

УДК 621.039.512

РАСЧЕТ ДИНАМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В ТРЕХМЕРНОМ ЯДЕРНОМ РЕАКТОРЕ МЕТОДОМ ПРОСЛЕЖИВАНИЯ НЕЙТРОННЫХ ПОТОКОВ

А.В. ОВСЕПЯН, Д.В. РАЙСЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 24 марта 1998 г.)

Описана полная программная реализация метода расчета нестационарных процессов в ядерном реакторе с трехмерной гетерогенной активной зоной, представленном в работе [1]. На его основе проведен расчет для модельной задачи и приведены некоторые результаты вычислений.

Введение. В работе [1] нами был предложен новый численный метод расчета нестационарных процессов в реакторе с трехмерной геометрией. Было дано общее описание метода, его реализация была разбита на две части и было приведено описание первой – нахождение функций отклика с разных сторон ячейки на единичный сигнал в виде падающего на одну из граней пучка нейтронов. В настоящей статье рассматривается вторая часть метода – связывание входящих и исходящих потоков и прослеживание их во времени с целью получения картины динамики реактора. Поэтому для понимания данной работы необходимо знакомство с работой [1]. Изложение основано на конкретной программной реализации метода.

Описание реализации. В статье [1] реактор был разбит на ячейки в виде шестигранных призм (в дальнейшем именуемых шестигранниками) и был описан алгоритм получения функций отклика на единичный сигнал для такой ячейки. Покажем теперь, как, имея эти функции, можно проследить динамику реактора. Для этого необходимо осуществить связывание исходящих импульсов каждого шестигранника с входными импульсами его соседей. А для этого, в свою очередь, нужно сначала четко определить положение шестигранников друг относительно друга. В принятом разбиении цилиндр реактора оказывается поделенным на горизонтальные слои, каждый из которых представляет собой структуру, приведенную на рис.1. В согласии с геометрией задачи, в реакторе вводится косоугольная система координат: ось Z направлена по оси цилиндра реактора, а оси X и Y перпендикулярны ей и направлены под углом 60° друг к другу так, как показано на рис.1. Начало координат находится в середине призмы, поэтому число призм N_z по оси Z берется нечетным. Тогда положение каждой ячейки можно охарактеризовать тремя целыми числами, представляющими собой координаты, отсчиты-

ваемые в минимальных расстояниях между центрами шестигранников в соответствующих направлениях. Как видно, структура, представленная на рис.1, так же, как и реальный реактор в поперечном сечении, имеет центральную симметрию шестого порядка относительно выбранного начала координат, поэтому в каждом слое шестигранников достаточно рассмотреть лишь группу, выделенную на рис.1. Аналогично для многих задач можно ограничиться рассмотрением верхней половины реактора, считая нижнюю ее зеркальным отражением относительно центрального сечения реактора. Таким образом, на деле мы рассматриваем лишь двенадцатую долю реактора, что сильно сокращает объем необходимого машинного времени и требования к оперативной памяти. Таким образом, цилиндр реактора будет представлять из себя структуру из $\frac{(N_Z + 1)}{2} \left(\frac{(N_R + 1)N_R}{2} + 1 \right) + N_{ROUND}$ шестигранников, где N_Z – полное число призм по Z , N_R – их число по оси X или Y (без центрального), а $N_{ROUND} = f(N_R)$ – число призм, которые необходимо добавить для наилучшей аппроксимации круглой границы реактора.

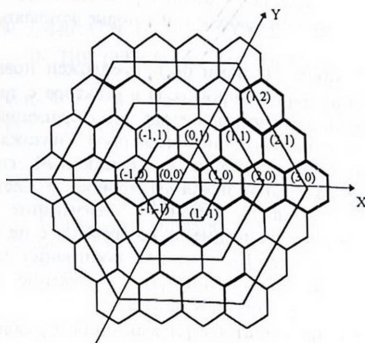


Рис.1. Поперечное сечение реактора в принятом разбиении (изображены лишь центральные ячейки).

Каждую ячейку будем характеризовать восемью числами, представляющими собой величины входных потоков с ее граней в данный момент, и восемью функциями (также по одной на каждую грань), представляющими из себя суммарный отклик на импульсы, приходившие в предшествующие текущему моменты времени. Каждая из этих функций задается в виде n значений исходящего потока в n последующих моментах времени; n должно быть равно числу значений в функциях отклика на единичный сигнал, полученных в первой части [1]. При расчетах n обычно полагалось равным восьми или десяти.

