

УДК 551.465

Н. К. ШЕЛКОВНИКОВ, Л. А. БУКИНА, П. В. МИРОНОВ

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ ТУРБУЛЕНТНОСТИ НАД ШЕРОХОВАТЫМ ДНОМ

Измерены временные и пространственно-временные функции корреляции в лотке с шероховатым дном. По данным одноточечных измерений пульсаций скорости с помощью термогидрометров получены временные эйлеровы масштабы турбулентности, с их помощью определены пространственные масштабы L , вычисленные в предположении справедливости гипотезы Тейлора. По двухточечным записям определены продольные размеры турбулентных неоднородностей на двух уровнях.

Измерение пространственно-временной структуры турбулентности производилось термогидрометром [2], как наиболее полно удовлетворяющим условиям поставленной задачи. Выбор термогидрометра обусловлен тем, что в дальнейшем предполагается перенести методику подобных исследований в условия моря.

Однако использование термогидрометра имеет свои отрицательные стороны: возмущающее воздействие датчика на поток, нелинейность характеристики, трудоемкость проведения тарировки — все эти недостатки термогидрометра учитывались при работе с ним.

Трудоемкий процесс тарировки, обычно применяемый в научной практике, был заменен более простым [1], позволяющим осуществить тарировку в том же лотке, где проводились измерения, без привлечения дополнительных устройств. Тарировка термогидрометра данным методом по продольной составляющей осуществлялась, как правило, на том же уровне, что и основные измерения. Для этого делалась запись пульсаций продольной составляющей скорости u' в выбранной точке, затем датчик смещался по вертикали вверх (или вниз), и производилась снова короткая запись u' . Перемещению датчика термогидрометра по вертикали на осциллограмме соответствовало смещение уровней записи u' в этих двух точках. Это смещение зависит от расстояния между первым и последующим положением датчика, а также от градиента средней скорости в месте тарировки. Так, в нижней части потока градиент скорости максимален, следовательно, и смещение уровней при одном и том же расстоянии между точками записи наибольшее.

Для больших высот над дном градиент средней скорости уменьшается, и выше средней части потока средняя скорость течения практически остается постоянной. Поэтому в этой части потока даже при

значительном изменении положения датчика смещение уровня u' будет малым. Отсюда следует, что данный способ тарировки применим для той части потока, где имеет место градиент средней скорости. Необходимо отметить, что так как в придонном слое существует максимум интенсивности турбулентности, то при выборе горизонта тарировки необходимо исключить эту область.

Зная значение величин смещения Δl -уровней записи на осциллограмме в двух точках и значение средней скорости v на этих уровнях, можно определить чувствительность термогидрометра S по продольной составляющей: $S = \frac{\Delta v}{\Delta l}$.

Одновременно с записями пульсаций скорости осуществлялась регистрация средней скорости с помощью микровертушки типа X-6. Однако для установившегося потока одновременность таких записей не обязательна, так как можно воспользоваться измерениями скорости, полученными до или после эксперимента.

Тарировка термогидрометра по углу в данной работе также осуществлялась способом, отличным от обычно применяемого [2]. Для определения чувствительности термогидрометра к углу атаки делались записи пульсаций скорости при разных углах ориентации датчика к потоку и определялись величины смещений уровней записи. Чувствительность в этом случае можно записать $S_\alpha = \Delta \alpha / \Delta l$.

Преимущество использованного метода тарировки термогидрометра заключается в том, что характеристики термогидрометра определяются в той же среде, где проводятся измерения. Это очень важно, так как позволяет определять чувствительность термогидрометра в каждом конкретном случае при различных значениях температуры подогреваемой нити и скорости потока. Обычно же для практического использования термогидрометра необходимо иметь очень большое число тарировочных кривых в зависимости от скорости потока, температуры воды, перегрева нити, а также интенсивности турбулентности.

