

ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ
ПО ИСПОЛЬЗОВАНИЮ АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ СССР

INDC(ССР)-156/G

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

СЕРИЯ:
Ядерные константы

ВЫПУСК

3 (38)

1980

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

Серия: Ядерные константы

Выпуск 3 (38)

НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ СБОРНИК

Москва 1980

ЦЕНТРАЛЬНЫЙ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ ИНФОРМАЦИИ
И ТЕХНИКО-ЭКОНОМИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ ПО АТОМНОЙ НАУКЕ И ТЕХНИКЕ

СОДЕРЖАНИЕ

Бобков Ю.Г., Кривцов А.С., Усачев Л.Н. Теория возмущений и анализ чувствительностей - эффективный подход к исследованию задач кинетики продуктов деления в реакторе _____	3
Комаров А.В., Лукьянов А.А. Асимптотические свойства интеграла пропускания в области неразрешенных резонансов _____	10
Колесов В.В. Программа многоуровневого анализа резонансных сечений _____	17
Свиньин И.Р. Методические вопросы феноменологической теории коллек- тивного движения в нагретых ядрах _____	21
Случевская В.М., Матвеев И.П. Основные данные по запаздывающим нейтронам _____	29
Воробьева В.Г., Кузьминов Б.Д., Малиновский В.В., Семенова Н.Н., Володин В.М. Измерение среднего числа мгновенных нейтронов при делении ядер ^{235}U нейтронами _____	44
Куприянов В.М., Смиренин Г.Н. Плотность уровней и ширины распада сильно деформированных тяжелых ядер _____	58
Давлетшин А.Н., Тимпунков А.О., Тихонов С.В., Толстикова В.А. Фоновые поправки при активации образцов на электроста- тических ускорителях _____	68
Библиографический индекс работ, помещенных в настоящем выпуске, в Международной системе СИИДА _____	77
Требования к авторским текстам, поступающим для издания в научно- техническом сборнике "Вопросы атомной науки и техники" _____	78

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

Главный редактор О.Д. КАЗАЧКОВСКИЙ

НЕЙТРОННЫЕ КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ

Зам. главного редактора Л.Н. УСАЧЕВ

П.П. Благоволин, В.П. Вертебный, В.Я. Головня, Ю.С. Замятнин, Ю.А. Казанский,
С.С. Коваленко, В.Е. Колесов, В.А. Коньшин, Б.Д. Кузьминов, В.Н. Манохин,
В.И. Матвеев, В.И. Мостовой, Г.В. Мурадян, М.Н. Николаев, Э.Е. Петров,
Ю.П. Попов, Г.Я. Труханов, О.А. Сальников, С.И. Сухоручкин, Г.Е. Шаталов,
Г.Б. Яньков, Г.Б. Ярына, М.С. Юткевич

КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ СТРУКТУРЫ ЯДРА
И ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

Зам. главного редактора А.Г. ЗЕЛЕНКОВ

Б.Я. Гужовский, П.П. Дмитриев, Б.С. Ишханов, Е.Г. Копавец, Ю.В. Сергеев,
Ю.В. Хольнов, Н.П. Чижова, Ф.Е. Чукарев

Ответственный секретарь Д.А. КАРДАШЕВ



Центральный научно-исследовательский институт
информации и технико-экономических исследований
по атомной науке и технике (ЦНИИатоминформ), 1980

ТЕОРИЯ ВОЗМУЩЕНИЙ И АНАЛИЗ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЕЙ -
ЭФФЕКТИВНЫЙ ПОДХОД К ИССЛЕДОВАНИЮ ЗАДАЧ КИНЕТИКИ ПРОДУКТОВ ДЕЛЕНИЯ В РЕАКТОРЕ

Ю.Г.Бобков, А.С.Кривцов, Л.Н.Усачев

PERTURBATION THEORY AND SENSITIVITY ANALYSIS AN EFFECTIVE METHOD FOR FISSION PRODUCT KINETIC STUDING. Perturbation theory for fission product kinetic, code for base and adjoint equations solution and sensitivity calculation described in outline Sensitivity analysis for pseudo-fragment capture cross-section, residual heat generation and other functionals had been done. Pointed on the pseudo-fragment capture cross-section increasing during reactor operation. Request list for fission product capture cross-section formulated.

В работах [1-2] изложен подход к определению потребностей в ядерных данных. Подход основан на использовании теории возмущений для установления линейной связи между вариациями ядерных данных и соответствующими вариациями реакторных или иных параметров. Коэффициенты линейной связи используются затем для определения оптимальных в смысле стоимости точностей ядерных данных, обеспечивающих требуемые (целевые) точности расчета параметров. Определение ведется с помощью методов теории планирования эксперимента и линейного программирования. В последнее время такой подход стал применяться как в нашей стране, так и за рубежом [3]. Авторами данной статьи этот подход был применен для задач планирования требуемой точности расчета параметров быстрых реакторов ($K_{эф}$, КВ) с привлечением интегральных экспериментов [2], а также для задач расчета накоплений высших актиноидов в реакторах [4].

В настоящей работе этот подход применен к задаче расчета накоплений продуктов деления в реакторах и различных функционалов, связанных с продуктами деления и фигурирующих в задачах расчета реакторов: среднего сечения продуктов деления и остаточного энерговыделения при разных временах облучения и выдержки.

Влияние ядерных данных на расчетные значения энерговыделения в зависимости от времени изучалось в работе [5], в которой, однако, не исследовалось влияние сечений захвата отдельных продуктов деления и применялись прямые расчеты для оценки влияния вариаций выходов продуктов деления и констант распада. Часть результатов данной работы докладывалась авторами на конференции в Моксвилле [6].

Теория возмущений в задаче кинетики продуктов деления

Пусть $\vec{n}(t) = \{n_1(t), \dots, n_m(t)\}$ - вектор концентраций продуктов деления в момент времени t ; $A(t)$ - матрица скоростей реакций образования и выгорания изотопов внутри рассматриваемой совокупности продуктов деления; $\vec{F}(t) = \{F_1(t), \dots, F_m(t)\}$ - вектор скоростей образования продуктов деления за счет деления ядер. Тогда из рассмотрения баланса следует уравнение кинетики продуктов деления в интервале $[t_0, t_F]$:

$$\frac{d\vec{n}(t)}{dt} = A(t)\vec{n}(t) + \vec{F}(t), \quad n = n_0 \quad \text{при} \quad t = t_0. \quad (1)$$

Недиагональные элементы матрицы $A(t)$, очевидно, равны $A_{ij} = \{ \lambda_{i \rightarrow j} \text{ или } \sigma_{cap, i \rightarrow j} \varphi \}$, а диагональные $A_{ii} = -(\lambda_i + \sigma_{abs, i} \varphi)$. Здесь λ_i - константа распада изотопа i ; $\sigma_{cap, i}$ - сечение захвата изотопа i ; φ - плотность потока нейтронов в реакторе. Величину $\vec{F}(t)$ можно определить следующим образом:

$$F_i(t) = \sum_{k=1}^L \sigma_{fk} Y_{ik} n_{fis, k}(t) \varphi,$$

где σ_{fk} - сечение деления k -го делящегося изотопа; Y_{ik} - выход продукта i при делении изотопа k ; $n_{fis, k}$ - концентрация делящегося изотопа k . В этом случае суммирование ведется по всем делящимся изотопам, присутствующим в реакторе. Плотность потока φ в данной задаче также может зависеть от времени.

Допустим изучается некоторый линейный функционал от решения задачи (1):

$$Q = (\vec{n} \vec{p}) \Big|_{t=t_F},$$

в связи с чем надо рассчитать вариации этого функционала в зависимости от вариаций выходов осколков деления, сечений захвата и деления, констант распада, плотности потока нейтронов и т.п. Сопряженное по отношению к выражению (1) уравнение для функции $\vec{n}^+(t)$ будет иметь вид

$$-\frac{d\vec{n}^+(t)}{dt} = A^+(t)\vec{n}^+(t), \quad \vec{n}^+ = \vec{p} \quad \text{при} \quad t=t_F. \quad (2)$$

Используя свойства сопряженного уравнения, для функционала Q можно получить следующее выражение:

$$Q = \int_{t_0}^{t_F} [\vec{F}(t)\vec{n}^+(t)] dt + (\vec{n}_0 \vec{n}^+) \Big|_{t=t_0}.$$

Из такой альтернативной формулы вычисления функционала Q сразу следует формула для вычисления вариаций функционала, обусловленных вариацией выходов продуктов деления δY_s какого-то делящегося изотопа s :

$$\delta Q = \delta Y_{is} \varphi \sigma_{fs} \int_{t_0}^{t_F} n_{fis, s}(t) n_i^+(t) dt. \quad (3)$$

Если интерес представляют вариации функционала, обусловленные вариациями сечения захвата, констант распада или в общем случае какого-то параметра a_i , от которого зависит матрица A , то может быть получена следующая формула:

$$\delta Q = \delta a_i \int_{t_0}^{t_F} \left[\vec{n}^+(t) \frac{\partial A(t)}{\partial t} \vec{n}(t) \right] dt. \quad (4)$$

При вариациях плотности потока нейтронов $\delta \varphi$ необходимо учитывать вариацию как через источник $F(t)$, так и через матрицу $A(t)$.

Если интерес представляет вариации какого-то дробно-линейного функционала от функции $\vec{n}(t)$

$$Q = (\vec{p}_1 \vec{n}) / (\vec{p}_2 \vec{n}) \Big|_{t=t_F},$$

то для их расчета, как показано в работе [7], нужно заменить условие на конце временного интервала в уравнении (2) на следующее:

$$p = \frac{(\vec{p}_1 \vec{n})}{(\vec{p}_2 \vec{n})} \left(\frac{\vec{p}_1}{(\vec{p}_1 \vec{n})} - \frac{\vec{p}_2}{(\vec{p}_2 \vec{n})} \right),$$

где используется значение вектора \vec{n} в точке t_F .

При такой замене запись формулы для вариаций (3) и (4) полностью сохранится. Формулы (3) и (4) удобно преобразовать к виду

$$\frac{\delta Q}{Q} = \sum_i s_{qi} \frac{\delta a_i}{a_i}.$$

Выражения для $S_{Q_{i_s}}$, которые по традиции можно называть коэффициентами чувствительности, получаются из формул (3) и (4):

$$S_{Q_{Y_{i_s}}} = \frac{\varphi_{fs}^0 Y_{i_s}}{Q} \int_{t_0}^{t_F} n_s(t) n_i^+(t) dt; \quad (3a)$$

$$S_{Q_{a_i}} = \frac{a_i}{Q} \int_{t_0}^{t_F} \left(\vec{n}^+ + \frac{\partial A}{\partial a_i} \vec{n} \right) dt. \quad (4a)$$

Вектор-функция $\vec{n}^+(t)$, определяемая уравнением (2), имеет ясный физический смысл - каждая ее компонента $n_i^+(t)$ есть ценность ядер-продуктов деления сорта i по отношению к вкладу в функционал Q . Можно провести аналогию с теорией возмущений для реакторных уравнений и ввести закон сохранения суммарной ценности в любой момент времени t :

$$\int_t^{t_F} (\vec{F} \vec{n}^+) dt + (\vec{n} \vec{n}^+) \Big|_t = \text{const}.$$

Из закона сохранения ценности можно получить уравнение (2).

Приведем несколько физических примеров характеристик, которые принадлежат к рассмотренным типам функционалов.

Концентрация отдельного осколка определяется выражением $Q = n_k = (\vec{p} \vec{n}) \Big|_{t=t_F}$. В этом случае $p_i = \delta_{ik}$ ($i = 1, \dots, m$) и коэффициенты чувствительности S_{Q_i} рассчитываются по приведенным выше формулам.

Среднее сечение продуктов деления $\langle \sigma \rangle$, часто используемое в расчетах реакторов, принадлежит к дробно-линейным функционалам и определяется выражением

$$\langle \sigma \rangle = \frac{\sum_{i=1}^m n_i \langle \sigma \rangle_i}{\sum n_i}.$$

В этом случае вектор \vec{p} имеет вид

$$p_i = \langle \sigma \rangle \left(\frac{\sigma_i}{\sum n_j \sigma_j} - \frac{1}{\sum n_j} \right).$$

Вектор коэффициентов чувствительности для среднего сечения будет состоять из двух частей, которые по аналогии с задачами физики активной зоны назовем прямой и спектральной компонентами. Спектральная компонента определяется по формулам (3) и (4). Прямая компонента отлична от нуля для вариаций только сечения захвата продуктов деления и определяется как

$$S_{\sigma_i}^{\text{прям}} = \frac{n_i \sigma_i}{\sum n_j \sigma_j}.$$

Эта компонента связана с тем, что варьируемые величины σ_i входят не только в матрицу A , но и непосредственно в выражение для функционала.

Остаточное энерговыделение продуктов деления определяется выражением

$$\langle E \rangle = \sum_{i=1}^m n_i \lambda_i [\langle E_\gamma \rangle_i + \langle E_\beta \rangle_i],$$

где λ_i - константа распада i -го изотопа; $\langle E_\gamma \rangle_i$ и $\langle E_\beta \rangle_i$ - средние энергии γ -квантов и β -частиц, выделяемых на один акт распада.

Для этой характеристики $p_i = \lambda_i [\langle E_\gamma \rangle_i + \langle E_\beta \rangle_i]$. Коэффициенты чувствительности, как и в предыдущем случае, состоят из двух компонент - прямой и спектральной. Прямая компонента отлична от нуля только для констант распада и имеет вид

$$S_{\lambda_i}^{\text{прям}} = \frac{n_i \lambda_i [\langle E_\gamma \rangle_i + \langle E_\beta \rangle_i]}{\sum_{j=1}^m n_j \lambda_j [\langle E_\gamma \rangle_j + \langle E_\beta \rangle_j]}.$$

Программа расчета кинетики продуктов деления
и коэффициентов чувствительности

Для реализации решения уравнений (1) и (2) и расчетов коэффициентов чувствительности (3) и (4) авторами данной работы написана программа YIELD, которая позволяет рассчитывать кинетику 190 осколков с периодами полураспада ≥ 24 ч с учетом выражения и образования осколков через реакцию захвата, β^- , β^+ - переходы и переходы из изомерного состояния. Остальные осколки с $T_{1/2} < 24$ ч могут определяться после расчета 190 основных осколков. При этом учитывается только их выгорание в результате реакции захвата, но не образование новых осколков. Для тех же изотопов рассчитывается сопряженная задача и параллельно вычисляются коэффициенты чувствительности для линейных и дробно-линейных функционалов.

Константное обеспечение программы организовано следующим образом: из файлов библиотек оцененных данных формируются 26-групповые константы всех осколков, затем эти константы сворачиваются в одnogрупповые по спектру интересующего аппарата. Кроме того, организована библиотека данных по выходам осколков, периодам полураспада и средним энерговыделениям осколков. В основном это данные из работы [8]. По нейтронным сечениям авторы этой работы располагают данными австралийской, японской и итальянской библиотек, а также отечественными данными.

Среднее сечение захвата продуктов деления

Для уранового топлива 20%-ного обогащения при облучении его потоком плотностью $4,4 \cdot 10^{15}$ нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ в зависимости от времени авторами данной работы получены следующие значения для среднего сечения продуктов деления (на пару осколков):

Время облучения, сут	60	120	180	240	330	420	600	720
$\langle \sigma \rangle, \text{б}$	0,334	0,343	0,345	0,348	0,351	0,353	0,354	0,354

В процессе выдержки по мере изменения изотопного состава продуктов деления за счет радиоактивного распада среднее сечение очень незначительно растет:

Время выдержки, сут	30	60	100
$\langle \sigma \rangle, \text{б}$	0,355	0,356	0,357

В табл.1 приведены оценки среднего сечения из зарубежных работ [9] и из системы БНАБ [10], используемые в расчетах урановых быстрых реакторов. Значения даны в пересчете на урановое топливо 20%-ного обогащения.

Таблица 1

Различные оценки среднего сечения захвата продуктов деления

Версия	$\langle \sigma \rangle$	Δ , % от РСМ-2А	$\delta K_{эф}^x$, %	$\delta_{КВ}^x$, %
РСМ-2А ^{xx}	0,373	0	0	0
ЕНДФ/В-IV ^{xx}	0,345	-8	0,29	0,46
INDC ^{xx}	0,382	2,4	-0,09	-0,14
СМЭИ/СРА	0,375	0,5	-0,018	-0,03
БНАБ ^{xxx}	0,443	18	-0,66	1

^x Приводится различие в расчетных значениях $K_{эф}$ и $КВ$ для уранового реактора при 10%-ном выгорании, обусловленное соответствующим различием в среднем сечении. Оценка сделана по теории возмущений.

^{xx} Данные 1977 г. [9].

^{xxx} Данные 1963 г., взятые из работы [9].

Отметим, что значение системы ВНАБ для тех условий, при которых была получена величина 0,354, равно 0,415. Разница между этими значениями составляет всего 15%.

В табл.2 приводятся коэффициенты чувствительности среднего сечения к вариациям ядерных данных. Пересчет с помощью этих коэффициентов величины среднего сечения захвата, рассчитанной на основе наших сведений о сечениях отдельных изотопов, на данные КМДР/В-1У позволяет получить совпадение с точностью до 1%. Как видно из таблицы, значения этих коэффициентов невелики. Самый большой из них - чувствительность к вариации сечения захвата ^{133}Cs - равен приблизительно 0,14. Это свидетельствует о том, что даже при 30%-ной ошибке в этом сечении ошибка в среднем сечении составит около 4%. Если предположить, что погрешности различных сечений и выходов продуктов деления являются независимыми величинами, то погрешность величины среднего сечения можно оценить по формуле

$$\delta^2 \langle \sigma \rangle = \sum_{i=1}^N S_i^2 d_i^2,$$

где d_i^2 - дисперсии различных констант.

Предполагая, что погрешности всех сечений захвата одинаковы и равны $\pm 30\%$, а погрешности выходов продуктов деления также одинаковы и составляют $\pm 3\%$ (на самом деле значения большинства выходов известны более точно), можно получить оценку $\delta \langle \sigma \rangle \approx \pm 7\%$.

Таблица 2

Коэффициенты чувствительности среднего сечения $\langle \sigma \rangle$ к вариациям ядерных данных ($S_i \cdot 100$)

Относительная атомная масса	Порядковый номер элемента	П а р а м е т р ы				
		$\sigma_{i, \text{ср}}$	λ_{β^-}	Y_5	Y_8	Y_9
90	38	0,11	-2	-2,1	-0,015	-0,23
92	40	0,17	0	-2,1	-0,2	-0,24
93	40	2,3	0	-1,5	-0,1	-0,17
95	42	-	-	-	-	-
97	42	4,2	-	1,1	0,13	0,13
99	42	$5,9 \cdot 10^{-2}$	0,13	3,9	0,53	0,43
99	43	7,5	-	-	-	-
101	44	9,3	-	5,6	0,84	0,65
103	44	1,2	0,3	2,8	0,65	0,31
103	45	4,5	-	-	-	-
133	54	0,027	0,07	4,1	0,51	0,43
133	54	0,11	0,34	2,5	0,32	0,27
133	55	14,5	-	-	-	-
134	54	0,7	-	-2,40	-0,28	-0,27
135	55	2,6	-	-0,41	-	-
136	54	0,07	-	-2,4	-0,29	-0,27
138	56	0,14	-	-2,5	-0,28	-0,27
143	60	5,2	-	-	-	-
149	61	0,04	-	-2,8	0,53	0,33
149	62	4,0	-	-	-	-
144	58	0,64	0,34	-	-	-

Примечание. Отсутствие какого-либо изотопа в этой таблице не означает, что он не играет роли для величины $\langle \sigma \rangle$.

Если во всех сечениях захвата отдельных продуктов деления предположить наличие систематической погрешности, равной $\pm 10\%$, то оценка погрешности среднего сечения захвата продуктов деления $\delta \langle \sigma \rangle \approx \pm 12\%$. Сравнение между собой данных табл.1 о средних значениях позволяет получить примерно такую же величину разброса данных.

Из требований к ядерным данным, полученным при рассмотрении задач физики активной зоны [27], следует необходимая погрешность среднего сечения захвата продуктов деления, равная $\pm 10\%$. В предположении отсутствия корреляций между погрешностями различных сечений можно считать такую точность уже достигнутой. Если предположить наличие в них систематической ошибки, то из практики применения методов планирования эксперимента следует допустимая величина такой ошибки - не более 7%.

Далее приведены изотопы, уточнение сечений захвата которых важно для правильного расчета среднего сечения захвата продуктов деления в быстрых реакторах. Изотопы расположены по величине вклада в среднее сечение, который составляет 81%. Вклад в среднее сечение каждого изотопа первой группы (^{133}Cs , ^{101}Ru , ^{99}Tc , ^{143}Ba) не менее 5%, второй группы (^{103}Ru , ^{145}Nd , ^{97}Mo , ^{149}Sm , ^{102}Ru , ^{131}Xe , ^{98}Mo , ^{95}Mo , ^{151}Sm , ^{135}Cs , ^{93}Zr) 5-2%, третьей группы (^{105}Pd , ^{141}Pr , ^{100}Mo , ^{153}Eu , ^{103}Ru , ^{104}Ru) 2-1%; для остальных - не менее 1%.

Остаточное энерговыделение продуктов деления

Приведенные ниже расчетные характеристики спада энерговыделения получены с помощью программы UTEAD. Энерговыделение при 300 сут выдержки условно принято за единицу. В расчетной модели облучение происходило в течение двух лет потоком с плотностью $0,44 \cdot 10^{16}$ нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ в спектре уранового быстрого реактора с обогащением топлива 20%:

Время выдержки, сут	5	10	100	200	300
Энерговыделение, усл.ед.	22,9	19,02	4,88	2,05	1

Был проведен также анализ чувствительностей расчетных значений тепловыделения к вариациям ядерных данных: нейтронных сечений, констант распада, выходов осколков. Некоторые характерные коэффициенты чувствительности приведены в табл.3. В колонке чувствительностей к вариациям λ_i приведены прямая (первая) и спектральная (вторая) компоненты чувствительности. Эти коэффициенты имеют разные знаки и при сложении уменьшают эффект влияния вариаций λ_i . Наличие разных знаков у прямой и спектральной компонент физически наглядно.

Следует отметить нужную чувствительность энерговыделения к изменению сечений захвата. При времени выдержки 10 сут самыми существенными оказываются чувствительности к сечению захвата $^{135}\text{Cs}_{55}$ и $^{133}\text{Cs}_{55}$, но даже их величина составляет около 0,013. Таким образом, даже при 50%-ной погрешности в сечениях захвата соответствующая погрешность в энерговыделении не превышает 0,8%.

С увеличением времени чувствительность к вариациям сечения захвата увеличивается и составляет для $^{133}\text{Cs}_{55}$ около 0,13 при времени выдержки 300 сут, а погрешность в энерговыделении, связанная с 30%-ной погрешностью сечений захвата, составляет около 4%.

Поскольку чувствительность к вариациям выходов продуктов деления и констант распада невелика, а сами эти величины известны довольно точно по сравнению с сечениями захвата, то и погрешность в энерговыделении, обусловленная погрешностью этих величин, мала и по разным оценкам не превышает 1-2% для 100-300 сут выдержки [5-6]. Таким образом, из проведенного анализа чувствительностей для остаточного энерговыделения следует, что константная компонента погрешности этой характеристики в интервал времени 5-300 сут не превышает 4-5%. В этом случае имеется в виду константы распада, выходы и поток, а также погрешности значений $\langle E_{\gamma} \rangle_i$ и $\langle E_{\beta} \rangle_i$. С этой точки зрения расчет энерговыделения является довольно точным и возможные расхождения с экспериментом должны быть связаны в основном с неадекватностью расчетных моделей и реальным режимом и геометрией облучения.

Таблица 3

Некоторые чувствительности ($S_i \cdot 100$) расчетных значений остаточного энерговыделения к вариациям ядерных данных (время облучения два года)

Относительная атомная масса	Порядковый номер элемента	П а р а м е т р ы				
		δ_1 , сар	λ_{β}	γ_5	γ_8	γ_9
			<u>Время выдержки 10 сут</u>			
91	39	$-1,4 \cdot 10^{-2}$	8,5 - 11,6 = -3,1	6,7	0,9	2,2
95	40	-0,1	14 - 19 = -5	23,1	3,3	7,3
95	41	$-5,5 \cdot 10^{-2}$	15 - 18,3 = -3,3	$2,3 \cdot 10^{-5}$	$2 \cdot 10^{-7}$	$1 \cdot 10^{-5}$
103	44	$-8,2 \cdot 10^{-2}$	5,4 - 7,6 = -2,2	3,45	1,13	1,25
133	55	1,2	-	-	-	-
135	55	1,37	-	-	-	-
140	56	$0,101-2 \cdot 10^{-3}$	5-23,8 = -18,8	28,6	5,1	10,9
140	57	$-6,4 \cdot 10^{-3}$	31-44,3 = -13,3	$4,2 \cdot 10^{-4}$	-	$2,4 \cdot 10^{-4}$
			<u>Время выдержки 200 сут</u>			
91	39	$-5 \cdot 10^{-2}$	9 - 33 = -24	6,8	0,9	2,26
95	40	-0,38	18 - 88 = -70	32,1	4,8	11,3
95	41	-0,20	33 - 66 = -33	$7 \cdot 10^{-6}$	$6 \cdot 10^{-8}$	$2,5 \cdot 10^{-6}$
133	54	$-2 \cdot 10^{-3}$	0 - 3,7 = -3,7	4,9	0,65	0,7
133	55	9,2	-	-	-	-
134	55	-0,64	8,1-3,6 = 4,5	$6 \cdot 10^{-4}$	-	-
135	55	$7,7 \cdot 10^{-4}$	-	-	-	-
144	58	-0,25	20 - 27,7 = -7,7	17,6	2,4	3,7

x x x

Авторами данной работы сформулирована теория возмущений для задач кинетики продуктов деления, написаны программы для ЭВМ БЭСМ-6, реализующие решения прямого и сопряженного уравнений кинетики продуктов деления и расчеты коэффициентов чувствительности для различных функционалов.

Проведен анализ коэффициентов чувствительности для среднего сечения и остаточного энерговыделения при выдержке 5-300 сут. На основе этих коэффициентов чувствительности оценены погрешности $\delta(\langle \beta \rangle)$ и $\delta(\langle E \rangle)$, которые в предположении независимых 30%-ных погрешностях в сечении и 5%-ных погрешностях в выходах основных продуктов деления и константах распада составляют около 7 и 4-5% соответственно.

Предположение о наличии систематической ошибки в сечениях захвата продуктов деления ухудшает оценку погрешности $\langle \beta \rangle$: $\delta(\langle \beta \rangle) \approx 12\%$. Обе эти оценки уже близки к требуемой точности среднего сечения продуктов деления, равной 10%, и соответствуют разбросу значений величины $\langle \beta \rangle$, полученному разными авторами. Имеется согласие полученных оценок с результатами работы [5].

Из проведенного анализа не следуют особо жесткие требования к сечениям отдельных изотопов, если рассматривать такие функционалы, как энерговыделение или среднее сечение захвата продуктов деления. Состояние может существенно измениться, если изучать накопление отдельных нуклидов, содержание которых в отработанном топливе нужно знать точно для установления условий химической переработки, охраны воздушной среды и т.д., или тех нуклидов, которые используются как свидетели выгорания (Ia , $^{134}\text{Cs}/^{137}\text{Cs}$). В этом случае (например, для сечения захвата ^{133}Cs , когда изучается отношение $^{134}\text{Cs}/^{137}\text{Cs}$) требования к сечениям захвата могут оказаться жесткими. В целом изложенный вопрос потребует специального изучения.

Список литературы

1. Усачев Л.Н., Бобков Ю.Г. INDC (GCP) - 19U. Vienna, IAEA, 1972.
2. Бобков Ю.Г., Пятницкая Л.Т., Усачев Л.Н. Препринт ФЭМ - 527. Обнинск, 1973.
3. Rowlands J.L. Nuclear data for reactor design, operation and safety. - In: Proceedings of International Conference Neutron Physics and nuclear data. UK, Harwell, 1978.
4. Усачев Л.Н., Бобков Ю.Г., Кривцов А.С., Колесов В.Е. В кн.: Нейтронная физика и ядерные данные (Материалы международной конференции, Англия, Харуэлл, 1978 г.).
5. Devillers C. In: Fission Product Nuclear Data. Vienna, IAEA-213, 1978, p.61-85.
6. Usachev L.N., Bobkov Yu.G., Krivtsov A.S. In: Proceedings International Conference "Nuclear Cross-Section for Technology". USA, Knoxville, 1979.
7. Бобков Ю.Г., Грузд С.М., Кривцов А.С., Усачев Л.Н. В кн.: Использование методов эквивалентирования, агрегирования и декомпозиции при математическом моделировании и оптимизации атомных энергетических установок. Иркутск, 1978, с. 46-56.
8. Rose P.F., Burrows T.W. BNL-WCS-50545 (ENDF-243), v.I,II.
9. Bustraan M., Dekker J.W.M., Heijboer R.J., Janssen A.J. - In: Fission Product Nuclear Data, IAEA-213, v.II, p.627-673.
10. Абагян Л.П., Вазазян Н.О., Бондаренко И.И., Николаев М.Н. Групповые константы для расчета атомных реакторов. М., Атомиздат, 1964.

Статья поступила в редакцию 27 марта 1980 г.

УДК 539.170.013

АСИМПТОТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ИНТЕГРАЛА ПРОПУСКАНИЯ В ОБЛАСТИ НЕРАЗРЕШЕННЫХ РЕЗОНАНСОВ

А.В. Комаров, А.А. Лукьянов

ASYMPTOTIC BEHAVIOUR OF NEUTRON TRANSMISSION FUNCTION IN UNRESOLVED RESONANCE REGION. Various integral forms of the energy averaged transmission functions in unresolved resonance region are considered. The detailed analysis of their asymptotic properties with respect to target thickness and some practical formulae for the treatment of corresponding experimental data are presented.

Экспериментальные исследования ослабления нейтронного пучка при прохождении через образцы определенной толщины (пропускания нейтронов) являются основным источником информации о полных сечениях взаимодействия нейтронов с атомными ядрами σ . В области энергий, где в сечениях существенна резонансная структура, данные по пропусканиям нейтронов для различных толщин образцов позволяют определить не только полные сечения, но и степень так называемого резонансного самоэкранирования - важной характеристики переноса нейтронов в средах [1,2].

Функция пропускания определяется как отношение потока нейтронов в направлении падающего пучка после прохождения образца к потоку нейтронов без образца:

$$T(n) = \frac{\int \exp[-n\sigma(E')] \varphi(E') dE'}{\int \varphi(E') dE'}$$

где функция $\varphi(E')$ учитывает разброс энергий в падающем пучке и конечное разрешение детектора нейтронов. Если эта функция близка к $\delta(E'-E)$, то $T \approx \exp[-n\sigma(E)]$ - случай хорошего разрешения.

Интерес представляет случай относительно широкого разрешения, где эффективная ширина функции $\varphi(E')$ значительно превышает ширину резонанса (и даже расстояние между соседними уровнями):

$$T(n) = \langle T(n) \rangle = \frac{1}{\Delta E} \int_{E-\Delta E/2}^{E+\Delta E/2} \exp[-n\sigma(E')] dE', \quad (1)$$

где ΔE - интервал усреднения.

Исследуя в данной работе зависимость среднего по резонансам пропускания (1) от толщины образца, для энергетической зависимости сечения в интервале усреднения выберем модельное выражение, соответствующее приближению одинаковых эквидистантных резонансов в интервале усреднения:

$$\sigma(E) = \sigma_p + \sigma_0 \frac{\cos 2\varphi - s^{-1} \sin 2\varphi \operatorname{tg} \pi E/D}{1 + s^{-2} \operatorname{tg}^2 \pi E/D} = \sigma_m + \sigma_0 \frac{(\cos \varphi - \sin \varphi \operatorname{tg} \pi E/D)^2}{s^2 + \operatorname{tg}^2 \pi E/D}, \quad (2)$$

где σ_p - потенциальное сечение; $\sigma_m = \sigma_p - \sigma_0 \sin^2 \varphi$ - минимальное сечение; σ_0 - максимальное резонансное сечение; $s = \pi \Gamma / 2D$ - силовая функция [3]. При $s \ll 1$ это обычная одноуровневая формула Брейта-Вигнера, учитывающая интерференцию резонансного и потенциального рассеяний. В общем случае она отражает все основные качественные особенности энергетической структуры сечения в интервале усреднения, определяемые как самими резонансами, так и их интерференцией [3]. Не останавливаясь на обсуждении корректности выбора модельного сечения в форме (2) для тех или иных практических задач, отметим только, что это представление дает весьма близкие к реальным результаты для средних по энергии функционалов сечений неделящихся ядер, где помимо упругого рассеяния возможен лишь процесс радиационного захвата нейтронов.

В данной работе на основе модели сечения (2) определяется соответствующий интеграл пропускания, исследуются его общие свойства, различные представления и асимптотическое поведение при больших толщинах образцов. При малых толщинах эту функцию находят как разложение в ряд Тейлора [3, 4]:

$$\langle T(n) \rangle \approx 1 - n \langle \sigma \rangle + \frac{1}{2} n^2 \left[\langle \sigma \rangle^2 + \frac{\sigma_0^2 s}{2(1+s)^2} \right], \quad (3)$$

где $\langle \sigma \rangle = \sigma_p + \sigma_0 \cos 2\varphi \frac{s}{1+s}$ - среднее сечение.

Уже в данном разложении очевидно отличие $\langle T \rangle$ от $\exp[-n \langle \sigma \rangle]$: средняя по резонансам функция пропускания проходит выше. Особенно это отличие существенно на больших толщинах.

Определение интеграла пропускания. Используя для энергетической структуры сечения модельное представление (2), определим интеграл пропускания как результат усреднения (1) по периоду $\pi/2 \leq \pi E/D \leq 3\pi/2$:

$$\exp(n\sigma_m) \langle T(n, \sigma_0, s, \varphi) \rangle = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \exp \left[-n \sigma_0 \frac{(\cos \varphi - \sin \varphi \operatorname{tg} x)^2}{s^2 + \operatorname{tg}^2 x} \right] dx. \quad (4)$$

Для этого интеграла был найден ряд тождественных альтернативных представлений [5]:

$$\begin{aligned} \exp(n\sigma_m) \langle T(n, \sigma_0, s, \varphi) \rangle &= \frac{s}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \exp \left[-n \sigma_0 \frac{(\cos \varphi - x \sin \varphi)^2}{1+x^2} \right] \frac{dx}{1+s^2 x^2} = \frac{s}{\pi} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \exp \left[-n \sigma_0 \sin^2(x-\varphi) \right] \frac{dx}{\sin^2 x + s^2 \cos^2 x} = \\ &= \int_0^{\infty} \exp \left(-n \sigma_0 - x \frac{1+s^2}{2s} \right) I_0 \left[\sqrt{\left(x \frac{1-s^2}{2s} + \frac{n \sigma_0 \cos 2\varphi}{2} \right)^2 + \left(\frac{n \sigma_0 \sin^2 \varphi}{2} \right)^2} \right] dx. \end{aligned}$$

Кроме того, получено представление интеграла в виде ряда Неймана по функциям Бесселя комплексного аргумента [6]:

$$\exp(n\sigma_m) \langle T(n\sigma_0, s, \varphi) \rangle = \exp(-n\sigma_0/2) \left[I_0\left(\frac{n\sigma_0}{2}\right) + 2 \sum_{k=1}^{\infty} I_k\left(\frac{n\sigma_0}{2}\right) \left(\frac{1-s}{1+s}\right)^k \cos 2k\varphi \right]. \quad (5)$$

В частном случае $\varphi = 0$ этот ряд можно представить в виде

$$\exp(n\sigma_p) \langle T(n\sigma_0, s, 0) \rangle = \exp\left(\frac{n\sigma_0 s^2}{1-s^2}\right) - 4 I_e\left(\frac{1+s^2}{1-s^2}, n\sigma_0 \frac{s^2}{1+s^2}\right),$$

где $I_e(\beta, \gamma)$ - цилиндрическая функция Ломмеля двух мнимых переменных, исследование которой, таблицы значений и асимптотические оценки приведены в работах [6-8].

