

6. Barua S. N. Second flow in a rotating straight pipe.— Proc. Roy. Soc., ser. A, 1954, vol. 227, p. 133.
7. Овчинников О. Н. О гидравлическом сопротивлении вращающегося канала.— Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт, 1980, № 1.
8. Ито Х., Нанву К. Течение во вращающихся трубах круглого поперечного сечения.— Труды Амер. об-ва инж.-мех. Сер. Д. Теор. основы инж. расчетов, 1971, т. 93, № 3.

УДК 532.526

## ГИДРОДИНАМИКА ТЕЧЕНИЯ В ПРОНИЦАЕМОМ КАНАЛЕ С ДВУХСТОРОННИМ ВДУВОМ

*С. В. Калинина, П. П. Луговской, Б. П. Миронов*  
(Новосибирск)

Основная особенность течения в канале с поперечным потоком массы, по сравнению с внешним обтеканием пластины со вдувом, состоит в том, что благодаря непрерывному массоподводу в канале развиваются большие ускорения.

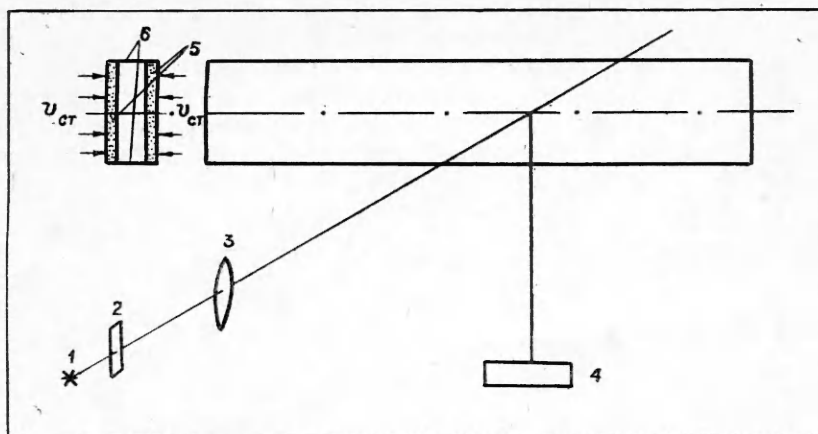
Наиболее обширные исследования установившегося турбулентного течения в круглой трубе с равномерным по длине вдувом выполнены в работе [1]. В данной работе представлены результаты измерения распределения скоростей и давления для двух случаев: на входе в проницаемый участок трубы имеется развитое турбулентное течение; нулевая скорость на входе.

В работе [1] показано, что при развитом турбулентном течении на входе в проницаемую трубу для исследованного диапазона вдувов (отношение  $\rho_{ст} v_{ст} / \rho_0 u$  менялось от 0,00246 до 0,0584, здесь  $\rho_{ст}$ ,  $v_{ст}$  — плотность и скорость вдуваемой жидкости,  $\rho_0$ ,  $u$  — плотность и средняя по сечению скорость на входе в проницаемую часть трубы) уменьшение коэффициентов трения согласуется с уменьшением коэффициентов трения при внешнем обтекании.

В данной работе представлены результаты экспериментального и теоретического исследования течения в прямоугольном канале большого удлинения ( $l/h \sim 30$ ,  $l$  — длина проницаемой части,  $h$  — высота), когда на входе в пористый участок имеется развитое турбулентное течение.

**1. Описание экспериментальной установки.** Рабочий участок — канал прямоугольного сечения размером  $h \times 30$  мм<sup>2</sup> ( $h = 5,8 - 4,4$  мм) с прозрачными боковыми стенками. Верхнюю и нижнюю стенку образовывали две вставки с вклеенными в них пористыми пластинами размером  $24 \times 200$  мм. Пластины изготавливались из порошка полиметилметакрилата Л-3 путем спекания. Исследование пористой поверхности под микроскопом показало, что средняя высота выступов, представляющих собой песочную шероховатость, равна 0,02 мм. Вдув через обе стенки (вдувалась вода в воду) регулировался независимо друг от друга. Предварительные измерения показали, что перепад давления на пористой пластине примерно на порядок больше продольного перепада давления в канале. Благодаря этому по всей длине проницаемого участка величина  $v_{ст}$  была постоянной.

