

нию больше или меньше силы плавучести за вычетом силы тяжести. В результате этого меняет знак скорость скольжения фаз u , что приведет к изменению направления силы (3). Возникающие в таком течении профили концентрации и скорости приведены на рис. 4 и 5 (сплошные линии отвечают $\Gamma = 100$, штриховые — $\Gamma = 250$). Параметры α и γ для такого течения принадлежат заштрихованной области на рис. 1.

Так же как и выше, при использовании (9) была составлена табл. 2 значений концентраций $\langle \rho \rangle$ и ρ_f . Расчеты, сделанные при $\alpha = \gamma = 0$ и $\Gamma = 100$, совпадают с приведенными в [4].

Таким образом, дано объяснение процессов структурирования разных типов в вертикальных потоках броуновских суспензий в поле силы тяжести. Из приведенных на рис. 2—4 профилей концентрации видно, что при увеличении радиуса частиц такое структурирование становится более существенным, что в свою очередь приводит к появлению у потока псевдопластических свойств. Рис. 5 демонстрирует описание экспериментальных результатов, говорящих о притуплении профилей скорости и отличия их от пуазейлевского при наличии неоднородного распределения концентрации диспергированной фазы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Brenner H. Hydrodynamic resistance of particles at small Reynolds numbers // *Advances in Chemical Engineering*.— New York: Academic Press, 1978.
2. Однорал В. П. Локальные характеристики восходящего газожидкостного потока в вертикальной трубе // *Физическая гидродинамика и теплообмен*.— Новосибирск: ИТ СО АН СССР, 1978.
3. Валукина Н. В., Козьменко Б. К., Кашинский О. Н. Характеристики монодисперсной газожидкостной смеси при течении в вертикальной трубе // *ИФЖ*.— 1979.— Т. 36, № 4.
4. Saffman P. G. The lift a small sphere in a slow shear flow // *J. Fluid Mech.*— 1965.— V. 22, pt 2; 1968.— V. 31, pt 3.
5. Бувич Ю. А. Расслоение равноплотной суспензии броуновских частиц в потоках Пуазейля // *ПМТФ*.— 1991.— № 5.
6. Бувич Ю. А., Марков В. Г. Реологические свойства однородных мелкодисперсных суспензий. Нестационарные течения // *ИФЖ*.— Т. 34, № 6.

г. Свердловск

Поступила 8/VI 1989 г.,
в окончательном варианте — 28/IX 1990 г.

УДК 532.517.4

П. Г. Заец, А. Т. Онуфриев, Н. А. Сафаров, Р. А. Сафаров

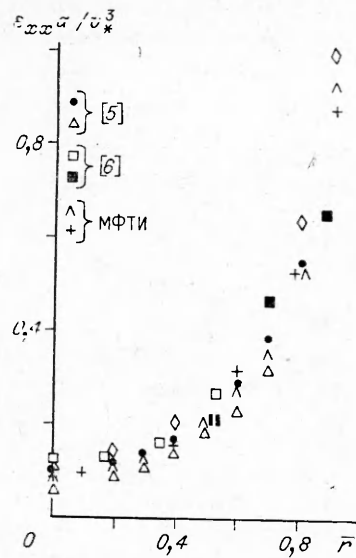
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПОВЕДЕНИЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО СПЕКТРА В ТУРБУЛЕНТНОМ ПОТОКЕ ВО ВРАЩАЮЩЕЙСЯ ОТНОСИТЕЛЬНО ПРОДОЛЬНОЙ ОСИ ТРУБЕ

Цель работы — экспериментальное изучение поведения различных характеристик в турбулентном потоке. Такие данные полезны для развития представлений о влиянии завихренности на поведение масштабов, корреляционных функций и спектральных распределений. Описание установки и вопросы методической работы изложены в [1] и более подробно в [2, 3].

