

Сечения взаимодействия нейтронов с энергией 0,5 и 0,8 Мэв с некоторыми элементами

Элемент	Ен. Мэв	$\sigma_t$	$\sigma_e$	$\sigma_{ne}$	$\overline{\cos \theta}$	$\sigma_{tre}$	$\sigma_{tr}$
Fe	0,5	3,17	3,17±0,12	—	0,09±0,01	2,88±0,13	—
Fe	0,8	3,26	3,17±0,12	—	0,16±0,01	2,66±0,12	—
Zn	0,5	4,60	4,41±0,15	—	0,08±0,01	4,06±0,16	—
Zn	0,8	4,05	4,05±0,12	—	0,14±0,01	3,48±0,12	—
Zr	0,8	7,19	7,00±0,16	—	0,31±0,01	4,83±0,20	—
Cd	0,5	7,10	6,88±0,21	—	0,30±0,02	4,82±0,24	—
Cd	0,8	7,00	6,16±0,18	0,84±0,18	0,40±0,02	3,70±0,21	4,54±0,39
Sn	0,5	6,80	6,63±0,22	—	0,37±0,02	4,18±0,27	—
Sn	0,8	6,86	6,66±0,16	—	0,40±0,02	4,00±0,21	—
Ba	0,5	5,94	6,28±0,34	—	0,45±0,04	3,45±0,45	—
Ba	0,8	6,72	5,49±0,28	—	0,44±0,03	3,63±0,39	—
Hg	0,5	6,74	5,84±0,23	0,90±0,23	0,14±0,01	5,02±0,25	5,92±0,48
Hg	0,8	5,49	4,43±0,16	1,06±0,16	0,21±0,02	3,50±0,21	4,56±0,37
Pb	0,5	5,89	5,89±0,22	—	0,16±0,01	4,95±0,25	—
Pb	0,8	5,82	5,85±0,17	—	0,12±0,01	5,45±0,19	—
Bi	0,5	6,37	6,40±0,22	—	0,11±0,01	5,70±0,24	—
Bi	0,8	5,29	5,30±0,16	—	0,16±0,01	4,45±0,17	—
U	0,8	7,05	6,00±0,22	1,05±0,22	0,26±0,02	4,44±0,26	5,49±0,48

Bi и U появляется дополнительный максимум под углом 110°. У этих элементов анизотропия в угловом распределении возрастает при переходе от 0,5 к 0,8 Мэв. Для обеих энергий нейтронов и для всех исследованных элементов  $\sigma_{tr} < \sigma_t$ .

В пределах экспериментальных ошибок угловое распределение упруго рассеянных нейтронов с энергией 0,5 Мэв на висмуте согласуется с данными работы [4], сечения неупругого взаимодействия для урана при 0,8 Мэв — с результатами работы [9]. Для бария и ртути опубликованных данных ни для 0,5 Мэв, ни для 0,8 Мэв нет.

Поступила в Редакцию 27/VI 1963 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. H. Feschbach, C. Porter, V. Weisskopf. Phys. Rev., 96, 448 (1954).

2. П. Э. Немировский. «Ж. эксперим. и теор. физ», 32, 1143 (1957).  
 3. A. Langsdorf, Jr., R. Lane, J. Monahan. Phys. Rev., 107, 1077 (1957).  
 4. R. Allen et al. Phys. Rev., 104, 731 (1956).  
 5. Г. Н. Ловчикова. «Атомная энергия», 2, 174 (1957).  
 6. Е. А. Колтыгин, Г. Б. Янъков. «Труды Ташкентской конференции по мирному использованию атомной энергии, 1959». Ташкент, Изд-во АН УзССР, 1961, стр. 61.  
 7. M. Walt, H. Barschall. Phys. Rev., 93, 1062 (1954).  
 8. X. П. Позе, Н. П. Глазков. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 30, 1017 (1956).  
 9. J. Blok, C. Jonker. Physica, 18, 809 (1952).  
 10. R. Meier, P. Scherrer, G. Trumpp. Helv. phys. acta, 27, 577 (1954).  
 11. D. Hughes, J. Harvey. Neutron Cross Sections, Second Edition BNL-325 (1958).



УДК 539.172.4.162.2:546.791.022.35+546.799.4

Интерференционные эффекты в сечениях деления

И. В. Кирпичников, К. Г. Игнатьев, С. И. Сузоручкин

Проведен интерференционный анализ сечений деления изотопов U<sup>235</sup> и Pu<sup>239</sup> медленными нейтронами. При анализе использованы результаты измерений  $\eta$  и волных сечений, выполненных на спектрометре нейтронов с «мигающим пучком» циклотрона [1, 2]. Используя метод анализа сечений, развитый в работе [3], авторы получили удовлетворительное совпадение

расчета с экспериментальными данными. Получены относительные знаки амплитуд приведенных ширины и степень интерференции для сильно интерферирующих уровней. Обнаружена корреляция знаков амплитуд. Найдено число эффективно открытых каналов деления, близкое к единице для Pu<sup>239</sup> и к двум для U<sup>235</sup>. Сделаны выводы о спинах ряда уровней плутония и отно-

сительных спинах резонансов  $U^{235}$ . Получены значения средних делительных ширин уровней с различными спинами.

