

УДК 621.039.553.34

Теплогидравлические расчеты теплообменников с неравномерным расходом теплоносителей в пучке

СУББОТИН В. И., МИТЕНКОВ Ф. М., БОРИШАНСКИЙ В. М., БУДОВ В. М., ГОЛОВКО В. Ф., ГОТОВСКИЙ М. А., ЕФАНОВ А. Д., КОЛМАКОВ А. П., МИЗОНОВ Н. В., УШАКОВ П. А., ФИРСОВА Э. В., ЮРЬЕВ Ю. С.

Промежуточные теплообменники быстрых реакторов с жидкометаллическим охлаждением, являющиеся важным элементом оборудования АЭС, представляют кожухотрубные аппараты, построенные по традиционной схеме (рис. 1) [1, 2]. Сложный характер течения теплоносителя в межтрубном пространстве приводит к неравномерностям расхода и температуры по сечению теплообменника. Значительные неравномерности снижают его эффективность и вызывают необходимость компенсировать неодинаковые температурные удлинения труб в пучке. Имеющиеся методы теплогидравлического расчета подобного оборудования в недостаточной степени отражают действительные

процессы тепло- и массопереноса и не позволяют получить достоверные характеристики. Полнота и детальность расчета теплообменников заметно отстают от такого расчета активной зоны реактора. Совершенствование этих методов является актуальной задачей [3—5].

Трубный пучок состоит из нескольких тысяч труб. Решать уравнения турбулентного движения и переноса тепла в такой многосвязной области невозможно. Приближенная симметрия по углу позволяет ограничиться задачей для небольшого сектора теплообменника. Однако и в этом случае структура области оказывается достаточно сложной. Большое число труб дает тем не менее основание для приближенного расчета поля скорости и температуры с использованием представления о гомогенной модели теплообменника. Основные идеи гомогенного метода состоят в следующем [6, 7]. Многосвязная область, соответствующая трубному пучку, заменяется односвязной. Законы сопротивления и теплопередачи формулируются таким образом, чтобы поля скорости и температуры соответствовали усредненным в реальном теплообменнике. Такое представление предполагает локальное усреднение температуры и компонентов скорости по объему, имеющему приблизительно размер ячейки трубного пучка. В многотрубном теплообменнике изменение таких показателей между соседними ячейками (или трубами) по сечению пучка довольно мало, что дает возможность применять гомогенный подход к их расчету. На практике может оказаться, что число рядов труб, с которого теплообменник в указанном смысле является многотрубным, составляет ~ 10 .

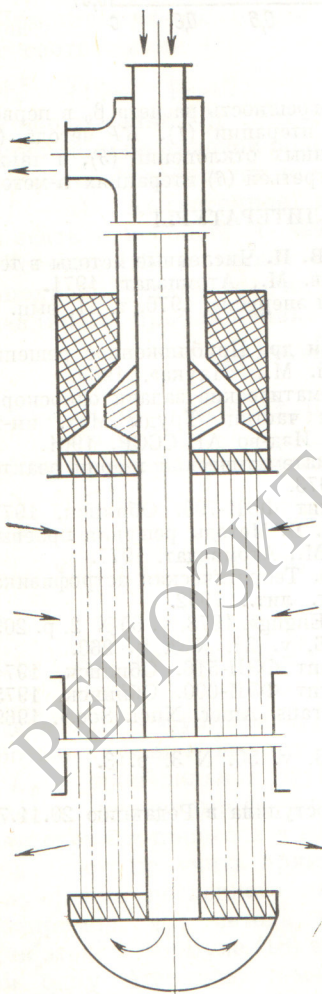
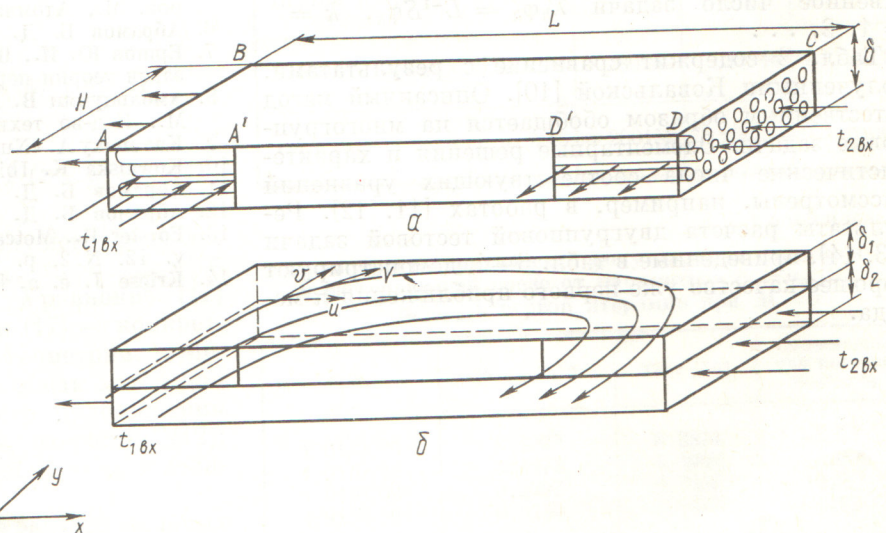


