

УДК 551.466

О.С. Ермакова, Д.А. Сергеев, Ю.И. Троицкая

Институт прикладной физики РАН, Россия

603950, Нижний Новгород, Ульянова ул. 46, E-mail: daniil@hydro.appl.sci-nnov.ru

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ОБРУШЕНИЯ ВОЛН НА СОПРОТИВЛЕНИЕ ВОЗДУШНОМУ ПОТОКУ В ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ МЕТОДАМИ ВИЗУАЛИЗАЦИИ

Предложена и реализована в лабораторном эксперименте новая методика цифровой оптической анемометрии турбулентных течений, основанная на использовании непрерывного лазерного излучения и скоростной видеосъемки, которая позволяет получать непрерывные статистические ансамбли полей скорости потока. Применение методики к исследованию поля ветра над волнами позволило впервые провести прямые измерения осредненных по турбулентным пульсациям полей скорости, индуцированных волнами на воде в воздушном потоке. Экспериментально продемонстрировано, что осредненные по турбулентным пульсациям поля скорости являются безотрывными даже в случае крутых и обрушающихся волн, когда в мгновенных полях наблюдается отрыв потока от гребней волн. На основании сравнения с данными эксперимента показано, что осредненные поля ветра над волнами хорошо количественно описываются в рамках полуэмпирических моделей замыкания турбулентности.

ПОГРАНИЧНЫЙ СЛОЙ, ТУРБУЛЕНТНОСТЬ, ВОЛНЫ, PIV-МЕТОД

ВВЕДЕНИЕ

Мелкомасштабное взаимодействие океана и атмосферы на границе раздела вода-воздух является одним из наиболее важных факторов, определяющих обмен импульсом, теплом и влагой в пограничных слоях обеих геосфер. Параметризация этих процессов обмена необходима для задания граничных условий в глобальных климатических моделях и моделях оперативного прогноза погоды, уточнение которых требуется для улучшения качества прогноза.

Важным следствием мелкомасштабного взаимодействия атмосферы и океана является генерация поверхностного волнения. К настоящему времени предложено два основных физических механизма генерации волн малой амплитуды ветром. Первый механизм основан на квазиламинарной модели [1, 2], в рамках которой, нарастание волн обусловлено резонансным энергообменом в критическом слое. Второй механизм связан с действием вязких напряжений в воздушном потоке, движущемся быстрее волны, при этом разные авторы используют различные модели вязкости, так в [3] использована модель молекулярной вязкости, в [4 – 7] – модель вихревой вязкости, а в [8 – 10] – теория быстрых возмущений. Теоретические модели возбуждения волн конечной амплитуды были предложены в [11 – 15], они основываются на квазилинейном приближении, в рамках которого волновые возмущения, индуцированные в воздушном потоке волнами на воде, описываются в линейном приближении, однако учитывается нелинейный эффект деформации профиля средней скорости, вызванной потоком импульса от волн к ветру. В основе этих теоретических моделей лежит представление о безотрывном обтекании профиля волны ветровым потоком, для описания которого используются полуэмпирические модели

турбулентности. Необходимо подчеркнуть, что в [3 – 15] предположение об отсутствии отрыва применяется к полю скорости ветрового потока, осредненному по турбулентным пульсациям.

Альтернативная физическая гипотеза о механизме генерации волн ветром, связанным с отрывом ветрового потока на гребне поверхностной волны, была предложена в работе [16, 17]. Явления отрыва ветрового пограничного слоя в присутствии крутых или обрушающихся волн исследовались в 70 – 80-е годы контактными методами, а также с помощью визуализации дымом в лабораторных экспериментах [18 – 24]. Основные сложности в этих экспериментах были связаны с измерением ветрового потока вблизи водной поверхности, особенно во впадинах волн. Контактные измерения проводились с помощью термоанемометров, размещенных на поплавке, отслеживающем форму поверхностной волны (wave-following probe) [22 – 26]. Измерения ветрового потока во впадинах волн было реализовано в [20, 21] с помощью визуализации внесенных в поток частиц малого диаметра, которые освещались стробоскопическим источником света и фиксировались на аналоговую фотокамеру. Эксперименты продемонстрировали наличие на мгновенных полях скорости отрыва пограничного слоя в области гребня поверхностной волны, близкой к обрушению. Заметим, что методика, реализованная [20, 21] предварила технологию оптической анемометрии по изображениям частиц (Particle Image Velocimetry, PIV) [27], которая отличается от методики Kawai применением цифровой видеосъемки и корреляционной обработки полученных изображений. Последние достижения в исследовании детальной структуры воздушного потока над волнами связаны с применением метода PIV в работах [28, 29], которые подтвердили вывод, сделанный в [20, 21] о наличии отрыва пограничного слоя от гребней поверхностных волн и присоединение его с подветренной стороны волн на мгновенных полях скорости.

Важно подчеркнуть, что все описанные выше методы, включая PIV, дают мгновенные поля скорости. При этом необходимо учитывать, что отрыв ветрового потока от гребня поверхностной волны является нестационарным турбулентным процессом с характерным масштабом, малым по сравнению с периодом волны. Это связано как со случайным характером турбулентного ветрового потока, так и с тем, что обрушение происходит в течение сравнительно короткого промежутка времени, составляющего небольшую часть периода волны [30]. В связи с этим, можно ожидать, что турбулентный обмен между океаном и атмосферой и генерация волн ветром, которые представляют собой процессы, имеющие временные масштабы, значительно превосходящие период волны, обусловлены полями ветрового потока, осредненными по турбулентным пульсациям. Это означает, что для корректной экспериментальной проверки моделей атмосферного пограничного слоя над взволнованной поверхностью воды требуется наличие статистического ансамбля мгновенных реализаций турбулентного воздушного потока над волнами, по которому может быть произведено осреднение. В данной работе реализован подход к исследованию аэродинамических полей над поверхностными волнами, основанный на измерении мгновенных полей скорости ветра и последующей их статистической обработке.

Настоящая работа имеет следующую структуру. В разделе 2 описана установка для проведения экспериментов по исследованию ветрового потока над волнами с помощью высокоскоростной видеосъемки с применением PIV алгоритма. В разделе 3 обсуждается представление экспериментальных данных, включая описание сопровождающей системы отсчета, а также процедура статистической обработки. В разделах 4 и 5 приведены результаты обработки экспериментов, представлены параметры средних полей возвышения поверхности, дрейфового течения, аэродинамических полей скорости. В разделе 6 приведены результаты проверки основных предположений квазилинейной модели воздушного турбулентного пограничного слоя над взволнованной водной поверхностью на основании сопоставления с данными проведенных экспериментов.

ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

Экспериментальная установка

Эксперименты по исследованию турбулентного ветрового потока над взволнованной водной поверхностью проводились в кольцевом ветро-волновом бассейне ИПФ РАН (рис. 1). Кольцевой бассейн общей длиной 16 м стоит из двух полукруглых секций, соединенных между собой прямыми секциями длиной 2 м. Поперечное сечение бассейна имеет прямоугольную форму и составляет 30 в ширину и 59 см в высоту. На обеих сторонах стенок прямых секций бассейна расположены прямоугольные иллюминаторы. Глубина воды в бассейне в рабочем состоянии составляет 32 см. Воздушный поток над водной поверхностью создавался вентилятором, установленным в области соединения прямой и полукруглой секций бассейна. При этом вентилятор направлял воздух в область прямой секции. Непосредственно после вентилятора располагался хонейкомб для выравнивания воздушного потока. Область наблюдения находилась на расстоянии 3 м от вентилятора. Средняя скорость ветра на оси бассейна U_f в области наблюдения по данным измерений с помощью термоанемометра составляла 4 м/с.

Поверхностные волны в бассейне генерировались с помощью программируемого волнопродуктора клиновидной формы с размерами 29,5×8×3,5 см, расположенного на расстоянии 30 см от вентилятора. Волнопродуктор совершал колебания в вертикальной плоскости с частотой 2,5 Гц (период 400 мс) и амплитудами 6,5 мм, 14 мм, 20 мм. Возвышение поверхности воды измерялось с помощью струнного волнографа. Спектры волн, генерируемых волнопродуктором в отсутствии и присутствии воздушного потока, показаны на рис. 2.

