пературе воды, входящей в пучок имитаторов твэлов; r — скрытая теплота парообразования).

Полученную формулу можно применять при следующих параметрах: давление 60—80 *ата*; температура входящей в пучок воды 30—270° С; массовая скорость 200—900 *кг/м²·сек*; длина твэла 0,2—0,6 *м*.

Эксперименты показали, что данные, полученные на имитаторах с равномерным тепловыделением и ступенчатым, моделирующим тепловыделение в реакторе, хорошо согласуются. Это позволяет оценивать запас до кризиса теплоотдачи в активной зоне по мощности с использованием приведенной формулы.

(**№ 286/5141.** Поступила в Редакцию 13/XI 1968 г. Полный текст 0,35 а. л., 7 рис., 12 библиографических ссылок.)

Принцип граничных источников в задаче об альбедо полубесконечной среды

Г. Я. РУМЯНЦЕВ

УДК 621.039.51.12

Описанный в работе [1] принцип используется для решения классической одномерной задачи об отражении нейтронов полубесконечной средой без учета их замедления. Получены простые, но довольно точные расчетные формулы при произвольном угловом распределении падающих на среду нейтронов.

Распределение отраженных нейтронов $F^-(\mu)$ $(\mu < 0)$ связано с распределением падающих нейтронов $F^+(\mu) = y(\mu)$ $(\mu > 0)$ следующим соотношением [1]:

$$\int_{-1}^{0} \frac{\mu F^-(\mu)\, d\mu}{1+\varkappa_0\mu} = -\int_{0}^{1} \frac{\mu y(\mu)\, d\mu}{1+\varkappa_0\mu}, \qquad (1)$$

где $\varkappa_0$ — характеристическое число асимптотического решения уравнения Больцмана. Приняв $F^-(\mu) = \mathrm{const} = F^-$, получим

$$F^- = \frac{\omega\varkappa_0^2}{\varkappa_0(2-\omega)-\omega\ln(1+\varkappa_0)} \int_{0}^{1} \frac{\mu y(\mu)\, d\mu}{1+\varkappa_0\mu}, \qquad (2)$$

где $\omega = \Sigma_s/\Sigma$.

В статье приводится таблица значений альбедо полубесконечной среды $\beta(\mu_0)$, вычисленных по формуле (2) для случая, когда $y(\mu) = \delta(\mu - \mu_0)$. В этом же приближении получена величина $\Phi_{as}(0; \mu_0)$ — асимптотическая плотность потока нейтронов в точке $x = 0$. Для сравнения даны точные значения указанных величин.

В диффузионном или двойном P_0-приближении, с которыми описанный выше метод можно сравнить по простоте, зависимость β и Φ_{as} от μ_0 получить в принципе невозможно.

(**№ 287/5131.** Статья поступила в Редакцию 28/X 1968 г., аннотация — 3/II 1969 г. Полный текст 0,25 а. л., 1 табл., 4 библиографических ссылки.)

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. Я. Румянцев. См. настоящий выпуск, стр. 447.

Принцип граничных источников в теории переноса нейтронов

Г. Я. РУМЯНЦЕВ

УДК 621.039.51.12

Аналитическое решение уравнения Больцмана в бесконечной однородной среде с источниками получается, как правило, гораздо легче, чем решение этого же уравнения в ограниченных однородных и тем более многослойных средах. В связи с этим в некоторых случаях целесообразно использование принципа замены границ среды некоторыми условными (граничными) источниками, позволяющего рассматривать всякую среду (даже неоднородную) как бесконечную. Такой подход часто бывает удобен и в теоретических рассуждениях.

Принцип граничных источников в теории переноса нейтронов был, по-видимому, впервые сформулирован в 1953 г. *, однако он не получил еще, как нам кажется, широкого применения. В настоящей статье этот принцип излагается в простой, наглядной и вместе с тем весьма общей форме.

Если представить себе бесконечную среду с анизотропным источником, распределенным на некоторой замкнутой поверхности S, и обозначить угловое распределение нейтронов источника $q(\mathbf{r}_S, \mathbf{\Omega}) = \mu g(\mathbf{r}_S, \mathbf{\Omega})$, где $\mathbf{r}_S$ — координаты на поверхности S, $\mu = (\mathbf{\Omega n})$, $\mathbf{n}$ — внешняя нормаль к поверхности, то по отношению к распределению нейтронов в такой среде будут справедливы следующие теоремы.

Теорема 1. Если $g^+ = \hat{L}_1 g^-$, то во внешней области $F(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}) = 0$.

Теорема 2. Если $g^+ = -F^+(-0)$, то $F^-(-0) = -g^-$, причем во внешней области $F(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}) = 0$.

Теорема 3 (обратная второй). Если во внешней области $F(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}) = 0$, то $F(-0, \mathbf{\Omega}) = -g(\mathbf{\Omega})$.

Принятые обозначения:

$$F(\mathbf{r}_S \pm \varepsilon\mathbf{n}, \mathbf{\Omega}) \equiv F(\pm 0, \mathbf{\Omega}) \equiv \begin{cases} F^+(\pm 0) & \text{при} \quad \mu > 0, \\ F^-(\pm 0) & \text{при} \quad \mu < 0; \end{cases}$$

$$g(\mathbf{r}_S, \mathbf{\Omega}) \equiv g(\mathbf{\Omega}) \equiv \begin{cases} g^+ & \text{при} \quad \mu > 0, \\ g^- & \text{при} \quad \mu < 0; \end{cases}$$

$\varepsilon > 0$, $\varepsilon \to 0$; L_1 — оператор отражения от внутренней области. Теоремы формулируются и в таком варианте, когда во внутренней области $F(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}) = 0$. В общем случае функция $F(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega})$ может зависеть также от времени и энергии.

В работе показано применение этих теорем для решения уравнения Больцмана в ограниченных средах, в частности в плоской пластине. Сформулировано

* K. Case et al. Introduction to the theory of neutron diffusion. Vol. 1. Los Alamos Scientific Laboratory, 1953.