

УДК 551.468

ЛАБОРАТОРНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ НЕЛИНЕЙНЫХ ТЕЧЕНИЙ, ВОЗБУЖДАЕМЫХ СТОЯЧИМИ ПОВЕРХНОСТНЫМИ ВОЛНАМИ В ЖИДКОСТИ

© 2009 г. О. С. Ермакова, Ю. А. Мальков, Д. А. Сергеев, Ю. И. Троицкая

*Институт прикладной физики РАН
603950 Нижний Новгород, ул. Ульянова, 46
E-mail: yuliya@hydro.appl.sci-nnov.ru
Поступила в редакцию 30.09.2008 г.*

Проведено экспериментальное исследование перемешивания, вызванного стоячими поверхностными волнами в жидкости. Показано, что основным механизмом, приводящим к возникновению перемешивания, являются средние течения, генерируемые стоячими волнами. Режим таких течений сильно зависит от амплитуды поверхностных волн. Для волн с амплитудами, близкими к критическим, наблюдается интенсивная турбулизация средних течений. Получены картины среднего поля скорости с помощью использования техники Particle Imaging Velocimetry для различных амплитуд поверхностных волн. Полученные результаты могут быть использованы для оценки перемешивания в приповерхностном слое океана.

ВВЕДЕНИЕ

Турбулентное перемешивание в приповерхностном слое океана является одним из основных механизмов формирования деятельного слоя океана и термохалинной структуры океана, а также потоков растворенных газов (см. [1]). Один из основных механизмов перемешивания в верхнем слое океана обусловлен турбулентным переносом, возникающим в результате обрушения поверхностных волн. Обрушение поверхностных волн представляет собой сложное нелинейное физическое явление, в изучении которого в последнее время достигнуты значительные успехи в связи с применением современных методов визуализации и измерения течений [2]. Наиболее изучены механизмы обрушения бегущих волн [2, 3]. Как показали последние исследования [4, 5], обрушение бегущей волны представляет собой нелинейную стадию супергармонической неустойчивости. Для достаточно коротких волн (до 25 см) в развитии этой неустойчивости большую роль играют капиллярные эффекты, при этом имеет место, так называемое “тихое обрушение” (gentle spilling breaker) [2, 3], сопровождающееся генерацией коротких поверхностных волн, в этом случае возбуждение турбулентности неэффективно. Для более длинных волн развитие супергармонической неустойчивости сопровождается образованием струи у гребня волны, удар которой о поверхность приводит к генерации турбулентности.

Исследованию генерации турбулентности стоячими волнами уделялось значительно меньше внимания [6, 7]. В то же время в натуральных условиях возможны картины волн, которые могут быть смоделированы не бегущими, а стоячими волнами, к ним

относятся, прежде всего, волны в зоне прибоя. Структуры, близкие к стоячим волнам, могут формироваться при трансформации волн на неоднородных течениях [8]. Очевидцы сообщают о наблюдении стоячих волн над очагами подводных землетрясений [7].

Вопрос, связанный с исследованием усиления перемешивания в поле стоячих поверхностных волн был подробно рассмотрен в работе [6]. Авторами было проведено экспериментальное исследование генерации турбулентности стоячими поверхностными волнами. Было показано, что в поле стоячих поверхностных волн вблизи их пучностей формируется система нисходящих струйных потоков, которые впоследствии могут турбулизоваться. В работе [6] предполагалось, что эти потоки представляют собой нелинейные индуцированные течения, подобные акустическим [9], со скоростями, пропорциональными квадрату амплитуды волн. Эти выводы были сделаны в [6] на основе анализа поля пассивной примеси (красителя). Необходимо отметить, однако, что поле пассивной примеси может демонстрировать стохастическое поведение и в поле ламинарных потоков, это явление лагранжева хаоса подробно изучено в [10].

Целью настоящей работы является изучение режимов нелинейных течений, включая развитие неустойчивости и переход к турбулентности. Для этого были проведены лабораторные эксперименты по исследованию полей скорости средних течений, индуцированных системой стоячих волн, с помощью техники Particle Imaging Velocimetry [11].

В настоящей работе экспериментально изучены особенности среднего течения, создаваемого стоя-

чими параметрическими гравитационно-капиллярными волнами. Произведено измерение поля скорости течения в плоскости перпендикулярной гребню стоячей волны методом PIV. Получен вид картины поля скорости для средних течений, возбуждаемых волнами, имеющими различные амплитуды. Исследована зависимость скорости нелинейных течений от амплитуды поверхностных волн. Для интерпретации полученных зависимостей предложена простая модель среднего поля скорости в потенциальных нелинейных волнах, вызванного сильной асимметрией формы возвышения поверхности в разных фазах волны.

Проведено сравнение амплитудных зависимостей скоростей средних течений, полученных экспериментально и оцененных в рамках предложенной модели, выявлено удовлетворительное согласие теоретических и экспериментальных результатов.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Целью экспериментов являлось исследование механизмов вертикального обмена при параметрической генерации волн, в частности изучение особенностей средних течений, возбуждаемых поверхностными стоячими волнами, имеющими различную амплитуду, а также исследование возникновения эффекта гидродинамической неустойчивости и перехода к турбулентности таких течений при генерации их волнами с амплитудами, близкими к критическим.

