]; \blacktriangledown — [17]; \square — [18].

Основную трудность при теоретическом анализе $\sigma_{n,\gamma}$ для Mo^{100} представляет отсутствие надежной схемы уровней ядра-мишени. Приведенная в табл. 2 схема ориентировочна и получена из анализа соседних четных изотопов.

На рис. 2 проводится сравнение экспериментальных и расчетных $\sigma_{n,\gamma}$ для Mo^{100} . Расчет хорошо согласуется с экспериментом в области энергий 1—100 кэв. В области энергий 0,1—1 Мэв теоретическая кривая передает лишь форму энергетической зависимости $\sigma_{n,\gamma}$, отличаясь по абсолютной величине от эксперимента. Как и в случае меди, подбором параметров ξ и α не удается согласовать теорию с опытом во всей рассматриваемой области энергий. Расчеты в области выше 1 Мэв не могут быть проведены из-за отсутствия данных по уровням Mo^{100} .

Теория хорошо передает для Mo^{100} резкий излом в сечении при 500 кэв. Он обусловлен конкуренцией неупругого рассеяния нейтронов с возбуждением уровня 2^+ при 474 кэв. Сильнее всего при этом падает сечение захвата нейтронов с $l=3$.

Во всех рассмотренных нами случаях уже при сравнительно малых энергиях существенную роль начинает играть захват нейтронов с $l \geq 1$. В поведении сечений всех рассматриваемых ядер наблюдаются некоторые общие закономерности. Везде, за исключением лишь очень малых энергий, парциальное сечение p -волны идет выше сечения для s -нейтронов. Причем для случая $l=0$ наблюдается более резкий спад сечения по сравнению с $l=1$.

В районе 10 кэв становится заметным вклад d -волны, и уже при 60—70 кэв радиационный захват, обусловленный этой волной, становится сравнимым с захватом s -нейтронов. При несколько больших энергиях сечение радиационного захвата d -нейтронов достигает величины сечения захвата p -нейтронов. В дальнейшем эти сечения остаются приблизительно равными.

Парциальное сечение захвата нейтронов с $l=3$ начинает сказываться для меди при энергии 300 кэв и при 1 Мэв достигает значений, соответствующих $l=1$ и $l=2$. Захват s -нейтронов при такой энергии уже в несколько раз меньше. Для Mo^{100} f -волна вступает в игру при 100 кэв, и уже при 300 кэв парциальное сечение для нее сравнивается с сечениями для $l=1$ и $l=2$.

Проведенные расчеты показывают, что даже сравнительно грубая теория в том виде, в каком она применялась в настоящей работе, в состоянии удовлетворительно описать зависимость сечений радиационного захвата нейтронов от энергии. При этом параметры теории из работы [9] оказываются оптимальными.

Следует указать на приближенный характер проведенных расчетов. В частности, не учитывались спин-орбитальное взаимодействие, распределение приведенных нейтронных ширины, зависимость плотности уровней от спина и т. д. В настоящее время составляется программа, где будут учтены указанные выше обстоятельства.

Поступило в Редакцию 10/X 1963 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Толстикова. Диссертация, 1960.
2. Ю. Я. Стависский, В. А. Толстикова. «Атомная энергия», 10, 508 (1961).
3. R. Macklin, N. Lazar, W. Lyon. Phys. Rev., 107, 504 (1957).
4. J. Vervier. Nucl. Phys., 9, 569 (1958/59).
5. R. Henkel, H. Barschall. Phys. Rev., 80, 145 (1950); D. Hughes, R. Schwartz. Neutron Cross Sections. Supl. 1. Upton, N. Y., BNL., 1957.
6. E. Bilpuch, L. Weston, H. Newson. Ann. Phys., 10, 455 (1960).
7. С. П. Капчигашев, Ю. П. Попов. «Атомная энергия», 15, 120 (1963).
8. B. Margolis. Phys. Rev., 88, 327 (1952); A. Lane, J. Lynn. Proc. Phys. Soc. A, 70, 557 (1957). П. Э. Немировский. ЖЭТФ, 39, 1737 (1960); В. А. Толстикова, В. Е. Колесов, В. С. Стависский. «Атомная энергия», 11, 56 (1961).
9. И. В. Гордеев, Д. А. Кардашев, А. В. Малышев. Ядерно-физические константы. Справочник. М., Госатомиздат, 1963.
10. Б. С. Дзеляпов, Л. К. Пекар. Схемы распада радиоактивных ядер. М.—Л., Изд-во АН СССР, 1958.
11. A. Johnsrud, M. Silbert, H. Barschall. Phys. Rev., 116, 927 (1959).
12. D. Hughes, R. Garth, J. Levin. Phys. Rev., 91, 1423 (1953).
13. D. Hughes, R. Schwartz. Neutron Cross Sections. Supl. 1. Upton, N. Y., BNL, 1957.
14. Ю. Я. Стависский, А. В. Шапарь. «Атомная энергия», 15, 323 (1963).
15. H. Schmitt, C. Cook. Nucl. Phys., 20, 207 (1960).
16. B. Diven, J. Terrell, A. Hemmendinger. Phys. Rev., 120, 556 (1960).
17. Т. С. Беланова. ЖЭТФ, 34, 574 (1958).
18. J. Gibbons et al. Phys. Rev., 122, 182 (1961).

УДК 539.170.2:539.172.4

Сечения радиационного захвата быстрых нейтронов для железа

А. В. Малышев, Ю. Я. Стависский, А. В. Шапарь

Известно, что неупругое рассеяние нейтронов может сильно влиять на энергетическую зависимость сечения радиационного захвата быстрых нейтронов. Характерным примером является поведение сечения захвата нейтронов изотопом Fe^{56} . Ранее нами была измерена энергетическая зависимость сечения захвата нейтронов для естественной смеси изотопов железа в интервале энергий 0,03—0,9 Мэв [1]. В этих измерениях, как и в работе [2], наблюдался спад сечения захвата при

энергии нейтронов больше энергии уровня 845 кэв ($J=2^+$) основного изотопа железа Fe^{56} , что связано с конкуренцией неупругого рассеяния. Для выяснения поведения сечения при больших энергиях нейтронов были проведены измерения σ_c для естественной смеси изотопов железа при энергиях нейтронов 1; 1, 2 и 1,4 Мэв. Методика измерений аналогична описанной ранее [1]. Энергетическое разрешение составляло 40 кэв, точность полученных результатов 20%. Резуль-