Для исследования пространственно-временной структуры турбулентности использовались два идентичных термогидрометра. При этом в два смежных плеча каждого двойного измерительного моста постоянного тока включались платиновые нити длиной 0,5 см и диаметром 20 мк. Нити крепились под углом 45° к направлению потока на специальном хорошо обтекаемом держателе. Чувствительность S -датчиков к средней скорости потока составляла $S = 0,4$ см/с, а их инерция не превышала 0,02 с. Чувствительность S_α -датчика к углу атаки составляла 0,010 рад/мм.

Измерение продольного и вертикального компонентов скорости течения проводилось одновременно в двух точках потока, расстояние между которыми в процессе эксперимента изменялось от 10 до 45 см. Определение временных характеристик исследуемого турбулентного потока проводилось по функциям автокорреляции

$$R(0, 0, 0; \tau) = \frac{u'(t) u'(t + \tau)}{\sigma^2}$$

В качестве примера измеренных автокорреляционных функций на рис. 1 приведены графики $R(0, 0, 0; \tau)$ для трех относительных глубин потока. Вертикальные линии на кривых рис. 1 (и на всех остальных рисунках) характеризуют доверительные интервалы данных значений при доверительной вероятности 0,9. Как видно из этих графиков, значения всех трех функций автокорреляции плавно спадают до первых минимумов. В дальнейшем $R(0, 0, 0; \tau)$ имеет нерегулярный характер.

Только для $\eta_1=0,1$ функция автокорреляции пересекает ось абсцисс при $\tau=1$ с. Для других кривых, хотя и наблюдается в среднем тенденция к нулевому значению $R(0,0,0,\tau)$ при $\tau=3$ с, нулевого значения они не достигают. Из графика видно также, что в области $R(0,0,0,\tau) \geq 0,25$ с с увеличением η значения функций автокорреляции возрастают. Это обусловлено тем, что масштабы турбулентности

