

УДК 551.465

Н. К. Шелковников

Л. А. Букина

П. В. Миронов

С. М. Новочинский

С. Г. Слизков

## СТРУКТУРА ТУРБУЛЕНТНОГО ПОТОКА В КАНАЛЕ СО СВОБОДНОЙ ГРАНИЦЕЙ

По экспериментальным данным рассматривается вертикальная структура турбулентности в канале со свободной границей. В частности, рассматривается вертикальное распределение турбулентного трения, коэффициента турбулентной вязкости, горизонтальных размеров (масштабов) турбулентности. Приводятся экспериментальные данные, полученные путем регистрации продольных и вертикальных компонентов скорости методом термогидрометра. Приводятся временные и пространственные масштабы Лагранжа, определенные по пространственно-временным корреляциям.

В работе исследуется структура турбулентности в канале со свободной границей. В частности, рассматривается вертикальное распределение масштабов турбулентности ( $l$ ,  $l_0$ ), турбулентного трения  $\tau = -\rho \overline{u'w'}$ , коэффициента турбулентной вязкости  $k = \frac{\tau}{du/dz}$ , определяются временные и пространственные масштабы Лагранжа.

Регистрация продольных ( $u'$ ) и вертикальных ( $w'$ ) [1] компонентов скорости осуществлялась методом термогидрометра одновременно в двух точках, расстояние между которыми оставалось постоянным или последовательно изменялось в зависимости от поставленной задачи. Средняя скорость потока определялась с помощью стандартной микровертушки [2]. Тарировка термогидрометров по угловой и продольной составляющим скорости проводилась «пульсационным» методом непосредственно в исследуемом потоке [1].

Вертикальное распределение горизонтальных масштабов неоднородностей определялось как по пространственно-временным  $R(x, 0, 0, \tau)$ , так и по временным  $R(0, 0, 0, \tau)$  корреляциям. В первом случае два идентичных термогидрометра разносились на фиксированное расстояние  $X_1 = 30$  см, а размеры неоднородностей определялись по формуле [3]

$$l = \frac{X_1}{\tau_m} \int_{\tau_1}^{\tau_2} R(X_1, 0, 0, \tau) d\tau, \quad (1)$$

где  $u_x = X_1/\tau_m$  — скорость движения турбулентных неоднородностей,  $\tau_m$  — оптимальное время запаздывания, интерпретируемое как необходимое для прохождения турбулентными неоднородностями расстояния между датчиками;  $\tau_m$  определялось как временное смещение максимумов  $R(X_1, 0, 0, \tau)$  относительно начала координат,  $\tau_1$  и  $\tau_2$  — значения (временные), при которых  $R(X_1, 0, 0, \tau)$  принимает первые минимальные значения.

Вертикальное распределение  $l$ , вычисленное по формуле (1), как видно из приведенной таблицы, достигает максимальных значений, рав-

ных 27 и 43 см на относительных глубинах  $\eta=0,83$  и  $\eta=0,21$ . Аналогичное распределение наблюдалось и для масштабов  $l_0$ , вычисленных в предположении справедливости гипотезы Тейлора по формуле  $l_0=u \cdot \tau$ , где  $u$  — средняя скорость потока,  $\tau = \int_0^{\infty} R(0, 0, 0, \tau) d\tau$  — временной

эйлеров масштаб. В этом случае максимальные значения, равные 19 и 40 см, также наблюдались на глубинах  $\eta=0,83$  и  $\eta=0,21$  (см. табл.). Из сопоставления  $l$  и  $l_0$  видно, что  $l > l_0$  (за исключением глубин  $\eta=0,36$  и  $\eta=0,4$ ). Эта разница обусловлена эффектом «расплывания» турбулентных неоднородностей за время их прохождения между термогидрометрами.