Экспериментальная установка состояла из вибростенда, прямоугольной кюветы из оргстекла с размерами $260 \times 120 \times 62$ мм, заполненной пресной водой (плотностью около $0,998 \text{ г/см}^3$) и оптической системы, включающей в себя лазер непрерывного излучения NdYag на второй гармонике (532 нм, максимальная средняя мощность 200 мВт) и рассеивающую и собирающую линзы, установленные на оптическую скамью (см. рис. 1). Кювета устанавливалась на вибростенд, сигнал на который подавался с генератора низкочастотных сигналов ГЗ-118, обеспечивающего ступенчатую регулировку частоты и амплитуды волн. При этом в кювете возбуждались гравитационно-капиллярные волны (ГКВ) с частотой, равной половине частоты колебаний вибростенда. Частоты вибраций подбирались экспериментально из условия резонанса, когда на сторонах кюветы укладывалось целое число полувольт ГКВ. При этом для проведения экспериментов была выбрана мода с $n = 3$ и $m = 1$, соответствующая трем максимумам, укладываемым на продольной стороне кюветы и одному максимуму на поперечной стороне. Частота осцилляций вибростенда составляла 10 Гц, а частота ГКВ – 5 Гц (заметим, что соотношение частот и длин волн в эксперименте не вполне удовлетворяет линейному дисперсионному соотношению, поскольку амплитуда исследуемых волн конечна). Для выбранной моды пучности сто-

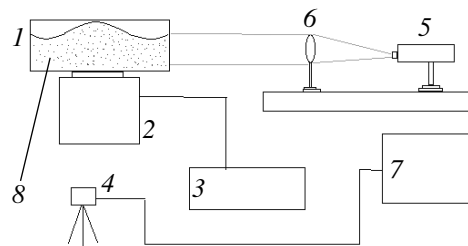


Рис. 1. Схема экспериментальной установки. 1 – кювета с водой; 2 – вибростенд; 3 – генератор низкочастотный; 4 – видеокамера “Видеоскан”; 5 – лазер непрерывного излучения; 6 – оптическая система (рассеивающая и собирающая линзы); 7 – персональный компьютер; 8 – частицы для визуализации течения.

ячих волн на поверхности жидкости были распределены в шахматном порядке, так что некоторые из пучностей располагались вдали от стенок кюветы. Исследование генерации среднего течения проводилось для пучности, находящейся в центральной области кюветы, где влиянием эффекта стенок на наблюдаемое течение можно пренебречь.

Лазер с оптической системой устанавливались напротив кюветы с водой. В воду были помещены частицы размером порядка 10 мкм и плотностью $\rho = 1,002 \text{ г/см}^3$, при этом время оседания частиц значительно превышало время эксперимента. При помощи оптической системы (рассеивающей и собирающей линз) луч лазера преобразуется в ограниченную полуплоскость (“световой нож”). Свет лазера, падая на частицы в этой полуплоскости, рассеивается, и изображение частиц попадает на монохромную цифровую видеокамеру “Видеоскан” с частотой 25 Гц и разрешением 768×580 пикселей. Захваченный поток видеофрагментов с камеры подавался на компьютер, сохранялся на жестком диске компьютера и затем обрабатывался с помощью специально созданного программного обеспечения для получения пространственного распределения поля скорости.

Чтобы устранить эффект отражения от стенок кюветы, на дно, дальнюю и левую стенки было нанесено черное покрытие. Верхняя граница светового ножа была установлена на 1.5 см ниже поверхности воды, чтобы избежать отражения от взволнованной поверхности, в результате при возникновении системы стоячих волн соответствующей амплитуды луч лазера не достигал поверхности при ее смещениях.

ОСОБЕННОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ PIV МЕТОДА ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ ОСЦИЛЛИРУЮЩИХ ТЕЧЕНИЙ

Следующим этапом экспериментального исследования являлась оптическая обработка с помощью разработанного комплекса программ согласно следующему алгоритму. В процессе обработки выби-

рались два соседние кадра, каждый из которых был разбит на блоки. На первом кадре размер блока составлял 16×16 пикселей, а на втором размер соответствующего блока выбран размером 32×32 пикселя. Путем сравнения положений частиц в первом блоке и во втором блоке строилась кросскорреляционная функция для освещенностей в этих блоках, которая аппроксимировалась Гауссовой функцией:

$$\xi = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(x-x_0(t_i))^2 + (y-y_0(t_i))^2}{2\sigma^2}}, \quad (1)$$

где $x_0(t_i)$ и $y_0(t_i)$ – горизонтальная и вертикальная координаты максимума кросскорреляционной функции в момент времени t_i , соответствующий i -му кадру. Максимум этой функции определяет смещение выбранного блока, а горизонтальная v_x и вертикальная v_y компоненты скорости частиц жидкости в блоке определяются следующим выражением:

$$\begin{pmatrix} v_x \\ v_y \end{pmatrix} = \frac{1}{t_{i+1} - t_i} \begin{pmatrix} x_0(t_i) \\ y_0(t_i) \end{pmatrix}. \quad (2)$$

