

ЕЖЕМЕСЯЧНЫЙ НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ

*ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ*  
**ЖУРНАЛ**

ОТДЕЛЬНЫЙ ОТТИСК



ЯНВАРЬ, ТОМ 66, № 1

---

МИНСК-1994

УДК 66.045.3

*Л. П. Перцев, Л. М. Ульев*

## ОСОБЕННОСТИ ТЕЧЕНИЯ И ТЕПЛООБМЕНА В КАНАЛАХ ПЛАСТИНЧАТЫХ ТЕПЛООБМЕННИКОВ С ГОФРИРОВАННЫМИ ПЛАСТИНАМИ

*Течение жидкости в каналах пластинчатых теплообменников моделируется двухмерным течением в плоских каналах с распределенным сопротивлением движению жидкости, которое определяется характером гофрировки пластин. Такой подход позволяет определить распределение давления и скорости течения жидкости на поле пластины, а затем с помощью полуэмпирической зависимости коэффициента теплоотдачи от градиента давления определить распределение и среднее значение коэффициента теплопередачи на поле пластины теплообменника.*

Важнейшей задачей, определяющей увеличение национального дохода в промышленности, является снижение металлоемкости и энергоемкости изделий, а также освоение новых ресурсосберегающих технологий. В области теплообменного оборудования эта задача состоит в дальнейшем уменьшении габаритов и удельной металлоемкости аппаратов, приходящейся на единицу их тепловой производительности.

Для решения указанной проблемы надо найти новые, более эффективные технические решения и воплотить их в конструкциях пластинчатых теплообменников, что и составляет конечную цель рассматриваемой работы.

Стоимость одного промышленного пластинчатого теплообменника достигает несколько десятков миллионов рублей, и проведение экспериментов с целью определения эффективных поверхностей теплообмена на таком оборудовании дорого, поэтому в последнее время возрос интерес к созданию научно обоснованных методов исследования и расчета элементов теплообменного оборудования.

Построение и исследование модели конвективного теплообмена в каналах теплообменников сетчато-поточного типа, составленных из гофрированных пластин (рис. 1), связано с большими трудностями, обусловленными сложным пространственным движением жидкости. Решение дифференциальных уравнений переноса для турбулентного течения, наиболее интересного практически, даже для прямолинейных каналов не всегда возможно [1]. Поэтому на практике перепад давления при течении жидкости с постоянными свойствами в канале теплообменника обычно рассчитывается по закону Дарси—Вейсбаха [2]

$$\Delta P = \xi \frac{L}{d_a} \frac{\rho \bar{V}^2}{2} \quad (1)$$

Эта работа была представлена на II Минском международном форуме по тепло- и массообмену ММФ-92, проходившем 18—22 мая 1992 г. (см. ИФЖ № 6, т. 62, 1993 г.).

Выражение для  $\xi$  при течении в каналах пластинчатых теплообменников получено в работах [3—5]:

$$\xi = \frac{0,34 \exp(1,51 \operatorname{tg} \varphi)}{\operatorname{Re}^{0,25-0,06 \operatorname{tg} \varphi}} [1,24 \exp(-0,37 \operatorname{tg} \varphi)^\beta], \quad (2)$$

где  $\beta$  — параметр, определяемый геометрическими размерами гофры, ее высотой  $h$ , расстоянием между гребнями соседних гофр  $l$ .

Зависимость (1) справедлива и для течения в пористых средах [6],

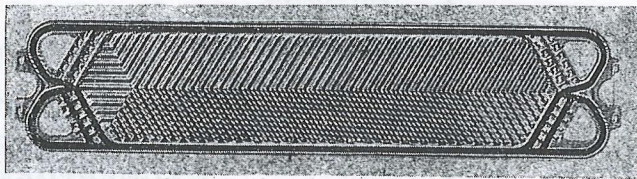


Рис. 1. Пластина теплообменника серийного производства типа 0,3Е

и благодаря ячеистой структуре канала можно рассматривать течение между гофрированными пластинами как двумерное течение в пористой среде, находящейся между гладкими и параллельными пластинами, т. е. как нелинейный аналог ячейки Хеле—Шоу в форме пластинчатого теплообменника [7, 8].

Соотношение (1) можно переписать в виде

$$\frac{dP}{dL} = -kf(\bar{V}), \quad (3)$$

где  $k$  зависит только от геометрических размеров канала,  $f(\bar{V})$  — как правило, степенная функция скорости [2].

При рассмотрении двумерного движения в пористой среде для определения градиента давления можно записать

$$\operatorname{grad} P = -k_{ij} \hat{f}_j(\mathbf{V}). \quad (4)$$

Здесь  $k_{ij}$  — тензорная величина, характеризующая сопротивление среды и по физическому смыслу аналогичная обратной величине тензора проницаемости в теории фильтрации,  $\mathbf{V}$  — скорость фильтрации жидкости.

Из рис. 1 и зависимости (2) видно, что в канале теплообменника имеется два явно выраженных, взаимно перпендикулярных направления, являющихся экстремальными для коэффициентов сопротивления, поэтому мы можем считать среду, в которой течет жидкость, ортотропной.

Вводя систему координат с направлениями осей вдоль главных осей тензора  $k_{ij}$  (рис. 2), перепишем (4) в виде

$$\operatorname{grad} P = -i k_x \operatorname{sign}(V_x) |V_x|^{s_x} - j k_y \operatorname{sign}(V_y) |V_y|^{s_y}, \quad (5)$$

где  $s_x, s_y = s(\beta, x, y)$ ;  $k_x, k_y$  — коэффициенты сопротивления вдоль и поперек канала.

Используя безразмерные переменные и параметры

$$P = \frac{Pd_{\text{го}}^2}{\mu^2}, \quad Rv_x = \frac{d_{\text{го}} V_x \rho}{\mu}, \quad Rv_y = \frac{d_{\text{го}} V_y \rho}{\mu}, \quad \Lambda = \frac{d_{\text{го}}}{L}, \quad \chi = \frac{x}{L}, \quad \eta = \frac{y}{L},$$

запишем проекции (5) на оси координат и уравнение неразрывности в виде

$$\Lambda \frac{\partial P}{\partial \chi} = -\kappa_x \operatorname{sign}(Rv_x) |Rv_x|^{s_x}, \quad (6)$$

$$\Lambda \frac{\partial P}{\partial \eta} = -\kappa_y \operatorname{sign}(Rv_y) |Rv_y|^{s_y}, \quad (7)$$

$$\frac{\partial Rv_x}{\partial \chi} + \frac{\partial Rv_y}{\partial \eta} = 0. \quad (8)$$