Численные расчеты функций $\langle T(n\sigma_0, s, \varphi) \rangle$ в общем случае проведены авторами данной работы на ЭВМ БЭСМ-6 с использованием стандартных программ. Для контроля точности просчитывались результаты в различных интегральных представлениях. Погрешность оказалась несущественной. Некоторые из результатов численного расчета для $\varphi = 0, \frac{\pi}{8}$ и $\frac{\pi}{4}$ приведены на рис. 1-3.

Отметим некоторые общие свойства интеграла пропускания, следующие из его определения (4), (5):

$$\langle T(n\sigma_0, \varphi, s) \rangle = \langle T\left(n\sigma_0, \frac{\pi}{2} - \varphi, 1/s\right) \rangle; \quad (6a)$$

$$\langle T(n\sigma_0, \varphi, 0) \rangle = \langle T(0, s, \varphi) \rangle = \exp(-n\sigma_p); \quad (6б)$$

$$\langle T(n\sigma_0, \varphi, 1) \rangle = \exp(-n\sigma_m) \exp(-n\sigma_0/2) I_0\left(\frac{n\sigma_0}{2}\right). \quad (6в)$$

В исследованиях интеграла пропускания удобно воспользоваться его лаплас-отображением, найденном нами как

$$\begin{aligned} \tilde{T}(p) = \int_0^{\infty} \langle T(n) \rangle \exp(-np) dn = & \left[(p + \sigma_m)(p + \sigma_m) \right]^{-1/2} \times \\ & \times \frac{2s(\sigma_p + p) + s\sigma_0 \cos 2\varphi + (1+s^2) \left[(p + \sigma_m)(p + \sigma_m) \right]^{1/2}}{(1+s^2)(\sigma_p + p) + s^2\sigma_0 \cos 2\varphi + 2s \left[(p + \sigma_m)(p + \sigma_m) \right]^{1/2}}, \end{aligned} \quad (7)$$

где $\sigma_m = \sigma_m + \sigma_0$. Очевидно, случай $p = 0$ соответствует площади под кривой пропускания. Для исследования свойств интеграла пропускания использовали лаплас-отображение по переменной $y = 1 + p/\sigma_m$:

$$\tilde{T}(y) = \frac{1}{\sqrt{y(y+\alpha)}} \frac{2sy + s\alpha + (1+s^2)\sqrt{y(y+\alpha)}}{(1+s^2)y + \alpha(\sin^2\varphi + s^2\cos^2\varphi) + 2s\sqrt{y(y+\alpha)}}, \quad (8)$$

где $\alpha = \sigma_0/\sigma_m$ рассматривается как большой по сравнению с единицей параметр, относительно которого проводится разложение $\tilde{T}(y)$ для нахождения соответствующих асимптотических форм оригинала.

Интеграл пропускания для $\varphi = 0$. Пренебрежение интерференцией резонансного и потенциального рассеяния ($\varphi = 0$) справедливо для ядер с относительно большим радиационным захватом, или резонансов рассеяния с малым собственным потенциальным сечением по отношению к общему нерезонансному

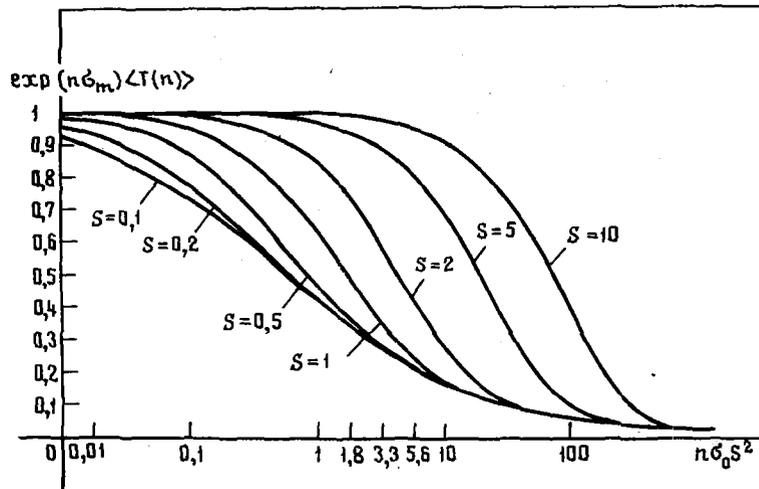


Рис.1. Расчет функции $\langle T(n, \sigma_0, s, \varphi) \rangle$ при $\varphi = 0$

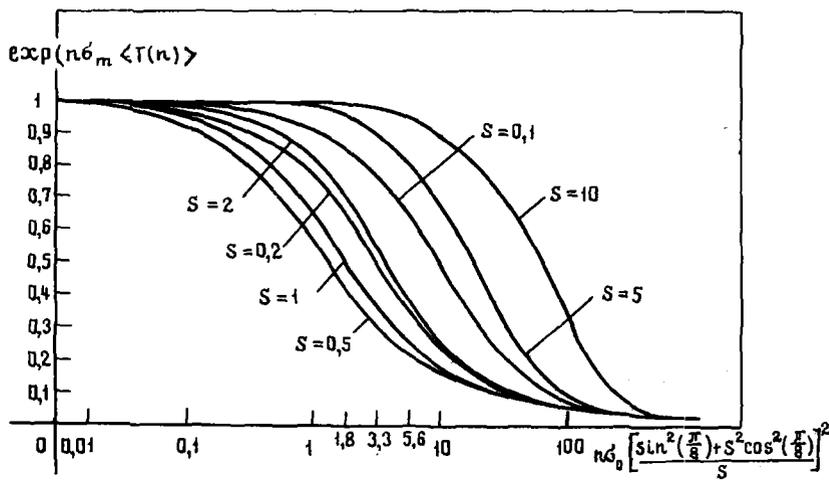


Рис.2. Расчет функции $\langle T(n, \sigma_0, s, \varphi) \rangle$ при $\varphi = \frac{\pi}{8}$

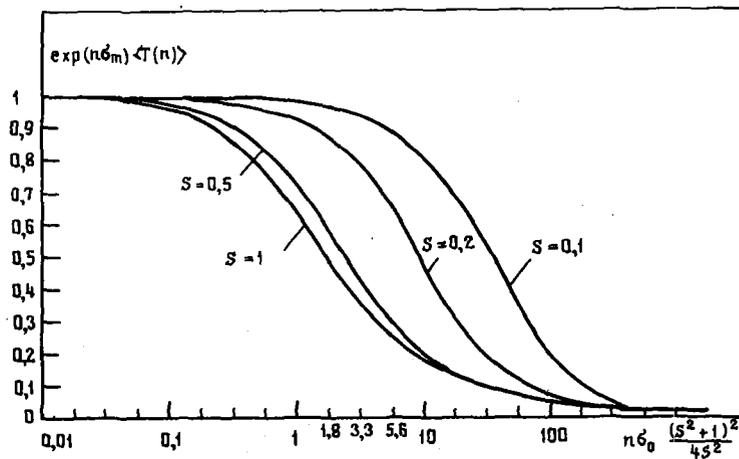


Рис.3. Расчет функции $\langle T(n, \sigma_0, s, \varphi) \rangle$ при $\varphi = \frac{\pi}{4}$

(фоновому) сечению рассеяния. Для нахождения асимптотической зависимости интеграла пропускания воспользуемся его представлением в виде ряда (5), где функции Бесселя при больших значениях аргумента выбираются в виде [9]

$$\exp(-z)I_k(z) \approx \frac{1}{\sqrt{2\pi z}} \left(1 - \frac{4k^2-1}{8z} + \dots \right).$$

Суммируя затем ряд (5), найдем асимптотику интеграла пропускания при $s^2 n \sigma_0 \gg 1$:

$$\exp(n\sigma_p) \langle T(n\sigma_0, s, 0) \rangle \approx \frac{1}{s\sqrt{\pi n\sigma_0}} + \frac{1}{4} \frac{3s^2-2}{s\sqrt{\pi n\sigma_0} s^2 n \sigma_0}. \quad (9)$$

В пределе зависимость от толщины образца n есть

$$\langle T(n\sigma_0, s, 0) \rangle \rightarrow \exp(-n\sigma_p) / s\sqrt{\pi n\sigma_0}. \quad (10)$$

Такая зависимость известна в теории резонансного поглощения нейтронов блоком (теория Гуревича-Померанчука [10, 2]).

Можно подобрать большое число комбинаций различных функций, дающих правильные предельные при $n\sigma_0 \gg 1$ (9) и $n\sigma_0 \ll 1$ (3) переходы. Для аппроксимации расчетных данных (см. рис. 1) старались найти наиболее простые, дающие минимальную погрешность и кроме этого позволяющие проводить интегрирование в аналитической форме (это необходимо для дальнейших построений теории самоэкранирования в гетерогенных средах). Самые простые комбинации

$$\begin{aligned} \langle T(n\sigma_0, s, 0) \rangle &\approx \exp(-n\sigma_p) (1 + \pi s^2 n \sigma_0)^{-1/2}; \\ \langle T(n\sigma_0, s, 0) \rangle &\approx \exp(-n\sigma_p) \exp(-s^2 n \sigma_0 / 2) I_0(s^2 n \sigma_0 / 2); \\ \langle T(n\sigma_0, s, 0) \rangle &\approx \exp(-n\sigma_p) \exp(s^2 n \sigma_0) E_{zfc}(s\sqrt{n\sigma_0}), \end{aligned}$$

дающие правильную асимптотику при $s^2 n \sigma_0 \gg 1$ и правильное значение при $n\sigma_0 = 0$, однако не описывающие наклона кривой пропускания - первый член разложения (3) при малых $n\sigma_0$ (см. рис. 1).

В целях построения более корректной аппроксимационной формулы для интеграла пропускания обратимся к лаплас-отображению (8), которое при $\varphi = 0$ можно преобразовать к виду

$$\begin{aligned} \tilde{T}(y) &= \frac{1}{\sqrt{y(y+\alpha)}} \frac{s\sqrt{y} + \sqrt{y+\alpha}}{s\sqrt{y+\alpha} + \sqrt{y}} = \frac{2s}{1+s^2} \frac{1}{\sqrt{y(y+\alpha)}} + \frac{(1-s^2)^2}{1+s^2} \frac{1}{(s\sqrt{y+\alpha} + \sqrt{y})^2} + \\ &+ \frac{s(1-s^2)}{1+s^2} \frac{\alpha}{\sqrt{y(y+\alpha)}(s\sqrt{y+\alpha} + \sqrt{y})^2}. \quad (II) \end{aligned}$$

Оригиналом для первого члена (11) является функция [11]:

$$T_1 = \frac{2s}{1+s^2} \exp(-n\sigma_0/2) I_0(n\sigma_0/2).$$

Для остальных членов (11) точный вид оригиналов - это интегралы такой же сложности, как и исходный интеграл пропускания (4). Однако, зная отображение, можно исследовать асимптотические свойства оригинала и сконструировать упрощенное его представление, достаточно хорошо воспроизводящее представление.

Разбиение \tilde{T} на три части дает возможность построить приближенное выражение для функции пропускания с погрешностью, слабо зависящей от значений параметров. Исследуя второй член отображения, можно получить для соответствующего оригинала аппроксимацию простого вида:

$$T_2 \approx \frac{(1-s)^2}{1+s^2} \exp\left(-n\sigma_0 \frac{s}{1+s}\right),$$

дающую погрешность при всех значениях параметров $n\sigma_0$ и s не более 10%. Для третьей части простой аппроксимации в специальных функциях, дающей малую погрешность и правильные предельные переходы (в том числе и площадь), найти не удалось. Наиболее точной можно считать аппроксимацию вида

$$T_3 \approx \frac{1-s^2}{1+s^2} \left\{ 1 - \exp\left[-n\sigma_0 s / (1+s)^2\right] \right\} \left\langle \exp\left\{-\frac{n\sigma_0}{2} \left[1 + s^2 / (1+s)^2\right]\right\} \times \right. \\ \left. \times I_0 \left\{ \frac{n\sigma_0}{4} \left[\frac{s^2}{(1+s)^2} + 1 + \frac{4s}{(1+s)^2} \right] \right\} + \left[1 - \exp(-n\sigma_0/4) \right] \exp(n\sigma_0 s^2) E_{zfc}(s\sqrt{n\sigma_0}) \right\rangle,$$

сохраняющую первые две производные в точке нуль и правильную асимптотику. В результате наше приближенное выражение для интеграла пропускания имеет вид

$$T \approx T_1 + T_2 + T_3, \quad (12)$$

погрешность которого нигде не превышает 10% и интеграл по $n\sigma_0$ в пределах от 0 до ∞ вычисляется аналитически. Этот интеграл при $\sigma_0 \gg \sigma_p$ должен, очевидно, мало отличаться от точного. Действительно, наши приближения для второй и третьей частей разбиения лаплас-отображения (11) получены так, чтобы сохранять правильный предельный переход при $y \rightarrow 0$ (на асимптотике по $n\sigma_0$), а этот переход в случае $\sigma_0 \gg \sigma_p$ в конечном счете и есть площадь под кривой пропускания (?). Заметим, что результат интегрирования приближенного выражения (12) комбинируется из коренных выражений, типичных для задач о самоэкранировании в бесконечных гомогенных средах [1, 2]. Можно, конечно, подобрать и более простые аппроксимации, где, однако, интегралы имеют более сложную структуру, например

$$\langle T(n\sigma_0, s, 0) \rangle \approx \exp(-n\sigma_p) \left[\mathcal{E}^2 s^2 (n\sigma_0)^2 + \frac{4s}{1+s} n\sigma_0 + 1 \right]^{-1/4},$$

дающую правильные асимптотические значения и погрешность не выше 15%, однако существенно занижающую площадь.

Общий случай $\varphi \neq 0$. Исследования свойств интеграла пропускания в общем случае подобны исследованиям, проведенным выше для $\varphi = 0$. Асимптотическая зависимость при больших $n\sigma_0$ может быть получена как из представления интеграла рядом Неймана (5), так и из интегральных представлений (4) методом перевала:

$$\exp(n\sigma_m) \langle T(n\sigma_0, s, \varphi) \rangle \rightarrow \frac{s}{m} \frac{1}{\sqrt{\pi n\sigma_0}} \left\{ 1 + \frac{1}{4n\sigma_0} \left[1 + \frac{2\sin^2 2\varphi (1-s^2)^2}{m^2} - \frac{2\cos 2\varphi (1-s^2)}{m} \right] \right\},$$

где $m = \sin^2 \varphi + s^2 \cos^2 \varphi$. В пределе эта зависимость аналогична выражению (10):

$$\langle T(n\sigma_0, s, \varphi) \rangle \rightarrow \exp(-n\sigma_m) s / m \sqrt{\pi n\sigma_0} \quad (13)$$

с той лишь особенностью, что сечение σ_m может быть значительно меньше σ_p (в принципе возможно $\sigma_m = 0$).

Лаплас-отображение в общем случае также можно представить в виде суммы трех членов с зависящими от s коэффициентами, всегда меньшими единицы:

$$\begin{aligned} \tilde{T}(y) = & \frac{2s}{1+s^2} \frac{1}{\sqrt{y(y+\alpha)}} + \frac{(1-s^2)^2}{(1+s^2)^2} \left[y + \frac{m\alpha}{1+s^2} + \frac{2s}{1+s^2} \sqrt{y(y+\alpha)} \right]^{-1} + \\ & + \frac{s(1-s^2)\alpha \cos 2\varphi}{(1+s^2)^2 \sqrt{y(y+\alpha)}} \left[y + \frac{m\alpha}{1+s^2} + \frac{2s}{1+s^2} \sqrt{y(y+\alpha)} \right]^{-1}. \end{aligned}$$

Вычисляя оригинал для первого члена точно и находя для остальных двух приближенные выражения, учитывающие асимптотические свойства отображений (13), приходим к аппроксимационной формуле (12):

$$T \approx T_1 + T_2 + T_3,$$

$$\begin{aligned} \text{где } T_2 \approx & \frac{(1-s)^2}{1+s^2} \exp \left[-n\sigma_0 \frac{m+s}{(1+s)^2} \right] I_0 \left(n\sigma_0 \frac{\sqrt{s}}{1+s} \frac{\sin 2\varphi}{\sin \varphi + \cos \varphi} \right); \\ T_3 \approx & \frac{1-s^2}{1+s^2} \cos 2\varphi \left\{ 1 - \exp \left[-n\sigma_0 s / (1+s)^2 \right] \right\} \left\langle \exp \left[-(n\sigma_0/2) \left[1 + m / (1+s)^2 \right] \right] \times \right. \\ & \left. \times I_0 \left\{ \frac{n\sigma_0}{4} \left[\frac{m}{(1+s)^2} + 1 + \frac{4s}{(1+s)^2} \right] \right\} + \left[1 - \exp(-n\sigma_0/4) \right] \exp(n\sigma_0 m^2/s^2) E_{zfc} \left(\sqrt{n\sigma_0} \frac{m}{s} \right) \right\rangle \end{aligned}$$

Погрешность этой формулы нигде не превышает 10%, а интеграл представлен как сумма коренных выражений.

Простой результат получается в случае $\varphi = \pi/4$:

$$T \approx \exp(-n\sigma_p) \left[\frac{2s}{1+s^2} I_0 \left(\frac{n\sigma_0}{2} \right) + \frac{(1-s)^2}{1+s^2} I_0 \left(\frac{n\sigma_0}{2} \frac{\sqrt{2s}}{1+s} \right) \right],$$

где очевидны переходы к точным пределам при больших и малых $n\sigma_0$.

Из изложенного можно сделать вывод, что усредненная по резонансам функция пропускания описывается рядом Неймана по функциям Бесселя мнимого аргумента (5); наиболее естественна ее аппроксимация суперпозицией функций $\exp(-An\sigma_0) I_k(Bn\sigma_0)$. Этот вывод отличается от обычно используемой аппроксимации функции пропускания суммой экспонент. В нашем случае при больших $n\sigma_0$ существенна коренная зависимость функции пропускания на больших толщинах, не воспроизводимая во всем интервале суммой экспонент. Параметрами такого рассмотрения являются обычные средние резонансные параметры, значения которых могут быть уточнены при соответствующем анализе кривых пропускания, измеряемых экспериментально.

Список литературы

1. Николаев М.Н. Исследования по физике распространения быстрых и промежуточных нейтронов в средах. Автореферат дис. на соиск. учен. степ. М., МИФИ, 1964.
2. Лукьянов А.А. Замедление и поглощение резонансных нейтронов. М., Атомиздат, 1974.
3. Лукьянов А.А. Структура нейтронных сечений. М., Атомиздат, 1978.
4. Seth K.K. *Ann. Phys.*, 1959, v.8, p.223.

5. Комаров А.В., Лукьянов А.А. Вопросы теоретического анализа данных по пропусканью нейтронов в области неразрешенных резонансов. - Препринт ФЭИ-894. Обнинск, 1979.
6. Лукьянов А.А. В кн.: Резонансное поглощение нейтронов. М., ЦНИИатоминформ, 1978, с.155.
7. Барк Л.С., Кузнецов П.И. Таблицы цилиндрических функций от двух мнимых переменных. М., ВЦ АН СССР, 1962.
8. Агрест М.М., Максимов М.З. Теория неполных цилиндрических функций и их приложения. М., Атомиздат, 1965.
9. Градштейн И.С., Рыжик И.М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. М., Физматгиз, 1963.
10. Гуревич И.И., Померанчук И.Я. В кн.: Материалы Международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Женева, 1955. Т.5. М., Изд-во АН СССР, 1958, с.557.
11. Диткин В.А., Прудников А.П. Справочник по операционному исчислению. М., Высшая школа, 1965.

Статья поступила в редакцию 8 февраля 1980 г.

УДК 539.170.013

ПРОГРАММА МНОГОУРОВНЕВОГО АНАЛИЗА РЕЗОНАНСНЫХ СЕЧЕНИЙ

Е.В. Колесов

THE PROGRAM OF RESONANCE CROSS-SECTION MANYLEVEL ANALYSIS. The manylevel computer program for resonance cross-section analysis is developed. As example, the results of manylevel fitting for ^{239}Pu fission cross-section in range 22,2-24,6 eV are presented. Fitting cross-sections are in a good agreement with experimental data.

Постановка задачи. Для описания энергетической зависимости сечений в резонансной области используются формулы S-матричной теории (см., например, работу /1/). Сечения в этом случае записываются в виде суммы вкладов брейт-вигнеровских резонансов:

$$\sigma_f(E) = \frac{0,65 \cdot 10^{+6}}{E} \sum_m \left[\frac{G_m^f}{v_m} \psi \left(\frac{v_m}{\Delta}; \frac{\mu_m - E}{v_m} \right) + \frac{H_m^f}{v_m} \chi \left(\frac{v_m}{\Delta}; \frac{\mu_m - E}{v_m} \right) \right];$$

$$\sigma_t(E) = \sigma_p + \frac{0,65 \cdot 10^{+6}}{E} \sum_m \left[\frac{G_m}{v_m} \psi \left(\frac{v_m}{\Delta}; \frac{\mu_m - E}{v_m} \right) + \frac{H_m}{v_m} \chi \left(\frac{v_m}{\Delta}; \frac{\mu_m - E}{v_m} \right) \right],$$

где σ_p - сечение потенциального рассеяния; v_m - ширина резонанса; μ_m - его положение. Параметры $\sigma_m, \mu_m, v_m, G_m^f, H_m^f, G_m, H_m$ подлежат определению. Функции

$$\psi(\xi, x) = \frac{\xi}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp[-\xi^2(x-y)^2]}{1+y^2} dy;$$

$$\chi(\xi, x) = \frac{\xi}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{y \exp[-\xi^2(x-y)^2]}{1+y^2} dy,$$

где $\Delta^2 = 4 \cdot 0,86 \cdot 10^{-4} TE / (A+1) + 0,0008 \tau^2 E^3$; T - температура образца; A - его относительная атомная масса; τ - аппаратное разрешение; E - энергия. Эти функции учитывают температурное уширение резонансов и уширение за счет аппаратного разрешения.

Для нахождения резонансных параметров используется критерий χ -квадрат. Если имеется набор экспериментальных данных по сечениям $\{\sigma_{\text{exp},f}^i\}$ или $\{\sigma_{\text{exp},t}^i\}$ и значения среднеквадратичных ошибок $\{\theta_{f,i}^2\}$ или $\{\theta_{t,i}^2\}$ в точках E_i энергетической шкалы, то искомые параметры выбираются таким образом, чтобы минимизировать величину

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \frac{[\sigma(E_i) - \sigma_{\text{exp}}^i]^2}{\theta_i^2},$$

где N - число экспериментальных точек.

При фиксированных значениях μ_m и ν_m задача нахождения параметров G_m^f и H_m^f (или σ_p , G_m , H_m) наиболее проста (см., например, работу [2]). Это обстоятельство используется в случае, когда μ_m и ν_m находятся из файлов полного сечения, а G_m^f и H_m^f - из файлов сечения деления. Если производится поиск всех параметров одновременно, задача существенно усложняется в связи с нелинейной зависимостью сечений от параметров. Поэтому приходится использовать различного рода приближенные методы отыскания параметров. Большое число параметров, а также сложный вид функций Ψ и χ вызывают дополнительные трудности.

Структура расчетной программы. Программный комплекс, реализующий решение поставленной задачи, построен по модульному принципу. Вычисления организуются специальной управляющей программой-диспетчером (MAIN), которая осуществляет вызов и проработку необходимых функциональных модулей комплекса. Последовательность выполнения модулей определяется с помощью заданных пользователем управляющих начальных данных. Структура комплекса представлена на рис.1.

Модуль 1 состоит из трех связанных друг с другом подпрограмм. Значения $\{\sigma_{\text{exp},f}^i\}$ или $\{\sigma_{\text{exp},t}^i\}$, $\{\theta_{f,i}^2\}$ или $\{\theta_{t,i}^2\}$ и $\{E_i\}$ в определенном порядке заносятся подпрограммой XEDO2 в заранее фиксированные места оперативной памяти. Далее с помощью подпрограммы INT вычисляется площадь под резонансной кривой, задаваемой набором экспериментальных значений сечений в точках E_i . Наконец, подпрограмма G1 позволяет по значению площади под резонансом вычислить параметр G_m . Подпрограмма G1 требует лишь очень приближенного значения параметра ν_m .

Модуль 2 позволяет вычислить параметры G_m , H_m и, если анализируется полное сечение, σ_p при известных заранее значениях μ_m и ν_m . В случае, когда μ_m и ν_m берутся из анализа полного сечения, применение этого модуля позволяет существенно сократить время нахождения параметров сечения деления. В этот модуль входят четыре подпрограммы. Подпрограмма XEDO1 аналогична подпрограмме XEDO2. UB-подпрограмма позволяет фиксировать все параметры некоторых резонансов и считать их неизменными. Она применяется в том случае, когда параметры какого-нибудь резонанса уже известны достаточно точно. Подпрограмма MINSQ является основной в этом модуле. Она осуществляет нахождение параметров G_m , H_m , σ_p . Подпрограмма SIG2 вычисляет значения сечений и их среднеквадратичных ошибок и накапливает их в определенном месте оперативной памяти машины для последующей печати.

Модуль 3 является основной функциональной частью всего программного комплекса. Его основу составляет FUMILL- подпрограмма нелинейной параметризации по методу наименьших квадратов, написанная в ОЯМ [3] и включенная в общую библиотеку системных подпрограмм. Подпрограмма XEDO действует аналогично XEDO1 и XEDO2. Далее с помощью подпрограммы FUMILL происходит подгонка параметров. Подпрограмма XBOEF печатает вычисленные значения сечений, их среднеквадратичные ошибки, экспериментальные значения сечений из файлов, соответствующие значения энергий и вклад отдельных точек в χ -квадрат.

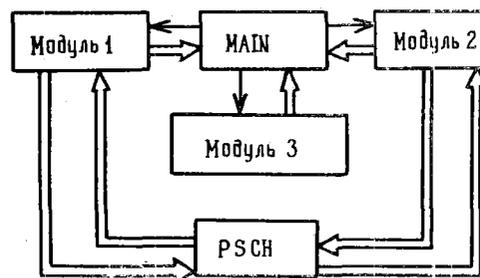


Рис.1. Структура комплекса:
 → - управляющие связи, ⇔ -
 информационные связи

Подпрограмма РСЧН используется первым и вторым модулями для усреднения брейт-вигнеровских резонансов по температуре и разрешению. Описание метода, использованного в этой программе, можно найти в работе [4]. Подпрограмма изложена в работе [5].

Все модули вычисляют значения ошибок для резонансных параметров. В случае применения модуля З вычисляются также значения коэффициентов корреляции каждого параметра с линейной комбинацией остальных.

Для успешной работы всего комплекса достаточно задать приближенные значения параметров μ_m и ν_m . Для ускорения расчетов можно задавать приближенные значения G_m и H_m , если они известны. При расчетах в качестве приближенных значений некоторых параметров и для сравнения использовались данные работ [1,6,7].

Возможности расчетной программы. Все модули программы написаны на алгоритмическом языке ФОРТРАН-ДУБНА и ориентированы для работы на ЭВМ БЭСМ-6. Возможности программы определяются в основном возможностями подпрограммы FUMILLI. Программа дает возможность одновременно анализировать до 500 экспериментальных точек. В результате такого анализа может быть подогнано до 50 параметров, т.е. могут быть найдены сразу параметры 12 резонансов. Общее число параметров (включая фиксированные) может достигать 100. Максимальное число анализируемых точек может быть увеличено за счет расширения некоторых COMMON-блоков в расчетной программе и в подпрограмме FUMILLI.

Время работы программы сильно увеличивается с ростом числа свободных параметров, а время работы подпрограммы FUMILLI зависит от точности начальных приближений параметров. Именно поэтому в программе предусмотрены последовательные уточнения параметров.

Пример расчетов. В качестве примера производился анализ данных Блонса по сечению деления ^{239}Pu в области энергий 22,2-26,4 эВ с разрешением $\tau = 0,025$ мк.с/м. В данных Блонса не приводятся значения среднеквадратичных ошибок для сечений, поэтому они принимались равными $\sqrt{\sigma_f(E_i)}$ [8]. Параметры трех резонансов, попадающих в эту область, приводятся в таблице вместе с аналогичными параметрами работ [1,6,7].

Значения параметра μ , определяющего положение резонанса, оказались несколько больше аналогичных значений, приводимых, например, в работе [1] или [6]. Но расстояния между положениями резонансов совпадают (с точностью до ошибок в определении значений энергии) с расстояниями, приведенными в работе [1] или [6]. Это дает возможность путем сдвига энергетической шкалы достичь большего совпадения положений резонансов.

Сравнение резонансных параметров

Данные	μ , эВ	ν , эВ	G , мэВ	H , мэВ
Настоящей работы	22,33	$0,059 \pm 0,003$	$2,284 \pm 0,045$	$-0,134 \pm 0,014$
[1]	22,24	0,050	2,995	-0,038
[7]	22,35	0,050	2,004	-0,037
[6]	22,21	0,052	$2,160 \pm 0,080$	$-0,077 \pm 0,028$
Настоящей работы	23,95	$0,094 \pm 0,036$	$0,103 \pm 0,017$	$0,009 \pm 0,010$
[1]	23,88	0,050	0,078	0,02
[7]	23,91	0,054	0,085	0,014
[6]	23,90	0,038	$0,037 \pm 0,029$	$0,035 \pm 0,015$
Настоящей работы	26,35	$0,041 \pm 0,006$	$1,146 \pm 0,044$	$0,024 \pm 0,021$
[1]	26,25	0,035	1,312	-0,010
[7]	26,33	0,037	1,102	-0,017
[6]	26,28	0,035	$1,113 \pm 0,010$	$0,137 \pm 0,046$

Ширина ν резонанса при 23,95 эВ оказалась существенно больше аналогичного резонанса, приведенного в работах [1,6], из-за слабого разрешения. Это указывает на необходимость использования полного сечения для определения параметра ν . Параметры ν остальных резонансов по той же причине оказались несколько больше. Значение χ -квадрат получилось в среднем равным 0,25 на точку. На рис.2 приводится графическое сравнение расчетного и экспериментального сечений.

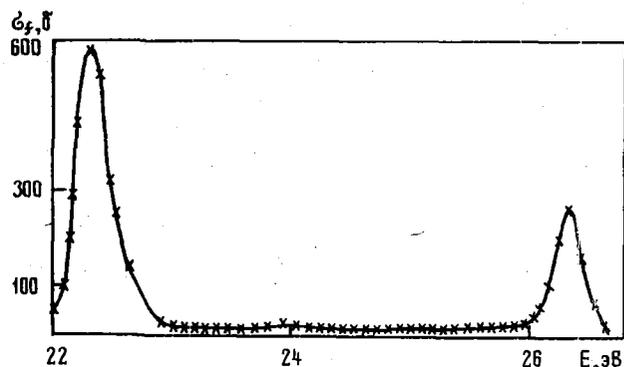


Рис.2. Расчетное (кривая) и экспериментальное (точки) сечения деления ^{239}Pu в области 22,2-26,4 эВ

x x
x

Программный комплекс, описанный в данной работе, предназначен для многоуровневого анализа полного сечения и сечения деления плутония и урана в области разрешенных резонансов, а также других элементов, для которых разрешение позволяет выделить резонансную структуру. Он ориентирован на использование на ЭВМ БЭСМ-6, имеющей достаточное быстродействие. Вычисления организованы таким образом, что на выходе получаются значения резонансных параметров, практически не требующие уточнений при заданной степени точности и наилучшим образом описывающие (в рамках выбранного критерия) анализируемый спектр экспериментальных сечений.

По сравнению с аналогичными программами многоуровневого анализа сечений предлагаемая программа является более автоматизированной и позволяет помимо самих параметров получать их ошибки, а также коэффициенты корреляции параметров.

Резонансные параметры, рассчитанные на данный момент с помощью программы, как отмечалось, находятся в хорошем соответствии с другими результатами. Различия вызваны недостаточностью анализа экспериментальных сечений для однозначного определения параметров межуровневой интерференции. Для более точного их определения необходимо использовать данные о пропускании резонансных нейтронов и сечениях реакций, измеренных на фильтрованных пучках.

Список литературы

1. Лукьянов А.А. Замедление и поглощение резонансных нейтронов. М., Атомиздат, 1974.
2. Федоров В.В. Теория оптимального эксперимента. М., Наука, 1971.
3. Силин И.Н. Стандартная программа для решения задач методом наименьших квадратов. Препринт - 3362. Дубна, 1967.
4. O'Shea D.M., Thomas H.C. Trans.Amer.Nucl.Soc., 1963, v.6, p.36.
5. В.Н.Кощеев, М.Н.Николаев. Расчет $J_n(\beta, \xi, \alpha, \delta)$ -функций, используемых для вычисления резонансных интегралов. Обнинск, ФЭИ, 1979.
6. Adler P.I., Adler D.B. Proceedings Conference on Neutron Cross-Section and Technology. Washington, 1968, p.967-974.
7. Тошков С. Интерференционный анализ сечения деления ^{239}Pu . Автореферат дис. на соиск. учен. степ. канд. физ. наук. София, 1976.
8. SINPA-A(1935-1976). V.2, p.1737.

Статья поступила в редакцию 8 февраля 1980 г.

МЕТОДИЧЕСКИЕ ВОПРОСЫ ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ
КОЛЛЕКТИВНОГО ДВИЖЕНИЯ В НАГРЕТЫХ ЯДРАХ

И.Р. СВИНЬИН

METHODOICAL PROBLEMS OF THE PHENOMENOLOGICAL THEORY OF THE COLLECTIVE MOTION IN HEATED NUCLEI. It is considered how to take into account the energy conservation law when describing the collective motion in heated nuclei within nuclear friction approach. The problem of small vibrations in viscous medium is investigated as an example. It is shown that in this case the motion is characterized by the motion integral that plays the same role as the mechanical energy in closed systems. At the same time stationary states are replaced by pseudostationary ones. The influence of the random force is discussed.

Феноменологические теории ядерных явлений, обусловленных коллективным движением нуклонов (деление ядер, низколежащие возбужденные состояния и т.п.) основываются на введении небольшого числа коллективных переменных и построении гамильтониана, зависящего только от этих переменных. При подобном подходе неизбежно возникает вопрос о связи коллективных и не учитываемых явно "внутренних" степеней свободы. Существование такой связи и возможность ее сильного влияния на динамику коллективного движения подтверждаются экспериментально. Например, данные о средних кинетических энергиях и энергиях возбуждения осколков вынужденного деления указывают на необратимую передачу по крайней мере части энергии из делительных во внутренние степени свободы при спуске с барьера деления. Об этом свидетельствуют также некоторые теоретические расчеты. Так, в работе [1] показано, что в нагретых ядрах могут существовать хорошо выделенные коллективные моды, аналогичные однофононным состояниям холодных ядер, но обладающие в отличие от последних шириной 2-3 МэВ.

Чтобы описать влияние внутренних степеней свободы в рамках феноменологического подхода, была выдвинута концепция ядерного трения (обширный список работ по этой теме приведен в обзоре [2]). Формально она сводится к тому, что в уравнения для коллективных переменных добавляются члены, аналогичные членам, представляющим силы трения в классической механике, которые приводят к диссипации коллективной энергии. Эту процедуру удается в какой-то степени обосновать микроскопически в приближении линейного отклика [3-4].

В связи с концепцией ядерного трения возникает ряд важных вопросов. Одним из них является вопрос о том, каким образом ввести трение в уравнения квантовой механики. Как правило, классические уравнения движения с неконсервативными силами нельзя написать в гамильтоновой форме, а значит, невозможно применить обычную процедуру квантования. Однако в одном важном для приложений случае (для сил трения, пропорциональных импульсам) традиционную схему удается реализовать (см., например, работы [5-7]). Так, одномерное движение частицы с массой m в декартовых координатах ($F_{тр} = -\alpha m \dot{x}$) описывается гамильтонианом вида

$$\hat{H} = \frac{\hat{p}^2}{2m} \exp(-\alpha t) + V(\hat{x}, t) \exp(\alpha t), \quad (1)$$

где α - коэффициент трения; \hat{p} - оператор импульса; t - время; $V(\hat{x}, t)$ - внешнее поле. В последние годы были предложены альтернативные формы гамильтониана, полученные на основе принципа соответствия [2]. Все они приводят к сложному нелинейному уравнению Шредингера и в данной работе обсуждаться не будут.

Большое значение имеет также вопрос, достаточно ли для описания влияния внутренних степеней свободы сил трения. Как известно, влияние вязкой среды на движение частицы одной силой трения, строго говоря, не описывается. Такое приближение не учитывает флуктуаций координат и импульсов, зависящих от теплового состояния среды, и в некоторых случаях оказывается неудовлетворительным (например, для броуновского движения). Недостатки этого приближения проявляются и при

квантовом рассмотрении. Как показано в работах [7,8], оно приводит к физически неправильно (хотя формально непротиворечивому) описанию наблюдаемых при $t \gg \alpha^{-1}$, когда флуктуации играют определяющую роль.

