

в случае, если со стороны второго контура температура в парогенераторе по высоте постоянна; $H_{\text{пг}}$ — высота парогенератора; k — коэффициент теплопередачи; F — поверхность теплообмена; C_D — удельная теплоемкость; G — расход теплоносителя.

Аналогичное выражение получено для теплообменника, когда температура со стороны второго контура непостоянна по высоте.

Линейная модель и модель с вышеуказанной корректировкой проверялись экспериментально для двух компоновок контура циркуляции. Сравнение точного решения с линейным приближением показало, что линейная аппроксимация дает удовлетворительное со-

ласие в случае

$$\frac{H_{a.з}}{H_k} \leq 0,7.$$

Отличие экспериментальных данных от расчетов по линейной модели не превышает 25%, а от данных, полученных на скорректированной модели, — не более 3% (см. рисунок).

(№ 219/4619. Статья поступила в Редакцию 15/XI 1967 г., аннотация — 14/V 1968 г. Полный текст 0,4 а. л., 4 рис.)

Выбор программы изменения температуры теплоносителя

Б. Г. ВОЛИК, Н. А. ДОЛГИНОВА

УДК 621.039.517.5

При проектировании систем управления реакторами повышенной маневренности необходимо знать программу наиболее быстрого изменения температуры теплоносителя $T(t)$, гарантирующую вместе с тем надежную работу технологического оборудования (с точки зрения прочности). Для цилиндрических конструкций, внутренние стенки которых находятся в контакте с теплоносителем, а внешние имеют тепловую изоляцию, такая программа может быть определена из условия экспоненциального закона изменения температурных напряжений $\sigma(t)$ в наиболее опасной точке (на внутренней стенке):

$$\sigma(t) = [\sigma] (1 - e^{-bt}), \quad (1)$$

где $b > 0$. Такой закон исключает переменное нагружение и тем самым повышает долговечность материалов конструкции.

Решив совместно уравнение теплопроводности для стенки цилиндра с граничными условиями третьего рода при некоторых допущениях

$$\frac{\partial \vartheta(y, t)}{\partial t} = a \frac{\partial^2 \vartheta(y, t)}{\partial y^2} \quad (2)$$

и уравнение для тангенциальных температурных напряжений

$$\sigma = \frac{\beta E}{1 - \nu} \left[\frac{2}{R_a^2 - R_i^2} \int_{R_i}^{R_a} \vartheta(x, t) x dx - \vartheta(R_i, t) \right] \quad (3)$$

и введя преобразование Лапласа, получим трансцендентную передаточную функцию:

$$W_{\sigma}(s) = \frac{\sigma(s)}{T(s)}.$$

Здесь ϑ — температура стенки; x, y — расстояние от центра цилиндра и от внешней поверхности цилиндра до рассматриваемой точки в сечении стенки соответственно; a — коэффициент теплопроводности; R_i, R_a — внутренний и внешний радиусы цилиндра соответственно.

При помощи логарифмических частотных характеристик удастся оценить диапазон существенных частот

и найти аппроксимирующую дробно-рациональную передаточную функцию

$$W_{\sigma}(s) = \frac{\sigma(s)}{T(s)} = \frac{ks}{(1 + \tau_1 s)(1 + \tau_2 s)}. \quad (4)$$

На рисунке приведена номограмма зависимости величин τ_1, τ_2 от теплофизических параметров.

Уравнения (1), (4) и дополнительное ограничение на характер изменения температуры теплоносителя ($\dot{T} > 0$ при подъеме температуры и $\dot{T} < 0$ при снижении) дают искомую программу:

$$T(Fo) = B + CFo + De^{-bFo}, \quad (5)$$

где B, C, D — постоянные.

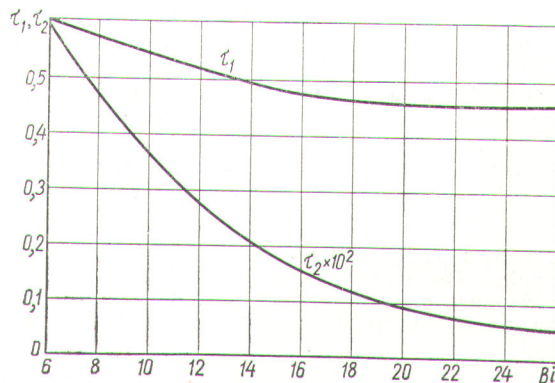
Программа (5) приближенно может быть заменена начальным скачком

$$T_0 = \frac{[\sigma]}{A} \cdot \frac{\tau_1 + \tau_2}{k_1} \quad (6)$$

и последующим линейным изменением

$$\dot{T} = \frac{[\sigma]}{Ak_1}. \quad (7)$$

В приведенных выше уравнениях $[\sigma]$ — допустимые напряжения; $A = \frac{\beta E}{1 - \nu}$; β, E, ν — коэффициент линей-



Зависимость τ_1, τ_2 от теплофизических параметров.

