

Т а б л и ц а 3. Двугрупповые коэффициенты аксиальной диффузии в зависимости от плотности замедлителя

Программа расчета	Плотность воды, отн. ед.		
	1	0,01	0,001
WIMS ARIADNE	1,157*	1,162	1,584
	0,299	0,301	0,445
AXID:			
изотропное граничное условие	1,278	1,280	2,448
зеркальное граничное условие	0,328	0,330	0,694
	1,312	1,314	3,108
	0,333	0,339	1,012

*Верхнее значение означает коэффициент диффузии в быстрой, нижнее — в тепловой группе.

Выводы. Расчетные результаты показывают, что если учитывать влияние структуры гетерогенного спектра потока на аксиальную утечку, то коэффициент диффузии в быстрой группе изменяется на 2%, тепловой — на 15%, и этот результат может оказать существенное влияние на утечку вблизи отражателя.

Расчеты показывают, что коэффициент диффузии увеличивается, если решетка типа ВВЭР содержит обезвоженные каналы. Этот эффект исчезает, если граничные условия моделируются в виде изотропного отражения на цилиндрической границе эквивалентной ячейки.

По программе AXID можно оценивать эффекты аксиальной утечки, ее можно рекомендовать как прецизионный код расчета аксиальных коэффициентов диффузии, включая развитие аварий с потерей теплоносителя.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Белл Д., Глесстон С. Теория ядерных реакторов. М.: Атомиздат, 1974.
2. Poveschenko T.S., Laletin N.I. About calculation of axial diffusion coefficient in nuclear reactor cell. — In: Proc. of Intern. Conf. PHYSOR-2004, CD 700310.
3. Повещенко Т.С., Лалетин Н.И. О вычислении аксиального коэффициента диффузии в ячейке ядерного реактора: Препринт ИАЭ-5898/5, 1995.
4. Askew R. e.a. A general description of the lattice code WIMS. — J. Brit. Nucl. Energy Soc., 1966, v. 5, № 4, p. 564.

Поступила в Редакцию 2.06.15

УДК 621.039.51.12;539.125.52

УРАВНЕНИЯ ГЕТЕРОГЕННОГО РЕАКТОРА С ЭФФЕКТИВНЫМИ УСЛОВИЯМИ НА АКСИАЛЬНЫХ ГРАНИЦАХ АКТИВНОЙ ЗОНЫ

Аристархова Е.А., Малофеев В.М. (НИЦ «Курчатовский ин-т», г. Москва)

Одним из эффективных для нейтронно-физического расчета стационарного состояния и моделирования динамики реакторов со сложной гетерогенной компоновкой активной зоны является метод, базирующийся на уравнениях теории гетерогенного реактора [1]. В рамках теории гетерогенного реактора пространственное распределение потока нейтронов строится в виде суперпозиции функций Грина от сингулярных нитевидных источников, расположенных в центрах расчетных ячеек [1, 2]. При этом на границах ячеек задаются условия в виде эффективных матриц, описывающих взаимосвязь групповых потоков и токов нейтронов [3]. Предложенное разностное преобразование гетерогенных уравнений [4] позволило разработать быстродействующие вычислительные алгоритмы, которые реализованы в кодах TREC и BARS, предназначенных для стационарных и

динамических расчетов гетерогенных реакторов, включая полномасштабный потвальный расчет легководных реакторов [5—8].

Для описания аксиальной зависимости предложено использовать разложение аксиального компонента потока нейтронов в ряд Фурье по синусам с условием равенства нулю потока на торцевых границах реактора [9]. Фурье-разложение потока нейтронов показало высокую эффективность вычислительных алгоритмов в расчетах энергетических тепловых РБМК и ВВЭР. Высокая точность расчета аксиального распределения энерговыделения достигалась с использованием 7—10 аксиальных гармоник. Однако применение гетерогенного метода к небольшим реакторам с промежуточным спектром нейтронов потребовало увеличения числа аксиальных гармоник до 20—30 из-за наличия больших всплесков потока тепловых нейтронов

в торцевых отражателях. Если число гармоник превышает 10, вычислительные затраты при реализации гетерогенного метода возрастают квадратично с увеличением числа гармоник, что приводит к значительной прибавке к времени счета.

