

УДК 696.41

Данилов Ю.Б.

ВИХРЕВЫЕ ТЕЧЕНИЯ В КАНАЛАХ СЕТЧАТО-ПОТОЧНЫХ ПЛАСТИНЧАТЫХ ТЕПЛООБМЕННИКОВ

*Украинский научно-исследовательский и конструкторский институт
химического машиностроения*

Математические модели гидродинамических структур потоков в пластинчатых теплообменниках (с турбулизирующими греющими поверхностями) позволяют раскрывать количественные соотношения между целевой (технологической) передачей тепла через непроницаемую стенку и затратами энергии на образование турбулентного потока и его движение, кроме того, – выяснить распределение интенсивности турбулентных пульсаций по зонам греющих поверхностей, что способствует поиску новых более оптимальных пластин. Опыт многолетних исследований отечественной науки [5] и передовых зарубежных фирм показывает, что удачно сформированные потоки, с использованием искусственных турбулизаторов, позволяют (для несжимаемых жидкостей) повысить интенсивность теплоотдачи (по сравнению с гладкими поверхностями нагрева) до $150 \div 300$ % при равных потерях напора на транспортирование рабочих сред. Так, например, показано [1], что доля полезного использования тепла энергоносителей и снижения энергозатрат (на одной из фирм США) только на 1 % (при рафинировании нефти в объеме 100000 баррелей в сутки) составила экономию средств в размере 500 млн. долларов в год. Использование подобных возможностей экономии энергоносителей в топливно-энергетическом комплексе Украины позволяет, существенным образом, повлиять на конъюнктуру рынка энергоносителей и снизить удельные энергетические затраты на ВВП. Доля нагревательных устройств только в химической, нефтехимической и нефтеперерабатывающей промышленности составляет более 70 % общего объема оборудования.

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 и классы теплообменников.

Так, на пример, 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;

$\varphi_1 \neq 0$, $\varphi_1 \neq \pi/2$, $\alpha_1 = \text{const}$ – спектр сетчато-поточных теплообменников.

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

В трубчатых 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. 1.

Экспериментальные исследования гидродинамики движения в межпластинных каналах опытных образцов и на прозрачных моделях (с использованием скоростной киносъемки 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 [3].

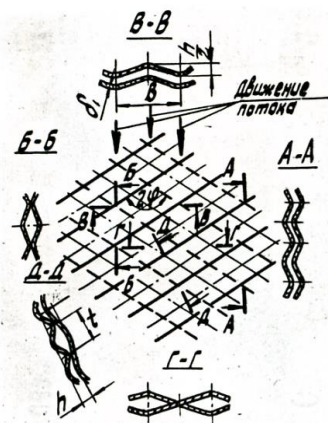


Рисунок 1 – Формы сечений межпластинных каналов сетчато-поточного типа

Теоретическая трактовка задачи трения и теплообмена в каналах сетчато-поточного типа, в традиционной постановке, представляет известные трудности в связи со сложностью формулирования граничных условий при решении дифференциальных уравнений Навье-Стокса и Лапласа для течения жидкости в системе незамкнутых каналов.

Работа Л.Л. Тобажнянского и др. [2] позволила получить приближенное теоретическое решение, описывающее структуру потока и распределение скоростей для условий потенциального течения жидкости в межпластинной полости. Вытекающее из анализа форм движения потока представление о ячеечном построении канала (рис. 2) открывает новые возможности исследования течений – при условии $\text{rot}W \neq 0$.

