

Таким образом, для этой системы эффект анизотропии диффузии определяется формулой

$$\frac{L_{||}^2}{L_{\perp}^2} = 1 + \frac{6}{\pi^2} \cdot \frac{\varepsilon_{ss} a}{\Sigma t_0} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{(2n-1)^3} \approx 1 + 0,64 \frac{\varepsilon_{ss} a}{\Sigma t_0} \quad (42)$$

Заключение

При решении задачи о переносе нейтронов в неоднородных средах описанным выше методом вся необходимая для этого информация о структуре среды содержится в корреляционной функции флуктуаций в среде, точнее, необходимо знать выражение для фурье-образа корреляционной функции (спектр). Спектр флуктуаций можно найти для широкого класса диффузионных сред: от среды со случайными неоднородностями вида (29) до периодической структуры типа (24). Область применения теории ограничена требованием малого масштаба флуктуаций; высокая интенсивность флуктуаций практически не является ограничением [1, 2].

В настоящей работе было рассмотрено прохождение нейтронов в неограниченной среде.

Отыскание средней функции Грина для тел конечного объема не составляет принципиальных трудностей. В рамках подхода, развитого выше, можно рассмотреть и энергетическую зависимость плотности нейтронов, например, в двухгрупповом приближении. При этом необходимо решать систему уравнений типа (2) [1].

В заключение автор выражает глубокую благодарность М. В. Казарновскому за плодотворные дискуссии на всех этапах выполнения работы.

Поступила в Редакцию 20/VIII 1966 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. В. Степанов. Pulsed Neutron Research. Vol. I. Vienna, IAEA, 1965, p. 339; «Атомная энергия», 20, 265 (1966).
2. А. В. Степанов. «Атомная энергия», 21, 292 (1966).
3. Я. И. Шевелев. «Атомная энергия», II, 224 (1957).
4. А. Д. Галанин. Теория ядерных реакторов на тепловых нейтронах. М., Атомиздат, 1959.
5. А. Ахизер, И. Померанчук. Некоторые вопросы теории ядра. М., Гостехтеориздат, 1950.

Электро моделирование температурных полей в ядерном реакторе

Ю. И. ГРИБАНОВ, В. Е. МИНАШИН, А. А. ШОЛОХОВ

УДК 621.039.517.5

Рассмотрен метод расчета температур в ядерном реакторе с помощью электрического моделирования. При решении задачи учитывается изменение тепловыделения по высоте реактора и в поперечном сечении. Для учета изменения тепловыделения по высоте реактора предложено два метода: непосредственный, путем изменения во времени плотности тока питания электрической модели, и метод расчета с помощью интеграла Дюамеля. В последнем случае исследование температурного поля на модели проводится при постоянном по высоте тепловыделении, а полученные результаты затем пересчитываются с помощью интеграла Дюамеля на любой закон изменения тепловыделения по высоте реактора.

При проектировании и эксплуатации реакторов необходимо знать распределение температур в активной зоне, которое фактически является трехмерным. Один из способов решения задач теплообмена в реакторе — использование электрических моделей, сеточных или из сплошных сред. В работе [1] с помощью электрической модели из сплошной среды исследовался теплообмен на участке тепловой стабилизации при течении жидкости в каналах про-

стейшей формы (правильные многоугольники и окружность) для случая, когда скорость и теплопроводность жидкости постоянны в поперечном сечении, а на границе задан постоянный по длине и периметру тепловой поток от стенки к жидкости.

В настоящей работе рассматривается метод электро моделирования пространственных температурных полей в ядерном реакторе в более общем случае. При решении задачи учитываются изменение скорости жидкости в поперечном сечении охлаждающих каналов, зависимость турбулентной теплопроводности λ_T теплоносителя от координат, тепловыделение в жидкости и конструкционных материалах и изменение удельного объемного тепловыделения в поперечном сечении и по высоте реактора. Перетечки тепла в осевом направлении не учитываются: предполагается, что они малы по сравнению с перетечками тепла в радиальном направлении. Предполагается также, что профиль скорости теплоносителя стабилизирован и не меняется по высоте активной зоны.