Рис. 1. Схема кожухотрубного теплообменника

Рис. 2. Плоский кожухотрубный теплообменник (а) и гомогенная модель (б)



Рассмотрим теплообменник, состоящий из двух плоских каналов, которые разделены теплопередающей стенкой (рис. 2). Один теплоноситель (с боковым подводом и отводом) имеет составляющие скорости $u(x, y)$, $v(x, y)$ и температуру $t_1(x, y)$, другой движется параллельно оси x со скоростью $w(y)$ и температурой $t_2(x, y)$. Тепло первого теплоносителя ко второму переносится через теплопередающую стенку с коэффициентом $k(x, y)$. Значения всех физических величин постоянны в пределах каждого теплоносителя. Основные размеры гомогенной модели теплообменника — длина L , ширина H , толщина $\delta = \delta_1 + \delta_2$, размеры входного и выходного участков сохраняются такими же, как и у соответствующего кожухотрубного теплообменника (рис. 2, а). Толщина каждого канала выбирается такой, чтобы расход и усредненная скорость теплоносителей оставались неизменными:

$$\delta_1 H = F_1; \quad \delta_2 H = F_2,$$

где F_1 — площадь межтрубного пространства; F_2 — площадь труб в сечении теплообменника.

Коэффициент теплопередачи k связан с действительным коэффициентом теплопередачи k_0 соотношением

$$kHL = k_0\Pi L,$$

где Π — теплопередающий периметр трубного пучка. Коэффициент k_0 определяется теплопередачей со стороны межтрубного пространства, термическим сопротивлением стенки трубы и теплопередачей к теплоносителю в трубах. Пренебрегая теплопроводностью в плоскости (x, y) и ограничиваясь стационарной задачей, можно записать уравнение распространения тепла для гомогенной модели в виде системы уравнений

$$\begin{aligned} c_1 \rho_1 \delta_1 [u (\partial t_1 / \partial x) + v (\partial t_1 / \partial y)] + k (t_1 - t_2) &= 0; \\ c_2 \rho_2 \delta_2 w (\partial t_2 / \partial x) - k (t_1 - t_2) &= 0. \end{aligned} \quad (1)$$

Граничные условия для системы (1) сводятся к заданию температуры теплоносителей на входе:

$$\begin{aligned} t_1|_{AA'} &= t_{1\text{вх}}; \\ t_2|_{CD} &= t_{2\text{вх}}. \end{aligned} \quad (2)$$

Обычно в таких задачах теплопроводности на теплоизолированных стенках принимается условие отсутствия потока тепла через стенку в виде

$$\partial t / \partial n = 0,$$

где n — направление по нормали к стенке.

