

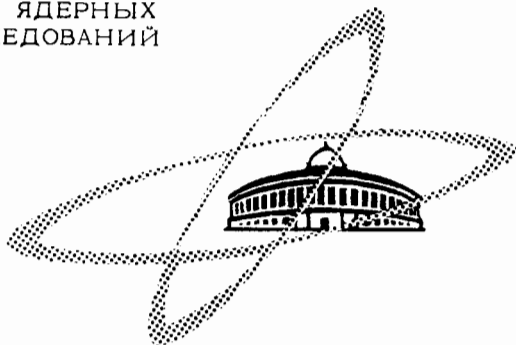
С 341.36

P - 17

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P-1761



Ван Ши-ди, Ван Юн-чан, Е. Дерменджиев,  
Ю.В. Рябов

ЛИБРАРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

СЕЧЕНИЕ ДЕЛЕНИЯ U-235  
ДЛЯ НЕЙТРОНОВ РЕЗОНАНСНЫХ ЭНЕРГИЙ

*Ай. энергия, 1965, т. 19, в. 1, с. 43-45.*

1964

P-1781

Ван Ши-ди, Ван Юн-чан, Е. Дерменджиев,  
Ю.В. Рябов

СЕЧЕНИЕ ДЕЛЕНИЯ U-235  
ДЛЯ НЕЙТРОНОВ РЕЗОНАНСНЫХ ЭНЕРГИЙ

Направлено в журнал  
"Атомная энергия"

Объединенный институт  
важных исследований  
БИБЛИОТЕКА

26931, 48.

Измерение сечений взаимодействия резонансных нейтронов с делящимися ядрами дает возможность получить сведения о свойствах ядер при энергиях возбуждения порядка энергии связи нейтрона и непосредственно о процессе деления.

Параметры уровней  $U - 235$  определялись во многих работах<sup>/1,2,3,4/</sup>, однако удовлетворительного согласия результатов, полученных различными авторами, достигнуто не было.

В настоящей работе были предприняты измерения сечения деления  $U - 235$  в резонансной области с использованием новой экспериментальной методики с целью получения дополнительной информации о параметрах уровней.

Измерение сечения деления производилось методом времени пролета с использованием импульсного быстрого реактора Объединенного института ядерных исследований<sup>/5/</sup> в качестве источника резонансных нейтронов. Пролетное расстояние составляло 1000 м. Временной спектр регистрировался 2048-канальным временным анализатором с шириной канала 32 мксек при измерениях в энергетической области от 2 до 20 эв и 18 мксек при измерениях выше 20 эв. Все это обеспечивало разрешение  $\approx 0,04$  мксек/м. Деления регистрировались с помощью детектора<sup>/6/</sup>, представляющего собою цилиндрический бак с жидким сцинтиллятором, содержащим кадмий. Исследуемый образец помещался на оси цилиндрического отверстия бака в геометрии, близкой к  $4\pi$ . Объем детектора просматривался 32 фотоумножителями ФЭУ-24. Принцип регистрации основан на том факте, что деление сопровождается испусканием мгновенных  $\gamma$ -лучей и нейтронов.  $\gamma$ -лучи деления с высокой эффективностью регистрировались детектором. Нейтроны деления, замедляясь в водородосодержащей среде сцинтиллятора, захватывались ядрами кадмия и давали  $\gamma$ -излучение с полной энергией  $\approx 9$  Мэв, которое также регистрировалось детектором. Задержанное совпадение соответствует акту деления. Среднее время жизни нейтрона в детекторе менее 10 мксек. Эффективность детектора делений в различных сериях измерений составляла от 30 до 50%. Эта эффективность постоянна в резонансной области, так как полная энергия и множественность  $\gamma$ -лучей деления, а также среднее число мгновенных нейтронов, испускаемых в одном акте деления  $\bar{\nu}$ , для одного и того же изотопа заметно не изменяются от резонанса к резонансу<sup>/7/</sup>. Кроме того, высокая эффективность детектора к нейтронам деления делает его нечувствительным к малым вариациям  $\bar{\nu}$ .