Уравнения поля температур имеют следующий вид:
для твердого тела

$$\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} = -\frac{q_v(x, y, z)}{\lambda}; \quad (1)$$

для теплоносителя

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[\lambda(x, y) \frac{\partial t}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\lambda(x, y) \frac{\partial t}{\partial y} \right] = -q_v(x, y, z) + C_p \gamma w(x, y) \frac{\partial t(x, y, z)}{\partial z}. \quad (2)$$

Граничными условиями являются температура теплоносителя на входе и условия «сшивки» по температурам и тепловым потокам на границах раздела сред.

Представим теперь плоскую электрическую модель из сплошной среды, к каждой точке которой подводится ток плотностью $i(x, y, \tau)$. Уравнение поля потенциалов для такой системы аналогично (1):

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} = -\frac{1}{\sigma} \cdot i(x, y, \tau). \quad (3)$$

Если, кроме того, каждая точка некоторой области этой модели обладает электрической емкостью, то уравнение для этой области будет аналогично (2):

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[\sigma(x, y) \frac{\partial u}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\sigma(x, y) \frac{\partial u}{\partial y} \right] = -i(x, y, \tau) + C(x, y) \frac{\partial u}{\partial \tau}. \quad (4)$$

Аналогами в уравнениях (1), (2) и (3), (4) являются теплопроводность λ — электропроводность σ ; температура t — напряжение u ; продольная координата z — время τ ; удельное объемное тепловыделение q_v — плотность тока i . Удельная электрическая емкость $C(x, y)$ является аналогом произведения скорости жидкости w на объемную теплоемкость $C_p \gamma$.

Если пространственное распределение параметров модели подобно распределению параметров в оригинале, то безразмерные уравнения можно записать в виде

$$\frac{\partial^2 T}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial Y^2} = -\frac{1}{\Lambda} \Phi(X, Y, Z); \quad (5)$$

$$\frac{\partial}{\partial X} \left[\lambda(X, Y) \frac{\partial T}{\partial X} \right] + \frac{\partial}{\partial Y} \left[\lambda(X, Y) \frac{\partial T}{\partial Y} \right] = -\Phi(X, Y, Z) + \Psi(X, Y); \quad (6)$$

$$\frac{\partial^2 U}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial Y^2} = -\frac{1}{\Lambda} \Phi(X, Y, \Theta); \quad (7)$$

$$\frac{\partial}{\partial X} \left[\sigma(X, Y) \frac{\partial U}{\partial X} \right] + \frac{\partial}{\partial Y} \left[\sigma(X, Y) \frac{\partial U}{\partial Y} \right] = -\Phi(X, Y, \Theta) + \Psi(X, Y), \quad (8)$$

$$T = \frac{t}{t_0}, \text{ а } t_0 = \frac{l \sum_k \bar{q}_{v, k} S_k}{S \bar{w} C_p \gamma};$$

$$U = \frac{u}{u_0}, \text{ а } u_0 = \frac{\tau_0 \sum_k \bar{i}_k S_{M, k}}{S_M \bar{C}};$$

$$\Phi(X, Y) = 1 + \frac{\lambda_T}{\lambda_M} = 1 + \frac{\sigma_T}{\sigma_M};$$

$$\Psi(X, Y) = \frac{w(X, Y)}{w} = \frac{C(X, Y)}{\bar{C}};$$

$$\Phi(X, Y, Z) = \frac{q_v(X, Y, Z) R^2}{\lambda_M l_0};$$

$$\Phi(X, Y, \Theta) = \frac{i(X, Y, \Theta) R_M^2}{\sigma_M u_0};$$

$$\Lambda = \frac{\lambda}{\lambda_M} = \frac{\sigma}{\sigma_M}; \quad Z = \frac{z \lambda_M}{w C_p \gamma R^2}; \quad \Theta = \frac{\tau \sigma_M}{\bar{C} R_M^2}.$$