Обсудим некоторые особенности обработки изображений, применяемые в настоящей работе. В связи с тем, что кювета с водой была установлена на вибростенде, к смещениям частиц добавлялось смещение кюветы как целого. Это приводило к появлению добавки к полю скорости, зависящей от времени по гармоническому закону, но не зависящей от координаты. Для выделения среднего течения на фоне высокочастотных осцилляций вибростенда и орбитального движения волн использовалась процедура фазового осреднения, состоящая в определении поля скорости путем сравнения положений частиц на ближайших кадрах, в одной и той же фазе волны. Для этого частота волн (составлявшая в наших экспериментах 5 Гц) должна быть кратна частоте съемки (выбиралась равной 25 Гц). При этом скорость частиц, осредненная по фазе волны, определяется по формуле (3):

$$\begin{pmatrix} v_x(x, y, t) \\ v_y(x, y, t) \end{pmatrix} = \frac{1}{T} \begin{pmatrix} x_0(x, y, t) \\ y_0(x, y, t) \end{pmatrix}. \quad (3)$$

Для выделения среднего течения на фоне орбитального движения профили компонент скорости, полученные путем фазового осреднения, затем усреднялись по времени:

$$\begin{pmatrix} \hat{v}_x(x, y) \\ \hat{v}_y(x, y) \end{pmatrix} = \frac{1}{T} \int_0^T \begin{pmatrix} v_x(x, y, t) \\ v_y(x, y, t) \end{pmatrix} dt. \quad (4)$$

Здесь $v_x(x, y, t)$ и $v_y(x, y, t)$ определяются согласно выражению (3).

Полученные таким образом поля скорости ниже называются средними.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Обсудим особенности течений, возбуждаемых волнами, имеющими конечную амплитуду. Эксперименты проводились при семи различных значениях амплитуд поверхностного волнения – 0.1 см, 0.38 см, 0.45 см, 0.6 см, 0.78 см, 0.95 см, 1 см. Измерение амплитуды поверхностного волнения производилось по изображению, полученному с помощью цифровой видео камеры Panasonic NV-DS28.

Для случая малой амплитуды наблюдалось струйное течение, нисходящее из пучности стоячей волны. Возвышение поверхности воды и поле скорости для амплитуды волны $a = 0.38$ см (при этом эффективная крутизна волны составляет величину $ka = 0.37$) показаны на рис. 2а, 2б.

При увеличении амплитуды стоячей волны ее форма становилась близкой к трохоидальной (см. рис. 3а). При этом также наблюдалось нисходящее струйное течение, выходящее из пучности стоячей волны. При этом возрастала средняя скорость в струе и увеличивалась глубина ее проникновения. Форма возвышения волны и соответствующее поле скорости для волн с амплитудой $a = 0.6$ и эффективной крутизной $ka = 0.59$ показаны на рис. 3а, 3б.

При дальнейшем увеличении амплитуды волн картина течения становилась нерегулярной. По-видимому, это связано с развитием гидродинамической неустойчивости струйного течения, которое сопровождалось образованием вихрей. Возвышение поверхности и поле средней скорости случая волн с амплитудой $a = 1$ см и эффективной крутизной $ka = 0.98$ показано на рис. 4а, 4б.

Для дальнейшего анализа использовались профили вертикальных средних течений, осредненные по глубине лотка:

$$U(x) = \frac{1}{H} \int_0^H (\hat{v}_y(x, y)) dy, \quad (5)$$

где $\hat{v}_y(x, y)$ – поле вертикальной компоненты скорости.

Примеры таких усредненных профилей, генерируемых квазилинейными ($ka < 0.4$), нелинейными ($0.4 < ka < 0.6$) и сильнонелинейными волнами ($ka > 0.6$), изображены на рис. 5.

Также были получены поля среднеквадратичного отклонения вертикальной компоненты скорости от ее среднего значения, полученного в ходе фазового усреднения:

$$\delta = \left(\frac{1}{T} \int_0^T (v_y(x, y, t) - \hat{v}_y(x, y))^2 dt \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (6)$$