Во избежание прямого расчета распределения потока нейтронов в торцевых отражателях предлагается использовать матрицы эффективных условий на границах активной зоны и торцевых отражателей по аналогии с матрицами эффективных условий, задаваемых на границах между ячейками. В настоящей статье представлен вывод уравнений гетерогенного реактора в дипольном приближении с эффективными условиями на границах активной зоны и торцевых отражателей. Вычислительная эффективность метода решения уравнений иллюстрируется на примере расчета стационарного состояния реактора с промежуточным спектром нейтронов.

Постановка задачи. Рассчитывается реактор с многозонными по высоте ячейками, размещенными в узлах $\mathbf{k}$ квадратной или гексагональной решетки.

В рамках усовершенствованного гетерогенного метода формально предполагается, что ячейки находятся в однородной среде, в которой групповые потоки удовлетворяют системе уравнений

$$-\Delta \Phi^g(\mathbf{r}, z) + \xi^g \Phi^g(\mathbf{r}, z) = \xi^{g-1} \Phi^{g-1}(\mathbf{r}, z); \quad (1)$$

$$g = 1, \dots, G; \quad \xi^g = 1/\tau^g; \quad \xi^G = 1/L^2,$$

где τ^g , L^2 — квадрат длины замедления и диффузии соответственно.

В дипольном приближении вектор потока нейтронов $\Phi(\mathbf{r}, z)$ вблизи границы ячейки $\mathbf{k}$ эквивалентным радиусом ρ_k представляется в виде

$$\Phi_k(\rho_k \mathbf{n}, z) = \Phi_k^0(z) + (\Phi_k^d(z), \mathbf{n}),$$

где $\mathbf{n}$ — произвольный единичный двухкомпонентный вектор; $\Phi_k^d(z) = \{\Phi_k^x(z), \Phi_k^y(z)\}$.

Граничные условия на поверхности ячеек $\mathbf{k}$ задаются в форме

$$d\Phi_k(z) = \Lambda_k(z)\Phi_k(z) - \frac{\partial}{\partial z} \left(\Lambda_k^z(z) \frac{\partial \Phi_k(z)}{\partial z} \right); \quad (2)$$

$$d \equiv \rho_k \frac{\partial}{\partial r} \Big|_{r=\rho_k},$$

где $\Phi_k(z) = \{\Phi_k^0(z), \Phi_k^x(z), \Phi_k^y(z)\}$, $\Phi_k^0(z)$, $\Phi_k^x(z)$, $\Phi_k^y(z)$ — векторы монопольного и дипольных компонентов потока соответственно; $\Lambda_k(z) = \text{diag}\{\Lambda_k^0(z), \Lambda_k^d(z), \Lambda_k^d(z)\}$; $\Lambda_k^z(z) = \text{diag}\{\Lambda_k^{0z}(z), 0, 0\}$ — блочно-диагональные матрицы; $\Lambda_k^0(z)$, $\Lambda_k^d(z)$, $\Lambda_k^{0z}(z)$ — эффективные матрицы размерностью $G \times G$, которые формируются на основании физических характеристик [3], определяемых из детального многогруппового расчета изолированной ячейки.

Граничные условия на торцах активной зоны представим в виде

$$\frac{\partial \Phi_k(z)}{\partial z} \Big|_{z=0} = \lambda_1 \Phi_k(0); \quad \frac{\partial \Phi_k(z)}{\partial z} \Big|_{z=H} = -\lambda_2 \Phi_k(H), \quad (3)$$

где λ_1 , λ_2 — матрица граничных условий для нижнего и верхнего торца активной зоны соответственно; H — высота активной зоны.

Уравнения гетерогенного реактора. Аксиальную зависимость потока нейтронов вблизи границы ячейки $\mathbf{k}$ представим в виде (индекс $\mathbf{k}$ далее опущен)

$$\Phi(\mathbf{r}, z) = \sum_{m=1}^M \Psi_m(z) \Phi_m(\mathbf{r}), \quad (4)$$

где $\Psi_m(z)$ — треугольная матрица размерностью $G \times G$; $\Phi_m(\mathbf{r}) = \{\Phi_m^0(\mathbf{r}), \Phi_m^x(\mathbf{r}), \Phi_m^y(\mathbf{r})\}$, $\Phi_m^0(\mathbf{r})$, $\Phi_m^x(\mathbf{r})$, $\Phi_m^y(\mathbf{r})$ — вектор размерностью G и его монопольный и дипольные компоненты соответственно; M — число аксиальных гармоник.

