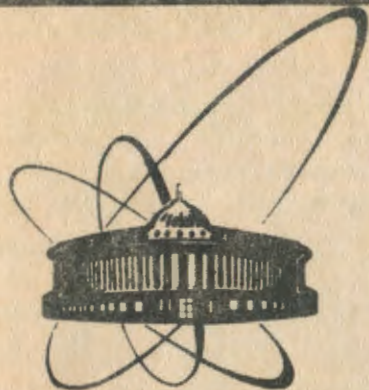


90-130



сообщения  
Объединенного  
Института  
Ядерных  
Исследований  
Дубна

У 456

P10-90-130

В.Ф.Украинцев\*, И.А.Сираков

МОДЕЛИРОВАНИЕ РЕЗОНАНСНОЙ СТРУКТУРЫ  
НЕЙТРОННЫХ СЕЧЕНИЙ  
В КАНАЛАХ НЕУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ  
МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО

---

\* Обнинский институт атомной энергии

1990

## ВВЕДЕНИЕ

Задача измерения и оценки данных по резонансным сечениям изотопов урана и плутония и сегодня остается актуальной в связи с разработкой новых типов реакторов, в частности легководных реакторов с высокой конверсией с резонансным спектром нейтронов. В обзоре Ишигуро<sup>/1/</sup>, посвященном статусу ядерных данных для подобных разработок, отмечается, что расхождения в оцененных значениях сечений  $^{238}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{240}\text{Pu}$  (в резонансной области) из различных библиотек пока превышают их максимально допустимые погрешности. Там же сформулированы современные требования к точности данных, необходимых для этого типа реакторов.

После почти сорокалетнего изучения сечений изотопов урана и плутония казалось, что трудно обнаружить в них нечто новое. Однако в работе Маклина<sup>/2/</sup> было сообщено об обнаружении почти 200 новых резонансов в сечении радиационного захвата  $^{238}\text{U}$ . С высоким разрешением были вновь измерены пропускания на  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$ <sup>/3/</sup> для корректировки оцененных данных в библиотеке ENDF/B-VI.

Группой сотрудников ОИЯИ, ФЭИ и ИАЭ на новом детекторе<sup>/4/</sup> получены результаты измерений пропускания и самоиндикации реакции радиационного захвата  $^{238}\text{U}$  в области энергий 0,465-200 кэВ<sup>/5/</sup>. При анализе этих данных в области ниже первого уровня неупругого рассеяния можно использовать апробированный подход — моделирование нейтронных сечений методом Монте-Карло и соответствующие программы<sup>/6-8/</sup>. Для использования этого подхода в области более высоких энергий, в условиях открытых конкурирующих каналов неупругого рассеяния, необходимо было его соответствующее развитие.

Задачей настоящей работы является описание теоретических основ учета процесса неупругого рассеяния и их реализации при моделировании резонансной структуры сечений методом Монте-Карло на ЭВМ.

### 1. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ ЗАДАЧИ

Наиболее широкое распространение для параметризации нейтронных сечений получила R-матричная схема теории ядерных реакций. При малом числе открытых нерадиационных каналов можно использовать либо общую формулу для R-матрицы, либо приближение Райха — Мура

(для учета большого числа радиационных каналов). Ситуация усложняется, когда при распаде составного ядра кроме канала упругого рассеяния и одного — четырех каналов деления открываются и каналы неупругого рассеяния.