Видно, что взаимодействие с ветром (рис. 2, б) приводит к уширению спектра поверхностных волн по сравнению со случаем отсутствия ветра (рис. 2, а). При этом для случаев поверхностных волн большой амплитуды этот эффект выражен более заметно, что, по-видимому, связано с появлением обрушений волн.

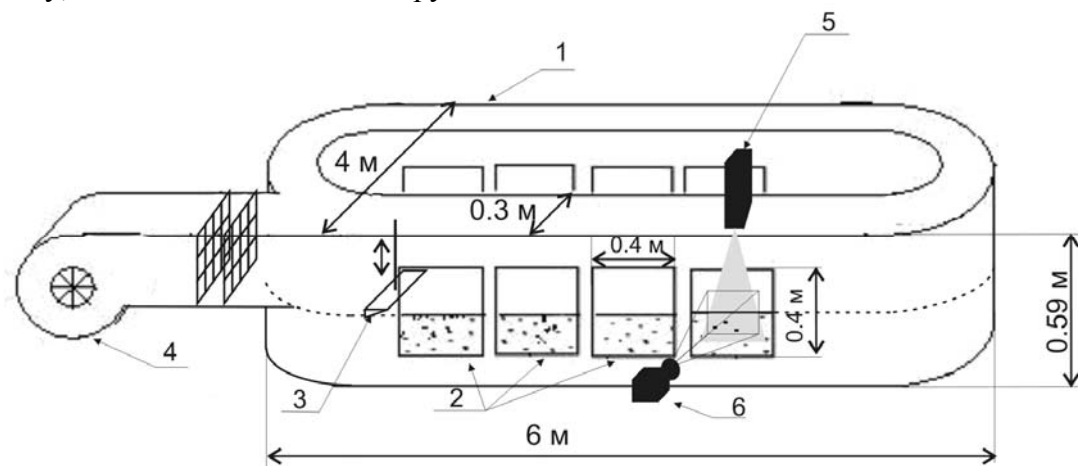


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 – ветровой бассейн (длина 16 м, ширина 0,3 м, глубина воды 32 см), 2 – прямоугольные иллюминаторы 45×50 см, 3 – волнопродуктор, 4 – вентилятор, 5 – лазер непрерывного излучения Nd:YAG LCS-318-300 ($\lambda = 532$ нм, мощность излучения 200 мВт), 6 – скоростная видеокамера “Видеоскан” VS-FAST (1000 кадров/с, 1280×500 пикселей)

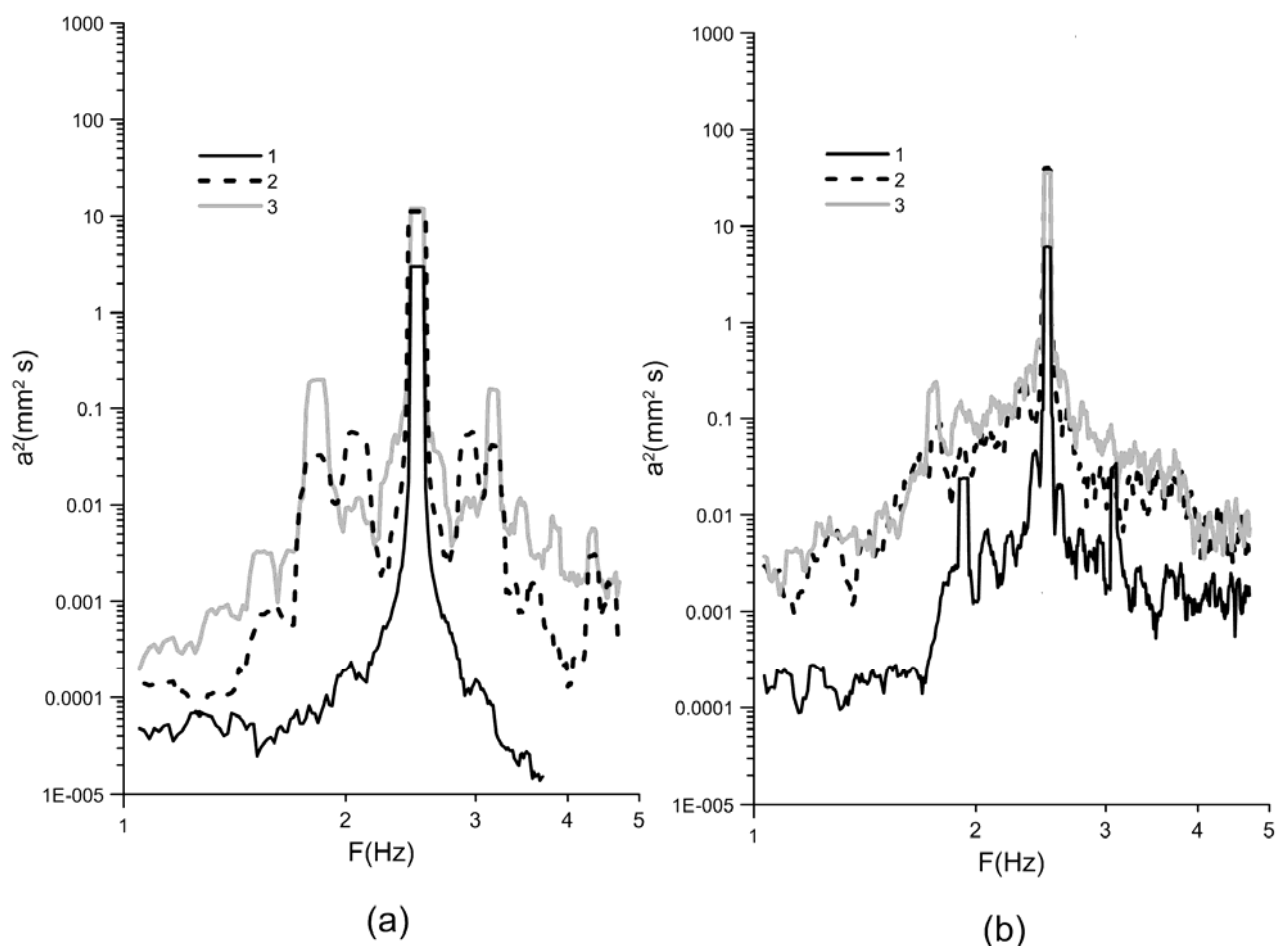


Рис. 2. Спектр ветровых волн (измерения струнным волнографом), генерируемых волнопродуктором (а) и волнопродуктором в присутствии ветра ветром (б), амплитуды колебания волнопродуктора: 1 – 6,5 мм, 2 – 14 мм, 3 – 20 мм

Особенности методики визуализации воздушного потока

Измерения мгновенных полей скорости воздушного потока проводились при помощи метода Particle Image Velocimetry (PIV). Область наблюдения, от водной поверхности до верхней границы съемки, засеивалась сферическими частицами полистирола диаметром 20 мкм. Внесение частиц в поток осуществлялось с помощью специального устройства. Оно представляло собой вертикальную трубку диаметром 6 мм, на боковой поверхности, которого находились отверстия диаметром 1,5 мм, через которые частицы инжектировались сжатым воздухом в поток (рис. 3). Устройство располагалось на расстоянии 50 см от левой границы области визуализации.