В данной постановке задачи условие отсутствия потока тепла через границы AB , BC , CD и $A'D'$ заложено в уравнении (1). Поскольку тепло переносится только конвекцией, а на стенках действует условие непроницаемости

$$u|_{AB} = u|_{CD} = v|_{BC} = v|_{A'D'} = 0, \quad (3)$$

то и тепло через эти стенки не передается. При этом значение $\partial t / \partial n$ на стенке отличается от нуля.

Для решения системы уравнений (1) необходимо задать скорости $u(x, y)$, $v(x, y)$. Определение поля скорости является более сложной задачей. Интегральный подход к решению уравнений (1), предложенный в [6], позволяет оценить эффективность теплообменника на основе введения некоторого обобщенного параметра неравномерности (не прибегая к решению гидродинамической задачи). Метод гомогенизации можно применить и для описания усредненного движения жидкости в межтрубном пространстве, как в некотором анизотропном пористом теле [7].

Рассмотрим уравнение движения в эквивалентном плоском канале

$$dV/d\tau + \text{grad } p - \mu \nabla^2 V = 0$$

Выберем толщину δ_1 плоского канала (см. рис. 2) достаточно малой. В этом случае вязкие силы будут определяться производной скорости по направлению оси z . Производными скоростями $\partial^2 V / \partial x^2$ и $\partial^2 V / \partial y^2$ в первом приближении можно пренебречь. Проинтегрировав уравнение движения по толщине канала, получим уравнение движения, усредненного по оси z . Условия на верхней и нижней стенках канала войдут в уравнение в виде членов, соответствующих объемной силе сопротивления для усредненного по толщине канала движения жидкости.

Сопротивление канала с анизотропными свойствами в общем виде можно определить соотношением

$$F = -SV, \quad (4)$$

где F — сила сопротивления; V — скорость движения жидкости; S — тензор второго ранга.

В общем случае течения жидкости в канале с анизотропными свойствами на элементарный ее объем действует сила сопротивления, направление которой не совпадает с направлением, противоположным вектору скорости. Соотношение (4) для продольного и поперечного обтекания пучка стержней должно переходить в известные для этих случаев формулы законов сопротивления. Поскольку оси анизотропии теплообменника при продольном расположении пучка труб и координатные оси совпадают, тензор S должен быть диагональным. Этим требованиям удовлетворяет тензор

$$S = \begin{bmatrix} A_{xx}|V|^m & 0 \\ 0 & A_{yy}|V|^n \end{bmatrix}, \quad (5)$$

где постоянные A_{xx} , A_{yy} и показатели степени m и n определяются из законов сопротивления

$$dp/dx = -A_{xx}u^{m+1};$$

$$dp/dy = -A_{yy}v^{n+1}$$

для продольного и поперечного обтекания пучка стержней соответственно. Постоянные A_{xx} и A_{yy} зависят от свойств жидкости и геометрии пучка, m и n могут принимать значения от 0 (линейный

закон сопротивления) до 1 (квадратичный закон сопротивления [7]). Необходимо отметить, что компоненты тензора зависят только от $|V|$, а не от компонентов вектора скорости по отдельности. В противном случае соотношение (4) не было бы инвариантно при повороте осей координат. Таким образом, уравнения стационарного усредненного движения жидкости в межтрубном пространстве записываются в виде

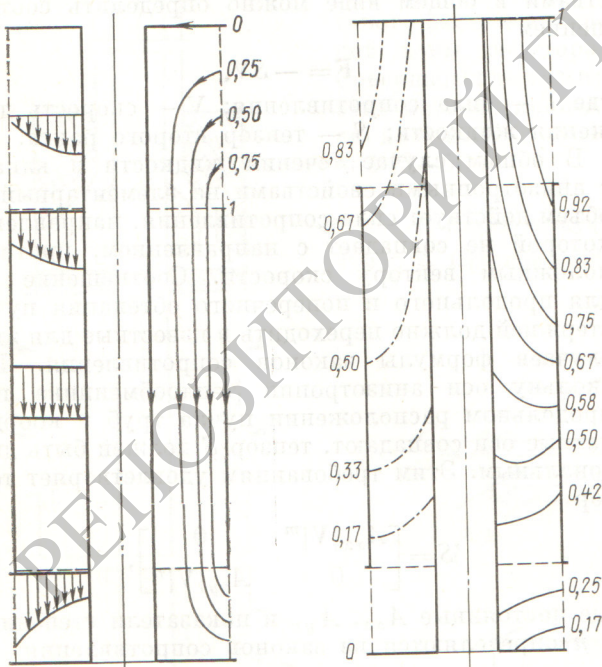
$$\rho[u(\partial u/\partial x) + v(\partial u/\partial y)] + A_x |V|^m u + (\partial p/\partial x) = 0; \quad (6)$$

