

УДК 532.5

ВИХРЕВОЕ ДВИЖЕНИЕ НА ПОВЕРХНОСТИ МЕЛКОЙ И ГЛУБОКОЙ ВОДЫ

© 2024 г. А. В. Поплевин^{a, b, *}, А. А. Левченко^{a, b}, А. М. Лихтер^c, С. В. Филатов^{a, b},
Л. П. Межов-Деглин^a

^aИнститут физики твердого тела имени Ю.А. Осипьяна РАН, Черноголовка, 142432 Россия

^bИнститут теоретической физики имени Л.Д. Ландау РАН, Черноголовка, 142432 Россия

^cАстраханский государственный университет имени В.Н. Татищева, Астрахань, 414056 Россия

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

Поступила в редакцию 14.12.2023 г.

После доработки 10.02.2024 г.

Принята к публикации 10.02.2024 г.

Исследовано затухание вихревого движения на поверхности мелкой и глубокой воды. Вихревое течение формировалось двумя взаимно перпендикулярными волнами, возбуждаемыми плунжерами на частоте 6 Гц (длина волны $\lambda = 5.6$ см) на поверхности воды размерами 70×70 см и глубиной h . После достижения стационарного состояния в вихревой системе накачка волн выключалась, и регистрировалось затухание поверхностного течения. На поверхности мелкой воды, $\lambda/2\pi \approx h$, когда характерный размер вихрей L превосходит глубину жидкости, $L \gg h$, зависимость от времени энергии вихревого течения $E(t)$ описывается экспоненциальной функцией при всех уровнях накачки, а зависимость энстрофии $\Phi(t) = \Omega^2(t)$ имеет экспоненциальную зависимость только в диапазоне волновых векторов $0-0.3 \text{ см}^{-1}$. На поверхности глубокой воды $\lambda/2\pi < h$, $L \approx h$ зависимости $E(t)$ и $\Phi(t)$ далеки от экспоненциальных во всех диапазонах волновых чисел. При высоких амплитудах волн накачки зависимости $E(t)$ и $\Phi(t)$ немонотонны, что можно связать с влиянием объемных течений.

Ключевые слова: нелинейные поверхностные волны, вихри, турбулентность, мелкая вода, глубокая вода, затухание, спектр энергии.

DOI: 10.31857/S1028096024060015, EDN: DWCPXU

ВВЕДЕНИЕ

Вихри и волны на поверхности жидкости затухают в силу вязких потерь в объеме, в результате трения о стенки и дно экспериментальной ванны [1]. Вязкие потери волны в объеме доминируют в случае глубокой воды, когда глубина жидкости h превосходит величину $\lambda/2\pi$, где λ — длины волн. При условии $h < \lambda/2\pi$ доминирующим становится трение волн о дно — мелкая вода. Отметим, что также возможна передача энергии вихрей в систему волн, распространяющихся по поверхности [2]. В экспериментах [3] было показано, что при распространении волн на поверхности жидкости в ее объеме наблюдаются вихри с различно направленной завихренностью, т. е. объемные вихревые течения могут взаимодействовать с поверхностными вихрями.

В наших экспериментах вихревые течения формируются волнами, распространяющимися по поверхности воды перпендикулярно друг к другу [4]. После включения накачки на поверхности формируется решетка вихрей [5] с периодом равным длине волны λ . Затем при высоких уровнях накачки в результате нелинейного взаимодействия волн и вихрей формируются большие вихри с размерами D близкими к длине стороны экспериментальной ванны L — устанавливается обратный поток энергии [6].

Поэтому в наших экспериментах реализуются две различные ситуации. Глубокая вода: глубина жидкости в ванне, равная 19 см, превосходит величины $\lambda/2\pi$ и $D/2\pi$, так как на частоте накачки 6 Гц длина волны равна 5.2 см, а размер вихрей

D близок к 30 см. При глубине воды равной 2 см для больших вихрей жидкость является мелкой, а для волн частотой 6 Гц остается переходной от глубокой к мелкой воде, т.е. волны частотой 6 Гц хорошо распространяются по поверхности и могут формировать вихревые течения [4].

В настоящих экспериментах мы сосредоточились на исследованиях процессов затухания в системе вихрей. Особенности стационарных вихревых состояний были рассмотрены ранее [7].

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ МЕТОДИКА

Исследования проводились на экспериментальной установке, схема которой изображена на рис. 1. В установке используется ванна под номером 5, размерами $70 \times 70 \times 20$ см, изготовленная из стекла толщиной 10 мм. Она размещена на виброизолирующем столе Standa с пневмонической подвеской. Ванна заполняется дистиллированной водой, уровень воды изменялся от 2 см до 19 см. Сверху ванна закрывается крышкой из оргстекла, плотно прилегающая к ванне во избежание попадания внутрь пыли, которая образует пленку на поверхности воды и значительно искажает результаты эксперимента [8]. На рамную конструкцию монтируются волнопродукторы, состоящие их привода 2 и плунжера 3 и необходимые для возбуждения волн. Камера 1 устанавливается сверху на расстоянии около 1 метра от поверхности воды. Плунжеры изготовлены из тонкостенной трубки нержавеющей стали диаметром 10 мм и длиной 68 см. Они располагаются параллельно стенкам ванны на расстоянии около 20 мм от них. Приводами служили сабвуферы TS-W254R фирмы Pioneer с номинальной мощностью 250 Вт, на которые подавался синусоидальный сигнал, задающийся двуканальным генератором Agilent 35022B. Разница фаз сигналов составляла 90° . Частоты колебаний волнопродукторов задавались в программе MATLAB и выбирались из условий создания стоячих волн.