Следует отметить, что при определении масштабов турбулентности в обоих случаях скорость переноса турбулентности совпадает со средней скоростью потока. Однако экспериментальные данные свидетельствуют о возможном несопадении этих скоростей. Так, по данным [4], скорость переноса энергии турбулентных пульсаций может значительно отличаться от средней скорости переноса вещества. Причем в центральной зоне пограничного слоя ( $z/\delta \sim 0,25$ ) значения временной и пространственной корреляции совпадают, но при малых значениях  $z/\delta$  поле турбулентных пульсаций перемещается с большей скоростью, чем средняя скорость переноса вещества. При большем удалении от стенки  $u_\tau < u$ .

Вертикальное распределение  $u_\tau$  и  $u$  для наших опытов представлено на рис. 1. Из сопоставления кривых  $u_\tau$  и  $u$  видно, что в придонной области ( $0,15 \leq \eta \leq 0,25$ ) и в средней части потока ( $0,4 \leq \eta \leq 0,75$ ) значения  $u_\tau$  и  $u$  совпадают с точностью метода измерения. В области же глубин  $0,25 \leq \eta \leq 0,4$  и  $0,75 \leq \eta \leq 0,95$   $u_\tau > u$ . Максимальная разница между скоростью переноса вещества и скоростью переноса энергии турбулентных пульсаций имеет место на глубинах  $\eta \cong 0,3$  и  $\eta \cong 0,8$ , где в распределении  $u_\tau$  наблюдаются максимумы.

Как известно, характеристики турбулентности в переменных Эйлера дают информацию о временной структуре турбулентности; более полные сведения о времени жизни неоднородностей (их изменчивости) могут быть получены в переменных Лагранжа. В этом случае представляется возможным проследить за выбранным объемом жидкости на некотором участке его движения и получить информацию не только о скорости движения турбулентных неоднородностей, но и о их расплывании (диффузии).

Для определения временных и пространственных масштабов Лагранжа были проведены измерения продольных компонентов скорости синхронно в двух точках, расстояние между которыми в процессе эксперимента последовательно изменялось от 40 до 160 см. В результате были получены пространственно-временные корреляции  $R(X_1, 0, 0, \tau)$ , соответствующие различным значениям  $X_1$ .

Представляется, что огибающую максимумов функций  $R(X_1, 0, 0, \tau)$  можно интерпретировать как функцию Лагранжа и, следовательно, по ней определять временной лагранжев масштаб турбулентности. На рис. 2 приведен пример функции Лагранжа, определенной по огибаю-

$\eta$	$l_{0\text{ см}}$	$l_{\text{ см}}$
0,90	12	19
0,83	19	27
0,73	15	22
0,65	12	15
0,56	19	22
0,40	19	12
0,36	38	33
0,21	40	43
0,17	7	22
0,15	19	32

шей максимумов  $R(X_1, 0, 0, \tau)$ . Как видно из рисунка, с увеличением  $X_1$  значение корреляции при  $\tau_m$  убывает и при  $\tau_m = 12,5$  с стремится к нулю.

Временной лагранжев масштаб  $T_L$ , рассчитанный по нулевому уровню корреляции, равен таким образом  $\sim 12,5$  с. Для выбранного уровня средняя скорость движения турбулентных неоднородностей  $u_T \cong 15$  см/с.

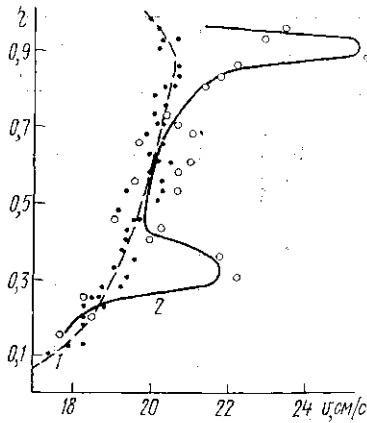


Рис. 1. Вертикальное распределение средней скорости (1) и скорости переноса турбулентных пульсаций (2)

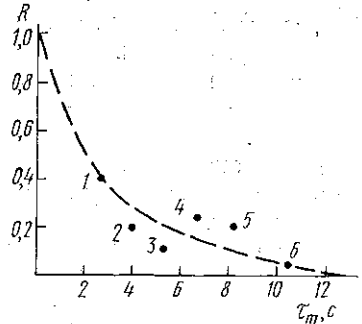


Рис. 2. Пример функции Лагранжа в потоке со свободной поверхностью: 1 — 40, 2 — 60, 3 — 80, 4 — 100, 5 — 130, 6 — 160 см.