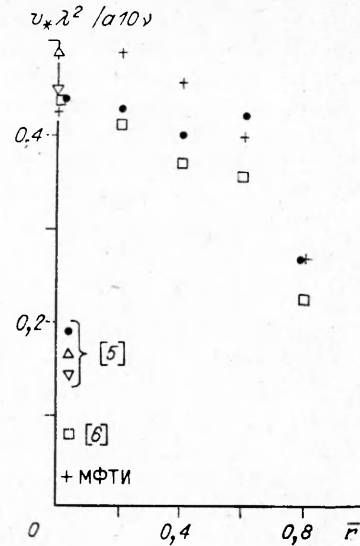
Установка содержит подводящее устройство с участком прямолинейной круглой трубы длиной в 100 калибров, что обеспечивает получение развитого турбулентного воздушного потока с параметрами, соответствующими имеющимся в литературе данным при рассмотренных режимах.

3 ПМТФ № 1, 1992 г.

33



Р и с. 1

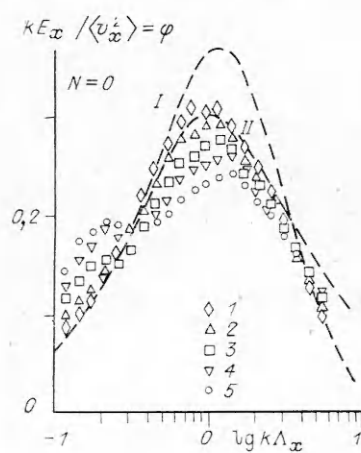


Р и с. 2

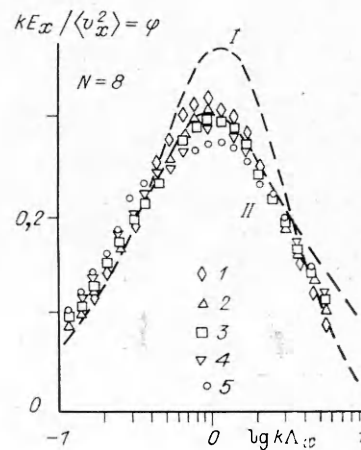
Выходная секция трубы длиной 25 калибров может вращаться со скоростью 3—70 об/с, диаметр трубы $2a = 6$ см. Основные из приводимых результатов измерений получены при скорости потока на оси трубы 10 м/с, при температуре воздуха 15—18 °С. Число Рейнольдса, рассчитанное по диаметру трубы и скорости на оси потока, равно $4 \cdot 10^4$.

Измерения проводились с помощью блоков термоанемометрической аппаратуры фирмы ДИСА, цифровая обработка и анализ записей непрерывных сигналов на магнитную ленту — на ЭВМ. Приняты меры к снижению и учету погрешностей, связанных с влиянием условий на входе, шумов, фильтров, и погрешностей, связанных с дискретизацией по частоте и амплитуде, с наложением спектров, с конечностью длины нити датчика термоанемометра, с большим диапазоном изменения амплитуды в спектральном распределении, при этом использовалось сглаживание в частотных интервалах.

Обычно применялись стандартные одно- и двухнитевые датчики с длиной нити 1,25 мм и диаметром вольфрамовой проволоки $5 \cdot 10^{-3}$ мм, а также датчик с длиной нити 0,25 мм и диаметром ее $2,5 \cdot 10^{-3}$ мм с тем, чтобы по возможности охватить наиболее полно диссипативную часть спектра. Погрешность, связанная с конечной длиной нити датчика, оценивалась по методике [4]: для интенсивностей пульсаций и напряжения



Р и с. 3



Р и с. 4

трения в пределах нескольких процентов, для спектральных амплитуд при длине нити датчика 1,25 мм до $k^0 = k\eta = 0,1$ погрешность менее 10 %, а при $k^0 = 0,3$ становится значительной. При длине нити датчика 0,25 мм до $k^0 = 1$ погрешность менее 5 %. В целом до $k^0 = 0,2$ погрешность в значениях амплитуд спектральных распределений, видимо, может быть оценена в пределах 15 %.