В некоторых работах [4, 5] указывалось на заметную асимметрию резонансов в сечениях деления  $U^{235}$  и  $Pu^{239}$  медленными нейтронами, отсутствующую в сечениях радиационного захвата. Это можно объяснить интерференцией близко расположенных резонансных уровней.

Возможность интерференции между резонансами вытекает из представления о делении как процессе, идущем через небольшое число открытых каналов. Анализ интерференционных эффектов в сечениях деления позволяет сделать выводы о механизме реакции, установить число эффективно открытых каналов; в некоторых случаях возможно определение спинов и уточнение других параметров уровней.

Имевшиеся до настоящего времени данные позволили провести сравнение сечений с интерференционными формулами только для самых первых резонансных уровней, что существенно снижает ценность полученной информации. Так, анализ сечений  $U^{235}$  в работах [6, 7] проведен до энергии нейтронов  $\sim 2,5$  эв. Для больших энергий получены качественные результаты. В интерференционный анализ сечения деления  $Pu^{239}$  [7] включены только первые два резонансных уровня, но даже в этой области анализ неоднозначен. В более широком интервале энергий анализировались сечения  $U^{233}$  (радиационного захвата и деления) и  $Pu^{241}$  (полное) [8, 9].

Выполненные на спектрометре нейтронов с «мигающим пучком» циклотрона измерения  $\eta$  [1, 2] и полных сечений  $U^{235}$  и  $Pu^{239}$  [2] позволили детально изучить ход сечений деления и радиационного захвата. Это дало возможность провести интерференционный анализ в более широком интервале энергий нейтронов. Процедура анализа и полученные результаты приводятся и обсуждаются ниже.

#### Метод анализа сечений

Использовать строгую теорию ядерных реакций для анализа сечений можно лишь при условии некоторых упрощений. В работах [3, 10] на основе формализма  $R$ -матрицы развиты два метода анализа для случая перекрывающихся уровней. Мы применили подробно рассмотренное в работе [3] приближение, при котором учитывается интерференция небольшого числа уровней. Число эффективно открытых каналов не ограничивается и может быть оценено на основании результатов анализа.

В пользу такого рассмотрения могут быть приведены следующие соображения. Предварительный анализ сечений деления  $U^{235}$  и  $Pu^{239}$  показал возможность разделения сечений на несколько энергетических интервалов таким образом, чтобы интерференция между резонансами, лежащими в разных интервалах, была мала. Вклад соседних групп уровней можно представить как медленно меняющийся член в сечениях, ограничиваясь учетом интерференции с небольшим числом широких и достаточно сильных уровней. Уменьшение числа одновременно включаемых в анализ уровней существенно упрощает расчеты, практически не влияя на точность результатов. В то же время в значительной степени повышается надежность получаемой при анализе информации.

На основании результатов работы [3] можно записать матрицу рассеяния  $U_{cc'}^J$ , определяющую энергетический ход сечений:

$$U_{cc'}^J = e^{i(\varphi_{cc'} + \varphi_{cc'})} [\delta_{cc'} + i \sum_{\lambda\lambda'} (\Gamma_{\lambda c})^{1/2} (\Gamma_{\lambda' c'})^{1/2} A_{\lambda\lambda'}], \quad (1)$$

где  $\Gamma_{\lambda c}$  — наблюдаемая парциальная ширина перехода с уровня  $\lambda$  в каналах  $c$  и  $c'$  с соответствующим знаком (матрица включает уровни только одного спина). Входящая в выражение (1) величина  $A_{\lambda\lambda'}$  получается из соотношения

$$(A^{-1})_{\lambda\lambda'} = (E_{\lambda} - E) \delta_{\lambda\lambda'} - \frac{1}{2} i \sum_c (\Gamma_{\lambda c})^{1/2} (\Gamma_{\lambda' c})^{1/2}, \quad (2)$$

где  $E_{\lambda}$  — резонансная энергия уровня  $\lambda$ . Нondiagonальные компоненты матрицы  $(A^{-1})_{\lambda\lambda'}$ , определяющие интерференционные эффекты в сечениях, могут быть записаны в следующем виде [3]:

$$(A^{-1})_{\lambda\lambda'} = \frac{i}{2} |(\Gamma_{\lambda c})^{1/2} (\Gamma_{\lambda' c})^{1/2}| \cos \theta_{\lambda\lambda'}. \quad (3)$$

Параметр  $\cos \theta_{\lambda\lambda'}$  (фаза интерференции) зависит от числа участвующих в реакции каналов и знаков амплитуд приведенных ширин уровней. При подборе параметров уровней и фаз интерференции одновременно использовались энергетические зависимости сечений деления, радиационного захвата и величины  $\eta = \nu \frac{\sigma_f}{\sigma_a}$ . Значение  $\nu$  (число вторичных нейтронов на одно деление) принималось постоянным для всех резонансов ( $\sigma_f$  и  $\sigma_a$  — сечения деления и поглощения соответственно).