Граничными условиями для этой системы уравнений будут условия непроницаемости на боковых стенках канала и постоянные градиенты давления на входе в канал и выходе из него, задаваемые постоянным расходом жидкости (рис. 2):

$$\left( \frac{1}{\kappa_x} \frac{\partial \Pi}{\partial \chi} \right)^{2/s_x} + \left( \frac{1}{\kappa_y} \frac{\partial \Pi}{\partial \eta} \right)^{2/s_y} = Re_0^2, \quad \begin{cases} 0 \leq \eta \leq \eta_1; \\ \eta_2 \leq \eta \leq \eta_0; \end{cases} \quad 0 \leq \chi \leq \frac{\chi_0}{2}, \quad (9)$$

$$\left( \frac{1}{\kappa_x} \frac{\partial \Pi}{\partial \chi} \right)^{2/s_x} + \left( \frac{1}{\kappa_y} \frac{\partial \Pi}{\partial \eta} \right)^{2/s_y} = 0, \quad \begin{cases} 0 \leq \eta \leq \eta_1; \\ \eta_2 \leq \eta \leq \eta_0; \end{cases} \quad \frac{\chi_0}{2} \leq \chi \leq \chi_0, \quad (10)$$

$$\frac{\partial \Pi}{\partial \chi} = 0, \quad \eta_1 \leq \eta \leq \eta_2, \quad \begin{cases} \chi = 0; \\ \chi = \chi_0, \end{cases} \quad (11)$$

где  $\eta_1 = y_1/L$ ;  $\eta_2 = y_2/L$ ;  $\eta_0 = 1$ ;  $\chi_0 = H/L$ .

Эти условия записаны для «левого» канала, для «правого» записываются аналогично.

Дифференцируя (6) и (7) по соответствующей координате, найдем производные от скоростей, подставляя которые в уравнение неразрывности, получаем выражение, описывающее поле давления в канале теплообменника:

$$\kappa_y s_y Rv_y^{s_y-1} \frac{\partial^2 \Pi}{\partial \chi^2} + \kappa_x s_x Rv_x^{s_x-1} \frac{\partial^2 \Pi}{\partial \eta^2} = 0, \quad (12)$$

$$Rv_x = - \operatorname{sign} \left( \frac{\partial \Pi}{\partial \chi} \right) \kappa_x^{-1/s_x} \left( \Lambda \left| \frac{\partial \Pi}{\partial \chi} \right| \right)^{1/s_x}, \quad (13)$$

$$Rv_y = - \operatorname{sign} \left( \frac{\partial \Pi}{\partial \eta} \right) \kappa_y^{-1/s_y} \left( \Lambda \left| \frac{\partial \Pi}{\partial \eta} \right| \right)^{1/s_y}. \quad (14)$$

Система уравнений (9)–(14) интегрировалась численно методом

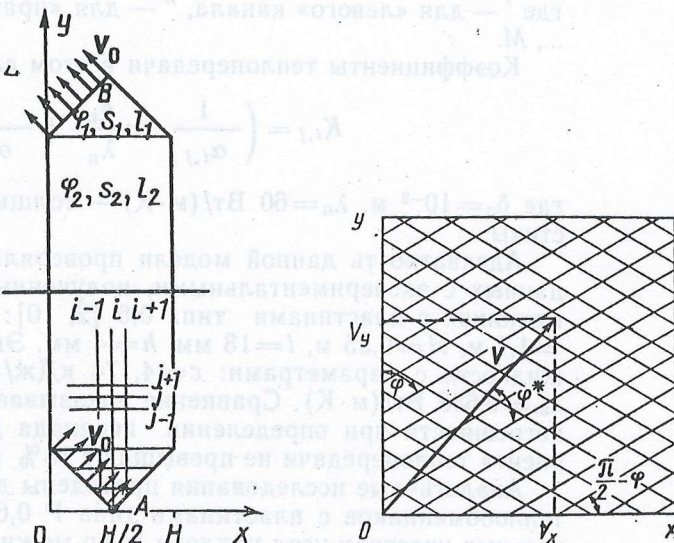


Рис. 2. Расчетная схема

Рис. 3. К определению угла между фильтрационной скоростью и гофрами

установления. Для этого уравнение (12) записывалось в нестационарном виде, т. е. его левая часть приравнивалась производной  $\frac{\partial \Pi}{\partial \tau}$ , где  $\tau$  — некоторое безразмерное время. Пространственные производные в (12) — (14) аппроксимировались центральными разностями на расчетной сетке (рис. 2). Таким образом, получена система обыкновенных дифференциальных уравнений, описывающих давления  $\Pi_{i,j}$  в каждой точке разбиения  $(i, j)$ , которые затем интегрировались методом Гира до полного установления стационарного состояния. При этом контролировалось выполнение постоянства расхода в каждом поперечном сечении на расчетной сетке.

В результате интегрирования получаем распределение безразмерного давления и составляющих скорости на поле пластины теплообменника.

Используя эти данные и полуэмпирическую зависимость коэффициента теплоотдачи от коэффициента сопротивления [9]

$$\alpha = \frac{0,14\lambda \operatorname{Re} \operatorname{Pr} \sqrt{\xi}}{d_3 \{ \ln(\operatorname{Re} \sqrt{\xi} / 760) + 2[\operatorname{Pr} + \ln(1 + 5\operatorname{Pr})] / \sqrt{\xi} \}}, \quad (15)$$

где  $\xi$  — функция градиента давления;  $\operatorname{Pr}$  — число Прандтля, можно получить распределение локальных коэффициентов на поле пластины. Но предварительно необходимо определить  $\xi$  для любого направления скорости фильтрации в канале между пластинами (рис. 3).

Выражение (2) получено при условии, что  $\mathbf{V}$  направлена вдоль пластины и  $\varphi$  в этом случае — угол наклона гофр к направлению скорости. Из рис. 3 видно, что при изменении направления скорости на  $\pi/2$  угол наклона гофр к потоку скорости изменится на  $\pi/2 - \varphi$ . Это позволяет определить угол наклона гофр к потоку жидкости  $\varphi^*$  при известных составляющих  $V_x$  и  $V_y$ , т. е.  $\xi$  в (15) будет определяться для угла

$$\varphi^* = \varphi + \left( 1 - \frac{4\varphi}{\pi} \right) \left| \operatorname{arctg} \left( \frac{V_x}{V_y} \right) \right|. \quad (16)$$

При равных условиях для теплоносителей распределение скорости в смежных каналах симметрично относительно главной оси пластины, т. е. будут симметричны и коэффициенты теплопередачи:

$$|V'_{i,j}| = |V''_{N+1-i,j}| \rightarrow \alpha'_{i,j} = \alpha''_{N+1-i,j}, \quad (17)$$

где ' — для «левого» канала, '' — для «правого»,  $i=1, 2, \dots, N$ ,  $j=1, 2, \dots, M$ .

Коэффициенты теплопередачи в этом случае будут определяться как

$$K_{i,j} = \left( \frac{1}{\alpha_{i,j}} + \frac{\delta_{\Pi}}{\lambda_{\Pi}} + \frac{1}{\alpha_{N+1-i,j}} \right)^{-1}, \quad (18)$$

где  $\delta_{\Pi} = 10^{-3}$  м,  $\lambda_{\Pi} = 60$  Вт/(м·К) — толщина и теплопроводность пластины.