В случае броуновского движения правильное описание достигается переходом к уравнению Ланжевена [9-10], т.е. добавлением в уравнение случайной силы. Ее характеристики определяются температурой среды, которая рассматривается как термостат. Подобный подход можно использовать в квантовой механике [8,11]. Он приводит, во-первых, к замене гамильтониана (1) на

$$\hat{H} = \frac{\hat{p}^2}{2m} \exp(-\alpha t) + [V(\hat{x}, t) - A(t)\hat{x}] \exp(\alpha t), \quad (2)$$

а, во-вторых, к дополнительному усреднению наблюдаемых по распределению случайной силы $A(t)$. Результаты, полученные в работах [8,11] для квантового осциллятора, имеют правильную асимптотику при $t \rightarrow \infty$. Кроме того, как следует из работы [12], они согласуются с результатами микроскопического подхода [13]. Таким образом, имеются основания считать, что для феноменологического описания коллективного движения в нагретых ядрах более адекватным является гамильтониан типа (2).

Всякая феноменологическая теория должна учитывать тот факт, что атомное ядро в нулевом приближении является замкнутой системой и, следовательно, характеризуется такими интегралами движения, как энергия, угловой момент и т.д. В настоящей работе рассмотрен вопрос о том, каким образом можно учесть законы сохранения при описании коллективного движения гамильтонианом (2). Он исследуется на примере малых одномерных колебаний в вязкой среде. Эта простая задача допускает точное аналитическое решение и в то же время позволяет проиллюстрировать все принципиальные моменты.

Малые колебания в вязкой среде. Малые колебания в вязкой среде описываются уравнением Ланжевена [10]

$$m\ddot{x} + \alpha m\dot{x} + m\omega^2 x = A(t), \quad (3)$$

где ω - частота колебаний. Уравнение (3) можно получить с помощью функции Гамильтона

$$H(p, x, t) = \frac{p^2}{2m} \exp(-\alpha t) + \left[\frac{m\omega^2 x^2}{2} - xA(t) \right] \exp(\alpha t), \quad (4)$$

где $p = m\dot{x} \exp(\alpha t)$ - обобщенный импульс [6-8]. Соответствующее уравнение Шредингера имеет вид

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = \left\{ \frac{\hat{p}^2}{2m} \exp(-\alpha t) + \left[\frac{m\omega^2 \hat{x}^2}{2} - \hat{x}A(t) \right] \exp(\alpha t) \right\} \psi. \quad (5)$$

Уравнения (3), (5) применимы также тогда, когда имеется переменное внешнее поле. При этом $A(t)$ содержит как случайную, так и регулярную компоненты. Далее зависимость A от времени будет считаться заданной, так как вплоть до вычисления наблюдаемых характер вынуждающей силы несуществен.

Как показано В.А.Фоком [14], для систем, имеющих классический аналог, унитарное преобразование операторов представляет аналогию с касательным преобразованием классической механики. Поэтому вначале мы рассмотрим классическую задачу с точки зрения канонических преобразований, а затем используем соответствующие унитарные преобразования для решения уравнения (5). Такой подход облегчает интерпретацию результатов и для изложенных целей является наиболее удобным.

Как известно, решение уравнения (3) можно представить в виде суммы решения $Q(t)$ однородного уравнения с теми же начальными условиями и частного решения $\eta(t)$ неоднородного уравнения с нулевыми начальными условиями. Такое разбиение есть каноническое преобразование с помощью производящей функции

$$F(x, p, t) = (x - \eta) [p + m\dot{\eta} \exp(\alpha t)] + \phi(t),$$

где Π - новый импульс; $\sigma(t)$ - некоторая функция времени, определяемая ниже. Действительно,

$$Q = \frac{\partial F}{\partial \Pi} = x - \eta(t); \quad p = \frac{\partial F}{\partial x} = \Pi + m\dot{\eta} \exp(\alpha t). \quad (6)$$

Физически это соответствует переходу в движущуюся систему координат. Новая функция Гамильтона определяется формулой

$$H' = H(Q, \Pi, t) + \frac{\partial F}{\partial t},$$

где $H(Q, \Pi, t)$ - функция (4), выраженная через Q и Π .

H' имеет вид

$$H' = \left[\frac{\Pi^2}{2m} \exp(-\alpha t) + \frac{m\omega^2 Q^2}{2} \exp(\alpha t) \right] + (m\ddot{\eta} + m\alpha\dot{\eta} + m\omega^2\eta - A)Q \exp(\alpha t) + \left[\dot{\sigma} - \left(\frac{m\dot{\eta}^2}{2} - \frac{m\omega^2\eta^2}{2} + \eta A \right) \exp(\alpha t) \right].$$

Так как $\eta(t)$ - решение неоднородного уравнения, второе слагаемое обращается в нуль. Полагая

$$\dot{\sigma} = \left(\frac{m\dot{\eta}^2}{2} - \frac{m\omega^2\eta^2}{2} + \eta A \right) \exp(\alpha t),$$

имеем

$$H' = \frac{\Pi^2}{2m} \exp(-\alpha t) + \frac{m\omega^2 Q^2}{2} \exp(\alpha t).$$

Чтобы исключить явную зависимость гамильтоновой функции от времени, совершим масштабное преобразование с производящей функцией

$$F'(Q, P, t) = QP \exp(\alpha t/2).$$

В результате получим

$$H'' = \frac{P^2}{2m} + \frac{m\omega^2 X^2}{2} + \frac{\alpha XP}{2},$$

где $P = \Pi \exp(-\alpha t/2)$ и $X = Q \exp(\alpha t/2)$ - новые импульс и координата. Величина H'' является интегралом движения^X. Смысл этого закона сохранения обсуждается далее.

Перейдем к решению уравнения (5) методом унитарных преобразований. Если $\Psi' = \hat{S}\Psi$, где \hat{S} - унитарный оператор, то уравнение Шредингера $i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = \hat{H}\Psi$ преобразуется в следующее уравнение для функции Ψ' :

$$i\hbar \frac{\partial \Psi'}{\partial t} = \left(\hat{S}\hat{H}\hat{S}^{-1} + i\hbar \frac{\partial \hat{S}}{\partial t} \hat{S}^{-1} \right) \Psi' \equiv \hat{H}'\Psi'. \quad (7)$$

Сдвиг в координатном и импульсном пространстве и масштабное преобразование в квантовом случае осуществляются унитарными операторами:

$$\hat{S}_x = \exp\left(\frac{i}{\hbar} \eta \hat{p}\right); \quad \hat{S}_p = \exp\left[-\frac{i}{\hbar} \hat{x} m \dot{\eta} \exp(\alpha t) - \frac{i}{\hbar} \sigma(t)\right]; \\ \hat{S}_m = \exp\left[-\frac{i\alpha t}{4\hbar} (\hat{p}\hat{x} + \hat{x}\hat{p})\right].$$

^X Этот факт был отмечен ранее [6], но смысл его остался невыясненным. Попытка интерпретации была сделана в работе [7].

Используя уравнение (7) и налагая на $\eta(t)$ и $\sigma(t)$ те же условия, что и в классической задаче, нетрудно показать, что волновая функция

$$\Psi' = \hat{S}_M \hat{S}_p \hat{S}_x \Psi, \quad (8)$$

где Ψ - решение уравнения (5) удовлетворяет уравнению

$$i\hbar \frac{\partial \Psi'}{\partial t} = \left[\frac{\hat{p}^2}{2m} + \frac{m\omega^2 \hat{x}^2}{2} + \frac{\alpha(\hat{x}\hat{p} + \hat{p}\hat{x})}{4} \right] \Psi', \quad (9)$$

гамильтониан которого \hat{H}' является оператором интеграла движения H'' и удовлетворяет условию $d\hat{H}'/dt = 0$. Собственные функции и собственные значения оператора \hat{H}' в координатном представлении имеют вид [7]

$$\varphi_n = A_n \exp\left[-\frac{m\omega_0}{2\hbar} x^2 \left(1 + \frac{i\alpha}{2\omega_0}\right)\right] H_n\left(\sqrt{\frac{m\omega_0}{\hbar}} x\right);$$

$$E_n = \hbar\omega_0(n + 1/2); \quad (10)$$

где $A_n = (2^n n!)^{-1/2} (m\omega_0/\pi\hbar)^{1/4}$; $\omega_0 = (\omega^2 - \alpha^2/4)^{1/2}$; H_n - полиномы Эрмита.

Таким образом,

$$\Psi'_n = \varphi_n(x) \exp\left(-i \frac{E_n}{\hbar} t\right).$$

Здесь и далее результаты приводятся для случая периодического затухания, т.е. $\alpha < 2\omega$.

Частные решения уравнения (5) легко получить, обращая формулу (8):

$$\Psi_n = \hat{S}_x^{-1} \hat{S}_p^{-1} \hat{S}_M^{-1} \Psi'_n,$$

если учесть, что

$$\hat{S}_M^{-1} \Psi'(x, t) = \Psi' [x \exp(\alpha t/2), t] \exp(\alpha t/4),$$

действие оператора \hat{S}_p^{-1} сводится просто к умножению, а оператор \hat{S}_x^{-1} заменяет аргумент x на $x - \eta(t)$. Эти решения имеют вид

$$\Psi_n = A_n \exp\left[-\frac{it}{\hbar} \left(E_n + \frac{i\alpha\hbar}{4}\right) - \frac{m\omega_0}{2\hbar} \left(1 + \frac{i\alpha}{2\omega_0}\right) (x - \eta)^2 \exp(\alpha t)\right] \times$$

$$\times H_n\left[\sqrt{\frac{m\omega_0}{\hbar}} (x - \eta) \exp(\alpha t/2)\right] \exp\left[\frac{i}{\hbar} (x - \eta) m\dot{\eta} \exp(\alpha t) + \frac{i}{\hbar} \sigma(t)\right]$$

и совпадают с решениями, полученными другим методом в работе [6].

Закон сохранения энергии для малых колебаний в вязкой среде. Поскольку полученный выше интеграл движения H'' имеет размерность энергии, он должен быть связан с законом сохранения энергии для незамкнутой системы, которой является осциллятор в вязкой среде. Чтобы установить эту связь, рассмотрим изменение энергии осциллятора в поле силы $A(t)$, т.е.

$$E(t) = \frac{p^2}{2m} \exp(-2\alpha t) + \frac{m\omega^2 x^2}{2} - xA(t),$$

с течением времени (напомним, что p - обобщенный импульс). Используя уравнения движения, можно показать, что

$$\dot{E} = -2F - \alpha \dot{A}, \quad (11)$$

где $F = \alpha p^2 \exp(-2\alpha t)/2m$ - диссипативная функция, определяющая скорость рассеяния энергии в результате трения [15]. Из уравнения (11) следует, что

$$E(t) + 2 \int_0^t F(t') dt' + \int_0^t x \dot{A} dt' = E(0). \quad (12)$$

Последнее равенство выражает закон сохранения энергии в данной нестационарной задаче. Это становится очевидным, если переписать выражение (12) в виде

$$\tilde{E}(t) = \tilde{E}(0) + \int_0^t \dot{x} A dt' - 2 \int_0^t F(t') dt'. \quad (13)$$

где $\tilde{E}(t) = p^2 \exp(-2\alpha t)/2m + m\omega^2 x^2/2$ - энергия осциллятора как такового. Формула (13) выражает тот факт, что приращение энергии осциллятора как такового равно энергии, приобретенной от внешнего источника, за вычетом энергии, поглощенной средой.

Следует ожидать, что $H''(t)$ отличается от выражения (12) не более чем на постоянную величину, т.е. началом отсчета:

$$H'' + \text{const} = E(t) + 2 \int_0^t F(t') dt' + \int_0^t x(t') \dot{A}(t') dt'. \quad (14)$$

Выражая $H''(t)$ через первоначальные импульсы и координаты, дифференцируя (14) по времени и используя уравнения движения, можно убедиться, что это действительно так. Полагая в выражении (14) $t = 0$, определим значение постоянной:

$$\text{const} = -A(0)x(0) - \alpha x(0)p(0)/2.$$

Приведенный к правильному, т.е. единому с $E(0)$, началу отсчета интеграл движения (обозначим его H_0) имеет вид

$$H_0 = \frac{[p - m\dot{\eta} \exp(\alpha t)]^2}{2m} \exp(-\alpha t) + \frac{m\omega^2 (x - \eta)^2}{2} \exp(\alpha t) - A(0)x(0) + \frac{\alpha (x - \eta) [p - m\dot{\eta} \exp(\alpha t)]}{2} - \frac{\alpha x(0)p(0)}{2} \quad (15)$$

и в любой момент времени равен начальной энергии осциллятора $E(0)$.

Аналогичную процедуру можно проделать при квантовомеханическом рассмотрении. Совершая преобразование, обратные (8), и переходя временно к гейзенберговскому представлению, можно привести оператор \hat{H}' к единому с оператором начальной энергии

$$\hat{E}_\Gamma(0) = \frac{\hat{p}^2(0)}{2m} + \frac{m\omega^2 \hat{x}^2(0)}{2} - A(0)\hat{x}(0)$$

началу отсчета. Фактически эта процедура сводится просто к замене в выражении (15) классических p и x операторами и симметризации их произведения. Если обозначить полученный оператор в гейзенберговском представлении \hat{H}_0^Γ , то

$$\hat{H}_0^\Gamma = \frac{[\hat{p}(t) - m\dot{\eta} \exp(\alpha t)]^2}{2m} \exp(-\alpha t) + \frac{m\omega^2 [\hat{x}(t) - \eta]^2}{2} \exp(\alpha t) - A(0)\hat{x}(0) + \frac{\alpha}{2} \left\{ \hat{x}(t) - \eta, \hat{p}(t) - m\dot{\eta} \exp(\alpha t) \right\} - \frac{\alpha}{2} \left\{ \hat{x}(0), \hat{p}(0) \right\}, \quad (16)$$

где $\{\hat{A}, \hat{B}\} = (\hat{A}\hat{B} + \hat{B}\hat{A})/2$ - симметризованное произведение.

При переходе к шредингеровскому представлению следует предварительно выразить операторы $\hat{x}(0)$ и $\hat{p}(0)$ через $\hat{x}(t)$ и $\hat{p}(t)$, а для этого необходимо решить операторные уравнения движения. Воспользуемся результатами работы [7], где получены решения в отсутствие внешней силы. Учет вынуждающей силы заключается в добавлении к ним частного решения $\eta(t)$ и соответственно $m\dot{\eta}\exp(\alpha t)$, что приводит к следующим результатам:

$$\hat{x}(t) - \eta(t) = \frac{\hat{p}(0)}{m\omega_0} \exp(-\alpha t/2) \sin \omega_0 t + \hat{x}(0) \exp(-\alpha t/2) \left(\cos \omega_0 t + \frac{\alpha}{2\omega_0} \sin \omega_0 t \right);$$

$$\hat{p}(t) - m\dot{\eta} \exp(\alpha t) = \hat{p}(0) \exp(\alpha t/2) \left(\cos \omega_0 t - \frac{\alpha}{2\omega_0} \sin \omega_0 t \right) - \frac{m\omega_0^2 \hat{x}(0)}{\omega_0} \exp(\alpha t/2) \sin \omega_0 t.$$

Подставив $\hat{p}(0)$ и $\hat{x}(0)$, выраженные через $\hat{p}(t)$ и $\hat{x}(t)$, в определение (16) и опустив зависимость от времени в операторах, получим оператор \hat{H}_0 в шредингеровском представлении, отвечающий классической величине H_0 :

$$\hat{H}_0 = \alpha(t) \frac{[\hat{p} - m\dot{\eta} \exp(\alpha t)]}{2m} \exp(-\alpha t) + \beta(t) \left\{ \hat{x} - \eta, \hat{p} - m\dot{\eta} \exp(\alpha t) \right\} + \\ + c(t) \frac{m\omega_0^2 (\hat{x} - \eta)^2}{2} \exp(\alpha t) - A(0) \left\{ (\hat{x} - \eta) \exp(\alpha t/2) d(t) - [\hat{p} - m\dot{\eta} \exp(\alpha t)] \exp(-\alpha t/2) f(t) \right\},$$

где

$$\alpha(t) = 1 + \frac{\alpha}{2\omega_0} \sin 2\omega_0 t + \frac{\alpha^2}{2\omega_0^2} \sin^2 \omega_0 t;$$

$$\beta(t) = \frac{\alpha\omega_0^2}{\omega_0^2} \sin^2 \omega_0 t;$$

$$c(t) = 1 - \frac{\alpha}{2\omega_0} \sin 2\omega_0 t + \frac{\alpha^2}{2\omega_0^2} \sin^2 \omega_0 t;$$

$$d(t) = \cos \omega_0 t - \frac{\alpha}{2\omega_0} \sin \omega_0 t;$$

$$f(t) = (m\omega_0)^{-1} \sin \omega_0 t.$$

Несмотря на сложную явную зависимость от времени, возникшую после всех этих операций, оператор \hat{H}_0 удовлетворяет условию $d\hat{H}_0/dt = 0$, которое выражает закон сохранения энергии в квантовой механике.

Так как выражение (17) весьма громоздко, удобно перейти к представлению, в котором записан гамильтониан \hat{H}' , т.е. выполнить над \hat{H}_0 преобразования сдвига и изменения масштаба. Если обозначить интеграл движения в этом представлении \hat{H}'_0 , то

$$\hat{H}'_0 = \alpha(t) \frac{\hat{p}^2}{2m} + \beta(t) \left\{ \hat{x}, \hat{p} \right\} + c(t) \frac{m\omega_0^2 \hat{x}^2}{2} - A(0) \left[\hat{x} d(t) - \hat{p} f(t) \right],$$

причем

$$\frac{\partial \hat{H}'_0}{\partial t} + \frac{i}{\hbar} [\hat{H}', \hat{H}'_0] = 0. \quad (18)$$

Найдем собственные значения и собственные функции оператора \hat{H}'_0 . Уравнение

$$\hat{H}'_0 \Phi = \varepsilon \Phi \quad (19)$$

после приведения к нормальной форме и очевидной замены переменной совпадает по виду со стационарным уравнением Шредингера для гармонического осциллятора, находящегося в постоянном однородном поле. Поэтому, опуская промежуточные выкладки, приведем сразу окончательный результат:

$$\varepsilon_n = \hbar\omega(n+1/2) - \frac{A^2(0)}{2m\omega^2}, \quad n=0,1,\dots; \quad (20)$$

$$\begin{aligned} \Phi_n = \exp \left\{ -\frac{im}{2\hbar a} \left[\beta x^2 + 2A(0)fx \right] - \frac{m\omega}{2\hbar a} (x-X)^2 \right\} \times \\ \times H_n \left[\sqrt{\frac{m\omega}{\hbar a}} (x-X) \right], \end{aligned} \quad (21)$$

где a, β, f определены в выражении (16), а

$$X(t) = \frac{A(0)}{m\omega^2} (\cos \omega_0 t + \frac{d}{2\omega_0} \sin \omega_0 t).$$

В уравнении (19) время является параметром, так что функции Φ_n определены с точностью до произвольного множителя, зависящего от времени. Поэтому нормировка в выражении (21) не указана. Интересно отметить, что спектр собственных значений (20) отличается от спектра, определенного формулой (10), не просто сдвигом по энергии, но также характерным расстоянием между уровнями. Можно показать, что сдвиг обусловлен слагаемым $A(0)\hat{x}(0)$, а изменение расстояния между уровнями — членом $d \{ \hat{x}(0), \hat{p}(0) \} / 2$ в формуле (16).

Как известно [14], если некоторый оператор L удовлетворяет условию $d\hat{L}/dt = 0$, то его собственные функции можно выбрать так, чтобы они одновременно удовлетворяли уравнению Шредингера со временем. Это справедливо и в том случае, когда гамильтониан явно зависит от времени. Так как оператор \hat{H}_0' подчиняется условию (18), уравнение (9) должно иметь решения вида

$$\tilde{\Psi}'_n = C_n T_n(t) \Phi_n(x,t). \quad (22)$$

Подставляя выражение (22) в (9), после громоздких, но простых вычислений можно найти

$$\begin{aligned} T_n = \bar{a}^{-1/4} \exp \left\{ -i(n+1/2) \arctg \left[\frac{d}{2\omega} + \frac{\omega_0}{\omega} \left(1 + \frac{d^2}{2\omega_0^2} \right) \operatorname{tg} \omega_0 t \right] + \right. \\ \left. + \frac{i}{\hbar\omega_0 a} \frac{A^2(0)}{2m\omega^2} \sin \omega_0 t \left(\cos \omega_0 t + \frac{d}{2\omega_0} \sin \omega_0 t \right) \right\}. \end{aligned}$$

При нормировке $\tilde{\Psi}'_n$ на единицу коэффициенты C_n определяются формулой

$$C_n = \left(\frac{m\omega}{\pi\hbar} \right)^{1/4} (2^n n!)^{-1/2}.$$

Явный вид решений $\tilde{\Psi}'_n$ уравнения (5), являющихся одновременно собственными функциями оператора \hat{H}_0' , ввиду громоздкости приводить не будем. Их легко получить обращением формулы (8). При $d=0$ $A(t) = \text{const}$. Эти решения совпадают с волновыми функциями стационарных состояний гармонического осциллятора в однородном постоянном поле.

Обсуждение результатов и выводы. Обсудим основные результаты, полученные в предыдущих разделах. Рассмотренная задача является нестационарной, т.е. энергия осциллятора не сохраняется. Вместо этого действует закон сохранения энергии в широком смысле — по существу первое начало термодинамики. Как следствие, существует интеграл движения, который играет ту же роль, что и механическая энергия в стационарной задаче, а именно: есть состояния, в которых этот интеграл движения имеет точно определенное значение, причем их волновые функции $\tilde{\Psi}'_n$ образуют полную ортогональную систему. Любое решение уравнения (5) можно представить в виде суперпозиции функций $\tilde{\Psi}'_n$ с постоянными коэффициентами. Такие состояния (назовем их псевдостационарными) являются аналогами стационарных состояний. Заметим, что сам факт существования псевдостационарных состояний не является специфической особенностью задачи о вынужденных колебаниях при наличии трения.

Напротив, ввиду всеобщности закона сохранения энергии можно утверждать, что псевдостационарные состояния существуют в любой нестационарной задаче.

Эти выводы справедливы при условии, что вынуждающая сила является заданной функцией времени. Рассмотрим, к каким изменениям приводит наличие случайной составляющей в $A(t)$. Хотя уравнение (5) является в этом случае стохастическим, метод решения, изложенный ранее, по-прежнему применим. Различия возникают на этапе вычисления наблюдаемых величин. Так как функции Ψ_n (а следовательно, и общее решение) зависят от величин $A, \eta, \dot{\eta}$, необходимо проводить дополнительное усреднение по ансамблю реализаций случайной силы. Результативно такая процедура эквивалентна описанию с помощью матрицы плотности [12]. Отсюда, в частности, следует, что при наличии случайной силы состояний с определенным значением H_0 не существует. Можно лишь говорить о сохранении энергии в среднем. Тем не менее псевдостационарные состояния по-прежнему являются выделенными, они имеют наименьшую возможную дисперсию энергии, определяемую исключительно флуктуациями силы $A(t)$.

Общий вывод, который вытекает из данного обсуждения и не связан с конкретным выбором потенциала, заключается в следующем: при феноменологическом описании с учетом связи с внутренними степенями свободы коллективное движение характеризуется сохранением в среднем величины типа H_0 . При этом стационарные состояния заменяются псевдостационарными с последующим усреднением. Псевдостационарные состояния характеризуются, по-видимому, и другими интегралами движения, являющимися обобщением переноса углового момента, его проекции и т.д. на нестандартный случай. Этот вопрос нуждается в дальнейшем изучении.

Список литературы

1. Блохин А.И., Игнатюк А.В. Ядерная физика, 1976, т.23, вып.2, с. 293-305.
2. Nasse R.W. Rept. Progr. Phys., 1978, v.41, №1027.
3. Koonin S., Hatch R., Randrup J. Nucl. Phys., 1977, v. A283, p.87.
4. Коломиец В.М. Ядерная физика, 1978, т.28, вып.2(8), с.367-380.
5. Caldirola P. Nuovo simento, 1966, v.46B, p.172.
6. Kerner E.H. Canad. J. Phys., 1958, v.36, №3, p.371.
7. Свинын И.Р. Препринт ФЭИ-430, 1973; Теоретическая и математическая физика, 1975, т.22, №1, с.97-108.
8. Свинын И.Р. Теоретическая и математическая физика, т.27, №2, с.270-278.
9. Langevin P. C.r.Acad.Sci., 1908, v.146, p.530.
10. Chandrasekhar S. Rev. Mod. Phys., 1943, v.15, p.1.
11. Papadopoulos G.J. J.Phys., 1973, v.A6, p.1479.
12. Свинын И.Р. Препринт ФЭИ-695, 1976.
13. Глаубер Р. Новости фундаментальной физики. Вып.1. М., Мир, 1972, с.26-70.
14. Фок В.А. Начала квантовой механики. М., Наука, 1976.
15. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Механика. М., Наука, 1973.

Статья поступила в редакцию 14 января 1980 г.

ОСНОВНЫЕ ДАННЫЕ ПО ЗАПАЗДЫВАЮЩИМ НЕЙТРОНАМ

В.М. Случевская, И.П. Матвеев

REVIEW OF THE MAIN DELAYED NEUTRONS DATA. On the basis of the published data analysis the following parameters of delayed neutrons (the decay constants, the relative and absolute intensities of the six groups, the total yields per fission, the average energies, the energy distributions) at fissioning the ^{235}U , ^{235}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu nuclei by thermal neutrons and the ^{232}Th , ^{233}U , ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu , ^{240}Pu , ^{242}Pu nuclei by fast neutrons have been presented. The estimations of a delayed neutron parameter change influence on the values of reactivity and the effective fraction of delayed neutron have been given.

Данные о запаздывающих нейтронах (периоды полураспада, парциальные и полные выходы, энергетические спектры) представляют большой интерес для нейтронной физики. Достаточно приемлемые данные получены еще в 50-е годы, однако за последнее время появились новые работы (экспериментальные, расчетно-теоретические и обзорные), уточняющие ранее имеющуюся информацию. Новые данные позволяют по-новому оценить величины и погрешности реакторных параметров, определение которых обусловлено знанием параметров запаздывающих нейтронов. Это в первую очередь эффективная доля запаздывающих нейтронов $\beta_{\text{эф}}$. Величина $\beta_{\text{эф}}$ - естественный масштаб шкалы реактивности при ее непосредственном измерении на реакторах. В связи с этим точность определения реактивности в долях $\Delta K/K$ (и соответственно эффективности органов СУЗ, запаса реактивности и т.д.), а переход к такой шкале необходим для корректного сравнения эксперимента и расчета - ограничивается точностью знания $\beta_{\text{эф}}$. Имеющиеся значительные расхождения между экспериментально определенными и расчетными значениями $\beta_{\text{эф}}$ (по параметрам запаздывающих нейтронов, рекомендованным Г.Кипиним [1]; практически эти данные до настоящего времени используются в ФЭИ при проведении стандартных реакторных расчетов) достигают 5-10%, а в некоторых случаях и более. Такие погрешности выходят за рамки необходимых точностей определения реактивности. Не менее важны данные о запаздывающих нейтронах при измерении реактивности в единицах $\beta_{\text{эф}}$ с помощью методик, основанных на анализе переходных процессов на запаздывающих нейтронах (методика обращенного решения уравнения кинетики - ОРУК, методика сброса стержня, выброса источника и т.д.). Определенный интерес представляют эти данные для решения вопросов реакторной безопасности, а также при анализе возможных аварийных ситуаций.

В работе суммированы данные о параметрах запаздывающих нейтронов и приведены оценки их влияния на величины реактивности, определяемые в реакторном эксперименте, и на эффективную долю запаздывающих нейтронов. Рассмотрены результаты деления ядер тепловыми и быстрыми нейтронами (под быстрыми нейтронами подразумевается спектр нейтронов деления или спектр, близкий к нему).

Периоды полураспада и выходы запаздывающих нейтронов. Изучение этих параметров основывалось на анализе кривых спада интенсивности запаздывающих нейтронов со временем [1-12].

Наиболее фундаментальные исследования проведены в Лос-Аламосе [2] на сборке GODIVA из металлического ^{235}U без отражателя. Они показали, что при анализе кривых спада методом наименьших квадратов разбиение всех запаздывающих нейтронов на шесть групп по периодам полураспада необходимо и достаточно для оптимального описания экспериментальных данных. Эти результаты подтверждались в работе [1] и до сих пор являются основой при использовании параметров запаздывающих нейтронов в расчетах. Позднее Л.Томлинсон [13] и Р.Таттл [14], анализируя множество опубликованных данных, изменили (увеличили) лишь ошибки этих параметров.

В 1977 г. английская группа исследователей [9] сообщила о результатах измерения постоянных распада и выходов запаздывающих нейтронов по группам со значительно лучшей экспериментальной точностью при делении быстрыми нейтронами ^{235}U , ^{238}U и ^{239}Pu . Их результаты можно рекомендовать при расчетах реакторной кинетики вместо ранее принятых для соответствующих изотопов.

В табл. 1, 2 приведены принятые для расчетов параметры запаздывающих нейтронов [13,14] и результаты работы [9]. Для сравнения приведены ошибки параметров, принятые ранее [1]. Абсолютные выходы запаздывающих нейтронов в работах [1,13] не совпадают для большинства делящихся элементов из-за различия в принятых величинах полного выхода запаздывающих нейтронов.

Расчеты, связанные со смесью делящихся изотопов, требуют введения 12 параметров (постоянные распада и выходы запаздывающих нейтронов для 6 групп) для каждого из них.

В работе [15] предложено принять постоянные распада групп запаздывающих нейтронов от деления ^{239}Pu быстрыми нейтронами за обобщенные постоянные распада для всех ядер, делящихся быстрыми нейтронами. При условии сохранения полного выхода запаздывающих нейтронов для изотопа были пересчитаны выходы запаздывающих нейтронов в каждой группе делящихся быстрыми нейтронами изотопов.

Таблица 1

Постоянные распада и относительные выходы запаздывающих нейтронов, используемые в расчетах

Номер группы	Постоянные распада, с^{-1}			Относительные интенсивности $\alpha_i / \sum \alpha_i$		
	λ_i	$\Delta \lambda_i$		α_i	$\Delta \alpha_i$	
	[1,13,14]	[1]	[13,14]	[1,13,14]	[1]	[13,14]
Деление быстрыми нейтронами						
^{232}Th						
1	0,0124	0,0002	0,0003	0,034	0,002	0,003
2	0,0334	0,0011	0,0016	0,150	0,005	0,007
3	0,121	0,005	0,007	0,155	0,021	0,031
4	0,321	0,011	0,016	0,446	0,015	0,022
5	1,21	0,09	0,13	0,172	0,013	0,019
6	3,29	0,297	0,441	0,043	0,006	0,009
^{233}U						
1	0,0126	0,0004	0,0006	0,086	0,003	0,004
2	0,0334	0,0014	0,0021	0,274	0,005	0,007
3	0,131	0,005	0,007	0,227	0,035	0,052
4	0,302	0,024	0,036	0,317	0,011	0,016
5	1,27	0,266	0,39	0,073	0,014	0,021
6	3,13	0,675	1,00	0,023	0,007	0,010
^{235}U						
1	0,0127	0,0002	0,0003	0,038	0,003	0,004
2	0,0317	0,0008	0,0012	0,213	0,005	0,007
3	0,115	0,003	0,004	0,188	0,016	0,024
4	0,311	0,008	0,012	0,407	0,007	0,010
5	1,40	0,081	0,12	0,128	0,008	0,012
6	3,87	0,369	0,55	0,026	0,003	0,004
[9]						
1	0,0130		0,0001	0,035		0,002
2	0,0326		0,0002	0,234		0,003
3	0,135		0,010	0,216		0,069
4	0,275		0,038	0,290		0,055
5	0,836		0,151	0,178		0,038
6	3,74		0,31	0,047		0,013

Номер группы	Постоянные распада, s^{-1}			Относительные интенсивности $\alpha_i/\Sigma\alpha_i$		
	λ_i	$\Delta\lambda_i$		α_i	$\Delta\alpha_i$	
	/1,13,14/	/1/	/13,14/	/1,13,14/	/1/	/13,14/
Деление быстрыми нейтронами						
^{238}Pu						
1	0,0132	0,0003	0,0004	0,013	0,001	0,001
2	0,0321	0,0006	0,0009	0,137	0,002	0,003
3	0,139	0,005	0,007	0,162	0,020	0,030
4	0,358	0,014	0,021	0,388	0,012	0,018
5	1,41	0,067	0,10	0,225	0,013	0,019
6	4,02	0,32	0,32	0,075	0,005	0,007
[9]						
1	0,0132	-	-	0,013	-	-
2	0,0316	0,0002	-	0,144	0,003	-
3	0,148	0,008	-	0,182	0,031	-
4	0,369	0,018	-	0,372	0,024	-
5	1,83	0,12	-	0,257	0,026	-
6	11,2	6,6	-	0,032	0,030	-
^{239}Pu						
1	0,0129	0,0002	0,0003	0,038	0,003	0,004
2	0,0311	0,0005	0,0007	0,280	0,004	0,006
3	0,134	0,003	0,004	0,216	0,018	0,027
4	0,331	0,012	0,018	0,328	0,010	0,015
5	1,26	0,115	0,17	0,103	0,009	0,013
6	3,21	0,255	0,38	0,035	0,005	0,007
[9]						
1	0,0126	0,0002	-	0,030	-	0,002
2	0,0301	0,0003	-	0,294	-	0,006
3	0,118	0,010	-	0,181	-	0,039
4	0,316	0,018	-	0,373	-	0,025
5	1,63	0,53	-	0,108	-	0,091
6	3,66	3,66	-	0,014	-	0,042
^{240}Pu						
1	0,0129	0,0004	0,0006	0,028	0,003	0,004
2	0,0313	0,0005	0,0007	0,273	0,004	0,006
3	0,135	0,011	0,016	0,192	0,053	0,079
4	0,333	0,031	0,046	0,350	0,020	0,030
5	1,36	0,205	0,30	0,128	0,018	0,027
6	4,04	0,782	1,16	0,029	0,006	0,009
[13] ^{242}Pu (расчетные)						
1	0,0129	-	-	0,004	-	-
2	0,0295	-	-	0,195	-	-
3	0,131	-	-	0,162	-	-
4	0,338	-	-	0,411	-	-
5	1,39	-	-	0,218	-	-
6	3,65	-	-	0,010	-	-

Номер группы	Постоянные распада, s^{-1}			Относительные интенсивности $a_i / \Sigma a_i$		
	λ_i	$\Delta \lambda_i$		a_i	Δa_i	
	/1,13,14/	/1/	/13,14/	/1,13,14/	/1/	/13,14/
Деление быстрыми нейтронами /14/						
1	0,0128	0,0003		0,004		0,001
2	0,0314	0,0013		0,195		0,032
3	0,128	0,009		0,161		0,048
4	0,325	0,020		0,412		0,153
5	1,35	0,009		0,218		0,087
6	3,70	0,44		0,010		0,003
Деление тепловыми нейтронами						
^{233}U						
1	0,0126	0,0003	0,0004	0,086	0,0003	0,004
2	0,0337	0,0006	0,0009	0,299	0,004	0,006
3	0,139	0,006	0,009	0,252	0,040	0,059
4	0,325	0,030	0,045	0,278	0,020	0,030
5	1,13	0,40	0,60	0,051	0,024	0,036
6	2,50	0,42	0,62	0,034	0,014	0,021
^{235}U						
1	0,0124	0,0003	0,0004	0,033	0,003	0,004
2	0,0305	0,0010	0,0015	0,219	0,009	0,013
3	0,111	0,004	0,006	0,196	0,022	0,033
4	0,301	0,011	0,016	0,395	0,011	0,016
5	1,14	0,15	0,22	0,115	0,009	0,013
6	3,01	0,29	0,43	0,042	0,008	0,012
^{239}Pu						
1	0,0128	0,0005	0,0007	0,035	0,009	0,013
2	0,0301	0,0022	0,0033	0,298	0,035	0,052
3	0,124	0,009	0,013	0,211	0,048	0,071
4	0,325	0,036	0,053	0,0326	0,033	0,049
5	1,12	0,39	0,58	0,086	0,029	0,043
6	2,69	0,48	0,71	0,044	0,016	0,024
^{241}Pu						
1	0,0128	0,0002		0,010		0,003
2	0,0299	0,0110		0,229		0,006
3	0,124	0,013		0,173		0,025
4	0,352	0,018		0,390		0,050
5	1,61	0,15		0,182		0,019
6 ^x	3,47	1,7		0,016		0,006

^x для шестой группы все величины расчетные /13/.