Первый этап эксперимента — анализ сечений радиационного захвата. Ввиду большого числа переходов с испусканием  $\gamma$ -квантов интерференционных эффектов в полных сечениях

радиационного захвата не наблюдается. Формально этому соответствует обращение в ноль недиагональных компонент матрицы  $(A^{-1})_{\lambda\lambda'}$ . При этом формула (1) переходит в сумму членов, аналогичных формуле Брайта—Вигнера для изолированного уровня.

В случае, когда поправки на доплеровское расширение уровней и разрешенные спектрометра невелики, резонансные энергии, полные ширины и величины сечений в максимумах резонансов могут быть получены прямо из графического анализа сечений захвата. Значения парциальных (радиационных и делительных) ширин получают затем из совместного анализа сечений деления и захвата. Такой способ применялся для обработки сечений  $U^{235}$  в области энергий нейтронов до 4 эв. На рис. 1 показаны экспериментальные данные и аппроксимация сечения радиационного захвата в этом интервале для шести резонансных уровней. Учитывался также вклад уровня, расположенного ниже энергии связи.

При больших энергиях нейтронов применялся метод получения параметров уровней, впервые предложенный в работе [11]. Предполагают, что величины радиационных ширин постоянны для всех уровней. Делительные ширины получают из энергетической зависимости  $\eta$ . После исключения вклада неинтерферирующих уровней значение  $\sigma_f/\sigma_a$  в центре резонанса с достаточной точностью равно  $\Gamma_f/\Gamma_a$ . Величина  $\Gamma_f$  была принята равной 0,04 эв как для уровней  $Pu^{239}$  [12], так и для  $U^{235}$  (на основании результатов нашего анализа сечений этого изотопа при энергиях нейтронов до 4 эв [2]). Для величин  $\Gamma_{\lambda n}$  принимались значения из работы [12]. Неточность, вносимая в  $\Gamma_{\lambda n}$  из-за незнания спина, мала для  $U^{235}$  ( $I = 7/2$ ). Для  $Pu^{239}$  всем включенным в анализ уровням были приписаны определенные значения спинов.

Относительный знак фаз интерференции в большинстве случаев выбирался, исходя из зависимости величины  $\eta$  от энергии. Степень интерференции (абсолютная величина фазы) определялась с помощью приближенной формулы, справедливой для  $(E_\lambda - E)^2 \gg (\frac{\Gamma_\lambda}{2})^2$ :

$$\sigma_f \sqrt{E} = \sum_{\lambda} \frac{\sigma_{\lambda f} \Gamma_{\lambda}^2}{4(E_{\lambda} - E)^2 + \Gamma_{\lambda}^2} + \sum_{\lambda \neq \lambda'} (\sigma_{\lambda f} \sigma_{\lambda' f})^{1/2} \cos \theta_{\lambda \lambda'}, \quad (4)$$

где

$$\sigma_{\lambda f} = \frac{\sigma_{\lambda f} \Gamma_{\lambda}^2}{4(E_{\lambda} - E)^2 + \Gamma_{\lambda}^2}.$$

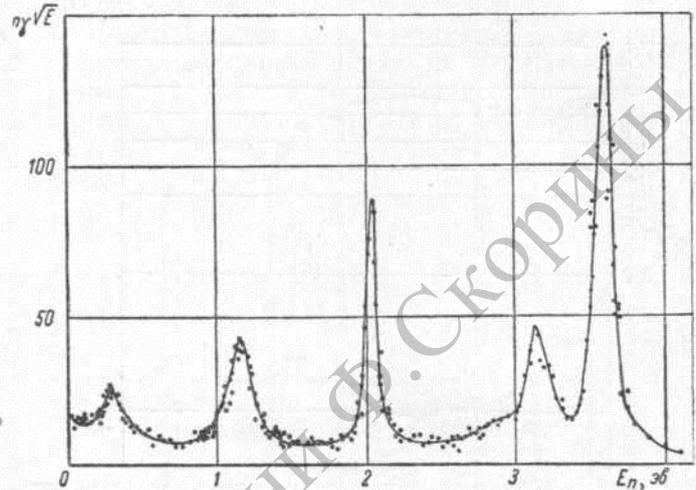


Рис. 1. Сечение радиационного захвата  $U^{235}$  до 4 эв.

Полученные параметры уровней использовались в качестве исходных данных для подстановки в уравнения (1) и (2). После введения поправок на доплеровское уширение уровней и разрешение результаты расчета сравнивались с экспериментальными данными и в случае необходимости проводилась корректировка параметров.

