

**МНОГО-
ГРУППОВОЕ
ПРИБЛИЖЕНИЕ
В ТЕОРИИ
ПЕРЕНОСА
НЕЙТРОНОВ**

ЭНЕРГОАТОМИЗДАТ

**МНОГО-
ГРУППОВОЕ
ПРИБЛИЖЕНИЕ
В ТЕОРИИ
ПЕРЕНОСА
НЕЙТРОНОВ**

МОСКВА ЭНЕРГОАТОМИЗДАТ 1984

Многогрупповое приближение в теории переноса нейтронов / М. Н. Николаев, Б. Г. Рязанов М. М. Савоськин, А. М. Цибуля. М.: Энергоатомиздат, 1984. 256 с.

Изложены основные положения многогруппового метода, различные методы учета резонансной самоэкранировки сечений при проведении многогрупповых расчетов, даны рекомендации по их практическому использованию, а также обоснование методов подготовки групповых констант для расчетов по теории возмущений, рекомендации по учету гетерогенных эффектов при проведении многогрупповых расчетов.

Для научных работников и инженеров. Может быть использована студентами и аспирантами вузов.

Табл. 30. Ил. 25. Библиогр. 190.

Рецензент: М. Н. Зизин

А в т о р ы: М.Н. Николаев, Б.Г. Рязанов, М.М. Савоськин, А.М. Цибуля

ПРЕДИСЛОВИЕ

Общей теории переноса излучения, и в частности теории переноса нейтронов, посвящено немало солидных монографий. В числе их авторов ученые с мировыми именами: А. Вейнберг, Е. Вигнер, С. Глестон, Б. Дэвисон, К. Кейс, Г. И. Марчук, С. Б. Шихов и др. Казалось бы, в этой области математической физики все основные вопросы уже рассмотрены и авторам новых монографий остается либо освещать их с какой-либо более или менее новой точки зрения, либо углубляться в детальные исследования узких вопросов. Однако это не так. В практических приложениях теории переноса нейтронов энергетические зависимости потока нейтронов и нейтронных сечений среды описываются почти исключительно с использованием многогруппового метода. В существующей же литературе свойства уравнения переноса и его решений подробно рассматриваются либо до перехода к многогрупповому приближению, либо после этого перехода. В первом случае устанавливаются общие свойства решений (такие, как характер распределения собственных чисел и т. п.); в явном виде решения удается получить лишь, если взаимодействие нейтронов со средой описывать очень простыми законами. Во втором случае внимание сосредоточивается на методах решения многогруппового уравнения переноса; коэффициенты этого уравнения — групповые константы считаются заданными. Что касается самого перехода от детального описания энергетических зависимостей к многогрупповому их описанию, то детали этого процесса в руководствах по теории переноса подробно не излагаются и не обосновываются. Между тем совокупность этих деталей (т. е. алгоритм получения групповых констант) определяет и точность многогруппового приближения и в значительной степени математические свойства многогруппового уравнения. В предлагаемой вниманию читателя книге

последовательно изложены все те допущения и частные приближения, которые приходится принимать при обосновании многогруппового метода и которые в совокупности и представляют собой многогрупповое приближение;

оценены связанные с ним погрешности в результатах многогрупповых расчетов основных характеристик реакторов и защиты и даны рекомендации, позволяющие свести эти погрешности к минимуму;

рассмотрены случаи, когда особенности многогруппового уравнения переноса нейтронов приводят к расхожидости широко используемых методов решения этого уравнения и даны рекомендации по преодолению этих трудностей;

рассмотрены современные системы константного обеспечения многогрупповых расчетов на ЭВМ.

Авторы книги не являются теоретиками. Область нашей деятельности — это разработка, обоснование и практическое внедрение многогрупповых систем констант в практику нейтронных расчетов реакторов и радиацион-

ной защиты. Работая над книгой, мы стремились дать читателю практическое руководство по проведению многогрупповых расчетов с оптимальной точностью, привлекая для обоснования рекомендаций не столько теоретические соображения, сколько опыт расчетной практики в экстремальных ситуациях.

Изложение построено следующим образом.

Гл. 1 посвящена построению многогруппового приближения для случая протяженных гомогенных сред. В ней выводятся формулы усреднения групповых констант и выявляются все приближения, на которых эти формулы основаны.

Гл. 2 посвящена изложению практических методов расчета макроскопических групповых констант через заранее вычисленные микроскопические групповые константы нуклидов, входящих в состав рассчитываемой системы. Совокупности микроскопических групповых констант и образуют те системы групповых констант, о которых говорилось выше. Описываются и сравниваются между собой алгоритмы расчета макроскопических констант на основе микроконстант различных систем, отличающихся способами представления данных о резонансной структуре сечений.

Гл. 3 посвящена описанию различных вариантов транспортного приближения, используемых при многогрупповых расчетах. При этом транспортная аппроксимация применяется для упрощенного описания не только индикатрис рассеяния, но и угловой зависимости полного сечения, которая возникает в результате усреднения по резонансной структуре.

Формулы усреднения групповых констант, полученные в гл. 1, позволяют рассчитать большинство констант, необходимых для решения уравнения переноса нейтронов, используя информацию лишь о составах гомогенных зон реактора, независимо от их формы, размеров и взаимного расположения. Исключение составляет вероятность замедления нейтронов из одной группы в другую при рассеянии, сопровождающемся небольшой потерей энергии. Эта вероятность существенно зависит от формы внутригруппового спектра, который заранее, вообще говоря, не известен.

Методы оценки формы внутригруппового спектра и расчета сечений замедления излагаются в гл. 4. Там же обсуждаются погрешности в расчетных результатах, обусловленные приближенностью этих методов.

Гл. 5 носит методический характер. В ней оцениваются погрешности результатов расчета, обусловленные теми приближениями, которые положены в основу многогруппового метода.

В гл. 6 излагаются особенности применения теории возмущений при многогрупповых расчетах. Обсуждаются кажущиеся противоречия, связанные с некоммутативностью операций лагранжева сопряжения и перехода к многогрупповому приближению, разъясняются их причины и на этой основе выводятся строгие, математически и физически обоснованные формулы многогрупповой теории возмущений. Приводятся примеры, демонстрирующие погрешности в расчете реактивностей образцов, связанные с применением обычно используемого нестрогого варианта многогрупповой теории возмущений.

Гл. 7 посвящена проблеме учета гетерогенных эффектов при проведении многогрупповых расчетов. Изложены принципы построения анизотропных гомогенных моделей гетерогенных сред, образованных периодическими решетками, и указаны методы расчета омогенизированных

констант. Рассмотрены также методы учета краевых резонансных эффектов на изолированных границах.

В гл. 8 излагаются современное состояние дел и перспективы развития константного обеспечения многогрупповых нейтронных расчетов на ЭВМ. В ней, в частности, рассматриваются существующие программы автоматизированного расчета систем групповых констант на основе машинных библиотек оцененных нейтронных данных.

Рассмотрение многочисленных проблем, возникающих при переработке оцененных данных в групповые константы, выходит за рамки этой книги. Пути решения этих проблем представляют интерес лишь для небольшого числа специалистов, занимающихся разработкой новых систем групповых констант; книга же рассчитана на широкий круг лиц, практически применяющих многогрупповой метод, а следовательно, использующих готовые библиотеки групповых микроконстант.

Основная задача, которую авторы ставили перед собой, состояла в том, чтобы дать краткое, но систематическое изложение алгоритмов подготовки и использования многогрупповых констант. При этом не преследовалась цель дать обзор всех результатов по каждой из рассматриваемых в книге тем. Авторы рассчитывают на великодушные многочисленные исследователей, чьи интересные результаты по затронутым вопросам не нашли отражения в книге.

В процессе работы над книгой авторы пользовались помощью и советами целого ряда товарищей и поэтому считают своим приятным долгом выразить искреннюю признательность Л. П. Абагян, Н. О. Базазянц, М. Ф. Воротынцеву, Т. А. Гермогеновой, С. М. Захаровой, Е. В. Долгову, В. В. Коробейникову, В. Н. Кощееву, В. В. Орлову, В. В. Синице, В. В. Тебину, М. С. Юдкевичу. Авторы благодарны Я. В. Шевелеву и М. Н. Зизину, прочитавшим рукопись первоначального варианта книги, по советам которых ряд параграфов был переписан для большей ясности изложения.

ВВЕДЕНИЕ

Многогрупповое приближение начали применять для описания энергетических зависимостей нейтронного потока и сечений в связи с разработкой реакторов на быстрых и промежуточных нейтронах. Основные процессы — деление и поглощение нейтронов в этих реакторах распределены по всему энергетическому спектру, а сам спектр нейтронов претерпевает существенные изменения при переходе от одной физической зоны реактора к другой. В этих условиях не удастся разбить спектр на энергетические группы столь же естественно, как это было сделано при рассмотрении реакторов на тепловых нейтронах, в которых выделение групп тепловых, замедляющихся и быстрых нейтронов соответствовало и разделению основных процессов — делений основного топливного изотопа, резонансного поглощения и размножения на быстрых нейтронах в результате деления урана-238 и реакций ($n, 2n$) на бериллии и дейтерии.

Естественное деление на группы позволило сформулировать теорию реакторов на тепловых нейтронах в терминах величин, измеримых в макроскопических экспериментах, таких, как сечения, усредненные по спектру Максвелла, коэффициент проигрыша, эффективные резонансные интегралы, длины диффузии и замедления и т. п. Хорошо известно, сколь важную роль сыграло это обстоятельство при разработке первых реакторов, когда данные об энергетическом ходе нейтронных сечений были чрезвычайно скудны.

Необходимость учета процессов поглощения и деления во всей области энергий в реакторах на быстрых и промежуточных нейтронах и высокая стоимость критических и экспоненциальных экспериментов на нейтронах соответствующего спектра не позволили построить эффективную макроскопическую теорию реакторов этого типа. Однако к началу 50-х годов, когда начали разрабатываться такие реакторы, информация об энергетической зависимости нейтронных сечений хотя и оставалась еще очень неточной и неполной, все же приняла количественный характер. В это же время в практику расчетов начали внедряться электронные вычислительные машины. Эти обстоятельства и явились предпосылкой для развития многогруппового метода, позволившего решить проблему нейтронных расчетов реакторов на быстрых и промежуточных нейтронах.

Многогрупповой метод (многогрупповое приближение) заключается в формальном разделении всей совокупности нейтронов на энергетические группы, для которых характеристики взаимодействия со средой (групповые константы) определяются путем усреднения детальной энергетической зависимости нейтронных сечений. В качестве весовых функций при этом усреднении должны использоваться внутригрупповые спектры нейтронов в рассматриваемой системе. Эти спектры приходится приближенно оценивать исходя из тех или иных физических соображений. Обоснование многогруппового приближения сводится, по существу, к обоснованию методов оценки формы внутригрупповых спектров и вычисления

групповых констант. Если погрешности констант, связанные с неточностью оценки формы внутригрупповых спектров, меньше, чем погрешности, обусловленные неточностью знания нейтронных сечений, метод можно считать обоснованным.

Очевидно, что при прочих равных условиях методическая погрешность многогруппового приближения будет тем меньше, чем больше число рассматриваемых групп. Первые многогрупповые расчеты реакторов проводили с использованием 6—9—16 групп [1 — 8]. В основе этих расчетов лежали системы групповых констант отдельных элементов, с помощью которых и рассчитывали макроскопические групповые константы реакторных сред. Эти системы констант охватывали ограниченное число элементов и предназначались для расчетов отдельных узких классов реакторов.

В 1962 г. была разработана и в 1964 г. вышла из печати [9] 26-групповая система констант, отличавшаяся от более ранних систем тем, что в ней были представлены данные для большого числа элементов и изотопов, использующихся в реакторостроении, число групп было достаточно для описания нейтронных спектров в реакторах различных типов и, наконец, был предусмотрен учет резонансной самоэкранировки сечений с помощью специальных факторов. В более ранних системах констант резонансная самоэкранировка принималась во внимание лишь при расчете эффективных резонансных интегралов захвата и деления топливных изотопов, с учетом лишь низколежащих резонансов [2, 4, 5].

Широкое распространение как в нашей стране, так и за рубежом [9] получила 26-групповая система констант, в первую очередь при расчете реакторов на быстрых нейтронах. В 1967 г. на ее основе была разработана новая система констант [10], обладающая более совершенным (так называемым подгрупповым) представлением резонансной структуры сечений. Эта система начала функционировать наряду с прежней [11, 12]. В 1970 г. числовые данные 26-групповой системы для основных делящихся изотопов были пересмотрены [13], а в 1978 г. эта система констант была практически полностью обновлена и расширена в область более высоких энергий путем добавления двух дополнительных энергетических групп [14].

Параллельно развивалась и совершенствовалась [4, 5] система констант, ориентированная на нужды расчета реакторов на промежуточных нейтронах. В 1967 г. наряду с пересмотром прежней 21-групповой версии этой системы была разработана 80-групповая система констант [15]. Методика учета эффектов резонансной самоэкранировки в этих системах совершенно отлична от принятых в 26-групповых системах [9, 12].

Таким образом, проектировщикам ядерных реакторов в нашей стране предоставляется выбор из четырех отечественных систем групповых констант, обладающих разными структурами и требующих применения совершенно различных алгоритмов подготовки констант. Однако до последнего времени проблема выбора системы групповых констант практиков мало волновала. Во-первых, они не обладали реальной возможностью для проведения нужных им расчетов по какой-либо системе констант, кроме той, к которой был традиционно "привязан" комплекс программ, осуществляющих эти расчеты. Во-вторых, точность расчетных результатов в гораздо большей мере определялась степенью соответствия групповых констант последним экспериментальным данным и степенью прибли-

женности расчетных моделей проектируемых реакторов, чем структурой системы констант и качеством алгоритмов их переработки.

В последние годы ситуация сильно изменилась. Прежде всего, в связи со все более широким внедрением ядерной энергетики в народное хозяйство страны возросли и продолжают возрастать требования к точности нейтронно-физических расчетов реакторов. Наряду с этим значительно повысилась точность и полнота имеющейся информации о взаимодействии нейтронов с ядрами; современная вычислительная техника открыла возможность применять более совершенные расчетные методы, рассчитывать геометрические модели реакторов и защиты, достаточно близкие к реальным. В этих условиях методические погрешности многогруппового приближения уже не являются пренебрежимо малыми, а в отдельных случаях они могут даже определять точность результатов.

В последние годы у многочисленных специалистов, имеющих дело с нейтронными расчетами реакторов, защиты и других систем, возрос интерес к обоснованию многогруппового метода. Разработчики реакторных установок озабочены точностью результатов многогрупповых расчетов. Математики, развивающие численные методы решения многогрупповых уравнений, должны иметь уверенность в том, что решаемые уравнения отображают все необходимые физические процессы, а групповые константы, используемые в расчетных программах, будут отвечать условиям сходимости итерационных процессов. Программистам требуется знать те информационные связи между программами, которые необходимо организовать для корректной подготовки констант.

Между тем в научной литературе проблемы, встающие при практическом использовании многогруппового метода, освещены недостаточно. Первыми монографиями, в которых проводится систематическое рассмотрение многогруппового метода, явились книги Б. Дэвисона [16] и И. И. Марчука [5]. Однако за десятилетия, прошедшие со времени выхода в свет этих, теперь уже классических, руководств, многогрупповой метод получил значительное развитие как в теоретическом, так и в прикладном плане. Если основные теоретические результаты, полученные в 70-х годах [17, 18], еще нашли свое отражение в более поздних монографиях [19, 20, 21], то руководства, содержащего последовательное изложение и обоснование алгоритмов подготовки групповых нейтронных констант с учетом накопленного опыта практических приложений, до сих пор не существует. В то же время в 70-х годах в этих приложениях был выявлен ряд серьезных проблем, неудачное решение которых ведет к вполне заметным погрешностям в расчетных результатах, а в отдельных случаях — просто к невозможности получения таковых (из-за несходимости итерационных схем и т. п.).

Многогрупповое приближение, по существу, не является математическим приближением. В этом, несомненно, и состоит причина того, что даже солидные методические руководства по теории переноса нейтронов и теории реакторов не содержат обоснования применимости многогруппового метода (хотя описанию и применениям этого метода в них уделено немалое внимание). Дело в том, что обосновать многогрупповое приближение лишь математическими средствами, которыми оперирует теория переноса излучения, практически невозможно: для этого обоснования необходимо привлечение и физических, и расчетно-аналитических аргументов, что выходит за рамки собственно теории переноса. Задачей настоящей книги как раз и является дополнение этой теории методическими рекомендациями по многогрупповому методу.

Глава 1

УРАВНЕНИЕ ПЕРЕНОСА НЕЙТРОНОВ В МНОГОГРУППОВОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

1.1. МНОГОГРУППОВОЕ УРАВНЕНИЕ ПЕРЕНОСА

Многогрупповое приближение используется для решения как стационарных, так и нестационарных задач теории переноса нейтронов. Для простоты ограничимся рассмотрением лишь стационарного уравнения переноса, поскольку все алгоритмы многогруппового подхода к его решению легко распространяются на нестационарные задачи. Далее будем рассматривать лишь линейные задачи. Нелинейные эффекты в теории переноса нейтронов связаны с воздействием нейтронного поля на макроскопические характеристики среды, которые могут быть обусловлены либо относительно медленным изменением состава сред за счет выгорания части нуклидов в нейтронных реакциях и накопления продуктов нейтронных реакций, либо быстрыми изменениями концентраций нуклидов в результате температурного расширения и изменения резонансной структуры сечений за счет доплер-эффекта. Нелинейные эффекты первого класса в многогрупповых расчетах рассчитываются шагами: путем решения линейной задачи в начальном состоянии оцениваются скорости нейтронных реакций; по этим данным рассчитывается изменение концентраций в течение достаточно малого временного шага и вычисляются константы, соответствующие новому составу среды; на основе этих констант снова путем решения линейной задачи пересчитываются скорости нейтронных реакций на следующем временном шаге. При расчете температурных эффектов рассчитываются нейтронные поля, соответствующие нескольким значениям температуры. Полученные в результате таких расчетов данные могут по мере необходимости использоваться при малогрупповых (обычно одногрупповых) расчетах нелинейной пространственно-временной кинетики. Таким образом, рассмотрение многогруппового приближения на примере линейных стационарных задач является достаточно общим.

Рассмотрим стационарное уравнение переноса в интегродифференциальной форме [5] для плотности потока нейтронов $F(r, u, \Omega)$:

$$\begin{aligned} & \Omega \nabla F(r, u, \Omega) + \Sigma_t(r, u) F(r, u, \Omega) = \\ & = \int du' \int_{4\pi} d\Omega' \Sigma_s(r, u' \rightarrow u, \Omega' \Omega) F(r, u', \Omega') + \\ & + \frac{\chi(r, u)}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} du' v \Sigma_f(r, u') \int_{4\pi} d\Omega' F(r, u', \Omega') + \\ & + q(r, u, \Omega). \end{aligned} \quad (1.1)$$

Здесь u — летаргия; $\Sigma_t(r, u)$ — полное макроскопическое сечение взаимодействия нейтронов с ядрами среды; $\Sigma_s(r, u' \rightarrow u, \mu_s)$ — дважды дифференциальное макроскопическое сечение рассеяния нейтронов на ядрах среды —

вероятность для нейтрона попасть из элемента фазового подпространства (u', Ω') в элемент (u, Ω) на единице пути вблизи точки r ($\mu_s = \Omega' \Omega$ — косинус угла рассеяния);

$$\Sigma_s = \Sigma_e + \Sigma_{1n} + 2\Sigma_{2n} + 3\Sigma_{3n} + \dots,$$

где $\Sigma_e, \Sigma_{1n}, \Sigma_{2n}, \Sigma_{3n}$ и т. д., рассматриваемые как функции тех же аргументов, являются составляющими сечения рассеяния, соответствующими упругому, неупругому рассеянию, реакциям $(n, 2n), (n, 3n)$ и т. д.; $\nu\Sigma_f(r, u)$ — произведение среднего числа нейтронов, освобождающихся при делении, на макроскопическое сечение деления; $\chi(r, u)$ — спектр нейтронов деления (угловое распределение нейтронов деления предполагается изотропным в лабораторной системе координат). Приведем также выражения макроскопических сечений среды через микроскопические сечения входящих в ее состав нуклидов. Пусть $c_i(r)$ — ядерная концентрация изотопа i в точке r ; $i = 1, 2, \dots, l$, где l — полное число изотопов в системе. Тогда

$$\Sigma_t(r, u) = \sum_{i=1}^l c_i(r) \sigma_{t,i}(u); \quad (1.2)$$

$$\Sigma_e(r, u' \rightarrow u, \mu_s) = \sum_{i=1}^l c_i(r) \sigma_{e,i}(u') W_{e,i}(u' \rightarrow u, \mu_s); \quad (1.3)$$

$$\Sigma_{1n}(r, u' \rightarrow u, \mu_s) = \sum_{i=1}^l c_i(r) [\sum_k \sigma_{in,k,i}(u') W_{in,i}(u' \rightarrow u, \mu_s) + \sigma_{in,c,i} W_{in,c,i}(u' \rightarrow u, \mu_s)]; \quad (1.4)$$

$$\Sigma_{2n}(r, u' \rightarrow u, \mu_s) = \sum_{i=1}^l c_i(r) \sigma_{2n,i}(u') W_{2n,i}(u' \rightarrow u, \mu_s); \quad (1.5)$$

$$\Sigma_{3n}(r, u' \rightarrow u, \mu_s) = \sum_{i=1}^l c_i(r) \sigma_{3n,i}(u') W_{3n,i}(u' \rightarrow u, \mu_s); \quad (1.6)$$

$$\nu\Sigma_f(r, u) = \sum_{i=1}^l c_i(r) \nu_i(u) \sigma_{f,i}(u); \quad (1.7)$$

$$\chi(r, u) = \frac{1}{2\nu\Sigma_f(r, u)} \int_0^{2\pi} d\mu_s \int_{-\infty}^{\infty} du' \times \\ \times \sum_{i=1}^l c_i(r) \nu_i(u') \sigma_{f,i}(u') W_{f,i}(u' \rightarrow u, \mu_s), \quad (1.8)$$

$\sigma_{in,k,i}$ — сечение неупругого рассеяния с возбуждением k -го состояния ядра-мишени; $\sigma_{in,c,i}$ — то же с возбуждением континуума состояний.

Все индикатрисы нормированы на единицу:

$$\int_0^{2\pi} d\mu_s \int_{-\infty}^{\infty} du W(u' \rightarrow u, \mu_s) = 1. \quad (1.9)$$

В областях непрерывности зависимость этих характеристик от координат обычно обусловлена пространственной зависимостью состава среды, связанной с неравномерным выгоранием первоначально содержащихся в ней нуклидов и накоплением продуктов реакции, а также с наличием температурных градиентов. Поскольку пространственная зависимость макроскопических констант усложняет решение уравнения переноса, зоны рассчитываемой системы, обладающие переменным составом и (или) температурой, обычно разбиваются на ряд подзон, в пределах которых состав и температура принимаются постоянными и равными средним. Поэтому в дальнейшем будем считать, что макроскопические константы кусочно-постоянны по пространству, т. е. не зависят от координат в пределах определенных пространственных зон (или подзон), которые будем называть гомогенными.

Предполагается, что макроскопические сечения заданы во всем объеме V рассматриваемой системы, в котором требуется рассчитать плотность потока нейтронов. Очевидно, что этот объем всегда можно определить так, чтобы он был ограничен выпуклой поверхностью S .

Интеграл рассеяния в (1.1), как и интеграл в условии нормировки (1.9), вычисляется, как правило, от $-\infty$ до u . Исключением является область $u > u_T$, в которой энергия нейтронов сравнима с энергией теплового движения молекул среды. В этом случае энергия нейтронов может в результате рассеяния заметно увеличиться. При $u < u_T$ учет эффектов теплового движения, наличия связей атомов в молекулах и кристаллах проявляется лишь в температурной зависимости формы узких резонансов в нейтронных сечениях (доплер-эффект). В дальнейшем, если не сделано специальных оговорок, будем предполагать, что рассматриваются нейтроны с $u < u_T$, интегралы рассеяния будем вычислять в пределах от $-\infty$ до u , а влияние эффектов теплового движения будем учитывать путем использования при описании энергетической зависимости нейтронных сечений доплеровской формы резонансных линий.

Для определения потока F в объеме V к уравнению (1.1) необходимо присоединить граничные условия, описывающие поток нейтронов, входящих в этот объем через граничную поверхность. Этот поток может быть обусловлен, с одной стороны, внешними источниками, а с другой — отражением нейтронов, вылетающих из объема V , от области, окружающей этот объем. Граничное условие для общей краевой задачи имеет вид:

$$F(r_S, u, \Omega) = F_S(r_S, u, \Omega) + \int_S dr'_S \int_{\Omega' \cdot n' > 0} d\Omega' \int du' A(r'_S, u', \Omega'; r_S, u, \Omega) F(r'_S, u', \Omega')$$

при $\Omega n < 0$. (1.10)

Здесь r_S — точка на поверхности S ; F_S описывает плотность потока, обусловленную внешними источниками; $A(r'_S, u', \Omega'; r_S, u, \Omega)$ — дифференциальное альbedo; n и n' — внешние нормали к поверхности S в точках r_S и r'_S . Часто встречаются задачи, в которых правая часть (1.10) задается равной нулю. Такое граничное условие называется условием свободной поверхности и соответствует границе выпуклой поверхности с бесконечным вакуумом или с абсолютно поглощающей средой.

Поскольку мы отказались от описания пространственной зависимости макроскопических констант, необходимо еще задать условия сшивки

на границах между зонами постоянного состава и температуры. На этих границах сечения испытывают разрывы первого рода и поэтому [см. уравнение (1.1)] $\Omega \nabla F$ на этих границах также разрывно. Отсюда следует, что в точке $r_{S_{n,m}}$ на поверхности $S_{n,m}$ раздела зон с номерами n и m должна быть непрерывной величина

$$n(r_{S_{n,m}}) \Omega F(r, u, \Omega),$$

где $n(r_{S_{n,m}})$ — нормаль к $S_{n,m}$ в точке $r_{S_{n,m}} \in S_{n,m}$.

В самом деле, если $F(r, u, \Omega)$ будет на границе раздела терпеть разрыв хотя бы первого рода, нормальная составляющая вектора ∇F , $\nabla_n F$, будет терпеть разрыв второго рода, что противоречит условию задачи. Исключением является направление Ω вдоль границы раздела сред [$(\Omega n) = 0$]. Поток нейтронов, движущихся в этом направлении, на границе может испытывать (и в действительности часто испытывает) разрыв первого рода. Это не приводит к противоречию, поскольку для этого направления $\Omega \nabla F = (\Omega n) \nabla_n F = 0$. Как бы ни была близка рассматриваемая точка к границе раздела, требование непрерывности произведения $n \Omega F$ обеспечивает учет этого исключения в граничном условии.

При расчете реакторов обычно приходится иметь дело с однородным уравнением переноса [в (1.1) $q = 0$] и граничным условием свободной поверхности. Стационарное решение в этом случае существует лишь при выполнении определенных (критических) условий. Тем не менее и для некритического реактора обычно решается стационарная однородная задача. Существование решения при этом обеспечивается введением в уравнение свободного параметра, относительно которого решается задача на собственное значение. Наиболее употребительным способом введения этого параметра является умножение источника нейтронов деления [второй член в правой части (1.1)] на коэффициент $\lambda = 1/k$, причем главная задача сводится к отысканию наименьшего действительного собственного значения $\lambda = 1/k_{эф}$ и соответствующей собственной функции. Величина $k_{эф}$, обратная $\lambda_{мин}$, называется статическим коэффициентом размножения [7]. Однородное стационарное уравнение переноса с подставленным в него минимальным собственным значением называется условно- или квазикритическим. Несмотря на то что решение условно-критического уравнения при $k \neq 1$ не соответствует нейтронному полю, существующему в некритическом реакторе, при $k \approx 1$ между ними имеет место тесная связь. Эта связь подробно рассматривается во всех руководствах по кинетике реакторов [22 — 24] и здесь не будем на ней останавливаться.

Решение стационарного уравнения переноса зависит от шести переменных: трех пространственных, двух угловых и энергетической. Очевидно поэтому, что если и можно было бы найти точное решение уравнения (1.1), то его численное представление было бы столь громоздким, что для обработки этой информации потребовались бы колоссальные затраты времени даже на наиболее мощных современных ЭВМ. Между тем для практических целей нужно знать не саму плотность потока F , а функционалы от этой величины вида

$$\mathcal{P} = \int dr \int du \int d\Omega P(r, u, \Omega) F(r, u, \Omega), \quad (1.11)$$

где $P(r, u, \Omega)$ — заданная функция. Как правило, эта функция представляет собой сечение какой-либо нейтронной реакции (и тогда \mathcal{P} есть

число таких реакций в заданном объеме) или суперпозицию таких сечений (например, при определении энерговыделения). В таких случаях P не зависит от Ω .

Расчетные значения функционалов (1.11) содержат определенную погрешность, связанную с неточным знанием макроскопических нейтронных сечений. Поэтому с точки зрения практических расчетов любое приближение, используемое при расчете плотности потока $F(r, u, \Omega)$, будет заведомо приемлемым, если только погрешность интересующих пользователя функционалов, связанная с этим приближением, будет заметно меньше той погрешности этих функционалов, которая обусловлена неточным знанием нейтронных данных. Если допустимая погрешность функционалов больше константной составляющей, то могут применяться соответственно более грубые приближения.

Зависимость нейтронного потока от энергии является наиболее сложной. Поэтому естественный первый шаг при разработке приближенных методов решения уравнения переноса состоит в упрощенной трактовке этой зависимости. Весьма универсальным способом приближенного описания энергетической зависимости является многогрупповой метод.

Для перехода ко многогрупповому приближению разобьем всю область изменения логарифма на G интервалов с помощью точек $u_0 > -\infty$, $u_1, \dots, u_{G-1}, u_G < \infty$. Проинтегрируем (1.1) по каждому из этих интервалов; тогда для группы нейтронов, имеющих логарифм в пределах интервала $\Delta u_g (u_{g-1} < u < u_g)$, получим следующую систему уравнений для

$$\text{групповых потоков } F_g(r, \Omega) = \int_{\Delta u_g} F(r, u, \Omega) du :$$

$$\begin{aligned} & \Omega \nabla F_g(r, \Omega) + \Sigma_t^g(r, \Omega) F_g(r, \Omega) = \\ & = \sum_{g'=1}^g \int_{4\pi} d\Omega' \Sigma_s^{g' \rightarrow g}(r, \Omega', \Omega) F_g(r, \Omega') + \\ & + \frac{\chi_g}{4\pi} \sum_{g'=1}^G \nu \Sigma_f^{g'}(r, \Omega) \int_{4\pi} d\Omega' F_{g'}(r, \Omega') + q_g(r, \Omega), \\ & g = 1, \dots, G, \end{aligned} \quad (1.12)$$

с условием на внешней границе S

$$\begin{aligned} & F_g(r_S, \Omega) = F_{S,g}(r_S, \Omega) + \\ & + \sum_{g'} \int_S dr_S \int_{\Omega'_{n'} > 0} d\Omega' A^{g' \rightarrow g}(r'_S, \Omega'; r_S, \Omega) F_{g'}(r_S, \Omega) \end{aligned} \quad (1.13)$$

и условиями непрерывности $n(r_{S, n, m}) \Omega F_g(r, \Omega)$ на поверхностях раздела гомогенных зон n и m .

В обозначениях групповых констант, фигурирующих в уравнении (1.12), для краткости опущен индекс гомогенной зоны, по спектру нейтронов в которой они усреднены. Для каждой такой зоны имеем:

$$\Sigma_t^g(r, \Omega) = \frac{1}{F_g(r, \Omega)} \int_{\Delta u_g} du \Sigma_t(u) F(r, u, \Omega); \quad (1.14)$$

$$\Sigma_s^{g' \rightarrow g}(r', \Omega', \Omega) = \frac{1}{F_{g'}(r, \Omega')} \times$$

$$\times \int_{\Delta u_{g'}} du' F(r, u', \Omega') \int_{\Delta u_g} du \Sigma_s(u' \rightarrow u, \Omega' \Omega); \quad (1.15)$$

$$v \Sigma_f^g(r) = \frac{1}{\int_{4\pi} d\Omega F_g(r, \Omega)} \times$$

$$\times \int_{\Delta u_g} du v \Sigma_f(u) \int_{4\pi} d\Omega' F_g(r, u, \Omega'); \quad (1.16)$$

$$\chi_g = \int_{\Delta u_g} du \chi(u). \quad (1.17)$$

Усредненные таким образом сечения сохраняют величину группового потока $F_g(r, \Omega)$ в каждой точке r для каждого направления Ω . Для сохранения значений функционалов, которые в многогрупповом приближении вычисляются по формуле

$$\mathcal{P}_n = \int dr \int d\Omega \Sigma_g P_g(r, \Omega) F_g(r, \Omega), \quad (1.18)$$

величины $P_g(r, \Omega)$ должны определяться как

$$P_g(r, \Omega) = \frac{1}{F_g(r, \Omega)} \int_{\Delta u_g} du P(r, u, \Omega) F(r, u, \Omega). \quad (1.19)$$

Легко видеть, что выражение (1.18) представляет собой простейшую квадратурную формулу для вычисления интеграла (1.11) по летаргии — формулу прямоугольников. Поскольку $F(r, u, \Omega)$ — непрерывная функция летаргии, то при неограниченном увеличении числа групп и одновременном стремлении к нулю максимальной ширины групповых интервалов результат вычисления по формуле (1.18) будет стремиться к точному значению. При этом и групповые константы, формально определенные формулами (1.14) — (1.16) через неизвестную энергетическую зависимость нейтронного потока $F(r, u, \Omega)$, становятся вычислимыми, как только ширины групповых интервалов будут уменьшены до такой степени, что непостоянством усредняемых величин в пределах Δu_g можно будет пренебречь. При этом групповые константы перестают зависеть от r и Ω в пределах однородных зон. Однако практическая ценность отмеченной асимптотической точности многогруппового метода невелика. Энергетическая зависимость нейтронных сечений характерных реакторных сред и обусловленная ею энергетическая зависимость плотности потока нейтронов столь сложны, что ни при каком разумном числе групп не может быть обеспечено хотя бы приближенное постоянство потока в пределах всех групповых интервалов.

Рассмотрим для примера спектр нейтронов в активной зоне быстрого энергетического реактора, изображенный на рис. 1.1. В электронвольтовой области энергий в этом спектре проявляются глубокие минимумы, соответствующие резонансам в сечениях ядер топливных нуклидов — ура-

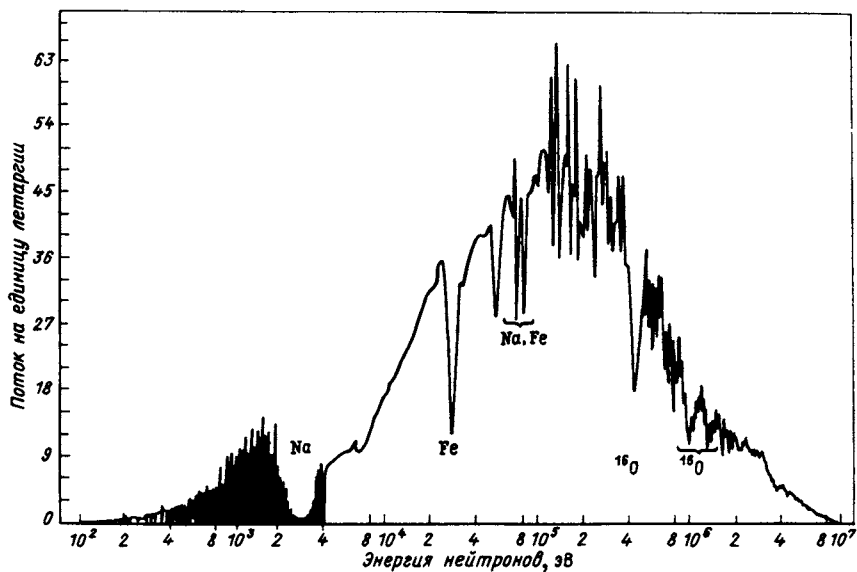


Рис. 1.1. Характерный спектр нейтронов в энергетическом быстром реакторе

на и плутония. Ширины этих резонансов составляют доли электронвольта; сечения в них изменяются в тысячи и десятки тысяч раз. В килоэлектронвольтовой области энергий густой частотой резонансов тяжелых ядер накладывается на гораздо более широкие резонансы нуклидов средней атомной массы, входящих в состав конструкционного материала (стали) и теплоносителя (натрия). Резонансы этих нуклидов также отчетливо проявляются в спектре. При энергиях выше 0,45 МэВ на форму нейтронного спектра заметно влияют резонансы кислорода, содержащегося в реакторах с оксидным топливом в высокой концентрации. Резонансная структура сечений кислорода проявляется вплоть до энергий ~ 10 МэВ. Таким образом, во всей области энергий, представляющей интерес для практических приложений, энергетический ход сечений, а следовательно, и плотности потока является крайне нерегулярным. Для детального описания столь сложных энергетических зависимостей потребовались бы миллионы групп, что выходит за пределы возможностей, представляемых современной вычислительной техникой.

Но даже если бы объем памяти и быстродействие вычислительных машин и допускали проведение миллион-групповых расчетов, выполнить их было бы невозможно из-за недостатка нейтронных данных. Положения и ширины резонансов тяжелых ядер при энергиях выше нескольких килоэлектронвольт не известны. Между тем нет сомнений в том, что и при более высоких энергиях сечения этих нуклидов испытывают сильные резонансные флуктуации. В этой области — области неразрешенных резонансов — данных для детального расчета нейтронных спектров не имеется. Не разрешены экспериментально и многие узкие резонансы ядер средней атомной массы, обуславливающие значительную часть поглощения нейтронов этими ядрами. Таким образом, при любом числе групповых интервалов, допустимом с точки зрения возможностей современных ЭВМ и целесообразном с точки зрения наличия нейтронных дан-

ных, сечения и плотность потока нейтронов могут испытывать сильные резонансные флуктуации по крайней мере в части групп.

Как видно из формул (1.14) – (1.16), в этом случае групповые макроскопические константы оказываются зависящими от координат и направления движения нейтронов даже в пределах однородных зон. Однако ясно, что если в пределах рассматриваемой зоны плотность потока хотя бы приближенно представима в виде

$$F(r, u, \Omega) \approx \Psi(r, u, \Omega) \varphi(u, \Omega), \quad (1.20)$$

где $\Psi(r, u, \Omega)$ – плавная функция летаргии, а резонансные флуктуации потока описываются независимой от координат функцией $\varphi(u, \Omega)$, то при определенной ширине групп пространственная зависимость полного сечения и “сечения размножения” исчезает:

$$\begin{aligned} \Sigma_t^g &= \frac{\int du \Sigma_t(u) \Psi(r, u, \Omega) \varphi(u, \Omega) du}{\Delta u_g} = \\ &= \frac{\Psi(r, \bar{u}_g^t, \Omega) \int du \Sigma_t(u) \varphi(u, \Omega)}{\Psi(r, \bar{u}_g, \Omega) \int du \varphi(u, \Omega)} \approx \Sigma_t^g(\Omega); \end{aligned} \quad (1.21)$$

$$\begin{aligned} \nu \Sigma_f^g &= \frac{\int du \nu \Sigma_f(u) \int d\Omega \Psi(r, u, \Omega) \varphi(u, \Omega)}{\Delta u_g \int du \int d\Omega \varphi(u, \Omega) \Psi(r, u, \Omega)} = \\ &= \frac{\int du \nu \Sigma_f(u) \Psi(r, u, \Omega^*) \int d\Omega \varphi(u, \Omega)}{\Delta u_g \int du \Psi(r, u, \Omega^*) \int d\Omega \varphi(u, \Omega)} = \\ &= \frac{\Psi(r, \bar{u}_g^f, \Omega^*) \int du \nu \Sigma_f(u) \int d\Omega \varphi(u, \Omega)}{\Psi(r, \bar{u}_g^*, \Omega^*) \int du \int d\Omega \varphi(u, \Omega)} \approx \text{const}, \end{aligned} \quad (1.22)$$

точно так же

$$\begin{aligned} P_g(r, \Omega) &= \frac{\Psi(r, \bar{u}_g^p, \Omega)}{\Psi(r, \bar{u}_g, \Omega)} \times \\ &\times \frac{\int P(r, u, \Omega) \varphi(u, \Omega) du}{\int du \varphi(u, \Omega)}. \end{aligned} \quad (1.23)$$

Если зависимость P от координат не существенна, как это обычно бывает, то P_g (как и Σ_t^g и $\nu\Sigma_f^g$) не будет зависеть от координат, если только ширины групп достаточно узки для того, чтобы отношение значений функций $\Psi(r, u, \Omega)$, вынесенных из-под интегралов по летаргии в числителях и знаменателях формул (1.21) – (1.23) при соответствующих значениях летаргии u_g^* , u_g^f , u_g^p и т. п., было близко к единице.

Поскольку по предположению $\Psi(r, u, \Omega)$ – плавная функция летаргии, то можно надеяться, что при разумном числе не слишком узких групп неточность приближенных равенств (1.21) и (1.22) будет несущественна по сравнению с теми погрешностями, с которыми известны соответствующие нейтронные сечения. Сложнее обстоит дело с "сечением замедления", т. е. с величиной $\Sigma_s^{g' \rightarrow g}$, определенной равенством (1.15). Подстановка в это выражение $F(r, u', \Omega')$ в форме (1.20) дает

$$\Sigma_s^{g' \rightarrow g}(\Omega', \Omega) = \frac{\Psi(r, \bar{u}_s^{g' \rightarrow g}, \Omega')}{\Psi(r, \bar{u}_g^*, \Omega')} \times$$

$$\times \frac{\int_{\Delta u_g} du' \varphi(u', \Omega') \Sigma_s^{g' \rightarrow g}(u', \Omega')}{\int_{\Delta u_g} du' \varphi(u', \Omega')}, \quad (1.24)$$

где

$$\Sigma_s^{g' \rightarrow g}(u', \Omega', \Omega) = \int_{\Delta u_g} du \Sigma_s(u' \rightarrow u, \Omega', \Omega) \quad (1.25)$$

– "сечение замедления в группу g ". Рассмотрим составляющую этого сечения, обусловленную упругим рассеянием. Если в среде не содержится легчайших ядер (водорода, дейтерия) и ширины групп не слишком узки, то в результате упругого рассеяния нейтроны могут попасть из группы g' лишь в соседнюю группу $g = g' + 1$, и то лишь в том случае, если их летаргия перед рассеянием была достаточно близка к летаргии $u_{g'}$, соответствующей нижней энергетической границе группы. Если учесть, что в обычных многогрупповых расчетах используются группы шириной $\Delta u_g \sim 0,5 \div 1$, а максимальное приращение летаргии при рассеянии на не слишком легких ядрах равно $2/A$ (A – отношение массы ядра к массе нейтрона), то станет ясно, что $\bar{u}_s^{g' \rightarrow g+1}$ в (1.24) для рассматриваемой составляющей очень близко к $u_{g'}$. При ширине групп примерно 0,5 пренебрежение отличиям отношений функций Ψ в (1.21) и (1.22) от единицы ведет обычно к погрешностям в групповых константах того же порядка, что и погрешности, с которыми известны сечения. В (1.24), по крайней мере для случая, когда упругое рассеяние доминирует, а рассеивающие ядра тяжелы, это отношение порядка $\Psi(u_g) / \langle \Psi(u) \rangle_g$, где угловые скобки означают усреднение по группе g . В зависимости от области спектра это отношение может меняться от ~ 2 до 0,2 и меньше, т. е. в отличие от остальных групповых констант сечения замедления, особенно упругого замедления, при не слишком узких группах существенно зависят от формы функции Ψ , описывающей энергетическую зависимость нейтронного потока, сглаженную по резонансным особенностям.

Итак, для того чтобы многогрупповая система уравнений (1.12) с константами, не зависящими от координат в пределах гомогенных зон (подзон) рассчитываемой системы, могла быть применена для расчета нейтронного поля, необходимо, чтобы для каждой из этих зон было допустимо приближенное представление плотности потока в виде (1.20). Необходимо, далее, располагать алгоритмами приближенного вычисления функций $\varphi(u, \Omega)$ и $\Psi(r, u, \Omega)$, входящих в формулы вычисления групповых констант.

Критерием допустимости приближений может служить отношение погрешности групповых констант, связанной с этими приближениями, к погрешностям, обусловленным неточным знанием нейтронных сечений. Если это отношение много меньше единицы, применение многогруппового приближения оправдано при расчете *любых* функционалов нейтронного потока. В случае, если это условие не выполняется, необходимо оценивать влияние неточности многогруппового приближения на те функционалы, которые представляют наибольший интерес, сравнивая их с влиянием неточности знания сечений на эти функционалы и (или) с допустимой погрешностью их расчета.

В этой главе мы получим алгоритмы, позволяющие оценить $\varphi(u, \Omega)$. Этого было бы достаточно для применения многогруппового приближения, если бы ширины групп были настолько узки, что изменением плавной функции летаргии Ψ на групповых интервалах летаргии можно было пренебречь даже при вычислении сечений замедления. Ниже мы везде будем считать это условие выполненным — вплоть до гл. 4, специально посвященной проблеме оценки функции Ψ , в случаях, когда ею нельзя пренебрегать.

1.2. МНОГОГРУППОВЫЕ ДИФфуЗИОННОЕ И P_1 -ПРИБЛИЖЕНИЯ

При расчете ядерных реакторов лишь в редких случаях возникает необходимость строгого учета угловой зависимости плотности потока нейтронов. В большинстве случаев эта зависимость может быть описана в простейшем приближении метода сферических гармоник — в так называемом P_1 -приближении [5, 19, 21]. В этом приближении угловая зависимость плотности потока нейтронов аппроксимируется выражением

$$F(r, u, \Omega) = \frac{1}{4\pi} \left\{ \Phi(r, u) + 3\Omega J(r, u) \right\}, \quad (1.26)$$

где

$$\Phi(r, u) = \int_{4\pi} F(r, u, \Omega) d\Omega \quad (1.27)$$

— глобальный поток или просто поток нейтронов, а вектор-функция

$$J(r, u) = \int_{4\pi} F(r, u, \Omega) \Omega d\Omega \quad (1.28)$$

— диффузионный ток или просто ток нейтронов.

В P_1 -приближении уравнение переноса (1.1) распадается на систему уравнений относительно функций $\Phi(r, u)$ и $J(r, u)$ (считаем точку r

принадлежащей гомогенной зоне) :

$$\begin{aligned} \nabla \mathbf{J}(\mathbf{r}, u) + \Sigma_t \Phi(\mathbf{r}, u) &= \int_{-\infty}^u du' \Sigma_s(u' \rightarrow u) \Phi(\mathbf{r}, u') + \\ &+ \chi(u) \int_{-\infty}^{\infty} du' \nu \Sigma_f(u') \Phi(\mathbf{r}, u') + q(\mathbf{r}, u); \end{aligned} \quad (1.29)$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{3} \nabla \Phi(\mathbf{r}, u) + \Sigma_t(u) \mathbf{J}(\mathbf{r}, u) &= \\ &= \int_{-\infty}^u du' \Sigma_s(u' \rightarrow u) \bar{\mu}_0(u' \rightarrow u) \mathbf{J}(\mathbf{r}, u') + q_1(\mathbf{r}, u), \end{aligned} \quad (1.30)$$

где

$$\Sigma_s(u' \rightarrow u) = 2\pi \int_{-1}^1 \Sigma_s(u' \rightarrow u, \mu_0) d\mu_0; \quad (1.31)$$

$$\bar{\mu}_0(u' \rightarrow u) = \frac{2\pi}{\Sigma_s(u' \rightarrow u)} \int_{-1}^1 \mu_0 \Sigma_s(u' \rightarrow u, \mu_0) d\mu_0; \quad (1.32)$$

$$q(\mathbf{r}, u) = \int_{4\pi} q(\mathbf{r}, u, \Omega) d\Omega; \quad (1.33)$$

$$q_1(\mathbf{r}, u) = \int_{4\pi} q(\mathbf{r}, u, \Omega) \Omega d\Omega. \quad (1.34)$$

Внешний источник, как правило, изотропен, так что $q_1(\mathbf{r}, u)$ обычно равно нулю.

Систему уравнений (1.29) – (1.30) можно еще более упростить, если положить

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^u du' \Sigma_s(u' \rightarrow u) \bar{\mu}_0(u' \rightarrow u) \mathbf{J}(\mathbf{r}, u') &\approx \\ \approx \int_u^{\infty} du'' \Sigma_s(u \rightarrow u'') \bar{\mu}_0(u \rightarrow u'') \mathbf{J}(\mathbf{r}, u) &= \\ = \bar{\mu}_0(u) \Sigma_s(u) \mathbf{J}(\mathbf{r}, u). \end{aligned} \quad (1.35)$$

Приближение (1.35) является частным случаем *транспортного* приближения, которое подробно рассмотрено в гл. 3. В транспортном приближении ток и поток нейтронов оказываются связанными между собой *законом Фика*:

$$\mathbf{J}(\mathbf{r}, u) = -D(u) \nabla \Phi(\mathbf{r}, u), \quad (1.36)$$

непосредственно следующем из (1.30) и (1.35) при $q_1(\mathbf{r}, u) = 0$. Коэффициент диффузии $D(u)$ в рассматриваемом приближении равен

$$D(u) = \frac{1}{3\Sigma_{tr}(u)}, \quad (1.37)$$

где

$$\Sigma_{tr}(u) = \Sigma_t(u) - \bar{\mu}_0(u) \Sigma_s(u) \quad (1.38)$$

— транспортное сечение.

Подстановка (1.36) в (1.29) приводит к уравнению диффузии:

$$\begin{aligned} -D(u) \nabla^2 \Phi(r, u) + \Sigma_t(u) \Phi(r, u) = \\ = I_s(r, u) + I_f(r, u) + q(r, u), \end{aligned} \quad (1.39)$$

где $I_s(r, u)$ и $I_f(r, u)$ обозначают соответственно *интеграл рассеяния* и *интеграл деления* в (1.29).

Перейдем в (1.39) к многогрупповому приближению, т. е. проинтегрируем это уравнение по каждому из групповых интервалов летаргии. Тогда для групповых потоков нейтронов

$$\Phi_g(r) = \int_{\Delta u_g} \Phi(r, u) du, \quad g = 1, 2, \dots, G, \quad (1.40)$$

получим систему G уравнений:

$$\begin{aligned} -D^g \nabla^2 \Phi_g(r) + \Sigma_t^g \Phi_g(r) = \sum_{g'=1}^g \Sigma_s^{g' \rightarrow g} \Phi_{g'}(r) + \\ + \chi_g \sum_{g'=1}^G \nu \Sigma_f^{g'} \Phi_{g'}(r) + q_g(r), \quad g = 1, 2, \dots, G, \end{aligned} \quad (1.41)$$

где

$$q_g(r) = \int_{\Delta u_g} q(r, u) du; \quad (1.42)$$

$$\Sigma_t^g = \int_{\Delta u_g} du \Sigma_t(u) \Phi(r, u) / \int_{\Delta u_g} du \Phi(r, u); \quad (1.43)$$

$$\begin{aligned} \Sigma_s^{g' \rightarrow g} = \int_{\Delta u_{g'}} du' \Phi(r, u') \times \\ \times \int_{\Delta u_g} du \Sigma_s(u' \rightarrow u) / \int_{\Delta u_{g'}} du' \Phi(r, u'); \end{aligned} \quad (1.44)$$

$$\nu \Sigma_f^g = \int_{\Delta u_g} du \nu \Sigma_f(u) \Phi(r, u) / \int_{\Delta u_g} du \Phi(r, u); \quad (1.45)$$

$$D^g = \int_{\Delta u_g} du D(u) \nabla^2 \Phi(r, u) / \int_{\Delta u_g} du \nabla^2 \Phi(r, u); \quad (1.46)$$

$$\chi_g = \int_{\Delta u_g} \chi(u) du. \quad (1.47)$$

Чтобы вычислить групповые константы многогруппового диффузионного приближения, необходимо заменить в формулах (1.43) — (1.46) неизвестный поток нейтронов $\Phi(r, u)$ приближенной оценкой с разде-

ляющимися переменными:

$$\Phi(r, u) \approx \Psi(r, u) \varphi(u), \quad (1.48)$$

в которой $\Psi(r, u)$ должна быть достаточно плавной функцией летаргии, а не зависящая от координат резонансная функция $\varphi(u)$ должна явно выражаться через макроскопические сечения среды. Для получения такой оценки найдем из уравнения диффузии (1.39) выражение для *плотности столкновений* в единичном интервале летаргии:

$$\Sigma_t(u) \Phi(r, u) = I_s(r, u) + I_f(r, u) - q(r, u) - D(u) \nabla^2 \Phi(r, u). \quad (1.49)$$

Рассмотрим характер энергетических зависимостей членов, стоящих в правой части этого соотношения. Внешний источник $q(r, u)$ и интеграл делений $I_f(r, u)$ суть плавные функции летаргии u . Что касается интеграла рассеяния

$$I_s(r, u) = \int_{-\infty}^{\infty} du' \Sigma_{in}(u' \rightarrow u) \Phi(r, u) + \sum_i c_i \int_{u-\xi_i}^u du' \sigma_e^i(u' \rightarrow u) \Phi(r, u), \quad (1.50)$$

то его первый член, описывающий замедление нейтронов до летаргии u в результате неупругого рассеяния, также является плавной функцией u . Члены же, описывающие замедление нейтронов при упругом рассеянии на нуклидах, могут обладать резонансной структурой, коррелирующей со структурой полного сечения при летаргии u , если максимальное приращение летаргии при упругом рассеянии на i -м нуклиде.

$$\xi_i = \ln \left(\frac{A_i + 1}{A_i - 1} \right)^2 \quad (1.51)$$

будет мало или сравнимо с шириной нейтронных резонансов. Величина A_i в (1.50) есть отношение массы i -го нуклида к массе нейтрона. Если допустить, что нейтронные резонансы много уже, чем ξ_i , для наиболее тяжелого из присутствующих в среде нуклидов, то $I_s(r, u)$ также можно считать плавной функцией летаргии u . Приближение, в котором пренебрегается наличием в $I_s(r, u)$ структуры, коррелирующей со структурой в $\Sigma_t(u)$, называется *приближением узких резонансов* [21]. В приближении узких резонансов резонансная структура плотности столкновений $\Sigma_t(u) \Phi(r, u)$ может быть обусловлена лишь структурой последнего члена в (1.49), описывающего диффузию нейтронов (преимущественную утечку нейтронов из элемента объема при $\nabla^2 \Phi > 0$; преимущественный приток нейтронов в элементарный объем из его окружения — при $\nabla^2 \Phi < 0$).

Диффузионный источник $q_d(r, u) = -D(u) \nabla^2 \Phi$, конечно, обладает резонансной структурой, коррелирующей со структурой в полном сечении (как за счет структуры в энергетической зависимости коэффициента диффузии, так и за счет структуры в энергетической зависимости

потока нейтронов). Поэтому пренебречь резонансной структурой в плотности столкновений (1.49) можно только, если относительный вклад диффузионного источника мал (приближение слабой диффузии). В приближениях узкого резонанса и слабой диффузии из (1.49) получаем следующую оценку для потока нейтронов:

$$\Phi(r, u) \approx \Psi(r, u) / \Sigma_t^g(u), \quad (1.52)$$

где $\Psi(r, u)$ — плавная аппроксимация зависимости плотности столкновений. Используя эту оценку в формулах усреднения групповых констант (1.43) — (1.46), вынося $\Psi(r, u)$ за знаки интегрирования при средних значениях и сокращая [что можно сделать при достаточно узких группах (см. § 1.1)], получаем:

$$\Sigma_t^g = \frac{1}{\langle 1/\Sigma_t \rangle_g}; \quad (1.53)$$

$$\Sigma_s^{g' \rightarrow g} = \langle \Sigma_s^{-g} / \Sigma_t \rangle_g / \langle 1/\Sigma_t \rangle_g; \quad (1.54)$$

$$\nu \Sigma_f^g = \langle \nu \Sigma_f / \Sigma_t \rangle_g / \langle 1/\Sigma_t \rangle_g; \quad (1.55)$$

$$\begin{aligned} D^g &= \langle D / \Sigma_t \rangle_g / \langle 1/\Sigma_t \rangle_g = \\ &= \frac{\langle 1/\Sigma_t \Sigma_{tr} \rangle_g}{3 \langle 1/\Sigma_t \rangle_g} = \frac{1}{3 \Sigma_{tr}^g}. \end{aligned} \quad (1.56)$$

В написанных формулах угловые скобки обозначают усреднение по групповому интервалу летаргии. При получении формулы (1.56) за знаки интегрирования (усреднения) была вынесена и сокращена плавная функция летаргии $\nabla^2 \Psi(r, u)$.

Таким образом, приближения узкого резонанса и слабой диффузии позволяют получить формулы для вычисления коэффициентов многогруппового уравнения диффузии — групповых макроконстант. Групповые макроконстанты при этом не зависят от координат. Их значения определяются только составом той гомогенной зоны, для которой они рассчитаны. От формы или размеров этой зоны они не зависят.

Рассмотрим теперь уравнения многогруппового P_1 -приближения:

$$\begin{aligned} \nabla \mathbf{J}_g(r) + \Sigma_{t,0}^g \Phi_g(r) &= \sum_{g'=1}^g \Sigma_{s,0}^{g' \rightarrow g} \Phi_{g'}(r) + \\ &+ \chi_g \sum_{g'=1}^G \nu \Sigma_f^{g'} \Phi_{g'}(r) + q_g(r); \end{aligned} \quad (1.57)$$

$$\frac{1}{3} \nabla \Phi_g(r) + \Sigma_{t,1}^g \mathbf{J}_g(r) = \sum_{g'=1}^g \Sigma_{s,1}^{g' \rightarrow g} \mathbf{J}_{g'}(r), \quad (1.58)$$

где $\Phi_g(r)$ определено согласно (1.40), а

$$\mathbf{J}_g(r) = \int_{\Delta u_g} du \mathbf{J}(r, u). \quad (1.59)$$

Групповые макроконстанты, фигурирующие в уравнении (1.57), определены согласно (1.43) – (1.45). Что касается коэффициентов уравнения (1.58), то они должны определяться из условий

$$\Sigma_{t,1}^g \int_{\Delta u_g} du J(r, u) = \int_{\Delta u_g} du \Sigma_t(u) J(r, u); \quad (1.60)$$

$$\begin{aligned} & \Sigma_{s,1}^{g' \rightarrow g} \int_{\Delta u_{g'}} du' J(r, u') = \\ & = \int_{\Delta u_{g'}} du' J(r, u') \int_{\Delta u_g} du \Sigma_s(u' \rightarrow u) \bar{\mu}_0(u' \rightarrow u). \end{aligned} \quad (1.61)$$

Если воспользоваться приближениями узкого резонанса и слабой диффузии, то для $\Sigma_{t,0}^g, \Sigma_{s,0}^{g' \rightarrow g}, \nu \Sigma_f^g$ получим формулы (1.53) – (1.55). Для расчета $\Sigma_{t,1}^g$ и $\Sigma_{s,1}^{g' \rightarrow g}$ следует оценить ток нейтронов $J(r, u)$. Обратимся с этой целью к уравнению (1.30). Полагая, что $q_1(r, u) = 0$, получаем:

$$\Sigma_t(u) J(r, u) = I_1(r, u) - \frac{1}{3} \nabla \Phi(r, u), \quad (1.62)$$

где

$$I_1(r, u) = \int_{-\infty}^u du' \Sigma_s(u' \rightarrow u) \bar{\mu}_0(u' \rightarrow u) J(r, u'). \quad (1.63)$$

Для оценки этого интеграла умножим соотношение (1.62) для $u = u'$ на отношение $\Sigma_s(u' \rightarrow u) \bar{\mu}_0(u' \rightarrow u) / \Sigma_t(u')$ и проинтегрируем по u' :

$$\begin{aligned} I_1(r, u) &= \int_{-\infty}^u du' I_1(r, u') \Sigma_s(u' \rightarrow u) \bar{\mu}_0(u' \rightarrow u) / \Sigma_t(u) + \\ &+ \frac{1}{3} \int_{-\infty}^u du' \nabla \Phi(r, u) \Sigma_s(u' \rightarrow u) \bar{\mu}_0(u' \rightarrow u) / \Sigma_t(u). \end{aligned} \quad (1.64)$$

Примем полученную выше оценку (1.52):

$$\Phi(r, u) \approx \Psi(r, u) / \Sigma_t(u).$$

Тогда под знаками интегралов в правой части (1.64) от координат будут зависеть лишь плавные функции летаргии $I_1(r, u)$ и $\nabla \Psi(r, u)$. Разделим, как и ранее, рассеяние на упругое и неупругое:

$$\begin{aligned} \Sigma_s(u' \rightarrow u) \bar{\mu}_0(u' \rightarrow u) &= \Sigma_e(u' \rightarrow u) \bar{\mu}_e(u' \rightarrow u) + \\ &+ \Sigma_{in}(u' \rightarrow u) \bar{\mu}_{in}(u' \rightarrow u). \end{aligned}$$

Неупругое рассеяние происходит, как правило, с образованием составного ядра. Поэтому средний косинус угла неупругого рассеяния в системе координат центра инерции близок к нулю. Поскольку неупругое рассеяние происходит в основном на тяжелых ядрах, то и в лабораторной системе координат

$$\int \bar{\mu}_{in}(u' \rightarrow u) du \ll 1.$$

Поэтому можно надеяться получить неплохую оценку зависимости тока от летаргии в приближении $\bar{\mu}_{in}(u^* \rightarrow u) = 0$.

Упругое рассеяние существенно анизотропно, и нет оснований для того, чтобы положить $\mu_e(u^* \rightarrow u) = 0$. Наиболее просто выразить I_1 через $\nabla \Psi$ можно, предположив, что в интегралах правой части уравнения (1.64) $I_1(r, u^*)$ и $\Psi(r, u^*)$ считать равными $I_1(r, u)$ и $\Psi(r, u)$ соответственно. Это приближение, которое мы в дальнейшем условно будем называть "приближение изотропии с большой потерей энергии", справедливо в двух случаях:

если $I_1(r, u)$ и $\Psi(r, u)$ довольно существенно зависят от летаргии, но основной вклад в интегралы обусловлен рассеянием на ядрах, максимальное приращение летаргии при рассеянии ξ для которых достаточно мало, так что, учитывая плавность зависимости функций I_1 и Ψ от летаргии, можно положить $I_1(r, u) \approx I_1(r, u - \xi)$ и $\Psi(r, u) \approx \Psi(r, u - \xi)$, т. е. когда в среде мала концентрация легчайших ядер водорода, дейтерия и т.п.);

если в той области энергий, где необходимо учитывать резонансную самоэкранировку сечений, I_1 и Ψ практически не зависят от летаргии, т. е. плавная составляющая спектра тока нейтронов и спектр плотностей столкновений являются фермиевскими, как это имеет место во всех реакторах на тепловых и промежуточных нейтронах, содержащих достаточное количество замедлителей.

В гл. 5 показано, что "приближение изотропии рассеяния с большей потерей энергии" справедливо во всех практически важных случаях. Исключения составляют лишь смеси водорода с резонансными нуклидами средней атомной массы ($A \sim 20 \div 50$), у которых резонансы расположены при достаточно высоких энергиях. Тогда, с одной стороны, важно учитывать влияние резонансной самоэкранировки сечений на утечку, а с другой — практически все нейтроны деления после одного столкновения с протоном попадают в область резонансных энергий, и поэтому необходимо принять во внимание зависимость I_1 и Ψ от летаргии при расчете интегралов в уравнении (1.64).

На данном этапе вынесем функции I_1 и $\nabla \Psi$ из-под интегралов при значениях летаргии u_1^* и u^* и в соответствии с используемым приближением воспользуемся равенствами

$$I_1(r, u_1^*) = I_1(r, u); \quad \Psi(r, u^*) = \Psi(r, u).$$

Разрешая полученное в результате соотношение относительно $I_1(r, u)$, имеем

$$I_1(r, u) = - \frac{a_1(u)}{3} \nabla \Psi(r, u), \quad (1.65)$$

где

$$a_1(u) = \frac{\int_{-\infty}^u du^* \Sigma_S(u^* \rightarrow u) \bar{\mu}_0(u^* \rightarrow u) / \Sigma_T^2(u^*)}{1 - \int_{-\infty}^u du^* \Sigma_S(u^* \rightarrow u) \bar{\mu}_0(u^* \rightarrow u) / \Sigma_T(u)} \quad (1.66)$$

— плавная функция летаргии u в приближении узких резонансов. Из (1.62), (1.65) и (1.52) следует:

$$J(r, u) \approx -\frac{1}{3} \nabla \Psi(r, u) \left[\frac{1}{\Sigma_t^2(u)} + \frac{a_1(u)}{\Sigma_t(u)} \right]. \quad (1.67)$$

Подставляя эту оценку в формулы (1.60), (1.61), вынося из-под знаков интегралов плавную вектор-функцию летаргии $\frac{1}{3} \nabla \Psi(r, u)$ и сокращая на нее, приходим к следующим формулам вычисления групповых констант, фигурирующих в уравнении для тока нейтронов группы g :

$$\Sigma_{t,1}^g = \frac{\langle 1/\Sigma_t \rangle_g + \langle a_1 \rangle_g}{\langle 1/\Sigma_t^2 \rangle_g + \langle a_1 \rangle_g}; \quad (1.68)$$

$$\Sigma_{s,1}^{g' \rightarrow g} = \frac{\langle \mu_0 \Sigma_s^{-g} / \Sigma_t^2 \rangle + \langle a_1 \mu_0 \Sigma_s^{-g} / \Sigma_t \rangle}{\langle 1/\Sigma_t^2 \rangle + \langle a_1 / \Sigma_t \rangle}. \quad (1.69)$$

Поскольку $a_1(u)$ — плавная функция летаргии, ее удобно вынести из-под знака усреднения при некотором среднем значении. В качестве такого можно принять

$$a_1^g = \frac{\langle \bar{\mu}_0 \Sigma_s / \Sigma_t^2 \rangle_g}{1 - \langle \bar{\mu}_0 \Sigma_s / \Sigma_t \rangle_g}. \quad (1.70)$$

Тогда формулы (1.68), (1.69) приобретают вид:

$$\Sigma_{t,1}^g = \frac{\langle 1/\Sigma_t \rangle_g + a_1^g}{\langle 1/\Sigma_t^2 \rangle_g + a_1^g \langle 1/\Sigma_t \rangle_g}; \quad (1.71)$$

$$\Sigma_{s,1}^{g' \rightarrow g} = \frac{\langle \mu_0^{-g} \Sigma_s^{-g} / \Sigma_t^2 \rangle_{g'} + a_1^g \langle \mu_0^{-g} \Sigma_s^{-g} / \Sigma_t \rangle_{g'}}{\langle 1/\Sigma_t^2 \rangle_g + a_1^g \langle 1/\Sigma_t \rangle_{g'}}. \quad (1.72)$$

Таким образом, для получения удобных в практическом отношении формул для расчета групповых констант, фигурирующих в уравнениях P_1 -приближения, кроме приближений узких резонансов и слабой диффузии потребовалось еще сделать приближение изотропии рассеяния с большой потерей энергии. Заметим, что все эти приближения были сделаны лишь при оценках зависимостей потока и тока нейтронов от летаргии. Благодаря тому, что групповые константы являются дробными функционалами потока и тока, можно рассчитывать, что погрешности констант, связанные с этими приближениями, будут невелики. Что касается конечных результатов расчетов, представляющих собой функционалы групповых потоков (1.18), то следует ожидать, что в этих величинах погрешности будут еще меньше. Разумеется, эти качественные рассуждения требуют количественных проверок. Результаты таких проверок приводятся в гл. 5.

Заметим, что отношение $\Sigma_{s,1}^{g' \rightarrow g} / \Sigma_{s,0}^{g' \rightarrow g}$ не всегда можно интерпретировать как средний косинус угла рассеяния, сопровождающегося замед-

лением из группы g' в группу g . В самом деле, за счет разных законов усреднения величин $\Sigma_{s,1}^{g' \rightarrow g}$ и $\Sigma_{s,0}^{g' \rightarrow g}$ их отношение может, вообще говоря, превышать единицу.

Многогрупповое диффузионное приближение можно получить из многогруппового P_1 -приближения, если принять по аналогии с (1.35)

$$\sum_{g'=1}^g \Sigma_{s,1}^{g' \rightarrow g} J_{g'}(r) \approx J_g(r) \sum_{g'=g}^G \Sigma_{s,1}^{g \rightarrow g'} = J_g(r) \Sigma_{s,1}^g. \quad (1.73)$$

Получаемое в этом приближении уравнение диффузии по форме совпадает с (1.41), однако формула для вычисления коэффициента диффузии получается отличной от (1.46):

$$D^g = 1/[3(\Sigma_{t,1}^g - \Sigma_{s,1}^g)]. \quad (1.74)$$

Различия между результатами расчетов в диффузионном приближении с использованием коэффициентов диффузии (1.56) и (1.74) не превышают различий между результатами расчетов в диффузионном и P_1 -приближениях. Поэтому при расчетах с равным успехом можно пользоваться любой из этих формул.

1.3. МНОГОГРУППОВОЕ УРАВНЕНИЕ ПЕРЕНОСА В ПРЕДСТАВЛЕНИИ СФЕРИЧЕСКИХ ГАРМОНИК

В настоящем параграфе будут получены формулы усреднения констант для одной из форм представления уравнения переноса — представления сферических гармоник. С этой целью сначала запишем уравнение переноса в представлении сферических гармоник, затем перейдем к многогрупповому приближению и, оценив формы внутригрупповых спектров сферических гармоник потока, получим искомые формулы. При этом будем пользоваться теми же тремя основными приближениями ("узких резонансов", "слабой диффузии" и "изотропии рассеяния с большой потерей энергии"), которые были использованы в предыдущем параграфе при оценке формы спектров потока и тока нейтронов.

Кроме этих трех приближений придется считать, что при оценке формы спектров сферических гармоник плотности потока нейтронов можно пренебречь вкладом нейтронов, не испытавших с ядрами рассматриваемой среды ни одного столкновения. Компонента плотности потока нейтронов, обусловленная ни разу не рассеянными в среде нейтронами, экспоненциально убывает с увеличением расстояния от границы этой среды:

$$F_{nr}(r, u, \Omega) \sim \exp[-\Sigma_t(u)x], \quad (1.75)$$

где x — расстояние от точки r до границы среды в направлении $-\Omega$. Если сечения среды обладают резонансной структурой, очевидно, что функция $F_{nr}(r, u, \Omega)$ не представима в форме (1.20): резонансная структура потока нерассеянных нейтронов существенно зависит от координат. Таким образом, приближение (1.20) может применяться лишь вдали от границ раздела зон разного состава, и формулы (1.21) — (1.24), основанные на этом приближении, могут использоваться для расчета групповых констант лишь достаточно протяженных гомогенных зон, при рассмотрении которых неточности учета граничных резонансных

эффектов несущественны. Разумеется, это ограничение относится лишь к тем средам, которые в рассматриваемой энергетической группе обладают резонансной структурой сечений. При рассмотрении многогрупповых диффузионного и P_1 -приближений отмеченное ограничение не подчеркивалось лишь потому, что в тех областях, в которых вклад нерассеянных нейтронов в плотность потока велик, применение этих приближений не оправдано вне зависимости от резонансной структуры сечений. Что же касается "точного" многогруппового уравнения переноса, то предположение о несущественности вклада нерассеянных нейтронов является главным фактором, ограничивающим его применимость для описания нейтронных полей в средах с резонансными сечениями.

Для приближенного представления плотности потока нейтронов в форме (1.20) удобно представить $F(r, u, \Omega)$ в виде разложения по сферическим функциям:

$$F(r, u, \Omega) = \frac{1}{4\pi} \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=-n}^n F_{n,m}(r, u) Y_{n,m}(\Omega). \quad (1.76)$$

Подстановка этого разложения в (1.1) после умножения на $Y_{l,k}$ и интегрирования по всему телесному углу ведет к системе уравнений для сферических гармоник $F_{l,k}(r, u)$. Форма дифференциальных членов в этих уравнениях зависит, как известно, от симметрии рассчитываемой системы и выбора системы координат. Наиболее проста она в случае плоскопараллельной геометрии, когда плотность потока нейтронов зависит лишь от трех скалярных аргументов: x, u, μ , где $\mu = \Omega n$ — косинус угла между направлением Ω и нормалью n к поверхности раздела зон. Поскольку дифференциальные члены уравнения переноса не содержат материальных констант, можно, не теряя общности, ограничиться рассмотрением этой простейшей геометрии.

Так как плотность потока нейтронов в рассматриваемом случае не зависит от азимутального угла ψ , разложение (1.76) можно заменить разложением по полиномам Лежандра $P_n(\mu)$:

$$F(x, u, \mu) = \frac{1}{4\pi} \sum_{m=0}^{\infty} (2m+1) F_m(x, u) P_m(\mu). \quad (1.77)$$

Точно так же представимо в виде разложения по полиномам Лежандра и дважды дифференциальное сечение рассеяния:

$$\Sigma_s(u' \rightarrow u, \mu_0) = \frac{1}{4\pi} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \Sigma_{s,l}(u' \rightarrow u) P_l(\mu_0), \quad (1.78)$$

где

$$\Sigma_{s,l}(u' \rightarrow u) = 2\pi \int_{-1}^1 d\mu_0 \Sigma_s(u' \rightarrow u, \mu_0) P_l(\mu_0), \quad (1.79)$$

$\mu_0 = \Omega \Omega'$ — косинус угла рассеяния.

Подстановка (1.77) и (1.78) в (1.1), умножение на $2\pi P_n(\mu)$ и интегрирование по μ от -1 до 1 дает [5, 16] следующее:

$$\frac{n}{2n+1} \frac{\partial F_{n-1}(x, u)}{\partial x} + \frac{n+1}{2n+1} \frac{\partial F_{n+1}(x, u)}{\partial x} +$$

$$+ \Sigma_t(u) F_n(x, u) = \int_{-\infty}^u du' \Sigma_{s,n}(u' \rightarrow u) F_n(x, u) + \delta_{n,0} S_0, \quad (1.80)$$

$$n = 0, 1, 2, \dots,$$

где

$$S_0 = \chi(x, u) \int_{-\infty}^{\infty} \nu \Sigma_f(u') F_0(x, u') du' + 4\pi q(x, u). \quad (1.81)$$

Внешний источник предполагается изотропным: $q(x, u, \Omega) = q(x, u) / (4\pi)$.
Приближение (1.20) в представлении сферических гармоник имеет вид

$$F(x, u, \mu) = \frac{1}{4\pi} \sum_{n=0}^{\infty} (2n+1) \Psi_n(x, u) \varphi_n(u) P_n(\mu), \quad (1.82)$$

где $\Psi_n(x, u)$ — плавно меняющиеся функции летаргии, а $\varphi_n(u)$ описывают резонансные флуктуации плотности потока нейтронов. Интегрирование уравнения (1.80) по групповым интервалам летаргии приводит к следующей системе уравнений для гармоник плотности групповых потоков:

$$\frac{n}{2n+1} \frac{dF_{n-1}^g(x)}{dx} + \frac{n+1}{2n+1} \frac{dF_{n+1}^g(x)}{dx} + \Sigma_{t,n}^g F_n^g(x) =$$

$$= \sum_{g'=1}^g \Sigma_{s,n}^{g' \rightarrow g} F_n^{g'}(x) + \delta_{n,0} S_0^g(x), \quad (1.83)$$

где

$$F_n^g(x) = \int_{\Delta u_g} F_n(x, u) du; \quad (1.84)$$

$$S_0^g(x) = \chi_g \sum_{g'=1}^G \nu \Sigma_f^{g'} F_0^{g'}(x) + 4\pi \int_{\Delta u_g} du q(x, u); \quad (1.85)$$

$$\chi_g = \int_{\Delta u_g} du \chi(u); \quad (1.86)$$

$$\Sigma_{t,n}^g = \frac{1}{F_n^g(x)} \int_{\Delta u_g} du \Sigma_t(u) F_n(x, u); \quad (1.87)$$

$$\Sigma_{s,n}^{g' \rightarrow g} = \frac{1}{F_n^{g'}(x)} \int_{\Delta u_{g'}} du' F_n(x, u') \int_{\Delta u_g} du \Sigma_{s,n}(u' \rightarrow u); \quad (1.88)$$

$$\nu \Sigma_f^g = \frac{1}{F_0^g(x)} \int_{\Delta u_g} \nu \Sigma_f(u) F_0(x, u) du. \quad (1.89)$$

В приближении (1.82) при достаточно узких группах в последних трех формулах $F_n(x, u)$ может быть заменено $\varphi_n(u)$, и групповые константы гармоник плотности потока будут пространственно-независимыми.

Наша задача, таким образом, состоит в оценке $\varphi_n(u)$. Разобьем рассматриваемую протяженную гомогенную зону на такие подзоны, в пределах каждой из которых точные пространственные зависимости гармоник потока могут быть с приемлемой точностью аппроксимированы выражениями вида

$$F_n(x, u) \approx \varphi_n(u) \exp[B_n(u)x]. \quad (1.90)$$

Если приближение (1.20) удовлетворительно, то $B_n(u)$ являются плавными функциями летаргии.

После подстановки (1.90) в систему уравнений (1.80) и интегрирования по объему рассматриваемой подзоны имеем

$$\begin{aligned} y_n(u) = I_n(u) - \frac{n}{2n+1} \frac{B_{n-1}(u)}{\Sigma_t(u)} y_{n-1}(u) - \\ - \frac{n+1}{2n+1} \frac{B_{n+1}(u)}{\Sigma_t(u)} y_{n+1}(u), \end{aligned} \quad (1.91)$$

где

$$y_n(u) = \Sigma_t(u) \varphi_n(u) \mathcal{Y}_n^o(u). \quad (1.92)$$

В рассматриваемом случае плоскопараллельной азимутально-симметричной геометрии

$$\mathcal{Y}_n^o(u) = \frac{1}{B_n(u)} \{ \exp[B_n(u)a] - \exp[B_n(u)b] \} \quad (1.93)$$

a и b — границы подзоны;

$$\begin{aligned} I_0(u) = \int_{-\infty}^u \frac{\Sigma_{s,0}(u' \rightarrow u)}{\Sigma_t(u)} y_0(u') du' + \\ + \chi(u) \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\nu \Sigma_f(u')}{\Sigma_t(u')} y_0(u') du' + \int_a^b S_0(x, u) dx; \end{aligned} \quad (1.94)$$

$$\Sigma_n(u) = \int_{-\infty}^u \frac{\Sigma_{s,n}(u' \rightarrow u)}{\Sigma_t(u')} y_n(u') du'. \quad (1.95)$$

Будем считать рассматриваемую гомогенную зону достаточно протяженной для того, чтобы для всех гармоник потока ($n \leq M$), дающих заметный вклад в правую часть (1.77), выполнялось неравенство

$$\max \{ |B_n(u)| \} < \Sigma_t(u) \quad (1.96)$$

для всех представляющих интерес значений летаргии. В этом случае решение системы (1.91) можно представить в виде ряда по обратным степеням полного сечения.

Разрешим систему (1.91) методом последовательных приближений. В нулевом приближении пренебрежем в (1.91) последними членами. Тогда

$$\begin{aligned}
 y_0(u) &\approx y_0^{(0)}(u) = I_0(u); \\
 y_1(u) &\approx y_1^{(0)}(u) = I_1(u) - \frac{1}{3} \frac{B_0(u)}{\Sigma_t(u)} I_0(u); \\
 y_2(u) &\approx y_2^{(0)}(u) = I_2(u) - \frac{2}{5} \frac{B_0(u)}{\Sigma_t(u)} I_1(u) + \\
 &+ \frac{1}{3} \frac{2}{5} \frac{B_0(u) B_1(u)}{\Sigma_t^2(u)} I_0(u); \\
 y_3(u) &\approx y_3^{(0)}(u) = I_3(u) - \frac{3}{7} \frac{B_2(u)}{\Sigma_t(u)} I_2(u) + \\
 &+ \frac{2}{5} \frac{3}{7} \frac{B_1(u) B_2(u)}{\Sigma_t^2(u)} I_1(u) - \frac{1}{3} \frac{2}{5} \frac{3}{7} \frac{B_0(u) B_1(u) B_2(u)}{\Sigma_t^3(u)} I_0(u); \\
 &\dots\dots\dots \\
 y_n(u) &\approx y_n^{(0)}(u) = I_n(u) + \\
 &+ \sum_{m=1}^n (-1)^m \frac{I_{n-m}(u)}{\Sigma_t^m(u)} \prod_{l=n-m+1}^n \frac{l B_{l-1}(u)}{2l+1}. \quad (1.97)
 \end{aligned}$$

В k -м приближении

$$\begin{aligned}
 y_n(u) &\approx y_n^{(k)}(u) = I_n(u) - \frac{n}{2n+1} \frac{B_{n-1}(u)}{\Sigma_t(u)} y_{n-1}^{(k)} - \\
 &- \frac{n+1}{2n+1} \frac{B_{n+1}(u)}{\Sigma_t(u)} y_{n+1}^{(k-1)}(u). \quad (1.98)
 \end{aligned}$$

Описанная процедура позволяет представить $y_n(u)$ в виде

$$y_n(u) = I_n(u) + \sum_{m=1}^N \frac{A_{n,m}(u)}{\Sigma_t^m(u)}, \quad (1.99)$$

где коэффициенты $A_{n,m}$ выражаются через интегралы рассеяния $I_n(u)$ и параметры $B_n(u)$. Эти коэффициенты, следовательно, будут являться плавными функциями летаргии, если только таковыми являются интегралы рассеяния. Последнее будет обеспечено, если принять приближение узких резонансов.

Для практического использования оценки формы гармоник плотности столкновений (1.99) необходимо оценить интегралы рассеяния, выразив их непосредственно через сечения. Эта задача сильно упрощается, если предположить, что рассеяние, сопровождающееся большим изменением летаргии, изотропно в лабораторной системе координат или, по крайней мере, этой анизотропией можно пренебречь при решаемой нами задаче оценки резонансной структуры спектров гармоник плотности потока.

Умножим $\gamma_n^{(0)}$ в форме (1.97) для значения летаргии u' на $\Sigma_{s,n}(u' \rightarrow u) / \Sigma_t(u)$ и проинтегрируем по u' от наибольшего значения $u' = u - \xi$, при котором $\Sigma_{s,n}(u' \rightarrow u) \neq 0$, до $u' = u$.

Этот интеграл явится оценкой $I_n(u)$ в нулевом приближении, поскольку при его вычислении использовалась оценка $\gamma_n(u) = \gamma_n^{(0)}(u)$. Итак, имеем:

$$\begin{aligned}
 I_n^{(0)}(u) &= \int_{u-\xi}^u du' \frac{\Sigma_{s,n}(u' \rightarrow u)}{\Sigma_t(u')} I_n(u') + \\
 &+ \sum_{m=1}^n (-1)^m \int_{u-\xi}^u \frac{\Sigma_{s,n}(u' \rightarrow u)}{\Sigma_t^{m+1}(u')} I_{n-m}(u') \times \\
 &\times \prod_{l=n-m+1}^n \frac{lB_{l-1}(u)}{2l+1} du'. \quad (1.100)
 \end{aligned}$$

Согласно сделанному предположению, анизотропным является лишь упругое рассеяние на не слишком легких ядрах, следовательно, в интегралах с $n > 0$ ξ — достаточно малая величина. Вынесем плавную функцию летаргии $I_n(u')$ из-под знака интеграла в правой части (1.100) при среднем значении $I_n(u')$, где $u < u' < u - \xi$. Поскольку ξ мало, а $I_n(u')$ — плавная функция, можно надеяться получить приемлемую точность оценки, положив $I_n(u') = I_n(u)$. Точно так же из-под знаков остальных интегралов могут быть вынесены плавные функции летаргии

$$I_{n-m}(u') \prod_{l=n-m+1}^n lB_{l-1}(u') / (2l+1).$$

В результате получим

$$\begin{aligned}
 I_n^{(0)}(u) &\approx I_n^{(0)}(u) \int_{u-\xi}^u du' \frac{\Sigma_{s,n}(u' \rightarrow u)}{\Sigma_t(u')} + \\
 &+ \sum_{m=1}^n (-1)^m I_{n-m}^{(0)}(u) \prod_{l=n-m+1}^n \frac{lB_{l-1}(u)}{2l+1} \times \\
 &\times \int_{u-\xi}^u \frac{\Sigma_{s,n}(u' \rightarrow u)}{\Sigma_t^{m+1}(u')} du'. \quad (1.101)
 \end{aligned}$$

Усредним (1.101) по интервалу рассматриваемой энергетической группы. В том же приближении, в каком $I_n(u') = I_n(u)$, можно по-

ПОЖИТЬ:

$$\left\langle \int_{u-\xi}^u du' \frac{\Sigma_{s,n}(u' \rightarrow u)}{\Sigma_t^k(u')} \right\rangle = \int_{u-\xi}^u du' \left\langle \frac{\Sigma_{s,n}(u' \rightarrow u)}{\Sigma_t^k(u')} \right\rangle \approx$$

$$\approx \int_u^{u+\xi} du' \left\langle \frac{\Sigma_{s,n}(u \rightarrow u')}{\Sigma_t^k(u)} \right\rangle = \left\langle \frac{\Sigma_{s,n}}{\Sigma_t^k} \right\rangle, \quad (1.102)$$

где угловые скобки означают усреднение по рассматриваемой группе. Таким образом, в нулевом приближении

$$I_n^{(0)} = I_n^{(0)} \left\langle \frac{\Sigma_{s,n}}{\Sigma_t} \right\rangle + \sum_{m=1}^n (-1)^m I_{n-m}^{(0)}(u) \left\langle \frac{\Sigma_{s,n}}{\Sigma_t^{m+1}} \right\rangle \times$$

$$\times \prod_{l=n-m+1}^n \frac{l B_{l-1}}{2l+1},$$

откуда

$$I_n^{(0)} = \frac{\sum_{m=1}^n (-1)^m I_{n-m}^{(0)}(u) \left\langle \frac{\Sigma_{s,n}}{\Sigma_t^{m+1}} \right\rangle \prod_{l=n-m+1}^n \frac{l B_{l-1}}{2l+1}}{1 - \langle \Sigma_{s,n} / \Sigma_t \rangle}. \quad (1.103)$$

В частности,

$$I_1^{(0)} = -\frac{B_0}{3} \frac{\langle \Sigma_{s,1} / \Sigma_t^2 \rangle}{1 - \langle \Sigma_{s,1} / \Sigma_t \rangle} I_0; \quad (1.104)$$

$$I_2^{(0)} = \frac{1}{3} \frac{2}{5} B_0 B_1 \left\{ \left\langle \frac{\Sigma_{s,2}}{\Sigma_t^3} \right\rangle + \right.$$

$$\left. + \left\langle \frac{\Sigma_{s,2}}{\Sigma_t^2} \right\rangle \frac{\langle \Sigma_{s,1} / \Sigma_t^2 \rangle}{1 - \langle \Sigma_{s,1} / \Sigma_t \rangle} \right\} \frac{I_0}{1 - \langle \Sigma_{s,2} / \Sigma_t \rangle}; \quad (1.105)$$

$$I_3^{(0)} = -\frac{1}{3} \frac{2}{5} \frac{3}{7} B_0 B_1 B_2 \left\{ \left\langle \frac{\Sigma_{s,3}}{\Sigma_t^4} \right\rangle + \right.$$

$$\left. + \left\langle \frac{\Sigma_{s,3}}{\Sigma_t^3} \right\rangle \frac{\langle \Sigma_{s,1} / \Sigma_t^2 \rangle}{1 - \langle \Sigma_{s,1} / \Sigma_t \rangle} + \left\langle \frac{\Sigma_{s,3}}{\Sigma_t^2} \right\rangle \times \right.$$

$$\left. \times \frac{\left\langle \frac{\Sigma_{s,2}}{\Sigma_t^3} \right\rangle + \left\langle \frac{\Sigma_{s,2}}{\Sigma_t^2} \right\rangle \left\langle \frac{\Sigma_{s,1}}{\Sigma_t^2} \right\rangle / (1 - \langle \Sigma_{s,1} / \Sigma_t \rangle)}{1 - \langle \Sigma_{s,2} / \Sigma_t \rangle} \right\} \times$$

$$\times \frac{I_0}{1 - \langle \Sigma_{s,3} / \Sigma_t \rangle}. \quad (1.106)$$

Теперь нетрудно получить оценку резонансной структуры φ_n в группе: для этого достаточно заменить в (1.98) интегралы рассеяния и B_k среднegrupповыми значениями и разделить полученные выражения на $\Sigma_t(u)$ и на \mathcal{V}_n (для последней величины также естественно использовать среднegrupповые значения). В результате получим

$$\begin{aligned} \varphi_0^{(0)}(u) &= \frac{l_0}{\mathcal{V}_0} \frac{1}{\Sigma_t(u)} ; \\ \varphi_1^{(0)}(u) &= -\frac{1}{3} \frac{B_0 l_0}{\mathcal{V}_1} \left[\frac{1}{\Sigma_t^2(u)} + \frac{a_1}{\Sigma_t(u)} \right] ; \\ \varphi_2^{(0)}(u) &= \frac{1}{3} \frac{2}{5} \frac{B_0 B_1 l_0}{\mathcal{V}_2} \left[\frac{1}{\Sigma_t^3(u)} + \frac{a_1}{\Sigma_t^2(u)} + \frac{a_2}{\Sigma_t(u)} \right] ; \\ \varphi_3^{(0)}(u) &= -\frac{1}{3} \frac{2}{5} \frac{3}{7} \frac{B_0 B_1 B_2 l_0}{\mathcal{V}_3} \left[\frac{1}{\Sigma_t^4(u)} + \right. \\ &+ \left. \frac{a_1}{\Sigma_t^3(u)} + \frac{a_2}{\Sigma_t^2(u)} + \frac{a_3}{\Sigma_t(u)} \right] ; \\ &\dots \dots \dots \\ \varphi_n^{(0)}(u) &= \frac{l_0}{\mathcal{V}_n} \prod_{\ell=1}^n \frac{l B_{\ell-1}}{2\ell+1} \sum_{m=0}^n \frac{a_m}{\Sigma^{n-m+1}(u)} , \end{aligned} \quad (1.107)$$

где

$$a_m = \frac{\sum_{k=0}^m a_k \langle \Sigma_{s,m} / \Sigma_t^{m-k+1} \rangle}{1 - \langle \Sigma_{s,m} / \Sigma_t \rangle} . \quad (1.108)$$

Таким образом, спектры гармоник потока в нулевом приближении не зависят от параметров B_n , определяющих пространственное распределение гармоник: эти параметры входят лишь в несущественные для усреднения множители.

Однако в более высоких приближениях дело обстоит иначе. Запишем выражение для φ_0 во втором приближении, для φ_1 — в первом, а для более высоких гармоник — в нулевом приближении:

$$\begin{aligned} \varphi_0(u) \approx \varphi_0^{(2)}(u) &= \frac{l_0}{\mathcal{V}_0} \left\{ \frac{1}{\Sigma_t(u)} + \frac{B_0 B_1}{3} \left[\left(\frac{1}{\Sigma_t^3(u)} + \right. \right. \right. \\ &+ \left. \left. \frac{a_1}{\Sigma_t^2(u)} \right) + \frac{B_0 B_1}{3} \left(\frac{1}{\Sigma_t^5(u)} + \frac{a_1}{\Sigma_t^4(u)} + \frac{b_1}{\Sigma_t^2(u)} \right) + \right. \\ &+ \left. \frac{4}{15} B_1 B_2 \left(\frac{1}{\Sigma_t^5(u)} + \frac{a_1}{\Sigma_t^4(u)} + \frac{a_2}{\Sigma_t^3(u)} + \frac{b_1 + a_1 a_2}{\Sigma_t^2(u)} \right) \right] \left. \right\} ; \end{aligned} \quad (1.109)$$

$$\begin{aligned} \varphi_1(u) \approx \varphi_1^{(1)}(u) = & -\frac{B_0 I_0}{3 \mathcal{V}_1} \left[\left(\frac{1}{\Sigma_t^2(u)} + \frac{a_1}{\Sigma_t(u)} \right) + \right. \\ & + \frac{B_0 B_1}{3} \left(\frac{1}{\Sigma_t^4(u)} + \frac{a_1}{\Sigma_t^3(u)} + \frac{b_1}{\Sigma_t(u)} \right) + \\ & \left. + \frac{4}{15} B_1 B_2 \left(\frac{1}{\Sigma_t^4(u)} + \frac{a_1}{\Sigma_t^3(u)} + \frac{a_2}{\Sigma_t^2(u)} + \frac{b_1 + a_1 a_2}{\Sigma_t(u)} \right) \right]; \quad (1.110) \end{aligned}$$

$$\varphi_n(u) \approx \varphi_n^{(0)}(u) = \frac{I_0}{\mathcal{V}_n} \prod_{l=1}^n \frac{l B_{l-1}}{2l+1} \sum_{m=0}^n \frac{a_m}{\Sigma_t^{n+1-m}(u)}; \quad (1.111)$$

$$b_1 = \frac{\langle \Sigma_{s,1} / \Sigma_t^4 \rangle + a_1 \langle \Sigma_{s,1} / \Sigma_t^3 \rangle}{1 - \langle \Sigma_{s,1} / \Sigma_t \rangle}. \quad (1.112)$$

Видно, что форма спектра гармоник потока не зависит от их пространственного распределения лишь в нулевом приближении. В более высоких приближениях и спектры и, следовательно, усредняемые по ним сечения зависят от характеристик пространственно-углового распределения.

Запишем в явном виде формулы усреднения групповых констант (1.87) — (1.89), используя для оценки формы спектра гармоник потока оценку в нулевом приближении:

$$\Sigma_{t,n}^g = \frac{\sum_{m=0}^n a_m \langle 1 / \Sigma_t^{n-m} \rangle_g}{\sum_{m=0}^n a_m \langle 1 / \Sigma_t^{n-m+1} \rangle_g}; \quad (1.113)$$

$$\Sigma_{s,n}^{g \rightarrow g'} = \left(\sum_{m=0}^n a_m \langle \Sigma_{s,n}^{-g'} / \Sigma_t^{n-m+1} \rangle_g \right) / \left(\sum_{m=0}^n a_m \langle 1 / \Sigma_t^{n-m+1} \rangle_g \right); \quad (1.114)$$

$$\nu \Sigma_t^g = \frac{\langle \nu \Sigma_f / \Sigma_t \rangle_g}{\langle 1 / \Sigma_t \rangle_g}, \quad (1.115)$$

где a_m определены рекуррентной формулой (1.108). Угловые скобки, как и ранее, означают усреднение по группе g :

$$\langle f \rangle = \frac{1}{\Delta u_g} \int_{\Delta u_g} f(u) du. \quad (1.116)$$

Гармоники сечения рассеяния, сопровождающегося попаданием в группу g' , определены следующим образом:

$$\Sigma_{s,n}^{-g'}(u) = \int_{\Delta u_{g'}} du' \Sigma_{s,n}(u \rightarrow u'). \quad (1.117)$$

В записанных выше формулах предполагается, что группы достаточно узки для того, чтобы множители, содержащие плавные зависимости от летаргии, могли быть вынесены из-под знаков интегрирования при среднегрупповых значениях. Чтобы это условие выполнялось при вычислении гармоник сечений замедления $\sum_{s, n}^{g \rightarrow g}$ (1.114), ширины групп должны быть сравнимы с приращением летаргии при упругом рассеянии. В самом деле, если это условие не будет выполнено, вероятность замедления из группы в результате упругого рассеяния будет отлична от нуля лишь на малой доле всего занимаемого группой интервала летаргии, прилегающей к низкоэнергетической границе группы. В этом случае плотность потока в той части группы, откуда возможно замедление [ей пропорционален числитель формулы (1.88)], и среднегрупповая плотность потока (стоящая в знаменателе этой формулы) могут существенно отличаться, тогда как в (1.114) эти отличия не учитываются. Вопрос о вычислении сечений замедления для широких групп рассмотрен в гл. 4.

Приближение, в котором получены формулы (1.113) — (1.115), эквивалентно приближению слабой диффузии, использовавшемуся в § 1.2. В приближении слабой диффузии для расчета групповых констант не требуется никакой информации о пространственно-угловом распределении потока нейтронов в рассчитываемой системе. Поэтому отпадает необходимость при подготовке констант разбивать гомогенные зоны на подзоны.

Формулы (1.113) — (1.115) для групповых констант и (1.107) для коэффициентов a_m были впервые получены в [17].

Допустим, что групповые константы, определенные этими формулами, вычислены и с их помощью рассчитаны пространственные зависимости гармоник нейтронного потока $F_n^g(x)$. Разбив рассчитываемую систему на подзоны, в пределах каждой из которых гармоники нейтронного потока представимы приближенно в виде (1.90), получим для каждой из таких подзон групповые лапласианы $B_{n, j}^g$. Знание $B_{n, j}^g$ и интегральных по зонам j гармоник потока $F_{n, j}^g$ позволяет рассчитать групповые константы более строго — отказавшись от приближения изотропии рассеяния с большой потерей энергии и приближения слабой диффузии, например, в приближении (1.109) — (1.111).

В гл. 5 показано, что необходимость в таком уточнении может возникнуть лишь в редких случаях. Приближениями, существенно ограничивающими область применимости групповых констант, усредненных по описанному выше алгоритму, являются приближение узких резонансов и, особенно, предположение несущественности вклада нерассеянных нейтронов, заведомо не выполняющееся вблизи границ раздела сред с разной резонансной структурой сечений.

1.4. МНОГОГРУППОВОЕ УРАВНЕНИЕ ПЕРЕНОСА В ИНТЕГРОДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЙ И ИНТЕГРАЛЬНОЙ ФОРМАХ

Как уже отмечалось в § 1.1, существенным отличием уравнения для групповых потоков от односкоростного уравнения, которое обычно рассматривается при разработке численных или аналитических методов решения, является угловая зависимость группового полного сечения. Наиболее просто и аналитически удобно учитывать эту зависимость при решении группового уравнения переноса методом сферических гармоник. В § 1.3 было показано, что для этого необходимо в левых частях системы

уравнений относительно угловых гармоник потока использовать сечения, усредненные с весом спектра соответствующей гармоники. Легко показать, что такие групповые сечения обладают следующими свойствами: $\Sigma_{t, n+1}^g \leq \Sigma_{t, n}^g$ и $\lim_{n \rightarrow \infty} \Sigma_{t, n}^g = \Sigma_{t, \text{мин}}^g$, где $\Sigma_{t, \text{мин}}^g$ — минимальное полное сечение в группе g .

Угловая зависимость полного сечения обусловлена, с одной стороны, резонансной структурой сечений, а с другой — анизотропией потока нейтронов. Так, в направлении градиента потока в группе g нейтроны летят из областей с меньшей плотностью потока и проходят в среднем меньшее расстояние, чем нейтроны, летящие в противоположном направлении. Поэтому спектр последних сильнее обогащен нейтронами, энергии которых соответствуют минимумам в полном сечении, и сильнее обеднен нейтронами резонансных энергий, чем спектр нейтронов, проинтегрированный по всем углам (и, тем более, чем спектр нейтронов, движущихся в направлении градиента потока). Поскольку диффузионный ток нейтронов направлен против градиента, спектр тока оказывается обогащенным нейтронами с малыми полными сечениями ($\varphi_1 \sim 1/\Sigma_t^2$, тогда как $\varphi_0 \sim 1/\Sigma_t$). Для более высоких угловых гармоник этот эффект еще более усиливается.

В явном виде анизотропия полного сечения проявляется в уравнении переноса, записанном в интегродифференциальной форме. Для получения последнего умножим (1.80) на $\frac{1}{4\pi} (2n+1) P_n(\mu)$ и просуммируем все уравнения. После стандартных преобразований и перехода к произвольной геометрии получим:

$$\begin{aligned} & \Omega \nabla F_g(r, \Omega) + \Sigma_{t, \text{мин}}^g F_g(r, \Omega) + \\ & + \int_{4\pi} d\Omega' \Delta \Sigma_t^g(\Omega', \Omega) F_g(r, \Omega') = \\ & = \int_{4\pi} d\Omega' \Sigma_s^g \rightarrow^g(\Omega', \Omega) F_g(r, \Omega') + \\ & + \sum_{g' = 1}^{g-1} \int_{4\pi} d\Omega' \Sigma_s^{g'} \rightarrow^g(\Omega', \Omega) F_{g'}(r, \Omega') + S(r, \Omega), \end{aligned} \quad (1.118)$$

где

$$\Delta \Sigma_t^g(\mu_0) = \frac{1}{4\pi} \sum_{n=0}^{\infty} (2n+1) (\Sigma_{t, n}^g - \Sigma_{t, \text{мин}}^g) P_n(\mu_0). \quad (1.119)$$

Если интегральный член, стоящий в левой части уравнения, объединить с интегралом рассеяния, не сопровождающегося замедлением из группы, то уравнение (1.78) легко перевести в интегральную форму:

$$\begin{aligned} F_g(r, \Omega) &= \int_0^G(r, \Omega) ds Q_g(r - s\Omega, \Omega) \times \\ &\times \exp \left[- \int_0^s \Sigma_{t, \text{мин}}^g(r - x\Omega) dx \right], \end{aligned} \quad (1.120)$$

где

$$Q_g(r, \Omega) = \int_{4\pi} d\Omega' \sum_s^g \rightarrow^g(r, \Omega' \Omega) F_g(r, \Omega') + \\ + \sum_{g' = 1}^{g-1} \int_{4\pi} d\Omega' \sum_s^{g'} \rightarrow^g(r, \Omega' \Omega) F_{g'}(r, \Omega') + S(r, \Omega); \quad (1.121)$$

$$\sum_s^g \rightarrow^g(r, \mu_0) = \sum_s^g \rightarrow^g(r, \mu_0) - \Delta \Sigma_t(r, \mu_0); \quad (1.122)$$

$G(r, \Omega)$ — расстояние от точки r до внешней границы в направлении $-\Omega$.