Для внесения соответствия между исходящими потоками шестигранников и входными потоками их соседей стороны шестигранников нумеруются следующим образом: боковые грани получают номера от 1 до 6 по часовой стрелке, седьмой стороной считается нижнее основа-

ние, а восьмой – верхнее. Тогда исходящий поток со стороны 7 какой-либо ячейки является входным потоком со стороны 8 ее нижнего соседа; исходящий поток со стороны 8 является входным со стороны 7 для верхнего соседа. Аналогичным образом с потоками стороны i ($i = 1, \dots, 3$) связаны потоки стороны $i+3$.

Процесс вычислений выглядит так. Вначале задается некоторое распределение исходящих потоков. Оно определяется начальным значением $\Phi_0(t=0, r)$ плотности потока нейтронов. Затем по исходящим потокам шестигранников определяются входные потоки их соседей. Таким образом, последовательно рассматривается каждый шестигранник и входному потоку с каждой его грани присваивается первое значение (т.е. значение для текущего момента времени) функции суммарного отклика с соответствующей стороны ячейки, примыкающей к этой грани. Если эта ячейка находится вне рассматриваемой области реактора, то в качестве нее берется ячейка, эквивалентная ей, но находящаяся внутри рассматриваемой области. При этом необходимо учесть, что отклик теперь нужно взять уже с другой грани. Если же сторона примыкает к границе реактора, то входной импульс, который ей нужно придать, определяется граничными условиями. Если на границе реактора есть отражатель, то в качестве входа с этой грани нужно задать соответствующую долю исходящего потока, определяемую свойствами отражателя; если отражателя нет, входной поток всегда задается равным нулю – нейтроны просто вылетают в окружающую среду; внутрь же из нее не поступают.

Затем делается шаг вперед по времени: массивы, представляющие суммарные функции отклика для каждой стороны, сдвигаются на одну позицию вперед. Таким образом, исходящий поток во второй интервал времени становится потоком в первый интервал, поток в третий интервал становится потоком во второй и так далее. Поскольку для каждой ячейки хранятся значения суммарных функций отклика в моменты времени от t до $t+n\Delta t$, где t – текущий момент времени, а Δt – шаг по времени, то это равносильно перенесению текущего момента вперед на шаг Δt .

Определив для данного момента времени входные импульсы для всех сторон, можно уже, воспользовавшись функциями отклика на единичный сигнал, полученными в первой части [1], построить исходящие импульсы, вернее дополнить суммарные функции откликами на входные импульсы в текущий момент. Для входного импульса с каждой грани каждой ячейки определяются отклики со всех граней этой ячейки и прибавляются к значениям суммарных функций отклика. Математически суммарные функции отклика с i -ой стороны $I_-^i(t)$ определяются так:

$$I_-^i(t) = \sum_{j=1}^8 \int_0^t I_+^j(t') \varphi^{ij}(t-t') dt', \quad (1)$$

где $I_+^j(t)$ – входной импульс с j -ой стороны, а φ^{ij} – функции отклика на единичный сигнал. А проводимая процедура эквивалентна тому, что к интегралу от нуля до $t - \Delta t$ в формуле (1) прибавляется интеграл от $t - \Delta t$ до t , давая суммарный отклик в текущий момент.

И наконец, определяются и выводятся в файл относительные

значения плотности потока нейтронов в реакторе: они считаются постоянными в пределах каждой ячейки. Согласно кинетической теории [2], они пропорциональны сумме откликов со всех сторон в последующие n интервалов времени.

Затем процесс повторяется, начиная с определения входных потоков. Двигаясь вперед по времени, мы получаем пространственную картину распределения нейтронов в каждый момент времени $t_k = k\Delta t$ ($k \in N$). Время, затрачиваемое на вычисления, зависит только от количества расчетных ячеек. Для реактора, содержащего 11 ячеек по высоте и 6 по радиусу, например, на один шаг по времени по составленной нами программе требуется около 0.5 сек.

