

ФИЗИКА
ЯДЕРНЫХ
РЕАКТОРОВ

В.А. ДУЛИН

ВОЗМУЩЕНИЕ
КРИТИЧНОСТИ
РЕАКТОРОВ
И УТОЧНЕНИЕ
ГРУППОВЫХ
КОНСТАНТ

В. А. ДУЛИН

ВОЗМУЩЕНИЕ
КРИТИЧНОСТИ РЕАКТОРОВ
И УТОЧНЕНИЕ
ГРУППОВЫХ КОНСТАНТ



МОСКВА АТОМИЗДАТ 1979

Дулин В. А. Возмущение критичности реакторов и уточнение групповых констант. — М.: Атомиздат, 1979, 88 с.

Описаны эксперименты по возмущению свойств реакторов и соответствующие расчеты возмущения их критичности, которые проводятся для уточнения систем групповых констант, применяемых в расчетах реакторов на быстрых нейтронах. Основное внимание уделено методам оценки точности группового приближения при проведении расчетов по теории возмущения, учета реальной гетерогенной структуры критических сборок и описания влияния конечных размеров образцов, при помощи которых в эксперименте производится возмущение, на возмущение критичности реактора. Приведены примеры применения методов оценки сравнения результатов расчетов и экспериментов для критическихборок БФС, ZPR, SNEAK и получения уточненной системы групповых констант.

Книга предназначена для научных работников и инженеров, занимающихся изучением и проектированием реакторов на быстрых нейтронах, и для студентов старших курсов соответствующих специальностей.

Рис. 15, табл. 14, список литературы 78 наименований.

Серия «Физика ядерных реакторов», № 14.

СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие	3
§ 1. Возмущение собственного значения.	4
1.1. Основные определения и соотношения теории возмущения для реактора	5
1.2. Экспериментальное определение возмущения собственного значения.	9
1.3. Отношения центральных коэффициентов реактивности и постановка задачи сравнения эксперимента и расчета	12
§ 2. Групповое приближение для расчета коэффициентов реактивности в гомогенном реакторе	14
2.1. Групповые константы в диффузионном приближении	14
2.2. Билинейное усреднение констант	15
2.3. Билинейное усреднение в резонансной области	18
2.4. Улучшенная оценка резонансных эффектов при билинейном усреднении	24
2.5. Оценка погрешности группового приближения вблизи резонансов конструкционных материалов и порогов деления	28
2.6. Примеры поправок к групповым сечениям и коэффициентам реактивности	33
§ 3. Коэффициенты реактивности в гетерогенном реакторе	35
3.1. Уравнения для плотности потока и ценности нейтронов в интегрально-транспортном приближении	36
3.2. Сопряженное уравнение в интегрально-транспортном приближении	39
3.3. Возмущение критичности в интегрально-транспортном приближении.	41
3.4. Расчет гетерогенных эффектов в быстрых критических сборках.	44
§ 4. Гетерогенные групповые константы для расчета коэффициентов реактивности.	48
4.1. Билинейное усреднение констант в гетерогенной среде	49
4.2. Асимптотическое поведение плотности потока и ценности нейтронов в области резонансов сечений	50
4.3. Гетерогенные резонансные интегралы при билинейном усреднении.	52
4.4. Эффективные гетерогенные константы	54
4.5. Примеры влияния гетерогенной структуры сборок на ЦКР	57

§ 5. Возмущение реактора образцами конечных размеров	59
5.1. Теория возмущения высших порядков	60
5.2. Практические методы учета конечных размеров образцов . .	62
5.3. Результаты экспериментов и расчетов. Экстраполированные к нулевым размерам образцов значения отношений КР	65
5.4. Обсуждение результатов	70
§ 6. Анализ расхождения расчетных и экспериментальных результатов и уточнение групповых констант	72
6.1. Анализ расхождения расчетов и экспериментов	73
6.2. Коэффициенты чувствительности для возмущений критичности и спектральных индексов	75
6.3. Процедура уточнения групповых констант.	78
6.4. Вариант оптимизированной системы констант	78
Список литературы	82

Предисловие

При современных высоких требованиях к точности предсказания основных характеристик реакторов на быстрых нейтронах точность измеряемых ядерно-физическими методами сечений взаимодействия нейтронов с ядрами оказалась недостаточной. Поэтому широкое распространение получили макроскопические эксперименты на критических сборках с максимально простыми условиями эксперимента, которые проводятся для уточнения систем групповых констант, применяемых при расчете ядерных реакторов. Обычно при этом ограничиваются использованием экспериментальных данных по критичности сборок и отношениям средних сечений делящихся и поглощающих элементов.

Настоящая книга посвящена оценке опытов по возмущению критичности реакторов и использованию этих опытов для уточнения групповых констант. Такое использование существенно расширяет как возможности уточнения групповых констант, так и набор реакторных характеристик, предсказания которых заметно улучшаются.

Основное внимание уделено получению групповых констант в гомогенных и гетерогенных средах для расчетов по теории возмущений и их отличию от групповых констант, применяемых для расчетов функционалов, зависящих только от плотности потока нейтронов.

Приведены результаты экспериментального и расчетного изучения влияния гетерогенной структуры критических сборок и размеров образцов на возмущение критичности, производимое внесением этих образцов в сборку. Изложение иллюстрируется примерами расчетов с использованием уточненной (оптимизированной) системы констант.

При работе над книгой большое значение для автора имел постоянный творческий контакт с кандидатами физ.-мат. наук Ю. А. Казанским и Г. Я. Румянцевым.

Автор благодарен В. Ф. Мамонтову, Г. И. Сидорову, кандидатам физ.-мат. наук Ю. Г. Бобкову и А. В. Шапарю за обсуждения и интерес к работе.

Автор выражает признательность профессорам В. В. Орлову и Л. Н. Усачеву за внимание и полезные замечания.

§ 1. ВОЗМУЩЕНИЕ СОБСТВЕННОГО ЗНАЧЕНИЯ

Теория возмущения уже давно получила широкое распространение в астрономии, квантовой механике и других областях как метод получения решения сложной задачи путем сведения ее к более простой, решаемой точно.

Поведение ядерного реактора определяется распределением в нем нейтронов по пространству, энергии и времени. Это распределение в принципе может быть найдено решением уравнения переноса нейтронов в реакторе. На практике используют упрощенные формы уравнения, выбор которых зависит во многом от задачи, подлежащей решению. Для решения необходимо знать полный набор сечений, описывающих вероятность взаимодействия нейтронов с реакторными материалами.

Предположим, что такое решение получено, и реактор близок к критическому состоянию. Допустим далее, что произошло небольшое изменение (возмущение) свойств реактора. Требуется определить, как будет реагировать реактор на это возмущение, т. е. как изменится поведение потока нейтронов в нем во времени (или положение регулирующих органов и т. п.). Если возмущение малó, то нет необходимости проводить новые расчеты для усложнившегося реактора. Результат реакции реактора на возмущение можно получить, используя теорию возмущений. Таким методом уже давно решаются задачи нахождения температурных коэффициентов реактора, пустотного натриевого коэффициента, связанного с образованием локальных возмущений в плотности натриевого теплоносителя, влияния неопределенности в изотопном составе ядерного горючего и некоторые другие.

Считая полученный при решении спектр нейтронов известным, возмущение реактора использовали и используют для определения средних сечений поглощения вносимого в реактор материала. Этот способ часто применяется для нахождения сечений поглощения элементов, если ядерно-физические данные оказываются по тем или иным причинам недостаточно надежными. Сюда относится также известный метод измерения отношения сечений радиационного поглощения нейтронов к их сечению деления для топливных материалов (^{239}Pu , ^{235}U), т. е. величин, важных для воспроизводства горючего.

Наконец, используя в качестве возмущения элементы с хорошо известными сечениями, такими, как сечение поглощения ^{10}B , полное сечение ^1H , можно из сравнения данных расчета и эксперимента получить информацию о точности расчета спектра нейтронов (и спектра функции ценности нейтронов).

В этом параграфе приведены основные соотношения, используемые в теории возмущений собственного значения критического (или близкого к критическому) реактора; кратко описаны условия проведения эксперимента и поставлена зада-

ча уточнения групповых констант с использованием данных расчета и эксперимента по возмущениям критичности реакторов путем внесения в них образцов различных элементов.

1.1. Основные определения и соотношения теории возмущения для реактора

Уравнение переноса нейтронов в реакторе, как известно, имеет вид

$$\frac{\partial N}{\partial t} + v\Omega\nabla N + \Sigma vN = \iint \Sigma' f v' N' d\Omega' dE' + Q. \quad (1.1)$$

Здесь $N = N(\mathbf{r}, \Omega, E, t)$ — плотность нейтронов в точке пространства \mathbf{r} с направлением движения Ω и энергией E (скорость v) в момент времени t ; $N' = N'(\mathbf{r}, \Omega', E', t)$. Полное макроскопическое сечение взаимодействия нейтронов со средой $\Sigma(\mathbf{r}, E)$ определяет скорость убывания нейтронов в результате взаимодействия со средой (упругое и неупругое рассеяние, поглощение за счет радиационного захвата, деления или реакций с вылетом протонов и α -частиц). Скорость появления нейтронов с энергией E и направлением движения Ω определяется величиной

$$\Sigma' f = \Sigma_s(\mathbf{r}, E') f_s(\mathbf{r}, \Omega', E' \rightarrow \Omega, E) + \frac{\chi(E)}{4\pi} \nu \Sigma_f(\mathbf{r}, E'). \quad (1.2)$$

Здесь $\Sigma_s(\mathbf{r}, E')$ — макроскопическое сечение рассеяния нейтронов средой; $f_s(\mathbf{r}, \Omega', E' \rightarrow \Omega, E)$ — индикатриса рассеяния, т. е. вероятность того, что если нейтрон с начальным направлением Ω' и энергией E' испытает рассеяние, то в результате появится нейтрон с направлением $d\Omega$ около направления Ω и с энергией в интервале dE около энергии E . Так как нейтрон при этом не исчезает, то f_s нормирована на единицу. Величина ν — число вторичных нейтронов, возникающих в акте деления; $\Sigma_f(\mathbf{r}, E')$ — макроскопическое сечение деления среды; $\chi(E)$ — спектр нейтронов деления (величина χ также нормирована на единицу). $Q = Q(\mathbf{r}, \Omega, E, t)$ — плотность внешних источников.

Скорость изменения плотности нейтронов dN/dt описывается первыми двумя членами уравнения переноса (1.1)

$$dN/dt = \partial N/\partial t + v\Omega\nabla N,$$

где величина $v\Omega\nabla N$ характеризует утечку нейтронов из единичного объема.

На внешней поверхности среды S задается граничное условие (\mathbf{n} — нормаль к S)

$$N(\mathbf{r}, \Omega, E, t) = 0 \text{ при } \Omega\mathbf{n} < 0,$$

соответствующее требованию отсутствия входящих в среду нейтронов.

Уравнение (1.1) удобно записать через плотность потока нейтронов $\Phi = vN$:

$$\frac{1}{v} \frac{\partial \Phi}{\partial t} + \Omega \nabla \Phi + \Sigma \Phi = \iint \Sigma' f \Phi' d\Omega' dE' + Q; \quad (1.3)$$

или для краткости

$$\frac{1}{v} \frac{\partial \Phi}{\partial t} = \hat{L} \Phi + Q, \quad (1.4)$$

где символом \hat{L} обозначен оператор переноса нейтронов. Уравнение переноса (1.3) вместе с граничным условием определяет поведение нейтронов в рассматриваемой системе. При заданной в момент времени $t=0$ плотности потока нейтронов $\Phi(\mathbf{r}, \Omega, E, 0)$ ожидаемая в любой более поздний момент времени плотность потока нейтронов может быть в принципе найдена из решения уравнения переноса. Для нас интерес представляют состояния реактора, которые соответствуют установившемуся во времени поведению потока нейтронов. Систему определим как *критическую*, если в отсутствие внешних источников плотность потока нейтронов в реакторе поддерживается постоянной (и не равной нулю). Систему назовем *надкритической*, если при $t \rightarrow \infty$ $\Phi(\mathbf{r}, \Omega, E, t) \rightarrow \infty$. Для упрощения задачи предположим: 1) что среда, с одной стороны, содержит так много нейтронов, что отклонения от средних значений можно не принимать во внимание, однако, с другой стороны, нейтронов не так много, чтобы изменить свойства среды за представляющий интерес промежуток времени (например, за счет температурных эффектов); 2) пренебрежем запаздывающими нейтронами и 3) внешними источниками. Эти три обстоятельства, зачастую весьма важные, несущественны для круга вопросов, затронутых ниже. Достаточно полное их освещение имеется в книге Белла и Глестона [1].

Используем асимптотическое решение

$$\Phi(\mathbf{r}, \Omega, E, t) = \varphi(\mathbf{r}, \Omega, E) \exp(\alpha t). \quad (1.5)$$

Тогда уравнение (1.4) в отсутствие внешних источников переписывается в виде

$$\frac{\alpha}{v} \varphi = \hat{L} \varphi. \quad (1.6)$$

Часто при расчетах критичности используют понятие *эффективного коэффициента размножения*. Для этого величину v в соотношении (1.2) заменяют на v/k , где k — собственное значение уравнения

$$\Omega \nabla \varphi_k(\mathbf{r}, \Omega, E) + \Sigma \varphi_k = \iint \Sigma_s f_s(\mathbf{r}, \Omega', E' \rightarrow \Omega, E) \varphi_k(\mathbf{r}, \Omega', E') \times \\ \times d\Omega' dE' + \frac{1}{k} \iint \frac{\chi(E)}{4\pi} v \Sigma_f(\mathbf{r}, E') \varphi_k(\mathbf{r}, \Omega', E') d\Omega' dE'. \quad (1.7)$$

Для критических систем, у которых $\alpha=0$ и $k=1$, соответствующие собственные функции удовлетворяют одному и тому же уравнению

$$\widehat{L}\varphi = 0. \quad (1.8)$$

Во многих областях оказалось полезным использование аппарата сопряженных операторов и сопряженных функций, в первую очередь, в теории возмущений. Выяснение физического смысла сопряженной плотности потока функции как ценности нейтрона по отношению к асимптотической мощности критического реактора [2] и вывод для нее на основе этой интерпретации уравнения, эквивалентного сопряженному уравнению [3], способствовали широкому применению сопряженных уравнений.

В размножающей среде без внешних источников уравнение (1.6) записывается как

$$\left(\Omega\nabla + \Sigma + \frac{\alpha}{v}\right)\varphi(\mathbf{r}, \Omega, E) = \iint \Sigma f(\mathbf{r}, \Omega', E' \rightarrow \Omega, E) \times \\ \times \varphi(\mathbf{r}, \Omega', E') d\Omega' dE', \quad (1.9)$$

а соответствующее сопряженное уравнение имеет вид

$$\left(-\Omega\nabla + \Sigma + \frac{\alpha}{v}\right)\varphi^+(\mathbf{r}, \Omega, E) = \iint \Sigma f(\mathbf{r}, \Omega, E \rightarrow \Omega', E') \times \\ \times \varphi^+(\mathbf{r}, \Omega', E') d\Omega' dE'. \quad (1.10)$$

Рассмотрим возмущенную систему, в которой изменились макроскопические сечения:

$$\Sigma' = \Sigma + \Delta\Sigma; \quad \Sigma'f' = \Sigma f + \Delta(\Sigma f). \quad (1.11)$$

Такое возмущение может быть связано, например, с изменением концентрации элементов в реакторе или отдельной его части (путем внесения образца с составом, отличающимся от состава среды).

В возмущенной системе плотность потока нейтронов описывается уравнением

$$\frac{\alpha'}{v} \varphi' = \widehat{L}' \varphi'. \quad (1.12)$$

Для возмущения собственного значения $\Delta\alpha$ получаем [1, 3, 11]

$$\Delta\alpha = \frac{\iiint \{-\Delta\Sigma\} \varphi^+ \varphi' d\mathbf{r} d\Omega dE + \int \dots \int \Delta[\Sigma f] \varphi^+(\mathbf{r}, \Omega, E) \times \\ \times \varphi'(\mathbf{r}, \Omega', E') d\mathbf{r} d\Omega' d\Omega dE'}{\iiint \frac{1}{v} \varphi^+(\mathbf{r}, \Omega, E) \varphi'(\mathbf{r}, \Omega, E) d\mathbf{r} d\Omega dE}. \quad (1.13)$$

Существуют развитые процедуры расчета величины $\Delta\alpha$, первым шагом в которых является использование в формулах (1.13) приближения

$$\varphi' = \varphi. \quad (1.14)$$

Тогда выражение для $\Delta\alpha$ содержит только решения для невозмущенных уравнений $\varphi(\mathbf{r}, \Omega, E)$ и $\varphi^+(\mathbf{r}, \Omega, E)$ и изменения сечений $\Delta\Sigma$ и $\Delta[\Sigma f]$. Это приближение первого порядка тем ближе к точному соотношению, чем меньше нарушается соотношение (1.14) во всей области введения возмущения. Хотя само возмущение $\Delta\alpha$ может быть малым из-за малости объема ΔV , где произошли изменения сечений [так как в числителе (1.13) стоят возмущения, отличные от нуля только в области ΔV , а в знаменателе интегрирование производится по всему объему реактора], точность расчета $\Delta\alpha$ в первом приближении зависит от точности выполнения соотношения (1.14) для всех энергий нейтрона [1].

Возмущение главного собственного значения эффективного коэффициента размножения k уравнения (1.7) и сопряженного ему уравнения

$$\begin{aligned} (-\Omega\nabla + \Sigma) \varphi_k^+(\mathbf{r}, \Omega, E) = & \iint \Sigma_s f_s(\mathbf{r}, \Omega, E \rightarrow \Omega', E') \times \\ & \times \varphi_k^+(\mathbf{r}, \Omega', E') d\Omega' dE' + \\ & + \frac{1}{k} \iint \frac{\chi(E')}{4\pi} \nu \Sigma_f(\mathbf{r}, E) \varphi_k^+(\mathbf{r}, \Omega', E') d\Omega' dE'; \quad (1.15) \end{aligned}$$

получается аналогично:

$$\begin{aligned} \frac{\Delta k}{k^2} = (\text{ЦНД})^{-1} \iiint dr d\Omega dE \left\{ -\Delta \Sigma \varphi_k' \varphi_k^+ + \iint d\Omega' dE' \times \right. \\ \left. \times \left[\Delta \Sigma_s f_s(\mathbf{r}, \Omega', E' \rightarrow \Omega, E) + \frac{\chi(E)}{4\pi R} \Delta \nu \Sigma_f(\mathbf{r}, E') \right] \varphi_k' \varphi_k^+ \right\}, \quad (1.16) \end{aligned}$$

где $\text{ЦНД} = \frac{1}{4\pi} \iiint \nu \Sigma_f(\mathbf{r}, E') \chi(E) \varphi'(\mathbf{r}, E', \Omega') \varphi^+(\mathbf{r}, E, \Omega) \times \times dr d\Omega dE d\Omega' dE'$.

Величины $\Delta\alpha$ и Δk различны. Одна из них определяет изменение интенсивности размножения в 1 сек, а другая — изменение в коэффициенте размножения поколений нейтронов; связь между ними осуществляется через время жизни одного поколения нейтронов во всем реакторе. Для задачи уточнения констант, когда интерес представляют не сами величины $\Delta\alpha$ и Δk , а их отношения, получаемые, например, при введении изучаемого и эталонного поглотителей, эти отношения оказываются равными

$$\Delta k_{из} / \Delta k_{эт} = \Delta \alpha_{из} / \Delta \alpha_{эт}. \quad (1.17)$$

Последнее соотношение справедливо и для других собственных чисел уравнения переноса нейтронов, отличающихся от α и k , например для числа γ , определяемого как собственное значение уравнения переноса, записанного в виде [4]

$$\Omega \nabla \varphi_{\gamma} + \Sigma \varphi_{\gamma} = \frac{1}{\gamma} \int \int \Sigma_s f(\mathbf{r}, \Omega', E' \rightarrow \Omega, E) \varphi'_{\gamma} d\mathbf{r} d\Omega' dE'.$$

Для критического реактора $\gamma=1$ и его возмущение $\Delta\gamma$ также удовлетворяет соотношению (1.17).

При проведении расчетов обычно используют различные приближения уравнения переноса. Одно из самых распространенных — диффузионное приближение, которое успешно применяется для расчета реакторов больших размеров.

Уравнение для плотности потока (1.7) и плотности сопряженного потока в диффузионном приближении, как известно, записываются в виде

$$-\nabla D(E) \nabla \varphi + \Sigma \varphi = \int \left[\Sigma_s(\mathbf{r}, E' \rightarrow E) + \frac{\chi(E)}{k} \nu \Sigma_f(\mathbf{r}, E') \right] \times \varphi(\mathbf{r}, E') dE', \quad (1.18)$$

$$-\nabla D(E) \nabla \varphi^+ + \Sigma \varphi^+ = \int \left[\Sigma_s(\mathbf{r}, E \rightarrow E') + \frac{\chi(E')}{k} \nu \Sigma_f(\mathbf{r}, E) \right] \times \varphi^+(\mathbf{r}, E') dE'; \quad (1.19)$$

а величина Δk в виде

$$\frac{\Delta k}{k^2} = \frac{\int \int d\mathbf{r} dE [-\Delta D(E) (\nabla \varphi^+) (\nabla \varphi') - \Delta \Sigma \varphi^+ \varphi']}{\int \int \int d\mathbf{r} dE dE' \nu \Sigma_f(\mathbf{r}, E') \varphi'(\mathbf{r}, E') \varphi^+(\mathbf{r}, E) \chi(E)} + \frac{\int d\mathbf{r} \int dE \int dE' \varphi^+(\mathbf{r}, E) \left[\Delta \Sigma_s(\mathbf{r}, E' \rightarrow E) + \frac{\chi(E)}{k} \nu \Sigma_f(\mathbf{r}, E') \right] \varphi'(\mathbf{r}, E')}{\int \int \int d\mathbf{r} dE dE' \nu \Sigma_f(\mathbf{r}, E') \varphi'(\mathbf{r}, E') \varphi^+(\mathbf{r}, E) \chi(E)}. \quad (1.20)$$

Возмущение $\Delta k/k^2$ употребляется во многих программах расчета реактора (см., например, [5]). В дальнейшем такие расчеты послужат нам основой для сравнения результатов экспериментов и расчетов по возмущениям критичности реакторов.

1.2. Экспериментальное определение возмущения собственного значения

Для экспериментального определения возмущений критичности реактора используют в настоящее время в основном два метода: 1) возмущения асимптотического периода, 2) осциллирования образца в критическом реакторе. Наиболее прост метод возмущения асимптотического периода. Реактор или кри-

тическая сборка в процессе набора критической массы (или путем перемещения органов регулирования) доводится до слегка надкритического состояния в момент $t=t_n$ так, чтобы время удвоения мощности в реакторе составляло 1—2 мин. Увеличение мощности регистрируется системой борных камер или счетчиков. Кривая разгона анализируется во времени, и на ней выделяется участок установившегося периода. Обычно для реакторов с небольшим источником нейтронов без труда удается выделить участок кривой, на котором мощность изменяется в диапазоне нескольких порядков. Дальнейшее увеличение потока нейтронов может привести к искажению асимптотического периода из-за температурных эффектов и нелинейности регистрирующей аппаратуры. Для реакторов на быстрых нейтронах с активной зоной объемом $\sim 1 \text{ м}^3$ температурные эффекты начинают сказываться при достижении мощности в несколько киловатт. В этот момент следует быстро уменьшить реактивность системы, например путем введения поглощающих борных стержней, либо, как это сделано на критических стендах БФС [6], удалить часть активной зоны. Последнее предпочтительнее с точки зрения изучения критическихборок с однородным составом, обычно применяемых при решении задачи уточнения констант по результатам макроскопических экспериментов на критических сборках [7—9]. После затухания потока нейтронов в реактор помещают образец исследуемого материала, а органы регулирования возвращают в исходное состояние, бывшее в момент времени t_n . Процесс разгона теперь происходит с другим периодом, так как помещение образца исследуемого материала возмутило (в принципе) систему.

Разгон реактора с образцом и без него повторяют несколько раз для получения лучшей точности. Обычно погрешность установления периода составляет $\sim 10^{-2}$ сек для типичных быстрых критическихборок типа БФС [6, 10]. Определяется точность в основном возможностями воспроизведения геометрического состояния реактора в процессе перемещений органов регулирования.

Погрешность определения Δk на стендах БФС составляет $\sim 2 \cdot 10^{-7}$ [6, 10], т. е. она близка к погрешности определения этой величины методом установившегося периода и на других установках, например на MINERVE [13]. Величины периодов используются в известной формуле обратных часов [1, 11, 12] для определения эффективных коэффициентов размножения в возмущенном (k') и невозмущенном (k) реакторах. Коэффициентом реактивности КР образца называют разность этих величин $\Delta k = k' - k$.

Используется и другой, более точный (в принципе), метод — метод осциллирования образца. В критический реактор, работающий на постоянном, достаточно большом уровне мощ-

ности, вводится за время 0,2—0,4 сек образец изучаемого материала и затем, через 20—40 сек, извлекается. Изменение уровня мощности реактора регистрируется и сопоставляется с изменением уровня мощности, получаемого при решении нестационарного уравнения переноса (или нестационарного уравнения в каком-нибудь приближении) с учетом запаздывающих нейтронов [1, 12]. Не вдаваясь в подробное обсуждение, отметим, что точность определения $\Delta k/k^2$ в этом случае, по литературным данным, в 3—10 раз выше, чем в методе асимптотического периода. Это связано как с лучшей статистикой (реактор все время работает на мощности, к которой в методе периода он подходит только в конце разгона), так и с меньшими механическими возмущениями зоны (здесь не надо производить гашение реактора органами регулирования). Кроме того, температурные эффекты в методе осциллирования образца играют меньшую роль. Правда, при сравнении опытных данных с расчетом следует учитывать, что образец здесь не все время находится в одном месте, а в течение 1—2% времени перемещается по активной зоне. Для образцов, эффективность которых на краю активной зоны много больше, чем в центре, такой учет может представлять известные затруднения.

Сравнение результатов расчетов и экспериментов, проведенных на разных критических сборках различными методами (см. § 6), показывает, что результаты измерений достаточно хорошо согласуются, а реальные погрешности измерений методом осциллятора и методом периода вряд ли различаются более чем в 2—3 раза.

Подавляющая доля экспериментов по возмущениям, данные которых используются далее, проводилась не на реальных энергетических реакторах, а в центре быстрых критическихборок. Конструкции всех описанных в литературе критическихборок различаются мало. Как правило, они представляют собой набор полых труб, заполненных таблетками из делящихся и конструкционных материалов. Так, например, критические сборки БФС состоят из вертикально расположенной матрицы стальных или алюминиевых труб внешним диаметром 50 мм и толщиной стенок 1 мм, установленных в гексагональной решетке с шагом 51 мм. Делящиеся и конструкционные материалы имеются в виде таблеток внешним диаметром 46 мм и толщиной в диапазоне 0,5—10 мм. Подробное описание критическихборок БФС приведено в [6, 14].

Критические сборки SPR и SNEAK состоят из квадратной горизонтально расположенной стальной матрицы, образующей ячейки, сторона которых равна 50,4 мм. Толщина стенок матрицы 2 мм. В эти ячейки помещены кассеты с толщиной стенки 0,3 мм. В кассетах распределены квадратные таблетки делящихся и конструкционных материалов толщиной от 1,5 до 12,7 мм [15, 16]. Обычно образец, возмущающий реактор, по-

мещают внутрь полости, образованной в результате удаления центральной ячейки. Часто образцы представляют собой те же самые таблетки различной толщины. Иногда образцы выполняются в виде сплошных или тонкостенных полых цилиндров [17]. Такие образцы можно помещать, например, на стенде БФС в межтрубный зазор, и тогда не надо удалять центральную ячейку, чтобы получить полость. Подробное описание условий проведения эксперимента необходимо для адекватного расчета.

1.3. Отношения центральных коэффициентов реактивности и постановка задачи сравнения эксперимента и расчета

В предыдущих разделах было показано, что отношения КР различных элементов весьма удобны для измерений и сравнительно просты с точки зрения точности расчета. Напомним, что отношения центральных коэффициентов реактивности (ЦКР) не зависят от точности расчета вблизи границ (как известно, это существенно для расчета критичности) и от знания параметров запаздывающих нейтронов.

По сравнению с традиционным подходом к уточнению групповых констант, который основан на использовании центральных функционалов, зависящих от сечений и потока нейтронов (отношения средних сечений деления основных делящихся изотопов, отношения сечения захвата ^{238}U к сечению деления ^{235}U или ^{239}Pu) и эффективного коэффициента размножения (определяемого для всего реактора) [7, 8], использование отношений КР в процедуре уточнения групповых констант представляет ряд дополнительных возможностей.

Прежде всего это возможность путем измерения отношения коэффициентов реактивности ^{239}Pu и ^{235}U $K_{P_{239}}/K_{P_{235}}$ и отношения их средних сечений деления $\sigma_f^{239}/\sigma_f^{235}$ получить сведения о значениях средних сечений захвата ^{239}Pu и ^{235}U , так как $K_{P_{239}}$ и $K_{P_{235}}$ зависят в основном от скоростей делений и захватов ^{239}Pu и ^{235}U [10, 18].

Совместное использование отношения КР поглотителя с хорошо известным сечением поглощения (^{10}B , ^{197}Au) и делящегося вещества (^{235}U , ^{239}Pu) и отношения средних сечений поглощения и деления этих элементов позволяет проверить рассчитанные спектр и ценность нейтронов. На это обстоятельство было обращено внимание в работах [10, 19], где удалось на основании существующего в то время экспериментального и расчетного материала показать [19], что расхождение между расчетами и экспериментами зависит от типа поглотителя (^6Li , ^{10}B , ^{197}Au). Так как эти поглотители имеют разные энергетические зависимости, то это могло указывать, в частности, на различие погрешностей в расчете функции ценности и потока нейтронов при разных энергиях нейтронов.

В работе [20] отмечалось, что расхождения между экспериментами и расчетами для отношения ЦКР поглотителей и рассеивателей (^{12}C , ^{23}Na) взаимосогласованы. Расчеты показали, что использование правдоподобных смещений ядерных данных значительно (в несколько раз) улучшает согласие между измеренными и рассчитанными отношениями ЦКР и некоторых средних сечений [19—21].

Наконец, имеется еще одно важное обстоятельство. Природа систематических погрешностей отношений ЦКР и отношений средних сечений существенно различается. Приведем два примера.

Измерение средних сечений $\langle \sigma_f^{239} \rangle / \langle \sigma_f^{235} \rangle$ требует знания опорных констант в тепловой области, а для измерения $K_{P_{239}}/K_{P_{235}}$ оно не нужно. Для измерения в критических сборках отношения $\langle \sigma_c^{238} / \sigma_f^{235} \rangle$, основанного на измерении активации фольги из ^{238}U , применяются определенные методические приемы, чтобы избежать больших экспериментальных погрешностей [6]. Измерение же $K_{P_{12}}/K_{P_{235}}$ требует совершенно других методических приемов (и то, что существенно для индекса, несущественно для отношения ЦКР), и также дает информацию о сечении захвата ^{238}U [20, 22]. Поскольку выявление систематических погрешностей эксперимента важно, предоставляемая возможность использовать данные с иной природой погрешностей весьма желательна.

