

УДК 532.5

ОСОБЕННОСТИ ГЕНЕРАЦИИ ВИХРЕВОГО ДВИЖЕНИЯ ВОЛНАМИ НА ПОВЕРХНОСТИ МЕЛКОЙ И ГЛУБОКОЙ ВОДЫ

© 2022 г. С. В. Филатов^а, А. В. Поплевин^{а, *}, А. М. Лихтер^б, О. Г. Королев^б, В. И. Сербин^б, А. В. Рыбаков^б, Д. Д. Тумачев^а, А. А. Левченко^{а, **}

^аИнститут физики твердого тела им. Ю.А. Осипьяна РАН, Черноголовка, 142432 Россия

^бАстраханский государственный университет, Астрахань, 414056 Россия

*e-mail: faraldos@issp.ac.ru

**e-mail: levch@issp.ac.ru

Поступила в редакцию 09.06.2022 г.

После доработки 11.07.2022 г.

Принята к публикации 11.07.2022 г.

Выполнены экспериментальные исследования процессов формирования вихревого движения на поверхности мелкой и глубокой воды, генерируемого двумя волнами частотой 6 Гц, распространяющимися на поверхности под углом 90°. Эксперименты проводились в стеклянной ванне размером 70 × 70 см. Глубина воды изменялась от 2 до 19 см. Установлено, что при одинаковых условиях возбуждения волн на поверхности мелкой воды формируется один большой вихрь и несколько смазывающих, а на поверхности глубокой воды формируется несколько больших вихрей с завихренностью разного знака. Показано, что в установившемся режиме значения завихренности и энергии вихревого движения хаотически изменяются вблизи некоторого среднего значения. PDF-распределения значений завихренности и энергии близки к Гауссовым на 19-ой секунде накачки, но существенно деформируются к 900-ой секунде в результате формирования на поверхности воды крупномасштабных вихрей.

Ключевые слова: нелинейные поверхностные волны, вихри, турбулентность, мелкая вода, глубокая вода, нормальное распределение, число Рейнольдса.

DOI: 10.31857/S1028096022120123

ВВЕДЕНИЕ

В работах [1–6] показано, что нелинейные волны, распространяющиеся на поверхности жидкости, формируют вихревое движение, которое проникает в объем жидкости. Для формирования вихревой структуры необходимым условием является наличие стоячих волн в системе, распространяющихся под углом. При умеренном уровне возбуждения взаимно перпендикулярных волн на поверхности жидкости формируется решетка вихрей с периодом, равным длине волны [2, 7, 8]. При высоких уровнях накачки можно наблюдать формирование каскада энергии в пространстве волновых векторов [9–11]. Энергия распространяется, как в сторону больших, так и малых волновых векторов. Предполагается, что за формирование прямого каскада отвечает нелинейное взаимодействие вихрей. За перенос энергии в сторону малых волновых векторов отвечает нелинейная волновая система. В силу нелинейного взаимодействия в волновой системе возникают низкочастотные гармоники, распространяющиеся

под малым углом друг к другу [7]. Взаимодействуя друг с другом, эти волны формируют вихри большого масштаба. В работе [12] наблюдалось формирование полосоподобных вихревых структур в экспериментальной ванне при распространении волн частотой 2.34 Гц под углом 19° друг к другу.

Таким образом, в наших экспериментах на поверхности жидкости формируются две нелинейные системы: волновая и вихревая. Эти системы являются сильно нелинейными, поэтому в них происходит взаимодействие различных мод, приводящих к перетеканию энергии с одного масштаба на другой, развиваются высоковозбужденные турбулентные состояния. Энергия в вихревую систему поступает из волновой системы. В вихревой системе даже при умеренных уровнях накачки число Рейнольдса составляет более 10^3 [13]. Поэтому следует ожидать, что скорость течения жидкости, а, следовательно, завихренность Ω и энергия E_s вихревой системы будет величиной стохастической, то есть случайным образом изме-

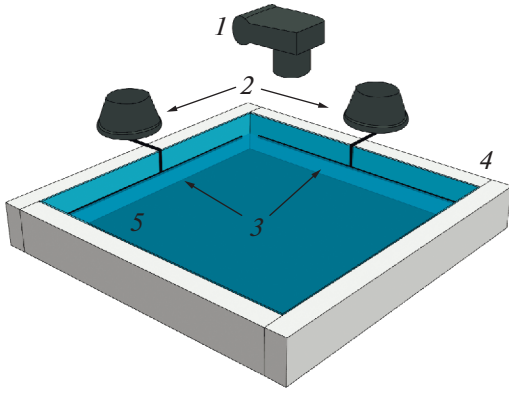


Рис. 1. Схема установки: 1 – фотоаппарат, 2 – приводы плунжеров, 3 – плунжеры, 4 – вода, 5 – ванна.

няться во времени и в пространстве в некотором диапазоне значений.

Энергия вихревого течения на поверхности жидкости может быть записана как

$$E_s = \int V^2/2dS, \quad (1)$$

где V – скорость течения, S – площадь поверхности жидкости. Поэтому флуктуации энергии связаны со случайными флуктуациями скорости V . Завихренность можно записать как

$$\Omega = \frac{\partial V_x}{\partial y} - \frac{\partial V_y}{\partial x}, \quad (2)$$

где V_x и V_y – скорости течения по координатам X и Y .

Как видно из (1) среднее значение энергии вихревого движения не может быть равно нулю, и оно возрастает с повышением скорости поверхностного течения. В то же время среднее значение завихренности, вычисленное по формуле (2), оказывается близким к нулю, так как завихренность Ω является векторной величиной и при генерации вихрей на поверхности волнами суммарная завихренность равна нулю [1]. Однако интеграл по поверхности от модуля завихренности $|\Omega|$ является положительной величиной, зависящей от уровня возбуждения поверхностных волн:

$$\Omega_s = \int |\Omega| dS. \quad (3)$$

Статистика средних значений энергии в турбулентных системах была предметом многих исследований. В системе капиллярных волн наблюдаются распределения близкие к Гауссовым при умеренных уровнях накачки [14, 15]. При высоких уровнях возбуждения распределение отклоняется от Гауссова.

В системе вихрей неоднократно наблюдались развитые энергетические каскады [9, 10, 16]. Энергия может распространяться, как в сторону больших волновых векторов, так и сторону малых векторов (больших масштабов). При этом, безусловно, предполагается, что взаимодействующая вихревая система, формируемая нелинейными поверхностными волнами, находится в турбулентном состоянии, а изменения скорости течения жидкости является случайными по амплитудам и фазам [17].

Известно, что вихри, формируемые поверхностными волнами, проникают в объем жидкости [18]. В стационарном состоянии завихренность Ω уменьшается с глубиной z по экспоненциальному закону $\Omega \sim \exp(-2z/z_0) + \exp(-\sqrt{2}z/z_0)$, где $z_0/2$ – характерная глубина проникновения. Первый член обусловлен Стоксовым увлечением, а второй – Эйлеровым течением жидкости [1]. В экспериментах на воде глубиной 2 см размер вихря R значительно превосходит глубину жидкости L , $R \gg L$, то есть при $\lambda > L$ вода является мелкой для вихрей; вихри трутся о дно ванны, что увеличивает отток энергии из вихревой системы. На воде, глубиной 19 см $R \approx L$, $\lambda < L$, жидкость является глубокой и основным каналом диссипации энергии являются вязкие потери в объеме жидкости и трение о стенки ванны [19].