Адекватность данной модели проверялась при сравнении расчетных данных с экспериментальными, полученными на стандартных теплообменниках с пластинами типа 0,6 [2, 10]:  $\varphi = 60^\circ$  по всему полю,  $L = 1,1$  м,  $H = 0,55$  м,  $l = 18$  мм,  $h = 4$  мм. Эксперименты проводились для жидкости с параметрами:  $c = 4,174$  кДж/(кг·К),  $\mu = 0,4997 \cdot 10^{-3}$  Па·с,  $\lambda_{ж} = 0,648$  Вт/(м·К). Сравнение показывает, что средние относительные погрешности при определении перепада давления и среднего коэффициента теплопередачи не превышают 15% (рис. 4).

Аналогичные исследования проведены для широко распространенных теплообменников с пластинами типа Р 0,6—2 [10], где на распределительных участках угол наклона гофр можно считать  $\varphi_1 = 15^\circ$ , а на основ-

ном поле  $\varphi_2 = 40^\circ$  (см. рис. 2). В этом случае на границах раздела зон с различными  $\varphi$  должны выполняться условия сопряжения

$$\frac{1}{\kappa_{y1}\Delta\eta_1} \left( \frac{\partial\Pi}{\partial\eta} \right)_1 = \frac{1}{\kappa_{y2}\Delta\eta_2} \left( \frac{\partial\Pi}{\partial\eta} \right)_2, \quad (19)$$

где  $\Delta\eta_1, \Delta\eta_2$  — шаги расчетной сетки по  $\eta$  в зонах 1 и 2 (рис. 2).

Вследствие того что сопротивление, оказываемое гофрировкой течению вдоль пластины, значительно меньше сопротивления поперек пластины ( $\kappa_{x1}/\kappa_{y1} \approx 80, \kappa_{x2}/\kappa_{y2} \approx 6$ ), жидкость не успевает равномерно распределиться по поперечному сечению канала и скорость жидкости со стороны расположения коллекторов оказывается выше для любого поперечного сечения (рис. 5). Благодаря такому распределению скорости распределение коэффициентов теплопередачи очень неравномерно по

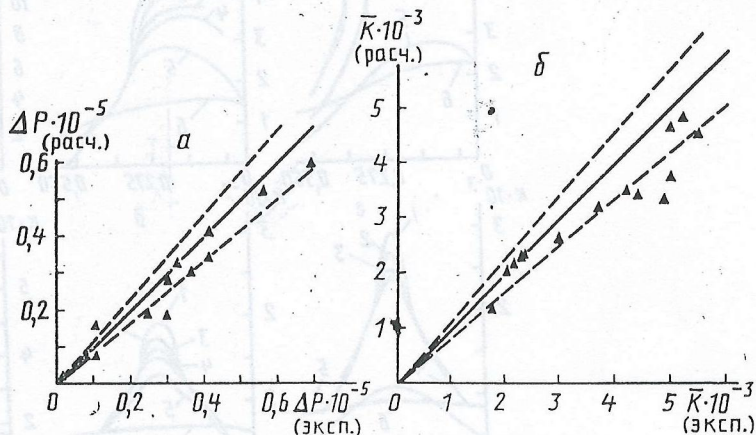


Рис. 4. Сравнение расчетных значений перепада давления (а) и среднего коэффициента теплопередачи (б) с экспериментальными результатами (точки); сплошная линия — идеальное совпадение, штриховые — границы зоны 15%-ного отклонения.  $\Delta P$ , Па;  $K$ , Вт/(м<sup>2</sup>·К)

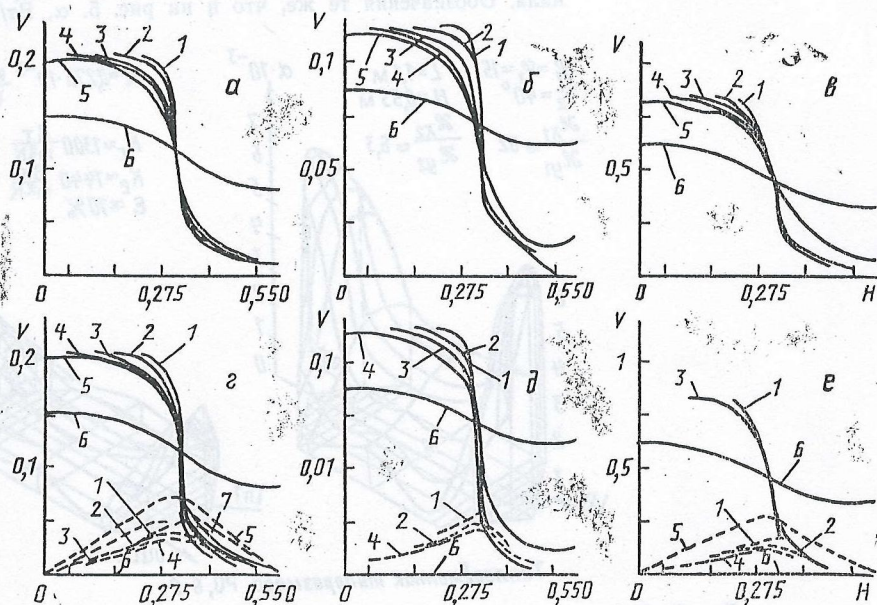


Рис. 5. Распределение модуля скорости (а, б, в) и составляющих  $V_y$  (сплошные линии),  $V_x$  (штриховые) (г, д, е) теплообменника Р 0,6-2 поперек канала: а, г —  $Q = 0,278 \times 10^{-3}$  м<sup>3</sup>/с; б, д —  $0,167 \cdot 10^{-3}$ ; в, е —  $0,956 \cdot 10^{-3}$ ; расстояние от начала пластины: 1 — 4 см, 2 — 8, 3 — 12, 4 — 16, 5 — 20, 6 — 55, 7 — 28 см.  $V$ , м/с;  $H$ , м

ширине пластины (рис. 6), а это ведет к вытянутым, пикообразным распределениям коэффициентов теплопередачи поперек пластины.

На распределительных участках течения вследствие меньшего поперечного сечения модуль скорости несколько выше, чем на основном поле. Здесь же величина  $V_x$  больше, т. е. происходит распределение потока жидкости поперек канала. Затем  $V_x$  уменьшается до 0 и течение становится практически прямолинейным (рис. 5). Вследствие такого распределения скорости коэффициенты теплоотдачи и теплопередачи на распределительных участках выше, чем на основном поле (рис. 7), при