Однако прежде чем обращаться к анализу экспериментального и расчетного материала по отношениям ЦКР с целью уточнения групповых констант, следует провести работу по приведению к одинаковым условиям результатов измерений и расчетов.

1. Прежде всего надо учесть влияние размеров образцов, помещаемых в реактор, на значение возмущения. Здесь следует либо использовать теорию возмущений высших порядков, либо проводить дополнительные эксперименты и расчеты. Процедура эта довольно сложна и по существу имеет итерационный характер [23].

2. Следует учесть гетерогенную структуру критическихборок, в которых проводятся эксперименты. Для описания возмущенного состояния надо использовать пригодные для этого приближения кинетического уравнения. Эксперименты на критических сборках с различной степенью гетерогенности (и соответствующие им расчеты) полезны с точки зрения проверки достаточности приближения.

3. Применяя для расчетов реакторов групповое приближение [1], надо отдавать себе отчет о возможных погрешностях этого приближения, а также о том, что метод приготовления групповых констант для расчетов по теории возмущения отличается от методов, принятых для расчетов отношений средних сечений.

§ 2. ГРУППОВОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ ДЛЯ РАСЧЕТА КОЭФФИЦИЕНТОВ РЕАКТИВНОСТИ В ГОМОГЕННОМ РЕАКТОРЕ

Энергия нейтрона входит в уравнение переноса, описывающее плотность потока нейтронов в реакторе (или в приближенные формулировки этого уравнения) в виде непрерывной переменной. Для реакторов разных типов используют различные приближенные представления зависимости сечений от энергии. В расчетах реакторов на быстрых нейтронах широко применяют групповое приближение. При составлении групповых констант внимание уделяется задачам наилучшего описания зависящих от потока нейтронов функционалов. Проведение расчетов возмущений критичности в групповом приближении требует описания величин, зависящих не только от потока нейтронов, но и от ценности нейтронов. В настоящем параграфе рассмотрены способы приготовления групповых констант, необходимых для расчетов скоростей реакций и возмущений критичности (КР), а также приведены примеры влияния группового приближения на величины КР.

2.1. Групповые константы в диффузионном приближении

Существенным в практике расчетов является использование для каждой зоны с постоянным составом предположения о независимости внутри нее групповых сечений от пространственной переменной, т. е. предположение о разделении пространственной и энергетической переменных (B^2 -приближение). В B^2 -приближении уравнение (1.18) записывается в виде

$$\begin{aligned}
 [D(E) B^2 + \Sigma(E)] \varphi(E) = & \int_E^{\infty} \varphi(E') \Sigma_s(E' \rightarrow E) dE' + \\
 & + \frac{\chi(E)}{k} \int_0^{\infty} \nu \Sigma_f(E') \varphi(E') dE'. \quad (2.1)
 \end{aligned}$$

Групповые константы определяются следующими соотношениями [1]:

$$\left. \begin{aligned}
 \Sigma_{\alpha}^j &= \frac{1}{\varphi^j} \int_{\Delta E_j} \Sigma_{\alpha}(E) \varphi(E) dE; \\
 \Sigma_s^{i \rightarrow j} &= \frac{1}{\varphi^j} \int_{\Delta E_j} dE \int_{\Delta E_i} \Sigma_s(E' \rightarrow E) \varphi(E') dE'; \\
 \varphi^j &= \int_{\Delta E_j} \varphi(E) dE; \quad \chi^j = \int_{\Delta E_j} \chi(E) dE.
 \end{aligned} \right\} \quad (2.2)$$

Здесь под Σ_{α}^j подразумеваются групповые сечения: полное, делений и групповой коэффициент диффузии.

Групповые уравнения для плотности потока нейтронов в B^2 -приближении

$$(D^j B^2 + \Sigma^j) \varphi^j = \sum_{i=1}^N \left(\Sigma_s^{i \rightarrow j} + \frac{\chi^j}{k} \nu \Sigma_f^i \right) \varphi^i \quad (2.3)$$

полностью эквивалентны (2.1), если решение $\varphi(E)$ известно, и групповые константы определены с помощью соотношений (2.2). Плотности групповых потоков φ^j , получаемые при решении (2.3), удовлетворяют соотношению (2.2), а собственное значение k совпадает с собственным значением k из (2.1).

Именно такой способ усреднения был принят при составлении многогрупповой системы констант И. И. Бондаренко [24] (БНАБ) и получил широкое распространение [25].

2.2. Билинейное усреднение констант

Запишем выражения для возмущения собственного значения и посмотрим, как должны при этом определяться групповые константы. Сопряженное уравнение в B^2 -приближении имеет вид

$$[D(E) B^2 + \Sigma(E)] \varphi^+ = \int_0^E \varphi^+(E') \Sigma_s(E \rightarrow E') dE' + \frac{\nu \Sigma_f(E)}{k} \int_0^{\infty} \chi(E') \varphi^+(E') dE'. \quad (2.4)$$

Сечения в (2.1) и (2.4) одни и те же. Используем далее обозначения для операторов

$$\widehat{\mathcal{U}} = D(E) B^2 + \Sigma(E) - \int_E^{\infty} \Sigma_s(E' \rightarrow E) dE'; \quad (2.5)$$

$$\widehat{\mathcal{U}}^+ = D(E) B^2 + \Sigma(E) - \int_0^E \Sigma_s(E \rightarrow E') dE'; \quad (2.6)$$

$$\widehat{\mathcal{P}} = \chi(E) \int_0^{\infty} \nu \Sigma_f(E') dE'; \quad \widehat{\mathcal{P}}^+ = \nu \Sigma_f(E) \int_0^{\infty} \chi(E') dE'. \quad (2.7)$$

Сопряженность уравнений (2.1) и (2.4) означает, что выполняются соотношения

$$\int_0^{\infty} \varphi^+(E) \widehat{\mathcal{U}} \varphi(E) dE = \int_0^{\infty} \varphi(E) \widehat{\mathcal{U}}^+ \varphi^+(E) dE; \quad (2.8)$$

$$\int_0^{\infty} \varphi^+(E) \widehat{\mathcal{P}} \varphi(E) dE = \int_0^{\infty} \varphi(E) \widehat{\mathcal{P}}^+ \varphi^+(E) dE. \quad (2.9)$$

Если произведено возмущение макросечений реактора, то возмущение собственного значения $\Delta k/k^2$ (1.20) уравнений (2.1) и (2.4) для малых возмущений (1.14) выражается в данном случае в виде

$$\begin{aligned} \frac{\Delta k}{k^2} = \frac{1}{\text{ЦНД}} \left\{ - \int_0^{\infty} \varphi^+(E) \Delta \Sigma(E) \varphi(E) dE + \int_0^{\infty} dE \int_0^{\infty} \left[\Delta \Sigma_s(E' \rightarrow E) + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{\chi(E)}{k} \Delta \nu \Sigma_f(E') \right] \varphi(E') \varphi^+(E) dE' \right\}. \quad (2.10) \end{aligned}$$

Когда известны решения уравнений $\varphi(E)$ и $\varphi^+(E)$ и возмущения сечений $\Delta \Sigma$, $\Delta \Sigma_s$ и $\Delta \nu \Sigma_f$, $\Delta k/k^2$ легко вычисляется.

Зададим теперь вопрос: как должны быть определены многогрупповые константы, чтобы многогрупповой расчет дал то же значение КР? Нетрудно убедиться, что этому требованию удовлетворяют определения групповых констант, полученных в работе [26] (см. также [1])

$$\left. \begin{aligned} D^j &= \frac{1}{\varphi^j \varphi^{+j}} \int_{\Delta E_j} \varphi^+(E) D(E) \varphi(E) dE; \\ \Sigma^j &= \frac{1}{\varphi^j \varphi^{+j}} \int_{\Delta E_j} \varphi^+(E) \Sigma(E) \varphi(E) dE; \\ \nu \Sigma_f^j &= \frac{1}{\varphi^j} \int_{\Delta E_j} \nu \Sigma_f(E) \varphi(E) dE; \\ \chi^j &= \frac{1}{\varphi^{+j}} \int_{\Delta E_j} \chi(E) \varphi^+(E) dE; \\ \Sigma_s^{i \rightarrow j} &= \frac{1}{\varphi^i \varphi^{+j}} \int_{\Delta E_j} \varphi^+(E) dE \int_{\Delta E_i} \Sigma_s(E' \rightarrow E) \varphi(E') dE'. \end{aligned} \right\} \quad (2.11)$$

Плотности групповых потоков φ^j и групповых сопряженных потоков φ^{+j} (ценности) определяются как

$$\varphi^j = \int_{\Delta E_j} \varphi(E) dE; \quad \varphi^{+j} = \frac{1}{\Delta E_j} \int_{\Delta E_j} \varphi^+(E) dE. \quad (2.12)$$

Используя определенные таким образом многогрупповые константы, уравнения (2.1) и (2.4) перепишем в виде

$$\left. \begin{aligned} (D^j B^2 + \Sigma^j) \varphi^j &= \sum_{i=1}^N \left(\Sigma_s^{i \rightarrow j} + \frac{\chi^j}{k} v \Sigma_f^i \right) \varphi^i; \\ (D^j B^2 + \Sigma^j) \varphi^{+j} &= \sum_{i=1}^N \left(\Sigma_s^{j \rightarrow i} + \frac{\chi^i}{k} v \Sigma_f^j \right) \varphi^{+i}. \end{aligned} \right\} \quad (2.13)$$

Уравнения (2.13) по-прежнему сопряженные, и константы в них одинаковые, но они не совпадают с константами, полученными при усреднении по плотности потока (2.2). Правила усреднения остались прежними только для сечения $v \Sigma_f(E)$.

Если считать, что для возмущений сечений справедливы те же правила усреднения (2.11), что и для самих сечений, то выражения (2.10) для возмущения критичности превращаются в

$$\frac{\Delta k}{k^2} \sim - \sum_{j=1}^N \varphi^{+j} \Delta \Sigma^j \varphi^j + \sum_{j=1}^N \varphi^{+j} \sum_{i=1}^N \left(\Delta \Sigma^{i \rightarrow j} + \frac{\chi^j}{k} \Delta v \Sigma_f^i \right) \varphi^i. \quad (2.14)$$

Решая уравнение (2.13) относительно φ^j и φ^{+j} , получим ту же величину k , что и при решении (2.1) и (2.4). Решения φ^j и φ^{+j} удовлетворяют условию (2.12), а возмущение $\Delta k/k^2$, рассчитанное по (2.14), точно совпадает с $\Delta k/k^2$ из (2.10).

Система групповых уравнений (2.13) полностью эквивалентна уравнениям (2.1) и (2.4), и при известных $\varphi(E)$ и $\varphi^+(E)$ переход к групповой формулировке является тождественным преобразованием. Хотя преобразования (2.11), (2.12) сохраняют значения коэффициента размножения k , плотности групповых потоков, групповых ценностей и билинейных скалярных произведений, таких, как возмущения $\Delta k/k^2$, скорости реакций при этом не сохраняются, т. е.

$$\int_0^{\infty} \Sigma_x(E) \varphi(E) dE \neq \sum_{j=1}^N \Sigma_x^j \varphi^j.$$

Наконец, предположив в (2.11) $\varphi(E) = \text{const}$, получим константы, использование которых в групповых расчетах сохранит k , групповые ценности φ^{+j} и функционалы вида $\int_0^{\infty} \chi(E) \varphi^+(E) dE$, но ни скорости реакций, ни величины $\Delta k/k^2$ не сохраняются.

Все изложенные выше законы сохранения строго справедливы, когда имеются точные значения $\varphi(E)$ и $\varphi^+(E)$. Это справедливо также для случая, когда из многогрупповой системы констант (с числом групп в несколько десятков) необходимо получить малогрупповую систему. Тогда, считая решения многогрупповой системы точными, а многогрупповые уравнения

сопряженными, можно применить описанный способ. Если же (как это и есть на самом деле) для усреднения ядерных данных имеются лишь приближенные зависимости плотности потока нейтронов и сопряженного потока от энергии, например, асимптотические, то, как известно, законы сохранения нарушаются. Нарушение будет тем меньше, чем меньше отличаются асимптотические выражения от точных. В этих случаях расчет скоростей реакций и плотности групповых потоков нейтронов, сравниваемых с результатами измерений, должен производиться с константами, усредненными по плотности потока (2.2), а расчет возмущений критичности — с билинейно усредненными константами (2.11).

В заключение преобразуем выражение (2.14). Запишем первый член в правой части

$$\sum_{j=1}^N \varphi^+ \Delta \Sigma^j \varphi^j = \sum_{i=1}^N \varphi^{+i} (\Delta \Sigma_a^i + \Delta \Sigma_s^i) \varphi^i,$$

и, используя определение $\Delta \Sigma_s^i = \sum_{j=i}^N \Delta \Sigma^{i \rightarrow j}$, получим

$$\Delta k/k^2 = \frac{1}{\text{ЦНД}} \left[- \sum_{i=1}^N \varphi^{+i} \Delta \Sigma_a^i \varphi^i + \frac{1}{k} \sum_{j=1}^N \chi^j \varphi^{+j} \sum_{i=1}^N \Delta \nu \Sigma_f^i \varphi^i + \sum_{j=i}^N \sum_{i=1}^N \Delta \Sigma^{i \rightarrow j} \varphi^i (\varphi^{+j} - \varphi^{+i}) \right]. \quad (2.15)$$

Первый член дает уменьшение критичности системы за счет поглощения нейтронов внесенным возмущением, второй — увеличение вследствие увеличения размножения нейтронов при возмущении, третий член описывает изменение критичности в результате замедления нейтронов, которое зависит от разности ценности нейтронов до и после замедления.

2.3. Билинейное усреднение в резонансной области

При получении групповых констант особый интерес представляет область энергий, где имеются резонансы в сечениях. В принципе для гомогенных сред поток нейтронов можно рассчитать с любой точностью, если известны сечения, однако при этом необходимы достаточно точные приближения, которые значительно упрощают задачу нахождения групповых констант, дают ясную физическую картину происходящих явлений и, кроме того, могут быть использованы, например, когда точное поведение сечений неизвестно, а имеются данные по среднерезонансным параметрам.

В области резонансных энергий тяжелых ядер упругое рассеяние можно считать изотропным. Тогда

$$\Sigma_s(E' \rightarrow E) = \begin{cases} \frac{\Sigma_s(E')}{(1-\alpha)E'} & \text{для } \alpha E' \leq E \leq E'; \\ 0, & \text{если } E > E' \text{ или } E < \alpha E'; \end{cases}$$

а $\alpha = (A-1)^2/(A+1)^2$ — определяет максимально возможную долю передачи энергии нейтроном ядру с массовым числом A при упругом рассеянии. Рассмотрим задачу, когда гомогенная среда состоит из ядер замедлителя и резонансного поглотителя. Пренебрегая утечкой $D(E)B^2$, записываем уравнение (2.1) вдали от источников спектра деления в виде уравнения замедления

$$\Sigma(E)\varphi(E) = \int_E^{E/\alpha_a} \frac{\Sigma_s(E')}{(1-\alpha_a)E'} \varphi(E') dE' + \int_E^{E/\alpha_m} \frac{\Sigma_m}{(1-\alpha_m)E'} \varphi(E') dE'. \quad (2.16)$$

Сечение рассеяния замедлителя Σ_m предполагается не зависящим от энергии, а сечение рассеяния поглотителя $\Sigma_s(E)$ зависящим от энергии. Полное сечение в левой части есть полное макроскопическое сечение среды

$$\Sigma(E) = \Sigma_a(E) + \Sigma_s(E) + \Sigma_m = \Sigma_t(E) + \Sigma_m. \quad (2.17)$$

Пусть резонанс узкий, т. е. его ширина Γ много меньше максимальной потери при рассеянии

$$\Gamma \ll (1-\alpha_a)E < (1-\alpha_m)E.$$

Тогда основной вклад в интегралы дают энергии, далекие от энергии резонанса E_0 , где сечения постоянны [сечение $\Sigma_s(E)$ считаем равным сечению потенциального рассеяния Σ_p , не зависящему от энергии]. Спектр вдали от резонанса, как следует из (2.16), имеет вид

$$\varphi(E) = \varphi_{a0} = 1/E.$$

Подставляя $\varphi(E)$ в (2.16) и интегрируя последнее, получаем

$$\varphi(E) = (\Sigma_m + \Sigma_p)/[\Sigma(E)E] \approx (\Sigma_m + \Sigma_p)/[\Sigma_t(E) + \Sigma_m]E_0. \quad (2.18)$$

В другом предельном случае, когда замедлением на ядрах поглотителя можно пренебречь (приближение бесконечной массы ядра поглотителя) и $(1-\alpha_a)E \ll \Gamma \ll (1-\alpha_m)E$, плотность потока нейтронов вблизи резонанса определяется как

$$\varphi(E) \approx (\Sigma_m + \Sigma_p)/[\Sigma_a(E) + \Sigma_m]E_0. \quad (2.19)$$

При резонансной энергии E_0 $\varphi(E)$ имеет минимум.

Зная параметры резонанса, нетрудно получить значение группового сечения Σ_{α}^j , определенного в (2.2). Используем для $\Sigma_{\alpha}(E)$ и $\Sigma_t(E)$ формулу Брейта—Вигнера для изолированного резонанса в отсутствии доплеровского уширения и интерференции между потенциальным и резонансным рассеянием

$$\left. \begin{aligned} \Sigma_{\alpha}(x) &= \Sigma_0 \Gamma_{\alpha} / \Gamma (1 + x^2); \\ \Sigma_t(x) &= \Sigma_0 / (1 + x^2) + \Sigma_p, \end{aligned} \right\} \quad (2.20)$$

где $x = 2(E - E_0) / \Gamma$; Σ_0 — высота резонанса полного сечения, Γ — полная, а Γ_{α} — парциальная ширины.

Подставляя (2.18) и (2.20) в (2.2) и интегрируя по области ΔE_j , равной среднему расстоянию между резонансами D , получаем

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{E_0} \int_D \frac{\Sigma_{\alpha}(E)}{\Sigma(E)} dE &= \frac{\pi \Gamma_{\alpha} \Sigma_0}{2hE_0}; \\ \frac{1}{E_0} \int_D \frac{dE}{\Sigma(E)} &= \frac{D}{E_0} \left[1 - \frac{\pi \Gamma}{2D} \left(h - \frac{1}{h} \right) \right]; \\ h^2 &= 1 + \frac{\Sigma_0}{\Sigma_m + \Sigma_p} \quad \text{[для (2.18)].} \end{aligned} \right\} \quad (2.21)$$

Групповое сечение, полученное усреднением по плотности потока, равно

$$\bar{\Sigma}_{\alpha}^j = \pi \Gamma_{\alpha} \Sigma_0 / 2hD \left[1 - \frac{\pi \Gamma}{2D} \left(h - \frac{1}{h} \right) \right]. \quad (2.22)$$

При бесконечном разбавлении $h \rightarrow 1$ и $\bar{\Sigma}_{\alpha}^j$ стремится к сечению, среднему по энергии:

$$\bar{\Sigma}_{\alpha}^j \rightarrow \langle \Sigma_{\alpha} \rangle^j = \pi \Gamma_{\alpha} \Sigma_0 / 2D.$$

Эти вопросы достаточно полно изложены в [27, 28]. Дальнейшие уточнения, связанные с учетом интерференции между резонансным и потенциальным рассеянием и доплеровским уширением резонансов за счет теплового движения ядер, здесь не рассматриваются. Исходя из изложенного выше, выясним различия в средних сечениях, усредненных по плотности потока и билинейно. На необходимость такого усреднения указывалось в работах [29, 30]. Далее мы будем следовать в изложении работе [30].

Получим сначала выражение для плотности асимптотического сопряженного потока вблизи резонанса. В предположениях, использованных при записи уравнения (2.16), имеем

$$\Sigma(E) \varphi^+(E) = \frac{[\Sigma_s(E) + \Sigma_p]}{(1 - \alpha_a) E} \int_{\alpha_a E}^E \varphi^+(E') dE' + \nu \Sigma_f(E) \int_0^{\infty} \chi(E') \times$$

$$\times \varphi^+(E') dE' + \frac{\Sigma_m}{(1 - \alpha_m) E} \int_{\alpha_m E}^E \varphi^+(E') dE'. \quad (2.23)$$

Второй интеграл в правой части этого уравнения равен нулю, если рассматриваемый поглотитель имеет равное нулю сечение деления в резонансной области. Из (2.23) следует, что $\varphi^+(E)$ имеет существенно меньшую зависимость от энергии вблизи резонанса, чем $\varphi(E)$. Обозначая φ_χ^+ — среднюю ценность нейтронов в области спектра деления, а φ_s^+ — среднюю ценность в области упругого рассеяния

$$\varphi_\chi^+ = \int_0^\infty \chi(E) \varphi^+(E) dE;$$

$$\varphi_s^+/E(1 - \alpha) = \int_{\alpha E}^E \varphi^+(E) dE,$$

получаем для функции ценности вблизи узкого резонанса

$$\varphi^+(E) = [\nu \Sigma_f(E) \varphi_\chi^+ + \Sigma_s(E) \varphi_s^+ + \Sigma_p \varphi_s^+ + E_m \varphi_s^+] / \Sigma(E).$$

Используя $\beta = \varphi_\chi^+ / \varphi_s^+$, записываем:

$$\varphi^+(E) \sim [\beta \nu \Sigma_f(E) + \Sigma_s(E) + \Sigma_p + \Sigma_m] / \Sigma(E). \quad (2.24)$$

В приближении бесконечной массы ядра поглотителя

$$\varphi^+(E) \sim [\beta \nu \Sigma_f(E) + \Sigma_m] / [\Sigma_a(E) + \Sigma_m].$$

Величина $\nu \Sigma_f(E)$ усредняется только по плотности потока в обоих способах усреднения (2.2) и (2.11). В области резонансных энергий сечение перевода $\Sigma_s(E' \rightarrow E)$ тоже усредняется только по плотности потока. Действительно, если $E' - E \gg \Gamma$, то произведение $\varphi^+(E) \varphi(E')$ при определении (2.11) не коррелирует и усреднение $\Sigma_s(E' \rightarrow E)$ сводится к усреднению $\Sigma_s(E')$ по плотности потока $\varphi(E')$.

Таким образом, в области резонансных энергий различие групповых констант, усредненных по плотности потока и билинейно, будет только для групповых коэффициентов диффузии и для полных сечений. При использовании выражений (2.18) и (2.24) полное макроскопическое сечение среды также получается одинаковым при обоих способах усреднения. Действительно,

$$\begin{aligned} \bar{\Sigma}^j &= \frac{1}{\varphi^j \varphi^{+j}} \int_{\Delta E_j} \Sigma(E) \varphi(E) \varphi^+(E) dE = \\ &= \frac{(\Sigma_m + \Sigma_p)}{\varphi^j \varphi^{+j}} \int_{\Delta E_j} \varphi^+(E) dE = (\Sigma_m + \Sigma_p) / \Delta E_j \varphi_j = \bar{\Sigma}^j. \end{aligned} \quad (2.25)$$

Соотношение (2.25) справедливо и в приближении (2.19) [при этом подразумевается, что $\Sigma(E) = \Sigma_a(E) + \Sigma_m$].

Для достаточно больших реакторов, где полная утечка нейтронов не слишком велика, такие величины, как возмущение плотности всего состава (одинаковое для всех элементов, входящих в состав области, в которой производится возмущение), можно с достаточной степенью точности рассчитать с использованием групповых констант, резонансная самоэкранировка которых учтена усреднением только по плотности потока нейтронов. Это справедливо особенно при расчете величин в экспериментах со средами, имеющими $k_\infty \approx 1$ [31] (в таких средах $DB^2 \approx 0$).

Для полных сечений отдельных элементов усреднения по плотности потока и билинейное дают разные значения [30]. Покажем это, воспользовавшись соотношением (2.25). Запишем его для двухкомпонентной среды с учетом (2.17):

$$\frac{\langle \Sigma_t(E) \varphi \varphi^+ \rangle}{\langle \varphi \rangle \langle \varphi^+ \rangle} + \Sigma_m \frac{\langle \varphi \varphi^+ \rangle}{\langle \varphi \rangle \langle \varphi^+ \rangle} = \frac{\langle \Sigma_t(E) \varphi \rangle}{\langle \varphi \rangle} + \Sigma_m. \quad (2.26)$$

При вычислении $\Delta k/k^2$ по формуле (2.15) необходимо знать значение билинейно усредненного сечения поглощения Σ_a . Так как сечение рассеяния усредняется одинаково (только по плотности потока) в обоих способах, то, вычитая из обеих частей равенства (2.26) усредненное по плотности потока сечение рассеяния резонансного элемента, получаем

$$\frac{\langle \Sigma_a(E) \varphi \varphi^+ \rangle}{\langle \varphi \rangle \langle \varphi^+ \rangle} + \Sigma_m \frac{\langle \varphi \varphi^+ \rangle}{\langle \varphi \rangle \langle \varphi^+ \rangle} = \frac{\langle \Sigma_a(E) \varphi \rangle}{\langle \varphi \rangle} + \Sigma_m.$$

Билинейно усредненное сечение поглощения поглотителя $\bar{\Sigma}_a$ выражается через усредненное по плотности потока сечение $\bar{\Sigma}_a$

$$\bar{\Sigma}_a^j = \bar{\Sigma}_a^j + (\Sigma_m + \Sigma_p) (1 - \langle \varphi \varphi^+ \rangle / \langle \varphi \rangle \langle \varphi^+ \rangle). \quad (2.27)$$

Используя (2.18), (2.20), (2.21), и (2.24), запишем

$$\langle \varphi^+ \rangle = \frac{1}{D} \int_D \frac{\beta v \Sigma_f(E) + \Sigma_s(E) + \Sigma_p + \Sigma_m}{\Sigma(E)} dE =$$

$$= 1 + \frac{\pi}{2D} [(\beta v - 1) \Gamma_f - \Gamma_c] \left(h - \frac{1}{h} \right);$$

$$\frac{\langle \varphi \varphi^+ \rangle}{\langle \varphi \rangle \langle \varphi^+ \rangle} = 1 - \frac{[(\beta v - 1) \Gamma_f - \Gamma_c]}{4D} \left(h - \frac{1}{h} \right)^2 \times$$

$$\times \left[\frac{\pi}{h} + \frac{2D}{\Gamma(h^2 + D^2/\Gamma^2)} - \frac{\pi^2 \Gamma}{4D^2} \right]. \quad (2.28)$$

Тогда из (2.27) получаем

$$\begin{aligned} \bar{\Sigma}_a^j = & \bar{\Sigma}_a^j + (\Sigma_m + \Sigma_p) \left\{ \frac{[(\beta\nu - 1)\Gamma_f - \Gamma_c]}{4D} \right\} \left(h - \frac{1}{h} \right)^2 \times \\ & \times \left[\frac{\pi}{h} + \frac{2D}{\Gamma(h^2 + D^2/\Gamma^2)} - \frac{\pi^2\Gamma}{4D^2} \right]. \end{aligned} \quad (2.29)$$

Для резонансного поглотителя ($\Gamma_f=0$) билинейно усредненное сечение поглощения оказывается меньше усредненного по плотности потока (добавка имеет отрицательный знак). Качественно это видно уже из (2.24), где при приближении к резонансу захвата ценность также стремится к минимуму, хотя, вообще говоря, и не так быстро, как плотность потока: уменьшение плотности потока определяется возрастанием полного сечения $\Sigma_t(E)$, а уменьшение ценности — возрастанием сечения захвата, поскольку в числителе имеется член $\Sigma_s(E)$. Уменьшение ценности вместе с уменьшением плотности потока дает большее уменьшение сечения поглощения, чем при усреднении по плотности потока. Для делящегося в резонансной области поглотителя знак добавки определяется выражением $(\beta\nu-1) \times \Gamma_f - \Gamma_c$.

Все это относится к случаю, когда возмущение критичности производится путем изменения концентрации (увеличения) резонансного поглотителя, уже имеющегося в реакторе. Если же возмущение производится малым добавлением резонансного поглотителя, не входящего в состав критической сборки или нерезонансного поглотителя (такого, как ^{10}B), то при расчете его коэффициента реактивности $\Delta k/k^2$ (2.15) следует использовать сечение поглощения

$$\Delta \bar{\Sigma}_a = \Delta \bar{\Sigma}_a + \Delta \bar{\Sigma}_t (\langle \Phi \Phi^+ \rangle / \langle \Phi \rangle \langle \Phi^+ \rangle - 1). \quad (2.30)$$

С ростом сечения разбавления среды различие между $\bar{\Sigma}_a$ и $\bar{\Sigma}_a$ уменьшается. Как следует из (2.21), (2.28) и (2.29), при $\Sigma_m \rightarrow \infty$ $(h-1/h)^2 \rightarrow 1/\Sigma_m^2$; $\langle \Phi \Phi^+ \rangle / \langle \Phi \rangle \langle \Phi^+ \rangle \rightarrow 1$ и $\bar{\Sigma}_a \rightarrow \bar{\Sigma}_a$.

Такой же эффект получается при перекрытии резонансов в области больших энергий.