Диагональные элементы матрицы $\Psi_m(z)$ представим в виде

$$\Psi_m^{gg}(z) = \sin(\omega_m^g z + \delta_m^g); \quad g = 1, \dots, G. \quad (5)$$

Параметры ω_m^g и δ_m^g определим таким образом, чтобы выполнялись граничные условия:

$$\begin{cases} \Psi_m^{gg}(0) = \lambda_1^{gg} \Psi_m^{gg}(0); \\ \Psi_m^{gg}(H) = -\lambda_2^{gg} \Psi_m^{gg}(H); \end{cases} \quad g = 1, \dots, G. \quad (6)$$

В результате для вычисления ω_m^g и δ_m^g получим систему уравнений

$$\begin{cases} \delta_m^g = \arctg \frac{\omega_m^g}{\lambda_1^{gg}}; \\ \operatorname{tg} \omega_m^g H = \frac{\omega_m^g (\lambda_1^{gg} + \lambda_2^{gg})}{(\omega_m^{g^2} - \lambda_1^{gg} \lambda_2^{gg})}. \end{cases}$$

Поскольку функции $\psi_m^{gg}(z)$ удовлетворяют условию (6), они ортогональны, т.е. выполняется условие

$$\int_0^H \psi_m^{gg}(z) \psi_n^{gg}(z) dz = \begin{cases} 0, & m \neq n; \\ S_n^g, & m = n, \end{cases} \quad (7)$$

где

$$S_n^g = [\omega_n^{g^2} H + \lambda_1^{gg} \psi_n^{gg^2}(0) + \lambda_2^{gg} \psi_n^{gg^2}(H)] / (2\omega_n^{g^2}).$$

Поддиагональные элементы матрицы $\Psi(z)$ представим в виде

$$\begin{aligned} \psi_m^{gj}(z) = & a_m^{gj} [\exp(-\gamma_1^g z) + d_m^{gj} \exp(-\gamma_2^g (H - z))] + \\ & + \sum_{l=1}^M c_{ml}^{gj} \psi_l^{gg}(z); \quad g = 1, \dots, G. \end{aligned} \quad (8)$$

В выражении (8) сумма по гармоникам ψ_l^{gg} введена в целях выполнения условия ортогональности

$$\int_0^H \psi_m^{gj}(z) \psi_n^{gg}(z) dz = 0; \quad g = 1, \dots, G; \quad j = 1, \dots, g-1. \quad (9)$$

Граничные условия (3) для $\psi_m^{gj}(z)$ ($g > j$) будут иметь вид

$$\begin{cases} \psi_m^{gj}(0) = \sum_{k=j}^g \lambda_1^{gk} \psi_m^{kj}(0); \\ \psi_m^{gj}(H) = -\sum_{k=j}^g \lambda_2^{gk} \psi_m^{kj}(H); \quad g = 1, \dots, G; \\ j = 1, \dots, g-1. \end{cases} \quad (10)$$

Выражение для коэффициентов c_{ml}^{gj} определяется путем умножения выражения (8) на $\psi_n^{gg}(z)$ и интегрирования по z с использованием условий ортогональности (7), (9). Коэффициенты a_m^{gj} и d_m^{gj} определяются из подстановки выражения (8) в граничные условия (10).

Предполагается, что параметры $\gamma_{1,2}^g$ ($g = 1, \dots, G$) зависят от нейтронно-физических свойств активной зоны и выбираются таким об-

разом, чтобы обеспечивалась быстрая сходимость разложения (4) по гармоникам.

Подставим разложение (4) функции $\Phi(\mathbf{r}, z)$ в граничное условие (2) и проинтегрируем полученное выражение по z . Используя условия ортогональности (7), (9) и выполнив тождественные преобразования, получим систему уравнений

$$d\Phi_n^g = \sum_{m=1}^M \left[\sum_{j=1}^G \Phi_m^j \sum_{i=j}^G \Lambda_{nm}^{gji}(z) + \sum_{j=1}^g \Phi_m^j \sum_{i=j}^g \Lambda_{nm}^{zgi}(z) \right]; \quad (11)$$

$$g = 1, \dots, G; \quad n = 1, \dots, M,$$

где

$$\Lambda_{nm}^{gji} = \frac{1}{S_n^g} \int_0^H \Lambda^{gi}(z) \psi_m^{ij}(z) \psi_n^{gg}(z) dz;$$

$$\begin{aligned} \Lambda_{nm}^{zgi} = & \frac{1}{S_n^g} \left(\int_0^H \Lambda^{zgi}(z) \psi_m^{ij}(z) \psi_n^{gg}(z) dz + \right. \\ & \left. + \Lambda^{zgi}(0) \psi_m^{ij}(0) \psi_n^{gg}(0) - \Lambda^{zgi}(H) \psi_m^{ij}(H) \psi_n^{gg}(H) \right). \end{aligned} \quad (12)$$

