

объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

e
+

5122 / 2-81

19/4-81

P3-81-601

Т.Бакалов, Г.Ильчев, С.Тошков, В.Ф.Украинцев,
Чан Хань Май, Н.Янева

МНОГОУРОВНЕВАЯ ПАРАМЕТРИЗАЦИЯ
ПОЛНОГО СЕЧЕНИЯ $Pu-239$
В РЕЗОНАНСНОЙ ОБЛАСТИ
НА ОСНОВЕ АНАЛИЗА
ПРОПУСКАНИЯ НЕЙТРОНОВ

Направлено в АЭ

1981

ВВЕДЕНИЕ

Задача многоуровневой параметризации резонансных сечений рассматривалась многими авторами в связи с необходимостью анализа не только резонансных, но и интерференционных особенностей энергетической зависимости сечений^{/1/}. Особый интерес проявляется здесь к взаимодействию резонансных нейтронов с делящимися ядрами, которое характеризуется заметными эффектами интерференции между резонансами, причем наиболее сильны эти эффекты в полных сечениях и сечениях деления.

Для параметризации энергетической зависимости сечений используются две основные схемы: схема Райха-Мура^{/2/} в R-матричной теории и схема Адлеров^{/3/} в S-матричной теории.

Преимуществом схемы Райха-Мура является то, что параметры имеют простой физический смысл, прямую связь с ядерными моделями и их можно экстраполировать на область неразрешенных резонансов с использованием известных распределений. Однако в этой схеме сложен учет доплер-эффекта, а применение метода наименьших квадратов для получения параметров является трудоемкой задачей. Кроме того, учет интерференции более чем двух уровней и введение более чем трех каналов реакции также приводит к большим объемам вычислений.

Схема Адлеров более удобна для воспроизведения сечений в расчетах реакторов. В этом формализме легко учитывается доплер-эффект, возможно описание сечений с любым числом каналов реакций и интерферирующих уровней, введение поправки на экспериментальное разрешение и получение параметров методом наименьших квадратов сравнительно просто.

В настоящее время трудности анализа связаны, в основном, с недостаточной точностью и полнотой экспериментальных данных, что приводит к неоднозначности результатов анализа. Кроме того, принципиальной трудностью, возникающей при использовании набора параметров, оцененных исходя из данных по сечениям, в реакторах, является неудовлетворительное описание эффектов резонансного самоэкранирования сечений, играющих большую роль в формировании спектров в реакторах. Действительно, так называемые факторы резонансного самоэкранирования, содержащиеся в системах констант для расчетов реакторов, чувствительны к интерференционным провалам в энергетическом ходе сечения. Информация о реальной интерференционной картине

проявляется именно при измерениях пропускания на больших толщинах исследуемых образцов.

Несомненно, что привлечение к анализу данных по полному сечению совместно с результатами экспериментов по пропусканию нейтронов через толстые образцы позволяет более надежно определять параметры резонансов и, соответственно, воспроизводить детальную энергетическую зависимость сечений, а через нее - факторы резонансной самоэкранировки [1].

В данной работе на основе методики, разработанной в [8], представлены результаты многоуровневого анализа данных по пропусканиям нейтронов через различные толщины образцов Pu-239 в интервале энергий от 4 до 50 эВ.

МЕТОДИКА И ОСНОВНЫЕ ФОРМУЛЫ

Парциальное сечение типа "а", а также полное сечение, за вычетом сечения потенциального рассеяния, представляется в схеме Адлеров в виде суммы по резонансам "к":

$$\sigma_{\alpha}(E) = \pi\lambda^2 \sum_k \left[\frac{G_k^{\alpha} \nu_k + N_k^{\alpha} (E - \mu_k)}{(E - \mu_k)^2 + \nu_k^2} \right], \quad /1/$$

где λ - длина волны нейтрона, E - энергия нейтрона, μ_k - положение уровня, ν_k - половина ширины уровня, G_k - параметр, характеризующий площадь уровня, N_k - параметр, характеризующий межрезонансную интерференцию.

