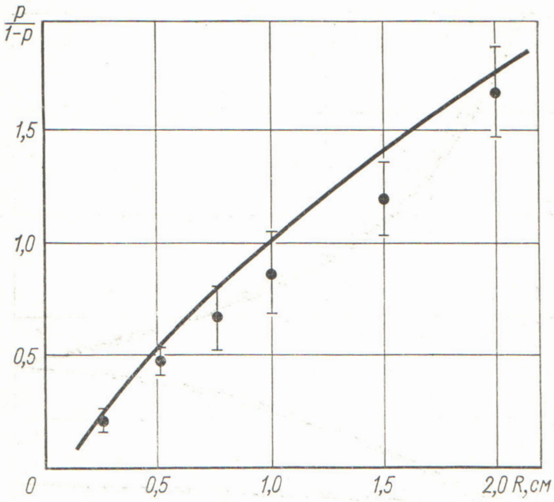

Зависимость функции $\frac{p}{1-p}$ от радиуса образца R для воды:
—— — аналитическое выражение; ● — метод Монте-Карло.

тепловыми нейтронами, учитывающие как эффект самоэкранирования, так и эффект возмущения потока образцом (на примере шарообразного образца). Эффект возмущения потока описан в терминах вероятности обратного рассеяния, рассчитанной методом Монте-Карло, а также на основе решения кинетического уравнения модифицированным методом сферических гармоник [2].

Показано, что соотношение для числа захватов нейтронов в единицу времени Q объемным образцом, облучаемым тепловыми нейтронами в диффузионной среде, с точностью порядка нескольких процентов может быть представлено в виде

$$Q = \frac{\Phi S}{4} \Psi H,$$

где Φ — значение невозмущенного потока нейтронов; S — площадь поверхности образца; Ψ — усредненная по максвелловскому спектру вероятность поглощения нейтронов в образце при изотропном падении (с учетом эффекта самоэкранирования); H — коэффициент возмущения потока $\left(H = \frac{1}{1+\Psi\frac{p}{1-p}}\right)$; p — вероятность обратного рассеяния, т. е. средняя вероятность нейтронам, вылетающим из образца при изотропном угловом распределении, вернуться после ряда столкновений в диффузионной среде к поверхности образца. Методом Монте-Карло рассчитана вероятность обратного рассеяния для нескольких направлений вылета нейтронов с поверхности образца в случае шарообразных образцов различных радиусов, облучаемых в воде. На основе этих данных найдена вероятность p при изотропном вылете. Для образцов с сечением поглощения, подчиняющимся закону $\frac{1}{v}$, табулированы значения функции Ψ, которая не зависит от свойств диффузионной среды. Все численные расчеты выполнены на электронно-вычислительной машине БЭСМ-2.

Сочетание модифицированного метода сферических гармоник и метода вероятности обратного рассеяния позволило получить аналитические выражения для функции $\frac{p}{1-p}$ в воде, тяжелой воде и графите. Расчеты величины $\frac{p}{1-p}$ методом Монте-Карло и аналитическое решение хорошо согласуются (см. рисунок).

Рассмотрено также накопление активности во времени для образца, сечение поглощения которого подчиняется закону $\frac{1}{v}$.

(**№ 122/3702.** Статья поступила в Редакцию 11/IV 1966 г., аннотация — 12/XI 1966 г. Полный текст 0,7 а. л., 3 рис., библиография 20 названий.)

ЛИТЕРАТУРА

1. R. Ritchie, H. Eldridge. Nucl. Sci. and Engng, 8, 300 (1960).
2. В. А. Жарков, В. П. Терентьев, Т. П. Зорина. См. настоящий выпуск, стр. 40.

Об обобщении альбедного метода

П. ВЕРТЕШ

УДК 621.039.51.12

Альбедные граничные условия для слоя * рассматриваются как интегральные операторы общей формы. Ядра этих операторов являются функцией Грина уравнения переноса, т. е. если $\Phi^{\pm}(r, v, \Omega, v_0, \Omega_0)$ в слое (r^+, r^-) удовлетворяет уравнению переноса с граничными условиями

$$\Phi^{\pm}(r^{\pm}_{\text{гр}}, v, \Omega) = \delta(v - v_0)\,\delta(\Omega - \Omega_0), \quad \pm \boldsymbol{\pi}_{\text{гр}}\Omega > 0;$$

$$\Phi^{\pm}(r^{\mp}_{\text{гр}}, v, \Omega) = 0, \quad \pm \boldsymbol{\pi}_{\text{гр}}\Omega < 0$$

