

ТУРБУЛЕНТНОСТЬ КАПИЛЛЯРНЫХ ВОЛН НА ПОВЕРХНОСТИ ЖИДКОГО ВОДОРОДА

М. Ю. Бражников, Г. В. Колмаков, А. А. Левченко*

Институт физики твердого тела
142432, Черноголовка, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 6 апреля 2002 г.

Экспериментально показано, что при возбуждении поверхности жидкого водорода на низкой частоте в системе капиллярных волн устанавливается турбулентный режим. Полученные экспериментальные результаты хорошо согласуются с теорией слабой волновой турбулентности. Парная корреляционная функция отклонений поверхности описывается степенной функцией ω^m . Показатель степени m уменьшается по абсолютной величине от $m = -3.7 \pm 0.3$ до $m = -2.8 \pm 0.2$ при изменении накачки на одной резонансной частоте на широкополосное возбуждение шумом. Измерена зависимость граничной частоты верхнего края инерционного интервала ω_b , в котором формируется колмогоровский спектр, от амплитуды волны η_p на частоте накачки. Показано, что полученные данные хорошо описываются функцией вида $\omega_b \propto \eta_p^{4/3} \omega_p^{23/9}$.

PACS: 47.27.Gs

1. МОТИВАЦИЯ

Высоковозбужденное состояние системы со многими степенями свободы, в котором имеется направленный в k -пространстве поток энергии, называется турбулентным. В режиме турбулентности система находится вдали от своего термодинамического равновесия и характеризуется существенным нелинейным взаимодействием степеней свободы, а также диссипацией энергии. Нелинейное взаимодействие приводит к эффективному перераспределению энергии между степенями свободы (модами).

Турбулентность можно наблюдать в системах, где частоты возбуждения (накачка энергии) и диссипации энергии сильно разнесены по шкале частот. К таким системам относятся ветровые волны на поверхности океана [1] и крупномасштабные течения в атмосфере Земли [2]. Взаимодействие этих двух мощных нелинейных систем в основном определяет погоду. Также к таким системам можно отнести спиновые волны в твердых телах [3] и волны в плазме [4]. Изучение особенностей распространения энергии в этих системах представляет большой интерес

как для фундаментальной нелинейной физики, так и с точки зрения практических приложений.

Капиллярные волны на поверхности жидкости представляют собой еще один объект для изучения турбулентности. Теория слабой турбулентности была развита в конце 60-х годов прошлого столетия [5]. Однако, несмотря на значительное число экспериментальных исследований по нелинейной динамике поверхностных волн, в настоящее время опубликовано лишь несколько сообщений об экспериментальных наблюдениях изотропных спектров капиллярных волн на поверхности воды, результаты которых могут быть сравнены с предсказаниями теории.

В данной работе представлены результаты исследований нелинейных капиллярных волн на поверхности жидкого водорода. Жидкий водород является подходящим объектом для экспериментов по турбулентности, поскольку он обладает относительно низкой величиной коэффициента кинематической вязкости ν и большим значением коэффициента нелинейности капиллярных волн $V \sim (\alpha/\rho^3)^{1/4}$ (α — коэффициент поверхностного натяжения, ρ — плотность жидкого водорода). Для водорода при температуре $T = 15$ К имеем $\nu = 2.6 \cdot 10^{-3}$ см²/с, $V = 9$ см^{3/4}/с·г, а для воды $\nu = 10^{-2}$ см²/с, $V = 3$ см^{3/4}/с·г при $T = 20$ °С. Это позволяет на-

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

блюдать турбулентный режим в широком частотном диапазоне. Кроме того, благодаря малой плотности, на поверхности жидкого водорода можно возбуждать колебания внешней силой во много раз меньшей, чем для воды. Это обстоятельство оказалось определяющим при использовании методики, в которой волны на поверхности возбуждаются электрическими силами. Проведенные ранее эксперименты показали [6], что поверхность жидкого водорода можно зарядить инжектированными в объем жидкости зарядами, удерживать их вблизи поверхности в течение длительного времени, а также возбуждать поверхностные волны при помощи переменного электрического поля. Важным достоинством этой методики для наблюдения капиллярной турбулентности является возможность воздействия внешней силой непосредственно на поверхность жидкости, практически полностью исключая воздействие на объем, а также высокая степень изотропности возбуждающей силы, что позволило проводить изучение турбулентности в хорошо контролируемых экспериментальных условиях.

2. ВВЕДЕНИЕ

Известно, что капиллярные волны на поверхности жидкости представляют собой пример нелинейно взаимодействующих волн и характеризуются диссипацией энергии в основном на высоких частотах из-за вязкостных потерь. Теория однородной капиллярной турбулентности изложена в работе [7]. В ней показано, что ансамбль слабо взаимодействующих капиллярных волн может быть описан в рамках кинетического уравнения, аналогичного уравнению Больцмана газовой динамики [8, 9]:

$$\frac{dn_k}{dt} + 2\gamma_k n_k = St(n_k) + F(t),$$

где n_k — функция распределения волн по волновым векторам k , $St(n)$ — интеграл столкновений, γ_k — коэффициент затухания, $F(t)$ — накачка.