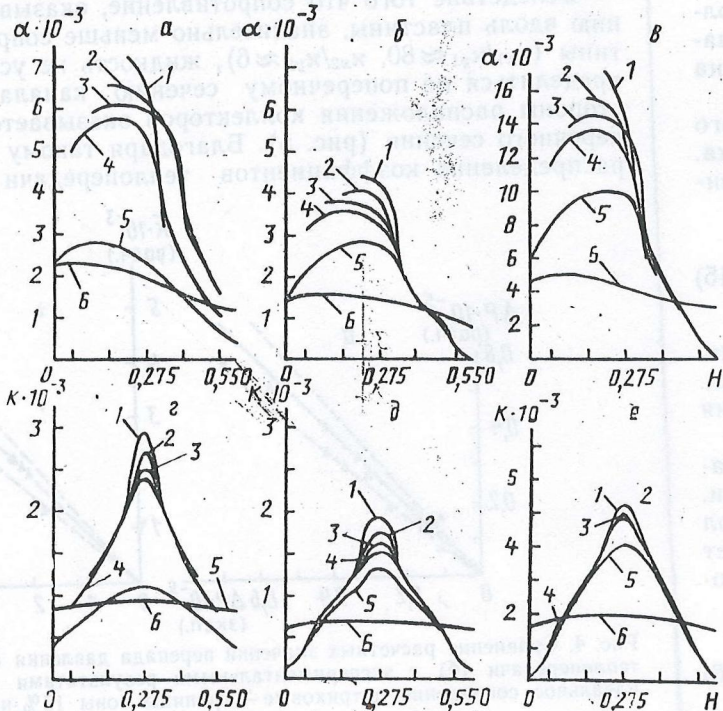
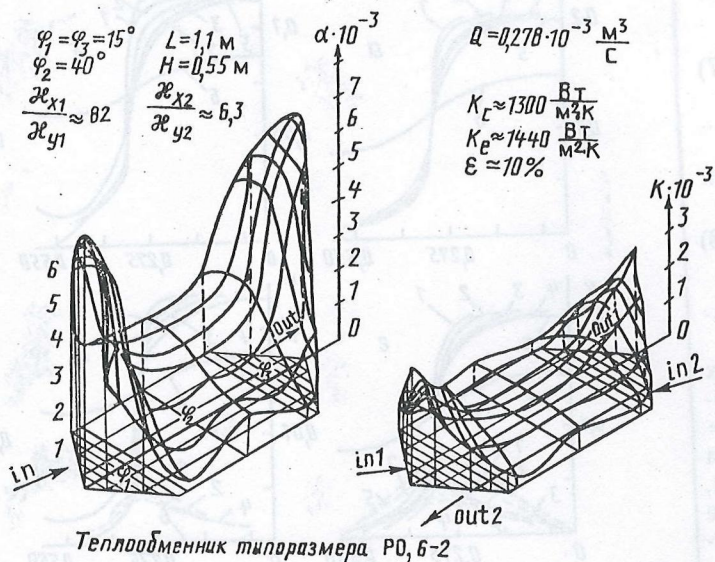


Рис. 6. Распределение коэффициентов теплоотдачи  $\alpha$  и теплопередачи  $K$  поперек канала. Обозначения те же, что и на рис. 5.  $\alpha$ , Вт/( $m^2 \cdot K$ )



Теплообменник типоразмера Р0, 6-2

Рис. 7. Распределение коэффициентов теплоотдачи  $\alpha$  и теплопередачи  $K$  для пластины, Р 0,6-2 ( $K_r$  — расчетное значение,  $K_e$  — экспериментальное)

этом распределение  $K$  симметрично относительно главной оси пластины вследствие симметричности распределения  $\alpha$  в смежных каналах.

Приведенные результаты показывают, что в теплообменниках Р0,6-2 гофрировка пластин выполнена неудачно, по крайней мере на распределительных участках.

Влияние изменений в гофрированном поле пластин на теплообмен исследовалось численно для пластин типа 0,6 и их модификаций.

Рассмотрим теплообмен при расходах в смежных каналах  $Q = 0,137 \cdot 10^{-2} \text{ м}^3/\text{с}$  для пяти вариантов гофрированного поля: а)  $\varphi_1 = \varphi_2 = 60^\circ$ ,  $l_1 = l_2 = 18 \text{ мм}$ ,  $h_1 = h_2 = 4 \text{ мм}$ ; б)  $\varphi_1 = 60^\circ$ ,  $\varphi_2 = 70^\circ$ ,  $l_1 = l_2 = 18 \text{ мм}$ ,  $h_1 = h_2 = 4 \text{ мм}$ ; в)  $\varphi_1 = 70^\circ$ ,  $\varphi_2 = 65^\circ$ ,  $l_1 = 36$ ,  $l_2 = 18 \text{ мм}$ ,  $h_1 = h_2 = 4 \text{ мм}$ ; г)  $\varphi_1 = \varphi_2 = 60^\circ$ ,  $l_1 = l_2 = 18 \text{ мм}$ ,  $h_1 = h_2 = 3 \text{ мм}$ ; д)  $\varphi_1 = 70^\circ$ ,  $\varphi_2 = 65^\circ$ ,  $l_1 = 36$ ,  $l_2 = 18 \text{ мм}$ ,  $h_1 = h_2 = 3 \text{ мм}$ .

Распределение давления вдоль канала

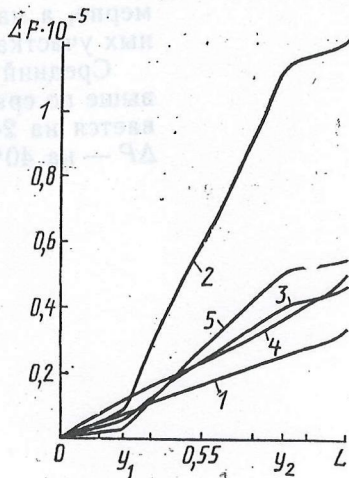


Рис. 8. Распределение давления вдоль канала теплообменника: 1 — для варианта а), 2 — для б), 3 — для в), 4 — для г), 5 — для д).  $L$ , м

определяется характером гофрировки пластин. В случаях а) и г) оно почти линейно, так как гофрировка пластин однородна.

В других случаях на границах распределительных участков угол наклона гофр изменяется скачком, так же изменяется сопротивление течению и  $\text{grad } P$  (рис. 8).

