

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

СЕРИЯ:

Ядерные константы

ВЫПУСК

3

1988

Сборник подготовлен Физико-энергетическим институтом
и Комиссией по ядерным данным

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

Главный редактор О.Д. КАЗАЧКОВСКИЙ

НЕЙТРОННЫЕ КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ

Зам. главного редактора Б.Д. КУЗЬМИНОВ

С.С. Коваленко, В.Е. Колесов, В.Н. Манохин, Г.В. Мурадян, Ю.П. Попов,
Г.Н. Смиренкин, В.А. Толстиков, Г.Я. Труханов, Г.Б. Яньков, В.П. Ярына

КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ СТРУКТУРЫ ЯДРА И ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

Зам. главного редактора Ф.Е. ЧУКРЕЕВ

В.В. Варламов, Б.Я. Гужовский, П.П. Дмитриев, В.В. Ежела, Б.В. Журавлев,
Р.Б. Иванов, Б.С. Ишханов, В.М. Кулаков, В.Е. Сторишко, Н.П. Чижова

ЯДЕРНО-РЕАКТОРНЫЕ ДАННЫЕ

Зам. главного редактора М.Н. НИКОЛАЕВ

А.П. Васильев, А.А. Дубинин, В.А. Дулин, С.М. Зарицкий, А.В. Звонарев, В.Д. Ка-
зарицкий, А.Н. Камышан, А.А. Лукьянов, В.Д. Марковский, Б.Г. Рязанов,
Л.В. Трыков, В.В. Хромов, А.М. Цибуля, М.С. Юдкевич

Ответственный секретарь В.В. Возяков

© Центральный научно-исследовательский институт
информации и технико-экономических исследований
по атомной науке и технике (ЦНИИатоминформ), 1988

ТАЛОН ОБРАТНОЙ СВЯЗИ
по оценке использования статей научно-технического сборника "Вопросы атомной науки и техники", серия Ядерные константы, 1988, вып. 3

№№	Наименование статей	Использована		Не использована		
		в разработках	для общего ознакомления	не соответствует тематике работ	не содержит прогрессивных решений	информация опоздала

Нейтронные константы и параметры

Анжикин Г.В., Котухов И.И. Исследование геометрии ядерно-оптического потенциала при рассеянии нейтронов свинцом

Морозов В.М., Зубов П.Г., Лебедева Н.С. Дифференциальное сечение упругого рассеяния нейтронов вперед на уране в диапазоне энергий 0,6-120 МэВ

Боховко М.В., Кононов В.Н., Мантуров Г.Н., Подетаев Е.Д., Сивина В.В., Воеводский А.А. Измерение и анализ пропусканий и самоиндикации сечения радиационного захвата нейтронов для ^{238}U в области энергий 5-110 кэВ

Мороговский Г.Б. Переоценка резонансных параметров ^{241}Pu

Серегин А.А. Новая модель для расчетов энергий связи и радиусов атомных ядер. Энергии связи и радиусы легких ядер

Бычков В.М., Бычкова В.В., Зеленецкий А.В. "Прима-2" - программа расчета сечений ядерных реакций в рамках статистической и предравновесной моделей

Константы и параметры структуры ядра и ядерных реакций

Карабах В.А., Соснин А.Н., Шорин В.С. Дифференциальное сечение реакции $^{16}\text{O}(\text{d}, \text{p})^{17}\text{O}^*$ в области энергии дейтронов 0,7-1,0 МэВ для задач элементного анализа

Говор Л.И., Демидов А.М., Михайлов И.В. Гамма-излучение из реакции $^{108}\text{Cd}(\text{n}, \text{n}'\gamma)$

Говор Л.И., Демидов А.М., Михайлов И.В. Смеси мультиполей в γ -переходах ^{128}Te при реакции $(\text{n}, \text{n}'\gamma)$

Варламов В.В., Сургутанов В.В., Хороненко А.А., Черняев А.П. Принципы статистической оценки сечений фотоядерных реакций. Анализ и учет влияния систематических погрешностей

Босовин И.Н., Варламов В.В., Ишханов Б.С., Капитонов И.М. Спектроскопические данные из файла ENSDF и одночастичные свойства ядер оболочки 1F-2P

" " " " 1988 г.

Начальник ОНТИ

Примечание: Талон заполняется в 30-дневный срок после получения сборника и направляется в адрес ЦНИИАтоминформа (127431, Москва, а/б. якт 971)

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

Серия: ЯДЕРНЫЕ КОНСТАНТЫ

Научно-технический сборник

Выпуск 3

НЕЙТРОННЫЕ КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ СТРУКТУРЫ ЯДРА И ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

Москва

Издается с 1971 г.

1988

СОДЕРЖАНИЕ

Нейтронные константы и параметры

Аникин Г.В., Котухов И.И. Исследование геометрии ядерно-оптического потенциала при рассеянии нейтронов свинцом	3
Морозов В.М., Зубов Ю.Г., Лебедева Н.С. Дифференциальное сечение упругого рассеяния нейтронов вперед на уране в диапазоне энергий 0,6–120 МэВ	8
Боховко М.В., Кононов В.Н., Мантуров Г.Н., Полетаев Е.Д., Синица В.В., Воеводский А.А. Измерение и анализ пропусков и самоиндикации сечения радиационного захвата нейтронов для ^{238}U в области энергий 5–110 кэВ	11
Мороговский Г.Б. Переоценка резонансных параметров ^{241}Pu	17
Серегин А.А. Новая модель для расчетов энергий связи и радиусов атомных ядер. Энергии связи и радиусы легчайших ядер	20
Бычков В.М., Бычкова В.В., Зеленецкий А.В. "Прима-2" – программа расчета сечений ядерных реакций в рамках статистической и предравновесной моделей	25

Константы и параметры структуры ядра и ядерных реакций

Ибрабаш В.А., Соснин А.Н., Шорин В.С. Дифференциальное сечение реакции $^{16}\text{O}(d,p_1)^{17}\text{O}^*$ в области энергии дейтронов 0,7–1,0 МэВ для задач элементного анализа	31
Говор Л.И., Демидов А.М., Михайлов И.В. Гамма-излучение из реакции $^{108}\text{Ca}(n,n'\gamma)$	35
Говор Л.И., Демидов А.М., Михайлов И.В. Смеси мультиполей в β -переходах ^{128}Te при реакции $(n,n'\gamma)$	42
Варламов В.В., Сургутанов В.В., Хороненко А.А., Черняев А.П. Принципы статистической оценки сечений фотодерных реакций. Анализ и учет влияния систематических погрешностей	50
Бсбошин И.Н., Варламов В.В., Ишханов Б.С., Капитонов И.М. Спектроскопические данные из файла ENSDF и одночастичные свойства ядер оболочки 1F=2P	59
Библиографический индекс работ, помещенных в настоящем выпуске, в Международной системе СИИДА	69

НЕЙТРОННЫЕ КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ

УДК 539.171

ИССЛЕДОВАНИЕ ГЕОМЕТРИИ ЯДЕРНО-ОПТИЧЕСКОГО ПОТЕНЦИАЛА
ПРИ РАССЕЙЯНИИ НЕЙТРОНОВ СВИНЦОМ

Г. В. Аникин, И. И. Котухов

INVESTIGATION OF THE FORM-FACTORS OF THE OPTICAL MODEL POTENTIAL FOR ELASTIC SCATTERING OF NEUTRONS FROM Pb NUCLEI. Some results are presented concerned with the description of the experimental data about the elastic scattering of neutrons from Pb nuclei in the energy interval 0,005-14 MeV. The more complex form-factors of the optical model potential are used, reasonable description of the experimental cross-sections being achieved without any change of the form-factors with neutron energy.

В работе предпринята попытка найти геометрию оптического потенциала, пригодную для описания упругого рассеяния нейтронов ядрами свинца в широком энергетическом диапазоне — от килоэлектронвольтовой области до энергий около 15 МэВ. При этом имеются в виду как практические потребности, так и необходимость анализа в рамках единого подхода экспериментального материала, полученного для оценки возможного дальнего действия между нейтроном и ядром [1-6].

В работе [7] приводятся параметры феноменологического потенциала, подобранные по экспериментальному материалу, в диапазоне энергий $E_n \geq 4$ МэВ. В отношении более низких энергий нейтрона авторы справедливо отмечают, что успешное применение оптической модели в этом случае возможно лишь при использовании различных параметров для каждой энергии нейтрона, поскольку сечения взаимодействия нейтронов с ядрами свинца сильно флуктуируют при $E_n < 4$ МэВ.

Именно учет этого обстоятельства привел к созданию в настоящей работе поисковой вычислительной программы, которая при подгонке расчетных сечений к эксперименту варьирует "геометрические" параметры потенциала, такие, как "радиусы" реальной и мнимой ям, и параметры размытия края потенциальной ямы, оставляя их едиными для всех энергий нейтрона, и в то же время для каждой энергии выбирает свои значения глубины реальной и мнимой потенциальных ям. Параметры спин-орбитального взаимодействия, сравнительно слабо влияющего на сечения, берутся едиными для всех энергий нейтрона.

Форм-факторы оптического потенциала. В настоящей работе использован потенциал усложненной формы. Его реальная часть есть сумма двух потенциалов Вудса - Саксона с параметрами V_1, R_1, α_1 и V_2, R_2, α_2 соответственно (обозначения общепринятые). Поскольку мнимая часть, как и обычно, берется в форме производной от реальной, то и она должна иметь более сложную структуру у "поверхности" ядра. Она имеет два максимума с параметрами W_{S1}, R_{W1}, β_1 и W_{S2}, R_{W2}, β_2 соответственно. Имеется, кроме того, и "объемное поглощение" в виде доли α от реальной части потенциала. Спин-орбитальное взаимодействие берется в форме Томаса - Ферми с параметрами $V_{S0}, R_{S0}, \alpha_{S0}$.

Экспериментальные данные, использованные при поиске параметров потенциала. Вычислительная программа может одновременно вести обработку данных для 20 энергий нейтронов. При этом учитываются полные сечения взаимодействия σ_t и дифференциальные сечения упругого рассеяния $\sigma(\theta, E_n)$ как в форме углового распределения для одной энергии, так и в форме энергетической зависимости для одного угла рассеяния, а также данные по угловой зависимости поляризации рассеянных нейтронов, если таковые имеются.

Для одной энергии нейтрона может быть учтено несколько угловых распределений, измеренных различными авторами в диапазонах как малых, так и больших углов рассеяния. Данным каждого автора по дифференциальным сечениям приписывается отдельный нормировочный множитель перед вычислением

квадратичного функционала, оценивающего согласие формы экспериментального и расчетного угловых распределений.

Упругое рассеяние с образованием составного ядра учитывается в виде изотропной добавки к потенциальному рассеянию, определяемой по полуэмпирической формуле

$$\sigma_{CE}(\theta) = (\sigma_C - \sigma_{ne}) / 4\pi,$$

где σ_{ne} - сечение неупругих взаимодействий, взятое из оценки библиотеки ENDF/B-IV.

При выборе экспериментального материала предпочтение отдавалось данным, измеренным с низким энергетическим разрешением (около 20-25%) для смеси изотопов свинца. В этом случае резонансные эффекты отдельных изотопов в какой-то мере нивелируются на фоне закономерностей в поведении сечений, связанных с размером ядра и поверхностной структурой ядерного потенциала, которые только и могут быть описаны оптической моделью.

Кроме того, чтобы избежать дополнительных ошибок, связанных с усреднением экспериментальных полных сечений, предпочтение отдавалось результатам работ, где вместе с угловыми распределениями нейтронов измерялись и полные сечения взаимодействия с тем же энергетическим разрешением. При отсутствии таких данных проводилось усреднение полных сечений, как правило, из оценки ENDF/B-IV с энергетическим разрешением, указанным для соответствующего углового распределения. В этом случае оцененному значению полного сечения приписывалась ошибка около 5%.

Таким образом сложился набор экспериментальных данных, по которому проводился поиск параметров оптического потенциала для следующих 18 энергий нейтрона: 0,0052; 0,0097; 0,07; 0,157; 0,63; 0,84; 1,1; 1,44; 1,8; 2,25; 2,5; 2,9; 4,0; 5,0; 7,0; 9,0; 11,0; 14,0 МэВ.

Угловые распределения упругорассеянных нейтронов и их поляризация при этих энергиях взяты из работ [1,4-6,8-18]. Полные сечения взаимодействия в диапазоне энергий не более 0,157 МэВ усреднены по данным работ [19,20], остальные - работ по угловым распределениям или на основе оценки ENDF/B-IV. Кроме того, с расчетом сопоставлялась энергетическая зависимость дифференциального сечения рассеяния нейтрона на угол 3^0 (за вычетом швингеровского рассеяния), оцененная в диапазоне энергий 0,63-9 МэВ путем усреднения и интерполяции данных из работ [2, 3].

Процедура подгонки параметров. В процессе поиска оптимальных параметров минимизировался квадратичный функционал типа

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^9 \xi_i \chi_i^2,$$

составленный из частичных сумм χ_i^2 , относящихся к различным экспериментальным данным: полным сечениям, поляризации, дифференциальным сечениям (отдельные суммы для диапазонов больших и малых углов рассеяния). Каждая из частичных сумм имела структуру

$$\chi_i^2 = \sum_j^N \left(\frac{\sigma_t - \sigma_{\text{э}}}{\Delta\sigma_{\text{э}}} \right)^2,$$

где σ_t , $\sigma_{\text{э}}$ и $\Delta\sigma_{\text{э}}$ - соответствующие расчетные и экспериментальные величины и ошибки сечения.

Были выделены две парциальные суммы для минимизации отклонений от единицы нормировочных множителей, вводимых для дифференциальных сечений каждого автора: одна - в диапазоне малых углов, другая - при больших углах рассеяния. Кроме того, одна из квадратичных сумм обеспечивала минимизацию разности расчетного сечения образования составного ядра и экспериментального сечения неупругих взаимодействий, когда эта разность была отрицательной $(\sigma_C - \sigma_{ne}) < 0$.

Весовые множители ξ_i могут обеспечить преимущество при подгонке того или иного вида экспериментальных данных. Минимизация функционала χ^2 осуществлялась в рамках процедуры циклического изменения параметров потенциала.

Результаты и их обсуждение. Проведенный поиск обрисовал следующие черты оптического потенциала. Две потенциальные ямы в форме Вудса - Саксона, суперпозиция которых составляет реальную часть потенциала, имеют несколько различающиеся параметры. У одной из них меньший радиус $R_1 = 7,5$ фм и меньший параметр размытия края $a_1 = 0,26$ фм при средней глубине (для $E_n > 0,5$ МэВ) $V_1 \approx 22-20$ МэВ,

у другой - большой радиус $R_2 = 7,79$ фм, большее размытие $\alpha_2 = 0,6$ фм и глубина $V_2 \approx 23-22$ МэВ. При энергиях нейтронов, меньших 0,2 МэВ, глубины ям несколько больше.

Два максимума мнимой части потенциала локализованы на радиусах $R_{w1} = 7,04$ фм и $R_{w2} = 8,12$ фм и имеют параметры ширины $\beta_1 = 0,45$ фм и $\beta_2 = 0,51$ фм соответственно. Следует отметить, что этот результат не противоречит результатам других работ по оптической модели, в некоторых из них (см., например, [21, 22]) радиус локализации максимума мнимой части меньше радиуса реальной части, в других - наоборот. К этим последним относится и работа [7], а в работе [23] получено изменение радиуса локализации максимума мнимой части потенциала и переход его из "внутренней" области для низких энергий нейтрона во "внешнюю" при более высоких. "Объемное" поглощение, полученное в настоящей работе, как правило, не превышает 0,5-1% реальной части и лишь для некоторых энергий (например, 0,157 и 2,5 МэВ) имеет несколько большую величину. Индивидуальные значения параметров реальной и мнимой частей приведены в таблице. Спин-орбитальный член имеет $V_{SO} = 10,75$ МэВ, $R_{SO} = 6,34$ фм, $\alpha_{SO} = 0,18$ фм.

Помимо набора индивидуальных параметров найдена энергетическая зависимость динамических параметров потенциала в линейном приближении. При этом $V_1 = (22,5 - 0,295 \cdot E_n)$ МэВ; $V_2 = (24,9 - 0,322 \cdot E_n)$ МэВ, $W_{S1} = (0,1 + 0,395 \cdot E_n)$ МэВ, $W_{S2} = (2,0 + 0,005 \cdot E_n)$ МэВ, $\alpha = 0,006 + 0,00065 \cdot E_n$.

Геометрические параметры в этом случае имеют значения, фм: $R_1 = 7,52$; $\alpha_1 = 0,27$; $R_2 = 7,79$; $\alpha_2 = 0,6$; $R_{w1} = 7,04$; $\beta_1 = 0,45$; $R_{w2} = 8,12$; $\beta_2 = 0,51$; $R_{SO} = 6,37$; $\alpha_{SO} = 0,18$. Спин-орбитальный параметр $V_{SO} = 16,65$ МэВ.

На рис.1 сопоставлены значения параметров при индивидуальной подгонке (треугольники и кружки светлые и темные) с линейным приближением настоящей работы (сплошные линии) и работы [7] (штриховые линии). Легко заметить, что линейное приближение не очень хорошо воспроизводит уровень индивидуальной подгонки.

Индивидуальные значения параметров потенциала

Энергия нейтрона E_n , МэВ	V_1 , МэВ	V_2 , МэВ	W_{S1} , МэВ	W_{S2} , МэВ	α
0,0052	25,4	28,0	2,7	1,9	0,001
0,0097	25,5	27,2	1,8	3,1	0,002
0,070	24,1	25,1	1,3	1,7	0,012
0,157	22,7	19,1	7,3	0,1	0,045
0,63	22,3	21,9	0,1	0,2	0,011
0,84	21,0	22,8	1,4	1,5	0,008
1,10	22,2	21,9	2,0	0,9	0,009
1,44	22,5	22,5	0,5	1,3	0,017
1,80	20,0	23,8	3,2	0,5	0,006
2,25	20,6	23,7	1,0	4,2	0,001
2,50	19,4	23,2	3,5	2,6	0,024
2,90	18,0	23,2	6,8	1,2	0,001
4,00	22,9	23,3	4,2	0,5	0,013
5,00	18,7	24,5	0,3	2,4	0,005
7,00	20,4	23,7	5,7	2,2	0,006
9,00	21,7	20,7	6,1	3,1	0,003
11,00	19,7	20,9	4,6	2,2	0,006
14,00	19,5	20,5	7,6	0,2	0,019

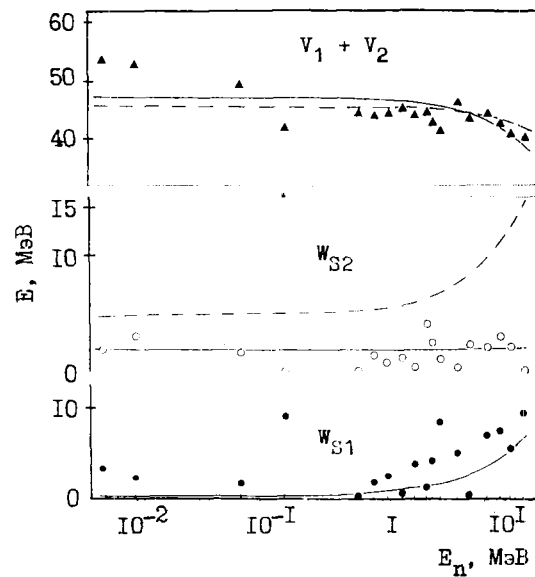


Рис.1. Энергетическая зависимость параметров потенциала. Значками представлен уровень индивидуальной подгонки (см. таблицу и текст)

Качество описания угловых распределений нейтронов набором параметров из таблицы показано на рис.2 сплошными кривыми. Штриховые кривые - результат просчета с параметрами из работы [7], экстраполяция которых в область энергий $E_n < 4$ МэВ обеспечивает удовлетворительное описание данных о рассеянии нейтронов вплоть до энергии $E_n \approx 0,5$ МэВ. Однако при более низких энергиях полные сечения взаимодействия с параметрами [7] оказываются слишком высокими, как показывает штриховая

кривая рис.3,а. Усложненный потенциал настоящей работы (линейное приближение) лучше воспроизводит полное сечение взаимодействия в среднем по широкому энергетическому диапазону (сплошная кривая). Уровень индивидуальной подгонки обозначен горизонтальными штрихами.

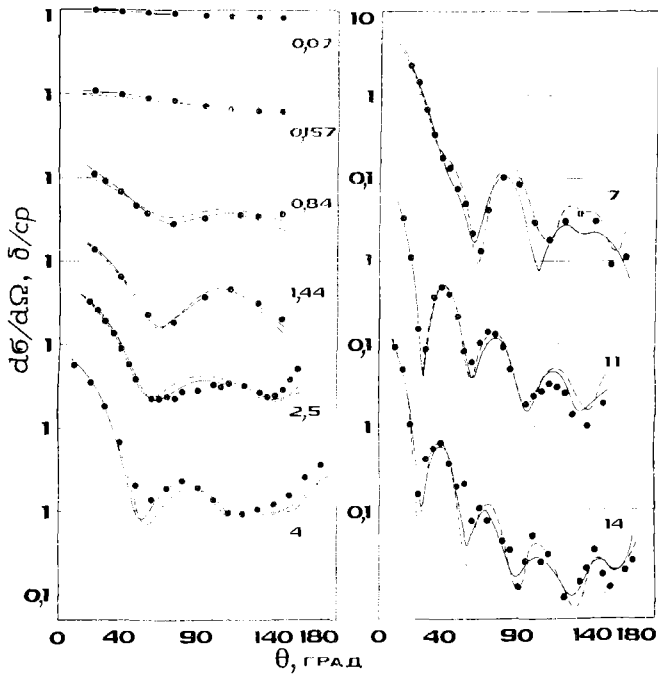


Рис.2. Расчет угловых распределений

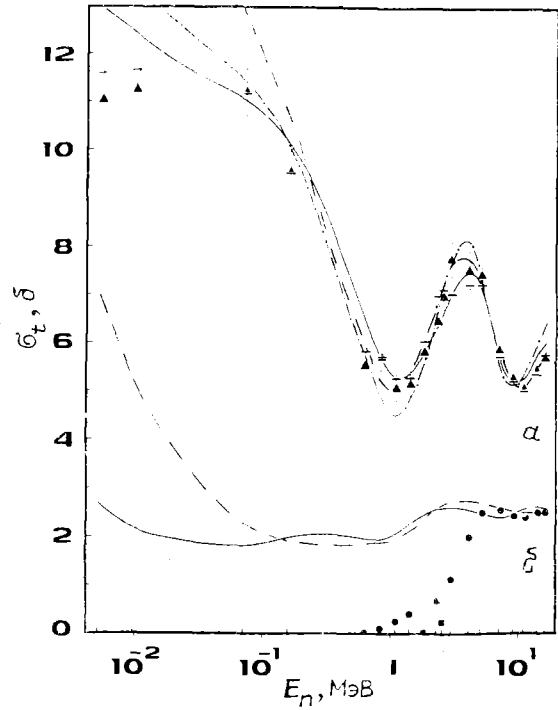


Рис.3. Полные сечения взаимодействия (а) и сечения образования составного ядра (б): \blacktriangle - экспериментальный уровень; --- - параметры работы [7] (III группа); \bullet - сечение неупругих взаимодействий (оценка ENDF/B-IV)

Попытка несколько перенормировать в рамках программы автоматического поиска параметры работы [7] приводит без существенного ухудшения качества описания угловых распределений к описанию полного сечения, представленному на рис.3,а штрихпунктирной линией. При этом заметно ухудшается воспроизведение энергетической зависимости сечения рассеяния нейтронов на угол 3° (см. штрихпунктирную кривую рис.4) и описание угловых распределений нейтронов при $E_n < 0,2$ МэВ. Данные работы [2] "пришиты" к уровню [3] по интегралу в диапазоне 1,6-2,2 МэВ. В настоящей подгонке использованы лишь значения, представленные темными значками на рис.4.

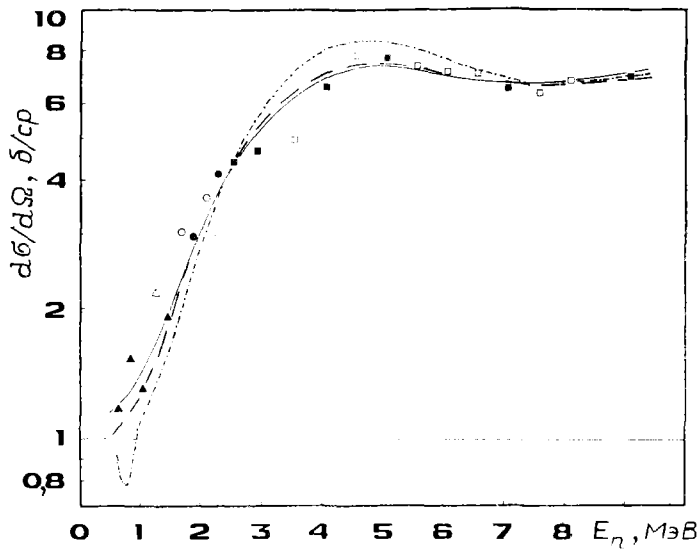


Рис.4. Энергетическая зависимость сечения рассеяния на угол 3° (без швингеровского сечения). Данные работ: \triangle и \blacktriangle - [2]; \square и \blacksquare - [3]; — - расчет с линейными параметрами настоящей работы; --- - параметры работы [7] (III группа); - · - · - перенормированные параметры работы [7]

Перенормированные параметры потенциала имеют следующие значения: $V = 47,14 - 0,515 E_n$, $W_S = 3,87 + 0,88 E_n$, $R = 7,48$ фм, $a = 0,628$ фм, $R_W = 8,29$ фм, $b = 0,19$ фм.

Качество воспроизведения поляризации для некоторых энергий нейтрона с индивидуальным набором параметров и "общей геометрией" представлено на рис.5.

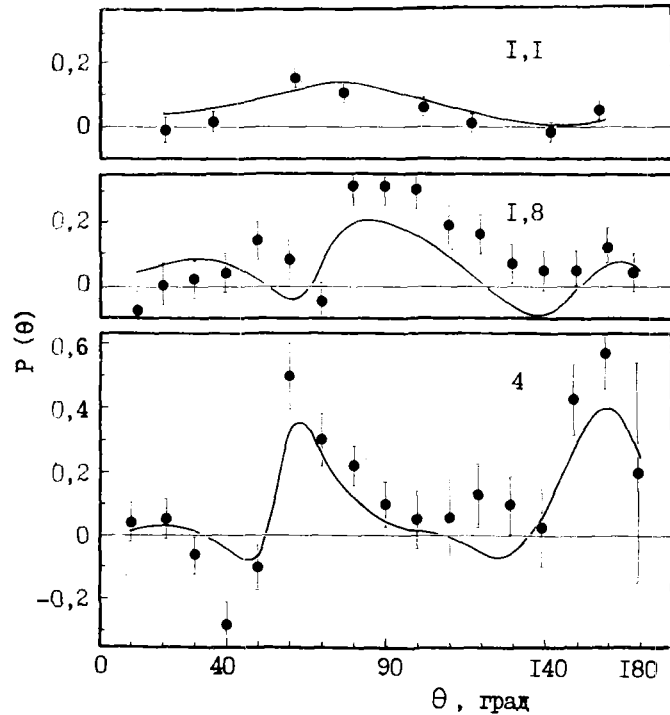


Рис.5. Поляризация рассеянных нейтронов: — — расчет с параметрами из таблицы настоящей работы

Из изложенного выше можно сделать вывод, что введение усложненных форм-факторов оптического потенциала способствовало получению удовлетворительного описания данных о рассеянии нейтронов без изменения геометрии потенциала. Такой подход является альтернативой предложению об изменении геометрии потенциала с энергией нейтрона, высказанному в работе [7].

Определенный интерес представляет, по-видимому, тонкая структура максимума мнимой части потенциала у поверхности ядра, которая может быть обсуждена в рамках модели ядра с неравномерным распределением плотности нуклонов.

Список литературы

1. Александров Ю.А., Самосват Г.С., Сэрэтэр Ж., Цой Ген Сор. Письма в ЖЭТФ. 1966. Т.4. Вып.5. С.196.
2. Yu L.L., Overlay J.C. Nucl. Phys. 1979. V.A324. P.160.
3. Аникин Г.В., Котухов И.И. Атомная энергия. 1966. Т.60. Вып.1. С.54.
4. Горлов Г.В., Лебедева Н.С., Морозов В.Н. Ядерная физика. 1968. Т.8. Вып.6. С.1086.
5. Drigo L., Manduchi C. Nuovo Cim. 1973. V.13A, N 4. P.867.
6. Bucher W., Hollandsworth C.E., Youngblood J.E. Nucl. cross-sections and technology: Proc. of a conf. Washington, 1975. V.2. P.945.
7. Annand J.R.M., Finlay R.W. Nucl. Phys. 1985. V.A443. P.249.
8. Lane R.O., Langsdore A.S., Monahan J.E., Elwyn A.J. J.Appl.Phys. 1961. V.12. P.135.
9. Cox S.A., Dowling Cox E.E. Rep. ANL-7935. June, 1972.
10. Морозов В.М., Зубов Ю.Г., Лебедева Н.С. Материалы Всесоюзной конференции по нейтронной физике. Киев, 1972. Ч.1. С.267.
11. Begun A. Nucl.Sci. and Applications. 1981. Ser.B. V.12. P.13.
12. Горлов Г.В., Лебедева Н.С., Морозов В.М. Докл. АН СССР. 1964. Т.158. Вып.3. С.574.
13. Hill W. Bull. Amer. Phys. Soc. 1956. V.1, N 174(F1).
14. Day W. EXFOR 12191.011. Private communication, 1965.
15. Hill W. Phys.Rev. 1958. V.109. P.2105.
16. Etemad M.A. Rep. AE-482. 1972.

17. Rapaport J., Cheema T.S., Bainum D.E. et al. Nucl. Phys. 1978. V.A296. P.95.
18. Rayburn L.A. Phys. Rev. 1959. V.116. P.157.
19. Seth K.K., Hughes D.J., Zimmerman R.L., Garth R.C. Ibid. 1958. V.110. P.692.
20. Barschall H.H., Bockelman C.K., Peterson R.E., Adair R.K. Ibid. 1949. V.76. P.1146.
21. Wilmore D., Hodgson P.E. Nucl. Phys. 1964. V.55. P.673.
22. Martin P.W., McPadden R., White B.L. Can. J. Phys. 1973. V.51. P.2197.
23. Аникин Г.В., Котухов И.И. Ядерная физика. 1971. Т.14. Вып.2. С.269.

Статья поступила в редакцию 8 декабря 1987 г.

УДК 539.172.4

ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЕ СЕЧЕНИЕ УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ НЕЙТРОНОВ ВПЕРЕД
НА УРАНЕ В ДИАПАЗОНЕ ЭНЕРГИЙ 0,6-120 МэВ

В. М. М о р о з о в, Ю. Г. З у б о в, Н. С. Л е б е д е в а

THE FORWARD DIFFERENTIAL NEUTRON ELASTIC CROSS-SECTION FOR URANIUM IN ENERGY REGION 0,6-120 MeV. Experimental data of neutron differential elastic small-angle cross-sections and total cross-sections of uranium in 0,6-120 MeV - neutron energy range have been systematized and used for calculation of $[Imf(0^\circ)]^2$ and $[Ref(0^\circ)]^2$ values.

В традиционной теории упругого рассеяния мнимая часть амплитуды упругого ядерного рассеяния нейтронов вперед $Imf(0^\circ)$ и полное сечение взаимодействия нейтронов с ядром b_t связаны оптической теоремой $Imf(0^\circ) = kb_t/4\pi$, где k - волновое число нейтрона.

Хотя величина сечения упругого ядерного рассеяния вперед $\sigma(0^\circ) = [Imf(0^\circ)]^2 + [Ref(0^\circ)]^2$ и недоступна для прямых измерений, однако ее можно оценить на основе экспериментальных данных по дифференциальным сечениям упругого рассеяния нейтронов путем экстраполяции сечения к углу $\theta = 0^\circ$. Этим определяется возможность на основе двух заимствуемых из эксперимента величин b_t и $\sigma(0^\circ)$ делать заключение о соотношении между $Imf(0^\circ)$ и $|Ref(0^\circ)|$, налагая тем самым ограничения на теоретические предсказания на уровне амплитуд, а не сечений. Интерес к такому анализу экспериментального материала поддерживается также и обсуждаемым в работах [1-3] вопросом значимости оптической теоремы.

Современные возможности теории ядерных сечений весьма ограничены, поэтому предпочтительнее всего для получения значения $\sigma(0^\circ)$ использовать данные, расположенные в непосредственной близости от искомой величины, т.е. данные о дифференциальных сечениях упругого рассеяния нейтронов ядрами на малые углы. К сожалению, и в этой области для экстраполяции не удастся воспользоваться предсказаниями конкретных ядерных моделей, поскольку даже относительный ход сечения в области малых углов предсказывается ими весьма приблизительно [4, 5]. Однако существуют общие утверждения теории, основанные на коротком действии ядерных сил и сводящиеся к тому, что максимальный порядок полиномов Лежандра, необходимых для описания переднего дифракционного максимума в дифференциальном сечении упругого рассеяния мегэлектронвольтных нейтронов ядрами, ограничен сверху целым от величины $2kR$ (R - радиус ядра). Поэтому, если изображать сечение в функции угла рассеяния θ , то $\sigma(0^\circ)$ оказывается расположенным внутри области определения функции, в центре симметричного колоколообразного переднего дифракционного максимума, причем, начиная с некоторого угла в пределах этого максимума (тем меньшего, чем больше k и R), производная $d\sigma/d\theta$ должна плавно снижаться с уменьшением угла рассеяния, достигая нулевого значения при $\theta = 0^{0*}$.

* Область возможных значений $\sigma(0^\circ)$ при этом оказывается ограниченной и снизу, и сверху. Если рассматривать сечение как функцию $\cos\theta$, то положение существенно иное: в этих терминах определение $\sigma(0^\circ)$ выглядит как экстраполяция функции на край области ее определения ($\cos 0^\circ = 1$), причем относительно значения как функции, так и ее производных в этой точке известно лишь то, что они ограничены, поэтому никаких следующих из экспериментальных данных ограничений сверху на ход кривой $\sigma(\theta)$ и на возможные значения $\sigma(0^\circ)$ не возникает.

Эти представления позволяют решить задачу методом графической экстраполяции: построив экспериментальные точки $\sigma(\theta)$ на графике как функцию угла рассеяния θ (см. [5] или [6]), можно провести через них "на глаз" плавную кривую, изображающую сечение, и определить искомую величину $\sigma(0^\circ)$. Поскольку многократное и независимое повторение подобной процедуры по одним и тем же данным $\sigma(\theta)$ дает результаты, обладающие сравнительно малым разбросом, то возможны выбор некоторого наиболее вероятного значения $\sigma(0^\circ)$ и оценка области наиболее вероятного разброса результатов экстраполяции. Очевидно, точность экстраполяции при прочих равных условиях тем выше, чем меньше минимальный угол рассеяния, под которым проводились измерения $\sigma(\theta)$.

Уран привлек наше внимание тем, что (наряду со свинцом) чаще всего фигурирует при изучении упругого рассеяния мегэлектронвольтных нейтронов на малые углы: в диапазоне энергий нейтронов 0,6-120 МэВ проведено в общей сложности около 60 независимых исследований $\sigma(\theta)$ [6-15]. Значение $\sigma(0^\circ)$ мы либо заимствовали из оригинала, либо получали путем графической экстраполяции*. Данные последней использовались в расчетах и в тех случаях, когда теоретическая кривая, применяемая в оригинале для экстраполяции сечения к $\theta = 0^\circ$, проходит заведомо в стороне от экспериментальных точек, лежащих под минимальными углами рассеяния.

В тех случаях, когда одновременно с анализом $\sigma(\theta)$ полное сечение не измерялось, данные о нем заимствовались из других источников [16, 17], что не должно вносить существенной ошибки в определение $Imf(0^\circ)$, так как в исследуемой области полное сечение урана слабо зависит от энергии нейтронов. Последнее обстоятельство позволяет также пренебречь отличием σ_t^2 от $(\bar{\sigma}_t)^2$, т.е. эффектами, связанными с усреднением в реальном эксперименте сечения по энергии нейтронов в пучке.

На рисунке изображены результаты вычислений $[Imf(0^\circ)]^2$ и $[Ref(0^\circ)]^2$ для урана, которые свидетельствуют о тенденции к уменьшению относительного вклада $[Ref(0^\circ)]^2$ в $\sigma(0^\circ)$ с ростом энергии нейтронов, причем, по-видимому, этот вклад является наибольшим в области $E_n < 2,5$ МэВ. В связи с появлением в области $E_n = 14-22,5$ МэВ отрицательных значений разности $\sigma(0^\circ) - [k\sigma_t/4\pi]^2$ следует отметить, что результаты эти вычислены на основе данных четырех независимых работ [11-14]. Однако трудности с оценкой реальной точности определения вычисляемых величин не позволяют настаивать на значимости этих результатов и использовать их как подтверждение справедливости критики оптической теоремы в работах [1-3].

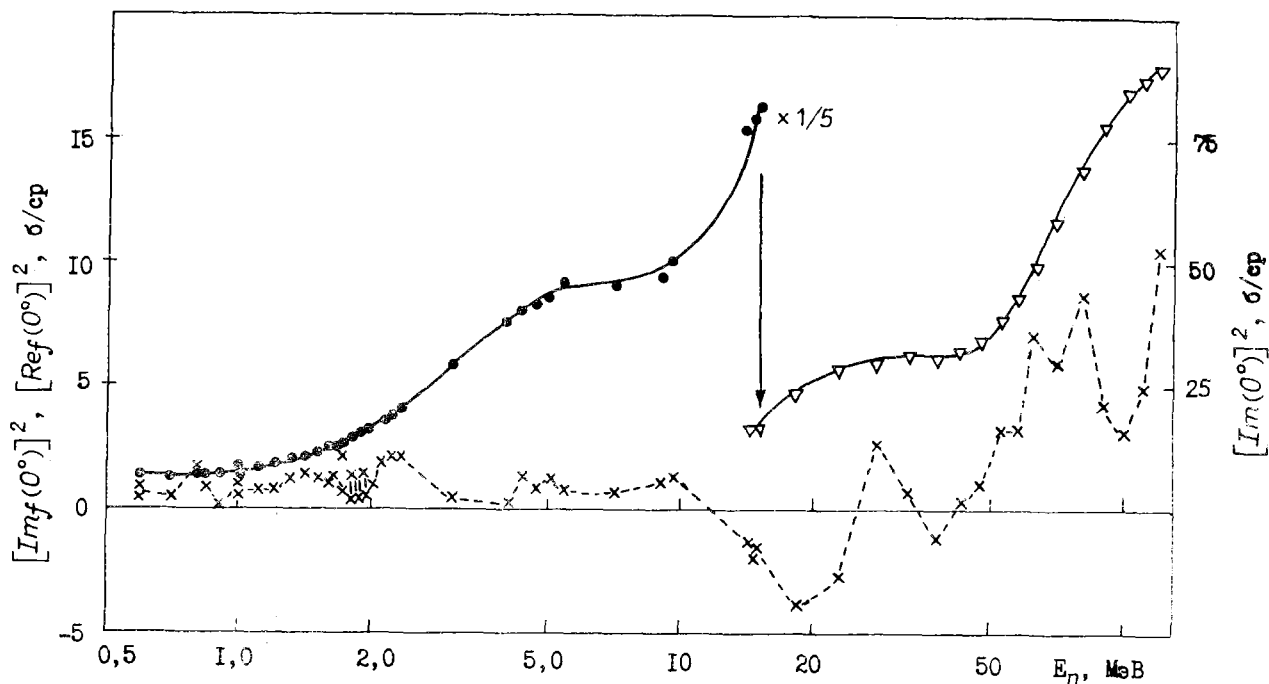
В заключение заметим, что отсутствует теория ядерных сечений, с конкретными предсказаниями которой можно было бы сравнивать полученные результаты. Действительно, в рамках оптической модели имеет место соотношение

$$\sigma(0^\circ) - [k\sigma_t/4\pi]^2 = [Ref_{se}(0^\circ)]^2 + \sigma_{ce}(0^\circ)$$

(индексы se и ce относятся соответственно к упругому рассеянию на ядре как целом и к упругому рассеянию через составное ядро), т.е. разность в отличие от традиционной теории рассеяния включает в себя сечение упругого рассеяния нейтронов через составное ядро. Это фактически плата за тот "волевой" способ, которым для неунитарного оператора оптической модели ядра обеспечивается выполнение оптической теоремы. Непротиворечивая интерпретация последнего соотношения представляется невозможной не только в рамках традиционной теории рассеяния, но и в рамках оптической модели ядра.