Для среды, состоящей из нескольких элементов с резонансным поведением сечений, приведенные выше оценки можно проводить для каждого элемента отдельно, учитывая остальные как фоновое сечение Σ_m [24]. Для каждого элемента α рассчитываются парциальная величина $(\langle \Phi \Phi^+ \rangle / \langle \Phi \rangle \langle \Phi^+ \rangle)_\alpha^j$ по (2.28) и $\Sigma_{\alpha\alpha}^j$ по (2.29). Полная величина $\langle \Phi \Phi^+ \rangle / \langle \Phi \rangle \langle \Phi^+ \rangle$ для среды данного состава получается как произведение парциальных [30]

$$\langle \Phi \Phi^+ \rangle / \langle \Phi \rangle \langle \Phi^+ \rangle = \prod_{\alpha} (\langle \Phi \Phi^+ \rangle / \langle \Phi \rangle \langle \Phi^+ \rangle)_{\alpha}.$$

Удобно также использовать технику подгруппового представления сечений [32], как это и было сделано в [30]. Для этого обозначим a_k^j долю подгруппы k в интервале усреднения ΔE_j ; $\sigma_{\alpha k}^j$ и $\sigma_{\alpha k}^j$ — подгрупповые сечения (полное и поглощения); n_α — концентрацию элементов α , $\sigma_{\alpha}^j = \sum_{\gamma \neq \alpha} \frac{n_\gamma}{n_\alpha} \sigma_{\gamma}^j$; $\sigma_{\alpha}^j = \sum_{\gamma \neq \alpha} \frac{n_\gamma}{n_\alpha} (\beta^j \nu \sigma_{\gamma}^j + \sigma_{\gamma}^j)$; σ_{α}^j — сечение разбавления. Тогда можно записать соотношения, аналогичные (2.22), (2.29) и (2.28):

$$\bar{\sigma}_{\alpha}^j = \sum_{k \in j} \frac{a_{\alpha k}^j \sigma_{\alpha k}^j}{n_\alpha (\sigma_{\alpha k}^j + \sigma_{\alpha}^j)} \bigg/ \sum_{k \in j} \frac{a_{\alpha k}^j}{n_\alpha (\sigma_{\alpha k}^j + \sigma_{\alpha}^j)};$$

$$\bar{\sigma}_{\alpha}^j = \frac{\sum_{k \in j} \frac{a_{\alpha k}^j \sigma_{\alpha k}^j (\beta \nu \sigma_{\alpha k}^j + \sigma_{\alpha k}^j + \sigma_{\alpha}^j)}{n_\alpha (\sigma_{\alpha k}^j + \sigma_{\alpha}^j)^2}}{\left[\sum_{k \in j} \frac{a_{\alpha k}^j}{n_\alpha (\sigma_{\alpha k}^j + \sigma_{\alpha}^j)} \right] \left[\sum_{k \in j} \frac{a_{\alpha k}^j (\beta \nu \sigma_{\alpha k}^j + \sigma_{\alpha k}^j + \sigma_{\alpha}^j)}{\sigma_{\alpha k}^j + \sigma_{\alpha}^j} \right]} -$$

$$\frac{\sum_{k \in j} \frac{a_{\alpha k}^j \sigma_{\alpha k}^j}{n_\alpha (\sigma_{\alpha k}^j + \sigma_{\alpha}^j)}}{\sum_{k \in j} \frac{a_{\alpha k}^j}{n_\alpha (\sigma_{\alpha k}^j + \sigma_{\alpha}^j)}};$$

$$\frac{\langle \Phi \Phi^+ \rangle}{\langle \Phi \rangle \langle \Phi^+ \rangle} = \prod_{\alpha=1}^M \frac{\sum_{k \in j} \frac{a_{\alpha k}^j (\beta \nu \sigma_{\alpha k}^j + \sigma_{\alpha k}^j + \sigma_{\alpha}^j)}{n_\alpha (\sigma_{\alpha k}^j + \sigma_{\alpha}^j)^2}}{\left[\sum_{k \in j} \frac{a_{\alpha k}^j}{n_\alpha (\sigma_{\alpha k}^j + \sigma_{\alpha}^j)} \right] \left[\sum_{k \in j} \frac{a_{\alpha k}^j (\beta \nu \sigma_{\alpha k}^j + \sigma_{\alpha k}^j + \sigma_{\alpha}^j)}{\sigma_{\alpha k}^j + \sigma_{\alpha}^j} \right]}.$$

2.4. Улучшенная оценка резонансных эффектов при билинейном усреднении

Разница между билинейно усредненным сечением поглощения и усредненным по плотности потока может быть гораздо меньше самого сечения для сильных поглотителей (таких, как ^{10}B) и быть сравнимой с ним для слабых поглотителей, таких, как Na . Оценку поправок можно улучшить, если вос-

пользоваться для плотности потока нейтронов и ценности нейтронов более точным выражением, чем выражения (2.18) и (2.24).

При получении выражения для $\varphi(E)$ (2.18) мы использовали в интегралах приближение $\varphi(E) \sim 1/E$. Возьмем теперь вместо $1/E$ плотность потока в виде (2.18). Пренебрегая по-прежнему во втором интеграле зависимостью от энергии, получаем из (2.16)

$$\Sigma(E) \varphi(E) = \int_E^{E/\alpha_a} \frac{\Sigma_s(E') (\Sigma_p + \Sigma_m)}{(1 - \alpha_a) E' \Sigma(E')} dE' + \Sigma_m.$$

Добавляя и вычитая справа Σ_p и затем интегрируя это выражение с использованием (2.20), получаем для плотности потока

$$\varphi(x) = \frac{(\Sigma_m + \Sigma_p)}{\Sigma(x)} \left[1 + \frac{1}{2\delta} \left(\frac{\Gamma_n}{\Gamma} - \frac{\Sigma_p}{\Sigma_m + \Sigma_p} \right) \operatorname{arctg} \frac{2\delta h}{h^2 + 2\delta x + x^2} \right]. \quad (2.31)$$

Здесь $\delta = (1 - \alpha_a) E_0 / \Gamma$. Добавка к 1, характеризующая отличие (2.31) от спектра (2.18), имеет максимальное значение при $x = -\delta$, т. е. при энергиях, меньших резонанса на величину $(1 - \alpha_a) E_0 / 2$. Знак добавки зависит от знака выражения $\Gamma_n / \Gamma - \Sigma_p / (\Sigma_m + \Sigma_p)$. Для рассеивающих резонансов ($\Gamma_n > \Gamma_\gamma$) и достаточно разбавленных сред ($\Sigma_m > \Sigma_p$) добавка положительна; для сильных резонансов поглощения и малого разбавления ($\Sigma_m < \Sigma_p$) она отрицательна. Более подробно вывод выражения (2.31) приведен, например, в [28].

Получим теперь улучшенное выражение для φ^+ [33]. Учтем в первом интеграле (2.23) зависимость $\varphi^+(E)$, даваемую соотношением (2.24),

$$\begin{aligned} \Sigma(E) \varphi^+(E) &= \frac{[\Sigma_s(E) + \Sigma_p]}{(1 - \alpha_a) E} \int_{\alpha_a E}^E \frac{\beta \nu \Sigma_f(E') + \Sigma_s(E') + \Sigma_m + \Sigma_p}{\Sigma(E')} dE' + \\ &+ \nu \Sigma_f(E) \int_0^\infty \chi(E') \varphi^+(E') dE' + \frac{\Sigma_m}{(1 - \alpha_m) E} \int_{\alpha_m E}^E \varphi^+(E') dE'. \end{aligned}$$

Добавляя и вычитая справа член $[\Sigma_s(E) + E_p] \varphi_s^+$, получаем

$$\begin{aligned} \Sigma(E) \varphi^+(E) &= \nu \Sigma_f(\Sigma) \varphi_\chi^+ + [\Sigma_s(E) + E_p + E_m] \varphi_s^+ + \\ &+ \frac{[\Sigma_s(E) + E_p]}{(1 - \alpha_a) E} \int_{\alpha_a E}^E \left[\frac{\beta \nu \Sigma_f(E') + \Sigma_s(E') + \Sigma_p + \Sigma_m}{\Sigma(E')} - 1 \right] dE'. \end{aligned}$$

Принтегрируем это выражение с использованием (2.20)

$$\varphi^+(x) \sim \frac{\beta v \Sigma_f(x) + \Sigma_s(x) + \Sigma_p + \Sigma_m}{\Sigma(x)} + \\ + \frac{[\Sigma_s(x) + E_p][(\beta v - 1)\Gamma_f - \Gamma_c]}{2\delta\Gamma\Sigma(x)} \left(h - \frac{1}{h} \right) \operatorname{arctg} \frac{2\delta h}{h^2 + 2\delta x + x^2}. \quad (2.32)$$

Правая часть (2.32) представляет собой сумму выражения (2.24) и добавки. Максимальное значение добавка имеет при $x = \delta$, т. е. при энергиях более высоких, чем резонансная. В резонансе деления добавка увеличивает $\varphi^+(E)$, в резонансе поглощения — уменьшает.

При использовании более точных выражений для плотности потока и ценности [(2.31) и (2.32)] соотношения (2.25), (2.26) не выполняются. Однако значение билинейно усредненного сечения поглощения сильных резонансных поглотителей изменяется в области разрешенных резонансов незначительно. Это связано с тем, что вблизи резонансной энергии (а именно эта область и существенна для резонансного поглотителя) улучшенные оценки (2.31) и (2.32) дают не слишком большое отличие от простых закономерностей плотности потока (2.18) и ценности (2.24).

Поправки к слабым поглотителям (2.30) могут меняться сильно, так как при определении $\langle \varphi\varphi^+ \rangle / \langle \varphi \rangle \langle \varphi^+ \rangle$ существенную роль играет не только поведение плотности потока и ценности вблизи резонансной энергии, но и поведение их на всем участке интегрирования между резонансами. Использование (2.20), (2.31) и (2.32) приводит к довольно громоздким вычислениям. Однако для практических оценок часто можно пользоваться одним из предельных случаев.

При больших энергиях нейтронов и малых высотах резонансов ($\delta/h > 1$) можно использовать приближение

$$\operatorname{arctg} \frac{2\delta h}{h^2 + 2\delta x + x^2} = \frac{\pi}{2}.$$

Тогда

$$\frac{\langle \varphi\varphi^+ \rangle}{\langle \varphi \rangle \langle \varphi^+ \rangle} = 1 - [(\beta v - 1)\Gamma_f - \Gamma_c] \left(h - \frac{1}{h} \right)^2 \times \\ \times \left[\frac{\pi}{4Dh} + \frac{1}{2\Gamma(h^2 + D^2/\Gamma^2)} - \frac{\pi^2\Gamma}{4D} \right] \left\{ 1 + \frac{\pi}{4\delta} \left(h - \frac{1}{h} \right) \times \right. \\ \left. \times \left[\frac{\Gamma_n}{\Gamma} - \frac{(\beta v \Gamma_f + \Gamma_n)\Sigma_p}{\Gamma(\Sigma_p + \Sigma_m)} \right] \right\}. \quad (2.33)$$

Полученное выражение отличается от (2.28) наличием множителя в фигурных скобках. Знак его всегда положителен.

Для малых энергий нейтронов и сильных резонансов $\delta/h < 1$ и можно использовать приближение

$$\operatorname{arctg} \frac{2\delta h}{h^2 - 2\delta x + x^2} \approx \frac{2\delta h}{h^2 - 2\delta x + x^2}.$$

Особенно хорошо это приближение выполняется вдали от резонансной энергии. В этом случае

$$\begin{aligned} \frac{\langle \varphi \varphi^+ \rangle}{\langle \varphi \rangle \langle \varphi^+ \rangle} = & 1 - [(\beta v - 1) \Gamma_f - \Gamma_c] \left(h - \frac{1}{h} \right)^2 \left[\left[\frac{\pi}{4Dh} + \right. \right. \\ & + \left. \frac{1}{2\Gamma (h^2 + D^2/\Gamma^2)} - \frac{\pi^2 \Gamma}{4D} \right] - \frac{1}{4D\delta^2} \left(h - \frac{1}{h} \right) \left(\frac{\Gamma_n}{\Gamma} - \frac{\Sigma_p}{\Sigma_p + E_m} \right) + \\ & + \frac{1}{8h^2 D \delta} \left[\left(h^2 \frac{\Gamma_n}{\Gamma} - \frac{2\Sigma_p}{\Sigma_p + \Sigma_m} \right) \ln \frac{h^2 + 2\delta D/\Gamma + D^2/\Gamma^2}{h^2 - 2\delta D/\Gamma + D^2/\Gamma^2} \right] + \\ & \left. + \frac{\pi}{4D \sqrt{h^2 - \delta^2}} \left[\left(\frac{\Gamma_n}{\Gamma} - \frac{\Sigma_p}{\Sigma_p + \Sigma_m} \right) \frac{2}{h^2} - \frac{\Gamma_n}{\Gamma} \right] \right\}, \quad (2.34) \end{aligned}$$

В этом случае (2.34) отличается от (2.28) членом в фигурных скобках, знак которого определяется, как и в (2.31), относительной величиной Γ_n/Γ и $\Sigma_p/(\Sigma_p + \Sigma_m)$.

Чтобы проиллюстрировать, насколько $\langle \varphi \varphi^+ \rangle / \langle \varphi \rangle \langle \varphi^+ \rangle$ отличается от единицы, в табл. 2.1 приведены ее значения, рас-

Таблица 2.1

Значения $\langle \varphi \varphi^+ \rangle / \langle \varphi \rangle \langle \varphi^+ \rangle$

Среда	Энергия, кэВ	δ/h	Расчет по (2.28)	Расчет по (2.33) и (2.34)
Состав типичного оксидного реактора-бридера на быстрых нейтронах	10—20	10	1,0008	1,0008
	1—2		1,0070	1,0073
	0,1—0,2		1,022	1,036
^{235}U и нержавеющая сталь	20—50	0,3	1,0005	1,0015
	1—2	16	1,0025	1,0025

Примечание. В столбце 5 приведены расчеты по (2.33) (для $\delta/h > 1$) и (2.34) ($\delta/h < 1$).

считанные для среды с составом, близким к типичному энергетическому реактору-бридеру с оксидным топливом и натриевым теплоносителем и для среды с ^{235}U и нержавеющей сталью (отношение ядер ^{235}U к ядрам стали равно 0,004), имеющей в случае бесконечных размеров коэффициент размножения $k_\infty \approx 1$. В столбце 4 приведен результат расчета по (2.28).

Интерференцию между потенциальным и резонансным рассеянием и доплеровское уширение резонансов также можно учесть. Однако при этом получаются весьма громоздкие выражения. Для оценок можно воспользоваться имеющимися таблицами коэффициентов самоэкранировки резонансов f , учитывающих эти эффекты [24]. Для этого во всех формулах, полученных выше, следует положить

$$h^* \approx 1/f \quad (2.35)$$

и в качестве ядерных ширин брать реальные ширины Γ с учетом доплеровского уширения.

2.5. Оценка погрешности группового приближения вблизи резонансов конструкционных материалов и порогов деления

В тех случаях, когда для расчетов реакторов на быстрых нейтронах используют системы групповых констант с числом групп несколько сот и более, особенности поведения спектра и ценности нейтронов в области порогов деления ^{238}U , ^{240}Pu , а также в области сильных резонансов кислорода, натрия и конструкционных элементов учитываются достаточно хорошо, и малогрупповые константы, усредненные по плотности потока и билинейно, могут быть получены с достаточной точностью [34]. Конечно, имеется в виду, что учет резонансов ^{238}U , ^{239}Pu и других делящихся элементов уже произведен методами, описанными выше.

Для таких систем констант, как 26-групповая система И. И. Бондаренко [24], где при усреднении ядерных данных в первых трех группах использовался спектр нейтронов деления, а во всех остальных фермиевский спектр $1/E$ необходимо вводить поправки к макроконстантам критической сборки, учитывающие плавную внутригрупповую форму спектра.

Запишем правила усреднения [2.6] в шкале летаргии:

$$\left. \begin{aligned} \bar{\Sigma}_t^j &= \frac{1}{\varphi^j} \int_{u_{j-1}}^{u_j} \Sigma_t(u) \varphi(u) du; \\ \bar{\Sigma}^{j \rightarrow i} &= \frac{1}{\varphi^j} \int_{u_{i-1}}^{u_i} du \int_{u_{j-1}}^{u_j} \Sigma(u' \rightarrow u) \varphi(u') du'. \end{aligned} \right\} \quad (2.36)$$

Для упругого рассеяния, когда максимальное приращение летаргии r при соударении много меньше ширины группы $u_j - u_{j-1}$, все величины $\bar{\Sigma}^{j \rightarrow i}$, кроме $\bar{\Sigma}^{j \rightarrow j}$ и $\bar{\Sigma}^{j \rightarrow j+1}$, равны нулю. Тогда

$$\bar{\Sigma}^{j \rightarrow j} \varphi^j + \bar{\Sigma}^{j-1 \rightarrow j} \varphi^{j-1} = \int_{u_{j-1}}^{u_j} du \left[\int_{u_{j-1}}^{u_j} \Sigma_s(u') f(u-u') \varphi(u') du' + \int_{u_{j-2}}^{u_{j-1}} \Sigma_s(u') f(u-u') \varphi(u') du' \right] = \int_{u_{j-1}}^{u_j} du \int_{u-r}^u \Sigma_s(u') f(u-u') \varphi(u') du'. \quad (2.37)$$

В возрастном приближении, используя разложение

$$\Sigma_s(u') \varphi(u') = \Sigma_s(u) \varphi(u) - (u-u') \frac{d\Sigma_s(u) \varphi(u)}{du} \quad (2.38)$$

с учетом свойств функции f

$$\int_{u-r}^u f(u-u') du' = 1; \quad \int_{u-r}^u (u-u') f(u-u') du' = \xi, \quad (2.39)$$

получаем [1, 35]

$$\begin{aligned} \bar{\Sigma}^{j \rightarrow j} \varphi^j + \bar{\Sigma}^{j-1 \rightarrow j} \varphi^{j-1} &= \int_{u_{j-1}}^{u_j} \Sigma_s(u) \varphi(u) du - \xi \int_{u_{j-1}}^{u_j} \left[\frac{d\Sigma_s(u) \varphi(u)}{du} \right] du = \\ &= \bar{\Sigma}_s^j \varphi^j - \xi \Sigma_s(u_j) \varphi(u_j) + \xi \Sigma_s(u_{j-1}) \varphi(u_{j-1}). \end{aligned}$$

Сечения замедления в данную группу j $\bar{\Sigma}_{3e}^{j-1 \rightarrow j}$ и из данной группы $\bar{\Sigma}_{3e}^{j \rightarrow j+1}$ определяются тогда соотношениями:

$$\left. \begin{aligned} \bar{\Sigma}_{3e}^{j-1 \rightarrow j} &= \frac{\xi \Sigma_s^{j-1}}{\Delta u_{j-1}} \frac{\varphi(u_{j-1})}{\varphi^{j-1}} = \frac{\xi \Sigma_s^{j-1} b^{j-1}}{\Delta u_{j-1}}; \\ \bar{\Sigma}_{3e}^{j \rightarrow j+1} &= \frac{\xi \Sigma_s^j}{\Delta u_j} \frac{\varphi(u_j)}{\varphi^j} = \frac{\xi \Sigma_s^j b^j}{\Delta u_j}. \end{aligned} \right\} \quad (2.40)$$

Такая модель сечения упругого замедления, учитывающая отличие потока на нижней границе группы от среднегруппового, уже используется в расчетных программах [5]. Для нахождения этой разницы применяется, например, параболическая аппроксимация группового спектра φ^j (фактор b^j [36]).

Эта модель существенно улучшает точность расчета потока нейтронов в области малых энергий нейтронов в поглощающих средах. Она используется в расчетных программах [5] для получения составляющей упругого рассеяния возмущения критичности $(\Delta k/k^2)_s$ (знаменатель ЦНД опущен):

$$\begin{aligned} (\Delta k/k^2)_s &= \sum_{j=1}^G \varphi^{+j} (\Delta \bar{\Sigma}_s^j \varphi^j - \Delta \bar{\Sigma}_{3e}^{j \rightarrow j+1} \varphi^j + \Delta \bar{\Sigma}_{3e}^{j-1 \rightarrow j} \varphi^{j-1}) = \\ &= \sum_{j=1}^G \varphi^{+j} \Delta \bar{\Sigma}_s^j \varphi^j + \sum_{j=1}^G \Delta \bar{\Sigma}_{3e}^{j \rightarrow j+1} \varphi^j (\varphi^{+j+1} - \varphi^{+j}). \end{aligned} \quad (2.41)$$

Здесь, как и в (1.28) предполагается, что

$$\varphi^0 = 0; \quad \Delta \bar{\Sigma}_{3e}^{G \rightarrow G+1} = 0. \quad (2.42)$$

Ранее было показано, что правильное значение сечения упругого рассеяния для расчета $(\Delta k/k^2)_s$ получается при билинейном усреднении (2.11). Запишем соотношение (2.37) для билинейно усредненных констант

$$\begin{aligned} & \bar{\Sigma}^{j \rightarrow j} \varphi^{+j} \varphi^j + \bar{\Sigma}^{j-1 \rightarrow j} \varphi^{+j} \varphi^{j-1} = \\ & = \int_u^{u_j} \varphi^+(u) du \int_{u-r}^u \Sigma_s(u') f(u-u') \varphi(u') du'. \end{aligned}$$

Используя (2.38) и (2.39), получаем

$$\begin{aligned} & \bar{\Sigma}^{j \rightarrow j} \varphi^{+j} \varphi^j + \bar{\Sigma}^{j-1 \rightarrow j} \varphi^{+j} \varphi^{j-1} = \int_{u_{j-1}}^{u_j} \Sigma_s(u) \varphi^+(u) \varphi(u) du - \\ & - \xi \int_{u_{j-1}}^{u_j} \varphi^+(u) \left[\frac{d\Sigma_s(u) \varphi(u)}{du} \right] du = \bar{\Sigma}_s^j \varphi^{+j} \varphi^j - \xi \Sigma_s(u_j) \varphi^+(u_j) \varphi(u_j) + \\ & + \xi \Sigma_s(u_{j-1}) \varphi^+(u_{j-1}) \varphi(u_{j-1}) + \xi \int_{u_{j-1}}^{u_j} \Sigma_s(u) \varphi(u) \frac{d\varphi^+(u)}{du} du. \end{aligned}$$

Сечения $\bar{\Sigma}_{3e}^{j-1 \rightarrow j}$ и $\bar{\Sigma}_{3e}^{j \rightarrow j+1}$ определим соотношениями

$$\left. \begin{aligned} \bar{\Sigma}_{3e}^{j-1 \rightarrow j} &= \xi \Sigma_s(u_{j-1}) \varphi^+(u_{j-1}) \varphi(u_{j-1}) / \Delta u_{j-1} \varphi^{+j} \varphi^{j-1}; \\ \bar{\Sigma}_{3e}^{j \rightarrow j+1} &= \xi \Sigma_s(u_j) \varphi^+(u_j) \varphi(u_j) / \Delta u_j \varphi^{+j+1} \varphi^j. \end{aligned} \right\} \quad (2.43)$$

Функция $\varphi^+(u)$ слабо зависит от u вблизи резонансов рассеяния (а особенности ее поведения вблизи резонансов поглощения и деления были учтены методами, описанными в разделе 2.3). Поэтому

$$\xi \int_{u_{j-1}}^{u_j} \Sigma_s(u) \varphi(u) \frac{d\varphi^+}{du} du \approx \xi \bar{\Sigma}_s^j \varphi^j [\varphi^+(u_j) - \varphi^+(u_{j-1})] / \Delta u_j.$$

Для $(\Delta k/k^2)_s$ теперь имеем

$$\begin{aligned} (\Delta k/k^2)_s &\approx \sum_{j=1}^G \left\{ \Delta \bar{\Sigma}_s^j \varphi^{+j} \varphi^j + \Delta \bar{\Sigma}_{3e}^{j-1 \rightarrow j} \varphi^{+j} \varphi^{j-1} - \right. \\ & \left. - \Delta \bar{\Sigma}_{3e}^{j \rightarrow j+1} \varphi^{+j+1} \varphi^j + \frac{\xi \Delta \bar{\Sigma}_s^j \varphi^j}{\Delta u_j} [\varphi^+(u_j) - \varphi^+(u_{j-1})] \right\}. \quad (2.44) \end{aligned}$$

Сумма по j второго и третьего слагаемых в фигурных скобках при условии (2.42) равна нулю, и для составляющей упругого рассеяния $(\Delta k/k^2)_s$ при билинейном усреднении получаем

$$(\Delta k/k^2)_s \approx \sum_{j=1}^G \Delta \bar{\Sigma}_s^j \varphi^{+j} \varphi^j + \sum_{j=1}^G \frac{\xi \Delta \bar{\Sigma}_s^j \varphi^j}{\Delta u_j} (\varphi^{+j+1} - \varphi^{+j}). \quad (2.45)$$

Это выражение отличается от (2.41) билинейно усредненным сечением $\Delta \bar{\Sigma}_s^j$ в первой сумме и отсутствием b^j во второй. Полное сечение усредняется билинейно (2.11), а величина $v \Sigma_f(u)$ — всегда только по потоку. Таким образом, в возрастном приближении билинейно усредненное сечение поглощения получается как разность между билинейно усредненными сечениями полным и рассеяния и отличается от выражений (2.27) и (2.30).

Выводы эти сделаны с использованием ряда упрощений, поэтому необходимо было проверить их справедливость. Для сборок с сильно отличающимися составами были проведены тестовые расчеты с шагом по летаргии в 30 раз меньшим, чем ширина групп системы БНАБ. Сечения железа, натрия, никеля и хрома были взяты из [37]. Выбранный шаг по летаргии позволял разрешать все резонансы стали и натрия ниже энергии 200 кэВ. Функции рассеяния для отдельных элементов $f_\alpha(u-u')$ задавались в виде матриц. Неупруго рассеянные из верхних групп нейтроны учитывались как источники. Полученные при решении таких 300-групповых уравнений потоки и ценности считались точными. Точные величины $(\Delta k/k^2)$ рассчитывались с использованием точных потоков, ценностей и функций $f_\alpha(u-u')$.

Затем из этих сечений для каждой сборки были получены в соответствии с идеологией БНАБ групповые константы в интервалах $\Delta u = 0,767$. С такими константами рассчитывались групповые потоки φ_r^j и ценности φ_r^{+j} , и вычислялись величины $(\Delta k/k^2)$. Групповые потоки сравнивались с соответственно усредненными точными решениями φ_r^j и φ_r^{+j} . В табл. 2.2 приведены погрешности группового приближения при расчете.

При расчетах ценности использовалось то же сечение замедления, что и при расчете φ_r^j ($b^j \neq 1$). Именно таким образом рассчитываются сопряженные потоки в комплексе программ [5].

В табл. 2.3 сравниваются парциальные величины $(\Delta k/k^2)$ [вторая сумма в (2.41) и (2.45)] при возмущении сечения рассеяния кислорода в сборке БФС-22. Во второй колонке даны результаты точного расчета, в третьей — расчет по идеологии БНАБ, в четвертой — расчет по идеологии БНАБ ($b^j \neq 1$), в котором для возмущения сечения замедления взяты $b^j = 1$ [вторая

Сравнение результатов точных расчетов и расчетов в групповом приближении

Энергия нейтронов, кэв	$\varphi_T^j/\varphi_\Gamma^j$		$\varphi_T^{+j}/\varphi_\Gamma^{+j}$	
	БФС-22	БФС-27	БФС-22	БФС-27
100—46,5	1	1	1,02 (1)	1,047
46,5—21,5	0,98	0,99	1,018 (1)	1,039
21,5—10	0,98	1,01	1,022 (1,007)	1,042
10—4,65	0,91	0,92	1,015 (1,003)	1,024
4,65—2,15	1,28	1,20	1 (1)	1,001
2,15—1	1,33	1,31	1,004 (1)	1,01
1—0,465	1,05	1,17	1,005 (1,001)	1,016
0,465—0,215	0,94	1,13	1,004 (1)	1,012
0,215—0,1	0,89	1,08	1 (1)	1

Примечание. В скобках приведены данные для групповых ценностей, полученных в расчетах с $b^j = 1$.

сумма в (2.45)]. Аналогичные результаты были получены и для сборок с другим составом. Можно констатировать, что погрешности группового приближения при расчете возмущений критичности рассеивателей существенно уменьшаются, если использовать 26-групповые потоки и ценности, полученные по

Таблица 2.3

Рассчитанные значения
($\Delta k/k^2$)_{зе} для кислорода

i	Точный расчет	26-групповой расчет	
		$b^j \neq 1$	$b^j = 1$
9	0,0057	0,0043	0,0056
10	0,0306	0,0200	0,0267
11	0,0660	0,0456	0,0636
12	0,0415	0,0328	0,0552
13	0,0041	0,0013	0,0015
14	0,0106	0,0067	0,0080
15	0,0045	0,0025	0,0042
16	0,0007	0,0004	0,0009
Сумма по j	0,1637	0,1136	0,1657

стандартным программам [5, 35], а в возмущении сечения замедления брать $b^j = 1$.

Оценка влияния формы внутригруппового спектра на значение макросечения деления ^{238}U вблизи порога производилась с использованием результатов измерений спектров нейтронов в быстрых критических сборках [6]. Спектры нейтронов в этой области энергий измерялись однокристалльным сцинтилляционным спектрометром быстрых нейтронов с дискриминацией γ -квантов по времени высвечивания [39—42]. Энергетическое разрешение при этом было ~ 150 кэв.

Для критической сборки БФС-33 [41, 43], состоявшей из

окси урана с обогащением $\sim 8\%$ и ядер стали (отношение концентраций урана и стали ~ 1) поправка к сечению деления ^{238}U по сравнению с усреднением по спектру $1/E$ равна $-1,7\%$. Зависимость $\sigma^{238}(E)$ бралась из [37]. Для критических сборок с горючим в виде окиси урана большего обогащения поправка не превышает $-1,5\%$. В подобных средах спектр нейтронов в этой области энергий близок к фермиевскому.

2.6. Примеры поправок к групповым сечениям и коэффициентам реактивности

Изложенные в разд. 2.3 и 2.4 методы оценки отличия билинейно усредненных сечений от усредненных по плотности потока в резонансной области и методы учета внутригруппового плавного изменения плотности потока (по сравнению с фермиевским) и ценности (разд. 2.5) использовались для ряда критических сборок. В табл. 2.4. в качестве примера приведены по-

Таблица 2.4

Поправка к макросечениям поглощения при учете резонансного билинейного усреднения, %

Энергия, кэВ	$\Delta\Sigma_a^{235}$	$\Delta\Sigma_c^{238}$	$(\varphi\Phi^+)/(\varphi)(\Phi^+)$
21,5—10	+0,50 (+0,6)	-5 (-1)	1,002 (1,002)
10—4,65	+0,80 (+1,4)	-11 (-2)	1,004 (1,005)
4,65—2,15	+0,82 (+4,1)	-18 (-4)	1,009 (1,010)
2,15—1	+0,77 (+4,7)	-20 (-4)	1,009 (1,009)
1—0,465	+1,1 (+5,1)	-30 (-9)	1,014 (1,014)
0,465—0,215	+1,7 (+8,2)	-33 (-18)	1,014 (1,012)
0,215—0,1	+1,6 (+9,2)	-27 (-7)	1,018 (1,018)

Примечание. Во втором столбце в скобках указаны поправки для изменения сечения поглощения плутония $\Delta\Sigma_a^{239}$, если в этой критической сборке ^{238}U заменить соответствующим количеством ^{239}Pu , а в третьем — поправка, рассчитанная в возрастном приближении. Соответственно в четвертом столбце в скобках приведена величина $(\varphi\Phi^+)/(\varphi)(\Phi^+)$ для такой плутониевой критической сборки.

правки для макросечений поглощения наиболее важных поглотителей, полученных при использовании билинейного усреднения в резонансной области, и для макросечений, полученных путем усреднения по плотности. Поправки рассчитаны для сборки БФС-33 [41].