Для уменьшения вклада от рециклических нейтронов измерения в области энергий

до 20 эв проводились с помещенным в пучок кадмиевым фильтром, а выше 20 эв - с борным фильтром.

Для надежного исключения фона при работающем реакторе использовались помещенные в нейтронный пучок достаточно толстые фильтры из Ag и Co. Счет в резонансах при  $E_n \approx 5,2$  эв (Ag) и  $E_n \approx 132$  эв (Co) из-за полного поглощения фильтрами нейтронов этих энергий равен фону. Фон случайных задержанных совпадений, который должен возрасти в резонансах, определялся из измерений с задержкой, в 4-5 раз большей среднего времени жизни нейтрона в детекторе. Фоновый счет детектора составлял не более (1-2)% от счета в сильных резонансах U-235.

Исследуемые образцы представляли из себя нанесенную на алюминиевую подложку окись U-235 толщиной  $8 \cdot 10^{19}$ ,  $4 \cdot 10^{20}$  и  $10^{21}$  ядер/см<sup>2</sup>.

Продольный разрез детектора и его положение на нейтронном пучке показаны на рис. 1.

На рис. 2, 3, 4 приведено сечение деления  $\sigma_f \sqrt{E}$  в области энергий нейтронов от 2 до 70 эв. Сечение деления калибровалось непосредственно на тепловое, принятое равным 582 барн. В сечении видны слабые резонансы при энергиях 9,7; 10,65; 11,05; 21,85; и 22,40 эв, которые до сих пор наблюдались в измерениях полного сечения U-235 по методу пропускания. Статистическая точность, достигнутая в настоящей работе, составляет на уровне 1500 барн.эв<sup>1/2</sup> около  $\pm 0,8\%$ , на уровне 25 барн.эв<sup>1/2</sup> - около  $\pm 3,0\%$ .

Энергия уровней и точность ее определения приведены в таблице. По вполне понятным причинам затруднительно определить положение уровней в области "плохого" разрешения. Однако мы считали, что уровень 24,32 эв состоит из двух уровней: 24,25 и 24,41 эв, а в области от 25 до 28 эв находятся три уровня: 25,16; 25,58; и 25,84 эв. Так же, как и в работе<sup>/10/</sup>, мы считали, что в области от 5 до 6 эв находятся два уровня: 5,45 и 5,82 эв.

Рассмотрим методику получения  $\sigma_0 \Gamma_f$  для изолированного резонанса из измерений с образцом, помещенным в центр детектора перпендикулярно падающему пучку нейтронов. Толщина образца  $n$  ядер/см<sup>2</sup>. Суммарный счет по всем каналам временного анализатора, содержащим изолированный резонанс, не зависит от разрешения и при некоторых приближениях<sup>/8/</sup> может быть представлен в виде

$$\sum_i N_i = \Pi(E_0) \cdot \xi_i \frac{\Gamma_f}{\Gamma} A_{E_0}, \quad (1)$$

где  $\Pi(E_0)$  - число нейтронов в единичном энергетическом интервале, падающих на всю площадь образца за время измерений,  $\Gamma$ ,  $\Gamma_f$  - полная и делительная ширины рассматриваемого уровня,  $\xi_i$  - эффективность регистрации делений,  $A_{E_0}$  - площадь провала на кривой пропускания.

Для случая "тонкого" образца ( $p\sigma_0 \ll 1$ ) выражение (1) можно преобразовать к виду

$$\sum_i N_i = \Pi(E_0) \xi_r \frac{\pi n}{2} \sigma_0 \Gamma_r \quad (2)$$

При вычислении площади резонанса производилось "обрезание" крыльев при энергиях  $E_0 - \eta_1$  и  $E_0 + \eta_2$ . Соответствующая поправка вводилась в виде  $\frac{p\sigma_0 \Gamma^2}{4} \left( \frac{1}{\eta_1} + \frac{1}{\eta_2} \right)$ .