Пространственный лагранжев масштаб для этого случая  $L_L = u_T L_T$  равен  $L_L \cong 187$  см, что составляет 9,4 глубин потока.

Как уже отмечалось выше, кроме масштабов было определено вертикальное распределение турбулентного трения  $\tau$  и коэффициента турбулентной вязкости  $k$ . Значения  $\overline{u'w'}$  вычислялись по функциям взаимной корреляции  $R_{u'w'}$

$$\overline{u'w'} = R_{u'w'} \sigma_1 \sigma_2 s_1 s_2 \overline{u},$$

где  $s_1, s_2$  — чувствительность термогидрометра к продольным и вертикальным компонентам скорости,  $\sigma_1$  и  $\sigma_2$  — среднеквадратичные отклонения продольной и вертикальной компонент скорости. Корреляция  $R_{u'w'}$  определялась по 384 значениям  $u'$  и  $w'$ .

Распределение напряжения Рейнольдса  $|\tau|$  и коэффициента турбулентной вязкости  $k$  приведено на рис. 3 и 4. Как видно из этих рисунков, характер распределения  $\tau$  и  $k$  близок друг к другу. В обоих случаях имеет место максимальное значение у нижней (твердой) и верхней (квазижесткой) границы потока.

Для установления связи между напряжениями Рейнольдса и полем средней скорости интересно рассмотреть вопрос о механизме распределения напряжений  $\tau$  в турбулентном потоке.

По Брэдшоу [5] происходит растяжение элементов жидкости в направлениях ориентации осей завихренности. При этом поперечное сечение элементов жидкости уменьшается, что приводит к увеличению пульсаций скорости в плоскости, перпендикулярной направлению растяжения. Следствием этого является дополнительное растяжение вихрей, но меньшего масштаба, чем первоначальное. Такой процесс идет по-

стоянно. В конечном итоге он приводит к тому, что часть вихрей теряет свою определенную ориентацию и становится статистически изотропной, внося нулевой вклад в напряжения Рейнольдса.

В [2, 3, 8, 9] считается, что напряжения  $\tau$  для трубы и канала убывают по линейному закону. Если принять во внимание предположение Брэдшоу о формировании напряжений Рейнольдса наиболее