Таблица 2

Абсолютные выходы запаздывающих нейтронов, %

Номер группы	[1]		[13]	
	Y_i	ΔY_i	Y_i	ΔY_i
Деление быстрыми нейтронами				
^{232}Th				
1	0,169	0,012	0,177	0,018
2	0,744	0,037	0,780	0,055
3	0,769	0,108	0,807	0,160
4	2,212	0,110	2,319	0,163
5	0,853	0,073	0,895	0,108
6	0,213	0,031	0,223	0,046
^{233}U				
1	0,060	0,003	0,059	0,004
2	0,129	0,009	0,189	0,013
3	0,159	0,025	0,157	0,037
4	0,222	0,012	0,219	0,018
5	0,051	0,010	0,050	0,015
6	0,016	0,005	0,016	0,007
^{235}U				
1	0,063	0,005	0,063	0,007
2	0,351	0,011	0,351	0,016
3	0,310	0,028	0,310	0,042
4	0,672	0,022	0,672	0,034
5	0,211	0,015	0,211	0,022
6	0,043	0,005	0,043	0,007
^{238}U				
1	0,054	0,005	0,058	0,007
2	0,564	0,025	0,602	0,037
3	0,667	0,087	0,712	0,129
4	1,599	0,081	1,708	0,120
5	0,927	0,060	0,989	0,089
6	0,309	0,024	0,330	0,036
^{239}Pu				
1	0,024	0,002	0,024	0,003
2	0,176	0,009	0,179	0,013
3	0,136	0,013	0,138	0,019
4	0,207	0,012	0,210	0,018
5	0,065	0,007	0,066	0,010
6	0,022	0,003	0,022	0,004
^{240}Pu				
1	0,028	0,003	0,022	0,004
2	0,238	0,016	0,238	0,024
3	0,162	0,044	0,162	0,065
4	0,315	0,027	0,315	0,040
5	0,119	0,018	0,119	0,027
6	0,024	0,005	0,024	0,007

Номер группы	[1]		[13]	
	Y_i	ΔY_i	Y_i	ΔY_i
Деление быстрыми нейтронами ^{242}Pu (расчетные)				
1			0,006	
2			0,031	
3			0,26	
4			0,66	
5			0,35	
6			0,016	
Деление тепловыми нейтронами ^{233}U				
1	0,057	0,003	0,060	0,005
2	0,197	0,009	0,206	0,013
3	0,166	0,027	0,173	0,040
4	0,184	0,016	0,192	0,024
5	0,034	0,016	0,036	0,024
6	0,022	0,009	0,023	0,013
^{235}U				
1	0,052	0,005	0,054	0,007
2	0,346	0,018	0,362	0,027
3	0,310	0,036	0,324	0,053
4	0,624	0,026	0,651	0,039
5	0,182	0,015	0,190	0,022
6	0,066	0,008	0,069	0,012
^{239}Pu				
1	0,021	0,006	0,022	0,009
2	0,182	0,023	0,191	0,034
3	0,129	0,030	0,135	0,045
4	0,199	0,022	0,209	0,033
5	0,052	0,018	0,055	0,027
6	0,027	0,010	0,028	0,015
^{241}Pu				
1			0,154	0,004
2			0,365	0,010
3			0,275	0,010
4			0,620	0,080
5			0,290	0,030
6 ^x			0,026	0,01

^x Для шестой группы Y_6 расчетное.

В работе [1] приведены значения периодов полураспада для каждой группы, усредненные (с фактором $1/\sigma^2$) по соответствующим значениям для различных делящихся изотопов, с: $54,67 \pm 0,33$; $21,66 \pm 0,25$; $5,42 \pm 0,15$; $2,28 \pm 0,02$; $0,514 \pm 0,013$; $0,191 \pm 0,010$. Эти периоды полураспада близки к соответствующим значениям ^{235}U при делении быстрыми нейтронами.

Полный выход запаздывающих нейтронов при делении. Полный выход запаздывающих нейтронов при делении - величина наиболее важная в исследованиях и расчетах реакторов. Она требуется обычно в сочетании с полным выходом нейтронов при делении ν .

На рис.1,2 приведены полные выходы запаздывающих нейтронов при делении тепловыми и быстрыми нейтронами в порядке опубликования. Кроме экспериментальных результатов приведены усредненные величины на основе анализа данных работ [13,14,17,19].

Ф. Манеро и В.Коньшин [17] получили средние величины с учетом весов (ошибок) всех данных, которые были в их распоряжении. Р.Таттл [14] тщательно анализировал все известные ему данные: по определенному критерию отбора выбрасывал некоторые данные из рассмотрения, изменял оценки точности других данных. В результате рекомендованы полные выходы запаздывающих нейтронов от деления тепловыми и быстрыми нейтронами, а также обобщенные величины.

В работе [20] рассчитан полный выход запаздывающих нейтронов в зависимости от энергии нейтронов, вызывающих деление, на основе экспериментально полученных выходов ядер при делении ^{235}U и системы характеристик 47 ядер-предшественников запаздывающих нейтронов.

В табл.3 приведены полные выходы запаздывающих нейтронов, полученные в работе [1], рекомендованные в работах [13,14,17] и принятые для системы расчета KINDP/B-IV [19], а также последние экспериментальные данные [9], опубликованные в 1977 г. и поправленные на основе сообщения в 1979 г. [24].

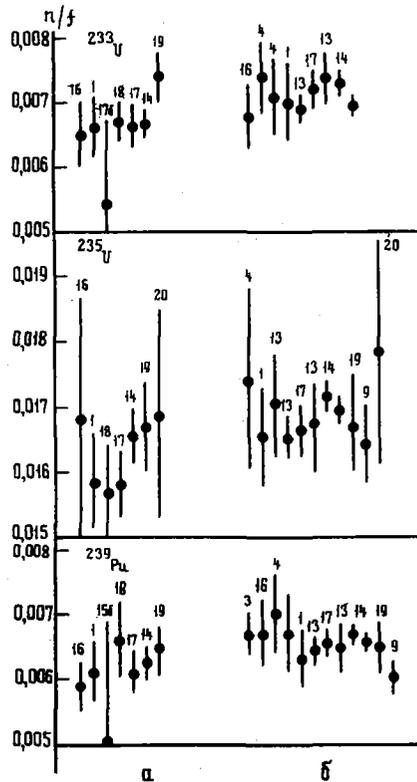


Рис.1. Полные выходы запаздывающих нейтронов в порядке опубликования. Деление нейтронами: а - тепловыми; б - быстрыми. (цифры - литературные ссылки)

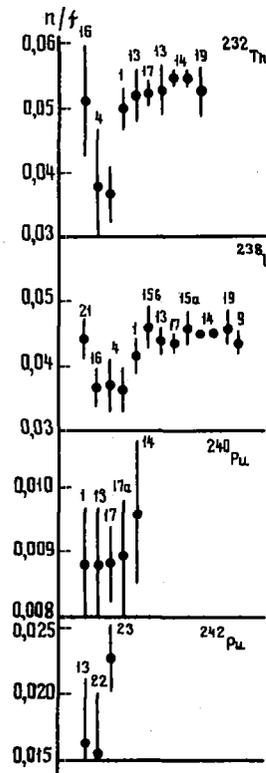


Рис.2. Полные выходы запаздывающих нейтронов при делении быстрыми нейтронами в порядке опубликования (цифры - литературные ссылки)

Литература	Деление тепловыми нейтронами		Деление быстрыми нейтронами	
	ν_d	$\Delta\nu_d$	ν_d	$\Delta\nu_d$
	²³³U			
[1]	0,0066	0,00045	0,0070	0,0006
[13]	-	-	0,0069	0,0002
[17]	0,0066	0,0003	0,0072	0,0003
[14]	0,00664	0,00018	0,00729	0,00019
То же (обобщенные)	0,00698	0,00013	0,00698	0,00013
BNDF/B-IV [19]	0,0074	0,0004	-	-
	²³⁵U			
[1]	0,0158	0,00075	0,0165	0,00075
[13]	-	-	0,0165	0,0003
[17]	0,0158	0,0005	0,0166	0,0004
[14]	0,01654	0,00042	0,01714	0,00022
То же (обобщенные)	0,01697	0,00020	0,01697	0,00020
[19]	0,0167	0,0007	0,0167	0,0007
[9]	-	-	0,164	0,0006
[24] (поправленные)	-	-	0,0166	0,0006
	²³⁹Pu			
[1]	0,0061	0,00045	0,0063	0,00045
[13]	-	-	0,0064	0,0002
[17]	0,0061	0,0003	0,0065	0,0002
[14]	0,00624	0,00024	0,00664	0,0003
[14] (обобщенные)	0,00655	0,00012	0,00655	0,00012
[19]	0,00645	0,0004	0,00645	0,0004
[9]	-	-	0,00598	0,00022
[24] (поправленные)	-	-	0,00606	0,00022
	²⁴¹Pu			
[1]	0,0154	0,0022	-	-
[13]	-	-	0,0159	0,0016
[17]	0,0154	0,0015	-	-
[14]	0,0156	0,0016	0,0163	0,0016
То же (обобщенные)	0,0160	0,0016	0,0160	0,0016
[19]	0,0157	0,0015	-	-
	Деление быстрыми нейтронами			
	²³²Th		²³⁸U	
[1]	0,0496	0,0030	0,0412	0,0025
[13]	0,052	0,004	0,0440	0,0021
[17]	0,0522	0,0018	0,0437	0,0012
[14]	0,0547	0,0012	0,0451	0,00061
То же (обобщенные)	0,0545	0,0011	0,04508	0,00060
[19]	0,0527	0,004	0,0460	0,0025
[9]	-	-	0,0439	0,0017
[24] (поправленные)	-	-	0,0445	0,0017
	²⁴⁰Pu		²⁴²Pu	
[1]	0,0088	0,0009	-	-
[13]	0,0088	0,0009	0,016	0,005
[17]	0,0088	0,0006	0,0150	0,0050
[14]	0,0096	0,0011	0,0228	0,0025
То же (обобщенные)	0,0096	0,0011	0,0228	0,0025

Энергетические спектры запаздывающих нейтронов. Интерес к энергетическому распределению запаздывающих нейтронов не ослабевал со времени их открытия. И только трудностями технического порядка можно объяснить малое число сообщений об измерении спектров запаздывающих нейтронов.

До 1972 г. опубликованы данные о измерениях энергетического спектра (равновесного и четырех групп) запаздывающих нейтронов при делении ^{235}U тепловыми нейтронами [5, 25-27]. С 1972 г. появляются сообщения об измерениях равновесных спектров запаздывающих нейтронов при делении других делящихся ядер и не только тепловыми нейтронами [22, 23, 28-30].

Благодаря усовершенствованию быстрых радиохимических и масс-спектрометрических методов разделения элементов и ядер стало возможным выделение предшественников запаздывающих нейтронов и измерение спектра нейтронов, испускаемых отдельными предшественниками [31-34].

На основе данных о выходах предшественников при делении, вероятностях испускания нейтронов и спектрах запаздывающих нейтронов были рассчитаны [21] спектры запаздывающих нейтронов шести групп и равновесные. Из множества предшественников запаздывающих нейтронов только 21 приняли авторы [22] в расчет; при этом они утверждают, что 95% полного выхода запаздывающих нейтронов дают эти предшественники.

В табл. 4 представлены результаты измерений спектров запаздывающих нейтронов, опубликованные до 1977 г. включительно. Для удобства сопоставления и использования в 26-групповом методе расчета (система констант ИНАВ) [35] нейтроны сгруппированы по энергетическим группам 4-10. Каждый спектр нормирован к 1000 по области измерения энергии. Результаты со ссылкой на работы [25, 26, 29] получены не непосредственно из них, а путем сопоставления и анализа таблиц и кривых, приведенных в работах [27] и [36].

Средние энергии запаздывающих нейтронов. Средние энергии запаздывающих нейтронов, измеренные различными авторами, приведены в табл. 5 и 6.

Приведенные в работах [5, 23] средние энергии заметно ниже, чем у других исследователей, за счет того, что расширена область измерений в сторону низких энергий. В работе [38] средние энергии для групп запаздывающих нейтронов получены путем измерения средних энергий запаздывающих нейтронов от отдельных предшественников, вносящих заметный вклад в группу.

Таблица 4

Энергетические спектры запаздывающих нейтронов

Номер энергетической группы	Интервал энергии, МэВ [35]	Относительные интенсивности запаздывающих нейтронов в энергетическом интервале										
		Вторая группа	Равновесные спектры				Группы запаздывающих нейтронов					
			1	2	3	4	5	6				
Деление быстрыми нейтронами												
^{232}Th												
		[28]	[28]	[23]	[21]			[21]				
4	1,4-2,5	-	-	1	6	-	2	3	10	4	12	
5	0,8-1,4	274	116	107	113	6	104	78	146	39	85	
6	0,4-0,8	507	365	245	357	151	356	369	373	343	401	
7	0,2-0,4	183	373	214	284	347	334	319	254	275	280	
8	0,1-0,2	36	146	233	210	408	193	195	183	272	181	
9	0,0465-0,1	-	-	159	30	88	11	36	34	17	41	
10	0,0215-0,0465	-	-	41								

Номер энергетической группы	Интервал энергии, МэВ [35]	Относительные интенсивности запаздывающих нейтронов в энергетическом интервале									
		Вторая группа	Равновесные спектры			Группы запаздывающих нейтронов					
						1	2	3	4	5	6
Деление быстрыми нейтронами											
²³⁵U											
4	-	-	2	6	-	3	3	9	6	12	
5	279	126	122	113	6	133	78	135	91	85	
6	491	398	262	362	151	394	376	362	341	401	
7	155	321	215	294	347	313	317	272	279	280	
8	75	155	213	195	408	146	193	187	256	181	
9	-	-	145	30	88	11	33	35	27	41	
10	-	-	41	-	-	-	-	-	-	-	
²³⁸U											
4	-	-	1	6	-	3	4	9	4	12	
5	271	147	97	105	6	138	84	121	78	85	
6	536	397	244	355	151	409	360	343	344	401	
7	149	293	226	291	347	304	316	281	278	280	
8	44	163	231	210	408	133	190	212	268	181	
9	-	-	161	33	88	13	46	34	28	41	
10	-	-	40	-	-	-	-	-	-	-	
²³⁹Pu											
4	-	-	1	5	-	3	3	9	6	12	
5	305	138	108	111	6	150	77	123	77	85	
6	502	379	265	362	151	417	362	346	321	401	
7	130	326	225	302	347	301	325	288	285	280	
8	63	157	218	184	408	117	194	187	266	181	
9	-	-	143	36	88	12	39	47	45	41	
10	-	-	38	-	-	-	-	-	-	-	
Деление быстрыми нейтронами						Деление тепловыми нейтронами					
²³³U											
4	-	-	2	5	-	2	3	9	8	11	
5	218	127	97	92	6	93	73	136	101	84	
6	456	384	240	341	151	340	382	364	331	396	
7	205	378	227	317	347	345	323	278	289	281	
8	121	111	244	215	408	210	192	177	242	185	
9	-	-	157	30	88	10	17	36	29	43	
10	-	-	33	-	-	-	-	-	-	-	
²³⁹Pu											
4	-	-	-	5	-	3	3	10	5	12	
5	-	-	-	107	6	151	78	107	82	84	
6	-	-	-	356	151	421	348	329	328	397	
7	-	-	-	309	347	299	326	312	285	281	
8	-	-	-	185	408	114	200	198	269	184	
9	-	-	-	38	88	12	45	44	31	42	

Влияние изменения параметров запаздывающих нейтронов на реакторные параметры. 1. Использование наиболее новых, рекомендованных в работах [13,14] данных вместо данных работы [1] приводит к следующим изменениям при расчете или измерении реакторных функционалов:

а) реактивности, определяемые методом ОРЖ (в единицах $\beta_{эф}$) для одноизотопных систем, не изменяются, поскольку значения λ_i и α_i для делящихся изотопов остаются прежними. Для систем, вклад в деление которых вносят несколько изотопов, изменяются вклады в $\beta_{эф}$, поскольку абсолютные выходы запаздывающих нейтронов, рекомендованные в работе [14], отличаются от данных работы [1]. По-видимому, для большинства практически интересных случаев значение реактивности из-за этого изменяется незначительно, однако для реакторов, в которых вклад различных изотопов в суммарное число делений сравним, эффект может иметь величину в несколько процентов;

б) в эффективной доле запаздывающих нейтронов $\beta_{эф}$ это приводит к значительному эффекту: $\beta_{эф}$ возрастает на 4-7% (и соответственно возрастает все экспериментально измеренные величины реактивности при переводе в абсолютную шкалу $\Delta K/K$). Данные, полученные на сборке **СИБАК** [39], показывают, что при этом становится значительным лучшим (в несколько раз) и согласие между экспериментально определенными и расчетными значениями $\beta_{эф}$;

в) погрешность в величине ρ , измеряемой методикой ОРЖ, возрастает примерно в 1,5 раза из-за роста погрешностей λ_i и α_i .

2. Однако последние экспериментальные результаты, полученные в работе [9] для важнейших изотопов (^{235}U , ^{238}U и ^{239}Pu), дают заметно отличающиеся от ранее принятых величины λ_i и α_i (в ряде групп до 15 и 40% соответственно). Использование этих данных приводит к значительному изменению величин ρ . Оценки, проведенные для $\rho = -0,1 \beta_{эф}$ и $\rho = -1,0 \beta_{эф}$, показывают смещение значений ρ в сторону их увеличения примерно до 8% при достаточно больших временах измерения (рис.3). Изменение значения $\beta_{эф}$ при этом будет меньше, чем при использовании данных работы [14].

3. Несомненный интерес представляет определение точности расчета $\beta_{эф}$. При этом необходимо принять во внимание следующие основные составляющие:

а) погрешности, обусловленные погрешностями параметров запаздывающих нейтронов [главным образом погрешностями величины полного выхода запаздывающих нейтронов (1,5-4%) и величины ν (около 1%)];

б) погрешность, обусловленную видом используемого приближения при решении уравнения переноса. Она зависит от типа реактора: для быстрых сборок **РСА** разница между $\beta_{эф}$, рассчитанными в диффузионном и S_n - приближениях, составила 1,5-2% [40];

в) константную составляющую погрешности, определяемую применяемым в расчете реактора набором ядерных констант. В общем случае ее сложно оценить, по всей видимости, она имеет величину 2-3%;

г) погрешность из-за некорректного учета спектров запаздывающих нейтронов. Последние данные по низкоэнергетическим группам запаздывающих нейтронов, по всей видимости, не вносят заметного изменения в ранее используемые константы (изменение в $\beta_{эф}$ из-за этого для одного из реакторов [21] менее 1%). Однако погрешность из-за описания всех групп запаздывающих нейтронов единым спектром еще нужно изучить.

x
x

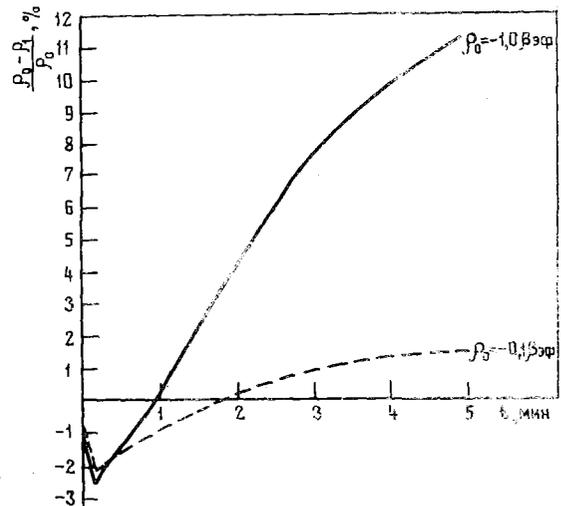


Рис.3. Зависимость $f(t) = (\rho - \rho_0) / \rho_0$ от времени измерения t ; ρ_0 — реактивность, рассчитанная по данным работы [1]; ρ_0 — реактивность, рассчитанная по данным работы [9]

С развитием методов быстрого разделения изотопов устанавливается все больше предельных значений запаздывающих нейтронов. На рис.4 наглядно выступает искусственность разбиения на группы, особенно для короткоживущих групп, где многие предельные значения дают вклад в две группы.

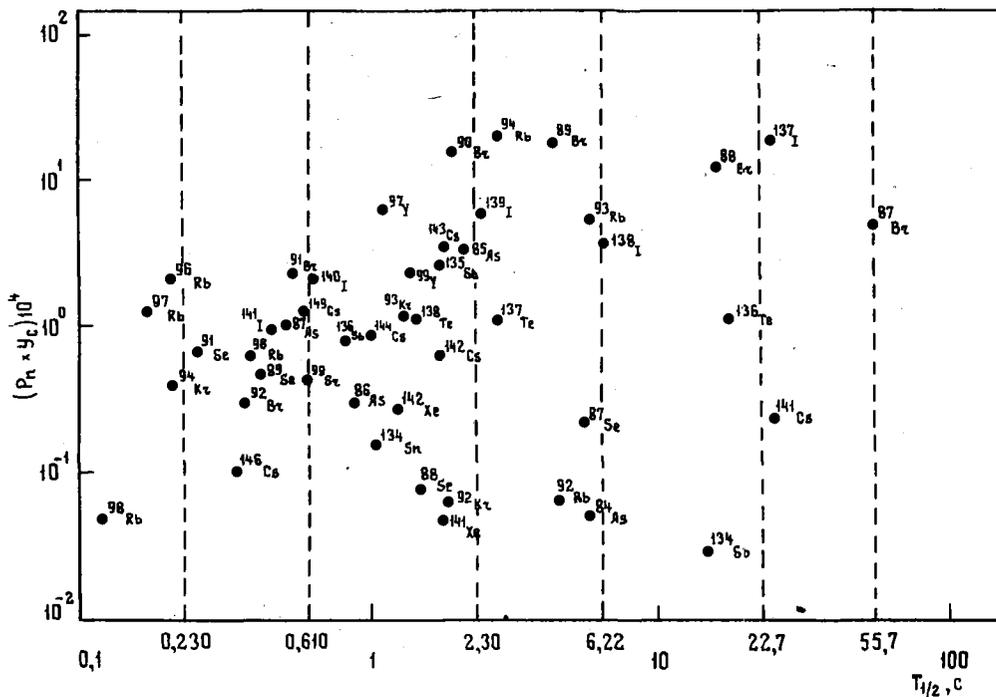


Рис. 4. Зависимость произведения вероятности испускания нейтронов предшественником P_n на кумулятивный выход его λ_c при делении ^{235}U тепловыми нейтронами от периода полураспада. Пунктирные вертикальные линии соответствуют принятым периодам полураспада шести групп [41]

В работе [41] отмечается, что группирование запаздывающих нейтронов полезно, когда знания о предшественниках слабы, но от него в настоящее время можно и нужно по мере возможности отказываться. Для таких свойств, как эффективный спектр запаздывающих нейтронов, группирование использовать вообще нельзя. Именно поэтому в исследованиях за последние годы заметен сдвиг к получению данных об отдельных предшественниках [41-70] вместо данных о группах запаздывающих нейтронов.

Результаты по запаздывающим нейтронам регулярно анализируются, пересматриваются с точки зрения требуемой точности в применении к проектированию и исследованию реакторов. Совещание в Петтене (1977 г.) по ядерным данным продуктов деления [41] рекомендовало:

- измерить полный выход запаздывающих нейтронов от деления ^{238}U нейтронами спектра деления;

- улучшить знания интегральных спектров запаздывающих нейтронов - равновесных и зависящих от времени;

- улучшить точность величины P_n до 5-10% (это требование не выполняется примерно для 70% из 48 предшественников с определенным P_n);

- определить величину P_n дополнительно для изотопов с четным Z и изомеров $^{98,99}\text{Tl}$ и $^{128-130}\text{In}$;

- измерить спектр запаздывающих нейтронов предшественников ^{93}Kr , $^{97,99}\text{Y}$, $^{137,138}\text{Te}$ и низкоэнергетическую часть спектров (10-100 кэВ) ^{79}Zn , ^{79}Ga , $^{80,81}\text{Ga}$, $^{88-91}\text{Br}$, $^{129,130}\text{In}$, ^{134}Sn , $^{139,140}\text{I}$.

Список литературы

1. Кипин Дж.Р. Физические основы кинетики ядерных реакторов. Перевод с англ. Ковалева В.П. и Максютенко Б.П. Под ред. В.А.Кузнецова. М., Атомиздат, 1967.
2. Keepin G.R., Wimettt T.Z., Zeigler E.K. *Phys.Rev.*, 1957, v.107 N 4, p.1044; *J.Nucl.Energy*, 1957, v.6, N 1, p.1.
3. Paxton H.C. *Nucleonics*, 1955, v.13, N 10, p.48.
4. Smith R.D., McVicar D.D., Thorne E.A. *J.Nucl.Energy*, 1957, v.4, N 2, p.137; Rose H., Smith R.D. *Ibid.*, 1957, v.4, N 2, p.141.
5. Sloan W.R., Woodruff G.L. *Trans. Amer. Nucl. Soc.*, 1972, v.15, N 2, p.942; *Nucl. Sci. and Engng*, 1974, v.55, N 1, p.28.
6. Hughes D.J. e.a. *Phys.Rev.*, 1948, v.73, N 2, p.111.
7. Максютенко Б.П. *Ж.эксперим. и теор.физ.*, 1958, т.35, № 3, с.815.
8. De Hoffmann F., Feld B.T. *Phys.Rev.*, 1947, v.72, N 7, p.567; De Hoffmann F., Feld B.T., Stein P.R. *Phys.Rev.*, 1948, v.74, N 10, p.1330; Redman W.C., Saxon D. *Phys.Rev.*, 1947, v.72, N 7, p.570; Snell A.H. e.a. *Phys.Rev.*, 1947, v.72, N 7, p.541,545.
9. Besant C.B., Challen P.J. e.a. *J.Brit. Nucl. Energy Soc.*, 1977, v.16, N 2, p.161.
10. Cox S.A. *Phys. Rev.*, 1961, v.123, N 5, p.1735.
11. Krick M.S., Evans A.E. *Nucl.Sci. and Engng*, 1972, v.47, N 3, p.311.
12. Creveling L.G., Hood J.R., Pool M.L. *Phys. Rev.*, 1949, v.76, N 7, p.946.
13. Amiel S. Panel on Fission Product Nuclear Data (FPND). Vienna, IAEA, 1974, v.II, R.P.N:13, p.33; Tomlinson L. AERE-R-6993, 1972.
14. Tuttle R.J. *Nucl. Sci. and Engng*, 1975, v.56, N 1, p.37.
15. Cahalan J.E., Ott K.O. *Nucl. Sci. and Engng*, 1973, v.50, N 3, p.208; *Trans. Amer. Nucl. Soc.*, 1971, v.14, N 2, p.818.
16. Brunson G.S., Pettitt E.N., McCurdy R.D. *Nucl.Sci. and Engng*, 1956, v.1, N 2, p.174.
17. Manero F., Konshin V.A. *Atomic Energy Rev.*, 1972, v.10, N 4, p.637; Cox S.A. ANL/NDM-5, 1974; Norea A. Report IA-1190, 1949, p.95; Clifford D.A. Personal Communication, 1972.
18. Conant J.F., Palmedo P.F. *Nucl.Sci. and Engng*, 1971, v.44, N 2, p.173.
19. ENDF-230. V.I, Benchmark Testing of ENDF/B-IV, March 1976.
20. Alexander D.R., Krick M.S. *Ibid.*, 1977, v.62, N 4, p.627.
21. Saphier D., Ilberg D. e.a. *Trans. Amer. Nucl. Soc.*, 1975, v.22, N 1, p.671; *Nucl.Sci. and Engng*, 1977, v.62, N 4, p.660.
22. Evans A.E., East L.V. *Trans. Amer. Nucl. Soc.*, 1974, v.19, N 1, p.396.
23. Eccleston G.W., Woodruff G.L. *Trans. Amer. Nucl. Soc.*, 1976, v.23, N 1, p.492; *Nucl. Sci. and Engng*, 1977, v.62, N 4, p.636.
24. Williams I.G. A Correction to the Delayed Neutron Yields of Besant e.a. Report for Consultants Meeting on Delayed Neutron Properties (Vienna, IAEA, 26-30 March 1979). IJNDG (INDG)-107/G + Special, p.205.
25. Batchelor R., Mck Hyder H.R. *J. Nucl. Energy*, 1956, v.3, N 1, p.7.
26. Bonner T.W., Bame S.J., Evans J.E. *Phys. Rev.*, 1956, v.101, N 5, p.1514.
27. Fieg G.J. *Nucl.Energy*, 1972, v.26, N 12, p.585.
28. Shalev S., Cuttler J. *Trans.Amer. Nucl. Soc.*, 1971, v.14, N 1, p.373; *Nucl.Sci. and Engng*, 1973, v.51, N 1, p.52.
29. Evans A.E. In: [13], v.III, p.377.
30. Evans A.E., Krick M.S. *Trans. Amer. Nucl. Soc.*, 1974, v.23, N 1, p.491; *Nucl. Sci. and Engng*, 1972, v.62, N 4, p.652.
31. Shalev S., Rudstam G. *Phys. Rev. Letters*, 1972, v.28, N 11, p.687; *Trans. Amer. Nucl. Soc.*, 1971, v.14, N 1, p.373; *Nucl. Phys.*, 1974, v.A230, N 1, p.153; 1974, v.A 235, N 2, p.397; 1977, v.A 275, N 1, p.76.
32. Rudstam G., Lund E. *Phys.Rev.*, 1976, v.C13, N 1, p.321; *Nucl.Sci. and Engng*, 1977, v.64, N 3, p.749.
33. Rudstam G. *J.Radioanal.Chem.*, 1977, v.36, N 2, p.591.
34. Franz H., Kratz J.-V. e.a. *Phys. Rev. Letters*, 1974, v.33, N 14, p.859.

35. Абагян Л.П., Базазянц Н.О., Бондаренко И.И., Николаев М.Н. Групповые константы для расчета ядерных реакторов, М., Атомиздат, 1964.
36. Keepin G.R. Delayed Fission Neutrons. Proceedings of a Panel (Vienna, 24-27 April 1967). Vienna, IAEA, 1968, p.3.
37. Burdy M., Pardue L.A. e.a. Phys. Rev., 1946, v.70, N 2, p.104.
38. Reeder P.L., Wright J.F., Alquist L.J. Phys.Rev., 1977, v.C 15, N 6, p.2096,2108.
39. Fischer E.A. Nucl.Sci.and Engng, 1977, v.62, N 1, p.105.
40. Hiraoka T., Nakano M., Konishi T. Semi-Experimental Measurement of Effective Delayed Neutron Fraction of a Fast System by Application of Pulsed Neutron Technique. JAERI - memo 4004, 1970, p.1-17.
41. Rudstam G. Fission Product Nuclear Data (FPND). Vienna, IAEA, 1978, v.II, R.P. N 13.
42. Tomlinson L. Physics and Chemistry of Fission (Proceedings Symposium, Salzburg, 1965). Vienna, IAEA, 1965, v.2, p.233 (SM-60/62); Patzelt P., Herrmann G. Ibid., p.243 (SM-60/60); Amiel S., p.171 (SM-60/58).
43. Tomlinson L. In: [36], 1966, p.61; Del Marmol P. Ibid., p.75, 242; Roeckl E., Eidens J., Armbruster P., p.85.
44. Tomlinson L., Hurdus M.H. Second IAEA Symposium on Physics and Chemistry of Fission. Vienna, IAEA, 1969, p.605 (IAEA-SM-122/60); Amiel S. Ibid., p.569 (IAEA-SM-122/205).
45. Schüssler H.D., Ahrens H. e.a. Ibid., p.591 (IAEA-SM-122/22).
46. Del Marmol P. Nucl. Data Tables, 1969, v.A 6, N 2, p.141.
47. Del Marmol P., Neve de Meverghies M. J.Inorg.Nucl.Chem., 1967, v.29, N 2, p.273.
48. Del Marmol P., Ferricos D.C. Ibid., 1970, v.32, N 3, p.705.
49. Del Marmol P., Fettweis P., Ferricos D.C. Radiochim. Acta, 1971, v.16, N 1, p.4.
50. Patzelt P., Schüssler H.D., Herrmann G. Arkiv Fysik, 1967, v.36, N 52, p.453.
51. Amarel I., Gauvin H., Johnson A. J.Inorg.Nucl.Chem., 1969, v.31, N 3, p.577.
52. Tomlinson L. Ibid., 1966, v.28, N 2, p.287.
53. Tomlinson L., Hurdus M.H. Phys.Letters, 1967, v.25B, p.545; J.Inorg.Nucl.Chem., 1968, v.30, N 5, p.1125; N 7, p.1649; N 8, p.1995; 1971, v.33, N 11, p.3609.
54. Tomlinson L. Nucl.Technol., 1972, v.14, N 1, p.42; Nucl. Data Tables, 1973, v.12, N 2, p.179.
55. Kratz J.-V., Herrmann G. J.Inorg.Nucl.Chem., 1970, v.32, N 12, p.3713.
56. Kratz K.-L., Herrmann G. Z.Phys., 1973, v.263, N 5, p.435; Nucl.Phys., 1974, v.A 229, N 1, p.179.
57. Kratz J.-V., Franz H., Herrmann G. J.Inorg.Nucl. Chem., 1973, v.35, N 5, p.1407.
58. Chrysochoides N.G. e.a. J.Nucl.Energy, 1971, v.25, N 11, p.551.
59. Izak-biran T., Amiel S. Nucl. Sci. and Engng, 1975, v.57, N 2, p.117; J.Inorg.Nucl.Chem., 1978, v.40, N 5, p.757; N 6, p.937.
60. Lund E., Rudstam G. Phys.Rev., 1976, v.13C, N 4, p.1544.
61. Ray Pradosh K., Kenney Edward S. Nucl. Instrum. Meth., 1976, v.134, N 3, p.559.
62. Rudolph W., Kratz K.-L., Herrmann G. J.Inorg.Nucl.Chem., 1977, v.39, N 5, p.753.
63. Roeckl E., Eidens J., Armbruster P. Z.Phys., 1969, v.220, N 2, p.101.
64. Asghar M. e.a. Nucl.Phys., 1975, v. A 247, N 2, p.359.
65. Amiel S., Gilat J., Norea A., Yellin E. In: [36], p.115.
66. Day G.M., Tucker A.B., Talbert W.L., jr. Ibid., p.103.
67. Максютенко Б.П. Атомная энергия, 1977, т.43, вып.4, с.257.
68. Тараско М.З., Максютенко Б.П. Ядерная физика, 1973, т.17, № 6, с.1149.
69. Крижик И.Т., Усачева Н.Т., Шпаков В.И. То же, 1969, т.9, № 3, с.670.
70. Крижик И.Т. Атомная энергия, 1964, т.16, вып.2, с.146.

Статья поступила в редакцию 14 апреля 1980 г.

ИЗМЕРЕНИЕ СРЕДНЕГО ЧИСЛА МГНОВЕННЫХ НЕЙТРОНОВ
ПРИ ДЕЛЕНИИ ЯДЕР ^{237}Np НЕЙТРОНАМИ

В.Г. Воробьева, Б.Д. Кузьминов, В.В. Малиновский,
Н.Н. Семенова, В.И. Володин

MEASUREMENTS OF AVERAGE NUMBER OF THE PROMPT NEUTRONS FROM NEUTRON-INDUCED FISSION OF ^{237}Np . The measurement methods of $\bar{\nu}_p$ the average number of prompt neutrons emitted per fission, have been described. The corrections and their influence on the measurement result accuracy were analyzed. The measurement results of $\bar{\nu}_p$ are given for ^{237}Np fission induced monoenergetic neutrons in the energy range from 1 MeV to 4 MeV as well as for energy values 5,6 and 5,9 MeV.

