

$$\frac{dV_b}{d\tau} = \frac{w_0^3}{B} \cdot \frac{(\gamma' - m\gamma'') - (\gamma' - \gamma'') \frac{1}{B}}{\gamma' - \gamma' f_0 + m f_0 \gamma''} \times \left[\Delta f_1(\tau) - \Delta f_1 \left(\tau - \frac{B}{w_0} z \right) \right]; \quad (15)$$

$$\frac{dV_c}{d\tau} + \frac{k\Pi}{\gamma_m C_m S_m} V_c = - \frac{k\Pi}{FN} z w_0 \frac{(\gamma' - m\gamma'') - (\gamma' - \gamma'') \frac{1}{B}}{\gamma' - \gamma' f_0 + \gamma'' m f_0} \Delta t_s(\tau); \quad (16)$$

$$\frac{d^2 V_d}{d\tau^2} + \frac{k\Pi}{\gamma_m C_m S_m} \cdot \frac{dV_d}{d\tau} = \frac{k\Pi}{FN} \cdot \frac{w_0^2}{B} \left[\Delta t_s(\tau) - \Delta t_s \left(\tau - \frac{B}{w_0} z \right) \right] \times \frac{(\gamma' - m\gamma'') - \frac{1}{B} (\gamma' - \gamma'')}{\gamma' - \gamma' f_0 + m f_0 \gamma''}; \quad (17)$$

$$\frac{dV_e}{d\tau} + \frac{k\Pi}{\gamma_m C_m S_m} V_e = - \frac{k\Pi}{FN} \cdot \frac{z^2}{2} \cdot \frac{\gamma' - \gamma''}{\gamma' - \gamma' f_0 + m f_0 \gamma''} \cdot \frac{d\Delta t_s(\tau)}{d\tau}, \quad (18)$$

где p — давление; d_r — гидравлический диаметр трубопровода; ξ — коэффициент трения.

Здесь при определении потерь на трение двухфазной смеси принято, что отношение потерь на трение в двухфазном потоке к потерям на трение в однофазной насыщенной жидкости (при одинаковых геометрических размерах, весовом расходе и давлении) обратно пропорционально отношению их плотностей в квадрате, что дает результаты, более близкие к экспериментальным по сравнению с гомогенной моделью при паросодержаниях, не очень близких к нулю и единице (см. работу [2], стр. 323).

Следует отметить, что для реакторов с достаточно высоким давлением и схемой, обеспечивающей относительно небольшие изменения давления в рассматриваемых режимах, можно пренебречь теплообменом с металлом труб. В этом случае $\alpha_1, V_2, V_3, \alpha_b, \alpha_c, V_c, V_d, V_e$ можно принять равными нулю, тогда выражения для искомых величин значительно упростятся.

Поступило в Редакцию 30/IV 1968 г.
В окончательной редакции 19/XII 1968 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. М. Рущинский. «Теплоэнергетика», № 5 (1967).
2. А. Я. Крамеров, Я. В. Шевелев. Инженерные расчеты ядерных реакторов. М., Атомиздат, 1964.

К расчету декрементов затухания в экспериментах с импульсным источником нейтронов

Б. И. КОЛОСОВ

УДК 621.039.512

В экспериментах с импульсным источником нейтронов [1] часто требуется знание асимптотических характеристик поведения нейтронного импульса в подкритическом реакторе. Использование в многогрупповых численных расчетах обычного приема введения «отрицательного поглощения $\alpha^{(j)}$ » для нахождения параметров асимптотического распределения ограничено условием $\Sigma^{(j)} - \frac{\alpha^{(j)}}{v^{(j)}} \geq 0$, где $\Sigma^{(j)}$ — полное сечение увода нейтронов из энергетической группы j .