Ранг R-матрицы становится неприемлемо большим для реализации ее на ЭВМ. В этих условиях можно использовать только простые аналитические приближения схемы — одноуровневое или многоуровневое приближения Брейта — Вигнера. Зависимость сечения реакции от энергии в одноуровневом приближении выражается через параметры:

$$\sigma_{\alpha\alpha}(E) = 4\pi k^{-2} \sum_{J\pi} g(J) \sum_{\lambda(J\pi)} \Gamma_{\lambda n}^{J\pi} \Gamma_{\lambda\alpha}^{J\pi} (\Gamma_{\lambda}^{J\pi})^{-2} \Psi(x_{\lambda}, \zeta_{\lambda}), \quad (1)$$

где  $k$  — волновое число входного канала;  $g(J)$  — статистический фактор;  $J\pi$  — спин и четность составного ядра;  $\lambda$  — индекс квазистационарных уровней составного ядра;  $\Gamma_{\lambda n}^{J\pi}$ ,  $\Gamma_{\lambda\alpha}^{J\pi}$ ,  $\Gamma_{\lambda}^{J\pi}$  — ширины: нейтронная, процесса  $\alpha$  и полная;  $\Psi$  — доплеровская функция, зависящая от аргументов  $x_{\lambda} = 2(E - E_{\lambda})/\Gamma_{\lambda}$  и  $\zeta_{\lambda} = \Gamma_{\lambda}/2\Delta$ ;  $\Delta$  — доплеровская ширина;  $E_{\lambda}$  — энергия резонанса.

В интересующем нас случае неупругого рассеяния под величиной ширины  $\Gamma_{\lambda n}^{J\pi}$  понимается сумма ширин в выходных каналах  $\{n_{\beta} \ell' j'\}$  для компаунд-состояния  $\lambda(J\pi)$ , где  $\beta$  — индекс возбужденных уровней ядра-мишени, лежащих ниже энергии  $E$ , для которых энергии  $E_{\beta}$ , спины  $I_{\beta}$  и четности  $\pi_{\beta}$  считаются известными;  $\ell'$  — орбитальный момент относительного движения;  $j'(\beta) = |\frac{1}{2} + \vec{I}_{\beta}|$  — спин неупругого канала с возбуждением уровня  $\beta$ .

Для одного входного нейтронного канала может быть открыто множество выходных. Их количество ограничивается правилами отбора квантовых чисел, требующих сохранения полного момента и четности в цепочке "входной канал — составное ядро — выходной канал":

$$\vec{\ell} + \vec{I}_0 + \frac{1}{2} = \vec{J} = \vec{\ell}' + \vec{I}_{\beta} + \frac{1}{2}, \quad (2a)$$

$$\pi_0 (-1)^{\ell} = \pi = \pi_{\beta} (-1)^{\ell'}. \quad (2b)$$

Тогда суммарную ширину неупругого рассеяния  $\Gamma_{\lambda n}^{J\pi}(E)$  можно выразить так:

$$\Gamma_{\lambda n}^{J\pi}(E) = \sum_{\beta} \Gamma_{\lambda n}^{J\pi}(E) = \sum_{\beta} \Gamma_{\lambda n}^{J\pi}(E - E_{\beta}) = \sum_{\beta} \sum_{\ell' j'(\beta)} \Gamma_{\lambda n \ell' j'}^{J\pi}(E - E_{\beta}), \quad (3)$$

где  $\Gamma_{\lambda n}^{J\pi}(E - E_{\beta})$  — ширина неупругого рассеяния с возбуждением уровня  $E_{\beta}$ .

Поскольку процесс неупругого рассеяния в тяжелых ядрах происходит в области энергий выше нескольких кэВ, которая является областью неразрешенных резонансов, то среднюю ширину  $\bar{\Gamma}_n^{J\pi}$  можно выразить через приведенные нейтронные силовые функции  $S_{n\ell'}^0 = \bar{\Gamma}_{n\ell'}^{J\pi} / \bar{D}^{J\pi}$ :

$$\bar{\Gamma}_n^{J\pi}(E) = \sum_{\beta} \bar{\Gamma}_n^{J\pi}(\epsilon_{\beta}) = \bar{D}^{J\pi} \sum_{\beta} \sum_{\ell'} S_{n\ell'}^0 \epsilon_{\beta}^{1/2} v_{\ell'}(\epsilon_{\beta}), \quad (4)$$

где  $\epsilon_{\beta} = E - E_{\beta}$  — энергия неупруго рассеянного нейтрона;  $v_{\ell'} = P_{\ell'} / k'a$  — фактор центробежной проницаемости  $P_{\ell'}$ ;  $k'$  — волновое число выходного канала;  $a$  — радиус канала;  $\bar{D}^{J\pi}$  — среднее расстояние между уровнями составного ядра в состоянии  $J\pi$ .