Ниже приводятся и анализируются данные о поведении одномерного спектра для продольной составляющей пульсаций скорости по отношению к направлению потока. Для развитого турбулентного потока в неподвижном канале проведено сопоставление ряда величин с данными Лауфера и Лауна. На рис. 1 показана зависимость скорости диссипации энергии, представленной в безразмерном виде, по радиусу трубы $a\epsilon_{xx}/v_*^3$,

на рис. 2 — зависимость для величины тейлоровского микромасштаба. Согласие удовлетворительное и свидетельствует о получении экспериментальных данных с приемлемой точностью. Приняты следующие обозначения: $k = 2\pi f/\langle V_x \rangle$ — волновое число, $\eta = (v^3/\epsilon)^{1/4}$ — колмогоровский микромасштаб, $\epsilon = 15 \cdot \epsilon_{xx}$ — скорость диссипации энергии пульсационного движения, λ — тейлоровский поперечный микромасштаб, $\lambda^2 = 10\nu\langle E \rangle/\epsilon$, $\langle E \rangle = (1/2)\langle v_i v_i \rangle$, ν — кинематический коэффициент вязкости, Λ — продольный интегральный масштаб, V_* — скорость трения.

На рис. 3 приведены данные МФТИ по спектральному распределению, представленные в координатах $\varphi = kE_x(k)/\langle v_x^2 \rangle$ и $k\Lambda_x$, для потока без вращения и для различных положений по радиусу (линии I, II для $Re_\lambda = 26,160$, точки 1—5 для $\bar{r} = 0; 0,2; 0,4; 0,6; 0,8$), на рис. 4 — те же результаты при 8 об/с выходной секции канала, $\Pi = \langle V_\varphi \rangle_w / \langle V_x \rangle_{max} = 0,15$.

При удалении от оси трубы из-за взаимодействия с неоднородным основным потоком возникает искажение спектра на умеренных частотах. Аналогичный характер имеет и поведение спектра для напряжения трения в том же диапазоне частот. Такого искажения нет у спектров для радиальной составляющей пульсаций скорости (рис. 5, где обозначения соответствуют рис. 3). В литературе нужные численные результаты, как правило, не указываются. Перенос данных с графиков приводит к дополнительным погрешностям.

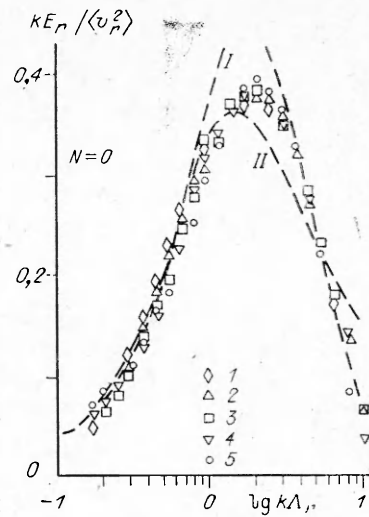
Поведение экспериментальных спектральных распределений можно сопоставить с обобщенной полуэмпирической моделью (моделью EVK) однородного изотропного потока [7—9] (выражение для спектрального распределения энергии включает предельные зависимости для интервала низких частот, инерционного колмогоровско-обуховского и диссипативного интервалов частот).

Одномерный спектр имеет вид [9]

$$E_x^0(y) = \int_y^\infty \frac{E^0(y_1)}{y_1} \left(1 - \frac{y^2}{y_1^2}\right) dy_1,$$

$$E^0(y) = \frac{E(k\eta)}{v^2} \eta = A_1 \beta \left(\frac{y^2}{z^2 + y^2}\right)^2 [(z^2 + y^2)^{-5/6} + (z^2 + y^2)^{-1/2}] \times$$

$$\times \exp \left\{ -A_3 \left[\frac{3}{2} (z^2 + y^2)^{2/3} + (z^2 + y^2) \right] \right\},$$



Р и с. 5

$$\frac{1}{\beta} = 2 \int_0^{\infty} y^2 \frac{E^0(y)}{\beta} dy, \quad y = Q^{3/2} k^0, \quad z = k_*^0 Q^{3/2},$$

$$A_1 = \alpha Q^{5/2}, \quad A_3 = \alpha/Q^2, \quad Q = 1, \quad \alpha = 1,65.$$

