

## СТРУКТУРА ТУРБУЛЕНТНОГО ПОТОКА В ПУЧКАХ ВИТЫХ СТЕРЖНЕЙ И ЕЕ ВЛИЯНИЕ НА ТЕПЛООБМЕН

### АННОТАЦИЯ

Выполнено экспериментальное исследование структуры трехмерного турбулентного закрученного потока на крупномасштабных моделях пучка витых стержней. Разработан новый метод анализа сигнала термоанемометра, учитывающий стесненность межстержневого пространства и особенности трехмерного закрученного потока, и предложены оригинальные датчики для исследования турбулентной структуры потока. Предложена вихревая модель течения для геометрически неподобных пучков витых стержней, расширяющая возможности моделирования теплогидравлических процессов в таких пучках и учитывающая влияние интенсивности закрутки потока в них.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Особенности газодинамики и теплообмена в пучках витых стержней или труб [1] связаны с особенностями трехмерного турбулентного закрученного потока, формируемого этими пучками. Прежде всего закрутка потока при продольном обтекании таких пучков существенно расширяет область ядра потока, имеющего примерно одинаковую скорость, и формирует тонкий пристенный слой, где составляющие осредненной скорости изменяются от нуля на стенке до максимального значения на внешней границе слоя [2]. Между пристенным слоем и ядром потока происходит обмен порциями жидкости, вызванный распределением составляющих скорости в поперечном сечении канала.

Такая структура потока в пучке витых стержней существенно интенсифицирует процессы теплообмена по сравнению с течением в круглой трубе и позволяет путем введения понятия средней толщины пристенного слоя в качестве определяющего размера обобщить данные по теплообмену и гидравлическому сопротивлению в геометрически неподобных пучках витых стержней [3], введя новый критерий подобия, учитывающий интенсивность закрутки потока [2].

### 2. МЕТОД АНАЛИЗА СИГНАЛА ТЕРМОАНОМЕОМЕТРА

Для исследования трехмерного закрученного потока был разработан метод анализа сигнала от термонити зонда с разработкой соответствующих конструкций термоанемометрических датчиков. При этом в качестве исходного уравнения использовалось термоанемометрическое уравнение, имеющее вид

$$E^2 = E_0^2 + B(\rho V)^c (\sin^2 \varphi + \hat{e}^2 \cos^2 \varphi)^{c/2}, \quad (1)$$

где

$$V = \left[ (\bar{u} + u')^2 + (\bar{v} + v')^2 + (\bar{w} + w')^2 \right]^{0.5}. \quad (2)$$

Для расчета составляющих тензора напряжений Рейнольдса использовался так называемый традиционный метод анализа, при котором пренебрегается корреляциями пульсаций скорости высшего порядка.

Для получения сигнала термонити при разных положениях датчика относительно вектора скорости использовался прямой метод измерений, независимый от линии тока. При этом положение датчиков с наклонной нитью выбирается свободно с учетом геометрии каналов при постоянном расположении продольной оси зонда и задача сводится к разложению составляющих вектора скорости  $(\bar{u} + u')$ ,  $(\bar{v} + v')$  и  $(\bar{w} + w')$  в системе координат  $(x, y, z)$  на скорости  $u_n, u_p$  и  $u_b$  в системе координат, связанной с зондом  $(\xi, \zeta, \eta)$ :

$$\begin{aligned} u_n &= (\bar{u} + u') \cos \alpha + [(\bar{v} + v') \cos \psi + ((\bar{w} + w') \sin \psi)] \sin \alpha; \\ u_p &= -(\bar{u} + u') \sin \alpha + [(\bar{v} + v') \cos \psi + ((\bar{w} + w') \sin \psi)] \cos \alpha; \\ u_b &= (\bar{v} + v') \sin \psi + (\bar{w} + w') \cos \psi. \end{aligned} \quad (3)$$

