





Таблица 2

Неразмножающий однородный блок с характеристиками  $R=1,2$  см;  $\Sigma_{t1}=0,25$  см<sup>-1</sup>;  $\Sigma_{t2}=1,5$  см<sup>-1</sup>;  $\Sigma_{s11}=0,12$  см<sup>-1</sup>;  $\Sigma_{s12}=0,03$  см<sup>-1</sup>;  $\Sigma_{s21}=0$  см<sup>-1</sup>;  $\Sigma_{s22}=0,5$  см<sup>-1</sup>

$\beta_{11}$		$\beta_{12}$		$\beta_{22}$	
метод Монте-Карло	уравнение (8)	метод Монте-Карло	уравнение (8)	метод Монте-Карло	уравнение (8)
$0,7423 \pm 0,0045$	0,7386	$0,0189 \pm 0,0015$	0,0192	$0,1913 \pm 0,0039$	0,1880

расчетах. Для сферы в уравнениях (7), (8) величина  $1/R$  заменяется на  $2/R$ , а  $k_{\text{цил}}$  на  $k_{\text{сф}}$ . В уравнении для плоского слоя  $1/R \rightarrow 0$ ,  $\beta_0 = 0$ . В табл. 1 приведены результаты численного решения уравнения (7) для однородного цилиндра, в табл. 2 и 3 — результаты двухгруппового расчета размножающего и размножающего однородных цилиндрических блоков. В табл. 3 в скобках указаны значения альбедо, полученные в результате рассмотрения данного блока как двухслойной системы, состоящей из блока радиусом 1,02 см и слоя толщиной 0,18 см. Для сравнения в таблице даны результаты расчетов по методу Монте-Карло. Исследованы решения уравнения для альбедо внешней к цилиндру и сфере среды:

$$\frac{\partial \beta}{\partial R} = 4\beta - H(1-\beta)^2 - \frac{\alpha\beta}{R}(1-\beta). \quad (10)$$

Таблица 3

Размножающий однородный блок с характеристиками  $R=1,2$  см;  $\Sigma_{t1}=0,25$  см<sup>-1</sup>;  $\Sigma_{t2}=1,5$  см<sup>-1</sup>;  $\Sigma_{s11}=0,22$  см<sup>-1</sup>;  $\Sigma_{s12}=0,03$  см<sup>-1</sup>;  $\Sigma_{s21}=1,0$  см<sup>-1</sup>;  $\Sigma_{s22}=0,5$  см<sup>-1</sup>

$\beta_{11}$		$\beta_{12}$		$\beta_{21}$		$\beta_{22}$	
метод Монте-Карло	уравнение (8)	метод Монте-Карло	уравнение (8)	метод Монте-Карло	уравнение (8)	метод Монте-Карло	уравнение (8)
$0,9748 \pm 0,009$	0,9788 (0,9784)	$0,0237 \pm 0,0022$	0,02284 (0,02283)	$0,7900 \pm 0,007$	0,7813 (0,7811)	$0,2037 \pm 0,005$	0,1987 (0,1986)

нально  $1/(n\Omega)$ , так что вероятность свободного пролета их сквозь цилиндр отлична от  $\beta_0$  и равна

$$\tilde{\beta}_0 = \frac{\int_{(n\Omega)>0} \exp[-l(\Omega)] d\Omega}{\int_{(n\Omega)>0} d\Omega}. \quad (6)$$

В результате для  $\beta_1(R)$  получим уравнение

$$\frac{\partial \beta_1}{\partial R} = \Sigma_s - \frac{\beta_1}{R} - 2\beta_1(2\Sigma - \Sigma_s) + \Sigma_s(\beta_1 + k\beta_0)^2 + 2\Sigma_s k\beta_0 \quad (7)$$

с граничным условием  $\beta_1(0) = 0$ .