Для визуализации течения жидкости применяли порошок полиамида белого цвета со средним диаметром гранул около 30 мкм, который насыпали на поверхность воды. Плотность частиц близка к плотности воды, поэтому частицы полностью увлекаются потоками жидкости в вязком подслое, так как глубина вязкого подслоя, равная 0.016, превосходит размер частиц. Частицы на поверхности подсвечиваются светодиодами, расположенными по периметру ванны. Запись колеблющейся поверхности осуществлялась фотоаппаратом Canon EOS 70D с частотой 24 кадра в секунду. Такая

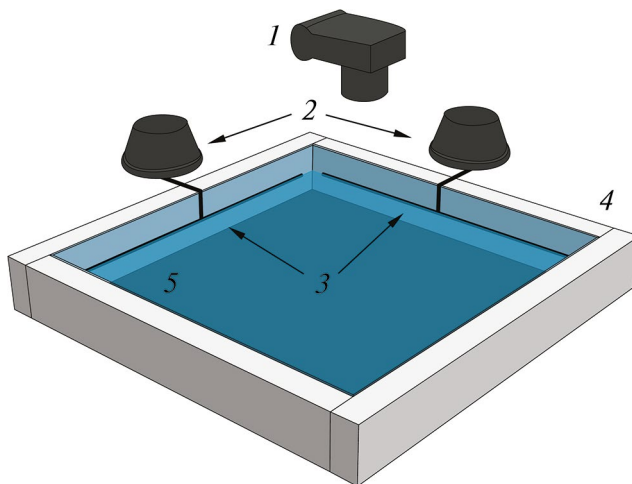


Рис. 1. Схема установки: 1 – видеокамера, 2 – приводы плунжеров, 3 – плунжеры, 4 – вода, 5 – ванна.

частота съемки позволяет выбрать снимки колеблющейся поверхности, находящейся в одной фазе волны и исключить из дальнейшей обработки осциллирующую составляющую перемещения пробной частицы, плавающей на поверхности. Снимки затем суммируются для выявления треков движения частиц на поверхности.

Съемка камерой и генерация волн волнопродукторами синхронизируется. Варьировать параметры накачки и съемки (амплитуда волн, частота накачки, частота съемки) можно было в программе MATLAB.

При обработке полученного видеоизображения используется пакет PIVlab [9] для MATLAB, позволяющий методом кросскорреляционной обработки двух изображений получать поле смещений между этими изображениями и рассчитывать скорость течения жидкости v и $\text{rot}v$. Процесс обработки видеосъемки, а также алгоритм обработки представлен в работе [10].

Энергия вихревых течений на поверхности воды вычислялась по формуле [7]:

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

где V – скорость течения жидкости.

Энтрофия вихревых течений рассчитывали по формуле

$$\Phi = E_s = \int \Omega^2 dS, \quad (2)$$

где $\Phi(t) = \Omega^2$, а $\Omega = \frac{\partial V_x}{\partial y} - \frac{\partial V_y}{\partial x}$, V_x и V_y – скорости течения жидкости по координатам X и Y .

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Мелкая вода

На рис. 2а представлены фотографии треков полиамидных частиц, полученные через 1200 секунд после включения переменного напряжения, подаваемого на приводы плунжеров на частоте 6 Гц. Время накачки было много больше вязкого времени для возбуждаемой волны $\tau = (2\nu k^2)^{-1} = 25$ с [1], где ν — коэффициент кинематической вязкости, k — волновой вектор волны частотой 6 Гц. Таким образом, перед выключением накачки состояние вихревого движения можно полагать стационарным. Амплитуда волн на поверхности воды глубиной 2 см составляла 0.21 мм. На рис. 2б показаны треки частиц через 60 секунд, а на рис. 2в — через 100 секунд после выключения накачки. Отметим, что перед выключением на поверхности воды сформировался один большой вихрь с диаметром близким к длине стороны ванны L . Диаметр вихря много больше глубины жидкости $D \gg h$, то есть вихрь сформировался на поверхности “мелкой воды” и при движении трется о дно ванны. На рис. 2а видны также малые вихри, сформировавшиеся на масштабе накачки.

Глубокая вода

На рис. 2 показаны треки полиамидных частиц в стационарном состоянии (г), через 60 секунд (д) и через 100 секунд (е) после выключения накачки на поверхности воды глубиной 19 см. Характерный размер вихрей D , на котором наблюдается скорректированное соленоидальное движение, близок к половине длины стороны стенки ванны $D = L/2$. Диаметр вихрей D близок также к глубине жидкости, залитой в ванну. Нужно отметить, что в стационарном состоянии на поверхности наблюдаются два больших вихря и много малых вихрей с характерным размером $\lambda/2$. Характерный размер больших вихрей D близок к половине длины стороны стенки ванны $D \approx L/2$ и к глубине воды h , залитой в ванну.

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГИИ ПО ВОЛНОВОМУ ЧИСЛУ k

Давайте теперь рассмотрим распределение энергии по волновому вектору $E(k)$ для вихревых состояний, представленных на рис. 2.

Мелкая вода

Рис. 3а накачка, отмеченная на рисунке стрелкой, производится на волновом числе $1.3 \times \sqrt{2}$ см⁻¹. Однако видно, что энергия сосредоточена,

в основном, на волновом числе 0.1 см⁻¹. Можно заключить, что энергия из области накачки масштаба $\lambda/2$ передается в большие масштабы. Характерные пики на распределении $E(k)$ связаны с формированием вихревого движения поверхностными резонансными модами, которые возникают в результате нелинейного взаимодействия волн [6]. Таким способом энергия передается в область больших масштабов, спектр вихревых движений является дискретным. Это связано, по-видимому, с сильным затуханием волн на поверхности мелкой воды, за исключением нескольких резонансных мод. Отметим, что в диапазоне волновых чисел 0.2–0.3 см⁻¹ наблюдается локальный минимум энергии, а энергии сосредоточена, в основном, в пике с максимумом на волновом числе близким к 0.1 см⁻¹.

Через 60 секунд после выключения накачки (рис. 3а, кривая 2) полностью исчез пик на волновом числе $1.3 \times \sqrt{2}$ см⁻¹, и энергия уменьшилась более, чем в 10 раз в диапазоне волновых чисел 0.3–5.0 см⁻¹. В то же время высота пика на волновом числе 0.1 см⁻¹ изменилась всего в два раза. Видно, что через 100 секунд после выключения накачки (рис. 3а, кривая 3) исчезло вихревое течение с волновыми числами более 0.6 см⁻¹. Таким образом, можно заключить, что после выключения накачки каскад вихревой энергии затухает со стороны больших волновых чисел. В диапазоне волновых чисел 0.2–0.3 см⁻¹ наблюдается локальный минимум энергии на всех временах затухания. На распределении энтропии (рис. 4а, кривая 2) по волновому числу нужно обратить внимание на наличие локального минимума в диапазоне волновых чисел 0.2–0.25 см⁻¹. Таким образом, можно заключить, что в этом диапазоне отсутствуют значительные вихревые движения.