После подстановки  $u_n, u_p$  и  $u_b$  в уравнение (1) и ряда математических преобразований выводятся формулы для расчета составляющих вектора скорости и тензора напряжений Рейнольдса. Однако в этом случае измерения в данной точке потока должны проводиться при шести различных углах  $\varphi$  двумя зондами с различными углами наклона нитей ( $\alpha$  и  $\beta$ ). При этом также возникают трудности разделения составляющих скорости. Чтобы избежать этих трудностей предлагается измерения потока производить датчиком с одной наклонной нитью в комбинации с трубкой Пито и датчиком с прямой нитью. В этом случае уравнение (1) приводится к виду

$$\begin{aligned} \left( \frac{2E}{E^2 + E_0^2} \right)^2 (dE)^2 &= \frac{c^2}{V^2} \left[ (dV)^2 + \right. \\ &+ \frac{2(1-\kappa^2)^2 V dV d\varphi}{\operatorname{tg} \varphi + \kappa^2 \operatorname{ctg} \varphi} + \left. \frac{(1-\kappa^2)^2 (V d\varphi)^2}{(\operatorname{tg} \varphi + \kappa^2 \operatorname{ctg} \varphi)^2} \right]. \end{aligned} \quad (4)$$

После некоторых преобразований и упрощений можно получить систему уравнений для расчета составляющих осредненной скорости по результа-

там измерений датчиком с наклонной нитью в 2-х взаимно перпендикулярных плоскостях (1-3) и (2-4) (рис. 1), к которой присоединяется выражение  $V^2 = u^2 + v^2 + w^2$ . При этом величина  $V$  определяется либо с помощью трубки Пито, либо датчиком с прямой нитью. Для расчета составляющих тензора напряжений Рейнольдса определяется связь между дифференциалами  $dV$  и  $d\varphi$  и составляющими вектора скорости  $\bar{u}, \bar{v}, \bar{w}$ , используя схему, представленную на рис. 2, которая справедлива как для осредненных, так и для пульсационных составляющих вектора скорости. Эта связь приводится к виду

$$\left[ 2\bar{E}_i / (E_i^2 - E_0^2) \right]^2 e^{\bar{v}^2} = (c/V)^2 (\kappa_{11i} \bar{u}^2 + \kappa_{12i} \bar{u}'\bar{v}' + \kappa_{13i} \bar{u}'\bar{w}' + \kappa_{22i} \bar{v}^2 + \kappa_{23i} \bar{v}'\bar{w}' + \kappa_{33i} \bar{w}^2). \quad (5)$$

Для определения 6 неизвестных ( $\bar{u}^2, \bar{u}'\bar{v}', \bar{u}'\bar{w}', \bar{v}^2, \bar{v}'\bar{w}', \bar{w}^2$ ) необходимо провести измерения в позициях  $i = 1 \dots 4$  и в промежуточной плоскости  $i = 5, 6$  (рис. 1), используя датчик с наклонной нитью.

Чтобы найти коэффициент угловой чувствительности  $\kappa^2$ , был использован закон Кинга. Анемометры калибровались в круглой трубе диаметром 90 мм и длиной 4 м. Выход трубы снабжался соплом Витошинского, обеспечивающим поле с постоянной скоростью.

Результаты исследований хорошо согласуются с данными других авторов [4, 5], что свидетельствует о надежности разработанного метода исследования и о его пригодности для измерений потока в пучках витых стержней.

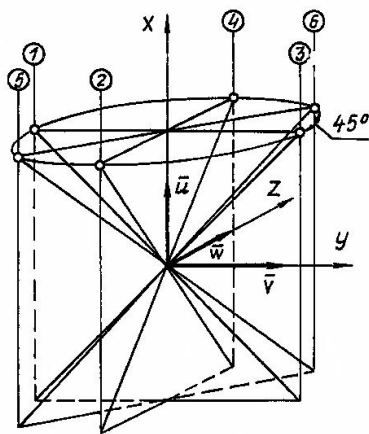


Рис. 1. Положение плоскостей, в которых располагается нить датчика, при измерении составляющих вектора скорости ( $\bar{u}, \bar{v}, \bar{w}$ ): 1-6 – позиции нити датчика

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

Исследования структуры закрученного потока в пучках витых стержней 2, 3 и 4-лопастного профиля впервые были представлены в работе [2], в которой был предложен критерий  $Fr_m$ , характеризующий влияние закрутки потока на распределения полей осредненной скорости и температуры по толщине пристенного слоя и в ядре потока и теплогидравлические процессы. При этом экспериментально была

определена локальная толщина пристенного слоя, в котором скорость изменяется от нуля на стенке до максимальной скорости на внешней границе [2].