Основной задачей в исследовании волновой турбулентности является нахождение закона распределения энергии системы волн по частоте, т. е. стационарного спектра энергии турбулентности E_ω . Энергию единицы поверхности жидкости E можно записать в виде

$$E = \int \omega_k n_k dk = \int \omega n(\omega) d\omega = \int E_\omega d\omega, \quad (1)$$

где ω_k — частота волны с вектором k .

Закон дисперсии капиллярных волн

$$\omega = (\sigma/\rho)^{1/2} k^{3/2}$$

носит распадный характер ($\omega'' > 0$) и, следовательно, основной вклад во взаимодействие волн вносят трехволновые процессы — распад волны на две с сохранением суммарного волнового вектора и суммарной частоты, а также обратный ему процесс слияния двух волн в одну. В системе капиллярных волн на поверхности жидкости существует частотный интервал (инерционный интервал), который ограничивается снизу частотой накачки ω_p , а на высоких частотах — вязкостным затуханием, в котором распределение энергии E_ω имеет степенной вид

$$E_\omega \propto \omega^m.$$

Согласно современной теории [4], в случае возбуждения поверхности жидкости на низких частотах, принадлежащих достаточно широкой полосе $\omega_p \pm \Delta\omega$ («широкополосная накачка», $\Delta\omega \approx \omega_p$), в k -пространстве устанавливается постоянный поток энергии Q в сторону больших частот — прямой каскад. Теория однородной капиллярной турбулентности предсказывает степенную зависимость от частоты функции распределения волн $n(\omega)$ и распределения энергии E_ω (колмогоровский спектр) в пределах инерционного интервала:

$$n(\omega) \propto Q^{1/2} \rho^{3/2} \sigma^{-1/4} \omega^{-15/6}, \quad (2)$$

что соответствует

$$n_k \propto Q^{1/2} \rho^{3/4} \sigma^{-1/4} k^{-17/4} \quad (2a)$$

в k -представлении.

Стационарное распределение энергии поверхностных волн в инерционном интервале может быть эквивалентно описано также парной корреляционной функцией в фурье-представлении

$$I_\omega = \langle |\eta_\omega|^2 \rangle$$

для отклонений поверхности от плоского состояния $\eta(r, t)$:

$$I_\omega \propto \rho^{-17/6} \sigma^{-7/12} n(\omega) \omega^{-1/3}. \quad (3)$$

С экспериментальной точки зрения наиболее удобно исследовать корреляционную функцию I_ω , а не распределение энергии E_ω , так как величина отклонений поверхности от плоского состояния $\eta(r, t)$ может быть непосредственно измерена в опыте.

При возбуждении поверхностных колебаний в широком интервале частот корреляционная функция предсказывается теорией в виде [3]

$$I_\omega = \text{const} \omega^{-17/6}. \quad (4)$$

Предсказание теорией зависимости (4) подтверждается результатом численных расчетов эволюции нелинейных капиллярных волн, проведенных непосредственно из первых принципов на основании уравнений гидродинамики [8, 9].

В случае «узкополосной накачки» ($\Delta\omega < \omega_p$), как показали расчеты [10], на зависимости I_ω формируется система эквидистантных пиков на частотах, кратных частоте накачки. Зависимость высоты пиков от частоты описывается степенной функцией с показателем степени равным $(-21/6)$:

$$I_\omega = \text{const } \omega^{-21/6}. \quad (5)$$

Следует отметить, что соотношения (4) и (5) получены для систем капиллярных волн с непрерывным спектром волновых векторов, т. е. для идеализированной бесконечной поверхности жидкости. Однако в эксперименте при ограниченном размере поверхности жидкости спектр $\omega(k)$ имеет дискретный характер. Это обстоятельство следует учитывать при сравнении реальной корреляционной функции с теоретическим предсказанием. Влияние дискретности ослабевает с ростом частоты ω , так как ширина резонансов, определяемая добротностью, возрастает быстрее, чем расстояние между ними — спектр становится квазинепрерывным. В работе [9] численными методами показано, что для дискретных систем при достаточно высоком уровне возбуждения соотношение (4) также справедливо. При понижении амплитуды накачки достигается пороговый уровень, ниже которого система находится в состоянии замороженной турбулентности, когда энергия колебаний сосредоточена в конечном интервале частот и поток энергии в области высоких k равен нулю.

Определим высокочастотный край инерционного интервала (граничную частоту) как частоту ω_b , при которой время вязкостного затухания τ_ν сравнивается по порядку величины с характерным временем нелинейного взаимодействия τ_n , $\tau_\nu \sim \text{const} \tau_n$ (кинетическое время релаксации в турбулентной системе волн), где const — некоторая безразмерная постоянная.

Характерное время нелинейного взаимодействия τ_n в системе волн турбулентного каскада определяется параметрами жидкости, а также функцией распределения капиллярных волн $n(\omega)$ и может быть записано в виде

$$1/\tau_n \propto |V_\omega|^2 n(\omega), \quad (6)$$

где $V_\omega \approx (\sigma/\rho^{3/2})\omega^{3/2}$ — коэффициент нелинейности капиллярных волн. Величина τ_n определяет харак-

терный масштаб времен релаксации возмущения по каскаду.

