«АТОМНАЯ ЭНЕРГИЯ», Т. 33, ВЫП. 6 (ДЕКАБРЬ 1972)

Неасимптотический спектр нейтронов в двухкомпонентной среде с энергетической зависимостью сечений

А. П. ПЛАТОНОВ, А. А. ЛУКЬЯНОВ

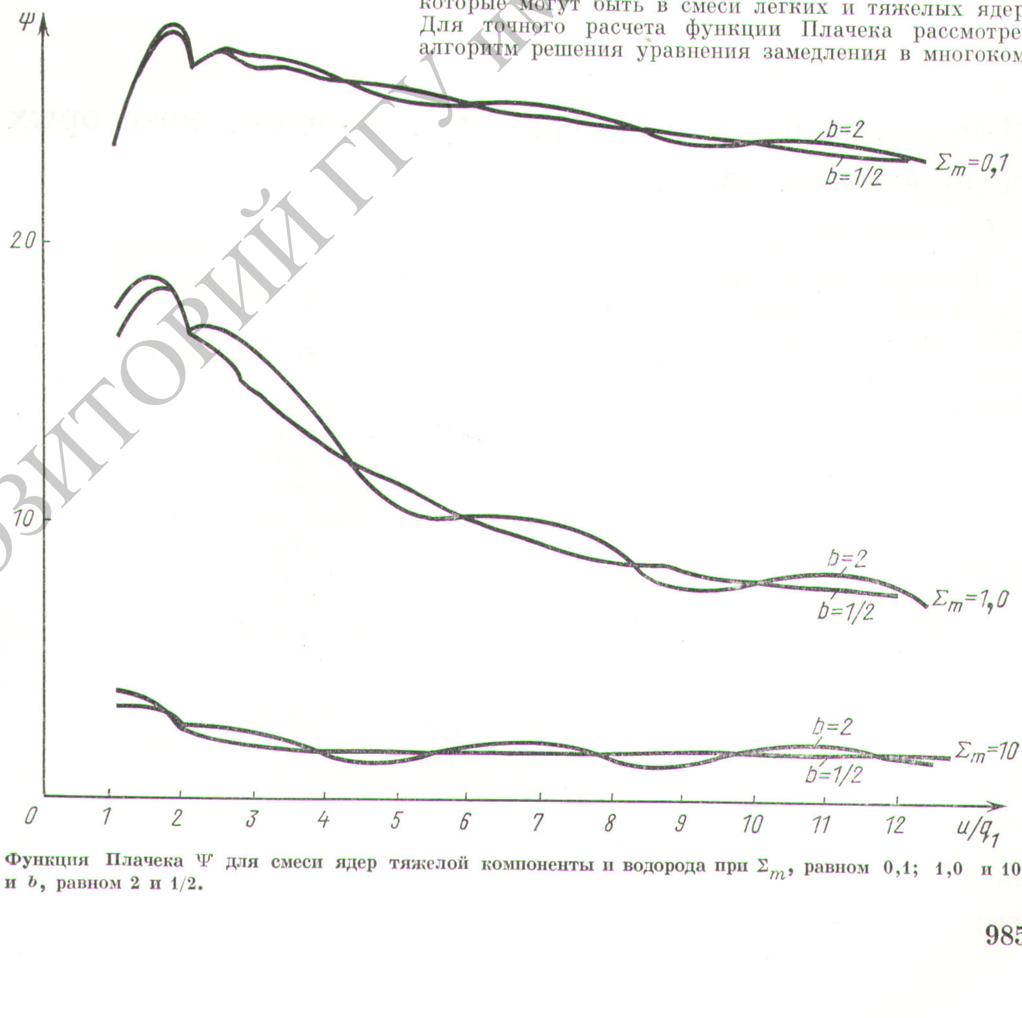
УДК 621.039.51.12

При рассмотрении резонансного поглощения нейтронов в бесконечных однородных средах энергетическая структура потока нейтронов определяется обычно асимптотическим решением уравнения замедления нейтронов [1]:

$$\Psi(u) \sum_{i=1}^{n} \int_{u-q_i}^{u} \Psi(u')\, h_i(u')\, f_i(u-u')\, du' + \delta(u),$$

где $\Psi(u)$ — плотность столкновения нейтронов; $h_i(u)$ — относительная вероятность рассеяния нейтронов на i-м сорте ядер среды; $f_i(u) = \alpha_i e^{-u}$ — функция распределения нейтронов по энергии при упругом рассеянии; $\alpha_i = (A_i + 1)^2/4A_i$; A_i — атомный номер i-го ядра; $q_i = 2\ln(A_i + 1)/(A_i - 1)$.