Среднее число мгновенных нейтронов деления $\bar{\nu}$ является важнейшей характеристикой делящихся ядер, участвующих в цепной ядерной реакции. В процессе работы реакторов происходит образование различных трансактиниевых ядер, и они, помимо ядер основного топлива или сырьевого материала, вносят определенный вклад в нейтронный баланс цепной реакции. При больших масштабах выработки ядерной энергии будет происходить значительное накопление и трансактиниевых ядер. В этих условиях возникает проблема изыскания возможностей самостоятельного их использования и в первую очередь в качестве источника энергии.

Систематическое изучение среднего числа нейтронов, испускаемых при делении ядер, представляет также одно из направлений исследования физической сущности процесса деления. Всестороннее изучение энергетике процесса деления открывает возможности выяснения диссипативных свойств делящихся ядер на стадии критической деформации, составляющих ключевую проблему динамики деления ядер.

Такое сочетание прикладной и фундаментальной ценности измерений числа мгновенных нейтронов деления стимулировало создание комплексной экспериментальной системы, способной по своим параметрам удовлетворить как практические, так и научные интересы.

Данная работа является первым шагом на пути систематического исследования множественности мгновенных нейтронов, испускаемых при делении трансактиниевых ядер нейтронами. Первым объектом исследований выбран ^{237}Np . Образование его ядер обусловлено реакцией $^{238}\text{U} (n, 2n) ^{237}\text{U}$ с последующим β -распадом, и их наработка происходит во всех реакторах, содержащих ^{238}U , с тем большей вероятностью, чем жестче спектр нейтронов в реакторе.

Измерениям $\bar{\nu}_p$ для ^{237}Np посвящены работы [1-3], в которых деления ядер вызывались нейтронами с широким энергетическим спектром. Их результаты характеризуют лишь усредненные значения $\bar{\nu}_p$. В работе [4] исследовалась энергетическая зависимость $\bar{\nu}_p$ в диапазоне энергий (1-14) МэВ. В энергетическом интервале ниже 4 МэВ, наиболее важном для реакторов, $\bar{\nu}_p$ измерено всего для трех значений энергий нейтронов.

Цель настоящей работы состояла в измерении энергетической зависимости $\bar{\nu}_p (E_n)$ для ^{237}Np в интервале энергий нейтронов (1-4) МэВ с шагом 100-200 кэВ при точности измерений около 1,5% относительно стандартного значения $\bar{\nu}_p$ при спонтанном делении ^{252}Cf .

Экспериментальный метод

Общая схема измерений. Измерения $\bar{\nu}_p$ при делении ядер ^{237}Np нейтронами проводились относительно величины $\bar{\nu}_p$ при спонтанном делении ^{252}Cf . Ионизационные камеры со слоями ^{237}Np и ^{252}Cf размещались внутри детектора вторичных нейтронов на пути сколламированного пучка моноэнергетических нейтронов, вызывающих деления (рис.1).

Измерение числа мгновенных нейтронов осуществлялось в режиме временного анализа. Импульс с камеры деления запускал канал счета нейтронов в зависимости от времени. Временной интервал

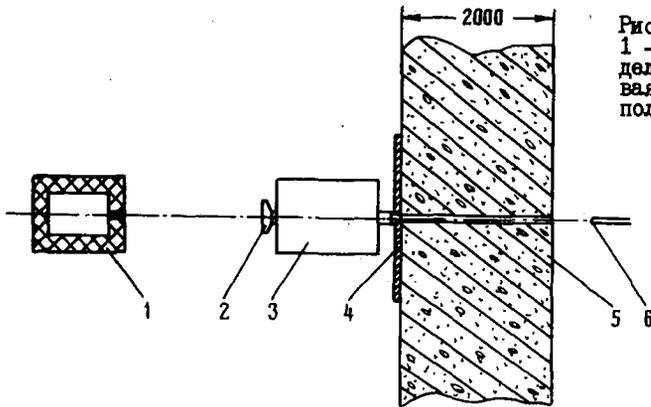


Рис.1. Схема эксперимента:
 1 - нейтронная ловушка с монитором; 2 - камера деления; 3 - нейтронный детектор; 4 - свинцовая защита; 5 - бетонная стена; 6 - мишень для получения нейтронов

измерений значительно превышал среднее время жизни мгновенных нейтронов деления в детекторе, что позволяло зарегистрировать как эффект, так и фоновую подложку. Использование нескольких групп памяти допускало параллельные измерения числа нейтронов деления для ^{237}Np и ^{252}Cf .

Детектор нейтронов. Детектор нейтронов изображен на рис.2. Он представляет сборку из 16 счетчиков, наполненных ^3He и расположенных в полиэтиленовом цилиндрическом блоке. Диаметр блока 500 мм, высота 670 мм. В центре блока имеется цилиндрическая полость диаметром 82 мм, предназначенная для размещения камеры деления. Снаружи блок окружен слоем карбида бора толщиной 20 мм, а торцы закрыты двумя плитами из борированного полиэтилена толщиной 50 мм.

На рис.3 приведена амплитудная характеристика счетчика ($7 \cdot 10^5 \text{ Па } ^3\text{He}$, 1% CO_2 , $\phi = 32 \text{ мм}$, $\ell = 500 \text{ мм}$, $u = 1840 \text{ В}$). Подбор 16 счетчиков для нейтронного детектора осуществлялся по положению пика в амплитудном спектре.

Блок-схема нейтронного канала представлена на рис.4. Усиление и формирование сигнала производилось стандартными блоками установки IP-4840 НОКИА. Для уменьшения "мертвого" времени нейтронного канала (RC)-цепи, формирующего длительность импульсов в усилителе, были выбраны

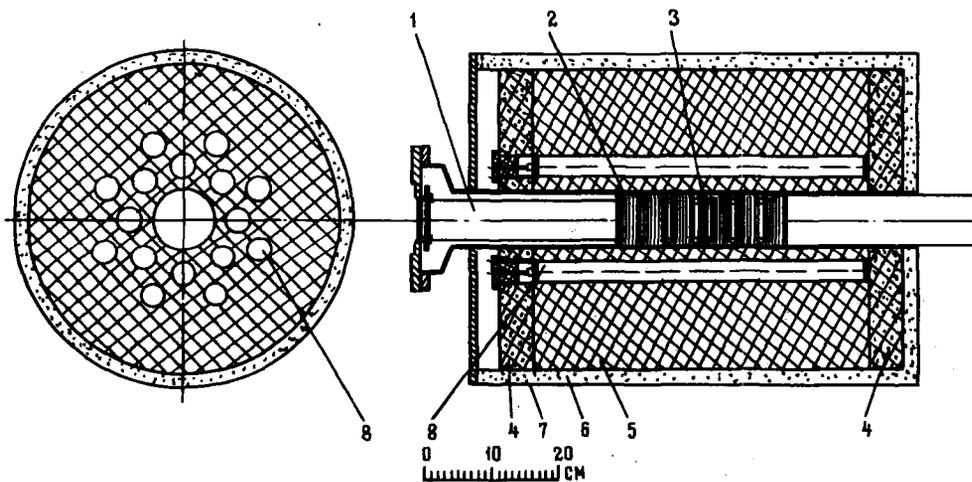


Рис.2. Нейтронный детектор и камера деления:
 1 - камера деления; 2 - сборка из десяти пластин с двусторонними слоями ^{237}Np ;
 3 - сборка из двух пластин со слоем ^{252}Cf ; 4 - борированный полиэтилен;
 5 - полиэтиленовый замедлитель; 6 - защита из карбида бора; 7 - корпус детектора;
 8 - счетчики, наполненные ^3He

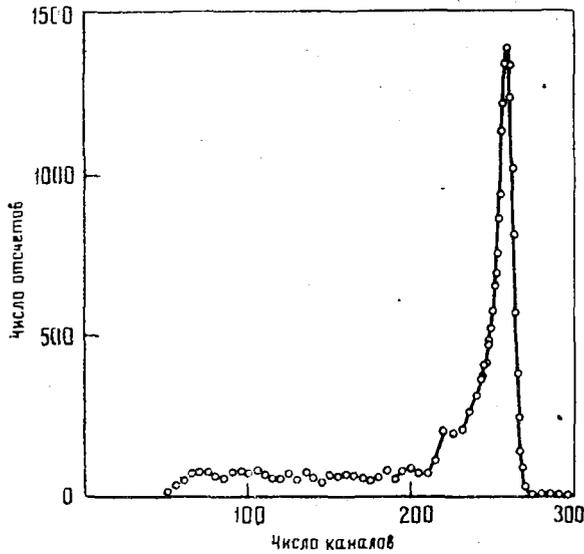


Рис.3. Амплитудная характеристика счетчика, наполненного ^3He

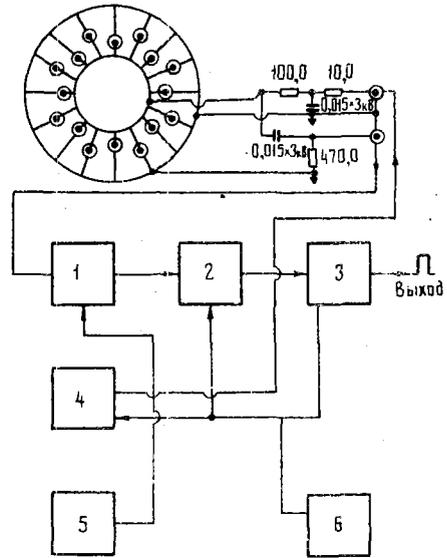


Рис.4. Блок-схема нейтронного канала: 1 - предусилитель; 2 - усилитель; 3 - формирователь; 4 - блок высокого напряжения; 5 - блок питания $\pm 24\text{ В}$; 6 - крейт на 12 модулей

минимально возможными $(RC)_{\text{диф}} = (RC)_{\text{инт}} = 0,5\text{ мкс}$. При этом достигнуто также некоторое оптимальное соотношение между амплитудами импульсов счетчиков для нейтронов и γ -квантов. Это имеет важное значение при работе с ^{237}Np , который создает интенсивное излучение γ -квантов. С другой стороны, уменьшение постоянной времени (RC) -цепей ухудшает амплитудную характеристику детектора. На рис.5 представлена амплитудная характеристика нейтронного детектора (16 счетчиков). Большое число импульсов от γ -квантов приводит к наложениям, сравнимым по величине с импульсами от нейтронов.

На рис.6 приведена зависимость эффективности нейтронного детектора от положения источника (^{252}Cf) на оси цилиндрического канала. Изучалось также изменение эффективности нейтронного детектора при перемещении источника (^{252}Cf) по радиусу. При отклонении источника от оси на 37 мм изменение эффективности не превышало $(1,5 \pm 0,6)\%$ по всей длине рабочей области детектора.

Для определения "мертвого" времени нейтронного канала использовалась следующая методика [5]: на входы "старт" и "стоп" времяамплитудного конвертора (блок ЦРН 4852) одновременно подавался сигнал с выхода нейтронного канала. При этом измерялось распределение во времени второго импульса, следующего за стартовым. В интервале времени, равном "мертвому" времени нейтронного канала, "стоп-импульсы" должны отсутствовать.

На рис.7 дано временное распределение интервала между двумя импульсами. Измеренная на полувысоте распределения величина "мертвого" времени составила 4,5; 5,6; 8,1 и 13,3 мкс при $(RC)_D = (RC)_H$, равных 0,5; 1,0; 2,0 и 4,0 мкс соответственно.

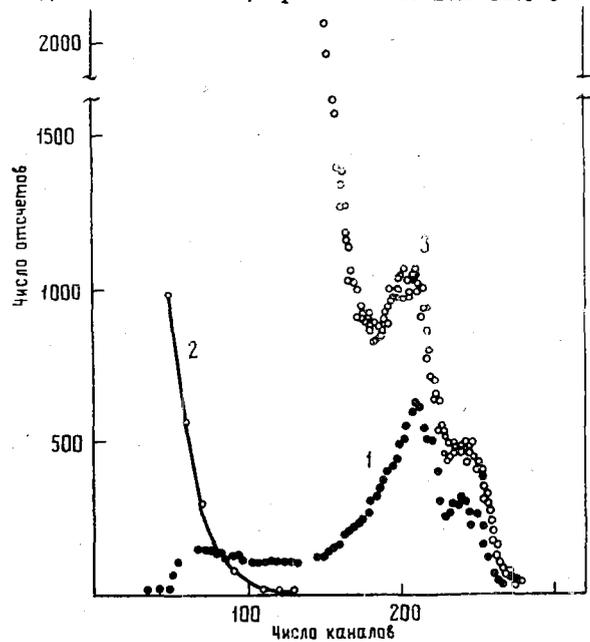


Рис.5. Амплитудная характеристика детектора нейтронов: 1 - от источника спонтанного деления ^{252}Cf в свинцовом контейнере; 2 - от источника γ -квантов ^{60}Co ; 3 - от камеры деления со слоями ^{252}Cf и ^{237}Np

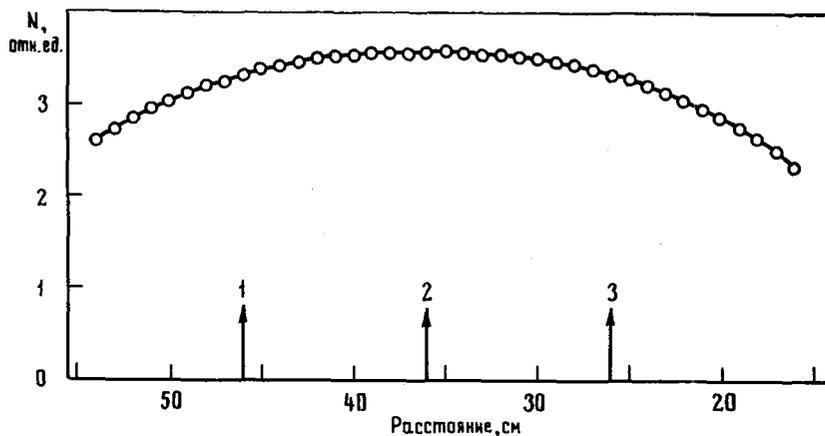


Рис.6. Эффективность детектора нейтронов в зависимости от положения источника на оси детектора

С помощью времяамплитудного конвертора изучалась и другая важная характеристика нейтронного детектора – среднее время жизни нейтронов. При этом стартовым сигналом служил импульс с камеры деления, а случайно выбранный импульс от нейтрона давал импульс "стоп". Случайные совпадения были организованы между импульсами нейтронного канала и импульсами генератора периодических сигналов. На рис.8 дано временное распределение нейтронов деления (с вычетом фона), из которого определена величина среднего времени жизни нейтронов, равная 50 мкс. ("Старт" – камера деления, "стоп" – случайные совпадения между импульсами нейтронов и импульсами генератора периодических сигналов).

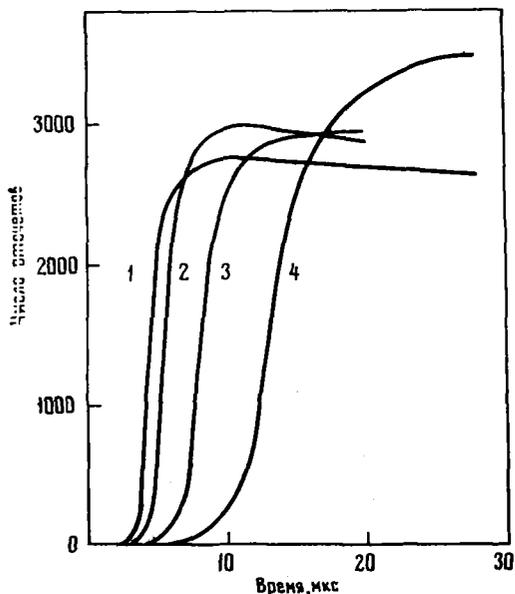


Рис.7. Временной спектр для измерения "мертвого" времени нейтронного канала при различных значениях $(RC)_{\text{инт}} = \tau \cdot (RC)_{\text{диф}}$ соответственно равных, мкс: 1 - 0,5; 2 - 1,0; 3 - 2,0; 4 - 4,0

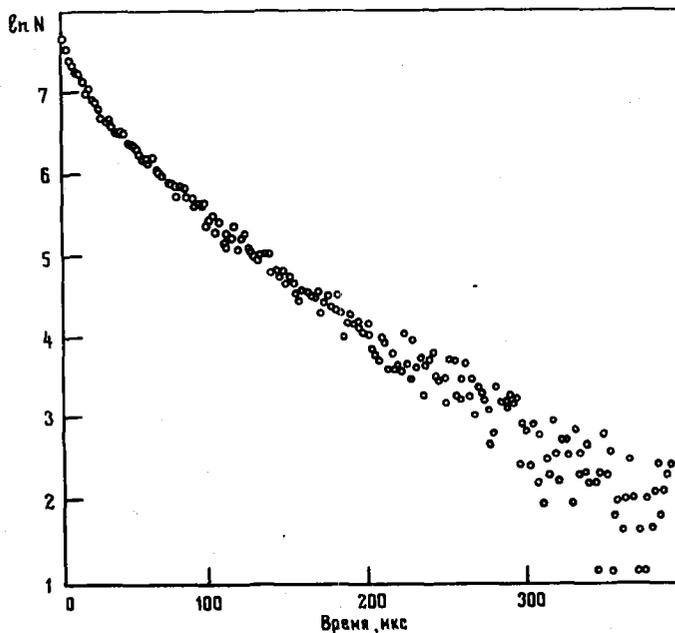


Рис.8. Временное распределение нейтронов деления в детекторе

Таблица 1

Характеристики калиброванных нейтронных источников

Источник	Интенсивность, нейтр./с. 10^3	Средняя энергия, МэВ
^{239}Pu +Li	0,455	0,2
^{239}Pu +F	1,78	1,5
^{239}Pu +B	1,2	2,5
^{239}Pu +Be	4,84	4,5

Таблица 2

Эффективность регистрации нейтронов

E, МэВ	Положение источника на оси детектора								
	1			2			3		
	1р	2р	Суммарное	1р	2р	Суммарное	1р	2р	Суммарное
0,2	0,237	0,129	0,367	0,257	0,140	0,395	0,239	0,132	0,375
1,5	0,217	0,123	0,326	0,229	0,130	0,360	0,210	0,121	0,345
2,5	0,162	0,116	0,274	0,179	0,124	0,300	0,163	0,114	0,282
4,5	0,128	0,091	0,219	0,143	0,102	0,245	0,135	0,096	0,232

Примечание: 1р - внутренний ряд счетчиков; 2р - наружный ряд счетчиков.

С помощью нейтронных источников, калиброванных по интенсивности, было проведено изучение эффективности нейтронного детектора в зависимости от энергии нейтронов. В табл.1 приведены характеристики нейтронных источников. В табл.2 представлены результаты измерения эффективности для внутреннего и внешнего колец счетчиков и суммарной эффективности детектора при расположении источника в разных точках оси (1,2,3 - см.рис.6).

Камера деления. Детектором осколков деления служила быстрая ионизационная камера деления, конструкция которой представлена на рис.2. В ее состав входили:

1. Камера с ^{252}Cf - сборка из двух пластин, расположенных на расстоянии 2 мм. Слой ^{252}Cf (7-8 дел./с) нанесен на алюминиевую фольгу толщиной 0,1 мм и запылен сверху слоем золота толщиной 30 мкг/см². Диаметр слоя ^{252}Cf 7 мм.

2. Камера с ^{237}Np - шесть сборок по десять пластин. Расстояние между пластинами в сборке 2 мм. Слой окиси нептуния толщиной 1,1 мкг/см² нанесены на алюминиевую фольгу толщиной 0,1 мм с двух сторон. Диаметр слоя 30 мм. Всего в камере размещено 108 слоев с общей массой по нептунью 0,76 г. Примеси ^{239}Pu и ^{241}Am в нептунии не превышали 0,65 и 2,41% (по λ -активности) соответственно.

Камера наполнялась аргоном с добавкой 10% углекислого газа при избыточном давлении $p = 2,3 \cdot 10^5$ Па. Напряжение между пластинами составляло 460 В. Импульсы камеры деления усиливались быстрым усилителем тока и запускали дискриминатор на туннельном диоде. На выходе усилителя тока импульсы от осколков спонтанного деления ^{252}Cf имели время нарастания 10 нс и время спада около 25 нс. Из-за высокой λ -активности ^{237}Np каждая сборка из десяти пластин (18 слоев окиси нептуния) имела свой усилитель и формирователь. Сигналы от шести формирователей складывались.

На рис.9 дана блок-схема канала камеры деления. Для устранения импульсов от всякого рода электрических помех в каналы сигналов от камер деления ^{252}Cf и ^{237}Np введены схемы антисовпадений, которые управлялись мажоритарной (больше двух) схемой совпадений. При появлении сигналов одновременно с двух (или более) формирователей сигнал на выход не поступал.

На рис.10 представлена счетная характеристика камеры деления ^{252}Cf . При измерениях порог дискриминатора был установлен в положение, соответствующее эффективности регистрации осколков деления ^{252}Cf около 95%. На рис.11 дана счетная характеристика одной нептуниевой сборки для λ -частиц и осколков делений, вызванных нейтронами. В рабочих условиях порог дискриминации в канале каждой из шестиборок с ^{237}Np был установлен в положение, соответствующее эффективности регистрации осколков деления ^{237}Np на уровне 50-60%.

Электроника. Регистрация импульсов от нейтронов деления производилась анализатором НОК1А в режиме многоканального пересчета с использованием блока ЛРН-4853. Импульс с камеры деления запускал арифметический счетчик, который считал импульсы от нейтронного детектора в течение некоторого отрезка времени, разбитого на каналы. В блоке ЛРН-4850 имеется возможность деления памяти анализатора на группы. Максимальное число групп 4, минимальная ширина канала при этом 100 мкс.

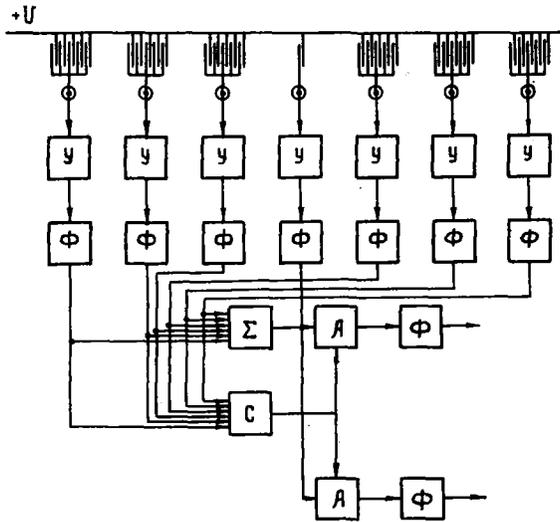


Рис.9. Блок-схема канала камеры деления:
 У - быстрый усилитель тока; Ф - формирова-
 тель; Σ - сумматор; А - схема антисовпаде-
 ний; С - мажоритарная схема совпадений;
 Ф - выходной формирова-
 тель

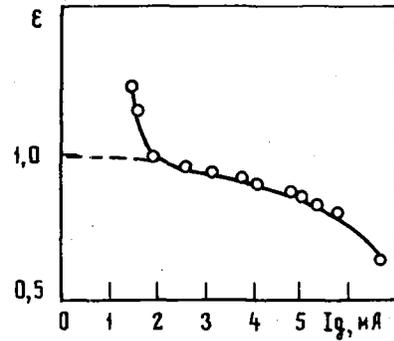


Рис.10. Счетная характеристика
 камеры деления ^{252}Cf

Чтобы вести одновременные измерения \bar{V} для ^{252}Cf и ^{237}Np , информацию от каждой камеры деления необходимо записывать в отдельную группу. Для этого была изготовлена схема сортировки импульсов в четыре группы памяти (рис.12). Импульсы с обеих камер деления (входы 1 и 2) через схему "или" запускали многоканальный пересчет. При этом в блоке ГРН-4853 вырабатывался сигнал Mult, который заводился обратно в схему сортировки. Импульсы от нейтронного детектора регистрировались только в той группе памяти, которая логически связана с соответствующей камерой. Из

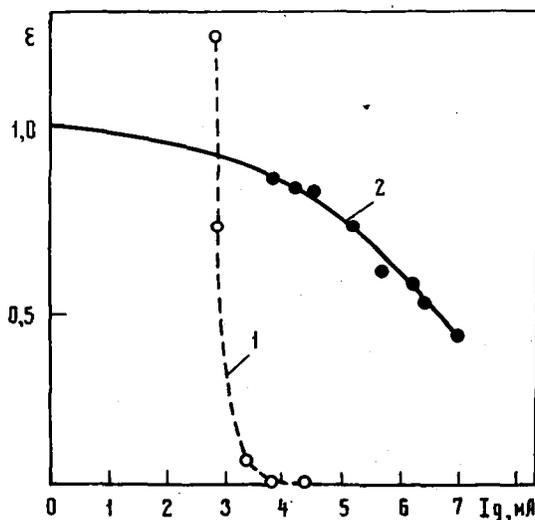


Рис.11. Счетная характеристика камеры деле-
 ния ^{237}Np : 1 - по α -частицам ^{237}Np ; 2 -
 по осколкам деления

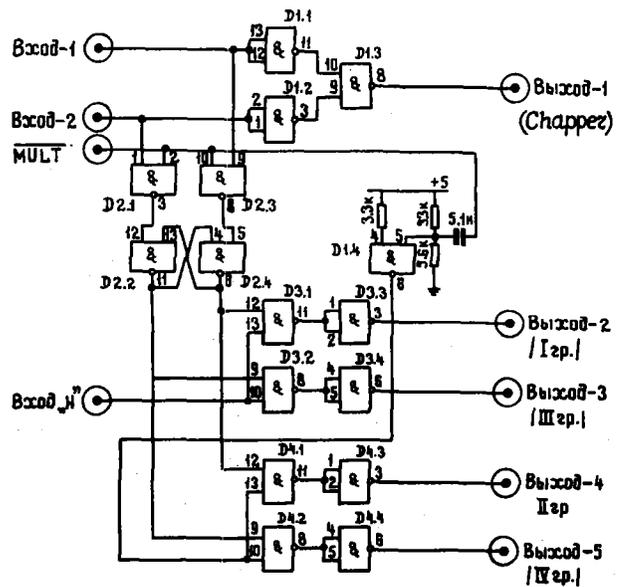


Рис.12. Схема сортировки импульсов в четыре группы
 памяти

сигнала $Mult$ формировался также короткий "импульс запуска", который сортировался в зависимости от камеры деления, осуществившей запуск. Импульсы запуска регистрировались в отдельных группах памяти.

Таким образом, при работе блока LPH-4853 вместе со схемой сортировки информация записывалась в четыре группы: I группа каналы 0-200 - регистрация нейтронов деления ^{237}Np ; II группа канал 202 - запись числа запусков от камеры с ^{237}Np ; III группа каналы 400-600 - регистрация нейтронов деления ^{252}Cf ; IV группа канал 602 - запись числа запусков от камеры с ^{252}Cf . "Мертвое" время блока многоканального пересчета в выбранном режиме равно 20 мс, разрешение адресного счетчика - 10 МГц.

На рис.13 приведена схема сумматора шести каналов со схемой подавления помех. Блоки нейтронного канала и канала монитора (предусилитель, усилитель, формирователь и источник высокого напряжения) являются стандартными, их схемы и характеристики имеются в описании анализатора ПОКТА. Быстрый усилитель тока и формирователь сигнала с камеры деления описаны в работе [6].

Схема эксперимента. Измерения \bar{V} при разных энергиях нейтронов, вызывающих деления, проводились на электростатическом ускорителе ФЭИ ЭГ-1. Схема экспериментального устройства приведена на рис.1. Для получения нейтронов использовались реакции $T(p,n)$ и $D(d,n)$. Разрешение по нейтронам при работе на твердой тригивой мишени составляло около 30 кэВ. Защита детектора нейтронов от первичного излучения осуществлялась бетонной стеной толщиной 2 м. Формирование пучка моноэнергетических нейтронов производилось каналом с диаметром 38 мм, пробитом в бетонной стене, и специальной вставкой из гидрида лития в парафине на выходе канала. Ось пучка протонов и ось канала составляли угол 4° . Пучок нейтронов после прохождения через измерительную систему попадал в ловушку, изготовленную из борированного полиэтилена. Внутри ловушки располагался монитор нейтронного потока.

Функция отклика коллиматора не измерялась из-за отсутствия наносекундного импульсного режима на ускорителе. Возможные искажения нейтронной линии не ясны. Определение энергии протонов производилось обычным методом измерения поля анализирующего магнита с калибровкой по порогу реакции $^7\text{Li}(p,n)$. Ток протонов на мишени составлял 20-25 мкА, что обеспечивало скорость счета 100-250 делений ядер ^{257}Np в 1 мин.

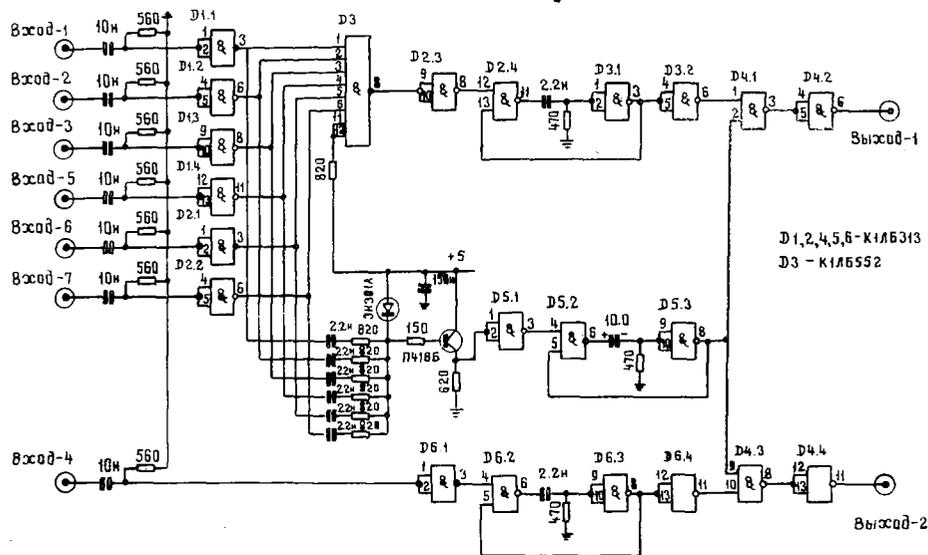


Рис.13. Схема сумматора шести каналов и системы подавления помех

Обработка результатов измерений

Общая схема обработки результатов измерений. Порядок определения величины $\bar{\nu}$ при делении ядер ^{237}Np нейтронами ясен из следующих соотношений.

Непосредственно в эксперименте измерялись величины α_{Np} и α_{Cf} :

$$\alpha_{\text{Np}} = \hat{\nu}_{\text{Np}} \quad \varepsilon_{\text{Np}} = \frac{N_{\text{N}}}{N_{\text{f}}} ; \quad \alpha_{\text{Cf}} = \hat{\nu}_{\text{Cf}} \quad \varepsilon_{\text{Cf}} = \frac{N_{\text{N}}^0}{N_{\text{f}}^0},$$

где ε - эффективность регистрации нейтронов деления; N_{N} - число зарегистрированных нейтронов деления; N_{f} - число актов деления.

При первичной обработке результатов определялась величина

$$\beta = \frac{\alpha_{\text{Np}}}{\alpha_{\text{Cf}}} = \frac{\hat{\nu}_{\text{Np}} \varepsilon_{\text{Np}}}{\hat{\nu}_{\text{Cf}} \varepsilon_{\text{Cf}}}.$$

Окончательно получаем

$$\frac{\hat{\nu}_{\text{Np}}}{\hat{\nu}_{\text{Cf}}} = \beta \frac{\varepsilon_{\text{Cf}}}{\varepsilon_{\text{Np}}},$$

или

$$\hat{\nu}_{\text{Np}} = \hat{\nu}_{\text{Cf}} \beta \frac{\varepsilon_{\text{Cf}}}{\varepsilon_{\text{Np}}}.$$

Здесь $\hat{\nu}$ несколько отличается от $\bar{\nu}$ и величина β характеризует лишь приблизительно отношение значений $\bar{\nu}$ для ^{237}Np и ^{252}Cf . Имеются эффекты, приводящие к отклонению значений β от точной величины отношения. Поправки, которые необходимо внести в результаты измерений для учета этих эффектов, невелики и могут быть ограничены первыми членами разложения. В этом случае можно записать

$$\bar{\nu}_{\text{Np}} = \bar{\nu}_{\text{Cf}} \beta K ; \quad K = (1 + \delta_1)(1 + \delta_2)(1 + \delta_3), \dots, (1 + \delta_i).$$

Типичный аппаратный спектр приведен на рис.14. Общее время счета нейтронов деления после каждого акта регистрации осколков деления принято равным 500 мкс (пять каналов по 100 мкс), что в десять раз превышало среднее время жизни нейтронов в детекторе. Увеличение этого времени не влияло на результаты измерения величины α , но заметно повышало неопределенность, связанную с нахождением фона. Для величины α можно записать следующее выражение:

$$\alpha_{\text{Np}} = \frac{N_{\text{N}}}{N_{\text{f}}} = \frac{N - N_{\phi}}{N_{\text{f}}},$$

где $N = \sum_{i=2}^6 N_i$ - сумма событий, зарегистрированных в первых пяти каналах (нулевой и первый каналы в каждой группе памяти анализатора не использовались); $N_{\phi} = 5\bar{N}$; $\bar{N} = \frac{1}{193} \sum_{i=7}^{193} N_i$ - среднее число фоновых событий, зарегистрированных в одном канале. Аналогично определялась величина α_{Cf} .

Определение статистической ошибки измерений.

Статистическая ошибка определения фона, приходящегося

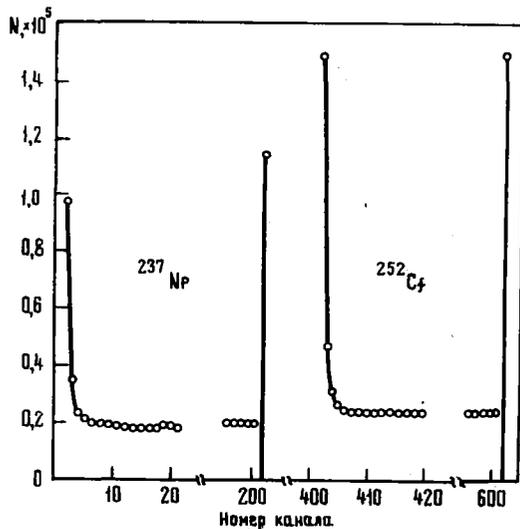


Рис.14. Типичный аппаратный спектр

на один канал, в нашем случае составляет

$$\delta(\bar{N}) = \sqrt{\frac{\bar{N}}{193}}.$$

Соответствующая относительная ошибка

$$\frac{\delta(\bar{N})}{\bar{N}} = \frac{1}{\sqrt{193\bar{N}}}.$$

Статистическая ошибка определения величин α и β

$$D(\alpha) = \frac{1}{N_f^2} \left(N + \frac{5^2 \bar{N}}{193} \right); \quad \delta(\alpha) = \frac{1}{N_f} \sqrt{N + \frac{5^2 \bar{N}}{193}}$$

и относительная ошибка определения α равна

$$\frac{\delta(\alpha)}{\alpha} = \frac{1}{N_n} \sqrt{N + \frac{25}{193} \bar{N}} = \frac{\sqrt{N}}{N_n} \sqrt{1 + \frac{25}{193} \frac{\bar{N}}{N}}.$$

Поскольку

$$\frac{5\bar{N}}{N} \leq 1, \quad \text{то} \quad \frac{\delta(\alpha)}{\alpha} = \frac{\sqrt{N}}{N_n}.$$

Для статистической ошибки величины β имеем следующее выражение:

$$\frac{\delta(\beta)}{\beta} = \sqrt{\left(\frac{N}{N_n^2} \right)_{\text{нр}} + \left(\frac{N}{N_n^2} \right)_{\text{сг}}}.$$

Определение поправок. 1. Поправка на различие энергетических спектров нейтронов деления для исследуемых ядер и ^{252}Cf (θ_1). Предполагалось, что спектры нейтронов деления описываются распределением Максвелла и отличаются лишь величиной параметра θ :

$$\chi(E, \theta) = \sqrt{\frac{2}{\pi \theta^3}} \sqrt{E}^{-E/\theta}.$$

В этом случае отношение эффективностей регистрации нейтронов деления калифорния и исследуемого изотопа может быть представлено в виде

$$K = \frac{\int_0^{\infty} \chi(E, \theta_0) \xi(E) dE}{\int_0^{\infty} \chi(E, \theta) \xi(E) dE},$$

где $\xi(E)$ характеризует энергетическую чувствительность детектора нейтронов.