Используя разложение (4) функции $\Phi(\mathbf{r}, z)$ и выражения (5), (8) для функций $\psi_m(z)$, преобразуем уравнение (1) и проведем операции, аналогичные выполненным ранее. Получим систему уравнений

$$\begin{aligned} (-\Delta_r + \mathfrak{a}_n^{g^2}) \Phi_n^g(\mathbf{r}) = & \sum_{m=1}^M \left[\xi^{g-1} b_{nm}^{gg-1} \Phi_m^{g-1}(\mathbf{r}) - \right. \\ & \left. - \sum_{i=1}^{g-1} a_m^{gi} (\gamma^{g^2} p_{mn}^{gi} + \omega_n^{g^2} c_{mn}^{gi}) \right]; \quad n = 1, \dots, M, \end{aligned} \quad (13)$$

где $\mathfrak{a}_m^{g^2} = (\omega_m^{g^2} + \xi^g)$; b_{nm}^{gg-1} , p_{mn}^{gi} — коэффициенты, вычисляемые с использованием параметров ω_m^g , δ_m^g , γ_1^g и S_l^g .

Общее решение системы уравнений (13) представим в виде

$$\begin{aligned} \Phi_n^g(\mathbf{r}) = & \sum_{i=1}^g \sum_{l=1}^M A_l^i C_{ml}^{gi} f_l^i(\mathbf{r}); \\ n = & 1, \dots, M; \quad g = 1, \dots, G, \end{aligned} \quad (14)$$

где $f_l^i(\mathbf{r})$ — функции Грина, удовлетворяющие уравнениям

$$-\Delta_r f_l^i(\mathbf{r}) + \mathfrak{a}_l^i f_l^i(\mathbf{r}) = \delta(\mathbf{r}); \quad i = 1, \dots, g; \quad l = 1, \dots, M;$$

A_l^i — произвольные константы; C_{ml}^{gi} — элементы блочно-треугольной матрицы.

Подставив выражение (14) в уравнения (13), получим систему рекуррентных соотношений, из которых можно определить параметры C_{nl}^{gi} .

$$C_{nl}^{gi} = \frac{1}{\mathfrak{a}_n^{g^2} - \mathfrak{a}_l^{i^2}} \sum_{m=1}^M \left(\xi^{g-1} b_{nm}^{gg-1} C_{ml}^{g-1i} - \sum_{j=1}^{g-1} a_m^{gi} (\gamma^{g^2} p_{mn}^{gi} + \omega_n^{g^2} c_{mn}^{gi}) C_{ml}^{ji} \right); \quad C_{nn}^{gg} = 1; \quad (15)$$

$g = 1, \dots, G; i = 1, \dots, g-1; n = 1, \dots, M; l = 1, \dots, M$.

Выражения (14), (15) являются решением уравнений (13), которое получено для отдельной произвольной ячейки реактора. Общее решение для реактора строится в виде суперпозиции соотношений, полученных для отдельных ячеек с использованием теоремы сложения цилиндрических функций [2]. В матричном виде в дипольном приближении его можно представить в виде

$$\Phi = C(K + IF)A, \quad (16)$$

где Φ — вектор коэффициентов фурье-разложения монопольного и дипольного компонента групповых потоков на границе ячеек размерностью $3 \times M \times G \times K$; C — блочная треугольная матрица из элементов C_{nl}^{gi} размерностью $M \times G \times K$; F — блочно-диагональная матрица размерностью $3 \times M \times G \times K$, составленная из функций Грина; A — вектор произвольных постоянных размерностью $3 \times M \times G \times K$.