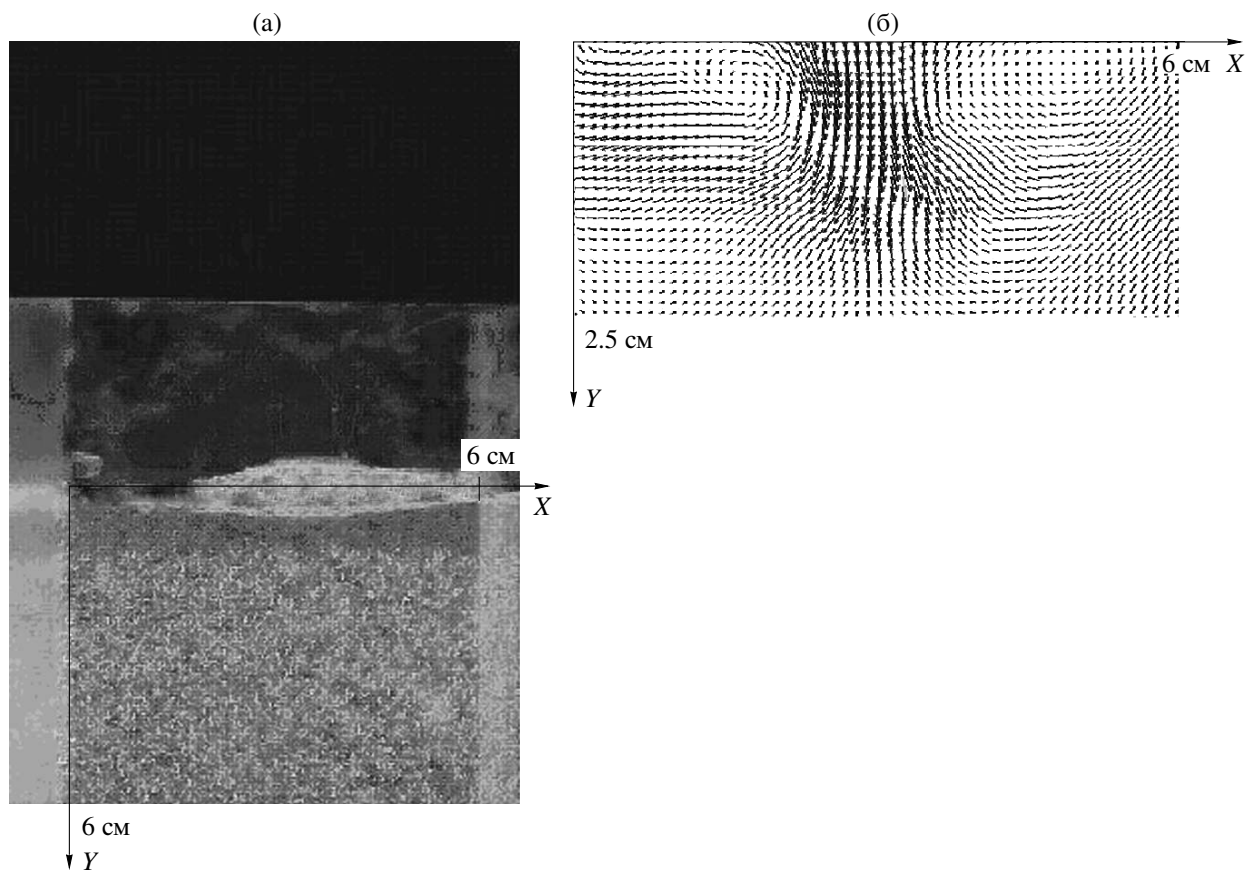


Рис. 2. а – Возвышение поверхности для случая волн, амплитуда которых составляет 0.38 см; б – поле средней скорости в центральном сечении кюветы, амплитуда возвышения поверхности $a = 0.38$ см (наблюдается нисходящее течение).

Графики дисперсии отклонений скорости течения, рассчитанные по формуле (6) для разных значений крутизны волн, представлены на рис. 6.

Обсудим подробнее получившиеся в результате обработки профили скорости и величины дисперсии для течений, генерируемых волнами различных амплитуд. Анализируя рис. 5, можно сделать вывод, что с увеличением амплитуды величина скорости течения сначала возрастает и струя сильно заглубляется, однако при приближении амплитуды волны к своему критическому значению величина скорости течения уменьшается, его ширина увеличивается, а глубина, на которую проникает течение, становится меньше. Как было указано выше, подобное поведение может быть связано с интенсивной турбулизацией краев течения, возбуждаемого сильно-нелинейными волнами. На рис. 6 можно видеть, что для случая волн с амплитудами, близкими к критическим, в области под течением наблюдается резкое увеличение дисперсии почти везде (кривая 3 на рис. 6), что, по-видимому, связано с полной турбулизацией наблюдаемых течений. Оценим характерную величину числа Рейнольдса для этого случая. Толщина наблюдаемой струи l в этом случае составляет величину порядка 1.5 см, а скорость в струе u , в

области, где происходит ее турбулизация достигает 4 см/с, тогда:

$$Re = \frac{ul}{\nu} \approx 600. \tag{7}$$

Таким образом, для случая волн, имеющих величину амплитуды, близкую к критической, число Рейнольдса оказывается достаточно большим и наблюдается режим перехода к турбулентности.

Величина отклонений скорости течения от среднего значения для случая “квазилинейных” и нелинейных волн с амплитудами, далекими от критического значения, оказывается малой (см. кривые 1, 2 на рис. 6), что говорит об отсутствии заметных турбулентных пульсаций в этом случае.

На рис. 7 изображена зависимость величины максимальной скорости исследуемых течений от крутизны поверхностных волн. Видно, что для квазилинейных волн с величиной крутизны, не превышающей 0.4, скорость среднего течения пропорциональна $(ka)^2$. Это позволяет предположить, что в этой области применимо слабонелинейное приближение, в рамках которого средние величины квадратичны по амплитуде.