* В случае необходимости в экспериментальные данные вносились поправки на сечение рассеяния, обусловленное взаимодействием магнитного момента нейтрона с кулоновским полем ядра.

§2 Модуль этой разности немногим превышает ошибку вычисленного результата. Однако следует отметить, что очень часто ошибки, приводимые авторами исследований, не согласуются с реально обнаруживаемыми расхождениями между результатами различных работ. Это справедливо даже для σ_t . Что же касается дифференциальных сечений, опыт показывает, что, как правило, разброс абсолютных значений $\sigma(\theta)$ в номинально одинаковых экспериментах составляет 7-10% (и более), превышая в 2-3 раза ошибку, учитываемую как статистику измерений, так и геометрические погрешности. В этих условиях мы не стали приводить ошибки результатов расчетов. Можно заметить лишь, что в лучшем случае (т.е. в соответствии с приводимыми авторами точностями) ошибка величины $[Imf(0^\circ)]^2$ составляет 2-6%, а $[Ref(0^\circ)]^2$ - от 12 до 100%.



Результаты расчетов $[Imf(0^\circ)]^2$ (\bullet , Δ) и $[Ref(0^\circ)]^2$ (\times) для урана

Список литературы

1. Eberhard P. Nucl. Phys. 1972. V. B48. P.333.
2. Kurczynsky M. Phys. Letters. 1973. V.B47. P.244.
3. Морозов В.М., Зубов Д.Г., Лебедева Н.С. В кн.: Нейтронная физика: Материалы 3-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 9-13 июня 1975 г./ЦНИИатоминформ. М., 1976. Ч.4. С.145.
4. Лебедева Н.С., Морозов В.М. Атомная энергия. 1970. Т.28. С.310.
5. Морозов В.М., Горлов Г.В., Лебедева Н.С. Изв. АН СССР. 1970. Т.34. С.138.
6. Морозов В.М., Зубов Д.Г., Лебедева Н.С. Ядерная физика. 1987. Т.46.
7. Kushnir F., Elwyn A. e.a. Phys. Rev. 1968. V.176. P.1405.
8. Yu L., Overley J. Nucl. Phys. 1979. V. A324. P.160.
9. Galloway R., Maayouf R. Ibid. 1973. V. A212. P.182.
10. Горлов Г.В., Лебедева Н.С., Морозов В.М. Ядерная физика. 1968. Т.8. С.1086.
11. Bucher W., Hollandsworth C. Phys. Rev. Letters. 1975. V.35. P.1419.
12. Coon J., Davis R. e.a. Phys. Rev. 1958. V.111. P.250.
13. Benenson R., Rimawi K. e.a. Nucl. Phys. 1973. V. A212. P.147.
14. Bowen P., Cox G. e.a. Ibid. 1963. V.40. P.186.
15. Salmon G.L. Ibid. 1960. V.21. P.15; Hodgson P.E. Ibid. 1960. V.21. P.21.
16. Kopsch D., Cierjacks S., Kircuas G. Rep. KFK-1199. Karlsruhe, 1970.
17. Neutron Cross-Sections. BNL-325. January 1976. V.2.

Статья поступила в редакцию 31 июля 1987 г.

ИЗМЕРЕНИЕ И АНАЛИЗ ПРОПУСКАНИЙ И САМОИНДИКАЦИИ СЕЧЕНИЯ
РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА НЕЙТРОНОВ ДЛЯ ^{238}U В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ 5-110 кэВ

М. В. Боховко, В. Н. Кононов, Г. Н. Мантуров,
Е. Д. Полетаев, В. В. Саница, А. А. Воеводский

THE MEASUREMENT AND ANALYSIS OF THE NEUTRON TRANSMISSION AND CAPTURE SELF-INDICATION FOR ^{238}U IN THE REGION 5 TO 110 keV. The results of the measuring and analysing of the neutron transmission and self-indication for ^{238}U in the energy region 5 to 110 keV are presented. The measurements were carried out at the pulsed Van-de-Graaff accelerator EG-1 FEB using the time-of-flight technique. The analysis of the results was made using GRUKON programme complex. The obtained results are compared with the data of the group constant BNAB.

Современные методы расчета реакторов на быстрых нейтронах требуют корректного учета эффектов, связанных с резонансной структурой нейтронных сечений. Важным источником информации для получения параметров, характеризующих влияние резонансного поведения сечений, являются данные по нейтронным пропусканиям и самоиндикации сечения радиационного захвата в области неразрешенных резонансов. Как показано в работах [1-3], эти данные позволяют экспериментально определить факторы резонансной самоэкранировки сечения захвата нейтронов, а также уточнить значения средних резонансных параметров. В настоящей работе приводятся результаты измерения и анализа пропусканий по полному сечению и самоиндикации сечения захвата нейтронов для ^{238}U в области энергий нейтронов 5-110 кэВ, выполненных на спектрометре нейтронов на базе импульсного электростатического ускорителя ЭГ-1 ФЭИ.

Эксперимент по измерению нейтронных пропусканий по полному сечению T_t и сечению захвата (самоиндикации) T_c проводился на ускорителе ЭГ-1 с применением техники метода времени пролета для определения энергии нейтронов и дискриминации фона.

Парциальное пропускание T_c измеряли методом самоиндикации, в котором события захвата нейтронов в образце-индикаторе (толщиной $6,46 \cdot 10^{-3}$ атом/б) регистрировались по мгновенным γ -квантам захвата большим жидкостным сцинтилляционным детектором, а нейтронный поток - детектором с тонким (1,0 мм) ^6Li -стеклом, расположенным перед образцом-индикатором. В эксперименте использовали образцы-фильтры из металлического ^{238}U семи различных толщин (от $4,7 \cdot 10^{-3}$ до $1,9 \cdot 10^{-1}$ атом/б), которые обеспечивали измерение пропусканий от 0,94 до 0,1. В отдельном опыте измерение пропускания по полному сечению T_t проводили также детектором с ^6Li -стеклом толщиной 1 см. Подробно экспериментальная установка, методика измерений и фоновые условия описаны в работе [3]. Благодаря последнему усовершенствованию экспериментальной установки удалось значительно улучшить фоновые условия и получить более надежные результаты.

Результаты измерений и их анализ. В табл. I и 2 представлены результаты измерений пропусканий по полному сечению T_t и сечению захвата T_c в зависимости от энергии и толщины фильтра, которые получены усреднением данных трех циклов измерения. Пропускания T_t , измеренные "тонким" и "толстым" детекторами с ^6Li -стеклом, согласовались в пределах погрешностей измерения и были усреднены. Статистическая точность полученных данных по T_t составляет 0,2-0,5% для малых толщин образца-фильтра и ухудшается до 2-3% для фильтра толщиной $1,9 \cdot 10^{-1}$ атом/б (40 мм). Для величины T_c статистическая ошибка больше и составляет 1,5-4,0% и 5-20% для указанных толщин фильтров. Полная ошибка (приведена в табл. I и 2) включает в себя кроме статистической неопределенность, обусловленную вычитанием фона, величина которого увеличивается в сторону меньших значений энергии нейтронов, а также неопределенности, связанные с введением поправок на "мертвое" время регистрирующей аппаратуры, изотопный состав образцов-фильтров и другие незначительные поправки.

На рис. I экспериментальные данные по T_t и T_c в зависимости от толщины фильтра при различных энергиях сравниваются с результатами расчета этих величин, выполненных в рамках программного комплекса ГРУКОН, в котором для вычисления нейтронных сечений и их функционалов в области неразрешенных резонансов используется формула Брейта - Вигнера с учетом межуровневой интерференции уровней с поправкой на вклад далеких резонансов [4].

Таблица I

Результаты измерения пропускания по полному сечению $T_t(E)$ для ^{238}U

E_n , кэВ	Толщина фильтра, атом/б						
	$4,7 \cdot 10^{-3}$ (1 мм)	$9,1 \cdot 10^{-3}$ (2 мм)	$2,37 \cdot 10^{-2}$ (5 мм)	$4,74 \cdot 10^{-2}$ (10 мм)	$7,07 \cdot 10^{-2}$ (15 мм)	$9,43 \cdot 10^{-2}$ (20 мм)	$1,9 \cdot 10^{-1}$ (40 мм)
4-6	$0,933 \pm 0,008$	$0,881 \pm 0,008$	$0,719 \pm 0,007$	-	-	$0,296 \pm 0,009$	$0,098 \pm 0,008$
6-8	$0,939 \pm 0,008$	$0,881 \pm 0,007$	$0,717 \pm 0,006$	-	-	$0,295 \pm 0,007$	$0,103 \pm 0,007$
8-10	$0,940 \pm 0,007$	$0,872 \pm 0,006$	$0,719 \pm 0,006$	-	-	$0,299 \pm 0,006$	$0,103 \pm 0,006$
10-14	$0,940 \pm 0,005$	$0,884 \pm 0,006$	$0,718 \pm 0,005$	$0,525 \pm 0,009$	$0,398 \pm 0,008$	$0,299 \pm 0,005$	$0,104 \pm 0,005$
14-18	$0,937 \pm 0,005$	$0,876 \pm 0,006$	$0,717 \pm 0,004$	$0,523 \pm 0,007$	$0,405 \pm 0,007$	$0,296 \pm 0,003$	$0,102 \pm 0,004$
18-22	$0,935 \pm 0,004$	$0,880 \pm 0,004$	$0,719 \pm 0,004$	$0,531 \pm 0,006$	$0,400 \pm 0,005$	$0,288 \pm 0,002$	$0,093 \pm 0,003$
22-26	$0,937 \pm 0,004$	$0,881 \pm 0,004$	$0,724 \pm 0,003$	$0,527 \pm 0,006$	$0,402 \pm 0,004$	$0,295 \pm 0,002$	$0,094 \pm 0,002$
26-30	$0,939 \pm 0,004$	$0,881 \pm 0,004$	$0,722 \pm 0,003$	$0,527 \pm 0,006$	$0,398 \pm 0,004$	$0,292 \pm 0,002$	$0,093 \pm 0,002$
30-40	$0,939 \pm 0,004$	$0,883 \pm 0,004$	$0,731 \pm 0,003$	$0,536 \pm 0,005$	$0,408 \pm 0,004$	$0,298 \pm 0,002$	$0,095 \pm 0,002$
40-50	$0,942 \pm 0,004$	$0,887 \pm 0,004$	$0,739 \pm 0,003$	$0,540 \pm 0,004$	$0,417 \pm 0,004$	$0,304 \pm 0,002$	$0,099 \pm 0,002$
50-60	$0,943 \pm 0,004$	$0,887 \pm 0,004$	$0,743 \pm 0,003$	$0,549 \pm 0,004$	$0,420 \pm 0,004$	$0,308 \pm 0,002$	$0,100 \pm 0,002$
60-70	$0,945 \pm 0,004$	$0,893 \pm 0,004$	$0,748 \pm 0,003$	$0,554 \pm 0,004$	$0,425 \pm 0,004$	$0,316 \pm 0,002$	$0,103 \pm 0,002$
80-90	$0,946 \pm 0,006$	$0,896 \pm 0,004$	$0,751 \pm 0,003$	$0,563 \pm 0,004$	$0,435 \pm 0,004$	$0,324 \pm 0,002$	$0,108 \pm 0,002$
90-100	$0,950 \pm 0,005$	$0,899 \pm 0,004$	$0,757 \pm 0,003$	$0,565 \pm 0,003$	$0,440 \pm 0,003$	$0,328 \pm 0,002$	$0,110 \pm 0,002$
100-120	$0,950 \pm 0,004$	$0,904 \pm 0,004$	$0,760 \pm 0,003$	$0,573 \pm 0,003$	$0,447 \pm 0,003$	$0,337 \pm 0,002$	$0,114 \pm 0,002$

Таблица 2

Результаты измерения пропускания (самоиндикации) по сечению захвата $T_C(E)$ для ^{238}U

$E_n, \text{кэВ}$	Толщина фильтра, атом/б				
	$2,37 \cdot 10^{-2}$ (5 мм)	$4,74 \cdot 10^{-2}$ (10 мм)	$7,07 \cdot 10^{-2}$ (15 мм)	$9,43 \cdot 10^{-2}$ (20 мм)	$1,9 \cdot 10^{-1}$ (40 мм)
10-14	0,641 \pm 0,069	0,438 \pm 0,060	0,329 \pm 0,060	0,221 \pm 0,049	0,084 \pm 0,030
14-18	0,672 \pm 0,033	0,457 \pm 0,029	0,353 \pm 0,029	0,247 \pm 0,031	0,083 \pm 0,021
18-22	0,683 \pm 0,025	0,477 \pm 0,021	0,363 \pm 0,024	0,254 \pm 0,025	0,085 \pm 0,017
22-26	0,694 \pm 0,018	0,486 \pm 0,017	0,374 \pm 0,020	0,267 \pm 0,018	0,086 \pm 0,013
26-30	0,698 \pm 0,016	0,488 \pm 0,014	0,365 \pm 0,015	0,261 \pm 0,012	0,083 \pm 0,012
30-40	0,718 \pm 0,015	0,507 \pm 0,012	0,375 \pm 0,012	0,271 \pm 0,010	0,085 \pm 0,011
40-50	0,726 \pm 0,014	0,511 \pm 0,012	0,390 \pm 0,011	0,279 \pm 0,010	0,084 \pm 0,010
50-60	0,731 \pm 0,012	0,526 \pm 0,012	0,407 \pm 0,011	0,290 \pm 0,009	0,095 \pm 0,009
60-70	0,738 \pm 0,011	0,541 \pm 0,012	0,412 \pm 0,011	0,301 \pm 0,008	0,093 \pm 0,007
70-80	0,745 \pm 0,011	0,544 \pm 0,012	0,419 \pm 0,010	0,311 \pm 0,008	0,100 \pm 0,006
80-90	0,745 \pm 0,010	0,544 \pm 0,009	0,422 \pm 0,009	0,316 \pm 0,008	0,094 \pm 0,006
90-100	0,749 \pm 0,010	0,551 \pm 0,009	0,433 \pm 0,009	0,321 \pm 0,008	0,098 \pm 0,006
100-120	0,753 \pm 0,008	0,562 \pm 0,007	0,443 \pm 0,008	0,327 \pm 0,007	0,109 \pm 0,006

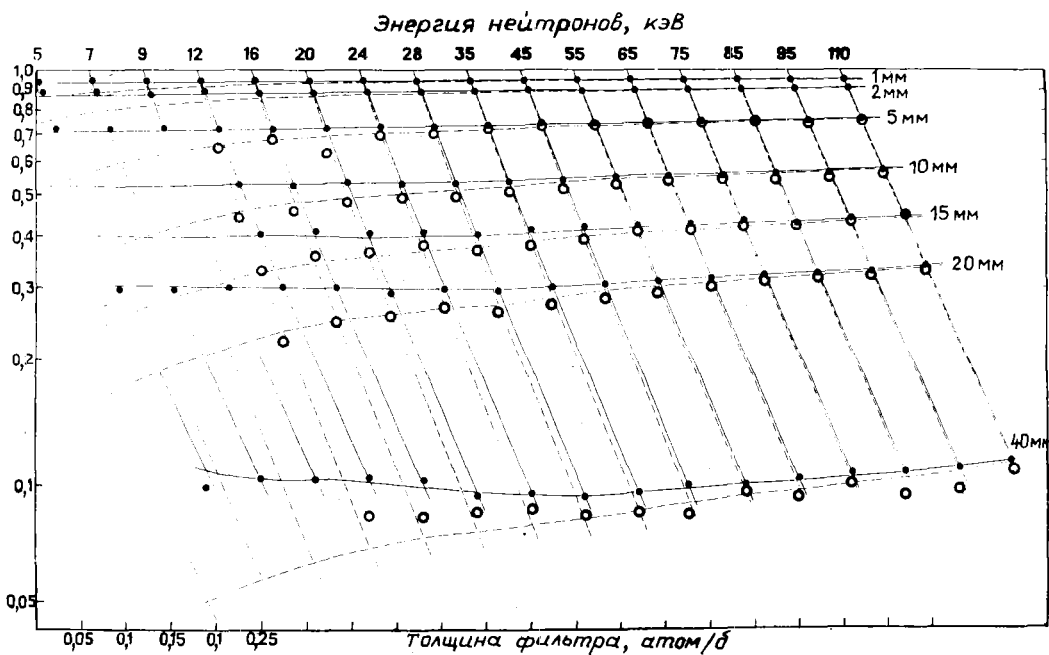


Рис.1. Пропускания по полному сечению T_t и по сечению захвата T_C в зависимости от энергии нейтронов и толщины фильтра. Эксперимент: \bullet — T_t , \circ — T_C ; расчет: — — — — T_t , - - - - T_C

Проведенный анализ чувствительности функционалов T_t и T_c к эффективному радиусу потенциального рассеяния и средним резонансным параметрам показал, что пропускания T_t и T_c в исследуемой области энергий в основном определяются значением параметров для S -нейтронов и главным образом радиусом потенциального рассеяния R'_0 , чувствительность к которому на порядок больше, чем к другим параметрам. В связи с этим при подгонке расчетных кривых пропусканий T_t и T_c к эксперименту значения средних резонансных параметров не варьировались и были приняты следующими: для S -нейтронов (нейтронная Γ_n и радиационная Γ_δ , ширины и расстояние между уровнями D) — из анализа разрешенных резонансов [5], для нейтронов с орбитальным моментом $\ell=1$ и $\ell=2$ — из анализа сечения радиационного захвата нейтронов в области энергий 5–500 кэВ [6]. Энергетическая зависимость средних резонансных параметров бралась согласно данным работы [7].

В результате подгонки расчетных кривых к экспериментальным данным по T_t и T_c оказалось, что для достижения удовлетворительного описания эксперимента во всей области энергий нейтронов требуется плавное уменьшение величины радиуса потенциального рассеяния R'_0 от 9,35 фм при энергии 1 кэВ до 8,9 фм при $E_n = 110$ кэВ. Этот результат не является неожиданным, так как расчеты по оптической модели методом связанных каналов [7, 8] указывают на уменьшение с ростом энергии нейтронов абсолютного значения параметра R'_0 , учитывающего влияние вклада далеких и связанного с R'_0 резонансов следующим образом: $R'_0 = \alpha(1 - R_0^\infty)$, где α — радиус ядра, равный $1,23 A^{1/3} + 0,8 = 8,42$ фм. Следует отметить, что альтернативный путь удовлетворительного описания эксперимента — изменение с энергией значения приведенной нейтронной силовой функции S_n^0 — приводит к необходимости увеличения ее при $E_n = 100$ кэВ примерно на 40%, что трудно объяснить, оставаясь в рамках общепринятых представлений. Сравнение результатов по пропусканиям с данными других авторов затруднено, так как все они измерены с разными толщинами фильтров и в различных энергетических интервалах. Поэтому сравнение их удобнее проводить для величины так называемого наблюдаемого полного сечения $\sigma_t^{набл} = -(1/\tau) \ln T_t$, где τ — толщина фильтра, атом/б.

На рис. 2 приведены зависимости $\sigma_t^{набл}(\tau)$ для отдельных выборочных энергетических интервалов, используемых в настоящей работе. Здесь же показаны данные работы [9], которые усреднены в соответствии с нашими энергетическими интервалами. Данные работы [10] при $E_n = 66$ кэВ и [11] при 24 и 82 кэВ, а также работ [12, 13] для энергетических групп БНАБ приведены для иллюстрации общей картины. Наблюдаемый в экспериментальных данных большой разброс при малых толщинах фильтров свидетельствует о трудности высокоточного измерения пропусканий для этих толщин и позволяет сделать вывод, что значения полного сечения в области неразрешенных резонансов, получаемые путем экстраполяции зависимости $\sigma_t^{набл}(\tau)$ к нулевой толщине фильтра, в сильной степени зависят от используемой расчетной модели. В настоящей работе для экстраполяции применялась расчетная модель ГРУКОН с параметрами работы [6] и радиусом R'_0 , зависящим от энергии нейтронов. Полученные результаты по величине $\sigma_t(E)$ для ^{238}U представлены в табл. 3, а на рис. 3 сравниваются с данными других работ [1, 9–11, 13–15].

Экспериментальные данные по самоиндикации $T_c(\tau)$ совместно с данными по пропусканию $T_t(\tau)$ использовались для определения факторов резонансной самоэкранировки сечения захвата f_c согласно выражению $f_c = \int_0^\infty T_c(\tau) / \int_0^\infty T_t(\tau)$. Экстраполяция величин $T_c(\tau)$ и $T_t(\tau)$ к бесконечной толщине фильтра проводилась с использованием расчетной модели ГРУКОН. При этом доля экстраполированной площади под кривыми пропускания составляла около 15% полной площади.

В табл. 3 приведены полученные таким способом значения факторов резонансной самоэкранировки сечения захвата в зависимости от энергии нейтронов $f_c(E)$ и оцененная погрешность этой величины, а также факторы резонансной самоэкранировки полного сечения, рассчитанные в рамках программы ГРУКОН.

Сравнение полученных в настоящей работе экспериментальных значений полного сечения и факторов самоэкранировки с данными БНАБ-78 [16] показывает (табл. 4), что они в целом подтверждают принятые в настоящее время для расчетов реакторов значения этих величин.

В заключение следует отметить, что экспериментальные данные по самоиндикации не позволяют в большей степени, чем данные по пропусканию, уточнить средние резонансные параметры. Однако они дают единственную возможность прямого экспериментального определения факторов резонансной самоэкранировки.

Таблица 3

Полное сечение и факторы резонансной самоэкранировки f_t и f_c для ^{238}U , полученные в настоящей работе

E_n , кэВ	σ_t , б	f_t	f_c
4-6	$17,32 \pm 0,52$	$0,564 \pm 0,045$	-
6-8	$16,43 \pm 0,45$	$0,637 \pm 0,045$	-
8-10	$15,64 \pm 0,40$	$0,680 \pm 0,041$	-
10-14	$14,96 \pm 0,38$	$0,731 \pm 0,037$	$0,827 \pm 0,041$
14-18	$14,49 \pm 0,35$	$0,782 \pm 0,035$	$0,873 \pm 0,035$
18-22	$14,28 \pm 0,33$	$0,818 \pm 0,034$	$0,903 \pm 0,033$
22-26	$13,95 \pm 0,30$	$0,842 \pm 0,033$	$0,922 \pm 0,031$
26-30	$13,82 \pm 0,29$	$0,863 \pm 0,032$	$0,937 \pm 0,028$
30-40	$13,42 \pm 0,28$	$0,888 \pm 0,031$	$0,934 \pm 0,024$
40-50	$12,98 \pm 0,27$	$0,915 \pm 0,030$	$0,970 \pm 0,022$
50-60	$12,68 \pm 0,25$	$0,932 \pm 0,029$	$0,974 \pm 0,021$
60-70	$12,46 \pm 0,25$	$0,945 \pm 0,028$	$0,979 \pm 0,020$
70-80	$12,16 \pm 0,25$	$0,953 \pm 0,029$	$0,983 \pm 0,019$
80-90	$12,04 \pm 0,25$	$0,962 \pm 0,029$	$0,985 \pm 0,018$
90-100	$11,84 \pm 0,25$	$0,967 \pm 0,029$	$0,989 \pm 0,018$
100-120	$11,55 \pm 0,25$	$0,973 \pm 0,029$	$0,991 \pm 0,018$

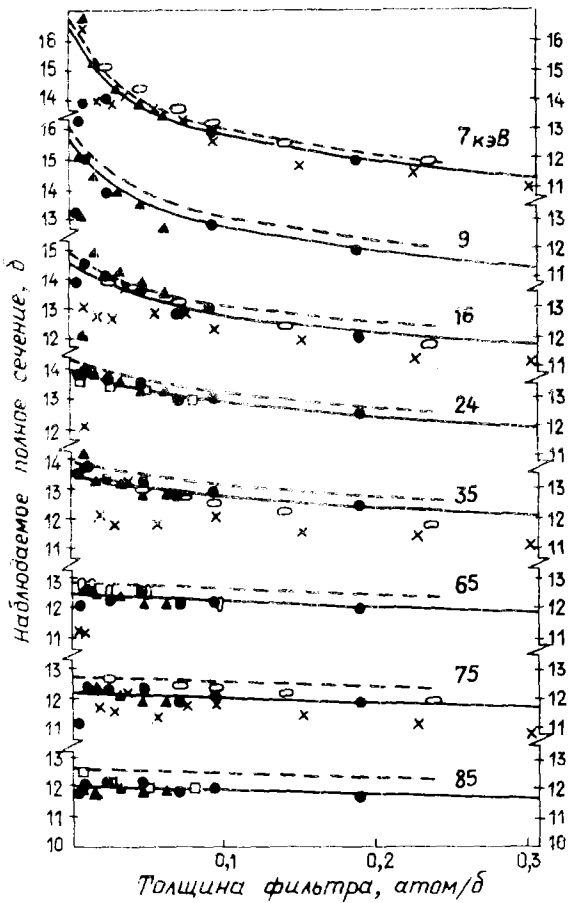


Рис.2. Наблюдаемое полное сечение в зависимости от толщины фильтра при различных энергиях нейтронов. Данные работ: ● - настоящей; ▲ - [9]; □ - [10]; ○ - [11]; × - [12]; ◇ - [13]; — - расчет с зависящим от энергии нейтронов R'_0 ; --- - расчет с $R'_0 = 9,35$ фм

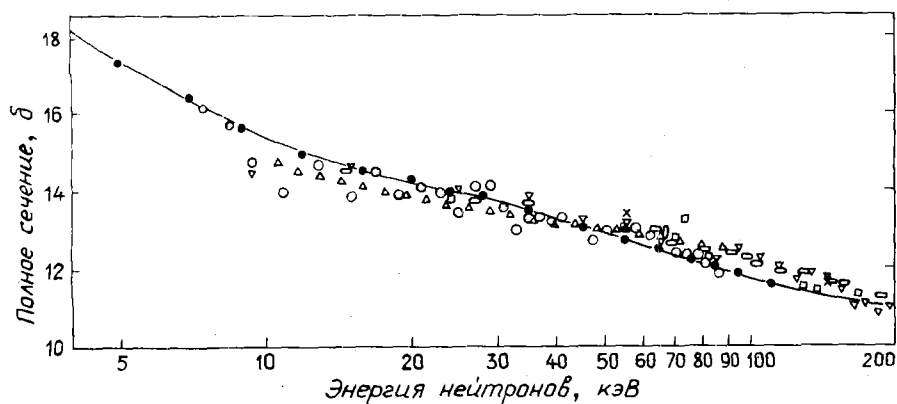


Рис.3. Полное сечение нейтронов для ^{238}U . Данные работ: ● - настоящей; ○ - [1]; △ - [9]; □ - [10]; ◇ - [11]; ◐ - [13]; ▽ - [14]; × - [15]; — - расчет по программе TRUCKS

Таблица 4

Сравнение групповых констант для ^{238}U , полученных в настоящей работе, со значениями, принятыми в БНАБ-78

Группа БНАБ	$E_n, \text{кэВ}$	$\sigma_t, \text{б}$		f_t		f_c	
		Настоящая работа	БНАБ	Настоящая работа	БНАБ	Настоящая работа	БНАБ
I2	4,65-10,0	16,46 \pm 0,45	15,88	0,617 \pm 0,044	0,668	-	0,719
II	10,0-21,5	14,58 \pm 0,35	14,48	0,777 \pm 0,035	0,755	0,868 \pm 0,035	0,830
IO	21,5-46,5	13,73 \pm 0,29	13,464	0,864 \pm 0,031	0,855	0,931 \pm 0,024	0,910
9	46,5-100	12,36 \pm 0,25	12,571	0,946 \pm 0,029	0,915	0,980 \pm 0,019	0,958

Список литературы

1. Кононов В.Н., Полетаев Е.Д. В кн.: *Нейтронная физика: Материалы 2-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике*, Киев, 28 мая-1 июня 1973 г./ФЭИ. Обнинск, 1974, Ч.2. С.199-205.
2. Кононов В.Н., Полетаев Е.Д., Боховко М.В. и др. В кн.: *Нейтронная физика: Материалы 5-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике*, Киев, 15-19 сентября 1980 г./ЦНИИАтоминформ. М., 1980. Ч.2. С.276-279.
3. Кононов В.Н., Полетаев Е.Д., Боховко М.В. и др. *Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы*. 1985. Вып.2. С.41-44.
4. Синица В.В. Там же. 1983. Вып.5(54). С.3-19.
5. Николаев М.Н., Абагян Л.П., Корчагина Ж.А. и др. *Нейтронные данные для урана-238: Препринт ФЭИ СБ-45*. Обнинск, 1978.
6. Казаков Л.Е., Кононов В.Н., Мантуров Г.Н. и др. *Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы*. 1986. Вып.3. С.37-43.
7. Мантуров Г.Н., Лунев В.П., Горбачева Л.В. Там же. 1983. Вып.1(50). С.50-63.
8. Frohner F.H. Rep. NEANDC(E)-202U. 1979. V.5. P.31.
9. Byoun T.Y., Semler T. Proc. of the National topical meeting on new development in reactor physics and shielding. Kiamesha Lake, 1972. Conf.-720901. Book 2. P.1115-1131.
10. Poenitz W.P. e.a. Nucl. Sci. and Engng. 1981. V.78. N 4. P.33.
11. Tsubone I. e.a. Ibid. 1984. V.88. P.579-591.
12. Ваньков А.А., Григорьев Ю.В., Николаев М.Н. и др. Proc. of Conf. on nucl. data for reactors. Helsinki. 1970. V.1. P.559.
13. Филиппов В.В. *Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы*. 1985. Вып.4. С.33-38.
14. Uttly S.A. e.a. Proc. of Conf. on nucl. data for reactors. Helsinki. 1970. V.2. P.39.
15. Литвинский Л.Л., Вертебный В.П., Либман В.А., Мураин А.В. *Атомная энергия*. 1987. Т.62. Вып.3. С.192.
16. Абагян Л.П., Базазянц Н.О., Николаев М.Н., Цибуля А.Н. *Групповые константы для расчета реакторов и защиты*. М.: Энергоиздат, 1981.

Статья поступила в редакцию 27 июля 1987 г.

THE REEVALUATION OF RESONANCE PARAMETERS OF ^{241}Pu . Calculated values of ^{241}Pu resonance parameters have been obtained according to Breit - Wigner and Adler - Adler formalisms. The comparison of the quality of the description of cross-sections in the range of resolved resonances conducted by two systems of parameters has been given. The use of the smooth file method allows to improve the quality of the description of experimental data.

Необходимость проведения переоценки разрешенной резонансной области ^{241}Pu вызвана тем, что предыдущая оценка, положенная в основу файла ядерных данных ^{241}Pu [1], была выполнена в 1977-1979 гг. За прошедшее время улучшилось программно-техническое обеспечение оценки (автором создана программа RPSFC [2], ориентированная на ЭВМ типа ЕС, что позволяет использовать большие массивы экспериментальных данных на машинных носителях и расширяет возможности проведения параметризации) и появилась информация по сечению радиационного захвата, которая отсутствовала ранее. Кроме того, при расчете резонансных параметров [1] не выполнялись условия формата ENDF/B, а приведение полученных параметров к виду, соответствующему требованиям формата, дало не вполне адекватные значения. Все указанное выше и сделало необходимой переоценку резонансной области ^{241}Pu , причем основным аргументом для ее проведения было наличие информации по сечению σ_p . В предыдущей оценке параметризовались только сечения σ_t и σ_f , а параметры для σ_p (адлеровские) строились на их базе таким образом, чтобы среднегрупповые сечения рассеяния не очень сильно отличались от потенциального.

В работе использованы экспериментальные данные по σ_t [3, 4], σ_f [5, 6] и σ_p [5].

Все образцы, использованные авторами, имели примеси ^{239}Pu , ^{240}Pu , ^{242}Pu , ^{241}Am . Только в эксперименте [3] величины этих примесей достаточно малы, в остальных случаях они дают заметный вклад в сечения, особенно это касается работ [4, 5] по σ_p . Причем некоторые примесные резонансы практически совпадают с резонансами ^{241}Pu , что особенно затрудняет обработку эксперимента. Следовательно, необходимо вычистить вклад примесей из экспериментальных данных, чтобы выделить чистый ход сечений ^{241}Pu для дальнейшей параметризации. При решении этой задачи использовались резонансные параметры из работ [7-10] и информация по толщинам образцов, функциям разрешения и температурам из работ [3-6]; расчет вклада примесей проводился по одноуровневому формализму Брейта - Вигнера. В итоге были получены сечения σ_t , σ_f и σ_p ^{241}Pu , свободные от указанных выше примесей, по крайней мере в рамках имеющейся экспериментальной информации и сделанных при расчетах предположений.

Не останавливаясь на оценке качества использованных при параметризации в настоящей работе исходных данных, отметим, что, как хорошо видно из работы [11], количество экспериментальных точек по сечению невелико и они не всегда описывают структуру сечения, а после вычитания примесей их становится еще меньше; при этом для резонансов 90,68; 91,81 и 95,36 эВ вообще отсутствует какая-либо информация по сечению σ_p , что вызывает дополнительные трудности при проведении расчетов.

Как и в предыдущей работе [12], параметризация проводилась в два этапа. Вначале были уточнены параметры Брейта - Вигнера в энергетическом интервале до 100 эВ (в качестве исходного набора использовался сборный вариант, построенный на основе работ [1, 11]), затем они были взяты как исходные при получении набора адлеровских параметров. Как и ранее [12], качество параметризации оценивалось по трем критериям: 1) среднее отклонение хода сечений, восстановленных из параметров, от экспериментальных (в барнах на одну экспериментальную точку); 2) то же в процентах; 3) то же для сечений, усредненных по интервалу одного резонанса. Выбирался набор параметров, наилучшим образом отвечающий всем критериям для всех типов сечений, причем параметризация проводилась при различных комбинациях весов обрабатываемых экспериментов как для параметров Брейта - Вигнера, так и Адлер - Адлера.

Расчеты показали:

1. При практически всех комбинациях весов параметры Адлер - Адлера описывают экспериментальные данные по полному сечению существенно лучше, чем параметры Брейта - Вигнера. По сечению деле-

ния такое однозначное заключение сделать нельзя, а по сечению радиационного захвата предпочтение следовало бы отдать параметрам Брейта - Вигнера. Однако совместное рассмотрение всех типов сечений по всем критериям делает адлеровские параметры предпочтительнее.

2. Использование гладкого файла существенно улучшает согласие расчетного хода сечения с экспериментом для всех типов сечений за исключением сечения σ_{γ} по критерию 2).

Полученные результаты позволяют сделать вывод о качестве экспериментальных данных. Можно сказать, что полное сечение измерено достаточно хорошо, сечение деления несколько хуже, а точность измерения сечения радиационного захвата низка [11]. При этом любой экспериментальный выброс (а при малом числе точек на одном резонансе вес его возрастает) приводит к увеличению параметра интерференции H для данного резонанса, что сразу же ухудшает описание соседних уровней. Этот эффект особенно заметен для сечения радиационного захвата, поэтому для него предпочтительнее оказываются параметры Брейта - Вигнера. Учитывая, что во многих энергетических интервалах это сечение в межрезонансной области близко к нулю, гладкий файл для него действительно будет заметно ухудшать согласие расчета с экспериментом по критерию 2) при заметном улучшении такого согласия для полного сечения и сечения деления в тех же интервалах. Вообще, можно сделать вывод, что экспериментальные данные по ^{241}Pu плохо согласуются друг с другом (аналогичный вывод делается и в работе [13]), так как не только в случае независимого описания каждого типа сечения, но и при частичном согласовании параметров (согласование по параметрам G , как в работе [12]) появляются отрицательные значения сечения рассеяния, получаемого вычитанием. Сложившаяся ситуация требует проведения согласования не только параметров G , но и H , хотя это и может вызвать некоторое ухудшение описания экспериментов. Другая возможность - конструирование сечения рассеяния с помощью гладкого файла - менее предпочтительна.

Для получения согласованных резонансных параметров G и H использовался в качестве исходного лучший из брейт-вигнеровских наборов. В окончательном наборе параметров для большей части резонансов интерференция отсутствует (имеется всего 13 резонансов, у которых параметры H_t , H_f и H_p не равны нулю), а параметризация проводилась для 78 уровней в энергетическом интервале 0 - 100 эВ. В то же время для системы, согласованной только по параметрам G , таких резонансов 47. Аналогичная в смысле нулевой интерференции система параметров дана в работе [14], где авторы провели параметризацию собственных экспериментов по делению и радиационному захвату. Нулевая интерференция большинства резонансов свидетельствует не об отсутствии таковой, а, как уже отмечалось, о несогласованности экспериментальных данных. При этом требование согласования параметров G и H по всем типам сечений ведет к тому, что система полностью или почти полностью брейт-вигнеровских параметров наилучшим образом воспроизводит всю совокупность данных с использованием описанных критериев.

Сравнение результатов расчетов сечений по окончательному набору параметров и по параметрам, согласованным только по G (лучший вариант), показало, что по критерию 1) для трех типов сечений (σ_t , σ_f и σ_p), по критериям 2) и 3) для полного сечения и по критерию 3) для сечения радиационного захвата полностью согласованным параметрам следует отдать предпочтение, тогда как для сечений σ_f и σ_p по критерию 2) и для сечения σ_f по критерию 3) лучшее описание получается по набору частично согласованных (только по G) параметров. Суммарно же по всем трем типам сечений и трем критериям полностью согласованные параметры воспроизводят экспериментальные сечения несколько точнее, чем частично согласованные, и при этом дают физически непротиворечивые значения сечения рассеяния.

Следует отметить, что на данном этапе при любых параметризациях остается открытым вопрос об области энергий до 4 эВ. Необходимы новые измерения полного сечения и сечения радиационного захвата, чтобы устранить имеющиеся расхождения в экспериментальных данных, вызванные в большой степени наличием в образцах примесей ^{240}Pu , ^{242}Pu и ^{241}Am , причем качество учета примесных резонансов ^{240}Pu при энергии 1,06 эВ и ^{242}Pu при энергии 2,66 эВ прямо сказывается на результатах расчетов сечений σ_t и σ_p , а при совместной обработке всех типов сечений - и на сечении σ_f . В групповых сечениях (см таблицу) этот эффект очень заметен в группах 22-25, где сечения определяются в основном параметрами первых трех резонансов ^{241}Pu при энергиях 0,26; 4,28 и 4,58 эВ, а также наличием указанных выше примесей в интервале 0,5-3,5 эВ. Сравнение среднегрупповых сечений, рассчитанных по полностью согласованным параметрам с добавлением гладкого файла, с данными различных

библиотек [15] показывает, что сечения деления хорошо согласуются во всех группах до 100 эВ (несколько хуже согласие только в группе 25). Сечение радиационного захвата лежит систематически ниже в группах 22, 24 и систематически выше в группах 18-21. В группе 25 согласие можно считать хорошим. Такая же ситуация в полном сечении, хотя согласие в группах 18-24 можно считать хорошим. Сечение рассеяния лежит ниже в группах 21-25, а в остальных хорошо согласуется с данными других библиотек. Таким образом, наличие явная корреляция между рассчитанными по параметрам сечениями σ_t и σ_f , чего, вообще говоря, и следовало ожидать, учитывая качество экспериментальных данных по сечению σ_f . Гладкий файл для рассматриваемого энергетического интервала 0,01-100 эВ содержит около 190 точек и позволяет заметно улучшить согласие расчетов как с экспериментальными данными, так и со среднегрупповыми сечениями различных библиотек.