Таким образом, большинство параметров, позволяющих параметризовать резонансы в каналах неупругого рассеяния, могут быть получены прямо. Однако знание только величины средней ширины  $\bar{\Gamma}_n^{J\pi}$  недостаточно для практических целей (вычисление функционалов сечений), необходимо и задание закона распределения ширин  $\bar{\Gamma}_{\lambda n}^{J\pi}$ . В общем случае таким законом является обобщенное распределение Портера — Томаса с неравными вкладами каналов<sup>9/</sup>, причем должны быть определены как ширины в каждом канале, так и число независимых каналов (число степеней свободы). Обоснованный выбор или расчет всех этих величин позволяет решить затем задачу вычисления функционалов сечений (средних по энергетическому интервалу сечений  $\langle \sigma \rangle$ , функций пропускания — самоиндикации, моментов и т.п.).

## 2. ОСОБЕННОСТИ РАСЧЕТНОГО МЕТОДА

Общая схема подхода к расчету функционалов нейтронных сечений в области неразрешенных резонансов методом Монте-Карло изложена в<sup>7/</sup>, программы, реализующие его, описаны в<sup>8/</sup>. Новым моментом стало включение в набор программ модулей по расчету квантовых чисел и правил отбора (формулы (2)), расчету проницаемостей в выходных неупругих каналах  $v_{\ell'}$  и средних ширин этих каналов  $\bar{\Gamma}_{n\ell'}^{J\pi}$ . В программу расчета сечений по формулам вида (1) был добавлен блок расчета ширин генерируемых псевдорезонансов по обобщенному распределению Портера — Томаса с разными вкладами каналов методом Монте-Карло. В модули, рассчитывающие характеристики структуры, были добавлены соответствующие величины для неупругого рассеяния.

### 3. ПРОВЕРКА МЕТОДИКИ И ПРОГРАММ

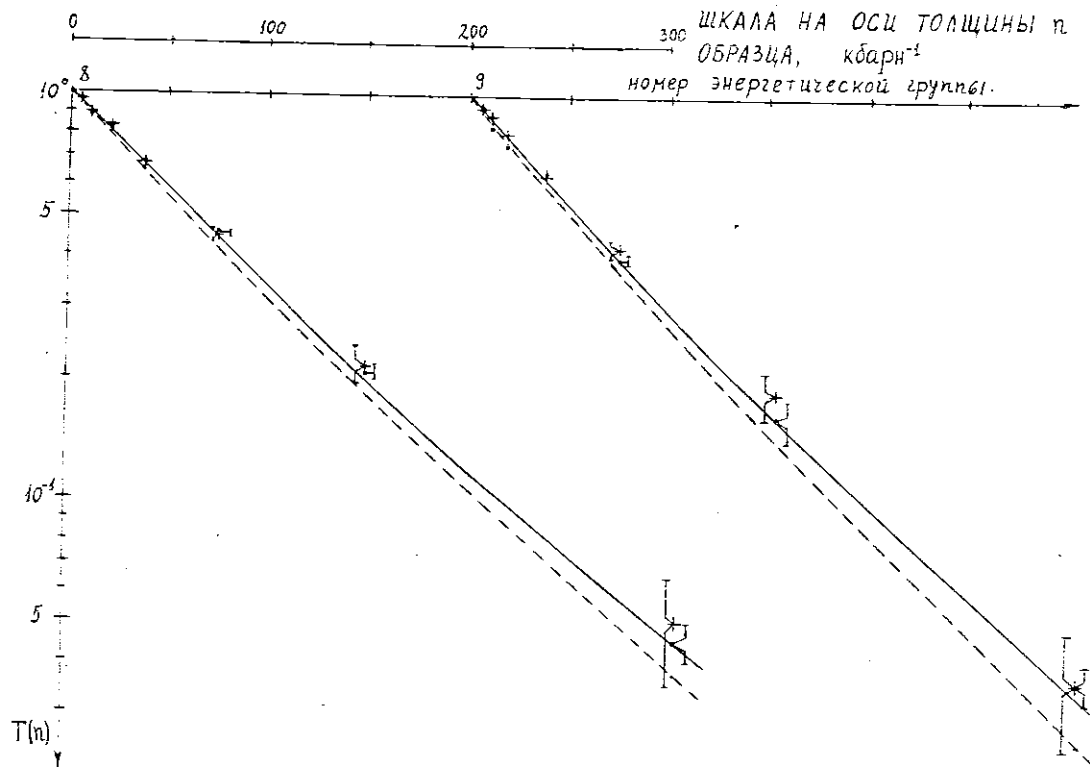
Результаты работы программы<sup>/8/</sup> (без учета неупругого рассеяния) ранее сравнивались с данными, полученными при использовании международных тестов и других методик<sup>/10/</sup>. Было показано очень хорошее согласие результатов, получаемых по разным методикам. Успешная работа усовершенствованной программы также была продемонстрирована в этих точках, хотя они имеют энергии 2 и 4 кэВ, для которых в  $^{238}\text{U}$  неупругие каналы закрыты.