Зависимость анизотропии среднегруппового полного сечения от анизотропии потока в среде становится особенно ясной, если групповое сечение представить в виде (для простоты рассматриваем плоскую геометрию):

$$\Sigma_t^g(x, \mu) = \frac{\langle \Sigma_t(u) F(x, u, \mu) \rangle_g}{\langle F(x, u, \mu) \rangle_g} = \\ = \frac{\sum_{n=0}^{\infty} (2n+1) \langle \Sigma_t(u) F_n(x, u) \rangle_g P_n(\mu)}{\sum_{n=0}^{\infty} (2n+1) F_n^g(x) P_n(\mu)} = \\ = \frac{\sum_{n=0}^{\infty} (2n+1) \Sigma_{t,n}^g F_n^g(x) P_n(\mu)}{\sum_{n=0}^{\infty} (2n+1) F_n^g(x) P_n(\mu)} = \\ = \Sigma_{t,\text{мин}}^g + \frac{\sum_{n=0}^{\infty} (2n+1) P_n(\mu) (\Sigma_{t,n}^g - \Sigma_{t,\text{мин}}^g) F_n^g(x)}{\sum_{n=0}^{\infty} (2n+1) F_n^g(x) P_n(\mu)} \quad (1.123)$$

В качестве примера на рис. 1.2 приведены расчетные угловые зависимости полного сечения и потока нейтронов, усредненные по интервалу энергий 21,5 — 46,5 кэВ. Данные приведены для железной пластины в зависимости от расстояния до ее поверхности ($x = 0$), на которую падает перпендикулярный ей пучок нейтронов деления. Обычно при расчетах таких систем в качестве источника рассматриваются первые рассеяния нейтронов, испущенных внешним источником. Приведенное полное сечение относится именно к потоку рассеянных нейтронов. Видно, что вблизи границ полное групповое сечение для направлений внутрь пластины намного превышает среднее, тогда как для нейтронов, вылетающих из системы, полное сечение лишь несколько больше, чем $\Sigma_{t,\text{мин}}^g$.

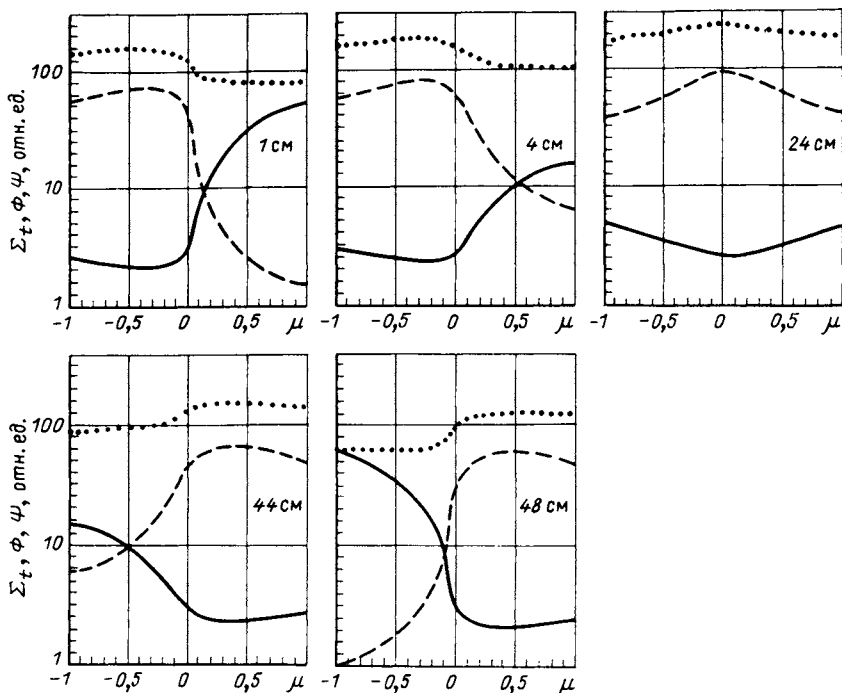


Рис. 1.2. Угловые зависимости группового полного сечения железа Σ_t (—), потока нейтронов Φ (---) и плотности столкновений Ψ (●) нейтронов энергетической группы 21,5–46,5 кэВ, испытавших хотя бы одно столкновение в железной пластине толщиной 50 см при различных расстояниях от края пластины, на которую нормально падает поток нейтронов деления (минимальное полное сечение в рассматриваемой группе принято за единицу. Для сравнения: $\Sigma_{t,0}/\Sigma_{t,\text{мин}} = 3,3$, $\langle \Sigma_t \rangle / \Sigma_{t,\text{мин}} = 50$)

Если резонансная структура несущественна, то, очевидно, справедливо следующее условие:

$$0 < \Sigma_s^{g \rightarrow g}(r, \mu_0) < \Sigma_t^g, \quad (1.124)$$

выполнение которого является необходимым при использовании многих методов решения уравнения переноса. Резонансная самоэкранировка приводит к замене Σ_t^g на $\Sigma_{t,\text{мин}}^g$, а $\Sigma_s^{g \rightarrow g}$ на $\tilde{\Sigma}_s^{g \rightarrow g}$, что может приводить к нарушению условия (1.124). Связанные с этим проблемы и пути их решения рассмотрены в § 5.5.

ВЫРАЖЕНИЕ МАКРОСКОПИЧЕСКИХ КОНСТАНТ СРЕДЫ ЧЕРЕЗ МИКРОСКОПИЧЕСКИЕ ГРУППОВЫЕ КОНСТАНТЫ ВХОДЯЩИХ В ЕЕ СОСТАВ НУКЛИДОВ

2.1. ВВОДНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ

В гл. 1 были получены формулы для вычисления макроскопических групповых констант протяженных гомогенных сред. В простейшем варианте этих формул, полученном в приближениях узкого резонанса, слабой диффузии и изотропии рассеяния с большой потерей энергии, для вычисления групповых констант среды не требуется никакой информации о системе, в состав которой входит зона, заполненная рассматриваемой средой; надо лишь знать значения набора функционалов макроскопических сечений этой среды, таких, как $\langle 1/\Sigma_t \rangle$, $\langle \Sigma_{s, n}/\Sigma_t \rangle$ и т. п.

Для вычисления этих функционалов достаточно располагать информацией о детальной энергетической зависимости нейтронных сечений каждого из входящих в состав рассматриваемой среды нуклидов. Если информация об энергетической зависимости сечения каждой реакции x для каждого нуклида i представлена в виде массива пар чисел $\{E_k, \sigma_x(E_k)\}$ и задан закон интерполяции сечения по энергии между каждыми двумя соседними точками E_k и E_{k+1} , то, в принципе, можно разработать алгоритм и реализующую его программу для вычисления упомянутых функционалов сечений и определенных с их помощью групповых констант. Однако чрезвычайная сложность энергетической зависимости нейтронных сечений, обусловленная наличием резонансной структуры, является серьезным препятствием на пути практической реализации такого рода алгоритмов. Например, поточечное представление энергетической зависимости сечений ^{238}U в области разрешенных резонансов (ниже 5 кэВ) требует задания сечения каждой реакции в сотнях тысяч энергетических точек. Лишь в этом случае можно гарантировать, что линейная интерполяция между точками не приведет к погрешностям, превосходящим 1%. В области энергий от 5 до 300 кэВ энергетическая зависимость нейтронных сечений, если судить по данным [25], является более или менее плавной. Однако этот факт отражает лишь недостаточную разрешающую способность современных нейтронных спектрометров. Сечения, измеряемые в этой области, усреднены по интервалу разрешения, содержащему несколько (в области сотен килоэлектронвольт — до нескольких сотен) резонансов. Естественно, что эти средние сечения сравнительно слабо меняются при переходе от одного интервала усреднения к другому. Между тем истинный энергетический ход сечений в области десятков килоэлектронвольт столь же нерегулярен, как и в области разрешенных резонансов. Лишь при энергиях $\sim 200 - 300$ кэВ ширины резонансов урана-238 за счет доплеровского уширения резонансных линий становятся сравнимыми с расстояниями между резонансами и энергетический ход сечений действительно сглаживается. Такова же, качественно, ситуация со структурой сечений и других ядер.

В области неразрешенных резонансов знать средние сечения нуклидов, очевидно, недостаточно для вычисления макроскопических констант среды: из-за резонансной структуры сечений $1/\langle \Sigma_t \rangle \neq \langle 1/\Sigma_t \rangle$. Поскольку к детальный ход сечений в этой области не известен, резонансная зави-

симось сечений может быть оценена лишь исходя из статистических соображений.

В принципе, можно сконструировать такую последовательность резонансов, при которой сечения, усредненные по экспериментальным функциям разрешения, согласовались бы с имеющимися экспериментальными данными и которая удовлетворяла бы известным статистическим закономерностям (т. е. распределения расстояний между резонансами и распределения резонансных ширин согласовались бы с распределениями, следующими из теории и подтвержденными экспериментальными данными из области разрешенных резонансов). В литературе предлагались методы конструирования таких последовательностей [26]. Однако, если учесть, что в области неразрешенных резонансов, например урана-238, лежит более миллиона резонансов, для адекватного описания сечений в каждом из которых требуется задание сечений в десятках точек, станет ясно, что поточечное задание детального хода сечений во всей резонансной области хотя и возможно, но весьма непрактично.

В то же время с точки зрения вычисления групповых нейтронных констант, являющихся интегральными функционалами нейтронных сечений, информация о детальном ходе нейтронных сечений является явно избыточной: для вычисления средних по группе величин типа $\langle 1/\Sigma_g \rangle$ достаточно располагать данными о средних для данной группы характеристиках резонансной структуры сечений, обуславливающих отличия $\langle 1/\Sigma_g \rangle$ от $1/\langle \Sigma_g \rangle$.

Набор характеристик структуры сечений каждого нуклида, позволяющий вычислить в каждой энергетической группе макроскопические групповые константы среды, состоящей из этих нуклидов, будем называть *системой микроскопических групповых констант*.

Расчет макроскопических констант сред на основе системы микроскопических групповых констант входящих в ее состав нуклидов имеет свои преимущества и недостатки по сравнению с расчетом макроконстант на основе детальных энергетических зависимостей нейтронных сечений.

Основных преимуществ два.

Во-первых, объем информации, хранимой в системе микроскопических групповых констант, на несколько порядков меньше, чем в библиотеке данных о детальных энергетических зависимостях нейтронных сечений. Поэтому процесс подготовки макроскопических констант сред для расчета конкретного варианта реактора или защиты требует несравненно меньших затрат машинного времени. Это особенно важно в тех случаях, когда в процессе расчета макроскопические константы приходится неоднократно пересчитывать (например, для учета изменения нуклидного состава реактора в течение кампании, изменения состава в процессе оптимизации и т. п.).

Во-вторых, системы микроскопических групповых констант можно и, более того, целесообразно пересматривать сравнительно редко—лишь по мере накопления достаточно большого объема новой информации о взаимодействии нейтронов с ядрами или, например, появления необходимости перейти к системе групповых констант, обладающей иным, более совершенным представлением данных о структуре сечений. Поэтому при расчете систем микроскопических групповых констант нет нужды обеспечивать столь большое быстроедействие алгоритмов обработки данных, какое необходимо при подготовке макроскопических констант. Переработка данных о детальных энергетических зависимостях нейтронных

сечений в групповые константы может проводиться на основе максимально точных, пусть и не очень быстрых, алгоритмов.

Основные недостатки обсуждаемого подхода к расчету состоят в следующем.

Во-первых, подготовленная и внедренная в практику расчетов система макроскопических групповых констант определяет способ разбиения энергетической оси на группы во всех расчетах, которые будут проводиться на основе системы в течение длительного времени (обычно ряда лет). Поэтому есть опасность, что для некоторых из этих расчетов принятый в системе микроскопических констант способ разбиения на группы окажется неоптимальным или вообще неприемлемым. Эта трудность отпадает, если принятое в системе констант разбиение на группы заведомо более детально, чем требуется в тех расчетах, для проведения которых она предназначена (при подготовке макроскопических констант всегда можно уменьшить число групп до оптимального путем объединения части исходных групп). Однако практическая реализация такой избыточности по числу групп (не менее двух-трех сотен групп) в нашей стране стала возможной лишь в последние годы в связи с появлением достаточно мощных ЭВМ (БЭСМ-6, ЕС-1040, ЕС-1060 и др.). В настоящее время ведется разработка систем констант с большим числом групп, и, несомненно, в скором времени они получат широкое распространение в практике нейтронных расчетов в нашей стране.

Второй, более существенный недостаток состоит в том, что при подготовке системы микроскопических констант, естественно, не могут быть учтены все особенности нейтронных спектров в тех реакторах и защитах, которые будут впоследствии рассчитываться по этим константам. Это обстоятельство ограничивает точность многогрупповых расчетов на основе заранее составленных систем микроскопических групповых констант. Очевидно, что это ограничение тем слабее, чем больше число групп в системе констант и, следовательно, чем уже эти группы. Из общих соображений ясно также, что набор характеристик структуры нейтронных сечений, образующих систему микроскопических констант, может включить в себя и такие характеристики, которые позволяют учесть влияние особенностей нейтронного спектра конкретной рассчитываемой системы на макроскопические константы образующих ее сред в процессе подготовки макроконстант.

2.2. ВЫБОР ШИРИН ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ГРУПП

При разработке системы микроскопических констант необходимо, прежде всего, принять решение о разбиении энергетической оси на группы. Рассмотрим соображения, которые можно положить в основу этого решения. Они, очевидно, должны основываться на том, что в энергетических областях, где резонансы достаточно узки (и, во всяком случае, в области неразрешенных резонансов) структура нейтронных сечений может быть принята во внимание при усреднении этих сечений по групповым интервалам на основе алгоритмов, описанных в гл. 1. Поэтому при выборе ширин групповых интервалов можно отвлечься от наличия сложной резонансной структуры и считать сечения более или менее плавными. Далее, если мы располагаем какой-либо информацией о характере нейтронных спектров в реакторах или защитах, которые предполагается рассчитывать по разрабатываемой системе констант, то, очевидно, имеет

смысл принять эту информацию во внимание при расчете заранее составляемых микроскопических групповых констант. Поэтому обобщим знак усреднения $\langle \dots \rangle$ и будем понимать под ним усреднение с весом априори известного стандартного спектра $\Phi_0(u)$:

$$\langle f \rangle_g = \frac{\int du f(u) \Phi_0(u)}{\int du \Phi_0(u)}. \quad (2.1)$$

Поскольку мы предположили, что сечения суть плавные функции энергии

$$\Sigma_t^g = \langle \Sigma_t \rangle_g, \quad (2.2)$$

$$^a \Sigma_{s,n}^{g \rightarrow g'} = \langle \Sigma_s \rangle_g W_{s,n}^{g \rightarrow g'}, \quad (2.3)$$

где

$$W_{s,n}^{g \rightarrow g'} = \frac{1}{\langle \Sigma_s \rangle_g} \left\langle \int_{\Delta u_{g'}} \Sigma_{s,n}(u \rightarrow u') du' \right\rangle_g. \quad (2.4)$$

Естественно стремление выбрать ширины энергетических групп столь узкими, чтобы для характерных плавных энергетических зависимостей нейтронных сечений групповые константы, определенные согласно (2.2) — (2.4), зависели от формы выбираемого стандартного спектра достаточно слабо, т. е. чтобы вариации спектра $\Phi_0(u)$ в ожидаемых пределах приводили к меньшим погрешностям групповых констант, чем вариации усредняемых сечений в пределах погрешностей, с которыми они известны. Если же этого добиться не удастся, необходимо исследовать влияние погрешностей в групповых константах на расчетные значения тех функционалов нейтронного потока, которые наиболее чувствительны к групповым константам.

Примем для определенности стандартный спектр $\Phi_0(E)$ совпадающим со спектром деления при энергиях выше 2,5 МэВ и с фермиевским спектром в области $E_T \leq E \leq 2,5$ МэВ, где E_T — граница тепловой области (этот выбор соответствует [9]).

Для описания возможных отличий спектров в реальных системах от принятого стандартного спектра введем показатель

$$\hbar(r, E) = E \frac{d \ln [F_0(r, E) / \Phi_0(E)]}{dE} = \frac{d \ln [F_0(r, u) / \Phi_0(u)]}{du}.$$

В области высоких энергий наибольших значений $q(r, E)$ следует ожидать при расчете водородсодержащих защит, где за счет быстрого снижения полного сечения водорода с энергией спектр оказывается более жестким, чем спектр источника (обычно близкий к спектру деления в области выше ~ 2 МэВ). В области 10 — 20 МэВ полное сечение водорода $\sigma_H(E) \approx \approx 10/E$ (σ_H измеряется в барнах, E — в мегаэлектронвольтах). Поскольку полное сечение кислорода в этой области практически постоянно, а столкновения с водородом приводят к выбыванию нейтрона из рассматриваемой области, спектр нейтронов за слоем воды толщиной t см при $E > 10$ МэВ будет примерно пропорционален $\Phi_0(E) \exp[-c_H \sigma_H(E)t]$, где c_H — плотность ядер водорода. Таким образом, $\hbar(t, E) \sim c_H t \sigma_H(E)$. При $t = 100$ см и $E = 10$ МэВ получаем $\hbar \sim 6$. Чтобы изменение \hbar от 0 до 6 не приводило к изменению результата усреднения более чем на 0,5%,

необходимо, чтобы ширины групп ΔE_g в этой области составляли $\sim 2\%$ средней энергии нейтронов в группе, т. е. следует взять $\Delta u_g = 0,02$. При $\Delta u_g \approx 0,05$ погрешности в среднегрупповых полных сечениях водорода для глубоких слоев водородсодержащих защит могут достигать 1%, что, однако, вполне приемлемо, если иметь в виду, что неопределенность, с которой известны полные сечения других нуклидов, присутствующих в защите, в этой области энергии, как правило, не превышает 3 – 5%. При $\Delta u_g \sim 0,5$ погрешности в длине релаксации нейтронов в воде за метровым ее слоем достигнут $\sim 10\%$, что является уже нежелательным при выполнении точных расчетов защиты.

В области энергий выше $\sim 0,1$ МэВ желательно, чтобы групповое разбиение позволяло достаточно точно воспроизводить средние сечения пороговых реакций. Наиболее быстро эти сечения меняются вблизи порога, где неточности знания их максимальны ($\geq 15\%$). Характерной зависимостью сечения пороговой реакции вблизи порога $E_{\text{пор}}$ является $\sigma(E) \sim \sqrt{E - E_{\text{пор}}}$. Пусть нижняя энергетическая граница группы совпадает с $E_{\text{пор}}$ и $\Delta u_g \approx 0,05$. Тогда сечение на верхней границе группы будет отличаться от среднегруппового всего на 2%, что вполне приемлемо. При ширине групп $\Delta u_g \approx 0,5$ погрешности в среднегрупповых сечениях пороговых реакций за счет отличия стандартного спектра от спектра в рассчитываемой среде вблизи порога могут достигать в неблагоприятных случаях 10 – 15%.

Сечения радиационного захвата тяжелых ядер, усредненные по многим резонансам, зависят от энергии в той области, где радиационный захват особенно существен ($E < 1$ МэВ), не сильнее, чем $1/\sqrt{E}$. При $\Delta u_g \approx 0,05$ сечение захвата даже на границах группового интервала отличается от среднего не более чем на 2%, что меньше не только достигнутых ($\geq 5\%$), но и требуемых ($\sim 3\%$) точностей сечений радиационного захвата в области неразрешенных резонансов тяжелых ядер. При $\Delta u_g \approx 0,5$ сечение радиационного захвата, меняющееся как $1/\sqrt{E}$, на границах интервала отличается от среднегруппового примерно на 10%. Если стандартный спектр в группе $\sim 1/E$, а спектр в рассчитываемой среде $\sim E$, то различие в результатах усреднения по этим спектрам составит $\sim 3\%$. Хотя эта погрешность и меньше существующих неопределенностей в сечениях захвата, она все же находится на грани допустимого, так как может проявляться систематически в нескольких группах.

Как подчеркивалось в гл. 1, основным приближением, положенным в основу формул усреднения групповых констант протяженных гомогенных сред, является приближение узкого резонанса (NR -приближение). Для типичных составов активных зон ядерных реакторов это приближение не выполняется для конечного, но все же значительного числа резонансов. Например, резонансы урана-238 можно считать узкими лишь при энергиях выше ~ 1 кэВ; при более низких энергиях некоторые из резонансов урана имеют эффективные ширины, сравнимые, а наиболее низколежащие резонансы — намного превышающие среднюю потерю энергии при рассеянии на уране. Резонансы железа становятся узкими по сравнению с потерей энергии при рассеянии на уране лишь при энергиях порядка 400 кэВ; примерно такова же ситуация в случае натрия, а для кислорода целый ряд резонансов в области ниже ~ 5 МэВ сравним по ширине с потерей энергии при упругом рассеянии на самом кислороде и намного превышает потери энергии при рассеянии на тяжелых ядрах.

Поскольку отказ от *NR*-приближения чрезвычайно усложняет оценку спектров гармоник нейтронного потока и, следовательно, алгоритмы усреднения групповых констант, желательно, чтобы групповое разбиение позволило детально описать структуру сечений в тех резонансах, которые нельзя считать узкими. Анализ структуры сечений ядер показывает, что для того, чтобы этому требованию удовлетворить при любом составе среды, число групп должно быть порядка 1000. В этом случае можно осуществить такое разбиение области энергий на группы, что в каждой группе любое сечение любого нуклида будет либо мало, либо слабо изменяться с энергией в пределах группы, либо содержать резонансы, для описания которых приближение узкого резонанса вполне пригодно при любой смеси нуклидов в среде.

Однако если иметь в виду лишь наиболее сильные и наиболее важные резонансы, то детальный ход сечений в их окрестностях может быть описан и при гораздо меньшем числе групп. Например, при $\Delta u_g \approx 0,05$ можно с приемлемой точностью описать детальный ход сечений в окрестности резонанса ^{238}U при 6,67 эВ, ^{23}Na при 29 кэВ, ^{56}Fe при 29 кэВ, ^{16}O при 460 кэВ и 2 МэВ и в ряде других резонансов этих и иных нуклидов (см. рис. 1.1).

Неточности, связанные с применением приближения узкого резонанса к описанию структуры сечений в окрестности неразрешаемых при этом разбиении "промежуточных" резонансов, как показывают численные расчеты, обычно невелики и вполне приемлемы с точки зрения большинства практических приложений.

При $\Delta u_g \approx 0,5$ "не разрешаются" даже наиболее широкие резонансы (см. рис. 1.1). В этом случае приходится довольствоваться той точностью, которую обеспечивает *NR*-приближение.

Изложенные выше качественные соображения приводят к следующим выводам:

при ширине групп $\Delta u_g \approx 0,3 \div 0,8$ погрешности группового приближения, связанные с отличием формы внутригруппового спектра, принятого при усреднении микроскопических групповых констант, от спектров в рассчитываемых системах могут быть сравнимы, а иногда и несколько превышать погрешности, с которыми известны сечения в настоящее время. Системы констант с группами такой ширины (т. е. с 20 — 50 группами) могут быть рекомендованы для проведения серийных расчетов реакторов и защиты, не требующих прецизионной точности;

системы констант с числом групп 200 — 1000 позволяют проводить прецизионные расчеты нейтронных полей. При таком числе групп отличия "стандартного" спектра от спектра в рассчитываемой системе не влияют существенно на значения среднегрупповых сечений, монотонно меняющихся в группе, а резонансные сечения могут быть с приемлемой точностью усреднены в приближении узких резонансов;

для проведения эталонных расчетов, позволяющих проверить точность расчетов с числом групп порядка нескольких сот, необходимо использовать систему констант с числом групп порядка 10 — 20 тысяч.

Изложенное выше не затрагивало область тепловых энергий нейтронов. Для расчета термализации нейтронов в реакторных ячейках область энергий ниже ~ 1 эВ обычно разбивается на 10 — 15 групп [27]. При проведении особо точных расчетов число групп в области термализации увеличивают до нескольких десятков (например, до 40 [28]). Таким образом, если считать, что требования к точности расчета нейтронного

поля не зависят от энергии (что естественно для системы констант широкого назначения), то число групп в тепловой области составляет примерно 1/3 числа групп в области резонансных и быстрых нейтронов. Применив это правило к эталонной системе констант (~ 10 000 групп в области выше нескольких электронвольт), получим 2–3 тысячи групп в тепловой области. Проведение расчетов со столь детальным спектром тепловых нейтронов позволяет описать их тонкую структуру, обусловленную дискретным спектром однофононного неупругого рассеяния, дифракционными эффектами и т. п. При расчете реакторов необходимости в столь подробном описании спектров тепловых нейтронов, насколько нам известно, не возникает. Они, однако, могут потребоваться для интерпретации экспериментов по исследованию динамических характеристик конденсированных сред с помощью медленных нейтронов (см., например, [29 – 31]).

При оптимизационных расчетах, при расчетах нейтронных полей в системах сложной геометрии, в задачах пространственно-временной кинетики для достижения приемлемого времени прохождения задач на ЭВМ необходимо сократить число групп до минимума. Этот минимум определяется, с одной стороны, тем, насколько сильно зависят спектры нейтронов в конкретной рассчитываемой системе от варьируемых при оптимизации параметров, от пространственных координат или от времени, а с другой стороны, количеством рассчитываемых функционалов нейтронного поля, являющихся целью расчета. При оптимизации конкретного реактора обычно ограничиваются малым (от 1 до 6) числом групп. Малогрупповые константы должны рассчитываться с учетом спектральных особенностей данного конкретного реактора, оцениваемых в пробных многогрупповых расчетах. Таким образом, проблема составления оптимальных малогрупповых констант, по существу, никак не влияет на рассматриваемую здесь проблему выбора числа групп для системы микроскопических групповых констант отдельных элементов и изотопов.

2.3. ФОРМАЛИЗМ ФАКТОРОВ РЕЗОНАНСНОЙ САМОЭКРАНИРОВКИ СЕЧЕНИЙ

Будем считать, что выбор ширин энергетических групп адекватен тому кругу задач, для решения которых предполагается использовать многогрупповую систему констант. Адекватность здесь понимается в том смысле, что отличия принятого при усреднении констант стандартного спектра $\Phi(u)$ от пространственно-зависимых энергоугловых спектров нейтронов в любой из рассчитываемых систем ведут к погрешностям групповых констант настолько малым, что обусловленная ими погрешность результатов расчета (функционалов нейтронного потока) является приемлемой для пользователя. Исключения могут составлять лишь сечения замедления, проблема расчета которых рассмотрена в гл. 4.

В настоящем параграфе изложен способ приближенного представления макроскопических сечений среды через микроскопические групповые сечения входящих в ее состав нуклидов, который был предложен И. И. Бондаренко и реализован в составленной под его руководством 26-групповой системе констант [9]. В настоящее время этот способ, получивший название формализма факторов резонансной самоэкранировки Бондаренко, широко используется во всем мире. По причинам, кото-

рые будут ясны из дальнейшего, этот формализм ориентирован, строго говоря, на проведение расчетов не более чем в P_1 -приближении. Поэтому задача сводится к представлению через микроскопические групповые константы нуклидов макроскопических констант, входящих в уравнение переноса лишь для нулевой и первой гармоник потока. Кроме того, необходимо представить через микроскопические сечения величины, используемые для расчета практически важных функционалов нейтронного потока. Таковыми являются либо числа процессов различных типов R

$$\mathcal{P}_R(r) = \int_{-\infty}^{\infty} \Sigma_R(u) F_0(r, u) du = \sum_{g=1}^G \Sigma_R^g \Phi_0^g(r), \quad (2.5)$$

либо токи через поверхности, выделенные в рассчитываемой системе

$$\mathcal{J}_S^g = \int_S dS \int_{\Omega_n > 0} d\Omega \Omega_n \int_{\Delta u_g} du F(r, u, \Omega) = \int_S dS n J_1^g(r), \quad (2.6)$$

где n — нормаль к заданной поверхности S . Поскольку функционалы вида (2.6) не содержат иных функций летаргии, кроме плотности потока нейтронов, достаточно рассмотреть представление через микроскопические сечения величин Σ_R^g .

Согласно (1.113) — (1.115) имеем:

$$\Sigma_{t,0}^g = \frac{1}{\langle 1/\Sigma_t \rangle_g}; \quad \Sigma_{t,1}^g = \frac{\langle 1/\Sigma_t \rangle_g + a_1^g}{\langle 1/\Sigma_t^2 \rangle_g + a_1^g \langle 1/\Sigma_t \rangle_g}; \quad (2.7)$$

$$\nu \Sigma_f^g = \frac{\langle \nu \Sigma_f / \Sigma_t \rangle_g}{\langle 1/\Sigma_t \rangle_g}; \quad \Sigma_R^g = \frac{\langle \Sigma_R / \Sigma_t \rangle_g}{\langle 1/\Sigma_t \rangle_g}; \quad (2.8)$$

$$\Sigma_{s,0}^{g \rightarrow g'} = \frac{\langle \Sigma_{s,0}^{g'} / \Sigma_t \rangle_g}{\langle 1/\Sigma_t \rangle_g};$$

$$\Sigma_{s,1}^{g \rightarrow g'} = \frac{\langle \Sigma_{s,1}^{g'} / \Sigma_t^2 \rangle_g + a_1^g \langle \Sigma_{s,1}^{g'} / \Sigma_t \rangle_g}{\langle 1/\Sigma_t^2 \rangle_g + a_1^g \langle 1/\Sigma_t \rangle_g}, \quad (2.9)$$

где согласно (1.70)

$$a_1^g = \frac{\langle \Sigma_{s,1} / \Sigma_t^2 \rangle_g}{1 - \langle \Sigma_{s,1} / \Sigma_t \rangle_g}, \quad (2.10)$$

а скобки означают усреднение с весом стандартного спектра в соответствии с (2.1). Рассмотрим сначала случай, когда в рассматриваемой группе g ни один из нуклидов, присутствующих в среде, не имеет резонансных особенностей сечений. В этом случае при представлении, например, $\Sigma_{t,0}^g$ в виде суммы вкладов нуклидов, входящих в состав среды,

$$\Sigma_{t,0}^g = \frac{1}{\langle 1/\Sigma_t \rangle_g} = \sum_{i=1}^I c_i \frac{\langle \sigma_{t,i} / \Sigma_t \rangle_g}{\langle 1/\Sigma_t \rangle_g}, \quad (2.11)$$

можно пренебречь зависимостью Σ_t от летаргии, так как благодаря отсутствию резонансов влияние этой зависимости на результат усреднения не превысит влияния отличий стандартного спектра от спектра в конкретной рассчитываемой среде, которое по предположению является допустимым. В этом случае приходим к простейшим формулам представления макроскопических констант среды через микроскопические константы нуклидов:

$$\left. \begin{aligned} \Sigma_{t,0}^g &= \Sigma_{t,1}^g = \sum_{i=1}^I c_i \langle \sigma_{t,i} \rangle_g; \\ \nu \Sigma_f^g &= \sum_{i=1}^I c_i \langle \nu_i \sigma_{f,i} \rangle_g; \\ \Sigma_R^g &= \langle \Sigma_R \rangle_g = \sum_{i=1}^I c_i \langle \sigma_{R,i} \rangle_g; \\ \Sigma_{s,0}^{g \rightarrow g'} &= \sum_{i=1}^I c_i \langle \sigma_{s,0}^{g \rightarrow g'} \rangle_g; \\ \Sigma_{s,1}^{g \rightarrow g'} &= \sum_{i=1}^I c_i \langle \sigma_{s,1}^{g \rightarrow g'} \rangle_g. \end{aligned} \right\} \quad (2.12)$$

Видно, что групповые микроскопические константы нуклидов могут быть вычислены заранее, а макроскопические групповые константы среды заданного состава выражаются через них с помощью простых формул.

Сечения реакций, скорости которых требуется вычислить, также представимы в виде суммы по нуклидам групповых сечений соответствующих реакций. Например, энерговыделение при делении определяется по формуле:

$$\Sigma_{Q_f}^g = \sum_{i=1}^{I_f} c_i Q_{f,i}^g \langle \sigma_{f,i} \rangle_g, \quad (2.13)$$

где $Q_{f,i}^g$ — энерговыделение при делении i -го нуклида в группе g ; сумма берется по всем делящимся нуклидам, присутствующим в среде. Параметры $Q_{f,i}^g$ должны быть также заданы в системе констант.

Пусть теперь один из нуклидов среды имеет в рассматриваемой группе один или несколько резонансов. Обозначим резонансный нуклид j . Тогда выражение для полного сечения нулевой гармоники можно представить в виде

$$\Sigma_{t,0}^g = \sum_{i \neq j} c_i \frac{\langle \sigma_{t,i} / \Sigma_t \rangle_g}{\langle 1 / \Sigma_t \rangle_g} + c_j \frac{\langle \sigma_{t,j}(u) / [\sigma_{t,j}(u) + \sigma_{0,j}(u)] \rangle_g}{\langle 1 / [\sigma_{t,j}(u) + \sigma_{0,j}(u)] \rangle_g}, \quad (2.14)$$

где

$$\sigma_{0,j}(u) = \frac{1}{c_j} \sum_{i \neq j} c_i \sigma_{t,i}(u). \quad (2.15)$$

В рассматриваемом случае меньше оснований пренебречь при усреднении нерезонансных сечений множителем $1/\Sigma_t(u)$, имеющем теперь резонансную зависимость. Тем не менее грубые оценки, сделанные в предыдущем параграфе, показывают допустимость этого приближения. Заменяя $\sigma_{t,j}(u)$ в (2.12) среднегрупповыми значениями полного сечения, приведем (2.14) к виду

$$\Sigma_{t,0}^g = \sum_{i=1}^I c_i \langle \sigma_{t,i} \rangle_g f_{0,i}^g(\sigma_{0,i}^g), \quad (2.16)$$

где для $i \neq j$ $f_{0,i}^g \equiv 1$, а функция

$$\begin{aligned} f_{0,j}^g(\sigma_0) &= \frac{1}{\langle \sigma_{t,j} \rangle_g} \frac{\langle \sigma_{t,j}(u) / (\sigma_{t,j}(u) + \sigma_0) \rangle_g}{\langle 1 / (\sigma_{t,j}(u) + \sigma_0) \rangle_g} = \\ &= \frac{1}{\langle \sigma_{t,j} \rangle_g} \left\{ \frac{1}{\langle 1 / (\sigma_{t,j}(u) + \sigma_0) \rangle} - \sigma_0 \right\} \end{aligned} \quad (2.17)$$

вычисляется при значении

$$\sigma_0 = \sigma_{0,j}^g = \frac{1}{c_j} \sum_{i \neq j} c_i \langle \sigma_{t,i} \rangle_g. \quad (2.18)$$

Функцию $f_{0,j}^g$ называют *фактором резонансной самоэкранировки* полного сечения (для нулевой гармоники). Для других сечений, усредняемых по спектру нулевой гармоники потока нейтронов, факторы резонансной самоэкранировки определяются аналогичным образом:

$$\Sigma_f^g = \sum_{i=1}^I c_i \langle \sigma_{f,i} \rangle_g f_{f,i}^g(\sigma_{0,i}^g); \quad (2.19)$$

$$\Sigma_{s,0}^{g \rightarrow g'} = \sum_{i=1}^I c_i \langle \sigma_{s,0,i}^{g \rightarrow g'} \rangle_g f_{s,0,i}^{g \rightarrow g'}(\sigma_{0,i}^g); \quad (2.20)$$

$$\sigma_{R,i}^g = \langle \sigma_{R,i} \rangle_g f_{R,i}^g(\sigma_{0,i}^g), \quad (2.21)$$

где для резонансного нуклида ($i = j$)

$$f_{f,i}^g = \frac{1}{\langle \sigma_{f,i} \rangle_g} \frac{\langle \sigma_{f,i}(u) / (\sigma_{f,i}(u) + \sigma_0) \rangle_g}{\langle 1 / (\sigma_{f,i}(u) + \sigma_0) \rangle_g}; \quad (2.22)$$

$$f_{s,0,i}^{g \rightarrow g'} = \frac{1}{\langle \sigma_{s,0,i}^{g \rightarrow g'} \rangle_g} \frac{\langle \sigma_{s,0,i}^{g \rightarrow g'}(u) / (\sigma_{s,0,i}^{g \rightarrow g'}(u) + \sigma_0) \rangle_g}{\langle 1 / (\sigma_{s,0,i}^{g \rightarrow g'}(u) + \sigma_0) \rangle_g}; \quad (2.23)$$

$$f_{R,i}^g = \frac{1}{\langle \sigma_{R,i} \rangle_g} \frac{\langle \sigma_{R,i}(u) / (\sigma_{R,i}(u) + \sigma_0) \rangle_g}{\langle 1 / (\sigma_{R,i}(u) + \sigma_0) \rangle_g}. \quad (2.24)$$

Для остальных нуклидов факторы самоэкранировки равны единице. Задание в системе микроскопических групповых констант наряду со среднегрупповыми сечениями также и факторов резонансной самоэкранировки (или f -факторов) позволяет учесть зависимость среднегрупповых сечений резонансных нуклидов от состава среды, по спектру нейтронов которой проводится усреднение. Благодаря приближению узких резонансов влияние состава среды на результат усреднения определяется единственным параметром $\sigma_{0,i}^g$, называемым "сечением разбавления" и представляющим собой суммарное полное сечение всех остальных (нерезонансных) нуклидов среды, приходящееся на одно ядро рассматриваемого нуклида j .

Из-за доплеровского уширения нейтронных резонансов энергетическая структура сечений, а потому и f -факторы, зависят от температуры среды. Следовательно, факторы резонансной самоэкранировки сечений должны рассматриваться, вообще говоря, как функции двух переменных — сечения разбавления и температуры. Резонансы легких ядер — кислорода, азота и т. п. широки по сравнению с неопределенностью в энергии взаимодействия нейтрона и ядра, обусловленной тепловым движением последнего. Для этих ядер температурная зависимость f -факторов незначительна. Однако для ядер средней атомной массы (в частности, для железа) температурная зависимость факторов самоэкранировки становится уже существенной — за счет доплеровского уширения узких p -резонансов, вносящих большой вклад в сечение радиационного захвата.

Рассмотрим теперь выражения (2.7), (2.9) для сечений, усредненных по спектру первой гармоники потока. Эти выражения содержат величину a_1^g , зависящую, как видно из (2.10), от состава среды, и поэтому они не могут быть представлены в форме (2.16). Исключением является случай, когда при оценке формы спектра первой гармоники пренебрегается не только анизотропией рассеяния, сопровождающегося большой потерей энергии, как это сделано при выводе формул (2.7), (2.9), но и любое рассеяние считается изотропным. В этом последнем приближении $a_1^g = 0$ и

$$\Sigma_{t,1}^g \approx \tilde{\Sigma}_{t,1}^g = \sum_{i=1}^I c_i \langle \sigma_{t,i} \rangle_g f_{1,i}^g (\sigma_{0,i}^g, T); \quad (2.25)$$

$$\Sigma_{s,1}^{g \rightarrow g'} = \tilde{\Sigma}_{s,1}^{g \rightarrow g'} = \sum_{i=1}^I c_i \langle \sigma_{s,i}^{g \rightarrow g'} \rangle_g f_{s,1,i}^{g \rightarrow g'} (\sigma_{0,i}^g, T), \quad (2.26)$$

где для резонансного нуклида ($i = j$)

$$f_{1,j}^g = \frac{1}{\langle \sigma_{t,j}(u) \rangle_g} \frac{\langle \sigma_{t,j}(u) / [\sigma_{t,j}(u) + \sigma_0]^2 \rangle_g}{\langle 1 / [\sigma_{t,j}(u) + \sigma_0]^2 \rangle_g}, \quad (2.27)$$

$$f_{s,1,j}^{g \rightarrow g'} = \frac{1}{\langle \sigma_{s,1,j}^{g \rightarrow g'}(u) \rangle_g} \frac{\langle \sigma_{s,1,j}^{g \rightarrow g'}(u) / [\sigma_{t,j}(u) + \sigma_0]^2 \rangle_g}{\langle 1 / [\sigma_{t,j}(u) + \sigma_0]^2 \rangle_g}, \quad (2.28)$$

а для остальных нуклидов факторы самоэкранировки равны единице.

Как уже отмечалось, пренебрегать анизотропией упругого рассеяния при оценке формы спектра тока, вообще говоря, нежелательно. Бо-

более точные выражения, учитывающие отличие a_1^g от нуля, имеют вид:

$$\Sigma_{t,1}^g = \sum_{i=1}^I c_i \langle \sigma_{t,i} \rangle_g f_{1,i}^g (\sigma_{0,i}^g, T) \times \frac{1 + a_1^g \tilde{\Sigma}_{t,1}^g f_{0,i}^g / f_{1,i}^g}{1 + a_1^g \tilde{\Sigma}_{t,1}^g}; \quad (2.29)$$

$$\Sigma_{s,1}^{g \rightarrow g'} = \sum_{i=1}^I c_i \langle \sigma_{s,1,i}^{g \rightarrow g'} \rangle_g f_{s,1,i}^{g \rightarrow g'} (\sigma_{0,i}^g, T) \times \frac{1 + a_1^g \tilde{\Sigma}_{t,1}^g f_{s,i}^{g \rightarrow g'} / f_{s,1,i}^{g \rightarrow g'}}{1 + a_1^g \tilde{\Sigma}_{t,1}^g}, \quad (2.30)$$

где $\tilde{\Sigma}_{t,1}^g$ определено согласно (2.25), $f_{0,i}^g$ — согласно (2.17), $f_{1,i}^g$ и $f_{s,1,i}^{g \rightarrow g'}$ — согласно (2.27), (2.28), а

$$f_{s,i}^{g \rightarrow g'} = \frac{1}{\langle \sigma_{s,1,i}^{g \rightarrow g'} \rangle_g} \frac{\langle \sigma_{s,1,i}^{g \rightarrow g'}(u) / [\sigma_{t,i}(u) + \sigma_0] \rangle}{\langle 1 / [\sigma_{t,i}(u) + \sigma_0] \rangle} \quad (2.31)$$

(при $i = j$, т. е. для резонансного нуклида), a_1^g также можно выразить через факторы самоэкранировки. Из (2.10) следует

$$a_1^g = \frac{\sum_{i=1}^I c_i \langle \sigma_{s,1,i} \rangle_g f_{s,1,i}^g (\sigma_{0,i}^g) / \tilde{\Sigma}_{t,1}^g}{\Sigma_{t,0}^g - \sum_{i=1}^I c_i \langle \sigma_{s,1,i} \rangle_g f_{s,i}^g (\sigma_{0,i}^g)}, \quad (2.32)$$

где $f_{s,1,i}^g$ и $f_{s,i}^g$ определяются равенствами

$$\langle \sigma_{s,1,i} \rangle_g f_{s,1,i}^g = \sum_{g'=1}^G \langle \sigma_{s,1,i}^{g \rightarrow g'} \rangle_g f_{s,1,i}^{g \rightarrow g'}; \quad (2.33)$$

$$\langle \sigma_{s,1,i} \rangle_g f_{s,i}^g = \sum_{g'=g}^G \langle \sigma_{s,1,i}^{g \rightarrow g'} \rangle_g f_{s,i}^{g \rightarrow g'}. \quad (2.34)$$

Из (2.10) следует, что суммирование по g' в этих выражениях должно проводиться по всем группам, в которые возможно попадание нейтронов из группы g , т. е. $g' \geq g$. Однако из вывода формул (2.7)–(2.10), сделанного в гл. 1, ясно, что более корректными являются формулы

$$\langle \sigma_{s,1,i} \rangle_g f_{s,1,i}^g = \sum_{g'} \langle \sigma_{s,1,i}^{g \rightarrow g'} \rangle_g f_{s,1,i}^{g \rightarrow g'}; \quad (2.35)$$

$$\langle \sigma_{s,1,i} \rangle_g f_{s,i}^g = \sum_{g'} \langle \sigma_{s,1,i}^{\rightarrow g} \rangle_{g'} f_{s,i}^{g' \rightarrow g}, \quad (2.36)$$

в которых суммирование по g' ведется по такому числу групп, в пределах которого поток нейтронов меняется, по предположению, не слишком сильно. Например, если g' меняется от g^* до g , то g^* следует выбрать так, чтобы суммарный интервал летаргии, занимаемый группами $g^*, g^* + 1, \dots, g$, не превышал, скажем, 1. Это и будет соответствовать сделанному выше приближению изотропии рассеяния с большой потерей энергии.

*
*
*

Рассмотрим теперь общий случай, когда в среде присутствует несколько нуклидов, обладающих резонансной структурой сечений. Очевидно, что в этом случае сечение разбавления (2.15) каждого из этих нуклидов всеми остальными будет являться резонансной функцией энергии и соответственно факторы резонансной самоэкранировки будут являться не функциями, а функционалами сечения разбавления.

Чтобы и в этом случае можно было воспользоваться формализмом f -факторов для задания резонансной структуры сечений в многогрупповой системе микроконстант, необходимо заменить истинное сечение разбавления, испытывающее резонансные флуктуации, некоторым эффективным средним и указать способ вычисления этого среднего. Очевидно, что такая замена может быть только приближенной. Рассмотрим сначала, например, вычисление полного сечения (2.14), усредненного по спектру нулевой гармоники потока, ограничившись случаем, когда в среде присутствует лишь два резонансных нуклида. Очевидно, что в этом случае резонансные флуктуации сечения разбавления могут быть наибольшими.

Пусть $\bar{\sigma}_{0,1}$ и $\bar{\sigma}_{0,2}$ — неизвестные пока эффективные полные сечения 1-го и 2-го нуклидов, которые следует использовать при вычислении сечений разбавления соответственно первого и второго нуклидов:

$$\bar{\sigma}_{0,1} = \frac{c_2}{c_1} \bar{\sigma}_{t,2}; \quad \bar{\sigma}_{0,2} = \frac{c_1}{c_2} \bar{\sigma}_{t,1}.$$

При любых значениях этих величин справедливо тождество

$$\begin{aligned} \frac{1}{\Sigma_t(u)} &= \frac{1}{c_1} \frac{1}{\sigma_{t,1}(u) + \bar{\sigma}_{0,1}} \left\{ 1 - c_2 \frac{\sigma_{t,2}(u) - \bar{\sigma}_{t,2}}{\Sigma_t(u)} \right\} \equiv \\ &\equiv \frac{1}{c_1} \frac{1}{\sigma_{t,1}(u) + \bar{\sigma}_{0,1}} \left\{ 1 - \frac{\sigma_{t,2}(u) - \bar{\sigma}_{t,2}}{\sigma_{t,2}(u) - \bar{\sigma}_{0,2}} \times \right. \\ &\times \left. \left[1 - c_1 \frac{\sigma_{t,1}(u) - \bar{\sigma}_{t,1}}{\Sigma_t(u)} \right] \right\} \equiv \frac{1}{c_1} \frac{1}{\sigma_{t,1}(u) + \bar{\sigma}_{0,1}} \times \\ &\times \left\{ 1 - \frac{\sigma_{t,2}(u) - \bar{\sigma}_{t,2}}{\sigma_{t,2}(u) + \bar{\sigma}_{0,2}} \left[1 - \frac{\sigma_{t,1}(u) - \bar{\sigma}_{t,1}}{\sigma_{t,1}(u) + \bar{\sigma}_{0,1}} \left(1 - \dots \right) \right] \right\} \quad (2.37) \end{aligned}$$

Таким образом, $\langle 1/\Sigma_t \rangle$ может быть представлено в виде разложения

$$\begin{aligned} \left\langle \frac{1}{\Sigma_t} \right\rangle = & \frac{1}{c_1} \left\{ \left\langle \frac{1}{\sigma_{t,1} + \bar{\sigma}_{0,1}} \right\rangle - \left\langle \frac{1}{\sigma_{t,1} + \sigma_{0,1}} \frac{\sigma_{t,2} \bar{\sigma}_{t,2}}{\sigma_{t,2} + \bar{\sigma}_{0,2}} \right\rangle + \right. \\ & + \left\langle \frac{\sigma_{t,1} - \bar{\sigma}_{t,1}}{(\sigma_{t,1} + \sigma_{0,1})^2} \frac{\sigma_{t,2} - \bar{\sigma}_{t,2}}{\sigma_{t,2} + \bar{\sigma}_{0,2}} \right\rangle - \\ & \left. - \left\langle \frac{\sigma_{t,1} - \bar{\sigma}_{t,1}}{(\sigma_{t,1} + \sigma_{0,1})^2} \left(\frac{\sigma_{t,2} - \bar{\sigma}_{t,2}}{\bar{\sigma}_{0,2} + \sigma_{t,2}} \right)^2 \right\rangle + \dots \right\} \quad (2.38) \end{aligned}$$

Допустим теперь, что хотя бы один из нуклидов в рассматриваемой группе обладает большим числом резонансов, так, что при вычислении средних значений функций сечений этого нуклида [таких, как, например, $(\sigma_{t,2} - \bar{\sigma}_{t,2})/(\sigma_{t,2} + \sigma_{0,2})$] применимы статистические соображения. Тогда, учитывая, что положения резонансов различных нуклидов на энергетической оси статистически независимы, можно положить

$$\left\langle \frac{1}{\sigma_{t,1} + \sigma_{0,1}} \frac{\sigma_{t,2} + \bar{\sigma}_{t,2}}{\sigma_{t,2} + \bar{\sigma}_{0,2}} \right\rangle = \left\langle \frac{1}{\sigma_{t,1} + \bar{\sigma}_{0,1}} \right\rangle \left\langle \frac{\sigma_{t,2} + \bar{\sigma}_{t,2}}{\sigma_{t,2} + \bar{\sigma}_{0,2}} \right\rangle$$

и аналогично для других средних произведений функций сечений различных нуклидов. Тогда (2.38) приводится к виду

$$\begin{aligned} \left\langle \frac{1}{\Sigma_t} \right\rangle = & \frac{1}{c_1} \left\{ \left\langle \frac{1}{\sigma_{t,1} + \bar{\sigma}_{0,1}} \right\rangle - \left\langle \frac{1}{\sigma_{t,1} + \bar{\sigma}_{0,1}} \right\rangle \times \right. \\ & \times \left\langle \frac{\sigma_{t,2} - \bar{\sigma}_{t,2}}{\sigma_{t,2} + \sigma_{0,2}} \right\rangle + \left\langle \frac{\sigma_{t,1} - \bar{\sigma}_{t,1}}{(\sigma_{t,1} + \bar{\sigma}_{0,1})^2} \right\rangle \left\langle \frac{\sigma_{t,2} - \bar{\sigma}_{t,2}}{\sigma_{t,2} + \sigma_{0,2}} \right\rangle - \\ & \left. - \left\langle \frac{\sigma_{t,1} - \bar{\sigma}_{t,1}}{(\sigma_{t,1} + \bar{\sigma}_{0,1})^2} \right\rangle \left\langle \left(\frac{\sigma_{t,2} - \bar{\sigma}_{t,2}}{\sigma_{t,2} + \bar{\sigma}_{0,2}} \right)^2 \right\rangle + \dots \right\} \quad (2.39) \end{aligned}$$

Точно так же можно представить эту величину и в форме

$$\begin{aligned} \left\langle \frac{1}{\Sigma_t} \right\rangle = & \frac{1}{c_2} \left\{ \left\langle \frac{1}{\sigma_{t,2} + \bar{\sigma}_{0,2}} \right\rangle - \left\langle \frac{1}{\sigma_{t,2} + \sigma_{0,2}} \right\rangle \times \right. \\ & \times \left\langle \frac{\sigma_{t,1} - \bar{\sigma}_{t,1}}{\sigma_{t,1} + \bar{\sigma}_{0,1}} \right\rangle + \left\langle \frac{\sigma_{t,2} - \bar{\sigma}_{t,2}}{(\sigma_{t,2} + \bar{\sigma}_{0,2})^2} \right\rangle \left\langle \frac{\sigma_{t,1} - \bar{\sigma}_{t,1}}{\sigma_{t,1} + \bar{\sigma}_{0,1}} \right\rangle - \\ & \left. - \left\langle \frac{\sigma_{t,2} - \bar{\sigma}_{t,2}}{(\sigma_{t,2} + \bar{\sigma}_{0,2})^2} \right\rangle \left\langle \left(\frac{\sigma_{t,1} - \bar{\sigma}_{t,1}}{\sigma_{t,1} + \bar{\sigma}_{0,1}} \right)^2 \right\rangle + \dots \right\} \quad (2.40) \end{aligned}$$

Выберем теперь величины $\bar{\sigma}_{t,1}$ и $\bar{\sigma}_{t,2}$ так, чтобы вторые и третьи члены в (2.39) и (2.40) обратились в нуль. Тогда с точностью до членов третьего порядка малости будем иметь

$$\left\langle \frac{1}{\Sigma_t} \right\rangle \approx \frac{1}{c_1} \left\langle \frac{1}{\sigma_{t,1} + \bar{\sigma}_{0,1}} \right\rangle \approx \frac{1}{c_2} \left\langle \frac{1}{\sigma_{t,2} + \bar{\sigma}_{0,2}} \right\rangle, \quad (2.41)$$

где эффективные сечения разбавления

$$\bar{\sigma}_{0,1} = \frac{c_2}{c_1} \frac{\langle \sigma_{t,2} / (\sigma_{t,2} + \bar{\sigma}_{0,2}) \rangle}{\langle 1 / (\sigma_{t,2} + \bar{\sigma}_{0,2}) \rangle},$$

$$\bar{\sigma}_{0,2} = \frac{c_1}{c_2} \frac{\langle \sigma_{t,1} / (\sigma_{t,1} + \bar{\sigma}_{0,1}) \rangle}{\langle 1 / (\sigma_{t,1} + \bar{\sigma}_{0,1}) \rangle} \quad (2.42)$$

могут быть вычислены итерационно.

Описанная приближенная замена зависящих от энергии сечений разбавления эффективными средними может быть, очевидно, распространена и на случай произвольного числа нуклидов.

Аппроксимация

$$c_i \left\langle \frac{\sigma_{t,i}}{\Sigma_t} \right\rangle = \left\langle \frac{\sigma_{t,i}}{\sigma_{t,i} + \bar{\sigma}_{0,i}} \right\rangle,$$

где

$$\bar{\sigma}_{0,i} = \lim_{n \rightarrow \infty} \bar{\sigma}_{0,i}^{(n)};$$

$$\bar{\sigma}_{0,i}^{(n)} = \frac{1}{c_i} \sum_{j \neq i} c_j \frac{\langle \sigma_{t,j} / (\sigma_{t,j} + \bar{\sigma}_{0,j}^{(n-1)}) \rangle}{\langle 1 / (\sigma_{t,j} + \bar{\sigma}_{0,j}^{(n-1)}) \rangle},$$

n — номер итерации;

$$\bar{\sigma}_{0,j}^{(0)} = \frac{1}{c_j} \sum_{k \neq j} c_k \langle \sigma_{t,k} \rangle, \quad (2.43)$$

позволяет представить через факторы самоэкранировки и среднегрупповое полное сечение

$$\Sigma_{t,0}^g = \sum_{i=1}^I c_i \langle \sigma_{t,i} \rangle_g \frac{1}{\langle \sigma_{t,i} \rangle_g} \frac{\langle \sigma_{t,i} / (\sigma_{t,i} + \bar{\sigma}_{0,i}^g) \rangle_g}{\langle 1 / (\sigma_{t,i} + \bar{\sigma}_{0,i}^g) \rangle_g} =$$

$$= \sum_{i=1}^I c_i \langle \sigma_{t,i} \rangle_g f_{t,0,i}^g (\bar{\sigma}_{0,i}^g) \quad (2.44)$$

и другие сечения, усредненные по спектру нулевой гармоники потока. Тождество

$$\left\langle \frac{1}{\Sigma_t^2} \right\rangle = \frac{1}{c_2^2 (\sigma_{t,2} + \bar{\sigma}_{0,2})} \left\{ 1 - \frac{\sigma_{t,1}^2 - \bar{\sigma}_{0,1}^2}{(\sigma_{t,1} + \bar{\sigma}_{t,1})^2} \times \right.$$

$$\left. \times \left[1 - \frac{\sigma_{t,2}^2 - \bar{\sigma}_{t,2}^2}{(\sigma_{t,2} + \bar{\sigma}_{t,2})^2} (1 - \dots \right. \right. \quad (2.45)$$

позволяет в том же приближении рассчитать через факторы самоэкранировки и сечения, усредняемые по спектру первой гармоники потока.

При этом, однако, в формулах (2.27), (2.28) факторы самоэкранировки $f_{1,j}$ и $f_{s,1,j}$ должны вычисляться при сечении разбавления, равном

$$\left. \begin{aligned} \bar{\sigma}_{1,j} &= \lim_{n \rightarrow \infty} \bar{\sigma}_{1,j}^{(n)} ; \\ \sigma_{1,j}^{(n)} &= \frac{1}{c_j} \sum_{j \neq i} c_j \frac{\langle \sigma_{t,j} / (\sigma_{t,j} + \bar{\sigma}_{1,j}^{(n-1)})^2 \rangle}{\langle 1 / (\sigma_{t,j} + \bar{\sigma}_{1,j}^{(n-1)})^2 \rangle} ; \\ \bar{\sigma}_{1,j}^{(0)} &= \bar{\sigma}_{0,j}^{(0)} = \frac{1}{c_j} \sum_{k \neq j} c_k \langle \sigma_{t,k} \rangle , \end{aligned} \right\} \quad (2.46)$$

n — номер итерации.

В приближении статистического наложения резонансов различных нуклидов факторы самоэкранировки каждого из резонансных нуклидов рассчитываются по формулам (2.17), (2.22) — (2.24), (2.27), (2.28), (2.31) с использованием эффективных средних сечений разбавления для нулевой и первой гармоник нейтронного потока (2.43) и (2.46).

Если в среде присутствует более одного нуклида, обладающего в данной группе всего одним-двумя-тремя резонансами, то статистическое рассмотрение вопроса о наложении резонансов этих нуклидов становится неоправданным. Приближенная замена резонансного сечения разбавления эффективным постоянным сечением возможна и в этом случае, но эффективное сечение разбавления окажется зависящим от взаимного положения и ширин резонансов каждой пары рассматриваемых нуклидов, от их относительной концентрации и степени разбавления другими нуклидами. Представить в системе микроконстант информацию, необходимую для учета всех этих зависимостей, весьма сложно. Поэтому на практике всеми этими зависимостями пренебрегается и формализм факторов самоэкранировки с итерируемыми указанным выше образом сечениями разбавления распространяется и на обсуждаемые случаи. Как правило, это необоснованное распространение не приводит к заметным погрешностям в макроконстантах и тем более в функционалах нейтронного потока, являющихся целью расчета. Это объясняется, прежде всего, тем, что обсуждаемая некорректность формализма f -факторов может проявляться лишь в узкой энергетической области. В самом деле, группы выбираются в резонансной области более или менее одинаковой ширины в масштабе летаргии, т. е. с ростом энергии энергетические интервалы групп быстро растут. Поэтому верхнеэнергетические группы содержат большое число резонансов практически любого нуклида, первый резонанс (при большом числе групп — каждый из нескольких первых резонансов) описывается несколькими группами и лишь относительно небольшое число групп (часто одна группа) содержит малое число резонансов.

Обсуждаемая погрешность формализма факторов резонансной самоэкранировки может оказаться существенной лишь в том случае, если группы, содержащие малое число резонансов, присутствующих в среде нуклидов, совпадают, резонансная самоэкранировка сечений в этих группах велика (f -факторы существенно отличны от единицы) и в них происходит значительная доля практически важных процессов [обычно поглощений, делений и (или) вылетов из системы наружу]. Совпадения всех этих условий редки и при достаточно большом (сотни) или малом (до 6)

числе групп практически не встречаются. Неточностей, связанных со статистическим рассмотрением наложения резонансов, можно также избежать, если включить в библиотеку констант макросечения некоторых наиболее часто встречающихся в реакторостроении материалов, состоящих из таких комбинаций нуклидов, для которых важно учесть обсуждаемые эффекты. Например, может быть целесообразным включение в библиотеку групповых микроконстант констант, скажем, нержавеющей стали 1X18H9T (наряду с константами железа, хрома и никеля). В связи с изложенным недостатки статистического подхода к учету наложения резонансов не настолько существенны, чтобы из-за них отказываться от удобства расчета макроконстант на основе заранее составленной для материалов реакторостроения библиотеки микроконстант.

* * *

Для вычисления макроскопических констант гомогенных сред с помощью описанного формализма система микроконстант групповых констант для каждого нуклида i и каждой группы g кроме среднегрупповых сечений $\langle \sigma_{t,i} \rangle_g$, $\langle \sigma_{f,i} \rangle_g$, $\langle \sigma_{R,i} \rangle_g$ (для всех представляющих интерес реакций R) и матриц переходов $\langle \sigma_{s,0,i}^{g'} \rangle$ и $\langle \sigma_{s,1,i}^{g'} \rangle$ должна содержать еще и информацию, достаточную для вычисления факторов резонансной самоэкранировки при любых значениях сечения разбавления, а если существенна температурная зависимость, то и при любой температуре, которая может встретиться в практических приложениях (обычно температурную зависимость достаточно задать в диапазоне от 300 до ~ 3000 K). Даже если система констант предназначается для вычисления макроконстант, фигурирующих в уравнениях лишь для первых двух гармоник потока и замедления из групп, в которых существенна резонансная самоэкранировка сечений, возможно лишь в соседнюю группу (т. е. группы широки по сравнению с потерей энергии при упругом рассеянии, а резонансная структура неупругого рассеяния несущественна или считается несущественной), то и в этом случае число факторов самоэкранировки, которые должны быть определены для каждой резонансной группы, достаточно велико: $f_{0,i}^g$, $f_{1,i}^g$, $f_{f,i}^g$, $f_{c,i}^g$, $f_{s,0,i}^g$, $f_{s,0,i}^{g+1}$, $f_{s,1,i}^g$, $f_{s,1,i}^{g+1}$, $f_{s,i}^g$, $f_{s,i}^{g+1}$. С увеличением номера приближения, для которого предполагается готовить константы, число факторов самоэкранировки будет быстро возрастать. Это и есть та причина, по которой формализм факторов самоэкранировки нецелесообразно применять для подготовки констант в приближениях более высоких, чем P_1 . Тем не менее, расчеты нейтронных полей на основе такой системы констант можно проводить и в приближениях более высоких, чем P_1 -приближение. Это объясняется тем, что отличие резонансной самоэкранировки сечений второй и более высоких гармоник от резонансной самоэкранировки сечений первой гармоники обычно достаточно слабо сказывается на результатах расчета и поэтому расчеты могут проводиться с пренебрежением этим различием. Подробнее этот вопрос рассмотрен в гл. 5.

Задание всех перечисленных выше факторов резонансной самоэкранировки, требующихся для подготовки констант P_1 -приближения, делает систему констант уже весьма громоздкой. Между тем влияние этих факторов на результаты расчетов различно. Наибольшая точность требуется при

вычислении констант нулевой гармоники, наименьшая — для факторов $f_s^{g \rightarrow g'}$, необходимых лишь для вычисления поправки на анизотропию рассеяния при расчете констант первой гармоники. Число необходимых для расчета факторов самоэкранировки можно сократить, если принять $f_s^{g \rightarrow g'} \approx f_{s,0}^{g \rightarrow g'}$. Из сравнения (2.23) и (2.31) видно, что приближенность этого равенства может быть обусловлена лишь резонансной зависимостью среднего косинуса угла упругого рассеяния, сопровождающегося переходом из группы g в группу g' :

$$\mu_s^{g \rightarrow g'} = \frac{\sigma_{s,1}^{g \rightarrow g'}(u)}{\sigma_{s,0}^{g \rightarrow g'}(u)}. \quad (2.47)$$

Пренебрежение этой зависимостью при вычислении поправочных членов в формулах для констант, фигурирующих в уравнении для первой гармоники потока, оправдано, по крайней мере, не в меньшей степени, чем пренебрежение различием резонансной самоэкранировки констант первой и более высоких гармоник.

В 26-групповой системе констант [9], в которой формализм факторов самоэкранировки начал применяться впервые, число задаваемых факторов самоэкранировки еще более сокращено.

Отметим, прежде всего, что в этой системе констант пренебрегается резонансной самоэкранировкой сечения неупругого рассеяния. Основанием для этого послужило следующее. Во-первых, в той области энергий, где возможно неупругое рассеяние, резонансная структура проявляется сравнительно слабо или не проявляется вовсе. В реакторах концентрация ядер конструкционных материалов, у которых сечение неупругого рассеяния с возбуждением первых уровней испытывает резонансные флуктуации, невелика. В области, где возможно неупругое рассеяние, невелики и сами резонансные флуктуации сечений, а потому и их резонансная самоэкранировка слаба. В защите, правда, те же материалы могут присутствовать в высокой концентрации, и самоэкранировка сечения неупругого рассеяния, например в случае железа, может быть заметной, однако пренебрежение этой самоэкранировкой при расчете реальных защит является, как правило, второстепенным источником погрешностей в значениях расчетных функционалов. Во-вторых, информация о резонансной структуре сечений неупругого рассеяния не только на время создания 26-групповой системы констант (1962 г.), но и в настоящее время весьма скудна, так что результаты оценки факторов резонансной самоэкранировки сечений неупругого рассеяния заведомо ненадежны. Во всяком случае, до настоящего времени ни в одной системе констант резонансная самоэкранировка сечений неупругого рассеяния не учитывается.

В этом приближении

$$\Sigma_{s,0}^{g \rightarrow g'} = \Sigma_{e,0}^{g \rightarrow g'} + \Sigma_{in,0}^{g \rightarrow g'} + 2\Sigma_{2n,0}^{g \rightarrow g'} + \dots,$$

где $\Sigma_{in,0}^{g \rightarrow g'}$, $\Sigma_{2n,0}^{g \rightarrow g'}$ вычисляются без учета резонансной самоэкранировки. При вычислении $\Sigma_{e,0}^{g \rightarrow g'}$ в 26-групповой системе констант [9]

принимается, что

$$f_{e,0}^{g \rightarrow g} = f_{e,0}^{g \rightarrow g+1} = f_{e,0}^g = \frac{1}{\langle \sigma_e \rangle_g} \frac{\langle \sigma_e / (\sigma_t + \sigma_0) \rangle_g}{\langle 1 / (\sigma_t + \sigma_0) \rangle_g}. \quad (2.48)$$

В случае факторов самоэкранировки сечения рассеяния, усредненного по первой гармонике потока, авторы 26-групповой системы констант не только считают одинаковыми $f_{e,1}^{g \rightarrow g}$ и $f_{e,1}^{g \rightarrow g+1}$, но и равными соответствующему фактору самоэкранировки полного сечения:

$$f_{e,1}^{g \rightarrow g} = f_{e,1}^{g \rightarrow g+1} = f_1^g = \frac{1}{\langle \sigma_t \rangle_g} \frac{\langle \sigma_t / (\sigma_t + \sigma_0)^2 \rangle_g}{\langle 1 / (\sigma_t + \sigma_0)^2 \rangle_g}. \quad (2.49)$$

Оправданием для применения приближения (2.49) служит то, что в той области энергий, где существенна анизотропия рассеяния, как правило, либо малы сечения остальных процессов (так, что $\sigma_t \approx \sigma_e$), либо слаба анизотропия рассеяния (так, что $\Sigma_{e,1}^{g \rightarrow g}$ и $\Sigma_{e,1}^{g \rightarrow g+1}$ малы по сравнению с $\Sigma_{t,1}^g$ и неточности вычисления первых малосущественны).

В приближениях (2.48), (2.49) достаточно задания для каждого нуклида в каждой группе, где он обладает резонансной структурой сечений, всего трех или, для делящихся ядер, четырех факторов самоэкранировки — $f_{0,0}^g$, $f_{1,1}^g$, f_e^g и f_f^g . В системе констант [9] вместо этого набора задается эквивалентный ему набор факторов самоэкранировки — f_1^g , $f_{e,c}^g$, f_c^g и f_f^g , где f_c^g — фактор самоэкранировки сечения захвата:

$$f_c^g = \frac{1}{\langle \sigma_c \rangle_g} \frac{\langle \sigma_c / (\sigma_t + \sigma_0) \rangle_g}{\langle 1 / (\sigma_t + \sigma_0) \rangle_g}. \quad (2.50)$$

Этот набор факторов самоэкранировки позволяет непосредственно вводить поправку на самоэкранировку в сечение радиационного захвата, т. е. избежать погрешностей, возможных при вычислении этого сечения из условия баланса

$$\langle \sigma_c \rangle_g f_c^g = \langle \sigma_t \rangle_g f_0^g - \langle \sigma_f \rangle_g f_f^g - \langle \sigma_e \rangle_g f_e^g - \langle \sigma_{in} \rangle_g. \quad (2.51)$$

Такой набор факторов самоэкранировки принимается и в большинстве зарубежных систем констант [32, 33].

* * *

В системах групповых констант факторы самоэкранировки задаются обычно в табличной форме: приводятся значения $f_R(\sigma_0, T)$ при заданном наборе значений $\sigma_0 = \sigma_{0,i}$ ($i = 0, 1, \dots, n$) и $T = T_k$ ($k = 1, \dots, m$) для $R = c, e, f, t$. Таким образом, встает вопрос об интерполяции факторов самоэкранировки по сечению разбавления и температуре, который нетривиален, поскольку в целях экономии ресурсов памяти, необходимой для хранения системы констант, числа опорных точек n и m обычно выбираются небольшими ($n \sim 3 \div 6$; $m \sim 3 \div 4$). Нетрудно показать, что f_t и f_e всегда монотонно возрастают с σ_0 . Факторы самоэкранировки сечений захвата и деления при наличии в полном сечении интерференционных минимумов могут, вообще говоря, немонотонно меняться с σ_0 (особенно при малых σ_0) и да-

же превосходить единицу. Хотя такие ситуации встречаются редко, их, однако, следует учитывать при выборе алгоритмов интерполяции.

К настоящему времени предложен целый ряд таких алгоритмов.

а. Линейная интерполяция факторов самоэкранировки в зависимости от σ_0 при $0 \leq \sigma_0 \leq \sigma_{0,2}$ (если $\sigma_{0,1} = 0$); в зависимости от $\ln \sigma_0$ при $\sigma_{0,i} \leq \sigma_0 \leq \sigma_{0,i+1}$ ($i = 2, \dots, n-1$); в зависимости от $1/\sigma_0$ при $\sigma_0 > \sigma_{0,n}$.

б. Интерполяция по формулам типа [34, 35]:

$$f_R(\sigma_0) = \frac{a_R}{\sqrt{1 + \alpha_R/(\sigma_0 + b_R) + \beta_R/(\sigma_0 + b_R)^2}} + (1 - a_R). \quad (2.52)$$

в. Интерполяция по формуле [36]:

$$f_R(\sigma_0) = \frac{1}{2} \left\{ [1 - f_R(0)] \operatorname{th}(A_{n,R} \ln \sigma_0 + B_{n,R}) + 1 + f_R(0) \right\},$$

$$\sigma_{0,i} \leq \sigma_0 \leq \sigma_{0,i+1} \quad (i = 1, \dots, n-1). \quad (2.53)$$

г. Дробно-рациональная интерполяция:

$$f_R(\sigma_0) = \frac{f_R(0) + a_R \sigma_0 + b_R \sigma_0^2}{1 + c_R \sigma_0 + b_R \sigma_0^2}. \quad (2.54)$$

д. Интерполяция по Лагранжу:

$$f_R(\sigma_0) = \sum_{i=1}^n f_R(\sigma_{0,i}) \times \frac{(\sigma_0 - \sigma_{0,1}) \dots (\sigma_0 - \sigma_{0,i-1}) (\sigma_0 - \sigma_{0,i+1}) \dots (\sigma_0 - \sigma_{0,n})}{(\sigma_{0,i} - \sigma_{0,1}) \dots (\sigma_{0,i} - \sigma_{0,i-1}) (\sigma_{0,i} - \sigma_{0,i+1}) \dots (\sigma_{0,i} - \sigma_{0,n})} \quad (2.55)$$

Параметры интерполяционных формул (2.52) — (2.54) определяются из условия точного описания табличных значений факторов самоэкранировки. Нелинейные интерполяционные формулы (2.52) — (2.55) обеспечивают, конечно, более высокую точность восстановления $f_R(\sigma_0)$ между узлами интерполяции, чем линейная интерполяция (а), но лишь в областях своей применимости. Эти области ограничены. Так, формула (2.53) не может быть использована для описания немонотонной зависимости $f_R(\sigma_0)$, а формула (2.52) при $b_R = 0$ [34] неприменима при малых σ_0 : при $b_R = 0$ она недостаточно гибка для описания всех возможных зависимостей $f_R(\sigma_0)$. Кроме того, в общем случае вычисление параметров a_R и b_R оказывается чрезмерно громоздким. Неудачный выбор узлов может привести к появлению полюсов в зависимости $f_R(\sigma_0)$ при использовании (2.54) или к отрицательным значениям факторов самоэкранировки при использовании (2.55).

Все упомянутые алгоритмы интерполяции не учитывают наличие функциональной связи между факторами самоэкранировки, которая обусловлена тем, что функции

$$g(\sigma_0) = \frac{\langle \sigma_t \rangle + \sigma_0}{\langle \sigma_e \rangle f_e(\sigma_0) + \langle \sigma_c \rangle f_c(\sigma_0) + \sigma_0} = \langle \sigma_t \rangle + \sigma_0 \left\langle \frac{1}{\sigma_t + \sigma_0} \right\rangle \quad (2.56)$$

$$\begin{aligned}
 h(\sigma_0) &= \frac{(\langle \sigma_t \rangle + \sigma_0)^2}{(\langle \sigma_e \rangle f_e(\sigma_0) + \langle \sigma_c \rangle f_c(\sigma_0) + \sigma_0)} = \\
 &= (\langle \sigma_t \rangle + \sigma_0)^2 \left\langle \frac{1}{(\sigma_t + \sigma_0)^2} \right\rangle
 \end{aligned} \tag{2.57}$$

удовлетворяют уравнению

$$\frac{dg(\sigma_0)}{d \ln \sigma_0} = \frac{\sigma_0}{\langle \sigma_t \rangle + \sigma_0} [g(\sigma_0) - h(\sigma_0)]. \tag{2.58}$$

Здесь для простоты предполагается, что $\langle \sigma_t \rangle = \langle \sigma_e \rangle + \langle \sigma_c \rangle$.

Соотношение (2.58) позволяет воспользоваться для интерполяции $g(\sigma_0)$ кубическим сплайном:

$$\begin{aligned}
 g(x) &= g'_{i-1} \frac{(x_j - x)^2 (x - x_{j-1})}{(x_j - x_{j-1})^2} - g'_j \frac{(x - x_{j-1})^2 (x_j - x)}{(x - x_{j-1})^2} + \\
 &+ g_{j-1} \frac{(x_j - x)^2}{(x_j - x_{j-1})^3} [2(x - x_{j-1}) + (x_j - x_{j-1})] + \\
 &+ g_j \frac{(x - x_{j-1})^2 [2(x_j - x) + (x_j - x_{j-1})]}{(x_j - x_{j-1})^3},
 \end{aligned} \tag{2.59}$$

где $x = \ln \sigma_0$, g'_i определено согласно (2.58), $g_i = g(\sigma_{0,i})$, $x \in [x_{j-1}, x_j]$, $i = 2, \dots, h$. При $\sigma_0 = 0$ интерполяция $g(\sigma_0)$ в интервале $(0, \sigma_{0,1})$ может проводиться по сплайну, сшитому со сплайном (2.58):

$$\begin{aligned}
 g(\sigma_0) &= \left(g - \frac{g_0 - f_0}{\langle \sigma_t \rangle} \right) \frac{(\sigma_{0,1} - \sigma_0)^2 \sigma_0}{\sigma_{0,1}^2} - \\
 &- \left(g_1 - \frac{g_1 - f_1}{\langle \sigma_t \rangle + \sigma_{0,1}} \right) \frac{\sigma_0^2 (\sigma_{0,1} - \sigma_0)}{\sigma_{0,1}^2} + \\
 &+ g_0 \frac{(\sigma_{0,1} - \sigma_0)^2 (2\sigma_0 + \sigma_{0,1})}{\sigma_{0,1}^3} + g_1 \frac{\sigma_0^3 (3\sigma_{0,1} - 2\sigma_0)}{\sigma_{0,1}^3}.
 \end{aligned} \tag{2.60}$$

Интерполяция $f(\sigma_0)$ проводится на основе соотношения (2.58). Знание $g(\sigma_0)$ и $f(\sigma_0)$ позволяет легко вычислить $f_t(\sigma_0)$, используя (2.56) и (2.57):

$$f_t(\sigma_0) = \langle \sigma_t \rangle^{-1} [(\langle \sigma_t \rangle + \sigma_0) g(\sigma_0) / h(\sigma_0) - \sigma_0]. \tag{2.61}$$

Для интерполяции $f_c(\sigma_0)$ также можно использовать кубические сплайны; однако поскольку $f'_c(\sigma_0)$ не известно, параметры сплайна приходится определять из условия гладкости в узлах:

при $x = \ln \sigma_0 \in [x_{j-1}, x_j]$, $i = 2, \dots, n$:

$$\begin{aligned}
 f_c(x) &= G_{i-1} \frac{(x_j - x)^3}{6z_{i-1}} + G_i \frac{(x - x_{j-1})^3}{6z_{i-1}} + \\
 &+ \left(f_{c,i-1} - \frac{1}{6} G_{i-1} z_{i-1}^2 \right) \frac{x_j - x}{z_{i-1}} + \left(f_{c,i} - \frac{1}{6} G_i z_{i-1} \right) \frac{x - x_{j-1}}{z_{i-1}};
 \end{aligned} \tag{2.62}$$

при $0 \leq \sigma_0 \leq \sigma_{0,1}$:

$$f_c(\sigma_0) = \frac{H_0}{6\sigma_{0,1}} (\sigma_{0,1} - \sigma_0)^3 + \frac{H_1}{6\sigma_{0,1}} \sigma_0^3 +$$

$$+ \left(f_{c,0} - \frac{1}{6} H_0 \sigma_{0,1}^2 \right) \frac{\sigma_{0,1} - \sigma_0}{\sigma_{0,1}} + \left(f_{c,1} - \frac{1}{6} H_1 \sigma_{0,1}^2 \right) \sigma_0 / \sigma_{0,1}, \quad (2.63)$$

где H_0, H_1, G_i ($i = 1, 2, \dots, n$) определяются системой уравнений:

$$\frac{\sigma_{0,1}^2}{3} H_0 + \left(1 - \frac{\sigma_{0,1}^2}{3} \right) H_1 - \frac{2z_1}{3} G_1 + \frac{z_1}{3} G_2 =$$

$$= 2 \left(\frac{f_{c,2} - f_{c,1}}{z_1} - f_{c,1} + f_{c,0} \right); \quad (2.64)$$

$$\sigma_{0,1}^2 H_0 - \sigma_{0,1}^2 H_1 - \left(\frac{1}{z_1} + 3 - \frac{2z_1}{3} \right) G_1 +$$

$$+ \left(\frac{1}{z_1} - \frac{z_1}{3} \right) G_2 = 2 \frac{f_2 - f_1}{z_1}; \quad (2.65)$$

$$\sigma_{0,1}^2 H_0 - \left(1 - \frac{z_1}{3} \right) G_1 - \frac{z_1}{6} G_2 = - \frac{f_2 - f_1}{z_1}; \quad (2.66)$$

$$\frac{z_{i-1}}{z_{i-1} + z_i} G_{i-1} + 2G_i + \frac{z_i}{z_{i-1} + z_i} G_{i+1} =$$

$$= \frac{3}{z_{i-1} + z_i} \left(\frac{f_{i+1} - f_i}{z_i} - \frac{f_i - f_{i-1}}{z_{i-1}} \right); \quad (2.67)$$

$$\frac{z_{n-1}}{z_{n-1} + z_{n-2}} G_{n-2} - G_{n-2} + \frac{z_{n-2}}{z_{n-1} + z_{n-2}} G_n = 0, \quad (2.68)$$

где $z_i = z_{i+1} - z_i$, $i = 1, 2, \dots, n$.

Экстраполяцию $g(\sigma_0)$, $h(\sigma_0)$ и $f_c(\sigma_0)$ в область $\sigma_0 > \sigma_{0,n}$ можно выполнить по формулам:

$$g(\sigma_0) = 1 - (1 - g_0) (\sigma_{0,n} / \sigma_0)^\alpha; \quad (2.69)$$

$$h(\sigma_0) = 1 - (1 - h_0) (\sigma_{0,n} / \sigma_0)^\beta; \quad (2.70)$$

$$f_c(\sigma_0) = 1 - (1 - f_{c,n}) (\sigma_{0,n} / \sigma_0)^\gamma, \quad (2.71)$$

где

$$\alpha = \frac{\sigma_{0,n} (g_n - h_n)}{(\langle \sigma_t \rangle + \sigma_{0,n}) (1 - g_n)}; \quad (2.72)$$

$$\beta = \frac{6}{(1 - h_n) z_{n-1}} \left[\frac{h_{n-1}}{3} + \frac{2h_n}{3} - \frac{g_n - g_{n-1}}{z_{n-1}} \right]; \quad (2.73)$$

$$\gamma = \frac{1}{1 - f_{c,n}} \left[\frac{f_{c,n} - f_{c,n-1}}{z_{n-1}} - \frac{G_{n-1} z_{n-1}}{3} - \frac{G_n z_{n-1}}{6} \right]. \quad (2.74)$$

Описанный способ интерполяции легко распространить на более общий случай, чем рассмотренный здесь ($\sigma_t = \sigma_c + \sigma_g$). Его можно рекомендовать для обработки данных по факторам самоэкранировки в тех системах констант, в которых (как это часто бывает) способ интерполяции не указывается.

Для интерполяции по логарифму температуры может быть рекомендована формула Лагранжа, а для экстраполяции в область $T > T_m$ — формула

$$f_c(\sigma_0, T) = 1 - [1 - f_c(\sigma_0, T_m)] \exp[-\delta(T - T_m)], \quad (2.75)$$

где δ определяется из условия сшивки с производной интерполяционного полинома при $T = T_m$.

Заметим, наконец, что наиболее удобным и простым способом интерполяции факторов самоэкранировки по сечению разбавления [обеспечивающим к тому же выполнение условия (2.58)] является подгрупповое представление резонансной структуры сечений (см. § 2.4).

2.4. ПОДГРУППОВОЕ ОПИСАНИЕ РЕЗОНАНСНОЙ СТРУКТУРЫ СЕЧЕНИЙ

В [10, 37] был предложен способ описания резонансной структуры сечений, существенно отличный от изложенного выше и обладающий рядом преимуществ. Как и формализм факторов самоэкранировки, этот метод использует допущение о том, что учет взаимного наложения резонансов различных нуклидов может быть осуществлен на основе представления о статистической независимости перекрывающихся резонансных структур. Как видно из (2.7) — (2.9), для вычисления макроскопических групповых констант среды достаточно иметь возможность рассчитывать средние значения функций нейтронных сечений входящих в состав среды нуклидов, такие, как $\langle 1/\Sigma_t \rangle_g$, $\langle 1/\Sigma_t^2 \rangle_g$ и т. п. Эти средние выражаются интегралами по энергии в пределах рассматриваемой группы, например:

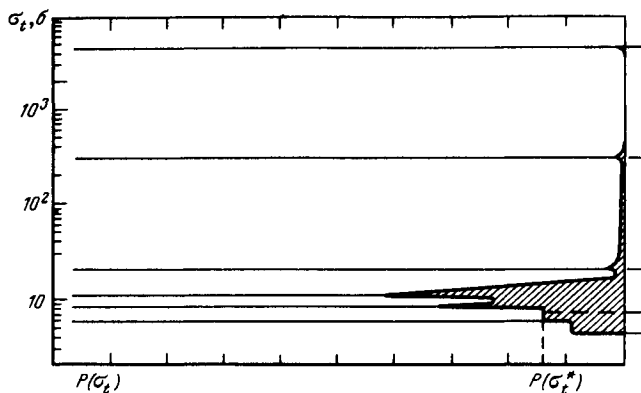
$$\langle 1/\Sigma_t^n \rangle_g = \left[\int_{E_g}^{E_{g-1}} dE \Phi_0(E) / \Sigma_t^n(E) \right] / \int_{E_g}^{E_{g-1}} dE \Phi_0(E), \quad (2.76)$$

где $\Phi_0(E)$ — заданный стандартный спектр. Определив переменную u из соотношения $du = -\Phi_0(E) dE$, получим

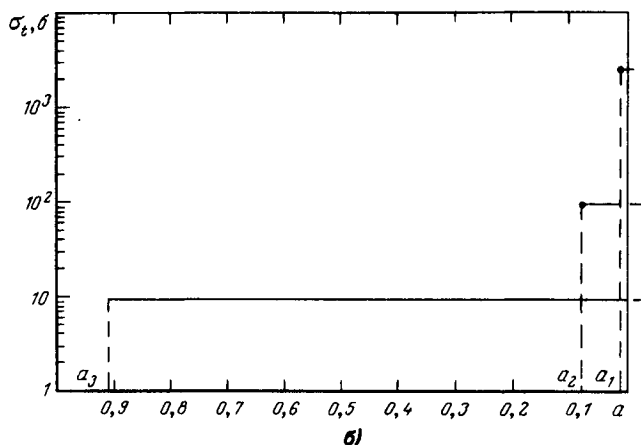
$$\langle 1/\Sigma_t^n \rangle_g = \frac{1}{\Delta u_g} \int_{u_{g-1}}^{u_g} du / \Sigma_t^n(u). \quad (2.77)$$

Обычно в резонансной области в качестве стандартного используется фермиевский спектр: $\Phi_0(E) dE = dE/E$ и тогда введенная переменная u является обычной латаргией.

Подынтегральные выражения в (2.76), (2.77) являются сильно флуктуирующими функциями, что чрезвычайно затрудняет вычисление интегралов. Известно, что трудности такого рода могут быть в значительной степени преодолены, если от риманова интегрирования по энергии или латаргии перейти к лебегову интегрированию по подходящим образом выбранной мере. В случае интегралов вида (2.76), (2.77) выбор меры очевиден — в качестве таковой целесообразно взять полное сечение.



а)



б)

Рис. 2.1. К определению плотности распределения полного сечения. Приводимые данные относятся к урану-238:

а — распределение (слева) полного сечения в группе с соответствующей (справа) энергетической зависимостью $\sigma_t(u)$; $\Delta u_i(\sigma_t^*) = [du(\sigma_t^*)/d\sigma_t^*]$ на i -й ветви функции $u(\sigma_t)$, обратной функции $\sigma_t(u)$; $P_g(\sigma_t^*) \Delta \sigma_t = \sum \Delta u_i(\sigma_t^*) / (u_g - u_{g-1})$ — вероятность для нейтрона, попавшего в группу g , иметь полное сечение

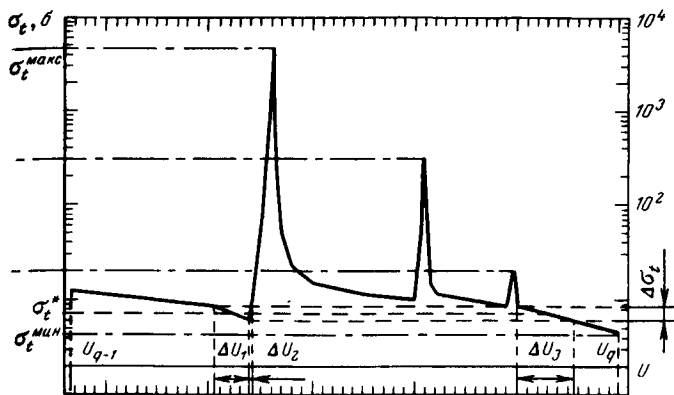
В этом случае формальное преобразование дает

$$\langle 1/\Sigma_t^n \rangle_g = \int_{\Sigma_{t,g}^{\min}}^{\Sigma_{t,g}^{\max}} d\Sigma_t P_g(\Sigma_t) / \Sigma_t^n, \quad (2.78)$$

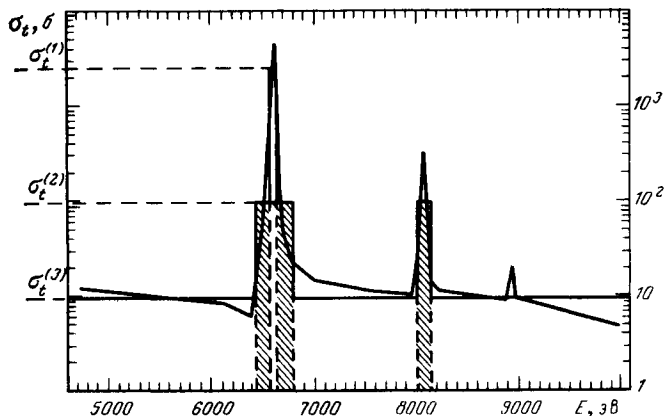
где

$$P_g(\Sigma_t) = \frac{1}{\Delta u_g} \sum_k [du(\Sigma_t)/d\Sigma_t]_k. \quad (2.79)$$

Здесь $u(\Sigma_t)$ — функция, обратная $\Sigma_t(u)$, и сумма вычисляется по всем ветвям этой многозначной функции, лежащим в пределах группы g .



а)



б)

$\sigma_t^* + \Delta \sigma_t / 2$; б) — трехступенчатая (справа) гистограммная аппроксимация $\sigma_t(u)$, соответствующая трехподгрупповой аппроксимации (слева) $P_g(\sigma_t) = \sum_{k=1}^3 a_k \delta(x - \sigma_{t,k})$. Доля a_2 второй подгруппы равна отношению суммарной длины заштрихованных участков интервала (u_{g-1}, u_g) ко всему этому интервалу. Аналогично определены a_1 и a_3 .

Функция $P_g(\Sigma_t)$ имеет простой смысл: $P_g(\Sigma_t) d\Sigma_t$ есть вероятность того, что нейтроны, распределенные по группе g в соответствии со стандартным спектром, будут лежать на одном из тех участков энергетической оси, на которых полное сечение изменяется от Σ_t до $\Sigma_t + d\Sigma_t$ (рис. 2.1). Знание функции распределения $P_g(\Sigma_t)$ позволяет вычислить средние по группе значения не только обратных степеней полного сечения, но и любой функции $f(\Sigma_t)$:

$$\langle f(\Sigma_t) \rangle_g = \frac{\int_{\Sigma_{t,g}^{\min}}^{\Sigma_{t,g}^{\max}} d\Sigma_t f(\Sigma_t) P_g(\Sigma_t)}{\Sigma_{t,g}^{\max}} \quad (2.80)$$

Форма функции $P_g(\Sigma_t)$ достаточно сложна: при значениях Σ_t , соответствующих экстремумам $\Sigma_t(u)$, $P_g(\Sigma_t)$ имеет интегрируемые полюса. С практической точки зрения целесообразность перехода к лебегфу интегрированию заключается в возможности построения эффективной квадратурной формулы для вычисления интегралов вида (2.80):

$$\langle f(\Sigma_t) \rangle_g = \int_{\Sigma_{t,g}^{\min}}^{\Sigma_{t,g}^{\max}} d\Sigma f(\Sigma_t) P_g(\Sigma_t) \approx \sum_{k=1}^{K_g} a_k f(\Sigma_{t,k}), \quad (2.81)$$

что, очевидно, соответствует аппроксимации $P_g(\Sigma_t)$ конечной суммой взвешенных δ -функций:

$$P_g(\Sigma_t) \approx \sum_k a_k \delta(\Sigma_t - \Sigma_{t,k}), \quad (2.82)$$

где a_k и $\Sigma_{t,k}$ ($k=1, 2, \dots, K_g$) — фиксируемые для группы g константы, не зависящие от вида интегрируемой функции $f(\Sigma_t)$.

Из рис. (2.1, б) видно, что представление $P_g(\Sigma_t)$ в форме (2.82) соответствует аппроксимации энергетического хода полного сечения в группе g гистограммой, высоты ступенек которой могут принимать одно из K_g фиксированных значений (на рис. 2.1, б изображен случай, когда $K_g = 3$).

Те нейтроны группы g , энергии (летаргии) которых лежат в пределах подынтервалов под ступеньками одной и той же высоты $\Sigma_{t,k}$, образуют подмножество нейтронов рассматриваемой группы, называемое подгруппой. Аппроксимация (2.82) означает, что всем нейтронам k -й подгруппы приписывается одно и то же полное сечение взаимодействия со средой, равное $\Sigma_{t,k}$.

Доля нейтронов k -й подгруппы a_k в рассматриваемой группе представляет собой вероятность для нейтрона, попавшего в группу, принадлежать k -й подгруппе этой группы.

Целесообразность подгруппового описания резонансной структуры сечений обусловлена тем, что можно так выбрать подгрупповые параметры a_k и $\Sigma_{t,k}$, что интегралы вида (2.81) будут вычисляться с удовлетворительной точностью для широкого класса функций $f(\Sigma_t)$ при приемлемом числе подгрупп K_g .

Методы оптимального определения подгрупповых параметров рассмотрены ниже. Теперь же допустим, что энергетическая зависимость полного сечения в рассматриваемой группе g в каком-то смысле оптимально аппроксимирована гистограммой типа изображенной на рис. 2.1, б [т. е. $P_g(\Sigma_t)$ аппроксимирована суммой взвешенных δ -функций], и рассмотрим вопрос о вычислении средних значений функций не только полного, но и парциальных сечений вида

$$\langle \Sigma_R f(\Sigma_t) \rangle_g = \frac{1}{\Delta u_g} \int_{u_{g-1}}^{u_g} du \Sigma_R(u) f(\Sigma_t(u)). \quad (2.83)$$

При этом нас будут особенно интересовать средние значения тех функций, которые входят в формулы усреднения групповых констант (2.7) — (2.9), например $\langle \Sigma_f / \Sigma_t \rangle$, $\langle \Sigma_{s,0}^{\rightarrow g} / \Sigma_t^2 \rangle$ и т. д.

Вспользуемся тем, что групповой интервал уже разбит гистограммой на множество подынтервалов Δu_i , $i = 1, 2, \dots, N$, каждый из которых принадлежит определенной подгруппе k_i , $k_i = 1, 2, \dots, K_g$, и определим подгрупповые сечения каждой из интересующих нас реакций R как

$$\begin{aligned} \Sigma_{R, k} &= \sum_{i=1}^N \delta_{k_i, k} \int_{\Delta u_i} du \Sigma_R(u) / \sum_{i=1}^N \delta_{k_i, k} \Delta u_i = \\ &= \frac{1}{a_k \Delta u_g} \sum_{i=1}^N \delta_{k_i, k} \int_{\Delta u_i} du \Sigma_R(u), \end{aligned} \quad (2.84)$$

где

$$\delta_{k_i, k} = \begin{cases} 0 & \text{при } k_i \neq k; \\ 1 & \text{при } k_i = k \end{cases}$$

— символ Кронекера. Тогда интеграл (2.83) может быть приближенно вычислен с помощью квадратурной формулы:

$$\langle \Sigma_R f(\Sigma_t) \rangle \approx \sum_k a_k \Sigma_{R, k} f(\Sigma_t, k). \quad (2.85)$$

С ростом числа подгрупп квадратурные формулы (2.83) и (2.85) становятся все более точными, стремясь в пределе к истинному значению интеграла. При конечном числе подгрупп интегралы вычисляются приближенно, причем при заданной подгрупповой аппроксимации $P_g(\Sigma_t)$ точность квадратур зависит от конкретного вида подынтегральной функции. Задача, следовательно, состоит в таком определении подгрупповых параметров, которое обеспечило бы приемлемую точность вычисления интересующих нас функционалов нейтронных сечений.

Развиты различные способы определения подгрупповых параметров, требующие различной информации о структуре нейтронных сечений в группе. Важнейшие из них рассмотрены ниже для случая среды, содержащей лишь один резонансный нуклид (или элемент).

*
*

Допустим, мы располагаем информацией о детальной энергетической зависимости нейтронных сечений интересующего нас нуклида. Такая информация может содержаться, например, в машинной библиотеке оцененных нейтронных данных. Вычислим на основе этой информации средние значения следующих функций нейтронных сечений:

$$\langle (\sigma_t + \sigma_0)^n \rangle, \quad n = n_1, n_1 + 1, \dots, n_2; \quad (2.86)$$

$$\langle \sigma_R (\sigma_t + \sigma_0)^m \rangle, \quad m = m_1, m_1 + 1, \dots, m_2, R = R_1, R_2, \dots, \quad (2.87)$$

где $\sigma_0 > 0$, $n_1 < 0$, $m_1 < 0$, $n_2 > 0$ и $m_2 > 0$ заданы (о целесообразном выборе этих величин будет сказано ниже). Пусть наша задача состоит в аппроксимации $P_g(\Sigma_t)$ интересующего нас нуклида K_g подгруппами. Потребуем, чтобы эта аппроксимация обеспечивала точное вычисление моментов типа (2.86), (2.87):

$$\langle (\sigma_t + \sigma_0)^n \rangle_g = \sum_{k=1}^{K_g} a_k (\sigma_{t, k} + \sigma_0)^n; \quad (2.88)$$

↑
③ ?

$$\langle \sigma_R (\sigma_t + \sigma_0)^m \rangle_g = \sum_{k=1}^{K_g} a_k \sigma_{R, k} / (\sigma_{t, k} + \sigma_0)^m. \quad (2.89)$$

Равенства (2.88), (2.89) можно рассматривать как уравнения относительно подгрупповых параметров. Например, выбрав $2K_g$ моментов вида (2.88) так, чтобы $n_1 < 0, n_2 = n_1 + 2K_g - 1 > 0$, можно представить эти моменты в виде

$$\langle (\sigma_t + \sigma_0)^n \rangle_g = \sum_{k=1}^{K_g} a_k \lambda_k^n; \quad n = n_1, n_1 + 1, \dots, n_1 + 2K_g - 1, \quad (2.90)$$

где λ_k являются корнями полинома

$$P_k(\lambda) = \sum_{k=0}^{K_g} z_k \lambda^k, \quad (2.91)$$

коэффициенты которого определяются из системы линейных уравнений

$$\sum_{k=0}^{K_g-1} \langle (\sigma_t + \sigma_0)^{n+j} \rangle_g z_k + \langle (\sigma_t + \sigma_0)^{K_g+n} \rangle = 0, \\ n = n_1, n_1 + 1, \dots, n_1 + K_g - 1; \quad z_{K_g} = 1. \quad (2.92)$$

Определение подгрупповых параметров по заданным моментам вида (2.88), (2.89) заключается в следующем.

1. Решается система уравнений (2.92) и определяются коэффициенты z_k .
2. Вычисляются корни полинома (2.91). Последовательность моментов (2.88) при любом значении u позитивна, поскольку $\sigma_t(u) + \sigma_0 > 0$, что обеспечивает положительность корней полинома (2.91).
3. Подгрупповые полные сечения определяются как

$$\sigma_{t, k} = 1/\lambda_k - \sigma_0.$$

4. Доли подгрупп a_k находятся при решении системы линейных уравнений (2.90). Позитивность последовательности моментов (2.88) обеспечивает положительность всех a_k . Уравнение, соответствующее $n = 0$, обеспечивает соблюдение условия нормировки

$$\sum_{k=1}^{K_g} a_k = 1.$$

5. Подгрупповые сечения различных реакций определяются путем решения системы уравнений (2.89) для каждой из реакций $R = R_1, R_2, \dots$ относительно $\sigma_{R, k}$. Положительность полученных таким образом $\sigma_{R, k}$, вообще говоря, не гарантируется. Однако если число подгрупп K_g взять достаточно большим, то все $\sigma_{R, k}$ будут положительны.

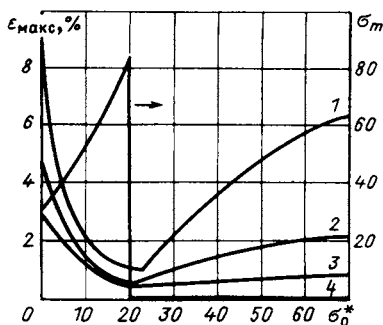
Описанный алгоритм был развит в [38], где отмечается возможность обеспечения положительности $\sigma_{R, k}$ даже при меньшем числе подгрупп, чем требуемое описанным алгоритмом. Для этого подгрупповые полные сечения рекомендуется определять исходя из системы моментов вида

$$t_n = \sum_R \alpha_R \langle \sigma_R (\sigma_t + \sigma_0)^n \rangle; \quad \sum_R \alpha_R = 1. \quad (2.93)$$

Последовательность моментов t_n позитивна при любом положении вектора \mathcal{A} . Подходящий выбор положения этого вектора позволяет сократить число подгрупп, обеспечивающее положительность и долей, и всех парциальных сечений. В важном

Рис. 2.2. Зависимость максимальных погрешностей блокированных сечений урана-238 в группе 215—465 эВ от значения сечения разбавления σ_0^* , принятого в качестве опорного при расчете подгрупповых параметров (4 подгруппы):

1 — погрешность в $\bar{\sigma}_t$ (σ_0); 2 — погрешность в $\bar{\sigma}_t$ (σ_0); 3 — погрешность в $\bar{\sigma}_g$ (σ_0); 4 — значение σ_m сечения разбавления σ_0 , при котором достигается приведенная максимальная погрешность в сечении захвата (при $\sigma_0^* > 20$ б максимальная погрешность в вычислении блокированного сечения захвата через подгрупповые параметры имеет место при $\sigma_0 = 0$)



случае, когда необходимо учитывать лишь две реакции — рассеяние и радиационный захват, всегда можно найти такое значение α_c ($\alpha_s = 1 - \alpha_c$), что парциальные сечения и рассеяния, и захвата будут положительны уже при $K_g = 2$.

Алгоритм определения подгрупповых параметров может быть применен при любом конечном значении сечения разбавления $\sigma_0 = \sigma_0^*$. Если затем подгрупповые параметры будут использоваться для вычисления макроконстант (2.7) — (2.9) среды, в которой сечение разбавления σ_0 рассматриваемого резонансного нуклида в точности равно принятому при определении подгрупповых параметров σ_0^* , то, если $n_1 \leq -2$, результат вычислений будет в точности таким же, как если бы эти константы рассчитывались непосредственно по формулам (2.7) — (2.9) на основе данных о детальном ходе сечений. В самом деле, при $n_1 = -2$ подгрупповые параметры определяются из условия точного сохранения всех моментов, входящих в формулы (2.7) — (2.9) уже при $K_g = 2$. Сохраняются также среднегрупповые сечения. Если же число подгрупп больше трех, то число точно сохраняемых моментов при $\sigma_0 = \sigma_0^*$ лишь возрастает.

Однако при $\sigma_0 \neq \sigma_0^*$ макроскопические константы рассчитываются неточно, причем погрешность расчета зависит от σ_0 . При $\sigma_0 \rightarrow \sigma_0^*$ и $\sigma_0 \rightarrow \infty$ эта погрешность стремится к нулю; при малых σ_0^* максимальная погрешность имеет место при $\sigma_0 > \sigma_0^*$ при больших σ_0^* — при $\sigma_0 = 0$.

Поскольку подгрупповые константы должны быть пригодны для расчета макроконстант при любых сечениях разбавления, их целесообразно определять при таком значении σ_0^* , которое обеспечивает минимум максимального расхождения в наиболее важной групповой константе. В качестве таковой обычно выбирается сечение поглощения

$$\sigma_a = \frac{\langle \sigma_a / (\sigma_t + \sigma_0) \rangle}{\langle 1 / (\sigma_t + \sigma_0) \rangle}.$$

На рис. 2.2 показана зависимость максимальной погрешности в сечении захвата урана-238 в групповом интервале 215 — 465 эВ в зависимости от сечения разбавления, принятого при расчете подгрупповых констант. Число подгрупп $K_g = 4$. Там же указано значение сечения разбавления урана-238 в среде, при котором имеет место максимум погрешности.

