

УДК 696,41

Товажнянский Л.Л., Данилов Ю.Б., Перцев Л.П., Морозов А.Е.

ТЕПЛОТДАЧА НЕСЖИМАЕМОЙ ВЯЗКОЙ ЖИДКОСТИ ПРИ ТЕЧЕНИИ В МЕЖПЛАСТИННОЙ ПОЛОСТИ СЕТЧАТО-ПОТОЧНОГО ПЛАСТИНЧАТОГО ТЕПЛООБМЕННИКА

Обзор научно-технической литературы последних лет, касающейся проблем энергосбережения и интенсификации процессов теплообмена, показывает высокий исследовательский интерес к раскрытию механизма возникновения вихревых образований в сплошных средах, их взаимодействия с потенциальными потоками и влияния на формирование пограничных слоев на твердых непроницаемых поверхностях.

Представление о гидродинамической структуре потока (при вынужденной конвекции) позволяет выяснить влияние турбулизаторов и, следовательно, реальные соотношения затрат энергии на развитие турбулентного потока и теплоотдачу, а также определить области, в которых увеличение количества турбулентных пульсаций окажет наибольший эффект на процесс теплообмена.

Известно, что теплоотдачу к стенкам канала лимитирует в основном, тепловой пограничный слой. Турбулентная теплопроводность в нем по сравнению с ее значениями в ядре потока мала, а плотность теплового потока близка к максимальной. Поэтому представляется целесообразным увеличивать λ_T не во всем потоке, а лишь около теплопередающей стенки, что способствует существенному снижению удельных затрат кинетической энергии потока при передаче целевой тепловой энергии.

На рис.1, например, показана сравнительная теплоэнергетическая эффективность наиболее широко известных теплообменных аппаратов.

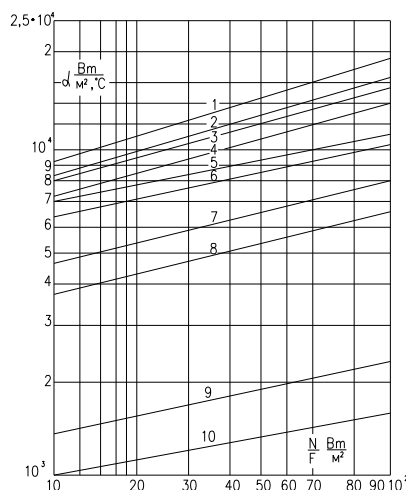


Рисунок 1 – Сравнительная теплоэнергетическая эффективность ряда типовых конструкций теплообменных аппаратов:

1 – пластинчатый теплообменник модели 0,5 "Елка"; 2 – пластинчатый теплообменник типа «Шевронный»; 3 – пластинчатый теплообменник 0,3 "Елка"; 4 – пластинчатый теплообменник со штампованными полусферами; 5 – пластинчатый теплообменник с широкими наклонными гофрами; 6 – пластинчатый теплообменник с горизонтальными гофрами; 7 – пластинчатый теплообменник с мелкими наклонными гофрами синусообразного сечения; 8 – спиральный теплообменник с цилиндрическими упорными штырями; 9 – теплообменник кожухотрубчатого типа ТН; 10 – теплообменник пластинчато-ребристый с прямыми ребрами

Сравнение коэффициентов теплоотдачи и удельных затрат энергии в различных конструкциях промышленных теплообменных аппаратов идентичного назначения проведено по опытам УКРХИММАШ'а и каталогам фирм. В качестве модельной жидкости использовалась вода при средней температуре потока 50 °С.

Анализ показал, что пластинчатые теплообменные аппараты с гофрированной поверхностью нагрева в виде прямолинейных наклонных каналов имеют значительно более высокую интенсивность теплоотдачи при тех же затратах энергии, чем трубчатые, спиральные и другие известные конструкции широкого промышленного назначения.

Особо следует отметить высокую эффективность и универсальность сетчато-поточных пластинчатых теплообменников представляющих собой, как известно, пакеты штампованных гофрированных пластин (иногда подобных печатным платам – при изготовлении электрохимическим способом), имеющих прямолинейные наклонные каналы. Этот вид теплообменников (в аналитическом плане) интересен еще тем, что в зависимости от значений конструктивных параметров он может представлять различные виды теплообменников.