Вклад в площадь рассматриваемого резонанса крыльев соседних резонансов учитывался аналогичным образом. Для слабых уровней (малые  $g\Gamma_n$ ), особенно при "плохом" разрешении, основную ошибку в определении площади вносили эти поправки. Для сильных (большие  $g\Gamma_n$ ) и хорошо разрешенных резонансов эти поправки не являлись определяющими.

Точность определения  $\sigma_0 \Gamma_r$  зависела еще от ошибок в  $\Pi(E_0) \cdot \xi_r$ ,  $\sum_i N_i$  и  $n$ , согласно (1,2). Величина  $\sum_i N_i$  получена со статистической точностью (1-5)% для уровней с малыми  $g\Gamma_n$  и значительно лучше 1% для уровней с большими  $g\Gamma_n$ . Число ядер ( $n$  ядер/см<sup>2</sup>) определено с точностью не хуже 1%. Калибровка по тепловому сечению, осуществленная по описанному в работе<sup>/9/</sup> методу, позволила исключить величину  $\Pi(E_0) \cdot \xi_r$ . Калибровочные измерения проводились относительно известного сечения бора и с введенными поправками на отклонение хода сечения деления U-235 от закона  $1/v$  не вносили ошибки более 5%.

В таблице приведены величины  $\sigma_0 \Gamma_r$ , полученные как средние из измерений с образцами различной толщины. Для уровней с  $p\sigma_0 = 1$  обработка проводилась с использованием значений  $g\Gamma_n$ , взятых из работ<sup>/4,3,10/</sup>. Ошибки указаны только для уровней, для которых точность определения  $\sigma_0 \Gamma_r$  не хуже 10%. Трудно учесть ошибки для близко расположенных уровней, таких, как 13,87; 13,98 и 14,50 эв, и для уровней в энергетической области выше 23 эв из-за некоторого произвола в разделении их площадей.

На рис. 5 для каждого резонанса проведено сравнение отношений  $(\sigma_0 \Gamma_r) / (\overline{\sigma_0 \Gamma_r})$ , где  $\overline{\sigma_0 \Gamma_r}$  - среднее значение по данным настоящей работы и работ<sup>/2,3,4,13/</sup>. Видно, что только для сильных и сравнительно хорошо разрешенных резонансов, таких, как 12,4; 19,3; 21,1; 23,00; 32,1 и 35,25 эв, наблюдается согласие в пределах  $\pm 10\%$ . Для уровней с  $\sigma_0 \Gamma_r \leq 10$  барн.эв наблюдаются значительные отклонения от  $\overline{\sigma_0 \Gamma_r}$ . Полученные в работе<sup>/2/</sup>  $\sigma_0 \Gamma_r$  имеют систематические отклонения от  $\overline{\sigma_0 \Gamma_r}$  в сторону меньших значений, и  $\langle (\sigma_0 \Gamma_r) / (\overline{\sigma_0 \Gamma_r}) \rangle$  по всем исследованным  $v$ <sup>/2/</sup> резонансам равно 0,86. В настоящей работе получено  $\langle (\sigma_0 \Gamma_r) / (\overline{\sigma_0 \Gamma_r}) \rangle = 1,07$ . Значения  $\sigma_0 \Gamma_r$  удовлетворительно согласуются с результатами работы<sup>/13/</sup>.

В заключение авторы выражают благодарность Ф.Л.Шапиро, Л.Б.Пикельнеру и И.В.Кирпичникову за ценные советы и обсуждения, Ю.И.Колгину и Т.С.Афанасьевой за помощь при измерениях и обработке.