Опыт расчетов показывает, что приемлемая (меньше 1%) погрешность расчета макроскопических констант может быть обеспечена даже при небольшом (≤ 4) числе подгрупп. Лишь в группах, содержащих наиболее низколежащие резонансы тяжелых ядер (например, резонанс плутония-240), для описания структуры сечений во всем диапазоне сечений разбавления с погрешностью меньше 1% может потребоваться 5 подгрупп. Но чтобы в среде, содержащей такие ядра, нейтроны могли

с заметной вероятностью замедлиться до области низколежащих резонансов, в ней должен присутствовать в достаточно большой концентрации легкий замедлитель. Это ограничивает область значений σ_0 , представляющих практический интерес; для обеспечения же приемлемой точности расчета макроскопических констант в этой ограниченной области обычно достаточно четырех подгрупп.

*
*
*

Вычисление моментов вида $\langle 1/(\sigma_t + \sigma_0)^n \rangle$ и $\langle \sigma_R/(\sigma_t + \sigma_0)^n \rangle$, необходимых для расчета и факторов самоэкранировки, и подгрупповых параметров, требует знания детального хода сечений и, учитывая большую сложность структуры нейтронных сечений, весьма трудоемко. Непосредственная оценка факторов резонансной самоэкранировки, значения которых практически всегда не превышают единицу, часто оказывается более простой.

В работе [10] впервые была разработана подгрупповая система констант, подгрупповые параметры определялись непосредственно по данным о среднегрупповых сечениях и факторах резонансной самоэкранировки, содержащихся в 26-групповой системе констант [9]. Для этой цели по данным 26-групповой системы констант рассчитывались моменты:

$$\langle 1/(\sigma_t + \sigma_0) \rangle = [\langle \sigma_c \rangle f_c(\sigma_0) + \langle \sigma_f \rangle f_f(\sigma_0) + \langle \sigma_e \rangle f_e(\sigma_0) + \sigma_{in} + \sigma_0]^{-1}; \quad (2.94)$$

$$\langle 1/(\sigma_t + \sigma_0)^2 \rangle = \langle 1/(\sigma_t + \sigma_0) \rangle / [\langle \sigma_t \rangle f_1(\sigma_0) + \sigma_0]; \quad (2.95)$$

$$\langle \sigma_R/(\sigma_t + \sigma_0) \rangle = \langle 1/(\sigma_t + \sigma_0) \rangle \langle \sigma_R \rangle f_R(\sigma_0), \quad R = c, f, e, \quad (2.96)$$

после чего подгрупповые параметры получались из условия минимума суммы квадратов расхождений этих величин с вычисленными по подгрупповым параметрам (для всех значений сечения разбавления, для которых имелись данные). Применение метода неопределенных множителей Лагранжа позволяет найти подгрупповые параметры при условиях точного равенства суммы долей подгрупп единице и точного сохранения значения среднегрупповых сечений.

Число подгрупп выбирается минимальным, при котором невязки в факторах самоэкранировки не превышают требуемой точности их восстановления по подгрупповым параметрам.

Оказалось, что для восстановления факторов самоэкранировки с точностью 3—5% ни в одном случае не потребовалось более трех подгрупп.

К сожалению, при применении метода наименьших квадратов в [10] не удалось обеспечить автоматический поиск минимума в области неотрицательных значений искомым параметров. Поэтому при получении отрицательных параметров приходилось применять искусственные приемы (включать требование равенства нулю подгруппового сечения, для которого получено малое по абсолютной величине отрицательное значение, вводить и варьировать веса членов квадратичной формы и т. д.).

Если зависимость факторов самоэкранировки от сечения разбавления с достаточно высокой точностью описывается аналитически, то возможен и другой путь определения из них подгрупповых параметров. Поскольку

$$\frac{(-1)^n}{n!} \frac{d^n}{d\sigma_0^n} \left\langle \frac{1}{\sigma_t + \sigma_0} \right\rangle = \left\langle \frac{1}{(\sigma_t + \sigma_0)^{n+1}} \right\rangle, \quad (2.97)$$

то путем дифференцирования выражения (2.94) формально можно получить любое количество моментов $\langle 1/(\sigma_t + \sigma_0)^n \rangle$. Точно так же из (2.96) могут быть найдены моменты $\langle \sigma_R/(\sigma_t + \sigma_0)^n \rangle$. Эти моменты можно было бы использовать для вычисления подгрупповых параметров по описанному выше алгоритму (взяв $n_1 = -2K_g + 2$), если была бы уверенность в том, что полученные в результате дифференцирования моменты достаточно точны. Несомненно, однако, что погрешности, связанные с неточностью аналитического описания зависимости факторов самоэк-

ранировки от σ_0 , будут быстро возрастать по мере увеличения порядка момента. Поэтому позитивность вычисленной таким образом последовательности моментов может быть гарантирована лишь в том случае, если эта позитивность определяется самой формой аналитического описания зависимости моментов (2.94) — (2.96) от сечения разбавления. Это можно обеспечить путем описания структуры сечений с помощью достаточно большого числа подгрупп с заданными полными сечениями:

$$\left\langle \frac{1}{\sigma_t + \sigma_0} \right\rangle = \sum_{k=1}^{K_g} \frac{a_k}{\sigma_{t,k} + \sigma_0};$$

$$\left\langle \frac{\sigma_R}{\sigma_t + \sigma_0} \right\rangle = \sum_{k=1}^{K_g} \frac{a_k \sigma_{R,k}}{\sigma_{t,k} + \sigma_0}. \quad (2.98)$$

Если число подгрупп K_g достаточно велико по сравнению с числом значений сечения разбавления, при которых заданы моменты $\langle 1/(\sigma_t + \sigma_0) \rangle$ и $\langle \sigma_R/(\sigma_t + \sigma_0) \rangle$, то коэффициенты a_k (доли подгрупп) и $b_k = a_k \sigma_{R,k}$ могут быть определены, например, с помощью метода, предложенного в [39], который обеспечивает положительность решения.

Последующее сокращение числа подгрупп можно осуществить, сохраняя важнейшие моменты.

К сожалению, практический опыт перевода факторов самоэкранировки в подгрупповые параметры с использованием описанного приема пока невелик.

* * *

Отметим, наконец, возможность определения подгрупповых параметров непосредственно из экспериментальных данных. Рассмотрим следующий эксперимент. Мононаправленный пучок нейтронов, энергии которых распределены по закону $\Phi_0(E)$ в интервале ΔE , падает на детектор нейтронов, эффективность которого не зависит от энергии. Пусть N_0 — скорость счета детектора, помещенного в этот пучок. Расположим теперь на пути пучка образец из исследуемого материала толщиной t ядер на барн, сечение которого имеет один или несколько резонансов на рассматриваемом интервале энергий. Скорость счета детектора, помещенного в пучок, прошедший через образец, обозначим $N(t)$. Отношение $N(t)/N_0 = T(t)$ называется пропуском. Если соблюдены условия "хорошей" геометрии, когда любое столкновение нейтрона в образце выводит его из пучка, то

$$T(t) = \frac{\int_{\Delta E} dE \Phi_0(E) \exp[-\sigma_t(E)t]}{\int_{\Delta E} dE \Phi_0(E)} =$$

$$= \frac{1}{\Delta u} \int_{\Delta u} du \exp[-\sigma_t(u)t]. \quad (2.99)$$

Пусть теперь детектор состоит из слоя исследуемого материала, в котором регистрируются реакции типа R . В этом случае говорят, что пропускание измеряется методом самоиндикации. Измеренное по самоиндикации пропускание равно, очевидно,

$$T_R(t) = \frac{\int_{\Delta E} dE \sigma_R(E) \exp[-\sigma_t(E)t] \Phi_0(E)}{\int_{\Delta E} dE \sigma_R(E) \Phi_0(E)} =$$

$$= \frac{1}{\langle \sigma_R \rangle} \int_{\Delta u} du \sigma_R(u) \exp[-t\sigma_t(u)]. \quad (2.100)$$

Если резонансную структуру сечений в интервале Δu представить в подгрупповой форме, то

$$T(t) = \sum_{k=1}^{K_g} a_k \exp(-\sigma_{t, k} t); \quad T_R(t) = \sum_{k=1}^{K_g} b_k \exp(-\sigma_{t, k} t). \quad (2.101)$$

Пусть пропускания измерены для большого числа толщин, охватывающих достаточно широкий интервал (т. е. измерены *кривые пропускания*). Тогда определение подгрупповых параметров сводится к одновременному описанию этих кривых суммами экспонент (2.101) с одинаковым для всех кривых набором показателей степеней. Эта задача может быть решена методом наименьших квадратов [10], позволяющим определить и матрицу погрешностей подгрупповых параметров.

Стоит отметить, что идея подгруппового подхода к описанию структуры сечений возникла именно в связи с анализом экспериментов по пропусканию [37].

С помощью описанного метода практически необходимая информация может быть получена с использованием аппаратуры с умеренным энергетическим разрешением. В области неразрешенных резонансов измерение кривых пропускания является единственным методом получения непосредственных экспериментальных данных о средних характеристиках резонансной структуры сечений.

К настоящему времени выполнено немало измерений кривых пропускания типа (2.100) для большого числа ядер [40–46]. Оценка резонансной структуры полного сечения при составлении версий 26-групповой системы констант [9, 10] существенно опиралась на результаты, полученные в этих работах.

К сожалению, данных по кривым пропускания, измеренных методом самоиндикации, пока мало [43–47]. Они, как правило, неполны [не измерены $T_R(t)$ при больших t] и неточны (например, данные [45] и [46] по $T_C(t)$ для урана-238 существенно расходятся). Можно, однако, надеяться, что со временем информация о кривых пропускания, измеренных методом самоиндикации, будет накапливаться и имеющийся дефицит в прямых данных о структуре сечений в области неразрешенных резонансов будет постепенно уменьшаться.

* * *

Выше мы ограничивались рассмотрением среды, содержащей лишь один резонансный нуклид.

Если в среде имеется l резонансных нуклидов, то подгрупповое представление резонансной структуры макроскопических сечений среды можно построить следующим образом. Будем исходить из представления о статистической независимости резонансных структур различных нуклидов и предположения, что все резонансные нуклиды (за исключением, может быть, одного) имеют в группе достаточно большое число резонансов для применения статистического рассмотрения. Определим для данной группы g вектор подгрупп среды $k = \{k_1, k_2, \dots, k_l\}$, компонентами которого являются номера подгрупп всех входящих в среду нуклидов. Число возможных положений вектора подгрупп равно, очевидно,

$$K_g = \prod_{i=1}^l K_{g, i}. \quad (2.102)$$

Для нерезонансных нуклидов число подгрупп $K_{g, i} = 1$, так что их наличие в среде не увеличивает числа положений вектора подгрупп. Каждому положению вектора подгрупп соответствует определенная комбинация подгрупп входящих в среду нуклидов. В предположении статистической независимости резонансных структур вероятность для нейтрона, попавшего в группу, попасть на данную комбинацию подгрупп нуклидов равна произведению долей подгрупп, входящих в эту комбинацию.

Величину

$$a_k = \prod_{i=1}^I a_{i, k_j} \quad (2.103)$$

можно рассматривать как долю, соответствующую данному положению вектора подгрупп (здесь и далее индекс группы g для краткости опускаем).

Поскольку положение вектора подгрупп полностью определяет сечения всех входящих в среду нуклидов, среднее по группе значение любой функции вида $\sum_R f(\Sigma_t)$ может быть легко вычислено путем суммирования по всем положениям вектора подгрупп:

$$\langle \sum_R f(\Sigma_t) \rangle = \sum_{n=1}^K \prod_{i=1}^I a_{i, k_j, n} \times \\ \times \sum_{j=1}^I c_j \sigma_{R, j, k_j, n} f \left(\sum_{j=1}^I c_j \sigma_{t, j, k_j, n} \right), \quad (2.104)$$

где k_j, n — номер подгруппы j -го нуклида, соответствующий n -му положению вектора подгрупп.

Применение формулы (2.104) для расчета по подгрупповым параметрам средних значений тех функций полного и парциальных сечений, которые входят в формулы расчета макроконстант, позволяет избежать погрешностей, связанных с концепцией сечения разбавления, на которую существенно опирается формализм факторов резонансной самоэкранировки. В то же время в средах, содержащих большое число нуклидов с резонансной структурой, применение формулы (2.104) требует значительно больших затрат машинного времени, чем расчет, основанный на концепции сечения разбавления. Поэтому заманчиво и при подгрупповом описании резонансной структуры сечений применять эту концепцию для вычисления макроскопических констант. Например:

$$\Sigma_{t,0} = \lim_{m \rightarrow \infty} \sum_{j=1}^I c_j \left[\frac{1}{\frac{K_j}{\sum_{k=1}^I a_{j,k} (\sigma_{t,i,k} + \sigma_{0,j}^{(m)})}} - \sigma_{0,j}^{(m)} \right]; \quad (2.105)$$

$$\sigma_{0,j}^{(m)} = \frac{1}{c_j} \sum_{i \neq j} c_i \left[\frac{1}{\frac{K_j}{\sum_{k=1}^I a_{j,k} (\sigma_{t,j,k} + \sigma_{0,j}^{(m-1)})}} - \sigma_{0,j}^{(m-1)} \right]; \quad (2.106)$$

$$\sigma_{0,j}^{(0)} = \frac{1}{c_j} \sum_{i \neq j} c_i \sum_{k=1}^{K_j} a_{j,k} \sigma_{t,i,k}. \quad (2.107)$$

Вопрос о точности приближения сечения разбавления рассмотрен в гл. 5.

* * *

Сделаем теперь несколько замечаний о температурной зависимости подгрупповых параметров.

С увеличением температуры резонансная структура сечений сглаживается за счет доплер-эффекта. Ясно поэтому, что подгрупповые параметры, описывающие эту структуру, должны обладать температурной зависимостью, и встает вопрос об ее определении и о способе описания этой зависимости в системе подгрупповых констант.

Желательно при этом удовлетворить следующему набору требований:

- а) чтобы доли подгрупп не зависели от температуры;
- б) температурная зависимость подгрупповых сечений описывалась бы достаточно простым аналитическим выражением, зависящим от двух, максимум от трех параметров;
- в) существовал бы универсальный алгоритм определения этих параметров;
- г) с ростом температуры подгрупповые сечения монотонно стремились бы к среднему по группе;
- д) среднегрупповые сечения, рассчитанные по подгрупповым параметрам, в группах, содержащих лишь узкие резонансы, не зависели бы от температуры;
- е) температурная зависимость факторов резонансной самоэкранировки описывалась бы с заданной точностью при любых сечениях разбавления.

До настоящего времени способа описания температурной зависимости подгрупповых параметров, удовлетворяющего всем этим требованиям, не предложено.

При разработке подгрупповой системы констант [10] было принято, что подгрупповые параметры линейно зависят от корня квадратного из абсолютной температуры:

$$a_k(T) = a_k(300 \text{ K}) + \Delta a_k(\sqrt{T/300} - 1); \quad (2.108)$$

$$\sigma_{R,k}(T) = \sigma_{R,k}(300 \text{ K}) + \Delta \sigma_{R,k}(\sqrt{T/300} - 1), \quad (2.109)$$

где T — температура, К, а

$$\sum_k \Delta a_k = 0. \quad (2.110)$$

Параметры $\Delta \sigma_{R,k}$ и Δa_k определялись методом наименьших квадратов из условия наилучшего описания заданных температурных приращений факторов резонансной самоэкранировки при изменении температуры от 300 до 2100 К. Этот способ описания температурной зависимости удовлетворяет лишь условиям б), в) и е), причем последнее удовлетворяется лишь потому, что требуемая точность описания температурной зависимости факторов самоэкранировки не превышает 10–15%. Очевидным недостатком описываемого способа является его неприменимость для описания резонансной структуры при $T > 2100$ К: с ростом температуры часть подгрупповых параметров уменьшается до нуля, а затем они становятся отрицательными.

В связи с отмеченными недостатками изложенного метода описания температурной зависимости подгрупповых параметров и неразвитостью более совершенного метода при пересмотре подгрупповой системы констант в [14] было решено использовать подгрупповой подход для описания структуры сечений лишь при 300 К. Для расчета групповых констант при других температурах в системы констант включены таблицы температурных приращений факторов резонансной самоэкранировки.

С точки зрения проблемы подготовки групповых констант это решение является вполне удовлетворительным. Однако при таком решении вопроса эта система констант не может быть использована для проведения расчетов в так называемом подгрупповом приближении [48] при температурах, отличных от 300 К. Использование подгруппового приближения при решении уравнения переноса необходимо в тех случаях, когда в силу сильной пространственной зависимости резонансной структуры нейтронного спектра групповые константы оказываются существенно зависимыми от пространственных координат (т. е. когда приближение слабой диффузии не применимо). В практике реакторных расчетов такие ситуации обычно встречаются при расчете ячеек гетерогенных решеток и поэтому применение системы подгрупповых констант для расчетов в подгрупповом приближении будет рассмотрено в гл. 7, посвященной оценке гетерогенных эффектов. Здесь мы упоминаем о подгрупповых расчетах лишь для того, чтобы подчеркнуть необходимость решения вопроса об описании температурной зависимости подгрупповых параметров.

Имеющий опыт расчета этих параметров при разных температурах показывает, что вопрос этот вполне разрешим. Например, в табл. 2.1 приведены подгрупповые параметры, описывающие резонансную структуру сечений урана-238 в интервале 1–2,15 кэВ при температурах 300, 900 и 2100 К. Эти параметры были определены через моменты вида

Таблица 2.1. Температурная зависимость подгрупповых параметров урана-238 в группе 1–2,15 кэВ и точность описания факторов самоэкранировки (подгрупповые параметры определены по моментам сечений при $\sigma_0^* = 10 \text{ б}$)

| k | 300 К | | | 900 К | | | 2100 К | | |
|---|--------|------------|------------|--------|------------|------------|--------|------------|------------|
| | a | σ_t | σ_c | a | σ_t | σ_c | a | σ_t | σ_c |
| 1 | 0,0212 | 364,90 | 34,63 | 0,0270 | 263,31 | 21,41 | 0,0328 | 200,51 | 14,08 |
| 2 | 0,1116 | 45,79 | 7,12 | 0,1291 | 44,63 | 6,80 | 0,1479 | 42,52 | 6,24 |
| 3 | 0,8099 | 11,31 | 0,348 | 0,7911 | 11,57 | 0,463 | 0,7646 | 11,93 | 0,580 |
| 4 | 0,0573 | 2,926 | 0,267 | 0,0528 | 3,45 | 0,150 | 0,0547 | 4,22 | 0,054 |

| $\sigma_0, \text{б}$ | 300 К | | | 300 → 900 К | | | 900 → 2100 К | | |
|----------------------|--------|--------|--------|--------------|--------------|--------------|--------------|--------------|--------------|
| | f_c | f_e | f_1 | Δf_c | Δf_e | Δf_1 | Δf_c | Δf_e | Δf_1 |
| 0 | 0,285 | 0,479 | 0,184 | 0,064 | 0,044 | 0,085 | 0,134 | 0,086 | 0,190 |
| | (+1,5) | (+4,0) | (+75) | (+2) | (-17) | (-38) | (-3) | (-11) | (-46) |
| 10 | 0,377 | 0,579 | 0,477 | 0,077 | 0,029 | 0,026 | 0,150 | 0,060 | 0,053 |
| (опорн.) | (0) | (0) | (0) | (0) | (0) | (0) | (0) | (0) | (0) |
| 10^2 | 0,625 | 0,718 | 0,609 | 0,083 | 0,041 | 0,041 | 0,148 | 0,078 | 0,082 |
| | (-0,6) | (-0,3) | (+0,2) | (-6) | (+2) | (-2) | (-5) | (+2) | (-1) |
| 10^3 | 0,903 | 0,913 | 0,846 | 0,033 | 0,025 | 0,040 | 0,053 | 0,041 | 0,070 |
| | (-1,6) | (-0,1) | (-0,6) | (+25) | (+3) | (+7) | (+21) | (+3) | (6) |
| 10^4 | 0,988 | 0,988 | 0,977 | 0,005 | 0,004 | 0,008 | 0,007 | 0,006 | 0,012 |
| | (-0,0) | (-0,0) | (-0,0) | (+28) | (-3) | (+1) | (+25) | (-2) | (1) |

Примечание. В нижней части таблицы приведены точные значения факторов самоэкранировки и их приращения при измерении температуры от 300 до 900 и 2100 К. В скобках указаны погрешности (%) расчета этих величин с помощью подгрупповых параметров, приведенных в верхней части таблицы.

$\langle \sigma_R / (\sigma_t + \sigma_0^*) \rangle$, которые, в свою очередь, вычислялись путем интегрирования детальной энергетической зависимости сечений, рассчитанной по многоуровневой формуле Брейта—Вигнера. Значение сечения разбавления σ_0^* , при котором осуществляется расчет подгрупповых параметров, было принято равным 10 б. При 300 К погрешность описания факторов самоэкранировки при $\sigma_0 > \sigma_0^*$ не выше 1,6%. При $\sigma_0 = 0$ погрешность в факторе f_0 достигает 75% за счет того, что область минимума полного сечения описывается с помощью четырех подгрупп недостаточно точно. Поскольку в областях минимумов полного сечения сечение захвата не имеет структуры, погрешность при восстановлении f_c даже при $\sigma_0 = 0$ составляет 1,5%. Очевидно, что погрешности в описании резонансной самоэкранировки сечений в неразбавленном уране-238 при рассматриваемых достаточно низких энергиях не являются с практической точки зрения существенным недостатком. Точность оценки температурных приращений факторов резонансной самоэкранировки оказалась, однако, хуже: при сечениях разбавления порядка 1000 б и больше погрешности подгрупповой оценки доплеровского приращения резонансного интеграла захвата достигают 20–25%. Следует, однако, отметить, что подгрупповое описание доплер-эффекта в рассматриваемом энергетическом диапазоне оказалось более сложной задачей, чем при более высоких и при более низких энергиях.

Недостатком приведенного выше описания температурной зависимости подгрупповых параметров является то, что от температуры зависят не только подгрупповые сечения, но и доли подгрупп.

В рассматриваемом случае этого недостатка удалось избежать путем корректурки параметров методом наименьших квадратов. В табл. 2.2 приведены откорректированные подгрупповые параметры, описывающие структуру сечений урана-238 в той же группе и температурную зависимость этой структуры практически с той же точностью, но удовлетворяющие требованию температурной независимости долей подгрупп. Корректировка параметров осуществлялась с помощью модификации программы ПАРАМЕТР [10].

В [49] для описания структуры сечений урана-238 в области неразрешенных резонансов предложены двухподгрупповые параметры, температурная зависимость которых параметризована:

$$\left. \begin{aligned}
 \sigma_{t,1} &= \langle \sigma_t \rangle \frac{K_t (300/T)^{\alpha_t}}{a K_t (300/T)^{\alpha_t} + 1 - a} ; \\
 \sigma_{t,2} &= \langle \sigma_t \rangle \frac{1}{a K_t (300/T)^{\alpha_t} + 1 - a} ; \\
 \sigma_{c,1} &= \langle \sigma_c \rangle \frac{K_c (300/T)^{\alpha_c}}{a K_c (300/T)^{\alpha_c} + 1 - a} , \quad a_1 = a ; a_2 = 1 - a ; \\
 \sigma_{c,2} &= \langle \sigma_c \rangle \frac{1}{a K_c (300/T)^{\alpha_c} + 1 - a} ; \\
 \sigma_{e,i} &= \sigma_{t,i} - \sigma_{c,i} - \langle \sigma_{in} \rangle , \quad i = 1, 2.
 \end{aligned} \right\} (2.111)$$

Т а б л и ц а 2.2. Температурная зависимость подгрупповых параметров урана-238 в группе 1–2,15 кэВ и точность описания факторов самоэкранировки (температурные приращения подгрупповых параметров подобраны методом наименьших квадратов)

| <i>k</i> | 300 К | | | 900 К | | | 2100 К | | |
|----------|----------|------------|------------|----------|------------|------------|----------|------------|------------|
| | <i>a</i> | σ_t | σ_c | <i>a</i> | σ_t | σ_c | <i>a</i> | σ_t | σ_c |
| 1 | 0,0212 | 364,60 | 32,52 | 0,0212 | 263,61 | 20,52 | 0,0212 | 242,46 | 11,87 |
| 2 | 0,1116 | 45,15 | 7,77 | 0,1116 | 56,30 | 8,62 | 0,1116 | 60,59 | 9,15 |
| 3 | 0,8099 | 11,45 | 0,313 | 0,8099 | 11,75 | 0,515 | 0,8099 | 12,50 | 0,669 |
| 4 | 0,0573 | 2,262 | 0,273 | 0,0573 | 2,262 | 0,273 | 0,0573 | 2,262 | 0,273 |

| $\sigma_{0,6}$ | 300 К | | | 300 → 900 К | | | 300 → 2100 К | | |
|-----------------|-----------------|-----------------|-----------------|----------------|----------------|----------------|----------------|---------------|----------------|
| | f_c | f_e | f_1 | Δf_c | Δf_e | Δf_1 | Δf_c | Δf_e | Δf_1 |
| 0 | 0,285 (2,3) | 0,479 (-1,2) | 0,184 (+38) | 0,064 (+17) | 0,044 (+27) | 0,085 (+33) | 0,134 (+5) | 0,086 (-8) | 0,190 (-35) |
| 10 | 0,377 (0,0) | 0,579 (-0,1) | 0,477 (-1,4) | 0,077 (+2) | 0,029 (-13) | 0,026 (+9) | 0,150 (-1) | 0,060 (-8) | 0,053 (-11) |
| 10 ² | 0,625 (+0,2) | 0,718 (-0,3) | 0,609 (+0,6) | 0,083 (+1) | 0,041 (-1) | 0,041 (-11) | 0,148 (-1) | 0,078 (-4) | 0,082 (-9) |
| 10 ³ | 0,903 (-0,9) | 0,913 (-0,2) | 0,846 (-0,5) | 0,033 (+19) | 0,025 (0) | 0,040 (+4) | 0,053 (+18) | 0,041 (-4) | 0,070 (+1) |
| 10 ⁴ | 0,988 (-0,1) | 0,988 (0,0) | 0,977 (+0,0) | 0,005 (+22) | 0,004 (-6) | 0,008 (-3) | 0,007 (+20) | 0,006 (-7) | 0,012 (-5) |

П р и м е ч а н и е. В нижней части таблицы приведены точные значения факторов самоэкранировки и их приращения при изменении температуры от 300 до 900 и 2100 К. В скобках указаны погрешности расчета этих величин (%) с помощью подгрупповых параметров, приведенных в верхней части таблицы.

Энергетические зависимости средних сечений $\langle \sigma_t \rangle$, $\langle \sigma_c \rangle$, $\langle \sigma_{in} \rangle$, доли первой подгруппы *a*, факторов структуры сечений при 300 К

$$K_t = \sigma_{t,1}/\sigma_{t,2}; \quad K_c = \sigma_{c,1}/\sigma_{c,2} \quad (2.112)$$

и показателей их температурной зависимости a_t и a_c должны быть, вообще говоря, заданы поточечно во всей области неразрешенных резонансов. Однако в конкретном варианте параметризации структуры сечений урана-238, предложенном в [49], $a(E)$, $a_t(E)$ и $a_c(E)$ приняты линейно-зависимыми от $\ln(E)$. Подбор значений двухподгрупповых параметров проводился методом наименьших квадратов с помощью модификации программы ПАРАМЕТР [10]. При этом для обеспечения приемлемой точности описания температурной зависимости факторов самоэкранировки и плавности энергетических зависимостей подгрупповых параметров при каждой энергии проводился специальный подбор весов членов минимизируемой квадратичной формы. При трех и большем числе подгрупп подбор весов методом проб и ошибок оказывается чрезмерно сложным, алгоритмизовать же этот процесс не удалось.

На рис. 2.3 и 2.4 приведены энергетические зависимости K_t , K_c , *a*, a_t и a_c , а на рис. 2.5 факторы резонансной самоэкранировки f_0 и f_c при 300 К — как рассчитанные точно, так и восстановленные с помощью опи-

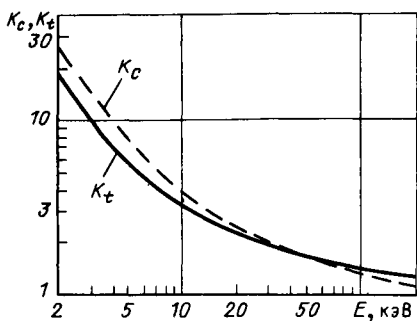


Рис. 2.3. Энергетические зависимости отношений подгрупповых полных сечений $K_t(E) = \sigma_{t, 1}/\sigma_{t, 2}$ и сечений захвата $K_c(E) = \sigma_{c, 1}/\sigma_{c, 2}$ при двухподгрупповом описании структуры сечений урана-238 в области неразрешенных резонансов

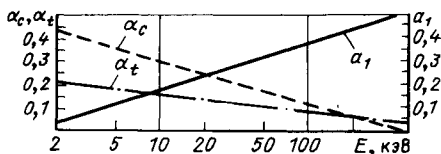


Рис. 2.4. Энергетические зависимости доли подгруппы с большим полным сечением α_1 и параметров температурной зависимости подгрупповых полных сечений α_t и сечений захвата α_c при двухподгрупповом описании структуры сечений урана-238 в области неразрешенных резонансов

сальной выше двухподгрупповой параметризации. Там же приводятся значения факторов самоэкранировки из других систем констант. Расхождение между ними дает представление о масштабе существующих (точнее — существовавших в середине 60-х — начале 70-х годов) неопределенностей в оценке факторов самоэкранировки.

Видно, что при сечениях разбавления 10 и 100 б найденные подгрупповые параметры позволяют восстановить исходные факторы самоэкранировки с хорошей точностью. При $\sigma_0 = 0$ расхождения в f_0 становятся заметными. Причина этих расхождений состоит в том, что в принятом двухподгрупповом приближении невозможно учесть особенности в распределениях нейтронных сечений, связанные с наличием глубоких интерференционных минимумов в полном сечении. Между тем при $\sigma_0 = 0$ эти минимумы оказывают очень сильное влияние на величину резонансной самоэкранировки сечений.

На рис. 2.6 показана точность восстановления данных об относительном доплер-эффekte в сечении захвата:

$$\delta f_c(\sigma_0, T) = \frac{f_c(\sigma_0, T) - f_c(\sigma_0, 300 \text{ K})}{f_c(\sigma_0, 300 \text{ K})}$$

Видно, что точность восстановления данных по доплеровским приращением ниже, чем в случае факторов самоэкранировки. Однако, учитывая, что точность информации о доплер-эффekte также соответственно ниже, в [49] рекомендуется использовать описанную выше двухподгрупповую параметризацию с не зависящими от температуры долями подгрупп в практических нейтронных расчетах.

Приведенные примеры показывают, что описание температурной зависимости структуры сечений, заданной в подгрупповом представлении, может быть осуществлено и при условии температурной независимости долей подгрупп. К сожалению, поиск зависящих от температуры подгрупповых параметров до сих пор не удалось формализовать и автоматизировать. Нередки случаи, когда, скажем, двух подгрупп оказывается недостаточным для описания температурной зависимости факторов самоэкранировки в желаемом диапазоне сечений разбавления и температур. В то же

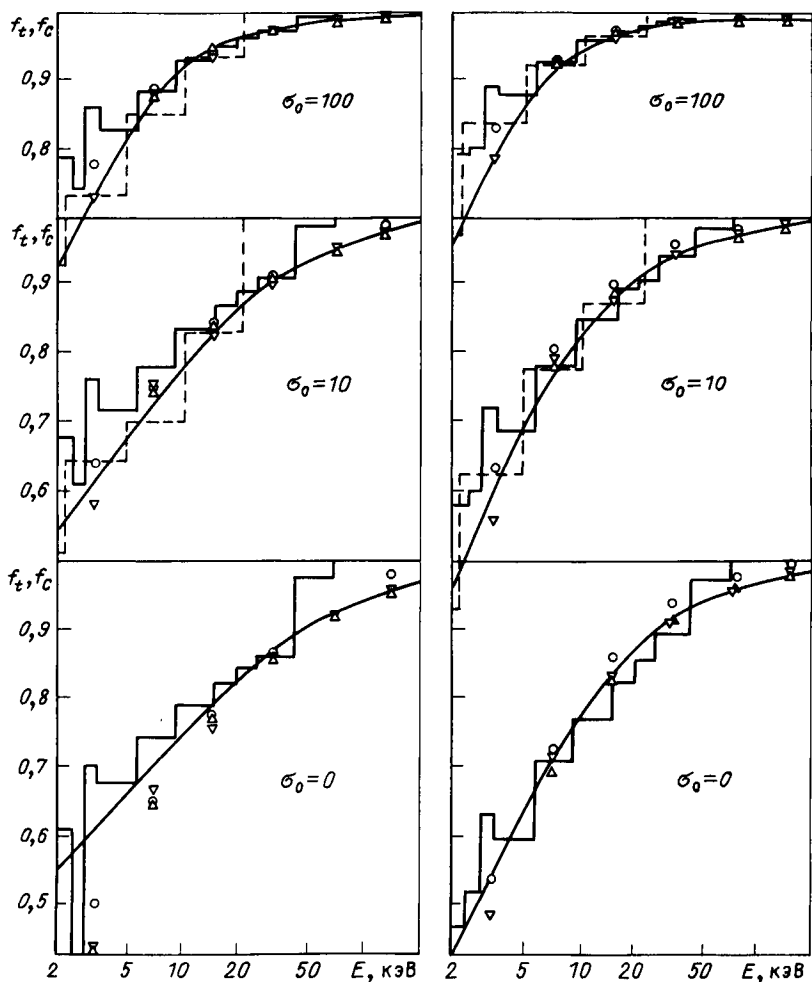


Рис. 2.5. Сравнение факторов резонансной самоэкранировки сечений урана-238, непосредственно рассчитанных по средним резонансным параметрам [49] (треугольники) и полученных на основе двухподгруппового описания той же самой структуры сечений (сплошная кривая). Расхождения между ними много меньше различий в факторах самоэкранировки, рассчитанных на основе независимых оценок резонансной структуры (штриховая гистограмма — из японской системы констант JAERI [32]; сплошная гистограмма — из американской системы констант [33]; кружки — система констант БНАБ-64 [9])

время введение дополнительной третьей подгруппы настолько увеличивает число искомых параметров, что определяющая их система условий минимума суммы квадратов расхождений в факторах самоэкранировки оказывается плохо обусловленной. Чтобы в этих условиях получить решение задачи, удовлетворяющее физическим требованиям (положительность сечений, долей подгрупп и т. п.), приходится искусственно фиксировать те или иные подгрупповые параметры, отключать температурную

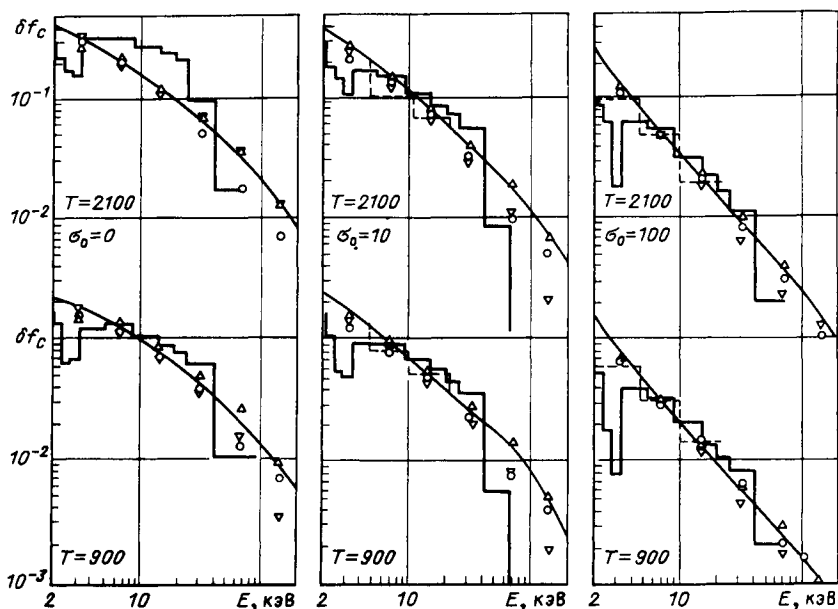


Рис. 2.6. Сравнение относительного доплер-эффекта в сечении захвата урана-238

$$\delta f_c(\sigma_0, T) = \frac{f_c(\sigma_0, T) - f_c(\sigma_0, 300 \text{ K})}{f_c(\sigma_0, 300 \text{ K})}$$

непосредственно рассчитанного по средним резонансным параметрам, полученного на основе двухподгруппового описания структуры сечений и принятого в других системах констант. Обозначения те же, что и на рис. 2.5

зависимость сечений в одной из подгрупп, специальным образом подбирать те значения температур и сечений разбавления, расхождения в факторах самоэкранировки для которых включаются в сумму квадратов расхождений. Вот эти-то манипуляции и не удалось до сих пор удачным образом алгоритмизовать.

2.5. МЕТОД ВЫДЕЛЕННЫХ РЕЗОНАНСОВ

Описанные выше методы представления резонансной структуры сечений при многогрупповых расчетах основываются на предположении, что число резонансов в каждой рассматриваемой группе у всех содержащихся в среде резонансных нуклидов (за исключением, может быть, одного) достаточно велико и что резонансы узки по сравнению с потерей энергии при упругом рассеянии.

Первое из этих предположений позволяет использовать статистические методы учета наложения резонансов разных нуклидов, следствием второго является относительное постоянство плотности столкновений в окрестности резонанса, позволяющее провести простую оценку структуры нейтронного спектра, знание которой необходимо для усреднения сечений.

Поскольку потеря энергии при упругом рассеянии растет быстрее, чем средняя ширина s -резонансов (пропорциональная \sqrt{E}), нарушение последнего предположения может иметь место лишь для нескольких сильных низколежащих резонансов каждого из рассматриваемых нуклидов. На энергетические группы, содержащие такие резонансы, всегда приходится небольшое число резонансов, и, таким образом, в этих группах может нарушаться и первое из упомянутых предположений. Поскольку в той области энергий, где учет резонансной самоэкранировки с помощью f -факторов или подгрупп недостаточно точен, число резонансов мало, для описания детального хода сечений достаточно задать сечение потенциального рассеяния и параметры нескольких содержащихся в группе резонансов. Знание же детального хода сечений позволит решить уравнение замедления для рассматриваемой среды и усреднить сечения по полученному детальному спектру.

Чтобы упростить алгоритм вычисления сечений по резонансным параметрам, для описания хода сечений в окрестности резонанса обычно используют одноуровневое одноканальное приближение (формулу Брейта-Вигнера). Неточность описания детального хода сечений в этом приближении может быть устранена путем задания относительно плавной разности между точно вычисленным энергетическим ходом и энергетическим ходом, рассчитанным с использованием одноуровневой формулы Брейта-Вигнера:

$$\begin{aligned} \sigma_R(E) &= \sigma_R^*(E) + \sigma_{R, res}(E) = \\ &= \sigma_R^*(E) + 4\pi\lambda^2 \left(\frac{A+1}{A} \right)^2 \sum_{\mu} g_{\mu} \frac{\Gamma_{n, \mu} \Gamma_{R, \mu}}{\Gamma_{\mu}^2} \Psi(\theta_{\mu} \cdot x_{\mu}); \end{aligned} \quad (2.113)$$

$$\begin{aligned} \sigma_t(E) &= \sigma_t^*(E) + \sigma_{t, res}(E) = \\ &= \sigma_t^*(E) + 4\pi\lambda^2 \left(\frac{A+1}{A} \right)^2 \sum_{\mu} g_{\mu} \frac{\Gamma_{n, \mu}}{\Gamma_{\mu}} [\Psi(\theta_{\mu} \cdot x_{\mu}) \cos 2\varphi_{\mu} + \\ &+ \chi(\theta_{\mu} \cdot x_{\mu}) \sin 2\varphi_{\mu}], \end{aligned} \quad (2.114)$$

где

$$g_{\mu} = \frac{2J_{\mu} + 1}{2(2I_{\mu} + 1)}; \quad (2.115)$$

$$\theta_{\mu} = \Gamma_{\mu} \sqrt{4kTE_{\mu}/A}; \quad (2.116)$$

$$x_{\mu} = (E - E_{\mu}) / (\Gamma_{\mu}/2); \quad (2.117)$$

$$4\pi\lambda^2 = \frac{2.6 \cdot 10^6}{E [\text{эВ}]} [6]; \quad (2.118)$$

$\Psi(\theta, x)$ и $\chi(\theta, x)$ — вещественная и мнимая части интеграла вероятности от комплексного аргумента, для вычисления которых разработаны эффективные алгоритмы [50].

Таким образом, для вычисления сечений реакций R [обычно ограничиваются учетом радиационного захвата ($R = \gamma$) и деления ($R = f$)] и полного сечения достаточно задать плавные функции энергии $\sigma_R^*(E)$ и $\sigma_t^*(E)$;

A — отношение массы ядра к массе нейтрона и резонансные параметры: энергии резонансов E_{μ} ; приведенные нейтронные $\Gamma_{n, \mu}^{(0)}$, радиационные $\Gamma_{\gamma, \mu}$ и делительные $\Gamma_{f, \mu}$ ширины; спины резонансов J_{μ} и фазу потенциального рассеяния, интерферирующего с резонансным; φ_{μ} . Учет интерференции между резонансным и потенциальным рассеянием необходим лишь для s -резонансов. Поэтому отличие φ_{μ} от нуля может служить признаком s -резонансов, для которых $\Gamma_{n, \mu} = \Gamma_{n, \mu}^{(0)} \sqrt{E}$. И наоборот, если $\varphi_{\mu} = 0$, то данный резонанс не является s -резонансом, и тогда вместо приведенной нейтронной ширины достаточно задать нейтронную ширину при резонансной энергии, поскольку учет ее энергетической зависимости может требоваться лишь для очень низколежащих s -резонансов.

Рассмотрим алгоритмы расчета групповых констант для групп, содержащих выделенные резонансы, предполагая сначала, что резонансы узки по сравнению с потерей энергии при упругом рассеянии. В этом случае можно воспользоваться формулами усреднения групповых констант, приведенными в § 1.4, с тем, однако, исключением, что выделение резонансов позволяет учесть уменьшение плотности замедления в результате утечки и поглощения нейтронов в каждом из выделенных резонансов.

Для низколежащих сильных резонансов вероятность избежать поглощения в процессе замедления через область одного резонанса может быть не слишком велика и пренебрегать возможностью учета этого эффекта не следует. В то же время обычно достаточно учитывать его лишь при оценке формы спектра нулевой гармоники.

Для окрестности μ -го выделенного в группе резонанса (принадлежащего i -му нуклиду) имеем:

$$\varphi_0(u) = \Psi_g(u_{\mu}) / \Sigma_t(u), \quad (2.119)$$

где $\Psi_g(u_{\mu})$ — плотность столкновений при летаргии μ -го резонанса, оцененная без учета влияния этого резонанса.

Оценим зависимость плотности столкновений в группе от летаргии в диффузионно-возрастном приближении (интегрально по объему рассматриваемой зоны реактора или защиты). Обозначив $P_{\mu'}$ вероятность избежать поглощения и утечки через область резонанса с номером μ' , получим:

$$\begin{aligned} \Psi_g(u) &= \frac{q_{g-1}}{\xi^*} \exp[-a(u - u_{g-1})] + \\ &+ \frac{S_g}{\Delta u} \frac{1}{\xi^* a} \left\{ 1 - \exp[-a(u - u_{g-1})] \right\}, \quad u_{g-1} \leq u \leq u_1; \\ \Psi_g(u) &= \frac{q_{g-1}}{\xi^*} \exp[-a(u - u_{g-1})] \prod_{\mu'=1}^{\mu} P_{\mu'} + \\ &+ \frac{S_g}{\Delta u} \frac{1}{\xi^* a} \left\{ \exp(-a(u - u_1)) [1 - \exp(-a(u_1 - u_{g-1}))] \prod_{\mu'=1}^{\mu} P_{\mu'} + \right. \\ &+ \sum_{\mu''=2}^{\mu} \exp(-a(u - u_{\mu''})) [1 - \exp(-a(u_{\mu''} - u_{\mu''-1}))] \prod_{\mu''=\mu''}^{\mu} P_{\mu''} + \\ &\left. + [1 - \exp(-a(u - u_{\mu}))] \right\}, \quad u_{\mu} < u \leq \min(u_{\mu+1}, u_g), 1 \leq \mu \leq M, \end{aligned} \quad (2.120)$$

где

$$a = \frac{\Sigma_c^* + \Sigma_f^* + \Sigma_{in}^* + D^* B_g^2}{\xi^* \Sigma_t^*}; \quad \xi^* = \frac{\xi \Sigma_e^*}{\Sigma_t^*},$$

M — число резонансов в группе (резонансы пронумерованы в порядке убывания резонансных энергий); звездочка означает, что соответствующие величины вычислены без учета вклада выделенных в группе резонансов (при этом предполагается, что самоэкранировка невыделенных резонансов учтена с помощью f -факторов или подгрупп); q_{g-1} — плотность упругого замедления на верхнеэнергетической границе группы g :

$$q_0 = 0; \quad q_g = \xi_g^* \Psi_g(u_g). \quad (2.121)$$

Здесь $\Psi_g(u_g)$ рассчитывается по формуле, аналогичной (2.120); S_g — источник нейтронов деления и неупругого замедления в группу g ;

$$B_g^2 = - \frac{\int_V dr \nabla^2 F_g(r)}{\int_V dr F_g(r)} \quad (2.122)$$

(интегрирование проводится по объему рассматриваемой зоны). Предполагается, что величины S_g и B_g^2 рассчитаны по данным предварительной оценки потоков $F_g(r)$.

Учет утечки (или притока при $B^2 < 0$) осуществляется в диффузионном приближении:

$$D^* = \frac{1}{3(\Sigma_t^* - \mu_e^* \Sigma_e^*)} = \frac{1}{3\Sigma_{tr}^*}. \quad (2.123)$$

Наиболее сложным является расчет вероятностей P_{μ} :

$$P_{\mu} = P_{a, \mu} P_{\gamma, \mu}. \quad (2.124)$$

Здесь $P_{a, \mu}$ — вероятность избежать поглощения в μ -м резонансе:

$$\begin{aligned} P_{a, \mu} &= 1 - \frac{1}{q(u_\mu)} \int_{\mu} du \varphi_0(u) \Sigma_{a, res}(u) = \\ &= 1 - \frac{1}{\xi^*} \int_{\mu} \frac{\sigma_{a, res}^{i, \mu}(u) du}{\sigma_{t, res}^{j, \mu}(u) + \sigma_0^i} = \\ &= 1 - \frac{\alpha_\mu}{\xi^*} \frac{\pi}{2} \frac{\Gamma_{a, \mu}}{E_k} K_a(\alpha_\mu, \theta_\mu, \varphi_\mu), \end{aligned} \quad (2.125)$$

где индекс μ под интегралом означает, что интегрирование ведется по окрестности μ -го резонанса. Поскольку резонансы узкие,

$$K_a(\alpha, \theta, \varphi) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dx \Psi(x, \theta)}{1 + \alpha[\Psi(x, \theta) \cos 2\varphi + \chi(x, \theta) \sin 2\varphi]}; \quad (2.126)$$

$$\alpha_\mu = \frac{\Gamma_{n, \mu}}{\Gamma_\mu} \left(\frac{A_i + 1}{A_i} \right) \frac{2,6 \cdot 10^6}{E_\mu [\text{эВ}] \sigma_0^i [b]}; \quad (2.127)$$

$$\sigma_0^i = \Sigma_t^* / c_j. \quad (2.128)$$

$P_{\gamma, \mu}$ — отношение вероятности избежать утечки при замедлении через область

μ -го резонанса к вероятности избежать утечки при замедлении через эту область при отсутствии резонанса:

$$P_{Y, \mu} = \frac{q(u_\mu) + B \int_\mu du \varphi_1(u)}{q(u_\mu) + B \int_\mu du \tilde{\varphi}_1(u)}, \quad (2.129)$$

где

$$\varphi_1(u) = - \frac{B}{3\xi^*} \left[\frac{1}{\Sigma_t^2(u)} + \frac{\mu_e^* \Sigma_e^*}{\Sigma_t^*(\Sigma_t^* - \mu_e^* \Sigma_e^*)} \frac{1}{\Sigma_t(u)} \right] q(u_\mu). \quad (2.130)$$

Выражение для $\tilde{\varphi}_1$ получается отсюда заменой $\Sigma_t(u)$ величиной Σ_t^* :

$$\tilde{\varphi}_1(u) = - \frac{B}{3\xi^* \Sigma_t^* (\Sigma_t^* - \mu_e^* \Sigma_e^*)} q(u_\mu). \quad (2.131)$$

Используем тождество

$$\frac{1}{\Sigma_t(u)} \equiv \frac{1}{\Sigma_t^*} \left(1 - \frac{\sigma_{t, res}^{i, \mu}(u)}{\sigma_{t, res}^{i, \mu}(u) + \sigma_0^i} \right), \quad (2.132)$$

представим интеграл в числителе (2.129) в виде

$$\begin{aligned} B \int_\mu \varphi_1(u) du = & - \frac{B^2}{3\xi^* (\Sigma_t^*)^2} \left\{ \Delta u_\mu^{\text{эф}} - 2 \int_\mu du \frac{\sigma_{t, res}^{i, \mu}}{\sigma_{t, res}^{i, \mu} + \sigma_0^i} + \right. \\ & + \int_\mu du \left(\frac{\sigma_{t, res}^{i, \mu}}{\sigma_{t, res}^{i, \mu} + \sigma_0^i} \right)^2 + \frac{\mu_e^* \Sigma_e^*}{\Sigma_t^* (\Sigma_t^* - \mu_e^* \Sigma_e^*)} \left[\Delta u_\mu^{\text{эф}} - \right. \\ & \left. \left. - \int_\mu du \frac{\sigma_{t, res}^{i, \mu}}{\sigma_{t, res}^{i, \mu} + \sigma_0^i} \right] \right\} q(u_\mu). \quad (2.133) \end{aligned}$$

Члены, содержащие $\Delta u_\mu^{\text{эф}}$ — эффективный интервал летаргии, на котором сечение отлично от Σ_t^* за счет вклада μ -го резонанса, представляют собой не что иное, как аналогичный интеграл от $\tilde{\varphi}_1(u)$, стоящий в знаменателе равенства (2.129), которое в результате легко привести к виду

$$\begin{aligned} P_{Y, \mu} = & 1 - \frac{B^2 / [3\xi^* (\Sigma_t^*)^2]}{1 - B^2 \Delta u_\mu^{\text{эф}} / (3\xi^* \Sigma_t^* \Sigma_{tr}^*)} \left[\int_\mu \left(\frac{\sigma_{t, res}^{i, \mu}}{\sigma_{t, res}^{i, \mu} + \sigma_0^i} \right)^2 du - \right. \\ & \left. - \left(1 - \frac{\mu_e^* \Sigma_e^*}{\Sigma_t^* \Sigma_{tr}^*} \right) \int_\mu \frac{\sigma_{t, res}^{i, \mu}}{\sigma_{t, res}^{i, \mu} + \sigma_0^i} du \right] \quad (2.134) \end{aligned}$$

Поскольку резонансы узки, т.е. $\Delta u_\mu^{\text{эф}} / \xi^*$ мало, членом $B^2 \Delta u_\mu^{\text{эф}} / (3\xi^* \Sigma_t^* \Sigma_{tr}^*)$ можно пренебречь как членом второго порядка малости. Что касается интегралов, то их значения могут существенно превышать $\Delta u_\mu^{\text{эф}}$, если рассматриваемый резонанс имеет достаточно глубокий интерференционный минимум ($\sigma_{t, res}^{i, \mu} \approx -\sigma_0^i$).

Демонстрируя сказанное, запишем выражение для полного сечения в окрестности s -резонанса ($\varphi_\mu = \varphi_0$) в случае, когда доплер-эффект несуществен ($T =$

= 0). Поскольку в этом случае

$$\Psi(\infty, x) = 1/(1 + x^2); \quad \chi(\infty, x) = x/(1 + x^2), \quad (2.135)$$

то вблизи рассматриваемого резонанса

$$\begin{aligned} \Sigma_t(x) = & \sum_{j \neq i} c_j \sigma_t^* + c_{i, \mu} \sigma_p^{j, \mu} + \\ & + c_{i, \mu} 4\pi\lambda^2 \left(\frac{A_{i, \mu} + 1}{A_{i, \mu}} \right)^2 g \frac{\Gamma_n}{\Gamma} \frac{\cos 2\varphi_0 + x \sin 2\varphi_0}{1 + x^2}. \end{aligned} \quad (2.136)$$

Для простоты здесь предполагали, что единственный нерезонансный вклад в полное сечение i -го нуклида (которому принадлежит рассматриваемый μ -й резонанс) обусловлен потенциальным рассеянием на этом нуклиде. Обычно это сечение рассеяния определяется s -волной, так что

$$\sigma_p^{j, \mu} = 4\pi\lambda^2 \left(\frac{A_j + 1}{A_j} \right)^2 \sin^2 \varphi_0. \quad (2.137)$$

Минимум полного сечения достигается при

$$x = x_m = -\operatorname{ctg} \varphi_0, \quad (2.138)$$

когда

$$\Sigma_t = (\Sigma_t)_{\min} = c_{i, \mu} [\sigma_0^i + \sigma_{t, \text{res}}^{j, \mu}(x_m)], \quad (2.139)$$

где

$$\sigma_{t, \text{res}}^{j, \mu}(x_m) = -4\pi\lambda^2 g \left(\frac{A_j + 1}{A_j} \right)^2 \frac{\Gamma_n}{\Gamma} \sin^2 \varphi_0 < 0. \quad (2.140)$$

Таким образом, отношение

$$\frac{\sigma_{t, \text{res}}^{j, \mu}(x_m)}{\sigma_{t, \text{res}}^{j, \mu}(x_m) + \sigma_0^i} = - \frac{\sigma_p g \Gamma_n / \Gamma}{\sigma_p \left(1 - g \frac{\Gamma_n}{\Gamma} \right) + \frac{1}{c_{i, \mu}} \sum_{j \neq i} c_j \sigma_t^*} \quad (2.141)$$

Очевидно, эта величина будет тем больше, чем выше концентрация рассматриваемого нуклида в среде. В предельном случае однонуклидной среды $\sigma_0 = \sigma_p$ и значение рассматриваемого отношения определяется величиной $g\Gamma_n/\Gamma$. Для s -резонансов четно-четных нуклидов $g = 1$, так что рассматриваемая величина может достигать значения

$$\frac{\sigma_{t, \text{res}}^{j, \mu}(x_m)}{\sigma_{t, \text{res}}^{j, \mu}(x_m) + \sigma_0^i} = - \frac{\Gamma_n}{\Gamma_a}, \quad (2.142)$$

где $\Gamma_a = \Gamma - \Gamma_n$ — ширина, соответствующая неупругим процессам. В области энергий порядка нескольких килоэлектронвольт Γ_n зачастую превышает Γ_a в 1000 раз и более; во столько же раз сечение в интерференционном минимуме меньше потенциального сечения. Подробное вопрос о форме резонансов при наличии интерференции рассмотрен в [51].

Глубокие интерференционные минимумы могут сказываться на вероятности утечки нейтронов из среды определяющим образом. В таком случае учет отличия $P_{Y, \mu}$ от единицы особенно необходим. Заметим, однако, что положение минимума в полном сечении

$$E_{\min, \mu} = E_{\mu} - \frac{1}{2} \Gamma_{\mu} \operatorname{ctg} \varphi_{\mu} \quad (2.143)$$

может быть настолько смещено относительно резонансной энергии E_{μ} , что этот минимум будет располагаться не в той группе, которой принадлежит резонансная энергия E_{μ} . Поэтому при решении вопроса о способе учета интерференции между резонансным и потенциальным рассеянием необходима проверка условия

$$E_{g-1} > E_{\min, \mu} > E_g. \quad (2.144)$$

Если это условие не выполнено, то учет интерференционного члена в резонансной формуле будет оправдан лишь в том случае, если расстояние между максимумом в сечении, находящемся при энергии

$$E_{\max, \mu} = E_{\mu} + \frac{1}{2} \Gamma_{\mu} \operatorname{tg} \varphi_{\mu}, \quad (2.145)$$

и интерференционным минимумом мало по сравнению с ширинами рассматриваемых групп и смещение минимума в область соседней группы произошло в результате случайной близости E_{μ} к границе группы, т. е. при условиях:

$$E_{\min, \mu} < E_{\max, \mu}; \quad (2.146)$$

$$E_g - E_{\min, \mu} \ll E_g - E_{g+1}; \quad (2.147)$$

$$E_{\max, \mu} - E_g \ll E_{g-1} - E_g, \quad (2.148)$$

или, в редких случаях, когда:

$$E_{\min, \mu} > E_{\max, \mu}; \quad (2.149)$$

$$E_{\min, \mu} - E_{g-1} \ll E_{g-2} - E_{g-1}; \quad (2.150)$$

$$E_{g-1} - E_{\max, \mu} \ll E_{g-1} - E_g. \quad (2.151)$$

При невыполнении условий (2.144), (2.146) – (2.148) или (2.149) – (2.151) интерференционный минимум (но вовсе не обязательно резонансный максимум!) настолько широк, что его нецелесообразно учитывать в резонансной части сечения. В этом случае имеет смысл при оценке $P_{Y, \mu}$ сместить положение резонанса в точку максимума (2.145) и положить для данного резонанса $\varphi_{\mu} = 0$.

Для резонансов с $\varphi_{\mu} = 0$ $P_{Y, \mu}$ больше единицы. Этому не следует удивляться, так как в отличие от $P_{a, \mu}$, являющейся вероятностью избежать поглощения, $P_{Y, \mu}$ есть отношение вероятностей избежать утечки с учетом и без учета резонансного вклада. Интегралы в (2.134) удобно представить в виде:

$$\int_{\mu} du \left(\frac{\sigma_{t, res}^{i, \mu}}{\sigma_{t, res}^{i, \mu} + \sigma_0^{i, \mu}} \right)^n = \frac{\pi}{2} \frac{\Gamma_n \alpha_{\mu}}{E_{\mu}} K_n(\alpha_{\mu}, \theta_{\mu}, \varphi_{\mu}); \quad (2.152)$$

$$K_n(\alpha, \theta, \varphi) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} dx \left\{ \frac{\Psi(x, \theta) \cos 2\varphi + \chi(x, \theta) \sin 2\varphi}{1 + \alpha [\Psi(x, \theta) \cos 2\varphi + \chi(x, \theta) \sin 2\varphi]} \right\}^n. \quad (2.153)$$

Таким образом, для вычисления $P_{a, \mu}$ и $P_{Y, \mu}$ необходимо располагать алгоритмом вычисления специальных функций K_a и K_n , $n = 1, 2$. Эти функции выражаются через элементарные лишь при отсутствии доплеровского уширения резонансов (т. е. в пределе при $\theta \rightarrow \infty$):

$$K_a(\alpha, \infty, \varphi) = \frac{1}{\sqrt{(1 - \alpha \sin^2 \varphi)(1 + \alpha \cos^2 \varphi)}}; \quad (2.154)$$

$$K_1(\alpha, \infty, \varphi) = \frac{\cos 2\varphi - \frac{\alpha}{2} \sin^2 2\varphi}{\sqrt{(1 - \alpha \sin^2 \varphi)(1 + \alpha \cos^2 \varphi)}} \quad (2.155)$$

$$K_2(\alpha, \infty, \varphi) = \frac{\alpha}{[(1 - \alpha \sin^2 \varphi)(1 + \alpha \cos^2 \varphi)]^{3/2}} \quad (2.156)$$

В [17] содержатся подробные таблицы и графики функций K_a и K_n в зависимости от α , θ и φ . Разработаны, наконец, быстродействующие алгоритмы расчета этих функций на ЭВМ, из которых наиболее универсальным и достаточно быстродействующим является алгоритм, предложенный Р. Н. Хвангом [52].

Он состоит в следующем. Подынтегральные выражения в (2.126) и (2.153) представляются в виде суперпозиции симметричной и антисимметричной частей. Поскольку эти интегралы вычисляются в симметричных пределах, вклад в них вносят лишь симметричные части. Это позволяет представить K_a и K_n (для $n = 1$ и 2) в виде:

$$K_a(\alpha, \theta, \varphi) = \frac{2\beta}{\pi} J(\beta, \theta); \quad (2.157)$$

$$K_1(\alpha, \theta, \varphi) = \frac{2\beta}{\pi} \cos 2\varphi [J(\beta, \theta) - a^2 \beta I(\beta, \theta, a)]; \quad (2.158)$$

$$K_2(\alpha, \theta, \varphi) = \frac{2\beta^2}{\pi} \cos^2 2\varphi [J_2(\beta, \theta) + a^4 \beta^4 L(\beta, \theta, a) - 2a^2 \beta M(\beta, \theta, a)], \quad (2.159)$$

где

$$\beta = (\alpha \cos 2\varphi)^{-1}; \quad a = \operatorname{tg} 2\varphi; \quad (2.160)$$

$$J(\beta, \theta) = \int_0^\infty \frac{\Psi(\theta, x)}{\beta + \Psi(\theta, x)} dx; \quad (2.161)$$

$$I(\beta, \theta, a) = \int_0^\infty \frac{\chi^2(\theta, x)}{[\beta + \Psi(\theta, x)]^2 - [a\chi(\theta, x)]^2} dx; \quad (2.162)$$

$$J_2(\beta, \theta) = \int_0^\infty \frac{\Psi^2(\theta, x)}{[\beta + \Psi(\theta, x)]^2} dx; \quad (2.163)$$

$$L(\beta, \theta, a) = \int_0^\infty \frac{\chi^2(\theta, x) \{ \chi^2(\theta, x) + [\beta + \Psi(\theta, x)]^2 \}}{\{ [\beta + \Psi(\theta, x)]^2 - [a\chi(\theta, x)]^2 \}} dx; \quad (2.164)$$

$$M(\beta, \theta, a) = \int_0^\infty \frac{\chi^2(\theta, x) \Psi(\theta, x)}{[\beta + \Psi(\theta, x)] \{ [\beta + \Psi(\theta, x)]^2 - [a\chi(\theta, x)]^2 \}} dx. \quad (2.165)$$

Замена переменных

$$1 - u^2 = 1/(1 + k^2 x^2) \quad (2.166)$$

приводит все эти интегралы к виду, удобному для вычисления с помощью квадратурной формулы Гаусса. В частности,

$$\begin{aligned} J(\beta, \theta) &= \frac{1}{k} \int_0^1 \frac{du}{\sqrt{1-u^2}} \frac{\Psi[\theta, x(u)]}{\beta + \Psi[\theta, x(u)]} \frac{1}{1-u^2} \approx \\ &\approx \frac{\pi}{Nk} \left\{ \frac{1}{2} \frac{\Psi(\theta, 0)}{\beta + \Psi(\theta, 0)} + \right. \end{aligned}$$

$$+ \left. \sum_{i=1}^{(N-1)/2} \frac{\Psi[\theta, x(u_i)]}{\beta + \Psi(\theta, x(u_i))} \frac{1}{1 - u_i^2} \right\}, \quad (2.167)$$

где u_i — узлы квадратурной формулы:

$$u_i = \cos \left(\frac{2i-1}{2N} \pi \right), \quad i = 1, 2, \dots, (N-1)/2, \quad N - \text{нечетно}. \quad (2.168)$$

Параметр преобразования k в равенстве (2.166) выбирается так, чтобы минимизировать погрешность вычисления интегралов. На основе теоретического анализа и численных экспериментов в [52] предложена следующая схема определения k в зависимости от параметров β и θ .

1. В асимптотической и квазиасимптотической областях, т.е. при

$$а) \theta > 2,5; \quad (2.169)$$

$$б) \beta < 0,018; \quad \theta > 0,5; \quad (2.170)$$

$$в) \beta < 0,0062\theta \Psi(\theta, 0); \quad (2.171)$$

$$k = \sqrt{3\beta/(\beta + 1)}. \quad (2.172)$$

2. В области слабых резонансов, т.е. при

$$а) \beta \geq 0,018; \quad \theta \leq 2,5; \quad (2.173)$$

$$б) \beta \geq 0,2 \Psi(\theta, 0); \quad (2.174)$$

$$k = \theta/5. \quad (2.175)$$

3. В области сильных резонансов, т.е. вне рассмотренных выше областей,

$$k = 1/(0,8292 x_1 \rho), \quad (2.176)$$

где

$$x_1 = \frac{2}{\theta} \left[1,8971 + \ln \left(1 + 0,85 \frac{\theta \sqrt{\pi}}{2\beta} \right) \right]^{1/2}, \quad (2.177)$$

а величина ρ определяется следующим образом:

а) при $\beta \leq 0,00128$

$$\rho = 1 + \frac{0,018(\beta - 0,00128)(1 + 111,291\theta^2)}{\beta + 0,00128} + \frac{0,08\beta}{\Psi(\theta, 0)}; \quad (2.178)$$

б) при $0,00128 \leq \beta \leq 0,018$

$$\rho = 1 + \frac{0,018(\beta - 0,00128) \{ 1 + 10,892[\theta + \beta/\Psi(\theta, 0)] \}}{\beta + 0,00128} \quad (2.179)$$

При этих условиях погрешность вычисления $J(\beta, \theta)$ при $N=13$ не выше 0,1%. Использование той же системы узлов для вычисления интегралов I_1, I_2, L и M обеспечивает погрешность не более 1%, которая является достаточной.

Групповые константы следует, очевидно, определить так, чтобы они обеспечивали сохранение интегральных по группе и по рассматриваемой зоне чисел процессов и потока. Последний может быть получен интегрированием $\Psi(u)/\Sigma_t(u)$:

$$F_g = \int_{u_{g-1}}^{u_g} du \Psi_g(u) / \Sigma_t(u) =$$

$$= \frac{1}{\Sigma_t^*} \left[\int_{u_{g-1}}^{u_g} du \Psi_g(u) - \sum_{\mu=1}^M \Psi_g(u_{\mu}) \int_{\mu} \frac{\sigma_{t, res}^{j, \mu}}{\sigma_{t, res}^{i, \mu} + \sigma_0^i} du \right] \quad (2.180)$$

где

$$\begin{aligned}
 \int_{u_{g-1}}^{u_g} du \Psi_g(u) &= \frac{q_{g-1}}{\xi^* \Sigma_t^* a} \sum_{\mu=0}^M [\exp(-a(u_\mu - u_{g-1})) - \\
 &- \exp(-a(u_{\mu+1} - u_{g-1}))] \prod_{\mu'=0}^{\mu} P_{\mu'} + \frac{S_g}{\Delta u_g \xi^* \Sigma_t^* a^2} \times \\
 &\times \left\{ a \Delta u_g + \sum_{\mu'=1}^M \sum_{\mu=1}^{M-1} [1 - \exp(-a(u_{\mu'} - u_{\mu'-1}))] \times \right. \\
 &\times [\exp(-a(u_\mu - u_{\mu'})) - \exp(-a(u_{\mu+1} - u_{\mu'}))] \prod_{\mu''=0}^M P_{\mu''} - \\
 &\left. - \sum_{\mu=0}^M [1 - \exp(-a(u_{\mu+1} - u_\mu))] \right\}, \quad (2.181)
 \end{aligned}$$

$\Psi_g(u_\mu)$ определены согласно (2.120), а интегралы по резонансным окрестностям — согласно (2.152).

Число нейтронов, поглощенных в группе, равно:

$$\begin{aligned}
 A_g &= \int_{u_{g-1}}^{u_g} du \Psi_g(u) \Sigma_a(u) / \Sigma_t(u) = \\
 &= \frac{\Sigma_a^*}{\Sigma_t^*} \left[\int_{u_{g-1}}^{u_g} du \Psi_g(u) - \sum_{\mu=1}^M \Psi_g(u_\mu) \int du \frac{\sigma_{t, res}^{j, \mu}}{\sigma_{t, res}^{j, \mu} + \sigma_0^j} + \right. \\
 &\left. + \sum_{\mu=1}^M \Psi_g(u_\mu) \int du \frac{\sigma_{a, res}^{j, \mu}}{\sigma_{t, res}^{j, \mu} + \sigma_0^j} \right] \quad (2.182)
 \end{aligned}$$

Число нейтронов, выбывших из группы в результате упругого замедления:

$$Z_g = \xi^* \Psi(u_{g-1}), \quad (2.183)$$

а утечка может быть определена либо из баланса:

$$Y = S_g + q_{g-1} - Z_g - A_g, \quad (2.184)$$

либо интегрированием:

$$\begin{aligned}
 Y &= \frac{D^* B^2}{\Sigma_t^*} \left[\int_{u_{g-1}}^{u_g} du \Psi_g(u) - \sum_{\mu=1}^M \Psi_g(u_\mu) \int du \frac{\sigma_{t, res}^{j, \mu}}{\sigma_{t, res}^{j, \mu} + \sigma_0^j} \right] + \\
 &+ B^2 \sum_{\mu=1}^M \Psi_g(u_\mu) (1 - P_{\gamma, \mu}). \quad (2.185)
 \end{aligned}$$

Групповые константы определяются, следовательно, формулами:

$$\Sigma_{t,0}^g = \frac{1}{F_g} \int_{u_{g-1}}^{u_g} du \Psi_g(u); \quad (2.186)$$

$$\Sigma_a^g = A_g / F_g; \quad (2.187)$$

$$\Sigma_e^{g \rightarrow g+1} = Z_g / F_g; \quad (2.188)$$

$$D_g = Y_g / (F_g B_g^2); \quad (2.189)$$

Σ_c^g , Σ_f^g , $\nu \Sigma_f^g$ вычисляются подобно Σ_a^g — требуется лишь заменить в (2.182) Σ_a^g на Σ_c^g , Σ_f^g или $(\nu \Sigma_f)^g$ и в последней сумме (2.182) поставить перед интегралами множители $\Gamma_\gamma, \mu / \Gamma_a, \mu$, $\Gamma_f, \mu / \Gamma_a, \mu$ или $\nu_i \Gamma_f, \mu / \Gamma_a, \mu$. По предположению, в выделенных резонансах неупругое рассеяние не имеет места, так что $\Sigma_{in}^{g \rightarrow g'} = (\Sigma_{in}^{g \rightarrow g'})^*$.

Константы, фигурирующие при использовании P_1 -приближения в уравнении для тока, с приемлемой для большинства практических случаев точностью могут быть рассчитаны в приближении, использованном выше при оценке структуры $\varphi_i(u)$, а именно в предположении, что резонансное рассеяние не дает вклада в интеграл упругого замедления в уравнении для тока нейтронов. Это приближение справедливо, если рассматриваются s -резонансы тяжелых ядер. Приняв его, получим:

$$\Sigma_{e,1}^{g \rightarrow g} = \mu_e^* \Sigma_e^* - \Sigma_{e,1}^{g \rightarrow g+1}; \quad (2.190)$$

$$\Sigma_{e,1}^{g \rightarrow g+1} = \mu_e^* \Sigma_e^* \Sigma_{e,0}^{g \rightarrow g+1} / (\Sigma_{t,0}^g - \Sigma_a^g)^2; \quad (2.191)$$

$$\Sigma_{in,1}^{g \rightarrow g'} = (\Sigma_{in,1}^{g \rightarrow g'})^*. \quad (2.192)$$

В случае легких ядер выделенные резонансы обычно нельзя считать узкими по сравнению с потерей энергии при рассеянии, и учет этого обстоятельства является гораздо более важным, чем учет вклада резонансного рассеяния в $\Sigma_{e,1}$.

Едва ли не основным преимуществом метода выделенных резонансов является возможность учета флуктуаций плотности столкновений в пределах резонансов, ширины которых сравнимы или превышают потерю энергии при упругом рассеянии. Широко известным методом учета этого эффекта является применение так называемого приближения промежуточного резонанса. Для изложения идеи этого метода запишем уравнение замедления нейтронов в окрестности изолированного резонанса, принадлежащего нуклиду i (индекс этого нуклида опускаем) [53, 54]:

$$\sigma_t(x) \varphi(x) = \mathcal{R}(\sigma_s \varphi) + \sum_j \sigma_{s,j} \mathcal{R}_j(\varphi) + \sigma_0, \quad (2.193)$$

где $\varphi(x)$ — поток на единицу летаргии, выраженный в терминах переменной x (2.117); $\sigma_t(x)$ — полное макроскопическое сечение среды, отнесенное к одному ядру резонансного нуклида; $\sigma_s(x)$ — сечение упругого рассеяния резонансного нуклида; $\sigma_{s,j}$ — сечение упругого рассеяния нерезонансных нуклидов, потеря энергии при рассеянии на которых не может считаться бесконечно большой по сравнению с полушириной $\Delta_{эф}$ провала в потоке, обусловленного наличием резонанса; σ_0 — сумма всех остальных нерезонансных вкладов в макроскопическое полное сечение, отнесенные к плотности ядер резонансного нуклида. Предполагается, что рассеяние изотропно в системе центра инерции и $\Gamma \ll E_0$; при этом интегральный оператор \mathcal{R} может быть определен как

$$\mathcal{R}(\Psi) = \frac{1}{\delta} \int_x^{x+\delta} dx' \Psi(x'), \quad \delta = 2E_0(1 - \alpha) / \Gamma. \quad (2.194)$$

Здесь α — максимальная доля энергии, теряемая при упругом рассеянии на резонансном нуклиде. В операторах \mathcal{R}_j эти величины вычисляются, естественно, для j -го нуклида.

В пренебрежении доплеровским уширением резонанса, т.е. при выполнении (2.135), сечения можно представить в виде:

$$\sigma_t(x) = \sigma_{p,t} \frac{x^2 + 2\theta_1 x + \beta_1^2}{x^2 + 1}; \quad (2.195)$$

$$\sigma_a(x) = \sigma_m \Gamma_a / (\Gamma(x^2 + 1)); \quad (2.196)$$

$$\sigma_s(x) = \sigma_{p,s} \frac{x^2 + 2\theta_\infty x + \beta_\infty^2}{x^2 + 1} \quad (2.197)$$

где $\sigma_{p,s}$ — нерезонансное сечение рассеяния на резонансном нуклиде;

$$\theta_\infty = \frac{\sigma_m \sin 2\varphi}{2\sigma_{p,s}}; \quad (2.198)$$

$$\beta_\infty^2 = 1 + \frac{\sigma_m}{\sigma_{p,s}} \left(\cos 2\varphi - \frac{\Gamma_a}{\Gamma} \right) \quad (2.199)$$

$$\sigma_{p,t} = \sigma_{p,s} + \sum_j \sigma_{s,j} + \sigma_0; \quad (2.200)$$

$$\theta_1 = \frac{\sigma_m \sin 2\varphi}{2\sigma_{p,t}} \quad (2.201)$$

$$\beta_1^2 = 1 + \frac{\sigma_m \left(\cos 2\varphi - \frac{\Gamma_a}{\Gamma} \right)}{\sigma_{p,t}} + \frac{\sigma_m \Gamma_a}{\sigma_{p,t} \Gamma}; \quad (2.202)$$

$$\sigma_m = 4\pi\lambda^2 \left(\frac{A+1}{A} \right)^2 g \frac{\Gamma_n}{\Gamma}. \quad (2.203)$$

Уравнение (2.193) записано в предположении, что при энергиях много выше резонансной поток равен единице. Поэтому если δ и δ_j много больше $\Delta_{3\phi}$, то $\mathcal{R}(\sigma_s \varphi) \approx \sigma_{p,s}$ и $\mathcal{R}_j(\varphi) \approx 1$. В этом случае, соответствующем приближению узкого резонанса (*NR*-приближению), из (2.193) следует:

$$\varphi_{NR}(x) = \frac{x^2 + 1}{x^2 + 2\theta_1 x + \beta_1^2}. \quad (2.204)$$

Если же δ и (или) некоторые δ_j много меньше $\Delta_{3\phi}$, то $\mathcal{R}(\sigma_s \varphi) \approx \sigma_s \varphi$ и $\mathcal{R}_j(\varphi) \approx \varphi$. Объединение этих членов с членом в левой части уравнения (2.193) эквивалентно тому, что при расчете $\sigma_t(x)$ вклады от рассеяния на тяжелых ядрах не учитываются. Соответствующее приближение называется приближением бесконечной массы (*IM*-приближением). Например, если только $\delta \ll \Delta_{3\phi}$, а $\delta_j \gg \Delta_{3\phi}$, то получаем *NR*-приближение по отношению к замедлителям и *IM*-приближение по отношению к резонансному поглотителю (*NRIMA*-приближение), в котором

$$\varphi_{NRIMA}(x) = \frac{x^2 + 1}{x^2 + \beta_0^2}, \quad (2.205)$$

где

$$\beta_0^2 = 1 + \frac{\sigma_m}{\sigma_{p,t} - \sigma_{p,s}} \frac{\Gamma_a}{\Gamma} \quad (2.206)$$

Идея приближения промежуточного резонанса (*IR*-приближения) состоит в том, чтобы искать решение уравнения (2.193) в виде

$$\varphi_{IR}^{(1)}(x) = \frac{x^2 + 1}{x^2 + 2\theta x + \beta^2} \quad (2.207)$$

где

$$\theta = \frac{\lambda \sigma_m \sin 2\varphi}{\lambda \sigma_{p,s} + \sum_j \lambda_j \sigma_{s,j} + \sigma_0} \quad (2.208)$$

$$\beta^2 = 1 + \frac{\lambda \sigma_m (\cos 2\varphi - \Gamma_a / \Gamma) + \sigma_m \Gamma_a / \Gamma}{\lambda \sigma_{p,s} + \sum_j \lambda_j \sigma_{s,j} + \sigma_0} \quad (2.209)$$

При $\lambda = \lambda_j = 1$ *IR*-приближение переходит в *NR*-приближение; $\lambda = 0, \lambda_j = 1$ соответствует *NRIMA*-приближению. В общем же случае λ и λ_j являются параметрами (*IR*-параметрами), значения которых определяются так, чтобы эффективный резонансный интеграл поглощения вычислялся возможно более точно. Использование (2.207) приводит к следующему значению эффективного резонансного интеграла:

$$RI_{IR}^{(1)}(\lambda, \lambda_j) = \int_{-\infty}^{\infty} dx \sigma_a(x) \varphi_{IR}^{(1)}(x) = I_0 \sqrt{\beta^2 - \theta^2} \quad (2.210)$$

где

$$I_0 = \pi \sigma_m \Gamma_a / (2E_0) \quad (2.211)$$

— резонансный интеграл поглощения при отсутствии резонансной самоэкранировки (т. е. при бесконечно малой концентрации резонансного нуклида).

Точное значение резонансного интеграла может быть формально получено, если в (2.210) $\varphi_{IR}^{(1)}(x)$ заменить величиной $\varphi(x)$, выраженной из (2.193) путем деления правой части на $\sigma_t(x)$. Можно показать [54], что

$$\begin{aligned} RI_{\text{точн}} = & \frac{I_0}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dx}{x^2 + 2\theta x + \beta^2} + \\ & + \frac{I_0}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\lambda [\sigma_s(x) \varphi(x) - \sigma_{p,s}] + \Re(\sigma_s \varphi) - \sigma_s(x) \varphi(x)}{(x^2 + 2\theta x + \beta^2) (\lambda \sigma_p + \sum_j \lambda_j \sigma_{s,j} + \sigma_0)} dx + \\ & + \frac{I_0}{\pi} \sum_j \sigma_{s,j} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\lambda_j [\varphi(x) - 1] + \Re_j(\varphi) - \varphi(x)}{(x^2 + 2\theta x + \beta^2) (\lambda \sigma_p + \sum_j \lambda_j \sigma_{s,j} + \sigma_0)} dx. \end{aligned} \quad (2.212)$$

Отсюда видно, что если подобрать параметры λ и λ_j так, чтобы второй и последующие интегралы в сумме равнялись нулю, то $RI^{(1)}(\lambda, \lambda_j)$ будет совпадать с точным значением эффективного резонансного интеграла. Очевидно, что эта задача имеет континуальное множество решений. Наиболее просто потребовать равенства нулю каждого из интегралов в отдельности, что ведет к следующей системе трансцендентных уравнений:

$$\lambda = 1 - Z/W; \quad (2.213)$$

$$\lambda_j = 1 - Z_j/W_j, \quad (2.214)$$

где

$$Z = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\sigma_{p,s} - R(\sigma_s \varphi)}{x^2 + 2\theta x + \beta^2} dx; \quad (2.215)$$

$$W = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\sigma_{p,s} - \sigma_s \varphi}{x^2 + 2\theta x + \beta^2} dx; \quad (2.216)$$

$$Z_j = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1 - R_j(\varphi)}{x^2 + 2\theta x + \beta^2} dx; \quad (2.217)$$

$$W_j = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1 - \varphi}{x^2 + 2\theta x + \beta^2} dx. \quad (2.218)$$

Задача может быть решена методом последовательных приближений. Первое приближение получается, если в выражения (2.215) — (2.218) подставить вместо неизвестного точного значения для потока $\varphi(x)$ его оценку $\varphi_{IR}^{(1)}(x)$ (2.207). Это означает, что $R_{IR}^{(1)}$ приравнивается не точному значению $R_{\text{точн}}$ резонансного интеграла, а значению $R_{IR}^{(2)}$ этого интеграла, полученному во втором приближении [выражение для $R_{IR}^{(2)}$ отличается от (2.212) заменой φ величиной $\varphi_{IR}^{(1)}$]. В этом случае Z , W , Z_j и W_j выражаются через элементарные функции, что ведет к следующей системе трансцендентных уравнений для λ и λ_j :

$$\lambda = 1 - X + \frac{\delta(\theta - \theta_{\infty})}{2C_0} Y; \quad (2.219)$$

$$\lambda_j = 1 - X_j + \frac{\delta_j \theta}{2C_1} Y_j. \quad (2.220)$$

где

$$C_0 = \beta_{\infty}^2 - \beta^2 + 2\theta(\theta - \theta_{\infty}); \quad (2.221)$$

$$C_1 = 1 - \beta^2 + 2\theta^2; \quad (2.222)$$

$$X = \frac{\arctg Z}{Z}; \quad (2.223)$$

$$Y = \frac{\ln(1 + Z^2)}{Z^2}; \quad (2.224)$$

$$Z = \frac{\delta}{2\sqrt{\beta^2 - \theta^2}}; \quad (2.225)$$

$$Z_j = \frac{\delta_j}{2\sqrt{\beta^2 - \theta^2}}; \quad (2.226)$$

$$X_j = \frac{\arctg Z_j}{Z_j}; \quad (2.227)$$

$$Y_j = \frac{\ln(1 + Z_j^2)}{Z_j^2}. \quad (2.228)$$

При отсутствии интерференции между резонансным и потенциальным рассеянием ($\theta = \theta_\infty = 0$) система уравнений (2.219), (2.220) имеет единственное решение, причем $0 \leq \lambda, \lambda_j \leq 1$. В этом случае *IR*-приближение можно рассматривать как и н т е р п о л я ц и ю между *NR*- и *IM*-приближениями. При наличии интерференции могут иметь место случаи как $\lambda < 0$, так и $\lambda > 1$. Это означает, что и *NR*-приближение, и *IM*-приближение одновременно занижают (при $\lambda < 0$) или завышают (при $\lambda > 1$) значение резонансного интеграла. Погрешности при этом оказываются, конечно, различными, и *IR*-приближение, по сути дела, осуществляет э к с т р а п о л я ц и ю резонансного интеграла от значений, полученных в *NR*- и *IM*-приближениях, к значению, близкому к точному.

При наличии интерференции система (2.219), (2.220) может иметь несколько решений. Встает вопрос о том, как найти все эти решения и выбрать из них наилучшее. Этот вопрос был рассмотрен в [55 — 57] на примере среды, в которой резонансный поглотитель разбавлен лишь одним замедлителем, потеря энергии при рассеянии на котором сравнима с шириной резонансных особенностей в потоке. В [55], в частности, показано, что в случае низколежащих поглощающих резонансов тяжелых ядер все решения, т. е. все наборы (λ, λ_j) , удовлетворяющие системе (2.219), (2.220), приводят к занижению резонансного интеграла, и, следовательно, лучшим из них является то, которое дает большее значение *RI*. В случае рассеивающих резонансов конструкционных материалов это правило может не выполняться. Однако не известно, чтобы кто-либо практически применял метод выделенных резонансов для описания резонансной самоэкранировки сечений в этих резонансах, играющих важную роль в формировании спектра нейтронов в реакторах на быстрых нейтронах и в защите. Не вполне ясно поэтому, сколь эффективным окажется *IR*-приближение при расчете утечки нейтронов в процессе замедления через область резонанса, хотя принципиальных трудностей к распространению *IR*-приближения для описания утечки в диффузионных расчетах и не видно.

В рамках *IR*-приближения может осуществляться и учет доплеровского уширения резонансной линии. Соответствующий алгоритм описан в работах [57 — 59], к которым мы и отсылаем читателя.

Заметим, однако, что алгоритм вычисления параметров промежуточных резонансов в общем случае, когда необходим учет наряду с интерференцией между резонансным и потенциальным рассеянием и доплеровского уширения резонансов, оказывается довольно громоздким. Не очевидно поэтому, что применение приближения промежуточного резонанса приведет к заметному сокращению вычисленных затрат по сравнению с непосредственным решением уравнения замедления с помощью какого-либо из развитых в последние годы эффективных численных алгоритмов [60 — 63].

Глава 3

ТРАНСПОРТНОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ

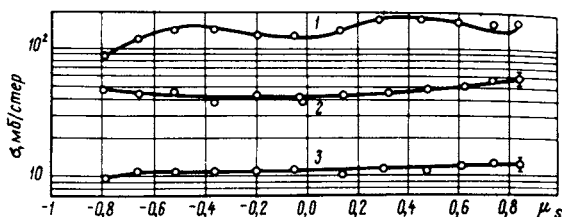
3.1. ТРАНСПОРТНАЯ АППРОКСИМАЦИЯ ИНДИКАТРИСЫ РАССЕЯНИЯ

Если внешние источники и индикатрисы рассеяния изотропны и корреляции между углом рассеяния и энергией упруго рассеянных нейтронов отсутствуют, то

$$\Sigma_s(E' \rightarrow E, \Omega' \Omega) = \frac{1}{4\pi} \Sigma_{s,0}(E' \rightarrow E), \quad (3.1)$$

и уравнение переноса существенно упрощается. Например, уравнение переноса в интегральной форме в этом случае путем интегрирования

Рис. 3.1. Угловые распределения нейтронов с энергией 3,26 МэВ, неупруго рассеянных на ядрах железа-56 с возбуждением уровней 0,845 МэВ (2), 2,085 МэВ (3) и 2,66 МэВ (1)



по углам может быть сведено к уравнению для нулевой гармоники потока (к уравнению Пайерлса) :

$$F_0(r, E) = \int_V \frac{dr'^2}{4\pi|r-r'|^2} \exp \left\{ - \int_0^1 d\xi \Sigma_t [E, r + \xi(r' - r)] \right\} \times [S_0(r', E) + \int dE' \Sigma_{s,0}(r', E' \rightarrow E) F_0(r', E')]. \quad (3.2)$$

Знания $F_0(r, E)$ достаточно для решения большинства практических задач. Рассмотрим, какие имеются основания для того, чтобы считать индикатрисы рассеяния изотропными.

Допущение об изотропии испускания нейтронов деления является вполне оправданным. Угловое распределение нейтронов деления симметрично относительно 90° в системе центра инерции (а поскольку делятся только тяжелые ядра, то и в лабораторной системе координат). Отношение вероятностей вылета нейтронов деления под углом 0° и 90° отличается от единицы не более, чем на несколько процентов, причем знак анизотропии меняется с энергией [64].

Анизотропия неупругого рассеяния является более существенной. Однако и в этом случае отклонение индикатрисы рассеяния от сферически-симметричной в системе центра инерции невелико (см., например, рис. 3.1). В лабораторной системе координат анизотропия неупругого рассеяния заметно проявляется в случае легких ядер. Однако даже для бора-10 средний косинус угла неупругого рассеяния в лабораторной системе координат не превышает 0,1.

Что касается упругого рассеяния, то оно, по крайней мере при высоких энергиях, сильно анизотропно даже в системе центра инерции, а рассеяние на легких ядрах существенно отлично от сферически-симметричного в лабораторной системе координат при любых энергиях. Таким образом, обоснованность приближения, в котором индикатрисы рассеяния принимаются изотропными, в первую очередь следует проверить по отношению к упругому рассеянию.

Для приближенной замены анизотропного рассеяния изотропным широко используется так называемое транспортное приближение. Впервые его начали применять при решении односкоростных задач. В этом случае транспортное приближение заключается в замене точной индикатрисы рассеяния

$$\Sigma_s(\mu_s) = \frac{\Sigma_s}{4\pi} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) W_l P_l(\mu_s), \quad W_0 = 1; \quad W_1 = \bar{\mu}_s, \dots, \quad (3.3)$$

приближенной, так называемой транспортной индикатрисой рассеяния (см., например, [5]):

$$\begin{aligned} \Sigma_s(\mu_s) &\approx \frac{\Sigma_s}{4\pi} \left[1 + \sum_{l=1}^{\infty} (2l+1) W_l P_l(\mu_s) \right] = \\ &= \frac{\Sigma_s}{4\pi} \left[(1 - \bar{\mu}_s) + \bar{\mu}_s \delta(1 - \mu_s) \right]. \end{aligned} \quad (3.4)$$

Таким образом, приравнивание высоких угловых моментов индикатрисы рассеяния W_l , $l > 1$, первому угловому моменту W_1 , равному среднему косинусу угла рассеяния $\bar{\mu}_s$, эквивалентно разложению рассеяния на два процесса — изотропное рассеяние с сечением, равным $\Sigma_s(1 - \bar{\mu}_s)$, и "рассеяние вперед", в результате которого нейтроны не меняют своего направления, с сечением $\bar{\mu}_s \Sigma_s$.

Такое представление качественно соответствует формам реальных угловых распределений упруго рассеянных быстрых нейтронов, для которых характерно наличие сильного дифракционного максимума при малых углах рассеяния (рис. 3.2).

В табл. 3.1 приведены первые угловые моменты индикатрис упругого рассеяния нейтронов с энергиями 1,4 — 2,5 МэВ на уране, железе и угле. Видно, что отличия W_2 от W_1 составляют $\lesssim 30\%$. Таким образом, приближение (3.4) при описании угловых распределений упруго рассеянных быстрых нейтронов имеет преимущество перед P_1 -приближением, в котором принимается

$$\Sigma_s(\mu_s) \approx \frac{\Sigma_s}{4\pi} (1 + 3\bar{\mu}_s \mu_s). \quad (3.5)$$

В самом деле, в (3.4), хотя и приближенно, все же учитывается и второй угловой момент. Погрешности в третьем и более высоких угловых моментах могут сказаться на переносе нейтронов лишь в том случае, если градиент нейтронного потока очень велик. Такие ситуации могут встретиться, например, при расчете защиты от нейтронов и в некоторых других

случаях, в которых, очевидно, применимость транспортной аппроксимации индикатрисы рассеяния требует тщательной проверки.

При низких энергиях, где упругое рассеяние изотропно в системе центра инерции, приближение (3.4) является менее оправданным, чем P_1 -приближение (3.5). Например, при упругом рассеянии сравнительно медленных ($E < 10$ кэВ) нейтронов даже на столь легких ядрах, как ядра

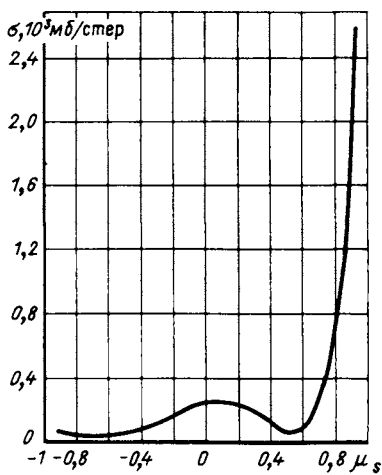


Рис. 3.2. Угловое распределение нейтронов с энергией 2,3 МэВ, упруго рассеянных на ядрах урана-238

Т а б л и ц а 3.1. Угловые моменты индикатрис упругого рассеяния W_1 ($1,4 \leq E \leq 2,5$ МэВ) для углерода, железа и урана

| Нуклид | W_1 | W_2 | W_3 |
|------------|--------|--------|--------|
| Углерод-12 | 0,0868 | 0,0553 | 0,0102 |
| Железо-56 | 0,295 | 0,295 | 0,126 |
| Уран-238 | 0,521 | 0,344 | 0,262 |

бериллия, $W_2 = 0,0025$, тогда как $W_1 = \bar{\mu}_s = 0,074$. Однако при низких энергиях анизотропия нейтронного потока, как правило, не слишком велика, и поэтому можно надеяться, что погрешность во втором угловом моменте не будет очень существенно сказываться на результатах расчета.

Эти качественные соображения, подтвержденные многочисленными проверочными расчетами, явились основанием для широкого применения транспортной аппроксимации индикатрисы рассеяния (3.4) при решении односкоростных задач. В транспортном приближении интеграл рассеяния в односкоростном уравнении переноса преобразуется следующим образом:

$$\int d\Omega' \Sigma_s(r, \Omega') F(r, \Omega') \rightarrow \frac{\Sigma_{s, tr}(r)}{4\pi} \int d\Omega' F(r, \Omega') + \bar{\mu}_s \Sigma_s(r) F(r, \Omega). \quad (3.6)$$

Последний член может быть объединен с членом $\Sigma_t(r) F(r, \Omega)$, стоящим в левой части уравнения, которое в транспортном приближении приобретает вид

$$\Omega \nabla F(r, \Omega) + \Sigma_{tr}(r) F(r, \Omega) = \frac{\Sigma_{s, tr}}{4\pi} \int d\Omega' F(r, \Omega') + S(r, \Omega), \quad (3.7)$$

совпадающий с видом уравнения для изотропного рассеяния с сечением

$$\Sigma_{s, tr} = \Sigma_s (1 - \bar{\mu}_s). \quad (3.8)$$

Соответственно, полное сечение заменяется транспортным сечением:

$$\Sigma_{tr} = \Sigma_t - \bar{\mu}_s \Sigma_s. \quad (3.9)$$

Таким образом, в односкоростном случае "рассеяние вперед" (или, как иногда говорят, δ -рассеяние), введенное благодаря транспортному приближению, "выпадает" из уравнения переноса.

При учете энергетической зависимости сечений и потока нейтронов применение транспортного приближения осложняется необходимостью решать вопрос о связи между углом рассеяния и потерей энергии при рассеянии.

В случае, когда энергетические зависимости описываются в многогрупповом приближении, возможно два подхода к решению этого вопроса. Во-первых, можно попытаться решить его при рассмотрении уравнения переноса, содержащего энергетическую зависимость, а затем перей-

ти к многогрупповому приближению. Во-вторых, можно применить транспортную аппроксимацию точных индикатрис межгрупповых переходов.

Поскольку многоскоростное транспортное и многогрупповое приближения связаны с нелинейными преобразованиями энергетических частей индикатрис рассеяния, эти приближения не коммутируют друг с другом. Результат применения сначала транспортного, а затем многогруппового приближения будем называть транспортным многогрупповым приближением. Результат применения этих же приближений в обратном порядке — многогрупповым транспортным приближением.

3.2. ТРАНСПОРТНОЕ МНОГОГРУППОВОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ

Рассмотрим переход к транспортному приближению в уравнении переноса, содержащем детальную энергетическую зависимость нейтронных сечений и, следовательно, плотности потока. Цель этого приближения состоит в том, чтобы, во-первых, сократить объем информации о взаимодействии нейтронов с ядрами, необходимой для решения уравнения переноса. Очевидно, что при решении задачи о детальной энергетической зависимости нейтронного потока проблема хранения информации об энергетических зависимостях сечений, в частности дифференциальных сечений рассеяния, является достаточно сложной и предоставляемая транспортным приближением возможность описания угловых распределений с помощью лишь нулевого и первого угловых моментов с точностью лучшей, чем в P_1 -приближении, является привлекательной сама по себе. Во-вторых, и это главное, задача транспортного приближения состоит в том, чтобы свести уравнение переноса к тому простому виду, которое оно имеет в случае изотропного рассеяния.

Так как анизотропия рассеяния сказывается на пространственно-энергетическом распределении потока нейтронов лишь постольку, поскольку само угловое распределение потока анизотропно, естественно потребовать, чтобы погрешности, связанные с транспортной аппроксимацией углового распределения рассеянных нейтронов, в задачах со сферически-симметричным потоком не проявлялись. Это означает, что в транспортном приближении естественная связь между углом упругого рассеяния и потерей энергии при этом рассеянии должна быть нарушена. В самом деле, если в среде присутствуют ядра только одного сорта, то между угловым и энергетическим распределениями упруго рассеянных нейтронов существует взаимно-однозначная связь и любая аппроксимация углового распределения неизбежно приведет к соответствующему искажению энергетического распределения, корректный учет которого важен вне зависимости от степени анизотропии потока.

Простейшим путем разделения пространственной и угловой зависимостей является представление $\Sigma_s(E' \rightarrow E, \mu_s)$ в виде

$$\begin{aligned} \Sigma_s(E' \rightarrow E, \mu_s) &= \frac{\Sigma_s(E')}{4\pi} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) W_l(E' \rightarrow E) P_l(\mu_s) \approx \\ &\approx \Sigma_s(E') W_0(E' \rightarrow E) g(E', \mu_s), \end{aligned} \quad (3.10)$$

где угловое распределение $g(E', \mu_s)$ определено разложением

$$g(E', \mu_s) = \frac{1}{4\pi} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) W_l(E') P_l(\mu_s); \quad (3.11)$$

$$W_l(E') = \int dE W_l(E' \rightarrow E). \quad (3.12)$$

Этот путь не позволяет, однако, достичь главной цели транспортного приближения — упростить уравнение переноса. В самом деле, если в (3.10) перейти к транспортной аппроксимации угловой части индикатрисы рассеяния согласно (3.4), то выделенное "рассеяние вперед" будет сопровождаться таким же изменением энергии, как и изотропное рассеяние. В результате интеграл рассеяния в уравнении переноса (1.1) примет вид

$$\begin{aligned} & \int d\Omega' \int dE' \Sigma_s(r, E' \rightarrow E, \Omega' \Omega) F(r, E', \Omega') \rightarrow \\ & \rightarrow \frac{1}{4\pi} \int dE' \Sigma_s(E') [1 - \bar{\mu}_s(E')] W_0(E' \rightarrow E) \int d\Omega' F(r, E', \Omega') + \\ & + \int dE' \Sigma_s(E') \bar{\mu}_s(E') W_0(E' \rightarrow E) F(r, E', \Omega'). \end{aligned} \quad (3.13)$$

Легко видеть, что "рассеяние вперед", выделенное благодаря транспортной аппроксимации $g(E', \mu_s)$, не выпадает из уравнения переноса, как это было в односкоростном случае. В связи с отмеченным недостатком была предложена (в частности, авторами работы [65], опирающимися на результаты [66]) следующая аппроксимация индикатрисы рассеяния:

$$\begin{aligned} \Sigma_s(u' \rightarrow u, \mu_s) = & \frac{\Sigma_s(u')}{4\pi} \left\{ W_0(u' \rightarrow u) [1 - \bar{\mu}_s(u')] + \right. \\ & \left. + \bar{\mu}_s(u') \delta(1 - \mu_s) \delta(u - u') \right\}. \end{aligned} \quad (3.14)$$

В этой аппроксимации учитывается, что "рассеяние вперед" описывает дифракционный максимум в угловом распределении нейтронов. Дельта-функция $\delta(u - u')$ учитывает, что при малых углах рассеяния, соответствующих этому максимуму, потери энергии почти не происходит. При подстановке индикатрисы рассеяния в виде (3.14) в уравнение переноса "рассеяние вперед", как легко видеть, выпадает из уравнения [с соответствующей заменой $\Sigma_f(u)$ на $\Sigma_{tr}(u)$].

Очевидный недостаток приближения (3.14) состоит в том, что уже первый логарифмический момент энергетической части индикатрисы не сохраняется. В [67] было показано, что этот недостаток можно устранить путем следующего определения транспортной индикатрисы рассеяния:

$$\begin{aligned} \Sigma_s(u' \rightarrow u, \mu_s) \approx & \frac{\Sigma_s(u')}{4\pi} [W_0(u' - u) - \\ & - \bar{\mu}_s(u') \delta(u' - u) + \bar{\mu}_s(u') \delta(u - u') \delta(1 - \mu_s)]. \end{aligned} \quad (3.15)$$

Очевидно, что аппроксимация (3.15) сохраняет все моменты вида

$$\begin{aligned} \frac{1}{(u - u')^n} = & \frac{2\pi}{\Sigma_s(u')} \int_{u'}^{\infty} du (u - u')^n \int_{-1}^1 d\mu_s \Sigma_s(u' \rightarrow u, \mu_s) = \\ = & \int_{u'}^{\infty} du (u - u')^n W_0(u' \rightarrow u). \end{aligned} \quad (3.16)$$

где групповые константы, фигурирующие в уравнении для $F_0^g(x)$ в приближениях слабой диффузии и узкого резонанса определены, как и ранее, формулами (2.7) – (2.9), а транспортные сечения n -й гармоники ($n > 0$) характеризуются равенствами:

$$\Sigma_{tr, n}^g = \frac{\langle 1 / (\Sigma_t(u) \Sigma_{tr}^{n-1}(u)) \rangle_g}{\langle 1 / (\Sigma_t(u) \Sigma_{tr}^n(u)) \rangle_g}. \quad (3.21)$$

Отличительной чертой транспортных многогрупповых уравнений (3.20) является изотропия межгрупповых переходов. Она явилась следствием транспортного приближения, нарушившего естественную связь между потерей энергии и углом рассеяния. В результате применения транспортного приближения изменились и формулы усреднения групповых констант для высших гармоник потока. Формула (3.21) аналогична тому виду формулы (1.113), который она приобретает в пренебрежении анизотропией рассеяния при оценке спектра n -й гармоники потока:

$$\Sigma_{t, n}^g = \langle 1 / \Sigma_t^n \rangle_g / \langle 1 / \Sigma_t^{n+1} \rangle_g.$$

Однако в (3.21) для формы спектра n -й гармоники использована оценка в транспортном приближении индикатрисы рассеяния, и поэтому эта формула почти не уступает по точности более строгой формуле (1.113).