Настоящая статья посвящена исследованиям стационарной вихревой структуры, формируемой волнами частотой 6 Гц (длина волны равна 4.8 см) на поверхности как мелкой $\lambda > L$, так и глубокой воды $\lambda \ll L$, а также изучению статистики распределения энергии и завихренности на свободной поверхности жидкости.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ МЕТОДИКА

Исследования проводились на экспериментальной установке, схема которой изображена на рис. 1. Установка состоит из ванны, размерами $70 \times 70 \times 25$ см, изготовленной из стекла толщиной 10 мм [20]. Она размещена на виброизолирующем столе Stande с пневмоопорой. Ванну заполняли дистиллированной водой, уровень которой меняли от 2 см до 19 см. Сверху ванна закрывалась крышкой из оргстекла, плотно прилегающей к ванне во избежание попадания внутрь пыли, которая образует пленку на поверхности воды и значительно искажает результаты эксперимента [21]. Для возбуждения поверхностных волн на виброизолирующий стол устанавливались волнопроводы, состоящие из привода и плунжера.

Плунжеры изготовлены из стержней нержавеющей стали диаметром 10 мм и длиной 68 см. Они располагались параллельно стенкам ванны на расстоянии ~ 20 мм от стенки. Приводы изготовлены из сабвуферов TS-W254R фирмы Pioneer

с номинальной мощностью 250 Вт, на которые подавался синусоидальный сигнал, задающийся двухканальным генератором. Разница фаз между сигналами составляла 90° .

Для регистрации явлений на поверхности слоя прозрачной жидкости на поверхность воды насыпался порошок полиамида белого цвета со средним диаметром гранул около 30 мкм. Плотность частиц близка к плотности воды, поэтому частицы полностью увлекались потоками жидкости в вязком подслое. Частицы на поверхности подсвечивались светодиодами, расположенными по периметру ванны. Запись колеблющейся поверхности осуществлялась фотоаппаратом Canon EOS 70D с частотой 24 кадра в секунду. Такая частота съемки позволяла выбрать снимки колеблющейся поверхности, находящейся в одной фазе волны и исключить из дальнейшей обработки осциллирующую составляющую перемещения пробной частицы, плавающей на поверхности. Снимки затем суммировались для выявления треков движения частиц на поверхности.

Под прозрачным дном ванны находится прозрачный контрастный трафарет со светодиодной подсветкой. Трафарет напечатан на прозрачной пленке, толщина которой составляет 100 мкм. На пленке в случайном порядке расположены прозрачные точки ($\varnothing 0.5$ мм общим числом 10000), которые находятся на темном, не пропускающем свет фоне. Среднее расстояние между точками составляет 7 мм, а средняя прозрачность трафарета порядка 0.5%.

Чтобы два метода регистрации не конфликтовали друг с другом, каждый из них снабжен независимой подсветкой. Для съемки вихревого движения включаются боковая подсветка, а нижняя выключается. При выключении нижней подсветки контрастный трафарет превращается в равномерный темный фон, так что в кадре видно движение белых частиц полиамида на темном фоне. При изучении формы поверхности верхняя подсветка выключается, а нижняя включается. Так как частичка полиамида не освещаются рассеянным боковым светом, на видеокадрах они заметны в виде небольших черных пятнышек на фоне контрастного трафарета, мешающих при последующей обработке и восстановлении формы поверхности воды. Поэтому переключая освещение, можно подсвечивать поверхность или контрастный трафарет на дне ванны, благодаря которым можно восстановить поверхность воды, распределение амплитуд волн на ее поверхности, и вычислить распределения скорости течения жидкости, завихренности и энергии на поверхности. При этом светодиодная подсветка под дном ванны синхронизировалась с четными кадрами видеозаписи, а светодиодная подсветка по периметру ванны — с нечетными.

Управление фотоаппаратом, генератором сигналов и подсветками, а также варьирование их параметрами осуществляется через программу MATLAB.

При обработке полученного видеоизображения используется пакет PIVlab [22] для MATLAB, позволяющий методом кросскорреляционной обработки двух изображений рассчитывать поле смещений между этими изображениями. Процесс обработки видеосъемки, а также алгоритм обработки представлен в работах [1, 10, 20, 23].

Для построения плотности вероятности строились поля завихренности и энергии для нескольких последовательных промежутков времени, после чего полученные значения объединялись в один массив данных, из которых убирались нулевые значения. Далее, с помощью встроенных функций MATLAB строились функции плотности вероятности.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЯ

Глубина слоя воды в разных экспериментах составляла $H = 2, 4, 8, 10, 14$ и 19 см. В настоящей статье представлены результаты измерений только для двух глубин $H = 2$ см и 19 см, в которых распределения вихревых течений на поверхности различались качественно. Переход от вихревых структур, характерны для мелкой воды, к вихревым структурам, присущим глубокой воде, происходит при глубине воды, равной приблизительно $L \approx 10$ см. На рис. 2. приведены типичные треки полиамидных частиц на поверхности воды глубиной 2 и 19 см при примерно одинаковой амплитуде волны вблизи плунжеров равной 0.21 и 0.22 мм соответственно.

Следует отметить, что к 19-ой секунде на рис. 2 (а, г) на мелкой и глубокой воде треки полиамидных частиц полностью не демонстрируют выраженной структуры. На 1000-ой секунде пространственные структуры на поверхности уже сформировались — наблюдаются крупномасштабные течения. Можно констатировать, что на мелкой воде наблюдается один большой вихрь и несколько смазывающих малых вихрей, а на глубокой воде — два вихря большого размера. Особенно отчетливо это проявляется на рис. 2 в, 2е, где хорошо видны большие вихри, после того как вихри небольших размеров затухли.

На рис. 3 представлены распределения энергии и завихренности на поверхности воды глубиной 2 см, полученные через 19-ой и 1000-ой секундах после включения накачки, а также через 300 с после выключения накачки на 1300 с. Разные направления вращения обозначаются разными цветами: желтым — движение по часовой стрелке, синим — против часовой стрелки.