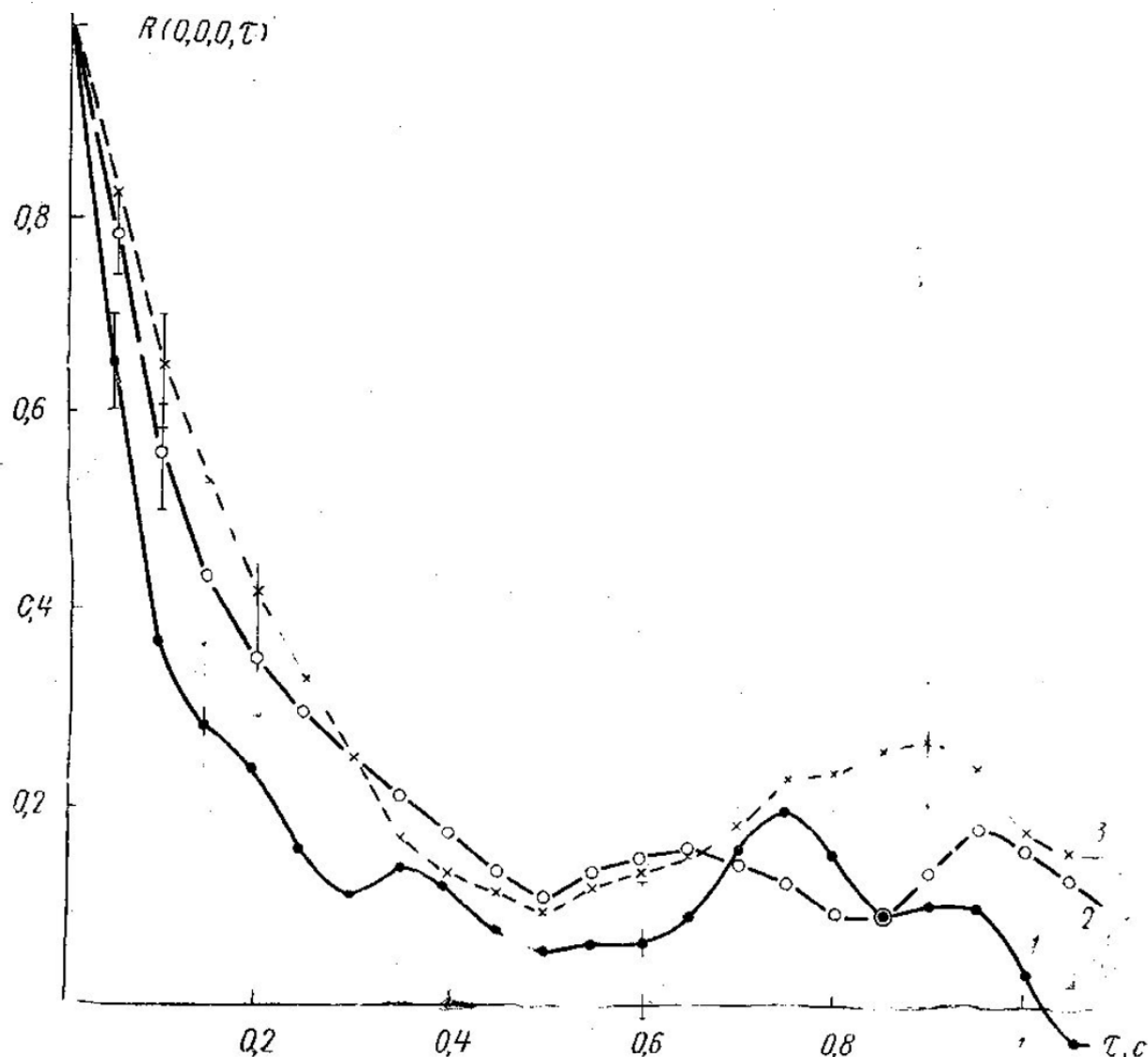


Рис. 1. Функции автокорреляций для различных значений η : 1— $\eta=0,1$, 2— $\eta=0,26$ и 3— $\eta=0,52$

имеют максимальное значение в средней части потока. Численные значения временных радиусов корреляции $\tau_{0,5}$ (определенных по уровню корреляции 0,5) и временных эйлеровых масштабов (определенных по первому минимальному значению $R(0,0,0,\tau)$) приведены в таблице.

η	\bar{v} см/с	σ_{mv} см/с	$\tau_{0,5}$ с	τ , с	L_z , см	$x_1=10$			$x_1=20$			$x_1=30$			$x_1=45$		
						τ , с	L , см	L/H	τ , с	L , см	L/H	τ , с	L , см	L/H	τ , с	L , см	L/H
0,1	20	—	0,1	0,30	6	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
0,26	22	30	0,1	0,50	11	1,1	25	1,0	1,0	22	0,9	1,1	24	1,0	1,3	29	1,2
0,52	23	31	0,1	0,50	12	0,9	22	0,9	1,0	24	1,0	1,2	29	1,2	1,4	32	1,3

Наличие синхронных записей пульсаций скорости одновременно в двух точках позволило определить горизонтальные размеры неоднородностей двумя способами.

В первом случае пространственные масштабы турбулентности определялись по одноточечным записям u' в предположении справедливости гипотезы Тейлора о замороженной турбулентности, т. е. по формуле $L_3 = \bar{u}\tau$, где τ — временной масштаб Эйлера, \bar{u} — средняя скорость потока. В данном случае τ определялось по первому минимальному значению функции автокорреляции. В таблице приведены значения L_3 , вычисленные для η_1 , η_2 и η_3 . Как видим, с увеличением расстояния от дна пространственные масштабы возрастают и составляют: $L_{3,1} = 6$ см, $L_{3,2} = 11$ см и $L_{3,3} = 12$ см, что согласуется с общепринятыми представлениями о распределении масштабов с глубиной.