Свертка системы уравнений (3.20) в интегродифференциальное транспортное многогрупповое уравнение переноса дает

$$\begin{aligned} & \Omega \nabla F^g(r, \Omega) + \Sigma_{tr, \infty}^g F^g(r, \Omega) + \\ & + (\Sigma_{t, 0}^g - \Sigma_{tr, \infty}^g) \int d\Omega' F^g(r, \Omega') + \\ & + \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) (\Sigma_{tr, n}^g - \Sigma_{tr, \infty}^g) \int d\Omega' P_n(\Omega' \cdot \Omega) F^g(r, \Omega') = \\ & = \Sigma_{s, 0}^{g \rightarrow g} \int d\Omega' F^g(r, \Omega') + \\ & + \sum_{g'=1}^{g-1} \Sigma_{s, 0}^{g' \rightarrow g} \int d\Omega' F^{g'}(r, \Omega') + \frac{1}{4\pi} S_0^g(r). \end{aligned} \quad (3.22)$$

Интегральные члены в левой части (3.22) описывают анизотропию полного сечения, возникшую в результате усреднения по группе благодаря угловой зависимости резонансной структуры нейтронного потока. Поскольку анизотропия рассеяния учитывается в транспортном приближении, будет последовательным учесть в этом же приближении и анизотропию полного сечения. Полагая

$$\begin{aligned} & (\Sigma_{t, 0}^g - \Sigma_{tr, \infty}^g) + \sum_{n=0}^{\infty} (\Sigma_{tr, n}^g - \Sigma_{tr, \infty}^g) P_n(\mu_s) \approx \\ & \approx (\Sigma_{t, 0}^g - \Sigma_{tr, 1}^g) + \Sigma_{tr, 1}^g \delta(1 - \mu_s), \end{aligned} \quad (3.23)$$

получаем следующее транспортное многогрупповое уравнение:

$$\begin{aligned} & \Omega \nabla F^g(r, \Omega) + \Sigma_{tr}^g F^g(r, \Omega) = \\ & = (\Sigma_{s,0}^{g \rightarrow g} - \Sigma_{t,0}^g + \Sigma_{tr}^g) \int d\Omega' F^g(r, \Omega') + \\ & + \sum_{g'=1}^{g-1} \Sigma_{s,0}^{g' \rightarrow g} \int d\Omega' F^{g'}(r, \Omega') + \frac{1}{4\pi} S_0^g(r), \end{aligned} \quad (3.24)$$

где

$$\Sigma_{tr}^g = \frac{\langle 1/\Sigma_t(u) \rangle_g}{\langle 1/(\Sigma_t(u) \Sigma_{tr}(u)) \rangle_g} = \Sigma_{tr,1}^g. \quad (3.25)$$

Уравнение (3.24) в отличие от (3.22) легко преобразуется к интегральному уравнению Пайерлса. Заметим, однако, что эффективное сечение рассеяния $\Sigma_{s,0}^{g \rightarrow g} - \Sigma_{t,0}^g + \Sigma_{tr}^g$ в (3.24) в тех группах, в которых сильна резонансная самоэкранировка сечений и велика вероятность поглощения, может оказаться отрицательным, что необходимо иметь в виду при выборе метода решения этого уравнения.

3.3. МНОГОГРУППОВОЕ ТРАНСПОРТНОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ

Рассмотрим теперь второй путь — применение транспортного приближения для упрощения многогруппового уравнения переноса:

$$\begin{aligned} & \Omega \nabla F^g(r, \Omega) + \tilde{\Sigma}^g F^g(r, \Omega) = \\ & = \int d\Omega' [\Sigma_e^{g \rightarrow g}(\Omega', \Omega) - \Delta \Sigma_t^g(\Omega', \Omega)] F^g(r, \Omega') + \\ & + \sum_{g'=1}^{g-1} \int d\Omega' \Sigma_e^{g' \rightarrow g}(\Omega', \Omega) F^{g'}(r, \Omega') + \\ & + \frac{1}{4\pi} \sum_{g'=1}^g \Sigma_{in,0}^{g' \rightarrow g} \int d\Omega' F^{g'}(r, \Omega') + \frac{1}{4\pi} S_0(r). \end{aligned} \quad (3.26)$$

Здесь $\Delta \Sigma_t^g(\mu_s)$ ($\mu_s = \Omega \Omega'$) определено равенством

$$\Delta \Sigma_t^g(\mu_s) = \frac{1}{4\pi} \sum_{n=0}^{\infty} (2n+1) (\tilde{\Sigma}^g - \Sigma_{t,n}^g) P_n(\mu_s)$$

и предполагается, что неупругое рассеяние изотропно и потеря энергии при неупругом рассеянии не коррелирует с углом рассеяния.

Если среда не содержит слишком легких ядер (водорода, дейтерия) и ширины групп не слишком узки, то в результате упругого замедления нейтроны могут попадать лишь в соседнюю группу. Именно такова типичная ситуация при расчетах реакторов на быстрых нейтронах и нейтронной защите, не содержащей водорода, при ширине групп в масштабе летаргии

0,25—1. В рассматриваемом случае в первой сумме по g' в правой части уравнения (3.26) остается лишь член с $g' = g - 1$. Заметим, что

$$\Sigma_{e,0}^{g \rightarrow g} \gg \Sigma_{e,0}^{g \rightarrow g+1},$$

так как в результате большинства актов упругого рассеяния нейтроны остаются в пределах той же группы. Поэтому форма углового распределения $\Sigma_e^{g \rightarrow g}(\mu_s)$ будет близка к форме углового распределения

$$\Sigma_e^g(\mu_s) = \Sigma_e^{g \rightarrow g}(\mu_s) + \Sigma_e^{g \rightarrow g+1}(\mu_s),$$

вычисленного без учета того, в какую группу попадет нейтрон после рассеяния. В частности, в тех группах, где анизотропия упругого рассеяния характеризуется острым дифракционным максимумом при малых углах рассеяния, эта же особенность будет иметь место и в распределении $\Sigma_e^{g \rightarrow g}(\mu_s)$. Что касается углового распределения нейтронов, замедлившихся в соседнюю группу, то в нем дифракционный максимум будет подавлен за счет того, что нейтроны, рассеянные на малые углы, теряют малую долю энергии и, следовательно, имеют меньшие шансы выйти за пределы группы, чем при рассеянии на большие углы. В результате оказывается, что средний косинус угла упругого рассеяния, сопровождающегося замедлением из широкой группы, как правило, отрицателен. Исключение составляет замедление на тяжелых ядрах из высокоэнергетических групп, но и в этих случаях средний косинус угла рассеяния, сопровождающегося замедлением в соседнюю группу, невелик (табл. 3.2).

На рис. 3.3. приведены угловые распределения нейтронов с энергиями 0,8—1,4 МэВ, рассеянных на натрии. Спектр нейтронов в группе принят фермиевским. Из приведенных данных следует, что применение транспортного приближения оправдано лишь для аппроксимации индикатрисы рассеяния, в результате которого нейтрон остается в пределах той же группы. Что касается индикатрисы замедлившихся нейтронов, то для выделения в ней δ -особенности при малых углах рассеяния нет никаких оснований.

Если для индикатрисы рассеяния $\Sigma_e^{g \rightarrow g}(\mu_s)$ применить транспортную аппроксимацию

$$\Sigma_e^{g \rightarrow g}(\mu_s) \approx \frac{\Sigma_{e,0}^{g \rightarrow g}}{4\pi} \left[(1 - \mu_s^{g \rightarrow g}) + \mu_s^{g \rightarrow g} \delta(\mu_s - 1) \right], \quad (3.27)$$

Т а б л и ц а 3.2. Средние косинусы угла рассеяния на кислороде, железе и уране для энергетической группы 4—6,5 МэВ

| Элемент | А | Б | В |
|----------|-------|-------|--------|
| Кислород | 0,298 | 0,462 | -0,175 |
| Железо | 0,686 | 0,722 | -0,067 |
| Уран | 0,755 | 0,762 | 0,018 |

П р и м е ч а н и е. Спектр нейтронов в группе принят совпадающим со спектром деления. А — вне зависимости от того, к какой группе принадлежит рассеянный нейтрон; Б — рассеянный нейтрон остается в той же группе; В — рассеянный нейтрон имеет энергию ниже 4 МэВ.

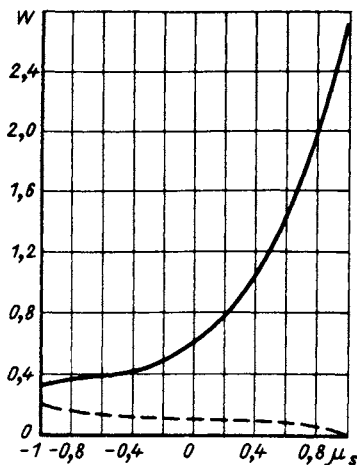


Рис. 3.3. Угловые распределения нейтронов с энергиями 0,8–1,4 МэВ, упруго рассеянных на натрии. Сплошная кривая относится к нейтронам, оставшимся после рассеяния в пределах той же группы; штриховая — к нейтронам, замедлившимся до энергий ниже 0,8 МэВ

где

$$\mu_s^{g \rightarrow g} = \Sigma_{e,1}^{g \rightarrow g} / \Sigma_{e,0}^{g \rightarrow g}, \quad (3.28)$$

то будет последовательным описывать анизотропию полного сечения в том же приближении:

$$\begin{aligned} \Delta \Sigma_t^g(\mu_s) &\approx \frac{\Delta \Sigma_{t,0}^g}{4\pi} \left[\left(1 - \Delta \Sigma_{t,1}^g / \Delta \Sigma_{t,0}^g \right) + \right. \\ &+ \left. \left(\Delta \Sigma_{t,1}^g / \Delta \Sigma_{t,0}^g \right) \delta(1 - \mu_s) \right] = \\ &= \frac{\Sigma_{t,0}^g - \Sigma_{t,1}^g}{4\pi} + \frac{(\Sigma_{t,1}^g - \Sigma_{t,\infty}^g)}{4\pi} \delta(1 - \mu_s), \end{aligned} \quad (3.29)$$

а для приближенного описания индикатрисы $\Sigma_e^{g-1 \rightarrow g}(\mu_s)$ применить P_1 -приближение:

$$\Sigma_e^{g-1 \rightarrow g}(\mu_s) \approx \frac{\Sigma_{e,0}^{g-1 \rightarrow g}}{4\pi} \left[1 + 3\mu_s^{g-1 \rightarrow g} \right], \quad (3.30)$$

где

$$\mu_s^{g-1 \rightarrow g} = \Sigma_{e,1}^{g-1 \rightarrow g} / \Sigma_{e,0}^{g-1 \rightarrow g}. \quad (3.31)$$

Таким образом, получаемое в результате этих приближений многогрупповое транспортное уравнение характеризуется анизотропными межгрупповыми переходами:

$$\begin{aligned} \Omega \nabla F^g(r, \Omega) + \Sigma_{tr}^g F^g(r, \Omega) &= \frac{1}{4\pi} \left\{ \left(\Sigma_{e,tr}^{g \rightarrow g} - \Sigma_{t,0}^g + \right. \right. \\ &+ \left. \left. \Sigma_{t,1}^g \right) \int d\Omega' F^{g'}(r, \Omega') + \int d\Omega' \left(\Sigma_{in,0}^{g \rightarrow g} + \right. \right. \\ &+ \left. \left. 3\Sigma_{in,1}^{g \rightarrow g} \Omega \Omega' \right) F^g(r, \Omega') + \sum_{g'=1}^{g-1} \int d\Omega' \left(\Sigma_{s,0}^{g' \rightarrow g} + \right. \right. \end{aligned}$$

$$+ 3 \sum_{s, l}^{g'} \rightarrow^g, \Omega' \Omega) F^{g'}(r, \Omega') + S_0(r) \}, \quad (3.32)$$

или, в представлении сферических гармоник для плоскопараллельной геометрии:

$$\frac{dF_1^g(x)}{dx} + \left(\sum_{t, 0}^g - \sum_{s, 0}^{g \rightarrow g} \right) F_0^g(x) = \sum_{g'=1}^{g-1} \sum_{s, 0}^{g' \rightarrow g} F_0^{g'}(x) + S_0(x); \quad (3.33)$$

$$\frac{1}{3} \frac{dF_0(x)}{dx} + \frac{2}{3} \frac{dF_2(x)}{dx} + \left(\sum_{t, 1}^g - \sum_{s, 1}^{g \rightarrow g} \right) F_1^g(x) \doteq \sum_{g'=1}^{g-1} \sum_{s, 1}^{g' \rightarrow g} F_1^{g'}(x); \quad (3.34)$$

$$\dots \dots \dots \frac{n}{2n+1} \frac{dF_{n-1}^g(x)}{dx} + \frac{n+1}{2n+1} \frac{dF_{n+1}^g(x)}{dx} + \sum_{tr}^g F_n^g(x) = 0. \quad (3.35)$$

Здесь, $n \geq 2$,

$$\sum_{tr}^g = \sum_{t, 1}^g - \sum_{e, 1}^{g \rightarrow g} = \sum_{t, 1}^g - \mu_e^{g \rightarrow g} \sum_{e, 0}^{g \rightarrow g}; \quad (3.36)$$

$$\sum_{e, tr}^g = \sum_{e, 0}^{g \rightarrow g} - \sum_{e, 1}^{g \rightarrow g} = \sum_{e, 0}^{g \rightarrow g} (1 - \mu_e^{g \rightarrow g}). \quad (3.37)$$

При записи уравнений (3.32), (3.33) – (3.35) мы отказались от сделанного выше упрощающего допущения об изотропии неупругого рассеяния: в рамках рассматриваемого приближения учет анизотропии неупругого рассеяния в P_1 -приближении не ведет к усложнению формы уравнения.

В ряде приближенных методов и программы решения многогруппового транспортного уравнения существенно используется предположение об изотропии межгрупповых переходов, т.е. правые части уравнений (3.34), (3.35) должны быть равны нулю. Существуют два пути построения приближений, соответствующих этим методам: простое транспортное приближение с изотропными переходами [9], в котором полагается

$$\sum_{g'=1}^{g-1} \sum_{s, l}^{g' \rightarrow g} F_l^{g'} x = 0, \quad l = 1, 2, \dots, \quad (3.38)$$

и подправленное транспортное приближение с изотропными переходами, согласно которому принимается

$$\sum_{g'=1}^{g-2} \sum_{s, l}^{g'} F_l^{g'}(x) = 0; \quad (3.39)$$

$$\sum_{s, l}^{g-1 \rightarrow g} F_l^{g-1}(x) = \sum_{s, l}^{g \rightarrow g+1} F_l^g(x), \quad l = 1, 2, \dots \quad (3.40)$$

В последнем случае отличный от нуля член в правой части (3.34) может быть объединен с членом $\sum_{tr}^g F_1^g(x)$, стоящим в левой части этого уравнения, что также приводит уравнение к форме с изотропными переходами.

Очевидно, что подправленное транспортное приближение будет иметь преимущество перед простым при условии:

$$0 < \frac{\sum_{s,1}^{g \rightarrow g+1} F_1^g(x)}{\sum_{s,1}^{g-1 \rightarrow g} F_1^{g-1}(x)} < 2. \quad (3.41)$$

Неупругое замедление нейтронов в соседнюю группу существенно, как правило, вблизи порога рассеяния. В этом случае сечение рассеяния быстро меняется с энергией, так что по отношению к неупругому рассеянию использование подправленного транспортного приближения не является оправданным: при $s = in$ условие (3.41) обычно не выполняется за счет сильного различия в $\sum_{in,1}^{g \rightarrow g+1}$ для смежных групп. Что касается упругого рассеяния, то сечения и первые угловые моменты упругого замедления для смежных групп различаются слабо. В этом случае условие (3.41) может нарушаться главным образом из-за различия $F_1^g(x)$ и $F_1^{g-1}(x)$. При расчетах реакторов и защиты при ширине групп в масштабе латаргии 0,25–1 условие (3.41), как правило, выполняется в области энергий ниже ~ 2 МэВ. Исключение составляют низкоэнергетические группы при расчете реакторов на быстрых нейтронах и бор- или литийсодержащей защиты, в которых поток, а потому и ток нейтронов сильно изменяются в пределах группы за счет большого поглощения. Поток нейтронов в этих группах мал, а перенос не играет большой роли в балансе нейтронов этих групп, так что в этих случаях приемлема любая форма транспортного приближения.

При энергиях выше $\sim 2,5$ МэВ спектры нейтронов в реакторах обычно близки к спектру деления. Это относится в большой степени и к спектру тока нейтронов. В этой области, как правило, $F_1^g(x) \gg F_1^{g-1}(x)$, что ведет к нарушению условия (3.41).

Таким образом, при использовании многогруппового транспортного приближения с изотропными переходами целесообразно применять простое транспортное приближение по отношению к неупругому рассеянию и упругому рассеянию в верхнеэнергетических группах (при $E \gg 2 \div 3$ МэВ) и подправленное транспортное приближение для приближенного описания анизотропии упругого замедления при более низких энергиях. Построенное таким образом многогрупповое транспортное уравнение переноса с изотропными переходами имеет вид:

$$\begin{aligned} \Omega \nabla F^g(r, \Omega) + \sum_{tr}^g F^g(r, \Omega) = \frac{1}{4\pi} \left\{ (\sum_{s, tr}^{g \rightarrow g} - \right. \\ \left. - \sum_{t,0}^g + \sum_{t,1}^g) \int d\Omega' F^g(r, \Omega') + \right. \\ \left. + \sum_{g'=1}^{g-1} \sum_{s,0}^{g' \rightarrow g} \int d\Omega' F^g(r, \Omega') + S_0(r) \right\}, \quad (3.42) \end{aligned}$$

где для групп, лежащих ниже 2,5 МэВ,

$$\sum_{tr}^g = \sum_{t,1}^g - \sum_{e,1}^{g \rightarrow g} - \sum_{e,1}^{g \rightarrow g+1} - \sum_{in,1}^{g \rightarrow g}; \quad (3.43)$$

$$\Sigma_{s, tr}^{g \rightarrow g} = \left(\Sigma_{e, 0}^{g \rightarrow g} - \Sigma_{e, 1}^{g \rightarrow g} - \Sigma_{e, 1}^{g \rightarrow g+1} \right) + \\ + \left(\Sigma_{in, 0}^{g \rightarrow g} - \Sigma_{in, 1}^{g \rightarrow g} \right), \quad (3.44)$$

а для остальных групп члены с $\Sigma_{e, 1}^{g \rightarrow g+1}$ в двух последних формулах должны быть опущены. В представлении сферических гармоник для плоскостепенной геометрии имеем

$$\left. \begin{aligned} \frac{dF_1^g(x)}{dx} + \left(\Sigma_{t, 0}^g - \Sigma_{s, 0}^{g \rightarrow g} \right) F_0^g(x) &= \\ = \sum_{g'=1}^{g-1} \Sigma_{s, 0}^{g' \rightarrow g} F_0^{g'}(x) + S_0^g(x); \\ \dots \dots \dots \dots \dots \dots \dots \dots \dots \dots \dots \dots \dots \dots \dots \\ \frac{n}{2n+1} \frac{dF_{n-1}^g(x)}{dx} + \frac{n+1}{2n+1} \frac{dF_{n+1}^g(x)}{dx} + \Sigma_{tr}^g F_n^g(x) &= 0. \end{aligned} \right\} (3.45)$$

Как видно, транспортное сечение, подправленное для приближенного учета анизотропии замедления, в этом случае рекомендуется использовать и в уравнениях для высоких гармоник, что противоречит сделанному выше замечанию о характере анизотропии упругого замедления. В оправдание можно сказать, что в приближении с изотропными переходами уже первый угловой момент индикатрисы упругого замедления учитывается очень грубо (или им вовсе пренебрегают), так что усложнение уравнения для более корректного учета ее последующих угловых моментов становится неоправданным.

Транспортное многогрупповое уравнение (3.22) и многогрупповое транспортное уравнение с изотропными переходами (3.42) совпадают по форме. Различие состоит в определении сечений. В §3.2 транспортное приближение используется и при оценке спектра тока нейтронов, а именно: полагается, что

$$F_1(r, u) \sim 1/[\Sigma_t(u) \Sigma_{tr}(u)],$$

откуда и следует (3.25). В (3.43) для оценки формы спектра используется более точное выражение [см. (1.107)] :

$$F_1(r, u) \Big|_{u \in \Delta u_g} \sim \left[\frac{1}{\Sigma_t^2(u)} - \frac{\langle \Sigma_{s, 1}(u) / \Sigma_t^2(u) \rangle_g}{1 - \langle \Sigma_{s, 1}(u) / \Sigma_t(u) \rangle_g} \frac{1}{\Sigma_t(u)} \right]$$

Различие в оценках формы $F_1(r, u)$ обусловлено тем, что в §3.2 переход к транспортному приближению был осуществлен до процедуры усреднения сечений по групповым интервалам. Можно было бы поступить иначе: до перехода к многогрупповому приближению "сгладить" точное уравнение переноса по резонансной структуре, усреднив его по "интервалу сглаживания" вокруг каждого значения летаргии u . При этом интервалы сглаживания следует выбирать возможно более узкими, но в то же время такими, чтобы усредненные по ним сечения и поток не имели резонансных особенностей. Формулы для вычисления сглаженных сечений будут, оче-

видно, совпадать с полученными в гл. 1 для групповых сечений, если под угловыми скобками понимать усреднение по интервалу сглаживания. Построение транспортного многогруппового приближения на основе сглаженного уравнения переноса и последующий переход к многогрупповому приближению устранили бы различия в формулах усреднения транспортного сечения по резонансной структуре. Тем не менее различие между этими приближениями все равно сохранилось бы: они эквивалентны лишь в том случае, если в многогрупповом транспортном приближении сделано дополнительное приближение изотропии переходов и при этом подправленное транспортное приближение используется при всех энергиях и для всех видов рассеяния — как упругого, так и неупругого, что, как отмечено выше, не оправдывается физическими соображениями.

Таким образом, второй из рассмотренных путей — переход к транспортному приближению в многогрупповом уравнении переноса оказался более гибким. Он позволил построить многогрупповое транспортное приближение с анизотропными переходами, а в случае транспортного приближения с изотропными переходами дал возможность дифференцированно решить вопрос о целесообразности "подправки" этого приближения.

3.4. УТОЧНЕННЫЕ ТРАНСПОРТНЫЕ ПРИБЛИЖЕНИЯ

В предыдущих параграфах были проанализированы физические и математические предпосылки, лежащие в основе транспортной аппроксимации индикатрисы рассеяния нейтронов. При этом рассматривались аппроксимации, сохраняющие только ее нулевой и первый угловые моменты. Наряду с отмеченными часто (особенно в расчетах защиты от нейтронов) используются так называемые P_L -транспортные приближения [68], обобщенные транспортные аппроксимации [69, 70] и согласованные P_L -приближения [70].

P_L -транспортное приближение основано на предположении, что начиная с некоторого L угловые моменты группового сечения упругого рассеяния полагаются одинаковыми:

$$\Sigma_{e,l}^{g' \rightarrow g} = \Sigma_{e,L}^{g' \rightarrow g} \quad (l \geq L).$$

Обобщенные транспортные аппроксимации опираются на предположения о справедливости равенств:

$$\left. \begin{aligned} \Sigma_{e,l}^{g' \rightarrow g} &= \delta_{g',g} \Sigma_{e,L}^{g'} ; \\ \Sigma_{t,l}^g &= \Sigma_{t,L}^g \end{aligned} \right\} \quad (l \geq L).$$

Рассматривают также диагональные транспортные приближения, когда

$$\left. \begin{aligned} \Sigma_{e,l}^{g' \rightarrow g} &= \delta_{g',g} \Sigma_{e,L}^{g \rightarrow g} ; \\ \Sigma_{t,l}^g &= \Sigma_{t,L}^g \end{aligned} \right\} \quad (l \geq L),$$

и согласованные P_L -приближения, в которых

$$\left. \begin{aligned} \Sigma_{e, l}^{g' \rightarrow g} &= 0; \\ \Sigma_{t, l}^g &= \Sigma_{t, 0}^g \end{aligned} \right\} (l > L).$$

К сожалению в большинстве работ, посвященных численным исследованиям точности транспортных приближений, не уделялось достаточного внимания анизотропии группового полного сечения. Так, авторы работы [68], которые исследовали P_L -транспортные приближения, полагали, что $\Sigma_{t, l}^g = \Sigma_{t, 0}^g$ для всех $l > 0$; так же поступали и авторы работы [71], сравнивавшие согласованные P_L -приближения с диагональной транспортной аппроксимацией. Более последовательными с этой точки зрения являются работы [70, 72]. В первой анализировались обобщенные транспортные приближения, во второй P_L -транспортные аппроксимации. Ниже мы приводим результаты (табл. 3.3—3.6), полученные авторами перечисленных публикаций, из которых можно сделать выводы об областях применимости и точности различного рода аппроксимаций угловых зависимостей групповых сечений упругого рассеяния.

Из данных, приведенных на рис. 3.4, 3.5 и в таблицах, можно сделать следующие выводы.

1. Обобщенные транспортные и согласованные P_L -приближения быстро сходятся с увеличением номера приближения к одному и тому же результату.

2. Обобщенные транспортные приближения более эффективны, чем согласованные P_L -приближения, по крайней мере при малых L .

Т а б л и ц а 3.3. Результаты расчетов критических радиусов в S_4 -приближении с помощью согласованных P_L -аппроксимаций [70]

| № пп. | Система | Критический радиус, см | | | |
|-------|--|------------------------|---------|---------|---------|
| | | $L = 1$ | $L = 2$ | $L = 3$ | $L = 5$ |
| 1 | Сфера без отражателя из металлического (93,9%) урана плотностью $18,75 \text{ г/см}^3$ (4 группы) | 8,786 | 8,762 | 8,739 | 8,739 |
| 2 | То же, что № 1, с отражателем толщиной 23 см из естественного урана плотностью 19 г/см^3 (4 группы) | 6,164 | — | 6,075 | 6,071 |
| 3 | То же, что № 1, с отражателем толщиной 23 см из графита плотностью $2,25 \text{ г/см}^3$ (4 группы) | 5,800 | — | 5,754 | 5,754 |
| 4 | Сфера с полостью радиусом 1,05 см из металлического (93,9%) урана плотностью $18,75 \text{ г/см}^3$ с водяным отражателем толщиной 10 см (8 групп) | 7,169 | — | 6,996 | 6,995 |

Т а б л и ц а 3.4. Результаты расчетов критических радиусов в S_4 -приближении с помощью согласованных P_L -аппроксимаций и диагонального транспортного приближения [71]

| № пп. | Система | Критический радиус, см | | | $(a) - (e)$, $(c) - (e)$ | |
|-------|---|------------------------|----------------|------------------------------------|---------------------------|------------|
| | | (a) P_1 | (e) P_5 | (c) Диагональное транспортное | (e) % | (e) % |
| 1 | Сфера без отражателя из металлического урана (93,9%) плотностью 18,75 г/см ³ (4 группы) | 8,786 | 8,739 | 8,716 | +0,54 | -0,26 |
| 2 | То же, что № 1, обогащением 30% (4 группы) | 17,171 | 17,119 | 17,101 | +0,30 | -0,11 |
| 3 | То же, что № 1, с отражателем толщиной 23 см из металлического естественного урана плотностью 19 г/см ³ (4 группы) | 6,164 | 6,071 | 6,029 | +1,5 | -0,69 |
| 4 | То же, что № 1, с отражателем толщиной 23 см из графита плотностью 2,25 г/см ³ (4 группы) | 5,800 | 5,754 | 5,807 | +0,80 | +0,92 |
| 5 | Сфера с полостью радиусом 1,05 см из металлического (93,9%) урана плотностью 18,75 г/см ³ с водяным отражателем толщиной 10 см (8 групп) | 7,169 | 6,995 | 6,284 | +2,5 | -10,2 |
| 6 | Сферическая модель сборки ZPR-III-6F [73] (13 групп) | 23,779 | 23,670 | 23,637 | +0,46 | -0,14 |

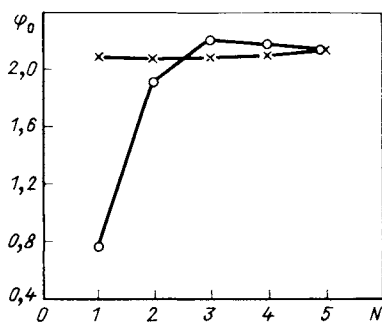
Т а б л и ц а 35. Результаты расчетов в S_8 -приближении критического радиуса сферы из металлического (93,5%) урана и экономии водяного отражателя толщиной 15 см с помощью согласованных P_L - и обобщенных транспортных аппроксимаций групповых сечений упругого рассеяния [70]

| L | Критический радиус сферы без отражателя, см (6 групп) | | Экономия водяного отражателя (16 групп) | |
|---|---|-------------------------------------|---|-------------------------------------|
| | Согласованное P_L -приближение | Обобщенное транспортное приближение | Согласованное P_L -приближение | Обобщенное транспортное приближение |
| 1 | 7,865 | 8,779 | 3,66 | 2,22 |
| 2 | 8,863 | 8,808 | 2,08 | 2,20 |
| 3 | 8,810 | 8,809 | 2,26 | 2,23 |
| 4 | 8,810 | 8,809 | 2,21 | 2,22 |

Таблица 3.6. Результаты расчета потока нейтронов в P_5 -приближении в слое железа толщиной 200 см, на который перпендикулярно падают нейтроны с энергией 5 МэВ, с помощью P_L -транспортной аппроксимации групповых сечений рассеяния. Нормировка на расчет с помощью P_5 -аппроксимации групповых сечений рассеяния; первая группа от 5 до 4 МэВ, вторая группа от 4 до 3 МэВ, третья группа от 3 до 2 МэВ [68]

| x, см | Группа | L | | | |
|-------|--------|-------|-------|-------|-------|
| | | 0 | 1 | 3 | 5 |
| 1 | 1 | 1,4 | 1,27 | 1,05 | 1,09 |
| | 2 | 0,818 | 0,918 | 0,948 | 1,01 |
| | 3 | 0,988 | 1,02 | 1,01 | 1,01 |
| 10 | 1 | 0,684 | 0,766 | 0,948 | 0,999 |
| | 2 | 0,677 | 0,799 | 0,943 | 0,999 |
| | 3 | 0,953 | 0,986 | 1,00 | 1,01 |
| 50 | 1 | 2,24 | 1,48 | 1,09 | 1,02 |
| | 2 | 1,17 | 1,04 | 1,01 | 1,01 |
| | 3 | 1,07 | 1,01 | 1,00 | 1,01 |
| 100 | 1 | 8,00 | 2,25 | 1,12 | 1,02 |
| | 2 | 1,80 | 1,19 | 1,03 | 1,01 |
| | 3 | 1,14 | 1,03 | 1,01 | 1,01 |
| 200 | 1 | 64,4 | 3,04 | 1,12 | 1,02 |
| | 2 | 2,56 | 1,25 | 1,03 | 1,01 |
| | 3 | 1,16 | 1,03 | 1,01 | 1,01 |

Рис. 3.4. Сравнение результатов расчетов потока нейтронов с энергией 12–14 МэВ в воздухе на расстоянии 825 м от точечного изотропного источника, выполненных в P_N -приближениях (°) и в P_N -транспортных приближениях (X) (по данным [74])



3. Простое транспортное приближение ($L = 1$) обладает приемлемой точностью в большинстве практических случаев, особенно в реакторных расчетах. Следует отметить неожиданно высокую точность результатов, полученных с его помощью при расчете экономии водяного отражателя для сферы из металлического урана (см. табл. 3.5). Диагональное транспортное приближение, которое эквивалентно транспортному при расчете систем, состоящих из тяжелых и средних ядер, в этом случае дает неудовлетворительные результаты.

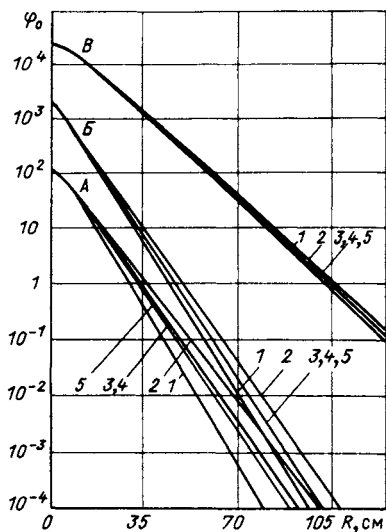


Рис. 3.5. Поток нейтронов с энергиями 6,5–10,5 МэВ (А), 2,5–4,0 МэВ (Б), 0,8–1,4 МэВ (В) в пластине железа, на которую нормально падает поток нейтронов спектра деления:

1 — $2D_5P_1$ -приближение; 2 — $2D_5P_1$ -транспортное приближение; 3 — $2D_5P_1$ -приближение с изотропными переходами; 4 — $2D_5P_3$ -приближение; 5 — $2D_5P_5$ -приближение (по данным [72]). Обращает на себя внимание высокое качество $2D_5P_1$ -приближения с изотропными переходами

4. При расчетах толстых слоев защиты простого транспортного приближения явно недостаточно и необходимо использовать обобщенные или P_L -транспортные приближения ($L \geq 2$). Удивительно хорошие результаты, полученные в [72] в P_1 -приближении с изотропными переходами,

дают основание предположить, что транспортные поправки к полному сечению могут быть выбраны в каждой конкретной задаче оптимальным образом, т.е. рассчитав типичную систему один раз точно, можно выбрать транспортное сечение таким образом, чтобы получить достаточно точные результаты в предположении изотропии замедления. Такие подходы развивались рядом авторов для учета анизотропии рассеяния на водороде при расчете $k_{эф}$ уран-водных гомогенных реакторов и будут рассмотрены в следующем параграфе.

5. Следует отметить, что ни в одной из работ не было проведено сравнения точности обобщенной транспортной и P_L -транспортной аппроксимаций, поэтому нельзя сделать выводы о предпочтительности какой-либо из них.

3.5. ЭФФЕКТИВНЫЕ ТРАНСПОРТНЫЕ СЕЧЕНИЯ ВОДОРОДА

Характер анизотропии рассеяния нейтронов на водороде таков, что для применения транспортного приближения нет никаких оснований. Тем не менее, поскольку транспортное приближение лежит в основе многих расчетных методов и реализующих их программ для ЭВМ, было бы заманчивым построить некое транспортное приближение, позволяющее применить эти методы и программы для расчета водородсодержащих систем.

Учет анизотропии рассеяния с помощью эффективных транспортных сечений в расчетах критических параметров водородсодержащих размножающих систем был развит в [75, 76]. Алгоритм расчета этих сечений основан на следующих предпосылках.

Рассмотрим уравнение переноса нейтронов в P_1 -приближении:

$$\begin{aligned} \nabla F_1^g(r) + \sum_{t,0}^g F_0^g(r) &= q_0^g(r); \\ \frac{1}{3} \nabla F_0^g(r) + \sum_{t,1}^g(r) F_1^g(r) &= q_1^g(r) = \sum_{g'=1}^g F_1^{g'}(r) \sum_{s_v,1}^{g' \rightarrow g}(r). \end{aligned} \quad (3.46)$$

Строго говоря, эффективное транспортное сечение Σ_g^* должно быть определено равенством

$$\Sigma_g^*(r) F_1^g(r) = \Sigma_{t,1}^g(r) F_1^g(r) - q_1^g(r) \quad (3.47)$$

из которого видно, что даже в пределах гомогенной зоны Σ_g^* не является постоянным. Авторами работы [75] было предложено определить эффективное транспортное сечение исходя из условия сохранения баланса нейтронов в реакторе. Именно для каждой зоны N реактора требуется сохранить значение интеграла

$$\int_{V_N} d\mathbf{r} \nabla F_1^g(\mathbf{r}) = \int_{S_N} dS F_1^g(r_S) = J_N^g,$$

который представляет собой утечку (приток) нейтронов через поверхность зоны. Отсюда вытекает, что $\Sigma_{g,N}^*$ должны быть определены равенством

$$\Sigma_{g,N}^* = \Sigma_{t,1,N}^g - \frac{1}{J_N^g} \sum_{g'=1}^g J_N^{g'} \Sigma_{s,1,N}^{g' \rightarrow g}. \quad (3.48)$$

Проинтегрировав второе уравнение системы (3.46) по поверхности зоны N и введя понятие параметра утечки нейтронов группы g из зоны

$$L_N^g = \frac{\int_{V_N} d\mathbf{r} \Delta F_0^g(\mathbf{r})}{\int_{V_N} d\mathbf{r} F_0^g(\mathbf{r})} = \frac{\int_{V_N} d\mathbf{r} \Delta F_0^g(\mathbf{r})}{\Phi_{0,N}^g}, \quad (3.49)$$

вместо (3.48) для расчета $\Sigma_{g,N}^*$ получим формулу

$$\Sigma_{g,N}^* = - \frac{1}{3} \frac{L_N^g \Phi_{0,N}^g}{J_N^g}. \quad (3.50)$$

Если предположить, что неупругое рассеяние изотропно, а для учета анизотропии упругого рассеяния на всех нуклидах достаточно транспортного приближения, то в рамках сделанных допущений эффективные транспортные сечения водорода, очевидно, определяются равенством

$$\sigma_{H,g}^* = \frac{1}{c_{H,N}} \left\{ - \frac{1}{3} \frac{L_{N,g} \Phi_{0,N}^g}{J_N^g} - \tilde{\Sigma}_{tr,N}^g \right\}, \quad (3.51)$$

где $\tilde{\Sigma}_{tr,N}^g$ — транспортное сечение всех остальных нуклидов, кроме водорода.

Проведенные исследования [75] показали, что рассчитанные по формуле (3.50) константы очень слабо (в пределах 4%) зависят от состава и типа зоны (отражатель, размножающая среда). Это позволило использовать их для определения критических параметров водородсодержащих размножающих систем, в том числе с центральными поглощающими

стречными. Оценки [75] показали, что эффективные транспортные сечения позволяют рассчитывать $k_{эф}$ с погрешностью не выше 1%; погрешность в потоках иногда достигает 15%.

Следует отметить, что эффективные транспортные сечения могут быть получены и с помощью теории возмущений. Так, используя подход, развитый Г.И. Марчуком [5], для эффективного группового сечения можно получить формулу:

$$\Sigma_{g, N}^* = \Sigma_{t, 1}^g - \left(\sum_{g'=1}^g \Sigma_{s, 1, N}^{g' \rightarrow g} \int_{V_N} d\mathbf{r} F_1^{g'}(\mathbf{r}) F_1'^{+g}(\mathbf{r}) \right) / \int_{V_N} (d\mathbf{r} F_1^g F_1'^{+g}).$$

Авторы [77] попытались использовать для определения $\Sigma_{g, N}^*$ теорию возмущений первого порядка (ток возмущенной ценности $F_1'^{+g}$ заменили F_1^+). Однако отсутствие численных исследований рассчитанных таким образом констант не позволяет сделать определенных выводов ни о применимости для решения данной задачи теории возмущений первого порядка, ни о степени универсальности полученных таким образом констант.

Эффективные транспортные константы водорода позволяют свести P_1 -приближение к диффузионному, что существенно при расчете двух- и трехмерных систем. Кроме того, если для описания взаимодействий с ядрами водорода достаточно P_1 -приближения, то эти константы позволяют привести источники в кинетическом уравнении к изотропному виду, что существенно облегчает его решение, особенно при использовании метода вероятностей столкновений. В [76] было показано, что при этом необходимо модифицировать диагональные члены матрицы замедления на ядрах водорода, которые следует определять по формуле

$$\tilde{\sigma}_{0, H}^{g \rightarrow g} = \sigma_{0, H}^{g \rightarrow g} + \sigma_{H, g}^* - \sigma_{t, H}^g. \quad (3.52)$$

В табл. 3.7–3.9 приведены результаты расчетов высокообогащенных (93,5%) сферических уран-водных критических сборок в P_1 -приближении и с помощью эффективных транспортных констант водорода (21-групповая система констант [15]). Видно, что погрешности, вносимые использованием эффективных сечений, гораздо меньше расхождений между результатами расчетов и экспериментов (в которых, естественно, $k_{эф} = 1$).

Т а б л и ц а 3.7. Уран-водные сборки без отражателя

| Ядерное отношение C_H/C_U | $R_{крит}^{экс}$, см | $k_{эф}$ | |
|-----------------------------|-----------------------|--------------------|--------------------------------------|
| | | P_1 -приближение | Эффективное транспортное приближение |
| 1 | 10,53 | 0,9331 | 0,9347 |
| 3 | 12,75 | 0,9341 | 0,9343 |
| 10 | 15,16 | 0,9470 | 0,9409 |
| 20 | 15,35 | 0,9620 | 0,9559 |
| 30 | 15,42 | 0,9665 | 0,9621 |
| 100 | 15,30 | 0,9720 | 0,9712 |
| 200 | 16,05 | 0,9801 | 0,9806 |
| 500 | 18,80 | 0,9742 | 0,9776 |

Таблица 3.8. Уран-водные сборки с "бесконечным" водяным отражателем

| Ядерное отношение C_H/C_S | $R_{\text{крит}}$, см | $k_{\text{эф}}$ | |
|-----------------------------|------------------------|--------------------|--------------------------------------|
| | | P_1 -приближение | Эффективное транспортное приближение |
| 1 | 7,98 | 0,8888 | 0,8928 |
| 3 | 9,56 | 0,9092 | 0,9126 |
| 10 | 11,24 | 0,9383 | 0,9372 |
| 20 | 11,36 | 0,9511 | 0,9438 |
| 30 | 11,42 | 0,9583 | 0,9509 |
| 100 | 11,56 | 0,9639 | 0,9560 |
| 200 | 12,37 | 0,9922 | 0,9844 |
| 500 | 15,22 | 1,0303 | 1,0234 |

Таблица 3.9. Сборки из урана 6,5%-ного обогащения, углерода и воды с толстым водяным отражателем

| Ядерные отношения | | $R_{\text{кр}}$, см, P_1 -приближение | $k_{\text{эф. трансп}} - k_{\text{эф}}(P_1)$ |
|-------------------|-----------|---|--|
| C_H/C_S | C_C/C_S | | $k_{\text{эф}}(P_1)$ % |
| 1 | 10^4 | 95,5 | -0,2 |
| 3 | 10^4 | 94,2 | -0,3 |
| 10 | 10^4 | 94,0 | -0,2 |
| 30 | 10 | 30 | +0,5 |
| 30 | 10^2 | 50,5 | +0,7 |
| 30 | 10^3 | 101,0 | +0,6 |
| 30 | 10^4 | 92,5 | -0,1 |
| 200 | 10 | 16,7 | +0,2 |
| 200 | 10^2 | 19,7 | +0,3 |
| 200 | 10^3 | 38,3 | +0,7 |
| 200 | 10^4 | 84,0 | +0,3 |

В табл. 3.9 приведены расхождения между результатами расчетов $k_{\text{эф}}$ в P_1 - и эффективном транспортном приближениях для сферических реакторов из гомогенной смеси металлического урана 6,5%-ного обогащения, углерода и воды с бесконечным водяным отражателем. Данные таблицы свидетельствуют, что эффективные сечения можно с успехом применять для расчета размножающих свойств широкого класса гомогенных реакторов.

Анализ результатов расчета спектров в перечисленных сборках показал, что максимальные погрешности имеют место на границе активной зоны и отражателя в первой (~8%) и двадцатой (~15%) группах.

Из приведенных результатов видно, что в тех случаях, когда простое транспортное приближение неприменимо, могут быть получены эффективные транспортные константы, позволяющие рассчитывать с приемлемой точностью интегральные характеристики путем решения уравнения переноса нейтронов с изотропными источниками (хотя и не для очень широкого класса систем).

ОЦЕНКА СЕЧЕНИЙ ЗАМЕДЛЕНИЯ

4.1. ПРОБЛЕМА ОЦЕНКИ СЕЧЕНИЙ ЗАМЕДЛЕНИЯ
ПРИ МНОГОГРУППОВЫХ РАСЧЕТАХ

Вывод формул усреднения групповых констант в гл. 1 основывался на приближенном представлении [см. (1.20)] плотности потока нейтронов

$$F(r, u, \Omega) \approx \Psi(r, u, \Omega) \varphi(u, \Omega) = \\ = \frac{1}{4\pi} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \Psi_l(r, u) \varphi_l(u) P_l(\mu). \quad (4.1)$$

Последнее равенство записано в предположении азимутальной симметрии потока; $\Psi_l(r, u)$ — плавные функции летаргии; $\varphi_l(u)$ — не зависящие от координат функции, описывающие резонансные флуктуации в энергетической зависимости потока нейтронов. Для этих последних были получены априорные оценки (1.107). Что касается неизвестных функций $\Psi_l(r, u)$, то выше везде энергетические группы предполагались настолько узкими, что групповые константы практически не зависели от этих функций. Наиболее сильно от функций $\Psi_l(r, u)$ зависят сечения упругого замедления. В самом деле, среднегрупповые значения полного сечения, сечения деления или захвата зависят от формы внутригруппового спектра, с весом которого они усредняются, лишь постольку, поскольку эти сечения зависят от энергии. Что касается энергетической зависимости "сечения попадания в группу g " при упругом рассеянии $\Sigma_{e,l}^{\rightarrow g}$, то при $u' < u_{g-1}$ оно отлично от нуля лишь в интервале

$$u_{g-1} - \xi_{\max} = u_{g-1} - \ln \left(\frac{A_{\min} + 1}{A_{\min} - 1} \right)^2 < u' < u_{g-1}, \quad (4.2)$$

в котором

$$\Sigma_{e,l}^{\rightarrow g}(u') = \sum_i c_i \int_{u_g}^{u' + \xi_{\max}} du \sigma_{e,l}^i(u' \rightarrow u) \quad (4.3)$$

(здесь A_i — отношение массы i -го нуклида к массе нейтрона). Таким образом, даже при постоянном сечении упругого рассеяния сечение "попадания в группу g " меняется от Σ_e при $u' = u_{g-1}$ (т.е. на верхнеэнергетической границе группы g) до 0 при $u' = u_{g-1} - \xi_{\max}$ и более низких летаргиях. Следовательно, сечение упругого замедления нейтронов из группы g' в группу $g \Sigma_{e,l}^{g' \rightarrow g}$ будет зависеть от формы спектра нейтронов, по которому проводится усреднение сечения "попадания в группу g " (4.3), даже если сечение упругого рассеяния в группе постоянно (если, конечно, $\Sigma_{e,l}^{g' \rightarrow g} \neq 0$, что заведомо будет выполнено, если $g' = g - 1$). Эта зависимость будет особенно сильна, если ширины групп намного превышают максимальное приращение летаргии

при упругом рассеянии на самом легком ядре. В этом случае при условии постоянства сечений

$$\begin{aligned} \Sigma_{e,0}^{(g-1) \rightarrow g} &= \frac{\langle \Sigma_{e,0}^{\rightarrow g} \Psi_0 / \Sigma_t \rangle_{g-1}}{\langle \Psi_0 / \Sigma_t \rangle_{g-1}} \approx \frac{\bar{\xi}_{g-1} \Sigma_e^{g-1}}{\Delta u_{g-1}} \frac{\Psi_0(r, u_{g-1})}{\langle \Psi_0(r, u) \rangle_{g-1}} \approx \\ &\approx \frac{\bar{\xi}_{g-1} \Sigma_e^{g-1}}{\Delta u_{g-1}} \left(1 + \frac{1}{\langle \Psi_0 \rangle_{g-1}} \frac{\partial \Psi_0}{\partial u} \frac{\Delta u_{g-1}}{2} \right), \end{aligned} \quad (4.4)$$

т.е. сечение замедления не будет зависеть от формы спектра плотности столкновений $\Psi_0(r, u)$ лишь в том случае, если на групповом интервале плотность столкновений меняется пренебрежимо мало. При расчете реакторов на быстрых нейтронах или нейтронной защиты поглощение в среде зачастую настолько велико, что плотность столкновений (в некоторых областях латаргии) заметно меняется на интервалах латаргии порядка 0,2. В этих условиях пренебречь зависимостью сечений замедления от формы спектра плотности столкновений можно лишь при $\Delta u_g \lesssim 0,05$, т.е. при числе групп порядка нескольких сот. В §2.1 целесообразность использования групп примерно такой ширины аргументировалась и другими соображениями.

Однако вплоть до настоящего времени в нашей стране многогрупповые расчеты ведутся с использованием систем групповых констант с числом групп порядка двух-трех десятков (наиболее распространены 26-, 28- и 21-групповые системы [9, 14, 15]). Переходу к большему числу групп препятствовала сначала малая оперативная память используемых ЭВМ. Недостатки вычислительной техники пришлось компенсировать разработкой специальных методов итерационной оценки плотности столкновений и с ее помощью — сечений замедления. В результате погрешности, например 26-группового приближения, были снижены настолько, что при переходе на рубеже 70-х годов к более мощным ЭВМ БЭСМ-6 и ЭВМ серии ЕС с большой памятью потребности в увеличении числа групп первоначально не ощущалось. Лишь в конце 70-х годов в связи с существенным уточнением значений нейтронных сечений и разработкой более совершенной версии системы констант [14] стало ясно, что дальнейшее уточнение результатов многогрупповых расчетов требует увеличения числа групп примерно на порядок, т.е. до $\Delta u_g \sim 0,05$ (см. §2.1, 4.3, 5.4). Для разработки такой системы констант, соответствующего программного обеспечения, отладки всей системы, ее практического внедрения и освоения потребовалось значительное время. В настоящее время расчеты с числами групп порядка 300 применяются пока лишь для методических исследований.

В связи с этим упомянутые выше методы оценки формы внутригруппового спектра плотности столкновений не утратили своей значимости. Вероятно, они ее сохраняют и долгое время после того, как будут внедрены расчеты с числом групп порядка нескольких сот, поскольку при решении многих практических задач точность, обеспечиваемая 20–30-групповым приближением с итерационно уточненными сечениями замедления, является вполне достаточной. В изложении этих методов и оценке их точности и состоит цель настоящей главы.

Прежде всего введем следующую классификацию групповых приближений по степени зависимости групповых констант от формы внутригруппового спектра плотности столкновений.

Мультигрупповым приближением будем называть приближение со столь большим числом групп, при котором даже зависимость сечений замедления от формы внутригруппового спектра плотности столкновений становится практически несущественной. Из сделанных выше оценок следует, что при современном уровне точности знания сечений мультигрупповая система констант должна содержать несколько сот групп.

Будем называть многогрупповым приближение с числом групп порядка десятков, в котором:

а) среднегрупповые полные сечения и сечения реакций зависят от формы внутригруппового спектра плотности столкновений настолько слабо, что этой зависимостью при достигнутой точности знания сечений и (или) требуемой точности расчетных результатов можно пренебречь;

б) сечения замедления, во всяком случае упругого замедления, существенно зависят от формы внутригруппового спектра плотности столкновений и должны оцениваться в некоторой итерационной процедуре.

Будем называть малогрупповым приближение с несколькими (до десятка) группами, в котором не только сечения замедления, но и сечения реакций существенно зависят от формы внутригруппового спектра. По этой причине малогрупповые константы не универсальны и должны рассчитываться путем усреднения исходных много- или мультигрупповых констант по предварительно оцененному для данной системы (класса систем) много- или мультигрупповому спектру.

Таким образом, наша задача состоит в том, чтобы оценить сечение замедления в многогрупповом приближении ($\Delta u_g \sim 0,5 \div 1$).

Первый шаг в этом направлении состоит в разделении сечений замедления на два класса. К первому относят процессы замедления, в результате которых нейтрон может потерять энергию, превышающую ширину энергетической группы (т.е. $\sum_s^{g'} \rightarrow g \neq 0$ при $g \geq g' + 2$). Сюда входит упругое замедление на изотопах водорода и гелия и, как правило, замедление при неупругом рассеянии.

Ко второму классу отнесем сечения упругого замедления на остальных нуклидах, а также сечения неупругого замедления в тех случаях, когда оно ведет к замедлению нейтрона лишь в соседнюю группу.

Сечения первого класса зависят от формы внутригруппового спектра достаточно слабо, так как вероятность замедления не слишком сильно меняется с энергией в пределах группового интервала. При расчете этих сечений можно ограничиться приближением $\Psi_0 = \Phi_0(u)$, где $\Phi_0(u)$ — априорно заданная функция летаргии. Итерационная оценка требуется лишь для второго класса сечений замедления.

Рассмотрим l -й угловой момент сечений упругого замедления

$$\begin{aligned} \sum_{e, l}^{g \rightarrow (g+1)} &\equiv \sum_{z(e), l}^g = \\ &= \frac{\sum_i c_i \int_{u_g - \xi_i}^{u_g} du \bar{\Psi}_l(u) \varphi_l(u) \sigma_{l, j}(u) \int_{u_g}^{u + \xi_i} W_{e, l, j}(u \rightarrow u') du'}{\int_{u_g - 1}^{u_g} du \bar{\Psi}_l(u) \varphi_l(u)}, \end{aligned} \quad (4.5)$$

где ξ_i — максимальное приращение летаргии при упругом рассеянии на ядрах i -го нуклида, а $\bar{\Psi}_e(u)$ — среднеобъемный (по зоне или по подзоне) спектр l -й гармоники плотности столкновений. Попробуем, прежде всего, представить это сечение в таком виде, чтобы эффекты замедления, резонансной самоэкранировки и влияния формы внутригруппового спектра $\bar{\Psi}_l(u)$ были разделены. С этой целью умножим и разделим подынтегральные выражения в (4.5) на стандартный спектр $\Phi_0(u)$, а затем вынесем $\bar{\Psi}_l/\Phi_0$ из-под знаков интеграла по теореме о среднем. Тогда:

$$\Sigma_{3(e), l}^g = \sum_i c_i \frac{b_{l,i}^g \int_{u_g - \xi_i}^{u_g} du \Phi_0(u) \varphi_l(u) \sigma_{l,i}(u) \int_{u_g}^{u + \xi_i} W_{e, l, i}(u \rightarrow u') du}{b_i^g \int_{u_{g-1}}^{u_g} du \Phi_0(u) \varphi_l(u)} \quad (4.6)$$

где

$$b_{l,i}^g = \frac{\bar{\Psi}_l(u_g - \epsilon_{l,i}^g)}{\bar{\Psi}_l(\bar{u}_g)} ; \quad (4.7)$$

$$b_i^g = \frac{\Phi_0(u_g - \epsilon_i^g)}{\Phi_0(\bar{u}_g^0)} ; \quad (4.8)$$

$u_g - \epsilon_{l,i}^g$ и $u_g - \epsilon_i^g$, \bar{u}_g и \bar{u}_g^0 — значения летаргии, при которых функции $\bar{\Psi}_l(u)$ и $\Phi_0(u)$ вынесены из-под знаков интегрирования в числителе и соответственно в знаменателе формул (4.5), (4.6).

Методы оценки $\bar{\Psi}_l(u)$, основанные на использовании результатов многогруппового расчета, будут рассмотрены ниже. Однако заранее ясно, что любая подобная оценка является весьма грубой, и использование ее в формулах (4.5), (4.6) оправдано лишь тогда, когда есть основания полагать, что плотность столкновений в группах g и $g+1$ меняется достаточно плавно. Такие основания имеются в следующих случаях.

а. Сечение i -го нуклида в группе g не имеет резонансной структуры. В этом случае $\sigma_{l,i}(u)$ в (4.6) можно вынести из-под знака интеграла при летаргии $u_g - \epsilon_{l,i}^g$. Функция

$$W_{e, l, i}^{\rightarrow g+1}(u) = \int_{u_g}^{u + \xi_i} W_{e, l, i}(u \rightarrow u') du' \quad (4.9)$$

в рассматриваемом случае монотонно возрастает от 0 при $u = u_g - \xi_i$ до

$$\bar{W}_{e, l, i}(u) = \int_{u_g}^{u + \xi_i} W_{e, l, i}(u \rightarrow u') du' \quad (4.10)$$

при $u = u_g$. Поскольку характер анизотропии рассеяния на интервале $[u_g - \xi_i, u_g]$ при нерезонансных сечениях сохраняется практически неизменным, $\overline{W}_{e, l, i}(u)$ не зависит от летаргии и можно положить $\overline{W}_{e, l, i}(u) = \overline{W}_{e, l, i}^g$ (тем более, что в наиболее важном случае $l = 0$ $\overline{W}_{e, 0, i}(u) \equiv 1$). Поскольку мы предположили, что плотность столкновений не очень сильно изменяется на интервале летаргии группы g , тем более она мало меняется на интервале летаргии шириной ξ_i . Поэтому результат усреднения $W_{e, l, i}^{g \rightarrow g+1}(u)$ по интервалу $[u_g - \xi_i, u_g]$ не будет существенно зависеть от вида весовой функции $\Phi_0(u) \varphi_l(u)$. Следовательно, член в сумме по нуклидам в (4.6), соответствующий нерезонансному нуклиду i , можно представить в виде

$$c_i \frac{b_{l, i}^g}{b_i^g} \langle \sigma_{l, i} \rangle_g f_{3(e), l, i}^g W_{e, l, i}^{g \rightarrow g+1}, \quad (4.11)$$

где

$$f_{3(e), l, i}^g = \frac{\sigma_{e, i}(u - e_{l, i}^g)}{\langle \sigma_{e, i} \rangle_g} \quad (4.12)$$

— коэффициент, учитывающий отличие сечения рассеяния вблизи нижнеэнергетической границы группы от среднегруппового значения;

$$W_{e, l, i}^{g \rightarrow g+1} = \frac{\int_{u_g - \xi_i}^{u_g} \Phi_0(u) W_{e, l, i}^{g \rightarrow g+1}(u) du}{\int_{u_g - 1}^{u_g} \Phi_0(u) du}; \quad (4.13)$$

$W_{e, 0, i}^{g \rightarrow g+1}$ есть вероятность замедления из группы g при упругом рассеянии на ядрах нуклида i ; отношение

$$\mu_{e, i}^{g \rightarrow g+1} = W_{e, 1, i}^{g \rightarrow g+1} / W_{e, 0, i}^{g \rightarrow g+1} \quad (4.14)$$

— средний косинус угла рассеяния, сопровождающегося замедлением из группы g при рассеянии на нуклиде i .

Заметим, что значения $e_{l, i}^g$ слабо зависят от l , а поскольку $\sigma_{l, i}(u)$ и $\Psi_l(u)$, по предположению, зависят от u не очень сильно, в рамках используемого приближения принимается $e_{l, i}^g = e_{0, i}^g$. При изотропном рассеянии $W_{e, 0, i}^{g \rightarrow g+1}(u)$ возрастает на интервале летаргии шириной ξ_i почти линейно от 0 до 1. Таким образом, центр тяжести той области летаргии, из которой происходит замедление при упругом рассеянии на нуклиде i , отстоит от нижнеэнергетической границы группы на рас-

стояние, равное, примерно, $\xi_i/3 \approx 2\xi_i/3$, где $\xi_i \approx \xi_i/2$ — среднее приращение летаргии при рассеянии на ядрах нуклида i .

Итак, если сечение рассеяния i -го нуклида не имеет резонансной структуры в группе g ,

$$\sigma_{3(e), l, i}^g = \frac{b_{e, i}^g}{b_i^g} \langle \sigma_{e, i} \rangle_g f_{3(e), i}^g W_{e, l, i}^{g \rightarrow g+1} \quad (4.15)$$

где

$$b_{l, i}^g = \bar{\Psi}(u_g - \frac{2}{3} \xi_i) / \bar{\Psi}_l(\bar{u}_g), \quad (4.16)$$

а

$$f_{3(e), l, i}^g = \sigma_{e, i}(u_g - \frac{2}{3} \xi_i) / \langle \sigma_{e, i} \rangle_g \quad (4.17)$$

б. Сечения нуклида i в группе g обладают резонансной структурой, но эта структура не разрешена. Этот случай сводится к предыдущему, если под $\sigma_{e, i}(u)$ понимать сечение, усредненное по резонансной структуре (с использованием известных средних характеристик этой структуры). При $l = 0$

$$\begin{aligned} \sigma_{e, i}(u) \rightarrow \sigma_{e, i}(u) &= \frac{\langle \sigma_{e, i} / \Sigma_t \rangle_u}{\langle 1 / \Sigma_t \rangle_u} = \\ &= \frac{\langle \sigma_{e, i} / (\sigma_{t, i} + \sigma_{0, i}) \rangle_u}{\langle 1 / (\sigma_{t, i} + \sigma_{0, i}) \rangle_u} \end{aligned} \quad (4.18)$$

где символ $\langle \dots \rangle_u$ означает усреднение по всем возможным значениям сечений при летаргии u . Аналогичное усреднение можно провести и при $l > 0$. Это приводит к той же формуле (4.15), но фактор $f_{3(e), l, i}^g$ в этом случае зависит от l , поскольку он должен учитывать уже не только или даже не столько отличие $\bar{\sigma}_{l, i}$ вблизи нижеэнергетической границы от среднегруппового значения, сколько резонансную самоэкранировку сечения упругого рассеяния:

$$f_{3(e), l, i}^g = \frac{\bar{\sigma}_{e, i}(u_g - \frac{2}{3} \xi_i)}{\langle \bar{\sigma}_{e, i} \rangle_g} f_{e, l, i}^g(\sigma_{0, i}^g). \quad (4.19)$$

в. В группе g содержится несколько узких (по сравнению с широкой группы) резонансов нуклида i . В этом случае при расчете групповых микроконстант мы располагаем информацией о положении резонансов в групповом интервале, а следовательно, и о поведении сечения упругого рассеяния вблизи нижеэнергетической границы группы. Однако воспользоваться этой информацией для уточненного расчета сечения замедления в многогрупповом расчете не представляется возмож-

ным, поскольку плотность столкновений нейтронов в области энергий, из которой происходит замедление из группы g при упругом рассеянии на ядрах данного нуклида, в многогрупповом приближении невозможно оценить с адекватным энергетическим разрешением. Поэтому формула (4.15) с использованием фактора самоэкранировки (4.19) представляет собой, по-видимому, лучшее приближение, которое может быть предложено для расчета сечения упругого замедления и в этом случае.

г. Группа g содержит один широкий рассеивающий резонанс нуклида i , присутствующего в среде в концентрации достаточно высокой, так что резонансная самоэкранировка сечения рассеяния существенна. Этот случай является наиболее сложным, поскольку представление о том, что резонансная структура налагается на плавную при наличии в группе одного очень сильного резонанса становится неоправданным. Например, при использовании группового разбиения БНАБ [9] форма энергетической зависимости плотности столкновений при достаточно высокой концентрации резонансного нуклида будет определяться: в группе 4,65–10 эВ – резонансом урана-238 при 6,7 эВ; в группе 2,15–4,65 кэВ – резонансом натрия при 2,9 кэВ; в группе 21,5–46,5 кэВ – резонансом железа при 29 кэВ; в группе 400–800 кэВ – резонансом кислорода при 465 кэВ. В то же время энергетическая зависимость плотности столкновений при ее оценке на основе результатов многогруппового расчета передается очень грубо, так что трудно дать рекомендации относительно того, как лучше поступать – следует ли, например, при определении сечения замедления на кислороде в группе 400–800 кэВ учитывать, что резонанс расположен как раз в той части группы, из которой при рассеянии на кислороде происходит замедление в соседнюю группу? Учет этого обстоятельства будет оправдан, если в дальнейшем удастся достаточно реалистично оценить значение плотности столкновений в окрестности этого резонанса. Если же энергетическая зависимость плотности столкновений будет оценена со слишком низким разрешением, то учет того, что резонанс кислорода расположен вблизи нижнеэнергетической границы группы при расчете сечения замедления будет неоправдан.

Проявление резонансной особенности в плотности столкновений при ее многогрупповой оценке зависит отнюдь не только от метода оценки $\bar{\Psi}_j(u)$ по результатам многогруппового расчета, но и от состава среды, в частности от того, какими нуклидами и в какой системе разбавлен данный резонансный рассеиватель (см. §5.3). Поэтому дать универсальную рекомендацию, обеспечивающую наиболее корректное вычисление сечения замедления, в рассматриваемых сложных случаях невозможно. Однако если принять простейшее решение, т.е. вычислить микроскопическое сечение замедления по формуле (4.15) с фактором самоэкранировки сечения замедления, равным фактору самоэкранировки среднегруппового сечения рассеяния:

$$f_{3(e), i, j}^g(\sigma_0) = f_{e, i, j}^g(\sigma_0), \quad (4.20)$$

то оно будет иметь по крайней мере то преимущество (кроме простоты), что сечение замедления при этом может как завышаться, так и занижаться в зависимости от того, в какую сторону будет отличаться оценка $\bar{\Psi}_j(u)$ от той, которая при использовании (4.20) обеспечивает точное значение $\sigma_{3(e), i, j}^g$:

В рассматривавшихся выше случаях плавной энергетической зависимости $\sigma_{e, j}(u)$ или $\bar{\sigma}_{e, j}(u)$ отличие отношения (4.17) от единицы обычно заметно меньше той неопределенности, с которой удается оценить $b_{l, j}^g$. Поэтому приближение (4.20) можно распространить и на все рассматриваемые случаи.

Изложенная неопределенность с разделением эффектов резонансной самоэкранировки и плавной энергетической зависимости плотности столкновений привела к тому, что в научной литературе нет единства мнений относительно того, как учитывать резонансную самоэкранировку при расчете сечений разбавления. В [9] рекомендуется приближение (4.20). В [14] это приближение использовано лишь при энергиях ниже 10 кэВ, а при больших энергиях, где проявляются сильные рассеивающие резонансы конструкционных и технологических материалов, сечения замедления вычислялись с учетом реальной энергетической зависимости сечений. Однако специальные факторы самоэкранировки сечения замедления там рекомендуются лишь для кислорода. В [78] предлагается использовать факторы самоэкранировки сечения замедления для всех резонансных рассеивателей во всех группах, где проявляется их резонансная структура. Можно перечислить и другие алгоритмы. Например, в группах, содержащих достаточно большое число резонансов, оправданным было бы выражение

$$f_{z(e), l, i}^g(\sigma_0) = \frac{f_{e, l, i}^g(\sigma_0) + f_{e, l, i}^{g+1}(\sigma_0)}{2} \quad (4.21)$$

Существенно, однако, что различия между всеми этими приближениями при ширине групп $\geq 0,25$, как правило, меньше, чем неопределенности, которые возникают при оценке $b_{l, j}^g$.

4.2. ОЦЕНКА ФОРМЫ ВНУТРИГРУППОВОГО СПЕКТРА

Рассмотрим приближенные методы, с помощью которых можно оценить форму интегральных по каждой зоне реактора или защиты спектров угловых гармоник обобщенной плотности столкновений $\Psi_l(u)$, используя лишь ту информацию об энергетической зависимости нейтронных сечений, которая содержится в системе групповых констант. Можно выделить две группы таких методов. Методы первой группы назовем аппроксимационными. Они основаны на сглаживании многогрупповой гистограммы среднеобъемных гармоник плотности столкновений, полученных в результате предварительного расчета. Методы второй группы основаны на решении уравнения замедления со ступенчатой — многогрупповой — аппроксимацией энергетической зависимости сечений, спектров нейтронов деления и неупругого рассеяния.

Исторически первым методом, примененным для оценки формы внутригрупповых спектров плотности столкновений, явился метод параболической аппроксимации плотности столкновений [79], согласно которому в качестве оценки плотности столкновений $\bar{\Psi}_0(u)$ принималось

$$\bar{\Psi}_0(u) = a_0^g + b_0^g u + c_0^g u^2; \quad u_{g-1} \leq u \leq u_g. \quad (4.22)$$

Коэффициенты параболы определялись из условия сохранения интегральных по рассматриваемой зоне чисел столкновений (найденных из предварительного много-

группового расчета) в группе g и в соседней с нею группах $g-1$ и $g+1$:

$$\int_{\Delta u_{g'}} du \tilde{\Psi}_0(u) = \sum_{t,0}^{g'} \int_V dr F_{0,t}^{g'}(r); \quad g' = g-1, g, g+1. \quad (4.23)$$

Предусматривался расчет факторов $b_{l,i}^g$, лишь для $l=0$. При подготовке констант для расчетов в P_1 -приближении принималось $b_{1,i}^g = b_{0,i}^g$. Последнее ограничение нетрудно снять, если предварительные расчеты также проводятся в P_1 -приближении и известна оценка вектора тока $F_{1,i}^g(r)$.

Оценим структуру нейтронного тока в приближении изотропии рассеяния:

$$F_1(r, u) = \Psi_1(r, u) \varphi_1(u) \approx \Psi_1(r, u) / \sum_t^2(u), \quad (4.24)$$

тогда

$$F_{1,i}^g(r) = \left\langle \frac{1}{\sum_t^2} \right\rangle \int_{\Delta u_g} \Psi_1(r, u) du \approx (\sum_{t,1}^g \sum_{t,0}^g)^{-1} \Psi_1^g(r). \quad (4.25)$$

Таким образом, параметры a_1^g, b_1^g, c_1^g параболы, аппроксимирующей $\tilde{\Psi}_1(u)$, следует определять из условий

$$\int_{\Delta u_{g'}} \tilde{\Psi}_1(u) du = \sum_{t,0}^{g'} \sum_{t,1}^{g'} \int_V d\Omega \int F_{1,i}^{g'}(r) dr; \quad g' = g-1, g, g+1. \quad (4.26)$$

Параметры $b_{l,i}^g$ определяются по формуле (4.16).

Очевидный недостаток параболической аппроксимации состоит в том, что положительность $\tilde{\Psi}_0(u)$ не гарантируется. Поэтому $b_{0,i}^g$ могут оказаться отрицательными. Правда, такая ситуация возникает лишь в тех группах, в которых нейтронный поток мал и поэтому погрешность в расчете сечений замедления малосущественна. При практической реализации метода параболической аппроксимации в тех случаях, когда $b_{0,i}^g$ оказывается отрицательным, полагается $b_{0,i}^g = 1$.

В работе [80] было решено проводить параболическую аппроксимацию логарифма плотности столкновений. Такая аппроксимация не сохраняет, конечно, групповые числа столкновений, но обеспечивает положительность $b_{0,i}^g$.

На рис. 4.1 на примере спектра плотности столкновений в энергетическом реакторе на быстрых нейтронах с натриевым теплоносителем показано, к чему приводят описанные способы параболической аппроксимации плотности столкновений. Видно, что приемлемое качество аппроксимации достигается в области, где спектр нейтронов не возмущается широким резонансом натрия.

В [81] предложен еще более простой способ оценки сечений замедления. С использованием сечений замедления, полученных в приближении $b_{0,i}^g = 1$, рассчитываются интегральные по зонам групповые потоки F_0^g . Принимаются, что в средней по латаргии точке $\bar{u}_g = (u_{g-1} + u_g)/2$ плотность замедления $q_0(u)$ равна среднегрупповой: $q_0^g = \sum_{3(e),0}^g F_0^g / \Delta u_g$. Плотность замедления на нижнеэнергетической границе группы g определяется путем линейной интерполяции:

$$q_0(u_g) = \frac{[q_0(\bar{u}_g + 1) \bar{u}_g - q_0(\bar{u}_g) \bar{u}_g + 1] + [q_0(\bar{u}_g) - q_0(\bar{u}_g + 1) \bar{u}_g]}{\bar{u}_g - \bar{u}_g + 1}. \quad (4.27)$$

Уточненное сечение замедления определяется как

$$\sum_{3(e),0}^g = q_0(u_g) / F_0^g. \quad (4.28)$$

При итерационном уточнении сечений замедления этим методом точки \bar{u}_g можно помещать в центр тяжести плотности замедления, оцененной в предыдущей итерации.

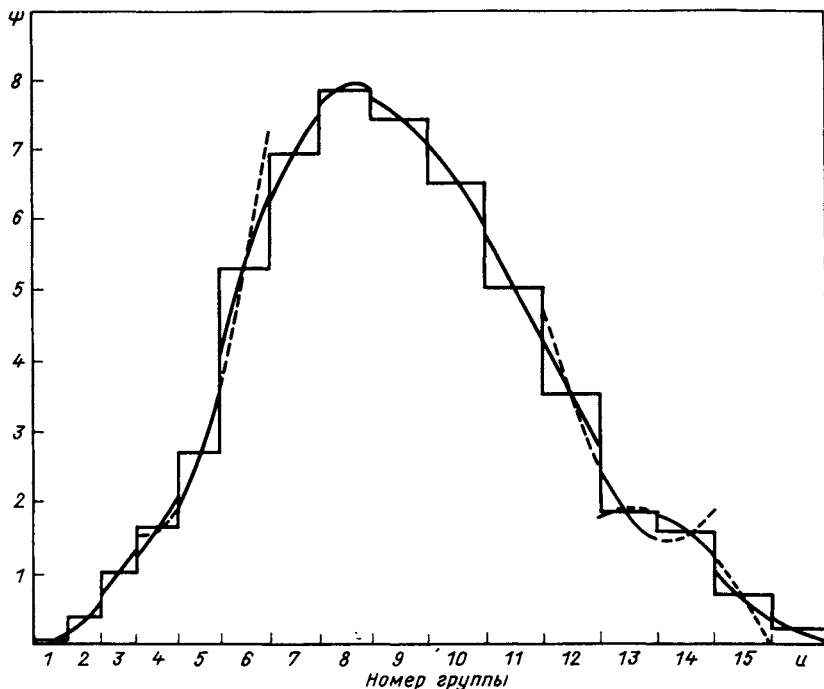


Рис. 4.1. Многогрупповая гистограмма спектра плотности столкновений в активной зоне энергетического реактора на быстрых нейтронах с натриевым охлаждением и восстановление формы внутригруппового спектра путем параболической аппроксимации. Относительно низкая плотность столкновений в 13-й группе обусловлена влиянием резонанса натрия при 2,8 кэВ

Нами была предложена более сложная кусочно-линейная аппроксимация гистограммы с использованием в каждой группе двух узлов.

Пусть задана гистограмма

$$\tilde{\chi}(u) = \chi_g = \Psi_g / \Delta u_g; \quad u_{g-1} \leq u \leq u_g. \quad (4.29)$$

Выберем в каждой группе g по две точки на оси летаргии

$$u_1^g = u_g - \delta_g^-, \quad u_2^g = u_{g-1} + \delta_g^+.$$

Значения аппроксимирующей ломаной $\chi(u)$ в этих точках обозначим χ_1^g и χ_2^g . Потребуем, чтобы в пределах каждой группы $g=1, 2, \dots, G$ площадь под ломаной точно совпадала с заданным интегралом плотности столкновений и при этом изломы ломаной были возможно меньшими. Конкретно, если S_1^g, S_2^g и S_3^g — площадь под тремя участками ломаной в группе g , а α_1^g, α_2^g и α_3^g — углы наклона этих участков к оси летаргии, то потребуем, чтобы

$$S_1^g + S_2^g + S_3^g = \Psi_g; \quad (4.30)$$

$$\operatorname{tg} \alpha_2^g = \frac{1}{2} (\operatorname{tg} \alpha_1^g + \operatorname{tg} \alpha_3^g). \quad (4.31)$$

Если δ_g^- и δ_g^+ заданы, то условия (4.30) и (4.31) приводят к системе 2 ($G-2$) уравнений с $2G$ неизвестными χ_1^g и χ_2^g :

$$\left. \begin{aligned} a_{1,1}^g \chi_2^{g-1} + a_{1,2}^g \chi_1^g + a_{1,3}^g \chi_2^g + a_{1,4}^g \chi_1^{g+1} &= b_g; \\ a_{2,1}^g \chi_2^{g-1} + a_{2,3}^g \chi_1^g + a_{2,3}^g \chi_2^g + a_{2,4}^g \chi_2^{g+1} &= c_g. \end{aligned} \right\} \quad (4.32)$$

где для $g = 2, 3, \dots, G-1$

$$\left. \begin{aligned} a_{1,1}^g &= \frac{1}{2} (\delta_g^+)^2 / (\delta_g^+ - \delta_{g-1}^-); & a_{1,4}^g &= \frac{1}{2} (\delta_g^-)^2 / (\delta_g^+ + \delta_{g+1}^+); \\ a_{1,2}^g &= \frac{1}{2} \left\{ [(\delta_g^+)^2 + \delta_g^+ \delta_{g-1}^-] / (\delta_g^+ - \delta_{g-1}^-) + \Delta u_g - (\delta_g^+ + \delta_g^+) \right\}; \\ a_{1,3}^g &= \frac{1}{2} \left\{ [(\delta_g^-)^2 + \delta_g^- \delta_{g+1}^+] / (\delta_g^- + \delta_{g-1}^+) + \Delta u_g - (\delta_g^+ + \delta_g^-) \right\}; \\ a_{2,1}^g &= 1 / (\delta_{g-1}^- + \delta_g^+); & a_{2,2}^g &= -1 / (\delta_{g-1}^+ \delta_g^+) - 2 / (\Delta u_g - \delta_g^+ - \delta_g^-); \\ a_{2,3}^g &= 1 / (\delta_g^- + \delta_{g+1}^+) + 2 / (\Delta u_g - \delta_g^+ - \delta_g^-); \\ a_{2,4}^g &= -1 / (\delta_g^- + \delta_{g+1}^+); \\ b_g &= \Psi_g \Delta u_g; & c_g &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (4.33)$$

Уравнения для $g=1$ и $g=G$ зависят от формулировки граничных условий. При практических расчетах удобнее всего задавать логарифмические производные при $u = u_0$ и $u = u_G$. Обозначим $Q_1 = \chi^i(u_0) / \chi(u_0)$; $Q_2 = \chi^i(u_G) / \chi(u_G)$ и будем считать эти величины заданными. Положим $\delta_0^- = 0$, $\delta_{G+1}^+ = 0$, тогда нетрудно получить:

$$\chi_2^0 = \chi_1^1 / (1 + Q_1 \delta_1^+); \quad \chi_1^{G+1} = \chi_2^G / (1 - Q_G \delta_G^-), \quad (4.34)$$

а для определения $\chi_{1,2}^1$ и $\chi_{1,2}^G$ к системе (4.32) добавляются уравнения для $g=1$ и $g=G$, в которых

$$\left. \begin{aligned} a_{1,1}^1 &= a_{2,1}^1 = c_1 = 0; & b_1 &= \Psi_1 \Delta u_1; \\ a_{1,2}^1 &= \frac{1}{2} [\Delta u_1 - \delta_1^- + \delta_1^+ / (1 + Q_1 \delta_1^+)]; \\ a_{2,2}^1 &= -2 / (\Delta u_1 - \delta_1^+ - \delta_1^-) - [1 - 1 / (1 + Q_1 \delta_1^+) / \delta_1^+]; \\ a_{1,4}^G &= a_{2,4}^G = c_G = 0; & b_G &= \Psi_G \Delta u_G; \\ a_{1,3}^G &= \frac{1}{2} [\Delta u_G - \delta_G^+ + \delta_G^- / (1 - Q_G \delta_G^-)]; \\ a_{2,2}^G &= 2 / (\Delta u_G - \delta_G^+ - \delta_G^-) + \\ &+ [1 - 1 / (1 - Q_G \delta_G^-)] / \delta_G^-, \end{aligned} \right\} \quad (4.35)$$

а остальные коэффициенты вычисляются по приведенным выше общим формулам. Возможна иная постановка граничных условий (задание граничных значений ап-

проксимирующей функции, ее производной). Система уравнений (4.32) легко решается методом прогонки.

Важным моментом в алгоритме является оптимальная расстановка узлов в групповом интервале. Выбор δ_g^+ и δ_g^- осуществляется итерационно. Сначала полагается

$$\delta_g^+ = \delta_g^- = \frac{1}{4} \Delta u_g.$$

В k -й итерации

$$\left. \begin{aligned} \delta_g^+(k) &= \frac{|\operatorname{ctg} \alpha_1^g(k-1)| \Delta u_g}{|\operatorname{ctg} \alpha_1^g(k-1)| + 2|\operatorname{ctg} \alpha_2^g(k-1)| + |\operatorname{ctg} \alpha_3^g(k-1)|}; \\ \delta_g^-(k) &= \frac{|\operatorname{ctg} \alpha_3^g(k-1)| \Delta u_g}{|\operatorname{ctg} \alpha_1^g(k-1)| + 2|\operatorname{ctg} \alpha_2^g(k-1)| + |\operatorname{ctg} \alpha_3^g(k-1)|} \end{aligned} \right\} \quad (4.36)$$

В первой итерации для $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ используются оценки

$$\left. \begin{aligned} \alpha_1^g(0) &= \operatorname{arctg} \left(\frac{1}{\Psi_g - \Psi_{g-1}} \right); \\ \alpha_2^g(0) &= \operatorname{arctg} \left(\frac{1}{\Psi_{g+1} - \Psi_{g-1}} \right); \\ \alpha_3^g(0) &= \operatorname{arctg} \left(\frac{1}{\Psi_{g+1} - \Psi_g} \right), \end{aligned} \right\} \quad (4.37)$$

причем принимается $\Psi_0 = \Psi_1^2 / \Psi_2$; $\Psi_{G+1} = \Psi_G^2 / \Psi_{G-1}$.

Следует отметить, что может существовать несколько эквивалентных решений задачи о кусочно-линейном сглаживании гистограммы изложенным выше методом. Так, если аппроксимируемый спектр имеет единственный экстремум (обычно это максимум), то существуют две разные ломаные, одинаково хорошо описывающие гистограмму с максимумом. Итерационный процесс завершается циклом, в котором каждая из этих гистограмм непосредственно переходит в другую. Если аппроксимируемый спектр более сложен, завершающий итерационный процесс цикл может содержать несколько эквивалентных по точности решений. Ясно, что после установления факта заикливания итерационный процесс должен быть прекращен.

На рис. 4.2 приведены результаты кусочно-линейной аппроксимации той же многогрупповой гистограммы плотности столкновений, что и на рис. 4.1, и результаты мультигруппового расчета. Видно, что качество аппроксимации едва ли может быть существенно повышено без использования дополнительной информации о росте плотности столкновений внутри группы.

Можно надеяться извлечь эту дополнительную информацию, если оценивать энергетическую зависимость плотности столкновений путем решения уравнения замедления. Поскольку мы не располагаем никакой другой информацией о нейтронных сечениях кроме групповых констант, придется считать, что энергетическая зависимость сечений описывается кусочно-постоянными функциями. Попытки сгладить разрывы сечений на границах групп, например с помощью двухузловой кусочно-линейной аппроксимации, едва ли приведут к заметному повышению точности результатов расчета, поскольку наибольшие разрывы в групповой гистограмме нейтронных сечений обусловлены влиянием сильных резонансов (в реакторах на быстрых нейтронах — резонансом натрия), а восстановить резонансную зависимость сечений по характеру гистограмм, очевидно, невозможно ни с помощью двухузловой, ни с помощью какой-либо иной аппроксимации.

Для оценки спектра среднеобъемной плотности столкновений путем решения уравнения замедления с кусочно-постоянными сечениями необходимо:

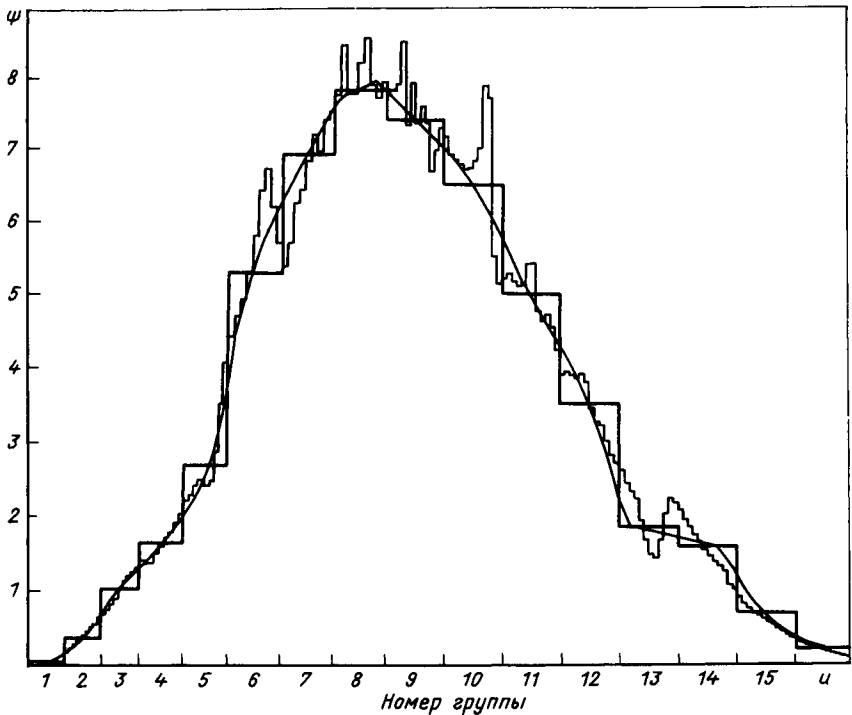


Рис. 4.2. Сглаживание той же гистограммы плотности столкновений, что и на рис. 4.1 кусочно-линейной кривой с двумя оптимизированными узлами в каждой группе. Для сравнения приведен детальный спектр плотности столкновений, рассчитанный в мультигрупповом приближении

учесть влияние утечки нейтронов из рассматриваемой зоны и притока в нее нейтронов из окружающих зон;

оценить спектр неупругого замедления нейтронов;

выбрать метод решения уравнения замедления.

Рассмотрим сначала методику учета утечки и притока нейтронов. При оценке спектра в активной зоне реактора, когда утечка нейтронов в среднем по всем группам преобладает над притоком, можно учесть и утечку, и приток в приближении Лапласа B_g^2 , зависящего от группы (i , конечно, от зоны). Пусть F_g — предварительно оцененные интегральные (или среднегрупповые) групповые потоки. Тогда B_g^2 определяются из условий

$$(D_g B_g^2 + \Sigma_V^g) F_g = \sum_{g'=1}^{g-1} \Sigma_s^{g'} \rightarrow g F_{g'} + \chi_g \sum_{g'=1}^G \nu \Sigma_f^{g'} F_{g'}. \quad (4.38)$$

Использование определенных из (4.38) B_g^2 в уравнении замедления означает, что как спектр нейтронов, утекающих из зоны (при $B_g^2 > 0$), так и спектр притока из других зон (при $B_g^2 < 0$) принимается совпадающим с рассчитываемым интегральным спектром данной зоны. Если для спектра утечки это приближение можно, видимо, считать приемлемым, то применять его для оценки спектра притока нет никаких оснований. Поэтому этот метод можно рекомендовать для оценки спектров только

в активных зонах (и то лишь при условии, что спектр нейтронов в отражателе не слишком сильно отличается от спектра в активной зоне).

Более корректная методика должна состоять в оценке $J_{m,n}^g$ — токов нейтронов группы g из зоны m в зону n . Обозначим

$$J_m^g = \frac{1}{2} \sum_n (J_{m,n}^g + |J_{m,n}^g|);$$

$$J_{\bar{m}}^g = -\frac{1}{2} \sum_n (J_{m,n}^g - |J_{m,n}^g|) \quad (4.39)$$

(суммирование ведется по всем зонам n , граничащим с зоной m) и определим зависящий от группы лапласиан зоны m из условия

$$D_m^g (B_m^g)^2 F_m^g = J_m^g. \quad (4.40)$$

Что касается притока J_m^g нейтронов группы g в зону m из окружающих ее зон, то при решении уравнения замедления нейтронов в зоне m приток целесообразно рассматривать в качестве источника:

$$[D_m^g (B_m^g)^2 + \Sigma_{y,m}^g] F_m(u) = \sum_i c_i^m \sigma_{e,i,m,0}^g \times$$

$$\times \int_{u-\xi_i}^u du' f_{e,0,i}^g(u-u') F_m(u') + f_{in,m}^g(u) \sum_{g'=1}^g \Sigma_{in,m}^{g \leftrightarrow g'} F_{g'}^m +$$

$$+ f_{f,m}^g(u) \chi_{f,m}^g \sum_{g'=1}^G \nu \Sigma_{f,m}^{g'} F_{g'}^m + f_{l,m}^g(u) I_m^g \quad (4.41)$$

Здесь $f_{in,m}^g(u)$, $f_{f,m}^g(u)$ и $f_{l,m}^g(u)$ — спектры нейтронов, попадающих в зону m в группу g в результате неупругого замедления, деления и притока из соседних зон. Оценка спектра нейтронов деления не представляет проблемы: его можно с приемлемой точностью описать аналитически [14]. Что касается спектра неупруго замедлившихся нейтронов и спектра внешнего источника, то для их оценки необходимо привлечение эвристических приемов. Проще всего, конечно, считать, что нейтроны, попадающие в группу g в результате неупругого замедления или диффузии из соседних зон, равномерно распределены по летаргии группы. Приняв это простое приближение, нет нужды обременять себя и оценкой спектра нейтронов деления: положив $f_{in}^g(u) = f_f^g(u) = 1/\Delta u_g$, естественно принять и $f_l^g(u) = 1/\Delta u_g$. К сожалению, описанное простое приближение не позволяет правильно оценить форму внутригруппового спектра в тех группах, в которых вклад этих источников является определяющим: решение уравнения замедления (рис. 4.3) может оказаться пилообразным, что ведет к совершенно неправильной оценке $B_{0,i}^g$ (впервые это обстоятельство было отмечено в [82]).

Таким образом, при оценке формы внутригруппового спектра путем решения уравнения замедления типа (4.41) необходимо аппроксимировать спектр источника неупруго рассеянных нейтронов непрерывной кривой. Для этой цели можно использовать описанный выше алгоритм двухузловой аппроксимации гистограмм. Для вычисления удобно представить в аналогичном виде источник нейтронов деления и диффузионный источник, описывающий приток нейтронов из соседних зон.

Поскольку уравнение (4.41) приближенное, для его решения целесообразно использовать приближенные методы. Применяется, например, мультигрупповой метод решения [11]: каждая группа g разбивается на $N_g = \text{entier}(\Delta u_g/2\xi)$ более узких групп, где ξ — среднее приращение летаргии при рассеянии в группе g . Считается далее, что упругое замедление из узкой группы может осуществляться лишь в соседнюю узкую группу, причем вероятность замедления при рассеянии вычисляется из

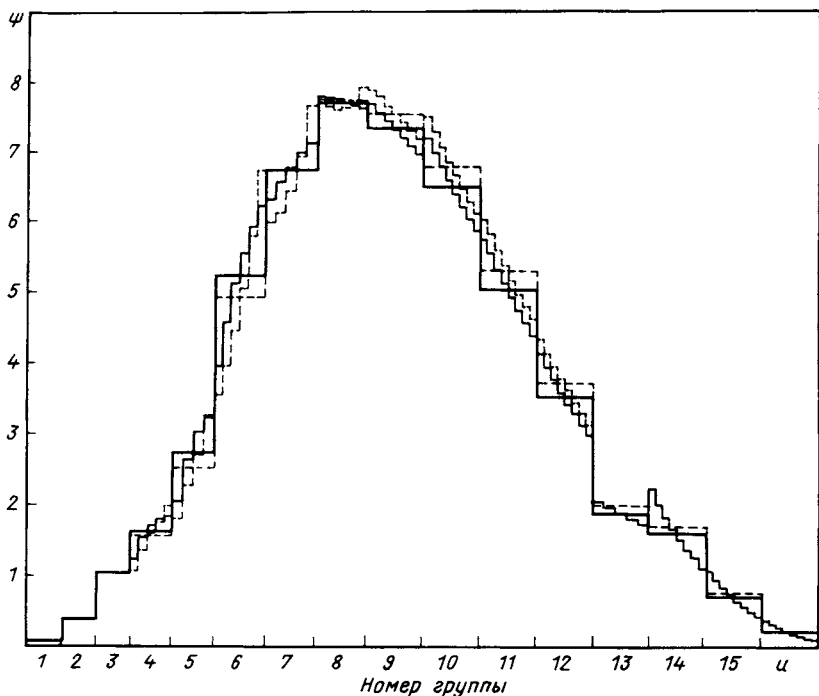


Рис. 4.3. Оценка формы внутригруппового спектра путем мультигруппового решения уравнения замедления с постоянными сечениями мультигрупп, лежащими в пределах одной и той же группы. Штриховая гистограмма получена с источником неупругого замедления, постоянным в пределах широкой группы. Это ведет к появлению всплесков плотности столкновений на нижеэнергетических участках 4-й и 6-й групп. Сплошная гистограмма найдена с кусочно-линейной аппроксимацией источников неупругого замедления и деления. Широкие гистограммы получены путем усреднения более узких по групповым интервалам

условия сохранения замедляющей способности, т.е.

$$P_3(\epsilon) = \frac{\bar{\xi}}{\Delta u_g / N_g} \sim \frac{1}{2}$$

По-видимому, более целесообразным является применение простых моделей непрерывного замедления — модели Грюлингга—Гертцеля или даже возрастной модели.

Рассмотрим многогрупповую гистограмму суммарного источника нейтронов деления, неупругого замедления и притока из соседних зон, где в каждой группе g

$$S_0^g = \sum_{g'=1}^g \sum_{m=0}^{g'} F_{g'}^m + \chi_{f,m}^g \sum_{g'=1}^G \nu \sum_{f,m} F_m^{g'} + I_m^g. \quad (4.42)$$

Применив двухузловую аппроксимацию гистограмм, источник нейтронов $S_0(u)$ для $u \in \Delta u_g$ можно представить в виде

$$S_0(u) = \alpha_k + \beta_k u \quad (u_{k-1} \leq u < u_k < u_{k-1} \leq u_g), \quad (4.43)$$

где α_k — значение аппроксимирующей ломаной в узле k , а β_k — соответствующий тангенс угла наклона.

Уравнение для плотности замедления в приближении Грюлинг—Гертцеля с источником типа (4.43) и сечениями, постоянными на групповом интервале латаргий, можно записать в виде

$$\frac{dq_0(u)}{du} + \frac{\Sigma_0^g}{\lambda \Sigma_0^g + \xi \Sigma_{e,0}^g} q_0(u) = \frac{\xi \Sigma_{e,0}^g}{\lambda \Sigma_0^g + \xi \Sigma_{e,0}^g} (a_k + \beta_k u), \quad (4.44)$$

где

$$\Sigma_0^g = \Sigma_{t,0}^g - \Sigma_{e,0}^g + D_g B_g^2. \quad (4.45)$$

Решение уравнения будет следующим:

$$q_0(u) = q_0(u_k) \exp \left[- \frac{\Sigma_0^g}{\lambda \Sigma_0^g + \xi \Sigma_{e,0}^g} (u - u_k) \right] + \beta_k \frac{\xi \Sigma_{e,0}^g}{\Sigma_0^g} (u - u_k) + \left\{ 1 - \exp \left[- \frac{\Sigma_0^g}{\lambda \Sigma_0^g + \xi \Sigma_{e,0}^g} (u - u_k) \right] \right\} \frac{\xi \Sigma_{e,0}^g}{\Sigma_0^g} \left(a_k - \beta_k \frac{\lambda \Sigma_0^g + \xi \Sigma_{e,0}^g}{\Sigma_0^g} \right). \quad (4.46)$$

Найдя плотность замедления из решения уравнения (4.46), соответствующие поправки к среднегрупповым сечениям упругого замедления легко определить по соотношению

$$B_{0,m}^g = \frac{\Sigma_0^g}{\Sigma_{z(e),0}^g} \frac{q_0(u_g)}{q_0(u_{g-1}) - q_0(u_g) + S_0^g}. \quad (4.47)$$

Результаты оценки формы спектра с использованием кусочно-линейной аппроксимации источника неупругого рассеяния и деления приведены на рис. 4.4. Сравнение рис. 4.4 и 4.2 показывает, что результат оказывается довольно близким к результату непосредственной двухузловой аппроксимации гистограммы плотности столкновений. Тем не менее, оценка формы внутригруппового спектра путем решения уравнения замедления является, очевидно, более предпочтительной, и мы рекомендуем последний алгоритм для оценки сечений замедления при многогрупповых расчетах. Что же касается первых и более высоких угловых моментов сечений замедления, то для их оценки вполне достаточно двухузловое кусочно-линейное сглаживание гистограмм соответствующих гармоник нейтронного потока.

Поскольку все методы оценки сечений упругого замедления существенно используют результаты предварительного многогруппового расчета, которые, в свою очередь, зависят от сечений замедления, то математически последовательным было бы итерационное уточнение сечений замедления. Не следует, однако, забывать, что в каждой итерации используются весьма грубые методы оценки формы внутригруппового спектра и поэтому, хотя процесс итераций по сечениям замедления сходится достаточно быстро, доведение итерационного процесса до сходимости с заданной точностью отнюдь не обязательно ведет к повышению точности оценки сечений замедления. Первая итерация по сечению, безусловно, необходима. Целесообразность уже второй итерации является сомнительной.

Сделаем, наконец, замечание об оценке неупругого замедления. Как правило, вероятность неупругого замедления в группах, лежащих выше порога этого про-

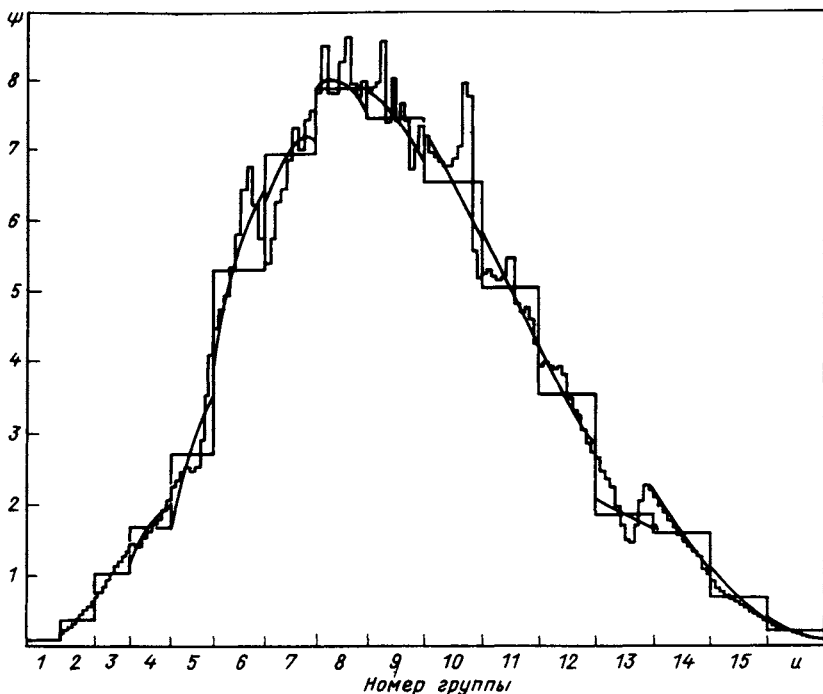


Рис. 4.4. Спектр плотности столкновений в том же реакторе, что и на рис. 4.1—4.3, оцененный в приближении Грюлинга—Гертцеля с постоянными сечениями в пределах групповых интервалов и с линейно аппроксимированными источниками неупругого замедления и деления. Для сравнения приведена мультигрупповая гистограмма плотности столкновений ("точный" расчет)

цесса, отлична от нуля при любой энергии внутри группы. Благодаря этому среднегрупповые сечения неупругого рассеяния зависят от формы внутригруппового спектра примерно в той же степени, что и сечения деления и захвата. Коль скоро в многогрупповом приближении зависимость последних от формы спектра признается несущественной, тем более нет необходимости в уточнении сечений неупругого замедления.

Исключение могут составлять группы, в которых при неупругом рассеянии возбуждается в основном наиболее низкоэнергетический уровень ядра-мишени. В этом случае потеря энергии нейтрона оказывается сравнительно небольшой, так что вероятность замедления, как и при упругом рассеянии, отлична от нуля лишь на нижеэнергетическом участке группы. Подобная ситуация может быть легко идентифицирована: в этих группах вероятность неупругого замедления мала, замедление осуществляется лишь в соседнюю группу и порог неупругого рассеяния лежит ниже нижеэнергетической границы группы. Иначе:

$$\sigma_{in, 0, i}^{g \rightarrow g+1} < \sigma_{in, 0, i}^{g \rightarrow g} \quad \text{или} \quad 2\sigma_{in, 0, i}^{g \rightarrow g+1} < \sigma_{in, 0, i}^g; \quad (4.48)$$

$$\sigma_{in, 0, i}^{g \rightarrow g+2} = 0 \quad \text{и} \quad \sigma_{in, 0, i}^{g+1} \neq 0. \quad (4.49)$$

Если эти условия выполняются, при оценке сечения неупругого замедления (в данной группе, на данном нуклиде) целесообразно использовать фактор

$$b_{in, 0, i}^g = \frac{\Psi(u_g - \sigma_{in, 0, i}^{g \rightarrow g+1} / 2 \sigma_{in, i}^g)}{\langle \Psi \rangle_g} \quad (4.50)$$

4.3. ПОГРЕШНОСТИ РЕЗУЛЬТАТОВ МНОГОГРУППОВЫХ РАСЧЕТОВ, СВЯЗАННЫЕ С НЕТОЧНОСТЬЮ ОЦЕНКИ СЕЧЕНИЙ ЗАМЕДЛЕНИЯ

Изложенные выше методы оценки сечений замедления широко используются в практике расчетов реакторов на быстрых нейтронах и радиационной защиты [85]. Естественно, возникает вопрос о погрешностях результатов многогрупповых расчетов, обусловленных неточностью методов оценки сечений замедления. В настоящем параграфе приведены результаты численных исследований этой составляющей методической погрешности многогруппового метода. Было выполнено три серии таких исследований. В первой серии исследовалось влияние выбора приближенной методики оценки сечений замедления на расчетные значения коэффициента размножения и отношения сечений деления и радиационного захвата в центре активных зон критических сборок на быстрых нейтронах. Характеристики этих сборок приведены в табл. 4.1. Результаты экспериментов на этих сборках использовались для проверки и уточнения системы групповых констант БНАБ-78 [14]. Шесть сборок было собрано на урановом топливе, остальные 11 — на плутониевом. Совокупность рассмотренных сборок, как видно из табл. 4.1, характеризуется весьма широким диапазоном нейтронных спектров.

Расчеты проводились с использованием программного комплекса АРАМАКО [11] с применением описанных выше методов оценки формы внутригруппового спектра. Во всех случаях делалась лишь одна итерация по сечению замедления. Распределение неупруго замедленных нейтронов принималось равномерным по летаргии группы. В качестве базовых были приняты результаты расчетов с сечениями замедления, оцененными путем решения уравнения (4.32) мультигрупповым методом. В табл. 4.2 приведены отклонения расчетных характеристик при использовании других приближенных методов оценки сечений замедления, а также средние по всем сборкам расхождения результатов расчетов каждой характеристики и среднеквадратичный разброс результатов расчетов, обусловленный как различием методов оценки сечений замедления, так и различным влиянием неточности этих методов на расчетные характеристики разных сборок.

Обращает на себя внимание то обстоятельство, что коэффициент размножения сборок с плутониевым топливом намного чувствительнее к выбору метода оценки сечений замедления, чем $k_{эф}$ урановых сборок. Центральные отношения сечений более или менее одинаково чувствительны к этому выбору и в плутониевых, и в урановых сборках.