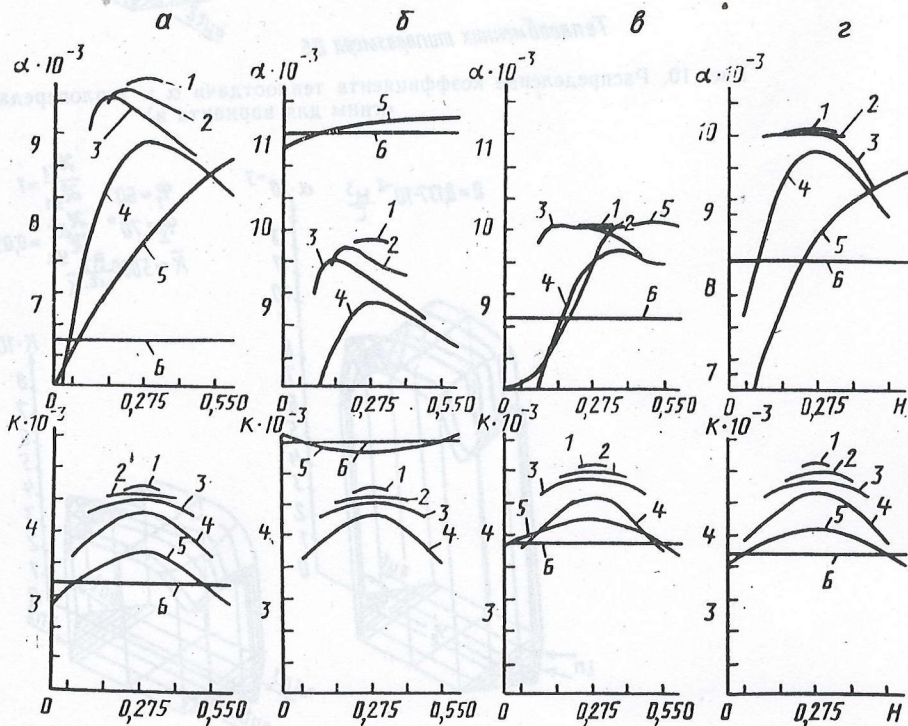


Рис. 9. Распределение коэффициентов теплоотдачи и теплопередачи поперек канала для вариантов а), б), в) и г) (а—г соответственно); расстояние по оси  $y$  от начала пластины: 1 — 4 см, 2 — 8, 3 — 12, 4 — 16, 5 — 24, 6 — 55 см



Аналогичное распределение имеют и коэффициенты теплоотдачи на поле пластины. Там, где велико значение  $\text{grad } P$ , они достигают максимальных значений (рис. 9). При этом на распределительных участках профиль  $\alpha$  несимметричен, вследствие того что здесь профиль скорости еще не сформировался. Для вариантов а) и г) это более выражено (рис. 9, 10). В случае б)  $\kappa_{y2} > \kappa_{y1}$ , а  $\kappa_{y1}/\kappa_{x1} \approx 0,1$ ,  $\kappa_{y2}/\kappa_{x2} \approx 0,01$ , что способствует более равномерному распределению жидкости по сечению канала. Поэтому  $\alpha$  и  $K$  на входе и выходе распределены более равномерно, а на основном поле их величина выше, чем на распределительных участках (рис. 11).

Средний коэффициент теплопередачи  $\bar{K}$  для варианта б) на 41,2% выше по сравнению с исходным вариантом а). Но  $\Delta P$  при этом увеличивается на 243%. В случае в)  $\bar{K}$  растет на 24,3% по сравнению с а), а  $\Delta P$  — на 40%. В случаях г) и д) увеличение  $\bar{K}$  меньше средней относи-

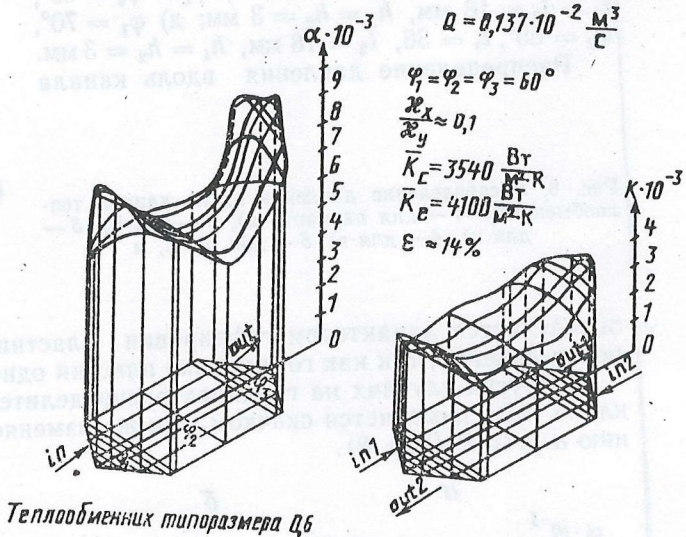


Рис. 10. Распределение коэффициента теплоотдачи  $\alpha$  и теплопередачи  $K$  на поле пластины для варианта а)

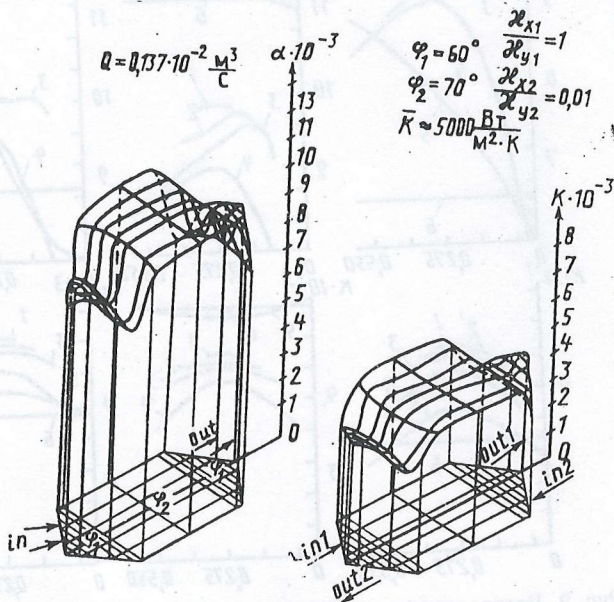


Рис. 11. Распределение коэффициента теплоотдачи  $\alpha$  и теплопередачи  $K$  на поле пластины для варианта б)

тельной ошибки, а  $\Delta P$  увеличивается значительно и можно сказать, что изменение в гофрированном поле наиболее выгодно для варианта в).

Для термической обработки высоковязких жидкостей с сильной зависимостью реологических свойств от температуры разработана пластина с криволинейными S-образными гофрами [11—13] (рис. 12). Для определения эффективности этих пластин при обработке жидкостей с постоянными свойствами был проведен ряд численных и натуральных экспериментов для таких жидкостей.

Исследования проводились на базе пластин 0,3 Е:  $L=1,1$  м;  $H=0,25$  м;  $h=4$  мм;  $R=0,7$  м; расстояние между соседними гребнями вдоль центральной оси  $l_0=20$  мм при следующих вариантах гофрировки: 1) пластина типа «елка» с  $\varphi=60^\circ$ ; 2) пластина с S-образными гофрами и постоянным углом их наклона вдоль центральной оси  $\varphi_0=60^\circ$ ; 3) S-гофры с изменением угла наклона вдоль центральной оси от 45 до 70°; 4) S-гофры с изменением  $\varphi_0$  от 45 до 75°; 5) S-гофры с изменением  $\varphi_0$  от 50 до 70°. Свойства жидкости остались прежними, а расход  $Q=5 \cdot 10^{-4}$  м³/с. Распределение  $\kappa_x$  и  $\kappa_y$  для выбранных вариантов показано на рис. 13.

Поскольку в каналах с S-образной гофрировкой пластин  $\kappa_x$  и  $\kappa_y$  — функции координат, уравнение (12) примет вид

$$\begin{aligned} & \kappa_y s_y R v_y^{s_y-1} \left( \Lambda \frac{\partial^2 \Pi}{\partial \chi^2} + R v_x^{s_x} \frac{\partial \kappa_x}{\partial \chi} \right) + \\ & + \kappa_x s_x R v_x^{s_x-1} \left( \Lambda \frac{\partial^2 \Pi}{\partial \eta^2} + R v_y^{s_y} \frac{\partial \kappa_y}{\partial \eta} \right) = 0, \end{aligned} \quad (12')$$

где учтено, что коэффициенты  $\kappa$  зависят от  $\varphi$  сильнее, чем показатели  $s$ . Граничные условия остались прежними, метод решения тоже.