Л и т е р а т у р а

1. A.Michaudon, R.Genin, R.Joly, G.Vendryes, Rapport CEA N=1098, 1959.
2. C.D.Bowman, G.F.Auchampaugh, S.C.Fultz, Phys. Rev.,130, N=4, 1482, 1963.
3. В.В.Владимирский, И.В.Кирпичников, А.А.Панов, И.А.Радкевич, С.И.Сухоручкин. Труды 2-й Международной конференции по мирному использованию атомной энергии, том 1, Женева, 1958.
4. W.W.Havens, Jr.,E.Melkonian, L.J.Rainwater, J.L.Rosen. Phys. Rev.,116, N=6, 1538, 1959.
5. Г.Е.Блохин, Д.И.Блохинцев, Ю.А.Блюмкина и др. Атомная энергия, 10, вып.5, 437, 1961.
6. Ван Шя-ди, Ю.В.Рябов. Препринт ОИЯИ, 1885, Дубна, 1964.
7. L.M.Bollinger, R.E.Coté, P.Hubert, J.M.LeBlance, G.E.Tomas. Bull. Amer. Phys. Soc., Ser 4, 165, 1956.
8. Д.Зелигер, Н.Илиеску, Ким Хи Сан и др. ЖЭТФ, 45, 1295, 1963.
9. Л.Б.Пикельнер, Э.И.Шарапов. Препринт ОИЯИ, P-1547, Дубна, 1964.
10. V.E.Pilcher, J.A.Harvey, D.J.Hughes. Phys. Rev.,103, 1342, 1956.
11. O.D.Simpson, R.G.Fluhart, F.B.Simpson. Phys. Rev.,103, 971, 1956.
12. F.J.Shore, V.L. Sailor. Труды 2-й Международной конференции по мирному использованию атомной энергии, том 8, Женева, 1958.
13. A.Michaudon, R.Berger, A.Coun, R.Joly. Journ. de Phys. et le Rad.,21, 429, 1960.

Рукопись поступила в издательский отдел  
14 июля 1964 г.

Т а б л и ц а

E, эв	$\sigma_0 \Gamma_f$ , барн.эв	E, эв	$\sigma_0 \Gamma_f$ , барн.эв
2,026±0,004	1,47±0,05	21,13±0,05	33,0±1,0
2,84±0,02	1,15	22,99±0,06	13,0±0,3
3,136±0,006	7,90±0,6	23,43±0,15	4,5
3,584±0,006	10,3±0,5	23,68±0,07	30,3
4,81±0,01	2,6±0,2	24,25±0,07	7,5
5,45	2,1±0,3	24,41±0,15	3,9
5,82	1,6	25,16±0,16	7,4
6,20±0,01	4,0	25,56±0,10	11,0
6,40±0,01	11,5±0,4	25,84±0,15	3,0
7,095±0,015	9,1±0,4	26,55±0,07	15,3
8,77±0,02	106±4	27,16±0,07	3,9
9,30±0,03	13,1±0,5	27,86±0,07	17,8
9,73±0,06	4,3	28,45±0,09	4,6
10,2±0,03	4,6	28,85±0,09	2,0
11,66±0,04	10,3±0,3	29,69±0,09	2,9
12,39±0,04	47,0±2,0	30,55±0,20	4,1
12,82±0,04	3,1	30,86±0,10	6,8
13,28±0,05	3,0	32,10±0,09	37,8
13,67±0,10	3,7	33,58±0,09	25,7
13,98±0,05	30,2	34,45±0,14	31,7
14,50±0,06	7,3	34,90±0,20	12,8
15,42±0,05	10,4±0,4	35,27±0,10	107,0
16,08±0,05	9,6±0,3	38,40±0,11	13,4
16,66±0,06	13,7±0,6	39,47±0,11	38,7
18,05±0,06	17,3±0,7	47,06±0,14	22,6
19,30±0,05	112,0±4,0	70,62±0,26	66,0
20,10±0,08	3,5	72,49±0,28	34,0
20,62±0,06	5,8		