В многогрупповом представлении

$$\begin{aligned} \frac{\partial \hat{\beta}_1}{\partial R} = & \hat{\Sigma}_s + \hat{\Sigma}_s \hat{\beta}_1 + \hat{\beta}_1 \hat{\Sigma}_s + \hat{\Sigma}_s (\beta_0 k) - \frac{\hat{\beta}_1}{R} - 2\Sigma_i \hat{\beta}_1 - \\ & - 2\hat{\beta}_1 \Sigma_k + \hat{\beta}_1 \hat{\Sigma}_s \hat{\beta}_1 + \hat{\beta}_1 \hat{\Sigma}_s (\beta_0 k)_k + (\beta_0 k)_i \hat{\Sigma}_s + \\ & + (\beta_0 k)_i \hat{\Sigma}_s \hat{\beta}_1 + (\beta_0 k)_i \hat{\Sigma}_s (\beta_0 k)_k; \end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \beta_{0i} = & \frac{\int_{(n\Omega)>0} \exp[-\Sigma_i l(\Omega)] (n\Omega) d\Omega}{\int_{(n\Omega)>0} (n \cdot \Omega) d\Omega}; \\ (\beta_0 k)_i = & \frac{1}{\Sigma_i} \left( -\frac{\partial \beta_{0i}}{\partial R} + \frac{1-\beta_{0i}}{R} \right). \end{aligned} \quad (9)$$

Уравнения записаны в матричном виде, где  $\beta_{1ik}$  — вероятность для нейтрона после влета в цилиндр с энергией группы  $i$  вылететь из него с энергией группы  $k$ . Отметим, что  $(\beta_0 k)$  и  $\beta_{0i}$  зависят только от  $\Sigma_i R$ , поэтому их можно затабулировать и использовать в дальнейших

При условии, что  $\beta_{R \rightarrow \infty} = \beta_\infty$  — альбедо полупространства,  $H = \Sigma_s/\Sigma$ ,  $\alpha$  равно 0 для плоского, 1 для цилиндрического и 2 для сферического случаев. В пределе для непоглощающих сред ( $H=1$ ) уравнение (10) имеет одно решение для цилиндра  $\beta_{\text{цил}} = 1$  и два решения для сферы, внешней к сфере,  $\beta_{\text{сф1}} = 1$  и  $\beta_{\text{сф2}} = R/(1+R)$ . Появление двух решений в последнем случае можно понять из рассмотрения конечного сферического непоглощающего слоя  $\Delta$ . Если на внешней поверхности его задано условие полного отражения, то  $\beta = 1$  и сохраняется таким при  $\Delta \rightarrow \infty$ . Если же на внешней границе не происходит полного отражения, то часть нейтронов уходит в бесконечность и  $\beta(R) < 1$ . В цилиндрическом (как и в плоском) случае ток нейтронов через цилиндрическую поверхность большого радиуса  $\rho$  стремится к 0 при  $\rho \rightarrow \infty$ , так что граничные условия на удаленной поверхности не оказывают влияния на альбедо и  $\beta \equiv 1$ . Справедливость этих утверждений легко проверить решением соответствующих уравнений в диффузионном приближении. Проведены расчеты уравнения (10) при  $H \neq 1$ . Ожидалось, что отсутствие в этом случае в отраженном потоке нерассеянных нейтронов обеспечит достаточную точность уравнения (10). Однако сравнение с результатами работы [5] для  $R=1$  и  $H=0,8$  указали на значительные расхождения, требующие дополнительного анализа.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Орлов В. В. «Атомная энергия», 1975, т. 38, вып. 1, с. 39.
- Орлов В. В., Шулепин В. С. Там же, 1976, т. 41, вып. 6, с. 434.
- Стьюарт Г. «Вопросы ядерной энергетики», 1958, № 6, с. 71.
- Амбарцумян В. А. Теоретическая астрофизика. М., Гостехиздат, 1953.
- Kavenoky A. «Nucl. Sci. Engng», 1978, v. 65, p. 209.

Поступило в Редакцию 23.07.80