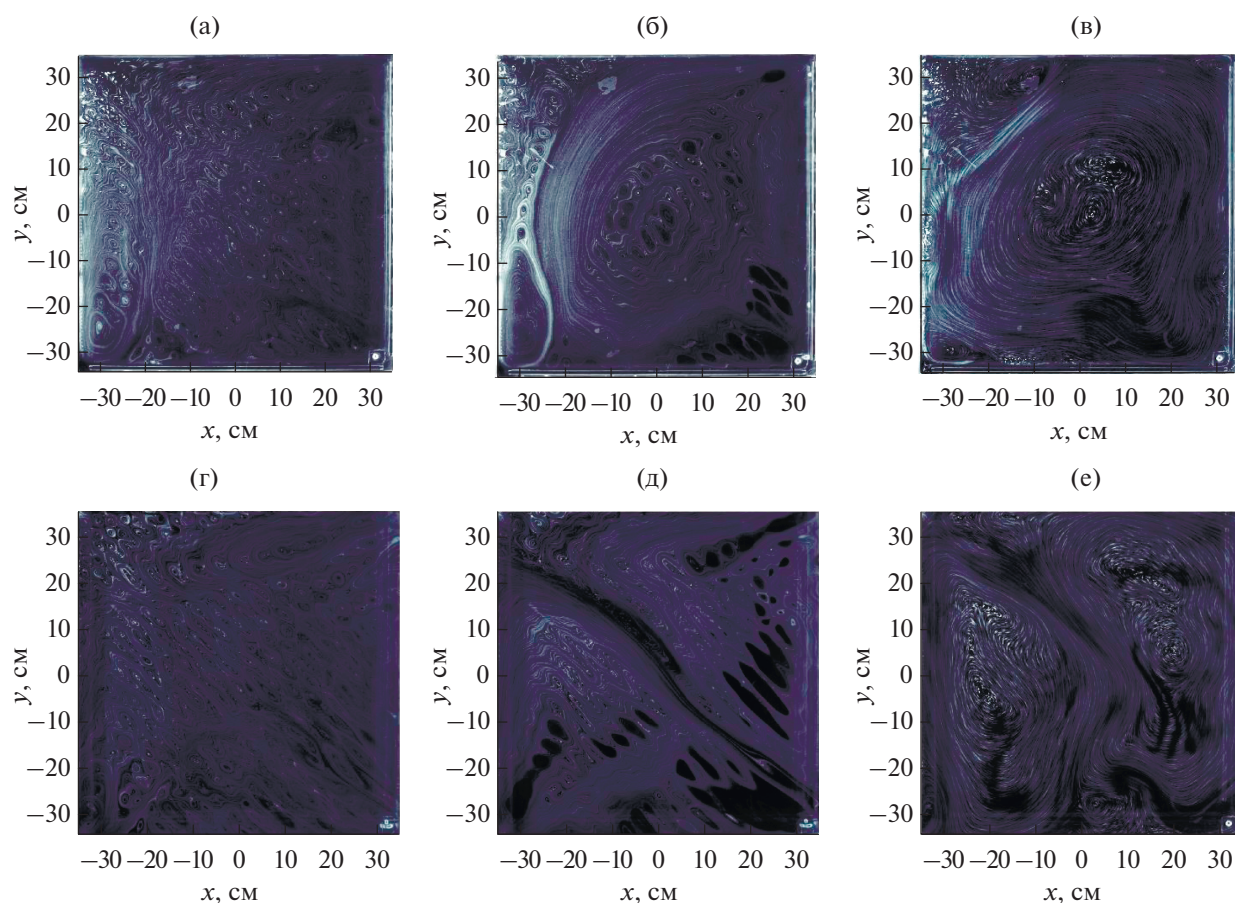


Рис. 2. Треки полиамидных частиц на поверхности воды глубиной 2 (а, б, в) и 19 см (г, д, е) при возбуждении на поверхности двух перпендикулярных волн частотой 6 Гц и амплитудой 0.21 и 0.22 мм. Треки частиц (а, б) и (г, д) были получены через 19 и 1000 с после включения накачки соответственно. Треки частиц (в, е) получены через 300 с после выключения накачки на 1300-ой секунде. Здесь и далее плунжеры расположены снизу и справа.

В начальные моменты после включения накачки сформировавшиеся на поверхности структуры представляют собой валы, что свидетельствует об определяющей роли бегущих, не стоячих волн. К 1000-ой секунде на поверхности воды формируется крупномасштабный вихрь, который растягивает валы. Энергия сосредоточена, в основном, в крупномасштабном течении. После выключения накачки, на поверхности воды доминирует один большой вихрь, что хорошо видно на рис. 3в, 3е. Максимумы энергии расположены по периметру большого вихря, в зонах взаимодействия с затухающими малыми вихрями противоположной завихренности.

На поверхности воды глубиной 19 см на 19-ой и 1000-ой секундах после включения накачки видны валы энергии и завихренности, то есть волна частотой 6 Гц существенно затухает на расстоянии пробега от стенки до стенки экспериментальной ванны. На рис. 4б максимум энергии расположен приблизительно по диагонали ванны в максимуме скорости течения между двумя боль-

шими вихрями разной завихренности. После выключения накачки максимум энергии сохраняется между двумя большими затухающими вихрями. Сравнение рис. 3 и 4 позволяет констатировать, что при равной амплитуде волн накачки на мелкой воде формируется преимущественно один крупномасштабный вихрь, а на глубокой воде — два вихря. На поверхности всегда наблюдаются мелкомасштабные вихри с противоположной завихренностью, такой чтобы суммарная завихренность на поверхности равнялась нулю.

На рис. 5а, 5б приведены зависимости полной энергии вихревого движения $E(t)$, рассчитанной по формуле (1), для структур на поверхности жидкости глубиной 2 и 19 см при различных амплитудах волн, возбуждаемых на поверхности воды. На рис. 5в, 5г показаны зависимости модуля завихренности от времени $|\Omega|(t)$, рассчитанного по формуле (2). Из рис. 5 можно заключить, что полная энергия $E(t)$ и модуль завихренности $|\Omega|(t)$ достигают стационарного состояния приблизительно к 500-ой секунде. При этом значения вихревой

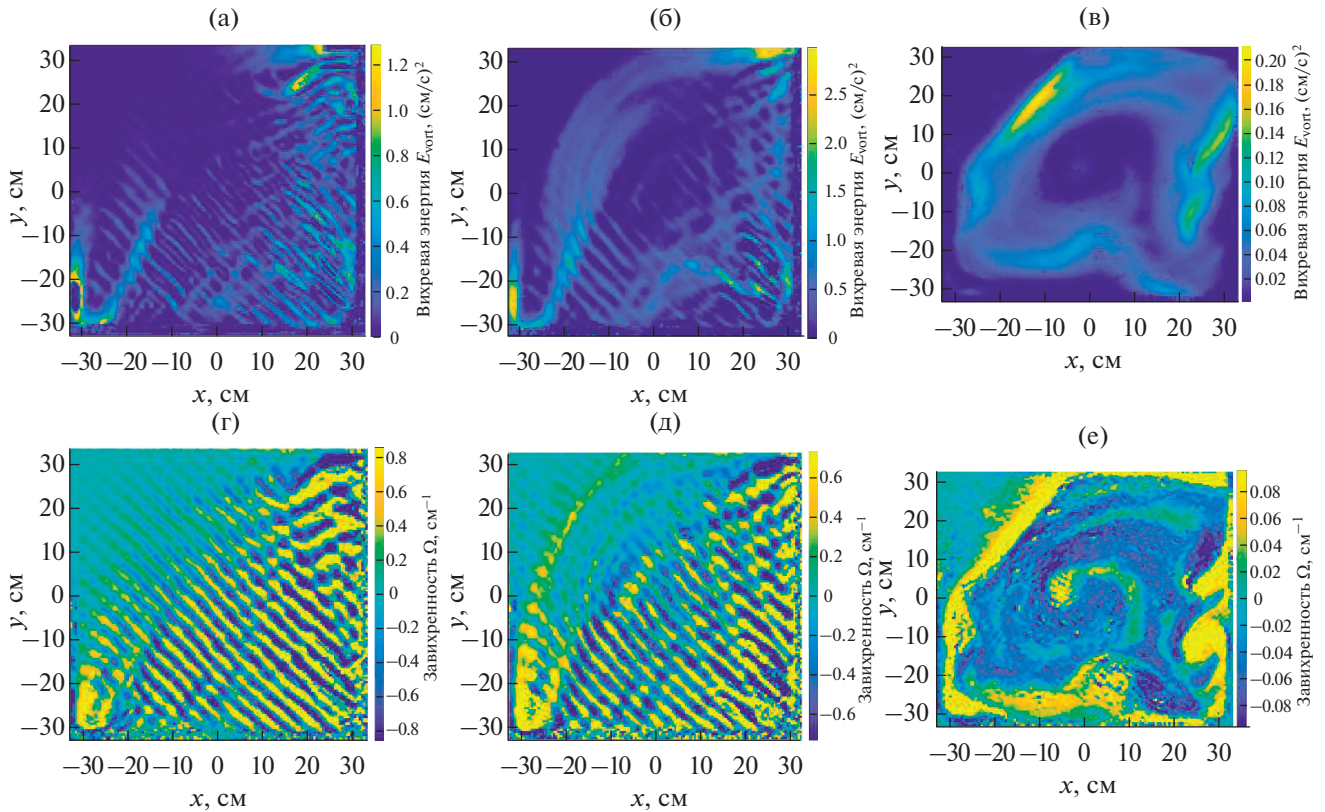


Рис. 3. Распределение энергии (а, б) и завихренности (г, д) на поверхности воды глубиной 2 см через 19 и 1000 с после включения накачки соответственно. Распределения энергии (в) и завихренности (е) получены через 300 с после выключения накачки на 1300-ой секунде.