Некоторые результаты расчетов. Рассмотрение динамической задачи в неоднородном реакторе сильно усложнило бы проверку полученных результатов. Поэтому для проверки метода с его помощью проведен расчет динамики однородного цилиндрического реактора и найдена плотность потока нейтронов $\Phi(t, r)$ в нем. Для удобства сравнения с аналитическим выражением параметры реактора взяты так, чтобы система была критической. Как известно [3], плотность потока нейтронов в критическом реакторе (стационарная задача) удовлетворяет уравнению $\nabla^2 \Phi + B^2 \Phi = 0$. Его аналитическое решение для реактора в виде однородного конечного цилиндра (при выполнении условия критичности $B^2 = (v_1/\tilde{R})^2 + (\pi/\tilde{2h})^2$) в цилиндрических координатах (ρ, φ, z) выглядит так:

$$\Phi(\rho, z) = C J_0 \left(\frac{v_1 \rho}{\tilde{R}} \right) \cdot \cos \left(\frac{\pi z}{\tilde{2h}} \right), \quad (2)$$

где C – нормировочный коэффициент, определяющийся мощностным режимом, $v_1 \approx 2.405$ – первый ноль функции Бесселя $J_0(x)$, $\tilde{R}$ и $\tilde{h}$ – соответственно экстраполированные радиус и полувысота цилиндра. Для расчета такого реактора в односкоростном приближении были взяты следующие параметры, с хорошей степенью точности удовлетворяющие условию критичности и приближенные к реальным [4]: макроскопическое сечение деления $\Sigma_f = 0.0491 \text{ см}^{-1}$, сечение радиационного захвата $\Sigma_c = 0.0486 \text{ см}^{-1}$, сечение упругого рассеяния $\Sigma_s = 0.7918 \text{ см}^{-1}$, размеры реактора $R = 75 \text{ см}$, $h = 125 \text{ см}$, скорость нейтронов $v = 2.965 \cdot 10^7 \text{ см/сек}$, соответствующая энергии тепловых нейтронов $E = 0.25 \text{ эВ}$. Поскольку нас интересует стационарное распределение нейтронов, то начальные значения потоков взяты произвольно.

В центре реактора был задан нейтронный импульс, затем в течение некоторого интервала времени (порядка 10 мсек) реактор эволюционировал к своему стационарному состоянию, плотность потока нейтронов в котором и должна совпасть с аналитическим выражением (2). Понятно, что смысл имеют лишь относительные значения плотности потока, поскольку абсолютные определяются произвольно заданными начальными условиями. На рис.2 приведены графики нормализованных функций распределения нейтронов по радиусу в центральном сечении (а) и по высоте на оси реактора (б) для аналитического решения и для

численного. Как можно видеть, распределение нейтронов по радиусу вблизи границы реактора отклоняется от аналитического, что обусловлено разницей между цилиндрической и шестигранной геометриями вблизи границы реактора. Ошибка для относительного распределения нейтронов составляет 1%.

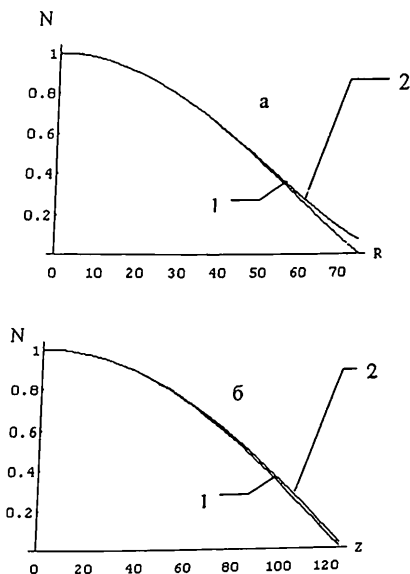


Рис.2. Функции распределения нейтронов по радиусу в центральном сечении реактора (а) и по высоте на его оси (б) (1 - аналитическое решение, 2 - численное). Длины даны в сантиметрах.

Понятно, что приведенная модельная задача отнюдь не исчерпывает возможностей метода и конкретное его применение обоснованно для многогрупповых быстрых динамических процессов в неоднородном реакторе. Поскольку цель данной работы - лишь предложить и описать метод, здесь такие расчеты не приводятся.

ЛИТЕРАТУРА

1. А.В.Овсепян, Д.В.Райсян. Известия НАН Армении, Физика, 34, 103 (1999).
2. Д.Р.Кишин. Физические основы кинетики ядерных реакторов. М., Атомиздат, 1967.
3. Р.Мегреблиан, Д.Холмс. Теория реакторов. М., Госатомиздат, 1962.
4. Эксплуатационные режимы водо-водяных энергетических ядерных реакторов. М., Атомиздат, 1979.