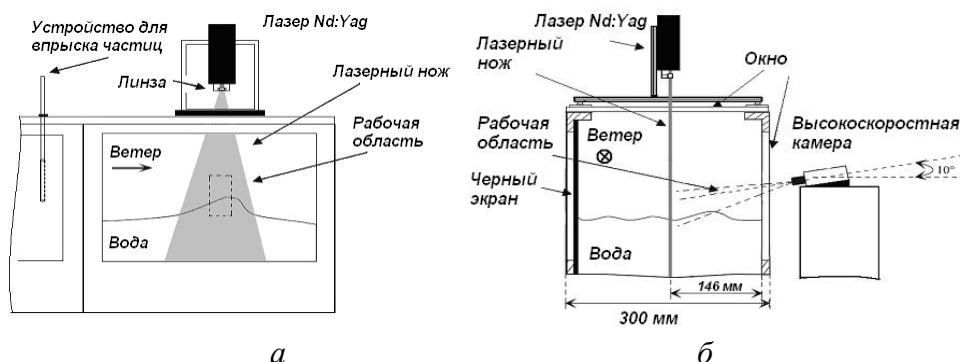


Рис. 3. Рабочая секция. Вид спереди (а); вид сбоку (б)

Подобное решение для визуализации потока имеет ряд недостатков, связанных с внесением возмущений в поток.

Первый тип – возмущения, образующиеся при обтекании устройства как токового. Были проведены специальные эксперименты, в ходе которых с помощью измерений трубкой Пито, а также термоанемометрами было показано, что подобные возмущения средних характеристик (профилей скорости потока), а также пульсационных характеристик (профилей турбулентного потока импульса) не превышают 3 %, при использовании устройства.

Второй тип - возмущения, создаваемые в результате инъекции (сжатым воздухом) вблизи выпускных отверстий устройства. Расстояние, на которое смогут распространяться эти возмущения может быть оценено следующим образом. Время релаксации возмущения, имеющего масштаб L в турбулентном потоке: $T_{rel} = L^2 / \nu_{turb}$, где $\nu_{turb} = \kappa u_* z$ – это коэффициент вихревой вязкости в турбулентном пограничном слое. Горизонтальный пространственный масштаб релаксации возмущений, отсчитываемый вдоль потока, может быть оценен следующим образом: $X_{rel} = T_{rel} U_i = U_i L^2 / \nu_{turb}$, где U_i – скорость переноса возмущения потоком. Принимая во внимание, что $L = 0,15$ см (диаметр отверстия в инжектирующем устройстве), скорость инъекции $U_i = 10$ м/с, измеренная скорость трения в этом случае $u_* = 20$ см/с (смотри ниже), можно получить $X_{rel} = 2,5$ мм. Такая оценка показывает, что возмущения ветрового потока, вызванные действием инжектирующего устройства, не оказывают влияния на скорость потока в рабочей области. Дополнительно были проведены специальные эксперименты (аналогичные первому типу), которые также продемонстрировали их незначительность.

Характерное время релаксации частиц $\tau = \frac{\rho_{part}}{\rho_{air}} \frac{d^2}{18\nu_a}$. Для параметров экспериментов ($\rho_p = 1,02$ г/см³, $\rho_{air} = 1,25 \cdot 10^{-3}$ г/см³, $d = 2 \cdot 10^{-3}$ см, $\nu_a = 0,15$ см²/с) оно составляет $\tau = 10^{-3}$ с. Таким образом, характерные расстояния на которых частицы приобретают скорость потока $(U_i - U_f)\tau$ составляю сантиметры. Поскольку расстояние от границы рабочей области, на котором располагалось инжектирующее устройство, составляло 55 см, частицы в области наблюдения успевают приобрести скорость окружающего потока.

Для освещения частиц в рабочей области использовалось непрерывное излучение лазера Nd:YAG LCS-318-300, 500 мДж с длиной волны 532 нм, преобразованное системой линз в световой нож толщиной 3 мм, который располагался в середине бассейна в плоскости параллельной его стенке. Изображение освещенных лазерным ножом частиц снималось на цифровую CCD видеокамеру (рис. 1, 3) со скоростью 1000 кадров в секунду. Размеры визуализируемой области составляли 1280×500 пикселей (274×107 мм²). Для создания статистического ансамбля было снято по 30 таких независимых видеофильмов при фиксированных амплитуде волн и скорости воздушного потока. Длительность полученных фильмов варьировалась от 400 до 600 мс (определялось временем засева).

Предварительный анализ видеоизображений. Особенности применения PIV-методов

На первом этапе обработки экспериментальных данных по видеофильмам с помощью алгоритма PIV восстанавливались векторные поля скорости воздушного потока в криволинейной области выше взволнованной поверхности воды. Форма волны была отчетливо видна на кадрах видеофильма в виде яркой полосы. На ней положение поверхности воды отмечалось вручную, а затем интерполировалось. Один и тот же контур, полученный в результате интерполяции, использовался для последовательности кадров со слабо изменяющейся формой поверхности (обычно около 20 – 30). При этом в ходе обработки выбранной последовательности, форма поверхности смещалась от кадра к кадру со скоростью равной фазовой скорости энергонесущей волны (640 мм/с). Процедура определения и интерполяции контура повторялась для следующей последовательности

(порции) кадров со слабо меняющейся формой поверхности воды. Таким образом, проводилась обработка 400 – 600 кадров в каждой видеозаписи. Сетка для поиска поля скорости строилась с учетом кривизны формы поверхности (рис. 4).

На следующем этапе из всего изображения выделялись области, на которых присутствуют частицы – есть визуализация. Из-за достаточно неоднородного засева, сетка определения поля скорости может содержать фрагменты, внутри которых практически нет частиц. Для отсева таких фрагментов использовался градиентный критерий:

$$g_i < aG,$$

где $g_i = \frac{\sqrt{\sum_{k,j}^{m,n} \left(\left(\frac{\partial I}{\partial x_k} \right)^2 + \left(\frac{\partial I}{\partial y_j} \right)^2 \right)}}{s}$ – средний градиент интенсивности изображения в рамках i -

го фрагмента площадью s , а $G = \frac{\sqrt{\sum_{k,j}^{M,N} \left(\left(\frac{\partial I}{\partial x_k} \right)^2 + \left(\frac{\partial I}{\partial y_j} \right)^2 \right)}}{S}$ – средний градиент изображения во

всей области, выбранной для определения поля скорости площадью S . Пороговое значение коэффициента $a = 0,75$ (подбирался экспериментально) гарантировало нахождение как минимум 10 частиц в каждом фрагменте.

После подобной фильтрации проводилось вычисление поля скоростей с помощью модифицированной схемы адаптивного кросскорреляционного алгоритма PIV-метода. Изначальные размеры фрагмента сетки поиска выбирались равными 32 пикс (6,8 мм) на 16 пикс (3,4 мм). Данные размеры были выбраны исходя из необходимости достижения максимально возможного пространственного разрешения при устойчивой работе алгоритма нахождения поля скорости. Фрагменты в сетке размещались с 50 %перекрытием.

Схема применения адаптивного метода PIV была следующая:

- 1) Вначале смещение определяется по фрагменту в 2 раза большего размера 64×32 пикс. Положения этих фрагментов зафиксированы на обоих кадрах.
- 2) Найденное смещение задает центр области допоиска, в котором методом перебора находится фрагмент наиболее похожий на начальный фрагмент в смысле характеристик ККФ: координаты максимума ККФ должны быть наиболее близки к 0, т.е. стремится к автомодельной функции. Координаты центра найденного фрагмента дают поправку к основному смещению, найденному на первом этапе.

Подробное описание используемой адаптивной схемы приведено в [32].