В табл. 2.5 приведены оценки поправок для макросечений упругого замедления, деления и захвата при учете формы плот-

Поправка к макросечениям среды при учете формы плотности внутригруппового потока и ценности, %

Энергия, кэв	$\Delta\Sigma_{3e}^{i \rightarrow i+1}$	$\Delta\Sigma_f^i$	$\Delta\Sigma_c^i$
2500—1400	—11	—1,3 (—1,0)	+1,5
1400—800	—27	—0,3 (—0,1)	+1,4
800—400	—7	+0,1 (0)	+0,2
400—200	—9	0 (0)	0
200—100	1	0 (0)	+0,1
100—46,5	13	—0,4 (0)	0,9
46,5—21,5	25	—0,8 (—0,4)	—1,4
21,5—10	25	—1 (—0,7)	—1,2
10—4,65	40	—1,7 (—1,3)	—1,2
4,65—2,15	41	—2,2 (—1,9)	—1,1
2,15—1	58	—2,9 (—2,7)	—0,8
1—0,465	77	—3,8 (—3,7)	—1,5
0,465—0,215	102	—3,8 (—4,7)	—4,5
0,215—0,1	180	—5 (—10)	—3,5

Примечание. Аналогично табл. 2.4, в скобках в третьем столбце приведены поправки при замене в критической сборке ^{235}U на ^{239}Pu .

ности внутригруппового потока (отличие его от спектра $1/E$) и внутригрупповой ценности. Данные рассчитаны для тех же условий, что и данные табл. 2.4.

Смещения сечений были рассчитаны и для других критических сборок.

Изменения отношений ЦКР ^{239}Pu , ^{10}B , ^{23}Na , ^{12}C к ЦКР ^{235}U в центре критических сборок были найдены прямыми расчетами в нульмерной геометрии (табл. 2.6). Сами ЦКР рассчитывались в P_1 -приближении по программе 26M [5], использующей 26-групповые константы БНАБ-70 [24, 44].

Не вдаваясь в детали получения экспериментального результата и его погрешности (это подробно обсуждается далее), отметим, что учет группового приближения незначительно влияет на расхождения между данными эксперимента и расчета. В тех случаях, когда поправки велики, они, как правило, имеют противоположные знаки. Однако, даже если полная поправка невелика, погрешность из-за ее введения может быть заметной, так как сама полная поправка часто есть сумма двух поправок, близких по значению, но имеющих обратный знак. Каждая из этих двух поправок, вводимых приближенно, имеет определенную погрешность, что должно учитываться.

Поправки, обусловленные групповым приближением для KP_i/KP_{235} [23, 45]

Критическая сборка	Элемент i	26-групповой расчет	Поправка (%) с учетом		Эксперимент
			былинейного резонансного усреднения	плотности внутригруппового потока и ценности	
БФС-22	^{239}Pu	1,41	0,1	0,3	$1,45 \pm 0,015$
	^{10}B	-0,841	0,3	0,5	$-1,10 \pm 0,02$
	^{23}Na	-0,0035	10	-33	$-0,001 \pm 0,005$
БФС-26	^{239}Pu	1,34	0,4	-1,1	$1,35 \pm 0,025$
	^{10}B	-3,04	0	4,2	$-3,66 \pm 0,09$
	^{12}C	0,0204	-1	+1	$0,0227 \pm 0,0009$
БФС-30	^{239}Pu	1,565	0,15	0,5	$1,60 \pm 0,03$
	^{10}B	-0,805	+0,1	-1,6	$-1,06 \pm 0,05$
	^{12}C	0,00552	-6	+17	$0,0098 \pm 0,0005$
БФС-33	^{239}Pu	1,205	+0,2	+0,3	$1,25 \pm 0,015$
	^{10}B	-0,715	+0,6	0	$-0,96 \pm 0,03$
	^{12}C	-0,0083	+11	-11,5	$-0,0052 \pm 0,0005$
ZPR-VI-7	^{239}Pu	1,18	-0,5	-1	$1,21 \pm 0,02$
	^{10}B	-0,801	+0,2	+0,7	$-0,945 \pm 0,045$
	^{12}C	-0,0083	+5,5	-12	$-0,0047 \pm 0,0002$

§ 3. КОЭФФИЦИЕНТЫ РЕАКТИВНОСТИ В ГЕТЕРОГЕННОМ РЕАКТОРЕ

Энергетические реакторы на быстрых нейтронах имеют периодическую структуру, но для расчета большинства глобальных характеристик можно представлять реакторы в виде гомогенных областей с размерами, много большими среднего свободного пробега нейтронов в них.

Для сборок, имитирующих энергетические реакторы с оксидным топливом и большим содержанием стали и натрия, значительная доля нейтронов находится в области килоэлектронвольтных энергий. Размеры таблеток, из которых состоят сборки, оказываются сравнимы со средним свободным пробегом

нейтронов этих энергий. Гетерогенность сборок приводит к появлению заметной тонкой пространственной структуры плотности потока (и ценности) нейтронов. Это изменяет нейтронный баланс.

Расчет возмущений критичности при возмущении состава требует знания невозмущенных плотности потоков и ценностей. В данном случае это плотности потоков и ценности гетерогенной системы. Сравнительно небольшие гетерогенные эффекты удобно оценивать, используя интегральную формулировку кинетического уравнения. Это позволяет последовательно записать формулы теории возмущений и получить физическую интерпретацию гетерогенных эффектов.

3.1. Уравнения для плотности потока и ценности нейтронов в интегрально-транспортном приближении

Запишем уравнения (1.7) и (1.15) для случая среды, состоящей из плоских однородных слоев делящихся и неделящихся материалов, образующих регулярную решетку. Используем транспортную аппроксимацию индикатрисы упругого и неупругого рассеяния [2]. Индикатрису переходов за счет деления также считаем изотропной. Тогда (1.2) запишется в виде

$$\left. \begin{aligned} \Sigma(x, E') f(x, \Omega', E' \rightarrow \Omega, E) &= \frac{1}{4\pi} \Sigma(x, E' \rightarrow E); \\ \Sigma(x, E' \rightarrow E) &= \Sigma_s(x, E') f(E' \rightarrow E) + \frac{\chi(E)}{k} \nu \Sigma_f(x, E'). \end{aligned} \right\} (3.1)$$

Полное сечение заменяем транспортным. Используя (3.1), интегрируя по углам правые части (1.7) и (1.15) и используя обозначения

$$\varphi_0(x, E) = 2\pi \int_{-1}^{+1} \varphi(x, E, \mu) d\mu; \quad \varphi_0^+(x, E) = 2\pi \int_{-1}^{+1} \varphi^+(x, E, \mu) d\mu, \quad (3.2)$$

получаем

$$\left. \begin{aligned} \mu \frac{\partial \varphi}{\partial x} + \Sigma(x, E) \varphi(x, \mu, E) &= \frac{1}{2} \int \Sigma(x, E' \rightarrow E) \varphi_0(x, E') dE'; \\ -\mu \frac{\partial \varphi^+}{\partial x} + \Sigma(x, E) \varphi^+(x, \mu, E) &= \frac{1}{2} \int \Sigma(x, E \rightarrow E') \varphi_0^+(x, E') dE'. \end{aligned} \right\} (3.3)$$

Здесь ось x — нормаль к слоям; μ — косинус угла между направлением движения нейтрона и осью x .

Обозначив правые части уравнений (3.3) соответственно $Q(x, E)$ и $Q^+(x, E)$ и интегрируя неоднородные дифференциальные уравнения первого порядка, имеем

$$\left. \begin{aligned} \varphi(x, \mu, E) &= \int_0^{\Delta} Q(x', E) \frac{dx'}{\mu} \exp \left[-\frac{1}{\mu} \int_{x_1}^x \Sigma(z, E) dz \right]; \\ \varphi^+(x, \mu, E) &= \int_0^{\Delta} Q^+(x', E) \frac{dx'}{(-\mu)} \exp \left[\frac{1}{\mu} \int_{x_1}^x \Sigma(z, E) dz \right], \end{aligned} \right\}$$

где $\frac{1}{\mu} \exp \left[-\frac{1}{\mu} \int_{x_1}^x \Sigma(z, E) dz \right]$ — вероятность нейтрону, испущенному в плоскости x' в направлении μ , дойти без соударения с ядрами среды до плоскости x ; Δ — размер области интегрирования.

Интегрируя по μ и записывая Q и Q^+ в явном виде, получаем

$$\varphi_0(x, E) = \frac{1}{2} \int_0^{\Delta} dx' \int dE' \Sigma(x, E' \rightarrow E) \varphi_0(x', E) \zeta(E, x, x'), \quad (3.4)$$

$$\varphi_0^+(x, E) = \frac{1}{2} \int_{\Delta}^0 dx' \int dE' \Sigma(x, E \rightarrow E') \varphi_0^+(x', E) \zeta(E, x, x'); \quad (3.5)$$

$$\zeta(E, x, x') = \int_{-1}^{+1} \frac{d\mu}{\mu} \exp \left[-\frac{1}{\mu} \int_{x'}^x \Sigma(z, E) dz \right]. \quad (3.6)$$

Предположим, что вся область интегрирования состоит из одинаковых ячеек, а каждая из ячеек из M слоев. Пусть плоскость x находится в слое типа n , а x' в m . Для каждого слоя данного типа n с толщиной x_n можно говорить о средней по этому слою плотности потока нейтронов и средней ценности:

$$\varphi_n(E) x_n = \int_{x_n}^{\vartheta} \varphi_0(x, E) dx; \quad \varphi_n^+(E) x_n = \int_{x_n} \varphi_0^+(x, E) dx. \quad (3.7)$$

Проинтегрируем (3.4) и (3.5) по x в пределах слоя n . Интегрирование по x' можно представить как суммирование по всем слоям типа m , расположенным во всех ячейках среды (Σx_m):

$$\left. \begin{aligned} \varphi_n(E) x_n &= \frac{1}{2} \sum_{m=1}^M x_m \int dE' \Sigma_m(E' \rightarrow E) \varphi_m(E') \int_{x_n} dx \int_{\Sigma x_m} \zeta(E, x, x') dx'; \\ \varphi_n^+(E) x_n &= \frac{1}{2} \sum_{m=1}^M x_m \int dE' \Sigma_m(E \rightarrow E') \varphi_m^+(E') \int_{x_n} dx \int_{\Sigma x_m} \zeta(E, x, x') dx'. \end{aligned} \right\} \quad (3.8)$$

Здесь интегрирование распространено на все слои типа m , расположенные в области интегрирования Δ . Замена $x \rightleftharpoons x'$ эквивалентна замене $m \rightleftharpoons n$. Заменяем интеграл в показателе экспоненты (3.6) суммой и обозначим

$$l_n(E) = \Sigma_n(E) x_n \quad (3.9)$$

оптическую толщину слоя n , $l_{\text{ост}}(E)$ — оптическую толщину слоев, расположенных между слоями m и n , а $\mathcal{L}(E)$ — полную оптическую толщину ячейки

$$\mathcal{L}(E) = \sum_{m=1}^M \Sigma_m(E) x_m.$$

Обозначим $R_{mn}(E)$ интеграл по координатам

$$R_{mn}(E) = \int_{x_n} dx \int_{\Sigma x_m} \zeta(E, x, x') dx'.$$

Тогда для бесконечной среды можем записать

$$R_{mn}(E) = \int_{-1}^{+1} \frac{\mu d\mu}{l_n(E) l_m(E)} [1 - \exp(-l_n/\mu)] [1 - \exp(-l_m/\mu)] \times \\ \times \{ \exp(-l_{\text{ост}}/\mu) + \exp[-(\mathcal{L} - l_{\text{ост}}l_n - l_m)/\mu] \} [1 - \exp(-\mathcal{L}/\mu)]^{-1}. \quad (3.10)$$

Определенная таким образом величина $R_{mn}(E)$ симметрична по индексам m и n : $R_{mn}(E) = R_{nm}(E)$.

Используя общепринятые обозначения [47], запишем

$$P_{mn}(E) = \frac{1}{2} l_n(E) R_{mn}; \quad P_{nm}(E) = \frac{1}{2} l_m(E) R_{mn}(E). \quad (3.11)$$

Уравнения (3.8) при этом приобретают вид

$$\Sigma_n(E) x_n \varphi_n(E) = \sum_{m=1}^M x_m P_{mn}(E) \int dE' \Sigma_m(E' \rightarrow E) \varphi_m(E'); \quad (3.12)$$

$$\Sigma_n(E) x_n \varphi_n^+(E) = \sum_{m=1}^M x_m P_{mn}(E) \int dE' \Sigma_m(E \rightarrow E') \varphi_m^+(E'). \quad (3.13)$$

Для геометрий, отличных от плоской, вероятность $P_{mn}(E)$ нейтрону, испытавшему последнее столкновение с ядрами области m и получившему при этом энергию E , испытать следующее столкновение с ядрами области n вычисляется по-другому. Уравнения же (3.12) и (3.13) справедливы для всех геометрий.

Устремляя толщины всех зон к нулю, получаем переход к гомогенной среде. Обозначим гомогенные значения чертой сверху. Тогда

$$\bar{P}_{mn}(E) = \Sigma_n x_n / \sum_{n=1}^M \Sigma_n(E) x_n = \Sigma_n(E) x_n / \Sigma(E) \sum_{n=1}^M x_n. \quad (3.14)$$

Подставим (3.14) в (3.12) и (3.13)

$$\Sigma(E) \bar{\varphi}_n(E) = \sum_{m=1}^M x_m \int \Sigma_m(E' \rightarrow E) \bar{\varphi}_m(E') dE'.$$

Так как индекс n никак не связан с индексом m , можно записать $\bar{\varphi}_n(E) = \varphi(E)$, и тогда уравнение (3.12) превращается в уравнение замедления

$$\Sigma(E) \varphi(E) = \int \Sigma(E' \rightarrow E) \varphi(E') dE', \quad (3.15)$$

а (3.13) — в гомогенное уравнение для ценности

$$\Sigma(E) \varphi_n^+(E) = \int \Sigma(E \rightarrow E') \varphi_n^+(E') dE'. \quad (3.16)$$

3.2. Сопряженное уравнение в интегрально-транспортном приближении

Уравнение (3.12) получено из кинетического уравнения для плотности потока нейтронов (1.7) и описывает плотность потока нейтронов в интегрально-транспортном приближении, а также баланс плотности столкновений.

Уравнение (3.13) получено из кинетического уравнения для плотности сопряженного потока нейтронов (1.15) и является уравнением для функции ценности вводимых (помещаемых) в реактор нейтронов [45, 46]. Однако оно не сопряжено уравнению (3.12). Сопряженное уравнение имеет вид [47]

$$\Sigma_n(E) x_n \varphi_n^*(E) = \sum_{m=1}^M x_m \int P_{nm}(E') \Sigma_n(E \rightarrow E') \varphi_m^*(E') dE'. \quad (3.17)$$

Плотность сопряженного потока нейтронов $\varphi_n^*(E)$ в интегральной формулировке не имеет смысла функции ценности внесенного нейтрона и не сводится к ней даже в случае перехода к гомогенной среде [47]. Однако между $\varphi_n^*(E)$ и $\varphi_n^+(E)$ имеется определенная связь [47].

Определим величину $\psi_m^+(E)$

$$\psi_m^+(E) = \sum_{n=1}^M P_{mn}(E) \varphi_n^*(E). \quad (3.18)$$

Запишем (3.17) в виде

$$\varphi_n^*(E) = \sum_{m=1}^M \int P_{nm}(E') \frac{\Sigma_n(E \rightarrow E')}{\Sigma_n(E)} \varphi_m^*(E') dE'.$$

Умножим обе части последнего выражения на $P_{mn}(E)$ и просуммируем по n

$$\sum_{n=1}^M P_{mn}(E) \varphi_n^*(E) = \sum_{n=1}^M P_{mn}(E) \sum_{m=1}^M \int P_{nm}(E') \frac{\Sigma_n(E \rightarrow E')}{\Sigma_n(E)} \varphi_m^*(E') dE'.$$

Произведем суммирование по m под знаком интеграла

$$\sum_n P_{mn}(E) \varphi_n^*(E) = \sum_n P_{mn}(E) \int \frac{\Sigma_n(E \rightarrow E')}{\Sigma_n(E)} dE' \sum_m P_{nm}(E') \varphi_m^*(E').$$

Используя (3.9), (3.11) и (3.18), находим

$$\psi_m^+(E) = \sum_n x_n P_{nm}(E) \int \frac{\Sigma_n(E \rightarrow E')}{x_m \Sigma_m(E)} \psi_n^+(E') dE'.$$

Умножив обе части этого равенства на $\Sigma_m(E) x_m$, получим для $\psi_m^+(E)$ уравнение, с точностью до обозначения совпадающее с уравнением для ценности (3.13). Таким образом, функция ценности и плотность сопряженного потока связаны соотношением

$$\varphi_m^+(E) = \sum_{n=1}^M P_{mn}(E) \varphi_n^*(E). \quad (3.19)$$

Плотность сопряженного $\varphi_n^*(E)$ имеет смысл ценности нейтрона (по отношению к асимптотической мощности), претерпевшего столкновение в области n (ценность столкновений) [47]. Ценность вносимого в область m нейтрона $\varphi_m^+(E)$ есть сумма ценностей столкновений, взятых со своими вероятностями $P_{mn}(E)$.

Обратно, можно выразить $\varphi_n^*(E)$ через $\varphi_m^+(E)$. Умножим (3.19) на $x_m \Sigma_m(E' \rightarrow E)$ и проинтегрируем по E :

$$\int x_m \Sigma_m(E' \rightarrow E) \varphi_m^+(E) dE = \sum_n x_m \int \Sigma_m(E' \rightarrow E) P_{mn}(E) \varphi_n^*(E) dE.$$

Правая часть с точностью до обозначений совпадает с правой частью (3.17), откуда следует

$$\varphi_m^*(E') = \int \frac{\Sigma_m(E' \rightarrow E)}{\Sigma_m(E')} \varphi_m^+(E) dE. \quad (3.20)$$

Хотя $\varphi_n^+(E)$ сохранила тот же смысл, что и в интегро-дифференциальной формулировке кинетических уравнений (1.7) и (1.15), уравнение (3.13), описывающее ее, перестало быть сопряженным. Сопряженность нарушилась при переходе к интегральной форме (3.5). Уравнение (3.13), однако, является сопряженным уравнению, описывающему плотность источников в

среде (т.е. плотность рождающихся нейтронов). Запишем (3.13), используя (3.11), в виде

$$\varphi_n^+(E) = \sum_{m=1}^M P_{nm}(E) \frac{1}{\Sigma_m(E)} \int \Sigma_m(E \rightarrow E') \varphi_m^+(E') dE'. \quad (3.21)$$

Очевидно, (3.21) сопряжено уравнению

$$Q_n(E) = \sum_{m=1}^M \int P_{mn}(E') \frac{\Sigma_n(E' \rightarrow E)}{\Sigma_n(E')} Q_m(E') dE'. \quad (3.22)$$

Связь между $\varphi_n(E)$ и $Q_n(E)$ устанавливается аналогично тому, как были получены соотношения (3.19) и (3.20)

$$\left. \begin{aligned} Q_n(E) &= \int x_n \Sigma_n(E' \rightarrow E) \varphi_n(E') dE'; \\ \varphi_n(E) &= \sum_{m=1}^M P_{mn}(E) \frac{1}{x_n \Sigma_n(E)} Q_m(E). \end{aligned} \right\} \quad (3.23)$$

Формулировки плотности столкновений (3.12) и (3.17) и плотности источников (3.22) и (3.21) эквивалентны.

3.3. Возмущение критичности в интегрально-транспортном приближении

Для конечной среды выражения для вычислений вероятностей переходов (3.10) существенно усложняются. Однако для расчетов потоков и ценностей в центре больших критических гетерогенных систем, состоящих из одной-двух зон достаточно больших размеров (а именно таковы большинство быстрых критических сборок, на которых проверяются методы расчета и уточняются системы констант), эти усложнения вряд ли оправданы. В дальнейшем при расчете гетерогенных потоков будем учитывать конечные размеры системы добавлением к $\Sigma_n(E)$ эффективного поглощения $\bar{D}(E)B^2$ [48].

Возмущение собственного значения при возмущении макросечений среды (для бесконечно малого возмущения) получается из (3.12) и (3.17):

$$\begin{aligned} \Delta k/k^2 \sim & \sum_n x_n \int dE \left\{ -\Delta \Sigma_n(E) \varphi_n(E) \varphi_n^*(E) + \right. \\ & \left. + \varphi_n(E) \sum_m x_m \int dE' \Delta [P_{nm}(E') \Sigma_n(E \rightarrow E')] \varphi_m^*(E') \right\}. \end{aligned} \quad (3.24)$$

Варьируя произведение $P_{nm}(E') \Sigma_n(E \rightarrow E')$, с использованием (3.10) и (3.20) получаем

$$\Delta k/k^2 \sim \sum_n x_n \int dE \varphi_n(E) \int dE' \left\{ \left[-\Delta \Sigma_n(E) \frac{\Sigma_n(E \rightarrow E')}{\Sigma_n(E)} + \Delta \Sigma_n(E \rightarrow E') \right] \varphi_n^+(E') + x_n \Sigma_n(E \rightarrow E') \sum_m \Delta P_{nm}(E') \times \right. \\ \left. \times \int dE'' \frac{\Sigma_m(E' \rightarrow E'')}{\Sigma_m(E')} \varphi_m^+(E'') \right\}. \quad (3.25)$$

Найдем теперь возмущение $\Delta k/k^2$ из (3.21) и (3.22)

$$\Delta k/k^2 \sim \sum_n x_n \int \varphi_n^+(E) dE \sum_m dE' Q_m(E') \Delta \left[P_{mn}(E') \frac{\Sigma_n(E' \rightarrow E)}{\Sigma_n(E')} \right]. \quad (3.26)$$

С учетом (3.23) получаем

$$\Delta k/k^2 \sim \sum_n x_n \int \varphi_n^+(E) dE \int dE' \left\{ \left[-\Delta \Sigma_n(E') \frac{\Sigma_n(E' \rightarrow E)}{\Sigma_n(E')} + \Delta \Sigma_n(E' \rightarrow E) \right] \varphi_n(E') + \frac{\Sigma_n(E' \rightarrow E)}{\Sigma_n(E')} \sum_m x_m \Delta P_{mn}(E') \times \right. \\ \left. \times \int dE'' \Sigma_m(E'' \rightarrow E') \varphi_m(E'') \right\}. \quad (3.27)$$

Если произвести замену $E' \rightleftharpoons E$ в первых двух членах и $m \rightleftharpoons n$, $E'' \rightleftharpoons E$ в третьем, то выражения (3.27) и (3.25) совпадут.

Теория возмущения первого порядка дает одинаковые результаты в формулировке плотности столкновений и плотности источников. Хотя плотность сопряженного потока $\varphi_n^*(E)$ не совпадает с функцией ценности, при переходе к гомогенному пределу выражение для $\Delta k/k^2$ (3.24) переходит в соответствующее возмущение критичности гомогенной среды.

Используя (3.1), (3.19) и очевидное соотношение

$$\sum_{m=1}^M P_{nm}(E) = 1, \quad (3.28)$$

запишем (3.24) в виде [49]

$$\Delta k/k^2 \sim \sum_n x_n \int \varphi_n(E) dE \left\{ -\Delta \Sigma_n(E) \varphi_n^+(E) + \int \left[\Delta \Sigma_{sn}(E \rightarrow E') + \frac{\chi(E')}{k} \Delta \nu \Sigma_{fn}(E) \right] \varphi_n^+(E') dE' + \Delta \Sigma_n(E) [\varphi_n^+(E) - \varphi_n^*(E)] + \right. \\ \left. + \sum_m \int dE' \left[\Sigma_{sn}(E \rightarrow E') + \frac{\chi(E')}{k} \nu \Sigma_{fn}(E) \right] \varphi_m^*(E') \Delta P_{nm}(E') \right\}. \quad (3.29)$$

В пределе гомогенной среды, как следует из (3.14),

$$\Delta \bar{P}_{nm}(E) = \bar{P}_{nm}(E) [\Delta \Sigma_m(E)/\Sigma_m(E) - \Delta \Sigma(E)/\Sigma(E)] \quad (3.30)$$

и первые два члена в (3.29) преобразуются в выражение для возмущения критичности гомогенной среды $\Delta k/k^2$:

$$\Delta k/k^2 \sim \int dE \varphi(E) \left\{ -\Delta \Sigma(E) \varphi^+(E) + \int dE' \left[\Delta \Sigma_s(E \rightarrow E') + \frac{\chi(E')}{k} \Delta \nu \Sigma_f(E) \right] \varphi^+(E') \right\}, \quad (3.31)$$

а сумма третьего и четвертого членов (C_{3+4}) в (3.29) обращается в нуль [50]. Действительно, используя (3.1), (3.30) и (3.19), получаем

$$C_{3+4} = \int dE \varphi(E) \left\{ \left[\Delta \Sigma(E) \varphi^+(E) - \int dE' \frac{\Sigma(E \rightarrow E')}{\Sigma(E')} \Delta \Sigma(E') \varphi^+(E') \right] - \sum_{n=1}^M x_n \left[\Delta \Sigma_n(E) \varphi_n^*(E) - \int dE' \frac{\Sigma_n(E \rightarrow E')}{\Sigma(E')} \sum_{m=1}^M \Delta \Sigma_m(E') \varphi_m^*(E') \right] \right\}.$$

Меняя обозначения $E \rightleftharpoons E'$ во втором члене последнего соотношения и $E \rightleftharpoons E'$ и $m \rightleftharpoons n$ в четвертом, записываем

$$C_{3+4} = \int dE \left\{ \frac{\Delta \Sigma(E)}{\Sigma(E)} \varphi^+(E) \left[\Sigma(E) \varphi(E) - \int \Sigma(E' \rightarrow E) \varphi(E') dE' \right] - \sum_{n=1}^M \frac{\Delta \Sigma_n(E)}{\Sigma(E)} \varphi_n^*(E) \left[\Sigma(E) \varphi(E) - \int \Sigma(E' \rightarrow E) \varphi(E') dE' \right] \right\} = 0,$$

так как выражение в квадратных скобках равно нулю [см. (3.15)]. В целом эффект влияния гетерогенной структуры среды на величину $\Delta k/k^2$, производимого одним и тем же возмущением $\Delta \Sigma_n(E)$, $\Delta \Sigma_n(E' \rightarrow E)$, состоит в изменении первых двух слагаемых в (3.29) и в появлении последних двух членов C_{3+4} . Отличие первых двух членов от их «гомогенного» значения обусловлено различием $\varphi_n(E)$ и $\varphi(E)$, $\varphi_n^+(E)$ и $\varphi^+(E)$ соответственно. Последние два члена представляют специфический гетерогенный эффект, аналогичный «градиентному» члену в формулах для возмущения в диффузионном приближении (1.20).

Возмущение критичности (3.29) нелинейно относительно возмущений сечений. Для малых возмущений его можно линеаризовать [50]

$$\Delta P_{nm}(E) = \frac{dP_{nm}(E)}{d\Sigma_n(E)} \Delta \Sigma_n(E). \quad (3.32)$$

Зная аналитическое выражение для $P_{nm}(E)$, можно получить и матрицу $dP_{nm}(E)/d\Sigma_n(E)$.

Для простого случая плоской решетки, состоящей из слоев двух типов, вероятность $P_{nn}(E)$ дается соотношениями (3.10) и (3.11)

$$P_{nn}(E) = \int_0^1 P_{nn}(E, \mu) d\mu = \int_0^1 d\mu \left\{ 1 - \frac{1 - e^{-t_n}}{t_n} \left[1 - \frac{(1 - e^{-t_n}) e^{-t}}{1 - e^{-t}} \right] \right\}, \quad (3.33)$$

где $t_n = l_n/\mu$; $t = \sum_{n=1}^M t_n$. Тогда

$$dP_{nn}(E) = \int_0^1 d\mu \left\{ \frac{dt_n}{t_n^2 (1 - e^{-t})} \left[(1 - e^{-t+t_n}) (1 - e^{-t_n} - t_n e^{-t_n}) + \right. \right. \\ \left. \left. + t_n (1 - e^{-t_n}) e^{t_n-t} \right] - \frac{dt (1 - e^{-t_n}) (e^{t_n} - 1) e^t}{t_n (e^t - 1)^2} \right\}, \quad (3.34)$$

где $dt = d\Sigma_n(E) x_n/\mu$. Получение возмущения матрицы переходов и для других случаев (например, для возмущения, вносимого не во всю ячейку равномерно, а в некоторые из ее слоев) не представляет труда.

3.4. Расчет гетерогенных эффектов в быстрых критических сборках

Плотности потоков $\varphi_n(E)$ и сопряженных потоков $\varphi_n^+(E)$ для гетерогенных сред получают, решая уравнения (3.13) и (3.14) [47, 51], при этом, как обычно, для нахождения решений в широком интервале энергии используют групповое приближение.

Поведение «гетерогенных» плотностей потоков нейтронов в ячейке рассчитывалось многими авторами. Для ячеек, состоящих из слоев делящегося материала и рассеивателя, поведение плотности потока нейтронов разных энергетических групп определяется рассеивающими, поглощающими и делительными свойствами среды.

На рис. 3.1 представлено распределение нейтронов по ячейке сборки БФС-30 (увеличенная степень гетерогенности [23]). Спектр нейтронов существенно жестче в области с делящимся материалом. Пространственное распределение ценности вносимых нейтронов гораздо более плавное, чем распределение плотности потока. Ценность нейтронов всех энергий выше в области с делящимся материалом. Ценность столкновений также сильно меняется по ячейке, причем она существенно выше в области с делящимся материалом.

Обычно пространственные распределения плотности потоков нейтронов хорошо описываются расчетом. Представляло интерес проверить, как расчет описывает пространственное распределение по ячейке функции ценности нейтронов. На сборках БФС-26 и БФС-30 были экспериментально измерены относи-

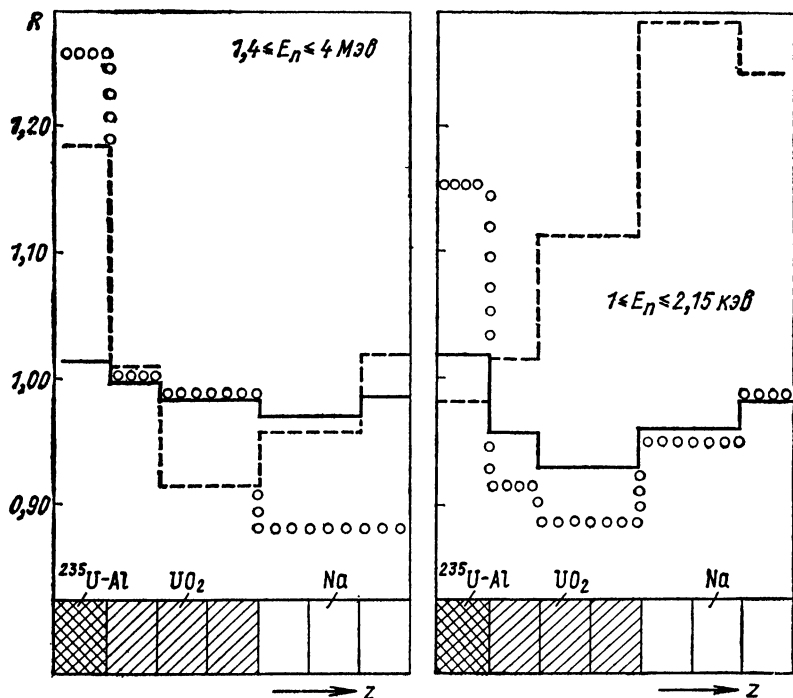


Рис. 3.1. Распределение плотности потока нейтронов ϕ (—), ценности источников ϕ^+ (—) и ценности столкновений ϕ^* (o — сопряженный поток) в ячейке сборки БФС-30. Внизу схематически изображен состав ячейки вдоль оси z

тельные изменения асимптотической мощности сборки при перемещении ^{252}Cf -источника спонтанных нейтронов деления. Регистрация асимптотической мощности при перемещении источника производилась ионизационными камерами деления, расположенными в активной зоне вдали от ^{252}Cf -источника. Измерения проводились в подкритических состояниях ($\Delta k/k \sim 10^{-4}$).

