

В той области, где коэффициент обратной связи велик, корни дисперсионного уравнения отдаляются от точек $k\omega_H$ и резонанс частицы с волной нарушается. При этом существен учет всех членов суммы в (4), т. е. влияние волн с различными k , связанных через систему обратной связи. Если коэффициенты связи очень большие ($|M\xi| \gg 1$), электрическое поле и возмущение плотности становятся уже не бегущими, как при $|M\xi| \ll 1$, а стоячими волнами вида $\mathcal{E}(t, \vartheta) \propto \psi(\vartheta) \exp i\omega_n t$. Учитывая, что в нерезонансном случае величины J_k принимают асимптотическое значение

$$J_k \approx \frac{k\omega_H^2 R_H^2 \nu^2 \xi}{\Lambda e^2 (\omega - k\omega_H)^2}, \quad |\omega - k\omega_H| \gg \Delta, \quad (8)$$

в знаменателе (4) можно пренебречь вторым членом по сравнению с единицей. Суммирование по k тогда дает уравнение для определения собственных частот ω_n :

$$\frac{d}{dz} \cdot \frac{z}{\sin \pi z} \int_0^{2\pi} \psi(\vartheta) e^{iz(\vartheta-\pi)} d\vartheta = -\frac{2}{M\xi}; \quad z = \frac{\omega}{\omega_H}. \quad (9)$$

Корни уравнения (9) зависят, естественно, от конкретного вида $\psi(\vartheta)$ и в некоторых случаях могут вообще отсутствовать в той области, где $|M\xi| \gg 1$. В качестве примера рассмотрим случай, когда поле \mathcal{E}

сосредоточено в одной точке напротив датчика, т. е. $\psi(\vartheta) = \delta(\vartheta - \pi)$. Тогда

$$\omega_0 \approx -\frac{3\omega_H}{2\pi M\xi},$$

$$\omega_n |_{n>1} \approx \pm \omega_H \left[n + \frac{1}{2} - \pi^{-2} \left(n + \frac{1}{2} \right)^{-1} \right] - \frac{2(-1)^n \omega_H \sin \left[\pi \left(n + \frac{1}{2} \right) \right]^{-1}}{M\xi}. \quad (10)$$

Нетрудно видеть, что условием устойчивости для всех n является просто действительность $M\xi$. Интересно отметить, что при больших n частота собственных колебаний лежит почти точно посредине между двумя гармониками частоты обращения.

Поступило в Редакцию 3/III 1966 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Коломенский, А. Н. Лебедев. Proc. Inter. Conf. on High Energy Accel. CERN, 1959, p. 415; «Атомная энергия», 7, 549 (1959).
2. C. Nyfelsen, A. Sessler, K. Symon. Proc. Inter. Conf. on High Energy Accel. CERN, 1959, p. 239.

Радиационный захват быстрых нейтронов изотопом Y^{89}

В. А. ТОЛСТИКОВ, В. П. КОРОЛЕВА, В. Е. КОЛЕСОВ, А. Г. ДОВБЕНКО

УДК 539.172.4;539.17.012

Относительным активационным методом измерены сечения радиационного захвата нейтронов с энергией 0,16—3,6 Мэв магическим изотопом Y^{89} .

Метод измерений описан в работах [1, 2]. Для определения сечений радиационного захвата Y^{89} по экспериментальным данным были использованы следующие опорные сечения: сечение захвата тепловых нейтронов в Y^{89} с образованием активности с $T_{1/2} = 64,4$ ч, равное $1,26 \pm 0,08$ барн [3], сечение деления U^{235} тепловыми нейтронами, равное $577,1 \pm 0,9$ барн [4]. Сечения деления U^{235} быстрыми нейтронами брались по кривой, рекомендованной в работе [5].