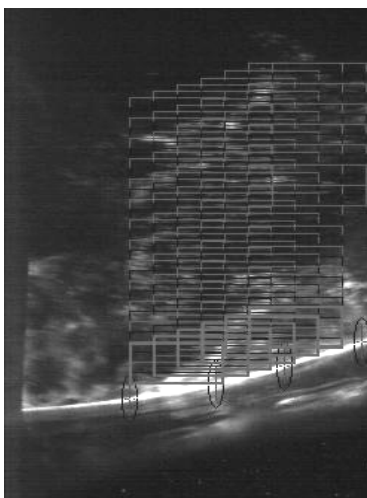


Рис. 4. Иллюстрация положения окон опроса над поверхностью искривленной волной в рабочей области

Статистическая обработка данных

Специфической особенностью высокоскоростной видеокамеры, используемой в данных экспериментах, является узкое рабочее окно, ширина которого составляет лишь небольшую часть длины волны. С подобной проблемой сталкивались авторы работы [31], исследовавшие обрушения длинной волны, набегающей на пляж, с помощью техники PIV, при этом длина волны значительно превышала ширину рабочей области. В эксперименте, описанном в [31], видеокамера смещалась в процессе движения волны. В настоящей работе использовался альтернативный подход, вместо “мгновенных снимков” анализировались “осциллограммы”, т.е. зависимости от времени при фиксированной горизонтальной координате возвышения поверхности воды и ее уклона, а также компонент скорости на фиксированных расстояниях от поверхности воды. Компоненты скорости были измерены с помощью PIV-метода, возвышение поверхности было получено посредством анализа контрастов изображений, а уклон был рассчитан с помощью дифференцирования возвышения поверхности воды по горизонтальной координате. Такой подход эквивалентен введению “виртуальных сенсоров” вектора скорости, возвышения водной поверхности и уклона при фиксированной горизонтальной координате x_{0j} . Были выбраны три “виртуальных сенсора”, расположенных в центральной части рабочей области на расстоянии 15 мм друг от друга по горизонтали и соответствовавших различным окнам опроса. Полученные временные ряды были совмещены по фазе, а затем усреднены. Подобная процедура условного (при постоянной фазе волны) усреднения часто используется при обработке данных в экспериментах по исследованию взаимодействия ветра и поверхностных волн, генерируемых волнопродуктором (см., например, [22, 23]). Использование разложения в ряд Фурье позволяет обобщить описанную технику на случай сигналов с широким спектром, как это описано в работах [25, 26]. Заметим, что эта процедура условного осреднения эквивалентна осреднению по ансамблю в случае, когда масштаб турбулентных флуктуаций меньше длины волны.

В результате осреднения был получен средний вектор скорости как функция времени и вертикальной координаты. Он может быть представлен в виде двумерного поля на плоскости (y, t) . В случае волн, бегущих с фазовой скоростью c , зависимость аэродинамических полей, осредненных по турбулентным флуктуациям, от горизонтальной координаты x и времени t имеет вид $q(x-ct, z)$. Следовательно, зависимость q от x может быть легко получена из зависимости от t . Именно такой вариант представления данных используется ниже.

По определению осредненные по ансамблю аэродинамические поля имеют вид:

$$\langle \vec{u} \rangle (x_0, y_j, t_i) = \frac{1}{n_{ij}} \sum_{k=1}^{n_{ij} > N_{avg}} \vec{u}_k (x_0, y_j, t_i), \quad (1)$$

а нормальные $\langle u'^2 \rangle$, $\langle w'^2 \rangle$ и тангенциальные $\langle u'w' \rangle$ турбулентные напряжения определяются следующим выражениями:

$$\langle u'^2 \rangle (x_0, y_j, t_i) = \frac{1}{n_{ij}} \sum_{k=1}^{n_{ij} > N_{avg}} (u_k (x_0, y_j, t_i) - \langle u \rangle (x_0, y_j, t_i))^2, \quad (2)$$

$$\langle w'^2 \rangle (x_0, y_j, t_i) = \frac{1}{n_{ij}} \sum_{k=1}^{n_{ij} > N_{avg}} (w_k (x_0, y_j, t_i) - \langle w \rangle (x_0, y_j, t_i))^2, \quad (3)$$

$$\langle u'w' \rangle (x_0, y_j, t_i) = \frac{1}{n_{ij}} \sum_{k=1}^{n_{ij} > N_{avg}} (u_k (x_0, y_j, t_i) - \langle u \rangle (x_0, y_j, t_i)) \times (w_k (x_0, y_j, t_i) - \langle w \rangle (x_0, y_j, t_i)). \quad (4)$$

Здесь n_{ij} – это число значений скорости в точке (x_i, y_j) , удовлетворяющих критерию отбора. Критерий: $n_{ij} > N_{avg} = 50$. $\langle u \rangle$, $\langle w \rangle$ – осредненные по ансамблю компоненты скорости.

Необходимо отметить, что $\langle u'^2 \rangle^{1/2}(x_0, y_j, t_i)$ и $\langle w'^2 \rangle^{1/2}(x_0, y_j, t_i)$ представляют собой среднеквадратичные отклонения вектора скорости в точке (x_0, y_j, t_i) и используются далее при оценке погрешностей средней скорости в потоке.

АНАЛИЗ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Характеристики поверхностного волнения

Временные ряды возвышений и уклонов поверхности воды, полученные из последовательности изображений с помощью процедуры, описанной в разделе 2, совмещались по фазе и усреднялись по статистическому ансамблю (рис. 5). Видно, что возвышение и уклон поверхности, измеренные “виртуальными сенсорами” с высокой точностью можно описать волной Стокса:

$$\begin{aligned} \xi &= z_0 + a \left(\cos(2\pi Ft) + S/2 \cos(4\pi Ft) + 3/8 S^2 \cos(6\pi Ft) \right) \\ \xi_x &= -S \sin(2\pi Ft) - S^2 \sin(4\pi Ft) - 9/8 S^3 \sin(6\pi Ft) \end{aligned} \quad (5)$$

Аппроксимация экспериментальных данных с помощью выражений (3.1) позволяет независимо определить величины амплитуды и уклона волны: a и S (соответственно). На рис. 6 изображены зависимости амплитуд и уклонов волн от амплитуды колебаний волнопродуктора. Видно, что эти зависимости нелинейные, причем на рис. 6 a видна тенденция к насыщению с ростом амплитуды, а из рис. 6 b видно, что при увеличении амплитуды колебаний волнопродуктора уклон поверхности падает.

Необходимо отметить, что для случая двух наибольших амплитуд (14 мм и 20 мм) наблюдалось обрушение волн. Оно хорошо заметно на видеofilmах и подтверждается особенностями частотных спектров поверхностных волн, в которых видно увеличение спектральных амплитуд на высоких частотах (рис. 2, б).

Поскольку амплитуда волн и уклон поверхности в данных экспериментах измерялись независимо, то можно определить волновое число поверхностных волн: $k = S/a$. А поскольку частота волн известна и равна частоте колебаний волнопродуктора, то можно также легко найти фазовую скорость волн, как отношение круговой частоты и волнового числа: $c = 2\pi f/k$.

Зависимости волнового числа и фазовой скорости волны от амплитуды колебаний волнопродуктора изображены на рис. 7. Видно, что в случае больших амплитуд, когда возникает обрушение волн, длина волны (рис. 9, а) и фазовая скорость волны (рис. 7, б) значительно (до 30%) возрастают.

Предположим, что причиной этих эффектов является дрейфовое течение, которое значительно усиливается в случае обрушения волны за счет передачи импульса к среднему течению в воде во время события обрушения [36, 37]. Чтобы проверить это предположение, мы оценили скорость дрейфа в эксперименте. Скорость потока, осредненная по периоду волны внутри прямоугольного элемента размером 80×300 пикселей, расположенного под впадиной волны, была измерена с помощью метода PIV, примененного к частицам, находящимся в воде. Измеренная скорость значительно превысила ожидаемую величину стокова дрейфа (рис. 8), рассчитанную как произведение фазовой скорости волны в покоящейся жидкости и квадрата уклона поверхности $v_{drift} = c \cdot S^2$. Наблюдаемое превышение скорости дрейфового течения, возможно, объясняется действием поверхностного напряжения, вызванного ветровым касательным напряжением и обрушением волн, при этом уменьшение величины крутизны обрушающихся волн может быть объяснено следующим образом. К среднему течению поступает поток импульса от ветрового напряжения и обрушающейся волны, в результате дрейфовое течение значительно усиливается. Дрейф, в свою очередь, приводит к увеличению фазовой скорости и длины волны при ее

фиксированной частоте, задаваемой колебаниями волнопродуктора. В данных экспериментах рост длины волны оказался настолько значительным, что крутизна обрушающихся волн уменьшилась, несмотря на увеличение их амплитуды.

