

Эволюция турбулентного каскада на поверхности жидкого водорода при изменении спектральной характеристики возбуждающей силы

Л. В. Абдурахимов, М. Ю. Бражников¹⁾, А. А. Левченко

Институт физики твердого тела РАН, 142431 Черноголовка, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 11 января 2009 г.

Выполнены эксперименты по исследованию модификации турбулентного каскада в системе капиллярных волн на поверхности жидкого водорода при изменении спектральной ширины шумовой возбуждающей силы. При широкополосной накачке корреляционная функция I_ω отклонений поверхности жидкого водорода от равновесия является монотонной убывающей функцией частоты. В инерционном интервале распределение I_ω хорошо описывается степенной функцией ω^{-m} с показателем m , близким к 17/6. При переходе к узкополосной накачке на каскаде I_ω формируется цепь пиков, и положение вершин пиков описывается степенной функцией частоты с показателем $m = 3.8 \pm 0.1$.

PACS: 47.27.-i, 47.35.+i

Введение. Теория волновой турбулентности [1] для системы капиллярных волн на поверхности жидкости предсказывает формирование турбулентного каскада в инерционном интервале, ограниченном областью накачки на низкой частоте и диссипативным интервалом на высоких частотах. Внутри инерционного интервала корреляционная функция отклонений поверхности от равновесного плоского состояния в фурье-представлении (турбулентный каскад) описывается степенной функцией частоты $I_\omega \sim \omega^{-m}$. Величина индекса m зависит от спектральной характеристики возбуждающей силы. При возбуждении поверхности жидкости низкочастотным шумом в широкой полосе $\Delta\omega$, то есть когда ширина полосы превосходит характерную частоту накачки ω_p , $\Delta\omega > \omega_p$, корреляционная функция I_ω описывается степенной функцией ω^{-m} с индексом $m = 17/6$. Численный расчет [2] дал величину показателя m , близкую к теоретическому значению.

Компьютерные моделирования [3] показали, что по мере уменьшения ширины полосы накачки шумом $\Delta\omega$ на турбулентном каскаде формируется ряд пиков, равноудаленных друг от друга, а их ширина линейно зависит от частоты. При накачке в узкой полосе $\Delta\omega < \omega_p$ уменьшение высоты пиков с ростом частоты описывается степенной функцией частоты с показателем степени, абсолютная величина которого на единицу превосходит величину показателя для случая накачки шумом в широкой полосе, то есть $m = 23/6 \approx 3.8$.

Наши предыдущие экспериментальные исследования на поверхности жидкого водорода показали, что спектральная характеристика возбуждающей силы определяет величину показателя степенной функции [4]. Эксперименты выполнялись на низкотемпературной оптической ячейке, внутри которой находился заполненный жидким водородом цилиндрический стакан диаметром 25 мм. Возбуждение колебаний на поверхности осуществлялось гармонической силой на резонансных частотах колебаний поверхности жидкости в стакане или шумом в широкой полосе. При возбуждении поверхности низкочастотной гармонической силой корреляционная функция I_ω представляет собой ряд узких пиков с частотами, кратными частоте накачки ω_p . Положение максимумов пиков описывается степенной функцией ω^{-m} с индексом $m = 3.7 \pm 0.3$. Если в дополнение к накачке на одной резонансной частоте добавлялось возбуждение гармонической силой на другой резонансной частоте, величина показателя уменьшалась до $m = 2.8 \pm 0.3$. Величина показателя степени также была близка к $m = 17/6$ при возбуждении поверхности низкочастотным шумом в широкой полосе. Таким образом, в этих экспериментах мы показали, что при переходе от возбуждения поверхности шумом в широкой полосе к накачке гармонической силой на одной резонансной частоте ячейки величина показателя степени уменьшается, что качественно согласуется с результатами работы [3]. Однако ранее мы не исследовали изменение частотной зависимости корреляционной функции при переходе от широкополосной накачки к узкополосной, как это было сделано в [3].