энергии и модуля завихренности флуктуируют около некоторых средних значений.

Сразу после выключения накачки на поверхности воды глубиной 2 см наблюдается быстрое уменьшение энергии и модуля завихренности, рис. 5а, 5б. Приблизительно через 30 с. после выключения накачки энергия затухает по закону, близкому к экспоненциальному, а модуль завихренности уменьшается по более сложному закону, который описывается функцией ошибок [20]. На поверхности воды глубиной 19 см после выключения накачки наблюдаются немонотонные зависимости от времени как энергии вихревого движения, так и модуля завихренности, рис. 4в, 4г, что связано, по-видимому, с сильным влиянием вихревого течения в объеме жидкости [20].

Ниже обсуждается поведение энергии и завихренности в условиях установившегося вихревого движения. На рис. 6 показаны зависимости средних значений энергии и модуля завихренности в интервале времен от 500 до 1000 с от энергии волн, пропорциональной h^2 , на поверхности воды глубиной 2 и 19 см. Отметим, что средние значения вихревой энергии E_{av} и модуля завихренности $|\Omega|_{av}$ увеличиваются с ростом амплитуды вол-

ны накачки h . Поскольку энергия поверхностной волны пропорциональна $E_{wave} \sim h^2$ [19], то из наших экспериментальных данных можно также оценить изменение отношения вихревой энергии к волновой энергии при переходе от мелкой воды к глубокой, когда на поверхности возбуждаются волны амплитудой 0.21 и 0.22 мм. На рис. 6 видно, что это отношение составляет 110 : 1 на поверхности слоя воды глубиной 2 см и немного возрастает до 140 : 1 на поверхности слоя глубиной 19 см. Возрастание отношения E_{vort}/E_{wave} связано, по-видимому, с уменьшением влияния трения вихрей о дно экспериментальной ванны в результате увеличения глубины слоя жидкости. Об этом же свидетельствуют экспериментальные данные на рис. 6а, 6б. Отклонение от линейной зависимости модуля на мелкой воде наблюдается при значениях h^2 приблизительно вдвое меньших, чем на поверхности глубокой воды.

Завихренность, генерируемая двумя нелинейными взаимно перпендикулярными волнами амплитудой h на поверхности жидкости, может быть записана как [2]:

$$\Omega = h^2 \omega k^2 \sin(kx) \sin(ky), \quad (4)$$

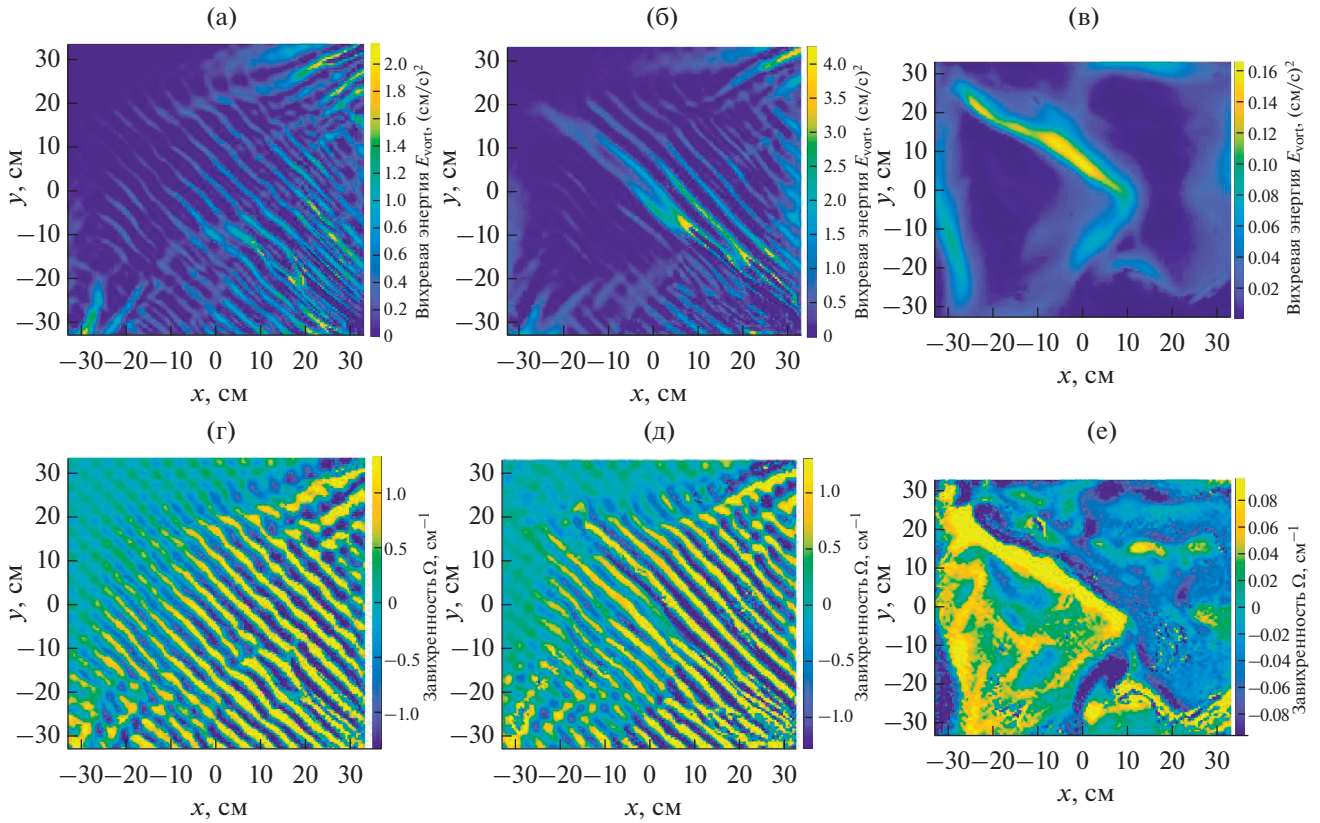


Рис. 4. Распределение энергии (а, б) и завихренности (г, д) на поверхности воды глубиной 19 см через 19, 1000 с после включения накачки, соответственно. Распределения энергии (в) и завихренности (е) получены через 300 с после выключения накачки на 1300-ой секунде.

где ω — частота волн, k — волновой вектор. Таким образом, завихренность Ω решетки вихрей, генерируемых поверхностными волнами, линейно зависит от волновой энергии. На рис. бв, бг хорошо видно, что среднее значения модуля завихренности $|\Omega|_{av}$ линейно возрастает с повышением энергии волн накачки, как это и следует из соотношения (4).

Из качественных соображений (см. зависимость (2)) следует, что энергия вихревой решетки должна квадратично зависеть от энергии волн на поверхности жидкости, $E_{vort} \sim E_{wave}^2$. Очевидно, что эта зависимость справедлива до тех пор, пока на поверхности не возникает крупномасштабное вихревое течение. На рис. ба, бб видно, что средние значения энергии вихревого движения E_{vort} имеют более сложную зависимость. При малых амплитудах накачки энергия вихревого движения растет с повышением энергии в волне квадратично, т.е. пропорционально h^4 . На рис. ба, бб зависимость $E_{wave} \sim h^4$ показана сплошной кривой. Однако при высоком уровне накачки наблюдается заметное отклонение от квадратичной зависимо-

сти, экспериментальные данные показаны на рисунках кружками.