Известно [11], что время вязкостного затухания капиллярных волн уменьшается с ростом частоты по закону

$$1/\tau_\nu = 2\nu\omega^{4/3}(\sigma/\rho)^{2/3}. \quad (7)$$

Соотношения (6) и (7) позволяют получить зависимость частоты волны ω_b от амплитуды волны η_p на частоте накачки ω_p , при которой времена вязкостного затухания и нелинейного взаимодействия сравниваются по порядку величины (граничная частота верхнего края инерционного интервала):

$$\omega_b \sim \eta_p^\beta \omega_p^\gamma. \quad (8)$$

Величины показателей степени β и γ определяются частотной зависимостью корреляционной функции

$$I_\omega \propto \eta_p^2 (\omega/\omega_p)^\alpha.$$

В случае возбуждения поверхностных колебаний в широкой полосе частот показатель функции распределения $\alpha = -17/6$, при этом $\beta = 2.4$ и $\gamma = 19/5$. При возбуждении поверхностных колебаний спектрально узкой накачкой $\alpha = -21/6$, значение показателя β уменьшается до величины равной $4/3$, а $\gamma = 23/9$.

В последнее десятилетие было выполнено несколько надежных экспериментов на воде по изучению капиллярной турбулентности. Степенную зависимость от частоты для корреляционной функции на частотах до 1 кГц наблюдали в экспериментах [12] по измерению спектра мощности излучения, прошедшего через слой воды, поверхность которой возбуждалась на низкой частоте. Показатель степенной функции оказался близок к теоретической величине $-17/6$. В экспериментах [13], где также исследовались волны на поверхности воды, показатель степени в корреляционной функции был близок к значению -3.2 . Совсем недавно были выполнены эксперименты [14], в которых удалось наблюдать корреляционную функцию со степенной зависимостью (4) в частотном диапазоне приблизительно от 100 до 8000 Гц при резонансной накачке на низких частотах. В этой работе использовалась новая методика: амплитуда колебаний точки, создаваемой лазером на поверхности воды с флуоресцентной примесью, измерялась как функция времени.

Наши исследования показали [15], что при возбуждении заряженной поверхности жидкого водорода внешней периодической электрической силой на резонансной частоте ячейки наблюдается степенная

зависимость корреляционной функции от частоты в интервале частот от 100 Гц до 10 кГц. Показатель степени в корреляционной функции при этом был близок к значению -3.7 ± 0.3 . При возбуждении поверхности одновременно на двух резонансных частотах показатель степени уменьшался по абсолютной величине и составлял -3.0 ± 0.2 [16].

В работе [17] впервые удалось экспериментально определить граничную частоту верхнего края инерционного интервала. С ростом амплитуды волны η_p на частоте накачки ω_p граничная частота сдвигается по степенному закону (8) в сторону высоких частот с показателем степени $\beta = 4/3$, как это и следует для случая накачки в «узкой полосе».

В настоящей статье проведено более полное исследование зависимости граничной частоты инерционного интервала от амплитуды волны при трех частотах накачки. Приводятся экспериментальные доказательства влияния характера низкочастотной накачки на показатель степени в корреляционной функции.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ МЕТОДИКА

Эксперименты были проведены в оптической ячейке, которая размещалась в гелиевом криостате. Схема эксперимента показана на рис. 1. Внутри ячейки был установлен плоский горизонтальный конденсатор. На нижней обкладке конденсатора располагалась радиоактивная пластина. Водород конденсировался в стакан, образованный нижней обкладкой и охранным кольцом диаметром 25 мм и высотой 3 мм. Толщина слоя жидкости составляла 3 мм. На расстоянии 4 мм над поверхностью жидкости располагалась верхняя обкладка конденсатора — коллектор диаметром 25 мм. Температура жидкости в экспериментах составляла 15–16 К.

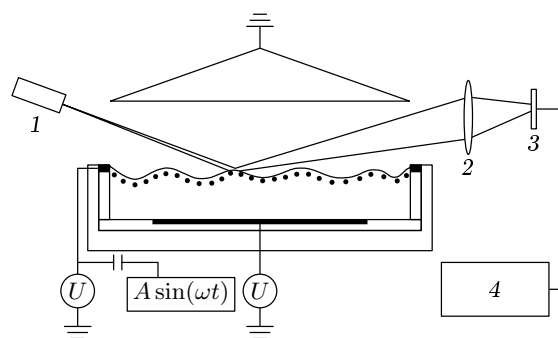


Рис. 1. Схема экспериментальной ячейки: 1 — лазер, 2 — линза, 3 — фотоприемник, 4 — АЦП

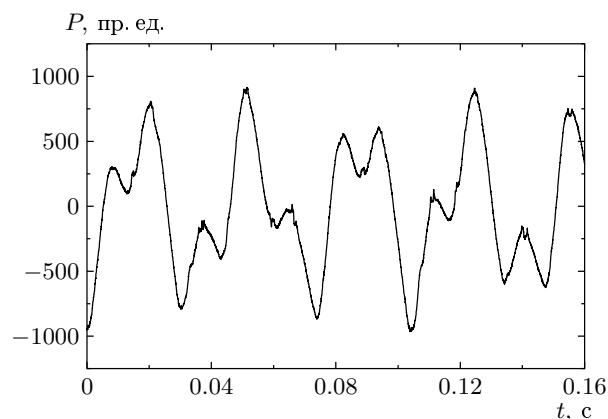


Рис. 2. Фрагмент зависимости напряжения на фотоприемнике от времени $P(t)$ при возбуждении поверхности жидкого водорода на двух частотах, 28 и 67 Гц

ра — коллектор диаметром 25 мм. Температура жидкости в экспериментах составляла 15–16 К.