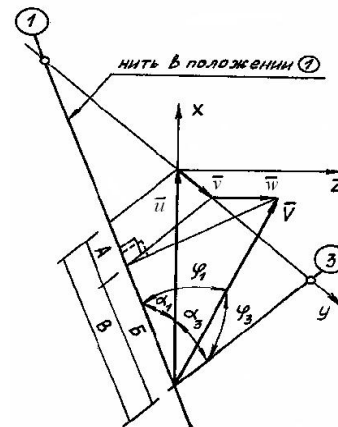


Рис. 2. Схема взаимного положения составляющих вектора скорости и нити, расположенной в позициях 1 и 3 (рис. 1)

Влияние закрутки потока витыми твэлами на профили скорости и температуры выражается прежде всего в увеличении градиентов скорости и температуры на стенке при уменьшении толщины пристенного слоя с ростом закрутки потока, т.е. с уменьшением числа  $Fr_m$ . Тангенциальная компонента скорости  $u_\tau$  имеет сложное распределение в поперечном сечении пучка стержней (рис. 3). Как видно из рис. 3, во внешней части пристенного слоя направление скорости  $u_\tau$  определяется направлением закрутки профиля стержня и скорость растет практически линейно по радиусу стержня. В ядре потока центральных ячеек пучка для направления вдоль оси соседних стержней скорость  $u_\tau$  уменьшается до нуля на условной границе соседних стержней (рис. 3) из-за противоположного направления закрутки потока в соседних спиральных каналах.

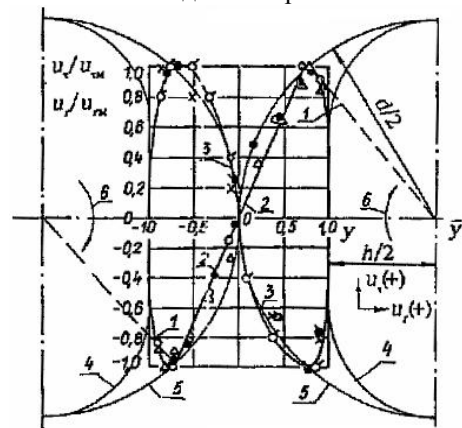


Рис. 3. Профили тангенциальной  $u_\tau$  и радиальной  $u_r$  составляющих скорости в центральных ячейках пучка с  $Fr_m = 296$ :  $\bullet, \Delta, \circ$  – опытные данные для  $u_r / u_{r \max}$  при числе  $Re = 10^4, 1,5 \cdot 10^4$  и  $6,7 \cdot 10^4$  соответственно;  $\bullet, x, \circ$  – то же для  $u_\tau / u_{\tau \max}$ ; 1 – зависимость  $u_\tau \cdot r^{-1} = \text{const}$ ; 2 – распределение  $u_\tau$  для взаимодействующих вихревых шнуров; 3 – распределение  $u_r$ ; 5 – условные границы винтовых каналов; 6 – направление закрутки овального профиля витых стержней

Таким образом, течение в ядре потока приближенно можно рассматривать как течение в окрестности системы «вихревых шнуров», где все скорости  $u_\tau$  индуцируются «вихревыми шнурами».

Исследование распределений продольной пульсационной скорости  $\sqrt{u'^2}/u_m$  в поперечном сечении пучка стержней при числах  $Re_d = 6 \cdot 10^3 - 1,1 \cdot 10^5$  и  $Fr_m = 178 - 1187$  показало, что максимальные значения  $\sqrt{u'^2}/u_m$  наблюдаются за точками касания соседних стержней, а минимальные – в сквозных каналах пучка.

Поскольку анизотропность турбулентности, которая характерна для течения в пучках витых твэлов, обычно рассматривается в зависимости от размеров вихрей, то для пучков витых стержней были исследованы спектральные распределения продольной пульсационной составляющей скорости:

$$\overline{u'^2} = \int_0^\infty E(f) df.$$

При изучении вклада вихрей различного масштаба в процесс переноса энергии в потоке было обнаружено, что наблюдаемый в пучке витых стержней сдвиг энергетического спектра турбулентности в область высоких частот по сравнению со спектром в круглой трубе свидетельствует об увеличении гидравлического сопротивления по сравнению с гидравлическим сопротивлением в круглых трубах.