На рис. 7 представлены PDF-распределения амплитуд модуля завихренности $|\Omega|$ от квадрата модуля амплитуды $|\Omega|^2$, полученные при разных амплитудах волн накачки. На поверхности жидкости глубиной 2 см к 19 с сформировалось PDF-распределение, очень близкое к Гауссову [21]. Оно сохраняется до 1000 с. Однако для больших значений амплитуд накачки наблюдаются небольшие отклонения, особенно при возбуждении на поверхности волн амплитудой 0.21 см. На поверхности жидкости глубиной 19 см PDF-распределения близки к Гауссову на 19-ой и 1000-ой секундах при всех амплитудах волн на поверхности.

На рис. 8 показаны PDF-распределения амплитуд энергии для двух глубин при разных амплитудах волн, возбуждаемых на поверхности воды. Оказалось, удобнее представлять PDF-распределения энергии как функцию произведения $|V^3|V$, которое учитывает направление течения на двумерной поверхности жидкости. Для слоя воды глубиной 2 см представлены распределения в направлении X , а для слоя воды глубиной 19 см — в направлении Y .

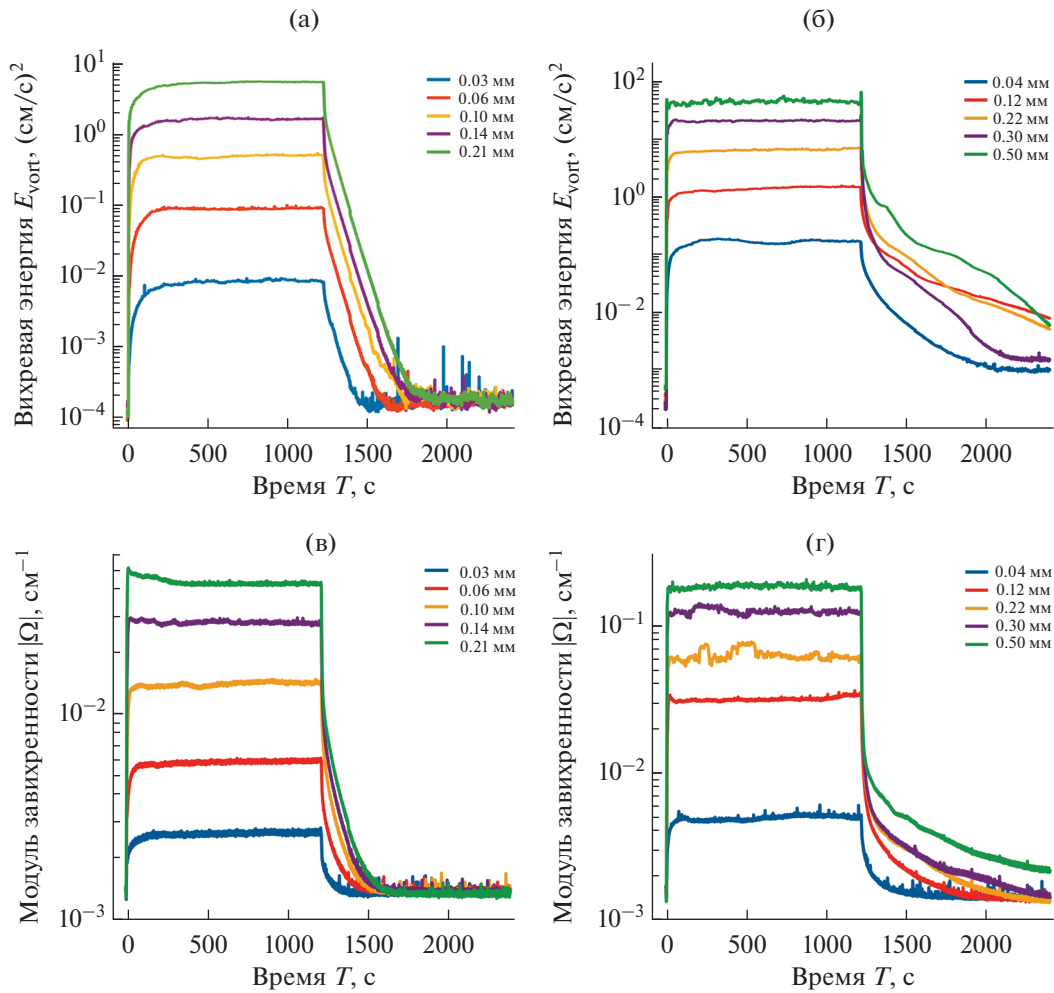


Рис. 5. Зависимость энергии $E(t)$ (а, б) и модуля завихренности $|\Omega|(t)$ от времени. Глубина жидкости составляет 2 см (слева) и 19 см (справа). Амплитуды возбуждаемых на поверхности волн приведены на вставках в верхнем правом углу.

Стрелками на рис. 8б, 8г, 8е показаны средние значения квадрата энергии вихревого движения, которые наблюдаются на поверхности воды в интервале от 500 до 1000 секунды при амплитудах волн, равных $h = 0.03, 0.06$ и 0.04 мм, соответственно (рис. 2).

Нужно отметить, что распределения в направлениях X и Y близки для всех глубин жидкости. В этой статье мы ограничились представлением PDF-энергий только для минимальных амплитуд волн накачки, на которых отчетливо наблюдается влияние формирования крупномасштабных вихревых течений. На рисунках сплошные красные линии соответствуют распределению, пропорциональному функции

$$\exp\left(-\frac{|V|^3 V}{\sigma^2}\right). \quad (5)$$

Значения σ приведены на вставках рисунков.

На рис. 8а представлено PDF-распределение энергии на поверхности воды глубиной 2 см, сформировавшееся к 19-ой секунде после включения накачки волнами амплитудой 0.03 мм. Распределение является симметричным, но отличается от нормального распределения. Особенно хорошо это видно на рис. 8б, на котором приведено PDF-распределение энергии на 1000-ой секунде. Квадрат среднего значения энергии отмечен на рисунке стрелками. Видно, что в результате длительной накачки произошла существенная деформация крыльев PDF-распределения, возникли возбуждения в интервале от 2 до 4 $(\text{см/с})^4$. PDF-распределение на рис. 8б существенно отличается от нормального распределения. К 1000-ой секунде в результате взаимодействия вихревых структур на поверхности начинает формироваться вихрь больших масштабов и система мелких вихрей противоположной завихренности. Оценочное число Рейнольдса [27–29] для этой вихре-