Определяющим параметром, по которому происходит расслоение кривых спектрального распределения, является локальное число Рейнольдса $Re_\lambda = \langle v_x^2 \rangle^{1/2} \lambda / \nu$. В распределении

$$kE_x(k) / \langle v_x^2 \rangle = \varphi(\ln k\Lambda_x, Re_\lambda)$$

максимум кривой стремится к значению 0,27 с ростом Re_λ . Здесь $\langle v_x^2 \rangle$ — интенсивность пульсаций скорости вдоль оси потока. Интегральный продольный масштаб находится численно и может быть рассчитан по аппроксимации

$$\Lambda/\eta = Re_\lambda^{1/2} [2,47 + 0,081 (Re_\lambda - Re_\lambda^{1/2})].$$

В области течения вблизи оси, где нет сильного локального взаимодействия между средним и пульсационным потоками, одномерный продольный спектр в диссипативном и энергосодержащем интервалах частот близок к спектральному распределению для однородного изотропного потока.

На рис. 6 представлены результаты для зависимости $\max \varphi$ от Re_λ для потока в трубе: точки 1—5 — данные МФТИ, разные скорости потока, положения по радиусу и числа оборотов секции канала, 6—11 — [5, 6, 10—13].

Зависимость продольного интегрального масштаба, связанного со значением спектра на нулевой частоте, от Re_λ также соответствует характеру поведения зависимости для обобщенной модели спектра. Погрешность при экспериментальном измерении спектра на нулевой частоте неясна, так как проявляется неустранимое влияние шумов. Эта зависимость показана на рис. 7: данные МФТИ для разных чисел оборота секции канала, положений по радиусу и значений скорости (точки 1—3 для $N = 0; 8; 32$). Линиями на всех графиках даны зависимости для обобщенной модели спектра (модели EVK).

Максимум величины φ — функция Re_λ , достаточно быстро идущая к пределу, а положение этого максимума в зависимости от безразмерного волнового числа $k\Lambda$, нормированного на рассчитываемое по аппроксимационной зависимости значение интегрального масштаба, практически не зависит от Re_λ , начиная от значения ~ 15 . По мере удаления от оси трубы проявляется искажающее влияние неоднородности потока. Вообще говоря, оно невелико. Правда, диапазон изменения Re_λ здесь тоже мал.

Предположение об определяющем влиянии локального значения Re_λ на спектральное распределение не должно было бы зависеть от типа течения. На рис. 6 приведены также данные для ряда течений: точки 12 — плоский канал [14], 13 — след за сферой, удобообтекаемым телом, безымпulsный след [15], 14 — осесимметричная струя (на оси) [16], 15,