#### Результаты анализа

На рис. 2, а, б, в показаны три группы резонансов в сечении деления  $U^{235}$ , для которых был выполнен интерференционный анализ, и результаты аппроксимации сечений. Группа тесно расположенных уровней около 3 эв (см. рис. 2, б) может быть рассмотрена наиболее строго. С одной стороны, поправки на разрешение и эффект Доплера для этих уровней еще незначительны; с другой стороны, не возникает неопределенности, связанной с наличием отрицательного уровня. Энергетические зависимости сечений деления и радиационного захвата в этом интервале позволяют получить также наиболее наглядное доказательство существенности интерференционных эффектов. Наблюдаемый провал в сечении деления при энергии около 2,7 эв (см. рис. 2, б) можно объяснить только сильной «отрицательной» интерференцией уровня, расположенного ниже энергии связи, с резонансом при  $E_n = 2,80$  эв. Асимметрия резонанса при  $E_n = 3,60$  эв требует

допустить «положительную» интерференцию этого уровня с отрицательным уровнем. Если сравнить экспериментальные точки с расчетом, учитывающим интерференцию трех уровней,

Е. Фогт [7] определил, что достаточно ввести один интерферирующий отрицательный уровень ( $E = -0,95$  эв). И. В. Гордеев [13] предположил существование одного сильного неин-

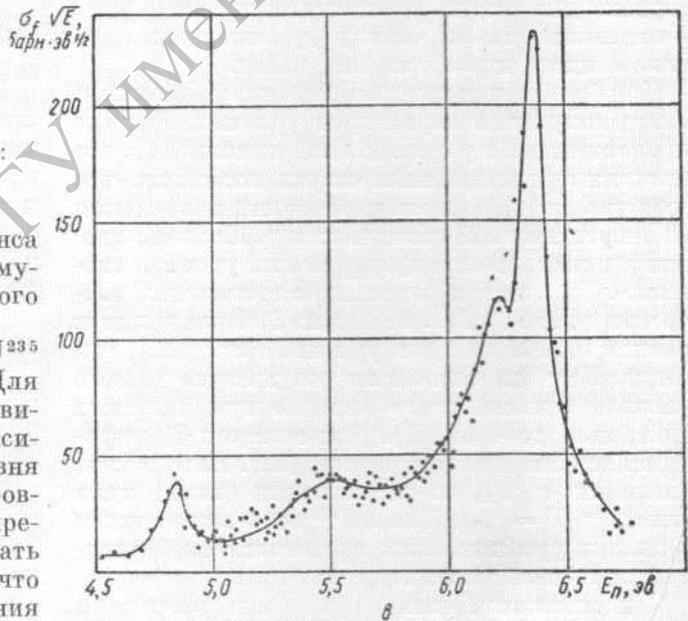
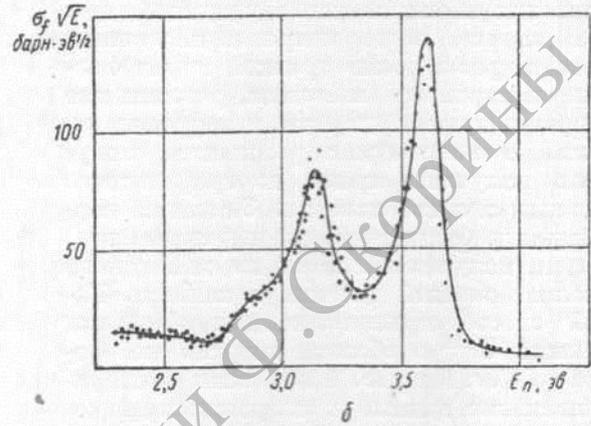
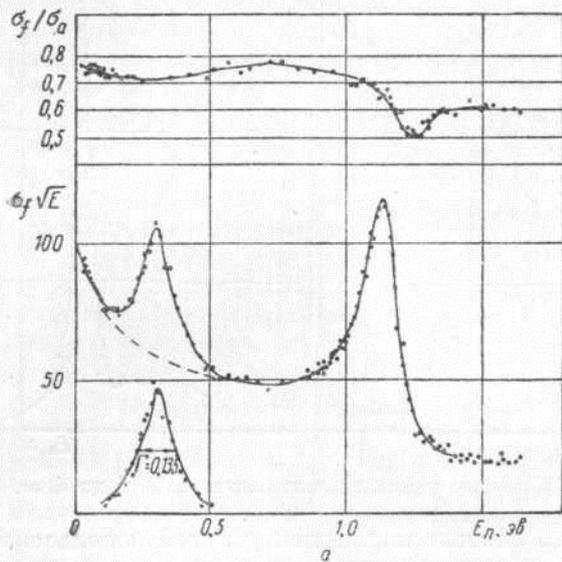


Рис. 2. Сечение деления  $U^{235}$  при энергии нейтронов:  
 а —  $0,02 \div 1,5$  эв; б —  $2,5 \div 4$  эв; г —  $4,5 \div 7,0$  эв.

то окажется, что вклад в сечение резонанса при энергии 3,13 эв хорошо описывается формулой Брайта — Вигнера для изолированного уровня.

На рис. 2, в приведено сечение деления  $U^{235}$  в интервале энергий нейтронов 4,5—7,0 эв. Для объяснения наблюдаемой энергетической зависимости сечения необходимо допустить максимальную интерференцию отрицательного уровня с резонансом при 6,2 эв. Интерференция с уровнем 5,5 эв менее очевидна. Однако, чтобы пренебречь интерференцией, необходимо приписать уровню 6,2 эв настолько большую ширину, что ее не удастся согласовать с величиной сечения в районе 4,5 эв.