Глубокая вода

На рис. 3б представлено распределение энергии $E(k)$ на поверхности глубокой волны. В стационарном состоянии до выключения накачки, когда энергия вводится в систему вихрей (рис. 3б кривая 1) отчетливо виден пик на k , равный волновому вектору накачки, умноженному на $\sqrt{2}$. На рисунке он отмечен стрелкой. Однако основная энергия сосредоточена в пике, с максимумом на волновом числе приблизительно равном 0.1 см⁻¹, т. е. энергия из области накачки передается в область малых волновых векторов. Через 60 секунд после выключения накачки (рис. 3б, кривая 2) пик на волновом числе накачки полностью исчез. Причиной этого является полное затухание волны частотой 6 Гц. Характерное время затухания энергии такой волны на поверхности воды состав-

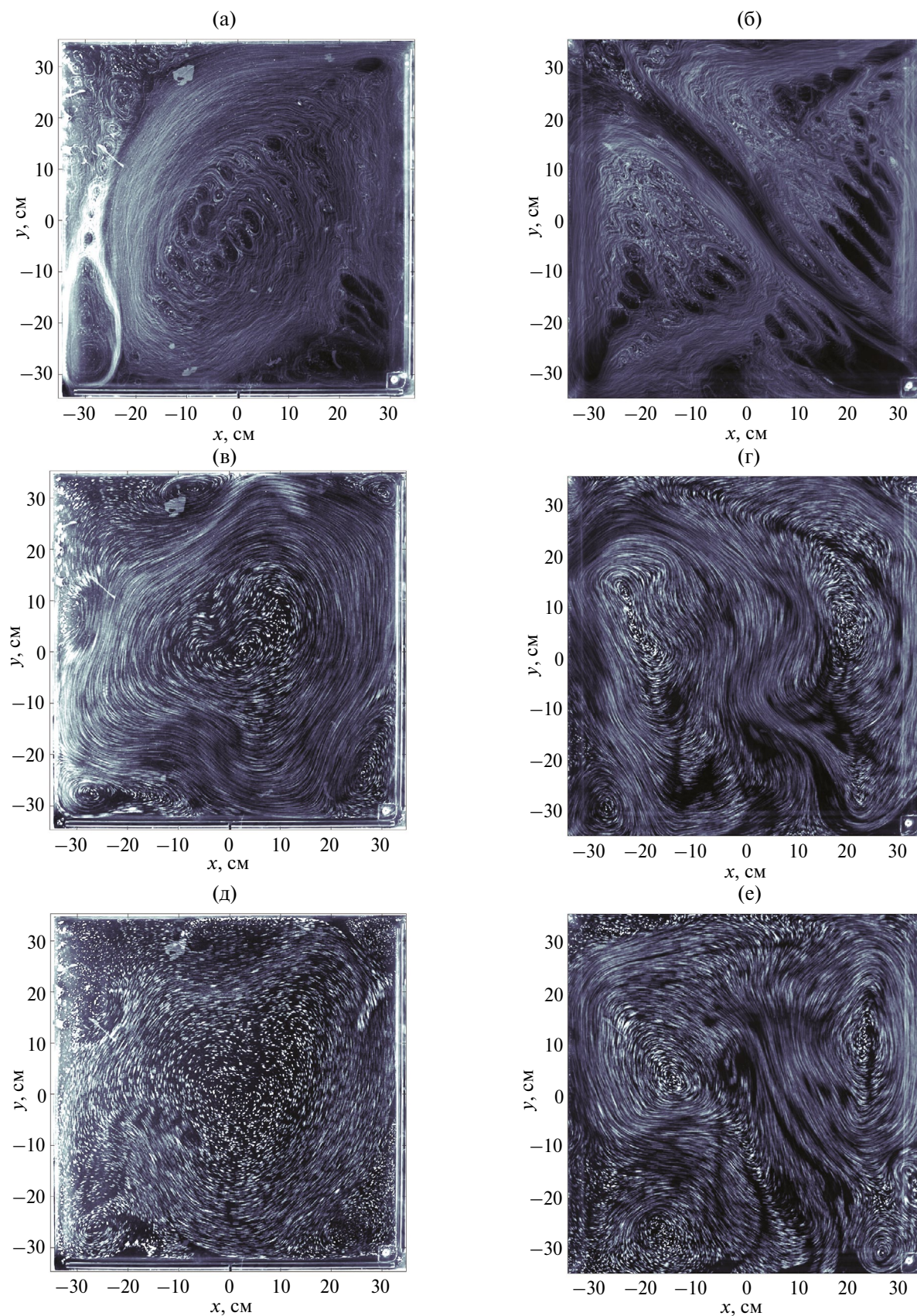


Рис. 2. Треки полиамидных частиц на поверхности воды глубиной 2 см (а), (в), (д) и 19 см (б), (г), (е). Рис. (в) и (г) получены через 60, (д) и (е) 100 секунд после выключения накачки.

ляет $\tau/2 = (4\nu k^2)^{-1} = 12.5$ с, где ν — коэффициент кинематической вязкости. То есть к 60 секунде поверхностная волна практически полностью затухает. Однако мы наблюдаем каскад энергии в диапазоне волновых чисел $0.1 \text{ см}^{-1} - 5 \text{ см}^{-1}$. Можно предположить в этот промежуток времени в системе вихрей на поверхности воды устанавливается прямой каскад энергии. Энергия передается от больших вихрей в малые, где и затухает из-за вязкого трения. На 100-ой секунде (рис. 3б, кривая 3) наблюдается затухание каскада со стороны больших волновых чисел.

На рис. 4 показаны спектры энстрофии $\Phi(t)$ на мелкой (а) и глубокой воде (б) в стационарном состоянии, кривые 1, и через 60 (кривые 2) и 100 (кривые 3) после выключения накачки. В стационарном состоянии наблюдается пик на волновом числе накачки. На мелкой воде присутствует минимум энстрофии в диапазоне $0.2-0.3 \text{ см}^{-1}$, также, как и зависимостях $E(k)$. Через 60 секунд после выключения накачки пик на масштабе накачки исчез, но энстрофия сосредоточена на волновых векторах более 1 см^{-1} . Через 100 секунд после выключения накачки энстрофия на