Для определения величины пространственного масштаба  $\mathcal{L}$  была изучена автокорреляционная функция, используя гипотезу Тейлора о том, что для однородного течения с постоянной скоростью и при  $(u_m)_{cp} \gg u'$  справедливо уравнение

$$\frac{\partial u'}{\partial t} = -(u_m)_{cp} \frac{\partial u'}{\partial x}.$$

В этом случае автокорреляция совпадает с пространственной корреляцией для рассматриваемой точки и точки, сдвинутой на расстояние  $(u_m)_{cp} \tau$  в направлении оси  $x$ , а измерение ее является более надежным, поскольку измерение пространственной корреляции связано с искажением показаний второго датчика, расположенного ниже по потоку за датчиком в первой точке. Тогда экспериментально можно определить автокорреляцию величины  $u'$  при задержке времени  $\tau : \overline{u'(t)u'(t+\tau)}$ , коэффициент корреляции, интегральный временной масштаб  $\Gamma = \int_0^\infty R_\tau d\tau$ , являющийся приближенной мерой наибольшей протяженности связи при изменении величины  $u'(\tau)$  под действием турбулентных пульсаций, а также продольный масштаб турбулентности  $\mathcal{L} = (u_m)_{cp} \Gamma$ .

Коэффициенты автокорреляции представлены на рис. 4. Видно, что при больших числах  $Re = 61400$  распределение  $R_\tau$  от  $\tau$  для рассмотренных характер-

ных точек ядра потока практически можно описать одной зависимостью, в то время как при  $Re=8300$  различие распределений для сквозного канала и области течения за точкой касания труб существенно. Такая закономерность свидетельствует о том, что с ростом числа  $Re$  турбулентность в ядре потока в пучке витых труб стремится к более изотропной структуре. При больших числах  $Re$  наблюдается также резкое снижение коэффициента  $R_\tau$  в окрестности точки  $\tau = 0$ , что связано с наличием в ядре потока широкого диапазона размеров турбулентных вихрей (рис. 4). Масштаб  $\Gamma$  зависит от чисел  $Re$  и  $Fr_m$ , а в поперечном сечении пучка в ядре потока изменяется незначительно. С увеличением числа  $Re$  с 8300 до 61400  $\Gamma$  уменьшается практически на порядок и описывается степенными функциями: для  $Fr_m = 296$   $\Gamma = 4,05/Re^{1,013}$ , и для  $Fr_m = 1187$   $\Gamma = 5,26/Re^{1,013}$ .

Опытные данные по масштабу  $\mathcal{L}$  свидетельствуют, что макромасштаб в области ядра потока за точками контакта стержней меньше, чем в сквозном канале, и растет с ростом числа  $Re$  и уменьшается с уменьшением числа  $Fr_m$ .

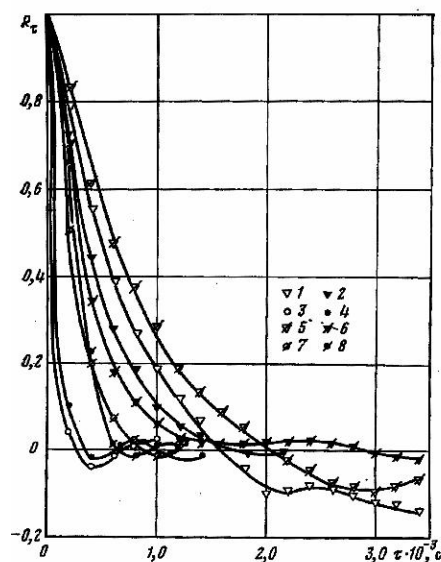


Рис. 4. Нормированная автокорреляционная функция: 1-4 – для пучка с  $Fr_m = 296$ ; 5-8 – то же с  $Fr_m = 1187$ ; 1, 3, 5, 7 – для сквозного канала; 2, 4, 6, 8 – за местами касания труб между собой; 1, 2, 5, 6 – для  $Re = 8300$ ; 3, 4, 7, 8 – для  $Re = 61400$

Результаты исследования структуры потока позволили разработать гидродинамическую модель течения, позволяющую обеспечить в геометрически неподобных пучках витых стержней приблизительное динамическое и тепловое подобие. Согласно этой модели поток в витых каналах стержней закручивается по закону квазитвердого вращения:  $u_\tau \cdot r^{-1} = \text{const}$ , что подтверждено экспериментально во внешней части пристенного слоя витых стержней. Тогда в качестве параметра, характеризующего особенности течения и действие закрутки потока в них, можно использовать максимальное значение уско-

рения центробежных сил  $g_{cf} = 2u_{\tau_{\max}}^2 / d$ , где  $u_{\tau_{\max}} = \pi d u_{mean} / s$ , и получить безразмерный критерий подобия:

$$Fr_{cf} = \frac{u_{mean}^2}{g_{cf} d_{eq}} = \frac{s^2}{2\pi^2 d d_{eq}} \text{ или } Fr_m = s^2 / (d d_{eq}).$$

