

Расчетные исследования распространения нейтронов с учетом резонансной структуры сечений

М. Н. НИКОЛАЕВ, Т. А. ГЕРМОГЕНОВА, Н. В. ИСАЕВ, В. Ф. ХОХЛОВ

УДК 621.039.51.12

В работах [1, 2] описано применение метода подгрупп для учета резонансной структуры сечений в нейтронных расчетах реакторов и защиты в диффузионном приближении. Показано, что метод подгрупп обеспечивает более высокую точность вычисления потоков нейтронов по сравнению с обычно используемым в многогрупповых расчетах методом «блокированных» сечений [3].

В настоящей работе рассмотрено применение метода подгрупп при расчете плоской защиты в кинетическом приближении, приведено сравнение результатов расчетов, выполненных на групповых блокированных и подгрупповых сечениях, с прецизионным многогрупповым расчетом, детально учитывающим особенности резонансной структуры сечений в выбранной области энергий.

Постановка задачи и метод решения

Пространственно-угловое распределение подгрупп нейтронов в плоско-параллельных защитных слоях, облученных слева внешним источником, описывается многогрупповым уравнением

$$\mu \frac{\partial \psi_i^g(x, \mu)}{\partial x} + \hat{\Sigma}_{tot_i}^g(x) \psi_i^g(x, \mu) = \sum_{p=1}^g \int_{-1}^{+1} d\mu' \hat{\mathcal{F}}_i^{p \rightarrow g}(x, \mu, \mu') \psi_i^p(x, \mu') \quad (1)$$

с крайними условиями

$$\begin{aligned} \psi_1^g(0, \mu) &= S^g(\mu), & \mu > 0; \\ \psi_1^g(x_I, \mu) &= 0, & \mu < 0 \end{aligned} \quad (2)$$

и условиями сшивки на внутренних границах слоев

$$\begin{aligned} \hat{\varepsilon}_{i, i+1}^g \psi_i^g(x_i, \mu) &= \psi_{i+1}^g(x_i, \mu), & \mu > 0; \\ \psi_i^g(x_i, \mu) &= \hat{\varepsilon}_{i+1, i}^g \psi_{i+1}^g(x_i, \mu), & \mu < 0, \end{aligned} \quad (3)$$

где g — номер энергетической группы, $g = 1, 2, \dots, G$; i — номер расчетного слоя, $i = 1, 2, \dots, I$; x_i — координата правой границы i -го слоя; $\psi_i^g(x, \mu)$ — вектор-функция пространственно-углового распределения подгрупп нейтронов g -й группы внутри i -го слоя, состоящая из $\psi_i^{g, k}(x, \mu)$ (k — номер подгруппы

g -й группы, $k = 1, 2, \dots, s_g$); $\mu = \cos \nu$ — косинус угла рассеяния нейтрона; $\hat{\Sigma}_{tot_i}^g(x)$ — диагональная матрица полных одногрупповых сечений g -й группы i -го слоя, состоящая из элементов $\Sigma_{tot_i}^{g, k}(x)$; $\mathcal{F}_i^{p \rightarrow q}(x, \mu, \mu')$ — матрица рассеяния нейтронов из p -й группы в q -ю; элементы $\mathcal{F}_i^{p, l \rightarrow g, k}(x, \mu, \mu')$ задают рассеяние нейтронов из l -й подгруппы p -й группы в k -ю подгруппу g -й группы; $S^g(\mu)$ — вектор-функция углового распределения внешнего источника по подгруппам g -й группы; $\hat{\varepsilon}_{i, i+1}^g, \hat{\varepsilon}_{i+1, i}^g$ — матрицы, задающие переход от подгруппового разбиения в i -м слое к подгрупповому разбиению в $i+1$ -м слое и, соответственно, наоборот; в случае, если во всех слоях защиты имеется единое подгрупповое разбиение, то $\hat{\varepsilon}_{i, i+1}^g = \hat{\varepsilon}_{i+1, i}^g = \hat{E}$, где \hat{E} — единичная матрица порядка s_g (s_g — число подгрупп в g -й группе). Подробное описание методов расчета матриц $\hat{\varepsilon}$ приведено в работе [4].