ного расширения, модуль упругости и коэффициент Пуассона соответственно; $k_1 = 0,336$.

(№ 220/4594. Статья поступила в Редакцию 24/X 1967 г., аннотация — 30/IV 1968 г. Полный текст 0,5 а. л., 5 рис., 1 табл., 5 библиографических ссылок.)

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. Паркус. Неустановившиеся температурные напряжения. Перев. с немецк. М., Физматгиз, 1963
2. А. С. Трофимов. «Инж.-физ. ж.», VII, № 1 (1964).
3. Б. Г. Волик. В сб. «Исследования по теплопроводности». Минск, «Наука и техника», 1967.

Вычисление эффективных граничных условий для многослойных блоков

В. А. ЛОБЫНЦЕВ

УДК 621.039.51.13

Рассматривается определение эффективных граничных условий на поверхности блока, необходимых для отыскания распределения нейтронов в замедлителе. Задача односкоростная, угловое распределение нейтронов на границе принимается в P_1 -приближении. В блоке отсутствует рассеяние, но сечение поглощения может зависеть от координат.

Получены выражения для логарифмической производной потока нейтронов на границе сред $\frac{\nabla_n \Phi_1}{\Phi_1} \Big|_s = \gamma$, для коэффициента самоэкранирования блока $f = \frac{\Phi_0}{\Phi_1} \Big|_s$ и распределения потока нейтронов в блоке.

Наиболее простые формулы можно записать для плоской геометрии и однородного цилиндрического блока. Так, в случае плоской геометрии распределение потока нейтронов в блоке и эффективное граничное условие имеют вид

$$\Phi_0(x) = \frac{\Phi_1(a)}{2} \{ [E_2(l-a, x) + E_2(l_a, x)] + 3D_1\gamma [E_3(l-a, x) + E_3(l_a, x)] \} + \frac{1}{2D_1} \cdot \frac{1 - 2E_3(2l_0, a)}{1 + 3E_4(2l_0, a)}$$

$$E_n(t) = \int_0^1 e^{-t/u} u^{n-2} du;$$

$$l_{\alpha, \beta} = \int_{\alpha}^{\beta} \Sigma_0(x) dx,$$

где $\Phi_1(x)$, D_1 — поток нейтронов и коэффициент диффузии в замедлителе соответственно.

В цилиндрической геометрии

$$\gamma = \frac{1}{2D_1} \cdot \frac{1 - B_1}{1 + 3/2B_2},$$

где B_1 и $3/2B_2$ имеют физический смысл вероятности пройти без столкновений цилиндрический блок для нейтронов с изотропным и косинусоидальным распределением на границе соответственно. Эти величины

удобно применять при расчетах различных эффектов в гетерогенных реакторах. Так, коэффициент самоэкранирования цилиндрического блока

$$f(c) = \frac{1 - B_1(c)}{c},$$

где $c = 2a\Sigma_0$; a — радиус блока; Σ_0 — сечение поглощения в блоке.

В случае однородного цилиндрического блока для B_1 и B_2 получены выражения

$$B_1 = 1 - \frac{2}{3} \left[c - c^2 + \frac{c^3}{2} I_0 K_0 + \left(c + \frac{c^3}{2} \right) I_1 K_1 - c^2 I_1 K_0 \right];$$

$$B_2 = \frac{14}{15} - \frac{2c}{3} + \frac{8c^2}{45} - \frac{8c^3}{45} + \left(\frac{c^2}{5} + \frac{4c^4}{45} \right) I_0 K_0 + \left(\frac{14c^4}{45} + \frac{17c^2}{45} - \frac{8}{15} \right) I_1 K_1 - \left(\frac{14c}{15} + \frac{8c^3}{45} \right) I_1 K_0,$$

где I_i , K_i — модифицированные функции Бесселя от аргумента $c/2$.

Найдено также выражение для проницаемости блока радиусом a в пустом канале радиусом ρ :

$$B_1^0 = 1 - \frac{a}{\rho} + \frac{a^2}{\rho} B_1(c).$$

Более громоздкие, но удобные для расчетов на ЭВМ формулы получены для слоистого цилиндрического блока.

Рассмотрено применение приведенных выше выражений для двухзонной ячейки Вигнера — Зейца. Представлен явный вид производных коэффициента использования тепловых нейтронов по различным параметрам ячейки, полученных при помощи выведенных аналитических выражений для B_1 и B_2 . Такие формулы полезны для оценки различных малых изменений параметров ячейки, возникающих, например, в результате температурных изменений конструкций реактора.

(№ 221/4616. Статья поступила в Редакцию 24/XI 1967 г., аннотация — 6/V 1968 г. Полный текст 0,5 а. л., 2 рис., 7 библиографических ссылок.)