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложенный метод анализа сигнала термоанемометра позволил исследовать структуру турбулентного закрученного потока в пучках витых стержней в условиях стесненного пространства и высокого уровня турбулентности потока с помощью поворотного датчика с наклонной нитью в комбинации с трубкой Пито и датчика с прямой нитью. Разработана гидродинамическая модель вихревого движения в пучках витых стержней, на базе которой был предложен критерий подобия, учитывающий действие закрутки потока на структуру течения, теплообмен и гидравлическое сопротивление в таких пучках.

В результате исследования энергетических спектров турбулентности в пучках витых стержней был обнаружен сдвиг спектра в область высоких частот по сравнению со спектром турбулентности в круглой трубе, что позволило объяснить причину роста гидравлического сопротивления в пучках витых стержней. Исследование автокорреляционной функции подтвердило наличие в ядре потока широкого диапазона размеров турбулентных вихрей и показало, что с ростом числа Рейнольдса турбулентность в пучке витых стержней стремится к более изотропной структуре.

#### СПИСОК ОБОЗНАЧЕНИЙ

$c$	- показатель степени в законе Кинга;
$d$	- максимальный размер профиля стержня, м;
$d_{eq}$	- эквивалентный диаметр канала, $4F_f / \Pi_{wet}, \text{ м}$ ;
$E$	- падение напряжения на проволоке датчика, В;
$E_0$	- падение напряжения при $V = 0$ , В;
$e'$	- флюктуация напряжения, В;
$f$	- частота турбулентных вихрей, Гц;
$\kappa$	- волновое число, $\text{м}^{-1}$ ;
$\kappa^2$	- коэффициент угловой чувствительности;
$\mathcal{L}$	- пространственный масштаб турбулентности, м;
$R_\tau$	- коэффициент автокорреляции;
$r$	- радиус, м;

$s$	- шаг закрутки профиля стержня, м;
$T$	- температура, К;
$t$	- время, с;
$\bar{u}, \bar{v}, \bar{w}$	- осредненные составляющие скорости в декартовой системе координат, м/с;
$u', v', w'$	- компоненты пульсационной скорости, м/с;
$u, u_\tau, u_r$	- продольная, тангенциальная и радиальная составляющие скорости в цилиндрической системе координат $(x, \varphi, r)$ , м/с;
$u_n, u_p, u_b$	- компоненты скорости в системе координат $(\xi, \zeta, \eta)$ , м/с;
$V$	- модуль вектора осредненной скорости, м/с;
$x, y, z$	- декартовы координаты;
$\Gamma$	- интегральный временной масштаб турбулентности, с;
$\delta$	- толщина пристенного слоя, м;
$\xi, \zeta, \eta$	- декартовы координаты относительно термоанемометра;
$\tau$	- задержка времени, с;
$\varphi$	- угол между нитью анемометра и направлением вектора скорости; угловая координата;
$\varphi'$	- флюктуация угла $\varphi$ ;
$\psi$	- угол поворота анемометра.

#### Индексы:

$b$	- бинормальная;
$cf$	- центробежная сила;
$n$	- нормальная к нити термоанемометра;
$p$	- параллельная нити термоанемометра;

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **А.с. 761820 СССР.** Кожухотрубный теплообменник // Б.В. Дзюбенко, Ю.В. Вилемас Открытия. Изобретения. 1980. № 33. С. 194.
2. **Дзюбенко Б.В.** Исследование полей скорости и температуры в межтрубном пространстве теплообменного аппарата с закруткой потока. М.: ВЗМИ, 1979. Вып. 8. С. 93-104.
3. **Турбулентное** течение и теплообмен в каналах энергетических установок /Б.В. Дзюбенко, А. Сакалаускас, Л. Ашмантас и др.; Под ред. Б.В. Дзюбенко. Вильнюс: Pradai, 1995.300с.
4. **Kjellstrom B.** Studies of turbulent flow parallel to a rod bundle at triangular array// Report of the Swedish Committee on Atomic Energy, Studsvik. 1974. №АЕ-487. P. 109.
5. **Laufer J.** The structure of turbulence in fully developed pipe flow// Advisory Comm. Aeronaut. Repts. 1954. 1174.