УДК 532.517.04

П.А.ВЕЛИКЕВИЧ, Э.П.КОВАЛЕНКО,
канд.техн.наук (ЦНИИКИВР)

О НЕКОТОРЫХ ЗАКОНОМЕРНОСТЯХ ПЕРЕНОСА ТЕПЛА, КОНЦЕНТРАЦИЙ ПРИМЕСЕЙ И КОЛИЧЕСТВ ДВИЖЕНИЙ ТУРБУЛЕНТНЫМИ ПОТОКАМИ

Известна закономерность изменения теплоотдачи на стенках каналов с дискретной турбулизацией потока при вынужденной конвекции. Последняя заключается в том, что в определенном диапазоне соотношений размеров и расположений турбулизаторов рост теплоотдачи выше роста гидравлического сопротивления по сравнению с аналогичным гладким каналом [1].

В статье на основе этой закономерности и существования математической аналогии между уравнениями теплопроводности, диффузии и движения в турбулентном потоке показывается возможность существования общей закономерности изменения переноса тепла, примесей и количеств движения в определенных условиях.

Уравнение турбулентной теплопроводности имеет следующий вид [2] (при вертикальном расположении оси y):

$$\frac{d\theta}{dt} = \frac{1}{\rho}\left[\frac{\partial}{\partial x}\left(A\frac{\partial\theta}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(A\frac{\partial\theta}{\partial y}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(A\frac{\partial\theta}{\partial z}\right)\right], \qquad (1)$$

где $\dfrac{d\theta}{dt} = \dfrac{\partial\theta}{\partial t} + v_x\dfrac{\partial\theta}{\partial x} + v_y\dfrac{\partial\theta}{\partial y} + v_z\dfrac{\partial\theta}{\partial z}$; θ – температура; ρ – плотность воды; A – коэффициент турбулентного обмена; t – время; v_x, v_y, v_z – соответствующие составляющие вектора осредненной во времени скорости; x, y, z – координаты прямоугольной системы.

По А.В.Караушеву [2], теплопередача на граничной поверхности потока определяется соотношением

$$q_0 = \pm q\,\sigma A_{гр}\left(\frac{\partial\theta}{\partial n}\right)_{гр}, \qquad (2)$$

где q_0 – расход тепла через единицу граничной поверхности потока; σ – теплоемкость воды.

Знак плюс принимается для притока тепла, а минус – для оттока. Индекс "гр" означает, что рассматриваемая величина соответствует величине на граничных поверхностях.

Учитывая соотношение (2), можно считать, что дифференциальное уравнение (1) описывает взаимосвязь между теплоотдачей граничных поверхностей потока, осредненными скоростями и распределением температур в турбулентном потоке.

В той же системе координат общее уравнение турбулентной диффузии приводится к виду [2]

$$\frac{ds}{dt} = \frac{1}{\rho}\left[\frac{\partial}{\partial x}\left(A\frac{\partial s}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(A\frac{\partial s}{\partial y}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(A\frac{\partial s}{\partial z}\right)\right] - \frac{u\partial s}{\partial y}, \quad (3)$$

где

$$\frac{ds}{dt} = \frac{\partial s}{\partial t} + v_x\frac{\partial s}{\partial x} + v_y\frac{\partial s}{\partial y} + v_z\frac{\partial s}{\partial z};$$

s – концентрация растворимого или взвешенного вещества; u – гидравлическая крупность частиц.

Для раствора, а также взвеси весьма мелких частиц или частиц, имеющих удельный вес воды, когда можно считать $u = 0$, из (2) имеем [2]:

$$\frac{ds}{dt} = \frac{1}{\rho}\left[\frac{\partial}{\partial x}\left(A\frac{\partial s}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(A\frac{\partial s}{\partial y}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(A\frac{\partial s}{\partial z}\right)\right]. \quad (4)$$

Сравнивая уравнение (1) с уравнением (4), находим, что они аналогичны, и при аналогичных начальных и граничных условиях должны иметь аналогичные решения.

Расход вещества через единицу граничной поверхности потока равен [2]

$$q_s = -\frac{1}{\rho}A_{гр}\left(\frac{\partial s}{\partial n}\right)_{гр}. \quad (5)$$

Если на граничной поверхности происходит поступление раствора взвеси весьма мелких частиц или частиц, имеющих удельный вес воды, то соотношение (5) при определенных условиях подобно соотношению (2).

Между независимыми переменными θ из уравнения (1) и s из уравнения (3) должно существовать в рассматриваемом случае полное подобие.

Тогда при соблюдении указанных условий по аналогии с известной закономерностью [1, 3] должна иметь место закономерность изменения переноса раствора, взвеси весьма мелких частиц или частиц, имеющих удельный вес воды, на стенках каналов с дискретной турбулизацией потока при вынужденной конвекции. Эта закономерность заключается в том, что в определенном диапазоне соотношений размеров и расположений турбулизаторов рост такого переноса больше роста гидравлического сопротивления по сравнению с аналогичным гладким каналом [4].

Дифференциальное уравнение турбулентного движения в рассматриваемой системе координат по оси x имеет вид

$$\frac{dv_x}{dt} = X - \frac{1}{\rho}\frac{\partial P}{\partial x} + \frac{1}{\rho}\left[\frac{\partial}{\partial x}\left(A\frac{\partial v_x}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(A\frac{\partial v_y}{\partial y}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(A\frac{\partial v_z}{\partial z}\right)\right], \quad (6)$$

где

$$\frac{dv_x}{dt} = \frac{\partial v_x}{\partial t} + v_x\frac{\partial v_x}{\partial x} + v_y\frac{\partial v_y}{\partial y} + v_z\frac{\partial v_z}{\partial z};$$

X – составляющая ускорения силы тяжести по оси x; P – давление.

