УДК 621.039.51:621.039.567

Расчет дифференциальной эффективности регулятора реактивности методом Монте-Карло

СУХАРЕВ Ю. П.

Предлагается алгоритм расчета дифференциальной эффективности регулятора реактивности в трехмерном реакторе методом Монте-Карло. Данный алгоритм основан на вычислении членов формулы теории возмущений с помощью прямой и сопряженной оценок ценности и потока нейтронов на поверхности области возмущения регулятора в предположении о постоянстве источников в уравнениях для потока и ценности *.

Расчет членов формулы теории возмущений сводится к оценке функционалов

$$R = \int f(x) F(x) F_k^+(x)\, dx \qquad (1)$$

методом Монте-Карло, каждый из которых можно вычислить, построив случайную величину

$$\xi = \sum_{j=1}^{N} \frac{\gamma \Sigma_t(x_j)}{\Sigma_a(x_j)} \sum_{i=1}^{L} \frac{\chi(E_i) Q(\mathbf{r}_i)}{4\pi K_{\text{эф}} \Sigma_t(\mathbf{r}_i, E_{i-1})} W_i \qquad (2)$$

и усреднив ее по историям нейтронов, начинающимся в точке $x_0 = \{\mathbf{r}_0, \mathbf{\Omega}_0, E_0\}$ области возмущения с распределением $f(x)$ и состоящим из двух ветвей: $\beta = (\mathbf{r}_0, \mathbf{\Omega}_0, E_0), (\mathbf{r}_1, \mathbf{\Omega}, E_1), \ldots, (\mathbf{r}_0, \mathbf{\Omega}_N, E_N)$ и $j = (\mathbf{r}_0, -\mathbf{\Omega}_0, E_0), (\widetilde{\mathbf{r}}_1, \widetilde{\mathbf{\Omega}}_1, \widetilde{E}_1), \ldots, (\widetilde{\mathbf{r}}_L, \widetilde{\mathbf{\Omega}}_L, \widetilde{E}_L)$.

По ветви β оценивается ценность $F_k^+(\mathbf{r}_0, \mathbf{\Omega}_0, E_0)$, а по ветви γ — поток нейтронов $F(\mathbf{r}_0, \mathbf{\Omega}_0, E_0)$. Функционал (1) вычисляется интегрированием по всем начальным точкам истории в области возмущения.

Для решения задачи организовано блуждание нейтронов, описываемое прямым ядром переноса при определении ценности, и сопряженное блуждание — для оценки потока. При этом правая часть неоднородных уравнений для ценности и потока нейтронов представляет собой $\delta(x - x_0$-функцию, $x = \{\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}, E\}$. В выражении (2)

$$W_i = W_{i-1} \frac{\Sigma^+(\mathbf{r}_i, E_{i-1})}{\Sigma_t(\mathbf{r}_i, E_{i-1})}; \quad W_1 = \frac{\int_{E_0}^{E^*} g(E) \Delta\Sigma(E)\, dE}{g(E_0)};$$

$$\Sigma^+(\mathbf{r}, E) = \sum_{A,\, i} \rho_A(\mathbf{r}') \sigma_{A,\, i}^+(E, \mathbf{r}') =$$

$$= \sum_{A,\, i} \rho_A(\mathbf{r}) \int_E^{E^*} \int_{4\pi} \sigma_{A,\, i}(E') g_{A,\, i}(E'\mathbf{\Omega}' \to E\mathbf{\Omega})\, dE'\, d\mathbf{\Omega}',$$

где E^* — максимальная энергия, рассматриваемая в задаче; $Q(\mathbf{r})$ — функция распределения источников нейтронов деления; $g(E_i)$ — доля нейтронов с энергией E_i в спектре реактора; $\Delta\Sigma$ — изменение полного макроскопического сечения или сечения рассеяния. Остальные обозначения известны.

Предлагаемый алгоритм реализован в программе на ЭВМ М-220А и проверен расчетами дифференциальной эффективности подвижного отражателя критической сборки *.

(№ 908/8924. Поступила в Редакцию 20/VIII 1976 г. Полный текст 0,5 а. л., рис. 3, табл. 1, список литературы 9 наименований).

* Алгоритм разработан под руководством В. Г. Золотухина.

* Takahashi H. «Nucl. Sci. and Engng», 1970, v. 41, p. 259.

УДК 539.171.015

Прохождение гамма-квантов через вещество. Функция Грина плоскопараллельной задачи с азимутальной симметрией

ПЛЕЦАКОВ Л. Д.

В настоящей работе рассматривается задача о прохождении γ-квантов на большие расстояния от плоских источников с азимутально-симметричными угловыми и произвольными энергетическими распределениями.

Получено кинетическое уравнение для функции Грина, описывающей плотность потока рассеянных γ-квантов на больших расстояниях от источника, которое является дифференциальным уравнением гиперболического типа.

