Импульсы на запаздывающих нейтронах в быстром реакторе

В. Ф. КОЛЕСОВ

УДК 621.039.526

Саморегулируемые быстрые импульсные реакторы, рассчитанные на генерирование мощных одиночных импульсов, обычно работают в режиме перехода через верхнее критическое состояние. Параметры импульсов при этом определяются свойствами мгновенных нейтронов.

Иная картина наблюдается, если создаваемый в начальный момент скачок реактивности не превышает эффективной доли запаздывающих нейтронов. В этом случае в реакторе развивается значительно более длительный импульс, определяемый величиной начальной реактивности и параметрами шести групп запаздывающих нейтронов.

В статье приведены результаты численного решения параметрических уравнений кинетики быстрого реактора, соответствующих второму случаю. В принятом приближении нулевого времени жизни мгновенных нейтронов уравнения кинетики имеют вид

$$\frac{dy_i}{d\xi} = ka_i z - b_i y_i;$$

$$z = \frac{\sum_{i=1}^{6} b_i y_i}{10^3 - k\,(10^3 - a)};$$

$$k(\xi) = k_0 - 10^3 \int_0^{\xi} z(\eta)\, d\eta, \quad i = 1,\ 2,\ \ldots,\ 6,$$

где

$$\xi = \lambda_4 t; \quad z = \frac{10^3 An(\xi)}{\lambda_4}; \quad y_i = 10^6 A\tau\gamma C_i(\xi);$$

$$a_i = 10^3\gamma\beta_i; \quad a = \sum_{i=1}^{6} a_i; \quad b_i = \lambda_i/\lambda_4;$$

n — мощность; A — коэффициент гашения реактивности (остальные обозначения общепринятые).

Расчеты выполнены для двух наиболее интересных в практическом отношении наборов параметров запаздывающих нейтронов. Первый набор соответствует делению на быстрых нейтронах урана 90%-ного обогащения, второй — делению на быстрых нейтронах Pu^{239}.

Характерная особенность импульсов на запаздывающих нейтронах — увеличение асимметрии изменения мощности в зависимости от времени с ростом начальной реактивности. Вблизи верхнего критического состояния асимметрия выражена резко: за крутым фронтом нарастания мощности следует длительный участок медленного спада. Особенностью импульсов является также то, что мощность достигает максимума до того, как реактивность становится равной нулю. Энерговыделение к моменту максимума импульса при малых реактивностях равно половине полного энерговыделения за импульс, затем с ростом реактивности уменьшается и при реактивностях, близких к 1 $\left(\text{в шкале } \frac{1}{\beta}\cdot\frac{\Delta k_0}{k_0}\right)$, составляет лишь малую долю полного энерговыделения.

Общий характер зависимости параметров импульса от начальной реактивности одинаков при делении высокообогащенного урана и Pu^{239}. При этом, несмотря на более чем трехкратную разницу в эффективной доле запаздывающих нейтронов, отличие в ширинах импульса для этих двух случаев при одной и той же реактивности $\left(\text{в шкале } \frac{1}{\beta}\cdot\frac{\Delta k_0}{k_0}\right)$ составляет не более 30%.

Представленные в статье графики с параметрическими зависимостями дают возможность определять характеристики импульсов на запаздывающих нейтронах в произвольном быстром реакторе с активной зоной из высокообогащенного урана или плутония.

(№ 134/3940. Статья поступила в Редакцию 8/IX 1966 г., аннотация — 20/XII 1966 г. Полный текст 0,35 а. л., 2 рис., 1 табл., библиография 6 названий.)

Расчет распределения нейтронов и $K_{эфф}$ многозонного реактора с полностью введенными поглощающими стержнями

Н. Н. НОВИКОВА

УДК 621.039.51.132

Аналитически получено решение следующей задачи. Рассматривается цилиндрический реактор с эквивалентной высотой $H_э$, активная зона которого состоит из $Z + L$ слоев с различными свойствами. L слоев не содержат поглощающих стержней; каждый из Z слоев содержит N_z стержней, расположенных произвольно в координатах r, φ. Активная зона окружена радиальным отражателем из Q слоев.

Задача решается в двухгрупповом приближении с использованием комбинации метода Нордгейма —

Скалеттара [1—3] и матричного метода [4, 5], что позволяет сократить объем промежуточных вычислений и получить универсальное (для любого числа зон) решение в виде, удобном для программирования и расчета на электронно-вычислительной машине (особенно при наличии стандартных подпрограмм обращения и перемножения матриц).

