УДК 532.526.4

К ВОПРОСУ О ВИХРЕВОЙ СТРУКТУРЕ И БАЛАНСЕ ЭНЕРГИИ ОСРЕДНЕННОГО ДВИЖЕНИЯ В ЛОТКЕ С ГЛАДКИМИ СТЕНКАМИ

В. П. Петров, В. И. Сугрей, Ю. Л. Щевьев

(кафедра акустики)

На основе экспериментальных данных проведен анализ причин нарушения энеря обаланса в точке, выявлены области трансформации энергии турбулентности из одного вида в другой, определены размеры энергонесущих вихрей в потоке.

Турбулентные течения являются самой распространенной формой движения жидкости и газа. Вихревой структурой турбулентного потока определяются такие процессы в потоках, как транспорт наносов, меандрирование русел, деформация берегов и размыв гидротехниче-ских сооружений и др. Знания о вихревой структуре необходимы как при проведении проектных и строительных работ каналов и трубопроводов, других технических устройств, так и в научных исследованиях пристеночных потоков. В настоящее время до конца не исследована роль вихрей различного масштаба в процессах турбулентного переноса количества движения, не существует количественных оценок интервала энергонесущих вихрей и не определена связь интервала с кинематическими характеристиками течений. В исследованиях структуры турбулентных потоков важными также являются вопросы баланса энергии осредненного движения, механизмов передачи энергии осредненного движения пульсационному и, наоборот, определения областей притока и стока энергии движения. Следует отметить, что исследования баланса энергии осредненного движения и роли вихрей различного масштаба в процессах турбулентного переноса в развивающихся турбулентных потоках жидкости до настоящего времени не проводились.

Экспериментальные исследования развивающегося турбулентного потока проводились на гидравлическом лотке гидрофизической лаборатории физического факультета МГУ. Дно и стенки лотка стеклянные. Длина рабочей части лотка 10 м, ширина потока 27 см, глубина потока изменялась от 7,5 до 6,3 см, расход воды 5,0 л/с, число Рейнольдса Re=18000. Структура турбулентного потока изучалась с помощью двухкомпонентного термогидрометра постоянной температуры с цифровой регистрацией его сигналов на микро-ЭВМ [2]. Точность измерений пульсаций модуля скорости и угла подхода соответственно равны 2 и 1%, а турбулентных касательных напряжений — 10% [2].

1. Баланс энергии осредненного движения в придонном слое потока. При равномерном движении потока баланс энергии осредненного движения изучался экспериментально во многих работах (см., напр., обзор в [1]). Уравнение для потока, движущегося в режиме гидравлически гладких стенок, имеет вид [1]

$$S = gUJ + v \frac{d^2}{dy^2} \left(\frac{U^2}{2}\right) - v \left(\frac{dU}{dy}\right)^2 - \frac{d}{dy} \left(U\overline{u'v'}\right) + \overline{u'v'} \frac{dU}{dy} = 0.$$
(1)

Соответственно (I) — работа силы тяжести, (II) — вязкая диффузия, (III) — вязкая диссипация, (IV) — турбулентная диффузия среднего

движения, (V) — производство турбулентной энергии средним движением. С помощью прямых измерений определить значения слагаемых уравнения (1) трудно, а аналитических выражений для них до настоящего времени не было получено из-за неопределенности значений. параметров для описания профилей придонных скоростей.

Эпюры скоростей на разных расстояниях от входа в лоток и распределения по глубине потока компонент тензора напряжений Рейнольдса представлены на рис. 1. По данным рис. 1 рассчитаны значения слагаемых (I), (IV), (V) уравнения (1). Графики изменения по-



Рис. 1. Эпюры скоростей (а) и турбулентных касательных напряжений (б) для различных расстояний от входа в лоток: L= =2,2 (○); 5,0 (●) и 7,3 м (+); δ обозначает границу погранслоя потока



Рис. 2. Баланс энергии осредненногодвижения: сплошные линии — распределения (3а) — (3в) слагаемых I, IV и V уравнения (1); экспериментальные данные: L=2.2 (1, 2); 5,0 (3, 4); 6,0 (5, 6) и 7,3 м (7, 8)

глубине потока слагаемых уравнения (1), нормированных на $v_*^3/\kappa\delta_{\lambda}$. представлены на рис. 2 (v_* — динамическая скорость трения, κ — параметр Кармана, δ — толщина погранслоя).