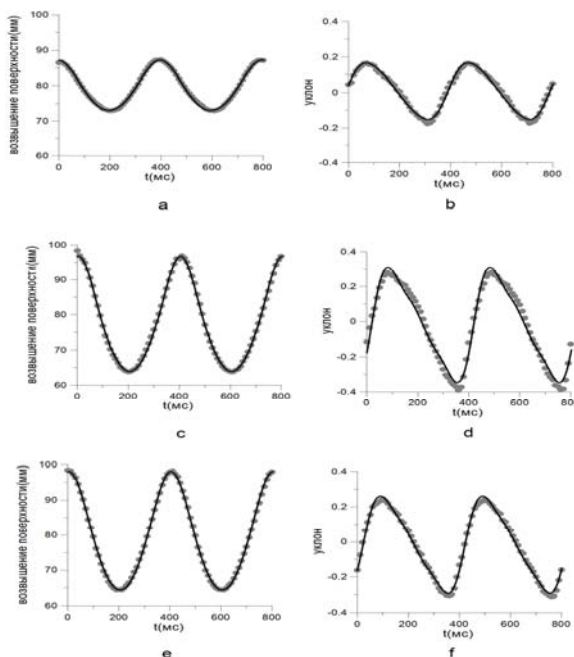


Рис. 5. Среднее возвышение (а, б, в) и уклон поверхности (г, д, е) полученные, с помощью обработки данных скоростной съемки (амплитуды волнопродуктора 6,5 мм (а, б), 14 мм (в, г) и 20 мм (д, е))

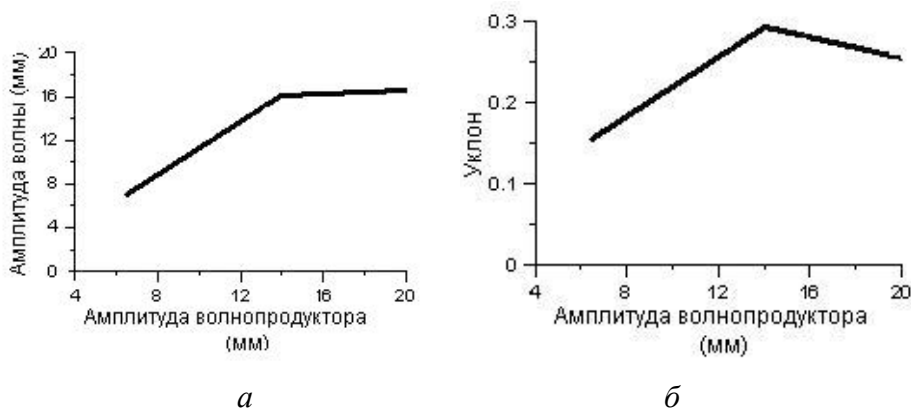


Рис. 6. Зависимости амплитуды (а) и крутизны (б) волны от амплитуды колебаний волнопродуктора

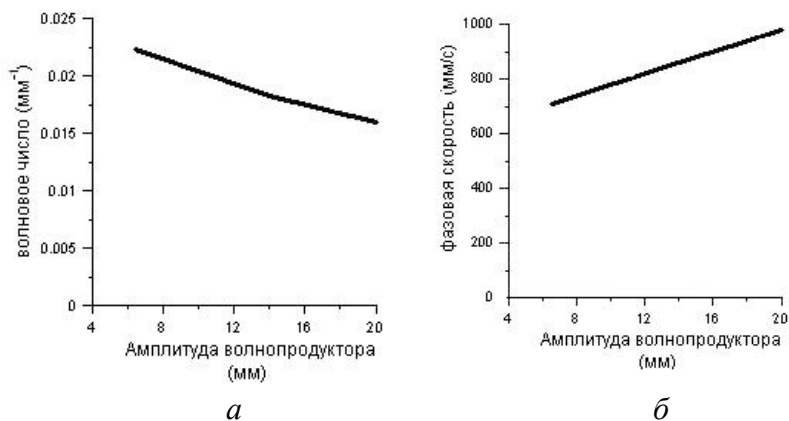


Рис. 7. Волновое число (а) и возвышение (б) волн в зависимости от амплитуды колебаний волнопродуктора

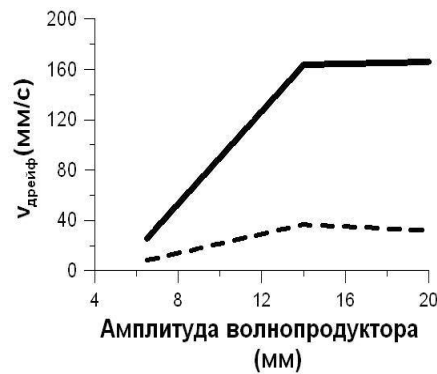


Рис. 8. Средняя скорость потока под впадиной волны (сплошная линия) и скорость стока дрейфа (штриховая линия)

Измеренные параметры волн с частотой 2,5 Гц в присутствии ветра, имеющего скорость 4 м/с, приведены в таблице 1. Эти параметры использованы для сравнения данных экспериментов и теоретических расчетов.

Таблица 1. Результаты измерений средних характеристик поверхностного волнения

Параметры	Номер эксперимента		
	1	2	3
Амплитуда колебаний волнопродуктора (мм)	6.5	14	20
Амплитуда волны (мм)	7.01	16.01	16.61
Крутизна волны	0.156	0.293	0.255
Волновое число (мм ⁻¹) и длина волны (мм)	0.0223 282	0.0183 343	0.0154 409
Фазовая скорость волн (мм/с)	706	858	1023

Характеристики воздушного потока

Средние векторные поля скорости

Две компоненты скорости воздушного потока были измерены с помощью метода PIV в точках, где располагались “виртуальные сенсоры” (описание см. в разделе 2). Полученные зависимости двух компонент скорости от времени t и вертикальной координаты y были согласованы по фазе и представлены в виде векторных полей на плоскости $(x=\lambda-ct, y)$, (здесь λ – длина волны, полученная из независимых измерений возвышения и уклона поверхности). На рис. 9, $a - в$ показаны примеры реализаций векторных полей скорости для 1-го, 2-го и 3-го экспериментов, полученных по одному видеофильму и одному “виртуальному сенсору”, приведенные в сопровождающей волну системе отсчета. Положение векторов соответствует серединам окон опроса и отражает текущее разрешение метода PIV. Сложные структуры (неоднородности, вихри при отрыве потока) наблюдаются на всех реализациях векторных полей на рис.9, $a - в$. При этом также видны зоны конвергенции, отражающие трехмерный характер поля скорости. В 3-ем эксперименте, когда возникало обрушение волны, и в 2-ом эксперименте, когда крутизна волны была максимальной, на отдельных кадрах хорошо виден отрыв потока (см. [32]). Для 1-го эксперимента, когда волны не были обрушающимися, отрыв ветрового потока вблизи гребня волны также наблюдается на некоторых мгновенных снимках потока (см. [32]). Полученные реализации сходны с картинками мгновенных векторных полей, полученных в работах [28, 29] с помощью PIV обработки мгновенных снимков воздушного потока над волной.

Для каждого набора параметров ветра и волн (табл. 1) было проведено осреднение векторных полей скорости, полученных при помощи всех “виртуальных сенсоров”. Для

этого векторные поля были согласованы по фазе и усреднены по ансамблю, содержащему 80 – 90 временных реализаций. Поскольку реализации в различных экспериментах являются статистически независимыми, такое осреднение эквивалентно статистическому осреднению или осреднению по турбулентным флуктуациям. Осредненные таким способом векторные поля скорости воздушного потока для 1-го, 2-го и 3-го экспериментов и (табл. 1), изображены на рис. 10, *а – в*. По сравнению с мгновенными полями скорости (рис. 9, *а – в*), осредненные поля оказываются значительно более гладкими как для волн малой амплитуды (рис. 10, *в*) так и для крутых и обрушающихся волн (рис. 10, *а, б*).