$$\rho[u(\partial v/\partial x) + v(\partial v/\partial y)] + A_y |V|^n v + (\partial p/\partial y) = 0.$$

Уравнение неразрывности записывается обычным образом:

$$\partial u/\partial x + \partial v/\partial y = 0. \quad (7)$$

Граничные условия для уравнений (6), (7) состоят из условий непроницаемости на стенках (3) и задаваемых распределений скорости на входе и выходе. В общем случае распределение скоростей на входе и выходе из канала можно получить из решения уравнений движения (6) для теплообменника и уравнений движения жидкости во входных и выходных устройствах. Двумерные уравнения переноса тепла и количества движения (1), (6) и (7) решаются численными методами на ЭВМ. При этом их удобно записывать в безразмерном



Р и с. 3. Распределение функции тока и продольной составляющей скорости в теплообменнике. Цифры обозначают нормированную функцию тока

Р и с. 4. Распределение поля температуры греющего (—) и нагреваемого (— · — · — ·) теплоносителей в теплообменнике

виде, позволяющем не только рассчитывать различные варианты, но и судить о критериях подобия макрораспределения скорости, давления и температуры теплоносителя.

Запишем полную систему дифференциальных уравнений движения и энергии в безразмерном виде в цилиндрических координатах без принятых упрощений [8—12]. Они касаются членов остаточных сил вязостного взаимодействия соседних струек жидкости по жидким площадкам в зазорах между трубами, а также учета средней эффективной теплопроводности трехкомпонентной среды (жидкость в межтрубном пространстве, трубы и жидкость в трубах). Кроме того, при малых расходах теплоносителя необходимо учитывать действие естественной конвекции.

Система уравнений имеет вид:

$$-\partial p/\partial x = \Lambda_x [u^2 + v^2]^{1/2} u + v(\partial u/\partial r) + u(\partial u/\partial x) - \frac{1}{\text{Re}_{\text{эф}}} [(\partial^2 u/\partial r^2) + (1/r)(\partial u/\partial r) + (\partial^2 u/\partial x^2)] - K_\beta \theta_1;$$

$$-\partial p/\partial r = \Lambda_r [u^2 + v^2]^{1/2} v + v(\partial v/\partial r) + u(\partial v/\partial x) - \frac{1}{\text{Re}_{\text{эф}}} [(\partial^2 v/\partial r^2) + (1/r)(\partial v/\partial r) - (v/r^2) + (\partial^2 v/\partial x^2)]; \quad (8)$$

$$\partial(vr\varepsilon_1)/\partial r + \partial(ur\varepsilon_1)/\partial x = 0;$$

$$(\partial\theta/\partial x)(\theta_1\varepsilon_1 u) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\theta_1\varepsilon_1 r v) = \frac{1}{\text{Pe}_{1x}} \frac{\partial^2 \theta_1}{\partial x^2} +$$

$$+ \frac{1}{\text{Pe}_{1r}} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \frac{\partial \theta_1}{\partial r}) - \kappa_1 (\theta_1 - \theta_2);$$

$$\frac{\partial}{\partial x} (\theta_2\varepsilon_2 W) = \frac{1}{\text{Pe}_{2x}} \frac{\partial^2 \theta_2}{\partial x^2} + \frac{1}{\text{Pe}_{2r}} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \frac{\partial \theta_2}{\partial r}) + \kappa_2 (\theta_1 - \theta_2).$$