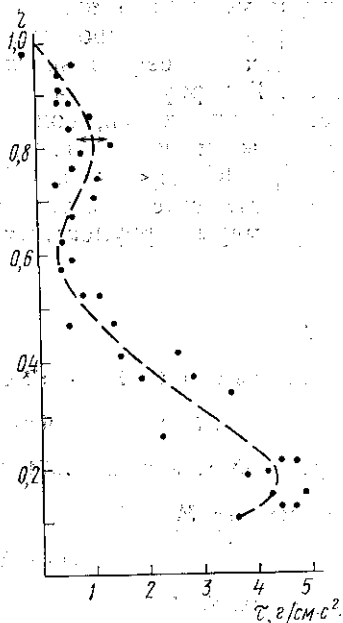


Рис. 3. Вертикальное распределение  $|\tau|$  напряжений Рейнольдса в потоке

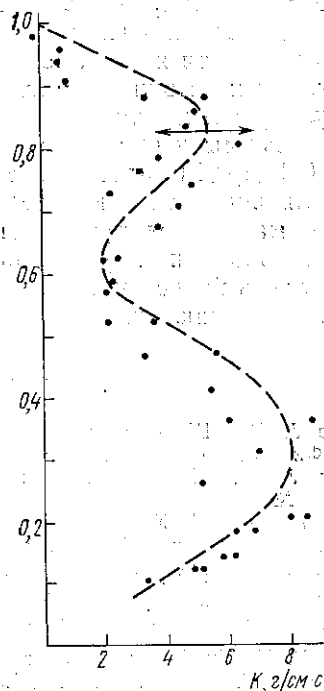


Рис. 4. Вертикальное распределение коэффициента турбулентной вязкости в потоке

крупными вихрями, то можно ожидать также линейного убывания размеров вихрей по мере удаления от дна потока. А поскольку кинетическая энергия пропорциональна напряжению трения  $\tau$ , то и она должна убывать.

Однако экспериментальное определение вертикального профиля турбулентного трения показало, что  $|\tau|$  при увеличении  $\eta$  возрастает, достигает максимального значения при  $\eta \cong 0,2$ , затем в области глубин  $0,4 \leq \eta \leq 0,70$  оно минимально и на глубине  $\eta \cong 0,8$  также имеет максимальное значение. Подтверждением того, что максимум  $\tau$  в области  $\eta \cong 0,2$  не случаен, может служить, по-видимому, тот факт, что размеры неоднородностей и кинетическая энергия в интервале частот 0,5—2,5 Гц (как показал анализ функций спектральной плотности, основная доля энергии приходится именно на этот интервал частот) также принимают максимальные значения в области  $\eta \cong 0,2—0,3$ . Таким образом, эти данные подтверждают предположение о пропорциональности кинетической энергии и напряжений  $\tau$  размерам турбулентных неоднородностей.

Из вышеизложенного можно сделать также вывод о том, что при увеличении расстояния от нижней и верхней границ потока до  $\eta < 0,2$

и  $\eta > 0,8$  соответственно происходит процесс растяжения вихрей, сопровождающийся взаимодействием с осредненным движением, что приводит к увеличению напряжений  $\tau$  и кинетической энергии в области основных энергонесущих частот. При этом растяжение вихрей сопровождается значительным увеличением завихренности и дополнительными растяжениями элементов жидкости меньшего масштаба. По-видимому, при  $\eta > 0,2$  и  $\eta < 0,8$  этот процесс становится преобладающим и приводит к дроблению вихрей, вследствие чего изменяется ориентация элементов жидкости и появляется сдвиг фаз между  $u'$  и  $w'$ .

В заключение можно отметить, что вертикальные профили масштабов турбулентности, напряжений Рейнольдса и коэффициента обмена имеют максимумы у обеих границ потока. В турбулентном потоке при  $\eta < 0,2$  и  $0,8 < \eta < 1,0$  идет процесс растяжения вихрей, сопровождающийся увеличением энергии наиболее крупных из них, т. е. происходит увеличение масштабов турбулентности. При  $0,2 < \eta < 0,6$  и  $0,6 < \eta < 0,8$  происходит дробление крупных вихрей, в результате чего энергия переходит в область более высоких частот, а размеры турбулентных неоднородностей уменьшаются.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Букина Л. А., Шелковников Н. К., Миронов П. В. — «Вестн. Моск. ун-та. Физ., астроном.», 1974, 14, № 5.
2. Букина Л. А., Шелковников Н. К. — «Вестн. Моск. ун-та. Физ., астроном.», 1975, 16, № 6.
3. Шелковников Н. К. — «Вестн. Моск. ун-та. Физ., астроном.», 1974, 14, № 5.
4. Фавр А. — «Механика», 1965. Т. 2, № 90.
5. Брэдшоу. Введение в турбулентность и ее измерение. М., 1974.
6. Минский Е. М. Турбулентность руслового потока. М., 1952.
7. Никитин И. К. Турбулентный русловой поток и процессы в придонной области. Киев, 1963.
8. Лятхер В. М. Турбулентность в гидросооружениях. М., 1968.
9. Хинце И. О. Турбулентность. М., 1963.

Поступила в редакцию  
27.4 1976 г.  
Кафедра  
физики моря и вод суши