Здесь \bar{C} , \bar{i} , \bar{w} и \bar{q}_v — средние для модели значения величин C , i , w и q_v ; λ_M и σ_M — молекулярная теплопроводность жидкости и ее аналог; l — высота активной зоны; k — номер области; R — радиус твэла; S — живое сечение; S_k — площадь k -й области; t_0 — средний подогрев жидкости; u_0 — средний потенциал модели за время импульса длительностью τ_0 . Индекс «м» относится к модели. Поперечными координатами в реальной системе и модели являются соответственно

$$X = \frac{x}{R}; \quad X = \frac{x}{R_M} \text{ и } Y = \frac{y}{R}; \quad Y = \frac{y}{R_M}.$$

Приведенные соотношения верны, если электрическая модель выполнена из сплошной среды. Для реализации функций Φ , Ψ и Θ обычно используют сеточные модели. В этом случае приведенные выше соотношения примут несколько иной вид.

Если известно решение $U(X, Y, \Theta)$, то при $Z = \Theta$ величина $U = T$, откуда находится связь между аналогичными значениями реальной системы и модели.

Чтобы учесть изменение тепловыделения по высоте реактора, величину тока питания модели необходимо изменять во времени по определенному закону с помощью специальной питающей аппаратуры. Однако решение задачи в общем виде с учетом изменения тепловыделения по высоте реактора можно получить и не прибегая к специальной аппаратуре, а используя источник прямоугольных импульсов тока. Полученное при этом распределение температур по высоте канала реактора может быть затем пересчитано на любой закон изменения тепловыде-

ления с помощью интеграла Дюамеля. Для вывода формулы предположим, что функцию распределения тепловыделения можно представить в виде

$$q_v(x, y, z) = f(x, y) \eta(z). \quad (9)$$

Это допущение выполняется во многих практически важных случаях.

Пусть $t_1(x, y, z)$ — решение уравнения (1) при $\eta(z) = 0$ и произвольном распределении температуры теплоносителя на входе в активную зону:

$$t(x, y, z=0) = f_1(x, y).$$

Пусть, кроме того, $t_2(x, y, z)$ — решение уравнения (1) при $\eta(z) = \text{const} = 1$ и $t(x, y, z = 0) = 0$. Можно показать, что в общем случае, когда распределение температур теплоносителя на входе в активную зону задано функцией $f_1(x, y)$, а тепловыделение по высоте меняется по произвольному закону $\eta(z)$, решением (1) является

$$t(x, y, z) = t_1(x, y, z) + \eta(z=0) t_2(x, y, z) + \int_0^z \frac{d\eta(\xi)}{d\xi} t_2(x, y, z - \xi) d\xi. \quad (10)$$

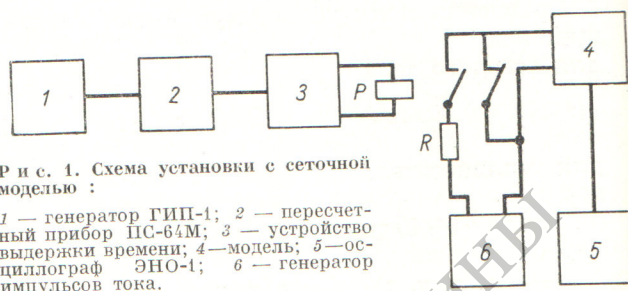
Следовательно, чтобы найти распределение температур в тепловыделяющем канале при произвольном распределении температуры жидкости на входе и тепловыделения по высоте активной зоны, необходимо следующее:

1. Смоделировать поле температур при произвольном распределении температуры теплоносителя на входе в активную зону и отсутствии тепловыделения в активной зоне.