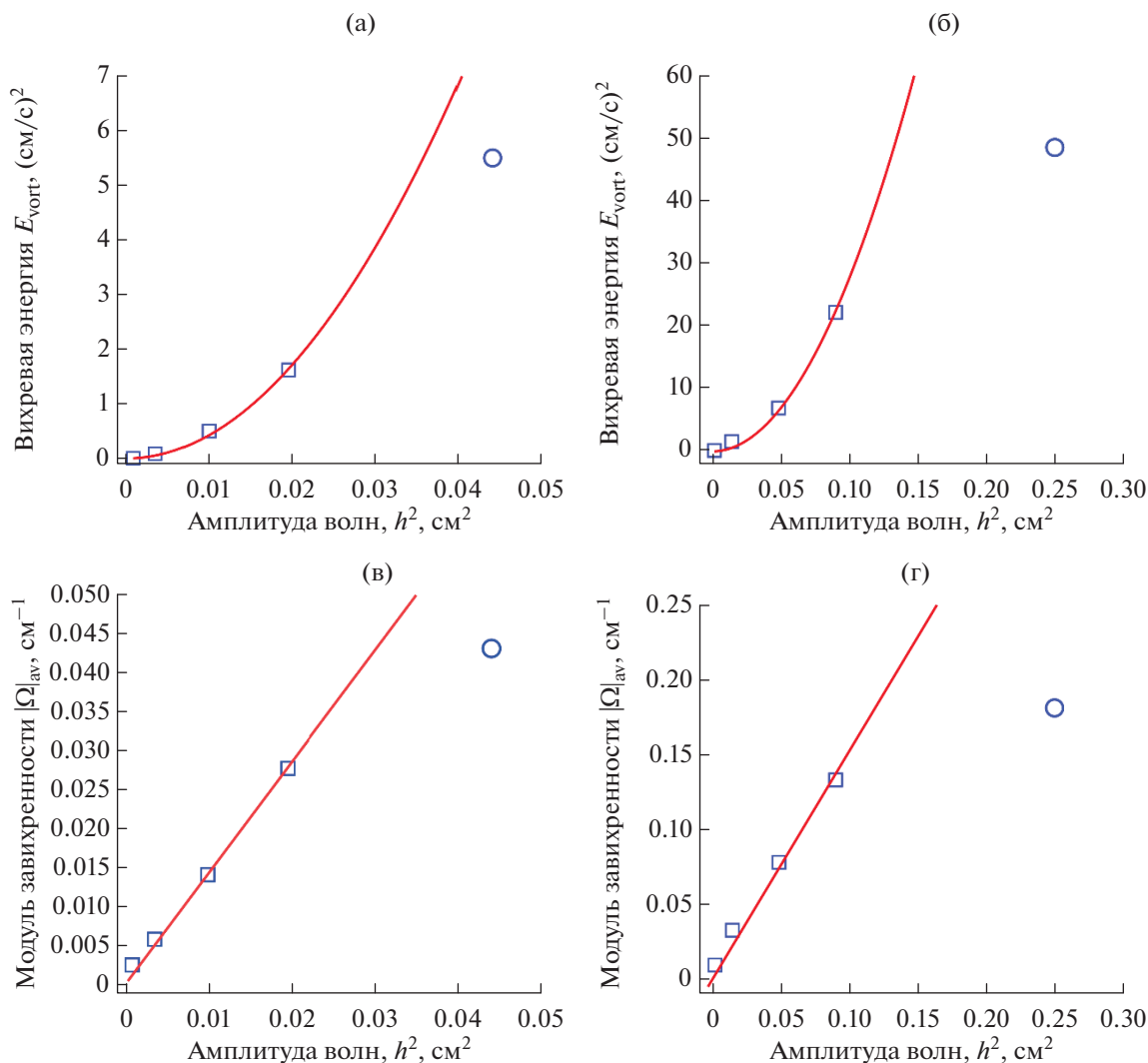


Рис. 6. Зависимость энергии (а, б) и модуля завихренности (в, г) на поверхностях воды глубиной 2 и 19 см от энергии волны накачки, пропорциональной h^2 : а, в – глубина воды равна 2 см; б, г – глубина жидкости равна 19 см.

вой системы составляет $Re \sim (\Omega L^2/4\nu) \approx 50$, где L – длина стороны ванны, ν – коэффициент кинематической вязкости воды. Полученная оценка свидетельствует о том, что вихревая система не находится в развитом турбулентном состоянии.

Увеличение амплитуды волн накачки вдвое до 0.06 мм привело к значительному изменению в PDF-распределении энергии. На рис. 8в, 8г видно, что к 19 секунде распределение энергии является практически симметричным в интервале $0-2 \times 10^{-3} (\text{cm}/\text{s})^4$, а к 1000 с энергетические возбуждения уже наблюдаются в интервале $(0-4) \times 10^{-3} (\text{cm}/\text{s})^4$. Нужно отметить, что PDF-распределение не является нормальным. На правом крыле распределения отчетливо видно накопление энергии вблизи $2.5 \times 10^{-3} (\text{cm}/\text{s})^4$. Оцененное число Рейнольдса для этой вихревой системы составляет

$Re \approx 80$. При дальнейшем увеличении амплитуды волн накачки PDF-распределение становится более сложным.

Другая картина наблюдается и на поверхности слоя воды глубиной 19 см, рис. 8д, 8е). При накачке амплитудой волн, равной 0.04 мм, к 19 секунде формируется почти симметричное PDF-распределение энергии. Причем в диапазоне квадратов энергий $0-0.01 (\text{cm}/\text{s})^4$ наблюдаемое распределение близко к нормальному. Однако, к 1000 секунде наблюдается значительная деформация PDF распределения. Число Рейнольдса для этой вихревой системы составляет $Re \approx 4 \times 10^2$, т.е. рассматривается развитое турбулентное течение жидкости. Правое и левое плечи распределения по отдельности хорошо описываются экспоненциальными функциями квадрата энергии E^2 , но