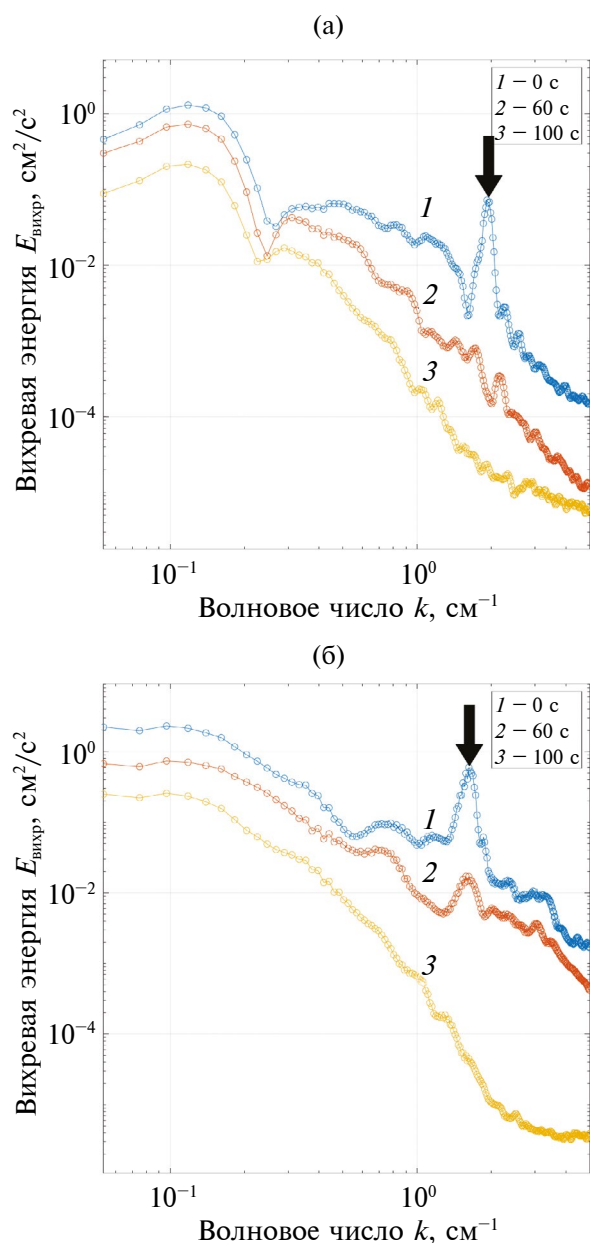


Рис. 3. Распределение энергии по волновому числу на поверхности воды глубиной 2 см (а) и 19 см (б). Кривые 2 и 3 получены через 60 и 100 секунд после выключения накачки.

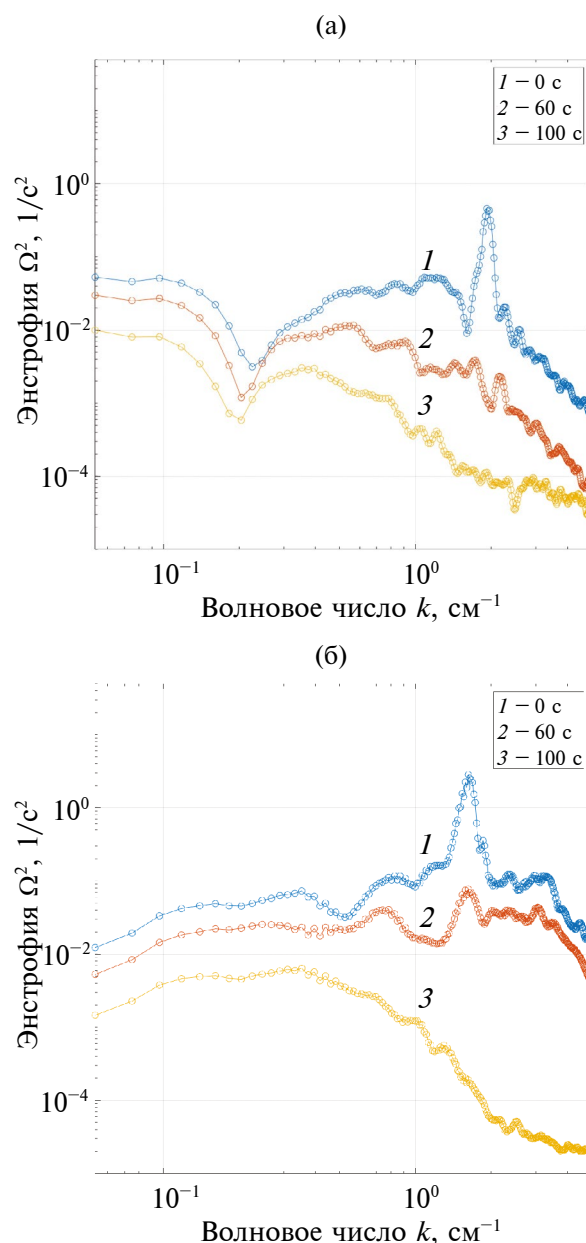


Рис. 4. Спектры энстрофии на поверхности воды глубиной 2 см (а) и 19 см (б). Кривые 1 — стационарное состояние. Кривые 2, 3 получены через 60 и 100 секунд после выключения накачки.

масштабах $>1 \text{ см}^{-1}$ полностью затухла, что связано с сильной диссипацией, в первую очередь, мелко-масштабных течений. Это наблюдение согласуется со спектром энергии $E(k)$ на рис. 3, кривая 3.

Еще раз обратим внимание на наличие минимума в спектрах энергии $E(k)$ и энтропии $\Phi(k)$ в узком диапазоне волновых чисел $0.2\text{--}0.3 \text{ см}^{-1}$ на поверхности мелкой воды. Причина появления этой особенности заключается, по-видимому, в формировании на мелкой воде кольцеобразного вихря. Такой вихрь виден на рис. 2б. Он занимает площадь всей ванны. На рис. 5а приведено распределение энергии течения мелкой жидкости на прямых линиях, проходящих через центр вихря. В стационарном состоянии энергия распределена по всему диаметру, вдали от центра энергия выше, чем в центре. На глубокой воде (рис. 5б) энергия сосредоточена в центре ванны и в ее углах. Через 60 секунд после выключения накачки на мелкой

воде наблюдаются два максимума энергии в распределении по диагонали, рис. 5в, которые соответствуют большому кольцеобразному вихрю. В середине ванны амплитуда энергии значительно меньше. Характерный масштаб этого пятна примерно $20\text{--}25 \text{ см}$, что соответствует волновому числу около 0.25 см^{-1} , при котором наблюдается минимум на рис. 4а. Этот вихрь не является когерентным, так как не имеет постоянного распределения энергии по радиусу [11, 12, 13].