Во втором случае продольные размеры турбулентных неоднородностей определялись по пространственно-временным функциям корреляции

$$R(x_1, 0, 0, \tau) = \frac{u'_1(t) u'_2(t)}{\sigma_1 \sigma_2},$$

знание которых позволяет определить временные масштабы турбулентности

$$\tau_s = \int_{-\infty}^{\infty} R(x_1, 0, 0, \tau) d\tau.$$

Продольный размер неоднородностей в этом случае [3]:

$$L = \tau_s \bar{u}. \quad (1)$$

При практическом определении τ_s пределы интегрирования ограничивались выбранным уровнем корреляции, а временной масштаб определялся

$$\tau_s = \int_{\tau_1}^{\tau_2} R(x_1, 0, 0, \tau) d\tau,$$

где τ_1 и τ_2 находились непосредственно из графика функции пространственно-временной корреляции. Способ определения τ_s показан на рис. 2.

Значения горизонтальных размеров турбулентных неоднородностей, определенных по формуле (1), приведены в таблице. Из нее видно, что, как и в случае эйлеровых пространственных масштабов, значение L возрастает в средней части потока.

Средняя скорость турбулентных неоднородностей определялась по формуле $\bar{v}_m \frac{x_1}{\tau_m}$, где x_1 — расстояние между двумя датчиками, расположенными друг за другом вдоль потока, τ_m — оптимальное время запаздывания, при котором пространственно-временная функция принимает максимальное значение. Способ определения τ_m показан на рис. 2. На этом рисунке приведен график функции взаимной корреляции $R(x_1, 0, 0, \tau)$. Из этого графика видно, что максимальное значение $R(x_1, 0, 0, \tau)$ смещено относительно $\tau=0$ на 0,3 с. Это смещение можно интерпретировать как время, необходимое для прохождения осредненной характерной флуктуацией скорости потока от первого датчика ко второму.

При этом «расплывание» неоднородностей во время движения за счет турбулентной диффузии не должно отражаться на скорости перемещения центра. Действительно, как это видно из рис. 3, на котором приведены графики $R(x_1, 0, 0, \tau)$ для разных значений x_1 , временное смещение максимумов функций взаимной корреляции продольной составляющей скорости для расстояния между датчиками, равного 20 см, увеличилось вдвое по сравнению с $x_1 = 10$ см; для расстояния $x_1 = 30$ см оно возросло в три раза, для расстояния 45 см — в 4,5 раза при одной и той же средней скорости потока.

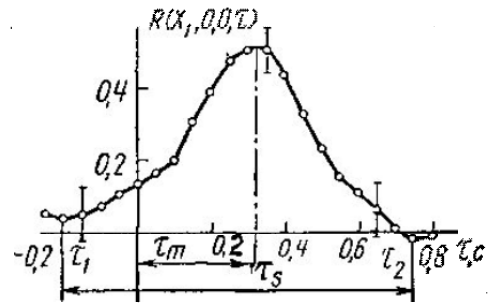


Рис. 2. Функция взаимной корреляции для $x_1 = 10$ см, $\eta = 0,52$

По данным Фавра [4], который проводил исследования пространственно-временных корреляций в воздушном потоке, в центральной зоне пограничного слоя движение турбулентных пульсаций скорости

v_m совпадает со скоростью переноса вещества \bar{v} , при приближении к стенке $v_m > \bar{v}$, а на большем удалении от стенки $v_m < \bar{v}$.