Для получения развитого турбулентного течения на входе в экспериментальную часть канала имелся непроницаемый участок (канал с таким же проходным сечением) длиной 750 мм. Измерение распределения скоростей и их пульсаций проводилось методом стробоскопической визуализации потока с частицами-метками из алюминиевого порошка размером 5—20 мкм. Схема измерений показана на фиг. 1, где 1 — лампа-вспышка, 2 и 3 — щель и объектив для получения светового ножа, 4 — фотоаппарат, объектив которого сфокусирован на центральную плоскость канала, 5 — рабочий участок, 6 — прозрачные боковые стекла. Глубина резкости объек-



Ф и г. 1

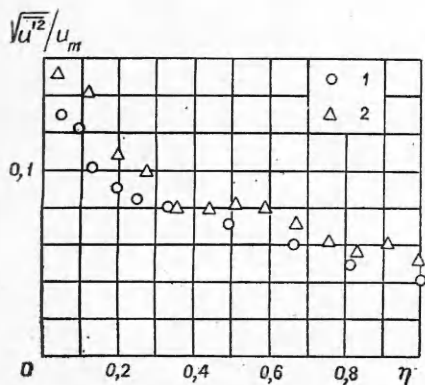
тива фотоаппарата не более 0,5 мм. Этим методом были измерены распределения скоростей и пульсаций по сечению канала на различных расстояниях (сечения  $x_1$ ,  $x_2$  и т. д.) от начала проницаемого участка при трех относительных величинах вдува:  $v_{cr}/u_m = 3 \cdot 10^{-3}$ ;  $6 \cdot 10^{-3}$ ;  $1 \cdot 10^{-2}$  ( $u_m$  — локальное значение максимума продольной составляющей скорости). Точное значение этого параметра дано в таблице. Измерение распределения статического давления по длине канала проводилось с помощью 6 отверстий, равномерно расположенных в боковой стенке, диаметром 0,5 мм.

2. Результаты экспериментальных исследований. Контрольные измерения включали следующее.

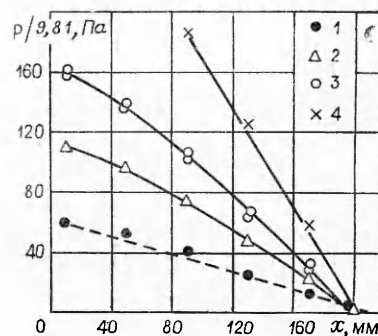
1. Измерение распределения среднеквадратичных пульсаций продольной составляющей скорости на входе в рабочий участок с пористыми стенками при отсутствии вдува (фиг. 2, точки 1 — данные Рейхарда [2], 2 — данные авторов,  $\eta = 2y/h$ ,  $y$  — расстояние от пористой стенки).

2. Измерение падения давления по длине канала (фиг. 3, точки 1,  $x$  — расстояние от входа в канал с проницаемыми стенками, штриховая линия соответствует расчету по формуле Блазиуса для гладких труб с использованием эффективного диаметра [2]). Данные, приведенные на фиг. 2, 3, показывают, что на входе в канал с пористыми стенками поток был полностью развитым турбулентным.

3. Проверка двумерности течения. С этой целью были измерены распределения скорости при максимальном исследуемом значении величины



Ф и г. 2



Ф и г. 3

$v_{ст}, \text{ м/с}$	$x, \text{ мм}$	$v_{ст}/u_m$
0,017	50	0,0129
	98	0,0104
	158	0,0095
0,0104	28	0,0072
	78	0,0069
	180	0,0058
0,0052	28	0,0033
	98	0,0032
	179	0,0030

вдува на оси канала и на расстоянии 3 мм в сторону от нее. Измерения показали, что исследуемое течение является двумерным.