Уравнение (1) является матрично-векторным интегро-дифференциальным уравнением. Оно требует дополнительной информации о структуре сечений рассчитываемых веществ. В случае, если число подгрупп нейтронов во всех энергетических группах равно единице ($s_g = 1, g = 1, 2, \dots, G$), уравнение (1) превращается в кинетическое уравнение для расчета переноса нейтронов методом групп.

Метод получения подгрупповых констант подробно описан в работах [2, 4, 5]. В работе [5] показано, что для практических расчетов реакторов и защиты внутри энергетической группы из системы констант [3], содержащей резонансы, достаточно выделить две — три подгруппы. Кроме того, в работе [5] приведена библиотека подгрупповых констант для наиболее важных веществ, используемых в расчетах реакторов и защиты в P_1 -приближении. В настоящее время для получения подгрупповых констант в P_1 -приближении применена программа АРАМАКО (имеются варианты программы для ЭВМ М-20, М-220 и БЭСМ-6, написанные на языке АЛГОЛ-60 и ФОРТРАН). Проводятся работы по расширению библиотеки программы и созданию подпрограммы для учета анизотропии рассеяния подгрупп нейтронов в P_N -приближении.

Уравнение (1) решается методом, аналогичным методу, развитому Т. А. Гермогеновой для программы РОЗ [6], с учетом, что коэффициенты уравнения [1] являются матрицами. Алгоритм решения подгруппового уравнения (1) реализован в программе ПРОЗА (Подгрупповой Расчет Одномерной Защиты), написанной на языке АЛГОЛ-БЭСМ-6. Для учета анизотропии рассеяния нейтронов используется разложение $\mathcal{P}^{p, l \rightarrow g, h}(x, \mu, \mu')$ в ряд по полиномам Лежандра. При учете анизотропии рассеяния нейтронов в P_1 -приближении подготовка исходных данных для программы ПРОЗА осуществляется с помощью программы АРАМАКО. Программа ПРОЗА допускает динамическое распределение внешней памяти ЭВМ БЭСМ-6, ее можно использовать для расчетов защиты с большим числом энергетических групп или подгрупп нейтронов.

Результаты модельных расчетов

При изучении эффективности использования метода подгрупп в расчетах защиты проведено несколько модельных расчетных исследований. Для сравнения в качестве критерия использовали значения интегральных среднегрупповых потоков нейтронов, полученные из прецизионных многогрупповых расчетов, детально учитывающих резонансную структуру сечений веществ. Например, для расчета прохождения нейтронов через железную пластину толщиной

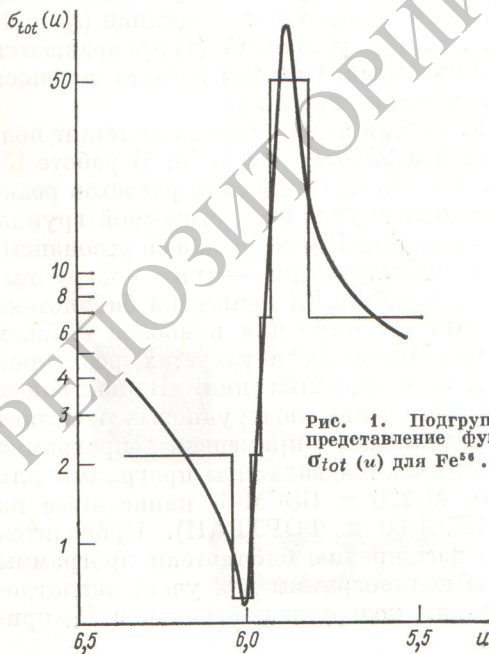


Рис. 1. Подгрупповое представление функции $\sigma_{tot}(u)$ для Fe^{56} .