Настоящая работа свободна от указанного ограничения и представляет краткое описание одного из методов расчета асимптотических характеристик одномерного реактора, описываемого нестационарным многогрупповым уравнением диффузии, которое в векторно-матричных обозначениях имеет вид

$$-\hat{v}^{-1} \frac{\partial \Phi}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial x} \hat{D} \frac{\partial \Phi}{\partial x} + \hat{\Sigma} \Phi - (\hat{S} + \hat{T}) \Phi, \quad 0 < x < a, \quad (1)$$

где вектор-функция потока нейтронов $\Phi(x, t) = \{\varphi^{(1)}(x, t), \varphi^{(2)}(x, t), \dots, \varphi^{(g)}(x, t)\}$ удовлетворяет однородным крайним условиям

$$\hat{D} \frac{\partial \Phi}{\partial x} - \hat{\sigma}_0 \Phi |_{x=0} = \hat{D} \frac{\partial \Phi}{\partial x} + \hat{\sigma} \Phi |_{x=a} = 0 \quad (2)$$

и обычным условиям непрерывности токов и потоков на границах раздела зон [3]. Здесь g — полное число энергетических групп нейтронов; \hat{D} и \hat{v}^{-1} — положительные диагональные матрицы порядка g , составленные из коэффициентов диффузии и обратных групповых скоростей нейтронов, а $\hat{\Sigma}, \hat{\sigma}_0, \hat{\sigma}$ — неотрицательные диагональные матрицы, т. е. $\|\Sigma\|_{jj} \geq 0, \|\sigma_0\|_{jj} \geq 0, \|\sigma\|_{jj} \geq 0, j = 1, 2, \dots, g$.

Матрицы \hat{S} и \hat{T} представляют следующую запись операторов рассеяния и деления:

$$\|\hat{S}\|_{ij} = \begin{cases} \Sigma_s^{i \leftarrow j}, & i \neq j, \\ 0, & i = j, \end{cases} \quad \|\hat{T}\|_{ij} = \chi^{(i)} \nu \Sigma_f^{(j)}; \quad i, j = 1, 2, \dots, g, \quad (3)$$

где использованы общепринятые обозначения [3]. Предполагается, что все коэффициенты уравнения (1) являются кусочно-постоянными функциями области G ($0 < x < a$). Запаздывающие нейтроны исключены в данной работе из спектра деления $\chi^{(i)}$.

Решение уравнения (1) будем искать в виде ряда

$$\Phi(x, t) = \sum_{\omega=0}^{\infty} \Psi_{\omega}(x) e^{-\alpha_{\omega} t} = e^{\beta t} \sum_{\omega=0}^{\infty} \Psi_{\omega}(x) e^{-\mu_{\omega} t}, \quad (4)$$

$$\alpha_{\omega} = \mu_{\omega} - \beta,$$

предполагая, что 1) α_ω или μ_ω существуют и являются простыми и вещественными числами; 2) параметр β неотрицателен, $\beta \geq 0$.

Из выражения (4) очевидно, что $\mu_0 = \beta$ соответствует критическому состоянию реактора, $\mu_0 < \beta$ — надкритическому и $\mu_0 > \beta$ — подкритическому состояниям.

Подставляя (4) в уравнение (1), приходим к стационарной задаче на собственные значения:

$$\hat{\mu} \hat{v}^{-1} \Psi = \frac{\partial}{\partial x} \hat{D} \frac{\partial}{\partial x} \Psi + \hat{\Sigma} \Psi + \beta \hat{v}^{-1} \Psi - \hat{A}_0 \Psi, \quad 0 < x < a \quad (5)$$

при краевых условиях (2), где вектор $\Psi(x, t)$ следует заменить вектором $\Psi(x)$. Здесь обозначено

$$\hat{A}_0 = \hat{S} + \hat{T}. \quad (6)$$

В силу вещественности и неотрицательности коэффициентов $\Sigma_s^{i \rightarrow j}$ и $\chi^{(i)} \nu \Sigma_f^{(j)}$ матрица \hat{A}_0 неотрицательна.