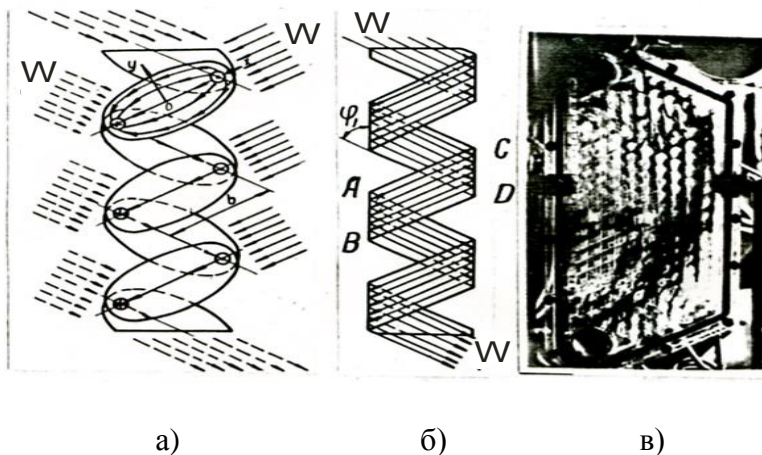


Рисунок 2 – Кинематическая модель потенциального потока
 а) потенциальное построение; б) реальный винтовой канал; в) потоки в прозрачной модели

Графическое изображения ячеек, образованных нулевыми линиями токов, отделяющих поток в каждом канале от внешнего, показано на рис. 2а. Последовательное сочленение ячеек таким образом, что точка стока предыдущей (по направлению течения потока) ячейки совмещается с точкой источника последующей, располагаемой под заданным углом наклона φ_1 , позволяет представить кинематическую модель потока в виде характеристической функции

$$\omega = \varphi + i \cdot \psi = W \cdot x + \frac{Q}{2\pi} \cdot \left(\ln \sqrt{\left(x + \frac{b}{2}\right)^2 + y^2} - \ln \sqrt{\left(x - \frac{b}{2}\right)^2 + y^2} \right) + i \cdot \left(W \cdot y + \frac{Q}{2\pi} \cdot \left(\operatorname{arctg} \frac{y}{x + \frac{b}{2}} - \operatorname{arctg} \frac{y}{x - \frac{b}{2}} \right) \right), \quad (1)$$

где вещественная часть представляет потенциал скорости φ , а мнимая – функцию тока ψ ; $\omega = \varphi + i\psi = f(z)$, $z = x + iy$, W – скорость поступательного потенциального потока, Q – расход жидкости единицы длины источника.

Производная от характеристической функции

$$\frac{d\omega}{dz} = \frac{d\varphi}{dx} + i \frac{d\psi}{dx} = W_x - iW_y.$$

представляет собой комплексную скорость, абсолютное значение которой в рассматриваемой точке составляет

$$\left| \frac{d\omega}{dz} \right| = \sqrt{W_x^2 + W_y^2} = W,$$

а угол наклона вектора скорости к оси абсцисс (аргумент) определяется зависимостью

$$\Theta = -\operatorname{arctg} \frac{y}{x}.$$

При распределенных источниках и стоках по отрезкам прямых торцевых линий (АВ и CD) (рис. 2б) схема движения потока приближается к модели двухзаходной винтовой линии, образуемой условиями обтекания опорных точек границ каналов. Картина визуально наблюдаемых на прозрачных моделях траекторий движения подкрашенных струй в потоке показана на рис. 2, в (получена в эксперименте Ю.Г. Оболенцева).

Исключительный интерес в таком движении потока, с точки зрения интенсификации теплообмена, представляет системное стекание пограничного слоя в конце каждой элементарной ячейки, так как поток переходит на поверхность другой, непосредственно не связанной с первой, пластины, где начинает формироваться новый пограничный слой. При таких обстоятельствах (достаточно малой длине обтекаемого участка пластины и высокой турбулизации потока) интенсивность теплоотдачи, как известно, наиболее высока.

По принятой расчетной схеме представляется возможным определить параметры плоскопараллельного течения несжимаемой жидкости. Необходимо также учитывать возникающие подкрутки потоков, определяемые их разнонаправленностью при движении в каналах углового профиля, соприкасающихся своими открытыми основаниями. В результате изменения скоростей в плоскости соприкосновения потоков и вязкого трения возникает вихревой слой, являющийся источником интенсивной турбулизации. Схема теплопередающей пластины представлена на рис. 3, а схема вихревого слоя – на рис. 4.