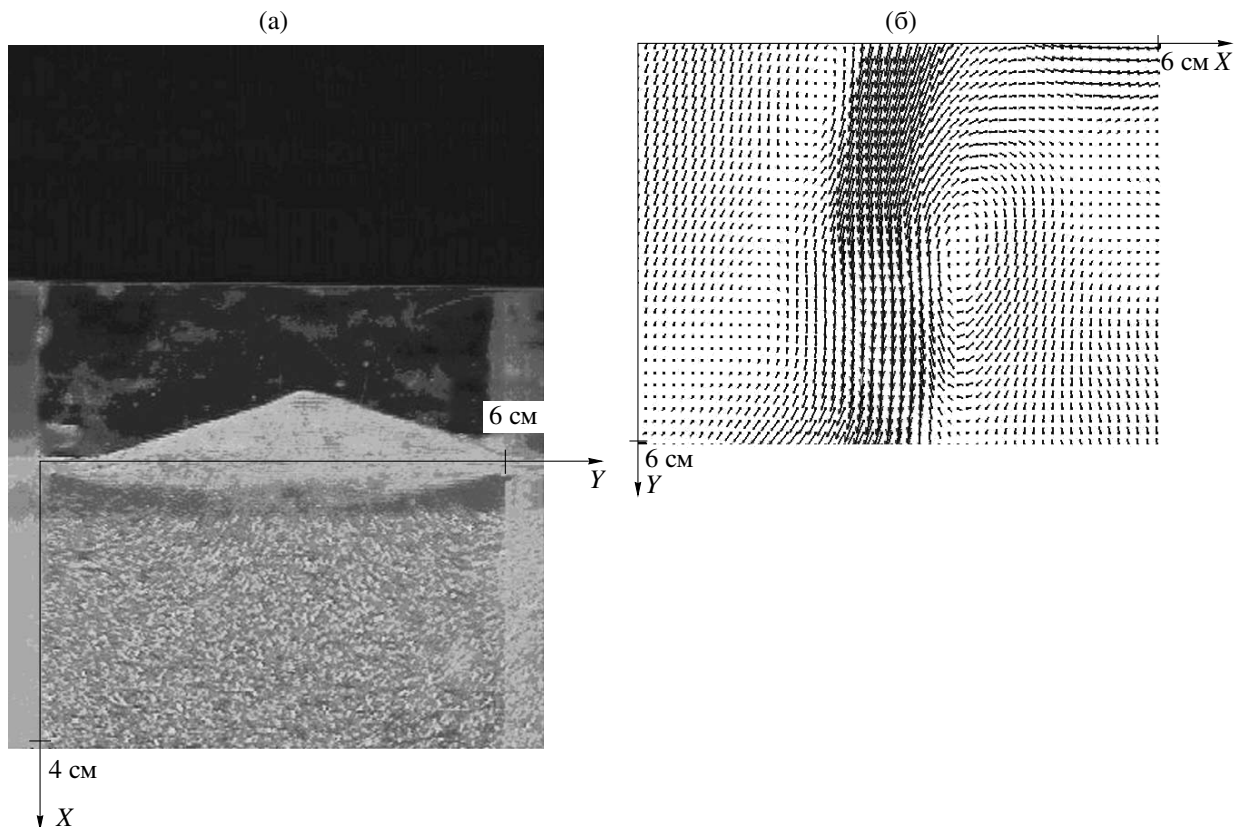


Рис. 3. а – Возвышение поверхности для случая нелинейных волн (форма поверхности близка к трохоидальной, амплитуда волн равна 0.6 см); б – поле средней скорости в переднем сечении кюветы, амплитуда возвышения поверхности $a = 0.6$ см (резко очерченная струя, проникающая до дна кюветы).

Необходимо отметить возникновение ограничения величины скорости течения для сильнонелинейных волн ($ka > 0.6$), что может быть связано, как уже обсуждалось выше, с передачей энергии в турбулентность.

В промежуточной области $0.4 < ka < 0.6$, соответствующей волнам с формой, близкой к трохоидальной, зависимость скорости течений от крутизны поверхностных волн может быть аппроксимирована прямой.

Приведем некоторые качественные рассуждения, позволяющие объяснить линейную зависимость скорости течения от крутизны стоячих поверхностных волн. В случае, когда волна достигает своего максимального и минимального возвышения, нормальная компонента скорости на поверхности равна нулю, а значит, движение жидкости здесь оказывается аналогичным течению внутри угла с твердыми стенками, угол раствора которого в два раза меньше угла при вершине волны. Причем в силу того, что волны являются нелинейными, угол при вершине волны при ее максимальном отклонении вверх не равен углу при вершине при ее максимальном отклонении вниз см. рис. 8. В связи с этим

имеет место заметная асимметрия восходящего (см. рис. 8а) и нисходящего (см. рис. 8б) течений.

Комплексный потенциал, описывающий течение внутри угла с твердыми стенками, имеет следующий вид [12]:

$$W = Vz^n. \quad (8)$$

Здесь $n = \pi/\alpha$, α – величина обтекаемого угла, $z = x + iy$ – комплексная переменная. Величины скоростей в полярной системе координат (угол θ отсчитывается от одной из стенок угла) имеют следующий вид:

$$v_r = nVr^{n-1} \cos n\theta, \quad (9)$$

$$v_\theta = -nVr^{n-1} \sin n\theta, \quad (10)$$

где $r = (x^2 + y^2)^{1/2}$, а величина V имеет порядок орбитальной скорости:

$$V \propto c(ka). \quad (11)$$

Здесь c – фазовая скорость поверхностной волны, ka – крутизна поверхностных волн.

Рассмотрим типичный пример нелинейных волн, наблюдавшихся в экспериментах, с формой, близкой к трохоидальной с крутизной $ka = 0.58$ (см. рис. 4).