8 см в диапазоне широкого резонанса (рис. 1) структура полного сечения в области летаргии 6,64—5,54 аппроксимировалась в детальном многогрупповом расчете 30 группами, а в подгрупповом расчете — четырьмя подгруппами. Выбор подгруппового разбиения для данного резонанса также приведен на рис. 1.

В качестве внешнего источника нейтронов использовали изотропный источник с равномерным распределением нейтронов по летаргии. Расчет распределения нейтронов выполнен в $2D_3$ -приближении с учетом анизотропии рассеяния в P_1 -приближении. Для сравнения использовались пространственные распределения нейтронов $n(x)$, полученные интегрированием функций $\psi^{g, h}(x, \mu)$ по μ от -1 до $+1$ и по летаргии во всей рассматриваемой области:

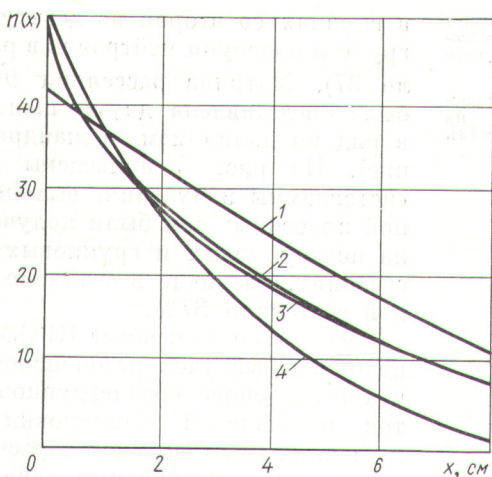
$$n(x) = \sum_g \sum_{h=1}^{+1} \int \psi^{g, h}(x, \mu) d\mu.$$

Из рис. 2 отчетливо видно, что результаты подгруппового расчета функций $n(x)$ хорошо согласуются с результатами детального многогруппового расчета, в то время как результаты расчетов на среднегрупповых блокированных и неблокированных сечениях, полученных по методике [3], значительно отличаются от точного расчета.

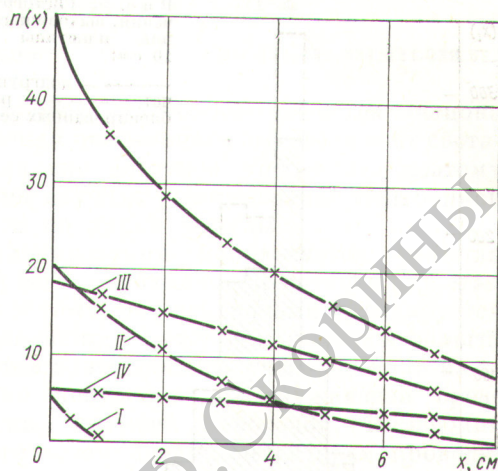
На рис. 3 изображен пространственный ход функций потока нейтронов $n^{g, h}(x) = \int_{-1}^{+1} \psi^{g, h}(x, \mu) d\mu$. Кривая I соответствует

подгруппе с максимальным полным подгрупповым сечением $\sigma_{tot}^{1:1} = 51,297$ барн, кривая II — $\sigma_{tot}^{2:2} = 6,674$ барн, кривая III — $\sigma_{tot}^{3:3} = 2,099$ барн и кривая IV — $\sigma_{tot}^{4:4} = 0,692$ барн. Верхняя кривая на рис. 3, являющаяся суперпозицией четырех подгрупповых кривых $n^{g, h}(x)$, описывает пространственное распределение среднегруппового потока нейтронов в рассматриваемой области летаргии. Описать такую кривую с помощью введения поправки на резонансную блокировку в величину σ_{tot} , как это рекомендуют авторы работ [3], невозможно. В подгрупповых расчетах правильно описывается пространственный ход функции среднегруппового полного сечения нейтронов в резонансной области. Рассмотрим функцию пространственного распределения среднегруппового

$$\bar{\sigma}_{tot}(x) = \sum_g \sum_h \sigma_{tot}^{g, h}(x) \times \int_{-1}^{+1} \psi^{g, h}(x, \mu) d\mu / \sum_g \sum_h \int_{-1}^{+1} \psi^{g, h}(x, \mu) d\mu,$$