Добавочная скорость на стенке вдоль канала от воздействия вихря по [4]

$$W_x = (W_k - W_n) \cdot \left(1 + \frac{y - r_0}{\delta}\right) + W_n. \quad (2)$$

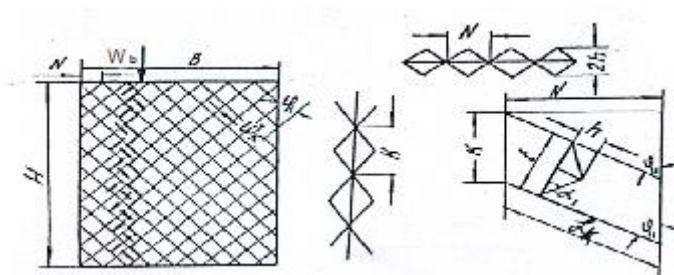


Рисунок 3 – Схема теплопередающей пластины

B – ширина пластины, м; H – высота гофрированного поля пластины, м; t – шаг гофрировки, м; h – высота гофр, м; α_1 – угол наклона гофр к продольной оси пластины, рад; α_1 – угол у основания канала, рад; W_k – скорость вдоль канала, м/сек; W_n – скорость входа м/сек; N – ширина продольной ячейки, м; K – ширина поперечной ячейки, м; L_k – длина ячейки, м

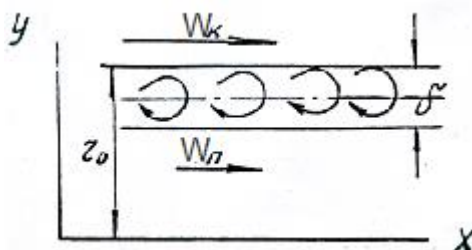


Рисунок 4 – Схема вихревого слоя

Поперечная подкрутка инициируется вихрем, имеющем направление перпендикулярно плоскости XOY.

$$rot W = \Omega_z = \frac{\partial W_y}{\partial x} - \frac{\partial W_x}{\partial y}. \quad (3)$$

Внутри слоя угловая скорость вращения Ω имеет постоянное значение, отличное от нуля, вне слоя $\Omega = 0$.

По теореме Стокса, циркуляция по замкнутому контуру равна удвоенной интенсивности вихря

$$\oint_{(L)} W_x dS = \oint_{(\delta)} \Omega_z d\delta.$$

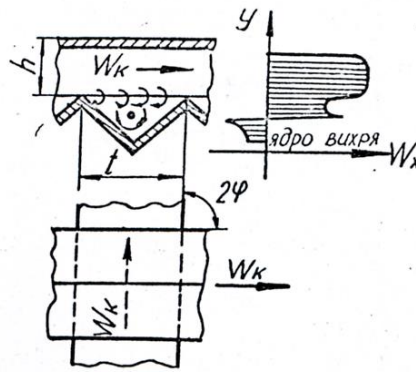


Рисунок 5 – Схема поперечной подкрутки потока и эпюра распределения скоростей в потоках

Интегрирование позволяет получить значение скорости поперечной подкрутки потока в канале (рис. 5).

$$W_n = W_k \cdot \sin 2\varphi \frac{1 + \sin 2\alpha}{1 + \sin 2\alpha + \pi/2 \cdot \cos \alpha} \quad (4)$$

Литература

1. Gard Ashutosh. Get the most from your fired heater. Chem. Eng. (USA). 2004. 111, №3, с. 60–64.
2. 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.
3. 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.
4. Фабрикант Н.Я. Аэродинамика. М. изд. Наука, 1964.
5. Мигай В.К. Об интенсификации конвективного теплообмена в каналах путем изменения искусственной турбулизации потока. – Изв. АН СССР. Серия Энергетика и транспорт. 1965. №6.
6. Fokke W.W., Zachariades J., Olivier J. The effect of the corrugation inclination angle on the thermo hydraulic performance of plate heat exchangers – Chemical Engineering Research Group, 30 Jan. 1985. – Pretoria, Per. of South Africa.

УДК 696.41

Данилов Ю.Б.

ВИХРОВІ ТЕЧІЇ У КАНАЛАХ СІТЧАСТО-ПОТОКОВИХ ПЛАСТИНЧАСТИХ ТЕПЛОБМІННИКІВ

У статті на основі відомих рівнянь гідродинаміки для потенційних та вихрових течій струму нестисливої рідини побудовані наближенні теоретичні моделі швидкості, які дозволяють мати значно вищі показники енергозбереження обладнання при підвищенні інтенсивності процесу теплообміну.