По результатам наших исследований, проведенных для относительных глубин $\eta_2 = 0,26$ и $\eta_3 = 0,52$, скорость движения турбулентных

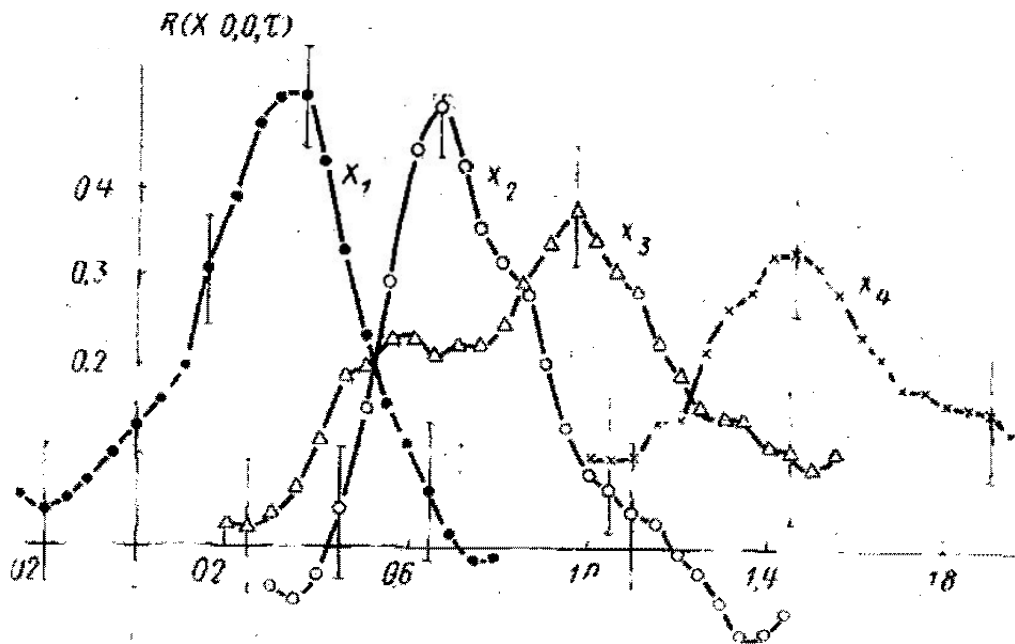


Рис. 3. Пространственно-временные функции корреляции для $\eta = 0,52$, $x_1 = 10$, $x_2 = 20$, $x_3 = 30$ и $x_4 = 45$

неоднородностей составляла $v_m = 30$ см/с для $\eta_2 = 0,26$ и $v_m = 31$ см/с для $\eta_3 = 0,52$. Скорость переноса вещества, измеренная в те же промежутки времени, составила $\bar{v} = 22$ см/с для $\eta_2 = 0,26$ и $\bar{v} = 23$ см/с для $\eta_3 = 0,52$. Из сравнения приведенных данных видно, что скорость переноса «завихренности» превышает скорость переноса вещества на 27% для η_2 и ~ на 26% для η_3 .

Так как вертикальное распределение средней скорости течения в области $0,1 \leq \eta \leq 0,8$ имело логарифмический профиль, то естественно предположить, что профиль средней скорости переноса турбулентных неоднородностей в этой области также следует логарифмическому за-

кону. Однако для подтверждения этого предположения необходимы дополнительные измерения.

Как уже отмечалось, размеры турбулентных неоднородностей определялись по двухточечным записям продольных составляющих скорости. При этом расстояние между датчиками изменялось от 10 до 45 см, что позволяло проследить временную изменчивость неоднородностей во время прохождения между датчиками. На рис. 3 приведены графики пространственно-временных функций корреляции $R(x_1, 0, 0, \tau)$ для следующих расстояний между датчиками: 10, 20, 30, 45 см. Как видно из этих графиков, функции $R(x_1, 0, 0, \tau)$ при выбранном числе значений не во всех случаях пересекают ось абсцисс, а изменяют свои значения в области $0 < R(x_1, 0, 0, \tau) \leq 0,1$. Поэтому не представляется возможным определить размеры турбулентных неоднородностей по нулевому уровню корреляции. В данном случае размеры неоднородностей по аналогии с эйлеровыми пространственными масштабами определялись по области значений $R(x_1, 0, 0, \tau)$, заключенной между первыми минимальными значениями. Вычисленные таким образом продольные размеры турбулентных неоднородностей составили $L_1=22$, $L_2=24$, $L_3=29$ и $L_4=32$ см для расстояний между датчиками 10, 20, 30, 45 см, т. е. размеры неоднородностей составляют 0,9; 1; 1,2; 1,3 глубины потока.