Учет теплового движения ядер приводит к формуле

$$\sigma_{\alpha}(E) = \pi\lambda^2 \sum_k \left\{ \frac{1}{\nu_k} [G_k^{\alpha} \psi(x_k, \xi_k) + N_k^{\alpha} \chi(x_k, \xi_k)] \right\}, \quad /2/$$

где функции ψ и χ - известные доплеровские функции от x_k и ξ_k . Здесь $x_k = (E - \mu_k)/\nu_k$; $\xi_k = \nu_k/\Delta$, Δ - доплеровская ширина.

Наблюдаемое пропускание связано с полным сечением соотношением:

$$T_t(E, n) = \int_{\Delta E} R(E', E) \exp[-\sigma_t(E') \cdot n] dE', \quad /3/$$

где $R(E', E)$ - нормированная функция разрешения, n - толщина исследуемых образцов в ядрах/б, ΔE - интервал усреднения по энергии.

Функция $R(E', E)$ для спектрометра по времени пролета обычно близка к форме Гаусса. Отметим, что при анализе сечений приходится иметь дело с произведением $R(E', E)\sigma(E')$, что позволяет проводить одновременную свертку по спектру теплового движения типа распределения Максвелла и функции разрешения Гаусса с суммированием дисперсий $\Delta^2 = \Delta_R^2 + \Delta_D^2$.

Однако при анализе функции пропускания этого сделать нельзя, т.к. сечение входит в качестве множителя в показатель экспоненты. Таким образом, решение задачи потребовало двойного численного интегрирования, что усложнило алгоритм.

После воспроизведения детальной энергетической зависимости полного сечения с помощью полученных S -матричных параметров можно получить среднее сечение и факторы его резонансной самоэкранировки в зависимости от температуры и сечения разбавления /4/

$$\langle \sigma_t(T) \rangle = \frac{\int_{u_1}^{u_2} \sigma(T, u) du}{u_2 - u_1}, \quad /4/$$

$$\langle f_f(\sigma_0, T) \rangle = \frac{1}{\langle \sigma_t(T) \rangle} \left[\frac{\langle 1/(\sigma_t(T) + \sigma_0) \rangle}{\langle 1/(\sigma_t(T) + \sigma_0)^2 \rangle} - \sigma_0 \right], \quad /5/$$

где σ_0 - сечение разбавления, T - температура образца.

АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТА И РЕЗУЛЬТАТЫ

Значения пропусканий $T_t(E, n)$ были получены для толщин образцов $Ru-239$ в интервале 0,0165-0,1084 ядер/б на нейтронном спектрометре по времени пролета реактора ИБР-30. Пролетная база равнялась 1000 м, разрешение составляло 70 нс/м, ширина канала анализатора - 32 мкс. Детектором служила батарея 3He -счетчиков с низким собственным фоном. Переменный во времени фон реактора измерялся методом резонансных фильтров и вычитался.

Разработанная нами программа многоуровневого анализа предназначена для определения резонансных параметров на основе экспериментальных данных по пропусканиям через различные толщины исследуемых образцов. Параметры, их ошибки и корреляции получаются методом наименьших квадратов с помощью программы FUMILI^{/9/} из библиотеки программ БЭСМ-6.

Ошибки экспериментальных точек, используемых в анализе, обусловлены; в основном, статистикой отсчетов и погрешностью в учете переменного фона.

На рис.1 показаны значения экспериментальных точек пропускания /треугольники/ с ошибками при толщине исследуемого образца 0,0165 ядер/б и результат многоуровневой подгонки пропускания в области 4-50 эВ. Среднее значение критерия χ^2 на одну точку после подгонки находится в пределах 0,5-1,5 для разных групп резонансов.