Поскольку ни один из использованных приближенных методов не обладает явными преимуществами перед остальными, разброс результатов, полученных разными методами, характеризует погрешность результатов расчета с использованием любого из них. Особенно существенна погрешность в расчетных значениях $k_{эф}$ плутониевых сборок: в среднем она составляет 0,5%, но в неблагоприятных условиях может, видимо, достигать 1%. Погрешности в отношениях сечений за счет неточности оценки сечений замедления оказались примерно такими же, как и погрешности,

Т а б л и ц а 4.1. Характеристики критических сборок на быстрых нейтронах

| Номер сборки | Обозначение | Топливо | Объем активной зоны, л | c_{238} |
|--------------|-------------|---------|------------------------|-----------|
| | | | | Стопл. |
| 1 | VERA-1B | U | 30 | 0,08 |
| 2 | ZPR-III-6F | U | 50 | 1,10 |
| 3 | ZPR-III-12 | U | 100 | 3,80 |
| 4 | ZPR-III-11 | U | 140 | 7,50 |
| 5 | ZEBRA-2 | U | 430 | 6,20 |
| 6 | ZPR-VI-6A | U | 4000 | 5,00 |
| 7 | VERA-11A | Pu | 12 | 0,05 |
| 8 | ZEBRA-3 | Pu | 60 | 8,60 |
| 9 | SNEAK-7A | Pu | 110 | 3,00 |
| 10 | ZPR-III-54 | Pu | 190 | 1,60 |
| 11 | ZPR-III-53 | Pu | 220 | 1,60 |
| 12 | SNEAK-7B | Pu | 310 | 7,00 |
| 13 | ZPR-III-50 | Pu | 340 | 4,50 |
| 14 | ZPR-III-48 | Pu | 410 | 4,50 |
| 15 | ZPR-III-49 | Pu | 450 | 4,50 |
| 16 | ZPR-III-56B | Pu | 610 | 4,60 |
| 17 | ZPR-VI-7 | Pu | 3100 | 6,50 |

Примечание. c_i — ядерные концентрации i -го нуклида, в скобках указано

Т а б л и ц а 4.2. Отклонения, %, расчетных значений скоростей замедления, от результатов расчета, выполненного в мультигруп

| Сборка | $k_{эф}$ | | Отношение средних | | | |
|------------------------|-------------|---------------|----------------------------------|------|---------------|------|
| | | | $\bar{\sigma}_f(^{238}\text{U})$ | | | |
| | Г-Г | Аппроксимация | | Г-Г | Аппроксимация | |
| | | П | Д | | П | Д |
| | Урановые | | | | | |
| VERA-1B | 0,3 | -0,1 | 0,1 | 0,0 | -0,8 | -1,9 |
| ZPR-III-6 | -0,2 | -0,1 | -0,1 | 0,8 | -0,1 | -0,5 |
| ZPR-III-12 | -0,1 | -0,1 | -0,2 | -1,4 | -0,3 | -1,1 |
| ZPR-III-11 | 0,0 | 0,1 | 0,1 | 0,7 | 0,0 | 0,0 |
| ZEBRA-2 | -0,2 | -0,1 | -0,3 | 1,6 | -0,6 | -1,7 |
| ZPR-VI-6A | 0,2 | 0,1 | 0,0 | 0,2 | 0,9 | -0,9 |
| Среднее отклонение | 0,0 | 0,0 | -0,1 | 0,3 | -0,2 | -0,1 |
| Стандартное отклонение | | 0,13 | | | 0,8 | |
| | Плутониевые | | | | | |
| VERA-11A | 0,4 | 0,5 | 0,4 | 1,2 | 0,5 | -0,8 |
| ZEBRA-3 | 0,8 | 0,9 | 0,8 | 1,6 | 1,1 | 0,9 |
| SNEAK-7A | 0,5 | 0,6 | 0,3 | 1,2 | 0,7 | -1,3 |
| ZPR-III-54 | -0,2 | -0,2 | -0,1 | 0,0 | 0,0 | -2,2 |
| ZPR-III-53 | -0,1 | 0,1 | 0,0 | -0,3 | -0,5 | -2,8 |

| $\frac{c_{238} + c_{\text{топл}}}{\sum_i c_i}, \%$ | Основные разбавители | Экран | Год |
|--|-----------------------------|-------|------|
| 11 | С (77), сталь (12) | U | 1962 |
| 33 | Al (43), сталь (24) | U | 1957 |
| 38 | С (48); сталь (14) | U | 1958 |
| 83 | Сталь (17) | U | 1958 |
| 29 | С (62), сталь (9) | U | 1963 |
| 14 | Сталь (37), О (29) Al (20) | U | 1967 |
| 11 | С (66), О (11), сталь (12) | U | 1964 |
| 77 | С (9), сталь (14) | U | 1964 |
| 16 | С (37), О (31), сталь (16) | U | 1972 |
| 6 | С (79), сталь (15) | Fe | 1969 |
| 6 | С (79), сталь (15) | U | 1969 |
| 24 | О (50), сталь (19), Al (2) | U | 1972 |
| 14 | С (71), сталь (15) | U | 1968 |
| 18 | С (41), сталь (28), Al (13) | U | 1966 |
| 20 | С (45), сталь (35) | U | 1967 |
| 16 | С (30), сталь (36), Al (18) | Ni | 1970 |
| 14 | Сталь (37), О (30), Al (19) | U | 1972 |

содержание разбавителя, %.

реакций, полученных с использованием разных методов оценки
повом приближении

сечений к среднему сечению деления урана-235 в центре активной зоны

| $\bar{\sigma}_c(^{238}\text{U})$ | | $\bar{\sigma}_f(^{239}\text{Pu})$ | | | $\bar{\sigma}_f(^{240}\text{Pu})$ | | | |
|----------------------------------|---------------|-----------------------------------|-----|---------------|-----------------------------------|-----|---------------|------|
| Г-Г | Аппроксимация | | Г-Г | Аппроксимация | | Г-Г | Аппроксимация | |
| | П | Д | | П | Д | | П | Д |
| сборки | | | | | | | | |
| -0,9 | -1,5 | -0,4 | 0,5 | 0,5 | 0,2 | 0,7 | 0,3 | -1,0 |
| -0,9 | -1,4 | -0,9 | 1,1 | 1,2 | 1,1 | 3,2 | 2,6 | 1,5 |
| -1,3 | -2,1 | -1,2 | 1,5 | 2,0 | 1,3 | 5,1 | 4,7 | 2,8 |
| -1,2 | -1,7 | -1,5 | 1,7 | 1,9 | 1,6 | 5,4 | 4,7 | 3,9 |
| 0,1 | -0,9 | -0,3 | 1,1 | 1,5 | 1,0 | 5,0 | 4,5 | 2,5 |
| -0,7 | -0,6 | -0,7 | 1,0 | 1,4 | 1,1 | 3,9 | 3,5 | 2,2 |
| -0,8 | -1,4 | -0,8 | 1,1 | 1,4 | 1,1 | 3,9 | 3,4 | 2,0 |
| | 0,7 | | | 0,6 | | | 1,9 | |
| сборки | | | | | | | | |
| -2,3 | -2,6 | -1,1 | 1,2 | 1,4 | 0,8 | 2,0 | 1,7 | 0,1 |
| -2,1 | -2,5 | -2,3 | 2,0 | 2,0 | 1,9 | 6,5 | 5,8 | 0,5 |
| -0,5 | -0,9 | -0,5 | 1,1 | 1,3 | 1,0 | 3,1 | 3,0 | 2,1 |
| 0,1 | 0,0 | 0,3 | 0,4 | 0,5 | 0,0 | 0,9 | 1,4 | -1,0 |
| 0,2 | 0,1 | 0,4 | 0,3 | 0,4 | 0,1 | 0,6 | 0,9 | -1,4 |

| Сборка | $k_{эф}$ | | Отношение средних | | | |
|------------------------|----------|---------------|-----------------------------------|-----|---------------|------|
| | | | $\bar{\sigma}_f (^{238}\text{U})$ | | | |
| | Г-Г | Аппроксимация | | Г-Г | Аппроксимация | |
| П | | Д | П | | Д | |
| SNEAK-7 В | -0,1 | 0,2 | 0,2 | 1,5 | -0,3 | -2,3 |
| ZPR-III-50 | 0,2 | 0,4 | 0,1 | 1,0 | -0,1 | -2,0 |
| ZPR-III-48 | 0,6 | 0,8 | 0,5 | 2,2 | 1,0 | -0,7 |
| ZPR-III-49 | 0,7 | 0,9 | 0,5 | 2,0 | 0,4 | -0,9 |
| ZPR-III-568 | 0,4 | 0,6 | 0,3 | 2,8 | 1,9 | -0,1 |
| ZPR-VI-7 | 0,8 | 0,9 | 0,6 | 2,1 | 1,3 | -0,7 |
| Среднее отклонение | 0,4 | 0,5 | 0,3 | 1,4 | 0,5 | -1,2 |
| Стандартное отклонение | | 0,5 | | | 0,8 | |

Примечание. Г-Г — решение уравнения замедления методом Грюлингга-Д — двухузловая кусочно-линейная аппроксимация.

обусловленные неточностью микроскопических данных (т.е. не являются пренебрежимо малыми). Из характера этих различий (а также из рис. 4.1—4.4) видно, что основной вклад в эту неопределенность вносят различия в оценках сечений замедления в четвертой—девятой группах, т.е. там, где на формировании нейтронного спектра определяющим образом сказывается неупругое рассеяние.

Во второй серии исследовалось влияние метода оценки сечений замедления на физические характеристики одномерных расчетных моделей энергетических реакторов на быстрых нейтронах. Были рассмотрены международная тестовая модель реактора на быстрых нейтронах, предложенная Бэйкером (ТМБР) [86]; модель ОК-5 [87]; модели, имитирующие реакторы БН-350 [88] и SEFOR [89], и модель перспективного реактора-размножителя на быстрых нейтронах электрической мощностью 1600 МВт. В моделях ОК-5 и БН-350 использовалось урановое топливо, в остальных — плутониевое (табл. 4.3). Эти результаты подтверждают выводы, следующие из анализа характеристик критических сборок на быстрых нейтронах: погрешности в центральных отношениях сечений составляют несколько процентов; погрешность в $k_{эф}$ для плутониевых реакторов приближается к 1%. Последнее весьма существенно, если учесть, что 1% представляет собой максимально допустимую погрешность в $k_{эф}$ проектируемых реакторах на быстрых нейтронах [90]. Погрешности в коэффициенте воспроизводства оказались сравнительно небольшими [допустимая погрешность ~2%, существующая < 4%; неопределенность, вносимая методом оценки сечений замедления в расчетное значение доплеровского коэффициента реактивности — сравнимой с допустимым уровнем погрешности (10%)]. В тех случаях, когда рассчитывался натриевый коэффициент реактивности, влияние на него метода оценки сечений замедления оказалось сравнительно небольшим, однако на расчетные значения центральных коэффициентов реактивности натрия это влияние значительно сильнее, так что погрешность в локальном натриевом пустотном эффекте реактивности едва ли ниже 20%.

сечений к среднему сечению деления урана-235 в центре активной зоны

| $\bar{\sigma}_c(^{238}\text{U})$ | | | $\bar{\sigma}_f(^{239}\text{Pu})$ | | | $\bar{\sigma}_f(^{240}\text{Pu})$ | | |
|----------------------------------|---------------|------|-----------------------------------|---------------|-----|-----------------------------------|---------------|------|
| Г-Г | Аппроксимация | | Г-Г | Аппроксимация | | Г-Г | Аппроксимация | |
| | П | Д | | П | Д | | П | Д |
| 0,2 | -0,1 | 0,3 | 0,4 | 0,9 | 0,3 | 1,0 | 1,3 | -0,7 |
| 0,1 | -0,2 | 0,1 | 0,6 | 1,0 | 0,4 | 2,0 | 2,3 | 0,0 |
| -0,5 | -0,9 | -0,7 | 1,3 | 2,1 | 1,2 | 4,6 | 5,1 | 2,7 |
| -0,8 | -1,6 | -0,9 | 1,5 | 2,1 | 1,4 | 4,9 | 4,4 | 3,0 |
| -0,9 | -0,8 | -0,7 | 1,4 | 1,8 | 1,2 | 4,7 | 4,8 | 2,7 |
| -0,6 | -0,3 | -0,5 | 1,1 | 1,7 | 1,1 | 4,3 | 4,2 | 2,6 |
| -0,6 | -0,9 | -0,5 | 1,0 | 1,4 | 0,9 | 3,2 | 3,2 | 1,0 |
| | 0,8 | | | 0,6 | | | 2,0 | |

Герцеля; П – параболическая аппроксимация;

Приведенные выше расчетные результаты дают лишь косвенную оценку погрешностей, обусловленных неопределенностью в выборе метода расчета сечений замедления.

Задача третьей серии расчетов состояла в получении прямой оценки этих погрешностей путем сравнения результатов многогрупповых расчетов со значительно более точными данными. В этой серии в качестве базовых расчетов использовалась мультигрупповая система констант МУЛЬТИК, групповое разбиение в которой отличалось от 28-группового разбиения БНАБ-78 так, как это указано в табл. 4.4.

Система микроскопических мультигрупповых констант была составлена на основе тех же оцененных нейтронных данных, которые были приняты в БНАБ-78 [14]. Резонансная структура сечений в системе МУЛЬТИК описывалась с помощью подгрупп. Программное обеспечение системы МУЛЬТИК позволяло проводить расчеты реакторов лишь в V_0 -приближении (на ЭВМ М-220) и поэтому мультигрупповые и многогрупповые расчеты сравнивались для сред с $k_\infty \approx 1$, исследовавшихся на критических сборках БФС-30, 31, 33, 35 и 38 (табл. 4.5). Спектр нейтронов в центральной зоне каждой из этихборок определялся в основном свойствами заполнявшей эту зону среды, что и оправдывало применение расчетов в V_0 -приближении. В методических целях рассчитывался также асимптотический спектр активной зоны упоминавшейся выше тестовой модели (ТМБР).

При подготовке мультигрупповых макроконстант резонансная самоэкранировка сечений учитывалась с помощью алгоритма, описанного в §2.4. Макроконстанты для многогрупповых расчетов (в групповом разбиении БНАБ-78) были рассчитаны путем свертки из мультигрупповых констант с весом принятого в БНАБ-78 стандартного спектра $\Phi_0(u)$ (спектр деления выше 2–5 МэВ, спектр Ферми ниже этой энергии). Если Φ_0^j – интеграл от $\Phi_0(u)$ по j -й мультигруппе, то, например,

$$\Sigma_c^g = \sum_{j \in g} \Phi_0^j \Sigma_c^j / \sum_{j \in g} \Phi_0^j. \quad (4.51)$$

Т а б л и ц а 4.3. Отклонения, %, расчетных значений интегральных характеристик реакторов, полученных с использованием разных методов оценки сечений замедления, от результатов расчета, выполненных в мультигрупповом приближении

| Модель реактора | $k_{эф}$ | | | | Коэффициент воспроизводства | | | | Пустотный коэффициент | | | |
|--|----------|-------|------|------|-----------------------------|------|------|------|-----------------------|------|------|------|
| | Г-Г | П | Л | Д | Г-Г | П | Л | Д | Г-Г | П | Л | Д |
| ТМБР | 0,9 | 1,1 | 0,4 | 0,4 | -0,5 | -0,3 | -0,8 | -0,3 | - | - | - | - |
| ОК-5 | 0,3 | 0,3 | 0,0 | 0,0 | - | - | - | - | - | - | - | - |
| БН-350 | 0,1 | 0,1 | 0,2 | 0,2 | 0,6 | 1,2 | 0,2 | 0,5 | - | - | - | - |
| SEFOR | 0,4 | 0,6 | 0,1 | 0,1 | - | - | - | - | 0,3 | 1,3 | 1,8 | 0,8 |
| БН-1600 | 0,8 | 0,9 | 0,3 | 0,2 | - | - | - | - | 0,3 | -0,9 | -1,0 | 0,8 |
| <i>Коэффициенты реактивности</i> | | | | | | | | | | | | |
| Доплеровский | | | | | | | | | | | | |
| Центральный Na | | | | | | | | | | | | |
| ТМБР | - | - | - | - | -1,4 | -3,3 | -1,1 | -0,9 | -1,9 | -2,2 | -0,5 | -0,6 |
| ОК-5 | - | - | - | - | 1,7 | 2,6 | -1,8 | -0,5 | 0,9 | 0,1 | 0,9 | 0,7 |
| БН-350 | -4,3 | -11,0 | -2,7 | -3,5 | 5,2 | 7,4 | -8,3 | -5,6 | - | - | - | - |
| SEFOR | -4,5 | -10,0 | -3,0 | -2,8 | - | - | - | - | -0,3 | -0,2 | 0,7 | 0,3 |
| БН-1600 | -5,3 | -10,0 | -3,4 | -4,3 | - | - | - | - | 0,2 | 0,7 | 1,4 | 0,5 |
| <i>Отношение средних сечений к среднему сечению деления урана-235 в центре активной зоны</i> | | | | | | | | | | | | |
| Центральный ^{239}Pu | | | | | | | | | | | | |
| $\bar{\sigma}_f$ (уран-238) | | | | | | | | | | | | |
| ТМБР | 2,4 | 1,7 | -2,5 | -0,8 | -0,7 | -0,7 | -1,1 | -0,5 | 1,1 | 1,4 | 1,0 | 0,9 |
| ОК-5 | 2,0 | 0,9 | -3,5 | -1,5 | -0,7 | -0,3 | -1,1 | -0,5 | 1,1 | 1,5 | 1,1 | 0,8 |
| БН-350 | 2,0 | 0,8 | -4,1 | -1,7 | -0,7 | -0,8 | -1,2 | -0,5 | 1,0 | 1,6 | 1,2 | 1,0 |
| $\bar{\sigma}_f$ (плутоний-239) | | | | | | | | | | | | |
| ТМБР | 2,4 | 1,7 | -2,5 | -0,8 | -0,7 | -0,7 | -1,1 | -0,5 | 1,1 | 1,4 | 1,0 | 0,9 |
| ОК-5 | 2,0 | 0,9 | -3,5 | -1,5 | -0,7 | -0,3 | -1,1 | -0,5 | 1,1 | 1,5 | 1,1 | 0,8 |
| БН-350 | 2,0 | 0,8 | -4,1 | -1,7 | -0,7 | -0,8 | -1,2 | -0,5 | 1,0 | 1,6 | 1,2 | 1,0 |

П р и м е ч а н и е. Г-Г — решение уравнения замедления методом Грюлинга-Герцеля; П — параболическая аппроксимация; Л — линейная аппроксимация; Д — двухузловая кусочно-линейная аппроксимация.

Т а б л и ц а 4.4. Сопоставление групповых разбиений МУЛЬТИК и БНАБ-78

| Номер группы системы БНАБ-78 | Нижняя граница, МэВ | Число групп системы МУЛЬТИК | Ширина мультигруппы Δu |
|------------------------------|------------------------|-----------------------------|--------------------------------|
| — | 14,5 | — | — |
| -1 | 14,0 | 1 | 0,035 |
| 0 | 10,5 | 3 | 0,096 |
| 1 | 6,5 | 5 | 0,096 |
| 2 | 4,0 | 9 | 0,054 |
| 3 | 2,5 | 9 | 0,052 |
| 4 | 1,4 | 9 | 0,064 |
| 5 | 0,8 | 9 | 0,062 |
| 6 | 0,4 | 9 | 0,077 |
| 7 | 0,2 | 9 | 0,077 |
| 8 | 0,1 | 9 | 0,077 |
| Для $n = 0, 1, 2, 3, 4$ | | | |
| $9 + 3n$ | $0,465 \cdot 10^{-n}$ | 12 | 0,064 |
| $10 + 3n$ | $0,0215 \cdot 10^{-n}$ | 12 | 0,064 |
| $11 + 3n$ | $0,0100 \cdot 10^{-n}$ | 12 | 0,064 |
| 24 | $0,465 \cdot 10^{-6}$ | 12 | 0,064 |
| 25 | $0,215 \cdot 10^{-6}$ | 12 | 0,064 |
| 26 | 0 | 1 | — |

Т а б л и ц а 4.5. Ядерные концентрации, принятые в расчетах критических сборок БФС (10^{22} ядро/см³)

| Нуклид | БФС-28 | БФС-30 | БФС-31 | БФС-33 | БФС-35 | БФС-38 | ТМБР |
|-------------------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|-------|
| ²³⁵ U | 0,230 | 0,230 | 0,006 | 0,104 | 0,176 | 0,112 | — |
| ²³⁹ Pu | — | — | 0,091 | — | — | 0,109 | 0,072 |
| ²³⁸ U | 0,635 | 0,630 | 1,330 | 1,220 | 2,963 | 2,920 | 0,648 |
| O | 1,220 | 1,212 | 2,690 | 2,690 | — | — | 1,440 |
| Na | — | 0,705 | — | — | — | — | 1,230 |
| Fe | — | — | 0,506 | 0,599 | 0,016 | 0,509 | 0,110 |
| Cr | — | — | 0,136 | 0,159 | — | 0,137 | — |
| Ni | — | — | 0,067 | 0,072 | — | 0,064 | — |
| Al | 2,940 | 0,930 | 0,427 | 0,408 | 0,855 | 0,392 | — |

Расчет сечений замедления при многогрупповых расчетах проводился как путем умножения

$$\left[\Sigma_{3(e), 0}^g \right]_{\text{станд}} = \sum_{j \in g} \Phi_0^j \sum_{j' \in g+1} \Sigma_{e, 0}^{j \rightarrow j'} / \sum_{j \in g} \Phi_0^j \quad (4.52)$$

на факторы $b_{e, 0}^g$, оцененными выше приближенными методами, так и путем усреднения с весом мультигруппового спектра

$$\left[\Sigma_{3(e), 0}^g \right]_{\text{точн}} = \sum_{j \in g} F_0^j \sum_{j' \in g+1} \Sigma_{e, 0}^{j \rightarrow j'} / \sum_{j \in g} F_0^j, \quad (4.53)$$

Т а б л и ц а 4.6. Значения функционалов критических приближениях

| Сборка БФС | Функционал | I | | | | $\delta I = I\alpha $ |
|--------------------------|--------------------------|-----------------|---------|------|------|------------------------|
| | | Мультигрупповое | $b_g M$ | МГ | Г-Г | |
| 31 | $k_{эф}$ | 0,9808 | +0,5 | -0,6 | +1,0 | |
| | $\bar{\nu}$ | 2,8634 | 0,0 | 0,0 | 0,0 | |
| | $\bar{\Sigma}_f$ | 0,00226 | +0,8 | +2,1 | +1,4 | |
| | $\bar{\Sigma}_c$ | 0,00434 | +0,1 | +3,0 | 0,0 | |
| | \bar{f}_8/\bar{f}_5 | 0,0200 | +2,2 | +3,2 | +4,8 | |
| | \bar{f}_9/\bar{f}_5 | 0,8990 | +0,5 | -0,7 | +0,7 | |
| | \bar{f}_{40}/\bar{f}_5 | 0,1800 | +0,2 | -2,7 | -1,5 | |
| | \bar{c}_8/\bar{f}_5 | 0,1395 | 0,0 | +0,8 | 0,0 | |
| | \bar{c}_8/\bar{f}_9 | 0,1552 | -0,6 | +1,5 | -0,6 | |
| | α_5 | 0,2882 | 0,0 | +1,4 | -0,2 | |
| | α_9 | 0,3043 | 0,0 | +3,3 | -0,3 | |
| | \bar{c}_{40}/\bar{f}_5 | 0,2924 | -1,4 | +0,1 | -1,5 | |
| | \bar{c}_{Fe}/\bar{f}_5 | 0,0054 | +3,4 | +3,5 | +2,6 | |
| | 33 | $k_{эф}$ | 0,9612 | +0,3 | -0,1 | +0,6 |
| $\bar{\nu}$ | | 2,5115 | +0,1 | +0,1 | +0,1 | |
| $\bar{\Sigma}_f$ | | 0,00249 | +0,5 | +2,4 | +0,9 | |
| $\bar{\Sigma}_c$ | | 0,00402 | +0,1 | -2,7 | 0,0 | |
| \bar{f}_8/\bar{f}_5 | | 0,0209 | +2,0 | +3,2 | +4,8 | |
| \bar{f}_9/\bar{f}_5 | | 0,9105 | +0,4 | -0,7 | +0,5 | |
| \bar{f}_{40}/\bar{f}_5 | | 0,1878 | +0,1 | -2,6 | +1,4 | |
| \bar{c}_8/\bar{f}_5 | | 0,1402 | -0,2 | +0,7 | -0,1 | |
| \bar{c}_8/\bar{f}_9 | | 0,1540 | -0,6 | +1,4 | -0,6 | |
| α_5 | | 0,2846 | 0,0 | +1,4 | -0,1 | |
| α_9 | | 0,2917 | +0,2 | +3,4 | +0,3 | |
| \bar{c}_{40}/\bar{f}_5 | | 0,2897 | -1,3 | +0,1 | -1,5 | |
| \bar{c}_{Fe}/\bar{f}_5 | | 0,0054 | +3,5 | +3,7 | +4,2 | |

П р и м е ч а н и е. Здесь и далее \bar{f}_8 — среднее сечение деления урана-238; \bar{f}_{40} — среднее сечение деления плутония-240; \bar{f}_9 — среднее сечение деления плутония-239; \bar{f}_5 — среднее сечение деления урана-235; \bar{c}_8 — среднее сечение захвата урана-238; \bar{c}_{40} — среднее сечение захвата плутония-240; \bar{c}_{Fe} — среднее сечение захвата железа; \bar{c}_9 — среднее сечение захвата плутония-239; \bar{c}_5 — среднее сечение захвата урана-235; $\alpha_5 = \bar{c}_5/\bar{f}_5$; $\alpha_9 = \bar{c}_9/\bar{f}_9$; $b_g M$ — сечение замедления берется из мультигруппового рас-

где F_0^i — результат мультигруппового расчета. Отличие результатов многогрупповых расчетов с точными сечениями замедления от результатов мультигрупповых расчетов обусловлено, очевидно, влиянием отличия "истинного" внутригруппового спектра F_0^i от стандартного Φ_0^i на среднегрупповые сечения (главным образом деления и захвата). Заметим, что если все константы свернуть с весом мультигрупповых потоков, то при $B^2 = 0$ результаты многогруппового и мультигруппового расчетов должны в точности совпадать. Это условие является удобным критерием проверки правильности работы громоздких мультигрупповых программ. В обсуждаемых расчетах оно выполнялось с точностью до машинного представления числа (9 значащих цифр).

$I_{\text{мульти}} - 1) \cdot 100, \%$

| П | Д | Л | $b_g = 1$ |
|------|------|------|-----------|
| +1,5 | +0,4 | +0,3 | +3,5 |
| 0,0 | 0,0 | +0,1 | +0,1 |
| +1,0 | +1,1 | -0,1 | +4,3 |
| -1,4 | +0,5 | -0,4 | -0,9 |
| +4,1 | +2,4 | -0,9 | +5,9 |
| +1,2 | +0,6 | +0,8 | +1,4 |
| +2,5 | +0,1 | -1,6 | +5,2 |
| -0,5 | +0,2 | 0,0 | -3,7 |
| -1,7 | -0,4 | -0,8 | -5,0 |
| -0,7 | +0,1 | 0,0 | -0,2 |
| -1,9 | +0,4 | -0,8 | +1,8 |
| -2,0 | -0,9 | -1,4 | +0,7 |
| +2,7 | +3,2 | +3,1 | +2,7 |
| +0,9 | +0,2 | +0,4 | +2,8 |
| +0,1 | +0,1 | 0,0 | +0,2 |
| 0,0 | +0,6 | -0,6 | +3,2 |
| -1,3 | +0,4 | -0,3 | -1,1 |
| +4,1 | +2,2 | -1,3 | +6,0 |
| +0,9 | +0,5 | +0,8 | +1,4 |
| +2,4 | 0,0 | -1,8 | +5,1 |
| -0,7 | 0,0 | -0,1 | -3,7 |
| -1,6 | -0,5 | -0,9 | -5,1 |
| -0,7 | +0,2 | 0,0 | -0,2 |
| -1,8 | +0,6 | -0,5 | +1,4 |
| -1,9 | -0,8 | -1,1 | +0,7 |
| +2,9 | +3,3 | +3,3 | +3,0 |

чета; МГ — мультигрупповое решение уравнения замедления с постоянными мультигрупповыми сечениями в пределах широких групп; Г-Г — решение уравнения замедления методом Грюлинга-Гертцеля; П — параболическая аппроксимация; Д — двухузловая кусочно-линейная аппроксимация; Л — линейная аппроксимация; $b_g = 1$ — сечения упругого замедления вычислены с весом стандартного спектра.

В табл. 4.6—4.8 приводятся результаты расчета нейтронно-физических характеристик упоминавшихся сред в мультигрупповом приближении и отклонения от них результатов многогрупповых расчетов. Приводимые данные показывают следующее.

1. Оценка сечений замедления хотя бы с помощью описанных выше приближенных методов является необходимой процедурой. Проведение многогрупповых расчетов с табличными сечениями замедления ($b_g = 1$) ведет к неприемлемо большим погрешностям результатов (более 3% в коэффициенте размножения, до 10% в отношениях сечений).

2. Оценка сечений замедления путем решения группового уравнения замедления со сглаженным источником в приближении Грюлинга-Герт-

Таблица 4.7. Значение функционалов тестовой модели реактора на быстрых нейтронах [86], рассчитанные в различных многогрупповых приближениях

| Функционал | $\delta_I = (I_{\alpha}/I_{\text{мульти}} - 1) \cdot 100, \%$ | | | | | | | |
|-----------------------------|---|---------|------|------|------|------|------|-----------|
| | Мульти- групповое | $b_g M$ | МГ | Г-Г | П | Д | Л | $b_g = 1$ |
| $k_{\text{эф}}$ | 1,000 | +0,4 | +0,2 | +1,0 | +1,5 | +0,7 | +0,5 | +3,3 |
| $\bar{\nu}$ | 2,887 | 0,0 | 0,0 | 0,0 | 0,0 | 0,0 | 0,0 | +0,1 |
| $\bar{\Sigma}_f$ | 0,00166 | +0,8 | +2,1 | +1,5 | +1,8 | +1,0 | +0,7 | +4,6 |
| $\bar{\Sigma}_c$ | 0,00261 | +0,3 | +2,2 | -0,1 | -0,7 | 0,0 | -0,0 | -0,8 |
| \bar{f}_8/\bar{f}_5 | 0,0195 | +2,3 | +2,7 | +5,3 | +4,5 | +2,8 | +0,4 | +8,8 |
| \bar{f}_9/\bar{f}_5 | 0,871 | +0,8 | +0,2 | +1,1 | +1,6 | +1,3 | +1,1 | +2,5 |
| \bar{f}_{40}/\bar{f}_5 | 0,167 | +0,5 | -1,8 | +1,6 | +0,6 | +0,3 | -2,4 | +5,2 |
| \bar{c}_8/\bar{f}_5 | 0,136 | +0,2 | +0,3 | 0,0 | -0,2 | +0,5 | 0,0 | -3,1 |
| \bar{c}_8/\bar{f}_9 | 0,156 | -0,7 | +0,1 | -1,1 | -1,8 | -0,7 | -1,2 | -5,4 |
| α_5 | 0,297 | +0,4 | +1,4 | +0,3 | +0,8 | +0,7 | +0,7 | +0,9 |
| α_9 | 0,352 | -0,8 | +1,2 | -1,4 | -2,1 | -1,5 | -1,7 | -0,6 |
| \bar{c}_{40}/\bar{f}_5 | 0,329 | -2,2 | -0,4 | -1,9 | 1,0 | -1,1 | -1,0 | +2,9 |
| \bar{c}_{Fe}/\bar{f}_5 | 0,0060 | +6,3 | +5,7 | +5,2 | -1,5 | +1,6 | +4,6 | +0,4 |
| \bar{c}_{Na}/\bar{f}_5 | 0,0012 | +3,0 | -0,2 | -1,7 | -2,1 | +1,2 | +3,6 | -3,2 |
| КВА ($k_{\text{эф}} = 1$) | 1,039 | +0,6 | +0,3 | +1,8 | +2,5 | +1,5 | +0,3 | +3,2 |

Примечание. КВА ($k_{\text{эф}} = 1$) — отношение скорости образования плутония-239 в результате захвата в уране-238 к скорости выгорания плутония-239 в результате деления и захвата нейтронов, вычисленное для реактора, критичность которого обеспечена путем вариации обогащения.

Таблица 4.8. Значения функционалов критических сборок БФС-28, БФС-30, БФС-35 и БФС-38, рассчитанные в различных многогрупповых приближениях

| Функционал | БФС-28 | | | БФС-30 | | | |
|-----------------------|----------------------|----------------|-----------|----------------------|----------------|------|-----------|
| | I | $\delta_I, \%$ | | I | $\delta_I, \%$ | | |
| | Мульти- групповое | $b_g M$ | $b_g = 1$ | Мульти- групповое | $b_g M$ | Г-Г | $b_g = 1$ |
| $k_{\text{эф}}$ | 1,000 | +0,2 | +0,8 | 1,000 | +0,2 | +0,2 | +0,7 |
| $\bar{\nu}$ | 2,500 | +0,1 | +0,2 | 2,508 | +0,1 | +0,1 | +0,2 |
| $\bar{\Sigma}_f$ | 0,00391 | +0,5 | +2,6 | 0,00393 | +0,5 | +0,7 | +2,4 |
| $\bar{\Sigma}_c$ | 0,00117 | +0,7 | +2,0 | 0,00206 | +0,4 | +0,2 | +1,3 |
| \bar{f}_8/\bar{f}_5 | 0,0394 | +1,8 | +7,4 | 0,0447 | +2,0 | +4,6 | +6,2 |
| \bar{f}_9/\bar{f}_5 | 1,069 | -0,1 | -0,4 | 1,082 | 0,0 | +0,2 | -0,2 |
| f_{40}/\bar{f}_5 | 0,314 | -0,2 | +5,5 | 0,335 | 0,0 | +1,9 | +4,3 |
| \bar{c}_8/\bar{f}_5 | 0,129 | +0,1 | -0,6 | 0,124 | +0,1 | +0,1 | -0,8 |
| \bar{c}_8/\bar{f}_9 | 0,121 | +0,2 | -0,2 | 0,115 | 0,0 | 0,0 | -0,6 |
| α_5 | 0,231 | 0,0 | -0,4 | 0,224 | 0,0 | -0,3 | -0,8 |
| α_9 | 0,152 | +1,3 | +8,7 | 0,150 | +0,8 | +0,3 | +6,7 |

Т а б л и ц а 4.8. (продолжение)

| Функционал | БФС-35 | | | ФБС-38 | | | |
|-----------------------|---------------------------|----------------|-----------|---------------------------|----------------|-------------------|-----------|
| | <i>l</i> | $\delta l, \%$ | | <i>l</i> | $\delta l, \%$ | | |
| | Мульти- группо- вое | $b_g M$ | $b_g = 1$ | Мульти- группо- вое | $b_g M$ | $\Gamma - \Gamma$ | $b_g = 1$ |
| $k_{эф}$ | 0,9651 | +0,6 | +0,7 | 0,9459 | +0,8 | +0,9 | +1,1 |
| \bar{v} | 2,5504 | +0,1 | +0,1 | 2,849 | 0,0 | 0,0 | 0,0 |
| $\bar{\Sigma}_f$ | 0,00356 | +0,6 | +1,4 | 0,00283 | +0,9 | +1,5 | +1,8 |
| $\bar{\Sigma}_c$ | 0,00585 | -0,2 | +0,6 | 0,00570 | -0,2 | +0,2 | +0,2 |
| \bar{f}_8/\bar{f}_5 | 0,0222 | +2,6 | +4,3 | 0,0209 | +2,6 | +4,1 | +3,8 |
| \bar{f}_9/\bar{f}_5 | 1,088 | +0,3 | +0,3 | 1,075 | +0,3 | +0,5 | +0,3 |
| f_{40}/\bar{f}_5 | 0,254 | +1,4 | +5,3 | 0,242 | +1,6 | +4,6 | +5,2 |
| \bar{c}_8/\bar{f}_5 | 0,121 | -0,1 | +0,4 | 0,123 | -0,1 | +0,2 | -0,3 |
| \bar{c}_8/\bar{f}_9 | 0,111 | -0,4 | +0,1 | 0,114 | -0,5 | -0,2 | -0,7 |
| a_5 | 0,226 | -0,7 | -0,1 | 0,231 | -0,7 | -1,0 | -1,1 |
| a_9 | 0,132 | -0,3 | +3,6 | 0,139 | -0,2 | -0,3 | +4,0 |

целя или даже просто оценка b_g с помощью двухузлового сглаживания гистограммы плотности столкновений ведет к результатам, близким к тем, которые получаются при использовании точных сечений замедления. Таким образом, эти методы не нуждаются в дальнейшем совершенствовании.

3. При использовании этих методов оценки сечений замедления оставшаяся методическая погрешность определяется неточностями групповых сечений захвата и деления, обусловленными отличием принятого при их усреднении стандартного спектра от реального спектра среды. Как видно из приводимых данных, погрешности в усредненных по спектру сечениях деления и захвата не превышают 1%. Погрешности в $\bar{\Sigma}_f$ и $\bar{\Sigma}_c$, обусловленные неточностью современного знания нейтронных сечений, составляют, по нашим оценкам, ~ 3 и $\sim 7\%$ соответственно. С этой точки зрения указанные методические погрешности представляются допустимыми.

Заметим, однако, что учет при оценке групповых констант результатов макроскопических экспериментов позволяет так скоррелировать погрешности сечений, что точность расчетного предсказания измеряемых интегральных характеристик реакторов (критических параметров, отношений сечений) с помощью откорректированных констант становится не хуже точности их экспериментального определения. Погрешность экспериментального определения $k_{эф}$, как можно судить по отличию результатов расчета по "подогнанным" константам от "экспериментальных" единиц*,

*Факт критичности сборки устанавливается, конечно, с чрезвычайно высокой точностью, практически без погрешности. Неопределенность в "экспериментальном $k_{эф}$ " относится к обсчитываемой модели реальной критической сборки и обусловлена идеализацией геометрии при построении этой модели и, обычно в меньшей степени, неточным знанием ее состава.

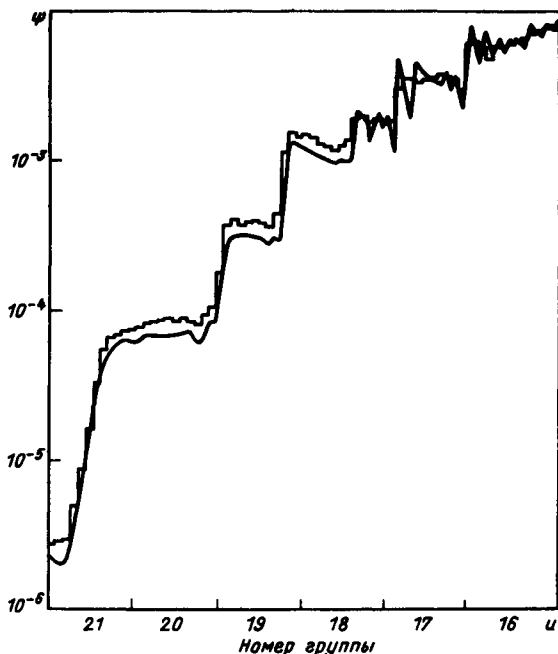


Рис. 4.5. Плотность столкновений нейтронов в бесконечной среде из двуокиси урана-238, рассчитанная путем точного решения уравнения замедления [91] и решения в мультигрупповом приближении

составляет $\sim 0,5\%$ [14], но может быть, вероятно, доведена до $0,2\%$. Погрешность измерений отношений сечений в критических сборках на быстрых нейтронах составляет $2\text{--}5\%$ (иногда и ниже). Основная причина погрешностей связана с гетерогенной структурой активных зон большинства критическихборок. Развитие методов учета гетерогенных эффектов (см., в частности, гл. 7), проведение экспериментов в сборках с малой и легко учитываемой гетерогенностью позволяет, видимо, уменьшить погрешность измерений до 1% .

Таким образом, методическая погрешность используемого в настоящее время время многогруппового приближения сравнима с существующей константной составляющей погрешности расчетных результатов, а в перспективе, после уменьшения последней до требуемого уровня, будет заметно ее превышать. Отсюда следует, что задача увеличения числа групп является актуальной. Как говорилось в § 2.2, из качественных оценок следует, что ширина групп $\Delta u_g \sim 0,05$ обеспечивает столь слабую зависимость групповых констант от формы внутргруппового спектра, что методическая погрешность такого мультигруппового приближения будет вполне приемлемой и с точки зрения перспективных требований к точности нейтронных расчетов. Подтвердим это качественное заключение примерами сравнения результатов мультигрупповых расчетов с расчетами, в которых проводился детальный учет энергетической зависимости нейтронных сечений.

На рис. 4.5 приведены детальная энергетическая зависимость плотности столкновений в среде из двуокиси урана-238, рассчитанная А.П. Платоно-

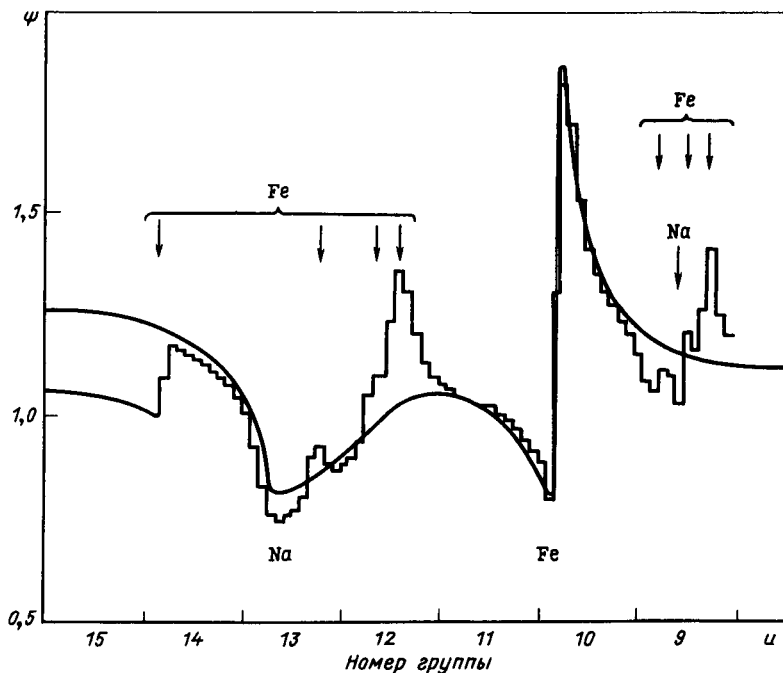


Рис. 4.6. Энергетическая зависимость плотности столкновений в бесконечной однородной смеси железа и натрия $Fe : Na = 1 : 1$. Гистограмма – расчет в мультигрупповом приближении, сплошная кривая – точное решение уравнения замедления [92] с учетом лишь основных s -резонансов: при 2,85 кэВ (Na) и 2,9 кэВ (Fe)

вым [91] путем точного решения уравнения замедления, и результат мультигруппового расчета. При энергиях выше 100 эВ результаты этих расчетов согласуются вполне хорошо. При более низких энергиях появляются расхождения, достигающие в межрезонансной области при $E \approx 1,5$ эВ примерно 20%. При более низких энергиях (~ 1 эВ) это расхождение сохраняется. Таким образом, мультигрупповое приближение позволило правильно описать вероятность избежать поглощения при замедлении через область первого резонанса урана-238 при 6,7 эВ, хотя для рассматриваемой среды (UO_2) эта вероятность составляет всего 1%.

Отмеченная 20%-ная погрешность мультигруппового приближения представляет, скорее, методический, чем практический интерес: вероятность для нейтрона деления замедлиться в UO_2 до 100 эВ равна всего лишь 0,3%. Однако и эта погрешность обусловлена прежде всего тем, что в использовавшейся версии комплекса МУЛЬТИК при описании резонансной структуры сечений урана-238 на мультигрупповое описание накладывалось дополнительное ограничение: интервал группы БНАБ можно было разбить на 12 мультигрупп лишь при условии, что в каждой из них не требуется учет резонансной структуры сечений. Иначе группу приходилось разбивать, например, на три мультигруппы с четырьмя подгруппами в каждой; или на две мультигруппы с тремя подгруппами и шесть мультигрупп без подгрупп – словом, так, чтобы суммарное число

групп и мультигрупп равнялось 12. На машине с объемом оперативной памяти большей, чем у М-220, это ограничение нетрудно снять, что поднимет дифференциальную точность мультигруппового приближения до нескольких процентов даже в рассмотренном сложном случае очень сильного поглощения.

На рис. 4.6 показано поведение плотности столкновений в смеси из железа и натрия в атомарном отношении 1:1 [92]. При расчете с учетом детальной энергетической зависимости принимались во внимание лишь наиболее сильные резонансы — натрия при 2,9 кэВ и железа при 29 кэВ, причем поглощение не учитывалось. В мультигрупповом расчете учитывались и поглощение, и влияние узких резонансов железа и натрия. Видно, что различия между детальным и мультигрупповым расчетами обусловлены практически только этими факторами.

Методическая точность мультигрупповых ($\Delta u_g \approx 0,05$) расчетов с подгрупповым учетом структуры неразрешаемых при этом узких резонансов действительно оказывается весьма высокой.

Глава 5

ТОЧНОСТЬ ПРИБЛИЖЕНИЙ, ИСПОЛЬЗУЕМЫХ ПРИ РАСЧЕТЕ ГРУППОВЫХ КОНСТАНТ

5.1. О ПРИБЛИЖЕНИИ ИЗОТРОПИИ РАССЕЯНИЯ

При выводе формул усреднения групповых констант в гл. 1 было использовано приближение изотропии рассеяния, сопровождающегося большой потерей энергии, т.е. неупругого рассеяния и упругого рассеяния на водороде, дейтерии. В настоящем параграфе проанализировано, сколь оправданным является это приближение, насколько сужает оно область применимости групповых констант, рассчитываемых по описанному в гл. 1 алгоритму.

В § 1.2. приближение изотропии рассеяния с большой потерей энергии было введено для того, чтобы облегчить вычисление интегралов рассеяния. Если от этого приближения отказаться, выражение (1.99) для спектра гармоник плотности столкновений сохранится, причем в приближении слабой диффузии будем иметь $N = n$. Однако выражения для интегралов рассеяния, конечно, изменятся. Изменение интеграла рассеяния нулевой гармоники за счет добавления вклада неупругого рассеяния, очевидно, не повлияет на резонансную структуру спектра этой гармоники: если уж интеграл упругого рассеяния является плавной функцией летаргии, то тем более этому условию удовлетворяет интеграл неупругого рассеяния и, следовательно, как и прежде, будем иметь $\varphi_0(u) \sim I_0/\Sigma_T(u)$.

Иначе обстоит дело при оценке формы спектра тока $\varphi_1(u)$ и более высоких гармоник потока. Так, в приближении слабой диффузии

$$\varphi_1(u) = \frac{I_1}{\Sigma_T(u)} - \frac{B_0 I_0}{3 \Sigma_T^2(u)}, \quad (5.1)$$

где плавные зависимости I_1 , I_0 и B_0 от летаргии явно не указаны. Приближение изотропии рассеяния с большой потерей энергии позволило представить I_1 в виде $I_1 = -(1/3)B_0 I_0 a_1$ [см. (1.104)]. Благодаря

полученной пропорциональности I_1 произведению $B_0 I_0$ форма спектра тока оказалась не зависящей ни от параметра B_0 , характеризующего пространственное распределение потока, ни от интеграла рассеяния I_0 . При анизотропном рассеянии с большой потерей энергии не удастся добиться независимости спектра тока от пространственно-энергетических характеристик нейтронного поля в рассчитываемой системе.

Представим интеграл рассеяния I_1 в виде двух слагаемых $I_1 = I_{e,1} + I_{i,1}$, первое из которых, как и ранее, обусловлено анизотропией упругого замедления на не слишком легких ядрах, а второе — анизотропией неупругого замедления и упругого замедления на легчайших ядрах (водорода, дейтерия). Значение $I_{e,1}$ можно оценить тем же способом, который был применен в § 1.3:

$$\begin{aligned}
 I_{e,1} &= \int_{u-\xi}^u \Sigma_{e,1}(u' \rightarrow u) \varphi_1(u) du' \approx \\
 &\approx \int_{u-\xi}^u \Sigma_{e,1}(u' \rightarrow u) du' \left[\frac{I_{e,1} + I_{i,1}}{\Sigma_t(u')} - \frac{B_0 I_0}{3 \Sigma_t^2(u)} \right] \approx \\
 &\approx (I_{e,1} + I_{i,1}) \left\langle \frac{\Sigma_{e,1}}{\Sigma_t} \right\rangle - \frac{B_0 I_0}{3} \left\langle \frac{\Sigma_{e,1}}{\Sigma_t^2} \right\rangle, \quad (5.2)
 \end{aligned}$$

откуда

$$I_{e,1} = - \frac{B_0 I_0}{3} \left\{ \frac{\langle \Sigma_{e,1} / \Sigma_t^2 \rangle}{1 - \langle \Sigma_{e,1} / \Sigma_t \rangle} - \frac{3 I_{i,1}}{B_0 I_0} \frac{\langle \Sigma_{e,1} / \Sigma_t \rangle}{1 - \langle \Sigma_{e,1} / \Sigma_t \rangle} \right\} \quad (5.3)$$

Подстановка в (5.1) дает

$$\varphi_1(u) = - \frac{B_0 I_0}{3} \left\{ \frac{1}{\Sigma_t^2(u)} + \frac{a_1 + \kappa_1}{\Sigma_t(u)} \right\}, \quad (5.4)$$

где

$$\kappa_1 = - \frac{3 I_{i,1}}{B_0 I_0} \frac{1}{1 - \langle \Sigma_{e,1} / \Sigma_t \rangle} \quad (5.5)$$

определяется пространственно-энергетическим распределением плотности потока нейтронов в рассматриваемой подзоне системы, так как от этого распределения зависят B_0 , I_0 и $I_{i,1}$.

Полное сечение, усредненное по группе с весом спектра первой гармоники, оказывается равным

$$\Sigma_{t,1,an}^g = \frac{\langle 1 / \Sigma_t \rangle_g + (a_1 + \kappa_1^g)}{\langle 1 / \Sigma_t^2 \rangle_g + (a_1^g + \kappa_1^g) \langle 1 / \Sigma_t \rangle_g}, \quad (5.6)$$

т.е. отличается от оценки этого сечения в приближении изотропии рассеяния с большой потерей энергии $\Sigma_{t,1,is}^g$ заменой a_1^g на $a_1^g + \kappa_1^g$:

$$\frac{\Sigma_{t,1,an}^g - \Sigma_{t,1,is}^g}{\Sigma_{t,1,an}^g} =$$

$$= \frac{\langle 1/\Sigma_t^2 \rangle_g - \langle 1/\Sigma_t \rangle_g^2}{\langle 1/\Sigma_t^2 \rangle_g + a_1^g \langle 1/\Sigma_t \rangle_g} \frac{\kappa_1^g}{\langle 1/\Sigma_t \rangle_g + a_1^g + \kappa_1^g} \quad (5.7)$$

Отсюда видно, что поправка на анизотропию рассеяния с большой потерей энергии может заметно сказаться на величине $\Sigma_{t,1}^g$ и, следовательно, на величине коэффициента диффузии в тех группах, где и резонансная самоэкранировка сечений велика (т.е. $\langle 1/\Sigma_t^2 \rangle_g$ существенно больше, чем $\langle 1/\Sigma_t \rangle_g^2$) и в то же время существенна анизотропия рассеяния с большой потерей энергии. Имея в виду эти обстоятельства, поиск ситуаций, в которых важен учет анизотропии рассеяния с большой потерей энергии, можно вести в двух направлениях. Во-первых, целесообразно рассмотреть среды, содержащие в высокой концентрации уран-238, обладающий очень сильными резонансами в области десятков электронвольт. Наибольшего эффекта можно ожидать при разбавлении урана-238 водородом, так как это обеспечит заметное отличие κ_1^g от нуля при небольших концентрациях разбавителя [т.е. при небольшом уменьшении первой дроби в правой части формулы (5.7)].

Во-вторых, целесообразно рассмотреть влияние обсуждаемого эффекта на коэффициент диффузии в области резонансов железа в средах, содержащих железо в высокой концентрации в смеси с некоторым количеством водорода. В этом случае большое различие между $\langle 1/\Sigma_t^2 \rangle$ и $\langle 1/\Sigma_t \rangle^2$ обусловлено глубоким интерференционным минимумом в полном сечении железа.

Соответствующие расчеты были выполнены с использованием 26-групповых констант с подгрупповым представлением резонансной структуры сечений [93].

Коэффициенты κ_1^g оценивались в итерационном процессе при расчете потоков и токов нейтронов в P_1 -приближении. В нулевой итерации групповые константы рассматривались в приближении изотропии рассеяния, сопровождающегося большой потерей энергии. При этой схеме подготовки констант, как видно из равенства (5.4),

$$\frac{1}{3} B_0 / \rho_0 = \varphi_1^g / [\langle 1/\Sigma_t^2 \rangle_g + (a_1^g - \kappa_1^g) \langle 1/\Sigma_t \rangle_g], \quad (5.8)$$

так что $\kappa_1^{g,(0)} \equiv 0$;

$$\begin{aligned} \kappa_1^{g,(m)} &= \frac{\langle 1/\Sigma_t^2 \rangle_g + [a_1^g + \kappa_1^{g,(m-1)}] \langle 1/\Sigma_t \rangle_g}{\varphi_1^{g,(m-1)}} \times \\ &\times \sum_{g'=1}^G c_{H,1,H} \sigma_{e,1,H}^{g' \rightarrow g} \varphi_1^{g',(m-1)}. \end{aligned} \quad (5.9)$$

Следует отметить, что поскольку величина κ_1^g является дробно-линейной функцией φ_1^g , то достаточно двух-трех итераций, чтобы $\Sigma_{t,1}^g$, а κ_1^g (которая в свою очередь является дробно-линейной функцией κ_1^g) вычислялась с погрешностью лишь 0,1%.

Расчеты велись в приближении лапласиана, значение которого при необходимости регулировалось путем вариации обогащения урана. Среды из гомогенной смеси водорода и урана исследовались при обогащении урана 30% в диапазоне отношений ядерных концентраций водорода и урана c_H/c_U от 0,03 до 3. Максимальный эффект обнаружен при $c_H/c_U = 0,1$. В этом случае учет анизотропии рассеяния на водороде привел к изменению коэффициента диффузии в группе 100–215 эВ на 0,7% (за счет изменения σ_{tr}^g для урана-238 на 1,1%). В остальных группах изменения не превышали нескольких десятых процента. Эффект оказался пренебрежимо малым. Его влияние не только на интегральные характеристики (такие, как материальный параметр, например), но и на дифференциальные величины (доля нейтронов рассматриваемой группы в спектре) заметно меньше, чем влияние неточности знания нейтронных сечений урана-238.

В средах из гомогенной смеси водорода и железа обсуждаемый эффект оказался заметнее. В первой серии расчетов исследовались среды с c_H/c_{Fe} от 0,01 до 100, в состав которых вводился уран-235 в концентрации $c_5/c_{Fe} = 0,1$. Оказалось, что учет анизотропии рассеяния на водороде при подготовке групповых констант может заметно сказываться на величине материального параметра. На рис. 5.1. сплошной кривой показаны полученные данные для

$$\frac{\Delta k_{эф}}{k_{эф}} = \frac{k_{\infty} - 1}{k_{\infty}} \frac{\Delta B_M^2}{B_M^2} \quad (5.10)$$

(B_M^2 – материальный параметр).

Как видно, максимальный эффект достигается при $c_H/c_{Fe} = 0,1$. При этом значении c_H/c_{Fe} были просчитаны среды с различным отношением c_5/c_{Fe} – от 0,01 до 0,5. Полученные результаты изображены сплошной кривой на рис. 5.2. Максимальное изменение $k_{эф}$ достигает 0,7%.

Основной причиной изменения материального параметра явилось изменение транспортного сечения железа в группе 21,5–46,5 кэВ. При $c_H/c_{Fe} = 0,1$ оно достигало 16%, что привело в этой группе к изменению макроскопического транспортного сечения на 6%. В группах 46,5–100 кэВ, 100–200 кэВ изменения не превышали 1–2%.

Из приведенных результатов численных исследований, выполненных для наиболее критических ситуаций, следует, что при расчете реакторов пренебрежение анизотропией рассеяния с большой потерей энергии при оценке спектров высших гармоник потока является вполне оправданным во всех случаях.

Однако при расчетах уран-водных защит пренебрежение анизотропией рассеяния на водороде в процессе подготовки констант может, по-видимому, иногда приводить к заметным погрешностям: градиенты потока в защите относительно велики и соответственно велики требования к точности расчета $\Sigma_{t,1}^g$, $\Sigma_{s,1}^g$ и констант уравнений для высших гармоник, поскольку поток за защитой большой толщины чувствителен даже к небольшим вариациям констант.

Это опасение, основанное на качественных рассуждениях, высказывается здесь скорее для стимулирования количественных оценок влияния обсуждаемого эффекта на защитные характеристики уран-водных сред, чем с целью породить сомнения проектантов в результатах ведущихся много-

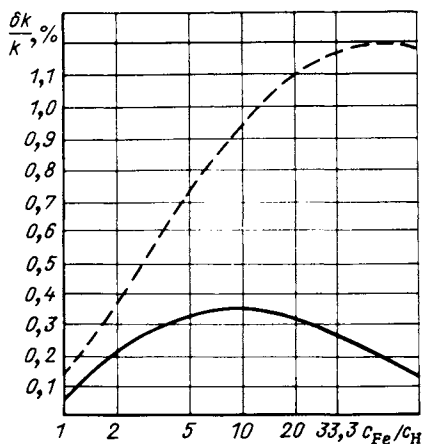


Рис. 5.1. Погрешность в расчетном значении коэффициента размножения уран-железо-водородного реактора ($^{235}\text{U} : \text{Fe} = 1 : 10$), обусловленная пренебрежением анизотропией рассеяния при оценке резонансной структуры потока, использованной для получения групповых констант. Сплошная кривая — погрешность из-за пренебрежения анизотропией рассеяния на водороде; штриховая — погрешность при полном пренебрежении анизотропией рассеяния

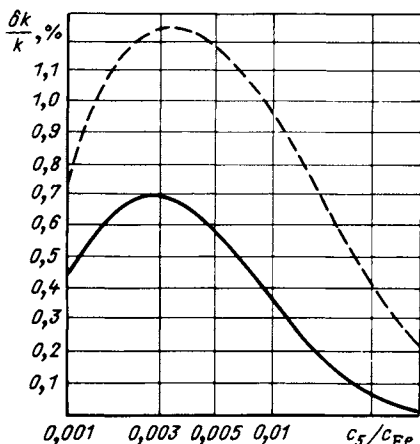


Рис. 5.2. Погрешность в расчетном значении коэффициента размножения уран-железо-водородного реактора ($\text{H} : \text{Fe} = 1 : 10$), обусловленная пренебрежением анизотропией рассеяния при оценке резонансной структуры потока, использованной для получения групповых констант, в зависимости от концентрации урана-235. Сплошная кривая — погрешность из-за пренебрежения анизотропией рассеяния на водороде, штриховая — погрешность при полном пренебрежении анизотропией рассеяния

групповых расчетов защиты: неточность используемых сейчас алгоритмов подготовки констант может проявиться лишь при низких отношениях $c_{\text{H}}/c_{\text{Fe}}$, которые в реальных защитах практически не встречаются. Поскольку учет анизотропии рассеяния с большой потерей энергии оказывает столь слабое влияние на значения групповых констант, встает вопрос: есть ли вообще необходимость в учете анизотропии рассеяния при оценке спектров гармоник нейтронного потока?

Напомним, что если предположить все рассеяние изотропным, то, как видно из равенства (1.108), все a_m в формуле (1.107) будут равны нулю, кроме $a_0 = 1$, т.е. в изотропном приближении

$$\varphi_n^{(0)}(u) \sim 1/\Sigma_t^{n+1}(u). \quad (5.11)$$

Это приближение было положено в основу алгоритма расчета макроскопических констант через факторы самозкранировки, предложенного в [9] и реализованного в ряде комплексов программ подготовки констант, использующихся в нашей стране [13, 80]. Насколько известно, подготовка групповых констант во всех зарубежных программных комплексах осуществляется также в приближении (5.11) (см., например,

[94]). Таким образом, проверка применимости этого приближения представляет непосредственный практический интерес.

Очевидно, что учет анизотропии упругого рассеяния будет оказывать наибольшее влияние на групповые константы сред, состоящих из одного элемента или даже изотопа этого элемента, так как в этом случае резонансная самоэкранировка сечений максимальна. Естественно ожидать наибольшего эффекта в случае достаточно легких ядер, для которых в резонансной области энергий анизотропия рассеяния существенна. Нетрудно догадаться, что максимального влияния анизотропии можно ожидать в средах, в полном сечении которых имеются глубокие интерференционные минимумы: диффузионные характеристики таких сред особенно сильно подвержены резонансной самоэкранировке.

Учитывая эти соображения, влияние анизотропии упругого рассеяния на групповые константы проверялось, во-первых, для среды из железа — группа 21,5—46,5 кэВ, в которой располагается наиболее глубокий интерференционный минимум, но анизотропия рассеяния не очень велика ($\mu_e = 0,0267$), и группа 4,0—6,5 МэВ, в которой $\mu_e = 0,926$, но резонансная структура проявляется гораздо слабее, а во-вторых, для экзотической среды из чистого кислорода (группа 1,4—2,5 МэВ, содержащая глубокий интерференционный минимум в полном сечении).

В табл. 5.1 приведены отклонения полных сечений, усредненных по спектрам гармоник потока с учетом анизотропии рассеяния в P_1 -приближении

$$\Sigma_{t, n, 1} = \frac{\sum_{m=0}^L a_m \langle 1 / \Sigma_t^{n-m} \rangle}{\sum_{m=0}^L a_m \langle 1 / \Sigma_t^{n-m+1} \rangle} \quad (5.12)$$

от точных значений, достигаемых при $L \geq n$. Данные табл. 5.1 показывают, что при наличии глубокого провала в сечении и слабой анизотропии рассеяния $\Sigma_{t, n}^g$ с ростом номера гармоники очень быстро стремится к $\Sigma_{t, \text{мин}}^g$ (железо, группа 21,5—46,5 кэВ).

Учет анизотропии рассеяния замедляет стремление $\Sigma_{t, n}^g$ к $\Sigma_{t, \text{мин}}^g$, что демонстрирует пример кислорода (группа 1,4—2,5 МэВ). Относительные ширина и глубина интерференционного минимума в полном сечении кислорода в этой группе того же порядка, что и для минимума в полном сечении железа в группе 21,5—46,5 кэВ. Однако скорость сходимости $\Sigma_{t, n}^g$ к $\Sigma_{t, \text{мин}}^g$ значительно ниже. В области высоких энергий, где анизотропия особенно сильна, а минимумы в полном сечении выражены слабо, сходимость $\Sigma_{t, n}^g$ к $\Sigma_{t, \text{мин}}^g$, естественно, еще медленнее (железо, группа 4,0—6,5 МэВ).

Погрешности в $\Sigma_{t, n}^g$ не очень велики, но все же заметны. Поэтому представляет интерес выявить, сколь сильно могут повлиять они на мак-

Т а б л и ц а 5. 1. Отклонения полных сечений, усредненных по спектрам гармоник от их точных значений

| n | $\Sigma_{n,5}$ | $(\Sigma_{n,L} - \Sigma_{n,5}) / \Sigma_{n,5} \cdot 100\%$ | | | | |
|------------------------------|----------------|--|-------|-------|-------|-------|
| | | L = 4 | L = 3 | L = 2 | L = 1 | L = 0 |
| Железо, группа 4,0—6,5 МэВ | | | | | | |
| 0 | 3,41 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 |
| 1 | 3,33 | 0 | 0 | 0 | 0 | -1,08 |
| 2 | 3,25 | 0 | 0 | 0 | -1,58 | -2,81 |
| 3 | 3,15 | 0 | 0 | -1,93 | -2,94 | -4,22 |
| 4 | 3,04 | 0 | -1,14 | -3,15 | -3,66 | -4,89 |
| 5 | 2,90 | -0,16 | -1,28 | -3,22 | -3,51 | -4,60 |
| Железо, группа 21,5—46,5 МэВ | | | | | | |
| 0 | 1,903 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 |
| 1 | 0,371 | 0 | 0 | 0 | 0 | -1,74 |
| 2 | 0,333 | 0 | 0 | 0 | -0,14 | -0,22 |
| 3 | 0,330 | 0 | 0 | 0,00 | -0,01 | -0,01 |
| 4 | 0,329 | 0 | 0,00 | 0,00 | 0,00 | 0,00 |
| 5 | 0,329 | 0,00 | 0,00 | 0,00 | 0,00 | 0,00 |
| Кислород, группа 1,4—2,5 МэВ | | | | | | |
| 0 | 2,079 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 |
| 1 | 0,648 | 0 | 0 | 0 | 0 | -8,0 |
| 2 | 0,793 | 0 | 0 | 0 | -8,57 | -11,4 |
| 3 | 0,541 | 0 | 0 | -2,55 | -2,85 | -3,0 |
| 4 | 0,528 | 0 | -1,45 | -1,50 | -1,51 | -1,5 |
| 5 | 0,521 | -0,14 | -0,17 | -0,18 | -1,80 | -1,8 |

роскопические характеристики реакторов. Для этой цели были рассмотрены следующие три системы:

- а) критическая сборка КБР-2 [95], активная зона которой ($R = 40,2$ см) состояла из урана 90%-ного обогащения и нержавеющей стали ($c_U/c_{ст} \sim 0,042$), а отражатель — из двуокиси природного урана;
- б) критическая сфера из двуокиси урана 30%-ного обогащения;
- в) сферическая модель плутониевого размножителя [96].

Для каждой системы в P_1 -приближении проводился расчет критичности и отношений скоростей реакций захвата и деления на основных нуклидах в центре активной зоны. Расчет проводился в двух вариантах: в одном случае при подготовке констант, усредненных с весом тока, анизотропия рассеяния учитывалась, в другом — нет. Пренебрежение анизотропией рассеяния привело к занижению $k_{эф}$ для КБР-2 на 0,3% и было обусловлено занижением транспортного сечения железа на 1—2% в широкой области энергии 0,02—2 МэВ.

В случае сферы из UO_2 изменение $k_{эф}$ оказалось равным (-0,2%) и было обусловлено занижением транспортного сечения кислорода.

На коэффициенте размножения большого реактора-размножителя на быстрых нейтронах обсуждаемый эффект практически не сказался: транспортное сечение в активной зоне лишь в одной группе (400—800 кэВ) изменялось заметно (на 0,8%) за счет кислорода. На отношения сечений

в центре активных зон всех трех реакторов уточнение транспортного сечения влияния практически не оказало. Даже в сборке КБР-2 отношение $\sigma_c(^{238}\text{U})/\sigma_f(^{235}\text{U})$ изменилось менее, чем на 0,1%; таков же масштаб изменений и в отношении $\sigma_f(^{238}\text{U})/\sigma_f(^{235}\text{U})$.

Погрешность в расчете $k_{эф}$ порядка нескольких десятых процента нельзя считать пренебрежимо малой. То, что погрешности такого масштаба могут иметь место при расчете критичности хотя и не совсем обычных, но вполне реальных размножающих систем, свидетельствует о том, что пренебрегать анизотропией упругого рассеяния при оценке структуры спектра тока и более высоких гармоник нежелательно. В то же время обсуждаемые погрешности проявляются лишь при расчете реакторов с достаточно большой утечкой нейтронов из активной зоны. Оценки показывают, что погрешности в $k_{эф}$, связанные с пренебрежением анизотропией рассеяния при расчете коэффициента диффузии, не превышают погрешностей, связанных с неточностью P_1 -приближения. Поэтому если говорить о программах подготовки констант для расчета реакторов в диффузионном или P_1 -приближениях, то применение в них обычного формализма факторов самоэкранировки вполне оправдано.

5.2. О ПРИБЛИЖЕНИИ СЛАБОЙ ДИФФУЗИИ

Использование приближения слабой диффузии позволяет оценивать структуру спектра гармоник потока безытерационно, что, естественно, сильно упрощает организацию вычислительного процесса. Неудивительно поэтому, что во всех действующих комплексах программ подготовки групповых констант используются алгоритмы, основанные на этом приближении.

В настоящем параграфе приведены данные, позволяющие оценить масштаб погрешностей, которые могут быть связаны с этим приближением. Будем рассматривать эти погрешности лишь по отношению к той части нейтронного потока, которая обусловлена нейтронами, испытавшими с ядрами рассматриваемой среды хотя бы одно столкновение: как уже отмечалось (см. §1.2), для нерассеянной компоненты потока применение пространственно-независимых групповых констант оправдано лишь при отсутствии резонансной структуры сечений (или несущественности либо этой структуры, либо самой нерассеянной компоненты).

В табл. 5.2 показано, как влияет учет диффузионных членов в спектрах угловых гармоник нейтронного потока на значения усредняемого по спектру этих гармоник полного сечения. Диффузионные члены в спектрах нулевой и первой угловой гармоник рассчитывались по формулам (1.109), (1.110), для более высоких гармоник — по формулам, аналогичным (1.110). Геометрические параметры V_n для всех гармоник брались одинаковыми, вещественными и равными

$$V = (1/2) \Sigma_{t, \text{мин}}; (1/4) \Sigma_{t, \text{мин}}; (1/8) \Sigma_{t, \text{мин}} \text{ и } (1/16) \Sigma_{t, \text{мин}},$$

где $\Sigma_{t, \text{мин}}$ — минимальное сечение рассматриваемой среды в рассматриваемой группе. Исследовались среды из чистого железа (группы 4—6,5 МэВ и 21,5—46,5 кэВ) и из чистого кислорода (группы 1,4—2,5 МэВ и 0,4—0,8 МэВ).

Чтобы оценить, сколь сильно могут сказаться неточности приближения слабой диффузии на нейтронно-физических характеристиках реакторов,

Т а б л и ц а 5. 2. Групповые полные сечения, рассчитанные с учетом диффузионных членов в спектрах угловых гармоник нейтронного потока

| l | $\Sigma_{t,l}^g$ при $B = 0$ | $\Delta \Sigma_{t,l}^g = [\Sigma_{t,l}^g(B=0) - \Sigma_{t,l}^g(B)] / \Sigma_{t,l}^g(B=0) \cdot 100\%$ | | | |
|------------------------------|---------------------------------|---|---|---|--|
| | | $B = \frac{1}{2} \Sigma_{t,\text{мин}}^g$ | $B = \frac{1}{4} \Sigma_{t,\text{мин}}^g$ | $B = \frac{1}{8} \Sigma_{t,\text{мин}}^g$ | $B = \frac{1}{16} \Sigma_{t,\text{мин}}^g$ |
| Железо, группа 4,0—6,5 МэВ | | | | | |
| 0 | 3,407 | 0,35 | 0,06 | 0,00 | 0,00 |
| 1 | 3,327 | 0,75 | 0,18 | 0,05 | 0,03 |
| 2 | 3,249 | 0,77 | 0,22 | 0,06 | 0,03 |
| 3 | 3,152 | 0,29 | 0,25 | 0,06 | 0,03 |
| 4 | 3,035 | 0,07 | 0,00 | 0,00 | 0,00 |
| 5 | 2,904 | -0,31 | -0,10 | -0,03 | -0,01 |
| Железо, группа 21,5—46,5 МэВ | | | | | |
| 0 | 1,085 | 5,62 | 1,29 | 0,28 | 0,09 |
| 1 | 0,371 | 1,40 | 0,35 | 0,08 | 0,00 |
| 2 | 0,333 | 0,12 | 0,03 | 0,00 | 0,00 |
| 3 | 0,331 | 0,00 | 0,00 | 0,00 | 0,00 |
| Кислород, группа 1,4—2,5 МэВ | | | | | |
| 0 | 2,080 | 0,58 | 0,14 | 0,03 | 0,00 |
| 1 | 0,648 | 10,14 | 2,44 | 0,57 | 0,12 |
| 2 | 0,079 | 4,91 | 1,39 | 0,34 | 0,06 |
| 3 | 0,054 | 0,24 | 0,05 | 0,00 | 0,00 |
| 4 | 0,053 | 0,02 | 0,01 | 0,00 | 0,00 |
| 5 | 0,052 | 0,00 | 0,00 | 0,00 | 0,00 |
| Кислород, группа 0,4—0,8 МэВ | | | | | |
| 0 | 4,45 | 0,92 | 0,00 | 0,00 | 0,00 |
| 1 | 4,03 | 0,75 | 0,00 | 0,00 | 0,00 |
| 2 | 3,97 | 2,26 | 2,01 | 0,00 | 0,00 |
| 3 | 3,88 | 0,67 | 0,62 | 0,15 | 0,00 |
| 4 | 3,85 | 0,29 | 0,28 | 0,00 | 0,00 |
| 5 | 3,84 | 0,08 | 0,08 | 0,00 | 0,00 |

в B_0 -приближении были выполнены расчеты активных зон:

а) из 99% железа и 1% урана-235;

б) из 99,5% железа и 0,05% урана-235;

в) из ~96% нержавеющей стали и 4% урана 90%-ного обогащения (активная зона сборки КБР-2 [95]);

г) активной зоны большого плутониевого размножителя с отношением чисел ядер ($^{238}\text{U} + \text{Pu}$) : О: нержавеющей сталь : натрий, равным 10 : 19 : 21 : 8 и отношением чисел ядер ^{239}Pu к ^{238}U , равным 1 : 10.

Размер (точнее, геометрический параметр B) каждой активной зоны был определен из условия критичности с помощью констант, вычисленных в приближении слабой диффузии. Расчеты по константам, вычисленным с учетом диффузионных поправок, проводились для того же значения B . Результаты этих расчетов отмечены индексом B . Полученные ре-

Т а б л и ц а 5.3. Ошибки в нейтронно-физических характеристиках реакторов на быстрых нейтронах, обусловленные приближением слабой диффузии

| Функционал | Приближение | | | |
|-----------------------------------|-------------|-------|-------|-------|
| | а | б | в | г |
| $\Delta k_{эф}$ | 0,26% | 0,1% | 0,05% | 0,01% |
| $\Delta\varphi/\varphi$ | 4,4% | 1,4% | 0,9% | 0,0% |
| $\Delta\Sigma_{зам}/\Sigma_{зам}$ | 5,5% | 3,2% | 0,88% | 0,0% |
| $ B /\Sigma_{t, мин}$ | 0,55 | 0,39 | 0,36 | 0,10 |
| $\alpha_{мин}$ | 0,273 | 0,273 | 0,059 | 0,093 |

зультаты приведены в табл. 5.3, где

$$1) \Delta k = k_B - 1;$$

$$2) \Delta\varphi/\varphi(E < 10 \text{ кэВ}) = \varphi_B(E < 10 \text{ кэВ})/\varphi(E < 10 \text{ кэВ}) - 1.$$

Эта величина есть мера погрешности вероятности избежать утечки в процессе замедления, которая обусловлена приближением слабой диффузии: влияние этого приближения сказывается в рассматриваемых средах лишь при энергиях выше 20 кэВ (главным образом, в группе 21,5–46,5 кэВ, содержащей глубокий интерференционный минимум в сечении железа);

3) $\Delta\Sigma_3(e)/\Sigma_3(e)$ (21–46 кэВ) — диффузионная поправка к сечению упругого замедления указанной группы. В других группах эта поправка на порядок меньше. Заметим, что поправка к потоку нейтронов группы 21,5–46,5 кэВ почти в точности равна сумме этой и предыдущей поправок;

4) $|B|/\Sigma_{t, мин}$, где $\Sigma_{t, мин}$ — минимальное значение полного сечения, достигаемое в группе 21,5–46,5 кэВ;

5) $\alpha_{мин}$ — доля подгрупп с минимальным сечением (резонансная структура сечений в обсуждаемых расчетах оценивалась с использованием подгрупповой системы констант [11], на основе которой рассчитывались подгрупповые константы среды, состоящей из нескольких нуклидов).

Для случая а) неточности приближения слабой диффузии максимальны. Влияние этих неточностей на макроскопические характеристики реактора не являются пренебрежимо малыми. Однако в практике расчета реакторов, в том числе критических сборок, подобные случаи не встречаются. В то же время при вдвое меньшей концентрации урана-238 критический размер реактора без отражателя из гомогенной смеси урана и железа возрастает настолько, что погрешности уменьшаются втрое. Увеличение концентрации ядер урана-235 до 3–4% привело бы к нарушению условия $|B| < \Sigma_{t, мин}$, положенного в основу формул учета диффузионных поправок к структуре спектра гармоник потока. Однако если железо заменить нержавеющей сталью [случай в); сборка КБР-2], то это условие будет выполнено достаточно хорошо. Поскольку при этом эффективная ширина минимума уменьшается, погрешности, связанные с приближением слабой диффузии, в этом случае оказываются очень небольшими. И уж совсем несущественны эти погрешности при рассмотрении энергии

тических реакторов, имеющих достаточно сложный состав [см. случай г)]. При расчетах нейтронной защиты погрешности, связанные с приближением слабой диффузии, могут быть, вообще говоря, более существенны.

Рассмотрим для примера ослабление нейтронов в железе. На большом расстоянии от источника пространственное распределение нейтронов будет определяться ведущей (наиболее проникающей) группой, а именно группой, содержащей глубокий и наиболее широкий минимум в полном сечении железа-56 при 27 кэВ. В многогрупповом транспортном приближении асимптотическое поведение потока нейтронов этой энергетической группы (а также асимптотическое поведение нейтронов более низкоэнергетических групп) будет пропорционально $\exp(-x/L)$, где $L^2 = (\Sigma_{tr} \Sigma_g)^{-1}$ (Σ_{tr} — транспортное сечение, Σ_g — сечение увода для ведущей группы). Поскольку при энергиях $\sim 20-30$ кэВ поглощение нейтронов в железе очень слабо, а неупругое рассеяние отсутствует, $\Sigma_g \approx \Sigma_{z(e)}$. При использовании для расчетов системы констант БНАБ [9] определяющей будет группа с энергиями от 21,5 до 46,5 кэВ. Для этой группы асимптотическая длина релаксации, вычисленная по данным [9] в приближении слабой диффузии, равна 3,21 см. Та же длина, вычисленная с учетом диффузионных поправок в приближении (1.109)–(1.111) при $B_0 = B_1 = 1/L$, оказывается равной 3,45 см, т.е. на 7,4% больше.

Указанная погрешность приближения слабой диффузии, вообще говоря, не является малой: при ослаблении в 10^6 раз занижение длины релаксации на 7% ведет к занижению потока нейтронов за защитой в 2,5 раза. В то же время погрешность 7% является предельной: в защите из чистого железа указанная неточность приближения слабой диффузии проявится лишь на очень больших толщинах, а стоит лишь подмешать к железу какие-либо другие элементы, как минимум в полном сечении будет ими "замазан" и погрешность приближения слабой диффузии резко сократится: для нержавеющей стали, например, погрешность в асимптотической длине диффузии составит лишь $\sim 3\%$. Еще меньше эта погрешность для асимптотической длины релаксации группы нейтронов с энергиями 1,4–2,5 МэВ в воде. Несмотря на то что эта группа содержит очень глубокий и сравнительно широкий интерференционный минимум в полном сечении кислорода при 2 МэВ, погрешность в асимптотической длине релаксации составляет всего лишь 0,5%.

Таким образом, и при расчете реальных нейтронных защит применение приближения слабой диффузии является вполне оправданным. Вывод о приемлемости приближения слабой диффузии основан на анализе влияния диффузионных членов в формулах (1.109)–(1.111). Эти формулы получены в предположении, что пространственные и энергетические переменные разделяются хотя бы приближенно [см. (1.20)]. Как уже отмечалось, для потока нейтронов, не испытавших с ядрами рассматриваемой резонансной среды ни одного столкновения, это предположение не оправдано. Поэтому вывод о приемлемости приближения слабой диффузии отнюдь не может быть распространен на те случаи, когда результатом расчета является функционал, существенно зависящий от потока нейтронов, не испытавших или испытавших лишь одно столкновение в среде с резонансными сечениями (например, альbedo).

Проблемы учета резонансной самоэкранировки сечений в этом случае рассмотрены в §7.4.

5.3. МНОГОГРУППОВОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ ПРОМЕЖУТОЧНОГО РЕЗОНАНСА

Среди приближений, положенных в основу формул усреднения групповых констант, приближение узких резонансов является, казалось бы, наиболее существенным. В самом деле, именно допущение о том, что резонансы узки по сравнению с потерей энергии при упругом рассеянии, позволило (при условии слабой диффузии) считать плотность столкновений $\Psi(r, u)$ плавной функцией летаргии. Благодаря этому оказалось возможным представить нулевую гармонику потока в виде

$$F_0(r, u) = \Psi_0(r, u)\varphi_0(u),$$

в котором резонансная структура нейтронного потока не только отделена от пространственной зависимости, но и просто выражается через полное сечение среды: $\varphi_0(u) = 1/\Sigma_T(u)$. Полученные оценки формы спектров более высоких гармоник нейтронного потока также основаны на приближении узких резонансов.

Если от приближения узких резонансов отказаться, т.е. принять во внимание, что эффективные ширины резонансов могут быть сравнимы с потерей энергии при рассеянии, то не только $\varphi_0(u)$, но и плотность столкновений $\Psi_0(r, u)$ будет испытывать резонансные флуктуации. Конечно, пространственная и резонансная энергетическая зависимости нейтронного потока в протяженных зонах и в этом случае могут быть разделены с той же точностью, что и в приближении узких резонансов. Однако внутригрупповой спектр потока нейтронов, даже проинтегрированного по объему протяженной гомогенной зоны:

$$\int F_0(r, u) dr = \Psi_0(u)/\Sigma_T(u), \quad (5.13)$$

если резонансы не узки, будет иметь сложную резонансную структуру.

Задача состоит в том, чтобы оценить эту структуру, причем методами достаточными простыми, допускающими возможность их применения для оперативной подготовки групповых констант при расчете нейтронных полей.

Один из таких методов был изложен в § 2.5. Он заключался в усреднении детально заданных (резонансными параметрами) энергетических зависимостей нейтронных сечений по столь же детально рассчитанному (в приближении промежуточных резонансов) нейтронному спектру. При такой оценке формы внутригруппового спектра, естественно, учитываются не только резонансные флуктуации плотности столкновений, но и систематическое уменьшение последней за счет поглощения замедляющихся нейтронов.

При использовании более распространенных методов описания внутригрупповой резонансной структуры с помощью подгрупп или факторов самоэкранировки информация о распределении резонансных особенностей по интервалу группы утрачена. Поэтому учет влияния систематического отличия внутригруппового спектра плотности столкновений от принятого при усреднении групповых констант стандартного спектра в этих случаях невозможен. При расчете реакторов на быстрых нейтронах эти отличия являются главной причиной погрешностей многогруппового приближения (см. § 4.3), а поскольку нейтронно-физические расчеты таких реакторов все время являлись главной и наиболее ответственной областью применения многогруппового метода, то не было и стимула к разработке способов задания резонансной структуры и методов усреднения групповых констант, позволяющих отказаться от приближения узких резонансов в тех, разумеется, случаях, когда применение последнего необоснованно.

Такие случаи встречаются. В качестве примера на рис. 5.3 приведены энергетические зависимости плотности столкновений в окрестности резонанса натрия при 2,85 кэВ в бесконечных средах из гомогенной смеси натрия с водородом и железом при различных разбавлениях [91]. Видно, что флуктуации плотности столкновений значительны. Их учет мог бы привести, например, к изменению расчетного значения активации натрия в подобных смесях более чем на 10%. Конечно, это не слишком большая, но и не пренебрежимо малая погрешность. При современных требованиях к точности расчетных предсказаний физических характеристик реакторов на быстрых нейтронах эту погрешность желательно было бы если не устранить, то снизить.

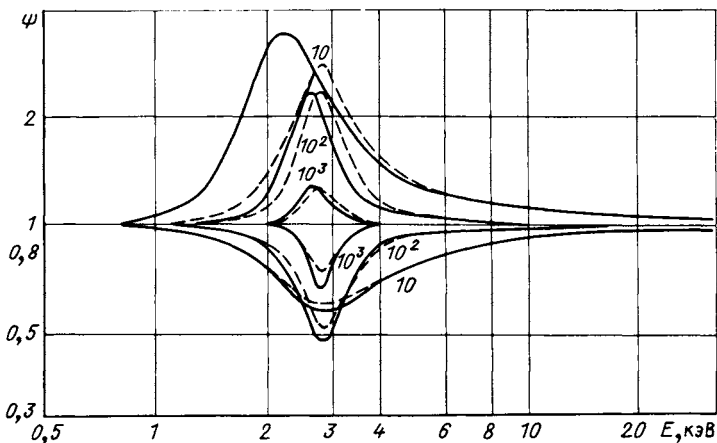


Рис. 5.3. Плотность столкновения нейтронов в смесях натрия с водородом ($\Psi > 1$) и с железом ($\Psi < 1$). Сплошные кривые — результаты точных решений уравнений замедления [92]; штриховые — оценки по формуле (5.14). Цифры у кривых — отношения плотности ядер водорода (соответственно железа) к плотности ядер натрия

Попытаемся решить эту задачу путем введения следующей аппроксимации для описания резонансной структуры плотности столкновений в окрестности широкого (промежуточного) резонанса j -го нуклида:

$$\Psi_0(u) \approx \Psi_{\Delta_j}(u) = \frac{\Sigma_t(u)}{\Sigma_a(u) + \sum_i c_i \sigma_{s,i}(u) \left[\xi_i / (\xi_i + \Delta_j) \right]}, \quad (5.14)$$

где Δ_j — подгоночный параметр, который следует подобрать так, чтобы $\Psi_{\Delta_j}(u)$ в определенном смысле наилучшим образом аппроксимировало $\Psi_0(u)$.

На рис. 5.3 штриховыми линиями проведены оценки плотности столкновений в смесях натрия с железом и водородом по формуле (5.14). Параметр Δ_{Na} принят равным 0,3. Видно, что хотя приближение (5.14) не способно отразить смещение всплеска в плотности столкновений относительно положения резонансного пика, оно качественно правильно передает характер флуктуаций плотности столкновений во всем диапазоне разбавлений как для легкого, так и для тяжелого разбавителя.

Приближение (5.14) открывает возможность простого приближенного учета флуктуаций плотности столкновений при подготовке групповых констант в тех группах, которые содержат сильные рассеивающие резонансы натрия и конструкционных материалов. Для этого достаточно переопределить сечение разбавления, приняв

$$\sigma_{0,j}^g = \frac{1}{c_j} \left[\Sigma_a^g + \sum_i c_i \sigma_{e,0,i}^g \frac{\xi_i^g}{(\xi_i^g + \Delta_j^g)} \right] - \sigma_{t,0,j}^g, \quad (5.15)$$

где Δ_j^g — заданный параметр, который можно назвать относительной эффективной шириной резонанса j -го нуклида, содержащегося в группе g . Задание $\Delta_j^g = 0$ соответствует приближению узких резонансов.

Очевидно, что изложенная методика представляет собой упрощенную версию приближения промежуточного резонанса Гольдштейна—Козна. Последнее, в частности, и может быть использовано для определения параметров Δ_j^g : их следует под-

бирать так, чтобы наилучшим образом описать параметры промежуточных резонансов (см. §2.5) :

$$\lambda_i^{(j)} \approx \lambda_{\Delta_j, i} = \xi_i^g / (\xi_i^g + \Delta_j^g). \quad (5.16)$$

Следует, однако, отметить, что параметры промежуточного резонанса зависят от атомной массы ядер разбавителей, вообще говоря, сложнее, чем это предусмотрено формулой (5.16); кроме того, $\lambda_i^{(j)}$ зависят и от степени разбавления j -го (резонансного) нуклида i -м разбавителем. Таким образом, применимость Δ -приближения (5.15) с постоянным Δ_j^g зависит от того, сколь существенны отличия в зависимости $\lambda_i^{(j)}$ от предусматриваемой этим приближением и сколь важен учет зависимости $\lambda_i^{(j)}$ от степени разбавления.

В табл. 5.4 приведены параметры промежуточного резонанса, рассчитанные для двух резонансов урана-238 в [97] и полученные по формуле (5.16) при указанных значениях Δ . Данные указаны для разбавителей разной атомной массы — от водорода до железа. Сечение рассеяния каждого из этих разбавителей, приходящееся на одно ядро урана-238, во всех случаях равнялось 100 б. Видно, что при этом значении сечения разбавления могут быть выбраны такие значения параметра Δ , при которых обсуждаемое Δ -приближение на порядок уменьшает погрешность, вносимую приближением узкого резонанса в резонансный интеграл I_R .

Следует выяснить, однако, обеспечат ли принятые значения Δ столь же высокую точность Δ -приближения при иных степенях разбавления. Ответ на этот вопрос ясен из рассмотрения данных, приведенных в табл. 5.5. В ней указаны погрешности в факторах резонансной самоэкранировки урана-238 для группы 100–215 эВ, содержащей кроме рассмотренного выше широкого резонанса при 192 эВ резонанс при 102 эВ, для которого также $\Gamma/E_0 \approx 0,01$. Поскольку указанные два резонанса

Таблица 5.4. Параметры промежуточного резонанса для двух резонансов урана-238 (φ — вероятность избежать поглощения при замедлении)

| $E_0 = 6,7 \text{ эВ}$ | | | | | | | | |
|------------------------|-------------|-------------|------------------|---------------|-----------------|------------------------|---------------|-----------|
| Разбавитель | λ_U | λ_m | $\Delta = 0,080$ | | $I_R (\lambda)$ | $\delta I_R / I_R, \%$ | | φ |
| | | | λ_U^* | λ_m^* | | $\lambda (\Delta)$ | $\lambda = 1$ | |
| ^1H | 0,058 | 0,909 | 0,091 | 0,926 | 8,57 | +1,7 | +14 | 0,918 |
| ^{12}C | 0,048 | 0,700 | 0,091 | 0,664 | 7,46 | -3,6 | +31 | 0,623 |
| ^{16}O | 0,045 | 0,624 | 0,091 | 0,600 | 6,91 | -2,4 | +42 | 0,564 |
| ^{56}Fe | 0,009 | 0,083 | 0,091 | 0,304 | 3,39 | +22,1 | +188 | 0,388 |

| $E_0 = 192 \text{ эВ}$ | | | | | | | | |
|------------------------|-------------|-------------|------------------|---------------|-----------------|------------------------|---------------|-----------|
| Разбавитель | λ_U | λ_m | $\Delta = 0,010$ | | $I_R (\lambda)$ | $\delta I_R / I_R, \%$ | | φ |
| | | | λ_U^* | λ_m^* | | $\lambda (\Delta)$ | $\lambda = 1$ | |
| ^1H | 0,459 | 0,965 | 0,427 | 0,989 | 0,297 | +1,0 | +1,5 | 0,997 |
| ^{12}C | 0,455 | 0,931 | 0,427 | 0,935 | 0,293 | 0,0 | +2,8 | 0,982 |
| ^{16}O | 0,453 | 0,918 | 0,427 | 0,916 | 0,291 | 0,0 | +3,5 | 0,976 |
| ^{56}Fe | 0,433 | 0,794 | 0,427 | 0,761 | 0,283 | -0,7 | +6,5 | 0,924 |

Т а б л и ц а 5.5. Погрешности расчета, %, сечения радиационного захвата урана-238 в группе 100–215 эВ в двухкомпонентных средах при $\Delta = 0,01$

| | Разбавитель | | | Водород | | | Кислород | | |
|------------------------------|--------------------------------------|-----|-----|--------------------------------------|----|-----|--------------------------------------|--|--|
| | σ_0 , б/ядро ^{238}U | | | σ_0 , б/ядро ^{238}U | | | σ_0 , б/ядро ^{238}U | | |
| Приближение узкого резонанса | -25 | -22 | -9 | -22 | 22 | -9 | | | |
| Δ -Приближение | -10 | +2 | +11 | -10 | -2 | +13 | | | |

| | Разбавитель | | | Железо | | | Цирконий | | |
|------------------------------|--------------------------------------|-----|----|--------------------------------------|-----|----|--------------------------------------|--|--|
| | σ_0 , б/ядро ^{238}U | | | σ_0 , б/ядро ^{238}U | | | σ_0 , б/ядро ^{238}U | | |
| Приближение узкого резонанса | -17 | -17 | -7 | -12 | -14 | -6 | | | |
| Δ -Приближение | -10 | -4 | +8 | -8 | -7 | +3 | | | |

обуславливают 62,5% группового резонансного интеграла, а определяющий вклад в остальную его часть дают еще два s -резонанса с отношением Γ/E_0 , лишь в 2–3 раза меньше, значение Δ для группы было принято равным 0,01 (как и в табл. 5.4).

Погрешности факторов самоэкранировки, полученные в приближении узких резонансов и Δ -приближения, даны относительно результата усреднения сечения захвата по детально рассчитанному спектру нейтронов [60]. Видно, что при сечении разбавления 100 б/ядро ^{238}U выбор $\Delta = 0,01$ приводит к существенному сокращению погрешности в сравнении с приближением узких резонансов. Однако и при больших, и при меньших разбавлениях погрешности либо сохраняются (по абсолютной величине), либо сокращаются слабо: при разбавлении 10 б/ядро ^{238}U — в 2 раза. Из табл. 5.5 видно, что при разбавлении 10 б/ядро ^{238}U Δ следовало бы взять примерно в 2 раза больше, а при $\sigma_0 = 1000$ б/ядро ^{238}U — в 2 раза меньше, чем при $\sigma_0 = 100$ б/ядро ^{238}U . Важно отметить, что погрешности слабо зависят от атомной массы разбавителя. Следовательно, они могут быть уменьшены, если ввести зависимость Δ от сечения разбавления.

Таким образом, погрешности многогруппового метода, обусловленные нарушением условий применимости приближения узкого резонанса, могут быть практически полностью устранены путем задания в таблицах групповых констант функций $\Delta_j^g(\sigma_0)$ в тех группах g , которые содержат широкие (промежуточные) резонансы

j -го нуклида. Для рассеивающих резонансов зависимость Δ_j^g от σ_0 , как мы видели, незначительна. Дополнительная информация, необходимая для использования Δ -приближения, не намного увеличит объем таблиц групповых констант; несложны и изменения в алгоритмах подготовки макроконстант. Тем не менее в настоящее время ни Δ -приближение, ни какое-либо иное приближение, позволяющее учитывать влияние флуктуаций плотности столкновений при учете резонансной самоэкранировки, не используются, насколько известно, ни в одной системе групповых констант ни в нашей стране, ни за рубежом (исключение составляют системы констант, в которых резонансная структура описывается брейт-вигнеровскими параметрами выделенных резонансов). Таким образом, Δ -приближение представляет собой резерв повышения точности многогруппового приближения.

Трудно сказать, будет ли этот резерв использован в дальнейшем, поскольку, как уже отмечалось, неточность приближения узких резонансов отнюдь не всегда определяет погрешность многогруппового приближения. При расчете реакторов на быстрых нейтронах для снижения методической погрешности многогруппового приближения число групп должно быть увеличено до нескольких сот (см. §2.1 и 4.3). Резонансы, которые при таком числе групп не разрешаются, как правило, являются узкими и в смысле применимости приближения узких резонансов.

Таким образом, при переходе к мультигрупповому приближению потребность в Δ -приближении, видимо, отпадает. При расчете реакторов на тепловых и промежуточных нейтронах необходимости в переходе к мультигрупповому приближению нет. Для повышения точности мультигрупповых расчетов реакторов этих типов использование Δ -приближения было бы, вероятно, целесообразным.

5.4. ТОЧНОСТЬ ПРИБЛИЖЕНИЯ СЕЧЕНИЙ РАЗБАВЛЕНИЯ

Описание резонансной самоэкранировки сечений с помощью f -факторов Бондаренко (см. §2.3) основано на концепции сечения разбавления. Предполагается, что в приближении узких резонансов влияние состава среды на резонансную самоэкранировку сечений любого из составляющих ее нуклидов с резонансными сечениями может быть охарактеризовано сечениями разбавления этого нуклида для нулевой и первой гармоник потока. Пусть i — номер нуклида, резонансная самоэкранировка которого рассчитывается. Тогда

$$\begin{aligned} \sigma_{0,i}^g &= \frac{1}{c_i} \sum_{j \neq i} c_j \langle \sigma_{t,j} \rangle_g f_{0,j}^g(\sigma_{0,j}^g) = \\ &= \frac{\Sigma_{t,0}^g}{c_i} - \langle \sigma_{t,i} \rangle_g f_{0,i}^g(\sigma_{0,i}^g); \end{aligned} \quad (5.17)$$

$$\begin{aligned} \sigma_{1,i}^g &= \frac{1}{c_i} \sum_{j \neq i} c_j \langle \sigma_{t,j} \rangle_g f_{1,j}^g(\sigma_{1,j}^g) = \\ &= \frac{\Sigma_{t,1}^g}{c_i} - \langle \sigma_{t,i} \rangle_g f_{1,i}^g(\sigma_{1,i}^g). \end{aligned} \quad (5.18)$$

В §2.3 показано, что концепция сечения разбавления в случаях, когда в среде присутствует несколько нуклидов, обладающих в рассматриваемой группе g резонансной структурой сечений, хотя и является в известном смысле наилучшей, все же приближенна. В связи с этим встает вопрос о точности этой концепции.

Эта проблема возникает и при других методах описания резонансной структуры сечений нуклидов. В §2.4 указывалось, что при описании структуры сечений подгруппами приближение сечения разбавления позволяет заметно сократить затраты машинного времени на подготовку макроконстант (по сравнению с алгоритмом усреднения по всем возможным положениям вектора подгрупп). При описании структуры сечений заданием параметров выделенных резонансов и применении специальных функций для расчета резонансных интегралов разбавление одного нуклида другими также может быть осуществлено лишь в приближении сечений разбавления.

В действительности при обсуждении точности приближения сечения разбавления встает не один, а три вопроса.

1. Какова точность этого приближения в случае, если сечения разбавления для нулевой и первой гармоник вычисляются согласно (2.105), (2.106), т.е. итерационно?

2. Какой будет погрешность сечений, усредняемых по спектру тока, если при расчете $f_{1,j}^g$ положить $\sigma_{1,i}^g = \sigma_{0,i}^g$? Задача возникает в свя-

зи с тем, что в [9] различие в сечениях разбавления для нулевой и первой гармоник не подчеркивалось, поэтому в ряде действующих программ подготовки групповых констант принимается $\sigma_{1,j}^g = \sigma_{0,j}^g$.

3. Какова будет погрешность результатов расчета, если итерации сечения разбавления не проводить, т.е. положить в (5.17), (5.18) $f_{0,i}^g = f_{1,i}^g = 1$; если провести лишь одну-две итерации? Этот вопрос встает в связи с тем, что в некоторых из действующих программ подготовки констант итерации сечения разбавления не проводятся, в других программах проводится всегда лишь одна итерация.

Первая оценка точности приближения сечения разбавления была выполнена в [17]. Там было показано, что в рамках приближения изолированного брейт-вигнеровского резонанса без учета доплеровского уширения резонансной линии и интерференции между резонансным и потенциальным рассеянием приближение сечения разбавления не может приводить к погрешностям, большим 8%, а при реальных значениях резонансных параметров, при учете доплер-эффекта, в реальных композициях точность этого приближения должна быть значительно более высокой.

Количественные оценки, выполненные позднее с помощью 26-групповой системы констант с подгрупповым описанием резонансной структуры сечений [93], подтвердили этот вывод и позволили ответить на все поставленные выше вопросы. Приведем здесь качественные результаты этих численных исследований.

1. Приближение сечения разбавления ведет к погрешностям в макроскопических групповых сечениях, большим, чем 1%, лишь в тех группах, которые содержат наиболее сильные резонансы составляющих среду нуклидов. Число таких резонансов в группе мало, так что во всех случаях погрешности констант, обусловленные неточностью статистического подхода к описанию наложения резонансов разных нуклидов, оказались сравнимыми или большими, чем погрешности приближения сечения разбавления. Таким образом, применение последнего приближения при расчете многогрупповых констант среды является вполне оправданным.

2. Вполне допустимым является и приближение, в котором полагается $\sigma_{1,j} = \sigma_{0,j}$. Из всех исследовавшихся реальных систем наибольшее влияние это приближение оказало на физические характеристики активной зоны КБР-2 — критической сборки на быстрых нейтронах с активной зоной из нержавеющей стали и обогащенного урана с $k_{\infty} \approx 1,76$. Поскольку $\sigma_0 > \sigma_1$, использование σ_0 вместо σ_1 ведет к ослаблению резонансной самоэкранировки транспортного сечения и, следовательно, к уменьшению утечки из активной зоны, т.е. к завышению $k_{эф}$ реактора без отражателя. В случае КБР-2 это завышение составило 0,1%. Таков же оказался порядок погрешностей и в отношениях средних сечений реакций в центре активной зоны КБР-2: $\bar{\sigma}_c(^{238}\text{U})/\bar{\sigma}_f(^{235}\text{U})$ возросло на 0,06%, $\bar{\sigma}_f(^{238}\text{U})/\bar{\sigma}_f(^{235}\text{U})$ снизилось на 0,1%. Погрешности в центральных реактивностях малых образцов железа, никеля и хрома оказались большими: они достигали 1–2%. Это и естественно, поскольку реактивности этих рассеивающих материалов представляют собой малые ($10^{-2} - 10^{-3}$ от реактивности одного моля ^{235}U) разности положительных и отрицательных вкладов. Во всех других случаях погрешности приближения $\sigma_1 = \sigma_0$ оказались много меньшими. Нам представляется невозможным сконструировать сборку, в которой приближение $\sigma_1 = \sigma_0$ проявилось бы за-

Таблица 5.6. Погрешности нейтронного спектра и среднегрупповых сечений захвата урана-238 и плутония-239 в активной зоне тестовой модели реактора-размножителя [86], связанные с конечным числом итераций по сечению разбавления

| Номер группы | Энергия | $\delta \varphi, \%$ | | $\delta \sigma_c^{g\ 238}\text{U}, \%$ | | $\delta \sigma_f^{g\ 239}\text{Pu}, \%$ | |
|--------------|----------------|----------------------|---------|--|---------|---|---------|
| | | $m = 0$ | $m = 1$ | $m = 0$ | $m = 1$ | $m = 0$ | $m = 1$ |
| 11 | 10,0–21,5 кэВ | 0,00 | 0,00 | 0,00 | 0,00 | 0,00 | 0,00 |
| 12 | 4,65–10,0 кэВ | 0,00 | 0,00 | 0,00 | 0,00 | 0,00 | 0,00 |
| 13 | 2,15–4,65 кэВ | 0,97 | 0,00 | -4,4 | 0,00 | 0,00 | 0,00 |
| 14 | 1,0–2,15 кэВ | 0,56 | 0,00 | 0,00 | 0,00 | 0,00 | 0,00 |
| 15 | 0,465–1,0 кэВ | 0,87 | 0,00 | 0,00 | 0,00 | -1,1 | 0,00 |
| 16 | 215,0–465,0 эВ | 1,7 | 0,04 | -0,7 | 0,00 | -1,0 | 0,00 |
| 17 | 100,0–215,0 эВ | 6,8 | 0,01 | 1,0 | 0,00 | -11,0 | -0,71 |
| 18 | 46,5–100,0 эВ | 16,90 | 0,00 | -5,6 | 0,00 | -12,0 | -0,03 |
| 19 | 21,5–46,5 эВ | 25,30 | 0,12 | -2,7 | -0,03 | -30,0 | -0,08 |
| 20 | 10,0–21,5 эВ | 30,16 | 0,16 | -7,9 | -0,01 | -29,0 | -0,10 |
| 21 | 4,65–10,0 эВ | 20,15 | 0,01 | -1,8 | 0,00 | -38,0 | -0,05 |
| 22 | 2,15–4,65 эВ | 11,58 | 0,00 | 0,00 | 0,00 | 0,00 | 0,00 |
| 23 | 1,0–2,15 эВ | 7,30 | 0,00 | 0,00 | 0,00 | 0,00 | 0,00 |
| 24 | 0,465–1,0 эВ | 8,33 | 0,01 | 0,00 | 0,00 | -0,6 | 0,00 |
| 25 | 0,215–0,465 эВ | 8,04 | 0,00 | 0,00 | 0,00 | 0,00 | 0,00 |

метно сильнее, чем в КБР-2. Поскольку даже для такой сборки погрешности этого приближения малы, можно рекомендовать его к использованию во всех случаях (по крайней мере, при расчетах реакторов).