Для сравнения вычисленных значений горизонтальных размеров турбулентных неоднородностей с масштабами, полученными в предположении справедливости гипотезы Тейлора, воспользуемся данными, приведенными в таблице. Как видно из таблицы, удвоенное значение L_3 отличается от L , вычисленной для $x_1=10$ см, на 10%. При увеличении расстояния между датчиками расхождение между L_3 и L также увеличивается. Однако при этом встает вопрос о целесообразности такого сравнения. Дело в том, что при определении горизонтальных размеров неоднородностей на базе двухточечных записей u' (при разных расстояниях между датчиками) находились значения размеров неоднородностей на разных стадиях их существования. Причем чем большие выбирались расстояния между датчиками, тем большие изменения претерпевали неоднородности при прохождении от первого датчика до второго. И, наконец, при некотором критическом значении x_1 неоднородность уже нельзя было обнаружить, так как она диффундировала. Этому случаю соответствовало нулевое значение пространственно-временной функции корреляции при оптимальном времени запаздывания.

В таблице приведены значения размеров неоднородностей для разных значений оптимального времени запаздывания τ_m . Из сравнения этих размеров с L_3 видно, что при $\tau_m=0,32$ с $L/2 L_3=0,9$, при $\tau_m=0,65$ с $L/2 L_3=1$ и при $\tau_m=0,95$ с $L/2 L_3=1,2$. При этом сопоставлении L_3 должно быть увеличено в 2 раза. Таким образом, вычисление пространственных размеров по функциям автокорреляции отражает их состояние в данный промежуток времени, но не дает представления об их эволюции во времени и пространстве.

В заключение следует отметить, что исследование пространственной структуры турбулентности в лотках методом термогидрометра встречает некоторые трудности. Одной из них, возникающей при одно-временном использовании двух датчиков, расположенных вдоль потока, является возмущающее действие первого датчика на второй.

Подобный вопрос рассмотрен в работе [5].

В [5] для области $x_1 \leq 10,2$ см корреляции были получены путем последующих смещений второго датчика относительно первого в на-

правлении x_2 при фиксированном расстоянии между ними в направлении x_1 . Затем значения $R(x_1, x_2, 0, \tau)$ для $x_2=0$ были получены экстраполяцией. С этой целью использовался метод наименьших квадратов.

В нашем случае для выявления степени влияния датчиков друг на друга при различном расстоянии между ними были вычислены и построены графики функций автокорреляции. Часть этих графиков при-