Сравнение групповых констант

Группа	σ_t					σ_f				
	ENDF/B	JENDL	SOKRAT	KEDAK	Настоящая работа	ENDF/B	JENDL	SOKRAT	KEDAK	Настоящая работа
25	1245,0	1188,7	1196,5	1380,6	1188,1	842,0	823,50	784,34	941,72	786,20
24	77,84	72,93	82,52	74,87	74,27	43,22	43,93	52,98	50,37	44,93
23	43,75	40,16	41,07	33,73	41,80	26,79	26,93	26,37	22,42	25,67
22	196,0	194,38	180,30	198,52	194,67	112,53	115,84	116,36	112,80	118,65
21	302,65	290,51	283,07	261,01	318,66	248,52	246,14	239,38	215,91	264,22
20	225,84	227,48	198,14	232,37	229,87	137,32	138,19	138,55	149,37	137,82
19	90,49	89,36	90,54	104,38	93,83	64,48	62,66	61,99	76,47	64,55
18	62,88	65,74	64,25	70,68	64,64	37,93	40,62	39,34	44,46	38,50

Группа	σ_p					σ_n				
	ENDF/B	JENDL	SOKRAT	KEDAK	Настоящая работа	ENDF/B	JENDL	SOKRAT	KEDAK	Настоящая работа
25	389,97	356,40	398,86	428,48	390,59	13,03	11,80	13,3	10,4	11,33
24	22,86	18,22	15,21	15,03	19,23	11,76	10,78	14,33	9,47	10,11
23	6,25	3,64	2,80	2,76	7,96	10,71	9,59	11,90	8,55	8,18
22	69,76	69,90	54,20	77,50	67,75	13,71	8,64	9,74	8,22	8,27
21	40,10	33,07	26,48	34,82	43,78	14,03	11,30	17,21	10,28	10,66
20	69,75	72,79	43,11	66,54	73,30	18,77	16,50	16,48	16,46	18,15
19	13,35	13,51	10,09	15,42	16,54	12,66	13,19	18,46	12,49	12,75
18	11,80	11,35	10,02	12,92	12,79	13,15	13,77	14,89	13,30	13,34

Средние резонансные параметры, полученные прямым усреднением, имеют следующие значения: $\langle D \rangle = 1,29$ эВ, $\langle \Gamma_n^0 \rangle = 0,308$ мэВ, $S_0 = 1,10 \cdot 10^{-4}$; $\langle \Gamma_f \rangle = 319,0$ мэВ, $\langle \Gamma_p \rangle = 41,4$ мэВ. Величина $\langle \Gamma_p \rangle$ получена усреднением по 44 резонансам, имеющим значения Γ_p , лежащие внутри интервала 0,02-0,06 эВ. Из остальных 34 резонансов 26 имеют аномально большое и 8 аномально малое значения Γ_p , что еще раз свидетельствует о невысоком качестве экспериментальных данных по сечению радиационного захвата (усреднение по всем уровням дает значение $\langle \Gamma_p \rangle = 45,4$ мэВ).

Резонансные параметры, полученные в настоящей работе, вместе с гладким файлом заменяют аналогичные параметры в файле оцененных ядерных данных для ^{241}Pu [1] и могут использоваться для расчетов в энергетическом интервале 1-100 эВ. Область ниже 1 эВ остается в файле без изменений.

Список литературы

1. Коньшин В.А., Анципов Г.В., Суховицкий Е.Ш. и др. Препринт ИТМО АН БССР. 1979, № 2-7.
2. Коньшин В.А., Анципов Г.В., Суховицкий Е.Ш. и др. Наука и техника. Минск, 1985.
3. Young T.E., Smith J.R. Low Energy Total Neutron Cross-Sections of ^{241}Pu , P: WASH-1093. 1968. С.60.
4. Kolar W., Carraro G. In: Proc. of the Intern. conf. on neutron cross-sections and technology. Knoxville, 1971. V.2. P.707-713.
5. Weston L.W., Todd J.H. J.Nucl.Sci. and Engng. 1978. V.65. P.454-463.
6. Blons J., Derrien H., Michaudon A. In: [4]. P.836-842.
7. Анципов Г.В., Баханович Л.А., Жарков В.Ф. и др. Препринт ИТМО АН БССР. 1981, № 22.
8. Анципов Г.В., Коньшин В.А., Суховицкий Е.Ш. Наука и техника. Минск, 1982. С. 57-58.
9. Анципов Г.В., Баханович Л.А., Коньшин В.А. и др. В кн.: Оценка ядерных данных для ^{242}Pu в области энергий нейтронов 10^{-5} эВ - 15 МэВ. Минск, 1979. С.20.
10. Derrien H., Lucas B. In: Conf. on nuclear cross-sections and technology. Washington: D.C. NBS Spec. Publ. N 425. 1975. P. 637-641.
11. Kikuchi Y., Sakine N. Evaluation of neutron nuclear data of ^{241}Pu for JENDL-2, NEANDC(J) 102/U. June 1984. P.38-49.
12. Мороговский Г.Б. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. 1986. Вып. I. С.12-20.
13. Derrien H. In: Proc. of IAEA consultants meeting on uranium and plutonium isotope resonance parameters: INDC(NDC)-129/GJ. Vienna, 1981. P.83-102.
14. Weston L.W., Todd J.H. Nucl. Sci. and Engng. 1978. V.68. P.125-128.
15. Cullen D.E., Schwerer O. In: [13]. P.197-217.

Статья поступила в редакцию 17 июля 1987 г.

УДК 539.14

НОВАЯ МОДЕЛЬ ДЛЯ РАСЧЕТОВ ЭНЕРГИЙ СВЯЗИ И РАДИУСОВ АТОМНЫХ ЯДЕР. ЭНЕРГИИ СВЯЗИ И РАДИУСЫ ЛЕГЧАЙШИХ ЯДЕР

А. А. С е р е г и н

A NEW MODEL FOR THE CALCULATIONS OF BINDING ENERGIES AND THE RADII OF ATOMIC NUCLEI. BINDING ENERGIES AND THE RADII OF THE LIGHTEST NUCLEI. The pressure of nucleons on the wall of average field is supposed to balance the pressure which surface tension creates. From this condition the radius of the nucleus is found. The model is applied to the calculations of the radii and binding energies for ^3H , ^3He and ^4He .

Задаче о нахождении энергии связи атомных ядер в зависимости от числа нейтронов и протонов посвящено большое число работ; краткий обзор их дан в монографии [1]. Среди этих работ можно выделить те, которые стали вехами в развитии наших представлений об энергии связи. Первая широко известная массовая формула для расчета масс и энергии связи ядер, основанная на модели жидкой капли, была предложена Вайцзеккером - Бете - Бечером [2]. На основе этой формулы удалось понять многие наблюдавшиеся закономерности в энергии связи ядер и в ее зависимости от формы атомного ядра, что позволило качественно объяснить процесс деления атомных ядер. Однако эта формула, правильно передавая общую тенденцию зависимости энергии связи от массового числа, не могла объяснить значительных локальных изменений, связанных с оболочечной структурой ядра, и содержала

ошибку при расчете энергии связи ядер, удаленных от долины β -стабильных ядер. Следующий шаг в развитии теоретических представлений об энергии связи атомных ядер был сделан в работах [3-5], в которых в массовую формулу введена оболочечная поправка, учитывающая квантовую неоднородность распределения нуклонов в фазовом пространстве. Введение оболочечной поправки в массовую формулу не только улучшило согласие между теоретическими и экспериментальными значениями энергии связи, но и качественно изменило наши взгляды на барьеры деления.

В данной работе предлагается новая модель для расчета энергии связи атомных ядер, основанная на том, что в ядре существует равновесие между внутренним давлением, которое оказывают нуклоны, движущиеся в среднем поле ядра, на стенки среднего поля, и внешним давлением, создаваемым поверхностным натяжением. В рамках этой модели можно находить не только энергию связи атомного ядра, но и его радиус, радиальный параметр Z_0 , коэффициент сжимаемости, среднеквадратичные радиусы и т.д., что демонстрируется при расчетах этих величин для ядер ${}^3\text{H}$, ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$.

Формулировка модели. Для всякой сферически симметричной равновесной системы, характеризующейся энергией E и объемом V , в том числе и для атомного ядра, должно выполняться условие [6]

$$dE/dV = 0. \quad (1)$$

В настоящее время при расчете свойств атомного ядра широко используется оболочечная модель, в рамках которой энергия ядра, состоящего из Z протонов и N нейтронов, равняется

$$E \approx E_0 = \sum_{i=1}^Z \tilde{\epsilon}_i + \sum_{i=1}^N \epsilon_i,$$

где $\tilde{\epsilon}_i$ и ϵ_i - одночастичные энергии протонов и нейтронов в среднем поле ядра, которые зависят от радиуса R среднего поля. Можно показать, что

$$\frac{dE_0}{dV} = \frac{1}{4\pi R^2} \frac{d}{dR} \left(\sum_{i=1}^Z \tilde{\epsilon}_i + \sum_{i=1}^N \epsilon_i \right) < 0.$$

Следовательно, в рамках оболочечной модели атомное ядро является неравновесной системой. Именно с этим фактом связан недостаток модели оболочек в описании энергии связи и радиусов атомных ядер. Для устранения этого недостатка заметим, что при переходе от модели сильнодействующих нуклонов к модели невзаимодействующих квазичастиц в среднем поле было отброшено остаточное взаимодействие, часть которого ответственна за равновесность атомного ядра. Поэтому, чтобы получить равновесную оболочечную модель, необходимо к энергии ядра E_0 прибавить за счет остаточного взаимодействия ΔE , что дает

$$\frac{d}{dR} \left(\sum_{i=1}^Z \tilde{\epsilon}_i + \sum_{i=1}^N \epsilon_i + \Delta E \right) = 0. \quad (2)$$

Из решения уравнения (2) найден равновесный радиус ядра \tilde{R} , а затем равновесное значение энергии связи

$$E(\tilde{R}) = \sum_{i=1}^Z \tilde{\epsilon}_i(\tilde{R}) + \sum_{i=1}^N \epsilon_i(\tilde{R}) + \Delta E(\tilde{R}). \quad (3)$$

Величину ΔE можно попытаться рассчитать в рамках какой-нибудь теории или же параметризовать на основе модели жидкой капли. Именно вторая возможность используется в настоящей работе. Для этого заметим, что

$$P_K = - \frac{1}{4\pi R^2} \frac{d}{dR} \left(\sum_{i=1}^Z \tilde{\epsilon}_i + \sum_{i=1}^N \epsilon_i \right)$$

есть давление квазичастиц на стенки среднего поля, которое необходимо компенсировать давлением стенки среднего поля на квазичастицы. Это удобно сделать, вводя поверхностную энергию $\Delta E = E_S = 4\pi\sigma R^2$, где σ - поверхностное натяжение. Тогда давление стенки на газ квазичастиц будет равно $P_C = \frac{1}{4\pi R^2} \frac{d}{dR} (4\pi\sigma R^2) = -(2\sigma/R)$.

Равновесную сферически симметричную оболочечную модель можно обобщить на случай, когда среднее поле является несферическим. При этом энергии одночастичных состояний ε_i и поверхностная энергия $E_s = \sigma S$ зависят от параметров среднего поля, таких, как радиус R , деформации α и т.д. Поэтому энергию связи ядра необходимо минимизировать по этим параметрам: $\partial E/\partial R = \dots = \partial E/\partial \alpha = 0$. Решив эту систему, найдем равновесные значения параметров \tilde{R} , $\tilde{\alpha}$ и т.д., а затем вычислим равновесную энергию связи ядра по формуле

$$E(Z, N) = \sum_{i=1}^Z \tilde{\varepsilon}_i(\tilde{R}, \tilde{\alpha}, \dots) + \sum_{i=1}^N \varepsilon_i(\tilde{R}, \tilde{\alpha}, \dots) + \sigma S(\tilde{R}, \tilde{\alpha}, \dots).$$

Расчет энергии связи ядра для среднего поля конечной глубины. Проиллюстрируем нахождение энергии связи, когда среднее поле для нейтронов и протонов можно считать сферически симметричным.

Пусть для нейтронов среднее поле имеет вид

$$U(z) = \begin{cases} -V_0 & \text{при } z \leq R; \\ 0 & \text{при } z > R, \end{cases}$$

где R - радиус среднего поля. Тогда среднее поле для протонов будет равно

$$\tilde{U}(z) = U(z) + U_c(z),$$

где
$$U_c(z) = \frac{(Z-1)e^2}{z} \begin{cases} 3/2(z/R) - 1/2(z/R)^3 & \text{при } z \leq R; \\ 1 & \text{при } z > R. \end{cases}$$

В данной работе нас интересуют самые легкие ядра, в которых кулоновская энергия мала, поэтому упростим выражение для U_c , положив $U_c = \gamma(Z-1)/R$, где γ - параметр из формулы Вайцзеккера. Тогда, согласно формуле (3), энергия связи ядра будет равна

$$E(Z, N) = \sum_{i=1}^Z \varepsilon_i + \sum_{i=1}^N \varepsilon_i + \gamma \frac{Z(Z-1)}{R} + 4\pi\sigma R^2 - (Z+N)V_0.$$

Так как интерес будут представлять ядра ${}^3\text{He}$, ${}^3\text{H}$ и ${}^4\text{He}$, нуклоны которых, согласно модели оболочек, находятся в $1s$ -состояниях, то одночастичные энергии ε_i для настоящей задачи определяются из решения уравнения

$$k_0 R x_i = \pi - \alpha \text{arctg}(x_i / \sqrt{1-x_i^2}), \quad (4)$$

где $k_0 = \frac{2mV_0}{\hbar^2}$; $x_i^2 = \frac{\varepsilon_i}{V_0}$; $\varepsilon = \varepsilon' - V_0$; m - масса нуклона [7]. Поскольку сферически симметричное среднее поле характеризуется только радиусом R , для нахождения равновесного значения радиуса имеем

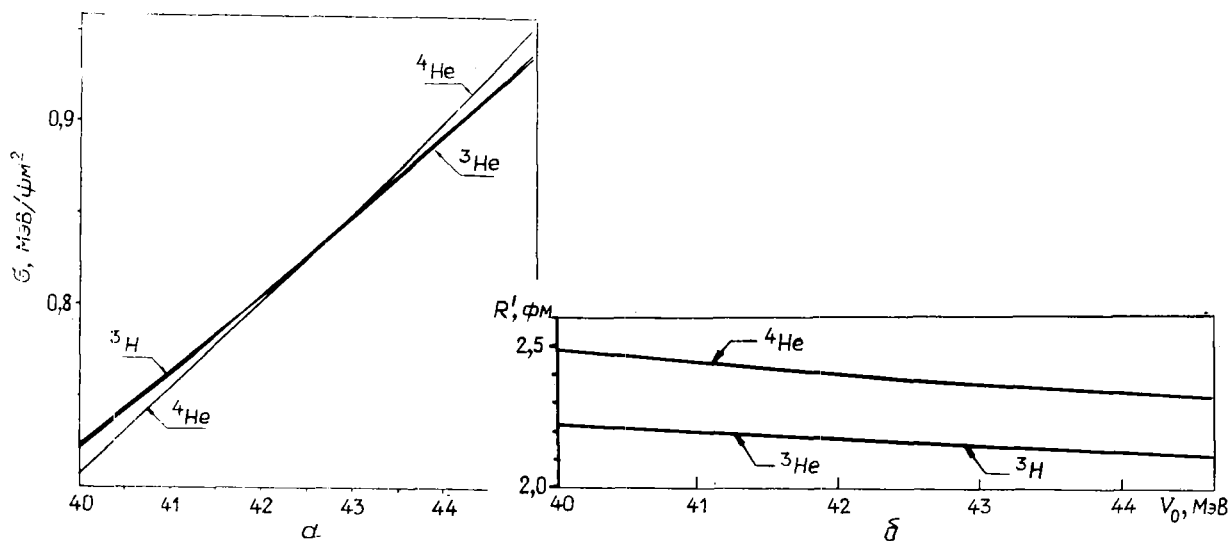
$$\frac{\partial E(Z, N)}{\partial R} = 2V_0 \left[\sum_{i=1}^Z x_i \frac{\partial x_i}{\partial R} + \sum_{i=1}^N x_i \frac{\partial x_i}{\partial R} \right] - \gamma \frac{Z(Z-1)}{R^2} + 8\pi\sigma R = 0, \quad (5)$$

где
$$\frac{\partial x_i}{\partial R} = - \frac{k_0 x_i \sqrt{1-x_i^2}}{1+k_0 R \sqrt{1-x_i^2}}. \quad (6)$$

Решая уравнения (4)-(6) для заданных значений Z и N , найдем $R'(Z, N)$, $E(Z, N)$ и другие характеристики атомных ядер в зависимости от трех параметров V_0 , γ и σ .

Результаты расчетов основных характеристик для ядер ${}^3\text{He}$, ${}^3\text{H}$ и ${}^4\text{He}$. Прежде чем приступить к обсуждению результатов расчетов, остановимся на выборе параметров модели. Как уже упоминалось, параметр γ был взят из формулы Вайцзеккера [2] и в расчетах всех ядер он был равен $\gamma = 3e^2/5 = 0,8640 \cdot 10^{-13}$ МэВ·см.

Таким образом, все рассчитываемые характеристики атомных ядер являются функциями двух параметров. Это удобно и наглядно. В расчетах значение среднего поля V_0 менялось от 20 до 70 МэВ, а натяжения σ — от $0,1 \cdot 10^{26}$ до $2 \cdot 10^{26}$ МэВ/см². Для каждого значения V_0 можно найти такое значение σ , при котором рассчитанная энергия связи ядра $E(Z, N) = \varphi(V_0, \sigma)$ равнялась бы экспериментальному значению $E_{\text{ЭКС}}(Z, N)$ с любой наперед заданной точностью. На рисунке для трех ядер ${}^3\text{He}$, ${}^3\text{H}$ и ${}^4\text{He}$ представлены зависимости поверхностного натяжения и равновесных радиусов от глубины среднего поля при $E(Z, N) = E_{\text{ЭКС}}(Z, N)$. Существуют две области параметров, расчеты для которых представляют наибольший интерес. Первая область соответствует параметрам $V_0 = 42,6$ МэВ и $\sigma = 0,829 \cdot 10^{26}$ МэВ/см², а вторая $V_0 = 44$ МэВ и $\sigma = 0,89 \cdot 10^{26}$ МэВ/см². В первой области все три кривые наиболее близко подходят друг к другу, следовательно, появляется возможность рассчитать характеристики трех ядер одним набором параметров. Вторая область параметров интересна тем, что из формулы Вайцзеккера [2] можно определить параметр $\sigma = 0,89 \cdot 10^{26}$ МэВ/см², а из расчетов энергии связи, например тритона, можно определить значение V_0 . И уже с этими определенными параметрами рассчитать основные характеристики ядер ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$.



Зависимость поверхностного натяжения (а) и равновесных радиусов атомных ядер (б) от глубины среднего поля V_0 при энергии связи атомного ядра $E(Z, N)$, равной $E_{\text{ЭКС}}(Z, N)$

Результаты расчетов для трех ядер представлены в таблице. Кроме энергии связи в таблице приведены рассчитанные равновесные радиусы ядер R' , радиальный параметр $z_0 = R'/A^{1/3}$, коэффициент сжимаемости $K = R'^2 \left(\frac{\partial^2 E(Z, N)}{\partial R^2} \right) \Big|_{R=R'}/A$, среднеквадратичные радиусы протонов $\langle z_p^2 \rangle^{1/2}$ и нейтронов $\langle z_n^2 \rangle^{1/2}$. При расчетах принималось, что волновая функция нуклона имеет вид

$$\psi(\vec{z}) = \begin{cases} A \frac{\sin kz}{z} Y_{00}(\theta, \varphi) & \text{при } z \leq R; \\ iA \sin kR \exp(\alpha R) [\exp(-\alpha z)/z] Y_{00}(\theta, \varphi) & \text{при } z > R, \end{cases}$$

где A — нормировочная константа. Экспериментальные данные по энергиям связи взяты из работы [1], а среднеквадратичные протонные радиусы и экспериментальные значения радиусов ядер — из работы [8]. Экспериментальные значения радиусов ядер ${}^3\text{He}$ и ${}^3\text{H}$ определялись по энергии связи зеркальных ядер, а ядра ${}^4\text{He}$ — по соотношению $R^2 = 5/3 \langle z_p^2 \rangle$. Коэффициенты сжимаемости экспериментально неизвестны, но полученные величины можно сравнить со значением $K \approx 120$ МэВ, рассчитанным в работе [2] для атомных ядер, и с $K \approx 170$ МэВ — для ядерной материи [9].

Результаты расчетов основных характеристик атомных ядер ${}^3\text{He}$, ${}^3\text{H}$ и ${}^4\text{He}$ при $V_0 = 42,6$ МэВ и $\sigma = 0,8290 \cdot 10^{26}$ МэВ/см² (I) и $V_0 = 44,0$ МэВ и $\sigma = 0,89 \cdot 10^{26}$ МэВ/см² (II)

Элемент	Данные	$E(Z,N)$, МэВ	R' , фм	z_0 , фм	K , МэВ	$\langle z_p^2 \rangle^{1/2}$, фм	$\langle z_n^2 \rangle^{1/2}$, фм
${}^3\text{He}$	Эксперимент	-7,7184	2,09	1,45*	-	-	-
	Расчет I	-7,690	2,1514	1,4917	114	1,726	1,741
	Расчет II	-7,640	2,1119	1,4693	118	1,698	1,712
${}^3\text{H}$	Эксперимент	-8,482	2,09	1,45*	-	-	-
	Расчет I	-8,465	2,1447	1,4871	113	1,739	1,739
	Расчет II	-8,4599	2,1055	1,4599	115	1,710	1,710
${}^4\text{He}$	Эксперимент	-28,297	2,08	1,31	-	1,61	-
	Расчет I	-28,241	2,3786	1,4985	104	1,790	1,811
	Расчет II	-28,796	2,3344	1,4706	107	1,760	1,781

* Зеркальные ядра.

Из таблицы видно, что существующий набор экспериментальных данных для рассматриваемых ядер не так велик. Лучше всего изучена энергия связи ядра. Здесь наблюдается наиболее хорошее согласие результатов расчетов с экспериментальными данными. Радиусы ядер известны хуже, так как результаты рассеяния электронов на этих ядрах зависят уже от распределения заряда внутри нуклонов. Если рассчитанные значения радиусов ядер ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{H}$ находятся в неплохом согласии, то рассчитанное значение радиуса ядра ${}^4\text{He}$ почти на 15% больше экспериментального. С чем связано это различие, пока сказать трудно. Формально его можно устранить, полагая, что для ${}^4\text{He}$ параметры $V_0 \approx 50$ МэВ и $\sigma \approx 1,23 \cdot 10^{26}$ МэВ/см², но это означало бы, что в атомных ядрах величина среднего поля V_0 и поверхностное натяжение могут сильно меняться от ядра к ядру, что физически мало обосновано. Действительно, более вероятной кажется ситуация, когда такие усредненные параметры, как V_0 и σ , могут меняться от ядра к ядру в пределах нескольких процентов.

Итак, предложена новая модель для расчета энергии связи атомных ядер в зависимости от чисел Z и N . Кроме энергии связи в рамках этой модели можно находить равновесные радиусы ядер, коэффициент сжимаемости, среднеквадратичные протонные и нейтронные радиусы. Применение этой модели к расчету энергии связи и радиусов легчайших ядер с использованием довольно грубого варианта среднего поля показало, что расчеты вполне удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными. Следует особо подчеркнуть, что данную модель можно обобщить, во-первых, на случай, когда средние поля являются потенциалом осциллятора или потенциалом Саксона - Вудса, во-вторых, на расчеты энергии связи и других характеристик ядра в зависимости от энергии возбуждения, а также на расчеты барьеров деления.

Список литературы

1. Кравцов В.А. Массы атомов и энергии связи ядер. М.: Атомиздат, 1974.
2. Бор О., Моттельсон Б. Структура атомного ядра. Т.1. М.: Мир, 1971.
3. Струтинский В.М. Ядерная физика. 1966. Т.3. С.614.
4. Strutinsky V. Nucl. Phys. 1967. V. A95. P.420.
5. Myers W.D., Swiatecki W.J. Ibid. 1966. V.81, N 1. P.1.
6. Саперштейн Э.Е., Фаянс С.А., Ходель В.А. Элементарные частицы и атомное ядро. 1978. Т.9. вып.2. С.221.
7. Флюгге З. Задачи по квантовой механике. Т.1. М.: Мир, 1974, С.168.
8. Эдтон Л. Размеры ядер. М.: Изд-во иностр.лит., 1962.
9. Brueckner K.A. In: Many body problem/ Ed. by B. De Witt. Methuen, 1959. P.42.

Статья поступила в редакцию 20 июля 1987 г.

"ПРИМА-2" - ПРОГРАММА РАСЧЕТА СЕЧЕНИЙ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ
В РАМКАХ СТАТИСТИЧЕСКОЙ И ПРЕДРАВНОВЕСНОЙ МОДЕЛЕЙ

В.М. Бычков, В.В. Бычкова, А.В. Зеленецкий

THE CODE "PRIMA-2" FOR THE CALCULATION OF THE NUCLEAR REACTION CROSS-SECTIONS IN FRAMEWORK OF STATISTICAL AND PRE-EQUILIBRIUM MODELS. The description of the code "Prima-2" for the calculation of the cross-sections, particle emission spectra and γ -ray spectra in framework of Hauser-Feshbach formalism and pre-equilibrium exciton model is given. Program takes into account two cascades of the reaction, every of them include γ -channel and four particle channels. The code has been written on the FORTRAN-4 language for EC 1033 computer.

Программа "Прима-2" написана в целях создания эффективного инструмента для теоретического анализа статистического и предравновесного компонентов ядерной реакции при низких и средних энергиях взаимодействующих частиц ($E \approx 1$ МэВ - 20 МэВ). Основная экспериментальная информация для анализа механизма реакции содержится в функциях возбуждения сечений и спектрах эмиссии продуктов реакции.

В рассматриваемой области начальных энергий реализуются, как правило, реакции с испусканием двух частиц, поэтому для анализа, например, спектра эмиссии нейтронов в реакции (n, xn) необходимо правильно учитывать спектральные компоненты (n, n') , $(n, 2n)$, (n, pn) , $(n, \alpha n)$ и т.д. Именителю программы не вполне подходят для решения этой задачи: одни (например, SMT-80) учитывают достаточно широкий спектр каналов реакции, но только один каскад испускания частиц [1], в других реализована многокаскадная схема эмиссии частиц, но только по одному каналу реакции (STAPRE, GROG1) [2].

В программе "Прима-2" реализована схема двухкаскадной эмиссии частиц в рамках теории Хаузера - Фешбаха с рассмотрением одновременно до пяти каналов реакции и с учетом испускания частиц в первом каскаде в результате предравновесного и прямого механизмов реакции. Эту программу можно использовать не только для теоретического анализа, но и для оценки нейтронных сечений и спектров эмиссии частиц, необходимых для большинства прикладных задач.

Теоретические модели, реализованные в программе

В основе теоретического подхода к описанию ядерных реакций лежит разделение механизма взаимодействия на прямой, предравновесный и равновесный. Спектр эмиссии частиц в равновесной стадии реакции записывается в рамках теории Хаузера - Фешбаха как

$$G_{\nu_0\nu}^{eq}(E_1, I_1, \pi_1) \Delta E_1 = \frac{\pi}{K_{\nu_0^2} (2I_0+1)(2s_0+1)} \sum_{J\pi} (2J+1) \times \\ \times \sum_{ej} T_{ej}^{J\pi}(E_0) \sum_{l_1 j_1} \frac{T_{l_1 j_1}^{J\pi}(E_1) \rho(U_1, I_1, \pi_1) \Delta E_1}{N(E_c, J, \pi)}, \quad (1)$$

где

$$N(E_c, J, \pi) = \sum_{\nu} \sum_{I'\pi'} \sum_{l'j'} \int_0^{E_c - B_{\nu}} dE_{\nu} T_{\nu l'j'}^{J\pi}(E_{\nu}) \rho_{\nu}(E_c - B_{\nu} - E_{\nu}, I'\pi') + \\ + \sum_{I'\pi'} \sum_{\chi L} \int_0^{E_c} dE_{\gamma} T_{\gamma \chi L}^{J\pi}(E_{\gamma}) \rho_{\gamma}(E_c - E_{\gamma}, I'\pi').$$

В формуле (1) использованы следующие обозначения: U_1, I_1, π_1 - энергия возбуждения, спин и четность состояния остаточного ядра после вылета частицы с энергией E_1 ; $E_{\nu}(\gamma)$, l, j - энергия вылетающей частицы или γ -кванта, ее орбитальный и полный моменты; B_{ν} - энергия связи частицы ν в компаунд-ядре; E_c, J, π - энергия возбуждения, спин и четность составного ядра; $E_c = E_{\nu_0} \frac{A}{A+m_{\nu_0}} +$

+ B_{ν_0} , где A, m_{ν_0} - масса ядра-мишени и частицы ν_0 ; E_{ν_0} - энергия налетающей частицы; K_{ν_0} - волновое число налетающей частицы; $T_{\nu \ell j}(E_{\nu})$ - коэффициенты проницаемости оптической модели для частицы ν ; $T_{\gamma \chi L}(E_{\gamma})$ - коэффициенты проницаемости для γ -квантов мультипольности L с типом перехода χ ; $\rho(U, I, \pi)$ - плотность уровней со спином I , четностью π при энергии возбуждения ядра U ; для дискретных уровней ядра $\rho(U, I, \pi) = \sum_i \delta(U - U_i) \delta_{II_i} \delta_{\pi \pi_i}$.

При вычислениях по формуле (1) соблюдаются законы сохранения энергии, спина и четности: $U_1 = E_c - B_{\nu_1} - E_1$; $\vec{j} = \vec{\ell} + \vec{s}$; $\vec{J} = \vec{j} + \vec{I}_0$; $\vec{J} = \vec{j}_1 + \vec{I}_1$; $\pi_0(-1)^{\ell} = \pi = \pi_1(-1)^{\ell}$, где π_0 - четность основного состояния ядра-мишени.

Полный спектр эмиссии частицы ν в первом каскаде реакции

$$\frac{\partial \sigma_{\nu_0 \nu_1}}{\partial E_1}(E_1, I_1, \pi_1) \Delta E_1 = q \frac{\partial \sigma_{\nu_0 \nu_1}^{eq}}{\partial E_1}(E_1, I_1, \pi_1) \Delta E_1 + \frac{\partial \sigma_{\nu_0 \nu_1}^{pze}}{\partial E_1}(E_1) \Delta E_1 + \sigma_{\nu_0 \nu_1}^{diz}(E_1, I_1, \pi_1),$$

где

$$q = 1 - \frac{1}{\sigma_{\alpha}} \left[\sum_{E_1, I_1, \pi_1} \sigma_{\nu_0 \nu_1}^{diz}(E_1, I_1, \pi_1) + \int_{E_1} \frac{\partial \sigma_{\nu_0 \nu_1}^{pze}}{\partial E_1}(E_1) dE_1 \right].$$

Для сравнения с экспериментом этот спектр преобразуется к виду

$$\frac{\partial \sigma_{\nu_0 \nu_1}}{\partial E_1}(E_1) \Delta E_1 = \sum_{I_1, \pi_1} \frac{\partial \sigma_{\nu_0 \nu_1}}{\partial E_1}(E_1, I_1, \pi_1) dE_1.$$

Спектр эмиссии частицы ν_2 во втором каскаде реакции

$$\frac{\partial \sigma_{\nu_0 \nu_1 \nu_2}}{\partial E_1}(E_2, I_2, \pi_2) \Delta E_2 = \sum_{I_1, \pi_1} \int_0^{E^{max}} \frac{\partial \sigma_{\nu_0 \nu_1}}{\partial E_1}(E_1, I_1, \pi_1) dE_1 \frac{\sum_{\ell_2 j_2} T_{\ell_2 j_2}^{I_1 \pi_1}(E_2) \rho(U_2, I_2, \pi_2)}{N(U_1, I_1, \pi_1)},$$

где $E^{max} = E_c - B_{\nu_1} - B_{\nu_2} - E_2$; $\vec{I}_1 = \vec{I}_2 + \vec{j}_2$; $\vec{j}_2 = \vec{\ell}_2 + \vec{s}_2$, а величина $N(U_1, I_1, \pi_1)$ имеет тот же смысл, что и в формуле (1). Спектр частицы в первом каскаде с последующим испусканием γ -квантов [например, в реакции $(n, n' \gamma)$]

$$\frac{\partial \sigma_{\nu_0 \nu_1}}{\partial E_1} \gamma(E_1) \Delta E_1 = \sum_{I_1, \pi_1} \frac{\partial \sigma_{\nu_0 \nu_1}}{\partial E_1}(E_1, I_1, \pi_1) \sum_{I', \pi'} \int_0^{E^{max}} \frac{\sum_{\chi L} T_{\gamma \chi L}^{I_1 \pi_1}(E_2) \rho(E_c - B_{\nu_1} - E_1 - E_2, I', \pi')}{N(E_1, I_1, \pi_1)} dE_2,$$

где $E^{max} = E_c - B_{\nu_1} - E_1$. Сечения соответствующих реакций получаются интегрированием спектров эмиссии частиц по энергии.

Спектр предравновесной эмиссии нуклонов можно записать в наиболее простом варианте экситонной модели следующим образом [3]:

$$\frac{\partial \sigma_{\nu_0 \nu_1}}{\partial E_1}(E_1) \Delta E_1 = \sigma_{\alpha} \sum_{\substack{\bar{n} \\ n=n_0 \\ (\Delta n=2)}} P_n^x \frac{\lambda_{em}(E_1, n)}{\int_0^{E_c - B_{\nu}} \lambda_{em}(E', n) dE' + \lambda_+(E_c, n)}. \quad (2)$$

Здесь σ_{α} - сечение поглощения падающей частицы; величина P_n^x описывает относительную вероятность появления частицы сорта x в квазичастичном n -состоянии; $\lambda_{em}(E_1, n)$ - вероятность испускания частицы ν_1 с энергией E_1 из конфигурации с n -экситонами;

$$\lambda_{em}(E_1, n) = \frac{(2s_\nu + 1) \sigma_{in\nu}(E_1) m_\nu E_1 dE_1}{\pi^2 \hbar^3} \frac{\omega_{n-1}(U)}{\omega_n(E_C)}, \quad (3)$$

где $\sigma_{in\nu}(E_1)$ - сечение обратной реакции (сечение поглощения частицы ν с энергией E_1 остаточным ядром); $\lambda_+(E_C, n)$ - скорость перехода из экситонного состояния n в состояние $n+2$;

$$\lambda_+(E_C, n) = \frac{2\pi}{\hbar} |\bar{M}|^2 \frac{g^3 E_C^2}{2(\rho + h + 1)}, \quad (4)$$

где $|\bar{M}|^2$ - средняя величина квадрата матричного элемента перехода $n \rightarrow n+2$; ρ и h - число квазичастиц и дырок в состоянии n . Плотность экситонных состояний

$$\omega_n(U) = \frac{g^n U^{n-1}}{\rho! h! (\rho + h + 1)}, \quad (5)$$

где g - средняя плотность одночастичных состояний. Считая, что слагаемое λ_+ в знаменателе формулы (2) является определяющим по величине и учитывая выражения (3)-(5), получим простое выражение для спектра предравновесной эмиссии:

$$\frac{\partial \sigma_{\nu_0 \nu_1}}{\partial E_1}(E_1) dE_1 = \sigma_a \frac{(2s_\nu + 1) m_\nu \sigma_{in\nu}(E_1) E_1 dE_1 g_z}{4\pi^3 \hbar^2 |\bar{M}|^2 g_c E_C^3} \sum_{n=3}^{\bar{n}} \left(\frac{g_z U}{g_c E_C} \right)^{n-2} P_n^{\alpha(n^2-1)(n+1)}, \quad (6)$$

где g_z, g_c - одночастичные плотности состояний в остаточном и составном ядрах.

Единственным неизвестным параметром в этой формуле является $|\bar{M}|^2$. Обычно используют один из вариантов параметризации матричного элемента: а) $|\bar{M}|^2 = F M A^{-3} E^{-1}$; б) $|\bar{M}|^2 = \alpha A / g^4$. В первом случае предлагается зависимость $|\bar{M}|^2$ от энергии возбуждения и индивидуальных свойств ядра. Коэффициент FM обычно находят из подгонки расчета к эксперименту. Во втором случае предполагают, что $g_z = g_c = g$ и матричный элемент не зависит от энергии возбуждения и индивидуальных свойств ядра. При этих предположениях удается удовлетворительно описать жесткую часть спектра эмиссии в реакциях (n, n') и (n, p) при начальных энергиях нейтрона 10-20 МэВ [4, 5].

Теоретическое описание эмиссии сложных составных частиц (кластеров) более проблематично, чем нуклонов. Для описания предравновесной эмиссии α -частиц может быть использована формула (6), в которой коэффициент P_n^α имеет вид [6]

$$P_n^\alpha = \frac{\varphi K_{n-1}^\alpha}{\varphi K_n^\alpha + (1-\varphi) K_n^\nu},$$

где φ - вероятность взаимодействия налетающей частицы с α -кластером; коэффициенты K_n^α и K_n^ν учитывают поправку к формуле (5) на отличие плотности квазичастиц в состояниях с α -квазичастицей и α -дыркой от плотности экситонных состояний для нуклонов.

Как показывают расчеты, в случае эмиссии α -частиц достаточно ограничиться $n=5$. Значения коэффициентов K_n^α и K_n^ν : $K_2^\alpha = 0,125$; $K_3^\alpha = 0,062$; $K_4^\alpha = 0,188$; $K_5^\alpha = 0,141$; $K_3^\nu = 0,375$; $K_5^\nu = 0,312$; $K_7^\nu = 0,274$.

Учет предравновесной эмиссии α -частиц значительно улучшает согласие расчетных сечений реакции (n, α) с экспериментом на тяжелых ядрах, однако не дает удовлетворительного описания спектров эмиссии. Предстоит также понять разделение прямых и предравновесных процессов, в том числе роль механизмов подхвата и выбивания.

В рассматриваемом диапазоне энергий налетающих частиц наиболее заметный вклад в прямые взаимодействия вносит неупругое рассеяние с возбуждением состояний коллективной природы. Расчет этого вклада может быть выполнен в рамках борновского приближения искаженных волн или методом сильной связи каналов. В программе имеется возможность добавления вклада прямых процессов для дискретных уровней остаточного ядра.

Параметры моделей

Плотность ядерных уровней. В программе реализована модель Ферми-газа с "обратным смещением" [7]. Соотношения модели:

$$\rho(U, I, \pi) = \frac{1}{2} \rho(U, I);$$

$$\rho(U, I) = \frac{1}{24\sqrt{2}} \frac{2I+1}{\sigma^3 \alpha^{1/4}} \frac{\exp[2\sqrt{\alpha}(U-\delta)]}{(U-\delta+t)^{5/4}} \exp\left[-\frac{I(I+1)}{2\sigma^2}\right];$$

$$\sigma^2 = \frac{6}{\pi^2} \langle m^2 \rangle \sqrt{\alpha(U-\delta)^{-1}}; \quad \langle m^2 \rangle = 0,24 A^{2/3};$$

t определяется из уравнения $U - \delta = \alpha t^2 - t$. Параметры α и σ могут быть выбраны из работы [7] или [8], где они приведены для более широкого круга ядер и с учетом последних экспериментальных данных.

Имеется также вариант программы, где реализованы соотношения модели сверхтекучего ядра с коллективным усилением плотности уровней [9]. Систематика параметров этой модели для ядер с $A > 150$ приведена в работе [9].

Коэффициенты проницаемости для нуклонов и составных частиц рассчитываются в рамках оптической модели. Поскольку коэффициенты проницаемости для близлежащих ядер различаются слабо, в программе используется один набор этих данных для двух каскадов реакции. С целью унификации входных данных ввод коэффициентов проницаемости выполнен по схеме, реализованной в программе STAPRE [2].