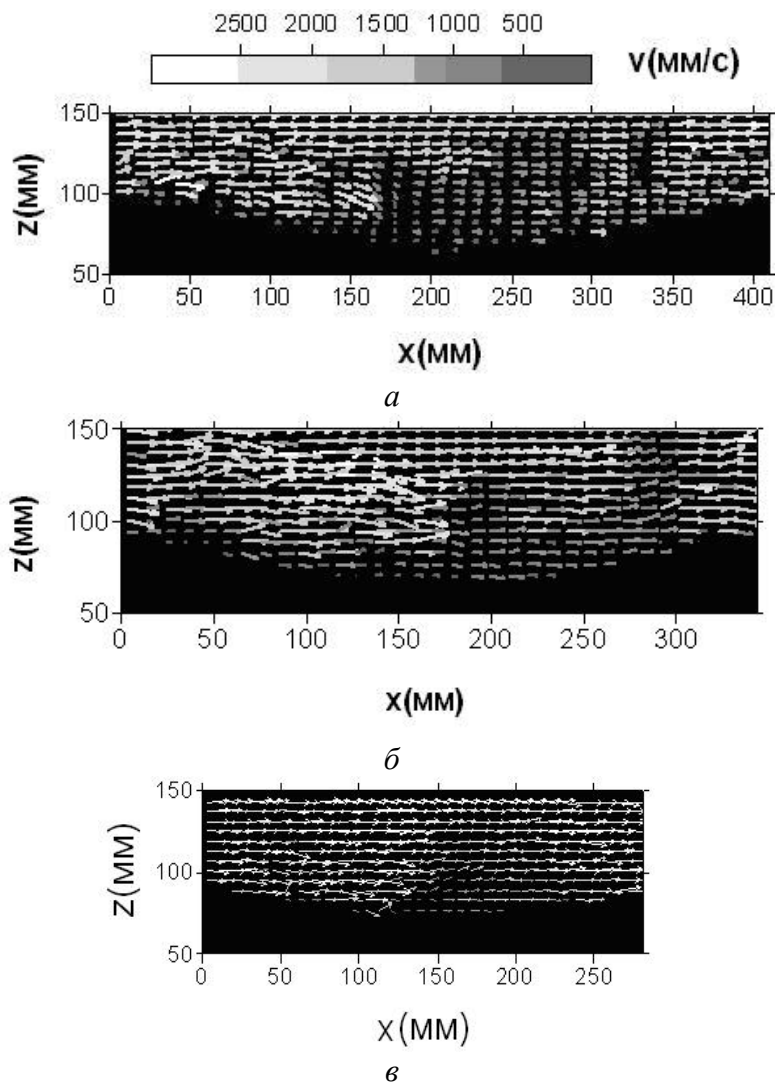


Рис. 9. Реализация векторного поля скорости в сопровождающей волну системе отсчета: *а* – 3-ий эксперимент, *б* – 2-ой эксперимент, *в* – 1-ый эксперимент

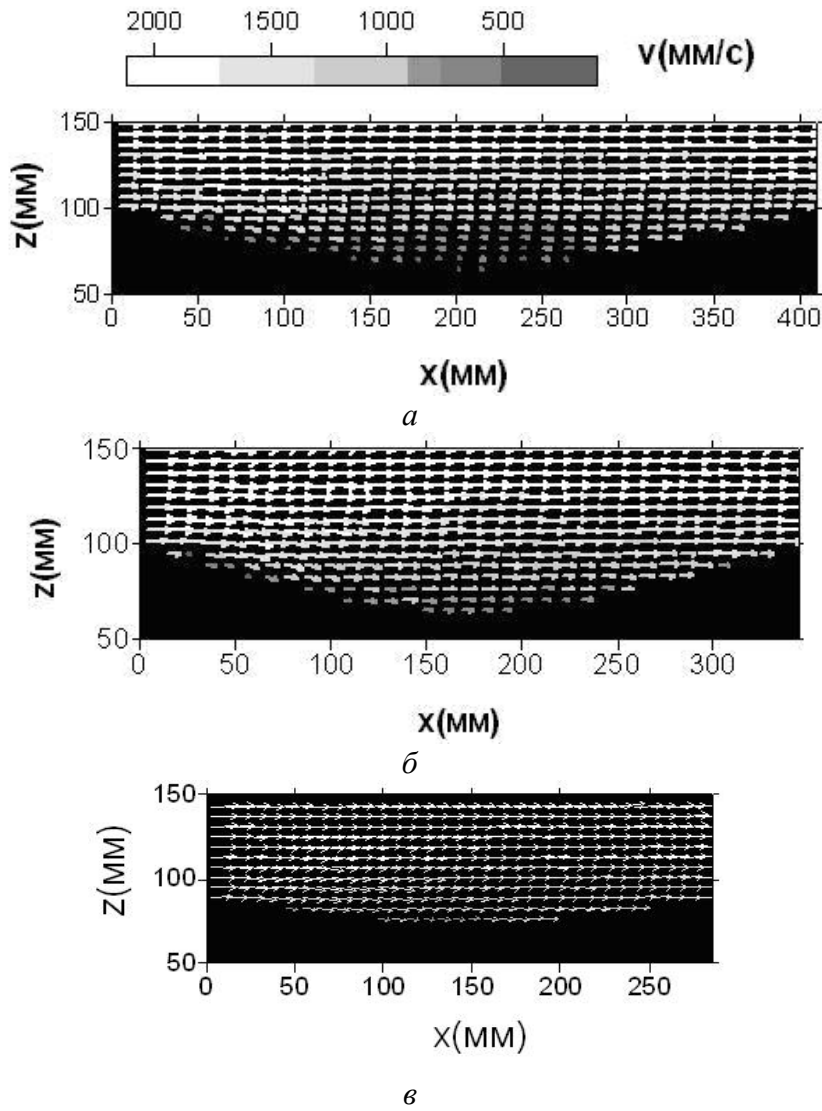


Рис. 10. Осредненные векторные поля скорости в воздушном потоке в сопровождающей системе отсчета:
a – 3-ий эксперимент, *b* – 2-ой эксперимент, *v* – 1-ый эксперимент

Средние профили скорости и турбулентного напряжения

Осреднение полученных данных по периоду волны дает вертикальные профили средней скорости и касательного турбулентного напряжения:

$$U(y^*) = \frac{1}{N_{ki}} \sum_{i=1}^{N_{ki}} \langle u \rangle (x_k, y^* + \tilde{\eta}(x_k, t_i), t_i), \quad (6)$$

$$\Sigma_{12}(y_j) = \frac{1}{N_x} \sum_{i=1}^{N_x} \langle u'v' \rangle (x_k, y^* + \tilde{\eta}(x_k, t_i), t_i) \quad (7)$$

здесь N_{ki} – это число значений на каждом уровне y^* , принимающих участие в осреднении, $\tilde{\eta}(x, t)$ – возвышение поверхности.

Среднеквадратичное отклонение скорости при $y=y_j$ может быть оценено следующим образом:

$$\sigma_u(y_j) = \left(\frac{1}{N_x} \sum_{i=1}^{N_x} \langle u'^2 \rangle (x_i, y_j) \right)^{1/2}. \quad (8)$$

Средние профили скорости $U (\pm 2 \%)$ представлены на рис. 11, *a* для 1-го, 2-го и 3-го экспериментов в полулогарифмических координатах. В этих экспериментах рабочее окно было ограничено высотой 50 мм в связи с особенностями работы устройства инъекции частиц. На высоте $y^* > 15$ мм над поверхностью средние профили скорости хорошо описываются логарифмической функцией, характерной для турбулентного пограничного слоя. Прямые линии на рис. 10, *a* иллюстрируют логарифмическую аппроксимацию при $y^* > 15$ мм:

$$U = \frac{u_*}{\kappa} \ln \frac{z}{z_0} \quad (9)$$

Величины скоростей трения u_* , полученные согласно выражению (9), приведены в таблице 2. Из рис. 11, *a* также видно, что присутствие волн на поверхности воды приводит к значительному уменьшению скорости потока по сравнению со случаем гладкого обтекания. Вблизи поверхности воды отклонения профиля ветра от логарифмического закона становятся значительными в связи с наличием в этой области волнового потока импульса, наиболее заметного для волн больших амплитуд в 2-ом и 3-ем экспериментах.