¹⁾e-mail: makc@issp.ac.ru

Поэтому основная цель настоящих исследований заключалась в подробном изучении эволюции турбулентного каскада при изменении ширины полосы $\Delta\omega$ от широкополосной шумовой накачки к узкополосному шумовому возбуждению.

Экспериментальная методика. Жидкий водород обладает несомненными достоинствами по сравнению с обычными жидкостями при изучении капиллярной турбулентности. Во-первых, отношение коэффициента нелинейного взаимодействия капиллярных волн к коэффициенту вязкости в жидком водороде на порядок превосходит то же отношение для воды, что обеспечивает более широкий инерционный интервал при равных условиях накачки. Во-вторых, можно зарядить поверхность жидкого водорода и использовать постоянное электрическое поле для компенсации гравитационного поля (тем самым смещая переход от гравитационных волн к капиллярным ниже по частоте), а переменное – для возбуждения волн.

Эксперименты выполнялись на оптической ячейке, расположенной в вакуумной полости криостата. Конструкция ячейки и порядок работы подробно описаны в [5]. Внутри ячейки был установлен цилиндрический медный стакан диаметром 60 мм и глубиной 5.5 мм. Водород конденсировали в стакан до максимального уровня. На дне стакана была закреплена радиоактивная пластина, ионизирующая тонкий слой жидкого водорода. На расстоянии 3 мм над стаканом располагалась заземленная металлическая пластина. К стакану прикладывалось положительное напряжение около 1200 В относительно земли. Под действием электрического поля положительные заряды из ионизированного слоя поджимались к поверхности жидкого водорода. Таким образом, верхняя пластина и заряженная поверхность жидкого водорода образовывали плоский конденсатор. Эксперименты проводились при температуре жидкого водорода около 15.5 К.

Волны на поверхности возбуждались переменным электрическим полем, приложенным к поверхности в дополнение к постоянному электрическому полю. В данной задаче для возбуждения капиллярных волн требовалась случайная накачка с контролируемым спектром мощности. Для формирования сигнала накачки мы использовали компьютер, цифро-аналоговый преобразователь (ЦАП) и высоковольтный усилитель. Случайный сигнал накачки синтезировался обратным преобразованием Фурье по заданному спектру мощности и случайному набору фаз. Варьируя параметры спектра мощности, мы могли изменять полную мощность и частотный диапазон накачки. Синтезированный сигнал конвертировался цифро-аналоговым преобразователем. Напряжение с

выхода ЦАП подавалось на высоковольтный усилитель. Усиленный сигнал использовался для возбуждения волн на поверхности жидкости.

Волны на поверхности регистрировались с помощью лазерного луча, отражающегося от поверхности жидкости. Осцилляции мощности в отраженном луче $P(t)$ преобразовывались фотоприемником в электрический сигнал. Усиленный сигнал измерялся 24-битным аналого-цифровым преобразователем с частотой опроса около 100 кГц и записывался в память компьютера. Измерения проводились в режиме “широкого” луча, когда характерный размер светового пятна на поверхности превосходил длины возбуждаемых капиллярных волн. В этом режиме на частотах выше ≈ 100 Гц фурье-спектр корреляционной функции I_ω прямо пропорционален квадрату фурье-спектра измеренного сигнала, $I_\omega \sim P_\omega^2$ [5].