Результаты измерений приведены на рисунке и сравнены с данными других авторов. Во время обработки результатов настоящих измерений стала известна работа [6], выполненная в более узком диапазоне энергий; результаты работы [6] также показаны на рисунке. Ошибки измерений, указанные на рисунке, — полные, т. е. включают в себя погрешности эксперимента и ошибки в опорных сечениях. Сечения радиационного захвата Y^{89} рассчитывали по статистической теории ядерных реакций. Метод расчета подробно изложен в работах [2, 7].

Были приняты следующие параметры ядерного потенциала: $\kappa = 0,35 \cdot 10^{-26}$ см²; $V_0 = 45$ Мэв; $d = 0,5 \cdot 10^{-13}$ см; $\xi = 0,1$; $R = 6,05 \cdot 10^{-13}$ см. В расчете использовались такие значения параметров составного ядра: $B = 6,84$ Мэв [3], $a = 8,8$ Мэв⁻¹. Наилучшее согласие теоретических и экспериментальных данных получено при значениях $\bar{\Gamma}_\gamma = 0,3$ эв и $\bar{D} = 6000$ эв.

Причем \bar{D} согласуется с величиной a , использованной в расчете.

Необходимые для расчета значения энергий, спинов и четностей возбужденных уровней ядра-мишени Y^{89} были взяты из работы [8]:

$$0, \left(\frac{1^-}{2} \right); 0,909 \text{ Мэв}, \left(\frac{5^+}{2} \right);$$

$$1,51 \text{ Мэв}, \left(\frac{3^-}{2} \right); 1,75 \text{ Мэв},$$

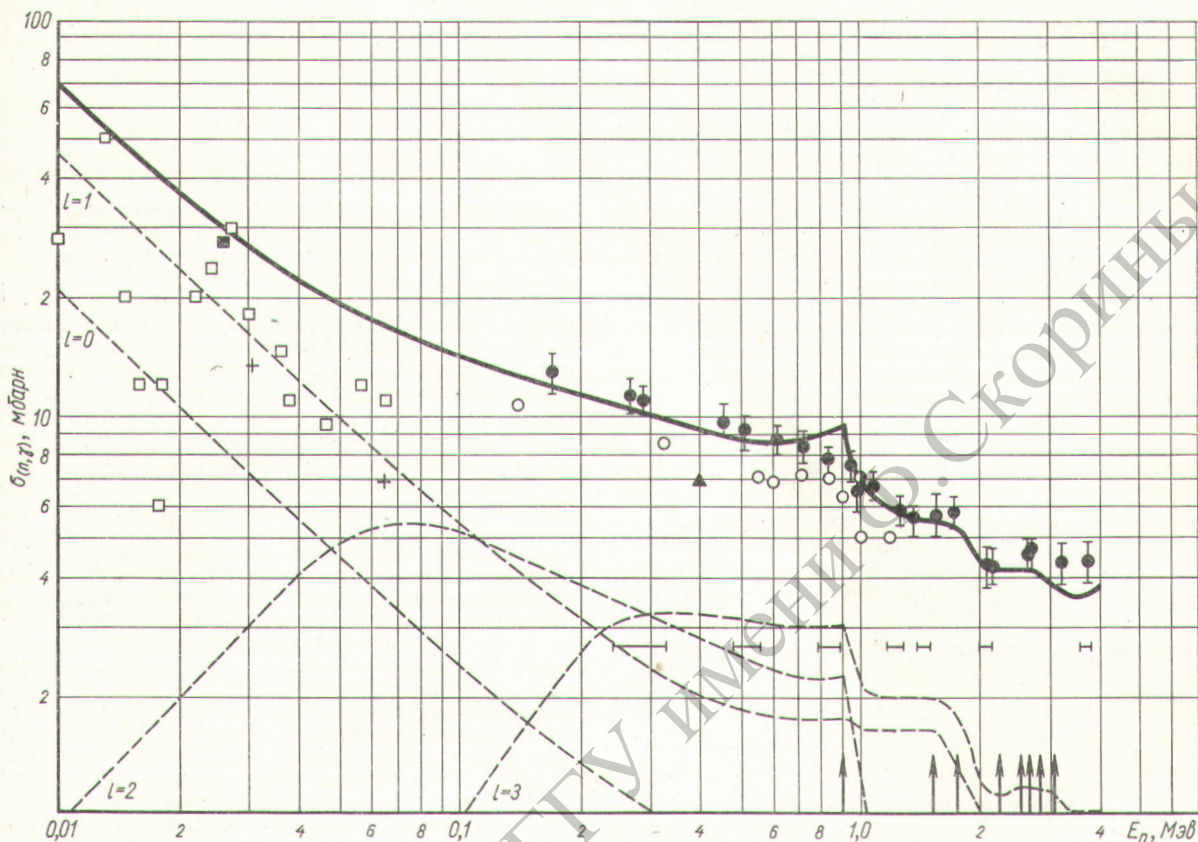
$$\left(\frac{5^-}{2} \right); 2,22 \text{ Мэв}, \left(\frac{5^+}{2} \right); 2,53 \text{ Мэв}, \left(\frac{7^+}{2}, \frac{5^+}{2} \right);$$