Профили средних турбулентных напряжений Σ_{ij} (с погрешностью $\pm 20 \%$) представлены на рис. 12, *б – г* для 1-го, 2-го и 3-го экспериментов. В той области, где профиль скорости подчиняется логарифмическому закону, средние турбулентные напряжения стремятся к насыщению при удалении от поверхности, что согласуется с известными экспериментальными данными [22, 23]. Так же, как и в [22, 23], $\langle u'^2 \rangle$ примерно на порядок превышает величину $\langle u'v' \rangle$ и $\langle v'^2 \rangle$. Прямые линии на рис. 15, *б* иллюстрируют аппроксимацию той части профиля $\langle u'v' \rangle$, которая выходит на константу. Эти величины использовались для альтернативной оценки величины скорости трения, согласно ее определению:

$$u_* = \sqrt{-\langle u'v' \rangle}. \quad (10)$$

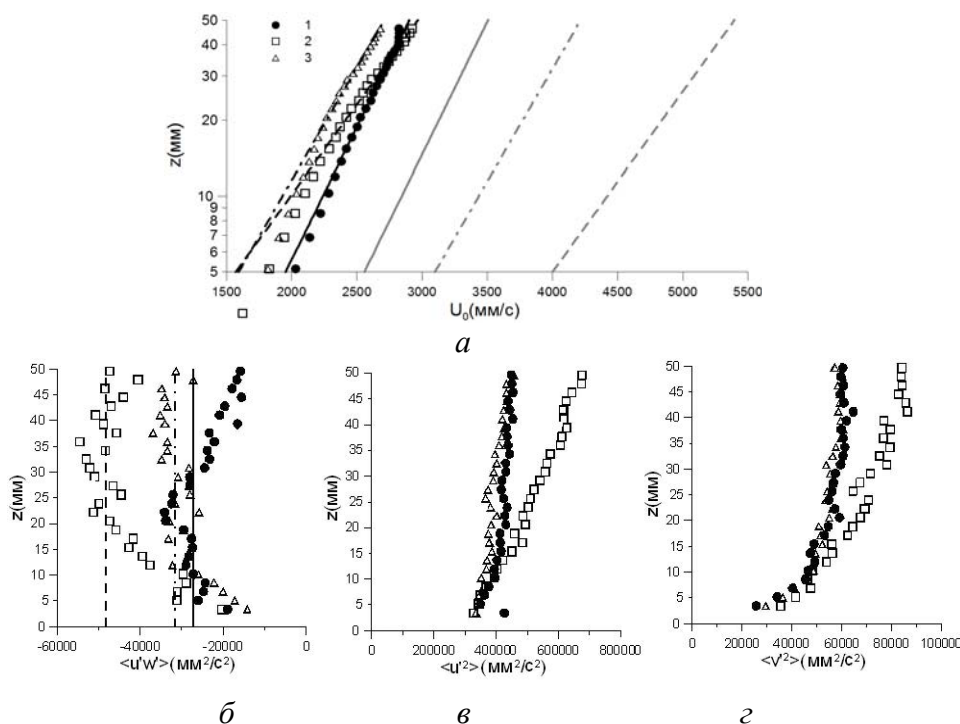


Рис. 11. Профили скорости (*a*) и турбулентных напряжений: *б* – $\langle u'v' \rangle$, *в* – $\langle u'^2 \rangle$, *г* – $\langle v'^2 \rangle$ (1 – 1-ый эксперимент; 2 – 2-ой эксперимент; 3 – 3-ий эксперимент). Серые линии на рисунке (*a*) соответствуют профилю скорости воздушного потока при гладком обтекании поверхности (сплошная линия – 1-ый эксперимент, штриховая линия – 2-ой эксперимент, пунктирная линия – 3-ий эксперимент)

Величины скоростей трения u_* , полученные согласно выражению (10), также приведены в таблице 2.

Таблица 2. Средние характеристики течения в турбулентном пограничном слое воздушного потока над волнами

Параметры	Номер эксперимента		
	1	2	3
Амплитуда осцилляций волнопродуктора (мм)	6,5	14	20
Скорость трения ветра, полученная по профилю ветра (мм/с)	165	242	194
Скорость трения ветра, полученная по аппроксимации турбулентного напряжения (мм/с)	165	220	179

Рассчитаем коэффициент сопротивления поверхности:

$$C_D = \frac{u_*^2}{U_0^2}, \quad (11)$$

принимая во внимание, что скорость ветра на оси бассейна равна $U_0=4$ м/с.

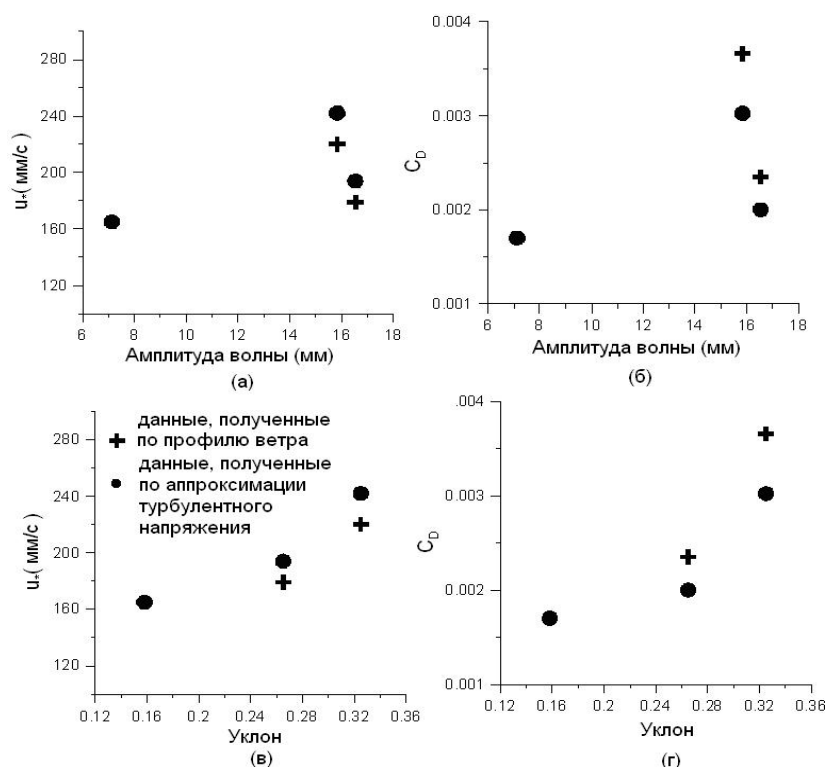


Рис. 11. Зависимости скорости трения (а, в), коэффициента сопротивления поверхности (б, г) от амплитуды и крутизны волн

Скорость трения ветра и коэффициент сопротивления поверхности в зависимости от амплитуды волн представлены на рис. 11, а, б. Эти зависимости в данном эксперименте не являются монотонными; величины u_* и C_D уменьшаются при возникновении обрушения волн. В то же время зависимости u_* и C_D от крутизны волн являются монотонно возрастающими (рис. 11, в, г).

Падение эффективного сопротивления поверхности при обрушении волн может быть объяснено следующим образом. При безотрывном обтекании взволнованной поверхности воды, ее шероховатость определяется эффективной крутизной волн, а не их амплитудой. Согласно данным измерений, обрушение волн приводит к уменьшению крутизны волн (рис. 6), отсюда следует, что в присутствии обрушения волн сопротивление поверхности должно падать. Напротив, при наличии отрыва пограничного слоя высота шероховатости является монотонной функцией высоты волн. Наблюдаемые закономерности свидетельствуют в пользу гипотезы безотрывного обтекания поверхности воды.