Затем рассчитанные нами значения средних сечений и функций пропускания — самоиндикации для  $^{238}\text{U}$  в области 46,5 — 100 кэВ по параметрам оценки<sup>/11/</sup> сопоставлялись с аналогичными расчетами по методике<sup>/12/</sup>. Расхождения в средних сечениях не превышали 0,5%, в функциях пропускания на максимальной толщине 0,3 ядер/б — не более 2-3%.

Мы провели расчеты нейтронных данных для  $^{238}\text{U}$  в условиях, в которых они измерялись на бустере ИБР-30<sup>/5/</sup>. По средним резонансным параметрам<sup>/11/</sup> для  $^{238}\text{U}$  были рассчитаны функции пропускания нейтронов  $T(n)$  и самоиндикации реакции радиационного захвата  $T_{\gamma}(n)$  в зависимости от толщины образца  $p$  для интервалов энергий 46,5-100 и 100-200 кэВ. Сравнение расчетных и экспериментальных величин приведено в таблице и показано на рисунке. Видно, что в функциях  $T(n)$  расхождения не превышают ~ 5% и лежат в пределах погрешностей эксперимента. Для функций  $T_{\gamma}(n)$  расхождения на толщине 0,306 ядер/б достигают 30-40%, однако также не выходят за пределы экспериментальных погрешностей.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Распространение подхода моделирования резонансной структуры сечений на каналы неупругого рассеяния нейтронов на основе строгих теоретических приближений позволило корректно учесть конкуренцию всех каналов выше порога неупругого рассеяния. Реализация этого подхода на ЭВМ позволяет проводить анализ экспериментов по структуре сечений четно-четных ядер в области энергий до 0,5 МэВ, вести на основе такого анализа подгонку средних резонансных параметров, рассчитывать константы для перспективных ядерных реакторов. Применение описанного подхода для расчетов сечений делящихся четно-нечетных ядер пока не может быть рекомендовано, так как они имеют в этой области высокую плотность уровней  $\Gamma/\bar{D} \sim 1$ , а для учета перекрывающихся резонансов одноуровневое приближение Брейта — Вигнера использовать недопустимо. Дальнейшее развитие подхода необходимо именно в направлении строгого учета перекрытия уровней.



Сравнение экспериментальных и расчетных значений функций пропускания и самоиндикации реакции радиационного захвата нейтронов  $^{238}\text{U}$ : ●, + — экспериментальные точки  $T$ ,  $T_\gamma$ ; — — — — расчетные кривые  $T$ ,  $T_\gamma$ .