При условии $X - \frac{1}{\rho}\frac{\partial P}{\partial x} = 0$ из уравнения (6) получим

$$\frac{dv_x}{dt} = \frac{1}{\rho}\left[\frac{\partial}{\partial x}\left(A\frac{\partial v_x}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(A\frac{\partial v_y}{\partial y}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(A\frac{\partial v_z}{\partial z}\right)\right]. \qquad (7)$$

Осредненный перенос количества движения через площадки, имеющие нормалью ось y, равен [2]

$$q_{xy} = -A\left(\frac{\partial v_x}{\partial y} + \frac{\partial v_y}{\partial x}\right). \qquad (8)$$

На граничной поверхности, нормальной оси y, соотношение (8) имеет вид

$$q_y = -A_{гр}\left(\frac{\partial v_x}{\partial n}\right)_{гр}, \qquad (9)$$

где $\partial v_x/\partial n = \partial v_x/\partial y$ в рассматриваемом случае.

Аналогичные соотношения можно получить для других осей.

Сравнивая уравнения (7) с (1) и (9) с (2), находим, что эти зависимости идентичны, если

$$\frac{\partial\theta}{\partial n};\ \frac{\partial\theta}{\partial t};\ \frac{\partial\theta}{\partial x};\ \frac{\partial\theta}{\partial y};\ \frac{\partial\theta}{\partial z},$$

из (2) и (1), соответственно, аналогичны $\partial v_x/\partial n$; $\partial v_x/\partial t$; $\partial v_x/\partial x$; $\partial v_x/\partial y$; $\partial v_x/\partial z$ из (9) и (7) при тех же начальных и граничных условиях. При этом необходимо иметь в виду, что параметр θ в уравнении (1) независим, в то время как v_x в (7) таким параметром не является, поэтому эти зависимости только частично подобны.

Однако в пределах сделанных допущений при выводе рассматриваемых уравнений и зависимостей, а также в пределах принятых условий можно полагать существование зависимости изменения переноса количеств движений на стенках каналов с дискретной турбулизацией потока при вынужденной конвекции. Последняя заключается в том, что в определенном диапазоне соотношений размеров и расположений турбулизаторов рост переноса количеств движений выше роста гидравлического сопротивления по сравнению с аналогичным гладким каналом.

Отсюда общая закономерность изменения переноса тепла, концентраций примесей и количеств движений на стенках каналов с дискретной турбулизацией потока при вынужденной конвекции в определенном диапазоне соотношений размеров и расположений турбулизаторов. Для такой закономерности изменение теплоотдачи на стенках каналов является частным случаем, т.е. согласно ей изменение переноса тепла, концентраций примесей больше роста гидравлического сопротивления по сравнению с аналогичным гладким каналом.

ЛИТЕРАТУРА

1.Откр.242 (СССР). Закономерность изменения теплоотдачи на стенках каналов с дискретной турбулизацией потока при вынужденной конвекции/Э.К.Калинин, Г.А.Дрейцер, С.А.Ярхо и др. – Опубл. в Б.И., 1981, № 35. 2. Караушев А.В. Проблемы динамики естественных водных потоков. – Л., 1960. – 391 с. 3. Калинин Э.К., Дрейцер Г.А. Комплексное исследование теоретических и практических проблем интенсификации теплообмена в трубчатых теплообменных аппаратах с однофазными и двухфазными теплоносителями. – В кн.: Тепло-массо-перенос – VI: Материалы к VI Всесоюзн. конф. по тепло- и массообмену. Минск, 1980, т. I, ч. 1, с. 100–117. 4. Кочин Н.Е., Кибель И.А., Розе Н.В. Теоретическая гидромеханика. 4-е изд., перераб. и доп. – М., 1963. – 727 с.

УДК 532.543

В.П.РОГУНОВИЧ, Э.А.ВОЙТЕХОВСКАЯ, канд-ты техн.наук,
С.А.БАМПИ, А.А.ОСИПОВИЧ, Л.И.ШЕХУРДИНА (ЦНИИКИВР)

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВОДНОГО РЕЖИМА ВОДОТОКА ПРИ НЕРАВНОМЕРНОМ И НЕУСТАНОВИВШЕМСЯ ДВИЖЕНИЯХ

Экспериментальные исследования движения воды выполнялись в нижнем бьефе паводкового водосброса Любанского гидроузла на р.Орессе. В задачу исследований входило измерение скоростей и уровней в створах водотока в различные моменты времени.

Русло реки на экспериментальном, почти прямолинейном участке имело близкую к трапецеидальной форму сечения, ширина по верху колебалась в пределах 16–18 м, продольный уклон поверхности воды при установившемся движении составлял 0,000034. Измерение уровней воды и скоростей производилось в трех гидрометрических створах (табл. 1), расположенных на расстоянии 169, 554 и 714 м от водосброса.

Таблица 1

Размеры поперечных сечений гидрометрических створов при установившемся движении

Вертикаль	1	2	3	4	5	6	7
		Створ 1					
Расстояние от уреза воды, м	0	3,2	6,2	8,2	10,2	13,2	16,5
Глубина воды на вертикали, м	0	0,755	0,835	0,905	0,885	0,865	0
		Створ 2					
Расстояние от уреза воды, м	0	2,65	5,65	7,65	9,65	12,65	16,15
Глубина воды на вертикали, м	0	0,68	0,77	0,75	0,70	0,69	0
		Створ 3					
Расстояние от уреза воды, м	0	4,4	7,3	9,3	11,3	14,3	18,2
Глубина воды на вертикали, м	0	0,85	0,87	0,95	0,93	0,92	0