Найдено асимптотическое решение уравнения для случая, когда коэффициент ослабления аппроксимируется полиномами первой, второй и третьей степени и выполняется соотношение $E_0 < E_{\text{мин}}$ ($E_{\text{мин}}$ — энергия, соответствующая минимуму коэффициента ослабления). Если коэффициент ослабления аппроксимируется полиномом второй степени

$$\mu(\lambda) = \mu_0 + \mu_1(\lambda - \lambda_0) + \mu_2(\lambda - \lambda_0)^2,$$

то функция Грина имеет вид

$$I_p(x, \lambda, y_0) = \frac{b\lambda_0^2}{\mu_0\lambda} \frac{\left[\frac{\mu_1}{\mu_0}\left(\lambda-\lambda_0-\frac{y_0}{c_1}\right)\right]^{\frac{\bar{b}}{\mu_1}-1}}{\left[1+\frac{\mu_2}{\mu_1}\left(\lambda-\lambda_0-\frac{y_0}{c_1}\right)\right]^{\frac{\bar{b}}{\mu_1}+1}} \times$$

$$\times \frac{(\mu_0 x)^{\frac{\bar{b}}{\mu_1}}}{\Gamma\left(\frac{\bar{b}}{\mu_1}+1\right)} \exp(-\mu_0 x) \left\{\frac{\bar{b}}{\mu_1}\int_0^1 dv\, v^{\frac{\bar{b}}{\mu_1}-1} \times\right.$$

$$\left.\times \exp\left[-\mu_0 x\left(1-v+\frac{\mu_1}{\mu_0 c_1}v\right)y_0\right]\right\}\left[1+O\left(\frac{1}{x}\right)\right];$$

$$\left(\lambda-\lambda_0-\frac{y_0}{c_1}\right) > 0,$$

где λ — длина волны излучения; x — расстояние от источника до точки детектирования; $\bar{b}$ — собственное значение, определяемое при решении задачи о прохождении квантов на большие расстояния *; b и c_1 — известные константы; $\Gamma(x)$ — гамма-функция $y_0 = \frac{\theta_0^2}{2}$; θ_0 — угол вылета γ-кванта из источника.

В качестве примера использования функции Грина найдены функции распределения плотности потока энергии для плоского и точечного изотропных источников.

Показано, что функции распределения плотности потока энергии на больших расстояниях от плоского перпендикулярного и точечного изотропного источников совпадают с точностью до множителя $\Phi(z, \lambda_0)/4\pi x^2$ (z — заряд ядра вещества, через которое проходит излучение).

Показано, что множитель $\Phi(Z, \lambda_0)$ может быть найден не только теоретически, но и выражен через отношение энергетических факторов накопления плоского перпендикулярного и точечного изотропного источников, которые могут быть взяты из эксперимента или рассчитаны методом моментов.

Произведено сравнение множителя Φ, вычисленного теоретически и через отношение энергетических факторов накопления.

(№ 909/8952. Поступила в Редакцию 20/IX 1976 г. Полный текст 0,5 а. л., табл. 2, список литературы 6 наименований).

* Fano U. «J. Res. Nat. Bur. Standards», 1953, v. 51, p. 95.

УДК 621.039.51.12:539.125.52

Перенос нейтронов в полупространстве с источниками

ГОРЕЛОВ В. П., ИЛЬИН В. И.

В настоящей работе рассматривается распределение нейтронов в полупространстве при наличии источников. Решение находят в виде ряда по полному набору собственных функций уравнения переноса [1]. Использованные при этом приближения для коэффициента разложения решения по собственным функциям непрерывной части спектра позволяют получить аналитические и удобные для расчета конечные выражения.

Рассмотрена проблема Милна с квадратичной анизотропией. При решении исходного уравнения переноса коэффициент разложения решения по функциям непрерывной части спектра аппроксимируется выражением

$$A(\nu, f_2) = A(f_2)(1-\nu),$$

(где ν — собственное число непрерывной части спектра; f_2 — параметр анизотропии), удовлетворяющим известным свойствам обращения $A(\nu, f_2)$ в нуль в точке $\nu = 1$ и расходимости производной полного потока нейтронов на границе раздела [1]. При этом для краевой задачи осуществляется замена точных граничных условий на условия Маршака для моментов функции распределения [2]. Это позволяет получить для экстраполированной длины $H(f_2)$ и углового распределения, выходящего из полупространства излучения, простые аналитические выражения.

Проведенные расчеты показывают, что полученные формулы имеют хорошую точность. Результаты для $H(f_2)$ подтверждают слабую зависимость экстраполированной длины от параметра анизотропии f_2.

Отмечено, что полученные для спектра нейтронов и экстраполированной длины выражения содержат в явном виде недиффузионный член и передают зависимость от f_2, оставаясь при этом проще известных результатов [1, 3, 4].

В работе решена задача о полупространстве с анизотропным источником нейтронов методом обобщенных собственных функций [1]. Спектральный коэффициент в этом случае аппроксимируется выражением

$$A(\nu, \mu_0) = A(\mu_0)(1-\nu)\left\{P\frac{C\nu}{2(\nu-\mu_0)} + \right.$$

$$\left. + \lambda(\nu)\,\delta(\nu-\mu_0)\right\},$$

где $\lambda(\nu) = 1 - \frac{C\nu}{2}\ln\frac{1+\nu}{1-\nu}$; $\arccos\mu_0$ — угол падения нейтронов источника; $\delta(\nu)$ — дельта-функция Дирака; $A(\mu_0)$ — неизвестный коэффициент, определяемый из граничных условий; индекс «p» означает, что соответствующие интегралы берутся в смысле главного значения по Коши [5].

Выбранный вид спектрального коэффициента $A(\nu, \mu_0)$ передает известные из точного решения особенности его обращения в нуль в точке $\nu = 1$ и наличие полюса при значении $\nu = \mu_0$. Замена точных граничных усло-