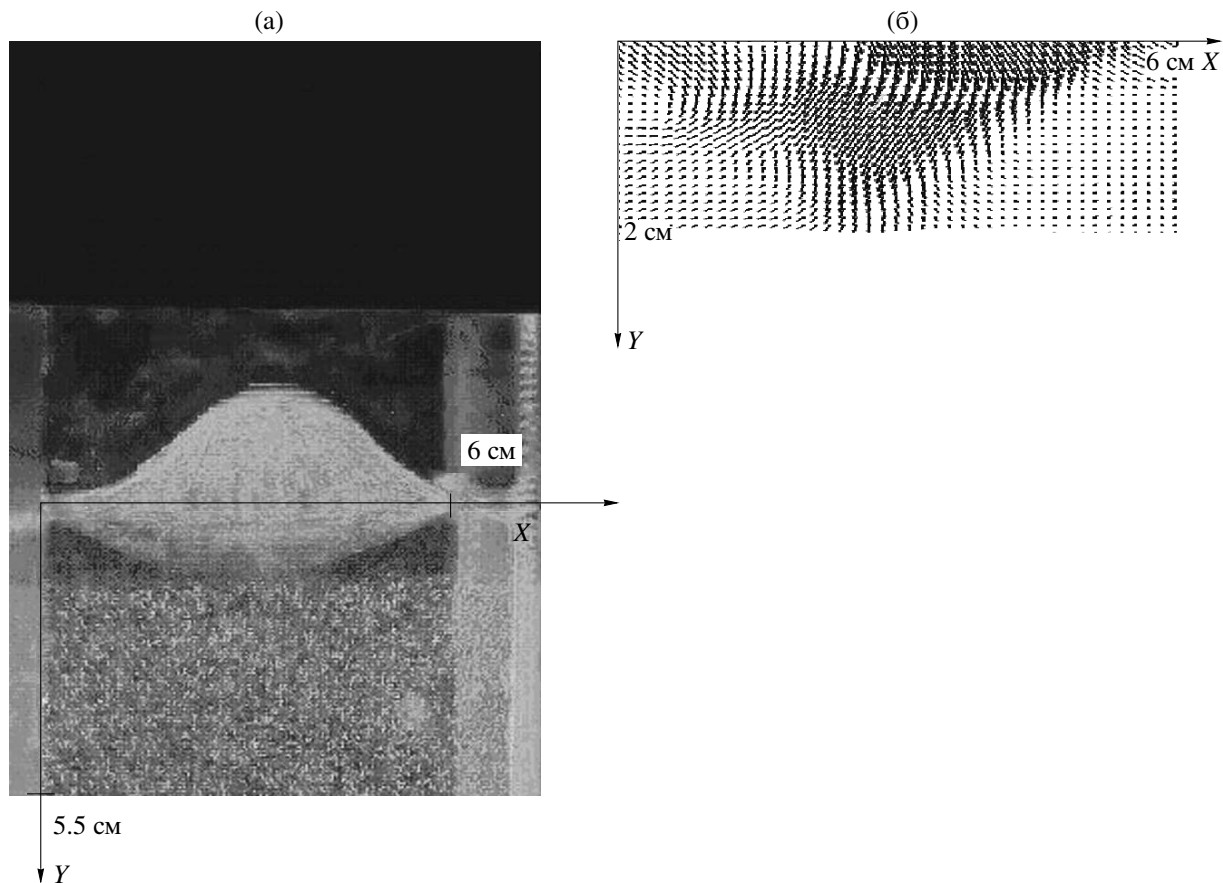


Рис. 4. а – Возвышение поверхности для сильнонелинейных волн (амплитуда волн близка к критической и составляет 1 см); б – Поле средней скорости, амплитуда возвышения поверхности $a = 1$ см (течение наблюдается лишь вблизи поверхности).

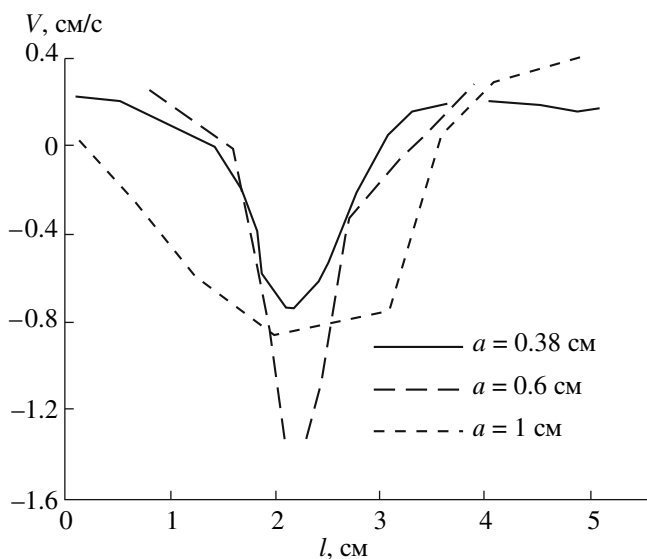


Рис. 5. Усредненные по времени и по глубине $h = 6$ см профили скорости течения (амплитуда и крутизна волн $a = 0.38$ см, $ka = 0.37$; $a = 0.6$ см, $ka = 0.59$; $a = 1$ см, $ka = 0.98$).