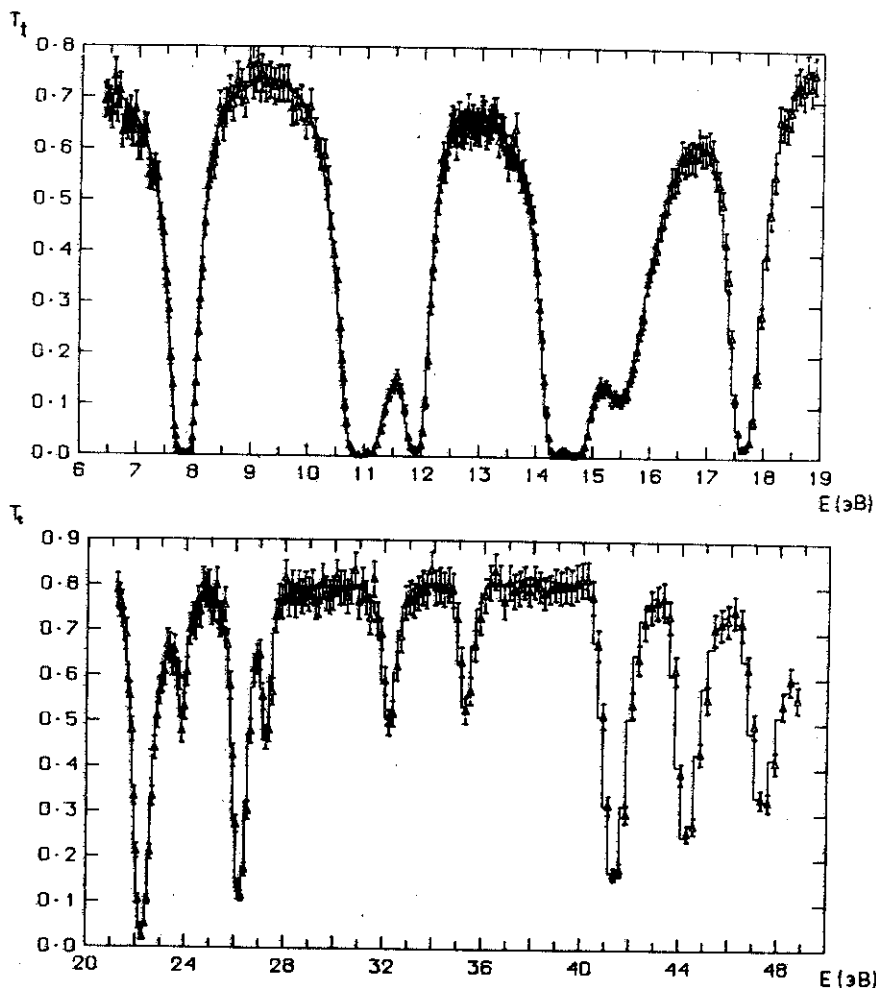


Рис.1. Результат многоуровневой параметризации пропускания при толщине образца 0,0165 ядер/б. Δ - экспериментальные значения с ошибками, непрерывная кривая - восстановление величины пропускания по полученным параметрам.

В табл.1 приведены параметры шестнадцати резонансов в рассматриваемой области энергий. Эти параметры были получены при одновременной подгонке на четырех толщинах образцов: 0,0165, 0,0379, 0,0658 и 0,1084 ядер/б.

