

## О переносе нейтронов в движущейся среде

Е. А. ГАРУСОВ, А. А. КОСТРИЦА, Ю. В. ПЕТРОВ

УДК 539.125.52

Уравнение переноса нейтронов в движущейся среде может быть получено из уравнения переноса в неподвижной среде преобразованием Галилея системы координат  $K(\mathbf{r}, V)$ , в которой суммарный импульс всех ядер, распределенных по спектру  $f(v_{\text{n}})$ , равен нулю, к системе  $L(\mathbf{r}, W)$ , движущейся по отношению к  $K$  с постоянной перелятивистской скоростью  $U$ . Это приводит к замене спектра  $f(v_{\text{n}})$  спектром  $f(|W_A - U|)$ :

$$\begin{aligned} & \frac{\partial N(\mathbf{r}, W, t)}{\partial t} + W \nabla N(\mathbf{r}, W, t) + N(\mathbf{r}, W, t) n_A \times \\ & \times \int \sigma(|W - W_A|) |W - W_A| f(|W_A - U|) dW_A = \\ & = n_A \int N(\mathbf{r}, W', t) dW' \int \sigma_s(|W' - W_A|) |W' - W_A| \times \\ & \times g(W' \rightarrow W; W_A) f(|W_A - U|) dW_A + Q(\mathbf{r}, W, t). \quad (1) \end{aligned}$$

Сдвигом только в пространстве скоростей  $V = W - U$  можно из (1) получить вспомогательное уравнение \*, решение которого хотя и не описывает измеряемой на опыте функции распределения, но, приводя интеграл столкновений к такому же виду, что и в системе  $K$ , позволяет иногда упростить решение задач.

Уже решения задач без учета пространственной диффузии о рассеянии нейтронов, испущенных моноэнергетическим источником со скоростью  $w_0$  на ядрах бесконечной массы, показывают, что кривая углового распределения нейтронов имеет разрывы при  $\gamma_0 \equiv \frac{u}{w_0} > 1$ . Поэтому  $P_N$ -метод в этом случае не применим, так же как и при  $\gamma_0 \ll 1$  для решений уравнения (1), зависящих от энергии. Однако для решения, проинтегрированного по энергии, при  $\gamma_0 \ll 1$  теория возмущений применима и справедливо  $P_1$ -приближение.

При наличии пространственной диффузии в линейном приближении по  $\gamma \equiv \frac{u}{w}$  и  $\varepsilon \equiv \left( \frac{\Sigma_a}{\Sigma_s} \right)^{1/2}$  при

\* А. А. Кострица. «Атомная энергия», 14, 218 (1963).

$\Sigma_s(w) = \text{const}$  из (1) можно получить уравнение непрерывности и выражение для тока в  $P_1$ -приближении:

$$\operatorname{div} j(\mathbf{r}) + \bar{\Sigma}_a \Phi_0(\mathbf{r}) = Q_0; \quad (2)$$

$$j(\mathbf{r}) = -\frac{1}{3\Sigma_{tr}} \nabla \Phi_0(\mathbf{r}) + \frac{U}{w} \Phi_0(\mathbf{r}) + \frac{Q_s}{\Sigma_{tr}}, \quad (3)$$

где  $\bar{\Sigma}_a$  — усредненное по потоку сечение поглощения, а  $w$  — модуль скорости нейтронов, усредненный по их спектру.

Уравнения (2), (3) справедливы на расстояниях от источника  $|r - r_0| \ll (\Sigma \varepsilon^2)^{-1} \approx \Sigma_a^{-1}$ . Добавочный член в выражении для тока, возникающий за счет выделенного направления передачи импульса нейтронам ядрами среды, приводит к появлению в диффузионном уравнении добавочного члена  $\frac{U}{w} \Phi_0(\mathbf{r})$ .

Границные условия на границе двух сред в  $P_1$ -приближении состоят в непрерывности потока и тока нейтронов, а выражение для логарифмической производной на границе с черным телом содержит поправку порядка  $y$ .

Существование двух длин диффузии  $L$ , следующее из характеристического уравнения

$$\delta^2 + 3j\delta - 3\varepsilon^2 = 0, \quad \delta \equiv (\Sigma L)^{-1}, \quad (4)$$

обусловливает появление в решении уравнения диффузии множителя  $\exp \left\{ \frac{3\Sigma_{tr}}{2w} Ur \right\}$ . Этот множитель показывает, что, изменяя скорость движения среды, можно экспериментально определить величину  $\frac{\Sigma_{tr}}{w}$  по измерению изменения интенсивности потока нейтронов в одной точке.

Для сильно асимметричных реакторов вклад движения теплоносителя в реактивность  $\Delta k$  может быть приблизительно равен  $y$ . При больших  $U$  величина  $\Delta k$  может сравняться с долей запаздывающих нейтронов, что станет опасным при внезапной остановке теплоносителя.

(№ 93/3569. Статья поступила в Редакцию 30/XII 1965 г., аннотация — 13/V 1966 г. Полный текст 0,5 а. л., 3 рис., библиография — 7 названий.)

## Эффективность камнебетона в защите ускорителей

В. Б. ДУБРОВСКИЙ, Л. Н. ЗАЙЦЕВ, В. В. МАЛЬКОВ  
В. Н. СОЛОВЬЕВ

УКД 621.384.61:621.039.538.7

Проникающим излучением ускорителей электронов являются потоки  $\gamma$ -излучения и фотонейтронов, а в защите ускорителей протонов — потоки сверхбыстрых нейтронов и  $\mu$ -мезонов. Толщина защиты для этих видов излучений в основном зависит от объемного веса (плотности) бетонов. Ограничение толщины защиты ведет к необходимости использования более тяже-

лых бетонов, но при этом стоимость защиты возрастает. В этих условиях экономически целесообразно применение относительно дешевого бетона повышенной плотности.

Втапливанием слоя камня (руды) в подстилающий слой из бетонной смеси получают новый материал — камнебетон, который обладает лучшими технико-эконо-