Коэффициенты проницаемости для γ -квантов вычисляются в программе как $T_{\gamma XL} = 2\pi \epsilon_{\gamma}^{2L+1} f_{\gamma XL}(\epsilon_{\gamma})$, где $f_{\gamma XL}$ - приведенная радиационная силовая функция перехода типа X мультипольности L.

В рассматриваемой области энергий основной вклад в радиационную ширину дает E1-переход. Силовая функция E1-перехода рассчитывается в рамках гипотезы Акселя - Бринка. Силовые функции более высоких мультиполей находятся из условия нормировки на функцию f_{E1} при энергии связи нейтрона $f_{M1} = f_{E1} \cdot 0,31 A^{-2/3}$; $f_{E2} = f_{E1} \cdot 7,2 \cdot 10^{-7} \cdot A^{-2/3}$; $f_{M2} = f_{E1} \cdot 2,2 \cdot 10^{-7}$.

Для определения абсолютного значения функции $f_{E1}(\epsilon_{\gamma} = B_n)$, где B_n - энергия связи нейтрона в ядре, используется значение радиационной ширины из экспериментов по захвату нейтронов или результат работы [8], в которой показано, что при использовании самосогласованных параметров плотности уровней α и σ и среднего расстояния между уровнями $\langle D_0 \rangle$ при энергии связи нейтрона средние радиационные ширины ядер с $A > 80$ удовлетворительно описываются силовой функцией дипольного перехода:

$$f_{E1}(\epsilon_{\gamma}) = C_0 \frac{A \epsilon_{\gamma} \Gamma_R}{(\epsilon_{\gamma}^2 - E_R^2)^2 + \epsilon_{\gamma}^2 \Gamma_R^2},$$

где $\Gamma_R = 5$ МэВ; $E_R = 80 \cdot A^{-1/3}$ МэВ; $C_0 = 100/A^{2/3} \cdot 10^{-6}$ МэВ⁻². Вычисленные таким способом коэффициенты проницаемости для γ -квантов используются в программе для двух каскадов реакции.

Организация программы и проведение расчетов

Схема расчета каскадной ядерной реакции, реализованная в программе, показана на диаграмме рис. I. Здесь при взаимодействии налетающей частицы ν_0 с ядром-мишенью (A, Z) получается компунд-ядро (A_0, Z_0) , которое далее может распадаться по любому из четырех каналов с испусканием частицы ν_i и с образованием первого остаточного ядра $(A_1, Z_1)^{\nu_i}$, либо путем β -распада.

Первое остаточное ядро $(A_1, Z_1)^{\nu_i}$ может распадаться по тем же каналам с испусканием четырех частиц [при этом образуются остаточные ядра $(A_2, Z_2)^{\nu_i}$] и β -кванта. Таким образом, полный расчет с учетом всех возможных каналов приводит к четырем остаточным ядрам в первом каскаде и 16 остаточным ядрам во втором каскаде. Для всех остаточных ядер задаются схемы дискретных уровней и параметры плотности уровней.

Первые три вылетающие частицы ν_{1-3} (нейтрон, протон и α -частица) жестко зафиксированы в программе. Четвертой частицей может быть любая другая; ее заряд, масса и спин задаются в исходных данных. В качестве налетающей частицы ν_0 также может быть любая частица. Коэффициенты проницаемости частиц для первого и второго каскадов берутся в программе одинаковыми: это существенно не снижает точности расчета, но зато значительно уменьшает усилия по подготовке исходных данных.

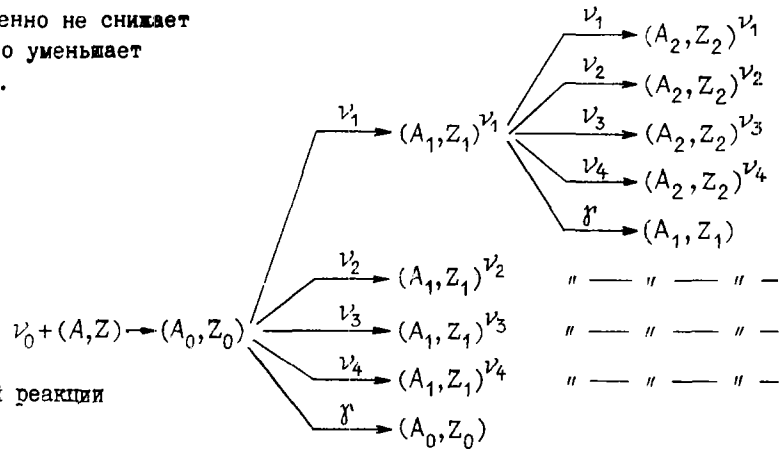


Рис.1. Расчет каскадной ядерной реакции по программе "Прима-2"

Программа "Прима-2" написана на языке ФОРТРАН-4 и поставлена на ЭВМ ЕС 1033 Центра по ядерным данным (г.Обнинск). Для работы программы требуется около 180 кбайт оперативной памяти и 30 кбайт памяти на диске. Время счета зависит от энергии налетающей частицы и числа открытых каналов; учет двух каскадов и всех возможных каналов при энергии 15 МэВ и энергетическом разбиении 0,5 МэВ требует около 30 мин процессорного времени на ЭВМ ЕС 1033.

При эксплуатации программы требуются три набора данных: текст программы (или оттранслированный модуль), карты оформления пакета задания вместе с исходными данными и набор коэффициентов проницаемости.

Имеется специальная версия программы для задач оценки нейтронных данных, которая содержит блок записи на внешний носитель результатов расчета спектров эмиссии частиц в формате ENDF/B.

Программа оттестирована путем сравнения расчетных результатов с программой STAPRE [2].

На рис. 2, а, б сравниваются результаты расчета спектров эмиссии частиц при взаимодействии нейтронов с энергией около 15 МэВ с различными ядрами железа. Показаны отдельные компоненты спектров, соответствующие различным каналам и различным механизмам реакции.

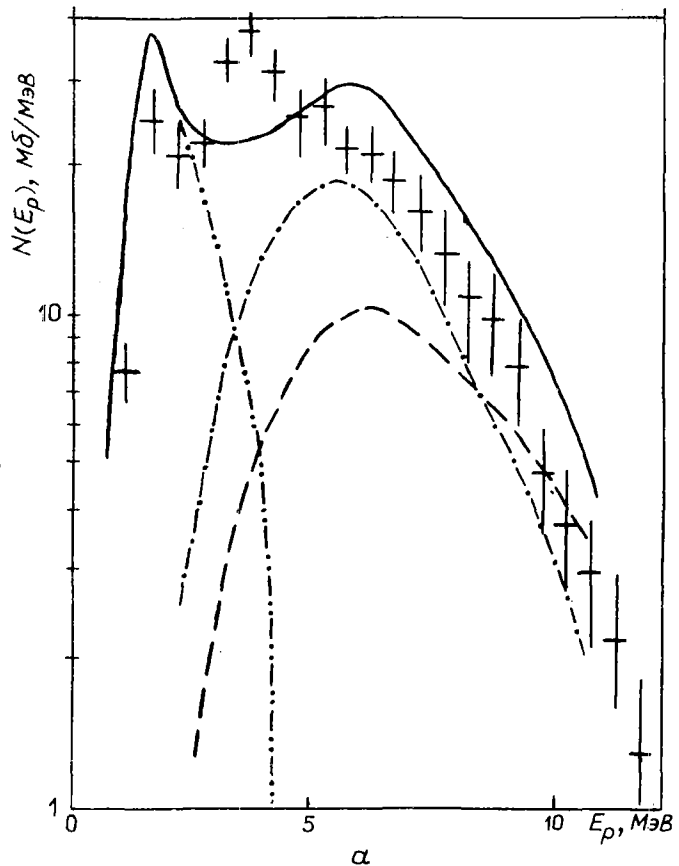


Рис.2. Энергетический спектр протонов, испускаемых при взаимодействии нейтронов с энергией 15 МэВ с ядрами ^{56}Fe (а) и ^{54}Fe (б): + - экспериментальные данные; --- - предравновесная эмиссия протонов в реакции (n, p) ; -.-.- - равновесный (статистический) компонент спектра протонов в реакции (n, p) ; - спектр протонов в реакции (n, p) ; ——— - суммарный спектр

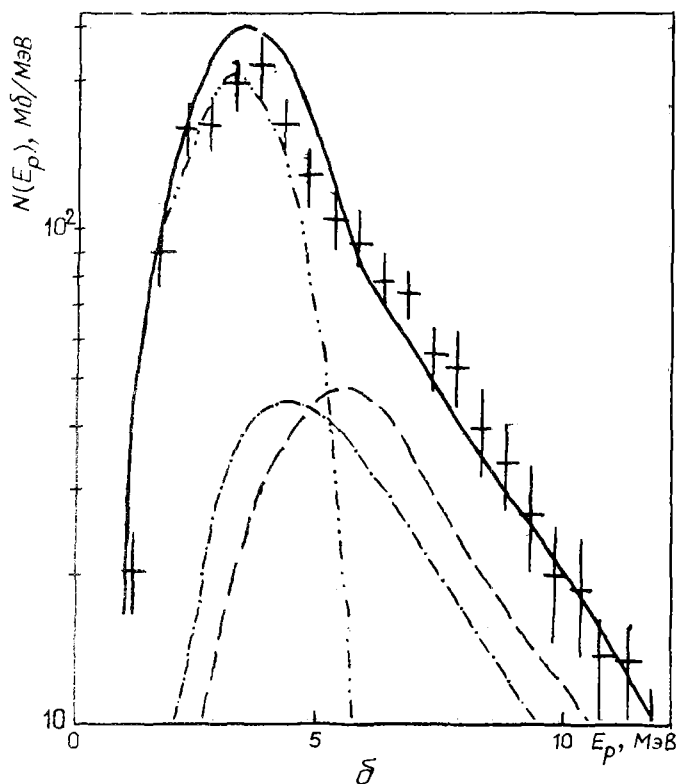


Рис.2. Окончание

Список литературы

1. Титаренко Н.Н. Препринт ФЭИ-1260. Обнинск, 1982.
2. Uhl M., Strohmaier B. Rep. IRK 76/01. Vienna, 1976; Gilat J. Rep. BNL-50246(T-580).
3. Cline C.K., Blann M. Nucl. Phys. 1971. V. A172. P.225.
4. Braga-Marcuzzan G.M. e.a. Phys.Rev. 1972. V.C6. P.1358.
5. Пляскин В.И., Трыкова В.И. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. 1976. Вып.21. С.62.
6. Milazzo-Colli L., Braga-Marcuzzan G.M. Nucl. Phys. 1973. V.A210. P.297.
7. Bilg W., Schantl W., Vonach H., Uhl M. Ibid. 1973. V.A217. P.269.
8. Бычков В.М., Грудзевич О.Т., Пляскин В.И. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. 1987. Вып.3. С.25.
9. Игнатюк А.В., Истеков К.К., Смиренкин Г.И. Ядерная физика. 1979. Т.29. Вып.4. С.875.

Статья поступила в редакцию 2 ноября 1987 г.

КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ СТРУКТУРЫ ЯДРА И ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

УДК 539.172.1

ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЕ СЕЧЕНИЕ РЕАКЦИИ $^{16}\text{O}(d,p_1)^{17}\text{O}^*$
В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИИ ДЕЙТРОНОВ 0,7 - 1,0 МэВ ДЛЯ ЗАДАЧ ЭЛЕМЕНТНОГО АНАЛИЗА

В. А. Карабаш, А. Н. Соснин, В. С. Шорин

THE DIFFERENTIAL CROSS-SECTION OF THE REACTION $^{16}\text{O}(d,p_1)^{17}\text{O}^*$ IN THE 0,7-1,0 MeV DEUTRON ENERGY REGION FOR THE ELEMENTAL ANALYSIS. The excitation function of the $^{16}\text{O}(d,p_1)$ -reaction at $\theta_L = 150^\circ$ has been measured in the 0,7-1,0 MeV deuteron energy region using thin Al_2O_3 film. The cross-section values have been received by normalizing to absolute value 13,2 mb/sr at 972 keV. The deduced reaction cross-section was found to be consistent with the absolute cross-section value measured in this experiment at 903 keV. Our results confirm the 11% discrepancy in the reaction cross-section (on average) with the 1987 year's data.

Ядерная реакция $^{16}\text{O}(d,p_1)^{17}\text{O}^*$ для энергии дейтронов $E_d < 1$ МэВ и тыльных углов вылета протонов $\theta_L = 150-170^\circ$ часто используется при исследовании оксидных пленок [1-5]. Однако точность знания ее сечения является недостаточной, поскольку было обнаружено [6] 10%-ное расхождение величины сечения реакции для угла $\theta_L = 150^\circ$ в области резонанса 972 кэВ с данными 1967 г. [1, 2]. Цель настоящей работы - уточнение дифференциального сечения реакции для угла $\theta_L = 150^\circ$ в области энергии дейтронов 0,7 - 1,0 МэВ. Измерения проводились с помощью 40-см камеры рассеяния на пучке ускорителя ФЭИ ЭГ-2,5. Протоны регистрировались двумя полупроводниковыми поверхностно-барьерными детекторами Au+Si с рабочей поверхностью 80 мм², установленными под углом $\theta = 150 \pm 1^\circ$ к пучку падающих дейтронов (детекторы изготовлены в Союзном научно-исследовательском институте приборостроения, г. Москва). Разрешение детекторов составляло 17-18 кэВ на α -линии ^{238}Pu . Телесные углы каждого детектора равнялись соответственно 0,535 и 0,518 мср (точность определения 1,5%). Полный заряд упавших на мишень дейтронов измерялся интегратором тока (с точностью 1%), соединенным с цилиндром Фарадея. Электронное обеспечение эксперимента включало линейные каналы спектрометра СКТ-04 с системой режекции сигналов (длительностью около 150 нс) [7]. В качестве мишеней использовались тонкие самоподдерживающиеся пленки оксида алюминия Al_2O_3 , приготовленные методом анодного окисления в 5%-ном растворе двухзамещенного лимоннокислого аммония с последующим травлением неокисленного слоя алюминия в 65%-ной кипящей азотной кислоте. Эти пленки позволили также реализовать эффективные методы градуировки ускорителя и энергетической шкалы спектрометра.

Резонансный метод градуировки. Измерялся выход γ -квантов из реакции $^{27}\text{Al}(p,\gamma)$ вблизи узких резонансов $E_p = 991,9$ кэВ и $E_p = 1799,8$ кэВ. Детектором γ -квантов служил сцинтилляционный блок NaI(Tl) диаметром 150 мм и толщиной 100 мм. Результаты измерений показали, что константы A_p в соотношении

$$E_p = A_p f^2, \quad (1)$$

(где f - измеряемая частота ядерно-магнитного резонанса поля магнитного анализатора) зависят от величины f : $A_p = 7,2844 \pm 0,0013$ кэВ·МГц⁻² при $f = 11,669$ МГц и $A_p = 7,2922 \pm 0,0012$ кэВ·МГц⁻² при $f = 15,710$ МГц. Энергетический разброс пучка ΔE_p , определенный согласно рекомендациям работы [8], составил 950 эВ при энергии $E_p = 992$ кэВ и 2,0 кэВ при $E_p = 1,8$ МэВ. Толщина пленки Al_2O_3 , найденная из кривой выхода в резонансе 992 кэВ, составила $62,8 \pm 2,2$ мкг/см². При этом использовались данные по тормозным способностям протонов из работы [9]. Так как экспериментальные величины A_p в выражении (1) оказались непостоянными, для однозначного определения энергии ускорителя в дейтронном режиме был дополнительно использован другой метод градуировки.

Нерезонансный метод градуировки, уступающий по точности резонансному методу, позволяет в одном эксперименте измерить сечение реакции, величину начальной энергии ионов (дейтронов) и провести энергетическую градуировку спектрометрического канала [10, 11]. Метод основан на определении положения трех пиков в амплитудном спектре (рис.1) продуктов взаимодействия дейтронов на поверхности мишени Al_2O_3 , обусловленных упругим рассеянием на атомах кислорода (E_1), алюминия (E_2) и протонами из реакции $^{16}O(d,p_1)^{17}O^*$ (E_3). Энергии E_i ($i=1,2,3$) связаны с начальной энергией дейтронов E_0 кинематическими соотношениями [12]

$$E_i = k_i E_0, \quad (2)$$

где величины k_1 и k_2 - постоянные для данного угла рассеяния, а величина $k_3 = k_3(E_0)$ является функцией энергии E_0 . Если шкала многоканального анализатора линейна, то величины E_i однозначно связаны с соответствующими каналами анализатора n_i соотношениями

$$E_i = \varepsilon + h n_i, \quad (3)$$

где ε и h - постоянные спектрометра, причем h - энергетическая цена канала. Решение системы уравнений (2), (3), в общем случае нелинейных, позволяет найти три неизвестных параметра спектрометра (E_0 , ε и h). Если аппроксимировать функцию $E_3 = E_3(E_0)$ параболической зависимостью [3]

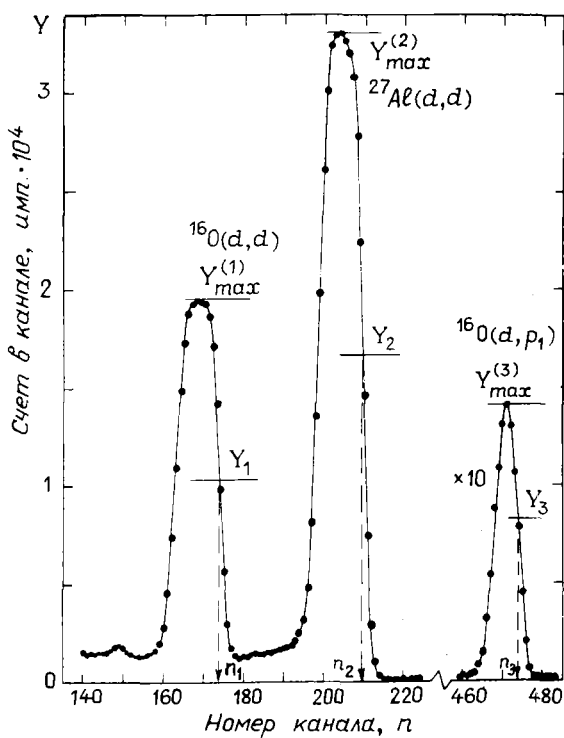
$$E_3 = \alpha + k_3 E_0 + \beta E_0^2 \quad (4)$$

(α , k_3 , β - постоянные), то система уравнений (2), (3) решается аналитически:

$$E_0 = R(2\alpha\beta)^{-1}(1 - \sqrt{1 - 4\alpha\beta\alpha^2/R^2}); \quad (5)$$

$$h = E_0 \Delta k / \alpha,$$

где введены обозначения $\alpha = n_2 - n_1$; $R = k_2\beta - k_1\gamma - k_3\alpha$; $\beta = n_3 - n_1$; $\gamma = n_3 - n_2$; $\Delta k = k_2 - k_1$.



Вклад квадратичного члена βE_0^2 в выражении (4) сравнительно мал и составляет около 0,4% энергии E_3 при энергии $E_0 = 900$ кэВ. Если им пренебречь ($\beta=0$), то соотношения (5) упрощаются: $E_0 = \alpha\alpha/R$; $h = \Delta k\alpha/R$. Эти соотношения позволяют легко вычислить относительные ошибки величин E_0 и h , связанные с ошибкой измерения положения пиков Δn .

Рис.1. Экспериментальные спектры рассеянных дейтронов и протонов из реакции $^{16}O(d,p_1)$ на пленке Al_2O_3 для угла $\theta_{lab} = 150^\circ$. Y_i ($i=1,2,3$) - уровни счета в каналах n_i , соответствующих взаимодействию дейтронов на поверхности пленки

Для величины $\Delta n = 0,25$ точность определения величины E_0 составляет 1%, а точность определения величины h - 0,11% на уровне $E_0 = 900$ кэВ. Проводя измерения при нескольких значениях E_0 и усредняя результаты, можно провести градуировку и определить величины $A_p(A_d)$ в соотношении (1)

с более высокой точностью. Учет квадратичного члена в соотношении (4) смещает величину E_0 примерно на 0,1 кэВ. На такую же величину смещает энергию E_0 и наличие слоя золота ("мертвого" слоя) на поверхности детектора толщиной 300 Å ($1\text{Å} = 10^{-10}\text{ м} = 0,1\text{ нм}$). В этом подходе оценивается влияние интегральной нелинейности спектрометрического канала, которое составляет 0,1% в величине E_0 при нелинейности в 0,2%. Техника определения положения каналов n_i , соответствующих взаимодействию на поверхности пленки, основана на теоретическом расчете формы спектра детектируемых частиц с учетом толщины пленки и разрешения детектора, позволяющим связать уровни счета Y_i (см. рис. 1) при соответствующих энергиях E_i (или n_i) с максимальными выходами $Y_{max}^{(i)}$.

Результаты градуировки ускорителя по 13 измерениям в диапазоне $E_0 = 0,9-1,0$ МэВ дали среднюю величину константы $A_d = 3,6530 \pm 0,0022$ кэВ·МГц⁻², что хорошо согласуется с величиной $A_d = 3,6514 \pm 0,0010$ кэВ·МГц⁻², полученной пересчетом данных (ρ, γ) -измерений, и с величиной $A_d = 3,6589 \pm 0,0135$ кэВ·МГц⁻², определенной по положению резонанса 972 кэВ в сечении $^{16}\text{O}(d, p)$ -реакции. Таким образом, нерезонансный метод обеспечивает вполне приемлемую точность градуировки.

Измерения сечения реакции. Для абсолютизации измерений сечения необходимо знать толщину мишени. Поэтому в дополнение к (ρ, γ) -эксперименту толщина пленки измерялась методом обратного рассеяния ^4He -ионов с начальной энергией 1195 кэВ. На основе использования подхода из работы [13] и тормозных способностей α -частиц в Al_2O_3 -пленке [14] получены значения толщины пленки $t_1 = 62,1 \pm 1,3$ мкг/см² (рассеяние на алюминии) и $t_2 = 63,2 \pm 1,3$ мкг/см² (рассеяние на кислороде). Средняя величина $\bar{t} = 62,7 \pm 0,6$ хорошо согласуется с результатом (ρ, γ) -измерений, равным $62,8 \pm 2,2$ мкг/см², и была принята как истинная.

С этой пленкой были проведены абсолютные измерения выхода (d, p) -реакции при энергии дейтронов 903 кэВ с 1%-ной статистикой, которые дали среднюю величину сечения реакции (для $\theta_L = 150^\circ$) по двум детекторам, равную $5,07 \pm 0,15$ мб/ср. Величина ошибки учитывает кроме неопределенности толщины пленки ошибку определения телесных углов и мониторингования заряда. В области энергии дейтронов 1,0-0,72 МэВ были проведены измерения относительного хода сечения с (2-4)%-ной статистикой. Результаты измерений были привязаны к данным работы [6] $d\sigma/d\Omega = 13,2 \pm 0,3$ мб/ср в резонансе $E_0 = 972$ кэВ с учетом поправок на толщину исследуемой пленки. Результаты приведены в таблице и показаны на рис. 2. Они согласуются с результатами абсолютных измерений в точке $E_d = 903$ кэВ. На рис. 2 приведены также данные работы [1], увеличенные в 1,11 раза; это приводит их в хорошее согласие в целом с данными работы [6] и нашими данными, что позволяет получить более корректное сечение реакции для использования в задачах элементного анализа оксидных пленок.

Дифференциальное сечение $d\sigma/d\Omega(E)$ реакции $^{16}\text{O}(d, p)$ для угла $\theta_L = 150^\circ$ (лабораторная система координат)

E , кэВ	$d\sigma/d\Omega \pm \delta$, мб/ср	E , кэВ	$d\sigma/d\Omega \pm \delta$, мб/ср
998	9,69 0,29	880	4,72 0,23
992	10,5 0,31	868	5,00 0,19
986	11,3 0,34	857	5,19 0,19
980	11,8 0,35	846	4,91 0,14
974	12,4 0,36	834	5,19 0,29
968	12,4 0,36	823	4,98 0,18
962	11,7 0,35	812	5,00 0,19
956	10,3 0,31	801	5,01 0,14
950	8,62 0,27	790	4,78 0,18
944	7,20 0,24	779	4,60 0,17
938	6,52 0,22	769	4,40 0,16
926	5,60 0,20	758	4,05 0,17
914	5,24 0,19	747	3,40 0,16
903	5,08 0,18	737	2,95 0,18
891	4,78 0,18	726	3,00 0,14

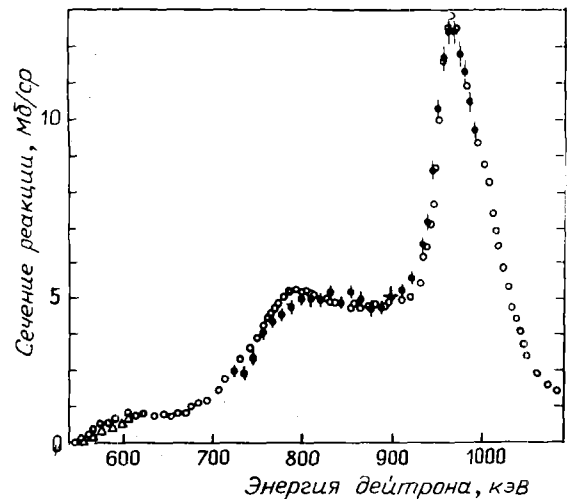


Рис. 2. Дифференциальное сечение реакции $^{16}\text{O}(d, p)$ для угла $\theta_L = 150^\circ$: + — абсолютные измерения при энергии $E = 903$ кэВ (настоящая работа); ϕ — результаты относительных измерений, нормированные на величину 13,2 мб/ср при $E = 972$ кэВ (настоящая работа); o — данные работы [1], умноженные на величину 1,11; Δ — данные работы [6]

На рис.3 приведены результаты сравнения экспериментального спектра дейтронов, рассеянных на ядрах железа, и протонов из реакции $^{16}\text{O}(d,p_1)$ на ядрах кислорода, входящих в состав пленки магнетита Fe_3O_4 , с теоретическим спектром, рассчитанным с использованием измеренного сечения реакции. Сравнение указывает на правильную величину отношения измеренного сечения к сечению Резерфордского рассеяния на железе, что является одним из тестов надежности проведенных измерений.

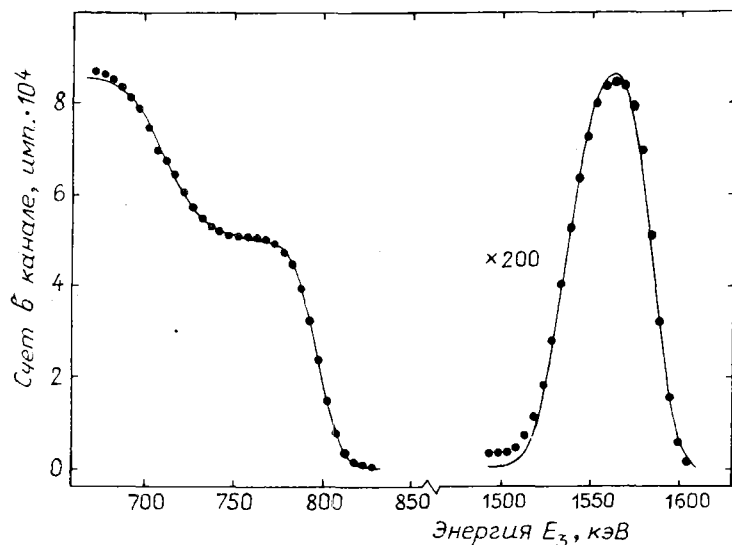


Рис.3. Экспериментальный (●) и теоретический (—) спектры рассеянных дейтронов (слева) и протонов (справа), вылетающих с энергией E_3 из пленки Fe_3O_4 толщиной $0,16 \text{ мг/см}^2$ на образце стали 10Х2М. Угол регистрации 150° , начальная энергия дейтронов 911 кэВ , разрешение детектора 24 кэВ

Список литературы

1. Amsel G., Samuel D. J. Anal. Chem. 1967. V.39. P.1689.
2. Mayer J.W., Rimini E. Ion beam handbook for material analysis. N.Y.:Academic Press.1977.P.109.
3. Кудинов В.С., Кузьмин Л.Е. В кн.: Проблемы аналитической химии. Т.4. М.: Наука, 1977. С.280-305.
4. Nieller A., Birkmire R. Nucl. Instrum. and Methods. 1978. V.149. P.301.
5. Meyer J.D., Bulos B.R. Ibid. 1984. V.233(B5). P.514.
6. Davies J.A., Jackman T.E., Plattner H., Bubb I. Ibid. 1983. V.218. P.141-145.
7. Гамаюнов С.Н., Гурбич А.Ф., Майсюков В.Д. и др. Приборы и техника эксперимента. 1986. Вып.3. С.45-49.
8. Кангрополь Ю.В., Капусцик А., Мадея М., Осетинский Г.М. Сообщение ОИЯИ Р15-11362.Дубна.1978.
9. Janny J.F. Atomic data and nuclear data tables. 1982. V.27. P.156.
10. Барышников А.И., Абрамов А.И. Бюллетень изобретений. 1971, № 31. С.165. А.С. 317969.
11. Scott D.M., Paine B.M. Nucl. Instrum. and Methods. 1983. V.218. P.154.
12. Справочник по ядерной физике/Под ред. О.Ф.Немеца, Ю.В.Гофмана. Киев: Наукова думка.1975.Гл.5.
13. Шорин В.С. Препринт ФЭИ № 1144. Обнинск, 1980.
14. Santry D.S., Werner R.D. Nucl. Instrum. and Methods. 1986. V.B14. N 2. P.169-172.

Статья поступила в редакцию 27 октября 1987 г.

GAMMA-RADIATION FROM THE $^{108}\text{Cd}(n, n'\gamma)$ -REACTION. γ -Spectrum, angular distributions and linear polarization of the γ -quanta from the $^{108}\text{Cd}(n, n'\gamma)$ -reaction on the reactor fast neutrons have been measured. Level and γ -transitions scheme of ^{108}Cd has been constructed, J^π characteristics of the levels have been determined, parameters of the multipole mixtures for the γ -transitions have been found.

Ранее изотоп ^{108}Cd изучался в реакциях $^{106}\text{Pd}(^3\text{He}, n)$, $^{107}\text{Ag}(^3\text{He}, d)$, $^{96}\text{Zr}(^{16}\text{O}, 4n\gamma)$ и при β^+ /EC-распаде ^{106}In , ^{108}In . Полученные данные приведены в работах [1, 2]. Нами измерены γ -спектр, угловые распределения и линейная поляризация γ -квантов в реакции $^{108}\text{Cd}(n, n'\gamma)$ на пучке быстрых нейтронов реактора ИР-8 ИАЭ им.И.В.Курчатова. Подобные измерения проведены впервые. Образец металлического кадмия массой 23 г имел обогащение 70% по ^{108}Cd , содержание изотопов $^{106}, ^{110}, ^{111}, ^{112}\text{Cd}$, $^{113}, ^{114}, ^{116}\text{Cd}$ в образце составляло 0,1; 6,7; 4,8; 7,3; 3,1; 6,7 и 1,2% соответственно. Несмотря на сравнительно невысокое обогащение изотопа, из γ -спектра надежно выделено 140 γ -линий, принадлежащих ^{108}Cd , и 10 γ -линий ^{109}Cd , так как в реакции $(n, n'\gamma)$ были измерены γ -спектры всех стабильных изотопов кадмия. Методика эксперимента и обработки результатов описана в работе [3].

Результаты измерений

В табл.1 приведены энергии и относительные интенсивности γ -линий ^{108}Cd , в табл.2 - значения параметров α_2 и α_4 в представлении угловых распределений γ -квантов относительно нейтронного пучка полиномами Лежандра при $\alpha_0=1$, а также найденные параметры смеси мультиполей δ . Для нахождения этих параметров δ экспериментальные величины α_2 и α_4 сравнивались с теоретическими, рассчитанными по статистической теории реакции $(n, n'\gamma)$. Для трех переходов был применен также безмодельный способ нахождения величин δ [3, 4]. При этом найдены значения δ , равные -0,42(6), -1,9(5) и -0,49(9) для γ -линий с E_γ , равными 730,87; 968,81 и 1137,14 кэВ соответственно. Эти результаты хорошо согласуются со значениями δ , полученными из модельных расчетов.

В табл.3 приведены экспериментальные значения параметров α_2 и α_4 для γ -переходов, не размещенных в схеме ^{108}Cd , и γ -переходов, принадлежащих ^{109}Cd из реакции (n, γ) . Анизотропия γ -квантов из этой реакции вызвана р-захватом нейтронов. Значения линейной поляризации $P_{\gamma}^{\text{эксп}}$ и $P_{\gamma}^{\text{ожид}}$ приведены в табл.4. Здесь $P_{\gamma}^{\text{ожид}}$ - поляризация, рассчитанная по параметрам α_2 , α_4 и δ . В последней колонке даны выводы о J_i^{π} и ветви δ -эллипса ($\alpha_4 \approx 0$ или $|\alpha_4| > 0$), на которой должно находиться искомое значение δ . В табл.2 значения δ и J_i^{π} приведены с учетом этих выводов. В табл.5 даны аргументы за исключение J_i^{π} для начального состояния в γ -переходе: 1 - $\alpha_2^{\text{эксп}}$ находится вне границ δ -эллипса для указанного γ -перехода в предположении данного J_i^{π} ; 2 - $\alpha_2^{\text{эксп}}$ не совпадает с теоретическим для перехода E2, если предположить указанное значение J_i^{π} ; 3 - $\alpha_4^{\text{эксп}}$ имеет противоположный знак по сравнению с рассчитанным при данном J_i^{π} или резко отличается от ожидаемого; 4 - при указанном J_i^{π} рассматриваемый γ -переход будет типа E1, но для него оказывается $|\delta| > 0,2$; 5 - $P_{\gamma}^{\text{эксп}}$ не соответствует $P_{\gamma}^{\text{ожид}}$ в предположении данного J_i^{π} при найденных параметрах $\alpha_2^{\text{эксп}}$, $\alpha_4^{\text{эксп}}$ и δ . При выборе величины J_i^{π} принималось также во внимание, что переходы M2, E3 и E4 не могут конкурировать в рассматриваемом изотопе с переходами E1, M1 и E2.

В табл.2 указаны относительные заселенности уровней P_S в реакции $(n, n'\gamma)$ на быстрых нейтронах реактора. Параметр смеси мультиполей δ дан в системе Крейна - Штеффена. В некоторых случаях приведена вероятность значения δ в процентах. Погрешности даны для 68%-ного доверительного интервала по системе, принятой в работе [5], в частности $-3,5(+256, -4) = -3,5_{-25,6}^{+0,4}$.