Таблица 1

Резонансные параметры полного сечения ^{239}Pu

μ_k (эВ)	ν_k (мэВ)	G_k (мэВ)	H_k (мэВ)
7.86 ± 0.004	44.5 ± 0.1	0.4400 ± 0.0020	-0.0129 ± 0.0012
10.944 ± 0.009	87.5 ± 1.5	0.8701 ± 0.0100	0.0207 ± 0.0071
11.902 ± 0.009	33.9 ± 0.1	0.4551 ± 0.0100	-0.0134 ± 0.0051
14.328 ± 0.021	57.1 ± 1.0	0.2694 ± 0.0027	0.0069 ± 0.0230
14.655 ± 0.024	35.6 ± 0.4	0.7712 ± 0.0021	-0.0067 ± 0.0320
15.467 ± 0.022	427.2 ± 1.0	0.2898 ± 0.0023	-0.0092 ± 0.0220
17.674 ± 0.007	39.7 ± 0.1	0.6843 ± 0.0021	-0.0063 ± 0.0040
22.240 ± 0.021	51.3 ± 0.2	0.8318 ± 0.0031	-0.0081 ± 0.0066
23.891 ± 0.031	44.2 ± 0.5	0.0276 ± 0.0011	0.0035 ± 0.0032
26.233 ± 0.022	41.2 ± 0.2	0.4512 ± 0.0030	0.0011 ± 0.0063
27.255 ± 0.040	24.3 ± 0.2	0.0396 ± 0.0024	0.0003 ± 0.0052
32.285 ± 0.031	88.2 ± 0.5	0.0900 ± 0.0025	-0.0007 ± 0.0060
35.415 ± 0.043	19.4 ± 0.2	0.0655 ± 0.0030	-0.0002 ± 0.0063
41.378 ± 0.060	16.3 ± 0.1	0.8806 ± 0.0012	0.0193 ± 0.0580
44.424 ± 0.052	26.0 ± 0.1	1.3622 ± 0.0500	-0.0158 ± 0.0168
47.481 ± 0.089	136.3 ± 0.7	0.3710 ± 0.0010	0.0146 ± 0.0298

Полученные параметры μ_k , G_k , H_k находятся в хорошем согласии с результатами работ /3,5/, расхождения не выходят за рамки ошибок, хотя в большинстве находятся на верхней их границе. Оценка параметра H_k , получаемая при анализе детального хода сечений авторами /3,5/, отличается в отдельных резонансах от настоящей даже по знаку.

На рис.2 показано полное сечение Pu-239 , восстановленное с помощью полученных нами параметров.

На рис.3 показана температурная зависимость /доплеровское уширение/ резонансов полного сечения при температурах 300, 900, 2100 К.

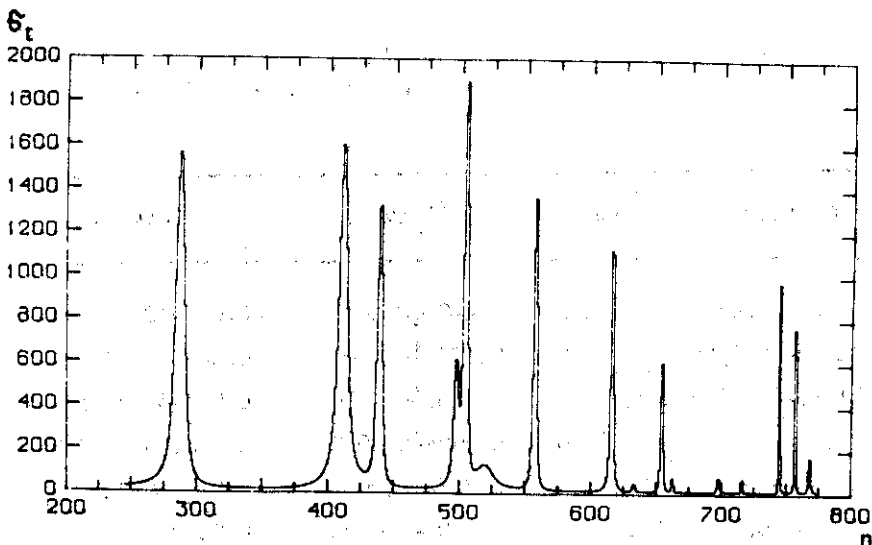


Рис.2. Полное сечение Pu-239 /в барнах/, восстановленное с помощью многоуровневых параметров n пропорционально $-1/\sqrt{E}$.