На глубокой воде после выключения накачки, рис. 5г, на распределении наблюдаются четыре максимума, которые соответствуют двум вихрям на рис. 2д. Хорошо видно, что энергия сосредоточена в центре ванны и на периферии. Два минимума энергии, которые соответствуют кору (центральная область) вихрей располагаются по обе стороны от центра ванны. Ширина минимумов составляет $10\text{--}15 \text{ см}$, или $0.4\text{--}0.6 \text{ см}^{-1}$ в обрат-

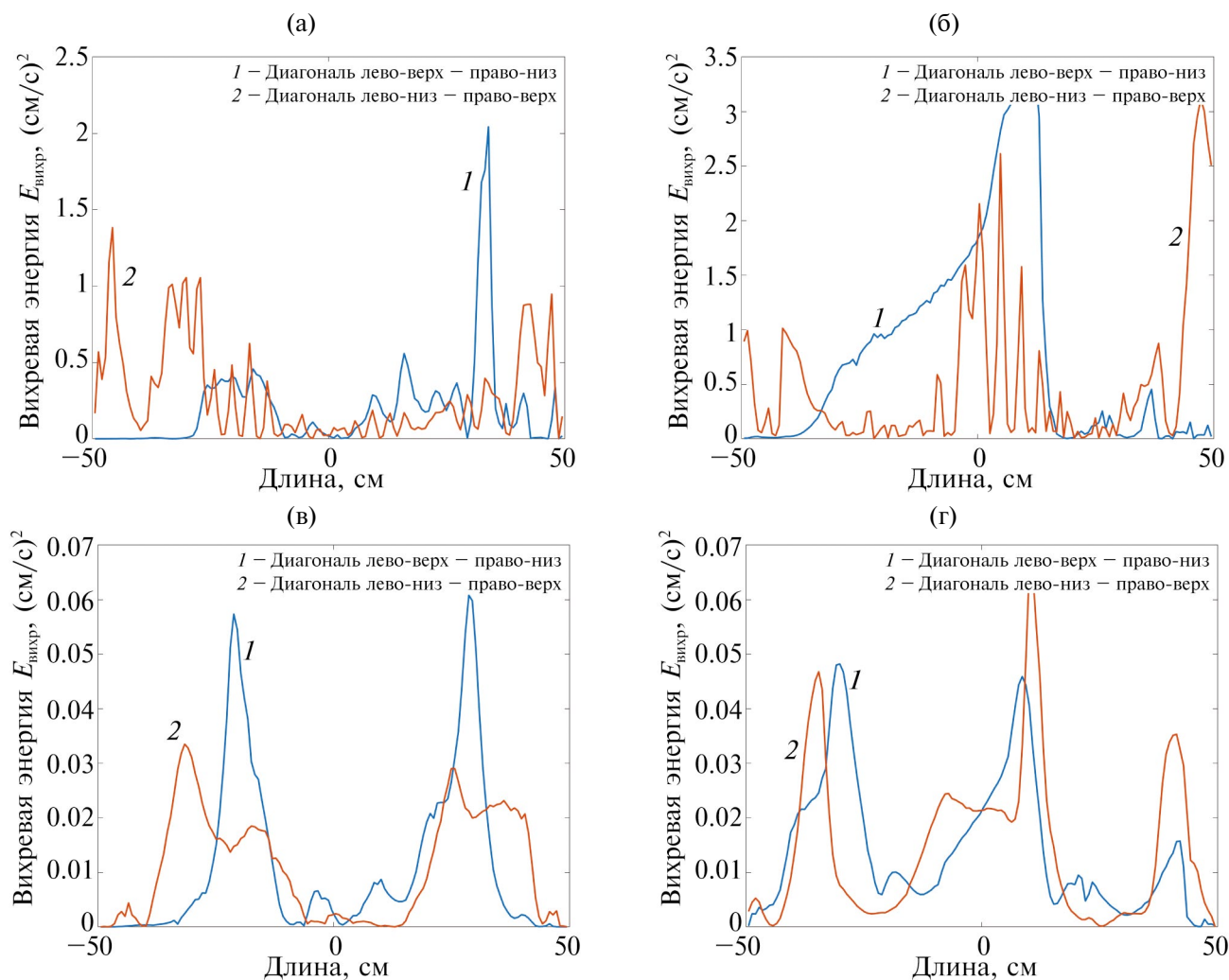


Рис. 5. Распределения вихревой энергии по диагонали ванны на поверхности мелкой (а), (в) и глубокой (б), (г) воды. Рис. а, б — стационарное состояние при включенной накачке, рис. в, г — через 60 с после выключения накачки.

ном пространстве. Примерно в этом интервале на распределении $E(k)$ (рис. 4б) и наблюдаются небольшие особенности.

ЗАТУХАНИЕ ЭНЕРГИИ И ЭНСТРОФИИ ПОСЛЕ ВЫКЛЮЧЕНИЯ НАКАЧКИ

Обратимся теперь к зависимостям от времени энергии и энтропии вихревого движения и после выключения накачки. Полные исходные зависимости были приведены в работе [7].

Мелкая вода

На рис. 6а показана зависимость энергии вихревого движения в диапазоне волновых чисел $0-5 \text{ см}^{-1}$ от времени $E_k(t)$ после выключения накачки при разных амплитудах волн накачки. Нужно отметить, что энергия вихревого движения затухает по экспоненциальному закону с характерным временем, равным $\tau_z \approx 58 \text{ с}$ при всех амплитудах накачки. Это время превосходит в 16 раз время затухания энергии волны в результате вязких потерь в объеме жидкости. При малой амплитуде волн зависимость $E_k(t)$ также близка к экспоненциальной.

В диапазоне волновых чисел $0-0.3 \text{ см}^{-1}$ наблюдается экспоненциальная зависимость $E_k(t)$ с характерным временем близким к $\tau_z \approx 58 \text{ с}$. В диапазоне больших волновых чисел $0.3-5 \text{ см}^{-1}$ энергия также затухает по экспоненциальному закону с характерным временем близким к $\tau_z \approx 49 \text{ с}$. Отметим, что абсолютные значения энергии в этом диапазоне в несколько раз меньше, чем в диапазоне $0-0.3 \text{ см}^{-1}$, т.е. энергия сосредоточена на больших масштабах. Сравнение экспериментальных графиков, представленных на рис. 6,

позволяет заключить, что на поверхности мелкой воды энергия вихревого движения сосредоточена, в основном, в больших вихрях. Они же, как видно, доминируют на рис. 2. Можно сделать вывод, что затухание вихревого движения на мелкой воде в наших экспериментах обусловлено трением о дно ванны. Это довольно удивительно: вихри на поверхности мелкой жидкости живут много дольше волн, которые их сформировали.