3. Расчет эффектов резонансной самоэкранировки без итерационного уточнения сечений разбавления недопустим. Это можно продемонстрировать на примере активной зоны тестовой модели энергетического реактора на быстрых нейтронах [86].

В табл. 5.6 приведены погрешности формы нейтронного спектра в активной зоне, среднегрупповых сечений захвата урана-238 и деления плутония-239 при безытерационном определении сечений разбавления [т.е. для случая, когда в (5.17), (5.18) факторы самоэкранировки полагаются равными единице] и при одной итерации [т.е. для случая, когда в (5.17) факторы самоэкранировки рассчитываются для сечения разбавления, вычисленного безытерационно]. В качестве базового взят расчет, в котором было выполнено пять итераций по сечению разбавления. Из приведенных данных видно, что хотя при безытерационном определении сечений разбавления погрешности оказываются весьма большими даже для среды столь сложного состава, как активная зона энергетического реактора на быстрых нейтронах, достаточно одной итерации по сечению разбавления, чтобы эти погрешности устранить.

Более обширные численные эксперименты показали, что при сильной резонансной самоэкранировке для обеспечения точности в нейтронном потоке, лучшей 1%, может потребоваться две итерации по сечению разбавления. Случаев, когда могла бы потребоваться третья итерация, нами обнаружено не было.

Таким образом, в программах подготовки групповых констант необходимо предусматривать проведение по крайней мере одной итерации по сечению разбавления, а двух таких итераций всегда оказывается достаточно.

Заметим, что погрешности, связанные с безытерационным определением сечения разбавления, проявляются, главным образом, в спектральных характеристиках реактора. В интегральных характеристиках погрешности за счет компенсации проявляются слабо, хотя погрешности в групповых сечениях и спектре существенны. Так, ошибка в $k_{эф}$ обсуждавшейся тестовой модели реактора на быстрых нейтронах при отсутствии итераций сечения разбавления составила всего лишь 0,09%, в реактивности центрального образца урана-238 ~1%, в отношении $\bar{\sigma}_c(^{238}\text{U})/\bar{\sigma}_f(^{239}\text{Pu}) - 0,03\%$.

5.5. ВЛИЯНИЕ АНИЗОТРОПИИ ПОЛНОГО СЕЧЕНИЯ НА ПРИМЕНИМОСТЬ МЕТОДОВ РЕШЕНИЯ МНОГОГРУППОВОГО УРАВНЕНИЯ ПЕРЕНОСА

В гл. 1 было показано, что в резонансной области энергий групповое полное сечение, рассчитанное путем усреднения по энергии с весом нейтронного спектра, является, как и этот спектр, функцией направления. Таким образом, анизотропия полного группового сечения есть специфическое проявление резонансной самоэкранировки сечений. Учет этого эффекта при решении многогруппового уравнения переноса с помощью существующих методов требует специальных приемов, поскольку при разработке этих методов групповое полное сечение традиционно предполагалось изотропным. Другими словами, существующие методы и программы предназначены для решения многогруппового уравнения вида

$$\begin{aligned} \Omega \nabla F_g(r, \Omega) + \Sigma_{t,0}^g F_g(r, \Omega) &= \\ = \int d\Omega' \Sigma_s^{g \rightarrow g}(\Omega, \Omega') F_g(r, \Omega') + Q_g(r, \Omega) \end{aligned} \quad (5.19)$$

[$Q_g(r, \Omega)$ обозначена сумма источников замедления, деления и внешнего источника], тогда как в действительности необходимо найти решение уравнения вида (3.26):

$$\begin{aligned} \Omega \nabla F_g(r, \Omega) + \Sigma_{t, \text{мин}}^g F_g(r, \Omega) + \\ + \int d\Omega' \Delta \Sigma_t^g(\Omega, \Omega') F_g(r, \Omega') &= \\ = \int d\Omega' \Sigma_s^{g \rightarrow g}(\Omega, \Omega') F_g(r, \Omega') + Q_g(r, \Omega), \end{aligned} \quad (5.20)$$

где

$$\Delta \Sigma_t^g(\mu_s) = \frac{1}{4\pi} \sum_{n=0}^{\infty} (2n+1) (\Sigma_{t,n}^g - \Sigma_{t, \text{мин}}^g) P_n(\mu_s); \quad (5.21)$$

$\Sigma_{t,n}^g$ — полное сечение, усредненное по спектру n -й угловой гармоники потока, а $\Sigma_{t, \text{мин}}^g = \lim_{n \rightarrow \infty} \Sigma_{t,n}^g$ — минимальное полное сечение в группе g (здесь и далее в этом параграфе, если не отмечено особо, макроконстанты считаются не зависящими от координат).

Задача состоит в том, чтобы привести уравнение (5.20) к виду (5.19). Разумеется, это сделать нетрудно: достаточно перенести интегральный член из левой части уравнения (5.20) в правую и объединить его с ин-

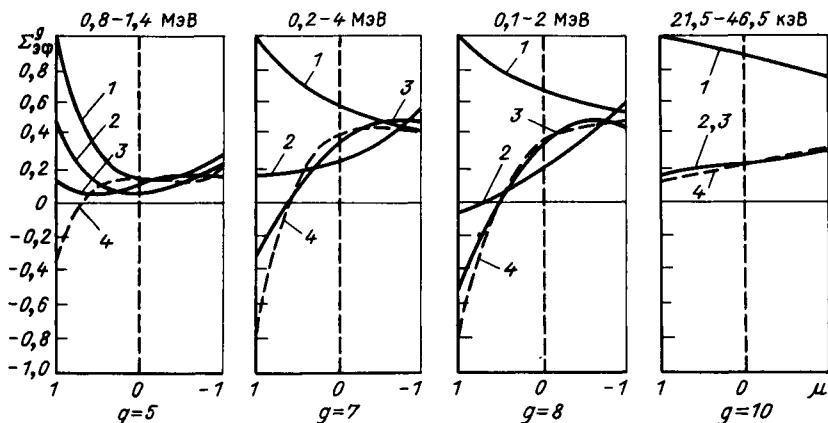


Рис. 5.4. Анизотропия эффективного полного сечения рассеяния, оставляющего нейтрон в группе $\tilde{\Sigma}_s^{g \rightarrow g}(\mu_0)$ для железа при различных выборах $\Sigma_{эф}^g$ (эффективного полного сечения) :

1 - $\Sigma_{эф}^g = \Sigma_{t,0}^g$; 2 - $\Sigma_{эф}^g = \Sigma_{t,1}^g$; 3 - $\Sigma_{эф}^g = \Sigma_{t,3}^g$; 4 - $\Sigma_{эф}^g = \Sigma_{t,5}^g = \Sigma_{t,мин}^g$. Сечения отнормированы так, чтобы при $\Sigma_{эф}^g = \Sigma_{t,0}^g$ $\tilde{\Sigma}_s^{g \rightarrow g}(\mu_0 = 1) = 1$. Видно, что выбор $\Sigma_{эф}^g = \Sigma_{t,l}^g$ при $l > 0$, вообще говоря, не обеспечивает положительности $\tilde{\Sigma}_s^{g \rightarrow g}(\mu_0)$

тегралом рассеяния:

$$\begin{aligned} \Omega \nabla F_g(r, \Omega) + \Sigma_{t,мин}^g F_g(r, \Omega) = \\ = \int d\Omega' \tilde{\Sigma}_s^{g \rightarrow g}(\Omega' \cdot \Omega) F_g(r, \Omega') + Q_g(r, \Omega), \end{aligned} \quad (5.22)$$

где

$$\begin{aligned} \tilde{\Sigma}_s^{g \rightarrow g} &= \Sigma_s^{g \rightarrow g}(\mu_s) - \Delta \Sigma_t^g(\mu_0) = \\ &= \frac{1}{4\pi} \sum_{n=0}^{\infty} (2n+1) \left[\Sigma_{t,мин}^g - (\Sigma_{t,n}^g - \Sigma_{s,n}^{g \rightarrow g}) \right] P_n(\mu_s). \end{aligned} \quad (5.23)$$

Несмотря на то что уравнение (5.22) по форме совпадает с (5.19), свойства эффективного сечения рассеяния $\tilde{\Sigma}_s^{g \rightarrow g}(\mu_s)$ существенно отличаются от свойств $\Sigma_s^{g \rightarrow g}(\mu_s)$ (рис. 5.4, кривая 4).

Во-первых, $\tilde{\Sigma}_s^{g \rightarrow g}(\mu_s)$ не является положительно определенным. Если рассеяние анизотропно, так что $\Sigma_s^{g \rightarrow g}(\mu_s)$ имеет минимум, $\tilde{\Sigma}_s^{g \rightarrow g}$ при соответствующем этому минимуму значении μ_s может оказаться отрицательным. Величина $\tilde{\Sigma}_s^{g \rightarrow g}$ может оказаться отрицательной и при всех значениях μ_s : такие ситуации встречаются тогда, когда в группе велико поглощение ($\Sigma_s \ll \Sigma_t$) и при этом сильно проявляется резонансная самоэкранировка сечений ($\Delta \Sigma_t$ велико).

Во-вторых, коэффициенты уравнения (5.19) удовлетворяют строгому неравенству

$$\Sigma_s^g \rightarrow g (\mu_s) < \frac{1}{4\pi} \Sigma_{t,0}^g, \quad (5.24)$$

а для коэффициентов уравнения (5.22) это неравенство может нарушаться.

Указанные отличия свойств коэффициентов уравнений (5.19) и (5.22) могут привести к тому, что методы и программы, предназначенные для решения первого из них, окажутся неприменимыми для решения второго. В настоящем параграфе рассмотрены основные проблемы, возникающие в связи с различием свойств коэффициентов уравнений (5.19) и (5.22).

* * *

Распространенным методом решения⁴ уравнения переноса является метод итерации источников рассеянных нейтронов, когда $F_g(r, \Omega)$ при заданном источнике $Q_g(r, \Omega)$ определяется как предел

$$F_g(r, \Omega) = \lim_{k \rightarrow \infty} F_g^{(k)}(r, \Omega), \quad (5.25)$$

где $F_g^{(k)}(r, \Omega)$ есть решение уравнения

$$\begin{aligned} \Omega \nabla F_g^{(k)}(r, \Omega) + \Sigma_t^g F_g^{(k)}(r, \Omega) = \\ = \int d\Omega' \Sigma_s^g \rightarrow g (\Omega', \Omega) F_g^{(k-1)}(r, \Omega') + Q_g(r, \Omega). \end{aligned} \quad (5.26)$$

Условие (5.24) гарантирует сходимость описанного итерационного процесса. Поскольку для коэффициентов уравнения (5.22) условие (5.24) может нарушаться, сходимость итераций по столкновениям уже не гарантируется. Как было показано Т.А. Гермогеновой [12], необходимым и достаточным условием сходимости обсуждаемого итерационного процесса является:

$$\left| \Sigma_{s,n}^g \rightarrow g \right| < \Sigma_t^g, \quad n = 0, 1, 2, \dots, \quad (5.27)$$

или применительно к уравнению (5.22)

$$\left| \tilde{\Sigma}_{s,n}^g \rightarrow g \right| = \left| \Sigma_{t,\text{мин}}^g - (\Sigma_{t,n}^g - \Sigma_{s,n}^g \rightarrow g) \right| < \Sigma_{t,\text{мин}}^g, \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (5.28)$$

Последнее условие, конечно, может нарушаться, и в этих случаях методы, основанные на итерациях по столкновениям, оказываются неприменимыми.

Чтобы гарантировать сходимость итерационного процесса, в [98] было предложено решать методом итераций следующее уравнение, очевидно, эквивалентное уравнениям (5.20) и (5.22):

$$\begin{aligned} \Omega \nabla F_g(r, \Omega) + \Sigma_{t,0}^g F_g(r, \Omega) = \int d\Omega' \Sigma_s^g \rightarrow g (\Omega', \Omega) F_g(r, \Omega') + \\ + (\Sigma_{t,0}^g - \Sigma_{t,\text{мин}}^g) F_g(r, \Omega) + Q_g(r, \Omega). \end{aligned} \quad (5.29)$$

Разложив в правой части этого уравнения плотность потока в ряд по сферическим функциям:

$$F_g(r, \Omega) = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=-n}^n \varphi_{n,m}^g(r) Y_{n,m}(\Omega), \quad (5.30)$$

приведем (5.29) к виду

$$\begin{aligned} \Omega \nabla F_g(r, \Omega) + \Sigma_{t,0}^g F_g(r, \Omega) &= \frac{1}{4\pi} \sum_{n=0}^{\infty} (2n+1) \times \\ &\times \left[\Sigma_{t,0}^g - (\Sigma_{t,n}^g - \Sigma_{s,n}^{g \rightarrow g}) \right] \sum_{m=-n}^n \varphi_{n,m}^g(r) Y_{n,m}(\Omega) + \\ &+ Q_g(r, \Omega). \end{aligned} \quad (5.31)$$

Поскольку

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \left[\Sigma_{t,0}^g - (\Sigma_{t,n}^g - \Sigma_{s,n}^{g \rightarrow g}) \right] = \Sigma_{t,0}^g - \Sigma_{t,\text{мин}}^g \neq 0,$$

сумму в правой части (5.31) нельзя представить в виде интеграла по Ω' , как это было сделано в (5.22), потому что ряд

$$\frac{1}{4\pi} \sum_{n=0}^{\infty} (2n+1) \left[\Sigma_{t,0}^g - (\Sigma_{t,n}^g - \Sigma_{s,n}^{g \rightarrow g}) \right] P_n(\mu_s)$$

в обычном смысле расходится [он сходится к $\tilde{\Sigma}_s^{g \rightarrow g}(\mu_0) + (\Sigma_{t,0}^g - \Sigma_{t,\text{мин}}^g) \delta(\mu_s)$]. Однако ряд, стоящий в (5.31), сходится, если только

угловое распределение потока не содержит δ -функции, так что уравнение (5.31) может использоваться при расчетах. Условие сходимости (5.27), (5.28) в этом случае, очевидно, удовлетворяется, поскольку для всех n

$$\left| \Sigma_{s,n}^{g \rightarrow g} \right| < \Sigma_{t,0}^g. \quad (5.32)$$

Изложенные методы были применены в семействе программ РОЗ [99], предназначенных для решения многогруппового уравнения переноса в плоских защитах. В процессе эксплуатации этих программ выяснилось, что хотя условие (5.28) выполняется, действительно, не всегда, случаи нарушения этого условия редки; как правило, оно выполняется, и тогда при решении уравнения (5.22) итерационный процесс сходится быстрее, чем при решении уравнения (5.31). Очевидно, что (5.29) можно записать в более общей форме:

$$\begin{aligned} \Omega \nabla F_g(r, \Omega) + \Sigma_{3\phi}^g F_g(r, \Omega) &= \frac{1}{4\pi} \sum_{n=0}^{\infty} (2n+1) \left[\Sigma_{3\phi}^g - \right. \\ &\left. - (\Sigma_{t,n}^g - \Sigma_{s,n}^{g \rightarrow g}) \right] \sum_{m=-n}^n \varphi_{m,n}^g(r) Y_{m,n}(\Omega) + Q_g(r, \Omega) \end{aligned} \quad (5.33)$$

и искать такое значение $\Sigma_{3\phi}^g$, которое не только гарантировало бы сходи-

мость итерационного процесса, но и обеспечивало бы максимальную скорость сходимости.

Рассмотрим сначала случай, когда выбор $\Sigma_{эф}^g = \Sigma_{t, мин}^g$ не обеспечивает сходимости. Это значит, что существуют такие значения n , для которых

$$\Sigma_{t, n}^g - \Sigma_{s, n}^{g \rightarrow g} \geq 2\Sigma_{t, мин}^g,$$

так что условие

$$|\Sigma_{t, мин}^g - (\Sigma_{t, n}^g - \Sigma_{s, n}^{g \rightarrow g})| < \Sigma_{t, мин}^g \quad (5.34)$$

нарушается.

Заметим, что разность $\Sigma_{t, n}^g - \Sigma_{s, n}^{g \rightarrow g}$ при $n = 0$ представляет собой сечение увода нейтронов из группы в результате замедления и поглощения:

$$\Sigma_{t, 0}^g - \Sigma_{s, 0}^{g \rightarrow g} = \Sigma_y^g; \quad (5.35)$$

при $n = 1$ — транспортное сечение:

$$\Sigma_{t, 1}^g - \Sigma_{s, 1}^{g \rightarrow g} = \Sigma_{tr}^g; \quad (5.36)$$

при $n > 1$ — обобщенное транспортное сечение (см. гл. 3):

$$\Sigma_{t, n}^g - \Sigma_{s, n}^{g \rightarrow g} = \Sigma_{tr, n}^g. \quad (5.37)$$

Обозначим $n_{макс}$ то значение n , которому соответствует максимальная разность $\Sigma_{t, n}^g - \Sigma_{s, n}^{g \rightarrow g}$, а $n_{мин}$ — значение n , для которого эта разность минимальна.

Случаи, когда выбор $\Sigma_{эф}^g = \Sigma_{t, мин}^g$ не обеспечивает сходимости итераций, имеют место при сильно выраженной резонансной структуре сечений. В этих случаях, как правило, $\Sigma_{tr}^g > \Sigma_{tr, n}^g$. Если это правило выполняется, то $n_{макс}$ равно либо 1, либо 0, в зависимости от того, что больше — транспортное сечение или сечение увода. Последний случай реализуется в группах с очень сильным поглощением.

Из изложенного выше следует, что если $n_{макс} = 1$, то $n_{мин}$ равно либо 0, либо ∞ (практически максимальному номеру члена ряда по угловым гармоникам, принимаемому во внимание при расчете). Если $n_{мин} = 0$, то выбор $\Sigma_{эф}^g$ из условия

$$|\Sigma_{эф}^g - \Sigma_y^g| = \Sigma_{эф}^g - \Sigma_{tr}^g \quad (5.38)$$

будет близок к оптимальному, поскольку он минимизирует максимальное отношение

$$\frac{|\Sigma_{эф}^g - (\Sigma_{t, n}^g - \Sigma_{s, n}^{g \rightarrow g})|}{\Sigma_{эф}^g}, \quad (5.39)$$

достигаемое в рассматриваемом случае для наиболее важных угловых

моментов (нулевого и первого) .

Если при $n_{\max} = 1$ $n_{\min} = \infty$, выбор

$$\Sigma_{\text{эф}}^g = (\Sigma_{tr}^g + \Sigma_y^g) / 2, \quad (5.40)$$

следующий из (5.38), оказывается лучше, чем выбор

$$\Sigma_{\text{эф}}^g = (\Sigma_{tr}^g + \Sigma_{\min}^g) / 2,$$

обеспечивающий минимум максимального отношения (5.39). Точно так же и при $n_{\max} = 0$ выбор $\Sigma_{\text{эф}}$ согласно (5.40) обеспечивает не только сходимость итерационного процесса, но и скорость этой сходимости, близкую к максимальной.

В случаях, когда выбор $\Sigma_{\text{эф}}^g = \Sigma_{t, \min}^g$ обеспечивает сходимость, скорость этой сходимости оказывается близкой к максимальной. Итак, можно ожидать, что выбор $\Sigma_{\text{эф}}^g$ равным $\Sigma_{t, \min}^g$ или, если это не обеспечивает условия сходимости (5.34), полусумме транспортного сечения и сечения увода, будет близок к оптимальному и, во всяком случае, является более оптимальным, чем выбор $\Sigma_{\text{эф}}^g = \Sigma_{t, 0}^g$.

Напомним, что итерационный процесс, сходимость которого обсуждается, состоит в том, что в каждой итерации в уравнении (5.33) правая часть вычисляется с помощью угловых гармоник потока $\varphi_{n, m}^g(r)$, вычисленных в предыдущей итерации. Например, в случае плоскопараллельной азимутально-симметричной геометрии в каждой итерации решается система уравнений:

$$\begin{aligned} \mu_j \frac{\partial F_g^{(k)}(x, \mu_j)}{\partial x} + \Sigma_{\text{эф}}^g F_g^{(k)}(x, \mu_j) = \\ = \frac{1}{4\pi} \sum_{n=0}^N (2n+1) \left[\Sigma_{\text{эф}}^g - (\Sigma_{t, n}^g - \Sigma_{s, n}^g \rightarrow g) \right] x \\ \times \varphi_n^{g, (k-1)}(x) P_n(\mu_j) + Q_g(x, \mu_j), \quad i = 1, 2, \dots, M, \end{aligned} \quad (5.41)$$

где

$$\varphi_n^{g, (k-1)}(x) = \sum_{j=1}^M \omega_j F_g^{(k-1)}(x, \mu_j) P_n(\mu_j); \quad (5.42)$$

ω_j и μ_j — веса и узлы квадратурной формулы, используемой для интегрирования по μ_g (обычно применяются гауссовы квадратуры). Если $\Sigma_{\text{эф}}^g = \Sigma_{t, \min}^g$, то последовательность чисел

$$\left[\Sigma_{\text{эф}}^g - (\Sigma_{t, n}^g - \Sigma_{s, n}^g \rightarrow g) \right]$$

сходится к нулю и число N может быть выбрано исходя из условия малости

$$\Sigma_{t, \min}^g - (\Sigma_{t, N}^g - \Sigma_{s, N}^g \rightarrow g).$$

Если же $\Sigma_{\text{эф}}^g \neq \Sigma_{t, \text{мин}}^g$, то ряд в правой части уравнения (5.41) можно оборвать лишь тогда, когда это будет оправдано малостью φ_n^g . Квадратурная формула Гаусса с M узлами позволяет правильно рассчитать первые $2M + 1$ угловых моментов. Поэтому, полагая, что число узлов M выбрано обоснованно, суммирование ряда по n в (5.41) следует вести, по крайней мере, до $n = 2M + 1$, что обычно значительно больше, чем то N , при котором

$$\Sigma_{t, N}^g - \Sigma_{s, N}^{g \rightarrow g} \approx \Sigma_{t, \text{мин}}^g.$$

Таким образом, выбор $\Sigma_{\text{эф}}^g \neq \Sigma_{t, \text{мин}}^g$ ведет, как правило, к увеличению N , что обычно нежелательно. Поэтому в тех случаях, когда выбор $\Sigma_{\text{эф}}^g = \Sigma_{t, \text{мин}}^g$ обеспечивает сходимость, дальнейшее сокращение числа итераций путем подбора $\Sigma_{\text{эф}}^g$ может быть нецелесообразным.

Из (5.41) и (5.42) видно, что сходимость итерационного процесса можно ускорить, если в правой части (5.41) оставить лишь члены, содержащие $F_g(x, \mu_j)$ при $j \neq i$ (для которых используется оценка по предыдущей итерации). Члены же, содержащие $F_g(x, \mu_j)$, перенести в левую часть уравнения и объединить с $\Sigma_{\text{эф}}^g F_g(x, \mu_j)$:

$$\begin{aligned} \mu_j \frac{\partial F_g^{(k)}(x, \mu_j)}{\partial x} + \hat{\Sigma}_t^g(\mu_j) F_g^{(k)}(x, \mu_j) = \\ = \frac{1}{4\pi} \sum_{n=0}^N (2n+1) \left[\Sigma_{\text{эф}}^g - (\Sigma_{t, n}^g - \Sigma_{s, n}^{g \rightarrow g}) \right] \times \\ \times P_n(\mu_j) \sum_{j \neq i} \omega_j F_g^{(k-1)}(x, \mu_j) P_n(\mu_j) + Q_g(x, \mu_j), \end{aligned} \quad (5.43)$$

где

$$\begin{aligned} \hat{\Sigma}_t^g(\mu_j) = \Sigma_{\text{эф}}^g - \frac{\omega_j}{4\pi} \sum_{n=0}^N (2n+1) \left[\Sigma_{\text{эф}}^g - (\Sigma_{t, n}^g - \Sigma_{s, n}^{g \rightarrow g}) \right] P_n^2(\mu_j). \end{aligned} \quad (5.44)$$

Поскольку $\Sigma_{\text{эф}}^g$ — четная функция μ , ее достаточно рассчитать и запомнить при числе значений μ_j вдвое меньшем, чем число узлов M .

Использование описанного алгоритма требует, однако, модификации расчетной программы. Поэтому возникает мысль минимизировать в правой части (5.41) роль членов, содержащих $F_g(x, \mu_j)$ путем соответствующего выбора $\Sigma_{\text{эф}}^g$, т.е. определить $\Sigma_{\text{эф}}^g$ из условия равенства нулю суммы по n в (5.44) в среднем по всем углам:

$$\Sigma_{\text{эф}}^g = \bar{\Sigma}_t^g = \frac{\sum_{i=1}^M \omega_i \sum_{n=0}^N (\Sigma_{t, n}^g - \Sigma_{s, n}^{g \rightarrow g}) P_n^2(\mu_j)}{\sum_{i=1}^M \omega_i \sum_{n=0}^N P_n^2(\mu_j)}. \quad (5.45)$$

В редких случаях этот выбор $\Sigma_{\text{эф}}^g$ может не обеспечить условия сходимости (5.44) и тогда следует использовать (5.40).

Можно надеяться, что выбор $\Sigma_{\text{эф}}^g$ согласно (5.45) сократит число итераций, необходимых для удовлетворения критерию точности. Необходимо, однако, помнить, что это будет достигнуто ценой замедления сходимости ряда по угловым моментам, т.е. каждая итерация будет требовать больших затрат на вычисление источника рассеяния, чем при $\Sigma_{\text{эф}}^g = \Sigma_{t, \text{мин}}^g$.

Заметим, наконец, что можно и непосредственно решать интегродифференциальное уравнение переноса нейтронов (5.19), представив его в виде (рассматриваем случай плоскопараллельной геометрии азимутально-независимой задачи):

$$\begin{aligned} & \mu \frac{\partial F_g^{(k)}(x, \mu)}{\partial x} + \Sigma_t^g(x, \mu) F_g^{(k)}(x, \mu) = \\ & = \frac{1}{4\pi} \sum_{n=0}^{\infty} (2n+1) \Sigma_{s, n}^g \rightarrow^g \varphi_n^{g(k-1)}(x) P_n(\mu) + Q_n(x, \mu), \end{aligned} \quad (5.46)$$

где

$$\Sigma_t^g(x, \mu) = \frac{\frac{1}{4\pi} \sum_{n=0}^{\infty} (2n+1) \Sigma_{t, n}^g \varphi_n^{g(k-1)}(x) P_n(\mu)}{F_g^{(k-1)}(x, \mu)} \quad (5.47)$$

Отметим, что при расчетах суммирование в правой части уравнения (5.46) обычно обрывается при $n \approx 6$ (как правило, такое количество членов разложения по полиномам Лежандра достаточно для восстановления угловой зависимости индикатрисы рассеяния, за исключением, пожалуй, водородсодержащих сред). Примерно при этом же значении n величина $\Sigma_{t, n}^g$ достигает значения минимального полного сечения $\Sigma_{t, \text{мин}}^g$. Обозначим при N' величину $\Sigma_{t, N'}^g = \Sigma_{t, \text{мин}}^g$ и преобразуем выражение (5.47) к удобному для расчетов виду:

$$\Sigma_t^g(x, \mu) = \Sigma_{t, \text{мин}}^g + \frac{\frac{1}{4\pi} \sum_{n=0}^{N'-1} (2n+1) (\Sigma_{t, n}^g - \Sigma_{t, \text{мин}}^g) \varphi_n^{g(k-1)}(x) P_n(\mu)}{F_g^{(k-1)}(x, \mu)} \quad (5.48)$$

Отсюда видно, что при решении уравнения переноса функцию $F_g(x, \mu)$ достаточно разложить по полиномам Лежандра только до $N' - 1$ -го члена; интеграл рассеяния удобно при этом представить так:

$$\frac{\Sigma_s^g \rightarrow^g}{2} \int_{-1}^1 d\mu' W_s^g \rightarrow^g(\mu' \rightarrow \mu) F_g^{(k-1)}(x, \mu').$$

Для сопоставления различных выборов $\Sigma_{\text{эф}}^g$ были выполнены численные эксперименты. В табл. 5.7 приведены результаты расчетов; показывающие влияние определения $\Sigma_{\text{эф}}^g$ на число итераций, необходимых для обеспечения сходимости угловой зависимости нейтронного потока с погрешностью до 0,01% (отличие в соседних итерациях). Во всех вариантах принято $M = 10$; для интегрирования по μ используется квадратура Гаусса. Принято, что

$$\nabla F_g(x, \mu) = -\Sigma_{t, \text{мин}}^g F_g(x, \mu) / 4.$$

Во всех случаях расчеты велись с использованием одного и того же источника $Q_g(\mu)$, меняющегося от 1 при $\mu = \mu_1 = 0,9309$ до 0,1 при $\mu = \mu_{10} = -0,9309$.

В табл. 5.7 приведено число итераций, необходимое для удовлетворения указанному выше критерию точности расчета угловой зависимости потока при выборе $\Sigma_{\text{эф}}^g = \Sigma_{t, 0}^t, \Sigma_{t, 1}^t, \dots, \Sigma_{t, 5}^g$. Во всех случаях равенств

Таблица 5.7. Число итераций при расчете угловой зависимости нейтронного потока в железной и урановой средах в зависимости от выбора $\Sigma_{\text{эф}}$

| Номер группы БНАБ | $\Sigma_{\text{эф}}$ | | | | | |
|-------------------|----------------------|-----------------|-----------------|-----------------|-----------------|--|
| | $\Sigma_{t, 0}$ | $\Sigma_{t, 1}$ | $\Sigma_{t, 2}$ | $\Sigma_{t, 3}$ | $\Sigma_{t, 4}$ | $\Sigma_{t, 5} = \Sigma_{t, \text{мин}}$ |
| 1* | 23 | 23 | 23 | 23 | 23 | 23 |
| 5 | 37 | 30 | 24 | 20 | 18 | 17 |
| 8 | 127 | 81 | 54 | 43 | 39 | 39 |
| 10 | 143 | 51 | 44 | 44 | 44 | 44 |
| 8* | 30 | 30 | 30 | 30 | 30 | 30 |
| 19 | 16 | 10 | 12 | 13 | 13 | 13 |
| 20 | 15 | 10 | 11 | 13 | 14 | 14 |

| Номер группы БНАБ | $\Sigma_{\text{эф}}$ | | | | |
|-------------------|----------------------|-----------------------|------------------|--|------------------|
| | $\Sigma_t(x, \mu)$ | $\hat{\Sigma}_t(\mu)$ | $\bar{\Sigma}_t$ | $\Sigma_{\text{оптим}}$ | Среда |
| 1* | 23 | 15 | 17 | $\hat{\Sigma}_t(\mu)$ | Fe |
| 5 | 36 | 17 | 16 | $\bar{\Sigma}_t$ | |
| 8 | 98 | 40 | 39 | $\hat{\Sigma}_t, \text{мин}; \bar{\Sigma}_t$ | |
| 10 | 116 | 39 | 38 | $\bar{\Sigma}_t$ | |
| 8* | 30 | 25 | 25 | $\hat{\Sigma}_t(\mu); \bar{\Sigma}_t$ | ^{235}U |
| 19 | 71 | 10 | 11 | $\Sigma_{t, 1}; \hat{\Sigma}_t(\mu)$ | |
| 20 | 102 | 10 | 10 | $\Sigma_{t, 1}; \hat{\Sigma}_t(\mu)$ | |

*В этих энергетических группах сечения Fe и ^{235}U не имеют резонансной структуры. Ускорение сходимости происходит за счет минимизации итерлируемых членов в правой части уравнения (5.41).

во $\Sigma_{t, n} = \Sigma_{t, \text{мин}}$ с хорошей точностью выполнялось, по крайней мере, для $n = 5$. Указано также число итераций при выборе $\Sigma_{\text{эф}}$ согласно (5.45). Наконец, дано число итераций, потребовавшееся при решении уравнений с угловой зависимостью полного сечения (5.44) и (5.48).

Видно, что выбор $\Sigma_{\text{эф}}^g = \Sigma_{t, 0}^g$ является наихудшим. Итерирование пространственно-угловой зависимости полного сечения, т.е. решение уравнения (5.46), слабо снижает число итераций, существенно усложняя каждую из них. Этот метод нецелесообразен. Во всех случаях, когда выбор $\Sigma_{\text{эф}}^g = \Sigma_{t, \text{мин}}^g$ обеспечивает сходимость, необходимое число итераций оказывается небольшим. При решении уравнения (5.43) с анизотропным полным сечением (5.44) сокращение (небольшое) числа итераций относительно варианта с выбором $\Sigma_{\text{эф}}^g$ согласно (5.45) происходит лишь в области высоких энергий, где сильна анизотропия рассеяния.

При решении уравнения (5.46) с итерацией угловой зависимости полного сечения (5.48) необходимое число итераций оказывается лишь не намного меньшим, чем при $\Sigma_{\text{эф}}^g = \Sigma_{t, 0}^g$.

Таким образом, результаты численных экспериментов подтверждают целесообразность выбора $\Sigma_{\text{эф}}^g = \Sigma_{t, \text{мин}}^g$, или, если это не обеспечивает условия сходимости (5.34), $\Sigma_{\text{эф}}^g = (\Sigma_{\gamma}^g + \Sigma_{tr}^g) / 2$.

Рассмотрим теперь специфические трудности, возникающие в связи с анизотропией усредненного полного сечения при решении уравнения переноса методом Монте-Карло (см., например, [100]). В интегральной форме уравнение переноса (5.20) имеет вид:

$$\hat{\Psi}_g(r, \Omega) = \int_0^{G(r, \Omega)} ds T_g(r, r-s\Omega) Q_g(r-s\Omega, \Omega). \quad (5.49)$$

Здесь

$$T_g(r, r-s\Omega) = \Sigma_{t, \text{мин}}^{g'}(r) \exp \left[- \int_0^s \Sigma_{t, \text{мин}}^{g'}(r-\xi\Omega) d\xi \right]; \quad (5.50)$$

$$\begin{aligned} Q_g(r', \Omega) &= \int d\Omega' \frac{\tilde{\Sigma}_s^{g \rightarrow g}(r', \Omega', \Omega)}{\Sigma_{t, \text{мин}}^{g'}(r')} \hat{\Psi}_g(r', \Omega') + \\ &+ \sum_{g'=1}^{g-1} \int d\Omega' \hat{\Psi}_g(r', \Omega') \frac{\Sigma_s^{g' \rightarrow g}(r', \Omega', \Omega)}{\Sigma_{t, \text{мин}}^{g'}(r')} + \\ &+ \frac{\chi_g}{k_{\text{эф}}} \sum_{g'=1}^G \frac{\eta^g \Sigma_a^{g'}(r')}{\Sigma_{t, \text{мин}}^{g'}} \int d\Omega' \hat{\Psi}_{g'}(r', \Omega'). \end{aligned} \quad (5.51)$$

Модифицированная плотность столкновений

$$\hat{\Psi}_g(r, \Omega) = \Sigma_{t, \min}^g F_g(r, \Omega), \quad (5.52)$$

определяемая уравнением (5.49), при наличии резонансной самоэкранировки сечений ниже истинной плотности столкновений

$$\Psi_g(r, \Omega) = \Sigma_{t,0}^g F_g(r, \Omega). \quad (5.53)$$

Вести расчет $\hat{\Psi}_g$ вместо Ψ_g приходится в связи с тем, что в выражение (5.50) входит именно $\Sigma_{t, \min}^g$.

Чтобы использование заниженной плотности столкновений $\hat{\Psi}_g$ в (5.51) не приводило к погрешности в расчете источника нейтронов $Q_g(r', \Omega)$, фигурирующие в этом выражении "вероятности" процессов определены как отношения соответствующих сечений к $\Sigma_{t, \min}^g$ (а не к $\Sigma_{t,0}^g$, как было бы при отсутствии резонансной самоэкранировки). Благодаря тому, что в (5.51) $\Sigma_s^{g \rightarrow g}$ заменено на $\tilde{\Sigma}_s^{g \rightarrow g}$, это не приводит к нарушению условия нормировки:

$$\begin{aligned} & 2\pi \int_{-1}^1 d\mu_0 \tilde{\Sigma}_s^{g \rightarrow g}(\mu_s) + \sum_{g'=g+1}^G 2\pi \int_{-1}^1 d\mu_s \Sigma_s^{g \rightarrow g'}(\mu_s) + \Sigma_a^g = \\ & = \tilde{\Sigma}_{s,0}^{g \rightarrow g} + \Sigma_3^g + \Sigma_a^g = \Sigma_{t, \min}^g - \Sigma_{t,0}^g + \\ & + \left(\Sigma_{s,0}^{g \rightarrow g} + \sum_{g'=g+1}^G \Sigma_{s,0}^{g \rightarrow g'} + \Sigma_a^g \right) = \Sigma_{t, \min}^g. \end{aligned} \quad (5.54)$$

Тем не менее отношение $\tilde{\Sigma}_s^{g \rightarrow g}(\mu_s) / \Sigma_{t, \min}^g$ не всегда можно интерпретировать как плотность вероятности рассеяться на угол $\arcs \cos \mu_s$, поскольку при некоторых значениях μ_s $\tilde{\Sigma}_s^{g \rightarrow g}(\mu_s)$ может оказаться отрицательным [см. (5.23)]. Более того, даже интеграл от $\tilde{\Sigma}_s^{g \rightarrow g}(\mu_s)$ по всем углам, т.е. $\Sigma_{s,0}^{g \rightarrow g}$, может оказаться отрицательным, и если абсолютная величина этого отрицательного сечения окажется больше сечения замедления Σ_3^g , то, как видно из (5.54), даже отношение $\Sigma_a^g / \Sigma_{t, \min}^g$ будет большим единицы, т.е. и это отношение не всегда можно интерпретировать как вероятность. Отмеченные обстоятельства не позволяют осуществить аналоговое моделирование процесса распространения нейтронов, описываемого уравнением (5.49) с источником, определенным согласно (5.51). Возможный выход состоит во введении процесса "отрицательного рассеяния, оставляющего нейтрон в группе" с сечением

$$\Sigma_-^{g \rightarrow g}(\mu_s) = \begin{cases} -\tilde{\Sigma}_s^{g \rightarrow g}(\mu_s), & \text{если } \tilde{\Sigma}_s^{g \rightarrow g}(\mu_s) \leq 0; \\ 0, & \text{если } \tilde{\Sigma}_s^{g \rightarrow g}(\mu_s) > 0, \end{cases} \quad (5.55)$$

и "положительного рассеяния, оставляющего нейтрон в группе" с сечением

$$\Sigma_+^{g \rightarrow g}(\mu_s) = \tilde{\Sigma}_s^{g \rightarrow g}(\mu_s) + \Sigma_-^{g \rightarrow g}(\mu_s). \quad (5.56)$$

Обозначим Σ_-^g и Σ_+^g интегралы по всем углам рассеяния от $\Sigma_-^{g \rightarrow g}(\mu_s)$ и $\Sigma_+^{g \rightarrow g}(\mu_s)$, а Σ_g - сумму

$$\Sigma_g = \Sigma_g^- + \Sigma_g^+ + \Sigma_g^3 + \Sigma_g^a = \Sigma_{t, \text{мин}}^g + 2\Sigma_g^- . \quad (5.57)$$

Тогда (5.51) можно переписать в виде

$$\begin{aligned} \alpha_g(r', \Omega) = & W_g \frac{\Sigma_g^+(r')}{\Sigma_g(r')} \int d\Omega' f_+^g(r', \Omega, \Omega') \hat{\Psi}_g(r', \Omega') - \\ & - W_g \frac{\Sigma_g^-(r')}{\Sigma_g(r')} \int d\Omega' f_-^g(r', \Omega, \Omega') \hat{\Psi}_g(r', \Omega') + \\ & + \sum_{g'=1}^{g-1} W_{g'} \frac{\Sigma_s^{g \rightarrow g'}(r')}{\Sigma_g(r')} \int d\Omega' f_s^{g \rightarrow g'}(r', \Omega, \Omega') \hat{\Psi}_{g'}(r', \Omega') + \\ & + \frac{\chi_g}{k_{\text{эф}}} \sum_{g'=1}^G W_{g'} \eta_{g'} \frac{\Sigma_a^{g'}(r')}{\Sigma_g(r')} \int d\Omega' \hat{\Psi}_{g'}(r', \Omega') . \end{aligned} \quad (5.58)$$

Здесь все отношения сечений положительны и могут быть интерпретированы как вероятности;

$$W_g = \frac{\Sigma_g}{\Sigma_{t, \text{мин}}^g} = 1 + \frac{2\Sigma_g^-}{\Sigma_{t, \text{мин}}^g} \quad (5.59)$$

— весовой множитель (превышающий единицу), на который умножается первоначальный вес W_0 нейтрона, вступившего в столкновение после того, как пропорционально вероятностям

$$p_+^g = \Sigma_+^g / \Sigma_g ; \quad p_-^g = \Sigma_-^g / \Sigma_g ; \quad p_s^{g \rightarrow g'} = \frac{\Sigma_s^{g \rightarrow g'}}{\Sigma_g^g} ;$$

$$p_a^g = \Sigma_a^g / \Sigma_g$$

будет разыгран процесс, произошедший в этом столкновении. Если таким процессом оказалось отрицательное рассеяние, нейтрону приписывается вес $(-W_g W_0)$. Тогда на последующей части этой нейтронной траектории во все оцениваемые функционалы нейтронного потока должны вноситься отрицательные (а не положительные) вклады до тех пор, пока в результате следующего отрицательного рассеяния (если таковое будет иметь место) знак веса не станет вновь положительным.

В описываемом процессе в реакторе разыгрываются траектории двух популяций нейтронов — положительных и отрицательных. Уравнения для модифицированных плотностей столкновений $\tilde{\Psi}_g^+(r, \Omega)$ и $\tilde{\Psi}_g^-(r, \Omega)$ нейтронов каждой из популяций имеют вид:

$$\begin{aligned} \tilde{\Psi}_g^+(r, \Omega) = & \int_0^G ds T_g(r, r - s\Omega) (\hat{\Delta}^+ \tilde{\Psi}^+ + \\ & + \hat{\Delta}^- \tilde{\Psi}^- + \hat{\Delta}_3 \Psi + \frac{1}{k_{\text{эф}}} \hat{\Delta}_f \Psi) ; \end{aligned} \quad (5.60)$$

$$\tilde{\Psi}_g^-(r, \Omega) = \int_0^G ds T(r, r - s\Omega) (\hat{\Delta}^+ \tilde{\Psi}^- +$$

$$+ \hat{O}^- \tilde{\Psi}^+ + \hat{O}_3 \Psi + \frac{1}{k_{эф}} \hat{O}_f \Psi); \quad (5.61)$$

$$\Psi_g(r, \Omega) = \tilde{\Psi}_g^+(r, \Omega) - \tilde{\Psi}_g^-(r, \Omega). \quad (5.62)$$

Смысл операторов \hat{O}^+ , \hat{O}^- , \hat{O}_3 и \hat{O}_f ясен из (5.58).

Пусть $k_{эф}$ — собственное число уравнений (5.49) — (5.58). Легко видеть, что собственные числа уравнений (5.60), (5.61) превышают его, т.е. популяции как положительные, так и отрицательных нейтронов от поколения к поколению неограниченно размножаются, однако так, что их разность (5.62) остается постоянной. В самом деле, средний вес нейтронов после столкновения (без учета размножения при делении) согласно (5.57) и (5.58) равен

$$\bar{W} = W_g(P_g^+ - P_g^- + P_{3,g} + P_{a,g}) = \frac{\Sigma_g}{\Sigma_{t, \text{мин}}^g} \frac{\Sigma_{t, \text{мин}}^g}{\Sigma_g} = 1.$$

В источниках же уравнений (5.60), (5.61) средний вес нейтрона после столкновения (также без учета размножения при делении) превышает единицу:

$$\bar{W}_{\pm} = W_g(P_g^+ + P_g^- + P_{3,g} + P_{a,g}) = W_g = 1 + 2\Sigma_{-}^g / \Sigma_{t, \text{мин}}^g.$$

Неограниченный рост $\tilde{\Psi}_g^+$ и $\tilde{\Psi}_g^-$ ведет к неограниченному увеличению дисперсии статистической оценки плотности столкновений (5.62), которая от поколения к поколению получается как разность все больших и больших чисел. Такая ситуация является, очевидно, неприемлемой. В ряде случаев проблему можно устранить, если ввести "аннигиляцию" положительных и отрицательных точек деления (т.е. точек деления, вызванных нейтронами с положительными и отрицательными весами). Например, можно для каждой отрицательной точки деления найти ближайшего положительного соседа и обе точки деления вычеркнуть из списка. Поскольку математическое ожидание числа положительных точек делений больше, чем математическое ожидание числа отрицательных точек делений, то при достаточно большом числе рассматриваемых нейтронных траекторий каждой отрицательной точке деления найдется пара среди положительных точек деления. После аннигиляции останется еще определенное количество положительных точек деления, из которых может быть сформирован источник нейтронов деления для очередного поколения. Однако и изложенный прием не всегда обеспечивает решение проблемы. Для демонстрации этого рассмотрим алгоритм розыгрыша нейтронных траекторий, в котором увеличение веса нейтронов при столкновении в группе с отрицательным $\tilde{\Sigma}_s^g \rightarrow g$ (μ_s) используется лишь в том случае, если столкновение сопровождается поглощением и обрывом нейтронной траектории. Если же произошло рассеяние (замедление, положительное или отрицательное рассеяние, оставляющее нейтрон в группе), то проводится расщепление нейтронной траектории либо на $\text{entier}(W_g)$ траекторий, либо [с вероятностью $W_g - \text{entier}(W_g)$] на $[\text{entier}(W_g) + 1]$ траекторию. Каждой из таких траекторий приписывается единичный вес — положительный или, если имело место отрицательное рассеяние, отрицательный. Очевидно, такое расщепление эквивалентно увеличению веса рассеянных нейтронов. Среднее число ветвей, на которые расщепляется нейтронная траектория, равно

$$n = 0 \cdot P_a^g + W_g(P_g^+ + P_g^- + P_{3,g}) = W_g(1 - P_a^g).$$

Если окажется, что $n > 1$, то имеется опасность, что расщепление траекторий будет происходить чаще, чем обрыв ветвей в результате поглощения. Это наверняка будет так, если $W_g(P_g^+ + P_g^-) < 1$, т.е. если будет нарушено условие

$$\Sigma_{\nu}^- < \Sigma_{\nu}^g / 2. \quad (5.63)$$

В этом случае траектория нейтрона, попавшего в группу g , будет неограниченно ветвиться (если только случайно не произойдет обрыв всех ветвей этой траектории за счет замедления или поглощения на самом начальном этапе ветвления).

Рассмотрим, как зависит вероятность появления подобной ситуации от ширины энергетической группы.

Начнем с предельного случая бесконечно узких групп (детальное слежение за энергией нейтрона в процессе блуждания). В нерезонансной области энергий и в области разрешенных резонансов это позволяет осуществить аналоговое моделирование нейтронных траекторий. Неподходящие методы в этом случае если и применяются, то лишь в целях повышения точности статистических оценок. В области же неразрешенных резонансов применение усредненных сечений неизбежно ведет к анизотропии полного сечения, т.е. к появлению анизотропного отрицательного сечения рассеяния, не сопровождающегося изменением энергии с интегральным сечением $\Sigma_{t,0} - \Sigma_{t, \text{мин}}$. Поскольку группы бесконечно узки,

$$\Sigma_{\gamma} = \Sigma_{t,0}; \Sigma^{-} = \Sigma_{t,0}(E) - \Sigma_{t, \text{мин}}$$

Таким образом, условие сходимости (5.44) принимает вид:

$$\Sigma_{t, \text{мин}} > \Sigma_{t,0}/2. \quad (5.64)$$

В средах, состоящих из чистых веществ (особенно из четно-четных нуклидов), это условие, как правило, нарушается. Отсюда следует, что моделирование нейтронных траекторий в области неразрешенных резонансов при детальном слежении за энергией не может осуществляться с использованием сечений, заранее усредненных по резонансной структуре. Необходим подгрупповой учет резонансной структуры сечений и нейтронного потока в самом процессе розыгрыша траекторий. Алгоритмы расчета нейтронного поля методом Монте-Карло в подгрупповом приближении изложены в [101, 102], к которым мы и отсылаем читателя. Здесь же важно лишь отметить, что метод подгрупп, развитый для возможности корректного учета граничных резонансных эффектов, представляет единственную известную нам возможность моделирования нейтронных траекторий в области неразрешенных резонансов с детальным слежением за энергией.

Если группы имеют конечную ширину, то часть отрицательного рассеяния компенсируется положительным рассеянием, не приводящим к замедлению нейтронов из группы. При группах шириной $\Delta u_g \approx 0,5 \div 1,0$ случаи появления отрицательного рассеяния редки. Они встречаются в одноэлементных средах в группах с ярко выраженной резонансной структурой (с большой разностью $\Sigma_{t,0} - \Sigma_{t, \text{мин}}$) и относительно малым сечением рассеяния, оставляющего нейтрон в группе. Такие ситуации встречаются в средах, состоящих из сильных поглотителей, например из чистого плутония-239: в группе 10–21,5 эВ $\sigma_{t,0}^g = 34,6$ обусловлено в основном поглощением ($\sigma_a^g = 23,8$ б, $\sigma_{e,0}^g \rightarrow g = 10,2$ б), тогда как из-за сильной резонансной структуры $\sigma_{t, \text{мин}}^g \approx \sigma_{\text{пот}} = 19,3$ б; в результате $\tilde{\sigma}_{e,0}^g \rightarrow g = -4,5$ б.

Итак, при широких группах случаи появления отрицательных сечений рассеяния $\tilde{\Sigma}_s^g \rightarrow g(\mu_s)$ достаточно редки. Условие сходимости (5.63) в этих случаях всегда выполняется, так что отрицательное рассеяние можно учитывать с помощью описанных выше искусственных приемов (введение отрицательных весов или расщепления и "аннигиляции" положительных и отрицательных точек деления). Однако введение этих достаточно сложных мер при широких группах представляется неоправданным при достижимой в реальных расчетах статистической точности. Проще устранить отрицательные сечения рассеяния путем введения дополнительного изотропного рассеяния с дифференциальным сечением, равным

$$\Delta \Sigma_s^g \rightarrow g = \max \left\{ \Sigma_s^g \rightarrow g(\mu_s) \right\}.$$

Замена в левой части уравнения $\Sigma_{t, \text{мин}}^g$ на $\Sigma_{t, \text{мин}}^g + 4\pi \Delta \Sigma_s^g \rightarrow g$, а в правой части $\tilde{\Sigma}_s^g \rightarrow g(\mu_s)$ на $\tilde{\Sigma}_s^g \rightarrow g(\mu_s) + \Delta \Sigma_s^g \rightarrow g$ ведет, конечно, к небольшой ошибке

в рассчитываемом нейтронном потоке (если поток не изотропен), но существенно упрощает алгоритм розыгрыша траекторий. Именно такой метод применен в существующем групповом варианте программного комплекса ММК-22*.

В программах, рассчитанных на несколько сот групп и более, требуется, очевидно, применять более совершенные алгоритмы, а при тысячах групп необходим подгрупповой метод учета структуры сечений.

Глава 6

МНОГОГРУППОВОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ В ТЕОРИИ ВОЗМУЩЕНИЙ

6.1. ВВОДНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ

До сих пор мы рассматривали алгоритмы расчета групповых констант, основанные на усреднении по энергии с весом потока. При этом пространственная независимость констант обеспечивалась предположением об удаленности областей, для которых рассчитывались константы, от границ раздела сред, поскольку в таком случае можно считать энергетическую структуру потока внутри групп не зависящей от пространства. Однако такое предположение не всегда оправдано и, если это так, необходимо учитывать при расчете групповых констант, во-первых, пространственную зависимость энергетической структуры потока (в таких случаях переменные r и E нельзя разделять даже при усреднении сечений) и, кроме того, пространственную зависимость групповой ценности по отношению к тому функционалу, величину которого необходимо сохранить в групповом расчете. Алгоритмы расчета групповых констант, опирающиеся на условие сохранения некоторого выделенного функционала и точную теорию возмущений, были развиты Г.И. Марчуком (см., например, [5]). Условно формулу для вычисления сечения группы g в зоне N можно записать в виде

$$\bar{\sigma}_{g, N} = \frac{(\bar{\Psi}_g^+ \langle \sigma \varphi \rangle_g)_N}{(\bar{\Psi}_g^+ \langle \varphi \rangle_g)_N}, \quad (6.1)$$

где $\langle \dots \rangle_g$ означает интегрирование по энергетическому интервалу группы g ; $(\dots)_N$ — интегрирование по объему зоны N ; φ — поток; $\bar{\Psi}_g^+$ — ценность по отношению к выделенному функционалу, определенная как решение уравнения, сопряженного уравнению для групповых потоков. Очевидно, что пространственную структуру ценности имеет смысл учитывать лишь тогда, когда есть возможность оценить пространственную зависимость энергетической структуры потока. Отметим, что в таком

* В работе [103], содержащей описание комплекса ММК-22, приведен иной алгоритм подготовки нейтронных констант к расчету методом Монте-Карло. В последствии В.В. Коробейниковым этот алгоритм был заменен изложенным здесь более обоснованным алгоритмом. Следует отметить, что при практических расчетах смещений результатов, связанных с этой заменой, обнаружено не было. Это еще раз подтверждает, что при ширине групп $\Delta u \approx 0,5 \div 1,0$ отрицательные сечения рассеяния появляются лишь изредка и лишь в малосущественной области энергии.

случае алгоритм расчета групповых констант будет итерационным, поскольку необходима групповая ценность, которая заранее не известна. Ясно также, что необходимость использования такого алгоритма будет тем больше, чем шире группы и чем меньше размеры гомогенной зоны V (т.е. чем больше роль граничных эффектов).

Таким образом, расчет групповых констант путем усреднения сечений с весом потока основан на предположении (см. § 1.1), что группы достаточно узки, а гомогенные зоны — достаточно велики, так, чтобы можно было пренебречь пространственной зависимостью этих констант в пределах гомогенных зон. Если же группы широки, то даже при отсутствии резонансной структуры сечения, усредненные с весом спектра потока, могут существенно зависеть от того, для какой точки зоны взят этот спектр. Именно поэтому при расчете малогрупповых констант (1–10 групп) учету пространственной зависимости как спектра нейтронов, так и малогрупповой ценности следует уделять особое внимание.

Аналогичная ситуация возникает и при расчете групповых констант в гетерогенных средах (см. гл. 7), а также вблизи границ раздела двух гомогенных зон в тех случаях, когда важны краевые (граничные) эффекты.

Обычно энергетическую зависимость потока оценивают, разделяя энергетическую и пространственно-угловые переменные, как правило, с помощью V_n -приближения, в рамках которого формула (6.1) инвариантна по отношению к линейным функционалам: независимо от сохраняемой физической величины ($k_{эф}$, числа процессов, потоков) сечения следует усреднять по энергии с весом потока.

Кроме линейных функционалов в целом ряде задач (расчет мощностных, температурных, пустотных эффектов в реакторах, коррекция сечений и т.п.) необходимо правильно определять также коэффициенты чувствительности (КЧ) этих функционалов по отношению к различным параметрам. Наиболее важной, часто рассчитываемой величиной такого типа является нуклидный коэффициент реактивности (КР) — вариация $k_{эф}$, обусловленная изменением концентрации того или иного нуклида (либо в точке, либо в некоторой выделенной области). На примере расчета КР мы и рассмотрим проблемы, возникающие при применении группового подхода для вычисления функционалов теории возмущений.

Формулу для расчета КР запишем в виде

$$\begin{aligned} \text{КР}_i = \frac{\delta k_{эф}}{\delta c_j} = \frac{1}{\text{ЦНД}} \left\{ - \langle \langle \varphi^+ \sigma_{ti} \varphi \rangle \rangle + \right. \\ \left. + \langle \langle \varphi^+ \hat{s}_i \varphi \rangle \rangle + \langle \langle \varphi^+ \hat{f}_i \varphi \rangle \rangle \right\}. \end{aligned} \quad (6.2)$$

Здесь c_j — ядерная концентрация нуклида i ; ЦНД — ценность нейтронов деления в реакторе; \hat{s}_i и \hat{f}_i — интегральные операторы, описывающие соответственно процессы рассеяния и деления на нуклиде i ; φ^+ — ценность нейтронов по отношению к асимптотической мощности. Кроме того, использованы очевидные равенства:

$$\frac{\delta \Sigma_t}{\delta c_j} = \sigma_{t,i}; \quad \frac{\delta \hat{S}}{\delta c_j} = \hat{s}_i; \quad \frac{\delta \hat{F}}{\delta c_j} = \hat{f}_i \quad (6.3)$$

(\hat{S} и \hat{F} — операторы, описывающие рассеяния и деления в среде).

Несомненно, что непосредственное использование формулы типа (6.2) в групповом подходе, опирающемся на усреднение сечений по энергии с весом потока, строго говоря, неверно, поскольку

$$\langle \varphi^+ \sigma_{t,i} \varphi \rangle_g \neq \bar{\varphi}_g^+ \sigma_{t,i}^g \langle \varphi \rangle_g \quad (6.4)$$

и

$$\langle \varphi^+ \langle \hat{s}_i \varphi \rangle_{g'} \rangle_g \neq \bar{\varphi}_g^+ \hat{s}_i^{g' \rightarrow g} \langle \varphi \rangle_{g'} \quad (6.5)$$

Первое обусловлено в основном корреляцией резонансных структур потока и ценности, а второе — корреляцией их плавных энергетических зависимостей. Если в групповом расчете найдены правильные значения групповых потоков $\langle \varphi \rangle_g$ и среднегрупповых ценностей $\bar{\varphi}_g^+ = \langle \varphi^+ \rangle_g / \Delta u_g$, то константы, позволяющие рассчитать КР по формуле типа (6.2), должны быть определены путем "билинейного усреднения" с помощью равенств;

$$\bar{\sigma}_{t,i}^g = \frac{(\langle \varphi^+ \sigma_{t,i} \varphi \rangle_g)}{(\bar{\varphi}_g^+ \langle \varphi \rangle_g)}; \quad (6.6)$$

$$\hat{s}_i^{g' \rightarrow g} = \frac{(\langle \varphi^+ \langle \hat{s}_i \varphi \rangle_{g'} \rangle_g)}{(\bar{\varphi}_g^+ \langle \varphi \rangle_{g'})}. \quad (6.7)$$

Что касается оператора \hat{f}_i , описывающего процесс деления, то благодаря тому, что обычно считают спектр и число нейтронов деления не коррелирующими с энергией нейтрона, вызвавшего это деление, билинейное усреднение и усреднение с весом потока для этого оператора эквивалентны.

К билинейному усреднению сечений можно прийти, если использовать при получении формул для групповых констант теорию возмущений первого порядка [19, 104–106], а не точную теорию возмущений, на которой основано равенство (6.1). Ясно, что нет никаких оснований надеяться в общем случае на более точное предсказание рассматриваемого функционала в групповом расчете с билинейно усредненными сечениями типа (6.6), (6.7) по сравнению с групповым расчетом, в котором используются константы типа (6.1). Отметим также, что билинейно усредненные сечения существенно неуниверсальны: при их расчете используется энергетическая структура ценности по отношению к конкретному функционалу. Например, очевидно, что сечения (6.6) не позволяют правильно рассчитать плотность столкновений.

Достоинством билинейного усреднения по энергии является то, что в отличие от усреднения с весом потока оно, во-первых, обеспечивает правильность расчета функционалов теории возмущений, а следовательно, и КЧ выделенного функционала благодаря тому, что справедливы равенства:

$$\left. \begin{aligned} \langle \Psi^+ \sigma \varphi \rangle_g &= \bar{\Psi}_g^+ \bar{\sigma}_g \langle \varphi \rangle_g; \\ \langle \Psi^+ \langle \sigma(u' \rightarrow u) \varphi \rangle_{g'} \rangle_g &= \bar{\Psi}_g^+ \bar{\sigma}_{g' \rightarrow g} \langle \varphi \rangle_{g'} \end{aligned} \right\} \quad (6.8)$$

(при условии, конечно, если правильно рассчитаны потоки и ценности), во-вторых, билинейное усреднение коммутирует с операцией сопряжения,

благодаря чему групповые константы в уравнениях для групповых потоков и ценностей оказываются одинаковыми [19].

Что касается точности расчета пространственных зависимостей как групповых потоков, так и ценностей с помощью билинейно усредненных констант, то она зависит от того, сколь справедливо разделение пространственно-угловых и энергетической переменных. Константы же (6.1), рассчитанные путем усреднения сечений по энергии с весом потока, не обеспечивают правильности расчета ценностей даже в этом приближении. Точные пространственные зависимости групповых потоков и ценностей могут быть рассчитаны лишь с помощью констант типа

$$\bar{\sigma}(r) = \frac{\langle \sigma \varphi \rangle}{\langle \varphi \rangle} ; \quad \bar{\sigma}^+(r) = \frac{\langle \sigma \Psi^+ \rangle}{\langle \Psi^+ \rangle} , \quad (6.9)$$

которые, вообще говоря, зависят от координат даже в пределах гомогенных зон.

Исходя из этого, авторами работ [107–109] был рассмотрен алгоритм группового расчета функционалов теории возмущений, в котором при расчете ценности использовались сечения, усредненные по энергии с весом ценности, при расчете групповых потоков — по потоку, а при расчете функционалов — билинейно усредненные. Очевидным недостатком такого алгоритма является его большая трудоемкость.

Из общей теории возмущений следует, что при расчете КЧ вовсе обязательно стремиться сохранить правильные значения среднегрупповых ценностей, а важно лишь, пользуясь усредненными по потоку сечениями, корректно учитывать вариацию оператора группового уравнения переноса, обусловленную вариацией рассматриваемого параметра (концентрацией нуклида, размера, сечения и т.п.) [110]. Например, в групповом расчете с сечениями (6.1) формула для расчета КР не может совпадать по виду с формулой (6.2), поскольку

$$\frac{\delta \Sigma_{t,i}^g}{\delta c_j} \neq \sigma_{t,i,i}^g .$$

Используя для наглядности формализм факторов самоэкранировки, получаем

$$\frac{\delta \Sigma_{t,o}^g}{\delta c_j} = \sigma_{t,o,i}^g + \sum_j c_j \sigma_{t,o,j}^g \frac{\delta f_{t,o,j}^g}{\delta c_j} . \quad (6.10)$$

Несомненно, что и с константами (6.1) имеется возможность корректно вычислять не только сами функционалы, но и их вариации. Необходимо только разработать алгоритмы корректного расчета вариаций групповых констант, учитывающие вариации факторов резонансной самоэкранировки и вероятностей замедления из группы в группу (этому вопросу посвящены §3 и 4 настоящей главы). Однако перед тем, как перейти к рассмотрению этого вопроса, целесообразно проанализировать результаты работ, посвященных сравнению рассмотренных алгоритмов усреднения сечений — линейного (с весом потока) и различных вариантов билинейного усреднения.

6.2. АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ ЧИСЛЕННЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ ТОЧНОСТИ РАСЧЕТОВ РЕАКТОРНЫХ ФУНКЦИОНАЛОВ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ СПОСОБА УСРЕДНЕНИЯ СЕЧЕНИЙ ПО ЭНЕРГИИ

Анализ многочисленных работ [19, 104–116], посвященных этому вопросу, начнем с рассмотрения тех, в которых исследовались алгоритмы коллапсации (свертки) мультигрупповых (~200 групп) констант в многогрупповые (~30 групп) [112, 116]. Причем и те и другие расчеты проводились в V_0 -приближении, и поэтому результаты многогрупповых расчетов не зависели от эффектов, связанных с пространственной зависимостью энергетической структуры потока. Прежде чем анализировать полученные результаты, отметим, что путем несложных выкладок легко установить следующие особенности таких расчетов (см., например, [112]):

а) $k_{эф}$ сохраняется при любом способе усреднения (по потоку, по ценности или билинейном);

б) билинейное усреднение позволяет, кроме того, правильно рассчитать групповые потоки, среднегрупповые ценности и центральные коэффициенты реактивности ЦКР (используется ценность по отношению к асимптотической мощности), а скорости реакции определяются неверно;

в) при усреднении по потоку правильно рассчитываются потоки и скорости реакций, а значения коэффициентов реактивности не сохраняются;

г) усреднение с весом ценности позволяет правильно рассчитать кроме $k_{эф}$ лишь среднегрупповые ценности, все остальные величины определяются неверно. Важно отметить, что во всех случаях при расчете чисел процессов и коэффициентов реактивности использовались обычные формулы.

Приведенные в табл. 6.1 данные свидетельствуют о том, что при использовании усреднения по потоку особенно велики погрешности при расчете ЦКР рассеивающих нуклидов, ЦКР же поглощающих нуклидов рассчитываются лишь с небольшой (~1%) погрешностью. Таков же масштаб погрешностей и в расчетных значениях чисел процессов при использовании билинейно усредненных сечений.

Исследования с помощью только V_0 -расчетов интересны лишь с методической точки зрения; на практике же сечения, усредненные по результатам расчета в V_0 -приближении, используются в дальнейшем в диффузионных или других программах. Авторами работ [104, 105, 107, 108, 111] были оценены масштабы погрешностей, возникающих в диффузионных расчетах различных реакторных функционалов с помощью

Таблица 6.1. Диапазоны погрешностей (%) в многогрупповых (~30 групп) V_0 -расчетах в зависимости от способа коллапсации мультигрупповых (~200 групп) констант (по данным [112, 116])

| Функционал | Способ коллапсации | |
|----------------------------------|--------------------|-----------|
| | По потоку | Билинейно |
| $k_{эф}$ | 0 | 0 |
| Скорости реакций | 0 | 0–3,5 |
| ЦКР поглотителей | 0–1,5 | 0 |
| ЦКР рассеивателей | 1–450 | 0 |
| Время жизни мгновенных нейтронов | 1,0 | 0 |

малогрупповых (1—4 групп) констант, рассчитанных путем коллапсации многогрупповых (~ 30 групп) сечений по спектру, оцененному в V_0 -приближении. В этом случае, строго говоря, ни один из способов усреднения не позволяет рассчитать точно ни один из функционалов. Поэтому отдать предпочтение тому или иному способу можно лишь на основе сравнения точности расчета реакторных характеристик, которую каждый из сравниваемых способов обеспечивает в выбранной модельной задаче. Отметим, что во всех работах, кроме [105], рассматривались только реакторы на быстрых нейтронах, а в [115] при усреднении использовались не V_0 -, а диффузионные расчеты.

Анализ данных, приведенных в табл. 6.2, показывает, что малогрупповые константы существенно неуниверсальны и для сохранения значения некоторого выделенного функционала в малогрупповом расчете необходимо усреднять многогрупповые сечения по формулам типа (6.1), основанным на точной теории возмущений. В противном случае неизбежны погрешности как в рассматриваемом, так и во всех остальных функционалах, причем эти погрешности существенным образом зависят от композиции реактора, способа усреднения и типа функционала. Сечения, усредненные по потоку, рассчитанному в V_0 -приближении, предпочтительнее в таких случаях при расчетах $k_{эф}$ и скоростей реакций, хотя иногда и удавалось лучше предсказывать критичность реакторов с отражателем с помощью билинейно усредненных малогрупповых констант [105]. Однако этот успех являлся случайным — он был обусловлен тем, что в рассматривавшихся вариантах погрешности усреднения по энергии и по пространству удачно компенсировались. Действительно, в тех случаях, когда усреднение по энергии с весом потока проводится достаточно корректно (т.е. если необходимо, то учитывается пространственная зависимость энергетической структуры потока), даже без учета пространственной зависимости групповой ценности удается сохранить $k_{эф}$ с погрешностью $\sim 0,01\%$, а скорости реакций — с погрешностью $\sim 0,1\%$. Это наглядно продемонстрировано в работах [117—119], авторы которых исследовали алгоритмы коллапсации мультигрупповых констант. В то же время билинейное усреднение дает гораздо лучшие результаты (по сравнению с усреднением по потоку) при расчетах КР нуклидов, особенно рассеивающих.

Таблица 6.2. Диапазон погрешностей (%) малогруппового (1—4) расчета различных функционалов в реакторах с отражателем в зависимости от способа коллапсации многогрупповых (~ 30) констант по результатам расчетов в V_0 -приближении (по данным [104, 105, 107, 108, 117])

| Функционал | Способ усреднения | | |
|----------------------------------|-------------------|------------|-----------------------|
| | С потоком | Билинейное | Билинейное обобщенное |
| $k_{эф}$ | 0—1,2 | 0—2,5 | 2,5 |
| Скорости реакции | 0—0,6 | 0—9,0 | 6 |
| КР поглотителей | 0—20,0 | 0—2,5 | — |
| КР рассеивателей | 10—300 | 0—1,0 | — |
| НПЭ | 10—15 | 0—10,0 | — |
| Время жизни мгновенных нейтронов | 3,0 | 0 | — |

Таблица 6.3. Поправки на КР нуклидов, связанные с корреляцией энергетических резонансных структур сечений, спектров потока и ценности

| Функционал | Изменение, % |
|------------------------------|--------------|
| Натриевые эффекты (НПЭ, НКР) | До 300 |
| КР рассеивателей | 5—100 |
| КР поглотителей | 0—5 |

До сих пор рассматривались эффекты, связанные с усреднением сечений по плавной энергетической зависимости спектров потока и ценности и по их резонансной структуре в окрестности разрешенных в мультигрупповом подходе резонансов. Поскольку при расчете реакторов на быстрых нейтронах едва ли не наиболее важной является область неразрешенных резонансов, то оценка эффектов, обусловленных усреднением сечений в этой области энергий, необходима. Представление о масштабах погрешностей расчетов КР и натриевого пустотного эффекта (НПЭ), обусловленных пренебрежением корреляцией резонансных структур в сечениях и спектрах потока и ценности, дает табл. 6.3. В ней обобщены данные работ [106, 120—122]. В [120, 121] оценивались влияния вариаций факторов самоэкранировки на НПЭ. В [106] исследовались погрешности при многогрупповом расчете ЦКР в V_0 -приближении путем сравнения результатов, полученных с помощью линейно и билинейно усредненных сечений. Усреднение констант по резонансной структуре осуществлялось с помощью подгрупповых параметров. В [122] та же задача решалась сравнением групповых и подгрупповых расчетов потоков, ценностей и ЦКР в V_0 -приближении.

Приведенные числовые данные подтверждают сделанные ранее выводы о том, что ни линейно, ни билинейно усредненные константы не позволяют, строго говоря, правильно рассчитать ни $K_{эф}$, ни линейные функционалы потока, ни их вариации — КР и КЧ. Особенно велики погрешности при определении последних, если для их расчета использовать усредненные с весом потока сечения и обычное представление формул теории возмущений типа (6.2). В то же время усреднение по энергии с весом потока имеет важные преимущества перед билинейным усреднением: оно универсально по отношению к линейным функционалам потока, включая и коэффициент размножения;

позволяет точнее рассчитать критичность и скорости реакций, являющиеся наиболее важными функционалами;

алгоритмы линейного (с весом потока) усреднения привычны пользователям, на них основаны если не все, то подавляющее большинство программ подготовки групповых констант.

В связи с этим желательно так записать формулы теории возмущений, чтобы использование констант, рассчитанных путем усреднения с весом потока, обеспечивало правильный расчет КР и КЧ. Задача заключается, во-первых, в разработке формул для корректной оценки вариаций групповых констант с учетом изменений спектра, а во-вторых, в обосновании этих формул путем сравнения конечных результатов группового расчета КР и КЧ с точными. Последнее необходимо для того, чтобы убедиться, что учтены все возможные вариации групповых констант. Решению этой задачи и уделено основное внимание в следующих параграфах.

6.3. УЧЕТ ВАРИАЦИЙ ГРУППОВЫХ КОНСТАНТ ПРИ РАСЧЕТАХ КОЭФФИЦИЕНТОВ РЕАКТИВНОСТИ

Как было показано в §6.1, при оценке вариаций групповых макроконстант необходимо учитывать не только их непосредственную вариацию, обусловленную изменением концентрации, но и вариацию, обусловленную возмущением спектра в среде, которая приводит к изменению факторов резонансной самоэкранировки микросечений. Например, при введении в зону нерезонансного рассеивателя может существенно измениться поглощение нейтронов резонансными нуклидами за счет деблокировки их сечений.

Необходимость учета этого эффекта при расчетах НПЭ впервые была отмечена в [120], авторы которой анализировали компоненты НПЭ при полном удалении натрия из активной зоны реактора на быстрых нейтронах в прямых расчетах. Оказалось, что влияние разблокировки сечений на НПЭ не только сравнимо по значению с влиянием изменений замедления, поглощения и утечки, а является определяющим из-за взаимной компенсации последних. В.В. Орловым [121] для расчета НКР, характеризующегося небольшими изменениями ядерной концентрации натрия во всем объеме некоторой зоны реактора на быстрых нейтронах, было предложено учитывать вариацию группового макросечения реакции типа R ($R = c, f, e$) на каждом нуклиде i :

$$\Sigma_{R, 0, i}^g = \frac{\langle \Sigma_{R, i} / \Sigma_t \rangle_g}{\langle 1 / \Sigma_t \rangle_g} (\Sigma_t = \Sigma_{t, i} + \Sigma_{0, i}),$$

обусловленную изменением сечения разбавления $\Sigma_{0, i}$, например, за счет изменения концентрации натрия. Для расчета этой вариации была получена формула

$$\delta \Sigma_{R, 0, i}^g = \Sigma_{R, 0, i}^g \left[\frac{\langle 1 / \Sigma_t^2 \rangle_g}{\langle 1 / \Sigma_t \rangle_g} - \frac{\langle \Sigma_{R, i} / \Sigma_t^2 \rangle_g}{\langle \Sigma_{R, i} / \Sigma_t \rangle_g} \right] \delta \Sigma_{0, i}. \quad (6.11)$$

Далее, для практических расчетов предлагалось использовать интерполяционное представление этой формулы

$$\frac{\delta \Sigma_{R, 0, i}^g}{\delta \Sigma_p} = \frac{1 - (f_{R, 0}^g)^2}{2} \frac{\Sigma_{R, 0, i}^g}{\Sigma_p} \quad (6.12)$$

между случаями сильных и слабых резонансов, когда соответственно

$$\frac{\delta \Sigma_{R, 0, i}^g}{\delta \Sigma_p} = \frac{1}{2} \frac{\Sigma_{R, 0, i}^g}{\Sigma_p} \quad \text{и}$$

$$\frac{\delta \Sigma_{R, i, 0}^g}{\delta \Sigma_p} = \frac{1 - f_{R, 0, i}^g}{f_{R, 0, i}^g} \frac{\Sigma_{R, 0, i}^g}{\Sigma_p}, \quad (6.13)$$

где $f_{R, 0}^g$ — коэффициент резонансной самоэкранировки $\Sigma_{R, 0, i}^g$; Σ_p — сечение потенциального рассеяния.

Если при расчетах коэффициентов реактивности, обусловленных глобальными изменениями концентрации некоторого нуклида, необходимость учета вариаций факторов резонансной самоэкранировки сечений была ясна и масштабы влияния этих вариаций на КР были определены, то при расчетной оценке экспериментов по измерению отношений ЦКР нуклидов долгое время этим эффектом пренебрегали. Ясно, однако, что если влияние вариаций факторов самоэкранировки существенно при расчетах КР, обусловленных глобальными изменениями, то и при уменьшении объема возмущаемой среды нет никаких оснований считать, что вклад в КР за счет процессов поглощения и замедления будет убывать медленнее, чем вклад, обусловленный изменением факторов самоэкранировки. Это обстоятельство отмечалось рядом авторов [123–125], но долгое время отсутствовали численные расчеты, позволяющие оценить масштабы и характер изменения погрешностей обычных групповых расчетов ЦКР.

Затем появились работы, в которых такие оценки были проведены с помощью билинейного усреднения сечений или путем непосредственного сравнения "точных" и групповых расчетов в рамках B_0 -приближения. Трудоемкость такого подхода не позволяет использовать его для учета обсуждаемых эффектов в серийных инженерных расчетах. Поэтому желательно получить формулы для расчета вариаций групповых макроконстант, аналогичные (6.11), которые учитывали бы вариации факторов самоэкранировки. При решении этой задачи будем исходить из равенств (1.40) – (1.51), полученных ранее для групповых констант:

$$\Sigma_{t,0} = \frac{1}{\langle 1/\Sigma_t \rangle};$$

$$\Sigma_{t,1} = \frac{a_1 + \langle 1/\Sigma_t \rangle}{a_1 \langle 1/\Sigma_t \rangle + \langle 1/\Sigma_t^2 \rangle}; \quad a_1 = \frac{\langle \mu \Sigma_e / \Sigma_t^2 \rangle}{1 - \langle \mu \Sigma_e / \Sigma_t \rangle};$$

$$\Sigma_{R,0} = \frac{\langle \Sigma_R / \Sigma_t \rangle}{\langle 1/\Sigma_t \rangle}; \quad \Sigma_{e,1} = \frac{a_1}{a_1 \langle 1/\Sigma_t \rangle + \langle 1/\Sigma_t^2 \rangle}.$$

Учитывая, что $\Sigma_t = \sum_i c_i \sigma_{t,i}$ и $\Sigma_{R,i} = \sum_i c_i \sigma_{R,i}$, для вариаций перечисленных групповых констант, обусловленных изменением концентрации i -го нуклида в среде c_j на δc_j , можно получить

$$\delta \Sigma_{t,0} = \delta c_j \frac{\langle \sigma_{t,i} / \Sigma_t^2 \rangle}{\langle 1/\Sigma_t \rangle^2} = \delta c_j \Sigma_{t,0}^2 \langle \sigma_{t,i} / \Sigma_t^2 \rangle; \quad (6.14)$$

$$\delta \Sigma_{R,0} = \delta c_j \left\{ \sigma_{R,0,i} + \Sigma_{R,0} \frac{\langle \sigma_{t,i} / \Sigma_t^2 \rangle}{\langle 1/\Sigma_t \rangle} - \frac{\langle \Sigma_R \sigma_{t,i} / \Sigma_t^2 \rangle}{\langle 1/\Sigma_t \rangle} \right\}; \quad (6.15)$$

$$\delta \Sigma_{t,1} = \frac{\Sigma_{t,1}^2}{(a_1 + \langle 1/\Sigma_t \rangle)^2} \left\{ \langle 1/\Sigma_t^2 \rangle - a_1^2 \delta \langle 1/\Sigma_t \rangle + [1 - \langle 1/\Sigma_t \rangle (a_1 + \langle 1/\Sigma_t \rangle)] \delta a_1 - (a_1 + \langle 1/\Sigma_t \rangle) \delta \langle 1/\Sigma_t^2 \rangle \right\}; \quad (6.16)$$

$$\delta \Sigma_{e,1} = \Sigma_{e,1}^2 \left\{ \langle 1/\Sigma_t^2 \rangle \frac{\delta a_1}{a_1^2} - \delta \langle 1/\Sigma_t \rangle - \frac{1}{a_1} \delta \langle 1/\Sigma_t^2 \rangle \right\}, \quad (6.17)$$

где

$$\delta \langle 1/\Sigma_t \rangle = - \langle \sigma_{t,i}/\Sigma_t^2 \rangle \delta c_i;$$

$$\delta a_1 = \left\{ \frac{\left\langle \frac{\mu \sigma_{e,i}}{\Sigma_t^2} \right\rangle - 2 \left\langle \sigma_{t,i} \frac{\mu \Sigma_e}{\Sigma_t^3} \right\rangle}{1 - \left\langle \frac{\mu \Sigma_e}{\Sigma_t} \right\rangle} - \frac{\left\langle \frac{\mu \Sigma_e}{\Sigma_t^2} \right\rangle \left(\left\langle \frac{\mu \sigma_{e,i}}{\Sigma_t} \right\rangle - \left\langle \sigma_{t,i} \frac{\mu \Sigma_e}{\Sigma_t^2} \right\rangle \right)}{\left(1 - \left\langle \frac{\mu \Sigma_e}{\Sigma_t} \right\rangle \right)^2} \right\} \delta c_i; \quad (6.18)$$

$$\delta \langle 1/\Sigma_t^2 \rangle = -2 \langle \sigma_{t,i}/\Sigma_t^3 \rangle \delta c_i. \quad (6.19)$$

Входящие в эти формулы величины легко рассчитать с помощью подгрупповых параметров.

Несомненно, что в тех случаях, когда константы (1.40), (1.51) позволяют правильно определить $k_{эф}$, формулы (6.14) – (6.19) должны обеспечивать правильный расчет $\delta k_{эф}$ в зависимости от δc_i , поскольку при каждом конечном изменении концентрации мы можем правильно определить изменение $k_{эф}$ прямыми расчетами. Чтобы убедиться в этом, рассмотрим расчет коэффициента чувствительности эффективно-го коэффициента размножения бесконечной среды k_∞ по отношению к c_j .

Выделить эффекты, связанные только с резонансной структурой сечений потока и ценности, можно, если рассчитывать последние, а следовательно, и k_∞ в рамках приближения постоянства плотности столкновений внутри групп. Такое приближение будет справедливо, если энергетическую зависимость спектра деления и индикатрисы рассеяния принять в виде

$$\left. \begin{aligned} \chi(u) &= \chi_g / \Delta u_g, \quad u_{g-1} \leq u \leq u_g; \\ W_0(u' \rightarrow u) &= W_0^{g' \rightarrow g} / \Delta u_g, \quad u_{g'-1} \leq u' < u_g, ; \quad u_{g-1} \leq u < u_g. \end{aligned} \right\} \quad (6.20)$$

Внутригрупповые спектры потока и ценности в этом случае определяются равенствами:

$$\varphi(u) = \frac{\varphi_g}{\langle 1/\Sigma_t \rangle_g} \frac{1}{\Sigma_t(u)}; \quad (6.21)$$

$$\varphi^+(u) = \tilde{\varphi}_g^+ \eta(u), \quad (6.22)$$

где φ_g — групповой поток (число нейтронов в группе), а $\tilde{\varphi}_g^+$ — сред-негрупповая ценность ($\tilde{\varphi}_g^+ = \langle \varphi^+(u) \rangle_g / \Delta u_g$);

$$\eta(u) = (\Sigma_s(u) S_g + \nu \Sigma_f(u) V_g) / \Sigma_t(u); \quad (6.23)$$

$$S_g = \frac{1}{\tilde{\varphi}_g^+} \sum_{g' \geq g} W_0^{g' \rightarrow g} \tilde{\varphi}_{g'}^+; \quad (6.24)$$

$$V_g = \frac{1}{\tilde{\varphi}_g^+ k_\infty} \sum_{g'} \chi_{g'} \tilde{\varphi}_{g'}^+. \quad (6.25)$$

Из (6.21) — (6.23) видно, что поток и ценность будут иметь одинаковую резонансную структуру в тех группах, где кроме сечения захвата все остальные сечения — плавные. Далее для групп, в которых плавным является сечение поглощения, будет характерной плавная энергетическая зависимость у ценности и резонансная [если имеются резонансы в $\Sigma_s(u)$] у потока. Очевидно, что в реальных средах резонансная структура ценности гораздо слабее, чем резонансная структура потока.

С точностью до несущественного для дальнейшего анализа множителя (1/ЦНД) коэффициент чувствительности $\delta k_\infty / \delta c_i$ в исходной задаче определяется равенством:

$$\begin{aligned} \delta k_\infty / \delta c_i = & - \sum_g \langle \varphi^+ \sigma_{t,i} \varphi \rangle_g + \\ & + \sum_g \tilde{\varphi}_{g'}^+ \sum_{g' \leq g} W_{0,i}^{g' \rightarrow g} \sigma_{s,0,i}^{g'} \varphi_{g'} + \frac{1}{k_\infty} \sum_g \chi_g \tilde{\varphi}_g^+ \sum_{g'} \nu \sigma_{f,i}^{g'} \varphi_{g'}. \end{aligned} \quad (6.26)$$

В групповом подходе для определения его значения необходимо использовать формулу

$$\begin{aligned} \frac{\delta \bar{k}_\infty}{\delta c_i} = & - \sum_g \tilde{\varphi}_g^+ \frac{\delta \Sigma_{t,0}^g}{\delta c_i} \varphi_g + \sum_g \varphi_g \frac{\delta (W_0^{g' \rightarrow g} \Sigma_{s,0}^g)}{\delta c_i} \sum_{g' \geq g} \tilde{\varphi}_{g'}^+ + \\ & + \frac{1}{k_\infty} \sum_g \tilde{\varphi}_g^+ \chi_g \sum_{g'} \nu \varphi_{g'} \frac{\delta (\nu \Sigma_f^g)}{\delta c_i}. \end{aligned} \quad (6.27)$$

В равенстве (6.26) использована существенная особенность рассматриваемой задачи: в рамках используемых приближений среднегрупповая ценность может быть определена путем решения уравнения, сопряженного уравнению для групповых потоков ($\tilde{\varphi}_g^+ = \bar{\varphi}_g^+$). Это легко показать, преобразуя уравнение для $\varphi^+(u)$:

$$\begin{aligned} \Sigma_t(u) \varphi^+(u) = & \Sigma_s(u) \sum_{g' \geq g} W_0^{g' \rightarrow g} \tilde{\varphi}_{g'}^+ + \\ & + \frac{1}{k_\infty} \nu \Sigma_f(u) \sum_{g'} \chi_{g'} \tilde{\varphi}_{g'}^+. \end{aligned} \quad (6.28)$$

Умножая его на $\langle 1/\Sigma_t \rangle / \Sigma_t(u)$ и интегрируя по летаргии от u_{g-1} до u_g , видим, что уравнение для $\bar{\varphi}_g^+$ является сопряженным уравнению для φ_g , что служит доказательством отмеченного равенства ценностей.

Воспользовавшись теперь равенствами (6.21) – (6.23) и (6.14), (6.15), преобразуем формулы (6.26) и (6.27) к виду

$$\begin{aligned} \frac{\delta k_\infty}{\delta c_f} = & - \sum_g \bar{\varphi}_g^+ \varphi_g \frac{1}{\langle 1/\Sigma_t \rangle_g} \left[S_g \left\langle \frac{\sigma_{t,i} \Sigma_s}{\Sigma_t^2} \right\rangle + \right. \\ & + V_g \left. \left\langle \frac{\sigma_{t,i} \nu \Sigma_f}{\Sigma_t^2} \right\rangle \right] + \sum_g \varphi_g^+ \sum_{g'} W_{0,i}^{g' \rightarrow g} \sigma_{s,0,i}^{g'} \varphi_{g'} + \\ & + \frac{1}{k_\infty} \sum_g \chi_g \bar{\varphi}_g^+ \sum_{g'} \nu \sigma_{f,i}^{g'} \varphi_{g'}; \end{aligned} \quad (6.29)$$

$$\begin{aligned} \frac{\delta \bar{k}_\infty}{\delta c_f} = & - \sum_g \bar{\varphi}_g^+ \varphi_g \sum_{t,0}^g \frac{\langle \sigma_{t,i} / \Sigma_t^2 \rangle_g}{\langle 1/\Sigma_t \rangle_g} + \\ & + \sum_g \bar{\varphi}_g^+ \sum_{g' \leq g} \frac{\langle \sigma_{t,i} / \Sigma_t^2 \rangle_{g'}}{\langle 1/\Sigma_t \rangle_{g'}} \sum_{s,0}^{g'} W_{0,i}^{g' \rightarrow g} \varphi_{g'} - \\ & - \sum_g \bar{\varphi}_g^+ \sum_{g' \leq g} \varphi_{g'} W_{0,i}^{g' \rightarrow g} \left\langle \frac{\sigma_{t,i} \Sigma_s}{\Sigma_t^2} \right\rangle_{g'} \frac{1}{\langle 1/\Sigma_t \rangle_{g'}} + \\ & + \sum_g \bar{\varphi}_g^+ \sum_{g' \leq g} \varphi_{g'} W_{0,i}^{g' \rightarrow g} \sigma_{s,0,i}^{g'} + \left[\sum_g \chi_g \bar{\varphi}_g^+ \sum_{g'} \frac{\langle \sigma_{t,i} / \Sigma_t^2 \rangle_{g'}}{\langle 1/\Sigma_t \rangle_{g'}} \times \right. \\ & \times \nu \sum_{f,i}^{g'} \varphi_{g'} - \sum_g \chi_g \bar{\varphi}_g^+ \sum_{g'} \varphi_{g'} \left. \left\langle \frac{\sigma_{t,i} \nu \Sigma_f}{\Sigma_t^2} \right\rangle_{g'} \frac{1}{\langle 1/\Sigma_t \rangle_{g'}} + \right. \\ & \left. + \sum_g \chi_g \bar{\varphi}_g^+ \sum_{g'} \varphi_{g'} \nu \sigma_{f,i}^{g'} \right] \frac{1}{k_\infty}. \end{aligned} \quad (6.30)$$

При выводе (6.29) мы воспользовались, кроме указанных выше, равенством

$$\delta (W_{0,i}^{g' \rightarrow g} \Sigma_{s,0}^{g'}) = \sigma_{s,0,i}^{g'} W_{0,i}^{g' \rightarrow g} + W_{0,i}^{g' \rightarrow g} \delta \Sigma_{s,0}^{g'}. \quad (6.31)$$

а также считали, что у всех делящихся нуклидов спектр деления одинаков.

Учитывая, что в (6.30) члены, содержащие $\langle \sigma_{t,i} / \Sigma_t^2 \rangle$, взаимно уничтожаются, а также принимая во внимание равенства (6.24) и (6.25), видим, что вариация k_∞ , рассчитанная с учетом энергетических зависимостей потока, ценности и сечений, и вариация, рассчитанная групповым методом с учетом вариаций факторов резонансной самоэкранировки,

Таблица 6.4. Поправки на ЦКР нуклидов в критических сборках на быстрых нейтронах, связанные с вариацией факторов резонансной самоэкранировки

| Сборка | Нуклид | Изменение ЦКР, % | |
|--------|--------|------------------|-------|
| | | [106] | [122] |
| БФС-22 | Pu-239 | +0,1 | — |
| | B-10 | +1,5 | — |
| | Na-23 | -7,0 | — |
| БФС-23 | Pu-239 | +0,5 | — |
| | B-10 | +0,7 | — |
| БФС-26 | Pu-239 | +0,5 | 0 |
| | B-10 | +0,7 | -0,5 |
| | C-12 | +1,0 | +3 |
| | Fe-56 | — | -40 |
| | Cr | — | +7,5 |
| | Ni | — | +19 |
| | Al | — | -10 |
| БФС 27 | Pu-239 | +0,4 | — |
| | B-10 | +0,6 | — |
| | C-12 | -0,1 | — |
| БФС 28 | Pu-239 | 0 | — |
| | B-10 | +0,4 | — |
| | C-12 | +10 | — |
| БФС-30 | Pu-239 | -0,1 | 0 |
| | B-10 | +0,4 | 0 |
| | C-12 | +6 | +11,9 |
| | Na-23 | +9 | -19,3 |
| | U-238 | — | +4,5 |
| | Fe-56 | — | -4,5 |
| | Cr | — | +4,5 |
| | Ni | — | +1,5 |
| | Al | — | -19,5 |

но без учета резонансной структуры ценности, совпадают. Это позволяет утверждать, что учет резонансной структуры ценности при расчете КР, например с помощью билинейного усреднения сечений, эквивалентен учету вариаций факторов самоэкранировки групповых микроконстант, рассчитанных путем усреднения сечений с весом потока. Представление о масштабах влияния обсуждаемых эффектов на результаты расчета ЦКР нуклидов в критических сборках на быстрых нейтронах можно получить из табл. 6.4, в которой приведены результаты расчетов в V_0 -приближении. В [106] использовались билинейно усредненные константы, рассчитанные с помощью подгрупповых параметров, а авторами работы [122] были проведены подгрупповые расчеты потоков, ценностей и ЦКР. В обеих работах полученные результаты сравнивались с обычными групповыми расчетами, в которых вариации факторов самоэкранировки не учитывались.

Анализ приведенных в таблицах данных показывает, что как и в случае расчета КР, обусловленных глобальными изменениями, эффекты, связан-

ные с корреляцией резонансных структур потока и ценности, особенно важно учитывать тогда, когда сами ЦКР малы по значению. Это характерно для ЦКР рассеивающих нуклидов (Na, C, Fe и т.п.). Например, для непоглощающего и незамедляющего нуклида изменение факторов блокировки сечений элементов среды будет единственным процессом, определяющим его ЦКР. Такая же ситуация возникает и тогда, когда основные составляющие КР (поглощение, замедление, утечка, деление) компенсируют друг друга, как нередко бывает при расчете натриевого коэффициента реактивности.

6.4. ВЛИЯНИЕ ВАРИАЦИЙ ПЛАВНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ВНУТРИГРУППОВОГО СПЕКТРА НА КОЭФФИЦИЕНТЫ РЕАКТИВНОСТИ НУКЛИДОВ

Наряду с групповыми сечениями Σ_t^g , Σ_e^g , Σ_{in}^g , $\nu\Sigma_f^g$ входными параметрами группового метода являются вероятности межгрупповых переходов $W_s^{g' \rightarrow g}$, с помощью которых учитывается процесс замедления нейтронов в результате упругого и неупругого рассеяний. Что касается вероятностей переходов при неупругом рассеянии, то они (при числе групп ~ 30) практически не зависят от формы спектра нейтронов в среде, чего нельзя сказать о сечениях упругого замедления, поправки в которые на форму внутригруппового спектра меняются в реакторах на быстрых нейтронах от 0,2 до 2,0 (см. гл. 4). Поэтому заранее нельзя пренебречь влиянием на них возмущения, вносимого в систему. Вариации этих поправок необходимо в общем случае учитывать при расчете КР наряду с вариациями факторов резонансной самоэкранировки сечений. В отечественных системах программ расчета групповых констант для определения сечений замедления используется следующий алгоритм: вначале определяются групповые сечения с учетом резонансной структуры спектра данной среды, а затем с найденными константами в том или ином приближении рассчитываются плотность упругого замедления и групповой поток, с помощью которых и определяются сечения упругого замедления по формуле:

$$\Sigma_{зам}^g = q(u_g) / \varphi_g. \quad (6.32)$$

Чтобы избежать громоздких выкладок, рассмотрим сначала расчет $\Sigma_{зам}^g$ и $\delta\Sigma_{зам}^g$ в той области энергий, где отсутствуют источники неупругого рассеяния и деления, используя при этом возрастное приближение. В этом случае [126]

$$\Sigma_{зам}^g = \frac{\Sigma_g \exp(-a_g)}{1 - \exp(-a_g)} = \left(\frac{\xi \Sigma_{e,0}}{\Delta u} \right)_g b_g, \quad (6.33)$$

где $\Sigma_g = \Sigma_a^g + \Sigma_{утечки}^g$, а $a_g = \Sigma_g \Delta u_g / (\xi \Sigma_{e,0}^g)$.

Для вариации $\delta\Sigma_{зам}^g$ имеем

$$\delta\Sigma_{зам}^g = (\delta\Sigma_g) \left[\frac{\exp(-a_g)}{1 - \exp(-a_g)} - \left(\frac{\Delta u}{\xi \Sigma_{e,0}} \right)_g \frac{\Sigma_g \exp(-a_g)}{(1 - \exp(-a_g))^2} \right] +$$

$$\begin{aligned}
& + (\delta \xi \Sigma_{e, 0})_g \frac{\Sigma_g^2 \Delta u_g}{(\xi \Sigma_{e, 0}^g)^2} \frac{\exp(-\alpha_g)}{(1 - \exp(-\alpha_g))^2} = \\
& = (\delta \Sigma_g) b_g \left(\frac{1}{\alpha_g} - \frac{1}{1 - \exp(-\alpha_g)} \right) + \delta \left(\frac{\xi \Sigma_{e, 0}}{\Delta u} \right)_g \times \\
& \times b_g \frac{\alpha_g}{1 - \exp(-\alpha_g)}. \tag{6.34}
\end{aligned}$$

В общем случае входящие сюда вариации $\delta \Sigma_g$ и $\delta \xi \Sigma_{e, 0}^g$, естественно, следует определять с учетом вариаций факторов самоэкранировки [см. (6.15)].

В отличие от предыдущего параграфа, в котором рассматривались эффекты, обусловленные корреляцией резонансных структур потока и ценности, здесь мы покажем, что формула (6.34) позволяет учитывать корреляцию плавных энергетических зависимостей потока и ценности при групповых расчетах вариаций $k_{эф}$.

Рассмотрим, как и ранее, расчет вариации k_{∞} , но теперь будем считать сечения в группах постоянными и рассчитывать δk_{∞} в рамках возрастного приближения как с учетом внутригрупповых энергетических зависимостей потока и ценности, так и с помощью группового подхода, используя формулу (6.34).

Определим сначала, как соотносятся между собой групповая ценность $\bar{\varphi}_g^+$ (решение уравнения, сопряженного уравнению для групповых потоков) и $\varphi^+(u)$ ($u_{g-1} \leq u \leq u_g$) (внутригрупповая энергетическая зависимость ценности). В рамках используемого возрастного приближения групповая ценность для последней (по летаргии) группы

$$\bar{\varphi}_{Ng}^+ = \nu \Sigma_f^{Ng} / \Sigma_{Ng}, \tag{6.35}$$

а для других групп, в которых нет источников деления,

$$\bar{\varphi}_g^+ = \left(\frac{\nu \Sigma_f}{\Sigma} \right)_g [1 - \exp(-\alpha_g)] + \bar{\varphi}_{g+1}^+ \exp(-\alpha_g). \tag{6.36}$$

Аналогичные соотношения связывают значения ценности на верхней и нижней границах групп при детальном рассмотрении ее энергетической зависимости:

$$\begin{aligned}
\varphi^+(u_{g-1}) & = \varphi^+(u_g) \exp(-\alpha_g) + \\
& + \left(\frac{\nu \Sigma_f}{\Sigma} \right)_g (1 - \exp(-\alpha_g)). \tag{6.37}
\end{aligned}$$

Поскольку для $u > u_{Ng}$ $\varphi^+(u) = \bar{\varphi}_{Ng}^+$, то, очевидно, справедливо равенство

$$\varphi^+(u_{g-1}) = \bar{\varphi}_g^+. \tag{6.38}$$

Таким образом, в отсутствие других источников, кроме упругого рассеяния, ценность на верхней энергетической границе группы равна груп-

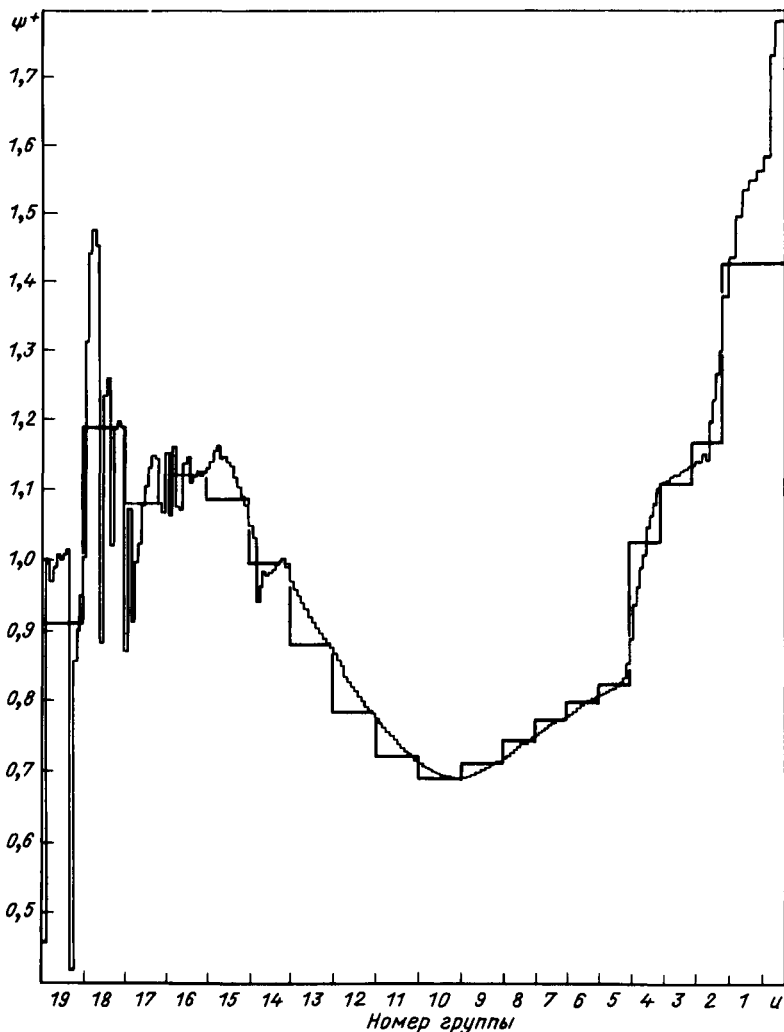


Рис. 6.1. Результаты 26-группового и мультигруппового (288 групп) расчетов ценности нейтронов в бесконечной среде из двуокиси урана с обогащением, обеспечивающим равенство $k_{\infty} = 1$. Видно, что значения групповых ценностей равны ценности нейтронов, упруго замедлившихся в данную группу из предыдущей (если упругое замедление является единственным источником нейтронов). Резонансная структура ценности при низких энергиях обусловлена захватными резонансами урана-238 и резонансами урана-235

повой ценности, определенной путем решения уравнения, сопряженного уравнению для групповых потоков. Иллюстрацией этому служит рис. 6.1, на котором приведены результаты группового (26 групп) и мультигруппового расчетов ценности в бесконечной среде с $k_{\infty} \approx 1$ из гомогенной смеси двуокиси урана 8%-ного обогащения с конструкционными

материалами. Видно, что значения групповых ценностей в точности совпадают со значениями ценности упруго замедлившихся нейтронов в той области энергий, где единственным источником является упругое рассеяние.