Оказалось, что помещение ^{252}Cf -источника в слой с ^{235}U приводит к заметному повышению асимптотической мощности по сравнению с иными положениями источника. Было рассчитано пространственное распределение ценности быстрых нейтронов ^{252}Cf -источника [46]

$$A_n^+ = \frac{\sum_{j=1}^G \chi_{\text{Cf}}^j \varphi_n^{+j}}{\sum_{n=1}^M \sum_{j=1}^G \chi_{\text{Cf}}^j \varphi_n^+}$$

На рис. 3.2 сравниваются относительные распределения изменений асимптотической мощности в зависимости от положения источника (экспериментальные точки) и расчетное A_n^+ . Расчетное распределение усреднено по размеру источника. Наблюдается хорошее согласие расчета и эксперимента. Характер

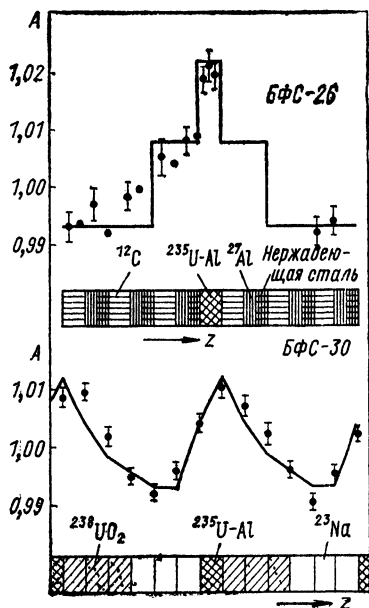


Рис. 3.2. Изменение асимптотической мощности $A(z)$ при перемещении ^{252}Cf -источника спонтанных нейтронов по ячейке (● — эксперимент, — расчет). Внизу состав ячейки вдоль оси z

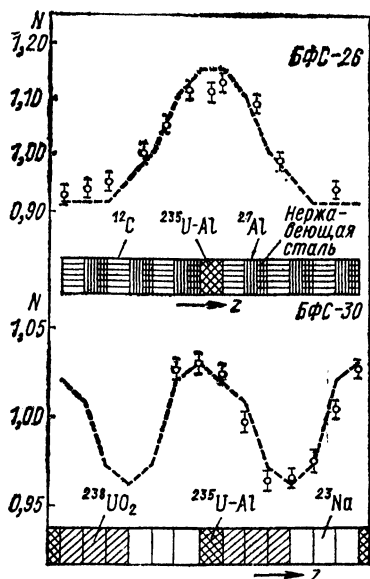


Рис. 3.3. Распределение скорости делений, полученное с помощью камеры деления со слоем ^{238}U при ее перемещении по ячейке

рассчитанных и измеренных относительных распределений не зависел от величины $\Delta k/k$ (в диапазоне, использовавшемся в измерениях).

Величина A_n^* , рассчитанная аналогично, но с использованием ценности столкновений φ_n^{*j} [решение сопряженного уравнения (3.22)], приводит к осцилляциям, на порядок превышающим экспериментальные.

На рис. 3.3 для сравнения показаны рассчитанные и измеренные распределения скоростей деления ^{238}U . Измерения проводились с помощью камеры деления длиной 40 мм со слоем обедненного урана. Как уже упоминалось, распределение хорошо предсказывается расчетом.

Составляющие КР [см. (2.15)] в гетерогенных и гомогенных средах одного состава приведены в табл. 3.1.

Таблица 3.1

Составляющие КР в гомогенных и гетерогенных критических сборках

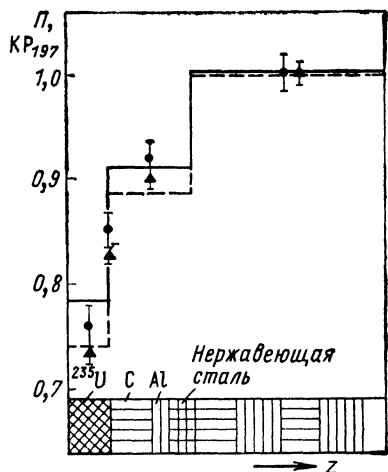
Критическая сборка	Элемент	Структура сборки	Составляющие КР, обусловленные		
			поглощением нейтронов	замедлением нейтронов	градиентным членом C_{3+4} из (3.29)
БФС-26	$^{10}\text{В}$	Гомогенная	-3,04	0,018	0
		Гетерогенная	-3,28	0,014	-0,003
	$^{12}\text{С}$	Гомогенная	0	0,0204	0
		Гетерогенная	0	0,0159	-0,0002
БФС-30	$^{10}\text{В}$	Гомогенная	-0,84	0,006	0
		Гетерогенная	-0,857	0,007	-0,001
	$^{12}\text{С}$	Гомогенная	0	0,0053	0
		Гетерогенная	0	0,0053	-0,0005
БФС-33	$^{10}\text{В}$	Гомогенная	-0,707	-0,008	0
		Гетерогенная	-0,714	-0,009	-0,0001
	$^{12}\text{С}$	Гомогенная	0	-0,0083	0
		Гетерогенная	0	-0,0087	0

В гетерогенном случае возмущение взято средним по ячейке (вес каждой области пропорционален ее толщине x_n). Как следует из результатов расчетов, для типичных поглотителей основное влияние гетерогенизации среды проявляется в отличии средних по ячейке $\varphi_n(E)$ и $\varphi_n^+(E)$ от их гомогенных значений $\varphi(E)$ и $\varphi^+(E)$. Для рассеивателей заметную роль приобретает и «градиентный» член C_{3+4} из (3.29).

Представляло интерес проверить точность пространственных расчетов функции ценности нейтронов при малых энергиях в области энергий замедлившихся нейтронов. В экспериментальной технике отсутствуют источники нейтронов в области энергий ~ 1 кэв, с помощью которых можно было бы провести измерения, подобные измерениям с ^{252}Cf -источником. Предложенный в [52] метод возбуждения критической сборки медленными нейтронами с применением техники времени пролета не обладает достаточной точностью.

Можно использовать какой-нибудь из сильных поглотителей в качестве отрицательного источника нейтронов. Так, в сборке БФС-26 были измерены возмущения критичности, вызываемые помещением между таблетками ячейки дисков из золота диа-

метром 46 мм и толщиной 0,5 мм, а также активации этих дисков. На рис. 3.4 приведены экспериментальные и рассчитанные распределения этих величин по ячейке, как и ранее, они хорошо согласуются (самопоглощение нейтронов в образцах золота при расчете возмущений и активаций учитывалось; подробнее об этом см. § 5).



Хотя величины $\varphi_n^+(E)$ и $\varphi_n^*(E)$ в разных зонах различаются, расчеты показывают, что их средние по ячейке значения отличаются гораздо меньше. Из связи между $\varphi_n^+(E)$ и $\varphi_n^*(E)$, даваемой соотношениями (3.19) и (3.20), этого прямо не следует.

Рис. 3.4. Распределение скорости поглощений Π в образце ^{197}Au (▲ — эксперимент, — — — — — расчет) и коэффициента реактивности этого образца KR_{197} (● — эксперимент, — — — — — расчет) по ячейке сборки БФС-26. Внизу состав ячейки

Из физических же соображений понятно, что поскольку нейтроны, вносимые равномерно в ячейку, все равно где-нибудь претерпят столкновения, то средняя по ячейке ценность столкновений должна быть близка к средней ценности вносимых нейтронов (источников).

§ 4. ГЕТЕРОГЕННЫЕ ГРУППОВЫЕ КОНСТАНТЫ ДЛЯ РАСЧЕТА КОЭФФИЦИЕНТОВ РЕАКТИВНОСТИ

Интегрально-транспортное приближение, описанное в предыдущем параграфе, можно использовать для учета изменения поглощающих и рассеивающих свойств среды в области резонансов сечений при переходе от гомогенной структуры среды к гетерогенной. Исторически именно интегрально-транспортное приближение послужило инструментом для изучения резонансных гетерогенных эффектов в первых уран-графитовых реакторах.

В § 2 говорилось об определенной специфике получения групповых констант для расчетов возмущений критичности. Рассмотрим вопрос получения групповых констант для расчета возмущений критичности в гетерогенных средах. При этом нас будет интересовать в основном различие констант, полученных при расчетах с традиционным усреднением по потоку и с билинейным усреднением.

4.1. Билинейное усреднение констант в гетерогенной среде

Запишем возмущение критичности при бесконечно малом возмущении состава реактора, даваемое соотношением (3.24), в несколько более компактном виде

$$\Delta k/k^2 \sim \sum_{n=1}^M \int dE \varphi_n(E) \left\{ -\Delta \Sigma_n(E) \varphi_n^*(E) + \right. \\ \left. + \sum_{l=1}^M \int dE' \Delta [P_{nl}(E') \Sigma_n(E \rightarrow E') \varphi_l^*(E')] \right\}. \quad (4.1)$$

Получим теперь такие групповые константы, использование которых в групповых уравнениях позволило бы получить те же самые величины $\Delta k/k^2$, что и (4.1). Нетрудно убедиться простой подстановкой, что в (3.12) и (3.17) переходят соответственно в уравнения

$$x_n \Sigma_n^j \varphi_n^j = \sum_{l=1}^M \sum_{k=1}^G x_l P_{ln}^j \Sigma_l^{k \rightarrow j} \varphi_l^k; \quad (4.2)$$

$$x_n \Sigma_n^j \varphi_n^{*j} = \sum_{l=1}^M \sum_{k=1}^G x_n P_{nl}^k \Sigma_n^{j \rightarrow k} \varphi_l^{*k}, \quad (4.3)$$

а выражение (4.1) в

$$\Delta k/k^2 \sim \sum_{n=1}^M \sum_{j=1}^G x_n \varphi_n^j \left[-\Delta \Sigma_n^j \varphi_n^{*j} + \sum_{l=1}^M \sum_{k=1}^G \Delta (P_{nl}^k \Sigma_n^{j \rightarrow k}) \varphi_l^{*k} \right], \quad (4.4)$$

если заданы правила усреднения

$$\left. \begin{aligned} \Sigma_n^j &= \frac{1}{\varphi_n^j \varphi_n^{*j}} \int_{\Delta E_j} \Sigma_n(E) \varphi_n(E) \varphi_n^*(E) dE; \\ P_{ln}^j \Sigma_l^{k \rightarrow j} &= \frac{1}{\varphi_l^k \varphi_n^{*j}} \int_{\Delta E_j} P_{ln}(E) \varphi_n^*(E) dE \int_{\Delta E_k} \Sigma_l(E' \rightarrow E) \varphi_l(E') dE'; \end{aligned} \right\} \quad (4.5)$$

где

$$\varphi_n^j = \int_{\Delta E_j} \varphi_n(E) dE; \quad \varphi_n^{*j} = \frac{1}{\Delta E_j} \int_{\Delta E_j} \varphi_n^*(E) dE. \quad (4.6)$$

Групповые уравнения (4.2) и (4.3) при использовании точных решений $\varphi_n(E)$ и $\varphi_n^*(E)$ в (4.5) тождественны уравнениям (3.12) и (3.17); решения групповых уравнений дают те же величины φ_n^j и φ_n^{*j} , что и (4.6), то же собственное значение k , и его возмущения (4.1) и (4.4) одинаковы.

Усреднение по плотности потока, сохраняющее собственные значения k , групповые гетерогенные потоки φ_n^j и скорости ре-

акций, получается из (4.5) в предположении $\varphi_n^*(E) \equiv 1$. Как следует из (4.5), усреднять надо не только константы, но и вероятности перехода $P_{ln}(E)$. Аналогично в гомогенной среде в этом случае точных решений нет и для усреднения следует использовать асимптотические выражения для плотностей потоков и сопряженных потоков.

4.2. Асимптотическое поведение плотности потока и ценности нейтронов в области резонансов сечений

В гетерогенной среде в отличие от среды гомогенной тонкая структура спектра нейтронов зависит не только от энергии, но и от пространственной переменной. Рассмотрим случай регулярной решетки, состоящей из областей R , которые содержат поглотитель с резонансным поведением сечения (и, возможно, некоторое количество замедлителя), и областей M , содержащих замедлитель. Считаем, что макроскопические сечения замедлителя не зависят от энергии. Тогда уравнение (3.12) записывается в виде

$$x_R \Sigma_R(E) \varphi_R(E) = x_R P_{RR}(E) \int \Sigma_R(E' \rightarrow E) \varphi_R(E') dE' + x_M P_{MR}(E) \int \Sigma_M(E' \rightarrow E) \varphi_M(E') dE'. \quad (4.7)$$

Используя соотношения взаимности (3.11) и (3.28), получаем

$$x_R \Sigma_R(E) \varphi_R(E) = x_R [1 - P_{RM}(E)] \int \Sigma_R(E' \rightarrow E) \varphi_R(E') dE' + [x_R P_{RM}(E) \Sigma_R(E) / \Sigma_M] \int \Sigma_M(E' \rightarrow E) \varphi_M(E') dE'. \quad (4.8)$$

В приближении узкого резонанса интегральные члены в последнем уравнении упрощаются

$$\int \Sigma_R(E' \rightarrow E) \varphi_R(E') dE' \approx \Sigma_p \varphi; \quad (4.9)$$

$$\int \Sigma_M(E' \rightarrow E) \varphi_M(E') dE' \approx \Sigma_M \varphi. \quad (4.10)$$

Здесь, как и в § 2, Σ_p — макроскопическое сечение потенциального рассеяния резонансного поглотителя (и замедлителя, если он содержится в области R). Плотность потока нейтронов вдали от резонансных энергий φ предполагается слабо зависящей от энергии и координат. Тогда

$$\Sigma_R(E) \varphi_R(E) \approx [1 - P_{RM}(E)] \Sigma_p \varphi + P_{RM}(E) \Sigma_R(E) \varphi.$$

Используем для $P_{RM}(E)$ приближение Вигнера [1, 28]

$$P_{RM}(E) = \Sigma_e / [\Sigma_R(E) + \Sigma_e], \quad (4.11)$$

где Σ_e — величина, имеющая размерность макроскопического сечения. Для решетки с толщиной замедлителя x_R , много большей среднего свободного пробега нейтронов, $\Sigma_e = 1/2x_R$. Для

тесной решетки, когда вероятность перехода нейтронов между областями без соударения с замедлителем M не равна нулю, $\Sigma_e = 1/\tilde{\mathcal{L}}_R$, где $\tilde{\mathcal{L}}_R$ — эффективный размер области R [1, 28]

$$\tilde{\mathcal{L}}_R = 2x_R (1 + 2\Sigma_M x_M) / 2\Sigma_M x_M. \quad (4.12)$$

Используя (4.11), получаем для плотности потока $\varphi_R(E)$ [1, 27]

$$\varphi_R(E) = (1 + \Sigma_p \tilde{\mathcal{L}}) / [1 + \Sigma_R(E) \tilde{\mathcal{L}}_R] \sim 1 / [\Sigma_R(E) + 1/\tilde{\mathcal{L}}_R]. \quad (4.13)$$

Здесь, как и в (2.17), $\Sigma_R(E)$ — полное макроскопическое сечение в области R .

Резонансная структура средней по области R плотности потока нейтронов эквивалентна резонансной структуре плотности потока в гомогенной бесконечной среде с добавочным макросечением рассеяния $1/\tilde{\mathcal{L}}_R$. Такая простая асимптотическая зависимость плотности потока от энергии получается при использовании только приближения Вигнера. Точные расчеты гетерогенных резонансных эффектов в критических сборках ZPR показали, что использование приближения Вигнера приводит к незначительным погрешностям при энергиях нейтронов, больших 100 эв [53].

Уравнение (3.13) для такой решетки запишется в виде

$$x_R \Sigma_R(E) \varphi_R^+(E) = x_R P_{RR}(E) \int \Sigma_R(E \rightarrow E') \varphi_R^+(E') dE' + x_M P_{MR}(E) \int \Sigma_M(E \rightarrow E') \varphi_M^+(E') dE'. \quad (4.14)$$

Используем приближение узкого резонанса

$$\int \Sigma_R(E \rightarrow E') \varphi_R^+(E') dE' \approx \Sigma_{sR}(E) \varphi_s^+ + \nu \Sigma_{fR}(E) \varphi_x^+; \quad (4.15)$$

$$\int \Sigma_M(E \rightarrow E') \varphi_M^+(E') dE' \approx \Sigma_M \varphi_s^+. \quad (4.16)$$

Здесь φ_s^+ и φ_x^+ имеют тот же смысл, что и в разделе 2.3. Считаем их слабо зависящими от энергии и от координат. Тогда из (4.14), используя (3.11), (3.27) и (4.11), получаем

$$\varphi_R^+(E) \approx [\beta \nu \Sigma_{fR}(E) + \Sigma_{sR}(E) + 1/\tilde{\mathcal{L}}_R] / [\Sigma_R(E) + 1/\tilde{\mathcal{L}}_R]. \quad (4.17)$$

Резонансная структура функции ценности в гетерогенной решетке совпадает с резонансной структурой ценности в гомогенной среде с добавочным макросечением рассеяния $1/\tilde{\mathcal{L}}_R$.

Эквивалентность размерам сечению рассеяния для плотности потока и ценности обусловлена одинаковым видом оператора $P_{RM}(E)$ в уравнениях для плотности потока (4.7) и цен-

ности (4.14). Сопряженное уравнение (3.17) для такой решетки записывается в виде

$$x_R \Sigma_R(E) \varphi_R^*(E) = \\ = x_R \int \Sigma_R(E \rightarrow E') [P_{RR}(E') \varphi_R^*(E') + P_{RM}(E') \varphi_M^*(E')] dE'. \quad (4.18)$$

Используя (3.22), (3.23) и (4.15), получаем

$$\varphi_R^*(E) \approx [\beta v \Sigma_{fR}(E) + \Sigma_{sR}(E)] / \Sigma_R(E). \quad (4.19)$$

Резонансная структура ценности столкновений не зависит от размеров области и определяется только ее составом.

Различие выражений (4.17) и (4.19) обусловлено самим определением функций $\varphi_R^+(E)$ и $\varphi_R^*(E)$. Если $\varphi_R^+(E)$ есть ценность равномерно помещаемого в область R нейтрона (и не обязательно претерпевающего затем там столкновение), то $\varphi_R^*(E)$ — ценность столкновения. При малых размерах области вероятность столкнуться в ней мала, поэтому $\varphi_R^+(E)$ может сильно отличаться от $\varphi_R^*(E)$ и иметь слабо выраженную резонансную структуру. При $\bar{\mathcal{L}}_R \rightarrow \infty$ выражение (4.17) переходит в (4.19).

Поведение плотности потока $\varphi_M(E)$ и функции ценности $\varphi_M^+(E)$ в области замедлителя при резонансных энергиях имеет менее выраженную резонансную структуру. Записывая уравнения (3.12) и (3.13) для $\varphi_M(E)$ и $\varphi_M^+(E)$, получаем при тех же предположениях

$$\varphi_M(E) \approx 1 + [\varphi_R(E) - 1] \vartheta; \quad (4.20)$$

$$\varphi_M^+(E) \approx 1 + [\varphi_R^+(E) - 1] \vartheta; \quad (4.21)$$

$$\varphi_M^*(E) \sim 1; \quad (4.22)$$

$$\vartheta = 1/(1 + 2\Sigma_M x_M). \quad (4.23)$$

Для больших толщин замедлителя $\vartheta \rightarrow 0$ и резонансная структура $\varphi_M(E)$ и $\varphi_M^+(E)$ исчезает.

При переходе к гомогенной структуре ($x_R \rightarrow 0$, $x_M \rightarrow 0$) $\varphi_M(E) \rightarrow \varphi_R(E) \rightarrow \varphi(E)$; $\varphi_M^+(E) \rightarrow \varphi_R^+(E) \rightarrow \varphi^+(E)$, где $\varphi(E)$ и $\varphi^+(E)$ дают выражениями (2.18) и (2.24) соответственно.

4.3. Гетерогенные резонансные интегралы при билинейном усреднении

Запишем (3.29), проведя в двойном интеграле замену $E' \rightleftharpoons E$:

$$\Delta k/k^2 \approx \sum_{n=1}^M x_n \int dE \left\{ -\varphi_n(E) \Delta \Sigma_n(E) \varphi_n^+(E) + \right.$$

$$\begin{aligned}
& + \varphi_n(E) \int dE' \left[\Delta \Sigma_{s_n}(E \rightarrow E') + \frac{\chi(E')}{k} \Delta v \Sigma_{f_n}(E) \right] \varphi_n^+(E') + \\
& + \varphi_n(E) \Delta \Sigma_n(E) [\varphi_n^+(E) - \varphi_n^*(E)] + \sum_{m=1}^M \varphi_m^*(E) \frac{dP_{nm}(E)}{d\Sigma_n(E)} \Delta \Sigma_n(E) \times \\
& \times \int \left[\Sigma_{s_n}(E' \rightarrow E) + \frac{\chi(E)}{k} v \Sigma_{f_n}(E') \right] \varphi_n(E') dE' \}. \quad (4.24)
\end{aligned}$$

Как было показано в § 3, при переходе в пределе к гомогенной системе все члены (4.24), содержащие $\Delta \Sigma_n(E)$, кроме первого («градиентный» член), стремятся к нулю, а первый член стремится к $-\varphi(E) \Delta \Sigma(E) \varphi^+(E)$. Прямые расчеты показывают, что «градиентный» член невелик (см. табл. 3.1 и [50]) даже для критических сборок с максимальной гетерогенной структурой.

Для оценок гетерогенных резонансных интегралов можно воспользоваться правилом усреднения для сечений $\Sigma_n(E)$ [и их возмущений $\Delta \Sigma_n(E)$]

$$\Sigma_n^j = \frac{1}{\varphi_n^j \varphi_n^{+j}} \int_{\Delta E_j} \Sigma_n(E) \varphi_n(E) \varphi_n^+(E) dE. \quad (4.25)$$

Сечения упругого рассеяния и деления усредняются только по плотности потока. Используем далее представления сечений в виде (2.20).

Усредненное по плотности потока сечение поглощения резонансного поглотителя в области R

$$\bar{\Sigma}_{aRR} = \frac{\langle \Sigma_{aR}(E) \varphi_R(E) \rangle}{\langle \varphi_R(E) \rangle} = \frac{\pi \Gamma_a \Sigma_0}{2Dh \left[1 - \frac{\pi \Gamma}{2D} (h - 1/h) \right]}, \quad (4.26)$$

где

$$h^2 = 1 + \Sigma_0 / (\Sigma_p + 1/\tilde{\mathcal{L}}_R). \quad (4.27)$$

Сечение этого же поглотителя в области M

$$\bar{\Sigma}_{aRM} = \frac{\langle \Sigma_{aR}(E) \varphi_M(E) \rangle}{\langle \varphi_M(E) \rangle} = \frac{\pi \Gamma_a \Sigma_0 [1 - (1 - 1/h) \wp]}{2D \left[1 - \frac{\pi \Gamma}{2D} (h - 1/h) \right]}, \quad (4.28)$$

где \wp определено соотношением (4.23).

Отношение $\langle \varphi_R(E) \varphi_R^+(E) \rangle / \langle \varphi_R(E) \rangle \langle \varphi_R^+(E) \rangle$ определяется выражением (2.28) с учетом (4.27).

Из (4.20) — (4.23) следует, что

$$\begin{aligned}
& \langle \varphi_M(E) \varphi_M^+(E) \rangle / \langle \varphi_M(E) \rangle \langle \varphi_M^+(E) \rangle \approx \\
& \approx 1 - (1 - \langle \varphi_R(E) \varphi_R^+(E) \rangle / \langle \varphi_R(E) \rangle \langle \varphi_R^+(E) \rangle) \wp^2. \quad (4.29)
\end{aligned}$$

Билинейно усредненное сечение поглощения резонансного поглотителя в области R

$$\begin{aligned} \bar{\Sigma}_{aRR} &= \frac{\langle \Sigma_R(E) \varphi_R(E) \varphi_R^+(E) \rangle}{\langle \varphi_R(E) \rangle \langle \varphi_R^+(E) \rangle} - \frac{\langle \Sigma_{sR}(E) \varphi_R(E) \rangle}{\langle \varphi_R(E) \rangle} = \\ &= \bar{\Sigma}_{aRR} + (\Sigma_p + 1/\tilde{\mathcal{L}}_R) \left(1 - \frac{\langle \varphi_R(E) \varphi_R^+(E) \rangle}{\langle \varphi_R(E) \rangle \langle \varphi_R^+(E) \rangle} \right). \end{aligned} \quad (4.30)$$

Сечение этого же поглотителя в области M

$$\Sigma_{aRM} = \frac{\langle \Sigma_R(E) \varphi_M(E) \varphi_M^+(E) \rangle}{\langle \varphi_M(E) \rangle \langle \varphi_M^+(E) \rangle} - \frac{\langle \Sigma_{sR}(E) \varphi_M(E) \rangle}{\langle \varphi_M(E) \rangle}.$$

При гомогенизации ($\vartheta \rightarrow 1$) усредненные по плотности потока сечения поглощения $\bar{\Sigma}_{aRR}$ и $\bar{\Sigma}_{aRM}$ стремятся к сечению поглощения в гомогенной среде (2.22). Для изолированных слоев поглотителя ($\vartheta \rightarrow 0$) сечения поглощения $\bar{\Sigma}_{aRM}$ и $\bar{\Sigma}_{aRM}$ стремятся к среднегрупповому значению сечения поглощения $\langle \Sigma_{aR} \rangle$ (резонансная структура плотности потока и ценности исчезает).

Из (4.5) следует что для узких резонансов при усреднении по плотности потока [$\varphi_n^*(E) = 1$] среднегрупповая вероятность получается интегрированием $P_{ln}(E)$ по энергии. Если для $P_{ln}(E)$ выбрать приближение Вигнера (4.11), то результат интегрирования по энергии аналитических сечений (2.20) совпадает с величиной, полученной при использовании в (4.11) групповое значение P_{ln}^j усредненного по плотности потока сечения Σ_l^j , т. е.

$$\frac{1}{\Delta E_j} \int_{\Delta E_j} P_{ln}(E) dE = P_{ln}^j(\Sigma_l^j), \quad (4.31)$$

где

$$\Sigma_l^j = \frac{1}{\varphi_l^j} \int \Sigma_l(E) \varphi_l(E) dE. \quad (4.32)$$

Такой способ получения вероятностей обычно и применяют в расчетных программах [50, 54]. Использование при расчетах возмущений критичности билинейно усредненного сечения Σ_n^j (4.25) дает обычно малую разницу значений плотности потоков φ_n^j и φ_n^{+j} в гетерогенных средах по сравнению с традиционно усредненным сечением (4.32).