Глубокая вода

На поверхности глубокой воды затухание энергии вихревого движения кардинально отличается от экспоненциального процесса на поверхности мелкой воды. На рис. 7 приведены зависимости от времени затухания энергии в трех диапазонах волновых чисел: $0-5 \text{ см}^{-1}$, $0-0.3 \text{ см}^{-1}$ и $0.3-5 \text{ см}^{-1}$ при разных уровнях исходной накачки. Во-первых, отчетливо видно, что затухание энергии не носит экспоненциальный характер, зависимости $E_k(t)$ немонотонны и пересекаются. Во-вторых, зависимости $E_k(t)$ в диапазонах волновых чисел $0-5 \text{ см}^{-1}$ и $0-0.3 \text{ см}^{-1}$ подобны и близки по абсолютным значениям. Можно констатировать, что затухающая энергия также сосредоточена на больших масштабах. В диапазоне $0.3-5 \text{ см}^{-1}$ при амплитуде волн накачки равной 0.5 мм можно видеть процессы возрастания энергии в двух временных интервалах. Причиной этому могут быть вихревые течения в объеме жидкости, которые отдают часть своей энергии поверхностным структурам в результате нелинейного взаимодействия.

Рассмотрим теперь затухание энтропии после выключения накачки.

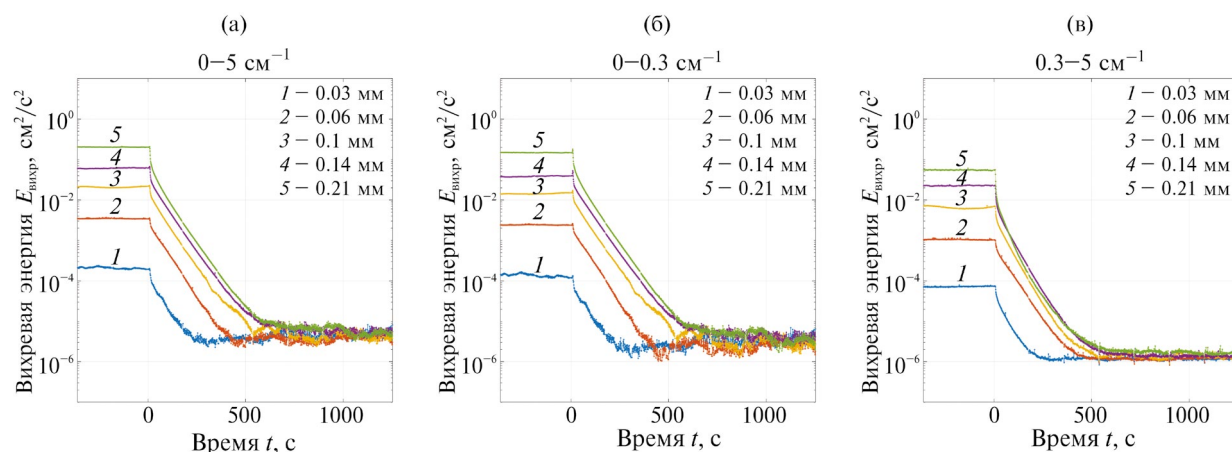


Рис. 6. Зависимость энергии вихревого движения в диапазоне волновых чисел $0-5 \text{ см}^{-1}$ (а), $0-0.3 \text{ см}^{-1}$ (б) и $0.3-5 \text{ см}^{-1}$ (в) от времени $E_k(t)$ при постоянной накачке волнами разной амплитуды и после ее выключения на глубине 2 см . Выключение накачки происходит на нулевой минуте.

Мелкая вода

На рис. 8а показана зависимость энтропии $\Phi(t)$ в диапазоне волновых векторов $0-5 \text{ см}^{-1}$ от времени $\Phi(t)$ после выключения накачки при разных амплитудах волн. Нужно отметить, что зависимость затухания энтропии $\Phi(t)$ не может быть описана экспоненциальной функцией во всем диапазоне волновых чисел. Однако в диапазоне $0-0.3 \text{ см}^{-1}$ экспериментальные кривые хорошо аппроксимируются экспоненциальной функцией с характерным временем близким к $\tau_\Phi \approx 59 \text{ с}$, рис. 8б. Это время существенно превосходит время вязкого затухания волны τ и близко к характерному времени затухания энергии τ_ϵ . Отметим также, что абсолютные значения энтропии в диапазоны волновых векторов $0-0.3 \text{ см}^{-1}$ более чем в 10 раз меньше аналогичных значений в диапазонах $0-5 \text{ см}^{-1}$ и $0.3-5 \text{ см}^{-1}$ и затухают они

не экспоненциально. То есть можно заключить, что энтропия сосредоточена на масштабах волновых чисел более 0.3 см^{-1} , а экспоненциальный характер зависимости $\Phi(t)$ относится только к вихрям большого масштаба. Отметим, что больших же вихрях и сосредоточена энергия. Поэтому, время затухания энтропии и энергии равны, так как $\Phi = \Omega^2 \sim V^2 \sim E$.

В диапазоне волновых векторов $0.3-5 \text{ см}^{-1}$ (масштаб вихрей менее длины стороны ванны) наблюдается более быстрое затухание завихренности по закону отличном от экспоненциального. Такое поведение естественно, так как малые вихри затухают быстрее больших в силу вязких потерь в объеме жидкости.