Здесь x, r — безразмерные координаты; за масштаб длины принята длина трубного пучка L ; $0 \leq x \leq 1$; $0 \leq r \leq H/L$, $u = u/u_{\text{ср}}$; $v = v/v_{\text{ср}}$; $W = w/w_{\text{ср}}$ — компоненты средней скорости жидкости, отнесенные к номинальной средней скорости жидкости $u_{\text{ср}}$ в межтрубном пространстве (и в трубах $w_{\text{ср}}$); $P = p + \rho g z / \rho u_{\text{ср}}^2$ — безразмерное давление; $\varepsilon_1, \varepsilon_{\text{ст}}, \varepsilon_2$ — пористость, т. е. объемная доля жидкости межтрубного пространства, труб и жидкости в трубах; $\text{Re}_{\text{эф}} = u_{\text{ср}} L / \nu_{\text{эф}}$ — эффективное число Рейнольдса, где эффективный коэффициент вязкости жидкости в пучке равен

$$\nu_{\text{эф}} = \nu_{\text{ср}} \left(\frac{S/d - 1}{S/d} \right),$$

$\nu_{\text{ср}}$ — средняя по межтрубному пространству вязкость с учетом турбулентной составляющей; $\Lambda_x = (L/2d_0) \xi_x$, $\Lambda_r = \Lambda_x a_{rx}$ — эффективный коэффициент сопротивления при продольном и поперечном обтекании пучка труб соответственно;

$$\xi_x = \xi_x \left(S/d; \text{Re} = \frac{u_{\text{ср}} d_0}{\nu}; |V| \right)$$

— коэффициент трения, вычисляемый по форму-

лам для продольного обтекания пучка труб; a_{rx} — коэффициент анизотропии сопротивления в трубном пучке [7, 8]; $K_\beta = \frac{6(t_1^{BX} - t_2^{BX})gL}{u_{cp}^2}$ — критерий, характеризующий соотношение сил Архимеда и инерционных сил (учет влияния эффекта естественной конвекции [9]); $\theta_1 = (t_1 - t_2^{BX})/(t_1^{BX} - t_2^{BX})$; $\theta_2 = (t_2 - t_2^{BX})/(t_1^{BX} - t_2^{BX})$ — безразмерная температура теплоносителей. Эффективное число Пекле равно:

$$Re_{1x} = \frac{(c_p \gamma)_1 u_{cp} L}{\lambda_1 \varepsilon_1 + \frac{1}{2} \lambda_{ct} \varepsilon_{ct}}; \quad Re_{1r} = \frac{(c_p \gamma)_1 u_{cp} L}{\lambda_{cp} \left(\varepsilon_1 + \frac{1}{2} \varepsilon_{ct} \right)};$$

$$Re_{2x} = \frac{(c_p \gamma)_2 w_{cp} L}{\lambda_2 \varepsilon_2 + \frac{1}{2} \lambda_{ct} \varepsilon_{ct}}; \quad Re_{2r} = \frac{(c_p \gamma)_2 w_{cp} L}{\lambda_{cp} \left(\varepsilon_2 + \frac{1}{2} \varepsilon_{ct} \right)},$$

где λ_{cp} — средняя эффективная теплопроводность пучка как трехкомпонентной среды в поперечном направлении;

$$\kappa_1 = 4kL\varepsilon_1/(c_p \gamma)_1 u_{cp} d_\theta; \quad \kappa_2 = 4kL\varepsilon_1/(c_p \gamma)_2 w_{cp} d_\theta.$$

Параметры подобия макрополей скорости, давления и температуры теплоносителей Λ_x , Λ_r , $Re_{эф}$, K_β , $Re_{1,2}^x$, κ_1 , κ_2 дают возможность проанализировать условия теплогидравлического моделирования теплообменников. В основном они сводятся к обеспечению геометрического подобия, равенства чисел Рейнольдса и отношения водяных эквивалентов теплоносителей, а также равенства чисел Стантона, вычисленных по коэффициенту теплопередачи.