2. Смоделировать поле температур при равенстве нулю температуры жидкости на входе в активную зону и постоянном тепловыделении по высоте реактора.

3. Рассчитать искомое поле температур по формуле (10) для конкретного распределения тепловыделения по высоте.

На рис. 1 показана принципиальная схема сеточной модели с вспомогательной аппаратурой. Импульсы тока для питания модели вырабатываются генератором 1. При решении задач с постоянным тепловыделением по высоте зоны импульсы должны иметь прямоугольную форму. В этом случае генератор тока представлял собой просто стабилизированный выпрямитель типа УИП-I с последовательно включенным резистором R и контактами реле P . Для получения импульсов тока специальной формы, соответствующих переменному тепловыделению, использовался функциональный генера-



тор следящего типа, собранный на осциллографе С1-19А. На экран осциллографа наклеивалась маска из светонепроницаемой бумаги, вырезанная в соответствии с кривой тепловыделения по высоте. В тубусе перед экраном размещался фоторезистор ФСК-М, напряжение с которого поступало на вход усилителя вертикального отклонения луча осциллографа. Такая система при запуске горизонтальной развертки осциллографа обеспечивает перемещение луча по краю бумаги, а на вертикальных пластинах и резисторе — получение импульса необходимой формы.

Из рис. 2 видно, что погрешность воспроизведения функции $\eta(z)$ не превышает 2%.

Период следования импульсов задавался при помощи генератора периодических импульсов ГИП-1 и пересчетного прибора, а длительность импульсов — при помощи устройства выдержки времени (см. рис. 1). Регистрирующим устройством являлся электронно-лучевой осциллограф (типа ЭНО-1) в комплекте с фотоаппаратом.

Использование изложенного метода проиллюстрируем на примере расчета твэлов, располо-

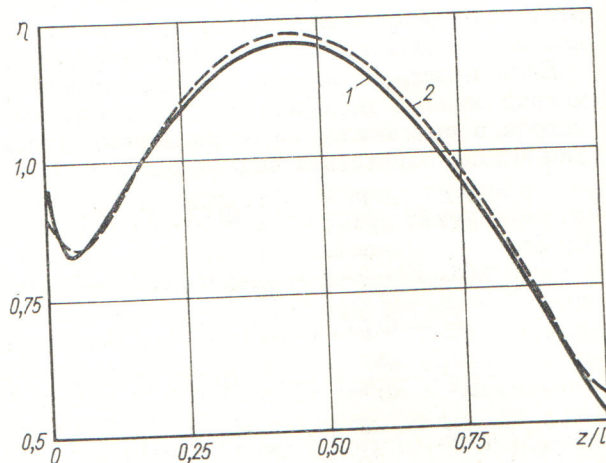


Рис. 2. Воспроизведение функции $\eta(z)$ (1, 2 — заданная и воспроизведенная в модели функции соответственно).

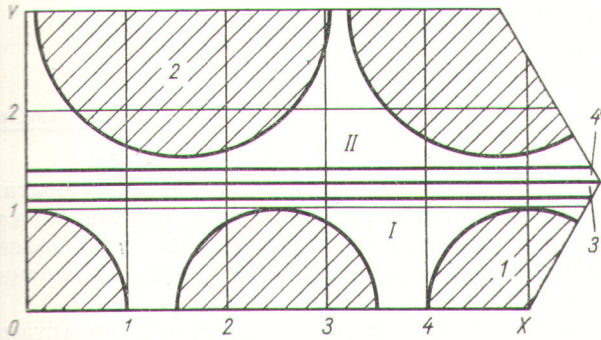


Рис. 3. Исследуемая система:

1, 2 — твэлы; 3, 4 — участки шестигранных труб; I, II — теплоноситель.