Глубокая вода

На рис. 9а представлена зависимость от времени энтропии $\Phi(t)$ на поверхности глубокой

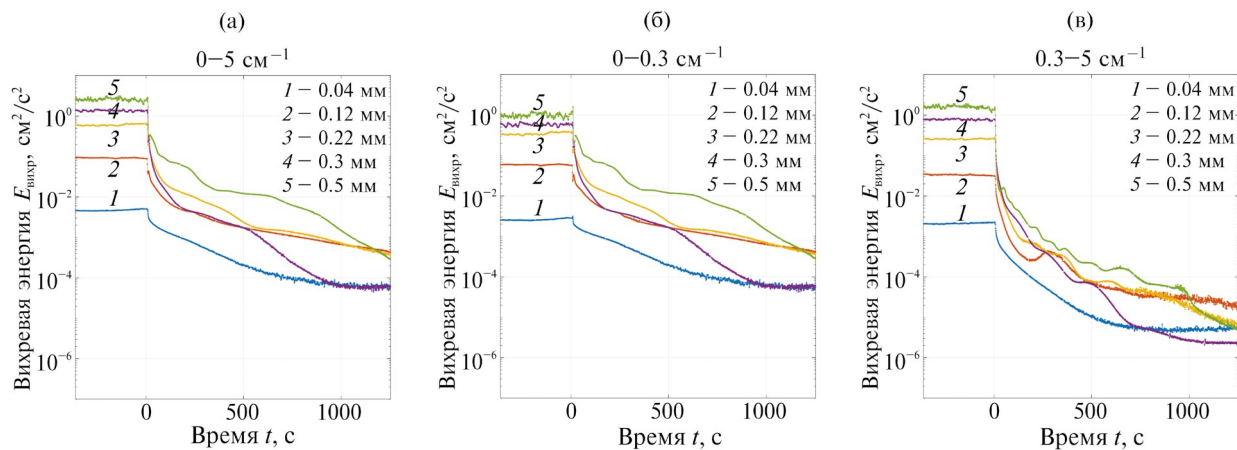


Рис. 7. Зависимость энергии вихревого движения в диапазоне волновых чисел $0-5 \text{ см}^{-1}$ (а), $0-0.3 \text{ см}^{-1}$ (б) и $0.3-5 \text{ см}^{-1}$ (в) от времени $E_k(t)$ при постоянной накачке волнами разной амплитуды и после ее выключения на глубине 19 см. Выключение накачки происходит на нулевой минуте.

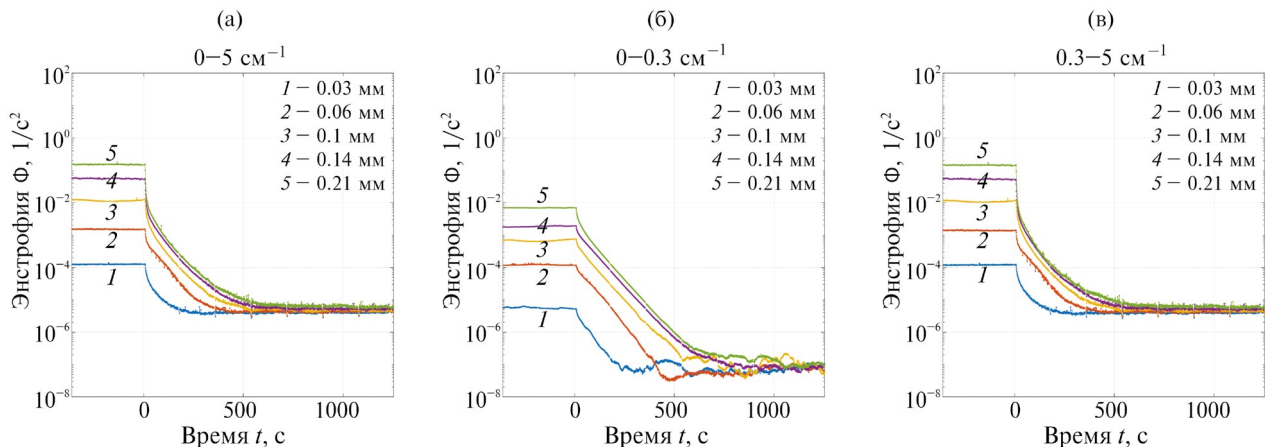


Рис. 8. Зависимость энтропии вихревого движения в диапазоне волновых чисел $0-5 \text{ см}^{-1}$ (а), $0-0.3 \text{ см}^{-1}$ (б) и $0.3-5 \text{ см}^{-1}$ (в) от времени $\Phi(t)$ при постоянной накачке волнами разной амплитуды и после ее выключения на глубине 2 см. Выключение накачки происходит на нулевой минуте.

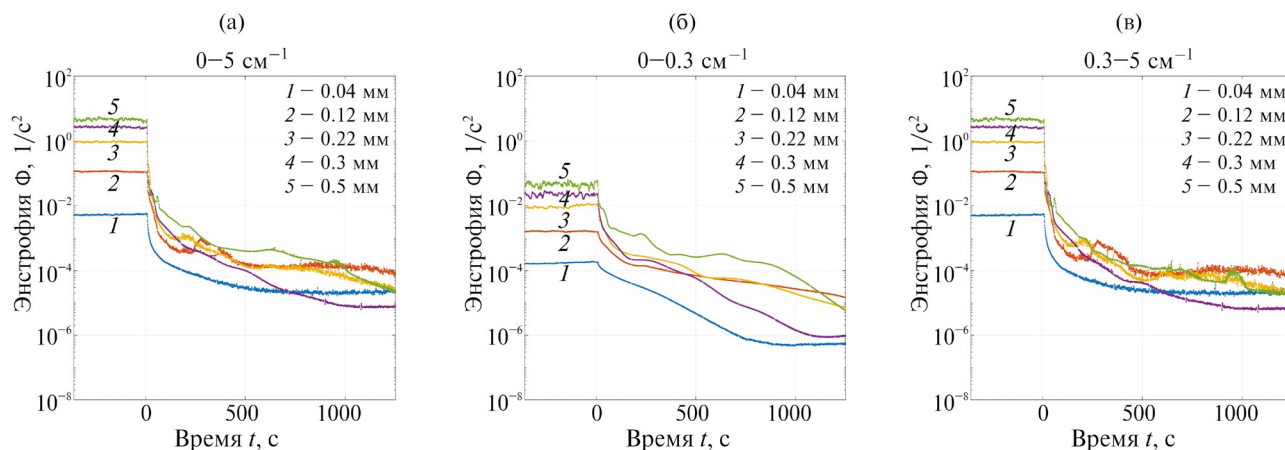


Рис. 9. Зависимость энтропии вихревого движения в диапазоне волновых чисел $0-5 \text{ см}^{-1}$ (а), $0-0.3 \text{ см}^{-1}$ (б) и $0.3-5 \text{ см}^{-1}$ (в) от времени $\Phi(t)$ при постоянной накачке волнами разной амплитуды и после ее выключения на глубине 19 см. Выключение накачки происходит на нулевой минуте.