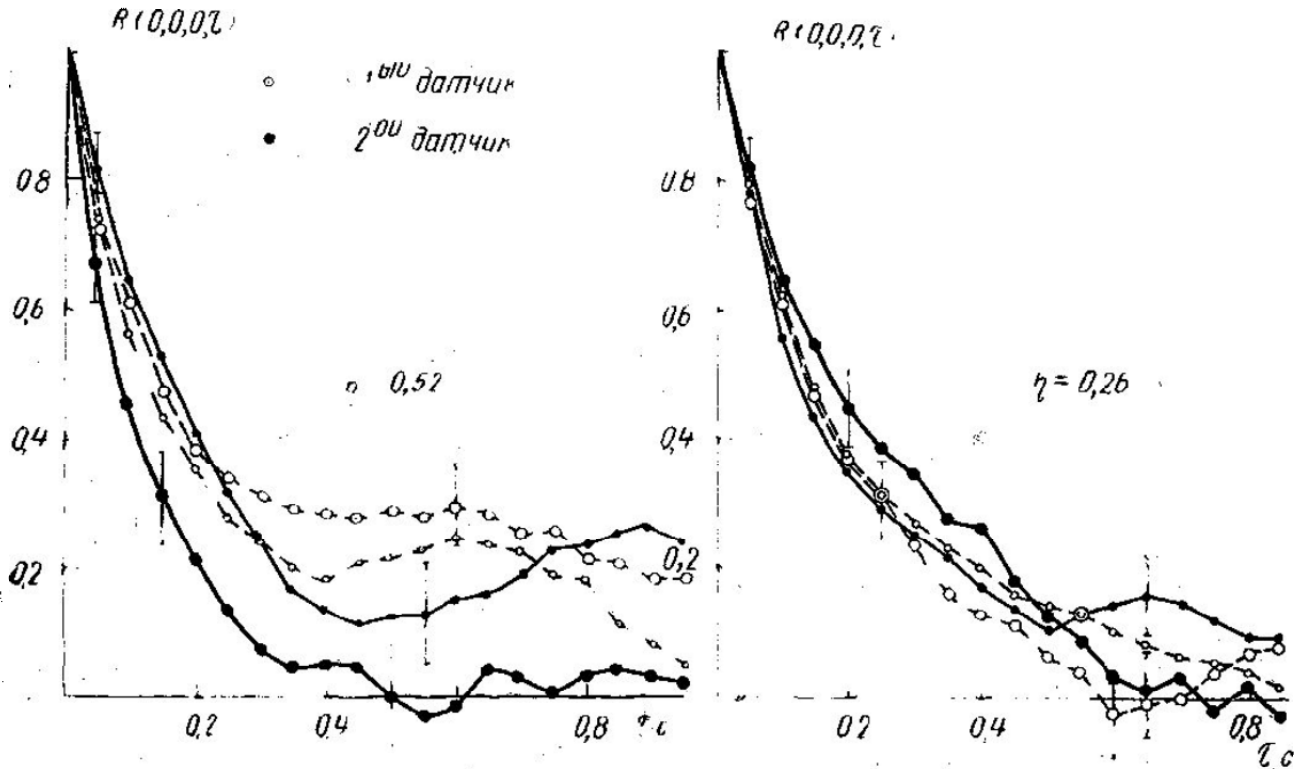


Рис. 4. Функции автокорреляции при различном разнесении датчиков вдоль потока.
Кружки: $x_1 = 5$ см, залитые кружки: $x_1 = 10$ см

ведена на рис. 4. Как видно из этих рисунков, функции автокорреляций, вычисленные для случая, когда датчики находились на расстоянии 45 см, практически совпадают, что свидетельствует о незначительном возмущающем влиянии первого датчика на второй. Однако из сравнения функций автокорреляций для случая, когда расстояние между датчиками составляло 10 см, видно, что удовлетворительное их совпадение наблюдается до уровня 0,5. При $R(0, 0, 0, \tau) < 0,5$ возмущающее действие возрастает. Поэтому размеры неоднородностей, вычисленные для $R(x_1, 0, 0, \tau) < 0,5$ (при $x_1 = 10$ см), должны рассматриваться как оценочные.

ЛИТЕРАТУРА

1. Шелковников Н. К. «Вестн. Моск. ун-та», физ., астроном., 11, № 5, 1971.
2. Шелковников Н. К., Букина Л. А., Миронов А. В. «Вестн. Моск. ун-та», физ., астроном., 15, № 5, 1974.
3. Шелковников Н. К. «Вестн. Моск. ун-та», физ., астроном., 15, № 2, 1974.
4. Фавр А. Сб. «Механика», т. 2. М., 1965.
5. Шапранже Ф. Н., Харрис В. Г., Коррсин С. «J. Fluid Mech.», 41, 1970.

Поступила в редакцию
15.11 1974 г.

Кафедра
физики моря и вод суши