Свободная поверхность жидкости заряжалась с помощью радиоактивной пластины, излучающей β -электроны в объем жидкости. Электроны, излучаемые пластиной, ионизировали тонкий слой жидкости вблизи пластины. Между обкладками конденсатора прикладывалось постоянное напряжение U . Знак зарядов, образующих квазидвумерный слой под поверхностью жидкости, определялся полярностью напряжения. В данных экспериментах изучали колебания положительно заряженной поверхности. Металлическое охранный кольцо, установленное вокруг радиоактивной пластины, препятствовало уходу зарядов из-под поверхности на стенки контейнера.

Колебания поверхности жидкого водорода (стоячие волны) возбуждались с помощью переменного напряжения, прикладываемого к охранным кольцу, в дополнение к постоянному на одной из резонансных частот.

Регистрацию колебаний поверхности жидкого водорода проводили по изменению мощности отраженного от поверхности лазерного луча. Отраженный от колеблющейся поверхности луч с помощью линзы фокусировался на фотоприемник. Напряжение на фотоприемнике, прямо пропорциональное мощности луча $P(t)$, записывалось компьютером с помощью скоростного 12- или 16-битного аналого-цифрового преобразователя в течение нескольких секунд. В работе анализировался частотный спектр P_ω полной мощности отраженного лазерного луча, получаемый фурье-преобразованием по време-

ни регистрируемой зависимости $P(t)$. На рис. 2 приведен пример записи сигнала $P(t)$ при накачке поверхности на двух резонансных частотах ω_p , равных 28 и 67 Гц.

В экспериментах применялся лазерный луч диаметром 0.5 мм, падающий на поверхность жидкости под углом скольжения около 0.2 рад. Оси эллипса светового пятна на поверхности жидкости составляли 2.5 и 0.5 мм. В работе [12] отмечалось, что при таких размерах светового пятна квадрат амплитуды Фурье P_ω^2 измеренного сигнала прямо пропорционален корреляционной функции в частотном представлении, $I_\omega \propto P_\omega^2$, на частотах выше 50 Гц.

Более подробно методики возбуждения поверхностных колебаний и их регистрации, а также процедура обработки экспериментальных данных описаны в [18].

После того как жидкий водород полностью заполнял ячейку, включалось постоянное напряжение между обкладками конденсатора. Затем определялось максимальное переменное напряжение частотой ω , при котором угол отклонения лазерного луча составлял известное из геометрических соображений значение (когда колеблющийся отраженный луч касался охранного кольца), и вычислялась максимальная амплитуда волны. В предварительных экспериментах было установлено, что амплитуда волны на частоте накачки линейно зависит от амплитуды приложенного переменного напряжения A . Поэтому амплитуды волн η меньше, чем максимальное значение, вычислялись по известным экспериментальным величинам переменного напряжения.

4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

4.1. Влияние вида накачки на зависимость корреляционной функции от частоты

Показатель степени m в корреляционной функции $I_\omega \propto \omega^m$, как это следует из соотношений (4) и (5), должен изменяться со значения $m = -21/6$ на значение $m = -17/6$ при переходе от узкополосной к широкополосной накачке. Точность измерений оказалась достаточной, чтобы надежно судить об изменении величины показателя m . Экспериментальные возможности методики позволили получить и сравнить частотные зависимости корреляционных функций для трех видов возбуждения заряженной поверхности: на одной резонансной частоте, на двух резонансных частотах и шумом в полосе, захватывающей несколько резонансов.

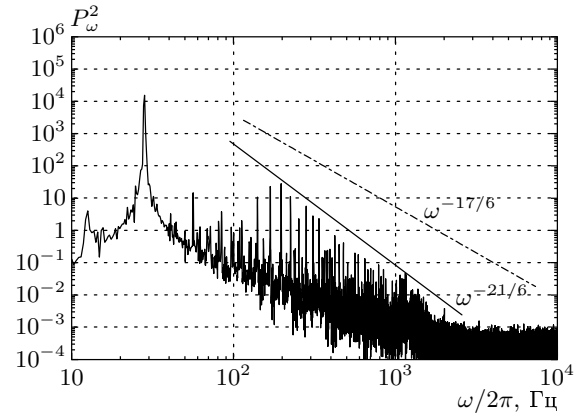


Рис. 3. Распределение P_ω^2 при накачке на частоте 28 Гц

На рис. 3 показана зависимость P_ω^2 при возбуждении поверхности на резонансной частоте 28 Гц. Видно, что амплитуда основного пика на три порядка превосходит амплитуды пиков гармоник. В частотном интервале от 28 до 200 Гц наблюдается провал на зависимости P_ω^2 . Немонотонность зависимости P_ω^2 можно отнести к особенности используемого метода оптического детектирования поверхностных колебаний [18]. Одной из причин этого, как показали наши наблюдения, может быть то, что в спектре регистрируемого сигнала P_ω на низких частотах амплитуды фурье-гармоник зависят от положения лазерного пятна на поверхности жидкости. В то же время форма высокочастотной части спектра не зависит от положения лазерного луча, так как размеры пятна значительно превосходят длины волн.