Так, к примеру, при: $\varphi_1 = 0$, $\alpha_1 = \text{const}$ он представляет трубчатый (ламельный) теплообменник;

$\varphi_1 = \pi/2$, $\alpha_1 = \text{const}$ – ленточно-поточный теплообменник;

$\varphi_1 = 0$, $\alpha_1 = 0$ – щелевой теплообменник с гладкими пластинами;

$\varphi_1 \neq 0$, $\varphi_1 \neq \pi/2$, $\alpha_1 = \text{const}$ – сетчато-поточный теплообменник.

Здесь: φ_1 – угол наклона гофры (канала) к продольной оси пластины; α_1 – угол наклона боковой стенки гофры к плоскости пластины.

В трубчатых и щелевых каналах поток характеризуется одномерным движением, в ленточно-поточных двумерным – (в виде извилистой плоской ленты), в сетчато-поточном трехмерным, при котором поток обтекает по винтовым извилистым линиям опорные точки соприкасающихся вершинами гофр двух пластин, изображенных на рис. 2.

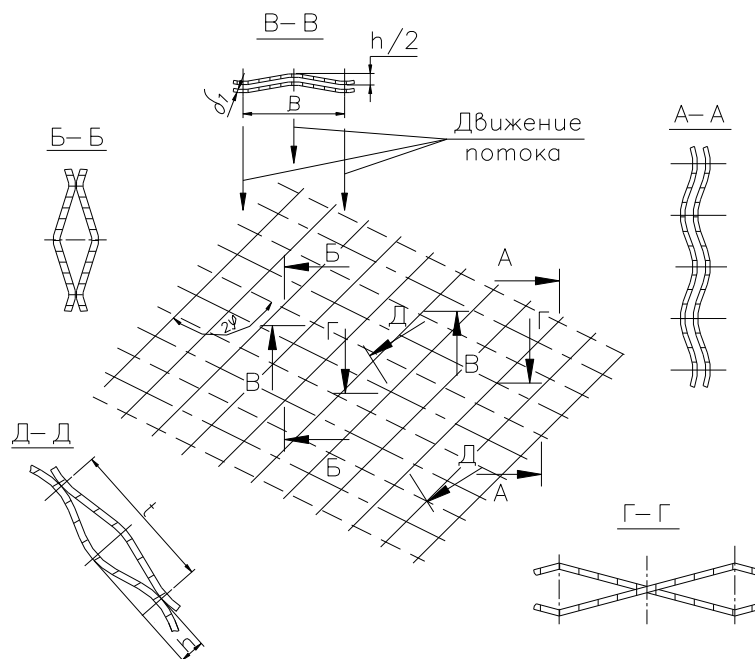


Рисунок 2 – Формы сечений межпластинных каналов сетчато-поточного типа

Экспериментальные исследования гидродинамики движения в межпластинных каналах опытных образцов и прозрачных моделей (с использованием скоростной кино-съемки и лазерной фотохромной визуализации) позволили получить общую картину структуры потоков, поля распределения скоростей и локальных давлений. Модельные и натурные испытания образцов показали высокую конкурентоспособность конструкций [2,5].

Межпластинная полость образуется парой унифицированных пластин. Продольные ряды точек контакта вершин гофр образуют границы элементарных каналов, в пределах которых, по условиям симметрии, движется теплоноситель. Траектория движения теплоносителя в элементарных каналах представляет собой сжатые в плоскости две винтовые линии, характерными особенностями которых являются попеременные переходы теплоносителя (на продольных границах канала) с одной пластины на другую.

Таким образом, рассматривая движение потока на участке прямолинейного наклонного канала гофра одной из пластин в границах поступления на него теплоносителя с парной пластины, движение по гофру и схода на парную пластину у следующей границы симметрии потоков, можно представить его в виде потенциального плоского потока, определяемого взаимодействием с источником и стоком, расположенными у границ рассматриваемого участка гофра. Реальный поток в извилистом канале пластинчатого теплообменника можно представить структурно синтезированным в виде набора элементов его прямолинейных участков с плоскопараллельным движением, соединенных между собой в местах размещения источников и стоков таким образом, что сток одного элемента является источником для последующего, создавая условия многократного стока и нового формирования пограничного слоя (рис. 3).