Таблица

Сравнение экспериментальных и расчетных значений  
 функций пропускания и самоиндикации реакции радиационного захвата  $^{238}\text{U}$

N гр	(мм)	1	2	4	8	16	32	64	
									$E_{\text{гр}}$ (кэВ)
N 8	T	E	$\pm 0,961$ $\pm 0,009$	$\pm 0,887$ $\pm 0,010$	$\pm 0,812$ $\pm 0,010$	$\pm 0,668$ $\pm 0,010$	$\pm 0,456$ $\pm 0,010$	$\pm 0,209$ $\pm 0,010$	$\pm 0,045$ $\pm 0,005$
		C	0,948	0,897	0,8096	0,657	0,435	0,198	0,045
		D	1,37	-1,11	2,96	1,67	4,82	5,77	0,11
	T $_{\gamma}$	E	$\pm 0,959$ $\pm 0,010$	$\pm 0,901$ $\pm 0,012$	$\pm 0,830$ $\pm 0,015$	$\pm 0,666$ $\pm 0,015$	$\pm 0,446$ $\pm 0,016$	$\pm 0,219$ $\pm 0,025$	$\pm 0,050$ $\pm 0,015$
		C	0,945	0,893	0,799	0,64	0,413	0,179	0,0375
		D	1,48	0,89	3,88	4,06	7,99	22,3	33,3
N 9	T	E	$\pm 0,939$ $\pm 0,009$	$\pm 0,836$ $\pm 0,012$	$\pm 0,757$ $\pm 0,016$	$\pm 0,644$ $\pm 0,012$	$\pm 0,395$ $\pm 0,010$	$\pm 0,162$ $\pm 0,020$	$\pm 0,0358$ $\pm 0,004$
		C	0,941	0,866	0,787	0,6225	0,393	0,164	0,0331
		D	-0,21	-5,64	-3,81	3,45	0,51	-1,22	8,16
	T $_{\gamma}$	E	$\pm 0,941$ $\pm 0,010$	$\pm 0,901$ $\pm 0,012$	$\pm 0,804$ $\pm 0,016$	$\pm 0,635$ $\pm 0,016$	$\pm 0,424$ $\pm 0,017$	$\pm 0,186$ $\pm 0,025$	$\pm 0,036$ $\pm 0,012$
		C	0,936	0,877	0,771	0,598	0,363	0,142	0,0255
		D	0,53	2,74	4,28	6,19	16,8	30,9	41,2

E - экспериментальные значения; C - расчетные значения;

D - расхождение (E-C)/C, %.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Ishiguro Y., Zukeran A. — In: Nucl. Data for Science and Technology, 1988, JAERY, p.15.
2. Macklin R.L. et al. — Ibid., p.71.
3. Harvey J.A. et al. — Ibid., p.115.
4. Георгиев Г.П. и др. — Сообщение ОИЯИ РЗ-88-555, Дубна, 1988.
5. Георгиев Г.П. и др. — Сообщение ОИЯИ РЗ-89-823, Дубна, 1989.
6. Ваньков А.А., Тошков С.А., Украинцев В.Ф. — Сообщение ОИЯИ РЗ-84-848, Дубна, 1984.
7. Vankov A.A. et al. — Nucl. Sci. Eng., 1987, v.96, No.2, p.122.
8. Нефедьева Л.С., Украинцев В.Ф., Янева Н.Б. — Сообщение ОИЯИ Р10-86-124, Дубна, 1986.
9. Лукьянов А.А. — Структура нейтронных сечений. М.: Атомиздат, 1978.
10. Кошечев В.Н. и др. — В сб.: ВАНТ, сер. Ядерные константы, 1987, вып. 4, с.73.
11. Мантуров Г.Н., Лунев В.П., Горбачева Л.В. — В кн.: Нейтронная физика. М.: ЦНИИАтоминформ, 1984, т.2, с.231.
12. Кошечев В.Н., Сивица В.В. — Атомная энергия, 1979, т.47, с.94.

Рукопись поступила в издательский отдел  
22 февраля 1990 года.