Область энергий до 2,5 эв подробно рассматривалась в работах [6, 7]. Несмотря на то что измерения сечений в этом интервале проводились с наибольшей тщательностью [12], близость сильного отрицательного уровня приводит к существенной неопределенности результатов анализа. В. Сейлор [6] получил наилучшее согласие расчета с экспериментом, предположив полную интерференцию между уровнями 0,3 и 1,15 эв и поместив два неинтерферирующих уровня при энергиях  $-0,02$  и  $-1,45$  эв.

терферирующего уровня в отрицательной области и полную интерференцию уровней 0,29 и 1,15 эв.

Результаты наших измерений [2] несколько отличаются от приведенных в работе [12] для нейтронов с энергиями больше 1,2 эв. Анализ экспериментальных данных подтвердил сильную интерференцию уровня 1,15 эв с одним или двумя отрицательными уровнями. Резонанс 0,29 эв можно хорошо описать как неинтерферирующий. На рис. 2, а показана форма этого

резонанса после вычитания части сечения, приписанной вкладу отрицательных и 1,15 эв уровней (пунктирная линия).

Интерференционный анализ сечений  $Pu^{239}$  был выполнен в области энергий 7—24 эв. На рис. 3 показан ход сечения деления для этих энергий. Для объяснения подъема сечения между резонансами 10,98 и 11,95 эв приходится допустить максимальную интерферен-

В табл. 1 суммированы результаты, полученные нами при анализе сечений  $U^{235}$  и  $Pu^{239}$ , и даны ширины уровней, величины  $\cos \theta_{\lambda\lambda}$  и относительные знаки амплитуд приведенных ширин  $(\Gamma_{\lambda n}, \Gamma_{\lambda f})^{1/2}$ .

Необходимо сделать следующие замечания относительно приведенных в табл. 1 параметров уровней. Интерференционный анализ позволяет надежно определять относительные

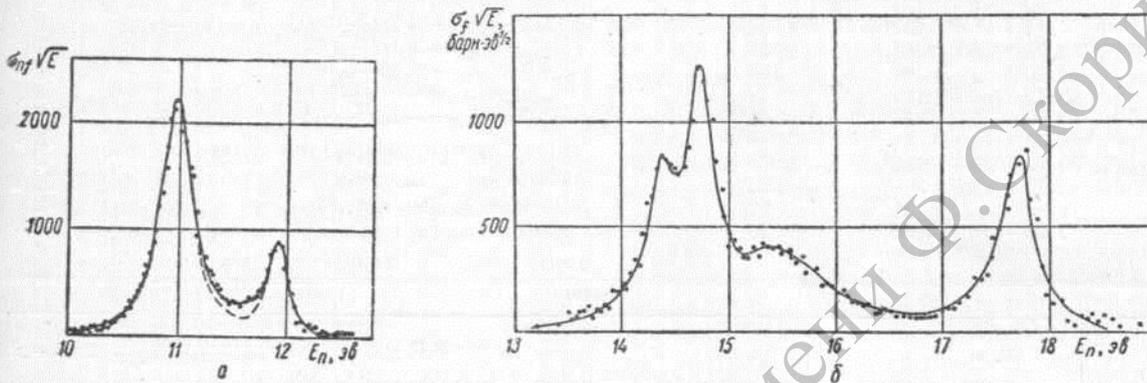


Рис. 3. Сечение деления  $Pu^{239}$  при энергии нейтронов:  
а — 10—13 эв; б — 13—19 эв.

цию этих двух уровней между собой и с широким резонансом при 15,5 эв (пунктиром показана симметричная часть сечения).

Более сложен анализ сечений для группы уровней 14,3—14,7—15,5—17,6 эв. Показанная на рис. 3, б аппроксимация была получена в предположении максимальной интерференции между резонансами 14,3—15,5—17,6 эв. Сильная асимметрия уровня при 17,6 эв объясняется интерференцией с резонансом 15,5 эв. Для этого необходимо предположить, что спины обоих уровней одинаковы. Прямое измерение спинов [14] дало значения  $J$ , равные единице и нулю для уровней при 17,6 и 14,7 эв соответственно. Таким образом, эти два резонанса между собой интерферировать не могут. Наблюдаемая нерегулярность  $\eta$  в энергетической зависимости около 14,5 эв связана, по-видимому, с интерференцией уровней 14,3 и 15,5 эв, так как взаимной интерференции резонансов 14,3 и 14,7 эв недостаточно для ее объяснения. Поэтому необходимо, чтобы спин уровня 14,3 был равен единице. В пользу этого говорит также малая вероятность наблюдения двух уровней на расстоянии, не превышающем  $1/20$  от среднего расстояния для данного спина  $J = 0$  [2].

Анализ сечений  $Pu^{239}$  при энергиях нейтронов до 8 эв подтверждает результаты работы [7]. Поэтому мы их не обсуждаем.