Р и с. 2. Пространственная зависимость функции нейтронного потока $n(x)$ для железной пластины толщиной 8 см в области летаргии 5,54—6,64. Расчеты выполнены с использованием констант: 1 — среднегрупповых блокированных; 2 — подгрупповых; 3 — групповых, с детальным учетом резонансной структуры сечений; 4 — среднегрупповых неблокированных.



Р и с. 3. Подгрупповые функции нейтронного потока $n^k(x)$ для железной пластины толщиной 8 см для первой — четвертой подгруппы (кривые I — IV соответственно).

Верхняя кривая — среднегрупповой поток нейтронов

$$n(x) = \sum_{k=1}^{sg} n^k(x); \quad \times - \text{значения функций, полученные из детального многогруппового расчета.}$$

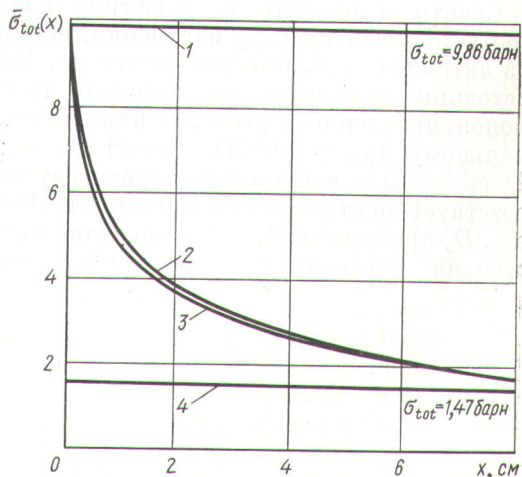
ченную из детального многогруппового, подгруппового и группового блокированного и неблокированного расчетов. Из рис. 4 видно, что при расчетах на подгрупповых константах происходит «пространственная» блокировка полного сечения $\sigma_{tot}(x)$. По мере удаления от левой внешней границы величина $\sigma_{tot}(x)$ стремится к величине блокированного полного сечения, а при расстояниях больше нескольких длин пробега нейтрона, рассчитанных по минимальному полному сечению, она совпадает с ней.

Описанные выше расчеты были проведены при различной толщине пластины (2; 4; 10 и 20 см). Следует отметить, что во всех случаях наблюдалось хорошее совпадение значений рассматриваемых функций, полученных из детального многогруппового и подгруппового расчетов.

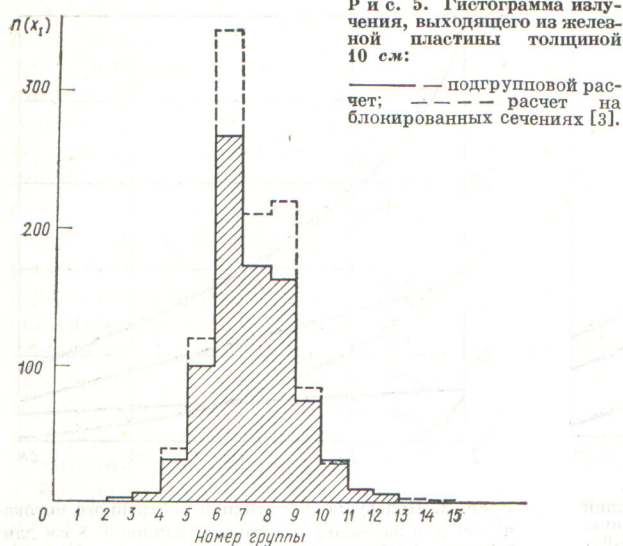
Оказывается, что для нейтронов, принадлежащих к одной и той же подгруппе, эффекты резонансной блокировки несущественны, так как эти нейтроны обладают близкими сечениями. Поэтому распространение нейтронных подгрупп в среде можно рассчитать по заранее составленным подгрупповым константам, зависящим лишь от состава среды, а не от ее размеров. При подгрупповых расчетах всегда с большой точностью сохраняется функция пропуска-