воды в диапазоне волновых векторов $0-5 \text{ см}^{-1}$. После выключения накачки наблюдается резкое монотонное уменьшение энтропии за время около 10 с. Затем процесс затухания проходит очень медленно. В диапазоне волновых чисел $0-0.3 \text{ см}^{-1}$ (рис. 9б) при малой амплитуде волн на поверхности, экспериментальная кривая 1 может претендовать на экспоненциальную зависимость и качественно близка к зависимостям $\Phi(t)$ на поверхности мелкой воды (рис. 8б). Однако при больших амплитудах волн видно, что зависимости $\Phi(t)$ довольно далеки от экспоненциальных и отличаются от зависимостей $\Phi(t)$ полученных на мелкой воде. В диапазоне волновых чисел $0.3-5 \text{ см}^{-1}$ зависимости $\Phi(t)$ близки с зависимостями, представленными на рис. 9а. Нужно отметить, что значение энтропии в диапазоне $0-0.3 \text{ см}^{-1}$ почти на два порядка меньше, значения энтропии в диапазоне $0.3-5 \text{ см}^{-1}$.

Таким образом, можно заключить, что энтропия сосредоточена, в основном, на малых масштабах (в малых вихрях). Немонотонное поведение энтропии во всем диапазоне волновых чисел $0-5 \text{ см}^{-1}$ обусловлено взаимодействием крупномасштабных поверхностных вихревых течений с вихрями в объеме жидкости.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате проведенных исследований установлено, что затухание энергии и энтропии на поверхности мелкой и глубокой воды существенно отличаются. На поверхности мелкой воды при накачке волнами формируется один большой вихрь. После выключения накачки затухание

вихревого движения обусловлено трением о дно экспериментальной ванны, а зависимости $E(t)$ и $\Phi(t)$ при всех уровнях накачки экспоненциальные не имеют точек пересечения.

На поверхности глубокой воды при накачке формируются два больших вихря. После выключения накачки экспоненциальная зависимость наблюдается только для энергии $E(t)$ в диапазоне волновых чисел $0-0.3 \text{ см}^{-1}$ при всех амплитудах волн накачки. В остальных диапазонах волновых чисел и при всех уровнях накачки зависимости $E(t)$ и $\Phi(t)$ немонотонны и пересекаются, что свидетельствует о сильном взаимодействии поверхностных вихрей с объемными соленоидальными течениями, которое приводит к перераспределению энергии и энтропии.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в Лаборатории “Современная гидродинамика”, созданной в рамках гранта Министерства науки и высшего образования РФ 075-15-2019-1893 в ИТФ им. Л. Д. Ландау РАН, при поддержке гранта Российского научного фонда #22-22-00977

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы данной статьи заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика, т. 6, Гидродинамика. М.: Физматлит, 2003.

2. *Francois N., Xia H., Punzmann H. et al.* // Physical Review X. 2014. V. 4. No. 2. P. 021021. <https://doi.org/10.1103/PhysRevX.4.021021>
3. *Francois N., Xia H., Punzmann H., Shats M.* // Physical Review Letters. 2013. V. 110. No. 19. P. 194501. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.110.194501>
4. *Filatov S.V., Brazhnikov M.Yu., Levchenko A.A.* // JETP Letters, 2015, V. 102, No. 7, pp. 432–436. <https://doi.org/10.1134/S0021364015190054>
5. *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>
6. *Filatov S.V., Khramov D.A. & Levchenko A.A.* // JETP Letters, 2017, V. 106, pp. 330–335. <https://doi.org/10.1134/S0021364017170076>
7. *Филатов С.В., Поплевин А.В. и др.* // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, 2022, No. 12, стр. 53–64. <https://doi.org/10.31857/S1028096022120123>
8. *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>
9. *Thielicke W., Stamhuis E.* // J. Open Research Software. 2014. V. 2. No 1. P.30. <https://doi.org/10.5334/jors.bl>
10. *Filatov S.V., Aliev S.A., Levchenko A.A., Khramov D.A.* // JETP Letters, 2016, V. 104, No. 10, pp. 702–708. <https://doi.org/10.1134/S0021364016220082>
11. *Kolokolov I.V., Lebedev V.V. & Tumakova M.M.* // JETP, 2023, V. 136, No. 6, pp. 785–794. <https://doi.org/10.1134/S1063776123060122>
12. *Orlov A.V., Brazhnikov M.Yu. & Levchenko A.A.* // JETP Letters, 2018, V. 107, No. 3, pp. 157–162. <https://dx.doi.org/10.1134/S0021364018030128>
13. *Xia H., Shats M. & Falkovich G.* // Phys. Fluids, 2009, V. 21, 125101. <https://doi.org/10.1063/1.3275861>

Vortex Motion on the Surface of Shallow and Deep Water

A. V. Poplevin^{1,2,*}, A. A. Levchenko¹, A. M. Likhter³, S. V. Filatov¹, L. P. Mezhev-Deglin¹

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

²*Landau Institute for Theoretical Physics RAS, Chernogolovka, 142432 Russian*

³*Tatishchev Astrakhan State University, 414056 Astrakhan, 414056 Russian*

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

The attenuation of vortex motion on the surface of shallow and deep water is investigated. The vortex flow was formed by two mutually perpendicular waves excited by plungers at a frequency of 6 Hz (wavelength $\lambda = 5.6$ cm) on the surface of water measuring 70×70 cm and depth h . After reaching a stationary state in the vortex system, the wave pumping was switched off, and the attenuation of the surface flow was recorded. On the surface of shallow water, $\lambda/2\pi \approx h$, when the characteristic size of the vortices L exceeds the depth of the liquid, $L \gg h$, the time dependence of the energy of the vortex flow $E(t)$ is described by an exponential function at all pumping levels, and the dependence of the enstrophy $\Phi(t) = \Omega^2(t)$ has an exponential dependence only in the range of wave vectors $0-0.3 \text{ cm}^{-1}$. On the surface of deep water $\lambda/2\pi < h$, $L \approx h$ dependence $E(t)$ and $\Phi(t)$ are far from exponential in all ranges of wave numbers. At high pumping levels, the dependencies $E(t)$ and $\Phi(t)$ are nonmonotonic, which can be attributed to the influence of volumetric flows.

Keywords: nonlinear surface waves, vortices, turbulence, shallow water, deep water, attenuation, energy spectrum.