До сих пор параметр β в выражении (4) был произволен. Рассмотрим критерий его определения. Для этого отметим одно полезное свойство неотрицательных матриц [4]: неотрицательная матрица \hat{A}_0 всегда имеет неотрицательное характеристическое число r , такое, что модули всех характеристических чисел матрицы \hat{A}_0 не превышают r , т. е.

$$r \geq |\lambda_{(A_0)}^{(n)}|, \quad n = 1, 2, \dots, g.$$

Пусть λ_γ являются максимальными характеристическими числами (собственными значениями) неотрицательных матриц (\hat{v}, \hat{A}_0) в каждой зоне γ , где имеется размножение нейтронов или рассеяние нейтронов «вверх» по энергиям:

$$\det |\lambda E - (\hat{v} A_0)|_\gamma = \det |\lambda \hat{v}^{-1} - A_0|_\gamma = 0, \quad \lambda_\gamma \geq |\lambda|. \quad (7)$$

Теперь определим β следующим образом:

$$\beta = \sup_{\gamma} \lambda_{\gamma}. \quad (8)$$

Очевидно, что определенный подобным образом параметр будет верхней спектральной границей матриц $(\hat{v} A_0)_\gamma$ во всей области G , включая и области без размножения в отсутствие рассеяния нейтронов «вверх» по энергиям, так как в них все собственные значения матриц $(\hat{v} A_0)_\gamma$, согласно определению (6), будут равны нулю.

Перейдем к решению уравнения (5) методом последовательных приближений. Для этого запишем его в конечно-разностном виде [3]:

$$-\hat{a}_k \Psi_{k+1} + \hat{b}_k \Psi - \hat{c}_k \Psi_{k-1} = f_k, \quad (9)$$

где

$$\left. \begin{aligned} \hat{a}_k &= (\hat{D}/h)_+; & \hat{b}_k &= (\hat{D}/h)_-; \\ \hat{c}_k &= \hat{a}_k + \frac{1}{2} \{(\hat{L}h)_- + (\hat{L}h)_+\}, & \hat{L} &= \hat{\Sigma} + \beta \hat{v}^{-1} - \hat{A}_0. \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

Здесь h — шаг разностной сетки, а обозначения $+$ и $-$ в индексах, как обычно, означают коэффициенты справа и слева от расчетного узла k .

Затем, используя метод матричной факторизации [3], определим последовательные приближения векторов $\Psi_k^{(l)}$ рекуррентными соотношениями

$$\Psi_k^{(l+1)} = \hat{u}_k \Psi_{k+1}^{(l+1)} + \xi_k^{(l)}, \quad (11)$$

где $l = 0, 1, 2, \dots$ — номер приближения;

$$\left. \begin{aligned} \hat{u}_k &= (\hat{b}_k - \hat{c}_k \hat{u}_{k-1})^{-1} \hat{a}_k; \\ \xi_k^{(l)} &= (\hat{b}_k - \hat{c}_k \hat{u}_{k-1})^{-1} (f_k^{(l)} + \hat{c}_k \xi_k^{(l)}), \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

при краевых условиях

$$\xi_0^{(l)} = 0; \quad \hat{u}_0 = (\hat{D}/h + \hat{c}_0)^{-1} \hat{D}/h. \quad (13)$$

Для доказательства корректности метода матричной факторизации (11) достаточно показать, что норма матричных коэффициентов \hat{u}_k не превышает единицы, т. е. $\|\hat{u}_k\| \leq 1$. Ради простоты доказательства ограничимся случаем однородной системы. Здесь

$$\hat{u}_k = (\hat{b}_k - \hat{c}_k \hat{u}_{k-1})^{-1} \hat{a}_k = (2\hat{E} + \hat{a}_k^{-1} \hat{L}h - \hat{u}_{k-1})^{-1}. \quad (14)$$

Пусть два g -мерных вектора ρ и ρ_1 связаны соотношением

$$\rho = (2\hat{E} + \hat{a}_k^{-1} \hat{L}h - \hat{u}_{k-1}) \rho_1. \quad (15)$$

Очевидно, что

$$\rho_1 = \hat{u}_k \rho. \quad (16)$$

Из выражения (15) следует оценка

$$\begin{aligned} \|\rho\| &= \|(2\hat{E} + \hat{a}_k^{-1} \hat{L}h - \hat{u}_{k-1}) \rho_1\| = \\ &= \|(2\hat{E} + \hat{a}_k^{-1} \hat{L}h) \rho_1 - \hat{u}_{k-1} \rho_1\| \geq \|(2\hat{E} + \hat{a}_k^{-1} \hat{L}h) \rho_1\| - \\ &- \|\hat{u}_{k-1} \rho_1\| \geq \|(2\hat{E} + \hat{a}_k^{-1} \hat{L}h) \rho_1\| - \|\hat{u}_{k-1}\| \|\rho_1\|. \end{aligned} \quad (17)$$