Отметим, что рассмотренное относится и к расчету парогенераторов-испарителей натрия — вода,

поскольку система уравнений для испарителя легко получается из системы уравнений (8) для теплообменника. В качестве иллюстрации на рис. 3, 4 приведены результаты численного решения системы (8) для теплообменника БН-600 [5, 11]. Они показывают существенную неравномерность распределения скорости и температуры теплоносителей, что необходимо учитывать при проектировании теплообменников.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Андреев П. А., Гринман М. П., Смолин Ю. В. Оптимизация теплоэнергетического оборудования АЭС. М., Атомиздат, 1975.
2. Muller R., Schnauder H. «Atomic Energy Rev.», 1975, v. 13, N 2, p. 215.
3. Боришанский В. М., Кутателадзе С. С., Новиков И. И., Федынский О. С. Жидкометаллические теплоносители. М., Атомиздат, 1976.
4. Боришанский В. М., Готовский М. А., Фирсова Э. В. В кн.: Тепло- и массоперенос при фазовых превращениях. Ч. 2. Минск, 1974, с. 126.
5. Головкин В. Ф., Ушаков П. А., Будов В. М. В кн.: Труды Горьковского политех. ин-та. Горький, 1975, т. 31, вып. 43, с. 3.
6. Андреев П. А. и др. В кн.: Труды ЦКТИ. Л., 1975, № 131, с. 3.
7. Субботин В. П. и др. Гидродинамика и теплообмен в атомных энергетических установках (основы расчета). М., Атомиздат, 1975.
8. Горчаков М. К., Колмаков А. П., Юрьев Ю. С. Препринт ФЭИ-446. Обнинск, 1973.
9. Горчаков М. К., Колмаков А. П., Юрьев Ю. С. Препринт ФЭИ-597. Обнинск, 1975.
10. Юрьев Ю. С., Колмаков А. П. Препринт ФЭИ-631. Обнинск, 1975.
11. Владимирова Л. П. и др. Препринт ФЭИ-663. Обнинск, 1976.
12. Горчаков М. К. и др. «Теплофиз. высок. температур», 1976, т. 14, № 4, с. 866.

Поступила в Редакцию 13.10.78

УДК 621.039.524.46.034

Измерение концентрации трития в тяжеловодном реакторе

ДЯДИН Ю. В., КУКАВАДЗЕ Г. М., МЕМЕЛОВА Л. Я.

Проблемы накопления трития особенно актуальны для тяжеловодных реакторов [1—3]. В высокопоточных тяжеловодных реакторах тритий возникает в результате поглощения нейтронов нуклидами дейтерия ($\sigma = 0,57$ мб при $v = 2200$ м/с) и нуклидами ^3He ($\sigma = 5500$ б при $v = 2200$ м/с). ^3He в свою очередь образуется в реакторе за счет β -распада трития. В результате этих двух реакций содержание трития в тяжеловодных реакторах увеличивается непрерывно; из-за медленного распада образовавшегося трития равновесие не наступает даже при длительной эксплуатации реакторов. Настоящая работа посвящена вопросам определения концентрации трития в тяжелой воде исследовательского реактора ИТЭФ (ТВР) [4].

В результате окисления и обменных реакций свободный тритий образует молекулы T_2O и ДТО. т. е. практически весь тритий находится в реакторной воде в связанном состоянии. Надреакторное пространство объемом ~ 3 м³ заполнено гелием при небольшом избыточном давлении (до $0,3$ кгс/см²). Объем тяжелой воды в реакторе $\sim 4,5$ м³.

При β -распаде трития возникает легкий изотоп гелия — ^3He . Как в газовой фазе, так и в тяжелой воде существует определенное соотношение между изотопами ^4He и ^3He . Количество накопленного трития в тяжелой воде реактора можно определить по изменению соотношения $^3\text{He}/^4\text{He}$ в газе, растворенном в воде, в зависимости от времени между моментом отбора проб тяжелой воды и моментом