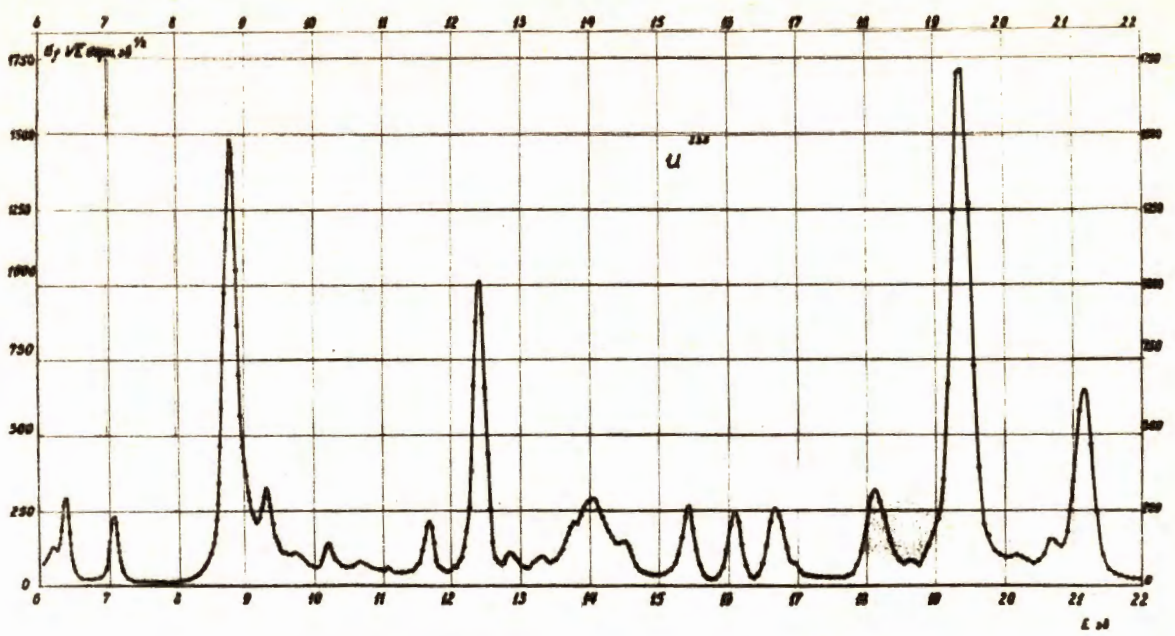


Рис. 3. Эффективное сечение деления  $U-235$ . Энергия нейтронов 6-22 эв.

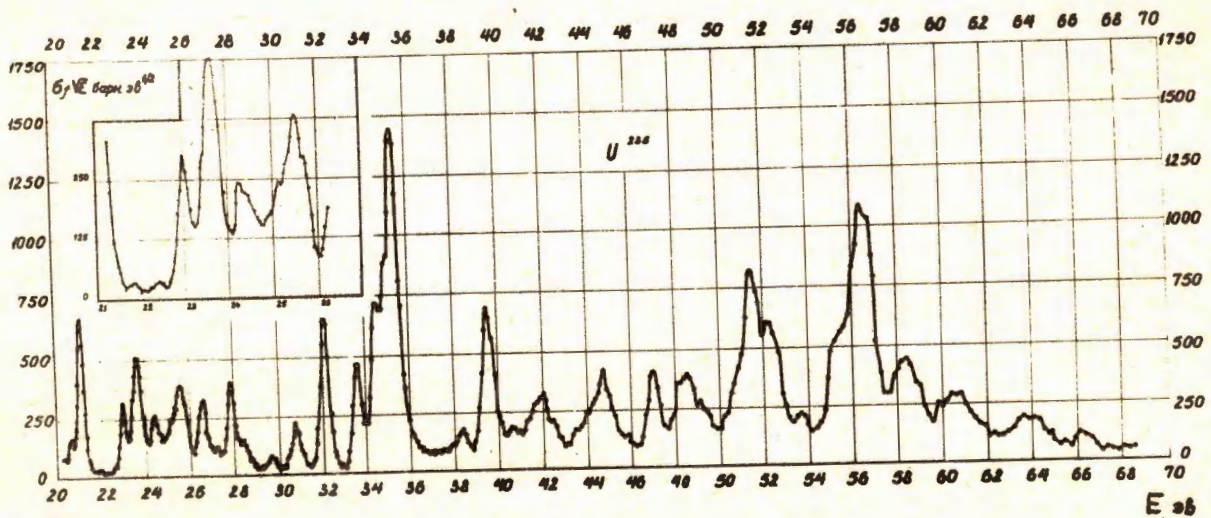


Рис. 4. Эффективное сечение деления  $U-235$ . Энергия нейтронов 20-70 эв.