($\boldsymbol{\pi}_{\text{гр}}$ — нормаль к граничной поверхности), то

$$\Phi^{\pm}(r^{\pm}_{\text{гр}}, v, \Omega) = B^{\pm}(v_0 \to v, \Omega_0 \to \Omega, d), \quad \pm \boldsymbol{\pi}_{\text{гр}}\Omega > 0;$$

$$\Phi^{\pm}(r^{\mp}_{\text{гр}}, v, \Omega) = T^{\pm}(v_0 \to v, \Omega_0 \to \Omega, d), \quad \pm \boldsymbol{\pi}_{\text{гр}}\Omega < 0,$$

где $B^{\pm}(d)$ и $T^{\pm}(d)$ — операторы отражения или пропускания слоя d. Если слой d окружает какую-нибудь среду, то граничное условие для этой среды может быть записано в виде

$$\varphi(r^{\pm}, v, \Omega) = \int dv' \int d\Omega' B^{\pm}(v' \to v, \Omega' \to \Omega, d)\,\varphi(r^{\pm}, v', \Omega'), \quad (1)$$

причем $\pm \boldsymbol{\pi}_{\text{гр}}\Omega' > 0$, а $\pm \boldsymbol{\pi}_{\text{гр}}\Omega < 0$.

* См. В. В. Орлов. Нейтронная физика. М., Госатомиздат, 1961, стр. 179.

Распределение нейтронов на внешней стороне слоя будет иметь вид

$$\varphi(r^{\mp}, v, \Omega) = \int dv' \int d\Omega' T^{\pm}(v' \to v, \Omega' \to \Omega, d)\, \varphi(r^{\pm}, v', \Omega') \qquad (2)$$

$$\text{при } \pm \boldsymbol{\pi}_{\text{гр}}\Omega' > 0 \quad \text{и} \quad \pm \boldsymbol{\pi}_{\text{гр}}\Omega > 0.$$

Если в слое имеется источник нейтронов $S(r, v, \Omega)$, то в уравнения (1) и (2) следует добавить член

$$\int dv' \int d\Omega' \int d\tau G^{\pm}(v' \to v, \Omega' \to \Omega, r, d)\, S(r, v', \Omega'),$$

где $G^{\pm}$ — функция Грина уравнения переноса при однородных граничных условиях. Этот оператор может быть назван оператором источника.

В статье приведены формулы сложения операторов, т. е. по операторам, известным для двух отдельных соприкасающих слоев d_1 и d_2, определены операторы слоя $d_1 + d_2$. Показано, что операторы источника также могут быть выражены операторами отражения и пропускания.

Для удобства расчета операторы представлены в матричной форме. При этом используется многогрупповое представление, а по переменным Ω и Ω' приводится разложение в ряд ортогональных сферических функций.

Результаты настоящей работы могут применяться для разработки расчетного метода, наиболее эффективного при расчетах многослойных систем. Общность формулировки метода позволяет использовать любое приближение в отдельных слоях независимо от других слоев, поскольку они связаны только альбедными операторами (способ получения этих операторов не играет существенной роли).

Для экстремально тонких слоев операторы могут быть определены непосредственно при помощи модели одного столкновения.

В заключение приведен пример аналитического определения односкоростных альбедных операторов плоской решетки, состоящей из двух сред, при помощи альбедных операторов составляющих сред.

(№ 123/3734. Статья поступила в Редакцию 6/V 1966 г., аннотация — 27/IX 1966 г. Полный текст 1 а. л., 2 рис., библиография 4 названия.)

ПОРЯДОК ДЕПОНИРОВАНИЯ СТАТЕЙ

Депонирование статей осуществляется или по просьбе авторов, или по решению редакционной коллегии журнала.

В журнале печатаются подробные аннотации статей, а полные тексты хранятся в редакции и высылаются читателям по их требованию наложенным платежом. Объем аннотации не должен превышать 2 стр. машинописного текста, а объем депонируемого текста — 18 стр. По желанию авторов в аннотацию можно включать рисунок, таблицу, основные формулы и т. п.

Срок опубликования аннотации не более 4 месяцев со дня поступления статьи в редакцию (если депонирование осуществляется по просьбе авторов) или со дня получения согласия авторов на депонирование (если оно осуществляется по решению редакционной коллегии).

Депонированные статьи являются научными публикациями и учитываются при защите диссертаций.

Статьи, представленные для депонирования, должны быть окончательно отработаны авторами и годны для фотографического воспроизведения: текст следует печатать на машинке с жирной черной лентой, формулы вписывать тушью или черными чернилами, рисунки выполнять на ватманской бумаге или кальке и снабжать подписями.

Цена одного экземпляра депонируемого текста 40 коп. При оформлении заказа на тексты депонированных статей необходимо указывать регистрационный номер статьи, который помещен в конце аннотации.

Заказы направлять в редакцию журнала по адресу: *Москва, Центр, ул. Кирова, 18.*