Чтобы доказать эквивалентность учета корреляции энергетических структур потока и ценности учету вариации сечения замедления (6.34), необходимо доказать равенство групповых составляющих в δk_∞ в том и другом случае. В рамках используемых приближений (постоянство сечений в группе, отсутствие источников неупругого рассеяния и деления, учет упругого замедления с помощью возрастной теории) имеем

$$\begin{aligned} & \delta (\xi \Sigma_{e,0}^g) \int_{u_{g-1}}^{u_g} du \varphi(u) \frac{\partial \varphi^+}{\partial u} - \delta \Sigma_g \int_{u_{g-1}}^{u_g} du \varphi(u) \varphi^+(u) = \\ & = \varphi_g (\bar{\varphi}_{g+1}^+ - \bar{\varphi}_g^+) \delta \Sigma_{зам}^g - \varphi_g \bar{\varphi}_g^+ \delta \Sigma_g. \end{aligned} \quad (6.39)$$

Вычисление интегралов в левой части проверяемого равенства (6.39) и подстановка $\delta \Sigma_{зам}^g$, определяемого формулой (6.34), в правую часть позволяют привести это равенство к виду

$$\begin{aligned} & \delta (\xi \Sigma_{e,0}^g) \left\{ \varphi_g \left[\varphi^+(u_g) - \frac{\nu \Sigma_f^g}{\Sigma_g} \right] \frac{\Sigma_g^2 \Delta u_g}{(\xi \Sigma_{e,0}^g)^2} \times \right. \\ & \times \left. \frac{\exp(-\alpha_g)}{(1 - \exp(-\alpha_g))} \right\} - \delta \Sigma_g \left\{ \varphi_g \left[\frac{\nu \Sigma_f^g}{\Sigma_g} + \right. \right. \\ & + \left. \left. \frac{\alpha_g \exp(-\alpha_g)}{1 - \exp(-\alpha_g)} \left(\varphi^+(u_g) - \frac{\nu \Sigma_f^g}{\Sigma_g} \right) \right] \right\} = \delta (\xi \Sigma_{e,0}^g) \left\{ \varphi_g (\bar{\varphi}_{g+1}^+ - \right. \\ & - \bar{\varphi}_g^+) \frac{\alpha_g^2}{\Delta u_g} \frac{\exp(-\alpha_g)}{(1 - \exp(-\alpha_g))^2} \left. \right\} - \delta \Sigma_g \left\{ \varphi_g \left[\bar{\varphi}_g^+ - \right. \right. \\ & - \left. \left. (\bar{\varphi}_{g+1}^+ - \bar{\varphi}_g^+) \left(\frac{\exp(-\alpha_g)}{1 - \exp(-\alpha_g)} - \frac{\alpha_g \exp(-\alpha_g)}{(1 - \exp(-\alpha_g))^2} \right) \right] \right\}. \end{aligned} \quad (6.40)$$

Из равенств (6.37), (6.38) имеем

$$\varphi^+(u_g) - \frac{\nu \Sigma_f^g}{\Sigma_g} = \exp(\alpha_g) \left(\bar{\varphi}_g^+ - \frac{\nu \Sigma_f^g}{\Sigma_g} \right) \quad (6.41)$$

а (6.36) непосредственно дает

$$\bar{\varphi}_{g+1}^+ - \bar{\varphi}_g^+ = \left(\bar{\varphi}_g^+ - \frac{\nu \Sigma_f^g}{\Sigma_g} \right) \frac{1 - \exp(-\alpha_g)}{\exp(-\alpha_g)}. \quad (6.42)$$

Воспользовавшись полученными соотношениями, соответственно в левой и правой частях уравнения (6.40), приходим к тождеству, что и доказывает эквивалентность учета корреляций плавных энергетических зависимостей потока и ценности при расчете вариаций $k_{эф}$ учету всех (а не только непосредственных) вариаций сечений замедления. Принимая во внимание результаты §6.3, можно утверждать, что, во-первых, в рамках группового метода с усредненными по потоку сечениями можно правильно рассчитывать вариации функционалов и, во-вторых, учет вариаций групповых констант, обусловленных возмущением спектра нейтронов среды при расчете вариаций функционалов, эквивалентен учету корреляций энергетических зависимостей потока и ценности.

Формула (6.34) для расчета вариаций $\delta \Sigma_{зам}^g$ не слишком усложняется и при использовании приближения Грюлинга—Гертцеля. В этом случае, варьируя величиной $\Sigma_{зам}^g$, определяемой равенством (6.33), следует использовать

$$a_g = \Sigma_g \Delta u_g / (\xi \Sigma_{e,0}^g + \lambda \Sigma_g).$$

Оценка вариаций сечений замедления в области энергий, где существенны нейтроны деления и неупруго рассеянные, затруднена по сравнению с рассмотренным случаем, во-первых, из-за необходимости учитывать вариации членов источника, обусловленных этими процессами, а также из-за того, что возрастное приближение в этой области энергий неприменимо ввиду значительного увода нейтронов за счет неупругого рассеяния. Сечение замедления в этом случае рассчитывается по формуле:

$$\Sigma_{зам}^g = \frac{q(u_g) - \lambda_g S_g}{q(u_{g-1}) - q(u_g) + S_g} \Sigma_g. \quad (6.43)$$

а плотность упругого замедления на нижней границе группы определяется равенством:

$$\dot{q}(u_g) = q(u_{g-1}) \exp(-a_g) + S_g \frac{1 - \exp(-a_g)}{\xi \Sigma_{e,0}^g + \lambda \Sigma_g}. \quad (6.44)$$

Очевидно, что если $S_g \neq 0$, то вариация сечения замедления в группе g зависит не только от вариации сечений в предыдущих, но и в последующих группах. Последнее обусловлено процессом деления. Однако и в этом случае можно рассчитать $\delta \Sigma_{зам}^g$, начиная с первой группы и используя для оценки источников равенство

$$S_g = \sum_{g' < g} \Sigma_{in,0}^{g' \rightarrow g} \varphi_{g'} + \chi_g \sum_{g'} \nu \Sigma_f^{g'} \varphi_{g'}, \quad (6.45)$$

с помощью которого и определять вариации δS_g , необходимые при расчете $\delta \Sigma_{зам}^g$.

Отметим, что поправки в ЦКР нуклидов в критических сборках на быстрых нейтронах на вариацию сечений замедления, согласно результатам [106], сравнимы с поправками на вариацию факторов резонансной самоэкранировки для любых нуклидов.

В заключение сформулируем рекомендации по схеме многогрупповых расчетов по теории возмущений.

1. Расчет макроконстант, усредненных с весом потока (см. гл. 2) с введением поправок в сечения замедления (см. гл. 4).

2. Расчет нейтронного поля.

3. Расчет микроконстант, необходимых для вычисления линейных (дробно-линейных) функционалов плотности потока [усреднение с весом потока (см. гл. 2)].

4. Расчет линейных (дробно-линейных) функционалов типа скоростей нейтронных реакций и (или) их отношений.

5. Решение сопряженной задачи с использованием макроконстант, рассчитанных в п. 1.

6. Расчет вариаций макроконстант с учетом вариаций факторов самоэкранировки и поправок в сечения замедления на форму внутригруппового спектра (см. § 6.3 и 6.4).

7. Расчет дробно-билинейных функционалов многогрупповой теории возмущений.

Несомненно, что при программной реализации возможны изменения указанного порядка выполнения расчетов, продиктованные удобствами программирования, передачи информации из одного модуля системы в другой и т.п. Важно здесь то, что, во-первых, ценность рассчитывается на тех же константах, что и поток, и, во-вторых, при расчетах вариаций макроконстант учитываются их косвенные изменения, обусловленные изменением спектра, по которому они усреднялись.

Глава 7

УЧЕТ ГЕТЕРОГЕННЫХ И КРАЕВЫХ ЭФФЕКТОВ ПРИ МНОГОГРУППОВЫХ РАСЧЕТАХ НЕЙТРОННЫХ ПОЛЕЙ

7.1. ВВОДНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ

В предыдущих главах при обосновании многогруппового приближения использовалось предположение о том, что каждая из гомогенных зон с резонансными сечениями в рассчитываемой системе достаточно протяжена. Именно поэтому в гл. 1 утверждалось, что распространение групповых констант, оцененных в приближении пространственной независимости резонансной структуры потока, на приграничные области, где это приближение не оправдано, не повлияет на нейтронно-физические характеристики системы в целом (поскольку объем, занимаемый приграничными областями, по предположению мал).

В практике расчетов очень часты случаи, когда для пренебрежения граничными резонансными эффектами оснований не имеется. Так, целью расчета может быть величина, существенно зависящая от поведения потока нейтронов именно в приграничной области, как это имеет место, например, при расчете альбеда.

Другой типичной задачей, при решении которой учет граничных резонансных эффектов очень важен, является расчет гетерогенных реакторов.

Проблема учета гетерогенных и краевых резонансных эффектов весьма сложна, и для ее решения в отдельных частных случаях развито чрезвычайно большое число различных методов, приемов, приближений. Для

достаточно полного обзора современного состояния дел в этой области требуется специальная монография. В настоящей главе мы лишь в общих чертах рассмотрим те методы, приемы и приближения, которые являются наиболее эффективными при решении упомянутых задач с помощью многогруппового приближения. Прежде всего рассмотрим гомогенизацию гетерогенной решетки, т.е. задачу об определении групповых констант такой фиктивной гомогенной среды, интегральные нейтронно-физические характеристики которой совпадали бы с соответствующими средними характеристиками периодической решетки. Очевидно, что гомогенизированные сечения нейтронных реакций должны усредняться по энергии и по пространству в пределах ячейки периодической решетки с весом нейтронного потока, рассчитанного для ячейки, находящейся в окружении бесконечного числа себе подобных. Менее очевидны способы усреднения сечений, обеспечивающие равенство диффузионных характеристик гетерогенной среды и ее гомогенизированного аналога. В §7.2 на примере плоской решетки показано, что для расчета гомогенизированных констант недостаточно знать поток нейтронов в ячейке бесконечной периодической решетки; ячейка должна быть охарактеризована и другими функциями, удовлетворяющими определенным уравнениям и описывающими перенос нейтронов через ячейку; выявлена также специфика диффузионных свойств гомогенных моделей гетерогенных решеток.

В §7.3 кратко рассмотрены наиболее эффективные методы оценки этих функций с использованием подгруппового приближения. Эта задача требует применения довольно сложных программ и значительных затрат машинного времени. Поэтому рассмотрены и более грубые методы оценки гомогенизированных констант, в простейшем случае сводящиеся к так называемой теореме эквивалентности.

§7.4 посвящен проблеме описания нейтронного поля в окрестности изолированных границ раздела сред.

Мы не рассматриваем ряд важных задач расчета гетерогенных систем и методов их решения. В частности, не рассматриваются проблемы расчета нерегулярных гетерогенных систем и влияния нерегулярностей в периодических решетках. Следует, однако, отметить, что подавляющее большинство такого рода задач может быть решено теми же, по существу, методами, которые излагаются в связи с задачами учета резонансных эффектов в периодических решетках и на изолированных границах. Например, метод подгрупп может быть использован для расчета альбедных матриц, с помощью которых описываются топливные стержни или каналы в гетерогенной теории Галанина—Фейнберга [127, 128] и ее обобщениях [129—131].

7.2. ГОМОГЕНИЗАЦИЯ ПЛОСКОЙ РЕШЕТКИ

Рассмотрим наиболее простую гетерогенную решетку — с плоскопараллельными зонами и будем считать ее размножающей с $k_{\infty} > 1$. Задача состоит в том, чтобы построить гомогенную модель этой гетерогенной решетки, позволяющую выполнить в дальнейшем в P_1 -приближении расчет критического реактора, активная зона которого (или часть активной зоны) сформирована из рассматриваемой решетки. Построить гомогенную модель решетки (или "гомогенизировать" решетку) означает рассчитать эффективные константы модельной среды, необходимые для расчета в нужном приближении. В рассматриваемом случае, когда расчет

реактора предполагается выполнять в P_1 -приближении, полный набор макроконстант гомогенной среды должен включать константы, входящие в уравнение для нулевой гармоники потока —

$$\bar{\Sigma}_0(u), \bar{\Sigma}_{s,0}(u' \rightarrow u), \nu \Sigma_f(u)$$

— и в уравнение для первой гармоники (тока нейтронов) —

$$\bar{\Sigma}_{t,1}(u), \bar{\Sigma}_{s,1}(u' \rightarrow u).$$

Очевидно, что гомогенная модель гетерогенной решетки является довольно грубой, и весьма проблематично, чтобы она позволила сохранить точные значения всех реакторных функционалов, которые могут представлять практический интерес. Однако весьма желательно, чтобы гомогенизация решетки не влияла на критичность реактора. Это можно сделать на основе теории возмущений [5, 132]. Вообще говоря, константы гомогенизированной решетки можно рассчитывать, используя иные подходы. Так, были развиты и широко применялись методы гомогенизации, основанные на сохранении длины пробега нейтрона ("методы среднеквадратичных пробегов" [133–135]), утечки из рассматриваемой зоны ("метод утечки" Бенуа [136–138]). Был разработан также метод, исходящий из условия сшивки решений уравнения переноса на границах раздела компонент гетерогенной среды ("метод сшивки" Румянцева [139–141]); вариационный метод [142]. При этом рассматривались в основном односкоростные задачи. Подробный анализ и обзор этих методов сделаны в [143]. Здесь же мы, воспользовавшись результатами работ [144, 145], попытаемся развить подход, предложенный впервые В.В. Смеловым [132], который исходил из условия сохранения $k_{эф}$ реактора, сформулированного в терминах теории возмущений Г.И. Марчуком [5]. Общие формулы усреднения констант, обеспечивающие сохранение критичности, имеют вид:

$$\bar{\Sigma}_{R,l} = \frac{(\bar{\varphi}_l^+(x) \langle \Sigma_R(x, u) \varphi_l(x, u) \rangle)}{(\bar{\varphi}_l^+(x) \langle \varphi_l(x, u) \rangle)}, \quad (7.1)$$

$$l = 0; 1, R = c, f, s \text{ при } l = 0; R = t, s \text{ при } l = 1.$$

Здесь $\langle \dots \rangle$ означает усреднение по интервалу группы g (индекс группы опущен); (\dots, \dots) — интегрирование по объему реактора (относительно по объему ячейки); $\varphi_l(x, u)$ — l -й угловой момент потока нейтрона в реакторе (а не в изолированной ячейке гетерогенной решетки!); $\bar{\varphi}_l^+(x)$ — l -й угловой момент групповой ценности по отношению к асимптотической мощности $\bar{\varphi}^+(x, \mu)$, рассчитанной с помощью искомым "гомогенизированным" констант для реактора, подлежащего расчету.

Для практического примерения формулы (7.1) необходимо, очевидно, использовать приближенные оценки как пространственно-энергетических распределений гармоник $\varphi_0(x, u)$ и $\varphi_1(x, u)$, так и пространственной зависимости гармоник ценности $\bar{\varphi}_0^+(x)$ и $\bar{\varphi}_1^+(x)$. Главной проблемой является оценка первых двух функций, определяющих и энергетическую, и пространственную структуры потока и тока нейтронов в ячейке. Функция $\varphi(x, u, \mu)$, нулевым и первым угловыми моментами которой являются

ся искомые функции, удовлетворяет уравнению

$$\begin{aligned} & \mu \frac{\partial \varphi(x, u, \mu)}{\partial x} + \Sigma_t(x, u) \varphi(x, u, \mu) = \\ & = \sum_{l=0}^{\infty} \frac{2l+1}{2} P_l(\mu) \int_{-\infty}^u du' \Sigma_s(x, u') W_l(x, u' \rightarrow u) \varphi_l(x, u') + \\ & + \frac{1}{2} \chi(u) \int_{-\infty}^{\infty} du' \nu \Sigma_f(x, u') \varphi_0(x, u') = \hat{D} \varphi(x, u, \mu). \end{aligned} \quad (7.2)$$

Гомогенизированные константы (7.1) вводятся, конечно, в надежде, что ими можно будет охарактеризовать гетерогенную среду вне зависимости от граничных условий. На это можно рассчитывать лишь вдали от границ решетки с окружающими ее зонами — в асимптотической области. Асимптотическая пространственная зависимость нейтронного потока и ценности в гомогенной размножающей среде имеет вид (см., например, [19]):

$$\left. \begin{aligned} \varphi_{\text{гом}}^{(\text{ac})}(x, u, \mu) &= \sum_{2l=0}^{\infty} F_{\text{гом}, 2l}^{(\text{ac})}(u) (\cos Bx - a \sin Bx) P_{2l}(\mu) + \\ &+ \sum_{2l+1=1}^{\infty} F_{\text{гом}, 2l+1}^{(\text{ac})} P_{2l+1}(\mu) (a \cos Bx - \sin Bx); \\ \varphi_{\text{гом}}^{+(\text{ac})}(x, u, \mu) &= \sum_{2l=0}^{\infty} F_{\text{гом}, 2l}^{+(\text{ac})}(u) (\cos Bx - a \sin Bx) P_{2l}(\mu) - \\ &- \sum_{2l+1=1}^{\infty} F_{\text{гом}, 2l+1}^{+(\text{ac})}(u) (a \cos Bx - \sin Bx) P_{2l+1}(\mu), \end{aligned} \right\} (7.3)$$

где B — материальный параметр среды; a — параметр, определяющий степень асимметричности нейтронного поля в решетке (очевидно, $a \neq 0$, если несимметричны граничные условия). Естественно и $\varphi(x, u, \mu)$ искать в виде, аналогичном (7.3):

$$\varphi(x, u, \mu) = C(x, u, \mu; B) \cos Bx - S(x, u, \mu; B) \sin Bx. \quad (7.4)$$

Подстановка (7.4) в (7.2) дает

$$\left. \begin{aligned} \mu \frac{\partial C}{\partial x} + \Sigma_t C &= \hat{Q}C - \mu BC; \\ \mu \frac{\partial S}{\partial x} + \Sigma_t S &= \hat{Q}S + \mu BS. \end{aligned} \right\} (7.5)$$

Для бесконечной решетки функции C и S должны удовлетворять периодическим граничным условиям:

$$\left. \begin{aligned} C(x, u, \mu; 0) &= C(x + na, u, \mu; 0); \\ S(x, u, \mu; 0) &= S(x + na, u, \mu; 0), \quad n = \pm 1, \pm 2, \dots, \end{aligned} \right\} (7.6)$$

где a — размер ячейки. Эти граничные условия мы сохраним для оценки функций C и S и в асимптотической области решетки конечных размеров. Заметим, что это дает основание заменить в функциях C и S координату x новой координатой ξ , отсчитываемой, скажем, от центра ячейки x_0 .

Мы предполагаем решетку достаточно сильно гетерогенной ($a \geq 1/\Sigma_f$) и настолько протяженной, что в ее центральной части размером $A \gg a$ устанавливается асимптотическое распределение нейтронного потока. Кроме того, мы считаем, что k_∞ решетки превышает единицу, так что $B^2 > 0$ и размер конечной решетки не может превышать π/B . Итак, $1/\Sigma_f < a < \pi/B$, так что $B \ll \Sigma_f$. Следовательно, последние члены в уравнениях (7.5), описывающие утечку нейтронов из ячейки, в тех ситуациях, когда целесообразна гомогенизация гетерогенной среды, всегда малы. Поэтому в нулевом приближении можно пренебречь этими членами. Чтобы оставшиеся после этого два одинаковых уравнения для S и для C имели решения, заменим в них критический оператор \hat{Q} условно-критическим:

$$\begin{aligned} \mu \frac{\partial C^{(0)}}{\partial \xi} + \Sigma_f C^{(0)} &= \sum_{l=0}^{\infty} \frac{2l+1}{2} P_l(\mu) \int_{-\infty}^u du' \times \\ &\times \Sigma_s(\xi, u) W_l(\xi, u \rightarrow u) C_l^{(0)}(\xi, u) + \\ &+ \frac{\chi(u)}{2k_\infty} \int_{-\infty}^u du' \nu \Sigma_f(\xi, u) C_0^{(0)}(\xi, u). \end{aligned} \quad (7.7)$$

$C^{(0)}$ обозначено нулевое приближение к $C(\xi, u, \mu)$, определяемое уравнением (7.7) с периодическим граничным условием (7.6). Очевидно, что $C^{(0)}$ есть не что иное, как поток нейтронов в ячейке. Уравнение для $S^{(0)}(\xi, u, \mu)$ и соответствующие граничные условия аналогичны, поэтому $S^{(0)} = \alpha C^{(0)}$

Для перехода к следующему приближению представим

$$\left. \begin{aligned} C(\xi, u, \mu) &= C^{(0)}(\xi, u, \mu) + BC^{(1)}(\xi, u, \mu); \\ S(\xi, u, \mu) &= S^{(0)}(\xi, u, \mu) + BS^{(1)}(\xi, u, \mu), \end{aligned} \right\} \quad (7.8)$$

где $C^{(1)}$ и $S^{(1)}$ определяются неоднородными уравнениями:

$$\left. \begin{aligned} \mu \frac{\partial C^{(1)}}{\partial \xi} + \Sigma_f C^{(1)} &= \hat{Q}_s C^{(1)} - \mu S^{(0)} = \\ &= \hat{Q}_s C^{(1)} - \mu \alpha C^{(0)}; \\ \mu \frac{\partial S^{(1)}}{\partial \xi} + \Sigma_f S^{(1)} &= \hat{Q}_s S^{(1)} + \mu C^{(0)} \end{aligned} \right\} \quad (7.9)$$

с периодическими граничными условиями и оператором \hat{Q}_s вместо \hat{Q} (поскольку источники этих неоднородных уравнений имеют нулевой угловой момент, равный нулю, нулевые угловые моменты функций

$S^{(1)}$ и $C^{(1)}$ ими не возбуждаются, а потому не возбуждается и источник нейтронов деления). Из (7.9) видно, что $C^{(1)} = -\alpha S^{(1)}$. Таким образом,

$$\begin{aligned} \varphi(x, u, \mu) &= (C^0 - \alpha B S^{(1)}) \cos Bx - \\ &- (\alpha C^{(0)} + B S^{(1)}) \sin Bx = C^{(0)} (\cos Bx - \alpha \sin Bx) - \\ &- B S^{(1)} (\alpha \cos Bx + \sin Bx) = \\ &= C_0^{(0)} (\cos Bx - \alpha \sin Bx) + 3\mu [C_1^{(0)} (\cos Bx - \\ &- \alpha \sin Bx) - B S_1^{(1)} (\alpha \cos Bx + \sin Bx)]. \end{aligned} \quad (7.10)$$

Из (7.10) видно, что в нулевой гармонике пространственно-энергетическая структура нейтронного поля в ячейке $C_0^{(0)}(\xi, u)$ отделяется от плавной пространственной зависимости потока. Таким образом, если пренебречь пространственной зависимостью групповой ценности и группового потока в гомогенизированной среде в пределах ячейки, то (7.1) сводится к следующей формуле усреднения констант нулевой гармоники:

$$\bar{\Sigma}_{R,0}^g \approx \frac{\langle \Sigma_R(\xi, u) C_0^{(0)}(\xi, u) \rangle_g}{\langle C_0^{(0)}(\xi, u) \rangle_g}, \quad (7.11)$$

где черта означает усреднение по объему ячейки.

С константами, усредняемыми по спектру первой гармоники потока, дело обстоит сложнее: члены, описывающие пространственно-энергетическую структуру потока в ячейке и плавную пространственную зависимость потока, здесь разделить, вообще говоря, не удастся [см. (7.10)].

Чтобы разобраться в этой ситуации, поступим следующим образом. Усредним (7.10) по объему ячейки по интервалу некоторой группы g :

$$\begin{aligned} \frac{1}{a} \int_{x_0-a/2}^{x_0+a/2} dx \langle \varphi(x, u, \mu) \rangle_g &= \langle \varphi(x_0, u, \mu) \rangle_g = \langle \varphi_0(x_0, u) \rangle_g + \\ &+ 3\mu \langle \varphi_1(x_0, u) \rangle_g + \dots = \bar{\varphi}_{g,0} + 3\mu \bar{\varphi}_{g,1} + \dots, \end{aligned} \quad (7.12)$$

где

$$\left. \begin{aligned} \bar{\varphi}_{g,0} &= \langle C_0^{(0)}(\xi, u) \rangle_g (\cos Bx_0 - \alpha \sin Bx_0); \\ \bar{\varphi}_{g,1} &= -\langle S_1^{(1)}(\xi, u) \rangle_g (\sin Bx_0 + \alpha \cos Bx_0) B + \\ &+ \langle C_1^{(0)}(\xi, u) \rangle_g (\cos Bx_0 - \alpha \sin Bx_0). \end{aligned} \right\} \quad (7.13)$$

Из (7.13) видно, что $\bar{\varphi}_{g,1}$ и $\bar{\varphi}_{g,0}$ связаны соотношением

$$\bar{\varphi}_{g,1} = -D_g \frac{\partial \bar{\varphi}_{g,0}}{\partial x_0} + G_g \bar{\varphi}_{g,0}. \quad (7.14)$$

где

$$\left. \begin{aligned} D_g &= \overline{\langle S_1^{(1)}(\xi, u) \rangle_g} / \overline{\langle C_0^{(0)}(\xi, u) \rangle_g}; \\ G_g &= \overline{\langle C_1^{(0)}(\xi, u) \rangle_g} / \overline{\langle C_0^{(0)}(\xi, u) \rangle_g}. \end{aligned} \right\} \quad (7.15)$$

Выражение (7.14) отличается от обычного закона Фика наличием составляющей тока, пропорциональной не градиенту потока, а самому потоку! Этот член описывает эффект асимметрии диффузии, который может иметь место в гетерогенной среде и который проявляется в том, что, например, утечка через правую внешнюю поверхность плоского гетерогенного реактора не равна утечке через его левую поверхность. Теоретически эффект асимметрии диффузии в решетках был впервые выявлен и исследован Г.Я. Румянцевым [141], хотя на возможную асимметрию свойств слоистых систем обращалось внимание и ранее и был даже взят патент на практическое применение специальных гетерогенных решеток с сильно асимметричными диффузионными свойствами [146]. Примером такой решетки может служить система чередующихся слоев кадмия, урана-235 и замедлителя, достаточно толстого для замедления нейтронов деления до тепловых энергий. В практике проектных расчетов столь экзотические решетки если и встречаются, то чрезвычайно редко. Если не принимать специальных мер, асимметрия диффузии оказывается столь малой, что ею вполне можно пренебречь. Итак, пренебрежем отличием $C_1^{(0)}$ от нуля. В этом случае для констант, входящих в уравнение для первой гармоники нейтронного потока в гомогенизированной среде, из (7.1) и (7.10) получаем:

$$\overline{\Sigma_{R,1}^g} \approx \frac{\overline{\langle \Sigma_R(\xi, u) S_1^{(1)}(\xi, u) \rangle_g}}{\overline{\langle S_1^{(1)}(\xi, u) \rangle_g}}. \quad (7.16)$$

Если рассеяние изотропно, то с точностью до P_1 -приближения должно выполняться равенство $D_g = 1/3 \overline{\Sigma_{t,1}^g}$, где $\overline{\Sigma_{t,1}^g}$ определено согласно (7.16), а D_g — согласно (7.15). Это непосредственно следует из уравнения (7.9), согласно которому при изотропном рассеянии

$$\overline{\Sigma_t(\xi, u) S_1^{(1)}(\xi, u)} = \frac{1}{3} \overline{C_0^{(0)}(\xi, u)} + \frac{2}{3} \overline{C_2^{(0)}(\xi, u)} \quad (7.17)$$

не только в среднем по группе, но и при каждой лётаргии u .

До сих пор мы рассматривали диффузию в плоской решетке в направлении, перпендикулярном слоям. Реальные решетки ограничены во всех направлениях, поэтому необходимо знать их диффузионные характеристики и для направления вдоль слоев. Константы для составляющей тока вдоль слоев должны усредняться по формуле

$$\overline{\Sigma_{R,||}^g} = \frac{\overline{\langle \Sigma_R(\xi, u) S_{||}^{(1)}(\xi, u) \rangle_g}}{\overline{\langle S_{||}^{(1)}(\xi, u) \rangle_g}}, \quad (7.18)$$

где $S_{||}^{(1)}(\xi, u)$ оценивается как решение уравнения

$$\mu \frac{\partial S_{||}^{(1)}}{\partial \xi} + \Sigma_t(\xi, u) S_{||}^{(1)}(\xi, \mu, u) = \hat{Q}_s S_{||}^{(1)} + \sqrt{1 - \mu^2} C^0(\xi, \mu, u). \quad (7.19)$$

Решение уравнений (7.19) и (7.9) могут существенно различаться как по энергетической, так и по пространственной зависимости, в связи с чем и диффузионные свойства решетки для направлений перпендикулярного (7.16) и вдоль слоев (7.18) могут быть различными. Таким образом, гомогенная модель гетерогенной решетки представляет собой анизотропную, а иногда даже и асимметричную среду. Для отыскания пространственного распределения нейтронного потока в такой среде в многогрупповом приближении требуются специальные программы.

Формулы усреднения констант (7.11), (7.16), (7.18) получены в предположении, что ценность нейтронов $\bar{\varphi}_g^+(x, \mu)$ и соответствующая гармоника нейтронного потока $\bar{\varphi}_{g, l}(x)$ ($l = 0, 1$) на протяжении ячейки гетерогенной решетки меняются мало. Это приближение является нулевым: константы, полученные в этом приближении, следует использовать, вообще говоря, лишь для первоначальной оценки потоков $\bar{\varphi}_g^{(0)}(x, \mu)$ и ценности $\bar{\varphi}_g^{+(0)}(x, \mu)$ в реакторе с гетерогенными зонами. После этого полученные оценки $\bar{\varphi}_g^{(0)}$ и $\bar{\varphi}_g^{+(0)}$ следует использовать для расчета уточненных констант — своих для каждой l -й ячейки гетерогенной решетки:

$$\left. \begin{aligned} \bar{\Sigma}_{R, 0, n}^g &= \frac{\int_{x_0, n-a/2}^{x_0, n+a/2} d\xi \bar{\varphi}_{g, 0}^{+(0)}(x_0, n+\xi) \langle \Sigma_R C_0^{(0)} \rangle_g \bar{\varphi}_{g, 0}^{(0)}(x_0, n+\xi)}{\int_{x_0, n-a/2}^{x_0, n+a/2} d\xi \bar{\varphi}_{g, 0}^{+(0)}(x_0, n+\xi) \langle C_0^{(0)} \rangle_g \bar{\varphi}_{g, 0}^{(0)}(x_0, n+\xi)} \\ \bar{\Sigma}_{R, 1, n}^{\perp} &= \frac{\int_{x_0, n-a/2}^{x_0, n+a/2} d\xi \bar{\varphi}_{g, 1}^{+(0)}(x_0, n+\xi) \langle \Sigma_R S_{1, \perp}^{(1)} \rangle_g \bar{\varphi}_{g, 1}^{(0)}(x_0, n+\xi)}{\int_{x_0, n-a/2}^{x_0, n+a/2} d\xi \bar{\varphi}_{g, 1}^{+(0)}(x_0, n+\xi) \langle S_{1, \perp}^{(1)} \rangle_g \bar{\varphi}_{g, 1}^{(0)}(x_0, n+\xi)} \\ \bar{\Sigma}_{R, 1, n}^{\parallel} &= \frac{\int_{x_0, n-a/2}^{x_0, n+a/2} d\xi \bar{\varphi}_{g, 1}^{+(0)}(x_0, n+\xi) \langle \Sigma_R S_{1, \parallel}^{(1)} \rangle \bar{\varphi}_{g, 1}^{(0)}(x_0, n+\xi)}{\int_{x_0, n-a/2}^{x_0, n+a/2} d\xi \bar{\varphi}_{g, 1}^{+(0)}(x_0, n+\xi) \langle S_{1, \parallel}^{(1)} \rangle \bar{\varphi}_{g, 1}^{(0)}(x_0, n+\xi)} \end{aligned} \right\} \quad (7.20)$$

где $S_{1, \perp}^{(1)}$ обозначено решение уравнения (7.9). В приближении (7.20) гетерогенная среда распадается на столько слоев с различными свойствами

ми, сколько имеется ячеек. Если это число велико (скажем, несколько десятков), то константы различных ячеек будут близки друг к другу. В этом случае они будут близки и к константам, полученным в нулевом приближении, т.е. необходимость в итерационном уточнении констант отсутствует. Это и есть тот случай, когда гомогенизация гетерогенной среды вполне оправдана. Встречаются ситуации, когда число ячеек в гетерогенной зоне невелико [например, 9–11, так что константы (7.20) для разных ячеек существенно различаются], но структура ячеек столь сложна, что с помощью имеющихся в распоряжении программ невозможно провести расчет реактора с выделением каждого слоя ячейки. В этом случае как раз и целесообразно вести расчет с выделением каждой ячейки в отдельную зону, которой приписываются константы, определенные согласно (7.20). Следует, однако, иметь в виду, что функции C и S , стоящие в этих формулах, определены для асимптотической области решетки. Поэтому, если нейтронно-физические свойства активной зоны и отражателя сильно различаются, функции C и S могут являться слишком грубыми оценками структуры потока в крайних ячейках. Признаком того, что имеет место такая ситуация, служит сильное отличие констант (7.20) для крайней и следующей за ней более удаленной от границы ячейки. В этом случае целесообразно выделить каждый слой крайней ячейки в отдельную зону реактора и использовать функции C и S лишь для оценки групповых констант таких гомогенных зон. Если число ячеек совсем невелико (скажем, меньше семи), целесообразно выделять в отдельные зоны слои всех ячеек.

Выше предполагалось, что k_{∞} для энергетической решетки превышает единицу. Это требование, однако, нигде не использовалось и изложенная методика усреднения констант без каких-либо изменений может быть распространена на случай размножающих гетерогенных сред с $k_{\infty} < 1$, если только они достаточно протяженны, так что в большей части их объема устанавливается асимптотическое (экспоненциальное) распределение потока нейтронов. Сложнее обстоит дело с неразмножающимися гетерогенными решетками, с которыми иногда приходится иметь дело при расчетах защиты. В этом случае лапласиан B нельзя считать ни одинаковым для всей энергетической области, ни малым. Функции C и S должны оцениваться поэтому отдельно для каждой группы. Можно наметить следующую методику оценки.

Для первой, самой высокоэнергетической группы, усреднение сечений по энергии не представляет проблемы, так как резонансная структура при высоких энергиях не существенна, и внутригрупповой спектр можно считать совпадающим со спектром источника (обычно — нейтронов деления). Полагая, что в первой группе

$$\varphi_1(x, \mu) = \langle C(x, u, \mu) \rangle_1 \cos B_1 x + \langle S(x, u, \mu) \rangle_1 \sin B_1 x,$$

для функций $\langle C \rangle_1$ и $\langle S \rangle_1$ получаем

$$\left. \begin{aligned} \mu \frac{\partial \langle C \rangle_1}{\partial \xi} + \Sigma_V^1 \langle C \rangle_1 &= -\mu \langle S \rangle_1; \\ \mu \frac{\partial \langle S \rangle_1}{\partial \xi} + \Sigma_V^1 \langle S \rangle_1 &= \mu \langle C \rangle_1, \end{aligned} \right\} \quad (7.21)$$

где B_1 — собственное число задачи (7.21). Решение задачи (7.21) определяется с точностью до параметра a_1 , значение которого, как видно из предшествующего рассмотрения, не требуется знать при усреднении констант.

В более низкоэнергетических группах, где может быть существен учет гетерогенной резонансной самоэкранировки сечений, оценка необходимой для этого пространственно-энергетической структуры нейтронного потока может быть осуществлена итерационно. Первым этапом каждой итерации является многогрупповой расчет системы с использованием "гомогенизированных" констант рассматриваемой гетерогенной зоны (в нулевой итерации можно просто пренебречь гетерогенными эффектами). На втором этапе на основе полученного решения $\bar{\varphi}_g(x, \mu)$ выделяются области гетерогенной среды (обозначим их индексом m), в каждой из которых с требуемой точностью отношение

$$[\nabla^2 \bar{\varphi}_{g,0}(x) / \bar{\varphi}_{g,0}(x)]_m = B_{g,m}^2$$

можно считать постоянным. Третий этап состоит в расчете пространственно-энергетического поля нейтронов в ячейке каждой зоны. Для каждой группы решается уравнение

$$\begin{aligned} \mu \frac{\partial \varphi_g(\xi, \mu, u)}{\partial \xi} + \Sigma_t(\xi, u) \varphi_g(\xi, \mu, u) &= \\ = \hat{Q}_{g,0} \varphi_{g,0}(\xi, u) + \sum_{g'=1}^{g-1} \hat{Q}_{g',0} \varphi_{g',0}(\xi, u) \end{aligned} \quad (7.22)$$

с граничным условием

$$\begin{aligned} \varphi_{g,1}\left(\frac{a}{2}, u\right) - \varphi_{g,1}\left(-\frac{a}{2}, u\right) &= \\ = B_{g,m}^2 \frac{1}{a} \int_{-a/2}^{a/2} d\xi \varphi_{g,0}(\xi, u). \end{aligned} \quad (7.23)$$

Четвертый этап состоит в уточнении гомогенизированных констант по формуле (7.7). Нам не известно о каком-либо практическом опыте гомогенизации неразмножающихся гетерогенных сред, встречающихся в защитных композициях. Не прошла расчетной проверки и описанная методика, в связи с чем пользоваться ею следует с осторожностью. Дело в том, что при расчете защиты диффузионное или P_1 -приближение, как правило, оказывается недостаточным; анизотропию потока и даже анизотропию рассеяния требуется учитывать в более высоких приближениях. Построение же гомогенной модели гетерогенной среды удается теоретически обосновать лишь в том случае, когда последующий расчет может быть выполнен в приближении не более высоком, чем P_1 [141]. Из теоретической необоснованности не следует, конечно, что гомогенизацию вообще не нужно проводить: эта процедура совершенно необходима в тех случаях, когда нет возможности осуществить непосредственный учет каждой зоны каждой ячейки с достаточной детальной описанием энергетических зависимостей, а такие случаи типичны. Однако точность расчета по гомогенизированным константам в этих случаях подлежит особо тщательной проверке.

7.3. ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДОВ ПОДГРУПП И ВЕРОЯТНОСТЕЙ СТОЛКНОВЕНИЙ ДЛЯ РАСЧЕТА ГОМОГЕНИЗИРОВАННЫХ КОНСТАНТ

В §7.2 было показано, что для гомогенизации сечений гетерогенной зоны реактора необходимо оценить пространственно-энергетическую зависимость двух весовых функций $C_0^{(0)}(x, u)$ и $S_1^{(1)}(x, u)$. Первая из них представляет собой глобальный поток нейтронов в ячейке решетки, из которой состоит рассматриваемая зона, а вторая — ток нейтронов в этой ячейке, обусловленный источником нейтронов, равным $\mu C^{(0)}(x, u, \mu)$. В дальнейшем обозначим

$$C^0(x, u, \mu) \equiv \varphi(x, u, \mu).$$

В тех случаях, когда анизотропию правых частей уравнений (7.9) достаточно оценивать в P_1 - или, тем более, в транспортном приближении, наиболее эффективным методом определения φ_0 и $S_1^{(1)}$, необходимых для расчета гомогенизированных констант, является метод вероятностей первых столкновений (ВПС). Этот метод решения интегральных форм упомянутых уравнений оперирует среднеобъемными величинами искомых функций в геометрических зонах, на которые разбивается ячейка. Размеры зон регламентируются условием постоянства источников (потоков) нейтронов внутри зоны. Уравнения метода ВПС для $\varphi_0(x, u)$ имеют вид:

$$\left. \begin{aligned} \Sigma_{t,n}(u)\varphi_{n,0}(u)V_n &= \sum_m \left[P_{m \rightarrow n}^{(0,0)}(u) \hat{O}_{m,0}^{(u' \rightarrow u)} \varphi_{m,0}(u) V_m + \right. \\ &+ P_{m \rightarrow n}^{(1,0)} \hat{O}_{m,1}(u' \rightarrow u) \varphi_{m,1}(u) V_m \left. \right]; \\ \Sigma_{t,n}\varphi_{n,1}(u)V_n &= \sum_m \left[P_{m \rightarrow n}^{(0,1)} \hat{O}_{s,m,0}(u' \rightarrow u) \varphi_{m,0}(u) V_m + \right. \\ &+ P_{m \rightarrow n}^{(1,1)}(u) \hat{O}_{s,m,1}(u' \rightarrow u) \varphi_{m,1}(u) V_m \left. \right]. \end{aligned} \right\} (7.24)$$

Здесь V_m — объемы (в плоском случае — толщины) зон; $P_{m \rightarrow n}^{(i,k)}$ — обобщенные вероятности первых столкновений, алгоритмы расчета которых разработаны, в частности, авторами работ [147–149].

Воспользовавшись уравнениями (7.24), легко получить формулы для расчета групповых гомогенизированных констант. Для этого достаточно лишь предположить, как это было сделано, например, В.В. Орловым [150], что энергетическая структура источников нейтронов много слабее, чем структура матриц ВПС (или, что то же самое, ядра интегрального уравнения). Тогда, например, предполагая справедливость транспортной аппроксимации индикатрисы рассеяния, для среднеобъемных групповых потоков получаем равенство:

$$V_n \varphi_{n,0}^g = \sum_m \left\langle \frac{P_{m \rightarrow n}^{(0,0)}(u)}{\Sigma_{t,n}(u)} \right\rangle_g \hat{O}_{m,0}^{g' \rightarrow g} \varphi_{m,0}^{g'} V_m. \quad (7.25)$$

Соответственно скорости реакций в зоне n легко определить по формуле

$$V_n \langle \varphi_{n,0} \sigma_{R,i} \rangle_g = \sum_m \left\langle \frac{\sigma_{R,i}}{\Sigma_{tr,n}} P_{m \rightarrow n}^{(0,0)} \right\rangle \hat{Q}_{m,0}^{g' \rightarrow g} \varphi_{m,0}^{g'} V_m. \quad (7.26)$$

Значения групповых констант нуклида i в зоне n (гетерогенно-блокированные микроконстанты) определяются через найденные величины:

$$\sigma_{R,i,n,0}^g = \langle \varphi_{n,0} \sigma_{R,i} \rangle_g / \varphi_{n,0}^g. \quad (7.27)$$

Аналогично рассчитываются гомогенизированные макроконстанты (7.11). Для практического использования равенств (7.25)–(7.27) необходимо, во-первых, рассчитать коэффициенты

$$\langle P_{m \rightarrow n}^{(0,0)} / \Sigma_{tr,n} \rangle \text{ и } \langle \sigma_{R,i} P_{m \rightarrow n}^{(0,0)} / \Sigma_{tr,n} \rangle_g,$$

а во-вторых, определить источники нейтронов

$$Q_m^g = \hat{Q}_{m,0}^{g' \rightarrow g} \varphi_{m,0}^{g'}.$$

Пространственная зависимость источников нейтронов слабо влияет на групповые константы, и поэтому в первом приближении она может быть оценена путем группового расчета с помощью констант, рассчитанных усреднением сечений по собственному спектру гомогенизированной среды (т.е. с помощью так называемых гомогенно-блокированных констант). Следующее приближение может состоять в определении источников нейтронов путем решения системы уравнений [151]:

$$\begin{aligned} V_n Q_n^g = & \sum_{g'} \sum_m V_m Q_m^{g'} \left\{ \left\langle \frac{\Sigma_{e,n}}{\Sigma_{tr,n}} P_{m \rightarrow n}^{(0,0)} \right\rangle_{g'} \left(W_{e,n,0}^{g' \rightarrow g} - \bar{\mu} \delta_{g',g} \right) + \right. \\ & + \left\langle \frac{\Sigma_{in,n}}{\Sigma_{tr,n}} P_{m \rightarrow n}^{(0,0)} \right\rangle_{g'} W_{in,0}^{g' \rightarrow g} + \\ & \left. + \frac{\chi_g}{k_{эф}} \left\langle \frac{\nu \Sigma_{f,n}}{\Sigma_{tr,n}} P_{m \rightarrow n}^{(0,0)} \right\rangle_{g'} \right\}, \quad (7.28) \end{aligned}$$

учитывающей влияние резонансных гетерогенных эффектов на скорости реакций. Рассчитать члены матриц вероятностей взаимодействия

$$\left\langle \frac{\Sigma_{R,n}}{\Sigma_{tr,n}} P_{m \rightarrow n}^{(0,0)} \right\rangle = \sum_i C_{i,n} \left\langle \frac{\sigma_{R,i}}{\Sigma_{tr,n}} P_{m \rightarrow n}^{(0,0)} \right\rangle \quad (7.29)$$

и матриц $\left\langle P_{m \rightarrow n}^{(0,0)} / \Sigma_{tr,n} \right\rangle$ можно либо с помощью детальной зависимости сечений от энергии (что весьма трудоемко), либо с помощью подгрупповых параметров (см. §2.4).

Если в ячейке содержится несколько резонансных нуклидов, то корректный расчет матриц (7.29) становится чрезмерно трудоемким даже в рамках метода подгрупп [151]. Поэтому обычно применяют подход, используемый при расчете групповых констант в методе Бондаренко — нуклиды рассматривают по очереди, учитывая при этом остальные в групповом приближении с помощью гомогенно- или гетерогенно-блокированных (если таковые уже рассчитаны) констант. Алгоритмы такого подхо-

да были развиты в [151, 152] и реализованы в программах ПОВЕСА [151], HETAIRE [152], W-RES [153].

Расчет входящих в равенства (7.25), (7.26), (7.28) вероятностей столкновений $P_{m \rightarrow n}^{(0,0)}$ существенным образом упрощается при использовании предположения об изотропии углового распределения нейтронов, влетающих в каждую геометрическую зону. При расчете $P_{m \rightarrow n}^{(0,0)}$ для плоских ячеек такое приближение позволяет свести матрицу K диагональной [в этом случае можно рассчитать $P_{m \rightarrow n}^{(0,0)}$ через значения $E_3(\Sigma_{tr, k} t_k)$, t_k — толщина слоя], а при расчете цилиндрических ячеек — к трехдиагональной. В последнем случае для каждой зоны необходимо рассчитать вероятность для нейтрона, родившегося в зоне, испытать столкновение в ней же, а также вероятности испытать столкновения в зоне для нейтронов, изотропно падающих на ее внешнюю и внутреннюю поверхности. Погрешность такого приближения нарастает по мере уменьшения толщин геометрических зон и увеличения их числа, но несколько компенсируется погрешностью, вносимой приближением плоского потока в зонах. Этим отчасти объясняется удовлетворительная точность теоремы (принципа) эквивалентности, широко используемой для расчета резонансного поглощения урана-238 в блоках решеток реакторов не тепловых нейтронах. Основные предпосылки и практические рекомендации по ее использованию приведены в конце параграфа.

Метод ВПС может быть с успехом применен и для расчета функции $S_1^{(1)}(x, u)$, необходимой при определении констант $\bar{\Sigma}_e^g$ и $\bar{\Sigma}_t^g$, характеризующих диффузию нейтронов в гетерогенной среде. Так, для среднеобъемных значений этой функции по геометрическим зонам из (7.9) непосредственно следует аналогичная (7.24) система уравнений:

$$\left. \begin{aligned} \Sigma_{t, n}(u) S_{n, 1}^{(1)}(u) V_n &= \sum_m \left[P_{m \rightarrow n}^{(0,1)}(u) \hat{Q}_{s, m, 0}(u \rightarrow u) S_{m, 0}^{(1)}(u') V_m + \right. \\ &+ P_{m \rightarrow n}^{(1,1)}(u) V_m \left(\frac{1}{3} \varphi_{m, 0}(u) + \hat{Q}_{s, m, 1}(u' \rightarrow u) S_{m, 1}^{(1)}(u') + \right. \\ &+ \left. \left. \frac{1}{3} P_{m, n}^{(2,1)}(u) V_m \varphi_{m, 1}(u) \right] ; \right. \\ \Sigma_{t, n}(u) S_{n, 0}^{(1)}(u) V_n &= \sum_m V_m \left[P_{m \rightarrow n}^{(0,0)}(u) \hat{Q}_{s, m, 0}(u' \rightarrow u) S_{m, 0}^{(1)}(u') + \right. \\ &+ P_{m \rightarrow n}^{(1,0)}(u) \left(\frac{1}{3} \varphi_{m, 0}(u) + \hat{Q}_{s, m, 1}(u' \rightarrow u) S_{m, 1}^{(1)}(u') + \right. \\ &+ \left. \left. \frac{1}{3} P_{m \rightarrow n}^{(2,0)}(u) \varphi_{m, 1}(u) \right] . \right. \end{aligned} \right\} (7.30)$$

Если для расчета потока в ячейке применимы обычные методы решения квазикритического уравнения и созданы реализующие их программы, то расчет функции $S^{(1)}$ возможен лишь после того, как определена зависимость $\varphi(x, u, \mu)$, что налагает определенные требования на методы

и программы для определения $S_1^{(1)}$. Действительно, если анизотропия источника в уравнении для потока полностью определяется анизотропией индикатрисы рассеяния, то анизотропия источников в уравнении для $S^{(1)}$ в значительной степени зависит от анизотропии самого потока $\varphi(x, u, \mu)$. Как видно из (7.30), для определения величин $S_{n, 1, g}^{(1)}$, строго говоря, необходимо рассчитать гораздо большее количество коэффициентов, чем при определении $\varphi_{n, 0}^g$. К счастью, диффузионные свойства гетерогенной решетки среды, как правило, влияют на интегральные характеристики реактора гораздо слабее, чем средние сечения поглощения и деления. Поэтому для оценки $S_1^{(1)}$ часто ограничиваются более грубыми приближениями, чем при расчете потока в ячейке. Так, общеупотребительным стало предположение о малости члена $\hat{Q}_s S^{(1)}$ по сравнению с $\mu\varphi$, и, более того, подавляющее большинство практических расчетов проводится в предположении, что при расчете $S_1^{(1)}(x, u)$ достаточно учитывать лишь $\varphi_0(x, u)$, пренебрегая более высокими угловыми моментами потока в ячейке. В рамках такого приближения из первого уравнения системы (7.30) получаем равенство:

$$\Sigma_{t, n}(u) S_{n, 1}^{(1)}(u) V_n = \frac{1}{3} \sum_m P_{m \rightarrow n}^{(1,1)}(u) \varphi_{m, 0}(u) V_m, \quad (7.31)$$

согласно которому

$$\Sigma_t(x, u) S_1^{(1)}(x, u) = \frac{1}{3} \varphi_0(x, u) \quad (7.32)$$

[ср. (7.17)].

Применение метода ВПС для решения уравнения (7.19), которое определяет весовую функцию, необходимую для расчета коэффициента вдоль слоев (осей ячеек), несколько затруднено из-за наличия множителя $\sqrt{1 - \mu^2}$ у второго члена в правой части этого уравнения. Однако если использовать приближение, аналогичное (7.31), то для определения требуемой весовой функции $S_{||, 1}^{(1)}$ легко получить равенство

$$\begin{aligned} \Sigma_{t, n}(u) S_{n, ||, 1}^{(1)} V_n &= \\ &= \sum_m \varphi_{m, 0}(u) V_m \left(P_{m \rightarrow n}^{(0,0)}(u) - \frac{1}{3} P_{m \rightarrow n}^{(1,1)}(u) \right). \end{aligned} \quad (7.33)$$

Аналогично (7.32) получим:

$$\Sigma_t(x, u) S_{||, 1}^{(1)}(x, u) = \frac{2}{3} \varphi_0(x, u). \quad (7.34)$$

Подставляя (7.31) и (7.32) в (7.16), получаем соотношения для расчета усредненных по энергии и пространству полного сечения и сечения рассеяния, необходимые для определения тока нейтронов перпендикуляр-

ного слоям:

$$\bar{\Sigma}_{e,1}^{\perp} = \frac{\sum_{n,m} \langle (\Sigma_{e,n}(u) / \Sigma_{t,n}(u)) \rho_{m \rightarrow n}^{(1,1)}(u) \varphi_{m,0}(u) \rangle V_m}{\sum_{n,m} \langle (1 / \Sigma_{t,n}(u)) \rho_{m \rightarrow n}^{(1,1)}(u) \varphi_{m,0}(u) \rangle V_m}; \quad (7.35)$$

$$\bar{\Sigma}_{t,1}^{\perp} = \frac{\sum_n \langle \varphi_{n,0}(u) \rangle V_n}{\sum_{n,m} \langle (1 / \Sigma_{t,n}(u)) \rho_{m \rightarrow n}^{(1,1)}(u) \varphi_{m,0}(u) \rangle V_m}. \quad (7.36)$$

Аналогичные формулы можно получить также для $\bar{\Sigma}_{t,1}^{\parallel}$ и $\bar{\Sigma}_{e,1}^{\parallel}$, которые определяют ток нейтронов вдоль слоев ячейки. Для этого необходимо лишь подставить в формулу (7.18) равенства (7.33) и (7.34). Окончательные выражения будут отличаться от (7.35) и (7.36) лишь тем, что вместо $\rho_{m \rightarrow n}^{(1,1)}$ в них будет стоять $(3/2) \left[\rho_{m \rightarrow n}^{(0,0)} - (1/3) \rho_{m \rightarrow n}^{(1,1)} \right]$.

В рамках используемых приближений легко получить известные односкоростные формулы Бенуа [136] для расчета коэффициентов диффузии перпендикулярно и параллельно слоям:

$$D^{\perp}(u) = \frac{\sum_{m,n} \rho_{m \rightarrow n}^{(1,1)}(u) \varphi_{m,0}(u) V_m / \Sigma_{t,n}}{3 \sum_n \varphi_{n,0}(u) V_n}; \quad (7.37)$$

$$D^{\parallel}(u) = \frac{\sum_{m,n} \left(\rho_{m,n}^{(0,0)}(u) - \frac{1}{3} \rho_{m \rightarrow n}^{(1,1)}(u) \right) \varphi_{m,0}(u) V_m / \Sigma_{t,n}}{2 \sum_n \varphi_{n,0}(u) V_n}. \quad (7.38)$$

Усредненный по направлениям коэффициент диффузии определяется, соответственно, равенством

$$\begin{aligned} \bar{D}(u) &= \frac{1}{3} (D^{\perp}(u) + 2D^{\parallel}(u)) = \\ &= \frac{\sum_{m,n} \rho_{m \rightarrow n}^{(0,0)}(u) \varphi_{m,0}(u) V_m / \Sigma_{t,n}(u)}{3 \sum_n \varphi_{n,0}(u) V_n}. \end{aligned} \quad (7.39)$$

Формулы (7.37) – (7.39), выведенные на основе довольно грубых приближений, получили широкое распространение; однако их точность и область применимости исследованы недостаточно. Необходимо отметить, что они обеспечивают правильный предельный переход к случаю ячеек из прозрачных слоев. Действительно, если ячейка состоит из достаточно прозрачных слоев, то

$$\rho_{m \rightarrow n}^{(0,0)} = \frac{V_n \Sigma_{t,n} \varphi_{n,0}}{\sum_m V_m \varphi_{m,0} \Sigma_{t,m}},$$

и тогда для $\bar{D}(u)$ получаем формулу усреднения коэффициента диффузии в гомогенной среде:

$$\bar{D} = \frac{1}{3\Sigma_t} = \frac{\sum_m V_m \varphi_{m,0}}{3 \sum_m V_m \varphi_{m,0} \Sigma_{t,m}}.$$

Необходимо отметить, что в реальных системах, когда в рассматриваемой зоне реактора отсутствуют полости, анизотропия диффузии, характеризуемая различием D^{\parallel} и D^{\perp} , невелика (отношение $D^{\parallel}/D^{\perp} \leq 1,2$, а обычно почти не отличается от единицы). Влияние же гетерогенности на диффузию весьма существенно. Так, коэффициент диффузии гетерогенной среды может в 1,5–2 раза отличаться от коэффициента диффузии гомогенной среды.

В зонах, содержащих полости (пустые каналы, щели), анизотропия диффузии оказывается существенной и отношение D^{\parallel}/D^{\perp} может достигать 2. Мы не останавливаемся на результатах расчетов и экспериментов, иллюстрирующих это утверждение, поскольку они подробно описаны и проанализированы в [143]. Отметим, что для практического использования равенств (7.35) и (7.36) необходимо выразить $\varphi_{m,0}(u)$ через среднееобъемные источники нейтронов \hat{Q}_m^g , которые могут быть вынесены из-под знаков усреднения по энергии. В результате вместо (7.39) получим*:

$$\bar{D}_g = \frac{\sum_{m,n,k} \left\langle \frac{1}{\Sigma_{t,n}} \rho_{m \rightarrow n}^{(0,0)} \frac{1}{\Sigma_{t,m}} \rho_{k \rightarrow m}^{(0,0)} \right\rangle_g (\hat{Q}_{k,0}^{g' \rightarrow g} \varphi_{k,0}^{g'}) V_k}{3 \sum_{m,n} \left\langle \frac{1}{\Sigma_{t,n}} \rho_{m \rightarrow n}^{(0,0)} \right\rangle_g (\hat{Q}_{m,0}^{g' \rightarrow g} \varphi_{m,0}^{g'}) V_m} \quad (7.40)$$

Соответствующие преобразования формул (7.35), (7.36) приводят к

$$\left. \begin{aligned} \bar{\Sigma}_{t,1}^{\perp,g} &= \frac{\sum_{n,m} \left\langle \frac{1}{\Sigma_{t,n}} \rho_{m \rightarrow n}^{(0,0)} \right\rangle_g (\hat{Q}_{m,0}^{g' \rightarrow g} \varphi_{m,0}^{g'}) V_m}{\sum_{n,m,k} \left\langle \frac{1}{\Sigma_{t,n}} \rho_{m \rightarrow n}^{(1,1)} \frac{1}{\Sigma_{t,m}} \rho_{k \rightarrow m}^{(0,0)} \right\rangle_g (\hat{Q}_{k,0}^{g' \rightarrow g} \varphi_{k,0}^{g'}) V_k} ; \\ \bar{\Sigma}_{e,1}^{\perp,g} &= \frac{\sum_{n,m,k} \left\langle \frac{\Sigma_{e,n}}{\Sigma_{t,n}} \rho_{m \rightarrow n}^{(1,1)} \frac{1}{\Sigma_{t,m}} \rho_{k \rightarrow m}^{(0,0)} \right\rangle_g (\hat{Q}_{k,0}^{g' \rightarrow g} \varphi_{k,0}^{g'}) V_k}{\sum_{n,m,k} \left\langle \frac{1}{\Sigma_{t,n}} \rho_{m \rightarrow n}^{(1,1)} \frac{1}{\Sigma_{t,m}} \rho_{k \rightarrow m}^{(0,0)} \right\rangle_g (\hat{Q}_{k,0}^{g' \rightarrow g} \varphi_{k,0}^{g'}) V_k} . \end{aligned} \right\} \quad (7.41)$$

Аналогичные выражения нетрудно получить для $\bar{\Sigma}_{t,1}^{\parallel,g}$ и $\bar{\Sigma}_{e,1}^{\parallel,g}$.

* Впервые эта формула была получена в [151] исходя из односкоростной формулы Бенуа (7.39).

До сих пор рассматривались алгоритмы последовательного подхода к расчету гомогенизированных констант решеток, с помощью которых можно корректно учесть влияние гетерогенности (в том числе и резонансной) на поглощение, деление и диффузию нейтронов. Для реализации этих алгоритмов, как правило, необходимо создание довольно сложных программ. Однако в большинстве случаев (практически во всех реакторах на тепловых нейтронах) вполне достаточно учесть влияние резонансной гетерогенности лишь на сечение поглощения (рассчитать сечение поглощения блока). Были разработаны, широко использовались и используются сейчас приближенные, но зато сравнительно простые методы расчета групповых констант блока, основанные на принципе эквивалентности гомогенных и гетерогенных сред (см., например, [51, 154]). Согласно этому принципу спектр нейтронов в блоке может быть представлен в виде, аналогичном спектру нейтронов в гомогенной среде из материала блока:

$$\varphi_{\text{бл}} = \frac{\text{const}}{\Sigma_{t, \text{бл}}(u) + 1/\bar{l}}, \quad (7.42)$$

где \bar{l} — средняя хорда блока ($\bar{l} = 4V_{\text{бл}}/S_{\text{бл}}$). Действительно, для случая решетки из изолированных блоков, пренебрегая источниками нейтронов в блоке и используя рациональное приближение Вигнера для оценки $P_{m \rightarrow n}^{(0,0)}(u)$:

$$P_{\text{бл} \rightarrow \text{бл}} = P_{\text{зам} \rightarrow \text{бл}} = \frac{\Sigma_{t, \text{бл}}(u)\bar{l}}{1 - \bar{l}\Sigma_{t, \text{бл}}(u)}, \quad (7.43)$$

из (7.24) с помощью (7.43) непосредственно получаем равенство (7.42). Представление спектра нейтронов в блоке решетки в виде

$$\varphi_{\text{бл}}(u) = \frac{\text{const}}{\Sigma_{t, \text{бл}}(u) + A} \quad (7.44)$$

возможно не только в рассматриваемом случае изолированного блока, но и в большинстве других практических случаев, когда выполняются следующие требования:

- 1) решетка двухкомпонентная, т.е. состоит из блоков, изготовленных из одного материала и помещенных в однородный замедлитель;
- 2) допустимо использование приближения плоского потока в блоке и замедлителе;
- 3) для оценки вероятностей столкновений нейтронов в блоке и замедлителе допустимо использование изотропного углового распределения нейтронов на поверхности блока.

Константа A может быть рассчитана с помощью средней хорды блока, если кроме перечисленных условий приемлемой является аппроксимация типа вигнеровской для расчета вероятности нейтронам избежать столкновения в блоке при условии их изотропного падения на его внешнюю поверхность:

$$P^0 = [1 + \Sigma_{t, \text{бл}}(u)\bar{l}a']^{-1}. \quad (7.45)$$

Параметр a' определяют из условия совпадения точного резонансного интеграла в блоке или пучке блоков и эквивалентного гомогенного интеграла для отдельного резонанса или совокупности резонансов. Константа A и эффективное сечение разбавления в блоке связаны с параметром a' очевидными соотношениями:

$$A = (a'\bar{l})^{-1}; \quad \sigma_0, \text{эф} = \sigma_0, \text{бл} + (c_{\text{рез}} a'\bar{l})^{-1}, \quad (7.46)$$

где $\sigma_0, \text{бл}$ — сечение разбавления в блоке; $c_{\text{рез}}$ — концентрация ядер поглотителя. Детальный анализ приближений и алгоритмов расчета этого параметра содержится в монографии А.А. Лукьянова [51], здесь же мы приведем лишь рекомендации для наиболее часто встречающихся на практике случаев. Для решетки изолированных блоков (в этом случае для параметра a' используется обозначение a) из металлического урана лучшее согласие с экспериментом достигается при $a = 0,79$ (что

следует из теории Гуревича—Померанчука), в то время как для такой же решетки с блоками из двуокиси урана (и, видимо, вообще при наличии дополнительного рассеивателя в блоке) резонансный интеграл рассчитывается точнее с $a = 1$.

Для решеток, состоящих из изолированных пар блоков,

$$a' = a(1 + C) \quad (7.47)$$

(C — поправка Данкова—Гинзбурга);

для решетки из взаимодействующих блоков

$$a' = a + C/(1 + C). \quad (7.48)$$

Параметр C можно оценить с помощью аппроксимации Вигнера по формуле

$$C \approx (1 + 4 \sum_M V_M/S)^{-1} \quad (7.49)$$

(V_M — объем замедлителя в решетке на один блок; \sum_M — сечение замедлителя).

При использовании равенства (7.49) значение $(1-C)$ занижается на 15–20%. Лучшие результаты дает приближение плоской решетки, согласно которому эффект взаимного влияния блоков произвольной формы предполагается таким же, что и в плоской геометрии с соответствующим значением средней хорды:

$$C = 2E_3 (2 \sum_M V_M/S). \quad (7.50)$$

При использовании этого равенства значение $(1-C)$ завышается на 3–5%. Хорошо согласуются с точным расчетом (в пределах 1,5%) результаты, полученные с помощью формулы, основанной на предположении об экспоненциальном распределении длин хорд в замедлителе между поверхностями ближайших блоков:

$$C = \frac{\exp(-\tau \sum_M \bar{l}_M)}{1 + (1 - \tau_1) \sum_M \bar{l}_M}, \quad (7.51)$$

где $\tau = T/\bar{l}$; T — кратчайшее расстояние между поверхностями ближайших блоков в решетке;

$$\bar{l}_M = 2V_M/S; \quad \tau_1 = \tau + \delta\tau; \quad \delta\tau = \sum \bar{l}_M / (7 + \beta \sum \bar{l}_M);$$

$\beta = 5,67$ для квадратной решетки и $\beta = 1,125$ — для гексагональной. Систематика результатов точных расчетов суммарных эффективных резонансных интегралов в решетках блоков из урана-238 и двуокиси урана и их сравнение с эквивалентными однородными значениями, получаемыми при использовании аппроксимации (7.49), показывает, что хорошее согласие достигается, если величина a' удовлетворяет соотношению

$$a'(1 - C) = 1 - \frac{1,866(1 - C)}{[2,366 + \sqrt{1 - C}]^2}. \quad (7.52)$$

Для технологических каналов в виде пучка тесно расположенных блоков (кластеров) эффективное сечение разбавления кластера в рамках вигнеровской аппроксимации можно рассчитать по формуле

$$\Sigma_P^* = \frac{(\bar{\Sigma}_P + L^{-1})(1 + \Sigma_P \bar{l})(1 + \beta)}{1 + (1 + \beta)(\bar{\Sigma}_P + L^{-1})\bar{l}}, \quad (7.53)$$

где Σ_P — сечение потенциального рассеяния в блоке; $L = 4V/S$ — длина средней хорды кластера; $\beta = V_M/V_B$, V_M и V_B — объемы, занимаемые блоками и замедлителем в кластере объемом $V = V_M + V_B$.

До сих пор рассматривались двухкомпонентные решетки. В подавляющем большинстве гетерогенных критических сборок на быстрых нейтронах ячейки имеют сложную композицию, и поэтому возникает необходимость учета гетерогенного размещения материалов в ячейке. Если резонансный нуклид содержится только в одном слое (блоке) ячейки, то обсуждаемый эффект можно учесть, рассчитывая се-

чение разбавления этого слоя с помощью вероятностей первых столкновений, определенных с учетом геометрии ячейки и гомогенно-блокированных констант [155]. В основе такого подхода лежит предположение о независимости от энергии отношения вероятностей испытать столкновение в блоке для нейтрона, родившегося в слое, содержащем резонансный нуклид, и в любом другом слое. Дальнейшие уточнения теоремы эквивалентности сводятся, по существу, к использованию приближенных методов расчета ВПС в формулах (7.25) – (7.27).

7.4. РЕЗОНАНСНЫЕ ЭФФЕКТЫ НА ИЗОЛИРОВАННЫХ ГРАНИЦАХ

С точки зрения учета граничных резонансных эффектов периодические гетерогенные решетки представляют собой крайний случай, когда число границ раздела велико, а расстояния между ними сравнимы (или могут быть сравнимы) с длинами пробега нейтронов нерезонансных энергий. В настоящем параграфе рассмотрен другой крайний случай – когда система содержит небольшое число границ, разделенных гомогенными зонами столь большой толщины, что вероятностью сквозного пролета нейтрона любой энергии от одной такой границы до другой можно пренебречь. В этом случае возможно индивидуальное рассмотрение резонансных эффектов, происходящих в окрестности каждой из изолированных границ раздела сред. Рассмотрим, в чем проявляются граничные резонансные эффекты.

Вблизи границы раздела среды с резонансными сечениями с другой средой, структура сечений в которой не коррелирует с первой (т.е. не содержит общих с ней резонансных нуклидов), происходит резкое изменение энергетической структуры нейтронного потока: если на расстояниях от границы, больших двух-трех максимальных длин пробега, $\varphi_0(E) \sim 1/\Sigma_t(E)$, то по другую сторону границы корреляция между структурой нейтронного потока и структурой сечений рассматриваемой среды практически полностью исчезает. Это означает, что факторы резонансной самоэкранировки групповых констант на расстояниях порядка длины свободного пробега от границы раздела изменяются от значений

$$f_{R,0} = \frac{\langle \Sigma_R / \Sigma_t \rangle}{\langle \Sigma_t \rangle \langle 1 / \Sigma_t \rangle},$$

которые они имеют внутри рассматриваемой среды, до примерно $(1 + f_{R,0})/2$ на границе раздела. Разумеется, учет пространственной зависимости факторов самоэкранировки вблизи изолированных границ может быть, в принципе, осуществлен теми же методами, что и расчет резонансных гетерогенных эффектов (см. §7.3). Однако программы, реализующие эти методы для решения задачи о ячейке гетерогенной решетки, как правило, не могут быть непосредственно применены для решения задачи о реакторе, требующей обычно выделения большего числа зон, в которых применяется приближение "плюского потока" и, как правило, использования более сложных геометрических моделей (RZ, ГЕКС–Z). В связи с тем что учет граничных эффектов является достаточно сложной задачей, целесообразно выяснить, в каких случаях этот учет является особенно желательным или даже необходимым.

Системы, на характеристики которых существенно сказываются граничные резонансные эффекты, можно разбить на два класса. К первому относятся те случаи, когда резонансная среда имеет сильные поглощающие резонансы ($\Gamma \gg \Gamma_n$). В этих случаях резонансный граничный эффект

сводится, главным образом, к эффекту поверхностного поглощения резонансных нейтронов. Наиболее ярко этот эффект проявляется в случае изолированных топливных блоков в гетерогенных реакторах на тепловых нейтронах. При рассмотрении таких блоков следует учитывать возможность сквозного пролета нейтрона через блок, т.е. границу даже далеко отстоящих друг от друга блоков нельзя считать изолированной в том смысле, который был определен в начале параграфа. Исключением являются очень толстые блоки, средняя хорда которых намного превышает длину свободного пробега, например реакторы, состоящие из одного "блока" — активной зоны, окруженной отражателем. Если подобную систему рассчитывать в многогрупповом приближении, используя константы, усредненные по интегральному спектру активной зоны ($\varphi(E) \sim 1/\Sigma_{t, a,3}(E)$), т.е. полное число поглощений в активной зоне тех нейтронов, которые возвращаются в нее из отражателя, будет получено с приемлемой точностью. Однако пространственное распределение этих поглощений будет в данном случае сглажено: в каждой группе число поглощений окажется распределенным в слое толщиной порядка среднегрупповой длины пробега, тогда как в действительности они сосредоточены в более узком слое толщиной порядка длины пробега резонансных нейтронов. Если размер активной зоны много больше среднегрупповой длины пробега, отмеченная неточность передачи формы пространственного распределения в многогрупповом расчете почти не скажется на такой интегральной характеристике реактора, как коэффициент размножения. Разумеется, погрешность многогруппового расчета локальных эффектов (например, поверхностного энерговыделения) может быть велика. Однако эти погрешности могут быть и несущественны (например, в случае реакторов с газофазной активной зоной [156, 157]). Таким образом, системы, в которых существен учет резонансных эффектов поглощения на изолированных границах если и встречаются, то достаточно редко.

К другому классу относятся системы, содержащие изолированные границы со средами, обладающими почти чисто рассеивающими резонансами. За счет интерференции между резонансным и потенциальным рассеянием в полном сечении таких сред могут иметь место глубокие интерференционные минимумы. Наличием этих минимумов и обусловлены, главным образом, граничные эффекты в системах второго класса. Практически важным материалом, в котором эти эффекты проявляются особенно сильно, является железо. Рассмотрим реактор на быстрых нейтронах с бесконечным отражателем из железа. Если концентрация железа в активной зоне мала, нейтроны, вылетающие из активной зоны в отражатель, не имеют в своем спектре особенностей, коррелирующих с особенностями в сечении железа. Среднее сечение взаимодействия этих нейтронов с материалом отражателя должно быть, очевидно, больше, чем сечение взаимодействия, усредненное по спектру нейтронов, испытывавших в отражателе большое число столкновений (которое используется при многогрупповых расчетах). Поскольку взаимодействие нейтронов с железом сопровождается почти исключительно рассеянием, вероятность возвращения нейтронов в активную зону после однократного рассеяния в отражателе в действительности должна быть больше, чем получается в результате многогруппового расчета.

Для оценки этого различия вычислим вероятность отражения после однократного рассеяния в бесконечно толстом плоском отражателе для нейтронов, изотропно падающих на его поверхность. Нейтроны будем считать распределенными в пределах некоторой группы (скажем, группы

от 21,5 до 46,5 кэВ, содержащей первый s-резонанс ^{56}Fe), резонансную структуру сечений в ней опишем в подгрупповом приближении, рассеяние будем считать изотропным и пренебрежем эффектом замедления. Тогда в подгрупповом приближении вероятность возврата после однократного рассеяния будет равна

$$\begin{aligned}
 A_{(1)}^{nr} &= \sum_{k'} \sum_k \frac{\Sigma_{s, k'}}{2} \int_{-1}^0 d\mu \int_0^1 d\mu' \int_0^\infty \frac{dx}{\mu'} \times \\
 &\times \exp\left(-\Sigma_{t, k'} \frac{x}{\mu'}\right) \exp\left(-\Sigma_{t, k} \frac{x}{\mu}\right) = \\
 &= \frac{1}{4} \sum_{k'} \sum_k a_{k'} a_k \frac{\Sigma_{s, k'}}{\Sigma_{t, k'}} \left\{ 1 - \frac{\Sigma_{s, k}}{\Sigma_{t, k'}} \ln\left(1 + \frac{\Sigma_{t, k'}}{\Sigma_{t, k}}\right) + \right. \\
 &\left. + \frac{\Sigma_{t, k'}}{\Sigma_{t, k}} \ln\left(1 + \frac{\Sigma_{t, k}}{\Sigma_{t, k'}}\right) \right\}. \quad (7.54)
 \end{aligned}$$

В результате суммирования по подгруппам логарифмические члены взаимно уничтожаются. Таким образом, в подгрупповом приближении

$$A_{(1)}^{nr} = \frac{1}{4} \langle \Sigma_s / \Sigma \rangle. \quad (7.55)$$

Чтобы перейти к групповому расчету, достаточно для всех подгрупп принять одинаковые (среднегрупповые) константы, а именно:

$$\Sigma_{s, k'} = \frac{\langle \Sigma_s / \Sigma \rangle}{\langle 1 / \Sigma \rangle} = \langle \Sigma_s / \Sigma \rangle \Sigma_{t, 0}; \quad (7.56)$$

$$\Sigma_{t, k} = \Sigma_{t, k'} = \frac{\langle 1 / \Sigma \rangle}{\langle 1 / \Sigma^2 \rangle} = \Sigma_{t, 1}. \quad (7.57)$$

В этом случае логарифмические члены также взаимно уничтожаются, но для A_1 получаем

$$A_{(1)}^{rp} = \frac{1}{4} \left\langle \frac{\Sigma_s}{\Sigma} \right\rangle \frac{\langle 1 / \Sigma^2 \rangle}{\langle \langle 1 / \Sigma \rangle \rangle^2} = A_1^{nr} \frac{\Sigma_{t, 0}}{\Sigma_{t, 1}}. \quad (7.58)$$

Для упомянутой выше группы, содержащей глубокий интерференционный минимум в сечении железа, $\langle \Sigma_s / \Sigma \rangle \approx 1$, так что $A_{(1)}^{nr} \approx 1/4$. Отношение же полных сечений для этой группы равно $\Sigma_{t, 0} / \Sigma_{t, 1} \approx 0,3$. Таким образом, отражение нейтронов этой группы в первом ударе в групповом приближении занижается на 70%! Конечно, в других группах резонансная структура сечений железа проявляется не столь сильно или вовсе отсутствует. Поэтому суммарный эффект занижения в групповом расчете вероятности отражения после первого столкновения будет существенно меньше. Учет отражения после нескольких ударов еще сильнее уменьшает неточность группового приближения: при отсутствии поглощения вероятность отражения от полупространства в любом приближении равна единице. Активные зоны реальных реакторов, однако, конечны, так что

вероятность возврата нейтрона в активную зону меньше единицы даже в случае бесконечно толстого непоглощающего отражателя. Поэтому существенная погрешность в учете отражения после первого столкновения должна, видимо, заметно занижать коэффициенты размножения в групповом расчете реактора на быстрых нейтронах с отражателем из железа.

Проиллюстрируем масштаб обсуждаемых эффектов примером расчета реакторов на быстрых нейтронах с рассеивающими резонансными отражателями. Расчеты проводились методом Монте-Карло в групповом и подгрупповом транспортном приближениях с использованием одной и той же системы групповых констант с подгрупповым представлением резонансной структуры сечений. Методика этих расчетов описана в [101, 102].

Критическая сборка ZPR-III-54 [158] имела активную зону высотой 61 см и диаметром 63,6 см, окруженную отражателем из железа толщиной 30 см. Вклад нейтронов с энергиями выше 20 кэВ (т.е. лежащих в области сильных s -резонансов железа) в критичность этой сборки составляет примерно 60%. Подгрупповой расчет сборки привел к коэффициенту размножения $k_{эф} = 1,003$; в групповом расчете получено $k_{эф} = 0,959$, т.е. на 4,4% ниже.

Критическая сборка БФС-40 [159] моделировала исследовательский реактор на быстрых нейтронах БОР-60 [160]. Размер шестигранной активной зоны под ключ 40 см, высота 45 см. Толщина отражателя из железа 20 см. При подгрупповом расчете $k_{эф} = 0,997$, при групповом $k_{эф} = 0,954$, т.е. на 4,3% ниже.

Исследовательский реактор на быстрых нейтронах БР-10 [161] с плутониевой активной зоной высотой 28 см и диаметром 20 см окружен мельхиоровыми органами регулирования и никелевым экраном. Различие между групповым и подгрупповым вариантами расчета составило ~ 3%.

Приведенные примеры показывают, что имеют место случаи, когда учет граничных резонансных эффектов весьма важен. В настоящее время метод Монте-Карло с подгрупповым или с детальным описанием резонансной структуры сечения является, видимо, единственным методом, позволяющим корректно учитывать эти процессы. Это не означает, что подобного рода реакторы не могут быть рассчитаны детерминистическими методами.

Можно было бы, например, построить плоскопараллельные модели приграничных областей реактора, выделив в резонансном отражателе один-два приграничных слоя, и, например, подгрупповым методом ВПС с помощью несложных модификаций имеющихся "ячеечных" программ [151–153] оценить для каждой из выделенных зон структуру интегральных нейтронных спектров, знание которой позволило бы рассчитать групповые константы этих зон. Дальнейший расчет реактора можно было бы проводить, используя более реалистичную геометрическую модель с выделенными приграничными слоями, групповые константы которых уже рассчитаны. Можно было бы развить и упрощенные варианты такого подхода типа теоремы эквивалентности. Однако в настоящее время опыта практической реализации подобных приближений, насколько нам известно, не имеется.

Граничные резонансные эффекты могут быть существенны и при расчетах нейтронной защиты. Для учета этого эффекта авторами работы [162] было предложено при расчете плоской защиты отделить поток нерассеянного нейтронного излучения от потока нейтронов, испытавших в

защите хотя бы одно столкновение. Пространственное распределение первого из этих потоков рассчитывается в подгрупповом приближении:

$$F_{(0)}^g(x, \mu, \psi) = \sum_{k=1}^{K_g} F_{(0),k}^g(x, \mu, \psi) = S_0^g(\mu, \psi) \sum_{k=1}^{K_g} a_k^g \exp(-\sum_{t,k}^g x/\mu), \quad (7.59)$$

где ψ — азимутальный угол; a_k^g — доля k -й подгруппы группы g , для которой полное макроскопическое сечение взаимодействия нейтронов с материалом защиты равно $\sum_{t,k}^g$; $S_0^g(\mu, \psi)$ — заданное угловое распределение нейтронов, падающих на защиту. Распределение же потока рассеянного излучения рассчитывается путем решения многогруппового уравнения переноса с константами, усредненными по описанным в гл. 2 алгоритмам с использованием в качестве источника нейтронов первого рассеяния:

$$S^g(x, \mu, \psi) = \sum_{g'=1}^g \sum_{k'=1}^{K_{g'}} a_k^{g'} \sum_{s,k}^{g'} \int_0^{2\pi} d\psi' \int_0^1 d\mu' \times \frac{S_0^{g'}(x, \mu', \psi')}{\mu'} f_{s,k}^{g' \rightarrow g}(\mu_0) \exp\left[-\frac{\sum_{s,k}^{g'} x}{\mu'}\right]. \quad (7.60)$$

Следует отметить, что такой подход к учету граничных резонансных эффектов не сохраняет вероятность отражения нейтрона от защиты после первого столкновения. Выражение для этой вероятности можно получить, если в формулу (7.54) подставить $\sum_{t,k'} = \sum_{t,1}$. Тогда

$$A_{(1)} = A_{(1)}^{\text{nr/gr}} = \frac{1}{4} \left\{ \left\langle \frac{\sum_s}{\sum_t} \right\rangle - \sum_{t,1} \left\langle \frac{\sum_s}{\sum_t^2} \ln \left(1 + \frac{\sum_{t,0}}{\sum_{t,1}} \right) \right\rangle + \frac{1}{\sum_{t,1}} \left\langle \sum_s \ln \left(1 + \frac{\sum_{t,1}}{\sum_{t,0}} \right) \right\rangle \right\}, \quad (7.61)$$

где $\sum_{t,1}$ определено согласно (7.57). Для рассматривавшейся группы нейтронов и защиты из железа $A_{(1)}^{\text{nr/gr}} = 1,63A_{(1)}^{\text{nr}}$. Таким образом, в этом приближении от защиты после первого столкновения отражается не 25, а 41% всех нейтронов рассматриваемой (наиболее проникающей!) группы, что, конечно, не может не сказаться и на расчетном значении потока нейтронов за защитой. Лучшие результаты (с точки зрения точности расчета $A_{(1)}$) могут быть получены, если источники первого рассеяния рассчитывать путем умножения группового потока нерассеянных нейтронов, найденного в подгрупповом приближении, на среднегрупповое сечение рассеяния. Соответствующее значение $A_{(1)}$ получим, положив в (7.54)

$$\sum_{s,k} = \langle \sum_s / \sum_t \rangle / \langle 1 / \sum_t \rangle.$$

Тогда

$$A_{(1)} = \tilde{A}_{(1)}^{nr/gr} = \frac{1}{4} \left\langle \frac{\Sigma_s}{\Sigma_t} \right\rangle \left\{ 1 - \Sigma_{t,1} \Sigma_{t,0} \left\langle \frac{\ln(1 - \Sigma_{t,0}/\Sigma_{t,1})}{\Sigma_{t,0}^2} \right\rangle + \frac{\Sigma_{t,0}}{\Sigma_{t,1}} \left\langle \ln \left(1 + \frac{\Sigma_{t,1}}{\Sigma_{t,0}} \right) \right\rangle \right\}. \quad (7.62)$$

В приводившемся примере $A_{(1)}^{nr/gr} = 1,054 A_{(1)}^{nr}$. Более точный результат получен за счет компенсации завышения вероятности обратного вылета рассеянного нейтрона в групповом приближении увеличением среднего расстояния от границы до первого рассеяния. Искажение распределения первых рассеяний является, конечно, нежелательным и поэтому последний прием не прибавляет последовательности рассматриваемому подходу к описанию граничных резонансных эффектов. Более последовательным представляется следующий подход.

Пусть уравнение переноса решается тем или иным итерационным методом:

$$\Omega \nabla \Phi_n + \Sigma_t \Phi_n = S_0 + \hat{Q}_s \Phi_{n-1} = S_0 + S_{n-1}, \quad (7.63)$$

где S_0 — внешний (по отношению к данной группе) источник, включающий в себя и источники замедления. Рассмотрим решение уравнения (7.63) для плоскопараллельной защиты, слои которой достаточно толсты, чтобы границы их раздела можно было считать изолированными. Заменяем в уравнении (7.63) оператор \hat{Q}_s уточненным оператором \hat{Q}'_s , определенным следующим образом. Для координаты x , лежащей в зоне m ($x_{m-1} \leq x \leq x_m$) и $\mu > 0$

$$\begin{aligned} \hat{Q}'_s \Phi_{n-1} = & (1 - \delta_{m,1}) \int_{x_{m-2}}^{x_{m-1}} dx' \int_0^{2\pi} d\psi' \int_0^1 d\mu' S_{n-1}^{m-1}(x', \mu', \psi') \times \\ & \times \sum_{k'=1}^{K_{m-1}} a_{k'}^{m-1} \exp\left(-\frac{\Sigma_{t,k}^{m-1}}{\mu'}\right) (x_{m-1} - x') \sum_{k=1}^{K_m} a_k^m \frac{\Sigma_{s,k}^m}{\mu'} \times \\ & \times f_{s,k}^m(\mu_s) \exp\left[-\frac{\Sigma_{t,k}^m}{\mu'} (x - x_{m-1})\right] + \\ & + \int_{x_{m-1}}^x dx' \int_0^{2\pi} d\psi' \int_0^1 d\mu' S_{n-1}^m(x', \mu', \psi') \sum_{k=1}^{K_m} a_k^m \times \\ & \times \frac{\Sigma_{s,k}^m}{\mu'} f_{s,k}^m(\mu_s) \exp\left[-\frac{\Sigma_{t,k}^m}{\mu'} (x - x')\right]; \end{aligned} \quad (7.64)$$

и для $\mu < 0$

$$Q'_s \Phi_{n-1} = (1 - \delta_{mM}) \int_{x_m}^{x_{m+1}} dx' \int_0^{2\pi} d\psi' \int_{-1}^0 d\mu' S_{n-1}^{m+1}(x', \mu', \psi') \times$$

$$x \sum_{k'=1}^{K_{m+1}} a_{k'}^{m+1} \exp + \frac{\Sigma_{t,k'}^{m+1}}{\mu'} (x' - x_m) \sum_{k=1}^{K_m} a_k^m \frac{\Sigma_{s,k}^m}{(-\mu')} x$$

$$\times f_{s,k}^m(\mu_s) \exp \left[\frac{\Sigma_{t,k}^m}{\mu'} (x_m - x) \right] + \int_x^{x_m} dx' \int_0^{2\pi} d\psi' \int_{-1}^0 d\mu' S_{n-1}^m(x', \mu', \psi') \times$$

$$x \sum_{k=1}^{K_m} a_k^m \frac{\Sigma_{s,k}^m}{(-\mu')} f_{s,k}^m(\mu_s) \exp \left[\frac{\Sigma_{t,k}^m}{\mu'} (x' - x) \right].$$

Здесь, как и выше,

$$\mu_s = \mu \mu' - \sqrt{1 - \mu^2} \sqrt{1 - \mu'^2} \cos(\psi - \psi');$$

$$S_{n-1}^m(x, \mu, \psi) = \hat{Q}_s \Phi_{n-1} = \int_0^{2\pi} d\psi' \int_{-1}^1 d\mu' \Sigma_s^m f_s^m(\mu_s) \Phi_{n-1}(x, \mu', \psi')$$

вычисляется с использованием групповых сечений Σ_s^m и индикатрис $f_s^m(\mu_0)$. Индексы k и k' — номера подгрупп рассматриваемой и соседней зон. Предполагается, что резонансная структура в смежных зонах не коррелирует.

Опыта расчета защиты с помощью описанной методики не имеется.

Глава 8

КОНСТАНТНОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ МНОГОГРУППОВЫХ НЕЙТРОННЫХ РАСЧЕТОВ НА ЭВМ

8.1. ЗАДАЧИ И СТРАТЕГИИ КОНСТАНТНОГО ОБЕСПЕЧЕНИЯ МНОГОГРУППОВЫХ НЕЙТРОННЫХ РАСЧЕТОВ

Программные системы константного обеспечения являются важными компонентами комплексов и систем программ многогрупповых нейтронных расчетов, во многом определяющими возможность этих комплексов, их архитектуру, точность получаемых с их помощью результатов. Результатами, представляющими практический интерес, являются, как правило, интегральные по энергии величины, описываемые в многогруп-

повом приближении в виде линейных

$$\left. \begin{aligned} P &= \sum_g \rho_g F_0^g(\Sigma) \\ \text{или билинейных форм} \\ \delta P &= \sum_g \delta q_g F_0^g(\Sigma) F_0^{+g}(\Sigma) \end{aligned} \right\} (8.1)$$

и их комбинаций. Здесь Σ — набор макроскопических групповых констант, необходимых для расчета нейтронных потоков; ρ_g — групповые параметры, зависящие от вида функционала P .

Задача системы константного обеспечения многогрупповых нейтронных расчетов состоит в том, чтобы на основе исходных данных о взаимодействии нейтронов с ядрами (в дальнейшем будем их называть оцененными микроданными) с помощью соответствующих алгоритмов получить макроконстанты Σ , необходимые для расчета нейтронных полей в любом из заданного множества приближений, и параметры ρ (и δq), необходимые для расчета заданного множества функционалов P (и их возмущений δP). Уточним эту задачу.

Прежде всего определим, что понимается под оцененными микроданными и каков их источник.

Первичная информация об энергетических зависимостях нейтронных сечений, угловых и энергетических распределениях вторичных нейтронов и т.п. получается в нейтронно-физических экспериментах, выполняемых с возможно более высоким энергетическим разрешением — в так называемых дифференциальных микроскопических экспериментах. В настоящее время организована прекрасная международная служба информации по нейтронным данным. Четыре международных центра по ядерным данным — в Обнинске (СССР), Вене (Австрия), Сакле (Франция) и Брукхейвене (США) оперативно пополняют международную библиографическую систему CINDA (Computer Index of Neutron Data) информацией о всех публикациях, имеющих отношение к измерениям или теоретическим расчетам нейтронных данных; результаты измерений заносятся на магнитные ленты международной системы фактографической информации по нейтронным данным EXFOR (EXchange FORmat); налажен регулярный обмен этими лентами между центрами, что обеспечивает международную доступность экспериментальной нейтронно-физической информации. На конец 1979 г. в системе EXFOR хранились сведения о 3 000 000 "экспериментальных точках" с указанием энергии, при которой измерены сечения, и его погрешности; значения сечений и соответствующих погрешностей; если требуется — то и угла рассеяния и (или) энергии рассеянного нейтрона и соответствующих погрешностей; информация о методике измерения и источниках погрешностей; библиографические данные.

Однако богатейшая информация, хранящаяся в системе EXFOR, совершенно непригодна для непосредственного использования в расчетах нейтронных полей. Имеющиеся экспериментальные данные существенно неполны, противоречивы, а если данные разных авторов и согласуются, то лишь в том смысле, что расхождения между ними имеют тот же порядок величины, что и экспериментальные погрешности. Энергетическая структура нейтронных сечений разрешена неполностью, и почти у всех ядер имеются обширные области неразрешенных резонансов.

Результаты дифференциальных экспериментов являются лишь сырьем для получения оцененных микроданных. Под оцененными микроданными для определенного нуклида (или элемента) понимается набор энергетических зависимостей сечений всех нейтронных реакций, проявляющихся в энергетической области, представляющей интерес с точки зрения реакторной технологии (обычно от 10^{-5} эВ до 20 МэВ), а также данные о числе и энергоугловых зависимостях вторичных нейтронов и γ -квантов, образующихся в нейтронных реакциях.

В процессе оценки кроме результатов дифференциальных микроскопических экспериментов используются также данные интегральных экспериментов (например, измерения сечения деления, усредненного по хорошо известному спектру деления или по спектру Максвелла, резонансные интегралы). Эти данные зачастую отличаются большей точностью и используются для нормировки дифференциальных данных. Широко применяются статистические методы обработки данных, расчеты на основе теории ядерных реакций с подогнанными параметрами, полуэмпирические систематики. Процесс оценки очень сложен и трудоемок; он сопряжен с принятием ответственных решений в условиях недостатка информации и потому качество результатов оценки в значительной степени зависит от научной квалификации специалиста.

Из оцененных данных формируются специальные машинные библиотеки, которые и используются в качестве входных данных систем константного обеспечения. Подробнее эти библиотеки будут описаны в § 8.3.

Уточним теперь те результаты, которые должна получить система константного обеспечения. Как уже отмечалось, эти результаты делятся на две группы: константы, необходимые для расчета нейтронных полей, и константы, необходимые для расчета функционалов этих полей.

Набор групповых констант, необходимых для решения уравнения переноса нейтронов в системе, состоящей из протяженных зон, включает в себя для каждой зоны m полные сечения $\Sigma_{t, l, m}^g$ и угловые моменты сечений замедления $\Sigma_{t, l, m}^{g' \rightarrow g}$, усредненные по спектрам соответствующих гармоник потока, а также величины $\nu \Sigma_{f, m}^g$ и χ_m^g , требующиеся для расчета источников деления. При учете анизотропии полного сечения и сечений замедления в P_N - или P_N -транспортном приближении полный набор макроконстант для системы из M зон состоит из $M [2G + (N + 1)G(G + 3)/2]$ чисел. Для примера: при расчете двумерного 100-зонного реактора в 26-групповом P_1 -приближении массив макроконстант имеет длину 80 600 машинных слов. Это достаточно большой объем информации, и желание его сократить является вполне естественным. Такие возможности имеются. Матрица угловых моментов межгрупповых переходов $\Sigma_{s, l}^{g' \rightarrow g}$ может быть разбита на составляющие, каждая из которых имеет относительно простую структуру:

$$\Sigma_{s, l}^{g' \rightarrow g} = \Sigma_{e, H, l}^{g' \rightarrow g} + \Sigma_{e, l}^{g' \rightarrow g} + \Sigma_{in, l}^{g' \rightarrow g}.$$

Здесь $\Sigma_{e, H, l}^{g' \rightarrow g}$ — матрица угловых моментов межгрупповых переходов при рассеянии на водороде. Для ее определения достаточно задать $2(N + 1)$ векторов $\alpha_{g'}^l$ и β_g^l , через которые она легко выражается [163]; $\Sigma_{e, l}^{g' \rightarrow g}$ — матрица угловых моментов межгрупповых переходов при упругом за-

медлении. Если в системе нет слишком легких ядер (кроме выделенного водорода), то при $\Delta u_g \geq 0,5 \Sigma_{e,l}^{g' \rightarrow g} \neq 0$ лишь при $g' = g, g-1$, так что и эта матрица определяется $2(N+1)$ векторами из G или $G-1$ элемент; $\Sigma_{in,l}^{g' \rightarrow g}$ — матрица угловых моментов межгрупповых переходов при неупругом рассеянии. Анизотропия этого рассеяния сравнительно слаба и ее достаточно учитывать в P_1 -приближении. Поскольку неупругое рассеяние — пороговый процесс, $\Sigma_{in,l}^{g' \rightarrow g} \neq 0$ лишь в достаточно высокоэнергетических группах при $g \leq g_0$, а поскольку энергетические ширины низкоэнергетических групп малы, то переходами в группы $g > g_1$ можно пренебречь (точнее, добавить их к переходам в группу $g = g_1$).

Дополнительная экономия может быть получена за счет задания разностей $\Sigma_{v,l}^g = \Sigma_{t,l}^g - \Sigma_{s,l}^{g \rightarrow g}$.

Перечисленные меры позволяют снизить объем массива макроконстант до $M[(N+1)(4G-3) + (2g_1 - g_0)(g_0 - 1) + G]$ чисел. Для приведенного выше примера 100-зонного реактора при $g_1 = g_0 = 11$ это составляет 33 800 чисел: экономия получается существенная. Если же расчет вести в диффузионном приближении ($N = 0$), то для хранения массива макроконстант достаточно 23 700 машинных слов.

Из приведенных данных ясно, что специалисты, разрабатывающие программы расчета нейтронных полей, не могут пренебрегать возможностями сокращения объема памяти, необходимого для хранения макроконстант. Эти возможности существенно зависят от используемого приближения и даже от состава тех систем, для расчета которых предназначена программа (если это безводородные системы, то не требуется задания $\Sigma_{e,n,l}^{g' \rightarrow g}$; если тяжеловодные, то матрицы $\Sigma_{e,l}^{g' \rightarrow g}$ становятся почти полными). Отсюда ясно, что система константного обеспечения для удовлетворения потребностей различных программ расчета нейтронных полей должна быть способна готовить макроконстанты во множестве различных представлений.

Проведение расчетов в мультигрупповых приближениях еще более осложняет дело. При числе групп более, скажем, 300 объем матриц межгрупповых переходов становится непомерно большим. Пользование ими потребовало бы постоянных обращений к внешней памяти ЭВМ, что существенно увеличило бы затраты машинного времени. В этих условиях обычно оказывается выгодным затрачивать машинное время на вычисление элементов матриц межгрупповых переходов, используя в качестве исходных данных информацию о составе зон реактора и законах упругого и неупругого рассеяния. Этот путь открывает весьма широкие возможности для экономии ресурсов памяти, необходимой для хранения исходных данных и сокращения затрат машинного времени на расчет матричных элементов (объединение нуклидов с близкими атомными массами при расчете матрицы упругого замедления, аппроксимация сложных законов неупругого рассеяния возбуждением фиктивных уровней и т.п.). Реализация множества этих возможностей требует от системы константного обеспечения соответствующего расширения множества выходных представлений, что усложняет не только разработку этой системы, но и управление ею.

Чтобы предоставить возможность эффективного проведения много- и мультигрупповых расчетов в различных приближениях и при этом не

усложнить чрезмерно управление системой константного обеспечения, необходима унификация выходных форматов представления макроконстант. Например, целесообразно, видимо, зафиксировать форматы представления данных для проведения расчетов в многогрупповых диффузионном, P_1 - и P_N -транспортном приближениях; определить два-три формата для представления мультигрупповых макроконстант (или исходных данных, необходимых для их оперативного расчета) и т.п. Устранение несущественных различий между представлениями констант (различий в порядке записи чисел, в задании коэффициента диффузии вместо транспортного сечения и т.п.) существенно облегчает создание системы константного обеспечения и управление ею.

Необходимость введения унифицированных форматов представления констант становится еще более очевидной при подготовке констант для расчета некоторых видов функционалов нейтронных полей.

Рассмотрим основные виды рассчитываемых функционалов и необходимые для их расчета константы.

Скорости основных процессов, определяющих баланс нейтронов в зонах реактора и основные изменения нуклидного состава. К ним относятся скорости поглощений без деления C_j , делений F_j , образования нейтронов при делении P_j и при реакциях $(n, 2n)$ и $(n, 3n)$ N_j на нуклиде i , входящем в состав реактора. Для точки r , принадлежащей зоне m :

$$\left. \begin{aligned} C_j(r) &= c_{j,m} \sum_{g=1}^{g_2} F_0^g(r) \bar{\sigma}_{c,i,m}^g; \\ F_j(r) &= c_{j,m} \sum_{g=1}^{g_2} F_0^g(r) \bar{\sigma}_{f,i,m}^g; \\ P_j(r) &= c_{j,m} \sum_{g=1}^{g_2} F_0^g(r) \nu_i^g \bar{\sigma}_{f,i,m}^g; \\ N_j(r) &= c_{j,m} \sum_{g=1}^{g_2} F_0^g(r) [\sigma_{2n,i}^g + 2\sigma_{3n,i}^g + \dots]. \end{aligned} \right\} (8.2)$$

Здесь $c_{j,m}$ — концентрация ядер нуклида i в зоне m ; g_2 — максимальный номер группы, в которой возможна реакция $(n, 2n)$ хотя бы на одном нуклиде [например, группа, содержащая наиболее низкий порог реакции $(n, 2n)$ на ${}^9\text{Be}$: 1,8 МэВ]. Для расчета этих величин необходимо задание "блокируемых микроконстант" $\bar{\sigma}_{c,i,m}^g$ и $\bar{\sigma}_{f,i,m}^g$, зависимость которых от номера зоны обусловлена эффектом резонансной самоэкранировки (учет последнего отмечен чертой сверху); ν_i^g и $\sigma_{2n,i}^g$, $\sigma_{3n,i}^g = \sigma_{2n,i}^g + 2\sigma_{3n,i}^g + \dots$ — "неблокируемые микроконстанты". Общее число блокируемых и неблокируемых микроконстант, необходимых для расчета функционалов (8.2) для упомянутого 100-зонного варианта реактора при наличии в нем $I = 20$ различных нуклидов, из которых $I_f = 8$ — делящихся (уран-235, уран-236, уран-238, нептуний-239, плутоний-238, плутоний-240, плутоний-241, плутоний-242), составит при $g_2 = 4$ $MG(I + I_f) + GI_f + g_2I = 73168$.

Скорости реакций с вылетом заряженных частиц на нуклидах, входящих в состав реактора, требуется знать, например, для оценки накоп-

ления в конструкционных материалах водорода и гелия (что вызывает охрупчивание материалов). Эти реакции нередко ведут к образованию радиоактивных ядер, и их скорость надо уметь рассчитывать для оценки активации конструкций, теплоносителя и т.п. Представляет также интерес расчет скоростей реакций неупругого рассеяния, ведущих к образованию метастабильных состояний.

Наконец, нередко необходим расчет скоростей реакций на нуклидах, не входящих в основной состав реактора или защиты, а вводимых в него в виде малых образцов-индикаторов.

Упомянутые реакции имеют место в области достаточно высоких энергий, где резонансная самоэкранировка не существенна либо происходит в малых образцах, не входящих в состав реактора, сечения которых также не подвержены резонансной самоэкранировке. Таким образом, для расчета скоростей этих реакций

$$R_i(r) = \sum_{g=1}^G F_g^q(r) \bar{\sigma}_{R,i}^g,$$

требуются лишь неблокируемые микроконстанты — групповые сечения соответствующих реакций. Таким образом, для хранения этих данных не нужно большого объема памяти.

Энерговыделение в реакторах обусловлено в первую очередь энерговыделением при делении. Заметную роль играет также энерговыделение при радиационном захвате нейтронов и других реакций захвата. На распределении энерговыделения сказывается перенос энергии нейтронами и γ -квантами. Наконец, часто энерговыделение обусловлено радиоактивным распадом продуктов нейтронных реакций. Таким образом, следует различать мгновенное и запаздывающее энерговыделение.

Мгновенное энерговыделение, в свою очередь, подразделяется на локальное энерговыделение, обусловленное торможением заряженных продуктов нейтронных реакций; энерговыделение за счет торможения нейтронов деления; энерговыделение за счет рассеяния и поглощения γ -квантов, испускаемых в нейтронных реакциях.

Запаздывающее энерговыделение может быть подразделено таким же образом.

Очевидно, что знание нейтронного поля достаточно лишь для расчета локального энерговыделения и переноса энергии нейтронами. При этом для расчета мгновенного энерговыделения кроме сечений нейтронных реакций, нужных для расчета упомянутых выше функционалов, достаточно знать мгновенное локальное энерговыделение в этих реакциях.

При работе реактора в стационарном режиме учет запаздывания энерговыделения за счет распада продуктов нейтронных реакций не требуется, и эта часть энерговыделения может быть учтена так же, как и мгновенное локальное энерговыделение.

Учет переноса энергии γ -квантами требует, очевидно, специальных расчетов. Нередко, однако, при расчетах энерговыделения этим переносом пренебрегают, т.е. считают, что γ -кванты теряют свою энергию в точке образования. Константы для расчета энерговыделения в этих приближениях немногочисленны [14].

Детальный расчет запаздывающего энерговыделения, в частности остаточного энерговыделения в активной зоне реактора после его остановки, требует задания весьма обширной информации о характеристиках распада продуктов нейтронных реакций, в первую очередь много-

численных ядер—осколков деления, а также расчета накопления радионуклидов в процессе работы реактора на мощности.