Учитывая, что $\frac{\theta - \theta_0}{\theta_0} \ll 1$, выражение для величины K можно записать в виде ряда, ограничившись первыми двумя членами разложения:

$$K = 1 + x \left(\frac{\Delta \theta}{\theta_0} \right) + y \left(\frac{\Delta \theta}{\theta_0} \right)^2.$$

Численные значения x и y определялись с использованием результатов, приведенных в табл.3, 4 в соответствии с рекомендациями работы [7]. Применительно к конкретным геометрическим условиям расположения гелиевых счетчиков в настоящей работе получено $x = -0,22 \pm 0,06$; $y = 0,05 \pm 0,01$.

Поскольку имеются экспериментальные данные [8], позволяющие установить связь между средней величиной числа нейтронов деления и их средней энергией (рис.15), в рассматриваемой поправке зависимость от θ была заменена на зависимость от \bar{V} , что более удобно для работы. Полученные результаты приведены на рис.16:

Таблица 3

Рабочие условия проведения эксперимента

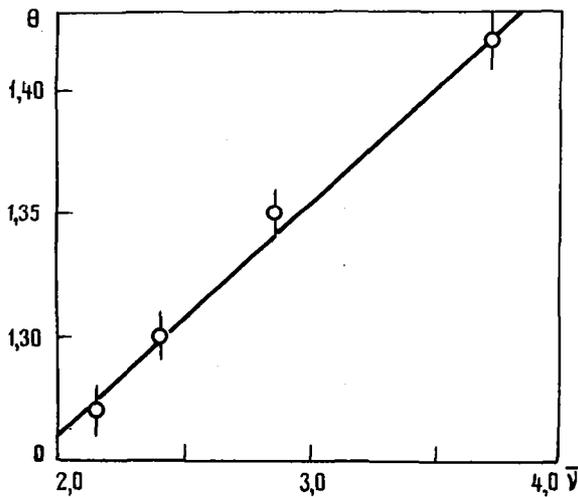
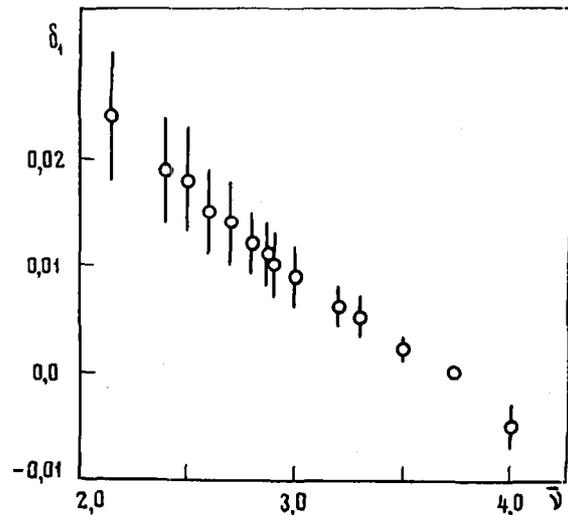
Номер секции	ϵ_i	$\delta \epsilon_i$	J_i
1	0,905	$0,095 \pm 0,002$	$0,205 \pm 0,007$
2	0,963	$0,037 \pm 0,002$	$0,221 \pm 0,007$
3	0,996	$0,002 \pm 0,002$	$0,227 \pm 0,002$
4	0,992	$0,008 \pm 0,002$	$0,141 \pm 0,002$
5	0,967	$0,033 \pm 0,002$	$0,115 \pm 0,005$
6	0,905	$0,095 \pm 0,002$	$0,093 \pm 0,005$

Таблица 4

Характерные значения поправок (в процентах) и их погрешности для области энергий нейтронов 1-4 МэВ

Параметр	δ_1	δ_2	δ_3	δ_4	δ_5	δ_6	δ_7	δ_8	δ_9
Поправки	$-(0,7-1,3)$	$+4,4$	$-0,3$	$-(1,0-1,5)$	$+(0,1-0,4)$	$+4,7$	$+0,1$	$+(0,2-0,9)$	$<0,1$
Погрешности поправок	$\pm 0,3$	$\pm 0,3$	$\pm 0,2$	$\pm(0,2-0,3)$	$\pm(0,01-0,05)$	$\pm 0,9$	$\pm 0,3$	$\pm(0,2-0,4)$	$0,1$

2. Поправка, учитывающая зависимость эффективности регистрации нейтронов деления от положения источника на оси детектора (δ_2). Изменение эффективности регистрации нейтронов спонтанного деления ^{252}Cf при перемещении источника вдоль оси детектора показано на рис. 7. В измерениях использовалась камера, содержащая одну секцию со слоем ^{252}Cf и шесть секций со слоями исследуемого изотопа, расположенных в разных точках на оси детектора. Принимая эффективность регистрации

Рис. 15. Зависимость параметра жесткости спектра θ от среднего числа мгновенных нейтронов деленияРис. 16. Зависимость поправки на разницу энергетических спектров нейтронов от ν_p измеряемого изотопа

нейтронов деления, рождающихся в месте расположения калифорниевго слоя, за единицу, получим следующее выражение для поправочного коэффициента K_2 :

$$(1 + \delta_2) = \frac{1}{\sum_{i=1}^6 \bar{\epsilon}_i J_i},$$

где $\bar{\epsilon}_i$ - средняя относительная эффективность регистрации нейтронов, рожденных в i -й секции; J_i - относительное число делений, генерируемых в i -й секции: $\sum_{i=1}^6 J_i = 1$. Величина J_i зависит от количества делящегося вещества, загруженного в i -ю секцию, от порога дискриминации в канале регистрации осколков и потока нейтронов в месте расположения секции. Поскольку $\bar{\epsilon}_i$ близки к единице, то выражение для K можно записать следующим образом:

$$(1 + \delta_2) = \frac{1}{\sum_{i=1}^6 (1 - \delta \epsilon_i) J_i} = \frac{1}{1 - \sum_{i=1}^6 \delta \epsilon_i J_i} = 1 + \sum_{i=1}^6 \delta \epsilon_i J_i,$$

где $\delta \epsilon_i = 1 - \epsilon_i$. Один из вариантов конкретных условий проведения эксперимента приведен в табл.5. Для этого случая $\delta_2 = (0,044 \pm 0,001)$. Изменения спектральной чувствительности детектора в области расположения секций не существенны и при определении поправки во внимание не принимались.

3. Поправка на различие диаметров слоев исследуемого делящегося вещества и ^{252}Cf (δ_3). Измеренное изменение эффективности регистрации нейтронов при отступлении от оси детектора по радиусу полости на 37 мм составляло $(+1,5 \pm 0,6)\%$. При диаметре слоя исследуемого вещества и слоя калифорния 3 и 0,7 см соответственно рассчитанная поправка равна $1 + \delta_3 = 1 - (0,003 \pm 0,002)$.

4. Поправка на просчеты (δ_4, δ_5). Благодаря конечному "мертвому" времени детектора нейтронов в результате измерений необходимо внести поправки на просчеты, которые можно разбить на две группы: совпадение в пределах "мертвого" времени двух импульсов от нейтронов деления (δ_4) и импульса от нейтрона деления с фоновым импульсом (δ_5). Более сложные комбинации совпадающих импульсов менее вероятны и при определении просчетов во внимание не принимались.

Вероятность совпадения двух импульсов от нейтронов деления определялась следующим образом. Распределение нейтронов деления по множественности характеризуется функцией P_ν - вероятности испускания ν нейтронов в одном акте деления, причем $\sum \nu P_\nu = \bar{\nu}$.

Вероятность регистрации детектором n нейтронов деления можно записать в следующем виде:

$$D_n = \sum_{\nu \geq n} P_\nu \epsilon^n (1 - \epsilon)^{\nu - n} \frac{\nu!}{n!(\nu - n)!},$$

где ϵ - эффективность регистрации одного нейтрона. В принципе ϵ зависит от ν , так как при разной множественности нейтронов различен и их спектральный состав. Однако, поскольку речь идет лишь о вычислении небольшой поправки (около 5%), в расчетах использовалось среднее экспериментальное значение эффективности регистрации одного нейтрона деления, которое, в частности, для случая спонтанного деления ^{252}Cf составляло 0,32.

Вероятность совпадения двух импульсов

$$P_{nn} = K_{nn} \sum_{\ell=2}^{\tau} \frac{\ell!}{2!(\ell-2)!} D_\ell,$$

где $K_{nn} = 2\tau \int_0^\tau f^2(t) dt$; τ - "мертвое" время нейтронного канала; $f(t)$ - функция временного распределения детектирования нейтронов деления (см.рис.8); τ - время счета нейтронов деления в одном цикле (500 мкс). В работе были выполнены измерения эффективности регистрации нейтронов при спонтанном делении ядер ^{252}Cf в зависимости от "мертвого" времени канала регистрации. Способ определения этого времени изложен выше.

На рис.17 приведены результаты эксперимента. Вероятность просчета для "мертвого" времени 4 мкс (значение, соответствующее рабочим условиям измерений) в случае спонтанного деления ^{252}Cf составляла

$$P_{nn} (^{252}\text{Cf}) = 0,035 \pm 0,002.$$

Результаты измерений среднего числа мгновенных нейтронов при делении ^{237}U нейтронами

E_n , МэВ	$\pm \Delta E$, МэВ	$\bar{\nu}_p$	$\delta_{\bar{\nu}}$	E_n , МэВ	$\pm \Delta E$, МэВ	$\bar{\nu}_p$	$\delta_{\bar{\nu}}$	E_n , МэВ	$\pm \Delta E$, МэВ	$\bar{\nu}_p$	$\delta_{\bar{\nu}}$
0,98	0,04	2,816	0,034	1,92	0,04	2,908	0,035	2,71	0,03	3,013	0,039
1,17	0,04	2,836	0,047	2,00	0,04	2,875	0,034	2,92	0,03	3,029	0,039
1,28	0,04	2,795	0,035	2,09	0,04	2,902	0,036	3,09	0,03	3,088	0,037
1,38	0,04	2,793	0,039	2,13	0,04	2,900	0,033	3,21	0,03	3,063	0,039
1,46	0,04	2,846	0,036	2,23	0,03	2,966	0,034	3,45	0,03	3,134	0,040
1,62	0,04	2,838	0,035	2,31	0,03	2,966	0,038	3,52	0,03	3,108	0,042
1,68	0,04	2,904	0,040	2,43	0,03	2,983	0,036	3,71	0,02	3,190	0,042
1,77	0,04	2,863	0,034	2,62	0,04	3,004	0,037	5,58	0,08	3,471	0,071
1,89	0,04	2,909	0,037					5,90	0,08	3,520	0,079

Для исследуемого изотопа вероятность просчетов вычислялась в соответствии с приведенными выше формулами, где для $\bar{\nu}_p$ брались биномиальные распределения, а коэффициент K_{nn} определялся из экспериментальных результатов для ^{252}Cf .

На рис.18 приведена зависимость поправки на просчеты от $\bar{\nu}$, обусловленная различием величин $\bar{\nu}$ для исследуемого изотопа и ^{252}Cf (δ_4). Вероятность совпадения импульса, создаваемого нейтроном деления, с фоновым импульсом определяется выражением

$$P_{n\bar{n}} = K_{n\bar{n}} \bar{n} \bar{\bar{n}}; \quad K_{n\bar{n}} = \frac{2\bar{\tau}}{T} \int_0^T f(t) dt,$$

где \bar{n} и $\bar{\bar{n}}$ - средние числа импульсов, создаваемых нейтронами деления, и фоновых импульсов соответственно в одном цикле измерений. Вероятность таких просчетов определялась экспериментально

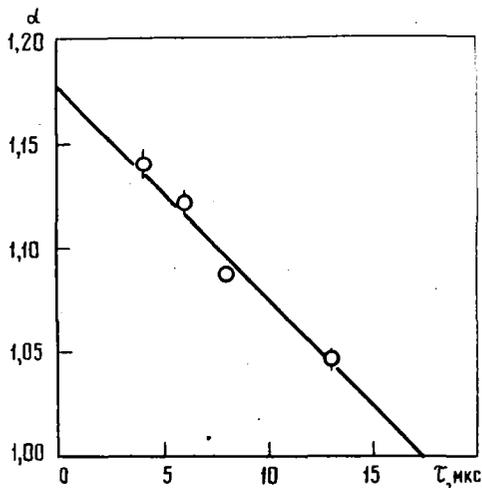


Рис.17. Зависимость α_{cf} от "мертвого" времени нейтронного канала τ

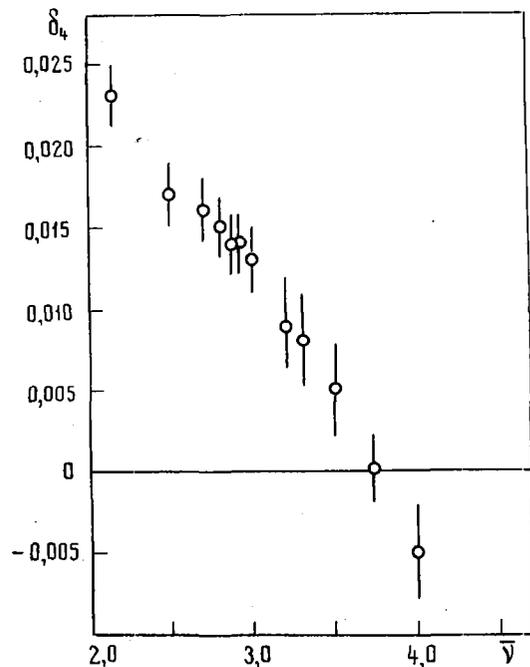


Рис.18. Зависимость поправки на просчеты от $\bar{\nu}_p$ измеряемого изотопа

при спонтанном делении ^{252}Cf для разного уровня интенсивности фоновых импульсов. Результаты измерений приведены на рис.19. Согласно этим данным $K_{n\bar{b}} = 0,0009 \pm 0,0001$. Аналогичные измерения с нептунием дали тот же результат, но с меньшей точностью.

Общий вид поправки, обусловленной совпадением импульсов от нейтронов деления и фоновых импульсов, принимает вид

$$(1 + \delta_5) = \frac{1 - K_{n\bar{b}} \bar{b}_0}{1 - K_{n\bar{b}} \bar{b}_x} = 1 + K_{n\bar{b}} (\bar{b}_x - \bar{b}_0),$$

где индексы 0 и X относятся к ^{252}Cf и исследуемому изотопу соответственно.

5. Поправка на эффективность регистрации осколков деления (δ_6). В работе измерялась зависимость числа регистрируемых нейтронов деления от уровня дискриминации в канале осколков деления. Для спонтанного деления ^{252}Cf эти измерения не составляли труда. Для ^{237}Np в рабочих условиях эффективность регистрации осколков деления составляла 50-60%, и повысить ее путем снижения уровня дискриминации не представлялось возможным из-за большого числа наложений импульсов от α -частиц. В связи с этим были предприняты специальные опыты для выяснения зависимости среднего числа регистрируемых нейтронов от уровня дискриминации в канале осколков деления. При этом исходили из следующих соображений. Спектр амплитуд импульсов, создаваемых осколками, зависит от толщины и размера слоя делящегося вещества, углового распределения осколков, размеров и относительного расположения собирающего и высоковольтного электродов. Сохраняя эти условия такими же, как при рабочих измерениях, уменьшили число слоев в одной секции до двух, что позволило на порядок сократить интенсивность α -излучения в секции. Это дало возможность поднять эффективность регистрации осколков до 80%. Уменьшение количества делящегося вещества соответственно снизило интенсивность вынужденных делений, поэтому измерения зависимости числа регистрируемых нейтронов от эффективности регистрации осколков проводились лишь для двух значений энергий нейтронов, вызывающих деления ядер ^{237}Np : 3,1 и 2,60 МэВ. При этом учитывалось и возможное различие угловых распределений осколков деления. Результаты оказались совпадающими в пределах ошибок измерений (около 0,9%).

На рис.20 приведены результаты исследования зависимости числа регистрируемых нейтронов от эффективности регистрации осколков при делении ядер ^{237}Np нейтронами и спонтанном делении ядер ^{252}Cf . Поправка, обусловленная этими эффектами, оказалась равной $\delta_6 = +0,047 \pm 0,009$.

6. Поправка на различие толщин слоев ^{252}Cf и исследуемого вещества (δ_7) связана с преимущественным торможением в слое делящегося вещества осколков, имеющих малую кинетическую энергию. В то же время малой суммарной кинетической энергии осколков соответствуют большие значения λ .

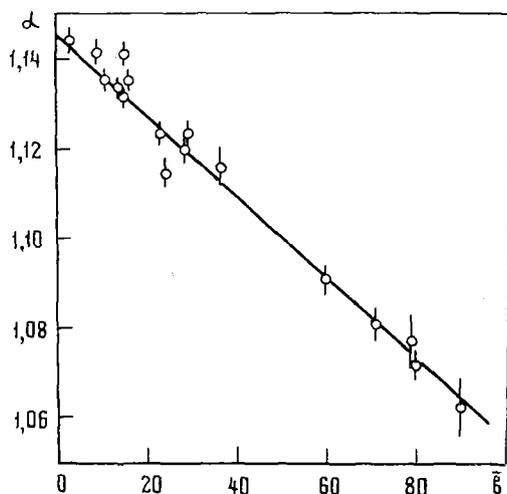


Рис.19. Зависимость λ_{Cf} от величины среднего фона на канал (\bar{b})

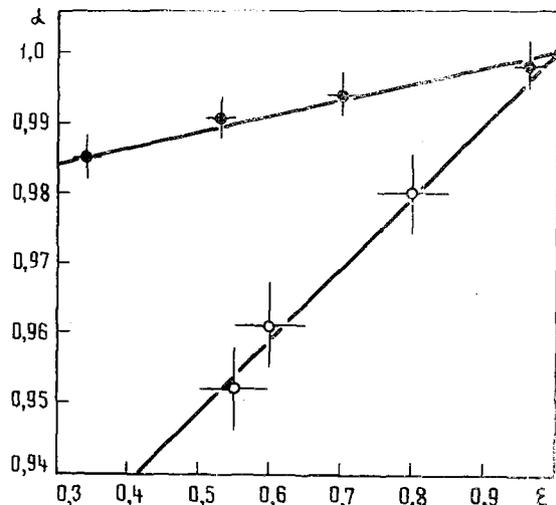


Рис.20. Зависимость λ_{Cf} и λ_{Np} от эффективности регистрации (ϵ) осколков деления для: ● - ^{252}Cf ; ○ - ^{237}Np

Величина поправки оценивалась в зависимости от экспериментальных данных работы [9] для толщины нептуния $1,1 \text{ мг/см}^2$ и составила $1 + \delta_7 = 1 + (0,001 \pm 0,003)$.

7. Поправка на счет в канале осколков деления наложенных импульсов от α -частиц (δ_8). От импульсов, полученных в результате многократных наложений α -частиц, не удавалось полностью избавиться даже при уровне дискриминации в канале осколков деления, соответствующем 55% эффективности регистрации осколков. Средняя интенсивность ложных запусков составляла $1,1 \text{ мин}^{-1}$. Соответствующая поправка зависела от скорости счета осколков деления и составляла $0,3 - 1 \%$.

8. Поправка, обусловленная различием угловых распределений осколков при делении ядер ^{237}Np нейтронами с разной энергией (δ_9). Для оценки этой поправки были использованы результаты измерения зависимости эффективности регистрации нейтронов при коллимации осколков вдоль оси детектора и перпендикулярно оси. При угловом растворе коллиматора осколков около 15° отношение эффективностей регистрации нейтронов во втором и первом случаях составляло $1,025 \pm 0,002$. Принимая два предельных случая для угловых распределений осколков $f_1(\theta) = 1 + \cos^2 \theta$ и $f_2(\theta) = 1 + \sin^2 \theta$, получаем поправку $\delta_9 \approx 0,001$. В результаты измерений не вносилась соответствующая поправка, но к суммарной ошибке добавлялась величина $\Delta_9 = 0,1\%$.

9. Прочие поправки. Оценки показали, что поправки на изотопный состав исследуемого вещества и на γ -кванты деления в случае измерений $\bar{\nu}_p$ для ^{237}Np пренебрежимо малы. В работе не вносилась поправка, связанная с искажением нейтронной линии при прохождении через коллиматор, так как измерения функции отклика коллиматора при работе ускорителя в непрерывном режиме не представлялись возможными. Статистическая ошибка после вычета фона колебалась в пределах $0,3-0,6 \%$.

Результаты измерений

В настоящей работе детально измерена энергетическая зависимость среднего числа мгновенных нейтронов при делении ядер ^{237}Np нейтронами в диапазоне энергий 1-4 МэВ. Кроме того, получены значения $\bar{\nu}_p$ при делении нейтронами с энергиями 5,6 и 5,9 МэВ.

В табл.4 приведены типичные значения поправок и вклады погрешностей определения поправок в суммарную ошибку измерений. В табл.5 даны окончательные результаты измерений. При определении значений $\bar{\nu}_p$ для ^{237}Np принималось, что при спонтанном делении ядер ^{252}Cf $\bar{\nu}_p = 3,733$ [10].

На рис.21 представлены результаты настоящих измерений. Там же показаны результаты работы [4]. Различие результатов не выходит за пределы ошибок измерений.

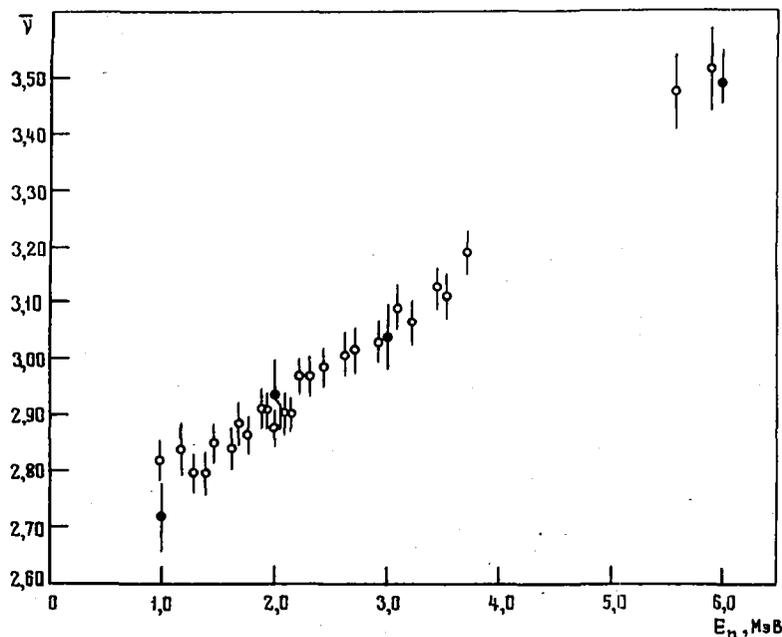


Рис.21. Результаты измерений $\bar{\nu}_p$ для ^{237}Np : o - в данной работе; • - в работе [4]

Список литературы

1. Leachman R.B. In: *Proceedings of the Second United Nations International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy, 1958, v.15, p.331.*
2. Кузьминов Б.Д., Куцаева Л.С., Бондаренко И.И. *Атомная энергия, 1961, т.10, с.371.*
3. Лебедев В.И., Калашникова В.И. *Атомная энергия, 1961, т.10, с.371.*
4. Veeser L.R. *Phys.Rev., 1978, v.17, p.385.*
5. Boldeman I.W., Dalton A.W. Rep. AABC/E172, Lucas Heights, Australia, 1967.
6. Барыба В.Я., Корнилов Н.В., Семенова Н.Н. *Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1977, вып.5(19), с.45.*
7. Большов В.И., Богарова И.Е., Володин К.Е. и др. *Препринт ФЭИ-865, 1978.*
8. Александрова Э.А., Большов В.И., Кузнецов В.Ф. и др. *Атомная энергия, 1975, т.38, с.108. Атомная энергия, 1974, т.36, с.282; препринт ФЭИ-578, 1978; препринт ФЭИ-866, 1978.*
9. Conde N., Holmberg M. *Arkiv für fysik, 1964, Bd 29, N 4, S.33.*
10. *Neutron Standard Reference Data. Vienna, 1974, p.360.*

Статья поступила в редакцию 6 мая 1980 г.

УДК 539.170

ПЛОТНОСТЬ УРОВНЕЙ И ШИРИНЫ РАСПАДА СИЛЬНО ДЕФОРМИРОВАННЫХ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР

В.М. Куприянов, Г.Н. Смиренин

THE LEVELS DENSITY AND DECAY WIDTH FOR STRONG DEFORMED HEAVY NUCLEI. A analysis of the experimental data about mean levels spacing in the first and the second wells of the potential deformation energy states are performed in the framework a superfluidity nuclear model with a phenomenological taking into account of the collective and shell effects.

Чередование разрешенностей и сгущений в спектре одночастичных состояний при заполнении нуклонных оболочек и с изменением деформации – одно из самых общих свойств ядер. Его следствием являются осцилляции оболочечной поправки к капельной энергии, которые в области актиноидов приводят к возникновению второго глубокого минимума энергии деформации и двугорбой формы барьера деления [1]. Таким образом, тяжелые ядра будут достаточно долго жить не только в обычных состояниях в первой яме, соответствующей равновесной форме с отношением полуосей $c/a = 1,2 \div 1,3$, но и в более сильно деформированных состояниях второй ямы, для которой $c/a = 1,8 \div 2,0$. Эта особенность оказывает сильное влияние на процесс деления тяжелых ядер. С нижайшими состояниями во второй яме связано существование спонтанно делящихся изомеров (изомеров формы) с более возбужденными состояниями – происхождение различных резонансных структур в сечениях подбарьерного деления.

Непрерывно совершенствуемое, но еще далекое от удовлетворения практических нужд теоретическое описание вероятности процесса деления испытывает большую потребность в экспериментальной информации о зависимости спектра возбуждений от деформации ядра. Широкий круг вопросов, возникающий в связи с этой задачей, может быть решен в рамках статистического подхода и основанного на нем анализа экспериментальных данных о различных свойствах делящихся ядер. Настоящая работа посвящена одному из таких вопросов: сравнительному анализу экспериментальных данных о плотности уровней и ширинах распада ядер в первой и второй ямах.

Плотность уровней в первой и второй ямах

Экспериментальные данные. Основным источником экспериментальной информации о плотности уровней $\rho(U, J)$ в первой и второй ямах, или, как иначе говорят, состояний класса I и II, служит анализ резонансной структуры сечений взаимодействия медленных нейтронов с ядрами. Энергия возбуждений составных ядер фиксирована: $U = B_n$ в первом случае, $U = B_n - E_{II}$ - во втором, где B_n - энергия связи нейтрона; E_{II} - разница в энергиях основного состояния в ямах I и II. Наблюдаемой характеристикой является среднее расстояние между уровнями $D_{\text{набл}}(U)$, связь которого с интересующей величиной $D(U, J) = \rho^{-1}(U, J)$ зависит от реализующегося спектра угловых моментов составных ядер.

Если для определения среднего расстояния между уровнями в первой яме можно использовать любое взаимодействие нейтронов с ядром, то состояния во второй яме проявляются лишь в процессе деления. Наиболее информативным для определения $D_{\text{набл}}^{II}$ являются исследования аномально сильных резонансов (гросс-структуры) сечения подбарьерного деления, обусловленных взаимодействием состояний классов I и II. Данное явление лучше всего исследовано при делении N четных ядер мишеней ^{234}U , ^{237}U , ^{238}Pu , ^{240}Pu и др. [2-6]. Таким образом, для соответствующих составных ядер имеются данные о $D_{\text{набл}}^I(B_n)$ и $D_{\text{набл}}^{II}(B_n - E_{II})$. Для составного ядра ^{240}Pu известно экспериментальное значение D_{II} при двух энергиях возбуждения во второй яме: $U = B_n - E_{II}$ из группировки резонансов со спином $J = 1$ в сечении деления $^{239}\text{Pu}(n, f)$ и $U = E_0 - E_{II}$, где $E_0 = 5,05$ МэВ - положение резонанса делимости реакции $^{239}\text{Pu}(d, pf)$, исследования которого с достаточно высоким энергетическим разрешением [7,8] обнаруживают тонкую структуру, связанную с взаимодействием соответствующего вибрационного уровня во второй яме с компаунд-состояниями класса II. Наиболее вероятное значение спина этих состояний $J = 2$ [8].

В рассматриваемом анализе угловой момент - лишний параметр, по которому разнятся приведенные экспериментальные данные. Поэтому полезно перейти от наблюдаемых величин $D_{\text{набл}}$ к аналогичным величинам, соответствующим определенному значению J , например $J = 0$, используя известную связь

$$D(U, J) = D(U, 0) (2J+1)^{-1} \exp \left[\frac{J(J+1)}{2 \mathcal{I}_1^2} \right] \approx D(U, 0) (2J+1)^{-1}. \quad (1)$$

Здесь $\mathcal{I}_1^2 = \mathcal{I}_1 t$ - параметр спиновой зависимости, где \mathcal{I}_1 - момент инерции ядра относительно перпендикулярной оси; t - температура ядра, а приближенное соотношение соответствует предположению о малых угловых моментах, используемому в рассматриваемых случаях, так как $\mathcal{I}_1^2(B_n) \approx 30$. Подробная сводка данных о $D_{\text{набл}}^I(B_n)$ и оцененных на их основе значений $D^I(B_n, 0)$ для ядер-актинидов торий - калифорний дана в работе [9]. Для некоторых изотопов вместе с данными о $D_{\text{набл}}^{II}(U)$ и $D^{II}(U, 0)$ они приведены в таблице. Оценка последних проводилась по формулам

$$D(U, 0) = \begin{cases} (2J+1) D_{\text{набл}}(U), & J \text{ известно;} \\ 2(2I_0+1) D_{\text{набл}}(U), & J = I_0 \pm 1/2, \end{cases} \quad \begin{matrix} (2a) \\ (2b) \end{matrix}$$

где в обоих соотношениях использовано приближение малых угловых моментов (1), а в соотношении (2b), справедливом для системы S - уровней $J = I_0 \pm 1/2$ (I_0 - спин ядра-мишени), не учтен вклад P-взаимодействия в наблюдаемую плотность уровней. Это упрощение оправдывается значительной погрешностью величин $D_{\text{набл}}^{II}$ (число известных уровней измеряется единицами), достаточно большой величиной параметра \mathcal{I}_1^2 для второй ямы ($\mathcal{I}_1^{II} / \mathcal{I}_1^I \approx 2/11,12$) и неопределенностью информации о глубине этой ямы. Последнее обстоятельство заслуживает специального обсуждения.

Параметры уровней в первой и второй ямах

Составное ядро	U^I , МэВ	$D_{набл}^I(U, J)$, эВ	J^{π}	$D^I(U, 0)$, эВ	$\ln \rho_I$	U^{II} , МэВ	$D_{набл}^{II}(U, J)$, эВ	J^{π}	$D^{II}(U, 0)$, эВ	$\ln \rho_{II}$	Источник данных о $D_{набл}^{II}(U, J)$
^{235}U	5,30	10,6	$1/2^+$	22,7	10,69	3,00	$2,1 \cdot 10^3$	$1/2^+$	$4,2 \cdot 10^3$	5,47	-
^{238}Pu	5,49	0,69	$2^+, 3^+$	6,85	11,89	3,19	$54 \cdot 10^2$	$2^+, 3^+$	$6,5 \cdot 10^2$	7,34	[2,6]
^{239}Pu	5,65	9,5	$1/2^+$	14,5	11,14	3,35	$1 \cdot 10^3$	$1/2^+$	$2,0 \cdot 10^3$	6,21	[5,6]
^{240}Pu	6,53	2,25	$0^+, 1^+$	7,99	11,73	4,23	460	1^+	1380	6,59	[10,13]
						2,75	$10,810^3$	2^+	$54 \cdot 10^3$	2,9	[8]
^{241}Pu	5,24	12,7	$1/2^+$	28	10,48	2,94	700	$1/2^+$	$1,4 \cdot 10^3$	6,57	[3,6,13]
^{243}Pu	5,03	18,7	$1/2^+$	29,6	10,42	2,73	600	$1/2^+$	$1,2 \cdot 10^3$	6,72	[13]
^{245}Pu	4,72	11,4	$1/2^+$	23,6	10,65	2,42	$1,5 \cdot 10^3$	$1/2^+$	$3,0 \cdot 10^3$	5,81	[13]
^{245}Cm	5,52	14,8	$1/2^+$	8,84	10,47	3,22	$1,0 \cdot 10^3$	$1/2^+$	$2,0 \cdot 10^3$	6,21	[13]

Большинство экспериментальных данных о величине E_{π} получено из анализа функций возбуждения спонтанно делящихся изомеров в реакциях испускаемых нейтронов. Такие данные имеются^x только для двух изотопов из рассмотренной группы ядер: для ^{239}Pu $2,2 \pm 0,2$ и ^{240}Pu $2,4 \pm 0,2$ МэВ; для соседних изотопов плутония ^{237}Pu и ^{238}Pu эти величины составляют соответственно $2,3 \pm 0,2$ и $2,4 \pm 0,2$ МэВ [13]. Для изотопов урана ^{238}U и ^{236}U наблюдаются γ -кванты, энергии которых связываются с переходами между нижайшими состояниями во второй и первой ямах, в соответствии с чем принимают $E_{\pi} = 2,56$ МэВ в случае ^{238}U и $E_{\pi} = 2,2$ МэВ в случае ^{236}U [14,15]. Из приведенной в работе [13] сводки данных о E_{π} для 19 ядер в области плутоний - кюрий более 70% значений приходится на интервал $2,0-2,6$ МэВ. В данном анализе для всех ядер принимается среднее значение $E_{\pi} = 2,3$ МэВ.

Модель для описания экспериментальных данных. При описании представленной информации используется соотношение для плотности уровней [16]

$$\rho(U, J) = k_{tot}(U) k_{vib}(U) \rho_{вн}, \quad (3)$$

в котором $\rho_{вн}(U, J)$ - плотность внутренних возбуждений ядра, а множители $k_{tot}(U)$ и $k_{vib}(U)$ учитывают коллективные возбуждения, связанные с вращательными и колебательными степенями свободы. Эффекты коллективного увеличения плотности уровней оказывают значительное влияние на наблюдаемую зависимость плотности нейтронных резонансов $\rho^I(B_n, z, A)$ [16] и на вероятность процесса деления [17]. Определяющая роль в формировании этих эффектов принадлежит коэффициенту ротационного увеличения плотности уровней $k_{tot}(U)$, сильно зависящему от характера деформации ядра [18], например

$$k_{tot} = \begin{cases} 1 & \text{- сферические ядра;} \\ G_{\perp}^2 & \text{- аксиально-симметричные ядра;} \\ 2\sqrt{2\pi} G_{\perp}^2 G_{\parallel} & \text{- предположение полной асимметрии ядра.} \end{cases}$$

В работе [16] на основе соотношения (3) развито феноменологическое описание плотности уровней, использующее сверхтекучую модель ядра с полуэмпирическим учетом оболочечных эффектов в параметре плотности уровней:

^x Результаты анализа функций возбуждения спонтанно делящихся изомеров обнаруживают значительную чувствительность к описанию $\rho(U, J)$ [13], поэтому привлечены лишь данные тех работ, в которых использовались достаточно совершенные модели плотности уровней.

$$\rho(U, z, A) = \begin{cases} \lambda A \{1 - \delta W(z, A) [1 - \exp(-\lambda U')]/U'\} & U \geq U_{кр} ; \\ \rho(U_{кр}, z, A) & U < U_{кр} . \end{cases}$$

Здесь константы $\lambda = 0,093 \text{ МэВ}^{-1}$; $\delta W(z, A)$ — оболочечная поправка, определяемая как разность между экспериментальной массой ядра и массой, рассчитанной по модели жидкой капли с параметрами, приведенными в работе [19]; $\lambda = 0,064 \text{ МэВ}^{-1}$ подобраны так, чтобы в области $150 \leq A \leq 250$ обеспечивалось наилучшее описание наблюдаемой плотности нейтронных резонансов; $U_{кр} = 0 \dots a_{кр} \Delta_0^2 + E_{конд}$ — критическая энергия фазового перехода из сверхтекучего состояния в нормальное ($\Delta_0 = 12/\sqrt{A} - 1/2 \text{ МэВ}$ — корреляционная функция в основном состоянии), где $E_{конд} = 3/2 \lambda^2 a_{кр} \Delta_0^2$; $U' = U - E_{конд}$.