знаки фаз интерференции для сильно взаимодействующих уровней. Существование сильного отрицательного уровня  $U^{235}$  дало возможность определить относительные знаки амплитуд не только для тесно расположенных уровней, но и во всем интервале энергий до 8 эв. Для  $Pu^{239}$  знаки амплитуд были получены при помощи анализа интерференции уровней с широким резонансом при 15,5 эв.

Уровни  $Pu^{239}$  разбивались по спиновой принадлежности на основании результатов работы [14] с учетом интерференционных эффектов. Так как уровни с разными моментами не могут взаимно интерферировать, значение  $J = 1$  приписывалось уровням 14,3; 15,5 эв и отрицательному. Величина  $J = 0$  для уровня 0,3 эв определялась по отсутствию интерференции с отрицательным уровнем. Строго говоря, отсутствие интерференции не позволяет сделать однозначный выбор величины спина, но наличие максимальной интерференции между всеми уровнями с одинаковым спином ( $J = 1$ ) позволяет надеяться, что значение  $J = 0$  весьма вероятно.

#### Обсуждение результатов

Учет интерференционных эффектов сравнительно слабо изменяет величины параметров уровней по сравнению с определенными обыч-

ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ В СЕЧЕНИЯХ ДЕЛЕНИЯ

Таблица

Результаты анализа нейтронных сечений  $U^{235}$  и  $Pu^{239}$

$U^{235}$							
$\lambda$	$E, эв$	$\Gamma, мэв$	$\Gamma_f, мэв$	$\Gamma_\gamma, мэв$	$\cos \theta_{\lambda\lambda'}$	Относительные знаки амплитуд	Примечания
1	-20	227	187			+	2
2	-0,1					(условно)	
3	0,30	135	99	36			1
4	1,14	150	112	38	$\cos \theta_{1,4} = -0,40 \pm 0,05$		1
5	2,04	48	10	38	$\cos \theta_{4,6} = -0,5 \pm 0,3$		1
6	2,80	200	160		$\cos \theta_{1,6} = 0,40 \pm 0,05$	+	1, 2
7	3,13	123	79	44	$\cos \theta_{6,8} = -0,5 \pm 0,3$		1
8	3,60	85	43	40	$\cos \theta_{1,8} = -0,50 \pm 0,10$	-	1
9	4,84	44	4				1, 2
10	5,45	63	23		$\cos \theta_{1,10} = 1-0,5$	+	2
11	6,20	300	260		$\cos \theta_{1,11} = -(1-0,2)$	-	1, 2
12	6,40	51	11		$\cos \theta_{10,11} = -(1-0,5)$		2
13	7,09	65	25				2

$Pu^{239}$							
$\lambda$	$E, эв$	$\Gamma, мэв$	$J$	$\cos \theta_{\lambda\lambda'}$	Относительные знаки амплитуд	Примечания	
1	<0		1			2	
2	0,30		0			1	
3	7,84	35	1	$\cos \theta_{1,3} = -(1-0,2)$		2	
4	10,9	81	1	$\cos \theta_{4,5} = -(1-0,1)$	-	2	
5	11,9	23	1	$\cos \theta_{4,8} = -(1-0,2)$	+	2	
6	14,3	34	1	$\cos \theta_{6,8} = -(1-0,5)$	-	2	
7	14,7	23	0			2	
8	15,5	1000	1	$\cos \theta_{8,9} = -(1-0,2)$	+	1, 2	
9	17,6	29	1		(условно)	2	
10	22,6	49	0		-	2	

\* 1 — графический анализ сечений; 2 — метод постоянной радиационной ширины.

ными методами. Не останавливаясь поэтому на анализе распределений параметров, уже проводившемся ранее в работах [15—17], мы более подробно рассмотрим результаты фазового анализа интерференционных эффектов.

В табл. 2 приведены относительные фазы  $\cos \theta_{\lambda\lambda'}$  полученные нами при анализе интерференции уровней  $U^{235}$  и  $Pu^{239}$ , а также некоторые результаты анализа сечений  $U^{233}$  и  $Pu^{241}$  [8, 9].

Отобраны случаи, когда возможен, по нашему мнению, однозначный анализ. Учитывались только достаточно близко расположенные уровни, интерференция между которыми велика. Критерием отбора может служить величина  $\Delta E_{\lambda\lambda'} / \bar{D}$  (отношение расстояния между интерферирующими уровнями к среднему рас-

Таблица

Относительные фазы

Изотоп	$E_\lambda$	$E_{\lambda'}$	$\Delta E_{\lambda\lambda'} / \bar{D}$	$\cos \theta_{\lambda\lambda'}$	Примечания
$Pu^{239}$	10,9	11,9	0,25	-1	Настоящая работа
	14,3	15,5	0,30	-1	
	15,5	17,6	0,52	-1	
$U^{235}$	2,8	3,6	0,48	-0,5	[8]
	5,45	6,2	0,50	-1	
$U^{233}$	1,75	2,3	0,33	-1	[9]
	5,8	6,8	0,54	-1	
	9,2	10,5	0,71	-1	
$Pu^{241}$	-0,2	0,3	0,19	-1	[8]
	4,5	6,0	0,56	+1	
	6,0	10,0	1,5	-1	
	8,5	9,5	0,38	-1	

стоянию между уровнями одного спина). Для  $\text{Pu}^{239}$  в анализ включены все пары уровней одного спина с  $\Delta E_{\lambda\lambda'}/\bar{D} < 1$ . Для других изотопов неизвестны спины уровней, и неинтерферирующим парам приписывались разные значения спинов.