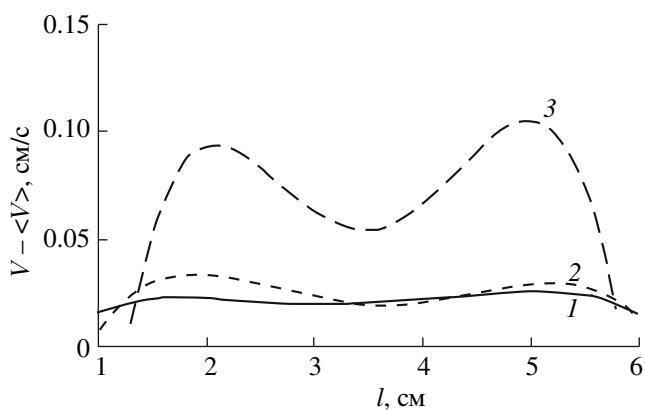


Рис. 6. Зависимость дисперсии поля скорости, усредненной по разным фазам волны от расстояния вдоль горизонтали. 1 – $a = 0.38$ см, расстояние от поверхности 2 см; 2 – $a = 0.6$ см, расстояние от поверхности 2 см; 3 – $a = 1$ см, расстояние от поверхности 2 см.

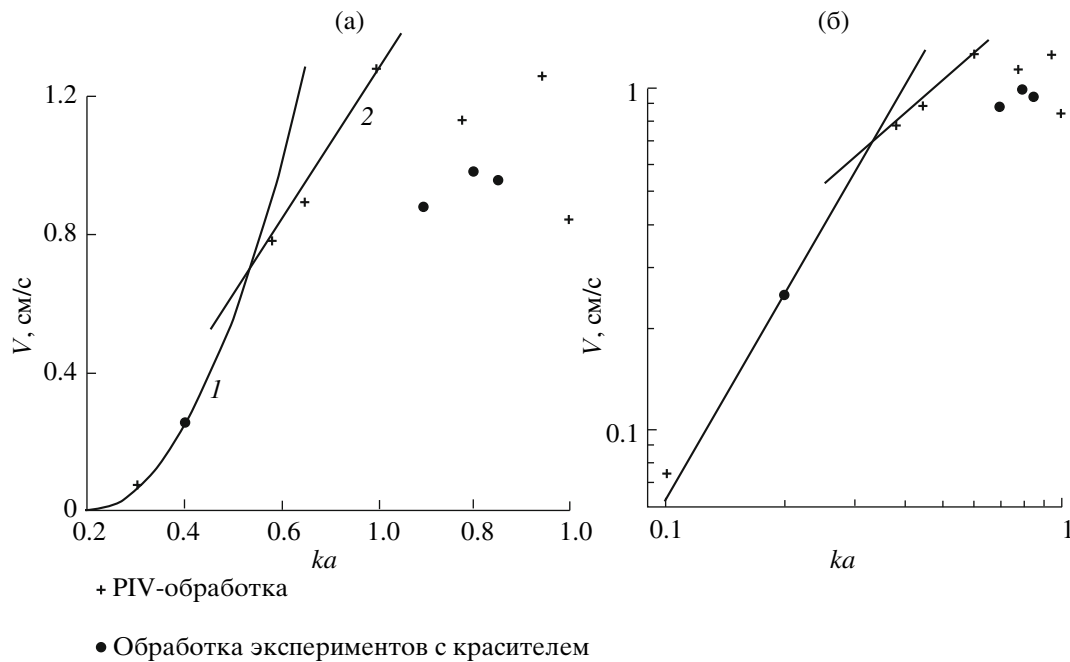


Рис. 7. а, б – Зависимости скорости течения от амплитуды стоячих поверхностных волн, величины течений получены с помощью PIV-обработки и с помощью обработки экспериментов с красителем см. [6], изображенные соответственно в линейном и логарифмическом масштабах. 1 – аппроксимация экспериментальных результатов зависимостью $\sim (ka)^2$, 2 – аппроксимация экспериментальных результатов зависимостью $\sim (ka)$. Крестики – PIV-обработка; черные кружки – обработка экспериментов с красителем.

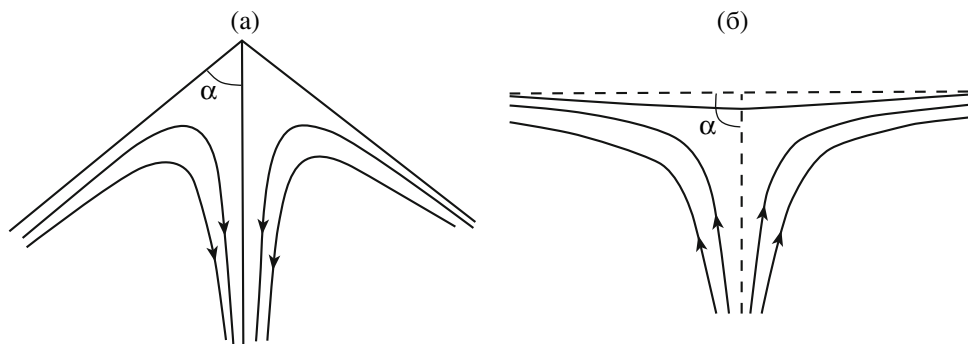


Рис. 8. Качественная картина течения и возвышения поверхности для нелинейной волны: а – при ее максимальном отклонении вверх; б – при ее максимальном отклонении вниз.