Распределения скоростей, соответствующие указанным выше вдувам, представлены на фиг. 4. Кривая 1 — это расчетное распределение скоростей, полученное для пластины со вдувом [3]:

$$\omega = (1 - \omega_0) \sqrt{\Psi + b} + (1 - \omega_0)^2 b/4,$$

$$\text{где } \omega = u/u_m; \quad b = \frac{2}{c_{f_0}} \frac{v_{ст}}{u_m};$$

$\Psi = \left( \frac{c_f}{c_{f_0}} \right) / \text{Re}^{**}$  — отношение коэффициентов трения, взятых при одинаковом значении числа  $\text{Re}^{**}$  для данного и эталонного (течение на пластине) условий, которое рассчитывалось по формуле

$$\Psi = (1 - b/b_{кр})^2, \quad b_{кр} = 4(1 + 0,83/\text{Re}^{**0,14}),$$

где  $\text{Re}^{**} = u_m \delta^{**}/\nu$ ;  $\delta^{**}$  — толщина потери импульса;  $\nu$  — коэффициент кинематической вязкости;  $c_{f_0}$  рассчитывалось по формуле Кармана и локальной величине  $\text{Re}^{**}$ ;  $\omega_0$  — распределение скоростей на входе в пористый участок канала. При расчете  $b_{кр}$  по данным работы [4] вводилась поправка на влияние ускорения. Серия точек, группирующихся около кривой 1 фиг. 4, соответствует вдуву  $v_{ст}/u_m = 0,003$ , 2 — 0,006, 3 — 0,01. Измерения проведены в следующих сечениях:  $v_{ст}/u_m = 0,003$ , точки 1 —  $x = 28$  мм, 2 —  $x = 98$  мм, 3 —  $x = 179$  мм;  $v_{ст}/u_m = 0,006$ , точки 1 —  $x = 28$  мм, 2 —  $x = 78$  мм, 3 —  $x = 180$  мм;  $v_{ст}/u_m = 0,01$ , точки 1 —  $x = 50$  мм, 2 —  $x = 98$  мм, 3 —  $x = 158$  мм.

Из фиг. 4 видно, что с ростом относительного вдува, начиная примерно с  $v_{ст}/u_m = 0,006$ , экспериментальное распределение скоростей все больше отклоняется от расчетного.

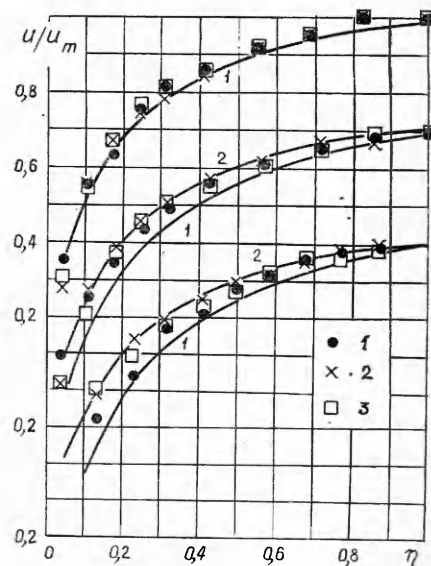
В связи с этим было сделано предположение, что эти отклонения вызваны влиянием возникающих в канале ускорений. Для расчета величины этого влияния были использованы предположения, оказавшиеся оправданными при расчетах совместного влияния многих факторов с помощью предельной теории [3], а именно:

$$\Psi = \Psi_{\Lambda, b} = \Psi_{\Lambda} \Psi_b,$$

$$\omega(\Lambda, b) = 1 - (1 - \omega_0(\Lambda)) \sqrt{\Psi_b + b} + (1 - \omega_0(\Lambda))^2 \frac{b}{4},$$

где  $\Psi_b = (1 - b/b_{кр}(\Lambda))^2$ ;  $\Lambda^* = (h/2\tau_{ст}) dp/dx$ ;  $\tau_{ст}$  — касательное напряжение на стенке;  $b = (v_{ст}/u_m) \times (2/c_f(\Lambda))$ , а для нахождения

$$(1) \quad \sqrt{\Psi_{\Lambda}} = \int_0^1 \sqrt{\frac{\tau_0}{\tau(\Lambda)}} d\omega_0(\Lambda);$$