Запишем граничное условие (11) в матричном виде

$$d\Phi = \Lambda\Phi, \quad (17)$$

где $\Lambda = \text{diag}\{\Lambda^0 + \Lambda^z, \Lambda^d, \Lambda^d\}$ — блочная матрица размерностью $3 \times M \times G \times K$.

Общее решение (16) подставим в граничное условие (17). Отличие матричных уравнений (16), (17) от [9] заключается лишь в более сложных выражениях для вычисления элементов матриц C и Λ . Повторяя преобразования [2], получим уравнение

$$\Phi = C(K + IF)\gamma\Phi, \quad (18)$$

где C — блочная треугольная матрица, состоящая из параметров C_{nl}^{gi} и C_{nn}^{gg} (15); $I = \text{diag}\{I_0, I_1, I_1\}$, $K = \text{diag}\{K_0, K_1, K_1\}$ — диагональная матрица размерностью $3 \times M \times G \times K$; I_0, I_1, K_0, K_1 — диагональная матрица, состо-

ящая из элементов $I_0(\mathfrak{a}_m^g \mathbf{r}_k)$, $I_1(\mathfrak{a}_m^g \mathbf{r}_k)$, $K_0(\mathfrak{a}_m^g \mathbf{r}_k)$, $K_1(\mathfrak{a}_m^g \mathbf{r}_k)$ соответственно; $F = \text{diag}\{F^0, F^d, F^d\}$ — блочно-диагональная матрица размерностью $3 \times M \times G \times K$; F^0, F^d — матрица, диагональная по группам и гармоникам с элементами $K_0(\mathfrak{a}_m^g |r_k - r_l|)$ и $K_1(\mathfrak{a}_m^g |r_k - r_l|)$ соответственно, которые описывают взаимосвязь между ячейками k и l ; γ — матрица, связанная с Λ -матрицей (12) преобразованием [2]

$$\gamma = -IC^{-1}\Lambda + dIC^{-1}.$$

В уравнении (18) каждая ячейка связана со всеми другими, так как матрица F является полной по k . Для получения уравнений, связывающих только соседние ячейки, выполняется разностная аппроксимация функций Грина [4]

$$PF \sim R,$$

где P, R — разностные матрицы, связывающие соседние ячейки. Окончательно уравнения гетерогенного реактора в разностной форме имеют вид

$$P\Phi = Q\gamma(K_{\text{эф}})\Phi, \quad (19)$$

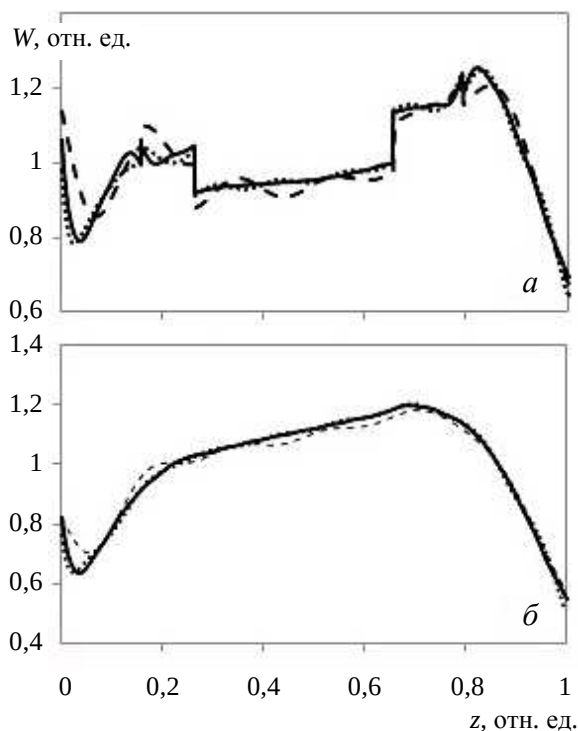
где $Q = PI^{-1}K + R$; $\tilde{\gamma} = \gamma(K_{\text{эф}})CI$; $\Phi = I^{-1}C^{-1}\phi$. В матрицу γ введен параметр $K_{\text{эф}}$, пропорциональный числу вторичных нейтронов на деление [3].

Отметим, что уравнения гетерогенного реактора с эффективными условиями (3) на аксиальных границах переходят в уравнения [9], если матрицы λ_1, λ_2 диагональные и $\lambda_1^{gg}, \lambda_2^{gg} \rightarrow \infty$.