Расчет изменения нуклидного состава в первом и обычно достаточном приближении может быть выполнен с использованием лишь данных о скоростях нейтронных реакций, определяющих нейтронный баланс (см. выше). Однако в специальных случаях необходимы более точные расчеты, требующие дополнительной информации. К ним относятся расчеты нуклидного состава осколков деления с учетом выгорания отдельных осколочных нуклидов и расчеты накопления некоторых актинидов, образующихся в малых концентрациях и практически не влияющих на нейтронный баланс, но нередко определяющих радиационные характеристики облученного топлива (уран-232, америций и кюрий) или представляющих коммерческий интерес (плутоний-238 — для радиоизотопных источников электроэнергии; тяжелые изотопы кюрия — как сырье для получения калифорния-252 и т.п.).

Для проведения этих расчетов система константного обеспечения должна поставлять соответствующим расчетным программам данные о сечениях захвата осколков; о сечениях захвата, деления, реакций $(n, 2n)$, а иногда и $(n, 3n)$ для некоторых актинидов, а также структурно-сложную и объемистую информацию о характеристиках распада актинидов и продуктов деления.

Расчет источников вторичного γ -излучения является важной задачей при расчетах радиационной защиты (поскольку габариты и состав защиты нередко определяются необходимостью ослабления именно вторичного γ -излучения). Эта задача нередко встает и при расчете реакторов. Анизотропия испускания γ -квантов при нейтронных реакциях обычно невелика, а поскольку и нейтронный поток, как правило, не слишком анизотропен, то источники вторичных γ -квантов с приемлемой точностью можно считать изотропными. Если расчет переноса γ -излучения планируется провести также в многогрупповом приближении, то

$$S_{\gamma}^j(r, \Omega) = \frac{1}{4\pi} \sum_{g=1}^G F_0^g(r) P_{\gamma, m}^g \rightarrow j, \quad (8.3)$$

где

$$P_{\gamma, m}^g \rightarrow j = \sum_i c_{i, m} (\sigma_{c, i, m}^g \lambda_{c, i}^g \rightarrow j + \sigma_{f, i, m}^g \lambda_{f, i}^g \rightarrow j + \sigma_{in, i}^g \lambda_{in, i}^g \rightarrow j). \quad (8.4)$$

Здесь $\lambda_{R, i}^g \rightarrow j$ — число γ -квантов энергетической γ -группы j , порождаемых в результате реакции типа R под действием нейтронов группы g .

Величины $P_{\gamma, m}^g \rightarrow j$ должны готовиться системой константного обеспечения.

Очевидно, эта же система должна готовить и константы для расчета переноса γ -излучения и функционалов γ -поля (дозовые факторы и т.п.).

Возмущения реактивности (равно как и других функционалов нейтронного поля), рассчитываемые по теории возмущений, требуют подготовки специальных микроконстант (см. гл. 6). Для расчета возмущения, обусловленного малым изменением концентрации i -го нуклида, требуется задать возмущения макроконстант среды, которые определяются через микроконстанты рассматриваемого нуклида и возмущения микроконстант всех присутствующих в среде нуклидов, обусловленных

изменением спектра, вызванного внесением в среду данного нуклида. Напомним, что последний эффект необходимо учитывать при любых (в том числе и бесконечно малых) размерах образца.

Объем информации о "возмущенных микроконстантах" для одного нуклида равен объему информации о макроконстантах, нужных для расчета нейтронных полей в используемом приближении.

Характеристики запаздывающих нейтронов должны готовиться системой константного обеспечения для расчета реакторной кинетики. Как известно, вклады многих десятков предшественников запаздывающих нейтронов принято описывать 6—7 эффективными группами. Периоды полураспада эффективных групп запаздывающих нейтронов и их энергетические спектры зависят, вообще говоря, от энергии нейтронов, вызывающих деление. Однако детали этих энергетических зависимостей не известны: известно лишь, что в области энергий ниже 6,5 МэВ они слабы. Поэтому энергетической зависимостью этих характеристик для данного делящегося ядра при многогрупповых расчетах обычно пренебрегают. Но для разных делящихся ядер периоды полураспада и спектры групп запаздывающих нейтронов заметно различаются. В связи с этим при расчетах переходных процессов в реакторах со смешанным топливом необходимо либо учитывать большое число групп запаздывающих нейтронов, либо система константного обеспечения должна корректировать периоды полураспада эффективных групп запаздывающих нейтронов так, чтобы они описывали кривую спада нейтронной активности осколков в реакторе со смешанным топливом.

Итак, система константного обеспечения должна перерабатывать весьма большие объемы исходных данных во множество выходных представлений констант, необходимых для расчета нейтронных полей и их функционалов, причем и входная, и выходная информация отличается сложной структурой. Другая особенность задачи, решаемой системой константного обеспечения, — то, что среди различных этапов переработки оцененных данных в групповые константы, нужные для расчета реакторов, встречаются такие, которые осуществляются с помощью весьма сложных алгоритмов. Примером может служить получение гомогенизированных констант гетерогенных сред. Для решения этой задачи в систему константного обеспечения должен входить целый арсенал программ расчета гетерогенных ячеек различными методами, предусматривающими учет таких сложных явлений, как гетерогенные резонансные эффекты, термализация нейтронов. Для решения этих задач набор групповых констант, готовящийся системой константного обеспечения, должен быть пополнен термализационными константами (угловыми моментами сечений перехода между мультигруппами, на которые разбита тепловая группа), константами для расчетов в подгрупповом приближении.

Учет резонансных эффектов на изолированных границах может потребовать от системы константного обеспечения дополнительной информации: об источниках нейтронов первого столкновения и потоке нерассеянных нейтронов, рассчитанных в подгрупповом приближении.

Для оценки сечений упругого замедления в системе константного обеспечения следует иметь программы расчета реакторов и защиты — пусть упрощенными методами, но для всех основных типов геометрий, предусмотренных в тех программах расчета нейтронных полей, которые требуется обеспечить константами (альтернативой является установление обратных связей между последними и программами оценки сечений замедления системы константного обеспечения).

Сложные вычислительные проблемы встают при обработке оцененных микроданных: интерполирование по таблицам энергетических зависимостей сечений, насчитывающим десятки и сотни тысяч энергетических точек; усреднение по распределениям ширины и расстояний для вычисления функционалов сечений типа $\langle \Sigma_R / \Sigma_f^n \rangle$ в области неразрешенных резонансов (что сводится к вычислению многомерных несобственных интегралов); обработка табличных трехмерных функций распределения (энергоугловых распределений вторичных нейтронов, зависящих от начальной энергии); определение параметров эффективных дискретных аппроксимаций непрерывных распределений (в частности, подгрупповых параметров) и т.п.

Создание надежной и эффективной, гибкой и удобной, точной и быстродействующей программной системы константного обеспечения — дело весьма сложное. Успех его существенно зависит от того, какая стратегия принята для решения поставленной задачи. В мировой практике накоплен опыт разработки систем константного обеспечения, реализующих различные стратегии. Назовем их.

Первая ("лобовая") стратегия состоит в том, чтобы готовить групповые макро- и блокированные микроконстанты, нужные для каждого конкретного расчета реактора или защиты, обращаясь непосредственно к библиотеке оцененных микроданных. Достоинство такого подхода в том, что он открывает, по-видимому, наиболее широкие возможности для учета при подготовке групповых констант специфических особенностей конкретного рассчитываемого варианта реактора или защиты. Очевидны и недостатки: перед расчетом каждого варианта необходимо пройти все этапы переработки оцененных микроданных в групповые константы. Поскольку подготовка данных должна осуществляться оперативно, требования быстродействия могут прийти в существенное противоречие с требованиями точности (совершенства алгоритмов переработки). Из-за того что библиотека оцененных микроданных имеет очень большой объем, для практической реализации рассматриваемой стратегии необходима ЭВМ с большой памятью, а поскольку алгоритмы переработки констант сложны, то и с большим быстродействием.

Вторая стратегия состоит в формировании библиотеки групповых микроконстант с очень большим числом групп, позволяющим передать особенности резонансной структуры сечений (микрогрупповая система констант). Полагается, что сечения в пределах каждой такой очень узкой группы существенно не меняются, так что эффекты резонансной самозранировки в микрогруппах не проявляются. Это сильно упрощает структуру библиотеки, позволяет проводить расчеты детального спектра для среды заданного состава, а затем использовать этот спектр для свертки микрогрупповых констант в многогрупповые.

Недостаток этой стратегии в том, что резонансная структура сечений не может быть разрешена ни при каком числе групп хотя бы потому, что существует область неразрешенных резонансов, в которой детальный энергетический ход сечений не известен; могут быть оценены лишь средние характеристики резонансной структуры — распределения амплитуд и ширины резонансов и расстояний между ними. Правда, зная характеристики этих распределений, можно построить микрогрупповую модель структуры сечений в области неразрешенных резонансов на основе случайной выборки из этих распределений. Однако, во-первых, и при этом сохраняется область, в которой микрогрупповое распределение недо-

статочно подробно для передачи резонансной структуры. Во-вторых, при таком подходе результаты расчетов на основе системы микрогрупповых констант с необходимостью будут содержать погрешность той единственной случайной выборки из распределения сечений, которая использовалась для определения микрогрупповых констант в области неразрешенных резонансов. В связи с отмеченным микрогрупповой подход может быть эффективен лишь для расчета того класса систем, в которых эффекты резонансной самоэкранировки в области неразрешенных резонансов малосущественны. Этот класс весьма широк: к нему относятся реакторы на тепловых, на промежуточных нейтронах, многие типы радиационной защиты. Однако есть и исключения, например реакторы на быстрых нейтронах. Последние являются главным объектом многогрупповых нейтронных расчетов, и поэтому подобное исключение очень важно.

Третья стратегия, сторонниками которой являются авторы настоящей работы, состоит в формировании промежуточной библиотеки с умеренным числом групп, но с достаточно подробной информацией о структуре сечений внутри группы. Данные этой библиотеки и используются затем для оперативного расчета групповых макро- и блокированных микроконстант с помощью алгоритмов, изложенных в гл. 2, 4, 6, 7.

Основное достоинство этой стратегии состоит в том, что сложная обработка оцененных микроданных осуществляется заранее, однократно. Это, с одной стороны, позволяет использовать при обработке высокоточные алгоритмы, реализация которых требует больших затрат машинного времени, а с другой стороны, проводить необходимые расчеты на маломощных ЭВМ. Последнее обстоятельство для разработчиков системы константного обеспечения в нашей стране являлось решающим, так как во время этой разработки в их распоряжении имелись лишь ЭВМ типа М-20 с оперативной памятью 4096 слов и быстродействием 20 тыс. операций в 1 с.

Другое важное достоинство состоит в том, что система групповых констант с умеренным числом групп обозрима. На начальном этапе эксплуатации этой системы могут быть выявлены и устранены ошибки, допущенные при ее формировании.

Не слишком большой объем исходной информации, используемой при многогрупповых нейтронных расчетах, представляет большое преимущество и с эксплуатационной точки зрения. В то же время результаты расчетов, основанных на многогрупповой (или мультигрупповой) системе констант, отнюдь не уступают по методической точности расчетам, основанным на микрогрупповых константах, или расчетам, выполненным с использованием групповых констант, рассчитанным непосредственно по оцененным микроданным, если, конечно, при подготовке констант к расчету применяются обоснованные алгоритмы, реализованные в хорошо выполненных программах.

8. 2. ЗАРУБЕЖНЫЕ СИСТЕМЫ КОНСТАНТНОГО ОБЕСПЕЧЕНИЯ

Первой системой многогрупповых констант широкого назначения, последовательно учитывающей эффекты резонансной самоэкранировки, явилась 26-групповая система констант, разработанная в СССР в 1962 г. и изданная в 1964 г. Разработка этой системы констант велась вручную: экспериментальные данные вручную наносились на графики, вручную через экспериментальные точки проводились "рекомендованные кривые", вручную велось вычисление интегралов, через которые выражаются групповые константы (сечения и факторы самоэкраниров-

ки). Конечно, ручной труд весьма положительно отразился на качестве этой системы констант: выполняя техническую работу, ее авторы размышляли о причинах расхождений данных разных работ, о том, откуда почерпнуть информацию для разрешения имеющихся противоречий, для заполнения пробелов в данных. Высокое качество оценки экспериментальных данных определило долгий срок службы 26-групповой системы констант, названной впоследствии БНАБ-64. Следует, однако, отметить, что трудозатраты на разработку БНАБ-64 составили около 20 чел · лет. Поэтому уже через десять лет новую систему констант нельзя было создать, используя те же методы: за шестидесятые годы объем числовой информации по нейтронным данным возрос более чем на порядок. Применение вычислительной техники для разработки систем констант стало совершенно необходимым.

Первые шаги в этом направлении были сделаны в Великобритании в Олдермастоне К. Паркером [164], которым была создана первая машинная библиотека оцененных нейтронных данных и комплекс программ их переработки в групповые константы для ЭВМ IBM-7090. Эта библиотека послужила базой для создания впоследствии более полной и точной библиотеки оцененных нейтронных данных, получившей название UKNDL (United Kingdom Neutron Data Library) [165].

UKNDL. Специфика Олдермастонской лаборатории (она была создана для разработки атомного оружия) отразилась на структуре и паркеровской библиотеки, и библиотеки UKNDL, в которую она переросла: в этих библиотеках не предусмотрено иных средств для описания резонансной структуры нейтронных сечений, кроме поточечного задания детального энергетического хода нейтронных сечений. Таким образом, описать структуру нейтронных сечений в области неразрешенных резонансов в UKNDL невозможно. Это является существенным недостатком с точки зрения применения данных этой библиотеки для расчета реакторов на быстрых нейтронах, при расчете которых учет резонансной самоэкранировки сечений в области неразрешенных резонансов весьма существен. Для устранения этого недостатка библиотека UKNDL была дополнена библиотекой параметров разрешенных и неразрешенных резонансов, так называемой библиотекой RPL (Resonance Parameter Library) [166].

GALAXY. Библиотеки UKNDL и RPL используются для расчета систем групповых констант с помощью программного комплекса GALAXY [167], названного так по имени головной программы. С помощью GALAXY формируются две системы групповых констант — многогрупповая (37 групп, $\Delta u = 0,5$) система констант FD и мультигрупповая (2248 групп, $\Delta u = 1/128$) система констант FGL. Различные версии этих систем констант обозначаются цифрами FD2, FD5, FGL5.

Функционирование системы константного обеспечения GALAXY осуществляется следующим образом. С помощью программы GALAXY на основе данных библиотеки UKNDL формируется библиотека констант FD для тех ядер, которые в состав реакторов входят обычно в не слишком высоких концентрациях. Резонансная структура сечений этих ядер учитывается в библиотеке FD с помощью формализма факторов самоэкранировки. Расчет факторов самоэкранировки также осуществляется программой GALAXY.

Примерно для двух десятков ядер, наиболее важных для расчетов, программа GALAXY готовит 2248-групповые константы в представлении библиотеки FGL. Для окончательного формирования этой библиотеки ее содержание дополняется или заменяется данными, полученными на основе библиотеки RPL. Для этого с помощью программы GENEX рассчитываются таблицы энергетической зависимости сечений в области разрешенных резонансов, которые затем преобразуются в мультигрупповые константы библиотеки FGL с помощью программы GENDEL. В тех случаях, когда энергетическое разрешение библиотеки FGL оказывается недостаточным для описания резонансной структуры, для передачи информации о структуре сечений внутри мультигруппы используется подгрупповое представление.

В области неразрешенных резонансов на основе хранящихся в библиотеке RPL средних резонансных параметров и законов их распределений с помощью программы RESP генерируется статистическая последовательность резонансов, которая обрабатывается так же, как и область разрешенных резонансов. Исключением является та область, где неразрешенные резонансы перекрываются за счет доплеров-

ского уширения. В этой области резонансная самоэранировка учитывается в дисперсионном приближении (см. [51]) с помощью программы REGA.

Библиотека FGL предназначена главным образом для исследовательских целей: для анализа экспериментальных данных, изучения специальных эффектов и т.п. Мультигрупповые расчеты проводятся с помощью программы MURAL, осуществляющей 2248-групповые расчеты в B_0 -приближении. Полученные при этом мультигрупповые спектры могут быть затем использованы для свертки мультигрупповых констант в многогрупповые микроскопические константы с помощью программы GSTAB. При таком способе генерации этой библиотеки для учета резонансной структуры групповых констант применяется формализм факторов самоэранировки.

KEDAK и MIGROS. В ФРГ для хранения оцененных микроданных была разработана библиотека KEDAK (Karlsruhe Evaluated Data Catalogue) [168]. Эта библиотека с самого начала была нацелена на нужды расчета реакторов на быстрых нейтронах. Поэтому при ее разработке были предусмотрены возможности задания структуры сечений резонансными параметрами и (или) законами их статистического распределения. Для практического использования оцененные микроданные из библиотеки KEDAK перерабатываются сначала в групповые микроконстанты с описанием резонансной структуры сечений с помощью факторов самоэранировки. Расчет групповых микроконстант осуществляется с помощью программы MIGROS, отдельные модули которой перерабатывают данные о нейтронных сечениях, представленных как в виде детальных энергетических зависимостей (поточечно), так и заданных параметрами разрешенных резонансов или средними резонансными параметрами.

ENDF/B. Американской национальной библиотекой оцененных ядерных данных является ENDF/B (Evaluated Nuclear Data Files) [169]. В США организована постоянная и достаточно широкая деятельность по переоценке ядерных данных на основе вновь появляющейся информации, к которой привлечены квалифицированные специалисты. Благодаря этому библиотека ENDF/B получила в настоящее время широкое признание не только в США, но и за их пределами.

Работа по оценке данных для ENDF/B осуществляется в два этапа. Сначала в библиотеке ENDF/A накапливаются результаты частных оценок отдельных реакций, данных для определенной (например, резонансной) энергетической области, угловых распределений и т.п. Эти оценки выполняются обычно независимо разными авторами; в отдельных случаях могут дублировать друг друга; в библиотеке ENDF/A не гарантируется и полнота представленных данных. ENDF/A содержит сырье для выработки полного, внутренне непротиворечивого набора данных для определенного нуклида. Этот набор, после того как он будет должным образом документирован и принят специальным научным комитетом, рассматривающим рекомендуемые авторами данные, по существу, включается в библиотеку ENDF/B. С 1979 г. начата эксплуатация пятой по счету версии этой библиотеки: ENDF/B-V. Разумеется, переход к новой версии библиотеки ENDF/B не означает полного пересмотра всех содержащихся в ней данных для всех нуклидов. Обычно новая версия отличается от прежней основательным пересмотром данных лишь для основных реакторных материалов.

Библиотека ENDF/B разрабатывалась позже других библиотек оцененных данных и имеет перед ними ряд преимуществ в представлении данных. Одним из них является развитая система формальных представлений данных различной структуры безотносительно к их содержанию. Это сильно облегчает машинную обработку данных библиотеки ENDF/B. Другое достоинство тесно связано с первым и состоит в том, что введение в эту библиотеку нового типа представления данных, как правило, не требует введения новых формальных структур. Например, в стандартном варианте ENDF/B [169] предполагается, что ось энергии для каждого нуклида может быть разбита на участки, в каждом из которых сечения этого нуклида могут быть заданы либо поточечно, либо параметрами разрешенных резонансов, либо средними резонансными параметрами. Существуют, однако, обширные области, где резонансы разрешены, но лишь частично. Так вот, чтобы приспособить ENDF/B для хранения информации о структуре сечений в области неразрешенных резонансов, требуется лишь договориться о смысле новых значений нескольких признаков,

определяющих структуру данных (и, конечно, ввести в библиотеку эти данные). Необходимости во введении новых признаков, определяющих структуру данных, обычно не возникает. Удобство представления данных в формате ENDF/B привело к довольно широкому распространению этого формата для представления различных оцененных ядерных данных. Этот формат используется, например, в библиотеке оцененных данных, разработанной (и периодически подновляемой) в Лоуренсовской Ливерморской лаборатории Калифорнийского университета США [170]. Формат ENDF/B принят и для записи японской библиотеки оцененных ядерных данных JENDL (Japanese Evaluated Nuclear Data Library).

Существуют программы перевода информации из формата ENDF/B в форматы библиотек KEDAK и UKNDL + RPL, что позволяет немецким и английским специалистам обрабатывать данные ENDF/B с помощью своих программ получения групповых микроконстант (хотя и не непосредственно).

В странах, использующих библиотеку ENDF/B, разработано несколько программ их переработки для использования в расчетах переноса нейтронов. Здесь мы упомянем лишь наиболее известные из этих программ, отличающиеся стратегиями переработки данных.

MC². Так обычно называют систему константного обеспечения, разработанную в 1973 г. в Аргоннской национальной лаборатории США, и базирующуюся на библиотеку ENDF/B. MC² расшифровывается как MCC — Multigroup Constant Code — программа подготовки многогрупповых констант. Она состоит из трех программных блоков: процессора библиотеки ENDF/B, называемого ETOE-2, блока расчета макроконстант среды заданного состава MC²-2 и блока усреднения констант по ячейке — SDX. Цифра 2 в названиях первых двух блоков означает используемые сейчас их вторые, усовершенствованные версии. Блок ETOE-2 применяется для перевода данных из представления ENDF/B в промежуточные представления, удобные для дальнейшего использования блоками MC²-2 и SCX. В частности, для достаточно легких нуклидов ($A \leq A_0$, A_0 определяется расчетным заданием) допускается только поточечное представление. Если для этих нуклидов сечения заданы параметрами разрешенных нуклидов, то ETOE-2 рассчитывает по ним детальный ход сечений. В области неразрешенных резонансов (если таковая в файлах ENDF/B определена) структурой сечений легких нуклидов пренебрегается: в этой области принимаются средние сечения. Для тяжелых ($A > A_0$) нуклидов допускается описание структуры сечений параметрами разрешенных или неразрешенных резонансов. Однако если ENDF/B допускает описание структуры сечений с помощью различных резонансных формул, то во входном формате MC²-2/SDX допустима лишь одна из двух формул: одноуровневая формула Брейта—Вигнера или многоуровневая формула Адлер—Адлера. Наибольшие несоответствия, возможные при переходе от одного резонансного формализма к другому, ETOE-2 учитывает путем корректировки "главной" компоненты нейтронных сечений (добавляемой к резонансной компоненте).

Детальные энергетические зависимости описываются в *ufg*-представлении (*ultra fine group*) с $\Delta u = 0,08$. При необходимости в области низких энергий (обычно ниже 300 эВ) может быть сформирована *hfg*-библиотека (*hyper-fine group*) с $\Delta u = 0,0002$, позволяющая детально описать резонансную структуру сечений даже наиболее тяжелых ядер (с учетом доплеровского уширения резонансов).

Программа MC²-2 рассчитывает макроконстанты гомогенных сред с числом групп от 50 до 300 путем усреднения *hfg*-сечений по спектру, рассчитанному путем решения уравнения замедления либо в *hfg*-приближении, либо в приближении Грюлинга—Гертцеля. При этом резонансная самоэкранировка сечений, заданная резонансными параметрами, учитывается с использованием алгоритма Хванга (см. §2.5).

Программа SDX осуществляет расчет нейтронного поля в ячейке гетерогенной решетки и рассчитывает гомогенизированные константы гетерогенной среды. Расчет ведется методом вероятностей столкновений с учетом гетерогенных эффектов в рамках теоремы эквивалентности в 30-групповом приближении; 30-групповые константы получаются с помощью MC²-2.

При желании может быть проведен очень детальный расчет ячейки методом вероятностей столкновений в *hfg*-приближении с помощью программ RABBLE—RABID.

Для функционирования системы ЕТОЕ-2/МС²-2/SDX на ЭВМ IBM-360/195 требуется оперативная память 600 К слов. Версия этой системы, ориентированная на ЭВМ CDC-6600, требует память объемом 60 000 слов.

Приведенное описание МС² соответствует в основном работе [171]. Не исключено, что в настоящее время возможности этой системы расширены.

NJOY — это система константного обеспечения на базе библиотеки ENDF/B, разработанная в Лос-Аламосской научной лаборатории США в 1975 г. [172]. Ее прототипом послужил комплекс программ MINX, разработанный ранее там же и объединявший программы ЕТОХ, ENDRUM, SUPERTOГ и ЕТОГ. По сравнению с MINX в NJOY за счет более совершенного обмена данными, более эффективных вычислительных алгоритмов и более высокого качества программирования значительно повышено быстродействие и сокращен объем памяти, необходимой для проработки системы на ЭВМ (достаточно 50 К слов).

NJOY рассчитывает групповые сечения, факторы самоэкранировки, матрицы вероятностей и угловых моментов межгрупповых переходов при рассеянии, матрицы образования γ -квантов (заданных энергетических групп) в нейтронных реакциях, характеристики запаздывающих нейтронов. Результатом работы программы является система мультигрупповых микроскопических констант (видимо, не более 300 групп, так как неупругое замедление описывается матрицей переходов). Расчет макроконстант и заблокированных микроконстант с учетом, если надо, гетерогенных эффектов осуществляется оперативно с помощью модулей CCCCР и DIFR.

В рассмотренных системах константного обеспечения нашли свое воплощение все три стратегии, о которых говорилось в предыдущих параграфах. МС²-2 разработана на основе "любовой" стратегии. Исключением является вариант использования этой системы с включением hfi-канала для прямого учета резонансной структуры сечений тяжелых ядер в системах на тепловых и промежуточных нейтронах. В последних случаях резонансная самоэкранировка сечений в области энергий выше ~ 300 кэВ несущественна, так что режимы с включением hfi-канала означают переход ко второй стратегии — детального описания всей резонансной структуры. В системах NJOY, GALAXY, MIGROS реализована третья стратегия — формирование промежуточной библиотеки микроскопических групповых констант с параметрическим описанием резонансной структуры внутри групп.

8.3. СИСТЕМА СОКРАТОР

В нашей стране константное обеспечение многогрупповых нейтронных расчетов осуществляется в рамках системы СОКРАТОР (Система Обеспечения Константами Расчетов Атомных Реакторов и радиационной защиты) [173]. В функции системы СОКРАТОР входит обеспечение не только нейтронными константами, но и константами для расчета полей γ -излучения и константами распада, необходимыми для расчета остаточного энерговыделения, активации конструкций и т.п. Однако обеспечение константами многогрупповых нейтронных расчетов является главной и наиболее сложной функцией этой системы, и ниже речь будет идти, главным образом, об этой функции СОКРАТОР.

Система СОКРАТОР существенно основывается на стратегии переработки оцененных нейтронных данных в макро- и заблокированные микроконстанты через промежуточную ступень — систему групповых микроконстант. Реализация этой стратегии привела к выделению в системе СОКРАТОР двух подсистем: подсистемы ГРУКОН, предназначенной для построения систем групповых констант из файлов оцененных нейтронных данных, и подсистемы АРАМАКО, задача которой состоит в автоматизированном расчете макроскопических и других констант, нужных для многогрупповых расчетов нейтронных полей и их функционалов. Эти подсистемы настолько автономны, что могут реализовываться на раз-

личных ЭВМ. Кроме указанных подсистем нейтронная часть системы СОКРАТОР включает в себя и другие, в частности подсистему программ обслуживания библиотек оцененных нейтронных данных; подсистему программ обслуживания библиотек микроскопических групповых констант; подсистему программ корректировки микроскопических нейтронных констант по результатам анализа расхождений между расчетными и экспериментальными значениями измеряемых нейтронно-физических характеристик реакторов и защиты. Основные системы переработки данных ГРУКОН и АРАМАКО представлены в системе СОКРАТОР несколькими параллельными ветвями, разработанными независимо и, как правило, ориентированными на различные ЭВМ. Каждая из ветвей имеет, естественно, свое название, присвоенное ей авторами. Сами подсистемы названы по именам наиболее широко использующихся ветвей этих подсистем.

Таким образом, система СОКРАТОР состоит из множества полностью или частично независимых блоков. Некоторые из этих блоков — ветви подсистемы АРАМАКО — тесно связаны обратными связями с программами расчета нейтронных полей в ячейках гетерогенных решеток, в реакторах и защите и являются, таким образом, составными частями систем программ расчета нейтронных полей.

Структурная раздробленность системы СОКРАТОР привела к тому, что иногда ставится под сомнение само его существование. Для этих сомнений оснований нет. СОКРАТОР представляет собой множество подсистем, каждая из которых выполняет свои собственные функции. Множество этих подсистем является полным: совокупность осуществляемых ими функций достаточна для решения поставленной перед системой (точнее, перед ее нейтронной частью) задачей константного обеспечения многогрупповых нейтронных расчетов.

Принятая стратегия делает нецелесообразным оформление системы СОКРАТОР как единого пакета прикладных программ. Однако каждая подсистема системы СОКРАТОР могла бы быть оформленной в виде пакета прикладных программ (т.е. обладать собственным языком формулировки задания, системной частью, организующей управление работой функциональных модулей и обмен перерабатываемых ими данных, и, конечно, функциональным наполнением — собственно перерабатываемыми программами, оформленными в качестве модулей пакета). Для наиболее сложных подсистем — ГРУКОН и АРАМАКО пакетная организация, безусловно, целесообразна, и работа в этом направлении ведется. Ее завершение упростит управление процессом подготовки констант, откроет некоторые новые возможности (в частности, упростит расширение возможностей системы). Однако все эти усовершенствования ведутся в рамках системы СОКРАТОР: стратегия переработки оцененных данных в групповые константы сохраняется, а потому сохраняется и структура системы константного обеспечения*. После сделанных вводных замечаний перейдем к более подробному рассмотре-

*Из сказанного не следует делать вывод о том, что работы, не укладывающиеся в структуру системы СОКРАТОР, не ведутся или авторы считают их нецелесообразными. Мы уже ссылались на результаты, полученные численными методами решения уравнения замедления с непрерывной энергетической зависимостью [60, 63]. Целесообразность развития этих методов, в частности обобщения их для решения пространственно-энергетических задач, не вызывает сомнений.

нию составных частей системы СОКРАТОР — константных библиотек и программных комплексов.

Библиотеки оцененных нейтронных данных и программы их обслуживания. Для представления оцененных нейтронных данных в нашей стране был выработан специальный формат их хранения в машинной библиотеке [174, 175] — так называемый "формат библиотеки СОКРАТОР". За основу при его разработке был принят формат библиотек UKNDL и RPL. Однако в формат библиотеки СОКРАТОР были введены два существенных дополнения, отличающих этот формат не только от UKNDL, но и от форматов представления оцененных нейтронных данных в других библиотеках (в частности, KEDAK и ENDF/B).

Первым дополнением явилось введение понятия типа представления данных определенного вида и допустимость включения в набор данных для данного нуклида (в *файл*, по терминологии формата СОКРАТОР) данных одного и того же вида в различных представлениях. Например, данные об энергетической зависимости нейтронных сечений в этом формате могут быть заданы и параметрами разрешенных резонансов и детальным поточечным описанием энергетических зависимостей; данные об анизотропии рассеяния — и коэффициентами разложения индикатрисы рассеяния по полиномам Лежандра и детальным поточечным описанием углового распределения; это распределение может быть задано и в лабораторной системе координат и в системе координат центра инерции.

Второе существенное дополнение состояло во введении подгруппового представления резонансной структуры сечений.

В формате библиотеки СОКРАТОР были представлены все результаты оценки нейтронных сечений реакторных материалов, выполненные в 70-е годы. Были написаны программы обслуживания библиотеки СОКРАТОР: ее пополнения, редактирования внесенной информации, поиска случайных ошибок (программа ПОСОШОК [176]). Работа с библиотекой оцененных ядерных данных СОКРАТОР (и другими библиотеками оцененных данных, полученными в порядке международного обмена) велась первоначально на ЭВМ М-220. Опыт этой работы и ознакомление с форматами других, позже разработанных зарубежных библиотек оцененных данных (в частности, с форматом библиотеки ENDF/B), заставил пересмотреть вопрос о целесообразной форме представления данных в библиотеке СОКРАТОР. Структура представления данных в ENDF/B, как отмечалось в § 8.2, имеет значительные эксплуатационные преимущества перед форматом UKNDL и близким к ней по структуре данных форматом СОКРАТОР. Формат ENDF/B получил широкое международное распространение. Поэтому было решено принять этот формат и для хранения оцененных данных в библиотеках системы СОКРАТОР.

Далее признано целесообразным иметь в системе СОКРАТОР библиотеки оцененных данных трех уровней. Первый уровень — исходные библиотеки оцененных данных. К ним относятся все библиотеки оцененных данных, полученные из-за рубежа, полные и неполные отечественные наборы оцененных нейтронных данных. Библиотеки первого уровня могут быть записаны в разных форматах, по-разному документированы. Для одного и того же нуклида на этом уровне различные версии оцененных данных не только допустимы, но и предполагаются.

Второй уровень — это библиотека файлов оцененных нейтронных данных (библиотека ФОНД). Каждая версия библиотеки ФОНД содержит полные файлы оцененных данных для достаточно широкого круга реак-

торных материалов. Предполагается, что компиляция версии библиотеки ФОНД проводится в течение достаточно короткого отрезка времени (скажем, не более одного года) из файлов, представленных в библиотеках первого уровня. Для файлов, вошедших в ФОНД, устанавливается нижний предел документированности (т.е. недостаточно документированные файлы из библиотек первого уровня не могут быть включены в ФОНД). Для каждого материала данные, содержащиеся в ФОНД, должны быть полными, причем каждый вид данных может быть представлен лишь одним из допустимых представлений.

Может, вообще говоря, существовать параллельно несколько версий библиотек ФОНД, составленных различными компиляторами. Одна из этих версий на основе опыта может получить статус рекомендованной для проведения с ее помощью практических нейтронных расчетов. Она образует третий, высший уровень библиотек оцененных нейтронных данных. В настоящее время идет формирование первой версии библиотеки ФОНД.

Подсистема ГРУКОН. Первые версии подсистемы ГРУКОН — комплексы программ СПУРТ [177] и ГРУКОН-1 [178] — были поставлены на ЭВМ М-220. Малая оперативная память этой ЭВМ (4096 слов) и невысокое быстродействие (20 000 операций в 1 с) сделали настоятельно необходимой разработку высокоэффективных алгоритмов переработки тех типов представления нейтронных данных, которые позволяют в сжатой форме представить структурно сложные данные.

Наиболее ярким примером служит задание структуры сечений в области неразрешенных резонансов средними значениями резонансных параметров и характеристиками законов распределения резонансных параметров относительно средних значений. Расчет среднегрупповых значений величин типа $\langle \sigma_c / (\sigma_t + \sigma_0) \rangle$, $\langle 1 / (\sigma_t + \sigma_0)^n \rangle$, через которые выражаются групповые константы, в этом случае сопряжен с вычислением многократных (кратность до ~ 5) несобственных интегралов по статистическим распределениям резонансных ширин и расстояниям между резонансами.

Серьезность проблемы становится очевидной, если учесть, что усреднение по распределениям требуется проводить при множестве значений энергии в области неразрешенных резонансов, при разных сечениях разбавления σ_0 и при нескольких значениях температуры среды. В [179] для вычисления несобственных интегралов по двумерным распределениям были предложены эффективные квадратурные формулы с 20 и 10 узлами; в дальнейшем были построены еще более эффективные квадратуры, позволяющие вычислить с достаточной точностью отдельный несобственный интеграл с помощью всего 6, а во многих случаях 4 и даже 2 узлов [180].

Были разработаны эффективные алгоритмы также и для расчета матриц угловых моментов межгрупповых переходов при неупругом рассеянии [181], и для обработки всех других видов данных. Комплексы программ СПУРТ и ГРУКОН-1 послужили как бы полигоном для "обкатки", отладки и дальнейшего совершенствования всех этих алгоритмов.

В то же время эти комплексы использовались для получения новой версии групповых констант БНАБ-78_г [14], пришедшей на смену более ранним и уже устаревшим версиям БНАБ-64 [9] и БНАБ-70 [13].

Следует отметить, что с точки зрения практики проектных проработок ядерных энергетических установок частая смена систем констант

совершенно недопустима. Срок функционирования системы групповых констант должен быть того же порядка, что и срок проектирования отдельной установки, т.е. не менее 3—5 лет. Этот срок соответствует и тому периоду, в течение которого накапливается заметный объем новой экспериментальной информации, учет которой при оценках приводит к желательности построения новой, уточненной системы групповых констант. Из изложенного ясно, что при той стратегии константного обеспечения, которая положена в основу системы СОКРАТОР, перевод системы ГРУКОН с малоомощной ЭВМ М-220 на значительно превосходящую ее по быстродействию и ресурсам памяти ЭВМ БЭСМ-6 сам по себе едва ли бы расширил возможности генерации новых систем групповых констант. Поэтому было решено создавать версию подсистемы ГРУКОН для ЭВМ БЭСМ-6 в виде пакета прикладных программ с тщательно продуманной модуляризацией, предоставляющей пользователю максимально широкие возможности путем комбинирования минимального числа программных модулей. В настоящее время завершена системная разработка новой версии подсистемы ГРУКОН и начата эксплуатация первой очереди ее функционального наполнения.

Системы групповых констант. До 1978 г. в нашей стране использовались в основном две системы групповых констант, различающиеся разбиением на группы и способом учета резонансной самоэкранировки сечений. Первая из них — 21-групповая система констант С.М. Захаровой и Г.И. Тошинского [15] была разработана для нужд расчета реакторов на тепловых и промежуточных нейтронах. В этих реакторах топливо и паразитные поглотители настолько сильно разбавлены нерезонансными замедлителями, что необходимость учета резонансной самоэкранировки возникает лишь в области низколежащих сильных резонансов. Естественно, что в этой системе констант для учета резонансных эффектов был использован метод выделенных резонансов (см. §2.5).

Расчет реакторов на быстрых нейтронах первоначально велся по 9-групповой системе констант, составленной И.И. Бондаренко в 1957 г. [182]*. Эта система констант использовалась при расчете реакторов БР-1, БР-2, БР-5. В дальнейшем в связи с проектированием реакторов-размножителей на быстрых нейтронах с керамическим топливом и натриевым теплоносителем возникла потребность в более детальной системе констант, которая учитывала бы к тому же эффекты резонансной самоэкранировки. Для удовлетворения этой потребности в 1961 г.** под руководством И.И. Бондаренко была разработана 26-групповая система констант [9], получившая впоследствии аббревиатурное название БНАБ. В этой системе констант впервые были последовательно учтены эффекты резонансной самоэкранировки сечений для широкого круга ядер во всей области энергий, где эти эффекты проявляются. Было принято во внимание влияние резонансной самоэкранировки не только на групповые сечения поглощения и деления, но и на групповые сечения рассеяния и транспорт-

* Упомянутые 21- и 9-групповые системы констант приведены в известной монографии Г.И. Марчука [5].

** Опыт, содержащий описание этой системы констант и представляющий, по существу, препринт книги [9], был распространен советской делегацией среди участников Симпозиума по физике быстрых и промежуточных реакторов, проходившего в августе 1961 г. в Вене под эгидой МАГАТЭ. В 1963—1964 гг. во Франции и в ФРГ вышли переводы этого отчета на французском и немецком языках. На английском языке книга [9] вышла в 1964 г.

ные сечения. Эффекты резонансной самоэкранировки учитывались в этой системе констант путем табличного задания факторов резонансной самоэкранировки (см. §2.3).

В 1966 г. на основе информации о резонансной структуре сечений, содержащейся в таблицах факторов резонансной самоэкранировки [9], была разработана система констант [10] с подгрупповым учетом резонансной структуры (см. §2.4). Это открыло путь для практического применения предложенного М.Н. Николаевым метода подгрупп для расчета граничных резонансных эффектов [48, 101, 151, 162, 183, 184].

Первые версии 21- и 26- групповых систем констант разрабатывались практически вручную. Быстро возросший в 60-х годах объем информации об энергетических зависимостях нейтронных сечений привел к необходимости применить для обработки вычислительную технику. Освоение этой техники, разработка алгоритмов и программ, составление машинных библиотек исходных данных, подлежащих переработке, — это все потребовало значительных затрат времени и привело к тому, что первая версия 26-групповой системы констант (БНАБ-64) была заменена новой, практически полностью пересмотренной лишь в 1978 г. (БНАБ-78). Разработка этой последней версии велась с помощью упоминавшихся выше программных комплексов ГРУКОН-1 и СПУРТ подсистемы ГРУКОН. Правда, применение вычислительной техники для генерации систем групповых констант началось раньше, еще в процессе разработки ГРУКОН — при частичном пересмотре БНАБ-64 в 1970 г. [13] и при составлении новой версии 21-групповой системы констант [15]. Однако в полной мере возможности подсистемы ГРУКОН были реализованы лишь при разработке системы констант БНАБ-78. В отличие от прежних версий констант БНАБ, в БНАБ-78 были добавлены еще две группы — нулевая и (-1) -я для описания распространения нейтронов с энергиями 10,5–14,0 МэВ и 14,0–14,5 МэВ. Резонансная структура сечений описывается в этой системе и в подгрупповом представлении, и с помощью факторов самоэкранировки (однако описание доплер-эффекта может быть выполнено лишь с помощью таблиц температурных приращений факторов резонансной самоэкранировки; температурная зависимость подгрупповых параметров в БНАБ-78 не определена). В БНАБ-78 приведены также данные о характеристиках запаздывающих нейтронов деления, необходимых для расчета реакторной кинетики, групповые сечения отдельных реакций [таких, как (n, p) , (n, α) , $(n, 2n)$ и т.п.], константы для расчета энерговыделения, образования γ -квантов в нейтронных реакциях. Таким образом, это наиболее полная по своему содержанию система групповых констант.

Подсистема АРАМАКО. Задача подсистемы АРАМАКО, как уже отмечалось, состоит в том, чтобы на основе заранее составленной библиотеки микроскопических групповых констант нуклидов рассчитать и представить в удобной форме все виды групповых констант, требующихся для проведения многогрупповых нейтронных расчетов (см. §8.1). В разное время на разных ЭВМ эта задача решалась с помощью ряда программ, перерабатывающих данные различных библиотек групповых констант [11, 80, 83, 185, 186]. Наиболее полно задача обеспечения программ расчета нейтронных полей групповыми константами решена с помощью комплекса программ АРАМАКО-2F [12, 187, 188], в современном варианте которого (АРАМАКО-2F/79) реализованы те алгоритмы подготовки групповых констант, о которых говорилось в предыдущих главах. Программы АРАМАКО-2F написаны на языке ФОРТРАН и поставлены

на ЭВМ БЭСМ-6 и ЭВМ серии ЕС. Исходной библиотекой констант в АРАМАКО-2F/79 является система 28-групповых констант БНАБ-78 [14] с подгрупповым представлением резонансной структуры сечений и описанием доплер-эффекта с помощью температурных приращений факторов резонансной самоэкранировки (см. §2.4). В библиотеке исходных данных сохранена и прежняя версия констант БНАБ-70 [9, 13], что позволяет оценить влияние перехода к новой системе констант на результаты нейтронных расчетов.

Подготовка макроскопических групповых констант протяженных гомогенных зон в АРАМАКО осуществляется по алгоритмам, описанным в §2.4. Может быть рассчитан один из двух возможных наборов макроконстант — для расчетов с учетом анизотропии рассеяния в P_2 -приближении и с учетом анизотропии рассеяния в P_1 -приближении. Последний набор используется и для расчетов в диффузионном приближении, хотя по отношению к диффузионному приближению этот набор является несколько избыточным.

Расчет сечений упругого замедления в АРАМАКО-2F может проводиться различными способами: оценка групповых гистограмм интегральных спектров может быть выполнена на основе предварительных расчетов либо нульмерных (в B_0 -приближении), либо одномерных в P_1 -, а для плоских систем также и в $2P_N$ -приближении, либо двумерных (RZ-геометрия, диффузионное приближение) моделей рассчитываемой системы; для оценки формы внутригруппового спектра и расчета сечений замедления, в принципе, может использоваться любой из описанных в гл. 4 приближенных методов, однако для серийных проектных расчетов рекомендован единственный метод — метод двухузловой кусочно-линейной аппроксимации многогрупповой гистограммы. Рассчитанные макроконстанты формируются в виде файла на заданном внешнем запоминающем устройстве ЭВМ (обычно на МБ), откуда они считываются программами расчета нейтронных полей сеточными методами. Для константного обеспечения многогрупповых расчетов методом Монте-Карло служат специальные программы, формирующие макроконстанты в требующейся для этой программы форме в виде массива, хранимого в COMMON — области оперативной памяти.

Предусмотрена возможность расчета гомогенизированных констант гетерогенных сред (см. гл. 7). Необходимые для этого расчеты нейтронных полей в ячейках гетерогенных решеток проводятся либо методом вероятностей столкновений, либо (для ячеек сложной геометрии) методом Монте-Карло. При этом имеется возможность учета резонансных гетерогенных эффектов в подгрупповом приближении. Следует отметить, что подгрупповое приближение может использоваться не только для внутренних нужд комплекса подготовки констант для расчета нейтронных полей, но и непосредственно для проведения этих расчетов: подгрупповые константы, готовящиеся специальными модулями АРАМАКО-2 F, используются для проведения подгрупповых расчетов реакторов и защиты методом Монте-Карло [189], а также в B_0 -расчетах по обобщенной теории возмущений.

Помимо макроскопических констант, необходимых для расчета нейтронных полей, АРАМАКО-2 F готовит и разнообразные константы для расчета функционалов этих полей (см. §8.1), в том числе и такие структурно-сложные данные, как блокированные микроконстанты для расчета возмущений реактивности, константы для расчета источников γ -квантов, возникающих в результате нейтронных реакций. Заметим, что под-

система АРАМАКО включает в себя и блок подготовки констант для расчета γ -полей [188]. Таким образом, система АРАМАКО готовит все виды групповых констант, необходимых для нейтронных расчетов (и даже связанных с ними расчетов γ -полей). При этом учитываются все необходимые эффекты — спектральные, резонансные, гетерогенные. Казалось бы, АРАМАКО полностью решает проблему обеспечения нейтронных расчетов групповыми константами (на уровне 26- — 28-групповых констант БНАБ). К сожалению, это не так. Проблема сохраняется, и состоит она в том, что при существующей организации программ подготовки констант, программ расчета нейтронных полей и их функционалов могут быть реализованы далеко не все целесообразные комбинации возможностей АРАМАКО и связанных с нею расчетных программ. Например, все содержащиеся в АРАМАКО модули оценки сечений замедления могут прорабатывать лишь в связи с блоком нульмерного расчета реактора (в V_0 -приближении); при расчетах реакторов в одномерных геометриях набор допустимых модулей оценки сечений замедления уже, при расчетах реакторов в двумерной RZ-геометрии сечения замедления оцениваются лишь одним методом, а при расчетах реакторов, состоящих из гексагональных кассет, и трехмерных реакторов методом Монте-Карло приходится использовать в качестве входных данных сечения замедления, рассчитанные для стандартного спектра.

Не все программы расчета ячеек и гомогенизации констант выдают результаты в форме, пригодной для непосредственного использования в программах расчета нейтронных полей в гетерогенных реакторах.

Не все программы расчета нейтронной защиты способны воспринять подготовленную АРАМАКО информацию о потоке нерассеянных нейтронов внешнего источника и об источниках нейтронов первого столкновения; не для всех нужных геометрий эта информация может быть подготовлена в АРАМАКО.

Имеется и ряд других недостатков. Как нетрудно заметить, они связаны с тем, что АРАМАКО является подсистемой не только системы СОКРАТОР, но и системы программ многогрупповых расчетов реакторов и защиты. Из-за несовершенства организации последней системы возможности информационных связей между модулями расчета нейтронных полей и модулями расчета констант оказались весьма ограниченными. Таким образом, именно плохая организация системы программ многогрупповых расчетов реакторов и защиты явилась причиной того, что проблема константного обеспечения этих расчетов не получила удовлетворительного решения.

На самом деле никакой с и с т е м ы программ многогрупповых нейтронных расчетов, которую требовалось бы обеспечить константами с помощью АРАМАКО, не существовало. Имелись совершенно независимо разработанные расчетные программы, не имевшие никакого константного обеспечения и находившие поэтому ограниченное практическое применение. Независимо от этих программ была разработана и подсистема АРАМАКО.

Необходимость системной организации расчетных программ. Для организации совместной проработки программ подготовки констант из АРАМАКО и программ расчета нейтронных полей пришлось писать дополнительные программы информационной настройки (интерфейсы) и программы управления работой цепочек из нескольких программ. Пример одной из таких цепочек приведен на рис. 8.1. Из схемы видно, что в общем случае замена любой программы в расчетной цепочке сопряжена

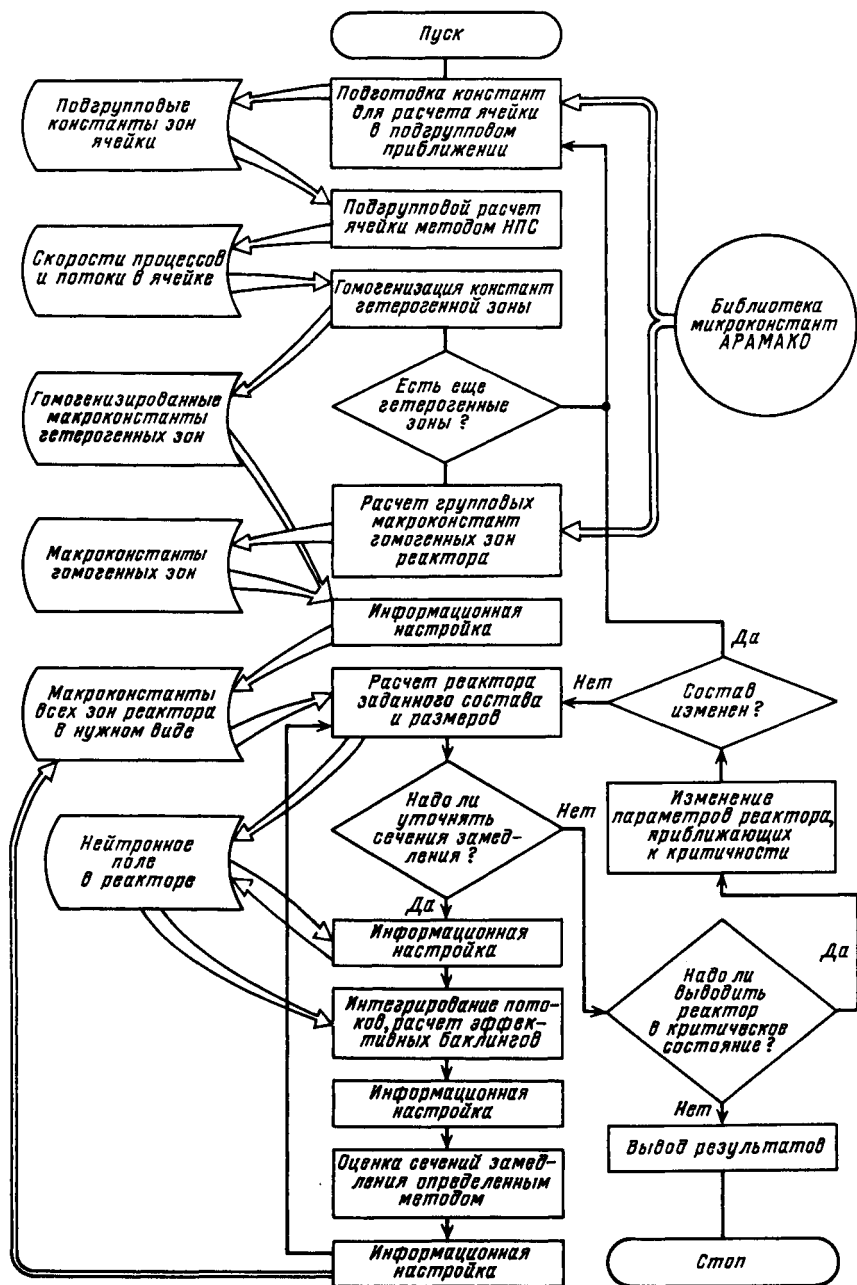


Рис. 8.1. Пример типичной программной цепочки при расчете реактора

с заменой (или включением) входного и выходного интерфейсов для обмена информацией, хранимой во внешней памяти ЭВМ. Кроме того, вновь включаемая программа должна быть совместима с другими программами цепочки и по той информации, которая передается через общие блоки оперативной памяти.

Информационная адаптация независимо написанной программы и необходимой расчетной цепочки требует больших затрат времени и сил, нередко сравнимых с затратами труда на написание программы вновь. Положение усугубляется тем, что адаптация программы еще к одной расчетной цепочке может потребовать столь же больших усилий. Чтобы вычислительный процесс можно было организовать оперативно и гибко, необходима системная организация программ. Последнее означает, в частности, что программы, включаемые в систему, должны удовлетворять определенным для системы правилам, которые ограничивают свободу, предоставляемую программистам алгоритмическими языками высокого уровня. В первую очередь эти ограничения связаны с унификацией информационных связей между программами. Характер ограничений существенно зависит от того, сколь сложные функции возлагаются на системные программы, организующие проработку цепочки программ.

В простейшем случае для передачи информации вводятся жесткие форматы, полностью определяемые небольшим числом параметров, передаваемых от программы к программе через согласованные области общей оперативной памяти. В более сложной системе включаемая в нее программа должна сопровождаться формальным описанием вводимой и выводимой информации (на определенном в системе языке). Эти данные используются системными программами для обеспечения нужных информационных связей путем компиляции программ-интерфейсов из имеющихся в распоряжении системы модулей и стыковки этих интерфейсов с сопрягаемыми программами путем автоматического редактирования тестов последних.

Разумеется, необходимость в системной организации программ возникает отнюдь не только в связи с нуждами константного обеспечения. Мы отмечаем здесь эту проблему по двум причинам.

Во-первых, необходимость системной организации программ многогрупповых нейтронных расчетов прежде всего и особенно отчетливо проявляется при создании системы константного обеспечения этих расчетов. Сложная внутренняя структура массивов констант обостряет решение проблемы информационной совместимости программ, а решение ее (например, путем установления жестких форматов выходных данных, как в АРАМАКО) есть первый шаг на пути систематизации программ.

Во-вторых, корректная подготовка групповых констант, требующая установления обратных связей между программами расчета нейтронных полей и константными программами, оказывается возможной лишь в рамках достаточно хорошо организованной системы. При современном уровне точности нейтронных данных методические погрешности, связанные с подготовкой констант к расчету, существенны.

Таким образом, системная организация расчетных программ является необходимым условием проведения многогрупповых нейтронных расчетов с точностью, соответствующей современным высоким требованиям. Сказанное подтверждается имеющимся опытом автоматизации реакторных расчетов, обобщенном в [190] (к ней мы и отсылаем заинтересованных читателей).

Перспективы развития системы константного обеспечения. Писать о содержании незавершенных работ — дело опасное: окончательные результаты зачастую выглядят вовсе не так, как это представляется на промежуточном этапе разработки. Тем более трудно решиться указать сроки завершения. Тем не менее есть основание полагать, что те работы, которые сейчас ведутся, в течение 80-х годов будут завершены и внедрены в практику проектных расчетов.

Действующая ныне версия констант БНАБ-78 [14] за эти годы должна, видимо, смениться новой версией, целиком основанной на библиотеке файлов оцененных нейтронных данных. Можно надеяться, что эта новая версия будет опираться на достаточно широкий круг макроскопических экспериментов на критических сборках и энергетических реакторах (более представительный, чем набор таких экспериментов, использованный при разработке БНАБ-78). Система групповых констант будет сопровождаться ковариационной матрицей погрешностей групповых констант, позволяющей оценивать точность расчетных предсказаний нейтронно-физических характеристик проектируемых установок*.

Новая версия констант типа БНАБ будет сопровождаться мультигрупповой системой констант типа МУЛЬТИК (~300 групп), построенной на основе тех же самых файлов оцененных нейтронных данных. Предполагается, что разработка мультигрупповых констант и системы программ их обработки будут завершены раньше, чем появится новая версия БНАБ. Практическое использование ранней версии МУЛЬТИК будет состоять в том, чтобы более корректно оценивать спектральные эффекты при подготовке к расчету констант типа БНАБ-78.

Система константного обеспечения многогрупповых нейтронных расчетов будет перестроена по-новому. Прежде всего предполагается создать инфраструктуру этой системы, позволяющую:

- 1) единым образом обращаться к разным версиям разных систем констант (21-, 26-, 28-групповой системе и мультигрупповой системе);
- 2) получать на их основе макро- и блокированные микроконстанты в любом из принятых форматов;
- 3) рассчитывать ячейки гетерогенных решеток и получать гомогенизированные константы гетерогенных сред;
- 4) оценивать интегральные спектры и рассчитывать сечения замедления;

5) получать разнообразные константы, необходимые для расчета функционалов нейтронного потока и оценки точности их вычисления. Функциональным наполнением этой части системы будут служить имеющиеся и создаваемые комплексы программ подготовки констант: АРАМАКО, DENSTY [186], МУЛЬТИК и др.

Инфраструктура системы константного обеспечения разрабатывается в расчете на использование ее в системе программ многогрупповых нейтронных расчетов широкого назначения, частью которой она является.

Следующим этапом будет совершенствование функционального наполнения системы константного обеспечения в первую очередь путем оптимизации структуры программ подготовки констант с учетом накопленного опыта их эксплуатации. Что касается теоретических и методических ис-

* Для БНАБ-78 также составлена достаточно полная ковариационная матрица погрешностей, которая, приближенно учитывает уточнение расчетных предсказаний за счет корректировки этой системы по данным макроксperimentов.

следований в области константного обеспечения, то они, по нашему мнению, в ближайшем будущем будут посвящены проблеме оптимального получения малогрупповых констант. Принятие в качестве базовой мультигрупповой системы констант, с одной стороны, и развитие оптимизационных исследований, требующих предельного ускорения расчетов, с другой, делают эту, недостаточно еще исследованную проблему, весьма актуальной.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Hansen G.E., Roach W.H. Six and sixteen group cross sections for fast and intermediate critical assemblies. — Rep. LAMS-2543, Los Alamos, 1961.
2. Roach W.H. Computational survey of idealized fast breeder reactors. — Nucl. Sci. and Engng, 1960, v. 8, p. 621.
3. Исследования по физике реакторов на быстрых нейтронах/ А.И. Лейпунский, А.И. Абрамов, В.Н. Андреев и др. — В кн.: Труды Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Женева, 1958. Доклады советских ученых. Т. 2. М.: Атомиздат, 1959, с. 377.
4. Гордеев И.В., Кардашев Д.А., Малышев А.В. Справочник по ядерно-физическим константам для расчета реакторов. М.: Атомиздат, 1960.
5. Марчук Г.И. Методы расчета ядерных реакторов. М.: Атомиздат, 1961.
6. Yiftah S., Okrent S., Moldauer P. Fast reactor cross sections. A study leading to a sixteen group set. N.Y.: Pergamon Press, 1960.
7. Левенштейн В., Окрент Д. Основные положения физики энергетических реакторов на быстрых нейтронах. — В кн.: Труды Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Женева, 1958. Избранные доклады иностранных ученых. Т.3. М.: Атомиздат, 1959, с. 261.
8. Критический эксперимент с энергетическим реактором-размножителем связанного типа на тепловых и быстрых нейтронах/ Р. Эйвери, К. Брениан, Дж. Брансон и др. — Там же, с. 231.
9. Групповые константы для расчетов ядерных реакторов/ Л.П. Абагян, Н.О. Базаянц, И.И. Бондаренко, М.Н. Николаев. М.: Атомиздат, 1964.
10. Николаев М.Н., Хохлов В.Ф. Система подгрупповых констант. — В кн.: Бюллетень информационного центра по ядерным данным. Вып. 4. М.: Атомиздат, 1967, с. 392.
11. Хохлов В.Ф., Николаев М.Н., Савоськин М.М. Комплекс программ АРАМАКО для расчета групповых макро- и блокированных микросечений на основе 26-групповой системы констант в подгрупповом представлении. — В кн.: Ядерные константы. Вып. 8. М.: Атомиздат, 1972, ч. 3.
12. АРАМАКО-2F — система обеспечения нейтронными константами расчетов переноса излучения в реакторах и защите/ Н.О. Базаянц, М.Ю. Выровский, Т.А. Гермогенова и др. М.: изд. ИПМ АН СССР, 1976.
13. Экспериментально-расчетные исследования физики органов регулирования реактора БН-350 на оборках БФС-22/ В.В. Орлов, М.Ф. Троянов, В.Ф. Мамонтов и др. Препринт ФЭИ-306. Обнинск, 1972.
14. Групповые константы для расчета реакторов и защиты/ Л.П. Абагян, Н.О. Базаянц, М.Н. Николаев, А.М. Цибуля. М.: Энергоиздат, 1981.
15. Захарова С.М., Сивак Б.Н., Тошинский Г.И. Ядерно-физические константы для расчета реакторов. — Приложение к бюллетеню информационного центра по ядерным данным. Вып. 3. М.: Атомиздат, 1967.
16. Дэвисон Б. Теория переноса нейтронов. Пер. с англ. М.: Атомиздат, 1960.
17. Распространение резонансных нейтронов в гомогенных средах/ Л.П. Абагян, Ф.Ф. Махайлус, В.В. Орлов, М.Н. Николаев. — Приложение к бюллетеню информационного центра по ядерным данным. М.: Атомиздат, 1968.

18. Bell G.I., Hansen G.E., Sandmeier H.A. Multitable treatment of anisotropic scattering in S_p -multigroup transport calculations. — Nucl. Sci. and Engng, 1967, v. 28, N 3, p. 376.
19. Белл Д., Глестон С. Теория ядерных реакторов. Пер. с англ. М.: Атомиздат, 1976.
20. Бергельсон Б.Р., Суворов А.П., Торлин Б.З. Многогрупповые методы расчета защиты от нейтронов. М.: Атомиздат, 1970.
21. Марчук Г.И., Лебедев В.И. Численные методы в теории переноса нейтронов. М.: Атомиздат, 1971.
22. Кипин Дж. Физические основы кинетики ядерных реакторов. Пер. с англ. М.: Атомиздат, 1967.
23. Шихов С.Б. Вопросы математической теории реакторов. Линейный анализ. М.: Атомиздат, 1973.
24. Стумбур Э.А. Применение теории возмущений в физике ядерных реакторов. М.: Атомиздат, 1976.
25. Neutron cross sections/ J.N. Stehn, M.D. Goldberg, R. Wiener-Chasman e.a. BNL-325, 1965, v. III.
26. Dyas M.W. The construction of statistical neutron resonances. — Nucl. Sci. and Engng, 1968, v. 34, N 2, p. 181.
27. Методы расчета спектра медленных нейтронов/Г.И. Марчук, В.Ф. Турчин, В.В. Смелов, Г.А. Илясова. — Атомная энергия, 1962, т. 13, вып. 5, с. 534.
28. Майоров Л.В., Турчин В.Ф., Юдкевич М.С. Влияние химической связи на термализацию нейтронов. — В кн.: Труды Третьей международной конференции по использованию атомной энергии в мирных целях. Женева, 1964. N.Y.: United Nations, 1965, т. 2, с. 379.
29. Турчин В.Ф. Медленные нейтроны. М.: Госатомиздат, 1963.
30. Спектры медленных нейтронов. М.: Атомиздат, 1971.
31. Гуревич И.И., Тарасов Л.В. Физика нейтронов низких энергий. М.: Наука, 1965.
32. JAERI fast reactor group constants systems. Part I. JAERI-1195, 1970; JAERI-1199, 1970; Suppl. to JAERI-1199, 1971.
33. Kidman R.B., Schenter R.K. Group constants for fast reactor calculations. HEDL-TME-71-36, 1971.
34. Smith R.M., Rowlands S.L., Wardleworth D. The FD-2 group averaged cross section set for fast reactor calculations. — AEEW-R 491, 1966.
35. Sagev M. Resonance effects by resonance group parameters.—In: Adv. reactors: Physics, Design and Economics. Proc. Intern. Conf., Atlanta, 1974, p. 503.
36. The shielding factor method of generating multigroup cross sections for fast reactor analysis/ R.B. Kidman, R.E. Schenter, R.W. Hardie, W.W. Little. — Nucl. Sci. and Engng, 1972, v. 48, p. 189.
37. Николаев М.Н., Филиппов В.В. Измерение параметров резонансной структуры полных сечений некоторых элементов в области энергий 0,3—2,7 МэВ. — Атомная энергия, 1963, т. 15, вып. 6, с. 493.
38. Сеница В.В., Николаев М.Н. Аналитический метод получения подгрупповых параметров. — Атомная энергия, 1973, т. 35, вып. 6, с. 429.
39. Тараско М.З. Об одном методе решения задач со стохастической матрицей. Препринт ФЗИ-156, Обнинск, 1967.
40. Filippov V.V., Nikolaev M.N. Measurements of the structure of total neutron cross sections. — Collection of the USSR reports on nucleare date topics. Vienna: IAEA, 1971, INDC, 16/L, p. 67.
41. Маханов У.М., Николаев М.Н. Исследование структуры сечений некоторых тяжелых ядер в области энергий от 1 до 10 000 эВ. — В кн.: Доклады Совещания по нейтронной физике. Дубна, ОИЯИ, 1964, с. 73.
42. Температурная зависимость структуры полного сечения урана-238 в области неразрешенных резонансов/ А. А. Ваньков, Ю.В. Григорьев, М.И. Николаев и др. — In: Proc. conf. nucl. data for reactors. Helsinki, 1969. Vienna, IAEA, 1970, v. 1, p. 559.
43. Czirr J.B., Bramblett R.L. Measurement of fissions produced in bulk plutonium-239 by 2-eV to 10-keV neutrons. — Nucl. Sci. and Engng, 1967, v. 28, N 1, p. 62.

44. **Bramblett R.L., Czirr J.B.** Energy-dependent shielding factors for ^{235}U foils from transmission experiments. — Nucl. Sci. and Engng, 1969, v. 35, N 3, p. 350.

45. **Byonn P. Y., Block R.C., Samler T.** Temperature-dependent transmission and self-indication measurements upon depleted uranium in the unresolved region. — In: Proc. conf. "National topical meeting on new developments in reactor physics and shielding". N.Y., 1972, v. 11, p. 57.

46. **Кононов В.Н., Полетаев Е.Д.** Измерение полного сечения и резонансной самоэкранировки сечения захвата урана-238 в области энергий нейтронов 5 — 80 кэВ. — В кн.: Нейтронная физика (Материалы II Всесоюзной конференции по нейтронной физике. Киев, 28 мая — 1 июня 1973 г.) Обнинск: ОНТИ ФЭИ, 1974, ч. 2, с. 199.

47. **Ваньков А.А., Григорьев Ю.В., Украинцев В.Ф.** Измерения функций пропускания через образцы урана-235. — В кн.: Нейтронная физика (Материалы IV Всесоюзной конференции по нейтронной физике. Киев, 1977). М.: ЦНИИАтоминформ, 1977, ч. 2, с. 243.

48. **Николаев М.Н., Усиков Д.А.** Формулировка граничных условий в методе подгрупп. — Атомная энергия, 1973, т. 34, вып. 2, с. 112.

49. **Нейтронные данные для урана-238. Ч II. Аналитический обзор/ М.Н. Николаев, Н.О. Базаянц, Л.В. Горбачева и др.** Обнинск, ФЭИ, 1979, ОБ-70.

50. **O'Shea D.M., Thomas H.C.** Computation of resonance line shape functions. — Trans. Amer. Nucl. Soc., 1963, v. 6, p. 36.

51. **Лукьянов А.А.** Замедление и поглощение резонансных нейтронов. М.: Атомиздат, 1974.

52. **Hwang R.N.** Efficient methods for the treatment of resonance cross sections. — Nucl. Sci. and Engng, 1973, v. 52, p. 157.

53. **Goldstein R., Cohen E.R.** Theory of resonance absorption of neutrons. — Ibid., 1962, v. 13, p. 132.

54. **Ishiguro Y.** Exact treatment of resonance absorption of neutrons of intermediate energy. — Ibid., 1968, v. 32, p. 422.

55. **Mikkelsen J.** Extrapolation and interpolation in calculation of the resonance absorption of neutrons of intermediate energy. — Ibid., 1970, v. 39, p. 403.

56. **Ishiguro Y.** On the permissible range for parameter used in intermediate resonance treatment. — Nucl. Sci. Technol., 1968, v. 5, p. 255.

57. **Goldstein R.** Interference scattering effects on intermediate resonance absorption at operating temperatures. — In: Proc. of a seminar on ^{238}U resonance capture. — BNL-NCS-50451, INDC (US)-69/L, 1975, p. 189.

58. **Goldstein R.** Intermediate resonance absorption including interference scattering and doppler broadening. — Trans. Amer. Nucl. Soc., 1975, v. 21, p. 493.

59. **Ishiguro Y., Inone S., Takano H.** Temperature dependence of parameters used in intermediate treatments of resonance absorption. — Nucl. Sci. Technol., 1969, v. 6, p. 308.

60. **Платонов Л.П., Лукьянов А.А.** Влияние микроструктуры спектра плотности столкновений на групповые константы в резонансной области. — В кн.: Вопросы атомной науки и техники. Серия Ядерные константы. Вып. 11. М.: Атомиздат, 1973, с. 189.

61. **Kamei T.** Generalized continuous neutrons slowing-down theory. — Nucl. Sci. and Engng, 1975, v. 57, N 3, p. 179.

62. **Dunn F.E., Becker M.** The formulation and application of analytical representation of fast reactor flux and importance spectra. — Ibid., 1972, v. 47, N 1, p. 83.

63. **Детальный расчет энергетического спектра нейтронов и проблема подготовки групповых констант /М.Ф. Воротынец, А.А. Ваньков, А.И. Воропаев и др.** — В кн.: Вопросы атомной науки и техники. Серия Ядерные константы. Вып. 21. М.: Атомиздат, 1976, с. 147.

64. **Хайд Э., Перлман И., Сиборг Г.** Деление ядер. Пер. с англ. М.: Атомиздат, 1969.

65. **Бергельсон Б.Р., Румянцев И.А., Торлин Б.З.** Многогрупповая система интегральных уравнений для описания переноса нейтронов. — Атомная энергия, 1968, т. 24, вып. 1, с. 29.

66. **Ширков Д.В.** Метод синтетического ядра для задач диффузии нейтронов в водородсодержащей среде. — В кн.: Физика и теплотехника реакторов. М.: Атомиздат, 1958, с. 57.

67. Бергельсон Б.Р., Торлин Б.З. Эффективное изотропное ядро рассеяния и многогрупповое кинетическое уравнение. — Атомная энергия, 1969, т. 27, вып. 4, с. 346 (см. также [17]).

68. Хен Г., Зигерт Х. Многогрупповая программа метода сферических гармоник и ее применение к задачам защиты в плоской геометрии. — В кн.: Сборник докладов международной конференции по физическим проблемам защиты реакторов. Харуэлл, сентябрь 1967. М.: Атомиздат, 1971, с. 117.

69. Николаев М.Н. Исследования по физике распространения быстрых и промежуточных нейтронов в средах. Докт. дис. Обнинск, ФЭИ, 1964.

70. Bell G.I., Hansen G.E., Sandmeier H.A. Multitable treatments of anisotropic scattering in S_N -multigroup transport calculations.— Nucl. Sci. and Engng, 1967, v. 28, N 3, p. 376.

71. Pendlebury E.D., Underhill L.H. The validity of the transport approximation in critical—size and reactivity calculations. — In: Physics of fast and intermediate reactors (Proc. Intern. seminar in Vienna 3—11 August, 1961). Vienna: IAEA, 1962, v. 2, p. 73.

72. Применимость системы констант БНАБ-26 к описанию прохождения нейтронов через защиту / А.Н. Николаев, В.Ф. Хохлов, В.С. Горбатов и др. — В кн.: Ядерные константы. Вып. 8. М.: ЦНИИатоминформ, 1972, ч. 4, с. 164.

73. Hardie R.W., Schenter R.E., Wilson S.E. An analysis of selected fast critical assemblies using ENDF/B-IV neutron cross sections. — Nucl. Sci. and Engng, 1975, v. 57, N 3, p. 222.

74. Computation of fast neutron penetration in air by the S_N -method with special emphasis on the use of multitable S_N -multigroup cross section sets/ H.A. Sandmeier e.a. — Rep. of Los Alamos scientific laboratory, Los Alamos, 1965, LA-3415.

75. Гурин В.Н., Поплавко А.М., Попова К.Е. Эффективные константы водорода для многогрупповых расчетов уран-водных реакторов в диффузионно-транспортном приближении. — В кн.: Вопросы атомной науки и техники. Серия Ядерные константы. Вып. 10. М.: Атомиздат, 1972, с. 227.

76. Расчет гомогенных водородсодержащих реакторов методом вероятностей первых столкновений в транспортном приближении/ Б.Г. Рязанов, В.Н. Гурин, А.М. Поплавко. Препринт ФЭИ-705. Обнинск, 1976.

77. Константинов Л.В., Ракитин И.А. Применение теории возмущений для получения уравнений реактора в подправленном транспортном приближении. — В кн.: Труды МВТУ им. Баумана № 144 "Исследование процессов в энергетических установках", М.: изд. МВТУ им. Баумана, 1971, с. 16.

78. MacFarlane R.E., Becker M. Self-shielding of elastic transfer matrices. — Trans. Amer. Nucl. Soc., 1975, v. 21, p. 495.

79. Дополнение к групповым константам для расчета ядерных реакторов/ Л.П. Абагян, Н.О. Базаянц, И.И. Бондаренко, М.Н. Николаев. — В кн.: Бюллетень Информационного центра по ядерным данным. М., Атомиздат, 1964, с. 298.

80. Зизин М.Н., Савочкина О.А., Чухлова О.П. Комплекс программ НФ-6 для расчета основных нейтронно-физических характеристик атомных реакторов на ЭВМ БЭСМ-6. Препринт НИИАР П-16 (350). Димитровград, 1978.

81. The shielding factor method of generating multigroup cross sections for fast reactor analysis/ R.V. Kidman e.a. — Nucl. Sci. and Engng, 1972, v. 48, p. 189.

82. Hummel H., Rago A. An Accurate treatment of resonance scattering on light elements in fast reactors. — In: Physics of fast and intermediate reactors (Proc. Intern. Seminar in Vienna, 3—11 August, 1961). Vienna: IAEA, 1962, v. 1, p. 231.

83. Комплекс программ для расчета быстрых реакторов в одномерной геометрии/ И.П. Маркелов, М.А. Барыба, Г.И. Елизаров и др. — В кн.: Сборник докладов по программам и методам физического расчета быстрых реакторов. Под ред. М.Н. Зизина. Димитровград, НИИАР, 1975, с. 34.

84. Исследование физических характеристик при пуске реактора БН-350/ В.В. Орлов, Г.Б. Померанцев, Д.С. Юрченко и др. — Атомная энергия, 1976, т. 36, вып. 2, с. 97.

85. Савоськин М.М., Вырский М.Ю. Расчет групповых сечений упругого замедления нейтронов и их угловых моментов в плоскопараллельных защитах. — В кн.: Тезисы докладов Второй Всесоюзной научной конференции по защите ядерно-технических установок. М.: изд. МИФИ, 1978, с. 87.

86. Baker A.R. Specification of a standard reactor calculation. Vienna: IAEA, 1969.
87. Зарицкий С.М., Тролянов М.Ф. Зависимость расчетных значений характеристик энергетических быстрых реакторов от изменений констант, используемых в расчете, и требования к точности этих констант. — В кн.: Труды трехстороннего советско-бельгийско-голландского симпозиума по проблемам физики быстрых реакторов. Мелекес, февраль 1970. М.: ЦНИИатоминформ, 1970, т. 1, Д-20.
88. Сравнение расчета основных физических характеристик реактора БН-350 с результатами измерений. — In: Fast reactor power stations. Lond.: BNES, 1974, p. 255.
89. Noble L.D. Results of SEFOR zero power experiments. Rep. CEAP-13588, 1970.
90. Зарицкий С.М., Николаев М.Н., Тролянов М.Ф. Потребности в ядерных данных для расчета быстрых реакторов. — В кн.: Нейтронная физика. Киев, Наукова думка, 1972, т. 1, с. 5.
91. Платонов А.П. Замедление нейтронов в гомогенных бесконечных средах. Ч. 2. Замедление нейтронов в многокомпонентной среде. Препринт НИИАР, П-171, Дмитровград, 1972.
92. Платонов А.П. Спектры замедления нейтронов в средах, содержащих ядра ^{23}Na и ^{56}Fe . — В кн.: Ядерные константы. Вып. 15. М.: Атомиздат, 1974, с. 104.
93. Николаев М.Н., Савоскин М.М. Об учете анизотропии рассеяния при расчете констант многогруппового уравнения переноса нейтронов. — В кн.: Вопросы атомной науки и техники. Серия Ядерные константы. Вып. 2 (29). М.: ЦНИИатоминформ, 1978, с. 25.
94. Cullen D.E. Bondarenko self-shielded cross sections and multiband parameters derived from the LLL evaluated nuclear-data library (ENDL). An integrated system for production of neutronics and photonics calculational constants UCRL-50400, v. 20, LLL, 1978.
95. Experimental Studies of the critical assembly KBR-1. — In: Proc. of India-Soviet seminar of fast reactors. Kalpakkam, India, 1972.
96. Зизин М.Н., Кудряшов Л.Н., Николаев М.Н. Двумерная модель большого энергетического быстрого реактора-бридера с оксидным топливом и натриевым теплоносителем для проведения тестовых расчетов. Препринт НИИАР П-4 (270), Дмитровград, 1976.
97. Seghal B.R. Resonance absorption for heavy moderators in homogeneous media. — Nucl. Energy, 1965, A/B, v. 19, p. 921.
98. Перенос быстрых нейтронов в плоских защитах/Т.А. Гермогенова, С.Ф. Дектярев, В.В. Орлов и др. М.: Атомиздат, 1971.
99. Т.А. Гермогенова. Вычислительные методы теории переноса в задачах физики защиты от излучений реактора. — В кн.: Сборник докладов Первого совещания специалистов по вопросам защиты АЭС. Москва, июнь 1974. М.: изд. СЭВ, 1974.
100. Франк-Каменецкий А.Д. Моделирование траекторий нейтронов при расчете реакторов методом Монте-Карло. М.: Атомиздат, 1978.
101. Коробейников В.В., Николаев М.Н. Учет эффектов резонансной гетерогенности методом Монте-Карло. — В кн.: Вопросы атомной науки и техники. Серия Ядерные константы. Вып. 22. М.: ЦНИИатоминформ, 1976, с. 15.
102. Комплекс программ для расчета гетерогенных ячеек методом Монте-Карло/ В.В. Коробейников, А.Я. Куранова, Г.Н. Мантуров и др. — В кн.: Вопросы атомной науки и техники. Серия Ядерные константы. Вып. 18. М.: ЦНИИатоминформ, 1975, с. 80.
103. Франк-Каменецкий А.Д. Библиотека программ на ФОРТРАНе для расчета реакторов методом Монте-Карло. — В кн.: Сборник докладов по программам и методам физического расчета быстрых реакторов. Дмитровград, 1975, с. 250.
104. Новожилов А.И., Шихов С.Б. Метод усреднения ядерных констант для расчета быстрого реактора с учетом ценности нейтронов. — Атомная энергия, 1960, т. 8, вып. 3, с. 209.
105. Pitterle T.A. Bilinear averaging for diffusion theory parameters. — Trans. Amer. Nucl. Soc., 1965, v. 8, p. 205.
106. Дулин В.А. Влияние группового приближения на величину коэффициентов реактивности материалов в быстрых реакторах. — В кн.: Вопросы атомной науки и техники. Серия Ядерные константы. М.: Атомиздат, 1976, вып. 21, с. 134.

107. Little W.W., Hardie R.W. Methods for collapsing fast reactor Neutron cross sections. — Nucl. Sci. and Engng, 1967, v. 29, N 3, p. 402.
108. Kiefhaber E. Comment on the calculation of neutron lifetime. — Ibid., 1969, v. 32, N 2, p. 178.
109. Николаев М.Н., Николаева Н.А. Особенности учета резонансной самоэкранировки сечений при расчете функции ценности и зависимых от нее функционалов. — В кн.: Труды физико-энергетического института. М.: Атомиздат, 1976, с. 240.
110. Greenspan E. Developments in perturbation theory. — Adv. Nucl. Sci. and Techn., 1975, v. 9, p. 182.
111. Greenspan E. Consistency of conventional few-group reactivity calculation. — Trans. Amer. Nucl. Soc., 1967, v. 10, N 2, p. 583.
112. Kiefhaber E. Fine group calculation for reactivity coefficients of structural materials in fast reactors. — Rep. Kernforschungszentrum, Karlsruhe, 1973, KFK-1759.
113. Kiefhaber E. Evaluation of integral physics experiments in fast zero power facilities. — Adv. Nucl. Sci. and Techn., 1975, v. 8, p. 47.
114. Lu M.S., Cheng H.S., Diamond D.J. A simple method for adjoint thermal spectrum calculation and its application. — Trans. Amer. Nucl. Soc., 1976, v. 23, p. 538.
115. Salvatores M. Generalized bilinear weighting for multigroup cross sections collapsing. — Nucl. Sci. and Engng, 1975, v. 57, N 4, p. 340.
116. Wade D.C., Bucher R.G. Conservation of the adjoint neutron spectrum by use of bilinear-weighted cross-sections and its effect on fast reactor calculations. — Ibid., 1977, v. 64, N 2, p. 517.
117. Kuroi H., Mitani H., Hirota J. Effect of group collapsing in perturbation theory for sample worth analysis. — Nucl. Sci. Technol., 1973, v. 10, N 3, p. 139.
118. Antonakas D., Curcuera R., Coverts P. Accuracy of coarse group calculations in fast reactors. — Nucl. Sci. and Engng, 1972, v. 48, N 1, p. 1.
119. Curcuera R., Khairallah A. Fine neutron-spectrum effects on spatial calculations for fast-reactor design. — Ibid., 1974, v. 53, N 4, p. 420.
120. Абаган Л.П., Петрова Л.В., Троянов М.Ф. Об учете блокировки при вычислении натриевого коэффициента реактивности быстрого реактора. — В кн.: Бюллетень информационного центра по ядерным данным. М.: Атомиздат, 1966, с. 439.
121. Основные принципы выбора органов регулирования быстрых энергетических реакторов и мощностные эффекты в быстрых реакторах/ В.В. Орлов, В.И. Матвеев, А.В. Жук и др. — Kernenergie, 1969, Bd 12, N 4, S.112.
122. Рязанов Б.Г., Савоськин М.М. Подгрупповой расчет потоков и ценностей обобщенной теории возмущений в системе АРАМАКО. Статья депонирована в ЦНИИатоминформе. М., 1977, РД-16/036.
123. Almenas K., Lapershes C. An Inaccuracy in the calculation of material reactivity worths. — Trans. Amer. Nucl. Soc., 1970, v. 13, N 2, p. 737.
124. Lapershes C., Almenas K. A Source of error in the calculation of material reactivity worths by multigroup perturbation theory. — Ibid., 1971, v. 14, N 2, p. 671.
125. Greenspan E. Fine-structure effects on multigroup reactivity calculations and the central worth reactivity. — Ibid., 1973, v. 16, N 1, p. 327.
126. Марчук Г.И. Численные методы расчета ядерных реакторов. М.: Атомиздат, 1958, с. 84—95, 193—217.
127. Галанин А.Д. Теория ядерных реакторов на тепловых нейтронах. М.: Атомиздат, 1959.
128. Фейнберг С.М. Гетерогенные методы расчета реакторов. Обзор результатов и сравнение с экспериментом. — В кн.: Материалы Международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Женева, 1955. М.: Изд-во АН СССР, 1955, т. 5, с. 578.
129. Галанин А.Д. Теория гетерогенного реактора. М.: Атомиздат, 1971.
130. Глазков А.С., Позняков Н.Л. Трехмерная формулировка квазиальбедного метода расчета гетерогенных реакторов. Препринт ИАЭ-2728, М., 1976.
131. Носов В.И., Компаниец Г.В., Петрушенко Р.П. Методика и программа расчета гетерогенных реакторов с блоками сложного состава. Препринт ИАЭ-2867, М., 1977.
132. Смелов В.В. О приближенном методе гомогенного реактора. — Атомная энергия, 1959, т. 6, вып. 5, с. 546.

133. **Behrens D.I.** The effects of holes in a reactor materials on the passage of neutrons. — Proc. Phys. Soc., 1949, v. 62, p. 607.

134. **Лалетин Н.И.** Распространение нейтронов в гетерогенной среде. — В кн.: Труды Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Женева, 1958. Т. 2. Ядерные реакторы и ядерная энергетика. М.: Атомиздат, 1959, с. 634.

135. **Шевелев Я.В.** Диффузия нейтронов в плоской уран-водной решетке. — Атомная энергия, 1957, т. 2, вып. 3, с. 224.

136. **Benoist P.J.** Formulation generale et calcul pratique de coefficient de diffusion dans un reseau component des cavities. — Nucl. Energy, 1961, pt A, N 3/4, p. 97.

137. **Benoist P.J.** Streaming effects and collision probabilities in lattices. — Nucl. Sci. and Engng, 1968, v. 34, N 3, p. 285.

138. **Leslie D.C.** The weighting of diffusion coefficient in cell calculation. — Nucl. Energy, 1962, v. 16, pt A/B, N 1, p. 1.

139. **Румянцев Г.Я.** Расчет диффузии нейтронов в периодических решетках. — Атомная энергия, 1962, т. 13, вып. 6, с. 556.

140. **Румянцев Г.С.** Граничные условия к решению уравнения Больцмана в периодических решетках. — Там же, 1963, т. 14, вып. 4, с. 371.

141. **Румянцев Г.Я.** Линейно-алгебраическая теория переноса нейтронов в плоских решетках. М.: Атомиздат, 1978.

142. **Трлифай Л.** Вариационный метод гомогенизации гетерогенной среды. — Атомная энергия, 1957, т. 2, вып. 3, с. 221.

143. **Григорьев И.С., Новиков В.М.** Диффузия нейтронов в гетерогенных средах. М.: Атомиздат, 1966.

144. **Gelbard Ely M.** Anisotropic neutron diffusion in lattices of zero-power plutonium reactor experiments. — Nucl. Sci. and Engng., 1974, v. 54, N 3, p. 327.

145. **Köhler P.** A new definition of the cell diffusion coefficient. — Ibid., 1975, v. 57, N 4, p. 333.

146. **Borst Lyle B.** Neutron convergatron. Patent of USA, cl. 17-11, N 3291-694, revised 24. 04. 57, published 13. 09. 1966.

147. **Takeda T., Sekiya T.** Calculation of the anisotropic diffusion coefficient. — Nucl. Sci. and Technol, 1972, v. 9, N 12, p. 697.

148. **Takeda T., Sekiya T.** Space and angle dependent collision probability in cell problems. — Ibid., 1973, v. 27, N 1, p. 15.

149. **Hiroshi T.** The generalized first-flight collision probability in cylindricalized lattice system. — Nucl. Sci. and Engng., 1966, v. 24, N 1, p. 60.

150. **Орлов В.В.** Две задачи теории резонансного поглощения нейтронов. — В кн.: Труды физико-энергетического института. М.: Атомиздат, 1974, с. 157.

151. **Рязанов Б.Г.** Решение интегрального уравнения в подгрупповом транспортном приближении. — В кн.: Вопросы атомной науки и техники. Серия Реакторостроение. Вып. 6 (20). М.: Атомиздат, 1977, с. 127.

152. **Khairallah A., Recolin J.** Calcul de l'auto-protection resonante dans les cellules complexes par la methode des sousgroupes. — In: Numerical Reactor Calculations. Vienna: IAEA, 1972, p. 305.

153. **Roth M.J.** Resonance absorption in complicated geometries. UKAEA Rep. AEEW-R 921, 1974.

154. **Дреснер Л.** Резонансное поглощение в ядерных реакторах. Пер. с англ. М.: Атомиздат, 1962.

155. **Tone T.** A Numerical study of heterogeneity effects in fast reactor critical assemblies. — Nucl. Sci. Technol., 1975, v. 12, N 8, p. 467.

156. **Кузнецов В.А.** Ядерные реакторы космических энергетических установок. М.: Атомиздат, 1977.

157. **Том К.** Обзор схем ядерных двигателей, использующих реакцию деления. Пер. с англ. — Бюл. Астронавтика и ракетодинамика, 1973, № 10, с. 1.

158. **Hardie R.W., Schenter R.E., Wilson R.E.** An analysis of selected fast critical assemblies using ENDF/B-IV neutron cross sections. — Nucl. Sci. and Engng, 1975, v. 57, N 3, p. 222.

159. **Определение $k_{эф}$ критсборки БФС-40 с использованием различных программ и систем констант/ В.А. Тарасов, В.П. Даруга, А.В. Жуков и др. — В кн.: Вопросы автоматной науки и техники. Серия Ядерные константы. Вып. 43. М.: Атомиздат, 1981.**
160. **Физическая записка к опытному реактору на быстрых нейтронах БОР/ А.И. Лейпунский, О.Д. Казачковский, М.Ф. Троянов и др. Препринт ФЗИ-187. Обнинск, 1969.**
161. **Физический пуск и характеристики реактора БР-10. — В кн.: Сборник докладов II симпозиума стран-членов СЭВ. Обнинск, 1973/ Н.Н. Аристархов и др. Т. 1. Обнинск: Изд- ФЗИ, 1975, с. 386.**
162. **Подгрупповой метод учета пространственного распределения нерассеянных и однократно рассеянных нейтронов в многогрупповых расчетах защиты/ В.Ф. Хохлов, В.Д. Ткачев, В.Д. Рейнблат, Т.Н. Шейно. — Атомная энергия, 1978, т. 44, вып. 4, с. 324.**
163. **Лебедева М.И., Миронович Ю.Н. Программа для расчета многогрупповых систем констант водорода в R_{μ} -приближении. — В кн.: Бюллетень информационного центра по ядерным данным. Вып. 3. М.: Атомиздат, 1966, с. 333.**
164. **Parker K. A punched-card library of neutron cross sections and its use in the mechanized preparation of group cross-sections for use in Monte-Carlo, Carlson S_{μ} and other multigroup neutronics calculations on high-speed computers. — In: Physics of fast and intermediate reactors. Proc. seminar in Vienna, 1961. Vienna: IAEA, 1962, v. 1, p. 207.**
165. **Evaluation Storage and Processing of Nuclear Data for Reactor Calculations/ G.S. Story, M.F. James, W.M.M. Kerr e.a. — In: Proc. of 3rd Geneva conf. on peaceful uses of atomic energy, Vienna: IAEA, 1964, Rep. P/168.**
166. **James M.E. Recommended formulae and formats for a resonance parameter library.— AEEW-R 621, 1968.**
167. **Askew J.R., MacDougall J.D., Price J.A. Production of multigroup constants from nuclear data files in the UK. — In: Proc. seminar on nucl. data processing codes (Ispra, 1973). EACRP-U-52, Newsletter, 1973, N 16, p. 78.**
168. **Broeders I., Krieg B. MIGROS-3: A code for the generation of group constants for reactor calculations from neutron nuclear data in KEDAK formats. — Rep. KFK-2388, 1977.**
169. **Drake M.K. Data formats and procedures for the ENDF Neutron cross section library. — Rep. BNL-50274 (ENDF-102), 1970.**
170. **Hawerton R.J. Evaluated nuclear cross section library. — Rep. UCRL-50400, LLL, 1971.**
171. **Henryson H. II, Teppel B.J., Stenberg C.G. ETOE-2/MC²-2/SDX multigroup neutron cross section processing. — In: Proc. Seminar on nucl. data processing codes (Ispra, 1973). EACRP-U-52, Newsletter, 1973, N 16, p. 5.**
172. **MacFarlane R.E., Boicourt R.M. NJOY: A neutron and photon cross-section processing system. — Trans. Amer. Nucl. Soc., 1975, v. 22, p. 720.**
173. **Николаев М.Н. Обеспечение расчетов быстрых реакторов ядерными данными. — В кн.: Ядерные константы. Вып. 8, ч. 1. М.: ЦНИИАтоминформ, 1972, с. 3.**
174. **Колесов В.Е., Николаев М.Н. Формат библиотеки рекомендованных ядерных данных для расчета реакторов. — Там же, вып. 8, ч. 4. М.: ЦНИИАтоминформ, 1972, с. 3.**
175. **Николаев М.Н. Изменение и дополнение в формате библиотеки оцененных ядерных данных системы СОКРАТОР. — В кн.: Вопросы атомной науки и техники. Серия Ядерные константы. Вып. 16. М.: Атомиздат, 1974, с. 35.**
176. **Колесов В.Е., Кривцов А.С., Соловьев Н.А. Автоматизация процесса проверки информации для библиотеки рекомендованных ядерных данных. — В кн.: Ядерные константы. Вып. 8, ч. 4. М.: ЦНИИАтоминформ, 1972, с. 67.**
177. **Колесов В.Е., Кривцов А.С. Алгоритм и программа подготовки групповых констант для расчета реакторов на основе библиотеки нейтронных данных системы СОКРАТОР. — В кн.: Нейтронная физика. Т. 1. М.: ЦНИИАтоминформ, 1976, с. 140.**
178. **ГРУКОН — библиотека программ расчета групповых констант. — В кн.: Ядерно-физические исследования в СССР/ В.В. Симица, Л.П. Абагян, Н.О. Базаянц и др. Вып. 27. М.: ЦНИИАтоминформ, 1979, с. 31.**

179. Влияние величины средних резонансных параметров на блокированные сечения урана-238/ Л.П. Абагян, М.Н. Николаев, К.И. Нестерова и др. — В кн.: Ядерные константы. Вып. 8, ч. 1. М.: ЦНИИАтоминформ, 1972, с. 154.

180. Коцеев В.Н., Синица В.В. Метод вычисления функционалов сечений в области неразрешенных резонансов. — Атомная энергия, 1979, т. 47, вып. 2, с. 94.

181. Базазянц Н.О., Забродская А.С., Николаев М.Н. Групповые параметры анизотропии рассеяния нейтронов. — В кн.: Ядерные константы. Вып. 8, ч. 2. М.: ЦНИИАтоминформ, 1972, с. 3.

182. Исследования по физике реакторов на быстрых нейтронах/ А.И. Лейпунский и др. — В кн.: Труды Второй Международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Женева, 1958. Т. 2. Ядерные реакторы и ядерная энергетика. М.: Атомиздат, 1959, с. 35.

183. Николаев М.Н., Игнатов А.А. Метод подгруппы. — В кн.: Бюллетень информационного центра по ядерным данным. Вып. 3. М.: Атомиздат, 1966, с. 409.

184. Метод подгрупп для учета резонансной структуры сечений в нейтронных расчетах/ М.Н. Николаев, А.А. Игнатов, Н.В. Исаев, В.Ф. Хохлов — Атомная энергия, 1970, т. 29, вып. 1, с. 11.

185. Зизин М.Н. Расчет нейтронно-физических характеристик реакторов на быстрых нейтронах. М.: Атомиздат, 1978.

186. Шаталов Г.Е. Программа DENSTY. — В кн.: Комплект аннотаций программ для расчета ядерных реакторов и решения кинетического уравнения. Препринт ИАЗ-2777. М., 1977, с. 46.

187. АРАМАКО-2F — версия системы константного обеспечения расчетов переноса высокоэнергетических нейтронов/ М.Ю. Вырский, А.А. Дубинин, А.А. Клинов и др. Препринт ФЗИ-904. Обнинск, 1979.

188. АРАМАКО-2G — система обеспечения многогрупповыми константами расчетов полей гамма-излучения в реакторах и защите/ А.А. Абагян, М.А. Барыба, Л.П. Басс и др. — Препринт ИПМ АН СССР № 122. М., 1978.

189. Коробейников В.В., Николаев М.Н. Опыт использования подгруппового приближения в описании нейтронных сечений при расчетах методом Монте-Карло. — В кн.: Статистическое моделирование в математической физике. Новосибирск. Изд. ВЦ СО АН СССР, 1979, с. 59.

190. Автоматизация реакторных расчетов/ М.Н. Зизин, Б.А. Загацкий, Т.А. Темнова, Л.Н. Ярославцева. М.: Атомиздат, 1974.

ОГЛАВЛЕНИЕ

| | |
|---|------------|
| Предисловие | 3 |
| Введение | 6 |
| Глава 1. Уравнение переноса нейтронов в многогрупповом приближении | 9 |
| 1.1. Многогрупповое уравнение переноса | 9 |
| 1.2. Многогрупповые диффузионное и P_1 -приближения | 18 |
| 1.3. Многогрупповое уравнение переноса в представлении сферических гармоник | 26 |
| 1.4. Многогрупповое уравнение переноса в интегродифференциальной и интегральной формах | 35 |
| Глава 2. Выражение макроскопических констант среды через микроскопические групповые константы входящих в ее состав нуклидов | 39 |
| 2.1. Вводные замечания | 39 |
| 2.2. Выбор ширин энергетических групп | 41 |
| 2.3. Формализм факторов резонансной самоэкранировки сечений | 45 |
| 2.4. Подгрупповое описание резонансной структуры сечений | 61 |
| 2.5. Метод выделенных резонансов | 78 |
| Глава 3. Транспортное приближение | 92 |
| 3.1. Транспортная аппроксимация индикатрисы рассеяния | 92 |
| 3.2. Транспортное многогрупповое приближение | 96 |
| 3.3. Многогрупповое транспортное приближение | 100 |
| 3.4. Уточненные транспортные приближения | 106 |
| 3.5. Эффективные транспортные сечения водорода | 110 |
| Глава 4. Оценка сечений замедления | 114 |
| 4.1. Проблема оценки сечений замедления при многогрупповых расчетах | 114 |
| 4.2. Оценка формы внутригруппового спектра | 121 |
| 4.3. Погрешности результатов многогрупповых расчетов, связанные с неточностью оценки сечений замедления | 131 |
| Глава 5. Точность приближений, используемых при расчете групповых констант | 144 |
| 5.1. О приближении изотропии рассеяния | 144 |
| 5.2. О приближении слабой диффузии | 151 |
| 5.3. Многогрупповое приближение промежуточного резонанса | 155 |
| 5.4. Точность приближения сечений разбавления | 159 |
| 5.5. Влияние анизотропии полного сечения на применимость методов решения многогруппового уравнения переноса | 162 |
| Глава 6. Многогрупповое приближение в теории возмущений | 176 |
| 6.1. Вводные замечания | 176 |
| 6.2. Анализ результатов численных исследований точности расчетов реакторных функционалов в зависимости от способа усреднения сечений по энергии | 180 |

| | |
|--|------------|
| 6.3. Учет вариаций групповых констант при расчетах коэффициентов реактивности | 183 |
| 6.4. Влияние вариаций плавной зависимости внутригруппового спектра на коэффициенты реактивности нуклидов | 189 |
| Глава 7. Учет гетерогенных и краевых эффектов при многогрупповых расчетах нейтронных полей | 194 |
| 7.1. Вводные замечания | 194 |
| 7.2. Гомогенизация плоской решетки | 195 |
| 7.3. Применение методов подгрупп и вероятностей столкновений для расчета гомогенизированных констант | 204 |
| 7.4. Резонансные эффекты на изолированных границах | 212 |
| Глава 8. Константное обеспечение многогрупповых нейтронных расчетов на ЭВМ | 218 |
| 8.1. Задачи и стратегии константного обеспечения многогрупповых нейтронных расчетов | 218 |
| 8.2. Зарубежные системы константного обеспечения | 227 |
| 8.3. Система СОКРАТОР | 231 |
| С п и с о к л и т е р а т у р ы | 242 |

Марк Николаевич Николаев
Борис Георгиевич Рязанов
Михаил Михайлович Савоськин
Анатолий Макарович Цибуля

**МНОГОГРУППОВОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ
В ТЕОРИИ ПЕРЕНОСА НЕЙТРОНОВ**

Редактор *О. М. Малявина*
Художественный редактор *А. Т. Кирьянов*
Технический редактор *О. С. Быкова*
Корректор *С. В. Малышева*
Оператор *О. В. Канатникова*

ИБ № 264

Набор выполнен в Энергоатомиздате на Композере ИБМ-82. Подписано в печать 14.02.84. Т-06481. Формат 60 X 90 1/16. Бумага офсетная №1. Печать офсетная. Усл. печ. л. 16,0. Усл.кр.-отт. 16,29. Уч.-изд.л. 18,84. Тираж 620 экз. Заказ 1279
Цена 2 р. 80 к.

Энергоатомиздат, 113114 Москва М-114, Шлюзовая наб., 10

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

ВНИМАНИЮ ЧИТАТЕЛЕЙ!

Энергоатомиздат готовит к изданию в 1985 году следующие книги:

**Радиационный захват нейтронов: Справочник / В. М. Бычков, О. Т. Грудзевич, А. В. Игнатюк и др. — 20 л., ил. — В пер.: 1 р. 30 к.
План 1985 г., № 195**

Приведены оцененные данные по сечениям реакции (n, γ) для нейтронов тепловой энергии и значения резонансных интегралов захвата для большинства стабильных нуклидов, усредненные резонансные параметры, сечения радиационного захвата в диапазоне энергий 1 кэВ — 14 МэВ (экспериментальные данные и рекомендованные значения) для всех стабильных нуклидов. Изложена методика применения теоретических моделей ядерных реакций к оценке сечений радиационного захвата нейтронов.

Для научных работников, инженеров, аспирантов и студентов вузов, специализирующихся в области физики ядерных реакторов и ее прикладных направлениях.

Ершов Ю.И., Шихов С.Б. Математические основы теории переноса: В 2-х т. Т.1. Основы теории. — 20 л., ил. — В пер.: 3 р. 30 к.

План 1985 г., № 188

Дана постановка основных задач для линеаризованного интегро-дифференциального уравнения Больцмана и соответствующего ему интегрального уравнения; рассмотрены ограничения и приближения, согласованные с физикой процесса переноса излучения. Изложены все необходимые сведения из функционального анализа, и на этой основе приведен анализ стационарной и нестационарной проблем. (В т. 2 рассмотрены приложения к физике реакторов и защиты).

Для научных и инженерно-технических работников, занимающихся физикой реакторов и защитой от излучений.

Ершов Ю.И., Шихов С.Б. Математические основы теории переноса: В 2-х т. Т.2. Приложения к физике реакторов и защиты. — 20 л., ил. — В пер.: 3 р. 30 к.

План 1985 г., № 189

Рассмотрены вопросы применимости приближенных методов решения операторных уравнений для задач теории переноса. Изложена математическая теория устойчивости и асимптотической устойчивости реактора, в том числе с учетом технологических каналов с некипящими и кипящими теплоносителями. На базе современной теории возмущений операторов развита теория возмущений по отношению к линейным и нелинейным функционалам, возникающим в физике реакторов и защиты.

Для научных и инженерно-технических работников, занимающихся физикой реакторов и защитой от излучений.

Предварительные заказы на эти книги Вы можете оформить в местных книжных магазинах, распространяющих научно-техническую литературу.

Предварительный заказ оформляется на обычной почтовой открытке. В графах "куда" и "кому" укажите свой адрес и фамилию, на обороте — фамилию автора, название заказываемой книги, необходимое количество экземпляров и порядковый номер по плану выпуска литературы.

При поступлении в продажу этого издания магазин направит открытку в Ваш адрес.

Своевременное оформление предварительных заказов — гарантия того, что Вы приобретете интересующую Вас книгу.