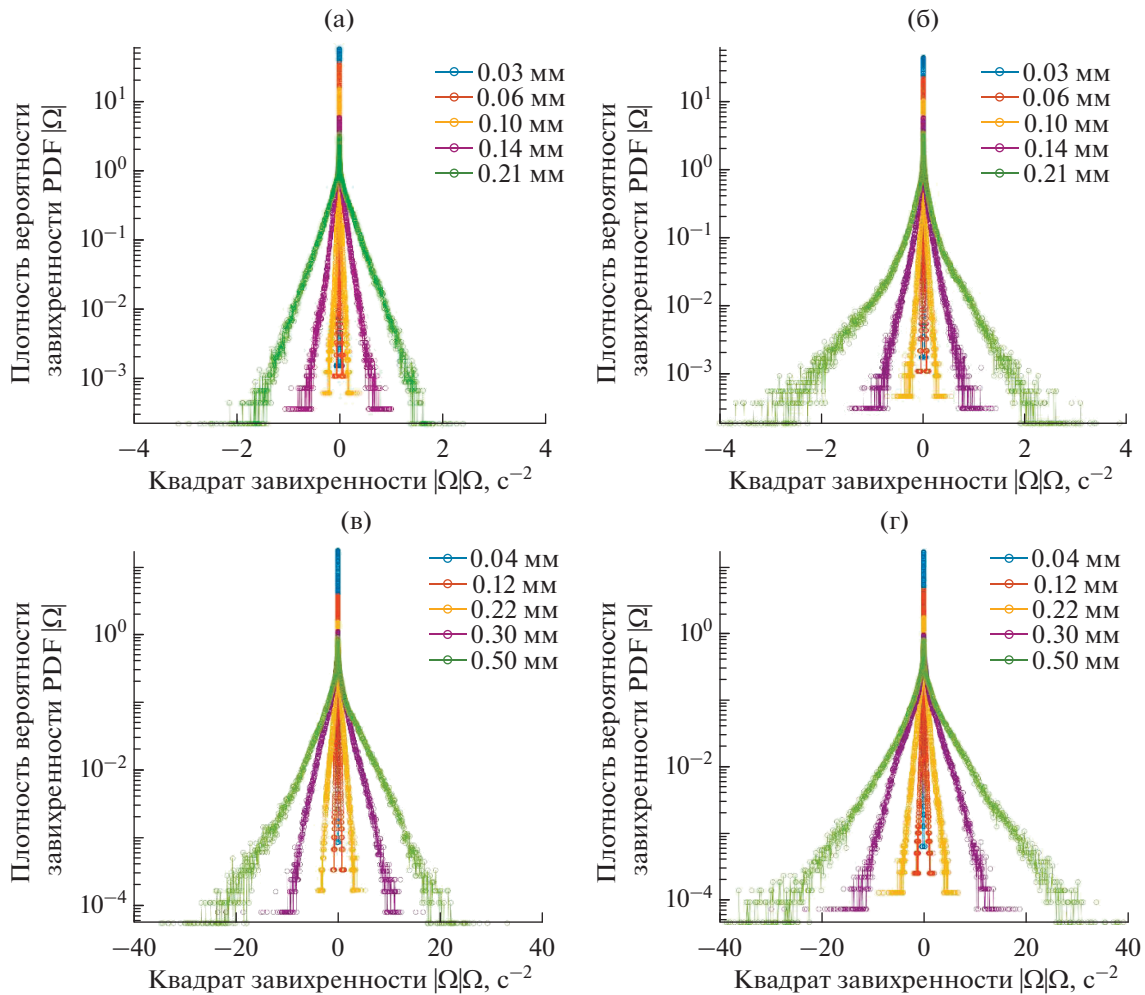


Рис. 7. PDF-распределение квадрата завихренности на поверхности воды на 19 и 1000 с после включения накачки: а, б – глубина воды равна 2 см; в, г – глубина жидкости равна 19 см.

сдвинутыми относительно оси Y . Возможной причиной, приводящей к потере симметричности в PDF-распределении, может быть формирование крупномасштабных вихрей. Крупномасштабные вихри в экспериментальной ванне располагаются на поверхности воды случайно. Они не являются симметричными по форме и относительно стенок ванны. Именно это обстоятельство приводит к нарушению симметрии PDF-распределений. Можно показать, что сдвиг левого плеча PDF-распределения относительно правого связан с дополнительной скоростью движения большого вихревого течения в направлении Y . Видно, что сдвиг по оси X составляет приблизительно $0.005 V^4$, при этом средняя азимутальная скорость жидкости близка к ~ 0.07 см/с. При больших амплитудах накачки PDF-распределение энергии значительно отличается от нормального, как и в случае мелкой воды. Чтобы понять причины появления немонотонности в PDF-распределении

при высоких уровнях накачки требуются дополнительные исследования.

Отметим, что в разных экспериментах деформацию Гауссового распределения можно наблюдать как у левого, так правого крыла. Формирование крупномасштабного вихря оказывает меньшее влияние на форму PDF-распределения модуля завихренности, так как завихренность сосредоточена, в основном, на малых масштабах – узлах вихревой решетки, а энергия – на больших масштабах в больших вихрях.

На рис. 8 видно, что при значениях энергии менее 0.003 (см/с)² на PDF-распределении энергии наблюдается острый пик, свидетельствующий о существенном отклонении от распределения Гаусса. Это распределение не удается описать экспоненциальной зависимостью. Причиной появления этого пика могут быть слабые течения, обусловленные неконтролируемыми температурными градиентами в объеме и на поверхности во-

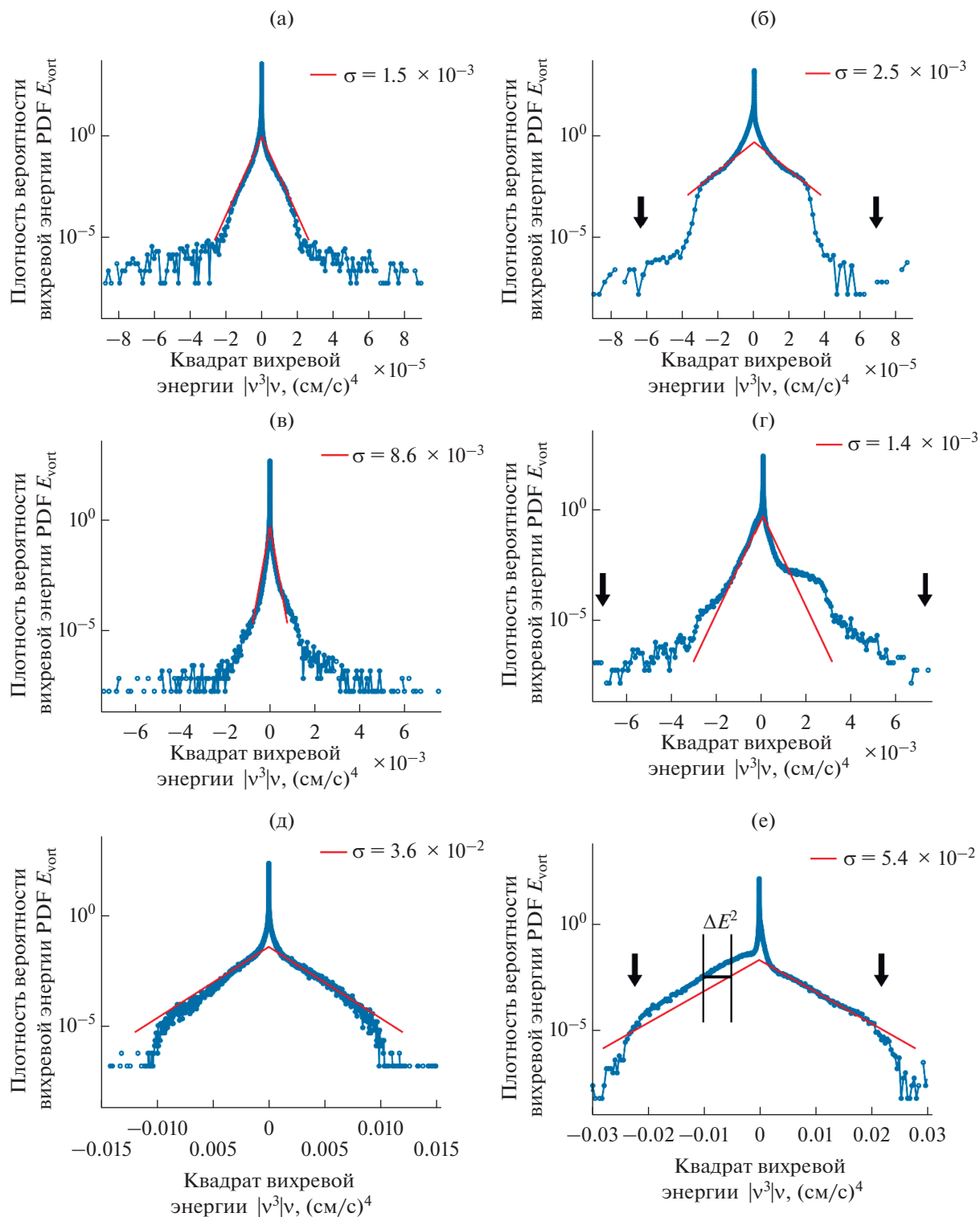


Рис. 8. PDF-распределения энергии вихревого движения на поверхности воды через 19 и 1000 с после включения насоса: а, б, в, г – глубина жидкости равна 2 см; амплитуда волны равна 0.03 и 0.06 мм; д, е – глубина воды равна 19 см, амплитуда волны – 0.04 мм.

ды в экспериментальной ванне. Такое течение может вносить вклад в измеряемую скорость жидкость, причем оно может не быть изотропным.