Из обычных статистических соображений следует, что значение  $\cos \theta_{\lambda\lambda'}$  должно быть равно нулю. Между тем среди одиннадцати пар заметно интерферирующих между собой резонансов имеется лишь один случай одинаковых знаков приведенных амплитуд ( $\cos \theta_{\lambda\lambda'} > 0$ ), т. е. случай уменьшения сечения между резонансами, в остальных  $\cos \theta_{\lambda\lambda'} < 0$  (сечение между резонансами возрастает). Одним из возможных способов описания этого явления могло бы быть предположение о наличии, кроме спина, еще одного параметра, который и определяет фазовые смещения волновых функций. Если при этом уровни с одним значением этого параметра имеют распределения типа Вигнера [18], то наложение двух систем таких уровней даст преобладание разного знака амплитуд для близко расположенных уровней. Подобный эффект будет наблюдаться и в том случае, если существует упорядоченное чередование знаков амплитуд приведенных ширин. Результаты нашего анализа не противоречат такому предположению: для пяти интерферирующих уровней  $U^{235}$  (см. табл. 1) наблюдается правильное чередование положительных и отрицательных значений  $(\Gamma_{\lambda\lambda'}\Gamma_{\lambda_j})^{1/2}$ . Несмотря на то что вероятность случайного появления такой последовательности невелика (меньше 10%), для окончательных выводов необходимо исследовать распределения знаков амплитуд для большего числа уровней.

Заметная интерференция указывает на малое число открытых каналов деления. Выполненный нами интерференционный анализ сечения деления  $\text{Pu}^{239}$  дал значение  $|\cos \theta_{\lambda\lambda'}| \approx 1$ , что соответствует одному эффективно открытому каналу. Для  $U^{235}$   $|\cos \theta_{\lambda\lambda'}| \approx 0,7$  и число открытых каналов близко к двум. Распределения делительных ширин уровней  $U^{235}$  и  $\text{Pu}^{239}$  также указывают на малое число каналов. Кроме того, аппроксимация распределений кривыми [19] с различным числом степеней свободы  $\nu$  дает для величин  $\nu$  значения, близкие к единице для  $\text{Pu}^{239}$  [20] и к двум для  $U^{235}$  [21].

Пользуясь значениями спинов и  $\Gamma_f$  из табл. 1, можно получить средние значения  $\bar{\Gamma}_f$  для уров-

ней  $\text{Pu}^{239}$  со спинами  $1^+$  и  $0^+$ . Величины  $\bar{\Gamma}_f = 44$  мэв ( $J = 0$ ) и  $\bar{\Gamma}_f = 156$  мэв ( $J = 1$ ) могут служить лишь первым приближением, но они показывают, что делительная ширина в среднем больше для уровней с  $J = 1$ .

Для  $U^{235}$  нет данных по прямому определению спинов уровней. Однако проведенный нами анализ дает возможность разбить все уровни, расположенные в интервале до 8 эв, на две группы. В первую группу войдут резонансы, интерферирующие с отрицательным уровнем и между собой, с  $E_{\lambda}$ , равными  $-2$ ; 1,13; 2,80; 3,60; 5,45 и 6,20 эв, во вторую — неинтерферирующие, с  $E_{\lambda}$ , равными 0,30; 2,04; 3,14; 4,84; 6,37 и 7,09 эв. Уровень  $E_{\lambda} \approx -0,1$  эв в интерференционный анализ не включался из-за большой неопределенности в выборе параметров. Естественным объяснением такого разделения будет предположение о разных величинах  $J$  для уровней в этих группах. Число уровней в каждой из групп (шесть и шесть) также согласуется с оценкой, основанной на выражении  $N_J \approx 2J + 1$  (где  $J = I_0 \pm 1/2$ ) и величине спина ядра-мишени ( $I_0 = 7/2$ ) для  $U^{235}$ .

Средние значения делительных ширин для двух групп уровней будут равны 160 и 37 мэв соответственно. Значения  $\bar{\Gamma}_f$  для  $U^{235}$  отличаются от значений, приведенных в работе [2] (116 и 20 мэв). Однако следует учесть как малое число уровней, по которому производится усреднение (шесть), так и значительную неопределенность в описании распределений делительных ширин кривыми Портера — Томаса [2].