$$2,61 \text{ Мэв}, \left(\frac{9^+}{2} \right); 2,84 \text{ Мэв}, \left(\frac{3^-}{2} \right);$$

$$3,05 \text{ Мэв}, \left(\frac{5^-}{2} \right).$$

Здесь первая цифра — энергия возбужденного уровня. Согласие с экспериментальными результатами улучшится, если уровню с энергией 2,53 Мэв приписать значение спина $7/2^+$.

На рисунке сплошная линия — полное сечение захвата, пунктирные — вклад в сечение нейтронов с различными орбитальными моментами. Вертикальными стрелками показаны положения возбужденных уровней ядра Y^{89} ; горизонтальные стрелки обозначают типичные значения разброса энергий нейтронов, облучающих иттрий.



Результаты измерения сечений радиационного захвата нейтронов (γ^{89} (n, γ) γ^{90}) и сравнение с результатами других работ и теоретическими данными:

● — данные настоящей работы; ○ — [6]; ▲ — [9]; ○ — [10]; ■ — [11]; + — [12]; □ — [13].

Как видно из рисунка, теория сравнительно хорошо описывает эксперимент практически во всем диапазоне энергий нейтронов. Немонотонная зависимость сечения радиационного захвата от энергии обусловлена конкуренцией с неупругим рассеянием нейтронов.

Поступило в Редакцию 2/IX 1966 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. Я. Ставиский, В. А. Толстикова. В сб. «Труды Второй всесоюзной конференции по ядерным реакциям при малых и средних энергиях (июль, 1960)». М., Изд-во АН СССР, 1962, стр. 562.
2. В. А. Толстикова и др. «Атомная энергия», 21, 45 (1966).
3. И. В. Гордеев, Д. А. Кардашев, А. В. Малышев. Ядерно-физические константы. М., Госатомиздат, 1963.
4. J. Stehn et al. Neutron Cross Sections. BNL-325, second Edition, Suppl. No. 2, vol. III, Z-88 to 98, 1965.
5. K. Parker. AWREO-82/63, 1963.
6. H. Grench et al. WASH-1064, 1965, p. 67.
7. В. А. Толстикова и др. «Атомная энергия», 17, 505 (1964).
8. S. Shafroth, P. Trehan, D. Van Patter. Phys. Rev., 129, 704 (1963).
9. B. Diven, J. Terrell, A. Hemmendinger. Phys. Rev., 120, 556 (1960).
10. D. Hughes, R. Gatt, D. Lerin. Phys. Rev., 91, 1423 (1953).
11. R. Booth, W. Ball, M. MacGregor. Phys. Rev., 112, 226 (1958).
12. R. Macklin, J. Gibbous, T. Inada. Phys. Rev., 129, 2695 (1963).
13. R. Macklin et al. Nucl. Phys., 43, 353 (1963).