Экспериментальные результаты и обсуждение. На рис.1 приведен фрагмент записи сигнала $P(t)$ при

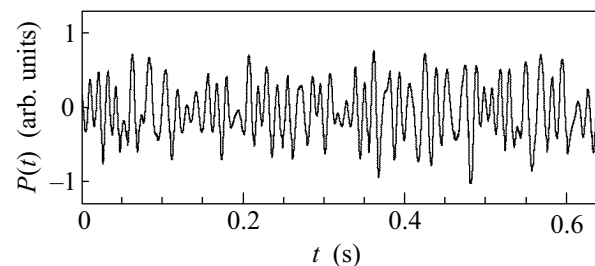


Рис.1. Фрагмент экспериментальной записи $P(t)$. Накачка случайной силой в интервале частот 39–103 Гц

возбуждению поверхности жидкого водорода шумом. Ширина полосы электрического сигнала $V(t)$, приложенного к медному стакану, составляла 64 Гц, от 39 Гц до 103 Гц, то есть поверхность возбуждалась широкополосным шумом. Максимальная амплитуда возбуждающего шумового сигнала составляла 10 В, а максимальная крутизна волн в диапазоне накачки не превышала 0.03.

На рис.2 показано распределение P_ω^2 (темно-серый график), соответствующее сигналу приведенному на рис.1. В частотном интервале от 200 Гц до 8 кГц сформировался турбулентный каскад, частотную зависимость которого можно описать степенной функцией с показателем $m = 2.8 \pm 0.1$. Для сравнения на рисунке прямой линией показана функция, прямо пропорциональная $\omega^{-17/6}$. Отклонение от степенной зависимости на высоких частотах 4–8 кГц связано с влиянием вязкостных потерь в жидкости [1, 6]. Диссипативный интервал отчетливо проявляется при понижении амплитуды возбуждающей силы. Светло-серый график на рис. 2 соответствует спектру P_ω^2 при

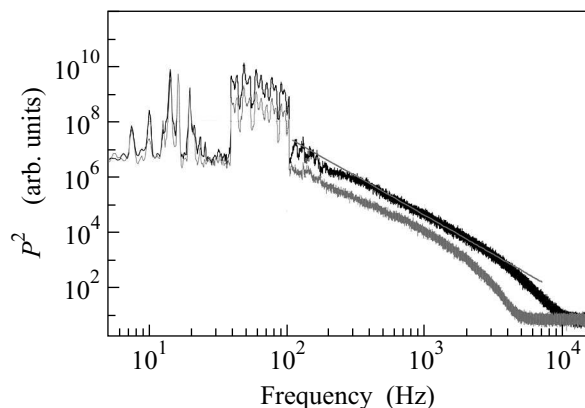


Рис.2. Турбулентный каскад на поверхности жидкого водорода при накачке случайной силой в полосе 39–103 Гц при двух уровнях накачки. Прямая линия – степенная зависимость $\omega^{-17/6}$

накачке в том же самом частотном интервале, но в два с половиной раза уменьшенной амплитудой. Частота высокочастотного края инерционного интервала уменьшился до 2 кГц. Выше 2 кГц наблюдается резкое уменьшение амплитуд колебаний, характерное для спектра в диссипативной области.

Когда ширина полосы накачки шумом $\Delta\omega$ была уменьшена относительно средней частоты накачки ω_0 , так что $\Delta\omega \approx \omega_0/2$, в спектре появилось несколько широких пиков. Распределение P_ω^2 при накачке шумом в интервале 57–89 Гц показано на рис.3. Максимальная крутизна волн, так же как для пре-

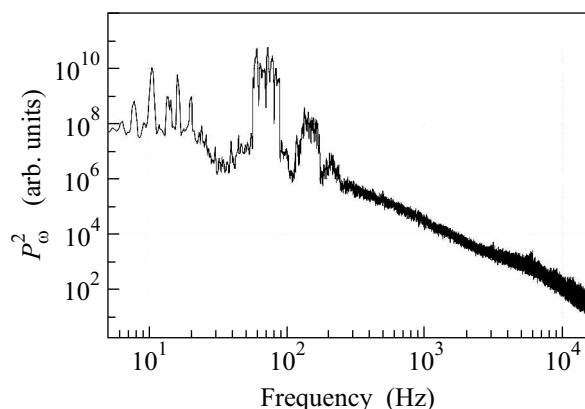


Рис.3. Спектр P_ω^2 колебаний поверхности при накачке шумом в полосе 57–89 Гц

дыдущего случая, составляла 0.03. Первый пик на частотах 57–89 Гц соответствует волнам, возбуждаемым непосредственно внешней силой. Второй и третий пики, расположенные в диапазонах ≈ 120 –170 Гц и ≈ 180 –250 Гц, соответствуют волнам, родившимся в результате нелинейного взаимодействия. Рассто-

