

Данилов Ю.Б.

**ТЕЧЕНИЕ НЕСЖИМАЕМОЙ ЖИДКОСТИ В ЯЧЕЙКЕ
СЕТЧАТО-ПОТОЧНОГО ПЛАСТИНЧАТОГО ТЕПЛООБМЕННИКА,
ИНДУЦИРОВАННОЕ ВИХРЕВЫМ ПОЛЕМ**

Научные исследования и практический опыт показывают [4,7,5], что движение жидкости в межпластинной полости теплообменника сопровождается возникновением вихревых течений, способных дополнительно индуцировать скорости движения точек потока. Эти скорости позволяет определить зависимость Био-Савара, являющаяся основой построения электромагнитной аналогии аэродинамики [4].

Как было показано [4,7] выше, распределение скоростей в вихревом слое определяется выражением

$$W_x = (W_k - W_{пр}) \left(1 + \frac{y - \Gamma_0}{\delta} \right) + W_{пр},$$

а вихрь скорости представлен зависимостью

$$\text{rot}W_x = \Omega_z = \frac{\partial W_y}{\partial x} - \frac{\partial W_x}{\partial y} = \frac{W_k - W_{пр}}{\delta}, \quad (1)$$

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

$$W_{пр} = W_k \cdot \cos 2\varphi.$$

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, дифференциальная форма индуцированной вихрем скорости

$$dW_u = \frac{\Gamma}{4\pi} \cdot \frac{\sin(\hat{l}ds)}{l^2},$$

где

$$\sin(\hat{l}ds) = \sin \Theta;$$

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

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

Подставляя значения геометрических параметров (рис. 1), получаем

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

Поскольку

$$\Gamma = \int_{(\delta)} \Omega d\delta = L_k (W_k - W_{np}),$$

дифференциал индуцированной скорости можно записать в виде

$$dW_u = \frac{W_k - W_{np}}{8\pi^2} \cdot \sin \Theta d\Theta. \quad (2)$$

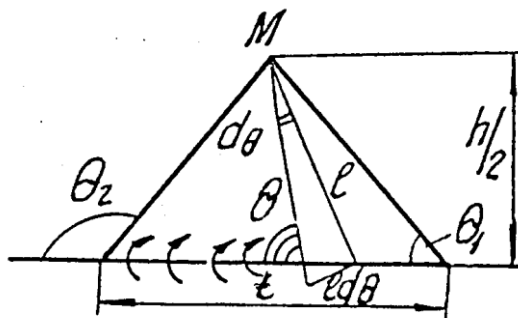


Рисунок 1 – Схема расчета скорости, индуцируемой вихревой нитью

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

$$W_u = \frac{W_k - W_{np}}{8\pi^2} (\cos \Theta_1 - \cos \Theta_2). \quad (3)$$

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

$$W_u = \frac{W_k}{2\pi^2} \cdot \sin^2 \varphi \cdot \cos \alpha_1. \quad (4)$$

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, охватываемого контуром, и упрощая запись уравнений за счет исключения слабо влияющих величин, можно получить приближенное значение циркуляции в потоке на единичной длине канала

$$\Gamma_1 \approx \frac{h}{2\pi} (W_k - W_{np}).$$

Определим суммарную индуцированную скорость в точке М, расположенной на середине высоты канала и середине длины ячейки (рис. 2).

Скорость, индуцируемая вихревой нитью, имеет вид

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

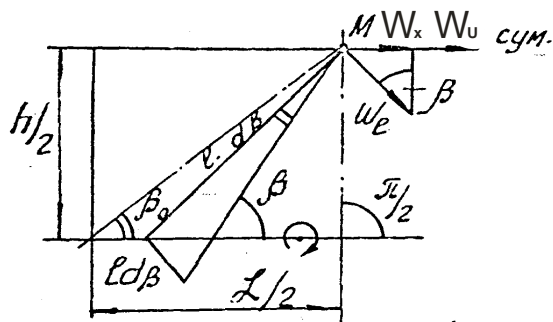


Рисунок 2 – Схема расчета суммарной индуцированной скорости в точке М

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

$$\Gamma_1 = \frac{W_k h}{2\pi} \sin^2 \varphi,$$

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

$$S = \frac{\Gamma_1}{W_u} = \frac{W_k \cdot h \cdot \sin^2 \varphi \cdot 2\pi^2}{\pi \cdot W_k \cdot \sin^2 \varphi \cdot \cos \alpha} = \frac{2\pi}{\cos \alpha} \cdot h.$$

Скорость, индуцируемая в точке М, - W_l в направлении, перпендикулярном l

$$W_l = \frac{\Gamma_1 \cdot \cos \alpha}{2\pi \cdot l} = \frac{W_k}{\pi^2} \cdot \sin^2 \varphi \cdot \cos \alpha_1 \cdot \cos \beta_1;$$

ее проекция на направление X

$$W_x = \frac{W_k}{\pi^2} \cdot \sin^2 \varphi \cdot \cos \alpha_1 \cdot \cos \beta_1 \sin \beta_1. \tag{5}$$

После преобразований получаем дифференциальную форму записи изменения индуцируемой элементарным участком вихревого слоя продольной скорости в точке М 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 М

$$W_{u, сум} = \frac{2}{\pi} \cdot W_k \cdot \sin^2 \varphi \cdot \cos \alpha_1 \left(\frac{1}{2} - \frac{\beta_0}{\pi} \right). \tag{6}$$

Исходя из предположения, что вдоль ячейки имеет место плоскопараллельный потенциальный поток и учитывая несжимаемость жидкости, можно, без существенной погрешности, принять, что полный объем ячейки канала (за исключением пограничного и вихревого слоев) имеет такую же продольную скорость, что и в точке

М. В действительности же, как известно, индуцированная скорость в вершине канала несколько ниже, а у основания – выше полученной.

Используя известный принцип наложения потоков, можно воспользоваться полученными значениями и распределением скоростей в канале для расчета теплоотдачи и гидросопротивлений.

Полная расчетная скорость движения потока вдоль ячейки формируется сложением составляющих скоростей. Проведенные УКРНИИХИММАШ стендовые экспериментальные исследования по проверке основных теоретических положений показали возможность прогнозирования (на стадии проектирования) тепло-энергетической эффективности сетчато-поточных пластинчатых теплообменных аппаратов. При доверительной вероятности 0,95 относительная погрешность определения суммарной скорости не превышала 10%, а максимальное отклонение от данных, опубликованных [6] не превысило 16 %.

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. // Інтегровані 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. // Інтегровані 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.
7. Данилов Ю.Б. Вихревые течения в каналах сетчато-поточных пластинчатых теплообменников. // Інтегровані технології та енергозбереження. 2006, №1. с. 10–15.

УДК 696.41

Данилов Ю.Б.

ТЕЧІЯ НЕСТИСЛИВОЇ РІДИНИ В ОСЕРЕДКУ СІТЧАСТО-ПОТОКОВОГО ПЛАСТИНЧАТОГО ТЕПЛОБМІННИКА, ЩО ІНДУКОВАНА ВИХРОВИМ ПОЛЕМ

У статті на основі відомих рівнянь гідродинаміки для потенційних та вихрових течій струму нестисливої рідини побудовані наближені теоретичні моделі швидкості, які дозволяють мати значно вищі показники енергозбереження обладнання при підвищенні інтенсивності процесу теплообміну. Розглянуто індуціювання швидкості течії в каналах вихровими лініями – по Біо-Савару.