Угол при вершине такой волны при ее максимальном отклонении вверх составлял величину, близкую к $2\pi/3$, а угол при вершине при максимальном отклонении вниз составлял величину, близкую к π . Характерные значения радиальной скорости на оси симметрии струи в этом случае для нисходящего потока и для восходящего потока определяются соответственно выражениями (12) и (13):

$$v_r(\alpha = \pi/3) \propto 3c(ka)r^2, \quad (12)$$

$$v_r(\alpha = \pi/2) \propto 2c(ka)r. \quad (13)$$

Такое различие скоростей восходящих и нисходящих потоков объясняет то, что средняя за период волны скорость течения имеет величину, отличную от нуля и пропорциональную крутизне поверхностных волн, что и соответствует линейному участку на графике зависимости скорости течения от крутизны волн.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основной целью настоящей работы являлось изучение механизма генерации перемешивания в жидкости стоячими поверхностными волнами. В ре-

зультате исследования поля скорости в ограниченной кювете при возбуждении системы стоячих волн при помощи системы PIV обнаружена система средних по периоду волны течений, исходящих из пучностей стоячих волн. При достаточно большой амплитуде волн неустойчивость таких течений может приводить к возникновению турбулентности. В работе сделаны оценки характерных скоростей в струе.

Проведены измерения для различных амплитуд стоячих волн. Амплитуды варьировались достаточно сильно с целью исследования течений, как от квазилинейных волн, так и от сильно нелинейных обрушающихся несинусоидальных волн. Наибольшие скорости течения наблюдались для случая средних амплитуд волн (переходный режим от квазисинусоидальных к сильно нелинейным волнам).

Авторы благодарят А.Б. Езерского за ценные замечания, высказанные в процессе обсуждения работы.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ (проект №№ 06-05-64473, 07-05-00565, 08-05-97011, 07-05-12011, 08-05-97013-р_поволжье_a), INTAS-8014 и THORPEX.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Озмидов Р.В.* О распределении энергии по разно-масштабным движениям в океане // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1965. Т. 1. № 4. С. 439–448.
2. *Duncan J.H.* Spilling breakers // Annu. Rev. Fluid Mech. 2001. V. 33. P. 519–47.
3. *Duncan J.H., Qiao H., Philomin V., Wenz A.* Gentle spilling breakers: crest profile evolution // J. Fluid Mech. 1999. V. 379. P. 191–222.
4. *Longuet-Higgins M.S., Cleaver R.P.* Crest instabilities of gravity waves. Pt 1. The almost-highest wave // J. Fluid Mech. 1994. V. 158. P. 115–129.
5. *Longuet-Higgins M.S., Dommermuth D.G.* Crest instabilities of gravity waves. Pt 3. Nonlinear development and breaking // J. Fluid Mech. 1997. V. 336. P. 33–50.
6. *Ермакова О.С., Ермаков С.А., Троицкая Ю.И.* Лабораторное исследование динамики слоя турбулентности, возбуждаемой стоячими поверхностными волнами в жидкости // Изв. РАН Физика атмосферы и океана. 2007. Т. 43. № 1. С. 1–11.
7. *Носов М.А., Иванов П.С., Шелковников Н.К.* Моделирование разрушения термической стратификации в системе с подвижным дном // Вулканология и сейсмология. 1995. № 6. С. 66–69.
8. *Басович А.Я., Таланов В.И.* О трансформации спектра коротких поверхностных волн на неоднородных течениях // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1976. Т. 13. № 7. С. 850–857.
9. *Зарембо А.К., Красильников В.А.* Введение в нелинейную акустику. М.: Наука, 1966.
10. *Данилов С.Д., Довженко В.А., Якушкин И.Г.* Перенос пассивного скаляра и лагранжевы хаос в гамильтоновой гидродинамической системе // ЖЭТФ. 2000. Т. 118. Вып. 2 (8). С. 483.
11. *Adrian R.J.* Particle Imaging techniques for experimental fluid mechanics // Annu. Rev. Fluid Mech. 1991. № 23. P. 261–304.
12. *Ландау Л.Д., Лифшиц М.Е.* Механика сплошных сред. М.: Гостехиздат, 1953. 788 с.

Study of Nonlinear Currents Induced by Coincident Surface Waves in Liquid

O. S. Ermakova, Yu. A. Mal'kov, D. A. Sergeev, and Yu. I. Troitskaya

Institute of Applied Physics, Russian Academy of Sciences, ul. Ul'yanova 46, Nizhni Novgorod, 603950 Russia

e-mail: yuliya@hydro.appl.sci-nnov.ru

Received September 30, 2008

Abstract—This is an experimental study of the mixing induced by coincident surface waves in a liquid. The main mechanism leading to the emergence of mixing was shown to be the middle currents generated by coincident waves. The regime of these currents strongly depends on the amplitude of surface waves. For waves of near-critical amplitudes, an intense turbulization of middle currents is observed. Patterns of the velocity field were obtained using the Particle Imaging Velocimetry (PIV) technique for different amplitudes of surface waves. The results obtained can be used to estimate mixing in the near-surface oceanic layer.