яние между центрами пиков приблизительно равно средней частоте накачки $\omega_0 = 73$ Гц. Свыше 250 Гц сформировалось непрерывное турбулентное распределение с высокочастотным краем инерционного интервала на частоте до 6 кГц.

При дальнейшем уменьшении ширины полосы накачки пики на турбулентном каскаде становятся более выраженными, минимумы более глубокими. На рис.4 показано распределение P_ω^2 при возбуждении

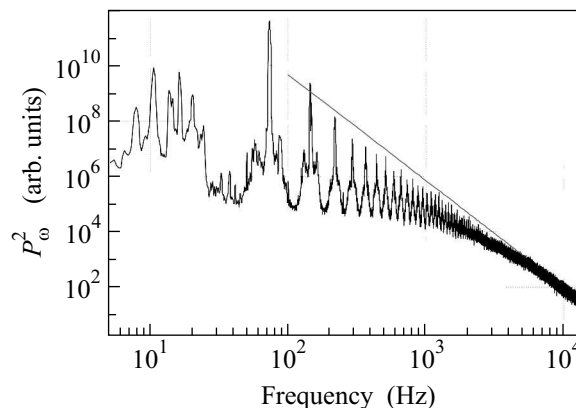


Рис.4. Спектр P_ω^2 при накачке случайной силой в полосе 71–75 Гц. Прямая линия соответствует зависимости $\omega^{-23/6}$

поверхности шумом в полосе шириной 4 Гц, от 71 Гц до 75 Гц. Около 30 пиков отчетливо проявились на турбулентном каскаде. Расстояние между центрами пиков сохранилось и равняется ≈ 73 Гц. Инерционный интервал простирается до ≈ 15 кГц. Частотная зависимость положения максимумов пиков в пределах инерционного интервала близка к степенной функции $\omega^{-3.8 \pm 0.1}$. Отметим, что разница показателей степенной зависимости для случаев узкополосной и широкополосной накачек равна 1 ± 0.2 .

Ширина пиков Δf с ростом частоты возрастает. Экспериментальная зависимость ширины пиков от частоты при накачке шумом в полосе 71–75 Гц представлена на рис.5. Очевидно, что изменение ширины пиков с ростом частоты описывается линейной функцией и наблюдается удовлетворительное согласие между экспериментальными данными и предсказанной теорией линейной зависимостью. Сплошная линия на рис.5 представляет линейную функцию $\Delta f = 0.027\omega$. Это означает, что эффективная ширина полосы накачки в системе капиллярных волн составляла около 2 Гц, в то время как ширина полосы шума, в электрическом сигнале, прикладываемом к медному кольцу, равнялась 4 Гц. Такое расхождение связано с дискретностью спектра капиллярных волн в экспериментальной ячейке и с конечной шириной

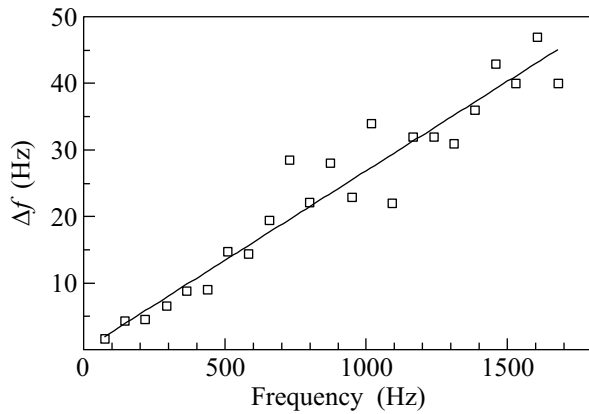


Рис.5. Зависимость ширины Δf пиков в показанном на рис.4 спектре от частоты. Сплошная линия – линейная зависимость 0.027ω