ния нейтронов, так как выбор полных подгрупповых сечений и долей подгрупп осуществляется из условия среднеквадратической аппроксимации функции пропускания.

Результаты выполненных расчетов показали, что расчеты защиты в резонансной области



Р и с. 4. Функции полного микроскопического сечения $\sigma_{tot}(x)$ для железной пластины толщиной 8 см, полученные из расчетов с использованием констант: 1 — неблокированных; 2 — подгрупповых; 3 — групповых, с детальным учетом резонансной структуры сечений; 4 — блокированных среднегрупповых.



(особенно при небольших оптических толщинах слоев) могут быть выполнены корректно только в рамках подгруппового метода.

Реальный расчет железной защиты

Для иллюстрации различий, получаемых при подгрупповом и обычном многогрупповом расчете на блокированных сечениях, выполнен расчет прохождения нейтронов от внешнего источника через железную пластину толщиной 10 см.

Спектр падающего на пластину излучения соответствовал спектру излучения, выходящего из активной зоны быстрого реактора. Внешний источник падающего на пластину излучения мононаправленный, угол падения близок к нормальному ($\mu_0 = 0,9531$). Расчет выполнен на 21-групповых константах (первая группа соответствует нейтронам с энергией 14—10,5 Мэв) в $2D_5$ -приближении. Резонансная структура сечений учитывалась по методу подгрупп

в группах со второй по десятую (общее число групп и подгрупп нейтронов в расчете составляло 37). Матрица рассеяния $\hat{S}^p \rightarrow g(x, \mu, \mu')$ была представлена двумя членами разложения в ряд по полиномам Лежандра (P_4 -приближение). На рис. 5 приведены многогрупповые гистограммы излучения, выходящего из железной пластины; они были получены из расчетов на подгрупповых и групповых блокированных сечениях. Различие в величине дозы за пластиной составило 37%.

Расчеты по программе ПРОЗА показали, что некорректный учет резонансной структуры сечений на основе среднегрупповых коэффициентов резонансной блокировки [3] приводит к значительным ошибкам в расчетах интегральных и дифференциальных характеристик защиты, особенно при небольших оптических толщинах слоев. В то же время метод подгрупп позволяет правильно учитывать пространственную зависимость среднегрупповых полных сечений в резонансной области и существенно повысить точность расчета защиты в области разрешенных и неразрешенных резонансов.

Авторы благодарят А. А. Игнатову за помощь в работе.

Поступила в Редакцию 26/X 1972 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Николаев М. Н. и др. «Атомная энергия», 1970, т. 29, с. 11.
2. Николаев М. Н. и др. «Атомная энергия», 1971, т. 30, с. 427.
3. Абагян Л. П. и др. Групповые константы для расчетов ядерных реакторов. М., Атомиздат, 1964.
4. Хохлов В. Ф. Учет резонансной структуры нейтронных сечений в подгрупповом представлении. Диссертация, Мелекес, 1971.
5. Николаев М. Н., Хохлов В. Ф. Подгрупповая система констант. Англо-советский семинар «Ядерные константы для расчета реакторов» (Дубна, 1968).
6. Гермогенова Т. А., Суворов А. П., Уткин В. А. В сб.: Вопросы физики защиты реакторов. М., Атомиздат, 1966, вып. 2, с. 22.