Оценить вклад каждого из слагаемых в уравнении (1) можно, используя однопараметрические уравнения [3] для профиля осредненных скоростей, а также предполагая линейное изменение по глубинепотока турбулентных касательных напряжений:

$$\overline{u'v'} = -v_*^2 (1 - y/\delta).$$
⁽²⁾

Для внешней части погранслоя получаем следующие выражения для слагаемых уравнения (1):

$$(I) = \ln y^+ + 2, \tag{3a}$$

$$(IV) = -\ln y^{+} - 2 + \frac{1}{\eta} (1 - \eta), \qquad (36)$$

$$(\mathbf{V}) = -\frac{1}{\eta} (1 - \eta), \tag{3B}$$

где $y^+ = yv_*/v$, $\eta = y/\delta$. Видно, что сумма (I) + (IV) + (V) =0 удовлетворяет уравнению (1). Из рис. 2 следует, что для кривых (I), (V) расхождения между экспериментальными и расчетными данными не превышают ошибок измерений. Точки пересечения кривых (I) и (IV), (IV) и (V) и изменения знака (IV) определяются трансцендентными уравнениями

$$1/2\eta_1 - 2.5 - \ln \eta_1 / \operatorname{Re}_* = 0,$$
 (4a)

$$2/\eta_2 - 4,0 - \ln \eta_2 / \text{Re}_* = 0,$$
 (46)

$$1/\eta_3 - 3,0 - \ln \eta_3 / \operatorname{Re}_* = 0,$$
 (4B)

явно зависящими от молекулярной вязкости (динамическое число Рейнольдса $\text{Re}_* = v_* \delta/v$). Отношения относительных расстояний этих характерных точек $\eta_1/\eta_3 \simeq \eta_3/\eta_2 \simeq 0.59$ для $\text{Re}_* \simeq 1500$ равны между собой и приблизительно совпадают с постоянной Эйлера $C \simeq 0.58$.

В целом уравнение (1) не выполняется в толще потока, где проводились измерения: в нижних слоях S < 0, в верхних — S > 0.

Для анализа причин нарушения уравнения энергобаланса (1) определялся интеграл распределения каждого из слагаемых (I)—(V) по глубине потока:

$$E + \Pi + D = 0, \tag{5}$$

где E — энергия сил тяготения, Π и D — потери энергии турбулентности, связанные соответственно с процессами диссипации и конвекции. Вязкая диффузия D_1 и потери на вязкую диссипацию Π_1 в вязком подслое, а также величины этих слагаемых и слагаемых IV и V в переходной области не измерялись, так как ошибка прямых измерений велика (размеры этих структурных областей соизмеримы с размерами датчика [2]). Расчет слагаемых уравнения (5) проводился с использованием однопараметрических уравнений для скоростей [3]. Соответственно имеем

$$D_{1} = \int_{0}^{(2/\varkappa)^{2} v/v_{*}} \Pi \, dy \simeq 1; \quad \Pi_{1} = \int_{0}^{(2/\varkappa)^{2} v/v_{*}} \Pi \, dy \simeq -3.6;$$
$$D_{2} = \int_{(2/\varkappa)(v/v_{*})}^{\delta} \Pi \, dy \simeq 4.2; \quad \Pi_{2} = \int_{(2/\varkappa)(v/v_{*})}^{\delta} V \, dy \simeq -1.6.$$

Здесь так же, как и на рис. 2, представлены данные, нормированные на $v_*^3/(\kappa\delta)$. Получаем из уравнения (5) $D_1 + \Pi_1 + D_2 + \Pi_2 \simeq 0$, т. е. уравнение энергобаланса в интегральном виде выполняется.

В турбулентном ядре потока слагаемые (I), (IV), (V) суммировались по глубине потока по экспериментальным данным рис. 2. Расчет показал (таблица), что уравнение (5) выполняется только на участ-

Расстояние от входа L, м	E .	$D_2 _{\eta > 0,13}$	$D_2 _{\eta < 0,13}$	ΓI _z	Сумма по (5)
2,2 5,0 7,3	8,2 8,2 8,2 8,2	-5,0 -5,6 -6,1	1,0 1,5 1,7	-3,0 -3,6 -3,8	+1,2 +0,5 0

Слагаемые	уравнения	(5),	нормированные	на	v*/x8
-----------	-----------	------	---------------	----	-------

ке равномерного движения (L=7,3 м). При этом сумма вязкой и турбулентной диффузии по всей глубине потока равна нулю. Вследствие отклонения распределения $\overline{u'v'}$ от линейного возникает градиентный

51

поток энергии из верхних слоев потока ко дну. Однако интегралы отклонения экспериментальных точек от кривой IV компенсируют друг друга.