4.4. Эффективные гетерогенные константы

Иногда результаты, полученные для ячейки, необходимо распространить на весь реактор или его часть. В этих случаях при-

меняют эффективные гетерогенные константы. Эффективные константы для плотности потока нейтронов и скоростей реакций, как известно, получаются при усреднении констант по ячейке с учетом распределения плотности потока нейтронов по ячейке [55]:

$$\left. \begin{aligned} \bar{\Sigma}^j &= \frac{1}{\bar{\varphi}^j} \sum_{n=1}^M x_n \Sigma_n^j \varphi_n^j; \\ \bar{\Sigma}_s^{k \rightarrow j} &= \frac{1}{\bar{\varphi}^k} \sum_{n=1}^M x_n \Sigma_{sn}^{k \rightarrow j} \varphi_n^k; \\ \chi^j \nu \bar{\Sigma}_f^k &= \frac{1}{\bar{\varphi}^k} \sum_{n=1}^M x_n \chi^j \nu \Sigma_{fn}^k \varphi_n^k; \\ \bar{\varphi}^j &= \sum_{n=1}^M x_n \varphi_n^j. \end{aligned} \right\} \quad (4.33)$$

Тогда групповое уравнение для плотности потока нейтронов (4.2) превращается в гомогенное уравнение, содержащее гетерогенные константы, а следовательно, собственное значение и плотность потока нейтронов совпадают с собственным значением и усредненной по ячейке плотностью потока в гетерогенной среде

$$\bar{\Sigma}^j \bar{\varphi}^j = \sum_{k=1}^G \left(\bar{\Sigma}_s^{k \rightarrow j} + \frac{\chi^j}{k} \nu \bar{\Sigma}_f^k \right) \bar{\varphi}^k. \quad (4.34)$$

Нетрудно убедиться, что уравнение (4.2) превращается в гомогенное для плотности потока (4.34), уравнение (4.3) — в гомогенное для ценности нейтронов

$$\bar{\Sigma}^j \bar{\varphi}^{j+1} = \sum_{k=1}^G \left(\bar{\Sigma}_s^{j \rightarrow k} + \frac{\chi^k}{k} \nu \bar{\Sigma}_f^j \right) \bar{\varphi}^{k+1}, \quad (4.35)$$

а выражение для возмущения $\Delta k/k^2$ (4.4) переходит в выражение для возмущения $\overline{\Delta k/k^2}$ гомогенной среды

$$\overline{\Delta k/k^2} = \sum_{j=1}^G \bar{\varphi}^j \left(-\overline{\Delta \Sigma}^j \bar{\varphi}^{j+1} + \sum_{k=1}^G \overline{\Delta \Sigma}^{j \rightarrow k} \bar{\varphi}^{k+1} \right), \quad (4.36)$$

если заданы следующие правила усреднения для макроконстант среды

$$\left. \begin{aligned}
 \tilde{\sigma}^j &= \frac{1}{\tilde{\varphi}^j \tilde{\varphi}^{+j}} \sum_{n=1}^M x_n \Sigma_n^j \varphi_n^j \varphi_n^{*j}; \\
 \tilde{\sigma}^{j \rightarrow k} &= \frac{1}{\tilde{\varphi}^j \tilde{\varphi}^{+k}} \sum_{n=1}^M \sum_{m=1}^M x_n \Sigma_n^{j \rightarrow k} P_{nm}^k \varphi_m^{*k} \varphi_n^j = \\
 &= \frac{1}{\tilde{\varphi}^j \tilde{\varphi}^{+k}} \sum_{n=1}^M \Sigma_n^{j \rightarrow k} x_n \varphi_n^j \varphi_n^{+k},
 \end{aligned} \right\} (4.37)$$

где

$$\tilde{\varphi}^j \tilde{\varphi}^{+j} = \sum_{n=1}^M x_n \varphi_n^j \varphi_n^{+j}; \quad \tilde{\varphi}^j \tilde{\varphi}^{+k} = \sum_{n=1}^M x_n \varphi_n^j \varphi_n^{+k}. \quad (4.38)$$

Для возмущений сечений имеем

$$\left. \begin{aligned}
 \Delta \tilde{\Sigma}^j &= \frac{1}{\tilde{\varphi}^j \tilde{\varphi}^{+j}} \sum_{n=1}^M x_n \Delta \Sigma_n^j \varphi_n^j \varphi_n^{*j}; \\
 \Delta \tilde{\Sigma}^{j \rightarrow k} &= \frac{1}{\tilde{\varphi}^j \tilde{\varphi}^{+k}} \sum_{n=1}^M \sum_{m=1}^M x_n \Delta (\Sigma_n^{j \rightarrow k} P_{nm}^k) \varphi_m^{*k} \varphi_n^j.
 \end{aligned} \right\} (4.39)$$

Преобразуем второе из выражений (4.39) к более удобному для вычислений виду, используя (3.22):

$$\begin{aligned}
 \Delta \tilde{\Sigma}^{j \rightarrow k} &= \frac{1}{\tilde{\varphi}^j \tilde{\varphi}^{+k}} \sum_{n=1}^M \sum_{m=1}^M x_n [(P_{nm}^k \Delta \Sigma_n^{j \rightarrow k} + \Sigma_n^{j \rightarrow k} \Delta P_{nm}^k) \varphi_m^{*k} \varphi_n^j] = \\
 &= \frac{1}{\tilde{\varphi}^j \tilde{\varphi}^{+k}} \sum_{n=1}^M x_n \left[\Delta \Sigma_n^{j \rightarrow k} \varphi_n^j \varphi_n^{+k} + \sum_{m=1}^M \Sigma_n^{j \rightarrow k} \frac{dP_{nm}^k}{d\Sigma_n^k} \Delta \Sigma_n^k \varphi_m^{*k} \varphi_n^j \right].
 \end{aligned}$$

Поскольку члены с $\tilde{\Delta \Sigma}^j$ и $\tilde{\Delta \Sigma}^{j \rightarrow k}$ входят в (4.36), аддитивно и важно сохранить их сумму, то, объединив члены с возмущением $\Delta \Sigma_n$, можно представить правила усреднения для возмущений (4.39) в виде

$$\left. \begin{aligned}
 \Delta \tilde{\Sigma}^j &= \frac{1}{\tilde{\varphi}^j \tilde{\varphi}^{+j}} \sum_{n=1}^M x_n \Delta \Sigma_n^j \varphi_n^j \varphi_n^{*j} - \\
 &- \frac{1}{\tilde{\varphi}^j \tilde{\varphi}^{+k}} \sum_{n=1}^M \sum_{m=1}^M \sum_{k=1}^G x_n \Sigma_n^{j \rightarrow k} \frac{dP_{nm}^k}{d\Sigma_n^k} \Delta \Sigma_n^k \varphi_m^{*k} \varphi_n^j; \\
 \Delta \tilde{\Sigma}^{j \rightarrow k} &= \frac{1}{\tilde{\varphi}^j \tilde{\varphi}^{+k}} \sum_{n=1}^M x_n \Delta \Sigma_n^{j \rightarrow k} \varphi_n^j \varphi_n^{+k}.
 \end{aligned} \right\} (4.40)$$

Возмущения $\Delta\Sigma^j$ входят в (4.36) в виде суммы. Запишем эту сумму, произведя при двойном суммировании во втором члене замену $j \rightleftharpoons k$ и $m \rightleftharpoons n$,

$$\begin{aligned} \sum_{j=1}^G \overline{\Delta\Sigma^j} \widetilde{\varphi^j} \widetilde{\varphi^{+j}} &= \sum_{j=1}^G \sum_{n=1}^M x_n \Delta\Sigma_n^j \varphi_n^j \varphi_n^{*j} - \\ &- \sum_{j=1}^G \sum_{k=1}^G \sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^M x_m \Sigma_m^{k \rightarrow j} \frac{dP_{mn}^j}{d\Sigma_m^j} \Delta\Sigma_m^j \varphi_n^{*j} \varphi_m^k. \end{aligned}$$

Если возмущения сечений одинаковы во всех областях, то согласно определению (4.38) возмущение $\Delta\Sigma^{j \rightarrow k}$ вообще не следует усреднять по ячейке, т. е.

$$\overline{\Delta\Sigma^{j \rightarrow k}} = \Delta\Sigma^{j \rightarrow k},$$

а возмущение $\overline{\Delta\Sigma^j}$ определяется согласно (4.40)

$$\overline{\Delta\Sigma^j} = \Delta\Sigma^j \frac{\sum_{n=1}^M \varphi_n^{*j} \left[x_n \varphi_n^j - \sum_{m=1}^M \sum_{k=1}^G x_m \varphi_m^k \Sigma_m^{k \rightarrow j} \frac{dP_{mn}^j}{d\Sigma_m^j} \right]}{\sum_{n=1}^M x_n \varphi_n^j \varphi_n^{*j}}. \quad (4.41)$$

При переходе от гетерогенной структуры к гомогенной множитель при $\Delta\Sigma^j$ стремится к 1 [см. (3.28), (3.31)].

4.5. Примеры влияния гетерогенной структуры критических сборок на ЦКР

Полученные в § 3 и 4 результаты позволили последовательно использовать теорию возмущений в интегрально-транспортной формулировке для расчетов возмущений критичности при бесконечно малых возмущениях состава гетерогенных критическихборок. Представляло несомненный интерес проверить точность расчетов гетерогенных поправок. Эксперименты на критическихборках БФС дают такую возможность [23].

В табл. 4.1 сравниваются рассчитанные и измеренные отношения КР. И измерения, и расчеты усреднены по ячейке с весом x_n . Расчеты проведены как для гомогенной системы (отсутствующей в эксперименте), так и для случаев с разной степенью гетерогенности, достигнутой либо изменением гетерогенности в центральных вставных БФС-26 и БФС-30 [23], либо из-

Таблица 4.1

Расчитанные и измеренные отношения ЦКР элементов i к ЦКР ^{235}U

Критическая сборка	Способ получения отношения	^{239}Pu	^{10}B	^{13}C
БФС-26 (малая гетерогенность)	$\langle\varphi\rangle$	1,327	-3,160	0,0188
	$\langle\varphi\varphi^+\rangle$	1,332	-3,159	0,0185
БФС-26 (большая гетерогенность)	Эксперимент	$1,350 \pm 0,025$	$-3,66 \pm 0,09$	$0,0227 \pm 0,0009$
	$\langle\varphi\rangle$	1,290	-3,270	0,0147
БФС-30 (малая гетерогенность)	$\langle\varphi\varphi^+\rangle$	1,292	-3,272	0,0146
	Эксперимент	1,32	—	0,0180
БФС-30 (большая гетерогенность)	$\langle\varphi\rangle$	1,563	-0,830	0,0057
	$\langle\varphi\varphi^+\rangle$	1,565	-0,831	0,0063
БФС-30 (большая гетерогенность)	Эксперимент	$1,60 \pm 0,03$	$-1,06 \pm 0,05$	$0,0098 \pm 0,0005$
	$\langle\varphi\rangle$	1,560	-0,850	0,0054
БФС-33 (малая гетерогенность)	$\langle\varphi\varphi^+\rangle$	1,561	-0,852	0,0058
	Эксперимент	—	-1,08	0,0093
БФС-33 (большая гетерогенность)	$\langle\varphi\rangle$	1,204	-0,716	-0,0082
	$\langle\varphi\varphi^+\rangle$	1,206	-0,718	-0,0082
БФС-33 (большая гетерогенность)	Эксперимент	$1,250 \pm 0,015$	$-0,96 \pm 0,03$	$-0,0052 \pm 0,0005$
	$\langle\varphi\rangle$	1,198	-0,721	-0,0088
БФС-33 (большая гетерогенность)	$\langle\varphi\varphi^+\rangle$	1,200	-0,723	-0,0092
	Эксперимент	1,250	-0,967	-0,0059
ZPR-IV-7 (гетерогенная)	$\langle\varphi\rangle$	1,17	-0,89	-0,0072
	$\langle\varphi\varphi^+\rangle$	1,164	-0,89	-0,0066
	Эксперимент	$1,21 \pm 0,02$	$-0,945 \pm 0,045$	$-0,0047 \pm 0,0002$

менением ее во всей активной зоне (БФС-33) *. Данные приведены для образцов бесконечно малых размеров. Процесс получения их будет подробно описан в следующем параграфе. Результаты измерений для сборки ZPR взяты из [15]. Результаты гетерогенных расчетов с учетом конечной ширины групп путем усреднения только по плотности потока нейтронов обозначены символом $\langle\varphi\rangle$, результаты расчета с билинейным усреднением — $\langle\varphi\varphi^+\rangle$. Данные гомогенных расчетов даны в табл. 2.5.

Как видно из табл. 4.1, результаты расчетов, основанных на приближенных методах учета гетерогенной структуры и конечной ширины групп в быстрых критических сборках, и результаты измерений хорошо согласуются.

Билинейное усреднение и усреднение по потоку дают результаты, различающиеся только для углерода. Различие велико также для элементов со слабым поглощением и сильным рассеянием, например для железа [33, 56]. Погрешность приближенно вычисленной поправки при этом велика (см. табл. 2.1). Это

* В БФС-33 [41] ячейка основного варианта представляла собой шесть таблеток из окиси урана естественного обогащения (толщина каждой 10 мм, плотность 9 г/см³), разделенных таблетками из окиси урана 90%-ного обогащения толщиной ~ 1 мм. В варианте с увеличенной гетерогенностью все таблетки из окиси урана 90%-ного обогащения собраны вместе.

означает, в частности, что использование КР слабо поглощающих элементов с заметной резонансной структурой (железо, никель, хром) для получения сведений о сечении поглощения этих элементов мало эффективно [33].

Имеется еще одна важная область, где, несмотря на малые эффекты, билинейное усреднение сечений может оказаться полезным. Это задача экспериментального определения КВ плутония на критических сборках, моделирующих энергетические реакторы-размножители на быстрых нейтронах. В работе [57] приведены результаты измерения величины $1 + \alpha^{239}$ по всему объему реактора с использованием возмущения критичности реактора образцами ^{239}Pu и ^6Li , а также отношения средних сечений $\langle \sigma_f^{239} \rangle / \langle \sigma_a^6 \rangle$ [18]. Там же определены КВ для ^{239}Pu в критической сборке ZPR-4, являющейся моделью энергетического реактора DEMO. Экспериментально получены средние по реактору отношения скоростей захватов и делений основных сырьевых и топливных изотопов. Согласно экспериментальным данным КВ ^{239}Pu равен $1,172 \pm 0,045$. Расчет с использованием системы констант ENDF/B-IV дает значение 1,2615 [57]. Однако эти величины нельзя считать адекватными, так как в расчете КВ использовались усредненные по плотности потока константы, а в эксперименте с возмущениями критичности имели дело с поглощениями, правильная величина которых получается с помощью билинейного усреднения.

Расчет для критической сборки ZPR-VI-7, близкой по составу к реактору-бридери, показал (см. табл. 4.1), что при билинейном взвешивании поглощение в плутонии увеличивается на 1,2%, что соответствует увеличению α^{239} на 5%. Поэтому расчетной величине КВ = 1,2615 адекватна экспериментальная величина 1,189.

Для систем с толстым оксидным отражателем поправка к КВ может быть в $\sim 1,5$ раза больше.

§ 5. ВОЗМУЩЕНИЕ РЕАКТОРА ОБРАЗЦАМИ КОНЕЧНЫХ РАЗМЕРОВ

Учет конечных размеров образцов, вносимых в реактор для создания возмущения критичности, приобрел существенное значение в связи с увеличением критических загрузок реакторов на быстрых нейтронах и использованием оксидного топлива. Действительно, из-за роста критической загрузки и объема сборок необходимо использовать все большее количество возмущающего материала для достижения заданной точности измерения его КР. Применение оксидного топлива сильно увеличивает поток нейтронов в области с резонансной структурой сечений. Оба эти обстоятельства приводят к значительным эффектам самоэкранирования в образцах, используемых в измерениях.

В результате поглощения нейтронов их поток в образце ослабляется, однако акты деления в нем увеличивают поток в области нейтронов спектра деления; рассеяние нейтронов ведет к смягчению их спектра. В ряде случаев необходимо учитывать деформацию спектра за пределами образца: депрессию потока, эффекты изменения коэффициентов самоэкранировки элементов самого реактора.

Таким образом по существу необходима точная теория возмущений, описываемых соотношением (1.16). Задача эта более сложная по сравнению с рассмотренными выше, однако и экспериментальные предпосылки здесь гораздо шире. Этому благоприятствует возможность экспериментально изучить зависимость КР от размеров образцов и их форм. Имея экспериментальные зависимости, можно проверить правильность простых расчетных моделей для описания КР. В случае хорошего совпадения результатов опыта и расчета по модели последнюю можно с большей или меньшей степенью уверенности использовать для описания зависимости КР в той области, где измерений не было (например, для экстраполяции к нулевым размерам образцов, т. е. данные опыта сравнивать с результатами теории возмущения первого порядка). Отметим, однако, что, в принципе, неправильное описание экспериментальных зависимостей может быть связано не с недостатками моделей как таковыми, а с погрешностями используемых при этом невозмущенных спектра и ценности нейтронов (например, из-за неточности ядерных констант и др.) [23].

Обсудим некоторые результаты точной теории возмущений. Для описания экспериментальных данных используем простой метод, позволяющий, однако, экстраполировать экспериментальные данные к нулевым размерам образцов, т. е. приводить их к условиям, позволяющим сравнивать результаты расчетов по теории возмущения первого порядка с аналогичными данными эксперимента.

5.1. Теория возмущения высших порядков

Проследим основные закономерности влияния размеров образца на возмущение критичности. Для этого, как известно, необходимо вычислить величину $\Delta\alpha$, даваемую соотношением (1.13). Решение возмущенного уравнения для плотности потока φ' можно разложить в ряд по полному набору решений невозмущенной задачи (1.9)

$$\varphi'(x) = \sum_{n=0}^{\infty} C_n \varphi_n(x).$$

Возмущение собственного значения для основной гармоники φ_0 можно также представить в виде ряда [58]

$$\Delta\alpha = \Delta\alpha^{(1)} + \Delta\alpha^{(2)} + \Delta\alpha^{(3)} + \dots$$

Для первых трех поправок имеем

$$\Delta\alpha^{(1)} = \int \varphi_0^+(x) \Delta\Sigma(x) \varphi_0(x) dx = \langle \varphi_0^+ \Delta\Sigma \varphi_0 \rangle; \quad (5.1)$$

$$\Delta\alpha^{(2)} = \sum_{m \neq 0} \langle \varphi_m^+ \Delta\Sigma \varphi_0 \rangle^2 / (\alpha_0 - \alpha_m); \quad (5.2)$$

$$\Delta\alpha^{(3)} = \sum_{k \neq 0} \sum_{m \neq 0} \frac{\langle \varphi_0^+ \Delta\Sigma \varphi_m \rangle \langle \varphi_m^+ \Delta\Sigma \varphi_k \rangle \langle \varphi_k^+ \Delta\Sigma \varphi_0 \rangle}{(\alpha_m - \alpha_0) (\alpha_k - \alpha_0)} - \langle \varphi_0^+ \Delta\Sigma \varphi_0 \rangle \sum_{m \neq 0} \frac{\langle \varphi_0^+ \Delta\Sigma \varphi_m \rangle^2}{(\alpha_m - \alpha_0)^2}. \quad (5.3)$$

Вычислим эти величины для одногруппового диффузионного приближения в плоской геометрии. Пусть размер размножающей среды равен a , а возмущение $\Delta\Sigma(x)$ отлично от нуля в центре в области $\delta \ll a$. Тогда собственные функции, как известно, имеют вид

$$\varphi_n(x) = \varphi_n^+(x) = \begin{cases} \sqrt{\frac{2}{a}} \sin \frac{n\pi x}{a} & \text{для четных } n; \\ \sqrt{\frac{2}{a}} \cos \frac{n\pi x}{a} & \text{для нечетных } n. \end{cases}$$

Знак матричного элемента

$$\langle \varphi_m^+ \Delta\Sigma \varphi_n \rangle = \Delta\Sigma \int_{-\delta/2}^{+\delta/2} \varphi_m^+(x) \varphi_n(x) dx$$

определяется знаком $\Delta\Sigma$, поскольку интеграл или равен нулю (для разных m и n), или положителен.

Для $\Delta\Sigma < 0$ (введен поглотитель) из (5.2) получаем $\Delta\alpha^2 > 0$, так как $\alpha > \alpha_m$ при $m \neq 0$.

Знак $\Delta\alpha^{(3)}$ не столь очевиден, так как первый член в выражении (5.3) отрицателен, а второй член — положителен.

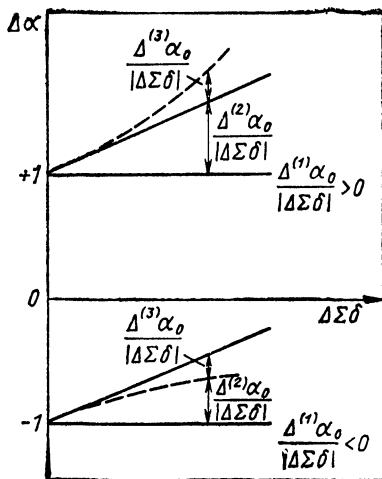


Рис. 5.1. Возмущение собственного значения $\Delta\alpha/|\Delta\Sigma\delta|$ для делящихся ($\alpha_0 > 0$) и поглощающих ($\alpha_0 < 0$) материалов с учетом поправок второго и третьего порядка теории возмущений

Однако, поскольку при $\delta \ll a$ все матричные элементы или нули, или почти равны $\delta \Delta \Sigma$, то второй член есть просто часть первого, и знак $\Delta \alpha^{(3)}$ определяется знаком двойной суммы.

Для $\Delta \Sigma > 0$ (в реактор введено топливо) все поправки $\Delta \alpha^{(n)} > 0$.

Если в первом приближении теории возмущений КР образца не зависит от его размеров (это соответствует горизонтальным линиям на рис. 5.1), то уточнения второго и третьего порядков зависят от размеров образца соответственно линейно и квадратично. Для поглотителя поправки второго и третьего порядка имеют разные знаки, а для топлива ($\Delta \Sigma > 0$) одинаковые. Общая характеристика для поглотителя — зависимость типа экспоненциального поглощения, типичная для любого самопоглощения (во внешнем пучке и т. д.); для топлива — зависимость типа экспоненциального размножения.

5.2. Практические методы учета конечных размеров образцов

Отдельные составляющие эффекта возмущения плотности потока нейтронов изучались многими авторами, причем их результаты совпадают достаточно хорошо, что позволяет считать результаты надежными. Поэтому имеет смысл рассмотреть совместно влияние этих эффектов.

Для центра гомогенного реактора возмущение критичности реактора записывается в виде [см. (1.29), (1.32) и (2.15)]

$$\Delta k/k^2 = - \sum_{j=1}^G \varphi^{+j} (\Delta \Sigma_c^j + \Delta \Sigma_f^j) \varphi'^j + \left(\sum_{j=1}^G \varphi^{+j} \chi^j \right) \left(\sum_{i=1}^G \Delta v \Sigma_f^i \varphi^i \right) + \sum_{j=i}^G \sum_{i=1}^G \Delta \Sigma^{i \rightarrow j} (\varphi^{+j} - \varphi^{+i}) \varphi'^j. \quad (5.4)$$

Здесь φ'^j — средняя по области возмущения плотность возмущенного потока нейтронов; φ^{+j} — плотность группового сопряженного потока; $\Delta \Sigma_c$, $\Delta \Sigma_f^j$, $\Delta \Sigma^{i \rightarrow j}$ — возмущения групповых констант захвата, деления и замедления соответственно (сечения элементов, содержащихся во вносимом образце).

В выражении (5.4), используемом в обычных стандартных программах типа М-26 [5], для простоты опущен знаменатель теории возмущений (ЦНД) и градиентная составляющая, поскольку сравнение экспериментальных и расчетных данных проведено далее для отношений КР, измеренных в центре больших критических сборок с помощью образцов небольших размеров.

Для получения возмущенного потока в образце учтем следующие эффекты [59].

Резонансное и нерезонансное поглощение. Уменьшение сред-

него в образце потока нейтронов в группе j есть [см. (2.18), (2.19) и (4.11)]

$$d^j(l) = \left[\left(\Sigma_p + \frac{1}{l} \right) \int_{\Delta E_j} \frac{\Sigma_a(E) dE}{\Sigma(E) + 1/l} \right] / \int_{\Delta E_j} \Sigma_a(E) dE.$$

Это выражение можно записать [59] через коэффициенты резонансной самоэкранировки f^j , принятые и табулированные в системе констант И. И. Бондаренко [24]

$$d^j(l) = f_a^j(l) \frac{\Sigma_p + 1/l}{f_c^j(l) \Sigma_c^j + f_f^j(l) \Sigma_f^j + f_s^j(l) \Sigma_s^j + 1/l}, \quad (5.5)$$

где $f_a^j(l) = [f_c^j(l) \Sigma_c^j + f_f^j(l) \Sigma_f^j] / (\Sigma_c^j + \Sigma_f^j)$. Для нерезонансных энергий ($f=1$) удобно определить Σ_p как $\Sigma_p = \Sigma_t - \Sigma_a$ и тогда ослабление потока нейтронов в этих группах будет описываться множителем

$$d^j(l) = 1 - \Sigma_a^j / (1 + \Sigma_t^j l).$$

Размножение нейтронов. Если плотность потока непрореагировавших нейтронов группы j в образце равна $\varphi^j d^j(l)$, то плотность потока нейтронов, претерпевших взаимодействия, — $\varphi^j [1 - d^j(l)]$, и изменение потока из-за родившихся при этом нейтронов есть

$$R = \sum_{i=1}^G \varphi^i [1 - d^i(l)] \nu \Sigma_f^i / (\Sigma_c^i + \Sigma_f^i). \quad (5.6)$$

Для реакторов с оксидным топливом или близких к ним по спектру размножение нейтронов в образцах определяется в основном резонансным поглощением.

Изменение спектра нейтронов в образце $\Delta \varphi_s^j$ из-за упругого и неупругого замедления

$$\Delta \varphi_s^j = \sum_{i=1}^{j-1} \varphi^i \frac{\Sigma_s^{i \rightarrow j}}{\Sigma^i} [1 - P(\Sigma^i l)] - \varphi^j [1 - P(\Sigma^j l)] \sum_{i=j+1}^G \Sigma^{i \rightarrow j} / \Sigma^j. \quad (5.7)$$

Здесь $P(\Sigma^i l)$ дается соотношением (4.11). Учет многократного рассеяния не представляет труда.

Депрессия потока нейтронов вблизи образца. Этот вопрос подробно освещен в [60]. Расчеты показали, что для образцов в виде плоских дисков высотой, меньшей радиуса r_0 , полное уменьшение потока за счет поглощения и депрессии удовлетворительно описывается фактором

$$D^j(l) = d^j(l) g^j(l),$$

где $d^j(l)$ определяется согласно (5.5), а депрессия описывается выражением

$$g^j(l) = \{1 + [0,5E_3(\Sigma^j l)] 0,525\Sigma^j r_0\}^{-1}.$$

Таким образом, средняя плотность возмущенного потока нейтронов в образце размером l есть

$$\varphi^{j'} = D^j(l) \varphi^j + \chi^j R + \Delta\varphi_s^j, \quad (5.8)$$

где $D^j(l)$, R и $\Delta\varphi_s^j$ взяты из (5.5), (5.6) и (5.7) соответственно.

Разблокировка среды возмущением. Возмущение состава проявляется также в изменении резонансного поглощения в среде [61]. Этот эффект может быть существен для рассеивающих образцов. Покажем [61], что изменение сечения Σ_m (2.17) ведет к изменению резонансного макросечения захвата

$$\Delta\Sigma_c = \frac{d\bar{\Sigma}_c}{d\Sigma_m} \Delta\Sigma_m.$$

Для этого групповое сечение захвата (2.22), усредненное по плотности потока, запишем в виде

$$\bar{\Sigma}_c \approx \pi\Gamma_c \Sigma_0 / 2Dh.$$

Используя (2.21) и (2.35), получаем

$$\frac{d\bar{\Sigma}_c}{d\Sigma_m} = \frac{\pi\Gamma_c \Sigma_0}{2D} \frac{d}{d\Sigma_m} \left(\frac{1}{h} \right) = \frac{\bar{\Sigma}_c}{\Sigma_m + \Sigma_p} \frac{(1 - f_c^2)}{2},$$

где f_c — средний коэффициент самоэкранировки для захватов в данной среде.

Возмущение рассеивающих свойств среды $\Delta\Sigma_s^i$ приводит к возмущению критичности

$$- \varphi^{+i} \frac{\bar{\Sigma}_c^i}{\Sigma_s^i} \frac{[1 - (f_c^i)^2]}{2} \Delta\Sigma_s^i \varphi^{i'}.$$

Аналогично изменение резонансной самоэкранировки делений приводит к возмущению критичности

$$\left(\sum_{j=1}^G \chi^j \varphi^{+j} \right) \frac{\nu \Sigma_f^j}{\Sigma_s^i} \left[\frac{1 - (f_f^j)^2}{2} \right] \Delta\Sigma_s^i \varphi^{i'}.$$

Конечный размер образца здесь тоже должен быть учтен, так как с точки зрения разблокировки окружающей среды достаточно одного соударения. Полное возмущение $\Delta k/k^2$ (2.15) с учетом этих эффектов можно записать в виде [61]

$$\Delta k/k^2 \sim - \sum_{j=1}^G \varphi^{+j} (\Delta\Sigma_c^j + \Delta\Sigma_f^j) \varphi^{j'} + \sum_{j=1}^G \chi^j \varphi^{+j} \sum_{i=1}^G \Delta\nu \Sigma_f^i \varphi^{i'} +$$

$$\begin{aligned}
& + \sum_{j=1}^G \sum_{i=1}^G \Delta \Sigma^{i \rightarrow j} (\varphi^{+j} - \varphi^{+i}) \varphi'^i + \sum_{j=1}^G \frac{\Delta \Sigma_s^j \varphi'^j}{2 \Sigma_s^j (1 + l \Sigma_s^j)} \times \\
& \times \left\{ \left(\sum_{i=1}^G \chi^i \varphi^{+i} \right) \nu \Sigma_f^j [1 - (f_f^j)^2] - \varphi^{+i} \Sigma_c^j [1 - (f_c^j)^2] \right\}. \quad (5.9)
\end{aligned}$$

Обычно при сравнении экспериментальных и рассчитанных значений отношения ЦКР эффект разблокировки среды учитывается [23, 61, 62], иногда этот эффект бывает значительным, особенно для сравнительно тяжелых рассеивателей (натрий).

Представляет интерес посмотреть, как разблокировка среды проявляется для билинейно усредненного сечения [см. (2.29)]

$$\bar{\bar{\Sigma}}_a \approx \bar{\Sigma}_a - (\Sigma_m + \Sigma_p) \pi \Gamma_a (h - 1/h)^2 / 4Dh.$$

Используя, как и ранее, (2.21) и (2.35), получаем

$$\frac{d\bar{\bar{\Sigma}}_a}{d\Sigma_m} \approx \frac{d\bar{\Sigma}_a}{d\Sigma_m} - \frac{\pi \Gamma_a}{4Df_a} (1 - f_a^2)^2 (2 - 3f_a^2).$$

В табл. 5.1 приведены величины $d\bar{\Sigma}_c/d\Sigma_m$ и $d\bar{\bar{\Sigma}}_c/d\Sigma_m$ для ^{238}U ($\Sigma_p = 10$ барн и $\Sigma_m = 3,5 \Sigma_p$).

Таблица 5.1

Скорость изменения захватов нейтронов в среде при изменении ее рассеивающих свойств (при билинейном усреднении и по плотности потока)

Область энергий нейтронов, кэВ	f_c	Γ_c/D	$\frac{d\bar{\Sigma}_c}{d\Sigma_m}$, 10^{-3}	$\frac{d\bar{\bar{\Sigma}}_c}{d\Sigma_m}$, 10^{-3}
4,65—10	0,88	0,052	2	2,4
1—2,15	0,55	0,014	8,6	6,9
0,1—0,215	0,10	0,0018	2,2	4,5

Для области энергии, где резонансная самоэкранировка не слишком велика, билинейное усреднение увеличивает скорость захватов, для области с большой самоэкранировкой — уменьшает.

5.3. Результаты экспериментов и расчетов. Экстраполированные к нулевым размерам образцов значения отношений КР

Расчеты плотности невозмущенных групповых потоков φ^j и ценностей φ^{+j} проведены в P_1 -приближении по программе М-26 [5] с использованием системы групповых констант БНАБ-70 [24, 44] и ее модификации ОСКАР-76 [63], основанной на учете

интегральных экспериментов. Полученные значения плотности потока и ценность применены для расчета по теории возмущений первого порядка ЦКР образцов с нулевыми размерами ($l=0$). Затем по формуле (5.8) была рассчитана плотность возмущенного потока ϕ^j , использованная в выражении (5.9) для получения ЦКР образца конечных размеров в гомогенном реакторе.

Следующим этапом был учет гетерогенной структуры критических сборок. Для этого использовали методы учета влияния гетерогенной структуры критических сборок на бесконечно малое возмущение критичности, описанные в § 3 и 4. При этом гетерогенная структура сборок представлялась в виде плоскопараллельных слоев однородного состава высотой, равной высоте таблетки данного типа; при расчетах резонансного поглощения в гетерогенных средах учитывали блочность структуры и наличие стальной матрицы.

Рассчитывая КР для гомогенной модели критической сборки с гомогенно заблокированными билинейно усредненными (см. § 2) константами и для гетерогенной модели с гетерогенно заблокированными билинейно усредненными (см. § 4) константами, получали суммарную оценку влияния гетерогенной структуры сборок на величину ЦКР.

Невозмущенные средние по ячейке плотности групповых потоков в гетерогенной среде использовали для получения по формуле (5.8) плотности гетерогенных потоков, возмущенных образцами конечных размеров. Эти плотности возмущенных потоков и невозмущенные средние по ячейке групповые ценности представляли в выражении (5.9) для нахождения ЦКР образца конечных размеров ($l=0$) в гетерогенной критической сборке с заданной структурой.

Влияние «малой гетерогенности», которая возникает из-за наличия технических приспособлений для внесения образцов (держатели, полости и стенки труб), также учитывалось [6]. Отметим только, что эффект разблокировки зависел не только от размеров самого образца рассеивателя, но и от толщины стенок (стальных или алюминиевых) полости, образованной матрицей труб.

В § 1 подробно обсуждались причины, по которым для уточнения групповых констант следует сравнивать экспериментальные отношения ЦКР с расчетными. В знаменателе этих отношений стоит ЦКР ^{235}U . Это было сделано по следующим соображениям.