В случае 1) сопротивление потоку жидкости вдоль канала несколько больше сопротивления поперек, а длина канала велика по сравнению

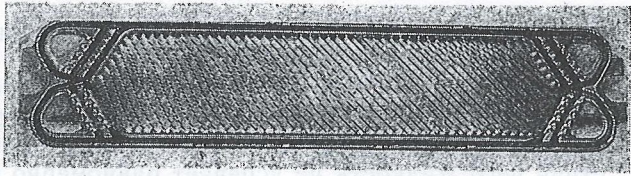


Рис. 12. Экспериментальная пластина с S-образными гофрами

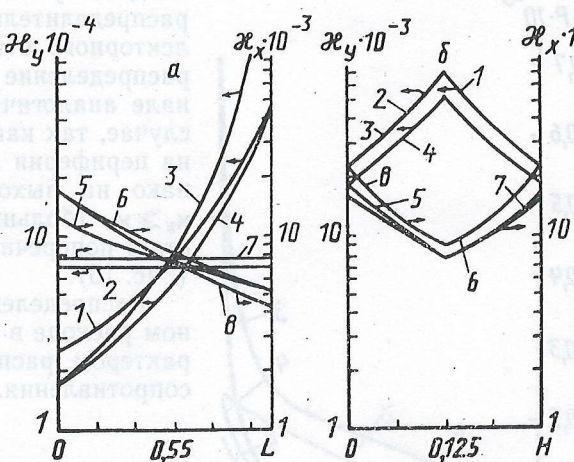


Рис. 13. Распределение коэффициентов сопротивления: а — вдоль центральной оси канала; б — поперек канала при  $y=L/2$ ; 1, 2, 3, 4 — распределение  $\kappa_y$ ; 5, 6, 7, 8 —  $\kappa_x$ ; 1, 5 — для S-образных гофр с углом наклона по оси 50—70°; 2, 7 — S-образные гофры с углом наклона по оси 60°; 3, 8 — 45—75°; 4, 6 — 45—70°. L, м

с шириной, что способствует установлению однородного профиля скорости (рис. 14).

В каналах с пластинами варианта 2) распределение  $\kappa_x$  и  $\kappa_y$  в поперечном сечении неоднородно:  $\kappa_y$  максимален в центре и уменьшается к периферии канала,  $\kappa_x$  — наоборот. Это означает, что на периферии сопротивление движению жидкости вдоль канала будет меньше, а поток жидкости там будет больше (рис. 14). В соответствии с этим на распределительном участке поперечная составляющая скорости  $V_x$  не-

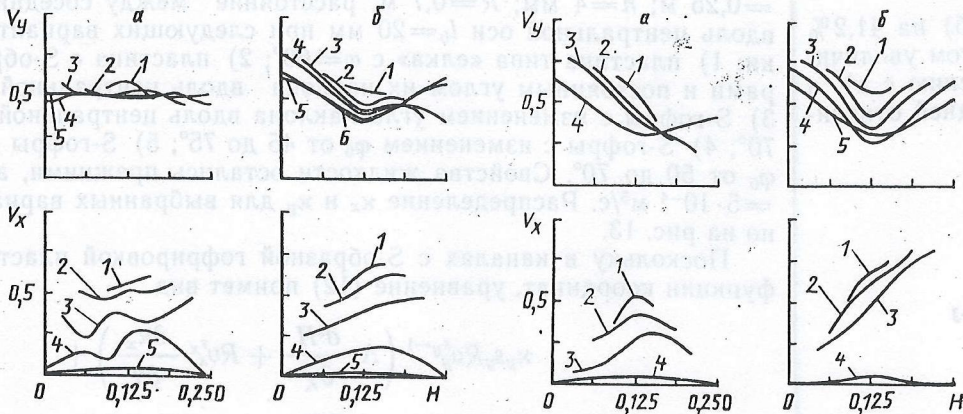
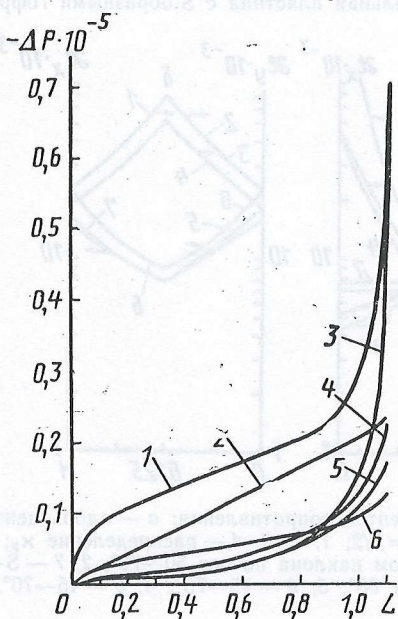


Рис. 14. Распределение составляющих скорости жидкости поперек канала: а — для пластины типа «елка»; б — для пластины с S-образными гофрами  $\varphi_0=60^\circ$ ; 1 —  $y=0,025$  м, 2 — 0,05, 3 — 0,075, 4 — 0,1, 5 — 0,19, 6 — 0,55 м

Рис. 15. Распределение составляющих скорости жидкости поперек канала для S-образных пластин с углами наклона гофр  $45-70^\circ$ : а — первая половина пластины; 1 —  $y=0,025$  м, 2 — 0,05, 3 — 0,075, 4 — 0,1 м; б — вторая половина; 1 —  $L-y=0,025$  м, 2 — 0,05, 3 — 0,075, 4 — 0,1, 5 — 0,55 м

сколько выше во 2-м случае, чем в 1-м, и большая часть жидкости здесь направляется к боковым стенкам.

Если в случаях 1), 2) распределение скоростей на пластине симметрично относительно средней линии, то для вариантов 3) и 4) такой симметрии нет. На входе при малых углах наклона гофр  $\kappa_x \gg \kappa_y$ , вследствие чего жидкость не успевает равномерно распределиться по ширине



входного участка, поэтому  $V_y$  в пределах распределительного участка выше у коллекторного отверстия (рис. 15). Далее распределение скорости жидкости в канале аналогично распределению во 2-м случае, так как сопротивление движению на периферии меньше, чем в центре. Однако на выходе вследствие того что  $\kappa_y \gg \kappa_x$  (большие углы наклона), возрастает поперечная составляющая скорости (рис. 15).