Сравнение расчета с экспериментом. На рис. 1, а представлены значения $\rho^+(B_n, 0)$ из компиляции работы [10], объединяющей экспериментальные данные для ядер с разной четностью числа нуклонов от тория до калифорния и теоретические кривые для ^{240}Pu , полученные с использованием описанной выше феноменологической модели, а также последовательных микроскопических расчетов [20]. Четно-нечетные различия в плотности уровней можно учесть сдвигом энергии основного состояния на величину, кратную Δ_0 , так, чтобы выполнялись соотношения

$$\rho_{чн}(U, J) = \rho_n(U - \Delta_0, J) = \rho_n(U - 2\Delta_0, J). \quad (4)$$

Рис. 1, б показывает, что сдвиг точек по энергии вправо в соответствии с выражением (4) — на Δ_0 для нечетных и на $2\Delta_0$ для нечетно-нечетных ядер — в значительной степени устраняет их разброс, и они располагаются вблизи кривой ^{240}Pu .

На рис. 2, а приведены данные таблицы для трех соседних ядер: четно-четного ^{240}Pu , четно-нечетного ^{239}Pu и нечетно-нечетного ^{238}Pu . Кривые, представленные на нем, получены следующим образом. Систематика плотности уровней [16] описывает только в среднем данные для ^{240}Pu ; она хорошо воспроизводит экспериментальное значение $\rho^+(B_n, 0)$. Кривые для двух других ядер получены сдвигом этой зависимости на $\Delta_0 = 0,65$ и $2\Delta_0 = 1,3 \text{ МэВ}$ влево. Использованное здесь значение Δ_0 несколько меньше $\Delta_0 = 12/\sqrt{A} = 0,791 \pm 0,759 \text{ МэВ}$ ($A = 230 \pm 250$), принятого в систематике $\rho(U, J)$ и при построении точек на рис. 1, б. Этот результат не противоречит непосредственным данным о параметре Δ_0 . В области актиноидов они также отклоняются от эмпирической зависимости, описывающей лишь общую тенденцию изменения Δ_0 с числом частиц в широкой области ядер [21].

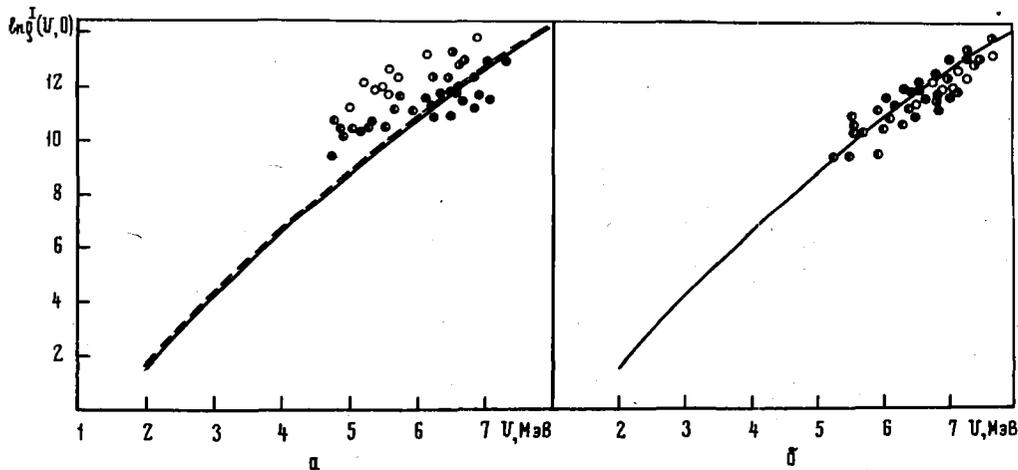


Рис. 1. Зависимость логарифма плотности уровней в первой яме от энергии возбуждения: — — феноменологическая модель [16]; - - - - микроскопические расчеты [20].
 На рис. 1, а: ● — $\ln \rho^1(B_n, 0)$ четно-четных ядер; ◐ — $\ln \rho^1(B_n, 0)$ четно-нечетных ядер; ◑ — $\ln \rho^1(B_n, 0)$ нечетно-четных ядер; ○ — $\ln \rho^1(B_n, 0)$ нечетно-нечетных ядер.
 На рис. 1, б: ● — $\ln \rho^1(B_n, 0)$ четно-четных ядер; ◐ — $\ln \rho^1(B_n, \Delta_0, 0)$ четно-нечетных ядер; ◑ — $\ln \rho^1(B_n + \Delta_0, 0)$ нечетно-четных ядер; ○ — $\ln \rho^1(B_n + 2\Delta_0, 0)$ нечетно-нечетных ядер

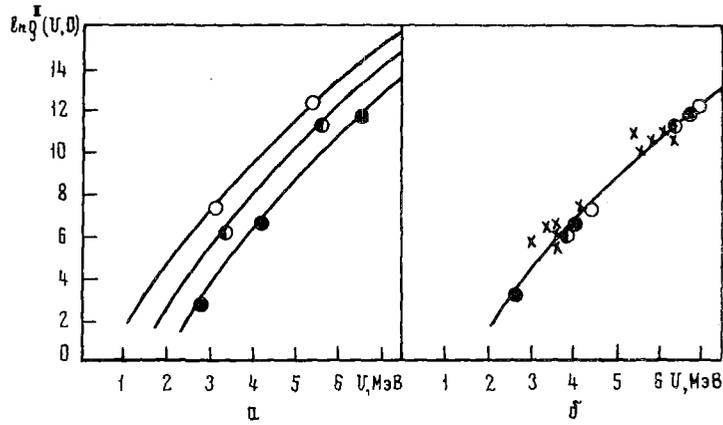


Рис. 2. Зависимость логарифма плотности уровней в первой и второй ямах от энергии возбуждения (— — расчет [16]).
 На рис. 2, а: ● — $\ln \rho^{I,II}(B_n, 0)$ ^{240}Pu ; ○ — $\ln \rho^{I,II}(B_n, 0)$ ^{239}Pu ;
 ○ — $\ln \rho^{I,II}(B_n, 0)$ ^{238}Np .
 На рис. 2, б: ● — $\ln \rho^{I,II}(B_n, 0)$ ^{240}Pu ; ○ — $\ln \rho^{I,II}(B_n + \Delta_0, 0)$ ^{239}Pu ;
 ○ — $\ln \rho^{I,II}(B_n + 2\Delta_0, 0)$ ^{238}Np (x — $\ln \rho^{I,II}(B_n + \Delta_0, 0)$ для нечетных ядер таблицы)

На рис. 2, б с помощью приема, использованного при построении рис. 1, б, все данные таблицы представлены в виде единой зависимости для эквивалентного четно-четного ядра. Из рис. 2 следует, что экспериментальные данные о $\rho(U, 0)$ для обоих классов состояний разумно согласуются с общей, вытекающей из расчета зависимостью, подтверждая распространенное предположение о близости спектров возбуждения в первой и второй ямах. Этот результат объясняется действием трех факторов:

- одинаковым характером деформации ядра в первой и второй ямах, обладающей аксиальной симметрией - свойством, ожидаемым из теоретических расчетов [22];
- независимостью $\rho(U, 0) \sim k_{\text{rot}} \rho_{\text{вн}}(U, 0)$ от параметра $\zeta_1^2 = \mathcal{J}_1 t$, сильно зависящего от деформации, так как $k_{\text{rot}} \sim \zeta_1^2$, а $\rho_{\text{вн}}(U, 0) \sim 1/\zeta_1^2$;
- близостью оболочечных поправок при деформациях $c/a \approx 1,3$ и $c/a \approx 2,0$ в области плутония.

Рассеяние значений $\rho^{II}(B_n - E^{II}, 0)$ на рис. 2, б больше, чем разброс точек $\rho^I(B_n, 0)$, и эту разницу естественно связать с вариациями величины E_{II} от ядра к ядру, принятой в настоящей работе постоянной - 2,3 МэВ.

Средние ширины распада в первой и второй ямах

Вероятности основных типов распада возбужденных ядер. Косвенную информацию о плотности уровней в первой и второй ямах возбужденного ядра можно извлечь из сравнительного анализа экспериментальных данных о вероятности мгновенного и задержанного делений. Последнее происходит путем заселения нижайших состояний во второй яме и спонтанного деления образовавшегося изомера формы. Наиболее распространенный метод заселения таких состояний заключается в распаде достаточно сильно возбужденного ядра во вторую яму путем эмиссии одного или нескольких нейтронов и последующих γ -переходов. Деление из возбужденных состояний во второй яме и возврат в первую яму при образовании спонтанно делящихся изомеров выступает в качестве конкурирующих процессов. Вероятность мгновенного надбарьерного деления, наоборот, в основном зависит от свойств ядра в первой яме.

Вероятности обоих типов деления при достаточных возбуждениях определяются отношением средних нейтронных и делительных ширин, экспериментальные данные о которых для распадов в первой и второй ямах составляют предмет дальнейшего анализа. Следует использовать статистическое описание процессов распада ядра в модели двугорбого барьера, развитое в работах [23], в предположении полного затухания ведущей к делению вибрационной моды по компаундным состояниям в обеих ямах и

сильной связи между ними. Вероятность основных типов распада ядра в такой модели можно представить в следующем виде:

- для мгновенного деления (делимости)

$$P_f = \frac{\Gamma_f}{\Gamma_n} = \frac{\bar{\gamma}_I \bar{\gamma}_{II}}{(\gamma_I \gamma_{II} - \bar{\gamma}_I \bar{\gamma}_{II})}; \quad (5)$$

- для эмиссии нейтрона или γ -квантов в первую и вторую ямы

$$P_{dI}^I = \frac{\Gamma_{dI}^I}{\Gamma} = \frac{\bar{\gamma}_{II} \gamma_I^d}{\gamma_I \gamma_{II} - \bar{\gamma}_I \bar{\gamma}_{II}} \quad (d = n \text{ или } \gamma);$$

$$P_{dI}^{II} = \frac{\Gamma_{dI}^{II}}{\Gamma} = \frac{\bar{\gamma}_I \gamma_{II}^d}{\gamma_I \gamma_{II} - \bar{\gamma}_I \bar{\gamma}_{II}}, \quad (6)$$

где $\gamma_I = \bar{\gamma}_I + \gamma_I^n + \gamma_I^\gamma$ и $\gamma_{II} = \bar{\gamma}_{II} + \gamma_{II}^n + \gamma_{II}^\gamma$ - полные средние ширины распада состояний первого и второго классов; $\bar{\gamma}_I = N_A / 2\pi \rho_I$ и $\bar{\gamma}_{II} = N_B / 2\pi \rho_{II}$ - средние ширины безрадиационного перехода через внутренний горб А из первой ямы во вторую и наоборот; $\bar{\gamma}_I^d = N_B / 2\pi \rho_{II}$ - средняя ширина деления из второй ямы; $\gamma_i^d = N_d^i / 2\pi \rho_i$ - средние нейтронные или радиационные ширины в первой или второй ямах (i соответствует первой или второй яме).

Пренебрегая в полных ширинах Γ , γ_I и γ_{II} радиационными ширинами и учитывая, что в области распространения спонтанно делящихся изомеров $P_n^I / P_f \ll 1$, соотношения (5) и (6), определяющие вероятность мгновенного деления и заселения изомера во второй яме, можно упростить:

$$P_f \approx \Gamma_f / (\Gamma_f + \Gamma_n) \approx \frac{N_A N_B}{(N_A + N_B) N_n^I + N_A N_B}; \quad (7)$$

$$P_f \approx \frac{N_A N_B}{(N_A + N_B) N_n^I + N_A N_B} \approx P_f \frac{N_n^I}{N_B}. \quad (8)$$

Эффективные числа каналов N в соответствующих ширинах $\gamma = N / 2\pi \rho$ описываются известными соотношениями статистической теории:

- для перехода через барьер высотой E_f

$$N_j(E) \approx \int_0^{E-E_f^j} \rho(U) dU \quad (j = A \text{ или } B); \quad (9)$$

- для эмиссии нейтрона

$$N_n^i(E) \approx c A^{2/3} \int_0^{E_i - B_n} (E_i - B_n - U) \rho(U) dU, \quad (10)$$

где $E_i = E$ для первой ямы; $E_i = E - E_{II}$ для второй ямы; $\rho_f^i(U)$ - плотность уровней остаточного ядра ($A - 1$) в соответствующей яме (везде для фиксированного углового момента, зависимость ρ от которого ради упрощения опускается); $c = 4\pi \tau_0^2 / \hbar^2 \approx 0,2 \text{ МэВ}^{-1}$.

Систематика отношений $(\Gamma_n / \Gamma_f)_I$ и $(\Gamma_n / \Gamma_f)_{II}$. Несмотря на сильную энергетическую зависимость Γ_n , Γ_f и соответствующих чисел каналов распада, отношения их для ядер-актинидов изменяются в зависимости от энергии настолько слабо, что вероятность мгновенного деления в области так называемого плато можно приближенно характеризовать постоянным значением Γ_n / Γ_f , для которого из соотношения (7) следует

$$(\Gamma_n / \Gamma_f)_I \approx N_n^I / N_A + N_n^I / N_B. \quad (11)$$

Благодаря этому свойству отношение Γ_n / Γ_f является удобной характеристикой при описании и анализе зависимости вероятности деления от нуклонного состава ядра, величин Z и N , в частности

в систематиках, привлекаемых для оценки отсутствующих данных и демонстрации наиболее общих закономерностей [24, 25]. Близким аналогом этой величины для распада во второй яме является отношение $(\Gamma_n / \Gamma_f)_{II} \approx N_n^{II} / N_B$, которое в соответствии с соотношением (8) можно извлечь из анализа функций возбуждения спонтанно делящихся изомеров [12, 26].

Экспериментальные данные об отношениях $(\Gamma_n / \Gamma_f)_I$ и $(\Gamma_n / \Gamma_f)_{II}$ в работе [26] были объединены систематикой, демонстрируемой на рис. 3. Значения Γ_n / Γ_f получены в работе [26] из отношений сечений возбуждения изомера σ_i в различных реакциях, сопровождающихся испусканием двух нейтронов, к сечению мгновенного деления σ_f в области максимума σ_i / σ_f . Единая экспоненциальная зависимость $(\Gamma_n / \Gamma_f)_I$ и $(\Gamma_n / \Gamma_f)_{II}$ от разности порогов деления и эмиссии нейтронов, а именно

$$\Gamma_n / \Gamma_f \sim \exp\left(\frac{\Delta E}{T}\right); \Delta E = \begin{cases} \max(E_f^A, E_f^B) - \langle B_n \rangle & \text{в первой яме;} \\ E_f^B - E_{II} - \langle B_n \rangle & \text{во второй яме,} \end{cases} \quad (12)$$

объясняется простой моделью плотности уровней с постоянной температурой:

$$\rho(U) = \rho_0 \exp\left(-\frac{U}{T}\right). \quad (13)$$

Прямая на рис. 3 соответствует значению $T = 0,4$ МэВ. Величина средней энергии связи нейтрона вместо истинной $B_n(N)$ определяется как

$$\langle B_n \rangle = \frac{1}{4} [B_n(N-1) + 2B_n(N) + B_n(N+1)] \quad (14)$$

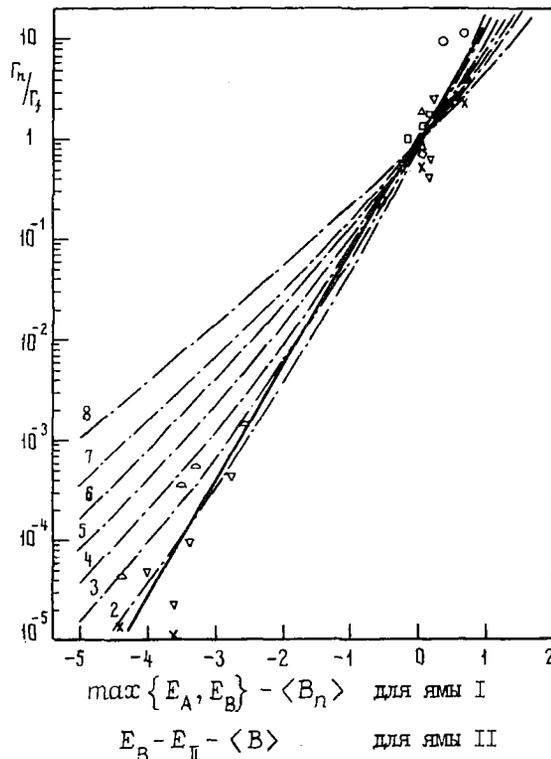


Рис. 3. Систематика $(\Gamma_n / \Gamma_f)_{I,II}$ для реакций с испусканием двух нейтронов [26] (O - Th, □ - Po, Δ - U, ◇ - Np, ▽ - Pu, ⊙ - Am, × - Cm). Прямая линия соответствует модели постоянной температуры $T = 0,4$ МэВ; кривые — — — расчеты по феноменологической модели плотности уровней [16]; цифры у кривых — энергия возбуждения остаточного ядра в мегаэлектрон-вольтах

(где N – число нейтронов в рассматриваемом ядре) и появляется в описании Γ_n / Γ_f при учете четно-нечетных различий в $\rho(U)$ и V_n . В отношении Γ_n / Γ_f они компенсируют друг друга. Происхождение фактора $\max(E_f^A, E_f^B)$ в систематике Γ_n / Γ_f объясняется тем, что в соотношении (11) преобладает одно из слагаемых, соответствующее меньшему числу каналов N_j или более высокому из горбов. Физический смысл параметров в соотношении (12) подробно обсуждается также в работе [25] в связи с анализом существующих систематик отношения $(\Gamma_n / \Gamma_f)_I$.

Продемонстрированная в работе [26] возможность построения единой систематики отношений $(\Gamma_n / \Gamma_f)_I$ и $(\Gamma_n / \Gamma_f)_II$ часто привлекается в качестве наглядной иллюстрации адекватности статистического описания в модели двугорбого барьера, в частности предположения о близости термодинамических свойств ядра в его минимумах. Однако о действительном значении данной систематики судить трудно без оценки влияния использованных ею довольно грубых упрощений модели плотности уровней и деления ядра.

Расчет Γ_n / Γ_f с реалистической плотностью уровней. При отказе от модели постоянной температуры возникает вопрос, сохранится ли в общем случае возможность удобной параметризации зависимости N_n^i / N_j от разности порогов в соотношении (12), которая используется на рис.3. В приложении продемонстрирована справедливость преобразования:

$$\frac{N_n^i (E_i - V_n)}{N_j (E - E_f)} = \frac{N(x)}{N_j (x_i - \Delta E_{ij})}, \quad (15)$$

где $x_i = E_i - \langle V_n \rangle$; $\Delta E_{ij} = E_f^j - \langle V_n \rangle - \delta_i$; $E_i = \begin{cases} E & \text{в первой яме;} \\ E - E_{II} & \text{во второй яме.} \end{cases}$

Соотношение (15) позволяет дать утвердительный ответ на поставленный вопрос, если выполнено условие, что экспериментальные значения $(\Gamma_n / \Gamma_f)_I$ и $(\Gamma_n / \Gamma_f)_{II}$ берутся при одной энергии возбуждения. Данные рис.3 удовлетворяют этому условию, поскольку положение максимумов функций возбуждения $\mathcal{G}_i / \mathcal{G}_f$, из которых извлекается величина $(\Gamma_n / \Gamma_f)_{II}$, при заданных числах испускаемых нейтронов соответствует $x \approx 3$ МэВ и практически независимо от величин Z и N [13], а $\Gamma_n / \Gamma_f \approx \text{const}$.

При проведении конкретных расчетов необходимо принимать во внимание различия в плотности возбужденных уровней в экстремальных состояниях делящегося ядра, в том числе и на горбах А и В. Последние могут отличаться от обсуждаемых характеристик $\rho(E)$ и $\rho^I(E - E_{II})$ не только величинами оболочечных поправок, но и коэффициентами коллективного увеличения плотности уровней. Теоретические расчеты потенциальной энергии деформации тяжелых ядер [22] показывают, что энергетически наиболее выгодные конфигурации в ее экстремумах характеризуются разной симметрией. Если в первой и второй ямах ядро, как уже отмечалось, обладает аксиальной и зеркальной симметрией, то на внутреннем горбе А оно утрачивает аксиальную симметрию, а на внешнем горбе В – зеркальную, но снова приобретает аксиальную.

Разницу в коэффициентах ротационного увеличения плотности уровней для аксиально-симметричных форм ядра в минимумах и на горбе учесть легко [18]:

$$K_{rot}^i = \mathcal{G}_{II}^2; \quad K_{rot}^B = 2 \mathcal{G}_{IB}^2.$$

Отметим также, что теоретически предсказанный характер деформации ядра в области внешнего горба В согласуется с экспериментальными данными об угловом распределении осколков деления и вытекающей из него информации о спектре переходных состояний [27]. Напротив, о коэффициенте K_{rot} , как показал анализ данных о Γ_n / Γ_f для тяжелых актиноидов с $E_f^A > E_f^B$ [28], в настоящее время нет определенных представлений. Поэтому ограничимся рассмотрением наиболее благоприятных отношений

$$N_n^i / N_B \text{ и } (\Gamma_n / \Gamma_f)_I \text{ для легких актиноидов } (E_f^B > E_f^A) \text{ и } (\Gamma_n / \Gamma_f)_{II}.$$

Кривые рис.3 изображают результаты расчетов N_n^i / N_B для ядра ^{240}Pu , выполненные с плотностью уровней, описание которой рассмотрено в первом разделе, и с параметрами $\tilde{u}_f = \tilde{u}_n$, $\Delta_0^f = \Delta_0^n$, $\delta W_I = 2,05$ МэВ [19], $\delta W_f^B = 0$. Общий случай сложнее линейной зависимости рис.3, мотивируемой моделью постоянной температуры. Логарифм отношения представляет собой веерообразное

семейство кривых, соответствующих разным значениям энергии возбуждения χ_i с областью сгущения вблизи $\Delta E_i = 0$. Кривая для $\chi_i = 3$ МэВ согласуется со всей совокупностью рассматриваемых значений $(\Gamma_n / \Gamma_f)_i$. Условия применимости модели постоянной температуры в качестве простого и удобного способа для аппроксимации и интерполяции экспериментальных данных обсуждаются в приложении.

x x x

Анализ наблюдаемых статистических характеристик ядра во второй яме – среднего расстояния между уровнями D_{II} и отношения средних ширин уровней $(\Gamma_n / \Gamma_f)_{II}$ – совместно с аналогичными характеристиками ядра в первой яме показывает, что по этим свойствам состояния ядер в двух минимумах потенциальной энергии деформации различаются при существующем уровне экспериментальной информации.

ПРИЛОЖЕНИЕ

О параметризации $(\Gamma_n / \Gamma_f)_i$ (общий случай). Интересующее отношение представим в виде

$$\frac{N_n^i}{N_j} = c A^{2/3} \bar{\epsilon} \frac{\int_0^{E_i - B_n} \tilde{\rho}_n^i(U) dU}{\int_0^{E - E_f^i} \rho_j(U) dU} = c A^{2/3} \frac{\tilde{R}_n^i(E_i - B_n)}{R_j(E - E_f^i)}, \quad (1п)$$

где $\bar{\epsilon} = \frac{\int_0^{E_i - B_n} (E_i - B_n - U) \rho_n^i(U) dU}{\int_0^{E_i - B_n} \rho_n(U) dU}$ – средняя кинетическая энергия испускаемых нейтронов;

значком \sim отмечены характеристики остаточного ядра, отличающегося по четности числа нейтронов от делящегося.

Учтем четно-нечетные различия в энергии связи нейтрона

$$B_n(N) = [B_n(N+1) + B_n(N-1)]/2 + (-1)^N \Delta_0 \quad (2п)$$

и плотности уровней, выражая, согласно определению (4), плотность уровней остаточного ядра через плотность уровней, соответствующую четности числа нуклонов делящегося ядра:

$$\tilde{\rho}_n(U) = \rho_n[U + (-1)^N \Delta_0], \quad (3п)$$

откуда

$$\tilde{R}_n(U) = R_n[U + (-1)^N \Delta_0]. \quad (4п)$$

Пользуясь определением $\langle B_n \rangle$ (14) и соотношениями (1п), (2п) и (4п), легко убедиться в справедливости преобразований:

$$\begin{aligned} B_n(N) - (-1)^N \Delta_0 &= \langle B_n \rangle; \\ \tilde{R}_n^i(E_i - B_n) &= R_n^i[E_i - B_n + (-1)^N \Delta_0] = R_n^i(E_i - \langle B_n \rangle); \\ \frac{N_n^i(E_i - B_n)}{N_j(E - E_f^i)} &= c A^{2/3} \bar{\epsilon} \frac{R_n^i(x_i)}{R_j[x_i - (E_f^j - \delta_i - \langle B_n \rangle)]} = \frac{N_n^i(x_i)}{N_j(x_i - \Delta E_{ij})}, \end{aligned} \quad (5п)$$

где $x_i = E_i - \langle B_n \rangle$; $\Delta E_{ij} = E_f^j - \delta_i - \langle B_n \rangle$.

Конечное соотношение (5п) оправдывает параметризацию зависимости отношения Γ_n / Γ_f от разности порогов деления и эмиссии нейтрона ΔE_{ij} , использованную в систематике [26], в общем случае. При выводе преобразований (5п) использовано лишь предположение о достаточно сильной зависимости $\rho(U)$, позволяющее числа каналов, выражаемые интегралами (9) и (10), считать функциями верхних пределов при переходе от выражения (3п) к (4п).

Модель постоянной температуры как приближение. В работе [25] отмечалось, что модель постоянной температуры можно рассматривать как приближение реальной модели для ситуаций, допускающих линеаризацию $\ln[\rho(U)]$. Свойства этого приближения легко исследовать, если разложить в ряд Тейлора знаменатель выражения (5п)

$$\begin{aligned} \ln[R(x) - \Delta E] &= \ln R(x) - \Delta E [\ln R(x)]' + \dots \approx \\ &\approx \ln \left\langle R(x) \exp \left\{ -\Delta E [\ln R(x)]' \right\} \right\rangle \end{aligned} \quad (6п)$$

и, используя этот результат, преобразовать соотношение (1п):

$$\frac{N_n^i}{N_f^i} = c A^{2/3} \bar{\xi} \frac{R_n^i(x_i)}{R_j^i(x_i)} \exp \left[\Delta E_{ij} \frac{R_j^i(x_i)}{R_j^i(x_i)} \right]. \quad (7п)$$

При этом, учитывая, что в предположении (13)

$$\bar{\xi} = 2T(x_i > T); \quad \frac{R_n^i(x_i)}{R_j^i(x_i)} = \frac{\rho_{n0}^i}{\rho_0^j}; \quad \frac{R_j^i(x_i)}{R_j^i(x_i)} = \frac{1}{T}, \quad (8п)$$

получим известное соотношение модели постоянной температуры [см. выражение (13)]:

$$\frac{N_n^i}{N_f^i} = 2cTA^{2/3} \frac{\rho_{n0}^i}{\rho_0^j} \exp \left(\frac{\Delta E_{ij}}{T} \right). \quad (9п)$$

Из соотношений (6п) - (9п) и изложенного выше можно сделать следующие заключения:

1. Модель постоянной температуры тем ближе отражает реальную картину (в том числе и для энергетической зависимости Γ_n / Γ_f), чем меньше величина ΔE_{ij} . Данная ситуация соответствует области сгущения кривых на рис.3 и приближенно реализуется при описании деления тяжелых ядер. По этой причине модель постоянной температуры привлекается при интерпретации таких свойств, как плато сечений деления и соответствующее ему приближенное постоянство отношения, а также широко используется при систематизации экспериментальных данных [24, 25].

2. В систематиках по соотношению (9п), как следует из сравнения кривых рис.3, модель с постоянной температурой может применяться при изменении ΔE_{ij} и в более широких пределах, определяемых не только условием линеаризации (6п), но и состоянием экспериментальной информации при значительном разбросе данных, делающем более строгое описание неоправданным. Для температуры T , служащей обычно в систематиках свободным параметром, ожидается зависимость от энергии возбуждения в соответствии с выражением (8п).

Список литературы

1. Strutinsky V.M. Nucl. Phys., 1968, v. A95, p.420.
2. Rubini A., Blons J., Michaudon A., Pava D. Phys.Rev. Letters, 1968, v. 20, p. 1373.
3. Mignaco, Theobald J.P. Nucl. Phys., 1968, v. A112, p. 603.
4. James G.D., Dabbs J.W.T., Harvey J.A. e.a. Phys. Rev. C., 1977, v. 15, p. 2083; в кн.: Нейтронная физика. Т.5. М., ЦНИИатоминформ, 1976, с.251.
5. Silbert M.G., Meit A., Young T.E. Nucl. Sci. and Engng, 1973, v. 52, p. 176.
6. Linn J.E. Proceedings Symposium of Physics and Chemie Pission. Vienna, IAEA, 1969, p.249.

7. Specht H.J., Fraser J.S., Milton J.C.D., Davies W.G. In: [6], p.363.
8. Glässel P., Rösler H., Specht H.J. Nucl. Phys., 1976, v.A 256, p.220.
9. Lynn J.E., Report AERE-R7466, Harwell, 1974.
10. Patrik B.H., James G.D. Phys.Letters, 1968, v.28B, p.258.
11. Specht H.J., Weber J., Korecny E., Henneman D. Phys.Letters, 1972, v.41B, p.43.
12. Vandenbosch R. Proceedings Symposium of Physics and Chemie Fission. V.1, Vienna, IAEA, 1974, p.251.
13. Britt H.C., Bolsterly M., Nix J.R., Norton J.L. Phys. Rev. C, 1973, v.7, N 2, p.801.
14. Russo P.A., Pedersen J., Vandenbosch R. In: [12], p.271.
15. Günter W., Huber K., Knessl V., Krieger H. Nucl. Phys., 1978, v.A 297, p.254.
16. Игнатюк А.В., Истеков К.К., Смиренкин Г.Н. Ядерная физика, 1979, т.29, вып.4, с.875.
17. Игнатюк А.В., Истеков К.К., Смиренкин Г.Н. Там же, 1979, т.30, вып.5, с.1205.
18. Bjrnholm S., Bohr A., Mottelson B.R. In: [12], p.361.
19. Myers W.D., Swiatecky W.S. Ark.Phys., 1967, v.36, p.593.
20. Delagrangé H., Fleury A., Alexander J.M. Phys.Rev.C, 1978, v.17, N 5, p.1706.
21. Бор О., Моттelson Б. Структура атомного ядра. Т.1, М., Мир, 1971.
22. Möller P., Nix J.R. In: [12], p.103.
23. Струтинский В.М. Nuclear Structure (Dubna Simposium). Дубна, IAEA - ОИЯИ, 1968, p.431; S.Jägare. Nucl. Phys., 1969, v. A 137, p.2.
24. Sikkeland T., Giorso A., Murria M.J. Phys.Rev., 1968, v.172; Ванденбосх Р., Хойзенга Дж. В кн.: Нейтронная физика. Т.2. М., ЦНИИатоминформ, 1959, с.366.
25. Истеков К.К., Куприянов В.М., Фурсов Б.И., Смиренкин Г.Н. Ядерная физика, 1979, т.29, вып.5, с.1156.
26. Borggreen J., Kashy E., Hattula J., Maarbjeerg V. Nucl.Phys., 1974, v. A 218, p.621.
27. Vandenbosch R. Phys.Letters, 1973, v.45B, p.207; Жучко Е.Е., Остапенко Ю.Б., Смиренкин Г.Н. и др. Ядерная физика, 1979, т.30, вып.3(9), с.634.
28. Gavron A., Britt H.C., Koncsy E. e.a. Phys.Rev.C, 1976, v.13, N 6, p.2374.

Статья поступила в редакцию 6 мая 1980 г.

УДК 539.125.5

ФОНОВЫЕ ПОПРАВКИ ПРИ АКТИВАЦИИ ОБРАЗЦОВ НА ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИХ УСКОРИТЕЛЯХ

А.Н. Давлетшин, А.О. Типунков, С.В. Тихонов, В.А. Толстиков

THE BACKGROUND CORRECTIONS WHILE ACTIVATING OF SAMPLES WITH THE ELECTROSTATIC ACCELERATORS. The procedure of background activities in measuring fast neutron radiation capture cross-sections has been considered. On the example of radiation capture cross-section measuring for ^{238}U and ^{197}Au it has been shown, that the account of the corrections having been considered significantly changed the meaning of the experimental cross-section. It has been found out, that in measuring radiation capture cross-sections with respect to the ^{197}Au one no corrections of mutual compensation took place.

Большие капиталовложения в развитие энергетики с реакторами на быстрых нейтронах, особенно в ее топливную составляющую, требуют надежного расчетного предсказания их критических параметров и коэффициента воспроизводства. Расчет последних связан, в частности, с созданием групповых сечений захвата материалов, входящих в состав активной зоны и отражателя реактора, с убедительным обоснованием погрешностей этих сечений. Однако экспериментальные данные различных авторов, полученные разными методами, даже для таких давно исследуемых изотопов,

как ^{238}U и ^{197}Au , до настоящего времени значительно расходятся. Особенно это относится к области энергий около и выше 1 МэВ. Расходятся данные времяпролетных и активационных методик. В самом активационном методе имеются также расхождения между данными разных авторов.

По нашему убеждению, причина расхождений связана с некорректным учетом фоновых поправок на эффекты рассеяния нейтронов. К учету этих эффектов для $E_n \approx 14$ МэВ в последние 5-7 лет было привлечено внимание экспериментаторов в лабораториях разных стран. Для $E_n < 7$ МэВ предполагалось, что эти поправки пренебрежимы. Считалось, кроме того, что при измерении сечений захвата методом активации по отношению к предполагаемому известным эталонному сечению активации эти поправки взаимно компенсируются. В действительности этого не происходит.

В данной статье рассматриваются вопросы, связанные с измерением фоновых активностей в активационных измерениях на электростатических ускорителях.

Общие сведения об активационном методе. Уравнение, описывающее процесс активации, т.е. изменение числа активных ядер в образце $N_a(t)$ в зависимости от времени, имеет вид

$$\frac{dN_a}{dt} + \lambda N_a = \gamma Q(t), \quad N_a(0) = 0, \quad (1)$$

где λ - постоянная распада; γ - абсолютная эффективность образца, т.е. числа взаимодействий нейтронов в образце, приводящих к образованию активного ядра, в случае, когда мощность изотропного источника равна 1 нейтр./с; $Q(t)$ - мощность изотропного источника нейтронов, имеющего форму диска.

Решение уравнения (1) приводит к выражению для вычисления сечения активации ядер образца:

$$\sigma_{\text{об}} = \frac{N_{\gamma 0}}{\eta} \frac{f(\lambda, t)}{C_{\gamma} m_{\text{я.об}} G_{\text{об}} N_n}. \quad (2)$$

Поясним смысл сомножителей к формуле (2). Величина N_n - число нейтронов, испущенных изотропным источником за время облучения образца t_0 . Вопросы, связанные с измерением N_n пропорциональным счетчиком, наполненным водородом, рассмотрены в работе [1].

Наведенная активность образца измеряется по сопутствующему γ -излучению Ge - Li-детектором. Величина $N_{\gamma 0}$ - число импульсов в фотопике, зарегистрированное за время измерения t_n , исправленное на "мертвое" время измерительной системы. Способы измерения эффективности Ge - Li-детектора η подробно рассмотрены в работах [2,3].

Поправочный коэффициент C_{γ} учитывает зависимость мощности источника нейтронов от времени. Если $Q(t) = \text{const}$, то $C_{\gamma} = 1$.

Временной множитель имеет вид

$$f(\lambda, t) = \frac{\lambda t_0}{\exp(-\lambda t_n) [1 - \exp(-\lambda t_n)] [1 - \exp(-\lambda t_0)]}, \quad (3)$$

где t_n - длительность интервала времени между концом облучения и началом измерения.

Количество ядер активируемого элемента в образце $m_{\text{я.об}}$ связано с массой образца $m_{\text{об}}$ соотношением

$$m_{\text{я.об}} = \frac{k N_0 m_{\text{об}}}{A}, \quad (4)$$

где N_0 - число Авогадро; A - молярная масса образца; k - число атомов активируемого элемента в молекуле.