E_γ , кэВ	I_γ , отн. ед.	E_i , кэВ	E_γ , кэВ	I_γ , отн. ед.	E_i , кэВ
203,37 (2)	1,94 (6)	(n, γ)	1922,23 (3)	1,17 (4)	2555
242,74 (5)	0,265 (11)	2807	1938,2 (3)	0,028 (6)	3540?
248,28 (12) ?	0,070 (9)	-	1986,96 (3)	0,91 (3)	2620
287,90 (4)	0,58 (2)	(n, γ)	1994,8 (3)	0,047 (7)	-
295,72 (11)	0,028 (12)	-	2003,64 (13)	0,143 (8)	-
311,58 (3)	0,90 (3)	1913	2012,6 (2)	0,079 (7)	2646
325,87 (4)	0,44 (2)	2565+(n, γ)	2031,82 (14)	0,151 (9)	-
328,67 (9)	0,161 (12)	-	2049,62 (4)	0,65 (2)	2683
347,44 (3)	0,78 (3)	(n, γ)	2073,7 (3)	0,030 (6)	-
426,30 (3)	0,90 (3)	(n, γ)	2105,82 (15)	0,163 (9)	-
455,47 (24)	0,101 (10)	3057	2114,06 (7)	0,227 (10)	-
544,00 (3)	0,48 (2)	2146	2129,79 (11)	0,142 (9)	2763
613,97 (3)	0,64 (2)	(n, γ)	2162,8 (2)	0,214 (10)	2163
623,72 (3)	0,54 (2)	(n, γ)	2172,08 (15)	0,096 (8)	2805
632,97 (2)	100, (2)	633	2183,49 (11)	0,274 (11)	2817
637,50 (5)	0,59 (2)	2239	2186,96 (6)	0,55 (2)	2820
646,22 (8) ?	0,152 (9)	-	2242,97 (11)	0,206 (9)	2876
664,60 (11) ?	0,230 (10)	-	2279,31 (5)	0,46 (2)	2912
671,10 (13) ?	0,080 (7)	-	2303,1 (2)	0,095 (7)	2936?
710,9 (2) ?	0,118 (8)	-	2307,13 (12)	0,172 (9)	-
715,8 (2) ?	0,126 (9)	-	2313,1 (3)	0,039 (5)	-
721,53 (4)	0,54 (2)	(n, γ)	2317,8 (3) ?	0,051 (7)	-
730,87 (2)	1,29 (4)	2239	2360,08 (7)	0,277 (11)	2993
740,9 (2)	0,055 (8)	-	2365,72 (8)	0,343 (13)	2366
760,01 (17)	0,103 (9)	-	2372,0 (2)	0,048 (7)	-
773,40 (12)	0,114 (9)	2936?	2398,42 (8)	0,225 (10)	-
825,77 (12)	0,145 (9)	-	2415,30 (14)	0,125 (8)	3048
831,60 (7)	0,201 (10)	(n, γ)	2448,76 (8)	0,245 (10)	3082
833,24 (5)	0,308 (11)	-	2467,2 (3)	0,021 (6)	-
875,47 (2)	17,2 (5)	1508	2486,7 (4)	0,020 (6)	2486
891,34 (7)	0,231 (10)	(n, γ)	2538,02 (11)	0,249 (11)	3171
930,27 (9)	0,239 (11)	(n, γ)?	2548,67 (9)	0,238 (11)	3182
932,46 (9)	0,098 (7)	-	2561,74 (12)	0,136 (9)	3195?
968,81 (2)	7,07 (20)	1602	2587,87 (19)	0,112 (8)	-
977,8 (4)	0,153 (9)	-	2594,19 (6)	0,174 (9)	-
984,2 (3) ?	0,151 (9)	-	2609,2 (4) ?	0,014 (5)	-
1028,73 (13)	0,140 (9)	-	2631,90 (11)	0,186 (10)	3265?
1032,93 (3)	0,88 (3)	2541	2661,30 (17)	0,154 (9)	3294?
1043,9 (3)	0,022 (6)	2646	2677,95 (4)	0,88 (3)	2678
1053,72 (13)	0,100 (7)	-	2683,32 (23)	0,142 (9)	3316?
1056,79 (3)	0,76 (2)	2565	2693,0 (2)	0,269 (12)	3326
1061,9 (2)	0,093 (8)	-	2753,0 (2)	0,202 (10)	-
1087,66 (2)	2,62 (8)	1721	2775,2 (6)	0,024 (8)	-
1093,10 (2)	1,43 (4)	2602	2791,8 (5)	0,042 (7)	-
1137,14 (3)	0,66 (2)	2646	2802,1 (2)	0,098 (9)	-
1160,91 (6)	0,40 (2)	2763	2816,80 (16)	0,136 (9)	2817
1189,14 (11)	0,180 (10)	-	2849,36 (17)	0,158 (9)	3482?
1198,61 (3)	0,94 (3)	2707	2902,8 (2)	0,126 (9)	3536?
1230,42 (5)	0,57 (2)	2739	2921,84 (15)	0,156 (9)	3555?
1246,69 (5)	0,57 (2)	-	2926,58 (18)	0,092 (8)	3560?
1280,45 (3)	0,83 (3)	1913	2939,5 (2)	0,090 (8)	-
1296,57 (4)	0,62 (2)	2805	2944,8 (4)	0,021 (7)	-
1301,63 (3)	0,75 (2)	2810	2965,5 (3)	0,050 (7)	-
1367,56 (6)	0,259 (11)	2876	2993,4 (5)	0,048 (7)	2993
1374,73 (16)	0,082 (7)	-	3000,7 (3)	0,142 (8)	-
1381,42 (15)	0,081 (8)	-	3005,58 (13)	0,334 (13)	3006
1397,51 (8)	0,124 (7)	-	3048,43 (14)	0,208 (11)	3048
1425,97 (14)	0,131 (9)	-	3090,8 (6)	0,047 (7)	-
1486,98 (5)	0,49 (2)	-	3105,4 (4)	0,088 (8)	-
1512,86 (2)	3,30 (9)	2146	3120,4 (4) ?	0,046 (8)	-
1522,9 (2)	0,056 (7)	3031	3133,0 (5)	0,058 (7)	-
1529,72 (2)	3,03 (9)	2163	3195,3 (4)	0,060 (8)	3195?
1547,0 (3)	0,058 (7)	-	3230,8 (3)	0,055 (8)	-
1569,22 (2)	4,42 (13)	2202	3240,3 (4)	0,056 (7)	-
1601,84 (2)	6,68 (19)	1602	3292,5 (2)	0,141 (10)	3292
1606,37 (3)	1,22 (4)	2239	3300,5 (4)	0,079 (8)	-
1623,4 (2)	0,042 (6)	(n, γ)	3313,8 (4)	0,056 (7)	-
1665,84 (11)	0,145 (9)	-	3335,2 (5)	0,033 (7)	-
1713,09 (9)	0,276 (11)	-	3377,8 (6)	0,038 (7)	-
1732,77 (2)	1,73 (5)	2366	3453,7 (6)	0,083 (8)	3454?
1741,56 (4)	0,67 (2)	2375	3606,3 (5)	0,033 (7)	-
1853,30 (3)	1,32 (4)	2486	3613,5 (7)	0,021 (6)	-
1868,3 (3) ?	0,060 (8)	-	3645,6 (5)	0,040 (7)	-
1880,24 (14)	0,102 (7)	3482?	3666,7 (3)	0,099 (9)	-
1903,4 (2)	0,066 (7)	-	3688,1 (3)	0,070 (8)	-
			3695,9 (4)	0,083 (8)	-

Таблица 2

Схема уровней и γ -переходов ^{108}Cd

E_i , кэВ	J_i^{π}	E_f , кэВ	I_{γ} , %	E_f , кэВ	J_f^{π}	P_s	a_2	a_4	δ
632,97(2)	2 ⁺	632,97	100	0	0 ⁺	52	0,196(6)	-0,043(9)	E2
1508,44(3)	4 ⁺	875,47	17,2	633	2 ⁺	9,5	0,294(6)	-0,066(8)	E2
1601,83(2)	2 ⁺	1601,84	6,68	0	0 ⁺	11,32	0,229(6)	-0,062(8)	E2
		968,81	7,07	633	2 ⁺		-0,221(6)	-0,006(9)	-I,48(4)
1720,64(3)	0 ⁺	1087,66	2,62	633	2 ⁺	2,16	-	-	Изотропный
1913,42(4)	0 ⁺	1280,45	0,83	633	2 ⁺	1,73	0,02(3)	-0,02(4)	Изотропный
		311,58	0,90	1602	2 ⁺		-0,01(3)	-0,01(4)	Изотропный
2145,84(3)	3 ⁺	1512,86	3,30	633	2 ⁺	3,78	-0,524(7)	0,107(11)	-I,84(3)
		544,00	0,48	1602	2 ⁺		-0,67(3)	0,10(4)	-I,22(I2)
2162,70(3)	2 ⁺	2162,8	0,214	0	0 ⁺	3,13	0,20(5)	-0,01(9)	E2
		1529,72	3,03	633	2 ⁺		0,269(8)	0,012(12)	0,I3(2)
2202,20(3)	3 ⁻	1569,22	4,42	633	2 ⁺	4,42	-0,204(7)	0,012(10)	0,008(5)
2239,33(4)	4 ⁺	1606,37	1,22	633	2 ⁺	3,10	0,285(14)	-0,086(20)	E2
		730,87	1,29	1508	4 ⁺		0,071(16)	-0,015(23)	-0,43(2)
		637,50	0,59	1602	2 ⁺		-	-	-
2365,75(3)	2 ⁺	2365,72	0,343	0	0 ⁺	2,07	0,16(4)	-0,04(6)	E2
		1732,77	1,73	633	2 ⁺		0,111(10)	-0,014(15)	-0,I5I(I4), P=53%
									или 3,8(3), P=47%
2374,54(4)	(0 ⁺)	1741,56	0,67	633	2 ⁺	0,67	-0,02(2)	0,00(3)	Изотропный
2486,29(4)	2 ⁺	2486,7	0,02	0	0 ⁺	1,34	-	-	-
		1853,30	1,32	633	2 ⁺		-0,153(13)	-0,022(14)	-0,6I(3), P=69%
									или -6,3(10), P=31%
2541,38(4)	6 ⁺	1032,93	0,88	1508	4 ⁺	0,88	0,28(2)	-0,06(2)	E2
2555,22(4)	3(2 ⁺)	1922,23	1,17	633	2 ⁺	1,17	-0,230(12)	-0,006(18)	-
2565,22(4)	5 ⁺	1056,79	0,76	1508	4 ⁺	0,86	-0,442(15)	-0,006(22)	-0,II9(II)
		325,87?	0,36	2239	4 ⁺		-	-	-
2601,55(4)	5 ⁻	1093,10	1,43	1508	4 ⁺	1,33	-0,19(2)	0,01(3)	0,04(2)
2619,95(4)	3 ⁺ (2)	1986,96	0,91	633	2 ⁺	0,91	0,266(15)	0,037(20)	0,4I(2)
2645,59(4)	4 ⁺	2012,6	0,079	633	2 ⁺	0,76	0,31(8)	-0,09(15)	E2
		1137,14	0,66	1508	4 ⁺		0,04(2)	0,02(2)	-0,48(3)
		1043,9	0,022	1602	2 ⁺		-	-	-
2677,98(4)	1	2677,95	0,88	0	0 ⁺	0,88	-0,14(2)	0,02(3)	-
2682,61(4)	1,2 ⁺ ,3 ⁺	2049,62	0,65	633	2 ⁺	0,65	0,02(2)	0,01(2)	-
2707,06(4)	5 ⁻	1198,61	0,94	1508	4 ⁺	0,94	-0,26(2)	-0,03(4)	0,00I(I2)
2738,83(6)	4 ⁺	1230,42	0,57	1508	4 ⁺	0,57	0,29(2)	-0,05(5)	-0,09(3)
2762,76(6)	3 ⁺	2129,79	0,142	633	2 ⁺	0,54	-0,25(5)	0,00(8)	-0,02(5)
		1160,91	0,40	1602	2 ⁺		0,37(2)	0,08(3)	3,7(4), P=60%
									или 0,5I(3), P=40%
2805,02(5)	3	2172,08	0,096	633	2 ⁺	0,72	-0,32(10)	0,13(14)	-3,3(+I2,-8), P=65%
		1296,57	0,62	1508	4 ⁺		-0,01(3)	0,05(4)	или -0,09(8), P=35%
									или -4,5(+I2,-9), P=64%
									или -0,09(5), P=36%
2807,96(6)	(5 ⁺)6 ⁺	242,74	0,265	2565	5 ⁺	0,26	-	-	-
2810,08(4)	3 ⁺ ,4 ⁻	1301,63	0,75	1508	4 ⁺	0,75	0,27(3)	0,06(4)	-
2816,6(2)	2 ⁺	2816,80	0,136	0	0 ⁺	0,41	0,16(8)	-0,20(10)	-
		2183,49	0,274	633	2 ⁺		-0,12(6)	0,00(9)	-0,54(I4)
									или -I3(+72,-8)
2819,95(6)	2(3 ⁺)	2186,96	0,55	633	2 ⁺	0,55	0,17(3)	-0,03(4)	-
2876,00(7)	3 ⁺ ,4 ⁺	2242,97	0,206	633	2 ⁺	0,47	0,28(5)	-0,04(7)	-
		1367,56	0,259	1508	4 ⁺		0,17(5)	0,01(7)	-
2912,30(5)	2,3 ⁺	2279,31	0,46	633	2 ⁺	0,46	0,19(2)	-0,01(3)	-
2936,10(12)?		2303,10	0,095	633	2 ⁺	0,21	-	-	-
		773,40	0,114	2163	2 ⁺		-	-	-
2993,08(7)	1 ⁺ ,2 ⁺	2993,4	0,048	0	0 ⁺	0,32	-	-	-
		2360,08	0,277	633	2 ⁺		-0,12(5)	0,04(7)	-
3005,62(13)	1	3005,58	0,334	0	0 ⁺	0,33	-0,11(6)	0,08(9)	-
3031,42(8)	2 ⁺ ,3	2398,42	0,225	633	2 ⁺	0,28	-0,15(7)	-0,09(10)	-
		1522,9	0,056	1508	4 ⁺		-	-	-
3048,36(14)?		3048,43	0,208	0	0 ⁺	0,33	0,00(7)	-0,02(8)	-
		2415,30	0,125	633	2 ⁺		-	-	-
3057,0(2)	(7 ⁻)	455,47?	0,101	2602	5 ⁻	0,10	-	-	-
3081,76(8)	3 ⁺	2448,76	0,245	633	2 ⁺	0,24	0,35(4)	0,16(6)	4,4(9) или 0,5I(5)
3171,02(11)	2,3 ⁺	2538,02	0,249	633	2 ⁺	0,25	0,30(5)	0,08(8)	-
3181,67(9)		2548,67	0,238	633	2 ⁺	0,24	-0,03(3)	-0,02(5)	-
3194,79(12)?	2 ⁺	3195,3	0,060	0	0 ⁺	0,20	-	-	-
		2561,74	0,136	633	2 ⁺		-0,40(10)	0,00(16)	-
3264,91(11)?	1,2 ⁺ ,3	2631,90	0,186	633	2 ⁺	0,19	0,00(8)	-0,03(11)	-
3267,68(11)?		1665,84	0,145	1602	2 ⁺	0,20	-	-	-
		1547,0	0,058	1721	0 ⁺		-	-	-
3292,5(2)	1	3292,5	0,141	0	0 ⁺	0,14	-0,05(7)	0,00(12)	-
3294,3(2)?	2,3 ⁺	2661,30	0,154	633	2 ⁺	0,15	0,20(6)	0,10(9)	-
3316,3(2)?	(3 ⁺)	2683,32	0,142	633	2 ⁺	0,14	-0,55(15)	-0,01(20)	-0,3(2)
									или -I,8(8)

E_i , кэВ	J_i^{π}	E_f , кэВ	I_f , %	E_f , кэВ	J_f^{π}	P_S	a_2	a_4	δ
3326,0 (2)	$3(2^+)$	2693,0	0,269	633	2^+	0,27	-0,24 (9)	0,02 (13)	-
3453,7 (6)?		3453,7	0,082	0	0^+	0,12	-	-	-
3482,20(14)?	(2)	2849,36	0,158	633	2^+	0,26	0,18 (8)	0,00 (10)	-0,08 (II)
		1880,24	0,102	1602	2^+	-	-	-	или 2,8 (+I4,-8)
3535,8 (2)? (3,4) ⁺		2902,8	0,126	633	2^+	0,13	0,35 (7)	-0,09 (10)	-
3540,24(14)?		2031,82	0,151	1508	4^+	0,18	-	-	-
		1938,2	0,028	1602	2^+	-	-	-	-
3554,85(15)? (3 ⁺)		2921,84	0,156	633	2^+	0,16	-0,41 (11)	-0,17 (16)	-
3559,59(18)? (0 ⁺ , 1)		2926,58	0,092	633	2^+	0,09	-0,07 (13)	-0,10 (18)	-

Таблица 3

Параметры a_2 и a_4 для γ -переходов, не размещенных в схеме уровней ^{108}Cd , и для γ -переходов ^{109}Cd

E_γ , кэВ	a_2	a_4	Примечание		a_2	a_4
203,37	-0,263(II)	-0,012(I7)	^{109}Cd	II89, I4	0,34(4)	-0,25(6) -
347,44	-0,06(3)	0,02(4)	^{109}Cd	I246,69	0,40(2)	0,00(3) -
426,30	0,06(3)	-0,07(4)	^{109}Cd	I486,98	-0,19(3)	0,00(4) -
613,97	0,05(3)	-0,11(4)	^{109}Cd	I713,09	0,37(9)	0,16(II) -
623,72	-0,55(5)	-0,02(7)	^{109}Cd	2I05,82	0,48(4)	0,08(5) -
721,53	-0,02(5)	-0,06(7)	^{109}Cd	2II4,06	0,11(4)	0,11(6) -
897,34	-0,15(6)	-0,13(8)	^{109}Cd	3000,7	-0,19(7)	0,03(10) -

Таблица 4

Результаты измерений линейной поляризации γ -квантов из реакции $^{108}\text{Cd}(n,n'\gamma)$

E_γ , кэВ	E_i , кэВ	J_i^{π}	J_f^{π}	$P_{\gamma}^{\text{ожид}}$		$P_{\gamma}^{\text{эксп}}$	Вывод
				$a_4 \approx 0$	$ a_4 > 0$		
311,58	1913	0^+	2^+	0,97(10)	-	0,8(3)	$J_i^{\pi} = 0$
347,44	-	-	-	-	-	0,7(2)	^{109}Cd
426,30	-	-	-	-	-	1,6(+6,-5)	^{109}Cd
632,97	633	2^+	0^+	1,86(5)	-	1,94(+22,-13)	E2
637,50	2239	4^+	2^+	1,6(3)	-	1,3(+9,-5)	E2
721,53	-	-	-	-	-	0,8(3)	^{109}Cd
730,87	2239	4^+	4^+	2,90(II)	0,432(9)	3,0(+12,-6)	$J_i^{\pi} = 4^+$
		2^+	4^+	1,23(7)	-	-	$a_4 \approx 0$
		3^+	4^+	0,603(15)	0,396(10)	-	-
875,47	1508	4^+	2^+	2,87(10)	-	3,3(+9,-5)	E2
891,34	-	-	-	-	-	0,4(+5,-3)	^{109}Cd
968,81	1602	2^+	2^+	1,14(5)	1,3(2)	1,07(+12,-10)	$a_4 \approx 0$

Окончание табл.4

E_γ , кэВ	E_i , кэВ	J_i^{π}	J_f^{π}	$P_{ожид}$		$P_{эксп}$	Вывод
				$\alpha_4 \approx 0$	$ \alpha_4 > 0$		
I032,93	254I	6 ⁺	4 ⁺	2,7(3)	-	2,1(+19,-8)	$J_i^{\pi} = 6^+$
		5 ⁺	4 ⁺	0,195(6)	$ \alpha_4 < 0,02$	-	-
		5 ⁻	4 ⁺	5,3(2)	*	-	-
I056,79	2565	5 ⁺	4 ⁺	0,630(12)	1,689(6)	0,8(+4,-3)	$J_i^{\pi} = 5^+$
		5 ⁻	4 ⁺	1,61(3)	*	-	$\alpha_4 \approx 0$
I087,66	I72I	0 ⁺	2 ⁺	1,0	-	0,91(+16,-14)	-
I093,10	2602	5 ⁻	4 ⁺	2,25(6)	0,641(7)	2,9(+16,-6)	$J_i^{\pi} = 5^-$
		5 ⁺	4 ⁺	0,453(13)	1,53(2)	-	$\alpha_4 \approx 0$
		4 ⁺	4 ⁺	1,42(10)	0,423(13)	-	-
		3 ⁻	4 ⁺	1,21(2)	*	-	-
		3 ⁺	4 ⁺	0,83(2)	0,564(14)	-	-
II37,14	2646	4 ⁺	4 ⁺	2,63(13)	0,413(8)	3,3(+80,-14)	$J_i^{\pi} = 4^+$
		3 ⁺	4 ⁺	0,64(2)	0,420(12)	-	$\alpha_4 \approx 0$
		2 ⁺	4 ⁺	1,16(8)	-	-	-
II98,6I	2707	5 ⁻	4 ⁺	2,01(6)	*	2,2(+18,-7)	$J_i^{\pi} = 5^{-I}$
		5 ⁺	4 ⁺	0,505(14)	$ \alpha_4 < 0,02$	-	-
		4 ⁺	4 ⁺	1,03(11)	0,50(5)	-	-
		3 ⁺	4 ⁺	0,887(14)	0,621(15)	-	-
		3 ⁻	4 ⁺	1,13(2)	*	-	-
I230,42	2739	4 ⁺	4 ⁺	4,24(6)	0,71(5)	4(+6,-3)	$J_i^{\pi} = 4^+$
		4 ⁻	4 ⁺	0,240(7)	*	-	$\alpha_4 \approx 0$
		3 ⁺	4 ⁺	0,38(3)	0,285(7)	-	-
		5 ⁺	4 ⁺	0,202(8)	$\alpha_4 < 0,05$	-	-
I280,45	I9I3	0 ⁺	2 ⁺	1,03(11)	-	1,0(+7,-4)	-
I30I,63	2810	3 ⁺	4 ⁺	0,40(4)	0,292(13)	0,17(+14,-12)	-
		4 ⁺	4 ⁺	4,18(14)	$ \alpha_4 < 0,02$	-	-
		4 ⁻	4 ⁺	0,240(10)	*	-	-
		5 ⁺	4 ⁺	0,210(13)	1,02(4)	-	-
I512,86	2I46	3 ⁺	2 ⁺	0,779(8)	1,747(5)	2,2(+14,-5)	$ \alpha_4 > 0$
I529,72	2I63	2 ⁺	2 ⁺	1,80(2)	0,749(6)	1,3(+8,-4)	$J_i^{\pi} = 2^+$
		2 ⁻	2 ⁺	0,555(5)	*	-	$\alpha_4 \approx 0$
		3 ⁺	2 ⁺	0,279(2)	$ \alpha_4 < 0,03$	-	-
I569,22	2202	3 ⁻	2 ⁺	1,86(2)	*	1,7(+9,-4)	$J_i^{\pi} = 3^-$
		3 ⁺	2 ⁺	0,537(5)	$ \alpha_4 < 0,03$	-	-

* Исключается, так как $|\delta|$ для перехода EI-M2 оказывается больше 0,2.

Таблица 5

Аргументы за исключение J_i^{π} для уровней ^{108}Cd

E_i , кэВ	E_j , кэВ	Следующие J_i^{π} исключаются по причинам:					Принято J_i^{π}
		1	2	3	4	5	
1602	1602	1	-	-	-	-	2 ⁺
2146	1513	0, 1, 2	4 ⁺	2 ⁺	3 ⁻	-	3 ⁺
	544	0, 1, 2	4 ⁺	2 ⁺	3 ⁻	-	-
2163	2163	1	-	-	-	-	2 ⁺
	1530	0, 1	-	-	(2 ⁻), 3 ⁻	2 ⁻ , 3	-
2202	1569	0, 1	4 ⁺	-	2 ⁻	3 ⁺	3 ⁻
2239	1606	-	-	3	3 ⁻	-	4 ⁺
	731	-	-	-	-	2 ⁺ , 3 ⁺	-
2366	2366	1	-	-	-	-	2 ⁺
	1733	0, 1	4 ⁺	(3)	3 ⁻	-	-
2486	1853	0, 1	4 ⁺	(3)	2 ⁻	-	2 ⁺
2541	1033	-	2 ⁺	3, 5	3 ⁻ , 5 ⁻	4 ⁻ , (4 ⁺), 5 ⁺ , (5 ⁻)	6 ⁺
2555	1922	1	4 ⁺	-	2 ⁻	-	2 ⁺ , 3
2565	1057	4	2 ⁺ , 6 ⁺	-	3 ⁻	5 ⁻	5 ⁺ (3 ⁺)
2602	1093	-	2 ⁺ , 6 ⁺	-	4 ⁻	3, 4 ⁺ , 5 ⁺	5 ⁻
2620	1987	0, 1	-	(2), 4 ⁺	3 ⁻	-	3 ⁺ (2)
2646	2013	-	-	-	3 ⁻	-	4 ⁺
	1137	-	-	-	-	2 ⁺ , 3 ⁺	-
2678	2678	-	2 ⁺	-	-	-	1
2683	2050	-	4 ⁺	-	2 ⁻ , 3 ⁻	-	1, 2 ⁺ , 3 ⁺
2707	1199	-	2 ⁺ , 6 ⁺	-	4 ⁻	3, 4 ⁺ , 5 ⁺	5 ⁻
2739	1230	-	2 ⁺	-	3 ⁻ , 5 ⁻	3 ⁺ , 4 ⁻ , 5 ⁺	4 ⁺
2763	2130	0, 1	4 ⁺	-	2 ⁻	-	3 ⁺
	1160	0, 1	2, 4	-	3 ⁻	-	-
2805	2172	0, 1	4 ⁺	-	2 ⁻	-	3
	1297	-	2 ⁺	4	4 ⁻	-	-
2810	1302	-	2 ⁺	6 ⁺	3 ⁻ , 5 ⁻	3 ⁻ , 4 ⁺ , 5 ⁻	3 ⁺ , 4 ⁻ (5 ⁺)
2817	2817	1	-	-	-	-	2 ⁺
	2183	0	4 ⁺	-	2 ⁻	-	-
2820	2187	0, 1	4 ⁺	(3)	3 ⁻	-	2 (3 ⁺)
2876	2243	0, 1	-	-	3 ⁻	-	3 ⁺ , 4 ⁺
	1368	-	2 ⁺	-	3 ⁻	-	-

Схема уровней и γ -переходов ^{108}Cd

С использованием новых результатов рассмотрена схема уровней и γ -переходов ^{108}Cd (см. табл. 2).

Используя зависимость заселяемости уровней P_S от их энергии и J_i^{π} (см. рисунок), а также наличие с уровнями нескольких γ -переходов, мы предположили существование ранее не известных уровней, отмеченных в табл. 1, 2 в менее надежных случаях знаком "?".

В дополнение к табл. 5 можно сделать следующие замечания об уровнях ^{108}Cd и к выбору J_i^{π} для них:

Уровень 2020,7? Высвечиванию этого уровня в работе [2] приписывается γ -переход 1387,8 кэВ. Этот переход, исходя из соотношения интенсивностей γ -линий в реакции $^{112}\text{Cd}(n, n' \gamma)$, мы полностью относим к ^{112}Cd . Соответственно делаем вывод, что уровня 2020,7 кэВ в ^{108}Cd нет.

Уровень 2790,7 кэВ? В работе [2] к высвечиванию этого уровня отнесена γ -линия 1282,7 кэВ. Эту γ -линию мы относим к реакции $^{114}\text{Cd}(n, n' \gamma)$, исходя из соотношения интенсивностей γ -линий ^{114}Cd , что также ставит под сомнение существование данного уровня.

Уровень 2545,3 кэВ. Можно сделать заключение, что уровня с такой энергией и $J_i^{\pi} = 4^+$, введенного при исследовании реакции $^{96}\text{Zr}(^{16}\text{O}, 4n\gamma)$ [1], в ^{108}Cd не существует, так как мы не нашли в реакции $^{108}\text{Cd}(n, n' \gamma)$ γ -линию с $E_{\gamma} = 1036,9$ кэВ и с $I_{\gamma} \approx 1,0$ отн. ед.

Уровни 1720,6; 1913,4 и 2374,5 кэВ. Изотропия $W(\theta)$ для γ -переходов с этих уровней и невысокая величина заселяемости дают возможность предположить $J_i^{\pi} = 0^+$ для этих состояний.

Уровень 2145,8 кэВ. В табл. 2 для γ -перехода 544,00 кэВ приведено значение $\delta = -1,22$ с вероятностью 88%. Второе значение δ с вероятностью 12% равно $-0,51(+6, -3)$.

Уровень 2555,2 кэВ. В реакции $^{107}\text{Ag}(^3\text{He}, d)$ [1] для уровня 2551(12) кэВ получено значение $L=2$, что делает более предпочтительным $J=3$ для этого уровня из двух возможных J_i^{π} , равных 2⁺, 3.

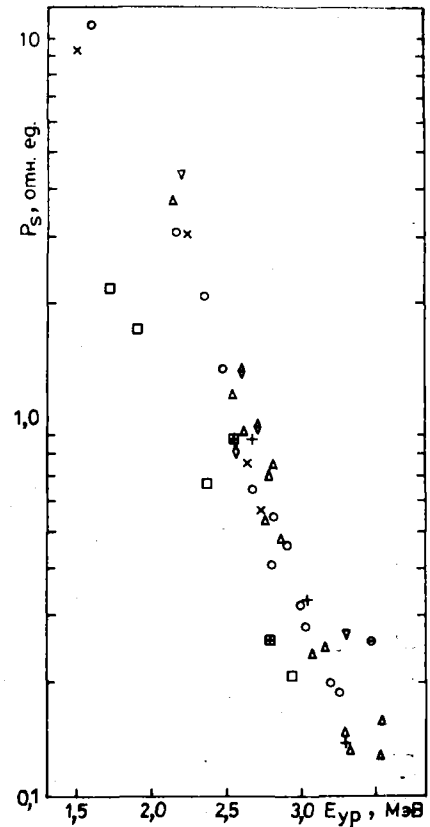
Зависимость заселенности уровней P_S от $E_{ур}$ и J_i^{π} :
 $\square - 0^+$; $\circ - 2^+$; $\ominus - 2^-$; $+$ - 1^+ ; $\Delta - 3^+$; $\nabla - 3^-$;
 $\times - 4^+$; $\diamond - 5^+$; $\diamond - 5^-$; $\boxplus - 6^+$

Уровень 2682,6 кэВ. В β^+/EC -распаде ^{108}In [1] к высвечиванию уровня 2681,3 кэВ с $J^{\pi} = (2^+)$ приписывается E2-переход 2681,3 кэВ. Наблюдаемый нами γ -переход 2683,22 кэВ не может быть отнесен к высвечиванию уровня 2682,6 кэВ, поскольку имеет параметр $\alpha_2 = -0,55(15)$, что не совпадает с теоретическим α_2 для E2-перехода, а его энергия отличается от энергии уровня примерно на 0,6 кэВ.

Уровни с $E_i > 2,9$ МэВ. В табл.5 мы ограничились выбором характеристик J_i^{π} для уровней с $E_i < 2,9$ МэВ. Выбор J_i^{π} для вышележащих уровней проводился аналогичным табл.5 способом на основе анализа угловых распределений γ -квантов и хода зависимости $P_S(E_{ур}, J_i^{\pi})$.

γ -переходы 1246,69 кэВ ($I_{\gamma} = 0,57$ отн.ед.) и 1486,98 кэВ ($I_{\gamma} = 0,49$ отн.ед.) могут оканчиваться [исходя из $P_S(E_{ур})$] только на уровнях с J_i^{π} , равным 4_1^+ или 2_2^+ . На основе $W(\theta)$ можно предположить в случае γ -перехода 1246,69 кэВ $E_i = 2755,14(6)$ кэВ с $J_i^{\pi} = 4^+$ или $E_i = 2848,53(5)$ кэВ с $J_i^{\pi} = 2^+$. В случае γ -перехода 1486,98 кэВ соответственно можно предположить $E_i = 2995,43(6)$ кэВ с $J_i^{\pi} = 3,5$ или $E_i = 3088,82(5)$ кэВ с $J_i^{\pi} = 2^+, 3$.

Поскольку все γ -линии с $I_{\gamma} > 0,3$ отн.ед. в схеме размещены и нельзя ввести, используя правила Ритца, неизвестные уровни с $\sum I_{\gamma} > 0,5$, то мы утверждаем, что других уровней при $E_{возб} < 2,8$ МэВ и с $J = 1-5$, а также при $E_{возб} < 2,5$ МэВ с $J = 0$, кроме указанных в табл.2, в ^{108}Cd нет.



Список литературы

1. Haese R.L., Bertrand F.E., Harmatz B., Martin M.J. Nucl. Data Sheets. 1982. V.37. N 2. P.361-368.
2. Rouviere B., Kilcher P., Sauvage-Letessier J. e.a. Nucl.Phys. 1984. V.A419, N 1. P.61-76.
3. Демидов А.М., Говор Л.И., Баскова К.А. В кн.: Изучение возбужденных состояний ядер. Алма-Ата: Наука, 1986. С.70-140.
4. Taras P. Can.J.Phys. 1971. V.49, N 2. P.328-354.
5. Krane K.S. Atomic Data and Nuclear Data Tables, 1977. V.20. P.211.

Статья поступила в редакцию 4 августа 1987 г.

THE MULTIPOLE MIXTURES IN THE γ -TRANSITIONS OF ^{128}Te AT THE $(n, n'\gamma)$ -REACTION. The γ -rays spectrum, angular distributions and linear polarization of γ -quanta from the $^{128}\text{Te}(n, n'\gamma)$ -reaction with reactor fast neutrons have been measured. The angular momenta for the levels and multipole mixtures for some of the γ -transitions are determined.

Последний обзор данных о схеме уровней и γ -переходах ^{128}Te дан в работе [1]. Результаты исследования ^{128}Te в реакции $(n, n'\gamma)$ приведены в работах [2, 3]. Однако из-за недостаточной статистической точности в измерениях угловых распределений в работе [2] многие данные о смесях мультиполей в γ -переходах - параметрах δ - получены двузначными, что затрудняет физическую интерпретацию этих результатов. В настоящей работе угловые распределения γ -квантов относительно пучка нейтронов измерены с лучшей статистической точностью и дополнительно измерена линейная поляризация γ -квантов, которая в некоторых случаях позволяет устранить двузначность в величине δ или дает возможность однозначно установить характеристики исходного состояния в γ -переходе - J_i^{π} .

Методика эксперимента

Измерения проводились на пучке быстрых нейтронов реактора ИР-8 ИАЭ им.И.В.Курчатова. Методика эксперимента и обработки данных ранее изложена в работах [2-5]. Образец металлического ^{128}Te имел массу 20 г и обогащение 98,2%. Разрешение германиевых детекторов составляло около 2 кэВ при энергии 1,3 МэВ, а эффективность - около 10%. Расстояние между образцом и детектором составляло 50 см. Для нахождения угловых распределений γ -спектр измерялся под углами 90° , 105° , 120° , 135° и 150° относительно нейтронного пучка. Для нескольких переходов $2^+ - 2^+$ и $4^+ - 4^+$ помимо расчетов по оптико-статистической модели был применен и "безмодельный" способ нахождения величины δ [6]. В этом способе заселенности магнитных подсостояний исходного уровня находились из угловых распределений переходов $2^+ - 0^+$ и $4^+ - 2^+$. Соответственно найдены следующие значения δ : при $E_\gamma = 530,74$ кэВ $\delta = -0,21(4)$, при $776,75$ кэВ $\delta = 4,2(3)$, при $1450,28$ кэВ $\delta = -0,10(10)$, при $1608,88$ кэВ $\delta = -0,24(3)$ и при $1764,83$ кэВ $\delta = 1,3(8)$. Эти значения, как мы увидим далее, хорошо согласуются с величинами параметра δ , полученными через модельные расчеты.

Линейная поляризация измерялась двухкристальным комптоновским поляриметром. Величины поляризаций $P_{\text{эксп}}$ сравнивались с $P_{\text{ожид}}$, рассчитанными по экспериментальным значениям a_2 и соответствующим им значениям a_4 и δ , находящимся на двух различных ветвях δ -эллипса ($a_4 \approx 0$ или $|a_4| > 0$).

Для исключения γ -линий от захвата резонансных нейтронов измерялся γ -спектр из реакции $^{128}\text{Te}(\bar{n}_{\text{рез}}, \gamma)$.

Экспериментальные результаты

Общая форма γ -спектра из реакции $^{128}\text{Te}(n, n'\gamma)$ описана в работе [3]. В табл. I приведены энергии и относительные интенсивности γ -линий ^{128}Te , выделенных из γ -спектра в диапазоне энергий до 4 МэВ. Интенсивности даны для угла $\theta = 120^\circ$, а энергии для $\theta = 90^\circ$. В последней колонке табл. I указан уровень E_i , с которого идет γ -переход.

Для 66 наиболее интенсивных γ -переходов получены угловые распределения; экспериментальные угловые распределения γ -квантов аппроксимировались полиномами Лежандра $W(\theta) = 1 + a_2 P_2(\cos\theta) + a_4 P_4(\cos\theta)$. Полученные значения параметров a_2 , a_4 и δ для размещенных в схеме уровней γ -переходов приведены в табл. 2, знаки для δ и погрешности этих величин даны в соответствии с обзором [7].

В табл. 3 приведены экспериментальные значения a_2 и a_4 для γ -переходов, не размещенных в схеме уровней.

Результаты измерений линейной поляризации γ -квантов даны в табл. 4. В последней колонке приведены выводы о значениях J_i^{π} и δ , которые следуют из данных по измерениям угловых распределений (см. табл. 2) и линейной поляризации. В табл. 2 значения δ и J_i^{π} приведены уже с учетом этих выводов.

В табл. 2 указаны также заселяемости уровней $P_s = \sum_i I_{\gamma i}^{\text{уход}} - \sum_j I_{\gamma j}^{\text{прих}}$.

Таблица I

Энергии и интенсивности γ -линий ^{128}Te

E_γ , кэВ	I_γ , отн.ед.	E_i , кэВ	E_γ , кэВ	I_γ , отн.ед.	E_i , кэВ
175,27(4)	0,22(3)	2571	1141,51(7)	0,20(3)	-
232,43(9)	0,15(2)	2396	1158,14(6)	0,19(3)	-
244,77(10)	0,11(2)	-	1186,7(2)	0,033(12)	2707
249,24(9)	0,10(2)	2218	1192,2(2)	0,061(13)	2712
262,63(2)	2,47(6)	2396	1225,27(2)	4,23(9)	1968
314,12(2)	3,25(7)	1811	1235,58(3)	0,95(4)	1979
322,90(2)	0,63(4)	-	1243,41(13)	0,082(16)	-
353,24(4)	0,37(3)	-	1251,81(8)	0,17(2)	2749
368,16(8)	0,18(3)	2396	1284,54(3)	1,38(4)	2028
380,21(6)	0,27(3)	-	1324,20(15)	0,10(2)	-
398,31(8)	0,20(3)	2426	1329,36(17)	0,089(16)	-
437,86(4)	0,53(4)	2571	1349,10(13)	0,049(13)	2869
448,8(3)	0,016(7)	1968	1354,95(9)	0,10(2)	2852
453,62(4)	0,35(3)	-	1364,68(15)	0,036(11)	2884
467,69(9)	0,19(3)	-	1371,55(13)	0,023(8)	2891
526,57(4)	0,63(4)	2338	1384,64(9)	0,11(2)	-
530,75(2)	2,50(8)	2028	1388,04(9)	0,12(2)	-
567,41(9)	0,29(3)	-	1401,60(12)	0,087(16)	-
589,60(8)	0,16(2)	-	1420,30(3)	0,88(4)	2163
628,75(9)	0,19(3)	2762	1434,83(4)	0,47(3)	2932
636,26(2)	7,5(2)	2133	1450,28(3)	2,43(7)	2193
643,56(2)	1,11(3)	2163	1463,32(7)	$\leq 0,16(2)$	2983
666,48	0,65	2163	1474,76(3)	1,34(4)	2218
697,97(6)	0,13(2)	2218	1486,28(7)	$< 0,20(2)$	2983
719,5(3)	0,09(2)	2913	1520,02(5)	0,40(3)	1520
728,64(4)	$< 0,26(3)$	-	1534,58(10)	0,10(2)	-
743,22(2)	100(2)	743	1547,04(12)	0,087(16)	3067
753,82(2)	24,0(5)	1497	1565,08(4)	0,34(2)	2308
773,31(2)	1,37(4)	2270	1570,62(11)	0,13(2)	-
776,75(2)	12,8(3)	1520	1574,67(8)	0,11(2)	-
787,86(4)	0,37(3)	2599	1580,37(12)	0,068(14)	3100
802,91(4)	0,28(3)	-	1600,79(10)	0,11(2)	-
820,76(7)	0,12(2)	-	1608,88(3)	1,17(4)	2352
852,26(11)	0,09(2)	2821	1617,81(17)	0,048(13)	-
905,22(7)	0,10(2)	-	1622,82(15)	0,080(16)	-
908,32(8)	0,25(3)	2405	1628,39(8)	0,16(2)	3125
928,97(3)	0,92(4)	2426	1638,93(11)	0,12(2)	3607
990,45(4)	0,39(3)	2487	1739,05(4)	0,33(2)	-
996,74(4)	0,31(3)	-	1744,18(4)	0,38(2)	2487
1007,1(3)	0,054(13)	-	1750,94(3)	1,58(5)	2494
1012,95(5)	0,18(3)	-	1764,83(4)	0,69(3)	2508
1030,70(8)	0,13(2)	-	1799,41(9)	0,11(2)	3296
1040,73(6)	0,23(3)	2852	1807,30(6)	0,21(2)	2550
1053,50(3)	0,61(4)	2550	1886,92(4)	0,64(3)	2630
1074,14(10)	0,079(15)	2571	1900,05(6)	0,16(2)	2643
1091,33(16)	0,060(13)	-	1963,42(4)	0,38(2)	2707
1097,62(6)	0,14(3)	3125	1969,00(4)	$\leq 0,52(3)$	2712
1132,90(18)	0,052(13)	2630	2005,45(5)	0,25(2)	2749

E_{γ} , кэВ	I_{γ} , отн. ед.	E_i , кэВ	E_{γ} , кэВ	I_{γ} , отн. ед.	E_i , кэВ
2062,38(14)	0,051(13)	-	2698,1(5)	0,062(13)	-
2077,53(6)	0,20(2)	2821	2706,5(3)	0,091(17)	2707
2087,39(7)	0,19(2)	3607	2712,2(6)	0,045(12)	2712
2125,59(17)	0,046(12)	2869	2725,2(3)	0,064(13)	-
2141,25(6)	0,18(2)	2884	2763,31(10)	0,34(3)	-
2148,22(15)	0,050(13)	2891	2785,2(3)	0,088(16)	-
2169,53(6)	0,21(2)	2913	2821,0(4)	0,081(16)	2821
2193,42(6)	0,27(2)	2193	2864,0(8)	0,034(12)	3607
2211,71(7)	$\leq 0,17(2)$	3732	2869,0(3)	0,094(18)	2869
2217,68(13)	0,063(13)	-	2891,34(12)	0,24(2)	2891
2240,0(3)	0,051(13)	2983	2907,5(3)	0,043(12)	-
2251,26(10)	0,047(12)	-	2916,6(4)	0,036(12)	-
2286,88(8)	0,14(2)	3030	2988,2(5)	0,031(12)	3732
2310,93(13)	0,11(2)	-	2997,1(3)	0,087(16)	-
2323,80(9)	0,16(2)	3067	3030,1(4)	0,063(14)	3030
2352,08(8)	0,20(2)	2352	3055,5(7)	0,036(12)	-
2357,22(13)	0,077(14)	3100	3095,1(6)	0,038(12)	3838
2393,8(3)	0,078(14)	3137	3104,36(17)	0,16(2)	3104
2405,56(10)	0,18(2)	-	3137,5(3)	0,11(2)	3137
2444,81(13)	0,089(16)	-	3184,80(13)	0,15(2)	3185
2508,04(6)	0,24(2)	2508	3291,6(4)	0,053(13)	-
2543,1(2)	0,032(12)	4063	3319,8(3)	0,067(14)	4063
2553,3(2)	0,052(13)	3296	3477,1(5)	0,039(12)	-
2587,7(2)	0,054(13)	-	3804,9(7)	0,033(12)	-
2664,4(5)	0,074(14)	-	3838,3(9)	0,039(12)	3838