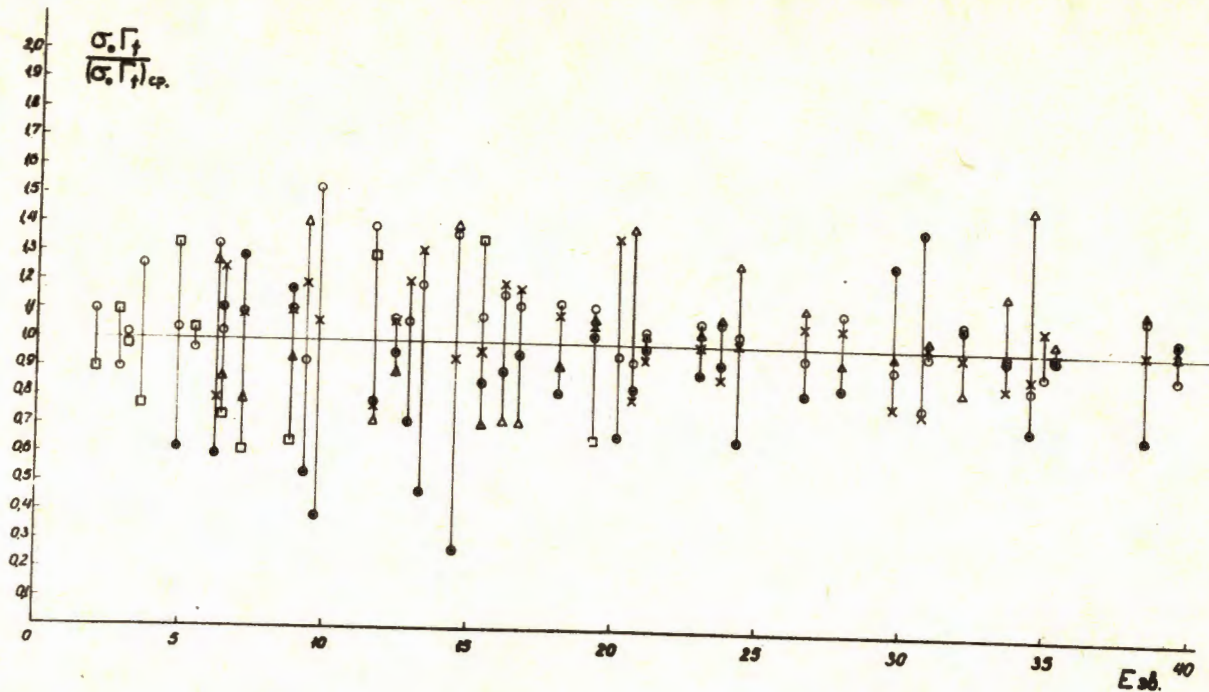


Рис. 5. Сравнение относительных значений  $\sigma_0 \Gamma_f$  .  $\overline{\sigma_0 \Gamma_f}$  - среднее по данным настоящей работы и работ /2,4, 13/.

- - данные работы /2/ ;  $\langle (\sigma_0 \Gamma_f) / (\overline{\sigma_0 \Gamma_f}) \rangle = 0,86$ ; □ - данные работы /3/ ;  $\langle (\sigma_0 \Gamma_f) / (\overline{\sigma_0 \Gamma_f}) \rangle = 0,85$
- △ - данные работы /4/ ;  $\langle (\sigma_0 \Gamma_f) / (\overline{\sigma_0 \Gamma_f}) \rangle = 1,04$ ; × - данные работы /13/ ;  $\langle (\sigma_0 \Gamma_f) / (\overline{\sigma_0 \Gamma_f}) \rangle = 1,03$ ,
- - данные настоящей работы  $\langle (\sigma_0 \Gamma_f) / (\overline{\sigma_0 \Gamma_f}) \rangle = 1,07$ .