Определим норму матрицы, согласованную с евклидовой нормой векторов, следующим образом [5]:

$$\|(2\hat{E} + \hat{a}_k^{-1} \hat{L}h)\| = \sqrt{\max \lambda_B}, \quad (18)$$

где

$$\left. \begin{aligned} \hat{B} &= (2\hat{E} + \hat{a}_k^{-1} \hat{L}h) (2\hat{E} + \hat{L}' \hat{a}_k^{-1} h); \\ \hat{B}y &= \lambda_B y, \quad \|y\|^2 = (y, y) = 1. \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

В силу определения (8) параметра β матрица \hat{L} , а вместе с ней матрицы $(\hat{a}_k^{-1} \hat{L}h)$ положительно определены в [5], откуда следует

$$\lambda_{\hat{B}} \geq \min_{\|y\|=1} (y, \hat{B}y) > 4.$$

Возвращаясь к оценке (17) и определению (18), получаем

$$\|(2\hat{E} + \hat{a}_k^{-1} \hat{L}h) \rho_1\| \geq \sqrt{\min \lambda_{\hat{B}}} \|\rho_1\| > 2 \|\rho_1\|,$$

$$\|\rho\| > 2 \|\rho_1\| - \|\hat{u}_{k-1}\| \|\rho_1\| = (2 - \|\hat{u}_{k-1}\|) \|\rho_1\|.$$

Из последнего неравенства вытекает, что если $\|\hat{u}_{k-1}\| \leq 1$, то $\|\hat{u}_k\| < 1$. Действительно, в этом случае $\|\rho\| > \|\rho_1\|$, т. е. $\|\rho_1\| < \|\rho\|$, что, согласно (16), означает $\|\hat{u}_k\| < 1$. Так как для краевого условия (13) всегда имеет место оценка $\|\hat{u}_0\| \leq 1$, то для всякого $k = 1, 2, \dots$ окончательно устанавливаются неравенства $\|\hat{u}_k\| < 1$. Основное собственное значение μ уравнения (5) определяется как предельное отношение последовательности:

$$\mu = \lim_{l \rightarrow \infty} \mu^{l+1}$$

$$= \lim_{l \rightarrow \infty} \inf_{x \in G} \{(\Psi^{(l+1)}(x), \Psi^{(l+1)}(x)) / (\Psi^{(l)}(x), \Psi^{(l)}(x))\}.$$

Для нахождения высших собственных значений μ_ω и принадлежащих им пространственных гармоник

$\Psi_{\omega}(x)$ необходимо уравнения матричной прогонки (11) дополнить алгоритмом ортогональных преобразований, развитым ранее для стационарного реактора в работе [6]. Примеры расчета, иллюстрирующие эффективность описанного метода, приведены в работе [2] и находятся в хорошем согласии с экспериментом.

В заключение автор выражает признательность Э. А. Стумбуру, И. П. Матвеевко за постановку задачи и Ш. С. Николаишвили за обсуждение проблемы.

Поступило в Редакцию 22/VII 1968 г.
В окончательной редакции 9/XII 1968 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Pulsed neutron research. Vol. 1, 2. Vienna, IAEA, 1965.

2. Э. А. Стумбур, И. П. Матвеевко, Б. И. Колосов, «Атомная энергия», 27, 215 (1969).
3. Г. И. Марчук. Численные методы расчета ядерных реакторов. М., Атомиздат, 1958.
4. Ф. Р. Гантмахер. Теория матриц. М., «Наука», 1966, стр. 365.
5. А. К. Фадеев, В. Н. Фадеева. Вычислительные методы линейной алгебры. М., Физматгиз, 1960.
6. Б. И. Колосов. Метод последовательных приближений применительно к решению частичной проблемы спектра ядерного реактора. Препринт ФЭИ-118, 1968.