Введем полный вектор потока

$$\overline{\Phi}=\begin{bmatrix}\varphi\\ \Phi\\ D_1\dfrac{\partial\varphi}{\partial r}\\ D_2\dfrac{\partial\Phi}{\partial r}\end{bmatrix},$$

где φ и Φ — потоки нейтронов быстрой и тепловой групп; D_1 и D_2 — коэффициенты диффузии. Тогда в любой зоне со стержнями

$$\overline{\Phi}_z=\overline{\Phi}_z^{\text{рег}}+\overline{\Phi}_z^{\text{нр}}=\sum_{n=0}^{\infty}M_{zn}(r)\,a_{zn}+$$

$$+\sum_{n=0}^{\infty}\sum_{m=0}^{\infty}\sum_{s=1}^{N_z}M_{zmns}(r)\,a_{zmns}.$$

Здесь $M_{zn}(r)$ и $M_{zmns}(r)$ — матрицы, зависящие от вида функций потоков в данной зоне; a_{zn} и a_{zmns} — матрицы, зависящие от произвольных коэффициентов регулярной и нерегулярной части решения соответственно. В зонах без стержней $\overline{\Phi}^{\text{нр}}=0$.

Используя на каждой границе раздела условия вида

$$\overline{\Phi}_t(R_t)=\overline{\Phi}_{t-1}(R_t),$$

произвольные коэффициенты a_{zn} можно выразить через коэффициенты a_{zmns}:

$$a_{zn}=\sum_{t=1}^{Z}\sum_{m=0}^{\infty}\sum_{s=1}^{N_t}M_{tmns}a_{tmns}.$$

Здесь M_{tmns} — матрицы (4×4), вычисляемые для любого числа зон путем последовательного обращения и перемножения матриц предыдущих слоев. Подставляя a_{zn} в выражения для потоков и используя на поверхности каждого стержня граничные условия вида

$$\varphi'(a_{iz})-\left(\frac{1}{\gamma_1}\right)_{iz}\varphi(a_{iz})=0;$$

$$\Phi'(a_{iz})-\left(\frac{1}{\gamma_2}\right)_{iz}\Phi(a_{iz})=0,$$

где a_{iz} — радиус i-го стержня в зоне z, а $(\gamma_1)_{iz}$ и $(\gamma_2)_{iz}$ — эффективные граничные условия для нейтронов быстрой и тепловой групп, получаем систему $2(2k+1)\sum\limits_{t=1}^{Z}N_t$ уравнений относительно коэффициентов a_{zmns} $(k=0,1,2,\ldots)$. Равенство нулю определителя этой системы является условием для отыскания $K_{\text{эфф}}$ реактора.

Решив систему для найденного значения $K_{\text{эфф}}$, можно определить все коэффициенты a_{zmns} и получить пространственные распределения потоков нейтронов. Таким образом, использование матричного метода позволяет упростить процесс решения путем замены громоздких промежуточных расчетов стандартными операциями над матрицами и найти для расчета элементов критического определителя формулы, справедливые для любого числа зон.

(№ 135/3978. Поступила в Редакцию 1/X 1966 г. Полный текст 0,55 а. л., 1 рис., библиография 6 названий.)

ЛИТЕРАТУРА

1. T. Enginol. Physics and Material Problems of Reactors Control Rods. Vienna, 1964.
2. В. И. Носов. «Атомная энергия», **15**, 71 (1963).
3. H. Kiesewetter. Kernenergie, **7**, 9 (1964).
4. B. Carmichael. Trans. Amer. Nucl. Soc., **7**, 2 (1964).
5. Р. Меррей. Физика ядерных реакторов. М., Атомиздат, 1959.

Энергетическое и числовое альбедо γ-излучения

УДК 539.122:539.121.72

Б. П. БУЛАТОВ, Н. Ф. АНДРЮШИН

Имеющиеся в литературе сведения об интегральном числовом альбедо узких пучков γ-квантов [1—3] неполны и при необходимости пополняются путем трудоемкого процесса интегрирования дифференциального альбедо.

В работе получены простые соотношения между интегральными числовыми и энергетическими альбедо γ-излучения, позволяющие сравнительно легко по одной известной величине (как правило, энергетическому альбедо A_E) находить соответствующее значение другой величины — числового альбедо A_N. В частности, показано, что в интервале энергий γ-квантов первичного излучения $0{,}2<E_0<2{,}0$ *Мэв* и углов падения $\theta_0\leqslant60°$ зависимость от E_0 отношения числового альбедо к энергетическому носит линейный характер и описывается выражением

$$\frac{A_N}{A_E}=KE_0+1,$$

где K — константа, имеющая физический смысл величины, обратной эффективной (усредненной по всему спектру обратно рассеянного γ-излучения) энергии отраженных γ-квантов.

Отмечено, что постоянство величины K означает, что при заданном угле падения θ_0 увеличение энергии E_0 не изменяет средней жесткости фотонов отраженного излучения, так как энергия γ-квантов, рассеянных на углы $\sim180°$, имеет естественный предел $\sim0{,}25$ *Мэв*, а энергия γ-квантов, рассеянных на меньшие углы, хотя и возрастает, но вследствие большего пути γ-квантов в веществе (с ростом E_0 рассеяние происходит на большей глубине) существенно смягчается за счет многократного рассеяния. Поэтому в интервале $0{,}3<E_0<2{,}0$ *Мэв* и углов падения $0<\theta_0<60°$ общая энергия обратно рассеянного γ-излучения, деленная на число отраженных квантов, при заданных θ_0 и Z (атомный номер вещества отражается) не зависит от энергии первичных квантов E_0. С увеличением θ_0 и Z эффек-