Результаты экспериментов были в дальнейшем использованы для верификации теоретической модели, рассматривающей взаимодействие турбулентного пограничного слоя с поверхностным волнением в квазилинейном приближении (см. [32]).

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ (№10-05-00339, 09-05-00779, 11-05-00455, 11-08-97067) и Федеральной целевой программы "Научные и научно-педагогические кадры инновационной России"

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Miles, J.W.** On the generation of surface waves by shear flow. Part I // *J. Fluid Mech.* 1957. V. 3. P. 185–204.
2. **Miles, J.W.** On the generation of surface waves by shear flows. Part II // *J. Fluid Mech.* 1959. V. 6. P. 568–582.
3. **Miles, J.W.** On the generation of surface waves by shear flow. Part IV // *J. Fluid Mech.* 1962. V. 13. P. 433–448.
4. **Miles, J.W.** On the generation of surface waves by shear flows. Part V // *J. Fluid Mech.* 1965. V. 30. P. 568–582.
5. **Gent, P.R.** A numerical model of the air flow above water waves / P.R.Gent, P.A. Taylor // *J. Fluid Mech.* 1976. V. 77. P. 105–128.
6. **Gent, P.R.** A numerical model of the air flow above waves // *J. Fluid. Mech.* 1977. V. 82. P. 349–369.
7. **Al-Zanaidi, M.A.** Turbulent airflow over water waves – a numerical study / M.A. Al-Zanaidi, W.H. Hui // *J. Fluid Mech.* 1984. V. 148. P. 225–246.
8. **Belcher, S.E.** Turbulent shear flow over slowly moving waves / S.E. Belcher, J.C.R. Hunt // *J. Fluid. Mech.* 1993. V. 251. P. 119–148.
9. **Belcher, S.E.** Wave growth by non-separated sheltering // *Eur. J. Mech.* 1999. V. 3B. P. 447–462.
10. **Miles, J.W.** Surface-wave generation: a viscoelastic model // *J. Fluid Mech.* 1996. V. 322. P. 131–145.
11. **Janssen, P.A.E.M.** Quasilinear approximation for the spectrum of wind-generated water waves // *J. Fluid Mech.* 1982. V. 117. P. 493 – 506.
12. **Janssen, P.A.E.M.** Quasi-linear theory of wind wave generation applied to wave forecasting // *J. Phys. Oceanogr.* 1991. V. 21. P. 1631–1642.
13. **Duin, C.A. van.** An analytic model of the generation of surface gravity waves by turbulent air flow / C.A. van Duin, P.A.E.M. Janssen // *J. Fluid. Mech.* 1992. V. 236. P. 197–215.
14. **Jenkins, A.D.** Quasi-linear eddy-viscosity model for the flux of energy and momentum to wind waves using conservation-law equations in a curvilinear coordinate system // *J. Phys. Oceanogr.* 1992. V. 22. P. 843–858.
15. **Реутов, В.П.** О нелинейных эффектах при взаимодействии волн на воде с турбулентным ветром / В.П. Реутов, Ю.И. Троицкая // *Изв. АН. ФАО.* 1995. Т. 31, № 6. С. 825–834.
16. **Jeffreys, H.** On the formation of waves by wind // *Proc. Roy. Soc.* 1924. V. 107A. P. 189–206.
17. **Jeffreys, H.** On the formation of waves by wind. Part II // *Proc. Roy. Soc.* 1925. V. 110A. P. 341–347.

18. **Banner, M.L.** On the separation of airflow over water waves / M.L. Banner, W.K. Melville // *J. Fluid Mech.* 1976. V. 77. P. 825–842.
19. **Kawamura, H.** Ordered motion in turbulent boundary layer over wind waves / H. Kawamura, Y. Toba // *J. Fluid Mech.* 1988. V. 197. P. 105–138.
20. **Kawai, S.** Visualisation of air flow separation over wind wave crest under moderate wind // *Boundary Layer Meteorol.* 1981. V. 21. P. 93–104.
21. **Kawai, S.** Structure of air flow separation over wind wave crest // *Boundary Layer Meteorol.* 1982. V. 23. P. 503–521.
22. **Hsu, C.T.** On the structure of turbulent flow over a progressive water wave: theory and experiment in a transformed, wave-following co-ordinate system / C.T. Hsu, E.Y. Hsu, R.L. Street // *J. Fluid Mech.* 1981. V. 105. P. 87–117.
23. **Hsu, C.T.** On the structure of turbulent flow over a progressive water wave: theory and experiment in a transformed wave-following coordinate system. Part 2 / C.T. Hsu, E.Y. Hsu // *J. Fluid Mech.* 1983. V. 131. P. 123–153.
24. **Papadimitrakis, Y.A.** On the structure of the velocity field over progressive mechanically-generated water waves / Y.A. Papadimitrakis, E.Y. Hsu, R.L. Street // *J. Phys. Oceanogr.* 1984. V. 14. P. 1937–1948.
25. **Donelan, M.A.** Wave follower field measurements of the wind input spectral function. Part I: Measurements and calibrations / M. A. Donelan, A.V. Babanin, I.R. Young, M.L. Banner, C. McCormick // *J. Atmos. Oceanic Technol.* 2005. V. 22. P. 799–813.
26. **Donelan, M.A.** Wave follower field measurements of the wind input spectral function. Part II: Parameterization of the Wind Input / M.A. Donelan, A.V. Babanin, I.R. Young, M.L. Banner, C. McCormick // *J. Phys. Oceanogr.* 2006. V. 36. P. 1672–1689.
27. **Adrian, R.J.** Particle Imaging techniques for experimental fluid mechanics // *Annu. Rev. Fluid Mech.* 1991. V. 23. P. 261–304.
28. **Reul, N.** Air flow separation over unsteady breaking waves / N. Reul, H. Branger, J.-P. Giovanangeli // *Phys. Fluids.* 1999. V. 11. P. 1959–1961.
29. **Veron F.:** Measurements of the viscous tangential stress in the airflow above wind waves / F. Veron, G. Saxena, S.K. Misra // *Geophys. Res. Lett.* 2007. V. 34. L19603, doi: 10.1029/2007GL031242.
30. **Duncan, J.H.** Gentle spilling breakers: crest profile evolution / J.H. Duncan, H. Qiao, V. Philomin, A. Wenz // *J. Fluid. Mech.* 1999. V. 379. P. 191–222.
31. **Kimmoun, O.** Particle image velocimetry investigation on laboratory surf-zone breaking waves over a sloping beach / O. Kimmoun, H. A. Branger // *J. Fluid Mech.* 2007. V. 588. P. 353 – 397.
32. **Troitskaya Yu. I.,** Statistical parameters of the air turbulent boundary layer over steep water waves measured by the DPIV technique/ Sergeev D. A., Ermakova O. S., and Balandina G. N. *J. Physical Oceanography.* (accepted and will be published in 2011).

Yu. I. Troitskaya, D. A. Sergeev, O. S. Ermakova, G. N. Balandina

*Institute of applied physics RAS, Russia,
603950, Nizhny Novgorod, Uliyanova st, 46, E-mail: daniil@hydro.appl.sci-nnov.ru*

**STUDYING OF THE WAVE BREAKING INFLUENCE ON THE MOMENTUM
TRANSFER BETWEEN WIND FLOW AND SURFACE ROUGHNESS BY
VISUALISATION METHODS**

A novel experimental PIV technique, suggested for the laboratory measurements of turbulent flows uses the continuous laser light and high-speed video filming, which enables to obtain statistical ensembles of the flow velocity fields. Application of the experimental technique to investigation of the wind field above surface waves enables to carry out direct measurements of the ensemble averaged velocity fields induced by surface waves in the airflow. Experimental results demonstrate features of the non-separated airflow for the ensemble averaged fields even for the case of steep and breaking waves, when the air flow separation from the wave crests can be clearly seen on the instantaneous velocity fields. It is shown that the ensemble averaged wind fields can be described in the framework of the semi-empirical model of turbulence.

BOUNDARY LAYER, TURBULENCE, SURFACE WAVES, PIV METHOD