Фиг. 4

$$(2) \quad \sqrt{\Psi_{\Lambda}}(1 - \omega_0(0)) = \int_0^{\omega} \sqrt{\frac{\tilde{\tau}_0}{\tilde{\tau}(\Lambda)}} d\omega_0(\Lambda),$$

$\tilde{\tau} = \tau/\tau_{ст}$  — распределение касательных напряжений;  $\omega_0(0)$  — распределение скоростей при  $\Lambda = 0$ .

Для того чтобы воспользоваться соотношениями (1), (2), необходимо знать распределение касательных напряжений  $\tau(\Lambda, \eta)$ . Для установившегося течения в непроницаемой трубе имеем

$$(3) \quad \tilde{\tau}_{\eta} = 1 + \Lambda\eta \quad (\eta = 0 - 1).$$

Использование этой аппроксимации при  $\Lambda < -1$  дает  $\tilde{\tau} < 0$ . Оценки величины  $\Lambda$  для исследуемых течений показали, что  $\Lambda < -1$ . Аппроксимирующая функция для  $\tilde{\tau}$ , пригодная при  $\Lambda < -1$ , была получена на основании следующих соображений. Распределение  $\tilde{\tau}$  при градиентном течении на пластине при малых  $\eta$  совпадает с соответствующим распределением для течения в канале. В связи с чем полагалось, что аппроксимация

$$(4) \quad \tilde{\tau} = \tilde{\tau}_0 / [1 - (2 + \Lambda)\eta(1 + 2\eta)]$$

из работы [5], хорошо описывающая экспериментальные данные при градиентном течении на пластине при  $\Lambda < -2$ , будет давать при малых  $\eta$  искомое распределение  $\tilde{\tau}$ . Пренебрегая в (4) членами порядка  $\eta^2$  по сравнению с членами порядка  $\eta$ , получаем

$$(5) \quad \tilde{\tau} = \tilde{\tau}_0 / (1 - \Lambda\eta).$$

При использовании полученного выражения (5) для течения в канале со вдувом полагалось, что  $\tilde{\tau}_0 = 1 + \Lambda_0\eta$ ,  $\Lambda_0$  — параметр градиента давления для непроницаемого канала, а  $\Lambda$  — параметр, соответствующий дополнительному, возникающему вследствие непрерывного массопотока перепадам давления. Видно, что при  $\Lambda = 0$  выражение (5) переходит в (3).

Интересно отметить, что полученная таким образом аппроксимация  $\tilde{\tau}$  удовлетворяет тем же граничным условиям, что и исходная (4), хорошо описывает экспериментальные данные для градиентного течения на пластине и в отличие от (4) может быть использована при всех отрицательных значениях  $\Lambda$ , включая область  $\Lambda > -2$ .

На фиг. 5 данные работы [6] для  $\Lambda = -4,25$  сопоставляются с зависимостями (4), (5) (кривые 2, 3 соответственно). Кривая 1 построена по (5) для  $\Lambda = 0$ .

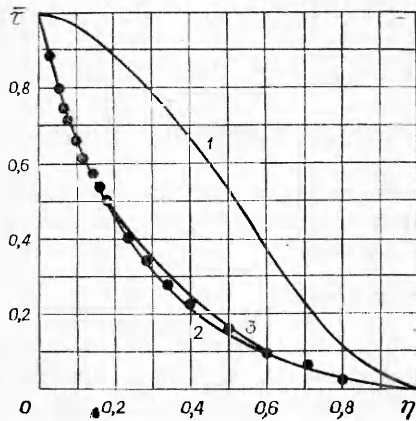
Выражения (1), (2) можно переписать в виде

$$(1a) \quad \int_0^1 \sqrt{1 - \Lambda\eta} d\omega_0(\Lambda) = \sqrt{\Psi_{\Lambda}}; \tilde{\tau}$$