На частотах выше 200 Гц высоты пиков уменьшаются в среднем монотонно. В частотном диапазоне 0.2–2 кГц зависимость P_ω^2 хорошо может быть описана степенной функцией. Величина показателя степени, полученная усреднением по десяти измерениям, составляет $m = -3.7 \pm 0.3$. Для сравнения на рисунке сплошной линией показана функция $\omega^{-21/6}$, а штрихпунктирной линией — функция $\omega^{-17/6}$.

Оказалось, что характер возбуждения колебаний поверхностных волн существенным образом определяет зависимость P_ω^2 от частоты. При возбуждении поверхности на двух резонансных частотах полученные экспериментальные зависимости P_ω^2 хорошо описываются степенной функцией с показателем степени $m = -2.8 \pm 0.2$, что близко к теоретической величине $m = -17/6$. На рис. 4 показана зависимость, измеренная при возбуждении поверхности на двух резонансных частотах $\omega_1 = 28$ Гц и $\omega_2 = 67$ Гц (запись сигнала $P(t)$ представлена на рис. 2). На этом ри-

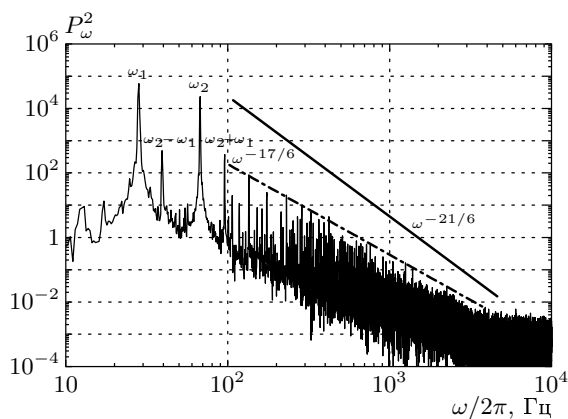


Рис. 4. Распределение P_ω^2 при накачке на двух частотах, 28 и 67 Гц

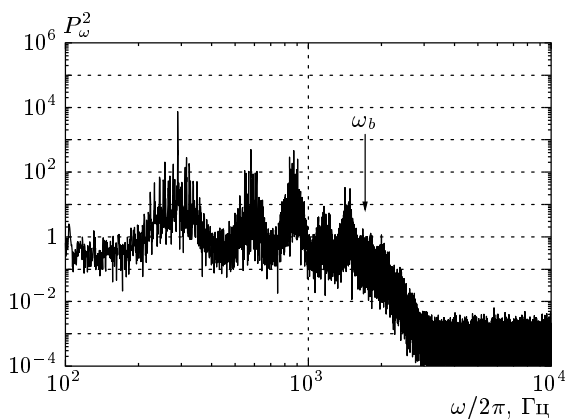


Рис. 6. Распределение P_ω^2 при амплитуде волны, равной 0.0015 мм, на частоте накачки 290 Гц

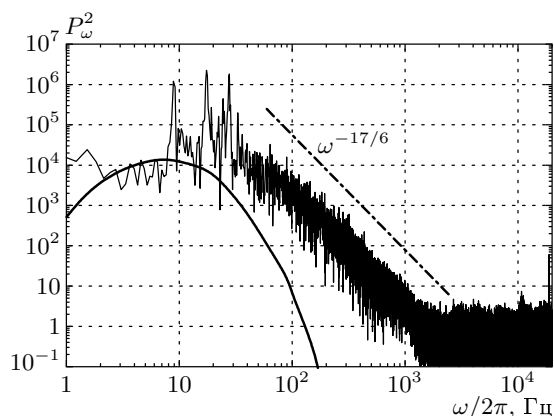


Рис. 5. Распределение P_ω^2 при накачке шумом на низких частотах. Сплошная кривая описывает распределение квадрата фурье-гармоник переменного напряжения, подаваемого на охранное кольцо (в произвольных единицах)

сунке штрихпунктирная линия соответствует зависимости $\omega^{-17/6}$, а сплошная линия — $\omega^{-21/6}$. Помимо основных пиков на кривой P_ω^2 видны пики, соответствующие комбинационным частотам $p\omega_2 \pm q\omega_1$, где p и q — целые числа.

При возбуждении поверхностных колебаний низкочастотным шумом распределение P_ω^2 оказывается близким к теоретической зависимости (4) так же, как и при возбуждении на двух частотах. На рис. 5 показано распределение P_ω^2 при возбуждении поверхности шумом в полосе частот приблизительно от 1 до 30 Гц. Сплошной линией показано распределение квадрата фурье-гармоник переменного напряжения, подаваемого на охранное кольцо, выражен-

ное в произвольных единицах. Штрихпунктирная линия соответствует функции $\omega^{-17/6}$. На рис. 5 приведен результат, полученный усреднением по трем файлам распределения P_ω^2 . Время записи сигнала $P(t)$ в этих экспериментах составляло две секунды. Распределение P_ω^2 может быть хорошо описано степенной функцией частоты с показателем степени $m = -2.8 \pm 0.2$. Как видно, экспериментальные зависимости оказываются близкими к $\omega^{-17/6}$. Это хорошо согласуется с результатом численного расчета работы [10] зависимости показателя m от характера накачки на низких частотах.