На участке развития турбулентного потока (см. таблицу) $E > \Pi + D$. При этом избыток энергии тяготения расходуется на ускорение движения потока. По мере развития потока эта часть энергии уменьшается до нуля на участке равномерного движения.

Следовательно, в потоках с нелинейным распределением турбулентных касательных напряжений u'v' уравнение баланса энергии осредненного движения (1) в дифференциальной форме нарушается. Возникает поток энергии из верхних слоев течения в нижние. Просуммированный по всей толще потока энергобаланс выполняется на участке равномерного движения. На участке развития избыток энергии сил тяготения расходуется на ускорение движения потока.

2. Вихревая структура турбулентного потока в лотке. Для исследования вклада вихрей различного масштаба в компоненты тензора напряжений Рейнольдса проводилась цифровая фильтрация по частоте исходных рядов чисел, соответствующих мгновенным значениям компонент скорости потока, с помощью «косинус-ядра Тьюкки» [4, 5]

$$\omega_k = \frac{1}{2} \left(1 + \cos \frac{2\pi k}{M} \right), \quad k = 0, \dots, M - 1, \tag{6}$$

М — ширина спектрального окна. Изменяя ширину спектрального окна, можно отфильтровать те или иные частоты в изучаемом процессе. Низконастотные (и, и) ряд стронед по выражению

Низкочастотный (н. ч.) ряд строился по выражению

$$U_{\mathbf{R}_{i}} = \sum_{k=-M+1}^{M-1} \frac{1}{2M} U_{i+k} \omega_{k}, \quad i \ge M.$$
(7)

Высокочастотный (в. ч.) ряд получался вычитанием н. ч. ряда из исходного:

$$U_{\mathbf{B}_i} = U_i - U_{\mathbf{H}_i}.$$

Затем оба ряда подвергались той же статистической обработке, что и исходный ряд: определялось среднее по ансамблю, дисперсия, среднеквадратичные отклонения, моменты высших порядков для компонент скорости отдельно, а также взаимные корреляции.

На рис. З представлены графики изменения σ_u , σ_v и u'v' от п. ч. (7) и в. ч. (8) рядов для различных точек на вертикали L=5,0 м от входа в лоток (σ_u и σ_v — соответственно среднеквадратичные значения пульсаций продольной и вертикальной компонент скорости потока, $\overline{u'v'}$ — турбулентные касательные напряжения). Толщина погранслоя $\delta=6,0$ см, динамическая скорость $v_*=1,75$ см/с, $\eta=y/\delta$, где y расстояние от дна лотка. Интервал отсчета данных с цифровых вольтметров составлял $\Delta t=0,04$ с, частота Найквиста $f_N=12,5$ Гц. Частота среза цифрового фильтра (6) определяется шириной спектрального окна $M: f_{cp}=f_N/M=12,5/M$ Гц.

Как следует из рис. 3, по мере увеличения M (уменьшения частоты фильтрации) происходит резкое уменьшение вклада н. ч. составляющих σ_u , σ_v и $\overline{u'v'}$ и увеличение вклада в. ч. составляющих. Для σ_v область быстрого изменения вклада вихрей различного масщтаба располагается в диапазоне частот 0.6 < f < 6.0 Гц ($M \simeq 2 \div 20$). Область изменения σ_u продольной компоненты скорости и касательных напряжений $u'v' - 0,33 \div 0,6 < f < 6,0$ Гц, причем низкочастотная граница перемещается при удалении от дна по вертикали от 0,33 до 0,6 Гц соответственно увеличению скорости потока. Такой диапазон частот определяет размеры турбулентных вихрей в потоке, дающих основной вклад в интенсивность турбулентности и турбулентные касательные напряжения: $\delta < D_B < 10\delta$. При оценках размеров энергонесущих вихрей использовалась гипотеза «замороженной» турбулентно-сти Тейлора: $D_B = U/f_B$, где $f_B -$ частота пульсаций скорости потока,



Рнс. 3. Графики изменения σ_u/v_* (1), σ_v/v_* (2) и $\overline{u'v'}/v_*^2$ (3) для различных точек на вертикали L=5,0 м от входа в лоток: $\eta=y/\delta=0,05$ (a); 0,37 (б) и 0,93 (в), где y — расстояние от дна лотка, δ — толщина погранслоя потока. Светлые значки в. ч., темные — н. ч. (\Box — 1, O — 2, Δ — 3)



U — средняя скорость потока в точке наблюдения. Величина U изменялась по глубине потока по логарифмическому закону на глубинах $\eta = 0.05 \div 0.93$ от ~ 20 до ~ 36 см/с.