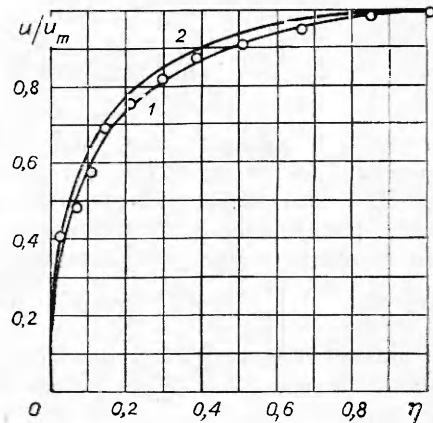
$$(2a) \quad \int_{\omega}^1 \sqrt{1 - \Lambda\eta} d\omega_0(\Lambda) = \sqrt{\Psi_{\Lambda}}(1 - \omega_0(0)),$$

где  $\omega_0(\Lambda)$ ,  $\Psi_{\Lambda}$  — искомые функции. Система уравнений (1a), (2a) позволяет найти  $\omega_0(\Lambda) = f(\Lambda, \eta)$ ,  $\Psi_{\Lambda}$  при заданных  $dp/dx$ ,  $h$ ,  $\omega_0(0)$ .

Первоначально изложенная методика была использована для того, чтобы убедиться, что влияние ускорения на величину  $\Psi$  и распределение скоростей может быть значительным. Для расчета использованы измеренные в опытах со вдувом падения давления по длине канала (фиг. 3, точки 1 —  $v_{ст}/u_m = 0$ ; 2 —  $v_{ст}/u_m = 0,003$ ; 3 —  $v_{ст}/u_m = 0,006$ ; 4 —  $v_{ст}/u_m = 0,01$ ). Система уравнений (1a), (2a) решалась методом последовательных приближений. В нулевом приближении полагалось  $\omega_0(\Lambda, \eta) = \omega_0(0, \eta)$ ,  $\tau_{ст} = c_{f_0} \rho u_m^2 / 2$ .



Ф и г. 5



Ф и г. 6

Для градиента давления при  $v_{ст}/u_m = 0,01$ ,  $x = 158$  мм  $\Psi = 1,3$ , а деформация профиля скорости представлена кривой 2 на фиг. 6, кривая 1 аппроксимирует экспериментальные данные авторов для  $\Lambda \approx 0$  в канале без вдува.

Результаты расчетов течения в канале с учетом вдува и возникающих градиентов давления представлены на фиг. 4 кривой 2.

Следует отметить довольно значительное (30%) изменение величины  $\Psi_\Delta$  под влиянием благоприятного градиента давления. Этот результат не противоречит, однако, предположению о консервативности закона трения для всего диапазона ускорений, вплоть до реламинаризации (для течений без вдува), поскольку вдув значительно расширяет диапазон градиентов давления, при которых все еще реализуется турбулентное течение (см., например, [7]). Так, для описанных выше опытов при  $v_{ст}/u_m = 0,01$ ; 0,006; 0,003 величина параметра  $K$  составила  $\approx 3,9 \cdot 10^{-6}$ ;  $2,8 \cdot 10^{-6}$ ;  $1,5 \cdot 10^{-6}$  соответственно.

Как отмечалось выше, в расчетах использован градиент давления, замеренный в опытах. При конкретных расчетах эта величина является искомой. В связи с чем рассмотрим установившееся двумерное течение в пронизаемом канале с равномерным по длине вдувом. Так как в широком диапазоне  $n$  (от  $1/2$  до 0,  $n$  — показатель степенной аппроксимации  $(\omega = \eta^n) \int_0^1 \omega^2 d\eta \approx \left( \int_0^1 \omega d\eta \right)^2$ , то из уравнения импульсов, проинтегрированного по высоте канала, получаем

$$-dp/dx = 2\tau_{ст}/h + \rho \bar{u} du/dx,$$

где  $\bar{u} = u_0 + v_{ст}2x/h$ ;  $u_0$  — средняя по сечению скорость на входе в пронизаемый участок. Для расчета первого члена этого выражения для всего диапазона вдувов можно положить  $\Psi = \Psi(b)$ . Действительно, при больших величинах  $b$  вклад первого члена становится незначительным и погрешности в определении  $\tau_{ст}$  из  $\Psi = \Psi(b)$  мало отражаются на точности вычислений возникающего градиента давления. При малых  $b$ , когда вклад первого члена возрастает, возникающие ускорения малы и можно полагать  $\Psi = \Psi(b)$ .