Распределение давления при постоянном расходе в основном определяется характером распределения коэффициентов сопротивления. При однородном их рас-

Рис. 16. Распределение перепада давления вдоль центральной оси канала: 1 — для пластины с S-образными гофрами и  $\varphi=70-75^\circ$ , 2 — «елка», 3 —  $\varphi=45-75^\circ$ , 4 —  $50-70^\circ$ , 5 —  $45-70^\circ$

пределении перепад давления вдоль канала почти линеен (рис. 16). В случае 2) градиент давления меньше, чем в 1), так как сопротивление движению на периферии канала меньше. Для вариантов 3), 4) и 5)  $\Delta P$  значительно меньше, чем в первых двух, поскольку углы наклона гофр к оси здесь меньше, т. е. и  $\chi_y$  меньше. Но по мере течения вдоль канала углы наклона гофр к оси увеличиваются,  $\Delta P$  по абсолютной величине растет, что приводит к резкому увеличению перепада давления на выхо-

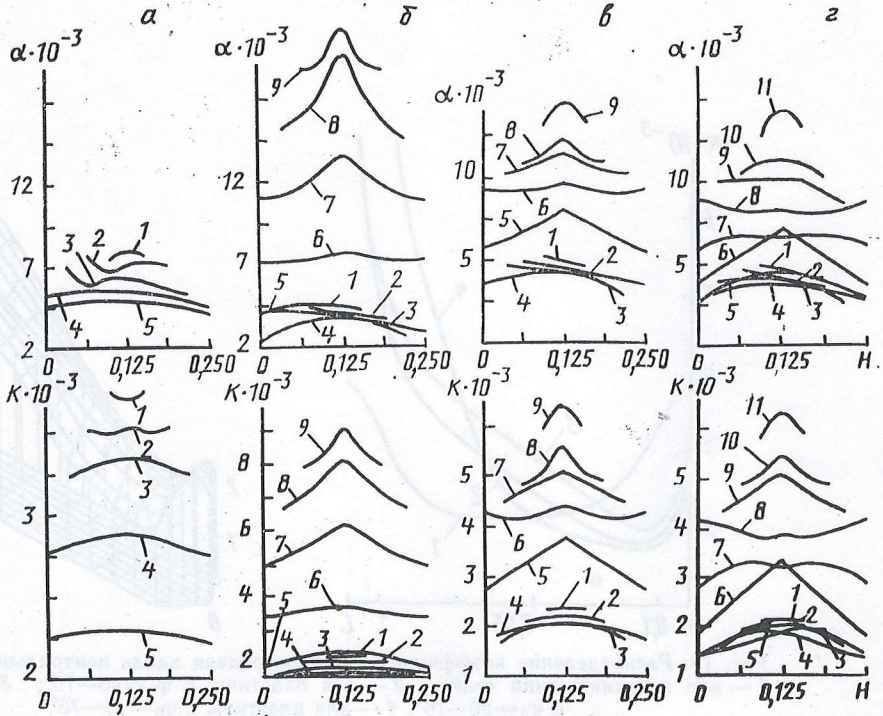


Рис. 17. Распределение поперек канала коэффициентов теплопередачи  $\alpha$  и теплоотдачи  $K$ :  $a$  — для варианта 1): 1 —  $y=0,025$  м, 2 — 0,05, 3 — 0,75, 4 — 0,1, 5 — 0,55 м;  $b, в$  — для вариантов 4) и 5): 1 —  $y=0,025$  м, 2 — 0,05, 3 — 0,075, 4 — 0,1, 5 — 0,19, 6 — 0,55, 7 — 1,025, 8 — 1,05, 9 — 1,075 м;  $z$  — для варианта 3): 1 —  $y=0,025$  м, 2 — 0,05, 3 — 0,075, 4 — 0,1, 5 — 0,19, 6 — 0,55, 7 — 0,81, 8 — 1, 9 — 1,025, 10 — 1,05, 11 — 1,075 м

де из канала, где область течения почти перегородена гофрами с углами наклона, близкими к  $75^\circ$ .

В соответствии с градиентом давления ведут себя и распределения коэффициентов теплоотдачи. В случае 1)  $\alpha$  максимален на распределительных участках, где скорость максимальна по абсолютной величине (рис. 17). В вариантах 3) — 5) коэффициент теплоотдачи сначала снижается на входе из-за уменьшения модуля скорости, а затем, при увеличении  $\varphi_0$ , растет.

Сравнение перепада давления  $\Delta P$  и среднего коэффициента теплопередачи  $\bar{K}$  для различных типов пластин

№	Тип пластины	$\Delta P \cdot 10^{-5}$ , Па	Отклонение $\Delta P$ от № 1, %	$\bar{K}$ , Вт/(м <sup>2</sup> ·К)	Отклонение $\bar{K}$ от № 1, %
1	«Елка»	0,23	0	2500	0
2	S-гофры $\varphi_0=60^\circ$	0,124	-46	2960	18
3	$\varphi_0=45-70^\circ$	0,196	-15	2900	16
4	$\varphi_0=45-75^\circ$	0,615	167	3460	36
5	$\varphi_0=50-70^\circ$	0,221	-4	3250	30

Распределению  $\alpha$  соответствует и распределение коэффициентов теплопередачи  $K$  (рис. 18). Для случая 1), когда распределения  $\kappa_x, \kappa_y, V$  однородны, получаем достаточно равномерное распределение  $\alpha$  и  $K$ . В случаях 3)—5) в начале течения, когда углы наклона гофр еще незначительны, распределение  $\alpha$  и  $K$  почти однородно (рис. 17), хотя скорость увеличивается к периферии канала, но  $\kappa_y$  к периферии уменьшается, что приводит к выравниванию распределения коэффициента теплоотдачи. При дальнейшем течении  $K$  увеличивается в соответствии с  $\alpha$  (рис. 19).

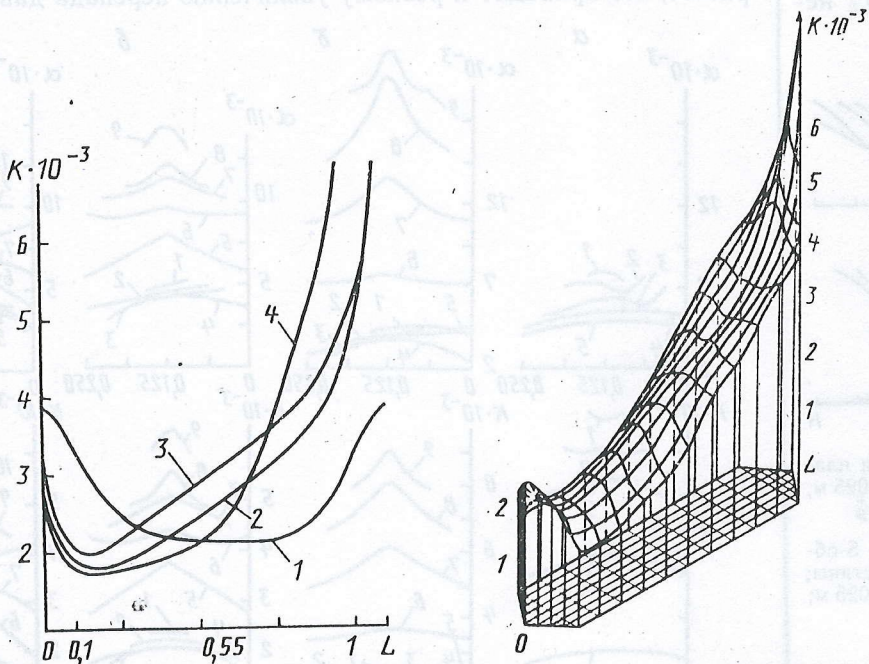


Рис. 18. Распределение коэффициента теплопередачи вдоль центральной оси пластины: 1 — для пластины типа «елка»; 2 — для пластины с  $\varphi_0 = 45-70^\circ$ ; 3 — для пластины с  $\varphi_0 = 50-70^\circ$ ; 4 — для пластины с  $\varphi_0 = 45-75^\circ$