1. ЦКР ^{235}U измеряли на многих критических сборках в большом диапазоне толщин образцов.

2. Экспериментальные относительные зависимости ЦКР ^{235}U от размеров образцов имеют довольно плавный характер. Все полученные зависимости хорошо совпадают с рассчитанными.

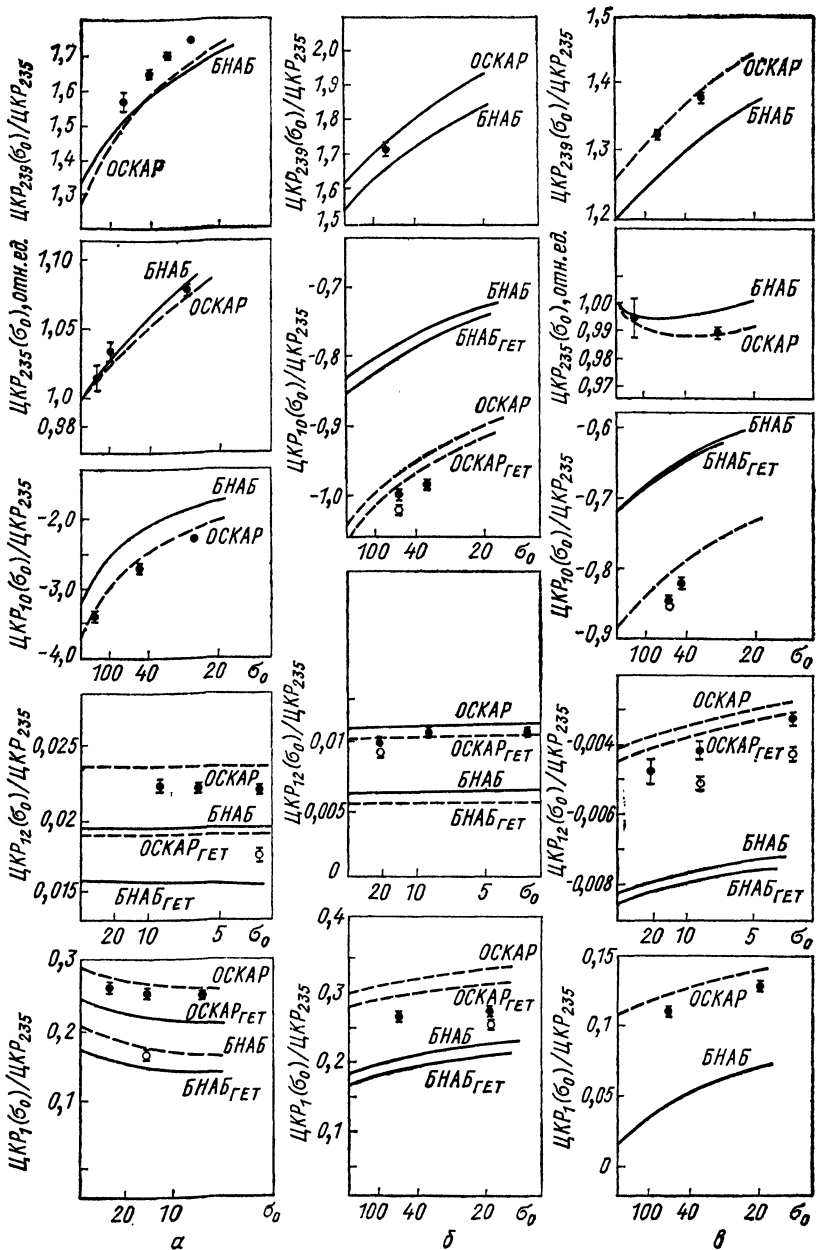


Рис. 5.2. Измеренные отношения КР для образцов разных размеров различных элементов в критических сборках БФС-26 (а), БФС-30 (б), БФС-33 (в):

● — реальная сборка; ○ — гетерогенизированный вариант

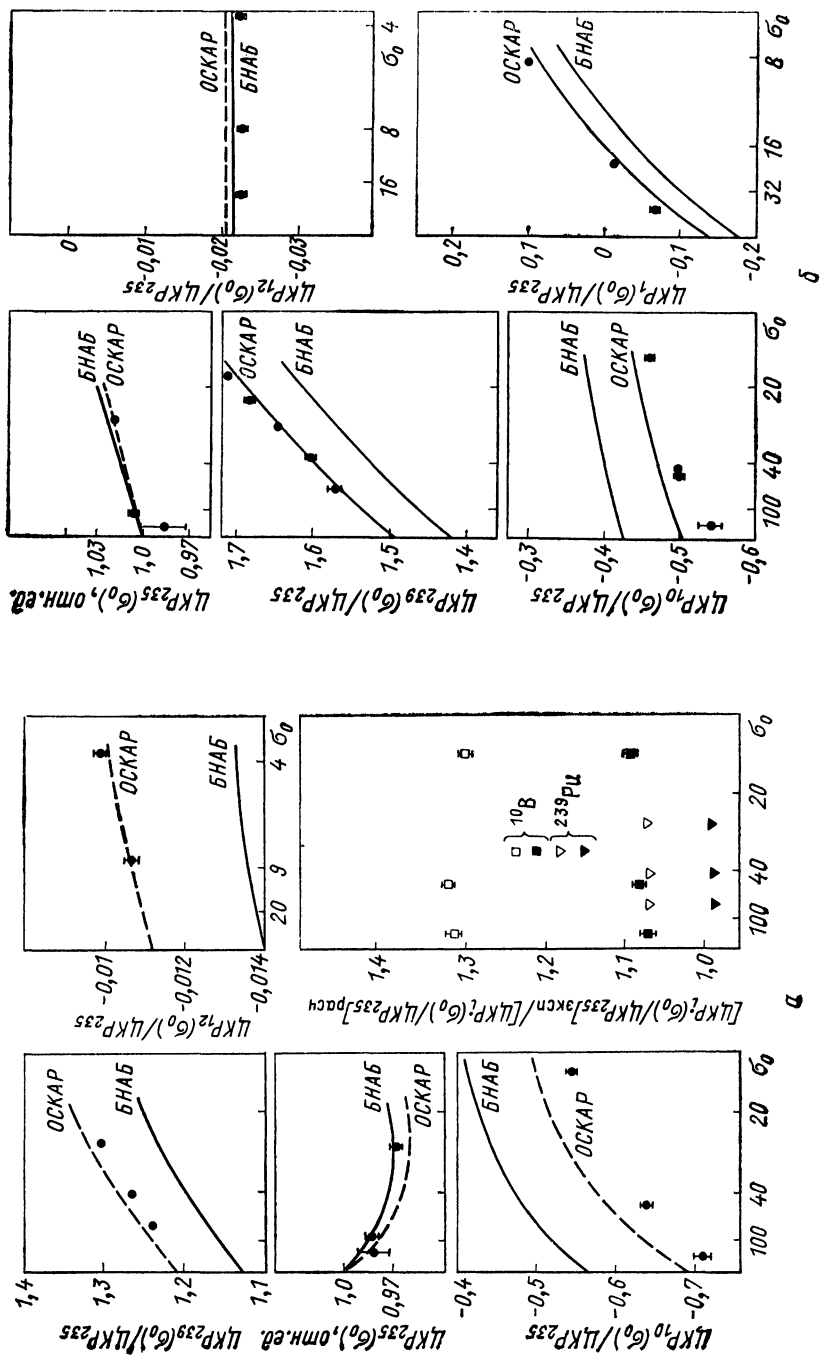


Рис. 5.3. Измеренные отношения КР для образцов разных размеров различных элементов в критических сборках БФС-31 (а) и БФС-35 (б)

ми по разным системам констант и с учетом гетерогенной структуры сборок [17, 23, 64].

3. Экстраполированные на нулевые размеры образцов значения ЦКР ^{235}U во всех сборках отличаются от ближайшего измеренного значения не более чем на 1—1,5%. Это различие, как правило, близко к статистической погрешности эксперимента.

Значения ЦКР других элементов брались для реальных размеров образцов. На рис. 5.2—5.4 приведены ЦКР ^{239}Pu , ^{10}B , ^{12}C

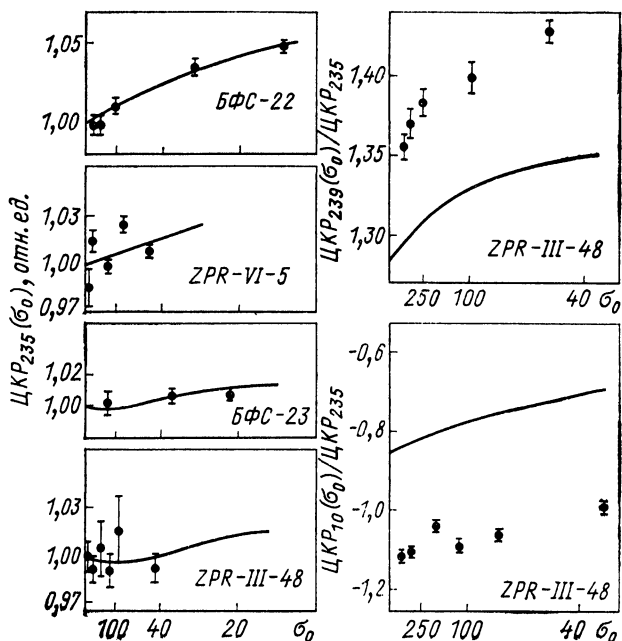


Рис. 5.4. Зависимость КР от размера тонких образцов для разных сборок

и ^{14}N для образцов различных размеров, отнесенные к экстраполированным значениям ЦКР ^{235}U . По оси абсцисс отложено сечение разбавления σ_0 , связанное со средней хордой образца $l = 4V/S$, числом ядер в 1 см^3 образца n и сечением посторонних ядер, содержащихся в образце $\sigma_{\text{п}}$ соотношением

$$\sigma_0 = (nl)^{-1} + n_{\text{п}}\sigma_{\text{п}}/n.$$

Надпись БНАБ означает, что в расчете использованы потоки и ценности для сборки с гетерогенной структурой. Наименование БНАБ_{гет} относится к сборке с увеличенной гетерогенностью. Измеренные отношения ЦКР, соответствующие реальной структуре, нанесены черными точками, экспериментальные

данные, полученные в сборке с увеличенной гетерогенностью, — светлыми. Данные по ЦКР ${}^1\text{H}$ получены из результатов измерений с образцами полиэтилена и графита.

Из измеренных и рассчитанных зависимостей были получены экстраполированные на нулевые размеры образцов отношения ЦКР. Для этого использовались отношения экспериментальных данных к расчетным для всех размеров образцов, применявшихся в измерениях. Экстраполяция проводилась с помощью метода наименьших квадратов, если число точек превышало две. Погрешность экстраполяции вычислялась. В остальных случаях она бралась равной погрешности, полученной для образца минимальных размеров.

В нижнем правом углу рис. 5.3, *a* приведен пример получения экстраполированных значений в критической сборке БФС-31 [64]. Черными квадратиками обозначены отношения измеренного отношения ЦКР ${}^{10}\text{B}$ и ${}^{235}\text{U}$ ЦКР $_{10}(\sigma_0)$ /ЦКР $_{235}$ к рассчитанному, полученному в гетерогенном расчете с константами БНАБ-70. Отношение это слабо зависит от σ_0 и экстраполированное его значение равно 1,32. Поскольку для $\sigma_0 = \infty$ (ЦКР $_{10}$ /ЦКР $_{235}$) $_{\text{расч}} = -0,565$, то экстраполированное таким образом экспериментальное отношение (ЦКР $_{10}$ /ЦКР $_{235}$) $_{\text{эксп}} = 0,565 \times 1,32 = -0,745$.

Светлыми квадратиками обозначены аналогичные величины для расчетов с использованием констант ОСКАР-76 [63]. Отношение экспериментальных данных к расчетным для образца нулевых размеров здесь 1,07; (ЦКР $_{10}$ /ЦКР $_{235}$) $_{\text{расч}} = 0,69$ и экстраполированное значение для (ЦКР $_{10}$ /ЦКР $_{235}$) $_{\text{эксп}} = -0,738$.

Разница между двумя результатами экстраполяции представляет естественную оценку константной составляющей погрешности экстраполяции и должна быть включена в общую погрешность среднего экстраполированного значения.

Для других элементов экстраполяция проводилась аналогично. Экспериментальные данные, приведенные в табл. 2.5 и 4.2, получены описанным выше способом. Правда, для водорода иногда экстраполировалось не отношение эксперимент/расчет, а разность

$$(\text{ЦКР}_1(\sigma_0)/\text{ЦКР}_{235})_{\text{эксп}} - (\text{ЦКР}_1(\sigma_0)/\text{ЦКР}_{235})_{\text{расч}}$$

5.4. Обсуждение результатов

Приведенные в предыдущем разделе результаты позволяют сделать некоторые заключения относительно решения задачи приведения расчетов и измерений к одинаковым условиям с целью выяснения константной составляющей расхождения между экспериментом и расчетом.

Во-первых, можно констатировать, что сравнительно простые модели, положенные в основу получения поправок к теории

возмущений первого порядка, хорошо описывают относительные зависимости величины ЦКР от размера образца. Этому способствует, в частности, удачный выбор для сравнения результатов измерений и расчетов отношения $\text{ЦКР}_i(\sigma)/\text{ЦКР}_{235}$. Хотя поправка из-за экстраполяции может быть не мала (по сравнению с расхождением между измеренными и рассчитанными отношениями ЦКР), ее погрешность в общем невелика. Для ^{10}B эти поправки значительны. Нерезонансный характер сечения поглощения ^{10}B позволяет сделать надежные поправки, погрешность которых не превышает 20%.

Поправки для ^1H также могут быть значительны. Они определяются в основном зависимостью функции ценности $\varphi^+(E)$ от энергии. Действительно, средний спектр нейтронов в образце из ^1H сильно зависит от его размеров, и если это изменение спектра происходит в области, где ценность зависит от энергии, то КР будет сильно зависеть от размеров образца.

При условии хорошего описания возмущенного потока в образце (например, методом Монте-Карло) зависимость $(\text{ЦКР}_1(\sigma_0)/\text{ЦКР}_{235})_{\text{эксп}}$ может служить проверкой точности расчета $\varphi^+(E)$.

Для ^{235}U и ^{239}Pu измерения обычно проводятся с образцами, размеры которых варьируются в широком диапазоне. На рис. 5.7 приведены некоторые результаты, полученные разными авторами. По-видимому, не следует ожидать для быстрых критических сборок с металлическим, карбидным и оксидным горючим больших погрешностей при экстраполяции для ^{235}U и ^{239}Pu .

Во-вторых, как видно из результатов, влияние гетерогенной структуры на возмущение критичности в общем верно описывается приближенными методами (см. § 3 и 4). Гетерогенные эффекты в основном определяются отличием средних по ячейке плотности потоков $\langle \varphi_n^j \rangle$ и ценностей $\langle \varphi_n^{+j} \rangle$ в гетерогенных средах от их значений φ^j и φ^{+j} в гомогенных средах. Билинейные усреднения в гомогенном и гетерогенном (для средних по ячейке возмущений) случаях в области резонансных энергий дают не слишком различающиеся результаты. Главную роль при учете гетерогенных резонансных эффектов играет поведение потока нейтронов (см. разд. 4.5). Из изложенного ясно, что пространственные распределения по ячейке также удовлетворительно описываются расчетом (см. § 3).

Влияние гетерогенной структуры сборок на величину $\text{ЦКР}_{239}/\text{ЦКР}_{235}$ в общем невелико.

Конструкции современных быстрых критических сборок БФС, ZPR, SNEAK таковы, что влияние их гетерогенной структуры на отношение ЦКР незначительно и достаточно хорошо учитывается приближенными методами.

В-третьих, как было показано, влияние группового приближения можно оценить достаточно точно. Действительно, для сильных поглотителей и делящихся веществ поправки на несо-

вершенство группового приближения невелики (см. § 2 и 4). Для рассеивателей, таких, как графит, эти поправки в общем значительны. Как уже говорилось выше, точность их можно оценить с помощью дополнительных расчетов с более подробным шагом по энергии.

Наличие экспериментов с водородом дает возможность оценить точность ряда поправок. Действительно, и поправки из-за билинейного усреднения, и «градиентный» член (см. разд. 3.3), и эффекты разблокировки среды (см. разд. 5.2) пропорциональны возмущениям полного сечения $\Delta\Sigma_t$ (или, что практически одно и то же для рассеивателей, $\Delta\Sigma_s$). Однако расхождение между данными эксперимента и расчета для рассеивателей ^{12}C и ^1H из-за погрешностей в сечениях поглощения и размножения нейтронов в сборке (а это и является целью нашего исследования!) зависит в основном от составляющей замедления в (5.9)

$$(\Delta k/k^2)_{\text{зам}} = \sum_{j=i}^G \sum_{i=1}^G \Delta\Sigma^{i \rightarrow j} (\varphi^{+j} - \varphi^{+i}) \varphi^i.$$

Так как на сечение замедления при рассеянии на водороде в групповом разбиении системы констант Бондаренко приходится $2/3$ полного сечения, а на углероде $\sim 1/6$, то вклад поправок в КР ^1H в 4 раза меньше, чем для ^{12}C .

Правильная система констант должна одинаково хорошо описывать корректно оцененные KР_{12} и KР_1 .

§ 6. АНАЛИЗ РАСХОЖДЕНИЯ РАСЧЕТНЫХ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ И УТОЧНЕНИЕ ГРУППОВЫХ КОНСТАНТ

Накопление надежных экспериментальных данных по возмущениям критичности и их оценки позволяют использовать их в задаче корректировки групповых констант.

Однако еще на ранних этапах изучения было понятно, что расхождение между результатами расчетов и экспериментов связано с вполне определенным характером погрешностей групповых констант основных делящихся и поглощающих элементов, входящих в состав реакторов на быстрых нейтронах.

В настоящем параграфе дается краткий анализ возможных смещений констант, позволяющих значительно улучшить расчетное описание эксперимента. Непротиворечивость экспериментальных данных по отношениям ЦКР позволила включить их в комплекс программ по оптимизации систем констант с использованием обобщенной теории возмущений для отношений скоростей реакций и отношений КР [65—67].

На ряде примеров обсуждается поведение коэффициентов чувствительности по отношению к изменению сечений захвата и деления основных делящихся элементов. Показано, что сов-

Местное использование экспериментально измеренных отношений скоростей реакций основных поглощающих и делящихся элементов, отношений их КР и КР типичных поглотителей ($^{10}\text{В}$) и рассеивателей ($^{12}\text{С}$, $^1\text{Н}$) существенно расширяет возможности для уточнения групповых констант и позволяет обойтись экспериментами на сборках, мало различающихся по среднему спектру нейтронов.

Приводятся результаты такого уточнения на основе использования оцененных интегральных экспериментов, полученных на критических сборках БФС, ZPR, SNEAK, и дается оценка его точности. В заключение показано, что вариант такой уточненной системы констант существенно улучшает точность предсказания ряда основных реакторных функционалов реакторов на быстрых нейтронах.

6.1. Анализ расхождения расчетов и экспериментов

Учет поглощения нейтронов в образцах и улучшение точности измерений ЦКР позволили установить, что для $^{10}\text{В}$ и $^{197}\text{Аu}$ отношения $\text{КР}_{10}/\text{КР}_{235}$ и $\text{КР}_{197}/\text{КР}_{235}$ в критических сборках БФС-22, являющихся моделью энергетического реактора на быстрых нейтронах БН-350 и ее плутониевого варианта БФС-23, больше расчетных на $\sim 30\%$ [19, 68]. Расчеты проводились в P_1 -приближении [5] с групповыми константами БНАБ-70 [44]. В то же время отношения средних сечений захвата ^{197}Au к среднему сечению деления ^{235}U : $\langle \Sigma_c^{197} \rangle / \langle \Sigma_f^{235} \rangle$ больше расчетных лишь на $\sim 15\%$. Можно было предположить, что наряду с погрешностями в расчетном спектре имеются погрешности и в расчете групповой ценности φ^{+j} .

Прямые расчеты показали, что смещение констант, повышающее ценность нейтронов в области энергий ниже 100 кэв [вне спектра деления $\chi(E)$], увеличивает расчетное значение отношения $\text{КР}_{10}/\text{КР}_{235}$ и $\text{КР}_{197}/\text{КР}_{235}$ [19]. В табл. 6.1 приведены смещения для некоторых макроконстант.

Таблица 6.1

Смещение макроконстант, вводимое на основе анализа результатов, полученных на сборках БФС-22 и БФС-23 [19], %

Область энергий	Вариант А			Вариант Б	
	$\Delta \Sigma_f^{235}$	$\Delta \Sigma_f^{239}$	$\Delta \Sigma_c$	$\Delta \Sigma_{\text{in}}$	$\Delta \Sigma_s^{i \rightarrow i+1}$
10 Мэв—100 кэв	-10	-5	0	-10	0
100 кэв—20 кэв	+5	+5	0	—	0
20 кэв—100 эв	0	0	-10	—	+20

Таблица 6.2

Изменения отношения $(K_{P_i}/K_{P_{235}})_{\text{эксп}}/(K_{P_i}/K_{P_{235}})_{\text{расч}}$ при смещениях констант

Сборка	Функционал	Эксперимент/расчет		
		БНАБ-70	Вариант А	Вариант А+Б
БФС-22	$K_{P_{10}}/K_{P_{235}}$	1,29	1,08	1,06
	$K_{P_{197}}/K_{P_{235}}$	1,49	1,24	1,19
	$\Sigma_c^{197}/\Sigma_f^{235}$	1,17	1,11	1,04
БФС-23	$K_{P_{10}}/K_{P_{235}}$	1,45	1,19	1,12
	$K_{P_{197}}/K_{P_{235}}$	1,44	1,16	1,06
	$\Sigma_c^{197}/\Sigma_f^{235}$	1,15	1,09	1,00

В табл. 6.2 показаны изменения отношения эксперимент/расчет в сборках БФС-22 и 23 при использовании в расчетах смещенных констант. Под $\Sigma_s^{i \rightarrow i+1}$ понимается сечение упругого замедления.

На рис. 6.1 показано, как изменяются групповые потоки и ценности в центре сборки БФС-23 [23], с учетом смещений констант согласно варианту А.

Таблица 6.3

Измеренные и рассчитанные по системе констант БНАБ-70 отношения $K_{P_{12}}/K_{P_{235}}$

Сборка	Эксперимент	Расчет	Эксперимент — расчет	
			Эксперимент / Расчет	Эксперимент — расчет
КБР-1	0,0031	-0,0024	—	0,0055
БФС-28	0,0057	+0,0019	3	0,0038
БФС-30	0,0098	0,0058	1,7	0,0040
БФС-33	-0,0050	-0,0083	0,6	0,0033
ZPR-VI-5	0,0020	-0,0036	—	0,0056
ZPR-VI-6	0,0042	+0,0006	7	0,0036
ZPR-III-48	-0,0007	-0,0062	0,11	0,0055
ZPR-III-49	-0,0024	-0,0077	0,31	0,0053
ZPR-III-53	0,0108	0,0042	2,3	0,0066
ZPR-VI-7	-0,0047	-0,0083	—	0,0036
ZEBRA-6A	0,0021	-0,0032	—	0,0053

Такие биполярные смещения констант наиболее эффективно меняют отношение ценностей Φ_x^+/Φ_a^+ и сильно влияют на отношение КР. Изменение сечения замедления в основном влияет на групповой поток нейтронов в области упругого замедления нейтронов.

Известно, что расхождение данных расчета и эксперимента для КР рассеивателей бывает весьма большим. Расчетные и измеренные КР иногда имеют даже разный знак [61, 69]. Поскольку для ^{12}C основной компонентой КР является составляющая замедления $(\Delta k/k^2)_{\text{зам}}$ [см. (2.15), (5.4)], то изменение Φ^{+j} при изменении макроконстант должно привести к смещению величины $\text{КР}_{12}/\text{КР}_{235}$. Для сборок с не слишком отличающимися обогащениями горючего эти смещения не должны сильно различаться.

Данные последней колонки табл. 6.3 подтверждают гипотезу о возможных погрешностях в расчете функции ценности.

Аналогичные погрешности наблюдаются и для натрия, однако величина их в ~ 2 раза меньше. Это связано с сечением упругого замедления на натрии, которое в ~ 2 раза меньше, чем для ^{12}C . Для водорода разность $(\text{КР}_1/\text{КР}_{235})_{\text{экс}}$ — $(\text{КР}_1/\text{КР}_{235})_{\text{расч}}$ в 10—15 раз больше, чем для ^{12}C (см., например, рис. 5.2—5.6), что также в основном связано с большим сечением замедления на водороде.

Таким образом, большие погрешности в расчетах КР поглотителей и рассеивателей с хорошо известными сечениями имеют физически понятное объяснение.

6.2. Коэффициенты чувствительности для возмущений критичности и спектральных индексов

Очевидно, что при корректировке групповых констант необходимо использовать многие другие функционалы (эффективный

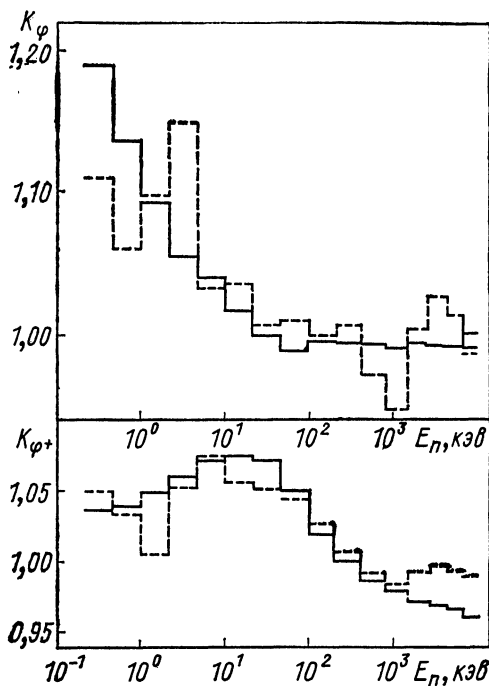


Рис. 6.1. Относительные изменения групповых потоков K_φ и ценностей $K_{\varphi+}$ в центре сборки БФС-23 при переходе от системы констант БНАБ-70 к варианту А (—) [23] и к системе ОСКАР-76 (---) [63]

коэффициент размножения, отношения скоростей реакций и др.). Проведение прямых расчетов требует больших усилий, поэтому Л. Н. Усачев в работе [65] предложил обобщенную теорию возмущений для отношений скоростей реакций, распространенную затем и на возмущения билинейных функционалов [66].

Относительные вариации реакторного функционала $\delta C/C$ определяются относительными вариациями групповых констант

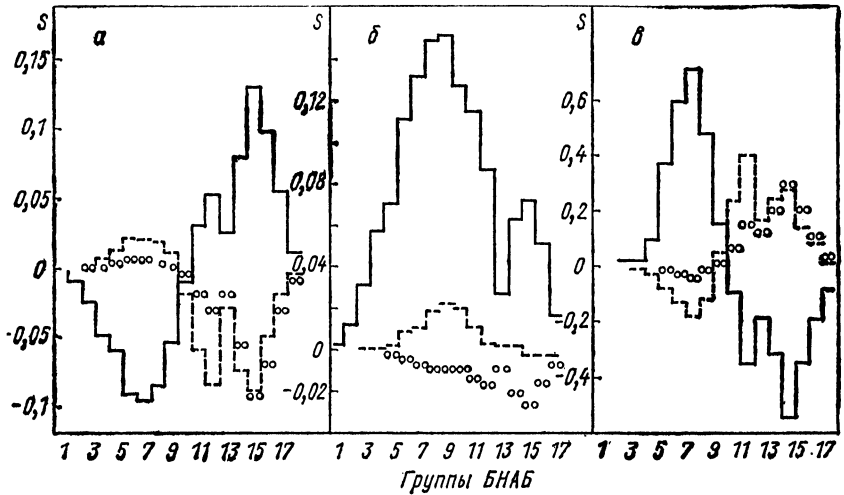


Рис. 6.2. Групповые коэффициенты чувствительности S для $K_{P_{10}}/K_{P_{235}}$ (а), $K_{P_{239}}/K_{P_{235}}$ (б) и $K_{P_{12}}/K_{P_{235}}$ (в) к изменению сечений деления Σ_f^{239} (—), сечений захвата Σ_c^{239} (○) и сечений захвата Σ_c^{238} (---) в сборке ZPR-VI-7

$(\delta\Sigma/\Sigma)_{x\alpha j}$, соответствующих величине типа x изотопа α и группе j , которые связаны линейным соотношением

$$\delta C/C = \sum_{x,\alpha,j} S_{x\alpha j} (\delta\Sigma/\Sigma)_{x\alpha j}.$$

Величины $S_{x\alpha j}$, называемые *коэффициентами чувствительности функционала*, вычисляются с помощью обобщенной теории возмущений [65, 66].

На рис. 6.2, 6.3 приведены коэффициенты чувствительности для некоторых отношений ЦКР, рассчитанных для критической сборки ZPR-VI-7 [70]. Расчеты взяты из Библиотеки оцененных интегральных экспериментов (БОИНЭ), для которых рассчитаны и коэффициенты чувствительности [9]. Для сравнения там же приведены и коэффициенты чувствительности для отношения средних сечений. Обратим внимание на биполярный характер поведения коэффициентов чувствительности для поглотите-

лей (^{10}B) и рассеивателей (^{12}C). Их КР наиболее чувствительны к изменениям в константах, имеющих характер «перекося». Для наибольшего изменения при смещениях констант следует производить именно биполярные смещения констант, пример которых приведен в табл. 6.1. В то же время одновременное увеличение или уменьшение констант по всей шкале энергий сказывается сравнительно слабо на величине этих функционалов.

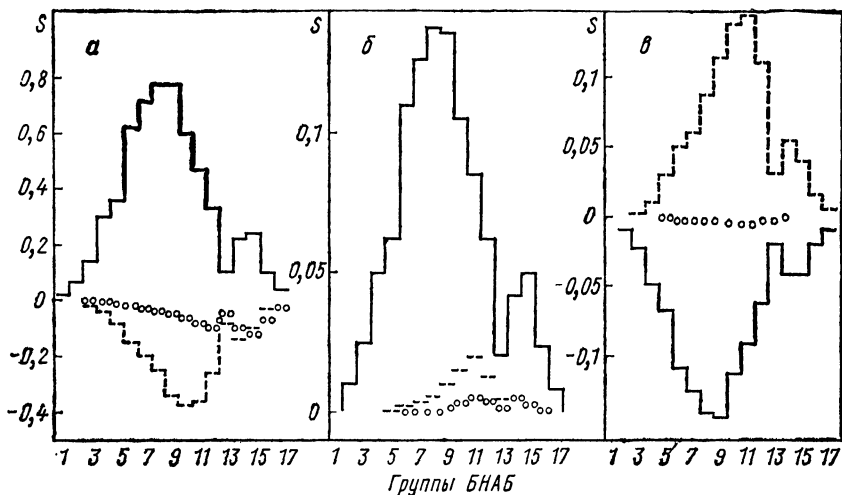


Рис. 6.3. Групповые коэффициенты чувствительности S для $k_{эф}$ (а); $\Sigma_f^{239}/\Sigma_f^{235}$ (б); $\Sigma_c^{238}/\Sigma_f^{239}$ (в) к изменению сечений деления Σ_c^{239} (—), сечений захвата Σ_c^{239} (○) и сечений захвата Σ_c^{238} (---) в сборке ZPR-VI-7

Иная картина наблюдается для спектральных индексов. Коэффициенты чувствительности их имеют униполярный характер, и биполярное смещение, наиболее сильно влияющее на отношение ЦКР, здесь мало эффективно.