Малое число открытых каналов хорошо согласуется с представлением о делящемся ядре как о квазиохлажденном, впервые высказанным О. Бором [21]. Он же предсказал возможность сильной зависимости вероятности деления (делительной ширины) от величины момента (спина) промежуточных уровней. Однако для  $\text{Pu}^{239}$  наблюдаемая зависимость  $\Gamma_f$  от спина противоположна предсказанной теорией. Это можно устранить, если предположить, что ядро  $\text{Pu}^{239}$  имеет отрицательную четность.

Корреляции в знаках амплитуд (фазах) приведенных ширин уровней не объясняются существующими моделями ядер. Возможность появления такой корреляции можно объяснить влиянием одночастичных состояний при средних энергиях возбуждения. Необходимы дальнейшие экспериментальные исследования и новые теоретические разработки.

В заключение авторы приносят искреннюю благодарность С. П. Боровлеву и Л. И. Пановой за помощь, оказанную при обработке результатов измерений.

Поступила в Редакцию 23/V 1963 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. К. Г. Игнатъев, И. В. Кирпичников, С. И. Сухоручкин. «Приборы и техника эксперимента», № 4, 25 (1959).
2. К. Г. Игнатъев, И. В. Кирпичников, С. И. Сухоручкин. «Атомная энергия», 16, 114 (1964).
3. E. Vogt. Phys. Rev., 112, 203 (1958).
4. В. Сейлор. В кн. «Материалы Международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Женева, 1955». Т. 4. М., Изд-во АН СССР, 1958, стр. 239.
5. L. Bollinger. Proceedings International Conference on the Neutron Interactions with the Nucleus. N. Y., September 1957.
6. F. Shore, V. Sailor. Phys. Rev., 112, 191 (1958).
7. E. Vogt. Phys. Rev., 118, 724 (1960).
8. C. Reich, M. Moore. Phys. Rev., 118, 718 (1960).
9. O. Simpson, M. Moore. Phys. Rev., 123, 559 (1961).
10. C. Reich, M. Moore. Phys. Rev., 111, 929 (1958).
11. F. Farley. Nucl. Energy, 3, 33 (1956).
12. D. Huges, R. Schwartz. BNL-325, Suppl., 1960.
13. И. В. Гордеев, «Атомная энергия», 12, 408 (1962).
14. J. Fraser, R. Schwartz. Nucl. Phys., 30, 269 (1962).
15. Дж. Юз. «Атомная энергия», 4, 26 (1958).
16. В. В. Владимирский и др. Там же, 3, 444 (1957).
17. И. В. Кирпичников, С. И. Сухоручкин. Там же, 7, 429 (1959).
18. W. W. Wigner. Proceedings Gatlinburg Conference on Neutron Physics.
19. C. Porter, R. Thomas. Phys. Rev., 104, 483 (1956).
20. Л. Боллингер, Р. Коте, Г. Томас. В кн. «Труды Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Женева, 1958». Избр. докл. иностр. ученых. Т. 2. М., Атомиздат, 1959, стр. 123.
21. О. Бор. См. [4], т. 2, стр. 175.



УДК 536.125.5.163+539.163

## Анализ надежности методов изучения непрерывных спектров быстрых нейтронов и $\gamma$ -квантов

Г. Г. Дорошенко, В. И. Глазголев, И. Р. Барабанов, И. В. Филошкин

Оценивается физическая надежность методов изучения непрерывных спектров быстрых нейтронов и  $\gamma$ -квантов на основе применения критерия обусловленности систем линейных уравнений. Обсуждаются и сравниваются следующие матричные методы спектрометрии: по форме линии, интегральный и дифференциальный по счетной эффективности. В каждом из этих методов исследуется зависимость обусловленности от формы линии, ранга матрицы, диапазона энергий. Показано преимущество метода счетных эффективностей при плохих формах линии.

Все методы изучения непрерывных спектров быстрых нейтронов и  $\gamma$ -квантов с помощью детекторов, имеющих форму линии, отличную от  $\delta$ -функции, сводятся к решению систем линейных уравнений. Любая система с определителем, не равным нулю, имеет точное математическое решение. Однако вопрос о физической надежности полученного решения требует особого рассмотрения, поскольку это точное решение может совершенно не отражать физическую реальность. Некоторые исследователи [1, 2] при изучении непрерывных спектров  $\gamma$ -лучей

в диапазоне нескольких десятков мегаэлектрон-вольт обнаруживали на жесткой части спектра осцилляции, которые не имели никакого отношения к изучаемому спектру. Авторы объясняли это неточностью знания форм линий спектрометра при этих энергиях. На самом же деле основная причина этих осцилляций заключается в ухудшении обусловленности системы линейных уравнений вследствие уширения пика полного поглощения. Величина обусловленности [3, 4] является мерой устойчивости решения относительно ошибок в левых и правых частях системы уравнений. В очень плохо обусловленной системе даже ошибки округления при вычислениях могут привести к сильной раскачке решения [3]. Так как в физических измерениях ошибки в левых и правых частях системы неизбежны, вопрос о физической надежности становится первоочередным вопросом при использовании спектрометров с плохой формой линии (например, сцинтилляционные  $\gamma$ -спектрометры с относительно малыми кристаллами NaJ(Tl))