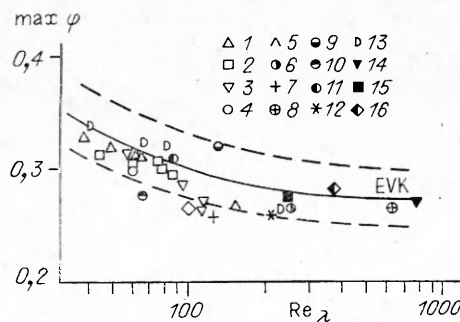


Рис. 6

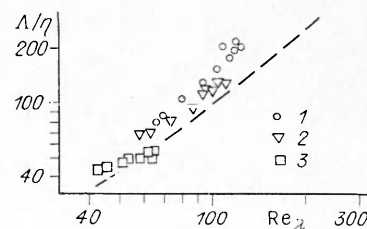


Рис. 7

П	$\overline{r}$	$\langle V_x \rangle$	$\langle V_\varphi \rangle$	$\langle v_x^2 \rangle$	$\langle v_r^2 \rangle$	$\langle v_\varphi^2 \rangle$	$\langle v_r v_x \rangle$	λ	η	Re_λ
		м/с		м ² /с ²				см		
0	0	10,02	0	0,123	0,083	0,083	0	0,276	0,0175	65
	0,2	9,82	0	0,169	0,094	0,102	0,036	0,294	0,0166	81
	0,4	9,38	0	0,274	0,124	0,149	0,072	0,301	0,0149	106
	0,6	8,72	0	0,403	0,159	0,205	0,108	0,284	0,0131	120
	0,8	7,76	0	0,554	0,187	0,262	0,143	0,242	0,0112	120
0,15	0	10,04	0	0,098	0,070	0,070	0	0,283	0,0186	60
	0,2	9,84	0,04	0,142	0,082	0,089	0,016	0,290	0,0172	73
	0,4	9,34	0,11	0,241	0,111	0,139	0,064	0,288	0,0151	95
	0,6	8,58	0,25	0,373	0,150	0,207	0,101	0,264	0,0129	108
	0,8	7,48	0,54	0,515	0,177	0,268	0,130	0,222	0,0109	106
0,60	0	10,08	0	0,034	0,027	0,027	0	0,343	0,0266	43
	0,2	9,94	0,02	0,048	0,029	0,032	0,009	0,352	0,0250	51
	0,4	9,62	0,14	0,082	0,038	0,052	0,019	0,325	0,0209	62
	0,6	8,92	0,51	0,144	0,055	0,097	0,032	0,245	0,0158	62
	0,8	7,50	1,51	0,249	0,079	0,190	0,047	0,164	0,0113	55

16 — ось струн [17]. Для всех течений в пределах разброса $\pm 10 \div 15$ % наблюдается близость к универсальной закономерности. Консервативность поведения спектрального распределения отмечена в [15] для изученных там потоков.

Спектральные распределения для интенсивностей радиальной и азимутальной составляющих пульсаций скорости при нормировке волновых чисел каждый раз на свои значения интегрального масштаба также представляются в универсальном виде.

Появление завихренности, связанной с вращением канала относительно продольной оси течения, приводит к снижению напряжения трения. Уменьшается локальное воздействие осредненного поля на пульсационное при сохранении общего нелокального характера взаимодействия. До относительного радиуса 0,8 распределение энергии по спектру становится близким к универсальному для обобщенной модели. Это видно по зависимостям на рис. 4.

Полученные результаты и их анализ показывают, что существует достаточно универсальное представление для спектральных распределений, соответствующих моментам второго порядка для пульсаций скорости. Это открывает возможность создания приближенного метода расчета спектральных характеристик в развитом турбулентном потоке.

Определение величин колмогоровского микромасштаба и скорости диссипации энергии проводилось непосредственными измерениями с помощью датчика с длиной нити 0,25 мм. При $k^0 \simeq 0,7$ набирается 90 % величины ε , а при $k^0 = 0,1$ — около 30 %. При длине нити датчика 1,25 мм искажение амплитуд спектра уже значительно, начиная с $k^0 \sim 0,2-0,3$. Как видно из зависимостей обобщенной модели, $M = \max(k^0)^2 E_x^0 = 0,24$ и $k_m^0 \simeq 0,1$ не зависят от числа Рейнольдса, начиная с $Re_\lambda = 40$. Оказывается, что совмещение положения максимума диссипативного спектра и его величины при приведении к безразмерному виду производится подбором одного параметра — величины колмогоровского микромасштаба, а в области расположения максимума диссипативного спектра спектр и при длине нити датчика 1,25 мм находится со сравнительно небольшой погрешностью. Рассчитанные таким образом значения величины колмогоровского микромасштаба отличаются от непосредственно определенных значений по измерениям ε для данных Лауфера, Лауна, МФТИ на $10 \div 15$ %. Такой прием может быть использован для нахождения η и ε . В величинах типа $(Re_\lambda)_\varepsilon$, Λ_ε индекс указывает на использование интенсивности пульсаций скорости соответствующего направления.

В таблице приведены данные, характеризующие поток.