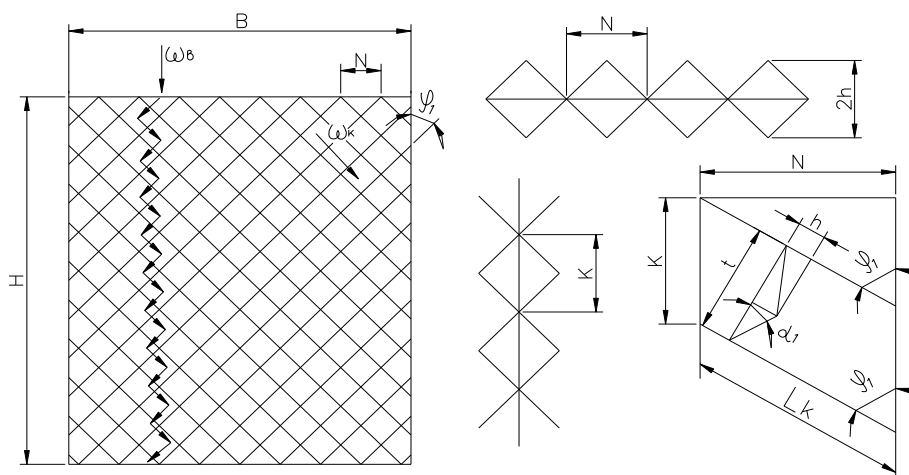


Рисунок 3 – Схема движения потока

B – ширина пластины, м; H – высота гофрированного поля пластины, м; t – шаг гофрировки, м; h – высота гофр, м; ϕ_1 – угол наклона гофр к продольной оси пластины, град

Расчет теплоотдачи и трения для описанного плоскопараллельного течения несжимаемой жидкости сводится к решению следующих задач гидродинамики [3]:

– потенциального течения по ячейке (длиной L_k) плоскопараллельного потока со скоростью W_k , наложенного на источник и сток по границам канала, в виде комплексной функции [1,3];

$$\varphi + i \cdot \psi = W_k \cdot \left\{ \delta + \frac{h}{4\pi} \ln \sqrt{\frac{(x+b/2)^2 + \delta^2}{(x-b/2)^2 + \delta^2}} + i \cdot \left(\delta + \frac{h}{4\pi} \left(\operatorname{arctg} \frac{\delta}{x+\frac{b}{2}} - \operatorname{arctg} \frac{\delta}{\delta-\frac{b}{2}} \right) \right) \right\}$$

где φ – потенциал скорости; ψ – функция тока,

$$W_k = \frac{d\omega}{dx},$$

– поперечной подкрутки потока, определяемой интенсивностью вихревого слоя, встраиваемого в место изменения скоростей потоков у ядра вихря;

По [5] составляющая скорости в направлении оси X представлена на рис. 4.

$$W_x = (W_k - W_n) \cdot \left(1 + \frac{y-r_0}{\delta} \right) + W_n;$$

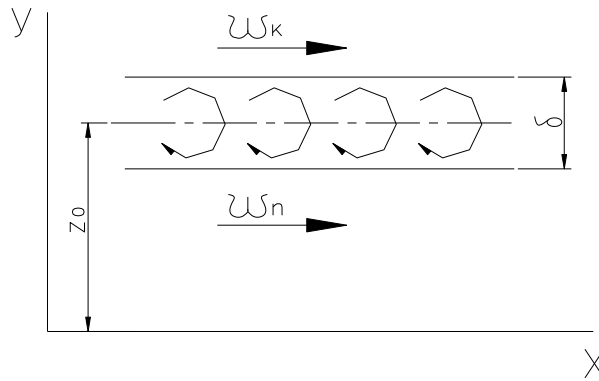


Рисунок 4 – Схема вихревого слоя

Тогда вихрь скорости, имеющий направление, перпендикулярное плоскости XOY, можно представить в виде

$$\operatorname{rot} W = \Omega_z = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial W_\delta}{\partial x} - \frac{\partial W_x}{\partial \delta} \right) = \frac{W_k - W_n}{\delta}.$$

Внутри слоя угловая скорость вращения частиц Ω имеет постоянное значение, отличное от нуля, вне слоя $\Omega = 0$; по теореме Стокса, циркуляция по замкнутому контуру равна удвоенной интенсивности вихря

$$\oint_{(L)} W_x \cdot dS = 2 \int_{(\sigma)} \Omega_z \cdot d\sigma.$$

Интегрирование позволяет получить значение скорости поперечной подкрутки потока в канале (рис. 5) [3,5]

$$W_n = W_k \cdot \sin 2\varphi \frac{1 + \sin 2\alpha}{1 + \sin 2\alpha + \pi/2 \cdot \cos \alpha}.$$