Таблица 2

Схема уровней и γ -переходов ^{128}Te

E_i^{UP} , кэВ	J_i^{π}	E_{γ} , кэВ	I_{γ} , отн. ед.	E_f^{UP} , кэВ	J_f^{π}	P_S	a_2	a_4	δ
743,22(2)	2 ⁺	743,22	100	0	0 ⁺	44	0,201(7)	-0,102(10)	E2
1497,05(3)	4 ⁺	753,82	24,0	743	2 ⁺	5,8	0,300(6)	-0,056(9)	E2
1519,96(3)	2 ⁺	1520,02	0,40	0	0 ⁺	10,9	0,213(21)	-0,20(3)	E2
		776,75	12,8	743	2 ⁺		0,066(5)	-0,044(8)	4,7(2)
1811,17(4)	6 ⁺	314,12	3,25	1497	4 ⁺	2,0	0,236(9)	-0,083(13)	E2
1968,50(3)	2 ⁺	1225,27	4,23	743	2 ⁺	3,8	0,074(8)	-0,010(12)	-0,210(11)
		448,8	0,015	1520	2 ⁺		-	-	-
1978,81(4)	0 ⁺	1235,58	0,95	743	2 ⁺	0,95	0,00(3)	-0,03(4)	Изотропный
2027,78(4)	4 ⁺	1284,54	1,38	743	2 ⁺	3,36	0,301(10)	-0,112(13)	E2
		530,75	2,50	1497	4 ⁺		0,187(12)	-0,028(17)	-0,24(2)
2133,31(4)	5 ⁻	636,26	7,5	1497	4 ⁺	4,3	-0,202(9)	-0,002(13)	0,020(6)
2163,53(4)	3 ⁺	1420,30	0,88	743	2 ⁺	2,49	0,269(11)	0,016(17)	0,419(11)
		666,48	0,65	1497	4 ⁺		-	-	-
		643,56	1,11	1520	2 ⁺		0,38(3)	0,14(4)	3,8(4)
2193,50(4)	2 ⁺	2193,42	0,27	0	0 ⁺	2,61	0,29(9)	-0,15(14)	E2
		1450,28	2,43	743	2 ⁺		0,139(9)	-0,014(12)	-0,116(13)

Продолжение табл. 2

E_i^{yp} , кэВ	$J_i^{\mathcal{A}}$	$E_{\mathcal{P}}$, кэВ	$I_{\mathcal{P}}$, отн. ед.	E_f^{yp} , кэВ	$J_f^{\mathcal{A}}$	P_s	α_2	α_4	δ
2217,97(5)	$1^+, 2^+$	2217,68	0,063	0	0^+	1,63	-	-	-
		1474,76	1,34	743	2^+		0,046(II)	-0,022(16)	-
		697,97	0,13	1520	2^+		-	-	-
		249,24	0,10	1968	2^+		-0,17(9)	0,19(II)	-
2270,36(4)	4^+	773,31	1,37	1497	4^+	1,37	0,42(2)	-0,05(3)	0,25(+15,-8)
2308,30(4)	0^+	1565,08	0,34	743	2^+	0,34	-0,01(3)	0	Изотропный
2337,74(4)	7^-	526,57	0,63	1811	6^+	0,63	-0,18(4)	-0,07(6)	0,025(28)
2352,11(4)	2^+	2352,08	0,20	0	0^+	1,37	0,35(5)	0,03(7)	E2
		1608,88	1,17	743	2^+		0,063(9)	-0,025(12)	-0,230(14)
2395,94(4)	4^-	262,63	2,47	2133	5^-	2,58	-0,407(17)	-0,019(25)	0,263(19)
		368,16	0,18	2028	4^+		0,26(7)	-0,15(10)	-0,12(II)
		232,43	0,15	2163	3^+		-0,44(14)	-0,09(20)	-0,15(+12,-10)
2405,37(9)	-	908,32	0,25	1497	4^+	0,25	-	-	-
2426,04(4)	4^+	928,97	0,92	1497	4^+	1,12	0,236(10)	0,005(12)	-0,147(17)
		398,31	0,20	2028	4^+		0,26(5)	-0,12(7)	1,18(20)
2487,45(5)	3^+	1744,18	0,38	743	2^+	0,77	0,098(20)	0,00(3)	0,268(21)
		990,45?	0,39	1497	4^+		0,314(17)	-0,071(22)	-
2494,17(4)	3^-	1750,94	1,58	743	2^+	1,58	-0,191(13)	0,005(24)	0,029(10)
2508,06(4)	2^+	2508,04	0,24	0	0^+	0,93	0,22(6)	-0,11(10)	E2
		1764,83	0,69	743	2^+		0,25(4)	-0,04(6)	1,8(3)
2550,54(4)?	3^+	1807,30	0,21	743	2^+	0,82	-0,27(6)	-0,07(8)	-0,06(5) или -3,2(+7,-5)
		1053,50	0,61	1497	4^+		-0,06(3)	0,01(4)	-0,025(35) или -7,6(+22,-17)
2571,19(6)?	5^-	1074,14	0,079	1497	4^+	0,83	-	-	-
		437,86	0,53	2133	5^-		0,03(5)	-0,21(7)	2,3(5) или -0,56(9)
		175,27	0,22	2396	4^-		-	-	-
2599,03(6)	(4^+) 6^+	787,86	0,37	1811	6^+	0,37	0,03(4)	-0,11(6)	0,52(8) или 1,7(+3,-2)
2630,15(4)	2^+	1886,92	0,64	743	2^+	0,69	0,233(13)	-0,041(17)	1,91(11)
		1132,90	0,052	1497	4^+		0,03(10)	0,08(17)	-
2643,29(6)	-	1900,05	0,16	743	2^+	0,16	-0,11(5)	0,02(6)	-
2706,65(4)	$1, 2^+$	2706,5	0,091	0	0^+	0,50	-	-	-
		1963,42	0,38	743	2^+		0,04(3)	-0,01(4)	-
		1186,7	0,033	1520	2^+		-	-	-
2712,24(4)?	$1, 2^+$	2712,2	0,045	0	0^+	$\leq 0,63$	-	-	-
		1969,00	$\leq 0,52$	743	2^+		0,05(2)	0,04(3)	-
		1192,2	0,061	1520	2^+		-	-	-
2748,76(7)	$2^+, 3^+$	2005,45	0,25	743	2^+	0,42	0,11(6)	-0,02(9)	-
		1251,81	0,17	1497	4^+		-0,04(9)	-0,03(13)	-
2761,95(6)	-	628,64	0,19	2133	5^-	0,19	-	-	-
2820,77(6)	$1^+, 2^+$	2821,0	0,081	0	0^+	0,37	-	-	-
		2077,53	0,20	743	2^+		-0,15(5)	0,00(7)	-
		852,26	0,09	1968	2^+		-	-	-
2851,94(7)	5	1354,95	0,10	1497	4^+	0,33	-0,60(II)	-0,15(15)	-
		1040,73	0,23	1811	6^+		-	-	-

E_i^{UP} , кэВ	J_i^{π}	E_{γ} , кэВ	I_{γ} , отн.ед.	E_f^{UP} , кэВ	J_f^{π}	P_S	a_2	a_4	δ
2868,97(15)?	1,2 ⁺	2869,0	0,094	0	0 ⁺	0,19	-	-	-
		2125,59	0,046	743	2 ⁺		-	-	-
		1349,10	0,049	1520	2 ⁺		-	-	-
2884,54(8)	1 ⁺ ,2 ⁺ ,3 ⁺	2141,25	0,18	743	2 ⁺	0,22	-0,12(4)	0,04(5)	-
		1364,68	0,036	1520	2 ⁺		-	-	-
2891,42(13)	2 ⁺	2891,34	0,24	0	0 ⁺	0,31	0,32(5)	-0,12(8)	E2
		2148,22	0,050	743	2 ⁺		-	-	-
		1371,55	0,023	1520	2 ⁺		-	-	-
2912,77(6)	3 ⁺ (2,4) ⁺	2169,53	0,21	743	2 ⁺	0,30	0,34(4)	0,09(5)	-
		719,5	0,09	2193	2 ⁺		-	-	-
2931,89(3)?	5 ⁺ (3 ⁺)	1434,83	0,47	1497	4 ⁺	0,47	0,34(2)	0,04(3)	4,0(3)
2983,32(7)?	3 ⁺ ,4 ⁺	2240,0	0,051	743	2 ⁺	≤0,41	-	-	-
		1486,28	0,20	1497	4 ⁺		0,31(5)	-0,02(7)	-
		1463,32	≤0,16	1520	2 ⁺		-	-	-
3030,13(8)	1 ⁺ ,2 ⁺	3030,1	0,063	0	0 ⁺	0,20	-	-	-
		2286,88	0,14	743	2 ⁺		-0,18(5)	0,03(7)	-
3067,04(10)	2,3 ⁺	2323,80	0,16	743	2 ⁺	0,25	0,18(7)	0,05(10)	-
		1547,04	0,087	1520	2 ⁺		-	-	-
3100,40(12)	-	2357,22	0,077	743	2 ⁺	0,15	-	-	-
		1580,37	0,068	1520	2 ⁺		-	-	-
3104,40(17)?	-	3104,36	0,16	0	0 ⁺	0,16	-	-	-
3125,43(7)?	-	1628,39	0,16	1497	4 ⁺	0,30	0,20(7)	-0,09(9)	-
		1097,62	0,14	2028	4 ⁺		-	-	-
3137,3(3)	2 ⁺	3137,5	0,11	0	0 ⁺	0,19	0,31(12)	0,04(15)	E2
		2393,8	0,078	743	2 ⁺		-	-	-
3184,84(13)	-	3184,80	0,15	0	0 ⁺	0,15	-	-	-

Таблица 3

Данные по угловым распределениям для γ -переходов,
не размещенных в схеме уровней ^{128}Te

E_{γ} , кэВ	Коэффициент		E_{γ} , кэВ	Коэффициент	
	a_2	a_4		a_2	a_4
322,90	-0,42(3)	0,09(4)	820,76	-0,08(9)	0,24(13)
353,24	0,16(3)	0,13(5)	996,74	0,04(4)	-0,02(5)
567,41	0,53(6)	0,12(9)	1158,14	-0,23(3)	-0,02(5)
589,60	0,46(7)	-0,08(9)	2405,56	0,00(4)	-0,03(6)
728,64?	-0,77(6)	0,15(8)	2763,31	-0,01(3)	-0,08(4)

Таблица 4

Результаты измерений линейной поляризации γ -квантов реакции $^{128}\text{Te}(n, n'\gamma)$

E_γ , кэВ	E_i , кэВ	$J_i^\pi - J_f^\pi$	$P_{\text{ожид}}$		$P_{\text{экс}}$	Вывод
			$a_4 \approx 0$	$ a_4 > 0$		
262,63	2396	$4^- - 5^-$	0,920(10)	0,731(11)	0,85(8)	$J_i^\pi = 4^-$
		$4^+ - 5^-$	1,091(10)	1,37(2)		-
636,26	2133	$5^- - 4^+$	1,90(3)	0,68(3)	1,61(+16, -12)	$a_4 \approx 0$
643,56	2163	$3^+ - 2^+$	0,260(5)	1,06(6)	0,66(22)	$ a_4 > 0$
776,75	1520	$2^+ - 2^+$	1,982(8)	0,730(6)	0,66(6)	$ a_4 > 0$
928,97	2426	$4^+ - 4^+$	3,49(3)	0,689(16)	4(+33, -2)	$J_i^\pi = 4^+$; $a_4 \approx 0$
		$4^- - 4^+$	0,287(3)	1,45(3)		-
		$3^+ - 4^+$	2,69(12)	1,554(3)		-
		$5^+ - 4^+$	0,961(5)	0,245(5)		-
		$3^+ - 4^+$	0,77(3)	0,54(2)		0,4(+4, -3)
1053,50	2550	$3^- - 4^+$	1,30(5)	1,85(7)		-
		$2^+ - 2^+$	2,145(3)	0,709(3)	1,8(+5, -3)	$J_i^\pi = 2^+$; $a_4 \approx 0$
1225,27	1968	$3^+ - 2^+$	0,352(4)	$ a_4 < 0,02$		-
1420,30	2163	$3^+ - 2^+$	0,282(4)	1,26(2)	0,04(+21, -4)	$a_4 \approx 0$
1434,83	2932	$5^+ - 4^+$	0,204(9)	0,85(3)	1,3(+47, -9)	$ a_4 > 0$
1450,28	2193	$2^+ - 2^+$	2,212(4)	0,685(2)	2,3(+25, -7)	$a_4 \approx 0$
1474,76	2218	$2^+ - 2^+$	2,218(5)	0,714(5)	0,3(4)	-
		$1^+ - 2^+$	0,790(5)			-
1608,88	2352	$2^+ - 2^+$	2,177(4)	0,712(4)	1,6(+18, -7)	$a_4 \approx 0$
1750,94	2494	$3^- - 2^+$	1,97(4)	0,560(2)	1,6(+14, -6)	$a_4 \approx 0$
1764,83	2508	$2^+ - 2^+$	1,87(12)	0,729(17)	0,3(+6, -3)	$ a_4 > 0$
1963,42	2707	$2^+ - 2^+$	2,062(12)	0,742(27)	0,2(+9, -2)	$J_i^\pi = 2^+$; $ a_4 > 0$
		$1^+ - 2^+$	0,79(2)			или
		$1^- - 2^+$	1,29(2)			$J_i = 1$

Обсуждение результатов

С использованием новых экспериментальных результатов авторами рассмотрена схема уровней и γ -переходов ^{128}Te (см. табл. 2).

Существование уровней в данной работе непосредственно не определялось. Однако, исходя из наличия нескольких γ -переходов с предполагаемого уровня и зависимости заселяемости уровней, определяемой из интенсивности γ -переходов, от их энергии и угловых моментов, можно сделать предположение о существовании новых возбужденных состояний, которые высвечиваются достаточно интенсивными, ранее не наблюдавшимися γ -переходами. Такому введению уровней способствуют большие расстояния между основным и первыми возбужденными состояниями в ^{128}Te , равными около 700 кэВ. При изменении энергии уровня на такую величину заселяемость его меняется примерно в 5 раз из-за спада потока быстрых нейтронов с ростом их энергии и увеличения плотности уровней. Это накладывает жесткое ограничение на размещение в схеме уровней γ -переходов в зависимости от их интенсивности. Со-

ответственно наиболее интенсивные переходы с $E_{\gamma} = 2,0-3,5$ МэВ должны оканчиваться в основном или в первом возбужденном состоянии ^{128}Te . Введенные указанным образом уровни часто находят свое подтверждение в ядерных реакциях, хотя низкие точности данных об энергиях уровней из таких реакций (около 5 кэВ) вносят некоторую неопределенность в это сопоставление.

Ниже дается аргументация, использованная при выборе характеристик уровней и параметров на основе полученных в настоящей работе результатов. Дополнительно принималось, что переходы М2, Е3 и Е4 значительно слабее М1 и Е2, а возможное значение $|\delta|$ для Е1-перехода не превышает величины 0,2.

Уровни 1520,0; 2193,5; 2352,1 и 2508,1 кэВ. Величина α_2 для β -переходов в основное состояние надежно исключает $J_i^{\pi} = 1$ и согласуется с $J_i^{\pi} = 2^+$.

Уровень 1968,5 кэВ. Величина коэффициента α_2 для β -перехода 1225,27 кэВ оставляет только два возможных значения J_i^{π} , равных 2 и 3. С учетом результатов по линейной поляризации для этого перехода мы должны выбрать $J_i^{\pi} = 2^+$. Значение $P_{\beta}^{\text{эксп}}$ для β -перехода 1225,27 кэВ однозначно указывает на величину $\delta = -0,210(+11, -11)$ для перехода $2_3^+ - 2_1^+$. Гамма-переход 1969,00 кэВ из-за большого расхождения в энергии с величиной E_i , получающейся из энергии перехода 1225,27 кэВ, не может быть полностью отнесен к высвечиванию данного уровня. Это подтверждается и угловым распределением для β -квантов 1969,00 кэВ, которое не совпадает с ожидаемым для перехода $2^+ - 0^+$. Интенсивность возможного перехода 1968,5 кэВ, по нашим оценкам, не должна превышать 0,1 отн.ед.

Уровень 2027,8 кэВ. Отрицательные значения α_4 для β -переходов 530,75 и 1284,54 кэВ исключают $J_i^{\pi} = 3$. Большая величина α_4 для перехода 1284,54 кэВ исключает $J_i^{\pi} = 2$. Этот вывод подтверждает величина $\alpha_2 = 0,167(12)$ для β -квантов с энергией 530,75 кэВ, которая в случае перехода $2^+ - 4^+$ должна быть около 0,09. Угловое распределение для β -квантов с энергией 1284,54 кэВ совпадает с ожидаемым для перехода $4^+ - 2^+$.

Уровень 2133,3 кэВ. Ранее высвечиванию этого уровня приписывался и β -переход 322,90(2) кэВ. Однако его энергия не совпадает с разностью энергий уровней 2133,31 и 1811,17 кэВ. Экспериментальное угловое распределение для этих β -квантов также не совпадает с ожидаемым для перехода $5^- - 6^+$.

Уровень 2163,5 кэВ. Так как значение $\alpha_4 > 0$ для β -перехода с $E_{\gamma} = 643,56$ кэВ, то исключаются J_i^{π} , равные 2 и 4. Значения 0^+ и 3^- исключаются по α_2 . Остается $J_i^{\pi} = 3^+$. Такой уровень предсказывается бозонной моделью при $E_{\text{ур}} \approx 2$ МэВ. Данные о линейной поляризации подтверждают однозначный выбор значения δ для β -перехода 1420,30 кэВ.

Уровень 2216,0 кэВ. Анализ углового распределения для β -линии 1474,76 кэВ позволяет исключить значения J_i^{π} , равные 0^+ , 1^- , 2^- , 3^- и 4^+ . Наличие β -перехода в основное состояние исключает $J_i^{\pi} = 3^+$, оставляя J_i^{π} , равные 1^+ , 2^+ .

Уровень 2270,4 кэВ. В реакции (p, t) был установлен уровень 2274(2) кэВ. В реакции $(n, n'\gamma)$ наблюдается β -переход с энергией 773,31 кэВ, который по интенсивности следует отнести к высвечиванию уровня с энергией 2270,4 кэВ. Угловое распределение и линейная поляризация для β -квантов 773,31 кэВ указывают на характеристики $J_i^{\pi} = 4^+$.

Уровень 2308,3 кэВ. Из реакции (p, t) известен уровень 2312(2) кэВ, с которым может быть отождествлен уровень 2308,3 кэВ. Изотропия углового распределения β -квантов 1565,08 кэВ и малая величина заселяемости дают возможность предположить $J_i^{\pi} = 0^+$.

Уровень 2395,9 кэВ. Уровень введен из-за наличия относительно интенсивного β -перехода 262,63 кэВ. Из рассмотрения величин заселяемостей уровней можно сделать вывод, что этот переход с $I_{\beta} = 2,47$ отн.ед. может оканчиваться только на уровнях либо 1520,0, либо 2133,3 кэВ (остальные уровни с $E_i \geq 1,5$ МэВ имеют слишком низкие величины заселяемости). В реакции (p, t) найден уровень 2390(10) кэВ и нет уровня при 1783 кэВ. Значения коэффициентов α_2 и α_4 для перехода 262,63 кэВ исключают J_i^{π} , равные 3,5 и 7, а данные о линейной поляризации — J_i^{π} , равные 4^+ , 6, что позволяет однозначно приписать $J_i^{\pi} = 4^-$ этому состоянию. К высвечиванию уровня 2395,9 кэВ можно отнести также β -переходы 232,43 кэВ и 368,16 кэВ, угловые распределения которых и параметры δ не противоречат ожидаемым для последовательностей J_i^{π} соответственно $4^- - 3^+$ и $4^- - 4^+$.

Уровень 2426,0 кэВ. Значения α_2 для β -переходов 928,97 и 398,31 кэВ исключают J_i^{π} , равные $2, 3^-$ и 5^- , значение $\alpha_4 < 0$ для перехода 398,31 кэВ закрывает $J_i^{\pi} = 3^+$, а близкая к нулю величина α_4 для перехода 928,97 кэВ исключает $J_i^{\pi} = 6^+$. Из оставшихся возможных J_i^{π} , равных 4^+ и 5^+ , данные о линейной поляризации позволяют выбрать однозначно $J_i^{\pi} = 4^+$.

Уровень 2487,5 кэВ. Величина α_2 для γ -перехода 1744,18 кэВ исключает J_i^{π} , равные 2^- , 3^- и 4. Если γ -переход 990,45 кэВ идет с данного уровня, то, исходя из значения α_2 для него, необходимо исключить $J_i^{\pi} = 2^+$, но величина α_4 не будет соответствовать переходу $3^+ - 4^+$.

Уровень 2494,2 кэВ. Значения α_2 и δ для γ -перехода 1750,94 кэВ исключают J_i^{π} , равные $0, 1, 2^-$ и 4, а величина линейной поляризации $-J_i^{\pi} = 3^+$. Из двух оставшихся возможных характеристик $J_i^{\pi} = 2^+$ и $J_i^{\pi} = 3^-$ предпочтение отдается 3^- из-за высокой величины заселяемости, характерной для состояний 3^- .

Уровень 2550,5 кэВ? Из анализа заселяемостей уровней ^{128}Te можно сделать вывод, что γ -переход 1053,50 кэВ с $I_{\gamma} = 0,61$ отн.ед. может оканчиваться лишь на уровнях 1497,1 или 1520,0 кэВ. Обнаружение в спектре γ -линии 1807,30 кэВ, которую можно отнести к высвечиванию состояния 2550,5 кэВ, делает более вероятным существование этого уровня. Из данных по угловым распределениям для обоих γ -переходов и линейной поляризации для перехода 1053,50 кэВ следует $J_i^{\pi} = 3^+$.

Уровень 2571,2 кэВ? Близкий по энергии уровень 2573(5) кэВ был обнаружен в реакции $^{130}\text{Te}(p, t)$. Угловое распределение γ -квантов 437,86 кэВ согласуется только с ожидаемым для перехода $5^- - 5^-$.

Уровень 2599,0 кэВ. Значение α_4 для γ -перехода 787,86 кэВ исключает $J_i = 5$ и $J = 7$, а величина δ исключает $J_i^{\pi} = 6^-$. Хотя и нельзя полностью исключить $J_i^{\pi} = 4^+$, мы отдаем предпочтение $J_i^{\pi} = 6^+$, так как эти характеристики лучше согласуются с малой величиной заселяемости уровня в реакции $(n, n'\gamma)$ и с тем, что данный уровень наблюдается в β -распаде ^{128}Sb , при котором заселяются высокоспиновые состояния ^{128}Te .

В табл.2 не указаны еще пять уровней с $E_i > 3,2$ МэВ.

Уровень 3296,5 кэВ? Сходный по энергии уровень 3296(5) кэВ обнаружен в реакции (p, t) . Из величины $\alpha_2 = 0,25(5)$ [$\alpha_4 = 0,04(7)$] для γ -перехода 1799,41 кэВ и из наличия γ -перехода 2553,3 кэВ на уровень с $J_i^{\pi} = 2^+$ следуют J_i^{π} , равные 3^+ и 4.

Уровни 3607,4; 3731,7; 3838,4; 4063,1 кэВ? Уровни вводятся по совпадению энергии не менее двух γ -переходов с разностями энергий уровней, между которыми эти переходы происходят, с учетом характера зависимости заселяемости уровней от их энергии.

К распаду уровня 3607,4 кэВ мы относим γ -линии 2864,0; 2087,39; 1638,93 кэВ, причем угловое распределение для γ -перехода 1638,93 кэВ [$\alpha_2 = 0,44(8)$, $\alpha_4 = 0,11(10)$] позволяет предположить $J_i^{\pi} = 3^+$. К распаду уровней 3731,7; 3838,4; 4063,1 кэВ относятся соответственно γ -линии 2988,2 и 2211,71; 3838,3 и 3095,1; 3319,8 и 2543,1 кэВ, причем из схемы распада для уровня 3838,4 кэВ следуют характеристики $J_i^{\pi} = 1, 2^+$.

Из вышеприведенного рассмотрения уровней и их характеристик для ^{128}Te можно сделать вывод, что данные об угловых распределениях и линейной поляризации γ -квантов обеспечивают большие возможности для установления характеристик J_i^{π} . При этом для выводов о J_i^{π} нет необходимости рассчитывать δ -эллипсы для каждого уровня (как это необходимо для нахождения параметра δ), поскольку в четно-четных ядрах δ -эллипсы мало меняются от уровня к уровню и от ядра к ядру в цепочке изотопов при заданных значениях J_i^{π} и J_f^{π} . Типичные δ -эллипсы для различных γ -переходов можно найти в работах [3, 8] или их можно рассчитать, используя таблицы работы [6]. Рассматривая данные о параметрах α_2 , α_4 , δ и $P_{\gamma}^{\text{ЭКСП}}$ (см. табл.2 и 4) совместно с δ -эллипсами, нетрудно убедиться, что для уровней выше 2,6 МэВ из табл.2 другие значения J_i^{π} , кроме указанных нами, исключаются.

Список литературы

1. Kitao K., Kanbe M., Matsumoto Z. Nucl. Data Sheets. 1983. V.38. N 2. P.191-276.
2. Демидов А.М., Говор Л.И., Черепанцев Ю.К. и др. Изв. АН СССР. Сер. физич. 1980. Т.44, № 1. С.135-142.
3. Демидов А.М., Говор Л.И., Черепанцев Ю.К. Атлас спектров гамма-излучения от неупругого рассеяния быстрых нейтронов реактора. М.: Атомиздат, 1978.
4. Галямин С.Н., Говор Л.И., Демидов А.М. Ядерная физика. 1984. Т.40. Вып.3(9). С.561-572.
5. Говор Л.И., Демидов А.М., Журавлев О.К. Атомная энергия. 1984. Т.57. Вып.4. С.270-272.
6. Taras P. Can. J. Phys. 1971. V.49. P.328.
7. Krane K.S. Atomic Data and Nucl. Data Tables. 1977. V.20. P.212.
8. Sheldon E., van Patter D.M. Rev.Mod.Phys. 1966. V.38. P.143.

Статья поступила в редакцию 30 марта 1988 г.

ПРИНЦИПЫ СТАТИСТИЧЕСКОЙ ОЦЕНКИ СЕЧЕНИЙ ФОТОЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ.
АНАЛИЗ И УЧЕТ ВЛИЯНИЯ СИСТЕМАТИЧЕСКИХ ПОГРЕШНОСТЕЙ

В. В. Варламов, В. В. Сургутанов, А. А. Хороненко,
А. П. Черняев

PRINCIPLES OF THE STATISTICAL EVALUATION OF PHOTONUCLEAR REACTION CROSS-SECTIONS. ANALYSIS AND ALLOWANCE FOR SYSTEMATIC ERRORS. The principles of the statistical evaluation of photonuclear reaction cross-sections are presented. The method is based on the determination of the contributions to the reaction cross-sections provided by the systematic errors that failed to be taken into account, using the deviations of the integrated cross-sections and energy centres of gravity of cross-sections from their mean-weighted values, and also on the reduction of the effect of these contributions by means of the iterative correction of the scales of analyzed cross-sections. The $^{238}\text{U}(\gamma, F)$ cross-section is evaluated by the developed algorithm, for proton energies from 5 to 9 MeV.

Оценка сечений фотоядерных реакций представляет собой актуальную, однако весьма нетривиальную задачу. Известно, что проведение экспериментальных исследований на фотонных пучках сопряжено со специфическими особенностями, существенно затрудняющими корректный и полный учет различных неопределенностей, в том числе и систематических погрешностей, влияющих на конечный результат. Среди таких факторов как основные могут быть выделены следующие:

1. Сравнительно небольшие значения сечений фотоядерных реакций (около нескольких миллибарнов) и, как следствие, малые выходы продуктов, а следовательно, невысокая статистическая точность измерений. Увеличение статистики требует проведения экспериментов в течение длительного времени, что неизбежно приводит к росту систематических погрешностей, обусловленных дрейфом измерительной аппаратуры.

2. Использование в большинстве случаев пучков тормозных γ -квантов с непрерывным спектром приводит к необходимости решения задачи восстановления сечения реакции из ее выхода:

$$Y(E_f^{max}) = \alpha \int_{E_{THR}}^{E_f^{max}} W(E_f^{max}, E_f) \sigma(E_f) dE_f,$$

где Y , σ , E_{THR} – выход, сечение, порог реакции соответственно; E_f – энергия γ -квантов; E_f^{max} – верхняя граница тормозного спектра.

В настоящее время используется несколько методов [1, 2] решения такой типичной обратной задачи, которые позволяют получить в целом сходные, но в деталях иногда заметно различающиеся результаты.

3. Использование пучков квазимонохроматических фотонов (аннигиляция позитронов, реакции радиационного захвата, меченые фотоны) эту задачу в полном объеме не решает, что связано с недостаточно высоким энергетическим разрешением, сложной формой возникающей квазимонохроматической линии, наличием в спектре фотонов тормозной подложки, амплитуда и форма которой известны недостаточно хорошо. Это делает необоснованной интерпретацию результата квазимонохроматического эксперимента как собственно сечения реакции [3]. По сути дела, это вновь выход, требующий для восстановления сечения решения аналогичной, упомянутой выше обратной задачи ($Y = \beta \int K \sigma d\sigma$), причем в условиях существенно худшей по сравнению с тормозными экспериментами статистической точности выхода Y и более сложной с точки зрения обращения соответствующей матрицы формой фотонного спектра K . Низкая статистическая точность выхода продуктов реакций в квазимонохроматических экспериментах связана с низкой интенсивностью пучков, что еще более остро ставит проблему длительных измерений

Отмеченные выше обстоятельства приводят к тому, что между результатами различного типа экспериментов вполне четко проявляются некоторые систематические различия. Так, сечения фотоядерных реакций, измеренные с помощью квазимонохроматических фотонов, имеют [4], как правило, на 10-20% меньшую величину и существенно более плавную форму, чем сечения аналогичных реакций, измеренные

с помощью тормозного β -излучения. Более того, иногда и данные различных экспериментов одного типа расходятся между собой существенно сильнее, чем это допускается приводимыми статистическими ошибками [5].

Следует отметить, что сколь-нибудь точное определение величин систематических погрешностей представляет собой весьма непростую задачу и требует детального анализа либо всех возможных источников таких погрешностей и количественной оценки их вкладов в полную погрешность конкретного измерения, либо оценки возможных систематических погрешностей конкретного эксперимента по совокупности результатов различных измерений. Из сказанного ясно, что первое практически невыполнимо. В этой связи авторы экспериментальных работ, как правило, ограничиваются лишь указанием масштаба величины возможной систематической погрешности, причем в отдельных работах этот масштаб составляет 20-50%.

Настоящая работа посвящена проблемам определения и учета по всей совокупности экспериментальных данных систематических погрешностей отдельных измерений. При этом возникает задача выработки такой процедуры оценки, которая позволила бы на базе наиболее надежных и наилучшим образом согласующихся данных получить оцененное сечение, максимально свободное от систематических ошибок отдельных исходных сечений, точность и достоверность которого будут обеспечены обобщенной статистической точностью исходных данных.

Основные принципы оценки сечений

Для проведения оценки сечений в описанных условиях предлагается подход, в основе которого лежит анализ величин систематических расхождений результатов различных экспериментов по обобщенным характеристикам сечений. При определении этих характеристик может быть достигнута существенно более высокая, чем для исходных сечений, относительная статистическая точность и с их помощью могут быть оценены величины систематических погрешностей исходных сечений.

В настоящее время проблема решения обратной задачи определения сечения фотоядерной реакции по ее выходу связана с использованием тех или иных методов обращения соответствующей матрицы. Это приводит к возникновению определенных корреляций между отдельными значениями восстанавливаемых сечений, которые могут обуславливать проявление ложных структурных особенностей. Известны методы подавления корреляций подобного рода, основанные, например, на введении специальной функции заглаживания сечений [6, 7]. Выбор обобщенных характеристик в качестве опорной информации для анализа качества данных создает условия для существенного уменьшения влияния корреляционных связей в исходных сечениях на характеристики оцененного сечения.

В качестве таких обобщенных характеристик используются интегральные сечения $\sigma^{int}(E) = \sum \sigma(E) \Delta E$ и энергетические центры тяжести $\sigma^c(E) = \sum \sigma(E) E \Delta E / \sum \sigma(E) \Delta E$, где ΔE - шаг энергетической шкалы задания сечения.

Расчет таких обобщенных характеристик для каждого исходного сечения и контроль за их отклонениями от средневзвешенных значений проводятся на различных энергетических участках. Установленные отклонения используются для определения специальных коэффициентов перенормировки (корректировка масштаба по оси сечений) и перекалибровки (корректировка масштаба по оси энергий) для каждого исходного сечения.

Устранение или ослабление систематических расхождений масштабов позволяет образовать единую генеральную совокупность значений сечения. С помощью статистических критериев перед окончательной оценкой проводится проверка соответствия каждого отдельного исходного значения всей их генеральной совокупности.

Этот подход реализован в виде специального алгоритма, блок-схема которого представлена на рис. I. Практически все этапы алгоритма проходят циклически с изменением (ужесточением) критериев отбора или параметров соответствующих доверительных интервалов. Контроль за совместимостью данных после каждого этапа обработки осуществляется с помощью приведенного критерия χ^2 [8, 9].

Отбор данных. Отбор наиболее надежных данных основан на результатах анализа особенностей использованных в экспериментах методик измерений, методов обработки данных, характеристик фотонных пучков, типов применявшихся детекторов, достигнутой статистической точности, возможных источников и величин систематических погрешностей.

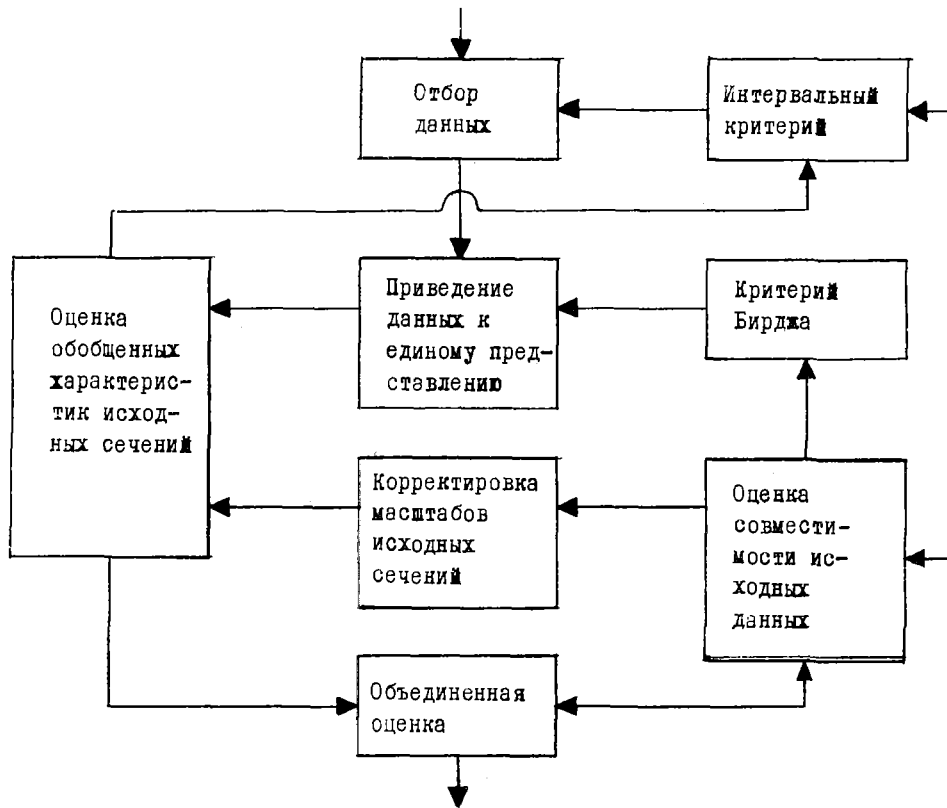


Рис.1. Блок-схема алгоритма оценки сечений

В целях проверки соответствия исходных данных друг другу и выявления тех из них, которые слишком сильно отличаются от большинства других, используется интервальный критерий [10]. Для каждого из отобранных сечений (наборы с номерами $j = 1, \dots, M$) в различных энергетических областях $E_i - E_k$ определяются значения интегральных сечений

$$\sigma_j^{int}(E_k) = \sum_{i=1}^k \sigma_{ij}(E_{ij}) \Delta E_{ij}, \quad (1)$$

их погрешности

$$\Delta \sigma_j^{int}(E_k) = \sqrt{\sum_{i=1}^k (\Delta \sigma_{ij} \Delta E_{ij})^2}, \quad (2)$$

а также соответствующие средневзвешенные значения

$$\tilde{\sigma}^{int}(E_k) = \left\{ \sum_{j=1}^M \frac{\sigma_j^{int}(E_k)}{[\Delta \sigma_j^{int}(E_k)]^2} \right\} / [\tilde{\sigma}^{int}(E_k)]^2; \quad (3)$$

$$\Delta \tilde{\sigma}^{int}(E_k) = \sqrt{1 / \left\{ \sum_{j=1}^M \frac{1}{[\Delta \sigma_j^{int}(E_k)]^2} \right\}}. \quad (4)$$

Далее символ \sim будет отмечать средневзвешенные значения, рассчитанные по формулам, аналогичным (3) и (4). Для дальнейшей обработки остаются лишь те исходные сечения, для которых выполняется соотношение интервального критерия [10]:

$$|\sigma_j^{int} - \tilde{\sigma}^{int}| < U_{\gamma} \sqrt{(\Delta\sigma_j^{int})^2 + (\Delta\tilde{\sigma}^{int})^2}, \quad (5)$$

где $U_{\gamma} = 1, 2, 3, \dots$ - параметр отбора.

На первом шаге алгоритма устанавливается $U_{\gamma} = 1$, т.е. предпринимается попытка оставить для оценки только такие данные, интегральные сечения для которых отклоняются от средневзвешенных значений не более чем на одну средневзвешенную погрешность. Если в этом случае оказывается, что согласно критерию χ^2 для достижения уровня совместимости данных не ниже 95% требуется отбросить слишком много исходных сечений, процедура отбора повторяется для $U_{\gamma} = 2, 3, \dots$ до тех пор, пока степень согласия в 95% не будет достигнута при уменьшении числа степеней свободы критерия χ^2 не более чем на 20% исходного.

Приведение исходных данных к единому представлению. Поскольку исходные сечения получены на различных энергетических сетках и с разным энергетическим разрешением, детальный сравнительный анализ возможен лишь после перехода к единому представлению данных. Параметры этого представления (оптимальный шаг по энергии ΔE_{opt} и оптимальное разрешение A_{opt}) выбираются в соответствии с методом, предложенным в работе [7] для обработки результатов тормозных экспериментов: $\Delta E_{opt} = 0,5104 \tilde{A}_{opt}^{-1}$. Здесь $A_{opt j} = 0,2282 \xi_j^{-1/2}$ и

$$\Delta A_{opt j} = 0,3423 \sqrt{\frac{1}{\xi_j} \left[\frac{\Delta(\Delta\bar{\sigma}_j)^2}{\Delta\bar{\sigma}_j^2} + \frac{\Delta\bar{\sigma}_j^2}{\bar{\sigma}_j^2} \right]},$$

так как $\xi_j = U_{\gamma}(\bar{\sigma}_j)^{-1} \Delta\bar{\sigma}_j \Delta E^{3/2} (2\Delta E_{ej})^{1/2}$, где U_{γ} - параметр доверительного интервала; $\bar{\sigma}_j$ и $\Delta\bar{\sigma}_j$ - средние значения сечения и его погрешности в интервале измерения; E - шаг расчета j -го сечения; ΔE_{ej} - шаг измерения выхода тормозного эксперимента с номером j (для моно- и квазимонохроматического экспериментов $\Delta E_{ej} = \Delta E_j$).

После определения значений оптимального шага по энергии ΔE_{opt} и энергетического разрешения \tilde{A}_{opt} переход к единому представлению исходных данных осуществляется с помощью метода редукции [2, 11]. Этот метод позволяет преобразовать результаты одного эксперимента (полученные на "приборе данного качества") к виду, который они имели бы в другом эксперименте (т.е. были получены на "приборе иного качества"), причем с уменьшением величины корреляционной связи между отдельными значениями исходного сечения.