Для численного решения уравнения (19) используется нелинейная итерационная схема [5].

Результаты расчета стационарного состояния реактора. Метод гетерогенного расчета реактора с эффективными граничными условиями на торцах активной зоны был реализован в программном модуле TREC, рассчитывающем пространственное распределение потока нейтронов в программе BARS [6, 7].

Для проверки эффективности усовершенствованного метода были проведены тестовые расчеты модельной активной зоны реактора с промежуточным спектром нейтронов. Расчеты сравнивались с полученными по базовой версии



Р и с. 1. Аксиальное распределение энерговыделения ТВС № 1 (а), № 2 (б), рассчитанное с помощью базового (---) и усовершенствованного метода с 15 (···) и 40 гармониками (—)

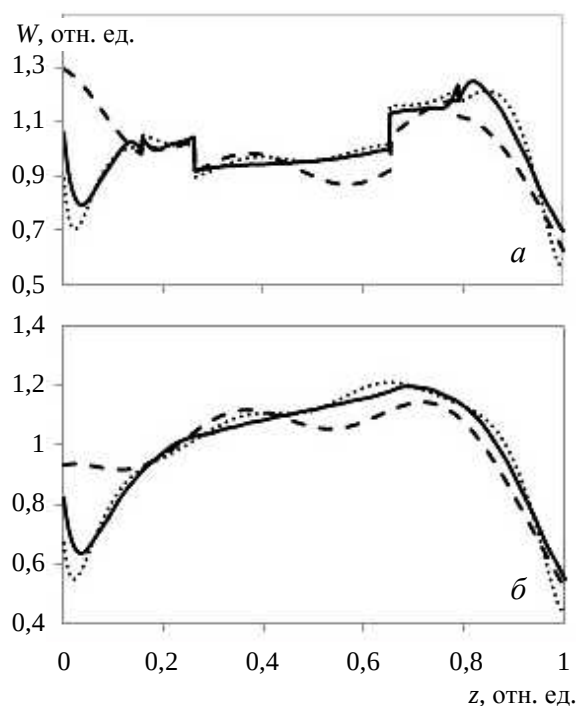
программы TREC с условиями равенства нулю потока на границах реактора [9].

Матрицы торцевых граничных условий (3) и ячеек отражателей (2) были рассчитаны в диффузионном приближении. Параметры $\gamma_{1,2}^g$ (8) взяты близкими к длине замедления и диффузии нейтронов из областей активной зоны, примыкающих к аксиальным отражателям.

Расчеты с 40 аксиальными гармониками по базовой и усовершенствованной версиям программы TREC совпали с высокой точностью. Для оценки сходимости разложения (4) были проведены расчеты с 15, 7 и 5 гармониками. Из таблицы видно, что погрешность усовершенствованного метода с пятью аксиальными гармониками в расчете распределения энерговыделения по ТВС не превышает 0,7%. Отметим, что

Максимальное отклонение радиального распределения энерговыделения от расчета с 40 гармониками, %

Число гармоник	Метод	
	базовый	усовершенствованный
15	0,2	0,1
7	1,3	0,2
5	4,1	0,7



Р и с. 2. То же, что на рис. 1, с 7 и 40 гармониками

при этом погрешность расчета эффективного коэффициента размножения составила 0,4%.

На рис. 1, 2 показано распределение энерговыделения в двух ТВС активной зоны, отличающихся аксиальной компоновкой и геометрией размещения выгорающего поглотителя. Видно, что аксиальное распределение энерговыделения, рассчитанное по усовершенствованной версии программы TREC, лучше согласуется с 40 гармониками, чем расчеты по базовой версии программы TREC. Отклонения аксиального распределения энерговыделения по усовершенствованной версии с семью гармониками от расчета с 40 гармониками сопоставимы с отклонениями расчета по базовой версии с 15 гармониками.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Галанин А.Д. Теория гетерогенного реактора. М.: Атомиздат, 1971.
2. Кочуров Б.П. Численные методы в теории гетерогенного реактора. М.: Атомиздат, 1980.
3. Кварацхели А.Ю., Кочуров Б.П. Вычисление физических характеристик ячейки гетерогенного реактора. — Атомная энергия, 1985, т. 58, вып. 2, с. 183—191.
4. Кочуров Б.П., Малофеев В.М. Разностный подход к решению уравнений гетерогенного реактора. — Там же, 1977, т. 42, вып. 2, с. 87—90.
5. Малофеев В.М. TREC — программа трехмерного расчета большого гетерогенного реактора. — Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика и техника ядерных реакторов, 1985, вып. 4, с. 29—32.