$$\sin(l\delta s) = \sin \Theta;$$

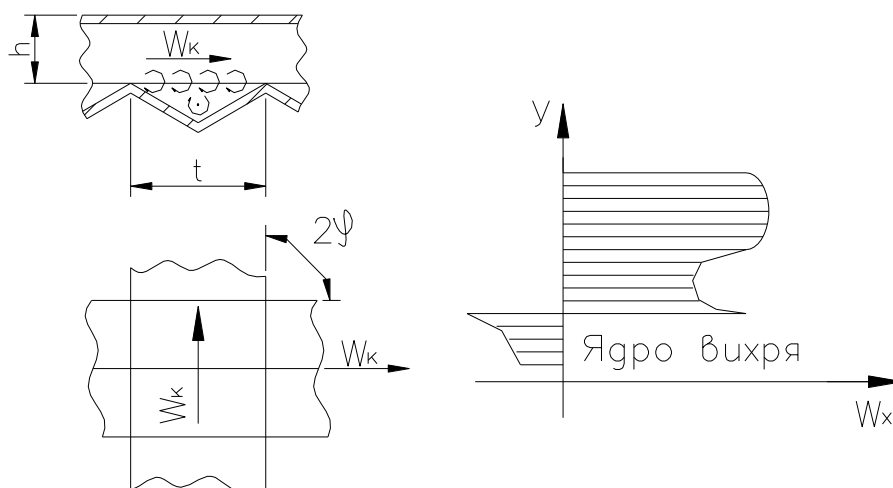


Рисунок 5 – Скорость поперечной подкрутки

– добавочная продольная скорость вдоль ячейки, индуцированная вихревым слоем (рис. 6) определяется зависимостью Био-Савара [3].

Как было показано выше, распределение скоростей в вихревом слое определяется зависимостью [3]

$$W_x = (W_k - W_{i\delta}) \left(1 + \frac{y - r_0}{\delta} \right) + W_{i\delta}.$$

Здесь $W_{пр}$ – проекция скорости W_k на направление движения среды в канале смежной пластины

$$W_{i\delta} = W_k \cdot \cos 2\varphi.$$

Вначале рассмотрим скорость, индуцированную вихревой нитью длиной, равной шагу гофра, в точке, расположенной на середине высоты канала, а затем учтем влияние всего вихревого слоя по длине ячейки L_k .

По Био-Савару, [3] дифференциальная форма индуцированной вихрем скорости

$$dW_u = \frac{\tilde{A}}{4\pi} \cdot \frac{\sin(l\delta s)}{l^2},$$

где

$$l = \frac{h}{2 \sin \Theta};$$

$$ds = \frac{l d\Theta}{\sin(\Theta + d\Theta)} \approx \frac{hd\Theta}{\sin^2 \Theta}.$$

Подставляя значения геометрических параметров, получаем

$$dW_u = \frac{\tilde{A}}{4\pi} \cdot \frac{\sin \Theta d\Theta}{h}.$$

Поскольку

$$\tilde{A} = \int_{(\sigma)} \Omega d\sigma = L_k (W_k - W_{i\delta}),$$

дифференциал индуцированной скорости можно записать в виде

$$dW_u = \frac{W_k - W_{i\delta}}{8\pi^2} \cdot \sin \Theta d\Theta$$

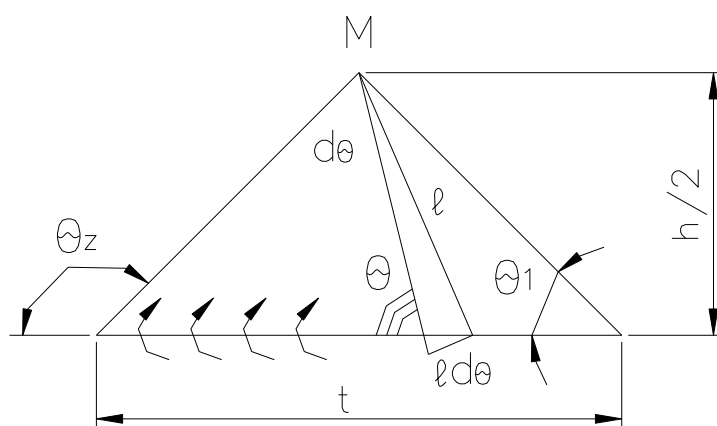


Рисунок 6 – Схема расчета скорости, индуцируемой вихревой нитью

Интегрируя от θ_1 до θ_2 , получаем скорость, индуцируемую в точке М отрезком вихря длиной t