4.2. Зависимость граничной частоты от амплитуды волны на частоте накачки

Как показано ниже, распределение P_ω^2 зависит не только от вида накачки, но и от ее амплитуды. На рис. 6, 7 показаны две зависимости от частоты квадрата амплитуды Фурье P_ω^2 сигнала $P(t)$, измеренного при возбуждении поверхности на частоте $\omega_p = 290$ Гц. На рис. 6 амплитуда волны η_p на частоте накачки составляла 0.0015 ± 0.0002 мм, а на рис. 7 — $\eta_p = 0.0079 \pm 0.0008$ мм при длине волны $\lambda = 1.39$ мм. Стрелками отмечены частоты, на которых происходит резкое изменение в зависимости P_ω^2 , — край инерционного интервала. Для частоты накачки $\omega_p = 135$ Гц аналогичные результаты приведены в работе [17]. На рис. 6 граничная частота края инерционного интервала составляет $\omega_b = 1700 \pm 200$ Гц, а на рис. 7 — $\omega_b = 4200 \pm 1000$ Гц. Отчетливо видно, что при увеличении амплитуды волны граничная частота инерционного интервала сдвигается в сторону высоких частот.

Когда амплитуда волны накачки невелика, в

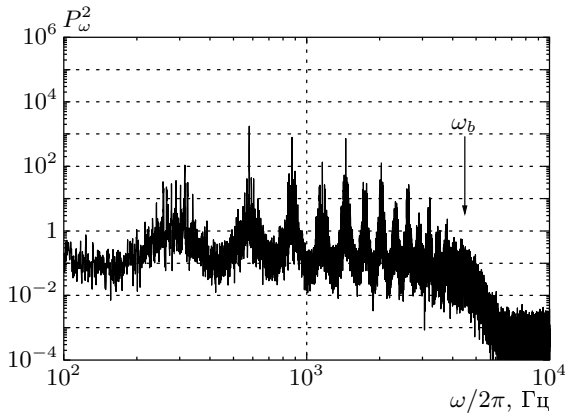


Рис. 7. Распределение P_ω^2 при амплитуде волны, равной 0.0079 мм, на частоте накачки 290 Гц

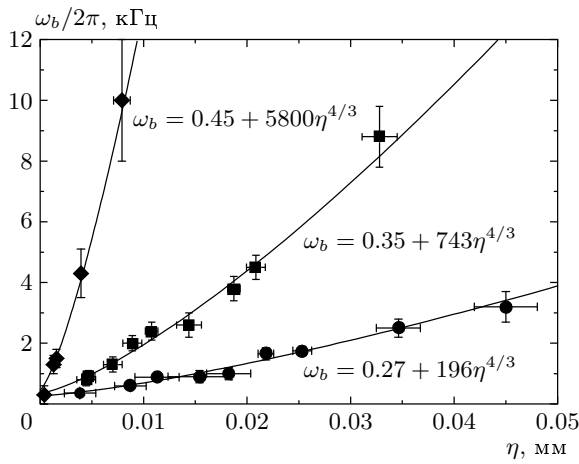


Рис. 8. Зависимость граничной частоты ω_b от амплитуды волны при частотах накачки 83 (●), 135 (■) и 290 Гц (◆) (в линейных координатах)

спектре P_ω^2 реализуется каскад, состоящий только из нескольких гармоник частоты накачки ω_p . При увеличении амплитуды волны накачки инерционный интервал расширяется и спектр P_ω^2 составляют уже десятки и даже сотни гармоник.

На рис. 8 приведены три зависимости граничной частоты края инерционного интервала ω_b от амплитуды волны η_p на частотах накачки 83, 135 и 290 Гц. Ординаты точек (частоты), показанных на рисунке, были оценены из экспериментальных графиков, аналогичных графикам, показанным на рис. 6 и 7. Амплитуды волн накачки вычислялись по известным величинам переменного напряжения, подаваемого на охранное кольцо. Видно, что экспериментальные зависимости $\omega_b(\eta_p)$ можно описать степен-

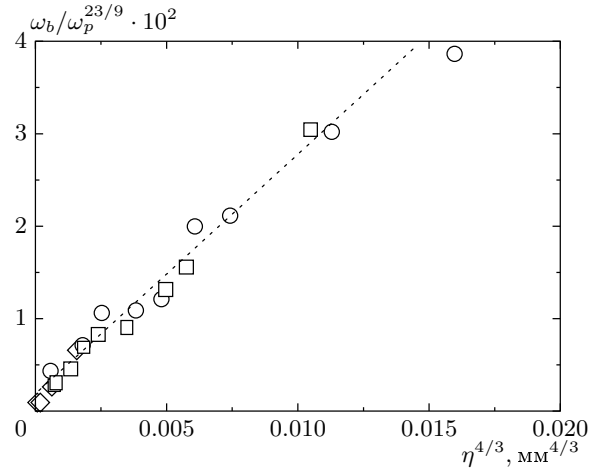


Рис. 9. То же, что на рис. 8, при частотах накачки 83 (○), 135 (□) и 290 Гц (◇) в приведенных координатах

ными функциями с показателем степени, близким к единице.