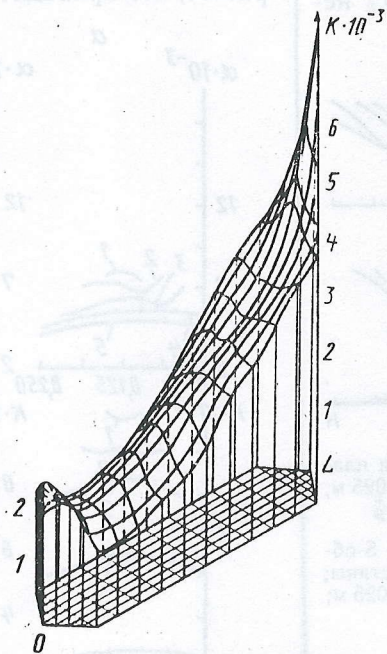


Рис. 19. Распределение коэффициента теплопередачи на поле пластины с S-образными гофрами при изменении угла наклона на центральной оси  $\varphi_0$  от  $45$  до  $70^\circ$

Из таблицы видно, что у пластин с S-образными гофрами при меньших энергетических затратах  $K$  больше, за исключением 4-го случая, где перепад давления резко увеличивается на выходном участке за счет больших углов наклона гофр. Отсюда можно сделать вывод, что пластины с S-образными гофрами более эффективны.

Качественно полученные результаты согласуются с данными экспериментов, проведенных на воде.

Поскольку изготовление штампованной пластины достаточно сложно, был выбран гладкий лист пластины 0,3 Е, а на него напаяли проволоки в виде прямолинейных и S-образных гофр (см. рис. 12).

Сравнение теплового потока, полученного на штампованных пластинах, с потоком, полученным на пластинах с напаянными прямолинейными гофрами, показало, что штампованная пластина на 28% более эффективна.

Эксперименты на пластинах, изображенных на рис. 12, позволили определить, что при одинаковых перепадах давления средний коэффициент теплопередачи на пластине с S-образными гофрами на 30% выше, чем у пластины с напаянными прямолинейными гофрами.

## Обозначения

$c$  — коэффициент теплоемкости, Дж/(кг·К);  $d_a$  — эквивалентный диаметр, м;  $H$  — ширина пластины, м;  $h$  — высота гофры, м;  $K$  — коэффициент теплопередачи, Вт/(м<sup>2</sup>·К);  $L$  — длина пластины, м;  $l$  — шаг гофрировки пластины, м;  $M$  — число делений на расчетной сетке вдоль  $y$ ;  $N$  — число делений на расчетной сетке вдоль  $x$ ;  $P$  — давление, Па;  $Q$  — расход жидкости, м<sup>3</sup>/с;  $R$  — радиус кривизны вдоль S-образной гофры, м;  $V$  — скорость жидкости, м/с;  $V_0$  — скорость жидкости на входе в канал теплообменника, м/с;  $x$  — поперечная координата;  $y$  — продольная координата;  $Re = \frac{V\rho d_a}{\mu}$  — число Рейнольдса;  $Re_0 = \frac{V_0\rho d_a}{\mu}$  — число Рейнольдса на входе в канал;  $Pr = \frac{\mu c}{\lambda_{ж}}$  — число Прандтля;  $\alpha$  — коэффициент теплоотдачи, Вт/(м<sup>2</sup>·К);  $\delta_n$  — толщина пластины, м;  $\lambda$  — коэффициент теплопроводности, Вт/(м·К);  $\varphi$  — угол наклона гофры к центральной оси пластины, град;  $\varphi_0$  — угол наклона гофры к центральной оси в точке пересечения с ней, град;  $\varphi_1, \varphi_2$  — углы наклона гофры на входе в канал и выходе из него, град;  $\mu$  — вязкость, Па·с;  $\rho$  — плотность, кг/м<sup>3</sup>;  $\xi$  — коэффициент сопротивления. Индексы:  $x, y$  — значение величины вдоль направления соответствующей координаты;  $p$  — пластина;  $ж$  — жидкость; 1 — значение для участка входа-выхода; 2 — значение для основного поля пластины.

## Литература

1. Булеев Н. И. Пространственная модель турбулентного обмена. М., 1989.
2. Коваленко Л. М., Глушков А. Ф. Теплообменники с интенсификацией теплоотдачи. М., 1986.
3. Товажнянский Л. Л., Капустенко П. А., Цыбульник В. А. // Изв. вузов. Энергетика. 1980. № 9. С. 123—125.
4. Товажнянский Л. Л., Капустенко П. А. // Энергетическое машиностроение: Респ. межвед. науч.-техн. сб. Харьков, 1982. Вып. 34. С. 46—50.
5. Товажнянский Л. Л. // Тез. докл. всесоюз. конф. «Повышение эффективности, совершенствование процессов и аппаратов химических производств». Харьков, 1985. Ч. 2. С. 4—6.
6. Коллинз Р. Е. Течение жидкости через пористые материалы. М., 1964.
7. Милн-Томсон Л. М. Теоретическая гидродинамика. М., 1964.
8. Федер Е. Фракталы. М., 1991.
9. Товажнянский Л. Л., Капустенко П. А., Чусь М. С. // Тез. докл. VII респ. конф. «Повышение эффективности, совершенствование процессов и аппаратов химических производств». Львов, 1988. Ч. 1. С. 96—97.
10. Пластинчатые теплообменные аппараты: Каталог. М., 1983.
11. Заявка № 4860008 СССР. Пакет пластинчатого теплообменника / Л. П. Перцев, О. И. Гуров, В. Ф. Лупырь, Л. М. Коваленко, Л. В. Держанова, Л. М. Ульев, В. В. Дроздов. Решение о выдаче а. с. от 30.07.91.
12. Перцев Л. П., Ульев Л. М., Потебня Г. Ф. // Тез. докл. VIII всесоюз. конф. «Двухфазный поток в энергетических машинах и аппаратах». Л., 1990. Т. 1. С. 311—313.
13. Перцев Л. П., Ульев Л. М., Потебня Г. Ф. // Тез. докл. VIII всесоюз. конф. «Двухфазный поток в энергетических машинах и аппаратах». Л., 1990. Т. 3. С. 133—135.

Украинский научно-исследовательский  
и конструкторский институт  
химического машиностроения, г. Харьков

18.05.92.