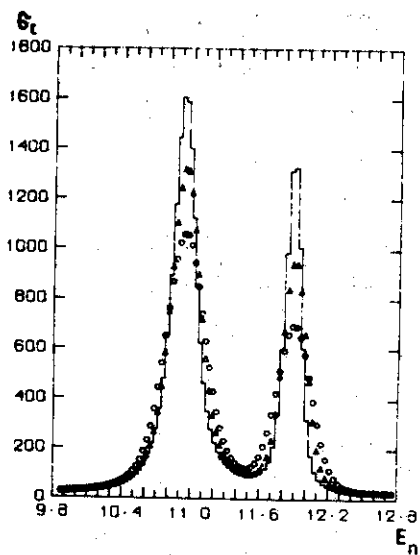


Рис.3. Зависимость формы резонансов полного сечения от температуры: непрерывная кривая - $T=300$ К, треугольники - $T=900$ К, окружности - $T=2100$ К /сечение в барнах, энергия в эВ/.

В табл.2 приведены среднegrupповые полные сечения и факторы их резонансной самоэкранировки в зависимости от сечения разбавления и температуры в интервалах системы констант БНАБ^{4/}. Сравнение с результатами работ^{6,7/} показывает, что использование многоуровневых параметров полного сечения Pu-239, полученных из анализа пропусков, позволяет получить более точные оценки ядерных констант при различных температурах.

Таблица 2

Групповые полные сечения и факторы резонансной самоэкранировки, рассчитанные по многоуровневым параметрам

№ групп	E (эВ)	T (K)	f_t (%)					$\langle \sigma_t \rangle$ (б)
			0	10	10 ²	10 ³	10 ⁴	
19	46.5- 21.5	300	0.217	0.231	0.297	0.565	0.904	63.9± 2.3
		900	0.217	0.233	0.314	0.631	0.927	
		2100	0.220	0.240	0.345	0.704	0.946	
20	21.5- 10.0	300	0.123	0.140	0.222	0.506	0.881	172.3± 6.5
		900	0.123	0.139	0.226	0.550	0.905	
		2100	0.123	0.139	0.237	0.603	0.925	
21	10.- 4.65	300	0.247	0.258	0.309	0.527	0.883	75.2± 2.1
		900	0.247	0.258	0.311	0.561	0.905	
		2100	0.247	0.258	0.316	0.607	0.924	

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе модифицированной методики получены многоуровневые резонансные параметры полного сечения плутония-239 в области энергий нейтронов 4-50 эВ. Использование методики анализа пропусков на широком интервале толщин образцов позволяет получить более надежную информацию об эффектах межрезонансной интерференции, что ведет к уточнению факторов резонансного самоэкранирования и их зависимости от температуры, которые необходимы при расчетах реакторов.

Получение наиболее полной информации о характеристиках резонансной структуры сечений в рамках данной методики возможно путем совместного анализа совокупности данных по сечениям, пропускам и самоиндикациям.

В заключение авторы выражают благодарность Л.Б.Пикельнеру, А.А.Лукьянову и А.А.Ванькову за полезные обсуждения и постоянный интерес к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Лукьянов А.А. Структура нейтронных сечений. Атомиздат, М., 1978.
2. Reich C.W., Moore M.S. Phys.Rev., 1958, 111, p.929.
3. Adler F.I., Adler D.B. In: Proc.Conf. Neutron Cross Sections and Tech., Washington, March 4-7, 1968, p.967.
4. Абагян Л.П. и др. Групповые константы для расчета ядерных реакторов. Атомиздат, М., 1964.
5. Колесов В.В., Лукьянов А.А. Нейтронная физика. /Материалы V Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 1980/. ЦНИИАтоминформ, М., 1980, ч.2, с.187.
6. Monarace E., Motta M., Panini G.C. A 26-Group Library with Self-Shielding Factors for Fast Reactor Calculations from the UK Nuclear Data File, CNEN-RT/FI(73)15, 1973.
7. Bakalov T. et al. Proc. of Int.Conf. Nucl.Cross Sections for Techn., 22-26 October, Knoxville, 1979, pp.642-698.
8. Бакалов Т. и др. ОИЯИ, РЗ-81-32, Дубна, 1981.
9. Соколов С.Н., Силин И.Н. ОИЯИ, Д-810, Дубна, 1963.

Рукопись поступила в издательский отдел
15 сентября 1981 года.