Сплошные линии на рисунке соответствуют степенным зависимостям граничной частоты инерционного интервала ω_b от амплитуды η_p , с показателем степени, равным $4/3$. Для лучшего согласия теоретической кривой с экспериментальными данными в зависимость (8) был введен постоянный член, не зависящий от амплитуды волны на частоте накачки. Из простых физических соображений понятно, что граничная частота ω_b не может быть меньше частоты накачки ω_p . Результаты подгонки показаны на рис. 8. Видно, что достигается удовлетворительное согласие между экспериментальными точками и теоретической зависимостью. Постоянный член оказался в два-три раза больше частоты накачки ω_p .

В зависимости граничной частоты ω_b от амплитуды (8) предполагается существование скейлинга по частоте накачки ω_p : экспериментальные точки ω_b , независимо от частоты накачки ω_p , должны ложиться на одну прямую в координатах $\omega_b/\omega_p^{23/9}$ и $\eta^{4/3}$ при $m = -21/6$. На рис. 9 показан результат построения экспериментальных данных в таких приведенных координатах. Можно констатировать, что экспериментальные точки для трех частот накачки хорошо ложатся на прямую линию. Это подтверждает справедливость нашего предположения об определяющем влиянии вязкости при оценке значения частоты высокочастотного края инерционного интервала.

Следует отметить, что при низких частотах накачки $\omega_p < 60$ Гц нам не удалось получить надежных зависимостей P_ω^2 с отчетливо видимым оконча-

нием инерционного интервала. Это может быть связано с недостаточно широким экспериментальным динамическим интервалом измерения сигнала $P(t)$. Нам не удалось использовать полностью амплитудный диапазон 16-битного АЦП из-за приборного шума.

5. ОБСУЖДЕНИЕ

Напомним, что в условиях, при которых выполнялись исследования, корреляционная функция прямо пропорциональна квадрату фурье-гармоники измеряемого сигнала, $I_\omega \sim P_\omega^2$. Таким образом, результаты, приведенные на рис. 3–5, показывают, что частотная зависимость корреляционной функции определяется характером возбуждения поверхности на низких частотах. При накачке на одной фиксированной частоте корреляционная функция описывается степенной зависимостью с показателем степени $m = -3.7 \pm 0.3$. Показатель степени уменьшается по абсолютной величине до $m = -2.8 \pm 0.2$ при накачке на двух резонансных частотах и шумом в полосе частот. Такое изменение частотной зависимости корреляционной функции и качественно и количественно согласуется с предсказаниями теории (формулы (4) и (5)).

Зависимость граничной частоты от амплитуды волны на частоте накачки хорошо описывается зависимостью (8) с показателем степени $\beta = 4/3$, полученной для случая узкополосной накачки. Замечательным является факт, что в приведенных координатах все экспериментальные точки удовлетворительно ложатся на одну прямую. Это согласуется с предсказаниями модели [10]. Следует отметить, что при низкой частоте накачки, $\omega_p = 28$ и 67 Гц, не удается надежно регистрировать высокочастотный край инерционного интервала.

Из соотношений (3) и (5), записав корреляционную функцию в случае узкополосной накачки в виде

$$I_\omega \propto \eta_p^2 (\omega/\omega_p)^{-21/6},$$

можно получить следующее соотношение:

$$\tau_n/\omega^{1/6} \propto \eta_p^{-2}. \tag{9}$$

В эксперименте измеряются только амплитуда волны η_p и граничная частота ω_b , а время нелинейного взаимодействия τ_n можно оценить, воспользовавшись предположением, высказанным выше, что на граничной частоте ω_b время нелинейного взаимодействия сравнивается по порядку величины с вязкостным, $\tau_n \sim \tau_\nu$. Поэтому в соотношении (9) при час-

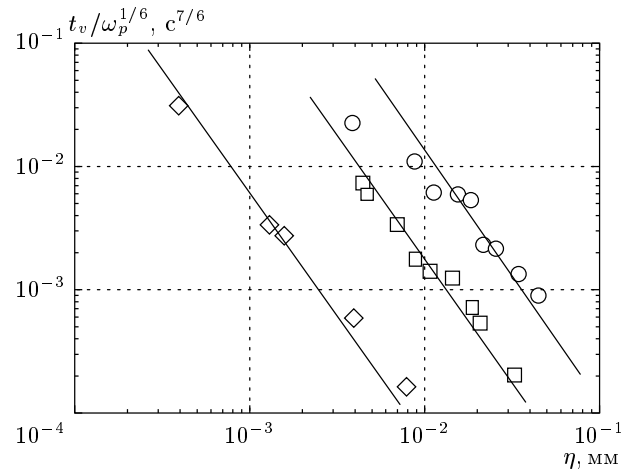


Рис. 10. Зависимость функции $\tau_\nu/\omega_b^{1/6}$ от амплитуды волны при частотах накачки 83 (○), 135 (□) и 290 Гц (◇) в логарифмических координатах

