тического, полученного при совместном воздействии этих параметров:

$$M_0 n_0 = R_0 N_0 n_0; \quad (1а) \qquad M_0^+ n_0^+ = R_0 N_0^+ n_0^+; \quad (1б)$$

$$M_1 n_1 = 0; \quad (2а) \qquad M_1^+ n_1^+ = 0; \quad (2б)$$

$$M_2 n_2 = 0; \quad (3а) \qquad M_2^+ n_2^+ = 0; \quad (3б)$$

$$M_3 n_3 = R_3 N_3 n_3; \quad (4а) \qquad M_3^+ n_3^+ = R_3 N_3^+ n_3^+, \quad (4б)$$

где M — оператор скорости производства избыточных нейтронов; R — обобщенная реактивность; N — оператор, определяющий конкретную модель реактора.

После умножения (1а) на n_3^+, а (4б) на n_0, интегрирования по всем переменным в пределах всего диапазона их изменения и вычитания одного выражения из другого получено функциональное соотношение

$$2\frac{\langle n_3^+ M_0 n_0\rangle}{\langle n_3^+ N_0 n_0\rangle} - \frac{\langle n_0 M_1^+ n_3^+\rangle + \langle n_0 M_2^+ n_3^+\rangle}{\langle n_3^+ N_0 n_0\rangle} = R_0 - R_3 \frac{\langle n_0 N_3^+ n_3^+\rangle}{\langle n_3^+ N_0 n_0\rangle}, \quad (5)$$

из которого следует равенство надкритичности невозмущенного реактора, выраженной в терминах обобщенной реактивности (обычная реактивность, обратный период реактора и пр.), подкритичности с обратным знаком, дважды перекомпенсированного реактора:

$$R_0 = -R_3. \quad (6)$$

При этом накладываются условия:

$$N_0 = N_3, \; N_0^+ = N_3^+, \quad (7)$$

кроме того, функции распределения плотности нейтронов и сопряженные функции критического и некритического реакторов не должны сильно различаться, т. е. чтобы значение функционала

$$[\langle n_0 M_1^+ n_3^+\rangle + \langle n_0 M_2^+ n_3^+\rangle]\,\langle n_3^+ N_0 n_0\rangle^{-1}$$

не превышало заранее заданной величины, соответствующей требуемой точности измеряемой реактивности. Эти критерии ограничивают практический выбор параметров компенсации.

Среди них заслуживает внимание отравление реактора равномерно распределенным поглотителем нейтронов, поскольку в этом случае нейтронные поля могут возмущаться относительно слабо. Эксперименты показали применимость теории для определения надкритичности однородных сборок без отражателя в терминах обратного мгновенного периода и реактивности, соответствующей 10β, с погрешностью не более 5%.

(№ 611/6589. Статья поступила в Редакцию 8/IX 1971 г., аннотация — 3/IV 1972 г. Полный текст 0,3 а. л., 1 рис., 4 библиографических ссылки.)

Расчет теплообмена при стержневом и гидродинамики при ламинарном течениях теплоносителей в правильных решетках твэлов

В. И. СУББОТИН, П. А. УШАКОВ, А. В. ЖУКОВ, Н. М. МАТЮХИН

УДК 621.039.546:536.24

Рассматривается теплообмен теплоносителей с исчезающе малыми числами Прандтля при плоском профиле скорости. Сопряженная задача твэл — теплоноситель замененена краевой путем введения обобщенного параметра твэла ε_k [1]. Получена система линейных уравнений для определения коэффициентов ряда Фурье

$$T_W = \overline{T}_W + \Sigma a_k \cos k\varphi;$$

$$x\frac{d}{d_г}\overline{\alpha}_m - \frac{x}{1}\left(1+\frac{d}{d_г}\right)\overline{\beta}_m + \sum_{fi}^{ni} a_k \frac{k}{2}\left[(1+\varepsilon_k)\,x^{k-1}\overline{C}_{km} + (1-\varepsilon_k)x^{k-1}\overline{D}_{km}\right] = 0,$$

здесь для треугольной решетки твэлов $i = 6$ и k, $m = 6, 12, \ldots, 6n$; для квадратной решетки твэлов $i = 4$ и k, $m = 4, 8, \ldots, 4n$; n — число гармоник; $T_W = \frac{tW\lambda_f}{\overline{q}^k}$ — безразмерная локальная температура стенки; $x = s/2R$ — относительный шаг решетки; R — внешний радиус оболочки твэла; s — расстояние между центрами твэлов; λ_f — теплопроводность теплоносителя; $\overline{q}$ — средний по периметру удельный тепловой поток.

Универсальные коэффициенты — средние по периметру значения функций

$$C_{km} = \cos^{-k}\varphi \cos m\varphi \cos(k-1)\varphi; \quad \alpha_m = \frac{\cos m\varphi}{\cos\varphi};$$

$$D_{km} = \cos^k \varphi \cos m\varphi \cos(k+1)\varphi; \quad \bar{\beta}_m = \begin{cases} 0 \text{ при } k \neq m \\ 1/2 \text{ при } k = m \end{cases}$$

табулированы.