$$W_u = \frac{W_k - W_{i\delta}}{8\pi^2} (\cos \Theta_1 - \cos \Theta_2).$$

Поскольку $W_{пр} = W_k \cos 2\varphi$, $\theta_1 = \pi - \theta_2 = \alpha_1$, $\alpha_1 = \arctg(h/t)$, то, окончательно, скорость, индуцируемая одной вихревой нитью в точке М, имеет вид

$$W_u = \frac{W_k}{2\pi^2} \cdot \sin^2 \varphi \cdot \cos \alpha_1.$$

Определим влияние всего вихревого слоя ячейки на величину индуцируемой скорости в рассматриваемой точке.

Применяя теорему Стокса-Гельмгольца, увязывающую циркуляцию Γ по замкнутому контуру в канале (в плоскости, проходящей через вершину канала и перпендикулярной плоскости пластин) с интенсивностью вихря J , охватываемого контуром, и упрощая запись уравнений за счет исключения слабо влияющих величин, можно получить приближенное значение циркуляции в потоке на единичной длине канала

$$\tilde{A}_1 \approx \frac{h}{2\pi} (W_k - W_{i\delta}).$$

Определим суммарную индуцированную скорость в точке M , расположенной на середине высоты канала и середине длины ячейки (рис. 7).

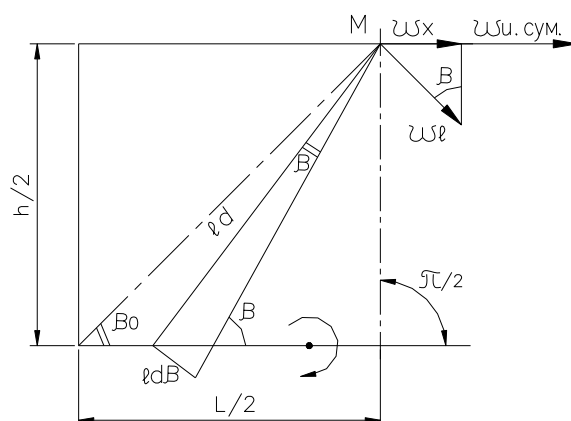


Рисунок 7 – Схема расчета суммарной индуцированной скорости в точке M

Как было показано выше, скорость, индуцируемая вихревой нитью, имеет вид

$$W_u = \frac{W_k}{2\pi^2} \cdot \sin^2 \varphi \cdot \cos \alpha_1.$$

Значение циркуляции в потоке на единичной длине канала (с учетом того, что $W_{np} = W_k(1 - \cos 2\varphi)$) можно представить в виде

$$\tilde{A}_1 = \frac{W_k h}{2\pi} \sin^2 \varphi.$$

Учитывая, что $\Gamma = W_u S$, где W_u – индуцированная скорость, а S – путь циркуляции, который можно представить в виде

$$S = \frac{\tilde{A}_1}{W_u} = \frac{W_k \cdot h \cdot \sin^2 \varphi \cdot 2\pi^2}{\pi \cdot W_k \cdot \sin^2 \varphi \cdot \cos \alpha} = \frac{2\pi}{\cos \alpha} \cdot h.$$

Скорость, индуцируемая в точке M , – W_1 в направлении, перпендикулярном l

$$W_1 = \frac{\tilde{A}_1 \cdot \cos \alpha}{2\pi \cdot l} = \frac{W_k}{\pi^2} \cdot \sin^2 \varphi \cdot \cos \alpha_1 \cdot \cos \beta_1;$$

ее проекция на направление X

$$W_x = \frac{W_k}{\pi^2} \cdot \sin^2 \varphi \cdot \cos \alpha_1 \cdot \cos \beta_1 \sin \beta_1.$$

После преобразований получаем дифференциальную форму записи изменения индуцируемой элементарным участком вихревого слоя продольной скорости в точке M в функции $d\beta$

$$dW_x = \frac{W_k \cdot \sin^2 \varphi \cdot \cos \alpha_1}{\pi^2} \cdot d\beta.$$

Проинтегрировав от β_0 до $\pi/2$, получим суммарную индуцированную вихревым слоем ячейки продольную скорость в точке M

$$W_{u.н\ddot{o}i} = \frac{2}{\pi} \cdot W_k \cdot \sin^2 \varphi \cdot \cos \alpha_1 \left(\frac{1}{2} - \frac{\beta_0}{\pi} \right).$$

Исходя из предположения, что вдоль ячейки имеет место плоскопараллельный поток и, учитывая несжимаемость жидкости, можно, без существенной погрешности, принять, что все точки полного объема ячейки канала (за исключением пограничного и вихревого слоев) имеют такую же продольную скорость, что и в точке M. В действительности же, как известно, индуцированная скорость в вершине канала несколько ниже, а у основания – выше полученной.