Поступила 6 XI 1980

## ЛИТЕРАТУРА

1. Olson R. M., Eckert E. R. G. Experimental studies of turbulent flow in a porous circular tube with uniform fluid injection through the tube wall.— Transactions ASME, ser. E, 1966, N 1. Рус. пер.— ПМ, 1966, № 1.
2. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1969.
3. Кутателадзе С. С., Леонтьев А. И. Тепломассообмен и трение в турбулентном пограничном слое. М.: Энергия, 1972.
4. Луговской П. П. Турбулентный пограничный слой на проницаемой поверхности в области интенсивных вдувов. Дис. на соиск. учен. степени канд. техн. наук. Новосибирск: изд. ИТФ СО АН СССР, 1972.
5. Калмыков В. Ф., Шерстюк А. Н. Характеристики несжимаемого турбулентного пограничного слоя при отрицательном градиенте давления. Препринт № 46, Ин-т проблем механики АН СССР, 1974.
6. Herring H. J., Norbury J. F. Some experiments on equilibrium turbulent boundary layers in favourable pressure gradients.— J. Fluid Mech., 1967, vol. 27, p. 3.
7. Калишевский Л. Л. и др. Влияние сильного ускорения потока на распределение скорости в турбулентном пограничном слое со вдувом.— Труды Моск. выс. техн. уч-ща им. Баумана, 1975, № 207.

УДК 532.529.5

ИССЛЕДОВАНИЕ ПУЛЬСАЦИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК  
ВОСХОДЯЩЕГО ГАЗОЖИДКОСТНОГО ПОТОКА

О. Н. Кашинский, Б. К. Козьменко, В. Е. Накоряков

(Новосибирск)

В настоящее время большое внимание уделяется изучению локальной структуры двухфазных газожидкостных потоков. Это связано с разнообразием режимов течения и с большим количеством параметров и определяющих характеристик двухфазных потоков. В результате этого обобщение осредненных суммарных параметров (потери на трение, коэффициент теплоотдачи) оказывается затруднительным. Проводимые в настоящее время исследования осредненных по времени локальных характеристик газожидкостных потоков [1, 2] необходимо дополнить более детальным исследованием пульсационной структуры течений для выяснения механизма взаимодействия турбулентности жидкости с газовой фазой.

В работах [3, 4] проведено исследование осредненных по времени локальных характеристик газожидкостного потока в вертикальной трубе. Целью данной работы является исследование некоторых пульсационных характеристик восходящего двухфазного потока.

Эксперименты проводились на установке [3]. Рабочим участком служила вертикальная труба с внутренним диаметром 15 мм и длиной 5 м. Двухфазный поток организовывался путем ввода в жидкость пузырьков газа одинакового размера с помощью устройства [4].

Измерения проводились с помощью электрохимического метода [5, 6]. Рабочей жидкостью служил электролит, содержащий 0,5N едкого натра и 0,005 N ферри- и ферроцианида калия в дистиллированной воде. Для поддержания постоянства физических свойств проводилось термостатирование жидкости на уровне  $20 \pm 0,2^\circ\text{C}$ .

Для определения средней скорости жидкости и пульсаций продольной составляющей скорости жидкости использовался датчик скорости типа «лобовая точка» диаметром 0,05 мм. Тарировка датчика проводилась на оси трубы в ламинарном режиме течения, где скорость на оси равнялась удвоенной средней скорости жидкости, определяемой из расхода. Методика измерения описана в [6].