Безынерционный контроль уровня нейтронного потока датчиком прямой зарядки с эмиттером из серебра

И. Я. ЕМЕЛЬЯНОВ, М. А. БОРИСОВ, Ю. И. ВОЛОДЬКО, В. К. ДЕНИСОВ, О. К. ЕГОРОВ, В. И. ЗЕЛЕНОВ, Л. В. КОНСТАНТИНОВ, В. В. ПОСТНИКОВ, В. И. СВЕТЛОВА

УДК 621.039.564

В последнее время в Советском Союзе [1, 2] и за рубежом [3—5] все более широкое применение для измерения потоков нейтронов в активной зоне реакторов находят детекторы прямой зарядки (ДПЗ).

В работе описываются результаты испытаний ДПЗ, изготовленного в виде коаксиального кабеля с центрально

ной жилой из серебра, с изоляцией из окиси магния и оболочкой из нержавеющей стали. Диаметр центральной жилы (эмиттера) составляет 0,75 мм, наружный диаметр кабеля 3,0 мм, толщина оболочки (коллектора) 0,3 мм. Технология изготовления ДПЗ аналогична изготовлению кабелей с минеральной изоляцией.

Измерения показали, что ток ДПЗ в пределах погрешности измерений ($\pm 1\%$) пропорционален потоку нейтронов вплоть до максимально достигнутого потока тепловых нейтронов с плотностью $5 \cdot 10^{13}$ нейтр/см²·сек. Значение тока в измерениях устанавливалось практически за 7—8 мин, считая с момента достижения данного уровня мощности. Чувствительность ДПЗ, отнесенная на 1 м длины кабеля, оказалась равной $K = (6 \pm 1) \times 10^{-20}$ а·см²·сек/м·нейтр.

Испытания кабельной трассы включали измерение тока, генерируемого отрезком кабеля с оболочкой, центральной жилой из нержавеющей стали и изоляцией из окиси магния, а также измерение сопротивления изоляции кабеля в зависимости от мощности реактора. Было обнаружено, что ток, генерируемый кабелем, пропорционален мощности реактора вплоть до мощности, соответствующей плотности потока тепловых нейтронов $5 \cdot 10^{13}$ нейтр/см²·сек. Ток достигал 0,01 мка/м при плотности потока $5 \cdot 10^{13}$ нейтр/см²·сек. Полярность тока — обратная по отношению к току ДПЗ.

Сопротивление изоляции кабеля определяется, по-видимому, в основном мощностью дозы γ -излучения, о чем свидетельствует значительное снижение сопротивления изоляции при введении кабеля в активную зону выключенного реактора. С возрастанием мощности реактора сопротивление изоляции кабеля падает, причем зависимость проводимости изоляции от мощности реактора близка к линейной вплоть до мощности, соответствующей плотности потока нейтронов порядка $5 \cdot 10^{13}$ нейтр/см²·сек. При этой плотности потока сопротивление изоляции отрезка кабеля длиной 1 м составило 10^9 ом. Сопротивление изоляции того же отрезка вне реактора превышало 10^{12} ом.

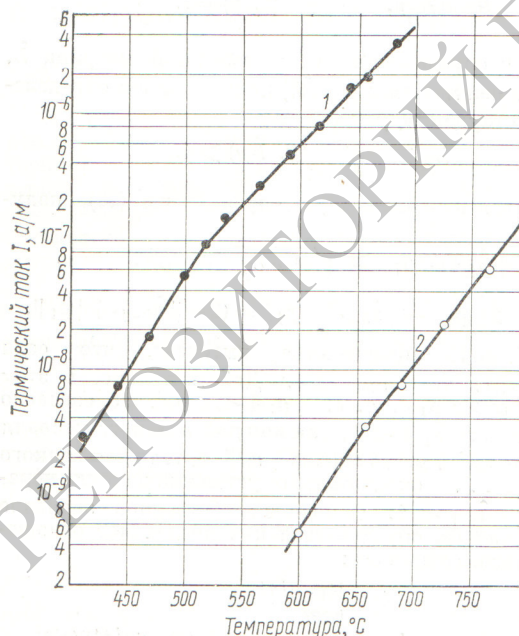


Рис. 1. Абсолютная величина термического тока кабеля в зависимости от температуры:

1 — кабель с серебряной жилой; 2 — кабель с жилой и оболочкой из нержавеющей стали.