ЛИТЕРАТУРА

1. Заец П. Г., Онуфриев А. Т., Пилипчук М. И. и др. Использование термоанемометрического комплекса в блоке с ЭВМ для измерения характеристик турбулентности завихренных потоков // Физические методы исследования прозрачных неоднородностей. — М.: Знание, 1986.
2. Заец П. Г. Экспериментальное исследование спектра турбулентности в потоке во вращающейся трубе: Автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук. — М.: МФТИ, 1986.
3. Сафаров Н. А. Поведение параметров развитого турбулентного потока в прямолинейном цилиндрическом канале, вращаемом относительно продольной оси: Автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук. — М.: МФТИ, 1986.
4. Wyngard J. C. Measurement of small-scale turbulence structure with hot wires // J. Phys. Ser. E: Scient. Instrum. — 1968. — V. 1, ser. 2. — P. 1105.
5. Laufer J. The structure of turbulence in fully developed pipe flow. — Washington, 1954. — (Techn. Rept./NACA; N 1174).
6. Lawn C. J. The determination of the rate of dissipation in turbulent flow // J. Fluid Mech. — 1971. V. 48, pt 3.
7. Pao J. H. Structure of turbulent velocity and scalar fields at large wavenumbers // Phys. Fluids. — 1965. — V. 8, N 6.
8. Монин А. С., Яглом А. М. Статистическая гидромеханика. — М.: Наука, 1965. — Ч. 1—2.
9. Driscoll R. J., Kennedy K. A. A model for the turbulent energy spectrum // Phys. Fluids. — 1983. — V. 26, N 5.
10. Patel R. P. A note on fully developed turbulent flow down a circular pipe // Aeron. J. — 1974. — V. 78, N 757.
11. Bremhorst K., Bullock K. J. Spectral measurements of temperature and longitudinal velocity fluctuations in fully developed pipe flow // Intern. J. Heat Mass Transfer. — 1972. — V. 13. — P. 1313.
12. Bremhorst K., Walker T. B. Spectral measurements of turbulent momentum transfer in fully developed pipe flow // J. Fluid Mech. — 1973. — V. 61, pt 1.
13. Morrison W. R. B., Kronauer R. E. Structural similarity for fully developed turbulence in smooth tubes // J. Fluid Mech. — 1969. — V. 39, pt 1.
14. Конт-Белло Ж. Турбулентное течение в канале с параллельными стенками. — М.: Мир, 1968.
15. Букреев В. И. Экспериментальная проверка современных представлений о турбулентном движении несжимаемой жидкости: Автореф. дис. ... д-ра физ.-мат. наук. — Новосибирск: Ин-т гидродинамики, 1984.
16. Gibson M. M. Spectra of turbulence in a round jet // J. Fluid Mech. — 1985. — V. 151, N 2.
17. Corrsin S., Uberoi M. S. Spectra and diffusion in a round turbulent jet. — Washington, 1950. — (Techn. note/NACA; N 2124).
18. Zaets P. G., Onufriev A. T., Safarov N. A., Safarov R. A. Experimental study of the turbulent one-dimensional spectrum function in rotating pipe flow. Importance of the isotropic uniform turbulence model // 5th EPS Liquid State Conf., Moscow, October 16—21, 1989: Proc. — Moscow, 1989.

г. Долгопрудный

Поступила 10/V 1990 г.,
в окончательном варианте — 30/X 1990 г.

УДК 523.526.517.4

В. Е. Неуважаев

ОТНОШЕНИЕ МЕЖДУ ТУРБУЛЕНТНОЙ И КИНЕТИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИЕЙ В ПЕРЕМЕШАННОМ ВЕЩЕСТВЕ

В рамках простой полуэмпирической модели турбулентного перемешивания вычисляется турбулентная кинетическая энергия перемешанной зоны и сравнивается с кинетической энергией этой зоны. Последняя определяется действием ускорения, которое приводит в движение соответствующую массу вещества. Ранее эта задача рассматривалась в [1] на основе модели [2]. Ниже применяется приближенный подход, развитый в [3, 4]. Проводится сравнение с результатами [1] и объясняются получившиеся расхождения, особенно в случае импульсного ускорения. Для импульсного ускорения дается сопоставление с экспериментами [5], устанавливается удовлетворительное согласие, которое может быть улучшено при согласованной с теорией обработке экспериментов.

Постановка задачи. Рассматривается задача о перемешивании двух несжимаемых жидкостей разной плотности, находящихся в поле ускорения. Направление его таково, что возникает неустойчивость, приводящая к турбулентному перемешиванию веществ. В [1] на основании диффузион-