ВЫВОДЫ

Экспериментально установлено, что структура вихревых течений, формируемая поверхностны-

ми нелинейными волнами на поверхности жидкости, определяется ее глубиной. На мелкой воде один большой вихрь доминирует над несколькими мелкими вихрями с противоположной завихренностью. На глубокой воде, как правило, возникают два больших вихря с противоположной завихренностью. PDF-распределения модуля завихренности хорошо описываются на начальных временах Гауссовой функцией при всех амплитудах волн накачки. Однако PDF-распределение энергии при малых амплитудах волн накачки на поверхности мелкой воды отличается от нормального распределения. На поверхности глубокой воды на начальных временах накачки PDF-распределения энергии близко к нормальному, но при больших временах накачки наблюдается деформация PDF-распределения в результате возникновения на поверхности жидкости крупномасштабных вихревых течений.

Конфликт интересов: Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

БЛАГОДАРНОСТЬ

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, проект No.075-15-2019-1893.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Филатов С.В., Алиев С.А., Левченко А.А., Храмов Д.А. // Письма в ЖЭТФ. 2016. Т. 104. Вып. 10. С. 714. <https://doi.org/10.7868/S0370274X16220094>
2. Filatov S.V., Parfenyev V.M., Vergeles S.S., Brazhnikov M.Yu., Levchenko A.A., Lebedev V.V. // Phys. Rev. Lett. 2016. V. 116. P. 5. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.116.054501>
3. Francois N., Xia H., Punzmann H., Shats M. // Physical Review Letters. 2013. V. 110. № 19. P. 194501. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.110.194501>
4. Von Kameke A., Huhn F., Fernandez-Garcia G., Munuzuri A.P., Perez-Munuzuri V. // Phys. Rev. Lett. 2010. V. 81. P. 066211. <https://doi.org/10.1103/PhysRevE.81.066211>
5. Alfred P. Abella // Materials Letters. 2021. V. 283. P. 128720. <https://doi.org/10.1016/j.matlet.2020.128720>
6. Abella A.P., Soriano M.N. // JETP. 2020. V. 130. P. 452.
7. Филатов С.В., Храмов Д.А., Лухтер А.М., Левченко А.А. // Поверхность. Рентген., синхротр. и нейтрон. исслед. 2017. № 12. С. 103. <https://doi.org/10.7868/S0207352817130133>
8. Francois N., Xia H. // Physics of Fluids. 2017. V. 29. P. 111107. <https://doi.org/10.1063/1.5000863>
9. Филатов С.В., Храмов Д.А., Левченко А.А. // Письма в ЖЭТФ. 2017. Т. 106. № 5. С. 305. <https://doi.org/10.7868/S0370274X1717009X>
10. Филатов С.В., Орлов А.В., Бражников М.Ю., Левченко А.А. // Письма в ЖЭТФ. 2018. Т. 108. Вып. 8. С. 549–557. <https://doi.org/10.1134/S0370274X18200055>
11. Biferale L., Musacchio S. and Toschi F. // Phys. Rev. Lett. 2012. V. 108. P. 164501. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.108.164501>
12. Filatov S.V., Poplevin A.V., Levchenko A.A., Parfenyev V.M. // Physica D: Nonlinear Phenomena. 2022. V. 434. P. 1–6. <https://doi.org/10.1016/j.physd.2022.133218>
13. Filatov S.V., Levchenko A.A., Khramov D.A. // Results in Physics. 2019. V. 13. P. 102229. <https://doi.org/10.1016/j.rinp.2019.102229>
14. Абдурахимов Л.В., Бражников М.Ю., Левченко А.А. // Письма в журн. экспериментальной и Теоретической физики. 2008. Т. 88. № 1. С. 21. <https://doi.org/10.1134/S0021364008130055>
15. Falcon E., Aumaitre S., Falcon C., Laroche C., Fauve S. // Phys. Rev. Lett. 2008. V. 100. P. 064503. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.100.064503>
16. Francois N., Xia H., Punzmann H. et al. // Physical Review X. 2014. V. 4. № 2. P. 021021. <https://doi.org/10.1103/PhysRevX.4.021021>
17. Robert H. Kraichnan // The Physics of Fluids. 1967. V. 10. P. 1417. <https://doi.org/10.1063/1.1762301>
18. Parfenyev V.M., Vergeles S.S. // Physical Review Fluids. 2018. V. 3. P. 064702. <https://doi.org/10.1103/PhysRevFluids.3.064702>
19. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Т. 6. Гидродинамика. М.: Физматлит, 2003.
20. Филатов С.В., Левченко А.А., Бражников М.Ю., Межов-Деглин Л.П. // Приборы и техника эксперимента. 2018. № 5. С. 135. <https://doi.org/10.1134/S0032816218040201>
21. Parfenyev V.M., Filatov S.V., Brazhnikov M.Yu., Vergeles S.S., Levchenko A.A. // Phys. Rev. Fluids. 2019. V. 4. P. 114701. <https://doi.org/10.1103/PhysRevFluids.4.114701>
22. Thielicke W., Stamhuis E. // J. Open Research Software. 2014. V. 2.No 1. P. 30. <https://doi.org/10.5334/jors.bl>
23. Francois N., Xia H., Punzmann H., Fontana P.W., Shats M. // Nature Communications volume 8, Article number: 2017. P. 14325. <https://doi.org/10.1038/ncomms14325>
24. Filatov S.V., Levchenko A.A., Mezhov-Deglin L.P. // Phys. Wave Phen. 2019. V. 27. P. 327. <https://doi.org/10.3103/S1541308X19040149>
25. Colombi R., Rohde N., Schlüter M., von Kameke A. // Fluids. 2022. V. 7. P. 2002. <https://doi.org/10.3390/fluids7050148>
26. Венцель Е.С. Теория вероятностей. 10-е изд., стереотипное. М.: Academia, 2005. 576 с. ISBN 5-7695-2311-5
27. Фриш У. Турбулентность. Наследие А.Н. Колмогорова. М.: ФАЗИС, 1998. 346 с.
28. Фрик П.Г. Турбулентность: подходы и модели. Изд. 2-е, испр. и доп. М.–Ижевск: НИЦ “Регулярная и хаотическая динамика”, 2010. 332 с.
29. Фалькович Г. Современная гидродинамика. Изд. 2-е, испр. и доп. М.–Ижевск: Институт компьютерных исследований; НИЦ “Регулярная и хаотическая динамика”, 2018. V. xii. 240 с.

Features of Generation of Vortex Motion by Waves on the Surface of Shallow and Deep Water

S. V. Filatov¹, A. V. Poplevin¹,*, A. M. Likhter², O. G. Korolev², V. I. Serbin², A. V. Rybakov²,
D. D. Tumachev¹, A. A. Levchenko¹,**

¹*Osipyan Institute of Solid State Physics RAS, Chernogolovka, 142432 Russian*

²*Astrakhan state universit, Astrakhan, 414056 Russian*

**e-mail: faraldos@issp.ac.ru*

***e-mail: levch@issp.ac.ru*

Experimental studies of the processes of formation of vortex motion on the surface of shallow and deep water generated by two waves with a frequency of 6 Hz propagating on the surface at an angle of 90 degrees are carried out. The experiments were carried out in a glass bath measuring 70 × 70 cm. The water depth varied from 2 cm to 19 cm. It is established that under the same conditions of wave excitation, one large vortex and several lubricating vortices are formed on the surface of shallow water, and several large vortices with vorticity of different signs are formed on the surface of deep water. It is shown that in the steady-state regime, the values of vorticity and energy of vortex motion change chaotically near a certain average value. The PDF distributions of vorticity and energy values are close to Gaussian at the 19th second of pumping, but are significantly deformed by the 900th second as a result of the formation of large-scale vortices on the water surface.

Keywords: nonlinear surface waves, vortices, turbulence, shallow water, deep water, normal distribution, Reynolds number.