Применительно к проблеме единого представления данных, согласно методу редукции, для каждого индивидуального сечения $\hat{\sigma}_j$ и сечения в едином представлении $\hat{\sigma}_{0j}$ должно выполняться соотношение $\hat{\sigma}_j = A_j \hat{\sigma}_{0j} + \nu_j$, где столбцы $\hat{\sigma}_j$ и $\hat{\sigma}_{0j}$ составлены из значений соответствующих сечений, а матрица A_j имеет околодиагональный вид

$$\begin{vmatrix} & & & & 0 \\ & & & & \vdots \\ & & & & \vdots \\ & & & & \vdots \\ & & & & 0 \\ & & & & \vdots \\ & & & & \vdots \\ & & & & \vdots \\ & & & & 0 \\ & & & & \vdots \\ & & & & \vdots \\ & & & & 0 \end{vmatrix},$$

const = \tilde{A}_{opt}

причем число диагоналей, элементы которых отличаются от 0 (и равны \tilde{A}_{opt}), определяется соотношением $n = \Delta E_{opt} / \Delta E_j$. Вектор ν_j (шум) определяется корреляционным оператором

$$\Sigma_j = \begin{pmatrix} & & & 0 \\ & & & \vdots \\ & & & \vdots \\ & & & \vdots \\ 0 & & & \Delta\sigma_{ij}^2 \\ & & & \vdots \\ & & & \vdots \\ & & & \vdots \\ & & & 0 \end{pmatrix},$$

элементы которого составляют математические ожидания $\Delta\sigma_{ij}^2 = M(\nu_j^2) = M[\nu_j - M(\nu_j)]^2$.

Для решения задачи (индекс j опускается) $\hat{\sigma} = \hat{A}\hat{\sigma}_0 + \hat{\nu}$ используется линейное преобразование

$$\hat{R}\hat{\sigma} = \hat{A}_0\hat{\sigma}_0 + (\hat{R}\hat{A} - \hat{A}_0)\hat{\sigma}_0 + \hat{R}\hat{\nu}.$$

Таким образом, вводится некий новый прибор \hat{R} , воздействие которого вместе с прибором \hat{A} на измеряемое сечение позволяет реализовать следующий принцип: при заданном ограничении ε на уровень шума $\hat{R}\hat{\nu}$ для любого выходного сигнала $\hat{\sigma}_0$ должен минимизироваться ложный сигнал $(\hat{R}\hat{A} - \hat{A}_0)$.

Введение небольшого отклонения $(\hat{R}\hat{A} - \hat{A}_0)$ позволяет существенно снизить ошибки восстановления $\hat{\sigma}_0$ [11].

Условие определения прибора \hat{R} таково, чтобы совместное с прибором \hat{A} воздействие минимально искажало сигнал $\hat{\sigma}_0$, при заданном уровне шума имеет вид $\min \{ \|\hat{R}\hat{A} - \hat{A}_0\| M \|\hat{R}\hat{\nu}\|^2 < \varepsilon \} = \|\hat{R}\hat{A} - \hat{A}_0\|$, где ε - ограничение на уровень шума, а $\|\hat{R}\hat{A} - \hat{A}_0\|^2 = t^2(\hat{R}\hat{A} - \hat{A}_0)(\hat{R}\hat{A} - \hat{A}_0)^*$.

Решение такой задачи для оператора перехода \hat{R} от одного прибора \hat{A} к другому \hat{A}_0 существует [2, 11]:

$$\hat{R}_\varepsilon = \begin{cases} \hat{R}(\omega) = \hat{A}_0\hat{A}^*(\hat{A}\hat{A}^* + \omega\hat{\Sigma})^{-1}, & \omega = \omega_\varepsilon, \quad 0 < \varepsilon < h(0); \\ 0, & \varepsilon = 0; \\ \hat{A}_0(\hat{A}^*\hat{A})^{-1}\hat{A}^*, & \varepsilon \geq h(0). \end{cases}$$

Уравнение шума $h(\omega) = M\|\hat{R}\hat{\nu}\|^2 \leq \varepsilon$ и уравнение для невязки (отличие $\hat{R}\hat{A}$ от \hat{A}_0) $g(\omega) = \|\hat{R}\hat{A} - \hat{A}_0\|^2$, где ω - параметр редукции (корень уравнения $M\|\hat{R}\hat{\nu}\|^2 = \varepsilon$), связаны законом сохранения

$$\omega \frac{dh(\omega)}{d\omega} + \frac{dg(\omega)}{d\omega} = 0, \quad \omega \geq 0.$$

Таким образом, если \hat{R}_ε - решение поставленной задачи редукции, то $\hat{R}_\varepsilon\hat{\sigma}$ представляет собой искаженный шумом $\hat{R}_\varepsilon\hat{\nu}$ выходной сигнал $\hat{R}_\varepsilon\hat{\nu}$ с прибора \hat{A} , ближайшего к прибору \hat{A}_0 , т.е. искомое сечение $\hat{\sigma}_0$ с разрешением A_{opt} на энергетической сетке с шагом ΔE_{opt} .

Оценка обобщенных характеристик исходных сечений. Для каждого из исходных (j) сечений, переведенных на единую энергетическую сетку, в различных энергетических интервалах $E_i - E_k$ определяются интегральные сечения [см. выражения (1) и (2)] и энергетические центры тяжести:

$$E_j^{c.g.}(E_k) = \frac{\sum_{i=1}^k \sigma_{ij}(E_i) E_{ij} \Delta E_{ij}}{\sum_{i=1}^k \sigma_{ij}(E_i) \Delta E_{ij}};$$

$$\Delta E_j^{c.g.}(E_k) = \sqrt{\sum_{i=1}^k \left[\frac{E_i \Delta E_i}{\sum_{\ell=1}^k \sigma_{\ell} \Delta E_{\ell}} - \frac{\left(\sum_{\ell=1}^k \sigma_{\ell} E_{\ell} \Delta E_{\ell} \right) \Delta E_i}{\left(\sum_{\ell=1}^k \sigma_{\ell} \Delta E_{\ell} \right)^2} \right]^2} \Delta \sigma_i^2,$$

а также их средневзвешенные значения $\tilde{\sigma}^{int}(E_k)$ [см. выражение (3)], $\Delta \tilde{\sigma}^{int}(E_k)$ [см. выражение (4)] и

$$\tilde{E}^{c.g.}(E_k) = \frac{\sum_{j=1}^M [E_j^{c.g.}(E_k)] / [\Delta E_j^{c.g.}(E_k)]^2}{[\Delta \tilde{E}^{c.g.}(E_k)]^2}; \quad (6)$$

$$\Delta \tilde{E}^{c.g.}(E_k) = \sqrt{1 / \sum_{j=1}^M \frac{1}{[\Delta E_j^{c.g.}(E_k)]^2}}. \quad (7)$$

Для дальнейшей обработки остаются лишь те исходные сечения, которые удовлетворяют интервальному критерию в отношении интегральных сечений [см. выражение (5)] и центров тяжести:

$$\left| E_j^{c.g.}(E_k) - \tilde{E}^{c.g.}(E_k) \right| < U_j \sqrt{\left[\Delta E_j^{c.g.}(E_k) \right]^2 + (\Delta \tilde{E}^{c.g.})^2}. \quad (8)$$

Так же, как и ранее, выбирается $U_j = 1, 2, 3, \dots$. Отбраковка некоторых исходных сечений (или их участков) ставит задачу "сшивки" данных в точках, в которых изменяется число оставшихся для дальнейшей обработки сечений. Эта "сшивка" осуществляется путем нормировки значения для зависимости с меньшим числом точек на значение для зависимости с большим числом точек [7].

Корректировка масштабов исходных сечений. В целях снижения влияния на характеристики оцененного сечения систематических погрешностей исходных сечений для каждого из них (прошедших отбор) строятся энергетические функции перенормировки (REN) и перекалибровки (REC). Функции f_{REN} рассчитываются на основе сравнения исходных сечений с неким опорным сечением, полученным путем дифференцирования по энергии средневзвешенного интегрального сечения, а функции f_{REC} рассчитываются как разность соответствующих значений энергий:

$$f_{RENIj} = \sigma_j(E_k) / \left[\frac{\Delta \tilde{\sigma}^{int}(E_k)}{\Delta E_k} \right];$$

$$f_{RECIj} = E_{ij} - E'_{ij},$$

где E_{ij} и E'_{ij} - соответственно старые и новые значения энергетической шкалы, определяемые для каждого значения j с помощью системы линейных уравнений:

$$\begin{cases} E'_1 \sigma_1 = \tilde{E}_1^{c.g.} \sigma_1; \\ E'_1 \sigma_1 + E'_2 \sigma_2 = \tilde{E}_2^{c.g.} (\sigma_1 + \sigma_2); \\ \dots \dots \dots \dots \\ E'_1 \sigma_1 + E'_2 \sigma_2 + \dots + E'_N \sigma_N = \tilde{E}_N^{c.g.} (\sigma_1 + \sigma_2 + \dots + \sigma_N). \end{cases}$$

Функции f строятся на энергетической сетке с шагом $\Delta E_k = (2-10) \Delta E_i$; затем аппроксимируются гладкими функциями с помощью полиномов (Лежандра или Чебышева) степени 3-4.

После перенормировки и перекалибровки обработка циклически повторяется с последовательным уменьшением параметра интервального критерия U_j от 3 до 1.

Оценка совместимости исходных данных. Точки энергетических зависимостей исходных сечений, прошедших все процедуры циклической обработки и удовлетворивших интервальному критерию для $U_j = 1$, объединяются в единую генеральную совокупность точек согласно следующему критерию совместимости данных. Сначала рассчитывается значение

$$\chi_{N_0}^2 = \sum_{j=1}^M \sum_{k=1}^{N_j} \frac{(\sigma_{kj} - \tilde{\sigma}_k)^2}{U_j (\Delta \sigma_{kj}^2 + \Delta \tilde{\sigma}_k^2)},$$

где σ_{kj} и $\Delta \sigma_{kj}$ - сечение и его погрешность в k -й точке j -го набора; $\tilde{\sigma}_k$ и $\Delta \tilde{\sigma}_k$ - средневзвешенное сечение и его погрешность в k -й точке.

Поскольку величина $\chi_{N_0}^2$ представляет собой линейную комбинацию величин, имеющих нормальные распределения, и имеет χ^2 -распределение с N_0 степенями свободы, параметр $P_{совм} = 1 - P(\chi_{N_0}^2)$ может быть использован для контроля степени совместимости исходных данных с оцененными.

Критерий совместимости данных использовался следующим образом. В случае, когда совместимость оцениваемых и оцененного сечений оказывается ниже 95%, проводится корректировка масштабов исходных сечений и анализ вклада отдельных точек в общую сумму $\chi_{N_0}^2$. Точки, дающие максимальный вклад

в эту сумму и не удовлетворяющие при этом требованиям критерия Бирджа [12, 13], отбраковываются, после чего процедура обработки исходных сечений без отбракованных точек повторяется с самого начала.

Может оказаться, что число отбракованных таким образом точек данных слишком велико (не менее 20%). В этом случае проводится повторный анализ погрешностей исходных данных на предмет возможного присутствия в них неучтенных систематических погрешностей. Этот анализ может быть выполнен с помощью критерия Бирджа, позволяющего оценить внутреннюю (I) и внешнюю (E) согласованности данных. Такая оценка проводится путем сравнения значений

$$\sigma_{I_i}^2 = 1 / \sum_{j=1}^M \frac{1}{(\Delta\sigma_{ij})^2}$$

и

$$\sigma_{E_i}^2 = \frac{1}{M-1} \left[\sum_{j=1}^M \left(\frac{\sigma_{ij} - \tilde{\sigma}_i}{(\Delta\tilde{\sigma}_i)^2} \right)^2 \right] / \left[\sum_{j=1}^M \frac{1}{(\Delta\sigma_{ij})^2} \right].$$

Соотношение $\sigma_{E_i} > \sigma_{I_i}$ свидетельствует о наличии неучтенных систематических погрешностей. Их учет проводится путем коррекции погрешностей, т.е. умножением их величин на коэффициент Бирджа:

$$R_{B_i} = \frac{R_{E_i}}{R_{I_i}} = \sqrt{\frac{1}{M-1} \sum_{j=1}^M \left[\frac{\sigma_{ij} - \tilde{\sigma}_i}{(\Delta\tilde{\sigma}_i)^2} \right]^2}.$$

После этого вновь повторяется процедура проверки данных на совместимость.

Объединенная оценка. Для проведения оценки сечений по данным исходных сечений, значения которых удовлетворили всем использованным на предыдущих этапах критериям, вновь используется описанный выше метод редукции в его модификации для случая обобщенной модели.

Поскольку после приведения исходных данных к единому представлению исходные сечения подвергались процедуре корректировки масштабов и из них удалялись отдельные значения, не удовлетворившие каким-то из используемых критериев, следует считать, что в общем виде представление данных на этапе окончательной оценки вновь нельзя считать единым. В этой связи на этапе окончательной оценки задача редукции формуруется аналогично тому, как это было сделано ранее, но уже для объединенной модели, т.е. в виде $\hat{\sigma} = \hat{A}\hat{\sigma}_0 + \hat{\nu}$. Здесь в матричном виде

$$\begin{pmatrix} \sigma_{11} & \dots & \sigma_{i1} & \dots & \sigma_{N1} \\ \vdots & & \vdots & & \vdots \\ \sigma_{1j} & \dots & \sigma_{ij} & \dots & \sigma_{Nj} \\ \vdots & & \vdots & & \vdots \\ \sigma_{1M} & \dots & \sigma_{iM} & \dots & \sigma_{NM} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} & & & & 0 \\ & & \text{const} = \hat{A}_{opt} & & \\ & & & & \\ & & & & \\ 0 & & & & \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \sigma_{01} \\ \vdots \\ \sigma_{0i} \\ \vdots \\ \sigma_{0N} \end{pmatrix} + \hat{\nu}_{ij};$$

$\hat{\nu}_{ij}$ определяется корреляционным оператором

$$\hat{\Sigma} = \begin{pmatrix} \Sigma_1 & \dots & & 0 \\ & \dots & \dots & \\ & & \Sigma_j & \dots \\ 0 & & & \Sigma_M \end{pmatrix},$$

где для Σ_j вычисляются те же соотношения, что и ранее.

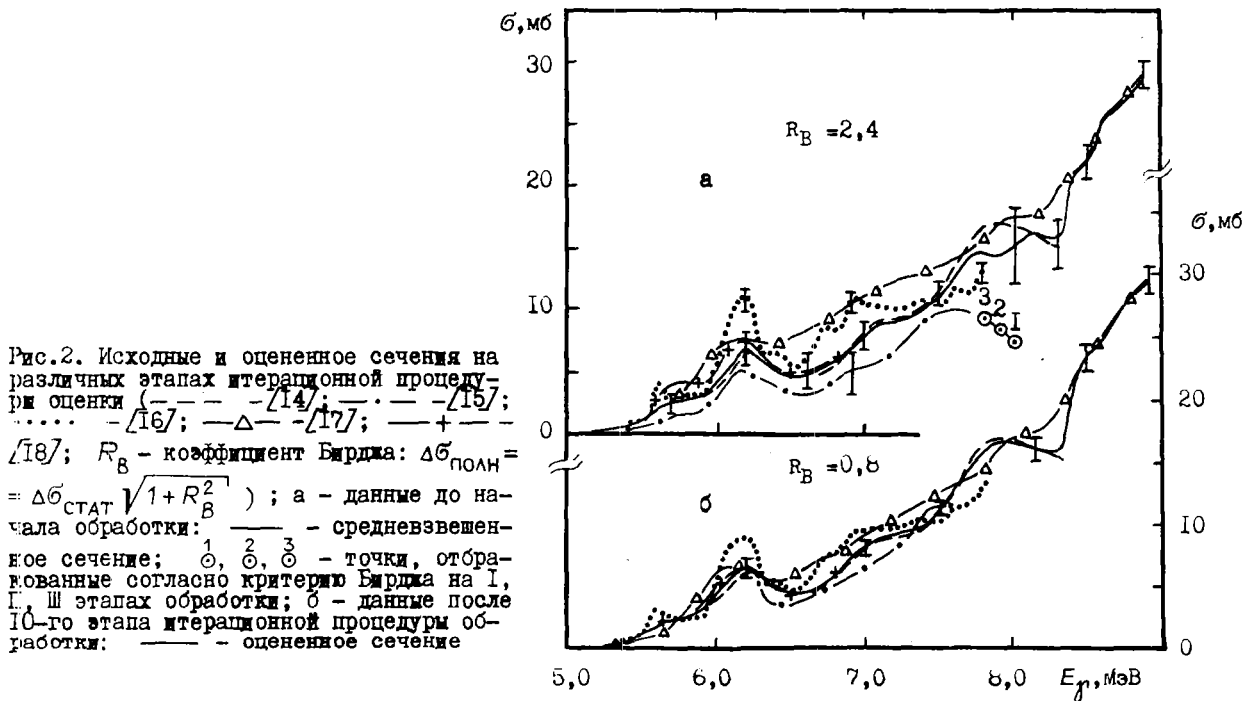
Решение задачи $\hat{R}_E = \hat{A}_0 \hat{A} (\hat{A} \hat{A} + \omega \hat{\Sigma})^{-1}$ позволяет получить искомое оцененное сечение $\hat{\sigma}_0 = \hat{R}_E \hat{\sigma} \pm \hat{R}_E \hat{\nu}$.

Проверка работы алгоритма

В целях проверки работоспособности предложенного алгоритма и эффективности использованных в нем критериев проведены расчеты с детальным контролем всех этапов обработки. В качестве исходных сечений использованы реальные экспериментальные данные, полученные для реакции $^{238}\text{U}(\gamma, f)$ с помощью пучков тормозных фотонов в различных лабораториях [14-18].

Исходные сечения реакции фотоделения ядра ^{238}U в околобарьерной области энергий приведены на рис.2,а. Хорошо видно, что все сечения в общем неплохо согласуются друг с другом (например, проявляются максимумы при энергиях E_γ , равных 6,7,8 МэВ). Однако форма и положение этих структурных особенностей в отдельных сечениях различаются довольно заметно. Это приводит к тому, что средневзвешенное сечение, хотя и отражает в какой-то мере структурные особенности исходных данных, имеет весьма низкую точность, что обусловлено проявлением систематических погрешностей исходных сечений. На рис.2,а приведены полные ошибки средневзвешенного сечения $\Delta\sigma_{\text{полн}} = \sqrt{\Delta\sigma_{\text{стат}}^2 + \Delta\sigma_{\text{сист}}^2} = \Delta\sigma_{\text{стат}}\sqrt{1+R_B^2}$. Большая величина $\Delta\sigma_{\text{полн}}$ (около 25%) не позволяет надежно обсуждать структурные особенности средневзвешенного сечения.

На рис.2,б приведены исходные данные после определенного числа этапов (10) итерационного применения алгоритма оценки и оцененное сечение. Достигнутая относительная точность этого сечения составляет около 3-5%, что хорошо иллюстрирует возможности предложенного метода оценки.



На рис.3 приведены различные характеристики, которые имеют исходные и оцененные сечения на различных этапах их итерационной обработки. На рис.3,а представлены значения полной суммы критерия $\chi_{N_0}^2$ и соответствующие им вероятности P , характеризующие степень согласованности данных. На рис.3,б,в соответственно представлены данные для энергетических центров тяжести и интегральных сечений исходных и оцененного сечений, подсчитанные для энергетического интервала $E_\gamma=5,4-6,9$ МэВ, общего для всех пяти рассматриваемых сечений. Следует отметить, что на первых трех шагах оценки согласно использованным критериям были отбракованы три точки исходных данных, дававшие максимальные вклады в общую сумму $\chi_{N_0}^2$ и не удовлетворявшие критерию Бирджа. Точки обозначены соответственно цифрами 1, 2, 3 на рис.2. Отбраковка этих точек, не согласовавшихся с совокупностью всех точек, привела к уменьшению величины $\chi_{N_0}^2$ на 30%.

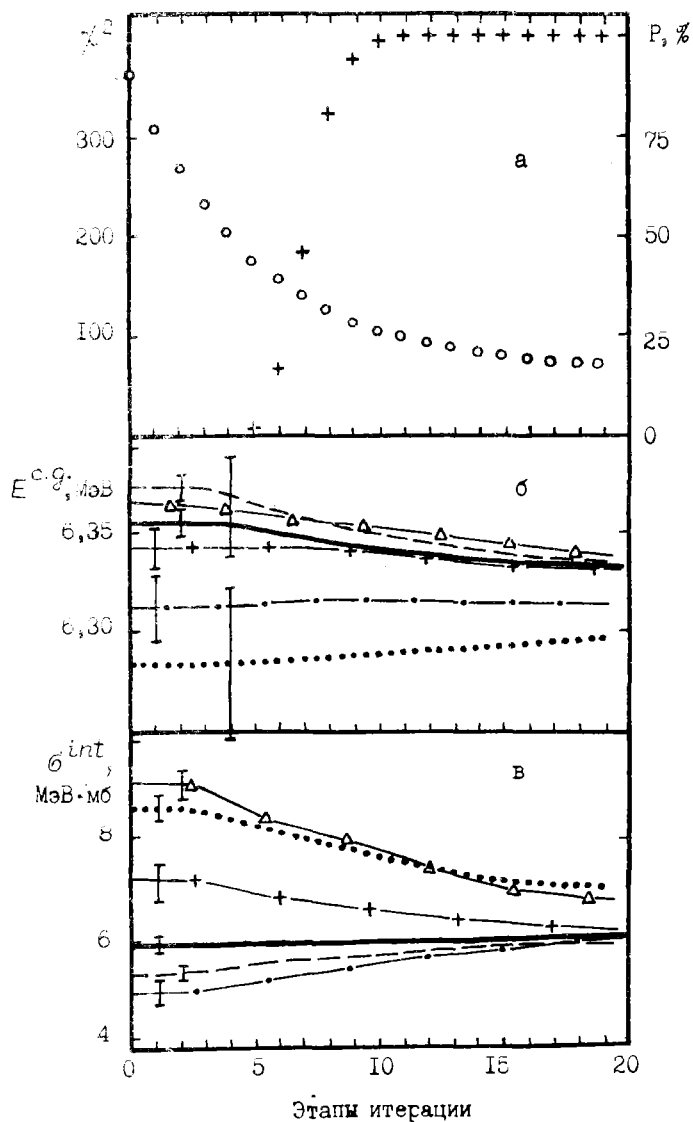


Рис.3. Характеристики исходных и оцененного сечений (обозначения данных те же, что и на рис.2) на различных этапах итерационной процедуры оценки: а - значения χ^2 и соответствующей вероятности P; б - энергетические центры тяжести; в - интегральные сечения

Из данных, приведенных на рис.3, можно сделать следующие выводы. Лишь 3 точки из общего числа 142 обработанных на интервале $E_\gamma = 5,4-6,9$ МэВ были отбракованы использованными критериями - все они являются граничными точками одного и того же сечения. В процессе корректировки масштабов исходных сечений происходит лишь незначительное изменение их интегральных сечений (на величину около 3%) и центров тяжести (около 0,3%). Величина $\chi^2_{N_0}$ с увеличением числа итераций монотонно убывает, а соответствующая вероятность согласованности данных растет, достигая значения 95% на 10-м шаге (именно для этого шага и было получено оцененное сечение, приведенное на рис.2,б). Приблизительно с этого же шага практически перестают изменяться и обобщенные характеристики, что свидетельствует о согласованности данных в пределах скорректированных в ходе обработки погрешностей. Дальнейшие итерации практически ничего не изменяют.

Основные выводы настоящей работы заключаются в следующем:

1. Разработан метод статистической оценки сечений фотоядерных реакций, применимый к оценке сечений реакции и другого типа и основанный на итерационном использовании процедуры корректировки масштабов исходных данных по величине отклонения их обобщенных характеристик от средневзвешенных значений.

2. Показано, что в результате применения итерационной процедуры корректировки масштабов исходных данных достигается сходимость их обобщенных характеристик и рост степени согласованности данных, контролируемой с помощью приведенного критерия χ^2 , что позволяет существенно снизить влияние неучитенных систематических погрешностей исходных данных на оцененное сечение.

Список литературы

1. Bramanis E., Deaque T.K., Hicks R.S. e.a. Nucl.Instrum. and Methods. 1972. V.100. P.59-71.
2. Варламов В.В., Ишханов В.С., Пытьев Ю.П. и др. Вестник Московского университета. Сер.3. 1984. Т.25, № 4. С.53-60.

3. Барламов В.В., Заикин П.Н., Капитонов И.М. Изв. АН СССР. Сер. физич. 1986. Т.50, № 1. С.192-195.
4. Bergman B.L. Preprint UCRL-78482, 1976.
5. Wlynes E., Martinez A.R.V., Gouffon P. e.a. Photoneutron cross-section measured by Saclay and Livermore: IFUSP/P-433. 1983.
6. Орлин В.Н. Автореф. на соискание ученой степени канд. физ.-мат. наук. М.: НИИЯФ МГУ, 1978.
7. Thiesz H.H. Austr. J. Phys. 1961. V.14. P.174-187.
8. Худсон Д. Статистика для физиков. М.: Мир, 1967.
9. Гришин В.И., Живописцев Ф.А., Иванов В.А. Статистический анализ в экспериментальной физике (атомная и ядерная физика). М.: Изд. МГУ, 1984.
10. Джелепов Б.С. Методы обработки сложных схем распада. Л.: Наука, 1974.
11. Пытьев Ю.П. Математический сборник. 1983. Т.120, № 2. С.240.
12. Birge R.T. Phys. Rev. 1932. V.40. P.207.
13. Тейлор Б., Паркер В., Лангенберг Д. Фундаментальные константы и квантовая электродинамика. М.: Атомиздат, 1972.
14. Khan A.M., Knowles J.W. Nucl. Phys. 1972. V. A179. P.333-352.
15. Anderl R.A., Yester M.V. Ibid. 1973. V. A212. P.221-240.
16. Dickey P.A., Axel A. Phys. Rev. Letters. 1975. V.35, N 8. P.501-504.
17. Жучко В.Е., Остапенко Ю.Б., Смиренин Г.Н. Ядерная физика. 1978. Т.28, № 5. С.1170-1183.
18. Caldwell J.T., Doudy E.J., Bergman B.L. e.a. Phys. Rev. 1980. V. C21, N 4. P.1215-1231.

Статья поступила в редакцию 4 августа 1987 г.

УДК 539.14:002.63

СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЕ ДАННЫЕ ИЗ ФАЙЛА ENSDF
И ОДНОЧАСТИЧНЫЕ СВОЙСТВА ЯДЕР ОБОЛОЧКИ 1F-2P

И. Н. Б о б о ш и н, В. В. В а р л а м о в, Б. С. И ш х а н о в,
И. М. К а п и т о н о в

ENSDF SPECTROSCOPIC DATA AND SINGLE-PARTICLE FEATURES OF 1F-2P SHELL NUCLEI. The experimental data on the proton stripping and pick-up on the even-even targets with Z from 20 to 28 contained in the data file ENSDF are analyzed jointly. The general features in the distributions of the spectroscopic strengths among nuclear states are revealed. Spins of 10 nuclear states and parity of one state are predicted. The shell structure parameters are calculated. It is found that the single-particle forces are essential in the above-noted experiments.

Эксперименты по изучению реакций однонуклонной передачи – эффективное средство исследования атомного ядра. Число таких экспериментальных работ достаточно для того, чтобы поставить вопрос о едином комплексном анализе полученной в них информации. Исследование такого типа проведено для ядер оболочки $s-d$ [1]. Цель настоящей работы – выяснить степень и формы проявления в этих экспериментах оболочечной структуры ядер, у которых протонами заполнена оболочка $1d_{3/2}$ и началось заполнение оболочки $1f_{7/2}$, и, если такая структура проявляет себя, определить ее численные параметры.

Проблема единого подхода к анализу информации является актуальной, но малоисследованной. Возможно, это обусловлено тем, что данные экспериментов по реакциям однонуклонной передачи могут содержать довольно значительные систематические ошибки и неопределенности. В работе [2] проанализированы возможные причины этих неточностей и предложен метод совместной оценки данных экспериментов по срыву и подхвату на одном ядре, позволяющий в какой-то мере преодолевать эти трудности. Настоящая работа является продолжением [2] и в плане применения метода к различным ядрам, и в плане дальнейшего развития самого метода.

В настоящей работе анализируются данные, содержащиеся в международном файле оцененных данных по ядерной структуре ENSDF, с использованием разработанного авторами соответствующего программного обеспечения [3]. Файл ENSDF представляет собой поддерживаемую на международном уровне совокупность информации о свойствах ядерных состояний и ядерно-физических процессов в ядрах с $A = 1 - 263$, распространяемую в виде записей на магнитных лентах. Использование автоматизированных систем поиска необходимых данных и их последующей обработки существенно повышает эффективность анализа больших объемов информации, содержащейся в файле.

Первый раздел посвящен рассмотрению всей совокупности экспериментальной информации по реакциям протонного срыва и подхвата на ядрах выделенной группы, содержащейся в файле ENSDF, выявлению закономерностей в распределении одночастичных возбуждений по состояниям конечных ядер, а также предсказанию квантовых характеристик ядерных состояний, сделанному на основе такого анализа.

Второй раздел содержит количественные характеристики протонной оболочечной структуры четно-четных изотопов титана, хрома, железа (заселенности и энергетические положения подоболочек).

Распределение одночастичных возбуждений по состояниям ядер

Экспериментальная информация. Рассматривается информация, полученная в экспериментах по срыву и подхвату протонов, проведенных на четно-четных ядрах, имеющих заряд $Z = 20-28$. На рис.1 представлен пример распределения по уровням конечных ядер спектроскопической силы, измеренной в таких экспериментах. Эксперименты указанного типа позволяют определять величину орбитального момента ℓ , которую имеют передаваемые нуклоны. В настоящей работе исследуются срыв и подхват протонов, имеющих значения ℓ , равные 3, 1 и 2. Именно эти группы нуклонов интенсивнее всего проявляют себя в изучаемом диапазоне ядер, что связано с заполнением оболочки $1f_{7/2} (\ell=3)$ и непосредственной близостью к ней подоболочек $2p_{3/2} (\ell=1)$ и $1d_{3/2} (\ell=2)$. Спектроскопическая сила подхвата S_i^{+-} протонов, имеющих орбитальный момент $\ell=3$, представляет собой долю одночастичного (дырочного) возбуждения конечного ядра, приходящуюся на данное состояние и связанную с выбиванием протона из соответствующей подоболочки $-1f_{7/2}$ или $1f_{5/2}$. Конкретно оболочка определяется полным моментом j выбитого протона. Нормировка данных такова, что сумма спектроскопической силы $S^-(\ell j)$ -подхвата равна числу протонов на соответствующей оболочке начального ядра. Аналогично спектроскопическая сила срыва S_i^{+-} протонов, имеющих орбитальный момент $\ell=3$, связана с одночастичным возбуждением, вызванным заселением соответствующей оболочки, и ее сумма есть число вакансий на этой оболочке начального ядра. То же относится к спектроскопическим силам срыва и подхвата нуклонов, имеющих $\ell=1$ и $\ell=2$.

Величины спектроскопических сил извлекались из разделов файла ENSDF, относящихся к реакциям срыва и подхвата. Известно, что эксперименты такого типа, если они проводятся с пучками неполяризованных частиц, как правило, не дают возможности однозначно установить полный момент j переданного в реакции нуклона. Поскольку в случае четно-четных мишеней переданный полный момент j равен спину образовавшегося состояния конечного ядра, нами для определения значения j были независимо использованы данные различных экспериментов о спинах конечных состояний с привлечением информации из сводного раздела Adopted Levels файла ENSDF (рис.2).

Структура распределения. Качественный анализ экспериментальных данных показывает, что структура распределения по состояниям конечного ядра одночастичного возбуждения, вызванного срывом и подхватом нуклонов с определенным ℓ , в общих чертах повторяется от ядра к ядру.

Одночастичное возбуждение, вызываемое срывом протонов с орбитальным моментом $\ell=3$, во всех исследованных случаях (см. рис.1) распределяется по уровням возбуждаемого ядра таким образом, что на фоне более мелких по величине переходов выделяется сконцентрированное в одном состоянии возбуждение, обусловленное срывом протонов с полным моментом $j=7/2$. Это состояние, которое будем называть главным возбуждением, содержит 75% и более общей спектроскопической силы $S^+(f_{7/2})$. Оно характеризуется также тем, что расположено по энергии ниже всех (или в редких случаях почти всех) остальных переходов с $\ell=3$; в данном случае это основное или близкое к нему (десятки килоэлектронвольт) состояние конечного ядра. В некоторых случаях (данные по конечным ядрам ^{49}V , ^{51}V , ^{53}Mn , ^{55}Co , ^{57}Co , ^{59}Cu , ^{61}Cu , ^{63}Cu , ^{65}Cu) можно отметить существование при энергиях возбуждения $E_x \approx 1,0-4,5$ МэВ состояния, имеющего довольно значительную величину спектроскопической силы и спин $5/2$. Этот переход, по крайней мере в 2 раза превышающий по величине спектроскопической силы остальные переходы с $j=5/2$, видимо, является главным $f_{5/2}^+$ -возбуждением.

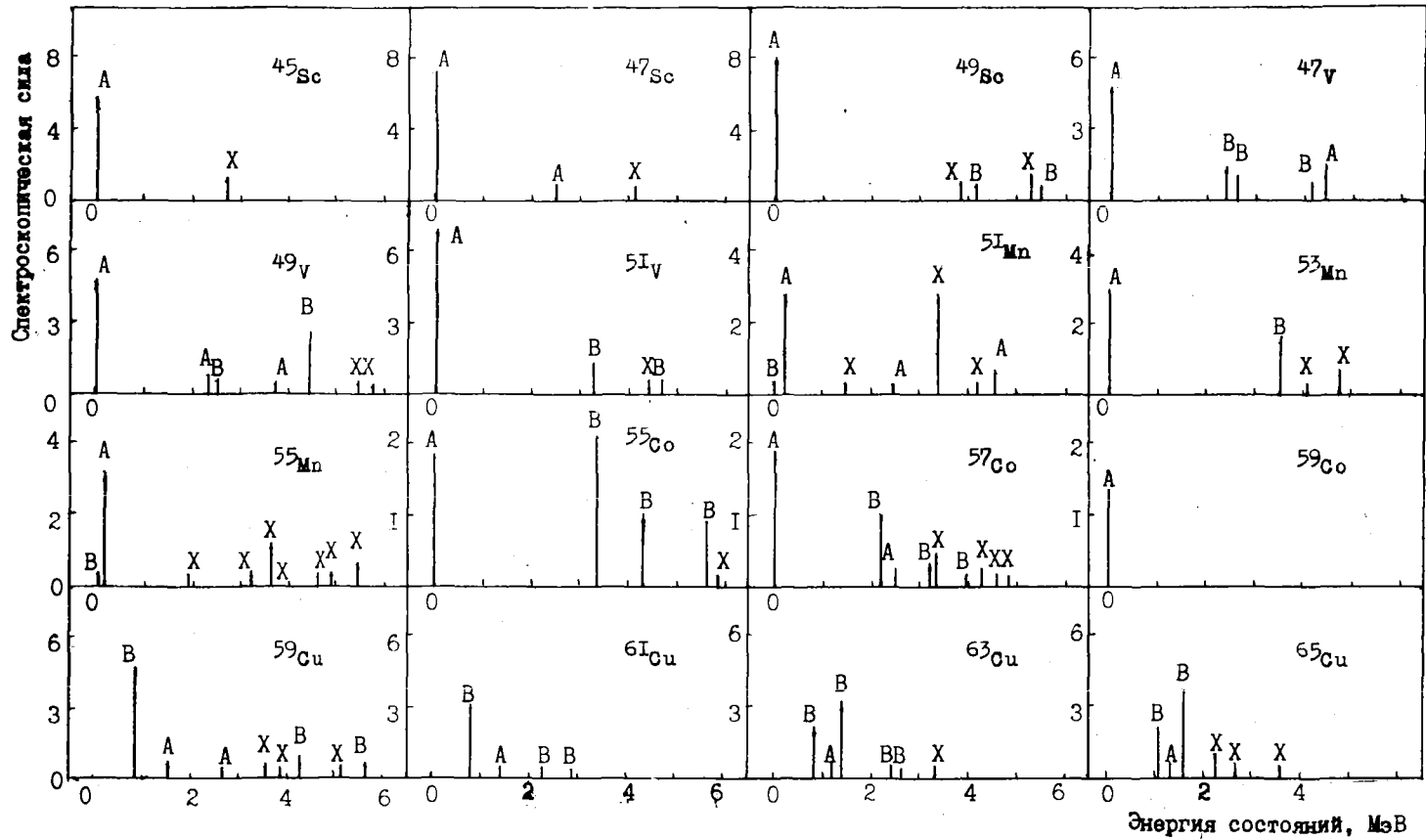


Рис.1. Распределение одночастичного возбуждения $S^+(\ell=3)$ по состояниям конечных ядер: А - передача протона с полным моментом $j=7/2$; В - передача протона с $j=5/2$; X - передача протона с орбитальным моментом $\ell=3$ и неизвестным j

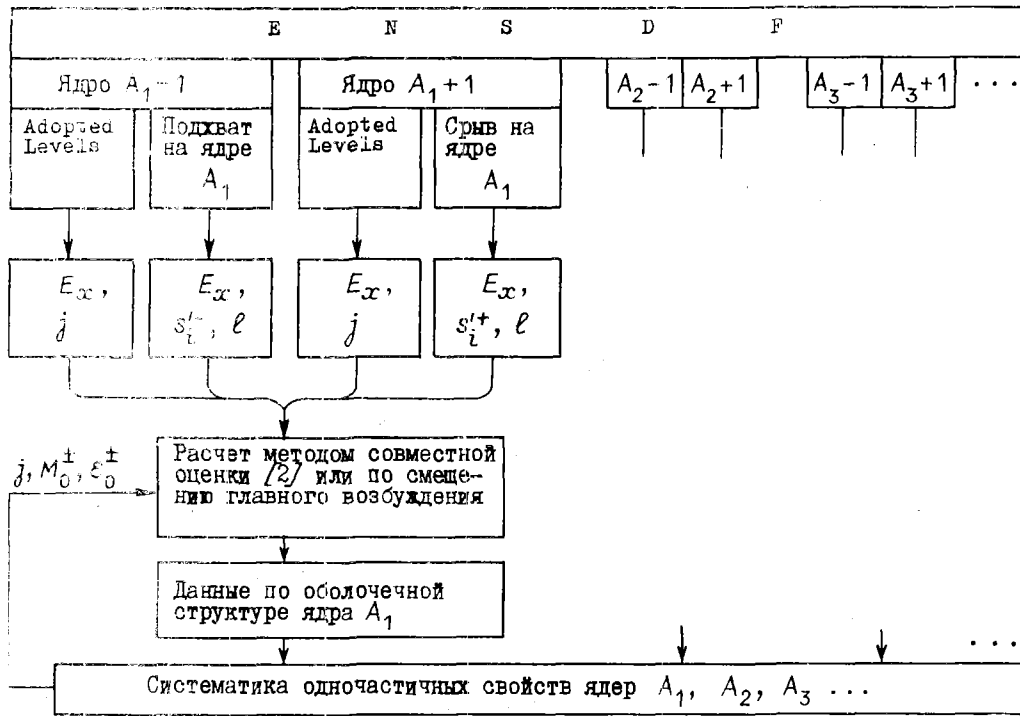


Рис.2. Использование данных файла ENSDF для исследования одночастичной структуры атомных ядер

Сами факты существования одного состояния ядра, несущего основную часть одночастичного возбуждения, и близость его энергетического положения к основному состоянию являются проявлениями оболочечной структуры. Это также подтверждается тем обстоятельством, что для данных, полученных на изотопах никеля, такой картины распределения одночастичного возбуждения не отмечается (ядро никеля, согласно оболочечной модели, имеет заполненную $1f_{7/2}$ -оболочку, и главное, $f_{7/2}^+$ -возбуждение у конечных ядер меди отсутствует).