Однако в ряде задач теории замедления нейтронов приходится учитывать неасимптотические (плачековские) осцилляции плотности столкновений нейтронов, которые могут быть в смеси легких и тяжелых ядер. Для точного расчета функции Плачека рассмотрен алгоритм решения уравнения замедления в многоком-



Функция Плачека Ψ для смеси ядер тяжелой компоненты и водорода при Σ_m, равном 0,1; 1,0 и 10, и b, равном 2 и 1/2.

понентной среде без каких-либо предположений о характере энергетической зависимости сечений элементов. В основе данного алгоритма лежит метод сведения интегрального уравнения замедления с моноэнергетическим источником, решение которого имеет разрывы первого рода [2], к дифференциальному уравнению с запаздывающим аргументом, имеющим разрывы решения в тех же точках на энергетической оси, и применение к дифференциальному уравнению известных численных методов расчета, например метода Адамса.

Данный алгоритм позволил правильно определить ход плотности столкновения нейтронов вблизи энергии источника и рассчитать асимптотическое поведение функции Плачека. В качестве примера рассмотрены основные особенности поведения функции Плачека в двух-компонентной водородсодержащей среде, когда сечение рассеяния на тяжелой компоненте (железе) задавалось в виде

$$\sigma_s = \sigma_p + \sigma_r \sin^2\left(\frac{\pi u}{2q,\ b}\right),$$

где b — параметр, с помощью которого варьировалось расстояние в единицах летаргии между максимумами функции σ_s.

На рисунке показан вид функции Плачека для трех значений сечения рассеяния водорода Σ_m и двух значений параметра b. При этом $\sigma_p = 4{,}5$ *барн*, а $\sigma_r = 10$ *барн*.

Результаты расчетов позволяют оценить справедливость приближения «узкого резонанса»: для периодов, меньших величины максимальной потери энергии при упругом рассеянии на ядрах тяжелой компоненты асимптотическая плотность столкновений не зависит от энергии (например, для $b = 1/2$). Такой же результат будет, очевидно, и для «широких резонансов» ($b \gg 1$) и лишь при $b \approx 1$ («промежуточный резонанс») асимптотическая плотность столкновений обнаруживает периодические осцилляции с энергией, коррелированные с энергетической структурой сечения. Этот эффект может быть существен при вычислении эффективного резонансного интеграла в отдельных энергетических группах, при усреднении групповых сечений, а также при анализе ядерного температурного эффекта в быстром реакторе.

(№ 627/16778. Поступила в Редакцию 10/II 1972 г. Полный текст 0,5 а. л., 4 рис., 5 библиографических ссылок.)

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. И. Марчук. Методы расчета ядерных реакторов. М., Госатомиздат, 1961, стр. 418.
2. А. П. Платонов. Препринт НИИАР, П-90, Мелекесс, 1970.

Использование ряда Фурье при решении некоторых гетерогенных задач

С. С. ГОРОДКОВ

УДК 621.039.51

Некоторые задачи, связанные с расчетом гетерогенных реакторов в диффузионном приближении, могут быть сведены к решению двумерного диффузионного уравнения с бесконечным набором δ-источников вида

$$\sum_{m,\ n=-\infty}^{+\infty} \delta(x - ma)\,\delta(y - na). \qquad (1)$$

К таким задачам, помимо задачи о функции влияния бесконечной прямоугольной решетки, относятся задачи о функции влияния бесконечной решетки с треугольными и шестиугольными ячейками или одного стержня в сборке прямоугольного сечения без отражателя.

Диффузионное уравнение с источником вида (1) в бесконечном замедлителе легко решается в виде двойного ряда Фурье, который, однако, логарифмически расходится в точках $x = ma$, $y = na$, что затрудняет использование такого решения при вычислениях на ЭВМ.

Для устранения этой трудности можно использовать функцию

$$l(x,\ y) = -\frac{1}{4\pi}\ln\left(1 - \frac{1}{2}\cos\frac{2\pi x}{a} - \frac{1}{2}\cos\frac{2\pi y}{a}\right), \qquad (2)$$

которая имеет те же особенности и в тех же точках, что и решение диффузионного уравнения с источником (1). Если добавить к решению эту функцию в виде (2) и вычесть в виде разложения в двойной ряд Фурье, можно получить ряд-разность, который не имеет особенностей и хорошо сходится в любой точке. Функция $l(x,\ y)$ не зависит от параметров замедлителя и в этом смысле является универсальной. Найдены простые формулы для вычисления фурье-коэффициентов этой функции.

Возможности предложенного метода решения демонстрируются на примере обсчета экспоненциального эксперимента, проведенного на малоканальной сборке квадратного сечения без отражателя.

(№ 628/6780. Поступило в Редакцию 11/II 1972 г. Полный текст 0,45 а. л., 1 рис., 6 библиографических ссылок.)