Геометрический множитель $G_{\text{об}}$ связан с абсолютной эффективностью образца γ соотношением

$$G_{\text{об}} = \frac{\gamma}{m_{\text{я.об}} \sigma_{\text{об}}}. \quad (5)$$

Введение такого множителя удобно тем, что его величина почти не зависит от свойств образца и его размеров, а определяется только расстоянием между источником нейтронов и образцом. Отношения относительных измерений величин в формуле (5) для использованных образцов имеют такие значения: $\delta G_{об} / \delta m_{э,об} < 10^{-1}$; $\delta G_{об} / \delta \zeta_{об} < 10^{-3}$. Таким образом, в формулу (2) входят только статистически независимые величины. Эффективность γ для случая дискового источника и цилиндрического детектора может быть получена численным интегрированием по формуле, приведенной в работе [4], а величина $\zeta_{об}$ берется из любой оценки для рассматриваемого сечения.

Проанализируем процедуру активации и обработки результатов эксперимента на примере измерений сечения радиационного захвата ^{238}U и ^{197}Au .

Фоновые активности. В формуле (2) величина $N_{\gamma 0}$ есть эффект, вызванный нейтронами, попавшими в образец непосредственно из мишени. Однако при облучении образца в него попадают и нейтроны, испытавшие после вылета из мишени различные взаимодействия в элементах конструкций, расположенных вблизи образца (рис.1). Спектр этих нейтронов может существенно отличаться от спектра нейтронов из мишени. Этим фоновым нейтронам соответствуют фоновые наведенные активности образца, которые в дальнейшем будем называть фонами образца. Имеются и другие причины, по которым экспериментально измеряемый эффект отличается от величины $N_{\gamma 0}$.

Опишем кратко источники фонов образца и способы их измерения.

1. Фон помещения $A_{\phi 1}$ вызван нейтронами, рассеянными от стен экспериментального зала, и предполагается постоянным вдали от стен. В случае больших периодов полураспада его удобно измерять путем сравнения активностей образцов, одновременно облученных в нормальных условиях (расстояние от мишени около 4 см) и на расстоянии примерно 2-3 м от мишени. Другой способ: измерение зависимости активности образца от расстояния до мишени. Экстраполируя эту зависимость к бесконечному расстоянию, получим величину $A_{\phi 1}$.

2. Фон образца $A_{\phi 2}$. Большая часть нейтронов, провзаимодействовавших в образце, — упруго и неупруго рассеянные нейтроны. Их средний путь в образце после рассеяния существенно больше толщины дискового образца. Они могут испытать радиационный захват, увеличивая активность образца. Этот эффект можно измерить, используя образцы различной массы и экстраполируя экспериментальные значения сечения к нулевой массе. Этот способ существенно увеличивает время эксперимента. Так как фон составляет менее 2% величины $N_{\gamma 0}$, он был определен расчетным путем [5].

3. Фон контейнера $A_{\phi 3}$. Образец из U_3O_8 упакован в никелевый контейнер (масса 0,7 г). Кроме того, для уменьшения фонов помещения и мишенедержателя образец упакован в контейнер из кадмия (масса 2,7 г). Это приводит к уменьшению потока нейтронов, падающих на образец. В то же время рассеянные в контейнерах нейтроны производят дополнительную активацию образца. Совместное

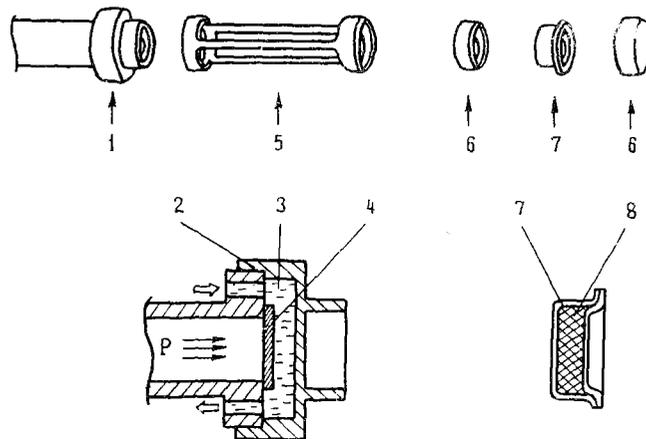


Рис.1. Схема крепления образца при облучении на электростатическом ускорителе: 1 - мишенедержатель; 2 - крышка мишенедержателя; 3 - слой охлаждающей воды; 4 - мишень; 5 - держатель образца; 6 - контейнер из кадмия; 7 - контейнер из никеля; 8 - образец

влияние этих эффектов приводит к увеличению активности образца. Величина этого фона определяется путем измерения сечений при различных массах контейнеров.

4. Фон мишенедержателя $A_{\text{Ф4}}$. Мишенедержатель – наиболее массивная конструкция, расположенная вблизи образца. Основные его элементы, влияющие на условия активации образца, – слой охлаждающей воды (масса около 0,1 г) и латунная крышка (масса около 7,5 г). Нейтроны, вылетевшие из мишени вне телесного угла, стягиваемого образцом, рассеиваются и вызывают дополнительную активацию, попадая в образец. Этот эффект в некоторой степени уменьшается из-за ослабления прямого потока нейтронов в мишенедержателе. Этот фон также определяется путем измерений при разных массах мишенедержателя.

5. Фон изотропности источника нейтронов $A_{\text{Ф5}}$. Из формулы (2) следует, что величина $N_{\text{У0}}$ есть линейная функция $G_{0\beta}$ при постоянных прочих параметрах. Однако измерения активности образца на разных расстояниях от мишени показали, что при расстояниях менее 5 см активность образца меньше, чем должно быть для линейного закона. Имеются две причины этого эффекта. Во-первых, дифференциальные сечения реакций $T(p, n)^{23}\text{Ne}$ и ${}^7\text{Li}(p, n)^7\text{Be}$ уменьшаются с увеличением угла вылета нейтронов. Во-вторых, нейтроны, вылетающие под большим углом, ослабляются конструкцией мишенедержателя сильнее, чем нейтроны, вылетевшие под углом 0° . В то же время этот эффект частично компенсируется тем, что нейтроны, вылетевшие под большими углами, имеют меньшую энергию, чем нейтроны, вылетевшие под углом 0° . Величина фона $A_{\text{Ф5}}$ измеряется так: образец облучается на нормальном расстоянии 4 см и на расстоянии 6 см, для которого еще справедлив линейный закон изменения активности от $G_{0\beta}$. Различие между сечениями и есть искомый фон.

6. Фон держателя образца $A_{\text{Ф6}}$. Латунный держатель образца (масса 1,8 г) рассеивает нейтроны, которые, попадая в образец, вызывают дополнительную активацию. Используя при облучении держатели образцов различной массы, можно измерить величину этого фона.

Модель эксперимента. Рассмотрим эксперимент по измерению величины $\zeta_{n,\gamma}$ при некоторой энергии нейтронов E_n . Все проведенные на электростатическом ускорителе облучения образцов будем называть циклом измерений. Цикл разбит на серии, отличающиеся друг от друга фоновыми условиями. Каждая серия состоит из нескольких облучений одинаковых образцов в одинаковых фоновых условиях (от 5 до 15 облучений). Результатом серии является усредненное значение сечения и его случайная погрешность.

Модель цикла можно записать в виде следующей системы уравнений:

$$\left. \begin{aligned} \zeta_0 &= x_0 + x_1 + x_2 + x_{31} + x_{32} + x_4 + x_5 + x_6; \\ \zeta_1 &= x_1; \\ \zeta_{31} &= x_0 + x_1 + x_2 + 2x_{31} + x_{32} + x_4 + x_5 + x_6; \\ \zeta_{32} &= x_0 + x_1 + x_2 + x_{31} + 2x_{32} + x_4 + x_5 + x_6; \\ \zeta_4 &= x_0 + x_1 + x_2 + x_{31} + x_{32} + 2x_4 + x_5 + x_6; \\ \zeta_5 &= x_0 + x_1 + x_2 + x_{31} + x_{32} + x_4 + x_5 + x_6; \\ \zeta_6 &= x_0 + x_1 + x_2 + x_{31} + x_{32} + x_4 + x_5 + x_6, \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

где ζ_j – экспериментально измеряемые сечения; x_0 – истинное сечение радиационного захвата; x_i – фоновые сечения, соответствующие фоновым активностям; индексы соответствуют индексам фонов, перечисленных в предыдущем разделе.

Серия $j = 0$ называется основной серией (нормальные условия облучения). Индексы серий $j \neq 0$ соответствуют номеру фона, измененного по сравнению с основной серией. Для $j = 3$ появляется второй индекс, так как образец при облучении упакован в никелевый и кадмиевый контейнеры. Это относится только к образцам из U_3O_8 . Для образцов из золота никелевый контейнер не использовался, поэтому в цикле для золотого образца серии $j = 32$ нет.

Эта модель не точно соответствует реальной ситуации, так как для упрощения записи предположено, что при изменении фона фоновые сечения всегда точно удваиваются. В приложении будет показано, как учитываются реальные условия эксперимента.

Для основной серии можно записать выражение по определению величины истинного сечения радиационного захвата:

$$x_0 = \zeta_0 \left(1 - \sum_{i=1}^6 \Delta x_i \right), \quad (7)$$

где

$$\Delta x_i = \frac{x_i}{\zeta_0}. \quad (8)$$

Из экспериментальных результатов цикла можно получить величины

$$\Delta A_{\varphi i} = \frac{\zeta_j - \zeta_0}{\zeta_0}. \quad (9)$$

Для некоторых фонов $\Delta x_i = \Delta A_{\varphi i}$, а для остальных $\Delta x_i \neq \Delta A_{\varphi i}$ даже в случае, когда масса фоновой конструкции увеличена вдвое. Это связано с тем, что для фонов, обусловленных масса-ми конструкций, расположенных вблизи образца, нужно учитывать экспоненциальный закон взаимодействия нейтронов с веществом.

Приведем выражения, связывающие фоновые поправки Δx_i в формуле (7) с экспериментально определяемыми величинами фонов (9):

$$\begin{aligned} \Delta x_1 &= \Delta A_{\varphi 1}; & \Delta x_4 &= \Delta A_{\varphi 4} C_4; \\ \Delta x_2 &= \Delta A_{\varphi 2}; & \Delta x_5 &= \Delta A_{\varphi 5}; \\ \Delta x_{31} &= \Delta A_{\varphi 31} C_{31}; & \Delta x_6 &= \Delta A_{\varphi 6} C_6. \\ \Delta x_{32} &= \Delta A_{\varphi 32} C_{32}; \end{aligned} \quad (10)$$

Способ оценки коэффициентов C_i по экспериментальным результатам цикла описан в приложении.

Результаты измерений. На рис. 2 и 3 приведены результаты измерений различных фонов образца в виде относительного вклада $\Delta A_{\varphi i}$ в экспериментальное сечение для основной серии в интервале энергий нейтронов 350–1400 кэВ. Если фон различен для образцов из U_3O_8 и золота, то результаты представлены на разных графиках. Точки – экспериментальные результаты, сплошные линии проведены

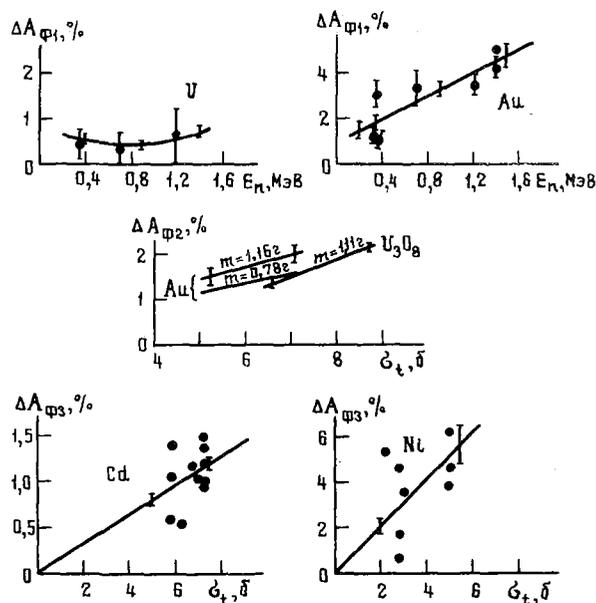


Рис. 2. Относительные величины фонов помещения ($\Delta A_{\varphi 1}$), образца ($\Delta A_{\varphi 2}$) и контейнеров ($\Delta A_{\varphi 3}$) для образцов из U_3O_8 и золота

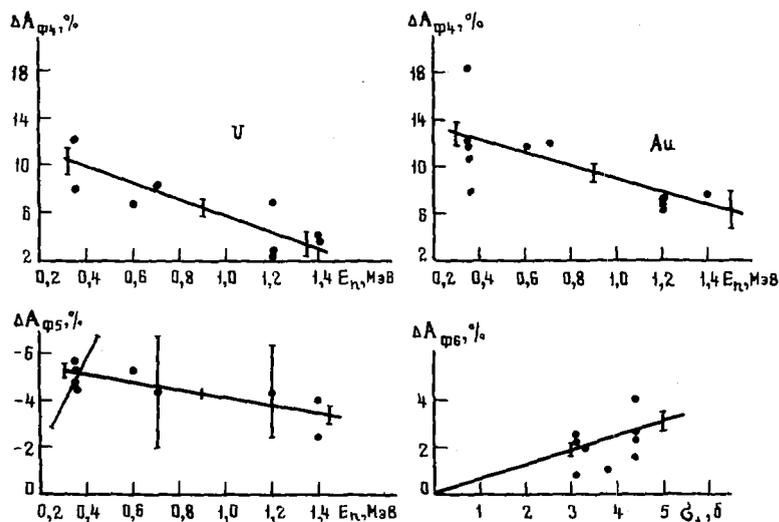


Рис.3. Относительные величины фонов мишенедержателя ($\Delta A_{Ф4}$), изотропности источника нейтронов ($\Delta A_{Ф5}$) и держателя образца ($\Delta A_{Ф6}$) для образцов из U_{308} и золота

методом наименьших квадратов. На них показаны погрешности этих оценок. Фоны контейнеров и держателя образца представлены в виде зависимости соответствующего элемента от полного микроскопического сечения и нормированы на единичную массу. Такое представление удобнее из-за наличия резонансов в соответствующих сечениях.

Для урана величина $\Delta A_{Ф4}$ (сплошная линия рис.2) вычислена на основе результатов оценки $\Delta A_{Ф4}$ для золотых образцов. Кроме этого, для трех энергий нейтронов она была определена по зависимости активности урановых образцов от расстояния до мишени. Эти величины с погрешностями также показаны на рис.2. Согласие вычисленных и измеренных значений полное.

Величина фона $\Delta A_{Ф4}$ для золота больше, чем для урана, хотя энергетические зависимости подобны. Объясняется это тем, что после рассеяния в мишенедержателе в образец попадают нейтроны существенно меньших энергий, чем энергия нейтронов, вылетающих под углом 0° . Вероятность их захвата ядром золота больше, так как резонансный интеграл у него в 5,5 раза больше, чем у урана.

Большинство экспериментальных значений фона $\Delta A_{Ф5}$ измерены так, как было описано выше. Для урана при трех значениях энергий нейтронов величины $\Delta A_{Ф5}$ определены по зависимости активности образцов от расстояния (2-40 см). Эти результаты нанесены в виде точек с погрешностями измерений; согласие с остальными данными хорошее.

Используя полученные оценки фонов, можно посчитать суммарную фоновую поправку ($1 - \sum \Delta x_i$) для экспериментальных сечений радиационного захвата нейтронов ^{238}U и ^{197}Au . Результаты вычислений представлены на рис.4. Для рассматриваемого диапазона энергий нейтронов суммарные случайные погрешности поправки лежат в интервале 1,4-1,9% для золота, 1,3-2,0% для урана.

Основной вклад в суммарную случайную погрешность дает погрешность $\Delta A_{Ф4}$. Условия измерения этого фона таковы, что он может иметь заметную систематическую погрешность. Сделанная оценка показывает, что при $E = 350$ кэВ для золота ($\Delta A_{Ф4} = 12,5\%$) она может достигнуть 3%. Причина в том, что мишенедержатель дает большой фон и при охлаждении водой уменьшить его существенно не удастся. Кроме того, добавочная фоновая масса не может быть размещена в таких же условиях относительно мишени, как и основная масса. Из сказанного следует, что для уменьшения вклада фона $\Delta A_{Ф4}$ и существенного уменьшения его систематической погрешности нужно использовать максимально облегченный мишенедержатель с охлаждением мишени газом.

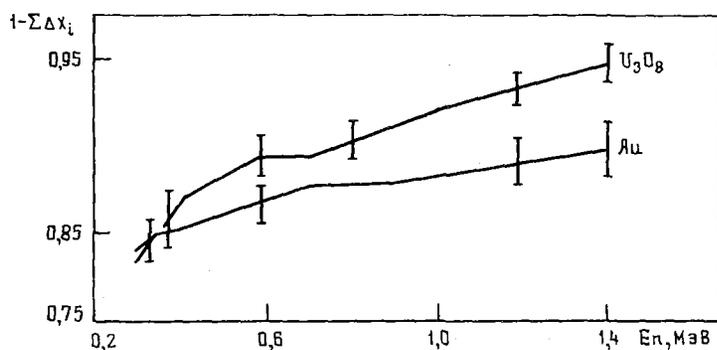


Рис. 4. Зависимость суммарной фоновой поправки от энергии нейтронов для образцов из U_3O_8 и золота

x x
 x

В работе дана схема анализа результатов измерений нейтронных активационных данных с точки зрения полноты учета фоновых поправок на рассеяние нейтронов. Показано, что тщательный учет этих поправок значительно изменяет величину экспериментально получаемого сечения захвата даже для нейтронов с энергией меньше 1,5 МэВ. На примере ^{238}U и ^{197}Au проиллюстрировано, что взаимной компенсации поправок на расстояние в активационных измерениях нет. Недооценка исследованных в работе эффектов может приводить к расхождению данных, полученных разными авторами.

Вычисление коэффициента

ПРИЛОЖЕНИЕ

Покажем, как можно вычислить коэффициент C в формулах (10) на примере измерения сечения при наличии одного фона образца.

Пусть конструкция, создающая фон, в основной серии $y = 0$ имеет массу m_0 , а в серии $j = 1$ масса равна m_1 . Предполагаем, что в обоих случаях конструкции геометрически подобны и плотности потока падающих на конструкции нейтронов одинаковы. Модель эксперимента можно записать в виде уравнений

$$\zeta_0 = x_0 + \zeta_{\text{ф}} K [1 - \exp(-y)]; \quad (1п)$$

$$\zeta_1 = x_0 + \zeta_{\text{ф}} K [1 - \exp(-y_1)];$$

$$\frac{y_1}{y} = \frac{m_1}{m_0} - 1 = m. \quad (2п)$$

Энергия нейтронов, попадающих из мишени на конструкцию, может существенно отличаться от энергии нейтронов, попадающих из мишени на образец, т.е. $\zeta_{\text{ф}}$ может существенно отличаться от x_0 . Коэффициент K содержит геометрические множители, связанные с относительным расположением и размерами образца, источника нейтронов и фоновой конструкции.

Сравнивая выражения (6), (8) и (1п), получим

$$\Delta x_1 = \frac{\zeta_{\text{ф}} K}{\zeta_0} [1 - \exp(-y)]. \quad (3п)$$

Учитывая определения (9), (2п) и (3п), получим

$$\Delta A_{\Phi 1} = \Delta x_1 \frac{\exp(-y) - \exp[-y(1+n)]}{1 - \exp(-y)}. \quad (4п)$$

Из формул (10) и (4п) следует

$$C_1 = \frac{1 - \exp(-y)}{\exp(-y) - \exp[-y(1+n)]}.$$

Оценку величины y можно получить, используя формулу (4п). Для входящей в эту формулу величины $\zeta_{\Phi K} / \zeta_0$ можно сделать оценки ее значений, используя экспериментальные значения $\Delta A_{\Phi 31}$, $\Delta A_{\Phi 32}$, $\Delta A_{\Phi 4}$, $\Delta A_{\Phi 6}$ для энергий 350 и 1400 кэВ. Для всех фонов они оказались лежащими в интервале 0,8–4,5 (погрешность этих величин не более 50%). Ввиду малой величины фонов и близости C_1 к единице при оценках значений y для всех фонов было принято $\zeta_{\Phi K} / \zeta_0 = 1$. Используя формулы (3п) и (4п), можно записать выражение для вычисления y методом последовательных приближений в виде

$$y_{i+1} = \left\{ -\ln \left[1 - \frac{\Delta A_{\Phi 1}}{\exp(-y_i)} \right] \right\} / n.$$

Влияние коэффициента C удобно проиллюстрировать величиной поправки Z в величину экспериментально измеряемого фона:

$$Z = \Delta x_1 - \Delta A_{\Phi 1} = \Delta A_{\Phi 1} (C_1 - 1).$$

На рис.5 приведены результаты вычислений в виде семейства кривых для различных значений параметра n . Для обсуждаемых экспериментальных данных введение коэффициентов C_1 приводит к дополнительному уменьшению суммарной фоновой поправки для золота при энергии $E_n = 350$ кэВ примерно на 0,03, при этом поправка в $\Delta A_{\Phi 4}$ составляет около 0,025.

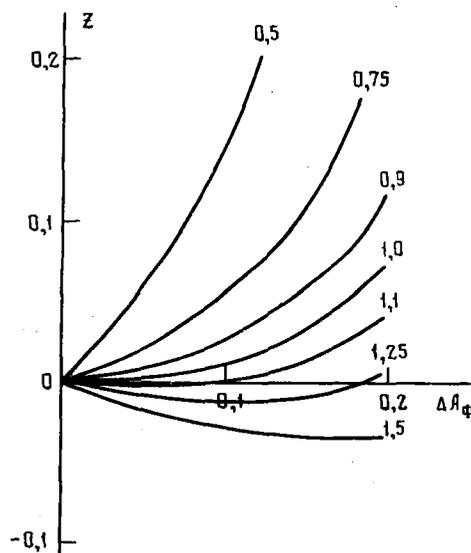


Рис.5. Поправка Z в величину экспериментально измеренного фона ΔA_{Φ}

Список литературы

1. Давлетшин А.Н., Толстиков В.А. Атомная энергия, 1977, т.42, вып.1, с.43;
Давлетшин А.Н., Толстиков В.А. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. М., ЦНИИАтоминформ, 1977, вып.24, с.37-48.
2. Гаратов Э.Ф., Грязнов А.Н., Давлетшин А.Н. и др. Препринт ФЭИ-501. Обнинск, 1974.
3. Гаратов Э.Ф., Грязнов А.Н., Давлетшин А.Н. и др. Труды 2-го Всесоюзного совещания по метрологии нейтронного излучения на реакторах и ускорителях. М., ЦНИИАтоминформ, 1974, т.1, с.121.
4. Вартанов Н.А., Самойлов П.С. Прикладная сцинтилляционная гамма-спектрометрия. М., Атомиздат, 1969.
5. Шорин В.С. Препринт ФЭИ-288. 1971. Обнинск, 1971.

Статья поступила в редакцию 28 августа 1979 г.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ ИНДЕКС РАБОТ, ПОМЕЩЕННЫХ В НАСТОЯЩЕМ ВЫПУСКЕ,
В МЕЖДУНАРОДНОЙ СИСТЕМЕ СИДЦА

Element	Quantity	Labo- ratio	Work- type	Energy (eV)		Page	Comments
S	A	ry		min	max		
TH	232	NUD	FEI	REVV	+7		SLUCHEVSKAJA+.MANYREFS,CFD,TBLS
U	233	NUD	FEI	REVV	+7		SLUCHEVSKAJA+.MANYREFS,CFD,TBLS
U	233	NUD	FEI	REVV	THR		SLUCHEVSKAJA+.MANYREFS,CFD,TBLS
U	235	NUD	FEI	REVV	+7		SLUCHEVSKAJA+.MANYREFS,CFD,TBLS
U	235	NUD	FEI	REVV	THR		SLUCHEVSKAJA+.MANYREFS,CFD,TBLS
U	238	NUD	FEI	REVV	+7		SLUCHEVSKAJA+.MANYREFS,CFD,TBLS
NP	237	NU	FEI	EXPT	1.0 6 4.0 +6		VOROB'EVA+.NUBAR(NEUT-E),TBL,GRAPHS
PU	239	NUD	FEI	REVV	+7		SLUCHEVSKAJA+.MANYREFS,CFD,TBLS
PU	239	NUD	FEI	REVV	THR		SLUCHEVSKAJA+.MANYREFS,CFD,TBLS
PU	240	NUD	FEI	REVV	+7		SLUCHEVSKAJA+.MANYREFS,CFD,TBLS
PU	241	NUD	FEI	REVV	THR		SLUCHEVSKAJA+.MANYREFS,CFD,TBLS
PU	242	NUD	FEI	REVV	+7		SLUCHEVSKAJA+.MANYREFS,CFD,TBLS
MANY		LDL	FEI	THEO	0 +6		KUPRIJANOV+.CALCULATIONS,TBL,GRAPHS

ТРЕБОВАНИЯ К АВТОРСКИМ ТЕКСТАМ,
ПОСТУПАЮЩИМ ДЛЯ ИЗДАНИЯ В НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКОМ СБОРНИКЕ
"ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ"

Автор, представляющий текст для издания в сборнике "Вопросы атомной науки и техники", должен руководствоваться Государственным стандартом "Оригиналы текстовые авторские и издательские. ГОСТ 7.3-77" Государственного комитета стандартов Совета Министров СССР.

Основные требования, предъявляемые к авторам, согласно этому стандарту:

1. Рабочий экземпляр статьи должен быть первым, напечатанным на машинке на одной стороне бумаги формата 210x297 мм или близкого к нему формата через 2 интервала с полями не уже 4 см. Рукописные вставки не допускаются.

2. Объем каждой статьи не должен превышать 0,7 уч.-изд.л., т.е. 28 тыс. знаков (примерно 17 машинописных страниц, включая рисунки с подписями, таблицы, рефераты и список литературы). Страница обычно имеет 28-30 строк, а строка - 60-65 знаков (включая пробелы).

3. Слева вверху, перед заголовком статьи, ставится индекс УДК (универсальная десятичная классификация).

4. На отдельном листе прилагается машинописный текст краткой аннотации на английском языке (с переводом названия статьи).

5. На отдельном листе прилагается машинописный текст реферата на русском языке с кратким изложением цели и результатов работы. Объем реферата не должен превышать 3/4 листа.

6. Статья должна быть подписана всеми авторами и иметь координаты хотя бы одного из них (телефон, адрес).

7. Содержание статьи излагается с предельной ясностью и краткостью, исключаются общие рассуждения, известные положения, многословие. Не допускается дублирование материала в тексте, таблицах и рисунках.

8. Единицы всех физических величин должны быть обозначены в системе СИ, СГС.

9. Таблицы нумеруются по порядку, каждая таблица должна иметь заголовок. Сокращения в графах таблицы не допускаются. В тексте необходимы ссылки на все таблицы. Таблицы с небольшим числом параметров, которые можно вставить в текст, исключаются.

10. Формулы и буквенные обозначения величин должны быть четко написаны черной тушью или черными чернилами. Необходимо стремиться к более рациональному расположению формул в тексте.

Индексы и показатели степеней тщательно обозначают соответствующей скобкой (например, $A_{\text{осн}}$, $t^{\text{эф}}$, K_{11}).

Буквы одинакового начертания следует помечать: строчные (малые) - двумя черточками сверху (например, c, k, z, s, p, o, w, u), а прописные (большие) - двумя черточками снизу (например, C, K, Z, S, P, O, W, U).

Греческие буквы необходимо обводить красным карандашом, чтобы не спутать а и α , х и χ , в и ν , ψ и ν , ш и μ и др.).

Трудноразличимые в рукописном обозначении буквы и знаки должны быть пояснены на полях (например, знак интеграла, приближения, l - "эль" латинское, e - "е" латинское, i - "и" латинское, j - "йот" латинское, n - "эн" латинское, п - "пе" русское и др.).

11. Иллюстрации (схемы, графики, чертежи) должны быть негромоздкими, исполнены четко, без лишних деталей. На I уч.-изд.л. допускается не более 6 рис. Иллюстрации, несущие малую смысловую нагрузку, следует исключать.

12. К статье следует прилагать только те рисунки, которые необходимы для пояснения текста и на которые есть ссылки в тексте. На обороте рисунков указываются (карандашом) фамилии авторов, название статьи, номер рисунка, обозначение верха и низа.

При отсутствии ссылок на рисунки последние аннулируются.

13. Рисунки должны быть выполнены тушью на белой бумаге или кальке размером не более 12 x 18 см. На рисунках даются только краткие цифровые или буквенные обозначения.

Наименование величин на осях, как правило, обозначают полностью; размерность дается через запятую (например, "Длина волны, мкм").

Все пояснения выносятся в подписи к рисункам. Подписи прилагаются на отдельном листе.

14. Список литературы, приводимый в конце статьи, следует оформлять в соответствии с Государственным стандартом "Библиографическое описание произведений печати" (ГОСТ 7.1-76, раздел 7) с указанием:

а) для журнальных статей - фамилий и инициалов авторов (не менее трех первых), названия статьи, названия журнала (без кавычек), года, номера тома, выпуска, страниц (начальной - конечной);

б) для книг - фамилий и инициалов авторов, полного названия книги, места издания, издательства (без кавычек), года издания;

в) для статей в сборнике - фамилий и инициалов авторов статьи, названия статьи, названия сборника, инициалов и фамилий составителя или редактора сборника, места издания, издательства (без кавычек), года, страниц (начальной - конечной).

Ссылки на литературу в тексте даются по порядку номеров. Порядковый номер заключается в квадратные скобки.

Не рекомендуется перегружать текст литературными ссылками, особенно фамилиями.

На неопубликованные работы ссылаться нельзя.

15. Рукопись, не соответствующая перечисленным требованиям, для издания приниматься не будет.

16. Автор должен ознакомиться с отредактированным вариантом статьи и подписать его в "набор".

Редактор Г.В.Зубова
Корректор Г.С.Платонова

Подписано в печать	10.09.80.	Т15279.	Формат 60x84 1/8.
Офсетная печать.	Усл. печ.л. 9,99.	Уч.-изд.л. 9,0	Тираж 330 экз.
Зак. тип. № 970		8 статей.	Индекс 3645.

Отпечатано в ЦНИИатоминформе
119146, Москва, Г-146, а6/яш 584

УДК 539.173.8

ТЕОРИЯ ВОЗМУЩЕНИЙ И АНАЛИЗ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЕЙ - ЭФФЕКТИВНЫЙ ПОДХОД К ИССЛЕДОВАНИЮ ЗАДАЧ КИНЕТИКИ ПРОДУКТОВ ДЕЛЕНИЯ В РЕАКТОРЕ /Д.Г.Бобков, А.С.Кривцов, Л.Н.Усачев. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1980, вып. 3(38), с. 3 - 10.

Рассмотрены теория возмущений для задач кинетики продуктов деления, программа для решения систем прямых и сопряженных уравнений кинетики, а также анализ чувствительностей для таких функционалов, как среднее сечение продуктов деления, остаточное энерговыделение, концентрация отдельных осколков. Указывается на рост во времени среднего сечения захвата осколков. Сформулированы списки потребностей в нейтронных сечениях для решения задачи кинетики (табл. 3, список лит. - 10 назв.).

УДК 539.170.013

АСИМПТОТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ИНТЕГРАЛА ПРОПУСКАНИЯ В ОБЛАСТИ НЕРАЗРЕШЕННЫХ РЕЗОНАНСОВ/А.В.Комаров, А.А.Лукьянов.-Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1980, вып. 3(38), с. 10-17.

Рассмотрены различные интегральные представления функций, описывающих среднее по энергетическим группам пропускание нейтронов через образцы исследуемых материалов с резонансными сечениями взаимодействия. Исследованы асимптотические свойства этих интегралов относительно параметра, характеризующего толщину образца, и получены практические формулы для анализа соответствующих экспериментальных данных (рис. 3, список лит. - 11 назв.).

УДК 539.170.013

ПРОГРАММА МНОГОУРОВНЕВОГО АНАЛИЗА РЕЗОНАНСНЫХ СЕЧЕНИЙ/В.В.Колесов. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1980, вып. 3(38), с.17-20.

Разработана программа многоуровневого анализа сечений в области разрешенных резонансов, ориентированная на ЭВМ БЭСМ-6. В качестве примера расчетов приводятся результаты анализа сечения деления ^{239}Pu в области 22,2-26,4 эВ. Сечения, вычисленные с использованием полученных резонансных параметров, находятся в хорошем согласии с данными экспериментов (рис. 2, табл. 1, список лит. - 8 назв.).

УДК 539.144 + 530.145

МЕТОДИЧЕСКИЕ ВОПРОСЫ ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ КОЛЛЕКТИВНОГО ДВИЖЕНИЯ В НАГРЕТЫХ ЯДРАХ/ И.Р.Свинын.-Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1980, вып. 3(38), с. 21-28.

Рассмотрен способ учета сохранения энергии ядра в целом при феноменологическом описании коллективного движения в нагретых ядрах в рамках концепции ядерного трения. В качестве примера исследована задача о малых колебаниях в вязкой среде. Показано, что в этом случае движение характеризуется интегралом движения, который играет ту же роль, что механическая энергия замкнутой системы, а стационарные состояния заменяются псевдостационарными. Обсуждается влияние случайной силы (список лит. - 15 назв.).

УДК 539.173.84

ОСНОВНЫЕ ДАННЫЕ ПО ЗАПАЗДЫВАЮЩИМ НЕЙТРОНАМ/В.М.Случевская, И.П.Матвеевко. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1980, вып. 3(38), с. 29-43,

Данные по запаздывающим нейтронам (периоды полураспада, парциальные и полные выходы, энергетические спектры) представляют большой интерес для нейтронной физики. Достаточно приемлемые данные получены еще в 50-е годы, однако за последнее время появились новые работы, уточняющие ранее имеющуюся информацию. Эти новые данные позволяют по-новому оценить величины и погрешности реакторных параметров, определение которых обусловлено знанием параметров запаздывающих нейтронов. В работе суммированы данные о параметрах запаздывающих нейтронов и приведены оценки влияния их изменения на величины реактивности, определяемые в реакторном эксперименте, и на эффективную долю запаздывающих нейтронов. Внимание уделено результатам при делении ядер тепловыми и быстрыми нейтронами (рис.4, табл.6, список лит. - 70 назв.).

УДК 539.185

ИЗМЕРЕНИЯ СРЕДНЕГО ЧИСЛА МГНОВЕННЫХ НЕЙТРОНОВ ПРИ ДЕЛЕНИИ ЯДЕР ²³⁷Uр НЕЙТРОНАМИ/В.Г.Воробьева, Б.Д.Кузьмин, В.В.Малиновский, Н.Н.Семенова, В.И.Володин. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1980, вып. 3(38), с. 44-58.

Описана методика измерений среднего числа мгновенных нейтронов, испускаемых на акт деления ²³⁷Uр. Проведен анализ поправок и их влияния на точность результатов измерений. Приведены результаты измерений $\bar{\nu}_p$ при делении ядер ²³⁷Uр моноэнергетическими нейтронами в интервале энергий 1-4 МэВ, а также для энергий 5,6 и 5,9 МэВ (рис. 2Г, табл. 5, список лит. - 10 назв.).

УДК 539.170

ПЛОТНОСТЬ УРОВНЕЙ И ШИРИНЫ РАСПАДА СИЛЬНО ДЕФОРМИРОВАННЫХ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР/В.М.Куприянов, Г.Н.Смиренин.-Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1980, вып. 3(38), с. 58-68.

В рамках сверхтекучей модели ядра с феноменологическим учетом коллективных и оболочечных эффектов проводится анализ экспериментальных данных о среднем расстоянии между уровнями в первой и второй ямах потенциальной энергии деформации и отношении ширины распада тяжелых ядер в этих состояниях (рис. 3, табл. I, список лит. - 28 назв.).

УДК 539.125.5

ФОНОВЫЕ ПОПРАВКИ ПРИ АКТИВАЦИИ ОБРАЗЦОВ НА ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИХ УСКОРИТЕЛЯХ/А.Н.Давлетшин, А.О.Тигунков, С.В.Тихонов, В.А.Толстиков. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1980, вып. 3(38), с. 68-76.

Рассмотрена методика измерений фоновых активностей в активационных измерениях сечений радиационного захвата для ^{238}U и ^{197}Au показано, что учет рассмотренных поправок сильно изменяет значение экспериментально получаемого сечения. Выяснено, что при измерениях сечений радиационного захвата по отношению к активационному сечению ^{197}Au взаимной компенсации поправок на рассеяние не происходит (рис. 5, список лит. - 5 назв.).

1 руб.

Индекс 3645

Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы, 1980, вып. 3(38), 1-86.