женных на границе двух зон воспроизводства (рис. 3). По конструкции сборки аналогичны сборкам, описанным в работах [2, 3]. Сборка первой зоны состоит из шестигранной трубы 3, в которой по треугольной решетке размещается 61 твэл I; в шестигранной трубе 4 второй зоны воспроизводства размещается 37 твэлов 2. Расход теплоносителя I и II через каждую сборку может регулироваться дроссельной шайбой. В наиболее тяжелых условиях работы оказываются сборки, расположенные на границе зон воспроизводства [2].

Задача исследования — определение температур на поверхности твэлов и выяснение возможности экспериментального исследования системы в лабораторных условиях. Для решения задачи была построена специальная сеточная электрическая модель. Шаг разбиения по обем осям взят равным

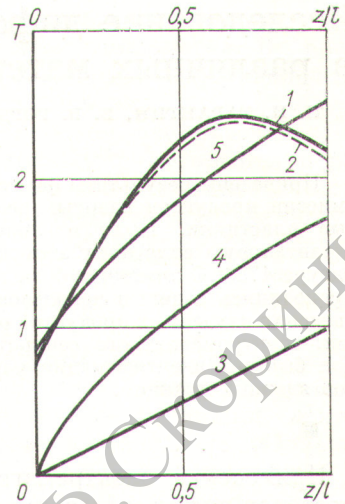
$$\Delta x = \Delta y = \frac{R}{15}.$$

Система исследовалась при $Re = \frac{\bar{w}R}{\nu} \approx 10^5$ и $Pr \approx 10^{-2}$ (жидкий металл). Поля скорости $w(x, y)$ и полной теплопроводности жидкости $(\lambda_w + \lambda_T)$ рассчитывались по методике [4].

На рис. 4 распределение температуры, определенное электро моделированием при функции $\eta(z)$, представленной на рис. 2 (кривая 1), сравнивается с распределением, рассчитанным по формуле (10) (кривая 2). Видно, что результаты обоих методов совпадают. Некоторое расхождение обусловлено погрешностью задания тока питания модели. Изменение средней и локальных температур по длине твэла (кривые 3—5) соответствует постоянному тепловыделению по высоте реактора. Видно, что тепловая стабилизация в системе не наступает: разность между локальной и средней темпера-

Рис. 4. Распределение температур в системе:

1 — получено электро моделированием при $q_v = f(x, y) \eta(z)$; 2 — рассчитано по формуле (10); 3 — средняя по сечению температура твэла; 4 и 5 — температуры поверхности и центра твэла соответственно.



турами непрерывно возрастает, т. е. практически вся длина активной зоны находится в области начального теплового участка. Анализ температурных полей показывает также, что в данной системе существуют значительные поперечные токи тепла из области теплоносителя I внутрь шестигранной трубы 4. Поэтому, если построить экспериментальную модель, состоящую из ограниченного числа реальныхборок, то опыты на такой модели не дадут правильных сведений о распределении температур в реальной системе. В таком эксперименте внешняя поверхность трубы 4 будет адиабатической границей, тогда как в реальной системе через эту поверхность происходит интенсивный приток тепла из сборки I.

Полученные результаты показывают, что следует проявлять осторожность при расчете температур в реакторе по соотношениям для стабилизированного теплообмена. Подчеркивается также значение изложенного метода для расчета температуры как в зоне тепловой стабилизации, так и в зоне начального теплового участка, где температурные поля еще не стабилизированы.

Поступила в Редакцию 22/III 1966 г.
В окончательной редакции 26/IX 1966 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Дж. Пирсон, Т. Ирвин. «Инж.-физ. ж.», № 6, 10 (1963).
2. Л. Кох и др. В кн. «Труды Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Женева, 1958». Избр. докл. иностр. ученых. Т. 4. М., Атомиздат, 1959, стр. 441.
3. G. V e n d r y e s et al. Доклад № 42, представленный Францией на Третью международную конференцию по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1964).
4. Н. И. Булеев. В сб. «Теплопередача». М., Изд-во АН СССР, 1962, стр. 64.