6. **Малофеев В.М.** Метод трехмерного моделирования выгорания и ксенонового переходного процесса в гетерогенном реакторе с учетом теплогидравлики (программа BARS): Препринт ИТЭФ-111, 1991.
7. **Аввакумов А.В., Малофеев В.М.** Трехмерное моделирование переходных процессов на запаздывающих нейтронах в гетерогенном реакторе. — Атомная энергия, 1991, т. 70, вып. 1, с. 8—12.
8. **Avvakumov A., Malofeev V.** Validation of an advanced heterogeneous model for LWR detailed pin-by-pin calcula-

tions. — In: Intern. Conf. on the Physics of Nuclear Science and Technology. New York, October 5—8, 1998, v. 2, p. 1068—1075.

9. **Кочуров Б.П., Малофеев В.М.** О трехмерных расчетах гетерогенного реактора. — Атомная энергия, 1980, т. 48, вып. 6, с. 387—388.

Поступила 17.06.14

В окончательной редакции 10.03.16

УДК 621.039.556 + 539.1.03

КОНЦЕНТРАЦИЯ НЕЙТРОНОВ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ НА УДАЛЕНИИ ОТ ИСТОЧНИКА

Велихов Е.П., Цибульский В.Ф., Гуревич М.И., Давиденко В.Д., Ковалишин А.А., Андрианова Е.А., Бландинский В.Ю., Родионова Е.В. (НИЦ «Курчатовский ин-т», г. Москва)

Возможность концентрации нейтронного излучения в удаленной от источника области, особенно нейтронов высокой энергии, представляет интерес с точки зрения не только теории их переноса, но и прикладного значения.

Как правило, нейтроны разлетаются из источника изотропно, равновероятно во всех направлениях. Сложность, а точнее, практическая невозможность изменять нужным образом направление полета быстрых нейтронов затрудняет достижение результата при решении задач, требующих формирования области более высокой интенсивности нейтронного излучения. Концентрацию нейтронов в заданной пространственной области, удаленной от источника на значительное расстояние, можно повысить, если нейтроны будут вылетать из источника преимущественно в направлении именно этой области. Для этого можно использовать какое-либо физическое явление, способное повлиять на направление полета нейтронов и сориентировать их разлет от источника в нужном направлении. Рассмотрение нескольких известных физических явлений, вызывающих анизотропию нейтронного потока, показало, что они не могут оказать значимое влияние на изменение направления полета быстрых нейтронов нужным образом. Например, мгновенные нейтроны испускаются из осколков деления через небольшой временной интервал после деления ядра $\sim 4 \cdot 10^{-14}$ с с анизотропией около 5:1 в направлении разлета осколков [1]. Разлет осколков деления (заряженных частиц) можно попытаться сориентировать в заданном направлении, воздействуя на их

движение магнитным или электрическим полем. Однако очень быстрое приобретение осколками асимптотической скорости разлета около 10 000 км/с, пока осколки деления находятся еще внутри электронных оболочек атома, требует неприемлемо больших по напряженности электрических или магнитных полей, чтобы оказать заметное влияние на траекторию их движения.

Другое известное физическое явление связано с наблюдаемой экспериментально корреляцией между направлением разлета осколков деления и полета нейтрона, вызвавшего деление [1]. Однако этот процесс проявляет лишь небольшую анизотропию разлета осколков. Разлет осколков деления в направлении полета частицы, вызвавшей деление, максимум на 10—20% изменяет их изотропное угловое распределение. Указанные явления в ходе выполнения настоящей работы рассмотрены достаточно подробно, и их детальное изложение в этой статье нецелесообразно, поскольку не ведет к положительному результату. Здесь дано их тезисное описание, чтобы подтвердить общий вывод: среди известных физических явлений пока не обнаружено такого, которое позволило бы целевым образом повлиять на изменение направления полета быстрых нейтронов.

В отличие от быстрых нейтронов для нейтронов очень низкой энергии (ультрахолодных, скорость которых около 5 м/с) такие физические явления есть. Например, при их рассеянии происходит почти полное отражение от поверхности многих материалов [2]. Это позволяет