Из рис. З видно, что кривые σ_u , σ_v и $\overline{u'v'}$ н. ч. рядов по мере увеличения M, т. е. уменьшения частоты фильтрации, асимптотически приближаются к некоторым постоянным уровням: $\sigma_u/v_* \rightarrow 0,4$; $\sigma_v/v_* \rightarrow -0,3$; $\overline{u'v'}/v_*^2 \rightarrow 0,05$. В области частот $f \simeq 0,04$ Гц, соответствующей вихрям, соизмеримым с длиной лотка ($D_{\text{вихря}} \simeq 10$ м), происходит резкое уменьшение асимптотических уровней σ_u , σ_v и $\overline{u'v'}$. То, что н. ч. ряды выходят на ненулевые уровни с уменьшением частоты фильтрации, свидетельствует о наличии крупномасштабных колебаний уровня воды в лотке, что имеет определенный научный и практический интерес как при планировании экспериментов, так и при изучении русловых процессов в природе.

Следовательно, при движении турбулентного потока у гладкой стенки основной вклад в компоненты тензора напряжений Рейнольдса дают вихри размером $\delta \ll D_B \ll 10\delta$, где δ — толщина пограничного слоя потока.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Хинце И.О. Турбулентность. М., 1963. [2] Петров В. П., Сугрей В. И.// //Приб. и техн. эксперимента. 1985. № 6. С. 192. [3] Петров В. П., Сугрей В. И., Щевьев Ю. Л.//Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1984. 25, № 6. С. 77. [4] Ямпольский А. П.//Океанология. 1965. 5, № 5. С. 769. [5] Дженкинс Г., Ваттс Д. Спектральный анализ и его приложения. М., 1971. Вып. 1; 1972. Вып. 2.

Поступила в редакцию 14.08.87

После переработки 30.11.87

ВЕСТН. МОСК, УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1989. Т. 30, № 1

УДК 621.317.335.3+6537.226.2

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЗМОВ ПОЛЯРИЗАЦИИ ЖИДКИХ ДИЭЛЕКТРИКОВ В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ МЕЖДУ ПРОВОДЯЩИМИ ЭЛЕКТРОДАМИ

А. А. Белов, А. А. Усанов, М. В. Щетинин

(кафедра физики колебаний)

На примере н-гептана проведено исследование механизмов поляризации жидких диэлектриков в электрическом поле между проводящими электродами. Исследованы механизмы поляризации с характерными временами в интервале от 1 до 2.10⁴ с.

В работе [1] при исследовании комплексной диэлектрической проницаемости н-гептана в области сверхнизких частот было обнаружено, что на частотах f < 0,1 Гц действительная ε' и мнимая ε'' части комплексной диэлектрической проницаемости $\varepsilon(\omega) = \varepsilon' + i\varepsilon''$ увеличиваются с понижением частоты. Обработка результатов измерений позволила авторам [1] утверждать, что замеченное увеличение с понижением частоты соответствует высокочастотному краю дебаевской области дисперсии (центр ее расположен в области частот f < 0,01 Гц), исследование которой с помощью аппаратуры, использованной в [1], было невозможно.

Результаты, подобные описанным в [1], получены нами и при исследовании других жидких диэлектриков, в частности гексана и четыреххлористого углерода. По-видимому, такое поведение жидких диэлектриков в области сверхнизких частот является общей закономерностью.

Теоретическое объяснение описанного в [1] увеличения диэлектрической проницаемости жидких диэлектриков на сверхнизких частотах предложено в [2]. В соответствии с [2] в области сверхнизких частот необходимо принимать во внимание перескоки сольватированных электронов из одной ловушки в другую под действием электрического поля. Вследствие этого с понижением частоты электрического поля поляризуемость диэлектрика увеличивается, причем в диэлектрическом спектре должно наблюдаться не менее двух областей дисперсии, отличающихся временами релаксации. Наличие нескольких областей дисперсии не было зафиксировано в [1] вследствие ограниченности диапазона исследованных частот и несовершенства методи-