Подставляя полученную суммарную продольную скорость вдоль элементарной ячейки в значение α , – определяемое по [1] получаем

$$\alpha = Z \frac{[\text{Re}_k - \text{XA} + 36,9(\text{XA})^{0,625}]^{0,8}}{\text{Re}_k^{0,5} \left\{ \text{Re}_k^{0,5} + [\text{Re}_k - \text{XA} + 36,9(\text{XA})^{0,625}]^{0,4} \cdot P \right\}}, \hat{A}\delta/\hat{i}^2 \cdot \hat{E},$$

где

$$Z = 0,037 \cdot C \cdot \rho \cdot W_k;$$

W_k – скорость потока в канале, м/с; V – объемный расход среды через один межпластинный канал, м³/с; ρ – плотность среды, кг/м³; C – удельная теплоемкость среды, Дж/(кгК);

$$W_k = \frac{V}{B \cdot h \cdot \cos \varphi};$$

$$P = [(\text{Pr}-1) + \ln(0,83 \cdot \text{Pr} + 0,17)];$$

Pr – критерий Прандтля;

$$Re_k = \frac{W_k \cdot t}{\nu \cdot \cos \varphi \cdot \sin \varphi};$$

$$X = \frac{\sqrt{\frac{t^2}{4h^2} + \cos^2 \varphi}}{\sin \varphi \cdot \cos^2 \varphi};$$

ν – кинематическая вязкость среды, m^2/c ; X – коэффициент формы пластины;

$$\overline{Re}_k = \frac{t \cdot 2W_k \cdot \sin^2 \varphi \cdot \cos \alpha_1 \left(\frac{1}{2} - \frac{\beta_p}{\pi} \right)}{\nu \cdot \pi \cdot \sin \varphi \cdot \cos \varphi}; \quad \operatorname{ctg} \alpha = \frac{t}{2h}; \quad \operatorname{ctg} \alpha_1 = \frac{t}{h}; \quad \operatorname{tg} \beta = \frac{h \cdot \cos \varphi \cdot \sin \varphi}{t}.$$

Литература

1. Товажнянский Л.Л., Павленко В.Ф., Перцев Л.П. Кинематическая модель плоского потенциального течения несжимаемой жидкости в межпластинном канале пластинчатого теплообменника. // Интегровані технології та енергозбереження. Харків НТУ "ХПІ", – 2002.–№2.–С. 65–70.
2. Товажнянский Л.Л., Капустенко П.А. Применение методов интеграции процессов для энергосбережения в промышленности Украины. // Интегровані технології та енергозбереження. Харків НТУ "ХПІ", – 2002.–№3.–С. 5–7.
3. Фабрикант Н.Я. Аэродинамика. М. изд. Наука, 1964.
4. Мигай В.К. Об интенсификации конвективного теплообмена в каналах путем изменения искусственной турбулизации потока. – Изв. АН СССР. Серия Энергетика и транспорт. 1965. №6.
5. Данилов Ю.Б. Вихревые течения в каналах сетчато-поточных пластинчатых теплообменников // Интегровані технології та енергозбереження. Харків НТУ "ХПІ", – 2006.–№1.–С. 10–15.

УДК 696.41

Товажнянський Л.Л., Данилов Ю.Б., Перцев Л.П., Морозов О.Є.

ТЕПЛОВІДДАЧА НЕСТИСЛИВОЇ В'ЯЗКОЇ РІДИНИ ПРИ ТЕЧІЇ У МІЖПЛАСТИНЧАТОМУ ПРОСТОРІ СІТЧАСТО-ПОТОЧНОГО ПЛАСТИНЧАТОГО ТЕПЛОБМІННИКА

У статті на основі відомих рівнянь гідродинаміки потенційних та вихрових течій струму нестисливої в'язкої рідини побудовані математичні моделі швидкості течії, які дозволяють розрахувати тепловіддачу енергозберігаючого обладнання та підвищити інтенсивність процесу теплообміну.