тоте $\omega = \omega_b$ время τ_n можно заменить на τ_ν , что дает

$$\tau_\nu/\omega_b^{1/6} \propto \eta_p^{-2}. \tag{9a}$$

Время вязкого затухания τ_ν на частоте ω_b вычисляется по известным значениям параметров жидкости по формуле (7). Рассчитанные значения $\tau_\nu/\omega_b^{1/6}$ как функция амплитуды волны η_p приведены на рис. 10. Видно, что экспериментальные точки удовлетворительно описываются зависимостью (9a). Это согласие лучше на частотах накачки 290 и 135 Гц, чем на частоте накачки 83 Гц.

При возбуждении поверхности в широкой полосе частот показатель степени $m = -17/6$ и соотношение (9a) превращается в

$$\tau_\nu \omega_b^{1/2} \propto \eta_p^{-2}.$$

Последнее соотношение значительно отличается от экспериментально наблюдаемой зависимости, показанной на рис. 10. Таким образом, можно заключить, что экспериментальные результаты, полученные при накачке поверхности на одной резонансной частоте, хорошо описываются в рамках модели [10].

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Впервые экспериментально показано, что характер возбуждения поверхностных колебаний на низкой частоте влияет на частотную зависимость корреляционной функции отклонения поверхности от равновесия и, следовательно, на распределение энергии по частотам колебаний поверхности. При накачке

ке на одной резонансной частоте корреляционная функция описывается степенной функцией частоты с показателем степени $m = -3.7 \pm 0.2$, что близко к теоретической величине $m = -21/6$. Это соответствует стационарному спектру турбулентности $E_\omega \propto \omega^{-13/6}$.

В случае широкополосной накачки или возбуждения поверхности на двух резонансных частотах наблюдаемый показатель степени $m = -2.8 \pm 0.2$, а теория дает величину $m = -17/6$. При этом значения показателя степени получается известный закон распределения энергии $E_\omega \propto \omega^{-3/2}$.

Экспериментально наблюдалась граничная частота инерционного интервала для развитой капиллярной турбулентности на поверхности жидкого водорода. Установлено, что инерционный интервал расширяется в сторону высоких частот при увеличении амплитуды волны на частоте накачки. Зависимость граничной частоты от амплитуды волны может быть хорошо описана степенной функцией с показателем $4/3$. Показано, что экспериментальные данные хорошо согласуются с существующей теорией слабой волновой турбулентности.

Авторы благодарны Л. П. Межову-Деглину за внимание и интерес к работе, В. Н. Хлопинскому за помощь в подготовке экспериментов и М. Т. Levinsen за полезные дискуссии. Исследования выполнены при частичной поддержке РФФИ (проект 00-15-96703) и INTAS (грант 2001-0618).

ЛИТЕРАТУРА

1. Proc. Royal Soc., Ser. A Math. and Phys. Sci. **299** № 1456 (1967).
2. С. Д. Данилов, Д. Гурарий, УФН **170**, 921 (2000).
3. В. С. Львов, *Нелинейные спиновые системы*, Наука, Москва (1987).
4. V. Zakharov, V. L'vov, and G. Fal'kovich, *Kolmogorov Spectra of Turbulence, Vol. 1, Wave Turbulence*, Springer-Verlag, Berlin (1992).
5. В. Е. Захаров, ЖЭТФ **51**, 688 (1966).
6. А. А. Левченко, Л. П. Межов-Деглин, ФНТ **22**, 210 (1996).
7. В. Е. Захаров, Н. Н. Филоненко, Ж. Прикл. Мех. Техн. Физ. **5**, 62 (1967).
8. A. N. Pushkarev and V. E. Zakharov, Phys. Rev. Lett. **76**, 3320 (1996).
9. A. N. Pushkarev and V. E. Zakharov, Physica D **135**, 98 (2000).
10. Г. Е. Фалькович, А. Б. Шафаренко, ЖЭТФ **94**, 172 (1988).
11. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Гидродинамика*, Наука, Москва (1988), стр. 345.
12. E. Henry, P. Alstrom, and M. T. Levinsen, Euro. Phys. Lett. **52**, 27 (2000).
13. W. Wright, R. Hiller, and S. Putterman, J. Acoust. Soc. Am. **92**, 2360 (1992).
14. M. Lommer and M. T. Levinsen, J. Fluorescence **12**, 45 (2002).
15. М. Ю. Бражников, А. А. Левченко, Г. В. Колмаков, Л. П. Межов-Деглин, Письма в ЖЭТФ **73**, 439 (2001).
16. М. Ю. Бражников, А. А. Левченко, Г. В. Колмаков, Л. П. Межов-Деглин, ФНТ **27**, 1183 (2001).
17. М. Ю. Бражников, А. А. Левченко, Г. В. Колмаков, Л. П. Межов-Деглин, Письма ЖЭТФ **74**, 660 (2001).
18. М. Ю. Бражников, А. А. Левченко, Л. П. Межов-Деглин, послана в ПТЭ (2002).