Отношения ЦКР удобно использовать для изучения относительного поведения основных сечений поглощения и деления в разных областях энергий нейтронов. Это означает, что при проведении экспериментов на критических сборках с целью уточнения групповых констант в достаточно широком диапазоне энергий можно обойтись меньшим диапазоном изменения спектра этихборок. Заметим, что проведение экспериментов на сборках с широким изменением спектра встречает чисто технические трудности (см., например, [6]).

6.3. Процедура уточнения групповых констант

Наличие адекватных измеренных и рассчитанных интегральных реакторных параметров (отношений средних сечений, эффективного коэффициента размножения и др.) и их коэффициентов чувствительности является необходимым условием для математически формализованного использования интегральных экспериментов при уточнении групповых констант, применяемых для расчета ядерных реакторов.

Метод наименьших квадратов в той или иной модификации служит инструментом минимизации расхождений между измеренными и рассчитанными величинами [7, 8].

Важную роль играет также оценка точности ядерных данных, в пределах которой их вариации, обеспечивающие наилучшее согласие результатов расчета и эксперимента для интегральных параметров, считаются физически разумными.

В действительности важно знать также корреляционные свойства погрешностей ядерных данных (матрица ошибок ядерных данных) и, в принципе, матрицу ошибок интегральных экспериментов. Матрицы эти недиагональные, так как при измерениях многих величин используются одинаковые методики (например, калибровка на тепловые сечения), погрешности в составах разных сборок одного стенда коррелируют и т. п. [6, 21 (Часть 2), 71].

Уточнения ядерных данных путем использования функционалов, зависящих от потока нейтронов, проводились уже давно [7, 8]. В работе [9] использованы также и отношения КР. На основе рассмотрения методик, используемых при измерении ядерных данных, авторы работы [67] предположили, что существуют три интервала энергий, внутри которых погрешности ядерных данных сильно коррелируют друг с другом. Интересно отметить, что граница второго и третьего корреляционных интервалов совпала с областью смены знаков у коэффициентов чувствительности для $^{10}\text{В}$ и $^{12}\text{С}$ (см. рис. 6.2).

6.4. Вариант оптимизированной системы констант

В работе [63] использованы все оцененные экспериментальные данные, процесс оценки которых излагался в § 2—5. Оценка спектральных индексов проводилась теми же методами, что и оценка отношения ЦКР.

На рис. 5.2—5.6 сравниваются результаты расчетов с использованием системы констант БНАБ-70 [44] и варианта оптимизированной системы констант ОСКАР-76 [63].

На рис. 6.4 приведено отношение

$$(K_{239}/K_{235})_{\text{эксп.}} / (K_{239}/K_{235})_{\text{расч.}}$$

Расчеты проводились также по этим двум системам констант. По оси ординат отложена доля нейтронов с энергией, меньшей 10 кэв, в спектре сборки. Там же приведено отношение средних сечений деления $(\Sigma_f^{239}/\Sigma_f^{235})_{\text{эксп}}/(\Sigma_f^{239}/\Sigma_f^{235})_{\text{расч}}$ для тех жеборок.

Аналогично на рис. 6.5 приведены величины отношений скоростей захвата в ^{238}U к скоростям деления ^{235}U (а) и

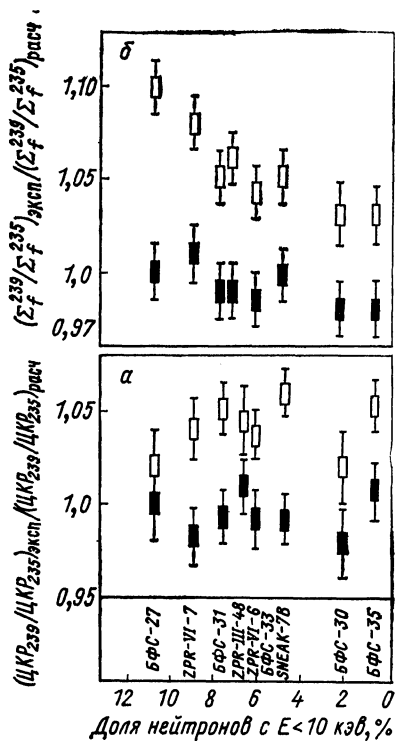


Рис. 6.4. Сравнение измеренных и рассчитанных отношений средних сечений M_f деления (б) и КР (а):

светлые прямоугольники—расчет БНАБ-70, черные—ОСКАР-76

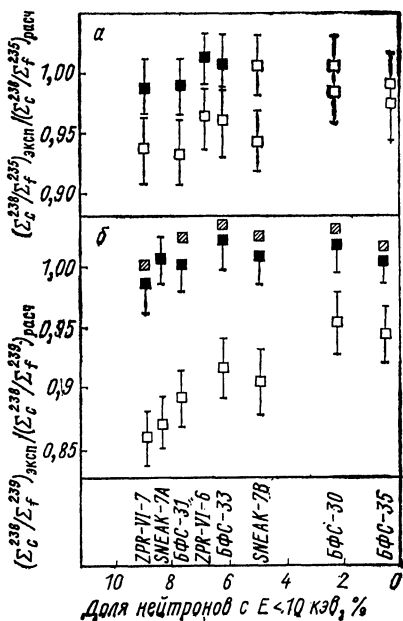


Рис. 6.5. Сравнение измеренных и рассчитанных отношений скоростей захвата ^{238}U к скорости делений ^{235}U (а) и к скорости делений ^{239}Pu (б):

светлые прямоугольники—расчет БНАБ-70, черные—ОСКАР-76, штрихованные—один из вариантов ОСКАР-76

^{239}Pu (б) [72]. Методики измерений этих отношений разные: отношение $\Sigma_c^{238}/\Sigma_f^{235}$ измерялось с использованием сечений тепловых нейтронов [73], а $\Sigma_c^{238}/\Sigma_f^{239}$ — путем измерения абсолютных скоростей захватов в ^{238}U [74] и делений в ^{239}Pu [75, 76]. В табл. 6.4 приведена средняя для этихборок разность между измеренными и рассчитанными функционалами $|F_{\text{эксп}} - F_{\text{расч}}|$, деленная на погрешность эксперимента $\sigma_{\text{эксп}}$.

Отметим сильную зависимость расхождения между экспериментально определенным и рассчитанным отношением $\Sigma_c^{238}/\Sigma_f^{239}$ от спектра нейтронов сборки (см. рис. 6.5, б). Как известно, точность предсказания этого функционала важна для предсказания критичности энергетического реактора-бридера, а также для знания времени удвоения плутония в нем [57], поэтому вопрос о методических погрешностях этого функционала весьма существен.

Таблица 6.4

Расхождение между результатами экспериментов и расчетов для набора сборок

Функционал	F _{эксп} - F _{расч} / σ _{эксп}	
	БНАВ-70	ОСКАР-76
KP ₂₃₉ /KP ₂₃₅	2	0,8
$\Sigma_f^{239}/\Sigma_f^{235}$	2,9	0,8
KP ₁₀ /KP ₂₃₅	4,3	1,1
KP ₁₂ /KP ₂₃₅	3,9	1,5

В работе [63] проводилась оптимизация констант с выделением набора интегральных экспериментов по методическому признаку. Как и ожидалось, использование только отношений средних сечений или только отношения ЦКР дало заметную разницу в смещениях констант, однако такие интегральные характеристики бридера, как $k_{эф}$ и КВ, изменились слабо.

На рис. 6.5, б заштрихованными прямоугольниками нанесены результаты сравнения эксперимента с расчетом по варианту, где в подгонке не учитывались все отношения средних сечений. Улучшение предсказания отношения $\Sigma_c^{238}/\Sigma_f^{239}$ обязано учету КР ¹⁰B и ¹²C.

В табл. 6.5 приведены полученные в системе ОСКАР-76 групповые микросечения деления и захвата ²³⁵U, ²³⁸U, ²³⁹Pu и ⁵⁶Fe [68]. Математически формализованная процедура уточнения констант дала смещения, которые хорошо согласуются с результатами оценок, приведенных на рис. 6.1. На рис. 6.1 показано изменение потоков и ценностей сборки БФС-23 при расчете с использованием этого варианта ОСКАР-76. Последние оценки микросечений хорошо согласуются с результатами оптимизации для ²³⁵U и ²³⁹Pu и сечения деления ²³⁸U [77, 78].

Однако оценки микросечений захвата ²³⁸U в области энергий 1—100 кэВ находятся в противоречии с результатами оптимизации.

Используя имеющиеся данные по микросечениям, нельзя полностью устранить различие между рассчитанными и измеренными величинами $\Sigma_c^{238}/\Sigma_f^{239}$. Поэтому предпринимаются попытки анализа как методов расчета [53], так и интегральных экспериментов [78].

Отмеченное выше уменьшение сечения захвата в ²³⁸U, полученное после подгонки с использованием только отношений ЦКР (см. рис. 6.5, б), в принципе может быть случайным, так как,

Групповые константы ОСКАР-76 [63]

Интервал энергий, Мэв	σ_c^{238}	σ_f^{238}	σ_c^{235}	σ_f^{235}	σ_c^{239}	σ_f^{239}	σ_c^{56}
10,5—6,5	0,006	0,97	0,002	1,43	0,004	2,08	0,036
6,5—4	0,010	0,58	0,005	0,99	0,005	1,7	0,005
4—2,5	0,023	0,55	0,01	1,07	0,010	1,8	0,002
2,5—1,4	0,06	0,48	0,038	1,21	0,022	1,96	0,003
1,4—0,8	0,125	0,03	0,095	1,15	0,051	1,73	0,004
0,8—0,4	0,114	—	0,143	1,08	0,113	1,50	0,006
0,4—0,2	0,115	—	0,218	1,22	0,172	1,42	0,007
0,2—0,1	0,150	—	0,357	1,41	0,225	1,45	0,008
100—46,5 кэв	0,249	—	0,520	1,70	0,274	1,68	0,012
46,5—21,5	0,419	—	0,670	2,00	0,500	1,68	0,024
21,5—10	0,618	—	0,900	2,76	0,950	1,85	0,006
10—4,65	0,797	—	1,270	3,58	1,720	2,18	0,008
4,65—2,15	0,93	—	1,710	4,78	3,600	3,24	0,013
2,15—1	1,41	—	2,350	6,57	4,240	4,3	0,190
1—0,465	2,7	—	3,640	10,9	7,600	8,5	0,015
0,465—0,215	3,64	—	7,100	16,2	13,000	14,6	0,030
0,215—0,1	18	—	10,900	19,6	17,100	21,8	0,040

например, оценка билинейного усреднения (см. § 2, 4) может быть неверна. Напомним, что вопрос о точности этой поправки обсуждался в разд. 5.4. С другой стороны, измерения КР₁₂/КР₂₃₅ в критической сборке КБР-3,

состоящей из ²³⁵U и нержавеющей стали и имевшей $k_{\infty} \approx 1$, показали, что по сравнению с результатами расчета (система БНАБ-70) экспериментальное значение (в алгебраическом смысле) меньше. На рис. 6.6 приведены результаты измерений и расчетов для этого функционала. Использование в расчетах сечений захвата железа, хрома и никеля, взятых из системы констант ENDF/B-III [77] (в этой системе сечение захвата этих элементов в 1,5—2 раза больше, чем в системе БНАБ-70), приводит к лучшему согласию расчетов с экспериментом. Таким образом, то обстоятельство, что сечение захвата в сборке меньше (как для ²³⁸U), чем расчетное, или больше (как для стали), чем расчетное, разумным образом отражается на знаке расхожде-

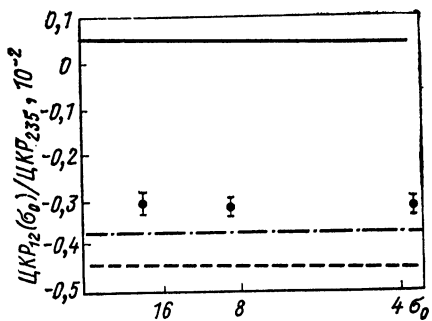


Рис. 6.6. Сравнение эксперимента и расчетов для отношения ЦКР в сборке КБР-3:

● — эксперимент; — — — расчет БНАБ-70;
 - - - - - расчет ОСКАР-76; - · - · - расчет ENDF/B-III.

ния разности $(\text{ЦКР}_{12}/\text{ЦКР}_{235})_{\text{эсп}} - (\text{ЦКР}_{12}/\text{ЦКР}_{235})_{\text{расч}}$, что свидетельствует также о правильности оценки билинейного усреднения.

Гетерогенная структура сборок также не может быть ответственной за уменьшение сечения захвата ^{238}U . Данные, приведенные на рис. 6.4—6.6, относятся к сборкам с разной (но уже учтенной) степенью гетерогенности.

Причина расхождения связана, по-видимому, с погрешностями измерений микросечений и с неточностью расчета макросечений (коэффициентов резонансного самопоглощения) захвата ^{238}U в однородных средах в области энергий от нескольких единиц до десятков килоэлектронвольт.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Белл Д., Глестон С. Теория ядерных реакторов. Пер. с англ. Под ред. В. Н. Артамкина. М., Атомиздат, 1974.
2. Weinberg A. M. Current Status of Nuclear Reactor Theory.— «Amer. J. Phys.», 1952, v. 20, N 7, p. 401.
3. Усачев Л. Н. Уравнение для ценности нейтронов, кинетика реакторов и теория возмущений.— В кн.: Реакторостроение и теория реакторов. М., Изд-во АН СССР, 1955, с. 251.
4. A Comparison of Some Eigenvalue in Reactor Theory.— «Nucl. Sci. Engng», 1976, v. 60, N 1, p. 197. Auth.: Y. Ronen et al.
5. Методы и программы расчета реакторов.— В кн.: Труды трехстороннего советско-бельгийско-голландского симпозиума по физике быстрых реакторов. Мелекес, 1970. Т. 1. М., ЦНИИатоминформ, 1970, с. 193. Авт.: Ш. С. Николайшвили, В. Г. Золотухин, И. П. Маркелов, А. А. Блыскавка.
6. Методы изучения реакторных характеристик на критических сборках БФС. М., Атомиздат, 1977. Авт.: Ю. А. Казанский, В. А. Дулин, В. П. Зиновьев и др.
7. Rowlands J. S., Macdougall J. D. The Use of Integral Measurements.— In: The Physics of Fast Reactor Operation and Design. Proceedings of an International Conference on the Institution of an Civil Engineers. London, 1969. BNES, 1969, p. 180.
8. Barre J. Y., Ravier J. Imprecision des Parametres dun reacteur rapide.— In: Symposium of on Fast Reactor Physics and Related Safety Problems. Karlsruhe, 1967. V. 1, Vienna, IAEA, 1968, p. 205.
9. Подгонка групповых констант по оцененным интегральным экспериментам.— В сб.: Нейтронная физика. Т. 1. М., ЦНИИатоминформ, 1976, с. 64. Авт.: Ю. Г. Бобков, В. А. Дулин, Ю. А. Казанский, Л. Н. Усачев.
10. Измерения отношений сечения радиационного захвата к сечению деления для урана-235 и плутония-239 в центре быстрой сборки. Препринт ФЭИ-246, Обнинск, 1971. Авт.: А. И. Воропаев, В. А. Дулин, В. П. Зиновьев и др.
11. Стумбур Э. А. Применение теории возмущений в физике ядерных реакторов. М., Атомиздат, 1976.
12. Кипин Д. Р. Физические основы кинетики ядерных реакторов. Пер. с англ. Под ред. В. А. Кузнецова. М., Атомиздат, 1967.
13. Fast Integral Experiments with Thermal Driver Zone in Minerve.— In: [7], p. 126. Auth.: J. Bouchard, W. Bramy et al.
14. Измерение относительной интенсивности реакции деления.— «Атомная энергия», 1968, т. 24, вып. 1, с. 82. Авт.: В. В. Бондаренко, А. В. Бушуев и др.
15. Cross Section Evaluation Working Group Benchmark Specification.

- ENDF-202. BNL 19302, May 1975. Auth.: H. Alter, R. B. Kidman e. a.
16. **Heterogeneity** Effect in ZPPR Assembly 2.—«Nucl. Sci. Engng», 1973, v. 51, N 4, p. 415. Auth.: W. G. Davey e. a.
 17. **Phylip F. Palmedo**. Complication of Fast Reactor Experiments. BNL, June 1, 1971.
 18. **Redman W. C., Bretsher M. M.** Direct Determination of ^{235}U Capture-to-Fission Ratio in a Zero-Power-Reacto. — «Nucl. Sci. Engng», 1967, v. 27, N 1, p. 34.
 19. **Анализ** расхождения некоторых измеренных и рассчитанных функционалов на сборках БФС-22 и БФС-23. Препринт ФЭИ-313, Обнинск, 1971. Авт.: В. А. Дулин, А. И. Воропаев, Ю. А. Казанский и др.
 20. **Дулин В. А.** Об интерпретации расхождения некоторых измеренных и рассчитанных функционалов на сборках БФС и ZPR. Препринт ФЭИ-402, Обнинск, 1973.
 21. **Some Physical Studies on Fast Critical Assemblies BFS-1.**— In: International Symposium on Physics of Fast Reactors. Tokyo, 1973. Proc. Symp. V. 1, Report A-26, Part I. Auth.: V. A. Doolin, Yu. A. Kazanskii e. a.
 22. **Hwang R. N., Henryson H. H.** Deterministic and Probabilistic Uncertainties in Sensitivity Studies.— «Trans. Amer. Nucl. Soc.», 1974, v. 18, p. 338.
 23. **Некоторые** физические исследования на быстрых критических сборках БФС-1.—«Атомная энергия», 1976, т. 40, вып. 5, с. 377. Авт.: В. А. Дулин, Ю. А. Казанский, В. Ф. Мамонтов, Г. И. Сидоров.
 24. **Групповые** константы для расчета ядерных реакторов. М., Атомиздат, 1964. Авт.: Л. П. Абагян, Н. О. Базазянц, И. И. Бондаренко, М. Н. Николаев.
 25. **The Shielding Factor Method of Generating Multigroup Cross Section for Fast Reactor Analysis.**—«Nucl. Sci. Engng», 1972, v. 48, N 2, p. 189. Auth.: R. B. Kidman, R. E. Shenter e. a.
 26. **Pitterle T. A., Maynard C. W.** Bilinear Averaging for Diffusion Theory Parameters.— «Trans. Amer. Nucl. Soc.», 1965, v. 1, p. 205.
 27. **Дреснер Л.** Резонансное поглощение в ядерных реакторах. Пер. с англ. М., Госатомиздат, 1962.
 28. **Лукьянов А. А.** Замедление и поглощение резонансных нейтронов. М., Атомиздат, 1974.
 29. **Greenspan E.** Fine Structure Effects on Multigroup Reactivity Calculations.— «Trans. Amer. Nucl. Soc.», 1973, v. 16, p. 327.
 30. **Дулин В. А.** Влияние группового приближения на величину коэффициентов реактивности.—«Ядерные константы», 1976, вып. 21, с. 134 (М., ЦНИИАтоминформ).
 31. **Studies of Unit k_{∞} Lattices in Metallic Uranium Assemblies ZEBRA 8H.**— In: [21], p. 537. Auth.: M. Darrouzet, J. P. Chandat, E. A. Fisher e. a.
 32. **Хохлов В. Ф., Савоськин М. М., Николаев М. Н.** Комплекс программ АРАМАКО для расчета групповых констант в подгрупповом представлении.—«Ядерные константы», 1972, вып. 8, ч. 3, с. 3 (М., ЦНИИАтоминформ).
 33. **Дулин В. А., Шапарь А. В.** Об изучении сечения захвата методом измерения коэффициентов реактивности. Доклад на Всесоюзном совещании по резонансному поглощению нейтронов. Москва, 21—23 июня 1977.
 34. **Kieffhaber E.** Comment on the Calculation of Neutron Life-Time.— «Nucl. Sci. Engng», 1969, v. 38, N 2, p. 178.
 35. **Базазянц Н. О., Зарицкий С. М., Троянов М. Ф.** Обсчет критических экспериментов на сборках ZPR-III.—«Бюл. Информационного центра по ядерным данным», 1965, вып. 2, с. 247 (М., Атомиздат).
 36. **Investigation of Neutron Spectra in Fast Critical Assemblies.**— In: [21], p. 930. Auth.: Yu. A. Kazanskii, S. P. Belov e. a.
 37. **Neutron Cross Section.** BNL-325, Supplement N 2, 1965. Auth.: J. R. Stehn, M. D. Coldberg e. a.
 38. **Однокристалльный** сцинтилляционный спектрометр быстрых нейтронов.— «Приборы и техника эксперимента», 1961, № 2, с. 35. Авт.: В. А. Дулин, Ю. А. Казанский, В. Ф. Кузнецов, Г. Н. Смиринкин.

39. Doolin V. A., Litjaev V. M. On the Problem of the Threshold of a Pulse Discrimination Circuits.—«Nucl. Instrum. Meth.», 1970, v. 82, p. 178.
40. Дулин В. А. О минимальных порогах схем разделения нейтронов и гамма-лучей.—«Приборы и техника эксперим.», 1974, № 5, с. 51.
41. Исследование нейтронных спектров в быстрых критических сборках БФС-28, БФС-30 и БФС-33. Препринт ФЭИ-698. Обнинск, 1976. Авт.: Е. Н. Кузин, С. П. Белов и др.
42. Литяев В. М., Дулин В. А., Казанский Ю. А. Спектры мегаэлектронвольтовых нейтронов в быстрых критических сборках.—«Атомная энергия», 1978, т. 44, вып. 6, с. 528.
43. Дулин В. А. Резонансная структура функции ценности в гетерогенных реакторах и расчеты коэффициентов реактивности.—«Атомная энергия», 1978, т. 45, вып. 2, с. 107.
44. Расчеты характеристик «стандартного» быстрого реактора. Препринт ФЭИ-525. Обнинск, 1974. Авт.: Л. П. Абагян, М. А. Барыба, Л. В. Петрова, М. М. Савоськин.
45. Greenspan E. Perturbation Theory and Importance Function in Integral Transport Formulations.—«Nucl. Sci. Engng», 1976, v. 61, p. 170.
46. Дулин В. А. Функция ценности нейтронов в гетерогенных реакторах.—«Атомная энергия», 1976, т. 40, вып. 4, с. 333.
47. Heterogeneity Calculation for Fast Reactors by a Perturbation Methods.—«Nucl. Sci. Engng», 1966, v. 24, p. 153. Auth.: F. Storrer, A. Chairllah, M. Cadilhac, P. Benoist.
48. Antonacas D., Corcuera R., Govaerts P. Accuracy of Coarse Group Calculations in Fast Reactors.—«Nucl. Sci. Engng», 1972, v. 48, p. 1.
49. McGrath P. E., Foel W. K. Integral Transport Theory Analysis of Small-Sample Reactivity Measurements.—«Nucl. Sci. Engng», 1971, v. 45, p. 237.
50. Дулин В. А. Влияние гетерогенной структуры быстрых критборок на величину коэффициентов реактивности материалов.—«Ядерные константы», 1976, вып. 21, с. 126 (М., ЦНИИАтоминформ).
51. Stacey W. M. Calculation of Heterogeneous fluxes and Reactivity Worth.—«Nucl. Sci. Engng», 1971, v. 46, p. 233.
52. Воропаев А. И., Дулин В. А., Казанский Ю. А. Об экспериментальном изучении спектра ценности нейтронов в быстрых реакторах.—В кн.: Физика ядерных реакторов. Под ред. Л. Н. Юровой. Вып. 3. М., Атомиздат, 1973, с. 104.
53. Karam R. A. On Resonance Cross Sections in ^{238}U .—In: Seminar on ^{238}U Resonance Capture. March 18—20, 1975. Ed. by S. Pearlstein. BNL-NCS-50451 (ENDF-217).
54. Комплекс программ для расчета гетерогенности критборок.—В кн.: Сборник докладов по программам и методам расчета быстрых реакторов. СЭВ, Дмитровград, 1975. с. 308. Авт.: В. А. Грабежной, А. В. Жуков, В. В. Коробейников и др.
55. Karam R. A., Marshall J. E., Dance K. D. Analysis of Heterogeneity and Sodium-Void Effects in Assembly ZPR VI-6.—«Nucl. Sci. Engng», 1971, v. 43, p. 5.
56. Küster H. Progress in Fast Reactor Physics in BDR.—KFK-1632, 1973.
57. Measurements and Analysis of the Breeding Ratio in ZPPR-4.—«Trans. Amer. Nucl. Soc.», 1975, v. 22, p. 693. Auth.: S. G. Carpenter, M. J. Linberry, M. M. Bretsher e. a.
58. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Квантовая механика. М., Физматгиз, 1963, с. 93.
59. Дулин В. А., Мамонтов В. Ф. Учет эффектов самоэкранирования при измерении коэффициентов реактивности. Препринт ФЭИ-392, Обнинск, 1973.
60. Бекурц К., Виртс К. Нейтронная физика. Пер. с англ. Под ред. И. А. Микаэляна и В. И. Лебедева. М., Атомиздат, 1968.
61. Основные принципы выбора органов регулирования быстрых энергетических реакторов.—«Kernenergy», 1969, Bd 12, Heft 4, S. 112. Авт.: В. В. Орлов, В. И. Матвеев, А. В. Жуков и др.

62. **Экспериментально-расчетные** исследования физики органов регулирования реактора БН-350 на сборке БФС-22. Препринт ФЭИ-306, Обнинск, 1972. Авт. В. В. Орлов, М. Ф. Троянов, В. Ф. Мамонтов и др.
63. **Подгонка** оцененных микроскопических данных на основе оцененных интегральных экспериментов.— В кн.: Нейтронная физика. Ч. 1. М., ЦНИИАтоминформ, 1977. Авт.: Л. Н. Усачев, Ю. А. Казанский, В. А. Дулин, Ю. Г. Бобков.
64. **Оценка** гетерогенных эффектов в быстрых критических сборках.— «Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы», 1977, вып. 24, с. 80. Авт.: В. В. Коробейников, М. Н. Николаев, Б. Г. Рязанов и др. (М., ЦНИИАтоминформ).
65. **Усачев Л. Н.** Теория возмущения для $k_{эф}$ и других отношений чисел различных процессов в реакторе.— «Атомная энергия», 1963, т. 15, вып. 6, с. 472.
66. **Усачев Л. Н., Зарицкий С. М.** Вычисление вариации времени жизни нейтронов, реактивности, вносимой образцом, и эффективной доли запаздывающих нейтронов при помощи теории возмущений.— «Бюлл. Информационного центра по ядерным данным», 1965, вып. 2. с. 242 (М., Атомиздат).
67. **Усачев Л. Н., Манохин В. Н., Бобков Ю. Г.** Точность ядерных данных и ее влияние на разработку быстрых реакторов.— «Nucl. Data in Sci. and Techn.», 1973, v. 1, p. 129.
68. **Adjustment of Evaluated Microscopic Data by Use of Evaluated Integral Experiments.** INDC (ССР-109/U), IAEA, Vienna, 1977. Auth.: L. N. Usachev, Ju. A. Kazanskii, V. A. Doolin, Ju. G. Bobkov.
69. **Comparison of Analysis of Fast Critical Assemblies Using Several Cross Section Data Sets.**— In: [7], Report 1/12. Auth.: F. L. Fillmore, H. Alter e. a.
70. **Knight R. D.** Benchmark Testing Using ENDF/B-III and IV.— «Nucl. Sci. Engng», 1977, v. 62, N 2, p. 309.
71. **Ваньков А. А., Воробаев А. И., Юрова Л. Н.** Анализ реакторно-физического эксперимента. М., Атомиздат, 1977.
72. **Изучение** отношений сечений захвата нейтронов в ^{238}U к сечениям деления ^{235}U и ^{239}Pu .— См. [33]. Авт.: С. П. Белов, В. А. Дулин, Ю. А. Казанский и др.
73. **Измерение** отношений скорости захвата в ^{238}U к скорости деления ^{235}U .— «Атомная энергия», 1972, т. 32, вып. 3, с. 412. Авт.: Л. Н. Юрова, А. В. Бушуев и др.
74. **Chawla R., Besant C. B.** Absolute Measurements of ^{238}U Capture and ^{239}Pu fission rates in Fast Reactors.— «J. Brit. Nucl. Energy Soc.», 1970, v. 9, N 1, p. 28.
75. **Doolin V., Besant C. B.** Method of Fission Chamber Efficiency Determination Using Uncorrelated Neutron Background Measurements.— «Nucl. Instrum. Meth.», 1972, v. 105, p. 277.
76. **Ефименко В. Ф., Можжев В. К., Дулин В. А.** Использование камеры деления со слоем ^{252}Cf в некоторых физических измерениях.— «Атомная энергия», 1975, т. 39, вып. 1, с. 54.
77. **Proceedings of the NEANDC/NEA CRP Specialists Meeting on Fast Neutron Fission Cross Section of ^{233}U , ^{235}U , ^{238}U .** June 28—30, 1976. ANL-76-90, ERDA-NDC-5/L. Edited by W. P. Poenitz and A. B. Smith.
78. **Collins P. J., Lineberry M. J.** Calculation for the ZEBRA-8 Series of Zero-Leakage Test Zone Using ENDF/B-IV Data.— «Trans. Amer. Nucl. Soc.», 1976, v. 24, p. 481.

ИБ № 777

Виктор Алексеевич Дулин

**ВОЗМУЩЕНИЕ КРИТИЧНОСТИ РЕАКТОРОВ
И УТОЧНЕНИЕ ГРУППОВЫХ КОНСТАНТ**

Редактор *Г. В. Чернышова*
Художественный редактор *А. Т. Кирьянов*
Обложка художника *А. И. Шаварда*
Технический редактор *Л. Ф. Шкилевич*
Корректор *Е. В. Журина*

Сдано в набор 7.09.78. Подписано к печати 29.12.78. Т-23613.

Формат 60×90^{1/16}. Бумага тип. № 2. Гарнитура литературная. Печать высокая.
Усл. печ. л. 5,5. Уч.-изд. л. 5,7. Тираж 1000 экз. Зак. изд. 77044. Зак. тип. 1877. Цена 85 к.

Атомиздат, 103031, Москва, К-31, ул. Жданова, 5.

Московская типографии № 6 Союзполиграфпрома
при Государственном комитете СССР
по делам издательств, полиграфии и книжной торговли.
109088, Москва, Ж-88, Южнопортовая ул., 24.