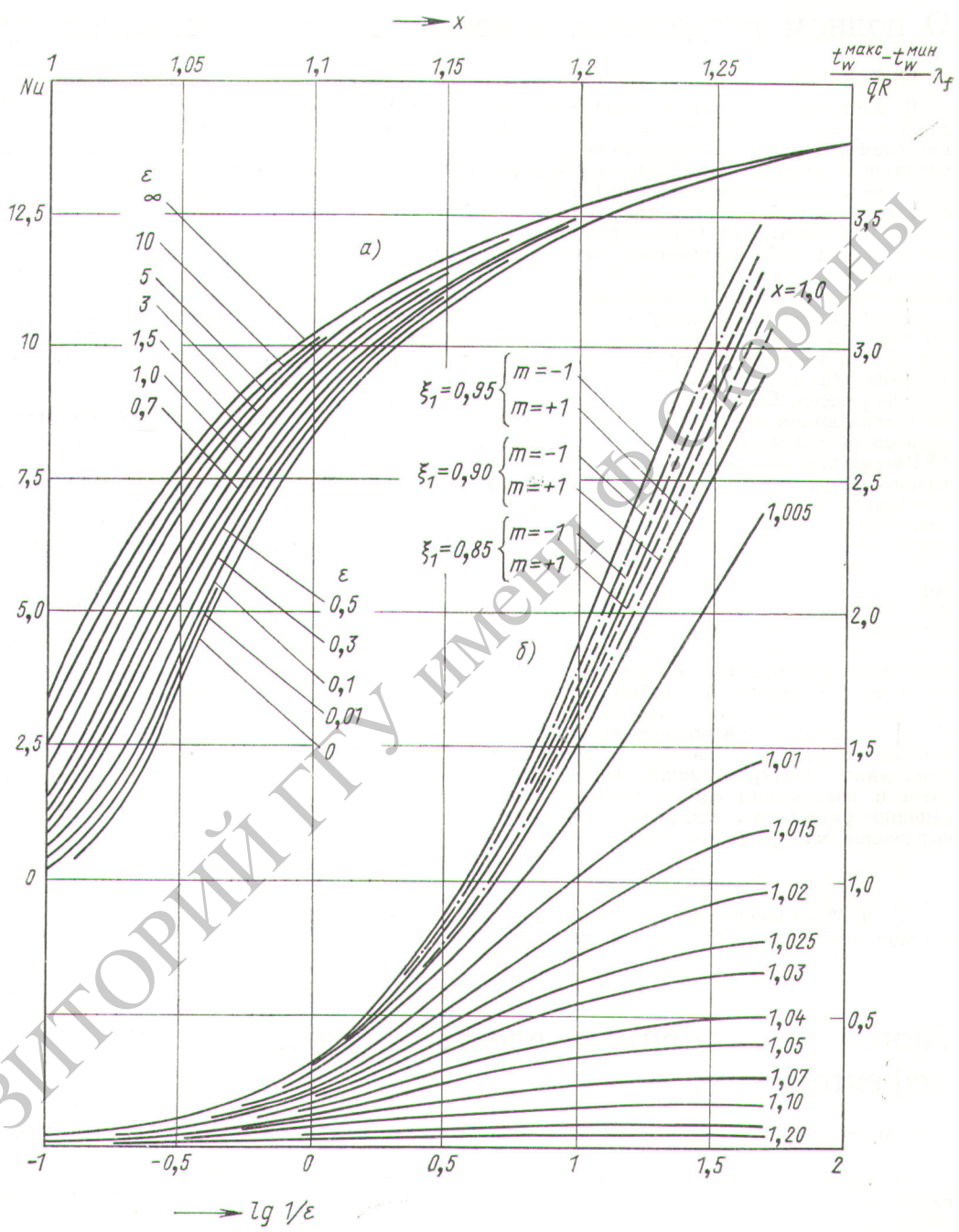
Получено аналитическое выражение для чисел Нуссельта (см. рисунок). На рисунке ξ_1 — отношение внутреннего радиуса оболочки к внешнему

$$m = \frac{\lambda_W - \lambda_0}{\lambda_W + \lambda_0}, \quad \varepsilon = \frac{\lambda_W}{\lambda_f}\cdot\frac{1 - m\xi_1^{2k_0}}{1 + m\xi_1^{2k_0}}, \quad \text{где}$$

λ_W, λ_0 — теплопроводности оболочки и стержня соответственно. Частный случай ($\varepsilon_k \to \infty$, т. е. $t_W = \text{const}$ по периметру) соответствует решению гидродинамической задачи о ламинарном потоке.

Показана возможность обобщения данных по приближенному параметру ε_{k_0}, рассчитанному по основной гармонике k_0 ряда Фурье, т. е. подтверждена идея работы [1] (см. рисунок). Полученные результаты сравниваются с данными [2] и другими работами.

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ имени Ф. Скорины



Зависимости $Nu=f(x)$ и $\frac{t_W^{макс}-t_W^{мин}}{\bar{q}R}\lambda_f=f(\varepsilon)$ для стержневого течения в треугольных решетках тепловыделяющих стержней (*а* и *б* соответственно).

Решение справедливо для осесимметричных твэлов с любым числом оболочек и равномерными по периметру контактными сопротивлениями.

(№ 612/6700. Статья поступила в Редакцию 9/XII 1971 г., аннотация — 19/IV 1972 г. Полный текст 0,85 а. л., 6 рис., 3 табл., 7 библиографических ссылок.)

ЛИТЕРАТУРА

1. П. А. Ушаков. В сб. «Жидкие металлы». М., Атомиздат, 1967, стр. 137.
2. E. Sparrow, A. Loeffler. AIChE, 5, No. 3, 325 (1959).

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ имени Ф. Скорины