Структура, аналогичная описанной выше, во всех исследованных случаях проявляется и в распределении возбуждения, обусловленного подхватом протонов, имеющих орбитальный момент $\ell=3$. Здесь также главное возбуждение концентрируется возле основного состояния ядра, содержит в себе 75% и более суммарной спектроскопической силы $S^-(f_{7/2})$.

Изотопы калия, как и ожидается по оболочечной модели, среди своих состояний не имеет главного $f_{7/2}^-$ -возбуждения, что обусловлено отсутствием протонов на оболочке $1f_{7/2}$ у исходных ядер калия.

Одночастичное возбуждение, вызываемое срывом протона, имеющего $\ell=1$, распределяется таким образом, что выделяется главное возбуждение, обусловленное срывом протона на подоболочку $2p_{3/2}$, которое содержит 1/3 и более всей спектроскопической силы $S^+(p_{3/2})$ и является одним из самых низкоэнергетических одночастичных состояний, связанных с передачей момента $\ell=1$. Такая структура возбуждения прослеживается во всех исследованных случаях, кроме изотопов скандия. У ядер кальция, которые в этом случае являются исходными, между заселяемой подоболочкой $2p_{3/2}$ и заполненной $1d_{3/2}$ лежит свободная оболочка $1f_{7/2}$ (для случая дважды магического изотопа ^{48}Ca структура в определенной степени сохраняется). Особенно четко указанная структура возбуждения проявляется у ядер меди. В этом случае исходными являются ядра никеля, у которых полностью заполнена оболочка $1f_{7/2}$, и заселяемая подоболочка $2p_{3/2}$ становится валентной. В некоторых случаях (конечные ядра $^{49}\text{V}, ^{51}\text{Mn}$) главное $p_{3/2}^+$ -возбуждение оказывается несколько размытым; оно как бы расщепляется на 2-3 близколежащих, сравнимых по величине спектроскопической силы компонента. Энергетические положения главного $p_{3/2}^+$ -возбуждения в зависимости от числа нейтронов и числа протонов представлены на рис.3. Виден максимум в зависимости от числа нейтронов при магическом значении $N=28$, а также монотонная зависимость от числа протонов Z .

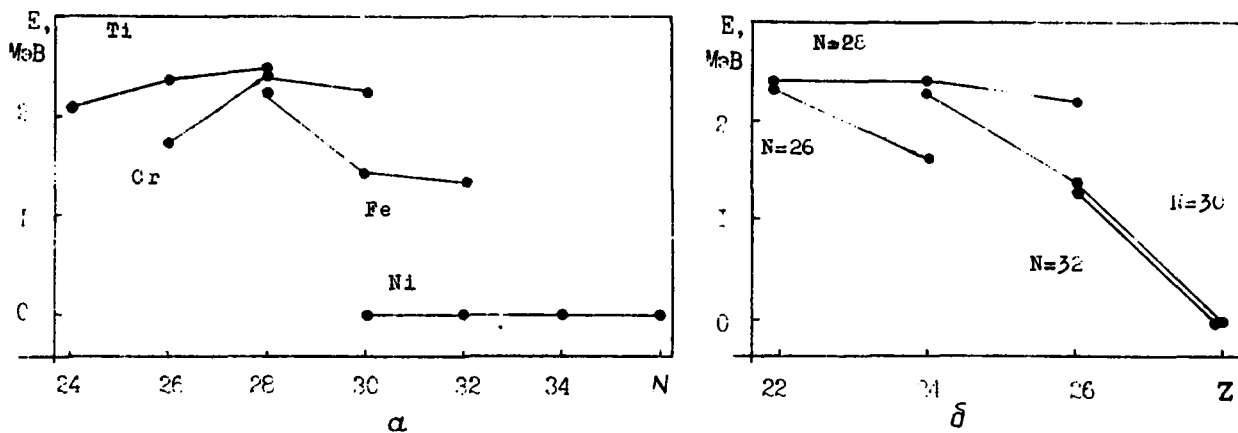


Рис.3. Энергетические положения главных $p_{3/2}^+$ -возбуждений в зависимости от числа нейтронов (а) и протонов (б)

Во всех исследованных случаях распределение спектроскопической силы подхвата протонов, имеющих $\ell=1$, представлено сериями переходов с малой величиной S_{ℓ}^{+} и малой ($<0,4$) суммарной величиной.

Наличие самого крупного по величине спектроскопической силы и самого низкоэнергетичного перехода во всех без исключения исследованных случаях четко наблюдается и в распределении спектроскопической силы $S^-(\ell=2)$, т.е. дырочного возбуждения, вызванного подхватом протона с орбитальным моментом $\ell=2$. В большинстве случаев имеющаяся экспериментальная информация позволяет говорить о том, что полный угловой момент вырванного у ядра протона j равен $3/2$. Таким образом, речь идет о возбуждении, обусловленном дыркой в подоболочке $1d_{3/2}$.

Главное $d_{3/2}^-$ -возбуждение во всех ядрах несет в себе 50% и более всей спектроскопической силы $S^-(d_{3/2})$. Его энергетическое положение в зависимости от числа протонов и нейтронов в ядре-мишени показано на рис.4. Здесь, как и в предыдущем случае, наблюдается максимум при $N=28$ и монотонная зависимость от числа Z .

Следует отметить, что рис.3 и 4 оказываются как бы зеркальными отображениями друг друга. Это относится и к зависимостям от числа N , и к зависимостям от числа Z . Указанный факт является, по всей вероятности, следствием, с одной стороны, частично-дырочной симметрии, с другой - симметрии в положении подболочек $2p_{3/2}$ и $1d_{3/2}$ по отношению к валентной подболочке.

Спектроскопическая сила срыва $S^+(\ell=2)$ для всех ядер имеет небольшую суммарную величину ($<0,4$) и в своем распределении не имеет каких-либо выделенных переходов.

Таким образом, данные экспериментальных исследований процессов однопротонной передачи на четно-четных ядрах с зарядом $Z = 20-28$ убедительно показывают существование оболочечной структуры у этих ядер. Если модель оболочек предсказывает существование частиц на какой-либо оболочке, то спектроскопическая сила подхвата соответствующих нуклонов имеет не только значительную величину, но и характерное распределение по состояниям конечного ядра, именно такое, что одночастичное возбуждение концентрируется главным образом в одном состоянии. Такая структура распределения проявляется тем ярче, чем ближе освобождаемая от нуклона подболочка расположена к валентной. Наоборот, если из оболочечной модели следует наличие вакансий на подболочке, то спектроскопическая сила срыва на эту подболочку имеет значительную величину и распределяется аналогичным образом, причем, как и ранее, это распределение тем характернее и четче, чем ближе заселяемая подболочка к валентной. Если подболочка полностью заполнена или совсем свободна, то спектроскопическая сила срыва на нее или подхвата с нее нуклона соответственно представлена переходами с малой величиной спектроскопической силы. Наличие таких переходов, как и тот факт, что в найденных выше структурах одночастичное возбуждение все-таки не полностью содержится в одном состоянии, по-видимому, отражает действие многочастичных сил. Как было показано выше, многочастичные силы проявляются в реакциях однонуклонной передачи на рассматриваемых ядрах довольно незначительно, поэтому могут считаться небольшой добавкой по отношению к одночастичным.

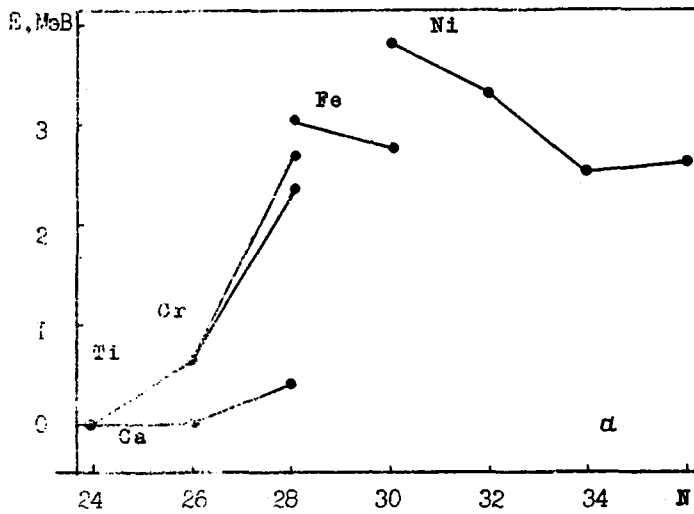
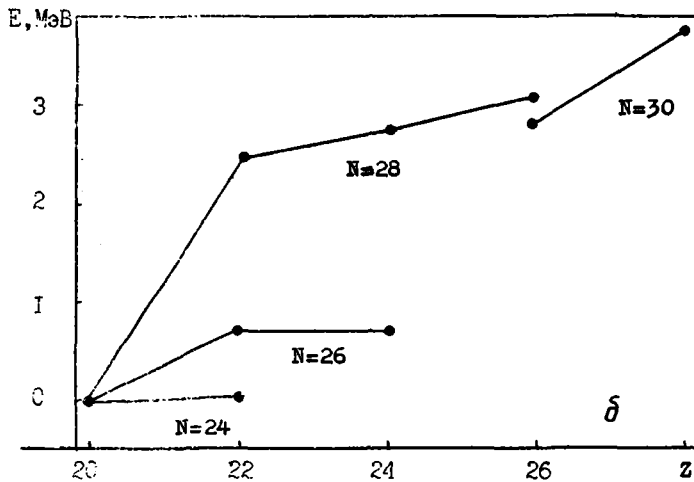


Рис.4. Энергетические положения главных $d_{3/2}^-$ -возбуждений для разных исходных ядер в зависимости от числа нейтронов (а) и протонов (б)



Идентификация спинов ядерных состояний. Как указывалось, для определения полного момента j переданного нуклона была использована информация о спинах конечных состояний. Данные взяты из разделов Adopted Levels файла ENSDF, которые содержат результаты совокупного анализа различной экспериментальной информации. В этом анализе участвовали данные по срыву и подхвату, давая два значения спина ($J=\ell-1/2$ и $J=\ell+1/2$ при $\ell \neq 0$) и возможность выбора из них. Для правильного выбора из двух значений использовались данные других экспериментов.

В некоторых случаях оказывается, что таких данных недостаточно. Если, однако, соответствующий переход является характерным и четко выраженным (скажем, каким-либо главным одночастичным возбуждением), можно установить относящееся к нему значение j , исходя из закономерностей, описанных выше. Тем самым определяется и спин соответствующего состояния конечного ядра. Так, при рассмотрении распределения спектроскопической силы $S^-(\ell=2)$ по состояниям ядер ^{53}Mn , ^{57}Co , ^{59}Co , ^{61}Co , ^{63}Co оказывается, что экспериментальных данных, устанавливающих спины состояний, соответствующих главному возбуждению, нет. Поскольку, однако, главное возбуждение четко идентифицируется и во всех остальных случаях на основе экспериментальной информации определяется как главное $d_{3/2}^-$ -возбуждение, представляется обоснованным утверждение, что и названные состояния - дырочные $d_{3/2}^-$ -возбуждения, имеют спин $J=3/2$. Ядерные состояния, для которых с помощью описанной методики уточняются значения спина, приведены в табл. I. Состояние 2253 кэВ ядра ^{53}Mn представляет собой главное $p_{3/2}^+$ -возбуждение, а состояния 3292 кэВ ядра ^{51}Mn и 3608 кэВ ядра ^{55}Mn определяются как главные $f_{5/2}^+$ -возбуждения. Присвоение спина $3/2$ состоянию 2212 кэВ ядра ^{47}V сделано на основе

сравнения картин распределения спектроскопической силы $S^+(\ell=1)$ по состояниям ^{47}V и других изотопов ванадия. В названных случаях наблюдается расщепление главного $p_{3/2}^+$ -возбуждения, и указанное выше состояние является, по всей видимости, одним из компонентов такого расщепления.

В данных эксперимента по подхвату состояние с энергией 2727 ± 20 кэВ ядра ^{55}Mn идентифицируется как главное $d_{3/2}^-$ -возбуждение. Из данных же других экспериментов следует, что состояние с энергией 2727 кэВ имеет спин и четность, равные $7/2^-$. Поскольку у этого ядра существует еще только одно состояние в указанных пределах ошибок - состояние с энергией 2741 кэВ и неизвестным спином и четностью, естественно предположить, что именно оно является главным $d_{3/2}^-$ -возбуждением. Таким образом, мы находим, что состояние с энергией 2741 кэВ ядра ^{55}Mn имеет спин $3/2$ и положительную четность.

Таблица I

Определение спинов состояний из сравнительного анализа

Ядро	Энергия состояния, кэВ*	J^{π}	J^{**}	Использованные данные
^{47}V	2212	1/2, 3/2	3/2	^{46}Ti (τ, d) [4]
^{51}Mn	3293	5/2, 7/2	5/2	^{50}Cr (τ, d) [5,6]
^{55}Mn	3608	5/2, 7/2	5/2	^{54}Cr (τ, d) [5,7]
^{55}Mn	2253	1/2, 3/2	3/2	^{54}Cr (τ, d) [5,7]
^{55}Mn	2741	-	3/2	^{56}Fe (d, τ) [8]
^{53}Mn	3007	3/2, 5/2	3/2	^{54}Fe (d, τ) [9]
^{57}Co	3539	3/2, 5/2	3/2	^{58}Ni (t, α) [10]
^{59}Co	3162	3/2, 5/2	3/2	^{60}Ni (t, α) [10]
^{61}Co	2559	3/2, 5/2	3/2	^{62}Ni (t, α) [11-13]
^{63}Co	2690	3/2, 5/2	3/2	^{64}Ni (d, τ) [14]

* Совокупный анализ всей экспериментальной информации (данные раздела Adopted Levels файла ENSDF).

** Данные настоящей работы.

Параметры оболочечной структуры

Данные экспериментов по протонному срыву и подхвату позволяют находить количественные характеристики оболочечной структуры, такие, как заселенности и энергетические положения подоболочек. Однако, как указывалось, ценность этого экспериментального материала в значительной степени снижается из-за присутствия возможных систематических ошибок, обусловленных, в частности, известным произволом в нормировке спектроскопической силы и неоднозначным характером определения полного момента j . Метод совместной оценки данных экспериментов по срыву и подхвату [2] дает возможность определять величины перенормированных множителей для спектроскопических сил и делать заключение о величинах j для данных, полученных на одном начальном ядре. Преимущества метода обусловлены модельно-независимым характером использования правила сумм, а также одновременным включением в схему расчета данных двух независимых экспериментов - срыва и подхвата на одном ядре. Естественно предположение, необходимое для его конкретного применения, состоит в том, чтобы суммы спектроскопических сил срыва и подхвата на одной мишени были представлены достаточно полно, что, в частности, налагает определенные ограничения снизу на максимальные энергии наблюдаемых уровней конечных ядер. Этим требованиям отвечают далеко не все экспериментальные данные, поэтому была реализована схема расчета оболочечных характеристик, приведенная ниже.

Если данные для некоторого начального ядра таковы, что делают оправданным применение упомянутого метода совместной оценки, то для этого ядра проводится соответствующий расчет и определяются как заселенности, так и энергетические положения подоболочек. Заселенность подоболочки $\mathcal{X}(\ell j)$ рас-

считывается как сумма соответствующей перенормированной спектроскопической силы подхвата, а энергетическое положение подболочки в яме самосогласованного потенциала определяется по формуле [15]

$$-E(\ell j) = [1 - \pi'(\ell j)] [B^{A+1} - \varepsilon^+(\ell j)] + \pi'(\ell j) [B^A + \varepsilon^-(\ell j)], \quad (1)$$

где $\pi'(\ell j) = \pi(\ell j)/(2j+1)$ - нормированная на одну заселенность подболочки ($n(\ell j)$); B^A, B^{A+1} - энергии отделения протона в ядре-мишени и ядре, имеющем на один протон больше; $\varepsilon^+(\ell j), \varepsilon^-(\ell j)$ - центры тяжести распределения спектроскопической силы срыва и подхвата по состояниям конечного ядра. Результаты такой оценки в применении к ядрам, исследованным в данной работе, представлены в табл. 2.

Таблица 2

Числа протонов \mathcal{N} и энергетические положения $-E$ ядерных подболочек, кэВ

Оболочка	^{46}Ti	^{48}Ti	^{50}Cr	^{56}Fe
$1f_{5/2}$	$\geq 0,27$ ≤ 2070	$\geq 0,20$ ≤ 2050	$\geq 0,50$ ≤ 1970	$\geq 0,25$ 3200+700
$2p_{1/2}$	$\geq 0,04$ ≤ 727	$0,26 \pm 0,06$ 1880+450	≥ 0 ≤ 2548	$\geq 0,19$ ≤ 4520
$2p_{3/2}$	$0,20 \pm 0,07$ 2530+240	$0,30 \pm 0,11$ 3950+540	$0,14 \pm 0,06$ 2144 $^{+550}_{-400}$	$0,39 \pm 0,20$ 5440+330
$1f_{7/2}$	$1,72 \pm 0,12$ 5370 ± 170 -350	$1,73 \pm 0,13$ 6990+360	$3,35 \pm 0,23$ 6540 ± 315 -400	$5,03 \pm 0,25$ 8890+350
$1d_{3/2}$	$3,68 \pm 0,16$ 10170+210	$3,58 \pm 0,22$ 11880+930	$3,84 \pm 0,07$ 11000 ± 950 $-0,11$	$3,95 \pm 0,05$ 13670+740
$2s_{1/2}$	$\leq 1,88$ ≥ 11288	$\leq 1,77$ ≥ 13500	$1,90 \pm 0,05$ 11520+420	$\leq 1,93$ ≥ 15400
$1d_{5/2}$	$\leq 6,0$ ≥ 14235	$\leq 5,9$ ≥ 15850	$\leq 6,0$ ≥ 14358	$\leq 6,0$ ≥ 13980

Для ядер с недостаточно полными экспериментальными данными определяются лишь энергетические положения подболочек по формуле (1). При этом используются уже известные характеристики изотопов данных ядер, найденные на предыдущем этапе расчета. Так, заселенности $\pi(\ell j)$, которые в силу неполноты данных нельзя считать как суммы спектроскопической силы, полагаются равными соответствующим, уже вычисленным заселенностям подболочек изотопов. Центры тяжести $\varepsilon^\pm(\ell j)$ определяются по формуле

$$\varepsilon^\pm(\ell j) = \varepsilon_0^\pm(\ell j) + M^\pm(\ell j) - M_0^\pm(\ell j), \quad (2)$$

где $\varepsilon_0^\pm(\ell j)$ - найденный ранее центр тяжести распределения спектроскопической силы для какого-либо из изотопов; $M_0^\pm(\ell j)$ - энергия главного одночастичного возбуждения для этого изотопа; $M^\pm(\ell j)$ - энергия такого же возбуждения для рассматриваемого ядра.

Таким образом, на этом этапе используются два предположения: первое состоит в том, что заселенности протонных подболочек не зависят существенно от числа нейтронов в ядре (это подтверждается данными работы [2], где проведены подробные расчеты для ядер ^{46}Ti и ^{48}Ti); второе предположение, выражаемое формулой (2), состоит в том, что при переходе от изотопа к изотопу общая структура распределения одночастичных возбуждений по состояниям конечного ядра существенно не изменя-

ется, а лишь сдвигается как целое по энергиям состояний, так что по энергетическому сдвигу главных возбуждений M^+ и M^- можно определить энергетический сдвиг центров тяжести ε^+ и ε^- . Сделать такое утверждение позволяют найденные и описанные в предыдущем разделе закономерности распределения спектроскопических сил. Результаты работы [2] делают возможной его количественную проверку.

В табл.3 сравниваются энергетические сдвиги главных возбуждений и рассчитанных в указанной работе центров тяжести распределения спектроскопических сил $S^-(d_{3/2})$ и $S^+(p_{3/2})$ при переходе от ядра ^{46}Ti к ядру ^{48}Ti . Как видно, в обоих случаях - $d_{3/2}$ и $p_{3/2}$ - наблюдается хорошее согласие между величинами этих сдвигов.

Полученные описанным способом энергетические положения состояний одночастичного гамильтониана представлены в табл.4.

Таблица 3

Главные возбуждения M и центры тяжести ε спектроскопической силы, кэВ

Ядро	$M^-(d_{3/2})$	$\varepsilon^-(d_{3/2})$	$M^+(p_{3/2})$	$M^-(p_{3/2})$
^{46}Ti	12	281	2083	3088-3271
^{48}Ti	762	946-1300	2317	3250-3700

Разброс величин заселенностей относительно центральных значений отражает влияние двух факторов: первый - статистическая ошибка в определении величин относительных спектроскопических факторов, которая оценивается в 10% [16] для интенсивных переходов ($S_i^\pm \geq 1$) и 50% для слабых ($S_i^\pm < 1$); второй фактор определяется систематической ошибкой, происхождение которой обусловлено возможными погрешностями метода совместной оценки. Разброс величин энергетического положения подоробок учитывает, кроме того, неопределенность, связанную с неоднозначностью определения в эксперименте полного переданного момента j , а также (в соответствующих случаях) с неточностью определения центра тяжести переходов по сдвигу главного возбуждения. Следует отметить, что использование данных двух независимых экспериментов для оценки заселенностей позволяет уменьшить статистический разброс; в частности, если данные срыва и подхвата используются с одинаковым весом, то статистическая ошибка величин заселенностей подоробок уменьшается в $\sqrt{2}$ раз.

Таблица 4

Энергетические положения ядерных подоробок - E , кэВ

Оболочка	^{50}Ti	^{52}Cr	^{54}Cr	^{54}Fe	^{58}Fe
$2p_{3/2}$	5100 \pm 800	2870 \pm 1000	4920 \pm 1000	2610 \pm 800	5850 \pm 800
$1f_{7/2}$	8670 \pm 1000	8210 \pm 1000	9320 \pm 1000	7620 \pm 800	10500 \pm 800
$1d_{3/2}$	13940 \pm 1500	13720 \pm 1500	-	12620 \pm 1300	-

На рис.5 представлены подоробки четно-четных изотопов хрома. С увеличением числа N глубина расположения подоробок в яме самосогласованного потенциала увеличивается. Эта закономерность характерна и для остальных изотопов - титана и железа - и связана с динамикой членов B^A и B^{A+1} в формуле (1). На эту общую зависимость накладывается зависимость центров тяжести $\varepsilon^\pm(\ell j)$ от N , которая, согласно данным рис.3 и 4, имеет максимум при $N=28$ для $S^+(p_{3/2})$ и $S^-(d_{3/2})$ [и ведет себя, как константа для $S^\pm(f_{7/2})$]. Следствием этого является большая разреженность положений протонных подоробок $1d_{3/2}$, $1f_{7/2}$ и $2p_{3/2}$ у изотопов, имеющих магическое число нейтронов $N=28$, по сравнению с другими изотопами.

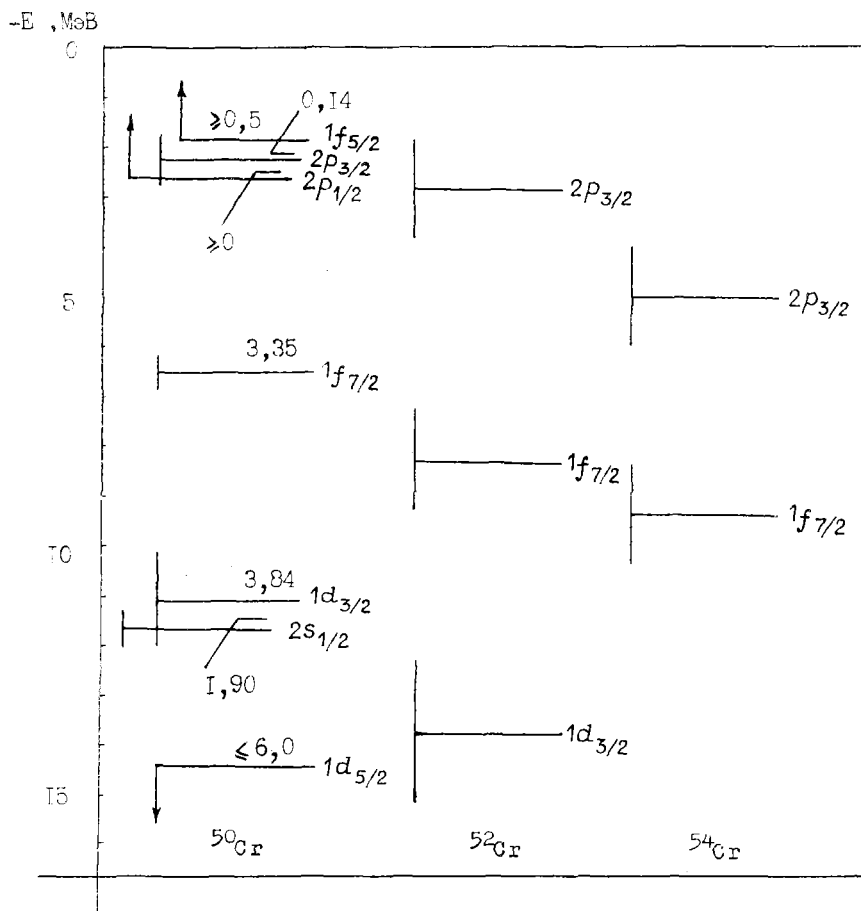


Рис.5. Протонные подоболочки четно-четных изотопов хрома. Над изображением каждой подоболочки указана ее заселенность. Вертикальные линии соответствуют неопределенностям энергетического положения. Стрелка означает одностороннее ограничение на положение подоболочки

При использовании данных (экспериментальных и оценочных) по реакциям протонного срыва и подхвата из международного файла ENSDF выполнены систематические исследования распределений одночастичных возбуждений для большого числа ядер с $Z = 20-28$. На основе проведенного анализа были обнаружены закономерности в проявлениях одночастичных свойств, такие, как существование повторяющихся структур в распределении одночастичных возбуждений по уровням ядер, связь этих структур с оболочечным строением ядер. Выявлен особый (зеркальный) характер зависимости от чисел N и Z энергетического положения главного одночастичного возбуждения, связанного с подхватом протона с подоболочки, соседней с валентной, и со срывом протона на другую соседнюю подоболочку. Анализ позволил предсказать спины 10 состояний и четность одного состояния для ядер из указанного диапазона. На основе экспериментальных данных и результатов этого анализа и с применением предложенного ранее метода совместной оценки были определены заселенности и энергетические положения протонных подоболочек в четно-четных изотопах титана, хрома, железа.

Последовательное применение выбранного комплексного и систематического подхода к исследованию данных по реакциям срыва и подхвата в более широком диапазоне ядер и к данным как протонного, так и нейтронного срыва и подхвата позволит более полно исследовать одночастичную структуру атомных ядер в различных областях изменения числа A .

Список литературы

1. Ishkhanov B.S., Kapitonov I.M., Shumakov A.V. Nucl. Phys. 1983. V. A394. P.131.
2. Бобошин И.Н., Варламов В.В., Ишханов Б.С., Капитонов И.М. Анализ данных по реакциям однонуклонной передачи и структура атомных ядер/Деп. в ВИНИТИ. М., 1986, № 6140-В86.
3. Бобошин И.Н., Варламов В.В. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. 1985. Вып.3. С.42.
4. Rosner B., Pullen D.J. Phys. Rev. 1967. V.162. P.1048.
5. Cujec B., Szogny I.M. Ibid. 1969. V.179. P.1060.
6. Rapaport J., Belote T.A., Dorenbusch W.E. Nucl. Phys. 1967. V. A100. P.280.
7. Rapaport J., Belote T.A., Dorenbusch W.E., Doering R.R. Ibid. 1969. V. A123. P.627.
8. Puttaswamy N.G., Oelert W., Djalois A. e.a. Ibid. 1983. V. A401. P.269.
9. Mairle G., Kaschl G.Th., Link H. e.a. Ibid. 1969. V. A134. P.180.
10. Blair A.G., Armstrong D.D. Phys.Rev. 1966. V.151. P.930.
11. Peng J.C., Mermaz M.C., Greiner A. e.a. Ibid. 1977. V. C15. P.1331.
12. Becchetti F.D., Harvey B.G., Kovar D. Ibid. 1974. V. C10. P.1846.
13. Maher J.V., Peng J.C., Sink D.A. Ibid. 1976. V. C14. P.2174.
14. Hansen O., Haraken M.N. Nucl.Phys. 1979. V. A313. P.95.
15. Bansal R.K., French J.B. Phys. Letters. 1965. V.19. P.223.
16. Clement C.F., Perez S.M. Nucl. Phys. 1977. V. A284. P.469.

Статья поступила в редакцию 4 августа 1987 г.

Библиографический индекс работ, помещенных в настоящем выпуске,
в Международной системе СИИДА

Element		Quantity	Laboratory	Work-type	Energy (eV)		Page	COMMENTS
S	A				min	max		
PB		TOT	FBI	THEOR	5.0+3	1.4+7	3	ANIKIN+ OPTMDL CALC, SIG(E), GRPH, CFD
PB		DEL	FBI	THEOR	5.0+3	1.4+7	3	ANIKIN+ OPTMDL CALC, ANGDIST, GRPH, CFD
PB		POL	FBI	THEOR	1.1+6	4.0+6	3	ANIKIN+ OPTMDL CALC, POLRZ (ANG), GRPH
U	238	TOT	FBI	EXPT	6.0+3	1.2+5	3	BOKHOVKO+ VDG, TOF, TRANS, SIG(E), TBL
U	238	POT	FBI	EXPT	1.0+3	1.1+5	II	BOKHOVKO+ VDG, TOF, R-POT GVN
U	238	NG	FBI	EXPT	6.0+3	1.2+5	II	BOKHOVKO+ TOF, PARTIAL CAPT TRANS, TBL
PU	241	RES	IAE	EVAL	2.0-1	1.0+2	I7	MOROGOVSKIJ. CALC, AVG WN WG WF D GVN
PU	241	STP	IJE	EVAL	2.0-1	1.0+2	I7	MOROGOVSKIJ. MOD CALC, SO GVN

Редактор Г.В.Зубова
Технический редактор С.И.Халиллулина
Корректор Е.М.Спиридонова

Подписано в печать	31.08.88	Т-15860	Формат 60x84 1/8.
Печать офсетная.	Печ.л. 9,5.	Уч.-изд.л. 10,0.	Тираж 350 экз.
Индекс 3645.		11 статей.	Заказ № 1286

Отпечатано в ЦНИИатоминформе
127434, Москва, а6/яц 971

УДК 539.171

ИССЛЕДОВАНИЕ ГЕОМЕТРИИ ЯДЕРНО-ОПТИЧЕСКОГО ПОТЕНЦИАЛА ПРИ РАССЕЯНИИ НЕЙТРОНОВ СВИНЦОМ/Т.В.Аникин, И.И.Котухов. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1988, вып.3, с.3-8.

В рамках сложной вычислительной программы, работающей в режиме автоматического поиска параметров и учитывающей широкий круг экспериментальных данных по упругому рассеянию нейтронов, осуществлено исследование форм-факторов оптического потенциала при рассеянии нейтронов свяцном в энергетическом диапазоне 0,005-14 МэВ. Показано, что ценой некоторого усложнения форм-факторов можно достигнуть разумного описания экспериментальных данных, используя "единую геометрию" потенциала в указанном энергетическом интервале (рис.5, табл.1, список лит. - 23 назв.).

УДК 539.172.4

ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЕ СЕЧЕНИЕ УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ НЕЙТРОНОВ ВПЕРЕД НА УРАНЕ В ДИАПАЗОНЕ ЭНЕРГИЙ 0,6-120 МэВ/ В.М.Морозов, Ю.Г.Зубов, Н.С.Лебедева. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1988, вып.3, с.8-10.

Экспериментальные данные о дифференциальных сечениях упругого рассеяния нейтронов ураном-238 на малые углы и о полных сечениях взаимодействия в области энергий нейтронов 0,6-120 МэВ систематизированы и использованы для вычисления величин $[\text{Im}f(0^\circ)]^2$ и $[\text{Re}f(0^\circ)]^2$ (рис.1, список лит. - 17 назв.).

УДК 539.172.4

ИЗМЕРЕНИЕ И АНАЛИЗ ПРОПУСКНИЙ И САМОИНДИКАЦИИ СЕЧЕНИЯ РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА НЕЙТРОНОВ ДЛЯ ^{238}U В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ 5-110 кэВ/ М.В.Боховко, В.Н.Кононов, Г.Н.Мантуров и др. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1988, вып.3, с.11-16.

Представлены результаты измерения и анализа пропусканий и самоиндикации сечения радиационного захвата нейтронов для ^{238}U в области энергий 5-110 кэВ. Измерения выполнены на импульсном ускорителе Ван-де-Граафа ЭГ-1 ФЭИ с использованием техники времени пролета. Анализ результатов проводился с помощью программного комплекса ГРУКОН. Полученные результаты сравниваются с групповыми константами БНАБ (рис.3, табл.4, список лит. - 16 назв.).

УДК 539.163

ПЕРЕОЦЕНКА РЕЗОНАНСНЫХ ПАРАМЕТРОВ ^{241}Pu /Г.Б.Мороговский. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1988, вып.3, с.17-20.

Работа является составной частью исследований по поддержанию файлов, созданных в ИЯЭ АН БССР. Переоценка резонансной области энергий ^{241}Pu проведена в связи с возможностью использовать экспериментальные данные по радиационному захвату, которые раньше отсутствовали. Получены параметры Брейта - Витнера и Адлер - Адлера. Показано, что согласованные параметры Адлер - Адлера наилучшим образом описывают весь набор экспериментальных данных по ^{241}Pu в области разрешенных резонансов (табл. I, список лит. - 15 назв.).

УДК 539.14

НОВАЯ МОДЕЛЬ ДЛЯ РАСЧЕТОВ ЭНЕРГИИ СВЯЗИ И РАДИУСОВ АТОМНЫХ ЯДЕР. ЭНЕРГИИ СВЯЗИ И РАДИУСЫ ЛЕГЧАЙШИХ ЯДЕР/А.А.Серегин. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1988, вып.3, с.20-24.

Полагается, что давление, создаваемое нуклонами, движущимися в среднем поле атомного ядра, уравнивается давлением, создаваемым поверхностным натяжением (влияние остаточного взаимодействия). Из условия равновесия находится радиус ядра, параметр Z_0 энергии связи и другие характеристики атомного ядра. Применение этой модели иллюстрируется на расчетах радиусов и энергии связи ядер ^3He , ^3H и ^4He . Получено вполне удовлетворительное согласие расчетов с имеющимися экспериментальными данными (рис. I, табл. I, список лит. - 9 назв.).

УДК 539.172.4

"ПРИМА-2" - ПРОГРАММА РАСЧЕТА СЕЧЕНИЙ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ В РАМКАХ СТАТИСТИЧЕСКОЙ И ПРЕДРАВНОВЕСНОЙ МОДЕЛЕЙ/В.М.Бычков, В.В.Бычкова, А.В.Зеленецкий. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1988, вып.3, с.25-30.

Выполнено описание программы "Прима-2" для расчета сечений и спектров эмиссии частиц и γ -квантов в рамках формализма Хаузера - Фешбаха и экситонной предравновесной модели. На двух каскадах реакции одновременно рассчитываются γ -канал и четыре канала с вылетом частиц. Программа написана на языке ФОРТРАН-4 и поставлена на ЭЕМ ЕС 1033 (рис.2, список лит. - 9 назв.).

УДК 539.172.1

ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЕ СЕЧЕНИЕ РЕАКЦИИ $^{16}\text{O}(d,p)^{17}\text{O}^*$ В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИИ ДЕЙТРОНОВ 0,7-1,0 МэВ ДЛЯ ЗАДАЧ ЭЛЕМЕНТНОГО АНАЛИЗА / В.А.Карабаш, А.Н.Соснин, В.С.Шорин. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1983, вып.3, с.31-34.

При использовании тонкой пленки Al_2O_3 измерена функция возбуждения реакции $^{16}\text{O}(d,p)$ для угла $\theta_L = 150^\circ$ в области энергии дейтронов 0,7-1,0 МэВ. Величины сечения были получены нормировкой к абсолютной величине 13,2 мб/ср при энергии 972 кэВ. Найденное сечение реакции хорошо согласуется с результатами абсолютных измерений, проведенных в данной работе при энергии 903 кэВ. Полученные данные подтверждают существование 11%-ного расхождения в сечении реакции (в среднем) с данными 1967 г. (рис.3, табл.1, список лит. - 14 назв.).

УДК 539.172

ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЕ ИЗ РЕАКЦИИ $^{108}\text{Cd}(n,n'\gamma)$ / Л.И.Говор, А.М.Демидов, И.В.Михайлов. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1988, вып.3, с.35-41.

Измерены β -спектр, угловые распределения и линейная поляризация β -квантов из реакции $^{108}\text{Cd}(n,n'\gamma)$ на быстрых нейтронах реактора. Составлена схема уровней ^{108}Cd , определены их характеристики. Найденны параметры смеси мультиполей для β -переходов (рис.1, табл.5, список лит. - 5 назв.).

УДК 539.172

СМЕСИ МУЛЬТИПОЛЕЙ В β -ПЕРЕХОДАХ ^{128}Te ПРИ РЕАКЦИИ $(n,n'\gamma)$ / Л.И.Говор, А.М.Демидов, И.В.Михайлов. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1988, вып.3, с.42-49.

Измерены спектр β -квантов, угловые распределения и линейная поляризация β -квантов из реакции $^{128}\text{Te}(n,n'\gamma)$ на быстрых нейтронах реактора. В диапазоне энергий до 3,9 МэВ в β -спектре выделена 151 β -линия (среди них 83 впервые), определены их энергии и относительные интенсивности. Для 66 наиболее интенсивных β -переходов получены угловые распределения, для 20 найдены значения линейной поляризации. В схеме уровней размещен 101 β -переход, из них 50 впервые. Анализ угловых распределений и линейной поляризации β -квантов позволил во многих случаях установить параметр смеси мультиполей δ и найти характеристики уровней J^π (табл.4, список лит. - 8 назв.).

УДК 539.173:681.142.4:681.3.06

ПРИНЦИПЫ СТАТИСТИЧЕСКОЙ ОЦЕНКИ СЕЧЕНИЙ ФОТОЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ. АНАЛИЗ И УЧЕТ ВЛИЯНИЯ СИСТЕМАТИЧЕСКИХ ПОГРЕШНОСТЕЙ/В.В.Варламов, В.В.Сургутанов, А.А.Хороненко, А.П.Черняев. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1988, вып.3, с.50-59.

В работе изложены принципы статистической оценки сечений фото-ядерных реакций, применимые к оценке сечений реакций различного типа. Метод основан на определении вкладов неучтенных систематических погрешностей в сечениях реакций по отклонениям обобщенных характеристик (интегральных сечений и энергетических центров тяжести) от их средневзвешенных значений и ослаблении влияния этих вкладов с помощью итерационной процедуры корректировки масштабов исходных сечений, контролируемой с помощью критерия χ^2 . При использовании разработанного алгоритма получено оцененное сечение реакции $^{238}\text{U}(\gamma, f)$ от 5 до 9 МэВ (рис.3, список лит. - 18 назв.).

УДК 539.14:002.63

СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЕ ДАННЫЕ ИЗ ФАЙЛА ENSDF И ОДНОЧАСТИЧНЫЕ СВОЙСТВА ЯДЕР ОБОЛОЧКИ $1f - 2p$ /И.Н.Бобошин, В.В.Варламов, Б.С.Ишханов, И.М.Капитонов. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1988, вып.3, с.59-69.

Проведен совокупный анализ содержащихся в файле ENSDF данных по протонному срыву и подквату на четно-четных ядрах с $Z = 20-28$. Выявлены общие закономерности распределений спектроскопических сил по состояниям ядер. Предсказаны спины 10 ядерных состояний и четность одного состояния. Вычислены параметры оболочечной структуры ядер. Сделан вывод об определяющей роли одночастичных сил в названных экспериментах (рис.5, табл.4, список лит. - 16 назв.).

Гр.70к.

Индекс 3645

Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1988, вып.3. I-70