резонансных мод. Расстояние между двумя соседними резонансами на частотах около 100 Гц составляет ≈ 10 Гц при ширине резонансов ~ 1 Гц. Поэтому при накачке поверхности шумом в узкой полосе существует такое положение полосы накачки относительно резонансных частот ячейки, когда только одна резонансная гармоника может быть возбуждена. Что и наблюдается на рис.4.

Линейную зависимость ширины пиков от частоты нетрудно объяснить в рамках волновой модели. Действительно, если нелинейные волны возбуждаются в полосе $\omega_0 \pm \Delta\omega$, то из-за трехволнового нелинейного взаимодействия между ними появляются волны в частотном интервале $2\omega_0 \pm 2\Delta\omega$ и т. д. Таким образом, линейная зависимость ширины пиков от частоты должна проходить через начало координат. Исходя из этих соображений, и была построена сплошная прямая на рис.5.

Сравнивая экспериментальные данные по турбулентным спектрам при накачке гармонической силой и шумом в узкой полосе, можно сделать замечание по поводу результатов экспериментальных работ по изучению капиллярной турбулентности на поверхности жидкости с использованием виброплатформ. Например, в работе [7] в спектрах капиллярной турбулентности на поверхности воды наблюдаются довольно широкие пики. Это означает, что, несмотря на то, что виброплатформа колеблется на одной частоте, возбуждение поверхности жидкости происходит

в узкой полосе частот, а не гармонической накачкой. Поэтому частотную зависимость корреляционной функции следовало бы сравнивать с зависимостью $\omega^{-23/6}$, полученной при численном моделировании с узкополосной накачкой, а не с решением кинетического уравнения для капиллярной турбулентности $I_\omega \sim \omega^{-17/6}$.

Заключение. Эксперименты показали, что изменение спектральной характеристики возбуждающей накачки шумом (ширины полосы) приводит к качественной перестройке турбулентного каскада в системе капиллярных волн на поверхности жидкого водорода. При широкополосной накачке турбулентное распределение хорошо описывается монотонной убывающей степенной функцией частоты с показателем, близким к $m = -2.8 \pm 0.1$. В случае узкополосной накачки турбулентный каскад представляет собой ряд эквидистантных пиков, высота которых описывается степенной функцией с показателем -3.8 ± 0.1 . Экспериментально полученные значения показателей степени с высокой точностью (меньше 4%) совпадают с величинами, полученными в рамках теории волновой турбулентности.

Авторы благодарны А.В. Лохову за помощь в подготовке и проведении экспериментов, Л.П. Межову-Деглину за полезные обсуждения. Работа выполнена при поддержке грантов Российского фонда фундаментальных исследований # 06-02-17253 и # 07-02-00728, программы Президиума РАН “Квантовая макрофизика” и гранта НШ-5365.2008.2.

1. V. E. Zakharov and N. N. Filonenko, J. Appl. Mech. Tech. Phys. **8**(5), 62 (1967).
2. A. N. Pushkarev and V. E. Zakharov, Phys. Rev. Lett. **76**, 3320 (1996).
3. Г. Е. Фалькович, А. В. Шафаренко, ЖЭТФ **94**, 172 (1988).
4. М. Ю. Бражников, Г. В. Колмаков, А. А. Левченко, ЖЭТФ **122**, 521 (2002).
5. М. Ю. Бражников, А. А. Левченко, Л. П. Межов-Деглин, Приборы и Техника Эксперимента **45**, 31 (2002).
6. Г. В. Колмаков, Письма в ЖЭТФ **83**, 64 (2006).
7. E. Henry, P. Alstrom, and M. T. Levinsen, Euro. Phys. Lett, **52**, 27 (2000).